

А. В. БОЛГАРСКИЙ и В. К. ЩУКИН

РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ В ЖИДКОСТНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

*Допущено
Главным управлением высшего образования
Министерства культуры СССР
в качестве учебного пособия
для авиационных вузов*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ОБОРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ
Москва 1953

Редактор *Н. Т. Калашников*

Техн. ред. *И. М. Зудакин*

Г-82849. Подписано в печать 27/VIII 1953 г. Учетно-изд. л. 26,28

Формат бумаги $60 \times 92\frac{1}{16} = 13,5$ б. л. — 26,75 п. л. в т. ч. 1 вкл.

Цена в переплете 10 р. 70 к.

Зак. 276/1346

Типография Оборонгиза

ПРЕДИСЛОВИЕ

Больше сорока лет прошло с момента возникновения идеи жидкостно-реактивного двигателя (ЖРД), но только в последнее десятилетие этот двигатель вышел из стадии чисто лабораторных исследований. Возможность широкого применения в авиации и достижение при этом показателей, не доступных для самолетов с другими типами двигателей, вполне объясняют возросший интерес, проявляемый к ЖРД в научных и технических кругах.

В теории ЖРД имеется ряд сложных вопросов, не решенных до настоящего времени. Создание теории ЖРД затрудняется также и небольшим количеством опытных данных, имеющихся в этой области.

Настоящий труд является первой попыткой наметить в основных чертах теорию жидкостно-реактивного двигателя и выявить наиболее узкие места этой проблемы, ждущие своего разрешения. К таким местам, например, можно отнести выбор среднего значения величины показателя политропы расширения, расчет теплопередачи в камере сгорания и др.

В процессе составления книги авторам удалось в той или иной мере исследовать или решить отдельные вопросы. К ним относятся: расчет процесса горения при неполном смешении, учет химического (в газодинамическом смысле) воздействия на газовый поток, газодинамический расчет камеры сгорания, расчет паро-газогенератора, расчет реактивного сопла на максимальную экономичность за полет.

В развитии теории жидкостно-реактивных двигателей советские ученые играют ведущую роль. Настоящий труд почти целиком базируется на трудах советских ученых.

Главы II, III, IV, V, VI, XIII и XIV написаны А. В. Болгарским, главы I, VII, VIII, IX, X, XII — В. К. Шукиным, глава XI написана авторами совместно.

Так как некоторые вопросы теории ЖРД в настоящее время окончательно не решены или совершенно не исследованы, то построение теории этого двигателя могло быть выполнено лишь при введении ряда упрощающих предпосылок. Авторы с благодарностью примут все критические замечания, касающиеся вопросов, изложенных в книге.

За большую помощь в окончательном оформлении книги авторы выражают благодарность инженерам А. Г. Черниловской и В. Е. Волковой. Авторы признательны также инж. Д. Д. Севруку, докт. техн. наук Ю. Н. Гризодубу и инж. Л. С. Душкину, взявшим на себя труд рецензирования книги и сделавшим при этом ряд ценных замечаний.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- A — термический эквивалент единицы работы, $A=1/427$ ккал/кгм.
 a — местная скорость звука в м/сек;
 коэффициент температуропроводности в м²/час.
 $a_{кр}$ — скорость звука в критическом сечении сопла в м/сек.
 C — концентрация вещества в кг/кг.
 C_p — удельный расход топлива в кг/кг час.
 c — теплоемкость реального процесса в ккал/кг град.
 теплоемкость твердых и жидких веществ в ккал/кг град.
 c_n — теплоемкость политропического процесса в ккал/кг град.
 c_p — теплоемкость изобарического процесса в ккал/кг град.
 c_r — теплоемкость трения (условная величина) в ккал/кг град.
 c_v — теплоемкость изохорического процесса в ккал/кг град.
 D — коэффициент диффузии в м²/час или м²/сек.
 d — диаметр канала в м;
 диаметр сечения сопла в м или мм.
 $d_э$ — эквивалентный диаметр сечения канала в м.
 E — энергия активации в ккал/моль.
 — вязкость в градусах Энглера.
 F — площадь поперечного сечения канала в м².
 F_1 — площадь поперечного сечения камеры сгорания в м².
 F_a — площадь выходного сечения реактивного сопла в м².
 $F_{кр}$ — площадь критического сечения реактивного сопла в м².
 f_1 — безразмерная площадь поперечного сечения камеры сгорания.
 f_a — безразмерная площадь выходного сечения реактивного сопла.
 G — расход газов (топлива) в кг/сек.
 $G_{дв}$ — вес двигателя в кг.
 g — ускорение силы тяжести в м/сек²;
 весовая доля в кг/кг.
 g_r — содержание горючего в смеси в кг/кг.
 g_o — содержание окислителя в смеси в кг/кг.
 H — высота в км.

- H_{μ} — теплотворная способность топлива в ккал/моль.
 $H_{\mu r}$ — теплотворная способность горючего в ккал/моль.
 $H_{\mu o}$ — теплотворная способность окислителя в ккал/моль.
 H_u — теплотворная способность топлива в ккал/кг.
 H_u^* — теплотворная способность топлива в ккал/л.
 h — степень подогрева.
 I — теплосодержание газа в ккал/моль.
 i — теплосодержание газа в ккал/кг.
 K — константа скорости реакции.
 K_p — константа химического равновесия (по давлениям).
 k — показатель адиабаты Пуассона;
 коэффициент теплопередачи в ккал/м² час град.
 k_0 — коэффициент тяги при истечении в вакуум.
 k_p — коэффициент тяги.
 L — техническая работа в кгм/кг.
 $L_{ад}$ — адиабатическая работа в кгм/кг.
 $L_{тр}$ — работа трения в кгм/кг.
 L_i — работа действительного цикла в кгм/кг.
 L_k — длина камеры сгорания в м.
 L_t — работа идеального цикла в кгм/кг.
 l — линейный размер (длина) в м;
 длина луча (толщина лучеиспускающего слоя) в м.
 M — число молей в моль/моль.
 M — отношение скорости газа к местной скорости звука.
 Ma — критерий Маргулиса.
 Mn — модификация числа M для политропического течения
 m — масса в кг сек²/м.
 m_r — число молей воды в 1 моле горючего.
 m_o — число молей воды в 1 моле окислителя.
 m_{H_2O} — число молей воды в 1 моле перекиси водорода.
 m_k — число молей воды в 1 моле катализатора.
 N — число молей в моль/кг.
 Nu — критерий Нуссельта.
 n — показатель политропы;
 величина, показывающая порядок реакции.
 n_r — показатель реальной политропы (с учетом трения).
 P — сила тяги в кг;
 сила в кг.
 \bar{P} — относительная тяга.

- P' — удельная тяга в $кг\ сек/кг$.
- \bar{P}' — относительная удельная тяга.
- P'_0 — удельная тяга с учетом расхода смеси в паро-газогенераторе в $кг\ сек/кг$.
- P'_Σ — удельная тяга, характеризующая экономичность двигателя за полет в $кг\ сек/кг$.
- P'' — удельная тяга в $кг\ сек/л$.
- P_r — критерий Прандтля.
- p — давление в $кг/см^2$.
- p_0 — давление в начале камеры сгорания в $кг/см^2$.
- p_1 — давление в конце камеры сгорания в $кг/см^2$.
- $P_{кр}$ — давление газа в критическом сечении в $кг/см^2$.
- p_a — давление в выходном сечении реактивного сопла в $кг/см^2$.
- p_c — давление в сечении $c-c$ камеры сгорания (в конце испарения топлива) в $кг/см^2$.
- p_h — давление среды, в которую происходит истечение газа, в $кг/см^2$.
- p_s — упругость насыщенного пара в $кг/см^2$.
- p_z — давление газа в камере сгорания в $кг/см^2$.
- Q — тепло, подводимое к газу, в $ккал/кг$.
- Q_H — тепло, подводимое извне, в $ккал/кг$;
- низшая теплотворная способность топлива (только в главе X) в $ккал/кг$.
- $Q_{тр}$ — тепло трения в $ккал/кг$.
- q — удельный тепловой поток в $ккал/м^2\ час$.
- q' — удельный диффузионный поток в $кг/м^2\ час$.
- R — газовая постоянная в $кгм/кг\ град$.
- Re — число Рейнольдса (критерий Рейнольдса).
- r — радиус сечения канала в $м$;
- теплота парообразования (испарения) в $ккал/кг$;
- объемная доля газа.
- $r_г$ — объемная доля горючего.
- r_o — объемная доля окислителя.
- S — сила гидравлического сопротивления в $кг$.
- s — сила трения на единицу площади в $кг/м^2$.
- T — температура в $^\circ$ абс.
- T^* — температура торможения в $^\circ$ абс.
- T_0 — температура газа в начале камеры сгорания в $^\circ$ абс.
- T_1 — температура газа в конце камеры сгорания в $^\circ$ абс.
- T_a — температура газа в выходном сечении реактивного сопла в $^\circ$ абс.
- T_c — температура газа в сечении $c-c$ камеры сгорания (в конце испарения топлива) в $^\circ$ абс.

- T_n^* — температура политропического торможения в ° абс.
 T_T — теоретическая температура горения в ° абс.
 T_n — температура среды, в которую происходит истечение газа, в ° абс.
 T_z — температура сгорания в неподвижном газе в ° абс.
 t — температура в ° С.
 u — внутренняя энергия в ккал/кг.
 u_n — характеристическая скорость процесса в м/сек.
 u_c — удельная производительность камеры сгорания в кг/м²час.
 u_T — удельная производительность камеры сгорания в ккал/м²час.
 V — скорость реакции в кг/кг сек;
 — объем газов в м³.
 V_T — скорость горения в кг/кг сек.
 V_d — скорость диффузионного горения в кг/кг сек;
 V_k — скорость кинетического горения в кг/кг сек;
 объем камеры сгорания в м³;
 v — удельный объем газа в м³/кг;
 скорость полета в км/час.
 w — скорость газа в м/сек.
 w_1 — скорость газа в конце камеры сгорания в м/сек.
 w_a — скорость газа в выходном сечении реактивного сопла в м/сек.
 w_c — скорость газа в сечении с—с (в конце испарения топлива) в м/сек.
 x — текущая координата.
 y — текущая координата.
 X — химическая энергия в ккал/моль.
 x — химическая энергия в ккал/кг.
 \mathcal{E} — энергосодержание в ккал/моль.
 \mathcal{e} — энергосодержание в ккал/кг.
 α — коэффициент избытка окислителя;
 угол в °;
 коэффициент теплоотдачи в ккал/м² час град.
 β — константа скорости диффузии в м/сек;
 угол в °.
 γ — удельный вес в кг/м³ (для газа) в кг/л (для топлива и других жидкостей).
 γ_T — удельный вес горючего в кг/л.
 γ_o — удельный вес окислителя в кг/л.
 δ — толщина (стенки, слоя жидкости) в мм;
 линейный размер в м.
 ζ — коэффициент потерь на трение;
 коэффициент местного сопротивления.

- η — коэффициент динамической вязкости в $кг\ сек/м^2$.
- η_n — полный к. п. д. двигателя.
- η_e — эффективный к. п. д. двигателя при $v=0$.
- η_{ev} — эффективный к. п. д. двигателя, находящегося в полете.
- η_g — относительный к. п. д.
- η_t — термический к. п. д. цикла.
- η_{Γ} — полетный (тяговый) к. п. д.
- η_i — внутренний к. п. д.
- Θ — угол конусности расширяющейся части сопла в $^\circ$.
- κ — количество окислителя, действительно приходящееся на 1 моль горючего, в *моль/моль*.
- κ_0 — стехиометрический коэффициент реакции в *моль/моль*.
- κ'_0 — стехиометрический коэффициент реакции в *кг/кг*.
- κ''_0 — стехиометрический коэффициент реакции в *л/л*.
- λ — коэффициент теплопроводности в *ккал/м час град*.
- μ — молекулярный вес.
- μ' — молекулярный вес с учетом присутствия воды (при концентрации компонента меньше 100%).
- μ_r — молекулярный вес горючего.
- μ'_r — молекулярный вес горючего с учетом присутствия воды.
- μ_o — молекулярный вес окислителя.
- μ'_o — молекулярный вес окислителя с учетом присутствия воды.
- ν — коэффициент кинематической вязкости в $м^2/сек$.
- ν_c — объемная теплонпряженность камеры сгорания в $кг/м^3 час$.
- ν_t — объемная теплонпряженность камеры сгорания в $ккал/м^3 час$.
- ξ_d — коэффициент выделения тепла по диссоциации.
- ξ_n — коэффициент выделения тепла по смешению.
- $\xi_{d a}$ — коэффициент выделения тепла по диссоциации в выходном сечении реактивного сопла.
- $\xi_{d z}$ — коэффициент выделения тепла по диссоциации в конце камеры сгорания.
- $\xi_{n a}$ — коэффициент выделения тепла по смешению в выходном сечении реактивного сопла.
- $\xi_{n z}$ — коэффициент выделения тепла по смешению в конце камеры сгорания.
- ξ_a — коэффициент выделения тепла в выходном сечении реактивного сопла.
- ξ_z — коэффициент выделения тепла в конце камеры сгорания.
- Π — периметр сечения канала в *м*.
- ρ — плотность газа в $кг\ сек^2/м^4$.
- σ — поверхностное натяжение в $кг/м$.
- σ_r — концентрация горючего в $\%$.

- σ_o — концентрация окислителя в %;
 концентрация перекиси водорода в %.
 σ_k — концентрация катализатора в %.
 τ — время в сек.
 τ_r — масштаб времени горения в сек.
 τ_d — масштаб времени диффузионного горения в сек.
 τ_k — масштаб времени кинетического горения в сек.
 τ_n — время пребывания в сек.
 Φ — поверхность (трения, охлаждения) в m^2 .
 φ — весовое отношение количеств перекиси водорода и катализатора в $кг/кг$.
 ψ — характеристика смешения;
 молярное отношение количеств перекиси водорода и катализатора в *моль/моль*.
 ω — коэффициент формы в выражениях для расчета коэффициента гидравлического трения.

В главах XIII и XIV приняты индексы:

- | | | | | | |
|-----|---|---|---|---|--|
| „Г“ | — | » | » | » | для величин, относящихся к газовой стороне стенки. |
| „Ж“ | — | » | » | » | к жидкостной стороне стенки. |
| „П“ | — | » | » | » | к пограничному слою. |
| „Ц“ | — | » | » | » | к центральному турбулентному ядру. |
| „f“ | — | » | » | » | к средним значениям в потоке жидкости. |
| „w“ | — | » | » | » | к стенке. |

ВВЕДЕНИЕ

ГЛАВА I

ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЖРД

Жидкостно-реактивные двигатели (ЖРД) нашли себе в настоящее время достаточно широкое применение. Двигатели этого типа позволили создать мощные летающие снаряды, способные подниматься до высоты 400 км и пролетать значительные расстояния со скоростью, в несколько раз превышающей скорость звука. Истребители-перехватчики, имеющие в качестве моторной установки жидкостно-реактивный двигатель, являются самыми скороподъемными и скоростными самолетами. Применяются эти двигатели и в качестве вспомогательных силовых установок. Таким образом, в настоящее время жидкостно-реактивный двигатель перестает быть лишь объектом опытных работ и начинает прочно входить в быт авиации.

§ 1. Принцип действия

Жидкостно-реактивный двигатель работает на жидком топливе,¹ запасенном в специальных баках, откуда оно в нужных количествах и в нужное время подается в камеру сгорания. Подача жидких компонентов в камеру сгорания осуществляется или с помощью турбонасосного агрегата или с помощью сжатого газа, находящегося в специальных баллонах.

Рассмотрим упрощенную схему двигателя, в котором подача топлива в камеру сгорания осуществляется с помощью турбонасосного агрегата.

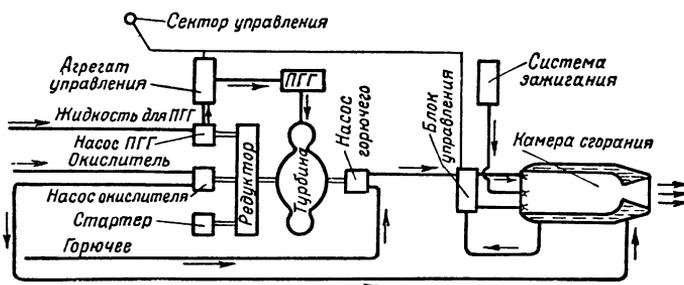
Жидкостно-реактивный двигатель, схема которого показана на фиг. 1, состоит из следующих основных агрегатов: камеры сгорания с соплом, турбонасосного агрегата, паро-газогенератора, приспособления для запуска двигателя (стартер и система зажигания) и агрегатов управления.

Рабочие компоненты топлива, подаваемые в камеру сгорания через форсунки, перемешиваются там и сгорают. Продукты сгорания топлива поступают в реактивное сопло, где часть тепловой энергии, которой они обладают, преобразуется в кинетическую энергию вытекающей струи. При этом скорость газов увеличивает-

¹ Под топливом для ЖРД понимается совокупность обоих компонентов — горючего и окислителя (если топливо двухкомпонентное).

ся от нуля до большой величины, а давление газов уменьшается от давления в камере до атмосферного давления на выходе газов из реактивного сопла (при полном расширении). Равнодействующая сил давления, приложенных к поверхности камеры сгорания и сопла, дает силу, направленную в сторону, противоположную истечению газов и представляющую собой тягу двигателя. Так как температура горения достигает величины $3000\text{--}4000^\circ$ абс., то камеру сгорания необходимо охлаждать. Для охлаждения используется один или оба рабочих компонента (в схеме, изображенной на фиг. 1, для охлаждения используется только окислитель).

Назначение турбонасосного агрегата состоит в том, чтобы подавать рабочие компоненты в камеру сгорания под давлением, доста-



Фиг. 1. Упрощенная схема жидкостно-реактивного двигателя с турбонасосным агрегатом.

точным для их надлежащего распыла. Турбонасосный агрегат состоит из турбины и насосов для горючего, окислителя и жидкости, на которой работает паро-газогенератор.

Паро-газогенератор (ПГГ) служит для получения рабочего тела (паро-газа) для силового элемента (турбины) турбонасосного агрегата.

Чтобы запустить двигатель, надо запустить сначала ПГГ, который приведет в действие турбонасосный агрегат, а затем подать рабочие компоненты в камеру сгорания и воспламенить их с помощью предназначенной для этого системы зажигания.

Агрегаты управления позволяют устанавливать нужные режимы пуска и работы двигателя.

В большинстве случаев ЖРД работают на компонентах, которые реагируют друг с другом только при высоких температурах, поэтому перед началом работы двигателя система зажигания должна обеспечить наличие зоны с высокой температурой. Но имеются двигатели, работающие на самовозгорающихся компонентах, которые реагируют между собой и при низких температурах. В этом случае необходимость в системе зажигания отпадает. Однако из-за пожарной опасности и из-за отсутствия широкого про-

изводства топлив этого вида такие двигатели получили сравнительно небольшое распространение.

Встречаются также двигатели, работающие на перекиси водорода, которая разлагается в реакционной камере двигателя с помощью катализатора. Так как тепловой эффект реакции разложения перекиси сравнительно невелик, то максимальная температура в камере сгорания имеет величину 700—900° абс. Охлаждать такие двигатели нет необходимости.

Турбонасосный агрегат не является обязательным элементом силовой установки жидкостно-реактивного двигателя. Если ЖРД используется в качестве вспомогательного двигателя, то в турбине, а следовательно, и в ПГГ необходимость отпадает, так как насосы могут приводиться от основного двигателя.

Турбонасосный агрегат в отдельных случаях может быть заменен системой сжатого газа, с помощью которого топливо из баков подается в камеру сгорания. Сжатый газ запасается в специальных баллонах и потому такая система подачи топлива называется баллонной. Двигатели с баллонной системой подачи более просты, у них нет подвижных частей, но наличие баллонов и необходимость в топливных баках повышенной прочности вызывают увеличение веса и габаритов установки. Поэтому баллонная система подачи топлива выбирается только в тех случаях, когда запас топлива не превышает 1000—1500 кг.

§ 2. История развития

Русский народ внес огромный вклад в мировую сокровищницу науки. Наша Родина дала миру много замечательных ученых-новаторов, обогативших различные области человеческого знания, открывших новые пути в науке и прочно утвердивших приоритет русской научной мысли.

Основоположником теории реактивных двигателей является великий русский ученый Николай Егорович Жуковский. В 1882 г. в работе «О реакции вытекающей и втекающей жидкости» Н. Е. Жуковский впервые вывел формулу для определения силы реакции струи вытекающей жидкости. В более поздних работах он провел подробное исследование полной реакции истекающей жидкости и вывел формулу для определения коэффициента полезного действия струи.

Велики заслуги в создании теории реактивного движения профессора И. В. Мещерского. Его выдающиеся работы по механике тел переменной массы положили начало новому разделу теоретической механики. Механика тел переменной массы есть научная основа современной теории движения ракет.

Среди ученых, прославивших новаторством свою Родину, стоит имя Константина Эдуардовича Циолковского. Особенно важными были труды К. Э. Циолковского по ракетной технике.

К. Э. Циолковский — творец научной теории полета ракеты, основоположник идеи жидкостно-реактивного двигателя, раскрывающего огромные возможности для завоевания больших высот, получения больших скоростей и достижения больших дальностей полета летательного аппарата, автор ряда схем ракет с ЖРД, автор идеи о составной ракете.

Результаты первых исследований Циолковского по теории полета ракеты, а также предложение о применении жидких компонентов для ракетного двигателя были опубликованы в 1903 г. Но с момента появления идеи жидкостно-реактивного двигателя до практического применения этого двигателя прошло несколько десятков лет. Это и понятно. Уровень развития авиационной техники в 900-е годы характеризовался созданием первых летательных аппаратов тяжелее воздуха, способных оторваться от земли, в то время как ЖРД — это двигатель для высокоскоростных и высотных полетов. Не удивительно поэтому, что практическое применение ЖРД получил на значительно более позднем этапе развития авиации, когда борьба за скорость и высоту полета привела к необходимости использовать ЖРД в качестве двигателя для летательного аппарата, а достижения в области металлургии, химии, физики позволили практически осуществить и освоить этот двигатель.

Константин Эдуардович Циолковский начал заниматься исследованием реактивных аппаратов с 1896 г. Работы в этой области привели Циолковского к основанию новой науки — ракетодинамики, занимающейся исследованием законов движения тел с переменной массой, к идее создания нового типа двигателя — жидкостно-реактивного и ряду других выводов и предложений. Первые результаты своих трудов в области ракетной техники Циолковский опубликовал в 1903 г. в статье «Исследование мировых пространств реактивными приборами». Дальнейшее развитие этих работ нашло отражение в одноименных работах, опубликованных Циолковским в 1911, 1914, 1926 гг., а также в работах «Космический корабль» (1924 г.), «Космические ракетные поезда» (1929 г.), «Ракетоплан» (1930 г.), «Топливо для ракеты» (1933—1934 гг.) и ряде других.

При исследовании законов движения ракеты Циолковский сначала выявляет возможности реактивного принципа движения в предположении отсутствия сил тяготения и сопротивления воздуха. Составив и решив уравнение движения ракеты, Циолковский получил выражение для определения скорости ракеты в конце активного участка (после окончания сгорания), которое известно сейчас под названием формулы Циолковского.

Из анализа формулы следует, что скорость ракеты в конце активного участка будет тем больше, чем больше относительная скорость отбрасываемых частиц и чем больше отношение начального веса ракеты к весу ракеты в конце горения топлива; при

желании получить как можно большую скорость в конце активного участка, увеличение скорости частиц дает значительно более эффективные результаты, чем увеличение отношения весов.

Далее Циолковский выясняет влияние сил тяжести и сил сопротивления воздушной среды на полет ракеты. Он устанавливает условия, при которых ракета может преодолеть силы сопротивления воздушной оболочки земли и силы земного тяготения, определяет коэффициент полезного действия ракеты. Эти исследования привели Циолковского к выводу, что ракета — это аппарат для полета с большими скоростями, на малых скоростях ракета неэффективна.

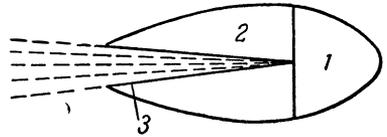
Циолковский не останавливается на выяснении возможностей космических полетов с помощью ракетных аппаратов. Много внимания он уделяет также разработке схем устройства самих аппаратов, делая при этом ряд весьма ценных предложений и открытий, которые широко используются в настоящее время в ракетной технике.

Циолковскому принадлежит приоритет в идее создания жидкостно-реактивного двигателя, который может работать значительно более продолжительное время, чем обычная пороховая ракета, но, как и пороховая ракета, не нуждается в атмосферном кислороде.

Циолковскому принадлежит несколько принципиальных схем жидкостно-реактивного двигателя для космической (межпланетной) ракеты. На фиг. 2 представлена первая схема летательного аппарата с ЖРД, предложенная Циолковским в 1903 г. По этому проекту ракета представляла собой металлический удобообтекаемый снаряд, разделенный перегородкой на две части. Носовая часть 1 предназначалась для размещения экипажа и оборудования, кормовая часть 2 — для размещения рабочих компонентов и двигателя. Жидкие компоненты должны были смешиваться в начале трубы 3, сгорать там, а продукты сгорания истекать через выходное отверстие в атмосферу. Для охлаждения сопла Циолковский предлагал использовать один из компонентов смеси, циркулирующий в пространстве между двойной стенкой сопла.

В дальнейших работах Циолковский усовершенствовал схему двигателя. Так для охлаждения наружного корпуса ракеты он предложил использовать испаряющийся жидкий кислород. Для управления ракетой Циолковский предлагал использовать рули, помещенные в струю вытекающих газов. Для подачи жидких компонентов в камеру сгорания им были предусмотрены насосы.

Таким образом, Циолковский первый указал на возможность использования компонентов топлива для охлаждения ракеты, пред-



Фиг. 2. Первая схема ракеты с ЖРД, предложенная К. Э. Циолковским в 1903 г.

ложил применять насосы для подачи компонентов топлива в камеру сгорания двигателя и газовые рули, действующие вне земной атмосферы не менее эффективно, чем у земли. Все эти предложения осуществлены в современном ракетном аппарате.

Теоретические исследования Циолковского в области ракетодинамики убедили его в невозможности при современном ему уровне техники создать ракету, способную пробить панцырь земного тяготения и панцырь атмосферы. Но то, что нельзя сделать с помощью простой ракеты, можно осуществить с помощью составной ракеты или ракетного поезда. В 1929 г. в работе «Космические ракетные поезда» Циолковский выдвигает идею и исследует возможности составной ракеты. Эта идея с успехом используется в современной технике для увеличения дальности полета ракетных аппаратов.

Много предложений Циолковского относится к проблеме топлива для жидкостно-реактивного двигателя. Теоретические исследования привели его к мысли о том, что скорость отброса газовых частиц является важнейшей характеристикой ракетного аппарата, определяющей его экономичность. А эта скорость главным образом зависит от теплотворной способности применяемого топлива. Выдвинув в 1903 г. идею ракеты, работающей на жидком топливе, в качестве жидких компонентов Циолковский предложил использовать сжиженные газы — водород и кислород.

В жидкостно-реактивном двигателе топливо определяет не только потенциальный запас тепловой энергии, но оно влияет также на габариты летательного аппарата и является также охладителем наиболее теплонапряженных деталей двигателя. Таким образом, проблема топлива при создании ЖРД является одной из центральных проблем.

Циолковский сформулировал основные требования, предъявляемые к топливам для ЖРД, и неоднократно возвращался к этому вопросу в течение всей своей творческой деятельности. В 1911 г. Циолковский указал на возможность использовать в ракетных двигателях внутриатомную энергию, а также электрическую энергию, передаваемую в пространстве без проводов. В 1914 г. Циолковский предложил использовать в качестве окислителя озон, а в качестве горючего — жидкий метан и скипидар. В 1926 г. он предложил использовать в качестве окислителя окислы азота. Некоторые предложения Циолковского в области топлив для ЖРД реализованы, другие — исследуются.

В царской России Циолковский трудился в исключительно тяжелых условиях. Используя весь свой заработок для приобретения приборов и постановки научных опытов, Циолковский вынужден был вести нищенский образ жизни. Надо было обладать изумительной энергией и настойчивостью, иметь величайшую веру в правильность своих технических идей, чтобы, будучи непонятым окружающими и отвергнутым официальными кругами царского

правительства, работать, изобретать, вычислять, двигаясь все вперед и вперед.

В старой России Циолковский потерял надежду на осуществление своих идей, несмотря на то, что лучшие умы того времени — передовые ученые Д. И. Менделеев, Н. Е. Жуковский, А. Г. Столетов, М. А. Рыкачев — не только сочувствовали Циолковскому, но и старались оказать ему посильную помощь.

По-иному отнеслась к работам Циолковского советская власть. Труды ученого и изобретателя, пугавшие царских чиновников своей якобы фантастичностью, с первых же дней советской власти привлекли внимание Советского государства и Коммунистической партии. В. И. Ленин так сформулировал отношение нашей партии к научной фантастике:

«Напрасно думают, что она нужна только поэту. Это глупый предрассудок! Даже в математике она нужна, даже открытие дифференциального и интегрального исчисления невозможно было бы без фантазии. Фантазия есть качество величайшей ценности...»¹.

Уже в 1919 г. К. Э. Циолковскому были созданы все условия для продолжения его научной деятельности и изобретательства. С новой силой развернулась творческая работа ученого. За 17 лет после Октябрьской революции он написал в 4 раза больше работ, чем за 40 лет предыдущей деятельности в условиях царской России.

В письме к И. В. Сталину К. Э. Циолковский так сформулировал причины подъема своих творческих сил:

«Всю свою жизнь мечтал я своим трудом хоть немного продвинуть человечество вперед. До революции моя мечта не могла осуществиться.

Лишь Октябрь принес признание трудам самоучки, лишь Советская власть и партия Ленина—Сталина оказали мне действительную помощь. Я почувствовал любовь народных масс, и это давало мне силы продолжать работу, уже будучи больным...»

Идея реактивного полета привлекла живое внимание технической интеллигенции молодой советской России. Вокруг Константина Эдуардовича стали создаваться группы по изучению реактивного движения, которые выдвинули впоследствии ряд талантливых конструкторов и научных работников, посвятивших свою жизнь реализации идей Циолковского в области создания реактивных аппаратов.

Советский народ высоко ценит заслуги Циолковского перед отечественной наукой. Ученики и последователи К. Э. Циолковского развивают его идеи и претворяют их в жизнь.

¹ В. И. Ленин. XI съезд РКП(б). Заключительное слово по политическому отчету ЦК РКП(б) 28 марта 1922 г.

В 1908 г. начал заниматься реактивными двигателями Ф. А. Цандер, который был прямым продолжателем работ К. Э. Циолковского.

Цандер посвятил свою жизнь разработке проблемы межпланетного сообщения. Свою деятельность Цандер не ограничил теоретическими исследованиями — он одновременно проводил экспериментальные работы для решения практических вопросов ракетной техники.

Цандер подверг критическому анализу все предлагавшиеся способы полета и предложил новые. Так, с целью преодоления нижних слоев атмосферы с наименьшей затратой топлива он предложил соединить ракету с самолетом.

Цандеру принадлежит ряд теоретических работ по вычислению скорости истечения газов, по расчету реактивных двигателей на жидком топливе, а также идея применения металлов в качестве топлива для ЖРД с использованием для этой цели баков из-под топлива и даже отдельных частей летательного аппарата. Эта идея была высказана Цандером в 1924 г. в статье «Перелеты на другие планеты» и развита в работе «Проблема полета при помощи реактивных аппаратов», изданной в 1932 г.

Проведенные Цандером в 1928—1929 гг. опыты подтвердили практическую возможность сжигания в воздухе сплавов, содержащих магний и алюминий.

В 1930—1931 гг. Цандер построил свой первый реактивный двигатель ОР-1, работающий на бензине и газообразном воздухе, с тягой до 5 кг. Это был небольшой экспериментальный двигатель, работа которого доказывала практическую возможность получить реактивную силу при удовлетворительном коэффициенте полезного действия.

В 1932 г. Цандер разработал проект и построил жидкостно-реактивный двигатель ОР-2, работавший на жидком кислороде и бензине.

При огневых испытаниях, производившихся в марте 1932 г., двигатель развивал тягу до 50 кг.

С 1916 г. начал свою исследовательскую деятельность в области ракетного полета Ю. В. Кондратюк. Кондратюк самостоятельно получил основные законы движения ракеты, разработав при этом ряд новых вопросов. Он установил наиболее целесообразные траектории полета ракеты, нашел принципы наиболее выгоднейшего использования реактивной силы, исследовал вопрос о нагревании ракеты при движении ее в воздухе и т. д.

Свои труды по технике ракетного полета Ю. В. Кондратюк опубликовал в 1929 г. в книге «Завоевание межпланетных пространств». Рассматривая первое издание этой книги, проф. В. П. Ветчинкин написал: «Принимая во внимание, что Ю. В. Кон-

двух не получил высшего образования и до всего дошел совершенно самостоятельно, можно лишь удивляться талантливости и широте взглядов русских механиков-самоучек».

Исследовательскими работами в области ракетной техники в нашей стране занимались также С. П. Королев, М. К. Тихонравов, В. П. Глушко и др. Ракета инженера Тихонравова, снабженная жидкостно-реактивным двигателем, совершила в 1934 г. несколько удачных полетов, а в 1935 г. достигла высоты 10 000 м. Следует заметить, что в Америке к этому времени наибольшая достигнутая ракетой высота составляла 2300 м.

В 1934 г. состоялась Всесоюзная конференция по изучению стратосферы. На этой конференции были сделаны доклады о возможности применения реактивных аппаратов для исследования стратосферы, о достижениях реактивной техники. Конференция заслушала доклады о применении ракет при старте самолетов, о крылатых ракетах для полета человека и др.

Конференция отметила большие возможности применения в будущем реактивных снарядов для завоевания стратосферы и указала на основные вопросы, от разрешения которых зависит успех применения ракетной техники.

Значительно позже, чем в СССР, началось исследование жидкостно-реактивных двигателей за границей.

В Германии в 1923 г. опубликовал свои работы по ЖРД Оберт.

Следует отметить, что в своем письме к Циолковскому, написанном в 1929 г., Оберт признает приоритет русского ученого в области жидкостно-реактивных двигателей и отмечает громадное значение его работ для развития ЖРД.

Кроме Оберта, в Германии над исследованием ЖРД работали Винклер, Ридель и др. Империалисты Германии страстно желали получить жидкостно-реактивный двигатель для создания оружия нападения и им удалось это сделать: в июле 1942 г. был произведен удачный пуск ракеты А-4 с жидкостно-реактивным двигателем, которая применялась затем в качестве снаряда дальнего действия.

Схема двигателя ракеты А-4 в своих основных чертах заимствована немцами у Циолковского. Еще в 1903 г. Циолковский писал о ракете, использующей жидкий кислород в качестве окислителя, о ракете, управляемой рулями, помещенными в газовую струю, о ракете, питание которой осуществлялось с помощью насосов; о ракете, автоматически управляющейся. При создании ракеты А-4 немцы использовали все эти предложения русского ученого.

Большую роль в создании теории жидкостно-реактивных двигателей играют работы советских ученых, опубликованные в последние годы.

Таким образом, воплощаются в жизнь надежды Константина Эдуардовича Циолковского, который в предсмертном письме к И. В. Сталину писал:

«Все свои труды по авиации, ракетоплаванью и межпланетным сообщениям передаю партии большевиков и Советской власти — подлинным руководителям прогресса человеческой культуры. Уверен, что они успешно закончат эти труды».

Исследования жидкостно-реактивных двигателей показали, что этот тип двигателей может быть применен в качестве силовой установки для истребителя-перехватчика, для ракетного снаряда дальнего действия и т. д.

§ 3. Характерные особенности ЖРД

ЖРД использует в процессе работы горючее и окислитель, запасенные на самом летательном аппарате. Естественно, что при этом давление и температура в камере сгорания и расход газов через двигатель не зависят от окружающей среды. На величину тяги двигателя, кроме секундного расхода газов, решающее влияние оказывает еще и перепад давлений между камерой сгорания и окружающей средой, от которого зависит скорость истечения. При увеличении высоты и скорости полета давление за соплом уменьшается и тяга двигателя соответственно увеличивается. Таким образом, в противоположность всем другим типам двигателей (поршневые, турбореактивные) тяга ЖРД возрастает с увеличением высоты. Поэтому ЖРД пригоден для оснащения летательных аппаратов, предназначенных для полетов на больших высотах и даже в безвоздушном пространстве. В этом состоит одна из положительных особенностей ЖРД.

Другая особенность ЖРД состоит в простоте и легкости силовой установки по сравнению с другими типами двигателей. Окислитель подается в жидком состоянии, а потому для сжатия требуется меньшая работа и менее громоздкие устройства (насосы), чем для двигателей, использующих в качестве окислителя атмосферный воздух.

В газовом тракте ЖРД нет подвижных частей (например, лопаток турбины), которые ограничивают величину максимальной рабочей температуры. Поэтому в камере сгорания ЖРД можно сжигать высококалорийные топливные смеси, а следовательно, получать с единицы объема камеры сгорания большую тягу, чем в других типах реактивных двигателей. В современных авиационных моторных установках (винтомоторная группа и турбореактивный двигатель) вес установки на 1 кг тяги составляет 0,5—2,0 кг, в то время как для жидкостно-реактивных двигателей — всего 0,03—0,15 кг.

ЖРД имеет исключительные возможности для получения больших мощностей в одном агрегате малых габаритов. Например, двигатель одного из выполненных ракетных снарядов при диаметре поперечного сечения 950 мм имеет тягу 25 т и в полете развивает мощность в полмиллиона лошадиных сил.

Основной недостаток ЖРД заключается в большом удельном расходе топлива. Поршневые и воздушно-реактивные двигатели в качестве окислителя используют атмосферный воздух, а в жидкостно-реактивных двигателях окислитель является частью топлива и поэтому вполне понятно, что расход топлива на единицу тяги в ЖРД будет значительно большим, чем в других типах двигателей.

ЖРД с тягой 800 кг расходует топлива примерно 4 кг/сек, тогда как турбореактивный двигатель с такой же тягой в стендовых условиях расходует не более 0,33 кг/сек.

Другим недостатком ЖРД является малый ресурс. Камера сгорания и реактивное сопло ЖРД работают в очень тяжелых условиях. Температура газов в конце камеры сгорания достигает 3000—4000° абс., давление газов составляет несколько десятков атмосфер. В единице объема камеры сгорания ЖРД выделяется в 10—100 раз больше тепла, чем в камере сгорания турбореактивного двигателя, в 1000 раз больше, чем в топке наиболее форсированного парового котла.

Для того, чтобы камера сгорания и реактивное сопло могли работать более или менее продолжительное время, необходимо интенсивное охлаждение. В выполненных ЖРД удельный тепловой поток через стенки превышает 10^7 ккал/м² час.

Несмотря на интенсивное охлаждение ресурс камеры сгорания не превышает нескольких часов.

С другой стороны, большинство окислителей, применяемых для ЖРД, агрессивны к конструкционным материалам. Поэтому значительную трудность представляет создание уплотнительных устройств (пакетов) для насосов, применяемых для таких окислителей. Ресурс уплотнительных пакетов также ограничен.

Таким образом, ЖРД представляет собой легкий, компактный и достаточно простой двигатель, допускающий получение огромных мощностей в одном агрегате, работающий в разреженных слоях атмосферы даже лучше, чем у земли. Но ЖРД имеет большие удельные расходы топлива и малый ресурс. Эти характерные особенности ЖРД и определяют области его применения.

§ 4. Области применения

Наиболее успешно ЖРД применяются для беспилотных авиационных аппаратов.

Применение ЖРД позволяет проводить исследование аппаратов на скоростях, недоступных для летательных аппаратов с другими типами двигателей. Аппараты с ЖРД во много раз увеличили ту

максимальную высоту атмосферы, которая доступна для непосредственного исследования приборами.

Применение ЖРД для военных целей позволило создать ракетные снаряды дальнего действия, зенитные управляемые ракеты. Эти двигатели применяются также в качестве автономных силовых установок для истребителей-перехватчиков и в качестве вспомогательных самолетных двигателей.

Беспилотные авиационные аппараты

Беспилотные авиационные аппараты для исследовательских и военных целей конструктивно выполняются одинаковыми и отличаются главным образом содержанием полезной нагрузки.

С помощью беспилотных аппаратов, предназначенных для исследовательских целей, изучается строение атмосферы, а также поведение летательных аппаратов на больших скоростях полета.

С помощью экспериментальных беспилотных самолетов ведется изучение аэродинамики больших скоростей, разрешаются частные вопросы устойчивости и управляемости самолета при полете со сверхзвуковыми скоростями, исследуется влияние стреловидности крыла в плане на аэродинамические данные самолета, определяются рациональные размеры, форма и расположение оперения и т. д.

С помощью специальных ракет могут быть получены сведения о составе стратосферы, о температуре, давлении, интенсивности космической радиации на различных высотах, о природе магнитных бурь и т. д.

Один из выполненных аппаратов для исследования сверхзвуковых скоростей полета имел форму самолета с размахом крыла, равным 2,5 м. Этот аппарат был снабжен жидкостно-реактивным двигателем с тягой в 300 кг и развивал скорость до 1415 км/час. Все замеры во время испытания (полета) — давление в камере сгорания двигателя, скорость полета, углы отклонения рулей — регистрировались и передавались на землю телеметрическим передатчиком.

Применение для атмосферных исследований другого мощного реактивного снаряда с тягой в 25 т позволило получить данные о составе атмосферы и температуре ее отдельных слоев до высоты почти 200 км. Применение составных ракет позволило достичь высоты 400 км.

Наибольшее применение ЖРД получили как двигатели для ракетных снарядов дальнего действия, зенитных снарядов и воздушных торпед.

Вспомогательные двигатели

ЖРД применяется и в качестве дополнительной силовой установки самолета для кратковременного увеличения располагаемой

тяги. Дополнительная тяга может использоваться для уменьшения разбега самолета, для сокращения времени набора высоты или для увеличения скорости горизонтального полета. Такие дополнительные силовые установки называются ускорителями или стартовыми ускорителями, если они используются только для облегчения взлета.

Полезная нагрузка, которую может взять самолет, определяется главным образом возможностью взлета самолета с аэродрома нормальных размеров. При этом скороподъемность самолета и, в частности, время взлета определяется избытком располагаемой мощности над потребной при полете на скоростях, меньших максимальной. Применение стартовых ускорителей позволяет уменьшить длину разбега самолета перед взлетом или при той же длине разбега увеличить полезную нагрузку.

Жидкостно-реактивный двигатель в качестве стартового ускорителя выполняется обычно в виде отдельной установки, которую можно крепить к различным частям самолета и сбрасывать после взлета. В таких установках используется баллонная система подачи. Продолжительность работы двигателя 30—60 сек. После запуска летчик имеет возможность остановить двигатель стартового ускорителя в любой момент до выработки топлива. Стартовый ускоритель, полностью снаряженный для работы, должен допускать достаточно длительное хранение с возможностью последующего его использования.

Применение стартовых ускорителей позволяет уменьшить длину разбега самолета примерно на 50% или при той же длине разбега соответственно увеличить полезную нагрузку.

Ускоритель — это дополнительная установка, которая остается на самолете в течение всего полета и служит для кратковременного увеличения скорости или скороподъемности самолета.

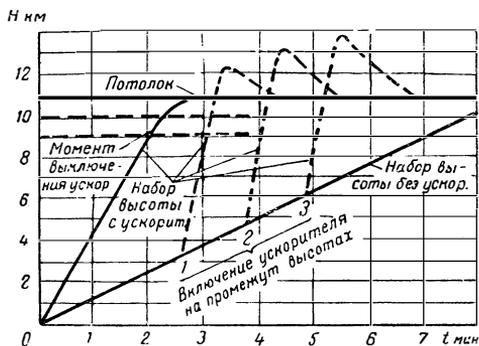
Жидкостно-реактивный двигатель, применяемый как ускоритель, может быть смонтирован за одно целое с основным двигателем или отдельно от него. Подачу компонентов в камеру сгорания удобно осуществлять в этом случае в помощью насосов, приводимых от основного двигателя. Особое внимание при проектировании жидкостно-реактивного ускорителя уделяется запуску. Двигатель в течение полета должен допускать несколько запусков, причем процесс запуска должен занимать очень небольшое время.

О влиянии ускорителя на характеристики самолета можно судить по следующему графику (фиг. 3), построенному для самолета с двумя турбореактивными двигателями, каждый из которых имеет тягу 800 кг. Каждый из турбореактивных двигателей имеет дополнительную моторную установку — ЖРД с тягой 1250 кг.

При полете с работающими ускорителями самолет набирает высоту 9 км за 2 мин., а затем за счет инерции доходит до потолка. Высоту в 9 км без ускорителей самолет набирает за 7,5 мин. Если ускоритель включить не у земли, а на какой-то промежуточ-

ной высоте, то самолет может достичь высоты, превышающей его нормальный потолок.

Таким образом, ускорители являются эффективным средством для облегчения взлета самолета, улучшения его скороподъемности и кратковременного увеличения скорости.



Фиг. 3. Время набора высоты для самолета с турбореактивными двигателями при наличии жидкостно-реактивных ускорителей и без них.

Автономные двигатели для самолетов

Жидкостно-реактивный двигатель может быть использован как автономный двигатель для истребителя-перехватчика, обладающего большой скороподъемностью и скоростью горизонтального полета, но малым радиусом действия. Чтобы prolongировать время пребывания такого самолета в воздухе, двигатель работает не непрерывно: полет с работающим двигателем чередуется с планирующим полетом. Поэтому двигатель должен допускать 6—7 запусков во время полета на любой высоте до потолка самолета. Для надежности и уменьшения времени запуска турбонасосный агрегат может не выключаться в течение всего полета.

Для самолетного двигателя также необходимо, чтобы его тяга могла изменяться в широком диапазоне (обычно от 10 до 100%). Наиболее просто тягу двигателя можно регулировать изменением подачи топлива в камеру сгорания. Однако при уменьшении (против номинального режима) подачи топлива уменьшается давление газов в камере сгорания и рабочий процесс становится менее экономичным. Поэтому самолетный ЖРД часто выполняется в виде многокамерного двигателя. В этом случае уменьшение тяги выключением отдельных камер не будет сопровождаться ухудшением экономичности двигателя.

Один из выполненных самолетных ЖРД имеет общую тягу 2000 кг, которая создается двумя камерами: большая камера развивает тягу 1700 кг, а малая 300 кг. Самолет с таким двигателем способен за одну минуту подняться с 6 до 12 км, но может летать не больше 10—15 мин. На режиме полной тяги весь запас топлива расходуется за 4,5 мин.

Другой двигатель для опытного самолета имеет четыре камеры. Все камеры одинаковы и создают суммарную тягу 2720 кг. Самолет с таким двигателем достигал в полете сверхзвуковых скоростей.

§ 5. Сравнение ЖРД с другими типами двигателей

Наряду с ЖРД для указанных выше целей могут применяться и другие типы двигателей.

В качестве стартовых ускорителей на самолетах наряду с ЖРД применяются пороховые двигатели. Пороховые двигатели значительно проще, чем жидкостные, но продолжительность их работы составляет всего 5—15 сек., причем во время взлета двигатель невозможно выключить до полного выгорания всего запаса топлива.

Для беспилотного авиационного оружия, кроме ЖРД, могут применяться реактивные двигатели, работающие на твердом топливе, а также прямоточные и пульсирующие воздушно-реактивные двигатели.

Пороховые ракеты используются для снарядов ближнего действия. Для снарядов дальнего действия, часть траектории которых лежит в пределах стратосферы, ЖРД является единственно пригодным двигателем. Пульсирующие и прямоточные воздушно-реактивные двигатели устанавливаются главным образом на самолетах-снарядах.

ЖРД может обеспечить скорость летательного аппарата свыше 5000 км/час, но отличается чрезвычайно большим расходом топлива. Прямоточный воздушно-реактивный двигатель может обеспечить скорость снаряда до 3000 км/час, но не может применяться на высотах более 10—12 км. Прямоточный двигатель эффективно работает только при скоростях, превышающих 1000 км/час, поэтому для первоначального разгона снаряда требуются специальные устройства.

В качестве автономной силовой установки для самолета ЖРД получил сравнительно небольшое применение.

Установим место самолета-истребителя с ЖРД среди истребителей с другими двигателями (поршневым и турбореактивным). Воспользуемся для этого данными расчетов для трех одноместных одномоторных истребителей. Пусть на этих самолетах имеются такие силовые установки:

1) поршневой мотор с винтом, имеющий на расчетной высоте, равной 6100 м, мощность 1700 л. с. и взлетную мощность 2000 л. с.;

2) турбореактивный двигатель, развивающий на эксплуатационном режиме тягу 1550 кг и на боевом режиме 1800 кг;

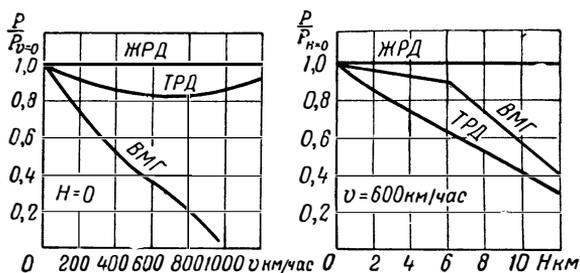
3) жидкостно-реактивный двигатель с тягой 4100 кг.

Мощность и тяга сравниваемых двигателей в нашем примере выбраны так, чтобы наиболее отчетливо проявились преимущества отдельных типов силовых установок.

При расчете характеристик ЖРД принято, что тяга не зависит от скорости и высоты полета.

На фиг. 4 даны графики изменения относительных располагаемых тяг по скорости и высоте полета.

Из графиков видно, что с увеличением высоты и скорости располагаемые тяги турбореактивного двигателя и винтомоторной группы с поршневым мотором (ВМГ) уменьшаются. Правда, располагаемая тяга ТРД, начиная со скорости v , равной примерно 700 км/час, несколько возрастает, но в диапазоне рабочих скоростей она все-таки остается меньше располагаемой тяги при $v=0$.



Фиг. 4. Влияние скорости и высоты полета на тягу поршневого (ВМГ) турбореактивного и жидкостно-реактивных двигателей.

При скорости 960—980 км/час тяга ВМГ из-за уменьшения к. п. д. винта становится практически равной нулю и это ставит абсолютный предел для увеличения скорости истребителя с ВМГ.

По величине тяги ЖРД имеет преимущество на всех скоростях и высотах полета.

Удельный вес силовой установки (сухой вес установки, отнесенный к 1 кг тяги) также зависит от высоты и скорости полета. Наибольший удельный вес имеет ВМГ, наименьший — ЖРД. Даже на малых скоростях полета удельный вес ЖРД примерно в 20 раз меньше удельного веса ВМГ.

В расчетах приняты следующие веса двигателей:

ВМГ (с системой охлаждения)	1300 кг
ТРД	900 „
ЖРД	350 „

Удельный расход топлива на эксплуатационных режимах характеризуется следующей таблицей.

Т а б л и ц а 1

Силовая установка	$H=0$		$H=6100 \text{ м}$	
	Скорость в км/час	Удельный расход в кг/кг час	Скорость в км/час	Удельный расход в кг/кг час
ВМГ	480	0,56	600	0,71
ТРД	835	1,72	835	1,46
ЖРД	1085	18,75	1100	18,75

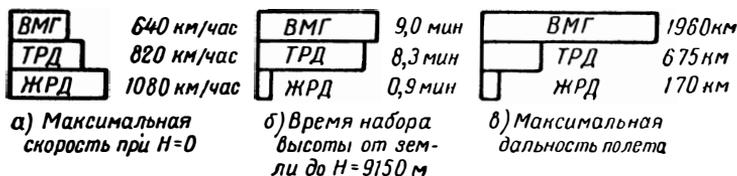
Из таблицы видно, что наименьший удельный расход имеет ВМГ. Расчеты показывают, что с увеличением скорости удельный расход у ВМГ увеличивается и при скорости 800 км/час он уже становится равным удельному расходу ТРД. Удельный расход ЖРД во много раз превышает удельный расход двигателей других типов и остается неизменным с изменением высоты и скорости полета.

Если принять полетный вес истребителя равным 4500 кг, то наибольшая продолжительность полета составит

Для самолета с ВМГ 12 час.
 " " " ТРД 2 час. 15 мин.
 " " " ЖРД 4 мин.

Летные данные сравниваемых истребителей характеризуются диаграммами, изображенными на фиг. 5.

На фиг. 5, а сравниваются величины максимальных скоростей при полете у земли ($H=0$).



Фиг. 5. Летные данные самолетов с тремя типами силовых установок: с поршневым (ВМГ), турбореактивным и жидкостно-реактивным двигателями.

Наибольшую скорость, равную 770 км/час, истребитель с ВМГ развивает на высоте 7600 м. Истребитель с ТРД имеет наибольшую скорость, равную 820 км/час, при $H=0$. Истребитель с ЖРД увеличивает скорость по мере набора высоты. На высоте 7300 м скорость его достигает скорости звука.

На фиг. 5, б сравниваются продолжительности набора высоты от земли ($H=0$) до $H=9150 \text{ м}$ истребителями с различными сило-

выми установками. Истребителю с ЖРД для набора высоты требуется времени примерно в 10 раз меньше, чем для истребителей с другими двигателями.

Фигура 5, в характеризует наибольшую дальность полета истребителей. Наибольшую дальность полета (1960 км) имеет истребитель с ВМГ, но она достигается в узком диапазоне малых скоростей (около 320 км/час). Наибольшая дальность истребителя с ЖРД очень невелика, но она может быть получена в широком диапазоне скоростей (550—800 км/час) и мало зависит от высоты полета.

На основании результатов сравнения можно сделать следующие выводы.

1. Жидкостно-реактивный двигатель в качестве автономной силовой установки пригоден для самолетов с большой скоростью полета и с большой скороподъемностью, но малым радиусом действия. Поэтому он обычно применяется для истребителей-перехватчиков.

2. Большие скорости горизонтального полета самолетов с ЖРД делают этот двигатель незаменимым для создания опытных самолетов, предназначенных для исследования возможностей и особенностей полета со скоростями, еще не достигнутыми самолетами с другими типами двигателей.

Таким образом, жидкостно-реактивный двигатель позволяет создать наиболее скоростные и высотные летательные аппараты.

ТЕРМОДИНАМИКА ДВИГАТЕЛЯ

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДВИГАТЕЛЯ

Основными параметрами двигателя являются тяга и экономичность, оцениваемая величиной удельной тяги или коэффициентами полезного действия.

§ 1. Сила тяги

Если какое-либо тело движется в среде со скоростью v , преодолевая сопротивление, равное S , то затрачиваемая при этом в 1 сек. работа равна

$$L = Sv. \quad (\text{II. 1})$$

Очевидно, что для сообщения телу равномерного движения к нему необходимо приложить движущую силу P , равную по величине сопротивлению S , но направленную противоположно, т. е. в сторону движения тела.

Эта движущая сила в применении к летательному аппарату называется силой тяги; для получения силы тяги служит устройство, называемое движителем. Сила тяги создается благодаря взаимодействию между движителем и рабочим телом. Воздействие рабочего тела на поверхности движителя проявляется в виде сил давления; равнодействующая этих сил по всей поверхности движителя и представляет собой силу тяги. В самолетах с винтомоторной группой движителем служит винт, приводимый во вращение двигателем внутреннего сгорания, а рабочим телом — окружающий воздух. Сила тяги представляет собой равнодействующую сил давления окружающего воздуха на поверхности вращающегося винта.

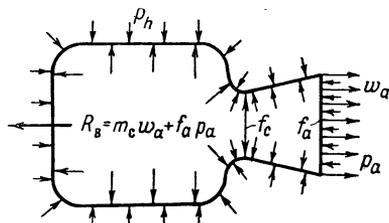
В реактивных двигателях рабочим телом являются газы — воздух и продукты сгорания, а движителем — поверхности самого двигателя. Здесь двигатель и движитель представляют собой один и тот же агрегат. Таким образом, сила тяги ЖРД представляет собой равнодействующую сил давления вытекающих продуктов сгорания и атмосферного давления на поверхности ЖРД; она может быть определена путем непосредственного векторного суммирования. Но этот путь довольно сложен и для практических расчетов представляет значительные трудности. На практике более простым является применение теоремы изменения количества движения. Эта теорема формулируется следующим образом: изменение количества движения системы материальных точек в течение 1 сек. равно геометрической сумме сил, действующих на систему

известно. Отсюда следует, что изменение количества движения системы возможно только в том случае, если равнодействующая внешних сил не равна нулю. Рассмотрим силы, действующие на стенки ЖРД (фиг. 6). Не учитывая сил внешнего давления, мы находим, что на продукты сгорания, находящиеся внутри двигателя, со стороны внутренних стенок камеры сгорания и сопла действует по направлению истечения сила R_b , а в выходном сечении f_a против направления истечения действует сила $p_a f_a$; таким образом, изменение количества движения при секундном массовом расходе m_c и скорости истечения w_a будет равно $m_c w_a$, но по теореме изменения количества движений

$$m_c w_a = R_b - p_a f_a,$$

откуда

$$R_b = m_c w_a + p_a f_a. \quad (\text{II. 2})$$



Фиг. 6. Силы, действующие на стенки камеры сгорания и сопла ЖРД.

Силы давления, действующие в направлениях, перпендикулярных к направлению истечения, взаимно уравниваются. Но если на продукты сгорания со стороны стенок аппарата (ЖРД) действует сила R_b ,

то, наоборот, к стенкам аппарата будет приложена сила $P_b = R_b$, но направленная уже в сторону полета.

Найденная сила P_b называется внутренней силой тяги и не учитывает действия внешнего (наружного) давления. Внешняя сила тяги двигателя будет равна

$$P_h = f_a p_h \quad (\text{II. 3})$$

и направлена в сторону, противоположную внутренней силе тяги. Следовательно, действующая сила тяги ЖРД будет равна

$$P = P_b - P_h = m_c w_a + p_a f_a - f_a p_h$$

или

$$P = m_c w_a + f_a (p_a - p_h).$$

Таким образом, выражение для полной силы тяги будет иметь вид:

$$P = \frac{G}{g} w_a + f_a (p_a - p_h), \quad (\text{II. 4})$$

где G — секунднй весовой расход газов (топлива).

При постоянном расходе топлива G и при одном и том же сопле первый член правой части уравнения (II. 4) постоянен, следовательно, сила тяги увеличивается только за счет уменьшения внешнего давления, так как обычно сохраняется $p_a = \text{const}$.

При изменении размеров сопла меняются и скорость истечения и давление на срезе сопла, а следовательно, меняются оба члена

правой части формулы (II. 4); например, при уменьшении выходного сечения и длины сопла первый член уменьшается вследствие уменьшения скорости истечения, а второй член увеличивается вследствие значительного увеличения давления p_a , несмотря на уменьшение f_a ; однако общая сила тяги при этом все-таки уменьшается.

На фиг. 7 показано изменение силы тяги и ее составляющих при укорачивании сопла (что соответствует увеличению давления p_a). При этом приняты следующие условия: давление в камере сгорания $p_z = 100 \text{ кг/см}^2$; давление в окружающей среде $p_h = 1 \text{ кг/см}^2$; секундный расход топлива (горючего и окислителя) $G = 5 \text{ кг/сек}$; температура горения 2800° абс. ; газовая постоянная продуктов сгорания $R = 34 \text{ кгм/кг град}$; $k = 1,2$.

Давление на срезе сопла p_a меняется от 1 до 50 кг/см^2 . Критическое сечение и угол расширения сопла приняты постоянными; следовательно, по мере укорочения сопла выходное сечение уменьшается, давление на срезе увеличивается, вследствие чего увеличивается статическая составляющая силы тяги, т. е. второй член в выражении (II. 4) для полной тяги, а динамическая составляющая $\frac{G}{g} \omega_a$, определяемая скоростью истечения, уменьшается; при этом, как видно из графика, суммарная сила тяги уменьшается.

В выражении (II. 4) сила тяги зависит и от секундного расхода газов G и от размеров выходного сечения сопла f_a . Величину f_a можно из этой зависимости исключить. Для этого нужно величину f_a выразить в виде функции от G

$$f_a = \frac{G}{\omega_a \gamma_a}.$$

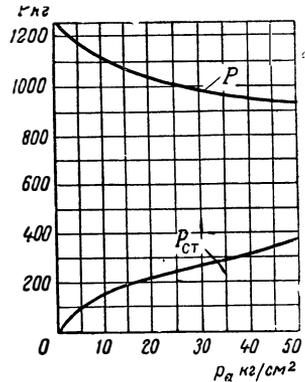
Подстановка этого выражения для f_a в формулу (II. 4) дает

$$P = \frac{G}{g} \omega_a + \frac{G}{\omega_a \gamma_a} (p_a - p_h) = G \left(\frac{\omega_a}{g} + \frac{p_a - p_h}{\omega_a \gamma_a} \right) \quad (\text{II. 5})$$

или

$$P = P_d \left[1 + \frac{g}{\omega_a^2 \gamma_a} (p_a - p_h) \right], \quad (\text{II. 6})$$

где P_d — динамическая составляющая силы тяги.



Фиг. 7. Зависимость силы тяги ЖРД от увеличения давления на срезе сопла (при укорачивании сопла): $P_{ст}$ — статическая составляющая полной силы тяги, P — полная сила тяги.

Если, наоборот, выразить через f_a величину расхода $G = f_a w_a \gamma_a$, то формула (II. 4) примет вид

$$P = \frac{f_a w_a^2 \gamma_a}{g} + f_a (p_a - p_h) = f_a \left(\frac{w_a^2 \gamma_a}{g} + p_a - p_h \right). \quad (\text{II. 7})$$

Весьма показательной величиной при определении экономичности ЖРД является удельная тяга. Удельной тягой называют силу тяги, получаемую при расходе в секунду 1 кг или 1 л топлива. Размерность удельной тяги:

при расчете на расход в 1 кг/сек [P'] = кг сек/кг,
 » » » » 1 л/сек [P''] = кг сек/л.

Выражение (II. 5) дает

$$P' = \frac{P}{G} = \frac{w_a}{g} + \frac{p_a - p_h}{w_a \gamma_a}. \quad (\text{II. 8})$$

При $p_a = p_h$ получается

$$P' = \frac{w_a}{g}, \quad (\text{II. 9})$$

при этом

$$P'' = \gamma_{\tau} P' = \rho_{\tau} w_a. \quad (\text{II. 10})$$

Удельная тяга является основным параметром, характеризующим экономичность реактивного двигателя, работающего на жидком топливе. Преимущество этого параметра заключается в его стабильности, в незначительной зависимости от внешних условий. Одно и то же топливо дает одну и ту же удельную тягу независимо от того, находится аппарат в полете или нет.

Удельным расходом топлива называется расход топлива, необходимый для получения в течение часа постоянной силы тяги в 1 кг. Эта величина аналогична удельному расходу горючего в двигателях внутреннего сгорания, только размерность удельного расхода здесь не кг/л. с. час, а кг/кг час. Обозначая удельный расход топлива через C_p , получим из выражения (II. 5)

$$C_p = \frac{3600}{\frac{w_a}{g} + \frac{p_a - p_h}{w_a \gamma_a}}. \quad (\text{II. 11})$$

Для режима, при котором $p_a = p_h$,

$$C_p = \frac{3600g}{w_a}. \quad (\text{II. 12})$$

§ 2. Идеальный цикл

В предыдущем параграфе было показано, что сила тяги в основном определяется двумя величинами: секундным расходом газов G и скоростью их истечения w_a .

Рассмотрим термодинамические процессы, которыми сопровождается преобразование химической энергии топлива в кинетическую энергию вытекающих газов.

Процессы, происходящие в ЖРД, сводятся к следующему. Топливо, состоящее из горючего и окислителя, насосами или каким-нибудь другим способом (например, под давлением сжатого газа) подается в камеру сгорания. При этом давление топлива повышается от начального давления p_a до давления в камере сгорания p_c^1 . В p - v -диаграмме (фиг. 8) этот процесс изобразится прямой, параллельной оси p , если рассматривать обе жидкости (горючее и окислитель) несжимаемыми. Расстояние этой прямой от оси p представляет собой объем 1 кг топлива.

Топливо, поступившее в жидком виде в камеру сгорания, нагревается, испаряется и сгорает почти при постоянном давлении. При сгорании топливо дает определенное количество продуктов сгорания, имеющих объем значительно больший, чем объем топлива; следовательно, процесс горения топлива можно представить на диаграмме изобарой cz . После этого продукты сгорания поступают в реактивное сопло, где расширяются до конечного давления, причем часть теплосодержания превращается в кинетическую энергию вытекающих газов.

Отработавшие газы, состояние которых характеризуется в p - v -диаграмме точкой e , выбрасываются из сопла, унося с собой заключенную в них тепловую энергию.

Для изучения идеального цикла описанные процессы представляются в следующем упрощенном виде:

1) пренебрегают объемом жидкого топлива ввиду его малости по сравнению с объемами газов, при этом линия ac сольется с осью p ;

2) процесс горения топлива отождествляют с подводом эквивалентного количества тепла при $p = \text{const}$;

3) расширение продуктов сгорания принимают адиабатическим;

4) процесс выхлопа газов в атмосферу отождествляют с отводом эквивалентного количества тепла от рабочего тела при $p = \text{const}$, благодаря чему цикл становится замкнутым. Таким образом, идеальный цикл будет иметь вид, показанный на фиг. 9.

Площадь цикла $aczea$ представляет собой ту работу L_t , которую производит 1 кг газов, совершая рассматриваемый цикл.

Площадь цикла можно вычислить, представив ее как алгебраическую сумму площадей. Действительно, из рассмотрения фиг. 9 следует, что

$$\text{пл. } aczea = \text{пл. } oczdo + \text{пл. } dzebd - \text{пл. } oaebo,$$

¹ В действительности давление топлива перед поступлением в камеру сгорания p_T значительно выше p_c , но разность давлений $p_T - p_c$ тратится на распыл топлива.

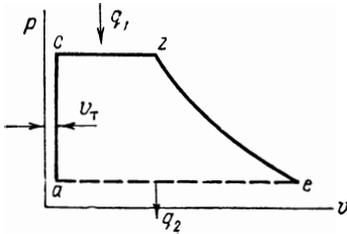
но площадь

$$oczdo = p_c v_z = p_z v_z,$$

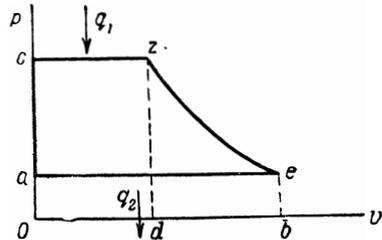
а площадь

$$oaebo = p_a v_e = p_e v_e.$$

Площадь $dzebd$ представляет собой работу, получающуюся при адиабатическом расширении, и может быть выражена любой формулой для величины адиабатической работы. Пусть эта работа определяется изменением внутренней энергии газа. Если внутрен-



Фиг. 8. Цикл ЖРД.



Фиг. 9. Идеальный цикл ЖРД в p - v -диаграмме.

няя энергия газа в точке z была равна u_z , а в точке e она уменьшилась и стала u_e , то уменьшение ее эквивалентно совершенной газами работе; таким образом, можно написать:

$$\text{пл. } dzebd = \frac{u_z - u_e}{A}.$$

Теперь можно определить работу цикла:

$$L_t = p_z v_z + \frac{u_z - u_e}{A} - p_e v_e.$$

Это же уравнение можно представить и в таком виде:

$$L_t = \frac{u_z + A p_z v_z}{A} - \frac{u_e + A p_e v_e}{A}.$$

Числители обеих дробей представляют собой теплосодержание газа в точках z и e , следовательно,

$$L_t = \frac{i_z - i_e}{A}. \quad (\text{II. 13})$$

Таким образом, работа 1 кг газа в этом цикле эквивалентна изменению теплосодержания его при адиабатическом расширении

$$AL_t = i_z - i_e. \quad (\text{II. 14})$$

§ 3. Коэффициенты полезного действия, характеризующие ЖРД как двигатель

Идеальный цикл, по которому работает двигатель, характеризуется термическим к. п. д. При расчете этого к. п. д. за тепловые потери принимается только то тепло, которое не может быть превращено в работу согласно второму закону термодинамики.

Выражение для термического к. п. д. цикла, по которому работает ЖРД, можно получить следующим образом. Теплосодержание газа в точке z (см. фиг. 9) складывается из тепла, внесенного вместе с жидким топливом, и тепла q_1 , подведенного к газу в процессе cz при сгорании топлива; таким образом, $i_z = i_c + q_1$; отсюда $q_1 = i_z - i_c$. Тепло, превращенное в работу, равно разности теплосодержаний $i_z - i_e$. Следовательно, термический к. п. д.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{i_z - i_e}{i_z - i_c}. \quad (\text{II. 15})$$

Для исследования зависимости термического к. п. д. от параметров цикла выражение (II. 15) можно упростить, если учесть, что величина i_c незначительна, так как теплосодержание жидкостей-компонентов топлива мало. Таким образом, если принять $i_c = 0$, то формула для термического к. п. д. примет вид

$$\eta_t = \frac{i_z - i_e}{i_z}.$$

С другой стороны, $i_z - i_c$ представляет собой тепло, приобретенное газами при сгорании килограмма топлива, т. е.

$$i_z - i_c = H_u.$$

Но

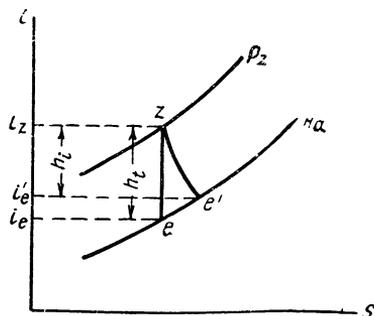
$$i_z - i_e = AL_t,$$

следовательно, термический к. п. д. цикла может быть представлен в виде

$$\eta_t = \frac{AL_t}{H_u}. \quad (\text{II. 16})$$

На фиг. 10 исследуемый цикл изображен в is -диаграмме. Прямая ze на этой диаграмме соответствует процессу адиабатического расширения, работа которого эквивалентна перепаду теплосодержаний

$$h_k = i_z - i_e.$$



Фиг. 10. Идеальный цикл ЖРД в is -диаграмме.

Следовательно, термический к. п. д. может быть представлен и в таком виде:

$$\eta_t = \frac{h_t}{i_z}. \quad (\text{II. 17})$$

Действительный процесс расширения будет идти не по адиабате, а по политропе с отклонением в сторону увеличения энтропии (кривая ze' на фиг. 10). Из диаграммы видно, что теплосодержание i_e' газа в конце расширения в действительном процессе будет больше, чем в идеальном, т. е. действительный перепад тепла h_i будет меньше адиабатического h_i . Это уменьшение теплоперепада всегда имеет место в реальном двигателе вследствие теплообмена с окружающей средой (со стенками), трения и других причин. Следовательно, действительная работа 1 кг газов меньше работы идеального цикла; она равна

$$L_i = \frac{i_z - i_e'}{A}. \quad (\text{II. 18})$$

Так как

$$i_z - i_e' = h_i,$$

то

$$L_i = \frac{h_i}{A}. \quad (\text{II. 19})$$

С другой стороны, работа 1 кг газов, приобретенная в действительном процессе, целиком соответствует кинетической энергии истечения; таким образом,

$$L_i = \frac{\omega_a^2}{2g}, \quad (\text{II. 20})$$

где ω_a — скорость истечения газов из сопла.

Сравнивая работу 1 кг газов в действительном процессе истечения с работой в идеальном цикле (в идеальном двигателе), можно оценить степень совершенства действительного двигателя по сравнению с идеальным при одинаковых условиях, т. е. при одинаковых начальных параметрах газов и одинаковой степени расширения (при одинаковом давлении на срезе сопла). Уменьшение действительной работы расширения по сравнению с адиабатической работой оценивается относительным к. п. д.

$$\eta_g = \frac{L_i}{L_t}. \quad (\text{II. 21})$$

Заменяя значения L_i и L_t соответствующими теплоперепадами, можно найти новое выражение для относительного к. п. д:

$$\eta_g = \frac{h_i}{h_t}. \quad (\text{II. 22})$$

Из уравнения (II.16) следует, что

$$L_t = \frac{H_u \eta_t}{A},$$

а из уравнения (II.20):

$$L_i = \frac{w_a^2}{2g}.$$

Подставляя это в (II.21), получаем

$$\eta_g = \frac{A \frac{w_a^2}{2g}}{H_u \eta_t}. \quad (\text{II.23})$$

Относительный к. п. д. можно представить и в другом виде. При осредненном значении теплоемкости c_p получаем

$$\eta_g = \frac{h_i}{h_t} = \frac{i_z - i'_e}{i_z - i_e} = \frac{T_z - T'_e}{T_z - T_e}. \quad (\text{II.24})$$

В этом выражении T_e — температура газа в конце адиабатического расширения, а T'_e — та же температура в конце политропического процесса, определяемого показателем политропы n ; эти температуры можно выразить через давления:

$$T_e = T_z \left(\frac{p_e}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

$$T'_e = T_z \left(\frac{p_e}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}},$$

после чего

$$\eta_g = \frac{1 - \left(\frac{p_e}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}}}{1 - \left(\frac{p_e}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (\text{II.25})$$

Это уравнение дает зависимость относительного к. п. д. от n и $\frac{p_e}{p_z}$. Можно получить обратную зависимость показателя по-

литропы от η_g и $\frac{P_e}{P_z}$. Решая уравнение (II. 25) относительно n , получаем

$$n = \frac{\lg \frac{P_e}{P_z}}{\lg \frac{P_e}{P_z \left\{ 1 - \eta_g \left[1 - \left(\frac{P_e}{P_z} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}}} \quad (\text{II. 26})$$

На фиг. 11 показана зависимость показателя политропы n от η_g и $\frac{P_e}{P_z}$, построенная по уравнению (II. 26).

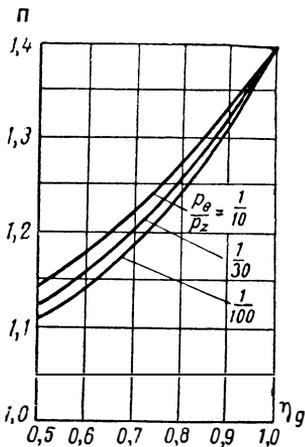
Из выражения (II. 23) можно получить величину

$$\eta_i = \eta_t \eta_g = \frac{A \frac{w_a^2}{2g}}{H_u} = \frac{AL_i}{H_u} \quad (\text{II. 27})$$

Величина η_i представляет собой отношение тепла, превращенного в работу в действительном двигателе, к затраченному теплу. Это отношение называется внутренним к. п. д. Внутренний к. п. д. учитывает все тепловые потери в действительном цикле двигателя.

Однако внутренний к. п. д. учитывает степень использования только того топлива, которое расходуется непосредственно на получение силы тяги. Но в действительности на обслуживание двигателя расходуется еще дополнительная энергия (на подачу топлива в камеру сгорания, на охлаждение двигателя¹, на привод других различных агрегатов). Этот дополнительный расход энергии можно пересчитать на эквивалентный расход топлива. Пусть этот дополнительный расход топлива равен G^* , тогда общий весовой расход топлива будет $G + G^*$, а суммарный расход тепловой энергии составит $GH_u + G^*H_u^*$,

¹ Если даже двигатель охлаждается топливом перед подачей его в камеру сгорания, то вследствие увеличения сопротивлений расход энергии на насосы будет больше, чем при непосредственной подаче топлива в камеру сгорания; этот излишек энергии представляет собой затрату энергии на охлаждение двигателя.



Фиг. 11. Зависимость показателя политропы расширения от степени расширения $\frac{P_a}{P_z}$ и величины относительного к. п. д. η_g (при значении $\eta_g = 1$ и $n = k = 1,4$ для любой степени расширения).

где H_u^* — теплотворная способность дополнительного топлива (если на двигателе используются два различных вида топлива — основное и дополнительное).

Таким образом, на 1 кг газов, покидающих реактивное сопло, расходуется количество тепла, равное

$$\frac{GH_u + G^*H_u^*}{G} = H_u + H_u^* \frac{G^*}{G}.$$

Определяя эффективный к. п. д. η_e двигателя, как отношение тепла, превращенного в кинетическую энергию, ко всему затраченному, найдем, что

$$\eta_e = \frac{AL_i}{H_u + H_u^* \frac{G^*}{G}} = \frac{A \frac{w_a^2}{2g}}{H_u + H_u^* \frac{G^*}{G}}. \quad (\text{II. 28})$$

Если для привода агрегатов используется то же топливо, что и в основной камере сгорания, то выражение для эффективного к. п. д. примет вид:

$$\eta_e = \frac{Aw_a^2}{2gH_u \left(1 + \frac{G^*}{G}\right)}. \quad (\text{II. 29})$$

Из сравнения этого выражения с (II. 27) следует, что

$$\eta_e = \frac{\eta_i}{1 + \frac{G^*}{G}} = \frac{\eta_i \eta_g}{1 + \frac{G^*}{G}}.$$

Формулы (II. 28) и (II. 29) определяют эффективный к. п. д. двигателя на стенде, когда скорость полета равна нулю. Для аппарата, находящегося в полете, необходимо учесть кинетическую энергию топлива, движущегося вместе с аппаратом со скоростью v . Суммарная кинетическая энергия топлива и газов в этом случае равна $L_{iv} = \frac{w_a^2}{2g} + \frac{v^2}{2g}$, а количество энергии, заключающееся в топливе по расчету на 1 кг основного (полезного) топлива, равно

$$H_u + H_u^* \frac{G^*}{G} + A \frac{v^2}{2g} \left(1 + \frac{G^*}{G}\right).$$

Следовательно, эффективный к. п. д. двигателя в полете

$$\eta_{ev} = \frac{AL_{iv}}{H_u + H_u^* \frac{G^*}{G} + A \frac{v^2}{2g} \left(1 + \frac{G^*}{G}\right)} = \frac{A(w_a^2 + v^2)}{2g \left(H_u + H_u^* \frac{G^*}{G}\right) + Av^2 \left(1 + \frac{G^*}{G}\right)}.$$

При одном и том же топливе ($H_u^* = H_u$) получаем

$$\eta_{ev} = \frac{A(w_a^2 + v^2)}{2g \left(H_u + A \frac{v^2}{2g} \right) \left(1 + \frac{G^*}{G} \right)}. \quad (\text{II. 30})$$

§ 4. Зависимость термического к. п. д. от степени расширения

Для получения зависимости термического к. п. д. от степени расширения продуктов сгорания в реактивном сопле необходимо несколько преобразовать основную формулу (II. 15) для выражения величины η_t .

Принимая в (II. 15) $i_c = 0$, получаем уже приводившуюся ранее зависимость

$$\eta_t = \frac{i_z - i_e}{i_z}.$$

Для идеального газа при $c_p = \text{const}$

$$\eta_t = \frac{T_z - T_e}{T_z} = 1 - \frac{T_e}{T_z}.$$

Так как расширение газа в идеальном цикле идет по адиабате, то, производя замену

$$\frac{T_e}{T_z} = \left(\frac{p_e}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

где p_a есть давление на срезе сопла, найдем, что

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (\text{II. 31})$$

Отношение $\frac{p_z}{p_a}$ называется степенью расширения.

Для воздуха показатель адиабаты $k=1,4$, и выражение (II. 31) принимает вид

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{0,286}.$$

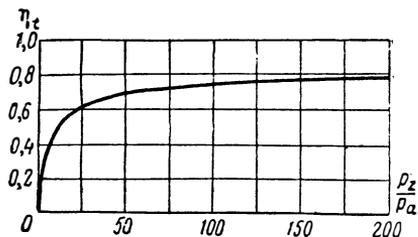
Таким образом, термический к. п. д. определяется степенью расширения и при увеличении степени расширения увеличивается. Отсюда можно заключить, что следует по возможности увеличивать давление в камере сгорания. В табл. 2 и на фиг. 12 дана зависимость η_t от степени расширения.

Т а б л и ц а 2

$\frac{p_z}{p_a}$	2	5	10	15	20	25	30	35	40
η_t	0,160	0,369	0,482	0,539	0,575	0,602	0,622	0,638	0,652

Из таблицы и из графика видно, что по мере увеличения степени расширения рост η_t замедляется.

Отсюда можно сделать вывод, что добиваться особенно высоких давлений в камере сгорания нет оснований, тем более, что увеличение давления в камере сгорания заставляет выполнять ее с более толстыми стенками, что приводит к утяжелению двигателя. Но, с другой стороны, повышение давления, как известно из термодинамики, подавляет диссоциацию некоторых (основных) продуктов сгорания и потому выгодно с точки зрения полноты выделения тепла. Из этих соображений применение низких давлений нежелательно.



Фиг. 12. Зависимость термического к. п. д. идеального цикла ЖРД от степени расширения.

Из этих соображений применение низких давлений нежелательно.

§ 5. Полный коэффициент полезного действия

В § 2 и 3 были рассмотрены коэффициенты полезного действия ЖРД как двигателя. Эффективность же использования кинетической энергии газов в полете будет определяться коэффициентом полезного действия ЖРД как движителя.

Совершенно очевидно, что кинетическая энергия газов будет полностью использована только в том случае, если скорость полета будет равна скорости истечения газов.

Пусть самолет, снабженный ЖРД, летит со скоростью v , причем удельная тяга двигателя равна P' . Неподвижный наблюдатель (связанный с землей) отметит при этом, что вследствие движения самолета со скоростью v газы, отбрасываемые назад с относительной скоростью ω_a , имеют остаточную абсолютную скорость $\omega_a - v$. Следовательно, не вся кинетическая энергия газов используется; остается неиспользованной кинетическая энергия, равная $\frac{(\omega_a - v)^2}{2g}$.

Отношение использованной в полете энергии к располагаемой энергии, т. е. к той энергии, которую ЖРД создает как двигатель, называется полетным, или тяговым к. п. д. Полетным к. п. д. в винтомоторной группе является к. п. д. винта.

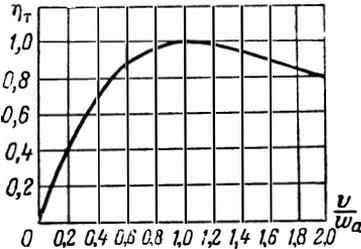
Выражение для полетного к. п. д. можно получить из следующих соображений. Используемая энергия равна работе, совершаемой самолетом в полете, т. е. $P'v$. Располагаемую энергию можно определить как сумму использованной энергии и энергии, оставшейся неиспользованной, т. е. как

$$P'v + \frac{(\omega_a - v)^2}{2g}.$$

Полетный к. п. д. будет равен

$$\eta_{\Gamma} = \frac{P'v}{P'v + \frac{(w_a - v)^2}{2g}}. \quad (\text{II. 32})$$

Полученное уравнение можно преобразовать, заменив P' его значением по формуле (II. 9), согласно которой $P' = \frac{w_a}{g}$. После подстановки этого выражения в (II. 32) находим



$$\begin{aligned} \eta_{\Gamma} &= \frac{\frac{w_a v}{g}}{\frac{w_a v}{g} + \frac{(w_a - v)^2}{2g}} = \\ &= \frac{2w_a v}{2w_a v + (w_a - v)^2} = \frac{2w_a v}{w_a^2 + v^2}. \end{aligned} \quad (\text{II. 33})$$

Деление числителя и знаменателя на w_a^2 приводит к формуле

$$\eta_{\Gamma} = \frac{2 \frac{v}{w_a}}{1 + \left(\frac{v}{w_a}\right)^2}. \quad (\text{II. 34})$$

Фиг. 13. Значение полетного к. п. д. η_{Γ} в зависимости от отношения скорости полета v к скорости истечения газов w_a .

Следовательно, полетный к. п. д. определяется только отношением скоростей $\frac{v}{w_a}$. На фиг. 13 дана графическая зависимость величины η_{Γ} от отношения $\frac{v}{w_a}$. Из графика видно, что максимальное значение, равное единице, полетный к. п. д. имеет при скорости полета, равной скорости истечения газов, когда абсолютная (по отношению к земле) скорость газов делается равной нулю.

Полным к. п. д. жидкостно-реактивного двигателя называется отношение работы полета ко всей затраченной на эту работу энергии. Работа полета равна попрежнему $P'v = \frac{w_a v}{g}$. Затраченная энергия (энергия топлива) равна

$$H_u + H_u^* \frac{G^*}{G} + A \frac{v^2}{2g} \left(1 + \frac{G^*}{G}\right)$$

или при $H_u^* = H_u$ (одно и то же топливо) равна

$$\left(H_u + A \frac{v^2}{2g}\right) \left(1 + \frac{G^*}{G}\right).$$

Следовательно, полный к. п. д.

$$\eta_{\text{п}} = \frac{A\omega_a v}{g \left(H_u + A \frac{v^2}{2g} \right) \left(1 + \frac{G^*}{G} \right)}. \quad (\text{II. 35})$$

Заменяя в этой формуле $\omega_a v$ выражением, полученным из уравнения (II. 33)

$$\omega_a v = \frac{w_a^2 + v^2}{2} \eta_{\text{т}},$$

найдем, что

$$\eta_{\text{п}} = \frac{A (w_a^2 + v^2)}{2g \left(H_u + A \frac{v^2}{2g} \right) \left(1 + \frac{G^*}{G} \right)} \eta_{\text{т}}. \quad (\text{II. 36})$$

Учитывая уравнение (II. 30), заключаем, что первый множитель в правой части уравнения (II. 36) представляет собой эффективный к. п. д. двигателя, находящегося в полете, и, следовательно,

$$\eta_{\text{п}} = \eta_{\text{ев}} \eta_{\text{т}}.$$

Таким образом, полный к. п. д. представляет собой произведение эффективного к. п. д. двигателя на полетный к. п. д., причем с помощью $\eta_{\text{ев}}$ ЖРД оценивается как двигатель, а с помощью $\eta_{\text{т}}$ — как движитель.

Пример 1. Рассчитать для разных скоростей полета полный к. п. д. двигателя при следующих условиях: давление на срезе сопла $p_a = 1 \text{ кг/см}^2$, теплотворная способность топлива (керосин + азотная кислота) $H_u = 1650 \text{ ккал/кг}$; на привод агрегатов расходуется 5% основного топлива; давление в камере сгорания $p_z = 10, 15$ и 25 кг/см^2 .

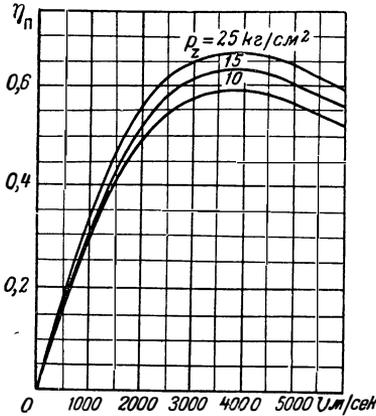
Термический к. п. д. при этих условиях определяется из табл. 2 (стр. 40). Выписываем значения η_t для разных давлений p_z в следующую табличку:

p_z в кг/см^2	10	15	25
η_t	0,482	0,539	0,602

Приняв относительный к. п. д. $\eta_g = 0,8$, находим величины

$$\eta_e = \frac{\eta_t \eta_g}{1 + \frac{G^*}{G}} :$$

p_z в кг/см^2	10	15	25
η_e	0,367	0,411	0,460



Фиг. 14. Зависимость полного к. п. д. ЖРД от давления в камере сгорания p_z и скорости истечения газов w_a (относительный к. п. д. η_g принят равным 0,8).

Скорости истечения определяют из уравнения (II. 29):

$$w_a = \sqrt{\frac{2g}{A} H_u \left(1 + \frac{G^*}{G}\right) \eta_e}$$

p_z в кг/см ²	10	15	25
w_a в м/сек	2310	2460	2600

Уравнение для определения полного к. п. д. будет иметь вид:

$$\eta_{пн} = \frac{A w_a v}{g \left(H_u + A \frac{v^2}{2g} \right) \left(1 + \frac{G^*}{G} \right)} = \frac{w_a v}{7257000 + 0,525 v^2}$$

По результатам расчетов могут быть построены кривые зависимости $\eta_{пн} = f(v)$ для принятых нами условий. Кривые (фиг. 14) указывают на увеличение полного к. п. д. двигателя при повышении давления в камере сгорания.

ГЛАВА III ТОПЛИВА

Одним из весьма серьезных вопросов, изучаемых в теории жидкостно-реактивного двигателя, является вопрос о выборе топлива. Необходимость размещения на летательном аппарате не только горючего, но и в несколько раз большего количества окислителя предъявляет к топливу чрезвычайно высокие требования как в отношении веса, так и в отношении объема, занимаемого топливом. Как указывалось в гл. II, величиной, характеризующей качество топлива, является удельная тяга P' кг сек/кг или P'' кг сек/л.

Изыскание топлива, дающего возможно более высокую удельную тягу, является одной из основных проблем современного ЖРД. В этой главе рассматриваются главным образом освоенные топлива, применяемые в настоящее время.

