

А. М. Гришин

**МАТЕМАТИЧЕСКИЕ
МОДЕЛИ ЛЕСНЫХ
ПОЖАРОВ**

Томск — 1981

А.М. Гришин

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

Издательство Томского университета

Томск - 1981

Гришин А.М. Математические модели лесных пожаров. - Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1981, л. 16 с ил. - Цена 2 р. 40 к.

В монографии на базе обзора известных и оригинальных экспериментальных данных, понятий механики реагирующих сред и биологии получена общая математическая модель лесных пожаров, в рамках которой лес и продукты горения представляются пористо-дисперсной реакционноспособной системой.

На основе общей математической модели лесных пожаров даны оригинальные постановки задач об определении полей температур, скоростей и концентраций компонентов реагирующей среды в зоне верховых, низовых и подземных пожаров (пожаров на торфяниках). Даются понятия о контуре верхового лесного пожара и способ его определения. Приведены необходимые для математического моделирования пожаров теплофизические и термокинетические постоянные.

В качестве примеров применения общей модели решены задачи об определении полей температур, скоростей и концентраций компонентов в приземном слое атмосферы над фронтом пожара и о расчете ширины противопожарного разрыва. На основании анализа полученных результатов утверждается, что модель адекватна исследуемому явлению.

Рецензент - профессор, доктор физико-математических наук
Г.А. Тирский

Редактор - кандидат физико-математических наук Г.Г. Тиванов

Оглавление

Введение.....	6
ГЛАВА 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ.....	9
§1.1. Структура леса и типы лесных пожаров.....	9
§1.2. Краткий обзор экспериментальных данных по лесным пожарам.....	11
§1.3. О постановке натурного эксперимента в районе села Березоречка Калтайского лесхоза Томской области.....	22
§1.4. Феноменология лесного пожара.....	30
§1.5. Результаты экспериментальных исследований характе- ристик опытного лесного пожара.....	41
§1.6. Физические модели лесных пожаров.....	47
ГЛАВА 2. ОБЩАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ.....	54
§2.1. Краткий обзор математических моделей лесных пожаров.....	54
§2.2. Уравнения тепло- и массопереноса в пологом лесу для непродуваемых лесных массивов.....	64
§2.3. Уравнения тепло- и массопереноса в пологом лесу для продуваемых и ажурных лесных массивов.....	78
§2.4. Уравнения тепло- и массопереноса для описания пожаров на торфяниках.....	81
§2.5. Уравнения тепло- и массопереноса в пограничном слое атмосферы.....	83
§2.6. Структура невозмущенной атмосферы, распределение дав- ления и профиль скорости ветра для однородной гори- зонтальной подстилающей поверхности.....	88
§2.7. Начальные и граничные условия.....	93
§2.8. Основные критерии подобия и классификация лесных пожаров.....	106
ГЛАВА 3. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ И СКОРОСТИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ.....	114
§3.1. Состав лесных горючих материалов, продуктов пиролиза и их теплотворная способность.....	114

§3.2. Истинные плотности компонентов и параметры структуры пористой среды.....	123
§3.3. Теплофизические свойства лесных горючих материалов и продуктов пиролиза.....	132
§3.4. Массовая скорость высушивания лесных горючих материалов.....	141
§3.5. Пиролиз лесных горючих материалов и скорости некоторых химических реакций.....	151
§3.6. Массовые скорости образования (исчезновения) компонентов.....	165
§3.7. Коэффициенты тепло- и массопереноса в стратифицированном турбулентном потоке с учетом растительного покрова.....	170

ГЛАВА 4. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ	176
§4.1. Постановка задачи тепло- и массопереноса для двумерных и осесимметричных лесных пожаров	176
§4.2. Постановка задач о распространении двумерных верховых и пятнистых лесных пожаров.....	185
§4.3. Постановка задачи о формировании осесимметричной конвективной колонки для пятнистых лесных пожаров...	193
§4.4. Математическая модель стационарных двумерных квазиравновесных течений и качественный анализ возможности отрыва приземного пограничного слоя.....	198

ГЛАВА 5. УПРОЩЕННЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ И РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ.....	203
§5.1. Закономерности тепло- и массообмена в приземном пограничном слое при низовых пожарах.....	203
§5.2. Закономерности тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы при верховых пожарах.....	215
§5.3. Закономерности распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых пожарах.....	225

§5.4. Приближенные способы расчета характеристик конвективных колонок.....	231
§5.5. Аналитическое решение задачи о воспламенении лесного массива при верховом лесном пожаре.....	244
§5.6. Численное решение задачи об определении ширины противопожарного разрыва.....	255
§5.7. Математические модели лесных пожаров и расчет контура пожара.....	259
Заключение.....	262
Литература.....	266

ВВЕДЕНИЕ

Лес представляет собой национальное богатство нашей Родины, поэтому охрана леса от пожаров, представляя собой часть более общей проблемы - защиты окружающей среды, в то же время имеет важное самостоятельное значение. Важность и актуальность этой проблемы еще более возросли в самое последнее время, когда в соответствии с решениями XXVI съезда КПСС и соответствующим пятилетним планом резко возрастает объем хозяйственной деятельности человека в малообжитых и таежных местах (строительство БАМа, транссибирских нефте- и газопроводов и других крупных хозяйственных объектов).

Наиболее опасны верховые лесные пожары и пожары на торфяниках, так как они приносят наибольший урон окружающей среде.

В то же время сейчас нет полноценной научной основы для количественного анализа пожароопасности хозяйственной деятельности, поскольку нет завершенной математической теории возникновения и распространения лесных пожаров и пожаров на торфяниках.

Поэтому привлечение даже больших материальных и людских сил зачастую не приводит к успеху в борьбе с крупными лесными пожарами. В частности, лесные пожары, имевшие место в Европейской части РСФСР весной и летом 1972 г., прекратились только осенью, когда пошли дожди, хотя были использованы значительные силы пожаротушения.

В 1976 г. лесными пожарами была охвачена 1/7 часть территории такой большой по площади страны как Австралия. В этом же году из-за сильной летней засухи пожары имели место и в Западной Европе, в том числе и в скандинавских странах, и в Англии, где они обычно редки. Аналогичная ситуация имела место летом 1979 г. в Италии и Франции. Крупные лесные пожары в разные годы имели место и в США. В частности, в 1970 г. только в штате Калифорния огнем пройдено около 200 тыс. га лесов. Эти примеры показывают, что даже в технически развитых странах при использовании самой современной техники тушение лесных пожаров не является легким делом и не всегда заканчивается успешно.

Лесной пожар представляет собой стихийное аэротермохимическое явление, в рамках которого имеют место испарение свободной и связанной воды, пиролиз и горение лесных горючих материалов,

перенос энергии кондукцией, конвекцией и излучением.

Таким образом, отсутствие законченных научных результатов в математическом описании лесных пожаров объясняется прежде всего сложностью этого природного явления. Вместе с тем очевидно, что законы сохранения массы импульса и энергии выполняются и при лесных пожарах.

В связи с вышеизложенным большое значение для создания математической теории лесных пожаров имеет получение в рамках механики реагирующих сред основных уравнений, граничных и начальных условий, адекватно описывающих различные типы лесных пожаров.

В данной книге предлагаются основные уравнения для описания низовых, верховых и подземных лесных пожаров, возникающих при горении торфяников. Получены основные критерии подобия, на основании анализа которых делаются важные выводы о характере такого природного явления, как лесной пожар, и дается критериальное обоснование принятой в настоящее время в СССР классификации лесных пожаров. Приводятся значения теплофизических и термодинамических параметров лесных горючих материалов, граничные и начальные условия. Аналитически и численно исследован вопрос об отрыве приземного пограничного слоя в стратифицированной среде, а также дана постановка задачи о распространении нестационарной плоской струи нагретого газа в приземном слое атмосферы при лесных пожарах. Численно исследована задача о распространении горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых пожарах. Установлена аналогия между тепловой завесой и некоторыми лесными пожарами, что позволило аналитически и численно решить задачу о ширине противопожарного заслона (противопожарной полосы). Получены предварительные результаты о горении торфяников.

При разработке математической модели лесных пожаров возникло множество вопросов о динамике процесса тепло- и массопереноса. Для того, чтобы приступить к исследованию хотя бы некоторых из них, в сентябре 1979 г. был поставлен натурный эксперимент в районе села Березоречка Калтайского лесхоза Томской области. Результаты этого эксперимента позволили уточнить существовавшие ранее представления о лесных пожарах и наряду с экспериментальными данными других авторов вошли в первую главу данной книги. В конечном счете эти результаты позволили уточнить физические модели лесных пожаров.

В Томском университете разработана комплексная научная программа теоретических и экспериментальных исследований природы лесных пожаров. Цель исследований, выполняемых в рамках этой программы, - анализ принципиальных взаимосвязанных вопросов математического моделирования лесных пожаров. Для этого необходимо:

- а) создать математические модели лесных пожаров;
- б) разработать методы приближенного аналитического и численного решения уравнений, описывающих распространение лесных пожаров;
- в) разработать алгоритмы и программы численного решения основной системы уравнений для важнейших частных случаев;
- г) получить формулы для пределов воспламенения и потухания, а также скорости распространения лесного пожара, интерполирующие результаты численных расчетов;
- д) разработать программы для определения контуров лесных пожаров в различные моменты времени.

Выполнение этой программы позволит создать автоматизированную систему управления (АСУ) - "пожарная охрана лесов" по типу существующих в настоящее время АСУ - "технология" для рекомендаций директивным органам по оптимальной расстановке сил и средств пожаротушения и оптимального проведения профилактических противопожарных работ.

В данной работе почти не затрагивается вопрос о расчете контуров лесных пожаров, так как он подробно исследован в монографиях Е.Г. Горовой с соавторами [1] и Г.А. Доррера [2].

Автор благодарит сотрудников лаборатории аэротермохимии НИИ ПММ при ТГУ А.Д. Грузина, В.Г. Зверева, В.А. Калустина за проведение расчетов и помощь в написании ряда параграфов (§5.1 написан совместно с А.Д. Грузиным и В.А. Калустиним, §§5.2-5.3 - совместно с А.Д. Грузиным, §§3.4-3.5, 5.5-5.6 - совместно с В.Г. Зверевым).

Автор выражает также благодарность доценту кафедры физической механики В.П. Нелазу, старшим научным сотрудникам ВНИИ ПО Н.П. Копылову и М.А. Мотину за активную помощь в разработке единой научной программы натурного эксперимента, кандидату технических наук В.Е. Абалтусову, младшему научному сотруднику Т.Н. Немовой и инженеру Т.Д. Соичевой за проведение экспериментальных исследований по высушиванию лесных горючих материалов, а всех участников экспедиции и коллективы лаборатории аэротермохимии и кафедры физической механики - за реализацию этой программы.

ГЛАВА I. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

В данной главе описываются структура леса, типы лесных пожаров и их феноменология. Наряду с данными, полученными разными авторами при исследовании стихийных лесных пожаров, приводятся результаты исследования характеристик пожара и окружающей среды на заранее спланированном лесном пожаре в районе села Березоречка Калтайского лесхоза Томской области. Итогом этой главы являются физические модели лесных пожаров.

§1.1. Структура леса и типы лесных пожаров

Согласно современным представлениям лес является специфической системой (фитоценозом) живых и неживых компонентов, связанных между собой обменом веществ и энергии [3]. В состав фитоценоза входят разные группы и виды лесных растений (деревья, кустарники, трава, мох, лишайники и т.д.). В состав неживых компонентов — так называемый опад, состоящий из отмерших веточек, хвоинок, листьев, а также сухая трава и сухие ветки на деревьях и кустарниках. Кроме того, в состав фитоценоза включают и приземный слой атмосферы.

С точки зрения механики сплошной среды, лес представляет собой некоторый слой многокомпонентной многофазной реакционноспособной сплошной массы, обладающий неоднородными свойствами как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Как правило, лес — это многоярусная система, в состав которой входят деревья высотой выше 6 м, деревья до 6 м, ярус кустарников 2 м, кустарничков и травянистых растений от 0,1 до 0,8 м, также ярус мхов и лишайников от 3 до 15 см [4]. Верхний слой почвы называют подстилкой, совокупность кустарничков, травянистых растений, мхов и лишайников — напочвенным покровом, а самый верхний ярус, представляющий собой совокупность крон деревьев, — пологом древостоя [4]. Важной характеристикой лесного массива является его полнота, которую характеризуют объемной долей растительных материалов в единице объема многофазной сплошной среды — фитоценоза.

Неоднородность свойств леса по территории обусловлена наличием

ем разных по типу и возрасту деревьев, кустарников и напочвенного покрова.

Лесной пожар представляет собой стихийное аэротермохимическое явление, в рамках которого имеют место испарение свободной и связанной в органическом веществе воды, пиролиз и горение лесных горючих материалов, а также перенос энергии и веществ из зоны пожара в результате конвекции, излучения и кондукции.

Под зоной пожара понимается часть природной среды, внутри которой термодинамические параметры отличаются от равновесных значений, определяемых погодными условиями и типом растительности, в результате изменения температуры и состава окружающей среды вследствие физико-химических превращений во фронте пожара.

Под фронтом пожара понимается зона, в которой имеет место горение лесных горючих материалов и продуктов пиролиза. Поверхность, отделяющую несгоревший лес от фронта пожара, будем называть передней кромкой фронта, в то время как поверхность, отделяющую фронт от сгоревшего леса, — задней кромкой, или в целом пожара.

Надо сказать, что сформулированные выше определения носят достаточно условный характер, так как понятие фронта вследствие эффекта догорания продуктов пиролиза является асимптотическим. В этом отношении определение фронта пожара имеет много общего с понятием толщины пограничного слоя. Кроме того, следует отметить, что вся фитомасса леса, как правило, не сгорает. В частности, не горят стволы и крупные ветки деревьев. Поэтому термин „сгоревший лес“ несколько условен.

Введенные выше определения несколько отличаются от тех, которые используют специалисты по лесной пирологии [5]. Необходимость уточнения этих понятий связана с использованием в этой книге методов механики сплошных сред [6].

Надо сказать, что при возникновении лесных пожаров особую роль играет ярус мхов и лишайников, которые быстро высыхают, а затем легко воспламеняются. Это позволяет отнести мхи и лишайники к так называемым проводникам горения [4]. Следуя терминологии Н.П. Курбатского [7-9], проводниками горения будем называть компоненты фитоценоза, способные к самостоятельному горению. Помимо мхов и лишайников к проводникам горения следует отнести и опад.

Помимо проводников горения можно выделить класс лесных горючих материалов, поддерживающих горение. К этому классу относят [8, 9] живые травы и кустарнички, подрост и подлесок.

Особый класс горючих материалов образует валежник, который способен значительно усиливать интенсивность тепловыделения во фронте пожара и продолжительность горения [9].

Лесные пожары можно классифицировать по степени вовлечения фитомассы леса в процесс горения.

Пожар называют низовым, если он распространяется по напочвенному покрову (нижнему ярусу леса) [7].

Если огнем охвачен полог леса, то пожар называют верховым [7]. Наконец, в том случае, если горит торф под слоем почвы, то пожар называют подземным [7].

Более подробная классификация лесных пожаров приведена в работах [4, 7], где авторы используют сведения о характере распространения пожара. Если, например, фронт пожара носит размытый характер вследствие инициирования горения в результате зажигания леса горящими частицами, то говорят о пятнистых пожарах [7].

§1.2. Краткий обзор экспериментальных данных по лесным пожарам

Экспериментально и теоретически наиболее исследованы низовые лесные пожары, что прежде всего объясняется относительной простотой их физического моделирования. Этому вопросу посвящена монография Э.В. Конева [4] и большое количество статей.

В работах [10-13] экспериментально исследовался вопрос о влиянии влажности, скорости ветра, угла наклона поверхности слоя проводников горения к горизонту, толщины слоя горючего и его структуры на скорость распространения плоского фронта горения бесконечного однородного слоя хвоино... Были получены некоторые полезные эмпирические формулы. В частности, в работе [13] дается связь между скоростью горения и высотой пламени

$$\omega_r = 2,5 \sqrt{h},$$

(1.2.1)

где h измеряется в м, ω_r - в м/мин

В работе Байрама [14] получена другая формула, связывающая запас горючего m с ω_r и h :

$$h = \sqrt{m_r \omega_r}, \quad (I.2.2)$$

где m_r измеряется в кг/м², а ω_r - в м/мин.

В книге [12] экспериментально установлено, что скорость горения уменьшается с ростом влажности, растет с ростом скорости ветра и крутизны склона.

Наибольший интерес представляют экспериментальные данные для скорости горения опада хвои, полученные в работах [10, 11]. Опыты проводились в хорошо контролируемых условиях и точность измерения скорости горения достаточно высока. Установлено, что скорость горения в функции от влажности определяется формулой [11]

$$\omega_r = \omega_{r0} \frac{1+W}{1+A W}, \quad (I.2.3)$$

где ω_{r0} - скорость горения по слою при $W=0$; W - влажность ($\omega_{r0} = 3$ мм/с; $A = 15,8$).

Высота пламени убывает от 20 см для сухого материала до 3-5 см для предела горения по влагосодержанию (этот предел W равен 13%).

Зависимость скорости горения от запаса горючего m_r выражается формулой [10]

$$\omega_r = \omega_{r0} [1 - \exp(-B m_r)], \quad (I.2.4)$$

где $\omega_{r0} = 3,6$ мм/с - скорость распространения при бесконечном запасе; $B = 4$ м²/кг.

При $m_r < 0,1$ кг/м² горение слоя хвои не имеет места.

Установлено, что зависимость скорости горения от угла наклона плоскости слоя горючего к горизонтальной плоскости определяется формулой [11]

$$\omega = \frac{\omega_0}{1-C \psi}, \quad (I.2.5)$$

где при $\psi < 0$ величина $\omega_0 = \omega(0)$, $C \approx 0$; $\omega(0)$ - скорость горения горизонтального слоя горючего; при $0 < \psi < 8^\circ$, $\omega_0 = \omega(0)$,

$C = 0,012$; при $\psi > 8^\circ$ имеем $\omega_0 = 0,8 \omega(0)$, $C = 0,032$.

Параметр C при $\psi > 16^\circ$ несколько уменьшается с ростом влажности.

Согласно [11] скорость горения слоя убывает с ростом параметра $K = \frac{\rho_{\text{слой}}}{\rho_{\text{двн}}}$ по закону

$$u = u_0 (1 + 15K)^{-1}, \quad (1.2.6)$$

где $u_0 = u|_{K=0}$.

В качественном отношении результаты экспериментальных исследований [10, 11], с одной стороны, и [12, 13], с другой, согласуются друг с другом. Вместе с тем следует отметить, что в работах [10, 11] считается, что при распространении низовых пожаров решающую роль играет теплопередача из зоны реакции в результате конвекции и только 30% энергии переносится излучением, в то время как в работах [9, 13] решающая роль отводится излучению. Мнения зарубежных исследователей также разделились. Байрам [14, 16] считает, что определяющую роль при распространении низовых пожаров играет конвекция, а Ван-Вагнер - излучение [15].

Определенный интерес представляют результаты физического моделирования низовых пожаров в аэродинамической трубе квадратного сечения со стороной 3 м, изложенные в статье [16]. Рассматривалось горение слоя горючего длиной 2,4 м, шириной 0,45 м и толщиной 7,5 мм, состоящего из сосновых игл. Для определения характеристик потока у входа в трубу использовались термометр сопротивления и гигрометр. Для измерения скорости горения и температуры в фиксированных точках аэродинамической трубы использовались термопары. Установлено, что, спустя некоторое время, горение становится стационарным, причем скорость горения в отсутствие ветра линейно уменьшается с увеличением влажности горючего. Показано, что высокая скорость ветра повышает скорость распространения фронта горения, а, с другой стороны, уменьшает полноту сгорания горючего. Отмечено, что для более тонких игл скорость распространения выше, так как поверхность излучения для них больше. Вопрос о том, какой из процессов переноса тепла (конвекция или излучение) является преобладающим, в статье не обсуждается.

Таким образом, для понимания механизма тепло- и массообмена при распространении низовых лесных пожаров необходимы дополнительные экспериментальные исследования.

Предельным явлениям (зажиганию и потуханию), возникающим при

горении проводников горения, посвящено сравнительно небольшое число работ [17-21]. В работах [18, 20] рассмотрено воспламенение лесных горючих материалов. В первой из них исследовано зажигание плоского тонкого диска, выполненного из древесины или прессованных лесных материалов, потоком излучения. Опыты проводились с абсолютно сухими материалами в муфельной печи. Толщина плитки бралась 5, 7, 10 и 12 мм. В результате опытов было установлено, что плитки такой толщины воспламеняются за одно и то же время. Влияние прозрачности, теплофизических параметров и влажности горючего на характеристики воспламенения не исследовано. При температуре 650°C в печи время зажигания равно 16-22 с (в зависимости от сорта горючего). Большой интерес представляют результаты работы [20], где исследовано воспламенение свежей хвои в нагретом потоке воздуха. Данная работа тесно связана с изучением условий возникновения и распространения лесного пожара, так как в этом случае возникновение пожара обусловлено зажиганием кроны деревьев продуктами горения низовых пожаров. В работе исследована зависимость времени зажигания от скорости и температуры газового потока. Установлено, что время зажигания убывает с ростом температуры и скорости газового потока. Установлено, что нижний температурный предел газофазного зажигания для веточки сосны (500°C) ниже, чем для отдельной сосновой хвоинки. Интересно, что существует конвективный предел воспламенения: при скорости потока, превышающей этот предел, зажигание не имеет места. Этот эффект авторы объясняют уносом горючих газообразных продуктов пиролиза из высокотемпературной зоны. Показано, что время воспламенения сухой веточки на 25% меньше, чем свежей. Путем термпарных измерений установлено, что температура конденсированной фазы к моменту воспламенения примерно постоянна и равна $500 \pm 30^\circ\text{C}$, что также свидетельствует о газофазном механизме воспламенения. Показано, что если хвоинки отстоят друг от друга на расстояние более 4 мм, то они воспламеняются независимо друг от друга.

Исследованию потухания низовых лесных пожаров и отдельных проводников горения посвящены работы [19, 21, 22]. Работы [19, 21] носят прикладной характер. В первой из них анализировалось влияние инертных газов галоидосодержащих соединений и их смесей

на горение проводников горения. Опыты проводились в бомбе постоянного объема Б-150 ИХФ АН СССР. Установлено, что эффективность галогидосодержащих смесей как огнегасящих агентов мало отличается от эффективности таких инертных газов, как N_2 , CO_2 , если сравнение проводить по массовому расходу. Изучены концентрационные пределы распространения горения лесных горючих материалов. В результате проведенных исследований рекомендованы оптимальные режимы огнетушителей ОПП (скорость подачи огнегасящих агентов 1,5-4 г/с) и ОП-1 (скорость подачи 3-7 г/с).

В работе Е.К. Кисилыхова [22] исследованы пределы горения некоторых проводников горения (хвоинок). Утверждается, что, зная пределы горения отдельной хвоинки, можно определить предел горения совокупности хвоинок (напочвенного покрова). Установлено, что с ростом влажности верхний и нижний пределы горения по скорости совпадают при $W = 22\%$. Показано, что в случае, когда горение напочвенного покрова определяется горением отдельных хвоинок, его тушение можно осуществить воздушными потоками, скорость которых достаточно мала.

Серьезные экспериментальные исследования проводятся в США и других развитых капиталистических странах. С точки зрения пространственной структуры американские исследователи делят природные пожары на двумерные и трехмерные [23]. Двумерные пожары называют также пустыми. Последний термин означает, что горение происходит только во фронте^{х)} пожара, а на остальной площади его нет. К числу двумерных относятся, в частности, низовые пожары, так как, согласно [10, 11], их структура имеет вид, изображенный на рис. 1.2.1^{х)}

Из анализа структуры фронта горения следует, что все характеристики горения зависят от x , y и z , причем для установившегося процесса. При использовании системы координат, связанной с фронтом горения, поля температур и концентраций не зависят от времени t .

^{х)} В данной книге вместо термина "кромка пожара" используется термин "фронт пожара", что соответствует системе понятий, принятых в механике реагирующих сред.

^{хх)} Рис. 1.2.1 взят из работы [11] (см. рис. 2.5 на стр. 99). Ско-

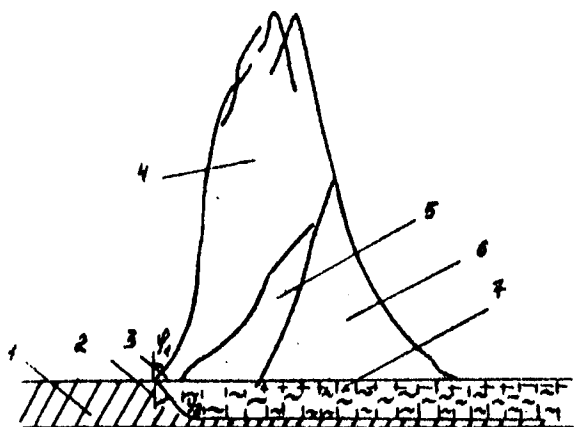


Рис. I.2.1. Структура фронта горения горизонтального слоя
в безветрие;

1 - горючий материал (хвоя); 2 - сечение поверхности, разделяющей свежее горючее от газифицирующегося; 3 - область ламинарного горения; 4 - турбулентный факел; 5 - продукты пиролиза хвои; 6 - продукты горения углеродистого остатка; 7 - зона беспламенного горения углей; 8 - декартова система координат, связанная с фронтом горения.

Большой интерес представляют результаты исследования характеристик трех опытных пожаров, осуществленных в Калифорнии на участке леса размером 40х20 м при скорости ветра 1,2-2,5 м/с [24]. Измерялись следующие характеристики лесных горючих материалов и лесного пожара:

- 1) размеры, структура и плотность лесных горючих материалов;
- 2) удельная поверхность элементов (например, отношение поверхности хвоинки к ее объему), глубина и плотность слоя горючего;
- 3) структура и распределение по опытному участку лесных горючих материалов до и после эксперимента;
- 4) угол наклона местности, направление и скорость ветра;
- 5) температура, влажность и атмосферное давление в окружающей среде;
- 6) скорость распространения фронта пламени;
- 7) высота и угол наклона пламени, ширина фронта пламени;
- 8) изменение температуры в различных точках опытного участка с изменением времени.

Использовались термопарные измерения, киносъемка в видимом и инфракрасном диапазонах спектра излучения. Снимки показали, что источники видимого и инфракрасного излучения практически совпадают. Измерения температуры на поверхности почвы и на высотах 0,15 ; 0,61 и 1,52 м говорят о том, что максимум температур, равный 1273 К, достигался на поверхности почвы, а самая низкая температура во фронте пожара реализовывалась на высоте 1,52 м и достигала 953 К. Следовательно, в данном случае имел место интенсивный низовой пожар. Полученные данные были использованы для создания полумпирической математической модели низового лесного пожара.

Наблюдения за стихийными лесными пожарами показали, что закономерности их распространения в значительной мере определяются взаимодействием продуктов горения с приземным слоем атмосферы. Было установлено, что при интенсивных лесных пожарах

рость распространения фронта горения лежит в плоскости рисунка, а сам фронт перпендикулярен этой плоскости

(низовых и верховых) образуется струя газообразных и дисперсных продуктов горения - конвективная колонка. Очевидно, что для двумерности лесного пожара необходимо, чтобы течение в приземном слое атмосферы с учетом образовавшейся конвективной колонки было двумерным.

Согласно [25] тип структуры зависит от количества сухого органического вещества, сгорающего на единице длины фронта пожара в единицу времени. В частности, если сгорает меньше 1 кг в минуту с погонного метра фронта, то над ним на небольшую высоту поднимаются пульсирующие клубы дыма. Такая ситуация характерна для низовых пожаров. Пожары, при которых скорость сгорания достигает нескольких килограммов в минуту, уже можно считать трехмерными, так как в этом случае формируется мощная конвекционная колонка, высота которой равна 1000-1500 м. Взаимодействие этой колонки с ветром приводит к трехмерному полю скоростей, температур и концентраций компонентов над фронтом пламени, что в конечном счете и позволяет считать данный пожар трехмерным. Наконец, при скорости выгорания до десятков килограммов в минуту с погонного метра образуются мощные конвективные колонки, простирающиеся в высоту на несколько километров, а иногда вплоть до тропопаузы. Такая ситуация реализуется, в частности, для сильных верховых лесных пожаров.

В работе [25] приведены результаты исследования низовых и верховых лесных пожаров в полевых условиях. Наблюдения за относительно слабым низовым пожаром (запас горючего $m = 0,4-0,6$ кг/м²), организованным на площади 2 га, показали, что при безветрии или слабом (до 2 м/с) ветре могут образовываться конвекционные колонки высотой 300-400 м. При скорости ветра 3 м/с конвекционные колонки не образуются. Для интенсивного лесного пожара, организованного на площади 20 га в сосняке, пораженном сибирским шелкопрядом (запас горючего 5-10 кг/м²), при скорости ветра 3 м/с ось конвекционной колонки не отклонялась от вертикали. До высоты 200-300 м колонка состояла из пульсирующих клубов дыма, а выше имела вид вертикальной струи, оканчивающейся на высоте 1500-1800 м остроконечной шапкой, на вершине которой затем образовывалось кучевое облако.

С увеличением скорости ветра до 6-7 м/с конвекционная ко-

лонка отклонялась от вертикали на 45° , исчезал струйчатый характер течения, в результате чего она вырождалась в совокупность пульсирующих клубов дыма. Было обнаружено, что быстрое распространение горения обусловлено образованием новых очагов перед фронтом пожара в результате выпадания горящих головешек. Над новыми очагами пожара образуются небольшие конвекционные колонки; если расстояние между очагами пожара не превышает 50 м, эти колонки смыкаются на высоте 50-100 м. Установлено, что вовлечение головешек в конвекционную колонку происходило с горящего сухостоя и затем выбрасывались перед фронтом пожара на расстояниях от 40 до 500 м. Подъема горящих углей с поверхности земли не наблюдалось. Результаты этих исследований обобщены в монографии [5].

В результате использования метода физического моделирования и последующей обработки экспериментальных данных установлено, что вертикальная скорость газообразных продуктов горения на высоте древостоя описывается формулой

$$U_p = 1,3 J^{0,334} \text{ м/с}, \quad (1.2.7)$$

где J - интенсивность пожара, которая имеет размерность ккал/м мин и характеризует количество энергии, выделившейся на единице длины кромки пожара за единицу времени.

Показано, что скорость в конвективной колонке увеличивается до 1/4-1/3 ее высоты. Изменение вертикальной скорости потока с высотой зависит от отношения ширины фронта пожара к длине кромки пожара. Много внимания в работе уделено возможности появления пятнистых лесных пожаров. Установлено, что они могут иметь место только при интенсивности пожара $J \geq 40000$ ккал/м мин.

Показано, что пятнистые пожары распространяются в результате высева горящих частиц перед фронтом пожара и последующим воспламенением подстилки и лесных горючих материалов в нижнем ярусе леса. Было обнаружено, что для возникновения пятнистых пожаров необходимо также, чтобы:

- 1) конвективная колонка прижималась ветром к кронам деревьев лесного массива;
- 2) выпадающие на подстилку частицы имели запас энергии, достаточный для зажигания лесных горючих материалов.

В случае отсутствия ветра пятнистые пожары также могут иметь место, если высота подъема горящих частиц не настолько велика, чтобы они сгорали в воздухе.

В результате модельных экспериментов было установлено, что наиболее пожароопасны кусочки сосновой древесины диаметром от 5 до 12 мм, которые при вертикальной скорости газообразных продуктов горения от 4,3 до 6,7 м/с попадают в приземный слой атмосферы. При полете эти кусочки горят в беспламенном режиме. Утверждается, что для пожаров с интенсивностью до 100 тыс. ккал/м.мин и скорости ветра от 2 до 6 м/с наибольшее удаление пятнистых загораний не превышает 300 м (наиболее характерно расстояние 100-200 м). Количество возгораний при приближении к фронту пожара сильно возрастает.

Приводятся данные по скоростям распространения низовых и верховых пожаров. Устанавливается связь между высотой пламени низового пожара $H_{\text{нп}}$ и скоростью его распространения ω (см. табл. 1.2.1).

Таблица 1.2.1

$H_{\text{нп}}, \text{ м}$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$\omega, \text{ м/мин}$	0,6	1,3	2,2	3,6	5,4	7,0

Видно, что с ростом высоты пламени скорость распространения низового пожара растет, однако она, как прагматично, не превышает 7 м/мин (400 м/ч).

Утверждается, что скорость распространения крупных верховых пожаров в 10-20 км/ч может достигаться только в исключительных случаях. В среднем же даже скорость распространения интенсивных верховых пожаров при сильном ветре не превышает 3 км/ч. Эта оценка подтверждается ссылками на литературные данные, соответствующие конкретным крупным пожарам [5].

В работе [5] даются конкретные рекомендации и способы борьбы с низовыми и верховыми лесными пожарами.

К числу трехмерных следует отнести и большие городские пожары. Иногда горят, например, целые города. Такое явление наблюдалось после атомной бомбардировки Хиросимы и массовой бомбардировки Гамбурга во время второй мировой войны. Анализу больших пожаров посвящен содержательный обзор Ли [23]. Из этого обзора

следует, что картина течения нагретых воздуха и продуктов сгорания аналогична той, что наблюдается при мощных верховых лесных пожарах, причем горящие конденсированные частицы могут подниматься вверх вплоть до тропопаузы (до 15 км) и выбрасываться на расстояниях 5-10 км перед фронтом пожара. Такие крупные пожары сопровождаются возникновением мощных вихрей, обусловленных перепадом температур больших масс воздуха в зоне пожара.

Два альтернативных механизма тепло- и массопереноса в этих вихрях описаны в [26]. В ней рассмотрены и обобщены данные по возникновению на территории Японии за последние 100 лет крупных смерчей, обусловленных в конечном счете крупными (массовыми) пожарами. Наиболее крупный смерч такого сорта был зарегистрирован в 1924 г. при пожаре норвежского танкера в порту Канто. Максимальная вертикальная скорость в центральной зоне смерча составила 100 м/с, диаметр поперечного сечения - 10 м, а высота конвективной колонки - 6 км.

Утверждается, что основным средством борьбы со смерчами является прицельное бомбометание с самолета или обстрел смерча специальными снарядами, взрывающимися в воздухе.

Определенный интерес представляют экспериментальные исследования течений в приземном слое атмосферы [27-29]. Очевидно, что методы экспериментальных исследований, развитые в метеорологии, можно использовать и при экспериментальном исследовании влияния лесных пожаров на окружающую среду. Особый интерес представляют экспериментальные данные по аэродинамике лесных массивов, приведенные в работе [28]. Утверждается, что лесные массивы можно разбить на ажурные, продуваемые и непродуваемые. Степень деформации профиля ветра и коэффициенты сопротивления для таких типов лесов существенно различаются.

На наш взгляд, важное значение имеет дальнейшее развитие бесконтактных методов измерения характеристик лесных пожаров, основанных на использовании приемников и генераторов излучений [30, 31].

Завершая обзор, отметим, что ни в одной из прореферированных выше работ не дано полной картины развития реального лесного пожара, не указан определяющий механизм теплообмена (конвекция или излучение), почти нет количественных данных по параметрам конвективных колонок, полностью отсутствуют данные о количестве и сред-

нем размере конденсированных частиц дыма, а также о составе газообразных продуктов горения при лесных пожарах и влиянии лесного пожара на окружающую среду.

Для получения этих данных Томским государственным университетом совместно со Всесоюзным научно-исследовательским институтом противопожарной обороны в сентябре 1979 г. на участке леса, подлежащем лесопромышленной разработке, был проведен натурный эксперимент. Основные результаты этого экспериментального исследования будут приведены ниже.

Близкое по тематике экспериментальное исследование массовых пожаров в деревнях проводилось силами тех же коллективов в сентябре 1978 г. в заброшенном поселке Березовка Пермской области [32].

§1.3. О постановке натурного эксперимента в районе села Березоречка Калтайского лесхоза Томской области

Лесной пожар представляет собой стихийное аэротермохимическое явление. В [33] показано, что для аэротермохимических явлений полное физическое подобие модели и натуры осуществить невозможно.

Поскольку в результате изучения литературных источников не удалось найти всех данных, необходимых для создания физической и математической моделей лесных пожаров, а полное физическое моделирование лесных пожаров в лабораторных условиях невозможно, то в сентябре 1979 г. был поставлен эксперимент в полевых условиях.

Основные вопросы научной программы эксперимента:

1) Исследование условий возникновения верховых и интенсивных низовых пожаров.

2) Исследование динамики развития процесса пожара в целом и формирование конвективной колонки в частности.

3) Анализ влияния пожара на состояние окружающей среды.

4) Определение состава газообразных продуктов горения и оценка дисперсности конденсированных частиц дыма.

5) Выявление факторов, влияющих на нестационарность процесса тепло- и массопереноса при лесном пожаре.

6) Апробация методик измерения температуры и тепловых потоков во фронте пожара.

7) Разработка и апробация методики определения скорости распространения верховых и низовых пожаров.

Таким образом, эта программа научных исследований была нацелена на получение фундаментальных закономерностей и фактов для уточнения основной физической модели лесных пожаров. Очевидно, что в данной программе сформулированы далеко не все вопросы, волнующие теоретиков, так как список вопросов в конечном счете определялся материально-техническими возможностями экспедиции.

Наряду с фундаментальными вопросами, сформулированными выше, в программу натурного эксперимента входили следующие прикладные исследования:

1) исследование механизма перехода верхового пожара на деревянные строения, имитирующие здания пятой степени огнестойкости;

2) опытная проверка эффективности профилактических противопожарных минерализованных полос;

3) опытная проверка эффективности профилактической обработки лесных массивов, прилегающих к зоне пожара, раствором бишофита.

Эти исследования проводились в интересах Всесоюзного научно-исследовательского института противопожарной обороны и Томской базы авиационной охраны лесов. Сотрудники этих учреждений принимали участие в подготовке и проведении натурного эксперимента вместе с сотрудниками Томского университета.

Таким образом, поставленный эксперимент был комплексным как по составу участников, так и по целям исследования.

Планирование эксперимента началось с создания научно-производственной программы, которая была разработана и утверждена в период с февраля по май 1979 г. Она включала в себя не только научные вопросы, сформулированные выше, но и вопросы материально-технического оснащения экспедиции. Многие вопросы научно-производственной программы были уточнены после того, как в июне 1979 г. был выбран опытный участок леса. При выборе опытного участка имелось в виду, что эксперимент должен не только обеспечить выполнение научной программы, но и принести минимальный материальный и экологический ущерб.

Поэтому участок выбирался, исходя из следующих требований:

а) лес должен быть многоярусным и хвойным, с преобладанием

сосны;

б) возраст леса 60-100 лет;

в) участок леса должен быть вытянут в направлении господствующего ветра;

г) участок леса должен носить по возможности островной характер и после эксперимента использоваться для лесопромышленной разработки;

д) опытный участок должен находиться вблизи от жилья, источников электроэнергии и водоснабжения, а также иметь удовлетворительные подъездные пути.

Первые три требования обеспечивают типичность лесного участка и метеоусловия, благоприятствующие возникновению пожара. Что касается последних двух требований, то они обусловлены требованием минимума затрат на проведение эксперимента.

Перспективные участки выбирались по лесоустроительным картам, осматривались с вертолетов и самолетов, а затем обследовались наземным способом.

В июне 1979 г. окончательно для эксперимента был выбран основной участок соснового леса в возрасте 60-100 лет площадью 3,5 га на небольшом песчаном холме. Перепад высот на участке не превышал трех метров, на юго-западной окраине имелся молодняк в возрасте до 10 лет площадью 0,3 га. В основном лес имел простую одноярусную структуру. Вблизи участка молодняка имелась просека шириной до 100 м. Типичная структура леса изображена на рис.1.3.1.

Запас лесных горючих материалов в подстилке колебался от 1,8 до 7,2 кг/м². Преобладающим для данной местности в сентябре было юго-западное направление ветра. Наряду с сосновым участком леса в августе 1979 г. вблизи от него был выбран запасной участок.

Во время подготовки участка по его периметру были убраны деревья и кустарники в полосе шириной 50 м, снят напочвенный покров и создана минерализованная полоса шириной 20 м, а деревья по внешнему периметру противопожарной полосы были обработаны водным раствором бишофита (раствор хлористого магния) из расчета 1,5-2,0 л. раствора на 1 м² поверхности кроны.

Поскольку полнота лесного участка была невелика (его, пользуясь определением [28], можно отнести к ажурным лесным

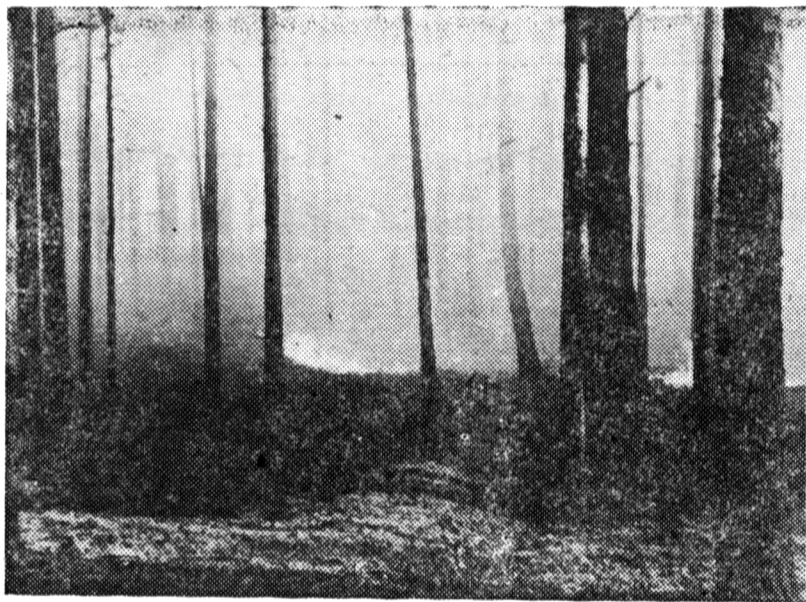


Рис. 1. 3. 1. Типичная структура леса на опытном участке
и фронт низового пожара



Рис. 1. 3. 2. Зона зажигания

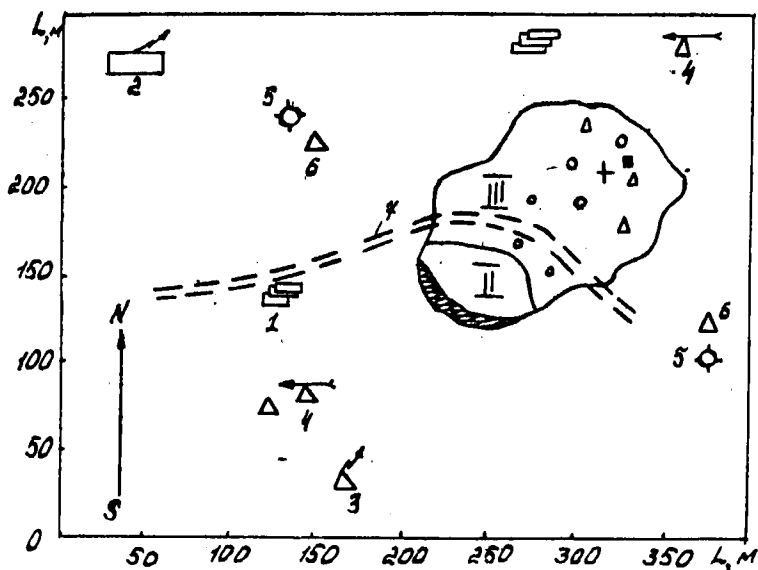


Рис. 1. 3. 3. Схема размещения измерительных устройств: I — зона инициирования пожара; II — зона подроста (сосна до 10 лет); III — основной участок; 1 — измерительные приборы; 2 — лидар «Лоза-2Б»; 3 — пункт привязного радиозондирования атмосферы и запуска шаров-пилотов; 4 — стойки градиентных наблюдений; 5 — пункты шаропилотных наблюдений; 6 — пункты размещения самописцев (барографов, термографов, гигрографов); 7 — грунтовая дорога; O — пункты размещения термопарных гребенок и датчиков тепловых потоков; Δ — газопробоотборники с термопарами; + — крыльчатый анемометр над пологом леса; □ — стационарный радиозонд для измерения метеопараметров над пологом леса

массивам) и он был рассечен грунтовой дорогой на две неравные части, то в подготовительный период деревья, убраные с противопожарной полосы, были перенесены в зону молодняка и на дорогу. В результате на участке молодняка была создана зона зажигания с повышенным содержанием лесных горючих материалов. Общий вид зоны зажигания изображен на рис. I.3.2.

По внешнему периметру противопожарной полосы были установлены метеоприборы для проведения градиентных измерений скорости ветра, влажности воздуха, давления на высотах 0,5 и 2 м, а также приборы для проведения шаропилотных наблюдений. В 200 м на юго-запад от зоны зажигания был расположен пункт привязного радиозондирования метеозлементов атмосферы (радиозонд А-22-IV). Градиентные наблюдения проводились по стандартной методике с использованием психрометров Ассмана и анемометров ИС-13. Кроме того, на лесной просеке к северо-западу от основного участка был установлен лидар "Лоза-2Б", разработанный в Институте оптики атмосферы СО АН СССР. Этот прибор позволил осуществить лазерное зондирование конвективной колонки. Внутри лесного массива в кронах деревьев, на напочвенном покрове, а также над пологом леса были установлены датчики тепловых потоков и температур, плавкие мостики и газопробозаборники, а на северной опушке выбранного участка на высоте 30 м был установлен радиозонд А-22-IV и крыльчатый анемометр. Во время эксперимента осуществлялась киносъемка процесса на черно-белую и цветную пленки. До эксперимента по стандартной методике были определены координаты точек привязки приборов и составлены планы основного и запасного опытных участков в масштабе 1:1000, на которых точно изображены лишь выбранные участки леса и снижены требования к точности изображения вне этих участков.

На рис. I.3.3 изображены план лесного участка и схема размещения измерительных устройств.

Сигналы от датчиков тепловых потоков и термопар при помощи кабелей, который закапывался в землю, передавались на измерительные приборы, расположенные на командном пункте. На стволах деревьев кабели экранировались от внешних тепловых воздействий специальной оболочкой.

Наряду с контактными (датчики тепловых потоков, термопары,

метеоприборы) и бесконтактными (лидар, фото- и киносъемка) средствами измерений характеристик лесного пожара во время пожара использовался вертолет МИ-2, с которого велась киносъемка, а его навигационные устройства использовались для измерения размеров конвективной колонки.

При подготовке эксперимента были взяты пробы лесных горючих материалов подстилки на различных участках. В дальнейшем было определено влагосодержание лесных горючих материалов W . Оказалось, что эта величина изменялась в пределах от 22 до 100% в зависимости от того, в каком месте взята проба (на высотках влагосодержание лесных горючих материалов значительно меньше, чем в низинах).

Для оптимального выбора дня проведения эксперимента подсчитывался индекс горимости Нестерова [34]

$$I_j = I_{j-1} \cdot \xi_j + t_j (t_j - T_j) \quad (I.3.I)$$

где I_j - комплексный метеорологический показатель пожарной опасности; T_j и t_j - температура точки росы и температура воздуха в 13-15 часов местного времени для текущего дня; ξ_j - коэффициент учета осадков, который равен 0, если $f_j \geq 3$ мм, или 1; если $f_j < 3$ мм, где f_j - сумма осадков за прошедшие сутки, а индекс j соответствует текущему дню.

Как показали исследования [35], пожарная опасность и интенсивность пожара возрастают с увеличением комплексного метеорологического показателя I .

В последнее время предложен более точный, но вместе с тем и более сложный способ определения пожарной опасности [35], учитывающий влажность воздуха в приземном слое атмосферы и историю процесса.

В табл. I.3.I приведены значения индекса горимости Нестерова для периода подготовки эксперимента.

Таблица I.3.I

Число месяца	I6	I7	I8	I9	20
Индекс горимости	240	327	527	740	1016

Таким образом, максимальное значение комплексного метеорологического показателя соответствует дню проведения эксперимента. Этот результат обусловлен отсутствием дождей и ростом температуры в 13 часов 20-го сентября. В табл. 1.3.2 приведены значения температуры $t_{\text{ж}}$ в градусах Цельсия.

Таблица 1.3.2

Число месяца	16	17	18	19	20
$t, ^\circ\text{C}$	17,3	15,8	14,7	12,1	21,4

Наряду с расчетом индекса горимости 19-го и 20-го сентября были проведены пробные эксперименты, основная идея которых заключалась в выяснении возможности распространения горения по кронам соснового молодняка при соответствующих метеорологических условиях. Для постановки эксперимента использовались 5 сосенок, срубленных при подготовке противопожарной полосы. Они ставились в один ряд по направлению господствующего ветра, и первая из них воспламенялась с помощью солярки и пиротехнических средств. Расстояние между кронами деревьев составляло 0,5 м, что несколько меньше, чем в реальных условиях. Тем не менее оба эксперимента закончились неудачей. Это обусловлено, на наш взгляд, отсутствием ветра.

Заключительный этап подготовки эксперимента (с 11 по 20 сентября) проводился силами экспедиции в составе четырех отрядов:

- 1) пиразимерительного;
- 2) метеоизмерительного;
- 3) рельефно-пиралогического;
- 4) аэродинамического.

Общая численность экспедиции - 40 человек.

На заключительном этапе предусматривалось изучение метеобстановки, вычисление индекса горимос и Нестерова, исследование запаса и характеристик лесных горючих материалов, размещение и настройка измерительной аппаратуры и уточнение плана эксперимента с учетом конкретных погодных условий.

Начальник экспедиции и начальники отрядов для оперативной связи друг с другом имели радиостанции. Такими же радиостанциями были оснащены сотрудник экспедиции на вертолете МИ-2, на-

чальник мехлесоотряда, осуществляющего оцепление и окарауливание зоны пожара, и начальник группы авиадесантников, которые инициировали пожар с помощью пиротехнических средств. Средства связи были апробированы в подготовительный период, но в основном использовались в день эксперимента.

Несмотря на отсутствие благоприятствующего эксперименту юго-западного ветра, было принято решение провести его 20 сентября.

Дальнейшее промедление могло привести к полной неудаче, так как, согласно прогнозам погоды, надвигался период осенних дождей.

В 14-00 20-го сентября прилетел вертолет МИ-2, и сотрудник экспедиции зафиксировал на фотографии опытный участок леса с разных сторон. В тот же день в 14 ч 19 мин зона зажигания и грунтовая дорога, разделяющая опытный участок, были политы соляжкой с целью увеличения эффективной массы лесных горючих материалов и улучшения условий зажигания. Всего было вылиты 2 тонны соляжки (в основном на зону зажигания). К этому же времени на командный пункт прибыли две пожарные машины и авиадесантники, а сотрудники мехлесоотряда оцепили опытный участок.

§1.4. Феноменология лесного пожара.

20-го сентября в момент $t_{\text{нач}} = 15 \text{ ч } 32 \text{ мин}$ по местному времени по сигналу ракеты авиадесантники зажгли горючий материал (молодые сосенки и доски, политые соляжкой) в зоне инициирования. Возникло пламя высотой до 10 м и стала образовываться конвективная колонка (см. рис. 1.4.1).

Поск лью ветра практически не было, то пламя стояло почти вертикально, а дым имел черный цвет, так как в первые моменты времени горела в основном соляжка.

Вид конвективной колонки через 3 мин после инициирования изображен на рис. 1.4.2. Анализ этой фотографии свидетельствует о турбулентности течения продуктов горения (об этом свидетельствуют беспорядочные клубы дыма). По виду конвективной колонки можно предположить, что имеет место закрученное турбулентное течение продуктов горения.

В этот момент времени на командном пункте, расположенном на расстоянии 100 м от зоны зажигания (см. схему в §1.3), ощущают-



Рис. 1.4.1. Формирование конвективной колонки после воспламенения зоны зажигания



Рис. 1.4.2. Конвективная колонка



Рис. 1.4.3. Конвективная колонка грибообразной формы, которая имела место над очагом пожара в 15 ч. 54 мин. Клубы дыма свидетельствуют о турбулентном течении в конвективной колонке и крупномасштабных турбулентных пульсациях (для оценки характерного размера пульсаций следует иметь в виду, что высота деревьев 15 м)

ся повышение температуры среды и лучистый тепловой поток. В 15 ч 35 мин. загорелся молодняк, прилегающий к зоне зажигания, и дым приобрел белесый цвет. В 15 ч 37 мин. прилетел вертолет и совершил облет зоны пожара. Ветра почти нет, а воздушный поток лопастей винта вертолета, направленный вниз, уменьшил интенсивность горения. Тем не менее пожар постепенно распространяется вглубь лесного массива. В 15 ч 49 мин сработали датчики теплового потока и термопара, смонтированные в точке №1 (см. схему в §1.3) на подстилке. В дальнейшем в 15 ч 54 мин дым стал сине-белым, так как дымообразование в основном было обусловлено горением подстилки вследствие распространения низового пожара, а конвективная колонка приняла характерную грибообразную форму (см. рис. 1.4.3).

Эта и две другие представленные выше фотографии были получены путем фотосъемок с разных точек поверхности Земли вблизи зоны пожара в различные моменты времени.

За точкой №1 имел место в основном низовой лесной пожар. Формирование фронта низового лесного пожара происходило под влиянием природных факторов (рельефа местности, метеоусловий, влагосодержания и пирологических свойств лесных горючих материалов) и начальных условий в зоне инициирования. Сперва возникли отдельные очаги низового пожара, обусловленные статистическим характером процессов горения в зоне инициирования. В дальнейшем эти очаги горения сомкнулись, и сформировался единый фронт низового пожара. Поскольку в течение эксперимента имел место слабый юго-западный ветер, то увеличение очага горения в юго-западном направлении происходило с большей скоростью и контур пожара имел вытянутую в сторону юго-запада форму. В средней части опытного пожара рельеф местности имеет сложную структуру со множеством локальных возвышений и низин. В связи с этим после прохождения фронтом пожара относительно ровного участка местности его структура изменилась, а характер процесса стал нестационарным, так как наблюдалось увеличение скорости распространения фронта низового пожара на подъемах и уменьшение - в низинах. Надо сказать, что в ряде случаев в низинах происходило потухание горения из-за повышенного влагосодержания лесных горючих материалов, и тогда фронт пожара продвигался вперед с

флангов - в обход этой низинки. Нестационарность процесса распространения горения иногда вызывалась порывами ветра. Интересно, что в этих случаях языки пламени касались подстилки перед фронтом пожара аналогично тому, как это описано в [II] .

При наличии порывов ветра протяженность факела по направлению ветра и ширина фронта низового пожара возрастали. Имели место вихревые касания пламенем поверхности слоя лесных горючих материалов, сопровождавшиеся образованием новых очагов горения. Вследствие влияния турбулентных пульсаций наклонного факела, обусловленных турбулентностью атмосферы, ширина зоны прогрева возрастала.

На рис. I.4.4 представлен фронт низового пожара на участке с относительно ровным рельефом местности, где запас лесных горючих материалов составил $1,2 \text{ кг/м}^2$. Ширина фронта пожара не превышала 30-45 см, а высота факела - 60 см.

Из анализа фотографии следует, что скорость распространения пожара в юго-западном направлении выше, в результате чего фронт пламени имеет выпуклую форму.

На рис. I.4.5 представлен фронт низового пожара при его распространении по пересеченной местности. Видно, что он раздроблен на множество локальных очагов горения.

Надо сказать, что после того, как вся площадь опытного участка была пройдена низовым пожаром, процесс горения на этом не прекратился. Наблюдалось множество очагов тления элементов напочвенного покрова, а участок леса характеризовался большой задымленностью.

На рис. I.4.6 представлена допожарная карта лесного участка с указанием запаса влагосодержания лесных горючих материалов, а на рис. I.4.7 дана карта того же лесного участка с указанием полноты сгорания.

Анализ этих рисунков позволяет понять, почему процесс горения не заканчивается одновременно с выходом фронта пожара на северо-западную границу леса. Этот эффект прежде всего связан с различным влагосодержанием топлива на различных участках, поэтому уже после того, как на отдельных участках фронт пламени вышел на границу леса, происходило высушивание влажного топлива и его последующее сгорание в режиме тления. Кроме того, в



Рис. 1.4.4. Низовой пожар



Рис. 1.4.5. Низовой пожар при его распространении по пересеченной местности

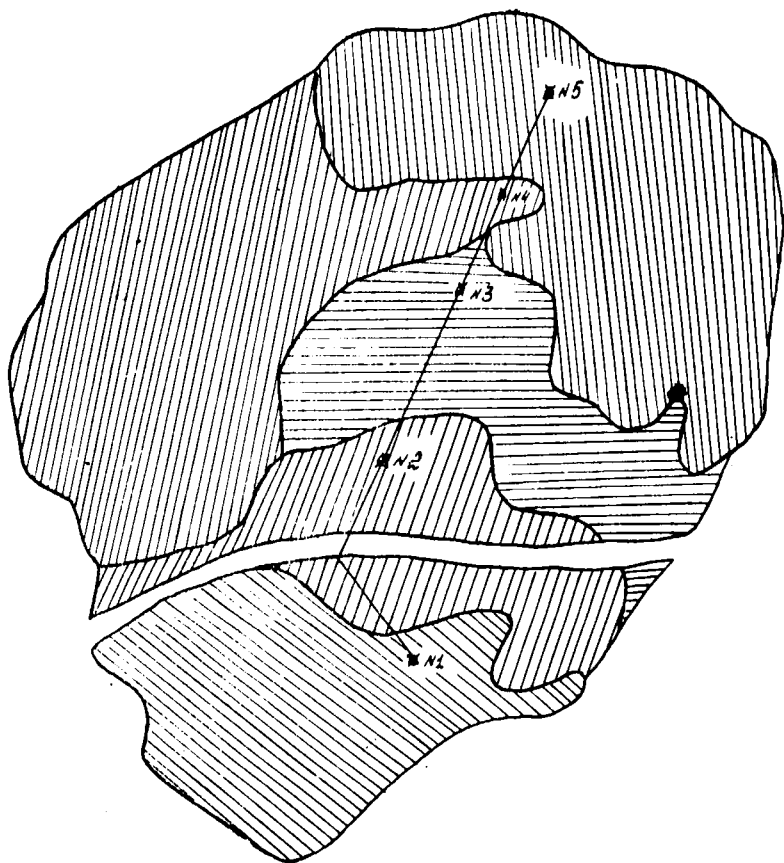


Рис. 1.4.6. Допожарная карта лесного участка с указанием запаса лесных горючих материалов в подстилке:

- N1 — $m=1,8 \text{ кг/м}^2$, $W=22-28\%$;
- N2 — $m=2,5 \text{ кг/м}^2$, $W=72-98\%$;
- N3 — $m=4,5 \text{ кг/м}^2$, $W=144-203\%$;
- N4 — $m=1,9 \text{ кг/м}^2$, $W=38-41\%$;
- N5 — $m=7,2 \text{ кг/м}^2$, $W=40-81\%$;

х — Точки размещения термонар и датчиков тепловых потоков

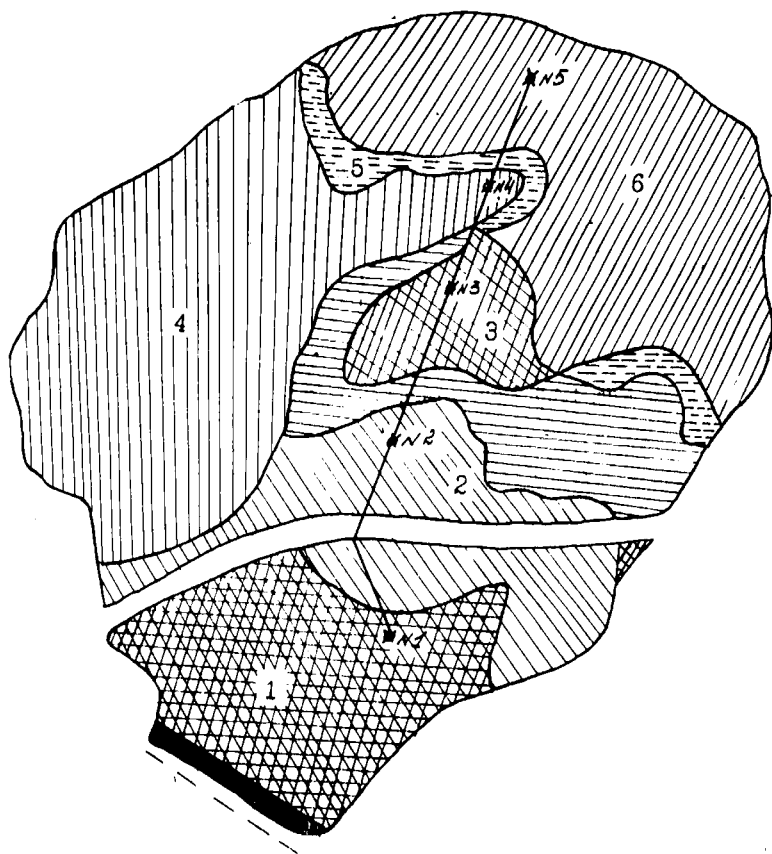


Рис. 1.4.7. Карта лесного участка после пожара с указанием выгоревшей площади: 1 — сгорело 100% площади покрова; 2 — сгорело 99%; 3 — сгорело 60%; 4 — сгорело 90%; 5 — сгорело 10%; 6 — сгорело 0%
 ————— выгоревшая зона зажигания; ■ — сгоревший ряд подроста



Рис. 1.4.8. Конвективная колонка типа «Картуз»

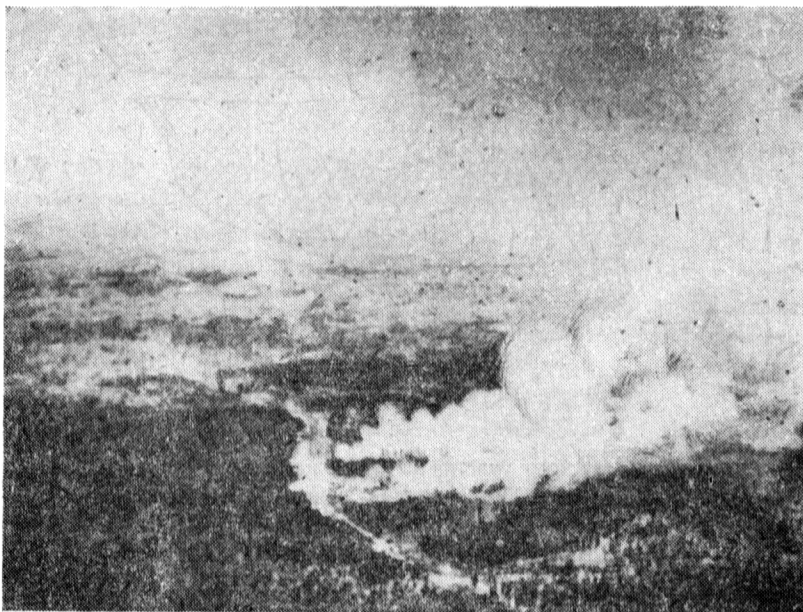


Рис. 1.4.9. Конвективная колонка на завершающей стадии лесного пожара

режиме тления происходило сгорание обогащенных углеродом продуктов пиролиза лесных горючих материалов.

Следует отметить, что одновременно с распространением низового пожара по опытному лесному участку и догоранием лесных горючих материалов имело место изменение формы и цвета дыма конвективной колонки.

Были представлены фотоматериалы, которые были получены во время облета участка по круговой в плане траектории радиусом 1 км на высоте 400 ± 20 м с различных фиксированных положений. Время начала облета $t_{\text{нач.}} + 40$ мин.

На рис. I.4.8 приведена конвективная колонка типа "картуз" или "антиплюмаж" в момент $t_{\text{нач.}} + 55$ мин.

Наличие вертикального столба дыма в верхней части конвективной колонки объясняется неравномерным распределением скорости ветра с высотой (см. § I.5, где приведен профиль ветра, соответствующий этому моменту времени): в нижних слоях атмосферы скорость ветра была выше, чем на высоте 900 м. Ранее такая форма конвективной колонки не была описана в литературе. Максимальная высота конвективной колонки во время пожара - около двух километров.

Наконец, на рис. I.4.9 приведена фотография конвективной колонки на завершающей стадии процесса лесного пожара, когда дымообразование было обусловлено в основном эффектом догорания лесных горючих материалов в режиме тления.

Видно, что конвективная колонка в связи с тем, что опытный участок был разделен грунтовой дорогой на две части, также разделилась на две неравные части. Угол наклона конвективной колонки в плоскости Земли также изменился. Так, в момент времени $t_{\text{нач.}} + 20$ мин. он на высоте 60 - 80 м составлял 30 - 40°, а через 40 - 50 мин. после начала эксперимента интенсивность горения на опытном участке упала, вследствие чего угол наклона восходящего конвективного потока уменьшился до 25 - 30°.

Анализируя представленные выше фотографии и данные органолептических исследований, приходим к выводу о том, что понятие длительности лесного пожара (времени его протекания) носит асимптотический характер, так как нет внезапного прекращения горения. Функции $m(t)$ и $\theta(t)$, характеризующие зависимость от времени массы выделившихся при горении газообразных продуктов горения и тепла при лесных пожарах, имеют максимум при $t = t_m$. Величину t_m можно назвать временем максимального развития (расцвета) лесного пожара. При $t \leq t_m$ имеет место довольно

быстрый рост тепло- и газовыделения, а при $t \approx t_m$ эти функции относительно медленно убывают до нуля. Время t_m можно определить визуально, так как при $t \approx t_m$ имеет место максимальная по высоте и размерам конвективная колонка.

На рис. I.4.10 представлены графики $m(t)$ и $Q(t)$, которые иллюстрируют сказанное выше.

Таким образом, пожар любого ограниченного по площади лесного массива представляет собой нестационарное азотермохимическое явление, так как запас лесных горючих материалов ограничен, что в конечном счете является глобальной причиной нестационарности. Нестационарность процесса горения вызывается также и неоднородностью свойств лесного массива, изменением скорости ветра и рельефа местности. Эти факторы будем называть локальными причинами нестационарности процесса пожара. На существование локальных причин нестационарности процесса пожара указывают не только разная форма и угол наклона в различные моменты времени, но и изменение цвета дыма, что свидетельствует об изменении харак-

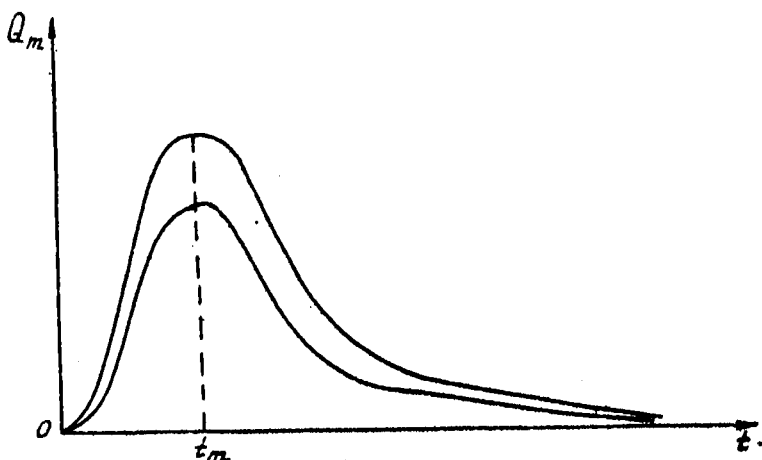


Рис. I.4.10. Графики функций тепло- и газовыделения (кривые 1 и 2, соответственно)

тера химических превращений во фронте пожара (об этом уже говорилось в начале данного параграфа).

Таким образом, в данном натурном эксперименте имел место пожар переменного типа, так как горючие материалы в зоне инициирования и молодняк на юго-западной окраине леса сгорели в режиме верхового пожара, а основной участок леса - в режиме низового пожара. Пожар носил нестационарный характер, что обусловлено ограниченными размерами опытного участка, неоднородностью химических свойств и влагосодержания лесных горючих материалов, влиянием микрорельефа местности, различием запаса лесных горючих материалов и изменением полей метеозлементов (профилей ветра, давления и температуры). Очевидно, что при математическом моделировании лесных пожаров необходим корректный учет перечисленных выше факторов.

§1.5. Результаты экспериментальных исследований характеристик опытного лесного пожара

В данном параграфе излагаются результаты количественных измерений характеристик лесного пожара, необходимых для создания его физической и математической моделей. Поэтому здесь не описываются, а лишь упоминаются методики измерений характеристик пожара, которые были использованы при проведении натурного эксперимента. Этот вопрос представляет самостоятельный интерес и более подробно описан в отчете [36]. Краткое изложение приводимых ниже результатов опубликовано в работе [37].

В результате метеонаблюдений удалось установить, что в зоне, прилегающей к опытному участку леса, температура по время эксперимента была в среднем на 2° выше обычной, а влажность - ниже обычной на 1,5%. Радиозонд, установленный над пологом леса, показал, что максимальный перегрев на высоте 30 м в конвективной колонке, образовавшейся от низового пожара, составил 3° , а уменьшение влажности - 10% по сравнению с соответствующими характеристиками окружающей среды.

Таким образом, лесной пожар нагревает окружающую среду. Оценки показали, что в данном натурном эксперименте всего выделилось $3 \cdot 10^9$ кДж энергии, причем за счет горения дизельного топлива было получено только 3% этого количества.

Исследование характеристик атмосферы при помощи радиозонда А-22-IV, установленного на аэростате, позволило получить вертикальные профили температуры, давления и влажности, а шаропилотные наблюдения - вертикальный профиль скорости ветра. Скорость ветра на высотах 0,5 и 2 м измерялась при помощи крыльчатых анемометров. На рис.1.5.1 изображены вертикальные профили температуры, давления, скорости ветра и влажности в момент $t_{нач} + 55$ мин, которому соответствует форма конвективной колонки типа "картуз" ("антиплюмаж").

Из анализа рис.1.5.1 следует, что скорость ветра является немонотонной функцией высоты. Вначале эта величина растет до высоты 100 м, где достигает максимального значения 5,2 м/с, затем резко убывает и на высоте 280 м достигает минимального значения - 2 м/с, затем скорость растет до величины 2,8 м/с, и, наконец, снова падает на высоте 450 м до значения 2 м/с. Таким образом, на высоте, превышающей 280 м, в момент времени $t_{нач} + 55$ мин ветер почти отсутствовал, чем и объясняется характерная форма конвективной колонки типа "картуз" или "антиплюмаж".

Во время эксперимента в окружающей среде не происходило резких изменений полей метеозлементов с изменением времени в тех местах, где были установлены метеоприборы. В нижней части атмосферы скорость менялась от 0 до 5 м/с, а средняя скорость на 20.VI-1979 г. составляла 1-2 м/с, то есть была очень слабой, что, в конечном счете, и не позволило получить верховой пожар на всей территории опытного лесного участка. В течение дня 20.VI-1979 г. скорость ветра сначала незначительно увеличивалась (с 16 до 16 ч 44 мин.), а затем стала уменьшаться и в 18.00 часов достигла штиля на высотах от 0,5 до 3 км.

Направление ветра было преимущественно юго-западным, без скачкообразных изменений.

Датчики позволили установить, что величина теплового потока на расстоянии 1 м от фронта низового пожара на высоте 1 м составила в среднем $6,6 \text{ кВт/м}^2$, что согласуется с данными [4]. Максимальная температура в кронах больших деревьев в окрестности первой точки регистрации (см. схему в §1.3) не превосходила 400 К, то есть не достигала температуры, при которой имеет место пиролиз лесных горючих материалов (хвоинок, тонких веточек). Этот результат позволяет классифицировать тип лес-

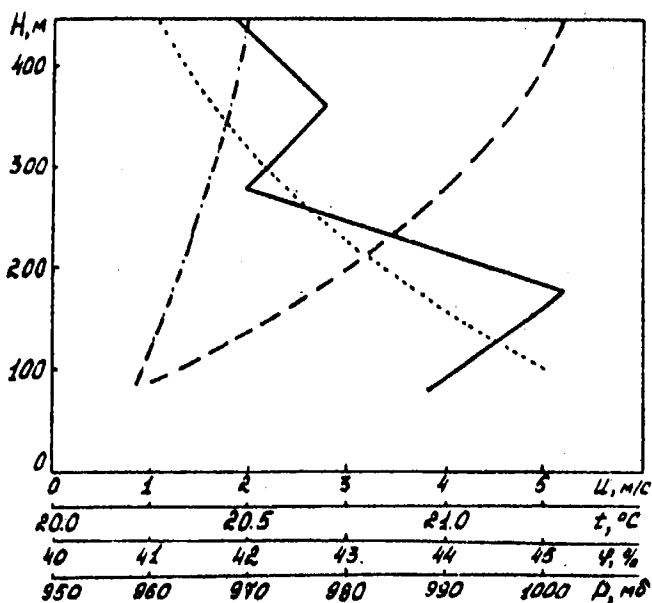


Рис. I.5. I. Вертикальные профили температуры (---), давления (....), скорости ветра (—) и влажности (-.-.-) в момент $t_{\text{нач}} + 55$ мин.

ного пожара на основной части опытного участка как низовой.

Измерения скорости распространения низового пожара, проведенные по стандартной методике [4], позволили установить, что эта величина в данном эксперименте все время изменялась в пределах от 1 до 2 см/с в зависимости от влагосодержания и запаса лесных горючих материалов в подстилке на различных участках опытного лесного массива. Время, в течение которого фронт низового пожара достиг северной опушки опытного участка леса, составило 5 ч^{х)}.

Путем обработки результатов киносъемки было установлено, что вертикальная скорость газообразных и дисперсных продуктов горения лесных горючих материалов в различные моменты времени изменялась в пределах 2-4 м/с, что согласуется с данными монографии [5]. Наблюдения за процессом формирования и рассеивания вертикального столба дыма в верхней части конвективной колонки (высота около 500 м, см. рис. I.4.9 и I.4.10) позволили с помощью теории размерности и подобия [38] получить оценку величины коэффициента турбулентной диффузии

$$D_t = (100 - 200) \text{ м}^2/\text{с}.$$

Для анализа дисперсионного состава дыма осуществлялась прокачка продуктов горения через аналитические фильтры АФА-ВГ-10. При отборе пробы дыма фильтродержатель располагался навстречу потоку продуктов сгорания на высоте 1,5 м над поверхностью Земли. Были взяты пробы в период с 17.00 до 17 ч. 30 м. Полученные пробы исследовались по методике, изложенной в [39]. В табл. I.5.1 представлено распределение частиц по размерам.

Таблица I.5.1

r	0,2-0,4	0,4-0,8	0,8-1,6	1,6-3,2	3,2-6,4	6,2-12,3
n/n_0	0,144	0,492	0,286	0,060	0,017	0,001

Здесь r - радиус частиц в микронах, n - число частиц дан-

^{х)} Это время можно условно принять в качестве времени пожара, хотя догорание лесных горючих материалов и конденсированных продуктов пиролиза (углей) имело место и 21 сентября. Иными словами, понятие длительности пожара носит асимптотический характер.

