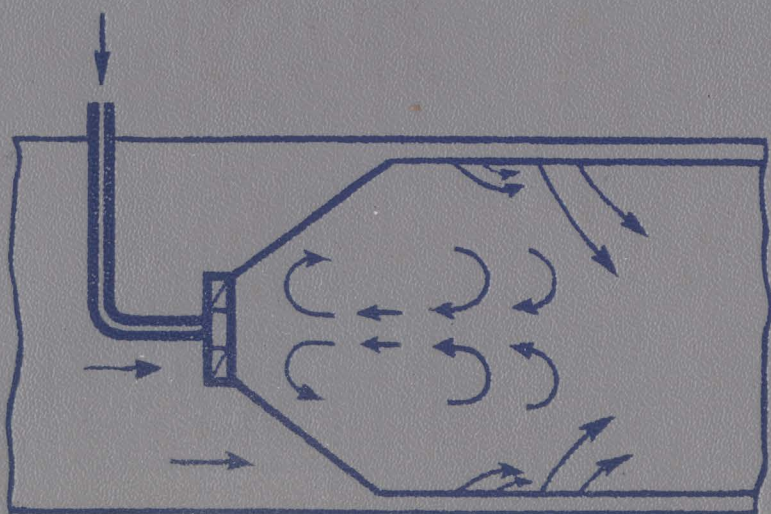


# ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ

Для студентов вузов



# ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ

Под редакцией В. В. Померанцева

Издание второе,  
переработанное и дополненное

Допущено Министерством  
высшего и среднего специального образования СССР  
в качестве учебного пособия  
для студентов энергетических специальностей вузов



Ленинград  
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ  
Ленинградское отделение  
1986

ББК 24.5

О-75

УДК 662.61(075.8)

В. В. Померанцев, К. М. Арефьев, Д. Б. Ахмедов, М. Н. Конович,

Ю. Н. Корчунов, Ю. А. Рундыгин, С. Л. Шагалова, С. М. Шестаков

Рецензенты: кафедра парогенераторостроения Московского энергетического института (зав. кафедрой В. А. Двойнишников) и В. В. Митор

**Основы** практической теории горения: Учебное пособие  
О-75 для вузов/В. В. Померанцев, К. М. Арефьев, Д. Б. Ахмедов и др.; Под ред. В. В. Померанцева. 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. — 312 с.: ил.

В книге рассматриваются вопросы статики и динамики горения, аэродинамики процессов горения, процессов воспламенения и распространения пламени, горения углерода и натуральных топлив. Приводятся методы решения практических задач. Первое издание вышло в 1973 г. Во втором издании существенно переработан ряд глав, остальные дополнены новым материалом, сокращено число примеров в связи с тем, что в 1983 г. выпущен «Сборник задач по теории горения», который является приложением к данной книге.

Книга предназначена для студентов энергетических, химических и металлургических вузов и факультетов, а также может служить пособием при инженерных расчетах.

О  $\frac{2303010000-116}{051(01)-86}$  193—86

© Энергия, 1973

ББК 24.5

© Энергоатомиздат, изменения и дополнения, 1986

Глубокое понимание хода процесса горения в энергетических и транспортных агрегатах, необходимое при практических расчетах горения на разных его стадиях, требует детального изучения теории горения студентами энергетических специальностей. Курс теории горения в значительной степени синтезирует сведения из основных теплотехнических и физико-химических дисциплин, учит последовательному анализу сложных явлений. Такой анализ обычно предусматривает ряд приближений, в ходе которых выясняются главные соотношения между протекающими при горении процессами и область процесса горения.

Материалы данной книги основаны на лекциях по теории горения, которые читаются в Ленинградском политехническом институте имени М. И. Калинина на физико-механическом, энергомашиностроительном и физико-металлургическом факультетах.

Начало этого курса в тридцатых годах было положено Н. Н. Семеновым. Затем лекции продолжил Г. Ф. Кнорре, посвятив их комплексному изучению топочных процессов. Материалы лекций пополнялись по мере развития теории и ее опытного подтверждения, по мере все более глубокого проникновения теории в анализ работы промышленных агрегатов, с началом расчета горения в них.

В книге приведены расчетные формулы. Некоторые из них упрощены и содержат ряд допущений для приближения к решению технических проблем горения; той же цели служат примеры, которыми снабжены многие разделы книги; примеры расчета выгорания факела и слоя природного топлива иллюстрируют возможности расчетного анализа даже столь сложных процессов. Сообщаемые в книге формулы и решения являются основой математических моделей процессов горения в технических устройствах и могут использоваться в расчетах с применением ЭВМ.

Первое издание книги «Основы практической теории горения» вышло в 1973 г. и получило широкое распространение в теплотехнических кругах. В 1983 г. как пособие к нему Энергоатомиздатом почти с тем же коллективом авторов был издан

«Сборник задач по теории горения», в котором предложено большое число примеров и задач с ответами и изложены пути их решения. Поэтому в настоящем издании одновременно с некоторой перестановкой материала, дополнениями и изменением трактовки вопросов число примеров несколько сокращено. Приводятся примеры расчетов с применением ЭВМ.

Глава 1 написана Д. Б. Ахмедовым и Ю. Н. Корчуновым, глава 2 — Ю. А. Рундыгиным, С. Л. Шагаловой и С. М. Шестаковым, главы 3, 4 и 11 — К. М. Арефьевым, глава 5 — К. М. Арефьевым, Д. Б. Ахмедовым и М. Н. Коновичем, глава 6 — Д. Б. Ахмедовым, глава 7 — Ю. А. Рундыгиным и С. М. Шестаковым, глава 8 — Ю. Н. Корчуновым, глава 9 — К. М. Арефьевым, М. Н. Коновичем и С. Л. Шагаловой, глава 10 — Ю. А. Рундыгиным; составление общего плана книги, определение содержания глав и научное редактирование выполнено В. В. Померанцевым.

Отзывы о книге, замечания и пожелания просьба присылать по адресу: 191065, Ленинград, Марсово поле, д. 1, Ленинградское отделение Энергоатомиздата.

*Авторы*

## ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$W^P, A^P$  — относительное содержание влаги и золы соответственно в рабочей массе топлива, кг/кг;  
 $V_{л}^P, V_{л}^P$  — относительный выход летучих соответственно из горючей и рабочей массы, кг/кг;  
 $K^P$  — относительное содержание кокса в рабочей массе топлива, кг/кг;  
 $Q_P$  — тепловой эффект реакции, кДж/кг;  
 $V^0$  — объем воздуха, теоретически необходимый для сгорания 1 кг топлива, м<sup>3</sup>/кг;  
 $V_{г}^0, V_{г}$  — объем продуктов сгорания (газов) соответственно при теоретическом расходе воздуха ( $\alpha = 1$ ) и действительном расходе воздуха ( $\alpha > 1$ ), м<sup>3</sup>/кг;  
 $V_{с.г}$  — объем сухих продуктов сгорания при действительном расходе воздуха ( $\alpha > 1$ ), м<sup>3</sup>/кг;  
 $\alpha$  — коэффициент избытка воздуха;  
 $G_i$  — количество реагирующего вещества, моль/(м<sup>2</sup>·с) — для поверхностных реакций; моль/(м<sup>3</sup>·с) — для гомогенных реакций;  
 $G$  — механическая неполнота сгорания 1 кг топлива, кг/кг;  
 $G_C$  — скорость выгорания углерода, кмоль/(м<sup>2</sup>·с);  
 $V$  — объем сосуда, камеры сгорания и т. д., м<sup>3</sup>;  
 $F$  — площадь поверхности сосуда, камеры сгорания и т. д., м<sup>2</sup>;  
 $\delta_1, \delta_{01}$  — соответственно текущий и начальный размер частиц самой крупной фракции, м;  
 $\delta_i, \delta_{0i}$  — соответственно текущий и начальный размер частиц  $i$ -й фракции, м;  
 $x = \delta_1/\delta_{01}$  — относительный текущий размер частицы наиболее крупной фракции;

$y = \delta_{0i}/\delta_{01}$  — отношение начального размера частицы  $i$ -й фракции к начальному размеру частицы наиболее крупной фракции;  
 $\Delta$  — толщина приведенной пограничной пленки, м;  
 $h$  — высота слоя, м;  
 $m$  — масса частицы, куска, молекулы и т. д., кг;  
 $\rho_{ч}$  — плотность частицы, куска, шара, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\rho_{г}$  — плотность газового потока, кг/м<sup>3</sup>;  
 $T$  — термодинамическая температура, К;  
 $T_a, T_{\max}$  — соответственно теоретическая (адиабатная) и максимальная термодинамическая температура процесса, К;  
 $t, \theta$  — температура, °С;  
 $\tau$  — время, с;  
 $w_v$  — скорость витания, м/с;  
 $P$  — общее давление в газовой системе, камере сгорания, МПа;  
 $P_T$  — давление в топке, МПа;  
 $p_i$  — парциальное давление  $i$ -го компонента, МПа;  
 $p_1, p_2, p_3, p_4, p_5$  — парциальное давление соответственно кислорода, двуокси углерода, окиси углерода, водорода и водяных паров, МПа;  
 $M$  — молярная масса, кг/кмоль;  
 $D_{012}, D_{12}$  — коэффициент взаимной диффузии веществ соответственно при нормальных и реальных условиях, м<sup>2</sup>/с;  
 $n$  — число молекул в единице объема, 1/м<sup>3</sup>;  
 $n_A, n_B$  — число молекул соответственно сорта  $A$  и  $B$  в единице объема, 1/м<sup>3</sup>;  
 $n$  — показатель полидисперсности;  
 $C_i$  — число молей  $i$ -го компонента в единице объема (концентрация), кмоль/м<sup>3</sup>;

$C_0$  — начальная концентрация, кмоль/м<sup>3</sup>;

$x_i$  — молярная доля  $i$ -го компонента в смеси;

$q$  — плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;

$\lambda$  — теплопроводность, Вт/(м·К);

$a$  — температуропроводность, м<sup>2</sup>/с;

$c_p$ ,  $c_D$  — удельная теплоемкость соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме, кДж/(кг·К);

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$\alpha_D$  — коэффициент массоотдачи (диффузионного обмена), м/с;

$\alpha_t$ ,  $\alpha_{сл}$  — коэффициент избытка воздуха соответственно на выходе из топки и в слое;

$\nu$  — кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с;

$K_D$  — константа равновесия химической реакции;

$E$  — энергия активации, кДж/кмоль;

$k_0$  — предэкспоненциальный множитель, 1/с — для гомогенной реакции первого порядка, м/с — для гетерогенной реакции первого порядка, м<sup>3</sup>/(кмоль·с) — для гомогенной реакции второго порядка;

$k_i$  — константа скорости  $i$ -й реакции (размерность та же, что у  $k_0$ );

$\theta = T/T_a$  — текущая безразмерная температура;

$\theta_0 = T_0/T_a$  — начальная безразмерная температура;

$\theta_B = T_B/T_a$  — безразмерная температура воспламенения;

$\xi_\tau = k_0\tau$  — безразмерное время;

$\xi_a = k_0\tau_a$  — безразмерный период индукции при адиабатном воспламенении;

$\xi_t = k_0\tau_t$  — безразмерный период индукции при наличии теплоотвода;

$\xi_r = k_0\tau_r$  — безразмерный период горения;

$\xi = h/\delta_{01}$  — безразмерная высота слоя;

$\sigma = C/C_0$  — безразмерная концентрация;

$\mu = \frac{\alpha F}{V k_0 c_p \rho_0}$  — критерий теплоотвода;

$Ki = \delta \sqrt[3]{\frac{4g(\rho_c - \rho_0)}{3\nu^2\rho_0}}$  — критерий Кирпичева;

$Sch = w_B \sqrt[3]{\frac{3\rho_0}{4g(\rho_c - \rho_0)\nu}}$  — критерий Шиллера;

$Nu = \frac{\alpha\delta}{\lambda}$  — тепловой критерий Нуссельта;

$Nu_D = \frac{\alpha_D\delta}{D}$  — диффузионный критерий Нуссельта;

$Re_\delta = \frac{w_B\delta}{\nu}$  — критерий Рейнольдса;

$Pr_- = \frac{\nu}{a}$  — тепловой критерий Прандтля;

$Pr_D = \frac{\nu}{D}$  — диффузионный критерий Прандтля\*;

$Pe = \frac{w\delta}{a}$  — тепловой критерий Пекле;

$Pe_D = \frac{w\delta}{D}$  — диффузионный критерий Пекле;

$Arg = \frac{E}{RT_a}$  — критерий Аррениуса;

$Se = \sqrt{\frac{k_4\Delta^2}{D}} = \frac{\sqrt{k_4D}}{\alpha_D}$  — критерий Семенова;

$Ni = \frac{k_i}{\alpha_D}$  — диффузионно-химический критерий;

$N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> =  $6,023 \times 10^{26}$  кмоль<sup>-1</sup> — число Авогадро;  
 $R = 8,31 \cdot 10^3$  Дж/(кмоль·К) — универсальная газовая постоянная;  
 $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана.

\* Диффузионный критерий Прандтля часто называют критерием Шмидта и обозначают Sc.

Горение является первым сложным техническим процессом, освоенным человечеством. В истории прогресса техники этот процесс занимал и продолжает занимать очень важное место, являясь основой современной энергетики, многих технологических производств, транспорта и быта.

Энергетической программой СССР предусмотрено проведение активной энергосберегающей политики на основе научно-технического прогресса, всемерной экономии энергии и топлива, снижения энергоемкости производств. В значительной степени этим же целям подчинена и территориально-отраслевая программа «Интенсификация-90», одобренная ЦК КПСС. Создание новой высокоэффективной техники и технологии в энергетике и других отраслях, использующих горение топлива, требует глубокого понимания теории протекающих процессов.

В последние десятилетия получила значительное развитие теория процессов горения. В настоящее время это развитие в большой мере ускорило, в особенности в связи со все расширяющимся использованием электронной вычислительной техники при расчетах. Тем не менее из-за очень большой сложности процессов, разнообразия условий горения в разных видах топочных устройств теория еще далека от завершения. В результате в большинстве случаев возникает необходимость опытной доводки устройств и агрегатов, в которых протекает процесс горения. Можно более конкретно указать причины этого. Во-первых, главный участник процесса горения—топливо—является комплексом природных органических веществ очень сложного химического строения. Правда, при нагреве и взаимодействии с окислителем происходит распад этих комплексов на простые соединения и элементы, но при анализе процесса горения невозможно обойтись без учета поведения горючего в его исходной форме и в промежуточных состояниях. А это крайне затрудняет изучение процесса. Во-вторых, в процессе горения, так же как и в других химических процессах, обязательны два этапа: создание молекулярного контакта между горючим и окислителем (физический этап) и взаимодействие молекул с образованием продуктов реакции (химический этап). При этом второй этап протекает только у молекул,



находящихся в особом, энергетически или кинетически возбужденном, состоянии. Возбуждаются же молекулы в результате начавшегося процесса из-за повышения общего энергетического уровня (температуры) и взаимодействия молекул при столкновениях, приводящих к перераспределению энергии. Поэтому при изучении процесса горения нельзя рассматривать участвующие в нем вещества как однородную массу одинаковых средних молекул. Даже при рассмотрении простейших реакций горения необходимо учитывать различия между отдельными молекулами, составляющими сложную полисистему. В-третьих, горение принципиально не является равновесным процессом. При горении обязательно возникают неоднородности состояния молекул, их концентраций, неравномерности полей температур и скоростей потоков. Существенно изменяются условия взаимной диффузии молекул, находящихся на разных ступенях возбуждения. Из этого вытекает необходимость одновременного решения нестационарных задач массо- и теплопереноса и химической кинетики в движущихся потоках, причем наиболее часто при турбулентности, вызванной самим процессом горения.

Задачи теории горения, следовательно, можно охарактеризовать как нестационарные задачи турбулентной массо- и теплопроводности при наличии динамических источников веществ и тепла. Но хотя такое представление и определяет пути анализа процессов горения, конкретное решение задач теории горения при этом затруднено. Исследование процессов горения должно развиваться по пути составления систем интегро-дифференциальных уравнений, соответствие которых истинному ходу процесса следует проверять сопоставлением результатов решения этих систем, выполняемого во многих случаях с применением ЭВМ, с данными эксперимента. Именно так и развивается ныне теория горения, причем наиболее подробно исследуются крайние случаи, когда в сложном комплексе явлений можно абстрагироваться от некоторых из них. В частности такой подход используется при определении области протекания горения.

Так, при анализе явлений термического распада природных топлив для мелких частиц при низких температурах можно пренебречь временем прогрева и рассматривать процесс как чисто кинетический распад сложного вещества на более простые соединения. Наоборот, при прогреве крупных кусков топлива в среде высокой температуры основным является ход нагрева. Можно принять, что сам термический распад на данном температурном уровне происходит мгновенно. Появляется деление процесса на крайние области — кинетическую и тепловую, в каждой из которых процесс может быть описан более простыми уравнениями, чем в промежуточной области.

Аналогичное положение имеет место и при реакциях горения с участием окислителя. При низких температурах скорость химического взаимодействия горючего и окислителя мала. Она

намного меньше скорости их взаимной диффузии, которая поэтому почти не влияет на ход процесса. Считается, что процесс горения протекает в кинетической области и его следует рассматривать как чисто химический процесс.

При высоких температурах или при ухудшенных условиях массообмена скорость реакции намного превышает скорость диффузии, которая в данном случае и определяет ход процесса. Можно считать, что процесс горения развивается в диффузионной области и его следует рассматривать с чисто физической стороны.

Такая же картина имеет место и при анализе воспламенения, в ходе которого наблюдается резкое увеличение скорости химического взаимодействия. При низких температурах столкновения целых молекул редко приводят к реакции. Она может протекать только с участием осколков молекул — радикалов или атомов. Воспламенение целиком определяется ростом числа радикалов или атомов, играющих роль активных центров, и имеет кинетический, цепной характер. Однако по мере нагрева горючей смеси в результате тепловыделения в ходе экзотермической реакции или при подводе тепла извне главное значение приобретает рост химической активности вещества в связи с повышением температуры. Воспламенение становится тепловым. Особое значение при этом имеют условия теплового взаимодействия внутри воспламеняющейся системы и взаимодействия с окружающей средой. Химический механизм упрощается, и основную роль играют процессы теплообмена. При анализе воспламенения становится возможным исходить из простейшей химической схемы процесса.

Можно привести ряд аналогичных случаев, когда отчетливо выделяются крайние области протекания процесса, в которых преобладает влияние только химических или только физических факторов. В этих случаях анализ процесса существенно облегчается, так как можно более глубоко изучать лишь одну — физическую или химическую — сторону процесса. Поэтому изучение теории горения следует начинать с разбора этих отдельных его сторон. Но далее обязательно комплексное рассмотрение процесса в промежуточной области, в которой необходимо учитывать взаимодействие физических и химических факторов. В данной книге последовательность изложения материала подчинена именно этому принципу. Приводимые в книге решения являются основой математических моделей, которые могут использоваться в расчетах на ЭВМ. В ряде случаев получены наглядные аналитические решения, основанные на упрощенных представлениях, однако охватывающие главные черты изучаемых явлений. Расчеты по этим решениям обычно приводят к достаточному соответствию с экспериментальными данными.

## ТОПЛИВО. МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНСЫ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

### 1.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И КЛАССИФИКАЦИЯ ТОПЛИВА

Понятие «топливо» объединяет вещества, выделяющие (в результате тех или иных преобразований) энергию, которая может быть технически использована. В настоящее время известны две основные группы топлива, различающиеся по принципу высвобождения энергии: ядерное топливо, выделяющее энергию в результате ядерных преобразований, и органическое топливо, которое выделяет энергию при окислении горючих элементов, входящих в состав этого топлива. Несмотря на возрастающее в настоящее время использование ядерного топлива, основным источником энергии в различного рода энергетических установках и двигателях долго еще будет органическое топливо\*.

Основным способом высвобождения химической энергии топлива является его сжигание, т. е. осуществление в камере сгорания процесса горения, представляющего собой одну или комплекс быстро протекающих химических реакций, сопровождающихся выделением теплоты. Известно большое число реакций, протекающих с выделением теплоты; для энергетических целей наиболее часто используются реакции окисления органической массы природных топлив (или их производных) кислородом воздуха (реже в воздухе, обогащенном кислородом).

В настоящее время добывается большое количество разнообразных природных топлив; много топлив получается искусственным путем, в результате технологической переработки природных топлив. Все они резко различаются по физическим свойствам и химической структуре, что непосредственно влияет на характер процесса горения. Поэтому классификация топлив, знание их структуры и физико-химических характеристик является необходимой основой расчетов процесса горения. Основные разновидности природного топлива — древесина, торф, угли (бурый, каменный, антрацит), сланец, нефть, природный горючий газ. В качестве топлива используются также

---

\* В дальнейшем выражение «органическое топливо» для краткости заменяется термином «топливо»; в ракетной технике под термином «топливо» понимается совокупность горючего и окислителя.

продукты переработки природного топлива — кокс и полукокс; газы термообработки и коксования — генераторные, доменные, коксовальних печей; продукты нефтепереработки — бензин, керосин, дизельное и газотурбинное топливо, мазут.

Особенности различных природных топлив тесно связаны с их происхождением и геологическим возрастом. Считается, что все многообразие твердых природных топлив от торфа до антрацита представляет собой различные стадии геологического старения первичных углеобразователей, среди которых основными являются растительные организмы, начиная от древесных пород и кончая мхами и планктонными организмами. Участвующие в углеобразовании отмершие клетки растительных организмов, лишенные протоплазмы и ядра, в основном содержат целлюлозу, гемицеллюлозу, лигнин с некоторым включением смол, восков, жиров и других веществ. Структура целлюлозы и гемицеллюлоз достаточно хорошо изучена. Эти вещества представляют собой полимерные углероды с эмпирической формулой  $(C_6H_{10}O_5)_n$ ; иногда гемицеллюлозы имеют формулу  $(C_6H_8O_4)_n$ . Структура сложной молекулы лигнина включает в себя бензольные кольца, причем его элементарный состав колеблется в относительно широких пределах: углерода 62—69 %, водорода 4,5—6,6 %; остальную часть составляет в основном кислород.

По склонности к естественному распаду различные составляющие растительных организмов можно разбить на 2 группы:

1. Целлюлозы, гемицеллюлозы, белки и другие составляющие, легко поддающиеся разложению.
2. Лигнин, воски, смолы, углеводороды и другие вещества, трудно поддающиеся или вообще не поддающиеся разложению в течение нескольких геологических периодов.

В процессе геологического старения составляющие первой группы превращаются в газообразные или легко растворимые вещества и практически не участвуют в углеобразовании. Вещества второй группы, наоборот, со временем частично полимеризуются, уплотняются, превращаются в еще более устойчивые. Они в основном определяют состав ископаемых топлив. Переход от растительных остатков к торфу, а затем к бурым и каменным углям характеризуется повышением в их органической массе содержания углерода и понижением содержания кислорода.

Особой разновидностью горючих ископаемых, имеющих повышенную зольность из-за сильного засорения первичных накоплений минеральными примесями, являются горючие сланцы.

Нефть и природные горючие газы также образуются путем длительного преобразования органических остатков, которые в результате глубоких геологических сдвигов оказались включенными в горные породы. Основную массу нефти составляют углеводороды различных классов: предельные, непредельные, ароматические (в разных месторождениях преобладают разные

углеводороды). Природные горючие газы также отличаются повышенным содержанием углеводородов, и в частности метана  $\text{CH}_4$ , содержание которого достигает в них 90 %.

Все виды природных топлив (кроме древесины) можно подразделить на гумусовые породы (торф, каменные и бурые угли); сапропелевые породы (сапропелевые угли, сапропели, горючие сланцы); петролиты — ископаемые нефтяного ряда (нефть, асфальт, озокерит, горючие газы).

Сырая нефть, представляющая собой ценное химическое сырье, как топливо непосредственно не применяется. В результате ее переработки помимо химических товарных продуктов получают специальные топлива: бензин, керосин и другие, почти не содержащие минеральных примесей и отличающиеся высокой реакционной способностью к окислению их органической массы. Остаточным продуктом нефтепереработки является мазут, широко используемый как топливо. Количество мазута и его качество зависят от качества и вида исходной нефти, а также от технологии ее переработки. Топочный мазут отличается повышенным содержанием серы и золы и высокой вязкостью, что заметно усложняет его сжигание.

Искусственные топлива, получающиеся в результате технологической переработки твердых топлив (различные виды кокса и полукокса), в энергетических целях используются редко. Состав их органической массы отличается резко повышенным содержанием углерода при соответственном снижении содержания кислорода и водорода, которые в процессе коксования удаляются в первую очередь.

Искусственные горючие газы получают либо специально (генераторные газы), либо попутно при различных технологических процессах (газы коксовальных печей, доменные газы, попутные газы нефтедобычи и др.). Состав этих газов разнообразен и зависит от способа их получения; как правило, они содержат значительные количества  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{CO}_2$ , что обуславливает их пониженную теплоту сгорания.

## **1-2. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОПЛИВ**

Многочисленные виды топлив, используемые в энергетических установках и двигателях, резко различаются по своим физико-химическим свойствам: составу органической массы, зольности, влажности, теплоте сгорания и т. п. Эти свойства определяют выбор способа сжигания топлива и всегда должны приниматься в расчет при анализе процесса горения.

Состав топлива — наиболее важная техническая характеристика, исходная для анализа большинства процессов, происходящих с топливом в промышленных установках.

Как было показано, первичные топливообразователи в основном состоят из углерода С, водорода Н и кислорода О; эти вещества и определяют состав органической массы топлива. Кроме того, органическая масса топлива в небольших количе-

ствах содержит серу S и азот N. Все эти вещества могут принимать участие в процессе горения, и поэтому они составляют горючую массу топлива. Сера, входящая в состав топлива, обычно разбивается на две части: горючую и негорючую. Негорючая сера входит в состав минеральной части. Горючая сера подразделяется на органическую  $S_{ор}$  и колчеданную  $S_k$  (серный колчедан  $FeS_2$ ); колчеданная сера входит в состав минеральной части, но принимает участие в процессе горения.

Минеральные примеси, попадающие в состав топлива в основном в процессе его образования, составляют золу топлива A, содержание которой в разных топливах различно. Зола непосредственно не принимает участие в реакциях окисления, определяющих процесс горения, однако, балластируя горючую массу, снижает ее тепловую ценность. Процентное содержание в топливе всех веществ (включая золу), входящих в состав сухой массы, называется элементарным составом сухой массы. Общая масса топлива, включая золу и влагу W, называется рабочей. Все расчеты, связанные с анализом процесса горения, как правило, принято проводить по рабочей массе.

В зависимости от того, какая масса топлива берется в расчет, каждой составляющей присваивается соответствующий надстрочный индекс.

Горючая масса

$$C^r + H^r + O^r + N^r + S_{ор}^r + S_k^r = 100 \%. \quad (1-1)$$

Сухая масса

$$C^c + H^c + O^c + N^c + S_{ор+k}^c + A^c = 100 \%. \quad (1-2)$$

Рабочая масса

$$C^p + H^p + O^p + N^p + S_{ор+k}^p + A^p + W^p = 100 \%. \quad (1-3)$$

Приведение элементарного состава топлива от одной массы к другой производится с помощью обычной пропорции.

Элементарный состав горючей массы топлива определяется в лабораторных условиях путем сжигания фиксированной навески топлива с последующим улавливанием и анализом продуктов сгорания. Зольность определяется путем прокалывания навески топлива в окислительной среде.

Состав горючих газов обычно записывают в виде суммы объемного содержания составляющих газов (в процентах), например

$$CO + H_2 + CO_2 + CH_4 + C_m H_n + O_2 + N_2 + H_2O = 100. \quad (1-4)$$

Состав топлива прежде всего необходим для сведения материальных балансов процесса горения. Состав определяет также тепловую ценность топлива. Тепловую ценность топлива принято характеризовать его теплотой сгорания (теплотворной способностью) Q, представляющей собой количество тепла, выделяющегося при полном сгорании массовой (для горючих

газов чаще — объемной) единицы топлива, т. е. единицей  $Q$  является Дж/кг (ккал/кг) или Дж/м<sup>3</sup> (ккал/м<sup>3</sup>). Теплоту сгорания твердых и жидких топлив нельзя представить как сумму теплоты сгорания элементов, входящих в состав топлива; эти элементы находятся в топливе в определенной связи, причем происходящее в процессе горения разрушение связей между элементами приводит к дополнительным энергетическим эффектам. Поэтому при точных расчетах всегда следует пользоваться значениями теплоты сгорания, полученными в лабораторных условиях при непосредственном сжигании фиксированной навески топлива в специальной калориметрической установке. Кроме того, существуют эмпирические формулы, позволяющие с удовлетворительным приближением определить теплоту сгорания по элементарному составу топлива.

В продуктах сгорания топлив всегда содержатся пары воды, образуящиеся как из-за наличия влаги в топливе, так и при сгорании водорода. Отработанные продукты сгорания покидают промышленную установку при температуре выше температуры точки росы. Поэтому тепло, которое выделяется при конденсации водяных паров, не может быть полезно использовано и не должно учитываться при тепловых расчетах. Для расчета обычно применяется низшая теплота сгорания рабочей массы топлива  $Q_n^p$ , которая учитывает тепловые потери с парами воды. По данным элементарного состава низшая теплота сгорания твердых и жидких топлив приближенно может быть определена с помощью эмпирической формулы Д. И. Менделеева.

$$Q_n^p = 339C^p + 1025H^p - 108,5(O^p - S_{op+k}^p) - 25W^p. \quad (1-5)$$

Низшая теплота сгорания сухих горючих газов с достаточной точностью может быть подсчитана (в МДж/м<sup>3</sup>) как сумма

Средний состав

Топливо	$V_{д}^r, \%$	$C^r, \%$	$H^r, \%$
Древесина	80—90	50	6
Торф	65—75	55—56	5—6
Бурые угли	40—50	65—68	5—6
Каменные угли	20—40	78—83	5—6
Тощие угли	10—20	84—90	4—5
Антрациты	2—10	89—96	3—5
Горючие сланцы	80—90	83—84	6
Нефть	95—98	83—87	11—14

\* С учетом отрицательного теплового эффекта разложения карбонатов.

произведений теплоты сгорания отдельных компонентов и их содержания в 1 м<sup>3</sup> газообразного топлива:

$$Q_H^c = 0,108H_2 + 0,126CO + 0,358CH_4 + 0,5C_2H_2 + 0,234H_2S + \dots \quad (1-6)$$

В среднем теплота сгорания природного газа составляет примерно 35,6 МДж/м<sup>3</sup>. В искусственно получаемых горючих газах метана немного. Основными горючими составляющими являются водород и окись углерода. В коксовальном газе содержание H<sub>2</sub> доходит до 55—60 %, а низшая теплота сгорания такого газа достигает 16,7 МДж/м<sup>3</sup>. В генераторном газе CO около 30 % и H<sub>2</sub> около 15 %, теплота сгорания составляет 5,2—6,5 МДж/м<sup>3</sup>. В доменном газе CO и H<sub>2</sub> содержится меньше, теплота сгорания 4,0—4,2 МДж/м<sup>3</sup>.

Одной из основных особенностей твердых природных топлив является способность выделять при нагревании газообразные и жидкие продукты термического разложения их органической массы (так называемые летучие); выход летучих обозначается символом V<sub>л</sub>. После завершения процесса термического разложения топлива остается твердый остаток — кокс, который содержится в основном углерод и золу. Содержание летучих в топливе определяется в лабораторных условиях путем прокаливания фиксированной навески топлива в инертной среде при температуре 850 °С. Летучие играют заметную роль при воспламенении и на начальных стадиях горения твердых топлив, в значительной мере определяют их реакционную способность.

Для расчетов статики горения, т. е. расчетов, связанных с материальным и тепловым балансами процесса, достаточно иметь данные по элементарному составу рабочей массы топлива и общему тепловыделению.

Таблица 1-1

природных топлив

O <sup>r</sup> , %	N <sup>r</sup> , %]	S <sub>л</sub> <sup>r</sup> = S <sub>ор</sub> <sup>r</sup> + + S <sub>к</sub> <sup>r</sup> , %	A <sup>c</sup> , %	Q <sub>H</sub> <sup>c</sup> , МДж/кг	W <sup>p</sup> , %
43	1	—	1—3	10,22	40—60
35—40	3	0,3	{ 5—12	10,47—10,89	40
25	1	Менее 5	7—45	6,28—16,75	20—55
10—20	1	Менее 8	10—40	16,75—28,05	4—15
5—10	1	Менее 3	16—25	25,12—27,21	5—7
0—5	1	Менее 2	15—20	25,12—27,21	6
10	0—1	4—15	45—64	5,86—10,89*	15—20
0,1—1,3	0—1,7	0,01—5,5	0,1—0,3	41,87—44,38	1—1,5



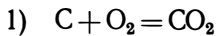
Средний состав топлива,  
получаемого переработкой нефти

Топливо	C <sup>r</sup> , %	H <sup>r</sup> , %	O <sup>r</sup> +N <sup>r</sup> , %	S <sup>r</sup> , %	АР, %	W <sup>p</sup> , %	Q <sub>н</sub> <sup>p</sup> , МДж/кг
Бензин	85,0	14,9	0,05	0,15	—	—	43,75
Керосин	86,0	13,7	0,2	0,1	—	—	42,96
Соляровое масло	86,5	12,8	0,3	0,4	—	—	42,33
Мазут							
малосернистый	87,8	10,7	0,8	0,7	0—0,2	0—9	40,61—36,63
высокосерни- стый	84,0	11,5	0,5	4,0	0,3	—	39,23

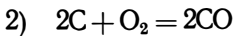
Средние данные об элементарном составе горючей массы различных природных топлив, о содержании в ней летучих, а также о низшей теплотворной способности массы и содержании в ней золы приведены в табл. 1-1. Аналогичные данные для топлив, получаемых переработкой нефти, приведены в табл. 1-2.

### 1-3. МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНСЫ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ. КОЭФФИЦИЕНТ ИЗБЫТКА ВОЗДУХА

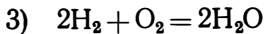
При составлении материального баланса процессов горения твердого и жидкого топлив используются элементарные реакции окисления элементов, входящих в состав топлив:



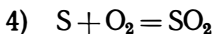
12 + 32 = 44 кг — при полном сгорании углерода (до CO<sub>2</sub>);



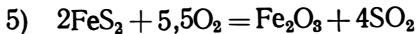
24 + 32 = 56 кг — при неполном сгорании углерода (до CO);



4 + 32 = 36 кг — при горении водорода;



32 + 32 = 64 кг — при горении органической серы;



240 + 176 = 160 + 256 кг — при горении колчеданной серы.

Балансы элементарных реакций позволяют рассчитать массовые расходы кислорода и количество продуктов реакции, приходящееся на единицу массы рассматриваемого элемента. Знание плотности газов дает возможность перейти от массовых единиц к объемным. Расчет обычно проводится для нормаль-

**Плотность газов  
при нормальных физических условиях**

Газ	Состав	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Газ	Состав	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
Кислород	O <sub>2</sub>	1,429	Окись углерода	CO	1,250
Азот (с примесью нейтральных га- зов)	N <sub>2</sub>	1,257	Водород	H <sub>2</sub>	0,089
Воздух	79 % N <sub>2</sub> и 21 % O <sub>2</sub> (по объему)	1,293	Водяной пар	H <sub>2</sub> O	0,804
Двуокись угле- рода	CO <sub>2</sub>	1,977	Сернистый ан- гидрид	SO <sub>2</sub>	2,927

ных физических условий (273 К и  $9,81 \cdot 10^4$  Па). Плотность разных газов при нормальных физических условиях дается в табл. 1-3.

Вычисления в предположении полного сгорания топлива (углерод сгорает с образованием CO<sub>2</sub>) приводят к следующей формуле минимального необходимого (или теоретического) объема воздуха:

$$V^0 = 0,0889C^p + 0,265 \left( H^p - \frac{1}{8} O^p \right) + k_{\text{возд}} S^p, \quad (1-7)$$

где  $k_{\text{возд}} = 0,033$  для органической серы и  $k_{\text{возд}} = 0,0456$  для колчеданной серы; обычно в расчетных формулах этим различием пренебрегают и берут  $k = 0,033$ , а под  $S^p$  понимают суммарное процентное содержание в топливе органической и колчеданной серы.

В формуле (1-7) учитывается собственный кислород топлива  $O$ . Делается предположение, что имеющийся в топливе кислород связан с водородом топлива. Поэтому содержание в топливе свободного водорода равно  $H^p - \frac{1}{8} O^p$ .

Объем сухих продуктов сгорания, образующийся при сжигании 1 кг топлива при подаче теоретически необходимого объема воздуха (м<sup>3</sup>/кг).

$$V_{\text{с.г.}}^0 = 1,866 \frac{C^p + 0,375S^p}{100} + 0,79V^0 + 0,008N^p.$$

Здесь учитывается как азот топлива, так и азот воздуха, идущего на сгорание.

Отдельно объемы CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> равны (м<sup>3</sup>/кг):  $V_{\text{CO}_2} = 1,866C^p/100$ ;  $V_{\text{SO}_2} = 0,75S^p/100$  (среднее значение для органической и колчеданной серы);

$$V_{\text{N}_2}^0 = 0,79V^0 + 0,8N^p/100.$$

Объем водяных паров определяется по формуле ( $\text{м}^3/\text{кг}$ )

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 0,0124 (9\text{H}^p + W^p) + 0,0161V^0.$$

Коэффициент 9 вводится потому, что по реакции горения водорода водяного пара получается по массе в девять раз больше, чем израсходовано водорода. Иногда бывает необходимо учитывать также водяные пары, вносимые в топку с паровым дутьем, если таковое имеется.

После сложения объема сухих газов с объемом водяных паров получим полный объем газов при теоретическом расходе воздуха

$$V_{\text{г}}^0 = V_{\text{с. г}}^0 + V_{\text{H}_2\text{O}}^0. \quad (1-8)$$

На практике в топочное устройство всегда подается воздуха больше, чем теоретически необходимо для сгорания. Действительный расход воздуха на сжигание 1 кг топлива записывается следующим образом:

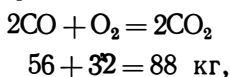
$$V_{\text{в}} = \alpha V^0.$$

Входящий в данную формулу множитель  $\alpha$  называется коэффициентом избытка воздуха или коэффициентом подачи воздуха. Определение коэффициента избытка воздуха по составу продуктов сгорания будет рассмотрено ниже.

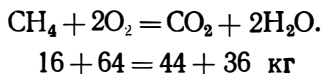
Для  $\alpha > 1$  в правую часть формулы (1-8) нужно прибавить избыточное количество воздуха:

$$V_{\text{г}} = V_{\text{H}_2\text{O}}^0 + V_{\text{с. г}}^0 + (\alpha - 1)V^0.$$

При рассмотрении горения газообразного топлива объемы воздуха и продуктов сгорания относят к 1  $\text{м}^3$  исходного газа. При сжигании газообразного топлива протекают реакции горения водорода, окиси углерода



непредельных углеводородов, сернистого газа и метана



(напомним, что природный газ состоит в основном из метана).

Для сухого газа, имеющего в своем составе CO,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$ , расчетные формулы имеют вид ( $\text{м}^3/\text{м}^3$ ):

$$V^0 = 0,0476 (0,5\text{CO} + 0,5\text{H}_2 + 2\text{CH}_4 - \text{O}_2);$$

$$V_{\text{с. г}}^0 = 0,01 (\text{CO}_2 + \text{CO} + \text{CH}_4) + 0,79V^0 + 0,01\text{N}_2;$$

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 0,01 (\text{H}_2 + 2\text{CH}_4).$$

При сжигании смеси топлив объемы продуктов сгорания рекомендуется рассчитывать для каждого топлива в отдельности на 1 кг твердого или жидкого и на 1  $\text{м}^3$  газообразного топ-

лива. Далее объемы воздуха и продуктов сгорания смеси определяются путем суммирования доли каждого топлива исходной смеси, умноженной на объем продукта его сгорания.

Тепловой баланс процесса горения составляется для определения температуры газов после сгорания. При горении в адиабатных условиях все тепло передается газам. Они нагреваются до высшей для данного топлива при данном избытке воздуха (с заданной исходной температурой) температуры, называемой теоретической температурой горения  $T_a$ . Точный расчет этой температуры должен проводиться с учетом зависимостей теплоемкости газов от температуры.

Если процесс сгорания протекает при постоянном давлении, то берется удельная теплоемкость  $c_p$ . В этом случае суммарная энтальпия продуктов сгорания  $I$  за вычетом энтальпии подаваемого воздуха  $I_B$  приравнивается теплоте сгорания топлива:

$$I(T_a) - I_B(T_0) = Q_H^p.$$

Здесь  $T_0$  — начальная температура процесса (температура подаваемого воздуха).

Энтальпия рассчитывается на 1 кг (или 1 м<sup>3</sup>) исходного топлива:

$$I(T_a) = V_{H_2O} I_{H_2O}(T_a) + V_{CO_2} I_{CO_2}(T_a) + V_{N_2} I_{N_2}(T_a) + V_{SO_2} I_{SO_2}(T_a) + V_{O_2} I_{O_2}(T_a). \quad (1-9)$$

В рассматриваемой формуле энтальпии умножаются на соответствующие объемы газов (расчет на 1 кг топлива). Суммарная энтальпия также отнесена к 1 кг топлива. Иногда при составлении теплового баланса возникает необходимость в учете физической теплоты топлива и теплосодержания золы, уносимой газами.

При расчете теоретической температуры сгорания для ракетных топлив баланс составляется аналогично для заданной смеси горючего и окислителя. Однако в этом случае из-за высокой температуры становятся существенными обратные реакции диссоциации, протекающие с поглощением тепла (см. гл. 4). Из-за реакций диссоциации тепловой эффект уменьшается. Расчет в целом становится достаточно сложным: необходимо найти состав продуктов сгорания и температуру. В случае же сжигания природных топлив или продуктов их переработки с использованием в качестве окислителя воздуха (топки паровых котлов, камеры сгорания газовых турбин и воздушно-реактивных двигателей, двигателей внутреннего сгорания) температура не столь высока и с реакциями диссоциации можно не считаться. Для расчетов пригодна формула типа (1-9).

Теплоемкости трехатомных газов близки между собой (исключая водяной пар). То же можно сказать о теплоемкостях

Газ	Энтальпия при температуре, К				Газ	Энтальпия при температуре, К			
	1300	1800	2300	2800		1300	1800	2300	2800
H <sub>2</sub> O	1,72	2,78	3,93	5,15	N <sub>2</sub>	1,39	2,16	2,96	3,78
CO <sub>2</sub>	2,20	3,50	4,84	6,20	Воздух	1,44	2,24	3,06	3,91

двухатомных газов. Поэтому обычно формулу (1-9) упрощают и записывают так:

$$I(T_a) = V_{\text{H}_2\text{O}} I_{\text{H}_2\text{O}}(T_a) + V_{\text{RO}_2} I_{\text{RO}_2}(T_a) + \Delta V I_{\text{N}_2}(T_a), \quad (1-10)$$

где  $\Delta V = V_{\text{с.г}}^0 - V_{\text{RO}_2} + (\alpha - 1) V^0$ .

Значения энтальпии H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и воздуха (в МДж/м<sup>3</sup>) при нескольких температурах даются в табл. 1-4 (для давления 0,1 МПа; давление вообще влияет очень слабо).

Наиболее просто теоретическая температура горения определяется в том случае, когда можно пренебречь зависимостью теплоемкости от температуры. Если к тому же имеет место только один продукт сгорания (например, водяной пар при сгорании водорода), то приближенно можно принять

$$T_a = T_b + Q_p C_0 / (\rho c_p), \quad (1-11)$$

где  $C_0$  — исходная концентрация горючего;  $Q_p$  — теплота сгорания горючего при постоянном давлении (отнесенная к единице массы горючего).

В случае протекания реакции при постоянном объеме в формуле (1-11)  $Q_p$  и  $c_p$  нужно заменить на теплоту сгорания и удельную теплоемкость при постоянном объеме  $Q_v$  и  $c_v$ . При более тщательном расчете нужно составить баланс типа (1-9), но не для энтальпий, а для значений внутренней энергии.

Как уже говорилось, теоретическая температура представляет собой высшую возможную температуру для данной смеси горючего и окислителя. В реальных случаях температура получается более низкой за счет теплоотдачи и тепловых потерь. При расчете фактической температуры горения потери тепла нужно учитывать.

Рассмотрим определение коэффициента избытка воздуха по составу дымовых газов. В приборах газового анализа исследуется обычно осушенный газ. Поэтому результаты анализа выражают состав сухого газа. Содержание CO<sub>2</sub> в сухом газе (в процентах по объему) определяется формулой

$$\text{CO}_2 = \frac{100V_{\text{CO}_2}}{V_{\text{с.г}}^0 + (\alpha - 1) V^0}.$$

Если в воздухе сгорает чистый углерод, то при  $\alpha = 1$  величина  $\text{CO}_2_{\text{макс}} = 21$ . При сжигании природных топлив  $\text{CO}_2_{\text{макс}} =$

$= 21/(1+\beta)$ , где  $\beta$  — топливный коэффициент Бунте:  $\beta = 2,37 (H^P - 0,125O^P)/C^P$ .

Используя коэффициент  $\beta$ , для  $\alpha > 1$  при полном сгорании можно записать:  $CO_2 = (21 - O_2)/(1 + \beta)$ , где  $O_2$  — относительная объемная (в процентах) концентрация кислорода в продуктах сгорания. При полном сгорании топлив коэффициент избытка воздуха приблизительно можно определить по формуле  $\alpha = CO_{2 \text{ макс}}/CO_2$ . Наличие продуктов химической неполноты сгорания можно оценить по балансу кислорода и углекислоты:

$$CO = [21 - \beta CO_2 - (CO_2 + O_2)] / (0,605 + \beta).$$

Более точными для определения коэффициента избытка воздуха являются «кислородная» и «азотная» формулы:

$$\alpha = \frac{21}{21 - O_2} = \frac{N_2}{N_2 - 3,76O_2}. \quad (1-12)$$

При расчетах, относящихся к неполному сгоранию, в формуле (1-12) концентрацию кислорода  $O_2$  следует заменить величиной

$$O_2 \text{ изб} = O_2 - (0,5CO + 0,5H_2 + 2CH_4). \quad (1-13)$$

При одинаковом содержании кислорода в газах в случае неполного сгорания коэффициент избытка воздуха меньше, чем при полном сгорании.

#### 1-4. РАСЧЕТЫ ПО ПРИВЕДЕННЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ТОПЛИВА

Энергию, выделяемую при сжигании топлива, можно отнести к единице используемого окислителя. Так, энергия, выделяемая при сжигании в  $1 \text{ м}^3$  воздуха стехиометрических количеств углерода и водорода (основных компонентов горючей массы топлива), составляет

$$q_C = \frac{Q_C}{V_C} = 33\,900 : 8,89 = 3814 \text{ кДж/м}^3;$$

$$q_H = \frac{Q_H}{V_H} = 10\,300 : 26,5 = 3887 \text{ кДж/м}^3.$$

Из формул (1-5) — (1-8), пренебрегая содержанием серы, для сухой массы топлива с достаточной точностью можно получить

$$q_B^c = Q_H^c / V_{c.r}^0 = \frac{3814(1 + 1,28\beta)}{(1 + 1,26\beta)} = 3814(1 + 0,01\beta).$$

Эта величина характеризует тепловыделение в результате сгорания топлива в  $1 \text{ м}^3$  воздуха. На рис. 1-1 приведены значения удельной теплоты сгорания воздуха, взятые по сухой массе для большинства топлив (в широком диапазоне  $\beta$ ). Как видно, все значения близки к величине  $q_B^c = 3760 \div 3860 \text{ кДж/м}^3$ .

Аналогично для природных топлив теплоту сгорания, приходящуюся на  $1 \text{ м}^3$  продуктов сгорания, можно представить в виде (кДж/м<sup>3</sup>)

$$q_r = \frac{Q_H^P + 25,1W^P}{V_r^0 - 0,0124W^P} = 3814(1 - 0,16\beta).$$

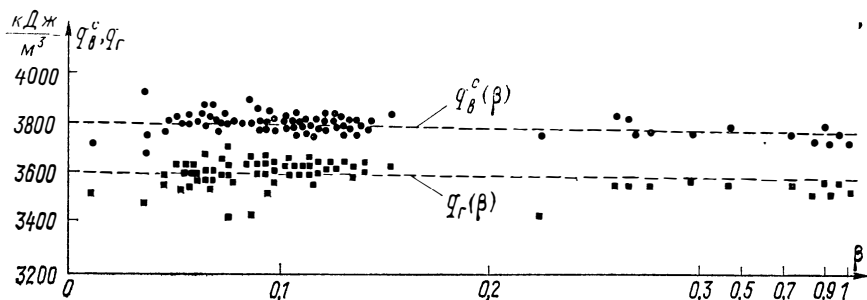


Рис. 1-1. Зависимость удельной теплоты сгорания топлива в 1 м<sup>3</sup> воздуха от топливного коэффициента Бунте

Из рис. 1-1 видно, что для большинства топлив величина  $q_r$  меняется в пределах 3500—3700 кДж/м<sup>3</sup> при среднем значении 3600 кДж/м<sup>3</sup>. Таким образом, при изменении теплоты сгорания топлив в пределах 8000—38000 кДж/кг, теоретических количеств воздуха 1,65—10,5 м<sup>3</sup>/кг, теоретических объемов газов 2,0—11,5 м<sup>3</sup>/кг (а именно в этих пределах меняются характеристики топлив, обобщенные графиком на рис. 1-1) удельная теплота, приходящаяся на 1 м<sup>3</sup> воздуха, меняется всего на  $\pm 1-2\%$ , а на 1 м<sup>3</sup> газов — на  $\pm 2,5-3\%$ .

Исходя из факта практической независимости энергии, выделяемой при сжигании сухого топлива в 1 кг кислорода, некоторые исследователи (С. Я. Корницкий и др.) предложили проводить балансовые расчеты процессов горения не по отношению к 1 кг топлива, как это показано в § 1-3, а по отношению к теплоте сгорания, с привлечением так называемых приведенных характеристик топлива

$$W^p = 10^3 W^p / Q_p^H; \quad A^p = 10^3 A^p / Q_p^H \quad \text{и} \quad S^p = 10^3 S^p / Q_p^H.$$

Для теоретических объемов воздуха и продуктов сгорания, а также их энтальпии в качестве множителя увеличения принимается  $4,19 \cdot 10^3$  кДж или  $10^3$  ккал. Поэтому приведенная влажность, например, топлива с  $Q_p^H = 5000$  ккал/м<sup>3</sup> = 20900 кДж/м<sup>3</sup> и с  $W^p = 20\%$  будет вне зависимости от системы единиц

$$W^p = 4,19 \cdot 10^3 W^p : 20900 = 10^3 W^p : 5000 = 4.$$

Исходной характеристикой для расчетов по приведенным характеристикам топлива является не теплота сгорания топлива  $Q_p^H$ , а общее количество теплоты, выделяемое топливом в установке,  $Q_y = Q_{\text{пол}} / \eta = Q_p^H B$ , где  $Q_{\text{пол}}$  — полезно использованная теплота, кВт;  $\eta$  — КПД установки (в долях единицы);  $B$  — расход топлива, кг/с.

Общий расход соответственно теоретически необходимого и действительного количества воздуха при нормальных условиях определяется выражениями (м<sup>3</sup>/с)

$$V_B^0 = 1,1 Q_y (1 + 0,006 W^p); \quad (1-14)$$

$$V_B = 1,1 \alpha Q_y (1 + 0,006 W^p). \quad (1-15)$$

Объем продуктов сгорания в теоретически необходимом и в действительном количестве воздуха:

$$V_r^0 = Q_y (1 + 0,01665 W^p) / q_{rB}; \quad (1-16)$$

$$V_r = Q_y (\alpha + 0,01157 W^p + 0,006 \alpha W^p - 0,065) / q_{rB}. \quad (1-17)$$

Энтальпия воздуха и продуктов сгорания рассчитывается по средним удельным теплоемкостям и определяется (в кВт/м<sup>3</sup>) выражениями:

$$I_B = 1,09\alpha Q_{\text{в}} (1 + 0,006 W^{\text{п}}) (0,319 + 2,4 \cdot 10^{-5} t) t \cdot 10^{-3}; \quad (1-18)$$

$$I_{\Gamma} = \vartheta Q_{\text{г}} [1,16 (1 + 0,01665 W^{\text{п}}) (0,334 + 3,9 \cdot 10^{-5} \vartheta + 4 \cdot 10^{-4} W^{\text{п}}) + 1,09 (\alpha - 1) (1 + 0,006 W^{\text{п}}) (0,315 + 3,56 \cdot 10^{-6} \vartheta)]; \quad (1-19)$$

здесь  $\vartheta$  — температура продуктов сгорания, °С;  $t$  — температура воздуха, °С.

Если в установке производится подогрев воздуха, тепловыделение в камере сгорания определяется формулой

$$Q_{\text{T}} = t Q_{\text{в}} [1 + 1,09 \cdot 10^{-3} \alpha (1 + 0,006 W^{\text{п}}) (0,319 + 2,4 \cdot 10^{-5} t)]. \quad (1-20)$$

Теоретическая температура горения  $\vartheta_{\text{а}}$  определяется решением квадратного уравнения, получаемого приравниванием правых частей уравнений (1-19) и (1-20).

## 1-5. ПРИМЕРЫ

**Пример 1-1.** Определить объем воздуха, теоретически необходимый для сгорания 1 кг березовского угля. Состав его рабочей массы:  $W^{\text{р}}=33\%$ ;  $A^{\text{р}}=4,7\%$ ;  $S^{\text{р}}=0,2\%$ ;  $C^{\text{р}}=44,3\%$ ;  $H^{\text{р}}=3,0\%$ ;  $N^{\text{р}}=0,4\%$ ;  $O^{\text{р}}=14,4\%$ ;  $W^{\text{п}}=8,83$ .

Таблица 1-5

Расчет по формулам	$\alpha = 1,0$		$\alpha = 1,2$		Расхождение, %	
	$V^0$	$V_{\Gamma}^0$	$V_{\text{в}}$	$V_{\Gamma}$	$\Delta V_{\text{в}}$	$\Delta V_{\Gamma}$
§ 1-3	4,26	5,01	5,11	5,86	0,7	0,6
§ 1-4	4,29	4,98	5,15	5,84		

Таблица 1-6

Параметр	Температура, К						
	473	673	1973	2073	2173	2273	2373
$I_{\text{в}}^0$ , МДж/кг	1,14	2,3	10,9	11,63	12,3	13,1	13,7
$I_{\Gamma}^0$ , МДж/кг	—	—	14,3	15,27	16,2	17,2	18,1
$I_{\Gamma}$ , МДж/кг	—	—	16,5	17,6	18,7	19,8	20,8
$I_{\text{в}}$ , МДж/кг	1,37	2,76	—	—	—	—	—
$Q_{\text{р}}^{\text{р}} = Q_{\text{н}}^{\text{р}} + \alpha I_{\text{в}}^0$	16,84	18,0	—	—	—	—	—
	17,07	18,76	—	—	—	—	—
$T_{\text{а}}$ , К	2237	2362	—	—	—	—	—
	2025	2151	—	—	—	—	—

Примечание. Данные над чертой — для  $\alpha = 1$ , под чертой — для  $\alpha = 1,2$ .



Определить также объемы продуктов сгорания при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha=1,0$  и  $\alpha=1,2$ . Сравнить объемы, рассчитанные по обычной и по упрощенной методике.

Решение. Для расчетов на 1 кг топлива по упрощенной методике используем формулы (1-14)—(1-17) считая  $Q_y$  равной  $Q_H^P$ . Расчеты по формулам § 1-3 и 1-4 приведены в табл. 1-5.

Пример 1-2. Для топлива, указанного в примере 1-1, определить теоретическую температуру горения при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha=1,0$  и  $\alpha=1,2$  и температуре подогрева воздуха  $t_{г. в} = 473$  К и  $t_{г. в} = 673$  К. Теплота сгорания топлива  $Q_H^P = 15,7$  МДж/кг.

Таблица 1-7

Коэффициент избытка воздуха $\alpha$	Значения $T_a$ при температуре воздуха, К	
	473	673
1,0	2213	2343
1,2	2003	2133

Решение. Для нахождения теоретической температуры горения по методике, изложенной в § 1-3, составим  $I-\theta$ -таблицу для воздуха при температурах подогрева 473 и 673 К, а также для газов в диапазоне ожидаемых теоретических температур. При этом теплота, внесенная воздухом, учитывается введением расчетной теплоты  $Q_P^P = Q_H^P + \alpha I_{в.г}^0$ . Результаты расчетов сведены в табл. 1-6.

Теоретическая температура находится линейной интерполяцией значений  $I_{г.г}(I_{г.г}^0)$ , близких к  $Q_P^P$ . Для расчетов по упрощенной методике воспользуемся уравнениями (1-18)—(1-20). Результаты расчетов сведены в табл. 1-7.

Из сравнения табл. 1-6 и 1-7 видно, что разница между значениями  $T_a$ , вычисленными различными методами, достигает 1%. Поэтому упрощенной методикой можно пользоваться только для приближенных расчетов.

К данной главе рекомендуется литература [51, 56, 57].

## ГЛАВА ВТОРАЯ

### АЭРОДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ

#### 2-1. ДВИЖЕНИЕ ГАЗОВЫХ СТРУЙ В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ

Сжигание топлива в любом топочном устройстве организуют при помощи тех или иных аэродинамических приемов, определяющих условия взаимодействия топлива с окислителем и обуславливающих тип топочного процесса.

Как известно, топочные процессы можно разделить на две основные группы — факельные и слоевые. При факельном сжигании топливо вносится газоздушным потоком и сгорает на лету. При слоевом процессе большая часть топлива лежит неподвижно на решетке, а воздушные потоки пронизывают слой сквозь имеющиеся поры и каналы.

В данной главе рассматриваются основные вопросы движения газов и топлива в топочных камерах. При этом обращается внимание на следующие стороны процесса: 1) движение и взаимодействие воздушно-газовых струй в зависимости от конфигурации топочного пространства; 2) обеспечение воспламене-

Рис. 2-1. Линии тока в вихревой топочной камере котла БКЗ-75-39 при  $\frac{(m\omega)_г}{(m\omega)_{н.д}} = 0,8$  (а) и  $\frac{(m\omega)_г}{(m\omega)_{н.д}} = 1,8$  (б)



ния свежего топлива за счет подвода к нему горячих газов из зон активного горения; 3) обеспечение времени пребывания горючего в топочной камере до достижения желаемой степени выгорания.

Аэродинамика топочной камеры играет определяющую роль в обеспечении устойчивого горения и высокой экономичности топочного процесса. Определенная аэродинамическая структура достигается конструктивными приемами, определяющими конфигурацию топочной камеры, или организацией заданного взаимодействия струй и газовых потоков в топочной камере.

Рассмотрим примеры, характеризующие формирование аэродинамической структуры потоков в топочной камере. На рис. 2-1 представлены линии тока (линии равных расходов), характерные для вихревой топки. Вихревая структура топки обеспечивается за счет взаимодействия горелочных струй, направленных под углом вниз к заднему скату топочной воронки, со струей нижнего дутья, распространяющейся по всей ширине топки вдоль фронтального ската топочной воронки. Эти два встречно-параллельных потока создают интенсивное вихревое движение в зоне топочной воронки — вихревую зону. Интенсивность аэродинамики вихревой зоны определяется главным образом взаимным удалением горелок и сопел, а также соотношением начального количества движения в струях. Такая аэродинамическая структура позволяет организовать интенсивную сепарацию крупных частиц в вихревую зону и их сжигание в условиях многократной циркуляции в этой зоне.

На рис. 2-2 показаны поля осевых составляющих скорости  $\omega_x$ , которые характеризуют движение газов на начальном (горизонтальном) участке факела в топочной камере, оборудованной шестью вихревыми горелками, расположенными встречно по три на боковых стенах топки. Как видно из этого рисунка, на относительном расстоянии от устья  $x/D_a = 0,25$  ( $D_a$  — диаметр амбразуры) факел каждой горелки сохраняет свои особенности. Его структура зависит от характера полей скорости и давлений в соосных струях, вытекающих из каналов горелки.

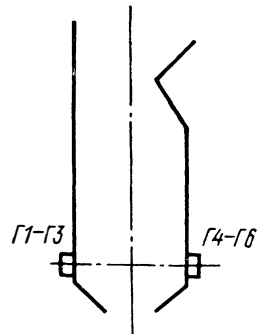
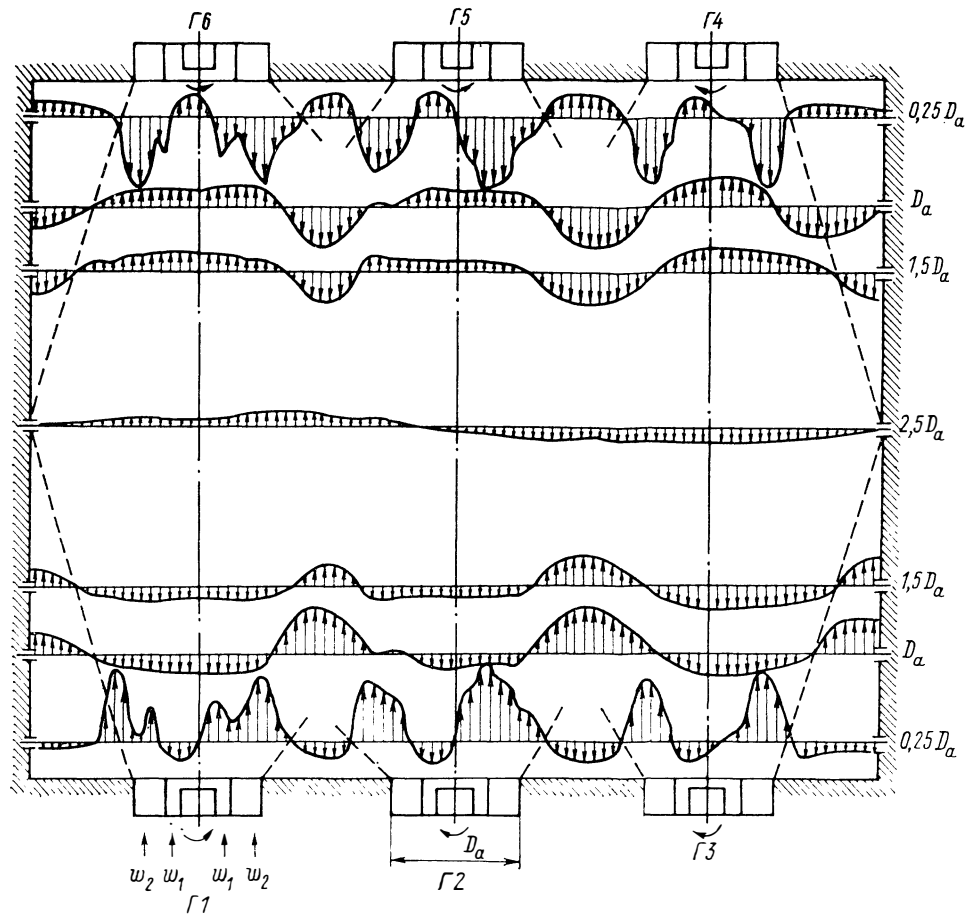


Рис. 2-2. Распределение осевой составляющей вектора скорости на начальном участке факела (в горизонтальной плоскости на уровне оси горелок)

$w_x$  — осевая составляющая скорости;  
 $D_a$  — диаметр амбразуры на выходе из горелки; — — — граница факела;  
 - - - - оси горелок;  $w_1$  — скорость аэромеси;  $w_2$  — скорость вторичного воздуха; Г1—Г6 — горелки

От выходного сечения каждой горелки в глубь топочного пространства движутся соосные потоки топлива и воздуха, которые перемешиваются между собой и с топочными газами, движущимися к устью горелки в ее приосевой области, а также в пристенной и межгорелочной областях.

Далее при движении факелов в топочном пространстве они взаимодействуют между собой и на расстоянии от устья факела соседних горелок, примерно равном  $D_a$ , сливаются, образуя сложный закрученный поток. Вследствие массообмена уменьшается осевая составляющая скорости в зонах основного потока, расширяется область факела, занятая основным потоком, и выгораждаются зоны рециркуляции.

Соотношение между размерами зон основного потока и зон рециркуляции зависит от параметра крутки струй, выходящих из каналов горелок, расстояния между горелками и режима работы горелок. Эти параметры выбираются таким образом, чтобы обеспечивалось достаточное для выгорания топлива время пребывания газов в зонах основного потока и чтобы тепло газов рециркуляции обеспечивало устойчивость воспламенения.

В большинстве случаев приходится сталкиваться с истечением воздушных или газовых струй из насадка относительно малого сечения в большой топочный объем. Пределом этого случая является истечение турбулентной затопленной струи в безграничное пространство, детально рассмотренное в работах Г. Н. Абрамовича, Л. А. Вулиса и других исследователей.

Основой для описания движения такой струи является закон сохранения количества движения вдоль струи, а для закрученной струи — закон сохранения момента количества движения.

## **2.2. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ ПРЯМОТОЧНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ**

Одинаковый механизм процессов переноса в струях и в факеле, связанный с передачей импульса окружающей среде и вовлечением ее в движение, позволяет использовать при исследовании факела основные закономерности развития турбулентных струй.

Прямоточные турбулентные струи, развивающиеся в свободном пространстве, в спутном или встречном потоке жидкости, в следе за плохо обтекаемым телом, а также в ограниченном пространстве, достаточно широко изучены, и результаты этих исследований обобщены в ряде монографий и статей. В связи с этим в настоящем параграфе дается лишь краткое изложение основных закономерностей развития прямоточных струйных течений и приводятся данные и зависимости, необходимые для анализа и расчета потока в топке. Так как развитие процессов смешения и воспламенения в камерах горения определяется взаимодействием струй вблизи устья горелок, то

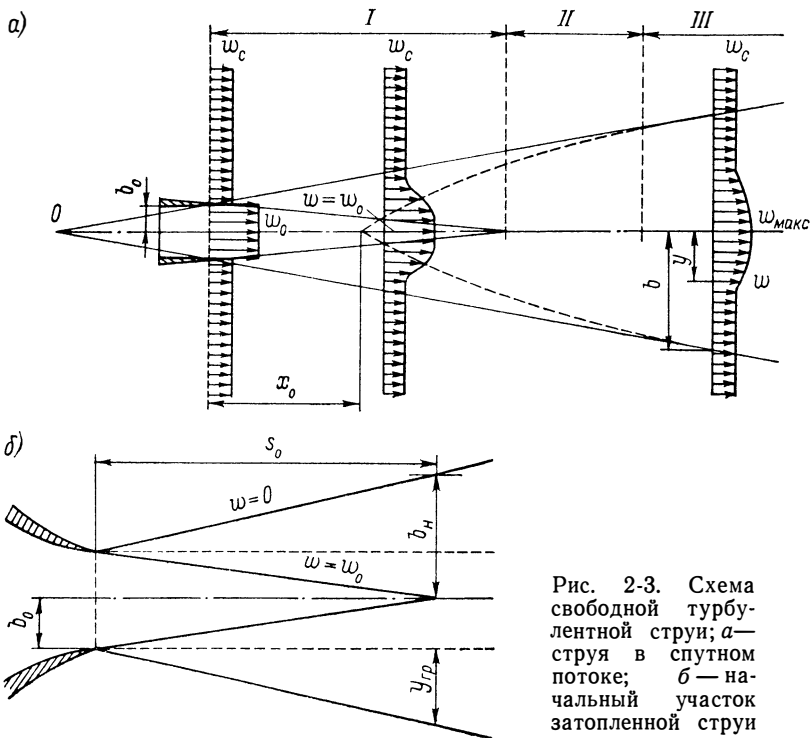


Рис. 2-3. Схема свободной турбулентной струи; а — струя в спутном потоке; б — начальный участок затопленной струи

несколько шире рассматривается начальный участок струи. Результаты исследования закрученных струй приводятся более подробно, поскольку до сих пор опубликованы лишь отдельные разрозненные данные по этому вопросу. Схема прямоточной турбулентной струи, вытекающей с постоянной начальной скоростью ( $w_0 = \text{const}$ ) в среду, движущуюся с постоянной скоростью ( $w_c = \text{const}$ ), изображена на рис. 2-3, а. Одним из основных свойств такой струи является постоянство статического давления и скорости (равной скорости истечения) в потенциальном ядре. Участок I, на котором сохраняется ядро постоянных скоростей, называется начальным участком струи. Участок II, на котором ядро постоянных скоростей уже исчезает, а скорость изменяется незначительно, называется переходным участком. В практических расчетах часто пользуются упрощенной схемой струи и полагают длину переходного участка равной нулю. Сечение, в котором скорость струи на оси начинает уменьшаться, можно приближенно считать началом основного участка III. На рис. 2-3, б показан начальный участок струи, вытекающей в покоящуюся среду (затопленная струя). Протяженность начального участка для круглой осесимметричной затопленной струи  $S_0 = 0,67R_0/a$ ; для плоской струи, вытекающей из длинной узкой щели,  $S_0 = 1,03b_0/a$ , где  $S_0$  — рас-

стояние от среза сопла;  $R_0$  и  $b_0$  — соответственно радиус сопла и полуширина щели сопла, из которой вытекает струя;  $a$  — экспериментальный коэффициент структуры струи, учитывающий ее начальную турбулентность и неравномерность входного поля скорости. При  $Re > 2 \cdot 10^4$  коэффициент  $a$  практически не зависит от критерия Рейнольдса. Для равномерного профиля в устье коэффициент структуры для круглой струи  $a = 0,07 \div 0,08$ ; для плоской  $a = 0,1 \div 0,12$ . С увеличением неравномерности начального профиля скорости коэффициент  $a$  растет. По мере удаления струи от сопла расширяются ее границы, возрастает ширина струи, уменьшается средняя скорость в сечении и увеличивается расход жидкости. Количество движения в струе остается постоянным, а энергия ее падает.

Точка  $O$  на рис. 2-3, а, в которой пересекались бы внутри сопла внешние границы пограничного слоя струи, называется ее полюсом. Полюс основного участка расположен за соплом на расстоянии от его среза  $h_0 = 0,29R_0/a$  для круглой струи и  $h_0 = 0,41b_0/a$  для плоской струи.

Внешние границы свободно расширяющейся круглой изотермической струи имеют угол раскрытия  $15\text{—}22^\circ$ . Центральный угол, определенный по точкам, соответствующим половинной скорости, составляет для осесимметричной струи  $10^\circ$ , а для плоской струи  $11^\circ$ .

Одной из характерных особенностей свободных прямоочных турбулентных струй является малая поперечная составляющая скорости в любом сечении струи по сравнению с продольной составляющей. Поэтому в инженерных приложениях теории струи поперечными скоростями можно пренебречь.

Г. Н. Абрамович обобщил экспериментальные данные многих исследований и установил подобие полей скоростей (и избыточных температур) во всех поперечных сечениях основного участка и в пограничном слое начального участка турбулентных струй любой формы, движущихся в неограниченном пространстве, а также в спутном или встречном потоке жидкости. Профиль поля скорости в пограничном слое начального участка турбулентных струй может быть выражен зависимостью:

$$\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0 - \omega_c} = (1 - \eta^{3/2})^2, \quad (2-1)$$

где  $\eta = (y - y_{гр})/b_n$  — безразмерная ордината;  $y_{гр}$  — ордината наружной границы зоны смещения;  $b_n$  — толщина пограничного слоя;  $\omega$  и  $y$  — текущие скорость и ордината;  $\omega_0$  — скорость на выходе из сопла;  $\omega_c$  — скорость среды, в которой распространяется струя.

Обозначив  $m = \omega_c/\omega_0$ , из (2-1) получаем

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 - (1 - m)(1 - \eta^{3/2})^2.$$

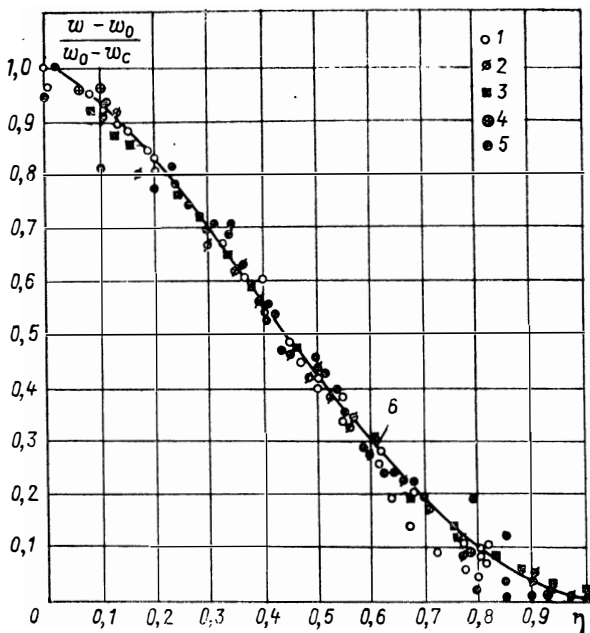


Рис. 2-4. Профиль скорости в струйном пограничном слое по опытам Альбертсона, О. В. Яковлевского и Геттингенской лаборатории  
 1 — плоская струя; 2 — осесимметричная,  $m=0$ ,  $\theta=1$ ; 3 — осесимметричная;  $m=0$ ;  $\theta=1,43$ ; 4 — то же,  $m=0,4$ ;  $\theta=1$ ; 5 — то же,  $m=0,41$ ,  $\theta=0,32$ ; 6 — кривая  $f=(1-\eta^{3/2})^2$  — теоретический профиль Шлихтинга

В затопленной струе  $m=0$ ; тогда

$$\frac{w}{w_0} = 1 - (1 - \eta^{3/2})^2.$$

Профиль относительной избыточной скорости в пограничном слое начального участка турбулентной струи иллюстрирует рис. 2-4. На этом рисунке приведены также данные, полученные О. В. Яковлевским для неизотермических струй при  $\theta = T_0/T_c = 1,43$ ; 1 и 0,32, показывающие, что и в неизотермических струях в изученном интервале температуры профили относительных избыточных скоростей могут быть приближенно описаны той же универсальной кривой, что и в изотермических струях.

Для основного участка турбулентных струй профиль относительной избыточной скорости в любом поперечном сечении описывается формулой

$$\frac{\Delta w}{\Delta w_{\max}} = \frac{w - w_c}{w_{\max} - w_c} = (1 - \xi^{3/2})^2,$$

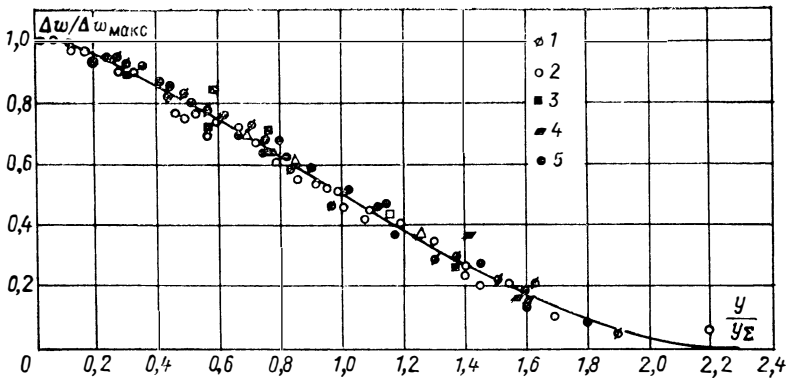


Рис. 2-5. Профиль избыточной скорости на основном участке струи по опытам Вайнштейна, Пабста, Альбертсона и др.

1 — плоская струя,  $m=0,5$ ;  $\theta=1$ ; 2 — то же,  $m=0,33$ ;  $\theta=1$ ; 3 — то же,  $m=0,67$ ;  $\theta=1$ ; 4 — осесимметричная струя,  $m=0$ ;  $\theta=1$ ; 5 — то же,  $\theta=2$

где  $\xi=y/b$ ;  $b$  — полутолщина рассматриваемого сечения основного участка струи;  $\omega_{\max}$  — максимальная скорость в рассматриваемом сечении.

На рис. 2-5 изображены профили избыточной скорости в различных поперечных сечениях основного участка плоскопараллельной и осесимметричной струй при спутном течении ( $m>0$ ) и без него ( $m=0$ ). По оси абсцисс отложены безразмерные ординаты  $y/y_{\Sigma}$ , где  $y_{\Sigma}$  — расстояние от оси до такой точки, в которой  $\omega_{\Sigma} - \omega_c = 0,5(\omega_{\max} - \omega_c)$ .

Теория Тейлора связывает безразмерный профиль избыточной температуры в струе с профилем относительной скорости следующим соотношением:

$$\frac{T - T_c}{T_{\max} - T_c} = \frac{\Delta T}{\Delta T_{\max}} = \sqrt{\frac{\Delta \omega}{\Delta \omega_{\max}}},$$

где  $T$  и  $T_{\max}$  — соответственно температура в данной точке струи и на ее оси.

Опыты подтверждают подобие полей температуры в различных сечениях струй (рис. 2-6, 2-7) до  $\theta = T_0/T_c = 3$ .

В работах В. А. Вулса и других исследователей показано, что для струй сжимаемой жидкости универсальным является произведение относительной плотности потока импульса  $\rho \omega^2 / (\rho_0 \omega_0^2)$  и относительной избыточной энтальпии:

$$\frac{\rho \omega [c_p T - (c_p T)_c]}{\rho_0 \omega_0 [(c_p T)_0 - (c_p T)_c]};$$

поэтому при расчете таких струй следует использовать зависимости, установленные в этих работах (индекс 0 относится к параметрам в устье струи, а индекс «с» — к параметрам окружающей среды).



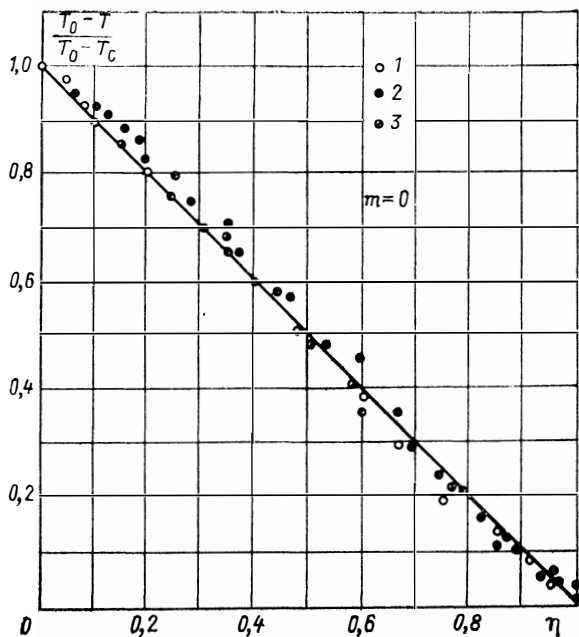


Рис. 2-6. Профиль избыточной температуры в пограничном слое начального участка осесимметричной струи ( $m=0$ ) по опытам О. В. Яковлевского  
 1 —  $\theta=1,12$ ; 2 —  $\theta=1,43$ ; 3 —  $\theta=0,32$

Далее рассматривается движение струй несжимаемой жидкости.

Опытами было также установлено, что механизм переноса тепла и примесей в струе один и тот же; вследствие этого про-

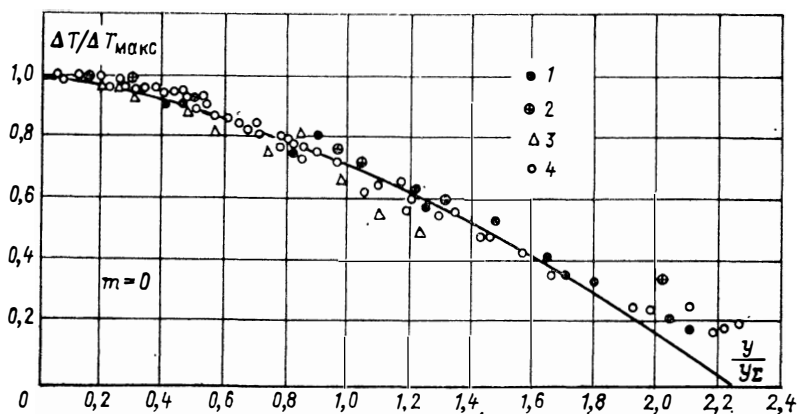


Рис. 2-7. Профиль избыточной температуры на основном участке струи по опытам Рудена, Старка и др.  
 1 — осесимметричная струя,  $m=0$ ,  $\theta=1$ ; 2 — то же,  $\theta=3,1$ ; 3 — то же,  $\theta=2$ ; 4 — плоская струя,  $m=0$ ,  $\theta=1$

фили избыточной концентрации примесей в струе (по сравнению с окружающей средой) должны быть подобны профилям избыточной температуры:

$$\Delta T / \Delta T_{\text{макс}} = \Delta \mu / \Delta \mu_{\text{макс}} = 1 - \xi^{3/2},$$

где  $\Delta \mu = \mu - \mu_c$  — избыточная концентрация примеси в произвольной точке, а  $\Delta \mu_{\text{макс}}$  — избыточная концентрация на оси струи.

Для практических расчетов горелочных и топочных устройств необходимо знать законы изменения максимальной скорости, концентрации и температуры по длине струи. Для определения этих величин проведены многочисленные эксперименты и разработана полуэмпирическая теория, использующая закон сохранения количества движения в струе, постоянства теплосодержания или избыточной энтальпии и избыточной концентрации примеси.

Затухание скорости по оси основного участка изотермической затопленной струи может быть выражено следующими формулами:

для круглой струи

$$\frac{\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{0,96}{aS/R_0 + 0,29} = \frac{0,96}{ax/R_0}$$

( $x$ ,  $S$  — соответственно расстояние от полюса и среза сопла до расчетного сечения);

для плоской струи

$$\frac{\omega_{\text{макс}}}{\omega_0} = \frac{1,2}{\sqrt{aS/b_0 + 0,41}} = \frac{1,2}{\sqrt{ax/b_0}}.$$

Эти формулы хорошо согласуются с опытными данными. При распространении струи в спутном потоке с увеличением скорости спутного потока, т. е. с ростом параметра  $m$  от 0 до 1, дальнобойность струи возрастает, о чем свидетельствуют расчетные графики (рис. 2-8, 2-9), подтвержденные опытными данными.

Используя условие постоянства энтальпии в струе и соответствующие законы изменения осевой скорости, можно получить закон падения избыточной температуры вдоль оси:

для осесимметричной струи

$$\frac{\Delta T_{\text{макс}}}{\Delta T_0} = \frac{0,7}{aS/R_0 + 0,29},$$

для плоской струи

$$\frac{\Delta T_{\text{макс}}}{\Delta T_0} = \frac{1,04}{\sqrt{aS/b_0 + 0,41}},$$

где  $\Delta T_0$  — избыточная температура в устье струи.

Так как механизм переноса примеси в струе не отличается от механизма переноса тепла, то все уравнения диффузии можно получить из соответствующих уравнений переноса тепла,

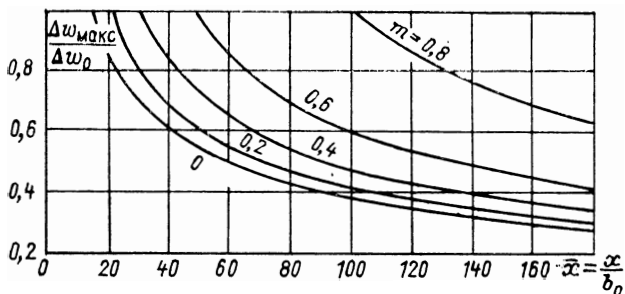


Рис. 2-8. Кривые падения безразмерной избыточной скорости вдоль оси плоской струи по теории Г. М. Абрамовича

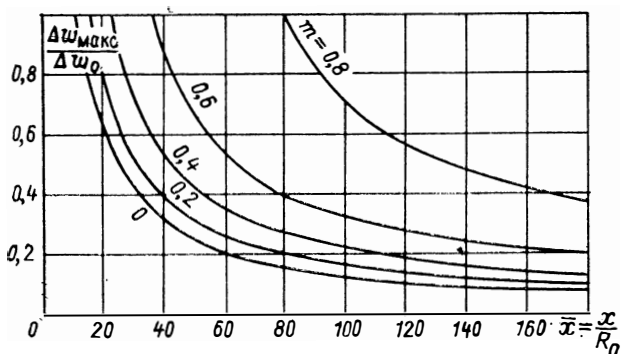


Рис. 2-9. Кривые падения безразмерной избыточной скорости вдоль оси осесимметричной струи по расчету Г. М. Абрамовича

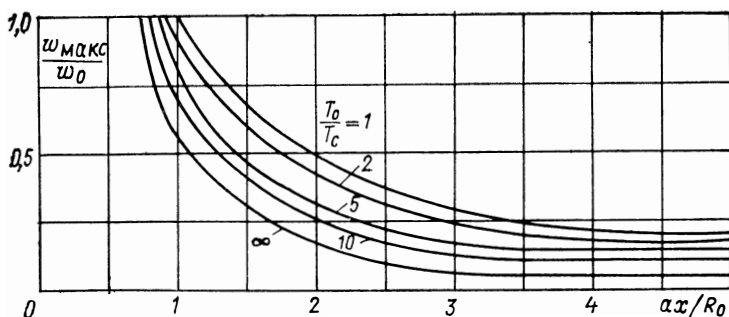


Рис. 2-10. Влияние начального подогрева струи на изменение скорости вдоль оси круглой струи

$x$  — расстояние от полюса струи

если в последних заменить избыточную температуру на избыточную концентрацию. Изменение избыточной концентрации примеси вдоль оси основного участка турбулентной струи определяется по формулам:

для струи круглого сечения

$$\frac{\Delta\mu_{\max}}{\Delta\mu_0} = \frac{0,7}{aS/R_0 + 0,29};$$

для плоской струи

$$\frac{\Delta\mu_{\max}}{\Delta\mu_0} = \frac{1,04}{\sqrt{aS/b_0 + 0,41}},$$

где  $\Delta\mu_0$  — избыточная концентрация в начальном сечении.

На рис. 2-10 показано влияние начального подогрева на кривые изменения осевой скорости круглой струи в неподвижной среде. Если подогретая струя распространяется в среде, имеющей меньшую температуру, чем температура струи, то увеличение начальной температуры струи приводит к более быстрому затуханию скорости на оси, чем в изотермической струе.

Примесь в струе влияет на изменение скорости по-разному в зависимости от начальной скорости примеси. Если примесь вводится в струю вне сопла, то струя затрачивает энергию на вовлечение примеси в движение и затухание скорости происходит быстрее, чем в струе, свободной от примеси. Если примесь вводится в устье с начальной скоростью, равной скорости струи, то импульс струи увеличивается, а затухание скорости происходит медленнее, чем в струе, свободной от примеси.

Далее по ходу струи влияние примеси уменьшается, и при  $x > 5R_0/a$  примесь на осевой скорости практически не сказывается.

Для круглой двухфазной струи относительное расстояние и относительная скорость на оси струи связаны уравнением

$$\frac{ax}{R_0} = \frac{0,96\omega_0 \sqrt{\mu_0\nu_0}}{\omega_{\max} \sqrt{1 + 0,56\mu_0\omega_{\max}/\omega_0}}, \quad (2-2)$$

где  $x$  — расстояние от полюса струи до рассматриваемого сечения;  $\mu_0 = G_{\text{пр}}/G_0$  — относительная начальная концентрация примеси в струе;  $\nu_0 = \omega_{\text{пр}}/\omega_0$  — относительная скорость примеси.

При  $\mu_0 = 0$  формула (2-2) приводит к закону изменения скорости по оси свободной струи  $\omega_{\max}/\omega_0 = 0,96R_0/(ax)$ .

По данным Рикю и Сполдинга увеличение массы струи за счет захвата струей окружающей среды определяется следующим образом:

для основного участка круглой струи при  $Re > 2,5 \cdot 10^4$

$$\frac{M_x - M_0}{M_0} = 2,3 \frac{aS}{R_0};$$

для плоской струи

$$\frac{M_x - M_0}{M_0} = 1,5 \sqrt{\frac{aS}{2b_0}}$$

Убыль энергии в струе может быть выражена следующей экспериментальной зависимостью:

для круглой струи

$$\frac{E}{E_0} = 0,56 \frac{R_0}{aS};$$

для плоской струи

$$\frac{E}{E_0} = 0,64 \sqrt{\frac{2b_0}{aS}}$$

Для расчета скорости, температуры и концентрации примеси в любой точке данного сечения струи необходимо знать закон изменения толщины струи. Экспериментальные данные показывают, что с достаточной для практических целей точностью можно принять линейный закон возрастания ширины струи для свободных струй любой формы.

Увеличение радиуса круглой затопленной осесимметричной струи по мере удаления ее от устья сопла определяется уравнением

$$R/R_0 = 1 + k_r x / (2R_0).$$

В переходном сечении безразмерный радиус затопленной осесимметричной струи  $R_n/R_0 = 3,3$ .

По данным Г. Н. Абрамовича при равномерном начальном профиле скоростей величина  $k_r = 0,44$  для начального участка и  $k_r = 0,54$  для основного. При увеличении начальной неравномерности коэффициент  $k_r$  увеличивается. Спутный поток уменьшает

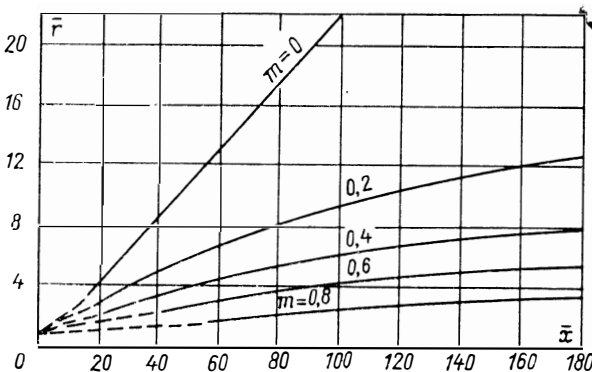


Рис. 2-11. Границы осесимметричной струи при различных  $m$  ( $\bar{r} = r/R_0$ ;  $\bar{x} = x/R_0$ )

скорость нарастания толщины втекающей в него струи, что иллюстрируют расчетные кривые (рис. 2-11), подтвержденные опытными данными при значениях  $m < 0,5$ .

Толщина пограничного слоя на начальном участке плоской струи  $b = \pm cx \frac{1-m}{1+m}$ ; при  $m > 1$  берется знак минус. По опытным данным  $c = 0,27 \div 0,3$ . Полутолщина плоской струи в конце начального участка

$$\frac{b_n}{b_0} = \frac{1}{0,416 + 0,134m}.$$

### 2-3. СТРУЯ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

Экспериментальными исследованиями показано, что все вопросы аэродинамики струй, имеющих различную форму устья (круглую, квадратную, прямоугольную, треугольную, кольцевую и эллипсоидную), сводятся к закономерностям развития эквивалентной по площади круглой струи диаметром  $D_э = \sqrt{4F/\pi}$ . Траектория круглой струи в поперечном потоке жидкости (рис. 2-12) может быть определена по экспериментально установленной Ю. В. Ивановым формуле

$$\frac{ay}{D} = 195 \left( \frac{\rho_c \omega_c^2}{\rho_0 \omega_0^2} \right)^{1,3} \left( \frac{ax}{D} \right)^2 + \frac{ax}{D} \operatorname{ctg} \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол атаки. Уравнение справедливо при  $45^\circ \leq \alpha \leq 135^\circ$  и при

$$0,00145 \leq \frac{\rho_c \omega_c^2}{\rho_0 \omega_0^2} \leq 0,08.$$

Здесь и далее  $x$  — расстояние от среза сопла.

Траектория плоской струи для прямоугольных сопел с отношением сторон  $H/b_0 > 30$  ( $H$  — высота щели) описывается уравнением

$$\frac{ay}{b_0} = 1,9 \frac{\rho_c \omega_c^2}{\rho_0 \omega_0^2} \left( \frac{ax}{b_0} \right)^{2,5} + \frac{ax}{b_0} \operatorname{ctg} \alpha.$$

Под траекторией (осью) струи понимается линия, соединяющая точки максимальной скорости.

Уравнение получено на основе экспериментов, проведенных в пре-

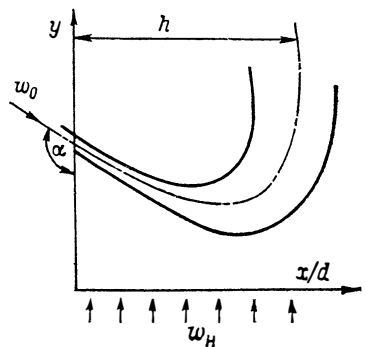


Рис. 2-12. Схема движения струи в сносящем потоке

делах  $0,0025 \leq \rho_c \omega_c^2 / (\rho_0 \omega_0^2) \leq 0,08$ ;  $45^\circ \leq \alpha \leq 135^\circ$ . Относительная дальнобойность плоских струй может быть оценена по формуле

$$\frac{ax}{b_0} = k_2 \frac{\omega_0}{\omega_c} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_c}};$$

$a = 0,1 \div 0,12$ ; при  $\alpha = 90^\circ$   $k_2 = 1,2$ ; при  $\alpha = 60$  и  $120^\circ$   $k_2 = 1,1$ .

При расчете струйных аппаратов и горелочных устройств необходимо определить глубину проникновения струи  $h$ , под которой понимается расстояние по нормали от плоскости устья до оси струи, принявшей направление поперечного потока газа. Приблизенно глубина проникновения ряда круглых струй в поперечный поток при любом угле атаки может быть определена по формуле

$$\frac{h}{D} = k_S \sin \alpha \frac{\omega_0}{\omega_c} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_c}};$$

$k_S$  зависит от  $S/D$  — относительного шага струй:

$S/D$	. . . . .	$\infty$	16	8	4
$k_S$	. . . . .	2,2	1,9	1,7	1,6

При движении системы струй в потоке добавляются новые факторы. Следует учитывать относительный шаг струй  $S/D_0$  и отношение полуширины канала к диаметру струи в устье  $b/(2D_0)$ .

При истечении системы струй, расположенных в один горизонтальный ряд, глубина проникновения струй в поток больше, чем для единичной струи. Оси различных по диаметру струй при одинаковом отношении  $\frac{\rho_0 \omega_0^2}{\rho_c \omega_c^2}$  и одинаковом относительном шаге представляют собой единую траекторию при  $S/D \geq 8$ . Однако при меньших  $S/D$  оси струй разных диаметров уже не совпадают и происходит расслоение траекторий, так как струи меньшего диаметра проникают в поток на меньшую глубину. При  $S/D \geq 8$  траектории струй могут быть удовлетворительно описаны выражением

$$\frac{y}{D_0} = 0,104 \left( \frac{\rho_c \omega_c^2}{\rho_0 \omega_0^2} \right) \left( \frac{x}{D_0} \right)^{3,25}.$$

#### 2-4. КОЛЬЦЕВЫЕ ОДИНОЧНЫЕ И СООСНЫЕ СТРУИ

Характер течения в свободной струе, вытекающей из кольцевого устья, подробно изучался многими исследователями. Были изучены струи с относительной шириной щели  $S/D_n = = 2 (D_n - D_0) / D_n$  от 0,1 до 1 с цилиндрическими и коническими соплами ( $D_n$  и  $D_0$  — наружный и внутренний диаметры кольце-

вого канала). Линии тока, построенные по опытным данным, показывают, что вблизи сопла кольцевая струя эжектирует среду как вдоль внешних, так и вдоль внутренних границ кольца. Поскольку внутри струи нет среды для удовлетворения эжекционных потребностей струи, давление в этой зоне падает и внутри кольцевого пространства возникают циркуляционные вихри, направленные к соплу вдоль оси струи. Длина зоны обратных токов зависит от относительной ширины кольцевой щели  $S/D_n$  (чем больше это отношение, тем меньше длина зоны рециркуляции). Перестройка профиля в параболический в кольцевых струях происходит от устья сопла на участке протяженностью  $(3-5)D_n$ . Большие расстояния соответствуют большей ширине щели.

С уменьшением относительной ширины щели интенсивнее уменьшается скорость в струе и растет ширина струи.

При распространении двух коаксиальных струй (центральной и кольцевой) образуются два циркуляционных вихря по обе стороны от центральной струи (рис. 2-13). Увеличение отношения скорости кольцевой струи к скорости центральной струи вызывает более быстрое падение аксиальной скорости на оси центральной струи. Такое же влияние оказывает отношение скоростей на распределение концентрации примесей в струе.

Как показали исследования, разрыв между струями способствует более быстрому перемешиванию и падению скорости

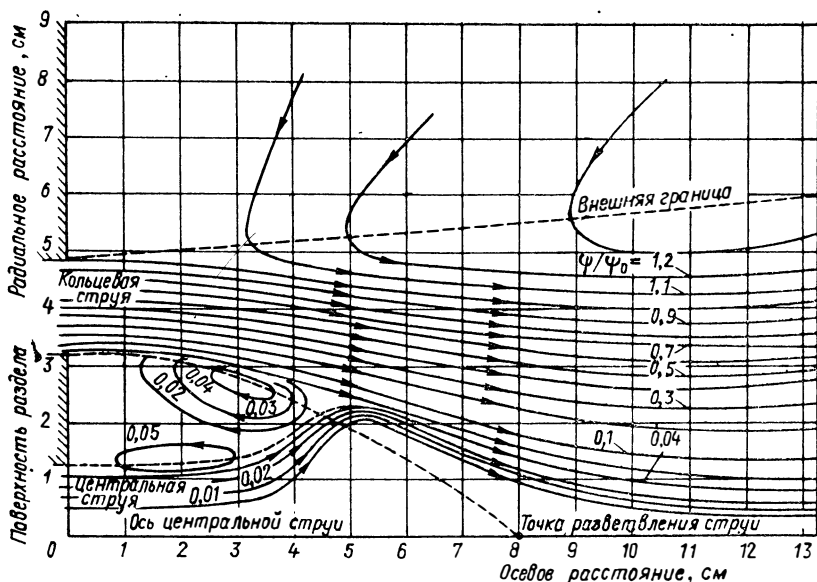


Рис. 2-13. Линии тока двойной концентрической струи  
 $\psi/\psi_0$  — относительный расход газа



по оси струи. Оптимальное отношение  $D_0/D_n$  для кольцевых прямооточных струй находится между 0,5 и 0,3. При малом отношении  $D_0/D_n$  внутренняя рециркуляция газов может оказаться недостаточной для стабилизации факела.

Для расчета падения скорости вдоль оси осесимметричной кольцевой струи и увеличения ее массы на участке со стабилизированным профилем ( $x/D_a > 5$ ) могут быть применены те же формулы, что и для круглой струи с учетом смещения источника вдоль струи на расстояние  $x' = x + kd_0$ . Коэффициент  $k$  зависит от отношения скорости в кольцевом канале  $w_2$  к скорости в центральном  $w_1$ .

Диаметр эквивалентного сопла ( $d'_0$ ) рассчитываем, исходя из массы и количества движения в струях:

$$d'_0 = \frac{2(M_1 + M_2)}{\sqrt{(K_1 + K_2)\pi\rho_0}} = \frac{2(F_1\rho_1w_1 + F_2\rho_2w_2)}{\sqrt{(F_1\rho_1w_1^2 + F_2\rho_2w_2^2)\pi\rho_0}}.$$

Изменение скорости на оси соосных струй может быть определено по экспериментальной формуле

$$\frac{w_{\max}}{w_0} = 6,3 \frac{d'_0}{x'} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_c}},$$

где

$$w_0 = \frac{K_1 + K_2}{M_1 + M_2}.$$

## 2.5. ЗАКРУЧЕННЫЕ ТУРБУЛЕНТНЫЕ СТРУИ

Закрученные струйные течения широко применяются в различных технических устройствах. В топочной технике, где они получили особенно большое распространение, закрученные струи применяются для повышения устойчивости воспламенения и интенсификации горения.

В отличие от прямооточных закрученные струи обладают большей интенсивностью смещения и соответственно большим углом раскрытия струи, меньшей дальностью, повышенной эжектирующей способностью.

Начальный участок закрученной струи значительно отличается от ранее исследованных турбулентных течений. Закрученные струи, вытекающие из кольцевого или цилиндрического устья, имеют в начальных сечениях очень сложный профиль, характеризующийся высокими градиентами скорости и давления. Поток на этом участке является трехмерным. Полный вектор в осесимметричной закрученной струе имеет в каждой точке

три составляющие: осевую  $\omega_x$ , радиальную, направленную вдоль радиуса струи, и тангенциальную, направленную по касательной к поперечному сечению струи в данной точке (с центром на оси струи). С ростом степени закрутки растут тангенциальная и радиальная скорости. В центральной приосевой области закрученной струи из-за центробежного эффекта появляются зоны с разрежением или с меньшим статическим давлением. Благодаря этому в приосевой области вблизи устья сопла возникают обратные токи рециркуляции, характерные для сильно закрученных струй, или (при малой закрутке) образуются провалы в поперечном профиле осевых составляющих вектора скорости.

На рис. 2-14 показаны поля осевых  $\omega_x/\omega_0$  (сплошные линии) и тангенциальных  $\omega_z/\omega_0$  (штриховые линии) составляющих относительной скорости, а также распределение давлений в поперечном сечении сильно закрученных струй. Наиболее сложными являются поля осевых составляющих скорости. Кривые имеют характерную форму с двумя смещенными относительно центра пиками, соответствующими максимумам скоростей, со впадиной в центре, где скорость мала или отрицательна. По мере удаления от источника увеличивается ширина струи и зоны рециркуляции, растет радиус окружностей максимальных скоростей. Затем внутренняя зона с провалом скорости постепенно исчезает, профиль деформируется и на расстоянии (7—10)  $D_n$  приобретает параболический характер с максимумом скорости на оси.

Прямые линии на рис. 2-14 соединяют точки с осевой скоростью, равной  $\omega_{x \text{ макс}}$ ;  $0,9\omega_{x \text{ макс}}$ ;  $0,5\omega_{x \text{ макс}}$  и  $0,1\omega_{x \text{ макс}}$  ( $\omega_{x \text{ макс}}$  — максимальная осевая скорость в данном сечении). В качестве базовой скорости для соосных струй следует выбирать среднюю по количеству движения в устье:

$$\omega_0 = \frac{\sum_{i=1}^n \rho_i \omega_i^2 F_i}{\sum_{i=1}^n \rho_i \omega_i F_i},$$

где  $\rho_i$ ,  $F_i$ ,  $\omega_i$  — соответственно плотность, выходное сечение и скорость кольцевых соосных струй, составляющих сложную струю.

Картину сечения в закрученных струях наиболее ясно описывают линии тока (т. е. линии постоянного массового расхода), показанные на рис. 2-15. Для осесимметричного течения функция тока определяется выражением  $\psi = \int_0^r \omega_x r dr$ , отношение  $\psi/\psi_0$  показывает долю полного расхода газа через сопло. Для сильно закрученной струи кольцевой вихрь занимает значительную часть объема на начальном участке струи, примерно

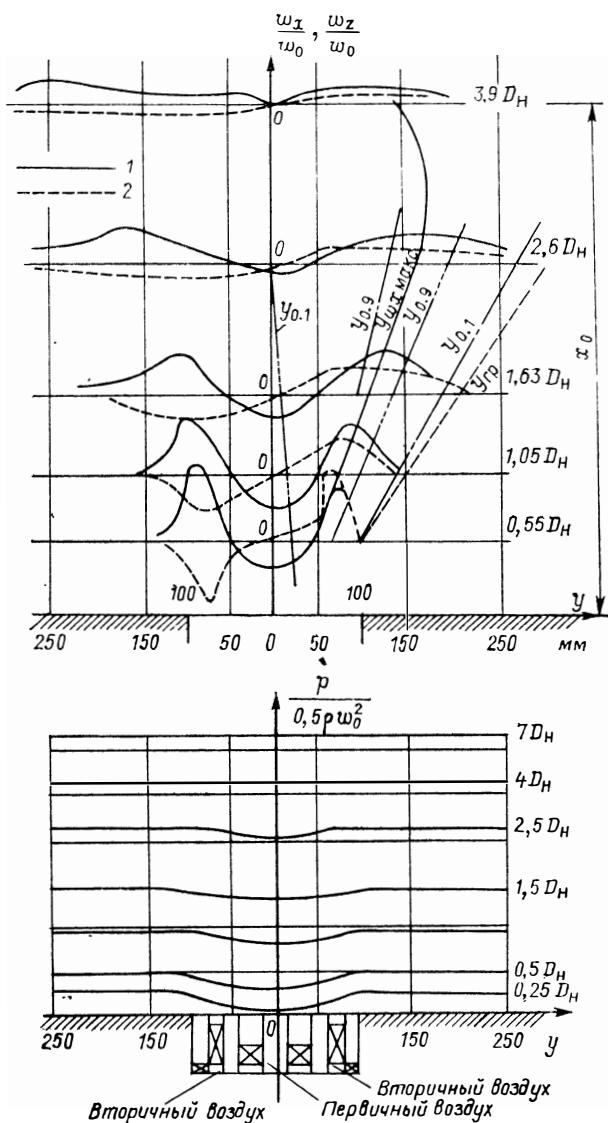


Рис. 2-14. Поля относительных осевых и тангенциальных скоростей и давлений в поперечном сечении сильно закрученных струй  
 1 —  $\omega_x/\omega_0$ ; 2 —  $\omega_z/\omega_0$ ;  $x_H$  — длина начального участка

$(0,7-1) D_H$ , и простирается на значительное расстояние, примерно  $(2,5-3) D_H$ .

Анализ экспериментальных полей скоростей в закрученных струях показывает, что радиальная составляющая скорости сопоставима с другими составляющими вблизи устья, но зна-

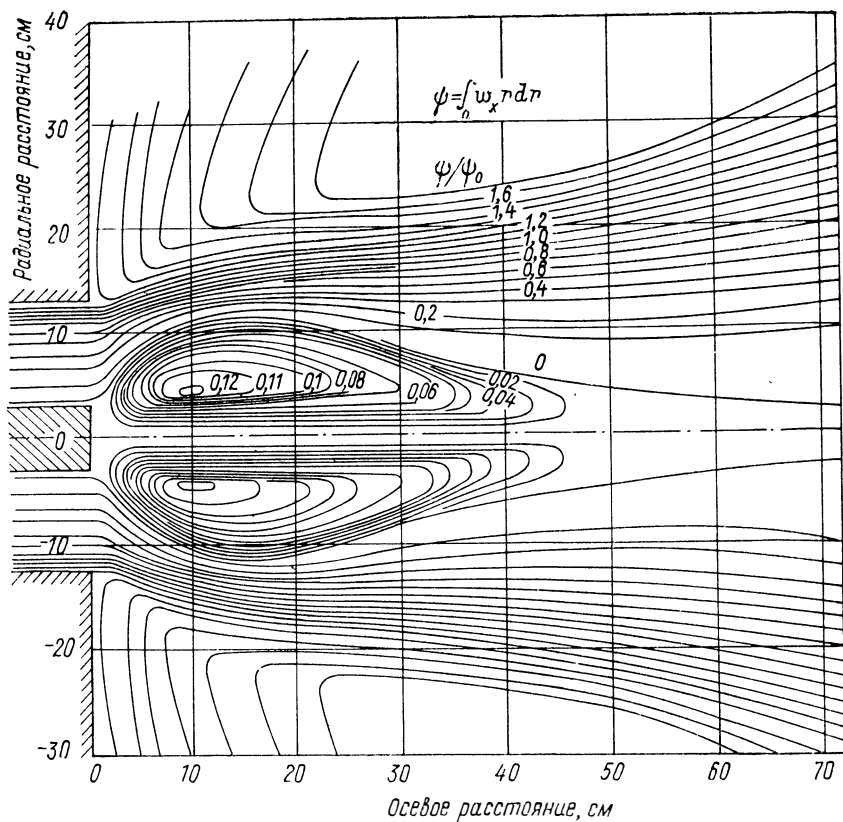


Рис. 2-15. Линии тока на начальном участке сильно закрученной струи

чительно быстрее затухает по радиусу и вдоль струи. Поэтому в первом приближении при анализе полей скоростей можно рассматривать только осевую  $\omega_x$  и тангенциальную  $\omega_z$  составляющие вектора скорости. Экспериментальные работы показали, что изменение обеих составляющих скорости (по радиусу и вдоль струи) подчиняется различным закономерностям.

Существующие приближенные методы расчета профиля скоростей в турбулентных закрученных струях дают удовлетворительные решения для основного участка, но не позволяют описать возвратное течение в приосевой зоне начального участка. Вместе с тем тепловой поток рециркулирующих газов является основным источником теплоты, обеспечивающим воспламенение топлива при факельном сжигании.