В литературе можно встретить значительное число предложений по увеличению удельной тяги. Так, например, взамен кисло-

рода предлагается в качестве более эффективного окислителя озон O_3 . Русский инженер Цандер предложил в качестве горючего использовать металлы, имеющие высокую теплотворную способность; имеются предложения использовать жидкие горючие в смеси с порошкообразными металлами. Имеются также предложения по использованию вместо реакции окисления реакции соединения горючих с фтором, наиболее энергичным химическим элементом.

Теоретические и экспериментальные исследования подтвердили возможность повышения удельной тяги этими способами, но практического применения они еще не получили и поэтому в книге не рассматриваются.

§ 1. Основные требования, предъявляемые к топливу

Топливо для ЖРД должно состоять не только из горючего, но и из окислителя, т. е. вещества, которое содержит в себе кислород, необходимый для горения. Можно представить себе так называемое унитарное топливо, т. е. такое вещество, которое включает в себе и горючее и кислород, способный выделяться из топлива и окислять затем остальную, горючую, часть топлива¹. Однако подобные вещества и смеси весьма опасны в обращении, легко взрываются и детонируют, и, следовательно, для использования в ЖРД непригодны. Наиболее употребительные топлива — это топлива, состоящие из двух компонентов: горючего и окислителя, хранящихся в отдельных баках и соединяющихся только в камере сгорания, куда они подаются насосами или под давлением инертных газов. Это так называемые двухкомпонентные топлива.

Рассмотрим основные требования, которым должно удовлетворять топливо для ЖРД.

1. Теплотворная способность единицы веса и единицы объема топлива (горючего вместе с окислителем) должна быть по возможности выше. Теплотворная способность единицы веса определяет собой весовой расход топлива на единицу тяги, а следовательно, и вес снаряженного летательного аппарата. Теплотворная способность единицы объема влияет на размеры баков для размещения необходимого запаса топлива. Изучение с этой точки зрения некоторых топлив сразу приводит к заключению о полной непригодности их для ЖРД.

Весьма показательно сравнение таких двух топлив, как 1) водород + кислород и 2) керосин + азотная кислота. Несложный расчет приводит к следующим результатам. 1 моль водорода при сгорании в водяной пар выделяет 57 590 ккал; 1 моль водорода весит 2 кг и для полного сгорания требует 16 кг кислорода; расчет на 1 кг топлива дает теплотворную способность $H_u = \frac{57\,590}{18} = 3200$ ккал/кг.

¹ К унитарным топливам относится, например, нитроглицерин $C_3H_5(ONO_2)_3$.

Объем, занимаемый 1 кг этого топлива, можно определить по удельным весам жидкого водорода и жидкого кислорода; для водорода удельный вес равен 0,071 кг/л, а для кислорода — 1,14 кг/л.

В 1 кг топлива заключается $\frac{1}{9}$ кг водорода, занимающего объем $\frac{1}{9 \cdot 0,071} = 1,570$ л, и $\frac{8}{9}$ кг кислорода с объемом $\frac{8}{9 \cdot 1,14} = 0,779$ л, таким образом, 1 кг топлива занимает объем $1,570 + 0,779 = 2,349$ л, и теплотворная способность на единицу объема для этого топлива будет равна $H_u' = \frac{3200}{2,349} = 1362$ ккал/л.

Для топлива керосин + азотная кислота $H_u = 1410$ ккал/кг, т. е. по весовой теплотворной способности второе топливо хуже первого больше чем вдвое. Определим теплотворную способность единицы объема. Удельный вес керосина равен 0,86 кг/л, а азотной кислоты — 1,52 кг/л. На 1 кг керосина расходуется при полном сгорании 5,47 кг азотной кислоты; следовательно, в 1 кг топлива заключается $\frac{1}{6,47}$ кг керосина, занимающего объем $\frac{1}{6,47 \cdot 0,86} = 0,180$ л, и $\frac{5,47}{6,47}$ кг азотной кислоты объемом $\frac{5,47}{6,47 \cdot 1,52} = 0,556$ л.

Отсюда находим, что 1 кг топлива занимает объем $0,180 + 0,556 = 0,736$ л; теплотворная способность 1 л этого топлива будет $H_u = \frac{1410}{0,736} = 1920$ ккал/л.

Следовательно, литр второго топлива дает тепла почти в 1,5 раза больше, чем литр первого; с точки зрения веса выгоднее первое топливо, а с точки зрения объема — второе. Таким образом, оба компонента должны иметь по возможности большие удельные веса с целью уменьшения емкости баков.

2. Вязкость компонентов топлива должна быть по возможности меньше, так как это уменьшает расход энергии на питательные насосы; влияние температуры на изменение вязкости не должно быть значительным.

3. Температура кипения компонентов должна быть достаточно высокой, чтобы их можно было использовать перед подачей в камеру сгорания для охлаждения стенок камеры и сопла.

4. Для этой же цели желательно, чтобы теплоемкость компонентов в жидком виде была бы возможно больше.

5. Газообразование топлива должно быть возможно большим, т. е. 1 кг топлива при сгорании должен дать возможно больший объем продуктов сгорания. Это объясняется тем обстоятельством, что при большем объеме выделяющихся при сгорании 1 кг топлива газов меньше их молекулярный вес, а следовательно, больше их газовая постоянная. Между тем, скорость истечения и

соответственно сила тяги пропорциональны корню квадратному из произведения RT_z , что видно из формулы, определяющей скорость истечения¹. Очевидно также, что чем больше газовая постоянная, тем больше удельная тяга при данной температуре горения.

6. Температуры застывания компонентов должны быть достаточно низкими, чтобы в условиях полета топливо не перешло в твердое состояние или не сделалось настолько густым, что насосы не смогли бы подавать его в камеру сгорания.

7. Из соображений взрывобезопасности температуры воспламенения компонентов не должны быть слишком низкими.

8. Компоненты топлива должны быть достаточно химически стойкими.

9. Компоненты топлива не должны вызывать коррозию баков и топливной аппаратуры.

10. Компоненты топлива не должны быть ядовитыми.

11. Каждый из компонентов не должен быть дефицитным, производство топлива в промышленном масштабе не должно быть слишком дорогим или трудным.

Многообразие требований, предъявляемых к компонентам топлива, приводит к тому, что в настоящее время, несмотря на предложения использовать весьма большое число различных горючих и окислителей, практическое применение находит лишь незначительная их часть.

Во многих случаях приходится отказываться от некоторых перечисленных выше требований ввиду других полезных качеств данного топлива. Например, часто приходится пренебрегать ядовитостью и химической агрессивностью компонентов топлива по отношению к материалу баков и аппаратуры (перекись водорода, азотная кислота, фтор и др.).

§ 2. Горючие

В качестве горючего можно использовать любые углеводороды и спирты (а также их смеси), если они удовлетворяют требованиям, приведенным в § 1. Вполне понятно, однако, что на практике употребляются только те вещества, производство которых наиболее широко поставлено и экономически наиболее выгодно. Из углеводородных горючих применяется керосин, из спиртов — метиловый и этиловый спирты.

В состав этих горючих входят углерод, водород и кислород. Общая химическая формула всех этих веществ будет



¹ См. гл. V

Иногда состав горючего задается не химической формулой, а весовым элементарным составом; в этом случае состав горючего будет оцениваться процентным содержанием отдельных составляющих по весу C_r , H_r и O_r . Для пересчета состава горючего, заданного химической формулой, в процентные доли необходимо знать атомные веса составляющих элементов. Если химическая формула горючего $C_nH_mO_p$, то молекулярный вес его

$$\mu_r = 12n + m + 16p.$$

Пересчет на весовой состав дает

$$C_r = \frac{12n}{\mu_r} 100\%, \quad H_r = \frac{m}{\mu_r} 100\%, \quad O_r = \frac{16p}{\mu_r} 100\%. \quad (\text{III. 1})$$

Для обратного пересчета из весового состава в состав, выраженный химической формулой, поступают следующим образом. Пусть дано горючее с весовым элементарным составом $C_r\%$, $H_r\%$ и $O_r\%$. Для составления химической формулы определяется число атомов углерода и кислорода, приходящихся на число атомов водорода, равное процентному содержанию его, заданному весовым составом. Для углерода получится $\frac{C_r}{12}$ атомов и для кислорода $\frac{O_r}{16}$ атомов; условная химическая формула горючего будет иметь вид $\frac{C_r}{12} H_{H_r} O_{\frac{O_r}{16}}$. При этом условный молекулярный вес горючего будет равен 100.

При расчетах процессов горения необходимо знать теплотворную способность горючего, которая входит составной частью в энергосодержание топлива.

Энергосодержанием в дальнейшем будем называть сумму физического тепла, т. е. тепла, которое в термодинамике называется теплосодержанием, и всей химической энергии вещества.

Так как процессы истечения продуктов сгорания происходят при достаточно высоких температурах, в расчет удобнее вводить низшую теплотворную способность горючего. Для многих горючих, особенно для углеводородов, в справочниках дается высшая молекулярная теплотворная способность.

Горючие, например, спирты, могут иметь не 100%-ную концентрацию, а представлять собой смеси с водой; наличие воды учитывается на практике процентным весовым содержанием горючего в смеси. Так, например, если говорят о 90%-ном этиловом спирте, то это значит, что в 1 кг смеси содержится 0,9 кг 100%-ного спирта и 0,1 кг воды. В расчетах содержание воды часто бывает удобнее выразить в молярных долях, т. е. в числе молей воды, приходящегося на 1 моль горючего. В этом случае состав горючего можно записать в виде химической формулы $C_nH_mO_p \cdot m_r H_2O$, где m_r представляет собой упомянутое число молей воды.

Для пересчета содержания воды на молярные доли поступают следующим образом. Пусть концентрация горючего в смеси с водой определяется в $\sigma_r\%$, т. е. в 1 кг смеси имеется $\frac{\sigma_r}{100}$ кг чистого горючего и $\frac{100 - \sigma_r}{100}$ кг воды. Если молекулярный вес горючего μ_r , то на 1 моль его приходится воды

$$\frac{\frac{100 - \sigma_r}{100}}{\frac{\sigma_r}{100}} \mu_r = \frac{\mu_r (100 - \sigma_r)}{\sigma_r} \text{ кг};$$

так как молекулярный вес воды $\mu_r = 18$, то, выражая это весовое количество воды в молях, можно найти

$$m_r = \frac{\mu_r (100 - \sigma_r)}{18 \sigma_r}. \quad (\text{III. 2})$$

Вес моля горючего с $\sigma_r\%$ -ной концентрацией будет равен

$$\mu'_r = \mu_r + 18 m_r = \mu_r \frac{100}{\sigma_r}. \quad (\text{III. 3})$$

Пример 2. Определить весовой элементарный состав этилового спирта C_2H_5OH .

Молекулярный вес этилового спирта

$$\mu = 2 \cdot 12 + 6 \cdot 1 + 1 \cdot 16 = 46.$$

Следовательно, весовой состав его будет

$$C_r = \frac{2 \cdot 12}{46} 100 = 52,2\%; \quad H_r = \frac{6 \cdot 1}{46} 100 = 13,0\%; \\ O_r = \frac{1 \cdot 16}{46} 100 = 34,8\%.$$

Пример 3. Составить условную химическую формулу для керосина с весовым составом $C_r = 86,4\%$; $H_r = 13,6\%$.

Можно сразу написать искомую формулу

$$C_{\frac{86,4}{12}} H_{13,6} = C_{7,2} H_{13,6}.$$

Пример 4. Написать формулу для 80%-ного этилового спирта и 70%-ного метилового спирта.

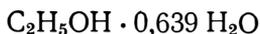
Для этилового спирта $\mu_r = 46$. Так как в формуле



молярная доля

$$m_r = \frac{46(100 - 80)}{18 \cdot 80} = 0,639,$$

то формула для 80%-ного этилового спирта запишется так:



Вес 1 моля данного горючего

$$\mu'_r = \frac{46 \cdot 100}{80} = 57,5 \text{ кг.}$$

Для метилового спирта при молекулярном весе его $\mu_r = 32$ молярная доля $m_r = \frac{32 \cdot 30}{18 \cdot 70} = 0,762$. Следовательно, формула 70%-ного метилового спирта будет выглядеть так:



Вес 1 моля

$$\mu'_r = \frac{32 \cdot 100}{70} = 45,7 \text{ кг.}$$

§ 3. Физико-химические свойства горючих

В этом параграфе даются по возможности полные сведения о горючих, необходимые как для расчетов процесса горения, так и для расчета всего двигателя в целом.

а) Удельный вес

Под удельным весом понимается отношение веса горючего к весу такого же объема воды, взятой при $4^\circ C$; вес горючего определяется обычно при $20^\circ C$. Это отношение обозначается буквой d с соответствующими индексами; например, d_4^{20} означает, что вес горючего определялся при $20^\circ C$, а воды при $4^\circ C$. Так как 1 л воды при $4^\circ C$ весит 1 кг, то безразмерная величина удельного веса d численно равна принятой в технике весовой плотности γ , под которой понимается вес горючего в объеме 1 л. Размерность γ в технической системе единиц — кг/л. В дальнейшем величину γ мы также будем называть удельным весом.

Удельный вес нефтепродуктов в сильной степени зависит от температуры. Если удельный вес при $20^\circ C$ равен γ_0 , то при температуре $t^\circ C$ он равен $\gamma_t = \gamma_0 - a(t - 20)$, где a в зависимости от удельного веса нефтепродукта определяется по формуле

$$a = 0,000581 + 0,00126(0,95 - \gamma_0).$$

Удельные веса горючих нефтяного происхождения находятся в следующих пределах:

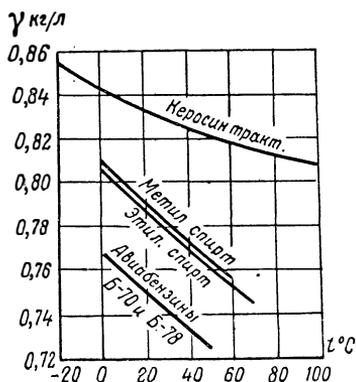
бензин	0,71—0,75 кг/л
керосин тракторный	0,83—0,84 „
газойль, соляровое масло	0,86—0,92 „

В табл. 3 указано, каким приращением температуры в °С, соответствует увеличение объема нефтепродуктов различного удельного веса на 1%.

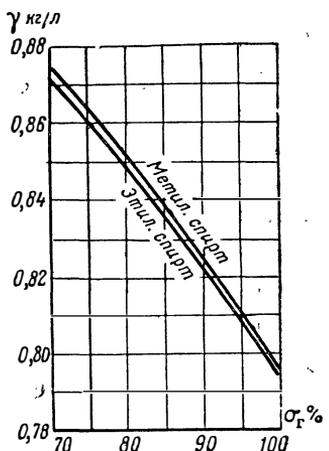
Таблица 3

γ кг/л	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90
°С	6,0	6,7	8,0	9,3	11,0	12,6	14,15

На фиг. 15 показана графически зависимость удельного веса керосина (тракторный 2-го сорта), авиабензинов (Б-70 и Б-78), метилового и этилового спиртов от температуры.



Фиг. 15. Зависимость удельного веса жидких горючих от температуры при $\sigma_r = 100\%$.



Фиг. 16. Зависимость удельного веса этилового и метилового спирта от концентрации их в смеси с водой при $t = 15^\circ\text{C}$.

Удельные веса спиртов в зависимости от температуры можно определять по формулам:

для 100%-ного этилового спирта

$$\gamma_t = 0,78933 + 0,000866(20 - t) \quad (\text{III. 4})$$

и для 100%-ного метилового спирта

$$\gamma_t = 0,79200 + 0,000917(20 - t). \quad (\text{III. 5})$$

Зависимость удельного веса смесей спиртов с водой от концентрации изображена на фиг. 16 в виде кривых.

б) Температура застывания

Как указывалось выше, топливо не должно застывать в условиях полета; следовательно, температура застывания (замерзания) горючего должна быть возможно ниже. Обычно за температуру застывания принимают температуру, при которой начинают выделяться кристаллики в жидкости, и наблюдается помутнение последней. В табл. 4 приводятся температуры застывания для некоторых горючих.

Таблица 4

Горючее	Температура застывания в °С	Температура кипения в °С
Бензол	+ 5,4	80,2
Толуол	— 95,0	110,8
Этиловый спирт, 100%-ный	—117,3	78,3
То же 90%-ный	—	78,5
„ 80% „	—	79,3
„ 70% „	—	80,1
Метилвый спирт, 100%-ный	— 97,8	64,5
Керосин бакинский	— 20,0	139—142 ¹
„ грозненский	—	162 ¹
„ эмбинский	—	138 ¹

в) Температура кипения

Температура кипения должна быть возможно выше, если имеется в виду использовать горючее для охлаждения камеры сгорания и реактивного сопла. Температуры кипения для некоторых горючих указываются в той же табл. 4.

г) Теплоемкость

Чем выше теплоемкость горючего, тем легче его использовать для охлаждения камеры сгорания и реактивного сопла. Теплоемкость жидких горючих увеличивается при повышении температуры. Теплоемкость бензинов может быть определена по формуле

$$c_t = \frac{3,14}{\sqrt{\gamma}} (0,103 + 0,00081t) \text{ ккал/кг град}, \quad (\text{III.6})$$

где γ — удельный вес бензина при 15°С в кг/л.

¹ Температура начала кипения.

Теплоемкость нефтепродуктов можно определить по формуле

$$c_t = a + bt + dt^2. \quad (\text{III. 7})$$

Значения коэффициентов a , b и d для нефтепродуктов Азнефги указаны в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

Горючее	Уд. вес	a	$b \cdot 10^6$	$d \cdot 10^6$
Керосин	0,8112	0,424	395	575
Газойль	0,8649	0,4038	840,4	141
Соляровое масло	0,8845	0,387	1330	0,0

Т а б л и ц а 6

Горючее	Теплоемкость в ккал/кг °С
Бензин	0,450
Толуол	0,425
Метиловый спирт	0,600
Этиловый спирт	0,615

В табл. 6 даны значения теплоемкостей для некоторых горючих в пределах 0—50° С.

д) Вязкость

Знание вязкости необходимо при гидравлическом расчете агрегатов двигателя. Вязкость жидкостей при повышении температуры уменьшается.

Размерность динамической (абсолютной) вязкости η в технической системе единиц $[\eta] = \text{кг сек/м}^2$. Кинематическая вязкость $\nu = \frac{\eta}{\rho}$, ее размерность $[\nu] = \text{м}^2/\text{сек}$.

На практике вязкость измеряется приборами, называемыми вискозиметрами, и наиболее часто определяется в градусах Энглера (° E).

Для пересчета градусов Энглера в единицы кинематической вязкости пользуются формулой

$$\nu = \left(0,0731E - \frac{0,0631}{E} \right) 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}, \quad (\text{III. 8})$$

где E — число градусов Энглера.

За единицы измерения динамической вязкости приняты пуаз и сантипуаз.

1 пуаз = 1 дн сек/см² = 0,0102 кг сек/м²;

1 сантипуаз = 0,01 пуаза.

За единицу кинематической вязкости приняты стокс и сантистокс.

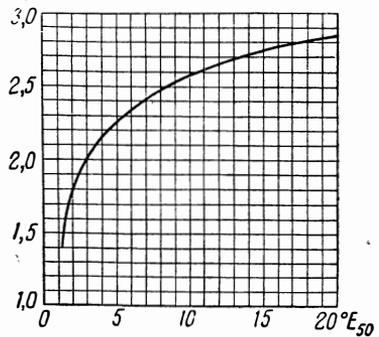
1 стокс = 1 см²/сек;

1 сантистокс = 0,01 стокса.

В табл. 7 приведены значения динамической вязкости для некоторых горючих при 0 и 20° С.

Таблица 7

Горючее	Вязкость в сантипуазах	
	0° С	20° С
Бензол	—	0,642
Толуол	0,769	0,583
Метиловый спирт	0,734	0,611
Этиловый спирт	1,770	1,200
Бензин	—	0,3—0,6
Керосин	—	1,5—2,0

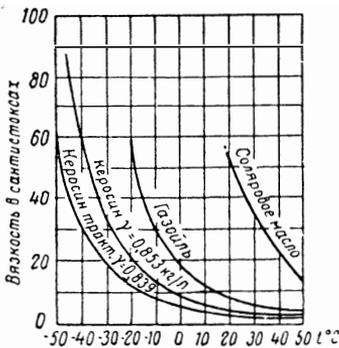


Фиг. 17. Значения показателя степени n в формуле (III. 9) в зависимости от вязкости нефтепродуктов при 50°C .

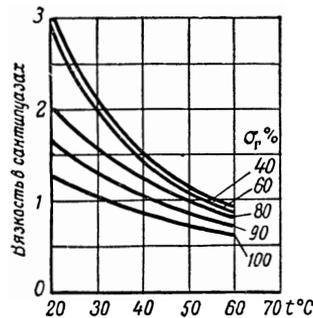
По ГОСТ вязкость нефтепродуктов регламентируется при 50°C ; вязкость при других температурах может быть определена по формуле

$$\nu_t = \nu_{50} \left(\frac{50}{t} \right)^n, \quad (\text{III. 9})$$

где величина показателя берется по фиг. 17.



Фиг. 18. Изменение кинематической вязкости нефтяных горючих в зависимости от температуры.



Фиг. 19. Зависимость динамической вязкости этилового спирта от его концентрации и температуры.

На фиг. 18 изображено графически изменение кинематической вязкости ν некоторых нефтяных горючих с температурой.

На фиг. 19 показана зависимость динамической вязкости η этилового спирта от его концентрации и температуры.

При повышении давления в жидкости вязкость ее увеличивает и может быть определена по формуле

$$\eta = \eta_0 (1 + 0,001 p), \quad (\text{III. 10})$$

где η_0 — вязкость при атмосферном давлении;

p — давление, под которым находится жидкость, в кг/см^2 .

Вязкость смесей жидкостей определяется по формулам

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\eta} &= \frac{r_1}{\eta_1} + \frac{r_2}{\eta_2} + \dots + \frac{r_n}{\eta_n}, \\ \frac{1}{\nu} &= \frac{g_1}{\nu_1} + \frac{g_2}{\nu_2} + \dots + \frac{g_n}{\nu_n}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III. 11})$$

где $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$ и $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$ — соответственно динамические и кинематические вязкости компонентов смеси;

r_1, r_2, \dots, r_n и g_1, g_2, \dots, g_n — соответственно объемные и весовые доли компонентов смеси.

е) Поверхностное натяжение

Поверхностным натяжением, как известно, называется сила, противодействующая разрыву жидкости и увеличению ее поверхности. Поверхностное натяжение в значительной степени влияет на процесс распыливания горючего. Распыливание горючего тем легче, чем меньше коэффициент поверхностного натяжения. При повышении температуры коэффициент поверхностного натяжения уменьшается.

Единицей измерения поверхностного натяжения является 1 дн/см или 1 эрг/см^2 . В табл. 8 даны величины поверхностных натяжений для некоторых горючих. В технической системе единиц поверхностное натяжение измеряется в кг/м . Соотношение между указанными единицами таково: $1 \text{ кг/м} = 9810 \text{ дн/см}$.

Таблица 8

Горючее	Уд вес	Поверхностное натяжение в $\text{кг/м} \times 10^3$		
		10° С	20° С	40° С
Автобензин грозненский	0,735	2,27	2,20	2,06
Лигроин бакинский	0,782	2,51	2,41	2,22
Керосин тракторный	0,810	2,79	2,71	2,56
Дизельное топливо	0,907	3,22	3,14	2,99
Соляровое масло	0,898	3,08	3,00	2,83
Авиабензол	0,870	2,99	2,85	2,63
Этиловый спирт 100%-ный	0,795	2,41	2,30	2,25

ж) Температура вспышки

Температурой вспышки называется та наименьшая температура, при которой пары жидкости воспламеняются от открытого пламени, но сама жидкость не загорается.

Температура вспышки определяет огнеопасность горючего, и чем ниже эта температура, тем горючее огнеопаснее.

В табл. 9 приведены значения температур вспышки для некоторых нефтепродуктов, а в табл. 10 — для спиртов.

Таблица 9

Горючее	Температура вспышки в °С
Авиабензин прямой гонки, бакинский	-38
„ „ „ грозненский	-35
Крекинг-бензин бакинский	-41
Авиабензол	-24
Керосин бакинский	+35
„ грозненский	+28
Соляровое масло	+135

з) Коэффициент теплопроводности

Для расчетов охлаждения ЖРД необходимо знать коэффициенты теплопроводности топлив и продуктов сгорания. Данных по коэффициентам теплопроводности имеется недостаточно. Для некоторых горючих значения коэффициентов теплопроводности λ приведены в табл. 11.

Таблица 10

Концентрация в %	Температура вспышки в °С	
	этилового спирта	метилового спирта
100	12,0	9,5
80	19,0	16,7
60	22,7	22,7
40	26,2	30,0

Таблица 11

Горючее	t° С	λ ккал/м час град
Керосин	20	0,130
„	80	0,118
Метиловый спирт	0	0,194
„	80	0,175
Этиловый спирт	0	0,137
90%-ный		
То же 90%-ный	80	0,250
„ 80% „	0	0,164
„ 80% „	80	0,275
„ 70% „	0	0,185
„ 70% „	80	0,298

В пределах указанных в таблице температур можно принять линейную зависимость λ от температуры. Для определения коэф-

коэффициента теплопроводности жидкостей может служить следующая эмпирическая формула:

$$\lambda = \frac{0,293 \cdot \gamma^{2,15} c_p^{1,65} \mu^{0,192}}{\eta^{0,12}}. \quad (\text{III. 12})$$

В этой формуле γ — удельный вес в кг/л ; c_p — теплоемкость в ккал/кг град ; μ — молекулярный вес и η — вязкость в сантипуазах.

Коэффициент теплопроводности газов определяется по формуле

$$\lambda = \lambda_0 \frac{273 + c}{T + c} \left(\frac{T}{273} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (\text{III. 13})$$

если известны значения коэффициента c и коэффициента теплопроводности λ_0 при 0°C .

Менее точно коэффициент теплопроводности для газов определяется по формуле

Т а б л и ц а 12

$$\lambda = \lambda_0 + at,$$

где a — постоянный коэффициент;

t — температура в $^\circ \text{C}$.

Для некоторых газов значения коэффициентов λ_0 , a и c , входящих в приведенные здесь формулы, указаны в табл. 12.

Газ	λ_0 <i>ккал/м час/град</i>	$a \cdot 10^5$	c
Воздух	0,0192	—	125
CO ₂	0,0118	5,5	—
CO	0,0185	—	156
H ₂	0,136	—	94
N ₂	0,0195	—	114
O ₂	0,0200	—	144

§ 4. Окислители

В табл. 13 приведены основные известные в настоящее время окислители и их физико-химические константы.

Окислители в этой таблице расположены в порядке возрастающей теплопроизводительности их с горючим. Как видно по температурам плавления и кипения, все они при нормальных условиях являются жидкостями, кроме N₂O, N₂O₅, NO, O₂ и O₃.

Наибольшую теплопроизводительность топлива дают озон и кислород; при их применении температура горения получается чрезвычайно высокой (3500—4500° абс.). Наименьшую температуру горения дает перекись водорода.

В качестве окислителей в настоящее время используются лишь азотная кислота, жидкий кислород и перекись водорода; можно ожидать использования тетранитрометана.

В общем случае в окислитель входят как элементы: водород, кислород, азот и углерод. Следовательно, общая химическая формула окислителя будет иметь вид:



Таблица 13

Наименование	Химич. формула	Молекул. вес	Уд. вес в кг/л	Температура плавления в °С	Температура кипен. в °С	Теплота образ. в ккал/моль	Теплота испар. в ккал/кг
Закись азота	N ₂ O	44,0	1,23	-102,4	-89,5	-18700	67,9
Азотная кислота	HNO ₃	63,0	1,52	-41,2	86,0	41500	115,0
Перекись водорода	H ₂ O ₂	34,0	1,46	-1,7	-1	44500	—
Двуокись хлора	ClO ₂	67,5	—	-59	9,9	-30100	—
Хлорная кислота	HClO ₄	100,5	1,78	-112	110	19400	—
Тетранитрометан	C(NO ₂) ₄	196,0	1,65	13	125,7	4700	—
Четырехокись азота	N ₂ O ₄	92,0	1,47	-9,3	22	5020	93,5
Пятиокись азота	N ₂ O ₅	108,0	1,63	30	47	14600	44,8
Моноокись азота	NO	30,0	1,27	-161	-151,0	-21500	—
Кислород	O ₂	32,0	1,14	-227	-182,8	—	51
Озон	O ₃	48,0	1,45	-251,5	-112	-34500	73

Обычно окислители характеризуются химическими формулами; их весовой элементарный состав вычисляется по формулам, приведенным выше для горючих; так, например, молекулярный вес окислителя определяется по формуле

$$\mu_o = t + 14u + 16v + 12q.$$

Весовой состав окислителя определяется через молекулярный вес

$$C_o = \frac{12q}{\mu_o} 100\%; \quad H_o = \frac{t}{\mu_o} 100\%; \quad N_o = \frac{14u}{\mu_o} 100\%;$$

$$O_o = \frac{16v}{\mu_o} 100\%.$$

При вычислении теплотворной способности топлива надо знать теплотворную способность горючего и аналогичную ей величину для окислителя, которую мы назовем теплотворной способностью окислителя. Теплотворную способность окислителя можно вычислить, пользуясь законом Гесса.

¹ Перекись водорода при 100°С разлагается, не достигнув температуры кипения.

Пусть известна теплота образования $H_{об}$ окислителя из составляющих его элементов, т. е. теплота, затраченная на получение химического соединения $H_t N_u O_v C_q$ из элементов H, N, O и C. При использовании этого соединения в качестве окислителя в камере сгорания оно должно быть предварительно разложено на составные элементы, следовательно, по закону Гесса на это должна быть затрачена теплота $H_{об}$, взятая с обратным знаком. Для расщепляемых окислителей теплота образования положительна, т. е. при образовании окислителя выделяется количество тепла $H_{об}$ ккал/моль. При разложении окислителя необходимо затратить, т. е. подвести к окислителю это же количество тепла.

Горючие элементы окислителя после разложения в той или иной мере сгорают и выделяют некоторое количество тепла, компенсируя затраты тепла на разложение. 1 моль H_2 при сгорании в водяной пар выделяет 57 590 ккал, 1 моль C при сгорании выделяет 96 720 ккал. В результате теплотворная способность моля окислителя будет равна

$$H_{\mu_0} = 57\,590 \cdot 0,5t + 96\,720q - H_{об}. \quad (\text{III. 14})$$

Эта теплотворная способность может быть как положительной, так и отрицательной.

Окислители, как, например, азотная кислота и перекись водорода, могут представлять собой смеси с водой. В этом случае химическая формула будет иметь вид $H_t N_u O_v C_q \cdot m_0 H_2O$, где m_0 — число молей воды, приходящееся на 1 моль окислителя.

Если концентрация окислителя равна σ_0 %, т. е. если в 1 кг окислителя находится $\frac{\sigma_0}{100}$ кг химически чистого окислителя и $\frac{100 - \sigma_0}{100}$ кг воды, то, рассуждая так же, как и выше, в случае горючего, можно найти

$$m_0 = \frac{\mu_0 (100 - \sigma_0)}{18\sigma_0}. \quad (\text{III. 15})$$

В этом случае при вычислении теплотворной способности окислителя необходимо учесть тепло, затрачиваемое на испарение воды. Принимая, что на испарение 1 моля воды расходуется при температуре начала реакции $586 \cdot 18 = 10\,600$ ккал, получаем

$$H_{\mu_0} = 57\,590 \cdot 0,5t + 96\,720q - H_{об} - 10\,600 m_0. \quad (\text{III. 16})$$

Вес 1 моля σ_0 %-ного окислителя будет равен

$$\mu'_0 = \mu_0 + 18m_0 = \mu_0 \frac{100}{\sigma_0}. \quad (\text{III. 17})$$

§ 5. Физико-химические константы окислителей

а) Азотная кислота

Химическая формула азотной кислоты HNO_3 ; молекулярный вес $\mu_0=63$. Весовой состав: $\text{H}_0=1,59\%$; $\text{N}_0=22,20\%$; $\text{O}_0=76,21\%$.

Теплота образования HNO_3 из химических элементов составляет 41 500 ккал/моль.

Удельный вес концентрированной азотной кислоты в пределах $0-80^\circ\text{C}$ может быть определен по формуле

$$\gamma_t = 1,53 - 0,0014 t.$$

На фиг. 20 показаны зависимости удельного веса чистой азотной кислоты γ_t от температуры и удельного веса γ_0 разбавленной водой кислоты от концентрации (при 20°C).

Температуры кипения азотной кислоты в зависимости от концентрации даны в табл. 14.

Таблица 14

Концентрация в %	30	40	50	60	70	80	90	100
Температура кипения в $^\circ\text{C}$	108,1	112,6	116,8	120,1	125,6	115,5	102,0	86,0

Температура плавления (замерзания) также зависит от концентрации:

Для 100%-ной кислоты температура плавления равна $-41,2^\circ\text{C}$

„ 89,9% „ „ „ „ „ $-66,3^\circ\text{C}$

„ 70,5% „ „ „ „ „ $-42,0^\circ\text{C}$

Для понижения температуры замерзания применяется примесь хлорного железа $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, которая одновременно улучшает воспламеняемость самовоспламеняющихся топлив при запуске двигателя.

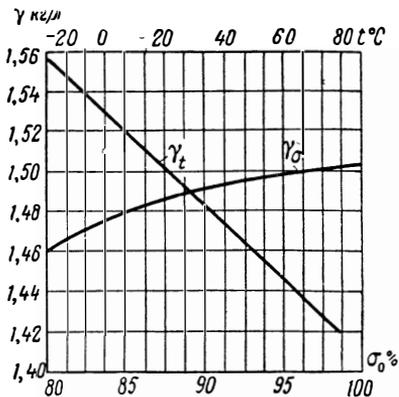
На фиг. 21 дана зависимость динамической вязкости азотной кислоты от температуры при разных концентрациях кислоты.

Для азотной кислоты вязкость ее водных растворов можно находить по формулам (III. 11) как для смесей:

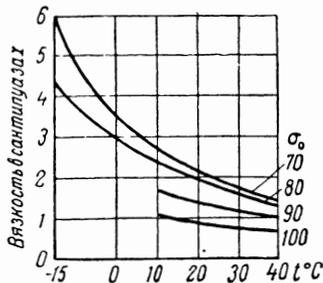
$$\frac{1}{\eta} = \frac{r_1}{\eta_1} + \frac{r_2}{\eta_2};$$

$$\frac{1}{\nu} = \frac{g_1}{\nu_1} + \frac{g_2}{\nu_2},$$

где индексы «1» и «2» могут быть соответственно отнесены к чистой кислоте и воде.



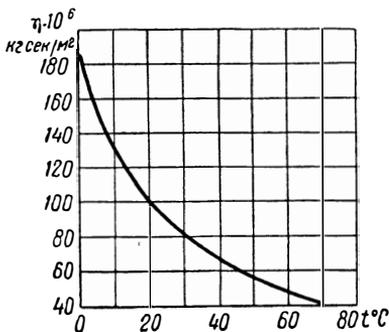
Фиг. 20. Зависимости удельного веса γ_t 100%-ной азотной кислоты от температуры и удельного веса γ_{σ} , разбавленной водой кислоты, от концентрации σ_0 при 20°C.



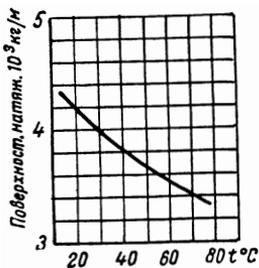
Фиг. 21. Динамическая вязкость азотной кислоты в зависимости от концентрации σ_0 и температуры t .

Динамическая вязкость воды дана на фиг. 22.

Зависимость величины поверхностного натяжения от температуры для азотной кислоты с концентрацией 99,8% приведена на фиг. 23.



Фиг. 22. Зависимость динамической вязкости воды от температуры.



Фиг. 23. Величина поверхностного натяжения 99,8%-ной азотной кислоты в зависимости от температуры.

Теплоемкость жидкой азотной кислоты в зависимости от концентрации представлена на фиг. 24.

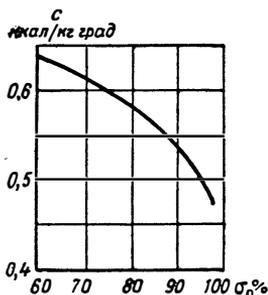
Число молей воды, приходящееся на 1 моль азотной кислоты в растворе с концентрацией σ_0 , определяется по формуле

$$m_0 = \frac{63(100 - \sigma_0)}{18\sigma_0} = 3,5 \frac{100 - \sigma_0}{\sigma_0}. \quad (\text{III. 18})$$

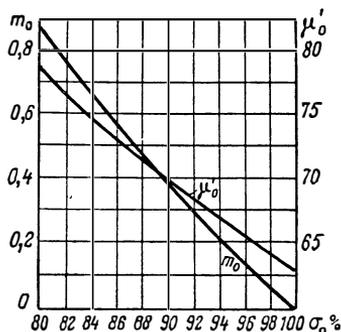
Вес 1 моля азотной кислоты с концентрацией σ равняется

$$\mu'_0 = \frac{6300}{\sigma_0}. \quad (\text{III. 19})$$

На фиг. 25 даны значения μ'_0 и m_0 для разных концентраций HNO_3 .



Фиг. 24. Теплоемкость азотной кислоты в зависимости от концентрации σ_0 .



Фиг. 25. Значения m_0 и μ'_0 в зависимости от концентрации азотной кислоты.

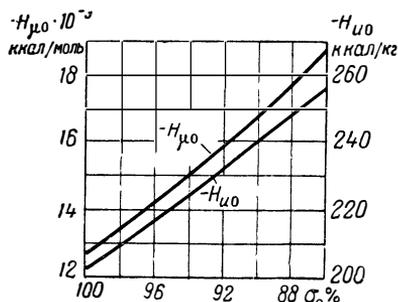
В качестве горючих при азотной кислоте применяются почти исключительно углеводороды.

Теплотворная способность азотной кислоты определяется по общей формуле:

$$\begin{aligned} H_{\mu_0} &= 0,5 \cdot 57\,590 - 41\,500 - 10\,600 m_0 = \\ &= -(12\,705 + 10\,600 m_0) \text{ ккал/моль} \end{aligned}$$

или

$$H_{u_0} = - \frac{12\,705 + 10\,600 m_0}{\mu'_0} \text{ ккал/кг.} \quad (\text{III. 20})$$



Фиг. 26. Значения теплотворных способностей H_{μ_0} и H_{u_0} азотной кислоты в зависимости от концентрации σ_0 .

На фиг. 26 приведены значения теплотворных способностей H_{μ_0} и H_{u_0} в зависимости от концентрации σ_0 .

Транспортировка азотной кислоты производится в алюминиевой посуде или в резервуарах из нержавеющей стали (марок X17, X25, X18N9 и др.).

Следует иметь в виду, что азотная кислота и ее пары ядовиты; при попадании азотной кислоты на кожу получают сильные ожоги.

б) Жидкий кислород

Химическая формула кислорода — O_2 . Молекулярный вес $\mu_0=32$. Теплота образования равна нулю. При атмосферном давлении кислород кипит при температуре — $182,8^\circ C$. Теплота испарения $H_{\text{исп}}=51$ ккал/кг= 1632 ккал/моль.

Удельный вес кислорода $\gamma=1,14$ кг/л.

Динамическая вязкость в кг сек/м² дана в табл. 15.

Т а б л и ц а 15

Температура в ° абс.	60	80	100	120	140
$\eta \cdot 10^6$ в кг сек/м ²	55	24	15,3	11,2	9,5

Теплоемкость жидкого кислорода в зависимости от температуры дана в табл. 16.

Т а б л и ц а 16

Температура в ° C	—216,5	—200,3	—182,8
c_p ккал/кг ° C	0,394	0,399	0,406

Жидкий кислород применяется обычно как окислитель горючих, представляющих собой спирты или их смеси. Температура продуктов сгорания получается в пределах $3000-4000^\circ$ абс.

При испарении 1 л жидкого кислорода получается 790 л газа при нормальных физических условиях ($0^\circ C$, 760 мм рт. ст.). Сжижение 1 м³ газообразного кислорода дает 1,265 л жидкого O_2 .

Для хранения жидкого кислорода применяются или сосуды Дьюара емкостью до 15—20 л, или если емкость больше, особые резервуары — танки. В сосудах Дьюара изоляция между стенками вакуумная и поэтому эти сосуды дороги. В танках изоляция достигается заполнением пространства между внутренним и внешним резервуаром порошкообразной магнезией; внутренний шарообразный резервуар изготавливается обычно из латуни.

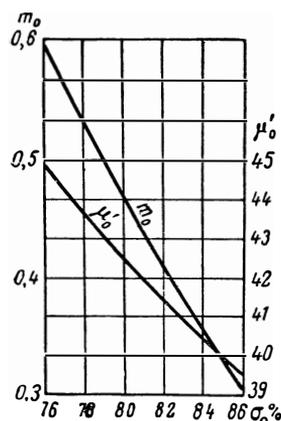
Резервуары, содержащие в себе жидкий кислород, должны соприкасаться с атмосферой для свободного удаления испаряющегося кислорода. В танках емкостью 1000—1200 л потери кислорода составляют 0,5—0,7% первоначального объема в час. В открытых сосудах без изоляции испарение идет крайне интенсивно: в 1 мин. испаряется 1—3% первоначального объема. Для хранения больших количеств жидкого кислорода употребляются танки емкостью

в 3, 6, 11 и 50 м³; в таких танках потери кислорода значительно меньше: например, в танках емкостью 50 м³ в сутки теряется всего лишь около 0,2% кислорода.

Таким образом, использование жидкого кислорода в качестве окислителя затрудняется чрезвычайно высокой температурой горения смесей обычных горючих с кислородом, а также невозможностью продолжительного хранения его в небольших резервуарах.

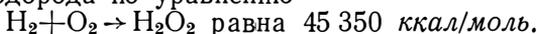
в) Перекись водорода

Химическая формула перекиси водорода — H₂O₂. Молекулярный вес $\mu_0 = 34$. Весовой состав: H₀ = 5,88%, O₀ = 94,12%.



Фиг. 27. Значения m_0 и μ'_0 в зависимости от концентрации перекиси водорода.

Теплота образования жидкой перекиси водорода по уравнению



Теплота разложения по уравнению $\text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + 0,5\text{O}_2$ равна 23 450 ккал/моль.

Теплота растворения чистой перекиси в воде равна 460 ккал/моль.

Удельный вес 100%-ной перекиси водорода (при 18°С) $\gamma = 1,4465$ кг/л.

Температура плавления $t_{\text{пл}} = -0,89^\circ\text{C}$, температура кипения $t_{\text{к}} = 152,1^\circ\text{C}$.

Теплоемкость весовая $c = 0,578$ ккал/кг°С.

Обычно применяется перекись водорода 80—85%-ной концентрации.

При σ %-ной концентрации

$$m_0 = \frac{34(100 - \sigma_0)}{18\sigma_0} = 1,89 \frac{100 - \sigma_0}{\sigma_0}. \quad (\text{III. 21})$$

Вес 1 моля перекиси водорода в σ_0 %-ном растворе равен

$$\mu'_0 = 34 + 18 \cdot 1,89 \frac{100 - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{3400}{\sigma_0}. \quad (\text{III. 22})$$

Значения m_0 и μ'_0 в зависимости от концентрации σ_0 могут быть взяты из фиг. 27.

Зависимость удельного веса перекиси водорода от концентрации при 18°С дана на фиг. 28.

Динамическая вязкость и температура замерзания (плавления) перекиси водорода в зависимости от концентрации даны на фиг. 29.

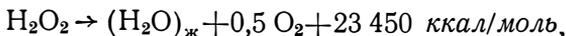
Значения теплоемкости перекиси водорода при разных концентрациях приведены в табл. 17.

¹ Эта температура получена расчетом, в действительности уже при нагреве до 100—120°С H₂O₂ разлагается.

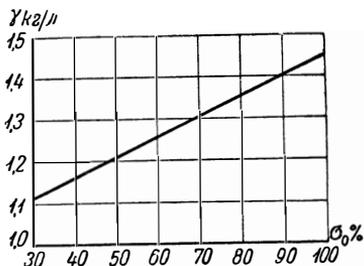
Таблица 17

Концентрация в %	30,6	34,25	60,48	71,54	74,54
Теплоемкость в ккал/кг °С	0,951	0,879	0,781	0,762	0,784

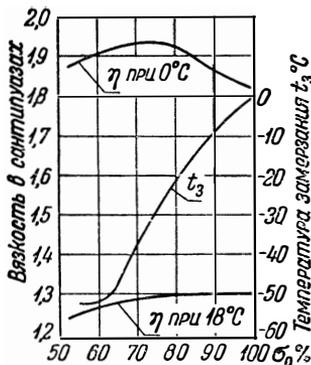
В процессе горения перекись водорода разлагается с выделением тепла по формуле



где $(\text{H}_2\text{O})_{\text{ж}}$ означает моль воды в жидком состоянии.



Фиг. 28. Удельный вес перекиси водорода в зависимости от концентрации.



Фиг. 29. Динамическая вязкость при 0 и 18°C и температура замерзания перекиси водорода в зависимости от концентрации.

При образовании в результате реакции водяных паров на испарение моля воды затрачивается 10 600 ккал/моль; в этом случае формула разложения принимает вид



где $(\text{H}_2\text{O})_{\text{пар}}$ означает моль воды в парообразном состоянии.

Теплотворная способность 100%-ной перекиси водорода

$$H_{\text{и}0} = 0,5 \cdot 2 \cdot 57\,590 - 45\,350 = 12\,240 \text{ ккал/моль}.$$

Следовательно, низшая теплотворная способность 1 кг 100%-ной перекиси

$$H_{\text{и}0} = \frac{12\,240}{34} = 360 \text{ ккал/кг}.$$

При концентрации σ_0 , отличной от 100%, необходимо учесть расход тепла на испарение воды в количестве m_0 молей; формула

для определения теплотворной способности $\sigma_0\%$ -ной перекиси водорода будет иметь вид

$$H_{\mu_0} = 12\,240 - 10\,600 \sigma_0. \quad (\text{III. 23})$$

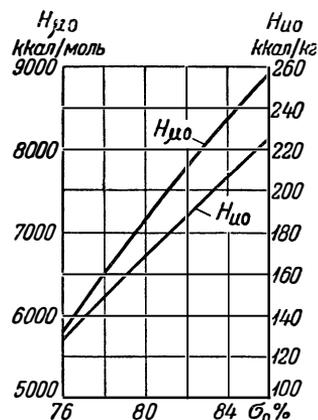
На фиг. 30 даны результаты подсчетов H_{μ_0} и H_{μ_0} для различных концентраций.

В качестве горючего для перекиси водорода обычно используются спирты.

Для хранения перекиси водорода применяются резервуары только из чистого алюминия.

Внутренние поверхности резервуаров рекомендуется предварительно обрабатывать азотной кислотой для повышения коррозионной стойкости. Следует иметь в виду, что поверхности, соприкасающиеся с H_2O_2 , должны быть гладкими и чистыми, так как шероховатость стенок и наличие пыли вызывают более быстрое разложение перекиси.

При работе с H_2O_2 при переливании необходима осторожность, так как брызги ее вызывают ожоги на коже.



Фиг. 30. Значения теплотворных способностей H_{μ_0} и H_{μ_0} перекиси водорода в зависимости от концентрации σ_0 .

г) Другие окислители

Три описанных окислителя являются наиболее освоенными для ЖРД. Широкое применение этих окислителей объясняется, кроме удовлетворительных физических и химических свойств еще и тем, что возможно их широкое производство в

промышленности. Это не исключает, однако, возможности освоения новых, более эффективных окислителей. Дадим краткую характеристику некоторых из них.

1. **Озон**. Высшее аллотропическое видоизменение кислорода — озон O_3 — имеет удельный вес 1,45 кг/л, что в 1,3 раза больше удельного веса кислорода; следовательно, при использовании озона размеры топливных баков уменьшаются. Но озон ядовит, легко разлагается и взрывоопасен; кроме того, его производство сложно. Вследствие этого озон до сих пор не применяется. Практически более возможно применение жидкого кислорода, обогащенного озоном.

2. **Тетранитрометан**. Обладает прекрасными окислительными свойствами. Его химическая формула $\text{C}(\text{NO}_2)_4$, молекулярный вес 196, удельный вес 1,65 кг/л. Теплота образования тетранитрометана очень мала, она равна 4700 ккал/моль. Тетранитрометан имеет значительную положительную теплотворную способность

вследствие наличия в нем углерода. Подсчитывая ее, находим (при теплотворной способности моля углерода 96 720 ккал/моль):

$$H_{\mu_0} = 96\,720 - 4700 = 92\,020 \text{ ккал/моль}$$

или

$$H_{\mu_0} = \frac{92\,020}{196} = 470 \text{ ккал/кг.}$$

Применение тетранитрометана в качестве окислителя дает топливо с более высокой теплотворной способностью, чем при других окислителях, а следовательно, и большую удельную силу тяги.

3. Окислы азота. Имеется ряд окислов азота, применение которых возможно в качестве окислителей при наличии налаженного промышленного производства. Из них отметим только четырехокись азота N_2O_4 , использование которой можно предполагать в будущем. Удельный вес четырехокси азота $\gamma = 1,49 \text{ кг/л}$; недостатком ее является низкая температура кипения ($+22^\circ \text{C}$).

Возможно использование в качестве окислителя смеси азотной кислоты и четырехокси азота, так как эта смесь имеет бóльший удельный вес, чем отдельные ее компоненты (до $1,63 \text{ кг/л}$) и дает топливо с теплотворной способностью на 9% выше по сравнению с чистой азотной кислотой.

4. Вместо содержащих кислород окислителей могут применяться другие химически активные вещества, например, фтор. При нормальных температуре и давлении фтор находится в газообразном состоянии. При атмосферном давлении фтор переходит в жидкое состояние при температуре -187°C ; удельный вес жидкого фтора $1,11 \text{ кг/л}$; теплота испарения его равна 75 ккал/кг .

Фтор — наиболее активный окислитель. Водород, углеводороды, металлы и другие вещества при соединении с фтором мгновенно воспламеняются и сгорают с выделением больших количеств тепла. Противостоит действию фтора только иридиевая платина, да и то при низких температурах. Использование фтора в качестве окислителя могло бы дать весьма эффективное топливо. Однако недостатки фтора также велики. Низкая температура кипения -187° , слишком малый удельный вес, чрезвычайная агрессивность, ядовитость, самовозгораемость в присутствии фтора большинства веществ — все это создает большие затруднения для использования фтора в ЖРД.

§ 6. Самовоспламеняющиеся компоненты

Самовоспламеняющиеся компоненты могут применяться или как самостоятельное топливо или как средство для воспламенения основного топлива. Основными преимуществами применения самовоспламеняющихся смесей являются:

1. Значительное упрощение всей системы запуска, так как никаких особых устройств для зажигания в этом случае не нужно.

2. Меньшая опасность взрыва смеси в камере сгорания, так как скопление несгоревшего топлива в камере невозможно.

3. Возможность значительного уменьшения объема камеры сгорания, что дает увеличение литровой силы тяги.

Но, с другой стороны, эти топлива создают большую пожароопасность, например, при подтеке баков с компонентами; кроме того, освоение в производстве этих топлив значительно сложнее. Все же ввиду больших преимуществ применения самовоспламеняющихся топлив в настоящее время ведется большая работа по изысканию новых компонентов.

В настоящее время найдены некоторые практически вполне пригодные комбинации веществ, составляющие самовоспламеняющуюся смесь.

Так, например, можно назвать следующие горючие, дающие с азотной кислотой самовоспламеняющиеся топлива:

- 1) смесь 50% ксилидина и 50% триэтиламина;
- 2) смесь 65% анилина и 35% фурфуролового спирта.

Для этих горючих в качестве окислителя применяется азотная кислота с добавкой 6,5% окислов азота и 5% калийной селитры.

При перекиси водорода в качестве окислителя можно применять следующие горючие:

- 1) смесь 50% гидразингидрата и 50% метилового спирта;
- 2) смесь 50% гидроксилamina и 50% метилового спирта и
- 3) смесь 63% метилового спирта, 30% гидразингидрата и 7% воды.

Гидразингидрат является компонентом, служащим для зажигания смеси, но его теплотворная способность низка (2820 ккал/кг), поэтому чем больше в смеси спиртов, тем выше теплотворная способность топлива. С другой стороны, следует иметь в виду, что слишком малое содержание гидразингидрата может вообще не обеспечить самовоспламенения.

В литературе самовоспламеняющиеся компоненты часто называют гиперголями.

Приведем в заключение химические формулы компонентов самовоспламеняющихся топлив, упоминаемых в настоящем параграфе: ксилидин — $(\text{CH}_3)_2\text{C}_6\text{H}_3\text{NH}_2$, триэтиламин — $(\text{C}_2\text{H}_5)_3\text{N}$, анилин — $\text{C}_6\text{H}_5\text{NH}_2$, фурфуроловый спирт — $\text{C}_5\text{H}_6\text{O}_2$, гидразингидрат — $(\text{NH}_2)_2\text{H}_2\text{O}$, гидроксилamin — NH_2OH .

§ 7. Сравнение различных топлив (различных пар компонентов)

Любая комбинация из рассмотренных выше горючих и окислителей дает топливо (пару) для ЖРД, в результате применения которого можно получить ту или иную удельную силу тяги.

Вполне понятно, что основное требование, предъявляемое к топливу, заключается в том, что удельная сила тяги должна быть возможно больше, так как это уменьшает весовой расход топлива.

Однако целый ряд соображений практического характера часто заставляет использовать не те пары, которые с чисто термодинамической точки зрения являются лучшими, а те, которые практически более удобны.

В табл. 18 приведены максимально возможные удельные силы тяги P' на 1 кг топлива в секунду и P'' на 1 л топлива в секунду.

В нижней графе таблицы приведены объемы 1 кг топлив.

Т а б л и ц а 18

Горючее	Водород H_2			Бензин			
	O_3	O_2	H_2O_2	O_3	O_2	H_2O_2	$C(NO_2)_4$
P' в кг сек/кг	408	368	298	352	315	267	274
P'' в кг сек/л	186	156	206	412	318	348	392
Удельный объем топлива в л/кг	2,194	2,36	1,446	0,854	0,99	0,767	0,70

Продолжение

Горючее	Керосин	Этиловый спирт C_2H_5OH				
		HNO_3	O_3	O_2	HNO_3	H_2O_2
P' в кг сек/кг	258	333	300	246	238	267
P'' в кг сек/л	337	382	297	312	300	366
Удельный объем топлива в л/кг	0,766	0,872	1,01	0,788	0,793	0,73

Эффективный к. п. д. η_e принят равным 0,5. Концентрации и окислителей и горючих во всех случаях приняты равными 100%.

Из сравнения данных табл. 18 видно, что топливо, в котором горючим является водород, а окислителем озон — наилучшее, так как на единицу веса оно дает максимальную силу тяги. Однако, если обратиться к удельным объемам, то окажется, что 1 кг этого топлива занимает объем 2,194 л. Запас такого топлива на летательном аппарате будет занимать слишком много места и с этой точки зрения оно невыгодно. Удельная тяга P'' у пары H_2+O_3 всего лишь 186 кг/л. Оценивая пригодность топлив по удельному объему, можно видеть, что из освоенных топлив наилучшими являются пары: керосин+азотная кислота, бензин+перекись водорода и др.

В табл. 19 даются теоретические веса и объемы топлива, необходимые для получения в течение 1 мин. силы тяги в 1000 кг.

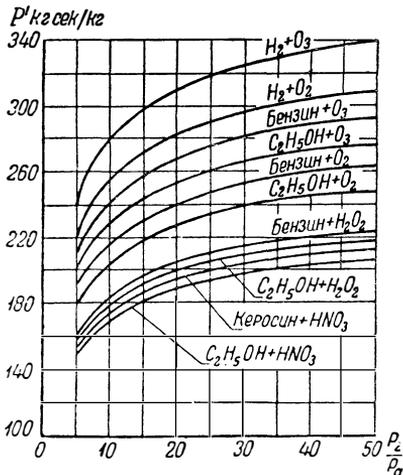
Таблица 19

Горючее	Водород H_2			Бензин			
	O_3	O_2	H_2O_2	O_3	O_2	H_2O_2	$C(NO_2)_4$
G в кг	147,1	168,6	201,4	170,5	190,4	224,7	219,0
V в л	322,6	397,9	291,2	145,6	188,5	172,3	153,3

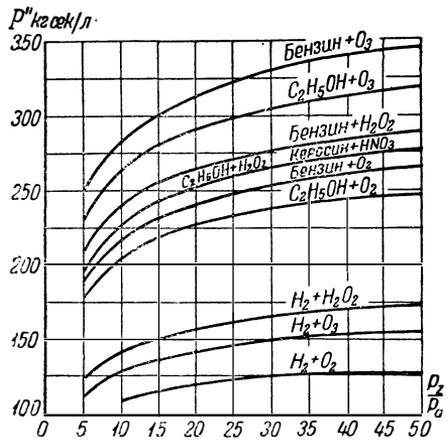
Продолжение

Горючее	Керосин	Этиловый спирт C_2H_5OH				
		O_3	O_2	HNO_3	H_2O_2	$C(NO_2)_4$
G в кг	232,6	180,2	200,0	243,9	252,0	224,7
V в л	178,1	157,1	202,0	192,2	199,8	164,0

На фиг. 31 даны кривые зависимости удельной силы тяги P' в кг сек/кг от перепада давлений p_z/p_a для разных пар компонен-



Фиг. 31. Удельная сила тяги, отнесенная к весовому расходу, для различных топлив при различных перепадах давлений ($\tau_{lg}=0,8$, соотношение компонентов — стехиометрическое).



Фиг. 32. Удельная сила тяги, отнесенная к объемному расходу, для различных топлив при различных перепадах давления ($\tau_{lg}=0,8$, соотношение компонентов стехиометрическое).

тов; (p_z — давление в камере сгорания; p_a — давление на срезе сопла, принятое равным 1 кг/см^2). Эффективный к. п. д. двигателя

принят равным $\eta_e = \eta_t \eta_p$, где η_t — термический к. п. д. идеального цикла для данного перепада давлений, а η_p — относительный к. п. д., принятый постоянным и равным 0,8. Соотношение компонентов предполагается стехиометрическим.

На фиг. 32 даны аналогичные кривые удельной тяги P'' , отнесенной к объемному расходу топлива в 1 л/сек. Анализируя кривые фиг. 31, можно заключить, что те пары, которые используются в настоящее время, дают наименьшие удельные силы тяги P' , отнесенные к весовому расходу, наоборот, по объемному расходу топлива, применяемые в настоящее время, дают почти наибольшие удельные силы тяги (фиг. 32). Лучшие результаты в этом отношении дают только пары, в которых окислителем являются тетранитрометан $C(NO_2)_4$ ¹ и озон O_3 .

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что применяемые в настоящее время топлива весьма удобны в том смысле, что оба компонента (кроме O_2) имеют значительные теплотемкости и достаточно высокую температуру кипения и поэтому могут быть использованы для охлаждения стенок камеры сгорания и реактивного сопла.

**

*

Чем больший запас энергии имеет каждая единица объема и веса топлива, тем лучше летные данные аппарата с жидкостно-реактивными двигателями, тем больше дальность, скорость и высота его полета.

Большие перспективы открывает для летательных аппаратов с ЖРД использование атомной энергии. Если исходить только из условия эквивалентности энергии, то 1 г урана может заменить 8500 т современного ракетного топлива, состоящего из спирта и кислорода. В ЖРД атомная энергия может быть использована для подогрева какого-либо рабочего тела (например, воды). Но чтобы получить более эффективную работу двигателя, надо нагревать рабочее тело до температур значительно больших, чем те, которые достигаются в камерах сгорания при использовании обычных топлив. Поэтому применение атомной энергии для ЖРД вызывает необходимость освоения более эффективных систем охлаждения двигателя и применения более жаропрочных материалов.

¹ Кривые для $C(NO_2)_4$ на фиг. 31 и 32 не показаны.

ГЛАВА IV ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ

§ 1. Основные зависимости

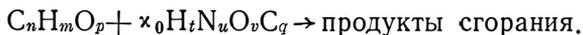
Процессы горения с участием жидкого окислителя значительно отличаются от горения в атмосферном воздухе. Атмосферный воздух представляет собой механическую смесь в основном двух газов — азота и кислорода (незначительным содержанием в воздухе CO_2 и одноатомных газов можно пренебречь). Использование кислорода воздуха для окисления горючего не требует никаких предварительных химических реакций. В жидких окислителях кислород связан химически с остальными элементами и для использования окислителя в процессе горения его необходимо разложить на составляющие элементы. Кроме того, при использовании жидких окислителей реакция окисления горючего проходит при значительно более высоких температурах, чем при горении в атмосферном воздухе. Это обстоятельство объясняется тем, что процентное содержание кислорода в воздухе гораздо меньше, чем в жидких окислителях: в атмосферном воздухе заключается 23 % по весу кислорода, в то время как в перекиси водорода свободного кислорода имеется 47 %, в азотной кислоте — 64 %, в жидком кислороде — 100 %. Вследствие этого весовое количество жидкого окислителя, расходуемого для сжигания 1 кг горючего, меньше, и количество образующихся продуктов сгорания также значительно меньше: таким образом, одинаковое количество тепла при жидких окислителях идет на нагревание меньшего количества продуктов сгорания. При сжигании 1 кг керосина с коэффициентом избытка окислителя $\alpha=1$ расходуется атмосферного воздуха 14,8 кг, перекиси водорода 7,4 кг, азотной кислоты 5,3 кг, жидкого кислорода 3,5 кг.

Более высокая температура горения вызывает сильную диссоциацию продуктов сгорания, которой в ЖРД уже нельзя пренебрегать.

Изучение процессов горения с жидкими окислителями проще проводить по химическим формулам, ведя расчет на сгорание одного моля горючего. По аналогии с процессами горения в атмосферном воздухе будем называть теоретически необходимым количеством окислителя такое число молей окислителя, которое необходимо для сжигания одного моля горючего при стехиометрическом соотношении между компонентами. Это число молей окислителя называется стехиометрическим коэффициентом (или соотношением) и обозначается через γ_0 . При этом коэффициент избытка окислителя $\alpha=1$.

Как уже было обусловлено выше, горючее обозначается условной общей формулой $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_p$, а окислитель — $\text{H}_i\text{N}_k\text{O}_v\text{C}_q$; процесс

горения можно представить протекающим по следующей схеме:



Стехиометрический коэффициент x_0 определится, если явно выразить правую часть уравнения сгорания. Для этого схему процесса горения упрощенно можно представить таким образом: горючее и окислитель сначала разлагаются на составные элементы, а затем происходит их сгорание. При этом всегда можно подсчитать число атомов отдельных элементов, находящихся в смеси перед горением.

Углерода содержится в горючем n , а в окислителе x_0q , всего $n+x_0q$ атомов.

Водорода содержится в горючем m , а в окислителе x_0t , всего $m+x_0t$ атомов.

Кислорода содержится в горючем p , а в окислителе x_0v , всего $p+x_0v$ атомов.

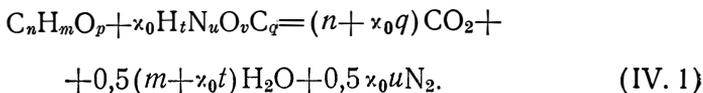
Азота в горючем нет, а в окислителе содержится x_0u , всего x_0u атомов.

Горение углерода происходит по формуле $C+O_2=CO_2$.

Следовательно, при сгорании всего углерода будет израсходовано $2(n+x_0q)$ атомов кислорода и будет получено $n+x_0q$ молей углекислоты.

Горение водорода происходит по формуле $H_2+0,5O_2=H_2O$, откуда получается, что при сгорании всего водорода будет израсходовано $0,5(m+x_0t)$ атомов кислорода и будет получено $0,5(m+x_0t)$ молей водяного пара. Азот в горении не участвует и его в продуктах сгорания будет x_0u атомов или $0,5x_0u$ молей.

Таким образом, уравнение реакции полного горения при $\alpha=1$ может быть написано следующим образом:



В дальнейшем приняты следующие обозначения:

$$M_{CO_2} = n+x_0q; \quad M_{H_2O} = 0,5(m+x_0t); \quad M_{N_2} = 0,5x_0u.$$

Значение x_0 определяется из тех соображений, что число атомов кислорода до сгорания и после сгорания должно быть одним и тем же. Следовательно,

$$p+x_0v = 2(n+x_0q) + 0,5(m+x_0t).$$

Решение этого уравнения относительно x_0 дает

$$x_0 = \frac{2n+0,5m-p}{v-2q-0,5t} \text{ моль/моль.} \quad (IV. 2)$$

Значение x_0 можно определить и не составляя уравнения, предшествующего формуле (IV. 2). Действительно, для окисления 1 моля горючего необходимо следующее число атомов кислорода: на n атомов углерода — $2n$ атомов, на t атомов водорода — $0,5 t$ атомов, а так как уже в горючем имеется p атомов, то от окислителя необходимо получить $2n + 0,5 t - p$ атомов кислорода. В одном моле окислителя имеется всего v атомов кислорода, но на горение углерода, находящегося в окислителе, необходимо израсходовать $2q$ атомов и на горение водорода $0,5t$ атомов, следовательно, в 1 моле окислителя свободного кислорода остается лишь $v - 2q - 0,5t$ атомов. Таким образом, на 1 моль горючего необходимо израсходовать число молей окислителя, равное

$$x_0 = \frac{2n + 0,5t - p}{v - 2q - 0,5t} \text{ моль/моль.}$$

В этой формуле числитель представляет собой число атомов кислорода, необходимое для окисления 1 моля горючего, а знаменатель — число атомов кислорода, которое может быть получено для этой цели из 1 моля окислителя.

Формула (IV. 2) дает молярный стехиометрический коэффициент независимо от концентраций окислителя и горючего.

При 100 %-ной концентрации обоих компонентов весовой стехиометрический коэффициент определится по формуле

$$x'_0 = x_0 \frac{\mu_0}{\mu_r} \text{ кг/кг,} \quad (\text{IV. 3})$$

а объемный стехиометрический коэффициент будет равен

$$x''_0 = x'_0 \frac{\gamma_r}{\gamma_0} = x_0 \frac{\mu_0}{\mu_r} \frac{\gamma_r}{\gamma_0} \text{ л/л.} \quad (\text{IV. 4})$$

Если концентрации компонентов меньше 100 % и равны для горючего σ_r %, а для окислителя σ_0 %, то условные химические формулы будут иметь вид:

для горючего — $C_n H_m O_p \cdot m_r H_2O$ и
 для окислителя — $H_t N_u O_v C_q \cdot m_o H_2O$,

где

$$m_r = \frac{\mu_r (100 - \sigma_r)}{18\sigma_r} \quad \text{и} \quad m_o = \frac{\mu_o (100 - \sigma_o)}{18\sigma_o}.$$

В данном случае для определения весового стехиометрического коэффициента в формулу (IV. 3) вместо молекулярных весов μ_r и μ_o следует подставлять веса молей компонентов с учетом содержания в них воды (гл. IV, § 2 и 4), а именно:

$$\mu'_r = \frac{100\mu_r}{\sigma_r} \quad \text{и} \quad \mu'_o = \frac{100\mu_o}{\sigma_o}.$$

После этой подстановки формула (IV. 3) получает следующий вид:

$$x'_0 = \frac{\mu_0}{\mu_r} \frac{\sigma_r}{\sigma_0} x_0 \quad \text{кг/кг.} \quad (\text{IV. 5})$$

Соответственно изменится и формула для объемного стехиометрического коэффициента:

$$x_0'' = \frac{\mu_0}{\mu_r} \frac{\sigma_r}{\sigma_0} \frac{\gamma_r}{\gamma_0} x_0 \quad \text{л/л.} \quad (\text{IV. 6})$$

Если окислитель и горючее заданы не химическими формулами, а элементарным весовым составом, то сначала определяется весовой стехиометрический коэффициент. Пусть горючее имеет весовой состав $C_r\%$, $H_r\%$ и $O_r\%$, а окислитель — $H_0\%$, $N_0\%$, $C_0\%$ и $O_0\%$, причем в этот состав включена и вода, если концентрации компонентов меньше 100%. Тогда для сжигания

1 кг горючего потребуется $\frac{8}{3} C_r + 8H_r - O_r$ кг кислорода, а в 1 кг

окислителя имеется свободного кислорода $O_0 - \frac{8}{3} C_0 - 8H_0$ кг.

Следовательно, весовой стехиометрический коэффициент будет определяться формулой:

$$x'_0 = \frac{\frac{8}{3} C_r + 8H_r - O_r}{O_0 - \frac{8}{3} C_0 - 8H_0} \quad \text{кг/кг.} \quad (\text{IV. 7})$$

Отсюда, используя формулу (IV. 5), находим значение молярного стехиометрического коэффициента

$$x_0 = x'_0 \frac{\mu_r}{\mu_0} \frac{\sigma_0}{\sigma_r} \quad \text{моль/моль.} \quad (\text{IV. 8})$$

В табл. 20 даны значения x_0 моль/моль; x'_0 кг/кг и x_0'' л/л для некоторых топлив.

На фиг. 33 в зависимости от элементарного состава горючего даны значения x'_0 для углеводов и азотной кислоты разной концентрации.

На фиг. 34 даны значения x'_0 для этилового и метилового спиртов с концентрацией 60—100% и перекиси водорода с концентрацией 70—90%.

Пример 5. Определить теоретический расход окислителя для топлива — толуол C_7H_8 + азотная кислота HNO_3 . Концентрация

Таблица 20

Горючее	Окислитель	Стехиометрический коэффициент		
		x_0	x'_0	x''_0
Водород	Кислород (жидкий)	0,50	8,00	0,50
Метан	„ „	2,00	4,00	1,48
Керосин, $\gamma=0,82$ кг/л	„ „	10,62	3,40	2,45
„ „ 0,84 „	„ „	10,57	3,38	2,49
„ „ 0,82 „	Азотн. кислота 98%-ная	8,49	5,46	2,95
„ „ 0,84 „	„ „ „	8,46	5,44	3,00
Газойль, $\gamma=0,86$ кг/л	„ „ „	8,42	5,41	3,06
„ „ 0,88 „	„ „ „	8,38	5,38	3,12
Этил. спирт 100%-ный	Перекись водорода 100%-ная	6,00	4,43	2,51
„ „ 100% „	„ „ 80% „	6,00	5,54	3,16
„ „ 90% „	„ „ 80% „	6,00	4,99	3,03
„ „ 90% „	Кислород жидкий	3,00	1,88	1,37
„ „ 80% „	„ „	3,00	1,67	1,26
Метил. спирт 100%-ный	Перекись водорода 80%-ная	3,00	3,98	2,36
„ „ 90% „	„ „ 80% „	3,00	3,59	2,20
„ „ 80% „	„ „ 80% „	3,00	3,19	1,79

азотной кислоты — 100% и 90%. Концентрация толуола — 100%. Молярный стехиометрический коэффициент реакции

$$x_0 = \frac{2n + 0,5m - p}{v - 2q - 0,5t} = \frac{2 \cdot 7 + 0,5 \cdot 8}{3 - 0,5 \cdot 1} = 7,2 \text{ моль/моль.}$$

Весовой стехиометрический коэффициент при $\sigma_0=100\%$

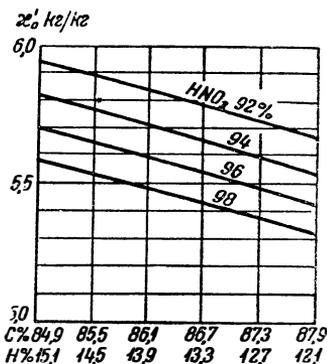
$$x'_0 = x_0 \frac{\mu_0}{\mu_r} = 7,2 \frac{63}{92} = 4,93 \text{ кг/кг.}$$

Для 90%-ной азотной кислоты при том же самом молярном коэффициенте $x_0=7,2$ моль/моль весовой коэффициент

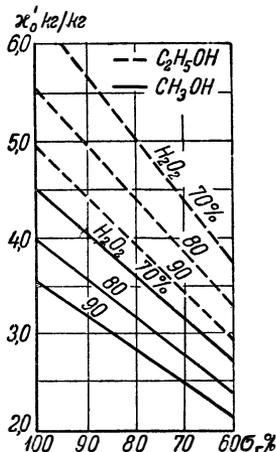
$$x'_0 = x_0 \frac{\mu_0}{\mu_r} \frac{\sigma_r}{\sigma_0} = 7,2 \frac{63}{92} \frac{100}{90} = 5,48 \text{ кг/кг.}$$

Пример 6. Определить количество тетранитрометана $C(NO_2)_4$, необходимое для горения керосина при $\alpha=0,9$. Весовой состав керосина

$$C_r=86,4\%, H_r=13,6\%.$$

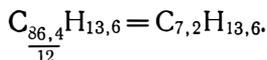


Фиг. 33. Весовой стехиометрический коэффициент для углеводородов разного элементарного состава и азотной кислоты разной концентрации.



Фиг. 34. Весовой стехиометрический коэффициент для этилового и метилового спиртов и перекиси водорода при различных концентрациях горячего и окислителя.

Условная формула керосина будет иметь вид:



Найдем молярный стехиометрический коэффициент

$$x_0 = \frac{2n+0,5m-p}{v-2q-0,5t} = \frac{2 \cdot 7,2 + 0,5 \cdot 13,6}{8 - 2 \cdot 1} = 3,537 \text{ моль/моль.}$$

Весовой коэффициент при $\alpha=1$ будет равен

$$x'_0 = x_0 \frac{\mu_o}{\mu_r} = 3,537 \frac{196}{100} = 6,933 \text{ кг/кг.}$$

При $\alpha=0,9$ получаем

$$\alpha x_0 = 0,9 \cdot 3,537 = 3,183 \text{ моль/моль,}$$

$$\alpha x'_0 = 0,9 \cdot 6,933 = 6,240 \text{ кг/кг.}$$

Те же результаты можно получить и другим путем.

Подсчитаем весовой элементарный состав тетранитрометана

$$C_o = \frac{12}{196} \cdot 100 = 6,12\%, \quad N_o = \frac{4 \cdot 14}{196} \cdot 100 = 28,58\%,$$

$$O_o = \frac{8 \cdot 16}{196} \cdot 100 = 65,30\%.$$

Теперь можно найти весовой расход окислителя при $\alpha=0,9$; получаем

$$\alpha x'_0 = \alpha \frac{\frac{8}{3} C_r + 8N_r - O_r}{O_o - \frac{8}{3} C_o - 8N_o} = 0,9 \frac{\frac{8}{3} \cdot 86,4 + 8 \cdot 13,6}{65,30 - \frac{8}{3} \cdot 6,12} = 6,240 \text{ кг/кг.}$$

Молярное соотношение

$$\alpha x_0 = \alpha x'_0 \frac{\mu_r}{\mu_o} = \frac{6,240 \cdot 100}{196} = 3,183 \text{ моль/моль.}$$

Пример 7. Горючее представляет собой смесь 60 % метилового спирта, 20 % этилового спирта и 20 % воды; окислитель — 80 %-ная перекись водорода. Определить теоретически необходимое количество окислителя.

Для проведения расчета поступаем следующим образом. Рассматриваем горючее без учета воды в нем, тогда смесь спиртов можно рассчитывать как раствор метилового спирта в этиловом спирте и применить формулу (III. 2).

На 3 весовые части CH_3OH приходится 1 весовая часть C_2H_5OH , т. е. имеется как бы метиловый спирт 75 %-ной концентрации. Следовательно,

$$m = \frac{32 \cdot 25}{46 \cdot 75} = 0,232.$$

Формула спиртовой смеси будет $CH_3OH \cdot 0,232C_2H_5OH$; в этой смеси имеется

$$1 + 0,232 \cdot 2 = 1,464 \text{ атомов углерода,}$$

$$4 + 0,232 \cdot 6 = 5,392 \text{ атомов водорода,}$$

$$1 + 0,232 \cdot 1 = 1,232 \text{ атомов кислорода.}$$

Всего смеси будет 1,232 моля. При пересчете на 1 моль получается формула безводной смеси спиртов $C_{1,19}H_{4,38}O$ с молекулярным весом $1,19 \cdot 12 + 4,38 \cdot 1 + 1 \cdot 16 = 34,66$.

В этой смеси по весу содержится 20 % воды, т. е.

$$m_r = \frac{34,66 \cdot 0,2}{18 \cdot 0,8} = 0,482.$$

Таким образом, формула горючего с учетом присутствия воды принимает вид



Для 80%-ной перекиси водорода уже применялась формула $H_2O_2 \cdot 0,472H_2O$.

Количество окислителя, необходимое для сгорания 1 моля горючего, будет равно

$$x_0 = \frac{2 \cdot 1,19 + 0,5 \cdot 4,38 - 1}{2 - 0,5 \cdot 2} = 3,57 \text{ моль/моль.}$$

Весовое соотношение по формуле (IV. 5) равно

$$x'_0 = 3,57 \frac{34}{34,66} \frac{80}{80} = 3,50 \text{ кг/кг.}$$

§ 2. Весовой и объемный составы топлива

В летательном аппарате с ЖРД вопрос о запасе топлива и размещении его имеет особо важное значение вследствие больших расходов топлива. Размеры баков для горючего и окислителя могут быть определены только в том случае, если известны удельные веса горючего и окислителя и их весовые количества. Чем тяжелее топливо при одной и той же теплотворной способности, тем меньший объем оно займет на летательном аппарате. Из данных, приведенных в главе III, известно, что сжиженные газы (H_2O_2 , CH_4) имеют очень малый удельный вес и это является их недостатком.

Таким образом, удельный вес горючего и окислителя имеет большое практическое значение как при выборе наиболее выгодного топлива для данных условий полета, так и при определении емкости баков.

Проведем необходимые подсчеты при выбранном α . Пусть молекулярные веса применяемых горючего и окислителя будут μ_r и μ_o , а их удельные веса γ_r и γ_o кг/л.

Для выбранного топлива можно определить молярный стехиометрический коэффициент x_0 моль/моль и весовое соотношение x'_0 кг/кг. Если известно только x_0 , то на каждый моль горючего весом μ_r кг расходуется $\alpha x_0 \mu_o$ кг окислителя. Таким образом, вес топлива, приходящийся на 1 моль горючего, равен $\mu_r + \alpha x_0 \mu_o$. Весовой состав топлива будет таким:

$$g_r = \frac{\mu_r}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o} \quad \text{и} \quad g_o = \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o}. \quad (\text{IV. 9})$$

Теперь можно сказать, что в 1 кг топлива находится g_r кг горючего и g_o кг окислителя, а так как удельные веса обоих компонентов известны, то сразу же определяются объемы компонентов топлива $v_r = g_r / \gamma_r$ л/кг и $v_o = g_o / \gamma_o$ л/кг.

Общий объем, занимаемый 1 кг топлива, т. е. удельный объем топлива в целом

$$v = v_r + v_o = \frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o} \text{ л/кг.} \quad (\text{IV. 10})$$

Удельный вес топлива можно определить по удельному объему

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{1}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} = \frac{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o}{\frac{\mu_r}{\gamma_r} + \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\gamma_o}} \text{ кг/л.} \quad (\text{IV. 11})$$

Объемный состав топлива определяется по отношению объемов, т. е.

$$r_r = \frac{v_r}{v} = \frac{\frac{g_r}{\gamma_r}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}},$$

$$r_o = \frac{v_o}{v} = \frac{\frac{g_o}{\gamma_o}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}}. \quad (\text{IV. 12})$$

Следовательно, в 1 л топлива имеется горючего r_r , а окислителя — r_o л.

При замене в формулах (IV. 12) значений g_r и g_o , взятых из (IV. 9), получим

$$r_r = \frac{\frac{\mu_r}{\gamma_r}}{\frac{\mu_r}{\gamma_r} + \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\gamma_o}}$$

и

$$r_o = \frac{\frac{\alpha x_0 \mu_o}{\gamma_o}}{\frac{\mu_r}{\gamma_r} + \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\gamma_o}}. \quad (\text{IV. 13})$$

Если известен весовой стехиометрический коэффициент x_0' , то весовой состав будет выражаться формулами

$$\left. \begin{aligned} g_r &= \frac{1}{1 + \alpha x_0'} \\ g_o &= \frac{\alpha x_0'}{1 + \alpha x_0'} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV. 14})$$

Объем 1 кг топлива попрежнему будет

$$\begin{aligned} v &= \frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o} = \frac{1}{\gamma_r(1+\alpha x'_o)} + \frac{\alpha x'_o}{\gamma_o(1+\alpha x'_o)} = \\ &= \frac{1}{1+\alpha x'_o} \left(\frac{1}{\gamma_r} + \frac{\alpha x'_o}{\gamma_o} \right) \text{ л/кг,} \end{aligned} \quad (\text{IV. 15})$$

откуда удельный вес топлива

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{1+\alpha x'_o}{\frac{1}{\gamma_r} + \frac{\alpha x'_o}{\gamma_o}} \text{ кг/л.} \quad (\text{IV. 16})$$

Объемный состав топлива будет выражаться формулами

$$\left. \begin{aligned} r_r &= g_r \frac{\gamma}{\gamma_r} = \frac{1}{1+\alpha x'_o} \frac{\gamma_r}{\gamma_o} \\ r_o &= g_o \frac{\gamma}{\gamma_o} = \frac{\alpha x'_o}{\frac{\gamma_o}{\gamma_r} + \alpha x'_o} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV. 17})$$

Если горючее и окислитель имеют концентрацию меньше 100%, то необходимо учитывать наличие в них воды.

Пусть горючее имеет концентрацию σ'_r %, а окислитель σ_o %, тогда (глава III)

$$m_r = \frac{\mu_r(100 - \sigma_r)}{18\sigma_r} \quad \text{и} \quad m_o = \frac{\mu_o(100 - \sigma_o)}{18\sigma_o}$$

и формулы компонентов будут иметь вид: для горючего — $C_n H_m O_p \cdot m_r H_2O$; для окислителя — $H_t N_u O_v C_q \cdot m_o H_2O$.

При расчете на 1 моль горючего веса компонентов будут следующие:

горючего

$$\frac{100 \mu_r}{\sigma_r} \text{ кг}$$

и окислителя

$$\frac{100 \alpha x'_o \mu_o}{\sigma_o} \text{ кг.}$$

Общий вес будет равен

$$100 \left(\frac{\mu_r}{\sigma_r} + \frac{\alpha x'_o \mu_o}{\sigma_o} \right) \text{ кг,}$$

и весовой состав будет выражаться формулами

$$\begin{aligned}
 g_r &= \frac{\frac{\mu_r}{\sigma_r}}{\frac{\mu_r}{\sigma_r} + \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\sigma_o}} = \frac{\mu_r \sigma_o}{\mu_r \sigma_o + \alpha x_0 \mu_o \sigma_r} \\
 g_o &= \frac{\frac{\alpha x_0 \mu_o}{\sigma_o}}{\frac{\mu_r}{\sigma_r} + \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\sigma_o}} = \frac{\alpha x_0 \mu_o \sigma_r}{\mu_r \sigma_o + \alpha x_0 \mu_o \sigma_r}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} g_r \\ g_o \end{aligned}} \right\} \text{(IV. 18)}$$

Если удельные веса компонентов при данных концентрациях известны, то

$$v = \frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o} \text{ л/кг}$$

и

$$\gamma = \frac{1}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} \text{ кг/л,}$$

а объемный состав топлива определяется по формулам

$$\begin{aligned}
 r_r &= \frac{\frac{g_r}{\gamma_r}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} \\
 r_o &= \frac{\frac{g_o}{\gamma_o}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} r_r \\ r_o \end{aligned}} \right\} \text{(IV. 19)}$$

Пример 8. Топливо состоит из толуола C_7H_8 и азотной кислоты HNO_3 . Определить весовой и объемный состав топлива при $\alpha=1,00$; 0,85 и 0,70. Дано: $\gamma_r=0,876 \text{ кг/л}$, $\gamma_o=1,52 \text{ кг/л}$, $\mu_r=92$ и $\mu_o=63$.

Для данного топлива молярный стехиометрический коэффициент $x_0=7,2 \text{ моль/моль}$ (см. пример 5). Весовой состав топлива выражается формулами (IV. 9), из которых после подстановки заданных величин получаем

$$g_r = \frac{92}{92 + 7,2 \cdot 63\alpha} = \frac{1}{1 + 5,93\alpha}$$

и

$$g_o = \frac{7,2 \cdot 63\alpha}{92 + 7,2 \cdot 63\alpha} = \frac{5,93\alpha}{1 + 5,93\alpha}$$

Подсчет для разных α дает:

α	1,00	0,85	0,70
g_r	0,144	0,166	0,194
g_o	0,856	0,834	0,806

Удельный объем и удельный вес топлива будут равны

$$v = \frac{g_r}{0,876} + \frac{g_o}{1,52} \text{ л/кг}$$

и

$$\gamma = \frac{1}{v} \text{ кг/л.}$$

Числовой подсчет дает:

α	1,00	0,85	0,70
$v \text{ л/кг}$	0,728	0,739	0,752
$\gamma \text{ кг/л}$	1,373	1,353	1,330

С уменьшением α удельный вес топлива уменьшается, так как уменьшается весовое количество более тяжелого компонента.

Объемный состав топлива определяется по формулам

$$r_r = \frac{\frac{g_r}{\gamma_r}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} = g_r \frac{\gamma}{\gamma_r}; \quad r_o = \frac{\frac{g_o}{\gamma_o}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} = g_o \frac{\gamma}{\gamma_o}.$$

После подстановки найденных выше значений g_r и g_o и известных γ_r и γ_o получается

α	1,00	0,85	0,70
r_r	0,227	0,259	0,295
r_o	0,773	0,741	0,705

Наконец, вычисления показывают, что весовой расход окислителя x_0' на 1 кг горючего и объемный расход x_0'' на 1 л горючего при разных α составляют

α	1,00	0,85	0,70
$x_0' \text{ кг/кг}$	5,93	5,08	4,15
$x_0'' \text{ л/л}$	3,41	2,86	2,41

Пример 9. Определить весовые и объемные соотношения количеств компонентов при $\alpha=1$ для топлива, состоящего из этилового спирта и 80%-ной перекиси водорода; этиловый спирт имеет концентрацию 100, 80 и 60%, причем $\gamma_{\Gamma}^{100}=0,789$ кг/л, $\gamma_{\Gamma}^{80}=0,844$ кг/л и $\gamma_{\Gamma}^{60}=0,891$ кг/л, $\gamma_{\text{O}}=1,38$ кг/л.

Независимо от концентраций этилового спирта и перекиси $x_0 = 6$ моль/моль.

Весовой состав будет следующий:

$$g_{\Gamma} = \frac{18,04}{18,04 + \sigma_{\Gamma}}; \quad g_{\text{O}} = \frac{\sigma_{\Gamma}}{18,04 + \sigma_{\Gamma}}.$$

Подставляя заданные значения σ_{Γ} , находим

σ_{Γ} %	100	80	60
g_{Γ}	0,153	0,184	0,231
g_{O}	0,847	0,816	0,769

Удельный вес и удельный объем будут равны

σ_{Γ} %	100	80	60
v л/кг	0,808	0,809	0,815
γ кг/л	1,237	1,236	1,227

Подсчет объемного состава дает:

σ_{Γ} %	100	80	60
r_{Γ}	0,235	0,269	0,317
r_{O}	0,765	0,731	0,683

Выпишем, наконец, значения стехиометрических коэффициентов для заданного топлива:

σ_{Γ} %	100	80	60
x_0 моль/моль	6	6	6
x'_0 кг/кг	5,54	4,43	3,32
x''_0 л/л	3,16	2,70	2,14

Рассматривая приведенные примеры, можно заключить, что во всех случаях расход окислителя и по весу и по объему в 2—4 раза больше расхода горючего.

В табл. 21 даны значения удельных объемов и удельных весов для разных топлив при $\alpha=1$. Из таблицы видно, что сжиженные газы дают топливо с малым удельным весом и это является их большим недостатком, так как для содержания их на летательном аппарате требуются баки большей емкости.

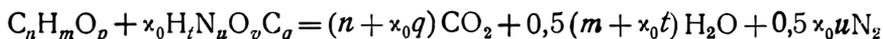
Т а б л и ц а 21

Топливо	v л/кг	γ кг/л	Топливо	v л/кг	γ кг/л
$H_2+0,5O_2$	2,358	0,424	$C_{7,1}H_{15}+10,85O_2$	0,959	1,042
$H_2+0,4HNO_3$	1,645	0,608	$C_{7,1}H_{15}+8,68HNO_3$	0,74	1,351
$H_2+H_2O_2$	1,430	0,699	$C_{7,1}H_{15}+3,61C(NO_2)_4$	0,678	1,474
CH_4+2O_2	1,196	0,836	$C_2H_5OH+3O_2$	1,02	0,985
$CH_4+1,6HNO_3$	0,89	1,113	$C_2H_5OH+6H_2O_2$	0,794	1,26
$CH_4+4H_2O_2$	0,807	1,154			

§ 3. Теоретический состав продуктов сгорания

При полном сгорании горючего и при $\alpha=1$ продукты сгорания состоят только из CO_2 , H_2O и N_2 . При наличии в окислителе или горючем других элементов возможно появление в продуктах сгорания и других веществ.