ной фракции в единице объема, N_0 - общее число частиц всех фракций в единице объема.

Средняя счетная концентрация частиц составила $\bar{n} = 3,25 \times 10^8 \text{ м}^{-3}$. Легко видеть, что основную долю частиц (92%) составляют частицы с радиусом до 1,6 мкм. Появление крупных частиц радиусом более 6,4 мкм носит единичный характер.

Согласно [40] распределение аэрозольных частиц описывается логарифмически-нормальным законом

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\ln x - \ln \bar{x})^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1.5.1)$$

где $f(x)$ - плотность вероятности; $\ln \bar{x} = \overline{\ln x}$ (черта - знак осреднения), $\sigma^2 = (\ln x - \ln \bar{x})^2$ - дисперсия величины $\ln x$; x - радиус частиц.

Расчеты показали, что данные табл. 1.5.1 удовлетворительно описываются логарифмически-нормальным законом (1.5.1). Иными словами, этот закон удовлетворительно описывает и распределение по размерам частичек дыма при лесных пожарах.

Анализ микрофотографий частиц показал, что они имеют неправильную форму, причем с увеличением радиуса частиц степень их неправильности возрастает. Однако для частиц, радиус которых не превышает 1,6 мкм, степень их неправильности (отношение половины максимального размера к радиусу эквивалентного по объему шара) не превосходит 1,5.

При помощи лидара "Лоза-2В" были получены массово-объемные концентрации дымового аэрозоля в различных сечениях конвективной колонки в различные моменты времени. Типичное распределение массово-объемных концентраций аэрозоля в одном из сечений конвективной колонки представлено на рис. 1.5.2.

Здесь цифрами указано количество миллиграммов частиц дыма в одном кубическом метре. Случайный характер полей концентраций аэрозоля позволяет утверждать, что в конвективной колонке имеет место турбулентный режим течения. С течением времени поля концентраций в одном и том же сечении конвективной колонки меняются, что свидетельствует о нестационарности лесного пожара.

Отбор проб газа на расстояниях 0,5 м от фронта низового пожара и последующий анализ этих проб на газохроматографе "Цвет-13и" позволили установить, что основными компонентами в пробе газа

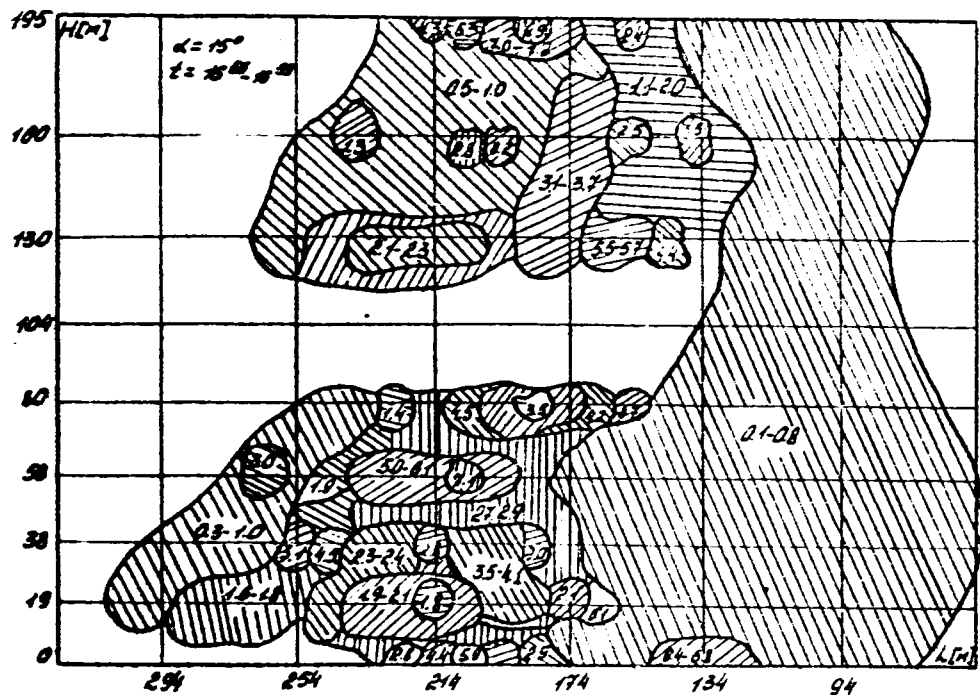


Рис. I.5.2. Типичное распределение массово-объемной концентрации аэрозоля в конвективной колонке в 16 ч 56 мин (цифры пропорциональны массово-объемной концентрации)

являются азот, кислород, окись углерода, углекислый газ, метан, водород и этилен. Имеется также некоторое количество непредельных углеводородов, которые при создании математической модели пожара в первом приближении можно не принимать во внимание.

Таким образом, при построении физической и математической моделей лесных пожаров необходимо учитывать представленные в данном параграфе результаты о коэффициенте турбулентной диффузии и скорости в колонке, о размере частиц дыма и составе продуктов горения, а также иметь в виду нестационарность и пространственную неоднородность такого сложного аэротермохимического процесса, как лесной пожар.

§1.6. Физические модели лесных пожаров

Анализ работ по лесным и степным пожарам, прореферированных в §1.2, и результаты натурного эксперимента, изложенные в §§1.3-1.5, показывают, что при спонтанном горении в лесу и степи тепло из зоны горения передается новой порции органической массы и расходуется на ее нагрев, сушку, пиролиз. Затем летучие продукты пиролиза и сухая обуглероженная органическая масса сгорают, и процесс повторяется в указанном выше порядке (см. рис.1.6.I, на котором изображена структурная схема процесса, причем первые две стрелки символизируют перенос энергии излучением, кондукцией, а также конвекцией газа и конденсированных частиц, а последующие - указывают последовательность событий).

Приведенная на рис.1.6.I схема горения справедлива для любого лесного или степного пожара (верхового, низового или подземного). Поэтому при создании любой математической модели лесного и степного пожара необходимо учитывать вышеуказанные стадии процесса горения. Принимая во внимание, что расстояние между элементами органической массы (кронами деревьев в случае верховых, и травинками, листьями и другими элементами напочвенного покрова в случае интенсивных низовых пожаров), значительно меньше характерного размера лесного массива, этот слой можно считать сплошной средой. Вместе с тем, учитывая особенности структуры этого растительного слоя и процесса горения (расстояние между проводниками горения, как правило, не изменяется в процессе горения), можно моделировать лес пористой недеформируемой реагирующей средой.

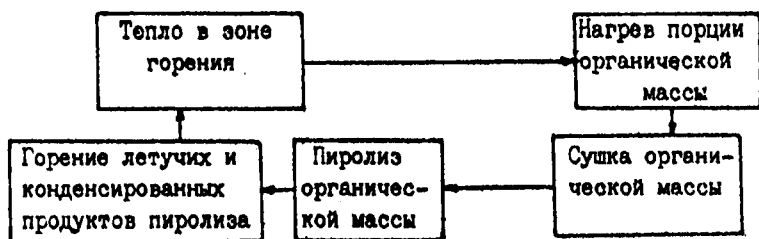


Рис. I.6.1. Схема процесса горения при лесном или степном пожаре

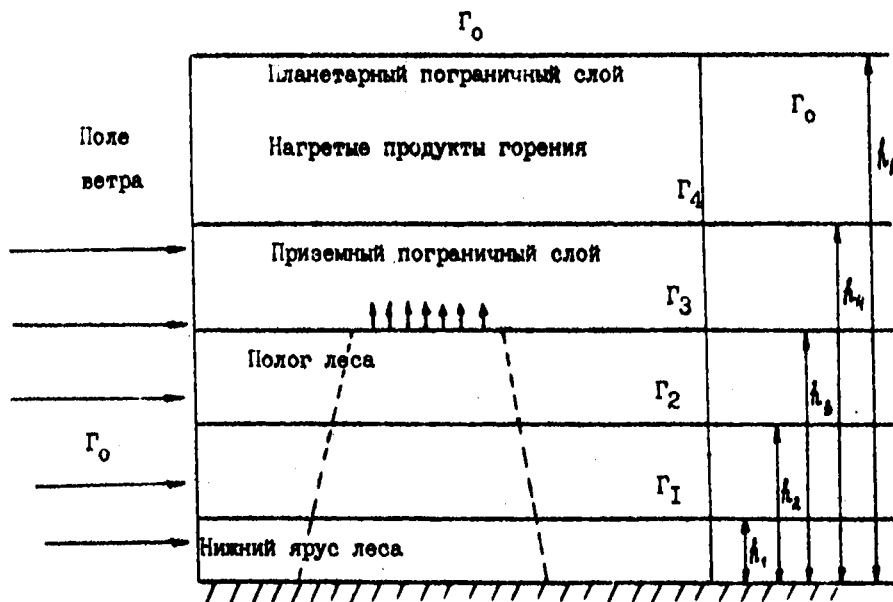


Рис. I.6.2. Структура зоны пожара

Модель пористой недеформируемой реакционноспособной среды пригодна и для математического описания пожаров на торфяниках, так как характерные размеры торфяных залежей намного превышают характерный радиус пор в такой среде, как торф.

Надо сказать, что для лесного и степных пожаров имеет смысл принимать во внимание только макропоры-пустоты между характерными элементами органической массы, заполненные воздухом, и игнорировать микропоры, которые характеризуют внутреннюю структуру лесных горючих материалов (иглочек хвойных деревьев, листьев, мелких веточек, опада, мха и лишайников). Следует иметь в виду, что в такой своеобразной пористой среде, как лес, существует целый спектр различающихся по своим характерным размерам (радиусам) макропор. Иными словами, эта среда является полипористой. Очевидно, что для простоты математического анализа процессов переноса при лесных пожарах в первом приближении лес можно считать монопористой средой с одним эффективным радиусом пор. Последнее замечание справедливо и для математического моделирования пожаров на торфяниках.

Обзор экспериментальных работ [10-24] по лесным пожарам показывает, что перенос энергии из фронта горения к негорящему топливу в общем случае осуществляется путем кондукции, конвекций, излучения и диспергирования головешек. Поэтому общая математическая модель должна учитывать эти эффекты.

Из физических соображений и данных натурального эксперимента следует, что при любом наземном природном пожаре существует поверхность, отделяющая пористую реагирующую среду (слой горючего и конденсированных продуктов реакции) от двухфазной реагирующей среды, представляющей собой совокупность газообразных продуктов пиролиза, продуктов реакций пиролитических газов с кислородом воздуха, компонентов воздуха и конденсированных частиц - головешек, которые возникают, например, при верховых пожарах. При горении торфяников такой поверхности нет, так как процесс происходит под поверхностью Земли.

Анализ экспериментальных работ и данных натурального эксперимента показывает, что в общем случае течение реагирующей двухфазной среды в приземном слое атмосферы является турбулентным.

Наконец, из результатов натурального эксперимента следует, что большое влияние на возникновение и распространение природного по-

жара имеет структура слоя растительной массы, рельеф местности и метеоусловия.

Как следует из анализа работ [4, 4I] и данных натурного эксперимента, органическая масса полога леса представляет собой многофазную реакционно-способную среду, состоящую из сухого органического вещества, воды в жидко-капельном состоянии, конденсированных продуктов пиролиза, обогащенных углеродом, конденсированных продуктов горения (зола) и газовой фазы. Газовая фаза состоит из компонентов воздуха, газообразных и дисперсных продуктов испарения, пиролиза и горения. Таким образом, в газовой фазе имеем следующие компоненты: O_2 , N_2 , CO , CH_4 , H_2 , CO_2 , H_2O , C_2H_4 . (цифра вверху означает номер компонента, который будет использоваться для обозначения параметров, характеризующих состояние этого компонента). К дисперсным продуктам горения следует отнести дым, который представляет собой совокупность частиц углерода диаметром от 0,01 до 1,6 мкм, и золу, а также горящие головешки. Согласно [4] дым при горении лесных горючих материалов образуется в результате разрушения и выноса в поток газа конденсированных продуктов пиролиза и сухого органического вещества;

приближенно можно считать, что сухое органическое вещество целиком состоит из целлюлозы, имеющей формулу $(C_6H_{10}O_4)_n$, где n характеризует длину полимерной цепи. Более точный анализ [42] показывает, что наряду с целлюлозой следует учитывать и лигнин, который содержит больше углерода и меньше кислорода, чем целлюлоза.

Очевидно, что огромную роль для развития верховых и низовых лесных пожаров играет взаимодействие горячих продуктов горения с полем ветра. Характер этого взаимодействия зависит от структуры леса, типа рельефа местности и местных метеоусловий. Введем контрольную поверхность Γ_0 , отделяющую зону пожара от остальной части пространства. Тогда структура зоны верхового пожара имеет вид, изображенный на рис.1.6.2. Схема структуры зоны получена с учетом определения леса и феноменологии лесных пожаров (см. §§1.1 и 1.4), а также данных работ [5, 27, 28, 43, 44]. Высота нижнего яруса леса не превышает 2-4 м, полога леса h_3 - 30 м, приземного пограничного слоя h_4 50-100 м, а планетарного пограничного слоя h_5 = 1500-2000 м [28, 43, 44]. Пунктиром на рис.1.6.2 указано

положение фронта пожара. Очевидно, что эта схема справедлива для таких верховых лесных пожаров, при которых высота подъема нагретых продуктов реакции не превышает высоты планетарного пограничного слоя h_4 . Кроме того, предполагается, что площадь пожара такова, что можно пренебречь эффектами, обусловленными шарообразностью Земли. В том случае, если высота подъема продуктов горения превышает h_4 , необходимо учитывать структуру верхних слоев атмосферы [45-46].

Процессы, протекающие в указанных выше слоях зоны пожара, описываются разными по структуре уравнениями математической физики. Поэтому задача о расчете полей температуры и концентраций компонентов в зоне верхового лесного пожара относится к классу сопряженных задач механики реагирующих сред [47].

Из физических соображений следует, что фронт пламени может продвигаться как по направлению ветра, так и под различными углами к этому направлению. Поэтому по мере развития очага горения в различные моменты времени фронт пожара может принимать положения, показанные на рис. I.6.3а и I.6.3б. На рис. I.6.3а и I.6.3б даны вертикальные профили фронта пожара, а на рис. I.6.3в и I.6.3г изображен вид фронта сверху, причем площадь выгоревшего леса показана штриховкой. Стрелками указаны направление ветра и скорость распространения пожара.

Если толщина фронта лесного пожара мала по сравнению с радиусом очага горения, а массовая скорость ветра $\rho_0 U_0$ велика по сравнению со скоростью адува $(\rho v)_w$, то можно исследовать распространение лесного пожара, следуя схеме [48], изображенной на рис. I.6.4.

Здесь начало отсчета декартовой системы координат связано с тылом фронта пожара. Аналогичная ситуация возникает и в том случае, если при сильном ветре пожар возникает на опушке леса.

Таким образом, при определенных условиях характеристики пожара могут зависеть только от двух пространственных переменных x и y , то есть лесной пожар можно считать двумерным.

Двумерный (точнее, осесимметричный) пожар может возникнуть и в отсутствии ветра. В этом случае схема лесного пожара представлена на рис. I.6.5, где стрелками указаны направления линий тока в конвективной колонке и направления скорости распространения фронта пожара.

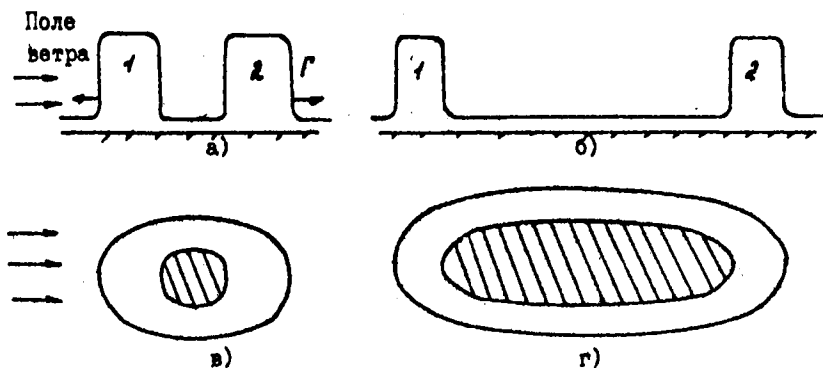


Рис. I.6.3. Последовательные положения фронта пожара

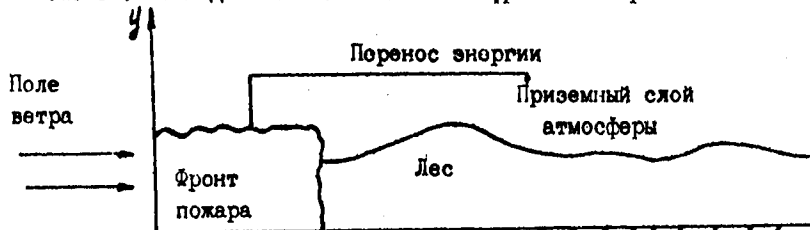


Рис. I.6.4. Схема двумерного лесного пожара при сильном ветре

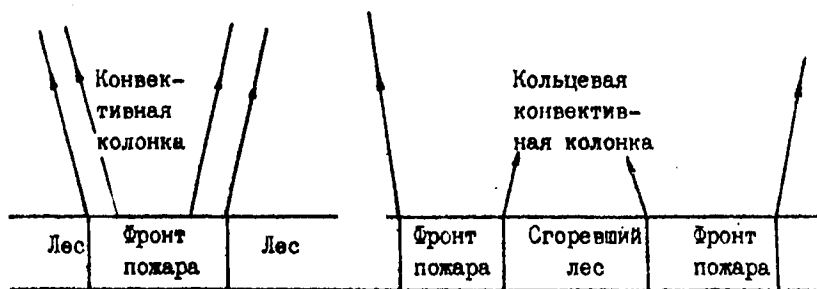


Рис. I.6.5. Схема двумерного лесного пожара в отсутствии ветра

Таким образом, при безветрии в планетарном пограничном слое образуется струя нагретых продуктов горения - конвективная колонка. Эта струя по крайней мере для небольших высот, носит кольцевой характер, если толщина фронта пожара мала по сравнению с характерным размером выгоревшей площади и массовая скорость горения невелика (рис. 1.6.56).

Следует отметить, что выше были сформулированы только необходимые физические предпосылки для двумерности лесных пожаров.

Обратим внимание на то, что в реальных условиях верховой пожар стимулирует возникновение и развитие низового пожара и наоборот. Иными словами, огромное значение для понимания природы верховых лесных пожаров имеет исследование взаимодействия одновременно протекающих верхового и низового пожаров. Поскольку скорость распространения верхового пожара на два порядка выше скорости распространения низового пожара, то ясно, что лимитируют распространение верхового пожара процессы, протекающие в пологом леса. В то же время очаги низового пожара, возникающие при рассеивании горящих головешек перед фронтом пожара, и догорание лесных горючих материалов за фронтом пожара обеспечивают дополнительное тепловыделение и, следовательно, способствуют стабильности распространения верхового пожара.

Пожары на торфяниках также могут быть как двумерными, так и трехмерными. Тип пожара определяется структурой залежей торфа и характером тепло- и массообмена фронта горения с окружающей средой.

Закономерности тепло- и массообмена играют огромную роль в развитии подземных лесных пожаров, так как такое топливо, как торф, имеет отрицательный кислородный баланс и для его полного окисления необходимо поступление кислорода извне.

Следует отметить, что при подземном пожаре в первую очередь наносится ущерб корням деревьев, в результате чего деревья падают, и при наличии сильного ветра в приземном слое атмосферы может возникнуть верховой пожар. В свою очередь, верховые пожары могут инициировать горение торфяников.

Таким образом, необходимо создание общей математической модели лесных пожаров.

ГЛАВА 2. ОБЩАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

В данной главе дается обзор основных типов существующих в настоящее время математических моделей лесных пожаров и некоторых метеорологических явлений. На основе анализа опубликованных теоретических и экспериментальных работ и физической модели лесных пожаров, предложенной в предыдущей главе, получены достаточно общие уравнения, граничные и начальные условия для математического описания лесных пожаров. Даны критерии подобия и на основе их анализа установлено, что для моделирования аэродинамики верховых пожаров основное значение имеют критерии Фруда, Рейнольдса, Кориолисса и Струхаля. Показано, что типы лесных пожаров можно определять путем оценки полученных критериев подобия, а крупные лесные пожары представляют собой принципиально трехмерные нестационарные явления.

§2.1. Краткий обзор математических моделей лесных пожаров

Математические модели лесных пожаров условно можно разбить на следующие типы:

- а) полумпирические;
- б) статистические;
- в) теоретические;
- г) комбинированные.

Типы моделей инвариантны относительно типов лесных пожаров.

В рамках чисто эмпирической модели добиваются согласования модели и природы путем выбора некоторых постоянных или функций. Такой способ использован, например, в работах [4, 5, 13, 49, 50]. Полученные соотношения для скорости распространения пожара, строго говоря, не могут быть распространены за пределы применимости использованных опытных данных.

При статистическом подходе рассматривается ряд данных для скорости распространения пожара или другие характеристики горения при изменении целого ряда обстоятельств и определяются коэффициенты корреляции для каждой независимой переменной. При таком подходе упускается механизм явления, хотя получаемая информация обладает большей общностью по сравнению с результатами чисто эмпирических теорий.

Более приемлемым способом анализа такой сложной проблемы, как распространение пожара, является теоретический способ. При теоретическом подходе скорость распространения пожара определяется на основании понимания физики процесса и решения некоторых уравнений, описывающих в той или иной степени исследуемое явление.

Наиболее целесообразной математической моделью лесных пожаров является комбинированная модель, в рамках которой записывается замкнутая система уравнений сохранения массы, импульса и энергии, а теплофизические и термокинетические параметры определяются путем согласования теоретических и экспериментальных данных.

Рассмотрим вначале работы, посвященные математическому моделированию низовых пожаров. В работе [13] исследовано горение бесконечного слоя горючего материала, составленного из тонких частиц одинаковой высоты, расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга (см. рис.2.1.1).

Предполагалось, что пламя распространяется с равномерной скоростью вправо и одновременно каждая частица равномерно сгорает сверху вниз.

Из условия стационарности^{x)} процесса получена формула

$$L/\delta = \frac{\omega_r}{\omega_{r, \text{сгор.}}} \quad (2.1.1)$$

Априори было сделано допущение о том, что преобладающей формой переноса энергии от фронта горения к свежему горючему является излучение. Используя эмпирические соотношения (1.2.1), (1.2.2) и упомянутые выше допущения, в работе [13] была получена формула

$$\omega_r = 1.8 \cdot 10^4 \frac{\delta}{\rho} \frac{1}{(15+W)^2} \frac{1}{(1-\cos \alpha)^2} \quad (2.1.2)$$

где ρ - плотность слоя, а W - его влажность.

В работе [13] утверждается, что формула (2.1.2) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными М.А. Сафронова [12]. В то же время Э.В. Коневым замечено [4], что формула

^{x)}Использованная в работе схема на самом деле отвечает нестационарному процессу, так как высота слоя конечна и вследствие теплоотдачи в почву скорость вертикального горения частицы не может быть постоянной.

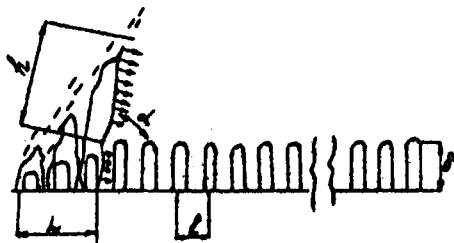


Рис.2.1 1. Схема распространения горения по идеализированному слою горючего материала;

l - расстояние между частицами в слое; δ - толщина слоя; L - ширина фронта пламени; h - высота пламени над слоем горючего материала; α - угол наклона пламени к слою горючего материала.

(2.1.2) противоречит экспериментальным данным Ван-Вагнера [15]. К числу недостатков этой модели следует отнести игнорирование пиролиза конденсированной фазы, гомогенных и гетерогенных химических реакций и свободной конвенции, что позволяет считать совпадение расчетов [13] с экспериментальными данными [12] случайностью.

Более строгой эмпирической моделью является модель Э.В. Конева и А.И. Сухинина [4, 10, 49, 50]. В этой работе использовано эмпирическое соотношение

$$\omega_r = 0,88 \omega_{r\text{вост.}} \quad (2.1.3)$$

где $\omega_{r\text{вост.}}$ - линейная скорость горения отдельно взятого проводника горения (хвоинки).

На основании этой формулы распространение фронта пламени по слою горючих материалов сведено к анализу распространения пламени по одной отдельно взятой хвоинке. Для нее выписывается одно уравнение сохранения энергии в виде обычного квазистационарного уравнения теплопроводности с конвективным членом и нелинейными источниками тепла, обусловленными гомогенными химическими реакциями. Из первого интеграла этого уравнения получено выражение для скорости горения, содержащее интегралы от неизвестных функций, для оценки которых используется найденное путем термопарных измерений поле температур при горении отдельной сосновой хвоинки. В конечном счете получена формула для скорости горения, содержащая неизвестные коэффициент конвективного теплообмена, влагосодержание, температуру пламени, поверхность облучения, которые затем оцениваются из эксперимента. Недостатками этой модели являются ее незамкнутость (место трех законов сохранения рассматривается только один), игнорирование переноса энергии в результате тепло- и массообмена частицы с другими частицами и окружающей средой.

Вопросы зажигания лесных горючих материалов обсуждались в работах [51-53]. В работе [51] используются понятие температуры воспламенения и известные в литературе формулы для характеристик теплообмена, в результате чего удалось получить простое аналитическое выражение для времени воспламенения плоского диска, выполненного из древесины, в случае зажигания лучистым потоком.

Рассчитанные и экспериментальные значения времени воспламенения хорошо согласуются для древесины кедра, ели и осины. В работе

игнорируется многостадийность процесса зажигания (испарение воды, нагрев сухой древесины, пиролиз и гомогенные химические реакции), поэтому совпадение расчетных и экспериментальных данных для времени зажигания следует считать случайным.

Зажигание лесных горючих материалов в результате их конвективного теплообмена с потоком нагретого газа исследовалось в работе [52]. Более полная физическая модель зажигания, учитывающая стадийность процесса, изложена в [53]. К сожалению, эта модель нульмерна, что недопустимо для анализа процесса зажигания. Кроме того, в работе отсутствует сравнение расчетных и опытных данных для времени воспламенения.

Вопросы горения лесных горючих материалов исследовались и в работах зарубежных (в основном американских) ученых. Обзор исследований, выполненных до 1973 г., дан в книге Э.В. Конева [4]. Поэтому в данном обзоре будут обсуждаться только работы иностранных авторов, опубликованные после 1972 г.

Наиболее полной является модель пожаров в лесах Южной Калифорнии [54]. Модель создана для решения следующих вопросов:

1) определение направлений распространения огня при различных метеоусловиях и с учетом действий по пожаротушению;

2) тренировки персонала;

3) проверки проектов противопожарных разрывов;

4) решения вопросов управления при тушении пожара.

Модель распространения огня получена путем применения ранних исследований американских авторов и дополнена новыми данными.

Главные составные части модели:

а) топливная модель Филпота;

б) модель скорости горения Роттермела [55];

в) модель передачи огня О'Регана, Ноцаки и Куртца [56];

г) метеорологические модели Риана и Шредера.

Легко видеть, что модель, изложенная в работе [54], представляет собой комбинацию эмпирических, статистических и теоретических способов описания характеристик проводников горения и лесных пожаров. Хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных по контуру выгоревшей площади подтверждает высказанную ранее мысль о перспективности комбинированных математических моделей.

Результаты расчетов контуров лесных пожаров удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. На рис. 2.1.2 представлен наблюдаемый и расчетный контуры пожара.

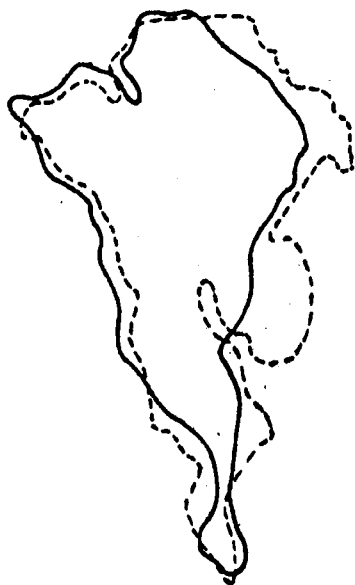


Рис.2.1.2. Математическое моделирование пожара в каньоне Таланга, октябрь 1973 г.:

1 ——— - наблюдаемый контур горения;

2 - - - - рассчитанный контур горения

Видно, что совпадение контуров можно считать удовлетворительным.

К сожалению, математические модели Ротермела для определения скорости горения внутри ячеек и О'Регана, Ноцаки, Куртца для моделирования перехода фронта пламени из ячейки в ячейку носят ограниченный характер. При их создании не были использованы достижения механики многофазных сред [57], в результате чего моделирование процессов тепло- и массообмена в рамках модели пожара [54] нельзя считать корректным, так как не обеспечено выполнение законов сохранения массы и импульса.

Более простые математические модели распространения низовых пожаров предложены в работах [17, 24]. В первой из них априори задается выражение теплового потока на единицу ширины фронта горения, после чего, используя закон сохранения энергии, определяется скорость распространения низового пожара. При этом делается допущение о том, что перенос энергии из фронта пожара осуществляется только путем излучения. На основе этой теории оценивается ширина противопожарного разрыва. Результаты теоретических исследований сравниваются с экспериментом. Обнаружено удовлетворительное согласование теоретических и экспериментальных результатов.

В работе [24] дается полуэмпирическая теория распространения низового лесного пожара, которая позволяет предсказывать скорость процесса, если известна высота пламени. Обнаружено согласование предсказываемых теорией значений скорости с результатами собственного натурального эксперимента.

Важную роль при распространении лесных пожаров играет взаимодействие газообразных и дисперсных продуктов горения с полем ветра. В гидродинамике больших пожаров посвящены работы Ю.А. Гостинцева с соавторами [58, 59]. В первой из них в рамках модели однофазной, невязкой несжимаемой жидкости формулируется вихревая теория распространения фронта пламени, во второй дается постановка задачи об определении полей температуры и скорости в свободной атмосфере над фронтом пожара. Эта задача затем для ряда частных случаев решается аналитически с использованием допущения Буссинеска, интегральных методов теории пограничного слоя и принципа суперпозиции элементарных решений. Получены условия существования в свободной атмосфере конвекционной колонки и течения, в рамках которого продукты горения ветром отклоняются от вертикали

и прижимаются к подстилающей поверхности (режим плюмажа). Эти результаты нуждаются в дополнительном обосновании, так как принцип суперпозиции выполняется только для линейных уравнений, в то время как уравнения, использованные в [59], существенно нелинейны. Кроме того, приближение Буссинеска справедливо только для случая слабого изменения плотности, в то время как в зоне пожара имеют место значительные градиенты температуры и плотности.

Наконец, в работе [59] игнорируется сила Кориолиса, что, как показано в §2.8, недопустимо при математическом описании аэродинамики крупных пожаров, так как эта сила оказывает существенное влияние на формирование течения в конвективной колонке (течение становится трехмерным).

В последнее время анализу вихревых газодинамических структур, возникающих при горении в замкнутых объемах и в свободной атмосфере при лесных пожарах, посвящена работа [60]. Использовались уравнения Навье-Стокса с эффективными (постоянными) коэффициентами переноса и граничное условие на подстилающей поверхности, постулирующее наличие на ней некоторой эффективной гетерогенной реакции, сила Кориолиса игнорировалась, а пожар считался двумерным и нестационарным. В результате расчетов полей температур и компонентов скорости установлено, что в рамках описанной выше постановки задачи впереди фронта пожара и над ним образуется вихрь. Поскольку сравнения с экспериментом не проводились, а допущения о коэффициентах переноса и вид граничного условия носят искусственный характер, полученный результат нуждается в дополнительном обосновании.

Большой интерес представляет работа [26], посвященная обзору экспериментальных и теоретических исследований вихревых газодинамических структур, возникающих при массовых пожарах. Наряду с экспериментальными данными анализируются две теории развития вихрей в результате лавинообразного увеличения их масштабов за счет вовлечения масс воздуха из окружающей среды:

- 1) теория Бургерса (*Burgers*, Голландия);
- 2) теория Салливана (*Sullivan*, США).

Согласно первой теории образующиеся при пожарах вихри в горизонтальном сечении имеют вид спирали с левой или правой закруткой, а в вертикальном сечении структура вихрей определяется двумя симметричными потоками, линии тока которых имеют вид ги-

пербол, асимптотически приближающихся к вертикальной оси.

По второй теории в горизонтальном сечении вихрь представляет собой две спирали (внешняя и внутренняя). Во внутренней спирали частицы движутся изнутри наружу, а во внешней - снаружи внутрь. Внутренняя и внешняя спирали разделены контактным разрывом. В вертикальном сечении картина течения такова: имеются три вертикальные, равноотстоящие друг от друга оси - асимптоты, между которыми линии тока имеют вид парабол, расходящихся от средней асимптоты к крайним. С внешней стороны линии тока представляют собой гиперболы, асимптотически приближающиеся к крайним асимптотам.

Таким образом, по обеим теориям вихри, образующиеся при пожарах, имеют сложную пространственную структуру.

По определению, данному в §1.1, приземный слой атмосферы представляет собой составную часть леса. Состояние приземного слоя атмосферы исследуется в рамках метеорологии, которая в связи с развитием вычислительной техники в последнее время имеет крупные достижения в области краткосрочного и долгосрочного прогноза погоды. Математические модели метеорологии, основные постановки задач и методы их численного анализа представлены в фундаментальных монографиях [61-65]. В частности, полезные сведения о турбулентных струях в условиях свободной конвекции даны в [64]. Очевидно, что любая корректная математическая теория крупных лесных пожаров должна учитывать результаты этих работ. Особый интерес представляют собой публикации, посвященные математическому моделированию загрязнения атмосферы [44] и фундаментальные монографии [45, 46, 66], посвященные строению и составу атмосферы Земли.

Аэродинамика лесного пожара предопределяется не только вдувом в атмосферу горячих продуктов горения из фронта пожара, но и структурой леса. Большое влияние на аэродинамику приземного слоя оказывает высота полога леса, степень шероховатости подстилающей поверхности и ряд других факторов. Поэтому огромный интерес для специалистов по моделированию пожаров представляют результаты изучения особенностей турбулентного течения в растительных сообществах, которые систематизированы в [28]. Вопросы теплового баланса растительного покрова в отсутствии

горения исследовались в ряде работ, которые обобщены в монографии Ю.Л. Раунера [67]. Очевидно, что эти результаты должны быть использованы при построении адекватной природы модели лесных пожаров. К недостаткам работ [28, 67] следует отнести игнорирование многофазности такого растительного сообщества, как лес, что, конечно, делает более узкими рамки применимости моделей, использованных в [28, 67].

Существенный вклад в понимание аэродинамики массовых пожаров внес Байрам [68-71]. В случае нейтральной стратификации атмосферы он получил необходимое условие существования вертикальной конвективной колонки

$$P_f \geq P_w, \quad (2.1.4)$$

где P_f - скорость превращения тепловой энергии пожара, а P_w - кинетическая энергия ветра для единицы объема W , измеряемая в кг/с * м.

Для определения P_f и P_w Байрам предложил следующие выражения:

$$P_f = \frac{\mathcal{J}}{C_p (T_0 + 272.78)}; \quad P_w = \frac{\rho(v-w)^3}{2g}, \quad (2.1.5)$$

где $\mathcal{J}$ - интенсивность пожара, измеряемая в ккал/м*с; C_p - теплоемкость воздуха при постоянном давлении (ккал/кг*град); T_0 - температура окружающей среды в градусах Цельсия; 272.78 - эмпирически найденное число для шкалы Цельсия; ρ - плотность воздуха (кг/м³); v - скорость ветра (м/с); w - скорость распространения пожара (м/с).

Считается, что при равенстве величин P_w и P_f конвективная колонка наклонена под углом 45° к плоскости подстилающей поверхности.

Согласно представлениям Байрама условие (2.1.4) можно использовать до высот 1200 м.

В результате экспериментальных исследований Э.Н. Валендика [5] с соавторами установлено, что при равенстве (2.1.4) угол наклона колонки к подстилающей поверхности равен 30°, а угол 45° реализуется только при $P_f/P_w = 1.5-1.7$. В этой же работе утверждается, что отношение P_f/P_w является определяющим при формировании конвективной колонки на небольших высотах (200-300 м) при любой стратификации атмосферы.

Байрам разработал также принципы частичного физического мо-

делирования течений в конвективных колонках при лесных пожарах [70].

Необходимые условия подобия модели и натуры согласно [70] выражаются следующими равенствами:

$$\left(\frac{D_m}{D_f}\right)^{1/2} = \left(\frac{z_m}{z_f}\right)^{1/2} = \frac{W_m}{W_f} \quad (2.1.6)$$

где D - диаметр; z - высота; W - вертикальная скорость; индексы m и f приписываются параметрам модели и натуры соответственно.

Согласно [70] условия (2.1.6) справедливы до высот около 2000 м.

Дальнейшие исследования [71] подтвердили справедливость условий подобия (2.1.6).

Подводя итог этому краткому обзору работ, следует сделать вывод об ограниченности существующих в настоящее время подходов к математическому моделированию лесных пожаров. Эта ограниченность обусловлена тем, что при их создании не использовались последние достижения механики сплошных сред [6, 57] и аэротермохимии [72-74].

В связи с вышеизложенным представляет интерес создание достаточно общих математических моделей лесных пожаров, адекватно описывающих натуру. Использование таких моделей, как указано во введении, позволит создавать новые способы тушения лесных пожаров и получать рекомендации по оптимальному использованию сил и средств пожаротушения.

§2.2. Уравнения тепло- и массопереноса в пологе леса для непродуваемых лесных массивов

Согласно экспериментальным данным (см. §1.2-I.4) полог леса можно рассматривать в процессе пожара как многофазную среду, состоящую из целлюлозы (1), лигнина (2), воды в жидко-капельном состоянии (3), конденсированных продуктов пиролиза (4), золы (5), газовой среды (6) и дисперсных частиц (7) соответственно^{х)}. Дис-

^{х)} Номер в скобках будет использован в качестве индекса для обозначения параметров, определяющих состояние каждой из фаз.

персные частицы можно разбить на две фракции: к первой из них относятся шарообразные частицы дыма со средним радиусом $a_n \approx 0,8$ мкм, а ко второй - относительно крупные горящие частицы с характерным размером от 1 мм до 1 см. Согласно [5] горящие частицы могут иметь форму, отличающуюся от формы шара (эта форма скорее близка к форме цилиндра).

Для описания процесса тепло- и массопереноса можно использовать общие законы сохранения массы, импульса и энергии для многофазных сред [57]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v}_i) = \sum_{j=1}^N \mathcal{J}_{ji}, \quad i=1, \dots, N; \quad (2.2.1)$$

$$\rho_i \frac{d_i \vec{v}_i}{dt} = \nabla^* \vec{c}_i^* + \rho_i \vec{g}_i + \sum_{j=1}^N (\vec{p}_{ji} + \mathcal{J}_{ji} \vec{v}_i), \quad i=1, \dots, N; \quad (2.2.2)$$

$$\rho_i \frac{d_i}{dt} \left(u_i + \frac{v_i^2}{2} \right) = \nabla^* (c_i^* q_i^*) + \rho_i \vec{g}_i \cdot \vec{v}_i + \sum_{j=1}^N [E_{ji} - \mathcal{J}_{ji} (u_i + \frac{v_i^2}{2})], \quad i=1, \dots, N. \quad (2.2.3)$$

Здесь $\rho_i = \rho_i^0 \rho_i^*$ - парциальная плотность; ρ_i^0 и ρ_i^* - объемная доля и истинная плотность; $\vec{v}_i$ - вектор скорости; $\vec{c}_i^*$ - вектор внешних поверхностных сил; $\mathcal{J}_{ji}$ - массовая скорость перехода массы из j -й фазы в i -ю; $\vec{p}_{ji}$ - интенсивность обмена импульсом между j -й и i -й составляющими; $\vec{g}_i$ - вектор массовых сил, действующих на i -ю фазу; $\vec{c}_i$ - вектор, характеризующий приток импульса; u_i - внутренняя энергия единицы массы; E_{ji} - интенсивность обмена энергией между i -й и j -й фазами; $\vec{q}_i$ - вектор притока тепла в i -ю фазу; индекс i приписывается параметрам i -й фазы, а j - j -й фазы.

По определению величин $\mathcal{J}_{ji}$, $\vec{p}_{ji}$, E_{ji} имеем [57]

$$\mathcal{J}_{ji} = -\mathcal{J}_{ij}, \quad \mathcal{J}_{ii} = 0, \quad \vec{p}_{ji} = -\vec{p}_{ij}, \quad \vec{p}_{ii} = 0, \quad E_{ji} = -E_{ij}, \quad E_{ii} = 0. \quad (2.2.4)$$

Система уравнений (2.2.1)-(2.2.3) не замкнута. Для того, чтобы использовать уравнения (2.2.1)-(2.2.3) для математического описания лесных пожаров, необходимо дополнить уравнения (2.2.1)-(2.2.3) соотношениями, определяющими величины $\mathcal{J}_{ji}$, $\vec{p}_{ji}$, E_{ji} , то есть выписать уравнения, описывающие состояния многокомпонентных реакционноспособных газовой и конденсированной фазы.

Запишем вначале уравнение сохранения массы, энергии и импульса

са для конденсированной фазы (скелета пористой среды). Будем считать, что конденсированная фаза представляет собой недеформируемую пористую многофазную среду, состоящую из компонентов, перечисленных выше. Предположим, что все компоненты конденсированной фазы (скелета пористой среды) имеют одну и ту же температуру. Поскольку конденсированная фаза неподвижна, то уравнения сохранения массы для целлюлозы, лигнина, воды, конденсированного продукта пиролиза (углерода) и зола примут вид

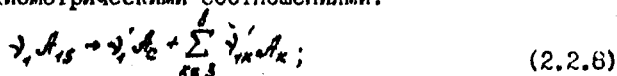
$$\rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = \sum_{j=1}^7 \gamma_{j1} \rho_j^0 \frac{\partial \varphi_j}{\partial t}, \quad \rho_2^0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = \sum_{j=1}^7 \gamma_{j2} \rho_j^0 \frac{\partial \varphi_j}{\partial t}, \quad \rho_3^0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \sum_{j=1}^7 \gamma_{j3} \rho_j^0 \frac{\partial \varphi_j}{\partial t}; \quad (2.2.5)$$

$$\rho_4^0 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = \sum_{j=1}^7 \gamma_{j4} \rho_j^0 \frac{\partial \varphi_j}{\partial t}, \quad \rho_5^0 \frac{\partial \varphi_5}{\partial t} = \sum_{j=1}^7 \gamma_{j5} \rho_j^0 \frac{\partial \varphi_j}{\partial t}. \quad (2.2.6)$$

Поскольку компоненты конденсированной фазы неподвижны, то уравнения сохранения импульса для них можно опустить, а уравнение сохранения энергии для скелета пористой среды можно записать следующим образом:

$$\sum_{i=1}^5 \rho_i^0 \varphi_i \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\nabla^2 \left(\sum_{i=1}^5 q_i^k \right) + \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^7 (E_{ji} - \gamma_{ji} u_i). \quad (2.2.7)$$

В конденсированной среде имеет место гомогенная реакция пиролиза, в результате которой целлюлоза и лигнин разлагаются в соответствии со стехиометрическими соотношениями:



где γ_1 , γ_2 , γ'_1 , γ'_2 , $\gamma'_{j\kappa}$ - стехиометрические коэффициенты ($i = 1, 2$, $j = 3, \dots, 8$); A_{15} и A_{25} - символы целлюлозы и лигнина; A_κ ($\kappa = 3, 4, \dots, 8$) - символы окиси углерода, метана, водорода, углекислого газа, воды в газообразном состоянии и этилена; A_2 - конденсированный продукт реакции пиролиза (углерод), а индексы 1 и 2 приписываются кислороду и азоту соответственно.

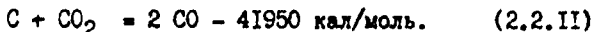
Надо сказать, что в процессе пиролиза (разложения лесных горючих материалов в условиях повышенных температур) могут образовываться [4] конденсированные продукты в жидко-капельном состоянии (различные смолы). В данной работе для простоты анализа

образование смол учитывается через увеличение выхода конденсированных продуктов пиролиза в твердом состоянии.

Кроме того, на поверхности конденсированных продуктов пиролиза имеет место итоговая гетерогенная реакция окисления углерода



Более детальный анализ [72] показывает, что наряду с первичной реакцией (2.2.10) имеет место и вторичная эндотермическая гетерогенная реакция



Помимо химических реакций в конденсированной фазе имеет место испарение жидко-капельной воды по закону Герца-Крудсена [73, 74].

Таким образом, можно считать, что газовая фаза состоит из следующих компонентов: O_2 , N_2 , CO , CH_4 , H_2 , CO_2 , H_2O , C_2H_4 , где цифра сверху обозначает номер компонента.

Фактически, как показывают данные натурального эксперимента, количество компонентов в газовой среде больше, однако содержанием этана, пропилена, бутилена и других компонентов можно пренебречь. Их влияние можно учесть путем выбора эффективных термокинетических постоянных итоговых реакций горения.

Следует иметь в виду, что зола, часть исходного сухого органического вещества и конденсированных продуктов пиролиза в процессе пожара превращаются в дисперсные частицы.

Кинетика этого превращения в настоящее время в полной мере не исследована. Известна лишь работа [75], где скорость дымообразования связывается со скоростью пиролиза. Очевидно, что в этом процессе значительную роль играют свободная и вынужденная конвекция, механическая прочность золы, иголок, листьев, веточек и конденсированных продуктов пиролиза.

С учетом вышесказанного имеем

$$\sum_{j=1}^7 \dot{V}_j = -R_1, \quad \sum_{j=1}^7 \dot{V}_2 = -R_2; \quad (2.2.12)$$

$$\sum_{j=1}^7 \dot{V}_3 = -\delta_3 R_{3s}, \quad \sum_{j=1}^7 \dot{V}_4 = \gamma_{44}' \frac{R_1 M_{4s}}{M_{1s}} + \frac{\gamma_{44}'' R_2 M_{4s}}{M_{2s}} - R_{4s}^s + R_4^s, \quad \sum_{j=1}^7 \dot{V}_5 = R_5^s \quad (2.2.13)$$

Здесь R_1 , R_2 - массовые скорости гомогенных реакций пиролиза целлюлозы и лигнина; R_{4s} , R_4^s , R_5^s - массовые скорости ге-

терогенного горения и диспергирования конденсированного продукта пиролиза и зола соответственно; R_{js} - массовая скорость испарения воды; S_j - удельная поверхность испарения; M_{js} , M_{2s} , M_{3s} , M_{4s} - молекулярные веса компонентов конденсированной фазы (целлюлозы, лигнина, воды, углерода).

При записи (2.2.12), (2.2.13) было сделано допущение о том, что диспергируемые частицы дыма состоят только из конденсированного продукта пиролиза и зола.

Очевидно, что перенос энергии в конденсированной фазе осуществляется в результате теплопроводности. Поэтому

$$-V^k \left(\sum_{i=1}^5 q_i^k \right) = \text{div}(\lambda_s \text{grad } T), \quad \lambda_s = \sum_{i=1}^5 \varphi_i \lambda_i. \quad (2.2.14)$$

Конденсированная фаза обменивается энергией с газовой фазой. Этот энергообмен носит сложный характер и осуществляется в результате свободной и вынужденной конвекции, кондукции и излучения. Поэтому целесообразно представить член, характеризующий энергообмен, в виде

$$\sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^7 E_{ji} = \beta_s (T - T_s), \quad (2.2.15)$$

где β_s - эмпирический коэффициент объемного теплообмена, который в общем случае зависит от характера процесса теплообмена; T - температура газа; T_s - температура конденсированной фазы.

Вводя вместо внутренней энергии энтальпию компонентов конденсированной фазы, после простых преобразований (см. [72]) с учетом (2.2.12)-(2.2.15) получаем уравнение сохранения энергии в конденсированной фазе в следующем виде:

$$\sum_{i=1}^5 \rho_i \varphi_i c_{pi} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \text{div}(\lambda_s \text{grad } T_s) + \beta_s (T - T_s) - \sum_{i=1}^5 h_{i,s} (R_{i,s} - R_{i,s}^0) \quad (2.2.16)$$

Здесь c_{pi} - теплоемкость компонентов конденсированной фазы; $h_{i,s}$, $R_{i,s}$, $R_{i,s}^0$ - энтальпии и суммарные скорости образования (исчезновения) компонентов конденсированной фазы.

Следует подчеркнуть, что при выводе уравнения (2.2.16) игнорировалась внутренняя структура (поры, анизотропия теплофизических параметров) растительных горючих материалов и конденсированного продукта реакции пиролиза.

Получим уравнения, определяющие состояние многокомпонентной

реакционноспособной газовой фазы. Надо иметь в виду, что в газовую фазу поступают газообразные продукты пиролиза лесных горючих материалов, газообразные продукты горения конденсированных продуктов пиролиза и дисперсных частиц. В свою очередь, кислород из газовой среды расходуется на окисление конденсированных продуктов пиролиза и дисперсных частиц. Поэтому для первой части уравнения (2.2.I) при $i = 6$ имеем выражение

$$\sum_{j=1}^6 Y_{j6} = R_1 \sum_{k=3}^6 \frac{\gamma'_{ik} M_k}{\gamma_i M_{ik}} + R_2 \frac{\gamma'_{2k} M_k}{\gamma_2 M_{2k}} - (S + 4\pi \bar{x} a^2) R_{25} + S R_{15}. \quad (2.2.I7)$$

Здесь S - удельная поверхность макропор; R_g - массовая скорость испарения воды по закону Герца-Кнудсена; a - радиус дисперсной частицы; n - число горящих частиц и частиц дыма в единице объема; R_{25} - массовая скорость исчезновения кислорода вследствие реакции окисления (2.2.II).

Согласно физической модели лесного пожара в пологом лесу во время пожара имеет место процесс дымообразования. Иными словами, при пожаре образуется дисперсная среда, состоящая из воздуха, газообразных продуктов пиролиза и горения, а также конденсированных частиц дыма. Поэтому в выражении (2.2.I7) учитывается выгорание окислителя вследствие догорания конденсированных дисперсных частиц дыма. Надо сказать, что наряду с частицами дыма при лесных пожарах из горящего полога леса вылетают и относительно крупные горящие веточки [5]. Поскольку их число невелико, а кинетика их образования совершенно не изучена, то будем предполагать, что эти крупные частицы не оказывают никакого влияния на состояние горящего полога леса. Это допущение позволяет игнорировать в (2.2.I7) член, характеризующий выгорание кислорода вследствие горения крупных дисперсных горящих частиц.

При записи (2.2.I7) для простоты постановки не учитывалась вторичная реакция (2.2.II).

Для конкретизации уравнения сохранения импульса газовой фазы необходима дополнительная информация об аэродинамических свойствах лесных массивов. Согласно [28] существуют ажурные, продуваемые и непродуваемые лесные массивы. К ажурным относятся одноярусные леса без подроста, для которых характерна большая высота крон ($h_k \approx 15-20$ м). К продуваемым лесным массивам относятся

леса с достаточно большой величиной макропористости ($\varphi \approx 1$) или малой пространственной протяженностью, в результате чего профиль ветра в лесу мало деформируется. Для непродуваемых лесных массивов характерно такое значение макропористости, при котором профиль скорости ветра в пологом леса сильно изменяется, а величина скорости ветра уменьшается практически до нуля. Следует отметить, что, согласно [28], течение в приземном слое атмосферы, в том числе и в пологом леса, является турбулентным с длиной пути перемешивания $l \sim h_z$. Поэтому для описания процессов переноса в ажурных и продуваемых лесах целесообразно использовать феноменологические уравнения сохранения массы и импульса, аналогичные тем, что приведены в [28], а для непродуваемых лесных массивов - уравнения, данные в [48]. Уравнение неразрывности для всей газовой фазы в целом имеет вид

$$\frac{\partial \rho^0 \varphi}{\partial t} + \vec{v}(\rho^0 \varphi, \vec{r}) = R_1 \sum_{k=3}^6 \frac{\gamma_{1k} M_k}{\gamma_1 M_{1s}} + R_2 \sum_{k=3}^6 \frac{\gamma_{2k} M_k}{\gamma_2 M_{2s}} - (S + 4n\pi a^2) R_{2s} + S_1 R_{1s}, \quad (2.2.18)$$

где индекс 0 приписывается истинной плотности газа, а индекс 6 у вектора скорости и плотности газа для простоты опущен.

Поскольку состав газовой фазы изменяется вследствие конвекции, диффузии и химических реакций, необходимо выписать и уравнения сохранения массы отдельных компонентов

$$\rho^0 \varphi_k \left(\frac{\partial \vec{r}_k}{\partial t} + (\vec{r} \vec{v}) \cdot \vec{r}_k \right) = R_{k1} + S R_{k2s} - \text{div} \vec{r}_k - C_{k1} (R_{k1} + S R_{k2s}). \quad (2.2.19)$$

В случае непродуваемых лесных массивов скорость ветра в пологом леса мала, и уравнение сохранения количества можно записать в форме модифицированного уравнения фильтрации для пористой недеформируемой среды [48, 76]

$$\rho^0 \varphi_k \left[\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + (\vec{r} \vec{v}) \cdot \vec{r} \right] = - \varphi_k \left[\text{grad} \rho + \vec{r} \left(\frac{\rho}{K} + \rho \frac{\partial \vec{r}}{\partial K} \right) \right] - \rho^0 \vec{r} \varphi_k + 2 \rho^0 \varphi_k [\vec{r} \vec{\Omega}] + \rho^0 \varphi_k (\vec{\Omega} \cdot \vec{r}) \Omega + \vec{r} (R_k + S R_{ks}), \quad (2.2.20)$$

где $\vec{r}$ - радиус-вектор точки в системе координат, начало отсчета которой совпадает с положением наблюдателя на Земле;

ρ^0 - коэффициент динамической вязкости; K - коэффициент проницаемости; ρ - эмпирический коэффициент в квадратичном законе

сопротивления при фильтрации [48] ; $\vec{g}$ - ускорение свободного падения; $\vec{\Omega}$ - скорость вращения Земли; третий член в правой части (2.2.20) - сила Кориолиса ; четвертый член - переносная сила инерции, а последний - количество движения, возникающее при гетерогенных и гомогенных химических реакциях.

Уравнение (2.2.20) следует из общего уравнения сохранения количества движения фаз (2.2.2) при соответствующем выборе $\vec{b}_i$, $\vec{h}_i$, $\vec{g}_i$ и $\vec{J}_i$.

Помимо выписанных ранее уравнений необходимо записать уравнение сохранения энергии для газовой фазы [42, 48, 73, 74]

$$\rho^g c_p \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) T \pm \text{div} \vec{q} - c_p \frac{d\rho}{dt} + A^{(g)} (T - T^{(d)}) + A_s (T - T_s) + \sum_{\alpha=1}^N (R_{\alpha s} + s R_{\alpha ds}) h_s + \text{grad} T \sum_{\alpha=1}^N c_p \vec{J}_\alpha \quad (2.2.21)$$

Здесь c_p - теплоемкость газовой фазы; h_s - энтальпия компонентов газовой фазы; $\vec{J}_\alpha$ - вектор плотности диффузионного потока α - компонента; $A^{(g)}$ - коэффициент теплообмена между газовой и дисперсной фазами; $T^{(d)}$ - температура дисперсной фазы; $\vec{q}$ - вектор плотности кондуктивного потока тепла; N - число компонентов газовой фазы.

Очевидно, что параметры состояния газовой фазы связаны друг с другом

$$\rho = \frac{\rho^g R T}{M}, \quad \frac{1}{M} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{C_\alpha}{M_\alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^N C_\alpha = 1, \quad (2.2.22)$$

где M - молекулярный вес среды; M_α - молекулярный вес α - компонента.

Последнее соотношение (2.2.22) вытекает из определения массовых концентраций и позволяет вместо N уравнений (2.2.19) решать $N-1$ уравнений.

При конкретном решении уравнений сохранения массы компонентов и сохранения энергии необходимо знать явные выражения для диффузионных и тепловых потоков. Как показывают результаты экспериментальных исследований, течение газа в пологе леса является турбулентным. Поэтому выписанные выше уравнения сохранения массы энергии и импульса определяют осредненные характеристики течений. В связи с этим следует отметить, что при выводе уравнения

сохранения энергии (2.2.21) для простоты опущены члены

$$-\sum_{\alpha=1}^N \overline{\dot{h}_\alpha \dot{h}_\alpha} \quad \text{и} \quad \sum_{\alpha=1}^N \text{div} \overline{\dot{h}_\alpha \vec{x}_\alpha},$$

где штрих приписывается пульсационным составляющим соответствующих параметров, а черта сверху означает осреднение по Рейнольдсу.

Получение явных выражений для $\vec{\dot{q}}$ и $\vec{\dot{q}}$ представляет собой самостоятельную трудную задачу, требующую ясных представлений о влиянии энергетики явления на процессы турбулентного переноса массы импульса и энергии. Поэтому в данном случае для простоты анализа целесообразно использовать гипотезу Бусинеска [77], согласно которой в декартовой системе координат имеем

$$\vec{\dot{q}} = \rho \varphi \sum_{j=1}^3 (\alpha_{Tj} + \alpha_{Tj}) \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \vec{e}_j, \quad \vec{\dot{q}} = - \sum_{j=1}^3 \vec{e}_j (1 + \lambda_{Tj}) \varphi \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (2.2.23)$$

где $\vec{e}_j$ - орты декартовой системы координат; α_{Tj} , λ_{Tj} - коэффициенты турбулентной диффузии и теплопроводности по направлениям осей выбранной системы координат; α_{Σ} и λ - эффективный коэффициент молекулярной диффузии и коэффициент молекулярной теплопроводности.

Следует отметить, что последовательное применение приема осреднения Рейнольдса к уравнению неразрывности для всей смеси газов приводит к уравнению параболического типа

$$\frac{\partial \rho^0 \varphi}{\partial t} + \rho^0 \varphi \vec{v} \cdot \text{div} \vec{\dot{q}} = R_1 \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\gamma_\alpha M_\alpha}{\gamma_\alpha M_{\alpha s}} + R_2 \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\gamma_\alpha M_\alpha}{\gamma_\alpha M_{\alpha s}} + S R_{1s} (S + \ln \alpha \alpha^2) R_{2s}, \quad (2.2.24)$$

где величина вектора потока массы $\vec{\dot{q}}$ для декартовой системы координат определяется формулой

$$\vec{\dot{q}} = - \sum_{j=1}^3 \vec{e}_j \alpha_{Tj} \frac{\partial \rho^0 \varphi}{\partial x_j}. \quad (2.2.25)$$

Здесь α_{Tj} - коэффициенты турбулентной диффузии по трем взаимноортогональным направлениям. При записи выражения (2.2.25) использовалась известная гипотеза Бусинеска [77]. Отметим, что уравнение неразрывности, аналогичное уравнению (2.2.24), использовалось также в работах [78, 79].

Таким образом, при математическом моделировании лесных пожаров можно использовать две альтернативные формы уравнения сохранения массы для несущей газовой фазы (2.2.18) и (2.2.24).

Для замыкания выписанной выше системы уравнений необходимо добавить уравнение неразрывности для газа - частиц

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \vec{v}(\rho_i, \vec{v}_i, \vec{r}_i) = R_+^{(i)} - R_-^{(i)} S_i - \text{div} \vec{J}_i, \sum_{i=1}^I \rho_i = 1; \quad (2.2.26)$$

уравнение сохранения количества движения в параболической форме

$$\frac{\partial \vec{J}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \vec{J}_i) \vec{r}_i = \frac{C_p(\vec{r}_i \vec{J}_i)}{C_{p0}} + \vec{g} + \frac{d\vec{v}_i}{dt} \vec{r}_i + a[\vec{v}_i \vec{J}_i] + (\vec{J}_i \cdot \vec{r}_i) \vec{r}_i - \frac{\vec{r}_i \vec{J}_i}{\rho_i} \quad (2.2.27)$$

и уравнение сохранения энергии для газа частиц

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^s}{\partial t} + (\vec{v}_i \vec{T}^s) T^s = \frac{Nu_p(T - T^s)}{Nu_{p0} \vec{r}_i} - \frac{d\vec{v}_i \vec{T}^s}{\rho_i^s \vec{v}_i C_{p1}} - \frac{h^{(s)} S_i R_-^{(s)}}{\rho_i^s \vec{v}_i C_{p1}} - \\ - \frac{h^{(s)} R_+^{(s)}}{\rho_i^s \vec{v}_i C_{p1}} - \frac{d\vec{v}_i \vec{T}^s}{\rho_i \vec{v}_i C_{p1}}, \end{aligned} \quad (2.2.28)$$

где $S_i = s/a$ - удельная поверхность частиц дыма.

Здесь $R_-^{(s)}$, $R_+^{(s)}$ - массовые скорости исчезновения и образования конденсированных частиц дыма в результате гетерогенных реакций и диспергирования конденсированных продуктов пиролиза соответственно; $h^{(s)}$ - энтальпия вещества частиц дыма.

Поскольку радиус частиц дыма может изменяться в результате гетерогенных реакций, то необходимо выписать выражение

$$a = \left(\frac{3 \rho_i}{4 \pi n^{(i)}} \right)^{1/3}, \quad (2.2.29)$$

где $n^{(s)}$ - число частиц дыма в единице объема. При записи (2.2.29) считалось, что частица имеет сферическую форму.

Для определения числа частиц в единице объема необходимо выписать уравнение

$$\frac{\partial n^{(s)}}{\partial t} + (\vec{v}_i \vec{n}^{(s)}) n^{(s)} = N_+^{(s)} - N_-^{(s)} - \text{div} \vec{J}_n^{(s)}, \quad (2.2.30)$$

где $N_+^{(s)}$ и $N_-^{(s)}$ - числовые скорости образования и исчезновения частиц.

При записи уравнений (2.2.27), (2.2.28) использовались следующие формулы:

$$C_{s0} = \frac{24}{Re_{отн.}}, \quad C_D = \frac{24}{Re_{отн.}} + \frac{4.4}{V Re_{отн.}} + 0.32; \quad (2.2.31)$$

$$\tau_p = \frac{2\rho^{(s)} a^2}{9\mu}, \quad \tau_T = \frac{2\rho^{(s)} C_D a^2}{\lambda}, \quad Re_{отн.} = \frac{2(\vec{v} - \vec{v}_s) \rho a}{\mu}; \quad (2.2.32)$$

$$Nu_{po} = 2, \quad Nu_p = 2 + 0.38 Re_{отн.}^{0.66} Pr^{0.36} + 0.03 Re_{отн.}^{0.64} Pr^{0.33}. \quad (2.2.33)$$

Здесь C_D - коэффициент сопротивления частиц; τ_p , τ_T - времена динамической и тепловой релаксации; Nu - число Нуссельта; Pr - число Прандтля; $Re_{отн.}$ - число Рейнольдса для типичной частицы дыма; индекс s приписывается параметрам при $Re \ll 1$.

Для декартовой системы координат векторы $\vec{r}^{(s)}$ и $\vec{q}^{(s)}$ имеют вид

$$\vec{r} = i \mathcal{D}_{r1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + j \mathcal{D}_{r2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} + k \mathcal{D}_{r3} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}; \quad (2.2.34)$$

$$\vec{r}^{(s)} = i \mathcal{D}_{r1} \frac{\partial \varphi^{(s)}}{\partial x} + j \mathcal{D}_{r2} \frac{\partial \varphi^{(s)}}{\partial y} + k \mathcal{D}_{r3} \frac{\partial \varphi^{(s)}}{\partial z}; \quad (2.2.35)$$

$$\vec{q} = i \lambda_{r1} \frac{\partial \tau^{(s)}}{\partial x} + j \lambda_{r2} \frac{\partial \tau^{(s)}}{\partial y} + k \lambda_{r3} \frac{\partial \tau^{(s)}}{\partial z}; \quad (2.2.36)$$

$$\vec{r}_n = i \mathcal{D}_{r1} \frac{\partial n}{\partial x} + j \mathcal{D}_{r2} \frac{\partial n}{\partial y} + k \mathcal{D}_{r3} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (2.2.37)$$

При записи (2.2.34)–(2.2.37) использовалось допущение Буссинеска [77], а выражения (2.2.31)–(2.2.33) взяты из [48].

Уравнения (2.2.24)–(2.2.30) представляют собой феноменологические законы сохранения массы, импульса и энергии для дисперсных частиц. Эти уравнения можно получить из уравнения (2.2.1) (2.2.3) путем конкретизации членов $\mathcal{J}_i$, P_i , E_i и использования приема осреднения, описанного в монографии Лайхтмана [43]. Следует отметить, что диффузионная форма уравнений неразрывности, аналогичная (2.2.26) и (2.2.29), использовалась в работе [79]. Гиперболическая форма уравнений неразрывности следует из (2.2.26) (2.2.30) при $\vec{J}_s \mp \vec{J}_n \equiv 0$. При записи уравнений (2.2.26) (2.2.30) было сделано допущение о том, что вещество дыма состоит из углерода и минеральной части лесных горючих материалов, причем оба компонента составляют единое целое – частицу дыма. Вместо этого допущения можно было бы считать, что дым состоит из двух компонентов – зола и углерода, которые и образуют частицы дыма двух сортов. Для каждого сорта частиц необходимо выписать свои уравнения сохранения массы, импульса и энергии, что существенно усложнит систему уравнений. Поэтому в данной постановке был принят первый упрощенный вариант математического моделирования процесса переноса частиц дыма в пологе леса.

Отметим также, что эффективные коэффициенты многокомпонентной диффузии $\mathcal{D}_s$ в выражении (2.2.31) зависят от температуры, концентраций компонентов газовой фазы и самих диффузионных потоков [80]. Способы вычисления этих величин даны в [80]. Поскольку внутри полога леса во время пожара имеет место перенос энергии излучением, то для определения вектора плотности лучистого теплового потока имеем

$$\vec{q}_R = \iint_{\Omega} \vec{e}_s J_s(s) d\Omega d\omega, \quad (2.2.38)$$

где $\vec{e}$ – единичный вектор направления излучения в точке среды с координатой S ; J_s – спектральная интенсивность излучения; ν – частота; ω – телесный угол.

С точки зрения теории переноса излучения [81–84] исследуемая многофазная, трехтемпературная, двухскоростная, пористодисперс-

няя, реакционноспособная, термодинамическая система представляет собой излучающую, поглощающую и рассеивающую среду. Поэтому для определения J_v необходимо в общем случае записать интегро-дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_v} \frac{\partial J_v(\vec{r}, s)}{\partial t} + (\vec{r}, \vec{r}) J_v(\vec{r}, s) = (K_v + \beta_v) [(1 - S_{c_v}) B_v(s) - \\ - J_v(\vec{r}, s) + \frac{S_{c_v}}{4\pi} \int_{4\pi} J_v(\vec{r}, s) P_v(\vec{r}, \vec{r}') d\omega'] \end{aligned} \quad (2.2.39)$$

Здесь C_v - спектральная скорость света; $P_v(\vec{r}, \vec{r}')$ - спектральная индикатрисса рассеяния; $B_v(s)$ - спектральная функция Планка; $S_{c_v} = \beta_v / K_v + \beta_v$ - критерий Шустера (альбеда среды); K_v и β_v - спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния.

При записи уравнения (2.2.21) предполагалось, что несущая газовая фаза прозрачна, так как, согласно [81-84], при температурах $300 \text{ K} < T < 1500 \text{ K}$, реализующихся при лесном пожаре, это допущение является достаточно точным. Это позволило обойтись одним уравнением (2.2.39) для интенсивности излучения газа частиц.

При выводе системы уравнений (2.2.5), (2.2.6), (2.2.16), (2.2.18)-(2.2.22), (2.2.26)-(2.2.29), (2.2.38) использовались результаты работ [36, 37, 47, 48, 72, 77-84].

Таким образом, имеем замкнутую систему $N+15$ скалярных и двух векторных уравнений для определения $N+15$ скалярных ($C_v, T, T^{(s)}, T_s, \rho, P, J_v, n, a, \psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4, \psi_5, \psi_6, \psi_7$) и двух векторных ($\vec{v}, \vec{v}_s$) неизвестных функций.

Следует отметить, что вместо уравнения неразрывности газовой фазы в гиперболической форме (2.2.18) можно использовать уравнение неразрывности в форме (2.2.24), а вместо параболических уравнений (2.2.26) и (2.2.30) можно использовать гиперболические уравнения первого порядка, которые следуют из (2.2.26), (2.2.30) при $\vec{J}_v \neq \vec{J}_n \neq 0$. Кроме того, одно из уравнений

(2.2.5)-(2.2.6), (2.2.18) (2.2.26) можно опустить, если использовать алгебраический интеграл $\sum_{i=1}^n \eta_i = 1$, который следует из определения объемных долей компонентов

Решение выписанной выше системы уравнений связано с преодолением больших математических трудностей, значительная часть которых обусловлена решением интегро-дифференциального уравнения (2.2.39) для спектральной интенсивности излучения. В то же время, если использовать диффузионное приближение теории излучения [84], удастся для определения характеристик излучения использовать дифференциальные уравнения

$$\dot{q}_{\lambda\tau} = -\frac{c}{2} \dot{V}_{\lambda\tau}, \quad \text{div } \dot{q}_{\lambda\tau} = 4\pi G(T^{\lambda\tau})^{\dagger} - \kappa c V_{\lambda\tau}, \quad (2.2.40)$$

где V_{λ} - осредненная по всем частотам плотность излучения; $\dot{q}_{\lambda}$ - осредненный по всем частотам (интегральный) лучистый тепловой поток; κ - интегральный коэффициент поглощения; c - осредненная скорость света.

Диффузионное приближение справедливо, если длина пробега излучения $l_{\lambda} = \frac{1}{\kappa} \ll L_{\lambda}$, где L_{λ} - характерный размер полога леса, например, его высота.

В пологе леса могут излучать и поглощать конденсированные продукты пиролиза и горящие дисперсные частицы.

В качестве l_{λ} в этом случае следует одно из значений $l_{\lambda} = \kappa^{-1}$ или $l_{\lambda} = \delta^{-1}$, где δ - удельная поверхность макропор. Согласно данным табл. 3.2.4, для соснового леса $\delta \sim 0,8$ м. Если бы поглощали и излучали только дисперсные частицы, то, согласно [85]

$$\kappa = n^{(s)} \pi a^2, \quad (2.2.41)$$

а величина $l_{\lambda} = \frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\pi a^2 n} \approx 4$ м^х), что меньше высоты

х) При вычислении l_{λ} использовались значения $n = 3,25 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ и $a = 0,8 \text{ мкм}$, данные в §1.5. Это значение n получено для конвективной колонки низового пожара. Очевидно, что для перхвых пожаров n существенно выше и $l_{\lambda} \ll L_{\lambda} \ll 10$ м.

полога $h_2 \sim 10$ м

Таким образом, минимальное значение длины пробега излучения $l_2 = 0,8$ м $\ll h_2 = 10$ м получается, если считать, что в основном излучают и поглощают конденсированные продукты пиролиза. С учетом замечания о величине n можно считать, что условие $l_2 \ll h_2$ выполняется и при допущении о том, что излучают и поглощают только дисперсные частицы дыма.

В заключение отметим, что полученные выше уравнения можно использовать и для описания процессов переноса при пожарах в нижнем ярусе леса.

Нижний ярус леса представляет собой пористую реакционноспособную среду, во время горения которой при лесном пожаре образуются те же самые газообразные продукты химических реакций и дым. Поэтому для описания процессов тепло- и массопереноса в нижнем ярусе леса по время лесного пожара можно использовать уравнения предыдущего параграфа. Необходимо только иметь в виду, что поскольку скорость ветра в нижнем ярусе меньше, чем в пологом леса, целесообразно наряду с турбулентными учитывать молекулярные процессы переноса. Иными словами, при использовании уравнений, сформулированных в данном параграфе, для описания тепло- и массопереноса при лесном пожаре в нижнем ярусе леса необходимо специальным образом выбирать коэффициенты переноса.

Таким образом, из анализа результатов этого параграфа следует, что систему уравнений, полученную выше, можно считать общей системой уравнений тепло- и массопереноса при верховых и низовых лесных пожарах.

§2.3. Уравнения тепло- и массопереноса для продуваемых и ажурных лесных массивов

Ранее уже отмечалось, что с точки зрения аэродинамики лесные массивы можно условно разбить на непродуваемые, продуваемые и ажурные [28]. Физический смысл этих понятий дан в §2.2 в соответствии с результатами [28]. Очевидно, что для описания тепло- и массопереноса при пожарах в продуваемых и ажурных лесных массивах можно использовать все полученные в §2.2 уравнения за исключением уравнения движения несущей среды - газовой фазы.