Закономерности развития закрученных струй могут быть установлены в настоящее время лишь на основе экспериментальных данных, полученных при тех или иных конкретных условиях.

Наиболее значительные исследования закрученных струй, вытекающих из каналов горелочных устройств в покоящуюся среду, проведены в ЦКТИ имени И. И. Ползунова. Изучены поля скоростей и давлений в одиночных и многокомпонентных кольцевых соосных струях, закрученных различными завихрителями. В результате этих исследований установлено, что вдоль сильно закрученных струй сохраняются практически постоянными главный момент количества движения относительно оси струи

$$M = 2\pi\rho \int_0^{\infty} \omega_x \omega_r r^2 dr \quad (2-3)$$

и проекция главного вектора количества движения на ось струи

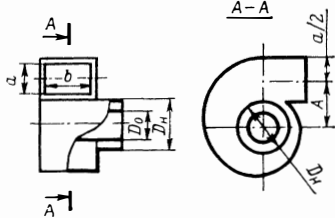
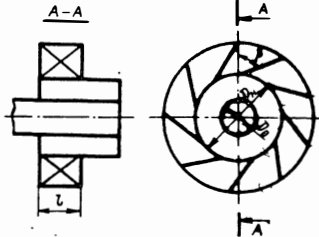
$$K = 2\pi \int_0^{\infty} (P_{ст} + \rho\omega_x^2) r dr; \quad (2-4)$$

здесь  $P_{ст}$  — статическое давление в струе.

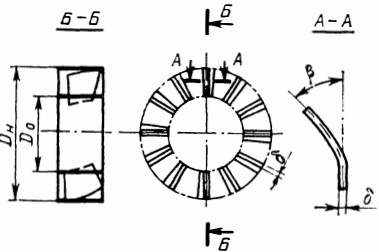
Анализ экспериментальных данных показал, что основные аэродинамические характеристики закрученных струй: профили скоростей, изменение максимальных скоростей вдоль струи, максимальная скорость обратного течения, длина зоны рециркуляции и количество рециркулирующих газов, угол раскрытия струи, распределение давлений в струе и другие характеристики — определяются в значительной степени безразмерным интегральным параметром крутки  $n = 4M/(KD)$ , который также сохраняется постоянным вдоль струи и является ее основной интегральной характеристикой ( $D$  — характерный размер, для сплошной струи равный диаметру цилиндрического канала за завихрителем). При наличии коаксиальной вставки в формулу для параметра крутки следует подставлять диаметр круга, равного по площади кольцу  $D_э = \sqrt{D_n^2 - D_0^2}$ . Эту величину называют эквивалентным диаметром. Величины  $M$  и  $K$  определяются в соответствии с формулами (2-3) и (2-4) по полям скоростей и давлений. С другой стороны, эти же величины и соответственно параметр крутки могут быть найдены по конструктивным размерам конкретного закручивателя.

Для создания закрученных струй используются различные закручиватели, из которых наибольшее распространение получили улиточный аппарат и лопаточные завихрители: тангенциальный и аксиальный. В табл. 2-1 приводятся формулы для определения параметра крутки в одиночных кольцевых струях по конструктивным характеристикам завихрителей. Формулы эти дают удовлетворительное совпадение с интегральной круткой во всем диапазоне  $n$  от 0,5 до 5, представляющем практический интерес.

## К определению параметра крутки завихрителей

Наименование и эскиз аппарата	Размеры *	Формула параметра крутки $k$
<p>Улиточный</p> 	<p><math>A</math> — расстояние от продольной оси горелки до оси подводящего патрубка; <math>a</math> — ширина, <math>b</math> — длина патрубка</p>	$\frac{\pi A D_0}{ab}$
<p>Тангенциальный направляющий</p> 	<p><math>l</math> — длина лопатки; <math>\beta</math> — угол наклона лопатки; <math>z_{л}</math> — число лопаток</p>	$\frac{\pi D_0}{2lz_{л}} \frac{\sin \beta}{\sin \frac{\pi}{z_{л}} \cos \left( \beta - \frac{\pi}{z_{л}} \right)}$

\* У завихрителей всех трех видов эквивалентный диаметр  $D_0 = \sqrt{D_{н}^2 - D_0^2}$ , где  $D_{н}$  — наружный, а  $D_0$  — внутренний диаметр цилиндрического кольцевого канала.

Наименование и эскиз аппарата	Размеры *	Формула параметра крутки $n$
<p>Осевой направляющий</p> 	<p><math>\delta</math> — толщина лопатки; <math>\beta</math> — угол наклона лопатки к оси горелки; <math>z_{л}</math> — число лопаток; <math>R_z</math> — плечо равнодействующей тангенциальных скоростей потока; <math>R_z = \sqrt{0,125 (D_n^2 + D_0^2)}</math>; <math>\varepsilon</math> — расстояние между серединами лопаток во входном сечении регистра; <math>\varepsilon = \frac{\pi (D_n + D_0)}{2z_{л}} - \delta</math></p>	$\frac{2\pi R_z D_\varepsilon}{\varepsilon z_{л} (D_n - D_0)} \operatorname{tg} \beta$

\* У завихрителей всех трех видов эквивалентный диаметр  $D_\varepsilon = \sqrt{D_n^2 - D_0^2}$ , где  $D_n$  — наружный, а  $D_0$  — внутренний диаметр цилиндрического кольцевого канала.

Для многокомпонентных соосных струй параметр крутки соответствует интегральному, если рассчитывать параметр крутки сложной струи по формуле

$$n = \frac{\sum_{i=1}^n n_i D_{эi} \rho_i \omega_i^2 F_i}{\sum_{i=1}^n F_i \rho_i \omega_i^2 D_{э}}$$

где  $D_{э}$  — эквивалентный диаметр сложной струи;  $F_i$  и  $D_{эi}$  — площадь и эквивалентный диаметр  $i$ -го канала;  $\rho_i$  и  $\omega_i$  — плотность и скорость соосных струй;  $n_i$  — параметр крутки составляющих кольцевых струй, определяемый по формулам табл. 2-1.

При анализе экспериментальных данных о закрученных струях следует иметь в виду, что хотя параметром крутки и определяются основные аэродинамические характеристики струи, он все же не является универсальным критерием, так как на поведение струи существенное влияние оказывают граничные условия, и в частности оформление выходных сечений сопла. Ниже приводятся некоторые характеристики закрученных струй, полученные различными авторами для осесимметричных кольцевых струй с цилиндрическими соплами. Опытами установлено, что независимо от типа завихрителя струи, у которых параметр крутки в выходном сечении сопла одинаков, имеют практически одинаковые аэродинамические характеристики. Из характеристик закрученных струй наибольший практический интерес для топочной техники представляют следующие: 1) распределение составляющих вектора скорости и распределение статических давлений по радиусу струи; 2) падение максимальных скоростей по длине струи; 3) размеры зоны обратных токов и количество рециркулирующих в них газов; 4) угол раскрытия и диаметр струи; 5) нарастание массы струи; 6) количество движения в струе и момент количества движения.

На рис. 2-16 показано радиальное распределение осевой составляющей скорости в различных сечениях осесимметричной сложной струи, вытекающей из каналов модели вихревой горелки в затопленное пространство. Внутренняя струя (первичный воздух) закручивалась улиточным аппаратом и вытекала со скоростью  $\omega_1 = 20$  м/с, а внешняя струя (вторичный воздух) закручивалась тангенциальным направляющим лопаточным аппаратом и вытекала со скоростью  $\omega_2 = 30$  м/с. Изменение угла наклона лопаток завихрителя вторичного воздуха позволяло изменять параметр крутки сложной струи. Штриховые линии на рис. 2-16 показывают распределение скоростей при  $n = 1,1$ , а штрих-пунктирные — при  $n = 5$ . При малом параметре крутки на расстоянии от устья горелки, равном диаметру амбразуры, зона обратных токов уже исчезает. С увеличением интенсивности крутки возрастает радиус окружности максимальных скоростей и расширяются границы струи.



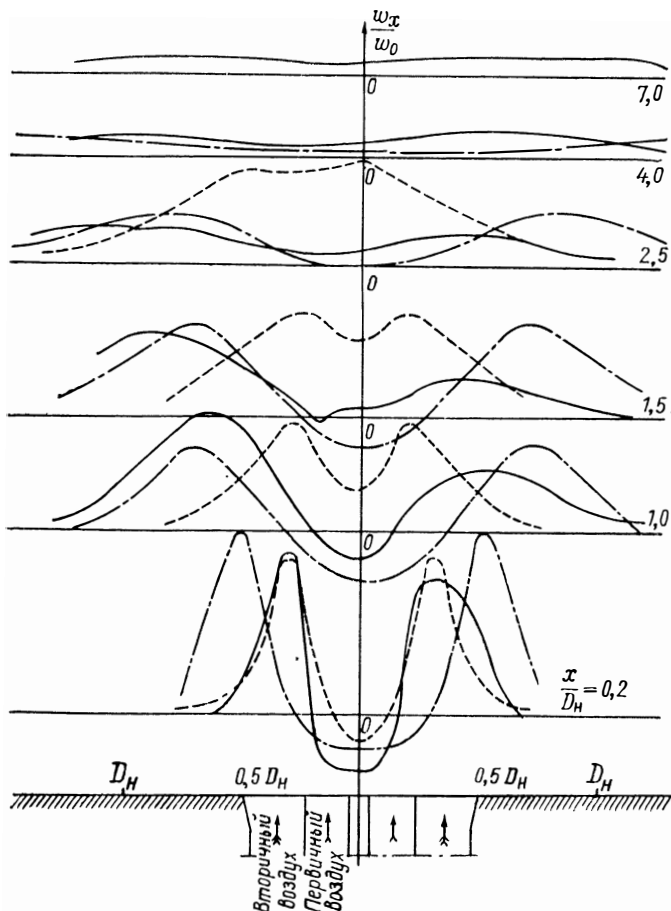


Рис. 2-16. Распределение осевых составляющих скорости по радиусам струи в различных сечениях сложных кольцевых закрученных струй при  $\omega_1 = 20$  м/с,  $\omega_2 = 30$  м/с ( $\beta$  — угол установки лопаток)

—  $\beta = 40^\circ$ ,  $n = 2$ ; - -  $\beta = 60^\circ$ ,  $n = 5$ ; - - -  $\beta = 30^\circ$ ,  $n = 1,1$

Распределение тангенциальных составляющих скорости по радиусу и вдоль струи в закрученных струях показывает, что чем больше параметр крутки, тем выше тангенциальная скорость в сходственных точках струи.

Распределение статических давлений в струях с различной интенсивностью крутки показано на рис. 2-17. Чем больше интенсивность крутки, тем шире область отрицательных давлений в струе. Вблизи устья сильно закрученных струй ( $n > 1,5$ ) разрежение на оси достигает  $(0,6-0,8) \rho \omega_0^2 / 2$ , а на расстоянии приблизительно  $7D_n$  давление в сильно закрученных струях вы-

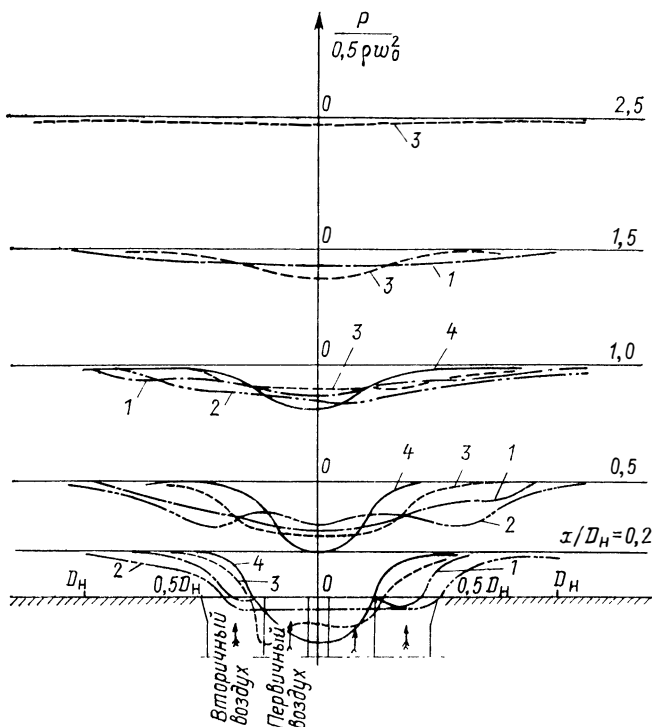


Рис. 2-17. Изменение статического давления по радиусу и вдоль струи в зависимости от интенсивности крутки при  $\omega_1=20$  м/с,  $\omega_2=30$  м/с  
 1 —  $\beta=60^\circ$ ,  $n=6,6$ ; 2 —  $\beta=50^\circ$ ,  $n=3$ ; 3 —  $\beta=40^\circ$ ,  $n=2$ ; 4 —  $\beta=30^\circ$ ,  $n=1,1$

равнивается по сечению и становится практически равным атмосферному.

В соосных струях поле давления зависит от отношения скорости внешней (основной) струи  $\omega_2$  к скорости внутренней струи  $\omega_1$ . Чем больше  $\omega_2/\omega_1$ , тем меньше относительное разрежение  $P/(0,5\rho\omega_0^2)$  на начальном участке струи.

На рис. 2-18 показаны кривые падения максимальной скорости по длине кольцевых, сильно закрученных струй по данным Шагаловой и др. Интенсивность падения максимальной скорости по длине закрученной струи возрастает с усилением крутки.

На начальном участке сильно закрученных струй уменьшение максимальной скорости по длине струи может быть представлено зависимостями:

$$\frac{\omega_{x \text{ макс}}}{\omega_0} = (1,2 - 0,2n) \left( \frac{x}{D_H} \right)^{-0,5} \quad \text{при} \quad 0,2 < x/D_H < 1;$$

$$\frac{\omega_{x \text{ макс}}}{\omega_0} = (1,2 - 0,2n) \left( \frac{x}{D_H} \right)^{-2/3} \quad \text{при} \quad 1 < x/D_H < 4.$$

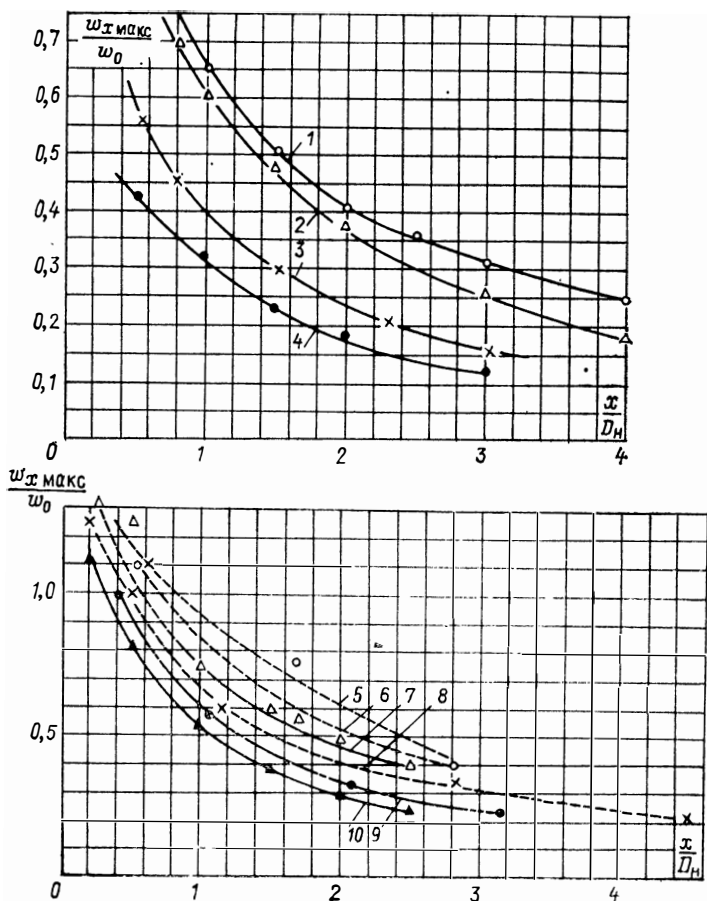


Рис. 2-18. Изменение максимальной осевой скорости по данным С. Л. Шагаловой, В. М. Кацмана и Т. И. Бадихиной для одиночных струй (1—4) и для соосных струй (5—10)

№ кривой	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Значение $n$	2,2	3,0	3,6	4,5	1,3	3,0	3,4	3,8	4,5	6,6

Формулы справедливы для  $1,2 < n < 5$ . Они характеризуют падение скорости в закрученных струях, вытекающих в свободное пространство с практически нулевой скоростью движения газов в нем (затопленное пространство). Как и в незакрученных струйных течениях, с ростом скорости среды, в которую вытекает струя, эффективные границы закрученных струй сближаются, а падение максимальных осевой и тангенциальной скоростей замедляется. При одном и том же  $m = \omega_c / \omega_0$  закручивание струи приводит к более быстрому ее затуханию.

С увеличением параметра крутки границы струи расходятся, и масса ее в сходственных сечениях растет.

Увеличение массы струи  $M = 2\pi\rho \int_0^{\infty} \omega_x r dr$  (по длине в границах по  $\omega_x/\omega_{x \text{ макс}} = 0,1$ ) можно с достаточной для практических расчетов точностью описать зависимостью

$$\frac{M_x - M_0}{M_0} = (0,32 + 0,4n) \frac{x}{D_H}.$$

Наружная граница закрученных струй на начальном участке близка к прямолинейной. Для значений  $\omega_x/\omega_{x \text{ макс}} = 0,1$  она может быть определена по эмпирической формуле

$$\frac{y_2}{D_H} = (0,26 + 0,07n) \frac{x}{D_H} + 0,5 \quad \text{при} \quad 0,2 < x/D_H < 3.$$

На рис. 2-19 показано радиальное распределение осевых скоростей в приосевой области кольцевой струи для различных  $n$ .

Характер изменения размеров зоны рециркуляции как для сложных кольцевых, так и для простых струй одинаков. По мере удаления от устья факела ширина зоны рециркуляции и количество газов в ней сначала возрастает, а затем начинает падать. Чем больше интенсивность крутки, тем больше зона рециркуляции и тем большее количество газов рециркулирует к устью факела (рис. 2-20). Изменение режимных условий ис-

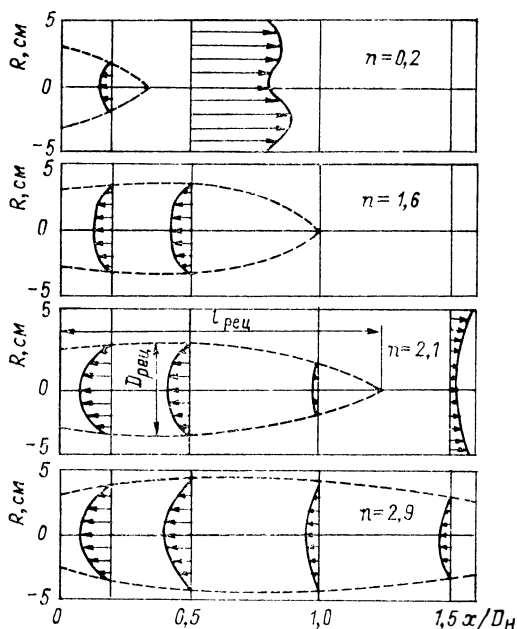


Рис. 2-19. Радиальное распределение скоростей в вихревой области при различной интенсивности крутки

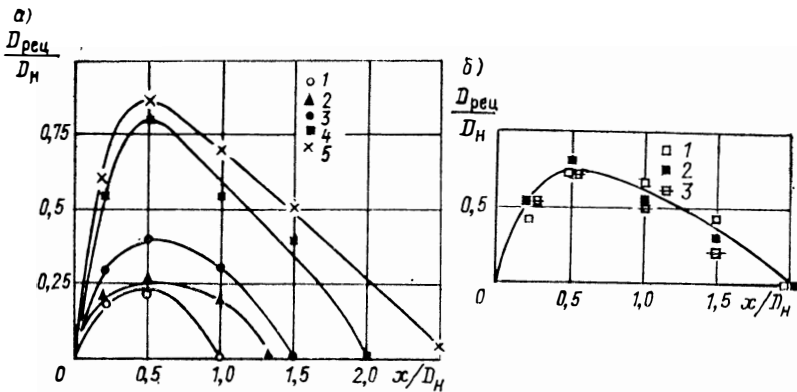


Рис. 2-20. Зависимость ширины зоны рециркуляции от расстояния до устья струи: а — при разных углах установки лопаток  $\beta$   
 1 —  $\beta=0^\circ$ ; 2 —  $\beta=30^\circ$ ; 3 —  $\beta=40^\circ$ ; 4 —  $\beta=50^\circ$ ; 5 —  $\beta=60^\circ$   
 б — при разных  $\omega_2/\omega_1$  и  $\beta=50^\circ$   
 1 —  $\omega_2/\omega_1=1$ ; 2 —  $\omega_2/\omega_1=1,5$ ; 3 —  $\omega_2/\omega_1=1,3$

течения кольцевых соосных струй оказывает некоторое влияние на размеры зоны и количество рециркулирующих газов, но основным определяющим параметром остается величина  $n$ .

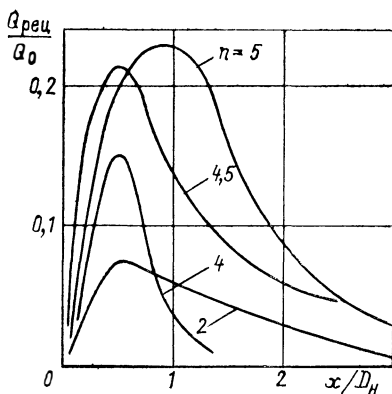
Для струй с  $\rho\omega_2^2 F_2 / (\rho\omega_1^2 F_1) > 3$  размеры зоны обратных токов могут быть выражены следующими эмпирическими формулами: длина зоны обратных токов  $l_{rec}/D_n = 0,7n^{2/3} + 0,8$ ; максимальный радиус зоны рециркуляции  $D_{rec}/D_n = 0,1n + 0,26$ . Формулы справедливы для  $1 < n < 4$ .

Расход обратного тока вблизи устья сопла близок к нулю и достигает максимального значения на расстоянии  $x/D_n = 0,5 \div 1,0$  (рис. 2-21).

С увеличением крутки увеличивается угол раскрытия струи. Поэтому при одинаковом соотношении размеров камеры и струи закрученные струи касаются стен раньше, чем прямоточные. Поскольку из-за малых скоростей границу струи определить сложно, раскрытие струи обычно оценивают по радиусу, на котором осевая скорость равна половине максимальной. Угол, соответствующий половинной скорости, можно представить эмпирической зависимостью  $\alpha = 5,0 + 7n$ .

Следует отметить, что увеличение угла раскрытия струи, а также уменьшение дальности не происходит непрерывно с увеличением крутки. Приближение угла раскрытия к некоторому предельному и уменьшение дальности наблюдается до значений  $n \approx 5$ . При  $n = 6 \div 7$  режим течения становится неустойчивым и при незначительных нарушениях струя начинает «стелиться» вдоль стенки. В этом случае максимальное разрежение в струе имеет место у стенки. Такой же характер течения

Рис. 2-21. Расход обратного тока для горелок различных типов



наблюдается при вытекании закрученной струи из расширяющегося устья с центральным углом  $2\beta \geq 90^\circ$ .

Для закрученных струй не удается найти универсальный профиль скоростей во всей области течения. Вместе с тем, как показала обработка многочисленных экспериментальных полей осевых составляющих скорости, в струях с различной интенсивностью крутки на начальном участке можно выделить две области течения, в каждой из которых профили скоростей приближенно можно рассматривать как подобные. Граница этих областей очерчена на рис. 2-14 кривой  $y_{w_{x \max}}$ , соединяющей точки максимальной скорости.

Внутреннюю область течения, простирающуюся от оси до поверхности максимальных скоростей, можно рассматривать как зону взаимодействия закрученной струи со встречным потоком жидкости, а зону от поверхности максимальных скоростей до внешней границы — как струю, распространяющуюся в затопленном пространстве. Профили относительной осевой скорости, построенные для внутренней зоны в виде зависимости

$$\frac{w_{x \max} - w_x}{w_{x \max} - w_{x \min}} = f\left(\frac{x - y_{\text{гр}}^{\text{вн}}}{b^{\text{вн}}}\right),$$

а для наружной в виде зависимости

$$\frac{w_x}{w_{x \max}} = f\left(\frac{y - y_{\text{гр}}^{\text{н}}}{b^{\text{н}}}\right),$$

практически совпадают для различных сечений начального участка струи (рис. 2-22). Здесь  $y_{\text{гр}}^{\text{вн}}$ ,  $y_{\text{гр}}^{\text{н}}$ ,  $b^{\text{вн}}$ ,  $b^{\text{н}}$  — соответственно ординаты границ струи и значения толщины пограничного слоя во внутренней и наружной зонах.

Толщина зоны смешения в пограничном слое определялась путем наложения теоретического безразмерного профиля скорости на экспериментальный, причем эти профили совмещались: для внутренней зоны струи в точках  $(w_{x \max} - w_x)/(w_{x \max} - w_{x \min}) = 0,1$  и  $(w_{x \max} - w_x)/(w_{x \max} - w_{x \min}) = 0,9$ , а для внешней зоны в точках, где  $w_x/w_{x \max} = 0,1$  и  $0,9$ . При этом  $b = y_{0,1} - y_{0,9}/0,625$ , где линии  $y_{0,9}$  и  $y_{0,1}$  — геометрические места точек с указанными выше значениями скоростей; они взяты с экспериментальных кривых на рис. 2-14.

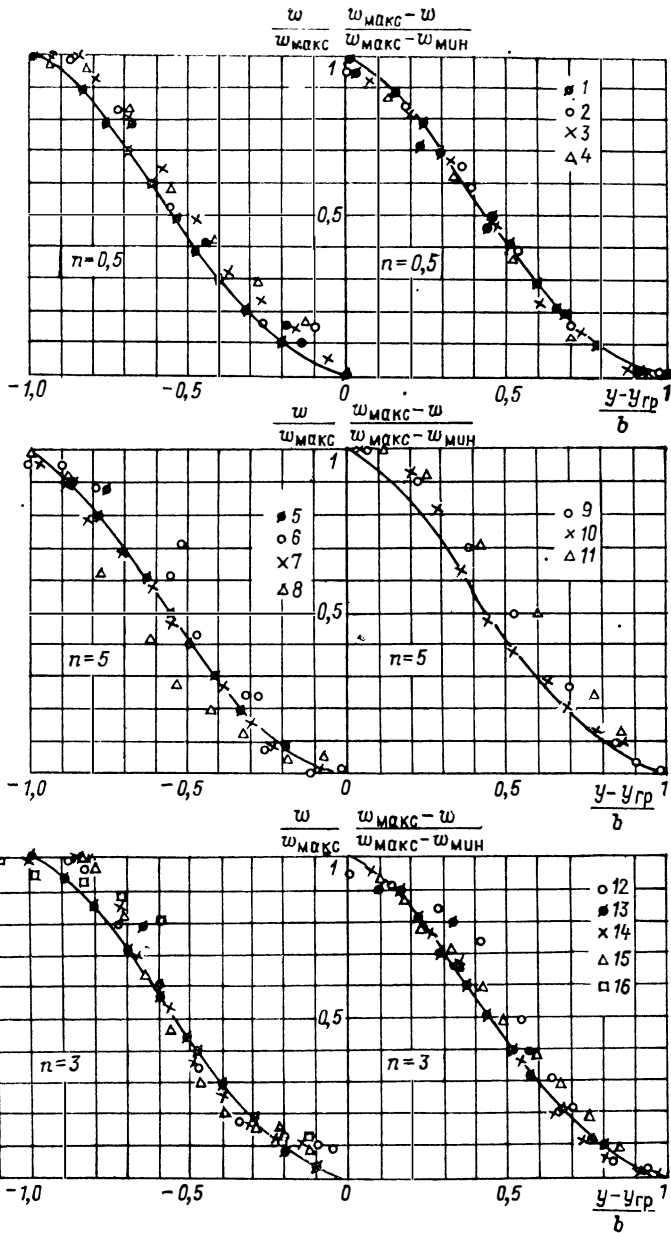


Рис. 2-22. Безразмерные профили скоростей (сплошные линии — теоретический профиль Шлихтинга)

$N_2$ кривой	1	2	3	4	5	6	7	8
$x/D_a$	1,02	1,32	2,19	3,15	0,25	0,5	1	1,5
$N_2$ кривой	9	10	11	12	13	14	15	16
$x/D_a$	1,05	1,6	2,6	0,25	0,5	1	1,5	2,5

Граница зоны смешения для внутренней области

$$y_{ГР}^{ВН} = y_{0,9} - 0,218 (y_{0,1} - y_{0,9}),$$

для внешней области

$$y_{ГР}^H = y_{0,1} + 0,218 (y_{0,1} - y_{0,9}).$$

Результаты обработки опытных полей, представленные на рис. 2-22, показали, что на начальном участке закрученной струи в выделенных областях течения безразмерные профили скорости универсальны и описываются с достаточной для инженерных расчетов точностью следующими формулами:

для внутренней ветви

$$\frac{\omega_x \text{ макс} - \omega_x}{\omega_x \text{ макс} - \omega_x \text{ мин}} = (1 - \eta_{ВН}^{3/2})^2,$$

для наружной ветви

$$\frac{\omega_x}{\omega_x \text{ макс}} = 1 - (1 - \eta_H^{3/2})^2.$$

Выражение для текущей скорости можно представить в следующем виде:

для внутренней ветви

$$\frac{\omega_x}{\omega_0} = \frac{\omega_x \text{ макс}}{\omega_0} - \frac{\omega_x \text{ макс} - \omega_x \text{ мин}}{\omega_0} \left[ 1 - \left( \frac{y - y_{ГР}^{ВН}}{b^{ВН}} \right)^{3/2} \right]^2;$$

для наружной ветви

$$\frac{\omega_x}{\omega_0} = \frac{\omega_x \text{ макс}}{\omega_0} \left\{ 1 - \left[ 1 - \left( \frac{y_{ГР}^H - y}{b^H} \right)^{3/2} \right]^2 \right\}.$$

Общий профиль закрученной струи получается смыканием обеих ветвей. Для перехода к конкретному профилю необходимо знать закон изменения границ, характеризующих положение струи в пространстве, изменение максимальных скоростей в струе и в зоне обратных токов, а также ширину зоны смешения во внутренней и внешней области.

Геометрические характеристики пограничного слоя и максимальные скорости были определены С. Л. Шагаловой, В. М. Кацманом и Т. И. Балихиной по экспериментальным полям, полученным при исследовании кольцевых струй в диапазоне изменения крутки от  $n=1$  до  $n=6$ . На основании экспериментальных данных построены номограммы (рис. 2-23), позволяющие определять границы струи, ширину пограничного слоя, а также величины  $\omega_x \text{ макс}/\omega_0$  и  $(\omega_x \text{ макс} - \omega_x \text{ мин})/\omega_0$  для различных сечений начальных участков струй с различной интенсивностью крутки.

В значительном удалении от устья, более  $10 D_0$ , поля осевых составляющих скорости в закрученных струях имеют уже параболический профиль с максимумом скорости на оси струи и



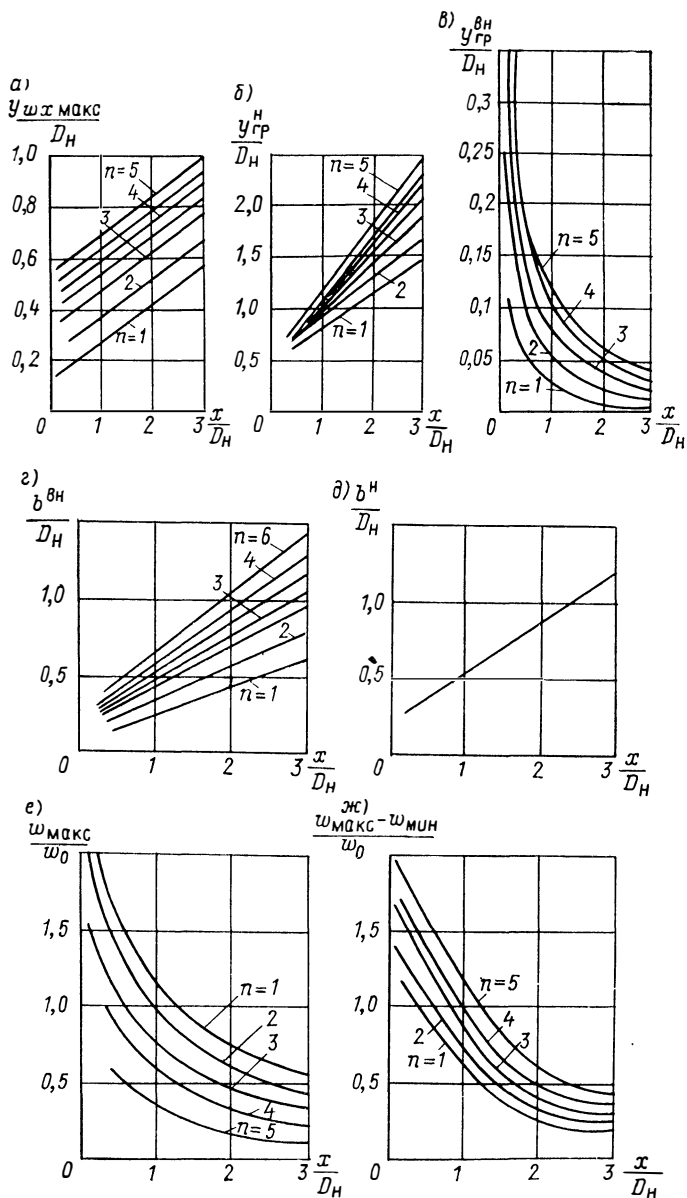


Рис. 2-23. Номограммы для определения геометрических характеристик закрученных струй (а—д), изменения максимальных скоростей вдоль струй (е) и разности экстремальных значений скорости в прямом и обратном токе (ж)

изменение безразмерного профиля скорости подчиняется тем же закономерностям, которые были установлены для основного участка проточной осесимметричной струи.

## 2-6. ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ТОПЛИВА В ПОТОКЕ

Оценка траектории и скорости движения частиц необходима при расчетах выгорания частиц топлива, оптимизации аэродинамики топочной камеры с целью уменьшения выноса недогоревших частиц, при оценке зон предполагаемого эрозионного воздействия топливных частиц на элементы топки, при расчете сепарации частиц топлива и их транспортировки и решении других практических задач современной топочной техники. Следующей важной задачей, тесно связанной с указанной, является определение относительной скорости движения частиц в потоке, так как она определяет интенсивность теплообмена частиц в потоке и, следовательно, скорость выгорания. Особенно важно правильно учитывать этот фактор для наиболее крупных топливных частиц. Относительная скорость частицы в газовом потоке зависит от физических характеристик потока и частицы, размеров и конфигурации частицы, неизотермичности среды и т. п.

Задача о движении горячей частицы является достаточно сложной, и в силу многообразия воздействующих факторов обобщенного решения ее пока не существует. Имеющиеся решения этой задачи обычно учитывают отдельные, наиболее существенные факторы. В общем случае движение выгорающей одиночной частицы в газовом потоке может быть описано уравнением Мещерского:

$$m \frac{dv}{d\tau} = \sum_{i=1}^k \mathbf{P}_i + (\mathbf{w}_p - \mathbf{v}) \frac{dm}{d\tau}. \quad (2-5)$$

Это выражение учитывает переменность массы частицы  $m$ , движущейся со скоростью  $\mathbf{v}$ , суммарное воздействие всех сил  $\mathbf{P}_i$  и реакцию масс, отбрасываемых от частицы со скоростью  $\mathbf{w}_p$ . Ускорение частицы  $d\mathbf{v}/d\tau$  должно включать в себя переносное, относительное и кориолисово ускорение, что резко усложняет расчеты в условиях достаточно интенсивного теплообмена частицы с потоком. В ряде задач в первом приближении можно пренебречь изменением массы частицы. Тогда уравнение (2-5) существенно упрощается:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{d\tau} = \sum_{i=1}^k \mathbf{P}_i. \quad (2-6)$$

Совокупность сил, действующих на частицу, движущуюся в потоке, также может быть ограничена главными силами: лобового сопротивления частицы потоку, весом, силой Магнуса — Жуковского и архимедовой силой. Сила лобового аэродинамического сопротивления может быть представлена в виде

$$\mathbf{P}_c = \frac{1}{2} c_f \rho_r (\mathbf{w} - \mathbf{v}) |\mathbf{w} - \mathbf{v}|, \quad (2-7)$$

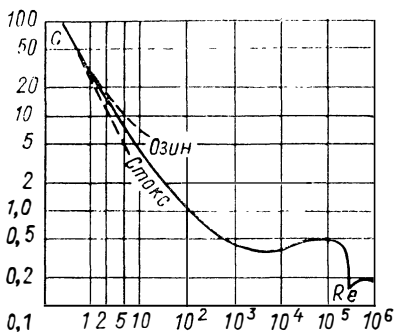


Рис 2-24. Зависимость коэффициента сопротивления шара от числа Рейнольдса

а вес с поправкой на архимедову силу

$$P_b = g(m - m_r), \quad (2-8)$$

где  $m$  и  $m_r$  — масса частицы и вытесненного ею газа; для шаровой частицы  $m = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{ч}}$  и  $m_r =$

$= \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{г}}$ ;  $c = \frac{A}{\text{Re}^n}$  — коэффициент сопротивления частицы;  $k_{\text{ф}}$  — коэффициент формы частицы, учитывающий ее несферичность;  $f$  — площадь миделева сечения частицы; для шара  $f = \pi \delta^2/4$ ;  $w$  — скорость потока;  $\rho_{\text{ч}}$  и  $\rho_{\text{г}}$  — плотность частицы и газового потока.

Зависимость  $c = f(\text{Re})$  даже для шара имеет сложный характер (рис. 2-24). Коэффициенты  $A$  и  $n$ , входящие в выражение для  $c$ , были определены Стоксом для равномерного изотермического обтекания сферического тела потоком в области  $\text{Re} < 1$ , т. е. для условий чисто вязкого течения. В этой области  $c = 24/\text{Re}$  (область Стокса). Когда обтекание шаровой частицы характеризуется  $\text{Re} > 1$ , следует выделять области с различающейся зависимостью  $c = f(\text{Re})$ : переходную  $c = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}}$  (формула Шелла — Клячко) при  $1 \leq \text{Re} \leq 10^3$ ; автомодельную  $c = 0,48$  при  $2 \cdot 10^4 \leq \text{Re} \leq 2 \cdot 10^5$ ; закритическую область  $c = 0,2$  при  $\text{Re} > 2 \cdot 10^5$ .

В ряде задач можно ограничиться плоской картиной движения. Тогда, подставляя в (2-6) выражения (2-7) и (2-8) и пренебрегая поправкой на силу Архимеда, что возможно при большом различии плотностей  $\rho_{\text{ч}}$  и  $\rho_{\text{г}}$ , представим уравнение движения в проекциях в двухмерной системе координат:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= \frac{c f \rho_{\text{г}}}{2} (w_x - v_x) \sqrt{(w_x - v_x)^2 + (w_y - v_y)^2}; \\ m \frac{dv_y}{dt} &= \frac{c f \rho_{\text{г}}}{2} (w_y - v_y) \sqrt{(w_x - v_x)^2 + (w_y - v_y)^2} + mg. \end{aligned} \right\} \quad (2-9)$$

В общем случае при известном поле скоростей потока система (2-9) может быть решена численно, однако часто конкретные задачи могут быть упрощены и доведены до аналитических решений, оставаясь физически реальными. Так, для частиц, движущихся в области Стокса (пылинки твердого топлива с характерными размерами  $\delta \leq 200$  мкм в потоке воздуха), можно прийти к аналитическому решению

$$v_x = \frac{1}{\mu} [\int b \omega_x \mu d\tau + C];$$

$$v_y = \frac{1}{\mu} [\int (b \omega_y - g) \mu d\tau + C].$$

При этом следует помнить, что основные параметры потока и частицы изменяются во времени, поэтому

$$b = b(\tau) = \frac{12\nu f \rho_r}{\delta m}; \quad \mu = \mu(\tau) = \exp [\int b(\tau) d\tau].$$

Дальнейшее решение требует дополнительных условий для уточнения вида функций  $b(\tau)$ ,  $\omega_x(\tau)$  и  $\omega_y(\tau)$ . Для стационарного потока производная  $\frac{db}{d\tau} = \frac{d\omega}{d\tau} = 0$  и при начальных условиях первого рода приходим к решению:

$$v_x = e^{-b\tau} [v_{x0} + \omega_x (e^{b\tau} - 1)];$$

$$v_y = e^{-b\tau} [v_{y0} + (\omega_y - g/b) (e^{b\tau} - 1)];$$

$$x = x_0 + \omega_x \tau + \frac{1}{b} (\omega_x + v_{x0}) (e^{-b\tau} - 1);$$

$$y = y_0 + (\omega_y - g/b) \tau + \frac{1}{b} (\omega_y - g/b - v_{y0}) (e^{-b\tau} - 1),$$

где  $v_{x0}$ ,  $v_{y0}$ ,  $x_0$ ,  $y_0$  — составляющие скорости и координаты частицы в начальный момент времени  $\tau = 0$ .

В этих условиях можно использовать подстановки вида

$$\omega_x - v_x = v^{\text{отн}} \cos \varphi; \quad \omega_y - v_y = v^{\text{отн}} \sin \varphi,$$

где  $v^{\text{отн}} = \sqrt{(\omega_x - v_x)^2 + (\omega_y - v_y)^2}$  — модуль относительной скорости частицы, а  $\varphi$  — угол, определяющий ориентацию вектора относительной скорости;  $\varphi = \arctg \frac{\omega_y - v_y}{\omega_x - v_x}$ . При этом система уравнений (2-9) преобразуется к виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\varphi}{d\tau} &= \frac{g \cos \varphi}{v^{\text{отн}}}; \\ \frac{dv^{\text{отн}}}{d\tau} &= g \sin \varphi - a (v^{\text{отн}})^2, \end{aligned} \right\} \quad (2-10)$$

где  $a = cf \rho_r / (2m)$ .

Когда частица имеет скорость, намного превышающую скорость потока, в который она попадает, определяющей становится сила аэродинамического сопротивления и влиянием веса на первом этапе относительного движения можно пренебречь; тогда

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = 0; \quad \frac{dv^{\text{отн}}}{d\tau} = -a (v^{\text{отн}})^2$$

и решение системы (2-10) имеет вид

$$\varphi = \varphi_0 = \text{const}; \quad v^{\text{отн}} = \frac{v_0^{\text{отн}}}{1 + atv_0^{\text{отн}}}$$

или

$$v_x = \omega_x - \frac{v_0^{\text{отн}} \cos \varphi_0}{1 + atv_0^{\text{отн}}}; \quad v_y = \omega_y - \frac{v_0^{\text{отн}} \sin \varphi_0}{1 + atv_0^{\text{отн}}}.$$

Координаты частицы в этих условиях определяются выражениями:

$$x = x_0 + \omega_x \tau - \frac{\cos \varphi_0}{a} \ln(1 - atv_0^{\text{отн}});$$

$$y = y_0 + \omega_y \tau - \frac{\sin \varphi_0}{a} \ln(1 - atv_0^{\text{отн}}).$$

Рассматриваемые решения позволяют рассчитать движение частицы в нестационарный период, который для мелких пылевидных частиц обычно непродолжителен, так как быстро наступает равновесие сил и частица переходит в режим установившегося стационарного движения (витания). В этих условиях задача упрощается. В частности, для установившегося движения шаровой частицы в восходящем потоке газа характерно равенство веса сумме архимедовой силы и силы аэродинамического сопротивления потока:

$$gm = gm_r + 0,5cf\rho_r(\omega - v)^2,$$

откуда, учитывая, что  $m - m_r = \frac{\pi\delta^3}{6}(\rho_q - \rho_r)$ , можно найти скорость установившегося движения

$$v^{\text{отн}} = \sqrt{\frac{4g(\rho_q - \rho_r)\delta}{3\rho_r c}}. \quad (2-11)$$

Эта скорость установившегося движения получила название скорости витания:  $v^{\text{отн}} = \omega_v$ . Однако оценить  $\omega_v$  с помощью выражения (2-11) можно только путем последовательных приближений, поскольку, как указывалось ранее,  $c = f(\text{Re})$  и для правильной оценки  $c$  нужно знать критерий Рейнольдса, в который входит определяемая скорость  $\omega_v$ . Для облегчения расчетов скорости витания Шиллером был предложен метод, получивший дальнейшее развитие в работах М. В. Кирпичева, С. Н. Сыркина, Д. Н. Ляховского и др. Приняв  $c\text{Re}^2 = \text{Ki}^3$ , приходим к  $\text{Ki} = \delta \sqrt[3]{\frac{4g(\rho_q - \rho_r)}{3\rho_r v^2}}$ , где  $\text{Ki}$  — критерий Кирпичева.

Считая  $\text{Re}/c = \text{Sch}$ , получаем  $\text{Sch} = \omega_v \sqrt[3]{\frac{3\rho_r}{4g(\rho_q - \rho_r)v}}$  — критерий Шиллера.

Нетрудно заметить, что указанные критерии объединяют главные параметры, определяющие установившееся движение частиц, причем искомая величина  $\omega_b$  входит в критерий Sch. Отметим, что  $Sch \cdot Ki = Re$ .

Задавая значения Re и беря соответствующие значения  $c$ , можно получить критериальную зависимость  $Sch = f(Ki)$ . Эта зависимость может быть аппроксимирована в области  $Re < 14$  ( $Ki < 8,5$ ) выражением:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 0,955 \cdot 10^{-3} Ki^4)^{0,375}}, \quad (2-12)$$

а при  $14 \leq Re \leq 5 \cdot 10^3$

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 57 \cdot 10^{-3} Ki^{1,15})^{1,3}}. \quad (2-13)$$

При определении скорости витания частиц эти формулы дают погрешность менее 10%. Для прикидочных расчетов удобно пользоваться в области до  $Re \leq 5 \cdot 10^3$  упрощенной формулой

$$Sch = \frac{Ki^2}{24 \left( 1 + \frac{1}{36} Ki^{1,5} \right)}, \quad (2-14)$$

которая дает погрешность до 25%.

Расчетные скорости витания шаровых частиц, найденные по предложенным выше методикам, дают удовлетворительное совпадение с экспериментальными результатами.

Расчет скорости витания частиц топлива, имеющих форму, отличную от шаровой, весьма затруднителен, так как коэффициент сопротивления этих частиц зависит не только от числа Рейнольдса, но и от размеров и формы частиц.

Для крупных частиц, аэродинамическое сопротивление которых описывается квадратичным законом, коэффициент сопротивления является функцией только формы частицы. В этом случае скорость витания может быть рассчитана как  $\omega_b = \omega_b^ш / \sqrt{k_\phi}$ , где  $\omega_b^ш$  — скорость витания шара, эквивалентного по объему данной частице;  $k_\phi$  — коэффициент формы частицы; по В. А. Успенскому для частиц разной формы имеет следующие значения:

Шар . . . . .	1
Скругленное тело с неровной поверхностью . . . . .	2,5
Продолговатое тело . . . . .	3
Тело пластинчатой формы . . . . .	5

Частицы натурального топлива в большинстве случаев имеют пластинчатую форму, близкую к параллелепипеду с различным отношением сторон, и отличаются большим разнообразием размеров.

Движение частиц топлива при пылеугольном сжигании происходит в основном в области, далекой от квадратичной. Для расчета скорости витания в этой области приходится пользоваться эмпирическими зависимостями, имеющими ограниченное применение как по числу Рейнольдса, так и по форме частиц. Для угольных частиц в диапазоне  $0,05 \leq Re \leq 100$  можно пользоваться зависимостью, предложенной В. В. Померанцевым и И. Я. Мароне:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 0,142Ki)^{1,5}}. \quad (2-15)$$

Диаметр эквивалентного шара  $\delta_3 = \sqrt[3]{6abc/\pi}$ , где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — линейные размеры частицы.

Для расчета скорости витания частиц топлива можно предложить еще один метод, который основан на использовании зависимостей, полученных для шаровых частиц. По этой методике определяется диаметр эквивалентного шара, аэродинамически подобной частице,

$$\delta_3^a = \frac{1,125}{1/a + 1/b + 1/c}, \quad (2-16)$$

а затем по формулам (2-12) — (2-15) определяется скорость витания. Расчеты показали удовлетворительное совпадение с опытными данными.

Коэффициент сопротивления частицы, движущейся в неизотермических условиях, при наличии тепло- и массообмена отличается от коэффициента сопротивления в изотермических условиях. Однако мнения исследователей о том, в какую сторону влияет неизотермичность на коэффициент сопротивления — увеличивает или уменьшает его — разделились. Как показали опыты И. А. Максимова, при небольших перепадах температуры между частицей и потоком (до 500 К) поправку на изотермичность условий движения частицы можно не вводить. Такой же вывод можно сделать, если воспользоваться зависимостью для коэффициента сопротивления, предложенной в работе В. И. Бабия и И. П. Ивановой.

## 2-7. АЭРОДИНАМИКА СЛОЯ ТОПЛИВА

Для топочной техники важно знать закономерности движения газозоудшного потока сквозь пористую полидисперсную топливную засыпку. Исследования аэродинамики слоя велись в первую очередь применительно к основным схемам организации слоевого процесса, наиболее распространенным в технике (рис. 2-25).

При противоточной схеме топливо лежит на колосниковой решетке и пронизывается дутьем, подаваемым под слой топлива снизу через колосниковое полотно. Топливо при этом удержи-

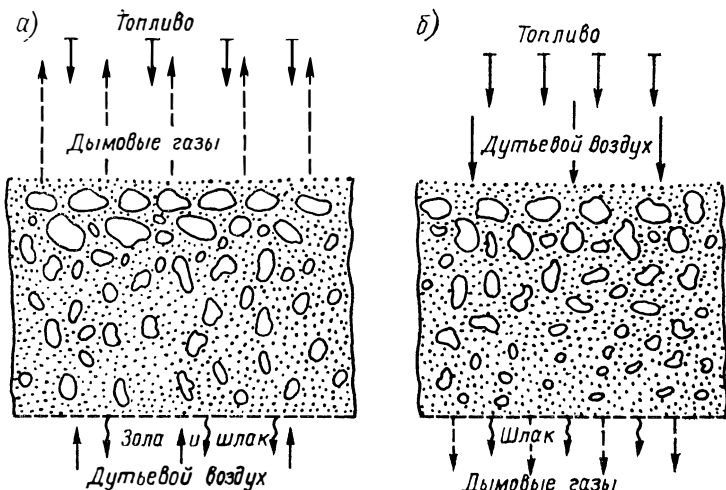


Рис. 2-25. Основные схемы аэродинамической организации слоевого процесса: а — противоточная; б — прямоточная

вается на колосниковой решетке за счет веса. При достижении скорости воздушного потока, близкой к критической, наблюдается резкое возрастание выноса частиц из слоя топлива; при дальнейшем увеличении скорости дутьевого потока происходит активная перестройка залегания частиц топлива, а при критической скорости потока весь слой теряет свою устойчивость и переходит в кипящее, или псевдооживленное, состояние. Этот режим рассмотрен в § 2-8, а ниже мы будем рассматривать только устойчивые слоевые засыпки.

Другая схема (прямоточный слой) характеризуется тем, что подача топлива и подвод дутья производятся с одной стороны и топливо прижимается к колосниковой решетке не только весом, но и напором набегающего дутьевого потока. Возможна несколько иная (перекрестная) схема движения потоков топлива и воздуха, но и при ней топливо прижимается воздушным потоком к решетке, что препятствует нарушению устойчивости слоя при увеличении дутья. Это создает предпосылки для существенной интенсификации слоевого процесса горения.

Если для первой схемы имеется достаточно обширный экспериментальный материал по аэродинамике слоя, то по второй схеме опытных данных сравнительно мало. Первые работы основывались на схеме, представляющей засыпку в виде системы шероховатых параллельных каналов. На такой схеме основывались работы Чильтона и Кольборна, Линдквиста, И. Н. Жаворонкова, Б. В. Канторовича и др. Большинство исследователей находило зависимость коэффициента сопротивления слоя  $\lambda_{сл}$  от числа Рейнольдса  $\lambda_{сл} = 2\Delta p \delta / (\rho \omega^2 H) = f(Re)$ , где  $\Delta p$  — перепад давления на высоте слоя  $H$ ;  $\rho$  — плотность газового



потока;  $\delta$  — средний размер частиц;  $\omega$  — скорость фильтрации;  $Re = \omega\delta/\nu$ ;  $\nu$  — кинематическая вязкость.

Зависимость  $\lambda_{сл}$  от  $Re$  характеризуется плавным переходом от ламинарной формы течения к турбулентной. В условиях слоя нарушение стабильной формы ламинарного течения начинается при малых значениях  $Re$ . Сужение и расширение каналов, их искривления приводят к отклонению от закона Дарси — Пуазейля уже при  $Re \approx 3 \div 4$ .

Исследуя аэродинамику различных засыпок в широком диапазоне значений  $Re$ , удалось получить эмпирические зависимости  $\lambda_{сл} = f(Re)$ . Следует отметить большое разнообразие пред-

Таблица 2-2

Зависимость коэффициента сопротивления слоя от критерия Рейнольдса

Автор исследования. Форма частиц в засыпке	Формула $\lambda_{сл}$	Значения $Re$
И. М. Федоров. Стальные шары и другие шарообразные частицы	$40,6/Re$ $35,5/Re + 0,82/Re^{0,8}$	Менее 8 Более 560
И. М. Жаворонков. Шары и различные частицы неправильной формы	$35/Re$	Менее 45
И. М. Жаворонков. Кольцевые частицы	$4/Re^{0,2}$	45—5500
М. Э. Аэров. Шары, таблетки	$36,3/Re + 0,4$	2—800
С. Т. Муллаканов. Стальные шары	$3,23/Re^{0,25}$	220—3300

ложенных зависимостей. Некоторые из них представлены в табл. 2-2.

При рассмотрении этих данных видно, что большинство расчетных выражений отличается значениями коэффициентов и показателей степени при  $Re$ . Эти расхождения затрудняют расчетный анализ процессов, а трудности, с которыми встречаются исследователи при попытке обобщить опытные данные даже для геометрически наиболее четких засыпок (шаровых, кольцевых и т. п.), указывают на то, что схема шероховатых каналов недостаточно правильно отражает процесс. Вместе с тем данные этих исследований показали, что наиболее существенными факторами, определяющими сопротивление слоевых засыпок, являются: 1) средний размер зерна в слое; 2) порозность слоя  $m = \frac{\rho_{каж} - \rho_{нас}}{\rho_{каж}}$ , где  $\rho_{каж}$  — кажущаяся, а  $\rho_{нас}$  — насыпная плотность слоевой засыпки; 3) шероховатость слоя — понятие, которое являлось наиболее неопределенным и разноречивым.

Учитывая эти факторы и исходя из схемы слоя в виде системы каналов, авторы обычно при обработке искали  $\lambda_{кан} = f(Re_{кан})$ , где  $\lambda_{кан} = \lambda_{сл} m^3 \Phi / (1 - m)$ , а  $Re_{кан} = Re_{сл} / [\Phi (1 - m)]$ . Как видно, эти выражения учитывают форму и расположение кусков с помощью коэффициента  $\Phi$ , названного факто-

ром формы, и с помощью порозности слоя. В зависимости от фракционного состава и формы кусков порозность может меняться в широких пределах. Даже для монофракционных шаровых засыпок, как показано Б. В. Боришанским, в зависимости от вида укладки шаров порозность может изменяться от 0,26 до 0,476. Было установлено, что взаимное расположение частиц оказывает сильное влияние на сопротивление слоя. Это указывает на необходимость учета (наряду с форм-фактором частиц) параметра, характеризующего форму укладки.

Дальнейшее развитие методов оценки аэродинамики слоя нашло отражение в работах В. В. Померанцева, Р. С. Бернштейна, С. Л. Шагаловой. Ими была разработана струйная теория движения газов в засыпке, на основе которой был разработан обобщенный метод расчета сопротивления слоя. Согласно этой теории, основой механизма сопротивления в засыпках является расчленение потока на струи и последующее взаимодействие этих струй. Отталкиваясь от простейших моделей в анализе аэродинамики и структуры слоя, авторы приходят к выводу, что, несмотря на чрезвычайную сложность формы пор и структуры реальной засыпки, можно получить зависимости, связывающие основные геометрические параметры слоя с порозностью, которая является единственной экспериментальной характеристикой реальной засыпки. Сопротивление реальной засыпки в основном определяется кинетической энергией потока в канале с характерным для данного слоя гидравлическим диаметром.

Опытные данные ЦКТИ показали, что в отдельной струе не происходит восстановления давления и, следовательно, теряется кинетическая энергия, приобретенная при проходе потока через просвет. Вводится понятие степени сужения струи  $\epsilon$ , которая определяется геометрией трубного пучка, формой частиц засыпки и их укладкой с учетом закономерностей движения турбулентной струи. Введя понятие о гидравлическом диаметре слоевой ячейки, авторы провели обработку обширного опытного материала и получили эмпирические связи  $\lambda_{\text{стр}}$  с критерием Рейнольдса  $Re_{\text{стр}}$ :

$$\frac{\lambda_{\text{стр}}}{2} = \frac{\Delta p n^2 h}{\rho Q^2 H \epsilon^2} = f(Re_{\text{стр}}).$$

Здесь  $h$  — высота одного ряда засыпки;  $Re_{\text{стр}} = Qd_{\text{гидр}}/(h\nu)$  — критерий Рейнольдса, определенный по течению струи в просвете с гидравлическим диаметром  $d_{\text{гидр}} = \frac{2n\delta}{3h(1-m)}$ ;  $Q$  — расход газа;  $n$  — число ячеек;  $H$  — высота засыпки.

Обработка опытного материала по такому методу для засыпок и материала, различного по форме, но близкого к монофракционному, показала, что опытные точки группируются около двух кривых, описываемых следующими среднерасчетными уравнениями:

для засыпок из кусковых материалов

$$\frac{\lambda_{\text{стр}}}{2} = \frac{75}{\text{Re}_{\text{стр}}} + \frac{15}{\sqrt{\text{Re}_{\text{стр}}}} + 1;$$

для засыпок из шарообразных частиц

$$\frac{\lambda_{\text{стр}}}{2} = \frac{30}{\text{Re}_{\text{стр}}} + \frac{3}{\text{Re}_{\text{стр}}^{0,7}} + 0,3.$$

Обработка обширного опытного материала на основе струйной модели течения позволила объяснить значительные изменения сопротивления в случаях, когда слой характеризуется высокой порозностью при больших числах Рейнольдса.

Промышленные и лабораторные исследования показали, что сопротивление горящего слоя заметно отличается от сопротивления холодного слоя. Это объясняется главным образом повышением температурного уровня и изменением в связи с этим плотности и вязкости газа. Кроме того, здесь значительную роль

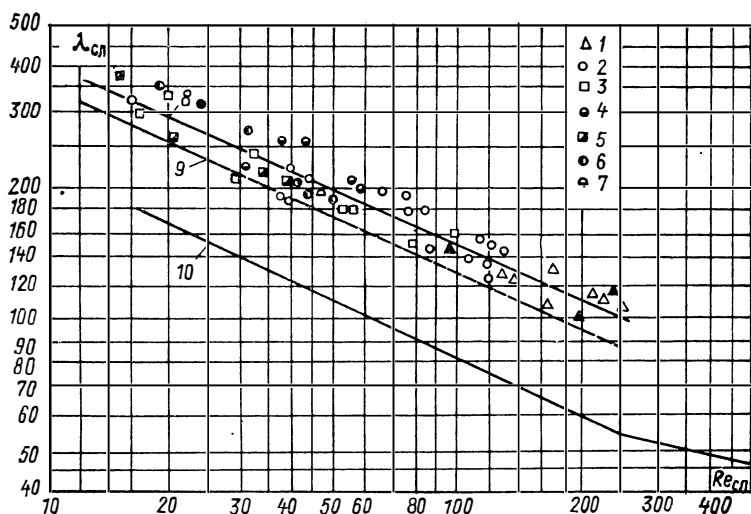


Рис. 2-26. Зависимость коэффициента сопротивления слоя растворяющегося вещества (1—9) и слоя постоянного фракционного состава (10) от числа Рейнольдса

№ точек	1	2	3	4	5	6	7
$\delta$ , мм	10—20	10—15	7—10	5—7	5—7	5—7	3—5
$H_{\text{сл}}/\delta$	5	7	10	10	15	20	10

8 — слой растворяющегося вещества,  $\lambda_{\text{сл}} = 1,77 \cdot \frac{576}{\text{Re}^{0,42}}$ ; 9 — расчетная кривая,  $\lambda_{\text{сл}} = 1,55 \cdot \frac{575}{\text{Re}^{0,42}}$ ; 10 — слой постоянного фракционного состава,  $\lambda_{\text{сл}} = \frac{575}{\text{Re}^{0,42}}$

играет изменение размеров частиц и порозности слоя вследствие выгорания. Расчеты показывают, что  $\lambda_{сл}$  горящего слоя может существенно (почти на порядок) отличаться от  $\lambda_{сл}$  холодного слоя. Выяснить отдельно влияние температурных условий и изменения фракционного состава и структуры слоя во время горячих опытов весьма трудно. Однако известны опыты по исследованию гидродинамики растворяющейся засыпки (из кусковой соли). На такой модели удалось добиться приближенного подобия процессу выгорания.

Опыты на растворяющихся засыпках показали, что за счет уменьшения размеров частиц коэффициент сопротивления меняется в 1,55—1,8 раза (рис. 2-26). Таким образом, из опытных данных следует, что главной причиной резкого роста сопротивления горящего слоя является его неизотермичность, приводящая к сильному изменению физических констант потока.

## 2-8. АЭРОДИНАМИКА КИПАЩЕГО СЛОЯ

В последние годы в энергетике и ряде технологических процессов все большее внимание уделяется разработке и освоению аппаратов с кипящим слоем. При увеличении расхода газа сквозь слой, как показано выше, его аэродинамическое сопротивление растет по квадратичному закону и при достижении определенного соотношения между суммой статического и динамического давления со стороны потока на слой и весом слоя фракционированной засыпки частицы слоя начинают терять свою устойчивость и начинается беспорядочное движение частиц над поверхностью решетки. Слой переходит из устойчивого состояния неподвижной засыпки в псевдооживленное (кипящее) состояние.

Условием потери устойчивости и перехода в псевдооживленное состояние является уравновешивание веса зерен давлением восходящего потока

$$\rho_{нас}g = - \frac{dp}{dz}, \quad (2-17)$$

где  $\rho_{нас}$  — насыпная плотность слоя.

Указанное условие справедливо для сравнительно монофракционных засыпок. При значительной полидисперсности материала, когда  $\delta_{макс}/\delta_{мин} = 10 \div 20$  и более, до начала закипания слоя отмечается интенсивное движение мелких частиц в промежутках между практически неподвижными крупными кусками. Такой режим движения обычно называют суффозией, т. е. вынос мелочи между неподвижными крупными кусками. В силу этого создание топочных устройств с кипящим слоем на обычном полифракционном топливе затруднено из-за повышенного уноса недогоревших частиц слоя топлива.

При ограничении полидисперсности топливного материала, в частности при  $\delta_{макс}/\delta_{мин} < 10$ , обычно удается предотвратить суффозию и слой вскипает практически однородно, без выдувания мелочи.

При рассмотрении аэродинамики (гидродинамики) кипящего слоя обычно выделяют два класса задач. Все явления взаимодействия потока со слоем в целом (вскипание, пределы существования кипящего слоя и т. п.) обычно относят к внешней аэродинамике (гидродинамике). Явления нестационарного движения твердой фазы, режимы ее движения и перемешивания, механизм переноса импульса и массы обычно относят к внутренней гидродинамике слоя.

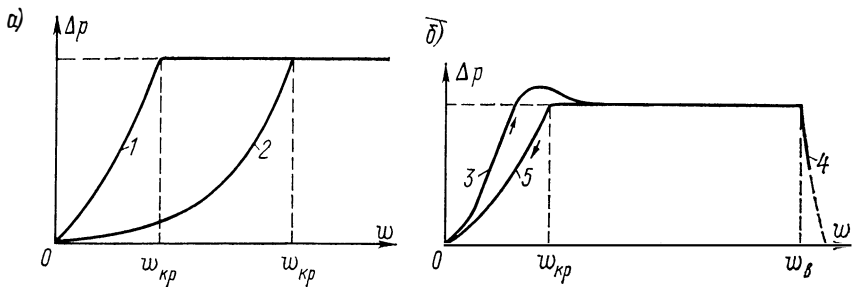


Рис. 2-27. Изменение сопротивления слоя в зависимости от скорости потока: а — при выходе на режим кипения без учета факторов, усиливающих сцепление частиц

1 — мелкие зерна; 2 — крупные зерна

б — при переходе от неподвижного слоя к закипанию (3) и дальнейшем увеличении скорости до  $\omega_{в}$  (4)

5 — обратный ход кривой от кипения к устойчивому слою

Рассмотрим главные закономерности, относящиеся к внешней аэродинамике кипящего слоя. Интегрирование уравнения (2-17) приводит нас к условию псевдооживления слоя монофракционного материала

$$H_0 \Delta p = \rho_{нас} g,$$

где  $H_0$  — начальная высота засыпки,  $\Delta p$  — потеря напора фильтрующего газа по всей высоте засыпки (за вычетом сопротивления газораспределительной решетки). Указанному перепаду давления  $\Delta p$  соответствует некоторая средняя расходная скорость  $\omega = \omega_{кр}$ , при которой начинается потеря устойчивости слоя и которую называют критической скоростью:

$$\omega_{кр} = \frac{V_{кр}}{S} = \frac{G_{кр}}{g \rho_r S},$$

где  $V_{кр}$  — критический объемный расход газа сквозь слой;  $S$  — площадь поперечного сечения слоя материала;  $G_{кр}$  — критический массовый расход газа;  $\rho_r$  — плотность газа.

После закипания слоя  $\Delta p$  перестает зависеть от расходной скорости, т. е. увеличение скорости не сопровождается ростом  $\Delta p$  (рис. 2-27). Критическая скорость зависит от крупности зерен материала. Для больших зерен характерно большее значение  $\omega_{кр}$ . Интересно, что изменение  $\Delta p = f(\omega)$  для мелких частиц близко к линейному (кривая 1), а для крупнозернистого материала до закипания отметим квадратичную зависимость (кривая 2).

Слой зернистого материала характеризуется следующими параметрами: средней порозностью  $m$ ; удельной поверхностью материала  $a = a_0(1-m)$ ;

$$\text{эквивалентным гидравлическим диаметром слоя } d_{эв} = \frac{4m}{a} = \frac{4m}{a_0(1-m)};$$

истинной скоростью потока жидкости или газа в промежутках между зернами  $\omega_r = \omega/m$ .

Следует заметить, что в реальных слоевых засыпках существуют различные факторы, усиливающие сцепление частиц в слое (влажность, статическое электричество и т. п.). Это приводит к тому, что даже в монофракционных засыпках частицы могут образовывать более крупные агрегатные объединения, что несколько сдвигает закипание засыпки и приводит на реальных зависимостях  $\Delta p = f(\omega)$  к всплеску перепада давления перед закипанием (кривая 3 на рис. 2-27). Повторные переходы слоя в устойчивое состояние или обратно в кипящее обычно сопровождаются гораздо меньшими всплесками  $\Delta p$  или вообще происходят без них.

С учетом реальных характеристик слоя условие устойчивости слоя в потоке с плотностью  $\rho_r$  можно представить в виде

$$\frac{\Delta p}{H_0} = (\rho_{\text{ч}} - \rho_r) g (1 - m_0). \quad (2-18)$$

Вводят понятие эквивалентного критерия Рейнольдса для слоя

$$\text{Re}_{\text{ЭКВ}} = \frac{\omega_r d_{\text{ЭКВ}}}{\nu} = \frac{4G}{g\mu a S}. \quad (2-19)$$

Другим обобщающим критерием является критерий Архимеда

$$\text{Ar}_{\text{ЭКВ}} = \frac{g(\rho_{\text{ч}} - \rho_r)}{\nu^2 \rho_r} \left( \frac{6}{a_0} \right)^3 \frac{m_0^3}{(1 - m_0)^2}. \quad (2-20)$$

Эти критерии были использованы для обобщения экспериментальных данных, что позволило предложить обобщающие зависимости, на основе которых можно найти  $\omega_{\text{кр}}$ . Стационарный кипящий слой существует в ограниченном интервале скоростей потока  $\omega_{\text{кр}} < \omega < \omega_{\text{в}}$ . При скоростях ниже  $\omega_{\text{кр}}$  слой находится в неподвижном состоянии, а при скоростях потока выше скорости витания происходит полный унос всех частиц и кипящий слой также перестает существовать.

На основе обобщения экспериментальных данных по аэродинамике кипящего слоя предложены расчетные зависимости для оценки предельных скоростей потока, ограничивающих область существования кипящего слоя. Так, для нахождения скорости вскипания  $\omega_{\text{кр}}$  предложена зависимость

$$\text{Re}_{\text{кр}} = \frac{0,0128 \text{Ar}}{18 + 0,59 \sqrt{0,0128 \text{Ar}}} = \frac{\omega_{\text{кр}} \delta}{\nu}, \quad (2-21)$$

где  $\delta$  — средний диаметр частиц.

Для оценки скорости витания частиц кипящего слоя с определенными  $\rho_{\text{ч}}$  и  $\delta$  можно использовать другую обобщающую зависимость:

$$\text{Re}_{\text{в}} = \frac{\text{Ar}}{18 + 0,61 \sqrt{\text{Ar}}}; \quad (2-22)$$

а в выражение  $\text{Re}_{\text{в}}$  входит в качестве определяемой величины  $\omega_{\text{в}}$ .

После перехода слоя в кипящее состояние при увеличении  $\omega$  происходит так называемое расширение кипящего слоя. Оно заключается в том, что при неизменном сопротивлении слоя растет его высота, частицы расходятся при кипении на все большие расстояния, что сопровождается увеличением порозности слоя  $m$ . В итоге скорость фильтрации потока (между зернами), равная  $\omega_r = \omega_{\text{ф}} = \omega/m$ , растет гораздо медленнее расходной скорости  $\omega$ , оставаясь в пределах существования кипящего слоя практически неизменной. Для сравнительно однородного кипящего слоя порозность при расширении слоя изменяется по закону

$$m = m_0 \left[ \frac{\text{Re} + 0,02 \text{Re}^2}{\text{Re}_{\text{кр}} + 0,02 \text{Re}_{\text{кр}}^2} \right]^{0,21}. \quad (2-23)$$

Зависимость (2-23) можно использовать для оценки порозности вблизи верхнего (по скорости потока) предела существования кипящего слоя. Это позволяет проверить пределы высоты кипящего слоя во всем диапазоне его работы:

$$H = H_0 \frac{1 - m_0}{1 - m}.$$

## 2-9. ПРИМЕРЫ

**Пример 2-1.** Рассчитать траекторию системы струй, втекающих горизонтально (под углом  $90^\circ$ ) в вертикально восходящий поток воздуха, если известно, что  $\rho_0 = \rho_c = 1,293 \text{ кг/м}^3$ ;  $\omega_0 = 40 \text{ м/с}$ , а  $\omega_c = 2 \text{ м/с}$ . Относительный шаг в системе струй одинакового диаметра  $D_3 = 0,1 \text{ м}$  составляет  $S/D_3 = 10$ . Оценить глубину проникновения системы струй.

**Решение.** Используем выражение (см. стр. 38):

$$\frac{y}{D_3} = 0,104 \frac{\rho_c \omega_c^2}{\rho_0 \omega_0^2} \left( \frac{x}{D_3} \right)^{3,25}, \quad \text{где} \quad \left( \frac{\omega_c}{\omega_0} \right)^2 = \frac{1}{400} = 0,0025;$$

или в табличной форме

$x$	$x/D_3$	$(x/D_3)^{3,25}$	$y/D_3$	$y$
0,05	0,5	0,105	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
0,1	1	1,0	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$
0,15	1,5	3,73	$9,7 \cdot 10^{-4}$	$9,7 \cdot 10^{-5}$
0,2	2,0	9,51	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
0,3	3,0	35,5	$9,2 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{-4}$
0,4	4,0	90,5	$2,35 \cdot 10^{-2}$	$2,35 \cdot 10^{-3}$
0,5	5,0	185,9	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$
0,75	7,5	698	0,18	$1,8 \cdot 10^{-2}$
1,0	10,0	1778	0,47	$4,7 \cdot 10^{-2}$
2,0	20,0	$1,6 \cdot 10^4$	4,4	0,44
3,0	30,0	$6,3 \cdot 10^4$	16,3	1,63
4,0	40,0	$16,0 \cdot 10^4$	41,8	4,18
5,0	50,0	$3,3 \cdot 10^5$	86,4	8,64

Если построить график  $y=f(x)$ , легко видеть, что глубина проникновения системы струй составляет примерно 4 м, т. е. почти 40 диаметров  $D_3$ .

**Пример 2-2.** Рассчитать скорость витания угольной частицы размерами  $1 \times 0,5 \times 0,3 \text{ мм}$  в топочной камере при температуре потока 1400 К. Плотность частицы  $1200 \text{ кг/м}^3$ .

**Решение.** По формуле (2-16) рассчитываем диаметр шара, аэродинамически подобного частице:

$$\delta_3^a = \frac{1,125}{1/1 + 1/0,5 + 1/0,3} = 0,178 \text{ мм.}$$

Плотность газового потока  $\rho_r = \rho_0 \frac{T_0}{T} = \frac{1,293 \cdot 273}{1400} = 0,252 \text{ кг/м}^3$ , а кинематическая вязкость (по таблицам)  $\nu = 220 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ . Находим критерий Кирпичева

$$Ki = \delta \sqrt[3]{\frac{4g(\rho_c - \rho_r)}{3\nu^2 \rho_r}} = 0,178 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{4 \cdot 9,81(1200 - 0,252)}{3(220 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 0,252} = 1,94.$$

Затем определяем критерий Шиллера по формуле (2-12), так как  $Ki < 8,5$ :

$$Sch = \frac{Ki^2}{24 \cdot (1 + 0,955 \cdot 10^{-3} Ki^4)^{0,375}} = \frac{3,76}{24,125} = 0,156.$$

Отсюда скорость витания

$$\omega_v = \frac{Sch}{\sqrt[3]{\frac{3\rho_0}{4g(\rho_q - \rho_0)v}}} = \frac{0,156}{\sqrt[3]{\frac{3 \cdot 0,252}{4 \cdot 9,81 \cdot 1200 \cdot 220 \cdot 10^6}}} = 0,37.$$

Определим область движения частицы:  $Re = \omega_v \delta / \nu = 0,37 \cdot 0,178 \cdot 10^{-3} / (220 \cdot 10^{-6}) = 0,3$ . Так как  $Re < 1$ , это область Стокса, т. е. область чисто вязкого течения.

**Пример 2-3.** Оценить пределы существования кипящего слоя, состоящего из кварцевых частиц шарообразной формы диаметром 1 мм и плотностью  $\rho_q = 2500 \text{ кг/м}^3$  в воздушном потоке с параметрами  $\rho_r = 1,29 \text{ кг/м}^3$  и  $\nu_r = 1,4 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ .

**Решение.** Найдем определяющий критерий:

$$Ar = \frac{g\delta^3(\rho_q - \rho_r)}{\nu_r^2 \rho_r} = \frac{9,81 \cdot 10^{-9} \cdot 2500 - 1,29}{1,96 \cdot 10^{-10} \cdot 1,29} \approx 9,7 \cdot 10^4.$$

Далее, используя зависимости (2-21) и (2-22), находим  $Re_{кр} = \omega_{кр} \delta / \nu \approx 35$  и  $Re_v \approx 490$ . На основании известного отношения  $\delta / \nu \approx 72$  легко найдутся  $\omega_{кр} \approx 0,5$  и  $\omega_v \approx 7 \text{ м/с}$ . Таким образом область существования кипящего слоя лежит в пределах  $0,5 < \omega < 7 \text{ м/с}$ .

В данной главе рекомендуется литература [1, 2, 4, 5, 11, 12, 14, 32, 35, 38, 46, 47, 48, 51, 60, 71, 72].

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ

### ДИФфуЗИЯ И МАССОБМЕН

#### 3-1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИФфуЗИИ

Как уже говорилось во введении, процесс горения проходит две стадии: подвода окислителя (и отвода продуктов сгорания) за счет молекулярной или турбулентной диффузии (смешения) и химической реакции. В зависимости от условий либо та, либо другая стадия может стать определяющей или влияние диффузионных и кинетических факторов может быть сопоставимым. Если скорость химической реакции гораздо больше скорости диффузии, то определяющей является диффузия, процесс горения протекает в диффузионной области. В противоположном случае процесс определяет кинетика (кинетическая область горения). При сопоставимом влиянии диффузии и кинетики процесс протекает в промежуточной области.

В данной главе рассматриваются закономерности молекулярной и турбулентной диффузии в газах. Равновесие и кинетика химических реакций горения рассмотрены в гл. 4 и 5.

Диффузия и другие явления переноса в газах (вязкость, теплопроводность) связаны с тепловым движением молекул. Распределение молекул по координатам и скоростям характеризуется для данного сорта молекул  $j$  в газовой смеси функ-



цией  $f_j(\tau, \mathbf{r}, \mathbf{v}_j)$ , определяющей число молекул данного сорта в момент времени  $\tau$  в единичном объеме геометрического пространства у конца радиуса-вектора  $\mathbf{r}$  и в единичном объеме пространства скоростей у конца вектора скорости  $\mathbf{v}_j$ . Эта функция называется функцией распределения. Число молекул сорта  $j$  в единице объема  $n_j(\mathbf{r}, \tau)$ , средняя скорость этих молекул  $\bar{\mathbf{v}}_j(\mathbf{r}, \tau)$ , плотность  $\rho(\mathbf{r}, \tau)$  и средняя массовая скорость движения газа  $\mathbf{w}$  выражаются через функцию распределения следующим образом:

$$\begin{aligned} n_j &= \int f_j d^3v_j; & \bar{\mathbf{v}}_j &= n_j^{-1} \int \mathbf{v}_j f_j d^3v_j; \\ \rho &= \sum_j m_j n_j; & \mathbf{w} &= \sum_j m_j n_j \bar{\mathbf{v}}_j / \rho, \end{aligned}$$

где  $m_j$ —масса молекулы сорта  $j$ . В записанных тройных интегралах  $d^3v_j = dv_{jx} dv_{jy} dv_{jz}$ , причем интегрирование по проекциям скорости  $v_{jx}, v_{jy}, v_{jz}$  на координатные оси  $x, y, z$  проводится от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Средняя массовая скорость  $\mathbf{w}$  используется в уравнениях гидродинамики. Импульс единицы объема газа оказывается таким, как если бы все молекулы двигались со скоростью  $\mathbf{w}$ .

Скорость молекулы сорта  $j$ , взятая относительно средней массовой скорости смеси  $\mathbf{w}$ , называется тепловой скоростью  $\mathbf{V}_j = \mathbf{v}_j - \mathbf{w}$ . Средняя тепловая скорость молекул данного сорта определяется соотношением

$$\bar{\mathbf{V}}_j(\mathbf{r}, \tau) = n_j^{-1} \int (\mathbf{v}_j - \mathbf{w}) f_j d^3v_j.$$

Плотность диффузионного потока (т. е. поток сквозь единичную поверхность) молекул сорта  $j$  выражается естественным образом через функцию распределения

$$\mathbf{g}_j = \int m_j f_j \mathbf{V}_j d^3\mathbf{V}_j = m_j n_j \bar{\mathbf{V}}_j. \quad (3-1)$$

Здесь интегрирование по  $\mathbf{v}_j$  заменено интегрированием по  $\mathbf{V}_j$ . Это возможно потому, что скорости  $\mathbf{V}_j$  и  $\mathbf{v}_j$  отличаются на постоянную (в данном месте и в данный момент времени) величину  $\mathbf{w}$ , а интегрирование проводится по всем значениям скорости.

Для всех компонентов смеси

$$\sum_j m_j n_j \bar{\mathbf{V}}_j = \sum_j m_j n_j (\bar{\mathbf{v}}_j - \mathbf{w}) = 0; \quad \sum_j \mathbf{g}_j = 0.$$

Скорость  $\bar{\mathbf{V}}_j$  иначе называется диффузионной скоростью молекул сорта  $j$ .

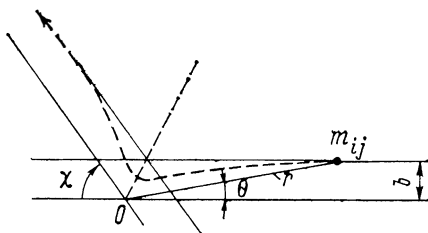
Как известно из статистической физики, функция распределения отвечает кинетическому уравнению Больцмана

$$\frac{\partial f_j}{\partial \tau} + \mathbf{v}_j \cdot \text{grad} f_j = \sum_k 2\pi \int \int (f_j' f_k' - f_j f_k) g_{jk} b db d^3v_k. \quad (3-2)$$

В правой части этого уравнения учитывается влияние на функцию распределения  $f_j$  соударений молекул разных сортов

Рис. 3-1. Столкновение двух молекул, изменение траектории в системе центра масс

$m_{ij} = m_i = m_j / (m_i + m_j)$  — приведенная масса двух сталкивающихся молекул;  $r$  — расстояние между ними;  $b$  — прицельное расстояние;  $\theta$  — полярный угол;  $\chi$  — угол отклонения (рассеяния)



(включая взаимные соударения молекул сорта  $j$ ). Приняты следующие обозначения:  $g_{jk} = |\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k|$  — относительная скорость молекул;  $b$  — прицельное расстояние, т. е. расстояние между направлением первоначального движения молекулы и параллельной линией, проходящей через центр масс сталкивающихся молекул  $O$  (рис. 3-1). По  $b$  интегрирование проводится от 0 до  $\infty$ . Значения функций распределения после соударения, обозначенные через  $f_j'$  и  $f_k'$ , зависят от потенциальной энергии взаимодействия молекул при соударении. В конечном счете эта энергия будет учитываться в формулах коэффициента диффузии (и других коэффициентов переноса).

Для равновесного состояния все производные в левой части уравнения Больцмана равны нулю. Из равенства нулю правой части этого уравнения при учете законов сохранения массы, импульса и кинетической энергии при соударениях вытекает распределение Максвелла

$$f_j^{(0)} = n_j \left( \frac{m_j}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m_j V_j^2}{2kT} \right), \quad (3-3)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура.

При этом по формуле (3-1) имеем  $g_j = 0$  (для всех  $j$ ); отсутствуют и другие явления переноса. Перенос возникает только в неравновесных смесях, когда функция распределения отличается от максвелловской\*. Эти отличия обычно небольшие, поэтому в методе Энского и Чепмена уравнение Больцмана решается в первом приближении с представлением функции распределения в виде  $f_j = f_j^{(0)} + f_j^{(1)} = \Phi_j f_j^{(0)}$ . Здесь функция первого приближения  $f_j^{(1)}$  мала по сравнению с максвелловской функцией  $f_j^{(0)}$ , а функция возмущения  $\Phi_j = 1 + f_j^{(1)}/f_j^{(0)}$  мало отличается от единицы. Подробности этого решения уравнения Больцмана и последующих выводов соотношений для плотностей потоков и коэффициентов переноса можно найти в книге Гиршфельдера и других исследователей, приводимой в списке литературы.

\* При вычислениях плотностей потоков импульса и энергии масса молекулы под интегралом в (3-1) заменяется соответственно импульсом и кинетической энергией молекулы.

В частности, для изотермической бинарной смеси идеальных (в отношении уравнения состояния) неплотных газов получается следующее выражение для плотностей диффузионных потоков\*:

$$\mathbf{g}_1 = -\frac{M_1 M_2}{M_{\text{см}}} \frac{P D_{12}}{RT} \text{grad} \frac{p_1}{P} = -\rho D_{12} \text{grad} Z_1 = -\mathbf{g}_2; \quad (3-4)$$

здесь  $P = p_1 + p_2$  — постоянное общее давление смеси;  $p_1, p_2$  — парциальные давления компонентов;  $M_1 = N_A m_1$  и  $M_2 = N_A m_2$  — их молекулярные массы;  $N_A$  — число Авогадро;

$$M_{\text{см}} = M_1 \frac{p_1}{P} + M_2 \frac{p_2}{P} = (M_1 - M_2) \frac{p_1}{P} + M_2$$

— молекулярная масса смеси;  $\rho = m_1 n_1 + m_2 n_2 = M_{\text{см}} \frac{P}{RT}$  — плотность смеси;  $R = k N_A$  — универсальная газовая постоянная;  $Z_1 = M_1 p_1 / (M_{\text{см}} P)$  — относительная массовая концентрация первого компонента (для второго компонента  $Z_2 = 1 - Z_1$ );  $D_{12} = D_{21}$  — коэффициент взаимной диффузии компонентов (бинарный коэффициент диффузии). При несильно различающихся молекулярных массах  $M_1$  и  $M_2$  сомножитель  $\frac{M_1 M_2}{M_{\text{см}}} \approx M_1$ . При переходе к системе центра объема\*\* данный сомножитель вообще исчезает и выражение для плотностей диффузионных потоков компонентов  $\mathbf{g}'_1$  и  $\mathbf{g}'_2$  [в кмоль/(м<sup>2</sup>·с)] получает вид

$$\mathbf{g}'_1 = -\frac{P D_{12}}{RT} \text{grad} \frac{p_1}{P} = -\mathbf{g}'_2. \quad (3-5)$$

Если пренебречь термодиффузией, которая будет рассмотрена в дальнейшем, то формулы (3-4) и (3-5) могут быть использованы и для расчетов диффузионных потоков в неизотермических условиях.

Формулы для плотности диффузионного потока в газах (а также для плотностей потоков импульса и энергии) могут быть получены и из элементарной кинетической теории, в которой принимается, что функция распределения в каждой точке пространства — максвелловская (равновесная). При этом предполагается, что происходит перенос массы, импульса, энергии из данной точки на расстояние порядка средней длины свободного пробега молекул  $l_M$ . Тогда, например, для диффузии могут быть получены выражения плотностей потоков компонентов, однако формулы для коэффициентов переноса ока-

\* В системе центра масс, т. е. в системе координат, перемещающейся по средней массовой скоростью смеси  $\mathbf{w}$ .

\*\* Т. е. к системе координат, перемещающейся со средней объемной скоростью  $\mathbf{w}^{об} = \sum_j n_j \mathbf{v}_j / n$ , где  $n = \sum_j n_j$ . Для бинарной смеси  $\mathbf{w}^{об} = (n_1 \mathbf{v}_1 + n_2 \mathbf{v}_2) : (n_1 + n_2)$ .

жуются справедливыми только по порядку величин. В частности, для однокомпонентного газа по элементарной кинетической теории получаются приближенные соотношения  $D \approx \frac{l\bar{V}}{3} \approx v \approx a$ ,

где  $\bar{V} = [8kT/(\pi m)]^{1/2}$  — максвелловская средняя тепловая скорость молекул;  $m$  — масса молекулы;  $D$ ,  $v$  и  $a$  — коэффициент самодиффузии (молекул данного газа), кинематическая вязкость и температуропроводность. Для бинарной смеси газов по рассматриваемой теории коэффициент диффузии  $D_{12}$  оказывается сильно зависящим от содержания компонентов в смеси, что не соответствует опыту. Формулы, обеспечивающие необходимую точность расчетов коэффициента диффузии и других коэффициентов переноса, получаются только в строгой кинетической теории типа теории Энскога и Чепмена. Подобные формулы приводятся в следующем параграфе.

### 3.2. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФфуЗИИ И ДРУГИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА

Теория Энскога и Чепмена приводит в первом приближении расчетов (внутри общего первого приближения решения уравнения Больцмана)\* к следующей формуле бинарного коэффициента диффузии (в м<sup>2</sup>/с):

$$D_{12} = \frac{2,66 \cdot 10^{-2}}{P \sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{(1,1)*}} \sqrt{\frac{T^3 (M_1 + M_2)}{2M_1 M_2}}, \quad (3-6)$$

где  $\sigma_{12}$  — средний диаметр молекул первого и второго компонентов, Å;  $P$  — как и ранее, общее давление, Па;  $\Omega_{12}^{(1,1)*}$  — приведенный интеграл столкновений, учитывающий отличие взаимодействия молекул от взаимодействия в простейшей модели твердых шаров (для модели твердых шаров  $\Omega_{12}^{(1,1)*} \equiv 1$ ).

Средний диаметр  $\sigma_{12}$  определяется как среднее арифметическое диаметров молекул  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  первого и второго компонента:

$$\sigma_{12} = (\sigma_1 + \sigma_2)/2. \quad (3-7)$$

Приведенный интеграл столкновений  $\Omega_{12}^{(1,1)*}$  является функцией приведенной температуры  $T^* = kT/\varepsilon_{12}$ , где  $\varepsilon_{12}$  — глубина потенциальной ямы в энергии взаимодействия молекул

\* Т. е. в первом приближении расчетов в разложении коэффициентов, определяющих функцию распределения, по полиномам Сонина  $S_m^{(n)}(x) = \sum_k \frac{(-1)^k (m+n)!}{(m+k)! (m-k)! k!} x^k$ . Первые два полинома Сонина имеют значения

$S_m^{(0)}(x) = 1, S_m^{(1)}(x) = m+1-x$ . В рассматриваемом приближении в расчетах диффузии и вязкости сохраняется один член разложения, а в расчетах теплопроводности и термодиффузии — два члена.

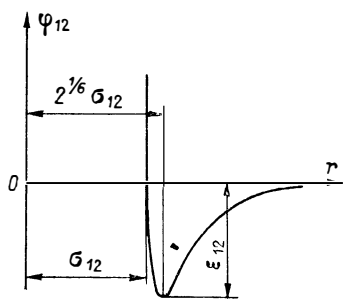


Рис. 3-2. Потенциальная энергия взаимодействия в зависимости от расстояния между молекулами (функция Леннарда-Джонса)

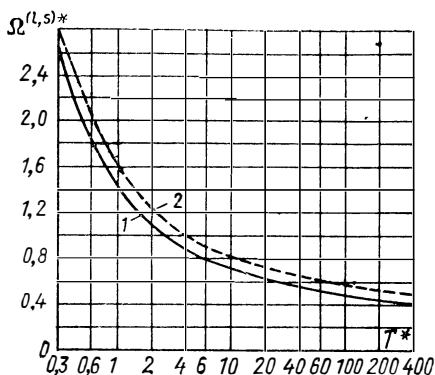


Рис. 3-3. Зависимость  $\Omega^{(l,s)*}$  от  $T^*$  (для потенциала Леннарда-Джонса)  
1 —  $\Omega^{(1,1)*}(T^*)$ ; 2 —  $\Omega^{(2,2)*}(T^*)$

$\varphi_{12}$  в зависимости от расстояния между ними  $r$  (рис. 3-2). Для неполярных молекул ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $CO$  и др.) потенциальную энергию взаимодействия можно аппроксимировать функцией Леннарда-Джонса:

$$\varphi_{12}(r) = 4\epsilon_{12} \left[ \left( \frac{\sigma_{12}}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma_{12}}{r} \right)^6 \right]. \quad (3-8)$$

При  $r = \sigma_{12}$   $\varphi_{12}(r) = 0$ . При  $r = 2^{1/6}\sigma_{12} = 1,12\sigma_{12}$  потенциальная энергия достигает минимального значения  $\epsilon_{12}$  (рис. 3-2). Сила взаимодействия молекул  $f_{12} = -\frac{\partial\varphi_{12}}{\partial r}$ , причем отталкиванию соответствует знак плюс, а притяжению — знак минус. При  $r > 2^{1/6}\sigma_{12}$   $f_{12} < 0$ , молекулы притягиваются. Потенциальная энергия притяжения на больших расстояниях пропорциональна  $1/r^6$ . При  $r < 2^{1/6}\sigma_{12}$   $f_{12} > 0$ , молекулы отталкиваются. Потенциальная энергия отталкивания в функции Леннарда-Джонса пропорциональна  $1/r^{12}$ . В действительности зависимость должна быть близка к экспоненциальной, однако принятое приближение мало сказывается на расчетах коэффициентов переноса. При  $r = 2^{1/6}\sigma_{12}$  силы притяжения и отталкивания уравновешивают друг друга, суммарная сила  $f_{12}$  равна нулю.

Для полярных молекул ( $H_2O$  и др.)<sup>\*</sup> нужно еще учесть электростатическое взаимодействие диполей; при этом потен-

<sup>\*</sup> Молекула водяного пара  $H_2O$  сильно полярна, молекула окиси углерода  $CO$  обладает слабой полярностью. В расчетах диффузии полярностью молекулы  $CO$  можно пренебречь, поэтому выше данная молекула отнесена к неполярным.

циальная функция получается более сложной. Однако для приближенных расчетов коэффициента диффузии и в этом случае можно использовать потенциал Леннарда-Джонса.

Приведенный интеграл столкновений  $\Omega_{12}^{(1,1)*}$  и аналогичные интегралы для других коэффициентов переноса (вязкости, теплопроводности) вычислены для нескольких потенциальных функций, в том числе и для функции Леннарда-Джонса. В литературе приводятся таблицы интегралов столкновений. На рис. 3-3 дается график зависимости интеграла для вычисления диффузии  $\Omega^{(1,1)*}$  от  $T^* = kT/\varepsilon_{12}$  при использовании функции Леннарда-Джонса. Из формулы (3-6) с учетом зависимости  $\Omega_{12}^{(1,1)*}(T_{12}^*)$  видно, что коэффициент диффузии пропорционален температуре в степени более высокой, чем 3/2 (в особенности при низких температурах). Только при высоких температурах рассматриваемая степень приближается к 3/2.

Значение  $\sigma_{12}$  для бинарных смесей определяется комбинационным правилом (3-7), а  $\varepsilon_{12}$  — правилом среднего геометрического:

$$\varepsilon_{12} = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}. \quad (3-9)$$

Величины  $\sigma$  и  $\varepsilon$  для большинства распространенных газов известны. Эти величины найдены из данных о вязкости газов, так как они входят в теоретическую формулу для вязкости, полученную в теории Энскога и Чепмена. В первом приближении динамическая вязкость [в кг/(м·с)]

$$\mu \equiv \rho \nu = 2,67 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{MT}}{\sigma^2 \Omega^{(2,2)*}}, \quad (3-10)$$

где  $\rho$  — плотность; величина  $\sigma$  подставляется в эту формулу в ангстремах. Приведенный интеграл столкновений  $\Omega^{(2,2)*} \equiv 1$  в модели твердых шаров. Значения  $\Omega^{(2,2)*}$  в функции  $T^* = kT/\varepsilon$  при использовании функции Леннарда-Джонса представлены на рис. 3-3. Величины  $\sigma$  и  $\varepsilon/k$  для некоторых газов имеют следующие значения (по результатам измерения вязкости в диапазоне температуры 300—1000 К):

Газ	H <sub>2</sub>	Воздух	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>
$\sigma, \text{Å}$	2,92	3,67	3,75	3,54	3,71	3,90	3,80
$\varepsilon/k, \text{K}$	38,0	84,0	79,8	88,0	88,0	213	144

Параметр  $\varepsilon$  возрастает с ростом критической температуры; параметр  $\sigma$  увеличивается при повышении критического объема. Кинетическая теория позволяет вычислить и теплопроводность газа. В первом приближении теории Энскога и Чепмена теплопроводность  $\lambda$  [Вт/(м·К)] определяется формулой

$$\lambda = 8,32 \cdot 10^{-2} \frac{\sqrt{T/M}}{\sigma^2 \Omega^{(2,2)*}}. \quad (3-11)$$

Формулы первого приближения теории Энскага и Чепмена для коэффициента диффузии (3-6), вязкости (3-10) и теплопроводности (3-11) дают достаточную для практики точность. Второе и высшее приближения приводят к небольшим отличиям. В частности, в этих приближениях коэффициент диффузии  $D_{12}$  начинает слабо зависеть (в пределах нескольких процентов его величины) от содержания компонентов в смеси. Опыт подтверждает именно такую слабую зависимость. Вообще расчет  $D_{12}$  по формуле (3-6) дает значения, отличающиеся от опытных не более чем на 5—7 %.

Формула теплопроводности (3-11) справедлива только для одноатомного газа. Для многоатомных молекул нужно еще учесть внутренние вращательные и колебательные степени свободы, для чего в правую часть формулы (3-11) вводится поправочный множитель (поправка Эйкана)  $K = 4c_v / (15R) + 3/5$ , где  $c_v$  — молярная теплоемкость газа (для одноатомного газа  $c_v = 3R/2$  и  $K = 1$ ). При невысоких температурах поправочный множитель  $K$  для сложных молекул может оказаться завышенным из-за запаздывания в возбуждении внутренних (в особенности колебательных) степеней свободы. На диффузию и вязкость внутренние степени свободы молекул практически не влияют.

Кроме теоретических формул для коэффициента диффузии и других коэффициентов переноса имеется целый ряд полуэмпирических формул. Такие формулы удобны для приведения коэффициента диффузии от одной температуры к другой. Достаточно простой и вместе с тем обеспечивающей приемлемую для практических целей точность является формула Сезерленда в модификации Н. Д. Косова

$$D_{12} = D_{012} \frac{P_0}{P} \left[ \frac{(C_1 + T_0)(C_2 + T_0)}{(C_1 + T)(C_2 + T)} \right]^{1/2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{5/2}, \quad (3-12)$$

где  $D_{012}$  — коэффициент диффузии при давлении  $P_0$  и температуре  $T_0$ ;  $C_1$  и  $C_2$  — коэффициенты Сезерленда\* для составляющих смеси, К.

Коэффициент Сезерленда  $C, K$ , для различных газов принимает следующие значения:

Воздух . . . . .	115	Оксид углерода . . . . .	102
Азот . . . . .	107	Водород . . . . .	83 (74)
Кислород . . . . .	138	Метан . . . . .	198
Углекислый газ . . . . .	255	Водяной пар . . . . .	670 (650)

\* Для расчета кинематической вязкости  $\nu$  Сезерлендом была предложена формула  $\nu = \nu_0 \frac{P_0}{P} \frac{C + T_0}{C + T} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{5/2}$ ; аналогичная формула была предложена им для расчета коэффициента диффузии.

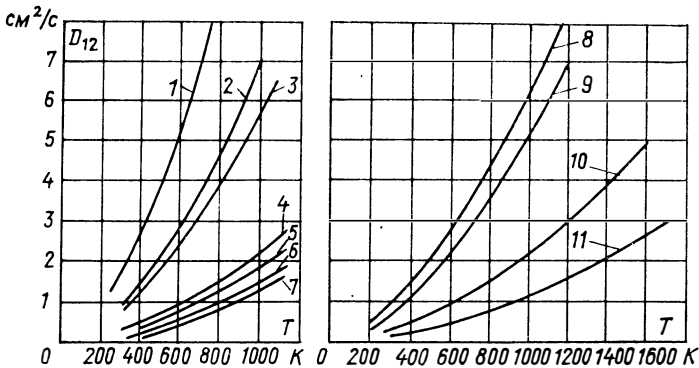


Рис. 3-4. Опытные значения коэффициента взаимной диффузии для газов при атмосферном давлении (по Д. А. Франк-Каменецкому)  
 $H-H_2$  (1);  $H_2-O_2$  (2);  $He-H_2$  (3);  $H_2O-O_2$  (4);  $CH_4-O_2$  (5);  $CO_2-N_2$  (6);  $CO_2-O_2$  (7);  $H_2-N_2$  (8);  $H_2-CO_2$  (9);  $H_2O$  — воздух (10);  $CO_2$  — воздух (11)

Часто для расчета коэффициента диффузии используется более простая степенная формула

$$D_{12} = D_{012} \left( \frac{T}{T_0} \right)^n \frac{P_0}{P}.$$

Как можно видеть из сравнения с формулой (3-12), показатель степени  $n$  может меняться от 2,5 (низкие температуры,  $T \ll C$ ) до 1,5 (высокие температуры,  $T \gg C$ ). Из теоретической формулы (3-6) также следует, что при высоких температурах показатель будет приближаться к 1,5. Однако в широком температурном диапазоне, отвечающем условиям практики, показатель  $n$  более высок и меняется слабо. Поэтому при расчетах в последней степенной формуле часто берут  $n=1,75$  (что обычно отвечает среднему интервалу температуры при горении) или иногда для простоты расчетов принимают  $n=2$ . На рис. 3-4 приводятся опытные значения коэффициента взаимной диффузии для некоторых пар газов при различных температурах, обобщенные Д. А. Франк-Каменецким.

Приводим коэффициенты взаимной диффузии  $D_{012}$ ,  $cm^2/c$  для некоторых пар газов при нормальных условиях ( $P_0 = = 1,01 \cdot 10^5 Pa = 760 mm \text{ рт. ст.}, T_0 = 273 K$ ):

Водород — кислород . . . . .	0,67—0,71
Водород — азот . . . . .	0,674—0,733
Водород — углекислый газ . . . . .	0,539—0,550
Водород — окись углерода . . . . .	0,537—0,651
Водород — метан . . . . .	0,63
Водород — водяной пар . . . . .	0,752
Водород — воздух . . . . .	0,592—0,634
Кислород — азот . . . . .	0,181—0,187
Кислород — окись углерода . . . . .	0,185
Кислород — воздух . . . . .	0,178



Кислород — углекислый газ . . . . .	0,139
Углекислый газ — окись углерода . . .	0,137
Углекислый газ — метан . . . . .	0,153
Углекислый газ — воздух . . . . .	0,138
Углекислый газ — азот . . . . .	0,15
Водяной пар — воздух . . . . .	0,22
Окись углерода — азот . . . . .	0,192

Зависимости для диффузии в многокомпонентной смеси сложнее. Приближенно (при малом различии в молекулярной массе) диффузионный поток компонента 1 в многокомпонентной смеси можно определить, используя выражение (3-4) или (3-5). Теперь, однако, коэффициент диффузии  $D_{12}$  следует заменить коэффициентом диффузии рассматриваемого компонента в многокомпонентной смеси. Приближенно коэффициент  $D_{1n}$  можно определить из соотношения

$$D_{1n} = \frac{1 - x_1}{\frac{x_2}{D_{12}} + \frac{x_3}{D_{13}} + \frac{x_4}{D_{14}} + \dots}, \quad (3-13)$$

где  $x_1 = p_1/P$ ,  $x_2 = p_2/P$ ,  $x_3 = p_3/P$  и т. д. — молярные доли компонентов в смеси;  $D_{12}$ ,  $D_{13}$ ,  $D_{14}$  и т. д. — коэффициенты диффузии компонента 1 в смеси с компонентом 2, в смеси с компонентом 3 и т. д.

### 3-3. НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ДИФфуЗИЯ

Пусть температура газовой смеси в разных местах различна. Это приводит к различию локальных тепловых скоростей молекул того или иного сорта и вызывает их дополнительные диффузионные потоки, пропорциональные градиенту температуры. По выводам кинетической теории Энскогога и Чепмена выражение (3-4) для диффузионных потоков в бинарной смеси заменяется тогда выражением

$$\mathbf{g}_1 = - \frac{M_1 M_2}{M_{см}} \frac{P D_{12}}{RT} \left( \text{grad} \frac{p_1}{P} + \frac{k_T}{T} \text{grad} T \right) = -\mathbf{g}_2, \quad (3-14)$$

где  $k_T$  — термодиффузионное отношение.

Теперь в неизотермических условиях диффузионный поток зависит не только от градиента относительной концентрации  $p_1/P = n_1/n$  (концентрационная диффузия), но и от градиента температуры (термодиффузия). Величина  $k_T$  характеризует отношение коэффициентов термодиффузии и концентрационной диффузии. Соотношения для расчета  $k_T$  получаются в кинетической теории Энскогога и Чепмена, однако они сложны для вычисления, которое, к тому же, даже в первом приближении (в отличие от вычислений  $D_{12}$ ,  $\mu$  и  $\lambda$ ) не обеспечивает достаточной точности.

Не останавливаясь на аналитических выражениях, вытекающих из теории Энскога и Чепмена, отметим только, что величина  $k_T$  зависит от содержания компонентов в смеси. Величина  $k_T$ , в случае чистого компонента 1 равная нулю, увеличивается при повышении содержания компонента 2. При этом  $k_T$  проходит через максимум и в случае чистого компонента 2 вновь достигает нуля. Величина  $k_T$  тем больше, чем сильнее разнятся массы компонентов и размеры их молекул. При не очень низких температурах  $T_{12}^* = kT/\epsilon_{12} > 0,9$  величина  $k_T$  оказывается положительной, если индексом 1 пометить более тяжелый компонент (а при равных молекулярных массах компонент с большим размером молекул). Как следует из соотношения (3-14), термодиффузионный поток компонента 1 будет направлен против градиента температуры, т. е. в сторону понижения температуры. Термодиффузионный поток компонента 2 будет направлен в противоположную сторону.

Нужно заметить, что термодиффузия есть, вообще говоря, явление второго порядка, значения  $k_T$  обычно невелики и при не слишком больших значениях  $\frac{1}{T} \frac{dT}{dx}$  термодиффузией можно пренебречь. Опытные значения  $k_T$  для некоторых смесей при равном содержании компонентов в смеси даются в табл. 3-1. Здесь значения  $k_T$  не очень сильно отличаются от максимального для данной смеси. Для условий горения при  $k_T$  порядка сотых термодиффузией заведомо можно пренебречь. При горении термодиффузия может иметь некоторое значение лишь для смесей с водородом. (Соответствующие оценки даются в примере 3-3.) Но и в этом случае для простоты расчетов (не требующих точности) термодиффузией можно пренебречь.

Если для неизотермических условий пренебречь термодиффузией, то из соотношения (3-14) вытекает соотношение (3-4). При неизотермических условиях температура не входит под знак дифференциала и диффузионный поток пропорционален  $\partial p_1/\partial x$ , а не  $\partial C_1/\partial x$ , где  $C_1 = \frac{p_1}{RT}$  — молярная концентрация.

Надо заметить, что в газовых смесях может быть еще бародиффузия, если общее давление в смеси переменено из-за действия каких-либо сил (например, центробежных).

Таблица 3-1

Опытные значения  
термодиффузионного отношения  
для газовых смесей  
(при равном содержании компонентов)

Смесь	$M_1/M_2$	Температурный интервал, К	$k_T$
CO <sub>2</sub> —N <sub>2</sub>	1,57	288—400	0,012
O <sub>2</sub> —N <sub>2</sub>	1,14	293	0,0045
N <sub>2</sub> —H <sub>2</sub>	13,9	288—456	0,078
O <sub>2</sub> —H <sub>2</sub>	15,9	До 294	0,048
CO <sub>2</sub> —H <sub>2</sub>	21,8	288—456	0,071

### 3-4. СТЕФАНОВСКИЙ ПОТОК

Соотношения для диффузионных потоков усложняются, если в системе протекают физические или химические процессы с изменением объема в газовой фазе. Появляется дополнительный молярный поток — стефановский (впервые введенный Стефаном при рассмотрении диффузионного испарения жидкости в газовую среду).

Пусть изменения объема в газовой фазе происходят за счет гетерогенных процессов: испарения с поверхности жидкости, конденсации на поверхности, гетерогенного горения. Тогда диффузионные потоки в газовой среде должны быть согласованы с условиями на поверхности. При испарении, например, у поверхности непрерывно появляются новые объемы в газовой фазе (новые объемы пара), а при конденсации происходит обратный процесс. При химической реакции на поверхности потоки исходных веществ (к поверхности) и потоки продуктов реакции (от поверхности) связаны стехиометрией реакции. Вдобавок во всех упомянутых случаях инертные (не участвующие в процессе) компоненты не должны перемещаться в направлении, нормальном к поверхности, на которой протекает процесс. В этом направлении общее давление  $P$  сохраняется неизменным. Оно может меняться только за счет аэродинамических сопротивлений (вязких и инерционных сил). Эти сопротивления при возникновении стефановского потока обычно пренебрежимо малы и не могут привести к сколько-нибудь заметному изменению общего давления.

Полный, выраженный в числах молей диффузионный поток какого-либо компонента с учетом возникающего стефановского потока запишется так:  $g_i = g_{iD} + \frac{\omega_c p_i}{RT}$ , где  $g_{iD}$  — собственно диффузионный поток, связанный с градиентом парциального давления;  $\omega_c$  — скорость стефановского потока;  $p_i/(RT)$  — молярная концентрация рассматриваемого компонента.