Из общей формулы горения



видно, что в продуктах сгорания 1 моля горючего находится

$$M_{CO_2} = n + x_0q \text{ молей углекислого газа,}$$

$$M_{H_2O} = 0,5(m + x_0t) \text{ молей воды и}$$

$$M_{N_2} = 0,5x_0u \text{ молей азота.}$$

Таким образом, общее число молей продуктов полного сгорания $M_0 = M_{CO_2} + M_{H_2O} + M_{N_2} = n + 0,5m + x_0(q + 0,5t + 0,5u)$. (IV. 20)

При этом объемный состав продуктов сгорания будет следующим:

$$r_{CO_2} = \frac{M_{CO_2}}{M_0}; \quad r_{H_2O} = \frac{M_{H_2O}}{M_0}; \quad r_{N_2} = \frac{M_{N_2}}{M_0}.$$

Весовой состав продуктов сгорания находится из следующих данных:

Вес всей углекислоты $G_{CO_2} = 44M_{CO_2}$ кг

Вес всего водяного пара $G_{H_2O} = 18M_{H_2O}$ "

Вес всего азота $G_{N_2} = 28M_{N_2}$ "

Следовательно, вес всех продуктов сгорания, получающихся при сгорании 1 *моля* горючего

$$\left. \begin{aligned} G_{\text{пр.сг}} &= 44M_{\text{CO}_2} + 18M_{\text{H}_2\text{O}} + 28M_{\text{N}_2} \\ \text{или} \quad G_{\text{пр.сг}} &= \mu_{\text{Г}} + \alpha x_0 \mu_0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.21})$$

Весовой состав находится путем деления весов отдельных составляющих продуктов сгорания на вес всех продуктов сгорания; таким образом, получается

$$\left. \begin{aligned} g_{\text{CO}_2} &= \frac{44M_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{Г}} + \alpha x_0 \mu_0}; \\ g_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{18M_{\text{H}_2\text{O}}}{\mu_{\text{Г}} + \alpha x_0 \mu_0}; \\ g_{\text{N}_2} &= \frac{28M_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{Г}} + \alpha x_0 \mu_0}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.22})$$

Средний молекулярный вес продуктов сгорания будет равен

$$\mu = \frac{44M_{\text{CO}_2} + 18M_{\text{H}_2\text{O}} + 28M_{\text{N}_2}}{M_0}. \quad (\text{IV.23})$$

Приведенный к нормальным условиям объем продуктов сгорания, получающихся при сгорании 1 *моля* горючего,

$$V_{\mu} = 22,4M_0 \text{ м}^3. \quad (\text{IV.24})$$

Следовательно, при сгорании 1 *кг* топлива объем продуктов сгорания будет равен

$$v_{\text{пр.сг}} = \frac{V_{\mu}}{\mu_{\text{Г}} + \alpha x_0 \mu_0} \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (\text{IV.25})$$

Таким образом, $v_{\text{пр.сг}}$ является удельным объемом продуктов сгорания при нормальных физических условиях. Уравнение состояния, написанное для 1 *кг* продуктов сгорания, будет иметь вид

$$p v_{\text{пр.сг}} = RT.$$

Газовую постоянную продуктов сгорания можно определить или из обычного соотношения

$$R = \frac{848}{\mu}$$

или из уравнения состояния

$$R = \frac{p v_{\text{пр.сг}}}{T}.$$

Так как последнее уравнение написано для нормальных физических условий, то $p=10\,330 \text{ кг/м}^2$ и $T=273^\circ \text{ абс.}$, следовательно,

$$R = \frac{10\,330 v_{\text{пр.сг}}}{273} = 37,8 v_{\text{пр.сг}} \quad (\text{IV.26})$$

Для характеристики топлива имеет значение не только объем продуктов сгорания, получающийся при сгорании 1 кг топлива, но и объем газов, приходящийся на 1 л топлива.

Обозначим этот объем через $v'_{\text{пр.сг}} \text{ м}^3/\text{л}$. Если удельный вес топлива $\gamma \text{ кг/л}$, то зависимость между $v_{\text{пр.сг}}$ и $v'_{\text{пр.сг}}$ выразится формулой

$$v'_{\text{пр.сг}} = v_{\text{пр.сг}} \gamma \text{ м}^3/\text{л}.$$

Если горючее и окислитель заданы весовым элементарным составом: (C_r %, H_r % и O_r % для горючего и H_o^0 %, N_o^0 %, O_o^0 % и C_o^0 % для окислителя), то весовой состав продуктов сгорания находится по весовым соотношениям.

При сгорании 1 кг горючего в продуктах сгорания будет находиться

$$\text{углекислого газа } G_{\text{CO}_2} = 0,01 (C_r + \alpha x'_0 C_o) \frac{11}{3} \text{ кг};$$

$$\text{паров воды } G_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01 (H_r + \alpha x'_0 H_o) 9 \text{ кг},$$

$$\text{азота } G_{\text{N}_2} = 0,01 \alpha x'_0 N_o \text{ кг}.$$

В этих формулах коэффициенты $11/3$ и 9 определяют весовые отношения в процессе горения по формулам $C + O_2 = CO_2$ и $2H_2 + O_2 = 2H_2O$.

Следовательно, общий вес продуктов сгорания, приходящийся на 1 кг горючего

$$G_{\text{пр.сг}} = 0,01 \left[\frac{11}{3} (C_r + \alpha x'_0 C_o) + 9 (H_r + \alpha x'_0 H_o) + \alpha x'_0 N_o \right] \text{ кг/кг}$$

или

$$G_{\text{пр.сг}} = 1 + \alpha x'_0.$$

Отсюда обычным путем определяется весовой состав продуктов сгорания.

Для нахождения объемного состава продуктов сгорания необходимо определить объемы отдельных газов при нормальных физических условиях

$$V_{\text{CO}_2} = \frac{G_{\text{CO}_2}}{\gamma_{\text{CO}_2}}; \quad V_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{G_{\text{H}_2\text{O}}}{\gamma_{\text{H}_2\text{O}}}; \quad V_{\text{N}_2} = \frac{G_{\text{N}_2}}{\gamma_{\text{N}_2}}.$$

Общий объем продуктов сгорания

$$V_{\text{пр.сг}} = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{H}_2\text{O}} + V_{\text{N}_2}.$$

По этим данным определяется объемный состав продуктов сгорания.

Газовая постоянная продуктов сгорания находится по формуле

$$R = g_{\text{CO}_2} R_{\text{CO}_2} + g_{\text{H}_2\text{O}} R_{\text{H}_2\text{O}} + g_{\text{N}_2} R_{\text{N}_2},$$

где g_{CO_2} , $g_{\text{H}_2\text{O}}$ и g_{N_2} — весовые доли соответствующих газов в продуктах сгорания.

В табл. 22 приведены результаты подсчетов γ , R , $v_{\text{пр.г}}$ и $v'_{\text{пр.г}}$ для продуктов сгорания некоторых топлив при $\alpha = 1$.

Т а б л и ц а 22

Топливо	γ кг/л	R	$v_{\text{пр.г}}$ м ³ /кг	$v'_{\text{пр.г}}$ м ³ /л
$\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2$	0,424	47,1	1,244	0,527
$\text{H}_2 + 0,4\text{HNO}_3$	0,608	43,6	1,153	0,701
$\text{H}_2 + \text{H}_2\text{O}_2$	0,699	47,1	1,244	0,870
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	0,836	31,8	0,84	0,702
$\text{CH}_4 + 1,6\text{HNO}_3$	1,113	33,3	0,882	0,982
$\text{CH}_4 + 4\text{H}_2\text{O}_2$	1,154	39,0	1,032	1,191
$\text{C}_{7,1}\text{H}_{15} + 10,85\text{O}_2$	1,042	27,6	0,731	0,762
$\text{C}_{7,1}\text{H}_{15} + 8,68\text{HNO}_3$	1,351	30,4	0,805	1,088
$\text{C}_{7,1}\text{H}_{15} + 3,61\text{C}(\text{NO}_2)_4$	1,474	26,6	0,705	1,039
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + 3\text{O}_2$	0,985	29,8	0,789	0,776
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + 6\text{H}_2\text{O}_2$	1,26	37,2	0,985	1,24

В этой таблице обращает на себя внимание то обстоятельство, что сжиженные газы при сгорании дают значительно меньший по сравнению с другими горючими объем продуктов сгорания на 1 л топлива. Это объясняется их малым удельным весом.

В табл. 23 даны молярный, весовой и объемный составы продуктов сгорания для некоторых топлив.

В действительности сжигание горючего в жидком окислителе производится при $\alpha < 1$, так как эксперименты показали, что именно при таком условии получается максимум удельной тяги.

Горение топлива при $\alpha < 1$ до сих пор детально не исследовано. Опыт показывает, что в этом случае в продуктах сгорания обнаруживаются следы H_2 , O_2 и других газов и, следовательно, состав продуктов сгорания оказывается значительно сложнее, чем в рассмотренном выше теоретическом случае.

Т а б л и ц а 23

Топливо	Молярный состав			Весовой состав в %			Объемный состав в %		
	CO ₂	H ₂ O	N ₂	CO ₂	H ₂ O	N ₂	CO ₂	H ₂ O	N ₂
H ₂ +0,5O ₂	—	1	—	—	100	—	—	100	—
H ₂ +H ₂ O ₂	—	2	—	—	100	—	—	100	—
CH ₄ +2O ₂	1	2	—	55,0	45,0	—	33,3	66,7	—
CH ₄ +1,6HNO ₃	1	2,8	0,8	37,7	43,2	19,1	21,7	60,9	17,4
CH ₄ +4H ₂ O ₂	1	6	—	28,9	71,1	—	14,3	85,7	—
C _{7,1} H ₁₅ +10,85O ₂	7,1	7,5	—	69,8	30,2	—	48,6	51,4	—
C _{7,1} H ₁₅ +8,68HNO ₃	7,1	11,84	4,34	48,3	32,9	18,8	30,5	50,9	18,6
C _{7,1} H ₁₅ +3,61C(NO ₂) ₄	10,41	7,5	7,22	58,2	16,7	75,1	42,1	29,5	28,4
C ₂ H ₅ OH+3O ₂	2,0	3,0	—	62,0	32,0	—	40,0	60,0	—
C ₂ H ₅ OH+6H ₂ O ₂	2,0	9,0	—	35,2	64,8	—	18,2	81,8	—

§ 4. Теплотворная способность топлива

В действительности газы из реактивного сопла жидкостно-реактивных двигателей удаляются в атмосферу при высоких температурах, исключаяющих конденсацию водяного пара. Следовательно, при термохимических расчетах процессов в ЖРД удобнее пользоваться низшей теплотворной способностью.

Для горючих низшая теплотворная способность обычно известна; в дальнейшем низшая молярная теплотворная способность горючего будет обозначаться $H_{\mu\text{г}}$ ккал/моль. Если известна высшая теплотворная способность горючего $H_{\mu\text{г}}^{\text{в}}$ ккал/кг, то пересчет на низшую теплотворную способность не представляет затруднений. В самом деле, из формулы горючего $C_nH_mO_p$ и уравнения реакции окисления водорода ($H_2+0,5O_2=H_2O$) следует, что содержащиеся в горючем m атомов водорода при сгорании образуют $0,5m$ молей или $0,5m \cdot 18=9m$ кг водяного пара. Если принять скрытую теплоту испарения водяного пара равной 586 ккал/кг, то можно найти, что на испарение всего пара, получающегося при сжигании 1 моля горючего, необходимо затратить $586 \cdot 9m=5300m$ ккал; следовательно, низшая теплотворная способность может быть определена по формуле

$$H_{\mu\text{г}} = H_{\mu\text{г}}^{\text{в}} - 5300m \text{ ккал/моль.}$$

В табл. 24 приведены значения теплотворной способности для некоторых горючих.

Для сжигания горючего необходимо выделить кислород, заключающийся в окислителе, а следовательно, окислитель должен

Т а б л и ц а 24

Горючее	$H_{\text{р,г}}^{\text{в}}$ ккал/моль	$H_{\text{р,г}}$ ккал/моль	$H_{\text{г}}$ ккал/кг
Водород	68 190	57 590	28 795
Метан	210 800	189 600	11 850
Бензол	783 400	751 600	9 640
Толуол	936 000	893 600	9 710
Скипидар	1 470 000	1 385 000	10 180
Этиловый спирт 100%-ный	328 000	296 200	6 440
То же, 95%-ный	—	—	6 000
Метиловый спирт	170 900	149 700	4 680
Бензин	—	—	10 400
Керосин	—	—	10 200—10 300
Нефть	—	—	10 200—10 000
Мазут	—	—	10 100

быть разложен на составляющие его элементы (С, Н, N, О). По закону Гесса на реакцию разложения надо затратить такое же количество тепла, какое было выделено при образовании окислителя. Горючие элементы окислителя сгорают, выделяя тепло, которое необходимо учесть. Это тепло при сгорании углерода составляет 96 720 ккал/моль, т. е.



и при сгорании водорода 57 590 ккал/моль, т. е. $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2 = \text{H}_2\text{O} + 57\,590 \text{ ккал/моль}$.

Теперь для окислителя можно найти величину, аналогичную теплотворной способности горючего; в дальнейшем она называется теплотворной способностью окислителя и обозначается $H_{\text{р,о}}$. Легко видеть, что

$$H_{\text{р,о}} = 57\,590 \cdot 0,5t + 96\,720q - H_{\text{об,р}} \text{ ккал/моль}. \quad (\text{IV. 27})$$

Теплотворная способность окислителя может иметь как отрицательное, так и положительное значение.

Для азотной кислоты $H_{\text{об,р}} = 41\,500 \text{ ккал/моль}$ и

$$H_{\text{р,о}} = 57\,590 \cdot 0,5 - 41\,500 = -12\,700 \text{ ккал/моль}.$$

Для перекиси водорода $H_{\text{об,р}} = 44\,500 \text{ ккал/моль}$, и

$$H_{\text{р,о}} = 57\,590 \cdot 0,5 \cdot 2 - 44\,500 = 13\,090 \text{ ккал/моль}.$$

Для тетранитрометана $H_{обр} = 4700$ ккал/моль и

$$H_{\mu 0} = 96\,720 \cdot 1 - 4700 = 92\,000 \text{ ккал/моль.}$$

Теплотворной способностью топлива называется количество тепла, выделяющееся при полном использовании одного из компонентов в процессе горения. Теплотворная способность топлива по расчету на 1 моль горючего при $\alpha \leq 1$ будет выражаться формулой

$$H_{\mu} = \alpha (H_{\mu r} + \chi_0 H_{\mu 0}) \text{ ккал/моль.} \quad (\text{IV. 28})$$

Если в качестве горючего или окислителя используются сжиженные газы, т. е. жидкости, температура кипения которых ниже условно принятой температуры начала реакции (15°C), то необходимо учесть тепло, расходуемое на испарение и нагрев до температуры 15°C ; следовательно,

$$H_{исп} = \mu [r + c_p (15 - t_{кип})] \text{ ккал/моль.} \quad (\text{IV. 29})$$

Приведем для некоторых сжиженных газов значения величин, входящих в формулу (IV. 29), а также значения $H_{исп}$.

Газ	μr ккал/моль	μc_p ккал/моль	$t_{кип}$ $^\circ \text{C}$	$H_{исп}$ ккал/моль
O_2	1630	7	-180	3030
H_2	220	6	-250	1810
CH_4	2210	8	-160	3650

При использовании веществ с концентрацией меньше 100% должна быть учтена теплота растворения и расход тепла на испарение лишнего количества воды.

Процесс растворения в большинстве случаев проходит экзотермически, т. е. с выделением тепла. Имея в виду закон Гесса, это тепло надо вычитать из теплотворной способности. Теплота растворения определяется по формуле

$$H_{раств} = \frac{Am}{a+m} \text{ ккал/моль,} \quad (\text{IV. 30})$$

где m — число молей воды, приходящееся на моль вещества, т. е.

$$m = \frac{\mu(100 - \sigma)}{18\sigma};$$

A и a — коэффициенты, постоянные для каждого вещества; для азотной кислоты, например, $A=8974$, $a=1,737$.

Весьма часто $H_{раств}$ отдельно не учитывается, а присоединяется к $H_{обр}$, т. е. для водных растворов $H_{обр}$ считается большей, чем

она есть на самом деле. Так, например, для 100%-ной HNO_3 $H_{\text{обр}}$ равна 41 500 ккал/моль, при подсчете же значений $H_{\text{обр}}$ с учетом $H_{\text{раств}}$ ($H_{\text{раств}}$ вычисляется по формуле IV.30) для HNO_3 разных концентраций получается:

σ %	100	95	90	85	80
$H_{\text{раств}}$	0	860	1640	2360	3010
$H_{\text{обр}} + H_{\text{раств}}$	41 500	42 360	43 140	43 860	44 510

Таким образом, для топлива, состоящего из σ'_r %-ного горючего и σ_o %-ного окислителя, получается следующая общая формула для определения теплотворной способности:

$$H_{\mu} = \alpha (H_{\mu r} + x_o H_{\mu o}) - 10\,600 (m_r + \alpha x_o m_o), \quad (\text{IV. 31})$$

где

$$m_r = \frac{\mu_r (100 - \sigma_r)}{18\sigma_r};$$

$$m_o = \frac{\mu_o (100 - \sigma_o)}{18\sigma_o}.$$

Формула (IV.31) применима при коэффициенте избытка окислителя $\alpha \leq 1$.

Весьма важными характеристиками топлива является теплотворная способность 1 кг и 1 л топлива, т. е. H_u ккал/кг и H_u' ккал/л. Переход от H_{μ} к H_u и H_u' выражается простыми формулами:

$$H_u = \frac{H_{\mu}}{\mu_r + \alpha x_o \mu_o}; \quad (\text{IV. 32})$$

$$H_u' = \gamma H_u. \quad (\text{IV. 33})$$

Если горючее и окислитель заданы элементарным составом, то для горючего обычно известна теплотворная способность 1 кг $H_{u r}$ ккал/кг, а для определения теплотворной способности окислителя получается формула

$$\left. \begin{aligned} H_{u o} &= 28\,800 \frac{H_o}{100} + 8060 \frac{C_o}{100} - \frac{H_{\text{обр}}}{\mu_o}, \\ \text{или} \\ H_{u o} &= 288H_o + 80,6C_o - \frac{H_{\text{обр}}}{\mu_o}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV. 34})$$

В табл. 25 приведены теплотворные способности спиртов в зависимости от их концентраций.

Т а б л и ц а 25

Концентрация в %	Этиловый спирт C_2H_5OH		Метиловый спирт CH_3OH	
	$H_{\mu T}$ ккал/моль	$H_{\mu T}$ ккал/кг	$H_{\mu T}$ ккал/моль	$H_{\mu T}$ ккал/кг
100	296 200	6440	149 700	4680
95	294 780	6080	148 710	4410
90	293 200	5740	147 620	4150
85	291 440	5380	146 390	3890
80	289 450	5030	145 010	3620
75	287 200	4680	143 440	3360
70	284 650	4330	141 660	3090
65	281 680	3980	139 600	2830
60	278 220	3630	137 200	2570
55	274 140	3280	134 350	2310
50	269 230	2930	130 940	2040

На фиг. 35 теплотворная способность спиртов в зависимости от их концентраций дана в виде графиков.

Пример 10. Определить теплотворную способность топлива, состоящего из толуола C_7H_8 и 100%-ной азотной кислоты HNO_3 .

Молярный стехиометрический коэффициент реакции равен $\alpha_0 = 7,2$ моль/моль.

Из табл. 24 находим $H_{\mu T} = 893\,600$ ккал/моль.

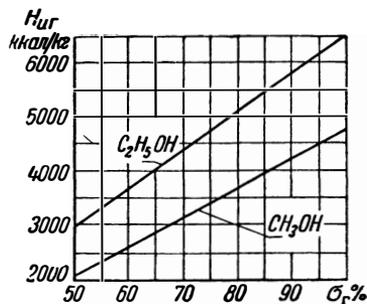
Теплотворную способность моля азотной кислоты можно взять из фиг. 26, она равна $H_{\mu,0} = -12\,635$ ккал/моль. Следовательно, теплотворная способность топлива

$$H_{\mu} = 893\,600 - 12\,635 \cdot 7,2 = 803\,300 \text{ ккал/моль.}$$

Для 1 кг топлива при $\mu_T = 92$ и $\mu_0 = 63$ получается

$$H_u = \frac{803\,300}{92 + 7,2 \cdot 63} = 1470 \text{ ккал/кг.}$$

Для определения H_u' надо определить удельный вес топлива, а следовательно, предварительно найти его весовой состав. Подсчеты дают $\gamma = 1,351$ кг/л и $H_u' = H_u \gamma = 1470 \cdot 1,351 = 1980$ ккал/л.



Фиг. 35. Теплотворная способность этилового и метилового спиртов в зависимости от концентрации.

Пример 11. Определить теплотворную способность топлива, состоящего из жидкого метана CH_4 и жидкого кислорода O_2 .

Так как $x_0 = 2$ моль/моль, то

$$H_u = 189\,600 - 2 \cdot 3030 - 3650 = 179\,890 \text{ ккал/моль},$$

где «3030» и «3650» ккал/моль — теплоты испарения соответственно кислорода и метана.

Пересчет на 1 кг топлива дает

$$H_u = \frac{179\,890}{16 + 2 \cdot 32} = 2250 \text{ ккал/кг}.$$

Весовой состав топлива

$$g_H = 0,2 \text{ и } g_O = 0,8.$$

Известны удельные веса компонентов: $\gamma_H = 0,415$ кг/л, $\gamma_O = 1,14$ кг/л.

Следовательно,

$$\gamma = \frac{1}{\frac{0,2}{0,415} + \frac{0,8}{1,14}} = 0,845 \text{ кг/л},$$

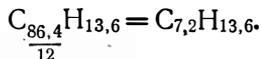
откуда объемная теплотворная способность

$$H'_u = 2250 \cdot 0,845 = 1900 \text{ ккал/л}.$$

Вследствие малого удельного веса топлива (сжиженные газы) теплотворная способность 1 л его невысока.

Пример 12. Найти теплотворную способность топлива — керосин + 90%-ная азотная кислота. Элементарный состав керосина: $C_H = 86,4\%$, $H_H = 13,6\%$; теплотворная способность $H_{u,H} = 10\,200$ ккал/кг; $\gamma_H = 0,83$ кг/л, удельный вес окислителя $\gamma_O = 1,49$ кг/л.

Условная формула керосина имеет вид



Следовательно,

$$x_0 = \frac{2 \cdot 7,2 + 0,5 \cdot 13,6}{3 - 0,5 \cdot 1} = 8,48 \text{ моль/моль}.$$

Воды на 1 моль азотной кислоты приходится

$$m_0 = \frac{63(100 - 90)}{18 \cdot 90} = 0,389 \text{ моля}.$$

Теплотворная способность 1 моля керосина

$$H_{u,H} = 10\,200 \cdot 100 = 1\,020\,000 \text{ ккал/моль}.$$

Для азотной кислоты теплотворную способность необходимо определить с учетом расхода тепла на испарение воды и теплоты растворения; из приведенных выше данных находим $H_{обр} + H_{раств} = 43\,140$ ккал/кг. Следовательно,

$$H_{\mu_0} = 28\,795 - 43\,140 = -14\,345 \text{ ккал/кг,}$$

откуда

$$H_{\mu} = 1\,020\,000 - 8,48 \cdot 14\,345 - 0,389 \cdot 10\,600 = 884\,155 \text{ ккал/моль.}$$

Вес смеси равен $100 + 8,48(63 + 18 \cdot 0,389) = 693,6$ кг, и теплотворная способность 1 кг топлива

$$H_u = \frac{884\,155}{693,6} = 1275 \text{ ккал/кг.}$$

При удельном весе топлива 1,337 кг/л получаем $H_u' = 1275 \cdot 1,337 = 1705$ ккал/л.

Для 100%-ной азотной кислоты было бы:

$$H_{\mu_0} = -12\,635 \text{ ккал/моль.}$$

$$H_{\mu} = 1\,020\,000 - 8,48 \cdot 12\,635 = 912\,300 \text{ ккал/моль.}$$

Вес топлива $100 + 8,48 \cdot 63 = 634,2$ кг и

$$H_u = \frac{912\,300}{634,2} = 1440 \text{ ккал/кг.}$$

Удельный вес топлива при $\gamma_0 = 1,52$ кг/л был бы $\gamma = 1,344$ кг/л, а следовательно,

$$H_u' = 1440 \cdot 1,344 = 1935 \text{ ккал/л.}$$

Наличие воды в топливе значительно снижает теплотворную способность топлива. В данном случае наличие 10% воды в окислителе понижает:

молекулярную теплотворную способность на

$$\frac{912\,300 - 884\,155}{912\,300} \cdot 100 = 3,1\%;$$

весовую теплотворную способность на

$$\frac{1440 - 1275}{1440} \cdot 100 = 11,5\%;$$

объемную теплотворную способность на

$$\frac{1935 - 1705}{1935} \cdot 100 = 11,9\%.$$

Пример 13. Определить теплотворную способность топлива — 90 %-ный этиловый спирт + 85 %-ная перекись водорода при $\alpha = 0,7, 0,85$ и $1,0$.

Для этилового спирта 90 %-ной концентрации получается:

$$m_r = \frac{46(100 - 90)}{18 \cdot 90} = 0,284 \text{ моль/моль},$$

$$H_{\mu r} = 296\,200 - 0,284 \cdot 10\,600 = 293\,200 \text{ ккал/моль},$$

$$\mu'_r = 46 \frac{100}{90} = 51,1.$$

Для 85 %-ной перекиси водорода

$$m_o = \frac{34(100 - 85)}{18 \cdot 85} = 0,333;$$

$$H_{\mu o} = 13\,090 - 0,333 \cdot 10\,600 = 9560 \text{ ккал/моль};$$

$$\mu'_o = 34 \frac{100}{85} = 40,0.$$

Стехиометрический коэффициент реакции $x_o = 6$ моль/моль. Для $\alpha = 1$ можно найти

$$H_{\mu} = 293\,200 + 6 \cdot 9560 = 350\,560 \text{ ккал/моль}.$$

При этом весовая теплотворная способность

$$H_u = \frac{350\,560}{51,1 + 6 \cdot 40,0} = 1205 \text{ ккал/кг}.$$

Подсчеты для других α дают

для $\alpha = 0,8$

$$H_{\mu} = 297\,980 \text{ ккал/моль},$$

$$H_u = 1168 \text{ ккал/кг};$$

для $\alpha = 0,7$

$$H_{\mu} = 245\,390 \text{ ккал/моль};$$

$$H_u = 1120 \text{ ккал/кг}.$$

§ 5. Теоретическая температура горения

Под теоретической температурой горения T_T понимается та температура, которую приобрели бы продукты сгорания при условии полного сгорания и отсутствия диссоциации. В этом случае при $\alpha = 1$ продукты сгорания состоят только из CO_2 , H_2O и N_2 . Основное уравнение, из которого можно определить температуру горения, выражает тот факт, что количество тепла, выделенное при

сгорании, должно равняться теплосодержанию продуктов сгорания. Это уравнение записывается так:

$$\sum M_i I_i = H_p$$

или

$$M_{\text{CO}_2} I_{\text{CO}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}} I_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{N}_2} I_{\text{N}_2} = H_p, \quad (\text{IV. 35})$$

где I_{CO_2} , $I_{\text{H}_2\text{O}}$ и I_{N_2} — теплосодержания моля углекислоты, водяного пара и азота при температуре горения; M_{CO_2} , $M_{\text{H}_2\text{O}}$ и M_{N_2} — содержание углекислоты, водяного пара и азота в продуктах сгорания (в молях на моль горючего).

При определении температуры горения можно идти тремя путями:

1. При наличии таблицы теплосодержаний газов для разных температур можно подобрать такую температуру, при которой значения I_{CO_2} , $I_{\text{H}_2\text{O}}$ и I_{N_2} удовлетворяют уравнению (IV. 35).

2. Если уравнение (IV. 35) представить в виде

$$T_T (M_{\text{CO}_2} \mu_{c_p \text{CO}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}} \mu_{c_p \text{H}_2\text{O}} + M_{\text{N}_2} \mu_{c_p \text{N}_2}) = H_p, \quad (\text{IV. 36})$$

то, пользуясь таблицей теплоемкостей, можно подобрать температуру, удовлетворяющую последнему уравнению.

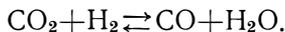
3. При наличии формул зависимости теплоемкостей от температуры уравнение (IV. 36) можно решить как обычное алгебраическое уравнение и таким образом найти температуру горения.

Теплосодержания газов даны в приложении II. Ниже даются приближенные формулы для теплоемкостей.

Если $\alpha < 1$, то в продуктах сгорания, кроме указанных выше газов, могут находиться еще CO и H₂, представляющие собой продукты неполного сгорания углерода и водорода. При $\alpha < 1$ количество тепла, выделяющееся при сгорании, естественно, будет меньше, т. е. теплотворная способность топлива будет меньше, часть химической энергии, заключающейся в топливе, останется неиспользованной и уйдет вместе с продуктами сгорания (CO, H₂), не превратившись в тепло. При определении температуры можно или не включать в тепловой баланс эту часть химической энергии, или учесть ее. В первом случае необходимо определить то тепло, которое может выделиться при неполном сгорании, т. е. определить теплотворную способность при $\alpha < 1$, а затем приравнять эту теплотворную способность теплосодержанию уходящих газов, как и при $\alpha = 1$. Во втором случае необходимо определить общее количество как тепла, так и химической энергии, введенной в камеру сгорания, т. е. энергосодержание топлива (см. § 7 и 8 этой главы), и приравнять это общее количество энергии тому количеству энергии (теплосодержание + химическая энергия), которое уносят с собой продукты сгорания, т. е. энергосодержанию продуктов сгорания (см.

§ 7 и 8 настоящей главы). Второй метод расчета будет изложен ниже при определении действительной температуры горения T_z .

Для определения теоретической температуры горения T_T применяется первый метод как более простой, хотя он и дает менее точные результаты. Неточность метода заключается в следующем. Легко понять, что в действительности в продуктах сгорания при недостатке кислорода будут находиться оба газа и CO и H₂, причем их количества будут определяться условиями химического равновесия, а именно, условием равновесия водяного газа по формуле



Однако для упрощения расчета недогорание относят к одному из горючих элементов. Обычно предполагают, что водород вследствие более сильного химического сродства с кислородом сгорает полностью, а недогорание приходится целиком на углерод, который частично сгорает в CO. Реже принимают, что сгорает полностью углерод, а недогорание относится только к водороду. Очевидно, как первое, так и второе допущения приведут к погрешностям в определении температуры горения.

В действительности при высоких температурах в продуктах сгорания преобладает CO, а при низких температурах — водород. В первом случае количество образовавшейся окиси углерода можно подсчитать следующим образом. Если топливо задано химическими формулами $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_p$ и $\text{H}_t\text{N}_u\text{O}_v\text{C}_q$, то при $\alpha < 1$ количество поступающего окислителя определяется величиной αx_0 . Число атомов кислорода, имеющееся в топливе, равно $(p + \alpha x_0 v)$. На сгорание всего водорода будет израсходовано $0,5(m + \alpha x_0 t)$ атомов, следовательно, для углерода остается свободного кислорода только

$$(p + \alpha x_0 v) - 0,5(m + \alpha x_0 t) = p - 0,5m + \alpha x_0(v - 0,5t) \text{ атомов.}$$

Числа молей CO₂ и CO определяются из двух уравнений, из которых первое дает общее число молей обоих газов

$$M_{\text{CO}_2} + M_{\text{CO}} = n + \alpha x_0 q,$$

а второе определяет число атомов кислорода в обоих газах

$$2 M_{\text{CO}_2} + M_{\text{CO}} = p - 0,5m + \alpha x_0(v - 0,5t).$$

Решение системы этих двух уравнений дает

$$\left. \begin{aligned} M_{\text{CO}} &= 2n + 0,5m - p - \alpha x_0(v - 0,5t - 2q); \\ M_{\text{CO}_2} &= \alpha x_0(v - 0,5t - q) - (n + 0,5m - p). \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV. 37})$$

Уравнение (IV. 35) в данном случае принимает вид

$$M_{\text{CO}_2} I_{\text{CO}_2} + M_{\text{CO}} I_{\text{CO}} + M_{\text{H}_2\text{O}} I_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{N}_2} I_{\text{N}_2} = H_{\mu}, \quad (\text{IV. 38})$$

причем H_{μ} определяется по формуле (IV. 28).

Если все недогорание отнести к водороду, то получается, что свободного кислорода после полного сгорания углерода останется только

$$(p + \alpha x_0 v) - 2(n + \alpha x_0 q) = p - 2n + \alpha x_0 (v - 2q) \text{ атомов.}$$

Для определения M_{H_2O} и M_{H_2} составляются два уравнения

$$\left. \begin{aligned} M_{H_2O} + M_{H_2} &= 0,5(m + \alpha x_0 t); \\ M_{H_2O} &= p - 2n + \alpha x_0 (v - 2q), \end{aligned} \right\} \quad (IV. 39)$$

откуда получается

$$\begin{aligned} M_{H_2} &= 0,5(m + \alpha x_0 t) - [p - 2n + \alpha x_0 (v - 2q)] = \\ &= 2n + 0,5m - p - \alpha x_0 (v - 2q - 0,5t). \end{aligned} \quad (IV.40)$$

Уравнение (IV. 35) принимает вид:

$$M_{CO_2} I_{CO_2} + M_{H_2O} I_{H_2O} + M_{H_2} I_{H_2} + M_{N_2} I_{N_2} = H_p,$$

где H_p определяется по формуле (IV. 28).

Если горючее и окислитель заданы элементарным составом, то формулы получаются аналогичными; этот случай будет рассмотрен в примере.

Также в примере будет рассмотрен расчет теоретической температуры горения при концентрациях горючего и окислителя ниже 100%.

Определение теоретической температуры горения имеет некоторое значение при сравнении топлив, так как скорость истечения, а следовательно, и сила тяги пропорциональны \sqrt{T} .

Одно и то же горючее с разными окислителями дает различную температуру горения; то же будет и для одного и того же окислителя при разных горючих. В табл. 26 в качестве примера дана теоретическая температура горения для толуола с разными окислителями при $\alpha=1$.

Т а б л и ц а 26

Горючее	Окислитель	T_r° абс.
Толуол	Кислород	5300
	Азотная кислота	3860
	Перекись водорода	3450
	Тетранитрометан	4750
	Атмосферный воздух	2470

В табл. 27 приведены температуры горения при одном окислителе и при горючих, отличающихся содержанием углерода и водорода.

Таблица 27

Горючее	Элементарный состав		Окислитель	T_T ° абс.
	С %	Н %		
Водород H_2	0	100	Азотная кислота	3070
Метан CH_4	75	25		3430
Пентан C_5H_{12}	83,3	16,7		3600
Октан C_8H_{18}	84,2	15,8		3720
Скипидар $C_{10}H_{16}$	88,2	11,8		3780
Толуол C_7H_8	91,3	8,7		3860
Бензол C_6H_6	92,3	7,7		3910
Углерод С	100	0		4050

Табл. 27 показывает, что при увеличении процентного содержания углерода температура горения увеличивается.

Для определения температуры горения по формулам, выражающим зависимость теплоемкости от температуры, ниже даются формулы линейной зависимости, составленные по новейшим табличным данным. Формулы дают вполне удовлетворительные результаты при температурах выше $1500^\circ C$.

$$\text{Для } CO_2 \quad \mu c_p = 11,326 + 0,000844t,$$

$$\text{„ } H_2O \quad \mu c_p = 8,299 + 0,00109t,$$

$$\text{„ } CO \quad \mu c_p = 7,32 + 0,00036t,$$

$$\text{„ } N_2 \quad \mu c_p = 7,20 + 0,000366t,$$

$$\text{„ } H_2 \quad \mu c_p = 7,32 + 0,000386t.$$

Пример 14. Определить теоретическую температуру горения для топлива — керосин (С=86,4%, Н=13,6%) + 100%-ная азотная кислота при $\alpha=1$; для керосина $H_{кр}=10\,200$ ккал/кг.

При заданных условиях теплотворная способность топлива равна

$$H_{кр} = 913\,200 \text{ ккал/моль.}$$

В продуктах сгорания будут содержаться следующие количества газов:

$$M_{CO_2} = 7,2 \text{ моля, } M_{H_2O} = 11,04 \text{ моля, } M_{N_2} = 4,24 \text{ моля.}$$

Уравнение теплового баланса принимает вид

$$7,2I_{\text{CO}_2} + 11,04I_{\text{H}_2\text{O}} + 4,24I_{\text{N}_2} = 913\,200 \text{ ккал.}$$

Пользуясь таблицей теплосодержаний (приложение II), можно найти:

при 3700° абс.

$$I_{\text{CO}_2} = 47\,550 \text{ ккал/моль, } I_{\text{H}_2\text{O}} = 39\,260 \text{ ккал/моль,}$$

$I_{\text{N}_2} = 28\,590 \text{ ккал/моль}$ и сумма членов в левой части уравнения $\sum M_i I_i = 897\,012 \text{ ккал;}$

при 3800° абс.

$$I_{\text{CO}_2} = 49\,070 \text{ ккал/моль, } I_{\text{H}_2\text{O}} = 40\,580 \text{ ккал/моль,}$$

$$I_{\text{N}_2} = 29\,490 \text{ ккал/моль и } \sum M_i I_i = 926\,000 \text{ ккал.}$$

Следовательно, температура горения находится в пределах $3700—3800^\circ$ абс. Интерполяцией находим $T_T = 3760^\circ$ абс.

Для подсчета температуры T_T можно использовать также формулы теплоемкостей. Уравнение теплового баланса принимает вид

$$t_T (M_{\text{CO}_2} \cdot c_{p \text{ CO}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}} \cdot c_{p \text{ H}_2\text{O}} + M_{\text{N}_2} \cdot c_{p \text{ N}_2}) = 913\,200$$

или

$$t_T [7,2(11,326 + 0,000844 t_T) + 11,04(8,299 + 0,00109 t_T) + \\ + 4 \cdot 24(7,20 + 0,000366 t_T)] = 913\,200.$$

В итоге получается следующее квадратное уравнение:

$$0,01966 t_T^2 + 203,7 t_T - 913\,200 = 0.$$

Решая это уравнение, находим

$$t_T = 3380^\circ \text{C, или}$$

$$T_T = 3653^\circ \text{ абс.}$$

Значение температуры несколько ниже значения T_T , найденного первым способом. Несомненно, что значение температуры, определенное первым методом, точнее.

Пример 15. Определить теоретическую температуру горения для топлива — этиловый спирт + перекись водорода при $\alpha=1$. Для этилового спирта принять концентрацию равной 80 и 70%, а для перекиси водорода 80, 70 и 60%.

Для спирта находим:

$$\text{при } \sigma_r = 80\%; \quad m_r = 0,639;$$

$$\text{„ } \sigma_r = 70\%; \quad m_r = 1,095.$$

Для перекиси водорода:

$$\text{при } \sigma_o = 80\%; \quad m_o = 0,473;$$

$$\text{„ } \sigma_o = 70\%; \quad m_o = 0,810;$$

$$\text{„ } \sigma_o = 60\%; \quad m_o = 1,260.$$

Как и прежде

$$x_o = 6 \text{ моль/моль.}$$

Из табл. 24 можно найти $H_{\mu,г} = 296\,200$ ккал/моль, из приложения III $H_{\mu,o} = 13\,090$ ккал/моль.

Следовательно, в общем случае теплотворная способность топлива будет равна

$$H_{\mu} = H_{\mu,г} + x_o H_{\mu,o} - 10\,600 (m_r + x_o m_o)$$

или

$$\begin{aligned} H_{\mu} &= 296\,200 + 6 \cdot 13\,090 - 10\,600 (m_r + 6m_o) = \\ &= 374\,740 - 10\,600 (m_r + 6m_o). \end{aligned}$$

Состав продуктов сгорания в общем случае $M_{CO_2} = 2$ моля,

$$M_{H_2O} = 3 + 6 + m_r + 6m_o = 9 + m_r + 6m_o \text{ молей.}$$

Уравнение (IV. 35) в общем случае имеет вид

$$2 I_{CO_2} + (9 + m_r + 6m_o) I_{H_2O} = 374\,740 - 10\,600 (m_r + 6m_o).$$

Подбор температуры производится по таблице теплосодержаний (приложение II).

Результаты подсчетов приведены в табл. 28.

Т а б л и ц а 28

Концентрация горючего σ_r %	Концентрация окислителя σ_o %	Теплотворная способность H_{μ} ккал/моль	Состав продуктов сгорания		T_r °абс.
			M_{CO_2}	M_{H_2O}	
80	80	337 840	2	12,47	2440
	70	316 440	2	14,5	2100
	60	287 840	2	17,2	1765
70	80	333 040	2	12,93	2335
	70	311 540	2	14,96	2035
	60	283 040	2	17,66	1715

Как видно из таблицы, влияние на температуру горения наличия воды в топливе весьма значительно.

Пример 16. Определить температуру горения топлива, состоящего из газойля (с составом $C_r=87,0\%$ и $H_r=13,0\%$) и тетраэтриметана (с составом $C_o=6,1\%$, $N_o=28,6\%$ и $O_o=65,3\%$).

$$H_{уг} = 10\,200 \text{ ккал/кг}; \quad H_{но} = 470 \text{ ккал/кг.}$$

Весовой стехиометрический коэффициент

$$x'_0 = \frac{\frac{8}{3} \cdot 87 + 8 \cdot 13}{65,3 - \frac{8}{3} \cdot 6,1} = 6,82 \text{ кг/кг.}$$

Теплотворная способность 1 кг смеси

$$H_u = 10\,200 + 6,82 \cdot 470 = 13\,400 \text{ ккал/кг.}$$

Количество продуктов сгорания по расчету на 1 кг газойля:

$$G_{CO_2} = 0,01 (87 + 6,82 \cdot 6,1) \cdot \frac{11}{3} = 4,7 \text{ кг,}$$

$$G_{H_2O} = 0,01 \cdot 13 \cdot 9 = 1,17 \text{ кг;}$$

$$G_{N_2} = 0,01 \cdot 6,82 \cdot 28,6 = 1,95 \text{ кг.}$$

$$\text{Всего } 7,82 \text{ кг}$$

Уравнение для подбора температуры запишется так:

$$\frac{4,7}{44} i_{CO_2} + \frac{1,17}{18} i_{H_2O} + \frac{1,95}{28} i_{N_2} = 13\,400,$$

или

$$0,107 i_{CO_2} + 0,065 i_{H_2O} + 0,0696 i_{N_2} = 13\,400.$$

Подбор температуры показывает, что она значительно выше 4000°C . Приложение II при этом использовано быть не может и расчет приходится вести, используя формулы для теплоемкостей.

Уравнение теплового баланса принимает вид

$$t_r [0,107 (11,326 + 0,000844 t_r) + 0,065 (8,299 + 0,00109 t_r) + 0,0696 (7,2 + 0,000366 t_r)] = 13\,400$$

или

$$0,0001866 t_r^2 + 2,2624 t_r - 13\,400 = 0,$$

откуда

$$t_r = 4370^\circ\text{C, или } T_r = 4643^\circ \text{ абс.}$$

Пример 17. Определить теоретическую температуру горения для толуола и 100%-ной азотной кислоты при $\alpha=0,8$.

Прежде всего находим

$$x_0 = \frac{2 \cdot 7 + 0,5 \cdot 8}{2,5} = 7,2 \text{ моль/моль}$$

и

$$\alpha x_0 = 0,8 \cdot 7,2 = 5,76 \text{ моль/моль.}$$

Определим температуры горения при двух крайних предположениях.

1. Недогорание относится только к углероду.

Состав продуктов сгорания будет следующим:

$$M_{\text{CO}} = 2 \cdot 7 + 0,5 \cdot 8 - 5,76(3 - 0,5 \cdot 1) = 3,6 \text{ моля,}$$

$$M_{\text{CO}_2} = 7 - 3,6 = 3,4 \text{ моля,}$$

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5(8 + 5,76 \cdot 1) = 6,88 \text{ моля,}$$

$$M_{\text{N}_2} = 0,5 \cdot 5,76 \cdot 1 = 2,88 \text{ моля.}$$

Теплотворная способность топлива равна

$$H_u = 0,8(751\,600 - 7,2 \cdot 12\,700) = 528\,130 \text{ ккал.}$$

Температура определяется из уравнения

$$3,4 I_{\text{CO}_2} + 3,6 I_{\text{CO}} + 6,88 I_{\text{H}_2\text{O}} + 2,88 I_{\text{N}_2} = 528\,130.$$

Путем подбора по таблице теплосодержаний находим

$$T_r = 3252^\circ \text{ абс.}$$

2. Недогорание относится только к водороду.

Состав продуктов сгорания будет следующим:

$$M_{\text{CO}_2} = 7 \text{ молей,}$$

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = -2 \cdot 7 + 5,76 \cdot 3 = 3,28 \text{ моля,}$$

$$M_{\text{H}_2} = 2 \cdot 7 + 0,5 \cdot 8 - 5,76(3 - 0,5 \cdot 1) = 3,60 \text{ моля,}$$

$$M_{\text{N}_2} = 2,88 \text{ моля.}$$

Уравнение для определения температуры будет

$$7 I_{\text{CO}_2} + 3,28 I_{\text{H}_2\text{O}} + 3,60 I_{\text{H}_2} + 2,88 I_{\text{N}_2} = 528\,130.$$

Подбором находим

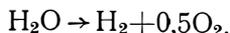
$$T_r = 3142^\circ \text{ абс.}$$

В действительности теоретическая температура заключается в пределах 3142—3252° абс.

§ 6. Действительный состав продуктов сгорания

В предыдущих параграфах был рассмотрен процесс горения при отсутствии диссоциации. Примеры подсчетов показали, что теоретическая температура горения с жидкими окислителями чрезвычайно высока. Следствием высокой температуры является весьма значительная диссоциация продуктов сгорания, которая влечет за собой понижение температуры в камере сгорания. Состав продуктов сгорания при диссоциации должен быть более сложным.

До последних лет предполагали, что в продуктах сгорания диссоциируют только трехатомные газы CO_2 и H_2O по уравнениям:



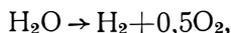
При таком предположении продукты сгорания состояли бы из CO_2 , H_2O , CO , H_2 , O_2 и N_2 .

Этим предположением можно ограничиться при сравнительно невысоких температурах горения и вести расчеты, например, процесса горения в двигателях внутреннего сгорания. Процессы горения в ЖРД происходят при значительно больших температурах, зависящих от выбранных компонентов и от коэффициента избытка окислителя α . Ограничиваться при этих условиях расчетом диссоциации только трехатомных газов уже нельзя.

Метод расчета диссоциации трехатомных газов базировался на данных, приводимых в работах Шюле.

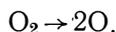
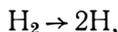
Исследования последних лет показали, что данные Шюле во многом не соответствуют действительности даже для диссоциации трехатомных газов. Пользоваться данными Шюле при расчете диссоциации в ЖРД в настоящее время не рекомендуется.

Исследования показали, что диссоциация трехатомных газов происходит по уравнениям

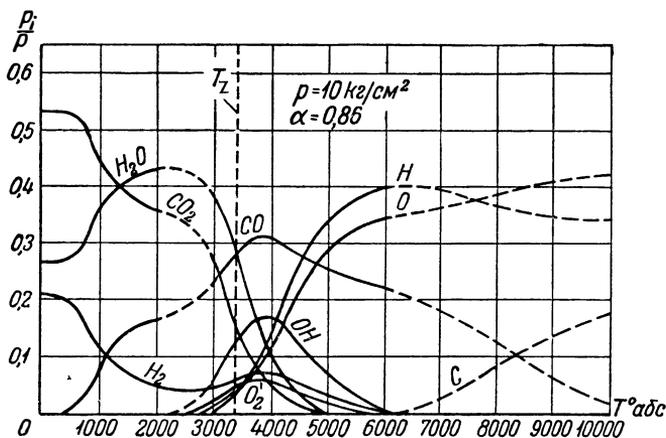
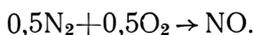


Диссоциация водяного пара по второму уравнению, особенно при высоких температурах, проходит значительно интенсивнее, чем по первому уравнению, в результате чего содержание гидроксила в продуктах сгорания может превышать содержание H_2 в 2—3 раза.

Кроме того, при более высоких температурах в значительной степени проявляется диссоциация молекул H_2 и O_2 на атомы H и O :



При наличии в топливе азота в продуктах сгорания появляется NO в результате реакции



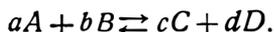
Фиг. 36. Объемный состав продуктов сгорания керосина в азотной кислоте в зависимости от температуры горения (p_i — парциальное давление смеси, p — общее давление смеси).

Таким образом, в общем случае продукты сгорания будут состоять из следующих газов: CO_2 , CO , H_2O , H_2 , OH , N_2 , NO , H , O_2 и O . В зависимости от температуры относительное содержание каждого из них меняется. На фиг. 36 дан состав продуктов сгорания керосина ($\text{C}_r=86,8\%$, $\text{H}_r=13,2\%$) с кислородом при разных температурах. График показывает, что, начиная с температуры $\sim 2700^\circ$ абс., появляются одноатомные газы H и O , а начиная с 2900° абс. количество гидроксила OH уже превышает количество H_2 .

Определение состава продуктов сгорания с учетом диссоциации производится из следующих соображений.

Как известно из термохимии, количества газов в смеси определяются условиями химического равновесия, зависящего в свою очередь от температуры смеси и парциальных давлений газов.

Общее уравнение реакции, в результате которого исходные вещества A и B переходят в продукты C и D , имеет вид



При каждой данной температуре реакция протекает в обоих направлениях с разной скоростью, зависящей от парциальных давлений реагирующих газов. Скорость реакции, идущей слева направо,

$$V_1 = k_1 p_A^a p_B^b,$$

а скорость реакции, идущей в обратном направлении,

$$V_2 = k_2 p_C^c p_D^d,$$

где k_1 и k_2 — константы скорости;

p_A , p_B , p_C и p_D — парциальные давления реагирующих газов.

Химическое равновесие наступит тогда, когда обе скорости будут равны, т. е. когда будет иметь место равенство

$$k_1 p_A^a p_B^b = k_2 p_C^c p_D^d.$$

Отсюда получается

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b} = K_p. \quad (\text{IV. 41})$$

Величина K_p называется константой равновесия (по давлениям) и для каждой температуры имеет свое значение. Если для той или иной реакции известны значения K_p для разных температур, можно определить соотношение между парциальными давлениями составляющих смесь газов, при котором для данной реакции наступит равновесие.

Для написанных выше шести уравнений диссоциации могут быть написаны шесть уравнений химического равновесия, а именно:

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{O}_2}^{0.5}}{p_{\text{CO}_2}} = K_{p1}; \quad (\text{IV. 42})$$

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{O}_2}^{0.5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p2}; \quad (\text{IV. 43})$$

$$\frac{p_{\text{OH}} p_{\text{H}_2}^{0.5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p3}; \quad (\text{IV. 44})$$

$$\frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}} = K_{p4}; \quad (\text{IV. 45})$$

$$\frac{p_{\text{O}}^2}{p_{\text{O}_2}} = K_{p5}; \quad (\text{IV. 46})$$

$$\frac{p_{\text{NO}}}{p_{\text{N}_2}^{0.5} p_{\text{O}_2}^{0.5}} = K_{p6}. \quad (\text{IV. 47})$$

В приложении I даются значения этих констант равновесия для разных температур.

Таким образом, получается шесть уравнений, в которые входят парциальные давления компонентов продуктов сгорания. Седьмое уравнение выражает равенство суммы парциальных давлений общему давлению смеси:

$$p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O} + p_{H_2} + p_{OH} + p_{N_2} + p_{O_2} + p_{NO} + p_H + p_O = p_z \quad (IV. 48)$$

где p_z — давление в камере сгорания.

В соответствии с написанными выше уравнениями диссоциации в продуктах сгорания могут присутствовать 10 различных веществ. Состав продуктов сгорания будет определен, если будут найдены соответствующие этим веществам парциальные давления. Для определения 10 неизвестных нужно иметь 10 уравнений, у нас же имеется пока только 7. Остальными тремя уравнениями могут быть уравнения материального баланса.

В топливе имелось $n + \alpha x_0 q$ атомов углерода, $m + \alpha x_0 t + 2(m_r + \alpha x_0 m_o)$ атомов водорода, $\alpha x_0 u$ атомов азота и $p + \alpha x_0 v + m_r + \alpha x_0 m_o$ атомов кислорода. В продуктах сгорания эти элементы образовали определенные количества газов, содержащие определенные количества атомов отдельных элементов. Углерод находится только в составе CO_2 и CO и, следовательно, суммарное число молей этих газов должно быть равно числу атомов углерода. Получается уравнение

$$M_{CO_2} + M_{CO} = n + \alpha x_0 q.$$

Водород находится в следующих газах: H_2O , H_2 , OH и H , причем в первые два газа входит по два атома водорода. Учитывая присутствие воды в топливе, получим равенство

$$2M_{H_2O} + 2M_{H_2} + M_{OH} + M_H = m + 2m_r + \alpha x_0 (t + 2m_o).$$

Рассуждая аналогично, для кислорода можно написать

$$2M_{CO_2} + M_{CO} + M_{H_2O} + M_{OH} + 2M_{O_2} + M_{NO} + M_O = \\ = p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o)$$

и для азота

$$2M_{N_2} + M_{NO} = \alpha x_0 u.$$

В этих четырех уравнениях числа молей можно заменить соответствующими парциальными давлениями из следующих соображений. Известно, что парциальное давление какого-либо газа

$$p_i = \frac{M_i}{M} p_z,$$

где M_i — число молей данного газа;

M — общее число молей газовой смеси;

p_z — общее давление смеси в данном случае давление в камере сгорания.

Отсюда получается

$$M_i = M \frac{p_i}{p_z}.$$

Таким образом, полученные четыре уравнения будут иметь вид

$$\frac{M}{p_z} (p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}) = n + \alpha x_0 q,$$

$$\frac{M}{p_z} (2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}}) = m + 2m_r + \alpha x_0 (t + 2m_o),$$

$$\begin{aligned} \frac{M}{p_z} (2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{O}}) = \\ = p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o), \end{aligned}$$

$$\frac{M}{p_z} (2p_{\text{N}_2} + p_{\text{NO}}) = \alpha x_0 u.$$

Число молей продуктов сгорания M — величина неизвестная; она исключается делением уравнений друг на друга:

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o)}{n + \alpha x_0 q}; \quad (\text{IV. 49})$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{m + 2m_r + \alpha x_0 (t + 2m_o)}{n + \alpha x_0 q}; \quad (\text{IV. 50})$$

$$\frac{2p_{\text{N}_2} + p_{\text{NO}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{\alpha x_0 u}{n + \alpha x_0 q}. \quad (\text{IV. 51})$$

Если топливо (горючее и окислитель) определено элементарным составом, то справедливы следующие соотношения:

$$\frac{[p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o)] 16}{(n + \alpha x_0 q) 12} = \frac{\text{O}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{O}_o \sigma_o + \frac{8}{9} 100 [100 - \sigma_r + \alpha x'_0 (100 - \sigma_o)]}{\text{C}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{C}_o \sigma_o};$$

$$\frac{[(m + 2m_r) + \alpha x_0 (t + 2m_o)]}{(n + \alpha x_0 q) 12} = \frac{\text{H}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{H}_o \sigma_o + \frac{1}{9} 100 [100 - \sigma_r + \alpha x'_0 (100 - \sigma_o)]}{\text{C}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{C}_o \sigma_o};$$

$$\frac{14 \alpha x_0 u}{(n + \alpha x_0 q) 12} = \frac{\alpha x'_0 \text{N}_o \sigma_o}{\text{C}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{C}_o \sigma_o}.$$

Следовательно, уравнения (IV. 49), (IV. 50) и (IV. 51) в этом случае можно представить так:

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} =$$

$$= 0,75 \frac{\text{O}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{O}_o \sigma_o + \frac{8}{9} 100 [100 - \sigma_r + \alpha x'_0 (100 - \sigma_o)]}{C_r \sigma_r + \alpha x'_0 C_o \sigma_o},$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} =$$

$$= 12 \frac{\text{H}_r \sigma_r + \alpha x'_0 \text{H}_o \sigma_o + \frac{1}{9} 100 [100 - \sigma_r + \alpha x'_0 (100 - \sigma_o)]}{C_r \sigma_r + \alpha x'_0 C_o \sigma_o},$$

$$\frac{2p_{\text{N}_2} + p_{\text{NO}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{6}{7} \frac{\alpha x'_0 \text{N}_o \sigma_o}{C_r \sigma_r + \alpha x'_0 C_o \sigma_o}.$$

Таким образом, в нашем распоряжении оказываются все необходимые 10 уравнений.

Имея эти 10 уравнений, можно для данного топлива и при заданном давлении в камере сгорания определить парциальные давления, а следовательно, и состав продуктов сгорания для любой температуры. Но температура горения пока неизвестна и ее тоже надо определить, для чего необходимо составить 11-е уравнение. Основания для составления этого уравнения изложены в § 9 настоящей главы.

§ 7. Энергосодержание газа

Явления, происходящие при сгорании топлива, представляют собой процессы превращения химической энергии в тепловую и обратно. В камеру сгорания поступает топливо, несущее в себе определенный запас химической энергии, соответствующий при $\alpha=1$ теплотворной способности (при $\alpha < 1$ теплотворная способность составляет только часть этого запаса).

Тепло, выделяющееся в результате окисления (горения) горючих частей топлива, расходуется на повышение температуры газов. Если количество выделенного тепла очень велико, то и теоретическая температура горения также получается очень высокой, и в продуктах сгорания происходит обратный процесс — диссоциация наименее химически стойких соединений, прежде всего трехатомных газов, а затем и двухатомных; на этот процесс затрачивается некоторое количество выделенного тепла, т. е. это тепло превращается снова в химическую энергию. Таким образом, в ка-

мере сгорания происходят процессы, которые можно охарактеризовать как процессы взаимопревращения химической и тепловой энергии.

Суммарное количество химической энергии и физического тепла в топливе должно равняться сумме теплосодержания продуктов сгорания и химической энергии, которая остается в них неиспользованной. Это обстоятельство и дает возможность составить 11-е уравнение, необходимое для совместного определения состава продуктов сгорания и температуры горения. Суммарное количество химической энергии и тепла в газе называется энергосодержанием и обозначается буквой \mathcal{E} .

Таким образом, если количество химической энергии, заключающееся в газе, обозначить X , то для этого газа

$$\mathcal{E} = I + X,$$

где I — теплосодержание газа.

На основании сказанного выше общая запись 11-го уравнения будет такой:

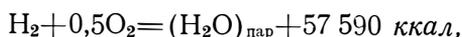
$$\mathcal{E}_{\text{пр.ср}} = \mathcal{E}_T.$$

Это уравнение дает возможность определить температуру горения и использовать 10 приведенных выше уравнений для определения состава продуктов сгорания.

Таким образом, действительной температурой горения является такая температура, при которой энергосодержание продуктов сгорания равно энергосодержанию компонентов топлива.

Для использования этого уравнения необходимо знать энергосодержание различных газов, а для этого нужно уметь вычислять его. Прежде всего необходимо условиться о нулевом значении энергосодержания, как это делается, например, при вычислении теплосодержания газа. В технических расчетах принято считать $I^0 = 0^1$, если газ находится при нормальных физических условиях, т. е. при 0°C и 760 мм рт. ст. Этот нуль следует принять и для отсчета величин энергосодержания. Затруднение здесь состоит лишь в том, что необходимо учитывать также и химическую энергию: оказывается, что не для всякого газа можно принять $\mathcal{E}^0 = 0$.

Поясним сказанное на примере водорода. Реакция горения водорода протекает по формуле



т. е. при сгорании моля водорода в водяной пар, выделяется $57\,590 \text{ ккал.}$ Но, кроме этой реакции, водород под влиянием высо-

¹ Индекс «0» (нуль) переносим вверх, чтобы не путать его с индексами «o» (окислитель) и «O» (кислород).

кой температуры может диссоциировать на атомарный водород по формуле

$\text{H}_2 = 2\text{H} - 103\,460$ ккал, причем реакция идет с поглощением тепла.

В этих двух реакциях участвуют газы: H_2 , O_2 , H_2O и H . Только для двух из них можно приравнять нулю значения энергосодержания при 0°C , так как энергосодержания двух других газов связаны двумя уравнениями реакции.

Пусть было принято $\mathcal{E}_{\text{H}_2}^0 = 0$ и $\mathcal{E}_{\text{O}_2}^0 = 0$. Из первой реакции можно сделать следующее заключение: если эта реакция происходила при 0°C , то сумма энергосодержаний исходных веществ в левой части уравнения равна нулю; в правой части выделилось $57\,590$ ккал, а так как это тепло не пошло на нагревание водяного пара ($t=0^\circ\text{C}$), то оно должно быть удалено из рассматриваемой системы; таким образом, водяной пар потерял $57\,590$ ккал, и, следовательно, при 0°C необходимо принять $\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}^0 = -57\,590$ ккал.

Если было принято при 0°C $\mathcal{E}_{\text{O}_2}^0 = 0$ и $\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 0$, тогда, переписывая уравнение реакции следующим образом



можно сказать, что при диссоциации 1 моля водяного пара было извне подведено $57\,590$ ккал, которые остались в газах; так как принято, что при 0°C $\mathcal{E}_{\text{O}_2}^0 = 0$, то, следовательно,

$$\mathcal{E}_{\text{H}_2}^0 = 57\,590 \text{ ккал}.$$

Такие же рассуждения можно применить и для 2-го уравнения, из которого можно заключить, что при диссоциации H_2 на атомарный водород затрачивается извне $103\,460$ ккал/моль и получается 2 моля атомарного водорода; следовательно, в одном моле атомарного водорода находится при 0°C $51\,730$ ккал в виде химической энергии, так как теплосодержание его равно нулю.

Следовательно, если было принято $\mathcal{E}_{\text{H}_2}^0 = 0$ и $\mathcal{E}_{\text{O}_2}^0 = 0$, то $\mathcal{E}_{\text{H}}^0 = 51\,730$ ккал/моль. Если же было принято $\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 0$ и $\mathcal{E}_{\text{O}_2}^0 = 0$, то получается, что в левой части уравнения диссоциации водорода $\mathcal{E}_{\text{H}_2}^0 = 57\,590$ ккал. Следовательно, в правой части суммарное количество тепла и химической энергии составляет $57\,590 + 103\,460$ ккал на 2 моля атомарного водорода и в этом случае получим

$$\mathcal{E}_{\text{H}}^0 = \frac{57\,590 + 103\,460}{2} = 80\,525 \text{ ккал}.$$

Приведенный пример показывает, что приравнивание нулю энергосодержаний тех или иных газов совершенно произвольно и условно, но при выборе газов, энергосодержание которых при 0°C принимается за нуль, необходимо учитывать наличие и возмож-

ность химических реакций. Часто приравниваются нулю энергосодержания H_2 , O_2 , N_2 и C (углерод) и вычисляются энергосодержания остальных газов, имеющих в продуктах сгорания. С учетом сказанного выше понятно, что в этом случае энергосодержания CO , CO_2 и H_2O получаются отрицательными. Иногда за нуль энергосодержаний принимают энергосодержания O_2 , N_2 , CO_2 и H_2O . Такой отсчет более удобен, потому что при расчетах процессов горения энергосодержание газов получается положительным. Сущности дела это не меняет; расчеты и по тому и по другому способу дают одинаковые результаты. В дальнейшем будем принимать за нуль энергосодержания O_2 , N_2 , CO_2 и H_2O при $0^\circ C$ (273° абс.). В приложении II даны энергосодержания по расчету на 1 моль газа для температур до 4000° абс.

Понятно, что энергосодержание газовой смеси равно сумме энергосодержаний составляющих смесь газов.

Пример 18. Определить энергосодержание продуктов сгорания керосина с азотной кислотой при $T_z = 2600^\circ$ абс. Состав продуктов сгорания следующий: $M_{CO_2} = 3,9$ моля, $M_{CO} = 3,3$ моля, $M_{H_2O} = 9,8$ моля, $M_{H_2} = 1,4$ моля, $M_{OH} = 0,5$ моля, $M_{N_2} = 3,4$ моля, $M = \sum M_i = 22,3$ моля.

Следовательно, в данном случае

$$\mathcal{E}_{\text{пр.сг}} = \frac{M_{CO_2} \mathcal{E}_{CO_2} + M_{CO} \mathcal{E}_{CO} + M_{H_2O} \mathcal{E}_{H_2O} + M_{H_2} \mathcal{E}_{H_2} + M_{OH} \mathcal{E}_{OH} + M_{N_2} \mathcal{E}_{N_2}}{M}.$$

Используя приложение II, можно получить:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{пр.сг}} &= \\ &= \frac{(3,9 \cdot 30,97 + 3,3 \cdot 85,78 + 9,8 \cdot 24,86 + 1,4 \cdot 75,45 + 0,5 \cdot 52,46 + 3,4 \cdot 18,82) 10^3}{22,3} = \\ &= 37\,640 \text{ ккал/моль.} \end{aligned}$$

Средний молекулярный вес продуктов сгорания

$$\mu = \frac{3,9 \cdot 44 + 3,3 \cdot 28 + 3,4 \cdot 28 + 9,8 \cdot 18 + 1,4 \cdot 2 + 0,5 \cdot 17}{22,3} = 24,52.$$

Следовательно, энергосодержание 1 кг продуктов сгорания

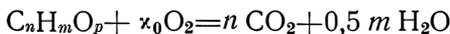
$$\mathcal{E}_{\text{пр.сг}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{пр.сг}}}{\mu} = \frac{37\,640}{24,52} = 1525 \text{ ккал/кг.}$$

§ 8. Энергосодержание исходных веществ

При расчете процесса горения надо знать энергосодержание исходных веществ. Для горючего обычно известна теплотворная способность его в ккал/моль или в ккал/кг. Пусть известна низшая молекулярная теплотворная способность $H_{\text{гг}}$; требуется определить

его энергосодержание. Определение энергосодержания горючего, состав которого и теплотворная способность известны, можно произвести следующим образом. Рассчитывается процесс горения этого горючего при $\alpha=1$ с каким-нибудь окислителем, для которого энергосодержание известно; наиболее просто это сделать для кислорода.

Так как энергосодержание исходных веществ равно энергосодержанию продуктов сгорания, то можно написать уравнение



и приравнять энергосодержание веществ, находящихся в правой и левой частях уравнения, т. е.

$$\mathcal{E}_r + x_0 \mathcal{E}_{O_2} = n \mathcal{E}_{CO_2} + 0,5 m \mathcal{E}_{H_2O} + H_{\mu r}.$$

Отсюда получается

$$\mathcal{E}_r = H_{\mu r} + n \mathcal{E}_{CO_2} + 0,5 m \mathcal{E}_{H_2O} - x_0 \mathcal{E}_{O_2}, \quad (IV. 52)$$

или

$$H_{\mu r} = \mathcal{E}_r + x_0 \mathcal{E}_{O_2} - (n \mathcal{E}_{CO_2} + 0,5 m \mathcal{E}_{H_2O}),$$

т. е. энергосодержание горючего равно сумме его теплотворной способности и энергосодержания продуктов сгорания минус энергосодержание окислителя или, другими словами, теплотворная способность горючего равна разности энергосодержаний исходных веществ и продуктов сгорания, взятых при одной и той же температуре. При установленной системе отсчета от $0^\circ C$ $\mathcal{E}_{CO_2}^0 = 0$, $\mathcal{E}_{H_2O}^0 = 0$ и $\mathcal{E}_{O_2}^0 = 0$, следовательно, при $0^\circ C$

$$\mathcal{E}_r = H_{\mu r}^1.$$

Для окислителей обычно бывает известна теплота образования $H_{обp}$ ккал/моль. Но $H_{обp}$ представляет собой тепло, которое необходимо затратить, чтобы образовать данное вещество из химических элементов. Таким образом, энергосодержание этого вещества можно вычислить, если из суммы энергосодержаний элементов, образующих данное вещество, вычесть теплоту образования, т. е. для окислителя $H_t N_u O_v C_q$ получается, что

$$\mathcal{E}_o = 0,5 t \mathcal{E}_{H_2} + 0,5 u \mathcal{E}_{N_2} + 0,5 v \mathcal{E}_{O_2} + q \mathcal{E}_C - H_{обp} \quad (IV. 53)$$

или

$$\mathcal{E}_o = 0,5 t \mathcal{E}_{H_2}^0 + q \mathcal{E}_C^0 - H_{обp}.$$

В приложении III даны энергосодержания некоторых веществ.

¹ Если температура реакции выше $0^\circ C$, то энергосодержание горючего больше его теплосодержания.

Энергосодержание топлива определяется как сумма энергосодержаний горючего и окислителя

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_r + \alpha x_0 \mathcal{E}_o \quad (\text{IV. 54})$$

и

$$\mathcal{E}_T = \frac{\mathcal{E}_r}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o} \quad (\text{IV. 55})$$

Если горючее и окислитель заданы весовым элементарным составом, то

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_r + \alpha x_0' \mathcal{E}_o \quad (\text{IV. 56})$$

Пример 19. Найти энергосодержание воды при 0°C .

Энергосодержание воды при 0°C можно найти, как для окислителя, так как теплота образования воды из элементов известна. Если при сгорании водорода получается не пар, а вода, то количество выделенного тепла при 0°C равно

$$H_{\text{обр}} = 57\,590 + 597,2 \cdot 18 = 68\,340 \text{ ккал/моль.}$$

Следовательно,

$$\mathcal{E}_B^0 = \mathcal{E}_{\text{H}_2}^0 + 0,5 \mathcal{E}_{\text{O}_2}^0 - H_{\text{обр}} = 57\,590 - 68\,340 = -10\,750 \text{ ккал/моль.}$$

На 1 кг воды приходится энергосодержание

$$\mathcal{E}_B^0 = -\frac{10\,750}{18} = -597 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 20. Определить энергосодержание 95%-ной азотной кислоты и 80%-ной перекиси водорода при $T=300^\circ$ абс. Дано: теплота образования 95%-ной азотной кислоты равна 42 360 ккал/моль, теплота образования перекиси водорода равна 44 500 ккал/моль.

Для 95%-ной азотной кислоты $\text{HNO}_3 \cdot 0,184 \text{ H}_2\text{O}$ расчетная формула будет иметь вид

$$\mathcal{E}_{\text{HNO}_3} = 0,5 \mathcal{E}_{\text{H}_2} + 0,5 \mathcal{E}_{\text{N}_2} + 1,5 \mathcal{E}_{\text{O}_2} + 0,184 \mathcal{E}_B - H_{\text{обр}}$$

Из таблицы приложения II при 300° абс. находим

$$\mathcal{E}_{\text{H}_2} = 57\,780 \text{ ккал/моль, } \mathcal{E}_{\text{O}_2} = 192 \text{ ккал/моль, } \mathcal{E}_{\text{N}_2} = 150 \text{ ккал/моль.}$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{HNO}_3} &= 0,5 \cdot 57\,780 + 0,5 \cdot 150 + 1,5 \cdot 192 - 0,184 \cdot 10\,750 - \\ &\quad - 42\,360 = -15\,085 \text{ ккал/моль.} \end{aligned}$$

Пересчет на 1 кг дает

$$\mathcal{E}_{\text{HNO}_3} = -\frac{15\,085 \cdot 95}{63 \cdot 100} = -227,0 \text{ ккал/кг.}$$

Для 80%-ной перекиси водорода $H_2O_2 \cdot 0,472 H_2O$,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{H_2O_2} &= \mathcal{E}_{H_2} + \mathcal{E}_{O_2} + 0,472 \mathcal{E}_B - 44\,500 = \\ &= 57\,780 + 192 - 0,472 \cdot 10\,750 - 44\,500 = 8401 \text{ ккал/моль} \end{aligned}$$

или

$$\mathcal{E}_{H_2O_2} = \frac{8401 \cdot 80}{34 \cdot 100} = 197,7 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 21. Найти энергосодержание и теплотворную способность топлива, состоящего из тракторного керосина ($C_r=86,4\%$, $H_r=13,6\%$) и 90%-ной азотной кислоты при $\alpha=0,8$ и температуре $0^\circ C$.

Находим условную формулу для керосина: $C_{7,2}H_{13,6}$.

Для 90%-ной азотной кислоты получается формула $HNO_3 \cdot 0,389H_2O$. Следовательно,

$$x_0 = \frac{2 \cdot 7,2 + 0,5 \cdot 13,6}{2,5} = 8,48 \text{ моль/моль}$$

и

$$\alpha x_0 = 0,8 \cdot 8,48 = 6,78 \text{ моль/моль.}$$

Энергосодержание керосина равно его теплотворной способности, т. е.

$$\mathcal{E}_r = H_{r,r} = 10\,370 \cdot 100 = 1\,037\,000 \text{ ккал/моль.}$$

Для азотной кислоты получается

$$\mathcal{E}_0^0 = 0,5 \cdot 57\,590 - 0,389 \cdot 10\,750 - 43\,140 = -18\,438 \text{ ккал/моль.}$$

Энергосодержание топлива будет равно:

$\mathcal{E}_r^0 = 1\,037\,000 - 6,78 \cdot 18\,438 = 912\,000 \text{ ккал/моль}$, а теплотворная способность

$$H_u = 0,8 \left(1\,037\,000 - \frac{6,78}{0,8} \cdot 18\,370 \right) = 704\,000 \text{ ккал/моль,}$$

$$\mathcal{E}_r^0 = \frac{912\,000}{100 + \frac{63 \cdot 100}{90} \cdot 6,78} = 1587 \text{ ккал/кг;}$$

$$H_u = 1225 \text{ ккал/кг.}$$

§ 9. Уравнение для определения температуры горения

11-м уравнением, позволяющим определить температуру горения, является уравнение, выражающее условие, что энергосодержание топлива равно энергосодержанию продуктов сгорания, т. е., что

$$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_{пр.сг}$$

или

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_{\text{пр.ср.}}$$

В общем случае

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_r + \alpha x_0 \mathcal{E}_o$$

и

$$\mathcal{E}_T = \frac{\mathcal{E}_r + \alpha x_0 \mathcal{E}_o}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o} = \mathcal{E}_r + \alpha x'_0 \mathcal{E}_o.$$

Для продуктов сгорания

$$\mathcal{E}_{\text{пр.ср.}} = \sum M_i \mathcal{E}_i. \quad (\text{IV. 57})$$

В первых десяти уравнениях состав продуктов сгорания определяется парциальными давлениями, то же необходимо сделать и здесь в формуле (IV. 57). Так как для каждого газа связь числа молей с парциальным давлением выражается формулой

$$M_i = \frac{M}{p_z} p_i,$$

то получается

$$\sum M_i \mathcal{E}_i = \frac{M}{p_z} \sum p_i \mathcal{E}_i.$$

Этим выражением определяется энергосодержание продуктов сгорания 1 моля горючего. При переходе к энергосодержанию 1 кг продуктов сгорания полученная величина делится на вес топлива, рассчитанный на 1 моль горючего, т. е. на

$$\mu = \mu_r + \alpha x_0 \mu_o,$$

или при σ_r %-ной концентрации горючего и σ_o %-ной концентрации окислителя, на

$$\mu = \mu_r + \alpha x_0 \mu_o + 18(m_r + \alpha x_0 m_o) = \frac{\mu_r 100}{\sigma_r} + \alpha x_0 \frac{\mu_o 100}{\sigma_o}.$$

Но, с другой стороны, известно, что

$$\mu_{\text{пр.ср.}} = \frac{\mu}{M} \quad \text{и} \quad \mu = M \mu_{\text{пр.ср.}}$$

Таким образом,

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_{\text{пр.ср.}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{пр.ср.}}}{\mu} = \frac{M}{p_z M \mu_{\text{пр.ср.}}} \sum p_i \mathcal{E}_i = \frac{1}{p_z \mu_{\text{пр.ср.}}} \sum p_i \mathcal{E}_i. \quad (\text{IV. 58})$$

Молекулярный вес продуктов сгорания может быть определен по формуле

$$\mu_{\text{пр.ср.}} = \sum \frac{M_i \nu_i}{M} = \sum \frac{p_i \nu_i}{p_z} = \frac{1}{p_z} \sum p_i \nu_i. \quad (\text{IV. 59})$$

Следовательно,

$$\varepsilon_{\text{пр.сг}} = \frac{\sum p_i \varepsilon_i}{\sum p_i \nu_i}. \quad (\text{IV. 60})$$

В итоге 11-е уравнение получает следующий вид:

для 1 моля горючего

$$\varepsilon_r + \alpha x_0 \varepsilon_o = \frac{M}{p_z} \sum p_i \varepsilon_i, \quad (\text{IV. 61})$$

для 1 кг горючего

$$\varepsilon_r + \alpha x'_0 \varepsilon_o = \frac{\sum p_i \varepsilon_i}{\sum p_i \nu_i}. \quad (\text{IV. 62})$$

§ 10. Методы решения системы уравнений для определения состава продуктов сгорания и температуры горения

В наиболее общем случае в состав продуктов сгорания входят десять газов: CO_2 , CO , H_2O , H_2 , OH , N_2 , O_2 , NO , O и H . Для определения состава смеси, т. е. десяти неизвестных парциальных давлений этих газов и температуры горения T_z , имеется следующая система уравнений:

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{CO}_2}} = K_{p1}, \quad (\text{IV. 42})$$

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p2}, \quad (\text{IV. 43})$$

$$\frac{p_{\text{OH}} p_{\text{H}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p3}, \quad (\text{IV. 44})$$

$$\frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}} = K_{p4}, \quad (\text{IV. 45})$$

$$\frac{p_{\text{O}}^2}{p_{\text{O}_2}} = K_{p5}, \quad (\text{IV. 46})$$

$$\frac{p_{\text{NO}}}{p_{\text{N}_2}^{0,5} p_{\text{O}_2}^{0,5}} = K_{p6}, \quad (\text{IV. 47})$$

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{N}_2} + p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{H}} + p_{\text{O}} = p_z, \quad (\text{IV. 48})$$

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o)}{n + \alpha x_0 q}, \quad (\text{IV. 49})$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{m + 2m_r + \alpha x_0 (t + 2m_o)}{n + \alpha x_0 q}, \quad (\text{IV. 50})$$

$$\frac{2p_{N_2} + p_{NO}}{p_{CO_2} + p_{CO}} = \frac{\alpha x_0 u}{n + \alpha x_0 q}, \quad (IV. 51)$$

$$\varepsilon_T = \frac{1}{p_2^{\mu_T}} \sum p_i \varepsilon_i. \quad (IV. 58)$$

Если в топливе азота нет (например, если в качестве окислителя применяется H_2O_2 или O_2), то выпадают два неизвестных p_{N_2} и p_{NO} и два уравнения (IV. 47) и (IV. 51).

Как уже указывалось, чем ниже температура горения, тем проще состав продуктов сгорания, так как из этого состава выпадают атомарные кислород и водород, окись азота, гидроксил.

Решение написанной системы уравнений заключается в том, что сначала определяется состав смеси из первых десяти уравнений для нескольких выбранных температур, а затем по последнему уравнению (IV. 58) находится действительная температура горения.

При решении первых десяти уравнений приходится пользоваться методом последовательных приближений. Обычно поступают следующим образом. Приравнивают нулю те парциальные давления, которые при данных условиях должны быть наименьшими; после этого определяют как первое приближение величины остальных парциальных давлений. Полученные значения парциальных давлений подставляют в исходные уравнения и находят как второе приближение значения парциальных давлений, принятых в первом приближении равными нулю. Далее полученные значения этих парциальных давлений используют для определения остальных парциальных давлений также во втором приближении. Эти операции повторяют до тех пор, пока в двух последовательных приближениях не получатся мало отличающиеся друг от друга значения парциальных давлений.

При наличии в топливе азота (окислители HNO_3 , CN_4O_8 и т. п.) А. П. Ваничев рекомендует в первом приближении принимать $p_{O_2} = 0$, $p_{NO} = 0$, $p_O = 0$, $p_H = 0$ и $p_{OH} = 0$. При этих условиях остается 5 неизвестных и 4 уравнения (IV. 48), (IV. 49), (IV. 50) и (IV. 51). 5-е уравнение получится из уравнений (IV. 42) и (IV. 43) после исключения из них p_{O_2} :

$$\frac{p_{CO} p_{H_2O}}{p_{CO_2} p_{H_2}} = \frac{K_{p1}}{K_{p2}}. \quad (IV. 63)$$

При решении этих пяти уравнений находят значения p_{CO_2} , p_{CO} , p_{H_2O} , p_{N_2} и p_{H_2} ; подставляют их в уравнения (IV. 42), (IV. 44), (IV. 45), (IV. 46) и (IV. 47) и находят значения p_{O_2} , p_{NO} , p_O , p_H и p_{OH} . Потом опять используют уравнения (IV. 48), (IV. 49), (IV. 50), (IV. 51) и (IV. 63) и т. д.

Если в топливе азота нет (окислители O_2 , H_2O_2 и т. п.), то рекомендуется следующий порядок решения системы уравнений.

1. При низких температурах горения (приблизительно до 2300° абс.) наиболее быстро приводит к цели метод, при котором приравняются нулю парциальные давления (p_{O_2} , p_H , p_{OH} , p_{CO} и p_{CO_2} при $\alpha < 1$, и p_{O_2} , p_H , p_{OH} , p_{CO} и p_{H_2} при $\alpha > 1$). Из уравнений (IV.48), (IV.49) и (IV.50) находят значения парциальных давлений p_{CO_2} , p_{CO} и p_{H_2O} в первом приближении. Подстановка полученных значений в первые пять уравнений дает во втором приближении значения парциальных давлений, приравненных ранее нулю, и т. д.

2. При более высоких температурах ($2300 - 3000^\circ$ абс.) уже нельзя принимать $p_{CO} = 0$ и поэтому приравняют нулю только p_{O_2} , p_H , p_{OH} и p_{H_2} при $\alpha > 1$, и p_{O_2} , p_H , p_{OH} и p_{CO_2} при $\alpha < 1$. Для определения остальных четырех парциальных давлений используют уравнения (IV.48), (IV.49), (IV.50) и (IV.63).

3. При очень высоких температурах горения (больше 3000° абс.) содержание гидроксильной группы настолько велико, что нельзя принимать $p_{OH} = 0$. В этом случае рекомендуется принимать $p_{O_2} = 0$, $p_H = 0$, $p_{H_2} = 0$ и $p_{CO_2} = 0$, а остальные четыре неизвестных находить из уравнений (IV.48), (IV.49), (IV.50) и уравнения, полученного путем исключения из (IV.63) и (IV.44) величин p_{O_2} и p_{H_2}

$$\frac{p_{CO} p_{OH}^2}{p_{CO_2} p_{H_2O}} = \frac{K_{p1} K_{p3}^2}{K_{p1}} \quad (IV.64)$$

Вычисления здесь значительно сложнее, так как решение системы уравнений приводит к уравнению третьей степени. Для этого случая можно применить следующий метод решения: задаться одним из парциальных давлений (лучше p_{O_2}) и решить систему уравнений, определив остальные парциальные давления; эту операцию следует повторять до тех пор, пока сумма парциальных давлений не окажется равной заданному давлению смеси.

Таким образом, тем или иным путем система из первых десяти уравнений может быть решена для нескольких выбранных температур. Для точных вычислений необходимо провести расчет для трех температур; для технического расчета, как это будет видно из приведенных ниже примеров, иногда достаточно провести расчет для двух температур, взяв интервал более широким ($400 - 500^\circ$).

При отыскании действительной температуры горения рассуждают следующим образом. Пусть расчет проведен для температур T'_z , T''_z , T'''_z , и энергосодержание 1 кг продуктов сгорания, подсчитанное по приведенным выше формулам, будет равно соответственно $\mathcal{E}'_{пр. сг}$, $\mathcal{E}''_{пр. сг}$ и $\mathcal{E}'''_{пр. сг}$ в то время как энергосодержание топлива имеет значение \mathcal{E}_T (желательно, чтобы значение \mathcal{E}_T заключалось между $\mathcal{E}'_{пр. сг}$ и $\mathcal{E}'''_{пр. сг}$). Зависимость энергосодержа-

ния продуктов сгорания от температуры представляют уравнением

$$\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = A + BT_z + CT_z^2. \quad (\text{IV. 65})$$

Коэффициенты A , B и C в данном случае находят из системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}'_{\text{пр. сг}} &= A + BT'_z + CT'^2_z; \\ \mathcal{E}''_{\text{пр. сг}} &= A + BT''_z + CT''^2_z; \\ \mathcal{E}'''_{\text{пр. сг}} &= A + BT'''_z + CT'''^2_z. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV. 66})$$

Подставляя эти значения коэффициентов в (IV. 65) и вспоминая, что $\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = \mathcal{E}_T$, получают возможность определить действительную температуру из уравнения

$$CT_z^2 + BT_z - (\mathcal{E}_T - A) = 0,$$

откуда

$$T_z = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 + 4C(\mathcal{E}_T - A)}}{2C}. \quad (\text{IV. 67})$$

Если расчет проведен только для температур T'_z и T''_z и для них подсчетом найдено энергосодержание продуктов сгорания, равное $\mathcal{E}'_{\text{пр. сг}}$ и $\mathcal{E}''_{\text{пр. сг}}$, то принимают линейную зависимость энергосодержания от температуры:

$$\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = M + NT_z, \quad (\text{IV. 68})$$

причем значения коэффициентов M и N находят из системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}'_{\text{пр. сг}} &= M + NT'_z, \\ \mathcal{E}''_{\text{пр. сг}} &= M + NT''_z. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV. 69})$$

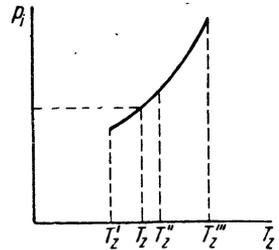
Решение системы (IV. 69) дает

$$N = \frac{\mathcal{E}''_{\text{пр. сг}} - \mathcal{E}'_{\text{пр. сг}}}{T''_z - T'_z},$$

$$M = \frac{\mathcal{E}'_{\text{пр. сг}} T''_z - \mathcal{E}''_{\text{пр. сг}} T'_z}{T''_z - T'_z}.$$

Полагая попрежнему $\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = \mathcal{E}_T$, можно найти действительную температуру горения T_z .

Состав продуктов сгорания при температуре T_z может быть определен или с помощью прежних десяти уравнений или же



Фиг. 37. К определению состава продуктов сгорания при действительной температуре горения.

графической интерполяцией. Последняя сводится к тому, что для каждого газа по найденным ранее значениям парциальных давлений p'_i, p''_i, p'''_i (для температур T'_z, T''_z, T'''_z) строится кривая $p_i = f(T_z)$ (фиг. 37), а затем по этой кривой находится значение p_i для установленной температуры горения T_z .

§ 11. Примеры расчетов

Рассмотрим на примерах применение указанных выше методов расчета.

Пример 22. Определить состав продуктов сгорания и температуру горения для топлива — тракторный керосин ($\gamma_{\text{к}}=0,82$ кг/л; $C_{\text{к}}=86,3\%$, $H_{\text{к}}=13,7\%$; $H_u=10\,270$ ккал/кг) + 95%-ная азотная кислота ($\gamma_o=1,5$ кг/л, $m_o=0,184$ моль/моль). Коэффициент избытка окислителя $\alpha_z=0,8$. Давление в камере сгорания $p_z=25$ кг/см².

Условная формула керосина будет $C_{7,19}H_{13,7}$. Находим молярное соотношение количеств окислителя и горючего

$$\alpha x_0 = 0,8 \frac{2 \cdot 7,19 + 0,5 \cdot 13,7}{2,5} = 6,8 \text{ моль/моль.}$$

Энергосодержание керосина равно его теплотворной способности¹, следовательно,

$$\mathcal{E}_{\text{к}} = H_{\text{к}} = 10\,270\,000 \text{ ккал/моль.}$$

Для 95%-ной HNO_3 из таблицы приложения III находим $\mathcal{E}_o = -15\,540$ ккал/моль.