В связи с вышеизложенным для описания процессов переноса в ажурных и продуваемых лесах при пожарах имеем следующую систему уравнений

$$\rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2^0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3^0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = -SR_{ss}; \quad (2.3.1)$$

$$\rho_4^0 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = \gamma_{14}' \frac{R_1 M_{15}}{M_{15}} + \gamma_{24}' \frac{M_{45} R_2}{M_{25}} - R_4^{(s)}, \quad \rho_5^0 \frac{\partial \varphi_5}{\partial t} = -R_5^{(s)}; \quad (2.3.2)$$

$$\sum_{i=1}^5 \rho_i \varphi_i C_{pi} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda_s \operatorname{grad} T_s) + A_s(F T_s) - \sum_{i=1}^5 h_{is}(R_i^{(s)}); \quad (2.3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^0 \varphi_6}{\partial t} + \vec{v}(\rho^0 \varphi_6 \vec{v}) + \operatorname{div} \vec{J}_6 = R_6 \sum_{k=2}^6 \frac{\gamma_{1k} M_k}{M_{15}} + R_2 \sum_{k=2}^6 \frac{\gamma_{2k} M_k}{M_{15}} + \\ + SR_{15} - (s + 4\pi T_0 a^2) R_{ss}; \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

$$\rho^0 \varphi_6 \left(\frac{\partial \vec{L}_6}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) \vec{L}_6 \right) + \operatorname{div} \vec{J}_6 = R_{ss} + SR_{ss} - C_{ss} (R_{ss} + SR_{ss}); \quad (2.3.5)$$

$$\rho^0 \varphi_6 \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) \vec{v} \right] = \operatorname{div} \vec{\tau} - \varphi_6 [\operatorname{grad} p + \rho C_{\alpha} \vec{v} |\vec{v}| s] + \quad (2.3.6)$$

$$+ \rho^0 \vec{g} \varphi_6 - \vec{v} (R_6 + SR_{ss}) + \rho^0 \varphi_6 [\vec{v} \vec{S}_1] + \rho^0 \varphi_6 (\vec{S}_1 \vec{v}) \vec{S}_1;$$

$$\rho^0 C_p \varphi_6 \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) T \right) = \operatorname{div} \vec{q} + \varphi_6 \frac{d\rho}{dt} + A^{(s)}(T - T^0); \quad (2.3.7)$$

$$+ A_s(T - T_s) - \sum_{\alpha=1}^N h_{\alpha} (R_{\alpha} + SR_{\alpha s}) + (\operatorname{grad} T) \sum_{\alpha=1}^N C_{p\alpha} \vec{J}_{\alpha};$$

$$\rho = \frac{\rho^0 R T}{M}, \quad \frac{1}{M} = \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} = 1, \quad (2.3.8)$$

$$\frac{\partial \rho_i^0 \varphi_i}{\partial t} + \vec{v}(\rho_i^0 \varphi_i \vec{v}_i) = R_i^{(s)} - SR_i^{(s)} - \operatorname{div} \vec{J}_i, \quad \sum_{i=1}^5 \varphi_i = 1; \quad (2.3.9)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_r}{\partial t} + (\vec{v}_r \vec{v}) \vec{v}_r = \frac{C_d}{C_{20}} \frac{(\vec{v} - \vec{v}_r)}{\tau_r} \vec{v}_r + \frac{\text{div} \vec{q}_r}{\rho_r^0 \varphi_r} + 2[\vec{v}_r \vec{\Omega}] + (\vec{\Omega} \vec{v}) \cdot \vec{\Omega} - \frac{\gamma_r \vec{v} \rho_r}{\rho_r^0}; \quad (2.3.10)$$

$$\frac{\partial T^{(s)}}{\partial t} + (\vec{v}_r \vec{v}) T^{(s)} = \frac{Nu_p(T - T^{(s)})}{Nu_p \tau_r} - \frac{\text{div} \vec{q}_r}{\rho_r^0 \varphi_r C_{pr}} + \frac{h^{(s)} S_+ R_+^{(s)}}{\rho_r^0 \varphi_r C_{pr}};$$

$$\frac{h^{(s)} R_+^{(s)}}{\rho_r^0 \varphi_r C_{pr}} \frac{\text{div} \vec{q}_{r2}}{\rho_r^0 \varphi_r C_{pr2}}, \quad \alpha = \left(\frac{3 \varphi_r}{4 \pi n^{(s)}} \right)^{1/3}, \quad S_+ = \frac{3}{\alpha}; \quad (2.3.11)$$

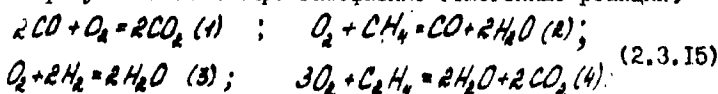
$$\frac{\partial n^{(s)}}{\partial t} + (\vec{v}_r \vec{v}) n^{(s)} = N_+^{(s)} - N_-^{(s)} - \text{div} \vec{J}^{(s)}; \quad (2.3.12)$$

$$\vec{q}_{r2} = -\frac{C_x}{3} \vec{v} U_{r2}, \quad \text{div} \vec{q}_{r2} = 4G(T^{(s)})^4 - C U_{r2}; \quad (2.3.13)$$

$$\vec{\tau} = \varphi_r [\vec{r}(\mu + \mu_{r1}) \frac{\partial \mu}{\partial x} + \vec{j}(\mu, \mu_{r2}) \frac{\partial r}{\partial y} + \vec{k}(\mu, \mu_{r3}) \frac{\partial w}{\partial z}]. \quad (2.3.14)$$

Здесь $\vec{\tau}$ - вектор, характеризующий касательные напряжения; μ - молекулярная динамическая вязкость; C_d - коэффициент сопротивления лесного массива [28], а остальные обозначения введены в §2.2.

Таким образом, уравнения переноса для лесных пожаров в случае продуваемых и ажурных лесных массивов отличаются от соответствующих уравнений, полученных в предыдущем параграфе, лишь видом уравнения движения для газовой фазы (2.3.6). Это уравнение представляет собой обобщение уравнения движения, предложенного в [28], на случай многофазной среды. Следует подчеркнуть, что принятая здесь и в §2.2 математическая модель процесса лесного пожара учитывает четыре газофазные гомогенные реакции:



(реакции пиролиза целлюлозы и лигнина, массовые скорости которых обозначаются буквами R_1 и R_2 ; реакцию образования дыма из компонентов конденсированной фазы, массовая скорость которой обозначается буквой $R_3^{(s)}$ и гетерогенные процессы: испарение воды с массовой скоростью $s R_{1s}$ и горение конденсированных продуктов пиролиза и дисперсных частиц с массовой скоростью $s_2 R_{2s}$ и $4\pi \alpha^2 R_{2s}$).

В соответствии с условиями (2.2.4) имеем для реакции дымообразования

$$R_1^{(s)} + R_2^{(s)} = R_+^{(s)}. \quad (2.3.16)$$

Очевидно, что $N_+^{(s)}$ и $R_+^{(s)}$ связаны между собой соотношением

$$N_+^{(s)} = 3R_+^{(s)} / 4\pi\rho_s^0 a^3. \quad (2.3.17)$$

Отметим, что в настоящее время нет единой точки зрения на вопрос, из каких компонентов образуется дым. В книге [4] утверждается, что частицы дыма образуются из углерода в газовой фазе, а в статье [75] кинетика дымообразования связывается с кинетикой пиролиза горючих материалов. В данной постановке используются результаты работы [75], в которой дается выражение для скорости дымообразования.

§2.4. Уравнения тепло- и массопереноса для описания пожаров на торфяниках

Поскольку физическая модель лесных пожаров, сформулированная в §1.6, справедлива и для пожаров на торфяниках, а уравнения, полученные в §2.2, соответствуют этой физической модели, то система уравнений, представленная в §2.2, пригодна и для математического описания процессов переноса при пожарах на торфяниках. Действительно, торф представляет продукт неполного разложения растительных материалов в условиях избыточной влажности и недостаточной аэрации [4, 86]. Поэтому его в процессе пожара можно моделировать пористой многофазной реакционноспособной средой, состоящей из целлюлозы (1), лигнина (2), воды в жидко-капельном состоянии (3), конденсированных продуктов пиролиза (4), золы (5), газовой фазы (6) и дисперсных частиц дыма (7). В составе торфа 56% углерода, 36% кислорода, 6% водорода и 2% азота. В отличие от верховых пожаров при горении торфяников в порах очевидно не образуются достаточно крупные горящие частицы, а дисперсная среда состоит из частичек дыма, размер которых значительно меньше радиуса пор. Поэтому для математического описания пожаров на торфяниках можно использовать математические уравнения, полученные в §2.2. Вместе с тем, имея в виду особенности процессов переноса при пожарах на торфяниках, можно сделать

следующие упрощающие предположения:

1) скорость и температура дисперсных частиц совпадают со скоростью и температурой несущей газовой фазы в соответствующей точке пространства;

2) силы инерции в уравнении движения газовой фазы малы по сравнению с силой давления, и уравнения сохранения количества движения можно использовать в форме квадратичного закона Дарси [72];

3) влиянием обмена энергией между дисперсными частицами дыма можно пренебречь по сравнению с теплообменом со стенками макропор, а последний учитывается выбором коэффициента объемной теплоотдачи A_s .

С учетом сделанных допущений и результатов, полученных в §2.2, имеем следующую систему уравнений:

$$\rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2^0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3^0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = -S_3 R_{3s}; \quad (2.4.1)$$

$$\rho_4^0 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = \gamma_{14}' \frac{M_{4s}}{M_1} R_1 + \gamma_{24}' \frac{M_{4s}}{M_{2s}} R_2 - R_4^{(s)}, \quad \rho_5^0 \frac{\partial \varphi_5}{\partial t} = -R_5^{(s)}; \quad (2.4.2)$$

$$\sum_{i=1}^3 A_i \varphi_i C_{pi} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda_s \operatorname{grad} T_s) + A_s (T - T_s) - \sum_{i=1}^3 h_{is} (R_i + s R_{is}); \quad (2.4.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^0 \varphi_6}{\partial t} + \vec{v}(\rho^0 \varphi_6 \vec{v}) = R_1 \sum_{k=3}^6 \frac{\gamma_{1k}' M_k}{M_{1s}} + R_2 \sum_{k=3}^6 \frac{\gamma_{2k}' M_k}{M_{1s}} - \\ - (s + 4\pi n^{(s)} a^2) R_{2s}; \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

$$\rho^0 \varphi_6 \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) C_u \right) = R_{6s} + s R_{6ss} = C_{6s} (R_{6s} + s R_{6ss}); \quad (2.4.5)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{grad} p = - \left(\frac{\rho^0}{\kappa} + \rho^0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) \vec{v} - \rho^0 \vec{g} + 2\rho^0 [\vec{v} \vec{\nabla}] + \rho^0 (\vec{\nabla} \vec{v}) \vec{\nabla} + \\ + \vec{v} (R_6 + s R_{6s}) / \varphi_6; \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

$$(\rho^0 c_p \varphi_i + \rho_i^0 c_{p,i} \varphi_i) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) T \right) = \text{div} (\vec{q} + \vec{q}_i) - \varphi_i \frac{dP}{dt} + h_i (T - T_i) - \sum_{\alpha=1}^N h_{\alpha} (R_{\alpha i} + s R_{i \alpha s}) + (\text{grad } T) \sum_{\alpha=1}^N c_{p \alpha} \vec{J}_{\alpha} - h^s (R_+^s - s R_-^s); \quad (2.4.7)$$

$$p = \frac{\rho^0 R T}{M}, \quad \frac{1}{M} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{C_{\alpha}}{M_{\alpha}}, \quad \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} = 1; \quad (2.4.8)$$

$$\frac{\partial \rho_i^0 \varphi_i}{\partial t} + \vec{\nabla} (\rho_i^0 \varphi_i \vec{v}) = R_+^{(s)} - s_i R_-^{(s)}, \quad \sum_{i=1}^K \varphi_i = 1; \quad (2.4.9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) n = N_+^s - N_-^s, \quad a = \left(\frac{s \varphi_i}{4 \pi n} \right)^{1/2}, \quad s_i = \frac{s}{a}. \quad (2.4.10)$$

Таким образом, имеем $N+13$ скалярных и одно векторное уравнение для определения $N+13$ скалярных и одной векторной ($\vec{v}$) неизвестной величины, то есть полученная система уравнений (2.4.1)–(2.4.10) существенно проще системы уравнений, представленной в §2.2.

Надо сказать, что в данном случае использована гиперболическая форма уравнений сохранения массы газовой и дисперсной фаз, а все потоковые величины определяются по формулам, данным в §2.2 с учетом того, что $T = T^{(s)}$.

В заключение отметим, что формулы (2.3.16), (2.3.17) и замечание относительно математической модели термохимических процессов, сформулированное в §2.3, сохраняют свою силу и в данном случае.

§2.5. Уравнения тепло- и массопереноса в пограничном слое атмосферы

Согласно физической модели лесного пожара за пределами полога леса имеет место догорание газообразных продуктов пиролиза и головешек, а дым не образуется, но распространяется в атмосфере вследствие конвекции и турбулентной диффузии. Поэтому в приземном слое атмосферы среду следует считать двухфазной, двухскоростной и двухтемпературной и основные уравне-

ния сохранения массы, импульса и энергии можно получить как частный случай из уравнений, представленных в §2.2 и §2.3, при учете специфики процесса, которая отмечена выше. В результате получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho(1-\varphi)}{\partial t} + \vec{v}(\rho(1-\varphi)\vec{v}) + \text{div} \vec{j}_\rho = S_+ R_-^{(s)}; \quad (2.5.1)$$

$$\frac{\partial \rho^{(s)} \varphi^{(s)}}{\partial t} + \vec{v}(\rho^{(s)} \varphi^{(s)} \vec{v}^{(s)}) + \text{div} \vec{j}_\rho^{(s)} = -S_+ R_-^{(s)}; \quad (2.5.2)$$

$$\frac{\partial \vec{v}^s}{\partial t} + (\vec{v}^s \vec{v}^s) \vec{v}^s = \frac{C_2}{C_{20}} \frac{(\vec{v}^s - \vec{v}^{(s)})}{\tau_r} + \vec{g} + (\vec{\Omega}^s \vec{v}^s) \vec{\Omega}^s + 2[\vec{v}^s \vec{\Omega}^s]; \quad (2.5.3)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) \vec{v} \right] = -\text{grad } P + \text{div} \vec{\tau} + \rho \vec{g} + \rho [\vec{v} \vec{\Omega}] + \rho (\vec{\Omega} \vec{v}) \vec{\Omega} - \quad (2.5.4)$$

$$- \frac{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} (\vec{v} - \vec{v}^{(s)})}{\tau_r} \frac{C_2}{C_{20}},$$

$$\frac{\partial T^{(s)}}{\partial t} + (\vec{v}^{(s)} \vec{v}^{(s)}) T^{(s)} = \frac{N_{Lp} (T - T^{(s)})}{N_{Lp} \tau_r} + \frac{h^{(s)} \vec{v}_r R_+}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}} - \frac{\text{div} \vec{q}_r^{(s)}}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}}, \quad (2.5.5)$$

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) T \right] = (\text{grad } T) \sum_{\alpha=1}^N C_{p\alpha} \vec{J}_\alpha - \text{div} \vec{q} - \quad (2.5.6)$$

$$- \rho C_p \frac{N_{Lp} (T - T^{(s)})}{N_{Lp} \tau_r} + \sum_{\alpha=1}^N h_\alpha R_\alpha + \frac{dP}{dt};$$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{J}_\alpha}{\partial t} + (\vec{v} \vec{v}) \vec{J}_\alpha \right) + \text{div} \vec{J}_\alpha = R_\alpha, \alpha = 1, \dots, N-1, \sum_{\alpha=1}^N C_\alpha = 1; \quad (2.5.7)$$

$$\vec{q}_r^{(s)} = -\frac{C_2}{\delta} \nabla U_{r,2}^{(s)}, \quad \text{div} \vec{q}_r^{(s)} = 4\sigma (T^{(s)})^4 - c U_{r,2}^{(s)}; \quad (2.5.8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\vec{v}^{(s)} \vec{v}^{(s)}) n + \text{div} \vec{J}_n = 0, \quad a = \left(\frac{3\varphi_2}{4\pi n} \right)^{1/3}, \quad \rho = \frac{\rho R T}{M}; \quad (2.5.9)$$

$$\vec{j}_\rho = -\sum_{j=1}^3 i_j D_j \frac{\partial \rho(1-\varphi)}{\partial x_j}, \quad \vec{j}_\rho^{(s)} = -\sum_{j=1}^3 i_j D_j \frac{\partial \rho^{(s)} \varphi^{(s)}}{\partial x_j}; \quad (2.5.10)$$

$$\vec{r}^{(s)} = \varphi^{(s)} \sum_{i=1}^3 \vec{r}_i \mu_i \frac{\partial \eta_i^{(s)}}{\partial x_j}, \quad \vec{r} = (1 - \varphi^{(s)}) \sum_{i=1}^3 \vec{r}_i \mu_i \frac{\partial \eta_i}{\partial x_j}; \quad (2.5.11)$$

$$\vec{r}^{(n)} = \sum_{i=1}^3 \vec{r}_i \mu_i \frac{\partial \eta_i^{(n)}}{\partial x_j};$$

$$\vec{r}_\alpha = (1 - \varphi^{(s)}) \sum_{i=1}^3 \vec{r}_i (\mathcal{Q}_\alpha + \mathcal{Q}_{Tj}) \frac{\partial \mathcal{C}_\alpha}{\partial x_j}, \quad \vec{r} = -(1 - \varphi^{(s)}) \sum_{i=1}^3 \vec{r}_i \lambda_{Tj} \frac{\partial T}{\partial x_j}. \quad (2.5.12)$$

Здесь и выше $\rho^{(s)}$ и $\varphi^{(s)}$ - истинная плотность и объемная доля дисперсных частиц дыма, индекс у параметров газовой фазы опущен, а остальные обозначения совпадают с теми, которые были введены ранее в предыдущих параграфах. При получении соотношений (2.5.10)-(2.5.12) использовались прием осреднения Рейнольдса в форме, предложенной в [43], и допущение Буссинеска [77].

Таким образом, имеем замкнутую систему $N+9$ скалярных и два векторных уравнения для определения $N+9$ скалярных ($\mathcal{C}_\alpha, T, T^{(s)}, \rho, \rho^{(s)}, \varphi, \varphi^{(s)}, \eta, \mathcal{Q}, \mathcal{Q}^{(s)}$) и двух векторных ($\vec{r}, \vec{r}^{(s)}$) неизвестных функций.

Уравнения (2.5.1), (2.5.2) - это законы сохранения массы в параболической форме [78], а (2.5.3), (2.5.4) - уравнения сохранения количества движения для газовой и конденсированной сред соответственно.

Поскольку собственный объем конденсированных частиц мал по сравнению с объемом газа, то в уравнении (2.5.3) опущена сила вязкости, а в уравнениях (2.5.4), (2.5.6) опущены члены с множителем $\varphi^{(s)}$.

Следует отметить, что уравнения (2.5.3), (2.5.4) получены с учетом того, что течение в пограничном слое атмосферы является турбулентным [28]. Уравнения (2.5.5), (2.5.6) представляют собой законы сохранения энергии для газовой и конденсированной фаз соответственно. При записи уравнения (2.5.5) учтено излучение горящих конденсированных частиц, а несущая газовая среда считалась прозрачной, так как, согласно [82-85], при температурах $500 \text{ K} < T < 2000 \text{ K}$ это допущение является достаточно точным. Поскольку разогрев газовой фазы невелик, в уравнении (2.5.5) опущены члены, характеризующие перенос энергии в результате термо- и бародиффузии. В отличие от обычного уравнения сохранения энергии для вязкого реагирующего газа при записи

(2.5.5) использована известная гипотеза Буссинеска [77].

поэтому это уравнение пригодно и для описания турбулентных течений. Другой особенностью (2.5.5) является третий член в правой части этого уравнения, который характеризует теплообмен между конденсированной и газовой фазами. Уравнения (2.5.7) представляют собой законы сохранения массы α -компонента. В отличие от обычного уравнения диффузии в аэротермохимии [50-51] при записи (2.5.7) была использована гипотеза Буссинеска, что позволяет применять его и для описания турбулентных течений. С точки зрения теории переноса излучения [82-85] исследуемая двухфазная двухтемпературная двухскоростная термодинамическая система представляет собой излучающую, поглощающую и рассеивающую среду, поэтому было выписано интегро-дифференциальное уравнение (2.5.8) для интенсивности излучения.

Поскольку горящие частицы не сталкиваются между собой, эффекты коагуляции и дробления частиц можно не учитывать, и уравнение для числа частицы в единице объема записать в форме (2.5.9).

Согласно [5] огромную роль при распространении верхних лесных пожаров играют горящие головешки, которые выпадают перед фронтом пожара и могут вызывать появление новых очагов горения. Наибольшую опасность представляют горящие веточки сосны, диаметр которых меняется в пределах 5 мм $\leq d \leq$ 12 мм. При полете в приземном слое атмосферы эти веточки (цилиндрики) сосны горят в беспламенном режиме и в случае контакта с подстилкой могут вызвать очаг горения. Будем предполагать, что горящие головешки ввиду их незначительного количества в единице объема не могут вызвать существенных изменений полей скорости и температуры в приземном слое атмосферы. При этом допущении траектория, изменение массы и температуры типичных частиц описываются уравнениями

$$\frac{d\vec{v}_0}{dt} = \vec{g} + \frac{c_p(\vec{v} - \vec{v}_0)}{c_{p0} \tau_p} + 2[\vec{v}_0 \vec{\Omega}] + (\vec{\Omega} \times \vec{z}_0) \times \vec{\Omega}; \quad (2.5.13)$$

$$\frac{dM}{dt} = - \int_V (\rho v)_{wn} ds, \quad (\rho v)_{wn} = \sum_{\alpha=1}^N U_{\alpha}; \quad (2.5.14)$$

$$c_p \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \text{div} (\lambda_s \text{grad } T_s) \quad (2.5.15)$$

с граничными и начальными условиями

$$\lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_r + \sum_{i=1}^{N_s} q_i v_i \Big|_r = \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_r = T_s \Big|_r = T \Big|_r; \quad (2.5.16)$$

$$\gamma_{an} \Big|_r + (\rho v)_{an} c_{an} \Big|_r = v_{an} \Big|_r, M \Big|_{t=0} = M_N, T_s \Big|_{t=0} = T_{sN}; \quad (2.5.17)$$

$$\vec{r} \Big|_{t=0} = \vec{r}_N, \vec{v}_s \Big|_{t=0} = \vec{v}_{sN}. \quad (2.5.18)$$

Здесь r - поверхность горячей головешки; q_i и v_i - тепловые эффекты и скорости независимых гетерогенных реакций горения частицы; M - масса частицы; ds - элемент площади; $(\rho v)_{an}$ - массовая скорость горения в данной точке поверхности частицы; индексы N , s , n приписываются начальным значениям, материалу частицы и компоненте скорости по нормали к поверхности r , остальные обозначения введены ранее.

При записи уравнения (2.5.15) считалось, что горячая частица не имеет пор, а ее теплофизические свойства однозначно характеризуются эффективными значениями коэффициента теплопроводности, теплоемкости и плотности. Если учитывать внутреннюю структуру горячей частицы, то необходимо использовать модель пористого реагирующего твердого тела [72], что существенно усложняет постановку задачи. Надо сказать, что для определения коэффициента аэродинамического сопротивления C_d ^{х)}, строго говоря, необходимо решить задачу об обтекании головешек реагирующим газовым потоком. Иными словами, данная задача принадлежит к классу сопряженных задач механики реагирующих сред [47], так как при полете частицы в результате горения меняется ее форма и температура, а вместе с ними и свойства потока газа, обтекающего эту частицу. При математическом моделировании такой задачи наряду со знанием полей скорости в окрестности частицы необходимо также знать поля температур и концентраций компонентов газовой фазы,

^{х)} Значения C_d , C_{d0} и τ_r определяются по формулам, приведенным в §2.2, однако под величиной a понимается не радиус, а характерный размер обтекаемого тела.

так как в противном случае невозможно определить γ_{nl} / γ - нормальную составляющую вектора плотности диффузионного потока α -компонента на поверхности обтекаемого тела.

Таким образом, для математического моделирования процессов переноса в пограничном слое атмосферы необходимо решать сопряженную задачу механики реагирующих сред или использовать эмпирические значения коэффициентов сопротивления и тепломассообмена.

§2.6. Структура невозмущенной атмосферы, профили давления и скорости ветра для однородной горизонтальной подстилающей поверхности

Согласно [45, 46, 66], атмосфера состоит из тропосферы, стратосферы, мезосферы и термосферы. Под тропосферой понимают часть атмосферы, простирающуюся вплоть до тропопаузы, высота которой ~ 10 км. Для тропосферы температура линейным образом убывает с ростом высоты. В стратосфере температура вновь начинает линейно расти с ростом высоты. Этот рост прекращается на высоте порядка 30 км (эта высота называется стратопаузой). После стратопаузы температура вновь падает до высоты, называемой мезопаузой (100 км), а затем в пределах термосферы вновь растет с ростом высоты. На рис.2.6.1 представлен профиль температуры, взятый из [45].

Если атмосфера неподвижна, то распределение давления определяется уравнениями гидростатики и состояния

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g, \quad \rho = \frac{MP}{RT}. \quad (2.6.1)$$

Уравнение (2.6.1) следует из уравнения сохранения импульса (2.5.4), записанного в проекции на ось z при $\vec{v} = 0$ и $\vec{v}^{(2)} = 0$. Допустим, что величина $M/RT = \text{const}$. Это допущение в отсутствии химических превращений справедливо, если $T = \text{const}$, то есть температура не изменяется с изменением высоты z . Подставляя второе соотношение (2.6.1) в первое уравнение, получаем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{Mg}{RT} P, \quad P(0) = P_0, \quad (2.6.2)$$

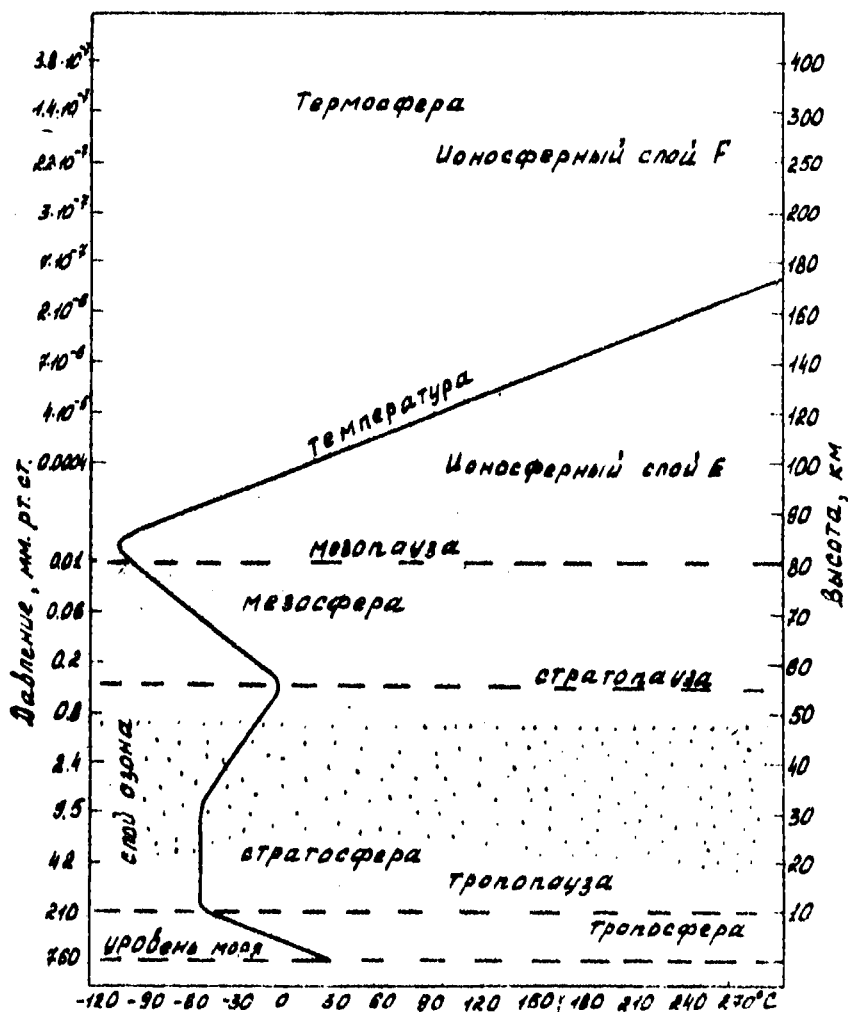


Рис. 2.6.1. Профиль температуры в реальной атмосфере

которое с учетом допущения, сделанного выше, легко решается методом разделения переменных. Учитывая начальное условие (2.6.2), в итоге получаем

$$P = P_0 \exp(-z/H), \quad (2.6.3)$$

где $H = RT/Mg$ - параметр, называемый высотой однородной атмосферы [45], а индекс o соответствует давлению на уровне моря (при $z = 0$).

Таким образом, для изотермической атмосферы давление экспоненциальным образом уменьшается с ростом высоты.

Используя второе соотношение (2.6.1), с учетом (2.6.3) имеем

$$\rho = \frac{MP_0}{RT} \exp\left(-\frac{z}{H}\right) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right). \quad (2.6.4)$$

Такое распределение плотности называют моделью экспоненциальной атмосферы [87]. Согласно [87] эта модель для земной атмосферы при $H = 7170$ м, $\rho_0 = 0,142$ кг.с⁻².м⁻⁴ адекватна натуре до высот, не превышающих 130 км.

Допустим, что $\frac{dH}{dz} = \beta = \text{const}$. Это допущение в отсутствии химических реакций выполняется, если

$$\frac{R}{Mg} \frac{dT}{dz} = \beta = \text{const}, \quad T(0) = T_0. \quad (2.6.5)$$

Интегрируя (2.6.5) с учетом начального условия (2.6.5), получаем

$$T = T_0 + \frac{\beta Mg z}{R}. \quad (2.6.6)$$

Уравнение (2.6.2) с учетом сделанного выше допущения можно переписать в виде

$$\frac{dP}{P} = -\frac{dH}{\beta H}. \quad (2.6.7)$$

Решая это уравнение, получаем распределение давления в атмосфере с постоянным градиентом температуры

$$P = P_0 \left(\frac{H_0}{H}\right)^{1/\beta}. \quad (2.6.8)$$

Представляет интерес вертикальный профиль ветра в атмосфере для однородной подстилающей поверхности. Поскольку аэродинамические свойства такой поверхности не зависят от координат, то очевидно, что горизонтальная составляющая ветра будет зависеть только от высоты. Введем декартову систему координат так, чтобы направление оси x совпадало с направлением ветра (см. рис. 2.6.2).

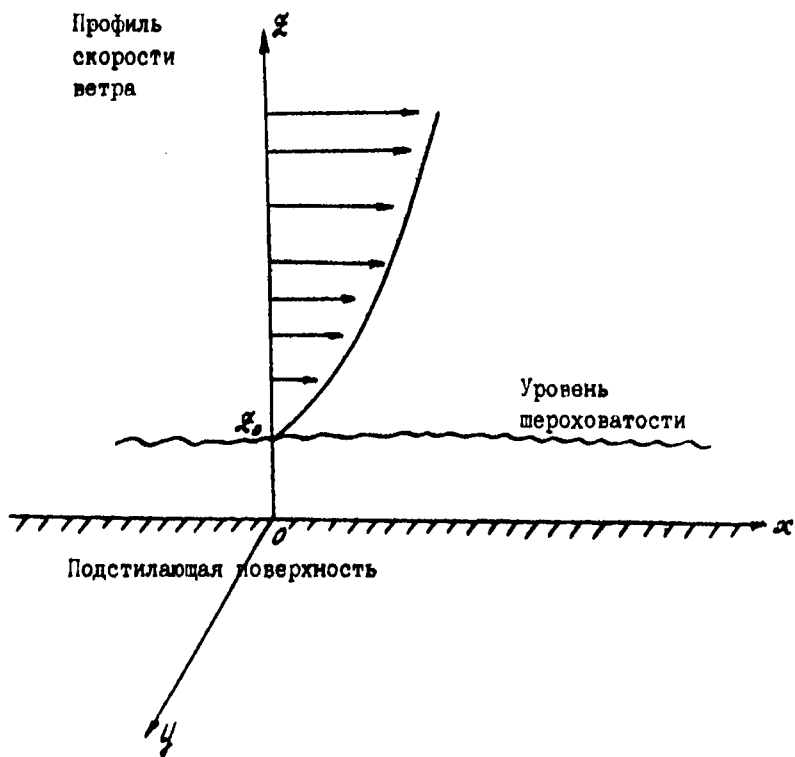


Рис.2.6.2. Схема течения над однородной подстилающей поверхностью

Уравнение сохранения импульса в проекциях на ось x в этом случае имеет вид

$$\frac{d}{dx} \left(\mu_r \frac{dU}{dx} \right) = 0, \quad (2.6.9)$$

откуда получаем

$$\mu_r \frac{dU}{dx} = \tau = \text{const}. \quad (2.6.10)$$

Интегрируя второй раз, имеем профиль скорости ветра

$$U = \int_{x_0}^x \frac{\tau}{\mu_r} dx. \quad (2.6.11)$$

При получении формулы (2.6.11) использовалось условие прилипания

$$U|_{x=x_0} = 0. \quad (2.6.12)$$

Таким образом, в случае однородной по степени шероховатости подстилающей поверхности для горизонтально однородного приземного слоя напряжение трения τ не зависит от высоты.

Казалось бы, опираясь на аналогию процессов тепло- и массопереноса и формулу (2.6.10) можно было бы записать

$$-\lambda_r \frac{dT}{dx} = q_x = \text{const}, \quad (2.6.13)$$

где $\lambda_r = C_p \mu_r$.

Однако анализ результатов экспериментальных измерений показал, что тепловой поток q_x через горизонтальную поверхность не обращается в нуль при $\frac{dT}{dx} = 0$. В связи с этим вводят допущение о пропорциональности потока тепла градиенту так называемой потенциальной температуры [28, 61]. Потенциальной температурой называют выражение

$$\theta = T \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\gamma-1/\gamma}, \quad (2.6.14)$$

где $P_0 = 1000$ мб - стандартное давление на уровне моря, а $\gamma = C_p/C_v$ - отношение теплоемкостей. В соответствии с ранее сформулированным допущением имеем

$$q_x = -C_p \mu_r \left(\frac{d\theta}{dx} \right) = -C_p \mu_r \left(\frac{dT}{dx} + \frac{\theta}{P} \right) \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\gamma-1/\gamma}. \quad (2.6.15)$$

Поскольку $(P_0/P)^{\gamma-1/\gamma} \approx 1$, то приближенно считаем

$$q_x = -c_p \mu_T \left(\frac{dT}{dx} + g/c_p \right),$$

(2.6.16)

где $g/c_p = 6a = 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/M}$ - сухоадиабатический градиент температуры [28, 61].

Если величина $q_x = q_x|_{x=x_0} = \text{const}$, то из уравнения (2.6.16) можно определить профиль температуры в однородном приземном слое атмосферы.

Таким образом, известный закон Фурье (2.6.13) в рамках данного подхода не выполняется, и его приходится обобщать. На наш взгляд, такая ситуация обусловлена ограниченностью модели горизонтально однородного пограничного слоя. Фактически как только возникают достаточно большие градиенты температуры, возникает свободная конвекция, стремящаяся выравнять это различие температур. Поэтому если использовать уравнение сохранения энергии в газовой фазе в форме, которая предложена в §2.2 и §2.3, то закон Фурье сохраняет свою силу.

§2.7. Начальные и граничные условия

Для завершения постановки задачи необходимо записать начальные и граничные условия. Начальные условия для искомых функций имеют вид

$$\vec{v}|_{t=0} = \vec{\Phi}_v(x, x_2, x_3), \vec{v}_s|_{t=0} = \vec{\Phi}_{vs}(x, x_2, x_3), \varphi_i = \Phi_{\varphi_i}(x, x_2, x_3); \quad (2.7.1)$$

$$T|_{t=0} = \Phi_T(x, x_2, x_3), T_s|_{t=0} = \Phi_{Ts}(x, x_2, x_3), J_i|_{t=0} = \Phi_{J_i}(x, x_2, x_3); \quad (2.7.2)$$

$$C_a|_{t=0} = \Phi_{C_a}(x, x_2, x_3), a=1, 2, 3, \dots, N, \varphi_i|_{t=0} = \Phi_{\varphi_i}, \quad (2.7.3)$$

где x, x_2, x_3 - декартовы, цилиндрические или любые другие координаты.

Следует отметить, что уравнения, полученные в предыдущих параграфах, имеют разные области определения, которые отделяются друг от друга поверхностями раздела Γ (см. рис. 1.6.2), на этих поверхностях должны выполняться законы сохранения массы импульса и энергии. Прежде чем выписывать упомянутые выше зако-

ны сохранения, необходимо уточнить определения границ раздела. Очевидно, что в отсутствии реакций горения полученная в §2.2, §2.3, §2.5 система уравнений должна адекватно описывать аэродинамику леса при его обтекании ветром. Аэродинамика растительных сообществ широко использует такие понятия, как высота шероховатости препятствий z_0 и толщина вытеснения d [28]. Согласно [28] над горизонтально однородной подстилающей поверхностью профиль скорости ветра имеет вид

$$u = \frac{u_*}{z} \ln \frac{z}{z_0}, \quad z > z_0, \quad (2.7.4)$$

где $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$ - динамическая скорость; $\alpha = 0,4$. Из вида выражения (2.7.4) следует, что при $z = z_0$ скорость $u = 0$.

Таким образом, параметр шероховатости z_0 соответствует высоте, где скорость ветра равна нулю. Имеется много формул, связывающих высоту обтекаемых ветром препятствий и величину z_0 [28]. Приведем здесь лишь формулы Кунга и Пешке [28]

$$\lg z_0 = -1.24 + 1.19 \lg h, \quad z_0 = \frac{h}{4.35}, \quad (2.7.5)$$

где h - средняя высота деревьев.

Для леса величина z_0 , согласно [28], имеет порядок 1 м.

Поэтому нижнюю границу полога леса целесообразно отождествить с высотой шероховатости z_0 . Любопытно, что величина z_0 по порядку величин согласуется с высотой верхней границы нижнего яруса леса (см. §1.6).

Запишем законы сохранения массы импульса и энергии для верхней границы полога леса

$$(\rho_s \varphi_s v_{zs}) \Big|_{z=0} = (\rho^s \varphi^s v_z^s) \Big|_{z=0}, \quad \mathcal{I}_\rho \Big|_{z=0} = \mathcal{I}_\rho^s \Big|_{z=0}; \quad (2.7.6)$$

$$\varphi_s \rho_{s1} + \varphi_s \rho_{s2} + (\rho v_z \varphi_s) \Big|_{z=0} = \rho v_z (1 - \varphi^s) \Big|_{z=0}, \quad \mathcal{I}_\rho \Big|_{z=0} = \mathcal{I}_\rho^s \Big|_{z=0}; \quad (2.7.7)$$

$$v_{zs} \Big|_{z=0} = v_z^s \Big|_{z=0}, \quad v_z \Big|_{z=0} = v_z \Big|_{z=0}; \quad (2.7.8)$$

$$\varphi_s \mu_{\tau s} \frac{\partial v_{\tau s}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = \varphi_s \mu_{\tau s} \frac{\partial v_{\tau s}^{(\alpha)}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s+0}}, \mu_{\tau s} \varphi_s \frac{\partial v_{\tau s}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = \mu_{\tau s} (1-\varphi_s^{(\alpha)}) \frac{\partial v_{\tau s}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.9)$$

$$\rho \varphi_s v_n^2 \Big|_{\Gamma_{s-0}} = \rho (1-\varphi_s^{(\alpha)}) v_n^2 \Big|_{\Gamma_{s+0}}, \mu_{\tau n} \varphi_s \frac{\partial v_n}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = \mu_{\tau n} (1-\varphi_s^{(\alpha)}) \frac{\partial v_n}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.10)$$

$$\rho_s^0 \varphi_s v_{n\tau}^2 \Big|_{\Gamma_{s-0}} = \rho_s^0 \varphi_s^{(\alpha)} (v_n^{(\alpha)})^2 \Big|_{\Gamma_{s+0}}, \mu_{\tau n} \varphi_s \frac{\partial v_{n\tau}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = \mu_{\tau n} \varphi_s^{(\alpha)} \frac{\partial v_{n\tau}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.11)$$

$$T^{(\alpha)} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = T^{(\alpha)} \Big|_{\Gamma_{s+0}}, T \Big|_{\Gamma_{s-0}} = T \Big|_{\Gamma_{s+0}}, T_s \Big|_{\Gamma_{s-0}} = T \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.12)$$

$$[\varphi_s \lambda_{\tau} \frac{\partial T}{\partial n}] \Big|_{\Gamma_{s-0}} = [q_{12s}^{(\alpha)} (1-\varphi_s^{(\alpha)}) \lambda_{\tau} \frac{\partial T}{\partial n} + \varphi_s q_{1s} R_{1s} + \varphi_s q_{2s} R_{2s}] \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.13)$$

$$q_{n\tau} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = q_n^{(\alpha)} \Big|_{\Gamma_{s+0}}, c_{\alpha} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = c_{\alpha} \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.14)$$

$$[\varphi_s R_{1s} + \varphi_s R_{2s} + \varphi_s \rho c_{\alpha} v_n + v_n^2] \Big|_{\Gamma_{s-0}} = [(1-\varphi_s^{(\alpha)}) v_n^2 + (\rho v)_n (1-\varphi_s^{(\alpha)}) c_{\alpha}] \Big|_{\Gamma_{s+0}}; \quad (2.7.15)$$

$$n \Big|_{\Gamma_{s-0}} = n \Big|_{\Gamma_{s+0}}, v_n^{(\alpha)} \Big|_{\Gamma_{s-0}} = v_n^{(\alpha)} \Big|_{\Gamma_{s+0}}. \quad (2.7.16)$$

Здесь q_{1s} , q_{2s} - тепловые эффекты испарения и гетерогенного горения; $\partial/\partial n$ - производная по нормали к поверхности Γ_s ; индексы n и τ обозначают проекции на нормаль и касательную к поверхности Γ_s , а -0 и $+0$ определяют внутреннюю и внешнюю стороны поверхности Γ_s ; R_{1s} , R_{2s} - массовые скорости образования α - компонента в результате испарения и гетерогенного горения конденсированного продукта пиролиза; верхний индекс s приписывается параметрам дисперсной фазы, а остальные обозначения введены ранее.

Соотношения (2.7.6), (2.7.7) представляют собой балансы массы газа частиц и газовой фазы, а также равенство диффузионных потоков массы.

Условия (2.7.8), (2.7.9) представляют собой равенство касательных скоростей и касательных напряжений, а соотношения (2.7.10) - условия сохранения импульса и непрерывности нор-

мальных напряжений для газовой среды. Первое было получено из условия сохранения импульса с учетом того, что давление на поверхности $\int_3$ является непрерывной функцией. Последнее соображение использовалось и при записи второго условия (2.7.10).

Условия (2.7.11) представляют собой аналоги условий (2.7.10) для дисперсной фазы.

Первые два соотношения (2.7.12) представляют собой условия непрерывности температур для газа частиц и газовой среды соответственно. Последнее условие означает равенство температур газовой и конденсированной фаз пористой среды на верхней границе полога леса. Физически это условие оправдывается тем, что объемная доля конденсированной фазы на верхней границе полога леса мала и конденсированное вещество успевает прогреться до температуры газовой среды.

Соотношение (2.7.13) представляет собой уравнение баланса энергии. При выводе этого уравнения был опущен тепловой поток в пористую среду, поскольку эта величина мала вследствие малости объемной доли конденсированной фазы пористой среды (костяка).

Первое из условий (2.7.14) представляет собой равенство тепловых потоков газа частиц, а второе - равенство концентраций компонентов на границе раздела $\int_3$.

Соотношение (2.7.15) является условием баланса массы α -компонента газовой фазы.

Наконец, (2.7.16) - это условия равенства концентраций и потоков дисперсных частиц.

Соотношения (2.7.6)-(2.7.16) представляют собой видоизменение условий, полученных в [72].

Условия баланса на нижней границе полога леса аналогичны выписанным выше

$$(\rho_T \varphi_i v_{Tn})|_{r_{2-0}} = (\rho_T \varphi_i v_{Tn})|_{r_{2+0}}, \quad j_{Tn}|_{r_{2-0}} = j_{Tn}|_{r_{2+0}}; \quad (2.7.17)$$

$$[\rho v_n \varphi_i]|_{r_{2+0}} = \rho v_n \varphi_i|_{r_{2-0}}, \quad j_{\varphi}|_{r_{2-0}} = j_{\varphi}|_{r_{2+0}}; \quad (2.7.18)$$

$$v_{Tc}|_{r_{2+0}} = v_{Tc}|_{r_{2-0}}, \quad v_{Tc}|_{r_{2-0}} = v_{Tc}|_{r_{2+0}}; \quad (2.7.19)$$

$$(\mu_1 \mu_{1n}) \varphi_7 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2-0} = \mu_1 \varphi_7 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0}, (\mu_2 \mu_{2n}) \varphi_6 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2-0} = \mu_{2n} \varphi_6 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0}; \quad (2.7.20)$$

$$\varphi_6 v_{17}^2 \Big|_{\Gamma_2-0} = \varphi_6 v_{17}^2 \Big|_{\Gamma_2+0}, \varphi_7 v_{17}^2 \Big|_{\Gamma_2-0} = \varphi_7 v_{17}^2 \Big|_{\Gamma_2+0}; \quad (2.7.21)$$

$$(\mu_1 \mu_{1n}) \varphi_6 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2-0} = \mu_{1n} \varphi_6 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0}, (\mu_2 \mu_{2n}) \varphi_7 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2-0} = \mu_{2n} \varphi_7 \frac{\partial v_{17}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0}; \quad (2.7.22)$$

$$T^{(a)} \Big|_{\Gamma_2-0} = T^{(s)} \Big|_{\Gamma_2+0}, T \Big|_{\Gamma_2-0} = T \Big|_{\Gamma_2+0}, T_s \Big|_{\Gamma_2-0} = T_s \Big|_{\Gamma_2+0}; \quad (2.7.23)$$

$$q_n \Big|_{\Gamma_2-0} = q_n \Big|_{\Gamma_2+0}, \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2-0} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n}; \quad (2.7.24)$$

$$q_{1n} \Big|_{\Gamma_2-0} = q_{1n} \Big|_{\Gamma_2+0}, c_{\alpha} \Big|_{\Gamma_2-0} = c_{\alpha} \Big|_{\Gamma_2+0}, \gamma_{\alpha n} \Big|_{\Gamma_2-0} = \gamma_{\alpha n} \Big|_{\Gamma_2+0}; \quad (2.7.25)$$

$$n \Big|_{\Gamma_2-0} = n \Big|_{\Gamma_2+0}, \gamma_n^{(n)} \Big|_{\Gamma_2-0} = \gamma_n^{(n)} \Big|_{\Gamma_2+0}. \quad (2.7.26)$$

Условия (2.7.17)-(2.7.25) имеют тот же физический смысл, что и (2.7.6)-(2.7.16).

При записи этих условий было принято во внимание то обстоятельство, что растительность под пологом во время лесного пожара представляет собой пористо-дисперсную среду. В случае, если коэффициенты переноса на поверхности Γ_2 непрерывны, соотношения (2.7.6)-(2.7.24) могут быть упрощены. Следует отметить, что тогда не имеет смысла разделять полог и нижний ярус леса и целесообразно решать уравнения для пористо-дисперсной среды от подстилающей поверхности до верхней границы полога леса.

Для того, чтобы решить задачу о тепло- и массопереносе в пологе леса при лесном пожаре, необходимо задать в условиях баланса массы, импульса и энергии потоковые величины со стороны нижнего яруса леса. В том случае, если эти величины известны

из эксперимента, задачу о горении в пологе леса можно решать отдельно от задачи горения в нижнем ярусе леса. В качестве первого приближения для сильных верховых пожаров можно брать нулевое значение потоковых величин.

Надо сказать, что поверхности Γ_2 и Γ_3 могут изменяться с ростом времени. Уравнение для поверхности раздела Γ_3 было получено в работе [48] при условии, что её линейная скорость распространения определяется гетерогенными химическими реакциями и диспергированием головешек. В первом приближении эффектом изменения поверхностей Γ_2 и Γ_3 можно пренебречь.

Помимо граничных условий на поверхностях Γ_2 , Γ_3 , разделяющих многофазные реагирующие среды (пористую и дисперсную), необходимо задать граничные условия на поверхности Земли. Поскольку рельеф Земли в области лесного пожара может быть не плоским, то в общем случае поверхность Земли Γ_0 описывается уравнением

$$F_0(x, y, z) = 0. \quad (2.7.27)$$

Наряду с поверхностью Γ_0 удобно ввести неподвижную плоскость отсчета $z = 0$, которую проводим через наинизшую точку рельефа местности 0. На рис. 2.7.1 представлены поверхности Γ_0 ,

Γ_0 , система отсчета, декартова и цилиндрическая системы координат.

При использовании этой системы отсчета предполагается, что характерный размер зоны пожара r_n мал по сравнению с радиусом Земли.

При лесном пожаре в горах или на холмистой местности поверхность Γ_0 существенно отличается от плоскости $z = 0$. Поэтому известные условия прилипания выполняются на поверхности Γ_0 .

$$v_x|_{\Gamma_0} = 0, \quad v_{xz}|_{\Gamma_0} = 0, \quad u|_{\Gamma_0} = 0, \quad v_{zn}|_{\Gamma_0} = 0. \quad (2.7.28)$$

Поскольку в экспериментальных исследованиях не было обнаружено ощутимого влияния типа почвы на характеристики верхового лесного пожара, то на поверхности Γ_0 будем считать равными нулю все потоковые величины

$$J_x = 0, \quad J_y = 0, \quad J_z^{(s)} = 0, \quad q_n = 0, \quad q_n^{(s)} = 0, \quad q_s = 0. \quad (2.7.29)$$

Вместо (2.7.9) можно было бы сформулировать условия сопряжения, аналогичные выписанным выше, однако это существенно усложнило

Граница зоны пожара

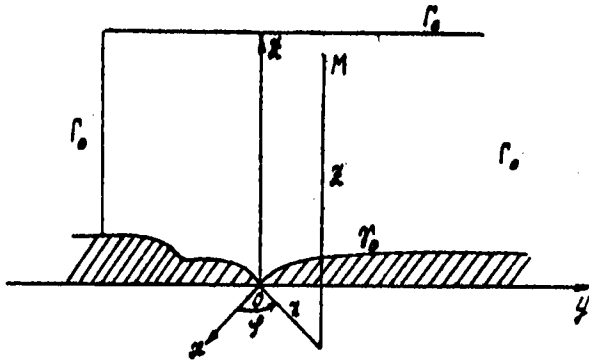


Рис.2.7.1. Система отчета координат

Поверхность Земли Γ_2

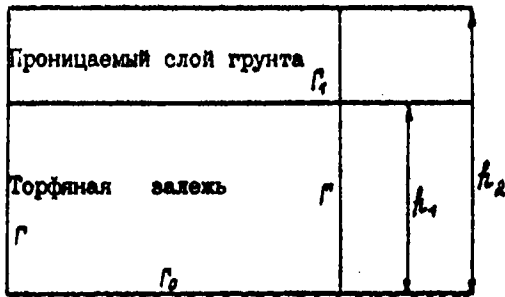


Рис.2.7.2. Структура торфяной залежи и зоны подземного пожара

бы постановку задачи.

За пределами зоны пожара параметры состояния атмосферы известны и определяются в результате метеорологических наблюдений

$$\vec{v}|_{x \rightarrow x_p} = \vec{v}_\infty(x, y), T^{(s)}|_{x \rightarrow x_p} = T_s|_{x \rightarrow x_p} = T_\infty(x, y), \rho|_{x \rightarrow x_p} = \rho_\infty(x, y), \quad (2.7.30)$$

$$y_s|_{x \rightarrow x_p} = y_{s\infty}(x, y), y_s|_{x \rightarrow \infty} = 0, c_k|_{x \rightarrow x_p} = c_{k\infty}(x, y), \quad (2.7.31)$$

где x_p - характерный радиус зоны пожара.

На достаточно большой высоте $x = x_p$ отсутствуют частицы дыма, поэтому

$$y_s|_{x \rightarrow x_p} \rightarrow 0, \quad (2.7.32)$$

а температура, давление и плотность соответствуют параметрам невозмущенной атмосферы

$$T|_{x \rightarrow x_p} = T_\infty(x, y), p|_{x \rightarrow x_p} = p_\infty(x, y), c_k|_{x \rightarrow x_p} = c_{k\infty}(x, y). \quad (2.7.33)$$

Таким образом, в общем случае для того, чтобы осуществить математическое моделирование лесного пожара, необходимо решить нелинейную трехмерную нестационарную сопряженную задачу тепло- и массообмена.

Отметим, что поставленная задача близка по своей физической сущности к сопряженной задаче метеорологии, постановка которой дана в книге [43].

Необходимо сказать, что условия сопряжения (2.7.6)-(2.7.14), (2.7.15)-(2.7.22) выписаны для уравнений сохранения массы, импульса и энергии, записанных в форме параболических уравнений. В случае непродуваемых лесных массивов уравнение сохранения количества движения газовой фазы имеет первый порядок. Если для этого случая использовать уравнения первого порядка для закона сохранения массы и дисперсных частиц, то необходимые

условия сопряжения получаются из выписанных выше, если опустить члены, содержащие производные от компонентов скорости, и положить $\mathcal{J}_p \equiv \mathcal{J}_p^{(s)} \equiv \mathcal{J}_n \equiv 0$.

Если исследователя в первую очередь интересуют закономерности тепло- и массопереноса в случае верховых лесных пожаров, эффект влияния нижнего яруса на этот процесс можно в первом приближении учесть, задавая эмпирические значения пара-

метров, характеризующих состояние нижнего яруса леса на поверхности $\Gamma_2 - 0$. Если задавать в условиях (2.7.17) $\rho \varphi_2 v_{n2}$, $\rho \varphi_3 v_{n3}$, T_2 , T , T^3 , v_n , v_{n2} и n при $x = x_0$ и, кроме того, считать, что

$$v_{n2} = 0, \quad v_{n3} = 0 \quad \text{при} \quad x = x_0 \quad (2.7.34)$$

в соответствии с определением высоты шероховатости, то мы получим граничные условия первого рода, которые позволяют однозначно решить уравнения переноса для полога леса и приземного слоя атмосферы. Те из условий (2.7.17)–(2.7.26), которые содержат потоковые величины, выражающиеся через производные от параметров состояния по нормали, можно опустить.

Если задавать в (2.7.17)–(2.7.26) потоковые величины со стороны нижнего яруса леса как явные функции времени и координат, то получим граничные условия второго рода. Наконец, если в (2.7.17)–(2.7.26) задавать потоковые величины со стороны нижнего яруса леса в виде функции параметров состояния, то получим так называемые граничные условия третьего рода.

Остановимся более подробно на частном случае граничных условий второго рода, которые назовем условиями сильного вдува. Понятие сильного вдува определено в [73]. Согласно [73] в условиях сильного вдува перенос массы импульса и энергии ничтожно мал по сравнению с переносом этих же величин в результате конвекции. Иными словами, потоковые величины для газовой и дисперсной фаз в условиях (2.7.17)–(2.7.26) следует положить равными нулю. В результате получаем следующие граничные условия:

$$(\rho \varphi_2 v_{n2})|_{\Gamma_2+0} = (\rho \varphi_3 v_{n3})|_{\Gamma_2-0} = g_1(t, x_1), \quad \frac{\partial \rho \varphi_2}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0} = 0; \quad (2.7.35)$$

$$(\rho \varphi_3 v_{n3})|_{\Gamma_2+0} = (\rho \varphi_2 v_{n2})|_{\Gamma_2-0} = g_2(t, x_1), \quad \frac{\partial \rho \varphi_3}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0} = 0; \quad (2.7.36)$$

$$\frac{\partial v_{n2}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0} = 0, \quad \frac{\partial v_{n3}}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0} = 0; \quad (2.7.37)$$

$$\rho \varphi_3 v_{n3}^2 \Big|_{\Gamma_2+0} = g_3(t, x_1), \quad i = 1, 2, 3; \quad (2.7.38)$$

$$\left. \frac{\partial v_n}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = 0, \quad \left. \frac{\partial v_{n2}}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = 0; \quad (2.7.39)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T^{(s)}}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = 0, \quad \lambda_s \left. \frac{\partial T_s}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = g_4(t, x_i); \quad (2.7.40)$$

$$\left. \frac{\partial C_s}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = 0, \quad \left. \frac{\partial n^{(s)}}{\partial n} \right|_{\Gamma_2+0} = 0. \quad (2.7.41)$$

Здесь g_1, g_2, g_3, g_4 - известные функции координат и времени.

Условия (2.7.35)-(2.7.42) позволяют совместно с другими граничными условиями однозначно решить задачу о тепло- и массопереносе в пологом леса и приземном пограничном слое в условиях лесного пожара.

Следует отметить, что при верховом лесном пожаре условия сильного адува продуктов горения и испарения со стороны нижнего яруса в полог леса должны выполняться с достаточной степенью точности, так как скорость ветра в лесу при $x = h_2 \approx h_0$ близка к нулю.

В §2.2, §2.3 и §2.5 предложено вместо интегро-дифференциального уравнения для спектральной интенсивности излучения решать существенно более простые дифференциальные уравнения (2.2.40), (2.3.13), (2.5.8). Эти уравнения одностипны по структуре, и их решение можно свести к решению одного уравнения второго порядка в частных производных эллиптического типа

$$\operatorname{div} x \operatorname{grad} U_{n2} - \beta U_{n2} + \frac{125}{c} (T^s)^4 = 0. \quad (2.7.42)$$

Для U_{n2} и $U_n^{(s)}$ можно выписать следующие условия сопряжения на границах Γ_2 и Γ_3 :

$$U_{n2} \big|_{\Gamma_2+0} = U_{n2} \big|_{\Gamma_2-0}, \quad \varphi_1 x \frac{\partial U_{n2}}{\partial n} \big|_{\Gamma_2+0} = \varphi_1 x \frac{\partial U_{n2}}{\partial n} \big|_{\Gamma_2-0}; \quad (2.7.43)$$

$$U_{n2} \big|_{\Gamma_3-0} = U_n^{(s)} \big|_{\Gamma_3+0}, \quad \varphi_1 x \frac{\partial U_{n2}}{\partial n} \big|_{\Gamma_3-0} = \varphi^{(s)} x \frac{\partial U_n^{(s)}}{\partial n} \big|_{\Gamma_3+0}. \quad (2.7.44)$$

На достаточно большой высоте и на границе зоны пожара величина U_n принимает равновесные значения

$$U_R^s \Big|_{x=x_n} = U_{R\infty}^{(s)}, \quad U_R^{(s)} \Big|_{z=z_n} = U_{R\infty}^{(s)}, \quad U_{Tn} \Big|_{z=z_n} \rightarrow U_{Tn\infty}. \quad (2.7.45)$$

Следует отметить, что при использовании условий (2.7.43) - (2.7.45) величину $q_{\text{ггв}}$ в (2.7.13) следует положить равной нулю.

Обсудим в заключение вопрос о граничных условиях для пожаров на торфяниках. Очевидно, что прежде всего необходимо знать структуру торфяной залежи. Будем считать, что слой торфа сверху прикрыт слоем проницаемого для воздуха грунта, а снизу имеется непроницаемая нереагирующая подстилающая поверхность Γ_0 , которая является естественной нижней границей распространения подземного пожара (см. рис. 2.7.2).

На рис. 2.7.2 показан один из вариантов структуры торфяной залежи и подземного пожара, где Γ - контрольная поверхность, ограничивающая зону подземного пожара; Γ_0 - непроницаемая нереагирующая подстилающая поверхность (нижняя граница зоны пожара); Γ_1 - нижняя граница слоя проницаемого для воздуха грунта; Γ_2 - верхняя граница этого слоя (поверхность Земли); h_1 - высота торфяной залежи; h_2 - максимальная глубина залегания торфяника. Таким образом, в данном случае имеют место две пористые среды, одна из которых является инертной (проницаемый слой грунта), а вторая - реагирующей (торфяная залежь), причем теплофизические параметры этих сред могут различаться. Поэтому необходимо выписать законы сохранения массы, импульса и энергии на границе раздела этих сред

$$(\rho \varphi_s v_{zn}) \Big|_{\Gamma_1+0} = (\rho \varphi_s v_{zn}) \Big|_{\Gamma_1-0}, \quad (\rho_s \varphi_s v_{zn}) \Big|_{\Gamma_1+0} = (\rho_s \varphi_s v_{zn}) \Big|_{\Gamma_1-0}; \quad (2.7.46)$$

$$\rho \Big|_{\Gamma_1+0} = \rho \Big|_{\Gamma_1-0}, \quad \rho \varphi_s v_{zn}^2 \Big|_{\Gamma_1+0} = \rho \varphi_s v_{zn}^2 \Big|_{\Gamma_1-0}, \quad \rho_s \varphi_s v_{zn}^2 \Big|_{\Gamma_1+0} = \rho_s \varphi_s v_{zn}^2 \Big|_{\Gamma_1-0}; \quad (2.7.47)$$

$$\lambda_s \varphi_s \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_1+0} = \lambda_s \varphi_s \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_1-0} + \varphi_s q_{\text{ггв}} R_n \Big|_{\Gamma_1} + \varphi_s q_{\text{ггс}} R_{\text{гс}} \Big|_{\Gamma_1}; \quad (2.7.48)$$

$$T^{(s)} \Big|_{\Gamma_1+0} = T^{(s)} \Big|_{\Gamma_1-0}, \quad T \Big|_{\Gamma_2+0} = T \Big|_{\Gamma_2-0}, \quad T_s \Big|_{\Gamma_2+0} = T_s \Big|_{\Gamma_2-0}; \quad (2.7.49)$$

$$q_{zn} \Big|_{\Gamma_2+0} = q_{zn} \Big|_{\Gamma_2-0}, \quad \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2+0} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2-0}, \quad \lambda_s \sum_{i=1}^5 \lambda_{is} \varphi_{is} n^{(s)} \Big|_{\Gamma_2+0} = n^{(s)} \Big|_{\Gamma_2-0}; \quad (2.7.50)$$

$$c_a|_{r_1=0} = c_a|_{r_2=0}, \quad T_{a,n}|_{r_1=0} = q_3 R_{a,3s} + q_4 R_{a,4s} + T_{a,n}|_{r_2=0}, \quad (2.7.51)$$

Условия (2.7.46)–(2.7.51) получены из условий (2.7.6) (2.7.16) при $T_p = T_p^{(s)} = T_p^{(n)} = 0$ с учетом того, что уравнения сохранения массы и энергии для пористой среды представляют собой уравнения в частных производных первого порядка и других специфических особенностей процессов переноса при пожарах на торфяниках.

Условия на поверхности Земли можно получить из (2.7.46)–(2.7.51) в виде условий первого, второго или третьего рода в зависимости от того, что будет задаваться на поверхности – параметры состояния или их производные. В частности, могут быть получены следующие условия первого рода:

$$(p_s q_s v_n)|_{r_2} = q_1(t, x_i), \quad (p_s q_s v_n)|_{r_2} = q_2(t, x_i); \quad (2.7.52)$$

$$p|_{r_2} = q_3(t, x_i), \quad T^{(s)}|_{r_2=0} = q_4(t, x_i), \quad T_s|_{r_2} = q_5(t, x_i), \quad T|_{r_2} = q_6(t, x_i); \quad (2.7.53)$$

$$c_a|_{r_2} = q_{6a}(t, x_i), \quad n^{(s)}|_{r_2} = q_7(t, x_i). \quad (2.7.54)$$

Здесь q_i – заданные функции времени t и координат x_i , причем одна из координат фиксирована, так как функции определяются.

Условия типа (2.7.46)–(2.7.48) можно использовать, если экспериментально замерить расходы газовой и дисперсной фаз, концентрации компонентов газовой фазы и частиц, а также температуры газа, частиц и костяка пористой среды на поверхности Земли. В частности, если проницаемый слой имеет достаточную толщину, то $p = p_{atm}$, а $T^{(s)}|_{r_2=0} = T_s|_{r_2} = T|_{r_2} = T_s$, где p_{atm} , T_s – давление и температура воздуха на поверхности Земли.

Если задать q_n , $q_{n,n}$, $\lambda_0 \frac{\partial T}{\partial n}$, $T_{a,n}$ в виде явных функций t и x_i , то получим граничные условия второго рода. Наконец, если эти же величины задавать в виде функций параметров состояния на поверхности Земли, то мы получим граничные условия третьего рода. Разумеется, при использовании граничных условий второго и третьего рода на поверхности Земли не следует задавать c_a , T_s , $T^{(s)}$, T и $n^{(s)}$.

Запишем условия сопряжения на непроницаемой нереагирующей поверхности

$$(\rho_6 \varphi_6 v_n) \Big|_{r_0} = 0, \quad (\rho_7 \varphi_7 v_{7n}) \Big|_{r_0} = 0; \quad (2.7.55)$$

$$\lambda_6 \varphi_6 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{r_0+0} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{r_0-0}, \quad \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{r_0+0} = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{r_0-0}; \quad (2.7.56)$$

$$T^{(s)} \Big|_{r_0+0} = T_s \Big|_{r_0+0} = T \Big|_{r_0} = T_s \Big|_{r_0-0}, \quad q_{7n} \Big|_{r_0} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{r_0-0}, \quad j_{7n} \Big|_{r_0} = 0. \quad (2.7.57)$$

Состояние инертной непроницаемой среды снизу от границы описывается одним уравнением теплопроводности

$$C_p \rho \frac{\partial T_s}{\partial t} = \operatorname{div} (\lambda_s \operatorname{grad} T_s). \quad (2.7.58)$$

Поэтому для этого случая $T^s = T_s = T$, то есть среда является однотемпературной. Именно поэтому условия баланса энергии имеют вид (2.7.50), (2.7.51). Имея условия сопряжения (2.7.49)–(2.7.51), можно получить граничные условия первого, второго и третьего рода, аналогично тому, как это было сделано раньше. В частности, если теплоемкость подстилающего пласта породы велика, то его можно считать термостатом и вместо условий (2.7.50), (2.7.51) записать граничное условие первого рода

$$T^s \Big|_{r_0+0} = T \Big|_{r_0+0} = T_s \Big|_{r_0+0} = T_{sn} = \text{const}. \quad (2.7.59)$$

Если контрольная поверхность Γ совпадает с границей непроницаемого пласта, то есть торфяная залежь ограничена по своим размерам, то на ней необходимо записать условия, аналогичные условиям (2.7.55)–(2.7.58). В том случае, если контрольная поверхность не совпадает с границей торфяной залежи на поверхности, необходимо записать равновесные (в частности, начальные) значения параметров состояния. Что касается начальных условий, то они (как частный случай) следуют из условий (2.7.1)–(2.7.3). Аналогичная ситуация имеет место и при определении скорости

исчезновения (возникновения) компонентов газовой фазы. Эти величины однозначным образом выражаются через скорости четырех газофазных гомогенных реакций. Поэтому и в данном случае не имеет смысла вводить числа Дамкеллера для каждой компоненты газовой фазы. Это замечание сохраняет свою силу и для критериев Дамкеллера второго рода.

§2.8. Основные критерии подобия и классификация лесных пожаров

Приводя выписанные выше уравнения тепло- и массопереноса для непродуваемых лесов к безразмерному виду, получим следующие основные критерии подобия: $Dam_j^{(1)} = \frac{L_0}{v_0 t_{pi}}$, $Dam_k^{(1)} = \frac{L_0}{v_0 t_{pk}}$, $Dam_{si}^{(1)} = \frac{L_0^2 S_0}{v_0 t_{psi}}$ - числа Дамкеллера первого рода для гомогенных, газофазных, гомогенных твердофазных и гетерогенных химических реакций^{х)}; L_0 - характерный размер; v_0 - характерная скорость; t_{pi} , t_{pk} , t_{psi} - характерные времена гомогенных газофазных, гомогенных твердофазных и гетерогенных химических реакций; $Sh = v_0 t_0 / L_0$ - число Струхала; $Pr = \frac{q_0 \mu_0}{\lambda_0}$ - число Прандтля; $Re = \frac{\rho_0 v_0 L_0}{\mu_0}$ - число Рейнольдса; $Nu = \lambda_0 / \lambda_0$ - число Нуссельта; α - коэффициент теплообмена; $Nu_s = \lambda_0 S_0$; $(\rho_0 \chi_0) \chi_0$ - число Нуссельта для пористой среды, характеризующее теплообмен между газовой фазой и костяком пористой среды; $Sc = \frac{\mu_0}{\rho_0 D_0}$ - число Шмидта; $Eu = \rho_0 v_0^2$ - критерий Эйлера; $Fr = v_0^2 / L_0 g_0$ - критерий Фруда; $Re_1 = \rho_0 v_0 / \mu_0$, $Re_2 = \sqrt{K_0} v_0 / \beta_0 L_0$ - первый и второй аналогичные числа Рейнольдса для течения газа в

х) Согласно перечню реакций, данному в §2.3, в нашем случае имеется четыре газофазных гомогенных реакции ($j = 1, 2, 3, 4$), две гомогенные твердофазные реакции ($k = 1, 2$) и два гетерогенных процесса: испарение воды и окисление конденсированных продуктов. Скорость реакции дымообразования, согласно [75], однозначно связана со скоростями реакций пиролиза. Поэтому числа Дамкеллера для реакций, определяющих возникновение и исчезновение частиц дыма, выражаются через числа Дамкеллера для реакций пиролиза и гетерогенного горения конденсированного продукта пиролиза.

пористой среде; $Re_{\text{опн}} = \frac{2(\bar{v}_0 - \bar{v}_0^{(s)})/\rho_0 d_0}{\mu_0}$ - характерное число Рейнольдса для дисперсных частиц; $Nu_{(s)} = A_0^{(s)} l_0 / (c_p \rho_0 \varphi_0 \bar{v}_0)$ - аналог числа Нуссельта, характеризующий внутренний теплообмен в пологе леса между газовой фазой и дисперсными частицами;

$$Dam_{\kappa}^{(1,5)} = \frac{l_0 \rho_s E_0}{c_{p0} \bar{v}_0 t_{p\kappa}^3 R T_0^2}, \quad Dam_{si}^{(2)} = \frac{q_i E_0 l_0}{R T_0^2 (\sum_{i=1}^N c_{pi} \rho_i \varphi_i)_0} -$$

- критерий Дамкеллера второго рода для гомогенных газофазных, гомогенных твердофазных и гетерогенных химических реакций;

$Nu_{st} = A_{st} l_0 / (\sum_{i=1}^N \rho_{i0} \varphi_{i0} c_{pi0})$ - число Нуссельта, характеризующее теплообмен между костяком и газовой фазой в пологе леса; $Sh_{st} = \bar{v}_0 t_{st} / l_0$,

$Sh_{st} = \bar{v}_0 t_{st} / l_0$ - критерии Струхалы для процессов динамической и тепловой релаксации частиц дыма; $\gamma = c_p / c_v$ - отношение теплоемкостей газа; $\bar{v}_p = \beta / \rho_0$ - отношение характерных плотностей;

Nu , Nu_{p0} - числа Нуссельта, характеризующие теплообмен конденсированных частиц с несущей фазой; C_0 / C_{20} -

- отношение коэффициентов сопротивления частиц дыма; $K_{ry} = 1 / (K_0 (\kappa_{10} + \beta \kappa_0))$ - число Кнудсена для излучения; $K_0 = \Omega l_0 / \bar{v}_0$,

$K_0^{(s)} = \Omega l_0 / \bar{v}_0^{(s)}$ - критерии Кориолиоса для газа и дисперсной среды; $Fr = K_0^2 \frac{z_0}{l_0}$ - критерий, характеризующий относительную величину переносной силы инерции, а z_0 - модуль радиус-вектора, определяющего положение точки в подвижной

системе координат; индекс o' приписывается характерным величинам и параметрам.

При записи безразмерной системы уравнений были приняты во внимание соотношения

$$R_u = \rho_0 t_{p\kappa}^{-1} \bar{R}_u, \quad R_{us} = l_0 \rho_0 t_{p\kappa}^{-1} \bar{R}_{us}, \quad \bar{h}_i = q_i \bar{h}_i, \quad (2.8.1)$$

где черта приписывается безразмерным величинам.

Для получения выписанных выше критериев подобия все члены уравнений делились на коэффициент при втором члене каждого уравнения.

Выбор масштабов длины и времени неоднозначен. Данная задача, например, содержит в качестве параметров, имеющих размерность времени, время смены дня и ночи $t_0 \sim 1/2\Omega$, характерные времена химических реакций t_{pi} , t_{psi} , $t_{p\kappa}$, t_{ps} , характерное аэродинамическое время $t_a = l_0 / \bar{v}_0$. Наконец, масштабы длины и времени можно определить по формулам

$$t_0 = \frac{(\sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i C_{pi}) t_{ps}}{\rho_2 \rho_{2s} L_0}, \quad L_0 = \sqrt{\frac{\lambda_{so} t_0}{(\sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i C_{pi})_0}}, \quad (2.8.2)$$

которые получены из условия обращения в 1 числа Dam_{2s} и множителя при первом члене в правой части уравнения (2.8.2).

При выборе последних масштабных величин было принято во внимание, что процесс горения лимитируется процессом сушки лесных горючих материалов, так как при повышенном влагосодержании эти материалы не горят.

Физический смысл выписанных выше критериев подобия следует из их определения. Для подобия модели и натуры при лесных пожарах необходимо и достаточно, чтобы для них выполнялись условия одинаковости всех критериев подобия.

Выписанные выше критерии подобия получены путем приведения к безразмерному виду уравнений, описывающих тепло- и массоперенос в пологом леса при лесных пожарах для непродуваемых лесных массивов. Для продуваемых и ажурных лесных массивов уравнение сохранения количества движения имеет вид (2.3.6). Поэтому в данном случае вместо критериев Re_1 и Re_2 следует рассматривать обычное число Рейнольдса и критерий аэродинамического подобия $\bar{C}_d = C_{d0} L_0 S_0$, который характеризует относительный вес силы сопротивления продуваемого лесного массива.

Приводя уравнения (2.5.16)–(2.5.18), описывающие полет горящей частицы, к безразмерному виду, получим критерии подобия Архимеда $Ar = g t_0 / V_0$, число Струхала $St_s = v_s / t_0$ и критерий гомохронности $\Gamma_0 = a_0 t_0 / L_0^2$, где a_0 — характерное значение температуропроводности горящей частицы, критерии Дамкеллера $Dam^{(1s)} = t_0 / t_{ps}^{(1s)}$ и $Dam^{(2s)} = g t_0 / t_{ps}$, где t_0 — время полета частицы, а t_{ps} — характерное время беспламенного горения частицы. Очевидно, что для возникновения пятнистых пожаров необходимо, чтобы $Dam^{(1s)} \gg 1$ и $Dam^{(2s)} \gg 1$, так как эти пожары возникают при выпадании горящих частиц перед фронтом пожара.

В §2.7 предложено уравнение (2.7.43) для более простого математического описания переноса энергии излучением. Приводя это уравнение к безразмерному виду, получим два критерия подобия:

$$\alpha_2 = \frac{3 L_0^2}{2 \sigma} \quad \text{и} \quad \beta_2 = 12 \sigma (T_0^{(1s)})^4 L_0^2 / c V_{a0} a_0.$$

Если привести к безразмерному виду уравнения, описывающие тепло- и массоперенос в приземном слое, то получим почти тот же список безразмерных критериев подобия (очевидно, что в этот список не войдут Re_1 , Re_2 и Eu). Следует отметить, однако, что численные значения критериев подобия для течений в приземном слое атмосферы могут существенно отличаться от значения соответствующих параметров в пологом леса ввиду большого различия характерных величин.

Следует отметить, что в данном параграфе выписаны только основные критерии подобия. Значительное число безразмерных критериев подобия получается при приведении к безразмерному виду граничных условий.

Очевидно, что все условия подобия не могут быть выполнены без тождественного совпадения модели и натуры. В то же время можно говорить о частичном физическом подобии, если совпадают так называемые существенные критерии [74]. Несущественные критерии модели и натуры могут при этом отличаться.

Представляет интерес использование представленных выше критериев подобия для классификации лесных пожаров. Известно [4, 5], что ширина фронта низового пожара, распространяющегося по опадку $l_p \approx 2-3$ см, скорость горизонтального распространения $\omega_p = 0,003$ м/с, скорость ветра $v_0 \sim 1$ м/с, высота пламени 0,2 м. Для верховых пожаров имеем [4, 5] $l_p \sim 10$ м, $\omega_p = 1-8$ м/с (для повального верхового ~ 1 м/сек, а для вершинного верхового 8 м/с), скорость ветра $v_0 = 10-20$ м/с, высота пламени ~ 10 м, температура горения в обоих случаях ~ 1000 К. Оценки показывают, что числа Рейнольдса и Фруда для низовых и верховых пожаров различаются.