Уже говорилось, что потоки инертных компонентов (с учетом стефановского потока) должны быть равны нулю, а соотношение между потоками компонентов, участвующих в реакции, должно удовлетворять стехиометрии реакции. Из этих условий могут быть найдены направление и скорость стефановского потока. Перенос со стефановским потоком всех компонентов направлен в одну сторону и для  $i$ -го компонента равен  $\omega_c p_i/(RT)$ . Производя выкладки, нужно учитывать взаимосвязь между парциальными давлениями компонентов. Для идеального газа сумма парциальных давлений компонентов равна общему давлению. В примерах 3-4 и 3-5 выводятся конкретные соотношения для диффузионных потоков с учетом стефановского потока при испарении или конденсации и при гетерогенных реакциях на поверхности углерода.

Необходимо подчеркнуть, что условие равенства нулю век-

торной суммы молярных диффузионных потоков (в системе центра объема) или массовых (в системе центра масс) относится только к собственно диффузионным потокам. Стефановский поток вызывает перемещение всей среды, причем вследствие этого перемещения компенсируются диффузионные потоки инертных компонентов.

При горении газов (паров) стефановский поток также возникает, если протекают процессы с изменением объема газовой фазы, например, в зоне горения.

### 3-5. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДИФFUЗИИ

Дифференциальное уравнение диффузии, описывающее распределение парциальных давлений (концентраций) при диффузии, получается из баланса диффузионных потоков для дифференциального элемента объема\*. Вывод аналогичен выводу дифференциального уравнения теплопроводности. Если пренебречь термодиффузией и воспользоваться для бинарной смеси выражением (3-4), приняв для простоты  $M_1 M_2 / M_{cm} = M_1$  (что допустимо при небольшом различии  $M_1$  и  $M_2$ ), то для стационарных условий при  $P = \text{const}$  получим

$$\frac{\partial \omega_x C_1}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y C_1}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z C_1}{\partial z} = \text{div} \left( \frac{D_{12}}{RT} \text{grad } p_1 \right),$$

где  $C_1 = p_1 / (RT)$  — молярная концентрация рассматриваемого компонента;  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  — проекции скорости движения (средней массовой скорости) газа на координатные оси  $x, y, z$ .

В любом случае

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_x C_1}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y C_1}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z C_1}{\partial z} &= \rho \omega_x \frac{\partial (C_1 / \rho)}{\partial x} + \\ &+ \rho \omega_y \frac{\partial (C_1 / \rho)}{\partial y} + \rho \omega_z \frac{\partial (C_1 / \rho)}{\partial z} \end{aligned}$$

в соответствии с уравнением неразрывности

$$\frac{\partial (\rho \omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \omega_z)}{\partial z} = 0;$$

здесь  $\rho$  — молярная плотность среды, так как  $C_1$  — молярная концентрация (аналогичные результаты получаются и при введении массовой концентрации и массовой плотности).

---

\* Дифференциальное уравнение диффузии для газов, как и дифференциальные уравнения теплопроводности, движения газа и неразрывности среды, можно получить непосредственно из уравнения Больцмана с учетом законов сохранения массы, энергии и импульса при столкновениях молекул.

В рассматриваемом случае идеального газа  $\frac{C_1}{\rho} = \frac{p_1}{RT} \frac{RT}{P} =$   
 $= \frac{p_1}{P}$ . Поэтому получаем

$$\frac{1}{RT} \left( \omega_x \frac{\partial p_1}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial p_1}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial p_1}{\partial z} \right) = \text{div} \left( \frac{D_{12}}{RT} \text{grad } p_1 \right).$$

В данном случае (идеальный газ) это соотношение можно сразу получить из исходного, если учесть, что для идеального газа  $\omega/T = \text{const}$  при изменении температуры.

Если  $D_{12}/T$  можно вынести из-под знака дифференциала (при небольшом изменении температуры или при введении среднего значения  $D_{12}/T$ ), то получим

$$\omega_x \frac{\partial p_1}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial p_1}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial p_1}{\partial z} = D_{12} \left( \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} \right). \quad (3-15)$$

Для нестационарных \*условий в левую часть уравнения (3-15) следует подставлять полную производную от  $p_1$  по времени  $\tau$ :

$$\begin{aligned} \frac{dp_1}{d\tau} &= \frac{\partial p_1}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial p_1}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial p_1}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial p_1}{\partial z} = \\ &= D_{12} \left( \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (3-16)$$

Соотношения, аналогичные приведенным, можно записать и для второго компонента бинарной смеси (или для компонентов более сложной многокомпонентной смеси).

Нужно заметить, что, вообще говоря, тепловой поток в газе не только зависит от градиента температуры (закон Фурье)

$$\mathbf{q} = -\lambda \text{grad } T, \quad (3-17)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность, но связан и с диффузионными потоками. Дело в том, что диффузионными потоками (потоками концентрационной диффузии и термодиффузии) переносится теплота (энтальпия — в условиях постоянного давления). Переносимый тепловой поток равен диффузионному потоку, умноженному на теплоемкость и разность температур. В расчетах испарения и горения капель такой тепловой поток учитывается (см. гл. 11)\*. Кроме того, в газовой смеси существует еще обычно небольшой тепловой поток, вызываемый градиентами концентраций компонентов (диффузионная теплопроводность так же, как и термодиффузия, является перекрестным эффектом). Часто на практике достаточно использовать соотношение

\* При этом существен перенос тепла с потоком пара, т. е. расход тепла на перегрев пара. При конденсации, напротив, нужно учитывать выделение тепла при охлаждении пара.

(3-17). Из этого соотношения получается дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\rho c_p \frac{dT}{d\tau} \equiv \rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \text{div} (\lambda \text{grad } T), \quad (3-18)$$

где  $\rho$  — массовая плотность среды;  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $\rho c_p$  — теплоемкость единицы объема.

При постоянной теплопроводности

$$\begin{aligned} \frac{dT}{d\tau} &\equiv \frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} = \\ &= a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (3-19)$$

где  $a = \lambda / (\rho c_p)$  — как и ранее, температуропроводность.

Для газов теплопроводность  $\lambda$  примерно так же зависит от температуры, как и отношение  $D_{12}/T$ . Теплопроводность зависит еще от состава смеси. Значения теплопроводности определяются из опытов; подобно коэффициенту диффузии, она, как уже разбиралось, может определяться для газов на основе кинетической теории.

При наличии в газах распределенных источников или стоков вещества и теплоты уравнения диффузии и теплопроводности записываются так:

$$\frac{dC_1}{d\tau} = \text{div} \left( \frac{D_{12}}{RT} \text{grad } p_1 \right) + W_1;$$

$$\frac{dC_2}{d\tau} = \text{div} \left( \frac{D_{12}}{RT} \text{grad } p_2 \right) + W_2;$$

$$\rho c_p \frac{dT}{d\tau} = \text{div} (\lambda \text{grad } T) + Q,$$

где  $W_1$  и  $W_2$  — интенсивности источников или стоков компонентов 1 и 2;  $Q$  — интенсивность теплового источника или стока.

Движение среды в целом, влияющее на перенос вещества и теплоты (конвективные члены в полных производных  $\frac{dC_1}{d\tau}$ ;  $\frac{dC_2}{d\tau}$ ;  $\frac{dT}{d\tau}$ ), описывается уравнениями гидродинамики\*.

Если для газа пренебречь силой тяжести и сжимаемостью, за счет движения (скорости много меньше скорости звука),

\* Заметим, что при отсутствии вынужденного движения среды, но при наличии стефановского потока конвективный член в дифференциальном уравнении диффузии отвечает стефановскому потоку.

а также считать постоянной вязкость, то уравнение движения — уравнение Навье—Стокса — можно записать в виде

$$\frac{dw}{d\tau} \equiv \frac{\partial w}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial w}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial w}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } P + \nu \nabla^2 w, \quad (3-20)$$

где  $P$  — общее давление;  $\rho$ ,  $\nu = \mu/\rho$  и  $\mu$  — как и прежде, плотность, кинематическая и динамическая вязкость. Вязкость  $\nu$  (или  $\mu$ ) для газов находится экспериментально, а также может быть вычислена, как это ясно из предыдущего, на основе кинетической теории. Естественно, что размерность  $a$  и  $\nu$  одинакова (и совпадает с размерностью коэффициента диффузии).

Для учета влияния свободной конвекции в газе (или жидкости) в уравнение движения (3-20) следует включить еще и член  $g\rho\beta\Delta T/\rho$  со знаком плюс в правой части, где  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\beta$  — коэффициент объемного расширения среды;  $\Delta T$  — определяющая разность температур. Рассматриваемый член выражает подъемную силу (в расчете на единицу массы среды), возникающую из-за теплового расширения с ростом температуры\*.

К уравнению движения среды необходимо добавить уравнение неразрывности. Уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \text{div}(\rho w) = 0$$

при отсутствии массовых источников или стоков (ранее, на стр. 83 приведен частный вид этого уравнения для стационарных процессов). Когда в среде действуют массовые источники или стоки, уравнение неразрывности перепишется так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \text{div}(\rho w) = W,$$

где  $W$  — суммарная (по всем компонентам смеси) интенсивность источников или стоков.

### 3-6. ДИФFUЗИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В турбулентном потоке диффузия (поперек потока), так же как теплопередача и внутреннее трение, связана с турбулентным переносом и смешением конечных макроскопических масс газа и жидкости — турбулентных молей. Размеры этих молей и пути их перемещения до смешения разнообразны, имеется спектр значений этих величин. Движение молей носит пульса-

\* Плотность может меняться не только за счет изменения температуры, но и за счет изменения состава, что также влияет на свободную конвекцию.

сионный характер, скорости их перемещения — это скорости пульсаций поперек потока.

Турбулентные возмущающие пульсации, накладывающиеся на основной поток, вызываются взаимодействием потока со стенками канала (или с помещенными в поток посторонними телами), а также какими-либо физическими или химическими процессами: горением, взрывами и т. п. При низких числах Рейнольдса наблюдаются пульсации крупных масштабов, турбулентные скорости существенно меняются только на больших расстояниях. Под масштабом пульсаций как раз и понимается порядок длины, на которой происходит существенное изменение скорости. Частоты крупномасштабных пульсаций низкие. С повышением числа Рейнольдса наряду с крупномасштабными появляются и высокочастотные мелкомасштабные пульсации. Масштаб крупномасштабных пульсаций имеет порядок определяющих размеров системы: диаметра или ширины канала, характерного размера обтекаемого потоком тела (для области вблизи него), расстояния до этого тела (в удалении от него), ширины свободной струи и т. п. Крупномасштабные пульсации определяют процессы турбулентного смешения: внутреннее трение, диффузию и теплопередачу. Мелкомасштабные пульсации осуществляют вязкую диссипацию. Энергия от крупномасштабных пульсаций передается мелкомасштабным пульсациям и диссипируется ими.

Пользуясь соображениями размерности и аналогией с процессами молекулярного переноса, вводят коэффициент турбулентного переноса  $A_T$ , который характеризует внутреннее трение, диффузию и теплопередачу в турбулентном потоке. Упомянутая аналогия с процессами молекулярного переноса действительно имеется. Пространственный масштаб турбулентности  $l$  (средний для крупномасштабных пульсаций), который можно понимать и как длину турбулентного перемещения моля до смешения, является в определенной мере аналогом средней длины свободного пробега молекул. Аналогом средней скорости молекул можно считать среднеквадратическую пульсационную скорость  $\overline{w'} = \sqrt{\overline{w'^2}}$ . Конечно, данная аналогия является весьма ограниченной, статистическая природа величин молекулярного и турбулентного переноса различна. Однако отмеченного сходства уже оказывается достаточно для построения масштабной характеристики коэффициента турбулентного переноса. По аналогии с приведенным на стр. 75 соотношением для молекулярных коэффициентов переноса, вытекающим из элементарной кинетической теории, и просто из соображений размерности можем записать

$$A_T = l\overline{w'}. \quad (3-21)$$

Коэффициент  $A_T$  является одновременно и коэффициентом турбулентной диффузии  $D_T$ , температуропроводностью  $a_T$  и ки-



нематической вязкостью  $\nu_T$ . Данный коэффициент не зависит от физических свойств жидкости или газа и целиком определяется характеристиками турбулентности. Коэффициент  $A_T$  позволяет записать турбулентную теплопроводность  $\lambda_T$  и динамическую вязкость  $\mu_T$  в виде

$$\lambda_T = \rho c_p A_T = \rho c_p l \bar{\omega}'; \quad \mu_T = \rho A_T = \rho l \bar{\omega}'.$$

Среднюю пульсационную скорость можно связать с масштабом турбулентности и с производной скорости потока  $\omega$  по поперечной координате  $y$ :

$$\bar{\omega}' = l \frac{d\omega}{dy}.$$

Подставляя это значение  $\bar{\omega}'$  в выражение (3-21), получаем формулу Прандтля:

$$A_T \equiv D_T \equiv a_T \equiv \nu_T = l^2 \frac{d\omega}{dy}. \quad (3-22)$$

Как уже говорилось, масштаб турбулентности  $l$  имеет порядок характерных размеров канала (диаметр, ширина) или характерного размера обтекаемого тела. В удалении от тела, в аэродинамическом следе, масштаб турбулентности пропорционален расстоянию до тела, а для свободной струи масштаб турбулентности пропорционален ширине струи (значения коэффициента пропорциональности — коэффициента структуры струи — для этого случая приводились в гл. 2). Более строго масштаб турбулентности для течения в канале может быть определен формулой Кармана

$$l = \kappa \frac{|d\omega/dy|}{|d^2\omega/dy^2|},$$

где коэффициент пропорциональности  $\kappa$  для условий течения в трубах равен приблизительно 0,4.

Соотношение (3-22) позволяет оценить коэффициенты переноса в турбулентном потоке. Для расчетов переноса можно использовать выражения, относящиеся к молекулярным процессам и приведенные в предыдущих параграфах (выражения для тепловых и диффузионных потоков, дифференциальные уравнения диффузии, теплопроводности, движения). При этом соответствующие молекулярные коэффициенты  $D$ ,  $a$  и  $\nu$  заменяются турбулентными коэффициентами  $D_T$ ,  $a_T$  и  $\nu_T$ . При сопоставимом влиянии турбулентного и молекулярного переноса вводят суммарные коэффициенты.

### 3-7. АНАЛОГИЯ МЕЖДУ ДИФFUЗИЕЙ И ТЕПЛООБМЕНОМ. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

При гетерогенных реакциях горения или процессах испарения молекулярная диффузия и теплопроводность осуществляются только внутри сравнительно тонкого пограничного слоя у поверхности, так как внешний поток является по большей

части турбулентным. Тем не менее в этом случае именно процессы переноса в пограничном слое являются решающими для процесса горения или испарения. Интенсивность переноса массы и энергии в турбулентном потоке во много раз превосходит интенсивность переноса в пограничном слое. Поэтому скорость тепло- и массообмена поверхности с потоком в основном определяется молекулярным переносом в пограничном слое.

При расчете теплообмена поверхности с потоком обычно используют соотношение Ньютона.

$$q = \alpha \Delta T, \quad (3-23)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\Delta T$  — разность температур поверхности и потока.

Если считать, что в пограничном слое у поверхности тепловой поток выражается соотношением (3-17), то из сопоставления с соотношением (3-23) можно получить критерий подобия Нуссельта  $Nu = \alpha d / \lambda$ , где  $d$  — определяющий размер тела. Критерий Нуссельта является критерием граничных условий.

Для диффузионного массообмена потока и поверхности вводится соотношение, аналогичное (3-23):

$$g = \alpha_D \Delta C \quad \text{или} \quad g = \frac{\alpha_D}{RT} \Delta p, \quad (3-24)$$

где  $\alpha_D$  — коэффициент диффузионного обмена (массоотдачи), аналогичный коэффициенту теплообмена  $\alpha$ ;  $\Delta C$  — разность концентраций диффундирующего компонента в потоке и у поверхности;  $\Delta p$  — соответствующая разность парциальных давлений;  $\bar{T}$  — определяющая температура пограничного слоя (в кельвинах).

Из сопоставления выражений (3-4) и (3-24) для диффузионного потока получается диффузионный критерий Нуссельта  $Nu_D = \alpha_D d / D$  — критерий граничных условий для диффузионных процессов.

Величины  $\alpha$  и  $\alpha_D$  зависят от многих факторов: скорости течения среды, ее физических свойств, формы поверхности и т. п. Поэтому критерии  $Nu$  и  $Nu_D$  должны быть функциями ряда определяющих критериев. Для вынужденного движения среды определяющими являются критерий Рейнольдса  $Re = \omega d / \nu$  и критерий Прандтля — либо тепловой  $Pr = \nu / a$  (для тепловой задачи), либо диффузионный  $Pr_D = \nu / D$  (для диффузионной задачи)\*. Критерий Рейнольдса вытекает из уравнения движения (3-20) и выражает соотношение между инерционными и вязкими силами в потоке. Из уравнения (3-18) или (3-15) с учетом конвективных членов переноса теплоты ( $\rho c_p \omega_x dT/dx$  и т. д.) или переноса вещества ( $\omega_x dp_1/dx$  и т. д.) вытекают критерии Пекле: тепловой  $Pe = \omega d / a$  и диффузионный  $Pe_D = \omega d / D$ . После исключения скорости из этих критериев (путем

\* Диффузионный критерий Прандтля часто называют критерием Шмидта и обозначают  $Sc$ .

деления на критерий Рейнольдса  $Re = wd/\nu$ ) и получаются упомянутые критерии физических свойств

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a} \quad \text{и} \quad Pr_D = \frac{Pe_D}{Re} = \frac{\nu}{D}.$$

При тепловой свободной конвекции сопоставление подъемной силы с силами вязкости приводят к критерию  $\frac{g\beta\Delta T d^3}{\nu w}$ .

Если исключить  $w$  умножением на критерий Рейнольдса, то получается критерий Грасгофа  $Gr = g\beta\Delta T d^3/\nu^2$ , который обычно и вводится в качестве определяющего при тепловой свободной конвекции. Если же плотность изменяется по другим причинам (изменение состава), то в критерии Грасгофа величину  $\beta\Delta T$  следует заменить величиной  $\Delta\rho/\rho$  (критерий Архимеда).

При совместном и сопоставимом влиянии вынужденной и свободной конвекции определяющими будут как критерий Рейнольдса, так и критерий Грасгофа.

Для стационарной задачи из уравнений (3-18) и (3-16) получается еще критерий Фурье: тепловой  $Fo = a\tau/d^2$  и диффузионный  $Fo_D = D\tau/d^2$ . Для учета зависимости физических свойств от температуры к критериям подобия добавляется температурный фактор  $\Delta T/\bar{T}$ , где  $\Delta T$  — характерная разность температур;  $\bar{T}$  — определяющая температура.

Из сравнения уравнений теплообмена и диффузии очевидна их аналогия. Вследствие этой аналогии зависимости критериев  $Nu$  и  $Nu_D$  от определяющих критериев должны быть одинаковы при одинаковых пределах изменения последних. В частности, для стационарного вынужденного движения и тел одинаковой формы (шар, плоская стенка, канал и т. п.) должны быть одинаковы зависимости  $Nu = f(Re, Pr)$  и  $Nu_D = f(Re, Pr_D)$  при одних и тех же пределах изменения  $Re$ , а также  $Pr$  и  $Pr_D$ .

Однако аналогия между теплообменом и диффузией (диффузионным массообменом) лишь приближенная. Прежде всего она нарушается из-за появления при диффузии стефановского потока. При сильном влиянии стефановского потока уже нельзя использовать в качестве исходных критериальные формулы для теплообмена, полученные по опытам (или расчетам) без учета стефановского потока. Стефановский поток тем сильнее, чем выше относительное парциальное давление диффундирующего вещества  $p_1/P$ . Для учета влияния стефановского потока в число определяющих критериев подобия следует включить критерий  $p_1/P$  (точнее, два критерия:  $p_{1\text{ пот}}/P$  и  $p_{1\text{ пов}}/P$  или вместо последнего  $(p_{1\text{ пот}} - p_{1\text{ пов}})/P$ , где  $p_{1\text{ пот}}$  и  $p_{1\text{ пов}}$  — парциальные давления диффундирующего вещества в потоке и у поверхности). При малых по сравнению с единицей  $p_1/P$  стефановским потоком можно пренебречь. Предыдущее рассмотрение относилось именно к этому случаю. При  $p_1/P$ , сравнимых с единицей, влияние стефановского потока на массообмен и теплообмен прояв-

ляется существенно. Кроме того, что стефановский поток непосредственно переносит вещество и теплоту, он также влияет на пограничный слой. Пограничный слой деформируется: утоньшается, если стефановский поток направлен к поверхности, или утолщается при обратном направлении стефановского потока. Это сказывается на течении в пограничном слое и на условиях массообмена и теплообмена. В теории пограничного слоя все это учитывается. Удобные в расчетах формулы получены интегральным методом С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьевым для продольно обтекаемой пластины при ламинарном и турбулентном пограничном слое. Эти формулы, выражающие отношение коэффициентов обмена при наличии и отсутствии поперечного потока, справедливы не только для пластины, но и приближенно (при соответствующих условиях) для других тел.

Аналогия между теплообменом и диффузией не является полной и по другим, второстепенным, причинам: из-за некоторого различия зависимости физических свойств от температуры, вследствие зависимости их от состава смеси и т. п. Аналогия между теплообменом и диффузией широко используется в тех случаях, когда нарушения ее не оказывают существенного влияния. Для расчетов диффузионного массообмена применяются соотношения, полученные из опытов (или теоретических решений) по теплообмену. И наоборот, многие соотношения для теплообмена установлены (или проверены) из опытов по массообмену. Критериальные формулы для теплообмена в конкретных условиях приводятся в курсах теплопередачи.

Жидкое топливо сжигается в топочных устройствах в распыленном виде, т. е. в виде капель. Твердое топливо сжигается либо в слое из кусков, либо в виде угольной пыли. Поэтому при изучении горения прежде всего требуются формулы для тепло- и массообмена сферических частиц и частиц неправильной формы, а также формулы для тепло- и массообмена в слое кусков. В данном параграфе приведены формулы для сферических частиц; эти формулы можно использовать и для частиц неправильной формы, увеличив тепловой и диффузионный критерий Нуссельта в 1,25—1,3 раза. Формулы для слоя будут даны в гл. 10 при рассмотрении горения слоя.

Запишем формулы для расчета теплообмена, имея в виду, что их можно использовать и для расчета массообмена (когда нет сильных нарушений аналогии), если заменить  $Nu$  на  $Nu_D$  и  $Pr$  на  $Pr_D$  (при одинаковых пределах изменения  $Re$ , а также  $Pr$  и  $Pr_D$ ). По результатам обобщения, проведенного Б. Д. Кацнельсоном и Ф. А. Тимофеевой, для сферической частицы в стационарных условиях

$$Nu = 2 + 0,03Pr^{0,33}Re^{0,54} + 0,35Pr^{0,36}Re^{0,8}.$$

Данная формула справедлива при значениях  $Pr^{0,33}Re^{0,54}$  от 0 до 800. При  $Re \rightarrow 0$  критерий Нуссельта (тепловой и диффузионный) стремится к своему минимальному значению, рав-

ному двум. В области низких значений критерия Рейнольдса удобнее более простая формула (А. П. Сокольского и Ф. А. Тимофеевой):

$$Nu = 2 + 0,16Re^{2/3}, \quad (3-25)$$

применяемая для газовой среды (критерии  $Pr$  и  $Pr_D$  не сильно отличаются от единицы). При  $Re > 200$  для сферических частиц в газовой среде можно использовать формулу Д. Н. Вырубова

$$Nu = 0,54 \sqrt{Re} . -$$

Для нестационарных условий следует различать теплообмен (массообмен) на поверхности частицы и на внешней поверхности пограничного слоя, т. е. обмен с газовым (или жидкостным) объемом. Соответственно нужно вводить поверхностный и объемный коэффициенты обмена и отвечающие этим коэффициентам числа Нуссельта  $Nu_{пов}$  и  $Nu_{об}$ . В начальный момент времени, когда пограничный слой еще не сформировался,  $Nu_{п} = \infty$ ,  $Nu_{об} = 0$ . Затем  $Nu_{пов}$  уменьшается, а  $Nu_{об}$  растет, часть теплоты (или массы) идет на формирование теплового (или диффузионного) пограничного слоя. По достижении стационарного (по пограничному слою) состояния  $Nu_{пов} = Nu_{об} = Nu$ , где  $Nu$  — число Нуссельта для стационарных условий (при тех же числах Прандтля и Рейнольдса).

Экспериментальное исследование нестационарного тепло-массообмена проведено Б. Д. Кацнельсоном и Ф. А. Тимофеевой методом растворения шариков хлористого натрия в воде. Полученные результаты для отношений  $Nu_{пов}/Nu$  и  $Nu_{об}/Nu$  представлены на рис. 3-5. В области  $50 < Re < 3200$  и  $Pr = 1$  справедливы зависимости

$$\frac{Nu_{пов}}{Nu} = 1 + \frac{5,6}{Fo \cdot Re}; \quad \frac{Nu_{об}}{Nu} = \frac{Fo^2 Re^3}{1 \cdot 10^6 + Fo^2 Re^3},$$

где, как и на рис. 3-5,  $Fo$  — критерий Фурье, определенный по диаметру сферической частицы.

Если ограничиться погрешностью 10 %, то можно считать, что при  $Fo \cdot Re \approx 50$  будет  $Nu_{пов} \approx Nu$ . Аналогично при  $Fo \cdot Re^{1,5} \approx 3 \cdot 10^3$  можно принять  $Nu_{об} \approx Nu$ . Естественно, что  $Nu_{пов}$  гораздо быстрее достигает значения, соответствующего

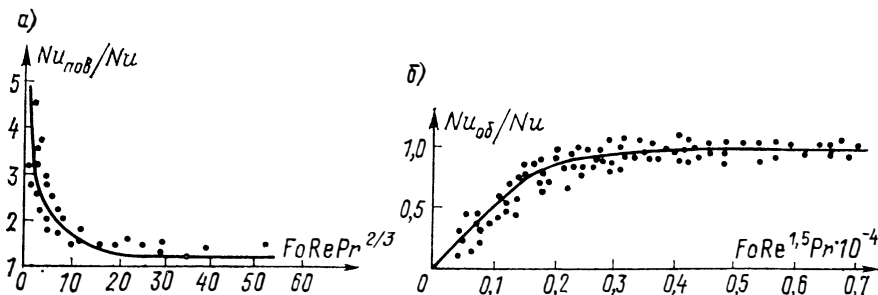


Рис. 3-5. Данные о нестационарном теплообмене сферической частицы: а — теплоотдача с поверхности; б — теплоотдача в объем

стационарным условиям, чем  $Nu_{0,6}$  [отношение соответствующих времен составляет  $(50/Re) : (3 \cdot 10^3/Re^{1,5}) \approx Re^{0,5} \cdot 10^{-2}$ ]. При  $Re=50$ ,  $a \approx 10^{-4}$  м/с<sup>2</sup> (температуропроводность газа) время достижения близкого к стационарному значению  $Nu_{пов}$  составит  $\tau \approx d^2 \cdot 50 / (Re \cdot a) \approx 10^4 d^2$ , с, т. е. при  $d=10^{-4}$  м имеем  $\tau=10^{-4}$  с. Это значительно меньше времени испарения или сгорания капель жидкого топлива соответствующего размера и много меньше времени сгорания частиц твердого топлива. Поскольку для расчета испарения или сгорания наиболее важны поверхностные коэффициенты обмена, то использование стационарных значений допустимо.

### 3-8. ПРИМЕРЫ

**Пример 3-1.** Вычислить коэффициент диффузии для смеси кислорода с азотом и для смеси кислорода с углекислым газом при атмосферном давлении и разных температурах.

**Решение.** Для расчетов используем формулу (3-6), вытекающую из кинетической теории газов. Приняв для описания взаимодействия молекул потенциальную функцию Леннарда-Джонса, можно взять значения параметров  $\sigma$  и  $\epsilon/k$  для составляющих смесей из таблицы на стр. 77; их можно приближенно использовать и для температур, более высоких, чем 1000 К, хотя эти данные взяты из результатов измерения вязкости в диапазоне температур 300—1000 К. При определении параметров смесей по параметрам составляющих газов следует использовать комбинационные правила (3-7) и (3-9). Значения приведенного интеграла столкновений можно взять из графика на рис. 3-3. Результаты расчета приводятся в табл. 3-2.

Обращает на себя внимание то, что при температуре 273 К и атмосферном давлении расчетные значения коэффициента диффузии для обеих смесей хорошо совпадают с опытными значениями, приведенными в § 3-2.

**Пример 3-2.** Определить коэффициент диффузии кислорода в смеси с азотом и углекислым газом.

**Решение.** Как видно из табл. 3-2, коэффициенты диффузии кислорода в азоте и углекислом газе различаются довольно сильно. Для приближенного определения коэффициента диффузии кислорода в смеси указанных газов можно воспользоваться формулой (3-13). Пусть давление в смеси атмо-

Таблица 3-2

Расчетные значения коэффициента взаимной диффузии  $D_{12}$ , см<sup>2</sup>/с, при атмосферном давлении

T, К	$D_{12}$ для смеси		T, К	$D_{12}$ для смеси	
	O <sub>2</sub> -N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub> -CO <sub>2</sub>		O <sub>2</sub> -N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub> -CO <sub>2</sub>
273	0,18	0,13	1200	2,2	1,7
300	0,21	0,16	1400	2,8	2,2
600	0,69	0,53	1600	3,6	2,7
800	1,1	0,86	1800	4,4	3,3
1000	1,6	1,3	2000	5,2	4,0

**Примечание.** Для смеси O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>  $\sigma_{12} = 3,65 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon_{12}/k = 83,4 \text{ К}$ ; для смеси O<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub>  $\sigma_{12} = 3,72 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon_{12}/k = 137 \text{ К}$ .

сферное, а температура равна 1800 К. При этом молярная доля кислорода в смеси составляет 0,1; углекислого газа 0,11 и азота 0,79. Тогда по формуле (3-13) получаем

$$D_{O_2-\text{смесь}} = \frac{1 - 0,1}{0,11 : 3,3 + 0,79 : 4,4} = 4,15 \text{ см}^2/\text{с.}$$

Если молярные доли кислорода и углекислого газа увеличить, например, до 0,3 каждую (молярная доля азота будет равна 0,4), то коэффициент диффузии  $D_{O_2-\text{смесь}}$  понизится до 3,9 см<sup>2</sup>/с. Оценим также коэффициент диффузии углекислого газа в смеси с кислородом и азотом. Расчет по формуле (3-6) даст коэффициент диффузии углекислого газа в азоте, равный для рассматриваемых условий 3,3 см<sup>2</sup>/с. Таков же для этих условий коэффициент диффузии углекислого газа в кислороде (табл. 3-2). Тогда для всех соотношений между молярными долями углекислого газа, азота и кислорода в смеси получаем  $D_{CO_2-\text{смесь}} = 3,3 \text{ см}^2/\text{с.}$

**Пример 3-3.** Оценить влияние термодиффузии на диффузию водорода из смеси с азотом к высокотемпературной поверхности, где происходит каталитическое окисление водорода. Пусть кислород подается сквозь поры в поверхности изнутри объема, ограниченного поверхностью. В смеси водорода и азота содержание компонентов одинаково (образующийся при окислении водорода водяной пар не учитываем).

**Решение.** По данным табл. 3-1 для смеси азота и водорода при равном содержании компонентов термодиффузионное отношение  $k_T = 0,078$  (в температурном интервале 288—456 К). Термодиффузионное отношение  $k_T$  сравнительно слабо зависит от температуры, поэтому данное значение можно использовать для ориентировочных оценок и в случае более высоких температур. Пусть толщина диффузионной  $\Delta_D$  и тепловой  $\Delta_T$  пленок (пограничных слоев) у поверхности примерно одинакова. Тогда для потока водорода к поверхности  $g_1$  можем записать:

$$g_1 \sim \left[ \frac{\Delta p_1}{P} + k_T \frac{\Delta T}{\bar{T}} \right],$$

где  $P$  — общее давление;  $\Delta p_1$  — разность давлений водорода в газовом объеме и у поверхности;  $\Delta T$  — соответствующая разность температур;  $\bar{T}$  — средняя температура пограничного слоя.

В рассматриваемом случае водород (более легкий компонент) движется за счет термодиффузии к горячей поверхности. Термодиффузионный поток суммируется с потоком концентрационной диффузии, поэтому в скобках перед вторым членом стоит знак плюс. Пусть  $\Delta p_1/P = 0,5$  и  $\Delta T/\bar{T} = 2$ . Значение  $k_T = 0,078$  следует уменьшить, так как внутри пограничного слоя концентрация водорода падает, а следовательно, падает и  $k_T$ . Возьмем для оценки  $k_T \approx 0,05$ . Тогда  $g_1 \sim (0,5 + 0,1)$ , т. е. термодиффузионный поток составит примерно 20 % потока концентрационной диффузии. Таким образом, термодиффузия в рассматриваемом случае проявляется, но не очень сильно. Для других смесей с небольшим различием молекулярных масс компонентов  $k_T$  мало и термодиффузией, как уже говорилось, можно пренебречь.

**Пример 3-4.** Определить диффузионный поток (с учетом стефановского) при испарении жидкости с плоской поверхности в газовую среду.

**Решение.** При испарении с плоской поверхности плотность диффузионного потока первого компонента — пара в пределах пограничного слоя на любом расстоянии от поверхности можно записать так:

$$g_1 = - \frac{M_1 M_2}{M_{\text{см}}} \frac{P D_{12}}{RT} \left[ \frac{d(p_1/P)}{dx} + \frac{k_T}{T} \frac{dT}{dx} \right] + \omega_C \frac{M_1 p_1'}{RT}.$$

Плотность потока второго компонента — неконденсируемого газа должна быть равна нулю:

$$g_2 = \frac{M_1 M_2}{M_{\text{см}}} \frac{PD_{12}}{RT} \left[ \frac{d(p_1/P)}{dx} + \frac{k_T}{T} \frac{dT}{dx} \right] + \omega_C \frac{M_2 p_2}{RT} = 0.$$

При записи последнего соотношения учтено, что плотность потока второго компонента, вызываемая концентрационной диффузией и термодиффузией, равна такой же плотности потока первого компонента и направлена встречно. Общее давление сохраняется неизменным, в направлении к поверхности возрастает давление  $p_1$  и уменьшается давление  $p_2$ . Поверхность непроницаема для второго компонента, поэтому и возникает стефановский поток среды в целом, направленный в данном случае от поверхности и компенсирующий диффузионный поток второго компонента к поверхности. Стефановский поток одновременно увеличивает унос пара от поверхности.

Используя второе из записанных соотношений и учитывая, что  $p_2 = P - p_1$ , получаем

$$\omega_C = - \frac{M_1}{M_{\text{см}}} \frac{PD_{12}}{(1 - p_1/P)} \left[ \frac{d(p_1/P)}{dx} + \frac{k_T}{T} \frac{dT}{dx} \right].$$

Подставив скорость диффузионного потока в выражение для плотности потока первого компонента  $g_1$ , найдем

$$g_1 = - \frac{M_1 PD_{12}}{(1 - p_1/P) RT} \left[ \frac{d(p_1/P)}{dx} + \frac{k_T}{T} \frac{dT}{dx} \right]$$

или, если пренебречь термодиффузией,

$$g_1 = - \frac{M_1 PD_{12}}{(1 - p_1/P) RT} \frac{d(p_1/P)}{dx} = \frac{M_1 PD_{12}}{RT} \frac{d}{dx} \ln \left( 1 - \frac{p_1}{P} \right). \quad (3-26)$$

Таким образом, за счет стефановского потока коэффициент диффузии как бы увеличивается в  $1/(1 - p_1/P)$  раз. При малых  $p_1/P$  скорость стефановского потока становится небольшой и выражение для  $g_1$  можно упростить:

$$g_1 = - \frac{M_1 PD_{12}}{RT} \left[ \frac{d(p_1/P)}{dx} + \frac{k_T}{T} \frac{dT}{dx} \right].$$

Однако и теперь диффузионный поток второго компонента к поверхности жидкости гасится стефановским потоком, т. е.  $g_2 = 0$ . Интегрируя выражение (3-26), учитываяеющее стефановский поток (причем  $g_1$  не зависит от  $x$ ), получим, если принять  $D_{12}/T = \text{const}$ :

$$g_1 = \frac{1}{x} \frac{M_1 PD_{12}}{RT} \ln \frac{1 - p_1/P}{1 - p_{1 \text{ пов}}/P}.$$

Здесь  $p_{1 \text{ пов}}$  — давление пара у поверхности, равное давлению насыщения при температуре поверхности;  $p_1$  — давление пара на расстоянии  $x$  от поверхности.

Для малых  $p_1/P$  с учетом того, что при таком условии  $-\ln(1 - p_1/P) \approx p_1/P$ , имеем

$$g_1 = \frac{1}{x} \frac{M_1 PD_{12}}{RT} \left( \frac{p_{1 \text{ пов}}}{P} - \frac{p_1}{P} \right).$$

Все соотношения, полученные для  $g_1$  с учетом стефановского потока, могут быть использованы для определения плотности потока пара при конденсации из смеси с неконденсирующимся газом. Стефановский поток будет при этом направлен к поверхности конденсации.



Оценим влияние стефановского потока при испарении. Отношение полного диффузионного потока пара (со стефановским потоком) к чисто диффузионному потоку

$$\beta = \frac{\ln \frac{1 - p_1/P}{1 - p_{1\text{пов}}/P}}{p_{1\text{пов}}/P - p_1/P}.$$

Для  $p_1=0$  (в удалении от поверхности испарения) и  $p_{1\text{пов}}/P=0,5$  получаем  $\beta=1,4$ . При  $p_{1\text{пов}}=0,95$  отношение  $\beta$  возрастает до 3,2. При  $p_{1\text{пов}}/P$ , очень близких к единице, отношение  $\beta$  будет большим. В этом случае за счет стефановского потока будет обеспечен практически любой поток пара, который соответствует подводимому к поверхности испарения тепловому потоку, расходуемому на испарение.

**Пример 3-5.** Определить диффузионные потоки компонентов (с учетом стефановского потока) при гетерогенных реакциях на углеродной поверхности с изменением объема газов.

**Решение.** При гетерогенном горении углерода объем газовой фазы около углеродной поверхности может измениться за счет реакций:



Рассмотрим сначала случай, когда углерод сгорает с образованием окиси углерода (первая реакция), а углекислый газ отсутствует (восстановительной реакции по этой причине нет). Если окислителем служит воздух, то будем иметь трехкомпонентную систему:  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ . Примем, что коэффициент диффузии  $D$  один и тот же для всех составляющих смеси (см. пример 3-2). По стехиометрии реакции молярный поток  $\text{O}_2$  должен быть в два раза меньше молярного потока  $\text{CO}$ . Поток азота  $\text{N}_2$ , не участвующего в реакции, должен быть равен нулю. Относя индекс 1 к кислороду, индекс 3 к окиси углерода и индекс 6 к азоту, запишем:

$$g'_1 = -\frac{D}{RT} \frac{dp_1}{dx} + \omega_{\text{C}} \frac{p_1}{RT} = -\frac{1}{2} g'_3 = \frac{1}{2} \frac{D}{RT} \frac{dp_3}{dx} - \frac{1}{2} \omega_{\text{C}} \frac{p_3}{RT},$$

$$g'_6 = -\frac{D}{RT} \frac{dp_6}{dx} + \omega_{\text{C}} \frac{p_6}{RT} = 0.$$

Из последнего уравнения получаем

$$\omega_{\text{C}} = \frac{D}{p_6} \frac{dp_6}{dx}.$$

Учитывая, что  $p_6 = P - p_1 - p_3$ , и используя выражение для  $g'_1$ , после подстановки значения  $\omega_{\text{C}}$  найдем:

$$\frac{1}{p_6} \frac{dp_6}{dx} = \frac{1}{P + p_1} \frac{dp_1}{dx};$$

таким образом,

$$\omega_{\text{C}} = \frac{D}{P + p_1} \frac{dp_1}{dx}.$$

Теперь можно определить потоки.

$$g'_1 = - \frac{D}{RT} \frac{1}{1 + p_1/P} \frac{dp_1}{dx};$$

$$g'_3 = - 2g'_1 = \frac{D}{RT} \frac{2}{1 + p_1/P} \frac{dp_1}{dx}.$$

В рассматриваемом случае стефановский поток, направленный от поверхности, приводит к уменьшению потока кислорода  $g'_1$ , направленного к поверхности, в  $(1 + p_1/P)$  раз и к изменению потока оксида углерода  $g'_3$ , направленного от поверхности, в  $\frac{2}{1 + p_1/P}$  раз. При малых  $p_1/P$  стефановский поток на диффузию кислорода практически не влияет, но соотношение  $g'_3 = - 2g'_1$  остается неизменным. При горении в воздухе максимальное значение  $p_1/P$  составляет 0,21, так что влияние стефановского потока не очень сильное. Обычно для упрощения расчетов поправками на стефановский поток пренебрегают. При повышенном содержании кислорода поправки возрастают и их необходимо принимать во внимание. Приведем численные оценки. При  $p_1/P=0,1$  получаем  $\frac{1}{1 + p_1/P} = 0,91$  вместо 1 и  $\frac{2}{1 + p_1/P} = 1,82$  вместо 2. Однако при  $p_1/P=0,5$  уже получаем  $\frac{1}{1 + p_1/P} = 0,67$  вместо 1 и  $\frac{2}{1 + p_1/P} = 1,34$  вместо 2.

Если газовая смесь состоит из  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  и инертного газа (кислорода нет), а на углеродной поверхности протекает восстановительная реакция, то приведенные формулы описывают диффузионные потоки углекислого газа (вместо индекса 1 индекс 2) и окиси углерода (индекс 3) с учетом стефановского потока.

К данной главе рекомендуется литература [15, 20, 21, 25, 26, 30, 31, 32, 51, 56, 63, 64, 65, 68, 73].

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

### ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

#### 4-1. ХИМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ РЕАКЦИЙ ГОРЕНИЯ.

##### ПРИНЦИП ЛЕ ШАТЕЛЬЕ — БРАУНА

Химические реакции идут в обе стороны, т. е. одновременно идет образование продуктов по прямой реакции и исходных веществ по обратной реакции. Если компоненты реагирующей смеси находятся в контакте достаточное время, то устанавливается динамическое равновесие. В зависимости от условий (температуры, давления) равновесие может быть, например, сильно смещено в сторону продуктов реакции. Может казаться, что реакция протекает только в одну сторону. При других условиях равновесие, напротив, может быть сильно

сдвинуто в сторону исходных веществ, реакция как будто бы вовсе не протекает. Могут быть и любые промежуточные случаи.

Наблюдения над химическими реакциями и иными процессами привели к установлению правила, носящего название принципа Ле Шателье — Брауна. Этот принцип утверждает, что при изменении внешних условий равновесие в разного рода процессах, в том числе и равновесие в химических реакциях, смещается так, чтобы противодействовать изменению внешних условий. Например, если прямая реакция экзотермична (протекает с выделением теплоты), как это будет для реакций горения, а, следовательно, обратная реакция эндотермична (идет с поглощением теплоты), то при повышении температуры равновесие смещается в сторону исходных веществ, тепловыделение уменьшается. При понижении температуры равновесие в рассматриваемом случае смещается в сторону продуктов реакции. При не слишком высоких температурах эти смещения для реакций горения мало заметны.

Давление воздействует на положение равновесия в том случае, если реакция протекает с изменением объема газов. Давление не влияет на равновесие реакций, не сопровождающихся изменением объема. Для реакций с изменением объема при повышении давления равновесие смещается в сторону уменьшения объема, а при понижении давления — в сторону увеличения объема. Примерами могут служить реакции:

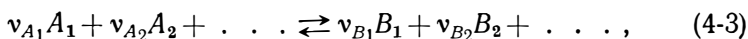


С ростом давления равновесная полнота реагирования водорода или окиси углерода с кислородом повышается. При уменьшении давления увеличивается равновесный распад водяного пара или углекислого газа.

#### 4-2. ЗАКОН ДЕЙСТВУЮЩИХ МАСС

Принцип Ле Шателье — Брауна только указывает направление смещения равновесия, но не дает возможности провести количественные расчеты. Соотношения, позволяющие проводить расчеты, можно получить, используя термодинамические методы. В термодинамике показывается, что при стремлении термодинамической системы к равновесию при постоянных давлении и температуре изобарно-изотермический потенциал  $Z = H - TS$  стремится к минимальному при данных условиях значению. В выражении для  $Z$  величина  $H$  — энтальпия системы;  $S$  — ее энтропия;  $T$  — абсолютная температура.

Рассмотрим химическую реакцию типа



где  $A_1, A_2, \dots, B_1, B_2, \dots$  — химические символы исходных веществ и продуктов реакции;  $\nu_{A_1}, \nu_{A_2}, \dots, \nu_{B_1}, \nu_{B_2}, \dots$  — стехиометрические коэффициенты. Например, для реакции (4-1)  $\nu_{H_2} = 2$ ,  $\nu_{O_2} = 1$  и т. д.

Из условия минимума изобарно-изотермического потенциала для реакции (4-3), если участвующие в ней вещества считать идеальными газами, получаются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} p_{B_1}^{\nu_{B_1}} p_{B_2}^{\nu_{B_2}} \dots / (p_{A_1}^{\nu_{A_1}} p_{A_2}^{\nu_{A_2}} \dots) &= K_p = \\ &= e^{-\Delta Z / RT} = e^{\Delta S / R} e^{-\Delta H / RT}, \end{aligned} \quad (4-4)$$

где  $\Delta Z = \Delta H - T\Delta S$  — изменение изобарно-изотермического потенциала в реакции при стандартном давлении (1 атм =  $1,01 \cdot 10^4$  Па) и температуре  $T$ ;  $\Delta H$  — изменение энтальпии в реакции при стандартном давлении и температуре  $T$ , равно тепловому эффекту реакции  $Q_p$  при постоянном давлении;  $\Delta S$  — изменение энтропии в реакции при стандартном давлении и температуре  $T$ ;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $p_{A_1}, p_{A_2}, \dots, p_{B_1}, p_{B_2}, \dots$  — парциальные давления исходных веществ и продуктов реакции. Изменение величин  $\Delta Z$ ,  $\Delta H$  и  $\Delta S$  отнесены к одному молю, так же как и универсальная газовая постоянная  $R$ . Величина  $K_p$  носит название константы равновесия по парциальным давлениям.

Изменения величин  $\Delta H$  и  $\Delta S$  определяются соотношениями:

$$\Delta H = \sum_{i=1}^n \nu_i \Delta H_i; \quad \Delta S = \sum_{i=1}^n \nu_i S_i,$$

где  $\Delta H_i$  и  $S_i$  — теплота образования и энтропия исходных веществ и продуктов реакции при стандартном давлении и температуре  $T$ ;  $n$  — число компонентов в смеси.

При принятой форме записи соотношения (4-4) стехиометрические коэффициенты  $\nu_i$  берутся при расчетах величин  $\Delta H$  и  $\Delta S$  положительными для продуктов реакции и отрицательными для исходных веществ.

Соотношение (4-4) выражает закон действующих масс; при равновесии связь между парциальными давлениями (а следовательно, и массами) участвующих в прямой и обратной реакциях веществ определяется константой равновесия. Существенно подчеркнуть, что константа равновесия по парциальным давлениям  $K_p$  для данной реакции зависит только от температуры, но не зависит от давления. Для выяснения зависимости равновесия от давления нужно в соотношении (4-4) перейти от парциальных давлений к относительным молярным концентрациям (молярным долям). Для идеального газа молярная доля компонента  $x_i = p_i / P$ , где  $p_i$  — парциальное давление ком-

понента;  $P = \sum_{i=1}^n p_i$  — полное давление смеси. Из соотношения (4-4) получается:

$$x_{B_1}^{v_{B_1}} x_{B_2}^{v_{B_2}} \dots / (x_{A_1}^{v_{A_1}} x_{A_2}^{v_{A_2}} \dots) = K_p / P^{\sum_{i=1}^n v_i} \equiv K_x, \quad (4-5)$$

где  $K_x$  — константа равновесия по молярным долям, зависящая как от температуры, так и от давления;  $\sum_{i=1}^n v_i$  — алгебраическая сумма стехиометрических коэффициентов, положительных для продуктов реакции и отрицательных для исходных веществ. Величина  $K_x$  безразмерна. Величина  $K_p = e^{-\Delta Z / (RT)}$  также безразмерна. Однако, если  $\sum_{i=1}^n v_i \neq 0$ , то значения  $K_p$  для той или иной реакции будут зависеть от того, в каких единицах выражены парциальные давления компонентов в соотношении (4-4).

Соотношения (4-4) и (4-5), конечно, удовлетворяют принципу Ле Шателье — Брауна как в отношении влияния температуры на равновесие, так и в отношении влияния давления.

В частном случае  $\sum_{i=1}^n v_i = 0$  (реакция без изменения объема) давление не влияет на равновесие.

Необходимо обратить внимание на то, что при равновесии скорость прямой и обратной реакций одинакова. Однако при термодинамическом расчете равновесия (при выводе закона действующих масс) не требуется детально знать механизм реакций, определяющий ее скорость. Достаточно иметь итоговое стехиометрическое соотношение для реакции типа (4-3), определяющее только баланс масс участвующих в реакции веществ. В частности, соотношение (4-4) применимо для расчета равновесия реакций (4-1) и (4-2) и других аналогичных реакций, хотя механизм этих реакций очень сложен. Реакции горения водорода и окиси углерода протекают по цепному механизму, проходя ряд промежуточных стадий. Как будет видно из дальнейшего, детали этого механизма крайне существенны при вычислении скоростей реакций. Однако эти детали не играют роли при расчете равновесия.

Надо заметить, что в тех случаях, когда газы нельзя считать идеальными (например, при высоких давлениях), в соотношении (4-4) парциальные давления  $p_i$  нужно заменить значениями летучести  $f_i$ . Для идеальных газов  $f_i = p_i$ . В области не слишком высоких давлений  $f_i = p_i^2 / p_{i \text{ ил.}}$ , где  $p_{i \text{ ил.}} = RT/v_i$  — соответствующее давление идеального газа;  $v_i$  — молярный объем газа. Если в реакции участвуют конденсированные (твердые или жидкие) вещества, то в соотношение (4-4) войдут только парциальные давления (для идеальных газов) или летучести

(для реальных газов) веществ в газовой фазе. Например, для реакции с твердым углеродом  $C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$  можно записать  $p_{CO_2}/p_{O_2} = K_p$ .

Кроме перечисленных факторов — температуры и давления — на равновесие химической реакции влияет избыток (относительно стехиометрии) исходных веществ или продуктов реакции, а также присутствие в газовой смеси инертного (не принимающего участие в данной реакции) компонента. Избыток исходных веществ сдвигает равновесие в сторону продуктов реакции, а избыток продуктов реакции — в сторону исходных веществ (в соответствии с принципом Ле Шателье—Брауна). Для количественных расчетов можно использовать соотношение (4-5). При введении добавочного количества исходных веществ или продуктов реакции соответственно изменяются молярные доли компонентов в смеси. В дальнейшем это будет более подробно пояснено на примерах. Введение инертного компонента будет влиять на положение равновесия в том случае, если реакция протекает с изменением объема. Добавление инертного компонента уменьшает молярные доли участвующих в реакции компонентов. При сохранении общего давления равновесие смещается так же, как если бы давление уменьшалось.

#### **4-3. КОНСТАНТЫ РАВНОВЕСИЯ ДЛЯ РЕАКЦИЙ ГОРЕНИЯ И ДИССОЦИАЦИИ**

В табл. 4-1 приведены расчетные значения константы равновесия  $K_p$  для некоторых реакций горения и диссоциации при разных температурах. При использовании значений  $K_p$  из этой таблицы давление следует выражать в физических атмосферах. По приведенным величинам можно определить значения  $K_p$  для некоторых других реакций, которые могут быть получены комбинацией реакций из таблицы. Дело в том, что по закону Гесса тепловой эффект при постоянном давлении  $\Delta H$  какой-либо сложной реакции не зависит от промежуточных стадий. Точно так же изменение энтропии  $\Delta S$  (являющейся, как и энтальпия, функцией состояния) не зависит от промежуточных стадий. Следовательно, по соотношению (4-4) величина  $K_p$  для сложной реакции найдется перемножением или делением значений  $K_p$  для промежуточных реакций (в зависимости от того, суммируются или вычитаются эти реакции). Ниже приводятся примеры (4-1 и 4-2), в которых таким путем найдены значения  $K_p$  для реакций горения твердого углерода с образованием  $CO_2$  и для восстановительной реакции между  $CO_2$  и твердым углеродом. Константы равновесия для многих реакций приводятся в термодинамических справочниках.

Данные табл. 4-1 и результаты расчета примера 4-1 показывают, что при не очень высоких температурах (до 2000—2500 К) равновесие в реакциях горения  $CO$ ,  $H_2$  и твердого уг-

Константа равновесия  $K_p$  для реакций горения и диссоциации

T, К	Значение $K_p$ для реакции			
	$\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$	$\text{H}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}$	$\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$	$\text{C} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}$
300	$5,50 \cdot 10^{44}$	$6,10 \cdot 10^{39}$	$8,90 \cdot 10^4$	$10^{24}$
500	$1,02 \cdot 10^{26}$	$7,69 \cdot 10^{22}$	$1,32 \cdot 10^2$	—
1000	$1,58 \cdot 10^{10}$	$1,14 \cdot 10^{11}$	1,38	$3,16 \cdot 10^{10}$
1500	$1,97 \cdot 10^5$	$5,31 \cdot 10^5$	0,372	—
2000	$7,30 \cdot 10^2$	$3,46 \cdot 10^3$	0,209	$3,16 \cdot 10^7$
2500	$2,62 \cdot 10^1$	$1,65 \cdot 10^2$	0,159	—
3000	2,92	$2,16 \cdot 10^1$	0,135	$2,76 \cdot 10^6$
3500	$6,21 \cdot 10^{-1}$	5,00	0,123	—
4000	$1,97 \cdot 10^{-1}$	1,65	0,117	—
5000	$4,02 \cdot 10^{-2}$	$3,45 \cdot 10^{-1}$	—	—
6000	$1,43 \cdot 10^{-2}$	$1,19 \cdot 10^{-1}$	—	—

Продолжение табл. 4.1

T, К	Значение $K_p$ для реакции			
	$\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$	$\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}$	$\text{N}_2 \rightleftharpoons 2\text{N}$	$\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \frac{1}{2}\text{H}_2$
300	$1,81 \cdot 10^{-71}$	$8,19 \cdot 10^{-81}$	$2,16 \cdot 10^{-119}$	$5,14 \cdot 10^{-47}$
500	$4,90 \cdot 10^{-41}$	$2,94 \cdot 10^{-46}$	$1,88 \cdot 10^{-69}$	$3,52 \cdot 10^{-27}$
1000	$5,15 \cdot 10^{-18}$	$3,63 \cdot 10^{-20}$	$8,24 \cdot 10^{-32}$	$3,60 \cdot 10^{-12}$
1500	$3,09 \cdot 10^{-10}$	$2,11 \cdot 10^{-11}$	$3,53 \cdot 10^{-19}$	$4,01 \cdot 10^{-7}$
2000	$2,63 \cdot 10^{-6}$	$5,38 \cdot 10^{-17}$	$7,83 \cdot 10^{-13}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$
2500	$6,28 \cdot 10^{-4}$	$2,42 \cdot 10^{-4}$	$5,21 \cdot 10^{-9}$	$1,46 \cdot 10^{-2}$
3000	$2,48 \cdot 10^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	$1,88 \cdot 10^{-6}$	$4,84 \cdot 10^{-2}$
3500	$3,46 \cdot 10^{-1}$	$2,68 \cdot 10^{-1}$	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$2,60 \cdot 10^{-1}$
4000	2,52	2,41	$3,06 \cdot 10^{-3}$	$9,21 \cdot 10^{-1}$
5000	$4,10 \cdot 10^1$	$5,23 \cdot 10^1$	$2,60 \cdot 10^1$	5,47
6000	$2,64 \cdot 10^2$	$4,09 \cdot 10^2$	5,51	$1,82 \cdot 10^1$

лерода сильно смещено в сторону продуктов горения. Реакции горения при таких температурах, характерных для стационарных топочных устройств энергетики, двигателей внутреннего сгорания и т. п., протекают практически в одну сторону, при этом возможно почти полное использование горючего. С обратными реакциями можно не считаться. Не проявляется еще и диссоциация  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$ . В примерах 4-3 и 4-4 даются детальные расчеты равновесия реакций горения  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}$  с использованием приводимых в табл. 4-1 значений констант.

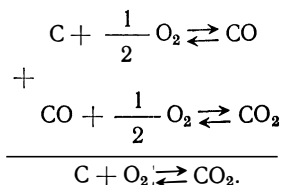
При более высоких температурах начинают играть роль обратные реакции диссоциации  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и т. д., и поэтому

полного реагирования горючего и окислителя достичь уже нельзя. Вследствие этого уменьшается и тепловыделение. Происходит частичная диссоциация  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , на что также затрачивается энергия. При очень высоких температурах реакции горения вообще не протекают. Следовательно, за счет горения нельзя достичь очень высоких температур (выше 4000—5000 К в зависимости от условий). В камерах сгорания реактивных двигателей, где температуры достигают 3000—3500 К, даже при высоких давлениях существенная роль обратных реакций и реакций диссоциации. При расчете таких камер сгорания учитывают обратные реакции. Температура и состав продуктов сгорания определяются с учетом равновесия реакций горения и диссоциации.

#### 4-4. ПРИМЕРЫ

**Пример 4-1.** Рассчитать, пользуясь данными табл. 4-1, константу равновесия  $K_p$  для реакции  $C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$ .

**Решение.** Реакцию  $C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$  можно представить как сумму реакций



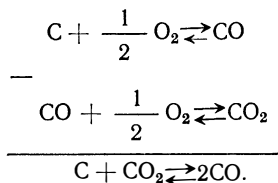
Следовательно, величина  $K_p$  для рассматриваемой реакции найдется как произведение значений  $K_p$  для реакций  $C + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO$  и  $CO + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$ . Результаты расчетов помещаем в таблицу:

$T, K$	300	1000	2000	3000
$K_p$ для реакции $C + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO$	$5 \cdot 10^{68}$	$5 \cdot 10^{20}$	$2,3 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^6$
$K_p$ для реакции $CO + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$	$1,8 \cdot 10^{-21}$	2	$4,3 \cdot 10^4$	$9,5 \cdot 10^5$

Видно, что равновесие реакции  $C + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$  сильно смещено в сторону образования  $CO_2$ .

**Пример 4-2.** Как и в предыдущем примере, рассчитать константу равновесия  $K_p$  для восстановительной реакции  $C + CO_2 \rightleftharpoons 2CO$ .

**Решение.** Имеем



Таким образом, величина  $K_p$  для восстановительной реакции определяется как частное от деления  $K_p$  для реакции  $C + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO$  на  $K_p$  для



реакции  $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ . Результаты расчетов представлены на стр. 103.

Равновесие в восстановительной реакции с ростом температуры сдвигается в сторону образования CO с поглощением теплоты.

**Пример 4-3.** Рассчитать равновесную степень диссоциации водяного пара по реакции  $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2$  при трех давлениях: 0,01 атм ( $1,01 \times 10^3$  Па), 1 атм ( $1,01 \cdot 10^5$  Па) и 100 атм ( $1,01 \cdot 10^7$  Па). Газы считать идеальными.

**Решение.** Рассмотрим диссоциацию  $N_{\text{H}_2\text{O}}^0$  молей  $\text{H}_2\text{O}$  при давлении  $P$  и температуре  $T$ . Пусть  $\alpha$  — равновесная степень диссоциации  $\text{H}_2\text{O}$ , т. е. доля распавшихся молекул  $\text{H}_2\text{O}$  (при рассматриваемых условиях). После установления равновесия по реакции  $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2$  в смеси останется

$N_{\text{H}_2\text{O}} = (1 - \alpha) N_{\text{H}_2\text{O}}^0$  молей  $\text{H}_2\text{O}$ . Появится  $N_{\text{H}_2} = \alpha N_{\text{H}_2\text{O}}^0$  молей  $\text{H}_2$  и  $N_{\text{O}_2} = (\alpha/2) N_{\text{H}_2\text{O}}^0$  молей  $\text{O}_2$ . Суммарное число молей будет  $N_{\Sigma} = N_{\text{H}_2\text{O}} + N_{\text{H}_2} + N_{\text{O}_2} = (1 + \alpha/2) N_{\text{H}_2\text{O}}^0$ .

Молярные доли компонентов в смеси составят:

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = N_{\text{H}_2\text{O}}/N_{\Sigma} = (1 - \alpha)/(1 + \alpha/2); \quad x_{\text{H}_2} = N_{\text{H}_2}/N_{\Sigma} = \alpha/(1 + \alpha/2);$$

$$x_{\text{O}_2} = N_{\text{O}_2}/N_{\Sigma} = \alpha/2/(1 + \alpha/2). \quad (4-6)$$

Подставляя эти молярные доли в соотношение типа (4-5) для реакции  $\text{H}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}$

$$x_{\text{H}_2\text{O}}/(x_{\text{H}_2} x_{\text{O}_2}^{1/2}) = K_p P^{1/2}, \quad (4-7)$$

получаем

$$\alpha^3 - [3/(1 - K_p^2 P)] \alpha + 2/(1 - K_p^2 P) = 0. \quad (4-8)$$

При  $K_p^2 P \gg 1$  приближенно имеем  $K_p^2 P \alpha^3 - 2 \approx 0$  или  $\alpha \approx [2/(K_p^2 P)]^{1/3}$ . С ростом  $K_p^2 P$  степень диссоциации  $\alpha$  приближается к нулю.

Для малых  $K_p^2 P \ll 1$  уравнение (4-8) получает вид

$$\alpha^3 - 3(1 + K_p^2 P) \alpha + 2(1 + K_p^2 P) \approx 0.$$

В пределе при  $K_p^2 P \rightarrow 0$   $\alpha^3 - 3\alpha + 2 = 0$ , чему соответствует  $\alpha = 1$  (полная диссоциация). Для  $K_p^2 P = 1$  из уравнения (4-8) получаем  $-3\alpha + 2 = 0$ , т. е.  $\alpha = 2/3$ .

Для нахождения значений  $\alpha$  при промежуточных значениях  $K_p^2 P$  необходимо решать кубическое уравнение (4-8). Результаты расчетов для разных температур при трех заданных давлениях представлены на рис. 4-1. Тепловыделение при горении водорода уменьшается за счет диссоциации водяного пара в  $(1 - \alpha)$  раз (при данной температуре).

Результаты расчетов подтверждают сказанное ранее, что при температурах до 2000—2500 К равновесие сильно смещено в сторону образования  $\text{H}_2\text{O}$  (тем больше, чем выше давление). При температурах 3000—3500 К становится существенной диссоциация  $\text{H}_2\text{O}$ , сильнее проявляющаяся при низких давлениях. При давлении 0,01 атм диссоциация уже достаточно заметна при температуре 2500 К, а при температуре 3000 К степень диссоциации равна 0,2.

Определим еще степень диссоциации  $\text{H}_2\text{O}$  при наличии в смеси посторонних газов, не участвующих в рассматриваемой реакции. Пусть в исходной смеси к  $N_{\text{H}_2\text{O}}^0$  молей  $\text{H}_2\text{O}$  добавлено  $N_{\text{N}_2}^0$  молей  $\text{N}_2$  (считаем, что диссоциация  $\text{N}_2$  отсутствует, так как для диссоциации  $\text{N}_2$  нужны высокие температуры). Тогда суммарное число молей после частичной диссоциации  $\text{H}_2\text{O}$

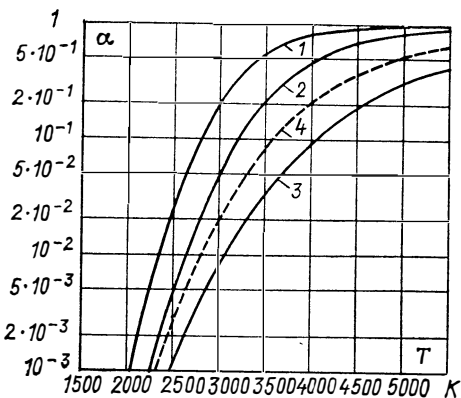


Рис. 4-1. Равновесная степень диссоциации водяного пара в зависимости от температуры и давления

1 —  $P=1,01 \cdot 10^3$  Па; 2 —  $P=1,01 \cdot 10^5$  Па;  
3 —  $P=1,01 \cdot 10^7$  Па; 4 —  $P=1,01 \cdot 10^7$  Па  
с добавкой азота,  $\beta=10$

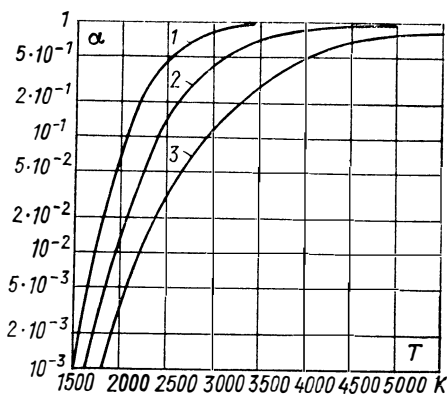


Рис. 4-2. Равновесная степень диссоциации углекислого газа в зависимости от температуры и давления

1 —  $P=1,01 \cdot 10^3$  Па; 2 —  $P=1,01 \cdot 10^5$  Па;  
3 —  $P=1,01 \cdot 10^7$  Па

$$N_{\Sigma} = N_{\text{H}_2\text{O}} + N_{\text{H}_2} + N_{\text{O}_2} + N_{\text{N}_2}^0 = (1 + \alpha/2 + \beta) N_{\text{H}_2\text{O}}^0,$$

где  $\beta = N_{\text{N}_2}^0 / N_{\text{H}_2\text{O}}^0$ .

Определяем молярные доли компонентов:

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = (1 - \alpha) / (1 + \alpha/2 + \beta); \quad x_{\text{O}_2} = \alpha / (1 + \alpha/2 + \beta);$$

$$x_{\text{N}_2} = (\alpha/2) / (1 + \alpha/2 + \beta).$$

После подстановки молярных долей в (4-7) получаем

$$2(1 - \alpha)^2 (1 + \alpha/2 + \beta) / \alpha^3 = K_p^2 P, \quad (4-9)$$

где  $P$  — общее давление смеси (с учетом парциального давления азота).

Из кубического уравнения (4-9) следует, что с ростом содержания азота в смеси (с ростом  $\beta$ ) при постоянном давлении  $P$  степень диссоциации водяного пара увеличивается. Равноценный результат получается и из уравнения (4-8), если под  $P$  понимать не общее давление в смеси, а только суммарное давление  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$ .

На рис. 4-1 приведена кривая  $\alpha$  в функции температуры (4) для общего давления  $P=100$  атм  $=1,01 \cdot 10^7$  Па и  $\beta=10$ . Видно, что  $\alpha$  существенно увеличивается по сравнению со случаем, когда  $\beta=0$  (отсутствие азота).

Итак, при больших содержаниях  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$  в смесях диссоциация  $\text{H}_2\text{O}$  будет существенной и при высоких общих давлениях. Введение избыточных количеств водорода и кислорода будет понижать диссоциацию водяного пара. Пусть исходная смесь состоит из  $N_{\text{H}_2\text{O}}^0$  молей  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $N_{\text{H}_2}^0$  молей  $\text{H}_2$  и  $N_{\text{O}_2}^0$  молей  $\text{O}_2$ . Поступая, как в предыдущих случаях, получаем

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha/2 + \gamma + \delta}; \quad x_{\text{H}_2} = \frac{\alpha + \gamma}{1 + \alpha/2 + \gamma + \delta};$$

$$x_{\text{O}_2} = \frac{\alpha/2 + \delta}{1 + \alpha/2 + \gamma + \delta},$$

где  $\gamma = N_{\text{H}_2}^0 / N_{\text{H}_2\text{O}}^0$ ,  $\delta = N_{\text{O}_2}^0 / N_{\text{H}_2\text{O}}^0$ .

Далее, используя соотношение (4-7), получим уравнение

$$\frac{(1 + \alpha/2 + \gamma + \delta)^{1/2} (1 - \alpha)}{(\alpha + \gamma) (\alpha/2 + \delta)^{1/2}} = K_p P^{1,2}. \quad (4-10)$$

Из решения этого кубического уравнения находим, что  $\alpha$  — степень диссоциации исходного водяного пара — тем меньше, чем больше величины  $\gamma$  и  $\delta$ . Так, например, когда  $\alpha$  не очень сильно отличается от единицы, имеем

$$\frac{\left(1 + \frac{1}{2} + \gamma + \delta\right)^{1/2} (1 - \alpha)}{(1 + \gamma) \left(\frac{1}{2} + \delta\right)^{1/2}} \approx K_p P^{1,2}.$$

Отсюда получаем  $\alpha \approx 1 - K_p [P/(3A)]^{1/2}$ ,

где

$$A = [1/2 + (\gamma + \delta)/3] / [(1 + \gamma)^2 (1/2 + \delta)].$$

При  $\gamma = \delta = 0$  получаем  $A = 1$ . При  $\gamma > 0$  или  $\delta > 0$  имеем  $A < 1$ , т. е. степень диссоциации  $\alpha$  уменьшается. Например, при  $\gamma = 2$  и  $\delta = 0$   $A = 7/27$ . Для получения той же степени диссоциации, что и при  $\gamma = \delta = 0$ , требуются более низкие давления или более высокие температуры. Расчеты для тех или иных конкретных случаев при произвольных  $\alpha$  (от 0 до 1) можно провести, решая уравнение (4-10).

**Пример 4-4.** Рассчитать равновесную степень диссоциации углекислого газа по реакции  $\text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2$  при тех же условиях, что и в предыдущем примере.

**Решение.** Обозначая через  $\alpha$  степень диссоциации  $\text{CO}_2$  и делая те же преобразования, что и в предыдущем примере, получим кубическое уравнение (4-8), куда теперь будет входить константа равновесия  $K_p$  для реакции  $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ .

Результаты расчетов с использованием данных табл. 4-1 представлены на рис. 4-2. Как видно, диссоциация  $\text{CO}_2$  начинается при более низких температурах, чем диссоциация  $\text{H}_2\text{O}$ .

Введение в смесь газов, не участвующих в реакции, повышает степень диссоциации, если общее давление сохраняется. Введение избыточных количеств окиси углерода и кислорода уменьшает степень диссоциации.

В рассмотренных примерах не учитываются приводящие к повышению  $\alpha$  диссоциация  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$  и реакция  $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \frac{1}{2} \text{H}_2$ . В продуктах сгорания топлив могут одновременно присутствовать  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{N}_2$ , и расчет химического равновесия весьма сложен. Однако разработаны приближенные приемы решения соответствующих систем уравнений, значительно облегчающие вычисления.

К данной главе рекомендуется литература [13, 24, 49, 51, 58, 59, 76].

## КИНЕТИКА ГОРЕНИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

### 5-1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ

Акты химического превращения происходят при соударениях молекул, т. е. при достаточном сближении, когда начинают проявляться силы отталкивания. При этом нормальная составляющая кинетической энергии соударяющихся молекул переходит в потенциальную и может быть затрачена на разрушение первоначальных связей в молекулах. Однако эти связи будут разрушены только в том случае, если возникающая при соударении потенциальная энергия превысит некоторое предельное значение — энергию активации. Обозначим энергию активации через  $E$ . Необходимое условие для протекания бимолекулярной реакции типа  $A+B$  = продукты реакции, требующей столкновения двух молекул, можно записать в следующем виде:

$$m u_n^2 / 2 \geq E; \quad (5-1)$$

здесь  $m = m_A m_B / (m_A + m_B)$  — приведенная масса молекул (из формул для упругого соударения частиц);  $m_A$  и  $m_B$  — массы молекул  $A$  и  $B$ ;  $u_n$  — нормальная составляющая относительной скорости молекул.

Если принять, что распределение молекул по скоростям (или энергиям) отвечает равновесному закону Максвелла, то, как известно из молекулярной физики, полное число столкновений молекул  $A$  и  $B$  за единицу времени в единицу объема газа составляет

$$Z = \bar{u} \sigma n_A n_B, \quad (5-2)$$

где  $\bar{u} = [8kT/(\pi m)]^{0.5}$  — средняя относительная скорость молекул при температуре  $T$  (средняя тепловая скорость);  $k$  — постоянная Больцмана;  $\sigma$  — сечение соударений молекул;  $n_A$  и  $n_B$  — числа молекул  $A$  и  $B$  в единице объема (концентрации молекул).

Для простейшей модели, в которой молекулы рассматриваются как твердые сферы с радиусами  $r_A$  и  $r_B$ , сечение соударения равно  $\sigma = \pi(r_A + r_B)^2$ . Это сечение представляет собой сечение сферы с радиусом  $r_A + r_B$ , очерченной например, вокруг молекулы  $A$  (рис. 5-1). При попадании центра молекулы  $B$  в сечение произойдет соударение.

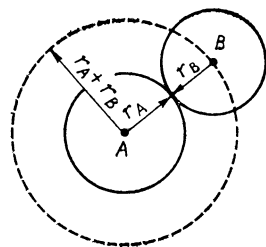


Рис. 5-1. Сечение соударений молекул  $A$  и  $B$  (по модели твердых шаров)

Для нахождения скорости рассматриваемой бимолекулярной реакции нужно из общего числа соударений молекул  $A$  и  $B$  выделить активные соударения, при которых выполняется условие (5-1).

При температуре газа  $T$  по закону Максвелла доля молекул, скорость которых в определенном направлении (например, скорость  $u_n$ ) лежит в интервале от  $u_n$  до  $u_n + du_n$ , а в направлении других декартовых координат имеет любые значения, составляет

$$d\Omega = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{m u_n^2}{2kT}} du_n.$$

Доля молекул, скорость которых превышает минимальную скорость  $u_{n, \text{мин}} = (2E/m)^{0.5}$  (и, следовательно, их энергия больше энергии активации  $E$ ), составит

$$\Omega = \int_{u_{n, \text{мин}}}^{\infty} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{m u_n^2}{2kT}} du_n = e^{-E/(kT)}.$$

Таким образом, число активных столкновений, приводящих к реакции,  $Z_a = \bar{u} \sigma e^{-E/(kT)} n_A n_B$  или, если  $E$  отнести не к одной молекуле, как было до сих пор, а к одному молю, то

$$Z_a = \bar{u} \sigma e^{-E/(RT)} n_A n_B,$$

где  $R = N_A k$  — универсальная газовая постоянная;  $N_A$  — число молекул в одном моле (число Авогадро).

Нужно еще иметь в виду, что не все столкновения, при которых энергия превышает энергию активации, приводят к химическому превращению. Молекулы являются сложными комплексами, и для протекания реакции необходимо, чтобы соударяющиеся молекулы были должным образом сориентированы между собой. Образно говоря, удар одной молекулы о другую должен произойти в наиболее уязвимом месте. Вводится вероятность того ( $P$ ), что молекулы при столкновении будут иметь нужную пространственную ориентацию. Число  $P$  называют стерическим или геометрическим фактором. Он может меняться в широких пределах — от 1 до  $10^{-7}$ .

Итак, скорость реакции, выражаемая числом актов химического превращения в единице объема за единицу времени, можно определить выражением

$$W = P Z e^{-E/(RT)} n_A n_B.$$

Перепишем соотношение в другом виде:

$$W = k_0 e^{-E/(RT)} n_A n_B. \quad (5-3)$$

Величина  $k_0$ , пропорциональная числу столкновений и стерическому фактору, носит название предэкспоненциального множителя. Как ясно из предыдущего,  $k_0$  должно быть про-

порционально  $\sqrt{T}$  (поскольку  $(\bar{u} \sim \sqrt{T})$ ). Следовательно  $W = k_0' \sqrt{T} e^{-E/(RT)} n_A n_B$ , где  $k_0'$  — постоянная для данной реакции величина.

Произведение  $k_0$  и экспоненты называют константой скорости реакции

$$k = k_0 e^{-E/(RT)} = k_0' \sqrt{T} e^{-E/(RT)}. \quad (5-4)$$

Величина  $k_0$  зависит от температуры гораздо слабее, чем экспонента. Поэтому часто предэкспоненциальный множитель  $k_0$  считают постоянной величиной (для данной реакции).

Формула (5-4) и предыдущие формулы выражают закон Аррениуса изменения скорости химической реакции с температурой. Приведенные соотношения показывают очень резкое возрастание скорости химической реакции с повышением температуры.

Рассмотренная теория, разумеется, является чрезвычайно упрощенной по многим причинам. Отметим, к примеру, что соотношение (5-1) со знаком равенства не является строгим. Соударяющиеся молекулы обладают не только кинетической энергией поступательного движения, но еще и вращательной и колебательной энергией (многоатомные молекулы). Эти виды энергии при соударении также могут перейти в потенциальную энергию, и наоборот, потенциальная энергия может частично перейти в эти виды энергии. Перешедшая часть энергии для химического превращения будет потеряна.

Вообще говоря, предэкспоненциальный множитель может быть приближенно оценен по вытекающему из рассмотренной теории соотношению  $k_0 = P \sigma \bar{u}$  (если известен стерический фактор). Входящие в расчет площади сечения  $\sigma$  радиусы молекул  $r_A$  и  $r_B$  можно приближенно определить, например, по данным о вязкости газов (поскольку соударения молекул являются причиной вязкости, см. гл. 3). Энергия же активации, как и стерический фактор, в рамках приведенной теории вообще не вычисляется. Нужно сказать, что задача этой теории состоит не столько в самом расчете, сколько в выяснении характера влияния основных физических величин на скорость реакции.

Имеются более развитые теории вычисления скоростей химических реакций, основанные на квантовой механике и статистической физике. В простейших случаях удается определять скорость реакции (газовой), не прибегая к опытным данным (т. е. рассчитываются энергия активации и предэкспоненциальный множитель). Подобный расчет состоит из двух этапов. На первом этапе вычисляется потенциальная энергия системы атомов, входящих в реагирующие молекулы при разном расстоянии между ядрами (и разном расположении ядер). Это энергия взаимодействия электронных оболочек и кулоновского отталкивания ядер; она определяется на основе численного решения квантовомеханического уравнения Шредингера для рас-

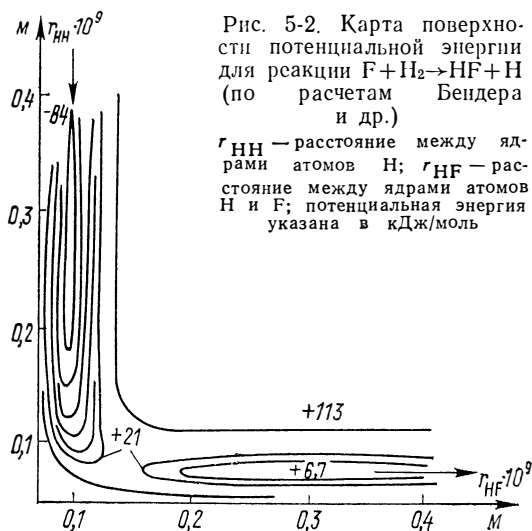


Рис. 5-2. Карта поверхности потенциальной энергии для реакции  $F + H_2 \rightarrow HF + H$  (по расчетам Бендера и др.)

$r_{HH}$  — расстояние между ядрами атомов H;  $r_{HF}$  — расстояние между ядрами атомов H и F; потенциальная энергия указана в кДж/моль

смаатриваемой системы электронов и ядер в адиабатном приближении Борна — Оппенгеймера (в приближении «замороженных» ядер, правомерном вследствие того, что скорости движения ядер много меньше скоростей движения электронов). Векторы расстояний между ядрами входят как параметры, при их изменениях меняется потенциальная энергия системы. В результате расчетов можно построить гиперповерхность потенциальной энергии, отвечающую различным расстояниям между ядрами (и их взаимному расположению). В простом случае трех взаимодействующих атомов (реакция между одноатомной и двухатомной молекулами), все время расположенных на одной прямой, достаточно двух геометрических координат, характеризующих расстояние между ядрами\*. При этом поверхность потенциальной энергии может быть изображена в виде трехмерной диаграммы (две координаты и энергия) или могут быть рассмотрены ее проекции на плоскость подобно географической карте. Пример для реакции  $F + H_2 \rightarrow HF + H$  представлен на рис. 5-2.

Путь реакции должен быть таким, чтобы потенциальный барьер был наименьшим, т. е. путь должен пролегать по гиперповерхности потенциальной энергии из долины реагентов (исходных веществ) в долину продуктов реакции через седлообразный перевал наименьшей высоты. Для реакции  $F + H_2 \rightarrow HF + H$  соответствующий путь указан на рис. 5-2 стрелками.

Высота потенциального барьера (перевала) определяет энергию активации реакции. В уточненном расчете учитываются еще

\* Практические расчеты, проводимые вариационным методом на пределе возможностей современной вычислительной техники, выполнены для систем с небольшим числом координат. Все подобные расчеты в сильной степени приближены.

различия в квантовомеханической энергии нулевых колебаний ядер системы в исходном состоянии и в состоянии, отвечающем седловой точке. Это приводит к некоторому изменению уровней отсчета энергии. В небольшой мере может также влиять квантовомеханический туннельный эффект — проникновение атомов сквозь потенциальный барьер. Следствием этого является понижение эффективной энергии активации. Туннельный эффект проявляется тем сильнее, чем меньше масса атомов. Поэтому он может играть заметную роль в реакциях с участием легких атомов водорода.

Следующий этап расчета скорости химической реакции (после установления энергии активации) носит статистический характер. Вводится понятие активированного комплекса взаимодействующих атомов (тех атомов, из которых состояли исходные молекулы), находящегося в переходном состоянии, предшествующем распаду продуктов реакции на молекулы. На гиперповерхности потенциальной энергии точка, отвечающая переходному состоянию (активированному комплексу), находится в седловой точке. Скорость химической реакции определяется скоростью распада активированного комплекса, т. е. среднестатистической скоростью движения изображающей точки через перевал в направлении долины продуктов. При этом предполагается, что существует (в том числе в районе седловой точки) равновесное максвелловское распределение энергии\* по степеням свободы. К тому же считается, что на преодоление потенциального барьера расходуется энергия, отвечающая одной из степеней свободы без энергетического обмена с другими степенями свободы. Еще предполагается, что активированный комплекс и продукты реакции находятся в термодинамическом равновесии (т. е. считаем, что осуществляется равновесный распад активированного комплекса на продукты реакции). В то же время не учитывается возможность распада активированного комплекса на исходные вещества.

В конечном итоге расчет, основанный на указанных принципах, позволяет в дополнение к энергии активации определить предэкспоненциальный множитель для константы скорости реакции в законе Аррениуса. Однако подобный расчет может носить весьма приближенный характер вследствие указанных (а также и других) упрощений.

В последнее время расчет скорости химической реакции совершенствуется в направлении более детального учета особенностей движения изображающей точки по гиперповерхности потенциальной энергии, неравновесности процесса, обмена энергией между разными степенями свободы и других факторов. Уточняются и расчеты по теории соударений.

---

\* Это принимается и выше при определении числа активных соударений молекул и введении понятия энергии активации (стр. 108), что, конечно, тоже достаточно условно.



Возвращаясь к приведенной выше формуле (5-3), отметим, что закон Аррениуса и найденная зависимость скорости простейших реакций от концентраций в общих чертах отвечает опыту. Скорость реакции обычно выражается количеством вещества (например, в молях), реагирующего за единицу времени в единице объема:

$$W = k_0 e^{-\frac{E}{RT}} C_A C_B,$$

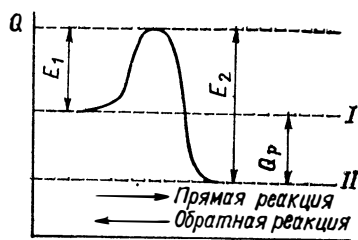
где  $C_A$  и  $C_B$  — концентрация компонентов  $A$  и  $B$ , выражаемая количеством вещества в единице объема.

Величины  $k_0$  и  $E$  определяются из обработки опытных данных.

Для сложной реакции характерным является ход ее через промежуточные простые реакции (цепной механизм), что в дальнейшем будет рассмотрено более подробно. Стехиометрическое соотношение для сложной реакции, например тримолекулярной реакции  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O}$ , отражает только материальный баланс совокупности простых промежуточных реакций. Простые реакции, например со столкновением двух молекул, реальны. Однако вероятность тройного столкновения молекул невелика. Кроме того, сложные прямые реакции, как правило, требуют больших энергетических затрат на разрушение исходных молекул: энергия активации для них велика. Поэтому реакции проходят промежуточные этапы, в которых обычно принимают участие активные центры: отдельные атомы, радикалы, возбужденные молекулы. Для реакций с активным центром энергия активации меньше. Для простых реакций, составляющих сложную, применимы приведенные зависимости для скорости реакции. Однако и для многих сложных реакций формально можно считать, что скорость реакции пропорциональна произведению концентраций в некоторых степенях, необязательно совпадающих со стехиометрическими коэффициентами. (Совпадение было бы, если бы реакция строго соответствовала стехиометрическому уравнению и удовлетворяла теории соударений). Коэффициенты и показатели степени подбираются так, чтобы удовлетворить опытным данным (если это возможно). Сумма показателей степени при концентрациях носит название порядка реакции. Константа скорости реакции для такого уравнения, которую можно назвать кажущейся или видимой, обычно все же с той или иной точностью удовлетворяет закону Аррениуса.

Размерность константы скорости реакции зависит от порядка реакции. Для гомогенных реакций первого порядка (когда скорость реакции пропорциональна концентрации одного компонента или когда сумма дробных показателей степени концентраций компонентов равна единице) размерность обратна единице времени, например  $1/\text{с}$ ; для реакций второго порядка размерность более сложна, например  $\text{м}^3/(\text{моль} \cdot \text{с})$ .

Рис. 5-3. Диаграмма энергетических уровней реакции  
 I — уровень энергии исходных веществ; II — уровень энергии продуктов реакции



Для элементарных реакций константу равновесия, рассмотренную в предыдущем параграфе, можно представить как отношение констант скоростей прямой и обратной реакций. Процесс можно иллюстрировать диаграммой (рис. 5-3). Для протекания прямой реакции нужно преодолеть потенциальный барьер  $E_1^*$ , после завершения реакции будет достигнут новый энергетический уровень системы и, если прямая реакция экзотермична, выделится теплота реакции  $Q_p$ . Для обратной реакции нужно преодолеть больший энергетический барьер  $E_2$ , и теплота реакции будет поглощаться.

При более сложных реакциях, как говорилось, термодинамические соотношения для равновесия сохраняют свою силу. При этом константа равновесия по-прежнему представляет собой отношение констант скоростей реакций, так как скорости прямой и обратной реакций вблизи равновесия всегда пропорциональны произведениям концентраций в степенях, равных стехиометрическим коэффициентам. При равновесии в любом случае скорости прямой и обратной реакции равны.

Рассмотрим более подробно свойства функции  $e^{-E/(RT)} = k/k_0$ , определяющей зависимость скорости химической реакции от температуры. При  $T=0$  имеем  $e^{-E/(RT)} = 0$ . С повышением температуры экспонента резко возрастает, производная по температуре при этом положительна. При высоких температурах производная уменьшается и экспонента асимптотически прибли-

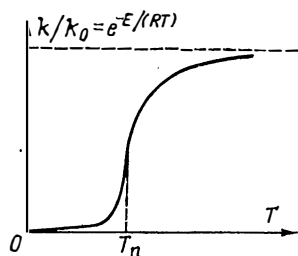


Рис. 5-4. Зависимость отношения  $k/k_0$  от температуры

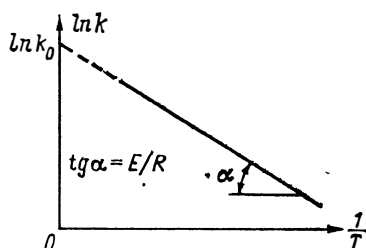


Рис. 5-5. Зависимость логарифма константы скорости реакции от обратной температуры

\* Как говорилось выше, это наименьший потенциальный барьер переходного состояния для прямой реакции.

жается к единице. При некоторой промежуточной температуре кривая имеет перегиб. Характер кривой представлен на рис. 5-4. В полулогарифмических координатах экспонента в зависимости от  $1/T$  дает прямую линию. Действительно, логарифмируя формулу (5-4), получаем  $\ln k = \ln k_0 - E/(RT)$ .

Зависимость  $\ln k$  от  $1/T$  (при постоянном предэкспоненциальном множителе  $k_0$ ) — прямая линия, иллюстрируется графиком на рис. 5-5. Тангенс угла наклона  $\alpha$  прямой к оси  $1/T$  определяет величину  $E/R$ , т. е.  $E = R \operatorname{tg} \alpha$ . Полулогарифмические координаты удобно использовать при обработке опытных данных о скоростях химических реакций.

Температуру  $T_n$ , отвечающую перегибу кривой на рис. 5-4, можно найти, приравняв нулю вторую производную экспоненты по температуре:

$$\left. \frac{d^2 e^{-E/(RT)}}{dT^2} \right|_{T=T_n} = \frac{E}{RT_n^3} \left( \frac{E}{RT_n} - 2 \right) e^{-E/(RT_n)} = 0,$$

откуда  $T_n = E/(2R)$ .

Для реакции горения энергия активации  $E$  меняется в пределах от  $(40-80) \cdot 10^3$  до  $(160-200) \cdot 10^3$  кДж/кмоль. Таким образом, температура  $T_n$  составляет примерно  $(2,5-25) \cdot 10^3$  К, она гораздо выше температур, достигаемых при горении. При температурах же более низких, чем  $T_n$ , скорость реакции очень сильно возрастает с температурой.

На скорость химической реакции влияет и давление. С изменением давления может меняться константа скорости реакции. Переменными могут оказаться и концентрации. Пусть, например, при изменении давления сохраняется исходное соотношение между компонентами, т. е. сохраняются относительные молярные концентрации  $x_i = p_i/P$ , где  $p_i$  — парциальное давление,  $P$  — общее давление. Тогда концентрации компонентов  $C_i = \rho p_i/(PRT)$  будут меняться прямо пропорционально общему давлению, соответственно будет меняться число соударений и скорость реакции.

Гетерогенные реакции, такие как горение углерода, протекают в адсорбционном слое на поверхности. Поэтому существенными стадиями процесса являются адсорбция исходных газообразных веществ (например, кислорода) и десорбция продуктов реакции. Согласно адсорбционной изотерме Ленгмюра активная доля поверхности, т. е. доля поверхности, покрытая адсорбированным веществом,  $q = p/(p+B)$ , где  $p$  — парциальное давление рассматриваемого газообразного компонента в окружающем объеме;  $B$  — опытная константа, имеющая размерность давления.

Скорость гетерогенной реакции можно считать пропорциональной величине  $q$ :

$$W = k'q = k'p/(p+B),$$

где  $k'$  — величина, аналогичная рассмотренной выше константе скорости реакции; при  $p \ll B$

$$W = k' p / B = k'' p = kC, \quad (5-5)$$

где  $C$  — концентрация компонента в газовом объеме на поверхности. Если же  $p \gg B$ , то  $W = k'$ .

При  $p \ll B$  имеем первый порядок реакции, а при  $p \gg B$  — нулевой порядок. Для промежуточных случаев порядок реакции дробный. При первом порядке константа скорости гетерогенной реакции  $k$  имеет размерность м/с.

Как будет видно из дальнейшего, формула (5-5) приводит к удовлетворительным результатам при описании гетерогенных реакций горения углерода. Зависимость константы скорости реакции  $k$  от температуры следует закону Аррениуса.

Остановимся теперь подробнее на сложных цепных реакциях в газовых смесях. Для таких реакций расчетные скорости, найденные с помощью формальной кинетики, окажутся низкими. На самом же деле реакции могут протекать со значительными скоростями и при сравнительно низких температурах. Как уже говорилось, это объясняется тем, что реакция проходит промежуточные стадии — простейшие реакции с активными центрами и низкими вследствие этого энергиями активации. Промежуточные реакции большей частью протекают в результате двойных или тройных соударений, но с низкими энергиями активации. В качестве активных центров, как уже сообщалось, могут выступать атомы веществ, например Н или О, неустойчивые образования или образования, требующие небольших энергий для своего разрушения: радикалы типа ОН и НО<sub>2</sub>, перекиси типа Н<sub>2</sub>О<sub>2</sub> и т. д. Подобные активные центры в реагирующих газовых смесях обнаруживаются экспериментально с помощью спектрального анализа. Замеренные в разреженном пламени концентрации атомов водорода Н, радикалов ОН и т. п. в тысячи раз превосходят их термодинамически равновесные значения, отвечающие реакциям  $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$ ;  $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}$  и т. д. К тому же концентрация Н во много раз превосходит концентрации других активных центров. В приведенном ниже наборе промежуточных реакций для горения Н<sub>2</sub> и СО главным активным центром является атомарный водород Н. Высокие концентрации активных центров объясняются разветвлением цепей, когда каждый вступающий в реакцию активный центр приводит к возникновению нескольких (обычно двух) активных центров.

Цепной механизм реакций с участием активных центров всесторонне изучается на протяжении последних 40—50 лет.

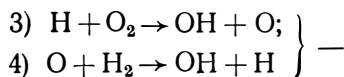
Наиболее существенный вклад в теоретическое и экспериментальное исследование вопроса внесли научные коллективы под руководством Н. Н. Семенова в СССР и Хиншельвуда в Англии.

По цепному механизму протекают, например, такие реакции, как горение водорода и окиси углерода (в кислороде). Для

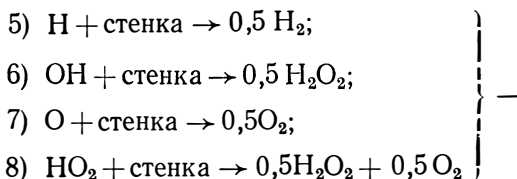
первой реакции  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O}$  можно записать следующий набор промежуточных реакций:

1)  $\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{OH}$  — реакция зарождения активного центра — радикала  $\text{OH}$ ;

2)  $\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$  — реакция продолжения цепи с образованием конечного продукта  $\text{H}_2\text{O}$ ;



реакции разветвления цепи, когда из одного активного центра образуются два активных центра;



реакции обрыва цепей на стенках реакционного сосуда;

9)  $\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow 0,5\text{H}_2\text{O}_2 + 0,5\text{O}_2$  — реакция обрыва цепи в газовом объеме при тройном соударении атома  $\text{H}$ , молекулы  $\text{O}_2$  и какой-либо третьей молекулы  $\text{M}$ .

Приведенный набор реакций носит в известной мере предположительный характер. Однако с его помощью объясняются некоторые особенности горения водорода, пределы воспламенения, влияние катализатора и т. п. Кинетические характеристики промежуточных реакций подбираются путем сопоставления с имеющимися опытными данными\*. Отметим, что после воспламенения, когда реакции разветвления цепей доминируют над реакциями обрыва, скорость горения (скорость получения конечного продукта — водяного пара) определяется промежуточной реакцией 2. Ранее уже говорилось, что к элементарным реакциям применимы рассмотренные закономерности (формальная кинетика). Зависимость скорости реакции от температуры по-прежнему будет отвечать закону Аррениуса, но с низкой энергией активации. С ростом температуры скорость реакции возрастает. При высоких температурах особенности цепного механизма сглаживаются.

Относительно реакции горения окиси углерода  $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$  нужно отметить следующее. Сухие (без водяных паров)  $\text{CO} + \text{O}_2$  реагируют с крайне низкой скоростью. Однако скорость реакции становится значительной при добавке к смеси небольшого количества водяных паров или водорода. Радикал  $\text{OH}$  и атомарный водород  $\text{H}$  (и кислород  $\text{O}$ ) служат первичными активными центрами. Реакцией продолжения цепи с одно-

\* Например, найдено, что для реакции 2 константа скорости  $k = 7 \cdot 10^{12} \sqrt{T} e^{-42000/(RT)}$ , 1/с, а для реакции 3  $k = 4,25 \cdot 10^{12} \cdot e^{-75000/(RT)}$ , 1/с.

временным получением  $\text{CO}_2$  является реакция  $\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$ . Реакции разветвления и обрыва цепей те же, что и для горения водорода.

Практически при горении природных топлив водяные пары и водород всегда присутствуют в смесях и обеспечивают высокую скорость реакции горения  $\text{CO}$ .

Горение газообразных углеводородов также протекает по цепному механизму. Активными центрами опять-таки служат атомарные водород и кислород.

## 5-2. ЦЕПНОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ

Под цепным воспламенением понимается переход от медленного стационарного протекания цепной химической реакции к протеканию ее с нарастающей во времени скоростью. Запас исходных веществ после воспламенения будет израсходован за короткое время, составляющее в обычных условиях малые доли секунды. Поэтому воспламенение часто называют взрывом.

Для математического анализа проблемы рассмотрим сначала простейшую схему, когда в реакциях участвует один активный центр. Практические случаи будут приближаться к этой схеме, так как в действительности в реакциях главную роль играет один из активных центров. Раньше уже говорилось, что при горении водорода концентрация активного центра атомарного водорода во много раз превосходит концентрацию других активных центров.

Текущую концентрацию действующего активного центра обозначим через  $n$ . Пусть скорость первичного зарождения активного центра, выражаемая числом центров, возникающих в единице объема за единицу времени, равна  $W_0$ . Константы скоростей реакций разветвления и обрыва цепи обозначим через  $f$  и  $g'$ . Напомним, что к элементарным реакциям приложимы разобранные выше понятия формальной кинетики и константы скоростей реакции  $f$  и  $g'$  имеют обычный смысл, но под  $g'$  будем понимать суммарную константу для реакций обрыва цепи в газовом объеме и на стенке,

$$g' = g + k_1. \quad (5-6)$$

Для первого процесса константу скорости гомогенной реакции обозначим через  $g$ . Для второго процесса (гетерогенного) введем константу  $k_1$  (приведенную к размерности константы  $g$ ). Эту константу определим в дальнейшем.

Скорость образования активного центра выразится следующим кинетическим уравнением (если считать, что по концентрации активного центра реакции имеют первый порядок):

$$dn/d\tau = W_0 + fn - g'n, \quad (5-7)$$

где  $\tau$  — время.

Реакция продолжения цепи не увеличивает и не уменьшает числа активных центров. Поэтому она не учитывается в кинетическом уравнении (5-7).

Интегрируя кинетическое уравнение с начальным условием  $n=0$  при  $\tau=0$ , получим

$$n = W_0 (e^{\varphi\tau} - 1) / \varphi, \quad (5-8)$$

где  $\varphi = f - g' = f - g - k_1$ .

Скорость  $W$  образования продукта реакции, получающегося в реакции продолжения цепи, можно считать пропорциональной концентрации активного продукта:  $W = kn$ , где  $k$  — константа скорости реакции.

Подставляя сюда значение  $n$ , получим

$$W = kW_0 (e^{\varphi\tau} - 1) / \varphi. \quad (5-9)$$

Если  $\varphi < 0$ , т. е. константа скорости разветвления цепи меньше константы скорости обрыва, то из (5-8) и (5-9) получаем, что концентрация активного центра  $n$  и скорость реакции  $W$  стремятся с течением времени к стационарным значениям:

$$n \rightarrow W_0 / (g + k_1 - f); \quad W \rightarrow \{kW_0 / (g + k_1 - f)\}.$$

Так как скорость первичного зарождения активного центра  $W_0$  обычно очень мала, то скорость реакции в данном случае будет весьма низкой. Воспламенения не произойдет. Однако нужно отметить, что скорость реакции положительна, хотя и очень мала.

Если  $\varphi > 0$ , концентрация  $n$  и скорость реакции  $W$  будет непрерывно нарастать, т. е. произойдет воспламенение. По прошествии времени, превосходящего величину  $1/\varphi$ , имеем

$$n = W_0 e^{(f-g-k_1)\tau} / (f-g-k_1)$$

и

$$W = kW_0 e^{(f-g-k_1)\tau} / (f-g-k_1).$$

Если  $\varphi = 0$ , то имеет место переход от одного типа протекания реакции к другому. Таким образом, условие  $\varphi = f - g - k_1 = 0$  является условием цепного воспламенения. При  $\varphi = 0$ , как вытекает из уравнения (5-7),  $n$ , а следовательно, и  $W$  линейно зависят от времени. Значения  $n/W_0$  и  $W/W_0$  для разных  $\varphi$  в функции от времени представлены на рис. 5-6 и 5-7.

При  $\varphi > 0$  скорость реакции неограниченно возрастает. Но на практике она, конечно, не может достичь бесконечности: после сильного возрастания по мере израсходования вступающих в реакцию веществ скорость реакции начинает уменьшаться.

Для дальнейшего развития теории воспламенения необходимо подробнее проанализировать реакции обрыва цепей. Реакция обрыва в объеме, как разбиралось в предыдущем параграфе, осуществляется при тройном соударении по схеме  $A + B + M = AB + M$ , где  $A$  — активный центр;  $M$  — молекула, не претерпевающая химического превращения. Эффективная кон-

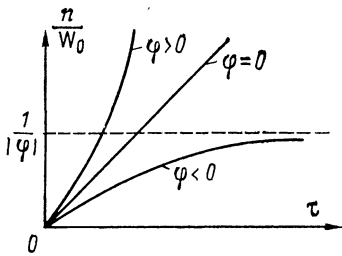


Рис. 5-6. Зависимость концентрации активного центра от времени в цепных реакциях

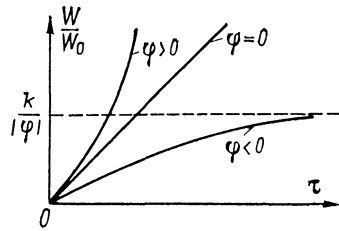


Рис. 5-7. Зависимость скорости цепной реакции от времени (при неограниченном запасе реагирующих веществ)

станта скорости реакции  $g$  зависит, по сути дела, от концентрации молекул  $B$  и  $M$ . Введение в смесь инертных добавок будет отражаться на величине константы  $g$ .

Обрыв цепей на стенках, происходящий при адсорбции активных центров, зависит как от кинетики адсорбции, так и от диффузии активных центров к стенкам. Активный центр при движении к стенке может вступать в реакцию продолжения или разветвления цепи. Перемещаться к стенке будет уже другой активный центр. Говорят, что цепь движется к стенке. В целом возникающая диффузия активных центров будет описываться обычными соотношениями для диффузии, которые разбирались в гл. 3.

Как и при гетерогенном горении, при установившихся условиях число активных центров, доставляемых к поверхности диффузией, равно числу центров, адсорбированных поверхностью, т. е.

$$\alpha_D(n - n_{ст}) = \kappa_{ст}n_{ст}, \quad (5-10)$$

где  $\alpha_D$  — коэффициент диффузионного обмена стенки с газовым объемом (для активных центров);  $n_{ст}$  — концентрация активных центров в непосредственной близости от стенки;  $\kappa_{ст}$  — константа скорости адсорбции активных центров. Константа  $\kappa_{ст}$  пропорциональна вероятности адсорбции активного центра при ударе его о стенку.

Из выражения (5-10) можно определить концентрацию  $n_{ст}$  и величину  $\kappa_{ст}n_{ст}$ :

$$n_{ст} = \alpha_D n / (\kappa_{ст} + \alpha_D) \quad \text{и} \quad \kappa_{ст}n_{ст} = \kappa_{ст} \alpha_D n / (\kappa_{ст} + \alpha_D).$$

Умножив  $\kappa_{ст}n_{ст}$  на площадь поверхности стенок реакционного сосуда  $S$  и поделив на его объем  $V$ , определим скорость гибели активных центров на стенках в расчете на единицу объема газа:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{ст} = \frac{S \kappa_{ст} \alpha_D n}{(\kappa_{ст} + \alpha_D) V} = k_1 n, \quad (5-11)$$

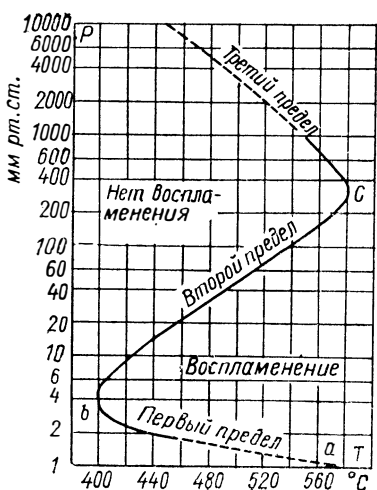


где  $k_1 = \frac{S\kappa_{ст}\alpha_D}{(\kappa_{ст} + \alpha_D)V}$  — приведенная объемная константа скорости гибели активного центра на стенках; именно эта константа использовалась в предыдущих формулах, начиная с (5-6).

Как и для гетерогенного горения, можно ввести в рассмотрение две крайние области реагирования: кинетическую и диффузионную. Если  $\kappa_{ст} \ll \alpha_D$  (кинетическая область), то  $k_1 = S\kappa_{ст}/V \approx \approx \kappa_{ст}/L$ , где  $L$  — характерный размер реакционного сосуда (например, диаметр цилиндрического сосуда).

Если же  $\alpha_D \gg \kappa_{ст}$  (диффузионная область), то  $k_1 = S\alpha_D/V \approx \approx D/L^2$ , так как  $\alpha_D \approx D/L$ . Здесь  $D$  — коэффициент диффузии активного центра.

Для газовых смесей, реагирующих по цепному механизму, характерна своеобразная зависимость пределов воспламенения от давления и температуры. Эта зависимость для смеси водорода с кислородом представлена на рис. 5-8. Опыт проводился в пирексовом сосуде диаметром 7,4 см с внутренней поверхностью, обработанной KCl. Первый и третий пределы частично экстраполированы. Кривая ограничивает область воспламенения, носящую название полуострова воспламенения. Если точки, отвечающие давлению и температуре смеси, попадают в эту область, то данная смесь воспламеняется, протекает бурная взрывная реакция. Вне полуострова воспламенения реакция носит стационарный характер и протекает с очень небольшой скоростью. Пределы воспламенения отвечают условию  $\phi=0$  для цепного механизма горения водорода, рассмотренного в предыдущем параграфе. Положение первого (нижнего) предела воспламенения  $ab$  зависит от размера сосуда и материала стенок. Это говорит о том, что нижняя граница воспламенения определяется равенством скоростей реакций обрыва цепей на стенках и реакций разветвления цепей.



Следовательно, второй предел определяется равенством скоростей реакций обрыва цепей в объеме и реакций разветвления цепей. Второй предел  $bc$ , наоборот, не зависит от размеров сосуда и материала стенок. На положение второго предела влияют добавки к смеси посторонних инертных примесей. Следовательно, второй предел определяется равенством скоростей реакций обрыва цепей в объеме и реакций разветвления цепей.

Реакция обрыва цепей на стенке, влияющая на нижний

Рис. 5-8. «Полуостров» воспламенения для стехиометрической смеси водорода с кислородом

предел, может протекать в кинетической (пирексовый сосуд, малая вероятность захвата атомов стенкой и малые  $\kappa_{cr}$ ) или диффузионной (кварцевый сосуд, большие  $\kappa_{cr}$ ) области реагирования. Могут быть и промежуточные случаи. Второй предел обуславливается гомогенными реакциями, протекающими в кинетической области. Скорости процессов в области медленного окисления вблизи пределов невелики, выгорание водорода происходит медленно. Скорость выгорания водорода резко возрастает в области воспламенения.

Второй предел  $bc$  можно смещать за счет изменения содержания в смеси кислорода или водорода (от состава смеси зависит и нижний предел), а также за счет введения инертных добавок (например, йода), увеличивающих обрыв цепей в объеме. В последнем случае второй предел смещается в область более низких давлений. Однако при разбавлении смеси азотом второй предел, наоборот, смещается в область более высоких давлений. Оказывается, что молекулы азота не участвуют в реакции обрыва цепи и в разбавленной азотом смеси соударения с другими молекулами, приводящие к реакции обрыва, происходят реже.

Добавка к смеси активных центров (например, за счет электрического разряда, приводящего к появлению атомарного водорода) повышает скорость горения и смещает весь полуостров воспламенения влево (в область более низких температур) с некоторым понижением первого (нижнего) предела и повышением второго. Аналогично действуют ультрафиолетовые световые лучи, способствующие распаду исходных веществ.

На рис. 5-8 представлен также третий предел, расположенный в области сравнительно высоких давлений, где столкновения молекул происходят гораздо чаще. Реакция горения протекает здесь достаточно интенсивно, хотя активные центры гибнут при тройных столкновениях в объеме. Однако в таких условиях для развития реакции (воспламенения) необходимо интенсивное повышение температуры. Такое повышение наблюдается лишь тогда, когда приход теплоты вследствие реакции превышает отвод его к стенкам. В этом случае воспламенение носит тепловой характер. Вблизи первого и второго пределов разогрев при воспламенении практически отсутствует из-за относительно большого отвода теплоты через стенки. Развитие реакции целиком обязано разветвлению цепей. Тепловой механизм воспламенения может проявляться лишь при слабом влиянии стенок — в районе третьего предела.