Энергосодержание топлива будет равно

$$\mathcal{E}_{\text{т}} = 10\,270\,000 - 6,8 \cdot 15\,540 = 921\,330 \text{ ккал/моль.}$$

В пересчете на 1 кг топлива получается

$$\mathcal{e}_{\text{т}} = \frac{921\,330}{100 + 6,8 \frac{63 \cdot 100}{95}} = 1672 \text{ ккал/кг.}$$

Расчетные десять уравнений, связывающих парциальные давления, будут иметь вид

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{CO}_2}} = K_{p1}; \quad (a)$$

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p2}, \quad (b)$$

¹ Пренебрегаем физическим теплом керосина.

$$\frac{p_{\text{OH}} p_{\text{H}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p3}; \quad (c)$$

$$\frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}} = K_{p4}; \quad (d)$$

$$\frac{p_{\text{O}}^2}{p_{\text{O}_2}} = K_{p5}; \quad (e)$$

$$\frac{p_{\text{NO}}}{p_{\text{N}_2}^{0,5} p_{\text{O}_2}^{0,5}} = K_{p6}; \quad (f)$$

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{N}_2} + p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{H}} + p_{\text{O}} = 25^1; \quad (g)$$

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{6,8(3+0,184)}{7,19} = 3,012; \quad (h)$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{13,7 + 6,8(1+2 \cdot 0,184)}{7,19} = 3,200; \quad (i)$$

$$\frac{2p_{\text{N}_2} + p_{\text{NO}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{6,8 \cdot 1}{7,19} = 0,946. \quad (j)$$

В качестве первого приближения принимаем

$$p_{\text{O}_2} = 0, \quad p_{\text{OH}} = 0, \quad p_{\text{NO}} = 0, \quad p_{\text{H}} = 0, \quad p_{\text{O}} = 0.$$

При этом предположении остаются последние четыре уравнения, приобретающие вид

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{N}_2} = 25; \quad (g')$$

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 3,012; \quad (h')$$

$$\frac{p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 1,599; \quad (i')$$

$$\frac{p_{\text{N}_2}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 0,473. \quad (j')$$

5-е уравнение получается при делении уравнения (a) на (b):

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} p_{\text{H}_2}} = \frac{K_{p1}}{K_{p2}}. \quad (ab)$$

¹ Размерность общего и парциальных давлений (кг/см^2) в примере опускаем.

Решение полученной системы уравнений проводим следующим образом. Из уравнения (*h'*) выразим $p_{\text{H}_2\text{O}}$ через p_{CO_2} и p_{CO} ; будем иметь

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = 1,012p_{\text{CO}_2} + 2,012p_{\text{CO}}.$$

Из уравнения (*i'*) определяем p_{H_2} , подставляя в это уравнение полученное выражение для $p_{\text{H}_2\text{O}}$; находим

$$p_{\text{H}_2} = 0,587p_{\text{CO}_2} - 0,413p_{\text{CO}}.$$

Из уравнения (*j'*) определяем p_{N_2} ; получаем

$$p_{\text{N}_2} = 0,473(p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}).$$

При подстановке значений $p_{\text{H}_2\text{O}}$, p_{H_2} и p_{N_2} в уравнение (*g'*) находим зависимость p_{CO} от p_{CO_2} в виде

$$p_{\text{CO}} = 8,137 - p_{\text{CO}_2}.$$

Далее парциальные давления $p_{\text{H}_2\text{O}}$, p_{H_2} и p_{N_2} выражаем через p_{CO_2} ,

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = 16,364 - p_{\text{CO}_2},$$

$$p_{\text{H}_2} = p_{\text{CO}_2} - 3,348.$$

Из выражения для p_{N_2} величина p_{CO_2} исключается:

$$p_{\text{N}_2} = 3,847.$$

Подставляя найденные выражения для $p_{\text{H}_2\text{O}}$ и p_{H_2} в уравнение (*ab*), получаем

$$\frac{(8,137 - p_{\text{CO}_2})(16,364 - p_{\text{CO}_2})}{p_{\text{CO}_2}(p_{\text{CO}_2} - 3,348)} = \frac{K_{p1}}{K_{p2}}.$$

Уравнение после преобразований получает вид

$$\left(\frac{K_{p1}}{K_{p2}} - 1\right)p_{\text{CO}_2}^2 + \left(24,5 - 3,348\frac{K_{p1}}{K_{p2}}\right)p_{\text{CO}_2} - 133,16 = 0.$$

Из этого уравнения, задаваясь значениями температуры T_z , можно определять значения p_{CO_2} , а следовательно, и другие неизвестные парциальные давления. Далее проводится расчет для нескольких температур.

$$\underline{T_z = 2400^\circ \text{ абс.}}$$

Для этой температуры из приложения I находятся значения констант равновесия: $K_{p1} = 0,0225$; $K_{p2} = 0,00389$; $K_{p3} = 0,00646$; $K_{p4} = 0,000296$; $K_{p5} = 0,0000839$; $K_{p6} = 0,0501$.

Подстановка значений K_{p1} и K_{p2} в квадратное уравнение дает:

$$4,784p_{\text{CO}_2}^2 + 5,135p_{\text{CO}_2} - 133,16 = 0,$$

откуда находится

$$p_{\text{CO}_2} = 4,766.$$

Теперь легко определяются и остальные неизвестные давления:

$$p_{\text{CO}} = 8,137 - 4,766 = 3,371,$$

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = 16,364 - 4,766 = 11,598,$$

$$p_{\text{H}_2} = 4,766 - 3,348 = 1,418,$$

$$p_{\text{N}_2} = 3,847.$$

Таким образом, найден состав продуктов сгорания в первом приближении. Далее определяется состав продуктов сгорания во втором приближении. Для этого полученные значения p_{CO_2} , p_{CO} , $p_{\text{H}_2\text{O}}$, p_{H_2} и p_{N_2} подставляются в уравнения (a), (c), (d), (e) и (f) и находятся значения парциальных давлений, приравненных нулю в первом приближении. Расчет дает:

$$p_{\text{O}_2} = \left(\frac{K_{p1} p_{\text{CO}_2}}{p_{\text{CO}}} \right)^2 = \left(\frac{0,0225 \cdot 4,766}{3,371} \right)^2 = 0,001;$$

$$p_{\text{OH}} = \frac{K_{p3} p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{H}_2}^{0,5}} = \frac{0,00646 \cdot 11,598}{\sqrt{1,418}} = 0,063;$$

$$p_{\text{H}} = \sqrt{K_{p4} p_{\text{H}_2}} = \sqrt{0,000296 \cdot 1,418} = 0,0205;$$

$$p_{\text{O}} = \sqrt{K_{p5} p_{\text{O}_2}} = \sqrt{0,0000836 \cdot 0,001} \approx 0;$$

$$p_{\text{NO}} = K_{p6} \sqrt{p_{\text{N}_2} p_{\text{O}_2}} = 0,0501 \sqrt{3,847 \cdot 0,001} = 0,003.$$

Полученные значения подставляются в уравнения (g), (h), (i), (j). Уравнения принимают следующий вид:

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{N}_2} = 24,9035; \quad (g'')$$

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + 0,068}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 3,012; \quad (h'')$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + 0,0835}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 3,198; \quad (i'')$$

$$\frac{2p_{\text{N}_2} + 0,003}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 0,948. \quad (j'')$$

Поступая с последними тремя уравнениями так же, как и в первый раз, получаем

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = 1,012p_{\text{CO}_2} + 2,012p_{\text{CO}} - 0,068;$$

$$p_{\text{H}_2} = 0,587p_{\text{CO}_2} - 0,413p_{\text{CO}} + 0,02625;$$

$$p_{\text{N}_2} = 0,473(p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}) - 0,0015.$$

Подставляя эти выражения в (g"), находим зависимость p_{CO} от p_{CO_2} :

$$p_{CO} = 8,123 - p_{CO_2}$$

Далее находим

$$p_{H_2O} = 16,268 - p_{CO_2};$$

$$p_{H_2} = p_{CO_2} - 3,3160;$$

$$p_{N_2} = 3,338.$$

Подстановка выражений для p_{H_2O} и p_{H_2} в (a b) приводит к следующему квадратному уравнению:

$$4,784p_{CO_2}^2 + 5,21p_{CO_2} - 132,14 = 0,$$

откуда $p_{CO_2} = 4,739$.

Следовательно,

$$p_{CO} = 3,384,$$

$$p_{H_2O} = 11,529,$$

$$p_{H_2} = 1,423,$$

$$p_{N_2} = 3,438.$$

Ввиду значительного расхождения со значениями, полученными в первом приближении, все величины определяются в третьем приближении; повторение предыдущих операций дает:

$$p_{O_2} = 0,001; p_{OH} = 0,0624; p_{H} = 0,0205;$$

$$p_O = 0; p_{NO} = 0,003.$$

При решении уравнений (g), (h), (i), (j) и (a b) получается: $p_{CO_2} = 4,739$; $p_{CO} = 3,324$; $p_{H_2O} = 11,530$; $p_{H_2} = 1,423$; $p_{N_2} = 3,838$.

Расхождений с предыдущим приближением почти нет. Проверка дает: $\sum p_i = 25,001 \approx 25$.

$$\underline{T_z = 2600^\circ \text{ абс.}}$$

Значения констант равновесия для этой температуры следующие: $K_{p1} = 0,0622$; $K_{p2} = 0,010$; $K_{p3} = 0,0182$; $K_{p4} = 0,0017$; $K_{p5} = 0,000592$; $K_{p6} = 0,0708$.

Расчет величин парциальных давлений аналогичен предыдущему. В четвертом приближении получается:

$$p_{O_2} = 0,007; p_{OH} = 0,177; p_{H} = 0,048;$$

$$p_O = 0,002; p_{NO} = 0,012; p_{CO_2} = 4,623;$$

$$p_{CO} = 3,473; p_{H_2O} = 11,453; p_{H_2} = 1,383;$$

$$p_{N_2} = 3,821.$$

$$\sum p_i = 24,999 \approx 25,0.$$

$$T_z = 2800^\circ \text{ абс.}$$

Значения констант равновесия здесь следующие:

$$K_{p1} = 0,1545; K_{p2} = 0,0234; K_{p3} = 0,0452; K_{p4} = 0,03767; K_{p5} = 0,0032; \\ K_{p6} = 0,0957.$$

В четвертом приближении получается:

$$p_{O_2} = 0,035; p_{OH} = 0,435; p_H = 0,103; \\ p_O = 0,011; p_{NO} = 0,034; p_{CO_2} = 4,412; \\ p_{CO} = 3,617; p_{H_2O} = 11,185; p_{H_2} = 1,389; \\ p_{N_2} = 3,778; \\ \sum p_i = 24,999 \approx 25.$$

В табл. 29 приведены результаты подсчетов парциальных давлений (в кг/см^2) для всех трех температур.

Т а б л и ц а 29

T_z °абс.	p_{CO_2}	p_{CO}	p_{H_2O}	p_{H_2}	p_{OH}	p_{N_2}	p_{O_2}	p_{NO}	p_H	p_O
2400	4,739	3,384	11,530	1,423	0,063	3,838	0,001	0,003	0,020	0,000
2600	4,623	3,473	11,453	1,383	0,177	3,821	0,007	0,012	0,048	0,002
2800	4,412	3,617	11,185	1,389	0,435	3,778	0,035	0,034	0,103	0,011

Средний молекулярный вес продуктов сгорания определяется по формуле (IV. 59):

$$\mu_{\text{пр. сг}} = \frac{\sum p_i \mu_i}{p_z}.$$

При $T_z = 2400^\circ$ абс. $\mu_{\text{пр. сг}} = 24,89;$
 „ $T_z = 2600^\circ$ „ „ $24,81;$
 „ $T_z = 2800^\circ$ „ „ $24,60.$

Теперь можно подсчитать энергосодержание 1 кг продуктов сгорания по уравнению (IV. 58):

$$\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = \frac{1}{\mu_{\text{пр. сг}} p_z} \sum p_i \mathcal{E}_i.$$

Значения \mathcal{E}_i при принятых температурах берутся из приложений II. Для $T_z = 2400^\circ$ абс. получается

$$\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = \frac{10^8}{24,89 \cdot 25} (4,739 \cdot 28,00 + 3,384 \cdot 84,02 + 11,53 \cdot 22,33 + \\ + 1,423 \cdot 73,74 + 0,068 \cdot 50,74 + 3,838 \cdot 17,07 + 0,001 \cdot 17,98 + \\ + 0,020 \cdot 91,05 + 0,003 \cdot 38,95) = 1366,1 \text{ ккал/кг.}$$

Аналогичные расчеты продельваются и для двух других температур. В результате может быть составлена следующая табличка энергосодержаний:

T_z° абс.	2400	2600	2800
$\varepsilon_{\text{пр. ср}}$ ккал/кг	1366,1	1477,7	1617,1

Сравнение с энергосодержанием топлива ($\varepsilon_r=1672$ ккал/кг) показывает, что действительная температура горения будет несколько выше 2800° абс.

Интерполяционное уравнение имеет вид

$$\varepsilon_{\text{пр. ср}} = A + BT_z + CT_z^2.$$

Для определения коэффициентов A , B и C составляются три уравнения:

$$A + 2400B + 2400^2C = 1366,1;$$

$$A + 2600B + 2600^2C = 1477,7;$$

$$A + 2800B + 2800^2C = 1617,1.$$

Решение этих уравнений дает

$$A = 2195,3; B = -1,1795; C = 0,0003475.$$

Уравнение для определения температуры горения запишется так:

$$0,0003475T_z^2 - 1,1795T_z + 2195,3 = 1672,$$

или окончательно:

$$0,0003475T_z^2 - 1,1795T_z + 523,3 = 0.$$

Температура в камере сгорания

$$T_z = 2870^\circ \text{ абс.}$$

Состав продуктов сгорания для этой температуры определяется расчетом по десяти приведенным выше уравнениям, причем предварительно с помощью интерполяции по приложению I находятся значения констант равновесия при температуре 2870° абс.

$$K_{p1} = 0,2025; K_{p2} = 0,0295; K_{p3} = 0,059;$$

$$K_{p4} = 0,0112; K_{p5} = 0,00525; K_{p6} = 0,103.$$

В четвертом приближении получается удовлетворительное совпадение. Состав продуктов сгорания определяется следующими парциальными давлениями:

$$p_{\text{CO}_2} = 4,281; \quad p_{\text{CO}} = 3,714; \quad p_{\text{H}_2\text{O}} = 10,881;$$

$$p_{\text{H}_2} = 1,586; \quad p_{\text{N}_2} = 3,754; \quad p_{\text{O}_2} = 0,067;$$

$$p_{\text{OH}} = 0,512; \quad p_{\text{NO}} = 0,052; \quad p_{\text{H}} = 0,133; \quad p_{\text{O}} = 0,019.$$

Молекулярный вес продуктов сгорания в этом случае

$$\mu_{\text{пр.ст}} = 24,37.$$

Молярный состав продуктов сгорания можно определить следующим образом. Общий вес продуктов сгорания по расчету на 1 моль горючего

$$g_{\text{пр.ст}} = \mu_r + 6,8\mu_o = \mu_r + 6,8 \frac{100\mu_o}{95} = 100 + \frac{6,8 \cdot 100 \cdot 63}{95} = 550,95 \text{ кг.}$$

Так как 1 моль продуктов сгорания весит $\mu_{\text{пр.ст}} = 24,37$ кг, то общее число молей продуктов сгорания

$$M = \frac{550,95}{24,37} = 22,61 \text{ моля.}$$

Для i -го газа число молей

$$M_i = M \frac{p_i}{p_z} = \frac{22,61}{25} p_i = 0,904 p_i.$$

Обычным путем можно определить объемный и весовой состав продуктов сгорания. В табл. 30 приведены молярный, объемный и весовой составы продуктов сгорания для данного случая.

Т а б л и ц а 30

	CO ₂	CO	H ₂ O	H ₂	OH	N ₂	O ₂	NO	H	O
Молярный состав	3,870	3,357	9,836	1,434	0,463	3,394	0,061	0,047	0,120	0,017
Объемный состав в %	17,12	14,85	43,52	6,35	2,05	15,02	0,27	0,21	0,53	0,08
Весовой состав в %	30,91	17,04	32,14	0,52	1,43	17,28	0,35	0,26	0,02	0,05

Вычисления можно значительно упростить, если принять линейную зависимость энергосодержания от температуры; в этом случае достаточно провести расчет только для двух произвольно выбранных температур с большим интервалом между ними. На-

пример, в данном случае можно было провести расчет только для температур 2400° и 2800° абс. В этом случае интерполяционное уравнение представилось бы в следующем виде:

$$M - NT_z = \varepsilon_r.$$

Для определения коэффициентов M и N послужили бы уравнения

$$M + 2400N = 1366,1;$$

$$M + 2800N = 1617,1.$$

Решение этих уравнений дает

$$M = -139,9; N = 0,6275.$$

Следовательно,

$$T_z = \frac{\varepsilon_r - M}{N} = \frac{1672 + 139,9}{0,6275} = 2887^\circ \text{ абс.}$$

Пример 23. Определить состав продуктов сгорания и температуру горения для топлива, состоящего из газойля ($C_r = 86,8\%$, $H_r = 13,2\%$, $H_u = 10\,200$ ккал/кг) и жидкого кислорода ($\varepsilon_o = -94,7$ ккал/кг); давление в камере сгорания $p_z = 50$ кг/см²; $\alpha' = 0,86$.

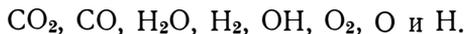
В этом случае

$$\alpha x'_0 = 2,9 \text{ кг/кг.}$$

Энергосодержание 1 кг топлива равно

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon_r + \alpha x'_0 \varepsilon_o}{1 + \alpha x'_0} = \frac{10\,200 - 2,9 \cdot 94,7}{1 + 2,9} = 2545 \text{ ккал/кг.}$$

В продуктах сгорания будут только следующие газы:



Составляются восемь уравнений:

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{CO}_2}} = K_{p1}, \quad (a)$$

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p2}, \quad (b)$$

$$\frac{p_{\text{OH}} p_{\text{H}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p3}, \quad (c)$$

$$\frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}} = K_{p4}, \quad (d)$$

$$\frac{p_{\text{O}}^2}{p_{\text{O}_2}} = K_{p5}, \quad (e)$$

$$\frac{86,8}{2,9 \cdot 100} = \frac{0,75 (p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}})}{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{O}}}, \quad (f)$$

$$\frac{13,2}{2,9 \cdot 100} = \frac{0,0625 (2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}})}{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{O}}}, \quad (g)$$

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{O}_2} + p_{\text{H}} + p_{\text{O}} = 50^1. \quad (h)$$

Уравнения (f) и (g) после преобразований получают вид:

$$\begin{aligned} 0,5063p_{\text{CO}_2} + 1,5063p_{\text{CO}} - p_{\text{H}_2\text{O}} - p_{\text{OH}} - 2p_{\text{O}_2} - p_{\text{O}} &= 0, \\ 2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} - 1,746p_{\text{H}_2\text{O}} - 2,746p_{\text{H}_2} - 0,373p_{\text{OH}} - 1,373p_{\text{H}} + \\ &+ 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{O}} = 0. \end{aligned}$$

Для решения поставленной задачи прежде всего задаются предполагаемыми температурами горения, например, значениями 3600°, 3700° и 3800° абс. и рассчитывают парциальные давления для этих температур (задаваясь также предполагаемым парциальным давлением кислорода).

$$T_z = 3600^\circ \text{ абс.}$$

Значения констант равновесия при этой температуре находятся из приложения I:

$$K_{p1} = 2,183; \quad K_{p2} = 0,253; \quad K_{p3} = 0,625; \quad K_{p4} = 0,594; \quad K_{p5} = 0,430.$$

В результате расчетов получается следующий состав продуктов сгорания при этой температуре:

$$\begin{aligned} p_{\text{CO}_2} &= 8,93, \quad p_{\text{CO}} = 13,82, \quad p_{\text{H}_2\text{O}} = 14,76, \quad p_{\text{H}_2} = 2,65, \quad p_{\text{OH}} = 5,66, \\ p_{\text{O}_2} &= 2,00, \quad p_{\text{H}} = 1,25, \quad p_{\text{O}} = 0,93. \end{aligned}$$

$$T_z = 3700^\circ \text{ абс.}$$

Значения констант равновесия для этой температуры следующие:

$$K_{p1} = 2,755; \quad K_{p2} = 0,315; \quad K_{p3} = 0,800; \quad K_{p4} = 0,914; \quad K_{p5} = 0,682.$$

Состав продуктов сгорания приводится в табл. 31.

$$T_z = 3800^\circ \text{ абс.}$$

Значения констант равновесия

$$K_{p1} = 3,480; \quad K_{p2} = 0,389; \quad K_{p3} = 1,010; \quad K_{p4} = 1,355; \quad K_{p5} = 1,060.$$

¹ Размерность давлений в примере опускаем.

Состав продуктов сгорания приводится в табл. 31, где дана сводка результатов расчетов для всех трех температур¹.

Таблица 31

T_z° абс.	p_{CO_2}	p_{CO}	$p_{\text{H}_2\text{O}}$	p_{H_2}	p_{OH}	p_{H}	p_{O_2}	p_{O}
3600	8,93	13,82	14,76	2,65	5,66	1,25	2,00	0,93
3700	7,79	14,40	13,39	2,83	6,44	1,63	2,27	1,25
3800	6,76	14,83	12,21	3,00	7,07	2,00	2,47	1,61

Средний молекулярный вес и энергосодержание продуктов сгорания равны:

T_z° абс.	3600	3700	3800
$\mu_{\text{пр. ср}}$	24,34	23,93	23,31
$\varepsilon_{\text{пр. ср}}$ ккал/кг	2517,6	2705,4	2882,1

Температура горения приблизительно равна 3630° абс.

Молярный, объемный и весовой составы продуктов сгорания для температуры 3630° абс. указаны в табл. 32, где для сравнения приведены данные расчета процесса горения для того же топлива при том же α , но при давлении в камере сгорания $p_z=100$ кг/см²; сравнение соответствующих величин показывает влияние давления на степень диссоциации.

Таблица 32

	CO ₂	CO	H ₂ O	H ₂
$p_z=50$ кг/см ² ; $T_z=3630^\circ$ абс.				
Молярный состав	2,75	4,52	4,60	0,87
Объемный состав в %	17,08	28,02	28,58	5,40
Весовой состав в %	30,89	32,31	21,14	0,44
$p_z=100$ кг/см ² ; $T_z=3770^\circ$ абс.				
Молярный состав	2,78	4,41	4,68	0,74
Объемный состав в %	17,60	27,90	29,60	4,69
Весовой состав в %	31,38	31,70	21,62	0,38

¹ Величины парциальных давлений даны в кг/см².

Продолжение

	ОН	Н	О ₂	О
$p_z=50 \text{ кг/см}^2; T_z=3630^\circ \text{ абс.}$				
Молярный состав	1,93	0,44	0,66	0,33
Объемный состав в %	11,99	2,73	4,10	2,05
Весовой состав в %	8,38	0,11	5,38	1,35
$p_z=100 \text{ кг/см}^2; T_z=3770^\circ \text{ абс.}$				
Молярный состав	2,02	0,37	0,59	0,29
Объемный состав в %	12,8	2,33	3,76	1,83
Весовой состав в %	8,82	0,09	4,82	1,19

§ 12. Приближенные методы расчета процесса горения

Приведенный выше метод расчета процессов горения требует весьма значительных затрат времени и для практического применения слишком сложен.

В обычных технических расчетах, если температура не превышает 3000° абс. и особенно при высоких давлениях p_z , можно, как это видно из фиг. 36, пренебрегать присутствием в продуктах сгорания одноатомных газов, O_2 , NO , а иногда и OH . При таких условиях расчет значительно упрощается. Например, для рассмотренного выше примера 22 при $p_{\text{H}}=0$, $p_{\text{O}}=0$, $p_{\text{O}_2}=0$ и $p_{\text{NO}}=0$ получает-ся система из шести уравнений с шестью неизвестными:

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 3,012,$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 3,200,$$

$$p_{\text{N}_2} = 0,473 (p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}),$$

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{N}_2} = 25,$$

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} p_{\text{H}_2}} = \frac{K_{p1}}{K_{p2}},$$

$$\frac{p_{\text{OH}} p_{\text{H}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p3}.$$

Решается эта система так же, как и приведенная выше система из десяти уравнений.

Расчет менее трудоемок, но все же отнимает значительное время, так как решать систему приходится методом последова-

тельных приближений, приравнивая в первом приближении нулю p_{OH} .

Решение получается еще проще, если можно пренебречь наличием OH, что допустимо при ожидаемых температурах T_z , меньших 2700° абс. В этом случае остается только пять неизвестных и пять уравнений:

$$p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O} + p_{H_2} + p_{N_2} = p_z, \quad (IV.70)$$

$$\frac{2p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O}}{p_{CO_2} + p_{CO}} = \frac{p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o)}{n + \alpha x_0 q}, \quad (IV.71)$$

$$\frac{p_{H_2O} + p_{H_2}}{p_{CO_2} + p_{CO}} = \frac{m + 2m_r + \alpha x_0 (t + 2m_o)}{2(n + \alpha x_0 q)}, \quad (IV.72)$$

$$\frac{p_{N_2}}{p_{CO_2} + p_{CO}} = \frac{\alpha x_0 u}{2(n + \alpha x_0 q)}, \quad (IV.73)$$

$$\frac{p_{CO} p_{H_2O}}{p_{CO_2} p_{H_2}} = \frac{K_{p1}}{K_{p2}}. \quad (IV.74)$$

Эта система уравнений приводится к квадратному уравнению относительно p_{CO_2} и дает сразу состав продуктов сгорания для выбранной температуры.

Пусть введены следующие обозначения:

$$A = \frac{p + m_r + \alpha x_0 (v + m_o)}{n + \alpha x_0 q},$$

$$B = \frac{m + 2m_r + \alpha x_0 (t + 2m_o)}{2(n + \alpha x_0 q)},$$

$$C = \frac{\alpha x_0 u}{2(n + \alpha x_0 q)},$$

$$D = \frac{K_{p1}}{K_{p2}}.$$

Из уравнения (IV.71) можно получить

$$p_{H_2O} = (A - 2)p_{CO_2} + (A - 1)p_{CO};$$

из уравнения (IV.72) после подстановки в него полученного значения p_{H_2O} найдем

$$p_{H_2} = (B - A + 2)p_{CO_2} + (B - A + 1)p_{CO};$$

из уравнения (IV.73) получаем

$$p_{N_2} = C(p_{CO_2} + p_{CO}).$$

Подстановка этих выражений в уравнение (IV.70) дает:

$$p_{\text{CO}} = \frac{p_z}{1+B+C} - p_{\text{CO}_2}.$$

Теперь все парциальные давления можно выразить через p_{CO_2} , будем иметь:

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{A-1}{1+B+C} p_z - p_{\text{CO}_2},$$

$$p_{\text{H}_2} = p_{\text{CO}_2} - \frac{A-B-1}{1+B+C} p_z,$$

$$p_{\text{N}_2} = \frac{C}{1+B+C} p_z,$$

$$p_{\text{CO}} = \frac{p_z}{1+B+C} - p_{\text{CO}_2}.$$

Подстановка этих выражений в уравнение (IV.74) дает квадратное уравнение относительно p_{CO_2} ;

$$\frac{\left(\frac{p_z}{1+B+C} - p_{\text{CO}_2}\right) \left(\frac{A-1}{1+B+C} p_z - p_{\text{CO}_2}\right)}{\left(p_{\text{CO}_2} - \frac{A-B-1}{1+B+C} p_z\right) p_{\text{CO}_2}} = D.$$

Для данного топлива в этом уравнении величиной, зависящей от температуры, является только D .

Задаваясь различными температурами и подсчитывая D с помощью приложения I, можно найти значение p_{CO_2} , а затем и другие парциальные давления.

Далее можно определить энергосодержание продуктов сгорания при этих температурах и найти температуру T_z . Подсчеты, произведенные по данным примера 22, приводят к следующим результатам.

Состав продуктов сгорания (парциальные давления в кг/см^2):

$$p_{\text{CO}_2} = 4,633; \quad p_{\text{CO}} = 3,502; \quad p_{\text{H}_2\text{O}} = 11,736;$$

$$p_{\text{H}_2} = 1,281; \quad p_{\text{N}_2} = 3,848.$$

Молекулярный вес $\mu_{\text{пр.ст}} = 24,94$ и температура горения $T_z = 3063^\circ$ абс.

Температура горения получилась значительно выше, чем при более точном расчете. Это станет вполне понятным, если учесть, что пренебрежение наличием одноатомных газов и ОН предполагает более полное преобразование химической энергии в тепловую,

т. е. повышенное теплосодержание продуктов сгорания. В данном случае ошибка в сторону завышения температуры составляет

$$\frac{3063 - 2870}{2870} 100 = 6,73\%.$$

Так как скорость истечения продуктов сгорания пропорциональна $\sqrt{RT_z}$, то ошибка при определении скорости истечения составит в сторону завышения

$$\frac{\sqrt{3063} - \sqrt{2870}}{\sqrt{2870}} 100 = 1,96\%.$$

В технических расчетах такая погрешность вполне допустима.

Все сказанное выше показывает, насколько сложны и трудоемки расчеты процессов горения. Основная сложность — это решение системы уравнений, служащих для определения состава продуктов сгорания при различных температурах.

Весьма облегчить все расчеты можно было бы при наличии графиков, подобных представленному на фиг. 36. Имея такой график для данного топлива и при заданном коэффициенте избытка окислителя, можно для любых двух или трех температур взять состав продуктов сгорания и, подсчитав их энергосодержание, сразу определить действительную температуру T_z .

§ 13. Расчет процесса горения с учетом неполноты смешения

Приведенные выше расчеты предполагают полное сгорание топлива, т. е. полное использование введенного окислителя в процессе горения.

В действительности вследствие несовершенства распыла и перемешивания компонентов топлива полного сгорания не происходит. В поршневых двигателях внутреннего сгорания неполнота сгорания учитывается введением в расчет коэффициента выделения тепла. Вследствие сравнительно невысоких температур в цилиндре поршневого двигателя коэффициент выделения тепла, принятый для расчета, учитывает все причины, вызывающие неполное выделение тепла: несовершенство перемешивания, незначительные потери на диссоциацию и потери тепла в окружающее пространство.

В камере сгорания ЖРД степень диссоциации весьма значительна, и учитывать одним коэффициентом все причины, вызывающие неполное выделение тепла, нерационально.

В дальнейшем вводятся два коэффициента выделения тепла: $\xi_{\text{ш}}$ — коэффициент выделения тепла по смешению и $\xi_{\text{д}}$ — коэффициент выделения тепла по диссоциации. Коэффициент выделения тепла по диссоциации $\xi_{\text{д}}$ определяет собой ту долю тепла, которая выделилась при горении; иначе $1 - \xi_{\text{д}}$ определяет собой ту долю

энергосодержания топлива, которая осталась в продуктах сгорания в виде химической энергии. В предыдущих параграфах предполагалось, что $\xi_n=1$. Следовательно, в процессе сгорания участвовало все энергосодержание топлива, хотя коэффициент избытка окислителя α был меньше единицы¹. Таким образом, уравнение, служившее для определения действительной температуры T_z , имело вид

$$\vartheta_T = i_z + x_z = \vartheta_z.$$

Естественно, что расчет T_z при $\xi_n=1$ давал завышенные значения температуры; в действительности при $\xi_n < 1$ температура горения должна быть значительно ниже.

Явления, происходящие в камере сгорания при $\xi_n < 1$, еще более сложны, чем при $\xi_n=1$. Процессы, происходящие с топливом при $\xi_n < 1$, не изучены. Несомненно, что при высоких температурах в камере сгорания топливо, не участвующее в горении, должно не только испариться, но и разложиться. Если в каком-нибудь участке камеры сгорания оказалось окислителя больше, то местное значение $\alpha_n > \alpha$ (α — среднее значение для всей камеры) и процесс горения должен пройти более полно. В других участках, где больше оказалось горючего, т. е. при $\alpha_n < \alpha$, процесс горения проходит менее полно.

Только при очень несовершенных распыле и перемешивании может оказаться, что в некоторых участках камеры сгорания имеется горючее, совершенно не участвующее в горении. Таким образом, можно в дальнейшем принимать, что коэффициент выделения тепла по смешению ξ_n характеризует не долю топлива, участвующую в горении, а долю тепла, выделяющуюся при горении. Для возможности проведения хотя бы ориентировочных расчетов процессов горения при $\xi_n < 1$ на основании сказанного выше принимаются следующие условия:

1. Часть топлива, сгорающая при $\alpha_n \leq 1$, дает продукты сгорания такого же состава, что и при $\alpha=1$.

2. Часть энергосодержания в количестве $(1-\xi_{nz})\vartheta_T$ учитывается в продуктах сгорания особо, независимо от той химической энергии, которая осталась в продуктах сгорания вследствие диссоциации (ξ_{nz} — коэффициент выделения тепла по смешению в конце камеры сгорания). Следовательно, количество энергии $(1-\xi_{nz})\vartheta_T$ как бы переходит от топлива к продуктам сгорания, не участвуя в горении, т. е. не повышая температуры их.

При таких условиях уравнение энергетического баланса, служащее для определения температуры горения, получает вид

$$\vartheta_T = i_z + x_z + (1 - \xi_{nz}) \vartheta_T = \vartheta_z + (1 - \xi_{nz}) \vartheta_T$$

или

$$\vartheta_z = \xi_{nz} \vartheta_T.$$

¹ Несмотря на то, что горючее находится в избытке, оно все принимает участие в процессе горения, увеличивая количество продуктов неполного сгорания.

При этом оказываются действительными все уравнения для определения состава продуктов сгорания при любых температурах, приведенные в § 9—12 этой главы, и только для определения действительной температуры вместо ε_T следует брать величину $\xi_{n,z\varepsilon_T}$.

Предлагаемый метод расчета при $\xi_n < 1$ является ориентировочным и не претендует на точность, но несомненно он дает более близкие к действительности результаты, чем расчет в предположении $\xi_n = 1$.

Для примера 22 из § 11 этой главы при $\xi_n = 0,85$ получается

$$\xi_{n,z\varepsilon_T} = 0,85 \cdot 1672 = 1421 \text{ ккал/кг}$$

и, следовательно, температура T_z находится между 2400° и 2600° . Интерполяцией можно найти, что

$$T_z = 2498^\circ \text{ абс.}$$

При $\xi_n = 1$ было получено

$$T_z = 2870^\circ \text{ абс.}$$

По найденной температуре находится состав продуктов сгорания и их молекулярный вес.

Для примера 23 при $\xi_n = 0,9$

$$\xi_{n,z\varepsilon_T} = 0,9 \cdot 2545 = 2290 \text{ ккал/кг}$$

и экстраполяцией приближенно определяется $T_z = 3479^\circ$ абс. вместо 3630° абс., полученных ранее.

ГЛАВА V

ПРОЦЕССЫ ИСТЕЧЕНИЯ

§ 1. Действительный процесс истечения

Теоретический процесс истечения газа из реактивного сопла, изучаемый в термодинамике, является процессом адиабатическим. При этом предполагается, что никаких химических реакций в газе не происходит, нет теплообмена с окружающим пространством и энтропия газа постоянна.

Таким образом, при адиабатическом истечении в потоке газа происходит только один процесс — процесс преобразования части тепловой энергии в эквивалентное количество кинетической энергии потока.

Действительный процесс истечения в ЖРД существенно отличается от адиабатического по следующим причинам.

1. По реактивному соплу протекают продукты сгорания топлива, имеющие в начальный момент высокую температуру и вслед-

ствие этого в значительной степени диссоциированные. По длине сопла давление и температура уменьшаются; вследствие этого происходит нарушение химического равновесия, причем понижение давления содействует дальнейшей диссоциации, а понижение температуры, наоборот, способствует рекомбинации молекул. Как известно из химической термодинамики, понижение температуры является более эффективным фактором, и мы вправе утверждать, что истечение продуктов сгорания происходит с рекомбинацией молекул и, следовательно, с выделением дополнительного количества тепла.

Кинетика восстановления химического равновесия является мало исследованным вопросом. Между тем кратковременность периода истечения, исчисляемого малыми долями секунды, определяемыми длиной сопла, подвергает сомнению возможность полного восстановления химического равновесия на срезе сопла. Следует думать, что химическое равновесие полностью не восстанавливается, и газовый поток, несмотря на происходящую в нем частично рекомбинацию молекул, остается химически неравновесным, вследствие чего только часть химической энергии используется для увеличения теплосодержания продуктов сгорания. При практических расчетах можно исходить из двух крайних предположений:

а) Восстановление химического равновесия идет настолько медленно, что продукты сгорания на срезе сопла имеют тот же состав, что и при входе в сопло, т. е. на срезе сопла смесь химически неравновесна. При этом предположении состав продуктов сгорания на срезе сопла такой же, как и перед входом в него.

б) Восстановление химического равновесия идет настолько быстро, что в каждом сечении сопла, а следовательно, и на срезе его имеется химически равновесная смесь. Следовательно, для определения состава продуктов сгорания на срезе сопла необходимо провести расчет, аналогичный расчетам, разобранным в главе IV.

2. Продукты сгорания перед входом в реактивное сопло можно считать находящимися в состоянии равновесия. Под этим состоянием равновесия следует понимать как указанное в пункте 1 химическое равновесие, так и энергетическое равновесие. Энергетическое равновесие предполагает, что молекулярные и внутримолекулярные движения соответствуют той температуре, при которой находится газовая смесь.

Как известно, температуру газа определяет энергия поступательного движения молекул. Но, кроме этого и вращательного движения, имеет место колебательное движение атомов в молекуле, которое обладает большей инерцией. Энергия, связанная с колебаниями атомов, восстанавливается при изменении температуры медленно. При очень быстром подводе тепла эта энергия не приходит в соответствие с температурой, вследствие чего вначале

все сообщенное тепло пойдет на повышение температуры газа, и колебательное движение атомов будет невозбуждено; затем по мере усиления колебаний и увеличения колебательной энергии, на что пойдет часть сообщенного тепла, температура газа несколько снизится. При быстром охлаждении явления протекают в обратном порядке, и можно представить себе состояние газов с перевозбужденной колебательной энергией атомов.

Теплоемкость, связанная с поступательно-вращательным движением молекул, от температуры не зависит, но энергия внутримолекулярного колебательного движения соответствует при повышении температуры все большим расходам тепла; поэтому если учитывать это движение, то необходимо принять теплоемкость зависящей от температуры.

Если считать газовую смесь перед входом в сопло находящейся в энергетическом равновесии, то это равносильно предположению, что колебательная энергия атомов возбуждена соответственно той температуре, при которой смесь находится.

Истечение газовой смеси из сопла, происходящее в чрезвычайно короткий период времени, может не дать ей возможности все время находиться в энергетическом равновесии, и на срезе сопла колебательная энергия атомов может оказаться перевозбужденной вследствие быстрого понижения температуры. Недостаточность данных о характере протекания процесса в действительности принуждает и в этом случае вести практические расчеты, основываясь на двух крайних предположениях:

а) Процесс истечения происходит при энергетически равновесной газовой смеси, т. е. изменение колебательной энергии атомов происходит столь быстро, что в любом сечении сопла смесь энергетически равновесна. Отсюда следует, что теплоемкости компонентов смеси определяются температурой и по длине сопла они переменны.

б) Процесс истечения происходит при энергетически неравновесной газовой смеси; колебательная энергия атомов по длине сопла не успевает измениться и, следовательно, значения теплоемкостей и показателя адиабаты k постоянны.

3. Вследствие несовершенства процесса распыла компонентов топлива и их перемешивания нельзя получить полного сгорания в камере. Следовательно, в реактивное сопло будут поступать не только продукты сгорания, но и несгоревшее топливо, испаренное и частично разложенное, причем в процессе истечения это топливо может догорать, выделяя дополнительное количество тепла.

4. В процессе истечения имеет место теплообмен со стенками сопла, с окружающим пространством и с раскаленными газами в камере сгорания; кроме того, само истечение происходит с трением.

Таким образом, действительный процесс весьма сильно отличается от адиабатического.

К вышесказанному следует добавить, что все рассмотренные процессы в весьма значительной степени зависят от длины сопла, определяемой в свою очередь и давлением в камере сгорания и производительностью ее, т. е. количеством сжигаемого в единицу времени топлива. Как повышение давления в камере сгорания, так и увеличение количества сжигаемого топлива требует более длинных сопел.

При более длинных соплах срок пребывания продуктов сгорания в сопле увеличивается, а следовательно, процессы рекомбинации молекул и восстановления энергетического равновесия успевают совершаться с большей полнотой, и на выходе газовая смесь будет находиться ближе к равновесному состоянию. С другой стороны, при более широких соплах относительная боковая поверхность сопла меньше и относительные тепловые потери в окружающее пространство уменьшаются.

§ 2. Коэффициент выделения тепла

Как уже указывалось в § 13 главы IV, неполное выделение тепла при сгорании топлива в ЖРД вызывается двумя основными причинами: во-первых, несовершенством перемешивания и, во-вторых, диссоциацией. Если вследствие только несовершенства перемешивания выделяется доля тепла $\xi_{\text{п}}$ от всего энергосодержания топлива, то вследствие еще и диссоциации в действительности в виде тепла выделится только доля, равная $\xi_{\text{д}}\xi_{\text{п}}$ от энергосодержания топлива.

Таким образом, коэффициент выделения тепла можно представить в виде произведения

$$\xi = \xi_{\text{д}}\xi_{\text{п}} \quad (\text{V. 1})$$

Значение $\xi_{\text{п}}$ может быть определено на основании экспериментальных данных, значение же $\xi_{\text{д}}$ может быть получено расчетом, после того как определены температура продуктов сгорания и их состав. Экспериментальных данных о величине $\xi_{\text{п}}$ для ЖРД накоплено недостаточно; по аналогии с двигателями внутреннего сгорания можно принять и для ЖРД $\xi_{\text{п}} = 0,7-0,9$.

В общем случае значение коэффициента выделения тепла по длине сопла непостоянно вследствие продолжающегося догорания топлива и рекомбинации молекул¹. Значение $\xi_{\text{д}}$ в конце камеры сгорания более или менее точно можно определить, используя данные расчета состава продуктов сгорания по методам, изложенным в главе IV. Зная из этого расчета состав продуктов сгорания

¹ Как указывалось выше, значение коэффициента выделения тепла на срезе сопла увеличивается по мере увеличения длины сопла.

и их температуру, можно найти коэффициент выделения тепла по формуле

$$\xi_{dz} = \frac{I_z}{\xi_{Hz} \vartheta_T}, \quad (V.2)$$

где

$$\vartheta_T = H_{\mu T} + \alpha x_0 H_{\mu 0} - 10750(m_T + \alpha x_0 m_0), \quad (V.3)$$

а I_z — теплосодержание продуктов сгорания, определяемое по формуле

$$I_z = \frac{\sum M_i I_i}{M}. \quad (V.4)$$

Для определения теплосодержания отдельных компонентов газовой смеси можно попрежнему использовать приложение II, вычитая из энергосодержания газа при данной температуре энергосодержание при 0°C , т. е. считая, что

$$I_i = \vartheta_{iz} - \vartheta_i^0. \quad (V.5)$$

Пример 24. Определить коэффициент выделения тепла в камере сгорания для топлива — керосин (С=84,9%, Н=15,1%) + 96% азотная кислота при $\alpha=0,7$ и давлении в камере сгорания $p_z=10 \text{ кг/см}^2$, если $\xi_{Hz}=1$.

При $\xi_{Hz}=1$ происходит полное сгорание топлива, т. е. влияние несовершенства перемешивания не сказывается. Методом, изложенным в главе IV, найден следующий объемный состав продуктов сгорания: CO_2 — 12,1%; CO — 20,3%; H_2O — 41,0%; H_2 — 10,1%; OH — 1,8%; H — 0,8%; N_2 — 13,8%; O_2 — 0,1% и температура $T_z=2820^\circ \text{ абс.}$

При $\alpha=0,7$

$$\alpha x_0 = 0,7 \frac{84,9}{12} \cdot 2 + 0,5 \cdot 15,1}{2,5} = 6,08.$$

Для 96%-ной азотной кислоты находим

$$m_0 = \frac{63 \cdot 0,04}{0,96 \cdot 18} = 0,146.$$

Теплотворная способность окислителя

$$H_{\mu 0} = 0,5 \cdot 57590 - 41500 - 0,146 \cdot 10750 = -15260 \text{ ккал/моль.}$$

Отсюда энергосодержание топлива

$$\begin{aligned} \vartheta_T &= H_{\mu T} + \alpha x_0 H_{\mu 0} - 10750(m_T + \alpha x_0 m_0) = H_{\mu T} + \alpha x_0 (H_{\mu 0} - 10750 m_0) = \\ &= 10400 \cdot 100 - 6,08 \cdot 15260 = 947220 \text{ ккал/моль.} \end{aligned}$$

Пользуясь приложением II, находим теплосодержание компонентов продуктов сгорания при температуре 2820° абс.

$$I_{\text{CO}_2} = \left[33,96 + \frac{35,46 - 33,96}{100} 20 \right] 10^3 = 34,26 \cdot 10^3 \text{ ккал/моль}$$

$$I_{\text{H}_2\text{O}} = \left[27,44 + \frac{28,74 - 27,44}{100} 20 \right] 10^3 = 27,70 \cdot 10^3 \quad "$$

$$I_{\text{OH}} = \left[54,20 + \frac{55,08 - 54,20}{100} 20 - 34,48 \right] 10^3 = 19,90 \cdot 10^3 \quad "$$

$$I_{\text{N}_2} = \left[20,58 + \frac{21,46 - 20,58}{100} 20 \right] 10^3 = 20,76 \cdot 10^3 \quad "$$

$$I_{\text{CO}} = \left[86,66 + \frac{87,55 - 86,66}{100} 20 - 66,79 \right] 10^3 = 20,94 \cdot 10^3 \quad "$$

$$I_{\text{H}_2} = \left[77,18 + \frac{78,05 - 77,18}{100} 20 - 57,59 \right] 10^3 = 19,76 \cdot 10^3 \quad "$$

$$I_{\text{H}} = \left[93,03 + \frac{93,53 - 93,03}{100} 20 - 80,53 \right] 10^3 = 12,60 \cdot 10^3 \quad "$$

$$I_{\text{O}_2} = \left[21,72 + \frac{22,66 - 21,72}{100} 20 \right] 10^3 = 21,91 \cdot 10^3 \quad "$$

Таким образом, теплосодержание 1 моля продуктов сгорания

$$\begin{aligned} I_z &= (0,121 \cdot 34,26 + 0,203 \cdot 20,94 + 0,41 \cdot 27,7 + 0,101 \cdot 19,76 + \\ &+ 0,018 \cdot 19,9 + 0,008 \cdot 12,6 + 0,138 \cdot 20,76 + 0,001 \cdot 21,91) \cdot 10^3 = \\ &= 25\,095 \text{ ккал/моль.} \end{aligned}$$

Молекулярный вес продуктов сгорания

$$\begin{aligned} \mu_z &= 0,121 \cdot 44 + 0,203 \cdot 28 + 0,138 \cdot 28 + 0,41 \cdot 18 + \\ &+ 0,101 \cdot 2 + 0,018 \cdot 17 + 0,008 \cdot 1 + 0,001 \cdot 32 = 22,8. \end{aligned}$$

Вес топлива по расчету на 1 моль горючего

$$\mu' = 100 + 6,08 \frac{63}{0,96} = 499 \text{ кг.}$$

Это количество топлива дает продуктов сгорания (в молях)

$$M = \frac{499}{22,8} = 21,88.$$

Следовательно, на 1 моль продуктов сгорания приходится энергосодержание

$$\mathcal{E}_{\text{пр. сг}} = \frac{\mathcal{E}_T}{M} = \frac{947\,220}{21,88} = 43\,291 \text{ ккал/моль},$$

и коэффициент выделения тепла

$$\xi_z = \xi_{dz} = \frac{25095}{43\,291} = 0,579.$$

§ 3. Коэффициент выделения тепла на срезе сопла

Расширение продуктов сгорания может сопровождаться следующими процессами:

- 1) рекомбинацией молекул, происходящей вследствие понижения температуры по длине сопла;
- 2) догоранием топлива;
- 3) обменом тепла с окружающим пространством и преобразованием работы трения в тепло.

Процессы, указанные в пункте 3, имеют меньшее значение в общем балансе тепла; влияние их в настоящее время можно учитывать только по практическим (опытным) данным.

Процесс рекомбинации молекул идет с выделением дополнительного количества тепла так же, как и процесс догорания топлива. Следовательно, в общем случае коэффициент выделения тепла на срезе сопла ξ_a не равен этому коэффициенту в конце камеры сгорания ξ_z .

Заменяя действительный процесс истечения политропическим, можно установить зависимость между показателем политропы n и коэффициентом выделения тепла.

Количество тепла, подведенного к 1 кг продуктов сгорания при политропическом расширении, может быть выражено следующим образом:

$$\Delta Q = c(T_a - T_z) \quad (\text{V. 6})$$

или

$$\Delta Q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_a - T_z). \quad (\text{V. 7})$$

Но, с другой стороны, это же количество тепла

$$\Delta Q = \mathcal{E}_T (\xi_a - \xi_z), \quad (\text{V. 8})$$

где энергосодержание топлива может быть определено через теоретическую температуру горения по формуле

$$\mathcal{E}_T = (T_T - T_H) c_p, \quad (\text{V. 9})$$

где T_H — начальная температура топлива.

Заменяя в уравнении (V. 8) ε_τ его значением из (V. 9), можно получить

$$\Delta Q = (T_\tau - T_H) c_p (\xi_a - \xi_z). \quad (\text{V. 10})$$

Приравнивание правых частей уравнений (V. 6) и (V. 10) дает

$$c_v \frac{n-k}{n-1} (T_a - T_z) = (T_\tau - T_H) c_p (\xi_a - \xi_z). \quad (\text{V. 11})$$

Решая это уравнение относительно ξ_a , получим

$$\xi_a = \xi_z + \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \frac{T_a - T_z}{T_\tau - T_H}, \quad (\text{V. 12})$$

но

$$T_a - T_z = T_z \left(\frac{T_a}{T_z} - 1 \right) = T_z \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],$$

следовательно,

$$\xi_a = \xi_z + \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \frac{T_z}{T_\tau - T_H} \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (\text{V. 13})$$

Теоретическую температуру горения можно связать с действительной уравнением

$$T_z = (T_\tau - T_H) \xi_z + T_H \quad (\text{V. 14})$$

или

$$T_\tau - T_H = \frac{T_z - T_H}{\xi_z}.$$

Замена в уравнении (V. 13) T_τ через T_z дает

$$\xi_a = \xi_z + \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \frac{T_z \xi_z}{T_z - T_H} \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (\text{V. 15})$$

Это же уравнение, выраженное через T_τ , получит вид

$$\xi_a = \xi_z + \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \left(\xi_z + \frac{T_H}{T_\tau - T_H} \right) \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (\text{V. 16})$$

На фиг. 38 дается зависимость между величинами ξ_a , ξ_z и n для следующих условий: $T_\tau = 3300^\circ$ абс.; $T_H = 300^\circ$ абс., $\frac{p_z}{p_a} = 10$ и 300; $k = 1, 3$.

Зная показатель политропы n , можно определить скорость истечения по обычной формуле

$$w_a = \sqrt{2g \frac{n}{n-1} R T_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}. \quad (\text{V.17})$$

После подстановки в уравнение (V.17) значения T_z из уравнения (V.14) получается

$$w_a = \sqrt{2g \frac{n}{n-1} R [(T_T - T_H) \xi_z + T_H] \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}. \quad (\text{V.18})$$

Используя полученные зависимости, можно исследовать некоторые частные случаи.

1. $\xi_a = \xi_z$.

Коэффициент выделения тепла постоянен, что указывает на отсутствие всяких процессов, кроме преобразования части тепла в кинетическую энергию истечения; газовая смесь химически и энергетически неравновесна, догорания топлива не происходит. Этот случай дает адиабатическое истечение, если пренебречь обменом тепла с окружающим пространством и трением в потоке.

Из уравнения (V.15) при $\xi_a = \xi_z$ получается

$$\frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \frac{T_z \xi_z}{T_z - T_H} \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = 0.$$

Фиг. 38. Зависимость между коэффициентами выделения тепла на входе в сопло ξ_z и на выходе из сопла ξ_a и показателем политропы n ($T_T = 3300^\circ$ абс.; $T_H = 300^\circ$ абс.; $k = 1,3$).

Так как $T_z \neq 0$, $\xi_z \neq 0$ и $\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \neq 0$, должно быть

$$\frac{n-k}{n-1} = 0,$$

а следовательно, $n=k$. Уравнение (V.17) дает обычную формулу скорости адиабатического истечения.

2. $\xi_z = \text{var}$; $\xi_a = 1$.

Если $\xi_a = 1$, то в конце сопла преобразование энергии закончилось, т. е. все топливо сгорело полностью, все молекулы рекомби-

нированы и колебательная энергия атомов соответствует температуре. Происходящее истечение химически и энергетически равновесно.

В этом случае

$$T_z = (T_\tau - T_H) \xi_z + T_H. \quad (\text{V. 19})$$

Из уравнения (V. 13) при $\xi_a = 1$ получается

$$1 - \xi_z = \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \frac{T_z}{T_\tau - T_H} \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (\text{V. 20})$$

Из уравнения (V. 19) можно найти

$$T_\tau - T_H = \frac{T_\tau - T_z}{1 - \xi_z}.$$

Замена этим выражением разности температур в уравнении (V. 20) дает

$$T_\tau - T_z = \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} T_z \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],$$

откуда

$$T_z = \frac{T_\tau}{1 + \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}. \quad (\text{V. 21})$$

Подставляя это выражение (V. 17), находим скорость истечения в этом случае:

$$w_a = \sqrt{2g \frac{n}{n-1} R \frac{T_\tau \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}{1 + \frac{1}{k} \frac{n-k}{n-1} \left[\left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}} ,$$

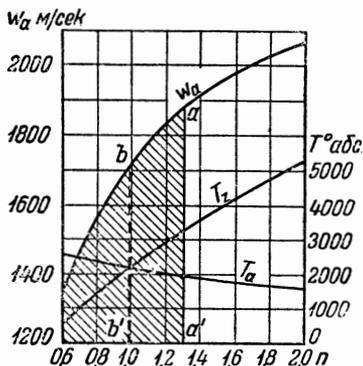
что после преобразования дает

$$w_a = \sqrt{\frac{2gnRT_\tau \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}{n-1 + \left(1 - \frac{n}{k} \right) \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}} ,$$

или

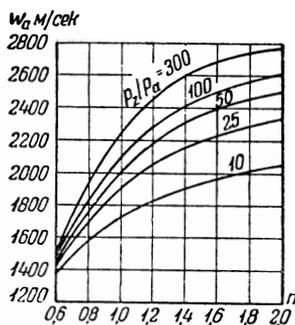
$$w_a = \sqrt{\frac{2gnRT_\tau}{1 - \frac{n}{k} + \frac{n-1}{1 - \left(\frac{p_a}{p_z}\right)^{\frac{n-1}{n}}}}} \quad (V. 22)$$

На фиг. 39 даны кривые $w_a=f(n)$, $T_z=f(n)$ и $T_a=f(n)$ для следующих условий: $T_\tau=3300^\circ$ абс.; $k=1,3$; $R=30$ кгм/кг град; $\frac{p_z}{p_a}=10$. На фиг. 39 вертикальная прямая aa' относится к адиабатическому истечению.



Фиг. 39. Зависимость скорости истечения w_a , температуры на входе в сопло T_z и температуры на выходе из сопла T_a от величины показателя политропы n при $\xi_z = \text{var}$ и $\xi_a = 1$.

$$(T_\tau=3300^\circ \text{ абс.}; \frac{p_z}{p_a}=10; R=30 \text{ кгм/кг град}; k=1,3).$$



Фиг. 40. Зависимость скорости истечения w_a от величины показателя политропы n и степени расширения $\frac{p_z}{p_a}$ при $\xi_z = \text{var}$ и $\xi_a = 1$.

итическому истечению, а прямая bb' — к изотермическому. При $n < k$ скорость истечения меньше, чем при адиабатическом истечении. При $n < 1$ температура газов в сопле возрастает и приобретает наибольшее значение на срезе сопла.

Из термодинамики известно, что при $n < k$ процесс расширения идет с подводом тепла, а при $n > k$ с отводом.

На фиг. 39 вся область вправо от линии aa' дает процессы с отводом тепла от продуктов сгорания, а область влево — с подводом тепла. Истечение при $n > k$ практически маловероятно, поэтому область реальных процессов следует считать область влево от линии aa' . Подвод тепла получается в основном за счет догорания топлива в сопле и рекомбинации молекул.

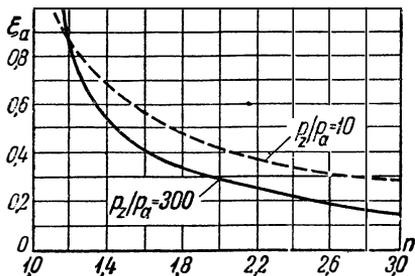
На фиг. 40 показана зависимость скорости истечения от показателя политропы n и отношения $\frac{p_z}{p_a}$.

3. $\xi_z = \text{const}$; $\xi_a = \text{var}$.

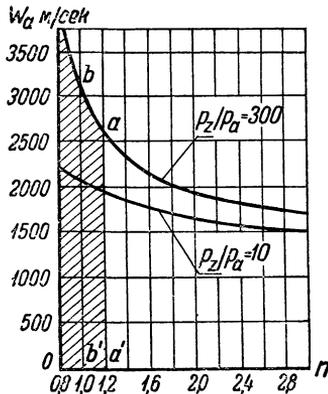
И в этом случае уравнения (V. 13), (V. 15) и (V. 16) дают зависимость ξ_a от показателя политропы n .

На фиг. 41 эта зависимость дана для $T_z = 3750^\circ$ абс. и $R = 30$ кгм/кг град, $k = 1,3$.

Скорость истечения определяется по той же формуле (V. 18).



Фиг. 41. Зависимость коэффициента выделения тепла на срезе сопла ξ_a от величины показателя политропы n ($\xi_z = 0,85$; $T_z = 3750^\circ$ абс.; $T_H = 300^\circ$ абс.; $R = 30$ кгм/кг град; $k = 1,3$).



Фиг. 42. Зависимость скорости истечения w_a от величины показателя политропы n ($\xi_z = 0,85$; $T_z = 3750^\circ$ абс.; $T_H = 300^\circ$ абс.; $R = 30$ кгм/кг град; $k = 1,2$).

Так как $\xi_z = \text{const}$, то действительная температура в камере сгорания также постоянна

$$T_z = (T_T - T_H) \xi_z + T_H = \text{const.}$$

На фиг. 42 дана зависимость $w_a = f(n)$ для этого случая при $\xi_z = 0,85$, $T_H = 300^\circ$ абс., $R = 30$ кгм/кг град и $k = 1,2$.

Теоретическая температура $T_T = 3750^\circ$ абс. Следовательно, $T_z = (3750 - 300) 0,85 + 300 = 3230^\circ$ абс.

На фиг. 42 вертикальная линия aa' относится к адиабатическому истечению, а линия bb' — к изотермическому. Заштрихованная область дает истечение при $n < k$, т. е. с подводом тепла; в области правее aa' истечение происходит при $n > k$, т. е. с отводом тепла. Как и в предыдущем случае, область правее aa' маловероятна, так как при этом потребовался бы отвод весьма больших количеств тепла наружу через стенки сопла.

Левая часть графика при $n < k$, т. е. истечение с подводом тепла, вполне реальна, так как подвод тепла получается и при рекомбинации молекул и при догорании топлива.

§ 4. Метод расчета процесса истечения

Как было указано выше, в настоящее время нельзя еще установить, как влияют на процесс истечения при высоких температурах дополнительные процессы, сопровождающие его. Значительное время пребывания газов в камере сгорания позволяет считать газозовую смесь перед входом в сопло находящейся в состоянии химического и энергетического равновесия. Следовательно, предполагается, что продукты сгорания диссоциированы соответственно тем условиям, при которых они находятся перед входом в сопло, т. е. при том давлении p_z , которое задано, и при той температуре T_z , которая определена методами, изложенными в главе IV. Предполагается также, что колебательная энергия атомов возбуждена соответственно температуре T_z . Это дает возможность определить теплоемкости c_p и c_v , а следовательно, и значение k для состояния газа перед соплом. Как будет видно из газодинамического расчета, давление перед входом в сопло p_1 будет несколько меньше давления p_z и температура T_1 будет ниже T_z ; это объясняется тем обстоятельством, что газы в конце камеры сгорания могут иметь уже значительную скорость, т. е. их кинетическая энергия может увеличиться настолько значительно, что это заметно отразится на величине давления и температуры.

О кинетике восстановления химического и энергетического равновесия до сих пор имеется очень мало данных, поэтому при расчете процесса истечения приходится принимать два крайних предположения и вести по ним расчет, заранее зная, что в действительности как скорость истечения, так и параметры продуктов сгорания на срезе сопла будут иметь какие-то средние значения между полученными при расчете в двух крайних предположениях.

Если восстановление химического и энергетического равновесия протекает значительно медленнее, чем процесс истечения, то в качестве крайнего предположения в расчете можно принять, что рекомбинации молекул вообще не происходит, состав продуктов сгорания на срезе сопла тот же, что и в камере сгорания, и, следовательно, не выделяется тепло от химических реакций. Вместе с тем можно принять, что колебательная энергия атомов не успевает изменяться и остается возбужденной соответственно температуре T_z , а следовательно, теплоемкости не изменяются и значение k остается постоянным. В этом случае следует также предполагать, что догорания топлива в сопле не происходит.

Другое крайнее предположение заключается в том, что химическое и энергетическое равновесие восстанавливается так быстро, что по соплу течет газовая смесь, находящаяся все время в равновесии. Следовательно, все время происходит рекомбинация молекул по мере понижения температуры и выделяется некоторое количество тепла; происходит частичное догорание топлива, вследствие чего также выделяется тепло; колебательная энергия атомов

понижается по мере понижения температуры, а следовательно, теплоемкости уменьшаются и значение k увеличивается.

Истечение газа при первом крайнем предположении будет в дальнейшем называться неравновесным истечением, а при втором крайнем предположении — равновесным.

§ 5. Неравновесное истечение

При неравновесном истечении предполагается, что кратковременность пребывания газов в сопле не позволяет совершиться рекомбинации молекул, изменению колебательной энергии атомов и догоранию топлива. Следовательно, в этом случае состав продуктов сгорания на срезе сопла будет тот же, что и при входе в него, молекулярный вес и газовая постоянная смеси не изменятся (химически неравновесное истечение), колебательная энергия атомов, значение теплоемкостей и величины k останутся теми же, что и при входе в сопло (энергетически неравновесное истечение); догорания топлива в сопле не произойдет, т. е. $\xi_{на} = \xi_{нз}$, и так как рекомбинация молекул не имеет места, то

$$\xi_{л а} = \xi_{л з} \text{ и } \xi_a = \xi_z.$$

Зная состав продуктов сгорания и их температуру T_z перед входом в сопло, можно написать основное уравнение, дающее возможность произвести необходимые расчеты.

Теплосодержание продуктов сгорания перед входом в сопло можно определить, вычитая из энергосодержания топлива ту его долю, которая не превратилась в тепло, а осталась в виде химической энергии в газах. Вследствие недогорания топлива в виде химической энергии остается $(1 - \xi_{нз}) \mathfrak{A}_\tau$; если бы диссоциации не было, остальная часть энергосодержания $\xi_{нз} \mathfrak{A}_\tau$ превратилась бы в тепло и должна была бы учитываться как теплосодержание продуктов сгорания, но вследствие диссоциации в виде химической энергии останется еще энергия

$$x_z = \frac{1}{\nu_z p_z} \sum p_{iz} \mathfrak{A}_i^0, \quad (\text{V. 23})$$

где \mathfrak{A}_i^0 — энергосодержание i -го газа при 0°C , т. е. заключающаяся в нем при 0°C химическая энергия.

Таким образом, уравнение энергетического баланса (без учета кинетической энергии) имеет вид

$$i_z + (1 - \xi_{нз}) \mathfrak{A}_\tau + x_z = \mathfrak{A}_\tau$$

или

$$i_z = \xi_{нз} \mathfrak{A}_\tau - x_z. \quad (\text{V. 24})$$

Но

$$i_z + x_z = \mathfrak{A}_z,$$

где \mathfrak{A}_z — энергосодержание продуктов сгорания.

Следовательно, для определения состава продуктов сгорания можно применить прежние десять уравнений (шесть уравнений химического равновесия, три уравнения материального баланса и уравнение суммы парциальных давлений) и 11-е уравнение для определения температуры

$$\partial_z = \xi_{H_2} \partial_T. \quad (V. 25)$$

При этом методе расчета, как было указано в § 13 главы IV, допускается некоторая неточность, появляющаяся вследствие введения упрощающих условий. Эта неточность может компенсироваться выбором соответствующего значения коэффициента выделения тепла ξ_{H_2} .

В § 13 главы IV был указан метод расчета процесса горения при $\xi_{H_2} < 1$.

Таким образом, методом, изложенным в § 6—13 главы IV, определяются парциальные давления компонентов продуктов сгорания и их температура T_z [из уравнения (V. 25)].

Молекулярный вес продуктов сгорания определяется по формуле

$$\mu_z = \frac{\sum p_{iz} \mu_i}{p_z}. \quad (V. 26)$$

Теплосодержание находится по формуле

$$i_z = \frac{1}{\mu_z p_z} \sum p_{iz} (\partial_{iz} - \partial_i^0). \quad (V. 27)$$

Коэффициент выделения тепла по диссоциации

$$\xi_{dz} = \frac{i_z}{\xi_{H_2} \partial_T}. \quad (V. 28)$$

и полный коэффициент выделения тепла

$$\xi_z = \frac{i_z}{\partial_T}. \quad (V. 29)$$

Теплоемкость c_p можно найти по теплосодержанию

$$c_p = \frac{i_z}{T_z - 273}.$$

Следовательно,

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - AR} = \frac{c_p}{c_p - \frac{1,986}{\mu_z}}. \quad (V. 30)$$

Скорость истечения может быть подсчитана по формуле

$$w_a = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (\text{V. 31})$$

Секундный расход топлива находится по заданной силе тяги

$$G = \frac{Pg}{w_a}. \quad (\text{V. 32})$$

Далее расчет ведется обычным путем.

§ 6. Равновесное истечение

Расчет равновесного истечения усложняется необходимостью определять состав продуктов сгорания на срезе сопла по условиям химического равновесия, учитывать изменение теплоемкостей и значения k , а также догорание топлива в процессе расширения.

Состав продуктов сгорания и их температура при входе в сопло считаются теми же, что и при неравновесном истечении.

Дополнительные процессы, сопровождающие равновесное истечение, заключаются в рекомбинации молекул и в догорании топлива; и тот и другой процесс происходят с превращением части химической энергии в тепло. Таким образом, с термодинамической точки зрения процесс истечения происходит с подводом тепла и, следовательно, его можно рассматривать как процесс политропический с показателем политропы $n < k$. Используя эту возможность, составим уравнение теплового баланса между сечениями z и a (z — сечение на входе в сопло, a — сечение на выходе из сопла).

Пусть перед входом в сопло теплосодержание газа равно i_z ; на пути между сечениями z и a вследствие рекомбинации молекул подводится тепло x_{z-a} и от догорания топлива — тепло $\varepsilon_T(\xi_{na} - \xi_{nz})$ на срезе сопла газы обладают кинетической энергией $A \frac{w_a^2}{2g}$ и покидают двигатель с теплосодержанием i_a . Уравнение теплового баланса для 1 кг газа будет иметь вид

$$i_z + x_{z-a} + \varepsilon_T(\xi_{na} - \xi_{nz}) = A \frac{w_a^2}{2g} + i_a. \quad (\text{V. 33})$$

В этом уравнении i_z и $\varepsilon_T(\xi_{na} - \xi_{nz})$ известны, если заданы величины ξ_{na} и ξ_{nz} . Количество химической энергии, превращающейся в тепло в результате рекомбинации молекул, определяется по разности химической энергии, заключающейся в газах перед входом в сопло и на срезе сопла, т. е.

$$x_{z-a} = x_z - x_a. \quad (\text{V. 34})$$

Но

$$x_z = \frac{1}{\nu_z p_z} \sum p_{iz} \mathcal{E}_i^0, \quad (\text{V. 35})$$

$$x_a = \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} \mathcal{E}_i^0. \quad (\text{V. 36})$$

Теплосодержание продуктов сгорания на выходе из сопла определяется по формуле

$$i_a = \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} (\mathcal{E}_{ia} - \mathcal{E}_i^0). \quad (\text{V. 37})$$

Кинетическая энергия продуктов сгорания на выходе из сопла

$$\frac{\omega_a^2}{2g} = \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (\text{V. 38})$$

Таким образом, уравнение (V. 33) принимает вид

$$\begin{aligned} & i_z + \frac{1}{\nu_z p_z} \sum p_{iz} \mathcal{E}_i^0 - \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} \mathcal{E}_i^0 + \mathcal{E}_T (\xi_{na} - \xi_{nz}) = \\ & = A \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} (\mathcal{E}_{ia} - \mathcal{E}_i^0). \end{aligned}$$

Переносим известные члены в правую часть уравнения, можно получить:

$$\begin{aligned} & A \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} (\mathcal{E}_{ia} - \mathcal{E}_i^0) + \\ & + \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} \mathcal{E}_i^0 = i_z + \frac{1}{\nu_z p_z} \sum p_{iz} \mathcal{E}_i^0 + \mathcal{E}_T (\xi_{na} - \xi_{nz}). \end{aligned}$$

В этом уравнении

$$\frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} (\mathcal{E}_{ia} - \mathcal{E}_i^0) + \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} \mathcal{E}_i^0 = \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} \mathcal{E}_{ia} = \mathcal{E}_a,$$

где \mathcal{E}_a — энергосодержание уходящих из сопла продуктов сгорания. Кроме того,

$$i_z + \frac{1}{\nu_z p_z} \sum p_{iz} \mathcal{E}_i^0 = \mathcal{E}_z.$$

Следовательно,

$$A \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \vartheta_a = \vartheta_z + \vartheta_T (\xi_{H a} - \xi_{H z}),$$

а так как по уравнению (V. 25) $\vartheta_z = \vartheta_T \xi_{H z}$, то

$$A \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \vartheta_a = \xi_{H a} \vartheta_T. \quad (\text{V. 39})$$

Уравнение (V. 39) позволяет определить температуру газов на выходе из сопла; оно аналогично 11-му уравнению, используемому при определении температуры T_z .

В конкретном случае нужно задаться предполагаемой температурой T_a и методом, изложенным в главе IV, определить состав продуктов сгорания. Задача облегчается тем, что обычно давления p_O , p_H , p_{O_2} , p_{OH} и p_{NO} так малы, что ими можно пренебречь. Используя приложение II, можно найти энергосодержание продуктов сгорания

$$\vartheta_a = \frac{1}{\nu_a p_a} \sum p_{ia} \vartheta_{ia}.$$

Значение среднего показателя политропы для равновесного процесса определяется по формуле

$$n_p = \frac{\lg \frac{p_z}{p_a}}{\lg \frac{p_z}{p_a} \frac{T_a}{T_z}}.$$

Найденные величины подставляются в уравнение (V. 39); если оно удовлетворяется, температура выбрана правильно; если не удовлетворяется, то выбирают другую температуру и расчет повторяют.

Когда таким образом найдены состав газов, их температура T_a и значение n , определяется скорость истечения из сопла

$$\omega_a = \sqrt{2g \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}.$$

Следует иметь в виду, что значение газовой постоянной при входе в сопло и при выходе из него меняется и $R_a < R_z$ вследствие изменения молекулярного веса продуктов сгорания. Так как изме-

нение величины газовой постоянной сравнительно небольшое, расчет можно вести по среднему значению R :

$$R = \frac{R_z + R_a}{2}.$$

Не имея возможности оценить степень неравновесности для действительного процесса истечения, в качестве первого приближения можно рекомендовать вести расчет процесса истечения по среднему показателю политропы, определяемому по формуле

$$n = \frac{n_p + k}{2}.$$

В действительности значение среднего показателя политропы в весьма сильной степени зависит от размеров сопла. Чем длиннее сопло, тем больше время пребывания продуктов сгорания в сопле, тем ближе к равновесному состоянию находятся продукты сгорания на выходе. Приближение состояния продуктов сгорания к равновесному указывает на более полное преобразование химической энергии в тепловую, т. е. на более полную рекомбинацию молекул и более полное догорание топлива. Отсюда следует, что при длинных соплах средний показатель политропы приближается к значению показателя политропы при равновесном истечении. Таким образом, чем длиннее сопло, тем меньше следует выбирать показатель политропы расширения.

§ 7. Примеры расчета процессов горения и истечения

Пример 25. Рассчитать процессы горения и истечения, а также размеры сопла для топлива керосин + азотная кислота. Керосин имеет состав: $C_r = 85,8\%$, $H_r = 14,2\%$; теплотворная способность $H_u = 10\,400$ ккал/кг. Азотная кислота имеет концентрацию 96%. Коэффициент избытка окислителя $\alpha = 0,8$.

Давление в камере сгорания 20 кг/см², на срезе сопла 1 кг/см². Для неравновесного истечения принять $\xi_{nz} = \xi_{na} = 0,85$; для равновесного $\xi_{nz} = 0,85$; $\xi_{na} = 0,95$.

Заданная сила тяги равна 1000 кг.

Расчеты процесса горения дают следующее. Энергосодержание топлива $\varepsilon_r = 1715$ ккал/кг. В расчетное уравнение для определения температуры горения должна быть введена величина

$$\xi_{nz} \varepsilon_r = 0,85 \cdot 1715 = 1457,8 \text{ ккал/кг.}$$

Действительная температура горения $T_z = 2543^\circ$ абс.; состав продуктов сгорания определяется парциальными давлениями газов (в кг/см²)

$$p_{CO_2} = 3,738; \quad p_{CO} = 2,705; \quad p_{H_2O} = 9,061; \quad p_{H_2} = 1,224; \quad p_{OH} = 0,135; \\ p_{O_2} = 0,007; \quad p_{N_2} = 3,083; \quad p_{NO} = 0,009; \quad p_H = 0,038; \quad p_O = 0.$$

При этом

$$\mu_z = 24,75; R_z = 34,26 \text{ кгм/кг град}; i_z = 936,5 \text{ ккал/кг.}$$

Следовательно, коэффициенты выделения тепла будут иметь значения

$$\xi_{dz} = \frac{936,5}{1457,8} = 0,642$$

и

$$\xi_z = \frac{936,5}{1715} = 0,546.$$

Неравновесное истечение

Теплоемкость c_p определяется по теплосодержанию:

$$c_p = \frac{936,5}{2543 - 273} = 0,412 \text{ ккал/кг град},$$

откуда

$$c_v = c_p - AR_z = 0,412 - \frac{34,26}{427} = 0,332 \text{ ккал/кг град};$$

следовательно,

$$k = \frac{0,412}{0,332} = 1,241.$$

Скорость истечения подсчитывается по формуле (V. 31):

$$w_a = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,241}{0,241} 34,26 \cdot 2543 \left[1 - \left(\frac{1}{20} \right)^{\frac{0,241}{1,241}} \right]} = 1983 \text{ м/сек.}$$

Секундный расход топлива

$$G = \frac{9,81 \cdot 1000}{1983} = 4,95 \text{ кг/сек};$$

при этом удельная сила тяги

$$P' = \frac{1000}{4,95} = 202 \text{ кг сек/кг.}$$

Далее рассчитывается сопло. Определяются параметры в критическом сечении:¹

температура

$$T_{кр} = \frac{2}{k+1} T_z = \frac{2}{2,241} 2543 = 2294^\circ \text{ абс.},$$

¹ Формулы для расчета параметров в критическом сечении известны из газодинамики.

давление

$$p_{кр} = p_z \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 20 \left(\frac{2}{2,241} \right)^{\frac{1,241}{0,241}} = 11,14 \text{ кг/см}^2.$$

Удельный вес

$$\gamma_{кр} = \frac{p_{кр}}{RT_{кр}} = \frac{11,14 \cdot 10^4}{34,26 \cdot 2294} = 1,415 \text{ кг/м}^3.$$

Скорость

$$w_{кр} = \sqrt{kgRT_{кр}} = \sqrt{1 \cdot 241 \cdot 9,81 \cdot 34,26 \cdot 2294} = 979 \text{ м/сек.}$$

При таких условиях размеры критического сечения будут:

$$F_{кр} = \frac{G}{\gamma_{кр} w_{кр}} = \frac{4,95}{1,415 \cdot 979} 10^4 = 35,7 \text{ см}^2;$$

$$d_{кр} = 67,4 \text{ мм.}$$

Далее определяются параметры в выходном сечении, где $p_a = 1 \text{ кг/см}^2$,

температура

$$T_a = T_z \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 2543 \left(\frac{1}{20} \right)^{\frac{0,241}{1,241}} = 1437^\circ \text{ абс.},$$

удельный вес

$$\gamma_a = \frac{p_a}{RT_a} = \frac{1 \cdot 10^4}{34,26 \cdot 1437} = 0,203 \text{ кг/м}^3.$$

Размеры выходного сечения будут:

$$F_a = \frac{G}{\gamma_a w_a} = \frac{4,95}{0,203 \cdot 1983} 10^4 = 122,9 \text{ см}^2;$$

$$d_a = 125 \text{ мм.}$$

При угле расширения конуса сопла, равном 20° , длина сопла

$$L_c = \frac{125 - 67,4}{2 \operatorname{tg} 10^\circ} = 164 \text{ мм.}$$

Равновесное истечение

Начальное состояние продуктов сгорания то же, что и в первом случае.

Основное уравнение (V. 39) для расчета температуры T_a

$$A \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \vartheta_a = \xi_{н а} \vartheta_T$$

в данном случае принимает вид

$$\frac{n}{n-1} R \frac{2543}{427} \left[1 - \left(\frac{1}{20} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \varepsilon_a = 0,95 \cdot 1715$$

или

$$5,955 \frac{n}{n-1} R \left[1 - \left(\frac{1}{20} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \varepsilon_a = 1629,3.$$

Теперь нужно задаваться температурой T_a . Принимая во внимание, что вследствие рекомбинации молекул и догорания топлива температура газов должна быть выше, чем в первом случае, можно принять $T_a = 1800^\circ$ абс.

Находя при этой температуре значения констант равновесия из приложения I, можно составить десять уравнений.

Все эти уравнения будут одинаковы с уравнениями для определения состава газов перед соплом, только в первых шести уравнениях будут другие значения констант равновесия, а в последнем уравнении сумма парциальных давлений будет равна 1 кг/см^2 .

Решение уравнений методом последовательных приближений дает для p_{O_2} , p_O , p_H , p_{OH} и p_{NO} значения меньше 10^{-5} кг/см^2 ; принимая эти давления равными нулю, можно получить следующий состав продуктов сгорания (парциальные давления в кг/см^2):
 $p_{CO_2} = 0,2014$; $p_{CO} = 0,1222$; $p_{H_2O} = 0,4498$; $p_{H_2} = 0,0716$; $p_{N_2} = 0,1550$.

Молекулярный вес и газовая постоянная получаются равными: $\mu_a = 24,86$ и $R_a = 34,10 \text{ кгм/кг град}$.

Далее определяется энергосодержание газа при этой температуре; получается $\varepsilon_a = 1086,7 \text{ ккал/кг}$.

Величина показателя политропы

$$n = \frac{\lg \frac{20}{1}}{\lg \left(\frac{20}{1} \frac{1800}{2543} \right)} = 1,13.$$

В кинетическую энергию превращается

$$\frac{1}{427} \frac{1,13}{0,13} \frac{34,26 + 34,10}{2} (2543 - 1800) = 516,0 \text{ ккал/кг}.$$

Таким образом, левая часть исходного уравнения для расчета T_a будет равна

$$1086,7 + 516,0 = 1602,7 < 1629,3.$$

Очевидно, следует принять более высокую температуру; прием $T_a = 1900^\circ$ абс.

Для этой температуры получается следующий состав продуктов сгорания (парциальные давления в кг/см^2):

$$p_{\text{CO}_2} = 0,1974; p_{\text{CO}} = 0,1266; p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4466; p_{\text{H}_2} = 0,0742; p_{\text{N}_2} = 0,1552.$$

При этом $\mu_a = 24,78$; $R_a = 34,22 \text{ кгм/кг град}$. Энергосодержание газовой смеси $\alpha_a = 1151,7 \text{ ккал/кг}$.

Показатель политропы

$$n = \frac{\lg \frac{20}{1}}{\lg \left(\frac{20}{1} \frac{1900}{2543} \right)} = 1,108.$$

В кинетическую энергию превращается

$$\frac{1}{427} \frac{1,108}{0,108} \frac{34,26 + 34,22}{2} (2543 - 1900) = 529,0 \text{ ккал/кг}.$$

Левая часть исходного уравнения равна $1151,7 + 529,0 = 1680,7 > 1629,3$.

Таким образом, действительная температура находится в пределах $1800 - 1900^\circ$ абс. Интерполяция дает

$$T_a = 1800 + 100 \frac{1629,3 - 1602,7}{1680,7 - 1602,7} = 1837^\circ \text{ абс}.$$

Интерполяцией же определяется состав продуктов сгорания при этой температуре (парциальные давления в кг/см^2):

$$p_{\text{CO}_2} = 0,1986; p_{\text{CO}} = 0,1252; p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4476; p_{\text{H}_2} = 0,0734; p_{\text{N}_2} = 0,1552.$$

Кроме того, $\mu_a = 24,79$; $R_a = 34,21 \text{ кгм/кг град}$.

Отсюда получаются показатель политропы и газовая постоянная при равновесном истечении

$$n_p = \frac{\lg \frac{20}{1}}{\lg \frac{20}{1} \frac{1837}{2543}} = 1,125; \quad R = \frac{34,26 + 34,21}{2} = 34,24 \text{ кгм/кг град}.$$

Следовательно, скорость истечения

$$w_a = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,125}{0,125} 34,24 (2543 - 1837)} = 2070 \text{ м/сек}.$$

В данном случае изменение газовой постоянной так мало, что им можно было бы пренебречь.

Расход топлива

$$G = \frac{9,81 \cdot 1000}{2070} = 4,74 \text{ кг/сек}$$

и удельная сила тяги

$$P' = \frac{1000}{4,74} = 211 \text{ кг/сек кг.}$$

Далее производится расчет сопла. Параметры газа в критическом сечении будут:

$$T_{кр} = 2543 \frac{2}{2,125} = 2420^\circ \text{ абс.};$$

$$p_{кр} = 20 \left(\frac{2}{2,125} \right)^{\frac{1,125}{0,125}} = 12,70 \text{ кг/см}^2;$$

$$\gamma_{кр} = \frac{12,70 \cdot 10^4}{2420 \cdot 34,24} = 1,53 \text{ кг/м}^3;$$

$$w_{кр} = \sqrt{1,125 \cdot 9,81 \cdot 34,24 \cdot 2420} = 957 \text{ м/сек.}$$

Отсюда

$$F_{кр} = \frac{4,84}{1,53 \cdot 957} \cdot 10^4 = 33,0 \text{ см}^2;$$

$$d_{кр} = 65,0 \text{ мм.}$$

Для выходного сечения, где $p_a = 1 \text{ кг/см}^2$; $T_a = 1837^\circ \text{ абс.}$, $R_a = 34,21 \text{ кгм/кг град}$ получим

$$\gamma_a = \frac{1 \cdot 10^4}{34,21 \cdot 1837} = 0,159 \text{ кг/м}^3.$$

Следовательно,

$$F_a = \frac{4,74}{0,159 \cdot 2070} \cdot 10^4 = 144 \text{ см}^2;$$

$$d_a = 135 \text{ мм};$$

$$L_c = \frac{135 - 65,0}{2 \operatorname{tg} 10^\circ} = 200 \text{ мм.}$$

Истечение при среднем показателе политропы

Начальное (перед соплом) состояние продуктов сгорания по-прежнему следующее:

$$T_z = 2543^\circ \text{ абс.}, p_z = 20 \text{ кг/см}^2.$$

Средний показатель политропы равен

$$n = \frac{k + n_p}{2} = \frac{1,241 + 1,125}{2} = 1,183.$$

Среднее значение газовой постоянной

$$R = \frac{34,26 + 34,24}{2} = 34,25.$$

Состояние продуктов сгорания в критическом сечении сопла: температура

$$T_{кр} = \frac{2}{n+1} = 2543 \frac{2}{2,183} = 2330^\circ \text{ абс.},$$

давление

$$p_{кр} = p_z \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}} = 20 \left(\frac{2}{2,183} \right)^{\frac{1,183}{0,183}} = 11,35 \text{ кг/см}^2,$$

удельный вес

$$\gamma_{кр} = \frac{p_{кр}}{RT_{кр}} = \frac{11,35 \cdot 10^4}{34,25 \cdot 2330} = 1,42 \text{ кг/м}^3;$$

скорость

$$\omega_{кр} = \sqrt{ngRT_{кр}} = \sqrt{1,183 \cdot 9,81 \cdot 34,25 \cdot 2330} = 963 \text{ м/сек.}$$

В выходном сечении, где $p_a=1 \text{ кг/см}^2$, получают следующие параметры:

температура

$$T_a = T_z \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 2543 \left(\frac{1}{20} \right)^{\frac{0,183}{1,183}} = 1600^\circ \text{ абс.},$$

удельный вес

$$\gamma_a = \frac{1 \cdot 10^4}{34,25 \cdot 1600} = 0,182 \text{ кг/м}^3,$$

скорость

$$\omega_a = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,183}{0,183} 34,25 (2543 - 1600)} = 2025 \text{ м/сек.}$$

Секундный расход топлива

$$G = \frac{9,81 \cdot 1000}{2025} = 4,85 \text{ кг/сек.}$$

Размеры сопла получают следующие:

$$F_{кр} = \frac{G}{\gamma_{кр} \omega_{кр}} = \frac{4,85}{1,42 \cdot 963} 10^4 = 35,4 \text{ см}^2; \quad d_{кр} = 67,2 \text{ мм}$$

и

$$F_a = \frac{4,85}{0,182 \cdot 2025} 10^4 = 131,5 \text{ см}^2; \quad d = 129,0 \text{ мм.}$$

Следовательно, длина сопла при угле конусности 20°

$$L_c = \frac{129,0 - 67,2}{2 \operatorname{tg} 10^\circ} = 178 \text{ мм.}$$

Удельная сила тяги

$$P' = \frac{1000}{4,85} = 206,0 \text{ кг сек/кг.}$$

В табл. 33 сведены основные результаты расчетов, полученные по трем методам.

Т а б л и ц а 33.

	$T_{кр}$ °абс.	$\omega_{кр}$ м/сек	T_a °абс.	ω_a м/сек	n
Неравновесное истечение	2294	979	1437	1985	1,241
Равновесное истечение	2420	957	1837	2070	1,125
Истечение при среднем показателе политропы	2330	963	1600	2025	1,183

	G кг/сек	P' кг сек/кг	$d_{кр}$ мм	d_a мм	L_c мм
Неравновесное истечение	4,95	202	67,4	122,9	164
Равновесное истечение	4,74	211	65,0	135,0	200
Истечение при среднем показателе политропы	4,85	206	67,2	129,0	178

Удельная сила тяги, определенная расчетом (206 кг сек/кг), несколько превышает действительно получаемое на этом топливе значение (не превосходящее 200 кг сек/кг). Ориентировочный подсчет, проведенный для значения $\xi_{nz} = 0,83$ (вместо $\xi_{nz} = 0,85$, как задано в примере), дает секундный расход топлива не 4,85 кг/сек, а 5,10 кг/сек и удельную силу тяги, равную 196 кгсек/кг.

Таким образом, мы убеждаемся, что для получения более точных результатов расчета необходим тщательный, обоснованный практикой, выбор значений коэффициентов выделения тепла.

Пример 26. Рассчитать процессы горения и истечения для топлива — 90%-ный этиловый спирт + жидкий кислород при $\alpha = 0,75$. Давление в камере сгорания равно 30 кг/см², на срезе сопла — 1 кг/см². Сила тяги 1000 кг. Коэффициент выделения тепла в камере сгорания $\xi_{nz} = 0,82$; для неравновесного истечения $\xi_a = \xi_z$, для равновесного $\xi_{na} = 0,95$. Расчет провести по среднему показателю политропы.

Для заданного топлива находим

$$\varepsilon_T = 2325 \text{ ккал/кг};$$

следовательно,

$$\xi_{nz} \varepsilon_T = 0,82 \cdot 2325 = 1906,2 \text{ ккал/кг}.$$

Действительная температура горения $T_z=2812^\circ$ абс.
Расчет процесса горения дает ¹.

$$\begin{aligned} p_{\text{CO}_2} &= 5,271; & p_{\text{CO}} &= 5,873; & p_{\text{H}_2\text{O}} &= 15,545; \\ p_{\text{H}_2} &= 2,626; & p_{\text{OH}} &= 0,501; & p_{\text{H}} &= 0,156; \\ p_{\text{O}_2} &= 0,020; & p_{\text{O}} &= 0,008; \end{aligned}$$

и

$$\mu_z = 23,03; \quad R_z = 36,82 \text{ кгм/кг град.}$$

Теплосодержание

$$i_z = 1131,7 \text{ ккал/кг.}$$

Следовательно,

$$\xi_{dz} = \frac{1131,7}{1906} = 0,594$$

и

$$\xi_z = 0,594 \cdot 0,82 = 0,488.$$

Значения теплоемкостей получаются следующие:

$$c_p = \frac{1131,7}{2812 - 273} = 0,445 \text{ ккал/кг град.};$$

$$c_v = 0,445 - \frac{36,82}{427} = 0,360 \text{ ккал/кг град.}$$

Отсюда показатель адиабаты

$$k = \frac{0,445}{0,360} = 1,236.$$

Расчет состава продуктов сгорания на срезе сопла при равновесном истечении дает:

$$p_{\text{CO}_2} = 0,1999; \quad p_{\text{CO}} = 0,1786; \quad p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5148; \quad p_{\text{H}_2} = 0,1067.$$

При этом

$$\mu_a = 23,28; \quad R_a = 36,42 \text{ кгм/кг град.}$$

Показатель политропы при равновесном истечении получается равным $n_p = 1,130$.