Оценки показывают, что если в качестве характерной длины взять толщину фронта пожара, то обобщенный критерий Дамкеллера $Da = \omega_p / v_0 = 0,003$ для низовых пожаров и равен 0,1-0,4 для верховых пожаров, числа Фруда Fr_p для низовых и верховых пожаров равны 4,9 и 0,6, если под величиной h понимать высоту слоя лесных горючих материалов, и 0,49 и 0,06, если в качестве характерной высоты брать высоту пламени. Надо сказать, что при увеличении плотности атмосферы в вертикальном направлении снизу вверх (более тяжелые частицы лежат выше более легких) в атмосфере имеет место неустойчивое течение воздуха, и взаимосвязь полей плотности

и скорости может привести к преобразованию потенциальной энергии столба газа в кинетическую энергию осредненного течения и турбулентных пульсаций. Наоборот, если плотность воздуха уменьшается снизу вверх настолько быстро, что гидростатическое равновесие нарушается, то энергия турбулентных пульсаций уменьшается, так как турбулентное перемешивание уменьшает градиент плотности и таким образом повышает положение центра тяжести объема газа.

Наиболее известным критерием, характеризующим взаимодействие полей скорости ветра и плотности, является критерий Ричардсона [43, 44, 61]

$$R_i = \frac{g \frac{\partial T}{\partial z}}{T \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2}, \quad (2.8.3)$$

где T , $\partial T / \partial z$ и $\partial u / \partial z$ - средние по высоте слоя газа температура, градиенты температуры и горизонтальной компоненты скорости ветра.

Заменяя в (2.8.4) $\frac{\partial}{\partial z} \sim \frac{1}{h}$, $T \sim \bar{p}$ (h - толщина рассматриваемого слоя), получим аналог критерия Ричардсона

$$\bar{R}_i = \frac{g h \Delta \rho}{\rho \overline{u^2}}, \quad (2.8.4)$$

который удобен тем, что для его вычисления достаточно измерить скорости и плотности или температуры в рассматриваемом слое газа.

Если $\Delta \rho / \rho \sim 1$, то происходит почти полное подавление турбулентности в атмосфере или же, наоборот, очень большое увеличение интенсивности турбулентности, и критерий превращается в аналог критерия Фруда. Как правило, течение среды в атмосфере при лесных пожарах является турбулентным, и поэтому число Рейнольдса не является существенным критерием подобия, тем не менее следует подчеркнуть, что $Re_1 / Re_2 = 3 \cdot 10^{-4}$, где индексы 1 и 2 соответствуют низовому и верховому пожару. Таким образом, при помощи критериев подобия можно идентифицировать тип лесного пожара и дать их классификацию.

Оценка критериев подобия позволяет упростить постановку задач математической теории лесных пожаров и до решения задачи получить важные сведения об исследуемом явлении.

Возникает вопрос о том, когда для описания лесных пожаров можно использовать квазистационарные уравнения. Согласно [48]

для этого достаточно, чтобы числа Струхала Sh_i , построенные для различных характерных времен, были велики

$$Sh_i = \frac{u_0 t_{oi}}{l_0} \gg 1, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.8.5)$$

Здесь $t_{o1} \sim 10^4$ с - время смены дня и ночи; t_{oj} - характерные времена химических реакций и процесса сушки ($j = 2, 3, 4, \dots$).

Из неравенства (2.8.5) получаем соотношения

$$t_{o1} \gg t_a, \quad t_{oj} \gg t_a, \quad t_a = \frac{l_0}{u_0}. \quad (2.8.6)$$

Пусть $u_0 \sim 5$ м/с, тогда, анализируя первое из неравенств (2.8.6), заключаем, что при $l_0 > 5-10$ км оно не выполняется. Иными словами, если огнем охвачена территория, характерный размер которой превышает 10 км, то такой пожар представляет собой принципиально нестационарное аэротермохимическое явление. Аналогичная ситуация возникает и при $t_{oj} < t_a$, то есть при наличии быстрых химических процессов.

Любопытно, что для таких пожаров критерий Кориолиса

$$Ko = \frac{\Omega l_0}{u_0} \sim 1. \quad (2.8.7)$$

То есть, для больших лесных пожаров сила Кориолиса имеет тот же порядок, что и другие члены уравнения сохранения количества движения. Поэтому большой лесной пожар представляет собой принципиально трехмерное аэротермохимическое явление. Если в качестве характерной скорости и длины выбирать вертикальную составляющую скорости в конвективной колонке и характерную высоту, то сделанный выше вывод полностью сохраняет свою силу. Причем из анализа формулы для Ko следует, что роль силы Кориолиса возрастает с ростом высоты.

Следует отметить, что величина Ko становится большой и в том случае, если характерная скорость u_0 мала. Поскольку в пологе леса в окрестности высоты шероховатости z_0 величина скорости близка к нулю, то становится очевидным, что силу Кориолиса нельзя игнорировать и при описании процессов тепло- и массопереноса в пологе леса. Действительно, сила Кориолиса вызывает в пологе леса поворот скорости ветра в горизонтальной плоскости [28]. Этот поворот на высоте 5,5 м от поверхности Земли,

согласно [26], составляет 27° против часовой стрелки.

При $Ko \ll 1$ определенное влияние на течение в приземном слое атмосферы оказывает переносная сила инерции, поскольку, как правило, $u_0/l_0 \sim I$ (u_0 - характерное значение модуля радиус-вектора любой точки в зоне пожара в системе координат, связанной с поверхностью Земли), и величина критерия $Fe = \Omega^2 z_0^2 / u_0^2$ сравнима с величиной критерия Кориолиса.

При анализе размерностей может оказаться, что одна из горизонтальных составляющих вектора скорости $u_0 \gg v_0$, тогда критерий подобия параметрического типа $u_0/u_0 \ll 1$. Если к тому же ситуация такова, что $Fr > 1^{(x)}$, $Ko = \frac{u_0 l_0}{\nu} \ll 1$, $Fe \ll 1$, то можно считать, что необходимые условия двумерности течения в приземном слое атмосферы выполнены. Для двумерных пожаров все характеристики зависят только от x , z и t .

Течения бывают равновесные и замороженные. Для равновесных течений $Da_m^{(u)} \gg 1$, и изменение полей концентраций в основном обусловлено химическими реакциями, а для замороженных течений $Da_m^{(u)} \ll 1$, и изменение этих происходит вследствие конвекции и диффузии компонентов.

В [43] путем оценки критериев подобия выделены классы горизонтально неоднородных течений в пограничном слое, горизонтально однородных течений в свободной атмосфере и ряд других типов течения. Очевидно, эту классификацию можно применять и при анализе течений в атмосфере при пожарах.

Особое значение для классификации течений при лесных пожарах имеет число Фруда, роль которого аналогична роли критерия Байдара [5] (см. также §2.1). Действительно, величина $g l_0$ в случае, если l_0 - характерный вертикальный размер, представляет собой потенциальную энергию столба газа на единицу массы. Эта энергия в силу закона сохранения по порядку величин совпадает с кине-

^{x)} Физический смысл этого условия поясняется в конце данного параграфа.

тической энергией восходящего потока газа. Таким образом, критерий Фруда в сущности представляет собой отношение кинетической энергии ветра на единицу массы и кинетической энергии восходящего потока газа на единицу массы. Поэтому, если число $F_r \gg 1$, конвективная колонка в соответствии с данными [5] отклоняется от вертикали, что, как уже отмечалось, является необходимым условием двумерности лесного пожара.

Следует еще раз подчеркнуть, что выше выписаны в общей форме только некоторые из критериев подобия, возникающих в математической теории лесных пожаров. В дальнейшем в §§4.4, 5.1, 5.4 и 5.5 список безразмерных критериев будет расширен, а сами критерии подобия будут выписаны в более конкретной форме.

Использование безразмерных критериев позволяет уменьшить количество параметров, определяющих решение задачи, на число основных единиц измерения. Поскольку это число не превышает четырех, то численное решение многопараметрических задач механики реагирующих сред в ряде случаев целесообразно решать, не приводя используемые дифференциальные уравнения к безразмерной форме. В частности, именно в такой постановке решена задача о распространении горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых пожарах. Такой подход целесообразно использовать в том случае, когда в первую очередь необходимо достаточно быстро получить конкретные численные значения характеристик лесных пожаров или других аэротермохимических явлений. Он не отвергает теорию подобия и размерностей. Очевидно, что в том случае когда необходимо исследовать наиболее общие закономерности аэротермохимического явления, необходимо использовать теорию размерностей и подобия и приводить основные уравнения, граничные и начальные условия к безразмерному виду.

ГЛАВА 3. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ И СКОРОСТИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Ввиду сложности уравнений, предложенных для математического описания лесных пожаров в предыдущей главе, аналитические методы не могут дать достаточно точного решения задач теории лесных пожаров с учетом реальных эффектов. Поэтому в качестве основного метода решения этих задач целесообразно применять метод математического моделирования соответствующих явлений на электронно-вычислительных машинах. В этом случае конкретная краевая задача аппроксимируется соответствующей разностной схемой, и в результате расчетов на ЭВМ получается решение в виде таблиц чисел. Для получения таких решений необходимо численно задать все коэффициенты, входящие в уравнения, граничные и начальные условия.

В связи с вышеизложенным необходимо создать банк исходных данных, характеризующих структуру реагирующей среды (лесных горючих материалов), ее теплофизические и реакционноспособные свойства. Для этого необходимо провести широкий круг модельных экспериментальных исследований.

В данной главе представлены некоторые элементы этого банка, которые удалось получить из литературных источников и в результате модельных экспериментальных исследований, выполненных в лаборатории аэротермохимии НИИ ГММ при Томском госуниверситете (ТГУ) и на кафедре физической механики механико-математического факультета ТГУ, а также в Кызыльском государственном педагогическом институте по заданию лаборатории аэротермохимии.

§3.1. Состав лесных горючих материалов, продуктов пиролиза и их теплотворная способность

Как уже отмечалось в §1.4 и §2.2, лес в процессе распространения пожара можно рассматривать как многофазную реакционноспособную среду, состоящую из целлюлозы (1), лигнина (2), воды в жидко-капельном состоянии (3), конденсированных продуктов пиролиза (4), золы (5), газовой фазы (6) и дисперсных частиц дыма (7).

Представляет интерес химический состав лесных горючих материа-

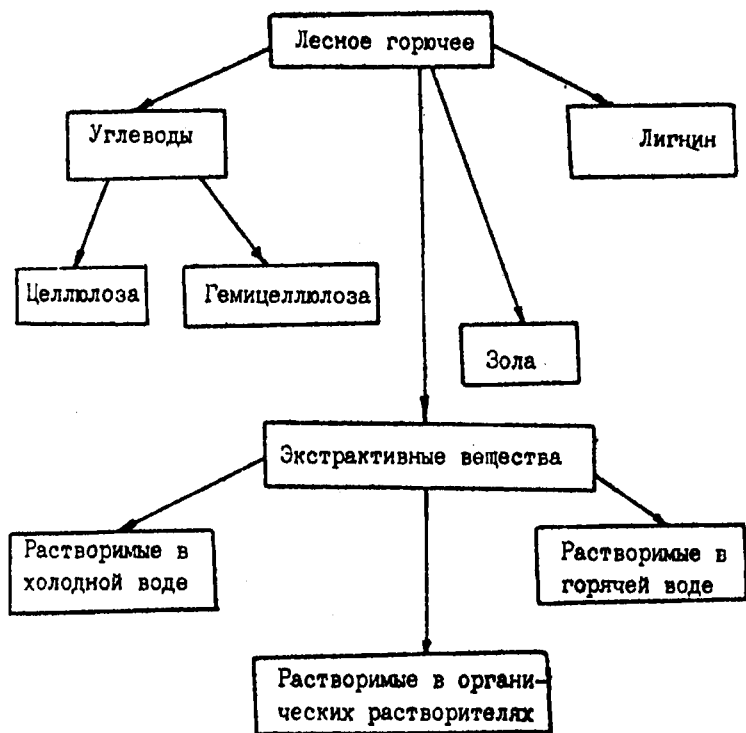


Рис.3.1.1. Схема группового состава лесных горючих материалов

лов. Согласно [88], состав большинства лесных горючих материалов изучен недостаточно. Тем не менее известна [88] общая схема группового состава лесных горючих материалов и торфа, который представляет собой продукт неполного разложения растительной массы в условиях избыточной влажности и ограниченного массообмена с атмосферой (см. рис. 3.1.1).

Основными компонентами лесных горючих материалов являются зола, углеводы и лигнин. В состав углеводов входят целлюлоза и гемицеллюлоза.

Целлюлоза представляет собой полисахарид состава $C_6H_{10}O_5$ с молекулярной массой 80000-150000. Целлюлоза является сравнительно устойчивым соединением, которое при обычных условиях не растворяется в воде и не разлагается на воздухе.

Гемицеллюлозы имеют сходное с целлюлозой химическое строение. Наряду с шестиуглеродными звеньями $(C_6H_{10}O_5)_n$ их полимерные цепи содержат пятиуглеродные звенья $(C_5H_8O_4)_n$. Гемицеллюлозы - неустойчивые химические вещества, которые в отличие от целлюлозы легко гидролизуются в воде при нормальных условиях. При повышении температуры гемицеллюлозы разлагаются с образованием CO_2 , H_2O и CH_4 , причем, согласно [89] ^{х)}, в интервале температур $220^\circ C \leq T \leq 305^\circ C$ происходит полное разложение этих веществ.

Лигнин - устойчивое высокомолекулярное соединение, заполняющее межклеточное пространство в высших растениях. Строение его молекул до конца еще не расшифровано. Лигнин относительно легко поддается окислению.

Представляет интерес количественный состав типичных составляющих опада. В табл. 3.1.1 приведены данные, взятые из [89].

Здесь цифрами обозначены составляющие опада в смешанном лесу: 1 - хвоя сосны, 2 - ветки сосны, 3 - шишки сосны, 4 - хвоя пихты, 5 - ветки пихты, 6 - листья осины, 7 - ветки осины.

Обращает на себя внимание тот факт, что максимальное количество золы содержат листья осины, а максимальное количество целлюлозы и гемицеллюлозы содержат шишки сосны. Последнее приводит к более низкому значению удельной теплотворной способности шишек по сравнению с ветками и хвоей сосны.

х) Отчет выполнен по заданию лаборатории аэротермохимии НИИПМ при ТГУ.

Таблица 3.1.1

Результаты группового анализа (% от веса в абсолютно сухом виде)

Название вещества	Исследуемые материалы						
	1	2	3	4	5	6	7
Зола	3,30	4,26	0,98	4,09	3,1	7,90	4,49
Целлюлоза	37,08	44,71	59,66	40,79	51,47	38,36	43,57
Гемицеллюлоза	21,40	13,55	16,99	8,96	12,56	9,52	16,02
Лигнин	38,2	36,92	37,25	31,14	34,72	32,92	37,37

Таблица 3.1.2

Результаты группового анализа (% от веса в абсолютно сухом виде)

Название вещества	Исследуемые материалы									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Зола	2,8	9,2	29	4,9	1,3	1,1	1,8	-	-	-
Целлюлоза	0	50,3	54,5	34	38	58	26,9	17,0	20,0	16,6
Лигнин	30	19,8	18,75	35,0	32,7	28	26,3	24,2	30,2	27,9

В табл. 3.1.2 даны результаты группового анализа живых лесных горючих материалов [88].

Здесь 1 - багульник (листья), 2 - мох-вейник, 3 - хвощ, 4 - папоротник, 5 - сосновые ветки, 6 - сосновые шишки, 7 - хвоя сосны, 8 - хвоя ели, 9 - хвоя кедра, 10 - хвоя пихты.

Легко видеть, что максимальное количество золы, которая в основном состоит из S_2O_2 , образуется при горении хвоща, что, в конечном счете, позволяет считать этот лесной горючий материал менее пожароопасным, чем другие материалы, представленные в табл. 3.1.2.

Интересно, что в живой хвое сосны имеется 25-27% целлюлозы, 26,3% лигнина, 16,9% гемицеллюлозы и 1,8% золы. Влагосодержание живой хвои составляет 120%, а хвоинок в опаде - только 4%. Таким образом, в одногодичном опаде происходят физико-химические процессы, которые приводят к существенному изменению лесопирологических свойств лесных горючих материалов. Можно считать, что в результате уменьшения влажности и увеличения содержания мало-стабильной гемицеллюлозы опад из хвоинок сосны более пожароопасен.

сен, чем живая хвоя.

Помимо золы, которая играет роль инертного наполнителя таких натуральных полимерных материалов, как лесные горючие материалы, и тем самым существенно влияет на их теплотворную способность, последняя сильно зависит от элементного состава и влагосодержания. Различают высшую и низшую теплотворную способность топлива. Теплоту сгорания называют высшей, если она включает в себя теплоту конденсации водяного пара, который входит в состав продуктов сгорания.

Если вода остается в продуктах сгорания парообразной, то говорят о низшей теплотворной способности топлива. При лесных пожарах, очевидно, реализуется низшая теплотворная способность топлива, так как водяной пар уносится из зоны горения вместе с другими газообразными продуктами горения в результате диффузии, свободной и вынужденной конвекции.

Высшая и низшая теплотворные способности связаны между собой по формуле [90]

$$Q_H = Q_B - 25(W - 9H), \quad (3.1.1)$$

где Q_H - низшая теплотворная способность в кДж на кг топлива; Q_B - высшая теплотворная способность, имеющая ту же размерность, что и Q_H ; W - влагосодержание - количество влаги в процентах к весу топлива, а H - количество элементарного водорода в процентах к весу топлива.

Широкое распространение получила формула Д.И. Менделеева для расчета низшей теплоты сгорания, выраженной в кДж/кг [90]:

$$Q_H = 4.19[81C - 246H - 26(O - S) - 6W], \quad (3.1.2)$$

где C , H , O , S и W - количество углерода, водорода, кислорода, серы и воды в процентах к весу топлива.

Формула (3.1.2) была получена Д.И. Менделеевым путем обработки опытных данных для широкого круга топлив. Эта формула позволяет анализировать влияние элементного состава и влагосодержания на теплотворную способность лесных горючих материалов.

Если учесть, что часть выделяющейся при горении тепловой энергии расходуется на испарение адсорбированной в лесных горючих материалах влаги, то имеем следующую формулу для низшей теплотворной способности [4]:

$$Q_n = Q_1 - 9q_n (\Delta H)_n - [(\Delta H)_n + \bar{Q}'] W.$$

(3.1.3)

Здесь Q_n и Q_1 выражены в ккал/кг, $(\Delta H)_n$ — теплота испарения свободной воды, $\bar{Q}'$ — средняя теплота диссоциации связанной воды, а W — количество воды в кг на 1 кг топлива.

Элементный состав типичных растительных горючих материалов представлен в табл. 3.1.3 [89].

Таблица 3.1.3

Элементный состав лесных горючих материалов

№ пп	Исследуемый объект	Содержание элементов, % на абс. сух. вес				
		C	H	N	O	зола
1	Хвоя сосны	53,15	7,83	0,93	32,79	5,30
2	Ветки сосны	50,88	7,75	0,61	36,44	4,32
3	Шишки сосны	48,77	6,82	0,69	42,79	0,93
4	Хвоя пихты	53,43	8,25	1,00	32,12	5,20
5	Ветки пихты	49,31	7,55	0,75	38,79	3,60
6	Листья осины	48,80	6,52	0,84	36,03	7,81
7	Ветки осины	51,12	6,49	1,03	36,85	4,51

Более простая по сравнению с (3.1.2) формула для высшей теплотворной способности древесных материалов предложена Г.Ф. Кнорре [90]

$$Q_1 = 388C + 1160H - 1460.$$

(3.1.4)

Из анализа этой формулы и табл. 3.1.1 следует, что чем выше содержание водорода, тем выше теплотворная способность топлива. Поэтому максимальной теплотворной способностью из перечисленных в табл. 3.1.3 материалов обладает хвоя пихты.

Связь между элементным составом и теплотворными способностями лесных горючих материалов представлена в табл. 3.1.4 [4]. Здесь цифрами помечены: 1 — осока, 2 — тростник, 3 — вейник, 4 — береза, 5 — липа амурская, 6 — хвоя сосны обыкновенной, 7 — хвоя лиственницы, 8 — хвоя лиственницы сибирской, 9 — хвоя ели сибирской, 10 — хвоя пихты сибирской, 11 — хвоя кедра сибирского, 12 — мох Шребера, 13 — лишайник кладония, 14 — подстилка лиственницы даурской, 15 — вейниковая дернина, 16 — подстилка сосняка лишайниково-мшистого, 17 — подстилка сосняка-зеленомошника, 18 — торф малой степени разложения, 19 — торф высокой степени разложения,

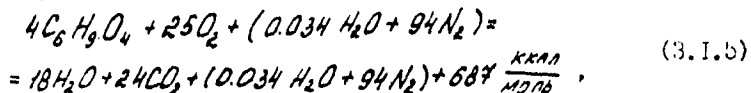
Таблица 3.1.4

Элементный состав, зольность и теплотворная способность лесных горючих материалов

Материал	Элементы			Зольность	Q_b	Q_u
	C	H	$N+O$			
	%				ккал/кг	
I	49,90	5,51	1,64+39,37	3,34-8,57	4470	4180
2	47,74	6,22	1,46+40,38	5,4	4640	4320
3	-	-	-	9,5	4300	-
4	49,36	6,28	1,60+42,59	0,75	4900	4570
5				8	5050	
6	53,1	5,9	35,5	3,5	5200	4920
7	-	-	-	9,0	4760	-
8	-	-	-	5,14-9,58	4300	-
9	-	-	-	4,12	4850	-
10	-	-	-	3,52	5850	-
11	-	-	-	2,58	5200	-
12	49,6	5,6	47,3	6	4700	4420
13	45,4	6,0	46,1	2,6	4300	4020
14	-	-	-	14,3	4170	-
15	-	-	-	22,8	3750	-
16	49,6	5,2	34,8	10,4	4970	4700
17	48	5,1	37,1	9,8	4780	4510
18	55	6,0	39	-	5000	4690
19	60	5,5	34,5	-	5700	5410
20	52,4	6,1	38,2	3,3	5360	4920
21	54,7	6,8	35,8	2,7	5800	5320
22	52,7	6,1	37,6	3,2	5150	4830
23	57,3	6,8	33,3	2,6	5700	4470
24	46,6	5,7	44,1	3,6	4794	4500

20 - вереск, 21 - багульник, 22 - брусника, 23 - вероника, 24 - мох-сфагнум.

Для математического моделирования реальных термохимических процессов необходимо знать химическую формулу лесных горючих материалов. Как уже отмечалось, их основными компонентами являются целлюлоза и лигнин. Поскольку состав лигнина до конца не определен в монографии [4], считается возможным моделировать лесные горючие материалы гипотетическим однокомпонентным веществом, состав которого приближенно определяется формулой $C_6H_9O_4$. Тогда стехиометрическое соотношение при горении этого вещества на воздухе имеет вид [4]



где H_2O - влажность воздуха, а тепловой эффект на 1 моль горючего материала подсчитан по формуле Д.И. Менделеева.

При пожарах лесные горючие материалы разлагаются с выделением летучих, которые затем сгорают. Поэтому представляет интерес состав газообразных продуктов разложения (пиролиза). В литературе не удалось найти данных по составу газообразных продуктов пиролиза лесных горючих материалов. В то же время состав газов при сухой перегонке древесины хорошо известен [91]. В табл.

3.1.5 и 3.1.6 дан состав газов при различных температурах.

Эти данные дают только качественное представление о составе продуктов пиролиза при различных температурах. Надо сказать, что состав газообразных продуктов пиролиза зависит от темпа нагрева, и чтобы получить правильный в количественном отношении состав газообразных продуктов пиролиза лесных горючих материалов на лабораторных установках, необходимо воспроизводить в опытах реальный темп нагрева.

Весьма важным является вопрос о полноте сгорания лесных горючих материалов в натуральных условиях. К сожалению, этот вопрос исследован недостаточно. Известна лишь одна работа [92], посвященная анализу недожога на лабораторной установке. Исследовалось горение лишайника мха Шребера, опада хвои сосны, опада из отмершей травы и веточек сосны. Наряду с конечными продуктами горения CO_2 и H_2O были при помощи газохроматографа БТА-2 обнаружены значительные количества CO (1,4-6,3%), H_2 (5,1-14,1%),

Таблица 3.1.5

Состав газов в различные периоды сухой перегонки древесины

Периоды сухой перегонки	Т _{печи} , °С	Состав газов, объемн. %			
		CO ₂	CO	H ₂	Углеводороды
I	2	3	4	5	6
Выделение воды	150-200	68	30,5	0	2
Выделение CO, CO ₂	200-280	60,5	30,5	0,2	3,3
Начало выделения углеводородов	280-350	35,5	20,5	5,5	36,6
Выделение углеводородов	380-500	31,5	12,3	7,5	48,7
Период диссоциации	500-700	12,2	24,5	48,7	20,4
Выделение водорода	700-900	0,4	9,6	80,7	8,7

Таблица 3.1.6

Состав газов, полученных при различной температуре разложения древесины сосны [91]

Т, °С	Объем газов (м ³) в расчете на 100 кг абс.сухой древесины	Состав газов в % от общего объема газов					Теплотворная способность газов, ккал/м ³
		H ₂	CO	CO ₂	CH ₄	C ₂ H ₆	
300	5,6	-	40,7	56,07	3,76	-	1575
400	9,5	1,47	34	4,36	14,31	1,47	2610
500	12,8	2,34	29,37	43,2	21,72	2,34	3395
600	14,3	2,68	27,2	40,98	23,42	2,68	3630
700	16,0	2,81	25,19	38,56	24,94	2,81	3820

CH_4 (1,4-6,5%) и сажи (0,06-1,3% от веса сухого образца). Показано, что общий вес обугленной, но не сгоревшей части образцов лесных горючих материалов изменялся от 4,17% у абсолютно сухой хвои до 45,3% у отмершей травы с влагосодержанием 20%.

Теплоту горения газобразных продуктов пиролиза и неполного окисления можно определить, пользуясь правилом Гесса, с помощью таблиц энтальпий образования [93].

§3.2. Истинные плотности компонентов и параметры структуры пористой среды

Истинные плотности компонентов твердой фазы даны в табл 3.2.1.

Таблица 3.2.1

Номер индекса	1	2	3	4	5
ρ_i , г/см ³	1,55	1,55	1,03	1,8	0,75

Здесь индексы 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют целлюлозе, лигнину, воде, древесному углю и золе соответственно.

Для численного решения задач теории лесных пожаров необходимо определить начальные объемные доли компонентов φ_{iH} через экспериментально определяемые величины: влажность или влагосодержание лесных горючих материалов и истинные плотности компонентов. Влажность и влагосодержание определяются по формулам

$$\varphi_o = \frac{P_w - P_o}{P_w} \cdot 100\%; \quad W_o = \frac{P_w - P_o}{P_o} \cdot 100\%. \quad (3.2.1)$$

где P_w - вес влажного материала, а P_o - вес сухого материала.

В дальнейшем удобно использовать для вычисления влажности и влагосодержания формулы

$$\varphi = \frac{P_w - P_o}{P_w}; \quad W = \frac{P_w - P_o}{P_o} \quad (3.2.2)$$

и очевидные соотношения

$$\begin{cases} \varphi_{счк} + \varphi_{сн} + \varphi_{сн} = 1, \quad \varphi_{счк} = \varphi_{сн} + \varphi_{сн}; \\ M_{счк} + M_3 + M_6 = M. \end{cases} \quad (3.2.3)$$

$$\begin{cases} \varphi_{счк} + \varphi_{сн} + \varphi_{сн} = 1, \quad \varphi_{счк} = \varphi_{сн} + \varphi_{сн}; \\ M_{счк} + M_3 + M_6 = M. \end{cases} \quad (3.2.4)$$

Здесь $M_{\text{сух}}$, M_3 , M_6 и M - массы сухого вещества, воды, воздуха и всего вещества в целом в выделенном представительном объеме реагирующей среды.

Очевидно, что массу влажного вещества можно определить путем взвешивания.

По определению объемных долей имеем

$$\varphi_{\text{сух}} = \frac{V_{\text{сух}}}{V}, \quad \varphi_3 = \frac{V_3}{V}, \quad \varphi_6 = \frac{V_{\text{возд}}}{V}, \quad (3.2.5)$$

где V - объем представительного образца среды; $V_{\text{сух}}$, V_3 , $V_{\text{возд}}$ - объемы, занимаемые в образце сухим веществом, водой и воздухом соответственно.

Определяя эти величины через плотности среды ρ , истинные плотности ρ_i^0 и массы компонентов, получаем

$$\varphi_{\text{сух.н}} = \frac{\rho}{\rho_{\text{сух}}^0} \frac{M_{\text{сух}}}{M}; \quad \varphi_3 = \frac{\rho}{\rho_3^0} \varphi; \quad \varphi_{6.н} = \frac{\rho}{\rho_6^0} \frac{M_6}{M}. \quad (3.2.6)$$

Подставляя (3.2.6) в (3.2.3) и переписывая (3.2.4) с учетом определения влажности, получим систему двух линейных уравнений для определения $M_{\text{сух}}$ и M_6

$$M_6 + M_{\text{сух}} = M(1 - \varphi); \quad (3.2.7)$$

$$\frac{M_6}{\rho_6^0} + \frac{M_{\text{сух}}}{\rho_{\text{сух}}^0} = \frac{M}{\rho} - \frac{M\varphi}{\rho_3^0}. \quad (3.2.8)$$

Решая систему (3.2.7)-(3.2.8), получим следующее выражение для $M_{\text{сух}}$:

$$M_{\text{сух}} = \frac{M \rho_6^0 \rho_3^0}{\rho(\rho_{\text{сух}}^0 - \rho_6^0)} \left[\frac{(1-\varphi)\rho}{\rho_6^0} - 1 + \frac{\varphi\rho}{\rho_3^0} \right]. \quad (3.2.9)$$

Подставляя (3.2.9) в первое из выражений (3.2.6), получим объемную долю сухого вещества в представительном объеме

$$\varphi_{\text{сух}} = \frac{(1-\varphi)\rho - \rho_6^0 + \varphi\rho_3^0/\rho_6^0}{\rho_{\text{сух}}^0 - \rho_6^0}. \quad (3.2.10)$$

Для определения φ_3 имеем второе выражение (3.2.6), а объемная доля воздуха определяется по формуле

$$\varphi_6 = 1 - \varphi_{\text{сух}} - \varphi_3. \quad (3.2.11)$$

Для того, чтобы найти $\varphi_{\text{ли}}$ и $\varphi_{\text{ли}}$, следует использовать второе соотношение (3.2.3) и дополнительное уравнение

$$\varphi_{\text{ли}} = K \varphi_{\text{ли}}, \quad (3.2.12)$$

где K - постоянный множитель, который легко определяется, если известны массовые доли целлюлозы и лигнина в сухом веществе (отношение массовой доли целлюлозы к массовой доле лигнина).

Решая (3.2.12) и (3.2.3), находим

$$\varphi_{\text{ли}} = \varphi_{\text{сух}} / (1+K), \quad \varphi_{\text{ли}} = \varphi_{\text{сух}} - \varphi_{\text{сух}} / (1+K). \quad (3.2.13)$$

Для торфа $\rho_{\text{сух}} \gg \rho_{\text{с}}^0$, а формула (3.2.10) существенно упрощается

$$\varphi_{\text{сух.л}} = \frac{(1-q) \rho_{\text{с}}^0}{\rho_{\text{сух}}}. \quad (3.2.14)$$

Представляют интерес конкретные значения $\varphi_{\text{сух.л}}$, $\varphi_{\text{ли}}$, $\varphi_{\text{ли}}$ для типичных объектов горения в случае подземных, низовых и верховых пожаров. В табл. 3.2.2 приведены соответствующие данные.

Таблица 3.2.2

Объемные доли компонентов типичных лесных горючих материалов

Материал	$\rho_{\text{сух}}$	$\rho_{\text{лигн}}$	φ	$\varphi_{\text{сух.л}}$	$\varphi_{\text{ли}}$	$\varphi_{\text{бл}}$
	кг/м ³					
Торф	1400	60-300	0,85	0,006-0,032	0,051-0,255	0,72- -0,95
Подстилка	1000	30-100	0,50	0,005-0,015	0,024-0,08	0,9- -0,97
Лишайник	600	5-15	0,20	0,006-0,02	0,001-0,003	0,98- -0,995
Опад хвои	500	30	0,10	0,054	0,003	0,943
Опад листьев	300	10	0,20	0,026	0,002	0,972
Полог леса	360 сосна	1,06-	0,33	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$
		-1,12		$2,28 \cdot 10^{-4}$		
	700 ель	1,2-1,3	0,33	$2 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-5}$	0,99962-
				$-2,8 \cdot 10^{-4}$	$-10 \cdot 10^{-5}$	-0,99973

Значения $\rho_{\text{сух}}^0$, $\rho_{\text{лигн}}$ и φ были взяты из работ [2, 4]. а остальные величины рассчитаны по выведенным выше формулам.

Следует отметить, что приведенная выше методика расчета объемных долей, в том числе и пористости, предполагает неизменность объемных долей по высоте растительного покрова.

В реальных условиях пористость среды изменяется с высотой. Получим зависимость $\varphi_{\text{сн}}(y)$, где y - текущая высота. Для этого используем тот факт, что просветность и пористость совпадают друг с другом [57].

Рассмотрим далее вопрос о средней просветности полога. Для этого введем понятие средней площади горизонтального сечения кроны $S(y)$, где y - расстояние по высоте кроны. В таком случае средняя просветность полога на глубине полога y будет равна

$$f_s = \frac{[nS(y)]\varphi_{\text{сн}} + [a^2 - nS(y)]}{a^2} = \frac{a^2 - nS(y)[1 - \varphi_{\text{сн}}]}{a^2}, \quad (3.2.15)$$

где n - число стволов на площади a^2 ; $S(y)$ - площадь горизонтального сечения кроны, подлежащая определению, а $\varphi_{\text{сн}}$ - пористость типичной кроны.

Площадь горизонтального сечения крон рассмотрим для различного типа структур лесного массива (рис. 3.2.1а):

- а) типа крон, показанных на рис. 3.2.1а:

$$S(y) = \pi r^2 = \pi \frac{[(h-y)d]^2}{4h^2 + d^2}, \quad (3.2.16)$$

- б) типа крон, изображенных на рис. 3.2.1б:

$$B = \frac{1}{3}, \quad S(y) = \pi r^2 = \pi \left[\frac{yd}{2h} \right]^2; \quad (3.2.17)$$

- в) типа крон, данных на рис. 3.2.1в:

$$B = 1, \quad S(y) = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2; \quad (3.2.18)$$

- г) типа крон, показанных на рис. 3.2.1г:

$$S(y) = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{y - \frac{1}{2}d}{h/2} \right) \right]. \quad (3.2.19)$$

Таким образом, используя формулы (3.2.15)-(3.2.19), легко найти просветность и пористость полога леса, если пористость отдельно взятой типичной кроны определять при помощи методики, изложенной ранее.

Более строгим является подход, когда выделяются две фракции

Таблица 3.2.3

Структурные свойства ряда растительных покровов [4, 94]

Покров (объект горения)	Запас, кг/м ²	Высота слоя, м	Плотность слоя, кг/м ³	Характер- ные час- тицы	Плотность частиц, кг/м ³	Характерные размеры, см		
						поперечный	продоль- ный	толщина
1	2	3	4	5	6	7	8	9
<u>Болот дровостоя</u>								
Сосна	0,3-0,5	3-10	0,05-0,12	охвоенные веточки	320-500	0,05-0,5	1-14	-
Ель	1,0	10-25	0,20-0,25	"	-	-	-	-
Береза	0,3-0,5	5-20	0,03-0,05	листья	300-400	3-5	4-7	-
<u>Напочвенный покров</u>								
<u>Отмершая трава:</u>								
а) плотнокустовые								
(типчак)	0,04-0,08	0,2-0,45	0,45	листья	300	-	20-25	0,1-0,15
б) рыхлокустовые								
(вейник)	0,3-0,35	0,8-2,00	0,2	листья	300	0,5-2,0	15-50	0,1-0,15
<u>Спавшая хвоя</u>								
Сосна обыкно- венная	0,2-0,3	0,01	30	хвоинка	650	0,04-0,08	1-13	-
<u>Спавшие листья</u>								
<u>Береза:</u>								
а) весна	0,2-0,3	0,05-0,07	8-12	листья	300	3-5	4-7	-

1	2	3	4	5	6	7	8	9
б) осень	0,2-0,3	0,02-0,03	5-6	листья	300	3-5	4-7	-
Лишайники	0,05-0,5	0,1-0,2	5-15	отросточки	-	0,05-1,00	1,0	-
Мхи								
Мох Шребера	0,6-1,0	0,03-0,06	30-40	стебли	100	0,3-0,5	5-10	-
Почва								
Подстилка	0,5-4,5	0,01-0,15	30-100	части растен.	-	-	-	-
Торф:								
а) верховой	0,9-4,5	0,15	60-300	- "	-	-	-	-
б) низовой	0,12-5,4 и более	0,15	80-360	- "	-	-	-	-

Примечания. а) Толщина дана для пластинчатых частиц; б) при подсчете плотности слоя в пологе леса принималась во внимание только масса хвои и тонких веточек, которые (согласно [5]) поддерживают горение при верховых пожарах.

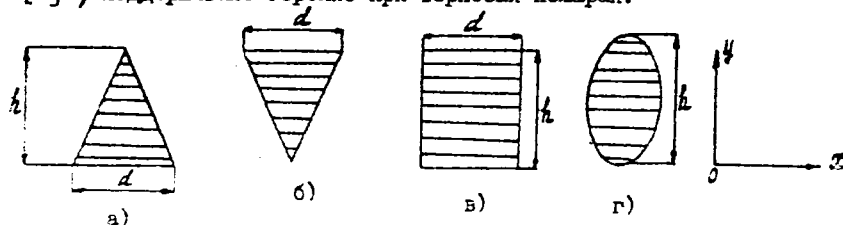


Рис. 3.2.1. Вертикальные сечения типичных крон деревьев

пор. Первая из них характеризует структуру отдельной типичной кроны, а вторая - сомкнутость крон в пологом леса. Однако при использовании такой схемы структуры полога леса необходимо существенно усложнять уравнения переноса в пористой среде. Эти уравнения для непродуваемого леса в какой-то степени аналогичны уравнениям фильтрации в трещиновато-пористой среде [96].

Представляет интерес определение массовой доли воды в жидко-капельном состоянии в пологом леса. Пусть полог леса состоит из фракций лесных горючих материалов, а $\varphi_i = M_{i,в} / M_i$ - влажность типичного элемента i -ой фракции (M_i , $M_{i,в}$ - массы элемента и воды в нем). Тогда массовая доля воды для среды в целом определяется формулой

$$\varphi = \sum_{i=1}^N M_i \varphi_i n_i / \sum_{i=1}^N M_i n_i, \quad (3.2.20)$$

где n_i - число элементов i -ой фракции в единице объема полога леса.

Таким образом, зная структуру полога леса и влажность i -го элемента, можно определить долю воды в жидко-капельном состоянии для единицы объема полога леса.

В работе [94] вводится понятие индекса поверхности. Листовой индекс $\mathcal{U}_л$ есть отношение суммарной площади листьев к площади основания полога. Речь идет об односторонней площади листьев и о площади продольного сечения хвоинок. Тогда удельная поверхность

$$S_{\text{поверхности}} = \frac{2a^2 \mathcal{U}_л}{a^2 h^2 - a^2 \mathcal{U}_л d} = \frac{2\mathcal{U}_л}{h - \mathcal{U}_л d} \approx \frac{2\mathcal{U}_л}{h}, \quad (3.2.21)$$

где a^2 - площадь основания полога; $S_n = 2a^2 \mathcal{U}_л$ - суммарная площадь листьев; $V_\ell = a^2 \mathcal{U}_л d$ - объем пространства, занятого листьями; $V_{\text{пологи}} = a^2 h$ - объем полога; h - высота полога; d - средняя толщина одного листа.

Если же рассматривать хвоинки, то суммарная площадь, занятая хвоинками, $S_{хв} = \pi a^2 \mathcal{U}_{хв}$, а объем пространства, занятый хвоинками, равен

$$V_{хв} = \pi \left(\frac{a^2 \mathcal{U}_{хв}}{2H} \right)^2 H = \frac{\pi a^4 \mathcal{U}_{хв}^2}{4H},$$

где H - суммарная длина всех хвоинок.

Тогда удельная поверхность, создаваемая хвоинками, определяется формулой

$$S_{xb} = \frac{\pi a^2 \mu_{xb}}{a^2 h - \frac{\pi a^2 \mu_{xb}}{4H}} = \frac{\pi \mu_{xb}}{h - \frac{\pi a^2 \mu_{xb}}{4H}} \approx \frac{\pi \mu_{xb}}{h}. \quad (3.2.22)$$

Поверхность, создаваемая ветками и стволом, намного меньше поверхности листьев (хвой). Это видно хотя бы на одном из примеров [94], дающих соотношение индексов листьев, сучьев, стволов 3,86:0,98; 0,47 соответственно и общий индекс 5,31.

Если рассмотреть аналогично поверхностный индекс ветвей, то удельная поверхность ветвей найдется из аналогичной приближенной формулы

$$S_{ветви} = \frac{\pi \mu_{ветви}}{h}. \quad (3.2.23)$$

И тогда, например, для хвойных деревьев удельная поверхность макропор приближенно будет выражаться формулой

$$S = \frac{\pi \mu_{общий}}{h}. \quad (3.2.24)$$

Для лиственных деревьев получится аналогичная формула

$$S = \frac{\pi}{h} (\mu_{ветви} + \mu_{стволов}) + 2\mu_n/h. \quad (3.2.25)$$

Приведем данные по объемному весу, истинной плотности, плотности и пористости частиц для некоторых лесных горючих материалов.

Таблица 3.2.4

Значения истинной плотности, плотности и пористости частиц лесных горючих материалов [95]

Материал	$V, \text{см}^3$	Вес $P, \text{г}$	$\rho_{\text{мат}}, \text{г/см}^3$	$\rho_{\text{пл}}, \text{г/см}^3$	$\varphi_{\text{пор}}$
Хвоя сосны	0,0244	0,0078	0,32	1,55	0,794
Ветки сосны	0,9000	0,4680	0,50	1,20	0,583
Хвоя пихты	0,0059	0,0028	0,47	1,153	0,592
Ветки пихты	0,9000	0,4860	0,54	1,087	0,503
Листья осины	0,1020	0,0290	0,29	1,36	0,787
Ветки осины	0,9000	0,3600	0,40	1,19	0,663
Хвоя ели	0,0042	0,0031	0,74	1,17	0,367
Ветки березы	0,9000	0,5400	0,60	0,90	0,330

Здесь $\rho_{\text{мст.}}$ - плотность спрессованного сухого вещества; $\rho_{\text{чст.}}$ - плотность частицы; φ - объемная доля микропор.

Анализ табличных данных показывает, что лесные горючие материалы в абсолютно сухом состоянии обладают высокой микропористостью, достигающей 0,79 для хвой сосны. Эта пористость в рамках принятой в данной работе модели процессов переноса учитывается через плотность частиц ρ_p .

Плотность торфа в абсолютно сухом состоянии равна 0,06-0,08 г./см³ при малой степени разложения и 0,3-0,36 г./см³ - при высокой [4]. Истинная плотность торфа (плотность при отсутствии пор) равна 1,4-1,6 г./см³, то есть объем пор при малых степенях разложения может достигать 70-80% от объема образца торфа.

Надо сказать, что удельная поверхность макропор встречается как понятие во многих работах [2, 4, 28, 67] (в работе [28] эту величину называют удельной плотностью поверхности растительного покрова). Для определения этой величины в [67] предложена методика специальных фитометрических измерений. Надо сказать, что определение фитометрических свойств растительного покрова только начинается. В дальнейшем для проведения фитометрических исследований, очевидно, целесообразно использовать методы космического земледования [97, 98], которые дают оперативную информацию по структуре лесов с достаточной для практики точностью.

Представляет интерес апробация полученных выше формул для удельной поверхности макропор. В табл. 3.2.5, взятой из [28]

Таблица 3.2.5

Аэродинамические характеристики различных типов покровов

Тип покрова	Характеристики покрова		
	$k, \text{м}$	$S, \text{м}^{-1}$	C_d
1	8-II	1,2	0,02
2	16	1,2	0,03
3	2-3	3-6	0,17
4	1,2	7	0,05
5	0,5	5	0,10
6	10	1,6-3,3	0,03
7	0,14	10	0,50

[28], приведены данные по аэродинамическим характеристикам некоторых типов покровов. Здесь цифрой 1 помечен мелколистственный лес, 2 - сосновый лес, 3 - кукуруза, 4 - бобовые культуры, 5 - высокая трава, 6 - лесополоса, 7 - искусственный покров из вертикально поставленных жестких цилиндров, C_d - коэффициент аэродинамического сопротивления растительного покрова [28], а h - высота покрова.

Используя формулу (3.2.19) при $h = 10$ м, $U_n = 5,31$, получим $S = 1,6 \text{ м}^{-1}$, что удовлетворительно согласуется с данными табл.

3.2.3.

В то же время данные для S , приведенные в [2], вызывают сомнение. Так, для травы в табл. 1.2 работы [2] дается $S = 98 \text{ м}^{-1}$, что на порядок выше соответствующих данных табл. 3.2.5, взятых из [28].

§3.3. Теплофизические свойства лесных горючих материалов и продуктов пиролиза

При математическом описании лесных и степных пожаров необходимо знать коэффициенты теплопроводности газовой и конденсированной фаз.

Приведем вначале литературные данные для теплопроводности компонентов конденсированной фазы.

1. Теплопроводность древесины

Сначала рассчитывается теплопроводность смеси сухое дерево - вода по формуле [99]

$$\lambda \text{ влажного материала} = 0,7 \lambda_d + 0,3 \lambda_v; \quad (3.3.1)$$

$$\lambda_d = \lambda_e \left[1 + V_a \frac{1 - \lambda_e / \lambda_a}{1 - V_a^{1/3} (1 - \lambda_e / \lambda_a)} \right]. \quad (3.3.2)$$

Здесь $\lambda_e \approx 0,4 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ - теплопроводность сухого материала (клетчатка древесины); $\lambda_a \approx 0,5 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ - теплопроводность заполнителя (воды).

При вычислении λ_d в формуле (3.3.2) необходимо индексы e и

α поменять местами.

Ввиду того, что теплопроводности компонентов λ_e и λ_a близки друг к другу, нам кажется лучше использовать вместо формулы (3.3.1) более простую линейную аппроксимацию теплопроводности смеси:

$$\lambda \text{ влажного материала} = \lambda_e V_e + \lambda_a V_a = 0.4 V_e + 0.5 V_a. (3.3.3)$$

Здесь V_e и V_a означают объемные доли сухого материала и воды соответственно.

Далее, можно рассчитать теплопроводность двухфазной смеси - воздух - влажный материал (то есть древесины). Ввиду того, что теплопроводность воздуха при нормальных термодинамических условиях равна 0,02 ккал/м·ч·град, то есть на порядок меньше теплопроводности другого компонента), то вместо формул типа (3.3.3) целесообразнее использовать их предельный вид

$$\lambda \text{ древесины} = \lambda \text{ влажного материала} (1 - \varphi_{пор}^{49}), (3.3.4)$$

где $\varphi_{пор}$ - это объемная доля пор в древесине.

Для того, чтобы воспользоваться формулами (3.3.1)-(3.3.2) при расчете теплопроводности древесины, необходимо иметь численные значения объемных долей компонентов V_e , V_a , $\varphi_{пор}$. Эти величины можно определить при помощи методики, изложенной в §3.2.

2. Теплопроводность углей

Конденсированным продуктом реакции пиролиза является древесный уголь. Теплопроводность пористых углей (древесного, кокса, бурого) определяется по формуле [99]

$$\lambda = 0.4 \lambda_v + 0.6 \lambda_{пл}. (3.3.5)$$

где λ_v и $\lambda_{пл}$ выражаются формулами вида (3.3.2), а λ_e , λ_a - теплопроводности воздуха и абсолютно плотного угля, V_e , V_a - объемные доли воздуха и абсолютно плотного угля.

Но для пористых тел можно применять и приближенную формулу вида (3.3.4)

$$\lambda = \lambda_{абс. \text{ плотного угля}} (1 - \varphi_{пор}^{49}). (3.3.6)$$

В табл. 3.3.1 даны значения λ абсолютно плотного угля.

Таблица 3.3.1

Удельный вес твердого угля (без пор)	λ , ккал/м·ч · град.
1,2	0,16
1,3	0,19
1,4	0,24
1,5	0,35
1,6	0,51
1,7	0,83
1,8	1,50
1,9	2,75
2,0	6,30
2,25 (графит)	140

3. Теплопроводность торфа

Теплопроводность торфов сильно зависит от степени разложения и влагосодержания. Например, при изменении влагосодержания с 68 до 93% теплопроводность одного из видов торфа увеличилась с 0,3 до 1 ккал/м·ч · град. При плотности торфа 170-250 кг/м³ его коэффициент теплопроводности определяется формулой [4]

$$\lambda_0 = (0,046 + 0,000139 t) \text{ Вт/м·град,} \quad (3.3.7)$$

где t - температура в градусах Цельсия.

С учетом сказанного выше можно предположить следующую формулу для коэффициента теплопроводности торфа:

$$\lambda = \lambda_0 (a - bW)^{-1}, \quad (3.3.8)$$

где $a=1$, $b=0,96$, W - влагосодержание в долях массы сухого торфа.

Формула (3.3.8) дает правильную зависимость коэффициента теплопроводности от температуры и влагосодержания. В общем случае целесообразно использовать формулу (3.3.2).

4. Теплопроводность и теплоемкость лесных горючих материалов

Теплопроводность и теплоемкость лесных горючих материалов определялась в [95] на образцах, полученных прессованием при давлении 150 атм измельченного абсолютно сухого вещества. Диаметр таблеток - 41,5 мм, а толщина значительно меньше диаметра (13-15 мм), что позволяло таблетку считать неограниченной пластиной. Методика измерений и схема экспериментальной установки подробно изложены в отчете [95]. В табл. 3.3.2 приведены численные

Таблица 3.3.2

Теплопроводность, теплоемкость и температуропроводность
лесных горючих материалов

Материал	Вт, $\frac{1}{\text{м} \cdot \text{град}}$	$10^6 C_p, \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{град}}$	$10^8 \alpha, \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$
Хвоя сосны	$0,1020 \pm 0,0035$	$1,397 \pm 0,550$	$7,34 \pm 0,62$
Ветки сосны	$0,0809 \pm 0,0042$	$1,790 \pm 0,015$	$4,50 \pm 0,27$
Шишки сосны	$0,1260 \pm 0,0091$	$1,63 \pm 0,04$	$7,73 \pm 0,22$
Ветки пихты	$0,1446 \pm 0,0030$	$1,23 \pm 0,01$	$11,75 \pm 0,65$
Листья осины	$1,1340 \pm 0,0046$	$1,45 \pm 0,11$	$9,24 \pm 0,77$
Ветки осины	$0,1108 \pm 0,0045$	$8,12 \pm 0,35$	$8,12 \pm 0,35$
Хвоя лиственницы	$0,1417 \pm 0,0040$	$1,75 \pm 0,33$	$8,10 \pm 1,20$
Ветки лиственницы	$0,1074 \pm 0,0085$	$2,08 \pm 0,40$	$5,16 \pm 0,18$
Ветки пихты в воздушно- сухом сос- тоянии	$0,1606 \pm 0,0058$	$9,32 \pm 0,72$	$1,72 \pm 0,01$
Ветки сосны в воздушно- сухом сос- тоянии	$0,1549 \pm 0,0049$	$1,18 \pm 0,01$	$13,09 \pm 0,74$

значения теплоемкости и коэффициентов теплопроводности для ряда лесных горючих материалов в диапазоне температур от 30 до 90°C.

Из анализа этой таблицы следует, что теплопроводность хвои и листьев выше теплопроводности соответствующих веточек, а увеличение влажности материала на 15-20%, что характерно для воздушно-сухого состояния, приводит к увеличению теплопроводности материалов.

Для получения теплопроводности и теплоемкости лесных горючих материалов с учетом влагосодержания можно использовать формулы (3.3.2), (3.3.3), (3.3.19).

5. Теплопроводность газов

Теплопроводность газа с замороженными внутренними степенями свободы вычисляется по формуле [100]

$$\lambda_i^0 = 0.0001981 \frac{\sqrt{M_i T}}{M_i G_i^2 \Omega_i^{(1,2)}} \text{ кал/см.с. град}, \quad (3.3.9)$$

где $\Omega_i^{(1,2)} = 1.154 \left(\frac{T}{\epsilon_i/k} \right)^{-0.1472}$ - интеграл столкновений [101], вычисляемый по формуле (3.3.9) в интервале температур 300 - -2500 К с погрешностью не более 5%.

Значения G_i и ϵ/k приведены в табл. 3.3.3 [102].

Таблица 3.3.3

Газ	CH ₄	CO	H ₂	H ₂ O	2	O ₂	CO ₂
G_i, A°	3,758	3,69	2,827	2,641	3,798	3,467	3,941
$\epsilon_i/k, K$	148,6	91,7	59,700	809,1	71,400	106,7	195

Тогда теплопроводность для чистого газа можно вычислить по формуле [100]

$$\lambda_i = \lambda_i^0 (0.115 + 0.554 C_{pi} / R), \quad (3.3.10)$$

где C_{pi} - теплоемкость газа, кал/моль·град; $R = 1,98646$ кал/моль. Теплопроводность смеси газов выражается формулой

$$\lambda = \sum_{i=1}^N \lambda_i / \left[1 + \sum_{i=1}^N \frac{\bar{C}_{i,k}}{C_i} \right], \quad C_{i,k} = \frac{1.065}{2V_k^2} \left(1 + \frac{M_i}{M_k} \right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_k} \right)^{1/2} \left(\frac{M_i}{M_k} \right)^{1/2} \right] \quad (3.3.11)$$

где $\bar{C}_{i,k}$ - массовая концентрация компонента, отнесенная к молекулярному весу M_k .

6. Теплопроводность пористой среды

Для определения теплопроводности пористой реагирующей среды при известных значениях коэффициентов теплопроводности отдельных компонентов необходимы специальные теоретические и экспериментальные исследования. Природные горючие материалы имеют сложную структуру и относятся к классу многофазных сред со взаимопроницаемыми компонентами. Теория обобщенной теплопроводности для таких сред изложена в монографии [103]. Типы сред, согласно [103], удобно классифицировать по характеру структуры, числу компонент и их агрегатному состоянию, а также по физико-химическим процессам взаимодействия различных компонент. Последний при-

знак позволяет делить среды на механические и немеханические смеси. К последним относятся и природные горючие материалы.

Согласно [103] для двухфазной среды с взаимопроникающими компонентами имеем следующее выражение для эффективного коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = \lambda_1 [C^2 + 2\lambda_1(1-C)^2 + 2\lambda_2 C(1-C)(\lambda_1 C + 1 - C)^{-1}], \quad (3.3.12)$$

где $\lambda_1 = \lambda_2 / \lambda$; $C = \Delta / L$ - относительный размер проводника горения; L - характерный размер эквивалентной ячейки упорядоченной структуры с той же эквивалентной теплопроводностью.

Параметр C определяется формулой

$$C = \psi_1 + 1/2, \quad \psi_1 = -\cos \psi/3, \quad (3.3.13)$$

где $\psi = \arccos(1 - 2\psi_2)$ при $0 < \psi_2 < 0.5$;
 $\psi = \arccos(2\psi_2 - 1)$ при $1/2 < \psi_2 < 1$.

Если среда содержит несколько компонентов, то эффективный коэффициент теплопроводности такой среды может быть найден путем последовательного применения приема, изложенного в [101]. Суть этого приема заключается в том, что среду с эффективным коэффициентом теплопроводности λ считают новым компонентом с объемной долей $\psi_{12} = \psi_1 + \psi_2$ и повторно применяют формулу типа (3.3.12) для определения нового эффективного коэффициента теплопроводности.

Другая более простая приближенная формула для расчета эффективного коэффициента теплопроводности предложена в работе [76]

$$\lambda_s = \sum_{i=1}^6 \lambda_i \psi_i, \quad (3.3.14)$$

где λ_i - коэффициент теплопроводности каждого из компонентов, а ψ_i - объемные доли i -го компонента.

6. Коэффициенты молекулярной диффузии

Эффективный коэффициент диффузии α -компонента находится по формуле [33]

$$\alpha_a = \frac{1 - x_1}{\sum_{j=2}^4 (x_j / D_{1,j})}, \quad (3.3.15)$$

где x_1 - молярная доля диффундирующего газа; x_j - молярная доля компонента j ; $D_{1,j}$ - бинарный коэффициент диффузии для газов 1 и j .

Более точно формула предложена в обзоре [104]

$$D_a = (1 - C_a) \sum_{j=1}^N \frac{1.66 \cdot 10^{-3} x_j [(M_a + M_j)/M_a M_j]^{0.5} T^{1.67}}{P \sigma_{ja}^2 (\epsilon_{ja}/K)^{0.17}}, \quad (3.3.16)$$

где P -- давление газа в атм; σ_{ja} -- сечения взаимодействия в ангстремах - Å, а D_a -- эффективный коэффициент многокомпонентной диффузии в см²/с.

Для расчета бинарного коэффициента диффузии D_{ij} применяются формулы [100]

$$D_{1,2} = 0.001858 T^{3/2} [(M_1 + M_2)/M_1 M_2]^{1/2} / P \sigma_{12}^2 \Omega^{(1)}, \quad (3.3.17)$$

где $\Omega^{(1)} = 1.074 (\epsilon_{ij}/K)$ -- интеграл столкновений,
а

$$\epsilon_{012}/K = [(\epsilon_{01}/K)(\epsilon_{02}/K)]^{1/2}, \quad \sigma_{12} = 1/2 (\sigma_1 + \sigma_2).$$

Значения σ_1 , σ_2 , ϵ_{01} , ϵ_{02} даны в табл. 3.3.3. Приведенная формула (3.3.17) хорошо работает в интервале температур 200 - 1000 К для двух неполярных газов. Если же в смеси имеется полярный газ (H₂O), то

$$\sigma_{пн} = 1/2 (\sigma_n + \sigma_H) f_c^{-1/6}, \quad \epsilon_{0пн} = (\epsilon_{0п} \epsilon_{0н})^{1/2} f_c^2, \quad (3.3.18)$$

где $f_c = 1 + (1/\sqrt{2})(\alpha_n t_n^*/\sigma_n^3) \sqrt{\epsilon_{0п}/\epsilon_{0н}}$; индексы п и н относятся к полярным и неполярным компонентам соответственно; α_n -- поляризуемость неполярной молекулы; $t_n^* = (1/\sqrt{8})(\mu_n^2/\epsilon_{0п} \sigma_n^3)$, а μ_n -- дипольный момент полярного газа.

С учетом (3.3.18) можно использовать формулу (3.3.17) для расчета коэффициента бинарной диффузии. Причем необходимые для этого величины приведены в табл. 3.3.4 и 3.3.5.

Таблица 3.3.4

Вещество	Дополнительный момент, μ , дебай	σ , Å	$\epsilon_0/K, ^\circ K$
H ₂ O	1,85	2,52	7,75

Таблица 3.3.5

Вещество	H ₂	N ₂	O ₂	CO	CO ₂	CH ₄
$c_p \cdot 10^{25} \text{ см}^3$	7,9	17,6	16	19,5	26,5	26

7. Теплоемкости компонентов газовой и конденсированной сред
Теплоемкость газов рассчитывается по формулам [93]

$$C_{p,g} = a + bT + \frac{c'}{T^2} \quad \text{или} \quad C_{p,g} = a + b + cT^2 + dT^3 \frac{\partial K}{\partial \ln T} \quad (3.3.19)$$

где коэффициенты a, b, c', c, d приведены в табл. 3.3.6 для диапазона температур от 298 до 3000 К.

Таблица 3.3.6

Газ	H ₂	O ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	N ₂	CH ₄	C ₂ H ₄
a	27,38	31,46	28,41	30,00	27,87	17,45	17,45	4,196
$10^3 b$	3,26	3,39	4,1	10,71	4,27	60,46	60,46	154,59
$10^3 c'$	0,502	-3,77	-0,46	0,33	-	-	-	-
$10^6 c$	-	-	-	-	-	-	1,117	-81,09
$10^9 d$	-	-	-	-	-	-	-7,2	16,82

Теплоемкость абсолютно сухой древесины вычисляется по формуле [91]

$$C_p = 0,347 + 0,00066 T^{\circ\text{C}} \text{ ккал/кг.град.} \quad (3.3.20)$$

Теплоемкость хвой согласно [4] меняется в пределах от 0,35 до 0,40 ккал/кг.град (см. также табл.3.3.3), а теплоемкость абсолютно сухого торфа составляет 0,27 - 0,47 ккал/кг.град по данным различных авторов. Теплоемкость воды при $T = 298 \text{ К}$ равна 75,31 Дж/моль.град или 1 кал/г.град, а теплоемкость угля - 0,8 кДж/кг.град. Согласно [4] теплоемкость угля возрастает с ростом температуры. Например, при $24^{\circ\text{C}}$ $C_p = 0,7 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг.град.}$, а при $925^{\circ\text{C}}$ - $1,5 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг.град.}$

Зная теплоемкости компонентов, можно оценить теоретическую температуру горения в пламенной и беспламенной стадиях процесса [4]. Эти величины довольно значительно отличаются от экспериментальных значений температуры горения, которые достигают 1070-1160°C при горении древесины и около 1000°C для лесных пожаров [4].

8. Термодинамические параметры некоторых продуктов горения

Термодинамические параметры некоторых продуктов горения представляют интерес в связи с количественным расчетом процесса горения. Необходимые значения этих параметров приведены в табл.

3.3.7.

Таблица 3.3.7

Термодинамические параметры продуктов сгорания,
ккал/моль

№ п/п	Компонент	M_k	H°	Q_B	$(\Delta H)_k$
1		12,01	0	94,05	171,698
2	CO	28,01	-26,42	67,63	-
3	CO ₂	44,01	-94,05	0	-
4	H ₂ O	18,02	-57,79	0	-
5	H ₂ O	18,02	-68,32	0	10,53
6	H ₂	2,02	0	68,32	-
7	CH ₄	16,06	-17,89	212,80	-
8	C ₂ H ₆	30,07	-202,36	372,82	-

Здесь H° - энтальпия образования при $P = 1$ атм и $T = 25^\circ\text{C}$;

Q_B - тепловой эффект реакции горения; $(\Delta H)_k$ - теплота испарения; индексы $г$ и $ж$ приписываются газовой и конденсированной фазам.

9. Правила вычисления характеристик лесных горючих материалов по известным параметрам компонентов.

Для газов теплоемкости смеси определяются формулой

$$C_p = \sum_{\alpha=1}^N C_{p\alpha} C_{\alpha}, \quad (3.3.21)$$

где N - число компонентов, а C_{α} - массовая концентрация компонентов.

Поскольку теплоемкость обладает аддитивными свойствами, то формула (3.3.21) может быть использована и для твердых лесных горючих материалов.

В частности, согласно [4], теплоемкость влажных материалов имеет вид

$$C_p = (+Y_g)C_o + Y_g C_g, \quad (3.3.22)$$

где C_s и C_g - теплоемкости сухого вещества и воды, а φ_s - массовая концентрация воды в материале (влажностное содержание материала в относительных единицах). Тепловой эффект горения сложной по составу среды тоже подчиняется правилу аддитивности.

Правила вычисления коэффициентов переноса среды через коэффициенты переноса отдельных компонентов не являются такими простыми. Некоторые из них были сформулированы в виде формул выше.

§3.4. Массовая скорость высушивания лесных горючих материалов

При лесных пожарах огромное значение имеет высушивание лесных горючих материалов в процессе горения. В настоящее время считают, что вода может быть связана с материалом химически, физико-химически и физико-механически [105, 106].

Химически связанная вода обладает наибольшей энергией связи и при сушке не удаляется. К физико-химически связанной воде относят адсорбционно и осмотически связанную воду. Адсорбция воды материалом сопровождается выделением тепла и сжатием системы. Любопытно, что плотность связанной воды возрастает до $2,5 \text{ г/см}^3$ (для свободной воды $\rho = 1 \text{ г/см}^3$).

Свободной называют воду, для которой давление насыщенного пара равно давлению насыщенного пара над плоской поверхностью воды. При одной и той же температуре парциальное давление связанной воды меньше, чем парциальное давление свободной воды. Для математического описания испарения свободной воды используют закон Герца-Кнудсена [74]

$$(\rho x)_w = \frac{AM(P_* - P)}{\sqrt{2\pi MRT}} \cdot P_* = P_* \exp\left(-\frac{L}{RT}\right). \quad (3.4.1)$$

Здесь $(\rho x)_w$ - массовая скорость испарения с единицы площади поверхности, P_* - давление насыщенных паров, P - парциальное давление паров воды во внешней среде, R - универсальная газовая постоянная $L = 40500 \text{ Дж/моль}$ - теплота испарения воды, M - молекулярный вес воды, T - абсолютная температура, A и P_0 - постоянные множители, определяемые экспериментально.

Испарение связанной воды представляет собой сложный многостадийный процесс, включающий в себя, помимо десорбции и адсорбции воды, движение воды и пара по порам высушиваемого тела и течение пара в пограничном слое среды в окрестности тела. Представляет интерес оценка характерных времен этих динамических процессов, так как

если процесс испарения лимитируется стадией десорбции, то для его математического описания можно использовать аналог формулы (3.4.1).

Тепловлагоперенос во влажном материале осуществляется путем фильтрации и диффузии по капиллярам, поэтому представляется необходимым сделать оценки характерных времен тепло- и массопереноса внутри пористого тела. Очевидно, что в случае тепловлагопереноса в хвое и тонких ветках ЛГМ можно выделить следующие характерные времена:

1. Время тепловой релаксации $t_r \sim z_0^2 / \alpha$, где z_0 - характерный размер (радиус), α - эффективный коэффициент температуропроводности ЛГМ [4].

2. Характерное время фильтрации влаги $t_f = \frac{z_0}{v}$, где v - скорость фильтрации.

3. Характерное время тепловлагопереноса вследствие диффузионного переноса пара $t_d \sim z_0^2 / D$, где D - эффективный коэффициент диффузии пара в порах твердого тела.

К вышеперечисленным характерным временам t_r , t_f , t_d следует добавить характерное время испарения t_u , которое является функцией трех времен t_r , t_f , t_d и условий тепло- и массообмена на границе раздела сред. Величина t_u , в отличие от t_r , t_f , t_d , характеризует процесс испарения в целом и служит основным параметром для оценки времени выдержки влажного материала в сушильном шкафу при проведении экспериментов по определению необходимых входных характеристик, то есть, если времена t_r , t_f , t_d отражают в какой-то степени тепловлагоперенос внутри материала, то t_u , по существу, служит интегральным оценочным временем эксперимента.

Для оценки времени тепловой релаксации t_r используем формулу, полученную на основе анализе результатов по распространению тепла в бесконечном цилиндре

$$t_r = \frac{z_0^2}{\alpha} \ln \left[20 \left(1 + \frac{Bi}{2} \right) \right] \quad (3.4.2)$$

Здесь Bi - критерий Био, который при оценках варьировался в пределах 0,01-0,3. При проведении оценок радиус хвоинок считался равным $0,6 \cdot 10^{-3}$ м, веточек - $2 \cdot 10^{-3}$ м, а теплофизические параметры (плотность, теплоемкость и теплопроводность) варьировались в следующих пределах [4]: $\rho_s = 500-800$ кг/м³, $C_p = 500-2000$ Дж/кг.град, $\lambda = 0,1-0,5$ Вт/м.град. В результате удалось найти, что $t_r = 0,1-5$ сек для хвоинок и 5-40 сек для тонких веточек.

Для оценки характерного времени фильтрации влаги использовалось

значение скорости фильтрации влаги $v \sim (10^{-4}-1)$ м/с, полученное из анализа работы [105]. Поэтому величина t_p меняется в пределах $t_p \sim (10^{-3}-6)$ с для хвои и $t_p \sim (10^{-3}-20)$ с для веточки.

Для оценки характерного времени диффузии t_d будем использовать формулу Тейлора-Ариса [105]

$$D = D_m + \frac{8d^2 v}{192 D_m}, \quad (3.4.3)$$

где D_m - эффективный коэффициент молекулярной диффузии, d - средний диаметр пор.

Выбирая значение среднего диаметра пор в пределах $10^{-4}-10^{-6}$ метра и скорость фильтрации $v = 1$ м/с, из выражения (3.4.3) получим, что в зависимости от величины D_m характерное время диффузии $t_d = \tau_0^2 / 2D$ изменяется в пределах 0,5-10 сек для хвоинок и 10-30 сек для веточек.

Величина времени высушивания может быть найдена экспериментально, и, как оказалось, она на порядок выше всех оцененных ранее времен. Иными словами, для хвоинок и тонких веточек выполняются неравенства

$$t_u \gg t_r, \quad t_u \gg t_p, \quad t_u \gg t_d, \quad t_u \gg t_e, \quad (3.4.4)$$

где t_e - характерное время процессов переноса в пограничном слое у границы раздела газовой и конденсированной фаз. Последнее из неравенств (3.4.4) легко получить, оценивая t_e по формуле

$$t_e = \frac{\delta^2}{a_r} \quad (3.4.5)$$

где δ - толщина пограничного слоя, а a_r - коэффициент теплопроводности газовой фазы.

На основании неравенств (3.4.4) можно утверждать, что стадией, лимитирующей испарение воды из ЛГМ, является десорбция. Поэтому, используя формально-кинетический подход, можно моделировать скорость испарения воды из i -го элемента ЛГМ формулой

$$\frac{dm_i}{dt} = \frac{B_i m_i S_i M}{\sqrt{2\pi M R T}} \exp\left(-\frac{L_i}{RT}\right), \quad (3.4.6)$$

Здесь m_i - масса воды в i -ом элементе полога леса, S_i - поверхность испарения i -го элемента. B_i - константа, аналогичная произведению AP_0 в формуле (3.4.1), L_i - эффективная теплота испарения воды из i -го элемента.

При записи уравнения (3.4.6) считалось, что испарение воды из -го элемента ЛГМ происходит неравновесным образом, то есть не зависит от парциального давления воды в пологе леса. Действительно, во фронте лесного пожара температура достигает 1273°К, и парциальное давление паров воды в атмосфере мало по сравнению с давлением насыщенных паров при той же температуре. Несмотря на кажущуюся идентичность уравнений (3.4.1) и (3.4.6), на самом деле они существенно различаются из-за наличия в правой части (3.4.6) величины m_i . Последнее обстоятельство связано с необходимостью учета того факта, что при абсолютно сухих ЛГМ, то есть при $m_i = 0$, скорость испарения воды из i -го элемента ЛГМ равна нулю.

Введем величины ρ и S , характеризующие массу влаги и суммарную поверхность испарения в единице объема полога леса

$$\rho = \sum_{i=1}^K m_i n_i, \quad S = \sum_{i=1}^K S_i n_i, \quad (3.4.7)$$

где K - число типов ЛГМ, n_i - число элементов i -го типа в единице объема.

Если предположить, что существует один эффективный тип ЛГМ, то, умножив обе части (3.4.6) на n_i и просуммировав результат по всем элементам, получим следующее уравнение кинетики испарения для единицы объема полога леса.

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{B_0 \rho S_0 M}{\sqrt{2\pi M R T}} \exp\left(-\frac{L}{RT}\right), \quad (3.4.8)$$

где S_0 - поверхность эффективного элемента ЛГМ, B_0 - предэкспонент, ρ - парциальная плотность воды в ЛГМ полога леса.

Поскольку $\rho = \varphi \rho^0$, где φ - объемная доля, а ρ^0 - истинная плотность воды, то уравнение (3.4.8) удастся переписать в виде

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{B_0 \varphi S_0 M}{\sqrt{2\pi M R T}} \exp\left(-\frac{L}{RT}\right) \quad (3.4.9)$$

В общем случае вместо (3.4.8) имеем уравнение

$$\frac{d\rho}{dt} = \sum_{i=1}^K \frac{B_i S_i m_i M}{\sqrt{2\pi M R T}} \exp\left(-\frac{L_i}{RT}\right), \quad (3.4.10)$$

которое необходимо решать совместно с $(K - 1)$ уравнениями (3.4.6).

Экспериментальное исследование процесса сушки ЛГМ проводилось в изотермических условиях при температурах 60, 80, 100, 115 и 130°C,

поскольку, согласно литературным данным [4], заметное испарение воды в ЛГМ начинается при 50-60°C и заканчивается при температуре 110-150°C. Изотермические условия создавались в сушильном шкафу с помощью специального задатчика, позволяющего поддерживать температуру на заданном уровне с точностью 1-2°.

Объектами исследования являлись хвоя и веточки сосны, кедра, ели, размеры которых предварительно измерялись для дальнейшего расчета поверхности испарения.

После установления заданной температуры образцы исследуемых материалов помещались на определенное время в сушильный шкаф, а затем взвешивались. Взвешивание проводили на аналитических весах с точностью 10^{-4} г. Результат взвешивания характеризует количество испарившейся с поверхности исследуемого материала влаги за определенное время теплового воздействия. Время теплового воздействия варьировалось от 2 до 15 минут в зависимости от скорости сушки, то есть в начале эксперимента, когда скорость сушки высока, высушиваемый материал подвергался тепловому воздействию в течение 2-5 минут, а затем, когда за это время изменение веса образцов не превышало 10^{-2} г, время теплового воздействия увеличивалось до 10-15 минут. Для исследуемых материалов характерна следующая зависимость: в начале процесса значение массы образцов экспоненциально уменьшается, а затем достигает некоторой стационарной величины. При этом с увеличением температуры скорость испарения воды, как из хвои, так и из веточек, увеличивается, а полное время сушки соответственно уменьшается, причем при прочих равных условиях скорость сушки веточек меньше (а полное время сушки соответственно больше), чем скорость сушки хвои для одних и тех же ЛГМ.

Следует отметить, что время полной сушки хвои и веточек сосны и кедра составляет соответственно для хвои 4-6 минут, для веточек 30-40 минут, время полной сушки хвои и веточек ели 2-3 минуты и 3-5 минут соответственно.

Анализ погрешностей измерений в процессе сушки ЛГМ показал, что инструментальная погрешность не превышает 2,5%. Для оценки методической погрешности необходимо проводить сравнение времени полного испарения со временем теплового воздействия t_i между последовательными взвешиваниями и временем тепловой релаксации. При этом необходимо, чтобы выполнялись следующие неравенства

$$t_r < t_i < t_u$$

(3.4.II)

и доля воды, испарившейся за промежуток между последовательными взвешиваниями, была мала по сравнению с полной массой воды. Промежуток времени между двумя последующими взвешиваниями, как было указано выше, варьировался от 2-х до 10 минут в зависимости от скорости испарения ЛГМ; полное время сушки при этом составляло от 5 до 40 минут. Таким образом, в условиях эксперимента представленные выше неравенства (3.4.11) выполнялись для хвои и веточек кедра и сосны. Поскольку время теплового воздействия t_i при температуре $T > 100^\circ\text{C}$ равнялось 1-2 минутам для хвоинок, то время полной сушки хвои или становится соизмеримым со временем теплового воздействия.