Особенности теплового воспламенения будут подробно рассмотрены в следующей главе. Вблизи третьего предела может проявляться и цепной механизм воспламенения, хотя бы в качестве инициатора теплового взрыва. Активный центр  $H$  уже не может играть роли: он гибнет согласно реакции 9. Однако получающийся при этом радикал  $HO_2$  тоже может выступать как активный центр и давать конечный продукт — водяной

пар — согласно реакции  $\text{NO}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$ . Эта реакция может привести к первичному нарастанию температуры смеси, что вызывает потом тепловое воспламенение смеси.

### 5.3. ОБРАЗОВАНИЕ ОКСИДОВ АЗОТА В ТОПКАХ ПАРОВЫХ КОТЛОВ

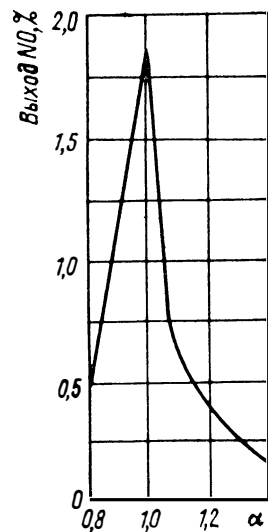
При сжигании топлив в топках паровых котлов, двигателях внутреннего сгорания и т. д. кроме известных оксидов — продуктов сгорания горючей части топлива — появляются в небольшом количестве оксиды азота и серы, роль которых в материальном и тепловом балансах невелика, но которые загрязняют окружающую среду, вредно воздействуя на живую и неживую природу, на человека.

В продуктах сгорания топлив в паровых котлах ТПП-210, ТПП-312 производительностью 950 т/ч при работе на мазуте и природном газе с  $\alpha \leq 1,03$  содержание оксидов азота составляет по данным замеров 800—1100 мг/м<sup>3</sup>, а в паровых котлах блоков 300 и 800 мВт при сжигании каменных углей, мазута и природного газа с  $\alpha = 1,1 \div 1,2$  содержание оксидов азота достигает 1500—2000 мг/м<sup>3</sup>, что превышает разовые предельные допустимые концентрации.

Исследованиями выявлено, что в процессе горения образуется NO. При движении по газовому тракту парового котла дальнейшего окисления практически не происходит. После выхода в атмосферу основная часть NO в сравнительно короткий промежуток времени в условиях охлаждения при наличии свободного кислорода переходит в NO<sub>2</sub>. Диоксид азота в четыре раза токсичнее оксида азота. Вдыхание паров NO<sub>2</sub> вызывает сильное раздражение дыхательных путей и может привести к серьезному отравлению. Диоксид азота образуется непосредственным соединением оксида азота с кислородом с выделением тепла:



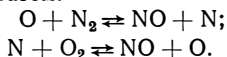
Выход оксидов азота в зависимости от коэффициента избытка воздуха определяется экспериментально (рис. 5-9). Увеличение выхода NO в области, где  $\alpha < 1$ , объясняется повышением концентрации свободного кислорода, а уменьшение в области, где  $\alpha > 1$ , — в основном снижением температуры. Максимальный выход NO получается при горении смеси с составом, близким к стехиометрической смеси.



В смесях с  $\alpha > 1$  выход NO на один-два порядка ниже равновесного, а в смесях с недостатком окислителя приближается к равновесному.

Рядом исследователей было установлено, что в факеле NO в основном образуется в зоне максимальных температур, в сравнительно узком их диапазоне на участке малой длины. При форсировке факела концентрация NO возрастает.

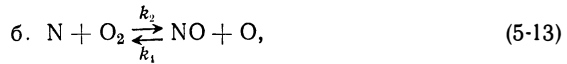
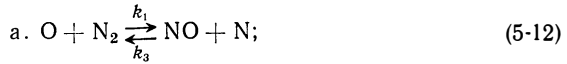
Исходя из экспериментально установленного факта, что в зоне реакции при высоких температурах образуется атомарный кислород, можно представить механизм образования оксидов азота следующим образом:



При этом атомарный кислород образуется в значительном количестве в промежуточных стадиях реакции горения углеводородов и оксида углерода.

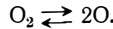
Рис. 5-9. Зависимость выхода оксидов азота от коэффициента избытка воздуха

На основании изложенных фактов Семеновым, Зельдовичем и Франк-Каменецким (теория Семенова—Зельдовича—Франк-Каменецкого) рассматривается совокупность цепных реакций с участием атомарного кислорода и азота:



где  $k_1, k_2, k_3, k_4$  — константы скорости прямых и обратных реакций.

Концентрация атомарного кислорода определяется равновесием реакции диссоциации молекулы  $\text{O}_2$ :



Следовательно, константа равновесия  $K_C = C_{\text{O}}^2/C_{\text{O}_2}$ ; отсюда

$$C_{\text{O}} = \sqrt{K_C C_{\text{O}_2}} = K_{\text{O}} \sqrt{C_{\text{O}_2}}, \quad (5-14)$$

где  $C_{\text{O}}$  и  $C_{\text{O}_2}$  — соответственно молярная концентрация атомарного кислорода и молекул кислорода;  $K_{\text{O}} = \sqrt{K_C}$ .

Условия равновесия реакций (5-12) и (5-13) имеют вид

$$K_{C\text{a}} = \frac{C_{\text{(NO)}}C_{\text{(N)}}}{C_{\text{N}_2}C_{\text{(O)}}} = \frac{k_1}{k_3} = \frac{32}{9} \exp\left(-\frac{196,8 \cdot 10^6}{RT}\right);$$

$$K_{C\text{б}} = \frac{C_{\text{(NO)}}C_{\text{(O)}}}{C_{\text{(N)}}C_{\text{O}_2}} = \frac{k_2}{k_4} = 6 \exp\frac{16,7 \cdot 10^6}{RT},$$

а процесса в целом

$$K^2 = K_{C\text{a}}K_{C\text{б}} = \frac{C_{\text{(NO)}}^2}{C_{\text{N}_2}C_{\text{O}_2}} = \frac{k_1k_2}{k_3k_4} = \frac{64}{3} \exp\left(-\frac{180,1 \cdot 10^6}{RT}\right). \quad (5-15)$$

Скобки у индексов концентраций означают, что рассматриваются равновесные концентрации.

Кинетика рассматриваемых реакций определяется следующими уравнениями:

$$\frac{dC_{\text{NO}}}{d\tau} = k_1C_{\text{O}}C_{\text{N}_2} + k_2C_{\text{N}}C_{\text{O}_2} - k_3C_{\text{NO}}C_{\text{N}} - k_4C_{\text{NO}}C_{\text{O}}; \quad (5-16)$$

$$\frac{dC_{\text{O}}}{d\tau} = -\frac{dC_{\text{N}}}{d\tau} = -k_1C_{\text{O}}C_{\text{N}_2} + k_2C_{\text{N}}C_{\text{O}_2} + k_3C_{\text{NO}}C_{\text{N}} - k_4C_{\text{NO}}C_{\text{O}}. \quad (5-17)$$

Так как скорость изменения концентрации атомарного кислорода и атомарного азота намного меньше, чем скорость изменения концентрации оксида азота, т. е.  $\frac{dC_{\text{O}}}{d\tau} = -\frac{dC_{\text{N}}}{d\tau} \ll \frac{dC_{\text{NO}}}{d\tau}$ , то можно считать, что  $\frac{dC_{\text{O}}}{d\tau} = -\frac{dC_{\text{N}}}{d\tau} \approx 0$ .

Тогда из уравнения (5-17)

$$C_{\text{N}} = \frac{C_{\text{O}}}{k_2C_{\text{O}_2} + k_3C_{\text{NO}}}. \quad (5-18)$$

Как видно из этого выражения, учитывается только азот воздуха, поскольку в атмосфере азота содержится 79 %, в то время как в топливе не более 1—2 %.

Подставив выражение (5-18) для атомарного азота в уравнение (5-16) и выполнив алгебраические преобразования, получим

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = \frac{2C_O}{k_2C_{O_2} + k_3C_{NO}} (k_1k_2C_{N_2}C_{O_2} - k_3k_4C_{NO}^2).$$

Можно считать, что  $k_2C_{O_2} \gg k_3C_{NO}$ , т. е. образование NO по прямой реакции (5-13) превышает исчезновение NO по обратной реакции (5-12); тогда

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = \frac{2C_O}{k_2C_{O_2}} (k_1k_2C_{N_2}C_{O_2} - k_3k_4C_{NO}^2).$$

Условие  $dC_O/d\tau=0$  указывает, что концентрация атомарного кислорода равновесная, а следовательно, подставив выражение для нее (5-14), получим

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = \frac{2K_O k_1}{\sqrt{C_{O_2}}} \frac{1}{K^2} \left[ C_{(NO)}^2 - C_{NO}^2 \right]. \quad (5-19)$$

Введем обозначения:

$\sigma = C_{NO}/C_{(NO)}$  — безразмерная концентрация оксида азота;

$No = \frac{2K_O k_1 C_{(NO)}}{K^2 \sqrt{C_{O_2}}} \tau$  — безразмерное время (критерий гомохронности).

Тогда дифференциальное уравнение изменения концентрации оксида азота (5-19) можно записать в безразмерном виде как

$$\frac{d\sigma}{dNo} = 1 - \sigma^2. \quad (5-20)$$

Начальное условие: при  $No=0$   $\sigma=0$ .

Учитывая, что в топке парового котла  $T_{\max} \approx (0,85 \div 0,9) T_a$ , а температура газов на выходе из топки  $T_T \approx (0,7 \div 0,75) T_a$ , для первого приближения температуру факела можно считать постоянной. Тогда после интегрирования (5-20) получим  $\text{arth } \sigma = No$ . Отсюда

$$K_O k_1 = \frac{K^2 \sqrt{C_{O_2}} \text{arth } \sigma}{2C_{(NO)} \tau}. \quad (5-21)$$

Обработывая результаты опытов в соответствии с этим последним выражением, можно найти произведения неизвестных констант  $K_O k_1$  (рис. 5-10). Как видно из рисунка, кривые оказались различными для разных топлив, в то время как эти константы, отражающие ход окисления азота воздуха, не должны зависеть от вида топлива. Кроме того, данные, полученные для вихревых топок (кривая 4), сжигающих торф, располагаются выше, чем для топки с прямоточным факелом на торфе (кривая 2).

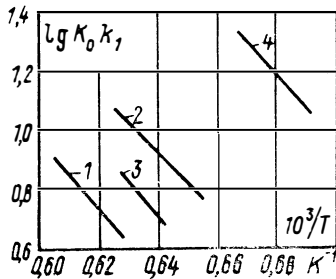


Рис. 5-10. Зависимость  $\lg K_O k_1(T)$  для различных топлив при учете азота воздуха: 1 — богословский уголь (прямоточный факел); 2 — торф (прямоточный факел); 3 — мазут (вихревой факел); 4 — торф (вихревой факел)

При обработке опытных данных время пребывания газов в топке определялось как  $\tau = \frac{V_{\tau 273}}{BV_{\Gamma} T_{\max}}$ , причем принимался в расчет весь объем топки.

Но в вихревой топке часть объема занята вихревыми зонами, поэтому фактическое время пребывания потока газа меньше рассчитываемого, а следовательно,  $K_0 k_1$  для разных схем сжигания будут еще больше различаться. Эти результаты особенно резко проявили себя на торфе — топливе с высоким содержанием азота. Отсюда видна роль азота топлива в образовании оксида азота.

Рассмотрим теорию Семенова—Зельдовича—Франк-Каменецкого при учете роли азота топлива. Будем считать, что азот топлива, выделяющийся при его термическом разложении, в основном находится в атомарном состоянии и что именно он определяет течение цепных реакций (5-12) и (5-13). Тогда из уравнения (5-17) при условии, что  $\frac{dC_O}{d\tau} = -\frac{dC_N}{d\tau} = 0$ , имеем

$$C_O = \frac{C_N (k_2 C_{O_2} + k_3 C_{NO})}{k_1 C_{N_2} + k_4 C_{NO}}.$$

Подставив это выражение в уравнение (5-16), получим

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = C_N \left( \frac{k_2 C_{O_2} + k_3 C_{NO}}{k_1 C_{N_2} + k_4 C_{NO}} k_1 C_{N_2} - \frac{k_2 C_{O_2} + k_3 C_{NO}}{k_1 C_{N_2} + k_4 C_{NO}} k_4 C_{NO} + k_2 C_{O_2} - k_3 C_{NO} \right). \quad (5-22)$$

Считая в первом приближении, что концентрация атомарного азота постоянна и равна выходу его в результате термического разложения  $C_{N_0}$ , из уравнения (5-22) после преобразования получим

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = C_{N_0} \left( 2k_2 C_{O_2} - \frac{k_2 k_4 C_{NO} C_{O_2}}{k_1 C_{N_2}} - \frac{k_4 k_3 C_{NO}^2}{k_1 C_{N_2}} \right).$$

Учитывая, что

$$\frac{k_4 k_3 C_{NO}^2}{k_1 C_{N_2}} = \frac{C_{N_2} C_{O_2}}{C_{(NO)}^2} k_2 \frac{C_{NO}^2}{C_{N_2}} = k_2 C_{O_2} \frac{C_{NO}^2}{C_{(NO)}^2},$$

после преобразований находим

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = k_2 C_{N_0} C_{O_2} \left( 2 - \frac{k_4 C_{NO}}{k_1 C_{N_2}} - \frac{C_{NO}^2}{C_{(NO)}^2} \right). \quad (5-23)$$

Так как  $k_1 C_{N_2} \gg k_4 C_{NO}$ , т. е. образование оксида азота по прямой реакции (5-12) идет интенсивнее, чем исчезновение оксида азота по обратной реакции (5-13), вторым слагаемым в (5-23) можно пренебречь и тогда

$$\frac{dC_{NO}}{d\tau} = k_2 C_{O_2} C_{N_0} \left( 2 - \frac{C_{NO}^2}{C_{(NO)}^2} \right).$$

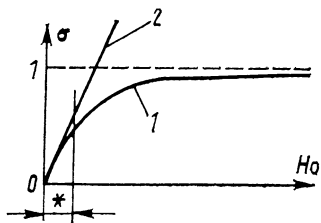


Рис. 5-11. Сравнение результатов точного и приближенного решений уравнения (5-24)

1 — точное решение (5-25); 2 — приближенное решение (5-26); \* — область совпадения решений ( $\sigma \ll \sqrt{2}$ )

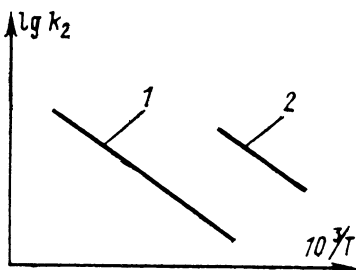


Рис. 5-12. Зависимость  $\lg k_2(T)$  для различных топлив при учете азота топлива

1 — прямоточный факел (мазут, торф, богословский уголь); 2 — вихревой факел

Запишем это уравнение в безразмерном виде, где безразмерная концентрация оксидов азота  $\sigma$  остается прежним комплексом, а безразмерное время  $Ho = k_2 C_{O_2} C_{N_0} \tau / C_{(NO)}$ . Тогда

$$\frac{d\sigma}{dHo} = 2 - \sigma^2. \quad (5-24)$$

Решение этого дифференциального уравнения при начальном условии  $Ho=0, \sigma \approx 0$  для изотермической топки имеет вид

$$\sigma = \sqrt{2} \frac{\exp(2\sqrt{2} Ho) - 1}{\exp(2\sqrt{2} Ho) + 1}. \quad (5-25)$$

Когда  $\sigma^2 \ll 2$ , т. е.  $\sigma \ll \sqrt{2}$ , то  $d\sigma/dHo \approx 2$  и

$$\sigma \approx 2Ho. \quad (5-26)$$

Условие  $\sigma^2 \ll 2$  практически означает, что  $Ho \ll 1$ . Указанные приближенные равенства тем точнее, чем меньше  $Ho$ . В координатах  $\sigma, Ho$  полученные решения (5-25) и (5-26) представлены на рис. 5-11.

По решению (5-25) были обработаны опытные данные для различных топлив (рис. 5-12) и определена константа скорости прямой реакции (5-13) (второго порядка)  $k_2, \text{ м}^3/(\text{кмоль} \cdot \text{с})$ . Как видно из обработки опытных данных, различные топлива удовлетворительно укладываются на одну прямую. Прямая 2 располагается выше, так как при вихревом сжигании время пребывания частиц топлива в топке больше, чем при прямоточном факельном сжигании. Сопоставление прямых 2 и 1 дает возможность косвенно определять циркуляцию частиц в топке при вихревом сжигании.

Значения константы скорости реакции  $k_2$  для различных топлив в широком диапазоне коэффициента избытка воздуха и температуры процесса обобщаются экспериментальной зависимостью:

$$k_2 = 4 \cdot 10^{19} \exp\left(-\frac{540,1 \cdot 10^6}{RT}\right).$$

Концентрация азота (кмоль/м<sup>3</sup>), полученного в результате термического разложения топлива

$$C_{N_0} = \beta \frac{N^p \cdot 273}{14 V_r T},$$

где  $N^p$  — содержание азота в топливе;  $\beta$  — поправка на степень конверсии азота топлива ( $\beta=0,02$  для кузнецкого угля;  $\beta=0,4$  для торфа в топке с абраурами;  $\beta=0,5$  для мазута); 14 — молекулярная масса азота.

Значения  $C_{O_2}$  и  $C_{N_2}$  при расчете равновесной концентрации оксида азота  $C_{(NO)}$  по (5-15) определяются выражениями:

$$C_{O_2} = 0,21 (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_r} \frac{P}{RT}; \quad C_{N_2} = 0,79\alpha \frac{V^0}{V_r} \frac{P}{RT}.$$

Полученную в результате расчета концентрацию  $C_{NO}$  легко привести к концентрации диоксида азота по выражению

$$C_{NO_2} = C_{NO} \frac{V_r \cdot 46T}{V_r^{сyx} \cdot 273},$$

где 46 — молекулярная масса  $NO_2$ ; при этом  $C_{NO_2}$  получаем в кг/м<sup>3</sup>.

Учитывая сказанное раньше о зависимости  $T_{\max}$  и  $T_r''$  от теоретической температуры горения  $T_a$ , в первом приближении при расчетах топку будем считать изотермической, а температуру по всей высоте топки — равной  $T_{\max}$ .

#### 5-4. ПРИМЕР

Из условия  $\varphi=0$  получить в общем виде соотношения, определяющие первый и второй пределы воспламенения газовых смесей.

Решение. Первый (нижний) предел определяется равенством скоростей разветвления цепей и обрыва цепей на стенках сосуда. В данном случае согласно формуле (5-11)  $k_1 = (S/V)[\kappa_{ст} \alpha_D / (\kappa_{ст} + \alpha_D)]$ . Из условия  $\varphi = f - k_1 = 0$  получаем уравнение, определяющее соотношение между величинами на нижнем пределе:

$$f - (S/V)[\kappa_{ст} \alpha_D / (\kappa_{ст} + \alpha_D)] = 0.$$

Поскольку реакции разветвления цепей (например, реакции 3 и 4 в случае горения водорода) являются реакциями второго порядка, то можно принять  $f = Pa e^{-E_p/(RT)}$ , где  $P$  — давление горючей смеси;  $a$  — константа;  $E_p$  — энергия активации для реакции разветвления. Можно также принять  $\kappa_{ст} = \kappa_{ст0} e^{-E_{ст}/(RT)}$ , где  $\kappa_{ст0}$  — константа скорости адсорбции;  $E_{ст}$  — энергия активации для реакций обрыва цепи на стенке.

Для реакции обрыва цепи на стенке в кинетической области (при  $k_1 = S \kappa_{ст} / V = b_{\kappa} e^{-E_{\kappa}/(RT)} / L$ , где  $b_{\kappa}$  — постоянная, а  $L$  — характерный размер сосуда) получаем

$$P = B_{\kappa} e^{E_{\kappa}/(RT)}.$$

Здесь  $B_{\kappa} = b_{\kappa} / (La)$ ;  $E_{\kappa} = E_p - E_{ст}$ .

Для реакции обрыва цепи на стенке, протекающей в диффузионной области [ $k_1 = Sd_D / V = b_D T / (L^2 P)$ , где  $b_D$  — постоянная\*], имеем

$$PB_D T e^{E_p/(2RT)}, \quad \text{где} \quad B_D = \sqrt{b_D} / (L \sqrt{a}).$$

\* Учитываем, что  $\alpha_D \approx D/L$  и  $D \sim T^2/P$ .



Второй предел соответствует равенству скорости разветвления цепей и скорости обрыва цепей в объеме  $\varphi = f - g = 0$ . В этом случае для реакции обрыва (типа реакции 9 при горении водорода) можно записать  $g = \dots P^2 b e^{-E_{обр}/(RT)}$ , где  $b$  — постоянная;  $E_{обр}$  — энергия активации для реакции обрыва в объеме.

Из условия  $\varphi = 0$  для второго предела получаем соотношение  $P = A e^{-E_2/(RT)}$ , где  $A = a/b$ ;  $E_2 = E_p - E_{обр}$ .

Для смеси водорода с кислородом (см. рис. 5-8) на нижнем пределе давление падает с увеличением температуры. Это означает, что для реакции обрыва цепи на стенке в кинетическом режиме должно быть  $E_p > E_{ст}$  и  $E_1 > 0$ . Для диффузионного режима этой реакции существенна только энергия активации  $E_p$ , причем с ростом температуры уменьшение экспоненты  $e^{-E_p/(RT)}$  происходит быстрее увеличения температуры. На втором пределе, напротив, давление растет с повышением температуры. То же получается и по найденному соотношению для второго предела.

К данной главе рекомендуется литература [33, 36, 51, 52, 55, 56, 65, 75].

## ГЛАВА ШЕСТАЯ

### ВОСПЛАМЕНЕНИЕ, ЗАЖИГАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

#### 6-1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГОРЕНИЯ

Полное время сгорания топлива складывается из ряда промежутков времени, необходимых для последовательного развития процессов. Начавшаяся реакция горения протекает весьма быстро, однако ряд составляющих процесса — перемешивание горючих с окислителем, ускорение реакции и др. — происходит медленнее и их скоростью определяется скорость горения в целом. На время реакции большое влияние оказывает тепловая обстановка, вызывающая подвод или отвод тепла из зоны реакции. При значительном охлаждении зоны реакции медленная реакция окисления вообще не может перейти к быстрой — горению.

Задачей всякого исследования является познание закономерностей изучаемого процесса с целью управления им. Одна из главных целей изучения процесса горения состоит в изыскании путей его интенсификации и создания малогабаритных и высокоэффективных устройств для сжигания топлива. Успешное решение этих задач возможно только при четком представлении о влиянии свойств горючих веществ и организации процесса горения на критические явления и явления распространения зоны реакции. Критические явления характеризуются резким изменением режима процесса при малом изменении внешних условий. К ним относятся процессы воспламенения и зажигания. К явлениям распространения зоны реакции относятся рас-

пространение пламени, горение в неравномерно движущемся потоке и турбулентное горение, а также детонация.

В общем случае горение любого топлива можно описать уравнениями нестационарного тепло- и массообмена при наличии внутренних источников и стоков теплоты и массы (см. § 3-5). Для движущихся смесей эти уравнения могут быть получены из уравнений на стр. 85, дополненных членами, учитывающими внутренние источники теплоты и массы. Приняв, что порядок реакции по веществу, находящемуся в избытке, равен нулю, а по веществу, находящемуся в недостатке, равен  $m$ , а также обозначив тепловой эффект реакции  $Q_p$ , процесс горения в движущейся смеси можно представить в виде нестационарных уравнений теплообмена

$$\rho_0 c_p \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q_p k_0 C^m e^{-\frac{E}{RT}} \quad (6-1)$$

и массообмена

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \frac{\partial C}{\partial z} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) - k_0 C^m e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (6-2)$$

где  $C$  — концентрация вещества, находящегося в недостатке (обычно горючего);  $m$  — порядок реакции;  $w_x, w_y, w_z$  — проекции скорости движения газа на координатные оси  $x, y, z$ .

Для неподвижной смеси, находящейся в закрытом объеме, уравнения тепло- и массообмена соответственно примут вид:

$$\rho_0 c_v \frac{dT}{d\tau} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q_p k_0 C^m e^{-\frac{E}{RT}}; \quad (6-1a)$$

$$\frac{dC}{d\tau} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) - k_0 C^m e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (6-2a)$$

Эти уравнения должны быть дополнены уравнениями газовой динамики, учитывающими аэродинамику потоков горючего и окислителя. Граничные условия должны выражать закономерности отвода теплоты от реагирующей системы и учитывать непроницаемость стенок для реагирующих веществ.

При адиабатных условиях, в гомогенной смеси, т. е. при отсутствии теплотерь, будут отсутствовать градиенты температур и концентраций и исходные уравнения (6-1a) и (6-2a) преобразуются к виду

$$\rho_0 c_v dT/d\tau = -Q_p dC/d\tau \quad \text{и} \quad dC/d\tau = -k_0 C e^{-E/(RT)}. \quad (6-3)$$

Знак минус в (6-3) учитывает возрастание температуры при расходовании горючего. Разделив переменные и проинтегриро-

вав (6-3) от начальных  $(T_0, C_0)$  до текущих  $(T, C)$  температур и концентраций получим

$$Q_p(C_0 - C)/(\rho c_v) = T - T_0. \quad (6-4)$$

Через бесконечно большой промежуток времени, когда вся смесь прореагирует  $(C=0)$ , температура достигнет максимального значения, называемого адиабатной (теоретической) температурой горения

$$T_a = T_0 + Q_p C_0 / (\rho c_v).$$

В этом случае (6-4) можно представить в виде

$$(T_a - T)/(T_a - T_0) = C/C_0. \quad (6-5)$$

Данное равенство показывает подобие полей температур и концентраций при адиабатных условиях.

Для дальнейшего анализа удобно перейти к безразмерному виду уравнений. В качестве основных безразмерных переменных — температур и концентраций — можно принять отношение их размерных величин к соответствующим максимальным значениям:  $\theta = T/T_a$ ,  $\sigma = C/C_0$ . В этом случае для любых смесей изменение температур будет происходить в диапазоне от  $\theta = \theta_0$  до  $\theta = 1$ , а концентраций — от  $\sigma = 1$  до  $\sigma = 0$ .

Условие подобия полей концентраций и температур (6-5) можно представить в безразмерном виде как

$$\sigma = (1 - \theta)/(1 - \theta_0). \quad (6-6)$$

Примем в качестве безразмерных переменных для движущихся смесей время  $\xi_\tau = k_0 C_0^{m-1} \tau$  и расстояние  $\xi = k_0 C_0^{m-1} l / u_n$ , где  $u_n$  — нормальная скорость распространения зоны реакции (пламени), а также учтем, что величина  $u_n^2 c_p \rho_0 / (k_0 C_0^{m-1} \lambda)$  аналогична критерию Пекле  $Pe$ , величина  $u_n^2 / (k_0 C_0^{m-1} D)$  — диффузионному критерию Пекле  $Pe_D$ , поскольку  $ul / (k_0 C_0^{m-1})$  представляет собой химическую толщину зоны горения, а величину  $E / (RT_a)$  назовем критерием Аррениуса  $Arr$ .

Для неподвижных смесей переменные и коэффициенты примут вид  $\xi = k_0 C_0^{m-1} \tau$ ;  $\xi_l = l/\delta$ ;  $Pe = k_0 C_0^{m-1} \delta^2 / a$ ;  $Pe_D = k_0 C_0^{m-1} \delta^2 / D$ , где  $\delta$  — характерный размер зоны реакции, а величина  $k_0 C_0^{m-1} \delta$  пропорциональна скорости ее перемещения.

В этом случае для движущихся смесей уравнения (6-1) и (6-2) примут вид

$$\frac{d\theta}{d\xi_\tau} = \frac{1}{Pe} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi_x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi_y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi_z^2} \right) + (1 - \theta_0) \frac{\theta_0}{\theta} \sigma^m e^{-Arr/\theta}, \quad (6-7)$$

$$\frac{d\sigma}{d\xi_\tau} = \frac{1}{Pe_D} \left( \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi_x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi_y^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi_z^2} \right) - \frac{\theta_0}{\theta} \sigma^m e^{-Arr/\theta}. \quad (6-8)$$

Для неподвижных смесей уравнения (6-1а) и (6-2а) в безразмерном виде будут

$$\frac{d\theta}{d\xi_\tau} = \frac{1}{Pe} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi_x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi_y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi_z^2} \right) + (1 - \theta_0) \sigma^m e^{-\Lambda_{rr}/\theta}, \quad (6-7a)$$

$$\frac{d\sigma}{d\xi_\tau} = \frac{1}{Pe_D} \left( \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi_x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi_y^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi_z^2} \right) - \sigma^m e^{-\Lambda_{rr}/\theta}. \quad (6-8a)$$

Начальные и граничные условия:

при  $\xi_\tau = 0$   $\theta = \theta_0$ ,  $\sigma = 1$ ; при  $\xi_\tau \rightarrow \infty$   $\theta = \theta_{ст}$ ,  $\sigma = 0$ ;

при  $\xi_x = \xi_y = \xi_z = 0$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi_x} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi_y} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi_z} = 0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial \xi_x} = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi_y} = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi_z} = 0;$$

при  $\xi_x = \xi_y = \xi_z = 1$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi_x} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi_y} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi_z} = Nu(\theta - \theta_{ст}), \quad \frac{\partial \sigma}{\partial \xi_x} = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi_y} = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi_z} = 0.$$

Подробное рассмотрение полной задачи выходит за рамки данного учебного пособия. В то же время анализ уравнений при определенных допущениях позволяет решить ряд практических задач, связанных с воспламенением и горением топлив. Рассмотрим их подробнее.

## 6-2. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

В задачах о самовоспламенении среда, представляющая собой перемешанную смесь горючего и окислителя, считается помещенной в сосуд постоянного объема и неподвижной. Физическая картина процесса самовоспламенения при условии, что начальная температура равна температуре стенки ( $\theta_{ст} = \theta_0$ ) для различных моментов времени показана на рис. 6-1. В начальный момент при  $\tau = 0$  температура  $\theta_0$  и концентрация  $\sigma_0$  постоянны по сечению сосуда. По мере выделения тепла в результате экзотермической реакции окисления происходит разогрев смеси. При этом вследствие теплоотвода от стенок температура смеси в центре сосуда будет выше, чем у стенок. А так как скорость реакции существенно зависит от температуры, то реакция в центре будет происходить быстрее, чем у стенок. Вследствие симметрии сосуда и непроницаемости стенок градиенты концентраций в центре и у стенок сосуда равны нулю, поэтому распределение концентраций по сечению сосуда имеет вид S-образных кривых.

Время процесса в значительной степени зависит от соотношения между теплотой, выделяемой в результате реакции,  $q_{выд}$  и отводимой сквозь стенку  $q_{отв}$ . При равенстве  $q_{выд} = q_{отв}$  процесс характеризуется квазистационарным распределением температуры по сечению сосуда, которое может сохраняться весьма длительное время. Переход от квазистационарного состояния

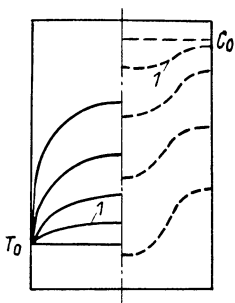


Рис. 6-1. Распределение температуры (сплошные линии) и концентрации (штриховые) внутри сосуда в различные моменты времени

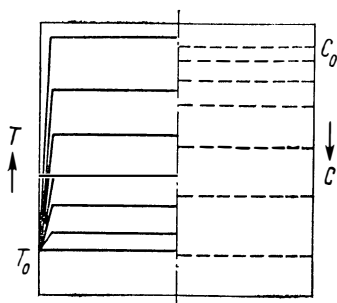


Рис. 6-2. Распределение температуры (—) и концентрации (---) внутри сосуда при интенсивной турбулентности (нестационарная теория)

к нестационарному и будет означать воспламенение смеси, а условия, при которых осуществляется этот переход (температура, интенсивность теплоотвода), носят название критических условий воспламенения. В рассматриваемом случае  $\theta_0 = \theta_{cr}$  при докритических условиях лавинообразное самоускорение реакции (воспламенение) происходит одновременно во всем объеме сосуда.

Нахождение критических условий воспламенения, а также основных характеристик этих процессов требует решения системы уравнений (6-7) и (6-8). Аналитическое решение этой системы затруднительно, поэтому на практике для определения критических условий воспламенения используют две упрощенные теории: нестационарную и стационарную.

**Критические условия воспламенения.** В первом приближенном методе — нестационарной теории — рассматривают баланс системы в целом, не учитывая пространственного распределения температур в зоне горения. Это значит, что локальные величины, зависящие от температуры и концентрации, в каждой точке объема заменяются значениями этих величин при средних по объему концентрации и температуре в каждый момент времени. Физически данная модель представляет собой (рис. 6-2) топливно-воздушную смесь, помещенную в сосуд с объемом  $V$  и площадью поверхности стен  $F$ . Смесь обладает бесконечно большими теплопроводностью и коэффициентом диффузии. Теплообмен осуществляется в малом слое близ стенок и определяется коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ . В связи с большой теплопроводностью градиенты температур и концентраций по сечению сосуда равны нулю и уравнения (6-7) и (6-8) примут вид

$$\frac{d\theta}{d\xi} = (1 - \theta_0) \sigma^m e^{-A_{rr}/\theta} - \mu (\theta - \theta_{cr}); \quad (6-9)$$

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = -\sigma^m e^{-A_{rr}/\theta}. \quad (6-10)$$

Здесь за безразмерный критерий теплоотдачи принята величина

$$\mu = \frac{\alpha F}{\rho c_0 k_0 C^{m-1} V}.$$

Для нахождения критических условий воспламенения рассмотрим взаимное расположение кривых тепловыделения  $q_{\text{выд}} = (1 - \theta) \sigma e^{-A_{rr}/\theta}$  и теплоотвода  $q_{\text{отв}} = \mu (\theta - \theta_{cr})$  в зависимости от температуры  $\theta$  при условии пренебрежения выгоранием топлива (т. е.  $\sigma = 1$ ). Для анализа воспользуемся диаграммами на рис. 6-3 при одинаковых  $\theta_0$  и  $\theta_{cr}$  и различном теплоотводе  $\mu$ . На рис. 6-3, *a* кривые пересекаются в двух точках *A* и *B*. Устойчивой является точка *A*. Выше нее отвод теплоты превышает тепловыделение. Ниже, наоборот, тепловыделение больше теплоотвода. Любое небольшое отклонение от равновесия в точке *A* приводит к процессам, стремящимся вернуть в положение равновесия. В точке пересечения *B* система неустойчива. При любом отклонении от нее система не может вернуться в точку *B*. Итак, в рассматриваемом случае процесс характеризуется точкой *A*, т. е. протекает квазистационарная реакция с малым тепловыделением и при довольно низких температурах.

На рис. 6-3, *б* кривые тепловыделения и теплоотвода не пересекаются, и смесь, следовательно, воспламеняется.

Граничным между двумя рассмотренными является вариант, представленный на рис. 6-3, *в*. Здесь рассматриваемые кривые касаются. Выше точки касания процесс нестационарен. Отклонение вниз приводит систему вновь к точке *C*, отклонение же вверх может привести систему к воспламенению. Условие касания принимается за критическое условие воспламенения.

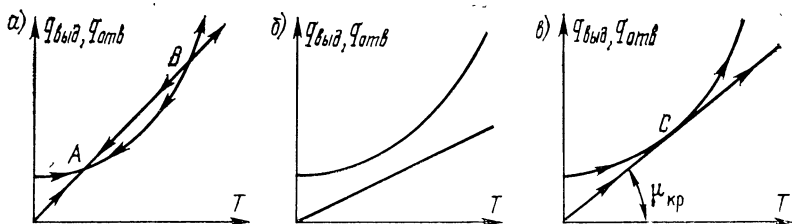


Рис. 6-3. Взаимное расположение кривых тепловыделения и теплоотвода: *a* — смесь не воспламеняется (теплоотвод больше критического); *б* — смесь воспламеняется (теплоотвод меньше критического); *в* — критический теплоотвод

В математической форме это условие было предложено акад. Н. Н. Семеновым:

$$\left. \begin{aligned} (1 - \theta_0) \exp\left(-\frac{\text{Агг}}{\theta_{\text{кр}}}\right) &= \mu_{\text{кр}} (\theta_{\text{кр}} - \theta_{\text{ст}}), \\ \frac{\text{Агг}}{\theta_{\text{ст}}^2} (1 - \theta_0) \exp\left(-\frac{\text{Агг}}{\theta_{\text{кр}}}\right) &= \mu_{\text{кр}}. \end{aligned} \right\} \quad (6-11)$$

Разделив одно соотношение на другое, получим квадратное уравнение, выражающее критическую температуру через температуру стенки и критерий Аррениуса:

$$\frac{\text{Агг}}{\theta_{\text{кр}}^2} = \frac{1}{\theta_{\text{кр}} - \theta_{\text{ст}}}.$$

Его решением будет

$$\theta_{\text{кр}} = 0,5\text{Агг} (1 \pm \sqrt{1 - 4\theta_{\text{ст}}/\text{Агг}}).$$

Физическому смыслу отвечает только знак минус перед радикалом, так как при знаке плюс безразмерная температура будет больше единицы. Величина  $4\theta_{\text{ст}}/\text{Агг}$  гораздо меньше единицы. Поэтому, разложив подкоренное выражение в ряд и отбросив все члены, начиная с четвертого, получим

$$\theta_{\text{кр}} \approx 0,5\text{Агг} \left(1 - 1 + 2\frac{\theta_{\text{ст}}}{\text{Агг}} + 2\frac{\theta_{\text{ст}}^2}{\text{Агг}^2}\right) = \theta_{\text{ст}} + \frac{\theta_{\text{ст}}^2}{\text{Агг}}.$$

Следовательно, относительный предвзрывной разогрев

$$\frac{\theta_{\text{кр}} - \theta_{\text{ст}}}{\theta_{\text{ст}}} = \frac{\theta_{\text{ст}}}{\text{Агг}}.$$

Подставив  $\theta_{\text{кр}}$  во второе уравнение (6-11), можно найти критический теплоотвод  $\mu_{\text{кр}}$ .

Приведенное решение позволяет произвести качественную оценку процесса, однако количественные соотношения для  $\mu_{\text{кр}}$ , полученные при этом выводе, дают значительные погрешности. Прежде всего эти погрешности возникают вследствие того, что в уравнении (6-9) предполагали незначительное предпламенное выгорание, т. е. принято  $\sigma = 1$ . Несколько более близким приближением можно считать вариант, когда выгорание учитывается таким же образом, как и при адиабатных условиях, т. е. когда  $\sigma = (1 - \theta)/(1 - \theta_0)$ . Однако в реальных условиях при учете выгорания кривые тепловыделения имеют другой вид. На рис. 6-4 показан ряд кривых тепловыделения в зависимости от температуры при определенных значениях критерия Аррениуса и начальной температуры и при различном теплоотводе (меньшем критического). Чем выше теплоотвод, тем меньше максимальная скорость тепловыделения. При критическом теплоотводе на кривой тепловыделения не будет всплеска, характеризующего воспламенение. Как видно из рис. 6-4, критический тепло-

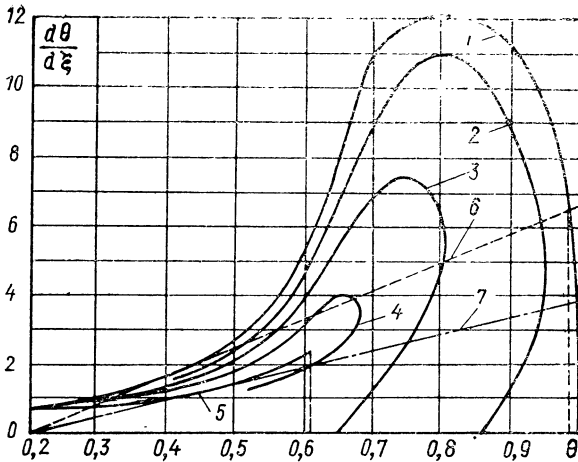


Рис. 6-4. Зависимость кривых тепловыделения от условий теплоотвода  
 1 —  $\mu=0$ ; 2 —  $\mu=0,3 \mu_{кр}$ ; 3 —  $\mu=0,5 \mu_{кр}$ ; 4 —  $\mu=0,9 \mu_{кр}$ ; 5 —  $\mu = \mu_{кр}$ ;  
 6 — критический теплоотвод по (6-11); 7 — критический теплоотвод по (6-11а)

отвод, определенный по условию касания кривых 1 и 6, будет значительно больше критического теплоотвода (тангенс угла наклона прямой 7), полученного с учетом выгорания. Значения  $\mu_{кр}$  можно рассчитывать по аппроксимирующей формуле

$$\mu_{кр} = 8e^{-0,85 \text{ Arr}/\theta_0}.$$

В стационарной теории предполагается, что теплопередача внутри смеси осуществляется теплопроводностью, теплоотдача же от стенки — конвекцией. При большом теплоотводе в сосуде установится квазистационарное распределение температур, так как выделяющаяся в результате реакции теплота полностью отводится в окружающую среду. При уменьшении теплоотвода уровень температур повышается и после достижения определенного теплоотвода стационарное распределение температур не может существовать. Таким образом, по стационарной теории критическим условием воспламенения является невозможность стационарного распределения температур.

Стационарное уравнение теплопроводности для симметричного сосуда получается из уравнения (6-7а) при условии  $d\theta/d\xi=0$  и  $\sigma=1$ :

$$\frac{1}{\text{Pe}} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} = - (1-\theta_0) e^{-\text{Arr}/\theta}. \quad (6-12)$$

Для аналитического решения этого уравнения Д. А. Франк-Каменецкий предложил метод разложения экспоненты. В этом методе производится разложение в ряд не самой экспоненты, поскольку при этом теряется основная особенность реакций горения — способность к лавинообразному самоускорению, а по-



казателя экспоненты. Для этого показатель экспоненты в формуле Аррениуса представляют в виде (учитывая, что  $\Delta\theta = \theta - \theta_0 \ll \theta_0$ )

$$\frac{A_{gr}}{\theta} = \frac{A_{gr}}{\theta_0 + \Delta\theta} = \frac{A_{gr}}{\theta_0(1 + \Delta\theta/\theta_0)} \approx \frac{A_{gr}}{\theta_0} - \frac{A_{gr}}{\theta_0^2} \Delta\theta = \frac{A_{gr}}{\theta_0} - \vartheta,$$

где  $\vartheta = \frac{A_{gr}}{\theta_0^2}(\theta - \theta_0)$ . Тогда получается приближенная зависимость скорости реакции от температуры

$$e^{-A_{gr}/\theta} \approx e^{-A_{gr}/\theta_0} e^{-\vartheta}. \quad (6-13)$$

Подстановка последнего выражения в (6-8) и замена переменной  $\theta$  на  $\vartheta$  приводит уравнение к виду

$$\frac{d^2\vartheta}{d\xi^2} + \delta e^{\vartheta} = 0 \quad (6-14)$$

с граничным условием  $\vartheta = 0$  при  $\xi = 1$ , где

$$\delta = \frac{A_{gr}}{\theta_0^2} (1 - \theta_0) \text{Pe} e^{\frac{A_{gr}}{\theta_0}} = \frac{EQ}{RT_0^2 \lambda_{c_v}} k_0 e^{-\frac{E}{RT_0}}$$

— критерий Франк-Каменецкого.

Устойчивое решение данного уравнения возможно только при определенных значениях параметра  $\delta$  — критерия Франк-Каменецкого. Он пропорционален квадрату размера сосуда. Очевидно, что в сосудах большего размера относительный теплоотвод меньше и воспламенение облегчено. Поэтому увеличение параметра  $\delta$  приводит к неустойчивому решению, т. е. исключает стационарное распределение температур. Решением уравнения (6-14) найдены значения критического параметра  $\delta_{кр}$  и максимального разогрева смеси перед воспламенением  $\Delta T_{\max} = aRT_0^2/E$ . Приводим значения  $\delta_{кр}$  и коэффициента  $a$  для различных сосудов:

Плоскопараллельного . . .	$\delta_{кр} = 0,88$	$a = 1,20$
Цилиндрического . . . . .	$\delta_{кр} = 2,00$	$a = 1,37$
Сферического . . . . .	$\delta_{кр} = 3,32$	$a = 1,60$

**Период индукции при адиабатных условиях.** Стационарная теория не дает ответа на вопрос о длительности процесса при начавшемся воспламенении. Для определения временных характеристик процесса рассмотрим нестационарное уравнение для адиабатных условий

$$\frac{d\theta}{d\xi} = (1 - \theta) e^{-A_{gr}/\theta}.$$

Решение этого уравнения позволяет найти связь температуры и скорости тепловыделения со временем. Разделив пере-

менные, можно получить функцию интегрального логарифма

$$\xi = \int_{\theta_0}^1 \frac{d\theta}{1-\theta} e^{\text{Arr} \cdot \theta}.$$

Функции такого типа рассчитывались численными методами, результаты приведены в справочниках в виде таблиц. Однако при таком методе анализ трудоемок и не обладает должной точностью и четкостью. Решения численными методами показали, что кривые изменения температуры во времени для различных топлив (имеющих разные критерии Аррениуса) имеют вид, показанный на рис. 6-5, а для разных начальных температур — на рис. 6-6. Из приведенных рисунков следует, что при адиабатных условиях реакция, какой бы медленной она ни была вначале, с некоторого момента становится заметной, т. е. смесь самовоспламеняется. Время скрытого процесса между началом его (либо моментом смешения компонентов, либо моментом впуска смеси в реакционную камеру) и моментом проявления внешних эффектов называют периодом (временем) индукции.

Пользуясь методом разложения экспоненты (6-13), длительность процесса (без учета выгорания топлива) можно получить в виде

$$\xi = \frac{\theta_0^2 e^{\text{Arr}/\theta}}{(1-\theta_0) \text{Arr}} \int_0^\infty e^{-\theta} d\theta.$$

Учет выгорания топлива проведен О. М. Тодесом. Уравнения для движущейся смеси (6-7) и (6-8) записываются в виде (для реакций первого порядка)

$$\theta d\theta = -\theta_0(1-\theta_0) d\sigma; \quad d\sigma = \sigma e^{-\text{Arr}/\theta} d\xi.$$

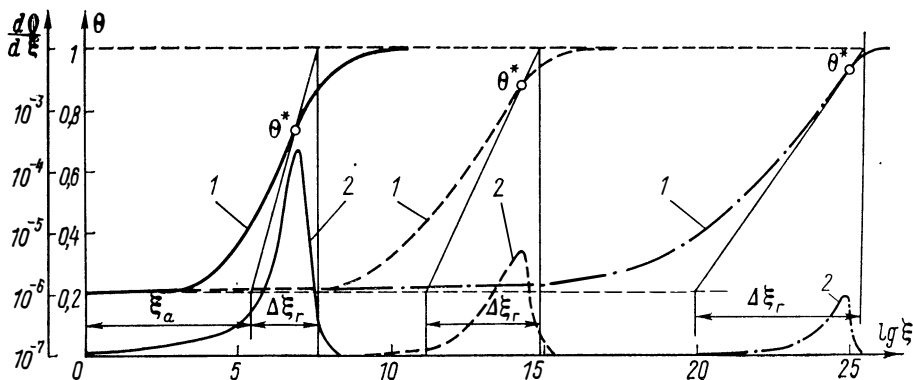


Рис. 6-5. Изменение температуры и скорости тепловыделения от времени при адиабатных условиях и постоянной начальной температуре

Сплошные линии  $\text{Arr}=2$ ; штриховые  $\text{Arr}=6$ ; штрихпунктирные  $\text{Arr}=10$ ; 1 — температура; 2 — скорость тепловыделения

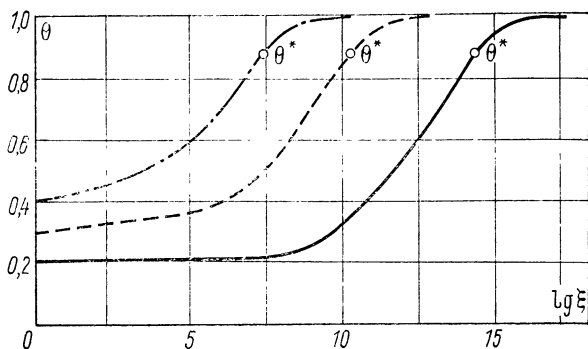


Рис. 6-6. Изменение температуры во времени при адиабатных условиях и постоянном критерии Аррениуса

Сплошная линия —  $\theta_0=0,2$ ; штриховая  $\theta_0=0,3$ ; штрихпунктирная  $\theta_0=0,4$

Решение этой системы относительно концентрации выражаем через функции Эйкина в виде

$$\xi = \text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}}{1 - \sigma(1 - \theta_0)} \right] - \text{Ei} \left( \frac{\text{Arr}}{\theta_0} \right) + \left\{ \text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}(1 - \theta_0)\sigma}{1 - \sigma(1 - \theta_0)} \right] - \right. \\ \left. - \text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}(1 - \theta_0)}{\theta_0} \right] \right\} \exp \left( \text{Arr} \frac{1 - \theta_0}{\theta_0} \right).$$

Этим уравнением можно пользоваться для описания быстро идущих процессов, когда потери теплоты из-за малой продолжительности процесса невелики. Следует отметить, что величины

$$\text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}}{1 - \sigma(1 - \theta_0)} \right] \quad \text{и} \quad \text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}(1 - \theta_0)\sigma}{1 - \sigma(1 - \theta_0)} \right]$$

сравнительно быстро убывают, уже при незначительном отклонении  $\sigma$  от 1. Это свидетельствует о том, что первоначально реакция идет сравнительно медленно, т. е. для того чтобы в дальнейшем произошло самоускорение реакции (воспламенение), горючая смесь должна какое-то время сохраняться почти в неизменных условиях. Это и будет период индукции. В первом приближении период индукции для адиабатных условий можно оценить по следующим формулам:

решение Д. А. Франк-Каменецкого

$$\xi_a = \frac{\theta_0^2}{(1 - \theta_0) \text{Arr}} e^{\text{Arr}/\theta_0}; \quad (6-15)$$

решение О. М. Тодеса

$$\xi_a = \text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}(1 - \theta_0)}{\theta_0} \right] - \text{Ei} \left[ \frac{\text{Arr}}{\theta_0} \right]. \quad (6-16)$$

В этих решениях принималось, что в течение периода индукции выгорания горючего или не происходит, т. е.  $\sigma = 1$  [формула (6-15)], или оно незначительно — формула (6-16). Численные решения уравнения (6-7а) с учетом выгорания топлива позволили получить аппроксимирующее выражение в виде

$$\xi_a = 0,0125 e^{A_{gr}/\theta_0}. \quad (6-17)$$

При выводе формулы (6-17) было сделано предположение, что период индукции отсчитывается до момента времени, соответствующего максимуму второй производной температуры по времени. Условимся температуру, соответствующую этой точке, считать температурой воспламенения. Как показывают расчеты, эта температура достаточно высока и в диапазоне  $0,5 \leq A_{gr} \leq 10$  может быть вычислена по формуле

$$\theta_b = 0,6 e^{0,04 A_{gr}}. \quad (6-18)$$

Экспериментально период индукции измеряется по началу резкого изменения какого-либо параметра (температуры, давления, концентрации или скорости тепловыделения) в реагирующей системе. Поэтому период индукции не является физической константой смеси, а зависит от многих факторов, в частности от начальной температуры, материала стенок (поскольку в период индукции протекают также и цепные реакции, см. § 5-2), метода измерений. Например, приведенные в книге Е. С. Щетинкова результаты экспериментов для смеси с энергией активации  $E = 125$  МДж/кмоль, адиабатной температурой  $T_a = 2273$  К, начальной температурой  $T_0 = 700$  К и  $k_0 = 4,5 \cdot 10^6$  1/с дали период индукции, замеренный по повышению температуры на 1 % всего интервала температуры (14,5 К), равный 2,1 с, а повышению скорости реакции на 1 % максимальной скорости — равный 7,1 с. Период индукции, вычисленный по формуле (6-17), получился равным 5,6 с, а по формуле (6-15) — 9,3 с.

Из свойства аддитивности определенного интеграла следует, что температура в условной точке воспламенения и в точке максимума тепловыделения (максимума производной температуры по времени) не зависит от начальной температуры. Действительно,

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \frac{1 - \theta^*}{\theta^{*2}} A_{gr} e^{-A_{gr}/\theta^*} \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\theta=\theta^*} - e^{-A_{gr}/\theta^*} \cdot \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\theta=\theta^*} = 0$$

или после преобразований

$$\theta^{*2} + A_{gr} \theta^* - A_{gr} = 0.$$

Температура в точке перегиба температурной кривой

$$\theta^* = 0,5 A_{gr} (\sqrt{1 + 4/A_{gr}} - 1). \quad (6-19)$$

Если принять за период горения продолжительность резкого роста температуры (рис. 6-5), то с некоторым приближением можно считать, что

$$\Delta \xi_r = \frac{1 - \theta_0}{\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\theta=\theta^*}} = \frac{1 - \theta_0}{1 - \theta^*} e^{Arr/\theta^*}. \quad (6-20)$$

Сравним периоды индукции и горения. Для ранее рассмотренной смеси

$$\theta^* = 0,5 \cdot 6,6 \left( \sqrt{1 + \frac{4}{6,6}} - 1 \right) = 0,88; \quad T^* = 2005 \text{ К};$$

$$\Delta \tau_r = \frac{\Delta \xi_r}{k_0} = \frac{1 - 0,3}{1 - 0,88} \frac{e^{6,6 \cdot 0,88}}{4,5 \cdot 10^6} = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ с.}$$

Отсюда видно, что период горения составляет незначительную часть времени воспламенения, т. е. весь процесс определяется в основном периодом индукции. Следовательно, при рассмотренных условиях мероприятия по интенсификации процесса сжигания должны сводиться к уменьшению периода индукции.

**Период индукции при наличии теплопотерь.** Рассмотренные выше случаи относились к случаю сжигания в адиабатных условиях. В реальных системах обязательно существуют теплопотери, оказывающие значительное влияние на процесс.

Решение уравнений (6-9) и (6-10) позволяет найти зависимости параметров процесса от условий теплоотвода. На рис. 6-7 показаны кривые изменения температуры и концентрации для различных критериев теплоотвода. Из сравнения кривых видно, что воспламенение смеси при теплоотводе происходит за больший промежуток времени, чем при адиабатных усло-

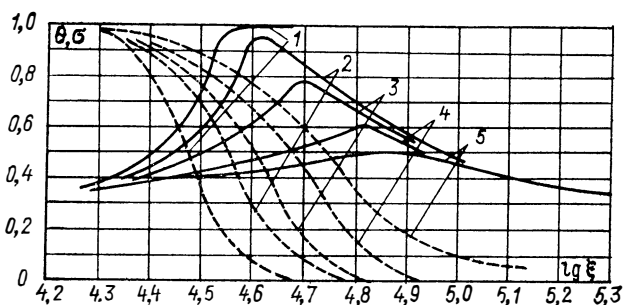


Рис. 6-7. Решения уравнений воспламенения при наличии теплоотвода  
Сплошные линии — температура; штриховые — концентрация

№ кривых . . . . .	1	2	3	4	5
$\mu/\mu_{кр}$ . . . . .	0	0,3	0,5	0,9	1

виях ( $\mu=0$ ), а максимальная температура процесса уменьшается по сравнению с адиабатной температурой  $T_a$ .

Увеличение периода индукции вследствие теплоотвода (в диапазоне  $0,125 \leq \mu/\mu_{кр} \leq 0,9$ ) можно оценить по формуле

$$\xi_a/\xi_T = 1,08 - 0,63\mu/\mu_{кр}. \quad (6-21)$$

При этом, если  $\mu/\mu_{кр} < 0,125$ , условия воспламенения при теплоотводе практически не отличаются от воспламенения при адиабатных условиях.

Из рис. 6-7 видно, что в зависимости от условий теплоотвода максимальная температура процесса отличается от адиабатной по-разному: отличие тем больше, чем ближе критерий теплоотвода к критическому. В промежутке  $0 \leq \mu/\mu_{кр} \leq 0,9$  максимальную температуру процесса можно вычислить по формуле

$$\theta_{\max} = 1 - 0,45 \frac{\theta_0}{A_{гг}} \left( \frac{\mu}{\mu_{кр}} \right)^{1,2}. \quad (6-22)$$

### 6-3. ЗАЖИГАНИЕ СМЕСЕЙ

Зажигание смесей отличается от самовоспламенения тем, что смесь доводят до состояния воспламенения не во всем объеме одновременно, а только в малой части объема, откуда волна реакции (горение) может распространиться на весь объем. При зажигании смеси необходимо в зоне воспламенения создать температуру, значительно превышающую температуру самовоспламенения, поскольку из этой зоны теплота интенсивно отводится исходной холодной смесью. Известны три основных метода зажигания горючих смесей: накаливаемыми телами, электрической искрой и факелом, в том числе раскаленными продуктами сгорания. В последнем случае зажигание обычно называют стабилизацией горения. Тепловая мощность источников зажигания должна быть такой, чтобы обеспечить воспламенение прилегающих слоев смеси и дальнейшее распространение зоны реакции.

Задачи устойчивого зажигания (стабилизации фронта пламени) имеют большое значение в связи с разработкой высокофорсированных двигателей внутреннего сгорания и камер сгорания газовых турбин и топочных устройств паровых котлов.

В первом приближении задачу о зажигании можно рассмотреть для смеси, находящейся в закрытом сосуде с температурой стенок, неравной начальной температуре смеси. За счет интенсивной турбулизации потоков теплопроводность и коэффициент диффузии смеси принимаются бесконечно большими, т. е. отсутствуют градиенты температур и концентраций внутри смеси (данный случай может иметь место в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания при принятии равномерного распределения топлива в объеме цилиндра). При таких

условиях процесс можно описать уравнениями типа (6-9) и (6-10), приняв  $\theta_{ст} \neq \theta_0$ .

Численное интегрирование этой системы показало, что при  $\theta_{ст} > \theta_0$  критический критерий теплоотвода возрастает по сравнению с вариантом  $\theta_{ст} = \theta_0$ , а при  $\theta_{ст} < \theta_0$  — уменьшается. Аппроксимирующая зависимость принимает вид

$$\ln \ln \frac{1}{\mu_{кр}} = \ln \left( 0,85 \frac{Ag\Gamma}{\theta_0} - 2,08 \right) - 0,66 \frac{\theta_{ст} - \theta_0}{\theta_{ст}}$$

Зависимость периода индукции от относительного безразмерного критерия теплоотвода  $\mu/\mu_{кр}$  при  $\theta_{ст} < \theta_0$  подобна кривым, приведенным на рис. 6-7. При  $\theta_{ст} > \theta_0$  увеличение  $\mu/\mu_{кр}$  приводит к парадоксальному на первый взгляд явлению: по сравнению с воспламенением при  $\theta_{ст} = \theta_0$  период индукции уменьшается. Объясняется это тем, что увеличение  $\mu$  увеличивает подачу большого количества теплоты в течение периода индукции и смесь быстрее прогревается до температуры воспламенения. По этой же причине безразмерная температура  $\theta_{макс}$  может превысить единицу, поскольку теплота, полученная смесью,  $Q_{см} = Q_p + Q_{под}$ , где  $Q_{под}$  — количество тепла, подводимое к смеси от стенки, а  $Q_p$  — тепловыделение в результате реакции.

Период индукции для рассмотренных случаев можно аппроксимировать зависимостью

$$\frac{\xi_a}{\xi_r} = 1 - \left[ 0,63 - 1,4 \frac{\theta_{ст} - \theta_0}{\theta_0} \exp \left( 1,8 Ag\Gamma \frac{\theta_{ст} - \theta_0}{\theta_0} \right) \right] \frac{\mu}{\mu_{кр}}$$

Строгая постановка задачи о зажигании накаливаемым телом была сделана Я. Б. Зельдовичем. Рассмотрим зажигание от нагретой стенки (рис. 6-8). Пусть горючая смесь с энергией активации  $E$  и адиабатной температурой  $T_a$  заключена в плоскопараллельный сосуд. Нагретая стенка имеет температуру  $\theta_r$ , а холодная  $\theta_0$ . Как известно, при отсутствии реакции температурная зависимость в смеси между стенками линейна, причем у стенок  $d\theta/d\xi < 0$ . При наличии реакции в смеси около нагретой стенки на графике появляется выпуклость. Она увеличивается по мере повышения температуры горячей стенки  $\theta_r$ , но состояние смеси остается стационарным до тех пор, пока  $d\theta/d\xi$  у горячей стенки не станет больше нуля. Критическим условием зажигания, следовательно, будет такая температура стенки  $\theta_r$ , при ко-

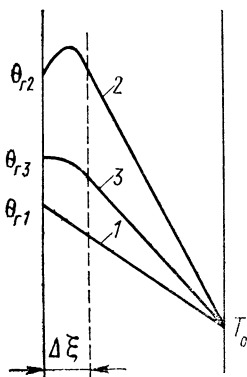


Рис. 6-8. Распределение температуры в горючей смеси в плоскопараллельном сосуде с различной температурой горячей стенки

1 — низкая температура (реакция практически отсутствует);  
2 — высокая температура (зажигание); 3 — критическая температура стенки

торой  $d\theta/d\xi|_r=0$ . При этом условии химический процесс больше не нуждается в подводе теплоты, так как вся теплота  $q_1$ , отводимая смесью к холодной стенке, полностью восполняется теплотой  $q_2$ , выделяющейся в результате химической реакции в слое  $\Delta\xi$ , прилегающем к нагретой стенке. Следовательно, за условие зажигания, так же как и при воспламенении, принято равенство выделяющейся и отводимой теплоты.

Из рассмотренной схемы следует, что роль нагретого тела (или газов) сводится к созданию в слое топливно-воздушной смеси такой температуры, при которой количество теплоты, выделяющейся в результате реакции, больше, чем ее отводится из зоны зажигания. Температура, при которой выполняется это условие, носит название температуры зажигания; численно она всегда выше температуры воспламенения.

При зажигании импульсными источниками, например электрической искрой, появляется и второе критическое условие — время действия источника. При воздействии искры на горючую смесь в течение времени, меньшего периода индукции, самовоспламенения может не произойти. Для устойчивого зажигания необходимо увеличить либо время воздействия, либо температуру (мощность) источника зажигания, что равносильно уменьшению периода индукции (см. § 6-2).

Рассмотрим зажигание накаливаемым телом в потоке. Эта задача была решена Л. Н. Хитриным и С. А. Гольденбергом. Для упрощения принято, что накаливаемое тело диаметром  $d$  с температурой  $\theta_r$  помещено в движущийся со скоростью  $w$  поток с температурой  $\theta_0$ . Вокруг нагретого тела существует неподвижная пограничная пленка толщиной  $\Delta$ , в которой протекает основная реакция; температура на внешней границе пленки  $\theta_\Delta$ . Толщина пограничной пленки намного меньше размера тела,  $\Delta \ll d$ . При таких допущениях уравнение переноса тепла (6-7) значительно упрощается и принимает вид

$$\frac{1}{r} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} + (1-\theta_0) \sigma_r^m e^{-A_{rr}/\theta} = 0.$$

Обозначим градиент  $d\theta/d\xi = y$ ; тогда  $y dy/d\theta = -\text{Pe} (1-\theta_0) \sigma_r^m e^{-A_{rr}/\theta}$ . Интегрируя это уравнение по  $\theta$ , получим

$$y = \sqrt{\frac{2}{\text{Pe}} (1-\theta_0) \int_{\theta_\Delta}^{\theta_r} \sigma_r^m e^{-A_{rr}/\theta} d\theta}.$$

Поскольку теплота, выделяемая в результате реакции,

$$q_2 \sim \text{Pe} \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_\Delta = \text{Pe} \sqrt{\frac{2}{\text{Pe}} (1-\theta_0) \int_{\theta_\Delta}^{\theta_r} \sigma_r^m e^{-A_{rr}/\theta} d\theta},$$



а тепло, отводимое холодной смесью  $q_1 \approx \text{Nu}(\theta_\Delta - \theta_0) \approx \text{Nu}(\theta_r - \theta_0)$ , то при критических условиях зажигания ( $q_1 = q_2$ )

$$\text{Nu}(\theta_r - \theta_0) = \sqrt{2\text{Pe}(1 - \theta_0) \int_{\theta_\Delta}^{\theta_r} \sigma^m e^{-\text{Arr}/\theta} d\theta}.$$

Используя метод разложения экспоненты (6-13), можно взять интеграл и после упрощения получить

$$\text{Nu}^2(\theta_r - \theta_0)^2 = 2\text{Pe}(1 - \theta_0) \left(\frac{\theta_0}{\theta_r}\right)^m e^{-\text{Arr}/\theta_r} \theta_r^2 \frac{1}{\text{Arr}} f^{(n)}\left(\frac{1 - \theta_r}{1 - \theta_0}\right),$$

где  $f^{(n)}\left(\frac{1 - \theta_r}{1 - \theta_0}\right)$  есть  $n$ -я производная по  $\theta$  от  $f\left(\frac{1 - \theta_r}{1 - \theta_0}\right)$  при  $\theta = \theta_r$ .

В частном случае реакций второго порядка (что наиболее удовлетворяет экспериментальным данным) можно получить

$$\text{Nu}^2 \text{Arr} (\theta_r - \theta_0)^2 (1 - \theta_0) = \theta_0^2 (1 - \theta_r)^2 \theta_r \text{Pe} \quad (6-23)$$

или в размерном виде

$$\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{T_r - T_0}{T_0} \frac{T_a - T_0}{T_a - T_r}\right)^2 = \frac{2QR}{\lambda E} k_0 C_0^2. \quad (6-23a)$$

Отсюда видно, что зажигание зависит от свойств источника зажигания (его температуры, размеров) и свойств газовой смеси (кинетических констант горения, теплофизических свойств, скорости обтекания и др.).

В качестве примера на рис. 6-9 приведены зависимости  $T_r$  от скорости потока  $w$  и диаметра тела  $d$ . Как видно из кривых,

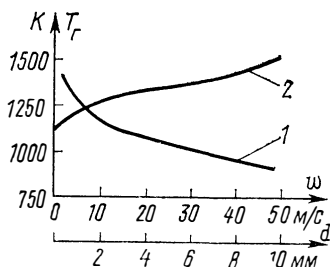


Рис. 6-9. Зависимость температуры зажигания от скорости потока (2) и диаметра тела (1)

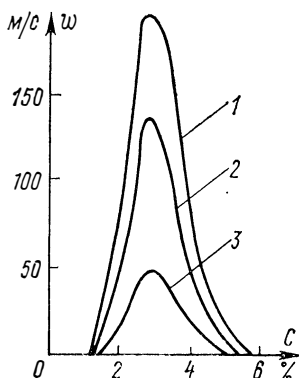


Рис. 6-10. Зависимость концентрационных пределов зажигания пентана от скорости потока и диаметра тела  
1 -  $d = 5$  мм; 2 -  $d = 3$  мм;  
3 -  $d = 1$  мм

температура зажигания увеличивается с увеличением скорости и с уменьшением диаметра тела.

Из уравнения (6-23) можно получить связь между концентрационными границами зажигания и характеристиками системы: кинетическими константами, скоростью потока, температурой и др. На рис. 6-10 показаны зависимости концентрационных пределов зажигания от диаметров накаливаемого тела и скорости. Из кривых следует, что чем меньше скорость и больше диаметр тела, тем при меньших концентрациях горючего возможно зажигание. За пределами кривых зажигания не происходит.

В топках паровых котлов, в камерах сгорания различных типов стабилизация пламени, т. е. зажигание смеси, осуществляется чаще всего при помощи зон рециркуляции раскаленных продуктов сгорания. Такие зоны можно организовать установкой в потоке плохо обтекаемых тел, закруткой потоков и т. д. (см. § 2-5). Если принять за  $\theta_{\Delta}$  ту температуру, которая в теории теплового распространения пламени принимается за нижнюю границу температуры  $\theta_b$ , где протекает реакция (см. § 6-2), то из (6-23) можно получить  $Nu = \psi Pe S$ , где  $\psi$  — константа порядка единицы, учитывающая возможные отклонения от принятой схемы расчета. Принимая во внимание, что  $Nu = f(Re)$ , окончательно можно записать  $Re_{кр} = A (PeS)^n$  в качестве общего условия для определения критических характеристик стабилизации фронта пламени ( $\omega_{кр}$ ,  $\delta_{кр}$  и др.). Для стабилизаторов в виде плохо обтекаемых тел (конус, стержень, сфера и т. д.) эта зависимость принимает вид

$$Re_{кр} = 1,45'(PeS)^2. \quad (6-24)$$

Здесь  $S = k_0\delta/u_n$  — критерий стабилизации.

#### 6-4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ

В топливно-воздушной смеси источник воспламенения, например электрическая искра или рециркулирующие газы, создает узкую зону химической реакции, которая в результате переноса теплоты и активных центров распространяется от одного слоя смеси к другому. Таким образом, процесс распространения зоны реакции (распространения пламени) представляет собой ряд последовательно идущих непрерывных процессов зажигания. Эта зона быстрой химической реакции и больших градиентов температуры и концентраций может быть названа фронтом пламени. Распространение этого фронта определяется процессами теплопроводности от продуктов сгорания к горючей смеси, а также диффузии различных веществ, содержащихся в исходных веществах, в промежуточных и конечных продуктах сгорания. Молекулы промежуточных продуктов реакции могут служить активными центрами, и поэтому скорость

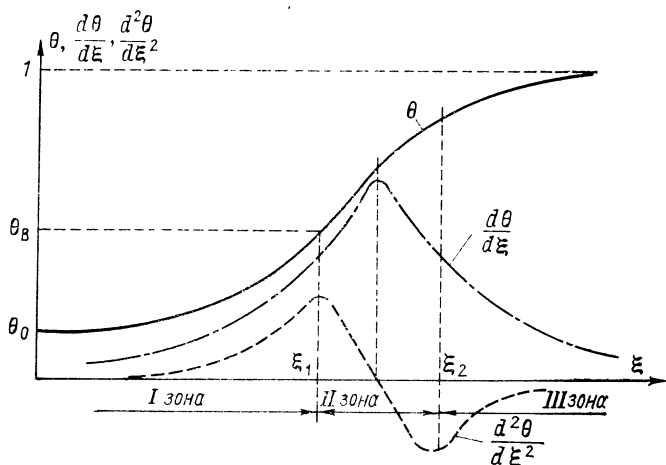


Рис. 6-11. Зоны ламнарного пламени

их переноса может оказывать решающее влияние на скорость распространения пламени.

Скорость движения зоны реакции относительно исходной смеси, направленная по нормали к поверхности фронта горения в данном месте, называется нормальной скоростью распространения пламени. Поскольку для данной смеси на единице поверхности фронта пламени в секунду сгорает всегда одно и то же количество вещества  $m$ , то при перемещении плоского фронта пламени нормальная скорость распространения пламени определится как  $u_n = u_m / \rho_0$ , где  $u_m$  — массовая скорость сгорания,  $\rho_0$  — плотность исходного холодного газа. При распространении пламени в трубке радиусом  $R$  фронт пламени вследствие движения газа и конвективных токов искривляется и скорость распространения фронта пламени  $u_{фр} = u_n F / (\pi R^2)$ , где  $F$  — площадь поверхности фронта пламени. Вследствие этого скорость фронта пламени всегда выше нормальной скорости распространения пламени (за исключением плоского фронта).

Для исследования закономерностей распространения пламени рассмотрим движение плоского фронта пламени в трубке, заполненной горючей смесью. При зажигании смеси у одного из концов трубы фронт пламени начнет двигаться в сторону исходной смеси со скоростью  $u_n$ . Выберем скорость движения исходной смеси навстречу пламени такой, чтобы плоский фронт пламени оставался неподвижным. Графически распространение квазистационарного плоского фронта пламени можно представить как на рис. 6-11. Воспламенение газа начинается в точке  $\theta_B$ .

До температуры  $\theta_B$  идет медленная реакция, сходная с реакцией в период индукции. Быстрая химическая реакция про-

текает и заканчивается в зоне между  $\theta_в$  и 1. Эту зону можно назвать химической толщиной фронта пламени  $\delta_{фр}$ . Эта толщина для обычных условий горения составляет 0,01—0,1 мм. Между температурами  $\theta_0$  и  $\theta_в$  находится зона тепловой подготовки  $\delta_п$ .

В связи с пренебрежением поперечными переносами теплоты и массы (одномерное распространение пламени) время  $\tau$  связано с координатой  $x$  через скорость распространения в виде  $\tau = x/u_n$ .

В этом случае система уравнений (6-7) и (6-8) примет вид

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{1}{Pe} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} + (1 - \theta_0) \sigma^m e^{-Arr/\theta} - \mu (\theta - \theta_{ст}) \quad (6-25)$$

и

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = \frac{1}{Pe_D} \frac{d^2\sigma}{d\xi^2} - \frac{\theta_0}{\theta} \sigma^m e^{-Arr/\theta} \quad (6-26)$$

с граничными условиями: при  $\xi = -\infty$   $\theta = \theta_0$ ,  $\sigma = 1$ ; при  $\xi = \infty$   $\theta = \theta_{ст}$ ,  $\sigma = 0$ ; при  $\xi = \pm\infty$   $\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{d\sigma}{d\xi} = 0$ . Для упрощения задачи примем, что теплоотвод осуществляется в пограничном слое вблизи стенок камеры и равен  $\mu = \alpha U / (F c_p \rho_0 k_0 C^{m-1})$ ; здесь  $U$  и  $F$  — соответственно периметр и площадь поперечного сечения трубы.

При адиабатных условиях и  $Pe = Pe_D$  эта система переходит в уравнение

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{1}{Pe} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} + (1 - \theta) \frac{\theta_0}{\theta} e^{-Arr/\theta}. \quad (6-27)$$

Уравнение (6-27) не поддается точному аналитическому решению. Однако решение такого уравнения имеет большое значение не только для развития теории горения, но и для практики расчета горелочных и топочных устройств. Поэтому различными авторами делались попытки приближенно решить уравнение (6-27) с помощью упрощающих предпосылок. В наиболее полном виде задача была решена Я. Б. Зельдовичем и Д. А. Франк-Каменецким. Исследования уравнений такого типа, проведенные акад. А. Н. Колмогоровым, показали, что данные уравнения имеют решение, соответствующее граничным условиям, только при одном, определенном значении коэффициента при второй производной. Получить решение уравнения (6-27) — это не основная задача исследования; важно найти то значение параметра  $Pe$ , при котором решение уравнения соответствует граничным условиям.

Для определения критерия Пекле разобьем область интегрирования на две зоны: зону подогрева  $I$  и зону реакции  $II$  (рис. 6-11). В зоне  $I$  происходит подогрев исходной смеси, в основном теплопроводностью от фронта пламени. В связи

с низкой температурой смеси в этой зоне тепловыделением в результате реакции пренебрегаем. Поэтому из (6-27) следует

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \text{Pe} \frac{d\theta}{d\xi}. \quad (6-28)$$

Нижняя граница зоны подогрева лежит при  $\xi = -\infty$ , где  $d\theta/d\xi = 0$ . Верхняя граница помещается в точку  $\xi_1$ , начиная с которой тепловыделение оказывает заметное влияние, т. е. вторая производная имеет максимум. В этой зоне решение уравнения (6-28) после интегрирования получается в виде

$$\frac{d\theta}{d\xi} \Big|_I = \text{Pe} (\theta_b - \theta_0). \quad (6-29)$$

Во второй зоне уравнение (6-27) также требует упрощения. Рассмотрим вероятные условия воспламенения. Так как пламя распространяется с определенной конечной скоростью, то время, необходимое для воспламенения объема смеси, должно быть весьма малым. Например, при скорости распространения пламени  $u_n = 30$  см/с время пребывания объема смеси в зоне горения составляет  $4 \cdot 10^{-3}$  с при толщине зоны около 1 мм. Очевидно, что закономерности воспламенения здесь такие же, что рассмотрены в § 6-2; следовательно, период индукции  $\xi_a$  пропорционален  $e^{-A_{rr}/\theta_b}$ . Для того чтобы произошло воспламенение за такой короткий промежуток времени, температура воспламенения должна быть достаточно велика, т. е.  $\theta_b \rightarrow 1$ . Точнее, по рассматриваемой теории  $\theta_b = 1 - 1/A_{rr}$ . Это означает, что основная реакция в пламени протекает в узком интервале температур, близких к адиабатной, в которой концентрация горючего уже невелика. При этих условиях можно пренебречь расходом теплоты на нагрев смеси и уравнение (6-27) в этой зоне примет вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \text{Pe} \frac{1-\theta}{\theta} \theta_0 e^{-A_{rr}/\theta} = \text{Pe} \varphi(\theta).$$

Решение этого уравнения с граничными условиями  $d\theta/d\xi = 0$  при  $\xi = \infty$  после интегрирования дает

$$\frac{d\theta}{d\xi} \Big|_I = \sqrt{\text{Pe} \int_{\theta_b}^1 \varphi(\theta) d\theta}. \quad (6-30)$$

Очевидно, что в силу непрерывности температуры пламени и тепловые потоки на границе раздела зон должны быть также равны, т. е. в этой точке  $\frac{d\theta}{d\xi} \Big|_I = \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{II}$ . Подставив сюда

выражения (6-29) и (6-30), получим выражение для критерия Пекле

$$Pe = 2 \int_{\theta_B}^1 \frac{\varphi(\theta)}{(\theta_B - \theta_0)^2} d\theta.$$

В этом выражении  $\theta_B$  — пока неопределенная величина, поэтому необходимы дополнительные предположения. Как указывалось выше, температура фронта пламени близка к теоретической температуре горения, поэтому можно считать, что  $\theta_B - \theta_0 \approx 1 - \theta_0$ . Однако в пределах интегрирования полагать, что  $\theta_B = 1$ , нельзя, так как в этом случае получится, что тепловыделение в зоне реакции отсутствует. Для анализа представим этот интеграл в виде

$$\int_{\theta_B}^1 \varphi(\theta) d\theta = \int_{\theta_0}^1 \varphi(\theta) d\theta - \int_{\theta_0}^{\theta_B} \varphi(\theta) d\theta. \quad (6-31)$$

В силу особенностей функции  $\varphi(\theta)$  основное тепловыделение происходит в зоне горения и интегралом  $\int_{\theta_0}^{\theta_B} \varphi(\theta) d\theta$  можно пренебречь. Тогда для определения нормальной скорости распространения пламени получим выражение

$$Pe = \frac{2}{(1 - \theta_0)^2} \int_{\theta_0}^1 \varphi(\theta) d\theta$$

или в размерном виде для реакции первого порядка

$$u_n = \sqrt{\frac{2\lambda k_0}{\rho_0 c_p (T_a - T_0)} \frac{T_0}{T_a} \left( \frac{RT_a^2}{E} \right) e^{-\frac{E}{RT_a}}}. \quad (6-31a)$$

Из вышеизложенного ясно, что эта формула достаточно приближенная. Для оценки степени приближения и влияния свойств топлива на степень приближения рассмотрим график (рис. 6-12). На нем показано изменение производных температуры во времени в I и во II зоне  $\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_I$  и  $\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{II}$  в зависимости

от температуры. Сплошной линией показано точное решение; в силу непрерывности функции положение температуры  $\theta_B$  здесь неопределенное. Тангенс угла наклона производной во второй зоне соответствует нормальной скорости распространения пламени. В случае же

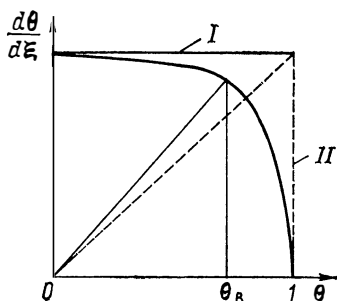


Рис. 6-12. Решение уравнения (6-27)  
Сплошная линия — точное решение; штриховая — приближенное

приближенного решения (штриховая линия) принимается, что при всех  $\theta < 1$  производная в первой зоне  $\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_I$  постоянна и равна своему максимальному значению [вследствие пренебрежения вторым интегралом в (6-31)]. Поэтому  $d\theta/d\xi$  имеет вид сначала горизонтальной линии при  $\theta < 1$ , а затем — вертикальной при  $\theta = 1$ . Сопряжение решений соответствует  $\theta = 1$ . Чем больше точка  $\theta_b$  смещена влево, тем больше расхождение между точным и приближенным решением. А как следует из характера воспламенения топлив (см. § 6-2 и рис. 6-5 и 6-6), чем меньше критерий Аррениуса и выше температура смеси  $\theta$ , тем ближе процесс к рассмотренному упрощенному случаю.

Решение уравнения (6-27) численными методами позволило предположить следующую аппроксимирующую зависимость для вычисления критерия Пекле:

$$Pe = 5,35 \cdot 10^{-2} \theta_0^5 e^{-1,5A_{gr}} \quad (6-32)$$

или для реакции первого порядка в размерном виде:

$$u_n = 0,23 \sqrt{\frac{\lambda k_0}{\rho_0 c_p} \left( \frac{T_0}{T_a} \right)^5 e^{-1,5E/(RT_a)}}. \quad (6-32a)$$

Хотя в промышленной огнетехнике ламинарные режимы применяются весьма редко, методы экспериментального и теоретического анализа ламинарного горения имеют большое значение и для построения теории турбулентного пламени.

Теплоотвод из зоны горения, так же как при воспламенении газовой смеси, приводит к увеличению длительности процесса и снижению максимальной температуры его. Примерный ход процесса аналогичен показанному на рис. 6-7. Я. Б. Зельдович, исследуя развитие пламени на пределе распространения, нашел, что наибольшее понижение температуры может быть найдено из условия  $1 - \theta_r = 1/A_{gr}$ , а уменьшение скорости распространения пламени — из условия  $u_k = u_n / \sqrt{e}$ . Решение системы двух уравнений (6-25) и (6-26) позволяет получить зависимость понижения скорости распространения пламени от относительного критерия теплоотвода

$$\frac{Pe_T}{Pe_a} = 0,365 + 0,635 e^{-2,5 \frac{\mu}{\mu_{кр}}}. \quad (6-33)$$

При этом критический теплоотвод рассчитывается по формуле

$$\mu_{кр} = 6,25 \cdot 10^{-4} e^{-0,28A_{gr}/\theta_0}. \quad (6-34)$$

## 6-5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Для экспериментального определения скорости распространения пламени используется несколько методов: по конусу пламени в горелке Бунзена, по расходу смеси в горелке плоского пламени, с помощью бомбы постоянного

Рис. 6-13. Форма пламени бунзеновской горелки

давления, бомбы постоянного объема, кино- и фоторегистрацией пламени в прозрачной трубке и др.

В горелке Бунзена, представляющей собой трубку, в которую подается готовая смесь, фронт пламени представляет собой почти правильный конус. На его поверхности проекция скорости потока  $w$  на нормаль к поверхности равна скорости распространения пламени  $u_n$  (рис. 6-13), т. е.

$$w \cos \varphi = u_n, \quad (6-35)$$

где  $\varphi$  — угол между направлением потока и нормалью к поверхности пламени. Соотношение (6-35) носит название закона Гун—Михельсона (закон косинуса) и широко используется при экспериментальных работах. Если измерить диаметр и высоту конуса, считая его правильным, то из геометрических построений легко определить  $u_n$ . Кроме того, для площади элементарной поверхности пламени  $dS$  можно составить соотношение, вытекающее из (6-35):

$$u_n dS = w d\sigma, \quad (6-36)$$

где  $d\sigma$  — проекция элемента  $dS$  на нормаль к направлению потока. Интегрируя (6-36) по всей поверхности пламени, получим  $u_n S = V$ , откуда  $u_n = V/S$  при любых форме пламени и распределении скоростей в газе. Здесь  $V$  — расход газа сквозь все сечение горелки;  $S$  — площадь поверхности фронта пламени.

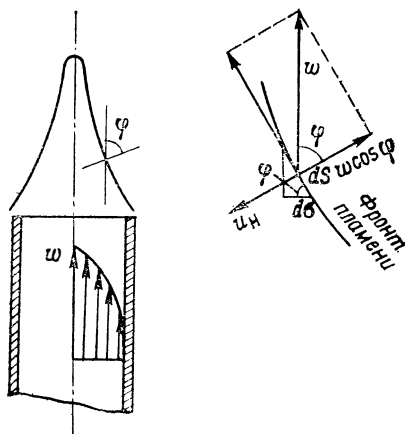
Некоторые погрешности в определении скорости распространения пламени этим методом связаны с отличием формы пламени от правильного конуса, переменностью  $u_n$  из-за переменной (и неопределенной) температуры смеси непосредственно перед фронтом.

Более удобной для определения площади поверхности фронта является горелка плоского пламени, у которой выходное сопло сделано сужающимся прямоугольного сечения. Перед выходом газозвушной смеси внутри сопла установлена насадка из слоя бусинок 1 и гофрированной ленты 2 для выравнивания скорости (рис. 6-14). В некоторых случаях калориметрированием определяется тепло, отводимое насадкой, и вносится поправка на тепловод от фронта горения. При плоском пламени  $u_n = V/(ab)$ , где  $a$  и  $b$  — размеры сопла.

Удобными методами для определения скорости распространения пламени являются бомбы постоянного давления и постоянного объема. В бомбе постоянного давления, представляющей собой резиновый баллон, наполненный исходной смесью, регистрируют изменение объема при поджигании смеси в центре. Если  $d_0$  — начальный диаметр,  $d_k$  — диаметр в конечный момент времени, а  $w$  — видимая скорость перемещения стенок, то  $u_n = w(d_0/d_k)^3$ .

В бомбе постоянного давления, представляющей собой сферический толстостенный сосуд, смесь, находящаяся при определенном давлении и температуре, поджигается в центре. Через имеющуюся в сосуде прорезь производят кинорегистрацию движения фронта пламени, а также записывают изменение давления в бомбе. Расчет  $u_n$ , сопряженный с графическим дифференцированием кривой изменения давления, а также другие методы расчета приведены в книгах Льюиса и Эльбе, а также Иоста.

К настоящему времени накоплен большой опытный материал о нормальных скоростях распространения пламени для различных газовых смесей. Рассмотрим некоторые характерные данные, показывающие порядок  $u_n$  и иллю-





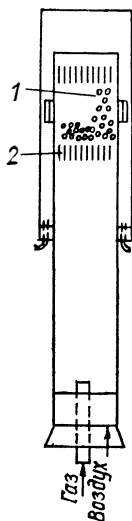


Рис. 6-14. Горелка с плоским пламенем (по Паулингу и Эджертоу)

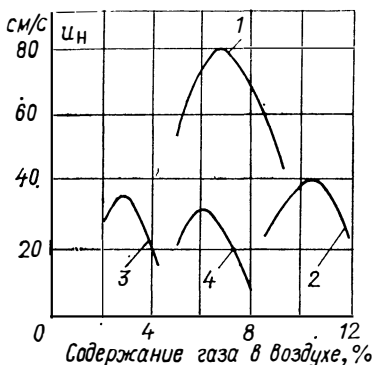


Рис. 6-15. Нормальная скорость распространения пламени углеводородных топлив при атмосферном давлении  
1 — этилен; 2 — метан; 3 — пентан; 4 — ацетилен

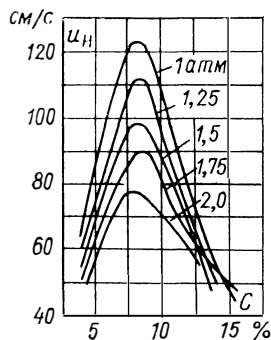


Рис. 6-16. Влияние давления на скорость распространения пламени ацетилено-воздушной смеси

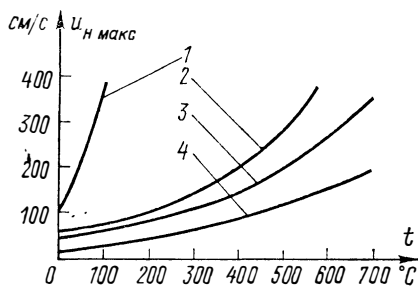


Рис. 6-17. Влияние начальной температуры на максимальную скорость распространения пламени в газоздушной смеси  
1 —  $H_2$ ; 2 —  $CO$  (влажная); 3 —  $CH_4$ ; 4 —  $CO$  (сухая)

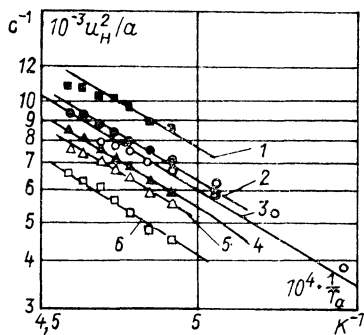


Рис. 6-18. Обработка экспериментальных данных определения скорости распространения пламени в  $C_2H_2$ -воздушных смесях

1 — по светящемуся конусу бунзеновской горелки; 2 — по внутреннему конусу; 3 — по горелке плоского пламени; 4 — по шпирен-фотографии; 5 — по теневому конусу; 6 — по бомбе постоянного давления

стрирующие влияние различных факторов. На рис. 6-15 представлены данные для некоторых углеводородов в смеси с воздухом в зависимости от состава. Значения  $u_n$  у них от 0,3 до 0,6 м/с. Для любой смеси имеются верхний и нижний пределы распространения пламени по концентрации. Если концентрация горючего находится вне этих пределов, то пламя в смеси не может распространяться. При приближении к концентрационному пределу скорость пламени стремится не к нулю, а к определенной граничной скорости. Установлено, что на пределе распространения пламени практически для всех смесей граничная скорость близка к 0,05 м/с.

С ростом давления скорость для воздушных смесей снижается, а концентрационные пределы несколько сужаются. В качестве примера на рис. 6-16 приведены данные для ацетилено-воздушной смеси.

Повышение начальной температуры смесей приводит, как это вытекает из рассмотренных выше теоретических выводов, к увеличению  $u_n$  (рис. 6-17).

## 6-6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ГОРЕНИЯ

Расчет процессов горения требует знания суммарных кинетических констант  $E$  и  $k_0$ . В гл. 5 показана методика аналитического определения их, однако она может быть использована только для простейших химических реакций. Поэтому чаще всего величины  $E$  и  $k_0$  рассчитываются по экспериментальным данным. Прямое определение их основано на измерении концентраций реагирующих веществ и продуктов реакции и на определении времени реакции непосредственными замерами. Однако такой метод практически неприемлем для процессов, происходящих во фронте пламени. Значительные погрешности прямых измерений объясняются тем, что зона реакции не превышает долей миллиметра, а скорость реакции во фронте пламени на несколько порядков превышает скорость реакции в слоях, непосредственно прилегающих к зоне реакции.

В связи с этим наибольшее значение приобретают косвенные методы определения кинетических констант. Для этого необходимо иметь теоретические зависимости, содержащие в явном виде связь между параметром, измеряемым в эксперименте, и кинетическими константами. Такими зависимостями могут быть формулы для расчета периода индукции (6-15)–(6-17), скорости распространения пламени (6-32), критические условия зажигания (6-23а).

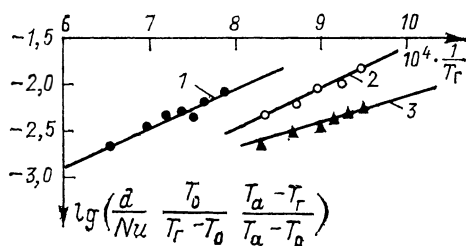
Например, зависимость (6-32) можно представить в виде

Таблица 6-1

Горючее в смеси в воздухе	$E$ , кДж/кмоль	$k_0$ , 1/с
Оксид углерода (сухой)	96 800	$7,05 \cdot 10^6$
Оксид углерода (влажный)	96 300	$1,4 \cdot 10^{12}$
Водород	129 000	$2,14 \cdot 10^{14}$
Метан	103 800	$5,6 \cdot 10^{12}$
Светильный газ	155 000	—
Пентан	146 000	—
Пропан	61 500	$4,2 \cdot 10^{11}$

Рис. 6-19. Обработка экспериментальных данных зажигания топливно-воздушных смесей

1 — пентан (3%); 2 — светильный газ (20%); 3 — водород (20%)



$$\frac{u_n^2}{a} = 0_0^5 k_0 \cdot 5,35 \cdot 10^{-2} e^{-1,5E/RT_a},$$

обозначив  $c = 5,35 \cdot 10^{-2} \theta_0^5$  и прологарифмировав ее, получим  $\ln(u_n^2/a) = \ln(c k_0) - 1,5E/(RT_a)$ . В полулогарифмической системе координат эта формула представляет собой уравнение прямой, тангенс угла наклона которой пропорционален энергии активации  $E$ , а длина отрезка прямой, отсекаемой от оси ординат, пропорциональна предэкспоненциальному множителю  $k_0$ .

Аналогично можно воспользоваться формулой (6-23а). Прологарифмировав ее, получим линейное уравнение, связывающее  $k_0$  и  $E$ .

Для примера на рис. 6-18 приведены результаты обработки экспериментальных данных по горению  $C_3H_8$ -воздушных смесей при различных способах измерения  $u_n$  для расчета  $E$  и  $k_0$  по преобразованной формуле (6-32). На рис. 6-19 представлены результаты аналогичной обработки экспериментальных данных по зажиганию смеси, необходимых для расчета  $E$  и  $k_0$  по прологарифмированной формуле (6-23а).

Значения суммарных кинетических констант горения приведены в табл. 6-1.

## 6-7. ТУРБУЛЕНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ

Ламинарное течение возможно только при малых  $Re$ . При  $Re > Re_{кр}$  устойчивость течения нарушается и движение малых объемов газа становится неупорядоченным, пульсирующим. Скорость в той или иной точке потока отличается от значения, осредненного по времени. Точно так же отличаются друг от друга мгновенные и средние значения давления, плотности, концентрации реагирующих веществ и т. д. Турбулентное горение представляет собой нестационарный процесс турбулентного смешения продуктов сгорания со свежей смесью и воспламенение последней вследствие повышения ее температуры. В этих условиях закономерности ламинарного распространения пламени теряют свою силу. Решающими факторами становятся турбулентные пульсации и связанная с ними интенсивность перемешивания. Если в теории ламинарного горения основные трудности связаны с отсутствием точных кинетических параметров, которые должны быть подставлены в систему уравнений горения, то в теории турбулентного горения необходимая система уравнений еще не составлена. До сих пор у отдельных исследователей существует значительное различие точек зрения на теорию турбулентного пламени.

Для того чтобы представить себе картину развития турбулентного пламени, изложим основные гипотезы и результаты экспериментов.

Влияние турбулентности на распространение пламени легко проиллюстрировать на следующих примерах. Известно, что по теории ламинарного пламени увеличение диаметра реакционной камеры до определенного размера приводит к повышению скорости распространения пламени, которая в пределе должна стремиться к нормальной скорости при адиабатных условиях. Однако в каналах, диаметр которых больше некоторой определенной величины, возникают пульсации; при этом поверхность пламени становится волнистой, а скорость распространения пламени значительно возрастает. На рис. 6-20 показана зависимость распространения пламени в метановоздушной смеси от диаметра трубы по измерениям Коварда и Хартвелла. Можно предполагать, что увеличение скорости пламени обусловлено турбулентностью, которая вызывает пульсации и искривление поверхности пламени.

В качестве второго примера рассмотрим влияние турбулентности на пламя бунзеновской горелки. При ламинарном течении наблюдается гладкий и тонкий фронт пламени (рис. 6-21, а). После достижения критического значения  $Re$  набегающего потока пламя внезапно укорачивается, утолщается и выглядит сильно размытым (рис. 6-21, б). Укорочение пламени связано с увеличением кажущейся скорости распространения пламени, обусловленным турбулентностью.

В настоящее время увеличение скорости распространения пламени при турбулентном движении различные авторы объясняют по-разному. Первая

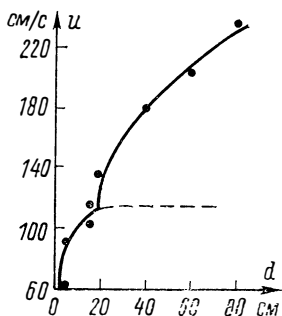


Рис. 6-20. Зависимость скорости распространения пламени от диаметра трубы

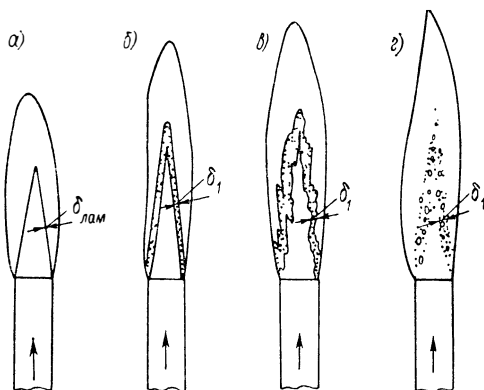


Рис. 6-21. Влияние режима течения на форму пламени: а — ламинарное пламя; б — мелкомасштабная турбулентность; в — масштаб турбулентности превышает толщину зоны горения; г — крупномасштабная турбулентность

модель — поверхностная — основана на предположении, что плоский фронт ламинарного пламени под действием турбулентности сильно искривляется и превращается в тесно переплетенный клубок ламинарных фронтов (рис. 6-22, а). Конфигурация и взаимное расположение фронтов постоянно меняются, но их среднестатистическая поверхность  $F_{пл}$  остается постоянной (турбулентность однородна). Предположив, что  $u_n$  в каждом фронте постоянна, можно получить следующую зависимость для турбулентной скорости:  $u_T = u_n F_{пл} / F$ , где  $F$  — площадь поперечного сечения камеры сгорания (трубы). Поверхность  $F_{пл}$  можно представить также как суммарную поверхность отдельных объемов горючего вещества, находящихся в данный момент в зоне турбулентного горения (рис. 6-22, б). Каждый такой объем свежей смеси и продуктов реакции, как пеленой, окружен ламинарным пламенем. Для такой модели, считая, что поверхность искривлена в виде ряда конусов с осями, направленными по нормали к средней поверхности фронта, а турбулентность не слишком большая, Дамкелер получил, что скорость турбулентного пламени пропорциональна нормальной скорости и критерию  $Re$ . Однако в опытах было выявлено, что величина  $u_T$  при малых  $Re$  пропорциональна  $\sqrt{Re}$ , а при больших  $Re$  — пропорциональна  $aRe + b$ , где  $a$  и  $b$  — постоянные.

К. И. Щелкин при рассмотрении влияния слабой турбулентности также следует предположениям Дамкелера, но находит площадь поверхности малых конусов более точно и предлагает формулу для расчета  $u_T$  в виде

$$u_T = u_n \sqrt{1 + B (u'_{кв} / u_n)^2},$$

где  $B$  — коэффициент порядка единицы. Для сильной турбулентности ( $u'_{кв} \gg u_n$ ) эта формула упрощается и принимает вид  $u_T \approx u'_{кв}$ ; здесь  $u'_{кв}$  — среднеквадратическая скорость турбулентности.

Б. Карлович для умеренной турбулентности предлагает следующую зависимость:

$$u_T = u_n + \sqrt{2u'_{кв}u_n} \left[ 1 - \frac{u_n}{u'_{кв}} \left( 1 - e^{-u'_{кв}/u_n} \right) \right]^{0.5}.$$

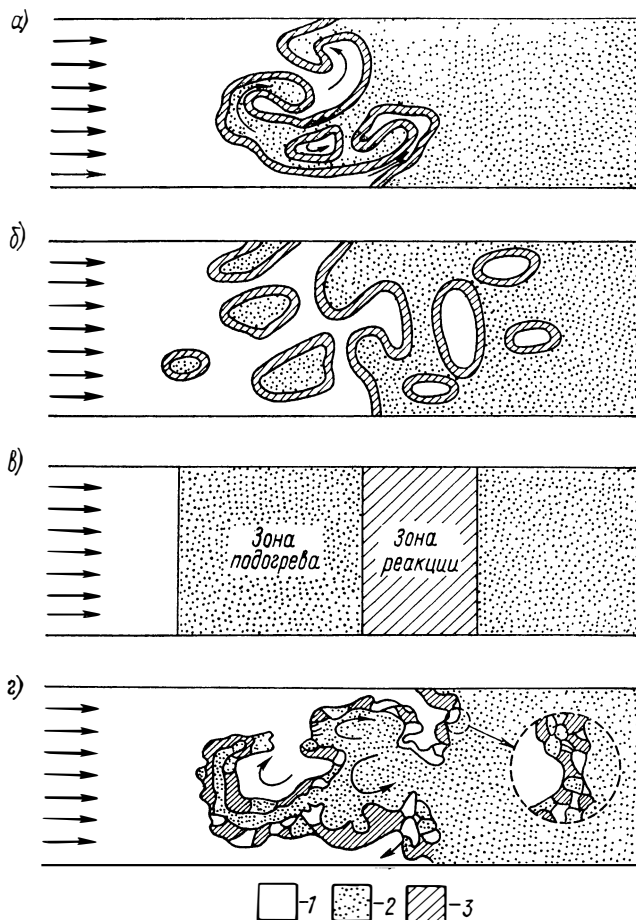


Рис. 6-22. Модели турбулентного пламени: а и б — поверхностная; в — объемная; г — микрообъемная  
1 — свежая смесь; 2 — продукты реакции; 3 — смешение или реакция

Для сильной турбулентности средняя скорость отклонения пламени под действием турбулентного движения принимает вид

$$u_{\tau} = u_{\text{н}} + \sqrt{2u'_{\text{кв}}u_{\text{н}}}.$$

Основные выводы почти всех теорий по первой модели таковы: влияние крупномасштабной турбулентности на распространение пламени не должно зависеть от масштаба турбулентности; полная скорость распространения турбулентного пламени  $u_{\tau} = u_{\text{н}} + \Delta u_{\tau}$  должна увеличиваться сначала линейно, а потом пропорционально корню квадратному из масштаба турбулентности. Нормальная скорость распространения ламинарного пламени должна оставаться определяющим фактором даже при очень интенсивной турбулентности.

Вторая модель основана на предположении, что турбулентное пламя по своей структуре ничем не отличается от ламинарного (рис. 6-22, в). Для оценки влияния на  $u_{\tau}$  разных факторов в этой модели используются уравне-

ния теплового баланса по крайним сечениям зоны горения. Существенной особенностью объемной модели является наличие отдельной макрозоны подогрева исходной смеси и следующей за ней зоны реакции. Для объемной модели полностью применима теория ламинарного пламени с заменой молекулярного коэффициента диффузии  $D$  на турбулентный  $D_T$  и молекулярной температуропроводности  $a = \lambda / (\rho c_p)$  на турбулентную  $a_T = \lambda_T / (\rho c_p)$ . Следовательно,

$$\frac{u_T}{u_H} = \sqrt{1 + \frac{D_T - D}{D}} \approx \sqrt{\frac{D_T}{D}}.$$

Учитывая, что  $D_T \approx u'_{кв}$ , получим при значительной интенсивности турбулентности  $u_T = \sqrt{u'_{кв}}$ .

Одно из существенных возражений против объемной модели в обычном пламени вызвано отсутствием в ней значительной зоны подогрева, аналогичной зоне подогрева ламинарного пламени. Прямые экспериментальные наблюдения объемного горения в свободных потоках отсутствуют. Объясняется это требованием мелкомасштабности турбулентности, предъявляемым объемной моделью, а также требованием быстрого смешения продуктов сгорания и исходной смеси. Некоторым приближением к такого рода устройствам является так называемый реактор Лонгвелла.

Существует еще одна модель, объясняющая эффект увеличения скорости горения в турбулентном потоке. В малых турбулентных объемах происходит быстрый процесс молекулярного перемешивания исходной смеси с продуктами сгорания. В тех объемах, где после смешения температура превышает температуру самовоспламенения, смесь может сгореть по законам объемной реакции значительно быстрее, чем по законам ламинарного горения. Образующиеся при этом продукты реакции вновь смешиваются с исходной смесью, и таким образом происходит распространение пламени.

Такую модель можно назвать микрообъемной, так как здесь в отличие от объемной модели горение происходит не в растянутой зоне, подобной фронту ламинарного пламени, а в отдельных микрообъемах, неравномерно распределенных по всей зоне турбулентного горения (рис. 6-22, з). В отличие от поверхностной модели, здесь отсутствуют изогнутые ламинарные или мелкомасштабные фронты, распространяющиеся по законам ламинарного пламени. Предполагается, что эти фронты не успевают сформироваться на границах между объемами исходной смеси и продуктов реакции вследствие быстрого относительного движения их и конечного (к тому же малого) периода индукции.

Микрообъемная теория занимает промежуточное положение между поверхностной и объемной. Формально говоря, по турбулентности нижней границы применимости микрообъемной модели могло бы быть условие существования ламинарных фронтов в турбулентном потоке

$$\frac{l_E}{u'_{кв}} \gg \frac{b_L}{u_H},$$

где  $b_L$  — общая ширина ламинарного пламени, а  $l_E$  — Эйлеров масштаб турбулентности.

Теория турбулентного пламени еще далека от завершения. Наши знания в области турбулентного пламени в настоящее время недостаточны: они, например, не дают возможности точно определить размеры и форму турбулентного пламени, если даже известны параметры набегающего потока и нормальная скорость распространения пламени. Мы можем вычислить ожидаемую максимальную скорость распространения турбулентного пламени, но не распределение скоростей в нижней части пламени. Однако проводимые рядом исследователей в настоящее время теоретические и экспериментальные работы позволяют надеяться на создание единой теории, которая обусловит надежное проектирование топочно-горелочных устройств.

## 6-8. ДИФФУЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗА

Характерной особенностью диффузионного горения в отличие от рассмотренного выше горения предварительно перемешанной газовой смеси (кинетического горения) является раздельная подача газа и воздуха в объем, где происходит сгорание. При этом процесс горения происходит по мере молекулярного перемешивания газа с кислородом воздуха. Следовательно, скорость горения определяется двумя процессами: взаимной диффузией горючего и окислителя и химическими реакциями в образовавшейся газовой смеси. Обычно принимают, что скорость перемешивания здесь значительно ниже скорости химических реакций, т. е. процесс определяется только диффузией.

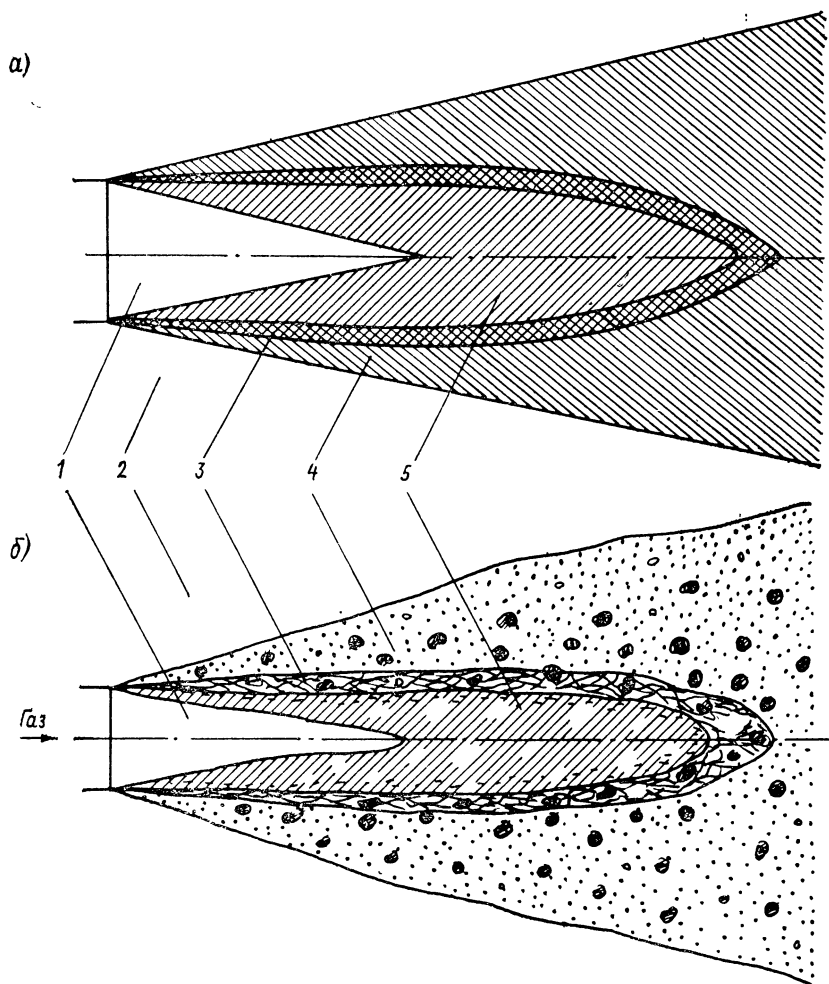


Рис. 6-23. Строение ламинарного (а) и турбулентного (б) диффузионного факела

1 — газ; 2 — воздух; 3 — продукты сгорания; 4 — воздух и продукты сгорания; 5 — газ и продукты сгорания

В соответствии с режимом движения потоков различают ламинарное и турбулентное диффузионное пламя. При ламинарном диффузионном горении в зоне факела, как видно из рис. 6-23, а, можно обнаружить пять зон: топлива, окислителя, смеси топлива с продуктами сгорания, смеси окислителя с продуктами сгорания и фронта пламени (зону горения). При этом зона горения располагается там, где за счет молекулярной диффузии получается смесь, близкая к стехиометрической. Толщина этой зоны зависит от скорости химических реакций и при чисто диффузионном горении принимается бесконечно малой.