Для дальнейшего расчета следует принять

$$n = \frac{1,236 + 1,130}{2} = 1,183;$$

$$R = \frac{36,82 + 36,42}{2} = 36,62 \text{ кгм/кг град.}$$

¹ Парциальные давления в кг/см².

Температура газов на выходе из сопла будет равна:

$$T_a = 2812 \left(\frac{1}{30} \right)^{\frac{0,183}{1,183}} = 1662^\circ \text{ абс.},$$

скорость истечения газов из сопла

$$w_a = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,183}{0,183} 36,62 (2812 - 1662)} = 2315 \text{ м/сек.}$$

Секундный расход топлива

$$G = \frac{9,81 \cdot 1000}{2315} = 4,23 \text{ кг/сек.}$$

Удельная сила тяги

$$P' = \frac{1000}{4,23} = 236 \text{ кг сек/кг.}$$

Дальнейший расчет производится, как указано в примере 25.

ГЛАВА VI

ПАРО-ГАЗОГЕНЕРАЦИЯ

§ 1. Использование паро-газа в ЖРД

Продукты сгорания горючего с жидкими окислителями имеют чрезвычайно высокую температуру, которая не позволяет использовать эти продукты непосредственно в газовых турбинах. Чтобы получить рабочее тело с более низкими температурами для использования его в турбинах или в так называемых «холодных» двигателях¹ применяют рабочее тело, в котором главным компонентом является водяной пар. Снижение начальной температуры рабочего тела при использовании водяного пара объясняется большой скрытой теплотой парообразования воды (390—480 ккал/кг при давлениях 10—50 кг/см²) и большой теплоемкостью перегретого пара, благодаря чему сравнительно небольшое весовое количество воды, введенное в продукты сгорания, поглощает для испарения и перегрева весьма значительное количество тепла. В настоящее время в ЖРД весьма часто используют «паро-газ» — смесь, состоящую в основном из водяного пара и тех или иных газов в меньшем по весу количестве.

¹ Холодными двигателями называются ЖРД, в которых рабочее тело перед входом в сопло имеет температуру, значительно более низкую, чем в обычных ЖРД работающих на продуктах сгорания топлива.

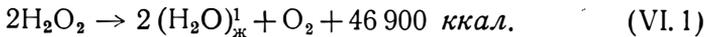
Существует два основных способа получения паро-газа:

1. Разложение перекиси водорода H_2O_2 .
 2. Сжигание основных компонентов в специальной камере сгорания с последующим снижением температуры впрыском воды.
- В дальнейшем эти способы рассматриваются подробно.

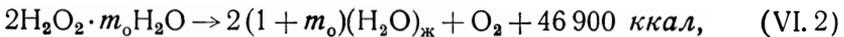
§ 2. Перекись водорода как источник паро-газа

Выше, в главе III, перекись водорода рассматривалась как жидкий окислитель. Безводная перекись водорода состоит по весу из 5,9% водорода и 94,1% кислорода, но половина всего кислорода при разложении остается связанной с водородом в виде воды, следовательно, свободного кислорода выделяется по весу только 47%, а 53% составляет водяной пар.

Так как перекись водорода — соединение эндотермическое, то разложение ее сопровождается выделением тепла настолько большим, что не только полученная вода превращается в пар, но и вся смесь при 100%-ной концентрации перекиси водорода нагревается до 950°С. Основная реакция разложения перекиси водорода проходит по формуле



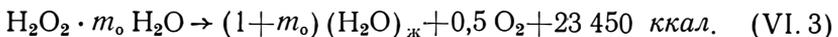
Выделившееся тепло расходуется на испарение воды и нагрев смеси. Разложение перекиси водорода с концентрацией $\sigma_0\%$ будет идти по формуле



где

$$m_0 = \frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}_2} (100 - \sigma_0)}{18\sigma_0} = 1,89 \frac{100 - \sigma_0}{\sigma_0}.$$

Таким образом, при понижении концентрации перекиси водорода одно и то же количество тепла приходится на большее количество продуктов разложения. Для 1 моля H_2O_2 формула (VI. 2) перепишется следующим образом:



Следовательно, вес продуктов разложения по расчету на 1 моль перекиси водорода $\sigma_0\%$ -ной концентрации будет равен

$$\mu'_0 = 34 + 18m_0 = 34 + 18 \cdot 1,89 \frac{100 - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{3400}{\sigma_0} \text{ кг}^2. \quad (\text{VI. 4})$$

¹ Индекс «ж» относится к воде в жидком состоянии.

² Вывод формулы дан в § 35 главы III.

На фиг. 27 даны значения m_o и μ'_o для разных концентраций H_2O_2 .

Состав получаемого паро-газа зависит от концентрации перекиси водорода и понятно, что содержание пара в смеси увеличивается по мере понижения концентрации перекиси.

Так как при разложении σ_o %-ной H_2O_2 получается $M_{H_2O} = 2(1+m_o)$ молей воды и $M_{O_2} = 1$ моль кислорода, то содержание компонентов в паро-газе будет следующим: в объемных долях

$$r_{H_2O} = \frac{2(1+m_o)}{3+2m_o}; \quad r_{O_2} = \frac{1}{3+2m_o}, \quad (VI.5)$$

в весовых долях

$$g_{H_2O} = \frac{2(1+m_o)18}{2(1+m_o)18+1.32} = \frac{1+m_o}{1,89+m_o}, \quad (VI.6)$$

$$g_{O_2} = \frac{1.32}{2(1+m_o)18+1.32} = \frac{0,89}{1,89+m_o}.$$

В пересчете на концентрацию перекиси после подстановки

$$m_o = 1,89 \frac{100 - \sigma_o}{\sigma_o}$$

получается

$$r_{H_2O} = \frac{378 - 1,78 \sigma_o}{378 - 0,78 \sigma_o};$$

$$r_{O_2} = \frac{\sigma_o}{378 - 0,78 \sigma_o} \quad (VI.7)$$

и

$$g_{H_2O} = 1 - 0,00471 \sigma_o, \quad g_{O_2} = 0,00471 \sigma_o.$$

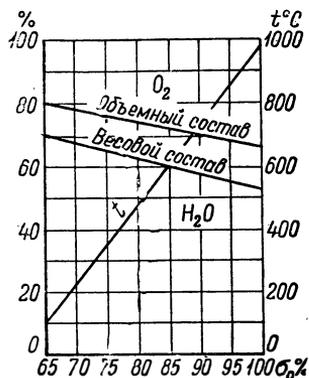
На фиг. 43 дана кривая изменения весового и объемного состава по концентрациям.

Температура получаемого паро-газа понижается по мере понижения концентрации перекиси водорода. Количество тепла, выделяемое 1 кг, H_2O_2 зависит от величины μ'_o , определяемой по формуле (VI.4). Выделившееся тепло равно

$$\frac{23450}{\mu'_o} = \frac{23450}{3400} \sigma_o = 6,9 \sigma_o \text{ ккал/кг.}$$

В табл. 34 указаны количества тепла, получающиеся при разложении перекиси водорода σ_o %-ной концентрации.

Основная часть тепла идет на испарение воды, а остаток — на нагрев всего паро-газа. Для определения температуры паро-газа после реакции можно предположить, что вода превращается в пар



Фиг. 43. Объемный и весовой состав паро-газа, получаемый при разложении перекиси водорода различной концентрации; кривая t дает температуру получаемого паро-газа.

Т а б л и ц а 34

σ_0 %	100	95	90	85	80	75	70	65	60	55	50
ккал/кг	690	655,5	621,0	586,5	552	517,5	483	448,5	414	379,5	345

при температуре 0°C , а затем уже полученная смесь пара и кислорода нагревается до конечной температуры (такое предположение не совсем верно и дает лишь приближенный простой метод определения температуры). В этом случае можно написать уравнение баланса тепла в виде

$$18(1 + m_0) r'_n + 0,5 \mu_{c_{\text{P}_{\text{O}_2}}} t + (1 + m_0) \mu_{c_{\text{P}_{\text{H}_2\text{O}}}} t = 23\,450, \quad (\text{VI. 8})$$

где r'_n — скрытая теплота парообразования сухого насыщенного пара при температуре 0°C , равная 597,2 ккал/кг.

Из этого уравнения

$$t = \frac{23\,450 - 10\,750(1 + m_0)}{0,5 \mu_{c_{\text{P}_{\text{O}_2}}} + (1 + m_0) \mu_{c_{\text{P}_{\text{H}_2\text{O}}}}} . \quad (\text{VI. 9})$$

Для O_2 в пределах от 0 до 1500°C

$$\mu_{c_p} = 7,0338 + 0,0008342 t,$$

а для H_2O

$$\mu_{c_p} = 7,888 + 0,001338 t.$$

Уравнение для определения температуры получит вид

$$(1,755 + 1,338 m_0) 10^{-3} t^2 + (11,41 + 7,89 m_0) t - (12\,700 - 10\,750 m_0) = 0. \quad (\text{VI. 10})$$

Подсчитанные по этому уравнению температуры паро-газа, получаемого при разложении перекиси водорода различной концентрации, даны в табл. 35.

Т а б л и ц а 35

σ %	100	95	90	85	80	75	70	65
$t^\circ \text{C}$	968	843	720	596	468	344	218	90

Кривая изменения температуры нанесена также на фиг. 43.

Концентрация, при которой повышения температуры вообще не будет, определится, если в уравнение (VI. 8) подставить $t = 20^\circ \text{C}$. При этом получается:

$$m_0 = 1,183,$$

НО

$$m_o = 1,89 \frac{100 - \sigma_o}{\sigma_o},$$

откуда

$$\sigma_o = 61,5 \%$$

Количество тепла, которое при концентрации $\sigma_o \%$ вносит с собой паро-газ, равно количеству тепла, выделяемому при реакции разложения, плюс тепло, заключенное в жидкой перекиси водорода; последним можно пренебречь вследствие его незначительности и считать, что тепло, заключающееся в паро-газе, полученном от разложения 1 моля H_2O_2 , равно 23 450 ккал. Отсюда получается теплосодержание паро-газа

$$i = \frac{23\,450}{34 + 18m_o} = \frac{23\,450\sigma_o}{3400} = 6,9\sigma_o \text{ ккал/кг.}$$

Это теплосодержание равно сумме теплосодержаний водяного пара и кислорода, т. е.

$$i = g_{H_2O} i_{H_2O} + g_{O_2} c_{p_{O_2}} t,$$

где i_{H_2O} — теплосодержание перегретого пара при температуре t .

В табл. 36 даны теплосодержания паро-газа при различных концентрациях, а также теплосодержания i_{H_2O} и i_{O_2} в ккал/кг.

Таблица 36

$\sigma_o \%$	100	95	90	85	80	75	70	65
$g_{H_2O} i_{H_2O}$	577,0	563,5	547,0	528,5	510,0	488,5	465,5	441,0
$g_{O_2} i_{O_2}$	113,0	92,0	74,0	58,0	42,0	29,0	17,5	7,5
i	690,0	655,5	621,0	586,5	552,0	517,5	483,0	448,5

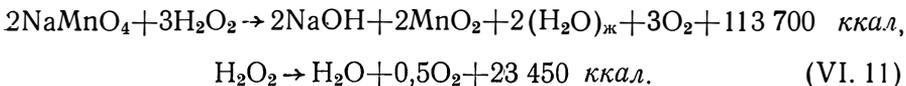
Для ускорения реакции разложения перекиси водорода применяются катализаторы. Таковыми в основном являются перманганаты $NaMnO_4$, $Ba(MnO_4)_2$, $Ca(MnO_4)_2$ и некоторые другие вещества. Катализаторы употребляются или в твердом состоянии или в водном растворе. В первом случае применяются керамиковые кубики или пластины, пропитанные катализатором (перманганаты, хлористые никель и кобальт, бихромат бария и т. п.). В паро-газогенератор, заполненный такой гранулированной керамикой, перекись водорода впрыскивается форсунками. При применении водного раствора катализатора в распыленном виде подаются в паро-газогенератор и перекись водорода и раствор катализатора.

По имеющимся данным 1 кг твердого катализатора обладает способностью разлагать в 1 сек. до 200 г 80%-ной перекиси и в состоянии разложить до 1500—2000 кг H_2O_2 .

При использовании катализатора в твердом состоянии все реакции проходят так, как указано выше.

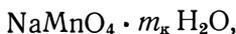
При использовании водного раствора катализатора (в дальнейшем рассматривается водный раствор перманганата натрия NaMnO_4) реакции сложнее.

Так, например, разложение перекиси водорода перманганатом натрия 100%-ной концентрации протекает следующим образом:



Согласно этим уравнениям сначала H_2O_2 вступает в реакцию с перманганатом, причем в ходе реакции выделяется перекись марганца MnO_2 , которая затем, действуя как катализатор, разлагает перекись водорода. Основное назначение первой реакции заключается именно в том, чтобы выделить и привести в активное состояние катализатор. Количество выделяющегося MnO_2 настолько значительно, что оно может разложить дополнительно большое количество H_2O_2 и поэтому наряду с первой происходит вторая, основная, реакция при подаче дополнительных количеств H_2O_2 .

Так как перманганат применяется в водном растворе, то в расчетах реакции необходимо учитывать присутствие воды. Для этого раствору перманганата приписывается химическая формула



в которой

$$m_{\text{к}} = \frac{\mu_{\text{к}}(100 - \sigma_{\text{к}})}{18\sigma_{\text{к}}} = \frac{142(100 - \sigma_{\text{к}})}{18\sigma_{\text{к}}} = 7,89 \frac{100 - \sigma_{\text{к}}}{\sigma_{\text{к}}}, \quad (\text{VI. 12})$$

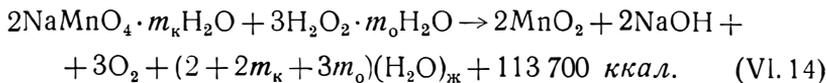
где $\sigma_{\text{к}}$ — концентрация раствора перманганата в % (индекс «к» означает «катализатор»).

Действительные концентрации растворов перманганата натрия не превышают 40% и обычно находятся в пределах 28—35%. Вес 1 моля раствора NaMnO_4 с концентрацией $\sigma_{\text{к}}\%$ составит

$$\begin{aligned} \mu'_{\text{к}} &= \mu_{\text{к}} + 18m_{\text{к}} = 142 + 18m_{\text{к}} = \\ &= 142 + 18 \cdot 7,9 \frac{100 - \sigma_{\text{к}}}{\sigma_{\text{к}}} = \frac{14\,200}{\sigma_{\text{к}}} \text{ кг.} \end{aligned} \quad (\text{VI. 13})$$

На фиг. 44 даны значения $m_{\text{к}}$ и $\mu'_{\text{к}}$ для некоторых концентраций раствора перманганата натрия.

Таким образом, в действительности первая из выписанных выше реакций (VI. 11) будет проходить по уравнению



Температуру полученной смеси можно определить из уравнения баланса тепла, пренебрегая теплом, идущим на нагрев твердых остатков (NaOH и MnO₂), и применяя приближенный метод расчета, описанный выше. При этом получается

$$(2 + 2m_{\text{K}} + 3m_0) 18 \cdot 597 + (2 + 2m_{\text{K}} + 3m_0) \mu c_{p\text{H}_2\text{O}} t + 3 \mu c_{p\text{O}_2} t = 113\,700. \quad (\text{VI. 15})$$

Из уравнения (VI. 15) можно также определить предельную концентрацию перманганата, при которой вода превращается в пар без повышения температуры. Для этого в уравнение подставляется $t = 20^\circ \text{C}$; подсчеты показывают, что при изменении концентрации перекиси водорода σ_0 от 100% до 70% предельная концентрация раствора перманганата $\sigma_{\text{K}}^0/\%$ должна меняться в пределах от 66% до 73%.

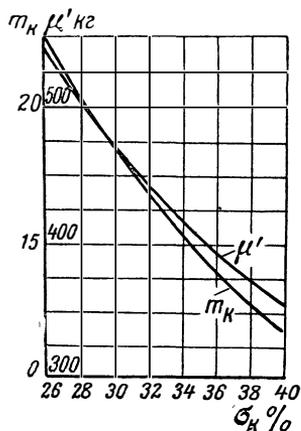
При таких концентрациях перманганата раствор является пересыщенным; в действительности, как уже отмечалось, употребляют растворы с концентрацией не выше 40%. Отсюда следует, что при применяемых концентрациях в первой реакции не только не повышается температура смеси, но даже не вся выделяемая вода может испариться. Все тепло получается почти исключительно за счет второй реакции, а первая реакция служит только для выделения катализатора и приведения его в активное состояние.

Теоретическое отношение количеств перекиси и перманганата в растворах согласно (VI. 14) равно

$$\varphi = \frac{3\mu'_0}{2\mu'_{\text{K}}} = \frac{3 \cdot \frac{3400}{\sigma_0}}{2 \cdot \frac{14\,200}{\sigma_{\text{K}}}} = 0,359 \frac{\sigma_{\text{K}}}{\sigma_0} \text{ кг/кг.}$$

Расчет по этой формуле дает следующие величины φ при разных концентрациях компонентов (табл. 37).

При таком соотношении на каждый 1 кг сухого перманганата приходится от 2 до 3 кг перекиси, и применение его как катализа-



Фиг. 44. Содержание воды в молях на 1 моль перманганата натрия (m_{K}) и вес моля раствора перманганата с учетом веса воды μ' .

Т а б л и ц а 37

σ_k %	σ_o %			
	100	90	80	70
36	0,129	0,143	0,1615	0,185
34	0,122	0,136	0,153	0,174
32	0,115	0,128	0,144	0,164
30	0,108	0,120	0,135	0,154

тора очень нерационально, если учесть, что 1 кг может разложить до 1500—2000 кг перекиси. Для лучшего использования каталитических свойств перманганата весовое соотношение берется в пределах 12—26, т. е. превышает теоретическое в 100—200 раз.

Таким образом, основной реакцией является вторая реакция, при протекании которой выделяется количество тепла, достаточное для испарения всей воды.

Основные зависимости при использовании жидкого катализатора (рассматривается попрежнему водный раствор перманганата натрия) могут быть получены следующим образом.

Пусть используется σ_o %-ная перекись водорода и в качестве катализатора применяется σ_k %-ный водный раствор перманганата натрия; весовое соотношение обозначается через φ кг/кг.

1 моль σ_k %-ного раствора перманганата натрия весит $(142 + 18m_k)$ кг, где $m_k = 7,89 \frac{100 - \sigma_k}{\sigma_k}$.

Количество расходуемой σ_o %-ной перекиси водорода будет по весу в φ раз больше, т. е. будет равно $\varphi(142 + 18m_o)$ кг. Но 1 моль перекиси водорода весит $(34 + 18m_o)$ кг, следовательно, на 1 моль перманганата расходуется перекиси водорода

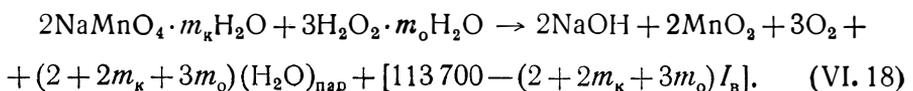
$$\psi = \varphi \frac{142 + 18m_k}{34 + 18m_o} = \varphi \frac{7,89 + m_k}{1,89 + m_o} \text{ молей.} \quad (\text{VI. 16})$$

Выражая m_k и m_o через концентрации, можно получить

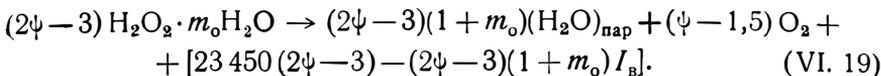
$$\psi = \varphi \frac{7,89 + 7,89 \frac{100 - \sigma_k}{\sigma_k}}{1,89 + 1,89 \frac{100 - \sigma_o}{\sigma_o}} = 4,175 \varphi \frac{\sigma_o}{\sigma_k} \text{ моль/моль.} \quad (\text{VI. 17})$$

В первой реакции участвует 2 моля перманганата, следовательно, перекиси водорода расходуется 2ψ молей, но реагирует в первой реакции только 3 моля ее; таким образом, на долю второй реакции приходится $(2\psi - 3)$ моля перекиси водорода.

Все эти процессы можно представить в химических формулах. Первая реакция



Вторая реакция



В этих формулах I_B — теплосодержание 1 моля водяного пара. Предполагая, что обе реакции практически идут до конца, можно найти количества выделившихся продуктов разложения и тепла, идущего на повышение температуры смеси.

Количество кислорода M_{O_2} .		
Первая реакция	3 моля	
Вторая реакция	$\psi - 1,5$ молей	(VI. 20)
Всего	$\psi + 1,5$ моля	

Количество воды $M_{\text{H}_2\text{O}}$		
Первая реакция	$2 + 2m_k + 3m_o$ молей	
Вторая реакция	$(2\psi - 3)(1 + m_o)$ „	(VI. 21)
Всего	$[2\psi(1 + m_o) + 2m_k - 1]$ молей.	

Общее количество продуктов разложения

$$M = M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{O}_2} = \psi(2m_o + 3) + 2m_k + 0,5 \text{ молей.} \quad (\text{VI. 22})$$

Количество тепла Q

$$\text{Первая реакция} \quad 113\,700 - (2 + 2m_k + 3m_o)I_B \text{ ккал}$$

$$\text{Вторая реакция} \quad (2\psi - 3)[23\,450 - (1 + m_o)I_B] \text{ ккал}$$

$$\text{Всего} \quad \frac{43350 + 46900\psi - [2\psi(1 + m_o) + \\ + 2m_k - 1]I_B}{\text{ккал}},$$

или, иначе,

$$Q = 43\,350 + 46\,900\psi - M_{\text{H}_2\text{O}}I_B. \quad (\text{VI. 23})$$

Если количества выделившихся продуктов разложения и тепла выразить через концентрации компонентов, то получится:

$$M_{\text{O}_2} = 4,175 \varphi \frac{\sigma_o}{\sigma_k} + 1,5, \quad (\text{VI. 24})$$

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{8,35\varphi\sigma_o + 15,78[\varphi(100 - \sigma_o) + 100 - \sigma_k] - \sigma_k}{\sigma_k}, \quad (\text{VI. 25})$$

$$M = \frac{12,525\varphi\sigma_o + 15,78[\varphi(100 - \sigma_o) + 100 - \sigma_k] + 0,5\sigma_k}{\sigma_k}; \quad (\text{VI. 26})$$

$$Q = 43\,350 + 195\,800 \varphi \frac{\sigma_o}{\sigma_k} - M_{\text{H}_2\text{O}}I_B. \quad (\text{VI. 27})$$

Объемный состав продуктов разложения будет следующий:

$$\left. \begin{aligned} r_{O_2} &= \frac{\psi + 1,5}{\psi(2m_o + 3) + 2m_k + 0,5} \\ r_{H_2O} &= \frac{2\psi(m_o + 1) + 2m_k - 1}{\psi(2m_o + 3) + 2m_k + 0,5} \end{aligned} \right\} \quad (VI. 28)$$

или при замене ψ , m_k и m_o через φ , σ_k и σ_o ,

$$\left. \begin{aligned} r_{O_2} &= \frac{8,35\varphi\sigma_o + 3\sigma_k}{25,05\varphi\sigma_o + 31,56[\varphi(100 - \sigma_o) + 100 - \sigma_k] - \sigma_k} \\ r_{H_2O} &= \frac{16,7\varphi\sigma_o + 31,56[\varphi(100 - \sigma_o) + 100 - \sigma_k] - 2\sigma_k}{25,05\varphi\sigma_o + 31,56[\varphi(100 - \sigma_o) + 100 - \sigma_k] - \sigma_k} \end{aligned} \right\} \quad (VI. 29)$$

Пересчет на весовой состав дает

$$\left. \begin{aligned} g_{O_2} &= \frac{\psi + 1,5}{2,125\psi + 1,125(\psi m_o + m_k) + 0,94} \\ g_{H_2O} &= \frac{1,125[\psi(m_o + 1) + m_k] - 0,56}{2,125\psi + 1,125(\psi m_o + m_k) + 0,94} \end{aligned} \right\} \quad (VI. 30)$$

или

$$\left. \begin{aligned} g_{O_2} &= \frac{0,471\varphi\sigma_o + 0,169\sigma_k}{100(\varphi + 1) - 0,894\sigma_k} \\ g_{H_2O} &= \frac{100(\varphi + 1) - 0,471\varphi\sigma_o - 1,063\sigma_k}{100(\varphi + 1) - 0,894\sigma_k} \end{aligned} \right\} \quad (VI. 31)$$

Проводя расчеты для перекиси водорода определенной концентрации при разных концентрациях перманганата и весовых соотношениях между перекисью водорода и перманганатом, можно обнаружить только весьма небольшие колебания в составе паро-газа, что делается вполне понятным, если вспомнить, что удельный вес первой реакции во всем процессе чрезвычайно мал и что главным образом состав паро-газа должен определяться концентрацией перекиси водорода.

В табл. 38 дается объемный состав паро-газа при применяемых на практике весовых соотношениях и концентрациях перманганата для 80%-ной перекиси водорода.

Как видно из таблицы, колебания в составе настолько незначительны, что при 80%-ной перекиси водорода в технических расчетах можно принять независимо от концентрации раствора перман-

Т а б л и ц а 38

σ_k %	$\varphi = 14$		$\varphi = 24$	
	r_{O_2} %	r_{H_2O} %	r_{O_2} %	r_{H_2O} %
40	24,43	75,57	24,81	75,19
30	24,16	75,84	24,65	75,35

ганата и выбранного весового соотношения между компонентами следующий средний состав паро-газа:

$$\begin{aligned} r_{O_2} &= 24,5\%; & g_{O_2} &= 36,0\%; \\ r_{H_2O} &= 75,5\%; & g_{H_2O} &= 64,0\%. \end{aligned}$$

В табл. 39 приводятся средние значения объемного и весового составов паро-газа (в %) для разных концентраций перекиси водорода.

Т а б л и ц а 39

σ_o %	70	75	80	85	90
r_{O_2}	21,0	22,7	24,5	26,3	28,2
r_{H_2O}	79,0	77,3	75,5	73,7	71,8
g_{O_2}	31,8	34,1	36,4	38,6	40,9
g_{H_2O}	68,2	65,9	63,6	61,4	59,1

Теоретическая температура получаемого паро-газа определяется из уравнения

$$(M_{H_2O} \nu c_{p_{H_2O}} + M_{O_2} \nu c_{p_{O_2}}) t_o = Q, \quad (VI. 32)$$

откуда

$$t_o = \frac{Q}{M_{H_2O} \nu c_{p_{H_2O}} + M_{O_2} \nu c_{p_{O_2}}}. \quad (VI. 33)$$

Учитывая то обстоятельство, что реакции до конца не идут, для большей точности расчета можно ввести коэффициент, аналогичный коэффициенту выделения тепла, применяемому в теории двигателей внутреннего сгорания. Сравнивая теоретические расчеты температуры с действительными данными, можно найти, что коэффициент выделения тепла $\xi \approx 0,94^1$ и, таким образом, действительная температура паро-газа будет

$$t = \xi t_o. \quad (VI. 34)$$

Количество тепла, теоретически выделяемое при реакциях, определяется по уравнениям (VI. 23) и (VI. 27).

Величина $I_{\text{в}} = 10\,750$ ккал/моль.

При этом условии из уравнений (VI. 23) и (VI. 27) получается:

$$\begin{aligned} Q &= 10\,750 (4,025 + 4,355 \psi - M_{H_2O}), \\ Q &= 10\,750 \left(4,025 + 18,20 \varphi \frac{\sigma_o}{\sigma_k} - M_{H_2O} \right). \end{aligned}$$

¹ Этот коэффициент выделения тепла учитывает не только химические явления, но и потери тепла и качество распыла и другие причины.

Величины молекулярных теплоемкостей μc_{pH_2O} и μc_{pO_2} для определенной концентрации перекиси водорода можно брать постоянными, так как колебания температуры паро-газа в пределах принятых весовых соотношений и концентраций раствора перманганата не превышают 60—70° С.

Для различных концентраций перекиси значения μc_{pH_2O} и μc_{pO_2} следующие:

σ_0 %	μc_{pH_2O} ккал/моль град	μc_{pO_2} ккал/моль град
77	8,2	7,24
78	8,24	7,28
79	8,28	7,32
80	8,31	7,35
81	8,34	7,38
82	8,37	7,40

Для ориентировочных практических расчетов можно еще более упростить уравнения, если провести расчет на 1 моль паро-газа. Действительно,

$$M = M_{H_2O} + M_{O_2}.$$

Деление Q на M дает количество тепла, приходящееся на 1 моль паро-газа

$$Q_{\mu} = \frac{Q}{M} = \frac{t_0 (M_{H_2O} \mu c_{pH_2O} + M_{O_2} \mu c_{pO_2})}{M}, \quad (VI. 35)$$

откуда

$$t_0 = \frac{Q_{\mu}}{r_{H_2O} \mu c_{pH_2O} + r_{O_2} \mu c_{pO_2}}.$$

Для применяемой концентрации перекиси водорода из табл. 39 находятся r_{H_2O} и r_{O_2} ; следовательно, для определения температуры получаемого паро-газа необходимо определить только тепло Q_{μ} .

Теплосодержание 1 кг паро-газа определяется по обычным формулам:

$$\left. \begin{aligned} i &= g_{H_2O} i_n + c_{pO_2} g_{O_2} t \text{ ккал/кг} \\ \text{или} \quad i &= \frac{Q}{18M_{H_2O} + 32M_{O_2}} \text{ ккал/кг.} \end{aligned} \right\} \quad (VI. 36)$$

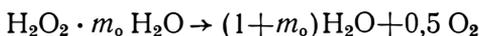
Пример 27. Перекись водорода с концентрацией 78% используется для получения паро-газа в паро-газогенераторе с твердым катализатором. Определить состав и температуру, получаемого паро-газа.

Для перекиси водорода заданной концентрации находим

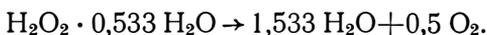
$$m_o = 1,89 \frac{100 - \sigma_o}{\sigma_o} = 1,89 \frac{22}{78} = 0,533,$$

следовательно, формула ее будет $\text{H}_2\text{O}_2 \cdot 0,533 \text{H}_2\text{O}$.

Реакция разложения будет идти по формуле



или



Общий вес продуктов разложения 1 моля H_2O_2

$$\mu' = 34 \frac{100}{\sigma_o} = \frac{3400}{78} = 43,59 \text{ кг.}$$

Число молей продуктов разложения

$$M = M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{O}_2} = 1,533 + 0,5 = 2,033.$$

Объемный состав

$$r_{\text{O}_2} = \frac{M_{\text{O}_2}}{M} = \frac{0,5}{2,033} = 0,2459,$$

$$r_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M} = \frac{1,533}{2,033} = 0,7541.$$

Весовой состав

$$g_{\text{O}_2} = \frac{M_{\text{O}_2} \mu_{\text{O}_2}}{\mu'} = \frac{0,5 \cdot 32}{43,59} = 0,367;$$

$$g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}} \mu_{\text{H}_2\text{O}}}{\mu'} = \frac{1,533 \cdot 18}{43,59} = 0,633.$$

Таким образом, 1 моль 78%-ной перекиси водорода дает при разложении:

кислорода $0,367 \cdot 43,59 = 0,5 \cdot 32 = 16 \text{ кг}$,

водяного пара $0,633 \cdot 43,59 = 1,533 \cdot 18 = 27,59 \text{ кг}$.

Количество тепла, выделяемое при разложении 1 моля перекиси, $Q = 23\,450 - 10\,750(1 + m_o) = 23\,450 - 10\,750 \cdot 1,533 = 6978 \text{ ккал/моль}$.

Принимая следующие значения средних молекулярных теплоемкостей при $t = 250^\circ \text{C}$ ¹

$$\mu_{c_{p_{\text{O}_2}}} = 7,24 \text{ ккал/моль град}, \quad \mu_{c_{p_{\text{H}_2\text{O}}}} = 8,24 \text{ ккал/моль град},$$

¹ А. М. Литвин, Техническая термодинамика. Госэнергоиздат, 1942.

находим температуру получаемой смеси

$$t_0 = \frac{6978}{0,5 \cdot 7,24 + 1,533 \cdot 8,24} = 432^\circ \text{C}.$$

По таблице теплоемкостей интерполяцией уточняем значения теплоемкостей газов:

$\mu c_{pO_2} = 7,247$ ккал/моль град, $\mu c_{pH_2O} = 8,245$ ккал/моль град. При этом

$$t_0 = \frac{6978}{0,5 \cdot 7,247 + 1,533 \cdot 8,245} = 429^\circ \text{C}.$$

Пример 28. Для получения паро-газа используется 81%-ная перекись водорода с водным раствором перманганата натрия, имеющего концентрацию 32%. На 1 кг перманганата подается 22 кг перекиси. Определить температуру и состав паро-газа, а также расход компонентов при расходе паро-газа 500 кг/час.

Имеем

$$\varphi = 22,$$

$$m_o = 1,89 \frac{100 - 81}{81} = 0,443,$$

$$m_k = 7,89 \frac{100 - 32}{32} = 16,77.$$

Находим значение ψ :

$$\psi = 4,175 \varphi \frac{\sigma_o}{\sigma_k} = 4,175 \cdot 22 \cdot \frac{81}{32} = 232,49.$$

Следовательно, на каждые 2 моля перманганата расходуется $2\psi = 464,98$ молей перекиси водорода.

Вес моля раствора перманганата равен $\frac{14200}{32} = 443,75$, вес моля перекиси водорода равен $\frac{3400}{81} = 41,975$.

При расходе 2 молей перманганата всего будет получено паро-газа (если не учитывать небольших количеств MnO и $NaOH$)

$$G = 2 \cdot 443,75 + 2 \cdot 443,75 \cdot 22 = 20395,25 \text{ кг}.$$

Находим количества кислорода и водяного пара, получаемые при расходе двух молей перманганата

$$M_{O_2} = \psi + 1,5 = 232,49 + 1,5 = 233,99 \text{ моля},$$

$$M_{H_2O} = 2 \cdot 232,49 (1 + 0,443) + 2 \cdot 16,77 - 1 = 703,51 \text{ моля}.$$

Следовательно, всего паро-газа будет

$$M = 233,99 + 703,51 = 937,50 \text{ моля}.$$

Далее можно найти молекулярный вес паро-газа

$$\mu = \frac{G}{M} = \frac{20\,395,25}{937,5} = 21,75.$$

Объемный состав паро-газа получается следующий:

$$r_{\text{O}_2} = \frac{233,99}{937,5} = 0,2496, \quad r_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{703,51}{937,5} = 0,7504.$$

Весовой состав

$$g_{\text{O}_2} = \frac{233,99 \cdot 32}{20\,395,25} = 0,367, \quad g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{703,51 \cdot 18}{20\,395,25} = 0,633.$$

Количество тепла, выделяющегося в ходе реакций,

$$Q = 43\,350 + 46\,900 \psi - M_{\text{H}_2\text{O}} I_{\text{в}} = \\ = 43\,350 + 46\,900 \cdot 232,49 - 703,51 \cdot 10\,750 = 3\,384\,400 \text{ ккал.}$$

Температуру смеси получим из уравнений (VI.33) и (VI.34), полагая коэффициент выделения тепла $\xi = 0,94$:

$$t = \frac{\xi Q}{M_{\text{H}_2\text{O}} \mu c_{p\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{O}_2} + \mu c_{p\text{O}_2}}.$$

Принимая предварительно $t = 400^\circ\text{C}$, находим

$$\mu c_{p\text{H}_2\text{O}} = 8,38 \text{ ккал/моль град}; \quad \mu c_{p\text{O}_2} = 7,38 \text{ ккал/моль град.}$$

В таком случае

$$t = \frac{0,94 \cdot 3\,384\,400}{703,51 \cdot 8,38 + 233,99 \cdot 7,38} = 408^\circ\text{C}.$$

Ввиду небольшого расхождения между принятой и полученной температурами пересчета не делаем.

Определим часовой расход компонентов.

При весовом соотношении 22 : 1 и при заданном часовом расходе паро-газа получаем, что раствора перманганата расходуется $\frac{500}{23} \times 1 = 21,74 \text{ кг/час}$, 81%-ной перекиси водорода — $\frac{500}{23} \times 22 = 478,28 \text{ кг/час}$.

Расход сухого перманганата определяем по концентрации раствора. Этот расход составляет

$$21,74 \cdot 0,32 = 6,96 \text{ кг/час.}$$

§ 3. Испарение воды в камере сгорания

Чрезвычайно высокая температура продуктов сгорания не всегда допускает непосредственное использование их в реактивном сопле; тем более это невозможно в газовых турбинах, для которых предельной температурой в настоящее время являются $800\text{—}850^\circ\text{C}$. Для понижения температуры продуктов сгорания до допустимой величины применяется ввод (впрыск) воды в конце камеры сгора-

ния; вводимая в камеру вода достаточно быстро испаряется и поглощает при этом значительное количество тепла, в результате чего температура смеси понижается. Применение в качестве охлаждающего агента именно воды, как указано было выше (§ 1 настоящей главы), позволяет при сравнительно небольшом расходе ее значительно снижать температуру продуктов сгорания.

Процессы, происходящие в камере сгорания при вводе воды, достаточно сложны и изучены мало.

Действительно, при понижении температуры смеси химическое равновесие ее нарушается и возможна рекомбинация молекул (гл. V). В результате этого состав смеси может сильно измениться, так как возможно исчезновение одноатомных газов O и H, а количество трехатомных газов CO₂ и H₂O может увеличиться, что будет сопровождаться выделением тепла. К этому присоединяется то усложняющее обстоятельство, что первые капли воды, попадая в атмосферу газов с температурой 2500—3000° C, могут не только испариться, но, в свою очередь, также диссоциировать, что приведет к поглощению некоторой части тепла. Ясному представлению о происходящих при впрыске воды процессах мешает слабая изученность вопроса о кинетике восстановления химического равновесия.

Вопрос восстановления энергетического равновесия также изучен недостаточно и неизвестно, насколько быстро изменение колебательной энергии атомов будет следовать за изменением температуры, вызываемым быстрым испарением воды.

При расчете процессов, происходящих в камере сгорания при впрыске воды, можно исходить из двух крайних предположений, так же как и в расчете процесса истечения.

Можно принять, что для восстановления химического и энергетического равновесия требуется значительный промежуток времени, и, следовательно, вода будет испаряться в неравновесной смеси газов. В этом случае в качестве крайнего предположения принимается, что состав продуктов сгорания и колебательная энергия атомов не изменяются. Второе крайнее предположение заключается в том, что испарение воды происходит в равновесной смеси газов, т. е. при понижении температуры до такого значения, при котором никакой диссоциации уже не может быть. В этом случае следует принимать состав продуктов сгорания без учета диссоциации.

Ниже рассматриваются методы расчета, основанные на обоих предположениях. Начнем со второго крайнего предположения.

1. Испарение воды происходит в равновесной газовой смеси

Химическое равновесие при низких температурах (до 1800—2000° абс.) практически исключает возможность какой бы то ни было диссоциации. Следовательно, продукты сгорания при $\alpha < 1$

состоят только из CO_2 , CO , H_2O и N_2 (или CO_2 , H_2O , H_2 и N_2); правильное принять первый состав, так как в сторону H_2 равновесие смещается только при более низких температурах. Приравнивая сумму энергосодержаний топлива и введенной воды энергосодержанию паро-газа при заданной температуре, можно получить уравнение, из которого определится количество воды, необходимое для получения заданной температуры паро-газа.

Попрежнему энергосодержание топлива по расчету на 1 моль горючего

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_r + \alpha x'_0 \mathcal{E}_0 = H_{\mu_r} + \alpha x'_0 H_{\mu_0}. \quad (\text{VI. 37})$$

Пусть количество молей впрыскиваемой воды равно M_B ; тогда энергосодержание воды будет $M_B \mathcal{E}_B$ и общее энергосодержание подаваемой смеси

$$\mathcal{E}_{\text{см}} = \mathcal{E}_T + M_B \mathcal{E}_B. \quad (\text{VI. 38})$$

Энергосодержание паро-газа будет определяться его составом. Состав продуктов сгорания без впрыскиваемой воды находится по формулам гл. IV.

Состав паро-газа с учетом впрыскиваемой воды определяется содержанием

углекислоты	— M_{CO_2}	молей
окиси углерода	— M_{CO}	„
азота	— M_{N_2}	„
водяного пара	— $M_{\text{H}_2\text{O}} + M_B$	„

Энергосодержание паро-газа будет равно

$$\mathcal{E}_{\text{п.г}} = M_{\text{CO}_2} \mathcal{E}_{\text{CO}_2} + M_{\text{CO}} \mathcal{E}_{\text{CO}} + M_{\text{N}_2} \mathcal{E}_{\text{N}_2} + (M_{\text{H}_2\text{O}} + M_B) \mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (\text{VI. 39})$$

где энергосодержание каждого газа при заданной температуре паро-газа берется из приложения II.

Так как

$$\mathcal{E}_{\text{п.г}} = \mathcal{E}_{\text{см}},$$

то получается уравнение, в котором неизвестной является только величина M_B .

Следовательно,

$$\mathcal{E}_T + M_B \mathcal{E}_B = M_{\text{CO}_2} \mathcal{E}_{\text{CO}_2} + M_{\text{CO}} \mathcal{E}_{\text{CO}} + M_{\text{N}_2} \mathcal{E}_{\text{N}_2} + (M_{\text{H}_2\text{O}} + M_B) \mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (\text{VI. 40})$$

Решение этого уравнения относительно M_B дает

$$M_B = \frac{\mathcal{E}_T - (M_{\text{CO}_2} \mathcal{E}_{\text{CO}_2} + M_{\text{CO}} \mathcal{E}_{\text{CO}} + M_{\text{N}_2} \mathcal{E}_{\text{N}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}} \mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}})}{\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}} - \mathcal{E}_B}. \quad (\text{VI. 41})$$

Из приложения III имеем $\mathcal{E}_B = 10\,750$ ккал/моль.

2. Испарение воды происходит в неравновесной газовой смеси

После расчета процесса горения, как было указано в § 6—13 главы IV, становятся известными температура горения T_z и состав продуктов сгорания, т. е. числа молей

$$M_{CO_2}, M_{CO}, M_{H_2O}, M_{H_2}, M_{OH}, M_{N_2}, M_{O_2}, M_{NO_2}, M_H \text{ и } M_O.$$

Энергосодержание продуктов сгорания при температуре T_z подсчитывается, как обычно, по формуле

$$\mathcal{E}_{\text{пр.сг.з}} = \sum M_i \mathcal{E}_{iz}. \quad (\text{VI. 42})$$

При вводе в эту смесь M_b молей воды температура снижается до заданной температуры T_k , с которой смесь покидает камеру. Следовательно, энергосодержание продуктов сгорания уменьшится; оно будет равно

$$\mathcal{E}_{\text{пр.сг.к}} = \sum M_i \mathcal{E}_{ik}. \quad (\text{VI. 43})$$

Естественно заключить, что потерянное энергосодержание продуктов сгорания расходуется на превращение M_b молей воды в пар; при этом энергосодержание введенной в камеру воды увеличится на

$$\Delta \mathcal{E}_b = M_b (\mathcal{E}_{H_2O_k} - \mathcal{E}_b).$$

Приравнивая эту величину разности $\mathcal{E}_{\text{пр.сг.з}} - \mathcal{E}_{\text{пр.сг.к}}$, находим

$$M_b = \frac{\sum M_i \mathcal{E}_{iz} - \sum M_i \mathcal{E}_{ik}}{\mathcal{E}_{H_2O_k} - \mathcal{E}_b} = \frac{\sum M_i \Delta \mathcal{E}_i}{\mathcal{E}_{H_2O_k} - \mathcal{E}_b}, \quad (\text{VI. 44})$$

где

$$\Delta \mathcal{E}_i = \mathcal{E}_{iz} - \mathcal{E}_{ik}.$$

Пример 29. Определить состав паро-газа и количество впрыскиваемой в камеру воды для топлива — керосин ($C_r=86,3\%$ и $H_r=13,7\%$) + 95%-ная азотная кислота при температуре паро-газа 1000° абс. и $\alpha=0,8$. Для керосина $H_{u,r} = 10\,270$ ккал/кг. Давление в камере сгорания $p_z=25$ кг/см². (Данные взяты из примера 22 гл. IV).

Расчет производим при обоих крайних предположениях.

1. Равновесная газовая смесь.

Из примера 22 известно энергосодержание топлива

$$\mathcal{E}_r = 921\,330 \text{ ккал/моль},$$

или

$$\mathcal{e}_r = 1672 \text{ ккал/кг}.$$

Величина $\alpha \times \alpha_0 = 6,8$ моль/моль.

Для 95%-ной азотной кислоты $m_0 = 0,184$.

Находим состав продуктов сгорания без диссоциации (в молях):

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5(13,7 + 6,8) + 6,8 \cdot 0,184 = 11,50,$$

$$M_{\text{N}_2} = 0,5 \cdot 6,8 = 3,40,$$

$$M_{\text{CO}_2} = 6,8(3 \cdot 0,5 \cdot 1) - (7,19 + 0,5 \cdot 13,7) = 2,96,$$

$$M_{\text{CO}} = 7,19 - 2,96 = 4,23.$$

Из приложения II находим энергосодержания газов (в ккал/моль) при 1000° абс.: $\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}} = 6,32 \cdot 10^8$, $\mathcal{E}_{\text{N}_2} = 5,30 \cdot 10^8$, $\mathcal{E}_{\text{CO}_2} = 8,22 \cdot 10^8$, $\mathcal{E}_{\text{CO}} = 72,15 \cdot 10^8$.

Энергосодержание воды в начале реакции $\mathcal{E}_в = -10\,750$ ккал/моль.

Подставляя все эти величины в уравнение (VI. 41), получаем

$$M_в = \frac{921\,330 - (11,50 \cdot 6,32 + 3,40 \cdot 5,30 + 2,96 \cdot 8,22 + 4,23 \cdot 72,15) \cdot 10^8}{6320 + 10\,750} = 29,35.$$

Следовательно, состав паро-газа в молях будет:

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = 11,5 + 29,35 = 40,85,$$

$$M_{\text{N}_2} = 3,40,$$

$$M_{\text{CO}_2} = 2,96,$$

$$M_{\text{CO}} = 4,23$$

$$\text{Общее число молей } M = 51,44$$

Объемный состав паро-газа:

$$r_{\text{H}_2\text{O}} = 79,4\%,$$

$$r_{\text{газа}} = 20,6\%.$$

Молекулярный вес

$$\mu = \frac{\sum \mu_i M_i}{M} = \frac{40,85 \cdot 18 + 3,40 \cdot 28 + 4,23 \cdot 28 + 2,96 \cdot 44}{57,44} = 20,98.$$

Весовая доля водяного пара

$$g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{0,794 \cdot 18}{20,98} 100 = 68,1\%.$$

2. Неравновесная газовая смесь.

Из примера 22 имеем:

Температура продуктов сгорания $T_z = 2870^\circ$ абс.

Состав продуктов сгорания в молях:

$$M_{\text{CO}_2} = 3,870, \quad M_{\text{CO}} = 3,357, \quad M_{\text{H}_2\text{O}} = 9,836,$$

$$M_{\text{H}_2} = 1,434, \quad M_{\text{OH}} = 0,463, \quad M_{\text{N}_2} = 3,394,$$

$$M_{\text{O}_2} = 0,061, \quad M_{\text{NO}} = 0,047, \quad M_{\text{H}} = 0,120,$$

$$M_{\text{O}} = 0,017.$$

Из приложения II находим энергосодержания газов при 1000 и (с помощью интерполяции) при 2870° абс. Составляем табл. 40.

Т а б л и ц а 40

	CO ₂	CO	H ₂ O	H ₂	OH	N ₂	O ₂	NO	H	O
Э _i при 2870° абс.	35 010	88 170	28 350	77 780	54 820	21 200	22 380	43 140	93 380	71 910
Э _i „ 1000° „	8 220	72 150	6 320	62 710	39 510	5 300	5 600	26 890	84 100	62 630
Δ Э _i	26 790	16 020	22 030	15 070	15 310	15 900	16 780	16 250	9 280	9 280

Подсчитываем входящую в уравнение (VI. 44) величину $\sum M_i \Delta \mathcal{E}_i$:

$$\begin{aligned} \sum M_i \Delta \mathcal{E}_i = & 3,870 \cdot 26,790 + 3,357 \cdot 16,020 + 9,836 \cdot 22,030 + \\ & + 1,434 \cdot 15,070 + 0,463 \cdot 15,310 + 3,394 \cdot 15,900 + 0,061 \cdot 16,780 + \\ & + 0,047 \cdot 16,250 + 0,120 \cdot 9,280 + 0,017 \cdot 9,280 \approx 459\,870 \text{ ккал.} \end{aligned}$$

Это тепло расходуется на повышение энергосодержания воды. Начальное энергосодержание воды $\mathcal{E}_в = -10\,750$ ккал/моль, конечное при 1000° абс. $\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O к}}$ = 6320 ккал/моль. Следовательно, согласно уравнению (VI. 44)

$$M_в = \frac{459\,870}{6\,320 + 10\,750} = 26,95 \text{ моля.}$$

Таким образом, в паро-газе будет содержаться водяного пара $26,95 + 9,836 = 36,786$ моля.

Общее число молей

$$M = 49,549.$$

Следовательно, объемная доля водяного пара получится равной

$$r_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{36,786}{49,549} 100 = 74,2\%.$$

Молекулярный вес паро-газа

$$\mu = \frac{\sum \mu_i M_i}{M} = 20,89.$$

Весовая доля водяного пара в паро-газе

$$g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{74,24 \cdot 18}{20,89} = 63,9\%.$$

В заключение находим, что расчет по первому методу приводит к расходу воды на 1 кг топлива в

$$\frac{29,35 \cdot 18}{100 + 6,8 \frac{63 \cdot 100}{95}} = 0,959 \text{ кг},$$

а по второму методу — в

$$\frac{26,95 \cdot 18}{100 + 6,8 \frac{63 \cdot 100}{95}} = 0,881 \text{ кг}.$$

§ 4. Получение пара в парогенераторе

Вместо впрыска воды непосредственно в камеру сгорания можно представить себе и другой способ использования охлаждающих свойств воды и использования водяного пара в ЖРД. Пусть, например, вода подается в охлаждающую рубашку реактивного сопла и проходит по каналам для охлаждения сопла и камеры сгорания; при этом вода испаряется и пар несколько перегревается. Если пар получается в охлаждающей рубашке под значительным давлением, то его можно использовать в паровой турбине для приведения в действие топливных насосов. Такой способ использования водяного пара до сих пор не применяется из-за того, что пар, пригодный для работы турбины, получается не одновременно с началом работы камеры сгорания, но позднее на 8—10 сек., как это имеет место, например, в парогенераторах современных паровых автомобилей. Однако принципиально применение указанного способа возможно. Приведем поэтому соответствующий метод расчета.

Пусть при заданной силе тяги ЖРД расход топлива составляет G_T кг/сек, а необходимый расход пара при заданных начальных параметрах его (p_n , t_n и i_n) равен D_n кг/сек. Пусть далее к. п. д. парогенератора (охлаждающей рубашки) равен η_n (под к. п. д. парогенератора понимается отношение количества тепла, потребного для превращения воды в пар, к количеству тепла, затрачиваемому на это превращение). В таком случае секундное количество тепла, отводимого паром от продуктов сгорания, будет равно

$$Q_n = \frac{D_n (i_n - 15)}{\eta_n} \text{ ккал/сек},$$

если за начальную температуру воды принять 15°C , а размерность i_n взять в ккал/кг.

Следовательно, из каждого килограмма расходуемого топлива на парообразование воды в рубашке будет затрачиваться количество тепла $Q' = \frac{Q_n}{G_T}$. При этом расчетное энергосодержание 1 кг

топлива, поступающего в камеру сгорания, уменьшится; оно будет равно

$$\varepsilon'_r = \varepsilon_r - Q' = \frac{H_{\mu_r} + \alpha x'_0 H_{\mu_o}}{\mu_r + \alpha x'_0 \mu_o} - Q'.$$

Величина ε'_r служит для расчета состава продуктов сгорания и температуры в камере сгорания по методам, изложенным в главе IV.

При определении необходимой поверхности нагрева парогенератора (с точки зрения работы камеры — поверхности охлаждения) следует учесть то обстоятельство, что поверхность нагрева в данном случае является чисто радиационной, ибо при очень высоких температурах в камере сгорания относительное количество тепла, передаваемого конвективным путем, весьма мало по сравнению с теплом, передаваемым радиацией (при ориентировочном подсчете конвективным теплом можно пренебречь).

Для числового расчета поверхности нагрева проще всего использовать уравнение, полученное с помощью закона Стефана-Больцмана

$$F = \frac{3600 Q_n}{C \left[\left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right]},$$

где F — необходимая поверхность нагрева в m^2 ;

C — коэффициент; берется в пределах
3,5—4,0 $ккал/m^2 \text{ час град}^4$;

T_z и $T_{ст}$ — соответственно температуры газов в камере сгорания и стенки.

Температуру стенки следует брать из расчета охлаждения двигателя; пример расчета охлаждения, приведенный в гл. XV, показывает, что температура стенки с газовой стороны может значительно превышать температуру кипения.

Пример 30. Проведем расчет парогенератора для двигателя, работающего на топливе, основные характеристики которого рассчитаны в примере 22.

Примем силу тяги равной 10 000 $кг$, мощность паровой турбины 500 л. с., давление и температуру пара равными соответственно 20 $кг/см^2$ и 300° С.

Принимая удельный расход пара на турбине 5 $кг/л. с. час$, находим секундный расход

$$D_n = \frac{5 \cdot 500}{3600} = 0,695 \text{ кг/сек},$$

секундный отвод тепла из камеры при $\eta_n=0,9$ и теплосодержании пара, равном $721,9$ ккал/кг¹, составляет

$$Q_n = \frac{0,695 \cdot (721,9 - 15)}{0,9} = 546 \text{ ккал/сек.}$$

Секундный расход топлива G_T можно определить следующим образом.

Как известно, величина силы тяги

$$P = G_T P',$$

причем для удельной силы тяги имеется выражение

$$P' = 9,33 \sqrt{\eta_e \mathcal{A}'_T} = 9,33 \sqrt{\eta_t \eta_g \mathcal{A}'_T},$$

где, в свою очередь,

$$\mathcal{A}'_T = \mathcal{A}_T - \frac{Q_n}{G_T}.$$

Из примера 22 известно, что $\mathcal{A}_T = 1672$ ккал/моль; следовательно,

$$\mathcal{A}'_T = 1672 - \frac{546}{G_T}.$$

Так как для условий того же примера 22 $\eta_t = 0,475$, а значение η_g может быть принято равным $0,8$, то при заданной тяге $P = 10\,000$ кг получается следующее уравнение для определения расхода топлива:

$$10\,000 = 9,33 G_T \sqrt{0,475 \cdot 0,8 \left(1672 - \frac{546}{G_T} \right)}.$$

Решение этого уравнения дает

$$G_T = 42,7 \text{ кг/сек.}$$

Таким образом, расчетное значение энергосодержания

$$\mathcal{A}'_T = 1672 - \frac{546}{42,7} = 1659 \text{ ккал/кг.}$$

Действительную температуру продуктов сгорания находим по интерполяционному уравнению из примера 22. В данном случае это уравнение имеет вид

$$0,0003475 T_z^2 - 1,1795 T_z + 534,3 = 0.$$

Решение уравнения дает $T_z = 2865^\circ$ абс. Соответственно этой температуре можно найти состав продуктов сгорания.

¹ Теплосодержание взято из таблиц для перегретого пара при указанных давлении и температуре (см., например, *Машиностроение. Энциклопедический справочник. Т. I, кн. 1. Машгиз, 1947*).

Для определения необходимой поверхности нагрева F применим вышенанписанное уравнение, принимая $C=4,0$. Для внутренней поверхности стенки (поверхности, обращенной к газам) вследствие высоких удельных тепловых потоков принимаем

$$T_{\text{ст}}=800^{\circ} \text{ абс}^1.$$

При этих условиях получаем

$$F = \frac{3600 \cdot 546}{4,0[28,65^4 - 8,00^4]} = 0,738 \text{ м}^2.$$

Проверим возможность размещения такой поверхности нагрева.

При часовом расходе топлива $42,7 \cdot 3600=153\,720$ кг количество тепла, выделяющегося в камере сгорания в течение часа, будет равно $153\,720 \cdot 1672 \approx 2,57 \cdot 10^8$ ккал.

Принимая объемную теплонапряженность камеры сгорания² равной $2,0 \cdot 10^9$ ккал/час м³, находим объем камеры сгорания

$$V_{\text{к}} = \frac{2,57 \cdot 10^8}{2,0 \cdot 10^9} = 0,129 \text{ м}^3.$$

При шаровой форме камеры сгорания диаметр камеры

$$d = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot 0,129}{\pi}} = 0,62 \text{ м}.$$

Полная поверхность этого шара (в данном случае поверхность нагрева части парогенератора, являющейся охлаждающей рубашкой камеры) равна

$$F = \pi 0,62^2 = 1,21 \text{ м}^2.$$

В действительности не вся поверхность камеры будет охлаждаться и служить поверхностью нагрева парогенератора.

Таким образом, проведенный расчет показывает, что рассматриваемый способ использования охлаждающих свойств воды и водяного пара, а также тепловой энергии последнего в ЖРД принципиально возможен.

¹ Ошибка в выборе температуры стенки влияет на результат весьма незначительно.

² Об объемной теплонапряженности камеры сгорания см. § 6 главы XI.

ГАЗОДИНАМИКА ДВИГАТЕЛЯ

ГЛАВА VII

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

В жидкостно-реактивных двигателях газовый поток находится под воздействием ряда факторов. В камере сгорания движение газа сопровождается горением, т. е. имеет место тепловое воздействие. Из камеры сгорания газовый поток попадает в канал переменного сечения, где подвергается так называемому геометрическому воздействию. Компоненты топлива вводятся в камеру сгорания в виде распыленной жидкости (несамовоспламеняющиеся компоненты) или в виде струек (самовоспламеняющиеся компоненты); в том и в другом случае топливо испаряется не мгновенно и процесс испарения занимает некоторый участок пути газового потока. На участке, где происходит испарение, расход газа меняется (при присутствии жидкого топлива в газовом потоке можно пренебречь) и, следовательно, имеет место расходное воздействие на газовый поток.

В результате химических реакций (разложение компонентов, окисление, диссоциация, рекомбинация молекул) изменяется число молей в единице массы газового потока, а следовательно, изменяются удельный объем и другие параметры газа (например, скорость). Таким образом, в ЖРД имеет место химическое¹ (в газодинамическом смысле) воздействие на газовый поток.

Все эти факторы могут воздействовать на газовый поток изолированно или совместно. Так, истечение газа из двигателя сопровождается не только геометрическим воздействием, но также тепловым и химическим, так как, кроме непосредственного перехода тепловой энергии в кинетическую энергию вытекающей струи, расширение газа сопровождается догоранием компонентов, смещением химического равновесия под влиянием изменения температуры и давления, теплообменом (путем излучения) с газами, находящимися в камере сгорания, и т. д. Процесс горения в камере сгорания с газодинамической точки зрения представляет собой совокупность теплового и химического воздействий.

¹ Химическое воздействие в газодинамическом смысле нельзя отождествлять с понятием химического процесса, протекающего в камере сгорания, так как в процессе горения, кроме изменения числа молей, в единице массы газа имеет место еще и тепловыделение.

Исследования показывают, что каждым из названных факторов: геометрическим, тепловым, химическим или расходным (а в общем случае также и механическим — подводом или отводом механической работы) можно воздействовать на скорость газового потока. В частности, воздействием каждого из этих факторов можно ускорить газовый поток, причем возможно осуществление перехода из дозвуковой области течения в сверхзвуковую. Исследование этого вопроса имеет большое значение в теории ЖРД, в рабочем процессе которого как раз и осуществляется непрерывное преобразование дозвукового течения в сверхзвуковое.

Непосредственный анализ реальных явлений, протекающих в камере сгорания и реактивном сопле двигателя и представляющих собой совокупность действия нескольких газодинамических факторов, затруднителен. Поэтому, прежде чем приступать к такому анализу, рассмотрим изолированное влияние каждого из названных выше факторов на газовый поток.

Для упрощения исследования в дальнейшем во всех расчетах будем пользоваться средними значениями физических констант горючей смеси и продуктов сгорания: теплоемкости, газовой постоянной (во всех случаях, когда нет химического воздействия), теплотворной способности смеси и т. д. Такое допущение позволяет привести результаты исследования к сравнительно простому виду и отчетливо выявить при этом важнейшие физические особенности процесса.

При расчетах повышенной точности можно прибегнуть либо к делению расчетного интервала на ряд участков, в пределах каждого из которых опять-таки можно пренебречь изменением H_u , R и k , либо к обычному методу последовательных приближений.

Изучение изолированных воздействий на газовый поток значительно упрощается, если рассматривать идеализированные течения, в которых нет трения газа и теплообмена.

При выводе количественных соотношений между параметрами газа в различных сечениях канала для разного рода воздействий условимся обозначать параметры газа на входе в канал через ρ_1 , T_1 , ρ_1 , ω_1 , а площадь поперечного сечения канала — через F_1 ; для критического сечения примем обозначения $\rho_{кр}$, $T_{кр}$, $\rho_{кр}$, $\omega_{кр}$, $F_{кр}$; для произвольного сечения канала параметры газа обозначим через ρ , T , ρ , ω , а площадь поперечного сечения канала — через F .

Количественные соотношения наиболее целесообразно получить в виде формул, выражающих зависимость отдельных параметров газа от скоростного режима. Скоростной режим в рассматриваемом сечении будем характеризовать числом M , представляющим собой соотношение скорости потока к местной скорости звука¹.

¹ Скоростной режим может характеризоваться также коэффициентом скорости λ (отношением скорости потока к скорости звука в критическом сечении).

§ 1. Геометрическое воздействие

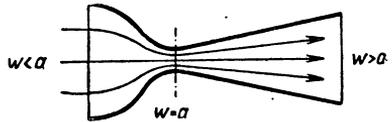
Геометрическое воздействие имеет место в канале переменного сечения с энергетически изолированным газовым потоком. В применении к ЖРД под энергетически изолированным потоком следует понимать также и изоэнтропический поток, т. е. поток без теплового воздействия, так как в газовом тракте ЖРД нет ни компрессора, ни турбины и потому подвод или отвод механической работы в потоке газа исключен.

При геометрическом воздействии на газ изменение его параметров описывается уравнением Бернулли и уравнением неразрывности. Совместное рассмотрение этих уравнений позволяет установить связь между изменением площади поперечного сечения канала и изменением скорости движения газа¹:

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F}. \quad (\text{VII. 1})$$

Как видно из уравнения, характер влияния изменения площади поперечного сечения канала на скорость газового потока зависит от отношения $\frac{w}{a}$, т. е. от соотношения между скоростью газа и местной скоростью звука (скоростью звука для газа того состояния, которое он имеет в рассматриваемом сечении).

Для дозвуковых течений, т. е. когда $w < a$, знаки величин $\frac{dw}{w}$ и $\frac{dF}{F}$ противоположны. Это означает,



Фиг. 45. Геометрическое сопло.

что в дозвуковой области газ в сужающемся канале ($dF < 0$) будет протекать с ускорением ($dw > 0$), а в расширяющемся канале ($dF > 0$) — с замедлением ($dw < 0$).

Противоположный характер влияния изменения площади поперечного сечения канала будет иметь место при сверхзвуковых течениях. Для сверхзвуковой области, т. е. когда $w > a$, знаки величин $\frac{dw}{w}$ и $\frac{dF}{F}$ одинаковы, что означает торможение газового

потока в сужающемся канале ($dw < 0$ при $dF < 0$) и ускорение его в расширяющемся канале ($dw > 0$ при $dF > 0$). Таким образом, аппарат для преобразования дозвукового газового потока в сверхзвуковой при геометрическом воздействии будет иметь вид, изображенный на фиг. 45. Такой аппарат называется геометрическим соплом.

¹ Подробные выводы приводимых в настоящей главе уравнений связи между скоростью потока и параметрами воздействий можно найти в книге Л. А. Вулса, Термодинамика газовых потоков, Госэнергоиздат, 1950.

В наиболее узком сечении геометрического сопла (в критическом сечении) скорость газового потока равна местной скорости звука. Это положение легко усматривается из уравнения (VII. 1).

В самом деле, в критическом сечении $dF=0$, но $d\omega \neq 0$, так как скорость непрерывно изменяется. Поэтому

$$\frac{\omega^2}{a^2} - 1 = 0,$$

а следовательно, по абсолютному значению $\omega = a$.

При этом критическое сечение является границей, на которой характер воздействия меняется на противоположный, т. е. сужающийся канал переходит в расширяющийся. Это явление имеет простое физическое толкование.

При истечении газа через геометрическое сопло изменяется не только скорость газа, но и его удельный объем. Если жидкость несжимаема (удельный объем не изменяется с изменением скорости), то сужающемуся соплу всегда соответствует ускоренное движение жидкости.

При ускоренном истечении газа (сжимаемой жидкости) в дозвуковых течениях удельный объем увеличивается менее интенсивно, чем скорость. В критическом сечении интенсивность увеличения удельного объема и скорости одинакова. В сверхзвуковых течениях увеличение удельного объема происходит более интенсивно, чем увеличение скорости. Из уравнения неразрывности, написанного в форме

$$\frac{\omega F}{v} = \text{const},$$

видно, что при такой зависимости между скоростью и удельным объемом в ускоряющемся потоке площадь канала в дозвуковой области должна уменьшаться, а в сверхзвуковой — увеличиваться.

§ 2. Характеристическая скорость процесса

Как известно из физики, для изоэнтропического процесса

$$\frac{dp}{d\rho} = a^2.$$

В тех же случаях, когда течение газа не является изоэнтропическим, производная $\frac{dp}{d\rho}$ не равна квадрату местной скорости звука.

В общем случае

$$\frac{dp}{d\rho} = u^2,$$

где u — так называемая характеристическая скорость процесса. Так как при этом давление газа p является функцией двух

других параметров состояния, например, плотности ρ и температуры T , т. е.

$$p = f(\rho, T),$$

то

$$u^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{\partial p}{\partial \rho} + \frac{\partial p}{\partial T} \frac{dT}{d\rho}.$$

Из уравнения состояния идеального газа

$$p = g\rho RT$$

можно получить, что $\frac{\partial p}{\partial \rho} = gRT$ и $\frac{\partial p}{\partial T} = gR\rho$.

Тогда формула для характеристической скорости примет вид

$$u^2 = gR \left(T + \rho \frac{dT}{d\rho} \right).$$

Так как $a^2 = kgRT$, то

$$u^2 = \frac{a^2}{k} + gR\rho \frac{dT}{d\rho}.$$

Такова связь характеристической скорости процесса со скоростью звука для газа того состояния, которое он имеет в рассматриваемом сечении.

§ 3. Тепловое воздействие

При изучении теплового воздействия будем рассматривать движение газа по каналу постоянного сечения, в котором изменение параметров газового потока осуществляется подводом или отводом тепла.

Если рассматривать задачу о геометрическом воздействии для течения газа, параметры состояния которого не связаны законом адиабаты Пуассона, то уравнение (VII. 1) примет вид

$$\left(\frac{w^2}{u^2} - 1 \right) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F}.$$

Для канала постоянного сечения получим уравнение:

$$\left(\frac{w^2}{u^2} - 1 \right) \frac{dw}{w} = 0.$$

Таким образом, при движении газа по цилиндрической трубе возможны два случая:

1) скорость газа при течении не изменяется ($dw=0$, $w=\text{const}$)¹, а значит остаются неизменными и все остальные параметры состояния;

¹ При движении газа $w \neq 0$.

2) скорость газа изменяется, оставаясь все время равной характеристической скорости процесса (при $d\omega \neq 0$ все время остается $\omega = u$).

Первому случаю отвечает изоэнтропическое движение «замороженного» элемента газа, происходящее без каких-либо преобразований энергии.

Практический интерес представляет только второй случай, когда по длине канала изменяются все параметры газа.

Легко показать, что фактором, определяющим характер изменения параметров газа, будет тепловое воздействие. Выпишем следующие три уравнения:

1) уравнение теплосодержания, в котором тепловое воздействие характеризуется изменением температуры торможения T^*

$$c_p dT^* = c_p dT + Ad \frac{w^2}{2g};$$

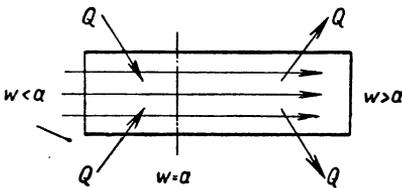
2) уравнение неразрывности для канала постоянного сечения

$$d(\rho\omega) = 0;$$

3) уравнение связи характеристической скорости со скоростью звука

$$u^2 = \frac{a^2}{k} + gR\rho \frac{dT}{d\rho}.$$

Используя эти выражения для преобразования уравнения



Фиг. 46. Тепловое сопло.

$$\left(\frac{w^2}{u^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = 0,$$

можно получить

$$\left(1 - \frac{w^2}{a^2}\right) \frac{dw}{w} = \frac{k g R}{a^2} dT^*. \quad (\text{VII. 2})$$

Анализ этого уравнения показывает, что при течении газа по каналу постоянного сечения изменение температуры торможения (тепловое воздействие) приводит к изменению скорости, а следовательно, и остальных параметров газа.

При этом для дозвуковых течений ($w < 0$) знаки $\frac{dw}{w}$ и dT^* совпадают, т. е. подвод тепла соответствует ускорению потока, а отвод тепла — торможению. Для сверхзвуковых течений ($w > a$) знаки $\frac{dw}{w}$ и dT^* противоположны, т. е. подвод тепла соответствует торможению потока, а отвод — ускорению. В месте перехода через скорость звука тепловое воздействие должно отсутствовать ($dT^* = 0$).

Таким образом, использование теплового воздействия позволяет создать аппарат, с помощью которого можно осуществить непрерывный переход скорости движения газа от дозвуковой к сверхзвуковой. Такой аппарат можно назвать тепловым соплом. Схема теплового сопла изображена на фиг. 46.

§ 4. Расходное воздействие

Расходное воздействие на поток можно получить в канале постоянного сечения с приспособлением для ввода и отвода газа по длине канала. Такое воздействие не связано с подводом или отводом тепла к единице массы газа и поэтому течение газа будет изоэнтропическим.

В этом случае течение газа характеризуется уравнениями Бернулли и неразрывности, из которых можно установить связь между изменениями массы M и скорости в такой форме:

$$\left(1 - \frac{w^2}{a^2}\right) \frac{dw}{w} = \frac{dM}{M}. \quad (\text{VII.3})$$

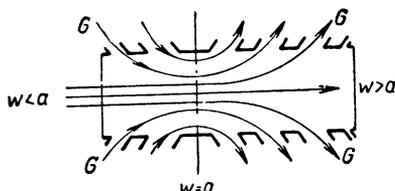
Из уравнения видно, что для дозвуковых течений ($w < a$) знаки величин $\frac{dw}{w}$ и $\frac{dM}{M}$ совпадают, т. е. введение дополнительной массы газа в поток ускорит его движение, а отбор массы газа замедлит движение газового потока.

Для сверхзвуковых течений знаки $\frac{dw}{w}$ и $\frac{dM}{M}$ противоположны, а это значит, что отбор массы приведет к ускорению потока, а ввод дополнительной массы газа вызовет его торможение.

Таким образом, использование расходного воздействия также позволяет создать аппарат, с помощью которого можно преобразовать дозвуковой газовый поток в сверхзвуковой. Такой аппарат можно назвать расходным соплом. Схема расходного сопла изображена на фиг. 47.

Газовый тракт реактивного двигателя, построенного по принципу расходного сопла, можно представить себе как трубу, в дозвуковой части которой расположены форсунки (по длине трубы), а в сверхзвуковой имеются отверстия для отбора газа.

Такая схема реактивного двигателя применения не имеет, так как газ, отводимый из сопла, является неполноценным рабочим телом и потому при одинаковом расходе топлива тяга такого двигателя будет меньше тяги двигателя обычной схемы. Тем не менее, анализ влияния расходного фактора на газовый поток за-



Фиг. 47. Расходное сопло.

служивает внимания, так как помогает объяснить процессы, протекающие в камере сгорания ЖРД.

§ 5. Химическое воздействие

Воздействие химического фактора на поток газа можно представить себе в виде химической реакции без выделения и поглощения тепла, но с изменением числа молей в единице веса газа.

Изменение числа молей в единице веса означает изменение удельного объема, а следовательно, скорости и других параметров газа. Характер химического воздействия на газ будет зависеть от направления и характера реакции, протекающей в движущемся газе.

Существенной особенностью газового течения с химическим воздействием является непрерывное изменение величины газовой постоянной, пренебречь которым в данном случае нельзя.

Изменение параметров газа в потоке, подверженном химическому воздействию, характеризуется уравнением адиабаты, уравнением неразрывности и уравнением энергии. Совместное рассмотрение этих уравнений позволяет установить связь между изменением числа молей N и изменением скорости газового потока в таком виде:

$$\left(1 - \frac{w^2}{a^2}\right) \frac{dw}{w} = \frac{dN}{N}. \quad (\text{VII. 4})$$

Анализ уравнения (VII. 4) показывает, что в дозвуковых течениях реакция с увеличением числа молей ($dN > 0$) ускоряет газовый поток, а в сверхзвуковых — затормаживает его.

Реакция с уменьшением числа молей ($dN < 0$), наоборот, затормаживает дозвуковой поток и ускоряет сверхзвуковой.

Химическое воздействие можно представить себе как явление, происходящее в трубе, стенки которой оказывают каталитическое воздействие на химическую реакцию, причем сама реакция протекает без выделения и поглощения тепла. Для непрерывного ускорения газового потока в аппарате с химическим воздействием необходимо, чтобы в дозвуковой части аппарата были созданы условия для протекания реакции в направлении, обеспечивающем увеличение числа молей, а в сверхзвуковой — условия для протекания реакции в обратном направлении. В сечении, где скорость потока равна скорости звука, скорость реакции должна равняться нулю. Такой аппарат можно назвать химическим соплом.

При выводе формулы (VII. 4), характеризующей влияние химического воздействия, предполагалось, что показатель адиабаты Пуассона имеет постоянное среднее значение, а газовая постоянная R переменна (точнее говоря, относительно R не делалось никаких предположений). На самом деле при химическом воздействии на газовое течение вместе с изменением химического состава газа меняется и величина k хотя и в сравнительно узких пределах.

Незначительное изменение показателя адиабаты объясняется тем, что показатели адиабаты различных газов разнятся друг от друга весьма мало, несмотря на то, что газовые постоянные этих же газов могут отличаться в десятки раз. Поясним это числовыми данными.

На основании молекулярно-кинетической теории установлены следующие молекулярные теплоемкости для газов различной атомности:

Для одноатомных газов	$\mu c_v \approx 3$	ккал/моль град
„ двухатомных	$\mu c_v \approx 5$	„
„ трех- и многоатомных	$\mu c_v \approx 7$	„

Эти цифры близко совпадают с экспериментальными данными, полученными при 0°C .

Используя эти данные и учитывая, что $\mu c_p \approx \mu c_v + 2$, можно получить

Для одноатомных газов	$k \approx 1,68$
„ двухатомных	„ „ 1,40
„ трех- и многоатомных	„ „ 1,29

Таким образом, осреднение значения показателя адиабаты при химическом воздействии на газовый поток приведет к сравнительно небольшой ошибке. Эта ошибка имеет один порядок с той, которая получается при осреднении величины k по температуре.

В условиях работы ЖРД химическое воздействие на газ всегда сопровождается тепловым воздействием, так как в ходе химических реакций выделяется тепло.

§ 6. Комбинированное воздействие

При исследовании изолированных воздействий на газовый поток выявляется ряд особенностей, характерных для каждого частного случая.

Прежде всего оказывается, что одностороннее влияние каждого из факторов в отдельности дает противоположный результат для дозвукового и сверхзвукового потока.

При этом в критическом сечении ($w=a$) интенсивность любого из воздействий необходимо обращается в нуль, а знак его при непрерывном переходе через скорость звука меняется на обратный. Таким образом, пределом ускорения движения газа под влиянием любого из односторонних воздействий является достижение скорости звука.

Рассмотрим дифференциальное уравнение, характеризующее изменение скорости газа при одновременном воздействии геометрического, теплового, расходного и химического факторов на газовый поток.

Если канал, по которому течет газ, изменяет свое сечение ($dF \neq 0$), в газе протекает реакция с изменением числа молей ($dN \neq 0$) и выделением или поглощением тепла ($dQ \neq 0$), а также

меняется расход газа по длине канала ($dM \neq 0$), то зависимость изменения скорости от всех этих видов воздействий выразится уравнением

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F} - \frac{dM}{M} - \frac{dN}{N} - g \frac{k-1}{Aa^2} dQ. \quad (\text{VII. 5})$$

Уравнение (VII. 5) устанавливает связь изменения скорости с суммарным воздействием геометрического, расходного, химического и теплового факторов на газовый поток.

Из уравнения видно, что и для суммарного воздействия остается в силе правило обращения знаков воздействия в критическом сечении.

В сечении, где скорость движения газа равна скорости звука, интенсивность суммарного воздействия должна обращаться в нуль.

§ 7. Течение с трением

При газодинамической трактовке установившегося движения учет работы сил трения сказывается только на виде уравнения Бернулли, которое в этом случае записывается так:

$$dp + \rho w dw + g \rho dL_{\text{тр}} = 0.$$

В уравнение энергии тепло трения и работа трения не входят, так как компенсируют друг друга (дают в сумме величину, равную нулю).

Уравнение, отражающее влияние различных воздействий, которые могут иметь место в ЖРД, с учетом работы сил трения имеет вид

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F} - \frac{dM}{M} - \frac{dN}{N} - g \frac{dL_{\text{тр}}}{a^2} - g \frac{k-1}{Aa^2} dQ. \quad (\text{VII. 6})$$

В отличие от ранее рассмотренных видов воздействий — геометрического, теплового и др. — трение газа является односторонним воздействием. При течении с трением всегда имеет место неравенство $dL_{\text{тр}} > 0$.

Рассмотрим частный случай движения газа по трубе постоянного сечения, когда, кроме трения, нет никаких воздействий.

Для этого случая уравнение (VII. 6) принимает вид

$$\left(1 - \frac{w^2}{a^2}\right) \frac{dw}{w} = gk \frac{dL_{\text{тр}}}{a^2}, \quad (\text{VII. 6a})$$

так как $dQ = dQ_{\text{тр}} = AdL_{\text{тр}}$ и коэффициент при $dL_{\text{тр}}$ равен

$$-\frac{g}{a^2} - g \frac{k-1}{a^2} = -\frac{gk}{a^2}.$$

Уравнение (VII. 6a) показывает, что в дозвуковом потоке наличие трения приводит к увеличению скорости газа, а в сверхзвуковом

вом, наоборот, замедляет его движение. Увеличение скорости газа под влиянием трения в дозвуковом потоке выглядит на первый взгляд парадоксально, однако имеет простое физическое толкование. В газе, движущемся с трением, полное давление уменьшается из-за гидравлических потерь. Но статическое давление газа уменьшается значительно интенсивнее, так как работа трения переходит в тепло, которое сообщается газу. Подвод тепла к газу и уменьшение давления в дозвуковой области и вызывают ускорение потока. Так как трение является односторонним воздействием, то под его влиянием газ в пределе может достичь скорости звука независимо от того, был ли поток вначале сверхзвуковым или дозвуковым.

Таким образом, при наличии трения и отсутствии других воздействий на газовый поток непрерывный переход через скорость звука невозможен.

В критическом сечении возникает так называемый «кризис». При наличии трения и еще какого-либо воздействия критическое сечение (где $w=a$) смещается в ту область течения, в которой выбранный фактор оказывает противоположное трению влияние.

Например, для движения газа с трением при наличии теплового воздействия уравнение (VII. 6) будет иметь вид

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = -gk \frac{dL_{\text{тр}}}{a^2} - g \frac{k-1}{Aa^2} dQ',$$

где dQ' — тепло, подводимое к газу, помимо тепла трения.

Из уравнения видно, что скорость движения газа будет равна местной скорости звука в сечении, где $dQ' < 0$, т. е. в той области, где тепло отводится от газа.

Для движения газа с трением при геометрическом воздействии уравнение (VII. 6) принимает вид

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F} - gk \frac{dL_{\text{тр}}}{a^2}.$$

Равенство скорости газа и местной скорости звука установится в сечении, где $dF > 0$, т. е. в расширяющейся части канала.

§ 8. Качественная оценка газовых течений в ЖРД

В жидкостно-реактивном двигателе обычной схемы (цилиндрическая камера сгорания, переходящая в геометрическое сопло) с точки зрения газодинамики процессы протекают в следующем порядке. В начале камеры сгорания, где топливо испаряется и соответственно меняется расход газов, имеется и тепловое воздействие на газовый поток; тепло отводится от газа в результате испарения (скрытая теплота парообразования) и подводится к газу в результате теплопередачи (главным образом излучением) из зоны сгора-

ния, а также в результате горения, которое возникает в этой зоне. Таким образом, в первой части камеры сгорания имеет место одновременно расходное и тепловое воздействие на газовый поток.

На остальном участке камеры основную роль играет сгорание, связанное с энергичным выделением тепла. Кроме чисто теплового воздействия, горение сопровождается и химическим воздействием на газ, так как реакция окисления происходит с изменением числа молей в единице веса газа. Таким образом, во второй части камеры сгорания имеют место тепловое и химическое воздействия на газовый поток. Если форма камеры сгорания отлична от цилиндрической, то газовый поток на этом участке будет подвергаться также и геометрическому воздействию.

Когда газ попадает в реактивное сопло, тепловое и химическое воздействия остаются, так как в сопле имеют место процессы догорания, рекомбинации молекул, теплообмена с камерой горения путем излучения и т. д. Таким образом, в реактивном сопле газовый поток изменяет скорость под влиянием геометрического, теплового и химического воздействий.

Кроме того, при течении газа по камере сгорания и реактивному соплу имеет место трение, которое также оказывает влияние на параметры газового потока.

В камере сгорания газ получает сравнительно небольшое ускорение настолько небольшое, что при расчете в большинстве случаев скорость газов на выходе из камеры принимают равной нулю. Поэтому для выполненных двигателей наибольший интерес представляет исследование движения газа в реактивном сопле.

Течение газа по геометрическому соплу с тепловым и химическим воздействием с учетом трения характеризуется уравнением

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F} - \frac{dN}{N} - g \frac{k-1}{Aa^2} dQ - g \frac{dL_{\text{тр}}}{a^2},$$

которое получается из уравнения (VII. 6).

В процессе расширения газов в реактивном сопле число молей в единице веса несколько изменяется вследствие процессов догорания и рекомбинации.

Тепло, выделяющееся в результате догорания и рекомбинации молекул, сообщается расширяющемуся газу и значительно превышает тепло, отводящееся от газа в результате теплообмена со стенками. Подвод тепла к газу усиливается еще за счет теплообмена с газами, находящимися в камере сгорания, и незначительно уменьшается за счет теплообмена с окружающей средой. Следовательно, $dQ > 0$. Работа трения всегда положительна, т. е. $dL_{\text{тр}} > 0$. Поэтому в суживающейся части сопла ($dF < 0$) трение и тепловое воздействие усиливают геометрическое воздействие на газовый поток.

В расширяющейся части сопла ($dF > 0$) эти факторы частично компенсируют геометрическое воздействие, т. е. вызывают торможение газового потока. Так как в действительном процессе $dQ > 0$ и $dL_{тр} > 0$, то равенство $w = a$ устанавливается при $dF > 0$, т. е. в расширяющейся части сопла. Это значит, что в наиболее узком сечении сопла скорость движения газов меньше местной скорости звука.

Таким образом, газодинамические уравнения в дифференциальной форме позволяют установить, в каком направлении влияют различные факторы на характеристики газового потока, и сделать качественную оценку отдельных участков газового тракта жидкостно-реактивного двигателя.

§ 9. Количественные соотношения для геометрического воздействия

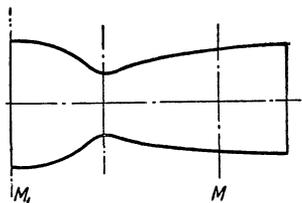
Рассмотрим геометрическое сопло, схема которого представлена на фиг. 48.

На входе в геометрическое сопло скоростной режим характеризуется числом

$$M_1 = \frac{w_1}{\sqrt{k \frac{p_1}{\rho_1}}},$$

а в произвольном сечении числом

$$M = \frac{w}{\sqrt{k \frac{p}{\rho}}}.$$



Фиг. 48. К установлению количественных соотношений в геометрическом сопле.

В геометрическом сопле (рассматривается изолированное геометрическое воздействие) температура торможения остается постоянной для всего сопла

$$T^* = T + A \frac{w^2}{2gc_p} = \text{const.}$$

Преобразуем выражение для температуры торможения с учетом уравнения состояния $p = \rho gRT$ и формулы $c_p = AR \frac{k}{k-1}$. Будем иметь

$$T^* = T \left(1 + A \frac{w^2}{2gc_p T} \right) = T \left(1 + \frac{k-1}{2} \frac{w^2}{k \frac{p}{\rho}} \right);$$

$$T^* = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right). \tag{VII. 7}$$

Приравнявая температуры торможения для входного и произвольного сечений геометрического сопла, получим

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}. \quad (\text{VII. 8})$$

Если скорость на входе настолько мала, что ею можно пренебречь ($M_1=0$), то формула (VII. 8) примет более простой вид

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}. \quad (\text{VII. 8a})$$

Принимая во внимание уравнение адиабаты Пуассона, написанное в форме

$$\frac{p}{T^{\frac{k}{k-1}}} = \text{const},$$

получим формулу, характеризующую изменение давления в геометрическом сопле

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (\text{VII. 9})$$

Для случая, когда $M_1=0$, формула примет вид

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (\text{VII. 9a})$$

Далее, так как для той же адиабаты Пуассона

$$\frac{\rho}{T^{\frac{1}{k-1}}} = \text{const},$$

то с учетом уравнения (VII. 8)

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (\text{VII. 10})$$

Если пренебречь величиной входной скорости, то

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (\text{VII. } 10a)$$

Отношение скоростей можно представить в виде

$$\frac{w}{w_1} = \frac{w}{w_1} \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T}} \sqrt{\frac{T}{T_1}}.$$

Так как скорость звука пропорциональна корню квадратному из температуры газа в рассматриваемом сечении, то отношение $\frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T}}$ можно заменить через $\frac{a_1}{a}$. Тогда $\frac{w}{w_1} = \frac{w}{w_1} \frac{a_1}{a} \sqrt{\frac{T}{T_1}}$.

С учетом формулы (VII. 8) окончательно будем иметь

$$\frac{w}{w_1} = \frac{M}{M_1} \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}}. \quad (\text{VII. } 11)$$

Связь параметров газа в критическом сечении с параметрами газа на входе в сопло может быть получена из написанных выше формул, если положить в них $M=1$.

Для случая, когда $M_1=0$, получим

$$\frac{T_{кр}}{T_1} = \frac{2}{k+1}, \quad (\text{VII. } 86)$$

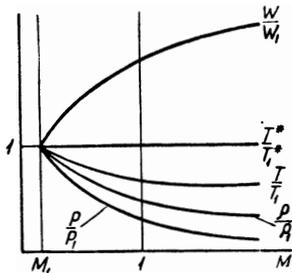
$$\frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (\text{VII. } 96)$$

$$\frac{\rho_{кр}}{\rho_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (\text{VII. } 106)$$

Изменение параметров газа в геометрическом сопле в зависимости от числа M представлено графически на фиг. 49.

Особый интерес для геометрического сопла представляет связь площади сечения канала с числом M .

Так как наименьшую площадь проходного сечения сопло имеет в критическом сечении ($F_{min}=F_{кр}$), то удобно площадь канала в произвольном сечении сравнивать с $F_{кр}$.



Фиг. 49. Изменение основных параметров газа в геометрическом сопле в зависимости от числа M .