Отсюда результаты, полученные по данной методике для хвои ели, могут представлять лишь иллюстрацию поведения исследуемого материала в конкретных условиях.

Для оценки погрешности, вносимой неоднократным вводом одного и того же образца в сушильный шкаф, был поставлен следующий эксперимент: приготовленные подложки с ЛГМ (имеющие одинаковый вес) помещались одновременно в сушильный шкаф (время фиксировалось), через 5 минут вынималась первая подложка и взвешивалась, через 10 минут - вторая и так далее. Зависимость изменения веса образца от времени теплового воздействия в пределах погрешности эксперимента совпадает с кривыми, полученными методом последовательного взвешивания. Оценка методической погрешности при $T = 60-130^\circ\text{C}$ для хвои и веток кедра и сосны показала, что ее величина не превышает 4-6%.

На рис.3.4.1 показаны изменения массы образцов в процессе сушки при различных температурах для хвои сосны и веточек сосны. Анализ этих кривых подтверждает соображение относительно характера и времени процесса сушки, а также методической погрешности эксперимента.

Если процесс испарения является изотермическим, то, проинтегрировав уравнение (3.4.6), получим

$$\ln m_i = \ln m_{iH} - k_i(T)t, \quad k_i(T) = \frac{B_i M_i \exp(-\frac{L_i}{RT})}{\sqrt{2\pi} M R T}, \quad (3.4.12)$$

где m_{iH} - начальная масса воды в элементе.

Выражение (3.4.12) можно представить в виде

$$\ln (M_i - M_{ic}) = \ln (M_{iH} - M_{ic}) - k_i(T)t, \quad (3.4.13)$$

где M_i - текущая масса i -го элемента растительного покрова, который может быть определена взвешиванием, M_{ic} - масса элемента в высушенном состоянии.

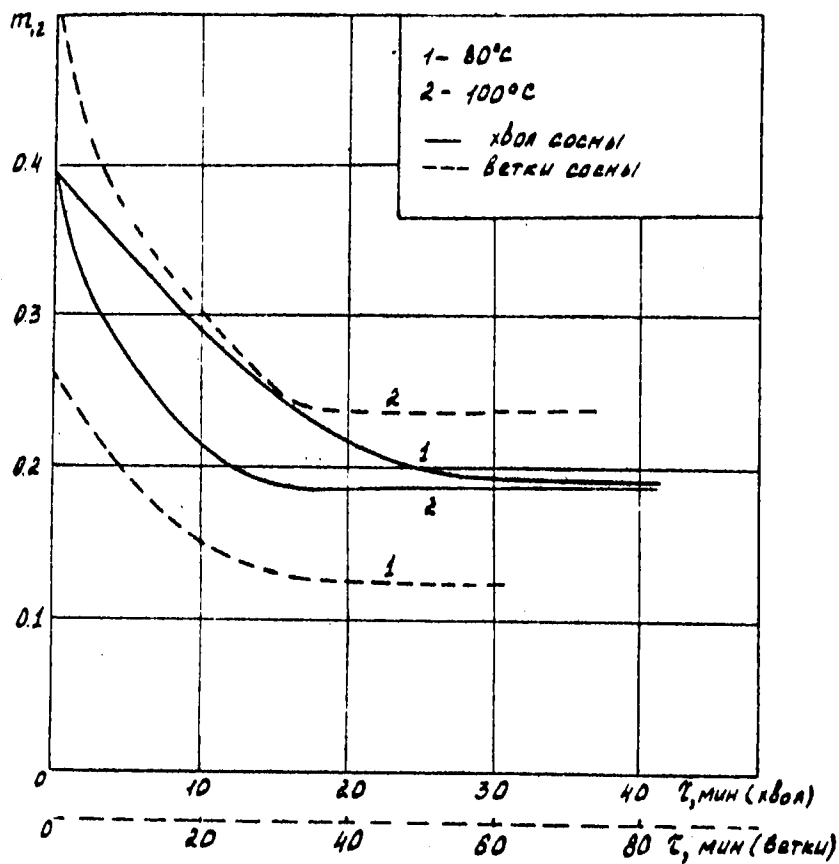


рис.3.4.1. Кривые убыли веса лесных горючих материалов: 1 - соответствует 80°, а 2 - 100°С

Преобразуем (3.4.13) следующим образом

$$\ln \Phi_i(t) = \ln v_i - \frac{L_i}{RT}, \quad (3.4.14)$$

где $\Phi_i(t) = \ln(M_{iH} - M_{ic}) / (M - M_{ic})$ - функция времени,

$v_i = v_i \cdot \rho_0 M S_i / \sqrt{2\pi M R T}$ - постоянная величина, T - постоянная температура образца.

Соотношение (3.4.14) можно использовать для определения констант v_i и L_i , характеризующих неравновесное испарение связанной воды из ЛГМ. Действительно, если определить путем взвешивания высушиваемых образцов функцию $\Phi_i(t)$ и подставить ее в (3.4.14), то получим локальную невязку, зная которую легко определяем среднеквадратичную невязку

$$J_i = \int_{t_H}^{t_{ki}} [G(t) - \beta_i + \frac{L_i}{RT}]^2 dt, \quad (3.4.15)$$

где t_H , t_{ki} - время начала и окончания эксперимента,

$G(t) = \ln \Phi_i(t) / t$ - известная из эксперимента функция времени, $\beta_i = \ln v_i$ - неизвестная постоянная, содержащая искомую величину v_i , L_i - априори неизвестная эффективная теплота испарения связанной воды.

Интегрируя (3.4.15), получаем

$$J_i = (\frac{L_i}{RT} - \beta_i)^2 (t_k - t_H) + 2(\frac{L_i}{RT} - \beta_i) J^{(1)} + J^{(2)}, \quad (3.4.16)$$

где $J^{(1)} = \int_{t_H}^{t_k} G(t) dt$, $J^{(2)} = \int_{t_H}^{t_k} G^2(t) dt$ - известные числа.

Потребуем, чтобы среднеквадратичная невязка имела минимум для отыскания значений v_i и L_i . Тогда, используя необходимое условие экстремума функции двух переменных J_i , получим уравнение

$$(\frac{L_i}{RT} - \beta_i) (t_k - t_H) = J^{(1)} \quad (3.4.17)$$

Любопытно, что требования обращения в нуль производных

$$\frac{\partial J_i}{\partial \beta_i} = 0, \quad \frac{\partial J_i}{\partial L_i} = 0 \quad (3.4.18)$$

приводят к одному и тому же уравнению (3.4.17). Поэтому, располагая данными одного эксперимента, проводимого при фиксированной температуре T , невозможно определить две неизвестных величины β_i и L_i , так как для их определения получаем только одно уравнение (3.4.17).

В то же время, если провести высушивание образца при двух значениях температуры $T_1 \neq T_2$, то вместо одного уравнения (3.4.17) имеем два уравнения, решая которые, находим

$$L_i = \frac{RT_1 T_2}{T_1 - T_2} \left(\frac{x_1^{(1)}}{t_{x1} - t_{H1}} - \frac{x_2^{(1)}}{t_{x2} - t_{H2}} \right), \quad (3.4.19)$$

$$\ln B_i = \frac{L_i}{RT_1} - \frac{x_1^{(1)}}{t_{x1} - t_{H1}} - \ln \frac{M S_i}{\sqrt{2 \pi R T_1}} \quad (3.4.20)$$

Таким образом, располагая данными по убыли веса высушиваемого образца, можно по формулам (3.4.19), (3.4.20) определить параметры, характеризующие неравновесное испарение связанной воды.

Как показали результаты экспериментальных исследований, значение константы скорости K_i в различные моменты по времени в целом сохраняется для основного периода процесса сушки, что говорит о правильности выбранной функциональной зависимости (3.4.6) (первый порядок реакции). Отклонение константы скорости K_i от постоянного значения имеет место в начальные моменты процесса сушки. Используя условие (3.4.17), находим значение $\tilde{K}_i$, при котором среднеквадратичная невязка (3.4.15) имеет минимум для всего времени процесса. Поскольку проводилось несколько экспериментов с одним и тем же материалом в одинаковых условиях, то окончательно константа скорости процесса сушки K_i находилась как среднеарифметическая величина значений $\tilde{K}_i$. По полученным значениям константы скорости K_i при разных температурах определялись L_i и предэкспоненциальный множитель K_{0i} . При этом для их вычисления также применялся метод наименьших квадратов [115]. На рис.3.4.2 представлены зависимости константы скорости процесса сушки от температуры для различных ЛГМ, а в таблице 3.4.1 приведены термокинетические постоянные этого процесса.

Для хвои ели получить термокинетические постоянные не удалось ввиду большой погрешности экспериментальных данных.

Таким образом, теплоты испарения связанной воды из ЛГМ оказались

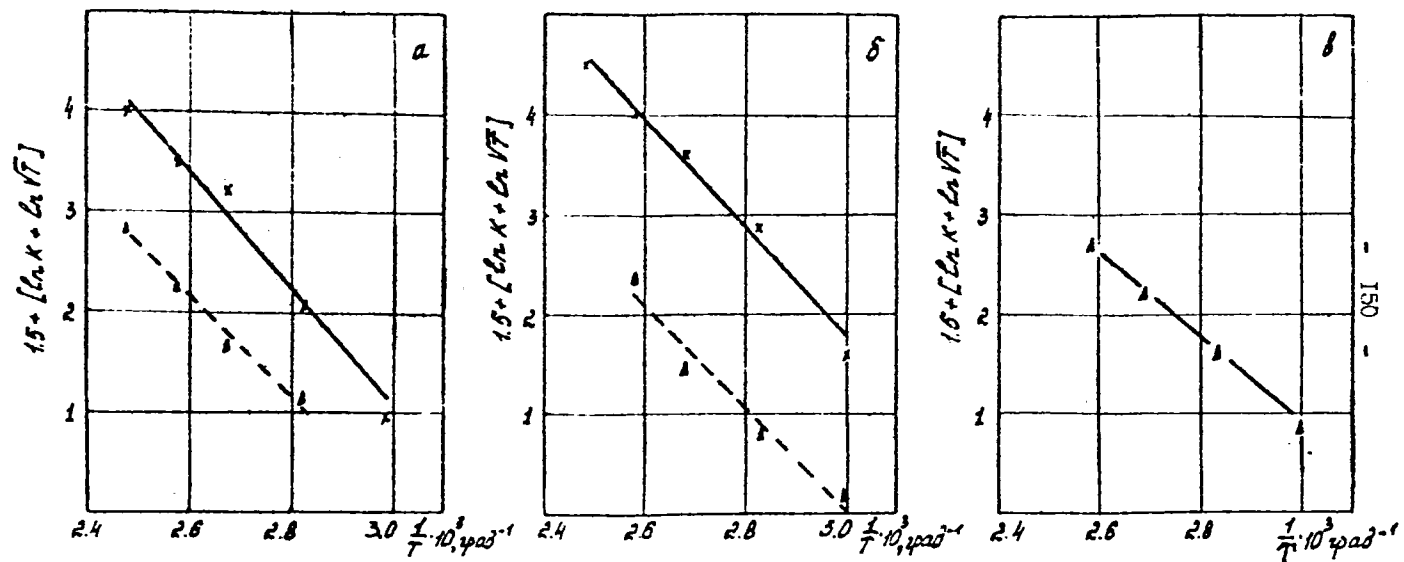


Рис. 3.4.2. Зависимость константы скорости испарения от температуры:

- а) хвоя сосны - x; ветки сосны ($d \approx 3$ см) - Δ ;
- б) хвоя кедра - x; ветки кедра ($d \approx 3,5-3,7$ см) - Δ ;
- в) ветки ели ($d \approx 2,0-2,5$ см) - Δ .

Таблица 3.4.1

Термокинетические постоянные для процесса сушки

Материал	L/R	, град	$K_{0i} = \frac{B \cdot S \cdot 10^4}{V \cdot S \cdot R}$, (град) ^{1/2} /с
Хвоя сосны	5956		$6,03 \cdot 10^5$
Ветки сосны	4783		$8 \cdot 10^3$
Хвоя кедра	5302		$1,85 \cdot 10^5$
Ветки кедра	4923		$1,05 \cdot 10^4$
Ветки ели	4177		$6,85 \cdot 10^3$

выше, чем теплота испарения свободной воды, что согласуется с априорными физическими соображениями. Обращает на себя внимание и тот факт, что L_i и предэкспоненты K_{0i} для веточек и хвои одних и тех же пород относительно слабо отличаются друг от друга. Не велико и различие этих величин для различных пород. Этот факт позволяет при подходящем выборе эффективного элемента использовать для математического описания процесса сушки ЛГМ одно уравнение типа (3.4.9).

Следует отметить, что пробы ЛГМ были заготовлены осенью 1980 года. Очевидно, представляет интерес выявление влияния времени года на термокинетические постоянные процесса сушки ЛГМ для различных пород деревьев.

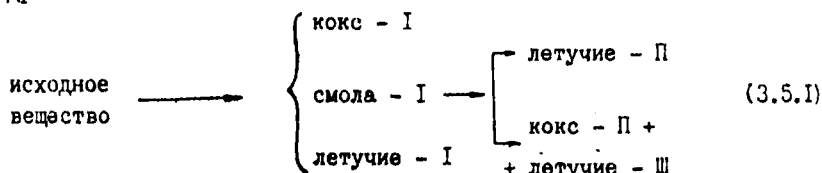
§3.5. Пиролиз лесных горючих материалов и скорости некоторых химических реакций

Огромную роль при распространении лесных пожаров играет пиролиз - разложение лесных горючих материалов в результате их нагревания.

Согласно [108], при горении летучих продуктов пиролиза выделяется 90% всего количества тепла при пожарах, а при беспламенном

догорания угольного остатка - 6%. Горение газообразных продуктов пиролиза происходит в диффузионном режиме и, следовательно, лимитируется поступлением продуктов пиролиза и окислителя в зону горения. Следует подчеркнуть, что горение летучих превалирует на первом этапе процесса, а горение конденсированного продукта пиролиза - на втором завершающем этапе. Поэтому для корректного математического описания лесных пожаров надо знать как скорость образования летучих, так и скорость образования конденсированных продуктов пиролиза. Состав газообразных продуктов пиролиза дан в §3.1, а некоторые их свойства описаны в §3.3. Механизм реакции пиролиза до конца не изучен.

В работе [109] предложена следующая схема процесса пиролиза древесины:



В соответствии с этой схемой процесс пиролиза древесины является многостадийным. Вначале в результате первой реакции разложения образуются первичные летучие, первичный кокс и смола, которая затем в результате двух параллельных химических реакций разлагается на вторичные летучие, а также на вторичный кокс и летучие третьего сорта. Летучие и кокс, появляющиеся на первой и последующих стадиях процесса разложения, различаются составом.

Первая стадия с константой реакции K_1 является эндотермической, вторая - экзотермической и третья с константой скорости

K_3 - экзотермической.

Можно предположить, что многостадийная реакция (3.5.1) реализуется и при разложении лесных горючих материалов.

Согласно [41] реакция пиролиза древесины в целом термонейтральна.

К сожалению, в литературе не удалось найти других данных по кинетике пиролиза проводников горения и термохимии этого процесса. В работе [88] даны дериватограммы процесса пиролиза некоторых проводников горения. Эксперименты проводились в открытом тигле в атмосфере воздуха. Анализатором служил дериватограф типа Паулик-Эрдей. Нагрев образцов проводился со скоростью 4,5 и 9°C

в минуту в температурном интервале от 20 до 900°. Установлено, что гемицеллюлозы пиролизируются в интервале 200-260°, целлюлоза-240-350°, то есть последняя обладает наибольшей термической стойкостью.

В табл. 3.5.I приведено сопоставление между составом проводников горения и их пирологическими свойствами [88].

Таблица 3.5.I

Вид горючего	В % от веса в абсолютно сухом виде				Время индукции, с	Массовая скорость горения, г/с
	I	2	3	4		
Брусника	23,0	14,9	26,0	2,9	16	0,0096
Лишайник	70,0	8,6	-	2,7	19	0,0123
Мох	17,0	29,0	34,5	11,5	13	0,0077
Хвощ	7,5	45,0	18,75	29,0	30	0,0075

Здесь I - гемицеллюлоза, 2 - целлюлоза, 3 - лигнин, 4 - зола.

Видно, что с ростом в процентном отношении гемицеллюлозы и целлюлозы время индукции убывает.

К сожалению, в доступной нам литературе не были обнаружены значения констант скоростей реакций K_1 , K_2 и K_3 в функции от температуры, а также соответствующие термокинетические постоянные (энергии активации и предэкспоненты) для лесных горючих материалов. В то же время имеется целый ряд работ, посвященных анализу пироллиза древесины как одностадийного процесса [II0-II4].

В работе [II0] дается дифференциальный термический анализ древесины. Установлено, что в целом процесс может быть как эндотермическим с тепловым эффектом 370 Дж/г (при пониженных давлениях), так и экзотермическим с тепловым эффектом 1700 Дж/г. Данные анализа показали, что основной вклад (65%) в положительный тепловой эффект при температуре, превышающей 320°C, дает разложение лигнина, причем величина теплового эффекта равна 800 кал/г для лигнина и только 80 кал/г для целлюлозы. В среднем тепловой эффект для древесины в этом случае составляет 160-240 кал/г. Если температура, при которой происходит разложение, меньше, чем 320°C, то тепловой эффект зависит от структуры древесины и условий тепло- и массообмена и может достигать 1700 Дж/г.

Кинетика термического разложения древесины исследовалась в [III]. Разложение считалось одностадийным химическим процессом, массовая скорость которого описывалась уравнением

$$\frac{d\rho}{dt} = -K_0 (\rho - \rho_c) \exp\left(-\frac{E_n}{RT}\right), \quad (3.5.2)$$

где ρ - плотность древесины в любой момент времени; ρ_c - плотность угля, образующегося в процессе пиролиза; $K_0 = 0,16 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ - предэкспоненциальный множитель; $E_n = 19 \text{ ккал/моль}$ - энергия активации пиролиза.

В уравнении (3.5.2) K_0 и E_n были определены опытным путем, по кривым потери веса, которые получались экспериментально путем взвешивания и на основании анализа рентгенограмм пиролизуемых образцов. Цилиндрические образцы нагревались в турбулентном потоке инертного газа в медной трубе, диаметр которой был на 1,5 см больше диаметра образца. Образцы крепились при помощи латунной трубки, через которую в образец заделывались термодатчики. Утверждается, что полученные значения E_n и K_0 удовлетворительно описывают экспериментальные данные при $100^\circ\text{C} < T < 700^\circ\text{C}$.

В работе [II2] дается математическая модель пиролиза древесины, учитывающая структуру и теплопроводность материала, а также течение газообразных продуктов пиролиза по порам. Реакция пиролиза в целом считалась эндотермической с тепловым эффектом $q = 1000 \text{ ккал/г}$. Показано, что процесс пиролиза вследствие сильного влияния тепло- и массообмена с окружающей средой по разному протекает для толстых и тонких пластин древесины. В дальнейшем эта работа была использована для определения теплоты и термокинетических постоянных реакции пиролиза путем согласования теоретических [II3] и экспериментальных [II0] данных. При проведении расчетов использовалось следующее выражение для скорости пиролиза:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -a_n \frac{(\rho - \rho_c)}{(1 - \rho_c / \rho_n)} \exp\left(-\frac{E_n}{RT}\right). \quad (3.5.3)$$

Удовлетворительное согласование с экспериментом было получено при $E_n = 15,14 \text{ ккал/моль}$, $a_n = 0,2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, причем реакция разложения была эндотермической с тепловым эффектом $q_n = 48,4 \text{ ккал/г}$. При проведении расчетов в [II3] принимались следующие значения теплофизических параметров:

$\lambda_n = 3,5 \times 10^{-4}$ кал/см·с · град; $\lambda_c = 0,98 \cdot 10^{-4}$ кал/см·с · град;
 $C_{pn} = 0,33$ кал/г·град; $C_{pc} = 0,16$ кал/г·град; $C_{pg} =$
 $= 0,26$ кал/г·град; $\rho_n = 0,6$ г/см³; $\rho_c = 0,125$ г/см³, где
 индексы n и c приписываются начальному ($T_n = 298$ К) и конеч-
 ному состояниям древесины (древесному углю), а индекс g — па-
 раметрам газовой фазы. Для вычисления теплоемкости и теплопро-
 водности древесины в любой другой момент времени использовались
 комбинаторные правила [113] .

В работе [114] дается обзор зарубежных работ, посвященных пиро-
 лизу и зажиганию древесины и целлюлозы, которые были выполнены
 до 1974 г. Результаты этих работ носят противоречивый характер:
 в одних реакция пиролиза считается экзотермической, в других —
 эндотермической, а термокинетические постоянные (энергии активаци-
 ии и предэкспоненты) существенно отличаются. Последнее, по-види-
 мому, объясняется тем, что на разных экспериментальных установках
 реализовывался разный темп нагрева образцов древесины, а размеры
 образцов отличались друг от друга. Эти факторы, согласно [115] ,
 могут существенно повлиять на значения термокинетических постоян-
 ных реакции пиролиза.

Таким образом, литературные данные по пиролизу древесины носят
 противоречивый характер и при проведении конкретных расчетов мож-
 но для лучшего согласования с экспериментом изменять термокине-
 тические постоянные реакции пиролиза (E_n , K_0 или A_n)
 в пределах, указанных выше.

Следует отметить, что в литературе не было обнаружено данных
 по пиролизу лесных горючих материалов (хвоинок, листьев и тонких
 веточек). В связи с этим по заданию лаборатории аэротермохимии
 НИИ ПММ при ТГУ в Кызыльском государственном педагогическом инсти-
 тUTE были проведены опыты по исследованию пиролиза лесных горючих
 материалов в потоке нагретого азота и воздуха, который снизу
 вверх обтекал чашку с образцом. Для непрерывного взвешивания
 образца использовались весы торсионного типа. К недостаткам мето-
 дика следует отнести:

1) измельчение лесных горючих материалов, что может привести
 к существенному искажению процесса пиролиза по сравнению с реаль-
 ными условиями на лесных пожарах;

2) игнорирование аэродинамической силы, действующей на чашку
 весов со стороны набегающего потока;

3) ошибочный способ обработки экспериментальных данных.

Последнее привело авторов отчета [89] к неверному выводу о втором порядке реакции пиролиза по исходному веществу, что противоречит результатам других авторов [109-113]. Кроме того, скорость реакции пиролиза, определенная по способу [89], стремится к нулю при стремлении к нулю концентрации исходного вещества, что также противоречит данным [109-113], из которых следует, что скорость пиролиза стремится к нулю, если плотность исходного материала ρ стремится к плотности кокса ρ_c (см. формулу (3.5.2)).

Предположим, что $\rho_c = \text{const}$, а объем образцов V_0 не меняется в течение процесса пиролиза. Умножая (3.5.2) на V_0 , получим следующее уравнение для текущего веса образца:

$$\frac{dM}{dt} = -k_{on}(M - M_c) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad M|_{t=0} = M_N, \quad (3.5.4)$$

где M_c - масса углеродного остатка (коксина). Для массы коксика можно записать уравнение

$$\frac{dM_c}{dt} = \alpha_c k_{on}(M - M_c) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad M_c(0) = 0, \quad (3.5.5)$$

где $\alpha_c = \frac{V_0}{V_c} \frac{M_c}{M_N}$ - число, представляющее собой отношение молекулярных весов и стехиометрических коэффициентов конденсированного продукта пиролиза и исходного вещества.

Вместо двух уравнений (3.5.4) и (3.5.5) можно рассматривать лишь одно

$$\frac{dM}{dt} = -k_{on}[(1 + \alpha_c)M - \alpha_c M_N] \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (3.5.6)$$

так как M и M_c линейно связаны друг с другом

$$M_c = \alpha_c (M_N - M).$$

Интегрируя (3.5.6), получаем после простых преобразований

$$\ln G_j(t) = \ln \left[(1 + \alpha_c) k_{on} \right] - \frac{E}{RT_j}, \quad (3.5.7)$$

где $G_j(t) = \frac{M_N}{(1 + \alpha_c)M - \alpha_c M_N}$; T_j - постоянная температура

образца в процессе пиролиза.

Если в (3.5.7) подставить экспериментальные данные для значений массы образца, то образуется локальная невязка. Зная эту величину, можно построить среднеквадратичную невязку

$$J_j = \int_{t_{nj}}^{t_{kj}} \left(\ln G(t) - \ln \kappa_0 + \frac{E}{RT_j} \right)^2 dt, \quad \kappa_0 = \kappa_{0n}(1 + \alpha_0),$$

где t_{nj} и t_{kj} - время начала и окончания j -го эксперимента.

Определяя минимум J_j , легко найдем значения энергии активации E_n и предэкспонента аналогично тому, как это сделано в §3.2 при определении Q_{ui} и $\ln A_i$

$$E_n = \frac{RT_1 T_2}{T_2 - T_1} \left(\frac{J_2^{(1)}}{t_{k2} - t_{n2}} - \frac{J_1^{(1)}}{t_{k1} - t_{n1}} \right); \quad (3.5.8)$$

$$\ln \kappa_0 = (T_2 - T_1)^{-1} \left(\frac{J_2^{(1)} T_2}{t_{k2} - t_{n2}} - \frac{J_1^{(1)} T_1}{t_{k1} - t_{n1}} \right), \quad (3.5.9)$$

где

$$J_j^{(1)} = \int_{t_{nj}}^{t_{kj}} \ln G(t) dt, \quad j = 1, 2.$$

Число α_0 можно определить, используя (3.5.7) и значение массы образца M_i в момент времени t_i :

$$\alpha_0 = \frac{M_i}{M_n - M_i} - \frac{M_n}{M_n - M_i} \exp \left[-K_j (1 + \alpha_0) t_i \right], \quad (3.5.10)$$

где $K_j = \kappa_{0n} \exp \left(-\frac{E_n}{RT_j} \right)$ ($j = 1$ или 2) - константа скорости пиролиза.

Используя уравнения (3.5.8)-(3.5.10), при помощи методов простой итерации или Ньютона можно найти E_n , κ_0 и α_0 . В качестве момента времени t_i удобнее всего брать максимальное из фиксированных в опыте.

Процесс пиролиза носит асимптотический характер. Если определить время пиролиза как момент, при котором $M = 1.05 M_c$, то для этой величины получаем формулу

$$t_{nj} = \frac{1}{K_j} \ln 20 \left(\frac{M_n}{M_c} - 1 \right), \quad K_j = \kappa_{0n} \exp \left(-\frac{E_n}{RT_j} \right). \quad (3.5.11)$$

В табл.— 3.5.2 представлены плотность коксина, термокинетические постоянные и время пиролиза, полученные на основе экспериментальных данных [89] с помощью приведенных выше формул.

Таблица 3.5.2

Термокинетические постоянные и время пиролиза для различных лесных горючих материалов

№ пп	Материал	$[E/R]$ град К	$K_{0r} - I$	α_c	t_{η}, c
1	Хвоя сосны	9412	$3,63 \cdot 10^4$	0,19	186
2	Ветки сосны	6899	$7,25 \cdot 10^2$	0,39	163
3	Листья сосны	9333	$2,25 \cdot 10^4$	0,30	173
4	Хвоя пихты	7312	$1,04 \cdot 10^3$	0,16	255
5	Ветки пихты	7139	$1,00 \cdot 10^3$	0,11	201
6	Листья сосны	7775	$1,84 \cdot 10^3$	0,25	222
7	Ветки сосны	9083	$4,61 \cdot 10^4$	0,30	264

Здесь $K_0 = (1 + \alpha_c) K_{0r}$; $M_{c\infty}$ — масса коксина при $T = 673$ К и больших значениях времени ($t = 300$ с); t_{η} — время пиролиза при $T = 673$ К.

Значения термокинетических постоянных были получены при условии, что в качестве массы коксика, образующегося при термическом разложении, принималось значение массы пиролизованного образца в момент $t = 300$ с при $T = 673$ К. Иными словами, использовалась упрощенная процедура определения E_{η} и K_{0r} , так как при известном $M_{c\infty}$ величину α_c легко определить по формуле

$$\alpha_c = \frac{M_{c\infty}}{M_H - M_{c\infty}} ,$$

а E_{η} и K_0 определялись по формулам (3.5.8), (3.5.9).

Полученные значения можно рассматривать, как первые приближения к точным значениям α_c , E_{η} и K_0 , которые можно получить при помощи описанного выше алгоритма.

Отметим, что найденные в результате такой процедуры термокинетические постоянные целесообразно усреднить так [115], чтобы константы скоростей реакций K_i , полученные для разных температур, теоретически наилучшим образом совпадали с экспериментальными данными.

Надо сказать, что плотность коксика ρ_c зависит от темпа нагрева образца. Как правило, эта величина растет с ростом темпа нагрева. Поэтому ρ_c следует задавать из экспериментальных данных в виде функции темпа нагрева. Интересно, что кинетическая схема (3.5.1) автоматически учитывает этот факт, но, к сожалению, как уже отмечалось ранее, константы скоростей K_1 , K_2 и K_3 неизвестны.

В работе [95] исследовалось влияние окислителя на процесс пиролиза с помощью специальной экспериментальной установки. Показано, что это влияние сводится к уменьшению энергии активации пиролиза. Было отмечено сильное влияние темпа нагрева на термокинетические постоянные. В частности, при темпе нагрева $4,5^\circ\text{C}/\text{мин}$ было получено $E = 18,8$ ккал/моль, а при $12^\circ\text{C}/\text{мин}$ - $E = 7,8$ ккал/моль, поэтому полученные результаты нуждаются в проверке. К сожалению, при обработке данных эксперимента была принята сомнительная гипотеза о втором порядке реакции пиролиза.

Как уже отмечалось, лесные горючие материалы состоят из целлюлозы и лигнина. В связи с этим представляет интерес учет влияния состава лесных горючих материалов на скорость пиролиза.

В работе [116] показано, что реакция пиролиза древесины подчиняется уравнению типа Аррениуса

$$-\frac{dW}{dt} = C_r [A_r \exp(-\frac{E_r}{RT})(W_r)^{n_r}] + C_L [A_L \exp(-\frac{E_L}{RT})(W_L)^{n_L}], \quad (3.5.12)$$

где $W = \frac{\omega - \omega_f}{\omega_0 - \omega_f}$; ω - вес образца древесины; ω_f - вес остатка; ω_0 - начальный вес; C - массовая доля; A , n - индексы, относящиеся к гемицеллюлозе и лигнину соответственно.

Уравнение (3.5.12) в работе [116] численно интегрировалось с помощью метода Рунге-Кутты. В качестве искомых параметров принимались значения кинетических постоянных лигнина и целлюлозы. В табл. 3.5.3 приведены значения кинетических параметров реакции пиролиза.

Пиролиз торфа исследовался в работах [90, 117-120].

При температурах 373-378 К, согласно [119] выделяется гигроскопическая вода, а в диапазоне температур 423-473 К - пирогенетическая вода (вода разложения) и метиловый спирт. Согласно [90]

Таблица 3.5.3
Кинетические параметры целлюлозы

Скорость на- грева, °С/мин.	$\log A_r$	E_r	n_r	$\log A_k$	E_k	n_k
10	24,4	72200	1,39	3,4	11500	1,85
20	21	63000	1,22	3,22	10700	1,98
40	19,7	59800	1,3	3,66	11500	2,68
80	16,9	52300	1,34	5,38	15000	2,71
160	15,6	47800	1,16	6,61	18000	2,83
Полная	11,1	38900	0,76	7,49	21300	3,2

[120], торф начинает разлагаться при температурах 423–473 К с образованием летучих и твердого обуглероженого остатка – кокса.

При температурах 548–573 К процесс разложения протекает с выделением тепла [119], и в газообразных продуктах разложения появляются предельные углеводороды. Начиная с 773 К, выделяется водород и прекращается выделение дегтя. При температуре выше 873 К прекращается выделение воды разложения, в то же время выход газа остается одним и тем же, вплоть до 1073 К. Выход летучих составляет $U_g = 70\text{--}72,5\%$ горючей массы торфа (для древесины $U_g = 83,6\%$ [120]).

Наиболее интересные результаты представлены в работе [120], где дана расчетная схема процесса пиролиза, позволяющая в принципе учесть многокомпонентность газообразных продуктов пиролиза. В первом приближении можно использовать однокомпонентную схему расчета, в рамках которой массовая скорость пиролиза имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -(\rho - 0,175\rho_k) \kappa_0 \exp\left(-\frac{E_0}{RT}\right). \quad (3.5.13)$$

где ρ_k – начальная плотность сухого горючего материала. Для термикинетических постоянных (E_0 , κ_0) получены следующие значения:

Таблица 3.5.4

Кинетические характеристики для расчета пиролиза [120]

Горючее	1		2		3	
	Е, кал моль	$k_0 \cdot \frac{1}{\text{мин}}$	Е, кал моль	$k_0 \cdot \frac{1}{\text{мин}}$	Е, кал моль	$k_0 \cdot \frac{1}{\text{мин}}$
Древесина	7150	25	14300	2300	7700	8000
Торф	9400	2100	12200	530	8000	4900

Термокинетические постоянные, приведенные в графах 1, 2, 3 (табл. 3.5.4), соответствуют темпам нагрева 0,25-120 град/мин, 500 град/мин и 10^4 град/мин соответственно.

Для того, чтобы знать, какое количество каких компонентов выделяется при разложении торфа, необходимо знать долю каждой компоненты в общей массе летучих. В табл. 3.5.5 дается квазистатический выход летучих из торфа в граммах на килограммы сухого горючего [120].

Таблица 3.5.5

Квазистатический выход летучих из торфа

Вещество	M_n	Температура, °C							
		200	250	300	350	400	450	500	550
Вода разложения	18	60	112	140	157	170	180	189	205
Кислота	60	5	9	13	16	18	18	18	18
Смола	110	10	25	32	38	42	45	50	54
CO	44	1,0	1,5	2,0	2,5	4,0	7,0	12,0	18,0
C_2H_4	28	32	56	76	91	102	110	116	120
CH_4	16	1,5	2,0	2,5	2,9	3,2	4,6	6,0	7,5
H_2	2	-	-	-	-	0,05	0,4	0,8	1,6
Итого	-	109	205	266	308	340	467	395	428

Здесь M_n - молекулярный вес компонентов, а цифры определяют квазистатический выход летучих в граммах на килограммы сухого веса торфа.

При помощи данных табл. 3.5.5 можно рассчитать массовую долю выхода каждого компонента газовой фазы при пиролизе торфа для каждого температурного интервала.

Большой интерес представляет образование дисперсных частиц дыма при горении лесных горючих материалов. К сожалению, этот вопрос мало исследован. Нам известна лишь одна работа [75], где приведена кинетика дымообразования при горении некоторых строительных материалов.

Под дымообразованием будем подразумевать определенную стадию процесса разложения органического материала, в ходе которой образуются углеродные частицы, капельки смолы и частицы золы, которые переходят во взвешенное состояние.

Согласно [75] массовая скорость образования дисперсных частиц дыма может быть определена по формуле

$$\frac{d\rho_d}{dt} = (A + BT) \kappa_0 \rho_n \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right), \quad (3.5.14)$$

где ρ_d и ρ_n - плотности частиц дыма в единице объема и горючего в начальный момент времени; A , B , κ_0 и E - эмпирические постоянные, которые приведены в табл. 3.5.6.

Таблица 3.5.6

Эмпирические постоянные, полученные с использованием метода электрической печи [75]

Материал	A	B	κ_0, c^{-1}	$E, \frac{кал}{моль}$
Ель	6,53	$7,8 \cdot 10^{-3} T$	7,86	4,48
Японский кедр	3,15	$2,6 \cdot 10^{-3} T$	1,75	2,68
Ель	1	$10^{-3} T$	7,38	4,85
Японский кедр	0,8	$0,8 \cdot 10^{-3} T$	2,48	6,54

В первых двух строках табл. 3.5.6 приведены константы дымообразования для режима беспламенного горения (тления), а в двух последних - для режима с образованием пламени. Опыты проводились при температурах от 300 до 550°C, поэтому формулу (3.5.13) можно использовать только для этого температурного диапазона. Надо сказать, что представленные выше результаты нуждаются в проверке, так как они получены в опытах на деревянных пластинах, моделирующих деревянные панели и полы.

Можно ожидать, что более точной для скорости образования дис-

перонных частиц дыма будет формула

$$\frac{d\rho_d}{dt} = K_d R_n. \quad K_d = A + BT, \quad (3.5.15)$$

где K_d - коэффициент диспергирования; A и B эмпирические постоянные, а R_n - массовая скорость пиролиза лесных горючих материалов.

Коэффициент диспергирования K_d показывает, какая часть убыли веса материала при пиролизе соответствует дисперсным частицам дыма.

Надо сказать, что частицы углерода могут согласно [121, 122] образовываться и в газовой фазе при пиролизе углеводородов. В работах [121, 122] предлагается цепной механизм этой реакции, но, к сожалению, в [121, 122] нет термодинамических постоянных для итоговой реакции сажеобразования, поэтому в данной книге будут использованы для определения скорости сажеобразования формулы (3.5.14) и (3.5.15).

Продукты пиролиза в соответствии с термохимической схемой лесного пожара (см. §1.6) взаимодействуют в приземном слое атмосферы с кислородом. В связи с этим необходимо знать скорости и тепловые эффекты этих реакций окисления. В работе [120] предложены простые выражения для молярно-объемных скоростей горения водородо-воздушных

$$\frac{dY_{H_2}}{dt} = 2.137 \cdot 10^{14} Y_{H_2} \exp(-31000/RT), \quad (3.5.16)$$

CO - воздушных

$$\frac{dY_{CO}}{dt} = 4.05 \cdot 10^6 Y_{CO} \exp(-23000/RT). \quad (3.5.17)$$

метано-воздушных смесей

$$\frac{dY_{CH_4}}{dt} = 5.6 \cdot 10^{12} Y_{CH_4} \exp(-24800/RT). \quad (3.5.18)$$

Здесь индексы характеризуют химическую формулу горючего, а Y - символ молярно-объемной концентрации реагента (моль/м³).

Выражения (3.5.16)-(3.5.18) были получены в результате обра-

ботки экспериментальных данных по скоростям горения водорода, окиси углерода, метана и этана в воздухе.

Надо сказать, что окисление H_2, CO, CH_4 представляет собой многостадийный химический процесс [123]. Однако строгий учет всех стадий этого процесса привел бы к значительному увеличению числа уравнений химической кинетики, что, в свою очередь, привело бы к усложнению математической модели лесных пожаров. Поэтому в данной работе будут использоваться скорости итоговых химических реакций с эффективными (суммарными) значениями термокинетических постоянных, которые получаются в результате обработки экспериментальных данных по распространению фронта пламени в соответствующих горючих смесях. Следует подчеркнуть, что скорости итоговых реакций у разных авторов зачастую различаются, что обусловлено методиками проведения и обработки эксперимента.

Например, в [121] для реакций окисления CO, H_2 и CH_4 даны следующие выражения для молярно-объемных скоростей:

$$-\frac{dY_{CO}}{dt} = 1.8 \cdot 10^9 x_{CO} x_{O_2}^{0.25} T^{-2.25} \exp\left(-\frac{23000}{RT}\right); \quad (3.5.19)$$

$$-\frac{dY_{H_2O}}{dt} = 1.14 \cdot 10^{14.5} Y_{H_2}^{1/2} Y_{O_2} \exp\left(-\frac{6860}{RT}\right); \quad (3.5.20)$$

$$-\frac{dY_{CH_4}}{dt} = 1.10^8 x_{CH_4}^{-0.5} x_{O_2}^{1.5} \frac{P}{T} \exp\left(-\frac{60000}{RT}\right), \quad (3.5.21)$$

где x — молярная концентрация, а остальные обозначения не изменились.

В заключение этого параграфа выпишем, следуя [120], скорость реакции окисления углерода (см. (2.2.10))

$$R_c = -M_c Y_{O_2} K_{S1} \exp\left(-\frac{E_{S1}}{RT}\right), \quad (3.5.22)$$

где $E_{S1} = (18.0 \div 33.5) \cdot 10^3$ кал/моль; Y_{O_2} — молярно-объемная концентрация (моль/м³), а K_{S1} — предэкспоненциальный множитель (м/с), определяемый по формуле [120]

$$\lg k_3 = 1.0 + 0.869 \cdot 10^{-4} E. \quad (3.5.23)$$

Скорость взаимодействия углерода с углекислотой в соответствии со стехиометрическим соотношением (2.2.II) определяется формулой

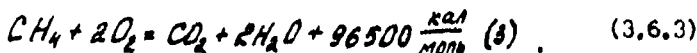
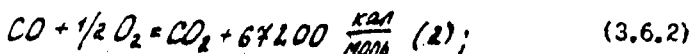
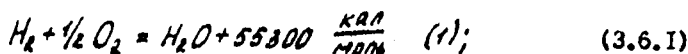
$$R_c = M_c \cdot \gamma_{CO_2} \cdot K_{S2} \cdot \exp\left(-\frac{E_{S2}}{RT}\right), \quad (3.5.24)$$

где $E_{S2} = (24500 \div 48000)$ кал/моль, а K_{S2} - определяется по формуле (3.5.23), если вместо E_{S1} подставить величину E_{S2} .

§3.6. Массовые скорости образования (исчезновения) компонентов

В данном параграфе будут даны массовые скорости для двух моделей термохимических процессов при лесных пожарах. В рамках первой - упрощенной модели - будем предполагать, что лесной горючий материал представляет собой натуральный полимер с единой химической формулой $C_6H_9O_4$ [4], среда состоит из шести фаз (сухого вещества - 1, воды в жидкокапельном состоянии - 2, конденсированных продуктов пиролиза - 3, зола - 4, газовой фазы - 5 и дисперсных частиц - 6), а газовая фаза состоит из следующих компонентов: $^{10}_2$, 2N_2 , 3CO_2 , 4CH_4 , 5H_2 , 6CO_2 , 7H_2O , где цифрами указаны номера фаз и компонентов, которые будут использоваться ниже для обозначения соответствующих параметров состояния и скоростей образования (исчезновения) компонентов.

Для получения массовых скоростей исчезновения (появления) компонентов в газовой фазе выпишем стехиометрические соотношения итоговых реакций окисления водорода, окиси углерода и метана [120]:



Цифры в скобках обозначают номер реакции в газовой фазе и ее характеристики, цифрами 1, 2 и индексом S сверху будем обозначать реакции разложения целлюлозы (2.2.8) и лигнина (2.2.9), а индексы $1S$ и $2S$ используются для обозначений реакций (2.2.10), (2.2.11) и их характеристик.

Водород возникает в результате реакции пиролиза^{х)} и потребляется в ходе реакции горения (3.6.1). Поэтому массовая скорость выделения и потребления водорода определяется формулой

$$R_{H_2} = \dot{R}_S = \alpha_{1S}^S \dot{R}_1 + \dot{R}_{2S}, \quad (3.6.4)$$

где α_{1S}^S - числовой коэффициент, показывающий, насколько массовая скорость выделения водорода меньше массовой скорости пиролиза, а $\dot{R}_{2S}$ - массовая скорость исчезновения водорода в результате реакции (3.6.1), причем в правой части (3.6.4) первый индекс соответствует номеру реакции, а второй - номеру компонента.

Величину α_{1S}^S легко определить, если известны стехиометрические коэффициенты реакции разложения (2.2.8)

$$\alpha_{1S}^S = \frac{\gamma_{1S} M_S}{\gamma_1 M_{1S}}, \quad (3.6.5)$$

где M_{1S} - молекулярный вес целлюлозы, а M_S - водорода.

Лесной горючий материал разлагается в соответствии со стехиометрическим соотношением



Поэтому для газообразных продуктов пиролиза имеем следующие коэффициенты:

$$\alpha_C = \frac{3}{580}; \alpha_{1S}^S = \frac{393}{580}; \alpha_{14}^S = \frac{7}{19}; \alpha_{15}^S = \frac{1}{1160}; \alpha_{16}^S = \frac{33}{580}; \alpha_{17}^S = \frac{9}{1160}, \quad (3.6.7)$$

где α_C - коэффициент, показывающий, во сколько раз массовая

х) В данном случае считается, что имеет место только реакция разложения (2.2.8).

скорость образования углерода (коксиста) меньше скорости пиролиза. Очевидно, что сумма этих коэффициентов равна единице в соответствии со стехиометрическим соотношением (3.6.6). С учетом (3.5.2) (3.6.4) и связи между молярно-объемной и массовой скоростями химических реакций получаем следующее выражение для массовой скорости изменения концентрации водорода:

$$\dot{R}_5 = \frac{K_{on} P_0^0}{580} (1 + \alpha_1) \varphi_1 - \alpha_1 \varphi_{H_2} e^{-\frac{E_5}{RT_5}} - 2.14 \cdot 10^{14} \frac{\rho C_5}{M_5} \exp\left(-\frac{31000}{RT}\right); \quad (3.6.8)$$

Аналогичным образом можно получить массовые скорости образования окиси углерода, метана, углекислого газа, воды и кислорода

$$\begin{aligned} \dot{R}_8 = & \frac{399 K_{on} P_0^0}{580} (1 + \alpha_1) \varphi_1 - \alpha_1 \varphi_{H_2} e^{-\frac{E_8}{RT_8}} - 1.8 \cdot 10^9 \frac{\rho C_8}{M_8} \exp\left(-\frac{23000}{RT}\right) + \\ & + \frac{M_3 S_2}{2 M_6} \rho C_6 K_{S_2} \exp\left(-\frac{E_{S_2}}{RT_3}\right) + \frac{2 M_3 T_2^2}{M_6} \rho C_6 K_{S_2} \exp\left(-\frac{E_{S_2}}{RT_3}\right); \quad (3.6.9) \end{aligned}$$

$$\dot{R}_4 = \frac{7 K_{on} P_0^0}{29} (1 + \alpha_1) \varphi_1 - \alpha_1 \varphi_{H_2} e^{-\frac{E_4}{RT_4}} - 5.6 \cdot 10^{12} \frac{\rho C_4}{M_4} \exp\left(-\frac{24800}{RT}\right); \quad (3.6.10)$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_6 = & \frac{33 K_{on} P_0^0}{590} (1 + \alpha_1) \varphi_1 - \alpha_1 \varphi_{H_2} e^{-\frac{E_6}{RT_6}} + 2.14 \cdot 10^{14} \frac{\rho C_6}{M_6} \exp\left(-\frac{31000}{RT}\right) + \\ & + K_3 S_2 M_6 \frac{\rho C_1}{M_1} \exp\left(-\frac{E_{S_1}}{RT_3}\right) - K_{S_2} S_2 \rho C_6 \exp\left(-\frac{E_{S_2}}{RT_3}\right) + 5.6 \cdot 10^{12} \frac{\rho C_4}{M_6} \times \\ & \times \exp\left(-\frac{24800}{RT}\right) + \frac{4 K_{on} a^2 \rho C_1 M_6}{M_1} K_{S_1} e^{-\frac{E_{S_1}}{RT_3}} - 4 K_{on} a^2 \rho C_6 K_{S_2} \exp\left(-\frac{E_{S_2}}{RT_3}\right); \quad (3.6.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_7 = & \frac{9 K_{on} P_0^0}{1160} (1 + \alpha_1) \varphi_1 - \alpha_1 \varphi_{H_2} e^{-\frac{E_7}{RT_7}} + 2.14 \cdot 10^{14} \frac{\rho C_7}{M_7} \exp\left(-\frac{31000}{RT}\right) + \\ & + 2.56 \cdot 10^{12} \frac{\rho C_6}{M_7} \exp\left(-\frac{24800}{RT}\right) + \frac{B \varphi_2 M_7 S_{H_2} P_0^0}{\sqrt{2 \pi} M_7 R T_3} \exp\left(-\frac{L}{RT_3}\right); \quad (3.6.12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_1 = & - \frac{\kappa_{s1} S_1 \rho C_1}{M_1} \exp\left(-\frac{E_{s1}}{RT}\right) - 4\pi n a^2 \kappa_{s1} \rho C_1 \exp\left(-\frac{E_{s1}}{RT}\right) - \\ & - \frac{2.14}{2M_1} \cdot 10^{14} \rho C_s \exp\left(-\frac{31000}{RT}\right) - \frac{7.05}{2} \cdot 10^{14} \rho C_s \cdot \\ & \cdot \exp\left(-\frac{23000}{RT}\right) - 2.56 \cdot 10^{12} \rho C_s \exp\left(-\frac{24000}{RT}\right). \end{aligned} \quad (3.6.13)$$

Здесь S_1 , S_2 - удельные поверхности испарения воды и реагирования углерода, соответственно; ρ и ρ_s - плотности газовой фазы и частиц лесных горючих материалов (ρ_s - плотность материалов с учетом микропор) соответственно, а остальные обозначения были введены в предыдущих параграфах (см. гл. 2).

При выводе формул (3.6.8)-(3.6.13) было принято во внимание, что водород возникает в ходе реакции пиролиза лесного горючего материала и расходуется в результате реакции горения (3.6.4); окись углерода возникает в результате пиролиза, гетерогенной реакции (2.2.II) взаимодействия углерода с углекислым газом и расходуется в ходе реакции горения (3.6.2); метан возникает в ходе реакции пиролиза и расходуется в результате реакции окисления (3.6.3); углекислый газ образуется в результате пиролиза, гетерогенной реакции (2.2.I0) и гомогенных реакций (3.6.2) и (3.6.3) и расходуется в ходе гетерогенной реакции (2.2.II); пары воды образуются в ходе пиролиза лесных горючих материалов, испарения и гомогенных реакций горения водорода (3.6.1) и метана (3.6.3); наконец, атмосферный кислород расходуется в результате гетерогенного горения конденсированных продуктов пиролиза и углеродных частиц дыма и гомогенных реакций горения (3.6.1)-(3.6.3).

Для того, чтобы завершить постановку задачи, выпишем уравнения для объемных долей фаз в конкретной форме;

$$\frac{\partial y_1}{\partial t} = -\kappa_{o1} [\rho_1 (1 + \alpha_1) - \alpha_1 y_m] \exp\left(-\frac{E_{o1}}{RT}\right); \quad (3.6.14)$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial t} = -\frac{M_1 S_1 \rho_1}{V M_2 M_3} \left[B \exp\left(-\frac{E_{o2}}{RT}\right) - \rho_2 \right]; \quad (3.6.15)$$

$$\begin{aligned} \rho_2 \frac{\partial y_2}{\partial t} = & \alpha_2 \rho_1 \frac{\partial y_1}{\partial t} - \frac{\rho C_s M_2 S}{M_1} \kappa_{s2} \exp\left(-\frac{E_{s2}}{RT}\right) - \\ & - \frac{\rho C_s M_2}{M_1} \kappa_{s1} \exp\left(-\frac{E_{s1}}{RT}\right) - \kappa_2 \alpha_2 \rho_1 \frac{\partial y_1}{\partial t}; \end{aligned} \quad (3.6.16)$$

$$\rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -\alpha_c K_{gm} \rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} \quad (3.6.17)$$

Здесь K_g и K_{gm} - коэффициенты диспергирования конденсированного продукта пиролиза и золы соответственно.

При выводе (3.6.14) считалось, что все проводники горения одинаковы по своим размерам и реакционным свойствам и использовали рассуждения аналогичные тем, что применялись при выводе (3.4.9).

Уравнение неразрывности для газовой фазы в рамках принятой выше термохимической модели имеет следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho(\rho \vec{v}) = & \frac{3}{12\pi M_1 R T_3} [B \exp(-\frac{L}{RT}) - \rho_1] - \\ & - \frac{377}{580} \rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + \frac{3}{2} \rho M_c \left[\frac{C_1}{M_1} K_{s1} \exp(-\frac{E_{s1}}{RT_3}) + \frac{C_6}{M_6} K_{s2} \exp(-\frac{E_{s2}}{RT_3}) \right] \varphi_1 + \\ & + 4\pi n a^2 \rho M_c \left[\frac{C_1}{M_1} K_{s1} \exp(-\frac{E_{s1}}{RT_3}) + \frac{C_6}{M_6} K_{s2} \exp(-\frac{E_{s2}}{RT_3}) \right]. \end{aligned} \quad (3.6.18)$$

Массовые и числовые скорости исчезновения и появления дисперсной фазы с учетом выписанных выше выражений для скоростей реакций определяются формулами

$$R_+^{(s)} = (K_g + K_{gm}) \alpha_c \rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}; \quad (3.6.19)$$

$$3R_-^{(s)} = 4\pi n a^2 \rho M_c \left[\frac{C_1}{M_1} K_{s1} \exp(-\frac{E_{s1}}{RT_3}) + \frac{C_6}{M_6} K_{s2} \exp(-\frac{E_{s2}}{RT_3}) \right]; \quad (3.6.20)$$

$$\begin{aligned} N_+ = \frac{R_+^{(s)}}{\frac{3}{2} \pi a^2} \quad , \quad N_- = \frac{3n}{2} \frac{\rho M_c}{a^2} \left[\frac{C_1}{M_1} K_{s1} \exp(-\frac{E_{s1}}{RT_3}) + \right. \\ \left. + \frac{C_6}{M_6} K_{s2} \exp(-\frac{E_{s2}}{RT_3}) \right]. \end{aligned} \quad (3.6.21)$$

Аналогичным образом можно получить выражения для скоростей исчезновения и появления компонентов для семифазной среды с учетом того факта, что лесные горючие материалы состоят из целлюлозы и лигнина. Для этого необходимо только задать химическую формулу лигнина (она неизвестна) и использовать выражение (3.5.12) для определения массовых скоростей разложения целлюлозы и лигнина.

Отметим, что достаточно полная сводка формул для скоростей исчезновения (появления) компонентов в результате гомогенных и гетерогенных реакций, характерных для горения частиц угля в потоке окислителя, приведена в [123].

§3.7. Коэффициенты тепло- и массопереноса в стратифицированном турбулентном потоке с учетом растительного покрова

Главной особенностью тепло- и массопереноса в стратифицированных средах является влияние устойчивости атмосферы на турбулентный перенос массы, энергии и импульса. Согласно [44, 61] следует различать нейтральную (безразличную), устойчивую и неустойчивую стратификации среды. Под нейтральной стратификацией понимается распределение температуры, при котором вертикальный градиент dT/dx совпадает с адиабатическим

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{g}{\varphi} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{g}{R}, \quad \gamma = c_p / c_v. \quad (3.7.1)$$

Согласно [44, 61] при условии

$$\frac{dT}{dx} < -\frac{g}{\varphi} \quad (3.7.2)$$

имеет место абсолютная неустойчивость состояния покоя среды в поле тяготения при наличии профиля температуры $T = T(x)$. Поэтому при выполнении условия (3.7.2) говорят о неустойчивой стратификации атмосферы. Наоборот, при выполнении неравенства

$$\frac{dT}{dx} > -\frac{g}{\varphi} \quad (3.7.3)$$

говорят об устойчивой стратификации среды.

Следует отметить, что неоднородность поля температуры приводит к неоднородности поля плотности и, следовательно, к появлению архимедовых сил, которые вызывают перемещение менее плотных слоев газа вверх, а более плотных вниз. Тем самым макродвижение среды по направлению вниз получает дополнительную энергию за счет работы архимедовых сил, а от энергии макродвижений, направленных вверх, энергия отбирается. Тем самым потенциальная энергия стратифицированной среды переходит в энергию турбулентности и наоборот. Таким образом, при неустойчивой стратификации турбулентные пульсации усиливаются, а при устойчивой - ослабляются. Согласно [44] различают приземный слой атмосферы высотой h_4 и планетарный пограничный слой атмосферы высотой h_5 . Величина $h_4 \sim 50-100$ м, а $h_5 \sim 1$ км. Существует несколько определений h_5 , согласно одному из которых при $z = h_5$ скорость ветра совпадает со скоростью геострофического ветра, определяемого только продольным градиентом давления. Структура течения в приземном и пограничном слоях зависит от типа стратификации и свойств подстилающей поверхности.

Согласно [44] в общем случае коэффициент обмена массы, импульса и энергии при турбулентных течениях стратифицированного газа представляет собой тензор второго ранга. Если оси координат совпадают с главными осями этого тензора, то остаются только диагональные элементы этого тензора.

Обычно [44] на основании наблюдений за распространением дыма из труб промышленных предприятий считают, что в приземном слое

$$K_x \approx K_y \neq K_z.$$

Для расчета полной концентрации выбросов из промышленных труб принята [44] двуслойная модель турбулентного переноса, согласно которой в приземном слое при

$$K_z = \nu + K_1 z / z_1, \quad (3.7.4)$$

где $\nu = \mu / \rho$ - кинематическая вязкость; μ - динамическая молекулярная вязкость; K_1 - безразмерная константа; z_1 - характерная высота.

При $z > h_4$ имеем

$$K_x = \gamma + K_1 \frac{h_y}{x}, \quad (3.7.5)$$

Таким образом, при $x < h_y$ коэффициент турбулентного обмена K_x растет с ростом x , причем $K_x \approx K_y \approx K_z$, а при $x > h_y$ имеет место почти изотропная турбулентность $K_x \approx K_y \approx K_z$ с постоянным коэффициентом турбулентного обмена. Обычно величина γ мала по сравнению со вторыми членами формул (3.7.3), (3.7.4). Исключение составляет случай $x = 0$.

Согласно [44], константа $K_1 = 0,1 - 0,2 \text{ м}^2/\text{с}$ при $h_y = 50-100 \text{ м}$ и $x_0 = 1 \text{ м}$, а величина K_y определяется формулой

$$K_y = K_0 u, \quad x < h_y, \quad (3.7.6)$$

где $K_0 = 0,5-1 \text{ м}$.

Формулы (3.7.4), (3.7.5) соответствуют логарифмическому распределению скорости ветра

$$u = u_1 \frac{\lg x/x_0}{\lg x_1/x_0}, \quad (3.7.7)$$

где x_0 - шероховатость подстилающей поверхности; u_1 - скорость ветра на высоте x_1 .

Следует отметить, что при пожарах коэффициент турбулентного обмена сильно изменяется. В частности, согласно [25] при высотах полета 50 ; 100 ; 200 ; 300 м $K_x = 81$; 124 ; 108 $\text{м}^2/\text{с}$, в то время как для фона $K_x = 32$; 55; 45; 41 $\text{м}^2/\text{с}$. Таким образом, при пожаре существенно увеличивается коэффициент турбулентного обмена, что приводит к необходимости специальных исследований влияния стратификации, вызванной пожаром, на турбулентный тепло- и массоперенос.

Строго говоря, коэффициенты турбулентного обмена K_x, K_y, K_z для различных направлений отличаются друг от друга [28], однако в расчетах, не требующих очень большой точности, их можно считать равными друг другу.

Зная коэффициент турбулентного обмена K_1 , можно опреде-

лить коэффициенты турбулентного переноса

$$\lambda + \lambda_{Tj} = \rho K_j C_p; \mu + \mu_{Tj} = \rho K_j; \mathcal{D}_{Tj} = (K_j - \nu), \quad (3.7.8)$$

где индексы $j = 1, 2, 3$ соответствуют индексам x, y, z . Используя (3.7.8), при помощи формул (2.2.23) (2.2.25) (2.2.34) - (2.2.37) легко определить турбулентные потоки массы, энергии и импульса.

Коэффициенты турбулентного переноса в отличие от молекулярных коэффициентов теплопроводности и диффузии, строго говоря, зависят от характеристик процесса переноса и поэтому для их определения чаще всего используют те или иные эмпирические формулы.

Большое количество полезных эмпирических формул для коэффициентов турбулентного переноса приведено в [28]. В частности, для плоских двумерных течений Барр [28] использует для определения K_x обычную формулу Прандтля

$$K_x = L^2 \left| \frac{dU}{dx} \right|, \quad (3.7.9)$$

где L - путь смешения, определяемый при $x_0 < x < h_1$, следующим образом:

$$L = x [a(h_1 - x) + a_2], \quad a, h_1 = \exp\left(-\frac{1}{5h_1}\right), \\ a_2 = 0.4 \exp(-a_3 h_1). \quad (3.7.10)$$

При $h_1 < x < h_2$ имеем выражение [28]

$$L = a_4 x. \quad (3.7.11)$$

Здесь и выше a_i ($i = 1, 2, 3, 4$) - эмпирические постоянные.

Более простая формула для пути смешения внутри растительного покрова предложена Л.П. Быковой [28]

$$L = \frac{0.47x}{1 + 0.25x \sqrt{C_d S / h_1}}, \quad x_0 < x < h_1. \quad (3.7.12)$$

Удельная поверхность листьев (макропор) и коэффициенты аэродинамического сопротивления C_d при $8m \leq h, \leq 16$ м изменяются в пределах $1,6 \text{ м}^{-1} \leq S \leq 3,3 \text{ м}^{-1}$; $0,02 \leq C_d \leq 0,03$ [28].

Согласно [28] все лесные массивы с точки зрения аэродинамики можно разбить на непродуваемые, ажурные и продуваемые. Для непродуваемого лесного массива минимум скорости достигается у опушки леса. Ажурный тип леса характерен одинаковой по высоте древостоя проницаемостью, а продуваемый лесной массив содержит крупные просветы в нижнем ярусе. По-видимому, для описания аэродинамики непродуваемых лесных массивов целесообразно использовать уравнение фильтрации (2.2.20).

Наряду с моделью Прандтля для описания турбулентных течений в растительном покрове используют более сложные математические модели, включающие в себя уравнения для энергии турбулентных пульсаций, диссипации турбулентной энергии или уравнение для пути смешения [28]. На наш взгляд, на современном этапе математической теории лесных пожаров целесообразно использовать наиболее простые теории турбулентности, например, теорию Прандтля, так как при использовании упомянутых выше более точных моделей возникает фундаментальный вопрос о влиянии химических превращений на генерацию и диссипацию энергии турбулентных пульсаций, что является сложной самостоятельной проблемой.

Если влияние стратификации среды незначительно, что имеет место, например, при слабых низовых пожарах, то целесообразно для коэффициентов турбулентного обмена использовать формулы теории турбулентного пограничного слоя [124].

В данной книге для описания турбулентных течений будет использована трехслойная модель турбулентных течений Прандтля, в рамках которой при $z_0 \leq z \leq h_1$ используется формула (3.7.12), при $h_1 \leq z \leq h_2$ - формула (3.7.11) и, наконец, при $h_2 \leq z \leq h_3$ - формула (3.7.5).

Теорию Прандтля можно использовать и для описания течений в конвективных колонках, если последние считать своеобразными струями. В этом случае (согласно старой теории Прандтля [125]) коэффициент турбулентной кинематической вязкости определяется формулой

$$K_x = l^2 \left| \frac{d\bar{v}_x}{dy} \right|, \quad l = c\alpha, \quad (3.7.13)$$

где $\bar{v}_x$ - осевая составляющая средней скорости; $c \sim 0,001$ а y - координата, отсчитываемая от оси струи, которая совпадает с осью x .

Согласно новой теории Прандтля [125]

$$K_x = \alpha^2 (v_{x\max} - v_{x\min}), \quad (3.7.14)$$

где $\alpha = \delta(x)$ - толщина струи; $\alpha = 0,4$, $v_{x\max}$ и $v_{x\min}$ - максимальное и минимальное значения скорости струи.

Согласно [125] теория Прандтля физически обоснована для случаев смешения невозмущенных потоков.

Существуют и другие формулы для определения турбулентной кинематической вязкости, однако (согласно [125]) они физически необоснованны.

В последнее время появились работы [126, 127], в которых экспериментально и теоретически исследуются процессы переноса в стратифицированных средах. В работе [126] в результате экспериментального исследования течения воздуха в плоском горизонтальном канале - теплообменнике, поверхности которого имели отогреваемый участок, исследован теплообмен при различных типах стратификации среды. Установлено, что при неустойчивой стратификации турбулентное число Прандтля $Pr_t = 0,75 = const$, а при устойчивой стратификации эта величина - функция числа Ричардсона. Получены графики коэффициентов турбулентного переноса импульса и энергии в функции от координаты, отсчитываемой по нормали к поверхности. В работе [127] дается замкнутая математическая модель процессов переноса при турбулентных течениях в стратифицированных средах в приближении Буссинеска. Получены выражения для масштаба турбулентности в функции от числа Ричардсона и энергии турбулентных пульсаций. Утверждается, что влияние стратификации среды на масштаб турбулентности (эта величина пропорциональна длине пути перемешивания) сказывается в основном через изменение полей средней скорости и турбулентной энергии.

ГЛАВА 4. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

В данной главе даются упрощенные постановки задач тепло- и массопереноса для двумерных и осесимметричных лесных пожаров, которые описывают те или иные стороны этого сложного природного явления. Такие постановки как частный случай следуют из общей математической модели лесных пожаров, предложенной во второй главе, и позволяют аналитически или с помощью современной вычислительной техники получить конкретные сведения об отдельных эффектах, возникающих при лесных пожарах.

§4.1. Постановка задачи тепло- и массопереноса для двумерных и осесимметричных лесных пожаров

Как следует из результатов, изложенных в §1.5, любой крупный реальный лесной пожар представляет собой нестационарное трехмерное азотермохимическое явление. В то же время можно указать такие ситуации (см. §1.6), когда поля температур, скоростей и концентраций компонентов, характеризующие лесной пожар, зависят только от t , x и z . Такой пожар будем в дальнейшем называть двумерным. Согласно результатам §2.8 для существования двумерных пожаров необходимо, чтобы выполнялись условия:

$$K_0 = \frac{\eta_0}{\mu_0} \ll 1, \quad F_0 = K_0 \left(\frac{z_0}{l_0} \right)^2 \ll 1, \quad \frac{\eta_0}{\mu_0} \ll 1.$$

Физические модели двумерных и осесимметричных лесных пожаров предложены в §1.6 (см. рис. 1.6.3, 1.6.4 и 1.6.5). В частности, при выполнении всех неравенств (1.4.1) имеет место схема пожара, данная на рис. 1.6.4, а если последнее из приведенных выше неравенств не выполняется, то формируется осесимметричный лесной пожар, схема которого дана на рис. 1.6.5.

Будем дополнительно считать, что имеет место упрощенная термохимическая модель процесса, согласно которой в газовой фазе имеет место 7 компонентов (O_2 -1, N_2 -2, CO -3, CH_4 -4, H_2 -5, CO_2 -6, H_2O -7) и шесть фаз (сухое вещество - 1, вода в жидко-капельном состоянии - 2, конденсированные продукты пиролиза - 3, зола - 4, газовая фаза - 5 и дисперсные частицы - 6). Тогда

для математического описания тепло- и массопереноса для двумерных лесных пожаров имеем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^0 \varphi_6}{\partial t} + \frac{\partial \rho^0 u \varphi_6}{\partial x} + \frac{\partial \rho^0 w \varphi_6}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (2\tau_1 \frac{\partial \rho^0 \varphi_6}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (2\tau_2 \frac{\partial \rho^0 \varphi_6}{\partial z}) + \\ + \frac{\delta_1 M_7 \rho_2^0 \varphi_6}{\sqrt{2\pi} M_7 R T_5} (B e^{-L/RT_5} - P_7) + \frac{577}{580} \varphi_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \varphi_3 \rho M_c \left[\frac{C_1}{M_1} K_{s1} \exp\left(-\frac{E_{s1}}{RT_5}\right) + \right. \\ \left. + \frac{C_2 K_{s2}}{M_6} \cdot e^{-E_{s2}/RT_5} \right] + 4\pi n a^2 \rho M_c \left[\frac{C_1}{M_1} K_{s2} \exp\left(-\frac{E_{s1}}{RT_5}\right) + \frac{C_2}{M_6} K_{s2} \exp\left(-\frac{E_{s2}}{RT_5}\right) \right]; \quad (4.1.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho^0 \varphi_5 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\varphi_5 \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \rho C a \sqrt{u^2 + w^2} u \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial x} (\varphi_5 (\mu + \mu_{T1}) \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_5 (\mu + \mu_{T3}) \frac{\partial w}{\partial z}); \quad (4.1.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho^0 \varphi_5 \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\varphi_5 \left(\frac{\partial p}{\partial z} + C a \rho \sqrt{u^2 + w^2} w \right) - \\ - \rho g + \frac{\partial}{\partial x} (\varphi_5 (\mu + \mu_{T1}) \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} ((\mu + \mu_{T3}) \varphi_5 \frac{\partial w}{\partial z}); \quad (4.1.3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho^0 \varphi_5 \left(\frac{\partial C_\alpha}{\partial t} + u \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} + w \frac{\partial C_\alpha}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} [S (\mathcal{D}_\alpha + \mathcal{D}_T) \frac{\partial C_\alpha}{\partial x}] + \\ + \frac{\partial}{\partial z} [\rho (\mathcal{D}_\alpha + \mathcal{D}_T) \frac{\partial C_\alpha}{\partial z}] + R_\alpha (1 - C_\alpha), \quad \alpha = 1, 2, \dots, 7; \quad \rho \pm \rho^0 \varphi_5 \quad (4.1.4) \end{aligned}$$

$$\rho_1^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -K_{on} \varphi_1 [C_3 (1 + d_c) - d_c \rho_n] \exp\left(-\frac{E_n}{RT_5}\right); \quad (4.1.5)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} = -K_{on} [\rho_{on} (1 + d_c) - d_c \rho_n] \exp\left(-\frac{E_n}{RT_5}\right); \quad (4.1.6)$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -\frac{M_7 \varphi_2 s_0}{\sqrt{2\pi} M_7 R T_5} [B \exp\left(-\frac{L}{RT_5}\right) - P_7]; \quad (4.1.7)$$

$$\begin{aligned} \rho_3^0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} &= \alpha_c \varphi_1 \frac{\partial \rho_3}{\partial t} - \frac{\rho C_6 M_{c5}}{M_6} \kappa_{s2} \exp\left(-\frac{E_{s2}}{RT_s}\right) - \\ &- \frac{\rho C_1 M_{c5}}{M_6} \kappa_{s1} \exp\left(-\frac{E_{s1}}{RT_s}\right) - \kappa_g \alpha_c \varphi_1 \frac{\partial \rho_3}{\partial t} ; \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

$$\rho_4^0 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = \alpha_c \kappa_{gm} \varphi_1 \frac{\partial \rho_3}{\partial t} ; \quad (4.1.9)$$

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \rho_i^0 \varphi_i C_{pi} \frac{\partial T_s}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \\ &+ \bar{A}_s (T - T_s) - \sum_{i=1}^n h_i \rho_i^0 \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} ; \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

$$\begin{aligned} \rho C_p \varphi_3 \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left((\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial x} \sum_{i=1}^n C_{pi} \rho (\mathcal{Q}_i + \mathcal{Q}_r) + \\ &+ \frac{\partial C_p}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial x} \sum_{\alpha=1}^7 C_{p\alpha} \rho (\mathcal{Q}_\alpha + \mathcal{Q}_r) \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} + \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \beta_1 (T - T^{(s)}) - \beta_2 (T - T_s) - \sum_{\alpha=1}^7 R_\alpha ; \end{aligned} \quad (4.1.11)$$

$$\rho = \frac{\rho^0 R T}{M}, \quad \sum_{i=1}^6 \varphi_i = 1, \quad \sum_{\alpha=1}^7 C_\alpha = 1, \quad \frac{1}{M} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{C_\alpha}{M_\alpha} ; \quad (4.1.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6}{\partial t} + \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6 w}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{M}_{r1}^{(s)} \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6}{\partial x} \right) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{M}_{r2}^{(s)} \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6}{\partial x} \right) R_+^{(s)} - S_1 R_-^{(s)} ; \end{aligned} \quad (4.1.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_6}{\partial t} + u_6 \frac{\partial u_6}{\partial x} + w_6 \frac{\partial u_6}{\partial z} &= \frac{C_2}{C_{20}} \frac{(u - u_6)}{\tau_r} + \\ &+ \frac{1}{\rho_6^0 \varphi_6} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{M}_{r1}^{(s)} \frac{\partial u_6}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{M}_{r2}^{(s)} \frac{\partial u_6}{\partial x} \right) \right] ; \end{aligned} \quad (4.1.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_6}{\partial t} + u_6 \frac{\partial w_6}{\partial x} + w_6 \frac{\partial w_6}{\partial z} &= \frac{C_2}{C_{20}} \frac{(w - w_6)}{\tau_r} + \\ &+ \frac{1}{\rho_6^0 \varphi_6} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{M}_{r1}^{(s)} \frac{\partial w_6}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{M}_{r2}^{(s)} \frac{\partial w_6}{\partial x} \right) \right] ; \end{aligned} \quad (4.1.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial t} + u \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x} + w \frac{\partial T^{(s)}}{\partial z} = \frac{N \mu_p (T - T^{(s)})}{N \mu_{p0} T_r} + \\ + \frac{1}{\rho_s^2 \varphi_s C_p} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x} (\mu_{r1} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{r2} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial z}) \right] + \right. \\ \left. + h^s (S, R^s - R_+^s) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c}{3x} \frac{\partial U_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3x} \frac{\partial U_k}{\partial z} \right) \right\}; \quad (4.1.16) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c}{3x} \frac{\partial U_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3x} \frac{\partial U_k}{\partial z} \right) = [46(T^{(s)})^4 - c U_k] x; \quad (4.1.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial t} + u_s \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} + w_s \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (D_{r1}^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x}) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} (D_{r2}^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z}) N_+^{(s)} - N_-^{(s)}; \quad (4.1.18) \end{aligned}$$

$$a = \left(\frac{3 \varphi_s}{4 \pi n^{(s)}} \right)^{1/3}, \quad S_1 = a^2, \quad z = 4 \pi n^{(s)} a^2. \quad (4.1.19)$$

Уравнения (4.1.4)-(4.1.19) описывают тепло- и массоперенос в пологе продуваемого лесного массива при верховых лесных пожарах. Система уравнений замкнута, так как количество неизвестных (ρ^s , φ_s , C_p , T , T_s , $T^{(s)}$, U_k , n_s , u , w , u_s , w_s , ρ , ρ_s) совпадает с числом уравнений (25).