Диффузионное горение при турбулентном режиме, показанном на рис. 6-23, б, характеризуется отсутствием четкого деления на зоны продуктов сгорания, смеси воздуха с продуктами сгорания и смеси газов с продуктами сгорания. Все эти зоны сливаются с зоной продуктов сгорания, во всем объеме которой происходит горение отдельных микрообъемов. В то же время на начальном участке факела можно видеть зону интенсивного горения, внутри которой имеется зона с преобладающим содержанием газа, а снаружи — с преобладающим содержанием воздуха. Четкой границы между зонами нет. По структуре турбулентное диффузионное пламя напоминает микрообъемную модель турбулентного горения перемешанной смеси на рис. 6-22, г.

Форма диффузионного факела может быть определена по закономерностям развития свободных турбулентных струй (см. гл. 2). В то же время А. В. Арсеевым отмечено, что, в отличие от профиля динамических напоров в поперечных сечениях свободной струи, в горящем факеле кривая динамических напоров пересекает нулевую линию под некоторым углом. Поэтому у границ факела скорости газов приближаются к нулю не асимптотически, в связи с чем границы струи факела получаются криволинейными. Струя факела имеет характерный профиль: с большим раскрытием вначале, замедлением раскрытия в средней части (почти до цилиндра) и с последующим расширением. Кроме того, вследствие интенсивного перемешивания и расширения воспламенившейся смеси угол раскрытия в начале факела больше, чем при сжигании предварительно перемешанной смеси.

Длину диффузионного факела  $L_{\Phi}$  можно получить из совместного рассмотрения законов сохранения массы и количества движения, а также уравнения состояния. Результирующее выражение имеет вид

$$\frac{L_{\Phi}}{d} = k \frac{C_0}{C_{ст}} \sqrt{\frac{C_{ст}}{C_0} + \frac{M_B}{M_r} \left(1 - \frac{C_{ст}}{C_0}\right) \frac{T_a}{\beta T_0}}, \quad (6-37)$$

где  $C$  — молярная концентрация газа;  $M$  — молекулярные массы;  $k$  — постоянный коэффициент;  $\beta$  — отношение числа молей газа к числу молей продуктов сгорания; индексы 0 и «ст» относятся к начальным условиям и к стехиометрическому соотношению газа с воздухом;  $d$  — диаметр газового сопла.

Формула (6-37) не учитывает скорости движения струй и свойств горячего газа. Экспериментальная зависимость длины турбулентного факела, применяемая в практических расчетах, имеет вид

$$\frac{L_{\Phi}}{d} = 20k \left(\frac{\omega_0^2}{gd}\right)^n \left(\frac{\nu}{D}\right)^{0,3}; \quad (6-38)$$

здесь  $\nu$  — кинематическая вязкость газа при температуре окружающего воздуха;  $\omega_0$  — скорость истечения газа из сопла;  $k$  — коэффициент, зависящий от состава газа (в частности, для генераторного газа  $k=1$ , а для природного и сжиженного газов  $k=2,815$ ),  $n$  — показатель степени, также зависящий от свойств газа (для городского газа  $n=0,125$ , а для сжиженного газа  $n=0,162$ ).

И. Д. Семикин установил, что максимальная длина свободного факела линейно зависит от массовой теплоты сгорания газа  $Q_H/\rho$ :

$$\frac{L_{\Phi}}{d} \approx (0,6 + 0,015Q_H/\rho). \quad (6-39)$$



Из формул (6-37)—(6-39) можно сделать важный вывод: для уменьшения длины свободного диффузионного факела следует стремиться уменьшить диаметр газовыдающих отверстий, т. е. применять рассредоточенную подачу газа в камеру сгорания.

Следует отметить, что в топках и камерах сгорания сравнительно редко применяют свободные диффузионные факелы. Чаще всего используют закрученные струи (см. гл. 2), позволяющие значительно улучшить смесеобразование и тем самым увеличить интенсивность горения и уменьшить длину факела. Теоретический расчет формы факела в этих случаях затруднен. Для практических целей можно использовать расчетно-эмпирические зависимости, полученные для горелок различного типа, приведенных в гл. 2. Формулы для расчета длины факела, угла раскрытия факела и диаметра зоны рециркулирующего потока в устье горелок основных типов (улиточной, тангенциальной, осевой) в зависимости от параметра крутки  $n$  имеют следующий вид:

для улиточной горелки ( $1 \leq n \leq 4,12$ )

$$L_{\Phi} = 1,74 (4,45 - n) d; \quad \omega = 77,9 (n - 0,81)^{-0,22}; \quad d_p = 0,26d (4,45 - n);$$

для тангенциальной ( $0,22 \leq n \leq 3,0$ )

$$L_{\Phi} = 3,53dn^{-0,24}; \quad \omega = 57 (n - 0,124)^{-0,18}; \quad d_p = 0,4d (n - 0,63)^{-0,18};$$

для осевой ( $0,35 \leq n \leq 1,65$ )

$$L_{\Phi} = 5dn^{-0,67}; \quad \omega = 64,5 (n - 0,14)^{0,43}; \quad d_p = 2d (n - 0,8)^{-0,5}.$$

В них  $\omega$  — угол раскрытия факела, ...°;  $L_{\Phi}$  — длина факела (расстояние от устья горелки до сечения, в котором максимальная скорость составляет 0,2 наибольшей аксиальной скорости в устье);  $d_p$  — диаметр зоны рециркулирующего потока в устье горелки;  $n$  — параметр крутки для горелки данного типа, приведенный в табл. 2-1;  $d$  — диаметр амбразуры горелки.

Диаметр амбразуры горелки определяется следующим выражением:

$$d = V_0 B_p (\alpha_T - \Delta\alpha_T) T / (273\omega);$$

здесь  $B_p$  — расчетный расход топлива;  $\omega$  — средняя скорость истечения смеси из горелки.

Для увеличения угла раскрытия факела и уменьшения его дальности применяют конические амбразуры. Увеличение конусности горелки от  $K = (D-d)/(2h) = 0$  (где  $D$  — наибольший диаметр амбразуры, а  $h$  — высота конической части диффузора) до  $K = 0,46$  приводит к интенсивному снижению гидравлического сопротивления горелки; при  $0,46 < K < 0,77$  сопротивление возрастает.

## 6-9. ПРИМЕРЫ

**Пример 6-1.** Определить критический диаметр сферического стабилизатора пламени для метановоздушной смеси, истекающей из горелки со скоростью  $\omega_0 = 30$  м/с, если коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 1,05$ , а температура смеси  $T_0 = 450$  К.

**Решение.** Воспользовавшись методикой, изложенной в гл. 1, определим теоретическую температуру горения (ее расчет не приводим):  $T_a = 2460$  К.

Вычислим безразмерные параметры:  $\theta = T_0/T_a = 450 : 2460 = 0,183$ ;  $\text{Arg} = E/(RT_a) = 103\,800 : 8,3 : 2460 = 5,1$ .

Для нахождения скорости нормального распространения пламени воспользуемся формулой (6-32):

$$\text{Re} = 5,35 \cdot 10^{-2} \theta_0^{5e-1,5\text{Arg}} = 5,35 \cdot 10^{-2} \cdot 0,183^{5e-1,5 \cdot 5,1} = 5,22 \cdot 10^{-9}.$$

Критический диаметр стабилизатора найдем, воспользовавшись формулой (6-24) и выражением  $Re = u^2/(ak_0)$ :

$$d_{кр} = \omega a / (\nu Re \cdot 1,45k_0) = 80 \cdot 5,2 \cdot 10^{-5} : (4,5 \cdot 10^{-5} \cdot 5,22 \cdot 10^{-9} \cdot 1,45 \cdot 5,6 \cdot 10^{12}) = 0,002 \text{ м.}$$

**Пример 6-2.** Сравнить длину диффузионного факела природного газа прямооточной горелки с длиной факела улиточной горелки, если их тепловая мощность одинакова. Параметр крутки улиточной горелки принять равным 2; скорость истечения газа  $\omega = 15$  м/с; температура газа  $T = 300$  К.

**Решение.** Из формул длины прямооточного и закрученного факела можно получить:

$$L_{ф. пр} / L_{ф. ул} = 20k\omega^{0,25} \nu^{0,3} / [1,74(4,45 - n) D^{0,3} (gd)^{0,125}] = 20 \cdot 2,815 \cdot 15^{0,25} \times \\ \times (16 \cdot 10^{-6})^{0,3} : 1,74 : (4,45 - 2) : (0,15 \cdot 10^{-4})^{0,3} : (9,8 \cdot 0,1)^{0,125} = 26,7 \text{ раза.}$$

**Пример 6-3.** Сравнить влияние типа горелки на длину факела при одинаковой тепловой мощности и одинаковом параметре крутки в них, равном 2.

**Решение.** Рассмотрим отношение длины факела улиточной горелки к длине факела тангенциальной и аксиальной горелок:

$$\frac{L_{ф. ул}}{L_{ф. т}} = \frac{1,74(4,45 - n)}{3,53n^{-0,24}} = \frac{1,74 \cdot (4,45 - 2)}{3,53 \cdot 2^{-0,24}} = 1,42;$$

$$\frac{L_{ф. ул}}{L_{ф. а}} = \frac{1,74(4,45 - n)}{5n^{-0,67}} = \frac{1,74 \cdot (4,45 - 2)}{5 \cdot 2^{-0,67}} = 1,35.$$

Следовательно, тангенциальная горелка выдает в 1,42 раза, а аксиальная — в 1,35 раза более короткий факел, чем улиточная.

К данной главе рекомендуется литература [33, 34, 41, 49, 51, 54, 55, 56, 65, 67].

## ГЛАВА СЕДЬМАЯ

### ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДА

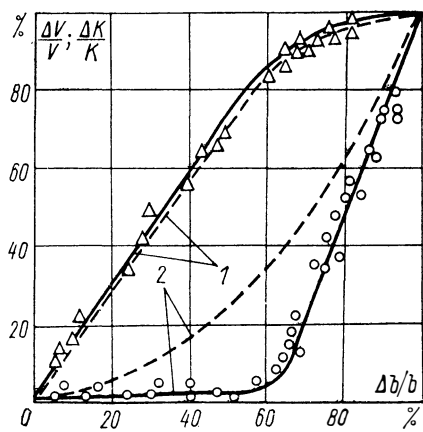
#### 7-1. СТАДИИ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ТВЕРДОГО НАТУРАЛЬНОГО ТОПЛИВА. РОЛЬ КОКСОВОГО ОСТАТКА

Твердое натуральное топливо содержит углерод, большое количество различных углеводородных соединений, влагу, золу и т. д. При нагревании еще до воспламенения частицы происходит термическое разложение органической массы топлива с выделением летучих веществ, в состав которых входит значительное количество горючих компонентов, таких как, например, метан  $CH_4$ , водород  $H_2$ , окись углерода  $CO$  и т. д. (см. гл. 8). Они в значительной степени определяют условия воспламенения и горения натурального топлива. После выделения летучих остается твердый кокс, состоящий из углерода.

Процесс горения твердого натурального топлива представляет собой комплекс сложных физико-химических явлений, из

которых основными являются следующие: теплообмен частиц топлива с окружающей средой; выход и горение летучих веществ — продуктов термического распада сложных органических соединений топлива; горение коксового остатка — взаимодействие между углеродом кокса и газовыми компонентами: кислородом  $O_2$ , углекислотой  $CO_2$  и водяным паром  $H_2O$ , — диффундирующими к поверхности частицы. При этом необходимо учитывать не только характеристики топлива, состояние поверхности коксовой частицы, наличие пор и трещин и т. д., но и внешние условия процесса, связанные с конкретной конструкцией промышленной установки или способом сжигания топлива: сжигания пыли топлива в камерных топках с прямоточным факелом; в циклонных топках; в топках с высокотемпературным вихрем (вихревая топка ЦКТИ); сжигания грубодиспергированного или немолотого топлива в топках с низкотемпературным вихрем (вихревая топка ЛПИ); в топках с кипящим слоем (КС); в слоевых или факельно-слоевых топках; в установках термической переработки твердого топлива; образование и горение сажи и нефтяного кокса в камерах сгорания газовых турбин, двигателей внутреннего сгорания и т. д. При таком анализе необходимо учитывать аэродинамику топок и условия движения частиц в газовом потоке. Таким образом, расчетный анализ процесса горения твердого топлива представляет собой весьма сложную задачу, разрешимую (приближенно) для тех или иных конкретных случаев при использовании ряда упрощающих предположений. Подобные решения с учетом основных факторов рассматриваются в дальнейшем для пылеугольного факела (гл. 9) и слоя (гл. 10).

Для постановки задачи о горении частицы твердого натурального топлива необходима определенная схематизация процесса. Широко принято, что процесс можно разбить на относительно независимые стадии: прогрев частицы до выхода или воспламенения летучих; горение летучих веществ около частицы, способствующее быстрому подъему температуры частицы; горение коксового остатка, состоящего из углерода и золы. Безусловно, эти стадии имеют разную скорость, продолжительность и степень влияния на процесс горения в целом в зависимости от конкретных условий. Например,



стицы, способствующее быстрому подъему температуры частицы; горение коксового остатка, состоящего из углерода и золы. Безусловно, эти стадии имеют разную скорость, продолжительность и степень влияния на процесс горения в целом в зависимости от конкретных условий. Например,

Рис. 7-1. Относительное выгорание летучих  $\Delta V/V$  (1) и кокса  $\Delta K/K$  (2) для частиц твердого топлива  
 — по опытам Ю. А. Финаева;  
 - - - по опытам Б. Д. Кацнельсона;  
 $\Delta b/b$  — относительное выгорание топлива

при горении мелкой топливной пыли стадии прогрева и выхода летучих по продолжительности составляют менее 10 % общего времени горения (рис. 7-1). В этом случае время выгорания углерода кокса составляет более 90 % общего времени выгорания частицы твердого топлива. Углерод для большинства твердых топлив дает и основную долю тепловыделения при горении и поэтому является важнейшей составляющей твердого топлива. Зола коксового остатка обычно не оказывает существенного влияния на выгорание углерода за исключением горения многозольных топлив или немолотого топлива. Поэтому в последнее время при анализе процесса горения пылеугольного факела утвердилась тенденция пренебрегать стадиями прогрева частиц и выхода летучих, считать мгновенным выход летучих и их сгорание и рассматривать горение коксового остатка как горение чистого углерода.

В последние годы энергетиков все в большей степени привлекает идея углубления фракционного состава сжигаемого топлива, что позволяет решить некоторые проблемы, возникающие при сжигании пылевидного топлива, а именно взрывоопасность пыли, шлакование стен топочных камер, высокие концентрации вредных выбросов в атмосферу. Достаточно большое количество относительно крупных частиц в топливе, подаваемом в топочную камеру, требует учета стадий прогрева и выхода летучих, тем более, что выделение и горение летучих определяет условия воспламенения и выгорания коксового остатка.

Прогрев частиц твердого топлива в камере сгорания происходит за счет конвективного и радиационного теплообмена между частицей и потоком горячих газов, которые с помощью тех или иных конструктивных мероприятий подводятся к пылевоздушной струе для стабилизации воспламенения факела. Напишем уравнение теплового баланса для частицы, двигающейся в потоке горячих газов, в предположении, что отсутствует градиент температуры по сечению частицы ( $Bi < 1$ ); рассматриваем период до интенсивного выхода и горения летучих, т. е. предполагаем, что отсутствуют эндо- и экзотермические реакции разложения органической массы топлива:

$$m_{ч}c_{ч} \frac{dT_{ч}}{dt} = \alpha_{к} (T_{г} - T_{ч}) F_{пов} + \sigma_0 a_{ч} (T_{г}^4 - T_{ч}^4) F_{пов}, \quad (7-1)$$

где индекс «ч» означает «частица»;  $F_{пов}$ ,  $a_{ч}$  — площадь поверхности и степень черноты частицы;  $T_{г}$  — температура потока газов;  $\sigma_0$  — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Удобнее всего анализ проводить для сферической частицы. Отличие формы реальной частицы от сферической можно учесть соответствующими коэффициентами, например коэффициентом формы. Следует учесть, что при попадании частиц неправильной формы в камеру сгорания их острые углы и кромки обгорают быстрее всего и частицы приобретают форму, близкую

к сферической. Тогда, подставив в уравнение теплового баланса (7-1)  $m_{\text{ч}} = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{ч}}$ ;  $F_{\text{пов}} = \pi \delta^2$ ;  $\alpha_{\text{к}} = \text{Nu} \lambda_{\text{г}} / \delta$ , получим дифференциальное уравнение прогрева частицы

$$\frac{dT_{\text{ч}}}{d\tau} = \frac{6 \text{Nu} \lambda_{\text{г}}}{c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}} \delta^2} (T_{\text{г}} - T_{\text{ч}}) + \frac{6 \sigma_0 a_{\text{ч}}}{c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}} \delta} (T_{\text{г}}^4 - T_{\text{ч}}^4), \quad (7-2)$$

где  $\text{Nu}$  — тепловой критерий Нуссельта, рассчитывается по зависимостям гл. 3 с учетом относительного движения частицы в потоке газа;  $\rho_{\text{ч}}$  и  $c_{\text{ч}}$  — плотность и удельная теплоемкость материала частицы.

Решение этого дифференциального уравнения возможно только численными методами. Анализ процесса прогрева относительно мелких частиц ( $\delta \leq 10^{-3}$  м), попавших в высокотемпературную зону камеры сгорания ( $T_{\text{г}} \approx 1200$  К), показал, что доля лучистой составляющей теплообмена меньше 30 %, а ошибка в расчетах времени прогрева при учете только конвективной составляющей не превышает 10 %. С уменьшением размера частицы погрешность расчетов уменьшается. При высоких температурах, а также при крупных частицах роль лучистого нагрева сильно увеличивается.

Интегрирование уравнения (7-2) при учете только конвективной составляющей дает следующее выражение текущей температуры частицы:

$$T_{\text{ч}} = T_{\text{г}} - (T_{\text{г}} - T_{\text{ч}0}) \exp\left(-\frac{6 \text{Nu} \lambda_{\text{г}}}{c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}} \delta^2} \tau\right) = T_{\text{г}} - (T_{\text{г}} - T_{\text{ч}0}) \exp(-3 \text{ViFo}), \quad (7-3)$$

где  $\text{Vi} = \frac{\alpha_{\text{к}} \delta}{2 \lambda_{\text{ч}}}$  — критерий Био;  $\text{Fo} = \frac{4 \lambda_{\text{г}} \tau}{c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}} \delta^2}$  — критерий Фурье;  $T_{\text{ч}0}$  — начальная температура частицы, К.

Если необходимо рассчитать полное время прогрева инертной сухой частицы, то из формулы (7-3) можно получить

$$\tau_{Q/Q_{\text{макс}}} \leq 0,384 \frac{c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}} \delta^2}{\text{Nu} \lambda_{\text{г}}} \lg\left(1 - \frac{Q}{Q_{\text{макс}}}\right), \quad (7-4)$$

где  $Q/Q_{\text{макс}}$  — отношение количества тепла, воспринятого частицей, к максимальному, возможному при данной температуре потока; это отношение с достаточной точностью можно принять равным 0,95 для определения полного времени нагрева частицы:

$$Q = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{ч}} c_{\text{ч}} (T_{\text{ч}} - T_{\text{ч}0}); \quad Q_{\text{макс}} = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{ч}} c_{\text{ч}} (T_{\text{г}} - T_{\text{ч}0}).$$

Знак «меньше» в неравенстве (7-4) отвечает частичному нагреву. Для частицы натурального топлива при прогреве необходимо учитывать тепловые эффекты реакций разложения и горения летучих веществ. Входящие в формулу плотность и теплоемкость частиц зависят от характеристик топлива, от

условий процесса и поведения частиц при нагревании. Обобщение противоречивых опытных данных и методик расчета характеристик широкой гаммы натуральных топлив позволяет рекомендовать для расчета удельной теплоемкости сухой массы топлива следующую зависимость:

$$c_{\text{ч}} = c_{\text{ч}0} + A_1 (T_{\text{ч}} - 273), \quad (7-5)$$

где  $c_{\text{ч}0}$  — начальная теплоемкость сухой массы частицы при  $T_{\text{ч}0} = 273$  К;  $A_1$  — коэффициент; значения  $c_{\text{ч}0}$  и  $A_1$  приведены в табл. 7-1; там же даны и значения  $\rho_{\text{ч}0}$ .

Таблица 7-1

Удельная теплоемкость, плотность и коэффициент  $A_1$  для наиболее характерных топлив

Топливо	$A_1 \cdot 10^3$ , кДж/(кг·К <sup>2</sup> )	$c_{\text{ч}0}$ , при 273 К, кДж/(кг·К)	$\rho_{\text{ч}0}$ , при 313 К, кг/м <sup>3</sup>
Антрациты и тощие угли	0,63	0,92	1550—1680
Каменный уголь	1,46	0,96	1350—1550
Бурый уголь	1,9	1,09	1100—1350
Сланцы	1,25	1,047	1610—1770
Фрезерный торф	2,5	1,30	800—900
Древесина	0,209	0,712	700
Мазуты	2,512	1,737	970—1000

С некоторого момента времени из частицы натурального топлива начинают интенсивно выходить летучие вещества, которые насыщают пограничный слой, окружающий частицу (см. гл. 8). После воспламенения летучих происходит быстрый прогрев частицы до температуры, равной температуре потока газов или превышающей ее. Для оценки времени прогрева частицы (в секундах) до момента воспламенения летучих в среде с концентрацией  $O_2$ , равной 10—21 %, можно воспользоваться эмпирическими зависимостями, предложенными:

В. И. Бабином для мелких частиц ( $\delta \leq 10^{-3}$  м)

$$\tau_{\text{в.л}} = k_{\text{в.л}1} \cdot 5,3 \cdot 10^{14} T_{\text{г}}^{-4} \delta^{0,8} \quad (7-6)$$

и В. К. Любовым и С. М. Шестаковым для крупных частиц ( $\delta \geq 5 \cdot 10^{-3}$  м) при температуре газового потока  $T_{\text{г}} = 1173 \div 1373$  К и скорости обтекания (скорости относительного движения)  $\omega_{\text{отн}} = 0,1 \div 3$  м/с

$$\tau_{\text{в.л}} = k_{\text{в.л}2} \cdot 10^{13} T_{\text{г}}^{n_{\text{в.л}}} \delta^{m_{\text{в.л}}} (1 + \omega_{\text{отн}}^{c_{\text{в.л}}}), \quad (7-7)$$

где  $k_{\text{в.л}1}$ ,  $k_{\text{в.л}2}$ ,  $n_{\text{в.л}}$ ,  $m_{\text{в.л}}$ ,  $c_{\text{в.л}}$  — опытные коэффициенты, приведенные в табл. 7-2.

Роль излучения в этих формулах учитывается.

В диапазоне размера частиц  $10^{-3} < \delta < 5 \cdot 10^{-3}$  можно применять любую из зависимостей, но зависимость (7-7) имеет то преимущество, что она учитывает скорость относительного движения частицы в потоке.

Горение летучих веществ представляет собой горение гомогенных смесей, содержащих множество компонентов, диффундирующих от поверхности частицы навстречу кислороду. По-

Таблица 7-2

Коэффициенты, характеризующие влияние различных параметров на продолжительность отдельных стадий процесса горения частицы

Величина	Уголь						Воркутинский Ж
	Азейский Б	Черемховский Д	Интинский Д	Кузнецкий			
				Д	2СС	Г	
$k_{в. л2}/k_{в. л1}$	5,42	5,81	3,55	$\frac{2,55}{0,8}$	$\frac{3,93}{0,85}$	$\frac{2,31}{0,75}$	2,76
$c_{в. л} (\omega_{отн} \leq 1 \text{ м/с})$	-0,08	-0,08	-0,08	-0,09	-0,17	-0,11	-0,13
$c_{в. л} (\omega_{отн} > 1 \text{ м/с})$	-0,16	-0,16	-0,16	-0,17	-0,17	-0,19	-0,22
$k_{г. л2}/k_{г. л1}$	4,31	4,55	8,76	$\frac{8,32}{1,6}$	$\frac{13,19}{1,4}$	$\frac{8,45}{1,55}$	10,52
$n_{г. л}$	-1,16	-1,16	-1,26	-1,28	-1,35	-1,3	-1,32
$m_{г. л}$	1,9	1,9	1,87	1,83	1,79	1,79	1,78
$c_{г. л} (\omega_{отн} \leq 1 \text{ м/с})$	-0,13	-0,13	-0,13	-0,14	-0,17	-0,16	-0,17
$c_{г. л} (\omega_{отн} > 1 \text{ м/с})$	-0,44	-0,45	-0,46	-0,49	-0,57	-0,55	-0,56

Примечание. Для угля всех марок  $n_{в. л} = -4$ ;  $m_{в. л} = 0,5$ .

дробно этот вопрос рассмотрен в гл. 8. Здесь лишь укажем, что время выхода и горения летучих (в секундах) в среде с концентрацией кислорода  $C_{O_2} = 10 \div 21\%$  может быть также описано эмпирическими выражениями, предложенными, например:

В. И. Бабином для мелких частиц ( $\delta \leq 10^{-3}$  м)

$$\Delta\tau_{г. л} = k_{г. л1} \cdot 0,5 \cdot 10^6 \delta^2 \quad (7-8)$$

и В. К. Любовым и С. М. Шестаковым для крупных частиц ( $\delta \geq 5 \cdot 10^{-3}$  м)

$$\Delta\tau_{г. л} = k_{г. л2} \cdot 10^8 T_{г. л}^{n_{г. л}} \delta^{m_{г. л}} (1 + \omega_{отн}^c), \quad (7-9)$$

где  $k_{г. л1}$ ,  $k_{г. л2}$ ,  $n_{г. л}$ ,  $m_{г. л}$ ,  $c_{г. л}$  — опытные коэффициенты, также приведенные в табл. 7-2.

Горение летучих, как и прогрев частиц, — относительно быстрый процесс по сравнению с горением коксового остатка. Именно поэтому большинство исследователей рассматривает горение натурального топлива как горение коксового остатка. Тогда изменение массы частицы во времени можно записать в виде

$$\frac{dm_{ч}}{d\tau} = -G_{C}M_{C}F_{пов},$$

где  $G_{C}$  — скорость выгорания углерода, кмоль/(м<sup>2</sup>·с);  $M_{C} = 12$  кг/кмоль — молекулярная масса углерода.

Если принять, что частица имеет форму шара и выгорает только по наружной поверхности, то с учетом того, что  $m_{ч} = \frac{\pi\delta^3}{6}\rho_{ч}$ , а  $F_{пов} = \pi\delta^2$ , получим уравнение выгорания частицы

$$\frac{d\delta}{d\tau} = -\frac{2M_{C}}{\rho_{ч}}G_{C}, \quad (7-10)$$

а после интегрирования — время выгорания до размера  $\delta$

$$\tau = -\frac{1}{2M_{C}} \int_{\delta_0}^{\delta} \frac{\rho_{ч}}{G_{C}} d\delta. \quad (7-11)$$

Полное время выгорания частицы можно определить, приняв  $\delta=0$ . Как видно из формулы (7-11), задача выгорания коксовой частицы сводится теперь к нахождению поверхностной скорости горения углерода. Рассмотрим подробнее этот вопрос, так как горение углерода коксовой частицы не только дает наибольшее тепловыделение, но и определяет в значительной степени продолжительность горения частицы натурального топлива и ее температуру. Эти факторы в свою очередь влияют на поведение минеральной части топлива. В целом проблема представляет собой большой методический интерес с точки зрения анализа такого сложного физико-химического процесса, как горение твердого топлива.

## 7-2. МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДА

Горение углерода — гетерогенный процесс, определяемый как кинетикой горения (на поверхности и в глубине) углеродного массива частицы, так и диффузионным переносом кислорода и продуктов сгорания у горящей поверхности частицы. На кинетику процесса большое влияние оказывает структура углеродного материала частицы твердого топлива. Наиболее распространенные в природе виды чистого углерода — алмаз и графит. Алмаз — типичное кристаллическое образование с чет-



ким размещением атомов в кристаллической решетке. Графит — аморфное углеродное образование, имеющее структуру, состоящую из хаотически расположенных кристаллитов. Графит является поликристаллическим материалом: его поверхность образована различными кристаллографическими поверхностями. Размеры кристаллитов в графите колеблются в широких пределах, от десяти до десятков тысяч ангстрем.

Углерод кокса топлива — практически чистый углеродный материал, по своей структуре он близок к графиту. Кроме того, в процессе сжигания топлива (даже жидкого и газообразного) образуется сажа или нефтяной кокс — также чистый углерод. Кристаллографическими исследованиями углерода коксового остатка частиц твердого топлива установлено, что они имеют кристаллитные включения и даже отдельные монокристаллы. Содержание кристаллитов в коксе зависит от температуры коксования и обычно увеличивается с возрастанием температуры процесса. Аналогичная закономерность замечена в углероде топлив различного геологического возраста. Чем старше топливо, тем больше в нем кристаллитных включений. Таким образом, углерод топлива имеет неоднородную структуру поверхности. Неоднородность углеродной поверхности будет изменяться в зависимости от доли различных кристаллографических плоскостей, составляющих поверхность, и от их площади.

Наряду с такой микрокристаллической неоднородностью поверхность углерода топлива имеет и другой вид неравномерности — порозность. Углеродная поверхность изрезана огромным количеством микротрещин и пор самой разнообразной формы и размеров. Неравномерность, шероховатость и пористость структуры углеродной поверхности являются следствием отсутствия четкой кристаллической структуры углерода топлива. Углерод кокса имеет еще более пористую поверхность, так как выделение влаги и летучих приводит к образованию новых пор, к увеличению их размеров. Необходимо учитывать влияние пористой структуры углеродной поверхности на выгорание углерода. Когда мы говорим о гетерогенном горении углерода, это не значит, что зона контакта и протекания реакций всегда ограничивается только наружной поверхностью углеродного массива частицы. Поры, проникая глубоко внутрь углеродной частицы и соединяясь между собой, образуют обширную внутреннюю поверхность углеродной частицы, иногда значительно превосходящую внешнюю. При определенных условиях окислитель может проникнуть глубоко в поры и тогда реакция происходит и внутри частицы, на ее внутренней поверхности. Это внутреннее реагирование. Пренебрежение внутренним реагированием может привести в некоторых условиях к серьезным ошибкам при обработке опытного материала и расчетах выгорания. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в § 7-7.

При гетерогенном горении углерода реакция протекает на его поверхности, к которой поступают молекулы кислорода из окружающего объема. Изучением механизма окисления углерода занимался широкий круг исследователей на протяжении примерно ста лет. Имеется громадный экспериментальный материал, отражающий взаимодействие углерода с кислородом и другими газами в различных температурных и концентрационных условиях. К настоящему времени можно считать общепризнанным последовательный стадийный характер окисления углерода. Считается, что взаимодействие углерода с окислителем ( $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ) протекает с участием промежуточных нестабильных образований, которые в течение более или менее длительного времени находятся в адсорбированном состоянии на наружной поверхности углеродного массива и на поверхности пор. Таким образом, взаимодействие идет через образование адсорбированного слоя газа на углеродной поверхности.

Рассмотрим подробнее понятие адсорбции. Если две несмешивающиеся фазы привести в соприкосновение, то обычно концентрация одной из фаз на границе раздела окажется больше, чем в объеме. Это сгущение вещества у поверхности раздела и называется адсорбцией. Оно обусловлено тем, что атомы на поверхности твердого тела обычно подвержены действию неуравновешенных сил. В объеме тела все атомы уравновешиваются силами притяжения со стороны соседних атомов, а у поверхности такого равновесия может и не быть. Тогда у поверхности массива возникает поле сил притяжения, направленное перпендикулярно к поверхности. Насыщение связей атомов на поверхности обычно происходит при адсорбции одного слоя молекул. Такая адсорбция называется мономолекулярной.

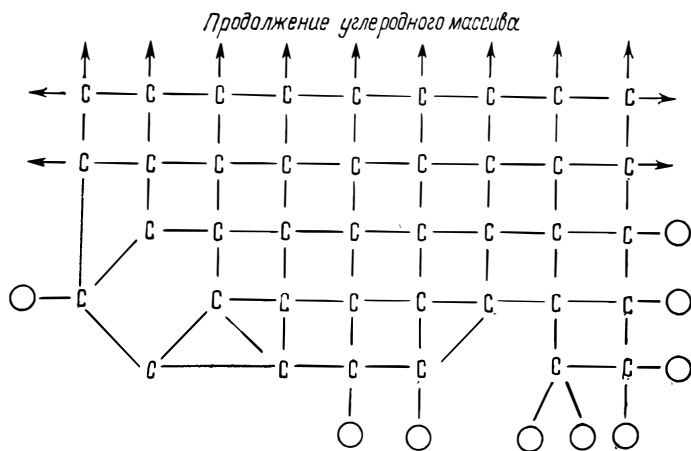


Рис. 7-2. Схема насыщения связей атомов на поверхности углеродного массива

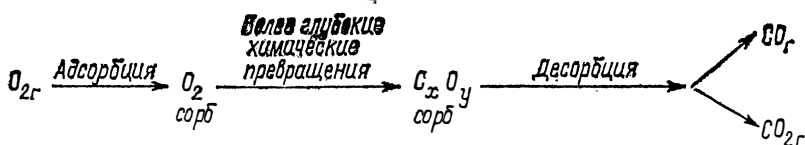
С — атомы углерода; О — адсорбированные молекулы газа

Иногда при адсорбции образуется несколько поверхностных слоев (полимолекулярная адсорбция). Адсорбция может происходить под воздействием разных сил: физического притяжения, химических сил и др.

Поверхность многих тел инертна в том смысле, что валентности их атомов насыщены связями со стороны соседних атомов. В этом случае адсорбция может быть вызвана силами физического притяжения и называется обычно физической адсорбцией. Иногда поверхность массива обладает большой насыщенностью связей атомов. Схема поверхности углерода для этого случая представлена на рис. 7-2. При адсорбции такая поверхность стремится образовать химические связи с веществом соприкасающейся с ней фазы. Такой вид адсорбции называют хемосорбцией (химическая адсорбция). Это главный вид адсорбции на поверхности металлов и углерода. Отличие химической адсорбции от физической заключается в том, что при химической адсорбции происходит перенос электронов между адсорбентом и адсорбатом и объединение их электронных оболочек, т. е. имеют место процессы, сопутствующие химическим взаимодействиям.

Как уже отмечалось, поверхность углерода чрезвычайно неоднородна, что делает ее участки в различной степени доступными для адсорбции. Многие исследователи приходят к выводу, что при сравнительно низких температурах только небольшая часть поверхности углерода доступна хемосорбции. Хемосорбция заметно зависит от температуры, возрастая с ее увеличением. Тейлором была разработана теория активированной хемосорбции и показано, что хемосорбции, как другим видам химических взаимодействий, присуща энергия активации. В силу того что с ростом температуры в хемосорбцию вовлекаются все новые, менее активные участки поверхности, энергия активации хемосорбции обычно по мере заполнения поверхности несколько повышается.

При взаимодействии углерода коксовых частиц с кислородом в процессе хемосорбции образуются оксид и диоксид углерода. Будем, как и большинство исследователей, считать их первичными продуктами окисления. Однако кислород никогда не может быть сорбирован в чистом виде. Сорбционный механизм взаимодействия кислорода с углеродом может быть представлен в виде следующей приближенной схемы:



Атомы кислорода, находящиеся вблизи углеродной поверхности, адсорбируются на поверхности и удерживаются на ней за счет химических сил. При этом происходит глубокое объедине-

ние атомов кислорода и углерода с образованием сложных гипотетических соединений типа  $C_xO_y$ . Эти соединения (комплексы) распадаются по истечении некоторого времени с выделением  $CO$  и  $CO_2$ . Вследствие стадийного характера этого процесса скорость его будет определяться скоростью протекания наиболее медленной стадии. Вполне понятно, что по мере изменения скорости протекания отдельных стадий будет меняться интенсивность процесса в целом. Процесс протекает нестационарно. Однако в зависимости от макро- и микроскопической структуры углеродной поверхности и температурных условий относительная скорость и влияние этих стадий на процесс адсорбции могут сильно меняться. Учитывая интенсивный характер сорбции, скорость поверхностного взаимодействия можно описать выражением  $W \sim k'F_{\text{адс}}$ , где  $F_{\text{адс}}$  — площадь активной поверхности, покрытой адсорбированным газом.

Согласно адсорбционной изотерме Ленгмюра (см. § 5-1) активная доля поверхности пропорциональна парциальному давлению газообразного компонента у поверхности или его концентрации, т. е.

$$W = \frac{k' C_{\text{по}}}{\Phi + C_{\text{по}}},$$

где  $k'$  — кажущаяся константа скорости поверхностной реакции, зависящая от температуры по закону Аррениуса;  $C_{\text{по}}$  — концентрация реагирующего у поверхности газа;  $\Phi$  — опытная величина, зависящая от температуры процесса и структуры углеродной поверхности и имеющая размерность концентрации. Комплекс  $C_{\text{по}}/(\Phi + C_{\text{по}})$  представляет собой величину, пропорциональную доле активной поверхности, доступной адсорбируемым газам. Скорость процесса пропорциональна площади этой поверхности. С ростом температуры скорость распада поверхностных комплексов сильно возрастает и доля поверхности, занятой адсорбированным газом, стремится к нулю. В этих условиях  $\Phi \gg C_{\text{по}}$  и

$$W \approx \frac{k' C_{\text{по}}}{\Phi} = k C_{\text{по}}, \quad (7-12)$$

где  $k$  — опытная константа поверхностной реакции.

Выражение (7-12) представляет собой скорость поверхностной химической реакции при высокотемпературном горении. Следует заметить, что величина  $\Phi$  до настоящего времени не имеет четкой трактовки и предположение, что с ростом температуры она возрастает, обгоняя величину  $C_{\text{по}}$ , является гипотезой. Возможно, что с ростом температуры процесса начинают сказываться закономерности диффузионного обмена у поверхности частицы, вследствие чего  $C_{\text{по}}$  падает.

Большинство исследователей в широком диапазоне температур и давлений принимает первый порядок реакций углерода с кислородом, с уголекислотой и водяным паром. Если для реак-

ции углерода с  $\text{CO}_2$  до температуры 1800 К исследованиями Л. Н. Хитрина и А. Л. Моссэ доказан первый порядок реакции по  $\text{CO}_2$ , то порядок реакций углерода с  $\text{O}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  по исследованиям Д. А. Франк-Каменецкого, Паркера и Хоттеля, И. И. Палева, М. А. Поляцкого и других исследователей явно меньше единицы. Однако предположение о первом порядке реакции сильно упрощает как обработку опытных данных, так и расчетный анализ процесса горения, не внося существенных ошибок.

При низкотемпературном окислении углерода сорбционный механизм развития процесса целиком определяет интенсивность выгорания углерода и количество и качество получаемых продуктов. Заметим, что понятие низкотемпературного окисления углерода топлива является весьма условным. Сорбционный механизм взаимодействия с кислородом даже для наименее активных углей (графит, электродный уголь, высокотемпературный кокс) перестает явно сказываться уже при температурах 600—800 К, и процесс приобретает устойчивый характер. В то же время при взаимодействии углерода с углекислотой или водяным паром сорбционные явления оказывают свое влияние даже при температурах 1000—1200 К. Можно отметить общее правило, что по мере повышения химической активности угля и увеличения экзотермического эффекта реакции наблюдается снижение тех температур, после достижения которых роль сорбционных процессов значительно сокращается.

При топочных температурах для горения угля в воздухе можно пренебречь нестационарностью реакций горения, так как сорбционные процессы протекают в этих условиях практически мгновенно, и считать, что данному количеству поглощенного углем окислителя отвечает стехиометрическое количество выделяющихся продуктов реакции. При этом скорость реакции может быть описана выражением (7-12). Механизм горения в этих условиях приобретает в силу быстротечности сорбционных процессов как бы мгновенный, ударный характер.

Таким образом, при анализе выгорания углерода надо помнить, что существуют две температурные области протекания горения:

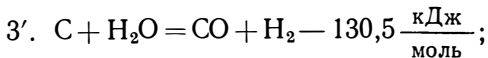
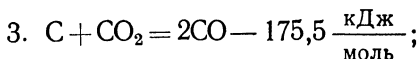
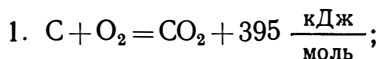
1. Низкотемпературное медленное окисление, при котором преобладающую роль играют сорбционные процессы и их необходимо учитывать в расчетах. Примером может служить окисление топлива при его длительном хранении, сушке.

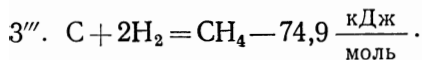
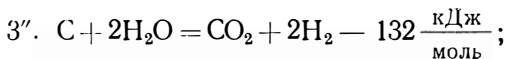
2. Высокотемпературное горение, при котором скорость адсорбции и десорбции настолько велика, что можно пренебречь нестационарностью, связанной с сорбционными процессами. В этой области температур протекают топочные процессы.

### 7-3. АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ РЕАКЦИЙ, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ГОРЕНИИ УГЛЕРОДА

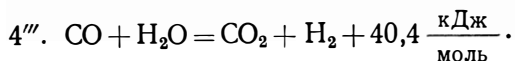
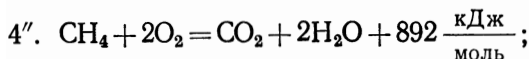
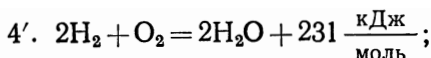
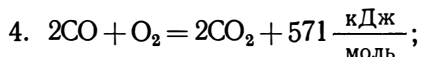
Основными газами, реагирующими с углеродом кокса топлива или с углеродом сажи, являются кислород, углекислота, водяной пар. Независимо от того, по какому механизму развивается окисление углерода, будем считать, что первичными продуктами горения являются углекислота и окись углерода. При высокой влажности сжигаемого топлива, когда в продуктах сгорания может находиться значительное количество водяных паров, или при окислении углерода водяным паром (при «мокрой» газификации) в первичных продуктах возможно появление водорода и метана. При одновременном получении ряда первичных продуктов существует возможность взаимодействия углерода с несколькими окислителями, если только они будут находиться в контакте с углеродной поверхностью. Таким образом, для горения углерода характерно многообразие реакций. Механизм этих реакций весьма сложен и детально еще не выяснен, что затрудняет создание единой, научно обоснованной и полностью доказанной расчетной схемы выгорания углерода.

Основным итогом процесса горения углерода при высоких температурах является соединение кислорода с углеродом по реакциям  $C + O_2 = CO_2$  и  $2C + O_2 = 2CO$ . Эти реакции принято называть первичными. Наряду с ними у поверхности горящей углеродной частицы возможно взаимодействие образовавшейся окиси углерода с диффундирующим из объема кислородом:  $2CO + O_2 = 2CO_2$ , а на поверхности горящей частицы возможно восстановление образовавшейся углекислоты:  $C + CO_2 = 2CO$ . Эти реакции обычно называют вторичными. При определенных условиях либо первичные, либо вторичные реакции могут играть основную роль в процессе горения. Каждая из реакций имеет свой тепловой эффект  $q$ , знак которого может быть различным. Исходя из этого предположения, будем считать, что при высокотемпературном горении углерода протекают следующие основные итоговые реакции на внешней поверхности частицы и на поверхности пор:





В условиях встречной диффузии продуктов неполного сгорания от поверхности углеродного массива в поток окислителя, диффундирующего навстречу им из окружающего частицу объема, неизбежно взаимодействие вблизи углеродной поверхности по реакциям:



Рассматривая высокотемпературное горение, мы можем принять упрощенное выражение для скорости реакций (7-12), исходя из первого порядка реакций по компоненту, находящемуся в недостатке. Вообще говоря, скорость гомогенной реакции горения может зависеть от концентраций обоих участвующих в реакции компонентов. Однако опытные данные показывают, что в основном скорость горения CO, H<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub> определяется содержанием этих компонентов в смеси и лишь при малых концентрациях кислорода начинает зависеть также и от содержания последнего. Примем, что изменение констант скоростей реакций от температуры подчиняется закону Аррениуса (см. § 5-1). Тогда для каждой реакции будет справедливо равенство

$$dG_i = C_i k_{0i} e^{-\frac{E_i}{RT}} d\tau,$$

где  $i$  — номер реакции.

Имеется обширнейший экспериментальный материал по определению кинетических констант реакций углерода различных видов топлива с газами. Следует отметить, что эти данные, полученные авторами с применением различных экспериментальных методик на разных видах углеродного материала, отличаются большим разнообразием. В табл. 7-3 представлены пределы энергии активации, полученные в различных исследованиях для реакций взаимодействия углерода с газами. Большое различие энергий активации даже для одного вида угле-

родного материала вызвано не только неоднородностью углеродных материалов, но и недостаточно строгим учетом диффузионного влияния. Многие исследователи ввиду трудности разделения реакций 1 и 2 углерода с кислородом пользуются суммарными константами этих реакций, определение которых также затруднено вследствие большого теплового эффекта реакций, приводящего к разогреву поверхности частиц и искажению констант.

Таблица 7-3

Энергия активации для различных реакций (кДж/моль)

Реакция	Значение $E$ , кДж/моль	
	электродного угля	кокса разных топлив
1. $C + O_2 = CO_2$	210—90	140—75
2. $2C + O_2 = 2CO$	210—140	125—85
3. $C + CO_2 = 2CO$	100—360	200—100
3. $C + H_2O = CO + H_2$	160—330	140—180

Обработка опытных материалов по кинетике взаимодействия углерода с газами в полулוגарифмических координатах Аррениуса показывает (рис. 7-3),

что линии зависимости логарифма константы скорости реакции ( $\lg k$ ) от обратной температуры ( $1/T$ ) по мере роста температуры сходятся, что позволяет сделать предположение о наличии некоторой условной точки — полюса.

Введение полюса, в котором сходятся линии констант скорости реакций, позволяет связать между собой энергию активации и предэкспоненциальный множитель в зависимости Аррениуса либо выразить константу скорости реакции, зная только энергию активации, через координаты полюса  $k^*$  и  $T^*$  по формуле

$$k_i = k^* \exp \left[ -\frac{E_i}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right].$$

Местоположение полюса в разных работах различное. Так, в работах В. В. Померанцева приняты координаты полюса  $k^* = 10$  м/с,  $T^* = 2500$  К; в книге «Теория топочных процессов» Г. Ф. Кнорре, И. И. Палева, К. М. Арефьева и др.  $k^* = 2,5$  м/с,  $T^* = 2200$  К; у Л. А. Вулиса два полюса с общей координатой  $k^* = 0,315$  м/с и с  $T_1^* = 1240$  К и  $T_2^* = 1740$  К. Используя значения координат полюсов, можно дать связь между энергией активации и  $k_0$ . Эта связь будет иметь вид:

для координат полюса у В. В. Померанцева

$$\lg k_0 = 0,208 \cdot 10^{-4} E + 1; \quad (7-13)$$

у Г. Ф. Кнорре, И. И. Палева, К. М. Арефьева

$$\lg k_0 = 0,237 \cdot 10^{-4} E + 0,398; \quad (7-14)$$

у Л. А. Вулиса (реакция  $C + O_2$ )

$$\lg k_0 = 0,418 \cdot 10^{-4} E - 0,5. \quad (7-15)$$



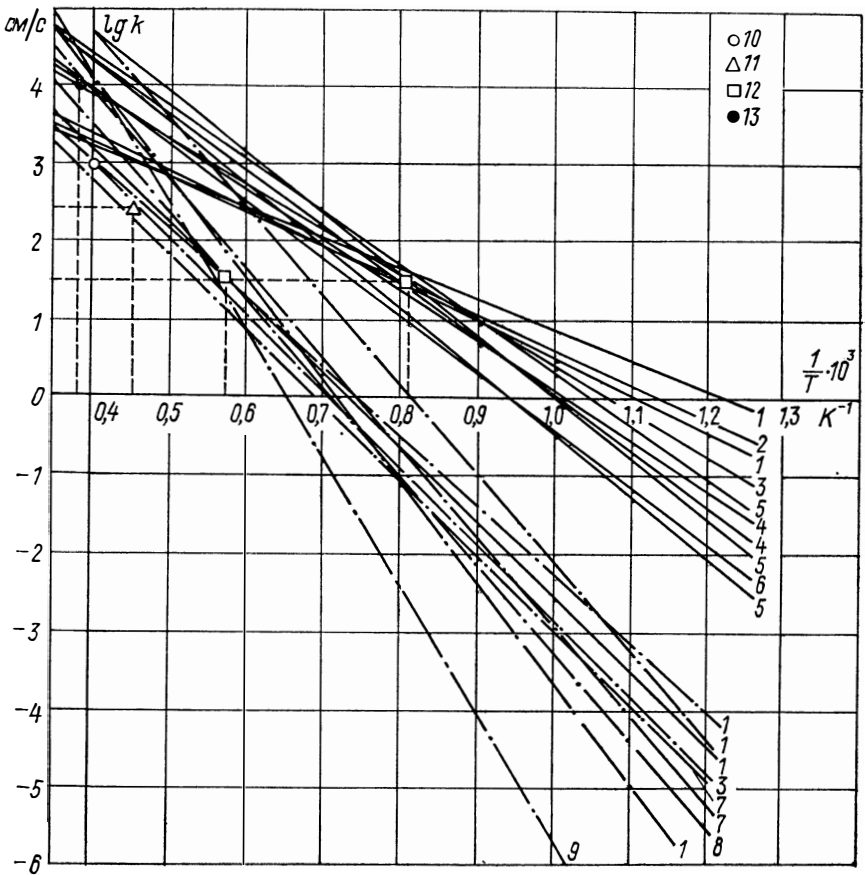


Рис. 7-3. Зависимость  $\lg k$  от  $1/T$  для твердых топлив по данным различных авторов

Сплошные линии — реакция  $C+O_2$ ; штрихпунктирные — реакция  $C+CO_2$ ; 1 — по данным Л. А. Вулиса; 2 — Л. Н. Хитрина; 3 — З. Ф. Чуханова; 4 — В. Н. Николаева; 5 — Е. С. Головиной; 6 — Тю и др.; 7 — Майерса; 8 — М. Н. Савинова; 9 — В. Г. Дубинского; 10 — полюс по исследованиям В. В. Померанцева; 11 — по исследованиям Г. Ф. Кнорре и И. И. Палеева; 12 — Л. А. Вулиса; 13 — С. М. Шестакова

Расчеты по разным формулам дают близкие значения констант для топочных температур. На рис. 7-4 (по Д. М. Хзмалян и Т. В. Виленскому) нанесены опытные точки, соответствующие значениям  $k_0$  и  $E$ , полученным в ряде исследований. Одновременно на рисунке приведены зависимости (7-13), (7-14), (7-15). Большой разброс точек относительно проведенных линий не позволяет отдать предпочтение ни одной из зависимостей.

Рассмотрение экспериментального материала приводит к выводу, что полюс должен быть расположен в области достаточно высоких температур. По мере повышения температуры

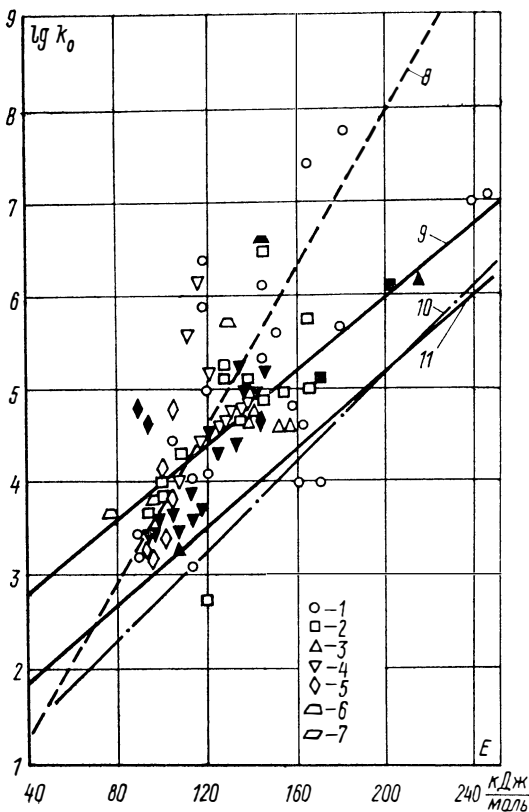


Рис. 7-4. Связь между  $\lg k_0$  и  $E$  по данным различных исследований  
 1 — электродный уголь; 2 — антрацит; 3 — тощий уголь; 4 — каменный уголь; 5 — бурый уголь; 6 — древесный уголь; 7 — торф; зачерненные точки относятся к коксам соответствующих углей; 8 — эмпирическая формула (7-15); 9 — (7-16); 10 — (7-14); 11 — (7-13)

линии констант скоростей сближаются и начиная с некоторой температуры, близкой к температуре сублимации углерода, должны сливаться в одну, так как исчезают различия, вызванные разной структурой кокса отдельных углей и строением решетки углерода кокса. Это явление находит свое подтверждение в исследованиях Е. С. Головиной реакций углерода с углекислотой, водяным паром и кислородом при температурах выше 2500 К. Одним из вариантов может быть полюс, предложенный С. М. Шестаковым, с координатами  $k^* = 100$  м/с,  $T^* = 2600$  К. В этом случае связь между  $k_0$  и  $E$  описывается равенством

$$\lg k_0 = 0,2 \cdot 10^{-4} E + 2. \quad (7-16)$$

Исследования Л. А. Вулиса, В. В. Померанцева и других показывают, что между энергией активации различных реак-

ций углерода с  $O_2$  и  $CO_2$  для одного и того же кокса имеется определенная связь. На основании анализа многочисленных опытных данных можно принять следующие отношения энергий активации различных реакций:

$$\frac{E_2}{E_1} = 1,1; \quad \frac{E_3}{E_1} = 2,2; \quad \frac{E_{3'}}{E_1} = 1,6.$$

Отсутствие опытных данных по кинетике этих реакций на совершенно одинаковых углеродных поверхностях не позволяет проверить эти соотношения в широких пределах. Однако использование представленных соотношений для практических

Таблица 7-4

Энергия активации, кДж/моль, 1-й реакции для коксов различного топлива

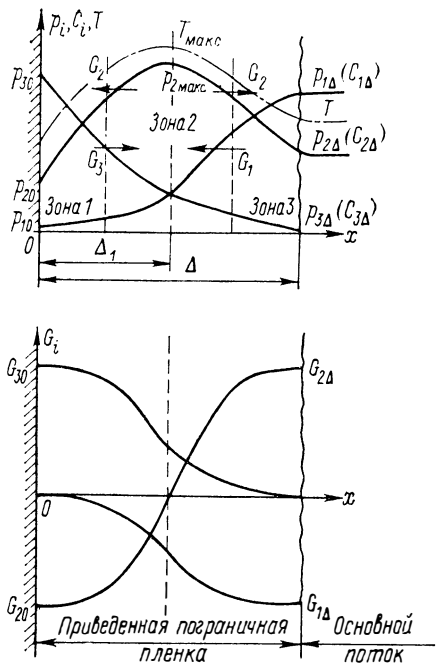
Топливо	Значение $E_1$	Топливо	Значение $E_1$
Древесный уголь Торф	75—84	Каменный уголь Тощий уголь и антрацит	115—135
	85		140—146
Бурый уголь	90—105	Электродный уголь	167

расчетов дает удовлетворительные результаты. Таким образом, зная энергию активации только для одной реакции углерода кокса, можно легко получить константы остальных реакций. В табл. 7-4 даются значения энергии активации для реакции  $C + O_2 = CO_2$  для коксов твердого топлива разных видов.

#### 7-4. ТЕОРИЯ ПРИВЕДЕННОЙ ПЛЕНКИ. СХЕМА ГОРЯЩЕГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

При горении углеродной частицы кислород расходуется и непрерывно подводится из окружающего газового объема. Продукты сгорания отводятся от поверхности. Таким образом, химический процесс горения (взаимодействие кислорода с углеродом) сопровождается физическим процессом встречной диффузии. Следствием одновременности этих процессов является определенное распределение концентраций (парциальных давлений) продуктов сгорания и кислорода у поверхности горячей частицы. Распределение концентраций тесно связано с условиями процесса. Примерная картина распределения концентраций и потоков у поверхности горячей углеродной частицы показана на рис. 7-5. Задача о горении углеродной частицы в наиболее полной форме представлена в работах А. С. Предводителя, Л. Н. Хитрина и В. В. Померанцева. Несколько разных подходов к рассмотрению выгорания не приводит к принципиальному различию результатов.

Рис. 7-5. Распределение парциальных давлений  $p_i$  (концентраций  $C_i$ ), температуры  $T$  и потоков газовых компонентов  $G_i$  вблизи поверхности горящей углеродной частицы при отсутствии паров воды



Рассмотрим задачу о выгорании углерода при сухой газификации, когда концентрация паров воды в потоке мала и не оказывает заметного влияния на процесс горения. В этом случае необходимо учитывать одновременное протекание трех гетерогенных реакций на углеродной поверхности и одной гомогенной реакции горения  $\text{CO}$  в объеме около поверхности при наличии сопутствующих диффузионных процессов. Закономерности

диффузионного переноса будем определять по аналогии между обменом массой и теплотой (см. гл. 3). Тогда поток диффундирующего вещества кмоль/( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ) будет

$$G = \alpha_D (C_{\text{по}} - C_{\text{об}}). \quad (7-17)$$

Процессы, происходящие в пограничном слое\* вблизи горячей поверхности, наиболее просто учитывать методом приведенной пленки, широко используемым в настоящее время. Будем считать, что в ядре потока, омывающего частицу, имеет место интенсивный молярный перенос, вызванный турбулентными пульсациями, а в пределах условной пограничной пленки осуществляется только молекулярный перенос. В связи с этим основной газовый поток однороден и в нем в областях, близких к приведенной пленке, отсутствуют градиенты температур и парциальных давлений, в то время как приведенная пограничная пленка — область ярко выраженных градиентов (см. рис. 7-5). Пользуясь понятием приведенной пленки, принимаем, что ее толщина ( $\Delta$ ) одинакова около всей поверхности горящего куска. Тогда поток диффундирующего вещества кмоль/( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ )

$$G = D \frac{\Delta C}{\Delta} = D \frac{C_{\text{по}} - C_{\text{об}}}{\Delta}. \quad (7-18)$$

\* Здесь и в дальнейшем выражению «пограничный слой» не придается строгого гидродинамического смысла. Имеется в виду область газа вблизи поверхности частицы, фактически отвечающая приведенной пленке.

Сравнивая (7-17) и (7-18), имеем

$$\Delta = D/\alpha_D \quad (7-19)$$

или

$$\Delta/\delta = D/(\alpha_D\delta) = 1/\text{Nu}_D,$$

где  $\delta$  — характерный размер углеродного массива, м.

Отсюда видно, что размер приведенной пограничной пленки определяется условием:

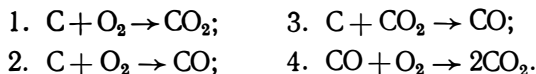
$$\left. \begin{array}{l} \text{для плоской частицы} \\ \Delta = \delta/\text{Nu}_D; \\ \text{для шаровой частицы} \\ \Delta = \delta/(\text{Nu}_D - 2). \end{array} \right\} \quad (7-20)$$

В формулах (7-18) и (7-19) коэффициент диффузии  $D$  рассчитывается (в  $\text{м}^2/\text{с}$ ) при условиях, исключающих молярный перенос.

Вообще говоря, в пределах приведенной пограничной пленки в силу неизохоричности реакций 2, 3 и 4 (см. стр. 173) имеет место молярный перенос. Новые объемы, получающиеся в результате этих химических реакций, нарушают равновесие масс и вызывают стефановский поток. В этих условиях (см. гл. 3) более строго потоки компонентов представить в виде:

$$G = -D \frac{dc}{dx} + \omega C,$$

где  $\omega$  — скорость молярного переноса. Это вносит существенные осложнения в решение задачи. Для простоты будем пренебрегать изменением объема реагирующих веществ и заменим действительные реакции гипотетическими с равным объемом исходных и конечных веществ. При сухой газификации эти реакции таковы:



Как показано в работах Л. Н. Хитрина и В. В. Померанцева, это предположение, значительно упрощая решение, дает погрешность не более 15%. Кроме того, будем считать, что приведенная пленка изотермична и находится в стационарном состоянии. Оба эти предположения достаточно справедливы для мелких частиц. Используя данные Б. Д. Кацнельсона и Ф. А. Агафоновой (см. гл. 3), можно показать, что для частиц размером около  $10^{-4}$  м разница температур между поверхностью горящей частицы и окружающей средой даже в начальной части воздушного потока не превысит 100 К. Время же

установления стационарного состояния пограничного слоя составит только 1 % времени выгорания частицы данного размера.

Рассмотрим высокотемпературное горение, при котором гетерогенные реакции протекают на внешней поверхности частицы настолько интенсивно, что можно пренебрегать реакциями внутри пор. В пределах приведенной пленки протекает реакция горения оксида углерода и в зависимости от условий происходит частичное или полное его сгорание. Скорость данной гомогенной реакции определяется первым порядком реакции по компоненту, находящемуся в недостатке. Можно составить систему уравнений баланса потоков  $O_2$ ,  $CO_2$  и  $CO$  в элементе приведенной пленки и получить граничные значения этих потоков вблизи углеродной поверхности с учетом трех гетерогенных реакций. Распределение парциальных давлений в приведенной пленке в общем случае представлено на рис. 7-5 (здесь и далее индексами при  $p$ ,  $C$  и  $G$  обозначены компоненты:  $O_2$  — 1;  $CO_2$  — 2;  $CO$  — 3;  $H_2$  — 4;  $H_2O$  — 5). В пределах приведенной пленки возможно различное соотношение между парциальными давлениями  $CO$  и  $O_2$ . Около углеродной поверхности кислород чаще всего находится в недостатке, т. е.  $p_1 < p_3$ . Около внешней границы приведенной пленки  $\Delta$ , наоборот,  $p_3 < p_1$ . В первой зоне выгорание  $CO$  определяется концентрацией кислорода, а в третьей — концентрацией  $CO$ .

Уравнение баланса потоков на элементе  $dx$  с учетом стехиометрии реакции 4 (если пренебречь кривизной поверхности) будет иметь вид

$$dG_1 = -2dG_2 = dG_3; \quad \text{но} \quad dG_1 = -\frac{k_4}{RT} p_1 dx; \quad (7-21)$$

здесь  $k_4$  — константа 4-й реакции;  $x$  — координата. Максимуму кривой  $p_2(C_2)$  с абсциссой  $\Delta_1$  удовлетворяет условие  $p_1 = p_3 = p_{1\Delta}$  (см. рис. 7-5). Воспользуемся формулой молекулярной диффузии для плоского слоя

$$G_1 = -\frac{D}{RT} \frac{dp_1}{dx}.$$

Продифференцируем ее по  $x$ :

$$dG_1 = -\frac{D}{RT} \frac{d^2 p_1}{dx^2} dx$$

и, приравняв последнему выражению (7-21), приходим к уравнению

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - \frac{k_4}{D} p_1 = 0, \quad (7-22)$$

решение которого будем искать в виде

$$p_1 = A \exp\left(\sqrt{\frac{k_4 \Delta^2}{D}} \frac{x}{\Delta}\right) + B \exp\left(-\sqrt{\frac{k_4 \Delta^2}{D}} \frac{x}{\Delta}\right),$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные, определяемые из граничных условий

$$x = 0, \quad p_1 = p_{10}; \quad x = \Delta_1, \quad p_1 = p_{1\Delta_1}.$$

Комплекс  $\sqrt{k_4 \Delta^2 / D}$ , который получается при решении этого уравнения, имеет смысл критерия подобия, характеризующего отношение потока вещества, поглощенного гомогенной реакцией догорания 4, к его диффузионному потоку. Этот критерий, позволяющий оценить роль гомогенной реакции 4 в выгорании углеродной частицы, назван критерием Н. Н. Семёнова:

$$Se = \sqrt{\frac{k_4 \Delta^2}{D}} \quad \text{или} \quad Se = \frac{\sqrt{k_4 D}}{\alpha_D}, \quad (7-23)$$

так как по (7-19)  $\Delta \approx D / \alpha_D$ .

После интегрирования уравнения (7-22) получим выражение для распределения парциального давления (концентрации) кислорода в области  $0 \leq x \leq \Delta_1$ :

$$p_1 = \frac{p_{1\Delta} \operatorname{sh}\left(Se \frac{x}{\Delta}\right) + p_{10} \operatorname{sh}\left(Se \frac{\Delta_1 - x}{\Delta}\right)}{\operatorname{sh}\left(Se \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)}, \quad (7-24)$$

$$\text{где} \quad \operatorname{sh}\left(Se \frac{x}{\Delta}\right) = \frac{\exp\left(Se \frac{x}{\Delta}\right) - \exp\left(-Se \frac{x}{\Delta}\right)}{2}.$$

Поток кислорода в этой области

$$G_1 = -\frac{D}{RT} \frac{dp_1}{dx} = -\alpha_D \frac{Se}{RT \operatorname{sh}\left(Se \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)} \left[ p_{1\Delta_1} \operatorname{ch}\left(Se \frac{x}{\Delta}\right) - p_{10} \operatorname{ch}\left(Se \frac{\Delta_1 - x}{\Delta}\right) \right].$$

Учитывая, что кислород на поверхности углеродного массива расходуется по 1-й и 2-й реакциям с константами  $k_1$  и  $k_2$ , получим выражение, определяющее поток кислорода на поверхности частицы ( $x = 0$ ):

$$G_{10} = -\frac{\alpha_D Se}{RT \operatorname{sh}\left(Se \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)} \left[ p_{1\Delta_1} - p_{10} \operatorname{ch}\left(Se \frac{\Delta_1}{\Delta}\right) \right] = -\frac{k_1 + k_2}{RT} p_{10}. \quad (7-25)$$

Комплексы  $k_1 / \alpha_D$  и  $k_2 / \alpha_D$ , которые получаются из этого соотношения, имеют смысл диффузионно-химических критериев подобия на границе, поэтому назовем их химическим крите-

рием Нуссельта\*  $Nu_{x_{\text{нм}}} = k_i/\alpha_D = N_i$ . Для трех реакций, идущих на поверхности, соответственно имеем  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_3$ .

Из выражения (7-25) находим

$$p_{10} = \frac{p_{1\Delta_1}}{\operatorname{ch}\left(\operatorname{Se} \frac{\Delta_1}{\Delta}\right) + \frac{N_1 + N_2}{\operatorname{Se}} \operatorname{sh}\left(\operatorname{Se} \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)}. \quad (7-26)$$

С другой стороны, после подстановки в уравнение (7-21) выражения для  $p_1$  (7-24) и интегрирования находим поток CO. Для этого потока на поверхности частицы получаем соотношение, учитывающее, что образование CO идет по двум реакциям, 2 и 3:

$$G_{30} = \frac{k_2 p_{10} + k_3 p_{20}}{RT}. \quad (7-27)$$

Используя граничное условие (7-27), находим постоянную интегрирования в выражении для  $G_3$ , а затем, интегрируя  $G_3 = -\frac{D}{RT} \frac{dp_3}{dx}$  при граничных условиях  $x=0$ ,  $p_3=p_{30}$  и  $x=\Delta_1$ ,  $p_3=p_{3\Delta_1}$ , находим  $p_3(x)$  и  $G_3(x)$ . Аналогично можно получить выражения для  $p_2$  и  $G_2$ . Затем рассматриваем область, где  $\Delta_1 < x < \Delta$ , но считаем, что реакция горения 4 — первого порядка по CO, т. е. что  $dG_3 = -\frac{k_3}{RT} p_3 dx$ . Тогда получаем потоки и концентрации компонентов, выраженные через  $\Delta_1$  и  $p_{1\Delta_1}$ , в пределах второй концентрационной области и на ее границах. Следует иметь в виду что в пределах пограничной пленки должно выполняться условие  $P = p_1 + p_2 + p_3 = p_{1\Delta} + p_{2\Delta} + p_{3\Delta}$ , т. е. суммарное давление реагирующих компонентов должно быть величиной постоянной.

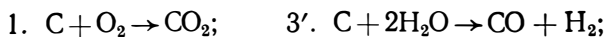
Сопоставляя потоки  $O_2$  и CO при  $x=\Delta_1$ , получаем уравнения, из которых можно определить  $\Delta_1/\Delta$  и  $p_{1\Delta_1}$ . Затем, исключив эти величины, получим выражения для концентраций и потоков на внешней границе приведенной пленки. Эти потоки и определяют интенсивность выгорания углерода, расход окислителя и соотношение количеств CO и CO<sub>2</sub>, выходящих за пределы пограничной пленки.

При сжигании высоковлажных топлив, таких как торф, бурые угли, древесина, анализ процесса горения значительно усложняется по сравнению с горением относительно сухих топлив. Число реакций возрастает, и можно принять, что при высокотемпературном горении углерода будут одновременно идти реакции, приведенные в начале § 7-3. Все эти реакции имеют разную скорость и, следовательно, по-разному влияют на процесс горения. Расчеты скорости конверсии окиси угле-

\* Аналогично тепловому и диффузионному критериям Нуссельта — критериям соответствующих граничных условий (см. гл. 3).



рода водяным паром  $4'''$  показали, что при топочных температурах около 1400—1500 К константа скорости реакции  $k_{4'''}$  примерно в 20 раз меньше константы реакции 4 (см. стр. 174) и на семь-восемь порядков меньше, чем у реакции  $4'$ . Константы скоростей реакций 4 и  $4'$  рассчитаны по данным § 6-6, а реакции  $4'''$  — согласно работе Н. В. Кульковой и М. И. Темкина. Исходя из этого, в дальнейшем для наших условий будем пренебрегать конверсией окиси углерода водяным паром. Можно также не учитывать реакции  $3'''$ . По расчетам Русинко и Уокера, скорость этой реакции при температурах около 1100 К на три-четыре порядка меньше скорости реакции 3 (см. стр. 173). Косвенным подтверждением того, что реакция  $3'''$  идет с очень малой скоростью, могут быть результаты газового анализа в опытах И. И. Палеева и В. Ф. Юдина, М. А. Полячкина и П. А. Масличенко, где показано, что выход  $\text{CH}_4$  не превышает 3 %, а зачастую не достигает и 1 % даже при температуре 1400 К. По этим же опытам и опытам Н. М. Ершовой, В. П. Шевцова, Г. С. Шафира и других видно, что основными конечными продуктами реакции  $\text{C} + \text{H}_2\text{O}$  являются  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$ , так как отношения объемов  $\text{CO}/\text{H}_2$  и  $\text{CO}/(\text{CO} + \text{CO}_2)$  составляют более 0,8 (опыты были проведены при температуре до 1400 К), что указывает на незначительный выход  $\text{CO}_2$ . Следует учесть, что при дальнейшем увеличении температуры выход  $\text{CO}_2$  уменьшается. Таким образом, при горении высоковлажного топлива более вероятна реакция  $3'$ , чем  $3''$ . Наличие высоко-реакционного свободного водорода приводит к тому, что кислород, диффундирующий к частице, начинает интенсивно расходоваться по реакции  $4'$ . Сравнение констант скоростей реакций  $4'$  и 4 (см. стр. 174) показало, что при топочных температурах около 1500 К отношение констант этих реакций составляет примерно  $10^6$  и, следовательно, реакцией догорания окиси углерода 4 в пограничном слое можно пренебречь. Будем считать, что догорание  $\text{CO}$  происходит в объеме основного потока дымовых газов. В этом случае выгорание коксовой частицы будет определяться следующими гипотетическими реакциями, идущими без изменения объемов (что дает небольшую ошибку в конечных выражениях для потоков компонентов):



Примем, что приведенная пленка изотермична и находится в стационарном состоянии, а парциальные давления  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$  на внешней границе пленки равны нулю. Будем считать, что скорость гомогенной реакции горения водорода в пределах приведенной пленки прямо пропорциональна концентрации компонента, находящегося в недостатке, т. е. водорода.

Запишем систему дифференциальных уравнений потоков компонентов, диффундирующих сквозь элемент  $dx$  пограничной пленки (считаем пленку плоской):

$$dG_1 = -\frac{D}{RT} \frac{d^2 p_1}{dx^2} dx; \quad (7-28)$$

$$dG_4 = -\frac{D}{RT} \frac{d^2 p_4}{dx^2} dx; \quad (7-29)$$

$$dG_5 = -\frac{D}{RT} \frac{d^2 p_5}{dx^2} dx. \quad (7-30)$$

Количество кислорода, поглощенного в гипотетической реакции 4',

$$dG_1 = \frac{k_{4'}}{RT} p_1 dx. \quad (7-31)$$

С учетом стехиометрии реакции 4' (см. стр. 174) запишем:  $dG_1 = dG_4 = -2dG_5$ . Приравнявая друг другу правые части (7-28) и (7-31) и вводя безразмерную координату  $x/\Delta$ , получаем

$$\frac{d^2 p_1}{d(x/\Delta)^2} = \frac{k_{4'} \Delta^2}{D} p_1. \quad (7-32)$$

Обозначим по-прежнему комплекс  $k_{4'} \Delta^2 / D = Se^2$ . Но в данный комплекс входит константа скорости реакции 4' вместо константы скорости реакции 4.

Решение уравнения (7-32) будет

$$p_1 = Ae^{\frac{Se}{\Delta} x} + Be^{-\frac{Se}{\Delta} x}. \quad (7-33)$$

Приравнявая потоки кислорода, диффундирующие к частице и поглощаемые в реакциях 1 и 2, и используя граничные условия, аналогичные ранее рассмотренным, можно определить коэффициенты  $A$  и  $B$ . После преобразований получим распределение парциального давления кислорода по толщине приведенной пленки

$$p_1 = \frac{p_1 \Delta}{e^{-2Se} (Se - N_1 - N_2) + Se + N_1 + N_2} \times \\ \times \left[ e^{-2Se} (Se - N_1 - N_2) e^{\frac{Se}{\Delta} x} + (Se + N_1 + N_2) e^{-\frac{Se}{\Delta} x} \right] \quad (7-34)$$

и потока кислорода

$$G_1 = -\frac{\alpha_D}{RT} \frac{p_1 \Delta Se}{e^{-2Se} (Se - N_1 - N_2) + Se + N_1 + N_2} \times \\ \times \left[ e^{-2Se} (Se - N_1 - N_2) e^{\frac{Se}{\Delta} x} + (Se + N_1 + N_2) e^{-\frac{Se}{\Delta} x} \right]. \quad (7-35)$$

Решая остальные уравнения [(7-29), (7-30) и др.], можно найти соответствующие зависимости для парциальных давлений и потоков остальных компонентов. Для потока углерода с учетом стехиометрических соотношений получим

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \left\{ \frac{N_3}{1+N_3} p_{2\Delta} + \frac{1}{1+N_3} \{ p_{5\Delta} \cdot 0,5N_{3'} + p_{1\Delta} [N_{3'} + \right.$$

$$\left. + \frac{2Se e^{-Se}}{1+N_3} \cdot \frac{N_1 + 2N_2 + (N_1+N_2)(2+N_{3'})N_3 + N_{3'}(N_2-1-N_3)}{e^{-2Se}(Se-N_1-N_2) + Se + N_1 + N_2} \right\} \Bigg\}.$$

(7-36)

При достаточно больших  $Se$ , когда темп поглощения кислорода не влияет на распределение его концентрации в пограничном слое, можно принять, что постоянная  $A$  в формуле (7-33) равна нулю. Решение уравнений для этого случая приведено в работе В. В. Померанцева, Ю. А. Рундыгина и С. М. Шестакова. Однако громоздкость полученных выше решений (7-24) — (7-27), (7-34) — (7-36) затрудняет их использование при обработке опытного материала и расчетах. Целесообразно в связи с этим рассмотреть некоторые частные случаи, характерные для различных условий горения топлива, в которых конечные выражения значительно проще.

По мере роста температуры, т. е. возрастания скорости реакции догорания  $CO$  и  $H_2$ , а также увеличения толщины пограничного слоя кислород все в большей степени расходуется на догорание  $CO$  и  $H_2$  в пределах приведенной пленки. При этом можно рассматривать три случая:

1. Кислород, несмотря на взаимодействие с  $CO$  и  $H_2$ , достигает поверхности, и может протекать его прямое взаимодействие с углеродом. Этот случай обычно называют схемой горящего пограничного слоя. Такая схема горения возможна при сравнительно невысоких температурах и небольшой толщине пограничного слоя.

2. Кислород не достигает углеродной поверхности, расходуясь полностью в пределах приведенной пленки на догорание  $CO$  и  $H_2$ . В этом случае выгорание углерода происходит только по восстановительным реакциям  $C + CO_2 = 2CO$  и  $C + H_2O = CO + H_2$ , а пограничный слой делится на негорящую и горящую зоны, причем зона горения располагается внутри приведенной пленки между двумя зонами, в которых горение отсутствует. Такую схему выгорания называют схемой двойного горящего пограничного слоя. Обычно она имеет место при высокой температуре процесса и горении довольно крупных углеродных частиц или при слоевом горении.

3. Скорость горения  $CO$  и  $H_2$  невелика, и, следовательно, их горение в пределах приведенной пленки практически не влияет на распределение концентраций компонентов, прежде всего кислорода. В этом случае в пределах приведенной пленки

происходят только диффузионные процессы, а оксид углерода и водород выходят из приведенной пленки и сгорают в газовом потоке. Эту схему называют схемой с негорящим пограничным слоем. Такой случай имеет место при горении мелких углеродных частиц в условиях умеренных температур (1200—1600 К), характерных для существующих пылеугольных топок.

Удобно анализировать процесс горения с помощью критерия Семенова. Расчеты показывают, что при  $Se \leq 0,4$  можно пренебрегать горением CO и  $H_2$  в пределах приведенной пленки и применять для анализа процесса горения углеродных частиц схему негорящего пограничного слоя. Для  $0,4 < Se < 2$  при анализе необходимо учитывать горение CO и  $H_2$  в пределах приведенной пленки и применять схему горящего пограничного слоя. При  $Se \geq 2$  применяется схема двойного горящего пограничного слоя. Если  $Se > 100$ , то зона взаимодействия CO и  $H_2$  с  $O_2$  станет настолько тонкой, что эти реакции будут происходить не во всем объеме приведенной пленки, а на какой-то поверхности горения внутри приведенной пленки.

Рассмотрим эти случаи более подробно.

#### 7-5. ДВОЙНОЙ ГОРЯЩИЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Как показывают расчеты, при критерии Семенова, больше 2, можно применять схему двойного горящего пограничного слоя (см. рис. 7-5), по которой толщина приведенной пленки разбивается на три зоны: 1 и 3 — зоны только молекулярной диффузии компонентов разделены зоной 2 — взаимодействия продуктов неполного сгорания углерода CO,  $H_2$ ,  $CH_4$  с диффундирующим им навстречу  $O_2$ . Анализ такой схемы представляет значительные трудности, а конечные результаты так же малопригодны для инженерных расчетов, как и формулы § 7-4.

Рассмотрим в качестве примера горение коксовых частиц сухих каменных углей. Так как концентрация водяных паров в потоке относительно невелика, можно не учитывать реакций водяного пара с углеродом кокса и водорода с кислородом в пределах приведенной пленки. Пусть мы имеем настолько высокую температуру процесса, что скорость горения реакции CO с  $O_2$  велика и  $Se > 100$ . Тогда для анализа можно применить схему двойного горящего пограничного слоя (рис. 7-6), по которой горение протекает по реакциям:  $(C + CO_2 = 2CO)$  на поверхности частицы и  $(2CO + O_2 = CO_2)$  в пределах приведенной пленки.

Они могут быть заменены итоговой реакцией  $C + O_2 = CO_2$ , которая позволяет сделать вывод, что поток углекислоты  $G_{2\Delta}$ , покидающей зону приведенной пленки, равен потоку входящего в нее кислорода  $G_{1\Delta}$ . Количество выгоревшего углерода с единицы поверхности в единицу времени (поток углерода) равно

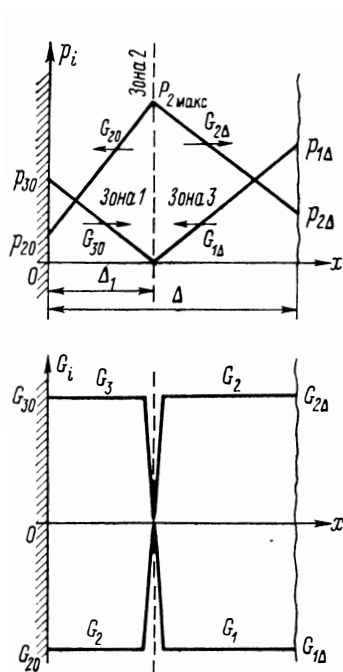


Рис. 7-6. Распределение парциальных давлений и потоков компонентов в приведенной пленке около горячей углеродной поверхности при отсутствии водяных паров (схема горящего пограничного слоя)

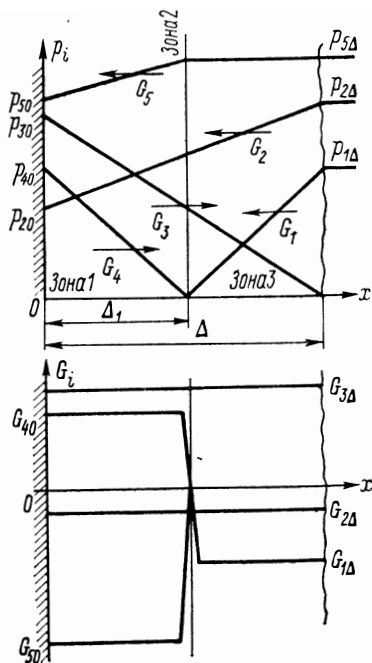


Рис. 7-7. Распределение парциальных давлений и потоков компонентов в приведенной пленке при наличии водяных паров в потоке газов (схема двойного горящего пограничного слоя при  $Se \rightarrow \infty$ )

в этих условиях потоку подводимой к углеродной поверхности углекислоты:  $G_C = 2G_{20}$ .

Считая стенку плоской, т. е. пренебрегая сферичностью частиц (допустимость этого будет показана ниже, на стр. 197), можно записать выражение для потоков диффундирующих компонентов (рис. 7-6) в зоне  $\Delta_1 < x < \Delta$  [в кмоль/( $m^2 \cdot c$ ): кислорода

$$G_{1\Delta} = - \frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1}$$

и углекислоты

$$G_{2\Delta} = \frac{D}{RT} \frac{p_{2\max} - p_{2\Delta}}{\Delta - \Delta_1},$$

где  $\Delta_1$  — толщина зоны пограничной пленки, в которой отсутствует кислород;  $p_{2\max}$  — максимальная концентрация углекислоты в приведенной пограничной пленке.

Исходя из ранее сделанных посылок абсолютные значения этих потоков в зоне  $\Delta_1 < x < \Delta$  равны между собой, т. е.  $|G_{1\Delta}| = |G_{2\Delta}|$ . При этом

$$\frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1} = \frac{D}{RT} \frac{p_{2\text{макс}} - p_{2\Delta}}{\Delta - \Delta_1}$$

и следовательно,  $p_{2\text{макс}} = p_{2\Delta} + p_{1\Delta}$ . Для условий у поверхности частицы ( $x=0$ ) можно записать равенство потоков углекислоты, диффундирующей к поверхности из зоны горения CO и поглощаемой в реакции 3:

$$G_{20}^D = -\frac{D}{RT} \frac{p_{2\text{макс}} - p_{20}}{\Delta_1} \quad \text{и} \quad G_{20}^k = -\frac{k_3}{RT} p_{20}$$

Тогда

$$\frac{D}{RT} \frac{p_{2\text{макс}} - p_{20}}{\Delta_1} = \frac{k_3}{RT} p_{20} \quad \text{и} \quad p_{20} = \frac{p_{2\text{макс}}}{1 + \Delta_1 k_3 / D} = \frac{p_{1\Delta} + p_{2\Delta}}{1 + \Delta_1 k_3 / D}$$

Введем безразмерный комплекс  $N_i = k_i / \alpha_D$ , помня, что для плоской стенки  $\alpha_D = D/\Delta$ , см. (7-19). После несложных преобразований получим

$$p_{20} = \frac{p_{1\Delta} + p_{2\Delta}}{1 + \frac{\Delta_1}{\Delta} N_3} \quad (7-37)$$

Согласно стехиометрии реакции  $C + CO_2 = 2CO$  поток образующегося оксида углерода в два раза больше потока углекислоты:  $|G_{30}| = 2|G_{20}|$ ; тогда

$$G_{30} = \frac{D}{RT} \frac{p_{30}}{\Delta_1} = 2|G_{20}| = 2 \frac{k_3}{RT} p_{20} \quad (7-38)$$

откуда

$$p_{30} = \frac{2(p_{1\Delta} + p_{2\Delta})}{1 + \frac{\Delta_1}{\Delta} N_3} \frac{\Delta_1}{\Delta} N_3 \quad (7-39)$$

Определим теперь  $\Delta_1$  — границу участка, в котором отсутствует кислород. Поток оксида углерода согласно стехиометрии реакции  $2CO + O_2 = 2CO_2$  должен быть в два раза больше потока кислорода, т. е.  $G_{30} = 2|G_{1\Delta}|$ . Из формулы (7-38) и выражения  $|G_{1\Delta}| = \frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1}$  следует, что  $2 \frac{k_3}{RT} p_{20} = 2 \frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1}$ .

Подставив в это уравнение  $p_{20}$  по (7-37), получим

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{p_{1\Delta} \left(1 - \frac{1}{N_3}\right) + p_{2\Delta}}{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}} \quad (7-40)$$

При изменении в потоке парциального давления либо кислорода, либо углекислоты зона горения перемещается по толщине приведенной пленки. При уменьшении концентрации кислорода зона горения приближается к внешней границе приведенной пленки ( $\Delta_1/\Delta \rightarrow 1$ ) и при  $p_{3\Delta} = 0$  окись углерода из приведенной пленки выходит в поток. При этом схема процесса с двойным горящим пограничным слоем заменяется схемой с негорящим пограничным слоем, причем выгорание углерода происходит за счет восстановительных реакций. Такая схема характерна для процесса газификации твердого топлива.

Обратная картина наблюдается при увеличении в потоке парциального давления кислорода. В этом случае зона горения приближается к частице. Условие, при котором кислород еще не будет достигать поверхности частицы, можно получить из (7-40):

$$p_{1\Delta} < (p_{1\Delta} + p_{2\Delta}) N_3. \quad (7-41)$$

При  $p_{1\Delta} > (p_{1\Delta} + p_{2\Delta}) N_3$  кислород достигает поверхности частицы и схема горения также переходит в схему с негорящим пограничным слоем. При этом выгорание углерода происходит по реакциям 1; 2; 3, причем в расчетах необходимо учесть, что часть кислорода будет расходоваться на горение окиси углерода по реакции 4 непосредственно у самой углеродной поверхности. Такая схема в топочных процессах может иметь место, если низка скорость восстановительной реакции, т. е. мало  $k_3$  (или велико  $\alpha_D$ ) и она не может обеспечить достаточного количества СО для полного связывания кислорода.

Теперь можно получить выражение для парциальных давлений и потоков компонентов:

$$\left. \begin{aligned} p_{20} &= \frac{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}}{1 + N_3}; \\ p_{30} &= \frac{2N_3}{1 + N_3} \left[ p_{1\Delta} \left( 1 - \frac{1}{N_3} \right) + p_{2\Delta} \right]; \\ G_{1\Delta} &= - \frac{\alpha_D}{RT} \frac{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}}{1 + N_3} N_3; \quad G_{2\Delta} = |G_{1\Delta}|; \\ G_{20} &= - \frac{\alpha_D}{RT} \frac{N_3}{1 + N_3} (2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}); \quad G_{30} = 2 |G_{20}|; \\ G_C &= |G_{20}|. \end{aligned} \right\} \quad (7-42)$$

Когда процесс протекает в диффузионной или кинетической области, полученные выражения можно упростить. При горении в диффузионной области ( $k_3 \gg \alpha_D$  и  $N_3 \rightarrow \infty$ ) имеем

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} (2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}), \quad (7-43)$$

а в кинетической области ( $k_3 \ll \alpha_D$  и  $N_3 \rightarrow 0$ )

$$G_C = \frac{k_3}{RT} (2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}). \quad (7-44)$$

Следует отметить, что при двойном горящем пограничном слое вследствие сокращения диффузионного пути кислорода (ему нужно пройти путь только до зоны горения  $\Delta - \Delta_1$ , а не до поверхности частицы  $\Delta$ ) видимая скорость горения углерода в диффузионной области примерно в два раза больше, чем при окислительном горении до образования  $\text{CO}_2$ . Например, при отсутствии в потоке углекислоты ( $p_{2\Delta} = 0$ ) для диффузионной области  $\Delta_1/\Delta = 0,5$  — см. формулу (7-40).

Если скорость горения СО конечна, то выражения для парциальных давлений и потоков компонентов  $p_i$  и  $G_i$  будут более сложными и скорость горения углерода станет зависеть еще и от критерия Семенова. Упрощенные выражения для потоков в этом случае имеют вид

$$\left. \begin{aligned} G_{1\Delta} &= -\frac{\alpha_D}{RT} \frac{1}{(1+N_1+N_2)\left(1+N_3+\frac{\text{Se}^2}{3}\right)} \left\{ p_{1\Delta} [(N_1+N_2)(1+N_3) + \frac{\text{Se}^2}{3}(N_1+2N_2-N_3)] + \frac{1}{3} p_{2\Delta} \text{Se}^2 [(1+N_1+N_2)(2+N_3) + \frac{\text{Se}^2}{3}] - (N_1+N_2) + N_3 \frac{\text{Se}^2}{3} \right\}; \\ G_{2\Delta} &= \frac{2\alpha_D}{RT} \frac{1}{(1+N_1+N_2)\left(1+N_3+\frac{\text{Se}^2}{3}\right)} \left\{ p_{1\Delta} (N_2-N_3) + (1+N_1+N_2)(p_{2\Delta} + PN_3) + p_{2\Delta} \left(1+\frac{\text{Se}^2}{3}\right) (1+N_1+N_2) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(1+N_3+\frac{\text{Se}^2}{3}\right) \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (7-45)$$

где  $P = \sum_1^i p_i$  — суммарное давление;  $\text{Se} = \sqrt{k_4 \Delta^2 / D}$ .

Подробное рассмотрение задачи при  $p_{2\Delta} = 0$  приводит к следующему условию перехода от схемы с двойной горячей пленкой к схеме с одинарной горячей пленкой:

$$\frac{1}{\text{Se}} + \frac{1}{2N_3} = \frac{\alpha_D}{\sqrt{k_4 D}} + \frac{\alpha_D}{2k_3} \leq \frac{1}{2},$$

т. е. горящий пограничный слой примерно отвечает пределам критерия Семенова  $0,4 \leq \text{Se} \leq 2$ .

Рассмотрим теперь горение высоковлажного топлива. Будем считать, что концентрация паров воды в потоке велика, что



по реакции  $C + H_2O = CO + H_2$  образуется большое количество водорода и оксида углерода и что кислород, диффундирующий к углеродной частице, полностью расходуется в пределах приведенной пленки на реакцию с водородом и оксидом углерода, т. е. кислород не достигает поверхности частицы, и она выгорает за счет восстановительных реакций  $C + CO_2 = 2CO$  и  $C + H_2O = CO + H_2$ . Как было показано раньше, в § 7-4, константа скорости реакции  $2H_2 + O_2 = 2H_2O$  при топочных температурах около 1500 К в  $10^6$  раз превышает константу скорости реакции  $2CO + O_2 = 2CO_2$ . На основании этого примем, что кислород расходуется только по реакции 4' (см. ниже) и не реагирует в пределах приведенной пленки с CO (CO догорает в потоке дымовых газов). Будем считать, что температурный уровень процесса достаточно высок и критерий Семенова  $Se = \sqrt{k_4 \cdot \Delta^2 / D} > 100$ , что позволяет применить для анализа процесса горения схему с двойным горящим слоем и бесконечно тонкой зоной горения водорода (см. рис. 7-7). Заменяем реальные реакции гипотетическими, идущими без изменения объемов, что позволит резко упростить анализ, не внося при этом большой погрешности:



Примем, что приведенная пленка изотермична, находится в стационарном состоянии, а парциальные давления CO и  $H_2$  на внешней границе пленки равны нулю.

В результате решения системы уравнений получим следующие выражения для парциальных давлений и потоков компонентов:

$$\begin{aligned} p_{20} &= \frac{p_{2\Delta}}{1 + N_3}; \\ p_{30} &= \frac{N_3 p_{2\Delta}}{1 + N_3} + \frac{N_{3'}}{1 + N_{3'}} (p_{1\Delta} + 0,5 p_{5\Delta}); \\ p_{40} &= \frac{1}{1 + N_{3'}} (0,5 N_{3'} p_{5\Delta} - p_{1\Delta}); \\ p_{50} &= \frac{2p_{1\Delta} + p_{5\Delta}}{1 + N_{3'}}; \\ \frac{\Delta_1}{\Delta} &= \frac{p_{5\Delta} N_{3'} - 2p_{1\Delta}}{(2p_{1\Delta} + p_{5\Delta}) N_{3'}}; \\ G_{1\Delta} &= - \frac{\alpha_D}{RT} \frac{N_{3'}}{1 + N_{3'}} (p_{1\Delta} + 0,5 p_{5\Delta}); \end{aligned} \quad (7-46)$$

$$\begin{aligned}
 G_{2\Delta} &= -\frac{\alpha_D}{RT} \frac{N_3}{1+N_3} p_{2\Delta}; \\
 G_{3\Delta} &= \frac{\alpha_D}{RT} \left[ \frac{N_3}{1+N_3} p_{2\Delta} + \frac{N_{3'}}{1+N_{3'}} (p_{1\Delta} + 0,5p_{5\Delta}) \right]; \\
 G_{40} &= \frac{\alpha_D}{RT} \frac{N_{3'}}{1+N_{3'}} (p_{1\Delta} + 0,5p_{5\Delta}); \\
 G_{50} &= -\frac{\alpha_D}{RT} \frac{2N_{3'}}{1+N_{3'}} (p_{1\Delta} + 0,5p_{5\Delta}); \\
 G_C &= \frac{\alpha_D}{RT} \left[ \frac{N_3}{1+N_3} p_{2\Delta} + \frac{N_{3'}}{1+N_{3'}} (p_{1\Delta} + 0,5p_{5\Delta}) \right].
 \end{aligned}$$

Решения уравнений показывают, что водяной пар из потока газов не диффундирует сквозь пограничную пленку и парциальное давление водяных паров на участке  $\Delta_1 - \Delta$  остается постоянным, равным давлению их в потоке ( $p_{5\Delta_1} = p_{5\Delta}$ ), т. е.  $G_{5\Delta} = 0$ . Образующийся в результате реакции 4' водяной пар из зоны горения диффундирует к частице и реагирует на ее поверхности по реакции 3'. При изменении в потоке парциального давления кислорода или водяных паров зона горения будет перемещаться по толщине пограничной пленки. При уменьшении концентрации кислорода зона горения приближается к внешней границе приведенной пленки ( $\Delta_1/\Delta \rightarrow 1$ ) и при  $p_{1\Delta} = 0$  водород из пограничной пленки выходит в поток. Обратная картина наблюдается при увеличении в потоке парциального давления кислорода или при уменьшении парциального давления водяных паров. В этом случае зона горения перемещается ближе к частице.

Условие, при котором кислород достигает поверхности частицы, можно получить из выражений (7-46) для  $p_{40}$  или  $\Delta_1/\Delta$ :

$$p_{1\Delta} \geq 0,5N_{3'}p_{5\Delta}. \quad (7-47)$$

При  $\Delta_1/\Delta = 0$  процесс горения переходит от схемы с двойным горящим пограничным слоем к схеме с негорящим пограничным слоем.

## 7-6. НЕГОРЯЩИЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

При малых значениях критерия Семенова горением CO и  $H_2$  в пределах приведенной пленки можно пренебречь. Такой случай может иметь место при горении мелких пылевых частиц в условиях умеренных температур 1200—1600 К, характерных для пылеугольных топок. Оксид углерода в этом случае выносится из приведенной пленки и сгорает в газовом потоке. Расчеты показывают, что горение CO в пределах приведенной пленки можно не учитывать, если  $Se \leq 0,4$ . Это схема горения

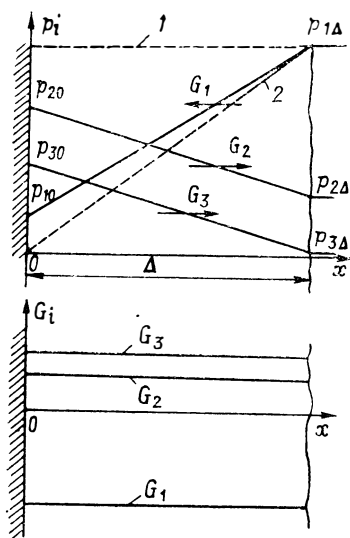
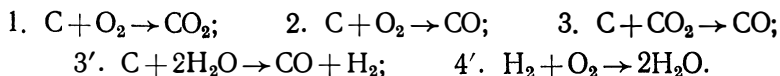


Рис. 7-8. Распределение парциальных давлений и потоков компонентов у поверхности горячей углеродной частицы (схема негорящего пограничного слоя)

1 — кинетическая область; 2 — диффузионная область

с негорящим пограничным слоем. Для нее расчетные формулы сильно упрощаются. Потоки компонентов сохраняются неизменными по всей толщине пограничного слоя:  $G_{\Delta} = G_0$ . Распределение концентраций реагентов в приведенной пленке (предполагается, что пленка изотермична и в ней отсутствует молярный перенос) для плоской задачи линейное (рис. 7-8). Набор гипотетических реакций в этом случае будет следующим:



Водород, образующийся по реакции 3', реагирует с кислородом по реакции 4' на поверхности частицы. Скорость реагирования определяется скоростью образования водорода по реакции 3', а не скоростью более быстрой реакции 4'. В этих условиях нетрудно составить выражение для потока кислорода

$$G_1 = - \frac{\alpha_D}{RT} (p_{1\Delta} - p_{10}) = - \frac{k_1}{RT} p_{10} - \frac{k_2}{RT} p_{10} - \frac{k_{3'}}{2RT} p_{50}.$$

Отсюда можно найти:

$$p_{10} = \frac{p_{1\Delta} - 0,5N_3 p_{5\Delta}}{1 + N_1 + N_2}; \quad (7-48)$$

при  $N_i \ll 1$  (кинетическая область)  $p_{10} \rightarrow p_{1\Delta}$ ; приближение к диффузионной области ( $N_i \gg 1$ ) уменьшает концентрацию кислорода у поверхности и  $p_{10} \rightarrow 0$ .

Поток кислорода

$$G_1 = - \frac{\alpha_D}{RT} \frac{p_{1\Delta} (N_1 + N_2) + 0,5N_3 p_{5\Delta}}{1 + N_1 + N_2}.$$

Аналогично нетрудно определить и потоки  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ :

$$G_2 = \frac{\alpha_D}{RT} (p_{20} - p_{2\Delta}) = \frac{k_1}{RT} p_{10} - \frac{k_3}{RT} p_{20};$$

$$G_3 = \frac{\alpha_D}{RT} p_{30} = \frac{k_2}{RT} p_{10} + \frac{k_3}{RT} p_{20} + \frac{k_{3'}}{2RT} p_{50};$$

причем уравнение баланса потоков вследствие изохоричности гипотетических реакций будет  $|-G_1| = G_2 + G_3$ .

Результирующие формулы примут вид

$$\left. \begin{aligned} p_{20} &= \frac{1}{1 + N_3} \left[ p_{2\Delta} + \frac{N_1}{1 + N_1 + N_2} (p_{1\Delta} - 0,5N_3 p_{5\Delta}) \right]; \\ p_{30} &= \frac{1}{(1 + N_3)(1 + N_1 + N_2)} \{ p_{2\Delta} N_3 (1 + N_1 + N_2) + \\ &+ p_{1\Delta} [N_2(1 + N_3) + N_1 N_3] + 0,5N_3 p_{5\Delta} (1 + N_1 + N_2) \}; \\ G_2 &= - \frac{\alpha_D}{RT} \frac{1}{(1 + N_3)(1 + N_1 + N_2)} [p_{2\Delta} N_3 (1 + N_1 + \\ &+ N_2) - N_1 (p_{1\Delta} - 0,5N_3 p_{5\Delta})]; \\ G_3 &= \frac{2\alpha_D}{RT} \frac{1}{(1 + N_3)(1 + N_1 + N_2)} \{ p_{2\Delta} N_3 (1 + N_1 + \\ &+ N_2) + p_{1\Delta} [N_2(1 + N_3) + N_1 N_3] + 0,5N_3 p_{5\Delta} (1 + \\ &+ N_1 + N_2) \}. \end{aligned} \right\} (7-49)$$

В результате решения уравнений, как и следовало ожидать, оказалось, что  $p_{5\Delta} = p_{50}$  и  $G_5 = 0$ . Это можно объяснить следующим образом. Водяной пар, получившийся в результате реакции 4', тотчас вступает во взаимодействие по реакции 3' с углеродом кокса. Количество паров воды, образующееся в результате реакции 4', равно количеству пара, вступающего в реакцию 3'. При постоянном парциальном давлении компонентов в топочном объеме на поверхности частицы устанавливается равновесие между потреблением водяного пара по реакции 3' и его возникновением по реакции 4'. Таким образом, водяной пар не диффундирует сквозь пограничную пленку частицы и парциальное давление водяных паров у поверхности частицы равно парциальному давлению водяных паров в топочном объеме. Этот вывод получен при решении системы уравнений, описывающей диффузию компонентов сквозь пограничную пленку и кинетику поглощения их в реакциях, составленных с учетом предположения диффузии водяных паров к поверхности частицы.

Следует заметить, что замена гипотетических реакций 3' и 4' реальными не изменяет этого вывода, так как в реальных реакциях  $C + H_2O = CO + H_2$  и  $H_2 + 0,5O_2 = H_2O$  количество водяного пара — образовавшегося и вступившего в реакцию — одинаково. Появляющийся в результате реакции 3' ( $C + H_2O$ ) водород уменьшает концентрацию кислорода на поверхности частицы. Принятие гипотетических реакций, идущих без изменения объема, автоматически приводит к равенству молярных объемов кислорода и углерода  $G_C = |-G_1| = G_2 + G_3$ . Стехиометрический коэффициент, характеризующий отношение потока

кислорода к потоку углерода,  $\beta = G_1/G_C = 1$ . По формулам для гипотетических реакций необходимо принимать двойной поток CO, чтобы удовлетворить фактическому соотношению между потоками  $|-G_1| = G_2 + 0,5G_3$  [этим и объясняется наличие коэффициента 2 в формуле (7-49)]. Тогда поток углерода

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \frac{1}{(1+N_3)(1+N_1+N_2)} \{ p_{1\Delta} [N_1(1+2N_3) + 2N_2(1+N_3)] + p_{2\Delta} N_3(1+N_1+N_2) + p_{5\Delta} N_{3'}(1+0,5N_1+N_3) \}. \quad (7-50)$$

Для сухой газификации углерода при малом содержании водяных паров в потоке газа (менее 5%) выражения для парциальных давлений и потоков компонентов могут быть легко получены по формулам (7-49), (7-50), если принять в них  $p_{5\Delta} = 0$ .

Для сухой газификации несложно разобрать задачу и в более строгом виде, с учетом изменения объемов при реакциях и молярном переносе. Тогда уравнения материального обмена в приведенной пленке могут быть представлены в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= - \frac{D}{RT} \frac{dp_1}{dx} + \omega p_1 = (k_1 + k_2) p_{10}; \\ G_2 &= - \frac{D}{RT} \frac{dp_2}{dx} + \omega p_2 = k_1 p_{10} - k_3 p_{20}; \\ G_3 &= - \frac{D}{RT} \frac{dp_3}{dx} + \omega p_3 = 2k_2 p_{10} + 2k_3 p_{20}; \\ G_N &= - \frac{D}{RT} \frac{dp_N}{dx} + \omega p_N = 0; \end{aligned} \right\} \quad (7-51)$$

здесь  $\omega$  — скорость молярного переноса;  $G_N$  и  $p_N$  — поток и парциальное давление инертного газа.

Из сравнения решений системы уравнений (7-51) с выражениями, полученными без учета изменения объема, например (7-49), вытекает, что изменение объемов имеет значение только в той области горения слоя или факела, где концентрация углекислоты сравнима с концентрацией кислорода или превышает ее:  $p_{2\Delta} \geq p_{1\Delta}$ . Однако даже в чисто восстановительной зоне процесса, где  $p_{1\Delta} = 0$ , эта поправка сравнительно мала. Решение уравнений (7-51) дает

$$G_2 = |-0,5G_3| = \frac{\alpha_D}{RT} P \ln \frac{P + p_{2\Delta}}{P + p_{20}} = - \frac{k_3}{RT} p_{20}.$$

Сравнительные вычисления парциальных давлений и потоков с учетом и без учета неизохоричности реакций показывают, что даже при отсутствии инертных газов ( $p_{2\Delta}/P = 1$ ) в диффузионной области ( $N_3 \geq 100$ ) разность потоков реагирующих

веществ, вычисленных с учетом и без учета изменения объема при реакции, не превышает 30 %. При горении в воздухе эта поправка не превышает 10 %.

Как оговаривалось выше, нетрудно показать, что мы не вносим большой погрешности, пренебрегая сферичностью пограничного слоя. Материальный поток кислорода сквозь сферическую пленку без молярного переноса

$$G_1 = \frac{D}{RT} \cdot 4\pi \frac{p_{10} - p_{1\Delta}}{1/r - 1/r_{\Delta}},$$

где  $r_{\Delta} = \frac{r}{1 - 2/\text{Nu}_D}$  — внешний радиус приведенной пленки;  $1/r - 1/r_{\Delta} = 2/(\text{Nu}_D r)$ . Отсюда получаем

$$G_1 = \frac{D}{RT} \cdot 4\pi r \frac{\text{Nu}_D}{2} (p_{10} - p_{1\Delta}) = 4\pi r^2 \alpha_D (p_{10} - p_{1\Delta}) = -(k_1 + k_2) p_{10},$$

что приводит к общему, использовавшемуся ранее условию  $\alpha_D (p_{10} - p_{1\Delta}) = -(k_1 + k_2) p_{10}$ , как и для плоской стенки.

Таким образом, различие между плоской и сферической приведенной пленкой сводится только к различию в коэффициенте материального обмена  $\alpha_D$ . Расчет  $\alpha_D$  проводится нами для шаровой частицы, что позволяет при анализе процессов в приведенной пленке не принимать во внимание ее сферичность.

## 7.7. ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕГО РЕАГИРОВАНИЯ И ЗОЛЬНОЙ ОБОЛОЧКИ

Реальные углеродные частицы имеют пористую структуру, и при проникании газов внутрь пор на внутренней поверхности частицы также происходят реакции, которые могут существенно сказываться на выгорании. Изучением роли внутреннего реагирования занимался широкий круг исследователей, которые рассматривали пористый углеродный массив частицы твердого топлива или как однородный объем, равномерно заполненный порами сферической формы, или как объем, рассеченный плоскими либо цилиндрическими каналами. Ни одна из предложенных схем не может претендовать на полное соответствие физике процесса, и результаты, получаемые по разным методам в различных конкретных условиях, дают значительный разброс.

При аналитическом исследовании внутреннего реагирования будем рассматривать углеродный кусок как однородный объем, в котором равномерно распределены поры сферической формы. Для упрощения выкладок процесс предполагаем изотермическим и изохорическим. Погрешности при этом, как показывают расчеты, сравнительно невелики. Предполагаем, что в потоке отсутствуют пары воды и температура процесса

относительно низка; при этом  $Se \rightarrow 0$  и реакцией догорания CO можно пренебречь.