Из уравнения неразрывности $\rho w F = \rho_{кр} w_{кр} F_{кр}$ следует, что

$$\frac{F}{F_{кр}} = \frac{\rho_{кр} w_{кр}}{\rho w} = \frac{\rho_{кр} a_{кр}}{\rho a M},$$

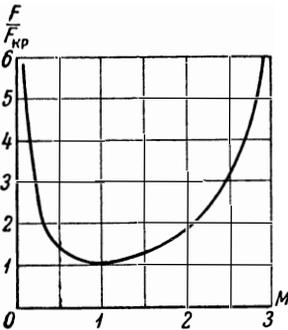
так как $w_{кр} = a_{кр}$ и $w = aM$. Но

$$\frac{a_{кр}}{a} = \left(\frac{T_{кр}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{и} \quad \frac{\rho_{кр}}{\rho} = \left(\frac{T_{кр}}{T} \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Поэтому

$$\frac{F}{F_{кр}} = \left(\frac{T_{кр}}{T} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{1}{M}.$$

Так как в критическом сечении $M=1$, то в соответствии с уравнением (VII.8)¹ можно записать



Фиг. 50. Зависимость безразмерной площади поперечного сечения геометрического сопла от числа M .

$$\frac{T_{кр}}{T} = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{\frac{k+1}{2}}.$$

Зависимость площади произвольного сечения канала от числа M в этом сечении примет вид:

$$\frac{F}{F_{кр}} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{\frac{k+1}{2}} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{1}{M}. \quad (\text{VII. 12})$$

Графически эта зависимость при $k=1,2$ представлена на фиг. 50.

Из формулы (VII.12) и фиг. 50 можно заключить, что потребное безразмерное значение площади является только функцией числа M и, наоборот, если задаться конфигурацией геометрического сопла, то значение числа M в выходном сечении будет вполне определенным и не будет зависеть от начального давления². Таким образом, для получения на выходе из геометрического сопла определенного числа M надо соответствующим образом спрофилировать

¹ Уравнение (VII.8) по сути дела связывает температуры в двух произвольных сечениях потока.

² Если давление p_1 будет слишком малым, то в выходном сечении или внутри сопла возникнет прямой скачок уплотнения. При наличии прямого скачка уплотнения число M в выходном сечении меньше единицы и зависит от давления p_1 .

канал и иметь достаточный перепад давлений, который может быть определен по формуле (VII. 9).

Когда сопло работает в расчетных условиях, весь перепад давлений срабатывается в сопле, и на срезе его устанавливается давление, равное атмосферному. Предположим, что давление перед соплом (для реального двигателя в камере сгорания) изменилось. Число M на выходе останется прежним, так как оно определяется геометрическими характеристиками сопла, а давление на срезе сопла будет выше или ниже атмосферного в зависимости от того, повысилось или понизилось давление перед соплом¹.

§ 10. Количественные соотношения для теплового воздействия

Установим связь между параметрами газа в тепловом сопле (фиг. 51). Будем попрежнему характеризовать скоростной режим на входе в тепловое сопло числом M_1 , а в произвольном сечении — числом M .

Уравнение импульсов в интегральной форме для цилиндрической струйки имеет вид

$$p_1 + \rho_1 w_1^2 = p + \rho w^2.$$

Отсюда

$$p_1 \left(1 + \frac{w_1^2}{\frac{p_1}{\rho_1}} \right) = p \left(1 + \frac{w^2}{\frac{p}{\rho}} \right)$$

или

$$\frac{p}{p_1} = \frac{1 + k M_1^2}{1 + k M^2}, \quad (\text{VII. 13})$$

так как

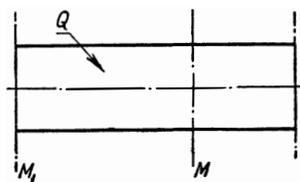
$$\frac{w^2}{\frac{p}{\rho}} = k M^2.$$

Уравнение неразрывности для теплового сопла имеет вид

$$\rho w = \rho_1 w_1.$$

Преобразуем это уравнение:

$$\rho^2 w^2 = \rho_1^2 w_1^2$$



Фиг. 51. К установлению количественных соотношений в тепловом сопле.

¹ Исследованию работы сопла в нерасчетных условиях посвящен § 7 главы VIII.

или

$$p \frac{w^2}{k \frac{p}{\rho}} = p_1 \frac{w_1^2}{k \frac{p_1}{\rho_1}},$$

откуда

$$p \rho M^2 = p_1 \rho_1 M_1^2$$

или

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{p_1}{p} \frac{M_1^2}{M^2}.$$

Таким образом, зависимость плотности от числа M в тепловом сопле принимает вид

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{1 + kM^2}{1 + kM_1^2} \frac{M_1^2}{M^2}. \quad (\text{VII. 14})$$

Уравнение состояния позволяет получить соотношение

$$\frac{T}{T_1} = \frac{p}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho},$$

которое с учетом формул (VII. 13) и (VII. 14) преобразуется к виду

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2} \right)^2 \frac{M^2}{M_1^2}. \quad (\text{VII. 15})$$

На основании уравнения неразрывности

$$\frac{w}{w_1} = \frac{\rho_1}{\rho},$$

откуда получается зависимость скорости от числа M в тепловом сопле

$$\frac{w}{w_1} = \frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2} \frac{M^2}{M_1^2}. \quad (\text{VII. 16})$$

В отличие от геометрического сопла температура торможения вдоль теплового сопла не остается постоянной, она является характеристикой теплового воздействия на газовый поток.

Для температуры торможения нами уже было получено выражение

$$T^* = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right).$$

С учетом этого выражения и формулы (VII. 15) связь температуры торможения с числом M получается в виде

$$\frac{T^*}{T_1^*} = \left(\frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2} \right)^2 \frac{M^2}{M_1^2} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}. \quad (\text{VII. 17})$$

В том случае, когда $M_1=0$, формулы соответственно упрощаются.

Анализ уравнений показывает, что при переходе от $M < 1$ к $M > 1$ плотность и давление монотонно уменьшаются по длине теплового сопла, скорость газа возрастает, а истинная температура газа и температура торможения изменяются по кривым, имеющим максимум. Изменение параметров газа в тепловом сопле в зависимости от числа M показано на фиг. 52.

Проанализируем уравнение (VII. 15) и определим значение числа M , при котором имеет место наибольший разогрев газа. Из условия существования экстремума величины

$$\frac{T}{T_1}$$

$$\frac{d}{dM^2} \frac{T}{T_1} = 0^1$$

получается уравнение

$$kM^2 - 1 = 0.$$

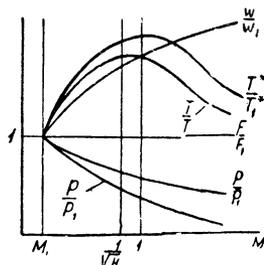
Это значит, что число M , соответствующее экстремальному значению температуры, численно равно $\frac{1}{\sqrt{k}}$. Так как вторая производная от температуры по M^2 отрицательна, то можно заключить, что при $M = \frac{1}{\sqrt{k}}$ будет иметь место наибольший разогрев газа. При этом значение максимальной температуры определится из формулы (VII. 15) при подстановке в нее $M^2 = \frac{1}{k}$.

$$\frac{T_{\max}}{T_1} = \frac{(1+kM_1^2)^2}{4kM_1^2}.$$

Выше была приведена формула, связывающая температуру с давлением и плотностью для двух сечений теплового сопла. Формула имеет вид

$$\frac{T}{T_1} = \frac{p}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho}.$$

Наличие максимальной температуры при $M = \frac{1}{\sqrt{k}}$ позволяет заключить, что до этого значения числа M при подводе тепла к газу плотность уменьшается более интенсивно, чем давление;

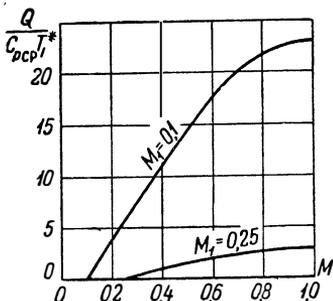


Фиг. 52. Изменение основных параметров газа в тепловом сопле в зависимости от числа M .

¹ Удобнее оперировать в качестве аргумента не с числом M в первой степени, а с M^2 .

при $M > \frac{1}{\sqrt{k}}$, наоборот, давление уменьшается более интенсивно, чем плотность газа.

Аналогичный анализ уравнения (VII.17) показывает, что наибольшая температура торможения будет при $M=1$, т. е. мы приходим к выводу, полученному в предыдущей главе: в сечении, где скорость движения газа равна скорости звука, тепловое воздействие должно отсутствовать.



Фиг. 53. Связь числа M с количеством тепла, подводимым в тепловое сопло.

Таким образом, при изменении числа M от 0 до $\frac{1}{\sqrt{k}}$ в кинетическую энергию превращается тепла меньше, чем подводится, и газ разогревается; при $M > \frac{1}{\sqrt{k}}$ в кинетическую энергию превращается тепла больше, чем подводится, и газ охлаждается.

Установим связь между количеством подведенного к газу тепла и числом M .

Для этого преобразуем отношение $\frac{T^*}{T_1}$ следующим образом:

$$\frac{T^*}{T_1} = \frac{c_p \text{ ср } T^*}{c_p \text{ ср } T_1^*} = \frac{c_p \text{ ср } (T^* - T_1^* + T_1^*)}{c_p \text{ ср } T_1^*} = \frac{c_p \text{ ср } T_1^* + Q}{c_p \text{ ср } T_1^*} = 1 + \frac{Q}{c_p \text{ ср } T_1^*},$$

где $c_p \text{ ср}$ — средняя теплоемкость газа для участка, на котором подводится или отводится тепло.

Учитывая выражение (VII.17), получим

$$\frac{Q}{c_p \text{ ср } T_1^*} = \left(\frac{1 + k M_1^2}{1 + k M^2} \right)^2 M^2 \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{M_1^2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)} - 1. \quad (\text{VII. 17a})$$

Зависимость числа M от количества подведенного тепла для двух значений начального числа M представлена на фиг. 53.

Пример 31. Определить скорость ω_2 продуктов сгорания топлива — керосин + азотная кислота — на выходе из цилиндрической камеры сгорания, если известны следующие величины:

число M в начале камеры сгорания $M_1=0,1$;

температура в начале камеры $T_1=300^\circ$ абс.;

тепловой эффект реакции $Q_r=1440$ ккал/кг;

коэффициент выделения тепла $\xi_{H_2}=0,7$;

средние значения $k=1,2$ и $R=30$ кгм/кг град

При расчете будем учитывать только тепловое воздействие. Определяем величины $c_{p\text{ ср}}$ и T_1^* :

$$c_{p\text{ ср}} = AR \frac{k}{k-1} = \frac{30}{427} \frac{1,2}{1,2-1} = 0,421 \text{ ккал/кг град},$$

$$T_1^* = T_1 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right) = 300 \left(1 + \frac{1,2-1}{2} 0,1^2 \right) = 300,3^\circ \text{ абс.}$$

Следовательно,

$$c_{p\text{ ср}} T_1^* = 0,421 \cdot 300,3 = 127 \text{ ккал/кг.}$$

Действительный тепловой эффект реакции

$$Q = Q_{\tau} \xi_{\text{Hz}} = 1440 \cdot 0,7 = 1010 \text{ ккал/кг.}$$

Величина

$$\frac{Q}{c_{p\text{ ср}} T_1^*} = \frac{1010}{127} \approx 8.$$

С помощью графика на фиг. 53 при $\frac{Q}{c_{p\text{ ср}} T_1^*} = 8$ находим значе-
ние числа M в выходном сечении, равное 0,31.

По формуле (VII. 16) рассчитываем скорость газа на выходе из камеры. Так как

$$\begin{aligned} \omega_1 = M_1 a = M_1 \sqrt{kgRT_1} &= 0,1 \sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 30 \cdot 300} = \sqrt{1200} = \\ &= 34,6 \text{ м/сек}, \end{aligned}$$

то

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1+kM_1^2}{1+kM_2^2} \frac{M_2^2}{M_1^2} = 34,6 \frac{1+1,2 \cdot 0,1^2}{1+1,2 \cdot 0,31^2} \frac{0,31^2}{0,1^2} = 300 \text{ м/сек.}$$

Температура газа на выходе из камеры определяется по формуле (VII. 15).

$$T_2 = T_1 \left(\frac{1+kM_1^2}{1+kM_2^2} \right) \frac{M_2^2}{M_1^2} = 300 \left(\frac{1+1,2 \cdot 0,1^2}{1+1,2 \cdot 0,31^2} \right) \frac{0,31^2}{0,1^2} = 2530^\circ \text{ абс.}$$

Если бы газ был неподвижен, то температура газа после реакции была бы выше: $T_2' = T_1 + \frac{Q}{c_{p\text{ ср}}} = 300 + \frac{1010}{0,421} = 2700^\circ \text{ абс.}$

§ 11. Сравнение эффективности теплового и геометрического воздействий

Ускорение газа с помощью какого-либо из воздействий связано с уменьшением давления газа. Эффективность того или иного воздействия можно оценить по величине перепада давлений, необходимого для достижения определенной скорости. Сравним эффективность теплового и геометрического воздействия.

Зависимости перепада давлений от числа M для теплового и геометрического сопел получены выше.

Для сравнения определим перепад давлений, необходимый для ускорения потока от $M_1=0$ до $M=1$.

Для геометрического сопла потребный перепад давлений определится по формуле (VII.96):

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

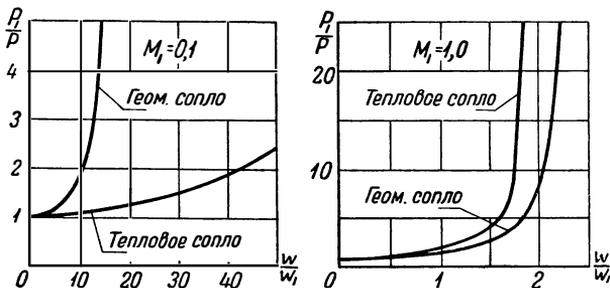
Для теплового сопла согласно (VII.13) получим

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = \frac{1}{1+k}.$$

Приняв $k=1,2$ найдем:

для геометрического сопла — $p_{кр}=0,555p_1$,

для теплового сопла — $p_{кр}=0,455p_1$.



Фиг. 54. Зависимость перепада давления, срабатываемого в тепловом и геометрическом соплах, от скорости движения газа при значениях числа $M_1=0,1$ и 1.

Таким образом, для достижения $M=1$ в геометрическом сопле необходимо сработать меньший перепад давлений, чем в тепловом.

Но в критическом сечении геометрического и теплового сопла неодинаковы скорости звука, а потому неодинаковы и скорости движения газов.

Формулы, полученные в § 9—10, позволяют выявить зависимость $\frac{p_1}{p}$ от $\frac{w}{w_1}$ для обоих видов сопел. На фиг. 54 указанная зависимость представлена в виде графиков, при расчете которых принято $k=1,2$; $M_1=0,1$ и 1. Из графиков видно, что в зависимости от начального числа M при одном и том же перепаде давлений в геометрическом сопле можно получить большую или меньшую скорость, чем в тепловом. При $M_1=0,1$ при одинаковом перепаде давлений в тепловом сопле можно получить значительно большие

скорости, чем в геометрическом. При $M_1=1$, наоборот, в геометрическом сопле получаются большие скорости, чем в тепловом.

Практический интерес представляет другой способ сравнения теплового и геометрического воздействий. В зависимости от соотношения между секундным расходом газа и площадью поперечного сечения камеры сгорания в последней будет происходить ускорение газового потока тем большее, чем больше расход и меньше сечение камеры. При наличии ускорения газового потока в камере сгорания общий перепад давлений распределяется между камерой и реактивным соплом. При небольшом ускорении газового потока (малый расход газов при большой площади проходного сечения камеры сгорания) можно считать, что весь перепад давлений срабатывается в реактивном (геометрическом) сопле.

На фиг. 55 приведены графики зависимости скорости истечения газа от срабатываемого перепада давлений при наличии только геометрического воздействия (кривая 1), а также при последовательных тепловом и геометрическом воздействиях (кривая 2). Графики построены для следующих исходных данных:

1) Весь перепад давлений срабатывается в реактивном (геометрическом) сопле. Параметры газа на входе в реактивное сопло:

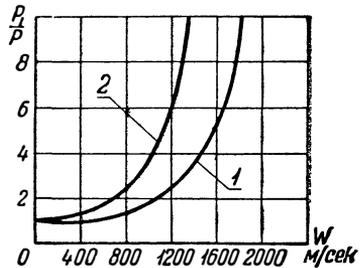
$$\omega_1=35 \text{ м/сек}; T_1=3000^\circ \text{ абс.}$$

2) Часть перепада срабатывается в камере сгорания (тепловое сопло), а остальная часть — в реактивном (геометрическом) сопле. Параметры газа на входе в камеру сгорания

$$\omega_1=35 \text{ м/сек}; T_1=300^\circ \text{ абс.}$$

При подогреве газа в камере сгорания с 300 до 3000° абс. перепад давлений в камере $\left(\frac{p}{p_1}\right)_к=0,9$.

Из фигуры видно, что наличие перед геометрическим соплом участка с тепловым воздействием ведет к уменьшению скорости истечения.



Фиг. 55. Зависимость скорости истечения от перепада давлений, срабатываемого: 1) в геометрическом и 2) последовательно: в геометрическом и тепловом соплах.

§ 12. Количественные соотношения для расходного воздействия

Связь параметров газа в двух сечениях расходного сопла будет иметь такой же вид, как и для сопла геометрического. В расходном сопле течение газа не сопровождается энергетическим воздей-

ствием, и поэтому температура торможения не изменяется по длине сопла. Поэтому зависимость истинной температуры газа от числа M выразится формулой (VII. 8). Уравнение адиабаты Пуассона также остается в силе для газа, движущегося по расходному соплу, и потому зависимость давления от числа M выразится формулой (VII. 9).

Зависимость плотности и скорости газа от числа M выразится соответственно формулами (VII. 10) и (VII. 11).

Установим связь между увеличением (или уменьшением) веса газа и изменением скоростного режима.

Секундный расход газа на входе в сопло выразится формулой

$$G_1 = g \rho_1 \omega_1 F_1.$$

Секундный расход в произвольном сечении

$$G = g \rho \omega F.$$

Так как $F = F_1$, то

$$\frac{G}{G_1} = \frac{\rho}{\rho_1} \frac{\omega}{\omega_1}.$$

С учетом формул (VII. 10) и (VII. 11) получим

$$\frac{G}{G_1} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{M}{M_1} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

или окончательно

$$\frac{G}{G_1} = \frac{M}{M_1} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}. \quad (\text{VII. 18})$$

Так как

$$\frac{G_1}{M_1} = \frac{g \rho_1 \omega_1 F_1}{\omega_1} \sqrt{k g R T_1} = g \sqrt{k g R T_1} \rho_1 F_1,$$

то формулу (VII. 18) можно представить в виде:

$$G = g \sqrt{k g R T_1} \rho_1 F_1 \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} M.$$

Для случая, когда $M_1=0$, заменяя ρ_1 с помощью уравнения состояния через T_1 и p_1 , получим

$$\frac{G}{F_1} = \frac{p_1 M}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}} \sqrt{\frac{kg}{RT_1}} \quad (\text{VII. 19})$$

Если пренебречь изменением параметров газа в результате расходного воздействия, то связь скорости газа в конце испарения w'_c и секундного расхода выразится более простой формулой

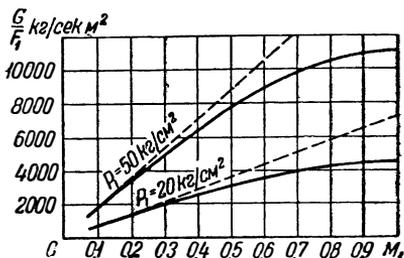
$$G = g \rho_1 w'_c F_1.$$

С учетом уравнения состояния можно получить

$$\begin{aligned} \frac{G}{F_1} &= g \rho_1 w'_c = g \frac{p_1}{gRT_1} w'_c = \\ &= \frac{w'_c}{\sqrt{kgRT_1}} p_1 \sqrt{\frac{kg}{RT_1}} \end{aligned}$$

или, окончательно,

$$\frac{G}{F_1} = \sqrt{\frac{kg}{RT_1}} p_1 M'_c. \quad (\text{VII. 20})$$



Фиг. 56. Связь числа M с секундным расходом газа, подведенным в расходное сопло.

На фиг. 56 изображены графики, характеризующие связь числа M с секундным расходом газа в расходном сопле (сплошные кривые) при площади поперечного сечения последнего F_1 . На этой же фигуре для сравнения нанесены пунктирные кривые, рассчитанные по формуле (VII. 20), т. е. без учета расходного воздействия. Графики построены для двух начальных давлений 20 и 50 кг/см^2 при $T_1=300^\circ$ абс., $k=1,2$ и $R=30$ кгм/кг град .

Из графиков видно, что при малых M_1 кривые, построенные с учетом расходного воздействия и без учета его, практически совпадают. При подсчете по формуле (VII. 20) величина ошибки зависит от начального давления и температуры, а также от характеристик газа — показателя адиабаты и газовой постоянной.

Формулы, полученные в этом параграфе, могут быть использованы для определения начального числа M в камере сгорания

¹ Отношение часового расхода газа к площади поперечного сечения камеры сгорания называется удельной производительностью камеры сгорания и обозначается через u_c . Величины u_c и $\frac{G}{F_1}$ связаны простым соотношением

$$u_c = 3600 \frac{G}{F_1}.$$

ЖРД, так как поступление жидких компонентов в камеру сгорания с последующим их испарением можно рассматривать как расходное воздействие на газовый поток.

Следует отметить, что использование при выводе формулы (VII. 19) уравнения состояния для идеального газа приводит в данном случае к значительно большей погрешности, чем при расчете, например, геометрического сопла. Это объясняется тем, что пары в значительно меньшей мере подчиняются уравнению состояния идеального газа, чем реальные газы. Однако величина начального числа M для ЖРД невелика и потому получающаяся в общем газодинамическом расчете ошибка также будет небольшой.

Пример 32. Определить скорость газа в цилиндрической камере сгорания после полного испарения компонентов, подаваемых в камеру сгорания в количестве 100 кг/сек на 1 м^2 поперечного сечения, если тепловое воздействие на газовый поток не принимать во внимание. Параметры газа в начале камеры сгорания: $T_1=300^\circ \text{ абс.}$; $p_1=20 \text{ кг/см}^2$. Характеристики газа: $k=1,2$; $R=30 \text{ кгм/кг град}$.

По формуле (VII. 19) определяем значение числа M в конце испарения, которое оказывается равным $0,0138$.

По формуле (VII. 8а) определяем температуру газа в конце испарения

$$T_c = \frac{T_1}{1 + \frac{k-1}{2} M_c^2} = \frac{300}{1 + \frac{1,2-1}{2} 0,0138^2} \approx 300^\circ \text{ абс.}$$

С помощью формулы (VII. 9а) находим давление газа в конце испарения

$$p_c = \frac{p_1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_c^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} = \frac{20}{\left(1 + \frac{1,2-1}{2} 0,11^2\right)^{\frac{1,2}{1,2-1}}} \approx 20,0 \text{ кг/см}^2.$$

Скорость газа в конце испарения

$$w_c = M_c \sqrt{kgRT_c} = 0,0138 \sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 30 \cdot 300} = 4,48 \text{ м/сек.}$$

Если не учесть влияния расходного фактора на параметры газа и определить число M по формуле (VII. 20), то результаты полностью совпадут с только что проделанными нами расчетами по формуле (VII. 19).

Таким образом, ошибка в определении скорости без учета расходного воздействия на газ весьма ничтожна и потому для определения числа M в конце участка испарения можно пользоваться формулой (VII. 20).

§ 13. Количественные соотношения для химического воздействия

Попрежнему будем считать, что режим на входе в химическое сопло характеризуется числом M_1 , а в произвольном сечении — числом M .

Изолированное химическое воздействие на газ не связано с подводом или отводом энергии и потому при течении имеет место постоянство температуры торможения, а следовательно, связь температуры с числом M выразится тем же уравнением, что и для геометрического сопла

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}. \quad (\text{VII. 21})$$

Соотношение адиабаты Пуассона действительно и в данном случае:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Это соотношение позволяет получить связь давления с числом M в виде

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (\text{VII. 22})$$

Таким образом, законы изменения температуры и давления по числу M одинаковы для химического и геометрического сопел. Такими же, как и для геометрического сопла, будут и законы изменения плотности и скорости газа. С учетом уравнения неразрывности можно записать

$$\frac{w}{w_1} = \frac{f_1}{\rho} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{M}{M_1}. \quad (\text{VII. 23})$$

Установим связь изменения числа молей в единице веса с изменением числа M . Уравнение состояния можно записать в виде

$$p = 848g \rho N T,$$

откуда

$$\frac{N}{N_1} = \frac{p}{p_1} \frac{f_1}{\rho} \frac{T_1}{T}.$$

Это отношение с учетом уравнения неразрывности

$$\rho w = \text{const}$$

можно представить в виде

$$\frac{N}{N_1} = \frac{w}{w_1} \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T}} \frac{p}{p_1} \left(\frac{T_1}{T}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{M}{M_1} \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}.$$

Используя выражение (VII. 21), окончательно получим

$$\frac{N}{N_1} = \frac{M}{M_1} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}. \quad (\text{VII. 24})$$

Для исследования и расчета процессов в ЖРД представляют интерес некоторые случаи совместного воздействия нескольких факторов на газовый поток. Так, для определения параметров газа в конце камеры сгорания надо учитывать одновременно тепловое и химическое воздействия.

Получим расчетные формулы для одновременного воздействия на газовый поток теплового и химического факторов.

Для рассматриваемого случая остается в силе уравнение импульсов для цилиндрической струйки, а потому связь давления со скоростным режимом, как и в тепловом сопле, выражается формулой

$$\frac{p}{p_1} = \frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2}.$$

Как и в тепловом сопле, связь плотности с числом M выражается формулой

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{1 + kM^2}{1 + kM_1^2} \frac{M_1^2}{M^2},$$

полученной на основании уравнения неразрывности.

С помощью уравнения состояния можно получить

$$\frac{T}{T_1} = \frac{p}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho} \frac{N_1}{N}$$

или с учетом приведенных выше формул

$$\frac{T}{T_1} = \frac{N_1}{N} \left(\frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2} \right)^2 \frac{M^2}{M_1^2}.$$

Температура торможения изменяется по длине канала и обусловлена тепловыделением. Так как

$$T^* = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right),$$

а из уравнения состояния

$$T = \frac{p}{848 \text{ г} \rho N},$$

то

$$T^* = \frac{p}{848 \text{ г} \rho N} \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right).$$

Следовательно,

$$\frac{T^*}{T_1^*} = \frac{p}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho} \frac{N_1}{N} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}$$

или с учетом полученных выше формул

$$\frac{T^*}{T_1^*} \frac{N}{N_1} = \left(\frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2} \right)^2 \frac{M^2}{M_1^2} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}.$$

Так как

$$\frac{T^*}{T_1^*} = \frac{c_{p \text{ ср}} T_1^* + Q}{c_{p \text{ ср}} T_1^*} = 1 + \frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_1^*},$$

то

$$\left(1 + \frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_1^*} \right) \frac{N}{N_1} = \left(\frac{1 + kM_1^2}{1 + kM^2} \right)^2 \frac{M^2}{M_1^2} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}. \quad (\text{VII. 25})$$

Полученные формулы могут быть использованы при газодинамическом расчете камеры сгорания.

ГЛАВА VIII

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ДВИГАТЕЛЯ

Газодинамический расчет вновь проектируемого двигателя позволяет подобрать размеры реактивного сопла по заданной тяге двигателя и давлению газов в камере сгорания. При этом из термодинамического расчета должны быть известны температура газов в конце камеры сгорания и показатель политропы расширения в реактивном сопле.

Для двигателя заданных размеров газодинамический расчет позволяет построить характеристики по давлению в камере сгорания, по высоте и скорости полета, если опять-таки известны показатель политропы расширения в сопле и температура газов в конце камеры сгорания.

Для выполненного двигателя с помощью газодинамического расчета можно сделать обработку опытных данных и определить затем показатель политропы расширения.

Интенсивность рассмотренных в предыдущей главе воздействий на газовый поток в ЖРД различна. Увеличение скорости газа осуществляется, главным образом, посредством геометрического воздействия на газ в реактивном сопле. В камере сгорания газ также увеличивает свою скорость в основном за счет теплового и химического воздействия (сгорание), однако последние приводят к значительному увеличению скорости газа только в скоростных камерах, где отношение площади поперечного сечения камеры сгорания к площади критического сечения геометрического сопла не превышает трех¹. (Расходное воздействие на поток газа в ЖРД еще менее значительно.).

В газодинамическом расчете ЖРД обычно учитывается только ускорение газового потока в реактивном сопле. Поэтому для установления методики расчета двигателя наибольший интерес представляет геометрическое воздействие, наличие же других воздействий в реактивном сопле учитывается величиной показателя политропы расширения. Расчетные соотношения для остальных воздействий используются только для газодинамического расчета камеры сгорания, необходимость выполнения которого возникает сравнительно редко.

§ 1. Газодинамический расчет идеального двигателя

Под идеальным ЖРД² будем понимать двигатель, для которого поступление компонентов в камеру сгорания представляется как чисто расходный фактор, подогрев газа осуществляется без химических реакций и завершается в камере сгорания, а в реактивном сопле имеет место чисто геометрическое воздействие. При этом в выходном сечении сопла давление газа устанавливается равным давлению окружающей среды³.

Большинство выполненных двигателей имеет цилиндрическую камеру сгорания, поэтому при установлении расчетной схемы форму камеры сгорания также примем в виде цилиндра (участок $\theta-1$ на фиг. 57).

¹ Это положение доказывается в § 6 настоящей главы.

² Понятие идеального ЖРД в газодинамическом смысле отлично от термодинамического понятия идеального двигателя.

³ Вопрос о наивыгоднейшем давлении на срезе сопла в зависимости от условий применения двигателя рассмотрен в § 5 гл. XII.

Для расчета идеального двигателя должны быть заданы тяга двигателя и количество тепла Q , подводимое к 1 кг газа.

В конце участка газового тракта с расходным воздействием (сечение $c-c$) число M определяется по выбранной предварительной величине $\frac{G}{F_1}$ с помощью формулы (VII. 19) или (VII. 20). По величине M_c и выбранным величинам p_0 и T_0 могут быть установлены и остальные параметры газа в этом сечении.

Далее, по величине теплового эффекта Q с помощью формулы (VII. 17a) определяется число M в сечении $1-1$, а затем и остальные параметры газа в этом сечении.

По перепаду давления p_1/p_a с помощью формулы (VII. 9) определяется число M , а затем и остальные параметры газа в сечении $a-a$, в частности, скорость истечения w_a . С помощью формулы (VII. 12) для каждого значения числа M от M_1 до M_a можно определить величину безразмерной площади геометрического сопла.

Для определения абсолютных размеров сопла надо выбрать угол конусности расширяющейся части сопла и определить величину критического сечения. Угол конусности выбирается на основании статистических данных для выполненных конструкций ЖРД. Критическое сечение сопла определяется по секунднему расходу газов через двигатель, подсчитываемому по величине тяги двигателя. При $p_a = p_h$ расход газов через двигатель может быть подсчитан по формуле

$$G = \frac{Pg}{w_a}.$$

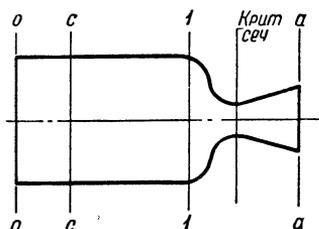
С другой стороны, существует вполне определенная связь между расходом газа, площадью критического сечения и параметрами газа на входе в геометрическое сопло.

Секундный расход газа можно выразить через параметры газа в критическом сечении:

$$G = g\rho_{кр} a_{кр} F_{кр}.$$

На основании формулы (VII. 10) можно написать

$$\frac{\rho_{кр}}{\rho_1} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{\frac{k+1}{2}} \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$



Фиг. 57. Обозначение сечений в газовом тракте ЖРД.

Скорость звука пропорциональна корню квадратному из температуры, а потому

$$\frac{a_{кр}}{a_1} = \left(\frac{T_{кр}}{T_1} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

С учетом формулы (VII. 8) получается

$$\frac{a_{кр}}{a_1} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{\frac{k+1}{2}} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

После замены параметров газа в критическом сечении через параметры его во входном сечении формулу для расхода перепишем в виде

$$G = g a_1 \rho_1 F_{кр} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{\frac{k+1}{2}} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}.$$

Используя выражения

$$a_1 = \sqrt{k g R T_1} \quad \text{и} \quad p_1 = g \rho_1 R T_1,$$

окончательно получим

$$G = \sqrt{\frac{k g}{R}} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{\frac{k+1}{2}} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} F_{кр}. \quad (\text{VIII. 1})$$

Из этого уравнения определяется площадь критического сечения сопла, а по ранее найденной безразмерной площади и выбранному углу конусности расширяющейся части рассчитываются остальные геометрические размеры сопла — площадь выходного сечения и длина.

Часто при газодинамическом расчете можно пренебречь скоростью газов на входе в геометрическое сопло¹, т. е. положить $M_1=0$. Если такое упрощение возможно, то расчет двигателя сведется к расчету только геометрического сопла. Параметры газа на входе в реактивное сопло будут следующими:

$$p_1 = p_0; \quad T_1 = T_0 + \frac{Q}{c_p}.$$

¹ Пределы для возможности такого допущения будут установлены в § 6.

Формула (VIII. 1) примет в этом случае более простой вид:

$$G = \sqrt{\frac{kg}{R}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} F_{кр}. \quad (\text{VIII. 2})$$

§ 2. Реальные газовые течения

Реальные газовые течения всегда сопровождаются трением газа о стенки канала и теплообменом с окружающей средой. Если теплообмен является чисто тепловым воздействием, то трение, как мы знаем из предыдущей главы, оказывает своеобразное влияние на газовый поток. При наличии трения газ совершает работу для преодоления сил сопротивления, причем затраченная на это энергия в виде тепла остается в газе. Величину сопротивления удобно связать со скоростным напором и представить ее в следующем виде:

$$S = \zeta \frac{1}{D} \frac{w^2}{2g},$$

где D — диаметр канала;

S — сила сопротивления, отнесенная к единице веса газа.

Коэффициент гидравлического сопротивления ζ не является константой и зависит от чисел M и Re , от геометрической формы канала, а также изменяется вдоль канала. Поэтому формула Прандтля — Прелля¹

$$\frac{dw}{w} = \frac{\frac{k}{k+1} \zeta \frac{dx}{D} - \frac{dF}{F} \left(\frac{a_{кр}^2}{w^2} - \frac{k-1}{k+1} \right)}{\frac{a_{кр}^2}{w^2} - 1},$$

позволяющая установить для течения газа с трением изменение скорости вдоль канала при заданном законе изменения площади, допускает интегрирование только в пределах небольших участков, для которых коэффициент гидравлического сопротивления можно считать величиной постоянной.

Для канала постоянного сечения формула приобретает простой вид

$$\left(\frac{a_{кр}^2}{w^2} - 1 \right) \frac{dw}{w} = \frac{k}{k+1} \zeta \frac{dx}{D}.$$

¹ Вывод формулы см. в книге Ф. И. Франкля, С. А. Христиановича, Р. Н. Алексеевой. Основы газовой динамики. Труды ЦАГИ, № 364, Москва, 1939.

Для участка, где ζ можно считать постоянным, интегрирование этого уравнения приводит к формуле

$$\frac{a_{\text{кр}}^2}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} - \frac{1}{w^2} \right) + \ln \frac{w_0}{w} = \frac{k}{k+1} \zeta \frac{x}{D},$$

где w_0 — скорость газа при $x=0$.

Трудность расчета с использованием этого уравнения состоит в правильном выборе величины ζ для отдельных участков канала. Кроме трения, течение газа сопровождается другими воздействиями: теплообменом со стенками, тепловыделением и т. д. Поэтому более удобным и распространенным является другой способ расчета реального газового течения — расчет по среднему показателю политропы.

§ 3. Политропические течения

В газовом потоке изменение любого из трёх параметров: давления, плотности или температуры вызывает изменение двух остальных. Это обстоятельство существенно усложняет технические расчеты и потому в последних стремятся установить непосредственную связь между двумя параметрами, исключая третий. В частном случае изэнтропического течения эта связь имеет вид уравнения адиабаты Пуассона

$$\frac{p}{\rho^k} = \text{const.}$$

В общем случае газового течения при известной его схематизации также можно установить непосредственную связь между двумя параметрами, характеризующими состояние газа, в виде уравнения политропы

$$\frac{p}{\rho^n} = \text{const.},$$

где $n = \text{const.}$

Предположение о политропическом характере изменения состояния является дополнительным условием, не вытекающим из основных уравнений газовой динамики.

Поэтому в каждом конкретном случае требуется проверка возможности существования движения при наличии дополнительной связи между параметрами газа (уравнение политропы). Можно показать, например, что для движения газа по каналу постоянного сечения с тепловым воздействием при отсутствии трения нельзя связать параметры газа уравнением политропы, так как условие политропичности процесса оказывается не совместимым с каким-либо изменением состояния.

В самом деле, связь параметров газа, движущегося по каналу постоянного сечения с тепловым воздействием, описывается следующими уравнениями:

1) уравнением неразрывности

$$\rho \omega = \rho_1 \omega_1;$$

2) уравнением импульсов

$$p + \rho \omega^2 = p_1 + \rho_1 \omega_1^2;$$

3) уравнением энергии

$$T^* = T + A \frac{\omega^2}{2gc_p};$$

4) уравнением состояния

$$p = g \rho R T.$$

Эти четыре уравнения содержат пять переменных (параметры в начальном сечении считаются заданными). Если дополнить эту систему уравнением политропы $\frac{p}{\rho^n} = \text{const}$, то пятью уравнениями будут связаны вполне определенные постоянные, а не переменные значения величин ρ , ω , p , T и T^* . Это будет означать отсутствие всякого процесса в газовом потоке, а следовательно, такая схематизация газового потока в данном случае невозможна.

При учете трения в связи с введением еще одной переменной (длины трубы) политропическое изменение состояния в цилиндрическом канале с тепловым воздействием становится термодинамически возможным. При исследовании течения газа по каналу переменного сечения площадь сечения канала является дополнительной переменной, и потому препятствий для применения метода политропы нет. Для исследования таких течений и применяется, главным образом, метод политропы.

Рассмотрим сначала политропические течения газа без трения. Если параметры газового потока подчиняются уравнению политропы $\frac{p}{\rho^n} = \text{const}$, где $n = \text{const}$, и определяются тепловым воздействием на газовый поток, то для двух произвольных сечений можно написать следующие хорошо известные уравнения:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^n; \quad \frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{n}{n-1}}; \quad \frac{T}{T_1} = \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{n-1},$$

причем

$$n = \frac{c_p - c_n}{c_v - c_n},$$

где c_n — теплоемкость политропического процесса.

Обозначим через u_n характеристическую скорость политропического процесса. Тогда с учетом уравнения политропы получим

$$u_n = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{n \frac{p}{\rho}}.$$

Свяжем теперь изменение параметров состояния со скоростью движения газа. При политропическом течении газа уравнение энергии запишется в виде

$$dQ_n = dI + Ad \frac{w^2}{2g}$$

или

$$c_n dT = c_p dT + Ad \frac{w^2}{2g}.$$

Это выражение можно представить иначе:

$$d \left[T + A \frac{w^2}{2g(c_p - c_n)} \right] = 0. \quad (\text{VIII. 3})$$

Выражение в скобках обозначим через T_n^* , т. е. положим

$$T_n^* = T + A \frac{w^2}{2g(c_p - c_n)}.$$

По аналогии с изоэнтропическим течением величину T_n^* назовем температурой политропического торможения.

Для изоэнтропического течения, когда $c_n = 0$, понятия адиабатической и политропической температуры торможения совпадают.

Из уравнения (VIII. 3) видно, что политропическое течение газа характеризуется равенствами

$$dT_n^* = 0 \quad \text{или} \quad T_n^* = \text{const.}$$

Преобразуем формулу для политропической температуры торможения:

$$T_n^* = T \left[1 + A \frac{w^2}{2gT(c_p - c_n)} \right] = T \left[1 + \frac{n-1}{2} \frac{w^2}{\frac{p}{\rho} n} \right],$$

так как

$$c_p - c_n = AR \frac{n}{n-1},$$

а

$$gRT = \frac{p}{\rho}.$$

Отношение скорости движения газа к характеристической скорости политропического процесса обозначим через Mn^1 и назовем

¹ Критерий Mn впервые введен Л. А. Вулисом.

модификацией числа M для политропического процесса (политропическое число M). Таким образом

$$M_{\text{п}} = \frac{w}{u_n} = \frac{w}{\sqrt{n \frac{p}{\rho}}}$$

и является обобщенной модификацией критерия M для политропического течения газа. Так как критерий M может быть представлен в виде

$$M = \frac{w}{\sqrt{k \frac{p}{\rho}}},$$

то связь между M и $M_{\text{п}}$ выражается следующей простой формулой:

$$M_{\text{п}} = M \sqrt{\frac{k}{n}}.$$

Формула для политропической температуры торможения приобретает вид

$$T_n^* = T \left(1 + \frac{n-1}{2} M_{\text{п}}^2 \right).$$

Так как политропическая температура торможения остается постоянной, то связь температуры газа с числом $M_{\text{п}}$ для двух рассматриваемых сечений выразится формулой

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1 + \frac{n-1}{2} M_{\text{п}1}^2}{1 + \frac{n-1}{2} M_{\text{п}}^2}.$$

Напомним, что для изэнтропического течения связь температуры газа с обычным числом M выражалась аналогичной формулой

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}.$$

Используя уравнение политропы, получим

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M_{\text{п}1}^2}{1 + \frac{n-1}{2} M_{\text{п}}^2} \right)^{\frac{n}{n-1}}$$

и

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left[\frac{1 + \frac{n-1}{2} M n_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} M n^2} \right]^{\frac{1}{n-1}}.$$

Все эти формулы могут быть использованы для расчета параметров газа при политропическом течении по геометрическому соплу.

В критическом сечении, где скорость движения газа равна характеристической скорости политропического процесса, $M_{кр}=1$ и $\omega^2 = n \frac{p}{\rho}$. Значение числа M в критическом сечении определяется формулой

$$M_{кр} = \frac{\omega}{\sqrt{k \frac{p}{\rho}}} = \sqrt{\frac{n}{k}}. \quad (\text{VIII. 4})$$

Итак, если течение газа по геометрическому соплу сопровождается тепловым воздействием ($n \neq k$), то в критическом сечении скорость движения газа отлична от местной скорости звука и зависит от соотношения между n и k . В реальном ЖРД истечение газа из геометрического сопла сопровождается подводом тепла ($n < k$). Следовательно, как это видно из уравнения (VIII. 4), в минимальном сечении сопла $M < 1$, т. е. скорость движения газа меньше скорости звука. Этот же вывод был получен и в предыдущей главе.

Связь между изменением скорости газа и изменением площади поперечного сечения канала для геометрического сопла при политропическом течении газа будет иметь вид

$$\left(\frac{\omega^2}{u_n^2} - 1 \right) \frac{d\omega}{\omega} = \frac{dF}{F}. \quad (\text{VIII. 5})$$

При установлении этой связи вместо уравнения адиабаты, которое применяется при выводе аналогичной формулы для энергоизолированного геометрического сопла (см. § 1 гл. VII) используется уравнение политропы.

При исследовании политропических течений характеристическая скорость политропического процесса аналогична скорости звука в изоэнтропическом течении. Назовем допредельными газовые потоки с $\omega < u_n$ и сверхпредельными — потоки с $\omega > u_n$. Тогда на основании уравнения (VIII. 5) можно заключить, что для ускорения допредельных потоков $\left(\frac{d\omega}{\omega} > 0 \right)$ сопло должно быть суживающимся, а для ускорения сверхпредельных — расширяющимся.

Таким образом, обобщение уравнений, характеризующих изэнтропическое газовое течение, на случай политропического течения для геометрического сопла состоит в замене показателя адиабаты k на показатель политропы n с соответствующей заменой скорости звука — на характеристическую скорость политропического процесса, а критерия M — на критерий M_n .

Рассмотрим теперь политропическое течение газа в реальных условиях, когда, кроме теплового воздействия, имеется еще и трение.

Элементарное количество тепла, сообщаемого газу, может быть представлено в таком виде:

$$dQ = dQ_n + dQ_{тр}$$

или

$$c dT = c_n dT + c_r dT,$$

где c_r — величина, которую условно назовем «теплоемкостью трения»;

c — теплоемкость суммарного процесса.

Из последнего выражения следует, что

$$c = c_n + c_r.$$

Показатель реальной политропы (т. е. политропы с трением) n_r может быть выражен в этом случае так:

$$n_r = \frac{c_p - c}{c_v - c} = \frac{c_p - c_n - c_r}{c_v - c_n - c_r}.$$

Для реального газового течения уравнение политропы будет иметь вид

$$\frac{p}{\rho^{n_r}} = \text{const.}$$

Установим связь между показателями политроп для движения без трения n и с трением n_r .

$$n_r = \frac{c_p - c_n - c_r}{c_v - c_n - c_r} = \frac{\frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} - \frac{c_r}{c_v - c_n}}{1 - \frac{c_r}{c_v - c_n}} = \frac{n - \frac{n-1}{AR} c_r}{1 - \frac{n-1}{AR} c_r}, \quad (\text{VIII.6})$$

так как

$$n = \frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} \quad \text{и} \quad c_v - c_n = \frac{AR}{n-1}.$$

Нетрудно получить и обратное соотношение

$$n = \frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} = \frac{c_p - c_n - c_r + c_r}{c_v - c_n - c_r + c_r} = \frac{c_p - c_n - c_r}{c_v - c_n - c_r} + \frac{c_r}{c_v - c_n - c_r} \cdot \frac{1}{1 + \frac{c_r}{c_v - c_n - c_r}}.$$

Таким образом,

$$n = \frac{n_r - 1 + \frac{AR}{c_r}}{1 + \frac{AR}{c_r}}, \quad (\text{VIII. 7})$$

так как

$$c_v - c_n - c_r = c_v - c = \frac{AR}{n_r - 1}.$$

Теплоемкость трения c_r может быть как больше, так и меньше нуля. Из выражения $dQ_{\text{тр}} = c_r dT$ следует, что при разогреве газа ($dT > 0$) теплоемкость трения положительна и, наоборот, при охлаждении газа ($dT < 0$) величина c_r отрицательна, так как тепло трения $dQ_{\text{тр}}$ всегда положительно.

При истечении из геометрического сопла газ охлаждается, т. е. $dT < 0$, а следовательно, $c_r < 0$.

Для величины, n реальные значения находятся в пределах $1 < n < k$ и потому из формулы (VIII. 6) можно заключить, что $n_r < n$, так как, прибавляя к числителю и знаменателю неправильной дроби положительную величину $\left| \frac{n-1}{AR} c_r \right|$, мы уменьшаем дробь.

Установим теперь связь параметров, характеризующих реальное течение газа. Выше указывалось (§ 7 гл. VII), что наличие трения не отражается на виде уравнения энергии для движущегося газа, так как работа трения, которую совершает газ, остается в газе в виде тепла. Поэтому

$$dQ_n = dI + Ad \frac{\omega^2}{2g}.$$

Следовательно, для реального течения остаются в силе формулы, полученные из уравнения энергии для движения без трения

$$dT_n^* = d \left[T \left(1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}^2 \right) \right] = 0$$

и

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}^2}.$$

На основании уравнения политропы для реального газового потока можно записать

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{n_r}{n_r-1}} \quad \text{и} \quad \frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{1}{n_r-1}},$$

откуда получаются выражения

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}^2} \right)^{\frac{n_r}{n_r-1}} \quad \text{и} \quad \frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}^2} \right)^{\frac{1}{n_r-1}}.$$

Таким образом, для газового потока с трением температура газа не зависит от теплоемкости трения и определяется только показателем политропы без трения, а давление и плотность зависят как от действительного показателя политропы n_r , так и от показателя политропы без трения n .

Из формул видно, что для получения одной и той же скорости при движении газа с трением надо сработать бóльший перепад давлений, чем при движении газа без трения, так как

$$\frac{n_r}{n_r-1} > \frac{n}{n-1}.$$

Эти качественные соображения о влиянии трения имеют самый общий характер.

Практическое применение полученных соотношений связано с необходимостью знать две из трех величин, характеризующих процесс истечения в целом. Эти три величины — действительный показатель политропы расширения n_r , показатель политропы для течения без трения n и теплоемкость трения c_r . Третья величина может быть определена из уравнений (VIII. 6) или (VIII. 7).

В настоящее время не накоплено еще экспериментальных данных о количественном влиянии трения на процесс расширения в ЖРД. Поэтому изложенная выше методика учета трения при истечении газа из реактивного сопла не может быть полностью использована. Имея в виду относительно малое количество тепла трения в общем тепловом потоке к газу, расширяющемуся в реактивном сопле, а также приближенный характер оценки величины показателя политропы расширения (см. § 7 гл. XI) при расчете можно отождествлять действительное значение показателя политропы со значением его для движения без трения. Накопление в дальнейшем экспериментальных данных о количественной стороне влияния трения на процесс расширения газов в реактивном сопле ЖРД позволит уточнить этот этап теплового расчета двигателя.

§ 4. Газодинамический расчет двигателя

Газодинамический расчет двигателя начинается с газодинамического расчета камеры сгорания. Последний имеет целью определить параметры газа на выходе из камеры и выполняется после термодинамического расчета процесса сгорания. Скорость движения газов в конце камеры сравнительно невелика и в большинстве случаев может быть принята равной нулю, что позволяет определять параметры газа на выходе из камеры только на основании термодинамического расчета.

В тех же случаях, когда скоростью газа в конце камеры не хотят пренебречь, небольшая величина этой скорости позволяет произвести газодинамический расчет камеры по формулам для идеальной схемы двигателя.

Рассматривая начальный участок камеры $0-c$ (сечения обозначаются в соответствии с фиг. 57), можно по величинам $\frac{G}{F_1}$, ρ_0 , T_0 определить M_c и остальные параметры газа в сечении $c-c$. Величину показателя адиабаты следует взять из термодинамического расчета. Тепловым воздействием в расходном сопле можно пренебречь, считая, что в результате теплообмена на этом участке газового тракта подводится некоторое количество тепла, компенсирующее теплоту испарения.

Расчет параметров газа в сечении $1-1$ начинается с определения температуры T_1 . Температура T_z , подсчитанная при термодинамическом расчете, соответствует неподвижному газу. Увеличение скорости газа под влиянием теплового и химического воздействий приведет к снижению температуры газа. Имея из термодинамического расчета зависимость $\frac{N_1}{N_c} = \Phi_1(T)$ и зная действительный тепловой эффект реакции $Q = \xi_{nz} Q_T$ (коэффициент выделения тепла ξ_{nz} учитывает уменьшение теплового эффекта реакции вследствие неполноты смешения; при желании можно также учесть изменение теплового эффекта реакции по температуре), легко установить зависимость

$$\left(1 + \frac{Q}{c_p \text{ ср } T_c^*}\right) \frac{N_1}{N_c} = \Phi_2(T).$$

Для каждой температуры по формуле (VII. 25) можно найти число M и в результате подобных расчетов построить кривую $M = \Phi_3(T)$.

С другой стороны, зависимость числа M от температуры может быть получена из энергетических соображений. Если для каждой скорости ω подсчитать тепло, идущее на нагрев газа,

$$Q_H = Q - A \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{2g}$$

и температуру газа

$$T = T_c + \frac{Q_n}{c_p \text{ ср}},$$

то, определив затем число M , соответствующее данной скорости,

$$M = \frac{w}{\sqrt{kgRT}},$$

можно построить кривую $M = \Phi_4(T)$.

Точка пересечения кривых $M = \Phi_3(T)$ и $M = \Phi_4(T)$ определяет число M_1 и температуру газа T_1 на выходе из камеры сгорания. По числу M и температуре могут быть установлены и остальные параметры газа: скорость, давление и плотность.

Истечение газа из реактивного сопла может быть рассчитано по методу политропы или с помощью is -диаграммы с использованием скоростного коэффициента φ .

Рассмотрим расчет истечения по методу политропы. Несмотря на формальный характер этого метода, практическая целесообразность его несомненна. Процесс истечения из реактивного сопла ЖРД представляет собой сложное явление. На процесс преобразования тепловой энергии в кинетическую накладывается догорание, теплообмен, рекомбинация молекул продуктов сгорания, перераспределение энергии между степенями свободы, трение газа. Непосредственный расчет истечения с учетом всех усложняющих его явлений в настоящее время невозможен и поэтому использование метода политропы является вполне целесообразным.

Интенсивность процессов, сопровождающих истечение, изменяется по длине сопла. Будет изменяться и величина теплового потока, подводящегося к газу в процессе расширения, а значит, не будет оставаться постоянным и показатель политропы расширения. Однако, схематизируя явление, расчет процесса истечения ведут по среднему значению показателя политропы. Таким образом, при расчете по методу политропы влияние всех явлений, сопровождающих расширение газа оценивается одним параметром — показателем политропы расширения, величина которого выбирается на основании статистической обработки данных испытаний выполненных двигателей. Возможен также приближенный расчет величины показателя политропы расширения¹. По мере накопления знаний о подлинной кинетике процессов, имеющих место в реактивном сопле двигателя, расчет по среднему показателю политропы может быть заменен более рациональным и физически обоснованным методом.

Зная перепад давлений в сопле и отождествляя по ранее высказанным соображениям величину показателя политропы при нали-

¹ Вопрос о выборе величины показателя политропы расширения рассмотрен в § 7 гл. XI.

ции трения n_r с величиной показателя политропы без трения n , число Mn_a на срезе сопла можно определить из следующего выражения:

$$\frac{p_a}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (\text{VIII. 8})$$

Из формулы

$$\frac{T_a}{T_1} = \frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2}.$$

можно определить температуру T_a , а затем и скорость газов на выходе

$$w_a = Mn_a \sqrt{ngRT_a}.$$

Далее, по заданной тяге устанавливается секундный расход газов через двигатель. Если расширение газов в сопле происходит до давления, равного атмосферному ($p_a = p_h$), то секундный расход газа можно подсчитать по формуле

$$G = \frac{Pg}{w_a}.$$

По секундному расходу газов можно найти площадь критического сечения сопла $F_{кр}$. Для этого надо использовать формулу

$$G = \sqrt{\frac{ng}{R}} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} F_{кр}, \quad (\text{VIII. 9})$$

которая получается из обобщения формулы (VIII. 1) на политропические течения.

Изменение площади поперечного сечения вдоль геометрического сопла (в зависимости от числа Mn) можно установить на основании формулы

$$\frac{F}{F_{кр}} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{1}{Mn},$$

которая получается из формулы (VII.12) заменой показателя адиабаты Пуассона на показатель политропы.

По величине Mn_a определяется площадь сечения сопла на выходе, а входная площадь (в сечении 1—1 на фиг. 57) одинакова с площадью поперечного сечения камеры сгорания. Выбрав угол конусности расширяющейся части сопла, можно определить длину и, таким образом, установить все геометрические размеры реактивного сопла.

Если на расчетном режиме давление в выходном сечении сопла выбирается отличным от давления окружающей среды, то расход газа через двигатель должен определяться из уравнения¹

$$P = \frac{G}{g} \omega_a + F_a(p_a - p_h),$$

где площадь F_a также еще подлежит определению.

В этом случае можно рекомендовать следующую схему расчета. Преобразуем формулу для тяги

$$P = \frac{G}{g} \omega_a + F_a p_a - F_a p_h. \quad (\text{VIII. 10})$$

Обозначим тягу, которую может развивать двигатель при истечении газа в вакуум, через P_0 . Тогда

$$P_0 = \frac{G}{g} \omega_a + F_a p_a$$

и

$$P = P_0 - F_a p_h.$$

Поделим это уравнение почленно на $p_1 F_{кр}$

$$\frac{P}{p_1 F_{кр}} = \frac{P_0}{p_1 F_{кр}} - \frac{F_a}{F_{кр}} \frac{p_h}{p_1}$$

и введем обозначения

$$\frac{P}{p_1 F_{кр}} = k_p \quad \text{и} \quad \frac{P_0}{p_1 F_{кр}} = k_0.$$

Назовем безразмерную величину k_p коэффициентом тяги, а величину k_0 — коэффициентом тяги при истечении в вакуум.

Формула тяги в безразмерных величинах будет иметь вид:

$$k_p = k_0 - \frac{p_h}{p_1} f_a, \quad (\text{VIII. 11})$$

где

$$f_a = \frac{F_a}{F_{кр}}.$$

¹ Пределы применимости этого уравнения будут установлены в § 7 этой главы.

Преобразуем формулу для k_0

$$k_0 = \frac{P_0}{P_1 F_{кр}} = \frac{\frac{G}{g} \omega_a + F_a p_a}{P_1 F_{кр}} = \frac{F_a \rho_a \omega_a^2 + F_a p_a}{P_1 F_{кр}},$$

так как

$$G = g \rho_a F_a \omega_a.$$

Дальнейшие преобразования позволяют получить

$$k_0 = f_a \frac{\frac{\omega_a^2}{n} p_a^{n+p_a}}{\rho_a P_1}$$

или окончательно

$$k_0 = f_a \frac{p_a}{P_1} (1 + n M \Pi_a^2). \quad (\text{VIII. 12})$$

Из приведенных выше формул следует, что

$$f_a = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M \Pi_a^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{1}{M \Pi_a}. \quad (\text{VIII. 13})$$

$$\frac{p_a}{P_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M \Pi_a^2}{1 + \frac{n-1}{2} M \Pi_a^2} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (\text{VIII. 14})$$

Система уравнений (VIII. 11), (VIII. 12), (VIII. 13) и (VIII. 14) позволяет установить размеры реактивного сопла для случая, когда $p_a \neq p_b$. В самом деле, выбрав величину p_a , по формуле (VIII. 14) можно найти величину $M \Pi_a$, а затем по формуле (VIII. 13) — величину f_a . Если теперь по формуле (VIII. 12) определить k_0 , а по формуле (VIII. 11) — k_p , то площадь критического сечения сопла может быть подсчитана из равенства

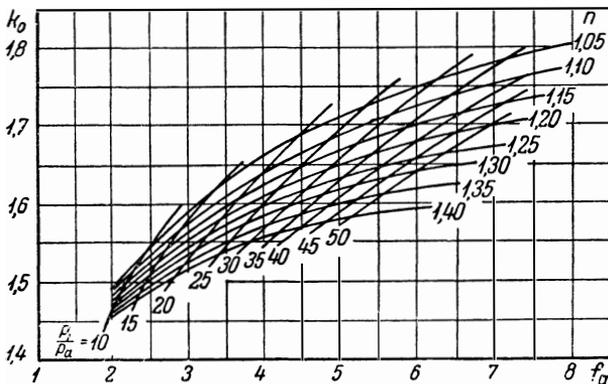
$$F_{кр} = \frac{P}{P_1 k_p}.$$

Остальные размеры сопла определяются так же, как и для случая полного расширения.

Формула (VIII.14) приобретает более простой вид, если пренебречь скоростью газа на входе в реактивное сопло ($Mn_1=0$)

$$\frac{p_a}{p_1} = \left(1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2 \right)^{-\frac{n}{n-1}}. \quad (\text{VIII.15})$$

Для ускорения расчета по формулам (VIII.12), (VIII.13) и (VIII.15) можно построить номограмму, исключив из вычислений величину Mn_a^2 .



Фиг. 58. Номограмма к расчету размеров реактивного сопла двигателя.

Исключив из указанных трех уравнений Mn_a и $\frac{p_a}{p_1}$, получим серию кривых $k_0 = k_0(f_a)$ для различных значений показателя политропы n , а исключив Mn_a и n , — серию кривых $k_0 = k_0(f_a)$ для различных значений $\frac{p_a}{p_1}$ (или $\frac{p_1}{p_a}$). Номограмма имеет вид, изображенный на фиг. 58.

Этой номограммой удобно пользоваться в следующих случаях (при $Mn_1=0$):

- 1) при расчете нового двигателя, когда $p_a \neq p_k$;
- 2) при обработке опытных данных с целью получения величины показателя политропы n .

Рассмотрим более подробно каждый из случаев использования предлагаемой номограммы.

При расчете двигателя номограмма позволяет определить величину k_0 и f_a по значениям $\frac{p_a}{p_1}$ и n , а затем по формуле (VIII.11) — коэффициент k_p с последующим определением $F_{кр}$ и остальных размеров реактивного сопла.

¹ Номограмма предложена Л. А. Вулисом и М. В. Мельниковым.

При обработке опытных данных геометрические характеристики двигателя заданы. Поэтому, измерив тягу двигателя P , давление газа в камере сгорания p_1 и давление окружающей среды p_a , можно определить средний показатель политропы расширения газов в реактивном сопле. Для этого по тяге и давлению в камере сгорания подсчитывается коэффициент k_p , а затем по формуле (VIII. 11) определяется коэффициент k_0 . По величинам k_0 и f_a из номограммы определяется показатель политропы. При этом попутно определяется отношение $\frac{p_1}{p_a}$, по которому можно подсчитать давление на срезе сопла p_a .

Из общего вида номограммы можно заключить, что чем больше перепад давлений $\frac{p_1}{p_a}$, срабатываемый в реактивном сопле, тем сильнее тяга двигателя зависит от показателя политропы расширения.

В тех случаях, когда величину $M_{п1}$ нельзя принять равной нулю, изложенные выше задачи надо решать аналитически, с помощью формул (VIII. 11), (VIII. 12), (VIII. 13) и (VIII. 14).

Пример 33. Определить параметры газа на выходе из цилиндрической камеры сгорания с учетом только теплового воздействия, а также с учетом теплового и химического воздействия для ЖРД со следующими данными:

горючее — бензин с содержанием 86,8% С и 13,2% Н;

окислитель — жидкий кислород;

коэффициент избытка окислителя $\alpha=0,86$;

начальные параметры газа (в сечении $c-c$ на фиг. 57) $M_c=0,1$;
 $p_c=10 \text{ кг/см}^2$; $T_c=300^\circ \text{ абс.}$;

среднее значение показателя адиабаты $k=1,2$;

тепловой эффект реакции 1420 ккал/кг.

Состав продуктов сгорания для неподвижного газа по температуре для указанных условий представлен на фиг. 36 (глава IV).

Температура сгорания в неподвижном газе $T_z=3360^\circ \text{ абс.}$

Расчет будем вести на 1 кг топлива. Подсчитанное по формуле (IV. 3) x'_0 оказывается равным 3,36, следовательно,

$$x' = \alpha x'_0 = 0,86 \cdot 3,36 = 2,89.$$

На 1 кг горючего расходуется 2,89 кг окислителя или в 1 кг топлива содержится 0,257 кг горючего и 0,743 кг окислителя. Следовательно,

$$N_{c \text{ г}} = \frac{0,257}{100} = 0,0026 \text{ моль/кг,}$$

$$N_{c \text{ о}} = \frac{0,743}{32} = 0,0232 \text{ моль/кг.}$$

Таким образом, перед началом реакции общее число молей

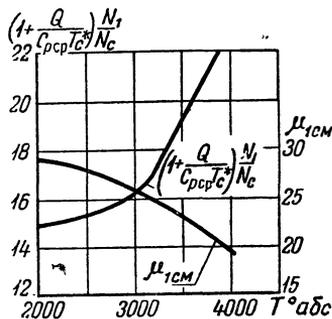
$$N_c = N_{c_r} + N_{c_o} = 0,0026 + 0,0232 = 2,58 \cdot 10^{-2} \text{ моль/кг.}$$

Для определения числа молей газа в конце камеры сгорания (в сечении 1—1 на схеме фиг. 57), где температура газа нам еще не известна, необходимо сделать расчет для нескольких значений температур.

Для каждой температуры расчет выполняется в следующем порядке. С помощью фиг. 36 определяются относительные парциальные давления $\frac{p_i}{p_1}$.

Давление p_1 в конце камеры сгорания будет несколько ниже, чем p_c , но влияние давления на состав продуктов сгорания сравнительно невелико, и в данном случае им можно пренебречь. Так как

$$\frac{p_i}{p} = \frac{N_i}{N} = r_i,$$



Фиг. 59. К газодинамическому расчету камеры сгорания.

то можно подсчитать молекулярный вес смеси в сечении 1—1

$$\mu_{1см} = \sum \mu_i r_i,$$

а следовательно, и число молей в 1 кг смеси

$$N_1 = \frac{1}{\mu_{1см}}.$$

Данные расчета числа молей для четырех температур приведены в табл. 41, а график изменения $\mu_{1см}$ по температуре — на фиг. 59.

Т а б л и ц а 41

T °абс.	r_{H_2O}	r_{CO_2}	r_{H_2}	r_{CO}	r_{OH}	r_{O_2}	r_O	r_H	$\mu_{1см}$	$N_1 \cdot 10^3$ моль/кг	$\frac{N_1}{N_c}$
2000	0,435	0,362	0,044	0,170	—	—	—	—	28,47	3,51	1,36
3000	0,370	0,260	0,037	0,228	0,053	0,014	—	—	25,84	3,72	1,44
3500	0,237	0,137	0,063	0,295	0,137	0,048	0,037	0,044	23,16	4,32	1,71
4000	0,095	0,044	0,070	0,310	0,170	0,052	0,118	0,141	19,03	5,22	2,02

Тепловой эффект реакции зависит от температуры; но снижение температуры из-за ускорения газа сравнительно невелико и потому в расчете изменением теплового эффекта реакции пренебрежем.

Средняя теплоемкость

$$c_{p \text{ ср}} = \frac{Q}{T_z - T_c} = \frac{1420}{3360 - 300} = 0,464 \text{ ккал/кг град.}$$

Так как

$$T_c^* = T_c \left(1 + \frac{k-1}{2} M_c^2 \right) = 300 \left(1 + \frac{1,2-1}{2} 0,1^2 \right) = 300,3^\circ \text{ абс.,}$$

то

$$1 + \frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_c^*} = 1 + \frac{1420}{0,464 \cdot 300,3} = 11,2.$$

Следовательно, для каждой температуры может быть определена величина $\left(1 + \frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_c^*} \right) \frac{N_1}{N_c}$. Результаты подсчетов этой

Т а б л и ц а 42

T °абс.	2000	3000	3500	4000
$\left(1 + \frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_c^*} \right) \frac{N_1}{N_c}$	15,2	16,2	19,2	22,6

величины приведены в табл. 42, а характер изменения ее по температуре — на фиг. 59.

Установим характер изменения температуры газа по числу M из условия баланса энергии. Если 1420 ккал/кг достаточно, чтобы разогреть неподвижный газ до $T_z = 3360^\circ$ абс., то за счет приращения скорости температура газа

снизится. Для каждой скорости w можно определить количество тепла, пошедшего на увеличение температуры газа

$$Q_H = 1420 - A \frac{w^2 - w_c^2}{2g},$$

где

$$w_c = M_c \sqrt{kgRT_c} = 0,1 \sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 35 \cdot 300} = 35,3 \text{ м/сек.}$$

По величине Q_H определяется истинная температура газа, соответствующая заданной скорости

$$T = T_c + \frac{Q_H}{c_{p \text{ ср}}},$$

а затем и соответствующее данной скорости число M

$$M = \frac{w}{\sqrt{kgRT}}.$$

Величина газовой постоянной подсчитывается по формуле

$$R = \frac{848}{\mu_{\text{см}}},$$

а $\mu_{\text{см}}$ берется для соответствующей температуры из фиг. 59.

Кривая изменения температуры по числу M , построенная из условия баланса энергии, показана на фиг. 60 жирным пунктиром.

Здесь же нанесены сплошными линиями кривые $T(Q, N)$ и $T(Q)$, полученные из газодинамических соображений. При построении линии $T(Q, N)$ для каждого значения числа M по формуле (VII. 25) подсчитывалась величина $\left(1 + \frac{Q}{c_p c_p T_c^2}\right) \frac{N_1}{N_c}$ и по графику на фиг. 59 определялась соответствующая этому режиму температура. Кривая $T(Q)$ соответствует наличию только теплового воздействия, когда $\frac{N_1}{N_c} = 1$. Линия $T_z = 3360^\circ$ абс. относится к сгоранию в неподвижном газе.

Точки пересечения кривых $T(Q, N)$ и $T(Q)$ с пунктирной линией дают параметры газа в точке 1, т. е. в конце камеры сгорания. При этом оказывается, что с учетом только теплового воздействия $T_1 = 3200^\circ$ абс., $M_1 = 0,38$, что соответствует $w_1 = 410$ м/сек, а с учетом теплового и химического воздействия $T_1 = 3025^\circ$ абс., $M_1 = 0,53$, что соответствует $w_1 = 565$ м/сек.

Таким образом, в данном случае пренебрежение химическим воздействием на газовый поток приведет к ошибке в определении скорости в 27%, а в определении температуры — в 5,5%.

Давление в конце камеры определится по формуле

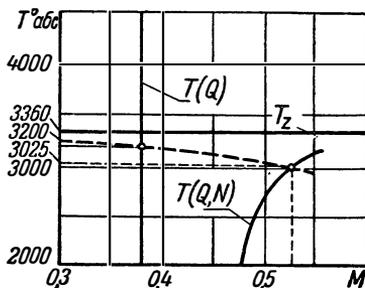
$$p_1 = p_c \frac{1 + kM_c^2}{1 + kM_1^2} = 10 \frac{1 + 1,2 \cdot 0,1^2}{1 + 1,2 \cdot 0,53^2} = 7,5 \text{ кг/см}^2.$$

Состав газа на выходе из камеры сгорания при расчете истечения должен быть установлен по графику типа фиг. 36 для $T_1 = 3025^\circ$ абс.

Пример 34. По данным примера 33 подобрать проходные сечения реактивного сопла для ЖРД с тягой $P = 1000$ кг при следующих дополнительных данных: давление на срезе сопла $p_a = p_n = 1$ кг/см², среднее значение показателя политропы расширения $n = 1,15$, среднее значение газовой постоянной $R = 31,5$ гм/кг град.

Из формулы

$$\frac{p_a}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2} \right)^{\frac{n}{n-1}},$$



Фиг. 60. К определению числа M и температуры газа на выходе из камеры сгорания.

где

$$Mn_1 = M_1 \sqrt{\frac{k}{n}} = 0,53 \sqrt{\frac{1,2}{1,15}} = 0,54,$$

найдем величину Mn_a

$$\frac{1}{7,5} = \left(\frac{1 + \frac{1,15 - 1}{2} \cdot 0,54^2}{1 + \frac{1,15 - 1}{2} Mn_a^2} \right)^{\frac{1,15}{1,15 - 1}},$$

$$Mn_a = 2,08.$$

Температура газа в выходном сечении

$$T_a = T_1 \frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2} = 3025 \frac{1 + \frac{1,15 - 1}{2} \cdot 0,54^2}{1 + \frac{1,15 - 1}{2} \cdot 2,08^2} = 2330^\circ \text{ абс.}$$

Следовательно,

$$w_a = Mn_a \sqrt{ngRT_a} = 2,08 \sqrt{1,15 \cdot 9,81 \cdot 31,5 \cdot 2330} = 1900 \text{ м/сек.}$$

Расход газа

$$G = \frac{Pg}{w_a} = \frac{1000 \cdot 9,81}{1900} = 5,15 \text{ кг/сек.}$$

Площадь критического сечения

$$F_{кр} = \frac{G}{\sqrt{\frac{n\xi}{R} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}}} =$$

$$= \frac{5,15}{\sqrt{\frac{1,15 \cdot 9,81}{31,5} \left(\frac{1 + \frac{1,15 - 1}{2} \cdot 0,54^2}{\frac{1,15 + 1}{2}} \right)^{\frac{1,15 + 1}{2(1,15 - 1)}}} \frac{7,5}{\sqrt{3025}}};$$

$$F_{кр} = 91,4 \text{ см}^2.$$

Площадь выходного сечения

$$F_a = F_{кр} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M_{пa}^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{1}{M_{пa}} =$$

$$= 91,4 \left(\frac{1 + \frac{1,15-1}{2} 2,08^2}{\frac{1,15+1}{2}} \right)^{\frac{1,15+1}{2(1,15-1)}} \frac{1}{2,08};$$

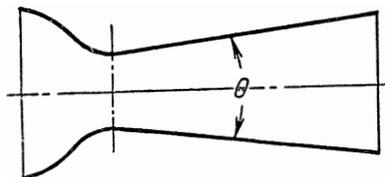
$$F_a = 198 \text{ см}^2.$$

§ 5. Конструктивные элементы реактивного сопла

Форма сужающегося и расширяющегося участков реактивного сопла (фиг. 61) влияет на характер потока, выходящего из сопла, и на величину тяги, получаемой при данном перепаде давлений.

Рассмотрим отдельно влияние сужающегося и расширяющегося участков на характеристики сопла.

При движении газа по первому (сужающемуся) участку канала вследствие кривизны траекторий отдельных частиц газа возникают центробежные силы. Давление от центробежных сил всегда возрастает в направлении от центра кривизны, поэтому в начале первого участка сопла давление вблизи оси сопла будет меньше, чем у его стенок. Вблизи критического сечения наблюдается обратное явление, т. е. давление вблизи стенок будет меньше, чем в центре поперечного сечения сопла. Следовательно, кривизна поверхностей стенок на этом участке определяет поле скоростей и давлений в газовом потоке.



Фиг. 61. Сужающийся и расширяющийся участки сопла.

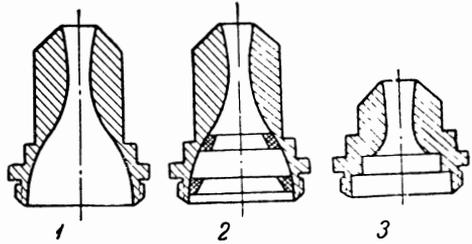
О влиянии первого участка на характеристики сопла в целом можно судить на основании экспериментов, проведенных в ЦАГИ.

Три сопла, спроектированные на один и тот же перепад давлений, имели одинаковые расширяющиеся участки и различные сужающиеся. Форма сопел изображена на фиг. 62. Результаты испытаний приведены в табл. 43.

Спектры потока, выходящего из сопла, оказались одинаковыми для всех трех сопел. Таким образом, форма первой части канала не влияет на характер выходящего потока, но несколько влияет на величину тяги.

Таблица 43

№ сопла	Тяга	
	в кг	в % по отношению к соплу № 1
1	30,3	100
2	29,9	98,7
3	29,8	98,5



Фиг. 62. Формы трех экспериментальных сопел при исследовании влияния входного участка на процесс истечения (опыты ЦАГИ).

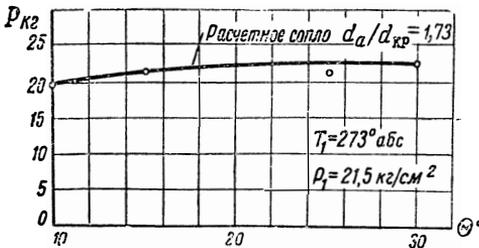
При проектировании ракетных двигателей входной канал очерчивается плавно сопряженными кривыми (например, дугами окружностей), что позволяет уменьшить длину сужающегося участка и упростить механическую обработку стенок. К сожалению, экспериментальная оценка влияния на тягу формы кривых, с помощью которых очерчена сужающаяся часть сопла, отсутствует.

Для расширяющейся части сопла при заданных площадях критического и выходного сечений одним из важных параметров является угол конусности Θ . Чем больше угол Θ , тем при прочих равных условиях короче сопло. Уменьшение длины сопла ведет,

с одной стороны, к уменьшению потерь из-за трения и теплообмена с окружающей средой, но, с другой стороны, в коротких соплах режим истечения будет более неравновесным, чем в длинных. Удаление режима истечения от равновесного уменьшает тягу двигателя.

В ЦАГИ проводились опыты с соплами, у которых угол Θ изменялся от 10 до 30°, а остальные параметры

Фиг. 63. К вопросу о влиянии угла конусности расширяющейся части сопла на его работу.

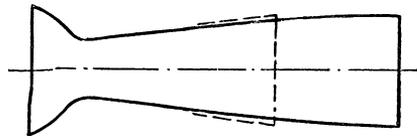


были одинаковыми. В опытах наблюдалось истечение холодного воздуха и потому они совершенно не отражают влияния неравновесности истечения и теплообмена на величину тяги двигателя. Результаты эксперимента представлены на фиг. 63. На основании приведенного графика можно заключить, что при условиях опыта угол конусности сопла в пределах от 20 до 30° практически не влияет на развиваемую тягу. Оптимальное значение угла конусности для сопла ракетного двигателя должно устанавливаться на основании специальных исследований.

Если расширяющаяся часть сопла выполнена в виде усеченного конуса, то на выходе из сопла получается сверхзвуковой поток с неравномерным распределением скоростей по сечению.

Советский ученый проф. Ф. И. Франкль разработал метод графического построения расширяющейся части осесимметричного сопла¹, обеспечивающей получение на выходе равномерного сверхзвукового потока. Контуры сопла, построенного по методу Франкля, изображены на фиг. 64. Здесь же пунктиром нанесены контуры обычного сопла, рассчитанного на те же параметры.

Экспериментальное исследование сопла, спроектированного по методу Франкля, показало, что при истечении из такого сопла тяга получается на 2,5—3,0% больше, чем при истечении из обычного сопла (испытание проводилось при $p_1=3,49 \text{ кг/см}^2$ и $T_1=273^\circ \text{ абс.}$). Следует отметить, что при изменении перепада давлений, срабатываемого в сопле, равномерность поля скоростей на выходе нарушается. Кроме того, переход от обычного сопла к соплу с равномерным сверхзвуковым потоком связан с увеличением длины сопла. Однако возможность увеличения тяги на 2—3% за счет только конструктивных параметров сопла безусловно заслуживает внимания. ЖРД имеет большие расходы горючего и окислителя, и экономия в топливе с избытком окупит лишний вес, связанный с увеличением длины расширяющегося канала. Если в процессе работы двигателя давление p изменяется в широких пределах, то применение сопла, спроектированного по методу Франкля, едва ли будет целесообразно.



Фиг. 64. Контур сопла, спроектированного по методу Франкля (сплошные линии), и обычного конического сопла (пунктир).

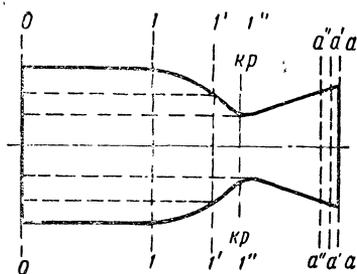
§ 6. Влияние относительных размеров камеры сгорания и сопла на тягу и экономичность двигателя²

Рассмотрим ряд двигателей, у которых критическое сечение и расширяющаяся часть сопла одинаковы, а площадь поперечного сечения камеры сгорания различна. Схемы трех таких двигателей изображены на фиг. 65.

¹ Этот метод является обобщением на случай осесимметричного потока метода Прандтля—Буземана, применяемого для расчета плоскопараллельных течений. Метод Прандтля—Буземана изложен в работе Ф. И. Франкля, С. А. Христиановича, Р. Н. Алексеевой, Основы газовой динамики. Труды ЦАГИ, № 364, 1940 г., метод Франкля — в труде Ф. И. Франкля, Сверхзвуковые течения осевой симметрии. Известия артиллерийской академии РККА, т. VI, 1934 г. Пример расчета сопла по методу Франкля изложен в работе М. С. Кисенко, Сравнительные результаты испытаний нескольких вариантов сопел. Труды ЦАГИ, № 478, 1940 г.

² Этот раздел излагается в основном по М. В. Мельникову.

При изменении площади поперечного сечения камеры сгорания с сохранением площади критического сечения сопла неизменной характеристики двигателя и условия протекания процесса существенно изменяются. Так, с уменьшением диаметра камеры скорость движения газов в ней возрастает, соответственно возрастает и скорость движения газов на входе в реактивное сопло, а следовательно, уменьшается давление газов в конце камеры. Если рассматривать двигатели, у которых перепад давлений между началом камеры сгорания и срезом сопла одинаков, то можно заключить, что с уменьшением диаметра камеры сгорания увеличивается перепад давлений, срабатываемый в камере сгорания, и соответственно



Фиг. 65. Схемы двигателей с одинаковой площадью критического сечения сопла и различной площадью поперечного сечения камеры сгорания.

уменьшается перепад, срабатываемый в реактивном сопле. Поэтому для получения на выходе из сопла того же давления p_a при неизменном угле конусности Θ расширяющейся части сопло надо делать короче.

Величина диаметра камеры сгорания определяет скорость движения газов в ней. Последняя должна быть одинакова со скоростью вступления рабочей смеси в процесс горения и потому не может назначаться произвольно. Рассмотрению связи размеров камеры сгорания и кинетики процессов, происходящих в ней, посвящен специальный раздел. Здесь же мы рассмотрим

связь параметров ЖРД с относительными размерами камеры сгорания и реактивного сопла с газодинамической точки зрения.

Будем считать, что $p_0 = \text{const}$ и $F_{кр} = \text{const}$, а безразмерная площадь $f_1 = \frac{F_1}{F_{кр}}$ изменяется за счет изменения площади поперечного сечения камеры сгорания F_1 . Рассмотрению подвергается идеальная схема двигателя (течение газа без трения, теплообмена и т. д.).

При расчете ЖРД часто принимают давление на входе в реактивное сопло равным давлению в начале камеры. При рассмотрении теплового сопла было показано, что при движении подогретого газа по каналу постоянного сечения происходит не только падение плотности и увеличение скорости, но и падение давления. Поэтому при анализе работы двигателей, имеющих различные значения безразмерной площади f_1 , будем учитывать падение давления и увеличение скорости движения газов на входе в реактивное сопло по сравнению со значениями этих параметров в начале камеры сгорания.

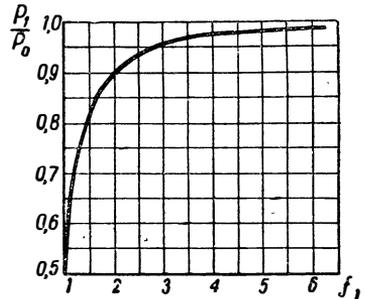
Очевидно, что равенства $p_1 = p_0$ и $w_1 = 0$ возможны только при условии, когда $f_1 = \infty$. При конечных, но больших значениях f_1 из-

менение p_1 по сравнению с p_0 и отличие ω_1 от нуля будут небольшими и ими можно пренебречь. Следует отметить, что учет при расчете уменьшения давления и увеличения скорости, как будет показано ниже, дает при прочих равных условиях величину тяги, меньшую, чем без учета этих обстоятельств. Поэтому, принимая при расчете геометрических размеров реактивного сопла и расхода газов через двигатель по заданной тяге $p_1=p_0$ и $\omega_1=0$, мы допускаем ошибку, которая приводит к тому, что при испытании тяга двигателя будет меньше расчетного значения. Следовательно, важно установить пределы для величины безразмерной площади f_1 , в которых можно пользоваться указанными упрощениями.

По величине теплового потока и начальному значению числа M на основании формул, выведенных при исследовании теплового сопла, можно найти величины ω_1 и p_1/p_0 , а затем по формулам геометрического сопла определить ω_a для каждого значения безразмерной площади $f_1 = \frac{F_1}{F_{кр}}$.

С изменением f_1 скорость истечения изменяется, так как происходит перераспределение общего перепада давлений p_0/p_a между тепловыми и геометрическими соплами¹. Один и тот же перепад давлений, сработанный в тепловом сопле, дает в данном случае меньшее увеличение скорости, чем в геометрическом². Поэтому уменьшение f_1 , ведущее к увеличению доли перепада давления, срабатываемой в камере сгорания, приводит к уменьшению скорости истечения ω_a . График изменения p_1/p_0 по f_1 приведен на фиг. 66³.

Из графика видно, что при $f_1 < 3,5$ разница между давлениями p_1 и p_0 становится больше 3%. При так называемом полутепловом-



Фиг. 66. Зависимость перепада давлений, срабатываемого в камере сгорания, от относительной площади поперечного сечения камеры.

¹ Химическое воздействие на газовый поток не принимается во внимание, так как в химическом и геометрическом соплах давление изменяется по одинаковому закону. Если химическое воздействие не будет учтено, то это почти не отразится на величине ω_a , а следовательно, и на удельной тяге двигателя. Неточность такого заключения состоит в том, что химическое воздействие имеет место не после теплового воздействия, а одновременно с ним.

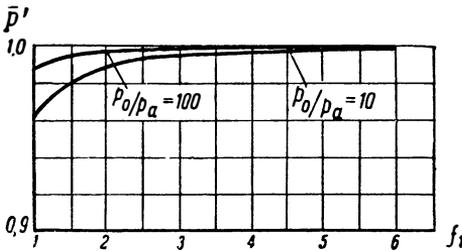
² См. § 11 гл. VII.

³ Графики, изображенные на фиг. 66 — 69 и 71, построены при $k=1,2$;

$$R=30 \text{ кгм/кг град и } \frac{T_z}{T_0}=12.$$

полугеометрическом сопле, когда $f_1=1$, величина $\frac{p_1}{p_0}=0,455$.

Изменение скорости истечения и относительной удельной тяги \bar{P}' в зависимости от f_1 характеризуется графиками, изображенными на фиг. 67. Под величиной \bar{P}' понимается отношение удельной тяги



Фиг. 67. Зависимость относительной удельной тяги двигателя от относительной площади поперечного сечения камеры сгорания.

камеры сгорания при постоянном диаметре критического сечения реактивного сопла ведет к уменьшению скорости истечения, а следовательно, и к уменьшению удельной тяги.

С изменением безразмерной площади не остается постоянным и расход газов через двигатель, несмотря на то, что $F_{кр}=\text{const}$. Секундный расход газов через двигатель определяется выражением

$$G = g \rho_{кр} a_{кр} F_{кр}$$

При изменении f_1 скорость звука в критическом сечении $a_{кр}$, зависящая только от температуры торможения во входном сечении 1—1, будет оставаться постоянной, равной

$$a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} gRT_1^*}$$

Плотность газа в критическом сечении зависит от относительной площади. Ввиду того, что

$$\rho_{кр} = \frac{p_{кр}}{gRT_{кр}}$$

и

$$a_{кр}^2 = kgRT_{кр},$$

¹ Последней точки на графике нет, так как он построен для значений от $\frac{p_1}{p_0}=0,5$ и выше.

² Рассматривается работа двигателя при $p_a=p_h$.

при рассматриваемом значении f_1 к удельной тяге при $f_1=\infty$, т. е. при $p_1=p_0$ и $w_1=0$ ²

$$\bar{P}' = \frac{P'_{f_1}}{P'_{f_1=\infty}} = \frac{(w_a)_{f_1}}{(w_a)_{f_1=\infty}}$$

Графики построены для двух значений перепада давлений

$$\frac{p_0}{p_a}$$

Характер кривых подтверждает вывод, сделанный выше: уменьшение диаметра

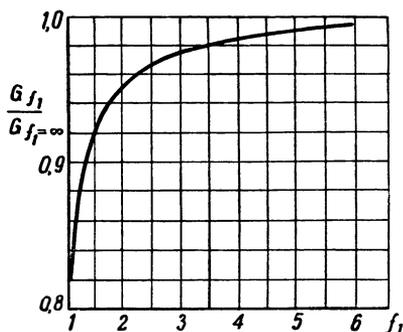
формулу для расхода газа можно переписать так:

$$G = g \frac{p_{кр}}{gRT_{кр}} \frac{kgRT_{кр}}{a_{кр}} F_{кр}$$

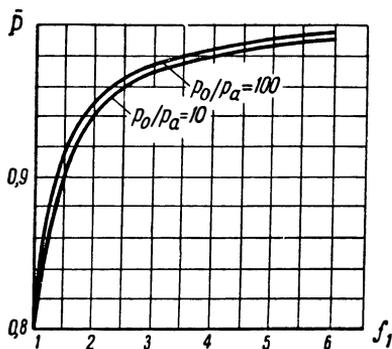
или

$$G = \frac{kg}{a_{кр}} p_{кр} F_{кр}$$

Из этого выражения видно, что секундный весовой расход газов пропорционален давлению в критическом сечении. С уменьшением f_1 увеличивается перепад давлений, срабатываемый в ка-



Фиг. 68. Зависимость относительного весового расхода газов через двигатель от относительной площади поперечного сечения камеры сгорания.



Фиг. 69. Зависимость относительной тяги двигателя от относительной площади поперечного сечения камеры сгорания при $F_{кр} = \text{const}$.

мере сгорания. Следовательно, для получения той же скорости движения газа в критическом сечении $\omega_{кр} = a_{кр}$ при меньшем f_1 потребуется бóльший перепад давлений $\frac{p_0}{p_{кр}}$, т. е. $p_{кр}$ уменьшится.

Таким образом, с уменьшением относительной площади секундный расход газов через двигатель уменьшается¹. Изменение весового секундного расхода газа через двигатель в зависимости от f_1 показано на графике фиг. 68. Этот график может быть построен с помощью формулы (VIII. 1).

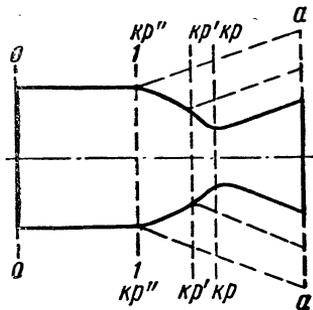
Тяга двигателя, равная произведению удельной тяги на секундный расход газов (рассматривается работа двигателя при $p_\alpha = p_h$), также будет уменьшаться с уменьшением относительной площади f_1 . Изменение относительной тяги двигателя \bar{P} по f_1 изображено на фиг. 69.