Для завершения постановки задачи необходимо выписать уравнения сохранения массы, импульса и энергии для приземного слоя атмосферы. Используя результаты §2.5, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^s(1+\varphi^{(s)})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho^s(1+\varphi^{(s)})u] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho^s(1+\varphi^{(s)})w] = \\ = \frac{\partial}{\partial x} [D_{r1} \frac{\partial \rho(1+\varphi^{(s)})}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial z} [D_{r2} \frac{\partial \rho(1+\varphi^{(s)})}{\partial z}] + S, R^{(s)}; \quad (4.1.20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{r1} \frac{\partial u}{\partial x}) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{r2} \frac{\partial u}{\partial z}) - \frac{\rho \omega \varphi^{(s)} (u - u^{(s)})}{C_p} \frac{C_2}{C_{20}}; \quad (4.1.21) \end{aligned}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{T1} \frac{\partial \omega}{\partial x}) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{T2} \frac{\partial \omega}{\partial z}) - \frac{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} (\omega - \omega^s)}{\tau_r} \frac{C_p}{C_{p0}}; \quad (4.1.22)$$

$$\frac{\partial \rho^{(s)} \varphi^{(s)}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho^s \varphi^{(s)} u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho^{(s)} \varphi^{(s)} w) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} [\mathcal{D}_{T1}^{(s)} \frac{\partial \rho \varphi^{(s)}}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial z} [\mathcal{D}_{T2}^{(s)} \frac{\partial \rho \varphi^{(s)}}{\partial z}] - S_+ R_-^{(s)}; \quad (4.1.23)$$

$$\frac{\partial u^{(s)}}{\partial t} + u^{(s)} \frac{\partial u^{(s)}}{\partial x} + w^{(s)} \frac{\partial u^{(s)}}{\partial z} = \frac{C_p}{C_{p0}} \frac{(u - u^{(s)})}{\tau_r} +$$

$$+ \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)}} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\mu_{T1}^{(s)} \frac{\partial u^{(s)}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{T2}^{(s)} \frac{\partial u^{(s)}}{\partial z}) \right]; \quad (4.1.24)$$

$$\frac{\partial w^{(s)}}{\partial t} + u^s \frac{\partial w^s}{\partial x} + w^s \frac{\partial w^s}{\partial z} = \frac{C_p}{C_{p0}} \frac{(w - w^s)}{\tau_r} +$$

$$+ \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)}} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\mu_{T1}^{(s)} \frac{\partial w^{(s)}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{T2}^{(s)} \frac{\partial w^{(s)}}{\partial z}) \right]; \quad (4.1.25)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Nu_p (T - T^{(s)})}{Nu_{p0} \tau_r} + \frac{S_+ \tau_r S_-}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}} + \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}} \left[\frac{\partial}{\partial x} \right.$$

$$\left. + (\lambda_{T1} \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_{T2} \frac{\partial T}{\partial z}) \right] + \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{C}{3x} \frac{\partial U_p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{C}{3x} \frac{\partial U_p}{\partial z} \right) \right]; \quad (4.1.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Cx}{3} \frac{\partial U_p^{(s)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{Cx}{3} \frac{\partial U_p^{(s)}}{\partial z} \right) + 45(T^s)^4 - C U_p^{(s)} = 0; \quad (4.1.27)$$

$$\rho^0 C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} ((\lambda + \lambda_{T1}) \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} ((\lambda + \lambda_{T1}) \frac{\partial T}{\partial z}) +$$

$$+ \frac{\partial T}{\partial x} \sum_{\alpha=1}^q \rho^0 C_{p\alpha} (\mathcal{D}_\alpha + \mathcal{D}_{T1}) \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial z} \sum_{\alpha=1}^q \rho^0 C_{p\alpha} (\mathcal{D}_\alpha + \mathcal{D}_{T2}) \frac{\partial C_\alpha}{\partial z} +$$

$$+ \rho^{(s)} C_p^{(s)} \frac{Nu_p (T - T^{(s)})}{Nu_{p0} \tau_r} + \frac{dP}{dt} - \sum_{\alpha=1}^q h_\alpha R_\alpha; \quad (4.1.28)$$

$$\rho^0 \left(\frac{\partial C_\alpha}{\partial t} + u \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} + w \frac{\partial C_\alpha}{\partial z} \right) = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho^0 (D_\alpha + D_T) \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho^0 (D_\alpha + D_T) \frac{\partial C_\alpha}{\partial z} \right] + R_\alpha;$$

$$\sum_{\alpha=1}^7 C_\alpha = 1, \quad a = \left(\frac{34}{4\pi n^{(s)}} \right)^{1/3}, \quad \rho = \frac{\rho^0 R T}{M}; \quad (4.1.29)$$

$$\frac{\partial n^{(s)}}{\partial t} + u^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} + w^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (D_T \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_T \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z}). \quad (4.1.30)$$

Система уравнений (4.1.20)-(4.1.30) замкнута. Количество неизвестных ($\rho^0, \varphi^{(s)}, u, w, u^{(s)}, w^{(s)}, \rho, T, T^{(s)}, v_R, C_\alpha, n^{(s)}$) равно 18, что совпадает с числом уравнений.

Уравнения тепло- и массопереноса для осесимметричных лесных пожаров, которые могут иметь место в отсутствии ветра, можно получить из системы уравнений, выписанной выше путем замены в уравнениях переноса дифференциального оператора

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(f_k \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

на дифференциальный оператор вида

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f_k r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

где f_k - любой из коэффициентов переноса, а $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ радиус, отсчитываемый от оси симметрии.

Кроме того, левая часть уравнений неразрывности будет иметь

вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0,$$

где u , v - проекции скорости на ось симметрии x и на направление, перпендикулярное этой оси.

В уравнениях (4.1.20)-(4.1.28) для приземного слоя атмосферы коэффициенты переноса для газа частиц, строго говоря, отличаются от коэффициентов переноса для газовой фазы, однако в первом приближении их можно брать одинаковыми, так как в известной нам литературе нет данных по коэффициентам турбулентного переноса для газа частиц.

Выражения для массовых скоростей образования (исчезновения) компонентов следует брать в виде, предложенном в §3.6.

Для завершения постановки задач необходимо задать соответствующие граничные и начальные условия. Выпишем вначале краевые условия на верхней и нижней границах полога леса. Следуя результатам §2.7, на верхней границе полога леса получаем

$$(\rho_0^0 \varphi_0 w_0) \Big|_{x_3=0} = (\rho^0 \varphi^0 w^0) \Big|_{x_3=0}, \quad \mathcal{D}_T \frac{\partial \rho_0^0 \varphi_0}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \mathcal{D}_T \frac{\partial \rho^0 \varphi^0}{\partial x} \Big|_{x_3=0}; \quad (4.1.31)$$

$$[\varphi_2 R_{15} + \varphi_3 R_{25} + (\rho w \varphi)] \Big|_{x_3=0} = \rho w (\varphi^0) \Big|_{x_3=0}, \quad \varphi_2 \mathcal{D}_T \frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \mathcal{D}_T \frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_{x_3=0}; \quad (4.1.32)$$

$$u_0 \Big|_{x_3=0} = u_0 \Big|_{x_3=0}, \quad u \Big|_{x_3=0} = u \Big|_{x_3=0}; \quad (4.1.33)$$

$$\varphi_0 \mu_{T3} \frac{\partial u_0}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \varphi^0 \mu_{T3} \frac{\partial u^0}{\partial x} \Big|_{x_3=0}, \quad \mu_{T1} \varphi_2 \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \mu_{T1} (\varphi^0) \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x_3=0}; \quad (4.1.34)$$

$$\rho_0^0 \varphi_0 w_0 \Big|_{x_3=0} = \rho^0 \varphi^0 w^0 \Big|_{x_3=0}, \quad \mu_{T3} \varphi_0 \frac{\partial w_0}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \mu_{T3} \varphi^0 \frac{\partial w^0}{\partial x} \Big|_{x_3=0}; \quad (4.1.35)$$

$$T^s \Big|_{x_3=0} = T^s \Big|_{x_3=0}, \quad T \Big|_{x_3=0} = T \Big|_{x_3=0}, \quad T_s \Big|_{x_3=0} = T \Big|_{x_3=0}; \quad (4.1.36)$$

$$\lambda_T \varphi_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \left[(\varphi^0) \lambda_T \frac{\partial T}{\partial x} + \varphi_{15} R_{15} \varphi_2 + \sum_{i=1}^2 \varphi_{i5} R_{i5} \varphi_3 \right] \Big|_{x_3=0}, \quad (4.1.37)$$

$$\lambda_T \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_{3-0}} = \lambda_T \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_{3+0}}, \quad C_\alpha \Big|_{x_{3-0}} = C_\alpha \Big|_{x_{3+0}}; \quad (4.1.38)$$

$$\left[\varphi_2 R_{\alpha 2s} + \varphi_3 R_{\alpha 3s} + \varphi_5 \rho C_\alpha W + \rho D_T \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} \right] \Big|_{x_{3-0}} = \left[(1-\varphi) \rho D_T \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} + \rho W (1-\varphi^{(s)}) C_\alpha \right] \Big|_{x_{3+0}}; \quad (4.1.39)$$

$$n^{(s)} \Big|_{x_{3-0}} = n^{(s)} \Big|_{x_{3+0}}, \quad D_{T3} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_{3-0}} = D_{T3} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_{3+0}}; \quad (4.1.40)$$

$$U_{\alpha 6} \Big|_{x_{3-0}} = U_{\alpha}^{(s)} \Big|_{x_{3+0}}, \quad x \varphi_6 \frac{\partial U_{\alpha 6}}{\partial x} \Big|_{x_{3-0}} = x \varphi^{(s)} \frac{\partial U_{\alpha}^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_{3+0}} \quad (4.1.41)$$

Здесь q_{1s} , R_{1s} - теплота и массовая скорость испарения связанной воды; q_{is} , R_{is} - теплоты и массовые скорости горения углерода ($i = 1$) и взаимодействия CO_2 с углеродом ($i = 2$); $R_{\alpha 2s}$ и $R_{\alpha 3s}$ - массовые скорости образования α -компонента в результате гетерогенных процессов испарения и горения, которые в явном виде даны в §3.6, а подстановки $x_{3 \pm 0}$ обозначают, что аргумент x принимает значения $x_{3 \pm 0}$.

Условия на нижней границе полога леса имеют аналогичный вид

$$(\rho_6^0 \varphi_6 W_6)_{x_{2-0}} = (\rho_6^0 \varphi_6 W_6)_{x_{2+0}}, \quad D_T \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6}{\partial x} \Big|_{x_{2-0}} = D_T \frac{\partial \rho_6^0 \varphi_6}{\partial x} \Big|_{x_{2+0}}; \quad (4.1.42)$$

$$\rho W \varphi_5 \Big|_{x_{2-0}} = \rho W \varphi_5 \Big|_{x_{2+0}}, \quad D_T \frac{\partial \rho \varphi_5}{\partial x} \Big|_{x_{2-0}} = D_T \frac{\partial \rho \varphi_5}{\partial x} \Big|_{x_{2+0}}; \quad (4.1.43)$$

$$U_6 \Big|_{x_{2-0}} = U_6 \Big|_{x_{2+0}}, \quad U \Big|_{x_{3-0}} = U \Big|_{x_{3+0}}; \quad (4.1.44)$$

$$\mu_{T3} \varphi_6 \frac{\partial U_6}{\partial x} \Big|_{x_{2-0}} = \mu_{T3} \varphi_6 \frac{\partial U_6}{\partial x} \Big|_{x_{2+0}}, \quad \mu_{T3} \varphi_6 \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x_{2-0}} = \mu_{T3} \varphi_6 \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x_{2+0}}; \quad (4.1.45)$$

$$\rho_6^0 \varphi_6 W_6^2 \Big|_{x_{2-0}} = \rho_6^0 \varphi_6 W_6^2 \Big|_{x_{2+0}}, \quad \mu_{T3} \varphi_6 \frac{\partial W_6}{\partial x} \Big|_{x_{2-0}} = \mu_{T3} \varphi_6 \frac{\partial W_6}{\partial x} \Big|_{x_{2+0}} \quad (4.1.46)$$

$$T^s \Big|_{x_{2-0}} = T^s \Big|_{x_{2+0}}, \quad T \Big|_{x_{2-0}} = T \Big|_{x_{2+0}}, \quad T_s \Big|_{x_{2-0}} = T_s \Big|_{x_{2+0}} \quad (4.1.47)$$

$$\lambda_{T3} \varphi_6 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_2=0} = \lambda_{T3} \varphi_6 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_2+0}, \lambda_5 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_2=0} = \lambda_5 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_2+0}, \lambda_5 = \sum_{i=1}^4 \lambda_i \varphi_i; \quad (4.1.48)$$

$$\lambda_{T3}^{(s)} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_2=0} = \lambda_{T3}^{(s)} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_2+0}, C_\alpha \Big|_{x_2=0} = C_\alpha \Big|_{x_2+0}, \rho(\vartheta_2, \vartheta_1) \frac{\partial \vartheta_1}{\partial x} \Big|_{x_2=0} = \rho(\vartheta_2, \vartheta_1) \frac{\partial \vartheta_1}{\partial x} \Big|_{x_2+0} \quad (4.1.49)$$

$$n^{(s)} \Big|_{x_2=0} = n^{(s)} \Big|_{x_2+0}, \mathcal{D}_{T3}^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_2=0} = \mathcal{D}_{T3}^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} \Big|_{x_2+0}. \quad (4.1.50)$$

Так же, как и в §2.7, при записи этих граничных условий было принято во внимание, что растительность под пологом леса представляет собой пористо-дисперсную среду с теплофизическими характеристиками, отличающимися от соответствующих характеристик полога леса. Если эти теплофизические характеристики непрерывны, то необходимость в граничных условиях (4.1.42)–(4.1.50) отпадает и уравнения тепло- и массопереноса для полога леса следует использовать и для нижнего яруса.

Выписанные выше граничные условия представляют собой законы сохранения массы, импульса и энергии на границах раздела, и для того, чтобы их использовать, надо одновременно с уравнениями тепло- и массопереноса в пологе леса решать соответствующие уравнения для нижнего яруса, то есть, иными словами, необходимо решать сопряженную задачу тепло- и массопереноса в реагирующей среде.

Уравнения и граничные условия, представленные выше, необходимо использовать для любой плоской или осесимметричной задачи теории лесных пожаров. Для постановки конкретных задач необходимо выписать дополнительные граничные и начальные условия.

Вместе с тем ввиду сложности уравнений, выписанных выше, при решении конкретных задач целесообразно принять те или иные упрощающие допущения, что позволит уменьшить число уравнений и упростить их структуру.

§4.2. Постановка задач о распространении двумерных верховых и пятнистых лесных пожаров

Рассмотрим задачу о распространении верхового лесного пожара. Физически эта задача формулируется следующим образом: заданы поле ветра, теплофизические термокинетические и структурные характеристики леса, рельеф местности и характеристики очага инициирования лесного пожара (температура среды и состав газообразных, дисперсных и конденсированных компонентов в очаге, а также его размеры и параметры состояния в приземном слое атмосферы); требуется определить положение фронта горения, состояние приземного слоя атмосферы и среды в пологом леса в последующие моменты времени.

Для упрощения постановки задачи сделаем следующие допущения:

1) горение нижнего яруса леса влияет на процесс распространения верхового пожара посредством вдува нагретых до известной температуры газообразных продуктов горения;

2) при горении полога и нижнего яруса леса возникают горящие частицы, способные инициировать горение нижнего яруса леса и подстилки;

3) массовая скорость вдува газообразных продуктов горения со стороны нижнего яруса леса пропорциональна числу горящих частиц, выпадающих перед фронтом горения, и запасу лесных горючих материалов в нижнем ярусе ;

4) температура в нижнем ярусе одинакова по высоте и совпадает с температурой на нижней границе полога леса;

5) процесс дымообразования не оказывает существенного влияния на энергетику процесса распространения лесного пожара и существования дисперсной фазы можно игнорировать;

6) горящие частицы имеют сферическую форму, в процесс их горения в потоке воздуха обладает сферической симметрией;

7) массовая скорость диспергирования пропорциональна высоте полога леса и массовой скорости пиролиза лесных горючих материалов, причем константа пропорциональности - известная эмпирическая функция скорости ветра на уровне верхней границы полога леса.

Эти допущения позволяют упростить постановку задачи и в той или иной степени физически оправданы.

Окончательное суждение о пределах применимости этих допущений

можно установить опытным путем.

Математически эта задача сводится к решению уравнений (4.1.1)-(4.1.12), (4.1.20)-(4.1.22), (4.1.28), (4.1.29), причем в уравнении (4.1.20) следует положить $\varphi^{(p)} = 0$.

Эти уравнения необходимо решать с учетом следующих граничных условий на верхней границе полога леса:

$$\varphi_2 R_{1s} + \varphi_3 R_{2s} + \rho \omega \varphi_5 \Big|_{x_3=0} = \rho \omega \Big|_{x_3=0}, \quad \varphi_2 \mathcal{D}_T \frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \mathcal{D}_T \frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_{x_3=0}; \quad (4.2.1)$$

$$\mu \Big|_{x_3=0} = \mu \Big|_{x_3=0}, \quad \mu \mathcal{D}_T \varphi_5 \frac{\partial \mu}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \mu \mathcal{D}_T \frac{\partial \mu}{\partial x} \Big|_{x_3=0}; \quad (4.2.2)$$

$$T \Big|_{x_3=0} = T \Big|_{x_3=0}, \quad T_s \Big|_{x_3=0} = T \Big|_{x_3=0}; \quad (4.2.3)$$

$$\lambda_{T3} \varphi_5 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_3=0} = \left(\lambda_{T3} \frac{\partial T}{\partial x} + q_{1s} R_{1s} \varphi_2 + \sum_{i=1}^2 q_{is} R_{is} \varphi_3 \right) \Big|_{x_3=0}; \quad (4.2.4)$$

$$C_\alpha \Big|_{x_3=0} = C_\alpha \Big|_{x_3=0}, \quad (\varphi_2 R_{\alpha 2s} + \varphi_3 R_{\alpha 3s} + \varphi_5 \rho \omega C_\alpha + \rho \mathcal{D}_T \frac{\partial C_\alpha}{\partial x}) \Big|_{x_3=0} = (\rho \mathcal{D}_T \frac{\partial C_\alpha}{\partial x} + \rho \omega C_\alpha) \Big|_{x_3=0}. \quad (4.2.5)$$

Нижнюю границу полога леса в данной постановке целесообразно отождествлять с уровнем шероховатости. Тогда имеем следующие граничные условия:

$$\mu \Big|_{x=x_0} = 0, \quad \rho \omega \varphi_5 \Big|_{x=x_0} = \alpha_0 R_n(T_0); \quad (4.2.6)$$

$$\left(\lambda_{T3} \frac{\partial T}{\partial x} + q_{1s} R_{1s} \varphi_2 + \sum_{i=1}^2 q_{is} R_{is} \varphi_3 \right) \Big|_{x_2=0} = 0; \quad (4.2.7)$$

$$C_\alpha \Big|_{x=x_0} = C_{\alpha 0}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_{x=x_0} = 0, \quad (4.2.8)$$

где $R_n(T_0)$ - массовая скорость пиролиза лесных горючих материалов при температуре на нижней границе полога леса T_0 ; $C_{\alpha 0}$ - массовая концентрация α -компонента на нижней границе полога

леса.

Величины $C_{\lambda 0}$ определяются из уравнения

$$\psi_2 R_{\lambda 15} + \psi_3 R_{\lambda 35} + (\rho W \psi_2)(C_{\lambda 0} - C_{\lambda 0}^*) = 0, \quad (4.2.9)$$

а величина $C_{\lambda 0}^*$ — массовая концентрация продуктов горения в нижнем ярусе леса.

Если считать, что концентрации компонентов непрерывны, то $C_{\lambda 0} = C_{\lambda 0}^*$ и условие для определения $C_{\lambda 0}$ упрощается

$$\psi_2 R_{\lambda 15} + \psi_3 R_{\lambda 35} = 0. \quad (4.2.10)$$

Условие (4.2.9) получено в предположении, что имеет место сильный вдув [73] продуктов горения со стороны нижнего яруса леса, что в конечном счете позволяет пренебречь диффузионным переносом компонентов по сравнению с конвективным, а условие (4.2.10) представляет собой условия химического равновесия.

Граничные условия (4.2.1)–(4.2.8) получены с учетом выписанных выше допущений, в частности, условия (4.2.6), (4.2.7) записаны с учетом четвертого допущения.

Последнее из условий (4.2.8) относится к типу так называемых мягких граничных условий и следует из предположения о сильном вдуве продуктов горения со стороны нижнего яруса леса.

Для завершения постановки задачи надо задать граничные условия на верхней левой и правой границах зоны пожара (см. рис. 1.6.2 и 1.6.4 и 1.6.5) и начальные условия. В зависимости от того, какие условия задать на этих границах, меняется физический смысл поставленной математической задачи. Иными словами, в результате изменения этих граничных и начальных условий можно математически описать целый класс задач теории лесных пожаров.

1. Задачи инициирования и распространения верхового лесного пожара в безграничном лесном массиве

Пусть в момент $t = 0$ в безграничном лесном массиве возник очаг пожара (зона повышенной температуры), температура и состав продуктов горения в котором известны. Требуется определить условия возникновения верхового пожара и положения фронта горения при $t > 0$. На высоте планетарного пограничного слоя считаем заданными температуру, давление, концентрацию компонентов и проекции скорости

$$T|_{x=x_*} = T_e; \quad P|_{x=x_*} = P_e; \quad C_{\alpha}|_{x=x_*} = C_{\alpha e}; \quad (4.2.11)$$

$$u|_{x=x_*} = u_e, \quad W|_{x=x_*} = 0. \quad (4.2.12)$$

Здесь x_* - высота, на которой не ощущается возмущение среды от пожара (для пожаров умеренной интенсивности, для которых дается математическая постановка задачи, $x_* = h_f$, где h_f - высота планетарного пограничного слоя); T_e , P_e , $C_{\alpha e}$, u_e - температура, давления, концентрации компонентов и величина скорости на высоте планетарного пограничного слоя, которые являются функциями t и x для двумерного плоского пожара или функциями t и $x = \sqrt{x^2 + y^2}$ для двумерного осесимметричного пожара.

Для конкретного вычисления u_e можно использовать логарифмический профиль скорости ветра (2.7.4) при $x = h_f$, а значения температуры T_e , давления P_e и концентраций компонентов $C_{\alpha e}$ легко определить при помощи формул, приведенных в §2.6 и известного состава атмосферы.

Из определения левой и правой границ зоны пожара следует, что

$$T|_{x=x_0} = T_{\infty}^-, \quad P|_{x=x_0} = P_{\infty}^-, \quad C_{\alpha}|_{x=x_0} = C_{\alpha\infty}^-, \quad (4.2.13)$$

$$T|_{x=x_{\infty}} = T_{\infty}^+, \quad C_{\alpha}|_{x=x_{\infty}} = C_{\alpha\infty}^+. \quad (4.2.14)$$

Здесь $T_{\infty}^{\pm}$, $P_{\infty}^{\pm}$, $C_{\alpha\infty}^{\pm}$ - функции высоты, определяемые из решения задачи тепло- и массопереноса в пологом лесу, приземном и планетарном пограничных слоях для однородной по аэродинамическим свойствам подстилающей поверхности (см. §2.6).

В общем случае $T_{\infty}^{\pm}$, $P_{\infty}^{\pm}$, $C_{\alpha\infty}^{\pm}$ - функции не только x , но и t , а уравнения для их определения получаются как частный случай из уравнений (4.1.1)-(4.1.28), (4.1.20)-(4.1.22), (4.1.28), (4.1.29) при условии, что искомые функции зависят только от x и t (производные по x или z следует считать равными нулю), а среда является инертной (источниковые члены следует приравнять нулю).

Надо сказать, что на правой границе зоны пожара можно за-

дать и мягкие граничные условия

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_\infty} = 0; \quad \frac{\partial C_a}{\partial x} \Big|_{x=x_\infty} = 0. \quad (4.2.15)$$

Если рассматривается двумерная осесимметричная задача, то на оси симметрии имеем условия

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial C_a}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial v_z}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad v_r \Big|_{r=0} = 0, \quad (4.2.16)$$

а на границе зон пожара

$$T \Big|_{r=r_\infty} = T_\infty; \quad P \Big|_{r=r_\infty} = P_\infty; \quad C_a \Big|_{r=r_\infty} = C_{a\infty}, \quad (4.2.17)$$

где T_∞ , P_∞ , $C_{a\infty}$ представляют собой параметры состояния неподвижной невозмущенной атмосферы, а v_r и v_z - компоненты скорости.

Условия (4.2.11), (4.2.12) должны быть согласованы с условиями (4.2.13), (4.2.14), (4.2.17), что приводит к необходимости выполнения равенств

$$T_e \Big|_{x=x_\infty} = T_\infty^- \Big|_{x=x_\infty}, \quad P_e \Big|_{x=x_\infty} = P_\infty^- \Big|_{x=x_\infty}, \quad C_{ae} \Big|_{x=x_\infty} = C_{a\infty}^- \Big|_{x=x_\infty},$$

$$T_e \Big|_{x=x_\infty} = T_\infty \Big|_{x=x_\infty}, \quad C_{ae} \Big|_{x=x_\infty} = C_{a\infty}^+ \Big|_{x=x_\infty}, \quad u_e \Big|_{x=x_\infty} = u_{\infty} \Big|_{x=x_\infty},$$

$$C_{ae} \Big|_{r=r_\infty} = C_{a\infty} \Big|_{r=r_\infty}, \quad P_e \Big|_{r=r_\infty} = P_\infty \Big|_{r=r_\infty}, \quad T_e \Big|_{r=r_\infty} = T_\infty \Big|_{r=r_\infty}.$$

Наряду с граничными условиями необходимо задать и начальные условия. Для плоской двумерной задачи имеем

$$T \Big|_{t=0} = T_0(x, z) = \begin{cases} T_r & \text{при } x, z \in G; \\ T_H & \text{при } x, z \notin G; \end{cases} \quad (4.2.18)$$

$$C_a \Big|_{t=0} = C_{a0}(x, z) = \begin{cases} C_{ar} & \text{при } x, z \in G; \\ C_{aH} & \text{при } x, z \notin G; \end{cases} \quad (4.2.19)$$

$$P \Big|_{t=0} = P_0; \quad u \Big|_{t=0} = u_0(x, z); \quad w \Big|_{t=0} = w_0(x, z). \quad (4.2.20)$$

Здесь G - область, соответствующая очагу инициирования ($-x_r/2 \leq x \leq x_r/2$, $z_0 \leq z \leq h$); T_r, C_r - температура и концентрации компонентов в зоне инициирования; $T_H = T_H(x)$, $C_{iH} = C_{iH}(x)$, $P_0(x)$, $\omega_0(x, z)$, $\omega_0(x, z)$ - температура, концентрации компонентов, давление и компоненты скорости ветра в невозмущенной пожаром атмосфере; x_r - характерный размер зоны инициирования пожара.

Для двумерного осесимметричного пожара начальные условия аналогичны условиям (4.2.18)-(4.2.20), однако переменные в области G меняются в пределах ($0 < z < z_0$, $z_0 \leq z \leq h$), $\omega_0 = \omega_0 = 0$, а P_0 , T_H , C_{iH} - параметры состояния невозмущенной неподвижной атмосферы. Поскольку при распространении верховых пожаров огромную роль играют горящие частицы, которые могут инициировать очаги горения перед фронтом пожара, необходимо сформулировать уравнения, описывающие состояние этих частиц в полете.

С учетом шестого допущения траектория, изменение массы и температуры частиц описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d\vec{r}^{(s)}}{dt} = \frac{C_p}{C_{p0}} \frac{\vec{r} - \vec{r}^{(s)}}{r_s} + \vec{g} + 2[\vec{v}, \vec{\Omega}] + (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{\Omega}; \quad (4.2.21)$$

$$\rho^{(s)} \frac{da}{dt} = - \sum_{i=1}^N R_{i,s}; \quad (4.2.22)$$

$$\rho^{(s)} C_p^{(s)} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r_s^2} \frac{\partial}{\partial r_s} \left(\lambda^{(s)} r_s^2 \frac{\partial T^{(s)}}{\partial r_s} \right). \quad (4.2.23)$$

Здесь $\vec{v}$ - вектор скорости потока в приземном слое атмосферы; $\sum_{i=1}^N R_{i,s}$ - массовая скорость гетерогенного горения частицы при ее полете в атмосфере; r_s - радиальная координата (текущий радиус, отсчитываемый от центра частицы, $0 < r_s < a$);

$\tau_s = 2\rho^{(s)} a^2 / \mu$ - характерное динамическое время [48, 76]; μ - молекулярная вязкость; верхний индекс s приписывается параметрам состояния горячей частицы, а остальные обозначения введены ранее.

Уравнения (4.2.21)-(4.2.23) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$\alpha|_{t=0} = \alpha_H, \quad T^{(s)}|_{t=0} = T_H^{(s)}, \quad \vec{r}|_{t=0} = \vec{r}_H, \quad \vec{v}^{(s)}|_{t=0} = \vec{v}_H^{(s)}; \quad (4.2.24)$$

$$\lambda^{(s)} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial r_s} \Big|_{r_s=a} = \alpha (T - T_0^{(s)}) + \sum_{j=1}^2 q_j R_j^s \Big|_{r_s=a} - \varepsilon G (T_0^{(s)} - T^*) \frac{\partial T^{(s)}}{\partial r_s} \Big|_{r_s=0} = 0; \quad (4.2.25)$$

$$\frac{d}{dt} \Lambda_{\alpha}^{N\alpha} (C_{\alpha 0} - C_{\alpha}) + \left(\sum_{\alpha=1}^3 R_{\alpha s} \right) \Big|_{r_s=a} C_{\alpha 0} = R_{\alpha s} \Big|_{r_s=a}, \quad (4.2.26)$$

где $\alpha = \frac{\lambda N\alpha}{a}$ - коэффициент теплообмена между горячей частицей и потоком газа [48, 76]; $N\alpha$ - число Нуссельта горячей частицы; q_j , R_j^s - теплоты и массовые скорости независимых гетерогенных реакций (реакции $C + O_2 = CO_2$ и $C + CO_2 = 2 CO$); $\Lambda_{\alpha} = \frac{D_{\alpha} \rho C_p}{\lambda}$ - эффективное число Льюиса-Семенова [128] для α -компонента; D_{α} - эффективный коэффициент диффузии [30]; ρ_{α} - показатель подобия в обобщенном законе подобия процессов тепло- и массообмена [128-130]; λ - коэффициент молекулярной теплопроводности газа; C_p - теплоемкость газа; $R_{\alpha s}$ - массовая скорость образования (исчезновения) α -компонента в процессе гетерогенного горения частицы; $\vec{r}$, $\vec{v}_s$ - радиус-вектор и вектор скорости частицы; ε - коэффициент черноты частицы; G - постоянная Стефана-Больцмана; индексы H , s , 0 относятся к начальному моменту времени, параметрам частицы и значениям параметров при $r_s = a$.

Уравнение (4.2.21) записано без учета реактивной силы, так как в силу допущения о сферической симметрии процесса термохимического разрушения эта сила равна нулю.

Надо сказать, что в результате горения частиц при их полете по траектории изменяются не только их размер, но и коэффициенты теплоотдачи и сопротивления. Этот эффект обусловлен вдувом газообразных продуктов термохимического разрушения, что уменьшает тепловой поток и силу сопротивления частиц. К сожалению, влияние термохимического разрушения при горении частиц лесных горючих материалов на их аэродинамические свойства и коэффициент теплоотдачи исследованы недостаточно.

Согласно [123] число Нуссельта при наличии вдува со стороны частицы газообразных продуктов горения определяется по формуле

$$Nu = \frac{2C_p}{\lambda} = 2 + \frac{P_e}{2} - \frac{3\pi}{960} P_e^2 \frac{P_e P_{ew}}{4} - \frac{P_{ew}}{2}, \quad (4.2.27)$$

где $P_e = \frac{18^2 \cdot \bar{v}^2 / 2 \rho_0 C_p}{\lambda_0}$ - "внешнее" число Пекле; $P_{ew} = \frac{G_e 2 C_p}{\lambda_0}$ -

- "внутреннее" число Пекле, соответствующее массовой скорости вдува $(\rho v)_w = G_g$.

На основании результатов, изложенных в [130], можно считать, что для ламинарного режима обтекания частицы

$$\frac{Nu_w}{Nu} = \frac{1 C_{pw}}{\lambda_w C_p [1 + \gamma \bar{G}_g + 3(\gamma \bar{G}_g)^2]}, \quad -0.3 \leq \gamma \bar{G}_g \leq 1.2, \quad (4.2.28)$$

$$Nu = 2 + 0.35 Re_{отн.}^{0.58} P_z^{0.36} + 0.03 Re_{отн.}^{0.64} P_z^{0.33},$$

где Nu - число Нуссельта для неразрушающейся в потоке частицы (см. §2.2 и 2.3, где даны выражения для относительного числа Рейнольдса); $\bar{G}_g = G_g G_p / \lambda$ - безразмерная массовая скорость вдува; $\gamma = 0.56 (M/M_w)^{0.23}$ - эмпирический коэффициент; M , M_w - молекулярные веса газа в потоке и газообразных продуктов вдува; индекс w приписывается параметрам, полученным с учетом вдува.

В работе [130] приводится график величины τ_w / τ , где τ и τ_w - напряжения трения без вдува и при вдуве соответственно в функции от $\bar{G}_g$. Если предположить, что полное сопротивление частицы с ростом вдува ведет себя так же, как и это отношение, то имеем для коэффициента сопротивления следующее выражение;

$$C_d = \left(0.32 + \frac{4.4}{Re_{отн.}} + \frac{2.4}{Re_{отн.}} \right) (1 + 0.043 \bar{G}_g + 1.94 \bar{G}_g^2)^{-1} \quad (4.2.29)$$

Последний множитель в (4.2.24) получен путем аппроксимации кривой 5 рис.4.20 из [130].

В общем случае τ_w / τ зависит от величины молекулярного веса вдуваемого газа, однако (согласно [130]) для воздуха, окиси углерода и двуокиси кремния эта зависимость практически одна и та же.

Надо сказать, что вдув газообразных продуктов горения, согласно [130], влияет и на величину показателя подобия процессов

тепло- и массообмена

$$\mu_w = 4/3 + 1.3\bar{G} \quad (4.2.30)$$

При записи уравнений (4.2.22), (4.2.23) и условий (4.2.25)-(4.2.26) считалось в соответствии с экспериментальными данными [5], что в полете имеет место беспламенное горение частиц (горение частицы в результате гетерогенных реакций), а вдув газа в результате пиролиза частицы игнорировался вследствие того, что частица обуглена.

В заключение этого раздела следует отметить, что при записи первого граничного условия (4.2.20) предполагалось, что газ в окрестности частицы прозрачен, а процесс излучения является равновесным.

2. Задача инициирования и распространения лесного пожара на опушке леса

Схема двумерного лесного пожара для этого случая изображена на рис.1.6.4, а постановка задачи как частный случай следует из приведенных в §4.1 и §4.2 уравнений и граничных условий. В отличие от предыдущей задачи здесь имеются два уровня шероховатости: x_0 - для растительности на опушке леса и x_0 - для полога леса. Поэтому граничные условия при $x = x_\infty$ необходимо получать при уровне шероховатости x_0 , а при $x = x_\infty$ - при уровне шероховатости x_0 .

3. Задачи о формировании конвективной колонки над пологом леса в плоском и осесимметричном случае

Для математического описания этих задач достаточно использовать только уравнения, граничные и начальные условия для приземного слоя атмосферы. Для осесимметричного случая такая постановка дается в следующем параграфе.

§4.3. Постановка задачи о формировании осесимметричной конвективной колонки для пятнистых пожаров

Рассмотрим постановку задачи о формировании конвективной колонки в отсутствии ветра, когда могут иметь место пятнистые лесные пожары. Схема двумерного лесного пожара для этого случая изображена на рис.1.6.5. физически эта задача формулируется следующим образом: известны массовые скорости вдува дисперсных

и газообразных продуктов горения и их температуры, известен размер очага горения, требуется определить поля температур, проекций скорости, концентраций компонентов газообразных и дисперсных продуктов горения над пологом леса.

Решение такой задачи представляет интерес в связи с проблемой охраны окружающей среды и организацией борьбы с лесным пожаром при использовании авиации.

Математически эта задача сводится к решению следующих уравнений:

$$\frac{\partial \rho^0(1-\varphi^{(s)})}{\partial t} + \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} [z \rho^0(1-\varphi^{(s)}) v_z] + \frac{\partial}{\partial x} [\rho^0(1-\varphi^{(s)}) v_x] =$$

$$= \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \mathcal{D}_{Tz} \frac{\partial \rho^0(1-\varphi^{(s)})}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} [\mathcal{D}_{Tx} \frac{\partial \rho^0(1-\varphi^{(s)})}{\partial x}]; \quad (4.3.1)$$

$$\rho^0 \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \mu_{Tz} \frac{\partial v_z}{\partial z}) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{Tx} \frac{\partial v_z}{\partial x}) - \frac{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} (v_z - v^{(s)})}{\tau_T} \frac{C_0}{C_{s0}}; \quad (4.3.2)$$

$$\rho^0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \mu_{Tz} \frac{\partial v_x}{\partial z}) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{Tx} \frac{\partial v_x}{\partial x}) - \frac{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} (v_x - v^{(s)})}{\tau_T} \frac{C_0}{C_{s0}} - g; \quad (4.3.3)$$

$$\rho^0 C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \lambda_{Tz} \frac{\partial T}{\partial z}) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_{Tx} \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial p}{\partial b} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\rho^{(s)} C_p^{(s)} N_{u, (T-T^s)}}{N_{u_p} \tau_T} +$$

$$+ \frac{\partial T}{\partial z} \sum_{s=1}^n \rho^0 C_{ps} \mathcal{D}_{Tz} \frac{\partial C_s}{\partial z} + \frac{\partial T}{\partial x} \sum_{s=1}^n \rho^0 C_{ps} \mathcal{D}_{Tx} \frac{\partial C_s}{\partial x}; \quad (4.3.4)$$

$$\rho^0 \left(\frac{\partial C_s}{\partial t} + v_z \frac{\partial C_s}{\partial z} + v_x \frac{\partial C_s}{\partial x} \right) = \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \rho^0 \mathcal{D}_{Tz} \frac{\partial C_s}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho^0 \mathcal{D}_{Tx} \frac{\partial C_s}{\partial x}), \quad (4.3.5)$$

$$\frac{\partial \rho^{(s)} \varphi^{(s)}}{\partial t} + \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \rho^{(s)} \varphi^{(s)} v_z^{(s)}) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{(s)} \varphi^{(s)} v_x^{(s)}) =$$

$$= \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} (z \mathcal{D}_{Tz} \frac{\partial \rho^{(s)} \varphi^{(s)}}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (\mathcal{D}_{Tx} \frac{\partial \rho^{(s)} \varphi^{(s)}}{\partial x}); \quad (4.3.6)$$

$$\frac{\partial v_z^{(s)}}{\partial t} + v_z^{(s)} \frac{\partial v_z^{(s)}}{\partial z} + v_x^{(s)} \frac{\partial v_z^{(s)}}{\partial x} = \frac{C_D (v_z - v_z^{(s)})}{\tau_r} +$$

$$+ \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)}} \left[\frac{1}{\tau} (v \mu_{T1}^{(s)} \frac{\partial v_z^{(s)}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{T3}^{(s)} \frac{\partial v_z^{(s)}}{\partial x})) \right]; \quad (4.3.7)$$

$$\frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial t} + v_z^{(s)} \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial z} + v_x^{(s)} \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial x} = \frac{C_D (v_x - v_x^{(s)})}{\tau_r} +$$

$$+ \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)}} \left[\frac{1}{\tau} (v \mu_{T1}^{(s)} \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{T3}^{(s)} \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial x})) \right]; \quad (4.3.8)$$

$$\frac{\partial T^{(s)}}{\partial t} + v_z^{(s)} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial z} + v_x^{(s)} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x} = \frac{N u_p (T - T^{(s)})}{N u_{p0} \tau_r} + \frac{C U_R^{(s)} - 45(T^{(s)})^4}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}} +$$

$$+ \frac{1}{\rho^{(s)} \varphi^{(s)} C_p^{(s)}} \left[\frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_{T1} \tau \frac{\partial T^{(s)}}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_{T3} \frac{\partial T^{(s)}}{\partial x}) \right]; \quad (4.3.9)$$

$$\frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau C x}{3} \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{C x}{3} \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial x} \right) + 45(T^{(s)})^4 - C U_R^{(s)} = 0; \quad (4.3.10)$$

$$\frac{\partial n^{(s)}}{\partial t} + v_z^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z} + v_x^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x} = \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial z} (\tau \mathcal{D}_{T1}^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (\mathcal{D}_{T3}^{(s)} \frac{\partial n^{(s)}}{\partial x}); \quad (4.3.11)$$

$$\rho = \frac{\rho^0 R T}{M}, \quad \frac{1}{M} = \sum_{\alpha=1}^7 \frac{C_\alpha}{M_\alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^7 C_\alpha = 1, \quad a = \left(\frac{34^{(s)}}{4 \pi n^4} \right)^{1/3} \quad (4.3.12)$$

Уравнения (4.3.7)-(4.3.11) получаются как частный случай из системы уравнений (4.1.1)-(4.1.10) при замене оператора $\frac{\partial}{\partial x} (f_x \frac{\partial}{\partial x})$ на оператор $\frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial z} (f_x \tau \frac{\partial}{\partial z})$ в соответствии с рекомендациями, изложенными в [4.1]. При их записи сделано допущение о замороженности течения в конвективной колонке.

Систему уравнений (4.3.7)-(4.3.12) необходимо решать с учетом граничных условий (4.2.10), (4.2.15), (4.2.16) и условий

$$v_z|_{x=x_*} = 0, \quad v_x|_{x=x_*} = 0; \quad (4.2.13)$$

$$\frac{\partial T^{(s)}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial n^{(s)}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial v_x^{(s)}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad v_z^{(s)} \Big|_{x=0} = 0; \quad (4.3.14)$$

$$T^{(s)} \Big|_{z=z_\infty} = T_\infty^{(s)}, \quad v_z^{(s)} \Big|_{z=z_\infty} = 0, \quad v_x^{(s)} \Big|_{z=z_\infty} = 0, \quad \rho \Big|_{z=z_\infty} = \rho_\infty, \quad n_\alpha \Big|_{z=z_\infty} = n_\alpha^{(s)}; \quad (4.3.15)$$

$$\left. \frac{\partial U_k^{(s)}}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial U_k^{(s)}}{\partial z} \right|_{z=z_\infty} = 0, \quad U_k|_{z=z_n} = 0; \quad (4.3.16)$$

$$\left. (\rho U_x) \right|_{z=h_s} = \begin{cases} f_1(z) \text{ при } 0 < z < z_n, \\ 0 \text{ при } z_n < z < z_\infty; \end{cases} \quad (4.3.17)$$

$$\left. \rho U_x^{(s)} \varphi^{(s)} \right|_{z=h_s} = \begin{cases} f_2(z) \text{ при } 0 < z < z_n, \\ 0 \text{ при } z_n < z < z_\infty; \end{cases} \quad (4.3.18)$$

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial x} \right|_{z=h_s} = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho \varphi^s}{\partial x} \right|_{z=h_s} = 0; \quad (4.3.19)$$

$$\left. \frac{\partial v_x}{\partial x} \right|_{z=h_s} = 0, \quad \left. \frac{\partial v_x^s}{\partial x} \right|_{z=h_s} = 0, \quad v_x|_{z=h_s} = 0, \quad v_x^s|_{z=h_s} = 0; \quad (4.3.20)$$

$$T|_{z=h_s} = \begin{cases} f_3(z) \text{ при } 0 < z < z_n, \\ T_\infty \text{ при } z_n < z < z_\infty; \end{cases} \quad (4.3.21)$$

$$T|_{z=h_s} = \begin{cases} f_4(z) \text{ при } 0 < z < z_n, \\ T_\infty^{(s)} \text{ при } z_n < z < z_\infty; \end{cases} \quad (4.3.22)$$

$$C_x|_{z=h_s} = \begin{cases} f_5(z) \text{ при } 0 < z < z_n, \\ C_{x\infty} \text{ при } z_n < z < z_\infty; \end{cases} \quad (4.3.23)$$

$$n^{(s)}|_{z=h_s} = \begin{cases} n_n^{(s)} f_6(z) \text{ при } 0 < z < z_n, \\ 0 \text{ при } z_n < z < z_\infty; \end{cases} \quad (4.3.24)$$

$$v_x^{(s)}|_{z=h_s} = \begin{cases} f_7(z) \text{ при } z_n < z < z_\infty, \\ 0 \text{ при } 0 < z < z_n. \end{cases} \quad (4.3.25)$$

Здесь $0 < z < z_n$ - зона повышенных температур над пологом леса, соответствующая зоне инициирования внутри полога.

Граничные условия (4.3.17)-(4.3.24) как частный случай следуют из (4.1.31)-(4.1.40) при условии, что имеет место сильный вдув нагретых продуктов горения в атмосферу с заданным из эксперимента расходом газообразных и дисперсных продуктов горения, температура которых известна (функции $f_1, f_2, f_3,$

f_4, f_5, f_6, f_7 определяются опытным путем).

Следует подчеркнуть, что "мягкие" граничные условия (4.3.19) - (4.3.20) вследствие сильного вдува продуктов горения достаточно хорошо выполняются при $0 \leq x \leq x_n$, а при $x_n \leq x \leq x_\infty$ они менее обоснованы с физической точки зрения.

Для завершения постановки задачи необходимо задать начальные условия

$$P|_{t=0} = P_N(x, t), T|_{t=0} = T_N(x, t), C_i|_{t=0} = C_{iN}; \quad (4.3.26)$$

$$u_z|_{t=0} = u_z|_{t=0} = 0, u_z^{(c)}|_{t=0} = u_z^{(c)}|_{t=0} = 0; \quad (4.3.27)$$

$$n^{(c)}|_{t=0} = 0, \psi^{(c)}|_{t=0} = 0, T^{(c)}|_{t=0} = T_N. \quad (4.3.28)$$

Здесь P_N, T_N, C_{iN} - параметры состояния покоящейся атмосферы (см. §2.6).

Если считать, что над пологом леса при $0 \leq x \leq x_n$ нет вдува продуктов горения, а при $x_n \leq x \leq x_{n2}$ имеется сильный вдув и, наконец, при $x_{n2} \leq x \leq x_\infty$ нет вдува, то представление выше уравнения, граничные и начальные условия будут описывать процесс формирования кольцевой струи при пожаре.

Следует подчеркнуть, что если в правые части уравнений неразрывности (4.3.1), (4.3.6) и (4.3.11) добавить в соответствии с формулой Фольмера [131] члены

$$-\sqrt{\frac{4}{3}} \pi a_*^3, \sqrt{\frac{4}{3}} \pi a_*^4 \sqrt{J}, J = 10^{24} \exp\left(-\frac{45}{kT_*^2 P_* / P_\infty}\right), \quad (4.3.29)$$

где $\sqrt{J}$ - числовая скорость образования капель критического радиуса a_* ; $a_* = 2\sigma M_w / \rho^2 R T_* P_* / P_\infty$ - критический радиус; P_∞ - давление насыщенных паров воды над плоской поверхностью; P_* - равновесное давление паров воды в окрестности капли; σ - коэффициент поверхностного натяжения, то можно исследовать процесс образования капель воды на больших высотах над зоной пожара.

§4.4. Математическая модель стационарных двумерных квазиравновесных течений и качественный анализ возможности отрыва приземного пограничного слоя

Если $Sh \gg 1$, $Fr \gg 1$, то (согласно результатам §2.8 и §4.1) реализуется двумерное стационарное течение газообразных продуктов горения в приземном слое атмосферы. Физическая схема такого течения дана в §1.6. В общем случае такое течение описывается уравнениями, данными в §4.1, если опустить члены с частными производными по времени.

Примем следующие основополагающие допущения:

1) дисперсные частицы не влияют на характер течения газообразных продуктов горения в приземном пограничном слое;

2) течение в приземном пограничном слое является стационарным и двумерным, то есть числа $Re = \frac{U_0 L}{\nu} \gg 1$; $Sh \gg 1$; $Fr \gg 1$; $Ko \gg 1$;

3) изменению концентрации компонентов в результате химических реакций, конвекции и многокомпонентной диффузии мало влияет на аэродинамику течения в приземном пограничном слое;

4) эффективные коэффициенты переноса в продольном направлении значительно меньше эффективных коэффициентов переноса в направлении, перпендикулярном скорости течения;

5) течение в приземном слое является квазиравновесным, то есть градиент давления поперек слоя определяется только массовыми силами.

С учетом сделанных допущений имеем вместо сложной системы уравнений, данных в §4.1, существенно более простые уравнения:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad p = \frac{\rho R T}{M}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g \cos \alpha; \quad (4.4.1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} \rho g \sin \alpha, \quad \mu_{\text{эф}} = \mu + \mu_r; \quad (4.4.2)$$

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + k \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right), \quad \lambda_{\text{эф}} = \lambda + \lambda_r; \quad (4.4.3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{\text{эф}} \frac{\partial C}{\partial y} \right), \quad D_{\text{эф}} = D_m + D_r. \quad (4.4.4)$$

Здесь x , y - продольная и нормальная координаты естественной системы координат, связанной с обтекаемой выпуклой поверхностью;

u , v - компоненты скоростей в направлениях x и y ;

C - концентрация кислорода в потоке; $K = 0,1$; α - угол между касательной к поверхности и горизонтальной плоскостью; индексы эф, M и T приписываются эффективным молекулярным и турбулентным коэффициентам переноса.

Если толщина приземного пограничного слоя мала по сравнению с характерным горизонтальным размером, то уравнения (4.4.1)-(4.4.4) могут быть получены из уравнений Навье-Стокса [77] методом Прандтля [77] без использования пятого и шестого допущений. В отличие от классических уравнений пограничного слоя в данной постановке сохраняется уравнение движения в проекции на ось y в виде (4.4.1). Градиент давления в направлении x инициируется поперечным градиентом давления, и течение над нагретой поверхностью является градиентным.

Если положить ν_T и λ_T равными нулю и использовать приближение Гуссинеска, то при $\alpha = 0$ из (4.4.1)-(4.4.4) получаем уравнения, использованные в работах [132, 133].

При соответствующем задании граничных условий и коэффициентов переноса уравнения (4.4.1)-(4.4.4) описывают течение над фронтами низового или верхового пожаров. В первом случае граничные условия имеют вид

$$u|_{y=0} = 0, (\rho v)|_{y=0} = (\rho v)_w(x), T|_{y=0} = T_w(x); \quad (4.4.5)$$

$$u|_{y=\delta} = u_e(x), T|_{y=\delta} = T_e(x). \quad (4.4.6)$$

Здесь $\delta = \delta(x)$, $\delta_1 = \delta_1(x)$ - толщины динамического и теплового пограничных слоев, индексы w и e относятся к значениям функций на обтекаемой поверхности и на внешней границе пограничного слоя соответственно.

Для описания течений над верхней границей полога леса вместо первого условия (4.4.5) следует использовать

$$u|_{y=h_1} = u_w \neq 0, \quad (4.4.7)$$

а остальные условия (4.4.5) следует записывать при $y = h_1$. Что касается соотношений (4.4.6), то они записываются при $y = h_1$.

или сохраняют свой вид с учетом того, что $\delta_1(0) = \delta(0) = h_j$.

Для определения u_e , T_e , ρ_e необходимо решать уравнения газовой динамики с соответствующими граничными условиями. В общем случае эти уравнения не удается решить аналитически. Однако при $K = 0$ для изотермических и $K = 1$ для изоэнтропических течений удастся аналитически получить интегралы этих уравнений

$$\frac{u_e^2}{2} + \int \frac{d\rho_e}{\rho_e} + g(\delta \cos \alpha + \int \sin \alpha dx) = C_{1e}; \quad (4.4.8)$$

$$T_e = \text{const}, \quad \frac{\rho_e}{\rho_0} r = C_{2e}, \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}, \quad (4.4.9)$$

где C_v - теплоемкость при постоянном объеме; C_{1e} , C_{2e} - константы, в общем случае изменяющиеся при переходе от одной линии тока к другой.

Для определения толщин пограничного слоя примем условия

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=\delta} = m_1; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\delta_1} = m_2, \quad (4.4.10)$$

представляющие собой обобщение известных условий М.Е. Швеца [134], причем в общем случае m_1 и m_2 - функции x , характеризующие завихренность течения и градиент температуры при

$y = \delta_1$. Если внешнее течение является изотермическим, то $m_2 = 0$, а для адиабатических течений $m_2 = -g/C_p$. Таким образом, постановка задачи полностью завершена, так как при задании скорости удастся определить все остальные параметры внешнего течения.

Если осуществить переход к переменным Дородницына-Хоуарта [77]

$$\psi = \int_0^y \frac{\rho}{\rho_0} dy, \quad (4.4.11)$$

исключить y при помощи (4.4.1) и перейти к безразмерному виду в уравнении (4.4.2), то получим интегро-дифференциальное уравнение

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\gamma_w - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy \right) \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \rho \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\sin \alpha}{Fr} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \int_0^y \frac{1}{\rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} dy, \quad (4.4.12)$$

$$u = \frac{u'}{u_\infty}; \quad \rho = \frac{\rho'}{\rho_0}; \quad \rho = \frac{\rho'}{\rho_0 u_\infty}; \quad \tau_x = \frac{u_\infty^2}{g l}; \quad Re = \frac{u_\infty \rho_0 g l}{\mu_\infty};$$

$$v_w = \frac{\rho' u' v_w'}{\rho_0 u_\infty} \sqrt{Re}; \quad y = \frac{\sqrt{Re}}{l} \int_0^y \frac{\rho'}{\rho_0} dy'; \quad x = \frac{x'}{l}.$$

где u_∞, μ_∞ - скорость и вязкость невозмущенного потока; ρ_0' - минимальная плотность внутри пограничного слоя; l - характерная длина, а штрих приписывается размерным величинам. Интегрируя (4.4.12) по y от 0 до δ , после некоторых простых преобразований можно получить для безразмерного напряжения трения на стенке $\tau_w = \mu \rho \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0}$ следующее выражение:

$$\begin{aligned} \tau_w = & \tau_x - v_w (U - u_w) + U \int_0^\delta (U - u) dy + \int_0^\delta \frac{\partial}{\partial x} [u(U - u)] dy - \\ & - (U U' + \frac{\sin \alpha}{\tau_x}) \int_0^\delta (1 - \frac{\rho}{\rho_0}) dy - \frac{\cos \alpha}{\tau_x \sqrt{Re}} \left[\int_0^\delta \frac{\partial \rho}{\partial x} dy \int_0^\delta \frac{\rho}{\rho_0} dy - \int_0^\delta \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} dy \right]. \end{aligned} \quad (4.4.13)$$

Здесь U - безразмерная скорость внешнего течения, а $U' = \frac{dU}{dx}$.

Проведем анализ соотношения (4.4.13) с точки зрения обращения в 0 величины τ_w и возможности отрыва пограничного слоя. Можно сделать следующие выводы:

1. Заикшенность внешнего течения, характеризуемая значением $\tau_x = \mu \rho \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=\delta}$, стимулирует отрыв пограничного слоя в случае, если $\tau_x < 0$, и препятствует отрыву, если $\tau_x > 0$.

2. Вдув всегда стимулирует отрыв, а отсос препятствует отрыву, так как с ростом $(\rho v)_w$ величина τ_w уменьшается и наоборот, при $(\rho v)_w < 0$ имеем рост τ_w .

3. Третий член способствует уменьшению τ_w при $\frac{dU}{dx} < 0$ (то есть при замедленных течениях) и препятствует уменьшению при $\frac{dU}{dx} > 0$, так как внутри пограничного слоя $U > u$.

4. Четвертый член имеет вид

$$\int_0^\delta \frac{\partial}{\partial x} [u(U - u)] dy = \int_0^\delta (U - u) \frac{\partial u}{\partial x} dy + \int_0^\delta u \left(\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) dy.$$

Легко видеть, что первый интеграл положителен для ускоренных течений и отрицателен для замедленных. Второй интеграл отрицателен, если ускорение внутри пограничного слоя превосходит ускорение на внешней границе пограничного слоя.

5. Если температура набегающего потока меньше температуры стенки, то $\rho_e/\rho > 1$, поэтому интеграл в пятом члене отрицателен. Иными словами, пятый член уменьшает T_w в случае, если течение замедленное ($\frac{du}{dx} < 0$) и $\alpha < 0$.

6. Шестой член в соотношении (4.4.13) обусловлен силами тяготения. В силу того, что $\rho_e/\rho \geq 1$, легко видеть, что

$$\left| \int_0^{\delta} \frac{1}{\rho} \frac{\partial h_{1p}}{\partial x} dy \int_0^{\delta} \frac{\rho_e}{\rho} dy \right| \geq \left| \int_0^{\delta} \frac{1}{\rho} \frac{\partial h_{1p}}{\partial x} dy \right| \geq \left| \int_0^{\delta} \frac{(\delta-y)}{\rho} \frac{\partial h_{1p}}{\partial x} dy \right|.$$

Поэтому знак квадратной скобки в последнем члене (4.4.13) определяется знаком $\int_0^{\delta} \frac{1}{\rho} \frac{\partial h_{1p}}{\partial x} dy \frac{\partial h_{1p}}{\partial x}$. В свою очередь, знак этого интеграла зависит от знака $\frac{\partial h_{1p}}{\partial x}$. Поскольку $\rho \sim 1/T_w$, то

$\frac{\partial h_{1p}}{\partial x} \sim -\frac{1}{T_w} \frac{dT_w}{dx}$ и отрыв может иметь место только при условии, что T_w убывает с ростом x . Наоборот, с ростом T_w имеем $\frac{\partial h_{1p}}{\partial x} < 0$, что приводит к увеличению T_w и уменьшению вероятности отрыва. Следует заметить, что при анализе знака $\frac{\partial h_{1p}}{\partial x}$ в общем случае необходимо учитывать также знак $\frac{dT_e}{dx}$. Именно,

если $T_e = T_e(x)$ и $T_w = T_w(x)$, то отрыв может быть, если $\frac{dT_e}{dx} < 0$ и $\frac{dT_w}{dx} < 0$. Орыв пограничного слоя не происходит, если $\frac{dT_e}{dx} > 0$ и $\frac{dT_w}{dx} > 0$. Наконец, в случае разных знаков

этих производных знак $\frac{\partial h_{1p}}{\partial x}$ зависит от того, какая производная больше.

Таким образом, из анализа соотношения (4.4.13) следует, что в пространстве параметров θ_w , T_w , Fr , Re , T_e существует поверхность, отделяющая область, соответствующую безотрывному обтеканию от той части пространства параметров, которая соответствует отрывным течениям.

Отрыв приземного пограничного слоя с физической точки зрения означает смену типов течений. Вместо течения типа "плюмаж", когда линии тока вдали от фронта пожара почти параллельны обтекаемой поверхности, в этом случае появляется конгективная колонка.

ГЛАВА 5. УПРОЩЕННЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ И РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

Предложенная во второй главе общая математическая модель лесных пожаров настолько сложна, что при современном состоянии вычислительной техники невозможно осуществить математическое моделирование трехмерных реальных лесных пожаров с учетом всех многообразных аэротермохимических явлений, возникающих при этом. В то же время эта модель может служить своеобразным эталоном, на базе которого можно получать упрощенные математические модели лесных пожаров или отдельные явления, связанные с пожарами. Оценивая отброшенные члены, в рамках общих уравнений можно определить пределы применимости той или иной частной модели. Кроме того, как показано в §2.8, общая математическая модель позволяет получать основные критерии подобия.

В данной главе даются упрощенные уравнения, граничные и начальные условия для описания лесных пожаров и аэротермохимических явлений, возникающих при этом. Получены численные и аналитические решения поставленных задач, которые в ряде предельных случаев сравниваются с известными теоретическими и экспериментальными данными. Согласование полученных в предельных случаях результатов с известными литературными данными подтверждает адекватность общей математической модели лесных пожаров натуре.

§5.1. Закономерности тепло- и массопереноса в приземном пограничном слое для низовых пожаров

Оценки числа Рейнольдса показывают, что для низовых пожаров течение в приземном пограничном слое может быть как ламинарным (для слабых пожаров), так и турбулентным (для сильных низовых пожаров).

Для замыкания системы уравнений (4.4.1)-(4.4.4) принималось, что турбулентная кинетическая вязкость γ_T во внутренней и внешней частях пограничного слоя определяется формулами Ван-Дрииста [124]:

$$\gamma_T = (0.4\gamma)^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{y}{A}\right) \right] \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad A = 26\gamma_m \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{-1/4}; \quad (5.1.1)$$

$$\gamma_T = 0.0168 \gamma_1 \left| \int_0^{\delta} (\vartheta_2 - \vartheta) d\vartheta \right|, \quad \gamma_1 = \left| 1 + 5.5 \left(\frac{\delta}{\delta_1} \right)^6 \right|^{-1}. \quad (5.1.2)$$

Получим вначале аналитическое решение задачи (4.4.1)-(4.4.6) методом М.Е. Швеца [134]. Если течение ламинарное, то, предполагая, что произведение безразмерных коэффициентов вязкости и теплопроводности на безразмерную плотность равно Γ^x , удастся свести решение краевой задачи (4.1.1)-(4.1.6) к интегрированию уравнения (1.4.12) при $\mu \cdot \rho = 1$ и уравнения сохранения энергии

$$\frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \vartheta^2} = \vartheta \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left(B - \int_0^{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial x} d\vartheta \right) \frac{\partial \theta}{\partial \vartheta},$$

где $\theta = T/T_\infty$, $T_\infty = \text{const}$, а остальные переменные введены в п.2.

При помощи метода М.Н. Швеца [134] получаем во втором приближении для обтекания пластины ($U_\infty = 1$, $\alpha = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{\theta_2}{Pr} = & \frac{\theta_w \vartheta}{6\delta} (\vartheta^2 - \delta_1^2) + \left(\frac{\Delta \vartheta}{12\delta\delta_1} - \frac{\Delta \delta_1 \vartheta}{12\delta\delta_1^2} + \frac{\Delta \vartheta}{24\delta_1 \delta^2} \right) (\vartheta^3 - \delta_1^3) + \\ & + \frac{B \Delta \vartheta}{2\delta_1} (\vartheta - \delta) + \frac{\theta_w}{Pr} + \frac{\Delta \vartheta}{Pr \delta_1}, \quad B = \frac{\theta_w \sqrt{Re}}{\vartheta_\infty}; \end{aligned} \quad (5.1.3)$$

$$\begin{aligned} \vartheta_2 = & \frac{\vartheta}{\delta} - \frac{\vartheta(\vartheta^3 - \delta^3)}{24\delta^3} + \frac{B\vartheta(\vartheta - \delta)}{2\delta} + \gamma \left\{ \rho_2 \kappa [\beta \tilde{\gamma}_2(\delta) - \tilde{\gamma}_2(\delta)] \times \right. \\ & \times [\tilde{\gamma}_2(\vartheta) - \frac{\vartheta}{\delta} \tilde{\gamma}_2(\delta)] - \beta [\tilde{\gamma}_1(\vartheta) - \frac{\vartheta}{\delta} \tilde{\gamma}_1(\delta)] + \tilde{\gamma}_1(\vartheta) - \frac{\vartheta}{\delta} \tilde{\gamma}_1(\delta) \Big\}, \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

$$\Delta = \theta_2 - \theta_w; \quad \gamma = \frac{1}{Fr \sqrt{Re}}; \quad \rho_2 = \rho_\infty - \delta \gamma (\theta_w + \frac{\Delta \delta}{2\delta_1});$$

$$\rho_2 = \frac{\rho_2}{\kappa(\Delta \frac{\delta}{\delta_1} + \theta_w)}; \quad \beta = \gamma \rho_2 \tilde{\gamma}_0(\delta), \quad \tilde{\gamma}_0(\delta) = \frac{\tilde{\gamma}_0(\delta)}{\tilde{\gamma}_2(\delta) - 1};$$

х) Согласно [77]; эти допущения выполняются с хорошей точностью для ламинарных течений, если диапазон изменения температуры не слишком велик.

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_1(y) &= \kappa \left\{ \frac{\Delta}{\delta_1 \gamma^2} \left\{ \frac{1}{4\gamma^2} \left[(P_e + \gamma(\delta - y))^2 [2\ln(P_e + \gamma(\delta - y)) - 1] - \right. \right. \right. \\ &- (P_e + \gamma\delta)^2 [2\ln(P_e + \gamma\delta) - 1] \left. \left. \left. - \frac{y^2}{2} [\ln(P_e + \gamma\delta) + 1] + y \frac{(P_e + \gamma\delta)}{\gamma} \ln(P_e + \gamma\delta) \right] + \right. \right. \\ &+ \left. \left. \left[\frac{\partial_w}{\gamma} + \frac{\Delta(P_e + \gamma\delta)}{\delta_1 \gamma^2} \right] \left[\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2(P_e + \gamma\delta)} + \frac{P_e + \gamma(\delta - y)}{\gamma^2} \ln\left(\frac{P_e + \gamma(\delta - y)}{P_e + \gamma\delta}\right) \right] \right\} ; \\ \mathcal{I}_2(y) &= \left[\frac{\partial_w}{\gamma} + \frac{\Delta(P_e + \gamma\delta)}{\delta_1 \gamma^2} \right] \left[y - \frac{P_e + \gamma(\delta - y)}{\gamma} \ln\left(\frac{P_e + \gamma\delta}{P_e + \gamma(\delta - y)}\right) \right] - \frac{\Delta y^2}{2\delta_1 y} ; \\ \mathcal{I}_3(\delta) &= \frac{\kappa\delta}{P_e^2} (\partial_w + \frac{\Delta\delta}{2\delta_1}), \quad \mathcal{I}_4(\delta) = \frac{\kappa\delta}{2P_e^2} [2\partial_w + \frac{d}{dx}\left(\frac{\Delta}{\delta_1}\right)] ; \\ \mathcal{I}_5(y) &= \kappa \cdot \left\{ \frac{y^3}{6\gamma} \frac{d}{dx}\left(\frac{\Delta}{\delta_1}\right) + \left[\frac{\partial_w}{\gamma} + \frac{1}{\gamma^2} \frac{d}{dx}\left(\frac{\Delta}{\delta_1}\right)(P_e + \gamma\delta) \right] \cdot \right. \\ &\left. \left[\frac{y^2}{2} - \frac{1}{4\gamma^2} [(P_e + \gamma(\delta - y))^2 (2\ln(P_e + \gamma(\delta - y)) - 1) - (P_e + \gamma\delta)^2 (2\ln(P_e + \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. + \gamma\delta) - 1)] + \frac{y^2}{2} \ln(P_e + \gamma(\delta - y)) - y \frac{P_e - \gamma\delta}{\gamma} \ln(P_e - \gamma\delta) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где точка означает дифференцирование по x ; δ и δ_1 - толщины динамического и теплового пограничных слоев, а остальные обозначения даны в §4.4.

Для определения толщин динамического и теплового пограничных слоев использовались условия (4.4.10), в результате чего были получены обыкновенные дифференциальные уравнения

$$\delta_i' = F_i(\delta, \delta_1, P_e, F_x, Re, \partial_w, \partial_e, U, \kappa, \beta), \quad \delta_i(0) = 0, \quad i=1,2, \quad (5.1.5)$$

где $\beta = \frac{U_w \sqrt{Re}}{U_\infty}$, $\kappa = \frac{P_e T_\infty}{\mu U_\infty}$ - безразмерные параметры; конкретный вид функций F_i в целях краткости изложения не приводится, а индексы 1 и 2 приписываются толщинам динамического и теплового пограничных слоев.

При $x \ll 1$ имеем асимптотическое решение задачи Коши (5.1.5) в случае обтекания пластины

$$\delta = 4\sqrt{x}, \quad \delta_1 = 4P_e^{-1/3}\sqrt{x}, \quad (5.1.6)$$

что согласуется с результатами работы [134].

Используя (5.1.6), удастся получить асимптотические формулы

для напряжения трения и теплового потока на стенке в безразмерном виде в случае $\theta_w = \text{const}$, $\theta_w' = \text{const}$, $Pr = 1$, $U = 1$

$$\tau_w = \frac{1}{3\sqrt{x}} - \frac{\beta}{2} + \frac{5\pi\kappa(\theta_w - 1)}{3Pr}; \quad (5.1.7)$$

$$q_w = \Delta \left(\frac{1}{3\sqrt{x}} - \frac{\beta}{2} \right). \quad (5.1.8)$$

Как следует из анализа формулы (5.1.7), свободная конвекция не оказывает существенного влияния на режим течения в ламинарном пограничном слое при условии выполнения следующих неравенств:

$$1 \ll Re_x \ll 10^5; \quad \frac{5\pi\kappa(\theta_w - 1)}{3Pr} \ll \frac{1}{3\sqrt{x}} - \frac{\beta}{2},$$

где Re_x - текущее число Рейнольдса.

Наряду с аналитическим решением осуществлялось численное интегрирование краевой задачи (4.4.1)-(4.4.11) при $\alpha = 0$, $m_1 = m_2 = 0$, что соответствует обтеканию горизонтальной пластины однородным потоком при устойчивой стратификации среды. Уравнения (4.4.1)-(4.4.4) преобразовывались таким образом, чтобы с использованием новых переменных [136] область определения уравнений (4.4.2)-(4.4.3) изменялась от 0 до 1. Использовалась разностная схема, построенная с помощью итерационно-интерполяционного метода [137, 138]. Схема имеет второй порядок аппроксимации в направлении y и первый порядок в направлении x . Для тестовой проверки программы было проведено сравнение с численными результатами работы [139].

Таблица 5.Г.1

$\frac{\theta_{1,x}}{Re_x}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
a	0,33206	0,58915	0,77319	0,93694	1,07592	1,20569
a_1	0,33404	0,58171	0,76982	0,92901	1,06927	1,18344
b	0,29268	0,33751	0,36178	0,37949	0,39423	0,40658
b_1	0,29363	0,33441	0,35928	0,37228	0,39264	0,40461

В таблице представлены значения $a = F''(\xi, 0)$ - безразмерного направления трения и $b = \theta'(\xi, 0)$ - безразмерного теплового потока (обозначения из работы [139]) в случае приближения Буссинеска

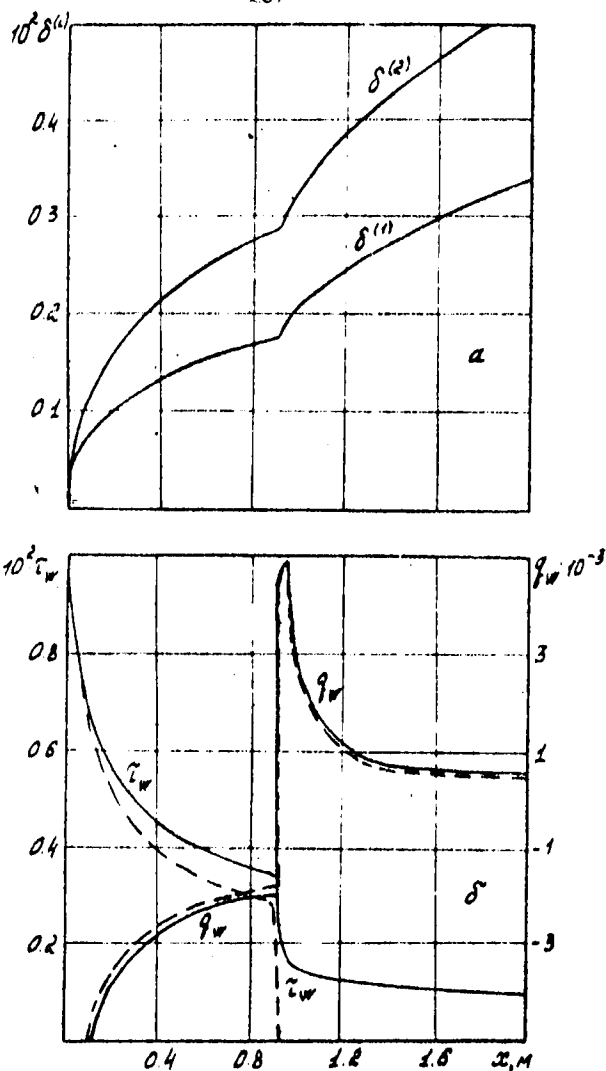


Рис. 5.1.1. Толщины потери импульса и энергии, напряжение трения и тепловой поток в функции от продольной координаты x для ламинарного течения

и те же значения, полученные при помощи решения краевой задачи (4.4.1)-(4.4.6).

Здесь $G_{x,x}$, Re_x - текущие числа Грасгофа и Рейнольдса [139]: $C = \frac{T_w - T_b}{T_w} = 0,06$; а индекс I приписывается величинам, полученным в результате численного интегрирования краевой задачи (4.4.1)-(4.4.6).

Видно, что согласование с численными результатами [139] вполне удовлетворительное. Любопытно, что с ростом C согласование ухудшается. Так, при $G_{x,x}/Re_x^{1/4} = 0,4$ и $C = 0,25$ величина a , превосходит a на 5%, а b , превосходит b на 3%, в то время как при $C = 0,77$ погрешность величины a доходит до 50%, а b - до 13%. Таким образом, приближение Буссинеска при достаточно больших перепадах температур дает, как и следовало ожидать, существенную погрешность при определении интегральных характеристик пограничного слоя.

В результате численных расчетов было установлено, что при $0 < x < 1$, $0 < B < 2,5$, $1 < \theta_w < 5$ погрешность асимптотических формул (5.1.6)-(5.1.7) для изотермической пластины не превосходит 20%.

Для проверки результатов качественного анализа, данного в §4.4, были проведены численные расчеты при

$$T_w = \begin{cases} T_b & \text{при } 0 < x < x_1; \\ T_b - (T_b - T_1) \exp[-1000(x - x_1)] & \text{при } x > x_1; \end{cases} \quad (5.1.9)$$

$$(gr)_w^* = \begin{cases} (gr)_w = const & \text{при } 0 < x < x_2; \\ (gr)_w \exp[-1000(x - x_2)] & \text{при } x > x_2. \end{cases} \quad (5.1.10)$$

На рис. 5.1.1а и б в системе СИ приведены толщина потери импульса $\delta^{(u)}$, толщина потери энергии $\delta^{(w)}$, T_w , ρ_w для ламинарного течения при $(gr)_w = 0$; $\alpha_1 = 0,9$ м; $u_c = 1$ м/с; $T_w = 1300$ К; $T_b = 300^\circ$.

Штриховыми кривыми изображены результаты, полученные при помощи метода М.Е. Швеца^{х)}. Из анализа кривых, изображенных на

^{х)} Система уравнений (5.1.5) в этом случае решалась численно при помощи метода Рунге-Кутты.

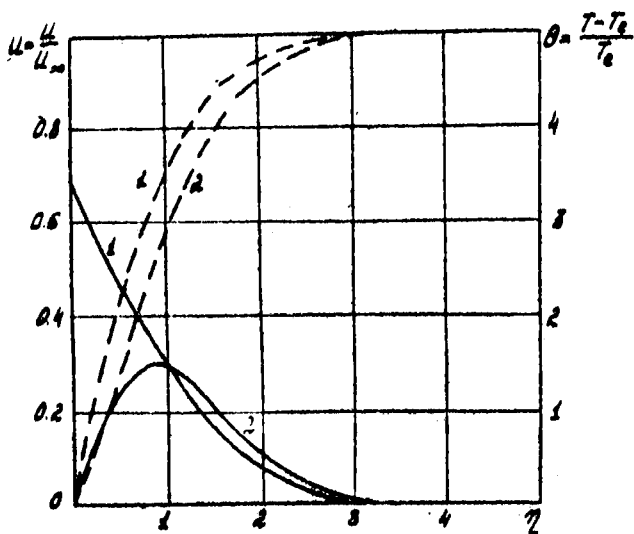


Рис.5.1,2. Графики безразмерной скорости и температуры в функции от переменной Дородницкина-Хоуарта $\eta = \int \rho/\rho_\infty dy$.