При принятых допущениях для баланса потоков каждого газообразного компонента внутри элемента объема неограниченной пластины получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{D_i}{RT} \frac{d^2 p_1}{dx^2} &= \frac{k_1 + k_2}{RT} p_1 F_i; \\ \frac{D_i}{RT} \frac{d^2 p_2}{dx^2} &= \frac{k_1 p_1 - k_3 p_2}{RT} F_i; \\ \frac{D_i}{RT} \frac{d^2 p_3}{dx^2} &= - \frac{k_2 p_1 + k_3 p_2}{RT} F_i, \end{aligned} \right\} \quad (7-52)$$

где  $D_i$  — коэффициент внутренней диффузии;  $F_i$  — внутренняя поверхность в единице объема частицы,  $\text{м}^2/\text{м}^3$ .

Коэффициент внутренней диффузии зависит от порозности частицы  $m = V_{\text{пор}}/V_{\text{ч}}$  (отношение объема пор к полному объему частицы). В простейшем предположении  $D_i = mD$ , где  $D$  — коэффициент диффузии в свободных условиях при той же температуре. Коэффициент внутренней диффузии зависит и от размера пор материала. В очень мелких порах, размер которых сравним с длиной свободного пробега молекул газа, диффузия определяется другими условиями, чем в свободном пространстве. Экспериментальные данные по внутренней диффузии кислорода (коэффициент диффузии,  $\text{см}^2/\text{с}$ ) при атмосферном давлении в образцах топлив с различной первоначальной плотностью углерода  $\rho_0$  ( $\text{г}/\text{см}^3$ ), зависящей от порозности, аппроксимированы А. А. Отсом зависимостью

$$D_i = (0,004 + 0,075\rho_0) (T/T_0)^2,$$

где  $T_0 = 273$  К. В частности, при  $T = T_0$  и  $\rho_0 = 0,82$   $\text{г}/\text{см}^3$  получается  $D_{0i} = 0,065$   $\text{см}^2/\text{с}$ , тогда как в свободных условиях при той же температуре  $D_0 = 0,18$   $\text{см}^2/\text{с}$ . Если принять для плотного углерода  $\rho = 1,5$   $\text{г}/\text{см}^3$ , то порозность  $m = 1 - \rho_0/\rho = 0,45$ . Таким образом, значение  $D_{0i}$  несколько меньше, чем это следует из соотношения  $D_{0i} = mD_0$ , однако порядок величины тот же.

Решение первого уравнения системы (7-52) будем искать в виде

$$p_1 = A \exp\left(Se_i \frac{x}{\Delta}\right) + B \exp\left(-Se_i \frac{x}{\Delta}\right),$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты, находятся из граничных условий: на поверхности частицы при  $x = \Delta$  (полуширина пластины)  $p_1 = p_{10}$ , а в центре пластины при  $x = 0$ , исходя из условий симметрии,  $\frac{dp_1}{dx} = 0$ ;  $Se_i = \sqrt{\frac{(k_1 + k_2) F_i \Delta^2}{D_i}}$  — критерий Семенова

для внутреннего реагирования кислорода в пластине. Тогда окончательно  $p_1 = p_{10} \frac{\text{ch } Se_i x / \Delta}{\text{ch } Se_i}$ .

Поток кислорода, поступающего внутрь частицы, будет

$$G_{1t0} = - \frac{D_i}{RT} \frac{dp_1}{dx} \Big|_{x=\Delta} = - \frac{D_i}{RT} \frac{p_{10}}{\Delta} Se_i \text{ th } Se_i.$$

Аналогично для других потоков получим:

$$G_{2t0} = \frac{D_i}{RT} \frac{1}{\Delta} \left[ p_{20} Se'_i \text{ th } Se'_i - \frac{k_1 p_{10}}{k_1 + k_2 + k_3} (Se'_i \text{ th } Se'_i - Se_i \text{ th } Se_i) \right];$$

$$G_{3t0} = \frac{D_i}{RT} \frac{1}{\Delta} \left[ p_{20} Se'_i \text{ th } Se'_i + p_{10} \left( \frac{k_2}{k_1 + k_2 + k_3} Se_i \text{ th } Se_i + \frac{k_1}{k_1 + k_2 + k_3} Se'_i \text{ th } Se'_i \right) \right],$$

где

$$Se'_i = \sqrt{k_3 F_i \Delta^2 / D_i}.$$

При температуре процесса ниже 1500 К можно пренебречь влиянием реакции  $C + CO \rightarrow CO$  на горение внутри пор, что значительно упрощает формулы для потоков компонентов:

$$G_{1t0} = - \frac{D_i}{RT} \frac{p_{10}}{\Delta} Se_i \text{ th } Se_i;$$

$$G_{2t0} = \frac{D_i}{RT} \frac{1}{\Delta} \frac{k_1}{k_1 + k_2} p_{10} Se_i \text{ th } Se_i;$$

$$G_{3t0} = \frac{D_i}{RT} \frac{1}{\Delta} \frac{k_2}{k_1 + k_2} p_{10} Se_i \text{ th } Se_i.$$

Величиной, количественно характеризующей внутреннее реагирование, является отношение граничного потока (внутри частицы) одного из газообразных компонентов, участвующих в реакции окисления, к суммарному потоку того же компонента. Наиболее удобной является оценка доли внутреннего реагирования по кислороду как наиболее активному компоненту. Для рассматриваемой неограниченной пластины толщиной  $2\Delta$  доля внутреннего реагирования

$$\beta_{O_2} = \frac{G_{1t0}}{G_{1i0} + G_{10}} = \frac{1}{1 + \frac{(1-m)(k_1 + k_2)\Delta}{D_i Se_i \text{ th } Se_i}} = \frac{1}{1 + \frac{(1-m) Se_i^2}{F_i \Delta Se_i \text{ th } Se_i}}, \quad (7-53)$$

где  $G_{10} = - \frac{k_1 + k_2}{RT} p_{10} (1-m)$  — поток кислорода, расходуемый на поверхности (принимается, что доля наружной поверхности, занятой углеродом, составляет  $1-m$ ).



Для сферической частицы дифференциальное уравнение внутренней диффузии кислорода [первое уравнение системы (7-52)] переписывается так:

$$\frac{D_i}{RT} \left( \frac{d^2 p_1}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dp_1}{dr} \right) = \frac{D_i}{RT} \frac{1}{r} \frac{d^2 (rp_1)}{dr^2} = \frac{k_1 + k_2}{RT} p_1 F_i, \quad (7-54)$$

где  $r$  — текущий радиус. Решение этого уравнения имеет вид

$$p_1 r = A \exp\left(\text{Se}_i \frac{r}{r_q}\right) + B \exp\left(-\text{Se}_i \frac{r}{r_q}\right),$$

где  $r_q$  — наружный радиус частицы;  $A$  и  $B$  — постоянные;  $\text{Se}_i = \sqrt{\frac{(k_1 + k_2) F_i r_q^2}{D_i}}$  — критерий Семенова для внутреннего реагирования кислорода в сферической частице. Постоянные  $A$  и  $B$  найдутся с помощью условий:  $r = r_q$ ,  $p_1 = p_{10}$ ;  $r = 0$ ,  $d(p_1 r^2)/dr = 0$ .

После определения постоянных получим

$$p_1 = p_{10} \frac{r_q}{r} \frac{\text{sh Se}_i \frac{r}{r_q}}{\text{sh Se}_i}.$$

Используя это решение, можно аналогично случаю плоской пластины получить выражение для доли внутреннего реагирования кислорода в сферической частице

$$\beta_{\text{O}_2} = \frac{1}{1 + \frac{(1-m) \text{Se}_i^2}{F_i r_q (\text{Se}_i \text{cth Se}_i - 1)}}.$$

В данное выражение, как и в выражение (7-53), входят два безразмерных критерия подобия:  $\text{Se}_i$  и  $F_i r_q$  (или  $F_i \Delta$ ). В зависимости от их значений, а также от порозности меняется доля внутреннего реагирования. При высоких температурах значения  $\text{Se}_i$  могут быть большими даже для частиц малых размеров (из-за высоких значений  $k_1$  и  $k_2$ ). Для  $\text{Se}_i > 40$  имеем  $\text{cth Se}_i \approx 1$  (и  $\text{th Se}_i \approx 1$ ). Тогда  $\beta_{\text{O}_2} \approx \frac{1}{1 + (1-m) \text{Se}_i / (F_i r_q)}$ .

Значения  $F_i$  имеют порядок десятков тысяч ( $\text{M}^2/\text{M}^3$ ), для мелких частиц они меньше ( $F_i$  зависит также от порозности  $m$ ). Если для мелких частиц оказывается, что  $F_i r_q \ll (1-m) \text{Se}_i$ , то  $\beta_{\text{O}_2} \approx F_i r_q / [(1-m) \text{Se}_i] \ll 1$ .

Таким образом, доля внутреннего реагирования в мелких частицах при высоких температурах будет небольшой. Напротив, в крупных частицах при данных условиях  $F_i r_q$  сравнимо с  $(1-m) \text{Se}_i$ . Если же окажется, что  $F_i r_q \gg (1-m) \text{Se}_i$ , то  $\beta_{\text{O}_2} \approx 1$ . Однако в реальных условиях доля внутреннего реагирования в крупных частицах при высоких температурах будет

небольшой, так как процесс переходит в диффузионную область и кислород будет поглощаться (реагировать) на поверхности частицы.

При низких температурах значения  $Se_i$  оказываются небольшими из-за невысоких значений  $k_1$  и  $k_2$ . Если  $Se_i < 0,55$ , то

$$\text{cth } Se_i \approx \frac{1}{Se_i} + \frac{Se_i}{3}.$$

Тогда

$$\beta_{O_2} \approx \frac{1}{1 + 3(1 - m) Se_i / F_i r_{ч}}.$$

Если при этом частицы очень мелкие и  $F_i r_{ч} \ll 3(1 - m) Se_i$ , то  $\beta_{O_2} \approx F_i r_{ч} / [3(1 - m) Se_i] \ll 1$ . Для крупных частиц  $F_i r_{ч} \gg 3(1 - m) Se_i$  и  $\beta_{O_2} \approx 1$ .

Из всех приведенных формул видно существенное влияние порозности. Зависимость доли внутреннего реагирования от температуры для углеродных частиц разной порозности представлена на рис. 7-9.

Приведенный анализ внутреннего реагирования справедлив в условиях негорящего пограничного слоя. При высоких температурах, а также когда концентрация  $O_2$  мала в сравнении с концентрацией  $CO_2$  и  $H_2O$ , нужно еще учитывать, что выгорание углерода в порах может происходить в основном за счет реагирования с  $CO_2$  и  $H_2O$ .

На выгорание пылевых частиц (при грубом помоле) высоко-реакционных топлив — каменных и бурых углей, а также торфа — большое влияние оказывает диффузионное сопротивление, т. е. выгорание кислорода на поверхности относительно велико, и поэтому учет внутреннего реагирования не имеет большого значения. При слоевом сжигании крупнокускового

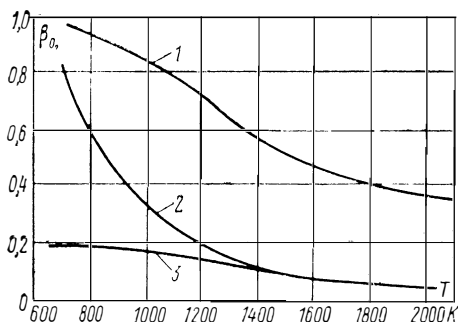


Рис. 7-9. Зависимость доли внутреннего реагирования от температуры для углеродных частиц различной порозности (по данным В. В. Померанцева)

1 — горение электродного угля в слое,  $\delta = 10^{-2}$  м,  $m = 0,1$ ; 2 — горение антрацита в слое,  $\delta = 0,3 \cdot 10^{-2}$  м,  $m = 0,01$ ; 3 — горение антрацита в факеле,  $\delta = 4 \cdot 10^{-7}$  м

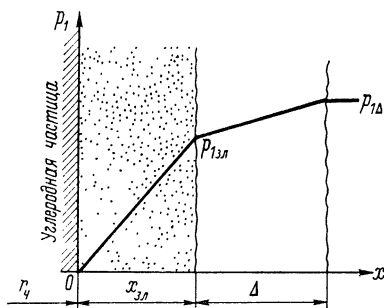


Рис. 7-10. Схема диффузионного горения зольного топлива  $x_{з,л}$  — толщина зольной оболочки;  $\Delta$  — толщина пограничной пленки

топлива процесс обычно протекает при высокой температуре (за исключением топок с кипящим слоем) и близок к диффузионному, поэтому с внутренним реагированием при горении в слое можно не считаться. Оно сказывается при сравнительно невысоких температурах. Особенно сильна его роль при низкотемпературном окислении.

При учете внутреннего реагирования кислорода можно ввести приведенную константу скорости горения, суммарно учитывая как поверхностное, так и внутреннее реагирование:

$$k_{\text{пр}} = k_1 + k_2 + \frac{1}{\rho_{10}} D_i \frac{dp_1}{dr} \Big|_{r=r_ч}$$

Здесь считаем реальную частицу сферической и не учитываем объема пор, т. е. не вводим множителя  $1 - m$ . При использовании решения уравнения (7-54) выражение для  $k_{\text{пр}}$  принимает вид

$$k_{\text{пр}} = k_1 + k_2 + \frac{D_i}{r_ч} (\text{Se}_i \text{cth Se}_i - 1).$$

При больших  $\text{Se}_i$ , когда  $\text{cth Se}_i \approx 1$ ,

$$k_{\text{пр}} \approx k_1 + k_2 + D_i \text{Se}_i r_ч^{-1} = k_1 + k_2 + \sqrt{F_i D_i (k_1 + k_2)}.$$

По мере повышения температуры сумма первых двух членов в этом выражении растет быстрее третьего члена, т. е. кислород полностью расходуется на внешней поверхности. При средних температурах и больших  $F_i$  окажется, что  $k_{\text{пр}} \approx \sqrt{F_i D_i (k_1 + k_2)}$ . Если представить приведенную константу аррениусовой зависимостью с эффективной (видимой) энергией активации  $E_{\text{пр}}$

$$k_{\text{пр}} = k_{\text{пр}0} \exp [-E_{\text{пр}}/(RT)],$$

то при рассматриваемых условиях и преобладании одной реакции, например  $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2$ , получим  $E_{\text{пр}} = E_1/2$ . Напротив, при высоких температурах  $E_{\text{пр}} = E_1$ .

Если же значения  $\text{Se}_i$  невелики, то, используя приведенное выше разложение  $\text{cth Se}_i$ , получим

$$k_{\text{пр}} \approx k_1 + k_2 + D_i r_ч^{-1} \text{Se}_i^2/3 = (k_1 + k_2) (1 + F_i r_ч).$$

Теперь, если протекает одна упомянутая выше реакция, при всех температурах  $E_{\text{пр}} = E_1$ .

Изменение видимой энергии активации в соответствующих условиях учитывается при обработке опытных данных по горению топливных частиц с внутренним реагированием.

Для топлив, обладающих высокой зольностью (сланец, некоторые угли), явления, связанные с внутренней диффузией, могут иметь место даже при высокотемпературном процессе. Зольная оболочка, нарастающая в процессе горения, является причиной дополнительного сопротивления диффузии (рис. 7-10).

В простейших предположениях квазистационарная задача может быть поставлена следующим образом. Предположим, что процесс горения протекает в диффузионной области, причем внешнее диффузионное сопротивление мало по сравнению с диффузионным сопротивлением зольной оболочки. Тогда концентрация кислорода на внешней границе зольной оболочки совпадет с концентрацией в газовом объеме ( $p_{1зл} = p_{1\Delta}$ ), а концентрация  $O_2$  на поверхности горящего массива (внутренняя граница зольной оболочки) будет равна нулю.

Диффузионный поток кислорода в этих условиях

$$G_{1i} = \frac{D_i}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{x_{зл}};$$

здесь  $D_i$  — коэффициент внутренней диффузии сквозь зольную оболочку;  $x_{зл}$  — толщина оболочки.

С другой стороны, если считать процесс квазистационарным и идущим при горении до  $CO_2$  (для простоты не учитываем реакцию 2), то поток кислорода определится количеством выгоревшего углерода  $G_{1i} = \rho_C dx_{зл}/d\tau$ ; сопоставляя выражения потоков, приходим к уравнению

$$\frac{dx_{зл}}{d\tau} - \frac{D_i}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\rho_C x_{зл}} = 0.$$

В начале процесса при  $\tau = 0$   $x_{зл} = 0$  и решение уравнения будет иметь вид (нарастание зольной оболочки):

$$x_{зл} = \sqrt{\frac{2D_i p_{1\Delta}}{RT \rho_C} \tau}.$$

Скорость выгорания углерода при этом будет

$$G_C = G_1 = \sqrt{\frac{D_i p_{1\Delta} \rho_C}{2RT \tau}}.$$

Из формулы видно, что в данном случае скорость выгорания углерода изменяется с течением времени обратно пропорционально  $\sqrt{\tau}$  из-за нарастания зольной оболочки. В ряде работ горение зольного топлива рассмотрено более подробно с учетом кинетического сопротивления и нестационарности процесса. Имеются опытные данные, подтверждающие наличие зольной оболочки при горении высокозольных топлив, она зафиксирована с помощью микрофотосъемки.

При размоле угля значительная масса внешней золы и частично внутренней, расположенной в топливе в виде зерен разных размеров, отделяется от угля. Если отделение золы не произошло полностью, то при горении угля возможны два случая:

1. Температура горячей частицы достаточно высока, и зола на ее поверхности расплавляется и собирается в виде отдельных капель. В этом случае доля реакционной поверхности,

занятой зольными каплями, невелика и они практически не затрудняют доступа кислорода к горячей углеродной поверхности. Несмачиваемость углеродной поверхности каплями золы может привести к срыву капель с поверхности и очистке ее.

2. Температура горячей частицы меньше температуры плавления золы. По мере выгорания частицы на ней может образоваться пористая зольная оболочка, которая постепенно нарастает, затрудняя диффузию кислорода к поверхности. В этом случае ее необходимо учитывать, как было показано выше. Расчеты показывают, что даже при внутренней зольности топлива 30—35 % и выгорании частицы до 50 % скорость выгорания частицы уменьшается всего на 10—12 % без учета разрушения золовой пленки.

Таким образом, при сжигании натуральных топлив с умеренной зольностью влияние зольности на горение можно не учитывать.

### 7-8. ВЫГОРАНИЕ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ В УСЛОВИЯХ ТОПОЧНОГО ПРОЦЕССА

Используя данные анализа выгорания углерода кокса, изложенные в предыдущих параграфах этой главы, можно вывести основные критерии и соотношения для расчета сгорания частицы в условиях топочного процесса.

Вопрос о температуре горящих коксовых частиц имеет большое значение при определении области горения и, следовательно, методики расчета. Весьма обширные и подробные опыты по определению температуры горящих коксовых частиц были проведены В. И. Бабием и И. П. Ивановой. В ходе этих исследований температура газовой среды варьировалась от 1200 до 1800 К, концентрация кислорода — от 21 до 5 %, а диаметр частиц — от 0,1 до 1 мм. На рис. 7-11 представлены данные этих

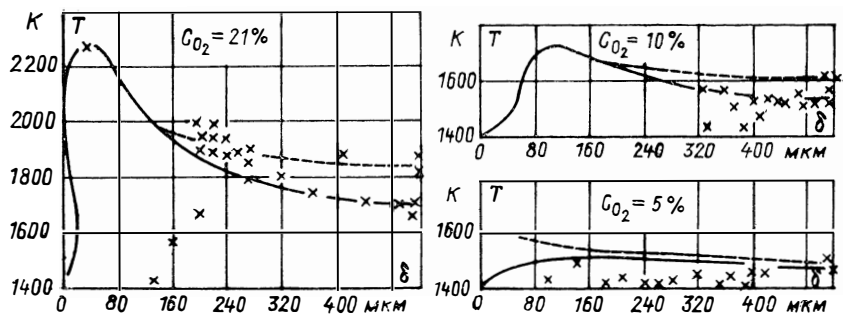


Рис. 7-11. Температура горящих коксовых частиц в зависимости от их размера и от концентрации кислорода в продуктах сгорания при  $T_r = 1400$  К  
 — расчетная кривая С. В. Бухмана; --- расчетная кривая И. П. Ивановой и В. И. Бабия; X — опытные точки И. П. Ивановой и В. И. Бабия

опытов, из которых видно, что максимальное превышение температуры частицы над температурой потока составляет примерно 600 К. С уменьшением концентрации кислорода температура частицы понижается и при содержании  $O_2$  в дымовых газах около 5 % превышает температуру газов лишь на 100 К. На основании опытных данных В. И. Бабием и И. П. Ивановой предложена зависимость

$$\Delta T = 0,206 (1900 - T_r)^{0,74} \delta^{-0,16} C_{O_2}, \quad (7-55)$$

где  $\Delta T$  — превышение температуры частицы над температурой газового потока, К;  $T_r$  — температура газов, К;  $\delta$  — диаметр частицы, мм;  $C_{O_2}$  — концентрация  $O_2$ , %.

Аналогичные результаты получены в работах С. В. Бухмана, что позволяет использовать эту приближенную зависимость для расчетов. При невысоких концентрациях кислорода и сравнительно крупных частицах можно без большой погрешности пренебрегать разностью температуры  $\Delta T$ .

Если известны размеры частицы, давление и температурные условия процесса, а также состав среды, в которой происходит выгорание, то на основе этих исходных данных можно определить кинетические константы (см. § 7-2) и условия массообмена. При определении коэффициента материального обмена  $\alpha_D$  необходимо вначале найти скорость витания частиц или относительную скорость частиц в потоке (см. § 2-2). Коэффициент материального обмена можно найти по зависимости  $Nu = f(Re, Pr)$  (см. гл. 3). Для частиц, витающих в потоке, наиболее удобной является формула А. П. Сокольского и Ф. А. Тимофеевой (3-25).

Для сильно турбулизованных потоков и для слоевых процессов можно использовать приближенную зависимость  $Nu = 0,1 Re$ . С достаточной точностью можно считать, что при  $N_1 + N_2 \leq 0,1$  процесс горения идет в кинетической области, и в этом случае можно пренебрегать диффузионным сопротивлением. При развитом высокотемпературном горении и увеличении размеров углеродных частиц все большее значение приобретает диффузионное сопротивление процесса. При  $N_1 + N_2 > 10$  можно пренебрегать кинетическим сопротивлением и считать, что процесс идет в диффузионной области.

Как показано выше, расчетные выражения, кроме того, меняются в зависимости от схемы процесса. Если  $Se < 0,4$ , то выгорание протекает по схеме с негорящим пограничным слоем. При  $0,4 \leq Se \leq 2$  имеет место горящий пограничный слой, а при  $\frac{1}{Se} + \frac{1}{2N_3} \leq 0,5$  начинается переход к схеме с двойным горящим пограничным слоем.

На рис. 7-12 представлены условные расчетные области горения частиц древесного угля в координатах размер частицы — температура процесса. Константы скорости взаимодействия угля

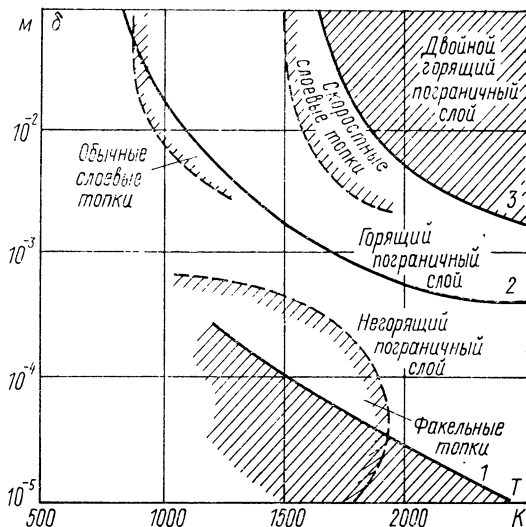


Рис. 7-12. Расчетные области процесса горения частиц древесного угля (без учета водяных паров)

1 — верхняя граница кинетической области горения; 2 — нижняя граница горящего пограничного слоя; 3 — нижняя граница диффузионной области горения

с кислородом и горения  $\text{CO}$   $k_1 \div k_3$  определяются выражениями (в м/с):

$$k_1 = k^* \exp \left[ - \frac{75\,000}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right];$$

$$k_2 = k^* \exp \left[ - \frac{83\,700}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right];$$

$$k_3 = k^* \exp \left[ - \frac{201\,000}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right].$$

Значения прочих констант:  $k_{04} = 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ;  $E_4 = 96\,300 \text{ кДж/кмоль}$ ; координаты полюса  $k^* = 100 \text{ м/с}$  и  $T^* = 2600 \text{ К}$ , взяты из § 7-3.

Как видно из рисунка, горение частиц древесного угля менее  $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  протекает в области негорящего пограничного слоя практически во всем интервале топочных температур (если не учитывать реакций «мокрой» газификации). При принятых кинетических характеристиках факельное горение частиц с  $\delta \leq 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  и  $T_{\text{ч}} \leq 1800 \text{ К}$  будет соответствовать кинетической и промежуточной областям и протекать по схеме с негорящим пограничным слоем. Горение же частиц размером свыше  $(1-5) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , с которым приходится сталкиваться при слоевом сжигании топлива, происходит по схеме с горящим пограничным слоем ( $\text{Se} > 0,4$ ). Переход в эту область для различных топоч-

ных устройств (обычные слоевые противоточные топки и слоевые топки скоростного горения) наступает при разной температуре вследствие неодинаковой интенсивности материального обмена в слое.

Если определена область выгорания углеродной частицы, то можно перейти к расчету времени ее сгорания (при известной температуре, концентрации кислорода и в общем случае других реагирующих газов\*, используя зависимости (7-10) или (7-11).

Обычно вычисление интеграла в (7-11) представляет собой довольно трудную математическую задачу, вследствие сложности зависимости  $G_C(\delta)$ . Если известна область процесса горения, то найти эту зависимость можно, воспользовавшись формулами, приведенными в предыдущих параграфах. В кинетической области горения ( $N_1 + N_2 < 0,1$ )  $G_C$  не зависит от размера частиц и выражение (7-11) легко интегрируется. В диффузионной области горения ( $N_1 + N_2 > 10$ )  $G_C \sim 1/\delta$ , что также позволяет проинтегрировать выражение (7-11). Наиболее сложной для расчета времени выгорания является промежуточная область горения ( $0,1 \leq N_1 + N_2 \leq 10$ ), в которой  $G_C = f(\delta)$ . В этом случае можно решить интеграл (7-11) двумя путями: либо численно, либо заменой функции  $G_C(\delta)$  простой аппроксимирующей зависимостью

$$G_C = A/\delta^n, \quad (7-56)$$

где  $A$  — некоторый коэффициент;  $n$  — показатель степени,  $n = 0 \div 1$ .

После этого можно найти или время полного выгорания коковой частицы или изменение ее размеров за определенный промежуток времени. Например, для кинетической области горения, когда  $\alpha_D \gg k$ , можно записать  $G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \frac{k}{\alpha_D + k} p_{1\Delta} = \frac{k}{RT} p_{1\Delta}$  (предполагаем, что протекает одна реакция  $C + O_2 = CO_2$  и  $k = k_1$ ).

Считая постоянными плотность и температуру частицы, константу скорости реакции, парциальное давление кислорода, можно взять интеграл в выражении (7-11).

$$\tau = -\frac{1}{2M_C} \int_{\delta_0}^{\delta} \frac{\rho_C}{G_C} d\delta = -\frac{1}{2M_C} \int_{\delta_0}^{\delta} \frac{\rho_C RT}{k p_{1\Delta}} d\delta = \frac{1}{2M_C} \frac{\rho_C RT}{k p_{1\Delta}} (\delta_0 - \delta). \quad (7-57)$$

Таким образом, время горения при рассматриваемых условиях пропорционально размеру частицы в первой степени.

\* В более сложных расчетах горения в пылеугольном факеле и слое (см. гл. 9 и 10) принимается во внимание переменность концентрации кислорода и температуры.



Для диффузионной области горения, когда  $\alpha_D \ll k$ , можно записать

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \frac{k}{\alpha_D + k} p_{1\Delta} = \frac{\alpha_D}{RT} p_{1\Delta}.$$

Выразим  $\alpha_D$  через  $Nu_D$  ( $\alpha_D = Nu_D D/\delta$ ); тогда

$$G_C = \frac{Nu_D D}{RT\delta} p_{1\Delta}.$$

Считая, как и для кинетической области, постоянными  $\rho_{\text{ч}}$ ,  $T$ ,  $k$  и  $p_{1\Delta}$  возьмем интеграл в выражении (7-11):

$$\tau = -\frac{1}{2M_C} \int_{\delta_0}^{\delta} \frac{\rho_{\text{ч}} RT \delta}{Nu_D D p_{1\Delta}} d\delta = \frac{1}{4M_C} \frac{\rho_{\text{ч}} RT}{Nu_D D p_{1\Delta}} (\delta_0^2 - \delta^2), \quad (7-58)$$

т. е. время горения частицы в диффузионной области пропорционально размеру частицы в квадрате.

## 7-9. ПРИМЕРЫ

**Пример 7-1.** Рассчитать изменение температуры сухой частицы бурого угля, попавшей в поток дымовых газов с температурой  $T_r = 1600$  К. Размер частицы  $\delta = 2 \cdot 10^{-4}$  м; начальная температура  $T_0 = 400$  К; плотность частицы  $\rho_{\text{ч}} = 1200$  кг/м<sup>3</sup>.

**Решение.** Так как частица относительно невелика, примем  $Nu = 2$  [теплоемкость частицы  $c_{\text{ч}}$  определим по формуле (7-5) для разных температур частицы в диапазоне 400—1600 К]. Тогда спустя  $\tau = 0,01$  с ( $0,278 \cdot 10^{-5}$  ч) частица будет иметь температуру [см. формулу (7-3)]

$$T_{\text{ч}} = 1600 - (1600 - 400) \exp\left(-\frac{6 \cdot 2 \cdot 0,486}{1200 \cdot (2 \cdot 10^{-4})^2} \cdot 0,278 \cdot 10^{-5}\right) = 687 \text{ К};$$

спустя  $\tau = 0,04$  с  $= 1,112 \cdot 10^{-5}$  ч будет  $T_{\text{ч}} = 1191$  К;

»  $\tau = 0,08$  с  $= 2,224 \cdot 10^{-5}$  ч »  $T_{\text{ч}} = 1450$  К;

»  $\tau = 0,12$  с  $= 3,336 \cdot 10^{-5}$  ч »  $T_{\text{ч}} = 1541$  К.

**Пример 7-2.** Рассчитать изменение температуры древесной частицы во времени с интервалом 0,4 с при следующих условиях: сухая частица с  $\delta = 0,85 \cdot 10^{-3}$  м и  $T_0 = 373$  К попадает в среду с температурой 1353 К; время прогрева 2,4 с;  $\rho_{\text{ч}} = 280$  кг/м<sup>3</sup>.

**Решение.** Температуру частицы в любой момент времени можно рассчитать по зависимости (7-3). Для этого нужно знать  $Nu$ ;  $c_{\text{ч}}$ ;  $\lambda_r$ . По таблице определяем  $\lambda_r$ . Теплоемкость частицы рассчитаем по зависимости (7-5) для каждого интервала температур. Для расчета критериев  $Ki$  и  $Sch$  воспользуемся соответствующими зависимостями главы 2:

$$Ki = 0,85 \cdot 10^{-3} \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 9,81 \cdot \left(280 - 1,293 \cdot \frac{273}{1353}\right)}{3 \cdot (206 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 1,293 \cdot \frac{273}{1353}}} = 5,68.$$

По формуле (2-12) (так как  $Ki < 8,5$ ) находим  $Sch = 0,25$ .

Отсюда скорость витания из выражения для критерия Шиллера

$$\omega_B = 0,25 \sqrt[3]{\frac{3,0 \cdot 1,293 \cdot \frac{273}{1373}}{4 \cdot 9,81 \cdot 206 \cdot 10^{-6} \cdot \left(280 - 1,293 \cdot \frac{273}{1373}\right)}} = 0,372 \text{ м/с.}$$

$$\text{Критерий } Re = \frac{\omega_B \delta}{\nu} = \frac{0,372 \cdot 0,85 \cdot 10^{-3}}{206 \cdot 10^{-6}} = 1,534.$$

Критерий Nu определим по зависимости (3-25):

$$Nu = 2 + 0,16 \cdot 1,534^{2,3} = 2,21.$$

Подставляя полученные величины в формулу (7-3) и беря соответствующие временные интервалы, получим следующие температуры:

$\tau$ , с	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,4
$T_{\text{ч}}$ , К	940	1110	1120	1250	1290	1310

**Пример 7-3.** Определить область горения частицы антрацита в топке при температуре 1400 К, если известно, что размеры частицы  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$ ;  $10^{-4}$  и  $10^{-3}$  м.

**Решение.** Согласно табл. 7-4 энергия активации антрацита  $E_1 = 140 \cdot 10^3$  кДж/кмоль. По формуле (7-16) получим  $k_{01} = 6,5 \cdot 10^4$  м/с. Тогда, используя зависимость Аррениуса, найдем, что при  $T_{\text{ч}} = 1400$  К константа скорости будет:  $k_1 = 0,424$  м/с; при  $E_2 = 1,1$   $E_1 = 154 \cdot 10^3$  кДж/кмоль и  $k_{02} = 1,3 \cdot 10^5$  м/с константа скорости  $k_2 = 0,23$  м/с.

Для реакции догорания СО можно использовать следующие кинетические характеристики:  $E_4 = 96,3 \cdot 10^3$  кДж/кмоль;  $k_{04} = 7,05 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>. Тогда  $k_4 = 19 \cdot 10^2$  с<sup>-1</sup>.

Для малых частиц  $5 \cdot 10^{-5}$  и  $10^{-4}$  м, скорость витания которых невелика, можно считать  $Nu = 2$  (в условиях проточного факела). Отсюда  $\alpha_D = 2D/\delta$ . Для  $T = 1400$  К  $D_{O_2-N_2-CO_2} \approx 2,8 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с (для диффузии кислорода в многокомпонентной смеси отличие от этого значения в наших условиях будет небольшим). Тогда для частицы  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$  м получим  $\alpha_D = 2 \cdot 2,8 \cdot 10^{-4} / (5 \cdot 10^{-5}) = 11,2$  м/с, а для  $\delta = 10^{-4}$  м  $\alpha_D = 2 \cdot 2,8 \cdot 10^{-4} / 10^{-4} = 5,6$  м/с. Кинетической области соответствует  $N_1 + N_2 \leq 0,1$ . В наших условиях для  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$  м имеем  $k_1/\alpha_D + k_2/\alpha_D = 0,424/11,2 + 0,23/11,2 \approx 0,058$  и для  $\delta = 10^{-4}$  м  $N_1 + N_2 = 0,117$ , т. е. процесс горения первой частицы протекает в кинетической области, а второй частицы вблизи границы кинетической и промежуточной областей.

Оценим влияние 4-й реакции (реакции догорания СО у поверхности частицы). Так как  $D_{CO-O_2} \approx 3 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с, то для  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$  м  $Se = \sqrt{1900 \cdot 3 \cdot 10^{-4} / 11,2} \approx 0,07 \ll 0,4$ , а для  $\delta = 10^{-4}$  м  $Se = 0,14 < 0,4$ , т. е. имеем негорящий пограничный слой.

Для более крупной частицы  $\delta = 10^{-3}$  м скорость витания в наших условиях можно найти, используя зависимости главы 2: получим  $W_B \approx 2,7$  м/с. Тогда  $Re = 2,7 \cdot 10^{-3} / (2 \cdot 10^{-4}) \approx 13$ ;  $Nu = 2 + 0,16 Re^{2/3} = 2,86$ . В этих условиях  $\alpha_D = 2,86 \cdot 2,8 \cdot 10^{-4} / 10^{-3} \approx 0,8$  м/с;  $(k_1 + k_2)/\alpha_D = (0,424 + 0,23)/0,8 \approx 0,8$ , т. е. имеем промежуточную область, в которой диффузия и кинетика практически равноценно определяют выгорание. Определим схему выгорания. Для этого рассчитаем критерий  $Se = \sqrt{1900 \cdot 3 \cdot 10^{-4} / 0,8} \approx 1$ ; таким образом, имеем схему с «горящим» пограничным слоем.

**Пример 7-4.** Определить парциальное давление кислорода у поверхности горячей частицы (антрацит) с  $\delta = 10^{-4}$  м, находящейся в топке при температуре 1400 К. Оценить расход кислорода или углерода в первый период, когда еще не произошло существенного изменения размеров частицы. Парциальное давление кислорода в объеме составляет 10 кПа, так же как и углекислоты.

Решение. Будем использовать те же кинетические характеристики, что и в примере 7-3. Тогда при заданных условиях  $k_1=0,424$  м/с;  $k_2=0,23$  м/с;  $k_3=5 \cdot 10^{-4}$  м/с. Коэффициенты диффузии  $D_{O_2-N_2} = 2,8 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с;  $D_{CO_2-N_2} = 2,2 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с;

Как было показано в примере 7-3, мы имеем  $\alpha_D \approx 5,6$  м/с и соответственно  $N_1=0,076$ ;  $N_2=0,041$  и  $N_3=0,9 \cdot 10^{-4}$ , т. е. негорящий пограничный слой; тогда, воспользовавшись выражением (7-48) при  $p_{5\Delta}=0$ , определим  $p_{10}=10/(1+0,076+0,041) \approx 8,6$  кПа, т. е. поверхностная концентрация отличается от объемной при заданных условиях процесса только на 14%.

Для потока кислорода или скорости выгорания углерода в этих условиях (кинетическая область и негорящий пограничный слой) можно воспользоваться зависимостью (7-50):

$$G_C = \frac{5,6}{8,314 \cdot 1400} \frac{1}{(1 + 0,9 \cdot 10^{-4})(1 + 0,076 + 0,041)} (10 [0,076 (1 + 2 \times 0,9 \cdot 10^{-4}) + 2 \cdot 0,041 (1 + 0,9 \cdot 10^{-4})] + 10 \cdot 0,9 \cdot 10^{-4} (1 + 0,076 + 0,041)) = 6,81 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кмоль}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = 6,81 \cdot 10^{-4} \cdot 12 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = 8,17 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}).$$

**Пример 7-5.** Оценить (приближенно) время выгорания частицы антрацитового кокса при температуре 1400 К. Известно, что горение происходит в топочной среде и средние парциальные давления газовых компонентов  $p_{1\Delta} = p_{2\Delta} = 10$  кПа. Начальный размер частицы  $\delta_0 = 10^{-4}$  м.

Решение. Для определения времени выгорания частицы воспользуемся выражением (7-11). В предыдущей задаче было показано, что при наших условиях мы имеем кинетическую область и негорящий пограничный слой, т. е. для определения  $G_C$  можно использовать формулу (7-50). Для мелкой частицы, как показано в примере 7-3, если  $Re < 1$ , то  $Nu = 2$ . Отсюда  $\alpha_D = 2D/\delta$ , т. е.  $\alpha_D$  будет возрастать с уменьшением размеров частицы.

Для заданных условий  $N_1=0,076$ ;  $N_2=0,041$  и  $N_3=0,9 \cdot 10^{-4}$ , причем эти критерии будут уменьшаться по мере выгорания. Тогда, учитывая, что  $N_1, N_2$  и  $N_3$  будут много меньше 1, можно упростить выражение (7-50):

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} [p_{1\Delta} (2N_2 + N_1) + N_3 p_{2\Delta}]; \text{ кроме того, если учесть, что } N_3 \ll N_1 \text{ и } N_3 \ll N_2 \text{ и что по мере выгорания процесс все глубже будет переходить в кинетическую область, то } G_C = \frac{k_1 + 2k_2}{RT} p_{1\Delta}, \text{ т. е. поток углерода не зависит}$$

от размеров частицы, а является только функцией температуры и парциального давления кислорода в объеме. При этом время выгорания после интегрирования будет  $\tau = \rho_c A \delta_0$ , где

$$A = \frac{RT}{2M_C p_{1\Delta} (k_1 + 2k_2)} = \frac{8,314 \cdot 1400}{2 \cdot 12 \cdot 10 \cdot (0,424 + 2 \cdot 0,23)} = 54,9; \\ \tau = 1300 \cdot 54,9 \cdot 10^{-4} = 7,1 \text{ с.}$$

**Пример 7-6.** Рассмотреть условия выгорания коксовых частиц фрезерного торфа диаметром  $5 \cdot 10^{-5}$  и  $10^{-3}$  м в конечной части прямоточного факела. Парциальные давления компонентов в потоке равны: кислорода  $p_{1\Delta} = 6$  кПа; углекислоты  $p_{2\Delta} = 10$  кПа; водяных паров  $p_{5\Delta} = 20$  кПа.

Определить парциальные давления компонентов на поверхности частицы и поверхностную скорость горения при температуре в топке 1400 К.

Решение. Энергию активации реакции  $C + O_2 \rightarrow CO_2$  примем по табл. 7-4:  $E_1 = 83\,600$  кДж/кмоль. По формуле (7-16) находим  $k_{01}$ :

$$\lg k_{01} = 0,2 \cdot 10^{-4} \cdot 83\,600 + 2 = 3,675; k_{01} = 4,73 \cdot 10^3 \text{ м/с.}$$

По зависимости Аррениуса определяем константу скорости указанной реакции при  $T = 1400$  К:

$$k_1 = 4,73 \cdot 10^3 e^{-83\,600/(8,314 \cdot 1400)} = 4,13 \text{ м/с.}$$

Считая, что  $E_2 = 1,1 E_1$ ;  $E_3 = 2,2 E_1$ , а  $E_{3'} = 1,6 E_1$  (см. стр. 178), аналогично находим константы скоростей остальных реакций:  $k_2 = 3,8$  м/с;  $k_3 = 0,155$  м/с;  $k_{3'} = 0,89$  м/с. Для реакции горения  $H_2 + O_2$  можно использовать следующие кинетические характеристики (см. табл. 6-1):  $E_4 = 130\,000$  кДж/кмоль;  $k_{04'} = 2,137 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>; тогда  $k_4 = 5,63 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>. Для частицы с  $\delta_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  м можно принять  $Nu = 2$ . Так как частица  $10^{-3}$  м достаточно крупная, то для нее  $Nu \neq 2$ . Для определения  $Nu$  воспользуемся зависимостью Сокольского и Тимофеевой (3-25). Используя зависимости гл. 2, по критериям  $Ki$  и  $Sch$  находим скорость витания данной частицы  $\omega_B = 2,49$  м/с, а затем критерий Рейнольдса  $Re = 2,49 \cdot 10^{-3} / (220 \cdot 10^{-6}) = 11,3$ . Тогда  $Nu = 2 + 0,16 \cdot 11,3^{2/3} = 2,81$ .

Коэффициент диффузии рассчитывается по зависимости  $D = D_0 (T/T_0)^n$ ; принимая  $D_0 = 0,149 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с, а  $n = 1,75$ , получаем  $D = 0,149 \cdot 10^{-4} (1400/273)^{1,75} = 2,72 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с. Тогда для частицы  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$  м получим  $\alpha_D = 2 \cdot 2,72 \times 10^{-4} / (5 \cdot 10^{-5}) = 10,86$  м/с, а для частицы  $10^{-3}$  м  $\alpha_D = 2,81 \cdot 2,72 \cdot 10^{-4} / 10^{-3} = 0,76$  м/с;  $N_i = k_i / \alpha_D$ .

Для частиц заданных размеров имеем:

$\delta$ , м	$N_1$	$N_2$	$N_3$	$N_{3'}$	$N_1 + N_2$
$10^{-3}$	5,42	5,0	0,204	1,07	10,42
$5 \cdot 10^{-5}$	0,379	0,35	0,0142	0,075	0,73

Расчет парциальных давлений и потоков компонентов для частиц диаметром  $5 \cdot 10^{-5}$  м необходимо проводить по схеме с негорящим пограничным слоем, так как  $0,5 N_{3'} \rho_{5\Delta} \ll \rho_{1\Delta}$ ;  $0,5 \cdot 0,075 \cdot 20 < 6$ , а для частиц диаметром  $10^{-3}$  м — по схеме с горящим пограничным слоем, так как  $0,5 \cdot 1,07 \cdot 20 > 6$ . В первом случае кислород достигнет поверхности частицы и  $\Delta_i / \Delta = 0$ . Поток углерода согласно (7-50) будет

$$G_C = \frac{10,86}{8,314 \cdot 1400} \frac{1}{(1 + 0,0142)(1 + 0,379 + 0,35)} \{6 [0,379 \cdot (1 + 2 \cdot 0,0142) + 2 \cdot 0,35 (1 + 0,0142)] + 10 \cdot 0,0142 (1 + 0,379 + 0,35) + 20 \cdot 0,075 (1 + 0,5 \times 0,379 + 0,0142)\} = 4,602 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кмоль}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = 4,602 \cdot 10^{-3} \cdot 12 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = 5,52 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$$

Парциальное давление компонентов на поверхности частицы вычисляем по формулам (7-48) и (7-49):

$$p_{10} = \frac{6 - 0,5 \cdot 0,075 \cdot 20}{1 + 0,379 + 0,35} = 3,04 \text{ кПа};$$

$$p_{20} = \frac{1}{1 + 0,0142} \left[ 10 + \frac{0,379}{1 + 0,379 + 0,35} \cdot (6 - 0,5 \cdot 0,075 \cdot 20) \right] = 11 \text{ кПа};$$

$$p_{30} = \frac{1}{(1 + 0,0142)(1 + 0,379 + 0,35)} \cdot \{10 \cdot 0,0142 (1 + 0,379 + 0,35) + 6 [0,35 \cdot (1 + 0,0142) + 0,379 \cdot 0,0142] + 0,5 \cdot 20 \cdot 0,075 (1 + 0,379 + 0,35)\} = 2,11 \text{ кПа}.$$

Время выгорания частицы  $5 \cdot 10^{-5}$  м можно рассчитать, воспользовавшись упрощениями, приведенными в примере 7-5 ( $\rho_{\text{ч}} = 1200$  кг/м<sup>3</sup>):

$$\tau = \rho_{\text{ч}} A \delta_0 = 1200 \frac{8,314 \cdot 1400 \cdot 5 \cdot 10^{-5}}{2 \cdot 12 \cdot 6 (4,13 + 3,8 \cdot 2)} = 0,413 \text{ с}$$

или более точно по формуле (7-11)

$$\tau = \frac{\rho_{\text{ч}} \delta_0}{G_C} = \frac{1200 \cdot 5 \cdot 10^{-5}}{5,52 \cdot 10^{-5}} = 1,09 \text{ с.}$$

Во втором случае (для частицы  $10^{-3}$  м) кислород не достигает поверхности частицы и выгорание ее целиком определяется восстановительными реакциями. Поток углерода по формуле (7-46) будет

$$G_C = 0,76 / (8,314 \cdot 1400) [0,204 \cdot 10 / (1 + 0,204) + 1,07 \cdot (6 + 0,5 \cdot 20) \cdot 1 / (1 + 1,07)] = \\ = 0,651 \cdot 10^{-3} \text{ кмоль/м}^2 \cdot \text{с} = 0,78 \cdot 10^{-2} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)},$$

Парциальные давления компонентов на поверхности частицы  $10^{-3}$  м и относительное положение зоны горения водорода по толщине пограничной пленки вычисляем по формулам (7-46):

$$p_{20} = 10 / (1 + 0,204) = 8,31 \text{ кПа};$$

$$p_{30} = 0,204 \cdot 10 / (1 + 0,204) + 1,07 (6 + 0,5 \cdot 20) / (1 + 1,07) = 9,96 \text{ кПа};$$

$$p_{40} = (1,07 \cdot 0,5 \cdot 20 - 6) / (1 + 1,07) = 2,27 \text{ кПа};$$

$$p_{50} = (2 \cdot 6 + 20) / (1 + 1,07) = 15,46 \text{ кПа};$$

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{20 \cdot 1,07 - 2 \cdot 6}{(2 \cdot 6 + 20) \cdot 1,07} = 0,275.$$

Расчет полного времени выгорания такой частицы затруднен, так как  $G_C$  является довольно сложной функцией размера частицы, поэтому проинтегрировать уравнение (7-11) не удастся.

Полное время выгорания коксовой частицы фрезерного торфа диаметром  $10^{-3}$  м, рассчитанное при помощи численного интегрирования, оказалось более 10 с. Таким образом, крупные частицы в конечной части пылеугольного факела почти не выгорают, поскольку время пребывания их в этой зоне топочной камеры котла составляет 1—2 с.

К данной главе рекомендуется литература [6, 8, 16, 18, 19, 37, 39, 42, 44, 50, 51, 56, 57, 61, 65, 66, 67].

## ГЛАВА ВОСЬМАЯ

# ДИНАМИКА ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ И РОЛЬ ЛЕТУЧИХ В ПРОЦЕССЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

### 8-1. ДИНАМИКА ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ОРГАНИЧЕСКОЙ МАССЫ ТВЕРДЫХ ПРИРОДНЫХ ТОПЛИВ

Как уже указывалось в главах 1 и 7, основной особенностью твердого природного топлива является способность его при нагревании выделять продукты термического разложения органической массы (летучие). Эта способность используется на практике: термическое разложение многих твердых топлив, таких как коксующиеся угли, сланец, торф, бурые угли и другие, позволяет извлечь из топлива в значительных количествах ценные химические вещества: смолы, кислоты, высококалорийные газы (содержащие в больших количествах  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_n\text{H}_m$ ) и пр.; эти

вещества могут быть использованы в народном хозяйстве в качестве полуфабрикатов или товарных продуктов. На указанной особенности твердых природных топлив базируются такие производства, как коксохимия, энергохимия и др.

Ориентировочно состав продуктов термоллиза некоторых сортов топлива может быть охарактеризован данными табл. 8-1.

Более точной характеристикой состава продуктов термоллиза топлива является квазистатический выход летучих, представля-

Таблица 8-1

Состав продуктов термического разложения топлив

Топливо	Выход продуктов термоллиза, % на горючую массу				Зольность, А <sup>С</sup> , %	Конечная температура термоллиза, К
	Смолы	Вода разложения	Кислота	Газ		
Древесина хвойная	14,0	22,5	2,8	27,2	1,0	870
Древесина березовая	16,0	22,5	6,0	27,5	1,0	870
Торф месторождения:						
Синявино	9,2	20,5	—	25,2	10,0	820
Сфагновые болота	20,2	24,7	—	20,8	8,0	820
Парнасво	8,9	21,1	0,9	22,3	11,0	820
Дукора	14,1	19,2	1,1	26,5	11,0	820
Уголь:						
бурый подмосковный	7,7	12,8	—	18,0	30,0	820
бурый украинский	15,6	14,3	—	26,0	30,0	820
бурый черемховский	5,3	10,1	—	24,8	25,0	820
Жирный; длинно-пламенный; газовый	14—18	3,5—6,0	—	20—24	10—20	870
Тоший; полуантрацит	2—6	0—1	—	10—14	15—20	870
Сланец эстонский	63,5	2,8	—	15,6	40,0*	870

\* Без углекислоты карбонатов.

ющий собой выход того или иного продукта термоллиза в зависимости от температуры при достаточно длительной выдержке навески топлива в бескислородной среде на заданном температурном уровне (обычно при давлении, близком к атмосферному).

На графиках (рис. 8-1) показан квазистатический выход летучих при термическом разложении торфа. Аналогичные данные о квазистатическом выходе продуктов термоллиза практически имеются для всех топлив (начиная от древесины и кончая антрацитом). Эти данные позволяют судить о составе летучих разных топлив в зависимости от температурного уровня процесса, а следовательно, об их удельной теплоте сгорания и других свойствах, но только при относительно медленном нагреве топлива.

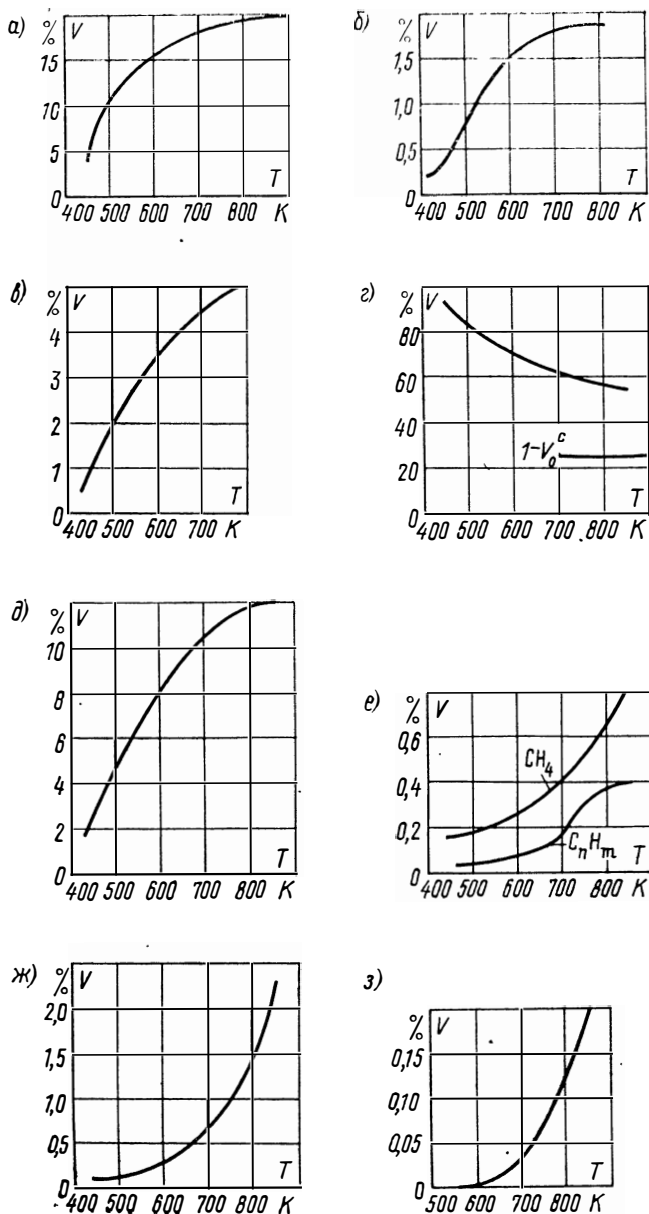


Рис. 8-1. Квазистатистический выход летучих из торфа в процентах на сухую массу (предельный выход полукокса  $V_{\text{макс}}^c = 72,5\%$ ;  $A^c = 1$ ); а — выход воды разложения; б — кислот (в пересчете на уксусную кислоту); в — смолы; г — полукокса; д — CO<sub>2</sub>; е — CH<sub>4</sub> и C<sub>n</sub>H<sub>m</sub>; ж — CO; з — H<sub>2</sub>

Квазистатический выход продуктов термического разложения органической массы твердых природных топлив уточняет представление о свойствах топлива, но, как уже указывалось, может непосредственно служить только для оценки процесса термолитза при относительно медленном нагреве (например, при слоевых процессах различного вида: в ретортах, печах, слоевых топках и т. п.). Если топливо находится в реакционной зоне кратковременно, секунды или доли секунды (например, в пылеугольном факеле, при технологических процессах в условиях аэровзвеси), то при анализе процесса необходимо учитывать его кинетику.

Точный расчет состава продуктов термолитза твердых природных топлив в зависимости от температуры и времени представляет собой сложную задачу, причем кинетические характеристики, необходимые для этого расчета, полностью еще не обобщены. Вместе с тем некоторые исходные данные для расчетов имеются, рассмотрим их более подробно.

Как показано в гл. 1, твердое топливо представляет собой сложный комплекс веществ, физико-химическая структура которых и форма связей между которыми недостаточно изучены. Процесс термического разложения отдельных составляющих топлива, по-видимому, представляет собой разрыв физико-химических связей внутри этих составляющих с образованием многочисленных нестойких активных промежуточных продуктов. Последние очень быстро реагируют между собой, в результате чего образуются более устойчивые продукты термолитза — смолы, кислоты, неконденсируемые газы и др. Таким образом, можно предположить, что процессом, определяющим выход продуктов во времени («тормозящим процессом») является первичный распад исходных составляющих топлива.

В ряде инженерных задач не требуется знать состав продуктов термолитза топлива, но нужны ответы на более простые вопросы: какое количество летучих может выделиться из топлива, каков их элементарный состав, за какое время и в каком процентном отношении произойдет разложение топлив при его термолитзе в условиях данного промышленного агрегата (при определенном температурном режиме).

Как уже отмечалось в гл. 1, суммарный выход летучих связан с соотношением между содержанием углерода и водорода в топливе. Так, на рис. 8-2 и 8-3 приведены результаты анализа топлив с целью получения характеристик летучих. Эти данные могут быть аппроксимированы зависимостями: для суммарного выхода летучих в процентах (рис. 8-2)

$$V_{л}^r = 8,33H^r/C^r - 0,165;$$

для суммарного содержания (в процентах) углерода в летучих  $C_{л}^r$  (рис. 8-3)

$$C_{л}^r/C^r = 380H^r/C^r - 26.$$



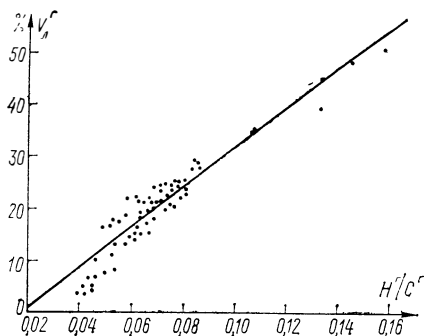


Рис. 8-2. Суммарный выход летучих в зависимости от содержания углерода и водорода в топливе

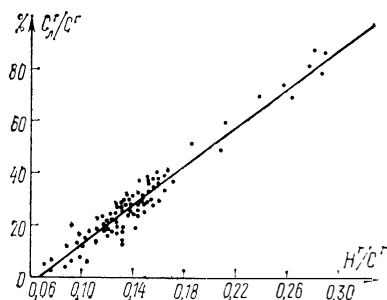


Рис. 8-3. Зависимость содержания углерода в летучих от содержания углерода и водорода в топливе

Как следует из рис. 8-4—8-6, некоторые характеристики летучих зависят не от отношения количества водорода в топливе к количеству углерода, а от топливного коэффициента  $\beta$ . Относительное содержание (в процентах) углерода в летучих (рис. 8-4)

$$C_n^r/V_n^r = 190\beta + 25;$$

относительное содержание (в процентах) кислорода в летучих (рис. 8-5)

$$O_n^r/V_n^r = 66 - 220\beta;$$

теплота сгорания летучих (в МДж/кг) (рис. 8-6)

$$Q_n^r = 105\beta + 33.$$

Исходя из того, что процесс термолитза топлива представляет собой разрыв физико-химических связей внутри его составляющих с последующим весьма быстрым образованием конечных продуктов разложения, можно выделить отдельные группы свя-

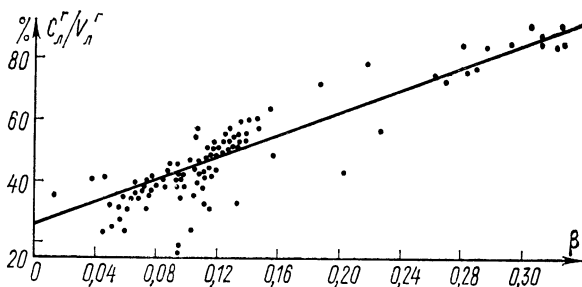


Рис. 8-4. Относительное содержание углерода в летучих

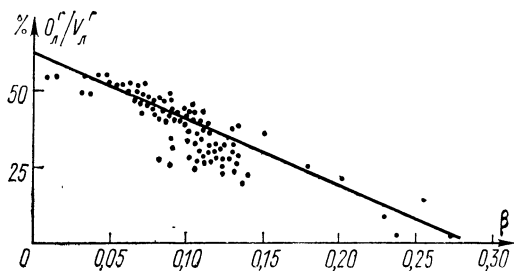


Рис. 8-5. Относительное содержание кислорода в летучих

зей, которые разрушаются при определенных условиях с определенной скоростью, примерно одинаковой для данной группы связей. В этом случае скорость выделения продуктов термоллиза, образующихся в результате разрушения такой группы связей, можно записать следующим образом:

$$\frac{dv_i/C_{0i}}{d\tau} = k_i \left(1 - \frac{v_i}{C_{0i}}\right)^{n_p}, \quad (8-1)$$

где  $v_i$  — доля продуктов термоллиза данной группы в общем количестве продуктов термоллиза, получающаяся за время  $\tau$  в результате разрушения связей данной группы;  $C_{0i}$  — доля продуктов термоллиза данной группы в общем количестве продуктов термоллиза, получающаяся при полном разрушении связей данной группы ( $0 \leq v_i \leq C_{0i}$ ).

$$k_i = k_{0i} e^{-E_{0i}/(RT)} \quad (8-2)$$

— константа скорости реакции, характеризующей разрушение связей данной группы;  $T$  — температура, в общем случае являющаяся функцией времени  $\tau$ ;  $n_p$  — порядок реакции, ниже принимаемый равным 1, что для реакций разложения в первом приближении допустимо.

Если в результате эксперимента удастся определить количественные (типы  $C_{0i}$ ) и кинетические ( $k_{0i}$  и  $E_{0i}$ ) характеристики

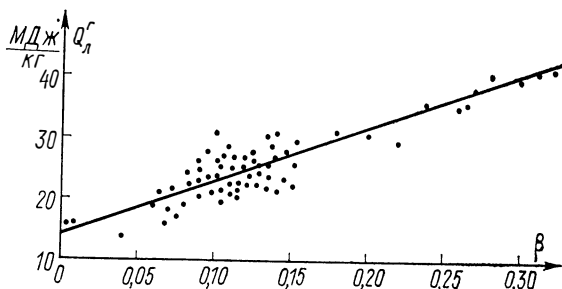


Рис. 8-6. Теплота сгорания летучих в зависимости от топливного коэффициента Бунте

тех групп связей, распад которых независимо друг от друга определяет в основном ход процесса термоллиза, то суммарный эффект этого процесса можно достаточно точно представить как сумму решений уравнений типа (8-1). В этом случае для изотермических условий процесса можно записать:

$$V = \sum_{i=1}^n C_{0i} (1 - e^{-k_i \tau}), \quad (8-3)$$

где  $V$  — суммарное количество летучих, выделяющееся к моменту времени  $\tau$ ;  $n$  — число групп реакций, учитываемое при описании процесса термоллиза;  $C_{0i}$  — количественная характеристика определенной группы реакций. Если  $C_{0i}$  выражается в относительных величинах (т. е.  $C_{01} + C_{02} + \dots + C_{0n} = 1$ ), то  $0 \leq V \leq 1$ .

Для получения истинного значения  $V$  необходимо в уравнение (8-3) перед знаком суммы ввести в качестве множителя  $V_0$  — суммарное количество летучих, которое практически может выделиться при полном термическом разложении органической (или сухой) массы данного топлива.

Зависимость (8-3) не может, конечно, полностью описать все стороны весьма сложного процесса термического разложения органической массы природных топлив, однако она отражает суммарную кинетику процесса, связывая ее с основными факторами — температурой и временем. Необходимо отметить, что эта зависимость широко применялась и применяется большинством исследователей, занимавшихся изучением кинетики термоллиза природных топлив (М. Ф. Струнников, З. Ф. Чуханов, А. П. Кашуричев и др.). Различия у отдельных авторов в подходе к аналитическому описанию процесса заключается главным образом в методах определения и трактовке величин, входящих в уравнение (8-3), в частности  $C_{0i}$  и  $k_i$ .

Многие исследователи описывают суммарную кинетику процесса термоллиза, исходя из однокомпонентной схемы расчета [в уравнении (8-3)  $n=1$ ;  $C_{0i}=1$ ]. Для качественной оценки процесса и решения ряда инженерных задач во многих случаях можно считать такую схему приемлемой, так как она дает представление об интенсивности процесса. Однако совпадение расчетных и экспериментальных данных при однокомпонентной

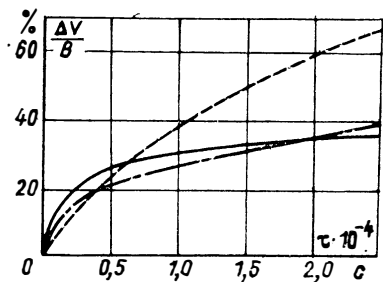


Рис. 8-7. Сопоставление результатов расчета термоллиза по одно- и двухкомпонентной схеме с данными опыта. Сплошная линия — данные опыта; штриховая — расчет по однокомпонентной схеме; штрихпунктирная — расчет по двухкомпонентной схеме

схеме расчета неудовлетворительное. Так, на рис. 8-7 сплошной линией нанесены опытные данные о суммарном выходе летучих из древесины при температуре 543 К (изотермические условия), а штриховой линией — данные расчета по однокомпонентной схеме. Принято: максимальный выход летучих в расчете на сухую древесину  $V_{\text{макс}}^c = 83,6 \%$ ;  $E = 59,9$  МДж/кмоль;  $k_0 = 38,3 \text{ с}^{-1}$ . Из сопоставления видно, что совпадение опытных и расчетных данных внешне неудовлетворительное. Однако расчет показывает, что основной процесс термоллиза в данном случае заканчи-

Таблица 8-2

Кинетические характеристики для расчета термоллиза

Топливо	$V_{\text{макс}}^c, \%$	I		II		III	
		$E, \text{МДж/моль}$	$k_0, \text{с}^{-1}$	$E, \text{МДж/моль}$	$k_0, \text{с}^{-1}$	$E, \text{МДж/моль}$	$k_0, \text{с}^{-1}$
Древесина	83,6	29,9	0,416	59,9	38,3	32,2	133,5
Торф	72,5	39,4	35,0	51,1	8,84	29,3— 38,5	83,3
Сланец	91,5	—	—	—	—	31,0	24,1
Уголь бурый	31,0	—	—	30,6	0,0166	29,3	14,2
» жирный	25,0	56,1	178,0	—	—	—	—
» коксовый	20,0	56,9	131,8	—	—	—	—
» тощий	10,0	60,7	212	—	—	—	—

Примечание. 1. В графе I — данные опытов с медленным линейным нагревом навески топлива в реторте со скоростями нарастания температуры  $5 \cdot 10^{-3} \div 2,0$  К/с. В графе II — данные опытов с определением изменения массы небольшой (около 0,5 г) навески топлива во времени, помещенной в инертную среду с постоянной температурой (скорость нагрева примерно 10 К/с). В графе III — данные опытов с подачей аэрозвеси частиц топлива размером  $(0,1-0,25) \times 10^{-3}$  м в инертную среду с постоянной температурой (скорость нагрева не ниже 150 К/с).

2. Для сланца значение  $V_{\text{макс}}$  дано на беззольную массу.

вается за 7—8 ч, а не за десятки часов и не за секунды или доли секунды, поэтому приближенная оценка процесса может производиться по однокомпонентной схеме.

Кинетические характеристики для расчета термического разложения по однокомпонентной схеме приведены в табл. 8-2. Кинетические характеристики, приведенные в графе I, определены по данным опытов с линейным нагревом навески топлива в реторте с внешним обогревом (Ю. Н. Корчунов, К. Д. Сыркина, Р. С. Тюльпанов, В. А. Вехов).

Более точными являются данные графы II; кинетические характеристики, приведенные в этой графе, определены по результатам опытов в условиях, приближающихся к изотермическим, когда основной процесс термического разложения топлива

практически происходит при постоянной температуре, а количеством летучих, выделившихся за время нагрева до температуры опыта, можно пренебречь (Ю. Н. Корчунов). Такие условия даже для небольших навесок топлива (около 0,5 г) можно обеспечить при относительно низких температурах термоллиза (менее 600 К); пользование кинетическими характеристиками, полученными по данным этих опытов, при более высоких температурах может привести к ухудшению совпадения опытных данных с расчетными.

Наиболее полно обеспечивают изотермическое протекание термоллиза (в относительно широком диапазоне температур) исследования в условиях аэровзвеси мелких частиц топлива. В этом случае ошибка, связанная с условиями нагрева навески топлива, резко уменьшается и, следовательно, кинетические характеристики, определенные по данным этих исследований, наиболее точно отражают скорость процесса термоллиза.

Отсутствие универсальности кинетических характеристик, полученных по данным опытов при резко различающихся скоростях нагрева, можно также объяснить условностью описания такого сложного процесса, как термоллиз органической массы твердого топлива, с помощью простейшей зависимости: в уравнении (8-3) учитывается только один член. В этом случае значения  $k_0$  и  $E$ , а также определенное по ним значение  $k$  весьма неточны. На самом деле при термическом разложении топлива идет несколько реакций, что требует учета в уравнении (8-3) большего числа членов. При изменении температурного режима процесса (например, скорости нагрева) соотношения между реакциями изменяются, что влияет на условные кинетические характеристики. Поэтому для расчета процесса термоллиза по однокомпонентной схеме при медленном нагреве топлива следует пользоваться данными, приведенными в графе II табл. 8-2, а при очень быстром нагреве (аэровзвесь) — данными, приведенными в графе III.

Следующим этапом развития расчета термоллиза твердых природных топлив является учет в уравнении (8-3) двух членов ( $n=2$ ;  $C_{01}+C_{02}=1$ ). На рис. 8-7 штрихпунктирной линией нанесен суммарный выход продуктов термоллиза из древесины при температуре процесса 543 К, рассчитанный по двухкомпонентной схеме:  $C_{01}=0,2$ ;  $C_{02}=0,8$ ;  $k_{01}=0,105 \text{ с}^{-1}$ ;  $k_{02}=1,05 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ ;  $E_1=21,6 \text{ МДж/кмоль}$ ;  $E_2=101,7 \text{ МДж/кмоль}$ . Сопоставление показывает, что двухкомпонентная схема значительно улучшает совпадение опытных и расчетных данных. При расчетах динамики термоллиза твердых топлив, богатых летучими, следует, как правило, пользоваться именно этой схемой; кинетические характеристики, необходимые для расчета, приведены в табл. 8-3.

Несмотря на значительно лучшее совпадение опытных и расчетных данных двухкомпонентная схема расчета не дает универсального обобщения всего опытного материала. Как и для однокомпонентной схемы, кинетические константы, полученные в ус-

Кинетические характеристики для расчета термолита по двухкомпонентной схеме

Топливо	II					
	$E_{11}$ , МДж/моль	$E_{22}$ , МДж/моль	$k_{01}$ , с <sup>-1</sup>	$k_{02}$ , с <sup>-1</sup>	$C_{01}$	$C_{02}$
Древесина	21,6	101,7	0,105	$0,105 \times 10^6$	0,20	0,80
Торф	21,4	42,3	0,115	0,175	0,20	0,80
Сланец	—	—	—	—	—	—
Бурый уголь	12,4	129,0	0,018	$0,1 \cdot 10^7$	0,15	0,85

Продолжение табл. 8-3

Топливо	III					
	$E_{11}$ , МДж/моль	$E_{22}$ , МДж/моль	$k_{01}$ , с <sup>-1</sup>	$k_{02}$ , с <sup>-1</sup>	$C_{01}$	$C_{02}$
Древесина	—	—	—	—	—	—
Торф	28,1	9,55	173,3	1,2	0,15	0,85
Сланец	33,7	31,9	200	17,0	0,25	0,75
Бурый уголь	29,3	—	14,6	—	1,0	—

Примечание.

1. Выход летучих приведен в табл. 8-2.

2. Условия опытов II и III см. в примечании к табл. 8-2.

ловиях быстрого нагрева частиц топлива (графа III), отличаются от констант, полученных в опытах с относительно медленным нагревом (графа II). Это различие опять-таки можно объяснить учетом недостаточного числа членов в уравнении (8-3) даже при двухкомпонентной схеме.

Как уже отмечалось, уравнение (8-3) записано для изотермического процесса. Если температура является функцией времени, то решение задачи усложняется и суммарное количество летучих, выделившееся к моменту времени  $\tau$ , определяется зависимостью

$$V = \sum_{i=1}^n C_{0i} \left( 1 - e^{-\int_0^{\tau} k_{0i} e^{-E_i/[RT(\tau)]} d\tau} \right). \quad (8-4)$$

Здесь  $T(\tau)$  — изменение температуры материала во времени, определяемое известными закономерностями теплопередачи. Совместное решение уравнения типа (8-4) и уравнения тепло-

передачи  $T=f(\tau)$ , как правило, требует привлечения ЭВМ (как, например, решение, выполненное В. Д. Букиным для плоского куска древесины). Если  $T(\tau)$  можно аппроксимировать линейной зависимостью, то интеграл в формуле (8-4) для нашей задачи может быть представлен следующим образом:

$$\int_0^{\tau} k_{0i} e^{-E_i/[RT(\tau)]} d\tau = \frac{k_{0i} E_i}{2,303 R b} \left[ H\left(\frac{2,303 R T}{E_i}\right) - H\left(\frac{2,303 R T_0}{E_i}\right) \right], \quad (8-5)$$

где  $b$  — скорость нарастания температуры;  $T_0$  — начальная, а  $T$  — текущая абсолютная температура процесса.

Функция  $H(r)$  для  $r \leq 0,175$  вычислена Шерманом и приведена в его статье; для  $r > 0,175$  значения  $H(r)$  могут быть подсчитаны по упрощенной формуле

$$H(r) = r \cdot 10^{-1/r} + 2,303 \operatorname{Ei}(-2,303/r). \quad (8-6)$$

где  $\operatorname{Ei}$  — функция Эйкина.

Вычислив по выражению (8-5) значения интегралов для заданной температуры процесса, можно по формуле (8-4) найти количество летучих, выделившееся к моменту достижения данной температуры или по истечении однозначно связанного с нею времени (рис. 8-8). Ход расчета см. ниже, в примере 8-3. Значения функции  $\operatorname{Ei}(-x) = -\int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$  приводятся в таблицах математических функций.

Уравнения (8-3) и (8-4) позволяют определить только суммарный выход летучих во времени в зависимости от температурного режима. А как определить состав выделившихся летучих? В первом приближении для определения состава летучих можно воспользоваться данными квазистатического выхода отдельных составляющих летучих и поступить следующим образом: по формуле (8-3) или (8-4) определить суммарный выход

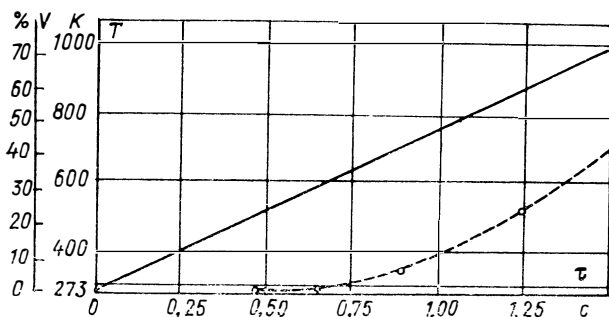


Рис. 8-8. Расчетный выход летучих из частицы торфа при ее нагреве от 273 до 1100 К со средней скоростью нагрева 490 К/с (к примеру 8-3)

Сплошная линия — нарастание температуры частицы; штриховая — выход летучих

летучих к заданному моменту времени; затем по квазистатической зависимости суммарного выхода летучих от температуры определить условную температуру, соответствующую расчетному выходу летучих; далее по этой условной температуре с привлечением данных квазистатического выхода отдельных составляющих летучих определить выход этих составляющих. Полученные таким образом выходы являются исходными для расчета состава продуктов термоллиза, выделившихся к заданному моменту времени (ход расчета см. ниже, в примере 8-4).

Конечно, такой расчет является приближенным. Он, в частности, предполагает независимость истинной скорости выхода отдельных составляющих продуктов термоллиза от темпа нагрева и не учитывает вторичное разложение и взаимодействия уже образовавшихся высокомолекулярных продуктов термического разложения за время их пребывания при высоких температурах в зоне термоллиза.

По-видимому, темп нагрева может влиять на специфику реакции первичного распада органической массы твердых топлив. Однако эксперимент показывает, что основное влияние на состав продуктов термоллиза оказывает температурный уровень процесса и время пребывания уже образовавшихся высокомолекулярных продуктов термоллиза в зоне высоких температур.

На графике (рис. 8-9) показана зависимость выхода смолы из торфа от температурного уровня процесса; она получена экспериментально при термоллизе частиц торфа (аэрозоль в спутном потоке инертного газа) в условиях, близких к изотермическим. Аналогичный результат был получен и для других высокомолекулярных составляющих (кислоты, фенол, левоглюкозан) при термоллизе древесины, сланца и бурого угля.

Приведенные данные показывают, что уже образовавшиеся в процессе термоллиза высокомолекулярные вещества, продолжая некоторое время оставаться в реакционной зоне при повышенных температурах, разлагаются с выделением вторичных низкомолекулярных продуктов термоллиза. При высоких температурах процесса, когда вторичные реакции разложения высокомолекулярных веществ протекают достаточно интенсивно, количество их, фиксируемое в улавливающей системе, резко

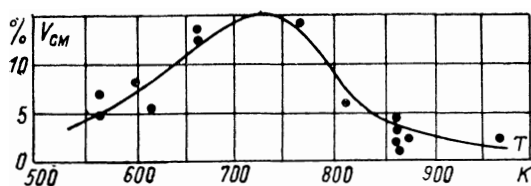


Рис. 8-9. Выход смолы из торфа в процентах на сухую массу в опытах по термоллизу аэрозвеси

Время пребывания частиц в реакционной зоне 1,6–2 с; частицы — фракция 100 — 160 мкм



уменьшается; это явление могло бы и не наблюдаться при очень быстром выводе летучих из зоны термоллиза. По-видимому, в основном этим обстоятельством объясняется различие в составе летучих, получаемых при так называемом высокоскоростном нагреве топлива, по сравнению с квазистатическими выходами.

Для более точного определения выхода той или иной (особенно высокомолекулярной) составляющей летучих следует учитывать совокупность реакций, которые, с одной стороны, приводят к образованию данного вещества, а с другой — ведут к его разложению (термическому уничтожению).

Механизм влияния режимных характеристик (температуры и времени) на выход высокомолекулярных продуктов термоллиза можно представить себе, например, если предположить, что процессы образования и последующего разложения данного вещества в первом приближении подчиняются законам мономолекулярной реакции первого порядка. Тогда доля данной составляющей в общем выходе летучих за время пребывания топлива и летучих в реакционной зоне будет

$$V = 1 - \exp \left[ - \int_0^{x/\omega_T} kd \left( \frac{x}{\omega_T} \right) \right] - v_p. \quad (8-7)$$

Здесь  $x$  — эффективная длина зоны термоллиза технологического аппарата, в которой перемещается топливо и выделяющиеся продукты термоллиза;  $\omega_T$  — скорость перемещения топлива в реакционной зоне;  $x/\omega_T$  — время пребывания топлива в зоне

термоллиза:  $1 - \exp \left[ - \int_0^{x/\omega_T} kd \left( \frac{x}{\omega_T} \right) \right]$  — доля данной составляющей,

образовавшаяся в результате первичного распада за время пребывания топлива в реакционной зоне;  $k$  — константа скорости образования этой составляющей;  $v_p$  — доля этой составляющей, разложившаяся за время пребывания летучих в зоне термоллиза. В этом случае скорость разложения рассматриваемой составляющей может быть выражена линейным дифференциальным уравнением

$$\frac{dv_p}{d(x/\omega_L)} = k_p \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^{x/\omega_T} kd \left( \frac{x}{\omega_T} \right) \right] - v_p \right\}. \quad (8-8)$$

Здесь  $\omega_L$  — скорость летучих в реакционной зоне;  $x/\omega_L$  — время пребывания летучих в зоне термоллиза;  $k_p$  — константа скорости разложения данной составляющей.

Решая это уравнение относительно  $v_p$  и подставляя решение в зависимость (8-7), для изотермической задачи получим

$$V = \frac{k}{\omega_T (k_p/\omega_L - k/\omega_T)} (e^{-kx/\omega_T} - e^{-k_p x/\omega_L}). \quad (8-9)$$

Это выражение определяет выход данной составляющей (в отношении к максимальному ее количеству) с учетом двух процессов: образования этой составляющей при термоллизе органической массы топлива и разложения ее за время пребывания летучих в реакционной зоне. Можно полагать, что в первом приближении значения кинетических констант процесса образования  $H_2O$  и  $CO_2$  могут быть приняты по табл. 8-3 ( $E_1$  и  $k_{01}$ ); константы процесса образования других составляющих летучих могут быть приняты как  $E_2$  и  $k_{02}$  из той же таблицы. Максимальный выход той или иной составляющей приблизительно может быть принят по данным квазистатистических выходов.

Кинетические характеристики процесса разложения некоторых органических соединений, входящих в состав летучих веществ, приведены в табл. 8-4 (А. И. Киприанов). Ход расчета по зависимости (8-9) см. ниже, в примере 8-5. Для неизотермической задачи решение уравнения (8-8) усложняется.

Можно полагать, что в дальнейшем, когда будет накоплено достаточно данных по кинетике образования и термическому разложению отдельных (наиболее важных) составляющих продуктов термоллиза различных топлив, динамику процесса термоллиза и состав получающихся продуктов можно будет достаточно строго описывать, суммируя решения уравнений типа (8-8) для каждой составляющей.

## 8-2. РОЛЬ ЛЕТУЧИХ В ПРОЦЕССЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИРОДНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Исследования процесса воспламенения природного твердого топлива, проводившиеся как в лабораторных условиях (с отдельной частицей, потоком частиц, элементарным факелом), так и на промышленных установках и укрупненных стендах, отчетливо показывают, что летучие играют весьма большую роль при воспламенении и на начальных стадиях горения топлива (В. И. Николаев, Б. Д. Кацнельсон, Ю. Н. Корчунов, С. В. Бухман, С. Л. Шагалова и др.). Чем больше летучих содержится в исходном топливе, тем при прочих равных условиях быстрее происходит его воспламенение и тем интенсивнее оно выгорает.

Выход и горение летучих чаще всего опережает горение кокса, так как выходящие с поверхности частиц летучие проти-

Таблица 8-4

Кинетические константы процесса разложения продуктов термоллиза

Соединение	$E_p$ , МДж/моль	$k_{0p}$ , с <sup>-1</sup>
Муравьиная кислота	78,7	$2,3 \cdot 10^6$
Уксусная кислота	129,2	$2,88 \cdot 10^7$
Пропионовая кислота	87,1	$1,05 \cdot 10^6$
Метиловый спирт	93,6	$8,15 \cdot 10^6$
Простейший фенол	139,8	$3,16 \cdot 10^7$

водействуют диффузии окислителя к поверхности кокса. Однако в зависимости от размера частиц и от условий их обтекания потоком, в пограничном слое (или на его участках) может создаваться разная концентрация летучих. У мелких частиц или на участках поверхности с интенсивной внешней диффузией у крупных частиц интенсивность выхода потока летучих с поверхности частицы меньше интенсивности их отвода из пограничного слоя. Концентрация летучих в нем становится исчезающе малой. При этом становится возможным доступ окислителя к поверхности кокса и (при благоприятных температурных условиях) его горение, причем горение летучих происходит в объеме факела между частицами.

У крупных частиц летучие, выходящие из частицы, образуют около нее в пограничном слое оболочку из горючей смеси летучих и окислителя. Эта оболочка и воспламеняется в момент, когда создаются благоприятные условия. Затем летучие продолжают диффундировать из куска топлива к образовавшейся поверхности горения. К ней же подходит и вступает в реакцию кислород из внешней среды. В течение некоторого времени выходящие из куска летучие удерживают поверхность горения на некотором расстоянии от поверхности частицы, не допуская кислород к реакции с коксом. По мере уменьшения интенсивности выхода летучих начинается проникновение кислорода к поверхности кокса и его горение.

Таким образом, при расчете процесса воспламенения твердого природного топлива необходимо оценивать во времени различные стадии формирования парогазовой смеси летучих и окислителя, в которой происходит воспламенение, в зависимости от условий нагрева частиц или кусков топлива, попадающих в топочную камеру. Для того чтобы сосредоточить внимание на особенностях процесса, ниже, при анализе механизма воспламенения топлива, условиями нагрева частицы будем задаваться.

Анализ процесса воспламенения топлива начнем с анализа механизма воспламенения отдельной частицы. Рассмотрим условия насыщения пограничного слоя газа (который окружает частицу) выделяющимися из топлива продуктами термического разложения. Для наглядности воспользуемся пленочной гипотезой о передаче тепла и вещества и будем сопровождать дальнейшие рассуждения конкретными примерами.

Рассмотрим процесс воспламенения малой единичной частицы топлива (торфа) в неограниченной среде с постоянной температурой. Частица топлива, попадая в среду с повышенной температурой, вносит с собой пограничную пленку воздуха, которая, с одной стороны, является как бы приемником выделяющихся из топлива летучих, а с другой — зоной, в которой, возможно, начнется воспламенение. Эффективную толщину пограничной пленки для сферической частицы можно найти из известного соотношения:

$$\delta_{эфф}/\delta_ч = 1/(Nu - 2),$$

где  $\delta_{\text{эфф}}$  — эффективная толщина пленки;  $\delta_n$  — размер частицы.

Из приведенного равенства видно, что для весьма малых частиц ( $Nu \rightarrow 2$ ) относительная толщина пограничной пленки весьма велика. Ниже будет показано, что концентрации летучих в пограничном слое пропорциональны квадрату радиуса частицы. Поэтому можно ожидать, что концентрации летучих в пограничном слое для частиц очень малого размера весьма невелики.

Каким же образом определить концентрацию летучих в пограничной пленке? Для этого необходимо знать интенсивность выделения летучих (выход летучих в единицу времени). Пренебрегая в первом приближении нестационарностью процесса диффузии и считая, что выделившиеся летучие протекают сквозь пограничный слой за счет диффузии и за счет молярного переноса, уравнение передачи можно записать следующим образом:

$$Q_{\text{л}} = 4\pi\rho^2 \left( -D \frac{dC_{\text{л}}}{d\rho} + \omega C_{\text{л}} \right), \quad (8-10)$$

где  $Q_{\text{л}}$  — расход летучих, моль/с;  $\rho$  — текущий радиус пограничной пленки, м;  $C_{\text{л}}$  — концентрация летучих, моль/м<sup>3</sup>;  $\omega$  — скорость молярного переноса, м/с.

Для расхода окислителя также можно записать:

$$Q_{\text{в}} = 4\pi\rho^2 \left( -D \frac{dC_{\text{в}}}{d\rho} + \omega C_{\text{в}} \right), \quad (8-11)$$

где  $C_{\text{в}}$  — концентрация окислителя (воздух).

Если воспламенение еще не произошло, то можно считать, что  $Q_{\text{в}} = 0$ ; с другой стороны, в любой момент времени  $C_{\text{л}} + C_{\text{в}} = C_{0\text{в}}$ , где  $C_{0\text{в}}$  — начальная концентрация окислителя, моль/м<sup>3</sup>. Решая при указанных предположениях уравнения (8-10) и (8-11), находим

$$Q_{\text{л}} = \frac{4\pi\rho^2 D C_{0\text{в}}}{C_{0\text{в}} - C_{\text{л}}} \frac{dC_{\text{л}}}{d\rho}. \quad (8-12)$$

Полагая, что при  $\rho = r_1$  (где  $r_1$  — радиус пограничной пленки)  $C_{\text{л}} = 0$ , после интегрирования уравнения (8-12) получаем

$$\ln \frac{C_{0\text{в}} - C_{\text{л}}}{C_{0\text{в}}} = \frac{Q_{\text{л}}}{4\pi D C_{0\text{в}}} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{\rho} \right). \quad (8-13)$$

Из последнего выражения, зная выход летучих во времени, можно получить концентрации летучих в любой точке пленки в данное время.

Выход летучих во времени можно определить, зная интенсивность выделения летучих из топлива в зависимости от температуры и времени, для чего следует пользоваться аналитическими выражениями и данными по кинетике термического разложения топлив, приведенными в § 8-1.

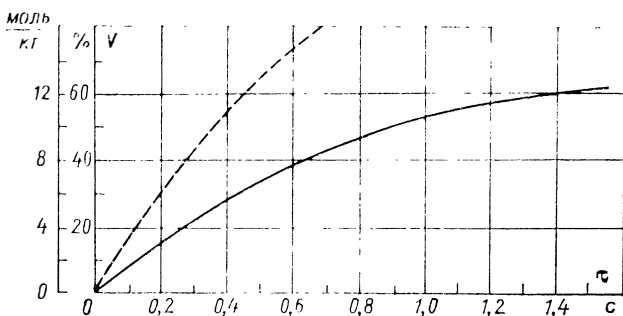


Рис. 8-10. Зависимость суммарного выхода летучих от времени ( $\delta_{\chi}=10^{-3}$  м, температура частицы 1100 К)

Сплошная линия — в процентах сухой массы исходного топлива; штриховая — в молях на кг исходного топлива

Рассмотрим обстановку, которая будет складываться при воспламенении частицы торфа размером  $\delta_{\chi}=0,1 \cdot 10^{-3}$  м при температуре среды 1100 К. Учитывая небольшой размер частицы и относительно невысокую температуру среды, можно считать, что процесс термического разложения происходит в изотермических условиях (т. е. выходом летучих за время прогрева частицы до температуры, близкой к температуре среды, можно пренебречь). Для простоты воспользуемся однокомпонентной схемой расчета процесса термоллиза. Из табл. 8-2 принимаем  $E=38,52$  МДж/моль;  $k_0=83,3$  с $^{-1}$ . Согласно выражению (8-2) при температуре 1100 К константа скорости процесса термоллиза  $k=1,24$  с $^{-1}$ . По выражению (8-3) (при  $n=1$ ,  $V_0=0,725$ ) определяем суммарный выход летучих во времени (рис. 8-10). Эти данные уже могут служить основой для определения расхода

Таблица 8-5

Квазистатический выход летучих из торфа, г/кг

Соединение	Молекулярная масса	Температура, К							
		470	520	570	620	670	720	770	820
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
СО	28	1,0	1,5	2,0	2,5	4,0	7,0	12,0	18,0
СО <sub>2</sub>	44	32	56	76	91	102	110	116	120
С <sub>2</sub> Н <sub>4</sub>	28	0,3	0,4	0,6	0,9	1,2	2,8	3,8	4,0
СН <sub>4</sub>	16	1,5	2,0	2,5	2,9	3,2	4,6	6,0	7,5
Н <sub>2</sub>	2	—	—	—	—	0,05	0,4	0,8	1,6
Всего	—	109,8	205,9	266,1	308,3	340,45	367,8	395,6	428,1

летучих; однако при непосредственном переходе к расходу летучих получаем его в г/с, тогда как вычисления по формуле (8-13) и последующий анализ требуют знания расхода в моль/с, а для этого необходимо знать состав выделившихся летучих. Для определения состава летучих воспользуемся данными о квазистатическом выходе (см. рис. 8-1), так же, как это сделано ниже, в примере 8-4. Квазистатический выход летучих из торфа в граммах на килограмм сухого топлива приведен в табл. 8-5.

Молекулярная масса смолы принята по формуле  $C_6H_4(OH)_2$ . Следует отметить, что в связи с небольшим числом молей смолы

Таблица 8-6

Квазистатический выход летучих из торфа, моль/кг

Соединение	Температура, К							
	470	520	570	620	670	720	770	820
Вода разложения	3,33	6,23	7,28	8,72	9,45	10,00	10,50	11,40
Кислота	0,08	0,15	0,22	0,27	0,30	0,30	0,30	0,30
Смола	0,09	0,23	0,29	0,35	0,38	0,41	0,45	0,49
CO	0,04	0,05	0,07	0,09	0,14	0,25	0,43	0,64
CO <sub>2</sub>	0,73	1,27	1,73	2,07	2,32	2,50	2,64	2,72
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,01	0,015	0,02	0,03	0,04	0,10	0,14	0,15
CН <sub>4</sub>	0,09	0,12	0,16	0,18	0,20	0,29	0,38	0,47
N <sub>2</sub>	—	—	—	—	0,02	0,20	0,40	0,80
Всего	4,37	8,06	9,77	11,71	12,85	14,05	15,24	16,97

в смеси летучих неточность при выборе молекулярной массы не скажется существенно на результатах расчета. Квазистатический выход летучих в молях на кг сухого торфа приведен в табл. 8-6.

Далее пересчет производится следующим образом: например, по данным расчета выхода летучих во времени (рис. 8-10) для нашего случая суммарный выход летучих через 0,15 с составляет приблизительно 11 % (110 г/кг); этот выход соответствует условной температуре примерно 470 К (табл. 8-5) и, следовательно, суммарному выходу 4,37 моль/кг (табл. 8-6). Аналогично через 0,6 с выход летучих в процентах сухой массы составляет примерно 37 %; условная температура около 720 К и выход летучих 14,05 моль/кг. Результаты пересчета приведены на графике 8-10. Воспользовавшись этими данными, можно определить средний секундный расход летучих для нашего конкретного примера ( $T_{cp} = 1100$  К) на любом промежутке времени  $\Delta t$ :

$\Delta t$ , с . . . . .	0—0,1	0,1—0,2	0,2—0,3	0,3—0,4	0,4—0,5	0,5—0,6	0,6—0,7
$Q_d$ , моль/(кг·с) . . . . .	30	30	24	20	18	18	18

Теперь по уравнению (8-13) можно рассчитывать поля концентраций в пограничном слое в любой момент времени. Следует только иметь в виду, что секундный расход летучих вычислен на 1 кг сухого торфа, поэтому для конкретной задачи дальнейшие расчеты следует проводить по формуле

$$\ln \frac{C_{0в} - C_{л}}{C_{0в}} = \frac{Q_{л} r_{ч}^3 \gamma}{3DC_{0в}} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{\rho} \right). \quad (8-14)$$

Здесь и далее  $r_{ч}$  — радиус частицы;  $\gamma$  — плотность топлива (принята  $1400 \text{ кг/м}^3$ );  $C_{ч}$  — концентрация у поверхности частицы;  $C_{ср}$  — концентрация в середине пограничного слоя; начальная концентрация окислителя  $C_{0в} = 44,7 \cdot 273/1100 = 11,1 \text{ моль/м}^3$ ; коэффициент диффузии  $D = 1,15 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  (не-

Таблица 8-7

Расчет концентраций в пограничном слое ( $\delta_{ч} = 0,1 \cdot 10^{-3}$ ) м

Концентрация, моль/м <sup>3</sup>	Время, с						
	0—0,1	0,1—0,2	0,2—0,3	0,3—0,4	0,4—0,5	0,5—0,6	0,6—0,7
$C_{ч}$	0,17	0,17	0,13	0,10	0,09	0,09	0,09
$C_{ср}$	0,03	0,03	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01

стационарностью процесса диффузии в начальный период времени пренебрегаем);  $\delta_{эфф} = 0,05 \cdot 10^{-3}$  м. Результаты расчета приведены в табл. 8-7.

Уточнение радиуса пограничной пленки  $r_1$  не внесет существенного изменения в полученные результаты, которые убедительно показывают, что при воспламенении единичной частицы малого размера летучие практически не принимают участия в процессе, так как концентрации их в пограничном слое крайне низки. Даже полное сгорание летучих в пограничном слое при их максимальных концентрациях и удельной теплоте сгорания в данном случае ( $\delta_{ч} = 0,1 \cdot 10^{-3}$  м,  $T_{ср} = 1100$  К) приведет к повышению температуры по сравнению с температурой среды всего на 50—60 К. Следует подчеркнуть, что рассматривалось воспламенение единичной частицы, когда избыток воздуха равен бесконечности.

Результаты расчета также показывают, что при воспламенении частицы небольшого размера концентрация окислителя на ее поверхности не намного отличается от концентрации окислителя в среде. Этот вывод сохраняется и для совокупности мелких частиц (факела). Летучими насыщается не только пограничный слой около частиц, но и весь пылевоздушный поток. Таким образом, при воспламенении и на начальных стадиях горения мел-

кой частицы или факела, состоящего из частиц небольшого размера (что, как правило, имеет место в пылеугольных топках), кокс может принимать участие в процессе окисления.

Существенно иначе обстоит дело с воспламенением частиц более крупного размера. Рассмотрение формулы (8-14) показывает, что при одном и том же секундном расходе летучих величина  $\ln \frac{C_{ов} - C_{л}}{C_{ов}}$  возрастает приблизительно пропорционально квадрату радиуса частицы. Поэтому при увеличении размера частицы концентрации летучих в пограничном слое резко возрастают.

Рассмотрим процесс воспламенения частицы размером  $\delta_{ч} = 1 \cdot 10^{-3}$  м при попадании ее в среду с температурой 1100 К. Расчет показывает, что средняя скорость нарастания температуры частицы в этих условиях составляет приблизительно 490 К/с (неравномерностью нагрева по толщине частицы пренебрегаем).

В этом случае время прогрева частицы до температуры, близкой к температуре среды, сопоставимо с временем, необходимым на практическое завершение процесса термоллиза, и суммарный выход летучих во времени следует определять по формуле (8-4). Результаты расчета по однокомпонентной схеме в предположении, что  $E = 38,52$  МДж/моль,  $k_0 = 83,3$  с $^{-1}$ , а  $V_0 = 0,725$ , представлены на рис. 8-11.

Так же как и в предыдущем случае, имея зависимость суммарного выхода летучих во времени и данные квазистатического состава (табл. 8-6), можно вычислить секундный расход летучих в моль/(кг·с) к заданному

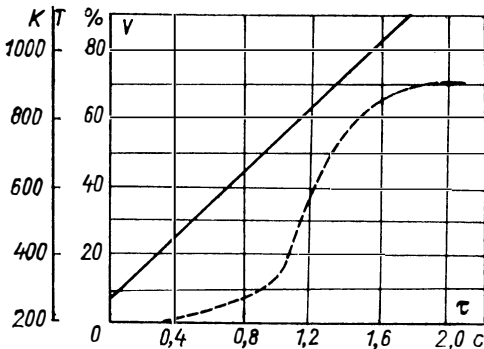


Рис. 8-11. Зависимость суммарного выхода летучих от времени ( $\delta_{ч} = 10^{-3}$  м, температура среды 1100 К, средняя скорость нагрева частицы 490 К/с)

Сплошная линия — условное нарастание температуры частицы во времени; штриховая — выход летучих в процентах сухой массы исходного топлива

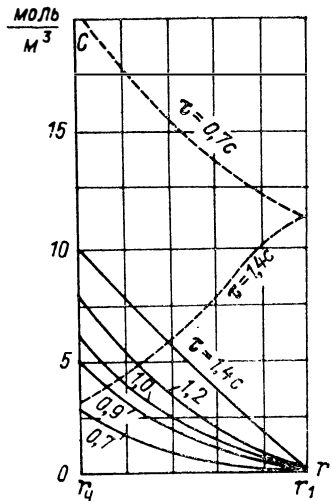


Рис. 8-12. Распределение концентраций летучих и окислителя в пограничной пленке в зависимости от времени ( $\delta_{ч} = 10^{-3}$  м)

Сплошные линии — летучие; штриховые — окислитель



моменту и далее по формуле (8-14) найти поля концентраций летучих в пограничном слое. Особенностью настоящего расчета является учет того обстоятельства, что частица попадает в высокотемпературную среду при начальной температуре, близкой к 0 °С. Поэтому процесс диффузии в различные моменты времени (до приобретения частицей температуры среды) развивается при разных температурах, причем температура по толщине пограничной пленки в любой заданный момент времени возрастает от температуры частицы до температуры среды. Это обстоятельство необходимо учитывать прежде всего при определении значений  $C_{0в}$ .

Толщина пограничной пленки определялась по выражению  $\delta_{эфф}/\delta_ч = 1/(Nu-2)$ , причем было принято  $Nu=4$ , а  $\delta_{эфф}=0,5 \times$

Таблица 8-8

Расчет полей концентраций в пограничном слое  
( $\delta_ч = 1,0 \cdot 10^{-3}$  м)

Концентрация, г·моль/м <sup>3</sup>	Время, с								
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,4
$C_ч$	2,6	2,6	2,6	2,6	4,5	5,4	7,1	9,4	9,7
$C_{ср}$	0,6	0,6	0,6	0,6	1,2	1,55	2,33	3,7	4,5

$\times 10^{-3}$  м. Результаты расчета полей концентраций приведены в табл. 8-8 и на рис. 8-12.

Проведенный анализ показывает, что при воспламенении относительно крупной частицы ( $\delta_ч=10^{-3}$  м и более) при  $T_{ср}=1100$  К летучие достаточно интенсивно насыщают пограничную пленку, в которой создается парогазовая смесь горючих и окислителя, определяющая условия воспламенения. Концентрация окислителя у поверхности частицы в данном случае очень быстро снижается, и коксовый остаток практически не может участвовать в процессе воспламенения и в начальных стадиях горения.

Дальнейший анализ процесса воспламенения сводится к определению периода индукции до самовоспламенения образующейся горючей смеси. Это требует знания теоретических температур в районе частицы при окислении выделяющихся летучих. Для этого нужно знать их теплоту сгорания, а следовательно, состав. Для определения состава выделяющихся летучих опять воспользуемся данными об их квазистатическом выходе. При последующем пересчете на реальные условия будем учитывать зависимость суммарного выхода летучих от времени. Значения теплоты сгорания летучих в зависимости от температуры приведены в табл. 8-9.

Имея зависимость суммарного выхода летучих от времени (рис. 8-11) и данные табл. 8-5 и 8-9, можно определить зависи-

Теплота, выделявшаяся при сгорании летучего,  $Q$   
и теплота сгорания летучего  $Q_p^H$   
в зависимости от температуры

Летучее	Значение $Q$ , кДж, при $T$ , К:						
	470—520	520—570	570—620 <sub>2</sub>	620—670	670—720	720—770	770—820
Вода раз- ложения	—	—	—	—	—	—	—
Кислота	64,1	64,1	48,1	29,3	—	—	—
Смола	456,4	213,5	184,2	121,4	92,1	150,7	121,4
СО	5,0	5,0	5,0	15,1	30,6	51,1	61,1
СО <sub>2</sub>	—	—	—	—	—	—	—
С <sub>2</sub> Н <sub>4</sub>	5,0	10,0	15,1	15,1	80,4	50,2	10,0
СН <sub>4</sub>	27,6	27,6	22,2	16,7	77,5	77,5	83,0
Н <sub>2</sub>	—	—	—	7,1	50,2	57,8	115,1
Всего	558,1	320,3	107,2	207,7	330,8	387,3	390,6
	Значение $Q_p^H$ , кДж/кг						
	5820	5317	2533	6490	12 142	13 900	12 142
	Значение $Q_p^H$ , кДж/моль						
	151,6	187,1	55,3	182,5	275,5	325,3	266,1

мость теплоты сгорания смеси летучих от времени для нашего конкретного случая (рис. 8-13). Наличие минимума на кривой выражает изменение состава выделяющихся летучих.

Данные о распределении концентраций летучих в пограничной пленке (рис. 8-12) и о теплоте сгорания смеси летучих (рис. 8-13) позволяют определить теоретические температуры горения летучих в пограничной пленке согласно выражению

$$T_a = T + Q_p^H C_L / c_p \quad (8-15)$$

Здесь  $T$  — температура в заданной точке пограничной пленки в данный момент времени ( $T_{ср} \geq T \geq T_ч$ );  $C_L$  — концентрация летучих в той же точке в данный момент времени;  $Q_p^H$  — теплота сгорания смеси летучих в данный момент времени;  $c_p$  — удельная теплоемкость смеси летучих.

Очевидно, что если в заданной точке пограничного слоя коэффициент избытка воздуха  $\alpha > 1$ , то теоретические температуры определяются теплотой сгорания летучих. При  $\alpha < 1$  теоретические температуры определяются количеством окислителя.

Результаты расчета теоретических температур в пограничном слое в зависимости от времени представлены на рис. 8-14. Приведенные данные показывают, что при недостатке окислителя у поверхности частицы теоретические температуры имеют максимум в той области пограничного слоя, где горючая смесь летучие — окислитель имеет стехиометрическое отношение  $\alpha = 1$ .

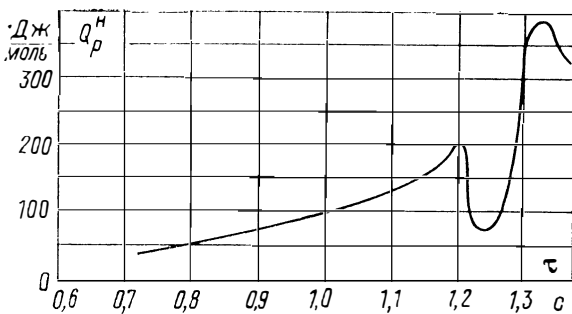


Рис. 8-13. Зависимость теплоты сгорания смеси летучих от времени ( $\delta_{ч} = 10^{-3}$  м)

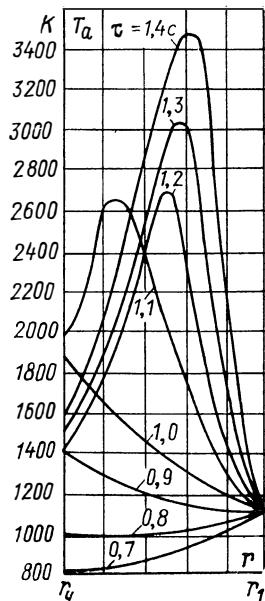


Рис. 8-14. Распределение теоретических температур в пограничной пленке в зависимости от времени ( $\delta_{ч} = 10^{-3}$  м)

Данные проведенного анализа (см. рис. 8-11, 8-12, 8-13) раскрывают обстановку, складывающуюся в ходе процесса в газовой фазе возле крупной частицы, и позволяют рассчитать процесс воспламенения горючей смеси в пограничной пленке, а следовательно, и время, необходимое для воспламенения отдельной частицы топлива. Для примера рассмотрим один из наиболее простых случаев расчета, воспользовавшись зависимостью (6-17) для определения периода индукции в случае адиабатной задачи ( $\tau_{инд} = \tau_a$ ).

На графике (рис. 8-15) приведены периоды индукции, подсчитанные по формуле (6-16); предполагается, что кажущиеся кинетические характеристики реакции, которая приводит к воспламенению, следующие:  $E = 108,87$  МДж/моль;  $k_0 = 5,6 \cdot 10^4$  с $^{-1}$ . Результаты расчета показывают, что кривые периодов индукции будут иметь минимум, соответствующий максимуму теоретической температуры; увеличение

температуры и удельной теплоты сгорания смеси летучих в пограничной пленке уменьшает период индукции. В нашем примере через 1,4 с после попадания частицы торфа размером  $10^{-3}$  м в среду с температурой 1100 К минимальный пе-

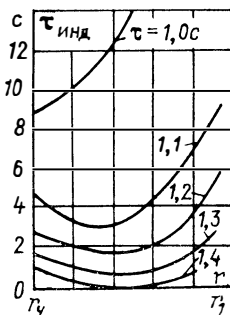


Рис 8-15. Период индукции процесса воспламенения смеси летучие — окислитель в пограничной пленке в зависимости от времени, прошедшего от начала процесса

риод индукции будет 0,03 с, т. е. образовавшаяся в пограничном слое горючая смесь практически мгновенно воспламенится. Воспламенение произойдет где-то в середине пограничного слоя, в той области, где летучие и окислитель образуют стехиометрическую смесь, а время индукции будет минимальным. Воспламенение летучих в пограничном слое переведет процесс на более высокий температурный уровень, после чего начнется собственно процесс горения.

Следует отметить, что данные расчета времени индукции (рис. 8-15) в основном носят вспомогательный характер и далеки от реальных условий процесса, так как состав смеси летучие — окислитель в пограничном слое непрерывно изменяется. Исключением является расчет, дающий значения  $\tau_{\text{инд}} \rightarrow 0$  (в нашем случае — через 1,4 с после попадания частицы в горячую среду). Именно для определения этого момента и проводится серия вспомогательных расчетов значений  $\tau_{\text{инд}}$ .

Анализ процесса воспламенения отдельной частицы твердого природного топлива наглядно показывает роль летучих в этом процессе и при учете условий теплообмена в запыленном потоке и его аэродинамики может служить базой для расчета процесса воспламенения пылеугольного факела. При воспламенении аэровзвеси пыли природных топлив выделение летучих происходит в объем, заполненный частицами топлива, которые находятся на сравнительно близком расстоянии друг от друга. В объеме происходит накопление летучих, т. е. образуется горючая смесь; при достижении определенных условий она воспламеняется и горит, причем концентрация окислителя у поверхности мелких частиц в данном случае будет близка к концентрации окислителя в объеме. С этой точки зрения процесс воспламенения и горения аэровзвеси топливной пыли во времени можно разбить на три этапа: 1) подготовки горючей смеси летучие — окислитель; 2) воспламенения этой смеси; 3) собственно процесса горения летучих и коксового остатка. Естественно, что время на подготовку смеси летучих с окислителем, на ее воспламенение и выгорание основной массы летучих оказывается значительно меньшим, чем время, необходимое для выгорания кокса. Поэтому, несмотря на то, что для большинства твердых природных топлив основу факела в тепловом и количественном отношении составляют коксовые частицы, летучие играют существенную роль при воспламенении факела, поскольку являются дополнительным источником тепла, ускоряющим воспламенение твердой фазы.