¹ Наличие химического воздействия не повлияет на величину $p_{кр}$, а следовательно, и на расход газов.

Относительная тяга двигателя определялась по формуле

$$\bar{P} = \frac{P_{f_1}}{P_{f_1=\infty}} = \frac{P'_{f_1}}{P'_{f_1=\infty}} \frac{G_{f_1}}{G_{f_1=\infty}} = \bar{P}' \frac{G_{f_1}}{G_{f_1=\infty}}.$$

Кривые построены для двух перепадов давлений $\frac{p_0}{p_a}$. Графики позволяют прийти к следующему важному выводу: при расчете двигателя допущения $p_1=p_0$ и $\omega_1=0$ могут быть сделаны только для случаев, когда $f_1 > 3$. При $f_1 < 3$ указанные допущения приведут к ошибке при подсчете тяги больше, чем в 3%¹.



Фиг. 70. Схемы двигателей с одинаковой площадью поперечного сечения камеры сгорания и различной площадью критического сечения сопла.

Рассмотрим теперь другой практически важный случай, когда относительная площадь f_1 изменяется за счет изменения площади критического сечения реактивного сопла при неизменной площади поперечного сечения камеры сгорания. Другими словами, рассмотрим ряд двигателей, которые имеют одну и ту же камеру сгорания и различные реактивные сопла. Возможные схемы таких двигателей изображены на фиг. 70.

Легко показать, что при неизменных размерах камеры сгорания и перепаде давлений, срабатываемом в двигателе, увеличение критического сечения сопла приведет к увеличению расхода газов через двигатель и увеличению тяги. Таким образом, увеличением критического сечения сопла можно форсировать двигатель по тяге.

Проследим за изменением тяги и других параметров двигателя при изменении относительной площади f_1 за счет площади критического сечения реактивного сопла $F_{кр}$ при $p_0 = \text{const}$ и $p_a = \text{const}$.

При изменении f_1 за счет $F_{кр}$ плотность газа в критическом сечении также будет изменяться. Как было показано выше, с уменьшением f_1 до критического сечения будет срабатывать больший перепад давления, а потому плотность газа будет уменьшаться.

Из формулы расхода газов через двигатель

$$G = g \rho_{кр} a_{кр} F_{кр}$$

видно, что с уменьшением f_1 секундный расход должен уменьшаться пропорционально уменьшению $\rho_{кр}$ и возрастет пропорционально $F_{кр}$. Расчеты показывают, что второй фактор оказывает значи-

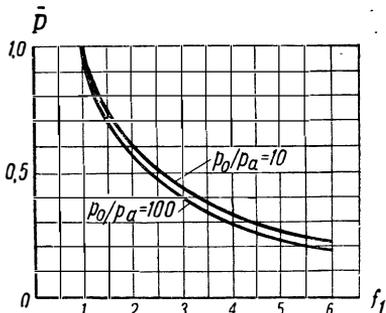
¹ Так как в камере сгорания ЖРД химическое воздействие ускоряет газовый поток, то с учетом последнего, при $f_1=3$ ошибка в подсчете тяги будет несколько больше 3%.

тельно более сильное влияние на расход газов, и поэтому с уменьшением f_1 секундный расход газов через двигатель возрастает.

Выше было показано, что с уменьшением f_1 удельная тяга уменьшается, однако общая тяга в данном случае возрастает, так как секундный расход газов растет более интенсивно, чем уменьшается удельная тяга. Изменение относительной тяги в зависимости от f_1 представлено на фиг. 71, где под относительной тягой понимается величина

$$\bar{P} = \frac{P_{f_1}}{P_{f_1=1}}$$

Из графика видно, что, сохраняя размеры камеры сгорания неизменными и увеличивая $F_{кр}$, можно существенно увеличить тягу двигателя. Этим способом форсирования двигателей пользуются на практике. В табл. 44 приведены характерные величины для первоначального и форсированного вариантов одного из выполненных двигателей. Форсирование было осуществлено путем увеличения диаметра горловины (критического сечения) сопла $d_{кр}$.



Фиг. 71. Зависимость относительной тяги двигателя от относительной площади поперечного сечения камеры сгорания при $F_1 = \text{const}$.

Таблица 44-

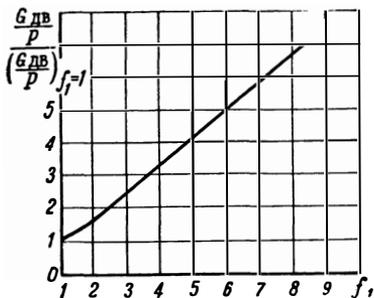
Двигатель	P в кг	p_0 в кг/см ²	P' в кг сек/кг	d_1 в мм	$d_{кр}$ в мм	f_1
Первоначальный вариант	1500	41	172	140	57	6,04
Форсированный вариант	2000	30	186	140	81	2,98

Таким образом, уменьшение f_1 от 6 до 3 за счет увеличения $F_{кр}$ привело к существенному увеличению тяги двигателя¹.

При замене одного сопла другим вес двигателя меняется незначительно, тогда как тяга может существенно измениться. Поэтому при форсировании указанным способом вес двигателя на 1 кг тяги уменьшается. На фиг. 72 приведен график изменения относительного удельного веса по f_1 , построенный в предположении, что при увеличении $F_{кр}$ вес двигателя остается постоянным. Эта приближенная зависимость позволяет сделать заключение о выгоде с точки зрения веса выбора малых значений f_1 . Самым легким оказывается двигатель с $f_1=1$, т. е. двигатель, представляющий собой

¹ Увеличение удельной тяги форсированного двигателя по сравнению с нефорсированным обязано применению для форсированного варианта более калорийного топлива.

полутепловое-полугеометрическое сопло. В камере сгорания такого двигателя увеличивается и теплосодержание и кинетическая энергия газа, причем на выходе из камеры сгорания скорость газа достигает критического значения — скорости звука. Однако брать значения $f_1 < 2$ нерационально, так как при этом существенно уменьшается удельная тяга двигателя (см. фиг. 67), т. е. ухудшается его экономичность. Кроме того, уменьшение f_1 при прочих равных условиях ведет к уменьшению времени пребывания газов в камере сгорания, а следовательно, отражается на полноте сгорания топлива. Поэтому рациональные пределы для безразмерной площади f_1 должны быть установлены также и с учетом кинетики процессов в камере сгорания.



Фиг. 72. Зависимость относительного удельного веса двигателя от относительной площади поперечного сечения камеры сгорания при $F_1 = \text{const}$.

Следует отметить, что характеризующая скоростной режим в камере сгорания безразмерная площадь f_1 однозначно связана с величиной $\frac{G}{F_1}$, которую конструктор выбирает в начале газодинамического расчета двигателя. Из формулы

$$G = \sqrt{\frac{ng}{R} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} F_{кр}$$

делением левой и правой частей равенства на F_1 можно получить

$$\frac{G}{F_1} = \frac{1}{f_1} \sqrt{\frac{ng}{R} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}}. \quad (\text{VIII. 16})$$

Выбрав величину $\frac{G}{F_1}$, можно сделать газодинамический расчет камеры сгорания и определить параметры газа в конце камеры — M_{n1} , p_1 и T_1 . Выбрав затем показатель политропы расширения в реактивном сопле n с помощью формулы (VIII. 16) легко определить и величину f_1 .

Таким образом, величина $\frac{G}{F_1}$ является характеристикой скоростного режима в камере сгорания, который, кроме того, зависит от рабочих компонентов, состава смеси (от коэффициента избытка окислителя), а также от условий протекания процессов сгорания и расширения.

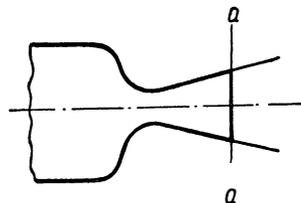
§ 7. Работа реактивного сопла при $p_a \neq p_h$

Когда двигатель работает в расчетных условиях, то давление на срезе реактивного сопла p_a может быть равно давлению окружающей атмосферы p_h или быть отличным от него (величину p_a в расчетных условиях устанавливает конструктор). Но если даже в расчетных условиях $p_a = p_h$, то изменение условий окружающей среды (например, высоты полета) или уменьшение давления в камере сгорания приведет к неравенству давлений p_a и p_h .

Большую часть времени двигатель работает в нерасчетных условиях и поэтому исследование работы реактивного сопла в нерасчетных условиях представляет значительный интерес.

Рассмотрим сначала качественную сторону работы сопла в нерасчетных условиях. Понимая в дальнейшем под работой сопла в расчетных условиях случай, когда $p_a = p_h$, можно выделить две области, соответствующих нерасчетным условиям: работа сопла с перепадом давлений больше расчетного ($p_a > p_h$)¹ и работа с перепадом давлений меньше расчетного ($p_a < p_h$). Первая область относится к работе двигателя на высоте и в полете, если расчетный перепад давлений выдерживается на земле в статических условиях (когда двигатель неподвижен). Вторая область соответствует либо работе двигателя на неполной тяге, когда искусственно уменьшается давление в камере сгорания, либо работе двигателя с увеличенным противодавлением на выхлопе (например, при уменьшении высоты полета) по сравнению с расчетной, вследствие чего условие $p_a = p_h$ нарушается и имеет место $p_h > p_a$.

Когда давление на срезе сопла больше, чем давление окружающей среды, то на выходе из сопла (в сечении $a-a$ на фиг. 73) устанавливается скорость w_a , равная скорости истечения на расчетном режиме, так как число M_a определяется только геометрией сопла, а на остальные параметры газа в сверхзвуковом потоке условия в атмосфере не влияют. Газовая струя после сечения $a-a$ продолжает расширяться, соответственно чему увеличивается скорость газа.



Фиг. 73. Форма струи при неполном расширении газа в реактивном сопле.

¹ Под перепадом давлений понимается перепад давлений в камере сгорания и в атмосфере.

Обозначим через P тягу на расчетном режиме, через P_1 — тягу на нерасчетном режиме. Величина тяги на нерасчетном режиме

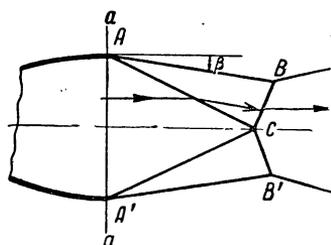
$$P_1 = P + F_a(p_a - p_h).$$

Если бы сопло можно было удлинить настолько, чтобы в выходном сечении установилось давление, равное давлению окружающей среды, то тяга двигателя увеличилась бы на величину ΔP . Расчеты показывают, что

$$\Delta P > F_a(p_a - p_h),$$

т. е. при работе в нерасчетных условиях (при $p_a > p_h$) двигатель развивает всегда меньшую тягу, чем он мог бы развивать при данном перепаде давлений и соответствующей этому перепаду геометрии сопла.

Другая область работы сопла в нерасчетных условиях соответствует случаю, когда давление в выходном сечении сопла меньше



Фиг. 74. Схема преобразования газового потока при $p_a < p_h$ (с помощью системы косых скачков уплотнения).

давления окружающей среды ($p_a < p_h$). В этом случае характер преобразования газового потока усложняется и будет зависеть от соотношения давлений p_a и p_h . Рассмотрим преобразование газового потока при $p_a < p_h$ в плоском геометрическом сопле, где все явления более просты, чем в сопле осесимметричном.

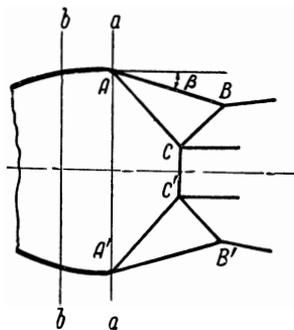
Пусть перепад давлений, срабатываемый в сопле, уменьшается за счет увеличения противодействия. Экспериментальные и теоретические исследования Н. Д. Доброхотова такой схемы истечения позволяют утверждать, что и в этом случае до определенного перепада давлений $\frac{p_h}{p_a}$ в выходном сечении устанавливается расчетная скорость $\omega_{\text{в}}$, соответствующая геометрии сопла.

Если при этом перепад $\frac{p_h}{p_a}$ не очень велик, то преобразование газового потока за соплом будет осуществляться по схеме, изображенной на фиг. 74. Давление p_a , которое меньше p_h , восстанавливается до давления окружающей среды с помощью системы косых скачков уплотнения.

При выходе из сопла газовая струя уменьшает свое поперечное сечение и потому траектории частиц газа будут наклонены к оси потока на угол β . Таким образом, на выходе из сопла газ движется так, как будто он встречает препятствие в виде внутреннего тупого угла и потому возникает косой скачок с плоскостью скачка AC . В части потока, расположенной ниже оси сопла, возникает соответственно косой скачок уплотнения с плоскостью $A'C$.

В точке C плоскости скачков пересекаются. Из условия симметрии потока скорость газа в точке C должна стать снова параллельной оси сопла, т. е. траектории частиц должны снова изменить свое направление на угол β , но теперь уже в другую сторону. Это обстоятельство приводит к возникновению новых косых скачков уплотнения с плоскостями BC и $B'C$, осуществляющих требуемый излом траекторий и вызывающих новое повышение давления.

В зоне, расположенной справа от линии BCB' , частицы газа имеют уже дозвуковую скорость, параллельную оси сопла, а давление газа больше, чем давление в окружающей атмосфере. Поэтому дальнейшее течение газа ничем не отличается от рассмотренного выше случая истечения с избытком давления.



Фиг. 75. Схема преобразования газового потока при $p_a < p_h$ и значительной величине отношения $\frac{p_h}{p_a}$ (с появлением прямого скачка уплотнения).

Увеличение перепада давлений p_h/p_a вызывает увеличение угла β . Когда угол β превысит некоторое предельное значение β_1 , которое зависит от числа M_a , схема преобразования сверхзвукового потока в дозвуковой усложняется и принимает вид, изображенный на фиг. 75. Около оси канала появляется участок с прямым¹ скачком уплотнения (плоскость скачка CC'). Существование таких режимов подтверждается теоретическими и экспериментальными исследованиями.

Дальнейшее увеличение противодавления приведет к тому, что прямой скачок уплотнения установится в сечении $a-a$, а затем будет перемещаться внутрь сопла.

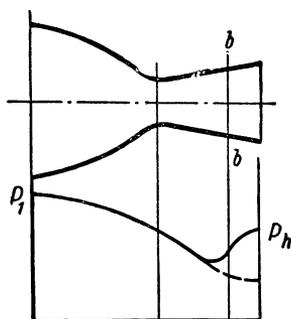
Когда прямой скачок уплотнения устанавливается внутри сопла, то за плоскостью скачка поток в сопле будет дозвуковым. Расши-

¹ В действительности на участке CC' имеет место не прямой скачок, а скачок уплотнения с криволинейной поверхностью.

рение канала вызывает, как известно, торможение дозвукового потока с соответствующим увеличением давления. Характер изменения давления вдоль сопла при наличии прямого скачка уплотнения в сечении $b-b$ внутри сопла изображен на фиг. 76.

В осесимметричном сопле характер преобразования газового потока при $p_a < p_h$ значительно более сложен. Экспериментальные исследования показывают, что для такого случая истечения вблизи оси сопла всегда имеется ядро с дозвуковым потоком, которое возникает в плоском сопле только при $\beta > \beta_1$.

Когда перепад p_h/p_a достигает определенной величины, на срезе сопла устанавливается прямой скачок уплотнения, а при дальнейшем увеличении противодавления скачок входит внутрь сопла. При этом механизм преобразования потока остается таким же, как и для случая плоского сопла.



Фиг. 76. Распределение давления в газовом потоке при возникновении прямого скачка уплотнения внутри сопла.

Рассмотрение схемы преобразования газовых потоков при работе сопла в нерасчетных условиях позволяет сделать заключение о диапазоне режимов, в котором для подсчета тяги может быть использована формула

$$P = \frac{G}{g} w_a + F_a (p_a - p_h).$$

Когда давление окружающей среды меньше давления в выходном сечении ($p_h < p_a$), то ограничения для применения этой формулы нет.

Когда же реактивное сопло работает при противодавлении, т. е. при давлении p_h больше расчетного, или при уменьшенном давлении в камере сгорания, указанная формула может применяться только в определенном интервале давлений p_a .

Обозначим через $p_{a\text{ск}}$ давление в сечении $a-a$, при котором в выходном сечении возникает прямой скачок уплотнения. Когда давление p_a уменьшается от величины p_h до $p_{a\text{ск}}$, на выходе из сопла имеет место сверхзвуковой поток, причем давление и скорость в выходном сечении зависят только от геометрии сопла и условий на входе в сопло. Восстановление давления вытекающего газа до давления окружающей среды осуществляется посредством косых скачков уплотнения. Следовательно, при изменении условий работы сопла до момента возникновения прямого скачка уплотнения в выходном сечении тяга двигателя может рассчитываться по приведенной выше формуле.

Соотношение между давлениями $p_{a\text{ск}}$ и p_h зависит от числа M в выходном сечении и выражается формулой

$$p_{a\text{ск}} = \frac{p_h}{\frac{2k}{k+1} M_a^2 - \frac{k-1}{k+1}}. \quad (\text{VIII. 17})^1$$

В тех случаях, когда скачок уплотнения устанавливается внутри сопла, поток на выходе всегда будет дозвуковым. Газовый поток за скачком будет сильно возмущенным (в пограничном слое) и поэтому возможен отрыв последнего от стенок.

Режимы с наличием прямых скачков уплотнения нерациональны и не допускаются в нормальной эксплуатации двигателя. Такие режимы могут иметь место только при запуске и остановке двигателя.

¹ Формула (VIII. 17) представляет собой обычное соотношение, получаемое в теории прямого скачка уплотнения.

ГЛАВА IX

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЖРД

Рабочий процесс в жидкостно-реактивном двигателе не включает в себя какие-либо принципиально новые физические явления, но обстановка его протекания существенно отличается от рабочих процессов в других двигателях. Так, теплонапряженность камеры сгорания ЖРД составляет величину порядка 10^{10} ккал/м³час, т. е. в тысячи раз превосходит теплонапряженность топок форсированных паровых котлов и в сотни раз — теплонапряженность камер сгорания воздушно-реактивных двигателей. О высокой интенсивности рабочего процесса в ЖРД говорят также значения других параметров: в камере сгорания развивается температура в 3000—4000° абс., на выходе из сопла скорость газа достигает 2000—2500 м/сек, удельный тепловой поток сквозь стенку составляет величину порядка 10^7 ккал/м²час. Поэтому совершенно очевидно, что в настоящей книге физико-химическая сторона рабочего процесса в ЖРД требует детального рассмотрения.

§ 1. Качественная схема рабочего процесса

Рабочий процесс в ЖРД внешне можно разделить на два основных этапа: процесс в камере сгорания — горение и процесс в реактивном сопле — истечение.

Горючее и окислитель поступают в камеру сгорания ЖРД раздельно через форсунки. Начальная стадия рабочего процесса зависит от того, являются ли рабочие компоненты самовоспламеняющимися или несамовоспламеняющимися.

Для наиболее широко распространенных несамовоспламеняющихся компонентов обычно применяют центробежные форсунки, обеспечивающие достаточно тонкий распыл горючего и окислителя. Впрыскивающая аппаратура располагается в камере сгорания так, чтобы обеспечить возможно лучшее перемешивание получающихся капелек топлива; для этой же цели увеличивают число форсунок, подающих горючее и окислитель.

В камере сгорания капельки подогреваются и испаряются, после чего дальнейшие процессы смешения и горения происходят в газовой фазе. Для большей устойчивости процесса горения и получения наибольшей полноты сгорания необходимо добиваться тонкого распыла и хорошего первичного смешения рабочих компонентов.

Для самовоспламеняющихся топлив начальную стадию процесса нужно вести иначе. В этом случае желателен как можно более полный контакт между рабочими компонентами, способствующий выделению тепла, необходимого для испарения и подготовки топлива к сгоранию. Условия наилучшего протекания начальной стадии процесса в этом случае требуют создания возможно большей площади соприкосновения струек топлива. Поэтому впрыскивающее устройство для самореагирующих компонентов выполняется обычно в виде сверлений, обеспечивающих пересечение струек горючего и окислителя вблизи головки двигателя. При таком конструктивном оформлении впрыскивающего устройства распыл и первичное перемешивание компонентов значительно хуже, чем при использовании центробежных форсунок, но для самореагирующих компонентов эти процессы играют хоть и важное, но второстепенное значение.

Таким образом, в начале камеры сгорания получается грубо перемешанная смесь, которая при дальнейшем движении продолжает перемешиваться все более тонко. Параллельно этому процессу идет выгорание полученной в процессе смешения молекулярной смеси, т. е. смеси, в которой частицы горючего и окислителя размельчены до молекул, а сами молекулы равномерно перемешаны и образуют однородную смесь стехиометрического состава.

Процессы смешения и горения различны по своей природе.

Процесс смешения имеет ярко выраженный гидродинамический характер и определяется условиями протекания диффузии и теплообмена.

Процесс горения, т. е. протекание химических реакций, определяется реакционной способностью рабочих компонентов и температурой, при которой происходит процесс.

Такое различие в природе процессов смешения и горения ведет к тому, что интенсивность каждого из них на различных стадиях развития рабочего процесса различна.

В начале камеры сгорания, где температура смеси сравнительно низка, скорости химических реакций незначительны. В течение этого начального периода часть рабочих компонентов полностью перемешивается между собой и образует однородную горючую смесь. Развитие реакций в этой части смеси, которая, повидимому, составляет лишь незначительную долю смеси, приводит к быстрому ее выгоранию. Выделяющееся при сгорании тепло влечет за собой изменение температурного режима — температура всей смеси увеличивается, соответственно возрастает скорость химических реакций. Изменение температурного режима коренным образом меняет характер процесса горения остальной части горючих компонентов.

На последующем этапе скорость суммарного процесса не лимитируется больше скоростью химических реакций. Перемешанные в стехиометрическом отношении компоненты сгорают при высокой

температуре практически мгновенно и поэтому на этой стадии роль химической кинетики исчезающе мала. Наиболее медленно происходящим явлением становится теперь смешение.

Соотношение между скоростями двух основных процессов смешения и горения определяет тип суммарного процесса в камере двигателя. Чем менее совершенно предварительное смешение и чем относительно более высоки скорости химических реакций, тем большую роль в суммарном процессе по времени и по длине камеры сгорания займет область, для которой скорость суммарного процесса определится смешением. Наоборот, чем совершеннее предварительное смешение, тем больше роль химической кинетики.

В ЖРД применяются компоненты, реакции между которыми сопровождаются выделением больших количеств тепла, вследствие чего в камере сгорания господствует высокая температура. Можно предполагать поэтому, что в камере сгорания жидкостно-реактивного двигателя большая часть процесса протекает в таких условиях, при которых скорость всего процесса определяется скоростью перемешивания. В особенности это относится к самовоспламеняющимся компонентам, скорость реакции между которыми весьма высока уже при низких температурах.

Таким образом, в жидкостно-реактивном двигателе время завершения процесса горения (или при заданном объеме камеры сгорания полнота сгорания топлива¹) главным образом определяется скоростью процесса смешения. При прочих равных условиях смешение будет протекать тем интенсивнее, чем мельче отдельные газовые струйки компонентов и больше скорости их движения друг относительно друга. Полнота сгорания компонентов в конечном итоге определится отношением времени пребывания газов в камере сгорания ко времени, необходимому для завершения процесса горения.

Из камеры сгорания газы попадают в реактивное сопло, где часть тепловой энергии, которой они обладают, преобразуется в кинетическую энергию вытекающей струи.

Кроме непосредственного перехода тепловой энергии в кинетическую энергию вытекающей струи, в реактивном сопле идут и другие процессы: догорание компонентов топлива, рекомбинация молекул продуктов сгорания (смещение химического равновесия под влиянием изменения температуры и давления), перераспределение энергии молекулы между степенями свободы (поступательной, вращательной и колебательной), теплообмен и трение.

Перечисленные процессы имеют место и в камере сгорания, но время пребывания газа в камере значительно больше, чем в реактивном сопле, и поэтому можно предположить, что газовая смесь покидает камеру сгорания в химически и энергетически равновесном состоянии.

¹ Имеется в виду полнота сгорания топлива, обусловленная кинетикой рабочего процесса, но не диссоциацией.

Время пребывания газов в реактивном сопле весьма ограничено (из-за большой скорости газов и малой длины сопла) и, повидимому, соизмеримо со временем, необходимым для завершения указанных выше процессов.

Процессы в камере сгорания и реактивном сопле тесно связаны друг с другом. От степени завершенности процесса в камере сгорания зависит доля химической энергии, которая может выделиться в реактивном сопле в результате догорания и рекомбинации. По мере роста скорости движения газов в камере сгорания различие между процессами в камере и сопле все более стирается, так как в скоростной камере сгорания, как и в сопле, часть тепловой энергии преобразуется в кинетическую с соответствующим уменьшением давления.

Рассмотрим более подробно отдельные процессы, из которых состоит суммарный рабочий процесс в жидкостно-реактивном двигателе.

§ 2. Распыл топлива

Распыл топлива является начальной стадией рабочего процесса и представляет собой раздробление вводимого в камеру сгорания топлива на мелкие частицы. Но компоненты топлива должны быть не только раздроблены,— частицы одного компонента должны быть равномерно размещены между частицами другого.

Качество всего процесса распыливания оценивается тонкостью и однородностью распыла, формой факела распыла и его дальностью.

Тонкость распыла характеризуется средним диаметром капелек; чем меньше средний диаметр, тем тоньше распыл. Однородность распыла определяется пределами изменения величины диаметра капелек; чем уже пределы, между которыми располагаются диаметры капелек распыленного топлива, тем больше однородность. Чем более тонким и однородным будет распыл, тем меньшее время займут последующие этапы рабочего процесса.

Форма и дальность факела распыленного топлива должны соответствовать форме камеры сгорания и обеспечивать равномерное распределение компонентов топлива по объему камеры.

Прежде чем установить влияние различных факторов на основные характеристики процесса распыла, рассмотрим кратко основные положения теории распада струи.

Распад струи топлива на мельчайшие частицы представляет собой сложный процесс. До сих пор не установилось единого мнения о механизме превращения струи в мелкие частицы. Наиболее вероятно, что распад струи обусловлен двумя причинами: наличием сил сопротивления среды, в которую впрыскивается топливо, и наличием начальных малых возмущений на поверхности струи, которые распространяются вдоль струи в виде волн. При использовании центробежных форсунок к этим силам добавляются еще центро-

бежные силы, появляющиеся в результате вращательного по отношению к оси струи движения частиц топлива.

Воздействие внешней среды на распад струи зависит от относительной скорости топлива в среде, от плотности среды, от величины и состояния поверхности, на которую эта среда воздействует.

Возмущения на поверхности струи могут быть вызваны неровностью выходной кромки сопла, внешней вибрацией и другими причинами.

Тонкость и однородность распыла зависят от конструктивного оформления впрыскивающих устройств, от давления впрыска, от плотности среды, в которую попадает впрыскиваемое топливо, а также от вязкости и поверхностного натяжения топлива.

Для обеспечения более тонкого распыла несамореагирующих компонентов применяются центробежные форсунки, в которых топливо до поступления в сопло проходит камеру закручивания и приобретает там вращательное движение, способствующее распаду струи после выхода ее из форсунки.

Впрыскивающие устройства для самореагирующих компонентов подают топливо в виде пересекающихся струек или конусов. Распыл при этом получается менее тонкий, но зато достигается хороший контакт компонентов в жидкой фазе.

Одним из главных факторов, определяющих тонкость распыла, является давление впрыска. Чем больше давление впрыска, тем больше скорость струи и тем меньше средний диаметр капелек. Однородность распыла также улучшается с увеличением давления впрыска. Однако при увеличении давления впрыска растут затраты мощности на сжатие топлива, соответственно чему растет затрата топлива на привод насосов. Поэтому перепад давлений на форсунках имеет целесообразный предел. У выполненных двигателей этот перепад имеет величину порядка 5—6 кг/см².

Увеличение плотности среды, в которую впрыскивается топливо, благоприятно влияет на тонкость распыла. Увеличение плотности может быть достигнуто увеличением давления газов в камере, однако при постоянном давлении впрыска увеличение давления в камере сгорания ведет к уменьшению перепада давлений, срабатываемого на форсунках, и соответствующему уменьшению скорости истечения топлива. Поэтому увеличению противодавления будет улучшать распыл только до известных пределов.

Вязкость топлива также отражается на качестве распыла. Чем больше вязкость топлива, тем при прочих равных условиях грубее распыл.

Форма факела распыла и дальнобойность струи определяются теми же факторами, что и тонкость распыла, а также удельным весом топлива.

При увеличении давления впрыска дальнобойность струи сначала увеличивается, а после достижения некоторой определенной величины давления начинает уменьшаться. Это объясняется тем,

что сначала решающее влияние на форму и дальнобойность факела оказывает увеличение скорости вылета частиц топлива из форсунки, а затем — тонкость распыла. С уменьшением размера капель при прочих равных условиях дальность их полета уменьшается. Уменьшение противодавления ведет к увеличению дальнобойности. Капельку топлива с большим удельным весом имеют большую пробивную способность и соответственно позволяют получить большую дальнобойность. Форма факела распыла определяется главным образом конструктивным оформлением впрыскивающих устройств, но зависит также и от дальнобойности.

Процесс распыла представляет собой сложное явление, основные характеристики которого зависят от большого числа факторов. Аналитическое определение основных характеристик этого процесса затруднительно. Поэтому исследования процесса распыла осуществляются экспериментальным путем.

§ 3. Испарение

Сгоранию топлива всегда предшествует его испарение — полное или частичное — в зависимости от условий протекания процесса.

На основании молекулярно-кинетической теории строения вещества процесс испарения можно представить себе в следующем виде.

Отдельные молекулы жидкости имеют различные скорости, и те из них, которые, находясь в поверхностном слое, имеют значительные скорости по направлению, составляющему достаточно большой угол со свободной поверхностью, преодолевают силы притяжения соседних молекул и вылетают из жидкости. Вылетевшие молекулы представляют собой уже молекулы пара, которые или распространяются путем диффузии в окружающей среде, или после соударения с поверхностью жидкости поглощаются последней.

Когда количества вылетающих из жидкости и обратно поглощаемых ей молекул будут одинаковыми, наступает динамическое равновесие между жидкостью и ее парами. При этом плотность пара достигает своего наибольшего значения. Такой пар называют насыщенным. При изменении температуры равновесие между паром и жидкостью нарушается в ту или иную сторону.

Испарение, очевидно, будет тем интенсивнее, чем больше средняя скорость молекул, т. е. чем больше температура жидкости.

При испарении из жидкости вылетают молекулы, обладающие наибольшей скоростью, а потому средняя температура жидкости уменьшается.

Испарение капли жидкости протекает в более благоприятных условиях, чем испарение с плоской или вогнутой поверхности. Молекула, находящаяся на выпуклой поверхности капли, подвержена притяжению со стороны меньшего числа молекул, чем в случае плоской или вогнутой поверхности. Кроме того, молекулы пара, находящиеся над выпуклой поверхностью жидкости, имеют меньшую

вероятность попасть снова в жидкость. Поэтому число молекул, необходимое для насыщения паром пространства над выпуклой поверхностью, должно быть бóльшим, чем над плоской или вогнутой поверхностью. Соответственно будут больше плотность и давление насыщенного пара.

Аналитические расчеты А. С. Ирисова и К. В. Мешкова показывают, что для каждой жидкости при данной температуре можно найти такой радиус капли r , меньше которого капля вообще не может существовать — она сразу превращается в пар. Этот радиус определяется по формуле

$$r = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \frac{2\sigma}{p_s},$$

где $\rho_{\text{п}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ — соответственно плотности пара и жидкости;
 σ — поверхностное натяжение на границе жидкости;
 p_s — упругость насыщенного пара над плоской поверхностью.

Явление испарения значительно усложняется, если капли движутся с некоторой скоростью относительно окружающей ее среды. При обтекании капли воздухом или паром другой жидкости на ее поверхности получается срыв струи и позади капли образуется область застоя. Поэтому с различных частей капли испарение происходит неодинаково. В этом случае скорость испарения определяется не только температурой и давлением среды, упругостью паров испаряющейся жидкости и размерами капли, но и гидродинамическими условиями процесса — скоростью относительного движения, турбулентностью газового потока. Поэтому аналитическое решение такой задачи встречает большие трудности и может быть выполнено только при введении значительного количества упрощающих предпосылок. Экспериментальные исследования кинетики испарения капель в движущемся потоке крайне немногочисленны, и результаты их позволяют рассчитать процесс испарения капли только в ограниченном числе случаев.

§ 4. Диффузия

Перенос вещества может осуществляться как в виде молекулярного процесса (молекулярная диффузия), так и в виде конвективного процесса (конвективная диффузия). Во втором случае вещество переносится в виде частиц или объемов, имеющих значительно бóльшие размеры по сравнению с молекулами.

Процессы переноса вещества подобны процессам переноса тепла. Переносу вещества молекулярной диффузией соответствует передача тепла теплопроводностью, переносу вещества конвективной диффузией — конвективный теплообмен.

Подобие указанных процессов подтверждается одинаковым видом дифференциальных уравнений, описывающих эти процессы.

Передача тепла в неподвижной среде (молекулярная теплопроводность) описывается законом Фурье, согласно которому удельный тепловой поток на единицу поверхности и в единицу времени q пропорционален градиенту температуры

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx},$$

где λ — коэффициент теплопроводности;

$\frac{dT}{dx}$ — градиент температуры.

Диффузия в неподвижной среде (молекулярная диффузия) описывается законом Фика, согласно которому удельный диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации

$$q' = -D \frac{dC}{dx},$$

где D — коэффициент диффузии;

$\frac{dC}{dx}$ — градиент концентрации.

Оценивая удельный диффузионный поток в $кг/м^2сек$, концентрацию — в $кг/м^3$, длину — в $м$, найдем, что коэффициент диффузии имеет размерность $м^2/сек$.

В чистом виде молекулярные процессы теплопроводности и диффузии могут наблюдаться только в твердых телах.

В газах и жидкостях молекулярные процессы теплопроводности и диффузии сопровождаются перемещением частиц вещества (небольших объемов), т. е. дополняются конвективным переносом тепла и вещества. Конвективный перенос может вызываться разностью температур или концентраций (свободная или естественная конвекция) или внешними силами (вынужденная конвекция).

При наличии конвекции законы Фурье и Фика дополняются членами, отражающими перенос тепла и вещества массовым потоком, и имеют вид

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} + c_p \gamma \omega_x T;$$

$$q' = -D \frac{dC}{dx} + \omega_x C,$$

где γ — удельный вес вещества;

c_p — теплоемкость вещества;

C — концентрация вещества;

ω_x — составляющая скорости движения жидкости по оси x .

¹ Рассматриваются процессы переноса только в направлении оси x .

В силу подобия процессов теплопередачи и диффузии¹ теоретические и экспериментальные результаты, полученные при исследовании теплопередачи, могут быть применены к диффузии и наоборот.

Характер конвективного переноса вещества и тепла зависит от гидродинамической обстановки процесса.

В ламинарном потоке передача тепла и вещества происходит посредством молекулярной теплопроводности и диффузии, и только внешние условия меняются вследствие наличия массового потока.

В турбулентном потоке механизм передачи тепла и вещества имеет совершенно иной характер. Перенос осуществляется здесь турбулентными пульсациями — беспорядочным движением малых объемов газа или жидкости. Беспорядочное турбулентное движение газа или жидкости подобно беспорядочному тепловому движению молекул, только при этом перемещаются не отдельные молекулы, а малые объемы газа или жидкости, сохраняющие в течение некоторого времени свою индивидуальность.

Турбулентность потока обычно характеризуется среднеквадратичной скоростью пульсаций и масштабом турбулентности — величиной с размерностью длины.

В гидродинамике применяются два различных метода описания движения жидкости или газа. Первый из них, предложенный Лагранжем, базируется на установлении законов движения индивидуальных частиц. При этом интересуются поведением каждой такой частицы во времени и в пространстве. Пользуясь вторым методом, методом Эйлера, интересуются характеристиками движения в каждой точке пространства в каждый момент времени. При этом движение задается распределением скоростей в пространстве в данный момент времени.

В соответствии с этим различают лагранжев и эйлеров масштаб турбулентности. Лагранжев масштаб турбулентности представляет собой путь, на протяжении которого частица сохраняет свою индивидуальность. Эйлеров масштаб турбулентности есть средний размер такой индивидуальной частицы.

Процессы передачи тепла и вещества при конвективном движении поддаются аналитическому расчету только в небольшом числе простых случаев. Поэтому чаще всего, особенно когда движение имеет турбулентный характер, прибегают к помощи эмпирических коэффициентов.

Удельный тепловой поток выражают через коэффициент теплоотдачи α

$$q = \alpha \Delta T,$$

где ΔT — разность температур.

¹ Кроме подобия процессов теплопередачи и диффузии, существует еще глубокая аналогия между механизмом этих двух процессов и переносом количества движения. Связь между теплопередачей и переносом количества движения рассматривается в § 2 гл. XIII.

Удельный диффузионный поток выражают через константу скорости диффузии β

$$q' = \beta \Delta C,$$

где ΔC — разность концентраций.

Размерность коэффициента теплоотдачи $[\alpha] = \text{ккал/м}^2 \text{час} \cdot \text{град}$.
Размерность константы скорости диффузии $[\beta] = \text{м/сек}$.

С точки зрения размерности константа β соответствует не коэффициенту α , а величине $\frac{\alpha}{c_p \gamma}$. Это объясняется тем, что концентрация определяется просто как количество вещества, содержащееся в единице объема, тогда как температура не равна количеству тепла, содержащемуся в единице объема: это тепло надо еще разделить на величину $c_p \gamma$ — теплоемкость единицы объема.

Расчет диффузионного и теплового потока по приведенным выше формулам не облегчает задачи, так как вся трудность переносится на определение величин коэффициентов β и α .

Для нахождения коэффициента теплопередачи α и константы скорости диффузии β в большинстве случаев приходится пользоваться экспериментальными данными.

Способы обобщения результатов отдельных экспериментов даются теорией подобия, в силу которой всякая реальная закономерность может быть представлена в виде зависимости между безразмерными величинами — критериями подобия. Отмеченная выше аналогия между процессами переноса тепла и вещества позволяет использовать выводы, полученные из анализа явлений теплопередачи, для расчета процессов диффузии.

В теории подобия доказывается, что с использованием коэффициента теплоотдачи α и константы скорости диффузии β можно построить два безразмерных параметра — критерий Нуссельта и критерий Маргулиса¹.

Для явления теплопередачи эти безразмерные параметры записываются так:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad \text{и} \quad \text{Ma} = \frac{\alpha}{c_p \gamma w},$$

где d — линейный размер;

w — линейная скорость потока.

Для процесса диффузии соответственно

$$\text{Nu}_d = \frac{\beta d}{D} \quad \text{и} \quad \text{Ma}_d = \frac{\beta}{w}.$$

¹ Критерием Нуссельта удобно пользоваться для расчета процессов переноса в неподвижной среде и ламинарном потоке, так как в случае молекулярного переноса критерий Нуссельта оказывается постоянной величиной, зависящей от геометрической формы тела. Критерий же Маргулиса, наоборот, стремится к постоянному значению при сильно развитой турбулентности.

На основании теории подобия можно утверждать, что для тел данной геометрической формы критерии Нуссельта и Маргулиса должны быть функциями других безразмерных величин, отражающих физические свойства среды и характер движения газа или жидкости.

Физические свойства среды, в которой осуществляется процесс переноса, характеризуются критерием Прандтля, который для теплопередачи имеет вид

$$Pr = \frac{\nu}{a},$$

а для процесса диффузии

$$Pr_d = \frac{\nu}{D},$$

где a — коэффициент температуропроводности;
 ν — коэффициент кинематической вязкости.

Характер движения газа или жидкости при вынужденной конвекции определяется критерием Рейнольдса¹

$$Re = \frac{w'd}{\nu},$$

который не содержит параметров, характеризующих самый процесс переноса тепла или вещества, а потому одинаково выражает-ся для процессов теплопередачи и диффузии.

В теории теплопередачи имеются формулы, связывающие критерии Nu или Ma с другими критериями и полученные в большинстве случаев экспериментальным путем для систем определенной геометрической формы. Эти формулы могут быть использованы при расчете процессов диффузии, если «тепловые» критерии подобия заменить соответствующими диффузионными критериями.

§ 5. Химические реакции

Химические реакции разделяются на гомогенные, протекающие в объеме (в одной фазе) и гетерогенные, протекающие на поверхности раздела между фазами (реакции с участием нескольких фаз). Под скоростью гомогенной реакции понимают количество вещества, реагирующее в единице объема за единицу времени. Скорость гомогенной реакции можно представить так же, как изменение концентрации вещества в единицу времени, т. е. производной от концентрации по времени.

Скорость гетерогенной реакции не связывается непосредственно с изменением концентрации и определяется как количество

¹ При свободной конвекции характер движения определяется критерием Грасгофа.

вещества, реагирующее на единице поверхности в единицу времени.

Величина скорости гомогенных и гетерогенных реакций определяется температурой и концентрацией веществ, участвующих в реакции.

Если на скорость реакции влияет только концентрация исходных веществ, то реакцию называют простой. На скорость реакции могут оказывать влияние также концентрации конечных или промежуточных продуктов реакции. При наличии такой зависимости реакцию называют сложной.

Зависимость скорости реакции от концентраций выражают обычно степенным законом

$$V = kC_A^{n_A}C_B^{n_B}\dots, \quad (\text{IX. 1})$$

где V — скорость реакции;
 C_A, C_B, \dots — концентрации веществ, участвующих в реакции;
 n_A и n_B — коэффициенты, указывающие порядок реакции;
 k — константа скорости реакции.

Порядок реакции можно оценивать или по одному веществу (показатель степени при значении концентрации данного вещества) или по всем веществам, участвующим в реакции — суммарный порядок реакции, равный сумме всех показателей.

Константа скорости в большой мере зависит от температуры. Эта зависимость дается законом Аррениуса:

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}},$$

где E — энергия активации;
 k_0 — предэкспоненциальный множитель.

В случае сложной реакции в формулу (IX. 1) войдут также и концентрации конечных или, гораздо чаще, — промежуточных продуктов реакции. В большинстве своем реальные химические реакции являющиеся сложными и протекают с образованием активных (т. е. увеличивающих скорость реакции) промежуточных или конечных продуктов. Обычно прямая реакция между исходными веществами требует большой энергии активации, поэтому скорость такой реакции мала. В действительности же реакции идут чаще всего окольными путями, позволяющими обойти этот энергетический барьер в виде высокой энергии активации.

Для того чтобы сложная реакция могла протекать достаточно быстро, нужно чтобы в процессе реакции получались не только стабильные конечные продукты реакции, но и новые молекулы активных промежуточных продуктов. Реакции, в которых имеет место такая регенерация активных промежуточных продуктов, называются цепными. Академик Н. Н. Семенов и другие исследова-

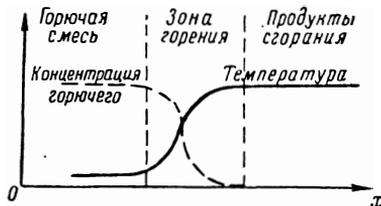
тели установили, что в большинстве случаев реальные гомогенные сложные реакции являются цепными.

В гетерогенных реакциях роль промежуточных продуктов играют обычно молекулы, связанные с поверхностью химическими силами, или, как говорят, химически адсорбированные на поверхности.

§ 6. Кинетическое и диффузионное горение

Если скорость горения определяется скоростью химических реакций окисления, происходящих в пламени, то такое горение называют кинетическим.

В чистом виде кинетическое горение можно наблюдать в газобразной смеси, состоящей из тщательно перемешанных между собой горючего и окислителя. Распространяющееся по такой смеси пламя представляет собой тонкую зону, отделяющую непрореагировавшую смесь от продуктов сгорания реакции. Ширина зоны пламени, а также скорость движения пламени относительно газовой смеси зависят от физических констант компонентов, составляющих смесь. Характер изменения температуры и концентрации горючего в зоне горения представлен на фиг. 77.



Фиг. 77. Изменение температуры и концентрации горючего в зоне пламени при кинетическом горении.

Химическая реакция происходит в смеси, которая уже нагрелась благодаря теплообмену с зоной пламени и за счет диффузии оказалась разбавленной продуктами сгорания. Таким образом, скорость кинетического горения определяется не только скоростью самой реакции, но еще и скоростью передачи тепла из зоны пламени к частицам смеси, вступающим в зону горения.

В тех случаях, когда горючее и окислитель поступают отдельно (в газовой фазе), перемешивание компонентов и химическая реакция протекают последовательно.

Если скорости химических реакций невелики, а горючее и окислитель успевают полностью перемешаться до сгорания, то скорость процесса также будет определяться кинетическими характеристиками смеси и параметрами состояния (температурой, давлением, концентрацией).

Если скорость горения определяется скоростью смешения, скоростью диффузии, то такое горение называют диффузионным.

Теория диффузионного горения достигла особенно большого развития применительно к гетерогенным реакциям, когда место встречи молекул окислителя и горючего фиксировано (например, в виде поверхности горячей частицы угля), а скорость реакции

определяется транспортировкой реагирующего газа к месту реакции и газообразных продуктов реакции от места реакции.

В гомогенных газовых смесях, когда вследствие высоких температур (или других причин) химические реакции протекают практически мгновенно и, следовательно, выгорание лимитируется смешением, имеет место диффузионное горение.

Диффузионное горение в газовой среде может быть макродиффузионным и микродиффузионным. При макродиффузионном горении смешение происходит на границе больших газовых объемов. При микродиффузионном горении горючее и окислитель представляют собой смесь небольших объемов, и смешение компонентов практически происходит во всем газовом объеме (т. е. в каждой точке камеры сгорания).

Если процесс протекает в таких условиях, что скорости химических реакций и скорости смешения соизмеримы, то процесс горения следует отнести к промежуточной области.

Выделяя в сложном процессе горения гомогенной смеси две основные последовательные стадии — смешение и собственно горение, можно в виде первого приближения считать, что полное время сгорания равно сумме времени смешения и протекания химических реакций. Обозначая через τ_r характерный масштаб времени (т. е. характерное время) полного сгорания, через τ_k — масштаб времени протекания химических реакций, через τ_d — масштаб времени смешения, можно записать

$$\tau_r \approx \tau_k + \tau_d.$$

Процесс смешения состоит, в свою очередь, из двух явлений — молекулярного и турбулентного смешения.

Эти явления протекают, в основном, параллельно и поэтому суммарное время τ_d определяется из того условия, что суммарная скорость смешения равна сумме скоростей составляющих процессов

$$\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{\tau_{d, \text{мол}}} + \frac{1}{\tau_{d, \text{турб}}},$$

откуда

$$\tau_d = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{d, \text{мол}}} + \frac{1}{\tau_{d, \text{турб}}}}.$$

Здесь $\tau_{d, \text{мол}}$ и $\tau_{d, \text{турб}}$ — соответственно масштабы времени молекулярного и турбулентного смешения.

Таким образом, в наиболее общем виде время горения

$$\tau_r = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{d, \text{мол}}} + \frac{1}{\tau_{d, \text{турб}}}} + \tau_k.$$

В большинстве практически интересных случаев молекулярная диффузия происходит значительно медленнее турбулентной, а потому скорость процесса перемешивания в конечном итоге определяется скоростью турбулентной диффузии. По этой причине, а также в связи с недостаточностью знаний о подлинном механизме смещения, в особенности для условий горения, взаимоналожения турбулентного и молекулярного процесса не учитывают, полагая $\tau_d \approx \tau_{d \text{ турб.}}$

§ 7. Рабочий процесс в камере сгорания

Гетерогенные реакции в рабочем процессе ЖРД встречаются сравнительно редко. К ним относятся разложение перекиси водорода на твердом катализаторе и горение металло-углеводородных суспензий.

Рассмотрим наиболее распространенный тип рабочего процесса в жидкостно-реактивном двигателе, когда горючее и окислитель подаются в камеру сгорания в тонкораспыленном виде.

Поступающие через форсунки горючее и окислитель предварительно перемешиваются. Капли горючего и окислителя испаряются, перемещаясь при этом в направлении зоны горения. Около поверхности капли образуется слой насыщенного пара, и скорость испарения (при данной температуре) определяется скоростью диффузии этого пара в окружающую среду. В результате теплоподвода из зоны горения температура поверхности капли непрерывно увеличивается. Когда эта температура достигает температуры кипения, упругость насыщенного пара у поверхности капли делается больше внешнего давления. При таких условиях диффузия пара происходит практически мгновенно. Скорость испарения в этом случае определяется подводом тепла из окружающей среды к поверхности капли¹.

Процесс испарения, скорость которого определяется параметрами окружающей среды (температура, давление) и физико-химическими характеристиками топлива, может быть завершен до того, как капля попадет в зону высоких температур. Тогда горение будет происходить в среде, состоящей из мелких объемов пара горючего и окислителя, перемешанных между собой.

Если же до начала горения капля не успеет испариться, то будет иметь место гетерогенная реакция на поверхности отдельных жидких частиц горючего или окислителя в зависимости от того, какой из компонентов более легко испаряется.

По какому из двух путей будет развиваться процесс горения — зависит от применяемых компонентов и конкретной обстановки протекания процесса. В каждом конкретном случае этот вопрос должен решаться на основании сравнения скоростей отдельных,

¹ Г. А. Варшавский считает, что после достижения температуры кипения, скорость испарения будет определяться скоростью диффузии.

параллельно идущих процессов (испарение, теплопередача, химические реакции, диффузия)¹.

В начале камеры сгорания, где вследствие интенсивного испарения температура смеси сравнительно невысока, реакции протекают медленно. С другой стороны, скорость движения газового потока, а следовательно, и интенсивность смешения в начале камеры значительно меньше, чем в остальной части камеры. Это объясняется температурным режимом этого участка камеры, а также тем, что часть топлива на этом участке находится в жидкой фазе, занимая во много раз меньший объем, чем пары.

По указанным причинам в начале камеры сгорания горение будет кинетическим или смешанным.

В остальной части камеры господствует высокая температура, близкая к максимальной температуре горения, благодаря чему химические реакции протекают практически мгновенно, а потому процесс носит характер диффузионного горения.

§ 8. Рабочий процесс в реактивном сопле

Истечение газов из реактивного сопла сопровождается рядом процессов: догоранием, рекомбинацией молекул продуктов сгорания, перераспределением энергии между степенями свободы, теплообменом и трением. Все указанные процессы имеют место и в камере сгорания, разница состоит лишь в условиях их протекания.

Процесс догорания протекает в условиях снижающейся температуры и резко увеличивающейся скорости газового потока. В силу этих причин возрастает роль химической кинетики и уменьшается роль кинетики диффузионной, однако можно предполагать, что процесс горения попрежнему будет лимитироваться смешением. Скорость рекомбинации зависит от вероятности столкновений частиц диссоциированного газа, а последняя, как известно, пропорциональна концентрациям частиц и квадратному корню из температуры. Так, число двойных столкновений частиц a и b определяется выражением:

$$Z = BV \sqrt{\mu RT} C_a C_b,$$

где μR — универсальная газовая постоянная;

C_a и C_b — концентрации частиц в единице объема;

B — константа, зависящая от размера и массы частиц.

Из этого выражения можно заключить, что скорость рекомбинации определяется главным образом начальной температурой, так как, кроме непосредственного влияния на число столкновений, она влияет на концентрацию диссоциированных молекул.

¹ Состояние учения о кинетике указанных процессов не позволяет сколь угодно точно установить действительный механизм процесса горения в ЖРД. Л. А. Вулис считает, что до начала горения компоненты успевают испариться.

Время пребывания газов в сопле во много раз меньше времени пребывания газов в камере. Если в камере сгорания разогрев газа можно считать энергетически равновесным, то при охлаждении газа в реактивном сопле вследствие малого времени пребывания газов в нем энергетическое равновесие нарушается. Колебательная (вибрационная) энергия молекул вследствие малой скорости ее изменения не успевает уменьшаться в соответствии с уменьшением температуры. Таким образом, при расширении газа в сопле в кинетическую энергию переходит меньшее количество тепла, чем могло бы перейти при равновесном расширении, это равносильно по своим результатам теплоотводу.

Описанное явление должно быть ярко выражено у двигателей с малой тягой и менее заметно у двигателей с большой тягой, так как у последних длина сопла имеет значительные размеры.

Кинетику изменения колебательной энергии оценивают с помощью уравнения

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_p},$$

где ε — колебательная энергия в неравновесном состоянии;

ε_0 — колебательная энергия в равновесном состоянии;

τ — текущее время;

τ_p — время, необходимое для восстановления энергетического равновесия (время релаксации).

Параметр τ_p зависит от температуры, давления и природы газа. Теоретические исследования А. П. Ваничева показывают, что величина τ_p изменяется обратно пропорционально давлению и растет с увеличением температуры, причем наиболее интенсивный рост наблюдается в области низких температур.

Для определения величины τ_p необходимо знание экспериментальных констант¹.

Таким образом, кинетика рассмотренных выше процессов, а также учет теплообмена с окружающей средой и трения определяют величину и направление теплового потока в процессе расширения газов в реактивном сопле.

§ 9. Изменение основных параметров газового потока по длине двигателя

Основными параметрами газового потока являются давление, температура и скорость. Изменение этих параметров по длине двигателя обусловлено характером рабочего процесса в двигателе.

На фиг. 78 изображены графики, приближенно характеризующие протекание основных этапов рабочего процесса по длине

¹ В формулу для определения τ_p входят две экспериментальные константы.

камеры сгорания и реактивного сопла. Здесь величина $\frac{G}{G_0}$ 100% представляет собой долю топлива в процентах, участие которой в каком-либо процессе уже завершено.

На участке 0—1 одновременно идут все основные процессы. Процесс распыла на этом участке заканчивается, а прореагировавшая часть компонентов составляет очень небольшую долю. В сечении 2 заканчивается испарение компонентов. Скорость химических реакций еще не особенно велика и она лимитирует скорость процесса горения. На последнем участке камеры сгорания господствуют высокие температуры и потому выгорает все топливо, которое успело перемешаться. Скорость горения на этом участке лимитируется смешением. В реактивном сопле благодаря догоранию и рекомбинации молекул количество прореагировавшей смеси увеличивается.

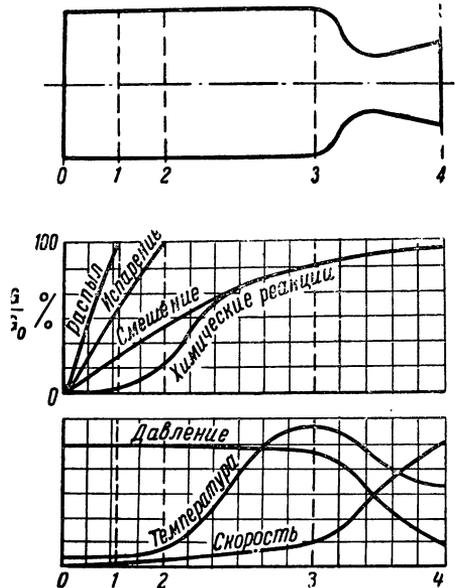
Рабочий процесс, как уже было сказано, определяет изменение параметров газа по длине двигателя.

Давление газа медленно уменьшается в камере сгорания по мере ускорения газового потока под влиянием мощного теплоподвода и резко падает в сопле, где в силу вступает геометрическое воздействие.

Температура газа остается почти постоянной в зоне подготовительных процессов (распыл и испарение), резко возрастает в зоне горения и уменьшается в процессе расширения газа в реактивном сопле.

Скорость газа медленно растет в камере сгорания и резко увеличивается в реактивном сопле.

Такова качественная картина явлений, происходящих в камере сгорания и реактивном сопле двигателя.



Фиг. 78. Протекание основных этапов рабочего процесса по длине камеры сгорания и реактивного сопла.

ГЛАВА X

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА

Качественные и количественные данные о механизме рабочего процесса в камере и реактивном сопле жидкостно-реактивного двигателя дают возможность научно обоснованно подходить к выбору размеров камеры сгорания или при выбранных размерах камеры оценить величину коэффициента полноты сгорания, а также оценить величину показателя политропы расширения газов в реактивном сопле. Знание рабочего процесса оказывается полезным также при назначении коэффициента избытка окислителя, величина которого должна соответствовать оптимальному протеканию процессов горения и истечения.

Расчет кинетики явлений, протекающих в камере сгорания и реактивном сопле, совместно с термодинамическим и газодинамическим расчетами двигателя дают возможность оценить распределение температур и скоростей газового потока, что необходимо для определения основных параметров двигателя (тяги и расход топлива), а также для последующего расчета охлаждения камеры сгорания и реактивного сопла.

Уровень наших знаний в настоящее время не дает возможности правильно и до конца оценить роль отдельных явлений в суммарном процессе и скорость протекания последнего. Имеющиеся в этой области работы являются далеко не исчерпывающими; они построены на исследовании модели явления, в той или иной мере приближающейся к действительности. Однако ценность этих работ состоит в том, что они не только выясняют основные физические особенности процесса, протекающего в ЖРД, но создают основу, последующая разработка которой приведет к созданию метода расчета тех характеристик рабочего процесса ЖРД, которыми в настоящее время приходится задаваться (коэффициент полноты сгорания, показатель политропы расширения, коэффициент избытка окислителя и т. п.).

§ 1. Коэффициент выделения тепла

Под коэффициентом выделения тепла (по смешению) $\xi_{\text{см}}$ будем понимать отношение количества тепла, выделившегося в процессе сгорания 1 кг смеси в камере, к низшей теплотворной способности топлива¹.

¹ Здесь рассматривается коэффициент выделения тепла, учитывающий недогорание топлива из-за недостатка времени для завершения процесса горения, и оставляется в стороне вопрос о недогорании в результате диссоциации.

Для простоты и наглядности изложения коэффициент выделения тепла отнесен к низшей теплотворной способности топлива, а не к его энергосодержанию. Кроме того, все количества тепла обозначены через Q .

Таким образом,

$$\xi_n = \frac{Q_n - Q}{Q_n} = 1 - \frac{Q}{Q_n},$$

где Q_n — низшая теплотворная способность топлива;

Q — запас тепла, не выделившегося вследствие недогорания.

Коэффициент выделения тепла можно выразить также через концентрацию одного из рабочих компонентов.

Обозначим через C_0 начальную концентрацию одного из компонентов, находящегося в недостатке против стехиометрического соотношения (обычно окислителя), а через C — его текущую концентрацию (в кг/кг). Тогда

$$\xi_n = \frac{C_0 - C}{C_0} = 1 - \frac{C}{C_0}. \quad (\text{X. 1})$$

Чтобы установить связь коэффициента выделения тепла с режимными и конструктивными параметрами процесса, наметим две простейшие схемы явления, которые, как будет показано ниже, являются предельными схемами, так что действительный процесс находится между ними.

Если все параметры процесса осреднять по объему, то модель явления получится простейшей; такую схему можно назвать «нуль-размерной»¹. Если же осреднение параметров производить по сечению и считаться с их изменением вдоль газового потока, то мы получим одномерную схему.

Нуль-размерная схема соответствует такому процессу, при котором продукты сгорания полностью перемешиваются со свежей смесью. Одномерная схема отвечает полному отсутствию перемешивания.

Реальный процесс лежит, очевидно, между этими пределами и будет приближаться к одной из этих схем в зависимости от конструктивных особенностей двигателя. При шаровой камере сгорания или при встречном расположении форсунок реальный процесс лежит ближе к нуль-размерной схеме. При цилиндрической камере сгорания с форсунками, подающими топливо по потоку, действительный процесс приближается к одномерной схеме.

Но и для двух предельных схем анализ процесса носит приближенный характер. Объясняется это тем, что современный уровень развития химической кинетики не всегда достаточен даже для построения рациональной схемы и предвычислений для одной изолированной реакции, тогда как в камере сгорания протекает множество простых и сложных реакций. Поэтому скорость реакций оценивается с помощью суммарных эффективных характеристик, правильно отражающих основные тенденции явления и определяемых из эксперимента. Не лучше обстоит дело и с процессом смешения. Поэтому приводимый ниже анализ не имеет целью получить

¹ Ибо в расчет не войдет ни одна пространственная координата.

расчетные формулы; он позволяет лишь выяснить основные физические особенности и тенденции процесса и установить возможный характер влияния отдельных параметров на его протекание. Приближенный анализ процесса горения позволяет не учитывать продолжительности подготовительных процессов (испарение капель).

Рассмотрим нуль-размерную схему процесса.

Скорость горения, выраженная через время пребывания газов в камере τ_n ,

$$V_r = \frac{C_0 - C}{\tau_n} = C_0 \frac{\xi_n}{\tau_n}. \quad (X.2)$$

Величина τ_n может быть определена из выражения

$$\tau_n = \frac{G_k}{G},$$

где G_k — весовое содержание газов в камере;

G — секундный весовой расход газов.

С другой стороны, при кинетическом горении скорость процесса определяется концентрацией, температурой и т. д. Согласно законам химической кинетики величину истинной скорости кинетического горения выразим формулой

$$V_k = kC^n.$$

Примем для эффективной константы скорости выражение закона Аррениуса

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}},$$

где k_0 — константа.

Протекание процесса в условиях нуль-размерной схемы обуславливает постоянство температуры и концентрации. Поэтому скорость горения в камере будет иметь вполне определенное значение, соответствующее температуре горения и конечной концентрации, т. е. будет постоянной величиной

$$V_k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}} C^n.$$

С помощью выражения (X.1) формула для V_k преобразуется к виду

$$V_k = k_0 C_0^n e^{-\frac{E}{RT}} (1 - \xi_n)^n. \quad (X.3)$$

В рассматриваемом нами случае кинетического горения формулы (X.2) и (X.3) выражают одну и ту же скорость процесса, а потому

$$\frac{\xi_n}{\tau_n} = k_0 C_0^{n-1} e^{-\frac{E}{RT}} (1 - \xi_n)^n.$$

Для конкретной задачи это уравнение позволяет получить формулу связи коэффициента выделения тепла с параметрами процесса. Так, для реакции первого порядка ($n=1$)

$$\xi_n = \frac{1}{1 + \frac{e^{\frac{E}{RT}}}{k_0 \tau_p}}, \quad (\text{X. 4})$$

для реакции второго порядка ($n=2$)

$$\xi_n = 1 - \frac{e^{\frac{E}{RT}}}{2k_0 C_0 \tau_p} \left(\sqrt{1 + \frac{4k_0 C_0 \tau_p}{e^{\frac{E}{RT}}} - 1} \right). \quad (\text{X. 4a})$$

Для оценки скорости диффузионного горения введем суммарную характеристику — масштаб времени диффузионного горения τ_d . Будем понимать под τ_d время, необходимое для завершения процесса горения в единице веса или объема смеси при диффузионном горении, т. е. время, необходимое для полного перемешивания компонентов рабочей смеси.

Так как содержание рассматриваемого компонента в камере при нуль-размерной схеме характеризуется величиной C (а не величиной C_0), то скорость диффузионного горения

$$V_d = \frac{C}{\tau_d} = C_0 \frac{1 - \xi_n}{\tau_d}.$$

Сравнивая это выражение с формулой (X. 2), найдем

$$\frac{\xi_n}{\tau_p} = \frac{1 - \xi_n}{\tau_d},$$

откуда

$$\xi_n = \frac{1}{1 + \frac{\tau_d}{\tau_p}}. \quad (\text{X. 5})$$

В общем случае промежуточной области горения

$$V_r = \frac{C}{\tau_k + \tau_d} = C_0 \frac{1 - \xi_n}{\tau_k + \tau_d}.$$

Значение параметра τ_k можно получить с помощью формулы (X. 3). В самом деле, скорость кинетического горения, выраженная через кинетический масштаб времени,

$$V_k = \frac{C}{\tau_k} = C_0 \frac{1 - \xi_n}{\tau_k}.$$

Сравнивая это выражение с формулой (X. 3), легко установить, что

$$\tau_k = \frac{1}{k_0 C_0^{n-1} e^{-\frac{E}{RT}} (1 - \xi_H)^{n-1}}.$$

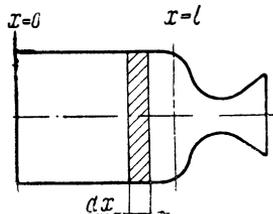
Таким образом, в общем случае промежуточной области горения скорость горения

$$V_r = C_0 \frac{1 - \xi_H}{\frac{E}{RT} + \frac{e}{k_0 C_0^{n-1} (1 - \xi_H)^{n-1}} + \tau_d}.$$

Сопоставляя это выражение с формулой (X. 2), найдем

$$\frac{\xi_H}{\tau_n} = \frac{1 - \xi_H}{\frac{E}{RT} + \frac{e}{k_0 C_0^{n-1} (1 - \xi_H)^{n-1}} + \tau_d}. \quad (\text{X. 6})$$

Из уравнения (X. 6) можно определить коэффициент выделения тепла для реакции любого порядка. Так, например, для реакции первого порядка получим



Фиг. 79. К рассмотрению одномерной схемы процесса горения.

$$\xi_H = \frac{1}{1 + \frac{e}{k_0 \tau_n} + \frac{\tau_d}{\tau_n}}. \quad (\text{X. 7})$$

Рассмотрим теперь од н о р а з м е р н у ю схему процесса.

Выделим элементарный объем камеры, ограниченный двумя плоскостями, которые отстоят друг от друга на элемент длины dx (фиг. 79). На участке dx концентрация рассматриваемого компонента уменьшается на dC , а коэффициент выделения тепла увеличивается на $d\xi_H$. За время пребывания газа в элементарном объеме $d\tau_n$ изменением параметров состояния газа можно пренебречь.

Скорость горения в элементарном объеме, выраженная через время пребывания

$$V_r = -\frac{dC}{d\tau_n} = C_0 \frac{d\xi_H}{d\tau_n}, \quad (\text{X. 8})$$

так как согласно формуле (X. 1)

$$dC = -C_0 d\xi_H.$$

При кинетическом горении скорость процесса будет изменяться по длине камеры, так как изменяются концентрация и параметры

состояния газа. Для элемента объема камеры скорость процесса можно считать постоянной и попрежнему полагать

$$V_k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}} C^n = k_0 C_0^n e^{-\frac{E}{RT}} (1 - \xi_n)^n. \quad (\text{X. 9})$$

В кинетической области горения $V_n = V_k$. Таким образом, сравнение формул (X. 8) и (X. 9) позволяет получить уравнение

$$\frac{d\xi_n}{d\tau_n} = k_0 C_0^{n-1} e^{-\frac{E}{RT}} (1 - \xi_n)^n,$$

откуда

$$\tau_n = \frac{1}{k_0 C_0^{n-1}} \int_0^{\xi_n} \frac{e^{\frac{E}{RT}} d\xi}{1 - \xi_n}. \quad (\text{X. 10})$$

Для вычисления этого интеграла необходимо знать связь между температурой T и коэффициентом ξ_n . Осредняя теплоемкость газов по всей камере и пренебрегая теплообменом газов с окружающей средой, эту связь можно задать в виде

$$T = T_0 + \frac{Q_n}{c_p} \xi_n, \quad (\text{X. 11})$$

где T_0 — начальная температура процесса.

Предположение об отсутствии теплообмена практически достаточно точно отражает протекание процесса горения в камерах сгорания ЖРД вследствие их высокой теплонапряженности.

При диффузионном горении для элемента камеры скорость сгорания

$$V_d = \frac{C}{\tau_d} = C_0 \frac{1 - \xi_n}{\tau_d}.$$

Приравнивая этому выражению скорость процесса, по формуле (X. 8), найдем

$$\frac{d\xi_n}{d\tau_n} = \frac{1 - \xi_n}{\tau_d} \quad (\text{X. 12})$$

или

$$\tau_n = \int_0^{\xi_n} \tau_d \frac{d\xi_n}{1 - \xi_n}. \quad (\text{X. 13})$$

Величина τ_d зависит главным образом от режима движения газа и от степени начального дробления и будет изменять свое значение по длине камеры. Связь τ_d с параметрами процесса может быть выявлена после накопления соответствующих экспери-

ментальных данных. Пока же под τ_d будем понимать суммарную характеристику, отражающую процесс в камере сгорания в целом. В этом случае из уравнения (X. 13) легко получить

$$\xi_n = 1 - e^{-\frac{\tau_n}{\tau_d}}$$

В общем случае для элемента объема камеры можно записать

$$\frac{d\xi_n}{d\tau_n} = \frac{C}{\tau_k + \tau_d} = \frac{C_0(1 - \xi_n)}{\tau_k + \tau_d}$$

Повторив преобразования, сделанные для нуль-размерной схемы, найдем

$$\frac{d\xi_n}{d\tau_n} = \frac{1 - \xi_n}{\frac{E}{RT} e^{\frac{E}{RT}} + \tau_d k_0 C_0^{n-1} (1 - \xi_n)^{n-1}}$$

откуда

$$\tau_n = \frac{1}{k_0 C_0^{n-1}} \int_0^{\xi_n} \frac{e^{\frac{E}{RT}} d\xi_n}{(1 - \xi_n)^n} - \tau_d \ln(1 - \xi_n)$$

Для простейшего случая изотермической реакции первого порядка это выражение примет вид:

$$\tau_n = -\ln(1 - \xi_n) \left(\tau_d + k_0^{-1} e^{\frac{E}{RT}} \right)$$

Так связан коэффициент выделения тепла с параметрами процесса горения.

§ 2. Факторы, влияющие на коэффициент выделения тепла

Анализ предельных схем процесса сгорания дает возможность выявить основные факторы, которые определяют полноту сгорания при кинетическом, диффузионном и смешанном протекании процесса.

Более точные знания законов химической кинетики позволяют представить коэффициент полноты сгорания при кинетическом горении непосредственно как функцию от температуры, констант реакции (начальная концентрация, энергия активации, порядок реакции, константа скорости реакции по столкновениям, газовая постоянная) и времени пребывания газов в камере сгорания. При протекании процесса по одномерной схеме для определения величины коэффициента выделения тепла необходимо знать еще

связь фактора активации $e^{\frac{E}{RT}}$ с текущей концентрацией (или теку-

щим коэффициентом выделения тепла). При этом величины энергии активации, коэффициента, указывающего порядок реакции, и константы скорости реакции по столкновениям надо рассматривать как суммарные параметры, характеризующие протекание реакции между данными рабочими компонентами. Эти параметры подлежат определению из эксперимента и будут различными для каждой пары реагирующих компонентов.

Анализ кинетического горения показывает, что коэффициент выделения тепла для данной пары компонентов будет тем больше, чем выше средняя температура процесса и чем больше время пребывания газов в камере сгорания.

При диффузионном горении коэффициент полноты сгорания определяется величиной масштаба времени диффузионного горения τ_d и временем пребывания τ_p . В настоящее время еще не накоплены экспериментальные данные о скорости диффузии в условиях микродиффузионного горения, когда компоненты раздроблены на небольшие перемешанные между собой объемы. Поэтому при выявлении факторов, влияющих на величину τ_d , приходится ограничиться только общими соображениями.

Будем характеризовать начальное дробление компонентов средней линейной величиной δ^1 отдельных объемов компонентов, получающихся после впрыска. Эта величина будет зависеть от конструкции впрыскивающих устройств.

Процесс последующего смешения будет характеризоваться коэффициентом турбулентной диффузии D с размерностью $m^2/сек$. Тогда из соображений размерности

$$\tau_d = A \frac{\delta^2}{D}, \quad (X. 14)$$

где A — безразмерный коэффициент пропорциональности.

Экспериментально установлено, что

$$\frac{D}{D_v} \approx B \frac{Re}{Re_{кр}},$$

где D_v — коэффициент молекулярной диффузии;

$Re_{кр}$ — критическое число Re ($Re_{кр} \approx 2300$);

B — коэффициент пропорциональности.

Эту формулу можно также переписать в виде

$$D \approx C \frac{D_v \omega_{ср} d}{v}, \quad (X. 15)$$

где $\omega_{ср}$ — средняя скорость движения газов в камере;

d — диаметр камеры;

C — коэффициент.

¹ В первом приближении величину δ можно принять пропорциональной размеру элементарной струйки, выходящей из форсунки.

Отношение $\frac{\nu}{D_\nu}$ есть диффузионный критерий Прандтля (Pr_d). В силу аналогии между процессами теплопередачи и диффузии величина критерия Прандтля для названных процессов должна быть одинаковой. Для газов величина критерия Pr близка к единице, а потому

$$Pr_d = Pr \approx 1.$$

Следовательно, формулу (X.15) можно переписать в виде

$$D \approx C \omega_{cp} d.$$

В соответствии с формулой (X.14)

$$\tau_d \approx k \frac{\delta^2}{\omega_{cp} d}.$$

Таким образом, масштаб времени турбулентного горения тем меньше (следовательно, тем больше коэффициент выделения тепла), чем мельче начальное дробление смеси, чем больше средняя скорость движения газов в камере и диаметр последней. Существенно, что диффузионное время τ_d не зависит от температуры, при которой происходит процесс.

По экспериментальным данным, при обработке которых предполагалось, что горение носит диффузионный характер, величина τ_d равна 4—8 миллисекундам. Следует иметь в виду, что величина τ_d , определенная из эксперимента, скрывает в себе также продолжительность подготовительных процессов, в частности, продолжительность испарения капель горючего и окислителя.

Полнота сгорания при кинетическом, диффузионном и смешанном горении определяется, кроме указанных выше факторов, временем пребывания газов в камере. Для прямоточной камеры (одномерная задача)

$$\tau_{п} = \frac{G_k}{G} = \frac{\gamma_{cp} V_k}{G} = \frac{\gamma_{cp} L_k F_k}{\gamma_{cp} \omega_{cp} F_k} = \frac{L_k}{\omega_{cp}}, \quad ^1 \quad (X.16)$$

где V_k — объем камеры сгорания;

F_k — площадь поперечного сечения камеры;

L_k — длина камеры;

γ_{cp} и ω_{cp} — средние значения удельного веса и скорости газа в камере.

Как и следовало ожидать, время пребывания газов в камере будет тем больше (следовательно, тем больше будет коэффициент выделения тепла), чем длиннее камера и меньше средняя скорость движения газа в ней.

¹ Характер зависимости τ_d от средней скорости движения газов такой же, как и для τ_d . Из этого, однако, нельзя сделать вывода о том, что коэффициент выделения тепла не зависит от ω_{cp} , так как анализ факторов, влияющих на τ_d , выполнен весьма приближенно.

Величина средней скорости газа в камере определяется из уравнения расхода

$$w_{\text{ср}} = \frac{G}{F_k \gamma_{\text{ср}}},$$

где G — секундный расход газа.

Средний удельный вес газов

$$\gamma_{\text{ср}} = \frac{p_{\text{ср}}}{R_{\text{ср}} T_{\text{ср}}}$$

и значит,

$$w_{\text{ср}} = \frac{GR_{\text{ср}}}{F_k p_{\text{ср}}} T_{\text{ср}},$$

откуда следует, что

$$\tau_{\text{п}} \sim \frac{1}{T_{\text{ср}}}. \quad (\text{X. 16a})$$

Следовательно, в соответствии с формулой (X. 16) увеличение средней температуры в камере, зависящей от максимальной температуры сгорания, при прочих равных условиях ведет к уменьшению времени пребывания газов в камере и соответственно к уменьшению коэффициента выделения тепла. Увеличение среднего давления в камере приводит к противоположным результатам.

По экспериментальным данным время пребывания для выполненных камер сгорания равняется 2—6 миллисекундам.

§ 3. Об оптимальном составе горючей смеси ¹

В камере сгорания жидкостно-реактивного двигателя господствует высокая температура, а потому полнота сгорания определяется, главным образом, полнотой смешения. В конце камеры сгорания, где температура достигает наибольшей величины, с достаточной степенью точности можно предположить, что компоненты, перемешанные между собой в стехиометрическом соотношении, полностью выгорают, т. е. можно отождествить сгорание с перемешиванием.

Имеются опытные данные ², косвенно подтверждающие гипотезу об определяющей роли диффузионного горения в камере сгорания ЖРД. То же самое подтверждение можно усмотреть из наблюдений за работой двигателей с самовоспламеняющимися компонентами. Эти наблюдения показывают следующее.

¹ В этом параграфе рассматривается оптимальный состав смеси с точки зрения механизма процесса горения и совершенно оставляется в стороне вопрос о влиянии этого параметра на термическую диссоциацию продуктов сгорания.

² Эти опыты описаны в книге Л. А. Вулиса, Некоторые вопросы теории рабочих процессов жидкостных ракетных двигателей. Изд. БНТ, 1947.

При уменьшении площади критического сечения сопла при неизменных расходе смеси и размерах камеры сгорания давление в камере возрастает. Увеличение давления ведет к увеличению времени пребывания, уменьшению диссоциации продуктов сгорания, увеличению скорости химических реакций и, следовательно, должно было бы вызвать увеличение полноты сгорания и удельной тяги двигателя, которая должна также увеличиться еще и за счет увеличения термического к. п. д. двигателя. Однако в результате эксперимента выяснилось, что увеличение давления в камере сгорания ведет к уменьшению полноты сгорания и удельной тяги двигателя. Уменьшение полноты сгорания можно объяснить только уменьшением средней скорости движения газов в камере и соответствующим увеличением параметра τ_d .

Гипотезу о преобладающей роли диффузионного горения в камере ЖРД подтверждают и следующие отечественные экспериментальные исследования. Двигатель, работающий на азотной кислоте и керосине, испытывался в вариантах с различным числом форсунок, подающих рабочие компоненты. При увеличении числа форсунок должно увеличиваться начальное дробление компонентов, соответственно (пропорционально квадрату линейного размера) должен уменьшаться параметр τ_d и возрастать полнота сгорания. Количественная сторона этого вывода подтверждена указанными экспериментами.

При полном перемешивании смесь стехиометрического состава дает максимальный тепловой эффект. На практике перемешивание компонентов далеко не полное, и условия, отвечающие максимальному эффекту тепловыделения 1 кг смеси, реализуются при наличии избытка одного из компонентов. При этом, чем дальше состав смеси от стехиометрического соотношения, тем легче осуществить перемешивание и получить стехиометрический состав смеси для компонента, находящегося в недостатке.

Но, с другой стороны, чем дальше состав смеси от стехиометрического, тем меньше теплотворная способность 1 кг смеси.

Обозначим через Q количество тепла, приходящееся на 1 кг смеси и выделяющееся при полном сгорании одного из компонентов, находящегося в недостатке, а через Q_0 — тепло, отвечающее сгоранию 1 кг смеси стехиометрического состава.

При $\alpha > 1$ в избытке находится окислитель и все горючее может сгореть. Величина Q определится из балансового уравнения

$$Q_0(1 + x'_0) = Q(1 + x').$$

Из этого уравнения заключаем, что

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1 + x'_0}{1 + x'} = \frac{1 + x'_0}{1 + \alpha x'_0}. \quad (X. 17)$$

Таким образом, при $\alpha > 1$ с увеличением α теплотворная способность смеси уменьшается, так как смесь разбавляется инертной добавкой.

При $\alpha < 1$ часть горючего не обеспечена окислителем и не сгорит, а потому балансовое уравнение будет иметь вид

$$Q_0 \frac{x'}{x'_0} (1 + x'_0) = Q (1 + x'),$$

откуда

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{x'}{x'_0} \frac{1 + x'_0}{1 + x'} = \alpha \frac{1 + x'_0}{1 + \alpha x'_0}. \quad (\text{X.18})$$

Из полученного выражения видно, что при $\alpha < 1$ уменьшение α также ведет к уменьшению теплотворной способности смеси.

Таким образом, удаление от равенства $\alpha = 1$, с одной стороны, ведет к улучшению условий смешения (для компонента, находящегося в недостатке), а значит, к увеличению полноты сгорания смеси, а с другой стороны, к уменьшению теплотворной способности. Естественно заключить, что при отклонении от $\alpha = 1$ как в сторону $\alpha > 1$, так и в сторону $\alpha < 1$ найдутся такие составы смеси, которые будут соответствовать наибольшему тепловыделению 1 кг смеси.

Абсолютные значения этих максимумов различны и зависят как от условий перемешивания, так и от соотношения количеств горючего и окислителя в смеси стехиометрического состава. Изменять α , очевидно, выгоднее за счет того компонента, излишек которого даст меньшую забалластированность смеси, так как тепловой эффект относится к весовой единице смеси. Другими словами, абсолютный максимум будет отвечать полному сгоранию компонента, содержащегося в стехиометрической смеси в большем количестве. Следовательно, при $x'_0 > 1$ абсолютный максимум будет расположен в области недостатка окислителя ($\alpha < 1$), а при $x'_0 < 1$ — в области недостатка горючего ($\alpha > 1$).

Для жидкостно-реактивных двигателей применяются топлива, у которых при стехиометрическом составе количество окислителя значительно больше, чем количество горючего ($x'_0 > 1$), а потому абсолютный максимум удельного тепловыделения имеет место при избытке горючего, т. е. при $\alpha < 1$.

Случай с $x'_0 < 1$ отвечает, например, сжиганию тяжелых металлов в атмосфере кислорода, и в настоящее время практического интереса не представляет.

Будем характеризовать степень смешения компонентов параметром ψ . В условиях диффузионного горения коэффициент полноты сгорания также характеризует собой смешение компонентов, но только взятых в стехиометрическом соотношении.

Таким образом, величина коэффициента выделения тепла заключена в пределах между ψ и 1, т. е.

$$1 \geq \xi_n \geq \psi.$$

Смысл этого условия сводится к тому, что при незавершенном общем перемешивании компонент, находящийся в недостатке, может оказаться лучше перемешанным.

Неравенство $\xi_n < \psi$ исключено, так как оно противоречит смыслу диффузионного горения, при котором смесь стехиометрического состава сгорает мгновенно.

Для смеси стехиометрического состава

$$\xi_n = \psi.$$

Отыскание точной количественной зависимости тепловыделения от коэффициента избытка окислителя в условиях диффузионного горения наталкивается на ряд трудностей. Основная трудность состоит в установлении зависимости величины коэффициента выделения тепла от коэффициента избытка окислителя в условиях неполного смешения при $\alpha \neq 1$.

В связи с трудностью точного решения Л. А. Вулис провел расчет в предположении, что коэффициент выделения тепла связан с α и ψ простой зависимостью

$$\xi_n = \alpha \psi \quad \text{при } \alpha > 1, \quad (\text{X. 19})$$

$$\xi_n = \frac{\psi}{\alpha} \quad \text{при } \alpha < 1. \quad (\text{X. 20})$$

Такое предположение отвечает увеличению коэффициента ξ_n при увеличении избытка одного из компонентов, т. е. при удалении состава смеси от $\alpha = 1$.

Естественно, что расчет, сделанный при столь грубом предположении, имеет чисто иллюстративный характер.

При таком предположении величина ξ_n меняется в пределах от $\xi_n = \psi$ при $\alpha = 1$ до $\xi_n = 1$ при $\alpha = \psi$ или $\alpha = \frac{1}{\psi}$ соответственно в области недостатка или избытка окислителя. Дальнейшее изменение состава смеси (когда имеют место неравенства $\alpha < \psi$ и $\alpha > \frac{1}{\psi}$) на величине коэффициента выделения тепла не отразится, так как последний физически не может быть больше единицы.

Вместе с коэффициентом выделения тепла будет меняться и относительный тепловой эффект. При наличии недогорания

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{Q}{Q_0} \right)_{\xi_n=1} \xi_n.$$

Для $\alpha > 1$ с учетом формул (X.17) и (X.19) найдем

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1+x'_0}{1+\alpha x'_0} \alpha \psi, \quad (X.21)$$

а для $\alpha < 1$ с учетом формул (X.18) и (X.20):

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1+x'_0}{1+\alpha x'_0} \psi. \quad (X.22)$$

Формула (X.21) характеризует изменение относительного теплового эффекта в пределах $1 < \alpha < \frac{1}{\psi}$,

а при $\alpha \geq \frac{1}{\psi}$ вступает в силу формула (X.17), так как коэффициент полноты сгорания в этой области остается равным единице.

Формула (X.22) дает изменение относительного теплового эффекта по α в пределах $1 > \alpha > \psi$, а при $\alpha \leq \psi$ это изменение описывается формулой (X.18).

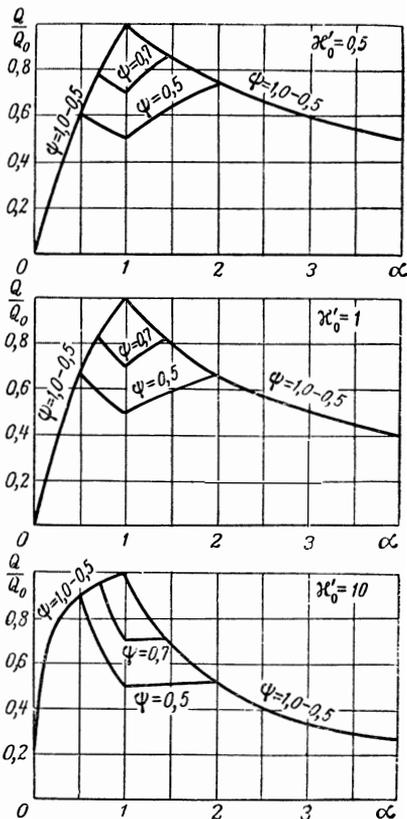
На фиг. 80 показаны зависимости относительного тепловыделения от коэффициента избытка окислителя для разных смесей и степеней смешения.

Графики подтверждают тот факт, что для смесей, применяемых в ЖРД ($x'_0 > 1$) абсолютный максимум находится в области избытка окислителя и определяется величиной x'_0 и степенью смешения ψ .

§ 4. Стационарный режим горения. Механизм воспламенения и потухания

Стационарный режим горения можно определить как режим равновесия между процессом выделения тепла в камере сгорания и процессом выноса этого тепла с потоком газа. Стационарному процессу будет отвечать определенная температура горения T_z , обусловленная, с одной стороны, скоростью процесса горения, с другой стороны, — выносом тепла из камеры с продуктами сгорания.

Для отыскания параметров стационарного режима надо знать зависимости коэффициента выделения тепла от температуры, одна

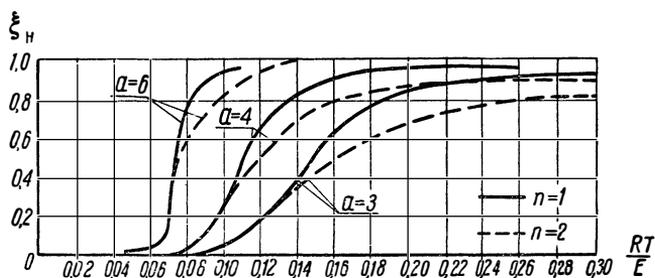


Фиг. 80. Зависимость относительного тепловыделения от коэффициента избытка окислителя.

из которых обусловлена характером протекания процесса горения, другая — выносом тепла из камеры.

Рассмотрим сначала характер изменения коэффициента выделения тепла от температуры для различных режимов горения: кинетического, диффузионного и промежуточного. При рассмотрении этого вопроса ограничимся нуль-размерной схемой, так как исследование одноразмерной схемы значительно более сложно и менее наглядно.

При кинетическом горении для реакций первого и второго порядка связь коэффициента выделения тепла с температурой вы-



Фиг. 81. Зависимость коэффициента выделения тепла по смешению от величины $\frac{RT}{E}$ при кинетическом горении.

$$\text{Величина } \alpha = \lg(k_0 C_0^{n-1} \tau_n).$$

ражается соответственно формулами (X.4) и (X.4a). Соответствующие графики, имеющие вид S-образных кривых, приведены на фиг. 81¹.

Графики показывают, что при одной и той же температуре коэффициент выделения тепла тем больше, чем больше время пребывания τ_n , реакционная способность смеси, характеризуемая величиной k_0 , и начальная концентрация C_0 .

Зависимость коэффициента ξ_H от температуры при диффузионном горении может быть получена из формул (X.5) и (X.16a). Эта зависимость представлена графиками на фиг. 82 (T_0 — начальная температура смеси).

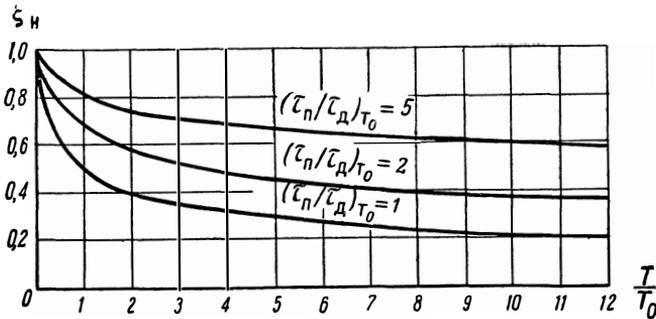
С увеличением температуры коэффициент выделения тепла уменьшается, потому что уменьшается время пребывания газов в камере.

В промежуточной области горения изменение ξ_H по температуре для реакции первого порядка характеризуется выражением (X.7)². Соответствующие графики приведены на фиг. 83.