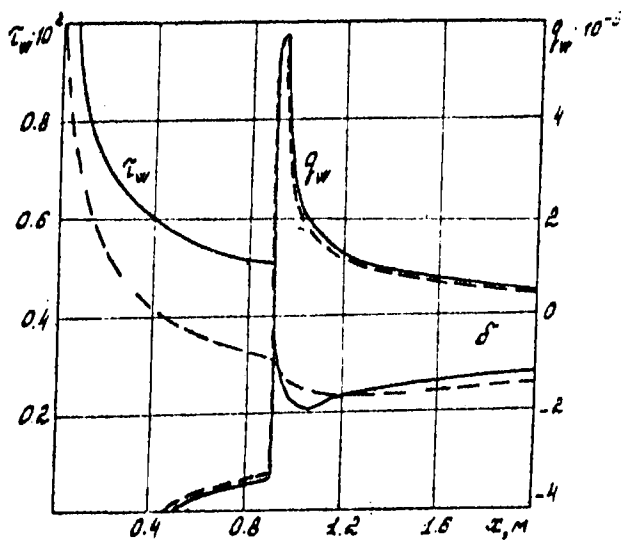
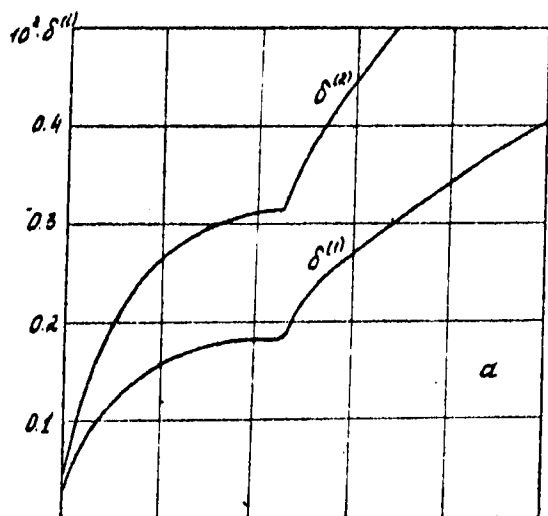


Рис.5.1.3. Толщины потери импульса и энергии, напряжение трения и тепловой поток в функции от продольной координаты x для турбулентного течения

рис.5.1.1а и б, следует, что на участке резкого падения температуры толщины потери импульса $\delta^{(1)}$ и энергии $\delta^{(2)}$, а также напряжение трения и тепловой поток резко изменяются. Резкое уменьшение напряжения трения на стенке, начиная с $x = x_c$, объясняется тем, что при $x > x_c$ на участке сильного падения температуры быстро увеличивается положительный градиент давления, что приводит к торможению потока и к соответствующему уменьшению напряжения трения. Известно, что в случае отрыва потока происходит переполнение пограничного слоя. Этим объясняется резкое увеличение толщины пограничного слоя, потери импульса и энергии. Таким образом, при $x > x_c$ реализуется предотрывное состояние пограничного слоя. Изменение знака β_w объясняется тем, что при $x > x_c$ образуется тепловая завеса. Этот вывод следует из сопоставления профилей температур (сплошные кривые 1 и 2) и скоростей (штриховые кривые 1 и 2) при $x = 0,9 x_c$ и $x = 1,1 x_c$, изображенных на рис.5.1.2. Видно, что профиль температур при $x > x_c$ представляет собой немонотонную функцию, а профиль скорости становится менее заполненным.

Различие между результатами, полученными при помощи метода М.Е. Швеца, и численным интегрированием, объясняется тем, что при $x = x_c$ происходит резкая перестройка профиля температуры, которая недостаточно хорошо аппроксимируется в рамках второго приближения по М.Е. Швецу.

На рис.5.1.3а и б в системе СИ изображены графики $\delta^{(1)}$, $\delta^{(2)}$, T_w , q_w для турбулентного течения (сплошные кривые) при $(\rho\beta)_w = 0$, $x_c = 0,9$ м, $U_\infty = 1$ м/с, $T_w = 1300$ К, $T_\infty = 300^\circ$, а на рис.5.1.4 приведены профили температуры (сплошные кривые 1 и 2) и скорость (штриховые кривые 1 и 2) при $x = 0,9 x_c$ и $x = 1,1 x_c$. Видно, что в отличие от ламинарного при турбулентном течении происходит более быстрый рост толщины потери импульса и энергии $\delta^{(1)}$, профили скоростей становятся более заполненными, а градиент температуры на стенке увеличивается. Штриховые кривые на рис.5.1.3б соответствуют случаю $\frac{\rho\beta}{\rho\beta_w} = 0$, и следовательно, $\frac{\rho\beta}{\rho\beta_w} = 0$, что характерно для вынужденной конвекции. Из анализа графиков следует, что присутствие массовых сил существенно влияет на величину трения на поверхности. Что касается теплового потока, то штриховая и сплошная кривые мало отлича-

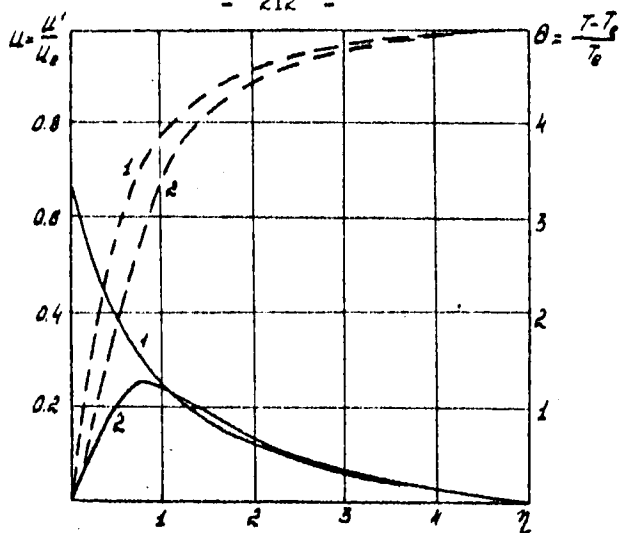


Рис.5.1.4. Графики безразмерных скорости и температуры поперек пограничного слоя для турбулентного течения

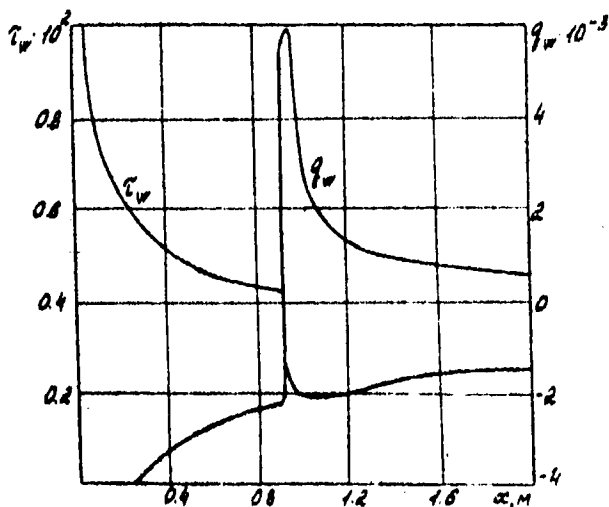


Рис.5.1.5. Напряжение трения и тепловой поток в функции от продольной координаты для турбулентного течения

ются друг от друга, то есть тепловой поток слабо зависит от силы тяготения. При $x=x_c$ происходит резкое изменение теплового потока, последний меняет знак, так как при $0 < x < x_c$ тепло отбирается от стенки холодным набегающим потоком, а при $x > x_c$ наблюдается противоположная картина -- поток газа отдает тепло холодной стенке (см. также рис.5.1.4). На рис.5.1.5 приведены в системе СИ результаты расчета турбулентного пограничного слоя с учетом массовых сил и вдува. При $x < x_c$ расход массы на поверхности пластины $(\rho v)_w = 2,33 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$, а при $x > x_c$ величина $(\rho v)_w$ убывает в соответствии с (5.1.9). Длина зоны постоянного вдува $x_c = 0,9 \text{ м}$, все остальные характеристики выбирались такими же, как в варианте, представленном на рис.5.1.3 (а и б). В соответствии с выводами, полученными из анализа интегрального соотношения (4.4.13), напряжение трения и тепловой поток для этого варианта меньше, чем в случае отсутствия вдува.

Полученные результаты в какой-то степени дополняют известную теорию тепловой завесы [140] и могут быть полезны для анализа тепло- и массопереноса при низовых лесных пожарах.

В последнее время опубликованы работы [126, 127, 141], посвященные теоретическому и экспериментальному исследованию течений в стратифицированных средах.

В частности, в работе [127] предложена математическая модель турбулентных течений в стратифицированных потоках со сдвигом. В ней используется приближение Еуссинеска и метод осреднения Рейнольдса для получения уравнений сохранения массы импульса, энергии осредненного течения и кинетической энергии турбулентных. Получена формула для масштаба турбулентности в функции от числа Ричардсона и кинетической энергии турбулентного течения. Утверждается, что стратификация среды оказывает влияние на масштаб турбулентности ℓ в основном за счет изменения полей турбулентной энергии и скорости, а изменение числа Ричардсона мало влияет на величину ℓ . Этот вывод позволяет использовать полуэмпирическую теорию Прандтля, в которой длина пути перемешивания зависит от градиента осреднения скорости течения для описания турбулентных течений в стратифицированных средах.

В работе [141] дается численное решение задачи о влиянии свободной конвекции на вынужденную в полуограниченных струях

вблизи изотермической пластины. Используются уравнения в форме Буссинеска. Для решения поставленной задачи используется метод физического расщепления [142]. Получены графики числа Нуссельта в функции критерия комплексного вида $Gz_x Pr / Re_0^*$, где Gz_x - текущее число Грасгофа; Pr - число Прандтля; $Re_0 = \frac{U_0 x_0}{\nu}$ - характерное число Рейнольдса; U_0 - скорость струи на выходе из плоской щели шириной x_0 ; ν - кинематическая вязкость.

В пространстве критериев подобия выделено три характерных режима течения: область преобладания вынужденной конвекции ($0 < Gz_x / Re_0^* < 0,01$); область смешанной конвекции ($0,01 < Gz_x / Re_0^* < 0,1$); течение, обусловленное продольным градиентом давления, индуцированным массовой силой ($Gz_x / Re_0^* > 0,1$). Установлено, что с ростом параметра Gz_x / Re_0^* струя прижимается к стенке и поверхностное трение нарастает. Эти результаты в качественном отношении не противоречат данным расчетам, представленным выше.

Большой интерес представляет работа [126], где представлены результаты экспериментальных исследований турбулентного переноса импульса и тепла для устойчивой и неустойчивой типов стратификации при $4,4 \cdot 10^3 < Re < 30 \cdot 10^3$, $0 < Gz / Gz_* < 200$, где Gz_* - критическое число Грасгофа, при котором свободная конвекция начинает влиять на вынужденную. Установлено, что при неустойчивой стратификации среды (число Ричардсона Ri отрицательно) процессы переноса интенсифицируются, а при устойчивой ($Ri > 0$) турбулентный перенос сравним с молекулярным, причем в большей степени это относится к турбулентному переносу тепла, чем импульс. Показано, что основными критериями подобия являются числа Рейнольдса и Ричардсона. Приводится эмпирическая формула

$$Gz_* = 1,3 \cdot 10^{-4} \frac{Pr Re^{2,5} [Re^{1,5} + 2,4(Pr - 1)]}{\lg Re + 1,15 \lg((5Pr + 1)/30) + 0,5Pr}$$

для критического числа Грасгофа в функции от чисел Прандтля и Рейнольдса. Установлено, что при $Gz / Gz_* > 100$ вся область течения подвержена сильному влиянию массовых сил. Любопытно, что для неустойчивой стратификации среды турбулентное число Прандтля слабо убывает с ростом модуля числа Ричардсона от 0,85 до 0,72, а для устойчивой стратификации Pr_t растет с ростом $|Ri|$. Если $|Ri| < 0,01$, то с точностью $\pm 10\%$ величина $Pr_t = 0,85$ независимо от типа стратификации. Утверждается, что существующие в настоящее

время экспериментальные данные разных авторов допускают принципиально различное толкование. По одной версии $P_{\tau} \rightarrow P_{\tau}^* < \infty$ при $R_f = R_i / P_{\tau} \rightarrow \infty$, а по другой $P_{\tau} \rightarrow \infty$ при $R_f \rightarrow R_f^* < \infty$. В частности, согласно данным А.Е. Казанского, $P_{\tau} \approx 5$ при $R_i \approx 0,3$, а по формуле Эллисона $P_{\tau} \rightarrow \infty$ при $R_f \rightarrow 0,1$.

Результаты, полученные в [126], имеют принципиальное значение для понимания и математического моделирования процессов переноса в стратифицированных средах.

§5.2. Закономерности тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы при верховых пожарах

Согласно экспериментальным данным [3] (см. также §§1.3-1.5), большое значение при распространении больших лесных пожаров имеет перенос горящих частиц, который возникает в результате свободной и вынужденной конвекции в приземном слое атмосферы в зоне пожара. В данной работе предлагается математическая постановка и решение задачи о тепло- и массопереносе в приземном слое атмосферы при больших лесных пожарах.

Предположим, что выполняются допущения, сформулированные в §4.4. Тогда процесс тепло- и массопереноса над горизонтальной подстилкой поверхностью описывается системой уравнений (4.4.1) - (4.4.6) при $\alpha = 0$ с учетом следующих граничных и начальных условий:

$$\left. U \right|_{y=h_3} = U_w(x), \left. (\rho v) \right|_{y=h_3} = (\rho v)_w = f(x), \left. T \right|_{y=h_3} = T_w(x), \left. C \right|_{y=h_3} = C_w(x) \quad (5.2.1)$$

$$\left. U \right|_{y=h_4} = U_e(x), \left. T \right|_{y=h_4} = T_e(x), \left. C \right|_{y=h_4} = C_e(x); \quad (5.2.2)$$

$$v|_{x=x_0} = 0, \left. U \right|_{x=x_0} = U^0(y), \left. T \right|_{x=x_0} = T^0(y), \left. C \right|_{x=x_0} = C^0(y). \quad (5.2.3)$$

Для замыкания системы уравнений пограничного слоя использовались допущения о постоянстве чисел Прандтля и Шмидта для турбулентного течения ($P_{\tau} = 1$, $Sa_{\tau} = 1$) и формула Прандтля для турбулентной динамической вязкости с длиной пути перемешивания, линейно зависящей от высоты (см. §3.7). В качестве началь-

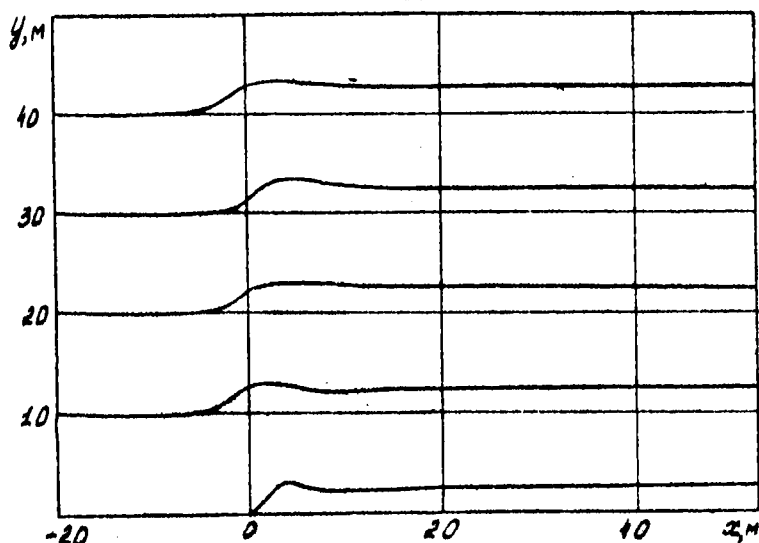


Рис. 5.2.1. Линии тока в приземном слое над зоной пожара

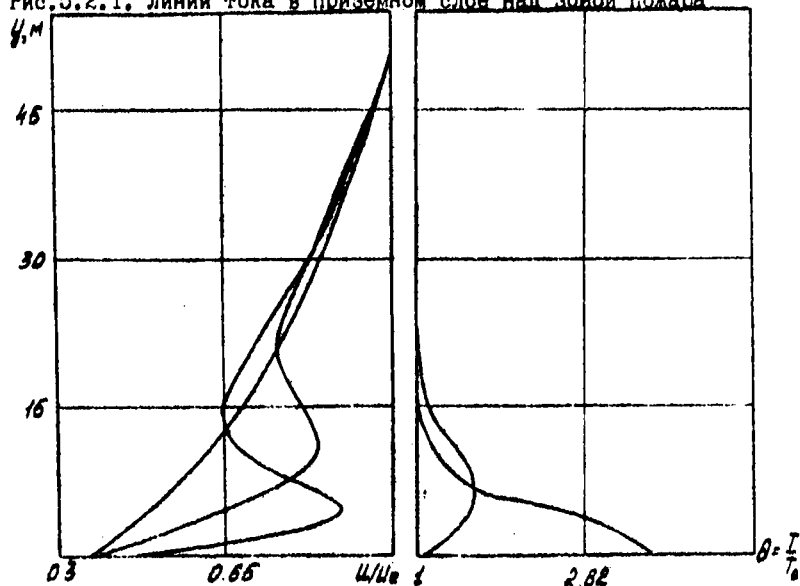


Рис. 5.2.2. Профили скорости и температуры в приземном слое для различных значений x : 1 - $x = -20$ м; 2 - $x = 0$ м; 3 - $x = 10$ м

ных условий $U^0(y)$, $T^0(y)$ и $C^0(y)$ использовались логарифмический и однородный по высоте профили скорости температуры и концентрации кислорода, а U_w , $U_\infty(x)$ определялись из логарифмического профиля при $h = h_3$ и h_4 соответственно (см. § 6).

Поставленная задача решалась численно при помощи итерационно-интерполяционного метода [136, 137]. Для проверки правильности работы программы были повторены результаты § 5.1. В дальнейшем в расчетах считалось, что молекулярные коэффициенты переноса пренебрежимо малы по сравнению с турбулентными.

На рис. 5.2.1 представлены линии тока для течения в приземном слое в условиях верхового пожара.

При численном интегрировании системы уравнений (4.4.1)–(4.4.6) было принято, что $h_4 = 50$ м, высота полога леса $h_3 = 10$ м, $U_e = 10$ м/с, температура в набегающем потоке газа $T_\infty = 300$ К. Температура и скорость вдува нагретых продуктов горения определялись по формулам

$$\frac{T_w}{T_\infty} = \theta_w = 1 + \bar{T}_r \exp[-0.1K^2(s-0.2)^2], s = \frac{x}{L}; \quad (5.2.4)$$

$$(\rho v)_w = \kappa \rho_e U_e \frac{(\theta_w - 1)}{\bar{T}_r}, C_w = C_r \frac{\theta_w - 1}{\bar{T}_r}, \quad (5.2.5)$$

где $L = 100$ м; K – параметр, характеризующий максимум отношения $(\rho v)_w / (\rho_e U_e)$; $\bar{T}_r = (T_r - T_\infty) / T_\infty$, T_r – максимальная температура вдуваемого газа ($T_r \approx 1000$ К); 0,1 – размерная величина с размерностью m^{-2} ; $C_r = 0,05$.

Искривление линий тока (см. рис. 5.2.1) связано с передачей тепла от подстилающей поверхности и вдувом нагретых продуктов горения. Расчеты показали, что чем больше величин $\bar{T}_r$ и K , тем более сильно искривляются линии тока. Иными словами, аэродинамическое воздействие пожара на приземный слой атмосферы тем сильнее, чем больше его интенсивность, определяемая как количество энергии, выделяющейся во фронтах пожара за единицу времени.

На рис. 5.2.2 изображены вертикальные профили продольной составляющей скорости и температуры, которые получены при тех же значениях параметров, что и линии тока на рис. 5.2.1.

Обращает на себя внимание тот факт, что продольная составля-

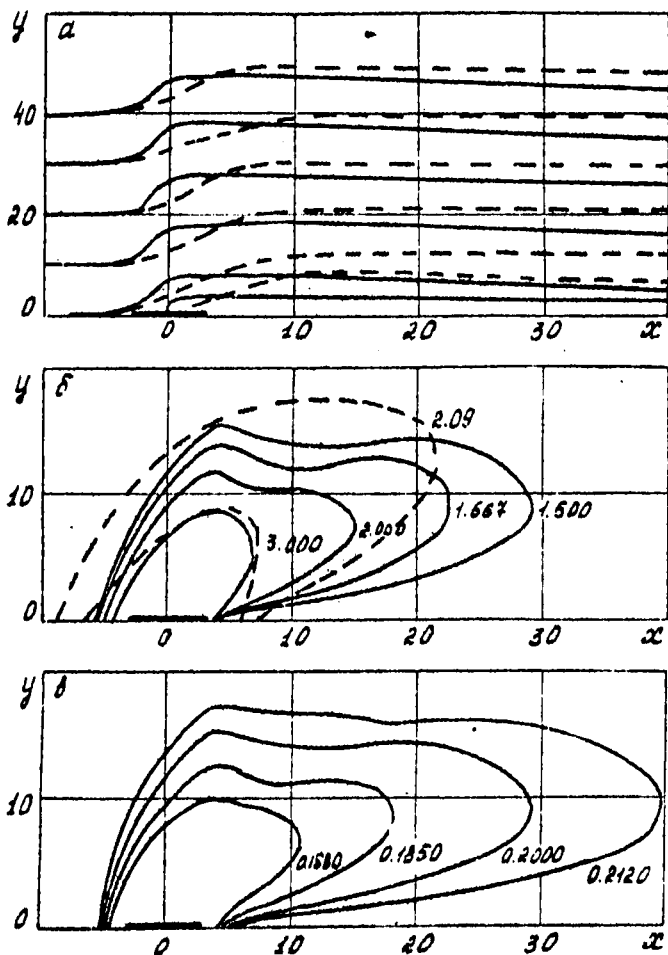


Рис.5.2.3. Линии тока, изотермы и изолинии концентрации кислорода в случае разрывных граничных условий (сплошные линии получены без учета вторых производных по продольной координате, а пунктирные - с учетом)

ющая скорости резко возрастает с ростом высоты, а затем убывает для тех значений x , где $(\rho v)_w$ и T_w достаточно велики, причем с убыванием этих величин рост, а затем убывание продольной составляющей скорости носит менее выраженный характер (см. кривые 2 и 3). Любопытно, что при $x > x_{max}$, где x_{max} - точка, соответствующая максимуму $T_w(x)$ и $(\rho v)_w$, профиль температуры по высоте приземного слоя становится немонотонным. Этот эффект объясняется тем, что температура внутри пограничного слоя при $x > x_m$ выше, чем температура подстилающей поверхности, в результате чего и образуется так называемая тепловая завеса [139].

Фронт пожара моделировался также заданием области $-x_r/2 \leq x \leq x_r/2$, характеризующейся высокой температурой T_r , наличием вдува газа на верхней границе полого леса $(\rho v)_w$, а также пониженным содержанием концентрации кислорода C_r , где T_r , $(\rho v)_w$ и C_r - финитные (ступенчатые) функции x . Система уравнений (4.4.1)-(4.4.6) и в этом случае интегрировалась численно с использованием разностной схемы, построенной с помощью итерационно-интерполяционного метода [136]. В расчетах варьировались величина T_r , скорость вдува нагретых продуктов горения, концентрация кислорода в зоне горения, скорость набегающего потока.

На рис. 5.2.3 представлены линии тока (рис. 5.2.3а), изотермы (рис. 5.2.3б) и изолинии концентрации кислорода (рис. 5.2.3в) в случае разрывных граничных условий. Эти кривые получены при скорости ветра на уровне крон деревьев в набегающем потоке 7,3 м/с, высота крон равна 10 м, расход газа в зоне горения $(\rho v)_w = 5 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, температура в зоне горения $T_r = 1300 \text{ К}$, температура воздуха в набегающем потоке равна 300 К. В зоне горения шириной 6 м массовая концентрация кислорода считалась равной $C_r = 0,05$, в то время как в набегающем потоке $C_\infty = 0,23$. Пожар и в этом случае оказывает значительное влияние на состояние приземного слоя атмосферы. Из анализа кривых, изображенных на рис. 5.2.3, следует, что линии тока над зоной горения искривляются. Температура и концентрация кислорода на значительном расстоянии от зоны горения отличаются от своих равновесных значений. В области, прилегающей к зоне горения, течение

в основном определяется характеристиками зоны горения. С ростом высоты тепловой и концентрационный факелы ориентируются вдоль направления скорости невозмущенного потока. Как следует из расчетов, с ростом интенсивности пожара (интенсивность пожара характеризуется значениями температуры и концентрации в зоне горения, а также величиной массового расхода на верхней границе полога леса) влияние его на приземный слой атмосферы увеличивается. Сплошной жирной чертой на рис. 5.2.3 отмечена зона горения. Расчеты показали, что с уменьшением U_p протяженность и высота теплового и концентрационного факела уменьшаются. В результате численных расчетов установлено, что рост скорости набегающего потока не приводит к значительным изменениям в непосредственной окрестности зоны горения, где течение в основном определяется характеристиками самой зоны. Все же следует отметить, что с ростом U_{∞} на периферийных участках фронта горения происходит интенсивное перемешивание горячего газа из зоны горения с холодным набегающим потоком, а тепловой и концентрационный факелы в целом сильнее прижимаются к кронам деревьев.

С ростом температуры и массовой скорости вдува в зоне горения вертикальный и горизонтальный размеры факела увеличиваются.

Анализ изотерм и линий равных концентраций показывает, что в зоне, примыкающей к фронту горения, имеет место тепловая завеса [8]. Характерные признаки такого типа тепломассообмена (резкое изменение напряжения трения, перемена знака теплового потока за правой границей фронта горения) отмечены в работе [4]. Представляет интерес выражения для теплового потока q_w за фронтом пожара и адиабатической температуры T_a . В работе [8] даны формулы для q_w и T_a в случае вынужденной конвекции. Результаты численных расчетов позволили получить формулы для q_w и T_a в случае смешанной конвекции в приземном слое атмосферы перед фронтом верхнего пожара

$$T_a = T_a + (T_f - T_a) \left(1 + \frac{128 \cdot 10^{-3} Re_{ax}}{Re_f^{0.1}} \right)^{-0.8} \quad (5.2.6)$$

$$q_w = 2650 \rho_f v_f c_{pf} Re_{ax}^{-0.8} Re_{xf}^{0.2} B^{0.1} f_2^{0.3} (T_a - T_w) \quad (5.2.7)$$

$$B = \frac{(\rho v)_e}{(\rho v)_r}, \quad F_z = \frac{u_e^2}{g h_s}$$

Здесь использованы обозначения $Re_x = \rho_e u_e x / \mu_e$;

$$Re_{ax} = \frac{\rho_e u_e (x - x_r)}{\mu_e}; \quad Re_r = \frac{(\rho v)_r x_r}{\mu_r};$$

x отсчитывается от левой границы зоны горения; индекс относится к параметрам зоны горения, e - к параметрам набегающего потока на уровне крон деревьев.

В диапазоне изменения скорости набегающего потока от 3 до 8 м/с, скорости вдува в зоне горения от 1 до 5 кг/м²·с на расстояниях до 90 м от зоны горения эти формулы аппроксимируют с точностью до 30% результаты численных расчетов.

Анализ формул показывает, что с ростом x величины q_w и T_a убывают, и при $x \rightarrow \infty$ имеем $T_a = T_e$, $q_w = 0$. С ростом T_r , $(\rho v)_r$, x_r , u_∞ величина теплового потока возрастает, что согласуется с физическими представлениями о характере теплообмена для тепловых завес.

Следует отметить, что в случае реальных лесных пожаров величины $(\rho v)_r$, T_r , C_r , x_r связаны законами сохранения массы, энергии и импульса и не являются независимыми. Для их определения необходимо решать совместно уравнения, описывающие тепло- и массоперенос в пористой реакционноспособной среде (лесном массиве), и уравнение сохранения массы, энергии и импульса в приземном слое атмосферы, то есть решать сопряженную задачу тепло- и массопереноса, поставленную во второй главе. Однако на первом этапе для качественного анализа аэродинамики лесного пожара целесообразно использовать раздельную постановку задачи, в рамках которой $(\rho v)_r$, T_r , C_r , x_r - априори задаваемые величины.

Отметим также, что вблизи кромок фронта реального пожара поля температур, скоростей и концентраций могут быть иными, так как в уравнениях (4.4.2)-(4.4.4) отсутствуют вторые производные от искомых функций по продольной координате.

Для проверки представленных выше результатов численно решалась система уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \quad \rho = \frac{p R T}{M}; \quad (5.2.8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_r \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_r \frac{\partial u}{\partial z} \right); \quad (5.2.9)$$

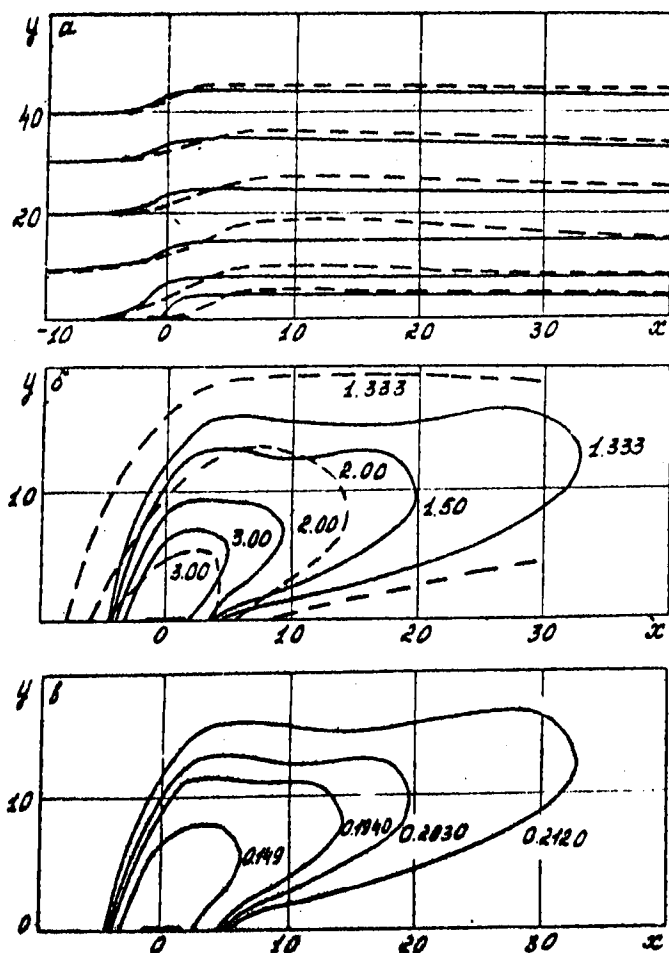


Рис.5.2.4. Линии тока и изотермы в случае, когда ширина фронта горения $x_f = 4$ м (сплошные линии получены без учета вторых производных по x , а пунктирные - с учетом)

$$\rho \left(\frac{\partial W}{\partial t} + u \frac{\partial W}{\partial x} + w \frac{\partial W}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g + \\ + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{Tz} \frac{\partial W}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_{Tz} \frac{\partial W}{\partial z}); \quad (5.2.10)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_{Tz} \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_{Tz} \frac{\partial T}{\partial z}), \quad (5.2.11)$$

которая как частный случай следует из системы уравнений, предложенных в §4.2. Эта система решалась с учетом граничных условий (5.2.1)–(5.2.3). Кроме того, на правой и верхней границах зоны пожара использовались граничные условия:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=h} = 0; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=h} = 0; \quad \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=h} = 0; \quad \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (5.2.12)$$

Условия (5.2.12) относятся к классу так называемых мягких граничных условий. Помимо граничных условий (5.2.1)–(5.2.3), (5.2.12) при решении системы уравнений (5.2.8)–(5.2.11) использовались и начальные условия (4.2.13)–(4.2.15).

Для численного определения стационарного решения сформулированной выше задачи использовались метод установления и итерационно-интерполяционный метод. В качестве коэффициентов турбулентного обмена поперек пограничного слоя применялись формулы, использованные в §5.1 и выше, а коэффициенты турбулентного обмена в направлении ветра определялись по формулам [44]

$$\mu_{Tz} = 0.1 \mu_{Tz}, \quad \lambda_{Tz} = 0.1 \lambda_{Tz}. \quad (5.2.13)$$

Линии тока и изотермы, полученные в результате численного интегрирования сформулированной выше краевой задачи для различных значений скорости ветра и ширины фронта пожара, представлены на рис. 5.2.3 и 5.2.4 (см. пунктирные кривые). Цифрами на этих кривых указаны соответствующие безразмерные температуры $\theta = T/T_\infty$. Анализ кривых, представленных на рис. 5.2.3 и 5.2.4, показывает, что непосредственно над фронтом пожара линии тока, полученные в результате интегрирования параболических уравнений переноса массы и энергии, расположены выше линий тока, полученных с учетом процессов турбулентного переноса массы, импульса и энергии в направлении вет-

ра. В то же время вдали от фронта пожара наоборот, линии тока, полученные с учетом продольного турбулентного обмена, лежат выше линий тока, полученных в результате численного интегрирования уравнений приземного пограничного слоя. Аналогичная ситуация имеет место и для изотерм. Вблизи фронта пожара использование упрощенной математической модели процессов переноса приводит к увеличению области, где температура газа $T \gg aT_r^*$, а при $T < aT_r^*$ изотермы, полученные на основе уравнений пограничного слоя, лежат ниже соответствующих изотерм, полученных на основе уравнений Рейнольдса (5.2.8)–(5.2.11). Любопытно, что тепловой поток на верхней границе полога леса в рамках более точной постановки задачи становится положительным левее левого края фронта горения. Последний результат обусловлен прогревом набегающего потока воздуха в результате продольного турбулентного переноса тепла из высокотемпературной зоны над фронтом пожара навстречу потоку. В целом результаты численных расчетов, выполненных на основе более точных уравнений Рейнольдса, не меняют качественной картины течения в окрестности фронта верхового пожара, что оправдывает использование уравнений приземного пограничного слоя.

Следует отметить, что для определения M_{r2} можно использовать формулу

$$M_{r2} = M_{r1} \frac{\partial u}{\partial x} / \frac{\partial w}{\partial x}, \quad (5.2.14)$$

вытекающую из условия симметричности тензора турбулентных напряжений.

В данной книге используются уравнения Рейнольдса и приземного пограничного слоя, а коэффициенты переноса определяются по теории Прандтля, которая, как известно [61], справедлива для равновесных турбулентных течений. Использование на данном этапе развития математической теории лесных пожаров более сложных моделей турбулентности [28, 61, 127], учитывающих порождение и диссипацию турбулентной энергии, на наш взгляд, преждевременно. Действительно, согласно [25], лесной пожар сильно влияет на структуру турбулентности в приземном слое атмосферы и учет этого взаимодействия представляет самостоятельную сложную проблему турбулентности.

х) Здесь $a = 0.5$ – постоянная величина, определяемая на основе анализа данных, изображенных на рис. 5.2.4.

§5.3. Закономерности распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах

Согласно экспериментальным данным [5], из фронта пожара происходит выброс частиц лесных горючих материалов, перенос их на значительные расстояния. В связи с этим представляет интерес исследование возможности конвективного переноса горящих частиц и изучение тем самым одного из возможных механизмов распространения верховых пожаров. В данном параграфе излагаются результаты исследований, опубликованных в [146].

Физическая и математическая модель распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при лесных пожарах предложена в §4.2.

В частности, траектория, изменение массы и температуры частиц описываются уравнениями (4.2.21)–(4.2.23) с учетом граничных и начальных условий (4.2.24)–(4.2.26). Коэффициенты аэродинамического сопротивления с учетом вдува газообразных продуктов горения определяются формулой (4.2.29), число Нуссельта горящей частицы – формулой (4.2.27) или (4.2.28), а показатель подобия Re_d – формулой (4.2.30). Для простоты численного анализа задачи считалось, что на поверхности частицы имеет место только одна реакция окисления углерода (2.2.10), которая лимитируется поступлением кислорода. Поэтому в условиях (1.2.20), (4.2.21) следует положить

$$\sum_{j=1}^2 q_j R_{j,s} = q M_c K_s C_s \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right), \sum_{i=1}^I R_{i,s} M_i K_i \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right), \quad (5.3.1)$$

где M_c – молекулярный вес углерода; C_s – концентрация окислителя; $q = 94250 \text{ кал/г}$ – тепловой эффект реакции (2.2.10); энергия активации $E = 25,8 \text{ ккал/моль}$; предэкспоненциальный множитель $K_s = 1,1 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ в соответствии с данными §3.5, а индекс i приписывается значениям параметров на поверхности горящей частицы.

Для того, чтобы решить уравнения (4.2.21)–(4.2.23), необходимо знать поле скоростей газа в приземном слое атмосферы. Это поле определялось численно в результате решения задачи, сформулированной в предыдущем параграфе, после чего при помощи метода

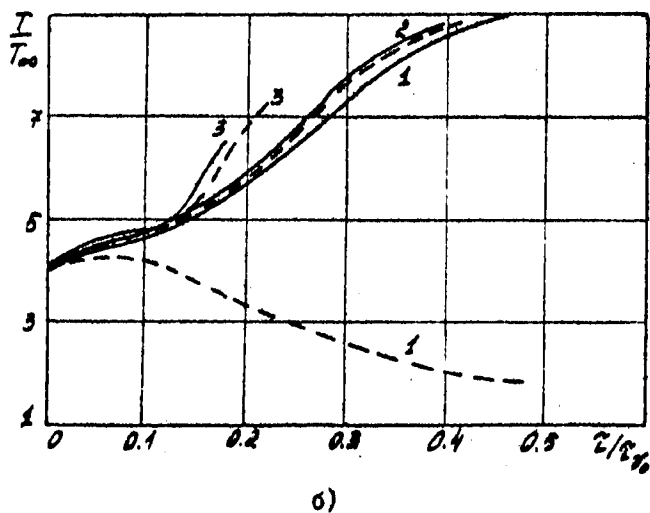
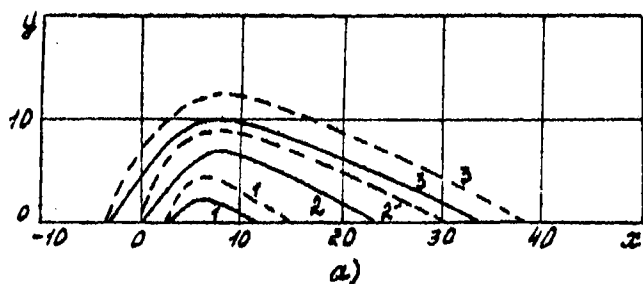


Рис. 5.3.1. Траектории (а) и температура поверхности реагирующих частиц (б) при верховых лесных пожарах

Рунге-Кутта решались уравнения (4.2.21)-(4.2.23)^х, причем переносная сила инерции и сила Кориолиса не учитывались.

Для каждого варианта расчета состояния приземного слоя атмосферы исследовались характеристики движения горящих частиц путем варьирования определяющих параметров системы (9)-(11).

На рис.5.3.1 представлены траектории частиц (рис.5.3.1а) и температура поверхности (рис.5.3.1б) в зависимости от времени. Кривые на рис.5.3.1 получены при тех же характеристиках приземного слоя атмосферы, что и кривые на рис.5.2.3. Характеристики частицы были следующими: $\rho_0 = 300 \text{ кг/м}^3$; $Q_H = 0,0015 \text{ м}$; $T_H = 1200 \text{ К}$; угол, который составляет вектор скорости частицы с горизонтом в начальный момент времени $\alpha = 90^\circ$. Кривые 1-3 на этих рисунках соответствуют различным точкам вылета частицы из зоны горения: 1 - при $x_H = -3 \text{ м}$; 2 - $x_H = 0$; 3 - $x_H = 3 \text{ м}$. Видно, что частица, вылетевшая с тыла фронта горения, летит значительно дальше, чем та, которая вылетела в передней части фронта. Это объясняется тем, что частица более длительное время находится над зоной горения, поднимается на большую высоту, попадая в область более высокой скорости набегающего потока, тем самым сильнее увлекается.

Штриховые и сплошные линии на рис.5.3.1 получены при различных значениях начальной скорости частицы. Т.е. сплошные кривые получены при $|V_0| = 0$, на рис.5.3.1б штриховые кривые получены при $|V_0| = 8 \text{ м/с}$. Расчеты показали, что с увеличением модуля скорости вылета частица летит дальше. К тому же результату приводит увеличение ширины зоны горения. С ростом размера частицы дальность ее полета уменьшается, а с увеличением угла вылета - увеличивается. Эти результаты и величина дальности полета частиц согласуются с данными работы [3] .. имеют очевидную физическую интерпретацию. Представляет интерес зависимость температуры поверхности частицы от времени (см. рис.5.3.1б и 5.3.2). Анализ кривых, приведенных на рис.5.3.1б, показывает, что в зависимости от точки вылета , а также от начальной скорости при фикси-

^х) Вместо векторного уравнения (4.2.16) численно интегрировались четыре обыкновенных дифференциальных уравнения первого порядка в проекциях на оси x и y .

повышенной начальной температуре частицы ($T_n = 1200$ K) имеют место два режима тепломассообмена частицы с окружающей средой: 1) режим воспламенения частицы при ее полете в приземном слое атмосферы (сплошные кривые 1, 2, 3^х) и штриховые кривые 2, 3 на рис.5.3.1б; 2) режим невоспламенения частицы (штриховая кривая на рис.5.3.1б). В начальные моменты времени для этих двух режимов происходит инертный прогрев частицы в зоне повышенных температур приземного слоя атмосферы, затем, если частица прогрелась до некоторой температуры, то она воспламеняется. Если же температура частицы за время нахождения в зоне с высокой температурой не достигла критической, то она не воспламеняется, и, попадая в зону холодного газа, остывает.

Представляет интерес изменение режимов тепломассообмена частицы с окружающей средой с ростом ее начальной температуры. На рис.5.3.2 представлены кривые температуры поверхности частицы в зависимости от времени при различных начальных температурах. Начальный радиус частицы $a_n = 0,0015$ м, характеристики приземного слоя атмосферы были получены для $x_n = 4$ м и тех же значениях остальных определяющих параметров, что и кривые на рис.5.2.3. Кривые 1, 2, 3, как и прежде, соответствуют различным точкам вылета частицы из фронта горения. Серии кривых а, б, в, г получены при различных начальных температурах частицы. С ростом начальной температуры сначала имеет место режим невоспламенения (кривые а), затем воспламенение частицы в газовой фазе (кривые б). При дальнейшем росте начальной температуры имеет место режим непотухания (кривые в и г). Характерное поведение температуры поверхности (сначала она падает, затем растет) объясняется тем, что в первые моменты времени частица находится в зоне с пониженным содержанием кислорода, что приводит к уменьшению скорости протекания гетерогенной химической реакции. Однако запас тепла в частицах таков, что химическая реакция не прекращается полностью, а лишь замедляется. Затем, попадая в зону с высоким

^х) Кривые 1, 2, 3 на рис.5.3.1б соответствуют тем же значениям x_n , что и кривые на рис.5.3.1а.

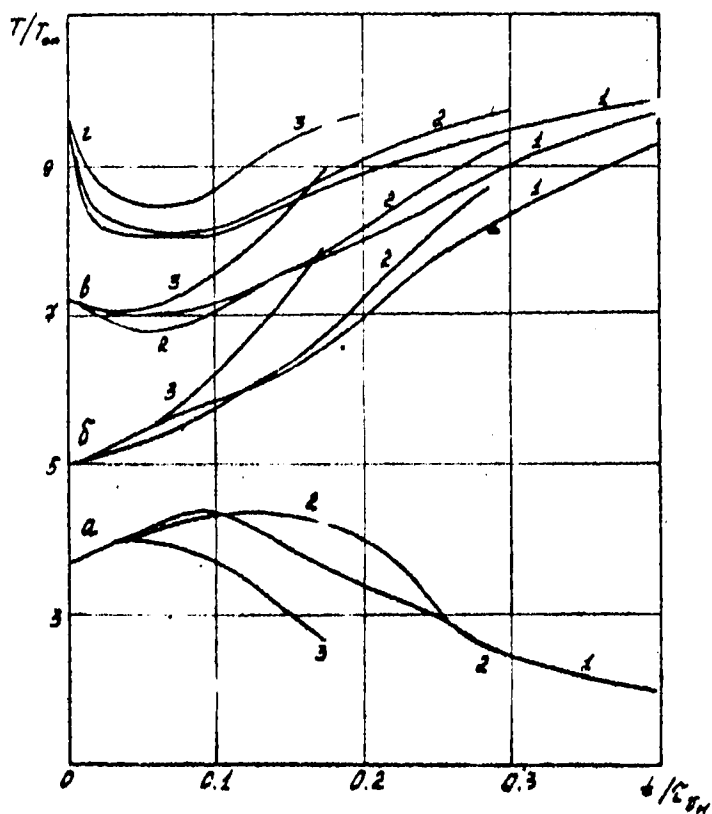


Рис. 5.3.7. Температура поверхности реагирующих частиц для различных режимов полета в приземном слое атмосферы в случае верхних пожаров

содержанием окислителя, скорость химической реакции увеличивается и происходит взрыв температуры поверхности.

Таким образом, в целом имеют место следующие режимы тепломассообмена: воспламенение, невоспламенение и непотухание.

Для случая невоспламенения частицы имеет место только кинетический режим протекания химической реакции, при котором ее скорость определяется в основном температурой частицы.

При воспламенении вначале имеет место кинетический режим протекания химической реакции (до точки перегиба), а затем - диффузионный. Что касается режима непотухания, то в данном случае в течение всего полета частицы имеет место диффузионный режим протекания гетерогенной химической реакции.

В результате расчетов установлено, что с увеличением начальной температуры частицы улучшаются условия для ее воспламенения, а недостаток кислорода в зоне горения приводит к их ухудшению. Надо сказать, что температура и запас энергии горящих частиц таковы, что они могут поджечь лесные горючие материалы при падении на землю.

Следует отметить, что представленные выше результаты получены без учета влияния вдува газообразного продукта реакции окисления дисперсных частиц на коэффициенты сопротивления, тепло- и массообмена этих частиц с окружающей средой. Как показали расчеты, влияние вдува практически не сказывается на температуре поверхности и дальности полета частиц. Это объясняется малостью массовой скорости вдува (ρv) по сравнению с массовой скоростью внешнего течения и противоречивым характером влияния вдува на скорость и температуру частиц. С одной стороны, в результате вдува уменьшается тепловой поток от частицы во внешнюю среду, и температура T_w на поверхности частицы должна расти. С другой стороны вследствие вдува уменьшается и диффузионный поток, а следовательно и массовая скорость гетерогенной реакции окисления, а вместе с ней и скорость тепловыделения, в результате чего T_w уменьшается.

Таким образом, теоретический анализ подтверждает и дополняет вывод, сделанный в [5] о возможности инициирования воспламенения лесных горючих материалов (подстилки) горящими частицами.

§5.4. Приближенные способы расчета характеристик конвективных колонок

Для эффективной борьбы с пятнистыми лесными пожарами необходимо знать условия и время возникновения конвективной колонки, высоту, на которую поднимаются нагретые продукты сгорания лесных горючих материалов, скорость их подъема и траекторию центра масс облака газообразных продуктов горения. В то же время численное решение задачи, сформулированной в §4.3, представляет собой большие математические трудности. В связи с этим имеет смысл рассматривать приближенные аналитические методы расчёта характеристик конвективных колонок. Под конвективной колонкой здесь в соответствии с физическими моделями лесных пожаров понимается струя нагретых продуктов сгорания, поднимающихся вверх в результате действия силы плавучести Архимеда. Конвективные колонки возникают не только при лесных пожарах, но и при распространении дыма из фабричных труб, дыма и пепла при извержении вулканов и после атомных взрывов. Поэтому исследованию конвективных колонок посвящены многочисленные работы [5, 44, 59, 64, 148-153].

Анализ теоретических и экспериментальных данных, представленных в этих работах, позволяет утверждать, что в развитии конвективной колонки при лесных пожарах имеются две стадии. Первая из них имеет место тогда, когда еще не достигнута предельная высота подъема, обусловленная перегревом продуктов горения. В этом случае имеет место восходящее движение объема газообразных и дисперсных продуктов горения, называемого пузырем или термиком. Характерной особенностью такого течения является его нестационарность и наличие поднимающейся вверх поверхности разрыва плотности.

В отличие от термиков, которые возникают в атмосфере спонтанно при лучистом нагреве поверхности почвы, термики, возникающие при пожарах, характеризуются более высокой температурой газа в ядре и притоком нагретых продуктов горения из фронта пожара. В этом отношении они по своей природе ближе к термикам, которые возникают в атмосфере после ядерного взрыва [152].

На рис. 5.4.а представлена схема строения такого термика. Область А представляет собой ядро термика (область нагретого воздуха и газообразных продуктов горения), которая ограничена кон-

Уровень покоя

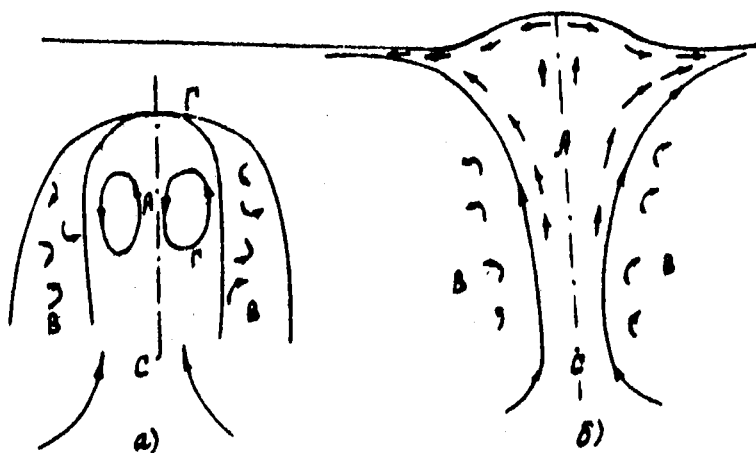


Рис.Б.4.І. Схема строения термика (а) и конвективной колонки (б)

тактной поверхностью Г; В - область эрозии термика, появление которой обусловлено неустойчивостью контактного разрыва Г, а область С - зона, через которую в термик втекают нагретые продукты сгорания.

Обычно в тропосфере температура убывает с ростом высоты. В то же время в атмосфере имеют место инверсные слои, температура которых растет с ростом высоты. Например, летом при малооблачной погоде на высоте 200-300 м над поверхностью Земли наблюдается инверсия температуры [148, 150]. Поэтому в случае, если перегрев газа в термике недостаточен, чтобы преодолеть слой инверсии, наблюдается растекание термика по поверхности этого слоя и образование стационарной конвективной колонки. Схема строения такой колонки показана на рис. 5.4.1б. Обычно теории термиков и конвективных колонок развиваются на основе анализа уравнений Навье-Стокса в форме Буссинеска [59, 148, 151]. Согласно [149], приближение Буссинеска справедливо для слоя стратифицированной среды высоты

H , если справедливо неравенство

$$\frac{H}{H_{эф}} \ll \frac{\Delta T}{T}, \quad H_{эф} = \frac{C_p T}{g}, \quad (5.4.1)$$

где $H_{эф}$ - толщина слоя, стратифицированного полем силы тяжести (для воздуха $H_{эф} = 32$ км при $T = 288$ К).

В книге [149] все свободнo-конвективные течения разделяются на два типа. В рамках первого из них осуществляется баланс между архимедовой силой плавучести и силами вязкости и реализуется ламинарный режим течения, а числа Рейнольдса и Рэлея ($Pr = \frac{C_p \mu T}{\kappa}$, $\kappa = \lambda / \rho C_p$) невелики. Второй (турбулентный) режим течения имеет место при очень больших значениях чисел Re и Ra , и в этом случае реализуется баланс между нелинейными инерционными членами и генерацией вихря за счет силы плавучести. Из этих соображений на основании масштабного анализа уравнений Буссинеска можно получить следующие оценки для характерных значений скорости и разности температур [149], при которых реализуется турбулентный режим свободной конвекции

$$U_n = \left(\frac{g_0 f}{\rho} \right)^{1/3}, \quad \gamma_0 = \frac{H}{H_{эф}}, \quad \Delta T = \left(\frac{f}{\rho} \right)^{2/3} / (C_p \gamma_0^{2/3}), \quad (5.4.2)$$

где f - характерное значение турбулентного теплового потока.

Среднюю скорость турбулентной конвекции можно получить и при помощи формулы [149]

$$Re = \frac{\bar{w}H}{\nu} = 0.37 Pr^{-2/3} Ra^{4/9}, \quad (5.4.3)$$

которая аппроксимирует при $10^5 \leq Ra \leq 3 \cdot 10^9$ известные экспериментальные данные с точностью около 3%.

Зная среднюю скорость турбулентной свободной конвекции, можно с учетом формулы (5.4.3) оценить характерное время конвекции

$$t_k = \frac{H}{\bar{w}} = \frac{27H^2 Pr^{2/3}}{\nu Ra^{4/9}} = \frac{27H^{2/3} \nu^{1/9}}{\kappa^{2/9}} \left(\frac{g \Delta T}{T} \right)^{-4/9}. \quad (5.4.4)$$

Это время можно интерпретировать как время формирования конвективной колонки. Из анализа (5.4.4) следует, что t_k слабо зависит от ν и κ , сильнее от относительной разности температур и высоты слоя H .

Если считать, что температура среды $T = 300$ К, характерная разность температур $\Delta T = 1000$ К, что соответствует разности температуры горения при лесном пожаре и окружающей среды, $\lambda = 0,026$ Дж/м.с.град, $\nu = 15,7 \cdot 10^{-6}$ м²/с (коэффициенты теплопроводности и кинематической вязкости взяты для воз. уха при $T = 300$ К), то $t_k = 3,086$ Н^{2/3} сек. В табл. 5.4.1 представлены значения времени подъема жидкой частицы до высоты H при сформулированных выше условиях.

Таблица 5.4.1

H_m	50	100	150	200	250	300	350
t, c	42	66,5	87,1	105,5	122,5	138,3	153,4

Полученные результаты согласуются по порядку величин с данными, полученными во время контролируемого лесного пожара в районе села Березоречка (см. §§1.4, 1.5).

Согласно данным работы [149], при свободной конвекции турбулентность вначале проявляется для вертикальной компоненты скорости.

Если же выполняется условие [149]

$$J_p > 1, J_p = 0.028 P_z^{-1/3} Ra^{2/9}, \quad (5.4.5)$$

то режим течения можно считать развитым турбулентным течением и для горизонтальной компоненты скорости.

Закономерностям формирования и развития термиков посвящены работы [27, 150, 151, 153]. Наиболее полным образом эта проблема освещена в монографии [148]. В ней наряду с обзором экспериментальных и теоретических работ, выполненных до 1973 г., излагаются оригинальные теоретические исследования авторов монографии. Методы исследования термиков, предложенные в [148], могут быть использованы и для анализа распространения облака газообразных и дисперсных продуктов горения, возникающего при лесных пожарах. Рассматривая термик, возникающий при пожаре, как тело переменной массы, и используя вышеизложенную физическую модель процесса распространения термика, а также законы сохранения массы, количества движения и энергии, имеем следующую систему уравнений;

$$\frac{dM}{dt} = \alpha v_z M + \beta \dot{m}, \quad P = \rho R g T; \quad \dot{m} = \dot{m}/M; \quad (5.4.6)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{(\rho_c - \rho)}{\rho} (\vec{g} + (\vec{\omega} \times \vec{r}) \times \vec{r}) + 2[\vec{v} \times \vec{\omega}] + \vec{v}_r \beta \dot{m} - \vec{v} \frac{d \ln M}{dt} - \frac{C_d}{2Vs} |\vec{v} - \vec{v}_e| (\vec{v} - \vec{v}_e) + \vec{F}_x; \quad (5.4.7)$$

$$\frac{dT}{dt} = \alpha (T_e - T) v_z + \frac{\beta \dot{m}}{M} (T_e + T_r - 2T) + \frac{(\alpha - 1)}{\alpha} T \frac{d \ln P}{dt}, \quad V = \frac{M}{\rho}. \quad (5.4.8)$$

Здесь M - масса термика (кг); $\dot{m}$ - массовая скорость образования газообразных и дисперсных продуктов горения лесных горючих материалов (кг/с); $\alpha = \frac{C_d}{C_d + 1} \frac{d \ln M}{dt}$ - коэффициент вовлечения массы из окружающей внешней среды в термик [148]; β - коэффициент вовлечения продуктов горения в термик ($0 < \beta < 1$); T - среднemasовая температура термика; $\vec{v}$ - вектор относительной скорости центра масс термика; Rg - газовая постоянная для воздуха; ρ - средняя плотность термика; $\vec{F}_x$ - сила Жуковского [150], возникающая вследствие существования внутри термика торондального вихря [150]; S - площадь миделева сечения термика по направле-

нию его движения; $\vec{r}$ - расстояние от оси вращения Земли до точки наблюдения, с которой связывается система координат; C_d - коэффициент аэродинамического сопротивления термика; индексы ϵ и Γ приписываются характеристикам внешней среды и газообразных продуктов горения.

При выводе уравнений (5.4.6)-(5.4.8) считалось, что термик представляет собой тело переменной массы, температура внутри которого меняется только с изменением времени. Изменение массы термика обусловлено поступлением в него воздуха из атмосферы и газообразных продуктов горения. Допущение о постоянстве температуры внутри термика оправдывается тем, что (согласно

[150, 151]) имеет место тороидальный вихрь, который перемешивает нагретый воздух и продукты горения в термике.

Уравнение (5.4.7) представляет собой уравнение И.В. Мещерского [148] для тела переменной массы (термика), записанное для неинерциальной системы отсчета, связанной с поверхностью Земли. Начало координат этой системы связано с положением наблюдателя. Первый член в правой части (5.4.7) - сила плавучести Архимеда, второй - центробежная сила, третий - сила Кориолиса, четвертый - реактивная сила, возникающая вследствие присоединения к термику массы продуктов горения, пятый - сила сопротивления и шестой - сила Жуковского, обусловленная существованием внутри термика тороидального вихря. Величина силы Жуковского пропорциональна циркуляции Γ , которая обычно мала. Поэтому для природных термиков величина силы Жуковского мала по сравнению с силой плавучести, и ее, как правило [148], не учитывают.

При выводе (5.4.8) использовался второй закон термодинамики с учетом допущения о том, что воздух сухой, а теплоемкость продуктов горения и воздуха одинакова. Не представляет принципиальной трудности учесть фазовые превращения, которые могут иметь место в верхних слоях атмосферы [148], однако эта задача выходит за рамки проблем, рассматриваемых в данной книге.

Уравнения (5.4.6)-(5.4.8) необходимо решать с учетом следующих начальных условий:

$$\vec{r}_r|_{t=0} = \vec{r}_0; \vec{v}|_{t=0} = \vec{v}_0; T|_{t=0} = T_0; M|_{t=0} = M_0. \quad (5.4.9)$$

В качестве начального момента времени понимается момент, начиная с которого проводится наблюдение за термиком, образовавшимся над поверхностью Земли.

Для завершения постановки задачи необходимо иметь выражения для давления, температуры и скорости в приземном слое атмосферы. Эти выражения приведены в §2.6. В частности, для температуры T_e приводится формула (2.6.6), для P_e - формула (2.6.8) и для U_e - (2.6.11).

Если использовать стандартную атмосферу, то вплоть до высоты II км имеем

$$\frac{P_e}{P_{e0}} = \left(\frac{T}{T_{e0}} \right)^{5.255} = \left(1 - \frac{z}{44308} \right)^{5.255}; \quad \frac{\rho_e}{\rho_{e0}} = \left(1 - \frac{z}{44308} \right)^{4.255}, \quad (5.4.10)$$

где P_{e0} , ρ_{e0} - значения давления, температуры и плотности на уровне моря, а $T_{e0} = 288,16$ К.

Заметим, что при выводе уравнений (5.4.10) использовались формулы (2.6.6), (2.6.8) и уравнение состояния для сухого воздуха.

Надо сказать, что система уравнений (5.4.6)-(5.4.8) не замкнута, и для ее замыкания так же, как и в [150], примем условие

$$P = P_e, \quad \frac{dP}{dz} = \frac{dP_e}{dz} = -\rho_e g. \quad (5.4.11)$$

Заметим, что с учетом (5.4.11) последний член в уравнении (5.4.8) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} T \frac{d \ln P}{dt} = - \frac{g U_a}{C_p} \frac{T}{T_e}. \quad (5.4.12)$$

В качестве формы термика удобно брать эквивалентный шар с радиусом $R_{\text{эф}} = \left(\frac{3M}{4\rho_p} \right)^{1/3}$. Сила сопротивления такого шара

$$\vec{F}_{\text{соп}} = \frac{C_d}{2} (4\rho_p)^{1/3} (3M)^{2/3} |\vec{v} - \vec{v}_a| (\vec{v} - \vec{v}_a). \quad (5.4.13)$$

Ориентировочные значения коэффициента C_d для термиков даны в [148].

Если обмен массой и энергией между термиком и средой отсутствует, то уравнение (5.4.8) имеет интеграл

$$T = T_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{(2-\gamma)\alpha} = T_0 \left(1 - \frac{z}{44300} \right)^{\frac{5.286(\alpha-1)}{2}} \quad (5.4.14)$$

При записи последнего равенства (5.4.14) использовалась формула (5.4.10).

Из (5.4.14) следует, что даже в отсутствии тепло- и массообмена термика с внешней средой его температура падает с ростом высоты вследствие адиабатического расширения.

Если предположить, что в приземном слое атмосферы нет ветра, и пренебречь силами Кориолиса и Жуковского по сравнению с силой плавучести, то система уравнений (5.4.7)-(5.4.8) существенно упрощается

$$\frac{dv}{dt} = \frac{(T - T_e)}{T_e} g + v_r \frac{\beta \dot{m}}{M} - v \frac{dM}{dt} - \frac{C_d}{2} (4\pi R_p)^{1/3} (3M)^{2/3} v^2, \quad (5.4.15)$$

$$\frac{dT}{dt} = \alpha v (T_e - T) + \frac{c\beta \dot{m}}{M} (T_r + T_e + 2T) - \frac{qvT}{C_p T_e} \quad (5.4.16)$$

Используя ряд Тейлора для малых моментов времени, удастся с учетом условий (5.4.9) получить следующее приближенное аналитическое решение системы уравнений (5.4.6), (5.4.15), (5.4.16):

$$M = M_0 + \beta \dot{m} t, \quad v = \left(\frac{g \Delta T}{T_e} + \frac{c\beta \dot{m} v_r}{M_0} \right) t, \quad T = T_0 + \frac{c\beta \dot{m}}{M_0} (T_e + T_r - 2T_0) t, \quad (5.4.17)$$

где $\Delta T = T_r - T_0$; $T_e = \text{const}$; $c\beta \dot{m} = \text{const}$; $v_0 = 0$.

Решение (5.4.17) описывает состояние термика в первые моменты времени после его образования. Из анализа (5.4.17) следует, что при малых t величины M и v линейным образом растут с ростом времени и массовой скорости образования продуктов горения, а T растет при $T_e + T_r > 2T_0$ и убывает при

Поскольку в реальных условиях температура термина убывает с рос-

том времени, то начальная температура термика, образующегося при лесном пожаре, меньше, чем $\frac{1}{2} (T_r + T_e)$. Полученные результаты не противоречат априорным физическим соображениям.

Если величину M устремить к ∞ , то в уравнениях (5.4.6) (5.4.15), (5.4.16) можно пренебречь членами, имеющими множитель $\frac{1}{M}$. В результате получаем уравнения

$$\frac{dM}{dt} = \alpha v M, \quad \frac{dT}{dt} = \alpha v (T_e - T) - \frac{q v T}{C_p T_e}; \quad (5.4.18)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q(T - T_e)}{T_e} - v \frac{d \ln M}{dt} - C_d (4 \pi \rho)^{1/3} (3M)^{2/3} v^2, \quad (5.4.19)$$

которые детально исследованы в книге [148] в связи с анализом термиков, которые возникают в природе вследствие неравномерного нагрева поверхности Земли лучами Солнца.

Согласно [148] радиусы неадиабатически поднимающихся термиков линейно растут с ростом высоты

$$R_{zp} = R_{zp}^0 + x \operatorname{tg} \theta, \quad (5.4.20)$$

где $\operatorname{tg} \theta = 0,2$, а R_{zp}^0 - начальный радиус термика.

Формула (5.4.20) получена в результате наблюдений в лабораторных и натурных условиях. Используя определение коэффициента вовлечения α и (5.4.20), авторы [148] получили следующую формулу для этой величины:

$$\alpha(x) = \frac{3}{x_* + x} - \frac{q}{R_g T} - \frac{d \ln T}{dx}, \quad (5.4.21)$$

где $x_* = R_{zp}^0 / \operatorname{tg} \theta = \text{const}$.

Согласно оценкам [148] два последних члена имеют порядок 10^{-4} м^{-1} , поэтому для небольших высот и небольших начальных размеров термиков можно использовать более простую формулу

$$\alpha(x) = \frac{3}{x_* + x} \approx \frac{0.6}{R_{\text{exp}}(x)} \quad (5.4.22)$$

Если $\alpha = \text{const}$ или определяется формулой (5.4.22), то при $m=0$ из (5.4.6) получаем [150]

$$M = M_0 \exp \alpha x, \quad M = M_0 \left(1 + \frac{x}{x_*}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.4.23)$$

Таким образом, масса термика возрастает с высотой, и при $x \rightarrow \infty$ величина $M \rightarrow \infty$, в результате чего термик теряет свою индивидуальность и растворяется в окружающей среде. Этот вывод сохраняет свою силу и при произвольных положительных значениях α и β/m , так как из (5.4.6) следует, что в этом случае $dM/dt > 0$ и, следовательно, при $t \rightarrow \infty$ величина $M \rightarrow \infty$.

В работе [148] в результате аналитического решения уравнений (5.4.18), (5.4.19) с учетом формулы (5.4.22) были получены формулы для уровня покоя и высоты выравнивания температур

$$x_p = x_* \left[\left(1 + \frac{g h}{x_*}\right)^{1/4} - 1 \right]; \quad x_r = [x_*^3 (x_* + 4h)]^{1/4} - x_* \quad (5.4.24)$$

Здесь $h = (T_0 - T_{\infty})/\alpha$; $\alpha = \gamma_a - \gamma$; $\gamma_a = g/C_p$; γ - градиент температуры в приземном слое атмосферы.

Формулы (5.4.24) справедливы при $\gamma < \gamma_a$ (для устойчивой стратификации приземного слоя атмосферы).

Если $\gamma > \gamma_a$, то имеет место неустойчивая стратификация среды и температура термика, как следует из результатов работы [148], может возрастать.

Вторая из формул (5.4.24) получена при $V_0 = 0$ и условии, что $x_p \neq x_*$. Анализ этой формулы позволяет утверждать, что уровень покоя полностью определяется параметрами термика

$T_0 - T_{\infty}$, R_{exp}^0 , $\epsilon g \theta$ и градиентом стратификации γ . С ростом начального перегрева $(\Delta T)_0 = T_0 - T_{\infty}$, параметра x_* и с уменьшением величины α величина x_p возрастает.

Представляет интерес нахождение критерия, при выполнении которого термик с заданными характеристиками преодолевает инверсионный слой, характеристики которого также известны. Оче-

видно, что для этого необходимо, чтобы $x_y \gg x_m$, где x_m - высота слоя инверсии. Это условие выполняется, если

$$(\Delta T)_0 \gg \frac{(T_a + \Gamma_m) R_{sp}'}{8 \lg \theta} \left[\left(1 + \frac{x_m \lg \theta}{R_{sp}'} \right)^4 - 1 \right], \quad (5.4.25)$$

где $\Gamma_m = (T_m - T_{a0})/x_m$; T_m - температура среды на уровне инверсии.

При очень больших начальных размерах термика неравенство (5.4.25) существенно упрощается

$$(\Delta T)_0 \gg \frac{1}{2} (T_a + \Gamma_m) x_m. \quad (5.4.26)$$

Любопытно, что при неадиабатическом подъеме термика и устойчивой стратификации среды скорость подъема термика - периодическая функция времени с периодом, не зависящим от скорости вовлечения термика [148].

Результаты теоретических исследований в [148] сравниваются с известными экспериментальными данными. Показано, что в ряде случаев наблюдается не только качественное, но и количественное согласование теоретических и экспериментальных данных.

Большой интерес для практиков представляют результаты теоретического и экспериментального рассеивания в атмосфере загрязняющих примесей, выбрасываемых из дымовых труб промышленных предприятий [147]. Л.А. Рихтер считает, что общий подъем дымового облака обуславливается гидродинамикой и силами плавучести (тепловой подъем) и определяется формулой

$$\Delta h = V_r \left(\frac{K_m}{2_0 \omega} + \frac{K_r g \Delta T}{\epsilon_y \omega^3 T_r} \right). \quad (5.4.27)$$

Здесь ω - средняя скорость ветра; V_r - объем уходящих в единицу времени газов; $K_r = 0,37$, $K_m = 2,35$, ϵ_y - степень турбулентности; $\Delta T = T_r - T_0$, 2_0 - диаметр дымовой трубы.

Из анализа формулы (5.4.27) следует, что высота подъема дыма снижается с ростом скорости ветра, причем величина теплового

подъема (второй член в формуле (5.4.27)) уменьшается значительно быстрее, чем подъем облака, обусловленный гидродинамикой истечения струи.

Большой интерес представляют результаты работы [153], в которой в рамках приближения Буссинеска при помощи численного решения соответствующих уравнений на электронно-вычислительной машине подробно исследован вопрос о распространении нагретых струй в однородной и стратифицированных средах. Считалось, что начальный радиус и скорость струи ограничены, учитывалась молекулярная вязкость среды и использовалась двуслойная модель турбулентности. Для начального участка турбулентная кинематическая вязкость определялась по старой теории Прандтля

$$\gamma_T = l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad l = 0.0762 \delta, \quad \gamma_T = 0.0246 y_{1/2} (u_+ - u_-), \quad (5.4.28)$$

а для основного участка струи вниз по потоку использовалась новая формула Прандтля (см. вторую формулу (5.4.28)).

Здесь δ - ширина слоя смешения; $y_{1/2}$ - полуширина струи; u_+ и u_- - максимальное и минимальное значения скорости струи.

В результате расчетов было установлено, что для низких чисел Фруда (малые начальные скорости струи) струя существенно ускоряется, благодаря подъемной силе, а ее температура падает с ростом высоты. Показано, что использование указанной выше модели турбулентности приводит к некоторому занижению скорости на оси струи для низких чисел Фруда по сравнению с экспериментальными данными. Приведены результаты расчетов максимальной высоты подъема струи (уровня покоя) и высоты нулевой подъемной силы (высоты выравнивания температур). Проведено сравнение полученных теоретических результатов с известными экспериментальными результатами. На основании удовлетворительного согласования этих результатов делается вывод о том, что влияние подъемной силы на турбулентный перенос для вертикальных свободных струй имеет второстепенное значение, хотя и обнаружена тенденция небольшого увеличения турбулентной вязкости из-за влияния подъемной силы.

Аэродинамика больших пожаров обсуждалась в работе [53]. Использовались модель струи - источника, приближение Буссинеска и

однослойная модель турбулентности, причем турбулентная вязкость определялась по формуле, аналогичной первой формуле (5.4.28). Скорость ветра и температура среды считались не зависящими от высоты. Для решения поставленных задач использовались методы суперпозиции решений и интегральных соотношений. Показано, что для однородной атмосферы могут быть два типа течений над пожарами: конвективная колонка и плюмаж. В первом случае линии тока почти вертикальны, а во втором - почти горизонтальны. Получено условие существования конвективной колонки

$$\frac{w_1 + w_2}{\alpha, A,} \left(\frac{C_p \rho_e}{Q_0 g \beta} \right)^{1/3} \leq \frac{8}{15} . \quad (5.4.29)$$

Здесь w_1 , w_2 - скорости ветра и распространения пожара; $\alpha, A,$ - коэффициент, характеризующий интенсивность турбулентного обмена.

Критерий (5.4.29) аналогичен известному критерию возникновения конвективной колонки, сформулированному Байрамом (см. (2.1.1)).

Следует отметить, что принцип суперпозиции решений справедлив только для линейных уравнений, а то время как используемые в [53] уравнения нелинейны. Поэтому результаты, полученные в [53], должны быть тщательно и всесторонне проверены.

Большой интерес представляет точное решение автомоделной задачи о свободной конвекции от точечного источника над горизонтальной плоскостью, полученное в диссертации Г.А. Тирского [152]. Это решение может служить для тестовых проверок численных решений более сложных задач аэродинамики пожаров.

Подводя итог результатам, изложенным в данном параграфе, можно сказать, что в настоящее время использование разумных упрощений общей постановки задачи представляет собой самый перспективный метод получения конкретных результатов, интересующих практиков.

§5.5. Аналитическое решение задачи о воспламенении лесного массива при верховом лесном пожаре

Поскольку теплофизические и термокинетические постоянные, характеризующие свойства органической массы, известны ориентировочно, то до проведения систематических расчетов на ЭВМ целесообразно, следуя [48], дать качественный анализ предельных явлений - воспламенения и потухания.

Для простоты анализа сделаем следующие допущения:

1. В пограничном слое атмосферы имеет место замороженное турбулентное течение газа.
 2. Температура продуктов горения постоянна.
 3. Толщина прогретого слоя органической массы значительно меньше толщины слоя проводников горения (высоты полога).
 4. Газовая и конденсированная фазы имеют в одной и той же точке пространства одинаковую температуру (используется однотемпературная модель тепло- и массопереноса).
 5. Реакция пиролиза термонеutralна, а сам процесс воспламенения лимитируется поступлением газообразных продуктов пиролиза!
 6. Перенос энергии диффузией пренебрежимо мал по сравнению с переносом энергии кондукцией и излучением.
 7. Испарение происходит в неравновесном режиме.
 8. Факел пламени излучает как плоская стенка с известной степенью черноты ϵ под известным углом наклона β к верхней границе полога леса.
 9. Массовая концентрация дисперсных частиц мала, и они не оказывают влияния на тепло- и массоперенос.
 10. Термическое расширение газовой фазы не влияет на тепловые состояния слоя проводников горения, а давление не изменяется в процессе воспламенения реакционноспособной среды.
- В связи с первым допущением для определения теплового потока из газовой фазы можно использовать формулу (5.2.8). Использование этой формулы оправдывается расчетами, приведенными в §5.1 и 5.2. Согласно этим расчетам свободная конвекция относительно слабо влияет на величину конвективного теплового потока. При помощи результатов этих расчетов формула для q_w была уточнена. Величина диффузионного потока может быть определена при помо-

щи аналогии между процессами тепло- и массообмена [73], согласно которой в нашем случае имеем

$$\rho D \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=0} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \frac{C_w Le}{C_p (T_h - T_w)} = \frac{\alpha C_w Le}{C_p}, \quad (5.5.1)$$

где C — концентрация наиболее представительного из продуктов пиролиза; $Le = \frac{\rho D \lambda}{\lambda}$ — число Льюиса-Семенова; λ — эмпирическая постоянная порядка единицы; α — коэффициент теплообмена.