### 8-3. ПРИМЕРЫ

**Пример 8-1.** Частицы торфа после мелющего устройства попадают в систему сушки топочными газами по разомкнутому циклу, где после потери влаги на конечных участках системы некоторое время пребывают при температуре частиц, равной температуре газотопливной смеси. Определить потерю летучих с сушильным агентом по однокомпонентной схеме расчета при

температурах 673 и 573 К и времени пребывания частиц в этих условиях 0,1 и 0,5 с.

**Решение.** Из табл. 8-2 (графа III) принимаем значения кинетических характеристик:  $E=33,9$  МДж/кмоль (среднее значение) и  $k_0=83,3$  с<sup>-1</sup>. По уравнению (8-3), считая  $n=1$ ,  $C_{01}=1$  и принимая максимальный выход летучих на сухую массу торфа  $V_{\text{макс}}^c=72,5$  %, для температуры 673 К при  $\tau=0,1$  с получаем

$$V = 0,725 \left( 1 - e^{-83,3e^{-33,900:(8,314 \cdot 673)} \cdot 0,1} \right) = 0,014.$$

Аналогично проводится расчет для любых моментов времени и заданных температур. Результаты расчета для условий задачи:

Температура частиц, К	. . . . .	673	573
Выход летучих через 0,1 с, %	. 1,4	0,49	
Выход летучих через 0,5 с, %	. 6,72	2,4	

**Пример 8-2.** Условия задачи те же, что в примере 8-1. Определить выход летучих по двухкомпонентной схеме расчета.

**Решение.** Из табл. 8-3 (графа III) принимаем значения кинетических характеристик:  $E_1=28,1$  МДж/кмоль;  $E_2=9,55$  МДж/кмоль;  $k_{01}=173,3$  с<sup>-1</sup>;  $k_{02}=1,2$  с<sup>-1</sup>;  $C_{01}=0,15$ ;  $C_{02}=0,85$ . По зависимости (8-3), считая  $n=2$  для температуры 673 К и  $\tau=0,1$  с, получаем

$$V = 0,725 \left[ 0,15 \left( 1 - e^{-173,3e^{-28100:(8,314 \cdot 673)} \cdot 0,1} \right) + 0,85 \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - e^{-1,2e^{-9550:(8,314 \cdot 673)} \cdot 0,1} \right) \right] = 0,025.$$

Результаты расчета для заданных условий:

Температура частиц, К	. . . . .	673	573
Выход летучих через 0,1 с, %	. 2,5	1,5	
Выход летучих через 0,5 с, %	. 11,0	7,1	

**Пример 8-3.** Частица сухого торфа с начальной температурой 273 К падает в инертную среду с температурой 1100 К и нагревается до температуры среды со средней скоростью 490 К/с ( $T=273+490\tau$ ). Определить зависимость выхода летучих от времени, пользуясь однокомпонентной схемой расчета (неравномерностью прогрева по толщине частицы можно пренебречь).

**Решение.** Из табл. 8-2 получаем значения кинетических характеристик:  $E=29$  кДж/кмоль;  $k_0=83,3$  с<sup>-1</sup>;  $V_{\text{макс}}=72,5$  %. По зависимости (8-4) определяем выход летучих к заданному моменту времени  $\tau$

$$V = 0,725 \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^{\tau} 83,3e^{-\frac{29 \cdot 300}{8,314(273+490\tau)}} dt \right] \right\}.$$

Обозначим символом  $I$  интеграл в показателе степени  $e$ . По зависимости (8-5) через  $\tau=0,1$  с

$$I = \frac{83,3 \cdot 29 \cdot 300}{2,303 \cdot 8,314 \cdot 490} \left[ H \left( \frac{2,303 \cdot 8,314 \cdot 322}{29 \cdot 300} \right) - H \left( \frac{2,303 \cdot 8,314 \cdot 273}{29 \cdot 300} \right) \right] = \\ = 260,1 [H(0,2104) - H(0,1784)] = 260,1 (4,3 \cdot 10^{-7} - 0,92 \cdot 10^{-7}) = 8,79 \cdot 10^{-6}; \\ V = 0,725 (1 - e^{-8,79 \cdot 10^{-6}}) \approx 0.$$

Через  $\tau=1,5$  с

$$I = 260,1 [H(0,657) - H(0,178)] = 260,1 (0,39 \cdot 10^{-2} - 0,92 \cdot 10^{-7}) = 1,014; \\ V = 0,725 (1 - e^{-1,014}) = 0,46.$$

Результаты расчета в интервале времени 0,1—1,5 с приведены ниже (и на рис. 8-8):

Время, с . . . . .	0,1	0,2	0,47	0,647	0,885	1,245	1,5
Выход летучих, % сухой массы . .	0	0	0,5	2,2	8,0	25,0	46,0

Из графика на рис. 8-8 видно, что при  $\tau=1,5$  с, когда температура частицы уже близка к температуре среды, выход летучих составляет всего 46 % (при максимуме 72,5 %).

**Пример 8-4.** При начальных условиях, приведенных в примере 8-3, из торфа через 1,25 с выделяется примерно 25 % летучих (в расчете на сухую массу). Определить состав продуктов термоллиза.

**Решение.** По данным графика на рис. 8-1 выход летучих 25 % (полукокса 0,75 %) соответствует условной температуре примерно 553 К. Этой температуре соответствует выход (в процентах на сухую массу исходного торфа): воды разложения 13,1; кислоты 1,2; смолы 3;  $\text{CO}_2$  7;  $\text{CH}_4$  0,2;  $\text{C}_n\text{H}_m$  следы;  $\text{CO}$  0,4;  $\text{H}_2$  следы. Итого 24,9 %  $\approx$  25 %.

Состав летучих:  $\text{H}_2\text{O} = \frac{13,1}{24,9} = 52,5$  %; кислоты 4,9 %; смолы 12,1 %;  $\text{CO}_2$  28,1 %;  $\text{CH}_4$  0,8 %;  $\text{CO}$  1,6 %; всего 100 %.

Таким образом, в нашем примере выделившиеся летучие весьма низкокалорийны, так как забалластированы значительным количеством  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  (в сумме около 80 %).

**Пример 8-5.** Аэрозвесь мелких частиц торфа продувается через трубчатую печь с температурой среды (инертной), равной 873 К; скорость частиц топлива и смеси летучих и среды в реакционной зоне составляет:  $\omega_\tau = 0,5$  м/с;  $\omega_\lambda = 0,4$  м/с. Определить выход смолы, улавливаемой после печи, при длине реакционной зоны  $x=0,2$  м и  $x=1$  м. Предполагается, что нагрев частиц до температуры среды происходит практически мгновенно.

**Решение.** По табл. 8-3 (графа III) принимаем, что кинетика процесса образования смолы определяется значениями:  $E=9550$  кДж/кмоль;  $k_0=1,2$  с<sup>-1</sup>. Из табл. 8-4, считая, что кинетика процесса термического разложения смолы определяется значениями кинетических характеристик для фенола, получаем  $E=139800$  кДж/моль;  $k_{0p}=3,16 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>.

Максимальный выход смолы из торфа принимаем по данным квазистатистического выхода (см. рис. 8-1); экстраполируя эти данные до более высоких температур, получаем  $V_{\text{макс. см}}=10$  %. По зависимости (8-2) определяем константы скорости образования и вторичного разложения смолы:

$$k = 1,2e^{-9550:(8,314 \cdot 873)} = 0,322 \text{ с}^{-1};$$

$$k_p = 3,16 \cdot 10^7 e^{-139800:(8,314 \cdot 873)} = 0,135 \text{ с}^{-1}.$$

Далее по формуле (8-9) для  $x=0,2$  м вычисляем

$$\frac{V}{V_{\text{макс. см}}} = \frac{0,322 : 0,5}{0,135 : 0,4 - 0,322 : 0,5} (e^{-0,322 \cdot 0,2 : 0,5} - e^{-0,135 \cdot 0,2 : 0,4}) = 0,115;$$

для  $x=1$  м

$$\frac{V}{V_{\text{макс. см}}} = \frac{0,322 : 0,5}{0,135 : 0,4 - 0,322 : 0,5} (e^{-0,322 \cdot 1,0 : 0,5} - e^{-0,135 \cdot 1,0 : 0,4}) = 0,392.$$

К данной главе рекомендуется литература [9, 27, 28, 29, 51, 53, 62, 65, 69].

## ГОРЕНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ФАКЕЛА

9-1. ГОРЕНИЕ ТОПЛИВНЫХ ЧАСТИЦ  
В УСЛОВИЯХ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ФАКЕЛА

Пылевидный способ сжигания твердых топлив в факеле имеет определенные преимущества перед другими способами (например, слоевым), так как позволяет сжигать многозольные и высоковлажные топлива, увеличивать плотность теплового потока, полностью механизировать и автоматизировать подачу и сжигание топлива, удаление шлаков и золы и т. д. При подготовке исходного топлива существующими методами (дробление, размол) в факеле горят частицы, размеры которых отличаются друг от друга на один-два порядка, т. е. в топочной камере сжигается полифракционная пыль. Измельчение топлива приводит к тому, что запас горючего в каждой пылинке мал при большой поверхности. Это обеспечивает хороший контакт молекул горючего и окислителя и быстрое сгорание топлива в факеле. Пылинки вследствие малости и парусности движутся практически вместе с потоком газов. Скорости их обтекания невелики. Даже для крупных пылинок (больше 250—300 мкм), отстающих от восходящего потока газов в топке, можно считать, что относительные скорости их движения равны скоростям витания. И хотя по этим причинам критерий Нуссельта стремится для пылинок к минимальному значению, коэффициенты теплообмена и массообмена велики из-за малого размера частиц ( $\alpha = \text{Nu} \lambda / \delta$ ;  $\alpha_D = \text{Nu}_D D / \delta$ ). Разогрев горящих пылинок относительно газовой среды вследствие хорошего теплообмена невелик (см. гл. 7), но сгорают они за относительно короткое время.

Наличие летучей части принципиально отличает процесс выгорания натурального топлива от процесса выгорания чистого углерода. Летучие вещества существенно облегчают воспламенение топлива. Как показывают расчеты, подтвержденные опытными данными, летучие, выделяемые мелкими частицами (до 200 мкм), насыщают газовый объем, образуя горючую газоздушную смесь, которая и начинает гореть. Для крупных частиц (более 500 мкм) воспламенение летучих начинается в пределах пограничной пленки около поверхности из-за недостаточно интенсивного диффузионного массообмена с газовым объемом.

В начале процесса горения может наблюдаться одновременное выгорание летучих и кокса. Однако, как отмечалось в § 7-1, для не очень крупных частиц горение углерода коксового остатка является наиболее длительной из всех стадий процесса горения (до 90 % общего времени горения частицы).

В пылеугольных топках, как показали многочисленные исследования, наблюдается сильная аэродинамическая и тепловая

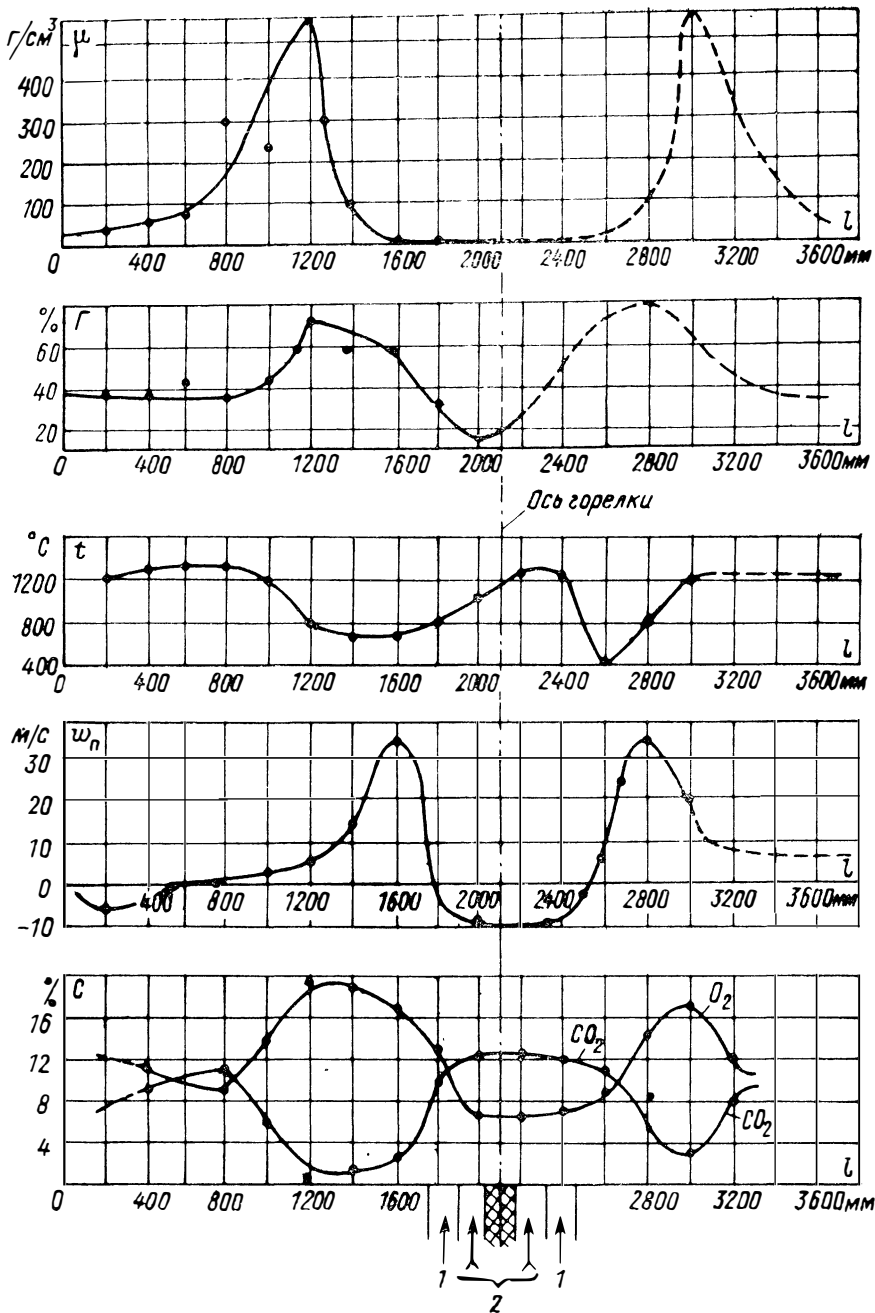


Рис. 9-1. Распределение концентрации пыли  $\mu$ , содержания горючих  $\Gamma$ , температуры  $t$ , скоростей  $\omega_p$  и концентрации газов  $C$  на начальном участке факела в топках со встречным расположением вихревых горелок при сжигании антрацита (по данным С. Л. Шагаловой И. Н. Шницер)

1 — подача воздуха; 2 — подача топливной пыли;  $l$  — расстояние от бокового экрана



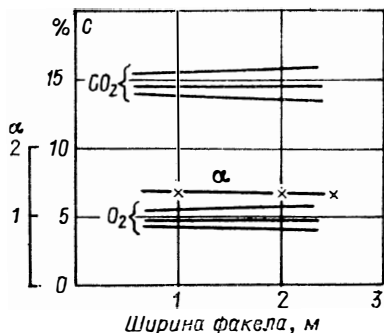
неоднородность вблизи горелок (рис. 9-1). На начальном участке факела, где осуществляется воспламенение топлива, в зоне основного потока поля скоростей, состава газов, содержания горючих и концентрации пыли имеют резко выраженные максимумы, а поля температур, газов и содержание  $\text{CO}_2$  — минимумы. В приосевой зоне четко определяется область возвратного движения топочных газов к началу факела (область рециркуляции) с высокими скоростями, содержанием  $\text{CO}_2$  и температурой. Подсос горячих газов из ядра факела осуществляется не только в приосевой зоне, но и на внешних границах струи (факела). Это приводит к повышению температуры поступающей в топку пылевоздушной смеси за счет конвективного теплообмена. В некоторой мере влияет радиационное тепло излучения факела, которое в общем балансе тепла составляет 10—15 %. Прогревающиеся пылинки выделяют летучие, которые, смешиваясь с газами, образуют горючую смесь. Эта смесь воспламеняется, что приводит к горению самих частиц. Для топлив, бедных летучими, предварительный разогрев пылевоздушной смеси должен быть столь значительным, чтобы привести к заметным скоростям окислительных и восстановительных гетерогенных реакций на поверхности частиц. Подсос продуктов сгорания к корню факела уменьшает концентрации горючего и окислителя (кислорода). Но это отрицательное влияние перекрывается положительным влиянием повышения температуры. Расчеты показывают, что скорость реакций окисления очень резко возрастает из-за повышения температуры, несмотря на уменьшение концентрации кислорода. Увеличение скорости реакции приводит к воспламенению.

Таким образом, количество топочных газов, поступающих в зоны рециркуляции, определяется, с одной стороны, реакционными свойствами топлива, а с другой — интенсивностью крутки пылевоздушной смеси, поступающей из горелки в топочную камеру (см. гл. 2).

Следовательно, конструкция горелочного устройства, размещение горелок в топочной камере, характер движения газов оказывают самое существенное влияние на воспламенение угольной пыли и его устойчивость. В отдельных случаях при неотлаженном топочном процессе может быть вынос из топки значительного количества невоспламенившейся пыли.

Итак, в зоне у горелок факел существенно неоднороден. Однако на расстоянии одного диаметра (калибра) от горелки градиенты всех составляющих факела значительно уменьшаются, а зона обратных токов исчезает; на расстоянии двух калибров от горелки происходит выравнивание концентраций пыли, кислорода, продуктов сгорания, а также температуры по сечению факела, т. е. идет активный процесс горения топливной пыли по всему сечению факела. Это подтверждается данными М. М. Рубина, С. Л. Шагаловой, Ю. А. Тимошина и др. (рис. 9-2). При этом нужно учитывать, что частицы горят не отдельно друг от

Рис. 9-2. Поля концентраций  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  и коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  по сечению факела в удалении от горелок



друга, а во взаимодействии. Совместное горение частиц определяет изменение концентрации кислорода по длине факела. Причем в начале факела (в зоне высоких концентраций кислорода) будет выгорать большое количество мелких пылинок, а горение средних и крупных пылинок будет происходить в зоне низких концентраций кислорода — это основной недостаток факельного способа сжигания топлива. Поэтому нужно или растягивать факел, или (для некоторых топлив) резко утонять помол, чтобы получать приемлемую механическую неполноту сгорания. На текущую температуру факела влияют также условия горения и теплообмена. Таким образом, отдельные пылинки горят в условиях, создаваемых горением всех частиц.

В различных исследованиях горения пыли твердых топлив в факеле полидисперсность учитывается в основном двумя методами. Первый метод (В. Гумц, Х. Хоттель, В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова, К. М. Арефьев, А. Б. Резняков, А. П. Баскаков и др.) основан на введении суммарных характеристик полидисперсности пыли в основные уравнения горения топлива. Вторым методом, применяемым в исследованиях МЭИ, полифракционность учитывается разделением пыли на ряд фракций, в каждой из которых размер частицы усредняется так, чтобы поверхность частиц равнялась суммарной поверхности пыли рассматриваемой фракции. Затем производится расчет одновременного выгорания частиц различных фракций.

В данной главе использован первый метод (по работам В. В. Померанцева, С. Л. Шагаловой и К. М. Арефьева).

Аналитический расчет выгорания твердого топлива в неизотермическом трехмерном факеле в настоящее время практически невозможен. Рассмотрим основные допущения, положенные в основу приближенного расчета выгорания полифракционного прмоточного факела:

1. Так как горение крупных и средних пылинок, определяющих механическую неполноту сгорания, протекает в условиях, при которых имеется известная однородность свойств по сечению факела, то принимается одномерная (по длине факела) схема выгорания.

2. Время воспламенения топлива пренебрежимо мало по сравнению с общим временем его выгорания, которое определяется длительностью горения крупных частиц коксового остатка.

3. Влиянием зольности на горение можно пренебречь, так как внешняя зола и частично внутренняя отделяются при раз-

моле от горючей части натурального топлива. Таким образом, рассматривается горящая частица, состоящая из углерода кокса.

4. Влага выделяется при сушке и прогреве частиц и на процесс горения не оказывает влияния.

5. Температура частиц принимается примерно равной температуре газового потока (см. гл. 7).

6. Порядок химической реакции принимается равным 1 по кислороду как компоненту, находящемуся в недостатке.

7. Считается, что конечный продукт сгорания —  $\text{CO}_2$ , т. е. можно пренебречь влиянием горения  $\text{CO}$  в пределах пограничного слоя (негорящий пограничный слой).

8. Не учитывается роль восстановительной реакции и внутренних реакций.

Анализ горения одиночных частиц, выполненный в гл. 7, показывает справедливость двух последних допущений при температурах, имеющих место при факельном сжигании размолотого твердого топлива.

Для расчета выгорания частицы в одномерном факеле может быть использовано уравнение (7-10) и определяемое условиями горения выражение для  $G_C$ . При расчете  $G_C$  нужно учитывать изменение концентрации кислорода и температуры по ходу факела. Тогда из формулы (7-50) с учетом допущений 7 и 8 получается следующее выражение:

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} p_{1\Delta} \frac{N_1}{1 + N_1} = \frac{\alpha_D k_1}{\alpha_D + k_1} C_{O_2}, \quad (9-1)$$

где  $C_{O_2} = p_{1\Delta}/(RT)$  — концентрация кислорода в газе, кмоль/ $\text{м}^3$ .

Текущая концентрация кислорода определяется из кислородного баланса. Летучие, выделяясь и сгорая в зоне воспламенения, расходуют на свое горение часть кислорода. Тогда, учитывая 2, 3 и 4-е допущения, для кислорода, оставшегося после сгорания  $K^P - G$  килограммов углерода кокса, можно записать следующее выражение (в  $\text{м}^3/\text{кг}$ ):

$$\begin{aligned} G_{O_2} &= 0,21\alpha V^0 - 0,21V_n^0 V^P - 0,21V_k^0 (K^P - G) \\ &= 0,21 [\alpha V^0 - V_n^0 V^P - V_k^0 (K^P - G)], \end{aligned} \quad (9-2)$$

где  $V_n^0$  — объем воздуха, необходимый для сгорания 1 кг летучих,  $\text{м}^3/\text{кг}$ ;  $V_k^0 = 8,89 \text{ м}^3/\text{кг}$  — объем воздуха, необходимый для сгорания 1 кг кокса,  $\text{м}^3/\text{кг}$ ;  $G$  — механическая неполнота сгорания кокса, рассчитываемая на 1 кг топлива,  $\text{кг}/\text{кг}$ ;  $K^P$  — относительное содержание кокса в рабочей массе топлива,  $\text{кг}/\text{кг}$ .

Величина  $K^P$  рассчитывается по выражению

$$K^P = 1 - (W^P + A^P + V^P)/100. \quad (9-3)$$

Учитывая, что  $V^0 = V_{\kappa}^0 K^P + V_{\Gamma}^0 V^P$ , из выражения (9-2) получим

$$G_{O_2} = 0,21[\alpha V^0 - V^0 + V_{\kappa}^0 K^P - V_{\kappa}^0 (K^P - G)] = 0,21 V_{\kappa}^0 \times \\ \times \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_{\kappa}^0} + G \right].$$

Тогда текущая концентрация кислорода (кмоль/м<sup>3</sup>) будет

$$C_{O_2} = \frac{P_{\tau}}{RT} \cdot 0,21 \frac{V_{\kappa}^0}{V_{\Gamma}} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_{\kappa}^0} + G \right]. \quad (9-4)$$

Уравнение изменения размера частицы кокса  $i$ -й фракции в процессе выгорания (7-10) с учетом (9-1) записывается в виде

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = - \frac{2M}{\rho_{\kappa}} \frac{\alpha_D k_1}{\alpha_D + k_1} C_{O_2},$$

а с учетом еще и (9-4) — в виде

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = - \frac{P_{\tau}}{RT} \cdot 0,21 \frac{2M}{\rho_{\kappa}} \frac{V_{\kappa}^0}{V_{\Gamma}} \frac{k_1}{1 + \frac{1}{Nu_D} \frac{k_1 \delta_i}{D}} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_{\kappa}^0} + G \right], \quad (9-5)$$

где  $M = 12$  кг/кмоль — молярная масса углерода;  $\rho_{\kappa}$  — плотность кокса, кг/м<sup>3</sup>.

Для интегрирования этого выражения нужно знать связь между величиной  $G$  и текущим размером частицы кокса  $\delta_i$ . В полифракционном факеле, как уже отмечалось, величина  $G$ , а следовательно, и текущая концентрация кислорода определяется совместным выгоранием частиц всех фракций.

## 9-2. ГОРЕНИЕ ПОЛИФРАКЦИОННОГО ФАКЕЛА В КИНЕТИЧЕСКОЙ И ДИФФУЗИОННОЙ ОБЛАСТЯХ

Выгорание частиц разных размеров в полифракционном факеле иллюстрируется рис. 9-3. Связь между неполнотой сгорания кокса  $G$  и текущими размерами частиц разных фракций выражается соотношением

$$G = K^P \int_{(\delta_{0i})_{\tau}}^{\delta_{0i}} \frac{|dR_{0i}|}{d\delta_{0i}} \left( \frac{\delta_i}{\delta_{0i}} \right)^3 d\delta_{0i}, \quad (9-6)$$

где  $\delta_{0i}$  и  $\delta_i$  — соответственно начальный и текущий размер частицы  $i$ -й фракции, м;  $\delta_{01}$  — начальный размер наиболее крупной частицы, м;  $(\delta_{0i})_{\tau}$  — начальный размер частицы, полностью сгоревшей к моменту времени  $\tau$ , по прошествии которого остаются гореть частицы, начальный размер которых больше  $(\delta_{0i})_{\tau}$ , м;  $R_{0i}$  — относительное массовое содержание (остаток на сите) частиц размером, равным или большим  $\delta_{0i}$ , в исходной пыли.

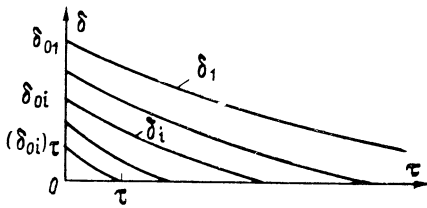


Рис. 9-3. Кривые выгорания частиц кокса в полифракционном пылеугольном факеле

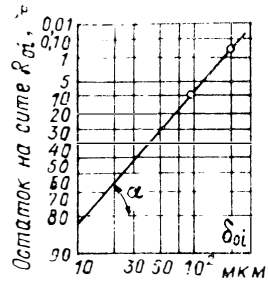


Рис. 9-4. К определению показателя полидисперсности пыли ( $R_{200}=0,5\%$ ;  $R_{88}=12,3\%$ ;  $n=\operatorname{tg} \alpha=1,07$ )

Так как число частиц той или иной фракции сохраняется неизменным до их полного сгорания и поэтому равно начальному, то произведение  $|dR_{0i}|(\delta_i/\delta_{0i})^3$  равно массе частиц кокса данной фракции, не сгоревшего к моменту времени  $\tau$ . По этой же причине интегрирование в формуле (9-6) производится по начальным размерам частиц.

Распределение частиц исходной пыли по фракциям удовлетворительно выражается известной формулой Розина—Раммлера

$$R_{0i} = e^{-b\delta_{0i}^n}, \quad (9-7)$$

где  $b$  и  $n$  — опытные коэффициенты, характеризующие соответственно тонкость помола и равномерность зернового состава (показатель полидисперсности). Они определяются по остаткам на двух характерных ситах (обычно на ситах 90 и 200 мкм). Чем больше  $b$ , тем тоньше пыль (при  $b \rightarrow 0$   $R \rightarrow 100\%$ ; при  $b \rightarrow \infty$   $R \rightarrow 0$ ); чем выше показатель полидисперсности  $n$ , тем меньше отличаются по размерам друг от друга частицы пыли. Для угольной пыли в зависимости от сорта угля и типа мельниц  $n$  меняется в пределах от 0,8 до 1,6, а коэффициент  $b$  — в пределах от  $4 \cdot 10^{-3}$  (грубая пыль) до  $4 \cdot 10^{-2}$  (тонкая пыль).

Постоянную  $n$  удобно находить графически, пользуясь двойными логарифмическими координатами. Дважды логарифмируя величину  $1/R_{0i}$  из выражения (9-7), получим уравнение прямой в координатах  $\ln \ln (1/R_{0i})$ ,  $\ln \delta_{0i}$ :

$$\ln \ln (1/R_{0i}) = \ln b + n \ln \delta_{0i}.$$

На графике (рис. 9-4) с такими координатами (на шкалах непосредственно откладываются значения  $R_{0i}$  в процентах и  $\delta_{0i}$  в мкм) по двум значениям  $R_{0i}$  строится прямая линия, представляющая рассевку угольной пыли. Тангенс угла наклона  $\alpha$

прямой к оси  $\ln \delta_{0i}$  равен показателю полидисперсности. Величина  $b$  может быть найдена расчетом по какой-либо паре значений  $\delta_{0i}$  и  $R_{0i}$  с помощью выражения

$$b = \left( \frac{1}{\delta_{0i}} \right)^n \ln \frac{1}{R_{0i}}. \quad (9-8)$$

Для расчетов выгорания полифракционной пыли удобно величину  $G$  выражать через размер наиболее крупной частицы  $\delta_1$ . Для этого необходимо знать связь между размерами частиц промежуточной фракции  $\delta_i$  и наиболее крупной фракции  $\delta_1$ . Рассмотрим эту связь отдельно для кинетической и диффузионной областей.

При горении частиц в кинетической области отношение  $k_1 \delta_i / (Nu_D D)$  стремится к 0. Тогда уравнения выгорания (9-5) для двух фракций:  $i$ -й и 1-й (наиболее крупной) — запишем следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\delta_i}{d\tau} &= - \frac{2M}{\rho_k} k_1 \frac{P_\tau}{RT} \cdot 0,21 \frac{V_k^0}{V_r} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + G \right]; \\ \frac{d\delta_1}{d\tau} &= - \frac{2M}{\rho_k} k_1 \frac{P_\tau}{RT} \cdot 0,21 \frac{V_k^0}{V_r} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + G \right]. \end{aligned} \right\} \quad (9-9)$$

При равномерном распределении частиц и кислорода по сечению факела (см. допущение 1) концентрация кислорода будет одной и той же для частиц всех фракций. Следовательно, правые части уравнений (9-9) будут одинаковы. Тогда

$$d\delta_i = d\delta_1 \quad (9-10)$$

или

$$\delta_{0i} - \delta_i = \delta_{01} - \delta_1. \quad (9-11)$$

Из соотношения (9-11) следует, что

$$\delta_i = \delta_{0i} - (\delta_{01} - \delta_1). \quad (9-12)$$

Величина  $(\delta_{0i})_\tau$  найдется из (9-12), если положить  $\delta_i = 0$ :

$$(\delta_{0i})_\tau = \delta_{01} - \delta_1. \quad (9-13)$$

Из соотношения (9-10), (9-11) или (9-12) вытекает, что в кинетической области частицы любых фракций выгорают на одну и ту же величину или, другими словами, скорость выгорания частиц любых фракций одинакова. Следовательно, кривые выгорания эквидистантны (рис. 9-5).

Возьмем производную выражения (9-7) для подстановки в (9-6):

$$\frac{|dR_{0i}|}{d\delta_{0i}} = bn\delta_{0i}^{n-1} e^{-b\delta_{0i}^n}. \quad (9-14)$$

Подставляя (9-12), (9-13) и (9-14) в выражение (9-6), получим

$$G = K^p \int_{(\delta_{0i}) \tau}^{\delta_{01}} b n \delta_{0i}^{n-1} e^{-b \delta_{0i}^n} \left[ \frac{\delta_{0i} - (\delta_{01} - \delta_1)}{\delta_{0i}} \right]^3 d\delta_{0i}$$

или

$$G = K^p m n \int_{1-x}^1 \frac{e^{-my^n}}{y^{4-n}} [y - (1-x)]^3 dy = K^p I_1(x), \quad (9-15)$$

где

$$I_1(x) = m n \int_{1-x}^1 \frac{e^{-my^n}}{y^{4-n}} [y - (1-x)]^3 dy. \quad (9-16)$$

В соотношениях (9-15) и (9-16)  $x = \delta_1 / \delta_{01}$  — текущий относительный размер наиболее крупной частицы  $y = \delta_{0i} / \delta_{01}$  — отношение начального размера частицы  $i$ -й фракции к начальному размеру наиболее крупной частицы;  $m = b \delta_{01}^n$ .

Интеграл  $I_1(x)$  показывает, какую долю исходного количества кокса  $K^p$  составляет неполнота сгорания  $G$  при соответствующем относительном размере самой крупной частицы  $x$ . Следовательно,  $I_1(x)$  может меняться от 1 (в начале факела) до нуля в конце факела (в идеальном случае, когда полностью выгорит самая крупная частица). Интеграл  $I_1(x)$ , определяемый формулой (9-16), может быть выражен аналитически с помощью элементарных функций и гамма-функций Эйлера (при  $n \neq 1$ )

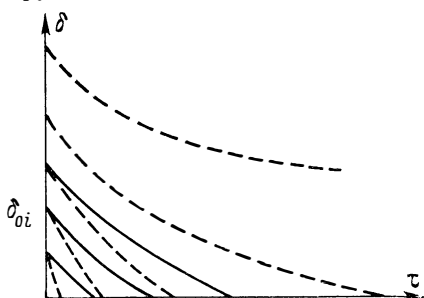


Рис. 9-5. Кривые выгорания полидисперсного факела в кинетической области (сплошные) и в диффузионной области (штриховые)

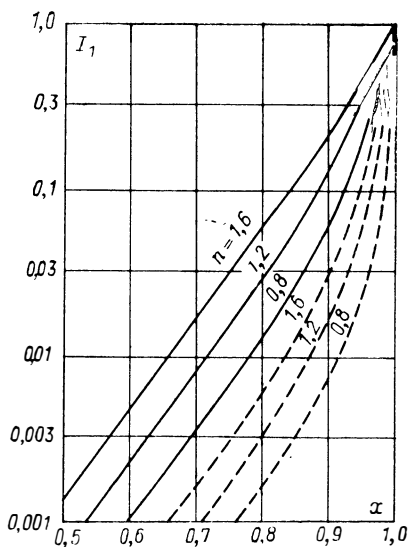


Рис. 9-6. Значения интеграла  $I_1(x)$  Сплошные кривые — для кинетической области; штриховые — для диффузионной

или интегральных показательных функций (при  $n=1$ ). Однако выражения получаются громоздкими и неудобными для инженерных расчетов, поэтому целесообразно определять его численно. Параметр  $m$  необходимо выбирать так, чтобы величина  $e^{-m}$  была очень мала. Другими словами, значение  $R_{01}$ , соответствующее наиболее крупной частице размером  $\delta_{01}$ , должно быть близким к нулю. Расчетный анализ показывает, что изменение  $m$  в широких пределах при соблюдении условия малости  $R_{0i}$  при  $\delta_{0i} = \delta_{01}$  практически не влияет на результаты интегрирования уравнения выгорания частицы. При расчетах принимается  $m = 6,9$ , чему соответствует  $R_{01} = e^{-m} = 0,001$ . Таким образом, размер самой крупной частицы определяется соотношением

$$\delta_{01} = (6,9/b)^{1/n} \quad (9-17)$$

и равен диаметру отверстий такого сита, на котором остаток составляет 0,1 % массы угольной пыли.

Значения интеграла  $I_1(x)$  при различном показателе полидисперсности  $n$  представлены на рис. 9-6.

Имея связь между механической неполнотой сгорания  $G$  и относительным размером самой крупной частицы  $x$  (9-15) и учитывая, что  $M \cdot 0,21 V_K^0 = 12 \cdot 0,21 \cdot 8,89 = 22,4$  м<sup>3</sup>/кмоль, запишем уравнение сгорания наиболее крупной частицы факела в кинетической области (9-9) в следующем виде:

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = - \frac{2}{\rho_K} \frac{22,4}{V_\Gamma} \frac{P_\Gamma}{RT} k_1 \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_K^0} + K^p I_1(x) \right]$$

или

$$\frac{dx}{d\tau} = - \frac{k_1}{\beta \delta_{01}} [a + I_1(x)], \quad (9-18)$$

где

$$\beta = \frac{\rho_K}{2} \frac{V_\Gamma}{22,4} \frac{RT}{P_\Gamma} \frac{1}{K^p}; \quad (9-19)$$

$$a = (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_K^0} \frac{1}{K^p}. \quad (9-20)$$

Отнесем  $k_1$  и  $\beta$  к средней эффективной температуре факела  $T_\Phi$ , которую определим далее в § 9-4. Тогда после интегрирования уравнения (9-18) получим

$$\frac{k_1 \tau}{\beta \delta_{01}} = \int_x^1 \frac{dx}{a + I_1(x)} = I_2(x). \quad (9-21)$$

Интеграл  $I_2(x)$  определяется численно. После расчетов находим связь между временем выгорания факела  $\tau$  и относительным размером наиболее крупной частицы  $x$ . Величина  $x$  выражается через  $I_1(x)$  по уравнению (9-16) или через непол-



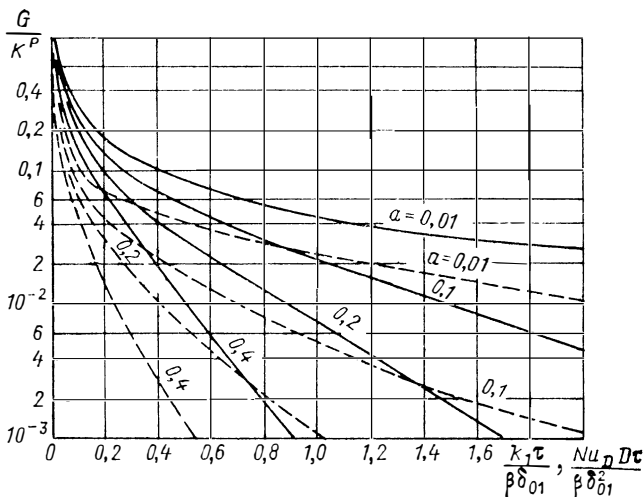


Рис. 9-7. Зависимость  $G/K^p = f[k_1\tau/(\beta\delta_{01})]$  для кинетической области (сплошные кривые) и  $G/K^p = f[Nu_D D\tau/(\beta\delta_{01}^2)]$  для диффузионной области (штриховые кривые) при  $n=1$

ноту сгорания по формуле  $G = K^p I_1(x)$ . Отсюда определяется зависимость между  $I_1(x)$  и  $\tau$  (или  $G$  и  $\tau$ ). Такая связь для  $n=1$  и различных  $\alpha$  представлена на рис. 9-7. Полученные решения позволяют рассчитать кривые выгорания частиц разных фракций, поскольку в кинетической области, как уже было показано, кривые выгорания эквидистантны и, следовательно, чтобы их построить, достаточно найти соответствие между  $x$  (т. е.  $\delta_1$ ) и  $\tau$ .

При выгорании частиц в диффузионной области отношение  $Nu_D D / (k_1 \delta_1)$  стремится к нулю. При этом из уравнения (9-5) для двух фракций ( $i$ -й и самой крупной — первой) получаются следующие выражения:

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = -\frac{2M}{\rho_k} \frac{Nu_D D}{\delta_i} \frac{P_\tau}{RT} \cdot 0,21 \frac{V_k^0}{V_r} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + G \right];$$

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = -\frac{2M}{\rho_k} \frac{Nu_D D}{\delta_1} \frac{P_\tau}{RT} \cdot 0,21 \frac{V_k^0}{V_r} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + G \right] \quad (9-22)$$

или

$$\delta_i d\delta_i = -2M Nu_D DC_{O_2} d\tau / \rho_k, \quad \delta_1 d\delta_1 = -2M Nu_D DC_{O_2} d\tau / \rho_k.$$

Считая, что диффузионный критерий  $Nu_D$  одинаков для частиц всех фракций, встречающихся при пылевидном сжигании

прямоточного факела, и повторяя предыдущие рассуждения для кинетической области, можно записать, что  $d\delta_i^2 = d\delta_1^2$  и

$$\delta_i = [\delta_{0i}^2 - (\delta_{01}^2 - \delta_1^2)]^{1/2}, \quad (9-23)$$

а  $(\delta_{0i})_\tau = (\delta_{01}^2 - \delta_1^2)^{1/2}$ .

Из анализа выражения (9-23) следует, что в диффузионной области выгорание более мелких частиц идет быстрее, чем крупных, т. е. скорость выгорания мелких частиц больше скорости выгорания крупных частиц (см. рис. 9-5). Следовательно, кривые выгорания в этом случае не эквидистантны [эквидистантными будут кривые  $\delta_i^2 = f(\tau)$ ].

Из уравнения (9-6) для диффузионной области, повторяя аналогичные выкладки для кинетической области, находим

$$G = K^p m n \int_0^1 \frac{e^{-my^n}}{y^{4-n}} [y^2 - (1-x^2)]^{3/2} dy = K^p I_1(x),$$

где

$$I_1(x) = m n \int_0^1 \frac{e^{-my^n}}{y^{4-n}} [y^2 - (1-x^2)]^{3/2} dy.$$

Интеграл  $I_1(x)$  определяется численно. При расчетах принимается  $m=6,9$  по соображениям, изложенным выше.

Зависимость  $I_1(x)$  для диффузионной области при различных  $n$  представлена на рис. 9-6. Видно, что при прочих равных условиях при одном и том же  $x$  интеграл  $I_1(x)$  в кинетической области больше, чем в диффузионной. Это связано с тем, что, как следует из анализа (9-12) и (9-23), мелкие частицы в диффузионной области выгорают интенсивнее, чем в кинетической.

Уравнение выгорания наиболее крупной частицы факела в диффузионной области (9-22) примет следующий вид:

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = - \frac{2}{\rho_k} \frac{22,4}{V_r} \frac{P_\tau}{RT} \frac{Nu_D D}{\delta_1} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + K^p I_1(x) \right]$$

или

$$\frac{dx}{d\tau} = - \frac{Nu_D D}{\beta \delta_{01}^2 x} [a + I_1(x)]. \quad (9-24)$$

Если отнести  $\beta$  и  $D$  к средней температуре факела, то после интегрирования (9-24) получим

$$\frac{Nu_D D \tau}{\beta \delta_{01}^2} = \frac{\alpha_{D01} \tau}{\beta \delta_{01}} = \int_x^1 \frac{x dx}{a + I_1(x)} = I_2(x), \quad (9-25)$$

где  $\alpha_{D01} = \text{Nu}_D D / \delta_{01}$  — коэффициент диффузионного обмена для исходной частицы наиболее крупной фракции, интеграл  $I_2(x)$ , так же как и в кинетической области, определяется численно.

Зависимость между  $I_1(x) = G/K^p$  и  $\text{Nu}_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2)$  для  $n=1$  представлена на рис. 9-7

Как видно из рисунка, при одном и том же  $I_1(x)$  и прочих равных условиях  $I_2(x)$  в диффузионной области меньше, чем в кинетической.

Нужно иметь в виду, что в реальных случаях частица не может гореть до конца по закономерностям диффузионного горения. По мере уменьшения размера частицы интенсифицируется диффузионный обмен и лимитировать процесс начинают кинетические факторы.

### 9-3. ГОРЕНИЕ ПОЛИФРАКЦИОННОГО ФАКЕЛА В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОБЛАСТИ

Горение частиц в промежуточной области описывается уравнениями выгорания (9-5) для  $i$ -й и самой крупной фракций следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\delta_i}{d\tau} &= -\frac{P_T}{RT} \cdot 0,21 \frac{2 \cdot 12}{\rho_k} \frac{V_k^0}{V_r} \frac{k_1}{1 + \frac{1}{\text{Nu}_D} \frac{k_1 \delta_i}{D}} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + G \right]; \\ \frac{d\delta_1}{d\tau} &= -\frac{P_T}{RT} \cdot 0,21 \frac{2 \cdot 12}{\rho_k} \frac{V_k^0}{V_r} \frac{k_1}{1 + \frac{1}{\text{Nu}_D} \frac{k_1 \delta_1}{D}} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + G \right]. \end{aligned} \quad (9-26)$$

Так же как и в диффузионной области, считая  $\text{Nu}_D$  одинаковым для частиц всех фракций и повторяя прежние рассуждения, можно записать

$$\left( 1 + \frac{k_1 \delta_i}{\text{Nu}_D D} \right) d\delta_i = \left( 1 + \frac{k_1 \delta_1}{\text{Nu}_D D} \right) d\delta_1. \quad (9-27)$$

Интегрирование соотношения (9-27) при отнесении константы скорости горения и коэффициента диффузии к средней эффективной температуре факела устанавливает связь между размерами частиц любых фракций в полифракционном факеле:

$$\begin{aligned} \frac{\delta_i}{\delta_{01}} &= \sqrt{\frac{\text{Nu}_D D}{k_1 \delta_{01}} + 2 \frac{\text{Nu}_D D}{k_1 \delta_{01}} [y - (1-x)] + [y^2 - (1-x^2)]} - \\ &\quad - \frac{\text{Nu}_D D}{k_1 \delta_{01}}. \end{aligned} \quad (9-28)$$

Точно так же, как для кинетической и диффузионной областей, можно записать, что  $G = K^p I_1(x)$ , где интеграл  $I_1(x)$  определяется для промежуточной области по формуле (9-6) по изложенной выше методике\*. Подставив в уравнение (9-26) выражение  $G = K^p I_1(x)$  и выполнив соответствующие преобразования, можно получить

$$\frac{dx}{d\tau} = - \frac{k_1}{\beta \delta_{01}} \frac{a + I_1(x)}{1 + \frac{k_1 \delta_{01}}{Nu_D D} x}. \quad (9-29)$$

Уравнение (9-29) после интегрирования при средней эффективной температуре факела приводится к виду

$$\frac{k_1 \tau}{\beta \delta_{01}} = \int_x^1 \frac{1 + \frac{k_1 \delta_{01}}{Nu_D D} x}{a + I_1(x)} dx = I_2(x). \quad (9-30)$$

Из уравнений (9-27) — (9-30) легко получить соответствующие выражения для предельных случаев (кинетическая и диффузионная области).

Большая серия расчетов горения полифракционного факела в промежуточной области по уравнению (9-30) показала, что зависимости  $k_1 \tau / (\beta \delta_{01}) = f[k_1 \delta_{01} / (Nu_D D)]$  и  $Nu_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2) = f[Nu_D D / (k_1 \delta_{01})]$ , полученные решением уравнения, аппроксимируются практически прямыми линиями (рис. 9-8) независимо от значений  $n$  и  $I_1(x)$ . Точками на графике показаны решения уравнения выгорания (9-30) при определенных значениях  $n$  и  $I_1(x)$ , а именно при  $n=1$ ;  $I_1(x)=0,01$ . Для других значений  $n$  и  $I_1(x)$  строятся аналогичные графики.

Из рис. 9-8 видно влияние температуры процесса и размера самой крупной частицы на время выгорания факела. При переходе из кинетической области, где  $k_1 \delta_{01} / (Nu_D D) = 0$ , или из диффузионной области, где  $Nu_D D / (k_1 \delta_{01}) = 0$ , в промежуточную соответствующая величина  $k_1 \tau / (\beta \delta_{01})$  или  $Nu_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2)$  возрастает.

Если этот переход из кинетической области осуществляется за счет увеличения размера частиц  $\delta_{01}$ , то время выгорания  $\tau$  увеличивается. Если же переход происходит благодаря повышению температуры, то время выгорания уменьшается, так как константа  $k_1$  увеличивается быстрее роста всего комплекса  $k_1 \tau / (\beta \delta_{01})$ .

Если переход из диффузионной области осуществляется из-за уменьшения размера частиц  $\delta_{01}$ , то время выгорания уменьшается, так как  $\delta_{01}^2$  уменьшается быстрее роста ком-

\* Интеграл  $I_1(x)$  для промежуточной области не приводится из-за громоздкости (см. [44]).

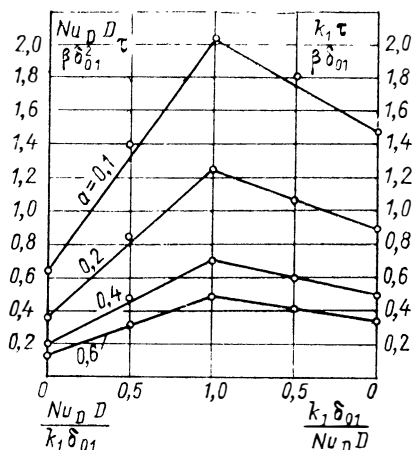


Рис. 9-8. Зависимость  $\frac{Nu_D D \tau}{\beta \delta_{01}^2} = f\left(\frac{Nu_D D}{k_1 \delta_{01}}\right)$  и  $\frac{k_1 \tau}{\beta \delta_{01}} = f\left(\frac{k_1 \delta_{01}}{Nu_D D}\right)$  для  $n=1$ ,  $I_1(x)=0,01$  при разных  $\alpha$

плекса  $Nu_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2)$ . Если же причиной перехода является снижение температуры, то время выгорания возрастает. Для расчетов горения в промежуточной области достаточно знать величину  $k_1 \tau / (\beta \delta_{01})$  для кинетической области,  $Nu_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2)$  для диффузионной, а также  $k_1 \tau / (\beta \delta_{01})$  для промежуточной области при  $Nu_D D / (k_1 \delta_{01}) = 1$ . В остальных случаях допустима линейная интерполяция.

Практически линейная связь между  $I_2(x)$  и  $Nu_D D / (k_1 \delta_{01})$ , а также между  $I_2(x)$  и  $n$  (рис. 9-9) во всех областях реагирования позволила построить достаточно простую расчетную методику, основанную на номограммах для определения величины  $k_1 \tau / (\beta \delta_{01})$  в кинетической области [ $k_1 \delta_{01} / (Nu_D D) \rightarrow 0$ ], а также в промежуточной области при  $Nu_D D / (k_1 \delta_{01}) = 1$  и величины  $Nu_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2)$  в диффузионной области [ $Nu_D D / (k_1 \delta_{01}) \rightarrow 0$ ]. Левые части номограмм (рис. 9-10, 9-11 и 9-12) представляют собой графики зависимости величин  $I_2(x) = k_1 \tau / (\beta \delta_{01})$  или  $I_2(x) = Nu_D D \tau / (\beta \delta_{01}^2)$  от параметра  $\alpha$  при разных значениях  $I_1(x)$  и при  $n=1$ . На рис. 9-7 представлены те же данные для кинетической и диффузионной областей, но в других координатах.

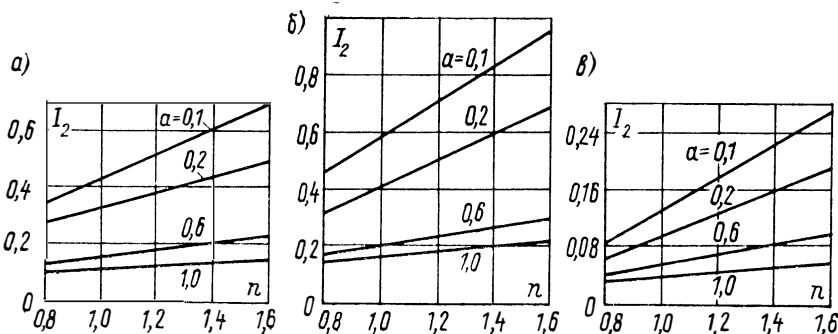


Рис. 9-9. Зависимость  $I_2 = f(n)$  для  $I_1 = 0,06$  при разном параметре  $\alpha$ : в кинетической области (а); в промежуточной при  $k_1 \delta_{01} / (Nu_D D) = 1$  (б) и в диффузионной (в)

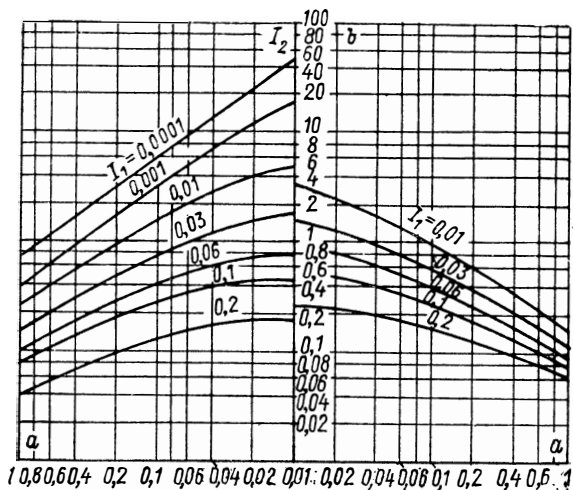


Рис. 9-10. Номограмма для расчета выгорания полифракционного пылеугольного факела в кинетической области

натах. По графикам в правой части номограмм на рис. 9-10, 9-11 и 9-12 можно определить поправочные коэффициенты  $b$  для  $n \neq 1$  и вычислить искомые величины по соотношениям

$$\left. \begin{aligned} I_2(x) &= \frac{k_1 \tau}{\beta \delta_{01}} = \frac{k_1 \tau}{\beta \delta_{01}} \Big|_{n=1} + b(n-1); \\ I_2(x) &= \frac{Nu_D D \tau}{\beta \delta_{01}^2} = \frac{Nu_D D \tau}{\beta \delta_{01}^2} \Big|_{n=1} + b(n-1). \end{aligned} \right\} \quad (9-31)$$

Точность приближенных линейных зависимостей (9-31) достаточна для практических целей в интервале значений  $n$  от 0,8 до 1,6.

Для определения  $I_2(x)$  при промежуточных значениях параметра  $k_1 \delta_{01} / (Nu_D D)$  необходимо строить вспомогательные графики, аналогичные рис. 9-8, или пользоваться выражениями для линейной интерполяции:

$$\left. \begin{aligned} I_2(x) &= I_2^{\text{кнн}}(x) + \frac{k_1 \delta_{01}}{Nu_D D} [I_2^{\text{нп}}(x) - I_2^{\text{кнн}}(x)] \\ \text{при } 0 < \frac{k_1 \delta_{01}}{Nu_D D} < 1; \\ I_2(x) &= I_2^{\text{нп}}(x) + \frac{Nu_D D}{k_1 \delta_{01}} [I_2^{\text{нп}}(x) - I_2^{\text{нп}}(x)] \\ \text{при } 0 < \frac{Nu_D D}{k_1 \delta_{01}} < 1, \end{aligned} \right\} \quad (9-32)$$

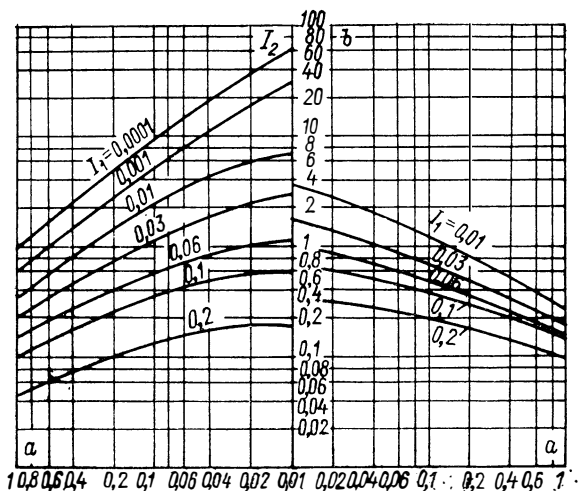


Рис. 9-11. Номограмма для расчета выгорания полифракционного пылеугольного факела в промежуточной области при  $k_1\delta_{01}/(Nu_D D) = 1$

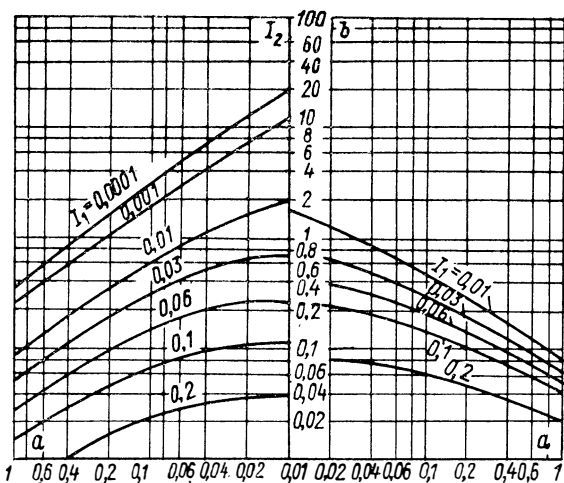


Рис. 9-12. Номограмма для расчета выгорания полифракционного пылеугольного факела в диффузионной области

где  $I_2^{\text{кин}}(x)$ ,  $I_2^{\text{пр}}(x)$ ,  $I_2^{\text{диф}}(x)$  определяются для кинетической, промежуточной при  $k_1\delta_{01}/(Nu_D D) = 1$  или диффузионной области по номограммам 9-10, 9-11, 9-12.

Интеграл  $I_1(x)$  при любых условиях процесса горения определяется выражением

$$I_1(x) = \frac{G}{K^P} = \frac{q_4}{100} \frac{Q_H^P}{Q_K} \frac{1}{K^P}, \quad (9-33)$$

где  $q_4$  — потеря тепла от механической неполноты сгорания, %;  $Q_K = 33,913$  МДж/кг (8100 ккал/кг) — теплота сгорания кокса;  $Q_H^P$  — низшая теплота сгорания натурального топлива, МДж/кг.

Используя номограммы, можно рассчитывать время сгорания полифракционного пылеугольного факела при заданной неполноте сгорания или неполноту сгорания при заданном времени сгорания в топках с сухим или жидким шлакоудалением. Кроме того, можно анализировать влияние на процесс горения режимных факторов (коэффициент избытка воздуха и температура его подогрева, начальная концентрация кислорода и т. д.). Номограммы позволяют также рассчитывать динамику выгорания топлива по длине факела на тех его участках, где справедливо допущение его однородности, и сравнивать различные топочные устройства по интенсивности процесса горения.

#### 9.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАКЕЛА

В завершение расчета выгорания полифракционного факела необходимо определить среднюю эффективную температуру факела.

Температурный уровень в любой точке топочной камеры определяется соотношением между тепловыделением при сгорании топлива и охлаждением топочных газов. На начальном участке факела имеет место интенсивное выделение тепла и резкий подъем температуры, а затем по длине факела рост температуры замедляется и начинается спад, обусловленный охлаждением топочных газов, состоящих из продуктов сгорания и обедненной горючей смеси. Следовательно, строго говоря, расчеты теплообмена и горения в топке должны производиться совместно, что чрезвычайно сложно. Практически расчет топки строится иначе. При расчетах суммарного лучистого теплообмена делается предположение о мгновенном сгорании топлива, но коэффициенты, входящие в расчетные формулы, подбираются на основе данных испытаний топок. Это позволяет обеспечить вполне приемлемую для практических целей точность расчета.

Средняя эффективная температура определяется с учетом изменения температуры в реальных топках и механизма процессов горения (кинетики горения). Для расчета этой температуры необходима формула, позволяющая оценить изменение температуры по ходу факела в топочной камере, например



формула, предложенная А. М. Гурвичем и А. Г. Блохом для анализа влияния характера температурного поля на лучистый теплообмен в топках различной мощности, оборудованных горелками разных конструкций. Эта формула имеет вид

$$\theta = (e^{-\alpha Z} - Ae^{-\beta Z})^{1/4}, \quad (9-34)$$

где  $Z$  — относительное расстояние от места ввода топлива, выраженное в долях полной длины факела;  $A$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  — опытные коэффициенты, которые можно определить, зная температуру начала факела  $\theta_n$ , температуру на выходе из топки  $\theta_t''$  и координату  $Z_m$ , определяющую положение максимума температуры в топочной камере.

Температура на выходе из топки  $\theta_t''$  может быть известна из опыта или определена существующими методами расчета теплообмена в топке. Опытные данные распределения температуры в топочной камере, полученные в ЦКТИ имени И. И. Ползунова, ВТИ имени Ф. Э. Дзержинского и в других организациях, показывают, что величина  $Z_m$  зависит от конструкции горелочных устройств, числа ярусов расположения горелок, сорта сжигаемого топлива и способа шлакоудаления. При одноярусном расположении вихревых горелок или тангенциальном расположении прямоточных максимум температуры находится примерно на уровне оси горелок.

Можно считать, что величина  $Z_m$  в первом приближении не зависит от режимных факторов при налаженном процессе горения в диапазоне изменения режимных параметров, имеющем место при эксплуатации паровых котлов. Обработка опытных изотерм топочного пространства показала, что при сухом шлакоудалении для сжигания пыли антрацитов и тощих углей значение  $Z_m$  близко к 0,3. При сжигании пыли каменных и бурых углей, а также пыли антрацитов в топках с утепленными воронками в режиме жидкого шлакоудаления величина  $Z_m$  принимает несколько меньшие значения, 0,15—0,25 (для одноярусного расположения вихревых горелок и тангенциальной компоновки прямоточных горелок при жидком шлакоудалении  $Z_m$  ближе к 0,15).

Сам закон осреднения температуры, отражающий механизм процесса, можно установить с помощью уравнений, описывающих выгорание факела. Например, для горения пылеугольного факела в кинетической области из уравнения (9-18) видно, что при интегрировании нужно осреднить комплекс

$$k_1 \tau / \beta, \text{ пропорциональный } \frac{e^{-\frac{E}{RT_a} \frac{1}{\theta}}}{\theta^2(Z)}, \text{ поскольку } k_1 \sim e^{-\left(\frac{E}{RT_a} \frac{1}{\theta}\right)}, \beta \sim \theta \text{ и } d\tau \sim \frac{dZ}{\omega} \sim \frac{dZ}{\theta}, \text{ где } \omega \sim \theta \text{ — скорость газов}$$

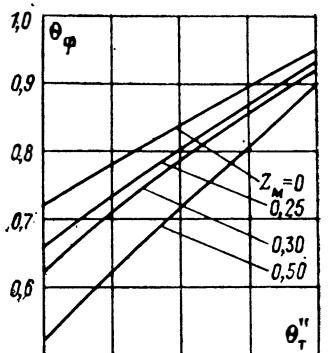
в топке (пропорциональна температуре). Следовательно, сред-

Рис. 9-13. График для определения средней температуры факела

ную температуру факела  $\theta_{\phi} = T_{\phi}/T_a$  для данного случая можно найти из соотношения

$$\int_0^1 \frac{e^{-\frac{E}{RT_a} \frac{1}{\theta(Z)}} dZ}{\theta^2(Z)} = \frac{e^{-\frac{E}{RT_a} \frac{1}{\theta_{\phi}}}}{\theta_{\phi}}.$$

(9-35) 0,5 0,6 0,7 0,8 1,0



Интеграл в левой части равенства (9-35) для различных значений  $\theta_{\tau}''$ ,  $Z_M$ ,  $E/(RT_a)^*$  и начальной относительной температуры факела  $\theta_n$  с использованием формулы (9-34) определялся численно. Затем путем графического решения трансцендентного уравнения (9-35) вычислялась средняя температура  $\theta_{\phi}$ . При этом оказалось, что эта температура при постоянных значениях  $\theta_{\tau}''$  и  $Z_M$  сравнительно мало меняется при изменении величин  $E/(RT_a)$  и  $\theta_n$ . Поэтому для определения  $\theta_{\phi}$  можно рекомендовать осредненную однозначную зависимость  $\theta_{\phi} = f(\theta_{\tau}'', Z_M)$ , график которой представлен на рис. 9-13.

Конечное значение механической неполноты сгорания (на выходе из топки) при горении в кинетической области рассчитывается по средней температуре, найденной с помощью формул (9-34) и (9-35). В таком расчете, по существу, определяется конечное выгорание неизотермического факела; изменение температуры по ходу факела описывается формулой (9-34).

Для горения пылеугольного факела в диффузионной области среднюю температуру факела можно найти, осредняя при интегрировании комплекс  $D\tau/\beta$ . Таким образом, температуру  $\theta_{\phi}$  можно определить из следующего соотношения:

$$\int_0^1 \frac{\theta^n(Z) dZ}{\theta^2(Z)} = \frac{\theta_{\phi}^n}{\theta_{\phi}^2}, \quad (9-36)$$

так как  $D \sim \theta^n$  (см. § 3-2).

Зависимость коэффициента диффузии от температуры сравнительно мало отличается от квадратичной (см. § 3-2), поэтому равенство (9-36) близко к тождественному. Следовательно, результаты расчетов выгорания факела в диффузионной области будут мало зависеть от температуры, если в формуле (9-25) перейти от времени выгорания к длине факела.

\* Величина  $E/(RT_a)$  выше называлась критерием Аррениуса.

Среднюю температуру факела тоже можно определить из графика на рис. 9-13.

Учитывая, что горение пылеугольного факела в промежуточной области идет чаще с преимущественным влиянием кинетических факторов, а также в целях единообразия и простоты расчетов было решено и в этом случае среднюю температуру  $\theta_{\text{ф}}$  определять по рис. 9-13.

#### **9-5. ОБРАБОТКА ДАННЫХ ИСПЫТАНИЙ ТОПОК. КИНЕТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ**

Изложенная методика расчета выгорания пылеугольного факела была использована для обработки данных испытаний камерных топок с сухим и жидким шлакоудалением и опытов на полупромышленных и лабораторных установках. Обработаны результаты свыше 500 опытов, проведенные в топках паровых котлов различной конструкции и производительности при фронтном, встречном и угловом расположении горелок. Было рассмотрено сжигание антрацита, тощих, каменных и бурых углей, а также фрезерного торфа в широком диапазоне режимных параметров. Обработаны также данные, полученные при балансовых испытаниях и исследовании процесса горения в топках с пережимом. Опытный материал, достаточно полно охватывающий изменение основных режимных параметров топочного процесса в промышленных условиях, заимствован из отчетов ЦКТИ, ВТИ и других организаций, а также из периодической литературы.

Сама обработка опытов заключалась в следующем. По элементарному составу топлива и его теплоте сгорания, а также по потерям от механической неполноты сгорания  $q_4$  и коэффициенту избытка воздуха  $\alpha''$  в соответствии с формулами (9-19), (9-20) и (9-33) находились величины  $a$ ,  $\beta$  и  $I_1(x)$ . Средняя температура факела определялась по рис. 9-13. Положение максимума температуры находилось по опытным изотермам или задавалось. Для фракционного состава топлива, обычно характеризующего остатками на ситах  $R_{90}$  и  $R_{200}$ , по рис. 9-4 определялся параметр  $n$ , а по выражениям (9-8) и (9-17) — соответственно значения  $b$  и начальный размер самой крупной частицы  $\delta_{01}$ . Далее по найденным величинам  $I_1(x)$ ,  $a$  и  $n$  с помощью номограмм на рис. 9-10—9-12 определялась величина  $k_1\tau/(\beta\delta_{01})$  или  $Nu_D D\tau/(\beta\delta_{01}^2)$ , а затем при известном времени пребывания частиц топлива в топке вычислялась видимая константа скорости горения  $k_1$ .

При определении времени пребывания частиц топлива в топке принималось, что скорости топливных частиц и их температуры равны соответствующим скоростям и температурам газового потока. Кроме того, считалось, что топка равномерно и полностью заполнена факелом. На основании этих допущений время сгорания пыли определялось по формуле

$$\tau = \frac{V_{\tau}}{BV_{\Gamma}} \frac{273}{T_{\Phi}} = \frac{Q_{\text{H}}^{\text{P}}}{(BQ_{\text{H}}^{\text{P}}/V_{\tau}) V_{\Gamma} (T_{\Phi}/273)}, \quad (9-37)$$

где  $V_{\tau}$  — объем топки, м<sup>3</sup>;  $V_{\Gamma}$  — объем продуктов сгорания при нормальных условиях, м<sup>3</sup>/кг;  $B$  — расход топлива, кг/с.

По сути дела, формула (9-37) выражает время пребывания газов в топочной камере при ее заполнении. Анализ показал, что допущение о совместном движении частиц и газового потока и о равенстве их температур можно принимать только для мелких частиц (меньше 300 мкм). Более крупные частицы отстают от восходящего потока газов в топке. Можно полагать, что относительная скорость таких частиц равна скорости витания и таким образом учитывать увеличение времени пребывания. Поэтому при обработке опытных данных сжигания пыли грубого помола ( $\delta_{01} > 300$  мкм) время полного выгорания факела определялось выражением

$$\tau = \tau_{\Gamma} \frac{\omega_{\tau, \Gamma}}{\omega_{\tau, \Gamma} - \omega_{\text{в1}}}, \quad (9-38)$$

где  $\tau_{\Gamma}$  — время пребывания топочных газов, определяемое по формуле (9-37), с;  $\omega_{\tau, \Gamma}$  — скорость движения топочных газов, м/с;  $\omega_{\text{в1}}$  — скорость витания наиболее крупной частицы (см. § 2-6), м/с.

Скорость движения топочных газов находится по формуле

$$\omega_{\tau, \Gamma} = \frac{V_{\Gamma} B (100 - q_4) T_{\Phi}}{F_{\tau} \cdot 100 \cdot 273}, \quad (9-39)$$

где  $F_{\tau}$  — площадь поперечного сечения топки, м<sup>2</sup>.

Результаты обработки опытов были представлены в координатах  $\lg k_1 = f(10^4/T_{\Phi})$ . Во всех случаях наблюдается согласованность опытных точек, соответствующих достаточно малой механической неполноте сгорания, которая в реальных топках имеет место при обеспеченном воспламенении, отсутствии существенной неоднородности в работе отдельных горелок, хорошем заполнении топки факелом, т. е. при отлаженном процессе горения. Эти опытные точки располагаются вокруг некоторой средней прямой с максимальным разбросом примерно  $\pm 60$  % по абсолютному значению константы. Опытные точки, отвечающие большой механической неполноте сгорания, как правило, выпадают из общих закономерностей. Большая неполнота сгорания в основном вызывается случайными факторами. Поэтому для пыли антрацитов согласованными между собой оказались только константы, найденные при обработке данных испытаний топок с утепленными воронками, в которых механическая неполнота сгорания большей частью не превышает 3 % при жидком шлакоудалении. Результаты обработки этих опытов представлены на рис. 9-14.

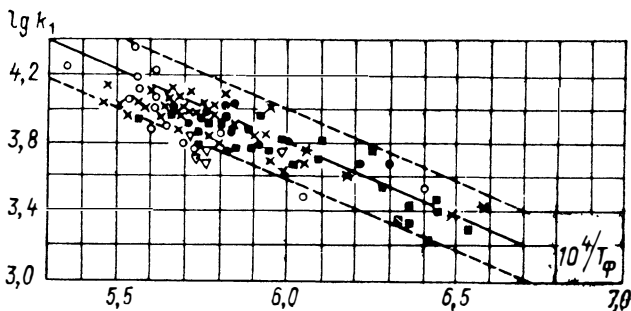


Рис. 9-14. Зависимость  $\lg k_1 = f(10^4/T_\phi)$  для пыли антрацитов по результатам обработки данных испытаний топок с жидким шлакоудалением ( $k_1$  — в м/с) Штриховыми линиями ограничена область разброса значений  $k_1 \pm 60\%$

Результаты исследований работы призматических экранированных топок показывают, что эффективные константы горения для данной марки топки практически не зависят от конструкции горелок и их компоновки с топкой.

Энергию активации  $E_1$  для пыли антрацитов, определенную по наклону средней линии (сплошная линия на рис. 9-14), можно считать равной 140,3 МДж/кмоль. Предэкспоненциальный множитель  $k_{01}$  составляет примерно  $4,5 \cdot 10^4$  м/с. Эти значения  $E_1$  и  $k_{01}$  совпадают с таковыми для единичных частиц антрацита по опытам Л. И. Хитрина, что свидетельствует о правильности расчетной схемы.

Для пыли тощих углей кинетические константы оказались практически совпадающими с таковыми для антрацитов. Для пыли каменных углей были получены следующие значения:  $E_1 = 125,6$  МДж/кмоль;  $k_{01} = 1,9 \cdot 10^4$  м/с.

Полученные результаты вычисления кинетических констант позволяют оценить область процесса горения в камерных топках при сжигании различных топлив. Так, горение антрацита и тощих углей при жидком шлакоудалении происходит в промежуточной области с преобладанием влияния кинетических факторов, а при горении каменных углей грубого помола значительную роль играют диффузионные факторы.

Обработка опытных данных горения бурого угля и торфа показывает, что кинетические константы для этих топлив почти на порядок выше, чем для антрацита, и поэтому бурые угли при грубом помоле горят практически в области, близкой к диффузионной. На рис. 9-15 проведено сопоставление расчетных значений коэффициента диффузионного обмена  $\alpha_{D01}$ , определенных при обработке данных испытаний топок, со значениями рассматриваемого коэффициента, найденными непосредственно по формуле  $\alpha_{D01} = Nu_D D / \delta_{01}$ . Коэффициент диффузии  $D$  относился к средней температуре факела  $T_\phi$ , а критерий Нуссельта  $Nu_D$  определялся для наиболее крупной частицы

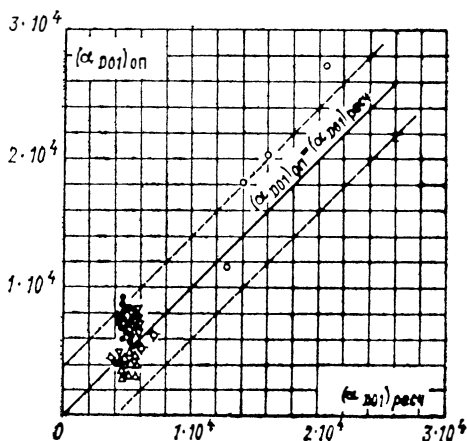


Рис. 9-15. Сопоставление опытных и расчетных значений коэффициента диффузионного обмена (м/с) для топок, работающих на пыли бурых углей  
Штриховыми линиями ограничена область разброса значений  $\alpha_{D01}$

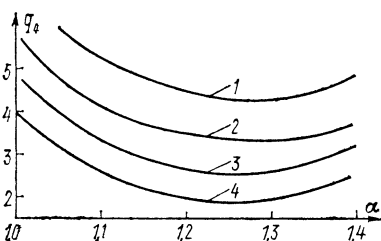


Рис. 9-16. Влияние коэффициента избытка воздуха на величину  $q_0$  при различном тепловом напряжении топочного объема: 0,24 мВт/м<sup>3</sup> (1); 0,2 мВт/м<sup>3</sup> (2); 0,18 мВт/м<sup>3</sup> (3); 0,15 мВт/м<sup>3</sup> (4). (Топливо — антрацит;  $R_{90}=8\%$ ;  $n=1$ ;  $t_{г.в}=400^\circ\text{C}$ ;  $\vartheta_{г''}=1000^\circ\text{C}$ .)

с учетом скорости ее витания. Расчетное значение  $\alpha_{D01}$ , вычисляемое по данным горения пыли бурых углей, определялось с помощью номограммы, построенной для диффузионной области горения, т. е. величина  $\alpha_{D01}$  подсчитывалась с использованием формулы (9-25) по известным неполноте сгорания и времени горения пыли. Из рис. 9-15 видно, что расчетные значения коэффициента  $\alpha_{D01}$  совпадают по порядку величины с его действительными значениями. Отклонения примерно те же, что и для константы скорости горения.

В целом результаты обработки опытных данных для различных типов углей свидетельствуют, что рассмотренная методика расчета выгорания пылеугольного факела достаточно правильно учитывает влияние на процесс горения элементарного состава топлива, его реакционных свойств, фракционного состава пыли, избытка воздуха в топке и температурного уровня процесса. Разброс точек на итоговых графиках объясняется воздействием факторов, не учитываемых в расчете: влиянием аэродинамической обстановки в начале факела, особенностями воспламенения, неравномерностью в распределении пыли и воздуха по отдельным горелкам и т. п. Расчеты по средним значениям полученных констант дают механическую неполноту сгорания, близкую к наиболее вероятной в отлаженном топочном процессе (примеры расчетов даны в конце главы). При устойчивом воспламенении и налаженном

режиме работы топки расчетная и опытная механическая неполнота сгорания различаются на  $\pm 15\%$ , что соответствует точности определения неполноты сгорания в пылеугольных топках. При неналаженных режимах механическая неполнота сгорания выше. Совпадение опытной и расчетной неполноты сгорания в известной мере может служить критерием налаженности топочного режима.

Приведенная методика расчета позволяет определить влияние режимных параметров (коэффициента избытка воздуха в топке, температуры его подогрева, теплового напряжения топочного объема, тонины помола и т. д.) на механическую неполноту сгорания в камерных топках и выбрать оптимальные режимные условия работы котельного агрегата. Так, например, при сжигании антрацитового штыба в пылеугольных топках с прямоточным факелом при подаче пыли в горелки с горячим воздухом оптимальный коэффициент избытка воздуха, как показывает расчетный анализ (рис. 9-16),  $\alpha = 1,2$ , что согласуется с данными испытаний действующих котлов.

Расчетная схема может дать представление и о динамике выгорания угольной пыли в факеле. На рис. 9-17 представлены расчетные и опытные данные выгорания пыли антрацита в топках паровых котлов производительностью 420 и 230 т/ч (данные С. Л. Шагаловой, Ю. А. Тимошина, В. А. Резника, И. Н. Шницера). Как видно, расчет и опыт удовлетворительно согласуются между собой. Обращает на себя внимание резкое выгорание топлива и кислорода в начале факела. Это связано с быстрым выгоранием мелких частиц топлива (и летучих). Из-за выгорания мелких частиц пыли в начале факела угрубляется. Большой расход кислорода в начале факела приводит к тому, что крупным частицам, определяющим неполноту сгорания, приходится гореть в обедненной кислородом атмосфере (и вдобавок в области понижающейся температуры). Это затягивает горение. Расчеты показывают, что для уменьшения механической неполноты сгорания в два раза время горения пыли нужно увеличить по крайней мере в полтора раза. Таким образом, трудно уменьшить механическую неполноту сгорания увеличением размеров топочной камеры или понижением теплового напряжения топочного объема.

Для ликвидации указанного органического недостатка прямоточного пылеугольного факела необходим переход к процессу с многократной циркуляцией топливных частиц, т. е. к процессу с многократным возвращением крупных частиц в корень факела. Примером топки такого рода может служить известная вихревая топка А. А. Шершнева для торфа и бурых углей (рис. 9-18). Дальнейшее развитие рассматриваемого принципа получено в топках с высокотемпературным вихрем (вихревая топка ЦКТИ) и в топках с низкотемпературным вихрем (вихревая топка ЛПИ). В вихревых топках ЦКТИ (рис. 9-19) при резком развороте газов на выходе из топки не-

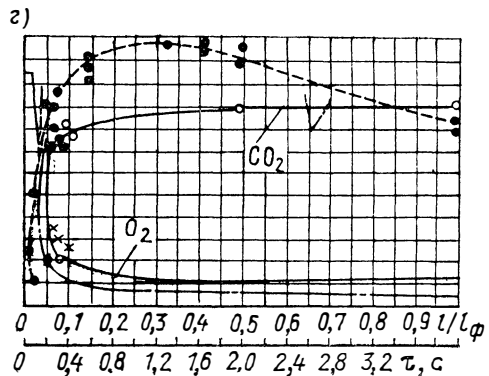
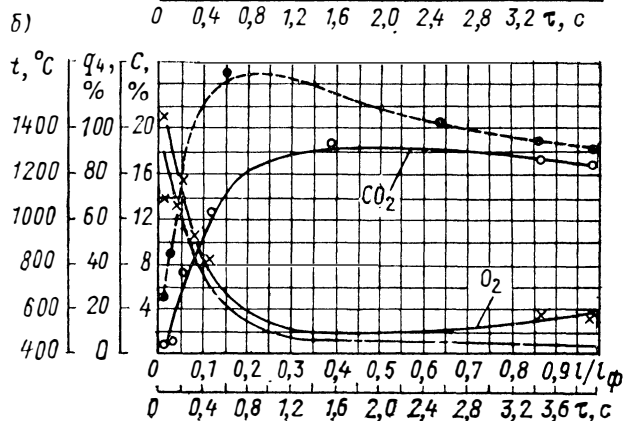
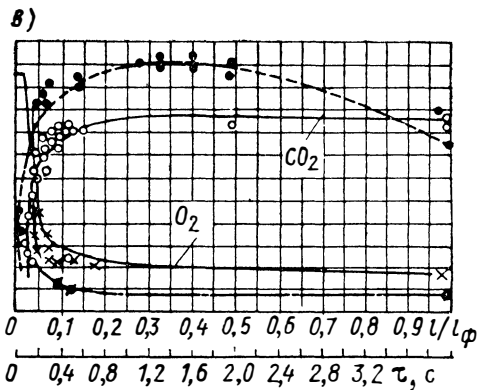
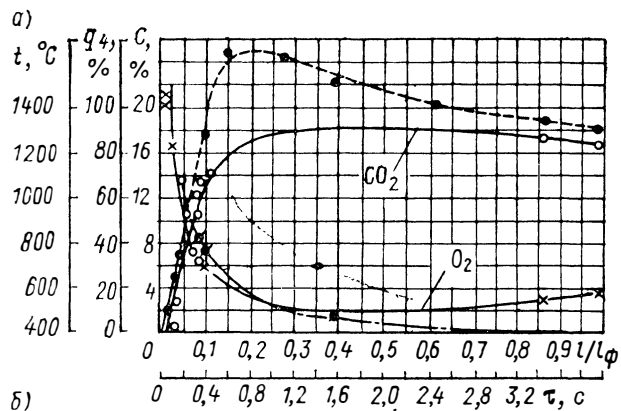


Рис. 9-17. Изменение концентрации  $O_2$  и  $CO_2$ , потеря от механической неполноты сгорания и температуры в топке парового котла при сжигании пыли антрацита: а — котел ТП-230,  $\alpha=1,21$ ; б — то же,  $\alpha=1,14$ ; в — котел ТП-230-2,  $\alpha=1,21$ ; г — то же,  $\alpha=1,11$

Сплошная линия — концентрации, штриховая — температура факела, штрихпунктирная — потери от механической неполноты сгорания



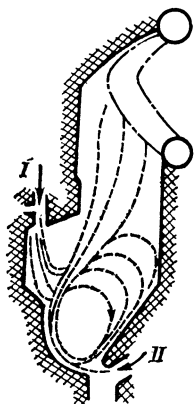


Рис. 9-18. Схема топки А. А. Шершнева  
 I — первичный воздух; II — вторичный воздух

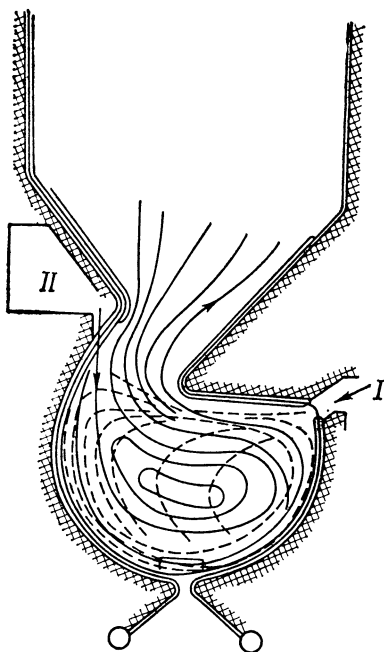


Рис. 9-19. Схема топки с высокотемпературным вихрем  
 I — первичный воздух; II — вторичный воздух; штриховые линии — траектории топливных частиц, сплошные — линии тока

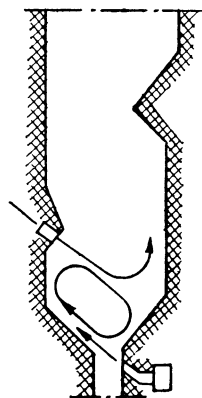


Рис. 9-20. Схема топки с низкотемпературным вихревым сжиганием топлива

сгоревшие крупные частицы должны по инерции выпасть из уходящего потока и вновь включаться в процесс.

В низкотемпературных вихревых топках ЛПИ топливо грубого помола вместе с воздухом через горелки поступает в топку (рис. 9-20). У заднего экрана при развороте факела мелкие частицы улетают в прямоточную часть факела, а крупные сепарируются в нижнюю часть топки, где установлено острое дутье воздуха (нижнее дутье). Крупные частицы, опустившись вдоль заднего ската холодной воронки, подхватываются нижним дутьем и вдоль фронтального ската поднимаются к горелкам. При этом эти частицы находятся в области повышенного содержания кислорода.

Струи пылевоздушной смеси и нижнего дутья образуют вихрь с горизонтальной осью вращения. Подача пыли с ограниченным количеством воздуха способствует усилению воспламенения топлива, а увеличенный тепло- и массообмен в вихре интенсифицирует выгорание.

В результате циркуляции значительного количества газов температура повышается нерезко, поэтому горение протекает

в условиях сравнительно невысоких температур. При этом предотвращается образование сульфатно-связанных отложений на конвективных поверхностях нагрева при работе на топливах с повышенным содержанием СаО в золе.

Благодаря многократной циркуляции при низкотемпературном вихревом сжигании топлива крупные частицы оказываются в условиях, благоприятных для сгорания, а сам процесс горения протекает с достаточной полнотой при грубом помоле. Вихревая топка ЛПИ к настоящему времени внедрена для сжигания бурых углей различных месторождений, торфа, сланца. Ведутся работы по сжиганию некоторых топлив без размола их в мельницах.

В настоящее время на основе изложенной выше методики расчета горения полифракционного пылеугольного факела ЦКТИ имени И. И. Ползунова и Таганрогский котельный завод совместно разработали позонный расчет горения и теплообмена в топках котлоагрегатов с использованием ЭВМ, который дополняет позонный расчет топок, приведенный в нормативном методе теплового расчета котельных агрегатов. При этом учитывается влияние на горение и теплообмен по высоте топочной камеры качественных характеристик топлив и схем его подачи, фракционный состав пыли, режимные параметры процесса, изменение тепловой мощности котлоагрегатов как при работе всех горелок, так и при отключении отдельных горелок и ярусов горелок.

При позонном расчете горения полифракционного пылеугольного факела используются те же допущения, какие рассмотрены в § 9-1. Дополнительно вводится учет теплообмена по зонам, который происходит за счет отдачи теплоты радиацией поверхностям нагрева, переизлучением и переносом потока теплоты вдоль факела. Расчет тепловыделения и теплообмена по высоте топочной камеры в каждой зоне основан на решении алгебраических уравнений теплового баланса в этой зоне. Расчеты тепловыделения и теплообмена ведутся методом последовательных приближений. По принятой предварительно температуре газов на выходе из  $i$ -й зоны определяется средняя температура газов в данной зоне, по которой рассчитывается тепловыделение в зоне. По полученному коэффициенту тепловыделения и по уравнению баланса проверяется правильность принятой температуры.

Сам расчет выгорания пыли в зоне основан на соотношениях, приводимых в § 9-1—9-4. Эта модель применима к любому участку пылеугольного факела, в пределах которого допущение об одномерности не приводит к искажениям физической картины процесса.

Фракционный состав топлива в начале каждой зоны рассчитывается с учетом фракционного состава свежего топлива, вводимого в данную зону, и фракционного состава недогоревшего кокса, поступающего из предыдущей зоны. Определение

в каждой зоне кинетических констант горения, коэффициентов диффузии, диффузионного массообмена, параметров  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $I_2(x)$  и  $I_1(x)$  проводится отдельно для топлива, вновь поступающего через горелки зоны, и для догорающего топлива, поступающего из предыдущей зоны. Также отдельно рассчитывается и тепловыделение в зоне.

В качестве примера рассмотрим результаты расчета на ЭВМ тепловыделения по высоте топочной камеры, а также механической неполноты сгорания при сжигании угля марки ГСШ.

Топочная камера оборудована вихревыми горелками, расположенными встречно в 4 яруса по высоте топки, которая разбита на десять зон. Все исходные данные по геометрии топки и характеристикам топлива приведены ниже в § 9-6, в котором выполнен расчет механической неполноты сгорания при средней эффективной температуре факела без деления топки на зоны.

При позонном расчете горения с учетом теплообмена в топочной камере механическая неполнота сгорания  $q_4$  на выходе из топки практически равна 1,5 %, в то время как при расчете по средней эффективной температуре факела  $q_4=2,2$  %. Расхождение в результатах объясняется учетом при позонном расчете выгорания топлива теплообмена в топке, т. е. изменения температуры газов по длине факела.

## 9-6. ПРИМЕРЫ

**Пример 9-1.** Определить механическую неполноту сгорания пыли каменного угля марки ГСШ в топке с сухим шлакоудалением. Объем топки  $V_T=25\,160$  м<sup>3</sup>; сечение топки  $F_T=479$  м<sup>2</sup>; расход топлива  $B=104,6$  кг/с; характеристики размола  $R_{200}=8,5$  %;  $R_{90}=30$  %; коэффициент избытка воздуха  $\alpha=1,24$ ; теоретическая температура горения  $T_a=2198$  К; температура на выходе из топки  $T_T''=1366$  К. Теплота сгорания топлива  $Q_H^P=19,8$  МДж/кг; влажность топлива  $W^P=11$  %; зольность топлива  $A^P=26,7$  %; содержание летучих в топливе, приходящееся на горючую массу,  $V_r=40$  %; количество воздуха, теоретически необходимое для сжигания 1 кг топлива (при  $\alpha=1$ ),  $V^0=5,19$  м<sup>3</sup>/кг; теоретический объем газов, образующихся при сгорании 1 кг топлива,  $V_r^0=5,65$  м<sup>3</sup>/кг\*. Средний состав топочных газов (в молярных долях):  $x_{O_2}=0,1$ ;  $x_{CO_2}=0,11$ ;  $x_{N_2}=0,79$ .

**Решение.** Определим выход летучих на рабочую массу (см. § 1-2) и объем продуктов сгорания ( $V_r$ ) при действительном количестве воздуха  $\alpha$  (см. § 1-3):

$$V_r^P = V_r \frac{100 - A^P - W^P}{100} = 40 \frac{100 - 26,7 - 11}{100} = 24,92 \text{ \%};$$

$$V_r = 5,65 + 1,0161 \cdot (1,24 - 1) \cdot 5,19 = 6,92 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

По выражению (9-3) найдем  $K^P=1-(11+26,7+24,92)/100=0,374$ .

\* Если известен элементарный состав топлива и температура подогрева воздуха, то по формулам гл. 1 можно определить  $T_a$ ,  $V^0$  и  $V_r^0$ .

Принимая для топки с сухим шлакоудалением  $Z_m=0,25$ , при  $\theta_T^* = 1366/2198=0,62$  по графику на рис. 9-13 находим  $Q_\phi=0,74$ , т. е.  $T_\phi = 0,74 \cdot 2198=1627$  К. По формуле (9-37) среднее время пребывания продуктов сгорания в топке

$$\tau_r = \frac{25 \cdot 160}{104,6 \cdot 6,92 \cdot 1627/273} = 5,83 \approx 5,8 \text{ с.}$$

При  $R_{200}=8,5\%$  и  $R_{90}=30\%$  по графику, аналогичному графику на рис. 9-4, получаем  $n=\operatorname{tg} \alpha=0,9$ . Тогда по выражению (9-8)  $b = \left(\frac{1}{90}\right)^{0,9} \times$

$\times \ln \frac{1}{0,3} = 0,02098$  и по соотношению (9-17)  $\delta_{01} = (6,9/0,02098)^{1/0,9} = 626$  мкм.

Приведенным в условии примера значениям  $R_{90}$  и  $R_{200}$  отвечает выражение  $R_{0i} = \exp(-0,02098 \delta_{0i}^{0,9})$ ; при  $\delta_{0i} = \delta_{01} = 626$  мкм получаем  $R_{01} = 0,001 = 0,1\%$ .

Для определения критерия  $Nu_D$  для самой большой частицы ( $\delta_{01} = 626$  мкм) необходимо предварительно вычислить скорость витания этой частицы и соответствующий ей критерий Рейнольдса. Принимая для каменного угля  $\gamma_4 = 1200$  кг/м<sup>3</sup>, для газового потока  $\gamma_0 = 1,293 \cdot \frac{273}{1627} = 0,217$  кг/м<sup>3</sup>, а кинематическую вязкость (по таблицам)  $\nu = 247 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, находим критерий Кирпичева (см. § 2-6):

$$Ki = 626 \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 9,81 \cdot (1200 - 0,217)}{3 \cdot 0,217 (247 \cdot 10^{-6})^2}} = 6,626.$$

Так как  $Ki < 8,5$ , то по выражению (2-12)

$$Sch = \frac{6,626^2}{24 (1 + 0,955 \cdot 10^{-3} \cdot 6,626^4)^{0,375}} = 1,237.$$

Тогда

$$\omega_B = \frac{1,237}{\sqrt[3]{\frac{3 \cdot 0,217}{4 \cdot 9,81 \cdot 1200 \cdot 247 \cdot 10^{-6}}}} = 3,23 \text{ м/с.}$$

Критерий Рейнольдса  $Re = 3,23 \cdot 626 \cdot 10^{-6} / (247 \cdot 10^{-6}) = 8,19 \approx 8,2$ . Принимая по таблицам при  $T_\phi = 1627$  К для продуктов сгорания среднего состава  $P_g = 0,55$ , по выражению § 3-7 получим  $Nu_D = 2 + 0,03 \cdot 0,55^{0,33} \cdot 8,2^{0,54} + 0,35 \times 0,55^{0,36} \cdot 8,2^{0,8} = 3,596 \approx 3,6$ .

Для введения поправки на отставание наиболее крупных частиц кокса от потока газов определим по выражению (9-39) среднюю скорость топочных газов

$$\omega_{T.г} = \frac{6,92 \cdot 104,6 \cdot 1627}{479 \cdot 273} = 9,01 \text{ м/с.}$$

Тогда по (9-38) время полного пребывания частиц кокса в топке составит

$$\tau = 5,8 \frac{9,01}{9,01 - 3,23} = 9,04 \approx 9 \text{ с.}$$

При  $T_\phi = 1627$  К константа скорости горения

$$k_1 = 1,9 \cdot 10^4 \exp\left(-\frac{125,6 \cdot 10^3}{8,31 \cdot 1627}\right) = 1,755 \approx 1,75 \text{ м/с.}$$

Принимая давление в топке  $P_T = 9,81 \cdot 10^4$  Па, определим по выражениям (9-19) и (9-20) соответственно параметры  $\beta$  и  $a$ :

$$\beta = \frac{1200}{2} \cdot \frac{6,92}{22,4} \cdot \frac{8,31 \cdot 10^3 \cdot 1627}{9,81 \cdot 10^4} \cdot \frac{1}{0,374} = 6,83 \cdot 10^4;$$

$$a = (1,24 - 1) \cdot \frac{5,19}{8,89} \cdot \frac{1}{0,374} \approx 0,37.$$

Определим коэффициент диффузии кислорода в газах. Изменением коэффициента диффузии при изменении состава газов будем пренебрегать ввиду приближенности расчета выгорания факела. По данным гл. 3 примем следующие коэффициенты взаимной диффузии при нормальных условиях ( $P_0 = 9,81 \cdot 10^4$  Па,  $T_0 = 273$  К):

$$D_{O_2-CO_2} = 0,139 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}; \quad D_{O_2-N_2} = 0,184 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Принимая  $n = 1,75$  и считая, что давление в топке равно атмосферному, получим

$$D_{O_2-CO_2} = 0,139 \cdot 10^{-4} \left( \frac{1627}{273} \right)^{1,75} = 3,16 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с};$$

$$D_{O_2-N_2} = 0,184 \cdot 10^{-4} \left( \frac{1627}{273} \right)^{1,75} = 4,18 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Коэффициент диффузии кислорода в топочных газах по выражению (3-13) определяется как

$$D_{O_2-\text{смесь}} = \frac{1 - 0,1}{\frac{0,11}{3,16 \cdot 10^{-4}} + \frac{0,79}{4,18 \cdot 10^{-4}}} = 4,02 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Теперь находим значение комплекса  $k_1/\alpha\delta_{01} = k_1\delta_{01}/(\text{Nu}_D D)$ , определяющее область горения частицы размером  $\delta_{01}$ :

$$\frac{k_1\delta_{01}}{\text{Nu}_D D} = \frac{1,75 \cdot 626 \cdot 10^{-6}}{3,6 \cdot 4,02 \cdot 10^{-4}} = 0,757 \approx 0,76.$$

Следовательно, выгорание наиболее крупных частиц протекает в промежуточной области с преобладающим влиянием кинетических факторов. Поэтому для расчетов необходимо использовать номограммы для промежуточной области при  $\text{Nu}_D D / (k_1\delta_{01}) = 1$  (см. рис. 9-11) и для кинетической области  $k_1\delta_{01}/(\text{Nu}_D D) = 0$  (см. рис. 9-10). Предварительно определим значение комплекса  $k_1\tau/(\beta\delta_{01}) = I_2(x)$ :

$$I_2(x) = \frac{1,75 \cdot 9}{6,84 \cdot 10^4 \cdot 626 \cdot 10^{-6}} = 0,368 \approx 0,37.$$

Для определения  $I_1(x)$  необходимо графически построить зависимость  $I_2(x) = k_1\tau/(\beta\delta_{01}) = f[k_1\delta_{01}/(\text{Nu}_D D)]$  при  $n = 0,9$ ;  $a = 0,37$  и разных  $I_1(x)$ . Зна-

Таблица 9-1

Значение $I_1(x)$	Значение $I_2(x)$ при		
	$k_1\delta_{01}/(\text{Nu}_D D) = 0$	$\text{Nu}_D D / (k_1\delta_{01}) = 1$	$k_1\delta_{01}/(\text{Nu}_D D) = 0,76$
0,03	0,32	0,42	0,39
0,04	0,26	0,37	0,34

чение  $I_1(x)$ , при котором  $I_2(x)$ , найденное графически для  $k_1/\alpha_{D01}=0,76$ , будет соответствовать расчетному  $I_2(x)=0,37$  и является искомым. Результаты сведены в табл. 9-1.

Как видно из таблицы, полученное  $I_2(x)$  наиболее близко к расчетному значению  $I_2(x)=0,37$  при  $I_1(x)=0,03$ . Окончательно  $I_1(x)=0,034$ .

Из выражения (9-33) для рассматриваемых условий находим

$$q_4 = 0,374 \cdot 0,034 \cdot \frac{33,913}{19,8} = 0,0218 \approx 2,2\% .$$

К данной главе рекомендуется литература [7, 11, 45, 46, 47, 48, 51, 56, 57, 66, 70, 72, 74].

## ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

### ГОРЕНИЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В СЛОЕ

#### 10-1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА УСЛОВИЙ ГОРЕНИЯ В СЛОЕ

Слоевой метод сжигания твердого топлива занимает видное место в технологии сжигания наряду с факельными методами. Слоевые топки и аппараты для сжигания топлива широко применяются в энергетике, металлургии и химическом производстве. Высокая стабильность процесса горения в широком диапазоне форсировок, возможность сжигания топлива с различной влажностью, отсутствие сложной и энергоемкой системы пылеприготовления, простота в управлении — все эти обстоятельства делают слоевые топочные устройства в установках сравнительно небольшой производительности предпочтительными. По интенсивности горения слоевой процесс обладает значительными резервами по сравнению с факельным. Обработка данных по выгоранию топлива в прямоточных факельных топках показывает, что кажущиеся кинетические константы горения близки к предельным, отвечающим кинетической области горения. Это указывает на то, что в факельном процессе интенсивность процессов на поверхности горения приближается к своему физическому пределу. Оценки же для слоевых процессов показывают, что слой обладает почти пятидесятикратным запасом интенсивности по сравнению с предельными значениями.

В слоевых устройствах обычно сжигают топливо, содержащее сравнительно крупные частицы (0,003—0,05 м). Высокая адиабатность слоевых процессов способствует развитию в горящем слое высоких температур. В итоге в слоевых процессах горение обычно протекает в диффузионной области. Это отчетливо подтверждается сильной зависимостью скорости выгорания от интенсивности подвода дутья. Сокращение диффузионного сопротивления и перевод процесса в высокотемператур-

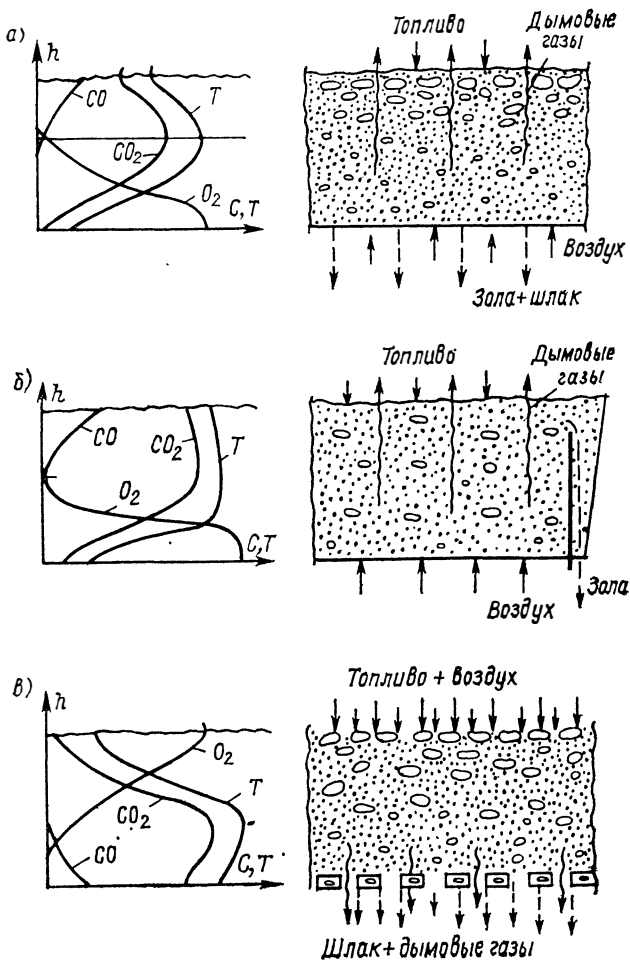


Рис. 10-1. Основные схемы слоевого процесса: а — противоточный слой; б — кипящий слой; в — прямоточный слой

ную кинетическую область открывает возможности дальнейшей интенсификации горения.

Рассмотрим особенности организации процесса в его основных технических схемах. Схему слоевого процесса, при котором топливо подается сверху на колосниковое полотно и пронизывается дутьевым воздухом, подаваемым снизу, будем называть противоточной (рис. 10-1, а). Эта схема процесса широко используется в технике, так как она проста и обладает устойчивым воспламенением за счет поступления свежих порций топлива на его раскаленный горящий слой. Эти новые порции топлива подогреваются, сушатся и воспламеняются

благодаря теплоте, передаваемой мощным потоком раскаленных газов, выходящих из зоны активного горения слоя, а также излучению слоя и факела. Подобная организация воспламенения («нижнее зажигание») позволяет успешно сжигать в слоевых топках топливо с влажностью до 45—50 %.

Если топливо покоится на колосниковой решетке под действием собственного веса, то возрастание форсировки приводит к увеличению скорости фильтрации воздуха в слое и к выносу из слоя все более крупных частиц. Относительно крупные частицы топлива уже не успевают сгореть на лету в пределах топочной камеры, что приводит к резкому возрастанию механической неполноты сгорания. Отмеченное обстоятельство затрудняет сжигание в слое полифракционных топлив, содержащих значительное количество мелких частиц, препятствует повышению теплонапряжения зеркала горения, чтобы наиболее полно использовать возможности слоевого процесса. Под теплонапряжением зеркала горения подразумевают количество теплоты, выделяющейся вследствие горения в единицу времени с  $1 \text{ м}^2$  поверхности слоя. Как правило, теплонапряжение зеркала горения обычных слоевых топок не превышает  $(1,1—1,6) \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ . Дальнейшее увеличение форсировки приводит к активной перестройке залегания частиц топлива, все возрастающему выносу частиц из слоя, и наконец при некотором расходе воздуха весь слой теряет свою устойчивость и переходит в «кипящее», или псевдоожигненное, состояние, характеризующееся беспорядочным движением частиц над поверхностью решетки. При сжигании полифракционного рядового топлива такой режим работы обычно характеризуется резким снижением экономичности топки вследствие возрастания потерь за счет уноса недогоревшего топлива.

Если организовать сжигание сравнительно однородного по фракционному составу топлива, то процесс горения можно интенсифицировать настолько, что слой перейдет в кипящее состояние и процесс будет идти с умеренными потерями за счет уноса. В силу ограниченности пределов существования кипящего слоя (см. § 2-8) в этом режиме возможно повышение форсировки до  $(2,5—4) \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ . Для кипящего слоя характерна высокая интенсивность тепломассообменных процессов, что приводит к высокой равномерности температуры и концентрации продуктов сгорания по высоте слоя (рис.10-1, б). Для описания тепломассообмена между частицами и потоком в условиях кипящего слоя можно пользоваться зависимостью, предложенной в работе [60]:

$$Nu = 0,1 \frac{Re}{m} Pr^{1/3}. \quad (10-1)$$

Другой распространенной схемой слоевого процесса является сжигание в прямоточном, или зажатом, слое. В этом случае подача топлива на решетку и подвод дутья производится



либо с одной стороны, либо перекрестно (рис. 10-1, в). При этом топливо прижимается к колосниковой решетке не только под действием веса, но и вследствие аэродинамического сопротивления набегающему потоку дутьевого воздуха. Решетка в этом случае препятствует нарушению аэродинамической устойчивости слоя при увеличении дутья. Поскольку элементы решетки при такой схеме сжигания находятся в зоне высоких температур, то для их длительной работы необходима надежная система охлаждения. Топки, основанные на второй схеме, получили название топок скоростного горения с обращенным дутьем или с «зажатым» слоем. Эти топочные устройства позволяют значительно повысить форсировку процесса, однако вследствие отсутствия в ней интенсивного нижнего зажигания требует подачи на слой уже разожженного топлива.

Интенсивность тепло- и массообмена в условиях слоя значительно выше, чем в факеле. Этому способствуют высокие относительные скорости потока, а также турбулизирующее влияние слоя. В работах ряда авторов показано, что интенсивность тепломассообмена частицы с потоком в условиях слоя может быть выражена зависимостью типа  $Nu = ARe^n$ . Для приближенных оценок удобно пользоваться упрощенной зависимостью  $Nu = (0,08 \div 0,1) Re$ .

Попав на поверхность слоя, топливная частица начинает интенсивно прогреваться. Прогрев частицы сопровождается интенсивным выделением влаги — подсушкой. По мере нарастания температуры в частице происходят сложные химические процессы: начинается распад нестойких органических соединений с выделением летучих. Для топлив, имеющих большой выход летучих, эта стадия приводит к изменению физических свойств и структуры углеродного массива. Частица становится более пористой, изменяется ее внутренняя поверхность и размер пор. Поток летучих вступает в активное взаимодействие со встречным потоком кислорода, препятствуя взаимодействию кислорода с коксовым остатком. Прогрев частицы до температуры 1050—1100 К приводит к практически полному окончанию выделения летучих и завершению ее коксования.

Учитывая высокую интенсивность этих процессов в условиях слоевого горения, можно считать, что они протекают и заканчиваются в очень тонкой зоне слоя, не превышающей по высоте размера средней частицы. Воспламенение и горение летучих и интенсивный тепло- и массообмен частицы с потоком приводит к быстрому нарастанию температуры поверхности коксового остатка, углерод которого по мере прекращения выхода летучих начинает все более активно вступать во взаимодействие с кислородом. Начинается стадия выгорания коксового остатка. Зона выгорания углерода кокса занимает, по существу, всю остальную высоту слоя.

Подобная упрощенная схема процесса горения слоя была намечена еще первыми исследователями горения и получила

дальнейшее уточнение и развитие в работах Крейзингера, Неймана, Одибера, Г. Ф. Кнорре, Б. В. Канторовича, З. Х. Колодцева, В. В. Померанцева и др.

Вполне понятно, что четкую границу между отдельными зонами в слое установить трудно, так как происходит их наложение и границы в силу особенностей структуры слоя носят размытый характер.

Зона выгорания углерода кокса распадается по высоте на два участка, в каждом из которых выгорание протекает химически различно. Нижний участок противоточного слоя, характеризующийся наличием значительного количества свободного кислорода в продуктах горения, обычно называют кислородной зоной. К концу этой зоны концентрация кислорода приближается к нулю и он уже не оказывает непосредственного влияния на выгорание углерода. Участок зоны выгорания углерода, расположенный выше кислородной зоны, называют восстановительной зоной (рис. 10-2).