Оценки показывают, что сформулированные выше допущения в той или иной мере оправданы. В частности, с хорошей степенью точности выполняется третье, пятое и шестое допущения (последнее выполняется точно, если компоненты газовой фазы имеют близкие значения теплоемкостей или градиенты концентраций малы).

Если учесть еще, что при завесном типе нагрева реакционной массы нагрев органической массы происходит в соответствии с принятой в §1.6 схемой пожара, то можно пренебречь свободной конвекцией в пологом леса вплоть до момента воспламенения в соответствии с условием возникновения свободной конвекции [148]. В результате решение задачи о воспламенении полого леса сводится к решению системы уравнений

$$\sum_{i=1}^3 \rho_i C_{pi} \varphi_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\sum_{i=1}^3 \lambda_i \varphi_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + q_3 R_3 - q_2 S R_2 + q_{2w} Q_R \exp(-\kappa y); \quad (5.5.2)$$

$$\rho_3 \varphi_3 \frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_3 \varphi_3 D \frac{\partial C}{\partial y} \right) + R_1 - R_3 - C R_1, \quad \rho_3 = \frac{\rho_2}{R_g T}, \quad R_g = \frac{R}{M}; \quad (5.5.3)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -S R_2, \quad \sum_{i=1}^3 \varphi_i = 1, \quad \rho_3 = \rho_{3n} = const \quad (5.5.4)$$

с граничными и начальными условиями

$$-\left(\sum_{i=1}^3 \lambda_i \varphi_i \frac{\partial T_w}{\partial y} \right) \Big|_{y=0} = \alpha (T_h - T_w) + Q_R (\kappa \varphi_3) \Big|_{y=0}, \quad \rho_3 \varphi_3 D \frac{\partial C_w}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\alpha C_w Le}{C_p} \quad (5.5.5)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=h_2} = 0, \quad \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=h_2} = 0; \quad (5.5.6)$$

$$T|_{t=0} = T_H, \quad C|_{t=0} = 0, \quad \varphi_i|_{t=0} = \varphi_{iH}, \quad i=1,2. \quad (5.5.7)$$

Здесь x, y - декартовы координаты ($x = 0$ соответствует левой границе фронта пожара, $y=0$ - верхней границе полога леса); ось y направлена вниз; h_2, T - высота и температура полога леса; $C, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ - массовая концентрация продуктов пиролиза, объемная доля органического вещества, влаги и пористость, соответственно; ρ, P, T, C_p, λ - плотность, давление, температура, теплоемкость и коэффициент теплопроводности; S - суммарная удельная поверхность листьев, хвои и тонких веточек; $E_1, K_{01}, L, B, q_1, E_3, K_{03}, q_3$ - термокинетические постоянные (энергия активации и предэкспонент) реакций пиролиза, испарения (теплота испарения моля воды, предэкспонент, теплота испарения на единицу массы), эффективной реакции окисления продуктов пиролиза (энергия активации, предэкспонент и тепловой эффект); $Q_R = \epsilon \sigma T_p^4 0.5 [1 - (\ell \cdot \cos \beta + x)]$; $\sqrt{P^2 + 2x \ell \cos \beta + x^2}$ - радиационный тепловой поток; k - коэффициент ослабления в законе Бугера; $T_R = T_c + (T_p - T_c) \times \times (1 + \frac{1.68 \cdot 10^{-8} Re_{0.1}}{Re_{0.1}})^{-0.8}$ - адиабатическая температура поверхности; ℓ, ϵ и γ - длина, коэффициент черноты и угол наклона факела пламени, отсчитываемый от горизонтали по часовой стрелке;

$$Re_{0.1} = \frac{\rho \ell \varphi_1}{\mu_c} (x - x_r), \quad Re_{0.2} = \frac{\rho \ell \varphi_2}{\mu_c} x,$$

$$Re_r = \frac{(\rho \gamma)_r x_r}{\mu_r} \quad - \text{параметры}; \quad R_1 = K_{01} P_1 (\varphi_1 - \varphi_{10}) \exp(-E/RT),$$

$$R_2 = \frac{K_{02} P_2 \exp(-L/RT)}{\sqrt{T}} \varphi_2, \quad \varphi_2 = \frac{\varphi_{20} \varphi_{1H}}{1 + \varphi_2}, \quad K_{02} = \frac{B M_1}{\sqrt{2 \pi M_2 R}}$$

$$R_3 = K_{03} C \exp(-E_3/RT) / T^{2.25}$$

массовые скорости образования (исчезновения) органического вещества, влаги, летучих продуктов пиролиза; $\alpha = 2650 \rho_a v_a c_{pe} \lambda$ $R_{a,2}^{(1)} R_{a,2}^{(2)} B^{(1)} F_2^{(2)}$ - коэффициент теплообмена; $(\rho v)_r$ - массовая скорость вдува газообразных продуктов горения в атмосферу; индексы 1, 2, 3, w, e, r, n относятся к сухому органическому веществу, влаге, газовой фазе, параметрам на верхней границе полога леса, набегающего потока, зоны горения и начальным условиям.

Для скорости разложения лесных горючих материалов использовалось выражение

$$R_r = \bar{K}_0 \rho_s^0 (\varphi_r - \varphi_{rc}) \exp\left(-\frac{E_r}{RT_r}\right), \varphi_{rc} = \frac{dc \varphi_{11}}{1 + \lambda_c} \quad (5.5.8)$$

которое получается в результате преобразования простой формулы (3.6.14). Иными словами, процесс пиролиза считался одностадийным, т.е. использовалась наиболее простая математическая модель пиролиза. Как показывают оценки, основной вклад в величину суммарной скорости испарения вносит испарение из хвоинок, поэтому в данной работе будут использоваться результаты § 3.4.

Для нахождения конвективного потока из газовой фазы были аппроксимированы результаты численных расчетов тепломассопереноса в приземном слое атмосферы над пологом леса (см. § 5.2). Для задания лучистого потока, падающего на поверхность полога Q_R , использовались результаты работы [154], а для диффузионного потока из газовой фазы - аналогия процессов тепломассопереноса [129-131]. Термокинетические постоянные реакции пиролиза согласно результатам § 3.5 равны $E_1/R = 9410$ град, $K_{01} = 3,63 \cdot 10^4$ л/с, а эффективной реакции взаимодействия продуктов пиролиза с кислородом брались для окисления наиболее представительного компонента - окиси углерода (см. (3.5.17) и (3.6.2)). Для реакции испарения влаги использовались в соответствии с результатами § 3.4 следующие значения: $K_{02} = 6 \cdot 10^5 \frac{\sqrt{\text{град}}}{\text{с}}$; $q_2 = 2,96 \cdot 10^6$ Дж/кг; $L/R = 6000$ град. Реакция пиролиза считалась термонейтральной. Теплофизические свойства пористой среды в целом и ее отдельные компоненты определялись в соответствии с резуль-

татами, изложенными в § 3.3.

Величины λ_{gr} и D_r - линейные функции высоты (см. §3.7). Поскольку высота полога леса меньше высоты деревьев, то для аналитического решения задач в качестве величин λ_{gr} и D_r можно взять их средние по высоте полога значения. Кроме того, будем предполагать, что можно игнорировать степенную зависимость плотности от температуры по сравнению с экспоненциальной зависимостью от температуры скоростей химических реакций, а φ_3 считать постоянной.

Учитывая сделанные выше допущения и приводя уравнения, граничные и начальные условия (5.5.2)-(5.5.7) к безразмерному виду, получаем уравнения

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + a c \frac{\exp \frac{\theta_2 \theta}{1 + \beta \theta}}{(1 + \beta \theta)^{2.25}} - \frac{\varphi_2}{(1 + \beta \theta)^{1/2}} \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} + \varphi_3 \beta e^{-\alpha \tau}; \quad (5.5.9)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = k e \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} - \gamma_1 (\varphi_1 - \varphi_2) (1 - c) \exp \frac{\theta_1 \theta}{1 + \beta \theta} + \gamma_2 c \frac{\exp \frac{\theta_2 \theta}{1 + \beta \theta}}{(1 + \beta \theta)^{2.25}}; \quad (5.5.10)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} = -\gamma_1 (\varphi_1 - \varphi_2) \exp \frac{\theta_1 \theta}{1 + \beta \theta}, \quad \frac{\partial \varphi_2}{\partial \tau} = -\frac{\gamma_2 \exp(\theta/(1 + \beta \theta))}{(1 + \beta \theta)^{1/2}} \varphi_2, \quad (5.5.11)$$

с граничными и начальными условиями

$$\left. \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = Nu(\theta_n - \theta_w) + (1 - \varphi_{3w}) \pi q - \frac{\pi_2 \varphi_{2w}^2 \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w}}{(1 + \beta \theta_w)^{1/2}}; \quad (5.5.12)$$

$$\eta = \frac{y}{y_*}; \quad \left. \frac{\partial c}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = Nu_c c_w; \quad \tau = \frac{t}{t_*}; \quad (5.5.13)$$

$$\theta|_{\eta \rightarrow \infty} = \theta|_{\tau=0} = \theta_n, \quad c|_{\eta \rightarrow \infty} = c|_{\tau=0} = 0, \quad \varphi_i|_{\tau=0} = \varphi_{in}. \quad (5.5.14)$$

Здесь $\theta_n = \frac{(\tau - \tau_n) L}{R T_n^2}$ - безразмерная температура; $\beta = \frac{R T_n}{L}$.

$$\alpha = \frac{q_3 K_{03}}{q_2 q_3 T_*^{1.95} K_{02} S} \exp \frac{(L - E_3)}{RT_*}, \mu = K Y_*, \bar{B} = \frac{Q_2 t_* L K}{\left(\sum_{i=1}^3 g_i c_{pi} q_i \right)_* RT_*^2},$$

$$Le = \frac{D_{tr} \left(\sum_{i=1}^3 g_i c_{pi} \right)_*}{\left(\sum_{i=1}^3 \lambda_i \varphi_i \right)_*} \chi = \frac{K_{01} q_1^0 t_* \exp \left(-\frac{E_1}{RT_*} \right) \bar{D}_1 \left(\frac{q_1 \varphi_1}{\rho_1^0} \right)_*}{\left(\sum_{i=1}^3 \lambda_i \varphi_i \right)_*}, \chi = \frac{t_* K_{03} \exp(-E_3/RT_*)}{T_*^{2.25}},$$

$$\lambda_* = \left(\sum_{i=1}^3 \lambda_i \varphi_i \right)_*, \gamma_2 = \frac{t_* S K_{02}}{\sqrt{T_*}} \exp(-L/RT_*), Nu = \frac{\alpha Y_*}{\lambda_*},$$

$$\mathcal{K}_q = \frac{Q_2 Y_* L}{\lambda_* K T_*^2}, Nu_1 = \frac{Nu}{\varphi_3}, \beta_1 = E_1/L, \beta_3 = E_3/L, \mathcal{K}_2 = \frac{q_2 Y_*}{\lambda_*} \times$$

$$\times \frac{K_{02} \rho_2^0 \exp(-L/RT_*)}{RT_*^2 \sqrt{T_*}}, \rho_{3*}^0 = \frac{P.M}{RT_*}, \alpha = 2650 \rho_2 c_{pe} \mu_e f_z Re_{ac} Re_r \left(\frac{\rho_2 \mu_e}{\rho_r \nu_r} \right)^{0.1}$$

- безразмерные параметры, физический смысл которых очевидным образом вытекает из их определения; T_* - характеристическая температура; M - молекулярный вес смеси, который считается постоянным, так как изменяющаяся массовая концентрация продуктов пиролиза мала по сравнению с концентрацией других компонентов газовой фазы;

$t_* = \frac{(c_p^0 c_p)_* RT_*^2 \sqrt{T_*}}{L q_2 K_{02} \rho_2^0} \exp \frac{L}{RT_*}$ - характерное время; $\left(\sum_{i=1}^3 g_i c_{pi} \right)_* = (g c_p)_*$
 $Y_* = \sqrt{\lambda_* t_*} / (c_p c_p)_*$ - характерная длина реакционной зоны; индекс * приписывается параметрам при $T = T_*$.

Для решения краевой задачи (5.5.8)-(5.5.13) удобно использовать комбинацию метода преобразования Лапласа и асимптотического метода вычисления несобственных интегралов [73].

В результате вместо уравнений в частных производных (5.5.9), (5.5.10) имеем два интегральных уравнения

$$\theta_w = \theta_H + \frac{2}{\sqrt{x}} \mathcal{K}_q \sqrt{t} + Nu \int_0^t \frac{(\theta_H - \theta_w)}{\sqrt{x} \sqrt{t-t'}} dt' - \mathcal{K}_2 \int_0^t \frac{\varphi_w^2 \exp \frac{\theta_w}{1+\beta \theta_w} dt'}{(\varphi_3 \beta \theta_w)^{1/2} \sqrt{x(t-t')}} +$$

$$+ \int_0^t \left[a c_w (1 + \beta \theta_w)^{-2.25} \frac{\partial_3 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} - \varphi_w (1 + \beta \theta_w)^{-1/2} \exp \frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right] dt' +$$

$$+ \frac{B}{\mu} \left\{ e^{\mu^2 t} [1 - \Phi(\mu \sqrt{t})] - t + \frac{2 e^{\mu^2 t} \sqrt{t}}{\sqrt{x}} \right\}; \quad (5.5.15)$$

$$c_w = -Nu_1 \sqrt{Le} \int_0^t \frac{c_w(t')}{\sqrt{x(t-t')}} dt' + \gamma_1 \int_0^t (\varphi_w - \varphi_c) (1 - c_w) \exp \frac{\beta_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} dt -$$

$$- \int_0^t \gamma_3 (1 + \beta \theta_w)^{-2.25} c_w \exp \frac{\beta_3 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} dt. \quad (5.5.16)$$

Для определения φ_{1w} и φ_{2w} необходимо использовать обыкновенные дифференциальные уравнения (5.5.11) при $\eta = 0$. Для определения θ_w для малых ζ можно использовать уравнение

$$\theta_w = \theta_n + \frac{2\pi_2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\zeta} + Nu_2 \frac{(\theta_n - \theta_w)}{\sqrt{\pi}} - \frac{2\pi_2 \varphi_{2w}^2 \exp \frac{\theta_w}{\theta_n}}{(1 + \beta \theta_w)^{1/2} \sqrt{\pi}} \quad (5.5.17)$$

Это выражение получается, если в (5.5.15) пренебречь всеми интегралами, кроме первых, а для вычисления первых интегралов использовать разложение подинтегрального выражения в ряд по степеням $(\zeta - t)$. Величины φ_{1w} и φ_{2w} в (5.5.17) можно определить, решая уравнение (5.5.11) в ряд по степеням

$$\varphi_i = \varphi_{in} + \varphi_{i1} \sqrt{\zeta} + \varphi_{i2} \zeta + \dots, \quad i=1,2. \quad (5.5.18)$$

Если считать, что температура зажигания априори известная величина и принять ее в качестве величины T_* , то из выражения (5.5.17) можно получить следующее выражение для времени зажигания:

$$\tau_* = \frac{\pi \theta_n^2}{4 [Nu_2 \theta_n + \pi_2 - \pi_2 \varphi_{2n}^2]}. \quad (5.5.19)$$

При выводе (5.5.19) были опущены все члены ряда (5.5.18), кроме первого.

Анализ формулы (5.5.18) показывает, что время воспламенения убывает с ростом числа Нуссельта (безразмерного конвективного теплового потока) и π_2 безразмерного лучистого потока, а с ростом скорости испарения величина τ_* растет.

Интересно, что при $Nu \rightarrow Nu_*$ величина $\tau_* \rightarrow \infty$. Таким образом, воспламенение имеет место только при $Nu > Nu_*$. Величина Nu_* определяется формулой

$$Nu_* = \frac{\pi_2 \varphi_{2n}^2 - \pi_2}{\theta_n}. \quad (5.5.20)$$

Величина предельного конвективного потока убывает с ростом безразмерного лучистого потока и растёт с ростом скорости испарения, что согласуется с априорными физическими соображениями.

Поскольку числа Nu и θ_* зависят от x , то из уравнения

$$Nu = Nu_* \quad (5.5.21)$$

удается определить предельное расстояние x такое, что при $x > x_*$ зажигание проводников горения не имеет места (иными словами, $x = x_*$ - координата фронта зажигания).

Зная величину x_* , можно определить ширину противопожарных заслонов (полос), обеспечивающих нераспространение низового или верхового лесного пожара.

Уравнение (5.5.1) удается решить методом простой итерации аналитически.

Первое приближение имеет вид

$$\xi_1 = \frac{1000}{1.28} Re_r^{0.1} \left\{ \left(\frac{T_r - T_c}{T_r - T_c} \right)^{-1.25} - 1 \right\}, \quad \xi = Re_r x \quad (5.5.22)$$

Второе приближение определяется формулой

$$\xi_2 = \frac{1000 Re_r^{0.1}}{1.28} \left\{ \left[\frac{T_r - T_c}{T_r - T_c} + \frac{\lambda_2 \xi_1^{0.3} (K_{21} \theta_{*1} - \theta_{*2}) R T_c^2}{\mu_{*1} (T_r - T_c) L} \right]^{-1.25} - 1 \right\}, \quad (5.5.23)$$

$$\lambda = 2650 \rho_c c_{pe} \mu_c Re_r^{0.2} \theta_{*1}^{0.3} \theta_{*2}^{0.3}$$

При получении формулы (5.5.23) перед θ_{*2} для лучшего согласования с результатами численного решения, данного в §5.6, введен корректирующий множитель 7. Поэтому выражение (5.5.23) следует рассматривать как формулу, интерполирующую результаты численного счета задачи в точной постановке.

Любопытно, что введение корректирующего множителя перед θ_{*2} одновременно повышает и точность формулы (5.5.19).

Представляет интерес зависимость времени зажигания от координаты x для различных значений скорости ветра, начального объемного влагосодержания в пологе леса φ_{*H} , массовой скорости горения и температуры зажигания T_* . Соответствующие зависимости представлены на рис. 5.5.1, а, б, в, г. На первом из них даны графики времени зажигания в функции от x при $(\rho \nu)_r = 2 \text{ кг/м}^2$, $x_r = 6 \text{ м}$, $\varphi_{*H} = 0,001$, $T_* = 600 \text{ К}$ для различных значений величины скорости ветра $u_c = 3,65; 5,48; 6,57; 7,3; 8; 9,25 \text{ м/с}$ (кривые 1, 2,

3, 4, 5, 6 соответственно). Из анализа кривых, представленных на рис. 5.5.1, а следует, что с ростом x время зажигания, как и следовало ожидать, возрастает, причем при $x \rightarrow x_*$ величина времени зажигания в соответствии с формулой (5.5.19) стремится к бесконечности. С ростом скорости ветра величина времени зажигания при фиксированном x сначала убывает*), а затем растет. Именно по этой причине пересекаются кривые 3 и 4, 2 и 6.

На рис. 5.5.1, б представлены зависимости времени зажигания от x при $(\rho v)_* = 2 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, $x_* = 6 \text{ м}$, $T_* = 600 \text{ К}$, $v_e = 10,95 \text{ м/с}$ для различных значений величины объемного влагосодержания $q_{*H} = 0,0001, 0,001$ и $0,003$ (кривые 3, 2 и 1 соответственно). Анализ кривых рис. 5.5.1, б показывает, что с ростом x они ведут себя так же, как и кривые на рис. 5.5.1, а, причем время зажигания растет с ростом q_{*H} (кривые 1 и 2 расположены в ле кривой 3).

Представляют интерес зависимости времени зажигания от массовой скорости горения $(\rho v)_*$. Они получены при $x_* = 6 \text{ м}$, $(\rho v)_* = 8000 \text{ Дж/м}^3 \text{ град}$, $\lambda_* = 1000 \text{ Дж/м с град}$, $T_* = 600 \text{ К}$, $v_e = 3,65 \text{ м/с}$, $q_{*H} = 0,001$ и даны на рис. 5.5.2, в (кривая 1 соответствует $(\rho v)_* = 2$, 2 - 3, а 3 - 4 $\text{кг/м}^2 \text{ с}$). Анализ этих кривых показывает, что с ростом массовой скорости горения время зажигания, как и следовало ожидать, убывает.

На рис. 5.5.1, г представлены зависимости t_* от x , полученные при $(\rho v)_* = 2 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, $x_* = 6 \text{ м}$, $v_e = 10,95 \text{ м/с}$, $q_{*H} = 0,001$ для различных значений T_* (кривая 1 соответствует 550 К, 2 - 600 К, 3 - 650 К). В качественном отношении эти кривые не отличаются от кривых, представленных выше. Обращает на себя внимание тот факт, что время зажигания гораздо сильнее зависит от T_* , чем ширина противопожарного разрыва Δx_* .

Расчеты показали, что лучистый тепловой поток и выбор T_* относительно слабо влияют на величины времени зажигания и ширины противопожарного разрыва.

*) При получении кривых 1-4 использовались численные значения теплового потока, полученные в § 5.3, т.к. аналитическая формула для теплового потока не определена при малых значениях v_e .

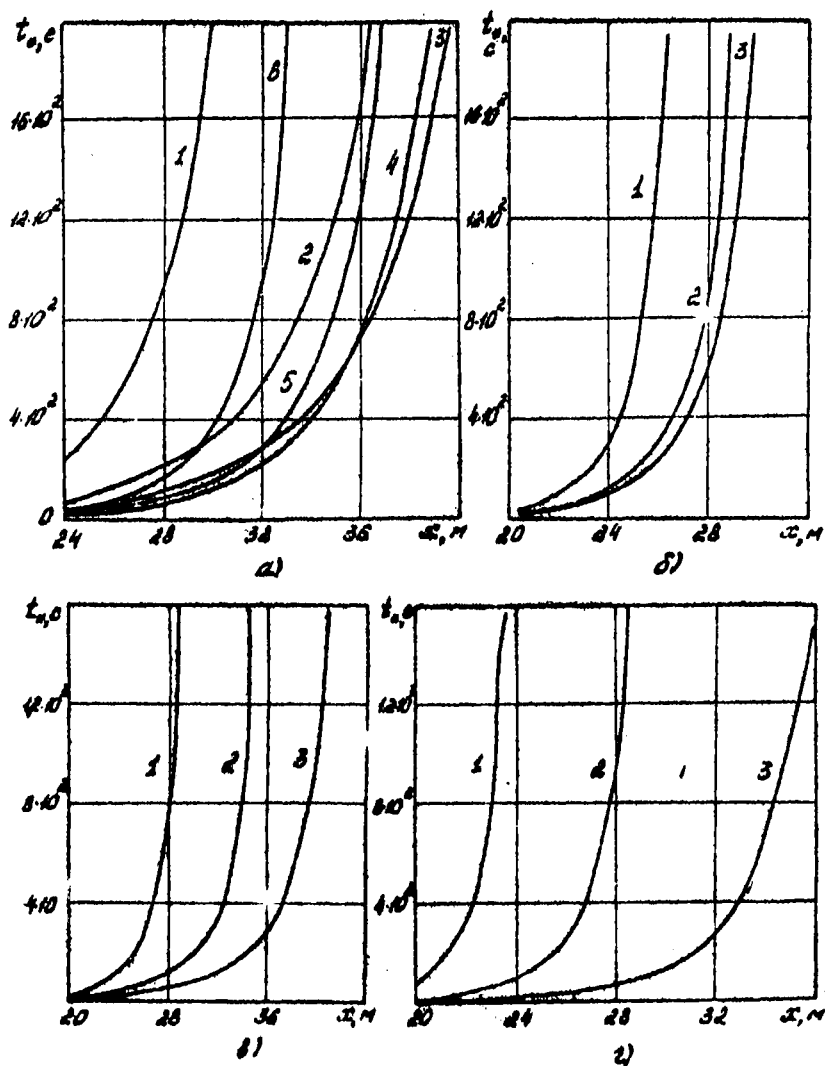


Рис. 5.5.1. Зависимость времени загорания от расстояния при различных значениях характеристик лесного пожара.

Сравнение аналитических и численных результатов по определению величины Δx_* можно провести на основании анализа кривых рис. 5.6.3а и 5.6.3б. Сплошные кривые соответствуют результатам численного счета, а пунктирные получены по формуле (5.5.24).

На рис. 5.6.3а,б даны графики Δx_* в функции от U_a , $(\rho v)_r$, x_r , q_{2H} для различных значений температуры воспламенения T_* . Параметры, использованные при построении графиков, характерны для верховых пожаров [5]. Анализ этих графиков показывает, что величина Δx_* в отличие от результатов [48], является немонотонной функцией скорости ветра (см. кривую 2 на рис. 5.6.3б). Это объясняется иной функциональной зависимостью от x конвективного теплового потока, использованного в данной работе, другими численными значениями массовой скорости горения $(\rho v)_r$, ширины фронта горения и скорости ветра (см. рис. 5.6.3а). Уменьшение Δx_* с ростом U_a объясняется уменьшением T_a вследствие разбавления продуктов горения холодным воздухом. Напомним, что в [48] значения $(\rho v)_r$, x_r , U_a соответствовали подлесно-кустарниковым пожарам [155]. Ширина противопожарного заслона Δx_* с ростом массовой скорости горения возрастает почти линейно (см. рис. 5.6.3а), что в качественном отношении согласуется с данными работы [48]. С ростом ширины фронта горения x_r величина Δx_* также почти линейно возрастает (см. рис. 5.6.3а) в согласии с результатами [48]. В то же время в отличие от данных [48] ширина противопожарного разрыва для верховых пожаров относительно слабо зависит от начального объемного влагосодержания в пологом леса (см. рис. 5.6.3б). С ростом q_{2H} величина Δx_* убывает, но скорость убывания невелика (см. кривую 1 на рис. 5.6.3б).

Отметим, что как показали расчеты, характер зависимости величины Δx_* от U_a , $(\rho v)_r$, x_r и q_{2H} не меняется при изменении T_* . Этот факт свидетельствует о том, что некоторый произвол в выборе температуры зажигания слабо влияет на важную для практиков величину — критическую ширину противопожарного заслона Δx_* . Полученный результат в какой-то степени обосновывает упрощенную приближенную методику определения ширины противопожарного заслона, представленную выше.

§5.6. Численное решение задачи о воспламенении лесного массива при верховом лесном пожаре

Для проверки полученных в предыдущем параграфе приближенных аналитических результатов система уравнений (5.5.2)-(5.5.5) решалась численно на ЭВМ БЭСМ-6 при помощи разностной схемы, полученной на основе итерационно-интерполяционного метода [72].

Краевая задача (5.5.2)-(5.5.7) многократно численно интегрировалась для различных значений продольной координаты x при одних и тех же значениях входных параметров задачи $x_r, (\rho v)_r, T_r, U_2$ (на уровне верхней границы крон). Поскольку задача многопараметрическая, то она к безразмерному виду не приводилась и использовались уравнения (5.5.2)-(5.5.5). В каждом сечении по задаче решалась либо до момента воспламенения, либо счет прекращался при $t = 12-15$ мин в случае невоспламенения полога леса. Таким образом, последовательным решением задачи (5.5.2)-(5.5.7) при различных значениях x определялась координата правой границы противопожарного заслона (разрыва) x_* , при которой не происходит зажигания полога леса.

Следует отметить, что использование ЭВМ позволило отказаться от допущений о постоянстве плотности и теплофизических характеристик газовой фазы. В качестве условия зажигания использовалось существование у температуры на границе раздела сред второй точки перегиба при $t = t_*$, где t_* - время воспламенения.

На рис.5.6.1 представлена зависимость температуры среды на верхней границе полога леса в функции от времени при различных значениях продольной координаты x . Величины термокинетических параметров, характеристик зоны горения и набегающего потока таковы: для пиролиза - $E_1/R = 9420$ град, $K_{01} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $q_1 = 0$; для сушки - $L/R = 6000 \text{ град}^{-1}$, $K_{02} = 6 \cdot 10^5 \text{ град/с}$; $q_2 = 6 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$; окисления - $E_3/R = 13500 \text{ град}$, $K_{03} = 1 \cdot 10^{14}$, $q_3 = 5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$; $x_r = 6 \text{ м}$, $(\rho v)_r = 2 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$, $T_r = 1300 \text{ К}$, $\ell = 6 \text{ м}$, $\beta = 135^\circ$ (угол отсчитывается от направления ветра по часовой стрелке), $\varepsilon = 0,7$; $\varphi_m = 0,004$, $\varphi_{2n} = 0,001$, $\rho_2 = 1,18 \text{ кг/м}^3$; $T_0 = 300 \text{ К}$, $U_2 = 7,3 \text{ м/с}$, $S = 1,2 \text{ м}^2$, $g_1 = 500 \text{ кг/м}^3$, $C_{p1} = 2000 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}$, $\lambda_1 = 0,2 \text{ Дж/м} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$, $\kappa = 0,6 \text{ м}^2$, $\lambda_2 = 0,7$, $h_3 = 10 \text{ м}$. Видно, что кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствующие сечениям на расстояниях 10, 12, 15, 18, 20 м от правого края зоны горения, имеют характерный взрыв температуры, возникающий за точкой перегиба. Бур-

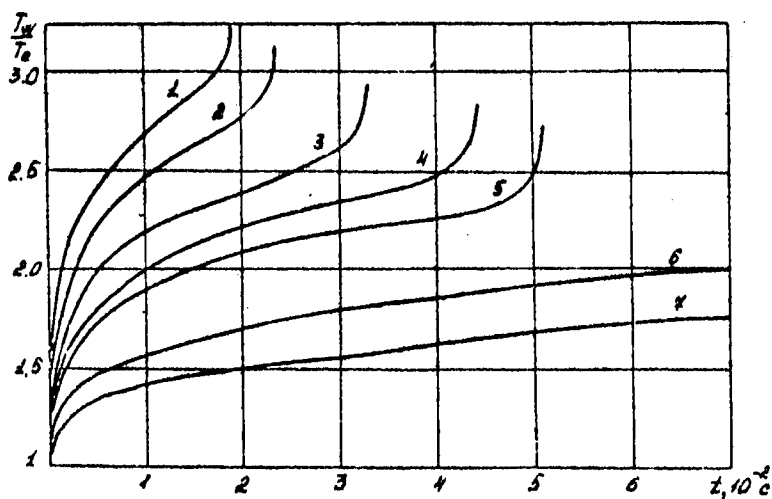


Рис. 5.6.1. Зависимость температуры среды на верхней границе полога леса в функции от времени.

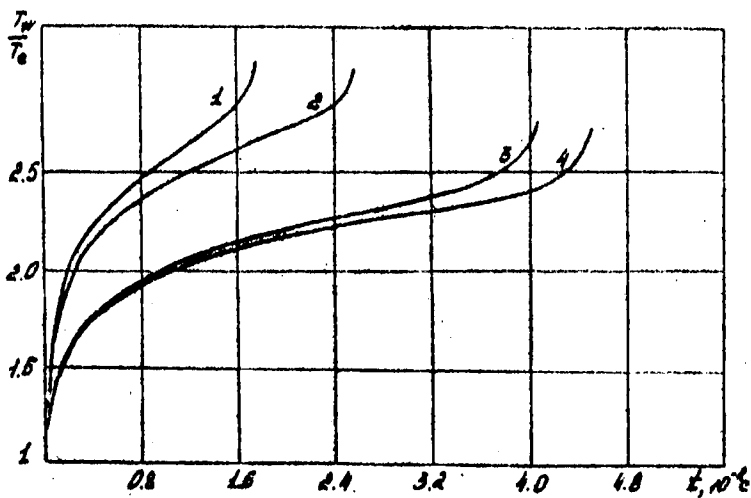


Рис. 5.6.2. Влияние лучистого потока на температуру среды на верхней границе полога леса.

ный рост температуры происходит в силу того, что выделяющиеся при нагревании полого летучие продукты пиролиза вступают в экзотермическую реакцию с кислородом воздуха. Как видно из рис. 5.6.1, эти кривые отвечают выбранному условию воспламенения. Кривые 6,7 этого рисунка, которые соответствуют расстояниям $\Delta x = 30, 40$ м от правого края зоны горения, асимптотически выходят на значения температуры, которая значительно ниже температуры разложения лесных горючих материалов и в этом случае зажигание, очевидно, не имеет места.

На рис. 5.6.2 при $\ell = 10$ м и тех же значениях остальных входных параметров задачи, что и для рис. 5.6.1, показана зависимость температуры поверхности полого леса от времени на удалении $\Delta x = 12$ (кривые 1,2) и 18 м (кривые 3,4) от зоны горения с учетом (кривые 1,3) и без учета (кривые 2,4) лучистого потока от факела к поверхности полого леса. Из сравнения кривых можно заключить, что на расстояниях порядка размеров фронта горения лучистый поток влияет на температуру $T_w(t)$ и величину времени зажигания. В то же время на достаточном удалении от фронта пожара (см. кривые 3,4) влияние излучения на величину $T_w(t)$ и время пожара незначительно.

Заметим, что величина времени зажигания сильно зависит от значений термокинетических постоянных реакций пиролиза, испарения, окисления продуктов пиролиза.

На рис. 5.6.3, а,б представлена зависимость ширины противопожарного заслона Δx_* от $(\rho v)_*$ (кривая 1 на рис. 5.6.3а), x_* (кривая 2 на рис. 5.6.3а) и U_e . U_e (кривые 1 и 2 на рис. 5.6.3б). Эти кривые получены при $U_e = 10,95$ м/с и тех же значениях остальных параметров, определяющих тепломассообмен в зоне пожара, что и кривые на рис. 5.6.1. Штриховые кривые получены при $T_* = 600$ К по приближенной аналитической методике, изложенной в § 5.5. Любопытно, что зависимость Δx_* от скорости ветра немонотонна и при $U_e = 7$ м/с имеется максимум этой величины. Уменьшение Δx_* с ростом U_e при

$U_e > 7$ м/с объясняется снижением температуры газообразных продуктов горения вследствие их смещения с относительно холодным потоком воздуха. Анализ представленных кривых показывает, что более точное численное и аналитическое (см. § 5.5) решения задачи согласуются друг с другом. Более того, штриховые кривые выбором величины температуры зажигания T_* можно совместить с точными кривыми для тех значений параметров, при которых справедлива аналитическая формула для теплового потока.

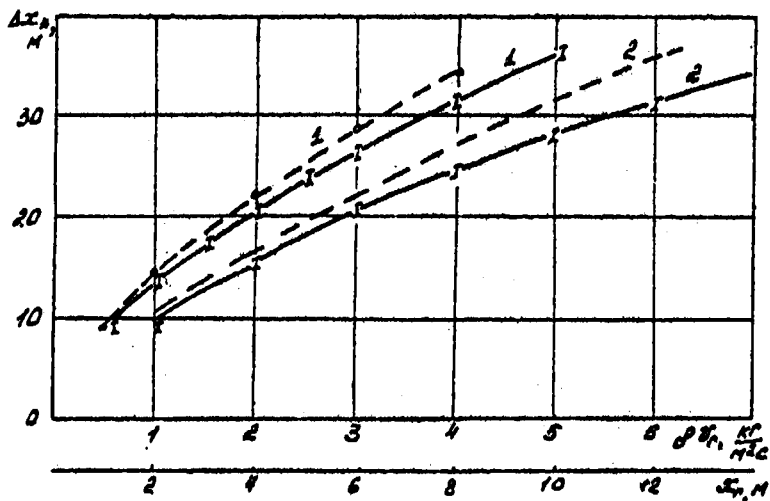


Рис. 5.6.3а. Зависимость Δx_n от $(pv)_r$ и x_r (кривые I и 2 соответственно).

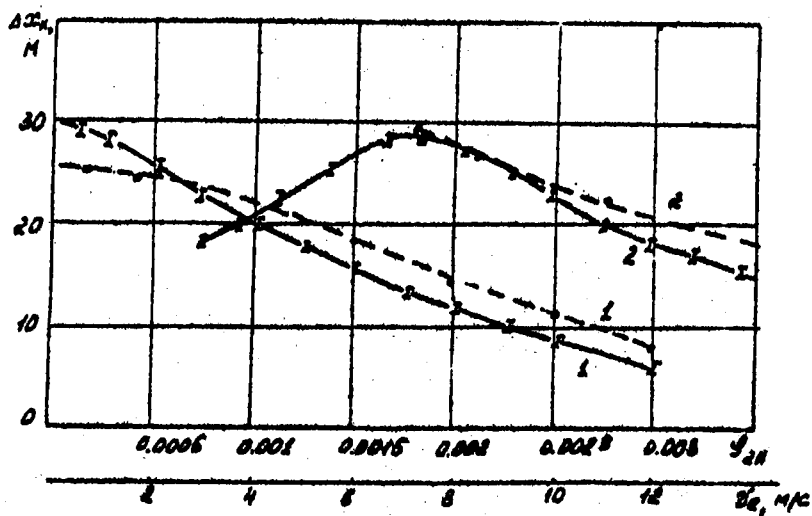


Рис. 5.6.3б. Зависимость Δx_n от y_{2H} и v_2 (кривые I и 2 соответственно).

Таким образом, приближенное решение задачи о расчете ширины противопожарного заслона согласуется с точным решением не только в качественном, но и в количественном отношении, и может быть использовано при планировании лесоустроительных работ.

§5.7. Математические модели лесных пожаров и расчет контура пожара

Специалистов по борьбе с лесными пожарами в первую очередь интересует площадь леса, охваченная огнем, которая ограничивается на поверхности Земли кривой, называемой контуром лесного пожара.

В связи с этим необходимо установить связь между полной математической моделью и контуром лесных пожаров. Очевидно, что в качестве контура лесного пожара можно принять изотерму

$$T_r = T_w(x, y, z, t) \quad (5.7.1)$$

на уровне верхней границы полога леса ($z_i = h_i$) для верховых лесных пожаров или на высоте напочвенного покрова ($z_i = h_i$) для низовых лесных пожаров.

Здесь T_r - постоянная температура горения на передней границе фронта пожара (на кромке пожара); x, y, z - координаты декартовой системы координат, связанной с поверхностью Земли, начало отсчета которой берется на уровне моря; t - время.

В случае, если характерный размер зоны пожара значительно меньше радиуса Земли, поверхность в зоне пожара можно считать плоской. Неровности рельефа учитываются заданием величины $z_i = f_i(x, y)$.

Уравнение (5.1.1) можно переписать следующим образом:

$$\psi(x, y, t) = 0; \quad y = F(x, t), \quad (5.7.2)$$

где первое соотношение (5.7.2) представляет уравнение контура пожара в неявной, а второе - в явной форме.

Первое уравнение (5.7.2) можно интерпретировать и как поверхность уровня в пространстве x, y, t или линию уровня на

плоскости x, y . Уравнение этой линии можно переписать в дифференциальной форме [156]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + U_n |\text{grad } \varphi| = 0, \quad \varphi|_{t=0} = \varphi_0(x, y) = 0, \quad (5.7.3)$$

где U_n - вектор скорости перемещения линии уровня [156], а второе соотношение (5.7.3) представляет собой уравнение линии уровня (контура пожара) в начальный момент времени.

Таким образом, если в результате аналитического или численного решения основной системы уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями (см. главу 2) удалось определить поле температур реагирующей среды, то одновременно как некоторая линия уровня этого поля определяется и контур лесного пожара.

Поскольку решение полной системы уравнений, описывающей лесной пожар, представляет собой большие математические трудности, то целесообразно решать тем или иным способом упрощенные уравнения. В частности, для определения контура лесного пожара можно осреднить уравнения основной системы по высоте полога леса для верхового пожара или по высоте слоя опада для низового пожара. В результате все искомые функции не будут зависеть от координаты

z , что существенно упрощает решения задачи. Однако при таком осреднении необходимо из независимых соображений определить потоки массы импульса и энергии, возникающие вследствие тепло- и массообмена слоя горючего с внешней средой.

Интересно, что при помощи уравнения

$$\partial_n + 2 \frac{\sqrt{x}}{\sqrt{x}} (N_{\text{ли}} \partial_n + x_g - x_g \varphi_n^2) = 0, \quad (5.7.4)$$

которое получается из (5.5.17) при $\partial_n = 0$, можно определить последовательные положения фронта воспламенения $x = x_n$. Действительно, параметры $N_{\text{ли}}$ и ∂_n содержат $Re_{\Delta x}$ и поэтому зависят от x . Таким образом, решая уравнение (5.7.4) относительно $\xi = Re_{\Delta x}$ для последовательных моментов времени, найдем положение фронта воспламенения в эти моменты времени.

$$Re_{\Delta x} = \xi = \left\{ \frac{\lambda \sqrt{x}}{[2 \sqrt{x} \partial_n + x_g \varphi_n^2 - x_g \sqrt{x}]} \right\}^{1/2} \quad (5.7.5)$$

$$\lambda = a_p c_p u_c x^{a_3} Re_r^{a_2} \left(\frac{\rho_c u_c}{\rho_r x_r} \right)^{a_1} \frac{\gamma_r L}{\lambda_r R T_r^{a_4}}, \quad a = 2650.$$

Формула (5.7.5) получена при условии, что $Re_{ax} \gg 2000 Re_r^{0.8}$.

Таким образом, координату фронта воспламенения можно определить путем табулирования по x формулы (5.7.5) при фиксированном значении T_* , $(\rho z)_*$, v_e , q_{2H} , x_* и $x > x_*$ или в результате решения (5.7.4) относительно x для различных значений T^* . Из анализа формул (5.7.4), (5.7.5) следует, что при малых t величина $x_* \sim t^{0.575}$.

Надо сказать, что последовательные положения фронта воспламенения $x_* = x_*(t)$ можно получить и используя численное решение, данное в §5.6.

Таким образом, для простейшего случая одномерного распространения фронта верхового лесного пожара удается получить последовательные положения этого фронта с помощью упрощенной математической модели процесса, изложенной в §5.5.

Следует отметить, что если каким-либо способом определить величину v_n в (5.7.3) и задать v_e , то в результате численного интегрирования задачи Коши (5.7.3) удастся достаточно просто определить контур лесного пожара. Именно так определяют контур для низовых лесных пожаров [1, 2]. Величину v_n при этом определяют из экспериментальных данных по скорости горения с учетом индикатрис распространения [2].

Если определить скорость распространения верхового пожара по направлению ветра по формуле

$$v_0 = \frac{dx}{dt} \quad (5.7.6)$$

и предположить, что индикатрисы распространения инвариантны относительно вида пожара, то, используя результаты §5.5., §5.6 и [2], можно получить контур верхового лесного пожара, по крайней мере, для достаточно малых моментов времени.

х) Уравнение (5.7.4) при $Re_{ax} \gg 2000 Re_r^{0.8}$ также допускает аналитическое решение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенные в данной книге уравнения, граничные и начальные условия не являются истиной в последней инстанции. Они могут и должны уточняться и конкретизироваться по мере накопления достоверных экспериментальных данных. Однако уже сейчас целесообразно вести теоретические и экспериментальные исследования по лесным пожарам с учетом полной аэротермохимической модели, предложенной в данной книге. Очевидно, что ценность полной аэротермохимической модели состоит в следующем.

Во-первых, по крайней мере, некоторый период времени она может служить своеобразным эталоном, по которому можно оценивать степень адекватности натуре более простых уравнений, граничных и начальных условий, получаемых из общей модели при тех или иных упрощающих допущениях.

Во-вторых, при помощи общей аэротермохимической модели удастся получить совокупность критериев подобия, что имеет огромное значение для физического моделирования лесных пожаров.

В-третьих, на основе общей аэротермохимической математической модели и существенных критериев подобия можно осуществлять классификацию и идентификацию типов лесных пожаров.

В-четвертых, в рамках общей математической модели лесных пожаров удастся формулировать конкретные требования к теплофизическим и термокинетическим параметрам растительных материалов, граничным и начальным условиям, характеризующим невозмущенные состояния леса и приземного слоя атмосферы.

Таким образом, формулировка общей математической модели лесных пожаров ставит много новых задач как перед теоретиками, так и перед экспериментаторами. Наиболее важной из них является создание информационной базы, обеспечивающей количественный уровень исследований в рамках общей математической модели лесных пожаров. Информационная база модели должна включать в себя следующие компоненты:

а) совокупность фундаментальных экспериментальных данных, обосновывающих принятую физическую модель процесса;

б) банк теплофизических характеристик растительных материалов продуктов их пиролиза и горения, а также правила, позволяющие вычислять параметры таких пористых реакционноспособных сред

как полог леса или нижний ярус леса по известным характеристикам растительных материалов;

в) банк коэффициентов переноса в приземном слое атмосферы в условиях турбулентного течения при горении растительных материалов во фронте пожара;

г) банк термокинетических постоянных реакций окисления, пиролиза и дымообразования, а также процесса испарения свободной и связанной воды.

К сожалению, приходится констатировать, что существующая в настоящее время информационная база недостаточна для всестороннего количественного анализа процесса распространения верховых, низовых и подземных лесных пожаров.

Тем не менее уже сейчас на основе общей аэротермохимической модели лесного пожара и явно недостаточной информационной базы, элементы которой пригедены в данной книге, можно сделать следующие предварительные выводы:

1) большой верховой пожар представляет собой принципиально нестационарный и трехмерный аэротермохимический процесс, в котором существенную роль играет сила Кориолиса;

2) Полное физическое моделирование лесных пожаров невозможно без полного совпадения характеристик природы и модели;

3) типы лесных пожаров удается идентифицировать при помощи таких существенных критериев подобия, как числа Струхала, Фруда, Кориолиса, Рейнольдса, безразмерного адува и безразмерной температуры во фронте горения;

4) установлено, что при взаимодействии ветра с адуваемыми из фронта пожара нагретыми продуктами горения скорость ветра у задней кромки фронта увеличивается;

5) показано, что напряжение трения перед фронтом пожара резко падает, а тепловой поток меняет знак, что свидетельствует о том, что течение в приземном слое атмосферы при значительной скорости ветра имеет характер тепловой завесы;

6) установлено, что при сильном ветре свободная конвекция нагретых продуктов горения относительно слабо влияет на величину конвективного теплового потока перед фронтом пожара;

7) исследованы закономерности распространения горящих частиц перед фронтом пожара. Показано, что с ростом скорости ветра, угла вылета и температуры частиц их дальность полета возрастает,

а с ростом размера и плотности убывает;

8) исследованы закономерности теплообмена, воспламенения и горения частиц растительных материалов в приземном слое атмосферы над фронтом пожара. Установлено, что в зависимости от начальной температуры частиц и скорости ветра существуют режимы невоспламенения, непотухания и воспламенения;

9) аналитически и численно решена задача о расчете ширины противопожарного заслона Δx_* . Исследован механизм воспламенения и показано, что Δx_* растет с ростом скорости ветра, температуры и массовой скорости вдува нагретых продуктов горения, а с ростом влагосодержания лесных горючих материалов сильно убывает.

На наш взгляд, в результате направленных натурных и модельных экспериментов необходимо ответить на следующие фундаментальные вопросы:

1. При каких условиях пожар является нестационарным и трехмерным?

2. В чем состоит роль силы Кориолиса при трехмерных пожарах и в каких случаях ее можно не учитывать?

3. Образуется ли впереди фронта пожара вихрь скорости, и если он образуется, то в какую сторону и с какой скоростью он вращается?

4. Каким образом осуществляется снабжение кислородом подземных пожаров; за счет кислорода, содержащегося в самом торфе, или путем подачи кислорода с поверхности Земли в результате процессов фильтрации и диффузии?

5. Какова скорость испарения свободной и связанной воды, содержащейся в растительном материале, при различных температурах от 300 до 1000 К?

6. Каковы скорости пиролиза целлюлозы и лигнина при $300 \text{ K} < T < 1000 \text{ K}$?

Ответы на эти вопросы позволяют оценить, насколько адекватно те или иные частные математические модели отражают свойства реальных пожаров, и осуществить математическое моделирование процесса распространения лесного пожара на современных электронно-вычислительных цифровых машинах (ЭВМ). Иными словами, предлагается на единичных натурных экспериментах убедиться в правильности физических основ тех или иных математических моделей, определить,

а в ряде случаев уточнить, теплофизические и термокинетические характеристики растительных горючих материалов в результате лабораторных экспериментов, а основную часть исследовательской работы осуществить путем математического моделирования лесных пожаров на ЭВМ. Такой путь развития математической теории лесных пожаров нам представляется более эффективным и с научной, и с экспериментальной точек зрения.

Помимо уточнения и конкретизации системы уравнений, предложенной в данной книге, большое значение имеет разумное упрощение этой системы. Конечной целью исследования лесных пожаров является теоретическое предсказание контура лесного пожара в данный момент времени с учетом конкретного типа лесного массива, рельефа местности и метеорологической обстановки. Поэтому все то, что не влияет на этот конечный результат, целесообразно не вводить в математическую модель и тем самым упростить ее. Однако выявление существенных факторов возможно только в результате обработки и анализа большого числа результатов математических экспериментов на ЭВМ и физических экспериментов на натуре и моделях.

Выше затронуты только относительно простые вопросы, исследование которых позволит уточнить представление о лесных пожарах. Вместе с тем следует отметить, что корректная математическая теория лесных пожаров, адекватно описывающая натуру, не может быть создана без привлечения результатов исследований по самым сложным и фундаментальным проблемам механики и газа — проблемам турбулентности и анализа процессов переноса в многофазных средах. В частности как уже отмечалось необходимо знать как влияет лесной пожар на процессы переноса в турбулентном приземном слое атмосферы. Иными словами, необходимо знать как влияет сила плавучести и химические реакции на коэффициенты переноса в турбулентном потоке. Вместе с тем весьма важно иметь четкие представления о том, как влияет турбулентность на скорости химических реакций. Упомянутые выше вопросы обсуждаются в работах [157 — 160], однако теория турбулентности течений в химически реагирующих газах ещё далека от совершенства.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Albini F.A., Horvath G.N., Borovaya E.N. Mathematical analysis of forest fire. Suppression U.S.D.A forest service JNT-207, 1978, p.19.*
2. Доррер Г.А. Математические модели динамики лесных пожаров. - М.: Лесная пром-сть, 1979. - 160 с.
3. Никитин Д.П., Новиков Ю.В., Зарубин Г.П. Научно-технический прогресс, природа и человек. - М.: Наука, 1977. - 200 с.
4. Конев Э.В. Физические основы горения растительных материалов. - Новосибирск: Наука, 1977. - 239 с.
5. Валендик Э.Н., Матвеев Н.М., Сафронов М.А. Крупные лесные пожары. - М.: Наука, 1979. - 196 с.
6. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. I. - М.: Наука, 1970. - 536 с.
7. Курбатский Н.П. Классификация лесных пожаров. - В кн.: Вопросы лесоведения. Т. I. Красноярск, Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1970, с. 384-407.
8. Курбатский Н.П. Исследование количества и свойств лесных горючих материалов. - В кн.: Вопросы лесной пирологии. Красноярск, Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1970, с. 5-58.
9. Курбатский Н.П. Техника и тактика тушения лесных пожаров. - М.: Гослесбумиздат, 1962. - 153 с.
10. Сухинин А.И., Конев Э.В., Курбатский Н.П. Некоторые закономерности распространения пламени по слою сосновой хвои. - ЛГВ, 1975, № 5, с. 743-750.
11. Сухинин А.И. Экспериментальное исследование механизма распространения пламени по хвое. - Дис. ... канд. физ. мат. наук. - Красноярск, Институт леса и древесины СО АН СССР, 1975. - 136 с.
12. Сафронов М.А. Лесные пожары в горах Южной Сибири. - М.: Наука, 1967, с. 147.
13. Телицын Г.П. О распространении горения в лесу. - В кн.: Горение и пожары в лесу. Красноярск, Ин-т леса и древесины 1973, с. 164-176.
14. *Byram G.M. Calculation on forest fuels in forest fire: control and use. N-Y. Mc. Graw-Hill, 1959, p.300.*

15. Van Vagner C.E. Calculation of forest fire spread by flame radiation Forest branch departamental. Publ. N485, 1967, p. 44.
16. Byram G.M., Clements H.B., Bishop M.E., Nelson R.M. Final Report Project Fire Model U.S. Forest Serv. Southern Forest and Range Expt. Sta., Southern Forest Lab. Mazon, Cpa, 1966.
17. Brun E.A. The forest fire problem, Heat Transfer Fires: Thermophys., Social Aspects, Econ. Impact. Washington D.C. v. 2, 1974, pp. 17-38.
18. Гундар С.В., Телицин Г.П. Характеристики воспламенения частиц лесного горючего материала в плоско-параллельном лучистом потоке. - В кн.: Горение и пожары в лесу. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1973, с. 146-153.
19. Сухинин А.И., Конев Э.В., Зарко В.Е. Влияние газообразных галогеносодержащих веществ на горение сосновой хвои. - В кн.: Горение и пожары в лесу. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1973, с. 153-163.
20. Исаков Р.В., Сосновский Е.Н. Особенности воспламенения совокупности хвоинок. - В кн.: Проблемы лесной пирологии. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1975, с. 93-100.
21. Кисляхов Е.К., Конев Э.В. Исследование потухания фронта горения при воздействии порошкообразным составом. - В кн.: Проблемы лесной пирологии. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1975, с. 164-185.
22. Кисляхов Е.К. О пределах горения хвои в воздушном потоке. - В кн.: Изучение природы лесов Сибири. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1972, с. 242-248.
23. Lee S.T. Fire research. - Applied Mechanics Reviews. Vol. 25, No 5, 1975, pp. 506-509.
24. Pangel Patrick J Quantitative analysis of prescribed burning-Fire Prev. and Supress. v.10. Westport Conn, 1974, pp 44-61.
25. Валендик Э.Н., Матвеев П.М., Трунов И.А. Влияние лесного пожара на пограничный слой атмосферы. - В кн.: Горение и пожары в лесу. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1973, с. 56-76.
26. Ямасито Кунихоро. Пожарные вихри "Касай". - Экспресс-информация: Пожарная охрана, 1976, N 52, с. 10-11.

27. Винниченко Н.К., Динус Н.З., Шметер Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере.—Л.: Гидрометеиздат, 1976.— 287 с.
28. Дубов А.С., Быков Л.П., Марунич С.В. Турбулентность в растительном покрове.—Л.: Гидрометеиздат, 1976, с. 180.
29. Буз А.И. О зависимости между профилями температуры и скорости ветра в пограничном слое атмосферы и определения термодинамической устойчивости этого слоя по данным шаропилотных наблюдений. — В кн.: Труды Вильнюсской ГМО, 1964, вып. I, с. 140-146.
30. Валендик Э.Н. Ветер и лесной пожар.—М.: Наука, 1968, с. 117.
31. Девлишев П.П., Кауль В.В., Копылов Н.П., Краснов О.А., Ушаков Г.В. Исследование возможности применения лазерных методов для зондирования очагов пожара. — В кн.: Горение и пожары в лесу. Красноярск, 1978, с. 81-85.
32. Гришин А.М., Нелаев В.П. и др. Отчет: Экспериментальное исследование массового пожара. Томск, 1979, с. 64. М.: ВНИИЦ, гос. рег. №80016925, инв. № Б-835738.
33. Алексеев Б.В., Гришин А.М. Курс лекций по аэротермохимии, ч. 2.—Томск: Изд-во ТГУ, 1971, 183 с.
34. Нестеров В.Г., Гриценко М.В., Шабунина Т.А. Использование температуры точки росы при расчете показателя горимости леса. — Метеорология и гидрология, 1960, № 9, с. 102-104.
35. Воицкий С.М., Тютелева Л.В. Скорость распространения низовых пожаров за длительный промежуток времени. — В кн.: Труды ЛенНИИЛХ. Л., 1974, вып. 19, с. 23-30.
36. Гришин А.М., Абалтусов В.Е., Копылов Н.П., Нелаев В.П., и др. Отчет: Исследование пожара в лесу при натурном эксперименте, Томск, 1980, с. 215. М.: ВНИИЦ, № гос. регистрации 80016925, инв. №886065.
37. Гришин А.М., Абалтусов В.Е., Копылов Н.П., Нелаев В.П. и др. Экспериментальное исследование тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы при лесных пожарах. Томск, 1980, с. 89. Деп. ВИНТИ, рег. № 1854-81.
38. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике.—М.: ГИИЛ, 1957, с. 375.
39. Градус Л.Я. Руководство по дисперсному анализу методом микроскопии.—М.: Химия, 1979, 240 с.

40. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли - пыли, дымы и туманы.-Л.: Химия, 1969, с. 427.
41. Никитин Н.И. Химия древесины и целлюлозы.-М., 1956, с.421.
42. Гришин А.М., Бугаев М.С. Отчет: Математическая модель лесных пожаров. Томск: Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики при Томском ун-те, 1972, с. 118. М.: ВПТИЦ, гос. рег. № 77073375, инв. № 681559.
43. Лайхтман Д.Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970, с. 341.
44. Берлянд М.Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы.-Л.: Гидрометеиздат, 1975, с. 448.
45. Мак-Ивен М. Филлипс Л. Химия атмосферы.-М.: Мир, 1978, с. 375. -
46. Ватгер С. Чарлсон Р. Введение в химию атмосферы.-М.: Мир, 1977, с. 270.
47. Гришин А.М. Сопряженные задачи механики реагирующих сред. - В кн.: Численные методы решения задач переноса. (Материалы Международной школы-семинара). Минск, 1979, ч. 2, с. 65-86.
48. Гришин А.М. Математическое моделирование лесных пожаров. - В кн.: Численные методы механики сплошных сред. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, Ин-т теоретической и прикладной механики СО АН СССР, т. 9, № 4, 1978, с. 30-56.
49. Конов Э.В., Сухинин А.И. К анализу распространения пламени по напочвенному покрову. - ФГВ, 1975, №5, с. 799-803.
50. Конов Э.В., Кисилыхов Е.К. Влияние диаметра на горение растительных частиц цилиндрической формы. - ФГВ, 1975, №2, с. 229-233.
51. Александров В.В. Аравин Г.С. Роль прозрачности дерева при зажигании лучистым потоком и методы ее определения. - В кн.: Горение и пожары в лесу. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1973, с. 126-146.
52. Исаков Р.В. Установка для зажигания лесных горючих материалов горячим газом. - В кн.: Изучение природы лесов Сибири. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1972, с. 225-230.
53. Конов Э.В. О зажигании лесных горючих материалов. - В кн.: Проблемы лесной пирологии. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1975, с. 80-93.

54. *Stevenson J.E., Schermerhorn D.A., Miller S.C. Simulation of southern California forest fires. "15th Sympos (Internat.) Combustion Tokyo 1974." Pittsburg, Pa, 1974, pp. 144-155.*
55. *Rathermal R.S. A mathematical model for Predicting Fire Spread in Wildland Fuel Forest Service, Intermountain Forest and Range Experimental Station, Missoula, Montana, 1974*
56. *Regan, Nozaki, W.C. and Kourtz P. Method for Using Directional Rates of Spread to Predict Forest Fire Configurations Forest Service Pacific Southwest Forest and Range Experimental Station, Berkeley, California, March, 1973.*
57. Нигматуллин Р.Н. Основы механики гетерогенных сред. - М.: Наука, 1978, 336 с..
58. Гостинцев Ю.А., Новиков С.С., Суханов Л.А. О вихревой структуре быстрораспространяющихся пожаров. - ФГВ, 1975, т. 11, №3, с. 403-412.
59. Гостинцев Ю.А. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар. (Препринт), Черногоровка: Ин-т химической физики АН СССР, 1977, 51 с.
60. Щербак С.В. Исследование газодинамических вихревых структур при горении. - Автореф. на соиск. уч. степени кандидата физ.-мат. наук. Долгопрудный: Московский физико-технический институт, 1979, 26 с..
61. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, ч. I. - М.: Наука, 1965, 720 с.
62. Гандин Л.С., Дубов А.С. Численные методы краткосрочного прогноза погоды. - Л.: Гидрометеиздат, 1968, 427 с.
63. Марчук Г.И. Численные методы в прогнозе погоды. - Л.: Гидрометеиздат, 1967, 356 с.
64. Пристли С. Турбулентный перенос в приземном слое атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1964, 122 с.
65. Ван Мигем. Ж. Энергетика атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1977, 327 с..
66. Расул С. Химия нижней атмосферы. - М.: Мир, 1976, с. 408.
67. Раунер Ю.Л. Тепловой баланс растительного покрова. - Л.: Гидрометеиздат, 1972, 123 с.
68. *Byram G.M. Atmospheric conditions related to blow up fires. U.S. Forest Serv. Southeast Forest Expt. Sta., 1954, p. 35.*

69. *Byram G.M. Some principles of burning and their significance in forest fire behavior. Fire Control Notes, 1957, №2.*
70. *Byram G.M. Scaling laws for modeling mass fires. Pyrodynamics, 1966, v.4, №3, pp. 271-284.*
71. *Byram G.M., Nelson R.M. The modeling of pulsating fires Fire Technol., v.6, 1970.*
72. Гришин А.М. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений.—Томск: Изд-во ТГУ, 1973, 282 с.
73. Алексеев Б.В., Гришин А.М. Введение в аэротермохимию.—Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1973, 417 с.
74. Алексеев Б.В., Гришин А.М. Курс лекций по аэротермохимии.—Томск: Изд-во ТГУ, 1979, 330 с.
75. *Fumiharu Saito. Smoke generation from building materials." 15th Sympos. (Internat.) Combust Tokyo, 1974." Pittsburg, pp. 269-278, Discuss., pp. 278-279 (Э.И. "Пожарная охрана" М., №19, 1976, с. 16-20).*
76. Гришин А.М. Математическое моделирование лесных пожаров.—Томск: Томский ун-т. Деп. ВИНТИ, № 1854-78, 1978, 41 с.
77. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.—М.: Наука, 1969, 742 с.
78. У. Ривард, Т. Батлер, О. Фирмер. Нестационарные турбулентные течения химически реагирующих газовых смесей. — В кн.: Численное решение задач гидромеханики. М.: Мир, 1977, с. 184-193.
79. Сабетта Ф., Пива Р., Джагинто М.Д. Течения Навье-Стокса со взвешенными частицами: математическое моделирование и численные расчеты. — В кн.: Теоретическая и прикладная механика. М.: Мир, 1979, с. 656-681.
80. Тирский Г.А. Вычисление эффективных коэффициентов диффузии в ламинарном диссоциированном многокомпонентном пограничном слое.—ПММ, 1969 вып. I, с. 180-192.
81. Панкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками.—М.: Машиностроение, 1976, 274 с.
82. Бай-Ши-И. Динамика излучающего газа.—М.: Мир, 1968, с. 323.
83. Блох А.Г. Тепловое излучение в котельных установках.—Л.:

- Энергия, 1967, с. 326.
84. Зельдович Я.В., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.-М.: Наука, 1966, с. 636.
85. Вайнштейн П.Б. Радиационный фронт пламени в смеси газа с твердыми частицами.-ПМ ТФ, 1973, №3, с. 83-92.
86. Лиштван И.И., Король Н.Т. Основные свойства торфа и методы их определения.-Минск: Наука и техника, 1975, с. 318.
87. Лох У. Динамика и термодинамика спуска в атмосфере планет.-М.: Мир, 1966, с. 276.
88. Сосновская Л.Г., Сосновский Е.Н. Химические и термические свойства некоторых лесных горючих материалов.-В кн.: Проблемы лесной пирологии. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1975, с. 67-92.
89. Сосновская Л.Г. Отчет: Экспериментальное определение эффективных значений теплофизических и термокинетических характеристик проводников горения при лесных пожарах. Кызыл: Кызыльский гос. пед. институт, 1979, ч. I, с. 96, М.: ВНИИЦ, гос. рег. №79071548.
90. Белосельский В.С., Соляков В.К. Энергетическое топливо.-М.: Энергия, 1980, с. 168.
91. Перелыгин Л.М. Древесиноведение.-М.: Сов. наука, 1957, с. 252.
92. Валендик Э.Н., Гевель Н.Ф. Полнота сгорания некоторых лесных горючих материалов. - В кн.: Проблемы лесной пирологии. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1975, с. 127-137.
93. Мищенко К.П., Равдель А.А. Краткий справочник физико-химических величин.-Л.: Химия, 1972, с. 200.
94. Псадняков Л.К., Протопопов В.В., Горбатенко В.М. Биологическая продуктивность лесов Средней Сибири и Якутии.-Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1969, с. 155.
95. Сосновская Л.Г. Отчет: Экспериментальное определение эффективных значений теплофизических и термокинетических характеристик проводников горения при лесных пожарах. Кызыл: Кызыльский гос. пед. институт, 1980, ч. 2, с. 62, М.: ВНИИЦ, гос. рег. №79071548.
96. Полубаринова-Кочина П.Я. Развитие исследований по теории фильтрации в СССР.-М.: Наука, 1969, с. 545.

97. Баррет Э., Куртис Л. Введение в космическое земледевие (дистанционные методы исследования Земли).—М.: Прогресс, 1979.— 367 с..
98. Золотухин В.Г. (редактор). Аэрокосмические исследования Земли.—М.: Наука, 1978.— 245 с.
99. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций.—М.: Мир, 1968.
100. Алексеев Б.В. Пограничный слой с химическими реакциями.— М.: ВЦАН СССР, 1967, с. 127.
101. Андрилов Н.А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов. — Изв. АН СССР ОТИ "Механика и машиностроение", 1963, №3, с. 117-129.
102. Рид К., Мергуд Т. Свойства газов и жидкостей.—Л. (Химия, 1971, с. 702.
103. Дульнев Г.Н., Зарицкий Ю.Е. Теплопроводность смесей и композиционных материалов.—Л.: Энергия, 1974, 265 с.
104. *Campbell C.C., Fristrom R.M. Reaction Kinetics. Thermodynamics and Transport in the Hydrogen Bromine System. Chemical Reviews, v. 38, n2, 1958, pp. 173-234.*
105. Лисов А.В. Теория сушки.—М.: Энергия, 1968, 470 с
106. Романовский С.Г. Процессы термической обработки влажных материалов.—М.: Энергия, 1976, с. 328.
107. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М., Лифшиц Е.М. Курс общей физики.— М.: Наука, 1965, 304 с.
108. Амосов Г.А. Некоторые особенности горения при лесных пожарах.—М.: Ленинград, 1958, 29 с.
109. *Kansa J.E., Ferlec H.E., Chaiken R.F. mathematical model of Wood Pyrolysis. Including Internal Forced Convection, Combustion and Flame. v19, 1977, pp. 311-324.*
110. *Roberts A.F. The Heat of Reaction During the Pyrolysis of Wood Combustion and Flame v.17, n1, 1971, pp. 73-86*
111. *Hannay P.M. Thermal Decomposition Kinetics of Wood Pyrolysis Combustion and Flame, v.18, n1, 1972, pp. 75-83.*
112. *Hung H.C. A mathematical model of Wood Pyrolysis. Combustion and Flame v.18, n2, 1972, pp. 185-195.*
113. *Hung H.C., Kalelkar A.S. On the Heat of Reaction in Wood Pyrolysis Combustion and Flame v.20, n1, 1973, pp. 91-103.*

- II4. *Steward K.R. Ignition Characteristic of cellulosic materials. Heat Transfer fires Thermophys., Social Aspects, 1984, pp. 389-407.*
- II5. Донисов Е.Т. Кинетика гомогенных химических реакций.-М.: Высшая школа, 1978, с. 367.
- II6. *Durrani M.S. The pyrolysis of natural fuels. J. Fire and Flammabil., v.6, N.4, 1985.*
- II7. Раковский В.Е., Каганович Ф.Л., Новичкова Е.А. Химия пиро-генных процессов.-Минск: Наука и техника, 1959, с. 153.
- II8. Быстрая А.В., Раковский В.Е. Изучение начальной стадии термогидролиза полисахаридов спрессованного торфа.-В кн.: Комплексное использование торфа. М.: Энергия, 1968, вып.2, с. 23-27.
- II9. Распринцева С.М. Термическое разложение дисперсных твердых топлив.-Минск: Наука и техника, 1965, с. 108.
- I20. Померанцев В.В. и др. Основы практической теории горения.-Л.: Энергия, 1973, 264 с.
- I21. Теснер П.А., Кюорре В.Г. Аналитическое описание процесса образования сажевых частиц при термическом разложении углеводов. - ФГВ, 1970, т.6, №3 с. 386-390.
- I22. Щетинков Е.С. Физика горения газов.-М.: Наука, 1965, с. 739.
- I23. Виленский Т.В., Хзмалян Д.М. Динамика горения пылевидного топлива.-М.: Энергия, 1978.- 246 с.
- I24. Романенко П.Н. Гидродинамика и теплообмен в пограничном слое. Справочник.-М.: Энергия, 1974.- 464 с.
- I25. Абрамович Г.Н., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Турбулентное смешение газовых струй.-М.: Наука, 1974.- 272 с.
- I26. Петухов В.С., Поляков А.Ф., Цинзулов А.Ф. Турбулентный перенос импульса и тепла при температурно-стратифицированном течении. - В кн.: Теплообмен-УІ. Конвективный тепломассообмен. Теплообмен в каналах, Минск: 1980, т.І, ч.І, с. 160-173.
- I27. Нетохайло А.П. Математическая модель турбулентных потоков импульса и тепла в стратифицированных течениях со сдвигом. - В кн.: Теплообмен-УІ. Конвективный тепломассообмен. Теп-

лообмен при наличии массовых сил .

Минск:

1980, т. I, ч. 4, с. 102-114.

128. Тирский Г.А. Определение тепловых потоков в окрестности критической точки двойкой кривизны при обтекании тела диссоциирующим газом произвольного химического состава. - ПМТЗ, 1965, №1, с. 45-56.
129. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. - М.: Высшая школа, 1967, 302 с.
130. Нолежаев Ю.В., Юрвич Ф.Б. Тепловая защита. - М.: Энергия, 1976, 391 с.
131. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. - М.: Энергия, 1968, 411 с..
132. Мартыненко О.Г., Березовский Ю.А., Соковишин Ю.А. Асимптотические методы в теории свободно-конвективного теплообмена. - Минск: Наука и техника, 1979, 167 с..
133. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Теплообмен смешанной конвекцией. - Минск: Наука и техника, 1975, с. 180.
134. Швец М.Е. Теплопередача в ламинарном пограничном слое. - ИЖМ, 1950, т. 14, вып. I, с. 30-43.
135. Гришин А.М., Грузин А.Д., Капустин В.А. Смешанная конвекция над нагретой поверхностью при наличии вдува. - ПМТЗ, 1980, №4, с. 57-65.
136. Игнатьев В.Н. О схеме повышенного порядка точности для расчета уравнений турбулентного пограничного слоя. - В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, ВЦ СО¹ АН СССР 1972, т. 3, № 4, с. 69-77.
137. Гришин А.М. Об одном видоизменении метода М.Е. Швеца. - ИЖМ, 1970, т. 19, № 1, с. 84-93.
138. Гришин А.М., Берцун В.Н. Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов. - ДАН , 1974, т. 214, № 4, с. 751-754.
139. Чжэнь, Сперроу, Мухоглу. Смешанная конвекция в пограничном слое над горизонтальной пластиной. - Теплопередача, 1977, № I, с. 70-76.
140. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. - М.: Энергия, 1972, с. 226.

141. Борисова Н.Г., Гороховский М.А., Кашкаров В.П. Численное исследование влияния свободной конвекции на вынужденную в полуграниченных струях. В кн.: Теплообмен-У1, т. I. Конвективный теплообмен. Часть III. Теплообмен при наличии массовых сил. Минск, 1980, с. 21-26.
142. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967, с. 197.
143. Гришин А.М., Грузин А.Д. Аэродинамика приземного слоя атмосферы при больших лесных пожарах. - В кн.: Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Вып. 6. М.: МВД СССР, ВНИИПО, 1979, с. 95-100.
144. Гришин А.М., Грузин А.Д. Конвективный теплоперенос и закономерности распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах. - ДАН, 1980, т. 253, №3, с. 549-553.
145. Гришин А.М., Грузин А.Д. Конвективный теплоперенос в приземном слое атмосферы при лесных пожарах. - В кн.: Теплообмен-У1; т. I. Конвективный теплообмен. Минск: 1980, т. 3, с. 65-70.
146. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. - М.: ГИТТЛ, 1953, с. 788.
147. Рихтер Л.А. Тепловые электрические станции и защита атмосферы. - М.: Энергия, 1975, с. 312.
148. Андреев В., Панчев С. Динамика атмосферных термиков. - Л.: Гидрометеоиздат, 1975, с. 152.
149. Голицын Г.С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. - Л., Гидрометеоиздат, 1980, с. 55.
150. Суффриев А.Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва. - ПМТФ, 1967, №2, с. 3-15.
151. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. - Л.: Гидрометеоиздат, 1980.
152. Тирский Г.А. Точные решения задач свободной и вынужденной конвекции. - Дис ... канд. физ.-мат. наук. - М.: МГУ, 1964.
153. Медин, Плетчер. Расчет вынужденных турбулентных восходящих потоков в стратифицированной и однородной окружающей среде. - Теплопередача, 1976, №2, с. 105-111.

154. Конев Э.В. Измерение и расчеты лучистых тепловых потоков от модельного пламени лесного горючего. - В кн.: Вопросы лесной пирологии. Красноярск: Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1974, с. 65-74.
155. Филипов А.Н. Тепловой режим подлесно-кустарниковых пожаров. - В кн.: Горение гетерогенных и газовых смесей. Черноголовка, Ин-т химической физики АН СССР, 1977, с. 33-36.
156. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. - М.: ГИТМЛ, 1963, т. 2. - 727 с.
157. Петухов Б.С. Турбулентность в теории теплообмена. - В кн.: Тепло-массообмен-УІ. Проблемные доклады на УІ Всесоюзной конференции по тепло-массообмену. Минск: ИТМО АН БССР, ч. I, 1961, с. 20 - 51.
158. Петухов Б.С., Медвецкая Н.В. Турбулентное течение и теплообмен в вертикальных трубах при сильном влиянии подъёмных сил. - ТБТ, 1973, т. 16, №4, с. 778.
159. Компанец В.З. Овсянников А.А., Полак Л.С. Химические реакции в турбулентных потоках газа и плазмы. - М.: Наука, 1979, 242 с.
160. Петухов Б.С., Зальцман И.Г., Шиков В.К. Взаимодействие химических превращений и лучистого переноса с турбулентными пульсациями температуры и его влияние на теплообмен в потоках высокотемпературных газов. - В кн.: Тепло-массообмен-УІ. Минск: ИТМО АН БССР, 1980, т. 3, с. 19-31.

АНАТОЛИЙ НИХАЙЛОВИЧ

ГРИШИН

ИБ 739

Редактор К.Г.Шилько

Подписано к печати 18 XI 81г КЗ 03202

Формат 60x84^I/16. Бумага типографская № 3.

П.л. 18; уч.-изд.л. 16; усл.п.л. 14,88

Тираж 1000 экз. Заказ 106 Цена 2 р.40 к.

Издательство ТГУ 634010, Томск, ул.Ленина,36

Ротапринт ТГУ, 634029, Томск, ул.Никитина,17.