Обладая высокой химической активностью, кислород играет основную роль в выгорании в пределах кислородной зоны. Восстановительные реакции, протекающие на поверхности углеродного массива, приводят к образованию окиси углерода, которая интенсивно взаимодействует со встречным потоком

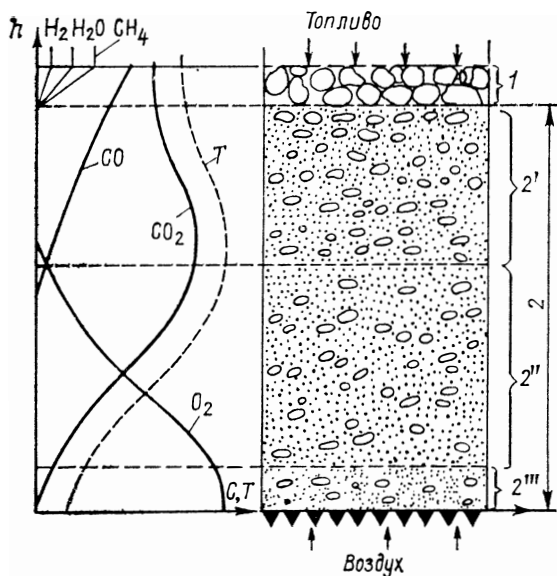


Рис. 10-2. Основные зоны горения в неподвижном слое при противоточной схеме процесса

1 — зона сушки и выхода летучих; 2 — зона выгорания углерода кокса; 2' — восстановительная зона; 2'' — кислородная зона; 2''' — зона шлаковой подушки (выжига шлака)

кислорода. При высоких температурах, характерных для большей части зоны выгорания кокса в слоевом процессе, возможны бурные вторичные реакции с образованием большого количества CO. В этом случае расход кислорода на дожигание CO у поверхности кусков горящего углеродного массива настолько велик, что свободный кислород практически расходуется полностью, не достигая углеродной поверхности. Ранее при рассмотрении горения углеродной частицы мы называли этот случай горящим пограничным слоем.

Если высота слоя достаточно велика, то к некоторому уровню  $h_k$  весь свободный кислород дутья израсходуется и в области, расположенной за этой границей (восстановительной зоне), выгорание углерода может идти только по восстановительным реакциям  $\text{CO}_2 + \text{C} = \text{CO}$  и  $\text{H}_2\text{O} + \text{C} = \text{CO} + \text{H}_2$ . Эти реакции идут с эндотермическим тепловым эффектом и в восстановительной зоне сопровождаются снижением температурного уровня. В связи с этим максимальный температурный уровень, так же как и максимальное содержание углекислоты в продуктах сгорания, соответствует концу кислородной зоны. При сжигании топлива в слоевых топках высота слоя топлива обычно невелика и, как правило, не превышает высоты кислородной зоны.

Организация слоевого процесса для газификации топлива, наоборот, требует значительной высоты слоя топлива, при этом имеет место развитая восстановительная зона, на выходе из которой будет высокое содержание  $\text{H}_2$  и CO.

В конце кислородной зоны вследствие того, что процесс приближается к адиабатному, температура близка к теоретической температуре горения. Под влиянием высокой температуры зола большинства топлив расплавляется. Углеродная поверхность не смачивается жидким шлаком, поэтому капли шлака образуют на ней небольшие шарики. Образуя более крупные капли, шлак стекает вниз навстречу потоку продуктов сгорания и воздуха и попадает в область все более низких температур. Интенсивный теплообмен со встречным, сравнительно холодным потоком приводит к застыванию и грануляции шлака на нижних участках слоя. Постепенно шлак накапливается на поверхности колосникового полотна, образуя так называемую шлаковую подушку. В этой самой нижней зоне происходит выгорание остатков углерода, поэтому ее часто называют зоной выгорания шлака. Слой шлака защищает колосниковое полотно от теплового излучения со стороны горящих углеродных частиц, что одновременно с охлаждающим дутьем воздуха обеспечивает надежную работу колосникового полотна.

Сопоставление стадий горения частицы в слоевом процессе убеждает, что определяющей является стадия выгорания углерода кокса; она является наиболее длительной, и зона выгорания углерода в этой стадии занимает основную часть общей

высоты слоя. Интенсивная реакция догорания СО в пограничной пленке обуславливает значения критерия Семенова в слоевых процессах значительно выше единицы, т. е. выгорание углерода по схеме горящего или двойного горящего слоя.

## **10-2. ПРИБЛИЖЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЫГОРАНИЯ И ГАЗИФИКАЦИИ СЛОЯ ТОПЛИВА**

Основываясь на представлениях о физико-химических условиях горения топлива в слое, можно сформулировать основные положения, которые будем использовать при анализе выгорания и газификации в слое:

1. Основным процессом при выгорании натурального топлива в слое является выгорание и газификация углерода кокса. Зона выгорания углерода кокса занимает подавляющую часть слоя, а в случае прямоточной схемы слоевого процесса — всю высоту слоя в зоне активного горения. Летучие не оказывают существенного влияния на процесс выгорания углерода, так как их горение протекает в основном вне слоя топлива.

2. В зоне горения и газификации температурный уровень высок и превышает температуру плавления золы большинства видов твердого топлива. Зола расплавляется и сдувается с поверхности кусков в виде мелких капель, практически не препятствуя горению. Таким образом, для топлива с умеренной зольностью можно говорить о горении в слое частиц чистого углерода в условиях высоких температур.

3. Горение частиц углерода кокса размером более  $10^{-3}$  м при температурах около 2000 К и выше происходит по схеме двойного горящего слоя.

4. В условиях высоких температур слоевого процесса горение протекает в диффузионной области ( $a_D \ll k$ ).

5. При достаточно большой толщине горящего слоя он распадается на окислительную и восстановительную зоны, в которых макрохимизм горения различен.

6. Топливо, поступающее на слой, носит полифракционный характер, т. е. состоит из частиц различного начального размера, который меняется в пределах от нуля до  $\delta_{01}$  (начальный размер наиболее крупной частицы).

Анализ выгорания углерода кокса можно провести для любой схемы слоевого процесса. Если рассматривать прямоточный слоевой процесс, в котором за счет предварительной подготовки топлива в зону активного горения поступает чистый кокс, практически лишенный летучих и нагретый до температуры 1000—1300 К, то анализ упрощается.

При выгорании углеродных частиц по схеме двойного горящего пограничного слоя поступающий в пограничную пленку поток кислорода в пределах кислородной зоны и, следова-

тельно, поток, покидающий пограничную пленку углекислоты, представляется в виде (см. § 7-5)

$$G_1 = -G_2 = -\frac{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}}{RT(1/k + 1/\alpha_D)}. \quad (10-2)$$

Учитывая, что в диффузионной области кинетическое сопротивление много ниже диффузионного, пренебрегаем кинетической составляющей; тогда

$$G_1 = -G_2 = \alpha_D(2p_{1\Delta} + p_{2\Delta})/RT. \quad (10-3)$$

Исследуем выгорание в зоне двух частиц различного начального размера  $\delta_{0i}$  и  $\delta_{0k}$ , находящихся в одной плоскости горящего слоя и уже выгоревших до некоторых размеров  $\delta_i$  и  $\delta_k$ . За время  $d\tau$  каждая из частиц выгорит еще на некоторую величину. Используя выражение (10-3), можно написать уравнение выгорания для двух таких частиц:

$$\begin{aligned} -\pi\delta_i^2\alpha_D(2p_1 + p_2)\frac{1}{RT}d\tau &= \pi\delta_i^2(\gamma_k/24)d\delta_i; \\ -\pi\delta_k^2\alpha_D(2p_1 + p_2)\frac{1}{RT}d\tau &= \pi\delta_k^2(\gamma_k/24)d\delta_k. \end{aligned}$$

Из уравнений выгорания частиц, учитывая, что согласно (10-1)  $\alpha_D$  не зависит от  $\delta$ , получим  $d\delta_i = d\delta_k$ , т. е. при горении в слое в диффузионной области наблюдается эквидистантность кривых выгорания, так же как это было в факеле в кинетической области:

$$\delta_{0i} - \delta_i = \delta_{01} - \delta_1. \quad (10-4)$$

К некоторому сечению  $h$  мелкие частицы выгорают (рис 10-3) и в слое остаются только частицы с размером, большим некоторого начального размера  $\delta_{0ih}$ .

Если на единицу поверхности слоя поступает ежечасно  $V_k$  кг углерода кокса, то вследствие выгорания углерода на пре-

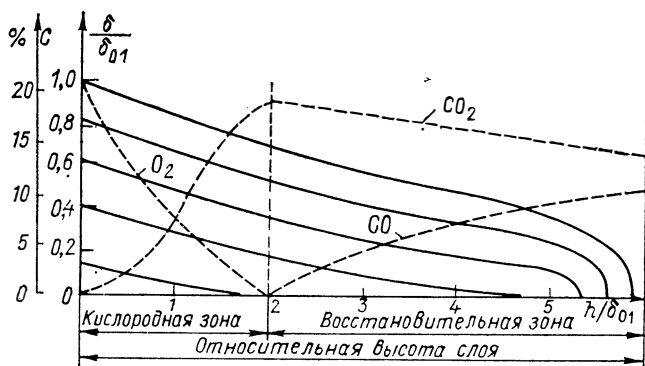
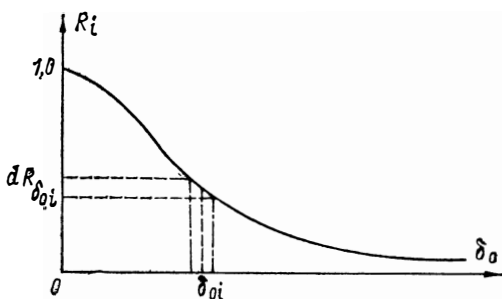


Рис. 10-3. Выгорание частиц углерода топлива по высоте слоя при  $\alpha_{с.л.} = 0,8$  и  $m_0 = 0,5$

Рис. 10-4. Распределение частиц исходного рядового угля по фракциям



дыдущих участках слоя сквозь некоторый уровень слоя  $h$  пройдет меньшее количество углерода кокса  $B_h$ . В этом случае, когда мы знаем закон распределения исходного топлива по фракциям  $R_i = f(\delta_{oi})$ , можно найти выражение для  $B_h$ . Из  $dR_{\delta_{oi}}$  кг

исходного топлива на высоте слоя  $h$  останется  $dG$  кг частиц со средним размером  $\delta_i$  (рис. 10-4):

$$dG = \frac{dR_i}{\pi \delta_{oi}^3 \rho / 6} \rho \pi \delta_i^3 / 6 = dR_i \left( \frac{\delta_i}{\delta_{oi}} \right)^3,$$

где  $\frac{dR_i}{\pi \delta_{oi}^3 \rho / 6}$  — число частиц данной фракции в 1 кг исходного

топлива;  $\rho \pi \delta_i^3 / 6$  — текущая масса частиц по высоте. Масса всех фракций, оставшаяся к данному уровню слоя от 1 кг исходного топлива,

$$G = \int_{\delta_{oih}}^{\delta_{oi1}} \frac{1 \cdot dR}{d\delta_{oi}} \left( \frac{\delta_i}{\delta_{oi}} \right)^3 d\delta_{oi}.$$

Если на слой поступает в час  $B_k$  килограммов углерода кокса, то сквозь сечение слоя  $h$  каждый час будет проходить

$$B_h = B_k \int_{\delta_{oih}}^{\delta_{oi1}} \frac{dR}{d\delta_{oi}} \left( \frac{\delta_i}{\delta_{oi}} \right)^3 d\delta_{oi}. \quad (10-5)$$

При рассмотрении задачи в дальнейшем будем пользоваться относительными величинами  $x = \delta_i / \delta_{oi1}$  и  $y = \delta_{oi} / \delta_{oi1}$  (аналогичные величины принимались при анализе выгорания факела). Используя равенство (10-4), нетрудно найти  $\delta_i / \delta_{oi} = (x + y - 1) / y$ , тогда выражение (10-5) преобразуется к виду

$$B_h = B_k \int_{y_{oih}}^1 \frac{dR}{dy} \left( \frac{x + y - 1}{y} \right)^3 dy.$$

Выражение для  $y_{oih}$  найдем из условия, что к сечению  $h$  происходит выгорание всех фракций, имеющих начальный

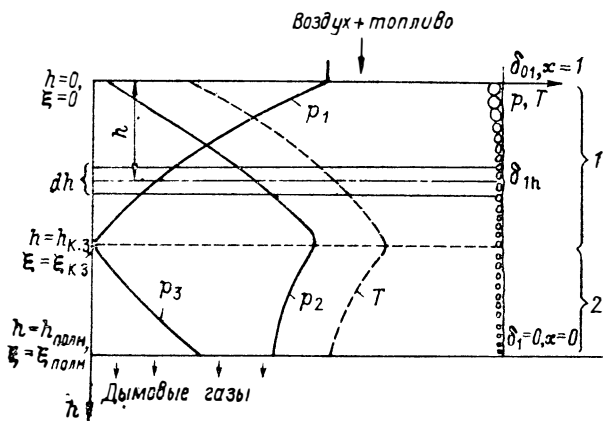


Рис. 10-5. К выводу уравнения выгорания кокса в условиях прямогоочного слоя топлива

1 — кислородная зона; 2 — восстановительная зона

размер  $\delta_{0i} < \delta_{0ih}$ , т. е.  $\delta_{ih} = \delta_1 + \delta_{0ih} - \delta_{0i} = 0$  или  $x + y_{0ih} - 1 = 0$ , откуда  $y_{0ih} = 1 - x$ . Получаем

$$B_h = B_k \int_{1-x}^1 \frac{dR}{dy} \left( \frac{x+y-1}{y} \right)^3 dy = B_k I,$$

где

$$I = \int_{1-x}^1 \frac{dR}{dy} \left( \frac{x+y-1}{y} \right)^3 dy$$

— доля углеродного кокса, не сгоревшего к сечению слоя  $h$ .

В участках слоя, расположенных выше уровня  $h$ , выгорело  $B_k(1-I)/12$  молей углерода. Так как выгорание углерода в кислородной зоне может быть представлено итоговой реакцией  $C + O_2 = CO_2$ , то число молей выгоревшего углерода равно числу молей израсходованного на горение кислорода (рис. 10-5).

Если горение ведется с коэффициентом избытка воздуха  $\alpha_{сл}$ , то на слой в единицу времени подается  $L = B_k \alpha_{сл} L_0 = \alpha_{сл} \times 22,4 B_k / 12$ ,  $nm^3 / (ч \cdot m^2)$  кислорода. От этого количества к сечению  $h$  остается кислорода  $L / 22,4 - B_k(1-I) / 12 = B_k(\alpha_{сл} - 1 + I) / 12$ , моль /  $(ч \cdot m^2)$ . Последнее выражение позволяет на основе материального баланса участка слоя, расположенного выше уровня  $h$ , найти парциальное давление кислорода  $p_1$  и углекислоты  $p_2$  для любого сечения кислородной зоны:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= 0,21 (\alpha_{сл} - 1 + I) P_T / \alpha_{сл}; \\ p_2 &= 0,21 (1 - I) P_T / \alpha_{сл}. \end{aligned} \right\} \quad (10-6)$$

Используя выражение (10-3) и обращаясь к (10-6), получим уравнение, характеризующее выгорание кислорода и углерода в некотором элементе слоя  $dh$  на уровне  $h$  (рис. 10-5):

$$dG_1 = dG_c = -\alpha_D \cdot 0,21P_T (2\alpha_{cл} - 1 + I) \frac{dF}{\alpha_{cл}RT}.$$

С другой стороны,

$$dG_c = \frac{dB_h}{12} = B_k \frac{dx dh dl}{12 dx dh};$$

таким образом

$$dG_1 = dG_c = -\alpha_D \cdot 0,21P_T \frac{(2\alpha_{cл} - 1 + I) dF}{RT\alpha_{cл}} = \frac{B_k}{12} \frac{dl}{dx} \frac{dx}{dh} dh, \quad (10-7)$$

где  $dF$  — площадь поверхности углеродных частиц в элементе слоя  $dh$ .

Однако для определения ее в условиях полифракционного слоя необходимо знать структуру слоя, а также порозность и закономерности ее изменения. Под порозностью слоя обычно подразумевают долю объема пустот, приходящуюся на единицу объема слоя:  $m = V_{п}/V = (V - V_k)/V$ , где  $m$  — порозность слоя топлива;  $V_{п}$  — объем пустот в некотором объеме слоя  $V$ ;  $V_k$  — объем, занимаемый коксом в некотором объеме слоя  $V$ .

Порозность горящего слоя определяется пористостью самих кусков кокса и их взаимным расположением. Обычно пористость коксовых частиц данной марки топлива практически постоянна и зависит только от структуры и свойств топлива. На порозность слоя большое влияние оказывает фракционный состав топлива, способ подачи частиц на слой, размеры и форма кусков, форсировка горения.

Исследования порозности горящего слоя топлива в различных условиях показывают, что иногда она может оставаться практически неизменной по высоте слоя, а иногда значительно меняется. Как правило, изменение порозности слоя по высоте отмечается в случаях высокофорсированного слоевого сжигания. В зависимости от типа топочного устройства и режима его работы могут иметь место оба случая.

Рассмотрим условия выгорания углерода кокса в слое с переменной по высоте порозностью. Закон изменения порозности по высоте выведем, принимая следующую модель реального слоя: скелет слоя в любом его сечении состоит из наиболее крупных частиц  $\delta_1$ , а промежутки между ними заполняются более мелкими частицами  $\delta_i$ . Тогда оседание слоя вследствие его выгорания будет целиком определяться выгоранием крупных кусков. При этом неизбежно возрастание порозности в нижних сечениях слоя.



Если принять, что высота слоя, в котором располагается топливо, пропорциональна размеру наиболее крупных частиц, то для различных уровней слоя имеем соотношение:

$$\frac{\Delta h}{\Delta h_0} = \frac{\delta_1}{\delta_{01}} = x.$$

В начале процесса высота элемента слоя, в котором располагается исходный килограмм топлива:

$$\Delta h_0 = \frac{1}{\rho_k (1 - m_0)}.$$

Вследствие выгорания топлива и изменения порозности к сечению  $h$  высота участка, в котором расположится остаток килограмма исходного топлива,

$$\Delta h = \frac{I}{\rho_k (1 - m_0)}.$$

Используя эти выражения, получаем

$$(1 - m)/(1 - m_0) = I/x. \quad (10-8)$$

Соотношение (10-8) дает закон изменения порозности по высоте выгорающего слоя при принятой структуре.

В том случае, когда мы предполагаем порозность неизменной по высоте слоя ( $m = m_0$ ), можно сказать, что  $\Delta h/\Delta h_0 = I$ . Зная характер изменения порозности при выгорании, нетрудно определить площадь поверхности горения в любом элементе слоя  $dh$ .

В случае, когда справедлива формула (10-8), можно найти площадь поверхности частиц, заполняющих элемент слоя  $\Delta h$ , где находятся остатки килограмма исходного топлива [вывод аналогичен выводу формулы (10-5)]:

$$F = \frac{6}{\rho_k} \int_{\delta_{01h}}^{\delta_{0i}} \frac{dR}{\delta_{0i}} \left( \frac{\delta_i}{\delta_{0i}} \right)^2 \frac{d\delta_i}{\delta_{0i}} = \frac{6}{\rho_k \delta_{01}} \int_{1-x}^1 \frac{dR_i}{dy} \frac{(x+y-1)^2}{y^3} dy.$$

Площадь поверхности частиц в элементе слоя

$$dF = \frac{F}{\Delta h} dh = \frac{6(1 - m_0) I_1}{x \delta_{01}} dh,$$

где

$$I_1 = \int_{1-x}^1 \frac{dR_i}{dy} \frac{(x+y-1)^2}{y^3} dy.$$

Подставляя выражение  $dF$  в уравнение (10-7), получаем дифференциальное уравнение изменения относительного раз-

мера самой крупной частицы по высоте слоя (в пределах кислородной зоны)

$$\frac{dx}{d\xi} = - \frac{0,21 \cdot 12 \alpha_D P_T}{B_K R T} \frac{(2\alpha_{сл} - 1 + I)}{\alpha_{сл} dI/dx} \frac{6(1 - m_0) I_1}{x},$$

где  $\xi = h/\delta_{01}$ .

Для определения  $\alpha_D$  в первом приближении можно пользоваться линейной зависимостью  $Nu_D = 0,08 Re$ . Отсюда нетрудно установить, что  $\alpha_D = 0,8 LTDP_0 / (273 \nu P_T)$ .

При этом в уравнении выгорания частицы в слое исчезают величины, зависящие от температуры, и уравнение приобретает вид

$$\frac{dx}{d\xi} = -0,108 \frac{(2\alpha_{сл} - 1 + I) \cdot 6(1 - m_0) I_1}{dI/dx}. \quad (10-9)$$

Вполне понятно, что результаты решения этого уравнения зависят от распределения топлива по фракциям  $dR_i/dy = f(y)$ , так как эта зависимость входит в интегралы  $I$  и  $I_1$ .

Рассмотрение фракционного состава большой группы углей различных месторождений показывает, что для большинства рядовых топлив с содержанием крупнокускового топлива можно условно принять линейное распределение частиц по размерам:

$$dR_i/d\delta_{0i} = n = 1/(\delta_{01} - \delta_{0\text{мин}}) \quad \text{или} \quad dR_i/dy = n\delta_{01}. \quad (10-10)$$

В случае полифракционного топлива с равномерным распределением частиц по фракциям  $\delta_{0\text{мин}} \rightarrow 0$ , а  $n\delta_{01} \rightarrow 1$ . При неравномерном распределении по фракциям  $n\delta_{01} > 1$ , а при монофракционном топливе  $n\delta_{01} \rightarrow \infty$ . Введение условия (10-10) позволяет проинтегрировать  $I$  и  $I_1$  и получить для них конкретные аналитические зависимости:

$$I = n\delta_{01} \{x + (1-x)[x^2/2 + 2x + 3\ln(1-x)]\}; \quad (10-11)$$

$$dI/dx = -3n\delta_{01} [x^2/2 + x + \ln(1-x)]; \quad (10-12)$$

$$I_1 = -n\delta_{01} [x^2/2 - x + \ln(1-x)]. \quad (10-13)$$

С использованием этих выражений (10-9) приобретает вид

$$0,217(1 - m_0) d\xi = \frac{xdx}{2\alpha_{сл} - 1 + n\delta_{01} \{x + (1-x)[x^2/2 + 2x + 3\ln(1-x)]\}},$$

а при  $n\delta_{01} = 1$

$$0,217(1 - m_0) d\xi = \frac{xdx}{2\alpha_{сл} - 1 + I}. \quad (10-14)$$

Аналогичные рассуждения можно привести и для постоянной по высоте слоя порозности. В этих условиях площадь поверхности горения исходной единицы массы топлива

$$F = \frac{6}{\rho_k \delta_{01}} \int_{1-x}^1 \frac{dR_i}{dy} \frac{(x+y-1)^2}{y^3} dy.$$

А для элемента слоя  $dh$  получаем

$$dF = \frac{Fdh}{\Delta h_0 I} = \frac{6(1-m_0)I_1 d\xi}{I}.$$

Оставляя в силе все остальные предположения и принимая линейный закон распределения частиц по фракциям, получим аналогичным методом уравнение, описывающее изменение размера самой крупной частицы в зависимости от ее положения по высоте слоя при постоянной порозности:

$$0,217(1-m_0) d\xi = \frac{I dx}{2\alpha_{сл} - 1 + I}. \quad (10-15)$$

Уравнения (10-14) и (10-15) получены при рассмотрении процесса в кислородной зоне слоя. Работа восстановительной зоны определяется газификацией углерода восстановительной реакцией  $C + CO_2 = 2CO$ . Как было показано в гл. 7, выгорание углерода при этом определяется зависимостью

$$G_C = -\alpha_D \frac{p_{2\Delta} N_3}{RT(1-N_3)}.$$

Для составления уравнения выгорания необходимо знать закон изменения  $p_{2\Delta}$  — парциального давления углекислоты в пределах восстановительной зоны. Подобно тому как это делалось при определении парциальных давлений в кислородной зоне, для восстановительной зоны из балансовых соотношений получим

$$p_{2\Delta} = [0,21(2\alpha_{сл} - 1 + I) P_T] / \alpha_{сл}. \quad (10-16)$$

Число молей газифицированного углерода равно числу молей прореагировавшего  $CO_2$ . При этом для элемента  $dh$  восстановительной зоны справедливо равенство

$$dG_C = G_C dF = -\frac{\alpha_D p_{2\Delta} N_3 dF}{RT(1-N_3)} = \frac{B_K}{12} \frac{dI}{dx} \frac{dx}{dh} dh. \quad (10-17)$$

Подставляя сюда выражение (10-16) и учитывая, что в восстановительной зоне справедлива полученная ранее зависимость для  $dF$  и что процесс и в этой зоне протекает в диффузионной области ( $N_3 \gg 1$ ), придем к уравнению выгорания в восстановительной зоне слоя, полностью совпадающему с уравнениями (10-14) и (10-15). Таким образом, выведенные

уравнения описывают выгорание частиц в восстановительной и в кислородной зонах слоя.

При анализе выгорания частиц кокса в условиях противоточного слоя можно целиком применить вышеизложенную методику, несколько видоизменив балансовые соотношения. Однако при этом следует уточнить температурные условия процесса и убедиться, что процесс протекает и в диффузионной области. Обычно в случае противоточного слоя диффузионная область горения не может быть распространена на весь слой, а характерна только для зоны активного горения кокса. Для этой зоны, в которой температуры достигают 1700—2000 К, справедливо и предположение о выгорании частиц по схеме двойного горящего слоя, т. е. можно считать, что  $Se \gg 1$ .

Дифференциальное уравнение выгорания монофракционного топлива в кислородной зоне имеет вид

$$\frac{x^3 dx}{2\alpha_{сл} - x^3} = -0,217(1 - m_0) d\xi. \quad (10-18)$$

Выгорание в восстановительной зоне также описывается уравнением, полностью совпадающим с уравнением (10-18).

Для противоточного слоя из полидисперсного топлива рассуждения останутся такими же (дополнительно учитывается влияние полифракционности). Дифференциальное уравнение выгорания частицы в полифракционном противоточном слое при переменной по высоте слоя порозности представляется в виде

$$0,217(1 - m_0) d\xi = - \frac{xdx}{2\alpha_{сл} - n\delta_{01}I}, \quad (10-19)$$

а при постоянной по высоте слоя порозности

$$0,217(1 - m_0) d\xi = \frac{I dx}{2\alpha_{сл} - n\delta_{01}I}.$$

Величина  $(1 - m_0)\xi$  представляет собой «плотную» высоту слоя, т. е. высоту слоя при плотной укладке углерода (без пор). Из этих уравнений следует, что в условиях слоевого высокотемпературного горения в диффузионной области получаем выражения, независимые от температурных условий.

### 10-3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕГРИРОВАНИЯ УРАВНЕНИЙ ВЫГОРАНИЯ КОКСА В СЛОЕ

Полученные дифференциальные уравнения показывают, что при принятых предположениях о характере горения в слое выгорание частиц определяется порозностью слоя, фракционным составом исходного топлива, положением частицы по высоте слоя и коэффициентом избытка воздуха.

Уравнения (10-14) и (10-15) численно интегрировались для кислородной и восстановительной зон со следующими

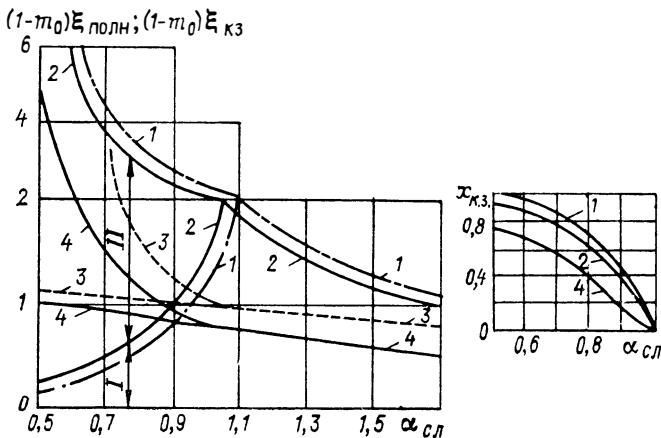


Рис. 10-6. Результаты интегрирования уравнений выгорания прямооточного слоя топлива

1 — полифракционный слой с переменной порозностью при  $\lambda \delta_0 = 1$ ; 2 — то же,  $\lambda \delta_0 = = 1$ ; 3 — слой с постоянной порозностью; 4 — монофракционный слой; I — кислородная зона; II — восстановительная зона

пределами интегрирования: от  $\xi = 0$ ,  $x = 1$  до  $\xi = \xi_{к.з}$ ,  $x = x_{к.з}$  и от  $\xi = \xi_{к.з}$ ,  $x = x_{к.з}$  до  $\xi = \xi_{полн}$ ,  $x = 0$ . Результаты интегрирования представлены графически на рис. 10-6—10-8.

Уравнение выгорания противоточного слоя интегрировалось в пределах от  $\xi = 0$ ,  $x = 0$  до  $\xi = \xi_{к.з}$ ,  $x = x_{к.з}$  и от  $\xi = \xi_{к.з}$ ,  $x = = x_{к.з}$  до  $\xi = \xi_{полн}$ ,  $x = 1$ .

Значения  $x_{к.з}$  определялись из условия, что к концу кислородной зоны  $p_1 = 0$ , т. е.  $x_{к.з} = \sqrt[3]{\alpha_{сл}}$ .

Для монофракционного противоточного слоя получены следующие аналитические выражения:

$$0,217(1-m)\xi_{к.з} = \frac{a}{6} \ln \left[ \frac{(a^2 + ax_{к.з} + x_{к.з})}{(a - x_{к.з})^2} \right] - x_{к.з} + \\ + \frac{a}{\sqrt{3}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{x(2a + x_{к.з})}{\sqrt{3}} - \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} \right].$$

Для полной плотной высоты слоя имеем

$$0,217(1-m)\xi_{полн} = \frac{a}{6} \ln \frac{(a^2 + a + 1)}{(a - 1)^2} - 1 + \frac{a}{\sqrt{3}} \left( \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{3}}{2a + 1} - \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} \right).$$

Обратимся к результатам интегрирования уравнений выгорания прямооточного полифракционного слоя (см. рис. 10-6). Решение уравнений дается в виде зависимости относительной

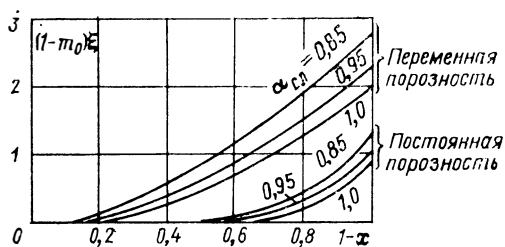


Рис. 10-7. Зависимость плотной высоты прямооточного слоя от выгорания наиболее крупной частицы ( $m_0=0,55$ ;  $n\delta_{01}=1$ )

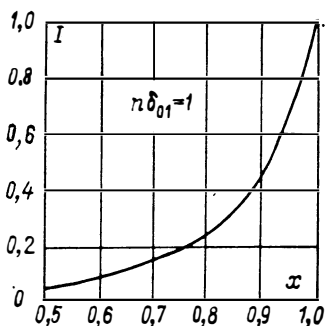


Рис. 10-8. Зависимость доли несгоревшего углерода кокса от относительного размера наиболее крупной частицы

полной плотной высоты слоя  $(1-m_0)\xi_{\text{полн}}$  и относительной плотной высоты кислородной зоны в слое  $(1-m_0)\xi_{\text{к.з}}$  от коэффициента избытка воздуха и  $n\delta_{01}$ . Здесь же дается зависимость  $x_{\text{к.з}}$  от  $\alpha_{\text{сл}}$ .

Сравнение решений позволяет сделать вывод, что высота полифракционного слоя топлива при заданном избытке воздуха заметно больше для случая переменной по высоте порозности, чем для случая постоянной, в то время как высота кислородной зоны в первом случае меньше. Эти данные отчетливо показывают влияние выгорания мелочи в верхних участках слоя и отражают роль изменения порозности по высоте. Слой с переменной порозностью как бы растягивается из-за сильного увеличения  $m$  в нижних участках. Решение, полученное для постоянной по высоте порозности, близко к решению задачи о выгорании монофракционного прямооточного слоя.

Очевидно, что действительная картина выгорания углерода кокса и изменения структуры слоя занимает в зависимости от условий промежуточное положение между этими двумя схемами, определяемое действительным законом изменения порозности, который несколько отличается от принятого в анализе.

Имеется обширный экспериментальный материал, позволяющий сопоставить результаты приближенной теории выгорания слоя с данными опыта и проверить правомерность принятых допущений. Обработка опытного материала, полученного для топок скоростного горения в промышленных, лабораторных и стендовых условиях, показывает, что кислородная зона обычно занимает часть слоя высотой от  $1,5\delta_{01}$  до  $4\delta_{01}$  в зависимости от фракционного состава топлива и характера процесса. Большая часть данных удовлетворительно согласуется с теорией и указывает на изменение порозности по высоте горящего полифракционного прямооточного слоя при высокофорсированном

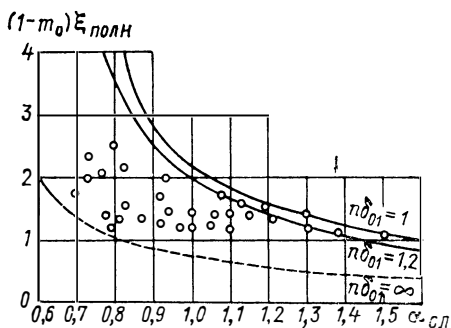


Рис. 10-9. Сопоставление результатов решения уравнений выгорания прямогочного слоя с экспериментальными данными

Штриховая линия — решение для слоя с постоянной порозностью

зжигании топлив. Один из методов проверки результатов теории заключается в том, что по составу газа на выходе слоя определяли значение  $\alpha_{сл}$  и затем по зависимости, представленной на рис. 10-6 (слева), для данного  $\alpha_{сл}$  находили значения комплексов  $(1-m_0)\xi_{к.з}$  и  $(1-m_0)\xi_{полн}$ . По определенным в опыте величинам  $\xi_{к.з}$  и  $\xi_{полн}$  находили начальную порозность  $m_0$ . Сопоставление  $m_0$ , определенной по полной высоте слоя, с этой же величиной, определенной по высоте кислородной зоны, служило критерием правильности решений.

В большинстве случаев для высокофорсированного процесса лучшее совпадение получили для решения с изменяющейся по высоте порозностью. Как правило, расхождение в определении  $m_0$  не превышало 10—20 %.

На удовлетворительное совпадение теории с опытом указывают данные, представленные на рис. 10-9. Экспериментальные точки располагаются между линиями, соответствующими теоретическим решениям при различных законах изменения порозности полифракционного слоя. Точки, лежащие ближе к верхним кривым, соответствующим переменной порозности, относятся к опытам, в которых процесс горения шел с высокими форсировками на рядовом топливе со значительным количеством мелких частиц. Точки, приближающиеся к линии, соответствующей решению для постоянной порозности (штриховая линия), относятся к опытам, в которых сжигалось топливо с малым содержанием мелочи и процесс протекал с меньшими форсировками горения.

Обработка опытного материала показала, что порозность слоя  $m_0$  может меняться от 0,4 до 0,7 в зависимости от содержания мелочи в топливе, конструкции топки (способа подачи топлива на слой) и режима работы топки. Наблюдения в ходе опытов показали, что возрастание форсировки при постоянном  $\xi_{полн} = h_{полн}/\delta_0$  вызывает увеличение  $\alpha_{сл}$ . Этим подтверждается значительное возрастание порозности в нижних участках слоя, так как высота кислородной зоны практически не меняется. Полученные опытные значения начальной порозности слоя приводят к выводу, что при сжигании топлив в условиях высоких форсировок высота кислородной зоны не должна превышать  $(2-3)\delta_{01}$  при рядовом топливе и  $(1,5-1,7)\delta_{01}$  при фракционированном (близком к монофракционному), меняясь в этих пре-

делах в зависимости от начальной порозности слоя. Противоточный слой обычно характеризуется более низкими форсировками и температурным уровнем, поэтому диффузионная область в нем характерна только для наиболее высокотемпературной части слоя.

Экспериментальный материал, полученный для топок, работающих по противоточной схеме, показывает слабое изменение порозности по высоте слоя. Как правило, порозность слоя в опытах с топками с пневмомеханическими забрасывателями (ПМЗ) равна 0,6—0,75. Сопоставление экспериментальных данных с результатами решения в этом случае затруднено из-за отсутствия четких границ зоны активного горения. Если за начало этой зоны принимаем тот диапазон высот, в котором наблюдается резкий рост температуры, то получаем удовлетворительное совпадение.

#### 10-4. ПРИМЕРЫ

**Пример 10-1.** Убедиться, что если температурный уровень в зоне выгорания кокса составляет в среднем 2000 К, то горение углерода кокса антрацита протекает в диффузионной области по схеме горящего слоя. Средний размер сжигаемых частиц топлива  $\delta=0,05$  м. Форсировка процесса горения характеризуется скоростью фильтрации воздуха 5 м/с.

Решение. Необходимо доказать, что при заданных условиях  $N_1 \gg 1$  и  $N_2 \gg 1$ , а также  $Se \gg 0,4$ . Для нахождения кинетических констант будем пользоваться величинами, полученными в § 7-3:  $E_1=135$  кДж/моль;  $k_{01}=6,7 \cdot 10^4$  м/с;  $E_2=1,1$   $E_1=154$  кДж/моль;  $k_{02}=1,25 \cdot 10^5$  м/с;  $E_3=2,2E_1=304$  кДж/моль;  $k_{03}=1,58 \cdot 10^8$  м/с;  $E_4=94,5$  кДж/моль;  $k_{04}=7,03 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>. Тогда при заданной температуре процесса по формуле Аррениуса  $k_1=14,4$  м/с;  $k_2=11,3$  м/с;  $k_3=0,15$  м/с;  $k_4=22,6 \cdot 10^3$  м/с. Для определения коэффициентов диффузии воспользуемся приближенной зависимостью  $D=D_0(P_0/P_T)(T/T_0)^{1,75}$ . Тогда  $D_{O_2-CO_2-N_2} \approx 5,8 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с;  $D_{CO-CO_2-N_2} \approx 4,5 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с. Для указанных условий можно принять  $\nu \approx 300 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. Тогда  $Re_{с.л} = \omega \delta / \nu \approx 830$  и  $Nu_D = 0,08 Re \approx 60$ . Зная, что  $Nu_D = \alpha_D \delta / D$ , найдем  $\alpha_D$ , а затем нетрудно найти и  $N_1 \approx 20,3$ ;  $N_2 = 16$ . Теперь можно определить и критерий Семенова  $Se = \sqrt{k_4 D} / \alpha_D = 5,2$ .

Полученные результаты подтверждают, что горение протекает в диффузионной области по схеме двойного горящего пограничного слоя.

Таблица 10-1

Расчетные значения полной высоты слоя и высоты зон для различных законов изменения порозности по высоте ( $\alpha_{с.л} = 0,9$   $\delta_{01} = 50$  мм)

Характер слоя	$h_{\text{полн}},$ мм	$h_{\text{к.з}},$ мм	$h_{\text{восст}},$ мм
Полифракционный с переменной порозностью	270	100	170
Полифракционный с постоянной порозностью	130	105	25
Монофракционный	95	80	25



**Пример 10-2.** Определить необходимую полную высоту слоя и высоту, соответствующую концу кислородной зоны прямооточного слоя, если на выходе из слоя необходимо поддерживать  $\alpha_{с.л} = 0,9$ . Сжигается топливо с  $\delta_{01} = 50$  мм;  $m_0 = 0,5$ . Сравнить, как изменится необходимая полная высота слоя и размеры зон в зависимости от закона изменения порозности.

**Решение.** Воспользуемся результатами интегрирования уравнений выгорания, представленными на рис. 10-6. Находим, что для  $\alpha_{с.л} = 0,9$  имеем значения комплексов  $(1 - m_0)\xi_{полн}$  и  $(1 - m_0)\xi_{к.з}$  соответственно:

слой с переменной порозностью . . . .	2,7	0,7
слой с постоянной порозностью . . . .	1,3	1,05
монофракционный слой ( $m = \text{const}$ ) . .	0,95	0,8

$$\text{Зная, что } (1 - m_0)\xi_{полн} = \frac{H_{полн}}{\delta_{01}}(1 - m_0), \text{ а } (1 - m_0)\xi_{к.з} = \frac{H_{к.з}}{\delta_{01}}(1 - m_0)$$

и используя заданные значения  $\delta_{01}$  и  $m_0$ , вычислим полную высоту слоя и высоту зон (табл. 10-1).

К данной главе рекомендуется литература [12, 18, 19, 40, 43, 51, 57, 60].

## ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

### ГОРЕНИЕ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

#### 11-1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Жидкое топливо сгорает всегда в паровой фазе. Дело в том, что температура кипения жидких топлив не превышает нескольких сотен градусов (рис. 11-1), а температура пламени получается высокой. Жидкое топливо предварительно испаряется, а затем воспламеняется и сгорает в паровой фазе. (Испарение и горение могут идти параллельно.)

В технических устройствах жидкое топливо распыляется форсунками того или иного типа и затем поступает в факел в виде капель. Распыление всегда полидисперсно. Очень мелкие капли успевают полностью испариться при прогреве, и пары образуют с окислителем горючую газовую смесь. Эта смесь воспламеняется. Более крупные капли горят в процессе испарения и могут окружаться собственными факелами.

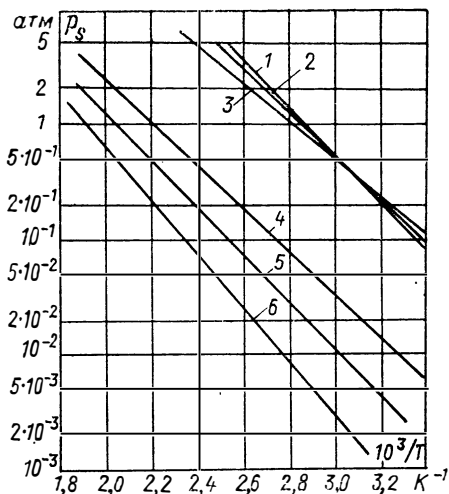
Как и при горении СО около поверхности углеродной частицы, для оценки влияния горения паров непосредственно у поверхности капли (в пограничном слое или приведенной пленке) можно воспользоваться критерием Семенова  $Se = \sqrt{kD}/\alpha_D$ , где  $k$  — константа скорости реакции горения паров (в предположении реакции первого порядка)\*;  $D$  — коэффи-

---

\* В действительности реакция может иметь другой порядок, например второй. Качественные выводы, полученные в предположении реакции первого порядка, сохраняют силу и в общем случае.

Рис. 11-1. Давление насыщенных паров жидких топлив  $p_s$  в зависимости от температуры

1 — бензин Б-70; 2 — этиловый спирт; 3 — бензол; 4 — топливо Т-1; 5 — зимнее дизельное топливо; 6 — летнее дизельное топливо



циент диффузии кислорода в газовой смеси (среднее значение).

При небольших значениях критерия Семенова роль горения паров в пограничном слое невелика, основное количество паров выносится в окружающий газовый объем и сгорает там по законам газового горения. Это происходит в случае мелких капель, когда велик коэффициент диффузионного обмена  $\alpha_D = Nu_D D / \delta$ , где  $\delta$  — диаметр капли. При  $Se < 0,4$  можно полностью пренебречь горением паров в пограничном слое у поверхности капли, так же как и горением СО в пограничном слое у поверхности углеродной частицы.

Напротив, при больших значениях критерия Семенова пары интенсивно выгорают в пределах пограничного слоя. При  $Se \rightarrow \infty$  горение диффузионное. Пары, встречаясь с кислородом, мгновенно реагируют и сгорают в очень тонкой зоне (практически на поверхности горения). В этой зоне достигается относительно высокая температура горения  $T_r$ . Теплота отводится

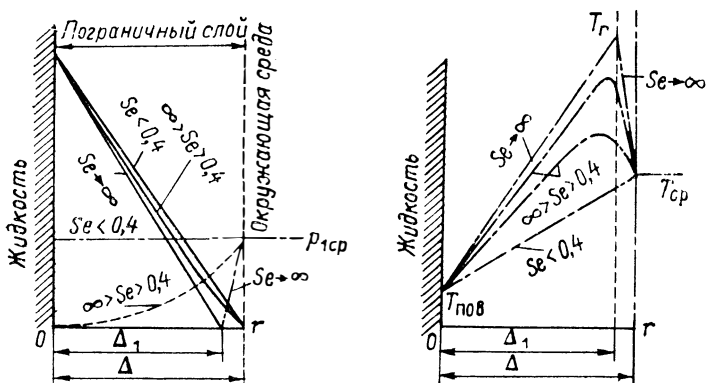


Рис. 11-2. Распределение давлений паров и кислорода и температуры у поверхности горячей капли жидкого топлива (в предположении плоской пленки)

Сплошные линии — давление паров; штриховые — давление кислорода; штрихпунктирные — температура;  $\Delta_1$  — толщина зоны горения;  $\Delta$  — толщина приведенной пленки

в окружающую среду и частично к поверхности капли. Теплота, подводимая к поверхности, затрачивается на прогрев жидкости, ее испарение и нагрев паров. Схематически распределение давлений (концентраций) паров и кислорода, а также температуры у поверхности капли, представлено на рис. 11-2. Наряду с линиями для диффузионного горения, представлены и линии для более низких значений критерия Семенова.

## 11-2. ДИФФУЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ КАПЛИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Теория диффузионного горения капли жидкого топлива впервые и в наиболее общей форме была разработана Г. А. Варшавским. Позднее и независимо от Г. А. Варшавского диффузионное горение капли было рассмотрено Сполдингом, а также Гольдсмитом и Пеннером. Значительные уточнения в теорию были внесены И. И. Палеевым, М. А. Гуревичем и Ф. А. Агафоновой.

В дальнейшем будем следовать работам указанных авторов, однако в значительно упрощенном виде\*.

При горении паров в приведенной пленке температура поверхности испаряющейся жидкости будет близка к температуре адиабатного испарения (к температуре влажного термометра), так как отвод теплоты внутрь жидкости относительно небольшой. В зоне горения температура получается достаточно высокой и поэтому температура адиабатного испарения жидкости приближается к температуре кипения при заданном внешнем давлении (верхний предел температуры адиабатного испарения). Практически можно принять, что температура поверхности жидкого топлива равна температуре кипения. То же получается и при испарении в высокотемпературной среде жидкости без горения (испарение негорящей жидкости или испарение в инертной среде).

Давление паров у поверхности жидкости равно давлению насыщения  $p_s$  при температуре поверхности, однако оно может заметно отличаться от общего внешнего давления. Причиной является резкая зависимость давления насыщения от температуры (см. рис. 11-1). Небольшое отличие температуры поверхности от температуры кипения может привести к существенному отклонению давления паров у поверхности от общего давления. Поэтому расчет испарения более правильно проводить по количеству подведенной к поверхности жидкости теплоты, затраченной на испарение (в предположении, что температура поверхности равна температуре кипения; небольшие отличия не играют роли). Расчет испарения по скорости диффузии паров

---

\* Теория и опытные данные по горению жидкого топлива подробно рассмотрены И. И. Палеевым в книге «Теория топочных процессов» (М., «Энергия», 1966).

ненадежен из-за трудности точного определения давления паров у поверхности жидкости\*.

При горении теплота к поверхности жидкости подводится из зоны горения. Если капля обтекается потоком и толщина приведенной пленки не очень велика по отношению к диаметру, то зона горения располагается близко к внешней границе приведенной пленки. Основное количество теплоты из зоны горения отводится во внешнюю среду. Поэтому градиент температур со стороны внешней среды должен быть высоким, а расстояние между зоной горения и внешней границей приведенной пленки небольшим.

Каплю будем считать сферой, а окружающий газ (приведенную пленку) неподвижным. Для теплового потока от сферической зоны горения к поверхности жидкости можно записать следующее балансовое соотношение, пренебрегая небольшим расходом теплоты на прогрев жидкости (для учета этой теплоты можно несколько завязать теплоту испарения):

$$Q_{\text{пов}} = -4\pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = -[r_{\text{исп}} + c_{\text{рп}}(T - T_{\text{пов}})] G_{\text{п}}, \quad (11-1)$$

где  $Q_{\text{пов}}$  — тепловой поток к поверхности;  $G_{\text{п}}$  — поток паров с поверхности капли;  $r_{\text{исп}}$  — удельная теплота испарения жидкости;  $c_{\text{рп}}$  — удельная теплоемкость паров;  $T_{\text{пов}}$  — температура поверхности жидкости, которую будем считать равной температуре кипения  $T_{\text{кип}}$ .

В соотношении (11-1) учтен расход теплоты как на испарение, так и на перегрев пара.

В пределах сферической пленки  $G_{\text{п}} = \text{const}$  и  $Q_{\text{пов}} = \text{const}$ ; интегрируя (11-1), получим

$$G_{\text{п}} = \frac{4\pi}{\frac{1}{r_{\text{к}}} - \frac{1}{r_{\text{пл}}}} \int_{T_{\text{кип}}}^{T_{\text{г}}} \frac{\lambda dT}{r_{\text{исп}} + c_{\text{рп}}(T - T_{\text{кип}})} = \frac{4\pi}{\frac{1}{r_{\text{к}}} - \frac{1}{r_{\text{исп}}}} \Phi(T_{\text{г}}, T_{\text{кип}}), \quad (11-2)$$

где  $r_{\text{пл}}$  — внешний радиус приведенной пленки;  $T_{\text{г}}$  — температура в зоне горения.

При интегрировании принимаем, что зона горения располагается на внешней границе приведенной пленки, т. е. пренебрегаем небольшим различием между расстоянием от поверхности до зоны горения и толщиной приведенной пленки.

\* Тем не менее диффузия паров играет существенную роль в процессе. Точные значения температуры поверхности жидкости и давления паров у поверхности можно установить только на основе совместного рассмотрения уравнений теплообмена и диффузии.

В случае постоянных  $\lambda$ ,  $r_{исп}$  и  $c_{рп}$

$$G_{п} = \frac{4\pi}{\frac{1}{r_{к}} - \frac{1}{r_{пл}}} \Phi(T_{г}, T_{кип}) = \frac{4\pi\lambda}{\left(\frac{1}{r_{к}} - \frac{1}{r_{исп}}\right) c_{рп}} \times$$

$$\times \int_{T_{кип}}^{T_{г}} \frac{dT}{\frac{r_{исп}}{c_{рп}} + (T - T_{кип})} = \frac{4\pi}{\frac{1}{r_{к}} - \frac{1}{r_{исп}}} \frac{\lambda}{c_{рп}} \times$$

$$\times \ln \frac{r_{исп}/c_{рп} + (T_{г} - T_{кип})}{\frac{r_{исп}}{c_{рп}}}. \quad (11-3)$$

Для расчетов по (11-2) или (11-3) нужно знать температуру в зоне горения  $T_{г}$ . Чтобы определить ее, запишем выражение для теплового потока в окружающую среду (сквозь небольшую часть приведенной пленки между зоной горения и окружающей средой):

$$Q_{ср} = -4\pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = G_{п} Q_{г}, \quad (11-4)$$

где  $Q_{г}$  — теплота сгорания топлива (теплота, затраченная на перегрев паров, вновь возвращается к зоне горения с потоком паров). При записи соотношения (11-4) пренебрегли небольшим расходом теплоты на нагрев поступающего к зоне горения кислорода\*. Поток кислорода можно определить следующим образом:

$$G_{O_2} = -4\pi r^2 \frac{M_{O_2} D}{RT} \frac{P}{P - p_1} \frac{dp_1}{dr} = -\beta G_{п},$$

где  $p_1$  — парциальное давление кислорода;  $\beta$  — стехиометрический коэффициент;  $M_{O_2} = 32$  кг/кмоль — молекулярная масса кислорода.

Для горения топлива в атмосфере воздуха ( $p_1/P \leq 0,21$ ) можно пренебречь влиянием стэфановского потока и записать

$$G_{O_2} \approx -4\pi r^2 \frac{M_{O_2} D}{RT} \frac{dp_1}{dr} = -\beta G_{п}. \quad (11-5)$$

Выражая из (11-5) величину  $G_{п}$  и подставляя в (11-4), получим

$$-\frac{\lambda RT}{M_{г} D} dT = \frac{M_{O_2} Q_{г}}{M_{г} \beta} dp_1$$

\* Расход теплоты на нагрев паров более высок, так как пары нагреваются от температуры кипения до высокой температуры при подходе к зоне горения. Температура газов в топочной камере тоже высокая, и подогрев кислорода при подходе к зоне горения относительно небольшой.

или

$$\text{Le } dT = - \frac{M_{\text{O}_2} Q_{\text{r}}}{M_{\text{r}} \beta P c_{\text{pr}}} dp_1, \quad (11-6)$$

где

$$\text{Le} = \frac{\lambda R T}{P M_{\text{r}} c_{\text{pr}} D} = \frac{\lambda}{\rho_{\text{r}} c_{\text{pr}} D} = \frac{a}{\xi D}$$

— критерий Льюиса;  $c_{\text{pr}}$  — удельная теплоемкость газовой среды;  $M_{\text{r}}$  — молекулярная масса газовой среды;  $\rho_{\text{r}} = P M_{\text{r}} / (R T)$  и  $a = \lambda / (\rho_{\text{r}} c_{\text{pr}})$  — плотность и температуропроводность газовой среды.

Считая критерий Льюиса постоянной величиной и интегрируя выражение (11-6) по  $T$  от  $T_{\text{r}}$  до  $T_{\text{ср}}$  (температура окружающей среды) и по  $p_1$  от нуля (в зоне горения) до  $p_{1\text{ср}}$  (в окружающей среде), получим

$$\text{Le} (T_{\text{r}} - T_{\text{ср}}) = \frac{M_{\text{O}_2} Q_{\text{r}} p_{1\text{ср}}}{M_{\text{r}} \beta c_{\text{pr}} P} = T_{\text{a}} - T_{\text{ср}}, \quad (11-7)$$

где  $T_{\text{a}} = T_{\text{ср}} + \frac{M_{\text{O}_2} Q_{\text{r}} p_{1\text{ср}}}{M_{\text{r}} \beta c_{\text{pr}} P}$  — теоретическая температура горения.

Для газов критерий Льюиса не очень сильно отличается от единицы. При  $\text{Le} = 1$  по соотношению (11-7)  $T_{\text{r}} = T_{\text{a}}$ .

Итак, при расчете диффузионного горения капли жидкого топлива можно принять, что температура поверхности капли равна температуре кипения при заданном давлении среды, а пары горят у внешней границы приведенной пленки. Здесь достигается температура, близкая к теоретической температуре горения (при слабом влиянии излучения, не учитываемого при выводе). Фактически задача о диффузионном горении капли сводится к задаче об испарении при перечисленных условиях.

Уравнение баланса массы для испаряющейся (и горячей по диффузионному механизму) капли следующее:

$$d(\rho_{\text{ж}} \pi \delta^3 / 6) = -G_{\text{п}} d\tau, \quad (11-8)$$

где  $\rho_{\text{ж}}$  — плотность жидкости, кмоль/м<sup>3</sup>, если единица  $G_{\text{п}}$  — кмоль/с, и кг/м<sup>3</sup>, если единица  $G_{\text{п}}$  — кг/с;  $\delta = 2r_{\text{к}}$  — текущий диаметр капли;  $\tau$  — время.

После подстановки выражения  $G_{\text{п}}$  (11-2) и преобразований уравнение (11-8) приводится к виду

$$\frac{d\delta}{d\tau} = - \frac{8\Phi (T_{\text{r}}, T_{\text{кип}})}{\rho_{\text{ж}} \delta^2 \left( \frac{1}{r_{\text{к}}} - \frac{1}{r_{\text{пл}}} \right)}.$$

Подставляя сюда наружный радиус приведенной пленки  $r_{пл} = r_k \frac{Nu}{Nu - 2}$  для сферической капли, получаем

$$\frac{d\delta^2}{d\tau} = -\frac{4}{\rho_{ж}} Nu \Phi(T_r, T_{кип}). \quad (11-9)$$

Если  $Nu$  считать постоянным, то после интегрирования имеем

$$\delta^2 = \delta_0^2 - K\tau, \quad (11-10)$$

где  $\delta_0$  — начальный диаметр капли;  $K$  — коэффициент горения;

$$K = \frac{4}{\rho_{ж}} Nu \Phi(T_r, T_{кип}). \quad (11-11)$$

По существу, приведенный вывод относится к случаю сравнительно больших скоростей обтекания капель потоком. Однако полученные формулы дают правильный порядок величины и при расчете горения капель в неподвижной среде, когда  $Nu = 2$ . Формулы пригодны и для расчета испарения капли негорючей жидкости (или горючей жидкости, но без воспламенения, например, горючей жидкости в инертной среде), если задана температура среды  $T_{ср}$ . В выражение для  $K$  в данном случае вместо температуры горения  $T_r$  следует подставлять температуру среды  $T_{ср}$ .

Соотношение (11-10) выражает закон Срезневского — линейную зависимость квадрата диаметра испаряющейся или горящей по диффузионному механизму капли от времени.

Рассмотренная теория применима к расчету испарения и диффузионного горения как капель чистых химических веществ (этиловый спирт, бензол и т. п.), так и капель многофракционных топлив (нефть, ее производные). При горении капель многофракционных топлив не происходит разгонки фракций, так как скорость перемешивания внутри капли гораздо меньше скорости испарения. Слой жидкости у поверхности капли испаряется полностью (испаряются все фракции) за время, в течение которого заметного перемешивания внутри капли не происходит. Температура поверхности капли приближается к температуре кипения наиболее высококипящей фракции (к температуре кипения составного топлива). В расчет входит эффективная теплота испарения, определяемая, как и температура кипения составного топлива, из опыта.

### 11-3. ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ ПО ГОРЕНИЮ КАПЕЛЬ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

К настоящему времени накоплен большой опытный материал по горению капель жидкого топлива. Изучалось горение подвешенных капель (размером 1—2 мм) и более мелких, падающих в печи капель (размеры порядка сотен микрометров). Определялось время сгорания, изменения размера капель в про-

цессе горения (для подвешенных капель), влияние на горение температуры среды, содержания кислорода, характеристики срыва пламени с капель и т. п. При проведении опытов использовались фотографирование, киносъемка.

Большие исследования горения одиночных капель жидкого топлива выполнены в лаборатории теплофизики ЛПИ (И. И. Палеев, М. А. Гуревич, Ф. А. Агафонова), а также в других организациях и за рубежом (Сполдинг, Гольдсмит, Пеннер и др.\*). Японские исследователи Кумагаи и Изода проводили опыты с падающей печью. Когда ускорение падения печи было близко к ускорению свободного падения, подъемные силы уравновешивались и пламя вокруг капли получалось практически симметричным.

Все проведенные исследования показали, что горение капель (даже мелких, диаметром 100—200 мкм) удовлетворяет закону Срезневского. Опытные точки в координатах  $\delta^2$  и  $\tau$  обычно достаточно хорошо укладываются около прямой (рис. 11-3). Более того, в ряде случаев расчетные (по диффузионной теории) и опытные результаты оказываются близкими. На рис. 11-4 представлены опытные и расчетные значения константы  $K$  для капель этилового спирта в зависимости от концентрации кислорода в среде. Как видим, совпадение вполне удовлетворительно, хотя пламя у капли из-за подъемных сил несимметрично.

При горении в воздухе и температурах 800—900 °С по опытным данным для бензина  $K=1,3 \div 1,5$  мм<sup>2</sup>/с, для керосина  $K=1 \div 1,3$  мм<sup>2</sup>/с (при скоростях обтекания капель воздухом примерно 1 м/с). Приблизительно такие же значения  $K$  у солярового масла и мазута. Для подвешенных крупных капель бензина и керосина значения  $K$  выше (до 2 мм<sup>2</sup>/с), в основном из-за свободной конвекции. При всех условиях коэффициент горения  $K$  возрастает с повышением температуры среды и концентрации кислорода (растет температура в зоне горения  $T_r$ ), а также с ростом скорости обтекания капли (с увеличением  $Nu$ ). Однако увеличение  $K$  с ростом скорости происходит лишь до тех пор, пока не наступает срыв пламени. Скорости газового потока, приводящие к срыву, также зависят от ряда условий. Для мелких падающих капель диаметром 0,2—1 мм срывные скорости в атмосфере воздуха при температуре 870 °С составляют 4—9 м/с (по данным лаборатории теплофизики ЛПИ).

При трактовке опытных результатов по горению капель жидкого топлива надо иметь в виду, что выполнение закона Срезневского и совпадение расчетов по диффузионной теории с опытами еще не является доказательством справедливости

---

\* Горение жидкого топлива изучалось, в частности, на моделях капель больших размеров, выполненных в виде шаров из пористого материала. Жидкое топливо продавливалось сквозь поры, избыток выдавленного топлива собирался в специальный сосуд. Разность массы поданного и собранного топлива в этом случае определяет массу топлива, сгоревшего в паровой фазе.



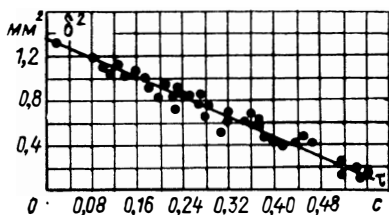


Рис. 11-3. Выгорание капель изоктана в воздухе при температуре 860 °С

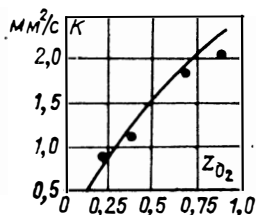


Рис. 11-4. Выгорание капель этилового спирта. Кривая — расчет по диффузионной теории; точки — опытные данные Гольдсмита (неподвижная среда с температурой 20 °С);  $Z_{O_2}$  — относительная массовая концентрация кислорода

диффузионной теории. Как показали теоретические расчеты, проведенные Ф. А. Агафоновой, М. А. Гуревичем и И. И. Палеевым, даже и при конечной скорости реакции горения паров в приведенной пленке градиент температур у поверхности жидкости практически равен градиенту температур при диффузионном горении. В обоих случаях к поверхности жидкости подводится приблизительно одинаковое количество теплоты и скорость испарения примерно одинакова. Поэтому закон Срезневского выполняется и тогда, когда горение паров недиффузионное. При этом скорость исчезновения жидкой фазы приблизительно соответствует расчетам по диффузионной теории. К аналогичным выводам пришли Сполдинг, Гольдсмит и Пеннер.

При конечной скорости горения паров топлива в приведенной пленке часть паров не сгорает в ней полностью, а температура в зоне горения ниже теоретической температуры. Сама зона горения имеет в этом случае конечную толщину. Оптические измерения температуры пламени над каплей (М. А. Гуревич, В. Б. Штейнберг) показали, что температура значительно ниже теоретической температуры горения (на 500 К и больше). В опытах была также обнаружена неполнота сгорания паров в пламени над каплей. До 30—40 % паров выносятся из пламени в окружающую среду.

Температура в зоне горения, как на то обратили внимание Л. С. Клячко и другие исследователи, не может быть особенно высокой (например, равной теоретической температуре горения) еще и вследствие диссоциации продуктов сгорания. Соответствующие оценочные расчеты приводятся в задачнике авторов данной книги.

Итак, в действительности горение каплей большей частью недиффузионное, критерий Семенова имеет конечное значение. Чем меньше критерий Семенова, тем меньше паров сгорает в пределах приведенной пленки. Очень мелкие капли (малые значения критерия Семенова) только испаряются и могут испа-

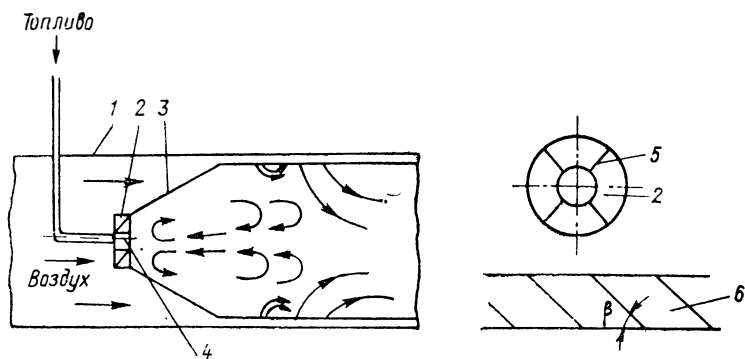


Рис. 11-5. Схемы регистровой камеры сгорания и регистра

1 — наружный кожух; 2 — регистр; 3 — жаровая труба; 4 — топливная форсунка; 5 — лопатка регистра; 6 — развертка решетки регистра;  $\beta$  — угол установки лопаток

ряться полностью до воспламенения факела. Однако и в этом случае изменение диаметра капли во времени, как и вообще при испарении, отвечает закону Срезневского (со своим значением  $K$ ).

Приведенные данные позволяют понять физические особенности горения жидкого топлива и проводить расчеты горения и испарения капель жидкого топлива. Все это необходимо для рационального проектирования топочных устройств, для их наладки и выбора оптимальных режимов работы. Полные расчеты выгорания факела капель жидкого топлива в камерах сгорания и топках, аналогичные расчету пылеугольного факела, провести достаточно трудно из-за сложной неоднородной аэродинамики процесса. Большей частью сжигание распыленного жидкого топлива проводится в закрученном потоке воздуха. Примером может служить регистровая камера сгорания, схематически представленная на рис. 11-5. Форсунка помещается в голове конусной части жаровой трубы в центре закручивающего воздух лопаточного регистра\*. Закрученный в регистре первичный воздух (составляющий до 30—40 % количества воздуха, необходимого для сгорания топлива) способствует разбросу капель по периферии и, главное, создает обратный ток горячих газов из пламени к форсунке. После первоначального воспламенения (искрой, дежурным факелом и т. п.) оно поддерживается в дальнейшем за счет горячего обратного тока. Необходимый для горения воздух поступает как через регистр, так и через отверстия на конусной и цилиндрической частях жаровой трубы. Дополнительные отверстия малого диаметра (или щели между обечайками жаровой трубы) служат для охлаждения стенок. Струи, проникающие через отверстия, стелются по

\* Регистровые камеры используются и для сжигания газообразного топлива

стенкам, понижая их температуру. Стенки охлаждаются также потоком воздуха в зазоре между жаровой трубой и наружным кожухом; температура стенок обычно не превышает 600—800 °С.

Воздух обычно поступает в кожух под некоторым давлением и распределяется между регистром и отверстиями в зависимости от аэродинамического сопротивления (давление воздуха зависит от задаваемого давления в камере сгорания или за ней). После сжигания топлива газы в камере могут в значительной мере разбавляться воздухом для понижения их температуры (если, например, газы идут на лопатки турбины).

Опыт сжигания жидкого топлива в камерах сгорания показывает, что в них удается обеспечить надежное воспламенение и высокую полноту сгорания, приближающуюся к 100 %. При этом допустимы очень высокие форсировки — до  $(6-15) \cdot 10^4$  кВт/м<sup>3</sup> по объему\* и до  $(3,5-8) \cdot 10^4$  кВт/м<sup>2</sup> по площади поперечного сечения.

По этим же принципам сжигается распыленное жидкое топливо и в топках паровых котлов (в горелках для воспламенения используется обратный ток газов). Жидкое топливо в основном выгорает в зоне воспламенения и обратного тока (при высоких тепловых напряжениях); например, при сжигании мазута в топках паровых котлов тепловое напряжение достигает до  $(8-20) \cdot 10^2$  кВт/м<sup>2</sup>. Вследствие этого достаточно трудно построить схему расчета выгорания жидкого топлива в факеле. Имеются, правда, топочные устройства и с более простой прямоточной аэродинамикой (например, камеры сгорания прямоточных воздушно-реактивных двигателей). Однако и для этих случаев расчет сгорания сложен, так как топливо быстро сгорает за стабилизатором горения.

#### 11-4. ПРИМЕРЫ

**Пример 11-1.** Рассчитать время прогрева холодных капель жидкого топлива до достижения на их поверхности температуры кипения. Капли впрыскиваются в поток горячих газов с температурой 1470 К, давление атмосферное.

**Решение.** Из-за сильной зависимости давления насыщенных паров от температуры можно практически пренебречь испарением при температурах, меньших температуры кипения (давление паров будет низко по сравнению с давлением при температуре кипения). В таком случае для расчета прогрева можно использовать известные решения или графики (например, графики Гребера) для прогрева твердых шаров.

Примем, что температура кипения жидкого топлива при атмосферном давлении составляет 470 К (соляровое масло), а плотность жидкости  $\rho_{ж} = 900$  кг/м<sup>3</sup>. Для теплопроводности жидкости  $\lambda_{ж}$ , ее удельной теплоемкости  $c_{ж}$  и теплопроводности газов  $\lambda_{г}$  можно принять следующие ориентировочные значения:  $\lambda_{ж} = 0,12$  Вт/(м·К);  $c_{ж} = 2,1$  кДж/(кг·К);  $\lambda_{г} = 0,07$  Вт/(м·К).

---

\* Напомним, что для пылеугольных топок паровых котлов тепловое напряжение не превышает 200—230 кВт/м<sup>3</sup>.

Пусть капли жидкости движутся вместе с потоком и можно принять  $Nu=2$ . Критерий Био  $Bi = \frac{\alpha \delta / 2}{\lambda_{ж}} = \frac{Nu}{2} \frac{\lambda_{г}}{\lambda_{ж}} = 0,06/0,1 = 0,6$ . Как следует из формул теплопередачи, при малом критерии Био \* ( $Bi \ll 1$ ) время прогрева до достижения шаром температуры  $T$

$$\tau = \frac{(\delta/2)^2}{3Bi a_{ж}} \ln \frac{\theta_0}{\theta},$$

где  $a_{ж}$  — температуропроводность тела (в данном случае жидкости);  $a_{ж} = \lambda_{ж}/(\rho_{ж} c_{ж})$ ;  $\theta = T - T_{ср}$  и  $\theta_0 = T_0 - T_{ср}$ ;  $T_0$  и  $T_{ср}$  — начальная температура шара и температура окружающей газовой среды.

При выбранных значениях физических величин и  $T_0 = 290$  К,  $T_{ср} = 1470$  К получаем  $\tau = 0,036 \delta^2$ , с, если  $\delta$  в мм. Для различных  $\delta$  значения времени прогрева следующие:

$\delta$ , мм	0,01	0,1	1	2
$\tau$ , с	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$

Как видим, значения времени прогрева небольшие, они невелики по сравнению со значениями времени испарения (см. следующий пример), и поэтому ими можно пренебречь.

**Пример 11-2.** Рассчитать время испарения капель солярового масла в газовом потоке с температурой 1470 К (давление атмосферное).

Решение. Для расчета испарения каплей можно воспользоваться формулой (11-10), приняв для  $K$  соотношение (1-11) с заменой температуры горения  $T_{г}$  на температуру среды  $T_{ср}$ . Для солярового масла можно принять  $r_{исп} = 210$  кДж/(кг·К), а удельную теплоемкость паров  $c_{рп} \approx 1,68$  кДж/(кг·К). При использовании соотношения (11-3) для нахождения  $\Phi(T_{ср}, T_{кип})$  получаем  $K = 0,8$  мм<sup>2</sup>/с. Полное время испарения  $\tau = \delta_0^2 / K = 1,25 \delta_0^2$ , с, если  $\delta_0$  в мм. Для различных  $\delta_0$  расчетные значения времени испарения следующие:

$\delta_0$ , мм	0,01	0,1	1	2
$\tau$ , с	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	1,25	5

Время испарения капель приблизительно в 35 раз больше времени их прогрева до температуры кипения. Существенно и то, что для мелких каплей время испарения невелико по сравнению с возможным временем пребывания их в топочной камере (последнее не меньше  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  с) \*\*. Мелкие капли, как уже отмечалось, успевают полностью испариться перед воспламенением (или в зоне воспламенения).

Следует также отметить, что расход теплоты на перегрев паров у поверхности капли весьма существенно уменьшает скорость испарения. Если пренебречь расходом теплоты на перегрев паров, то вместо (11-3) получим

$$\Phi(T_{ср}, T_{кип}) = \int_{T_{кип}}^{T_{ср}} \frac{\lambda dT}{r_{исп}} = \frac{\lambda}{r_{исп}} (T_{ср} - T_{кип}).$$

Тогда при принятых условиях расчет дает  $K = \frac{4}{\rho_{ж}} Nu \Phi(T_{ср}, T_{кип}) \approx 3$  мм<sup>2</sup>/с, в то время как с учетом перегрева паров  $K \approx 0,8$  мм<sup>2</sup>/с. При этом величина  $r_{исп}/c_{рп} = 125$  К составляет только 12,5 % разности температур  $T_{ср} - T_{кип} = 1000$  К. Из-за перегрева даже при данных условиях сильно изменится температурная кривая, градиент температур у поверхности капли,

\* Напомним, что в случае малых  $Bi$  температура всюду — внутри тела и на поверхности — практически одинакова, поэтому можно просто говорить о меняющейся во времени температуре шара в целом.

\*\* Для топок паровых котлов время пребывания может достигать 2—3 с.

а следовательно, и тепловой поток, подходящий к поверхности капли, очень заметно уменьшается (в 3,7 раза).

**Пример 11-3.** Рассчитать изменение размера капель солярового масла и их массы (по всем каплям) при испарении в среде с температурой 1470 К (давление атмосферное) в случае полидисперсного распыла.

**Решение.** Как видно из формулы (11-9), для капель разных фракций с текущими размерами  $\delta_i$  и  $\delta_1$  можно записать  $d(\delta_i^2) = d(\delta_1^2)$ . Следовательно, соотношение между размерами капель разных фракций при их совместном испарении такое же, как и между частицами твердого топлива разных фракций при диффузионном горении. Используя методику, применяемую при расчете выгорания полидисперсного пылеугольного факела, можем записать для текущей массы капель, приходящейся на 1 кг исходного топлива, следующее выражение (в кг/кг):

$$G = mn \int_{(1-x^2)^{1/2}}^1 \frac{e^{-my^n}}{y^4 - n} [y^2 - (1-x^2)]^{3.2} dy = I_1(x),$$

где  $x = \delta_i / \delta_{01}$  — текущий относительный диаметр наиболее крупной капли;  $y = \delta_{0i} / \delta_{01}$  — отношение начального размера капли промежуточной фракции к начальному размеру наиболее крупной капли;  $m$  и  $n$  — как и раньше, величины, характеризующие полидисперсность (причем  $m = b\delta_{01}^n$ , где  $b$  — коэффициент, входящий в закон Розина — Раммлера  $R = e^{-b\delta_{0i}^n}$ ).

Если принять  $m = 4,6$ , т. е. считать, что относительная масса капель с начальным диаметром  $\delta_{01}$  составляет 1 %\*, то, как показывают численные расчеты интеграла  $I_1(x)$ ,

$$G = Ae^{cx^2},$$

где  $A$  и  $c$  практически зависят только от параметра  $n$ .

Если, например,  $n = 2,5$ , как это часто бывает для центробежных форсунок, то  $G = 2 \cdot 10^{-4} e^{8.5x^2}$ . Используем для расчетов это выражение. Пусть  $n = 2,5$  и  $\delta_{01} = 100$  мкм = 0,1 мм. Текущее значение  $\delta_1^2 = \delta_{01}^2 - K\tau$ .

Аналогичным образом рассчитывается изменение диаметра капель других фракций. Определяя изменение квадрата относительного размера условной наиболее крупной капли  $x^2$ , находим изменение  $G$  во времени. По данным предыдущего примера для рассматриваемых условий можно взять  $K = 0,8$  мм<sup>2</sup>/с. При вычислениях считаем, что капель в потоке относительно немного и, следовательно, температура потока при испарении падает незначительно.

Результаты расчетов сведены в табл. 11-1.

Величина  $G$  сравнительно быстро уменьшается и становится малой еще при больших значениях  $\delta_1$  (или  $x$ ). Уменьшение  $G$  связано с испарением более мелких капель.

**Пример 11-4.** Рассчитать время диффузионного сгорания капель солярового масла.

**Решение.** Расчет не отличается от расчета времени испарения (пример 11-2), но необходимо повысить коэффициент  $K$  (в данном случае — коэффициент горения). Если оценочно принять  $K = 1,15$  мм<sup>2</sup>/с, то для различных начальных диаметров капли  $\delta_0$  получаются следующие значения времени сгорания:

$\delta_0$ , мм	. . . . .	0,01	0,1	1	2
$\tau$ , с	. . . . .	$0,9 \cdot 10^{-4}$	$0,9 \cdot 10^{-2}$	0,9	3,5

Можно также рассчитать диффузионное горение капель в прамоточном полидисперсном факеле (поступая, как в предыдущем примере). Однако, как

\* При  $m = 4,6$  и  $y = 1$   $R = e^{-4,6} = 0,01$ ; в данном случае  $\delta_{01} = (4,6/b)^{1/n}$ .

Результаты расчета испарения солярового масла  
(температура среды 1470 К, давление атмосферное,  
показатель полидисперсности  $n = 2,5$ )

Обозначение величины	Значение величины при $\tau$ , с. равном					
	$0,5 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$
$\delta_1$ , мм, при $\delta_{01} = 0,1$ мм	0,1	0,1	0,096	0,087	0,077	0
$\delta_2$ , мм, при $\delta_{02} = 0,05$ мм	0,05	0,049	0,041	0	—	—
$\delta_3$ , мм, при $\delta_{03} = 0,01$ мм	0,008	0	—	—	—	—
$x^2$	1	1	0,92	0,75	0,6	0
$G$ , кг/кг	1	1	0,5	0,11	0,032	0*

\* Для малых  $G$  расчет по соотношению  $G = 2 \cdot 10^{-4} \rho^{8,5} x^2$  становится неточным. При  $x^2 = 0$  вместо  $G = 0$  получается  $G = 2 \cdot 10^{-4}$ .

уже говорилось, подобный расчет реального закрученного (неоднородного) факела затруднителен.

**Пример 11-5.** Сравнить скорость диффузионного горения капли жидкого топлива со скоростью диффузионного горения частицы угля (кокса) в сопоставимых условиях.

Решение. Для расчета диффузионного горения частицы угля используем соотношение (7-10), подставляя значение  $G_c$ , отвечающее горению в диффузионной области:  $d\delta/d\tau = -(2\beta\alpha_D C_{O_2})/\rho_k$ , где  $\beta$  — стехиометрический коэффициент;  $C_{O_2}$  — концентрация кислорода;  $\rho_k$  — плотность кокса.

Поскольку  $\alpha_D = Nu_D/\delta$ , то приведенное соотношение можно переписать так:

$$d\delta^2/d\tau = -4Nu_D\beta DC_{O_2}/\rho_k.$$

Это выражение можно сопоставить с соответствующим выражением для диффузионного горения капли. Видно, что коэффициент горения капли  $K$  заменяется величиной  $(4Nu_D\beta DC_{O_2})/\rho_k$ . Сопоставление значений  $K$  и данной величины позволяет сравнить скорости диффузионного горения капель жидкого топлива и частиц угля.

При сгорании в воздушной атмосфере с температурой 2273 К концентрация кислорода равна  $0,21PM_{O_2}/(RT) = 0,21 \cdot 10^5 : (260 \cdot 2273) = 3,5 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>; здесь  $P = 10^5$  Па — общее давление;  $R/M_{O_2} = 8,31 \cdot 10^3/32 = 260$  Дж/(кг·К) — газовая постоянная для кислорода. Если  $C_{O_2}$  выражать в кг/м<sup>3</sup> и считать, что сгорание углерода протекает до образования  $CO_2$ , то стехиометрический коэффициент  $\beta = 12/32$ . Коэффициент диффузии кислорода в продуктах сгорания при температуре 2273 К приблизительно равен 8 см<sup>2</sup>/с. При  $Nu_D = 2$  и  $\rho_k = 1500$  кг/м<sup>3</sup> получаем  $4Nu_D\beta DC_{O_2}/\rho_k \approx 0,05$  мм<sup>2</sup>/с. Эта величина в 20—30 раз меньше коэффициента горения  $K$  для капель жидкого топлива. Во столько же раз время полного сгорания частицы угля в диффузионной области больше времени диффузионного горения капли жидкого топлива (при одинаковых начальных размерах).

К данной главе рекомендуется литература [3, 10, 12, 17, 22, 23, 51, 55, 56].

# ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адсорбция 114, 169  
Активная поверхность 171  
Активные центры 112, 115—121  
Антрацит 10  
Аэродинамика кипящего слоя 67  
— процессов горения 24  
— слоя топлива 62
- Балласт топлива** 13  
Бурый уголь 11, 178
- Влага топлива** 13  
Внутреннее реагирование 197  
Время выгорания топлива 162  
— — частицы 167, 207, 211  
— полного выгорания 167  
Высшая теплота сгорания 14  
Выход летучих 15, 161, 162
- Газификация** 173, 274, 275  
— «мокрая» 173  
— «сухая» 173  
Газообразное топливо 12  
Горение высоковлажного топлива 183  
— жидкого топлива 288  
— зольного топлива 202  
— летучих 225  
— однородной газовой смеси 145  
— пылеугольного факела 238  
— твердого топлива в слое 269  
— углерода 161  
Горючая масса топлива 13  
Границы зажигания концентрационные 144  
— струи 29, 51
- Движение частицы в потоке** 57  
Десорбция 170  
Динамика термического разложения 212  
Диссоциация водяного пара 104, 105  
— углекислоты 105, 106  
Дифференциальное уравнение диффузии 83  
Диффузионная область горения 190, 208
- Диффузионно-химический критерий 183  
Диффузионный метод сжигания 158  
— поток 74, 80  
Диффузия 71  
— взаимная 74  
— в турбулентном потоке 86—88  
— изотермическая 74  
— концентрационная 74, 80  
— неизотермическая 80  
Длина ламинарного диффузионного факела 159  
Доля внутреннего реагирования 199
- Жидкое топливо** 12, 16
- Зависимость скорости распространения пламени от состава и температуры смеси 149  
Зажигание смеси 141  
Закон Аррениуса 109  
— Гесса 101  
— действующих масс 99  
— косинуса 151  
— Розина—Раммлера 244  
— Срезневского 294  
Зольность топлива 13  
Зона горения 146  
— догорания 146
- Измерение скорости распространения пламени** 150  
Интеграл  $I_1$  в диффузионной области 249  
— — в кинетической области 246  
Интеграл  $I_2$  в диффузионной области 249  
— — в кинетической области 247  
Интенсификация процесса горения 269
- Каменный уголь** 11  
Квазистатический выход летучих 213  
Кинетическая область горения 191, 207  
Кинетические константы процесса разложения 219

- — — — реакций горения 153, 176
- Кипящий слой 271
- Кокс 161
- Колчеданная сера 13
- Константа равновесия диссоциации 102
  - — — по молярным долям 100
  - — — по парциальным давлениям 99
  - — — реакций горения 102
  - скорости реакции 176
- Концентрация компонентов 179
- Коэффициент взаимной диффузии 74
  - внутренней диффузии 198
  - горения 294
  - избытка воздуха 18, 21
  - массотдачи 89
  - молекулярной диффузии 71
  - полидисперсности угольной пыли 244
  - самодиффузии 75
  - сопротивления 58
  - теплоотдачи 89
  - термодиффузии 80
  - турбулентной диффузии 87, 88
  - формы частиц 58
- Критерий Аррениуса 130
  - Грасгофа 90
  - Кирпичева 60
  - Льюиса 293
  - Нуссельта диффузионный 89, 180
    - — тепловой 89
    - — химический 182, 183
  - Пекле 89, 133
  - Прандтля 89
  - Рейнольдса 89
  - Семенова 182, 198, 199
  - Франк-Каменецкого 136
  - Фурье диффузионный 90
    - — тепловой 90
  - Шиллера 60
- Критические условия воспламенения 132
  - — распространения пламени 150
- Критический диаметр трубки 154
  - критерий теплоотвода 134, 150
- Ламинарное пламя 145
- Ламинарный диффузионный факел 158
- Летучие 15, 212
- Максимальные скорости распространения пламени 151
- Массообмен 71
- Материальный баланс процесса горения 16
- Метод бомбы постоянного давления 150
  - — — объема 151
- Метод сжигания твердых топлив вихревой 262, 264
  - — — — слоевой 269
- — — — факельный 238
- Механизм выгорания углерода 167
- Минеральные примеси топлива 11
- Модель турбулентного горения микрообъемная 157
  - — — объемная 156
  - — — поверхностная 155
- Молекулярная диффузия 71
- Нагрев частиц 163
- Неполнота сгорания механическая 258, 262
- Нестационарная теория теплового воспламенения 132
- Низшая теплота сгорания 14
- Нормальная скорость распространения пламени 146
- Область горения диффузионная 190, 206, 208, 248
  - — — кипетическая 191, 206, 207, 245
  - — — промежуточная 207, 250
  - квадратичного закона сопротивления 61
  - Стокса 58
- Объем водяных паров 18
  - газов 18
  - сухих продуктов сгорания 17
  - трехатомных газов 17, 18
- Оксиды азота 122
- Органическая масса топлива 13
  - сера 13
- Остаток на сите 244
- Параметр крутки 44
- Парциальные давления компонентов 179, 183, 185, 189, 190, 192, 193, 194
- Пересчет состава топлива 13
- Период индукции 136
- Поверхность частицы 163, 167, 168
  - — — внутренняя 198
- Пограничный слой 178, 226
- Подобие скоростных полей струи 29
  - температурных полей струи 31
- Показатель полидисперсности 244
- Полуостров воспламенения 120
- Полус 175
- Пористость топлива 197
- Порозность слоя 279
- Порядок реакции 171
- Потоки компонентов 179, 182, 185, 189, 191, 193, 195, 199
- Правило Ле-Шателье—Брауна 98
- Предел распространения пламени 153
- Предэкспоненциальный множитель 175
- Приведенная пленка 178
- Приведенные характеристики топлива 22
- Природные топлива 10
- Продукты сгорания топлива 16



Пылевидное сжигание топлива 238  
Рабочая масса топлива 13  
Равновесная степень диссоциации 104—106  
Разветвленные цепные реакции 115, 116  
Распределение Максвелла 73  
Распространение пламени в адиабатных условиях 145  
— при наличии теплоотвода 150  
Реакции горения 173, 174  
— гетерогенные 173  
— гипотетические 184  
— гомогенные 174  
Самовоспламенение 131  
Сжигание газов 150, 158  
Скорость витания 60  
— гетерогенной реакции 114, 115, 174  
— гомогенной реакции 112  
— горения жидких топлив 294  
— углерода 174  
— поверхностной химической реакции 171  
— распространения пламени 146  
— фронта пламени 146  
— химических реакций 108  
Слоевой метод сжигания 269  
Слой кипящий 67, 271  
— перекрестноточный 270  
— противоточный 270, 283  
— прямоточный 270, 275  
Сорбция 170  
Состав топлива 12  
Стадии горения твердого топлива 162, 272  
Стационарная теория теплового самовоспламенения 135  
Стерический фактор 108  
Стефановский поток 82, 94—97  
Структура ламинарного факела 151, 158  
— турбулентного факела 154, 158  
Струя 24—56  
— в поперечном потоке 37  
— закрученная турбулентная 40  
— затопленная 30, 33  
— изотермическая 33  
— кольцевая одиночная 38  
—, начальный участок 28  
— неизотермическая турбулентная 30  
—, основной участок 28  
—, переходный участок 28  
— плоская изотермическая 33  
—, полюс 29  
— соосная 39  
—, траектория 37  
—, угол раскрытия 29  
—, ширина 28

Сухая масса топлива 13  
Схема расчета выхода летучих однокомпонентная 218—220  
— — — — двухкомпонентная 220  
— горения, горящий пограничный слой 178  
— —, двойной горящий пограничный слой 187, 275  
— —, негорящий пограничный слой 193

Твердое топливо 12  
Температура воспламенения 139  
— факела средняя 255—258  
— частицы горящего топлива 204  
Температуропроводность 75, 85, 87  
Теоретическая температура горения 19, 130, 243  
Теоретически необходимое количество воздуха 17  
Теория Энскога и Чепмена 73, 75, 77  
Тепловое воспламенение адиабатное 131  
— при наличии теплоотвода 132  
Тепловой баланс процесса горения 16  
Тепловые эффекты реакций горения 14, 173  
Теплопроводность 77, 84  
Теплота сгорания топлива 14  
Термическое разложение топлива 212  
Термодиффузионное отношение 80, 81  
Термодиффузия 80  
Технические характеристики топлива 12  
Толщина приведенной пленки 179, 226  
Топливный коэффициент 21, 216  
Тоший уголь 11  
Турбулентная диффузия 87, 88  
Условия воспламенения 132

Факел полидисперсной пыли 238  
Формула Сезерленда 78  
Форсировка горения 271  
Фронт пламени 145

Химическое равновесие реакций горения 97

Цепное воспламенение 117  
Цепные реакции 115, 116

Энергия активации 107, 175, 178  
Энтальпия продуктов сгорания 19

1. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
2. **Абрамович Г. Н.** Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
3. **Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Палеев И. И.** К теории горения капли жидкого топлива//ЖТФ. 1957. Т. 27. Вып. 8. С. 1818—1925.
4. **Ахмедов Р. Б.** Дутьевые газогорелочные устройства. М.: Недра, 1970.
5. **Аэров М. Э., Тодес О. М., Норинский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем (гидравлические и тепловые основы работы). Л.: Химия, 1979.
6. **Бабий В. И., Иванова И. П.** О температуре угольных частиц при горении//Теплоэнергетика. 1969. № 12. С. 34—37.
7. **Блох А. Г.** Теплообмен в топках паровых котлов. Л.: Энергоатомиздат, 1984.
8. **Браун М., Доллимор Д., Галвей А.** Реакция твердых тел/Пер. с англ. М.: Мир, 1983.
9. **Бухман С. В.** К вопросу о стадийности горения летучих и коксового остатка//Известия АН БССР. Серия ФЭН. 1969. № 1. С. 123—125.
10. **Варшавский Г. А.** Горение капли жидкого топлива, диффузионная теория. М.: БНТ НКАЦ, 1945.
11. **Влияние режимных факторов и качества топлива на горение и теплообмен в топках мощных паровых котлов, работающих на экибастузских и кузнецких каменных углях/В. В. Митор, С. Л. Шагалова, Д. И. Паршиков, Л. М. Христич, Д. И. Парпаров, П. Н. Федотов//Труды НПО ЦКТИ. 1981. Вып. 191. С. 31—44.**
12. **Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах/Под ред. Г. Ф. Кнорре. Л.: Машгиз, 1958.**
13. **Вукалович М. П., Новиков И. И.** Техническая термодинамика. М.: Энергия, 1968.
14. **Вулис Л. А., Кашкаров В. П.** Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.
15. **Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р.** Молекулярная теория газов и жидкостей/Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
16. **Головина Е. С.** Высокотемпературное горение и газификация углеорода. М.: Энергоатомиздат, 1983.
17. **Гольдсмит М., Пеннер С.** О горении индивидуальных капель топлива в окислительной атмосфере/Пер. с англ.//Вопросы ракетной техники. 1955. № 2. С. 73—86.
18. **Горение натурального твердого топлива/А. Б. Резников, И. П. Басина, С. В. Бухман и др. Алма-Ата: Наука, 1968.**
19. **Горение углеорода/А. С. Предводителей, Л. Н. Хитрин, О. А. Цуханова. М.: Изд-во АН СССР, 1949.**
20. **Гребер Г., Эрк С., Григуль У.** Основы учения о теплообмене/Пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
21. **Грю К. Э., Иббс Т. Л.** Термодинамическая диффузия в газах/Пер. с англ. М.: Гостехиздат, 1956.
22. **Гуревич М. А., Штейнберг В. Б.** Температура пламени одиночной капли жидкого топлива//ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 2. С. 394—401.

23. **Ирисов А. С.** Испаряемость топлив для поршневых двигателей и методы ее исследования. М.: Гостоптехиздат, 1955.
24. **Карапетьянц М. Х.** Химическая термодинамика. М.: Химия, 1975.
25. **Кацнельсон Б. Д., Тимофеева Ф. А.** Исследование коэффициента теплоотдачи частиц в потоке в нестационарных условиях//Котлотурбостроение. 1948. № 5. С. 16—22.
26. **Клибанова Ц. М., Померанцев В. В., Франк-Каменецкий Д. А.** Коэффициент диффузии газов при высоких температурах//ЖТФ, 1942. Т. 12. Вып. 1. С. 14—16.
27. **Корчунов Ю. Н.** Кинетика суммарного процесса термического разложения древесины, целлюлозы и лигнина//Гидролизная и лесохимическая промышленность. 1969. № 7. С. 10—12.
28. **Корчунов Ю. Н., Сыркина К. Д.** Исследование динамики термического разложения твердых натуральных топлив//Труды III Всесоюзного совещания по теории горения. Т. 2. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 179—184.
29. **Корчунов Ю. Н., Тюльпанов Р. С.** Исследование скорости термического разложения древесины и торфа//ИФЖ. 1960. № 7. С. 102—105.
30. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
31. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
32. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
33. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах/Пер. с англ. М.: Мир, 1968.
34. **Математическая теория горения и взрыва/Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе.** М.: Наука, 1980.
35. **Моделирование топок и элементов газовоздушного тракта парогенераторов//Труды НПО ЦКТИ.** 1978. Вып. 161.
36. **Налбандян А. Б., Воеводский В. В.** Механизм окисления и горения водорода. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
37. **О длительности горения частиц пыли кузнечных углей марок Д, Г, ГЖ, СС/В. И. Бабий, А. Г. Серебрякова, И. Ф. Попова//Теплоэнергетика.** 1977. № 1. С. 13—15.
38. **Определение параметров крутки и коэффициентов гидравлического сопротивления различных завихрителей горелочных устройств/С. Л. Шагалова, Т. И. Барихина, В. М. Кацман и др.//Теплоэнергетика.** 1970. № 7. С. 88—89.
39. **Палеев И. И., Юдин В. Ф.** Взаимодействие водяного пара с углеродом топлива//Газовая промышленность. 1957. № 5. С. 10—16.
40. **Померанцев В. В.** Топки скоростного горения для древесного топлива. Л.: Машгиз, 1948.
41. **Померанцев В. В., Ахмедов Д. Б.** Расчет воспламенения и выгорания газового факела//Доклады 11-го Международного газового конгресса. М.: Недра, 1970.
42. **Померанцев В. В., Рундыгин Ю. А.** Исследование характера низкотемпературного окисления электродного угля//ИФЖ. 1962. Т. 5. № 2. С. 3—9.
43. **Померанцев В. В., Рундыгин Ю. А., Соковишин Ю. А.** Приближенная теория выгорания и газификация слоя топлива//ИФЖ. 1961. Т. 4. № 8. С. 11—19.
44. **Померанцев В. В., Рундыгин Ю. А., Шестаков С. М.** Исследование выгорания уноса топлива из слоя в факеле//Труды III Всесоюзной конференции по горению твердого топлива. Новосибирск: Наука, 1969. С. 45—54.
45. **Померанцев В. В., Шагалова С. Л., Арефьев К. М.** Приближенная методика расчета выгорания пылеугольного факела//Теплоэнергетика. 1958. № 11. С. 33—41.
46. **Проектирование котельных агрегатов на основе расчетного анализа горения и теплообмена в топочных камерах/В. В. Митор, Н. И. Резник, С. Л. Шагалова и др.//Труды НИИЭинформэнергомаш. Энергетическое отделение. Вып. 3. 1981.**
47. **Проектирование топок с жидким шлакоудалением/Под ред. В. В. Митора и Ю. Л. Маршака. ЦКТИ. РУ. вып. 42, 1981.**

48. Проектирование топок с твердым шлакоудалением/Под ред. В. В. Митора и Ю. Л. Маршака ЦКТИ. РУ. Вып. 42. 1981.
49. Процессы горения/Пер. с англ. под ред. Б. Льюиса и Р. Н. Пиза. М.: Физматгиз, 1961.
50. Реакция углерода с газами/Под ред. Е. С. Головиной. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
51. Сборник задач по теории горения: Учебное пособие для вузов/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергоатомиздат, 1983.
52. Семенов Н. Н. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
53. Слоевые методы энергохимического использования/Б. Д. Кацнельсон, Ю. Н. Корчунов, А. А. Ливеровский: Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Госэнергоиздат, 1962.
54. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
55. Сполдинг Д. Б. Основы теории горения/Пер. с англ. М.: Госэнергоиздат, 1959.
56. Теория топочных процессов/Г. Ф. Кнорре, К. М. Арефьев, А. Г. Блох, Е. А. Нахаетян, И. И. Палеев, В. Б. Штейнберг; Под ред. Г. Ф. Кнорре, И. И. Палеева. М.— Л.: Энергия, 1966.
57. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод). М.: Энергия, 1973.
58. Термодинамические свойства газов/М. П. Вукалович, В. А. Кириллин, С. А. Ремизов и др. М.: Машгиз, 1953.
59. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Л. В. Гурвич, Г. А. Хачурузов, В. А. Медведев и др. М.: Изд-во АН СССР, 1962, т. 1 и 2.
60. Тодес О. М., Цитович О. Б. Аппараты с кипящим зернистым слоем. Л.: Химия, 1981.
61. Трепнел Б. Хемосорбция/Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
62. Третьяков В. М. Процессы выделения летучих при нагревании угольной пыли во взвешенном состоянии//Известия ВТИ. 1948. № 6. С. 18—23.
63. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах/Пер. с англ. М.: Мир, 1976.
64. Физические основы рабочего процесса топок и печей/Под ред. Л. А. Вулиса. Алма-Ата: Изд-во АН КазССР, 1957.
65. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. 2-е изд. М.: Наука, 1967.
66. Хзмалян Д. М., Каган Я. А. Теория горения и топочные устройства. М.: Энергия, 1976.
67. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
68. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов/Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
69. Шагалова С. Л. Анализ исследований по воспламенению топлив в замкнутых сосудах//Труды ЦКТИ. Л., 1953. С. 189—230.
70. Шагалова С. Л., Арефьев К. М. Анализ влияния режимных параметров на величину механического недожога в камерных топках//Теплоэнергетика. 1960. № 2. С. 41—47.
71. Шагалова С. Л., Соловьев Л. К. Исследование структуры кольцевых струй и факелов вихревых горелок в изотермических условиях//Теплоэнергетика. № 6. 1983. С. 31—35.
72. Шагалова С. Л., Шницер И. Н. Сжигание твердого топлива в топках парогенераторов. Л.: Энергия, 1976.
73. Шашков А. Г., Абраменко Т. Н. Теплопроводность газовых смесей. М.: Энергия, 1970.
74. Экспериментальное исследование процесса горения пыли АШ в топках мощных паровых котлов/С. Л. Шагалова, Ю. А. Тимошин, В. А. Резник, И. Н. Шницер//Теплоэнергетика. 1963. № 2. С. 2—9.
75. Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г. Курс химической кинетики. М.: Высшая школа, 1984.
76. Эпштейн П. С. Курс термодинамики/Пер. с англ. М.: Гостехиздат, 1948.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Основные обозначения . . . . .	5
Введение . . . . .	7
<b>ГЛАВА ПЕРВАЯ. ТОПЛИВО, МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВЫЙ БАЛАНСЫ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ . . . . .</b>	<b>10</b>
1-1. Общая характеристика и классификация топлива . . . . .	—
1-2. Технические характеристики топлив . . . . .	12
1-3. Материальный и тепловой балансы процессов горения. Коэффициент избытка воздуха . . . . .	16
1-4. Расчеты по приведенным характеристикам топлива . . . . .	21
1-5. Примеры . . . . .	23
<b>ГЛАВА ВТОРАЯ. АЭРОДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ . . . . .</b>	<b>24</b>
2-1. Движение газовых струй в топочной камере . . . . .	—
2-2. Основные закономерности развития прямоочных турбулентных струй . . . . .	27
2-3. Струя в поперечном потоке жидкости . . . . .	37
2-4. Кольцевые одиночные и соосные струи . . . . .	38
2-5. Закрученные турбулентные струи . . . . .	40
2-6. Движение частиц топлива в потоке . . . . .	57
2-7. Аэродинамика слоя топлива . . . . .	62
2-8. Аэродинамика кипящего слоя . . . . .	67
2-9. Примеры . . . . .	70
<b>ГЛАВА ТРЕТЬЯ. ДИФFUЗИЯ И МАССООБМЕН . . . . .</b>	<b>71</b>
3-1. Общие соотношения в молекулярной диффузии . . . . .	—
3-2. Расчет коэффициента диффузии и других коэффициентов переноса . . . . .	75
3-3. Нейзотермическая диффузия . . . . .	80
3-4. Стефановский поток . . . . .	82
3-5. Дифференциальное уравнение диффузии . . . . .	83
3-6. Диффузия в турбулентном потоке . . . . .	86
3-7. Аналогия между диффузией и теплообменом. Критерии подобия . . . . .	88
3-8. Примеры . . . . .	93
<b>ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ. ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ . . . . .</b>	<b>97</b>
4-1. Химическое равновесие реакций горения. Принцип Ле-Шателье—Брауна . . . . .	—
4-2. Закон действующих масс . . . . .	98
4-3. Константы равновесия для реакций горения и диссоциации . . . . .	101
4-4. Примеры . . . . .	103
<b>ГЛАВА ПЯТАЯ. КИНЕТИКА ГОРЕНИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ . . . . .</b>	<b>107</b>
5-1. Общие положения химической кинетики . . . . .	—
5-2. Цепное воспламенение . . . . .	117

5-3. Образование оксидов азота в топках паровых котлов . . . . .	122
5-4. Пример . . . . .	127
<b>ГЛАВА ШЕСТАЯ. ВОСПЛАМЕНЕНИЕ, ЗАЖИГАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ . . . . .</b>	<b>128</b>
6-1. Основные уравнения горения . . . . .	—
6-2. Самовоспламенение топливно-воздушных смесей . . . . .	131
6-3. Зажигание смесей . . . . .	141
6-4. Распространение пламени . . . . .	145
6-5. Экспериментальное определение скорости распространения пламени . . . . .	150
6-6. Определение кинетических констант горения . . . . .	153
6-7. Турбулентное распространение пламени . . . . .	154
6-8. Диффузионное горение газа . . . . .	158
6-9. Примеры . . . . .	160
<b>ГЛАВА СЕДЬМАЯ. ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДА . . . . .</b>	<b>161</b>
7-1. Стадии горения частиц твердого натурального топлива. Роль коксового остатка . . . . .	—
7-2. Механизм горения углерода . . . . .	167
7-3. Анализ основных реакций, протекающих при горении углерода . . . . .	173
7-4. Теория приведенной пленки. Схема горящего пограничного слоя . . . . .	178
7-5. Двойной горящий пограничный слой . . . . .	187
7-6. Негорящий пограничный слой . . . . .	193
7-7. Влияние внутреннего реагирования и зольной оболочки . . . . .	197
7-8. Выгорание углеродной частицы в условиях топочного процесса . . . . .	204
7-9. Примеры . . . . .	208
<b>ГЛАВА ВОСЬМАЯ. ДИНАМИКА ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ И РОЛЬ ЛЕТАУЧИХ В ПРОЦЕССЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА . . . . .</b>	<b>212</b>
8-1. Динамика термического разложения органической массы твердых природных топлив . . . . .	—
8-2. Роль летучих в процессе воспламенения природных твердых топлив . . . . .	225
8-3. Примеры . . . . .	235
<b>ГЛАВА ДЕВЯТАЯ. ГОРЕНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ФАКЕЛА . . . . .</b>	<b>238</b>
9-1. Горение топливных частиц в условиях пылеугольного факела . . . . .	—
9-2. Горение полифракционного факела в кинетической и диффузионной областях . . . . .	243
9-3. Горение полифракционного факела в промежуточной области . . . . .	250
9-4. Определение средней температуры факела . . . . .	255
9-5. Обработка данных испытаний топок. Кинетические константы . . . . .	258
9-6. Примеры . . . . .	266
<b>ГЛАВА ДЕСЯТАЯ. ГОРЕНИЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В СЛОЕ . . . . .</b>	<b>269</b>
10-1. Общая характеристика условий горения в слое . . . . .	—
10-2. Приближенный анализ выгорания и газификации слоя топлива . . . . .	275
10-3. Результаты интегрирования уравнений выгорания кокса в слое . . . . .	283
10-4. Примеры . . . . .	287
<b>ГЛАВА ОДИНАДЦАТАЯ. ГОРЕНИЕ ЖИДКОГО ТОПЛИВА . . . . .</b>	<b>288</b>
11-1. Основные особенности горения жидкого топлива . . . . .	—
11-2. Диффузионное горение капли жидкого топлива . . . . .	290
11-3. Опытные данные по горению капель жидкого топлива . . . . .	294
11-4. Примеры . . . . .	298
Предметный указатель . . . . .	302
Список литературы . . . . .	305

## УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

**ВИКТОР ВЛАДИМИРОВИЧ ПОМЕРАНЦЕВ**

**КОНСТАНТИН МАКСИМОВИЧ АРЕФЬЕВ**

**ДЖАВАД БЕРОВИЧ АХМЕДОВ**

**МАРК НИКОЛАЕВИЧ КОНОВИЧ**

**ЮРИЙ НИКОЛАЕВИЧ КОРЧУНОВ**

**ЮРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ РУНДЫГИН**

**СОФЬЯ ЛАЗАРЕВНА ШАГАЛОВА**

**СТАНИСЛАВ МИХАЙЛОВИЧ ШЕСТАКОВ**

### **ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ**

Редактор *Ю. В. Долгополова*  
Художественный редактор *Д. Р. Стеванович*  
Технический редактор *А. Г. Рябкина*  
Корректор *Н. Б. Чухутина*.

ИБ № 818

Сдано в набор 25.12.85. Подписано в печать 24.04.86. М-32914. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Высокая печать. Усл. печ. л. 19,5. Усл. кр.-отт. 19,5. Уч.-изд. л. 21,91. Тираж 8200 экз. Заказ № 2598. Цена 1 р.

Ленинградское отделение Энергоатомиздата.  
191065, Ленинград, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 191126, Ленинград, Социалистическая ул., 14.



---

**ЛЕНИНГРАДСКИЙ КНИЖНЫЙ МАГАЗИН «ЭНЕРГИЯ» —**  
опорный пункт Энергоатомиздата —  
предлагает вниманию специалистов книги, имеющиеся  
в наличии:

**Синягин Н. Н.** и др. Система плано-предупредительного ремонта оборудования и сетей промышленной энергетики: Одобрено Глав. гос. инспекцией по надзору Минэнерго СССР/Н. Н. Синягин, Н. А. Афанасьев, С. А. Новиков.— 3-е изд., перераб. и доп., 1984.— 448 с. 1 р. 60 к.

Содержит основные показатели и нормативы для планирования ремонтов и технического обслуживания оборудования и сетей промышленной энергетики. В настоящем издании учтены новые директивные материалы.

Для инженерно-технических и руководящих работников, связанных эксплуатацией энергетического оборудования и сетей, может быть полезна студентам вузов.

**Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/Под общей ред. В. А. Григорьева, В. М. Зорина.— 1982.— 512 с. 3 р. 20 к.**

Приведены сведения по гидроаэродинамике и теплообмену в различных технических системах. Описаны методы экспериментального определения теплофизических свойств веществ. Изложена методика теплофизических экспериментов.

Справочник является практическим пособием для инженеров — теплотехников и теплоэнергетиков, работающих на теплоэлектростанциях и на промышленных предприятиях различных отраслей народного хозяйства страны.

**Тепловые и атомные электрические станции: Справочник/ Под общ. ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорина.— 1982.— 624 с. 3 р. 90 к.**

Справочник содержит сведения об энергетических топливах, конструкционных и вспомогательных материалах, применяемых в теплоэнергетике, основном и вспомогательном оборудовании электростанций на органическом и ядерном топливе.

Справочник является практическим пособием для инженеров-теплотехников и теплоэнергетиков, работающих в различных отраслях народного хозяйства страны.

**Адрес магазина «Энергия»:**

**196066, Ленинград, Московский пр., 189**





**Э Н Е Р Г О А Т О М И З Д А Т**

---

**ЛЕНИНГРАДСКИЙ КНИЖНЫЙ МАГАЗИН «ЭНЕРГИЯ» —  
ОПОРНЫЙ ПУНКТ ЭНЕРГОАТОМИЗДАТА**

Это значит, что здесь самый широкий ассортимент научной, учебной, производственной и справочной литературы по всем разделам энергетики.

Магазин принимает заказы на книги, намеченные к выпуску и имеющиеся в наличии.

**Специалисты энергетического профиля!**

Указав адрес организации или свой домашний адрес, Вы будете систематически получать все рекламные материалы по интересующей Вас тематике и бланки заказа книг Энергоатомиздата.

**Адрес магазина «Энергия»: Ленинград, Московский пр., 189.**

**Пользуйтесь услугами магазина —  
опорного пункта Э Н Е Р Г О А Т О М И З Д А Т А!**