¹ При расчете кривых не учитывалась зависимость $\tau_n = f(T)$ как более слабая по сравнению с законом экспоненты. Величины энергии активации E и газовой постоянной R принимались постоянными.

² Также с учетом формулы (X.16a).

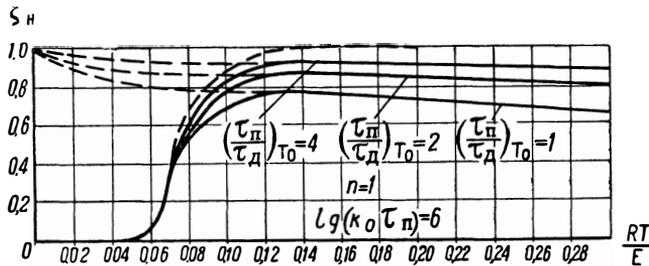
Как видно из фигуры, в общем случае кривые $\xi_n = \xi_n(T)$ следуют вначале кинетическому закону, затем отклоняются в сторону



Фиг. 82. Зависимость коэффициента выделения тепла по смешению от величины $\frac{T}{T_0}$ при диффузионном горении.

более высоких температур и, наконец, сливаются с кривыми диффузионного горения.

Установим теперь связь коэффициента выделения тепла с температурой в камере T_z по балансу тепла.



Фиг. 83. Зависимость коэффициента выделения тепла по смешению от величины $\frac{RT}{E}$ в промежуточной области горения.

Температура горения в камере определяется выражением

$$T_z = T_0 + \xi_n \frac{Q}{c_p},$$

где T_0 — начальная температура смеси;

Q — тепловой эффект весовой единицы смеси¹.

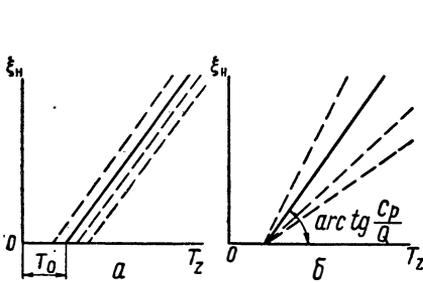
¹ В случае большой скорости движения под T_z следует понимать температуру торможения. Тепловые потери в окружающую среду относительно невелики и потому ими пренебрегаем.

Из этого выражения получается

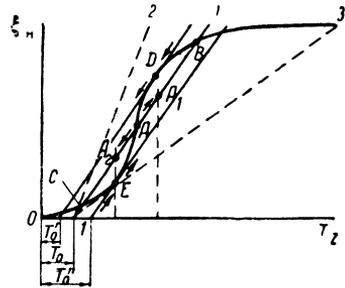
$$\xi_n = \frac{c_p}{Q} (T_z - T_0). \quad (X.23)$$

С температурой T_z газы уходят из камеры сгорания, поэтому уравнение (X.23) устанавливает величину ξ_n , необходимую для того, чтобы уходящие продукты сгорания имели температуру T_z .

Уравнение (X.23) дает линейную зависимость коэффициента ξ_n от T_z , причем положение линии, характеризующей вынос тепла, определяется параметрами смеси (Q и c_p) и начальной температурой



Фиг. 84. Положение линии выноса тепла при изменении начальной температуры смеси (а) и при переходе от одной смеси к другой (б).



Фиг. 85. К вопросу о стационарных режимах при кинетическом горении.

рой T_0 . Для заданной смеси положение линии будет определяться только начальной температурой.

Фиг. 84 показывает, как меняется положение линии выноса тепла при изменении начальной температуры смеси (а) и при переходе от одной смеси к другой (б).

Рассмотрим стационарные режимы при кинетическом горении. В общем случае S-образная кривая выделения тепла может иметь три точки пересечения с линией выноса тепла — точки А, В и С на фиг. 85. Эти три точки будут отвечать условию равновесия между тепловыделением и теплоотводом.

Из трех возможных режимов только два оказываются устойчивыми, а третий, соответствующий точке А, отвечает неустойчивому состоянию.

В самом деле, допустим, что в системе произошло отклонение от равновесного режима в сторону уменьшения выноса тепла (точка A_1), которое вызвало разогрев системы. На участке АВ линия выделения тепла проходит выше линии выноса тепла, а потому разогрев системы будет усиливаться до тех пор, пока точка A_1 не совместится с точкой В, т. е. пока не установится верхний равновесный режим. Аналогично увеличение выноса тепла, самопроизвольно возникнув, приведет к охлаждению системы и установлению

нижнего равновесного режима, характеризуемого точкой C . Таким образом, режим, отвечающий средней точке пересечения, неустойчив и практически нереализуем.

Наоборот, верхний и нижний стационарные режимы будут устойчивы, и отклонение от равенства выделяемого и выносимого тепла при этих режимах автоматически восстанавливается.

Режимы в точках касания кривой тепловыделения и прямой теплоотвода (D и E) односторонне неустойчивы. Режим, отвечающий точке касания в области малых величин ξ_n , устойчив относительно охлаждения и неустойчив к разогреву; наоборот, точка касания в области больших ξ_n отвечает режиму, устойчивому к разогреву и неустойчивому к охлаждению.

Таким образом, только точки B и C отвечают устойчивым стационарным процессам. Нижний стационарный режим соответствует малому разогреву системы и малой величине коэффициента выделения тепла. Это — режим медленного окисления, когда горение отсутствует. Верхний стационарный режим соответствует интенсивному выделению тепла со значительным разогревом системы при высокой полноте сгорания и является действительно рабочим режимом горения в камере.

Выясним влияние различных параметров на характер режима горения.

Если варьировать начальной температурой процесса T_0 (см. фиг. 85), то легко установить, что при $T_0 < T_0'$ может иметь место только стационарный режим медленного окисления, а при $T_0 > T_0''$ — только режим горения. Если постепенно увеличивать T_0 от нуля до T_0'' , то коэффициент выделения тепла будет непрерывно расти в соответствии с участком кривой OE . Дальнейшее бесконечно малое увеличение T_0 приведет к резкому увеличению тепловыделения, т. е. к воспламенению. Таким образом, величина T_0'' определяет критические условия воспламенения.

Если, наоборот, уменьшать начальную температуру от значения ее $T_0 > T_0''$ до $T_0 = T_0'$, то будет наблюдаться непрерывное уменьшение коэффициента ξ_n . Дальнейшее бесконечно малое уменьшение T_0 приведет к резкому уменьшению тепловыделения, т. е. к срыву процесса горения. Следовательно, величина T_0' определяет критические условия потухания.

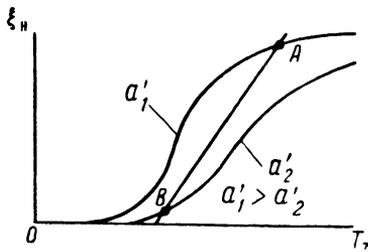
Варьирование величиной $\frac{c_p}{Q}$ (углом наклона линии $1-1$ на фиг. 85), отвечающее работе на смесях с различной калорийностью, при неизменных остальных параметрах процесса показывает, что в предельных случаях при малокалорийных смесях (линия $1-2$ на фиг. 85) имеет место только режим медленного окисления, а при высококалорийных смесях (линия $1-3$) — только режим горения.

Наконец, изменение времени пребывания (τ_n) и параметров, определяющих скорость химической реакции (k_0 , C_0 , n), также от-

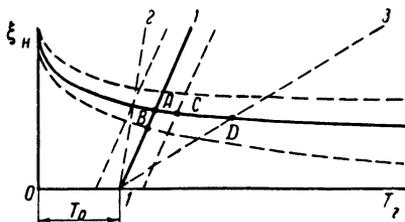
ражается на характере процесса. Из фиг. 86 видно, что при больших значениях величины $a' = k_0 C_0^{n-1} \tau_{п}$ имеет место стационарный режим горения (точка A), при малых — медленное окисление (точка B).

При диффузионном горении, как это видно из фиг. 87, линии тепловыделения и теплоотвода пересекаются в одной точке, отвечающей устойчивому стационарному режиму (точка A).

Коэффициент тепловыделения в этом случае также зависит от параметров рабочего процесса.



Фиг. 86. Стационарные режимы кинетического горения при различных значениях величины $a' = k_0 C_0^{n-1} \tau_{п}$.



Фиг. 87. К вопросу о стационарных режимах при диффузионном горении.

Уменьшение $\frac{\tau_{п}}{\tau_{д}}$ по понятным причинам связано с уменьшением тепловыделения (точка B).

Увеличение T_0 также ведет к уменьшению тепловыделения из-за уменьшения $\tau_{п}$ (точка C)¹.

Переход к более калорийным смесям (линия 1—3) вызывает уменьшение тепловыделения (точка D) в связи с переходом в область более высоких температур и соответствующим уменьшением времени пребывания.

Общий случай процесса горения, кривые тепловыделения для которого представлены на фиг. 83, не требует специального пояснения, так как в каждом конкретном случае режим горения будет определяться законами кинетического или диффузионного горения.

Качественный анализ кривых тепловыделения и теплоотвода приводит к выводу, что процессы воспламенения и потухания (запуск и остановка двигателя) происходят в кинетической (или промежуточной) области. Для стационарного режима горения определяющую роль, повидимому, играет диффузионное горение, при котором линии тепловыделения и теплоотвода имеют только одну общую точку.

¹ В силу принятых ранее допущений (в § 2 настоящей главы) считаем, что величина $\tau_{д}$ от температуры не зависит.

§ 5. Кривые выгорания горючей смеси

Кривые выгорания характеризуют изменение полноты сгорания (коэффициента выделения тепла) и температуры по времени и длине камеры сгорания.

Для нуль-размерной схемы кривая выгорания представляет прямую, параллельную оси абсцисс. Для одномерной схемы, а также для реального промежуточного случая кривые выгорания позволяют судить о распределении температур по длине камеры и, кроме того, помогают установить связь между полнотой сгорания и размерами камеры.

Для одномерной схемы, пренебрегая теплообменом, связь между температурой и полнотой сгорания можно записать в виде

$$T = T_0 + \frac{Q}{c_p \text{ ср}} \xi_n, \quad (\text{X. 24})$$

откуда

$$dT = \frac{Q}{c_p \text{ ср}} d\xi_n.$$

Полученное выражение свидетельствует о подобии изменения температуры и коэффициента выделения тепла, а потому задача сводится к установлению зависимости одного из этих параметров от времени пребывания или от связанной с ним длины, камеры сгорания¹.

Рассмотрим отдельно диффузионное и кинетическое горение для одномерной схемы.

При диффузионном горении

$$\xi_n = 1 - e^{-\frac{\tau_n}{\tau_d}},$$

или

$$\tau_n = -\tau_d \ln(1 - \xi_n).$$

Зависимость $\xi_n = \xi_n(\tau_n)$ для диффузионного горения изображена на фиг. 88 штрих-пунктирной линией.

При кинетическом горении из формулы (X. 10) с учетом выражения (X. 24) для реакции первого порядка будем иметь

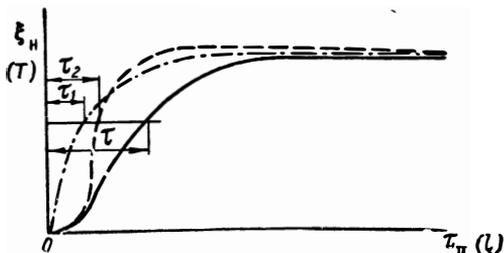
$$\tau_n = \frac{1}{k_0} \int_0^{\xi_n} \frac{e^{\frac{E}{R \left(T_0 + \frac{Q}{c_p \text{ ср}} \xi_n \right)}}}{1 - \xi_n} d\xi_n,$$

¹ См. § 2 настоящей главы.

для реакции второго порядка

$$\tau_{\text{п}} = \frac{1}{k_0 C_0} \int_0^{\xi_{\text{н}}} \frac{\frac{E}{R \left(T_0 + \frac{Q}{C_p \text{ср}} \xi_{\text{н}} \right)}}{1 - \xi_{\text{н}}} d\xi_{\text{н}}$$

Пользуясь этими выражениями, зависимость $\tau_{\text{п}} = \tau_{\text{п}}(\xi_{\text{н}})$ можно построить путем графического интегрирования. Указанная зависимость схематически изображена на фиг. 88 пунктирной линией.



В общем случае, когда процесс горения происходит как совокупность процессов смешения и химических реакций, время процесса можно приближенно определить как сумму времени, необходимого для смешения, и времени, необходимого для протекания реакции.

Фиг. 88. Построение кривой выгорания в случае смешанного типа процесса горения.

Следовательно, для подсчета времени τ , необходимого для получения данной величины коэффициента выделения тепла, можно воспользоваться равенством

$$\tau = \tau_1 + \tau_2,$$

где обозначения τ_1 и τ_2 взяты из фиг. 88.

Таким образом, чтобы построить кривую выгорания для суммарного процесса (сплошная линия), надо предварительно построить такие кривые для чисто диффузионного и чисто кинетического горения.

Для построения первой необходимо знать масштаб времени смешения $\tau_{\text{д}}$, для построения второй — константы k_0 и E , характеризующие реакцию смеси. Все эти величины должны быть установлены из эксперимента.

Зависимость коэффициента $\xi_{\text{н}}$ от длины камеры сгорания может быть определена на основании следующих соображений. Для элемента длины прямоочной камеры можно записать

$$d\tau_{\text{п}} = \frac{dl}{w},$$

или

$$dl = w d\tau_{\text{п}}.$$

Скорость газов зависит от их температуры. Считая процесс в камере изобарическим, найдем

$$\frac{w}{w_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Для скоростных камер сгорания, где процесс горения нельзя считать изобарическим, связь скорости с температурой более сложна; эта связь установлена нами в гл. VII.

Таким образом, скорость газов может считаться известной функцией от температуры, а поэтому описанное выше равенство можно переписать так:

$$dl = w(T) d\tau_n.$$

Для изобарической камеры сгорания при диффузионном горении это уравнение принимает вид

$$dl = \frac{w_0}{T_0} T \frac{\tau_n}{1 - \xi_n} d\xi_n,$$

так как [согласно формуле (X. 12)]

$$d\tau_n = \frac{\tau_n}{1 - \xi_n} d\xi_n.$$

Приняв зависимость температуры от коэффициента полноты сгорания в виде выражения (X. 24), получим

$$dl = \frac{w_0}{T_0} \left(T_0 + \frac{Q}{c_{p\text{ ср}}} \xi_n \right) \frac{\tau_n}{1 - \xi_n} d\xi_n,$$

откуда

$$l = -\frac{w_0}{T_0} \tau_n \left\{ T_0 \ln(1 - \xi_n) + \frac{Q}{c_{p\text{ ср}}} [\xi_n - \ln(1 - \xi_n)] \right\}.$$

Таким образом, установление связи коэффициента выделения тепла с длиной камеры сгорания также не встречает принципиальных затруднений.

§ 6. Показатель политропы расширения в реактивном сопле

Кинетика процессов, сопровождающих расширение газов в реактивном сопле, позволяет определить величину и направление теплового потока в процессе расширения и, следовательно, величину местного и среднего показателей политропы расширения.

Однако уровень наших знаний в области химической и диффузионной кинетики и особенно в области кинетики перераспреде-

ния энергии между степенями свободы не позволяет расчетным путем устанавливать величину показателя политропы расширения n . Поэтому в настоящее время более рациональным представляется описанный в гл. V способ термодинамического расчета показателя политропы для неравновесного и равновесного процессов истечения с последующей экспериментальной проверкой влияния различных факторов на величину n .

Этот путь определения величины показателя политропы расширения оказывается желательным еще и потому, что разница в величине n при равновесном и неравновесном режиме истечения оказывается сравнительно небольшой (см. гл. V).

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЯ

ГЛАВА XI

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ ДВИГАТЕЛЯ

Расчет жидкостно-реактивного двигателя, как и других двигателей, в большой мере связан с выбором значений отдельных параметров рабочего процесса. Этот выбор делается на основании имеющихся опытных данных с учетом назначения и условий эксплуатации проектируемого двигателя.

Трудность расчета состоит в том, что для ЖРД накоплено еще очень мало экспериментальных данных и это усложняет оценку величин выбираемых параметров.

Правда, для некоторых параметров удается расчетным путем установить возможные пределы их изменения для каждого конкретного случая (показатель политропы расширения) или выявить характер их влияния на основные показатели работы двигателя (давление газов в камере сгорания).

И все-таки, на практике правильный выбор параметров для расчета двигателя представляет значительные трудности.

§ 1. Компоненты рабочей смеси

При проектировании жидкостно-реактивного двигателя компоненты рабочей смеси надо выбирать из тех веществ, массовое производство которых технически освоено.

Одним из основных параметров, характеризующих ту или иную пару компонентов, является экономичность, которой будет обладать двигатель, работающий на этих компонентах. Экономичность работы двигателя оценивается удельной тягой в *кг сек/кг* или в *кг сек/л*. Весовая и объемная удельные тяги являются важнейшими характеристиками топлива, причем в зависимости от назначения двигателя наиболее важной может оказаться первая или вторая из них.

На фиг. 31 и 32 (§ 7 гл. III) изображено изменение весовой и объемной удельной тяги двигателя по давлению в камере сгорания для различных пар компонентов. Графики показывают, что из технически доступных компонентов наибольшую весовую удельную тягу дают бензин и этиловый спирт в паре с кислородом. Соответственно наибольшую объемную удельную тягу дают пары: бензин—перекись водорода, этиловый спирт — перекись водорода и керосин — азотная кислота.

Для самолетных силовых установок наиболее важной является весовая удельная тяга, так как размеры самолета не обусловлены величиной баков. Для двигателя, используемого в качестве силовой установки снаряда, размер баков определяет размеры снаряда, а следовательно, и сопротивление его движению, а потому наиболее важной характеристикой такого ЖРД может оказаться объемная удельная тяга.

Пары компонентов, отвечающие требованию экономичности, могут оказаться непригодными из-за несоответствия каким-либо другим требованиям, предъявляемым к топливам для ЖРД. Наиболее важное из них — возможность использования топлива или одного из его компонентов для охлаждения камеры сгорания и реактивного сопла двигателя. Рабочий компонент тем ценнее для охлаждения, чем выше температура его кипения и чем больше его теплоемкость. По этим соображениям для охлаждения трудно использовать жидкий кислород.

Пары компонентов могут быть несамовоспламеняющимися, и тогда для запуска двигателя необходимо иметь специальную систему зажигания и самовоспламеняющимися, когда необходимость в системе зажигания отпадает. Те и другие топлива имеют свои достоинства и недостатки.

Применение несамовоспламеняющихся компонентов усложняет систему запуска двигателя и делает двигатель взрывоопасным. Взрыв камеры сгорания может произойти после непроизвольного потухания пламени и накопления рабочих компонентов в камере в значительном количестве или в случае неисправности системы зажигания во время запуска. С другой стороны, применение несамовоспламеняющихся компонентов удобно для эксплуатации (в смысле хранения топлива, заправки баков и т. д.), а также весьма повышает пожарную безопасность двигателя.

Применение самовоспламеняющихся компонентов уменьшает взрывоопасность двигателя (так как исключается возможность взрыва из-за неисправности зажигания) и упрощает систему запуска. Кроме того, для завершения процесса сгорания таких топлив требуется меньше время, поэтому камеры сгорания таких двигателей имеют меньшие размеры и вес на единицу тяги. Но применение таких топлив связано с повышенной пожароопасностью, так как подтекания в топливной системе, повреждения баков и тому подобные неисправности неизбежно ведут к пожару.

Те и другие пары компонентов находят себе применение, но при работе на несамовоспламеняющихся компонентах система запуска и управления двигателем более сложна.

При выборе рабочих компонентов надо учитывать также и другие характеристики их — стабильность, ядовитость, агрессивность к металлам, температуру застывания и другие свойства, которые являются второстепенными, но иногда могут сыграть решающую роль.

Например, одним из требований, предъявляемых к стартовому

ускорителю, является возможность длительного хранения в снаряженном состоянии. С этой точки зрения жидкий кислород является нежелательным компонентом для такого двигателя, так как интенсивное испарение кислорода в баках не позволит хранить ускоритель в снаряженном состоянии сколько-нибудь длительное время.

В каждом конкретном случае выбор пары рабочих компонентов необходимо связывать с назначением двигателя.

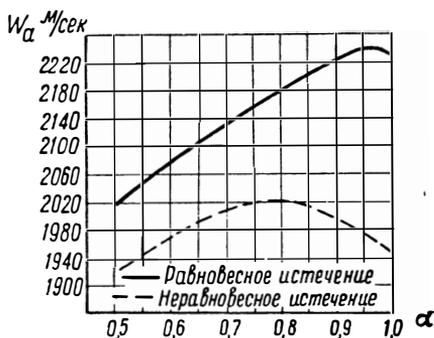
§ 2. Коэффициент избытка окислителя

Опытным путем установлено, что наибольшая удельная тяга жидкостно-реактивного двигателя получается при прочих равных условиях в том случае, когда двигатель работает на смеси с недостатком окислителя. Это обстоятельство объясняется двумя причинами.

Во-первых, процесс горения в ЖРД протекает в области высоких температур при наличии значительной диссоциации продуктов сгорания, а потому наибольшая скорость истечения и, следовательно, удельная тяга двигателя получаются при наличии недостатка окислителя, так как разбавление рабочей смеси горючим понижает температуру смеси, уменьшает диссоциацию и увеличивает тепловыделение. Но при этом остается горючее, не обеспеченное окислителем. Поэтому уменьшение α имеет рациональные пределы.

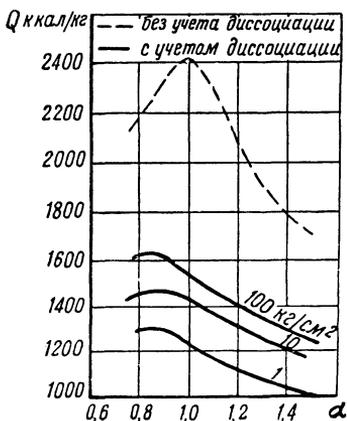
Во-вторых, удельная тяга двигателя зависит от полноты сгорания топлива в камере, которая, кроме диссоциации, определяется еще и полнотой перемешивания рабочих компонентов. Оптимальные же условия смешения будут иметь место также при недостатке окислителя. Рассмотрим эти положения более подробно.

Характер зависимости скорости истечения газов, а следовательно, и удельной тяги от коэффициента избытка окислителя для равновесного и неравновесного истечения, полученный расчетным путем, представлен на фиг. 89 (графики рассчитаны для топлива керосин + 96 %-ная азотная кислота). Из графиков видно, что максимум удельной тяги получается при $\alpha < 1$, причем при равновесном истечении оптимальное значение $\alpha \approx 0,95$, а при неравновесном — $\alpha \approx 0,8$, т. е. чем ближе режим истечения к неравновесному, тем при большем недостатке окислителя получается оптимальный режим горения.



Фиг. 89. Зависимость скорости истечения от коэффициента избытка окислителя при равновесном и неравновесном истечении.

Степень неравновесности процесса истечения зависит от кинетики протекающих в сопле процессов и времени пребывания газов в реактивном сопле. Время пребывания определяется длиной сопла, которая в свою очередь зависит от угла конусности расширяющейся части и давления газов в камере сгорания. Давление газов в камере сгорания влияет также и на кинетику происходящих в сопле процессов и, в конечном итоге, на степень неравновесности процесса истечения. Кроме того, давление газов в камере сгорания оказывает еще и непосредственное влияние на величину и положение максимума удельной тяги. На фиг. 90 изображены графики изменения удельного тепловыделения в зависимости от α для смеси кислорода с углеводородом. Из графиков видно, что максимальное удельное тепловыделение получается при $\alpha < 1$ и зависит от величины давления газов в камере. Увеличение удельного тепловыделения с переходом на большие давления в камере сгорания объясняется тем, что увеличение давления ведет к уменьшению диссоциации.



Фиг. 90. Зависимость удельного тепловыделения от коэффициента избытка окислителя при различном давлении в камере сгорания.

На величину и положение максимума удельной тяги влияет также величина коэффициента выделения тепла ξ_n , которую необходимо учитывать при расчете процессов сгорания и истечения. Увеличение ξ_n при прочих равных условиях ведет к увеличению разогрева смеси и к усилению диссоциации.

В § 3 гл. X было показано, что полнота сгорания топлива без учета диссоциации, обусловленная полнотой перемешивания рабочих компонентов, также зависит от состава смеси. Так как для компонента, находящегося в недостатке, тем легче получить смесь стехиометрического состава, чем больше избыток другого компонента, то максимальное тепловыделение с единицы веса смеси получается при $\alpha \neq 1$. Из фиг. 80 видно, что для топлив, применяемых в ЖРД ($\alpha'_0 > 1$), наибольший эффект тепловыделения получается при $\alpha < 1$, т. е. при недостатке окислителя. Таким образом, и из условий смешения оптимальный режим горения будет иметь место при недостатке окислителя.

В § 3 гл. X было показано, что полнота сгорания топлива без учета диссоциации, обусловленная полнотой перемешивания рабочих компонентов, также зависит от состава смеси. Так как для компонента, находящегося в недостатке, тем легче получить смесь стехиометрического состава, чем больше избыток другого компонента, то максимальное тепловыделение с единицы веса смеси получается при $\alpha \neq 1$. Из фиг. 80 видно, что для топлив, применяемых в ЖРД ($\alpha'_0 > 1$), наибольший эффект тепловыделения получается при $\alpha < 1$, т. е. при недостатке окислителя. Таким образом, и из условий смешения оптимальный режим горения будет иметь место при недостатке окислителя.

Обозначим через α_1 и α_2 оптимальные значения α соответственно по условиям смешения и диссоциации и через α^* — оптимальное значение α с учетом диссоциации и смешения.

Если $\alpha_1 = \alpha_2$, то очевидно, что оптимальное значение α с учетом смешения и диссоциации будет совпадать с величиной α_1 и α_2

$$\alpha^* = \alpha_1 = \alpha_2.$$

Если же $\alpha_1 \neq \alpha_2$, то значение $\alpha = \alpha^*$ будет находиться между значениями $\alpha = \alpha_1$ и $\alpha = \alpha_2$.

Расчет значений оптимальной величины коэффициента избытка окислителя из условий смешения встречается в настоящее время непреодолимые трудности. Более исследованным является вопрос о горении и истечении в условиях диссоциации, но и здесь оптимальное значение α можно определить только для предельных режимов — равновесного и неравновесного истечения. Расчет истинного процесса истечения возможен только при знании кинетики рекомбинации, догорания и других процессов, происходящих в сопле, и в настоящее время невозможен.

По этим причинам в настоящее время выбор величины коэффициента избытка окислителя основывается на опытных данных. Для некоторых выполненных двигателей величина α дана в приложении IV. Коэффициент избытка окислителя, принятый в выполненных ЖРД, колеблется в пределах 0,6—1,0, причем меньшие величины α относятся к двигателям, работающим на керосине и азотной кислоте.

§ 3. Давление газов в камере сгорания

Увеличение давления газов в камере сгорания p_z имеет и положительные и отрицательные стороны.

Прежде всего, увеличение давления p_z ведет к увеличению термического к. п. д. двигателя, а следовательно, благотворно влияет на его экономичность. На фиг. 12 (глава II) изображен график зависимости η_t от p_z , из которого видно, что интенсивный рост η_t наблюдается только до $\frac{p_z}{p_a} \approx 50$, а особенно интенсивный — до

$$\frac{p_z}{p_a} = 20-25.$$

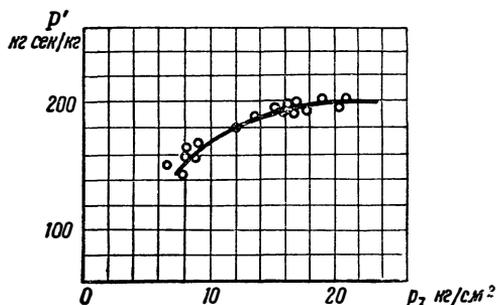
Далее, увеличение давления газов в камере сгорания отражается на полноте выделения тепла. С увеличением давления p_z уменьшается диссоциация продуктов сгорания, несколько увеличивается скорость протекания химических реакций, но изменяются также и условия смешения. Если увеличивать давление в камере, не изменяя ее размеров (т. е. уменьшением критического сечения сопла), то, как показывают опыты¹, полнота сгорания понизится, хотя время пребывания газов в камере сгорания увеличится, а диссоциация уменьшится. Таким образом, взаимоналожение указанных факторов при неизменном объеме камеры сгорания приводит к

¹ См. § 3 гл. X.

уменьшению коэффициента выделения тепла, а следовательно, и к уменьшению относительного к. п. д. двигателя. В этом случае удельная тяга будет расти с увеличением давления менее интенсивно, чем термический к. п. д.

В общем случае влияние давления в камере на полноту сгорания надо связывать с размерами и формой камеры сгорания.

В конечном итоге увеличение давления в камере всегда ведет к более или менее интенсивному увеличению удельной тяги двигателя. На фиг. 91 представлен экспериментальный график изменения удельной тяги по давлению p_z , полученный для двигателя, работающего на азотной кислоте и керосине. К снижению удельной тяги двигателя на малых давлениях приводит также работа реактивного сопла в нерасчетных условиях.



Фиг. 91. Экспериментальный график зависимости удельной тяги от давления газов в камере сгорания.

С другой стороны, увеличение давления в камере сгорания сопровождается и некоторыми отрицательными явлениями: увеличиваются габариты двигателя за счет большей длины сопла, увеличивается вес двигателя вследствие требования большей прочности камеры сгорания и деталей топливopодводящей системы.

Поэтому увеличение давления газов в камере сгорания имеет рациональный предел. Значения давления газов в камере сгорания для выполненных двигателей приведены в приложении IV. На режимах максимальной тяги величина p_z колеблется в пределах 15—40 кг/см². Наиболее распространенные значения $p_z=20-25$ кг/см².

§ 4. Удельная производительность камеры сгорания

Одной из основных характеристик камеры сгорания является удельная производительность ее; под удельной производительностью камеры сгорания понимается количество рабочей смеси или тепла, проходящее в час через 1 м² поперечного сечения камеры. Таким образом, весовая удельная производительность

$$u_c = \frac{G}{F_1} 3600 \text{ кг/м}^2 \text{ час},$$

тепловая удельная производительность

$$u_\tau = \frac{GH_u}{F_1} 3600 \text{ ккал/м}^2 \text{ час}.$$

Удельная производительность камеры сгорания определяет степень форсирования процесса сгорания и скорость вступления в процесс сгорания образующейся горючей смеси.

Величина u_{τ} (или u_c) определяется динамикой процесса горения, но повышение ее ограничивается возможностью возникновения теплового кризиса, так как при $F_1 = \text{const}$ увеличение удельной производительности связано с возрастанием начальной скорости смеси и может привести в конце камеры к скорости, близкой к звуковой.

Камеры сгорания ЖРД представляют собой топки с наибольшими значениями тепловой удельной производительности.

Возможность дальнейшего форсирования процесса по удельной производительности можно оценить по величине числа M во входном сечении камеры сгорания $c-c$ (см. фиг. 57).

Так как скорость подогреваемого газа в цилиндрической трубе не может превысить местной скорости звука, то при $M_z = 1$ величина числа M во входном сечении будет иметь предельное значение $M_{c \text{ пред.}}$. Связь между M_c , M_z и подогревом газа выражается уравнением (VII. 17а):

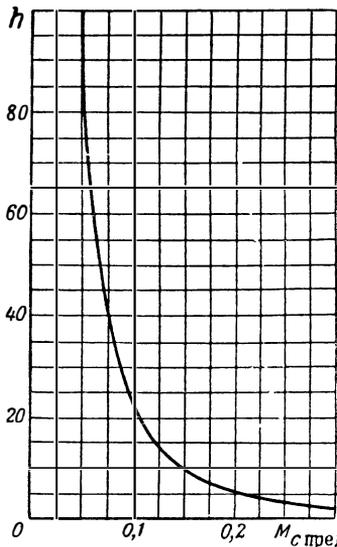
$$\frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_c^*} = \left(\frac{1 + k M_c^2}{1 + k M_z^2} \right)^2 \frac{M_z^2}{M_c^2} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_z^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_c^2} - 1.$$

Обозначая относительный подогрев $\frac{Q}{c_{p \text{ ср}} T_c^*}$ через h и полагая $M_z = 1$, установим зависимость величины $M_{c \text{ пред.}}$ от подогрева h в следующем виде:

$$M_{c \text{ пред.}}^4 [k^2 - (1+h)(k^2-1)] + 2M_{c \text{ пред.}}^2 [k - (1+h)(1+k)] + 1 = 0.$$

Эта зависимость для $k=1,2$ представлена на фиг. 92.

Отношение $\frac{M_c}{M_{c \text{ пред.}}} = \varphi$ характеризует степень форсирования камеры сгорания. При малом значении φ камера располагает возможностями дальнейшего ее форсирования; если же φ близко к единице, то форсирование камеры невозможно.



Фиг. 92. Зависимость относительного подогрева h от величины $M_{c \text{ пред.}}$.

Выполненные ЖРД имеют следующие значения тепловой удельной производительности:

двигатели, работающие на керосине и азотной кислоте —

$$u_t = (0,25 - 0,75) \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^2\text{час},$$

двигатели, работающие на спирте и кислороде —

$$u_t = (1,0 - 1,7) \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^2\text{час}.$$

Ориентировочные подсчеты для спирто-кислородной топки дают при указанных значениях u_t значение $M_{\sigma \text{ пред}} = 0,2 - 0,3$, что указывает на возможность дальнейшего повышения удельной производительности, т. е. конструирования так называемых «скоростных» камер сгорания.

Из формулы (VIII. 16) видно, что отношение $\frac{G}{F_1}$ и пропорциональная ему удельная производительность камеры сгорания обратно пропорциональны величине $f_1 = \frac{F_1}{F_{\text{кр}}}$. Следовательно, удельная производительность является скоростной характеристикой камеры сгорания. Увеличение скорости газов способствует их лучшему перемешиванию и повышает полноту сгорания (глава X); скоростные камеры сгорания имеют меньший удельный вес. Но, с другой стороны, с увеличением скорости газов возрастает роль камеры сгорания как теплового сопла, что ведет к уменьшению скорости истечения из сопла при том же общем перепаде давления $\frac{p_0}{p_a}$; кроме того, увеличение скорости потока может привести к срыву пламени и нарушению устойчивости горения.

§ 5. Параметры газа в начале камеры сгорания

При значениях $f_1 > 3$ ($f_1 = \frac{F_1}{F_{\text{кр}}}$) влияние газодинамических факторов на процессы, происходящие в камере сгорания, невелико, и расчет реактивного сопла можно вести, принимая за параметры газа перед соплом данные, полученные из термодинамического расчета; в этом случае давление газов перед входом в сопло $p_z = p_0$, а температура газов равняется T_z .

При значениях $f_1 < 3$ влияние газодинамических факторов настолько значительно, что пользоваться данными только термодинамического расчета процесса горения уже нельзя, так как это вносит в расчеты истечения ошибку, приводящую к завышению расчетной величины силы тяги по сравнению с действительной. При значениях $f_1 < 3$ давление p_1 в конце камеры сгорания получается меньше, чем p_z , и температура газов T_1 ниже T_z , что объясняется зна-

чительным ускорением потока газов в камере сгорания. Для определения величины p_1 и T_1 по известным p_z и T_z необходимо знать состояние газов в сечении $c-c$, т. е. в том сечении, от которого ведется газодинамический расчет процесса горения. Экспериментальных данных по этому вопросу совершенно не имеется и приходится итти по пути чисто теоретических предположений и соображений.

Наиболее близкое к действительности представление можно получить, если предположить, что горение начинается в сечении $c-c$. Предполагая, что процесс горения начинается с момента, когда топливо испарилось, следует принять, что в сечении $c-c$ должна быть температура, равная температуре кипения при парциальном давлении того компонента, который имеет более высокую температуру кипения.

Ввиду отсутствия таблиц сухого насыщенного пара для компонентов, применяемых в ЖРД, температуру кипения можно определять по известной формуле

$$\lg p = A - \frac{a}{T},$$

где p — давление жидкости в кг/см^2 ;

T — абсолютная температура кипения.

Коэффициенты A и a для многих жидкостей известны. Например, для этилового спирта $A=5,88$, $a=2061,7$; для метилового спирта $A=4,61$ и $a=1902,3$. Для бензина и керосина в качестве величины T следует брать температуру выкипания наиболее высококипящих фракций. Азотная кислота полностью разлагается при температуре 256°C на газообразные продукты.

§ 6. Коэффициент выделения тепла и объемная теплonaпряженность камеры сгорания

При выбранной величине удельной производительности камеры сгорания длина ее будет однозначно связана с коэффициентом выделения тепла по смешению ξ_n (§ 5 гл. X) и для выбранной величины ξ_n определится кинетикой протекающих в камере процессов. Так как непосредственный расчет кинетики процесса горения в настоящее время невозможен, то выбор величины коэффициента ξ_n связывающей с величиной объемной теплonaпряженности камеры сгорания.

Объемная теплonaпряженность может быть подсчитана по количеству тепла

$$v_T = \frac{Q_{\text{сек}}}{V_K} 3600 \text{ ккал/м}^3 \text{ час}$$

или по количеству смеси

$$v_c = \frac{G}{V_K} 3600 \text{ кг/м}^3 \text{ час.}$$

В обеих формулах V_k означает объем камеры в m^3 .

При выбранной величине удельной производительности камеры объемная теплонапряженность определяет длину камеры сгорания L_k , так как

$$\nu_T = \frac{Q_{сек}}{V_k} 3600 = \frac{Q_{сек}}{F_1 L_k} 3600 = \frac{u_T}{L_k}$$

и

$$\nu_c = \frac{G}{V_k} 3600 = \frac{G}{F_1 L_k} 3600 = \frac{u_c}{L_k}.$$

Длина камеры связана с коэффициентом $\xi_{нв}$, но эта связь зависит от различных факторов: скорости газа, степени первоначально-го дробления компонентов и т. д. Поэтому, выбрав величину объемной теплонапряженности, можно только утверждать, что при одинаковых режимных факторах величина коэффициента полноты сгорания для проектируемого двигателя и уже выполненного с той же объемной теплонапряженностью будет одинаковой. Таким образом, объемная теплонапряженность является статистической характеристикой и может служить только для ориентировочной оценки объема камеры сгорания.

Для ЖРД, работающих на керосине и азотной кислоте,

$$\nu_T = (0,5—1,5) \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^3\text{час};$$

для ЖРД, работающих на спирте и кислороде (по Б. Ф. Кнорре),

$$\nu_T = (1,9—2,0) \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^3\text{час}.$$

При расчете размеров камеры сгорания по объемной теплонапряженности величина коэффициента выделения тепла также должна выбираться из статистических данных.

Сравнительно малое распространение жидкостно-реактивных двигателей, а также большие трудности, связанные с определением величины коэффициента $\xi_{нв}$ экспериментальным путем¹, не позволили пока накопить статистических данных по величине $\xi_{нв}$.

Трудность выбора величины $\xi_{нв}$ и оценки размеров камеры сгорания является одним из наиболее слабых мест расчета жидкостно-реактивного двигателя². Почти полное отсутствие данных по величине $\xi_{нв}$ заставляет оценивать эту величину на основании анализа работы двигателей других типов.

Правильно спроектированные камеры сгорания этих двигателей (быстроходных дизелей, например) имеют коэффициент выделения тепла, равный 0,7—0,9. Размеры камеры сгорания жидкостно-реак-

¹ Трудности обусловлены необходимостью измерений при высоких температурах и скоростях газов, а также наличием диссоциации.

² Большую трудность представляет также правильный выбор средней величины показателя политропы расширения (см. ниже).

тивного двигателя должны быть подобраны так, чтобы величина коэффициента ξ_n укладывалась по возможности в эти же пределы. Из фиг. 88 (глава X) видно, что величина ξ_n с увеличением длины камеры сгорания растет сначала интенсивно, а затем медленно. Поэтому увеличение коэффициента ξ_n за счет удлинения камеры сгорания двигателя выше известных пределов будет, очевидно, нерационально, так как, кроме утяжеления двигателя, приведет еще и к росту гидравлических сопротивлений. Рациональное значение величины ξ_n , а следовательно, и размеров камеры может быть оценено экспериментальным путем.

Величины теплонапряженности для некоторых двигателей приведены в приложении IV.

Отметим здесь же, что другой характеристикой размеров камеры сгорания является литровая тяга, т. е. тяга, приходящаяся на литр огневого объема камеры сгорания (за огневой объем камеры сгорания принимается ее внутренний объем до критического сечения). Для несамовоспламеняющихся топлив литровая тяга составляет 50—60 кг/л, для самовоспламеняющихся — 170—280 кг/л.

Неполнота сгорания, обусловленная наличием диссоциации, учитывается непосредственно при расчете процесса горения и потому нет необходимости учитывать ее величиной коэффициента выделения тепла.

§ 7. Среднее значение показателя политропы расширения

Из-за отсутствия данных по кинетике процессов, происходящих в реактивном сопле (рекомбинация молекул, установление энергетического равновесия и др.), в настоящее время не представляется возможным рассчитывать процесс истечения точно и непосредственно. Поэтому расчет истечения принято вести по среднему значению показателя политропы расширения газов в реактивном сопле. Задача выбора среднего показателя политропы облегчается тем, что термодинамический расчет процесса дает возможность установить значение показателя политропы для двух крайних случаев — равновесного и неравновесного истечения. Величина этих предельных значений показателя политропы зависит от применяемых компонентов, состава смеси, величины коэффициента выделения тепла, давления в камере сгорания и может быть представлена после предварительных расчетов в виде таблиц и графиков для наиболее распространенных компонентов. Отсутствие таких таблиц и графиков заставляет каждый раз рассчитывать предельные значения показателя политропы расширения, а затем в установленных пределах выбирать его среднее значение.

Степень равновесности процесса истечения определяется соотношением между временем, необходимым для завершения отдельных процессов (догорания, рекомбинации и т. п.), и временем пребывания газов в сопле.

Время, необходимое для догорания, будет тем меньше, чем больше скорость движения газов и их температура. Скорость газового потока определяется температурой и давлением газов в камере сгорания.

Время, необходимое для рекомбинации, определяется главным образом температурой газов в камере и оно тем меньше, чем выше температура (§ 8 гл. IX).

Время, необходимое для восстановления энергетического равновесия, тем меньше, чем выше давление и меньше температура, причем в области высоких температур зависимость его от температуры более слабая (§ 8 гл. IX).

Конвективный теплообмен в реактивном сопле происходит только в пограничном слое и на основной газовый поток влияния не оказывает. Теплообмен излучением играет значительно меньшую роль по сравнению с другими процессами. То же можно сказать и о трении.

Время пребывания газов в реактивном сопле зависит от длины сопла проектируемого двигателя, а последняя зависит от срабатываемого в сопле перепада давлений, от конфигурации входного участка сопла и от угла конусности его расширяющейся части. Время пребывания газов в сопле будет тем больше, чем выше давление газов в камере сгорания и меньше угол конусности расширяющейся части сопла.

Таким образом, высокие температуры в камере сгорания способствуют интенсификации процессов догорания и рекомбинации, но замедляют процесс выравнивания энергии между степенями свободы.

Противоречивый характер влияния температуры на скорость отдельных процессов, протекающих в реактивном сопле, и отсутствие количественных зависимостей не позволяют сделать вывода о том, как температура будет влиять на степень равновесности процесса истечения. Этот вывод должен быть результатом специального исследования.

Высокое давление в камере сгорания способствует увеличению скорости восстановления энергетического равновесия, увеличению скорости догорания из-за большей скорости движения газов, а также и увеличению времени пребывания газов в сопле. Следовательно, чем выше давление газов в камере сгорания, тем ближе процесс истечения к равновесному.

Увеличение угла конусности расширяющейся части сопла ведет к уменьшению времени пребывания газов в сопле и, следовательно, способствует уменьшению степени равновесности.

Расчеты показывают, что величина показателя политропы для равновесного и неравновесного процессов истечения колеблется в сравнительно нешироких пределах, благодаря чему облегчается выбор средней величины этого параметра. Так, для примера, разо-

бранного в главе V, величина показателя политропы для равновесного режима равнялась 1,125, для неравновесного — 1,241.

Правильный выбор¹ величины показателя политропы расширения имеет большое значение, потому что от этого зависит соотношение между площадями проходных сечений сопла. Неправильный выбор величины n приведет к тому, что размеры сопла не будут соответствовать срабатываемому перепаду давления и экономичность двигателя будет пониженной.

§ 8. Угол конусности расширяющейся части сопла

При определении размеров расширяющейся части реактивного сопла приходится задаваться углом конусности. Чем больше угол конусности, тем короче сопло, тем меньше потери на трение и теплообмен, но тем более неравновесным будет режим истечения.

Об оптимальной величине угла конусности можно было бы судить на основании экспериментальных данных, но такие данные пока отсутствуют. В выполненных двигателях величина угла конусности равняется 20—40°. Для некоторых двигателей значения угла конусности приведены в приложении IV¹.

§ 9. Расчет двигателя

На основании выводов, полученных в предыдущих главах и в данной главе, можно наметить путь расчета ЖРД.

Основной заданной величиной в расчете является сила тяги, которую должен развивать двигатель при заданных условиях. В зависимости от условий, в которых будет работать двигатель, выбираются соответствующее топливо и на основе статистических данных — экспериментальных или расчетных — давление в камере сгорания, коэффициент избытка окислителя α , коэффициент выделения тепла по смешению ξ_{nz} и давление на срезе сопла p_a (относительно выбора величины p_a см. § 5 гл. XII).

После выбора этих величин производятся предварительные расчеты, связанные с топливом. Если компоненты заданы химическими формулами, то молярные, весовые и объемные стехиометрические соотношения (стехиометрические коэффициенты) определяют по формулам

$$x_0 = \frac{2n + 0,5m - p}{v - 2q - 0,5t} \text{ моль/моль}; \quad (\text{IV. 2})$$

$$x'_0 = \frac{\mu_o}{\mu_r} \frac{\sigma_r}{\sigma_o} x_0 \text{ кг/кг}, \quad (\text{IV. 5})$$

$$x''_0 = x'_0 \frac{\gamma_r}{\gamma_o} = \frac{\mu_o}{\mu_r} \frac{\sigma_r}{\sigma_o} \frac{\gamma_r}{\gamma_o} x_0 \text{ л/л}. \quad (\text{IV. 6})$$

¹ При профилировании расширяющейся части сопла по методу Ф. И. Франкля следует пользоваться специальной методикой. Литература по этому вопросу указана в § 5 гл. VIII.

Если компоненты заданы весовым элементарным составом, то сначала вычисляется весовое стехиометрическое соотношение

$$x'_0 = \frac{\frac{8}{3} C_r + 8H_r - O_r}{O_o - \frac{8}{3} C_o - 8H_o} \text{ кг/кг}, \quad (\text{IV. 7})$$

а затем объемное и молярное соотношения

$$x''_0 = x'_0 \frac{\gamma_r}{\gamma_o} \text{ л/л}$$

и

$$x_0 = x'_0 \frac{\mu_r}{\mu_o} \frac{\sigma_o}{\sigma_r} \text{ моль/моль}. \quad (\text{IV. 8})$$

Весовой и объемный составы топлива определяются по формулам

$$g_r = \frac{\mu_r}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o} \text{ кг/кг}; \quad g_o = \frac{\alpha x_0 \mu_o}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o} \text{ кг/кг}. \quad (\text{IV. 9})$$

$$r_r = \frac{\frac{g_r}{\gamma_r}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} \text{ л/л}; \quad r_o = \frac{\frac{g_o}{\gamma_o}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} \text{ л/л}. \quad (\text{IV. 12})$$

Теплотворная способность топлива

$$H_{\mu} = \alpha (H_{\mu r} + x_0 H_{\mu o}) \text{ ккал/моль}. \quad (\text{IV. 28})$$

Энергосодержание топлива рассчитывается в следующем порядке:

$$\mathcal{E}_r = H_{\mu r} + n \mathcal{E}_{\text{CO}_2} + 0,5 m \mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}} - x_0 \mathcal{E}_{\text{O}_2} \text{ ккал/моль} \quad (\text{IV. 52})$$

$$\mathcal{E}_o = 0,5 t \mathcal{E}_{\text{H}_2} + 0,5 u \mathcal{E}_{\text{N}_2} + 0,5 v \mathcal{E}_{\text{O}_2} + q \mathcal{E}_c - H_{\text{обр}} \text{ ккал/моль} \quad (\text{IV. 53})$$

$$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_r + \alpha x_0 \mathcal{E}_o \text{ ккал/моль} \quad (\text{IV. 54})$$

$$\mathcal{E}_T = \frac{\mathcal{E}_r}{\mu_r + \alpha x_0 \mu_o} \text{ ккал/кг}. \quad (\text{IV. 55})$$

Состав продуктов сгорания определяется системой уравнений:

$$\frac{p_{\text{CO}} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{CO}_2}} = K_{p1}; \quad (\text{IV. 42})$$

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{O}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p2}; \quad (\text{IV. 43})$$

$$\frac{p_{\text{OH}} p_{\text{H}_2}^{0,5}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = K_{p3}; \quad (\text{IV. 44})$$

$$\frac{p_{\text{H}}^2}{p_{\text{H}_2}} = K_{p4} \quad (\text{IV. 45})$$

$$\frac{p_{\text{O}}^2}{p_{\text{O}_2}} = K_{p5}; \quad (\text{IV. 46})$$

$$\frac{p_{\text{NO}}}{p_{\text{N}_2}^{0,5} p_{\text{O}_2}^{0,5}} = K_{p6}; \quad (\text{IV. 47})$$

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{N}_2} + p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{H}} + p_{\text{O}} = p_z; \quad (\text{IV. 48})$$

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{OH}} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{NO}} + p_{\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{p + m_{\Gamma} + \alpha x_0 (v + m_0)}{n + \alpha x_0 q}; \quad (\text{IV. 49})$$

$$\frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{OH}} + p_{\text{H}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{m + 2m_{\Gamma} + \alpha x_0 (t + 2m_0)}{n + \alpha x_0 q}; \quad (\text{IV. 50})$$

$$\frac{2p_{\text{N}_2} + p_{\text{NO}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = \frac{\alpha x_0 u}{n + \alpha x_0 q}. \quad (\text{IV. 51})$$

Решение этой системы совместно с уравнением

$$\vartheta_{\Gamma} = \vartheta_{\text{пр. ср}} = \frac{1}{p_z^{\nu_{\text{пр. ср}}}} \sum p_i \vartheta_i \quad (\text{IV. 58})$$

дает возможность определить температуру сгорания T_z и состав продуктов сгорания, выраженный через парциальные давления. Одновременно с этим для продуктов сгорания подсчитываются молекулярный вес μ_z , газовая постоянная R_z , теплосодержание i_z и удельный вес γ_z . Этими величинами определяется состояние продуктов сгорания в конце камеры сгорания без учета газодинамических факторов.

Для дальнейшего расчета необходимо установить желательную величину удельной производительности камеры сгорания. Удельная производительность выбирается, как было указано выше, на основании статистических данных. При этом следует иметь в виду, что малые удельные производительности связаны с увеличенным сечением камеры сгорания и в общем случае с утяжелением ее; при высоких удельных производительностях конструкция камеры легче, но для заданной силы тяги расход топлива несколько больше; кроме того, в последнем случае сопло немного укорачивается, а длина камеры увеличивается.

Если выбрана удельная производительность, не превышающая значений, указанных в § 4 этой главы, то оказывается, что величина $f_1 > 3$, и дальнейший расчет можно вести без учета влияния газодинамических факторов.

В общем случае определяется удельная производительность u_c^* по формуле

$$u_c^* = 1200 \sqrt{\frac{ng}{R} \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{p_z}{\sqrt{T_z}}}.$$

Эта формула получена из выражения (VIII. 16), в котором положено

$$f_1=3; p_1=p_z; T_1=T_z \text{ и } M_{n1}=0.$$

При подсчете u_c^* величиной показателя политропы расширения надо задаться.

Для случая $u_c < u_c^*$ за параметры перед входом в сопло принимаются параметры, полученные при термодинамическом расчете горения, т. е.

$$p_z=p_0, T_z, \gamma_z, R_z, i_z.$$

При $u_c > u_c^*$ (величина $f_1 < 3$) влиянием газодинамических факторов пренебрегать нельзя. В этом случае расчет ведется следующим образом. Определяется число молей в 1 кг смеси в сечении $c-c$ и $I-I$ камеры сгорания (см. фиг. 57); таким образом определяется характеристика химического воздействия на газовый поток $\frac{N_1}{N_c}$. Число M в сечении $c-c$ определяется из уравнения (VII. 20)

$$\frac{G}{F_c} = \sqrt{\frac{kg}{RT_c}} p_z M_c.$$

Далее по формуле

$$\left(1 + \frac{Q}{c_p c_p T_c^*} \right) \frac{N_1}{N_c} = \left(\frac{1+kM_c^2}{1+kM^2} \right)^2 \frac{M^2}{M_c^2} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_c^2} {}^1$$

определяется число M в конце камеры сгорания для нескольких температур (удобнее взять те температуры, для которых был проделан расчет процесса горения) и строится кривая $M = \Phi_3(T)$. Затем для нескольких выбранных скоростей газа в конце камеры сгорания строится кривая $M = \Phi_4(T)$, причем температура T и число M определяются последовательно по формулам

$$Q_n = Q - A \frac{w^2 - w_c^2}{2gc_p}$$

и

$$T = T_c + \frac{Q_n}{c_p}.$$

$$M = \frac{w}{\sqrt{kgRT}}.$$

¹ Выражение (VII. 25), примененное к участку между сечениями $c-c$ и $I-I$.

Пересечение этих двух кривых дает действительное число M_1 и температуру T_1 в конце камеры сгорания. По числу M_1 определяется давление p_1 и остальные параметры газа в конце камеры сгорания.

Для определения среднего показателя политропы расширения проводится расчет неравновесного и равновесного истечений следующим образом. При неравновесном истечении подсчитывают теплоемкости c_p и c_v по обычным формулам термодинамики и находят значение k . При расчете равновесного истечения задаются по статистическим данным коэффициентом выделения тепла в конце сопла $\xi_{н а}$ (т. е. учитывают догорание топлива в сопле) и проводят расчет состава продуктов сгорания и температуры газов в конце сопла по формулам (IV. 42)—(IV. 51) (см. выше) и уравнению (V. 39)

$$A \frac{n}{n-1} RT_z \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + \vartheta_a = \xi_{н а} \vartheta_T.$$

Этот расчет позволяет найти значение показателя политропы n_p при равновесном истечении. Дальнейший расчет ведется по среднему показателю политропы n , вычисленному как среднее арифметическое k и n_p .

Определяется число $Mп$ на выходе из реактивного сопла [с помощью выражения (VIII. 14)]

$$Mп_a = \sqrt{\frac{2}{n-1} \left[\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mп_1^2}{\left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}} - 1 \right]}.$$

По числу $Mп_a$ подсчитываются скорость истечения газов из сопла w_a и параметры состояния газа в выходном сечении — γ_a и T_a .

Для определения секундного расхода газов может быть использовано выражение, полученное из формулы (II. 5):

$$G = \frac{P}{\frac{w_a}{g} + \frac{p_a - p_h}{\gamma_a w_a}}.$$

Необходимая площадь сечения камеры сгорания F_1 определяется по выбранному значению u_T , пересчитанному на весовую удельную производительность u_a .

Далее определяется безразмерная площадь сечения камеры сгорания

$$f_1 = \frac{F_1}{G} \sqrt{\frac{ng}{R} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_1^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}}}$$

и величина площади критического сечения $F_{\text{кр}} = \frac{F_1}{f_1}$.

По безразмерной площади выходного сечения

$$f_a = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_a^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{1}{\text{Mn}_a} \quad (\text{VIII. 13})$$

можно подсчитать величину $F_a = F_{\text{кр}} f_a^{-1}$.

После определения основных размеров двигателя производится расчет величин, характеризующих экономичность.

Удельная тяга определяется по формулам

$$P' = \frac{P}{G} \text{ кг сек/кг}; \quad (\text{II. 8})$$

$$P'' = \gamma_{\text{г}} P' \text{ кг сек/л}. \quad (\text{II. 10})$$

Термический к. п. д. идеального цикла двигателя

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{p_h}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Для расчета относительного к. п. д. можно воспользоваться формулой (II. 23):

$$\eta_g = \frac{A \frac{\omega_a^2}{2g}}{H_u \eta_t}.$$

Внутренний к. п. д.

$$\eta_i = \eta_g \eta_t.$$

¹ Проходные сечения сопла могут быть определены также с помощью коэффициентов k_p и k_0 , как это сделано в § 4 гл. VIII.

Эффективный к. п. д. двигателя

$$\eta_e = \frac{A \frac{w_a^2}{2g}}{H_u + H_u^* \frac{G^*}{G}},$$

где под w_a' следует понимать скорость истечения при полном расширении. На основании статистических данных можно принимать $G^* = (0,06 - 0,15) G$. Эта величина может быть уточнена после расчета паро-газогенератора.

§ 10. Примеры расчета ЖРД

Пример 35. Рассчитать ЖРД на силу тяги 3000 кг. Заданное топливо — 90 %-ный этиловый спирт + жидкий кислород при $\alpha = 0,8$.

Давление в камере сгорания задано равным 20 кг/см², а на срезе сопла — равным 1 кг/см². Коэффициент выделения тепла по смешению в камере сгорания $\xi_{нз} = 0,8$, а на срезе сопла — $\xi_{на} = 0,9$. Расчет провести по среднему значению показателя политропы расширения.

Предварительные расчеты с топливом проводятся при начальной температуре 288° абс. Для 90 %-ного этилового спирта (глава III) $\gamma_r = 0,822$ кг/л, а для жидкого кислорода $\gamma_o = 1,14$ кг/л.

Молярное соотношение между компонентами

$$x = \alpha x_0 = 0,8 \frac{2 \cdot 2 + 0,5 \cdot 6 - 1}{2} = 2,4 \text{ моль/моль},$$

весовое соотношение

$$x' = \alpha x'_0 = \alpha x_0 \frac{\mu_o \gamma_r}{\mu_r \gamma_o} = 2,4 \frac{32 \cdot 90}{46 \cdot 100} = 1,503 \text{ кг/кг},$$

объемное соотношение

$$x'' = \alpha x'_0 = \alpha x'_0 \frac{\gamma_r}{\gamma_o} = 1,503 \frac{0,822}{1,14} = 1,08 \text{ л/л}.$$

Весовой состав топлива получается следующий:

$$g_r = \frac{\mu_r \sigma_o}{\mu_r \sigma_o + \alpha x_0 \mu_o \sigma_r} = \frac{46 \cdot 100}{46 \cdot 100 + 2,4 \cdot 32 \cdot 90} = 0,399;$$

$$g_o = \frac{\alpha x_0 \mu_o \sigma_r}{\mu_r \sigma_o + \alpha x_0 \mu_o \sigma_r} = \frac{2,4 \cdot 32 \cdot 90}{46 \cdot 100 + 2,4 \cdot 32 \cdot 90} = 0,601$$

и соответственно объемный состав

$$-r_r = \frac{\frac{g_r}{\gamma_r}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} = \frac{\frac{0,399}{0,822}}{\frac{0,399}{0,822} + \frac{0,601}{1,14}} = 0,481;$$

$$r_o = \frac{\frac{g_o}{\gamma_o}}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} = \frac{\frac{0,601}{0,14}}{\frac{0,399}{0,822} + \frac{0,601}{1,14}} = 0,519.$$

Удельный вес топлива находится по формуле (IV. 11):

$$\gamma = \frac{1}{\frac{g_r}{\gamma_r} + \frac{g_o}{\gamma_o}} = \frac{1}{\frac{0,399}{0,822} + \frac{0,601}{1,14}} = 0,99 \text{ кг/л.}$$

Для 90%-ного этилового спирта с химической формулой $C_2H_6O \cdot m_r H_2O$

$$m_r = \frac{\mu_r (100 - \sigma_r)}{18\sigma_r} = \frac{46 \cdot 10}{18 \cdot 90} = 0,284.$$

Следовательно, теплотворная способность спирта при $15^\circ C$

$$H_{\mu r} = 296\,200 - 0,284 \cdot 10\,600 = 293\,200 \text{ ккал/моль.}$$

Для жидкого кислорода по данным § 4 гл. IV

$$H_{\mu o} = -1630 - 7[15 - (-180)] = -2995 \text{ ккал/моль.}$$

При $\alpha = 0,8$ теплотворная способность топлива по расчету на 1 моль горючего.

$$H_{\mu} = \alpha(H_{\mu r} + x_0 H_{\mu o}) = 0,8(293\,200 - 3 \cdot 2995) = 227\,370 \text{ ккал/моль.}$$

Весовая теплотворная способность

$$H_u = \frac{H_{\mu}}{\mu_r \frac{100}{\sigma_r} + \alpha x_0 \mu_o} = \frac{227\,370}{46 \frac{100}{90} + 2,4 \cdot 32} = 1775 \text{ ккал/кг,}$$

а объемная

$$H'_u = \gamma H_u = 0,99 \cdot 1775 = 1755 \text{ ккал/моль.}$$

Энергосодержание горючего при температуре 288° абс. определяется по формуле (IV. 52);

$$\mathcal{E}_r = H_{\mu r} + n \mathcal{E}_{CO_2} + 0,5m \mathcal{E}_{H_2O} - x_0 \mathcal{E}_{O_2},$$

где \mathcal{E}_{CO_2} , \mathcal{E}_{H_2O} и \mathcal{E}_{O_2} берутся из приложения II.

После подстановки в формулу числовых величин получим

$$\mathcal{E}_r = 293\,200 + 2 \cdot 141 + 3 \cdot 120 - 3 \cdot 107 = 293\,530 \text{ ккал/моль.}$$

Энергосодержание окислителя

$$\mathcal{E}_o = H_{\mu o} = -2995 \text{ ккал/моль.}$$

Следовательно, энергосодержание топлива

$$\mathcal{E}_T = 293\,530 - 2,4 \cdot 2995 = 286\,340 \text{ ккал/моль,}$$

или на 1 кг топлива

$$\varepsilon_{\tau} = \frac{286340}{46 \frac{100}{90} + 2,4 \cdot 32} = 2239 \text{ ккал/кг.}$$

Для расчета процесса горения с учетом недогорания топлива получается

$$\varepsilon'_{\tau} = \xi_{H_2} \varepsilon_{\tau} = 0,8 \cdot 2239 = 1791 \text{ ккал/кг.}$$

Выпишем уравнения, служащие для определения состава продуктов сгорания

$$\frac{p_{CO} p_{O_2}^{0,5}}{p_{CO_2}} = K_{p1}; \quad \frac{p_{H_2} p_{O_2}^{0,5}}{p_{H_2O}} = K_{p2}; \quad \frac{p_{OH} p_{H_2}^{0,5}}{p_{H_2O}} = K_{p3};$$

$$\frac{p_{H_2}^2}{p_{H_2}} = K_{p4}; \quad \frac{p_{O_2}^2}{p_{O_2}} = K_{p5};$$

$$p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O} + p_{H_2} + p_{OH} + p_{O_2} + p_{H_2} + p_{O_2} = 20;^1$$

$$\frac{2p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O} + p_{OH} + 2p_{O_2} + p_{O_2}}{p_{CO_2} + p_{CO}} = \frac{p + m_{\Gamma} + \alpha x_0 (v + m_0)}{n + \alpha x_0 q} =$$

$$= \frac{1 + 0,284 + 2,4 \cdot 2}{2} = 3,042;$$

$$\frac{2p_{H_2O} + 2p_{H_2} + p_{OH} + p_{H_2}}{p_{CO_2} + p_{CO}} = \frac{m + 2m_{\Gamma} + \alpha x_0 (t + 2m_0)}{n + \alpha x_0 q} = \frac{6 \cdot 2 \cdot 0,284}{2} = 3,284.$$

Задавая значением p_{O_2} , полученную систему уравнений можно решить методом последовательных приближений. Результаты расчетов для трех температур приведены в табл. 45.

Таблица 45

$T^{\circ}\text{абс.}$	p_{CO_2}	p_{CO}	p_{H_2O}	p_{H_2}	p_{OH}	p_{O_2}	p_{H_2}	p_{O_2}	μ_z	ε_z ккал/кг	i_z ккал/кг
3000	3,717	3,643	10,203	1,449	0,848	0,120	0,020	0,000	23,52	1989	1227
2800	4,062	3,412	10,700	1,359	0,419	0,034	0,014	0,000	23,89	1800	1127
2600	4,241	3,295	10,898	1,378	0,176	0,006	0,006	0,000	24,05	1661	1024

Так как ε_z должно равняться ε'_{τ} , т. е. 1791 ккал/кг, то по полученным данным интерполяцией найдем

$$T_z = 2787^{\circ} \text{ абс.}; \quad \varepsilon_z = 1791 \text{ ккал/кг}; \quad i_z = 1120 \text{ ккал/кг}; \quad \mu_z = 23,90.$$

¹ Размерность общего и парциальных давлений (кг/см²) здесь и ниже ради краткости написания опускаем.

Отсюда

$$R_z = 35,48 \text{ кгм/кг град}; \quad \gamma_z = 2,023 \text{ кг/м}^3.$$

Состав продуктов сгорания будет следующий:

$$p_{\text{CO}_2} = 4,074; \quad p_{\text{CO}} = 3,404; \quad p_{\text{H}_2\text{O}} = 10,714; \quad p_{\text{H}_2} = 1,360; \quad p_{\text{OH}} = 0,403; \\ p_{\text{O}_2} = 0,032; \quad p_{\text{H}} = 0,013; \quad p_{\text{O}} = 0,000.$$

Коэффициент выделения тепла по диссоциации

$$\xi_{dz} = \frac{i_z}{\partial_T} = \frac{1120}{1791} = 0,626.$$

Полный коэффициент выделения тепла

$$\xi_z = \frac{i_z}{\partial_T} = \frac{1120}{2239} = 0,500.$$

Коэффициент выделения тепла по смешению

$$\xi_{nz} = \frac{0,500}{0,626} = 0,8,$$

как и было задано по условию.

Теплоемкости газовой смеси имеют следующие значения:

$$c_p = \frac{1120}{2787 - 273} = 0,448 \text{ ккал/кг град};$$

$$c_v = 0,448 - \frac{35,48}{427} = 0,365 \text{ ккал/кг град}.$$

Следовательно, при неравновесном истечении

$$k = \frac{0,448}{0,365} = 1,227.$$

Рассчитаем температуру и состав продуктов сгорания на срезе сопла в предположении равновесного истечения. Ввиду того, что температура едва ли будет превышать 2200° абс., можно принять $p_{\text{O}} = p_{\text{H}} = p_{\text{OH}} = p_{\text{O}_2} = 0$. При этих условиях расчетные уравнения получают вид:

$$p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2} = 1;$$

$$\frac{2p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 3,042;$$

$$\frac{p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{H}_2}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}} = 1,642; \quad \frac{p_{\text{CO}} p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{CO}_2} p_{\text{H}_2}} = \frac{K_{p1}}{K_{p2}}.$$

Расчет для двух температур дает:

Т а б л и ц а 46

$T^{\circ}\text{абс.}$	p_{CO_2}	p_{CO}	$p_{\text{H}_2\text{O}}$	p_{H_2}	$\frac{\varepsilon_a}{\text{ккал/кг}}$	n_p	p_a	$\frac{R_a}{\text{кгм кг} \cdot \text{град}}$
2400	0,1952	0,1833	0,5777	0,0438	1528	1,053	24,21	35,02
2100	0,2254	0,1531	0,5475	0,0740	1372	1,105	24,21	35,02

Уравнение (V. 39) может быть записано так:

$$A \frac{n}{n-1} R (T_z - T_a) + \varepsilon_a = \xi_{na} \varepsilon_T.$$

При $\xi_{na} = 0,9$ и найденных нами значениях $R = R_z$, T_z и ε_T будем иметь

$$0,083 \frac{n}{n-1} (2787 - T_a) + \varepsilon_a = 2014.$$

Отсюда получим

при $T_a = 2400^{\circ}$ абс.

$$0,083 \frac{1,053}{0,053} (2787 - 2400) + 1528 = 2166 > 2014$$

и при $T_a = 2100^{\circ}$ абс.

$$0,083 \frac{1,105}{0,105} (2787 - 2100) + 1372 = 1972 < 2014.$$

Интерполяцией находим

$$T_a = 2165^{\circ} \text{ абс.},$$

после чего определяется

$$n_p = \frac{\lg 20}{\lg \left(20 \cdot \frac{2165}{2787} \right)} = 1,093.$$

Таким образом, среднее (расчетное) значение показателя политропы расширения равно

$$n = \frac{k + n_p}{2} = \frac{1,227 + 1,093}{2} = 1,16$$

Среднее значение газовой постоянной

$$R = \frac{R_z + R_a}{2} = \frac{35,48 + 35,02}{2} = 35,25 \text{ кгм/кг град.}$$

Используя средние значения газовой постоянной и показателя политропы, проводим расчет процесса истечения. Расчет дает следующие параметры газовой смеси для критического и выходного сечений сопла.

В критическом сечении

$$T_{кр} = T_z \frac{2}{n+1} = 2787 \frac{2}{2,16} = 2580^\circ \text{ абс.};$$

$$p_{кр} = p_z \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}} = 20 \left(\frac{2}{2,16} \right)^{\frac{1,16}{0,16}} = 11,43 \text{ кг/см}^2;$$

$$\gamma_{кр} = \frac{p_{кр}}{RT_{кр}} = \frac{11,43 \cdot 10^4}{35,25 \cdot 2580} = 1,257 \text{ кг/м}^3;$$

$$w_{кр} = \sqrt{ngRT_{кр}} = \sqrt{1,16 \cdot 9,81 \cdot 35,25 \cdot 2580} = 1017 \text{ м/сек.}$$

Для выходного сечения согласно формулам § 4 гл. VIII число

$$Mn_a = \sqrt{\frac{2}{n-1} \left[\left(\frac{p_z}{p_a} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}.$$

Следовательно,

$$Mn_a = \sqrt{\frac{2}{0,16} \left(20^{\frac{0,16}{1,16}} - 1 \right)} = 2,529$$

и далее

$$T_a = \frac{T_z}{1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2} = \frac{2787}{1 + 0,08 \cdot 2,529^2} = 1843^\circ \text{ абс.},$$

$$\gamma_a = \frac{\gamma_z}{\left(1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2 \right)^{\frac{1}{n-1}}} = \frac{2,023}{(1 + 0,08 \cdot 2,529^2)^{\frac{1}{0,16}}} = 0,153 \text{ кг/м}^3.$$

Скорость истечения из сопла

$$w_a = Mn_a \sqrt{ngRT_a} = 2,529 \sqrt{1,16 \cdot 9,81 \cdot 35,25 \cdot 1843} = 2174 \text{ м/сек.}$$

Секундный расход топлива, необходимый для получения заданной тяги,

$$G = \frac{Pg}{w_a} = \frac{3000 \cdot 9,81}{2174} = 13,54 \text{ кг/сек.}$$

Для расчета камеры сгорания задаемся тепловой удельной производительностью $u_{\tau} = 1,5 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$ При этом весовая удельная производительность

$$u_c = \frac{u_{\tau}}{H_u} = \frac{1,5 \cdot 10^9}{1775} = 8,45 \cdot 10^5 \text{ кг/м}^2 \text{ час.}$$

что дает величину

$$\frac{G}{F_1} = \frac{8,45 \cdot 10^5}{3600} = 235 \text{ кг/м}^2 \text{ сек.}$$

Отсюда определяется площадь сечения цилиндрической камеры сгорания

$$F_1 = \frac{G}{235} 10^4 = \frac{13,54}{235} \cdot 10^4 = 576,2 \text{ см}^2.$$

Вследствие небольшой удельной производительности влияния газодинамических факторов можно не учитывать.

Величина критического сечения

$$F_{кр} = \frac{G}{\gamma_{кр} w_{кр}} = \frac{13,54}{1,257 \cdot 1017} \cdot 10^4 = 105,9 \text{ см}^2.$$

Следовательно,

$$f_1 = \frac{F_1}{F_{кр}} = \frac{576,2}{105,9} \approx 5,5 > 3.$$

Полученная величина f_1 подтверждает наше предположение о пренебрежимо малом влиянии газодинамических факторов.

Площадь выходного сечения

$$F_a = \frac{G}{\gamma_a w_a} = \frac{13,54}{0,153 \cdot 2174} 10^4 = 407,1 \text{ см}^2.$$

Таким образом, получаем:

диаметр камеры сгорания
 $d_1 = 270 \text{ мм},$

диаметр критического сечения сопла
 $d_{кр} = 116 \text{ мм},$

диаметр выходного сечения сопла
 $d_a = 228 \text{ мм}.$

При объемной теплonaпряженности $\nu_{\tau} = 2 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^3 \text{ час}$ длина камеры сгорания получается равной

$$L_{к} = \frac{1,5 \cdot 10^9}{2 \cdot 10^9} = 0,75 \text{ м} = 750 \text{ мм}.$$

Отношение длины камеры к диаметру

$$\frac{L_{к}}{d_1} = \frac{750}{270} = 2,7.$$

При угле конусности сопла, равном 20° , длина расширяющейся части сопла

$$L_c = \frac{228 - 116}{2 \operatorname{tg} 10^\circ} = 316 \text{ мм}.$$

Удельная сила тяги двигателя

$$P' = \frac{3000}{13,54} = 221 \text{ кг сек/кг.}$$

Термический к. п. д. идеального цикла

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \left(\frac{1}{20} \right)^{0,286} = 0,575.$$

Относительный к. п. д. можно подсчитать по формуле (II. 23):

$$\eta_g = \frac{A \frac{w_a^2}{2g}}{\eta_t H_u} = \frac{2174^2}{427 \cdot 2 \cdot 9,81 \cdot 0,575 \cdot 1775} = 0,542.$$

Внутренний к. п. д.

$$\eta_i = \eta_t \eta_g = 0,575 \cdot 0,542 = 0,312.$$

Пример 36. Рассчитать ЖРД для условий предыдущего примера, но с удельной производительностью камеры сгорания

$$u_r = 4,5 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

При такой высокой удельной производительности влияние газодинамических факторов будет настолько значительным, что пренебрегать ими нельзя и необходимо провести газодинамический расчет камеры сгорания.

Количество молей в 1 кг смеси в сечении $c-c$ составляет для горючего

$$N_{c_r} = \frac{g_r}{\mu_r} = \frac{0,399}{46 \cdot \frac{100}{90}} = 0,0078 \text{ моль/кг,}$$

для окислителя

$$N_{c_o} = \frac{g_o}{\mu_o} = \frac{0,601}{32} = 0,0188 \text{ моль/кг.}$$

Следовательно,

$$N_c = N_{c_r} + N_{c_o} = 0,0078 + 0,0188 = 0,0266 \text{ моль/кг.}$$

В конце камеры сгорания

$$N_1 = \frac{1}{\mu_z} = \frac{1}{23,90} = 0,0419 \text{ моль/кг.}$$

Вследствие сравнительно малого изменения μ_z при изменении температуры (см. табл. 45) можно принять постоянным отношение

$$\frac{N_1}{N_c} = \frac{0,0419}{0,0266} = 1,575.$$

Температура в сечении $c-c$ определяется по температуре кипения спирта при его парциальном давлении. Парциальное давление ориентировочно равно (без учета разницы между p_1 и p_c):

$$p_r = r_r p = 0,481 \cdot 20 = 9,6 \text{ кг/см}^2.$$

Температура кипения определяется из выражения

$$\lg p_r = A - \frac{a}{T_r},$$

где для этилового спирта $A=6,25$ и $a=2196,5$.

Следовательно,

$$T_c = T_r = \frac{a}{A - \lg p_r} = \frac{2196,5}{6,25 - \lg 9,6} = 416^\circ \text{ абс.}$$

Газовая постоянная смеси

$$R = g_r R_r + g_o R_o = 0,399 \cdot \frac{848}{46 \cdot \frac{100}{90}} + 0,601 \cdot \frac{848}{32} = 22,52 \text{ кгм/кг град.}$$

Отношение секундного расхода газа к площади поперечного сечения камеры сгорания на входе равно

$$\frac{G}{F_1} = \frac{u_r}{3600 H_u} = \frac{4,5 \cdot 10^9}{3600 \cdot 1775} = 706 \text{ кг/м}^2 \text{ сек.}$$

Число M в сечении $c-c$ определяется по формуле (VII. 20):

$$M_c = \frac{G}{F_1} \sqrt{\frac{RT_c}{kg} \frac{1}{p_1}} = \frac{706}{20 \cdot 10^4} \sqrt{\frac{22,52 \cdot 416}{1,2 \cdot 9,81}} = 0,1.$$

Следовательно, скорость смеси в этом сечении

$$w_c = M_c \sqrt{kgRT_c} = 0,1 \sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 22,52 \cdot 416} = 34 \text{ м/сек.}$$

Далее, из условий теплового баланса нужно получить зависимость $M_1 = \Phi_4(T)$. Задаваясь предполагаемыми скоростями в конце камеры сгорания можно определять тепло, идущее на нагрев газов,

$$Q_{\text{н}} = Q - A \frac{w^2 - w_c^2}{2g}.$$

В этом уравнении Q — тепло, подведенное к газу между сечениями $c-c$ и $I-I$, оно может быть подсчитано по разностям температур:

$$Q = i_z \frac{T_z - T_c}{T_z - T_0} = 1120 \frac{2787 - 416}{2787 - 273} = 1062 \text{ ккал/кг.}$$

Средняя теплоемкость газов

$$c_p = \frac{Q}{T_z - T_c} = \frac{1062}{2787 - 416} = 0,448 \text{ ккал/кг град.}$$

Таким образом, расчетное уравнение для Q_H будет иметь вид

$$Q_H = 1062 - \frac{w^2 - 34^2}{2 \cdot 9,81 \cdot 427} = 1062 - \frac{w^2 - 1150}{8378}.$$

После определения величины Q_H определяется температура газов при выбранной скорости по формуле

$$T = T_c + \frac{Q_H}{c_p} = 416 + \frac{Q_H}{0,448}.$$

Затем находится значение числа M при этой же скорости по формуле

$$M = \frac{w}{\sqrt{kgRT}} = \frac{w}{\sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 22,52T}} = \frac{w}{16,3\sqrt{T}}.$$

Результаты подсчетов приведены в табл. 47.

Т а б л и ц а 47

w м/сек	100	200	300	400	500
Q_H ккал/кг	1060	1057	1051	1043	1032
T° абс.	2781	2776	2761	2746	2720
M_1	0,116	0,233	0,351	0,469	0,590

Для определения зависимости $M = \Phi_3(T)$ из газодинамических соображений применяется формула (VII. 25):

$$\left(1 + \frac{Q}{c_p T_c^*}\right) \frac{N_1}{N_c} = \left(\frac{1 + k M_c^2}{1 + k M^2}\right)^2 \frac{M^2}{M_c^2} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_c^2},$$

где $\frac{N_1}{N_c} = 1,575$; $M_c = 0,1$; $c_p = 0,448$ ккал/кг град; $T_c = 416^\circ$ абс.,

а Q — количество тепла, подведенного к газу на участке между сечениями $s-s$ и $1-1$.

Величина Q представляет собой долю от действительного теплового эффекта реакции Q_0 , который определяется как разность между энергосодержанием топлива и оставшейся в газах химической энергией. Величина

$$Q = Q_0 \frac{T_z - T_c}{T_z - T_0}.$$

Для Q_0 можно написать:

$$Q_0 = \varepsilon_T - (x_z + x'_z),$$

где x_z — химическая энергия, оставшаяся неиспользованной из-за диссоциации,

x'_z — химическая энергия, оставшаяся неиспользованной вследствие неполноты смешения.

В свою очередь,

$$x_z = \frac{1}{\nu_z p_z} \sum (\varepsilon_{iz} - \varepsilon_{i0}) p_i \text{ ккал/кг},$$

$$x'_z = (1 - \xi_{nz}) \varepsilon_T = 0,2 \cdot 2239 = 448 \text{ ккал/кг}.$$

Итак,

$$Q_0 = 2239 - (x_z + 448) = 1791 - x_z \text{ ккал/кг}.$$

Для трех температур, при которых рассчитан процесс горения, можно подсчитать x_z и получить

$$\text{при } 3000^\circ \text{ абс. } Q_0 = 1791 - 760 = 1031 \text{ ккал/кг}$$

$$\gg 2800 \gg Q_0 = 1791 - 673 = 1118 \gg$$

$$\gg 2600 \gg Q_0 = 1791 - 636 = 1155 \gg$$

Количество тепла, подведенного к газу между сечениями $c-c$ и $1-1$, будет следующим:

$$\text{при } 3000^\circ \text{ абс. } Q = 1031 \frac{2787 - 416}{2787 - 288} = 973 \text{ ккал/кг}$$

$$\text{„ } 2800^\circ \text{ „ } Q = 1118 \frac{2787 - 416}{2787 - 288} = 1060 \text{ „}$$

$$\text{„ } 2600^\circ \text{ „ } Q = 1155 \frac{2787 - 416}{2787 - 288} = 1097 \text{ „}$$

Величина $\left(1 + \frac{Q}{c_p T_c}\right)$, подсчитанная для этих трех температур, будет равна

$$6,22 \text{ при } 3000^\circ \text{ абс.}$$

$$6,69 \gg 2800^\circ \gg$$

$$6,89 \gg 2600^\circ \gg$$

После этих подсчетов уравнение (VII. 25) приобретает следующий вид:

$$\frac{M^2 (1 + 0,1M^2)}{(1 + 1,2M^2)^2} = 0,0156 \left(1 + \frac{Q}{c_p T_c}\right).$$

Решая это уравнение относительно M , получаем:

$$\begin{aligned} \text{при } T=3000^\circ \text{ абс. } M &= 0,357; \\ \text{» } T=2800^\circ \text{ » } M &= 0,375; \\ \text{» } T=2600^\circ \text{ » } M &= 0,383. \end{aligned}$$

Построив обе кривые $M=\Phi_3(T)$ и $M=\Phi_4(T)$, на пересечении их найдем точку, определяющую действительное состояние газа в сечении $1-1$, $T_1=2725^\circ$ абс. и $M_1=0,38$. Следовательно, остальные параметры потока в конце камеры сгорания будут

$$\begin{aligned} p_1 &= p_z \frac{1 + kM_c^2}{1 + kM_1^2} = 20 \frac{1 + 1,2 \cdot 0,1^2}{1 + 1,2 \cdot 0,38^2} = 17,26 \text{ кг/см}^2; \\ \gamma_1 &= \frac{17,26 \cdot 10^4}{2725 \cdot 35,25} = 1,798 \text{ кг/м}^3; \end{aligned}$$

$$\omega_1 = M_1 \sqrt{kgRT_1} = 0,38 \sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 35,25 \cdot 2725} = 404 \text{ м/сек.}$$

Для определения числа Mn на выходе из сопла используется формула

$$\frac{p_a}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} Mn_a^2} \right)^{\frac{n}{n-1}},$$

где

$$Mn_1 = M_1 \sqrt{\frac{k}{n}} = 0,38 \sqrt{\frac{1,2}{1,16}} = 0,392.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} Mn_a &= \sqrt{\left[\left(\frac{p_1}{p_a} \right)^{\frac{n-1}{n}} \left(1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2 \right) - 1 \right] \frac{2}{n-1}} = \\ &= \sqrt{\left[17,26^{\frac{0,16}{1,16}} (1 + 0,08 \cdot 0,392) - 1 \right] \frac{2}{0,16}} = 2,498. \end{aligned}$$

Критическое давление определяется с помощью формулы (VII. 9)

$$p_{кр} = p_1 \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} Mn_1^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n}{n-1}} = 17,26 \left(\frac{1 + 0,08 \cdot 0,392^2}{1,08} \right)^{\frac{1,16}{0,16}} = 10,8 \text{ кг/см}^2.$$

Температура газов на выходе из сопла

$$T_a = 2725 \frac{1+0,08 \cdot 0,392^2}{1+0,08 \cdot 2,498^2} = 1840^\circ \text{ абс.},$$

а удельный вес их

$$\gamma_a = \frac{1 \cdot 10^4}{35,25 \cdot 1840} = 0,152 \text{ кг/м}^3.$$

Скорость истечения газов

$$w_a = M n_a \sqrt{ngRT_a} = 2,498 \sqrt{1,16 \cdot 9,81 \cdot 35,25 \cdot 1840} = 2145 \text{ м/сек.}$$

Следовательно, расход топлива

$$G = \frac{3000 \cdot 9,81}{2145} = 13,72 \text{ кг/сек.}$$

Таким образом, требуемая площадь сечения цилиндрической камеры сгорания

$$F_1 = \frac{G}{\frac{G}{F_1}} = \frac{13,72}{706} 10^4 = 194,3 \text{ см}^2.$$

Отношение площади сечения камеры сгорания к площади критического сечения сопла

$$f_1 = \frac{F_1}{G} \sqrt{\frac{ng}{R}} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M n_a^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} =$$

$$= \frac{1}{706} \sqrt{\frac{1,16 \cdot 9,81}{35,25}} \left(\frac{1+0,08 \cdot 0,392}{1,08} \right)^{\frac{2,16}{0,32}} \frac{17,26}{\sqrt{2725}} = 1,725.$$

Следовательно, величина площади критического сечения

$$F_{\text{кр}} = \frac{F_1}{f_1} = \frac{194,3}{1,725} = 112,6 \text{ см}^2.$$

Площадь выходного сечения сопла

$$F_a = F_{\text{кр}} \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M n_a^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{1}{M n_a} =$$

$$= 112,6 \left(\frac{1+0,08 \cdot 2,498^2}{1,08} \right)^{\frac{2,16}{0,32}} \frac{1}{2,498} = 406,4 \text{ см}^2.$$

Диаметры соответствующих сечений получаются следующими:

$$\begin{aligned}d_1 &= 158 \text{ мм}, \\d_{кр} &= 119,8 \text{ мм}, \\d_a &= 227,5 \text{ мм}.\end{aligned}$$

Длина камеры сгорания определяется по выбранному значению объемной теплонапряженности; если принять $\nu_r = 6 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^3 \text{ час}$, то длина камеры

$$L_k = \frac{u_r}{\nu_r} = \frac{4,5 \cdot 10^9}{6 \cdot 10^9} = 0,75 \text{ м} = 750 \text{ мм}.$$

Длина расширяющейся части сопла при угле конусности в 20°

$$L_c = \frac{227,5 - 119,8}{2 \operatorname{tg} 10^\circ} = 305 \text{ мм}.$$

Удельная сила тяги

$$P' = \frac{3000}{13,72} = 218,7 \text{ кг сек/кг}.$$

Термический к. п. д. остается таким же, как и в первом случае:

$$\eta_t = 0,575.$$

Относительный к. п. д.

$$\eta_g = \frac{A \frac{w_a^2}{2g}}{\eta_t H_u} = \frac{2145^2}{427 \cdot 2 \cdot 9,81 \cdot 0,575 \cdot 1775} = 0,509.$$

Следовательно, внутренний к. п. д. будет равен

$$\eta_i = \eta_g \eta_t = 0,509 \cdot 0,575 = 0,293.$$

Таким образом, уменьшение к. п. д. из-за увеличения удельной производительности камеры составляет

$$31,2 - 29,3 = 1,9 \%.$$

Как уже отмечалось выше, расчет камеры сгорания двигателя без учета газодинамических факторов дает преувеличенную силу тяги. Расчет камеры сгорания дал бы, как и в первом примере, критическое давление, равное $11,43 \text{ кг/см}^2$; в действительности, как показывает настоящий пример расчета, критическое давление будет только $10,8 \text{ кг/см}^2$.

Так как расход через критическое сечение пропорционален критическому давлению, то двигатель, рассчитанный без учета влияния газодинамических факторов на процессы в камере сгорания, в

действительности смог бы пропустить через критическое сечение не 13,54 кг/сек, как было рассчитано, а только $\frac{13,54 \cdot 10,8}{11,43} = 12,79$ кг/сек.

Таким образом, двигатель, рассчитанный на силу тяги в 3000 кг с секундным расходом 13,54 кг/сек и со скоростью истечения 2174 м/сек, в действительности будет иметь секунднй расход 12,79 кг/сек при скорости истечения 2145 м/сек. Следовательно, вместо расчетной силы тяги 3000 кг он даст только

$$P = \frac{G}{g} w_a = \frac{12,79 \cdot 2145}{9,81} = 2797 \text{ кг,}$$

что составит уменьшение тяги, равное

$$\frac{3000 - 2797}{3000} 100 = 6,8\%.$$

Основные параметры двигателей, рассчитанных в примерах 35 и 36, приведены в табл. 48.

Таблица 48

u_T ккал/м ² час	1,5·10 ⁹	4,5·10 ⁹	u_T ккал/м ² час	1,5·10 ⁹	4,5·10 ⁹
F_1 см ²	576,2	194,3	$\frac{L_k}{d_1}$	2,7	4,7
$F_{кр}$ см ²	105,9	112,6	P' кг сек/кг	221,0	218,7
f_1	5,5	1,725	γ_t	0,575	0,575
F_a см ²	407,1	406,4	η_g	0,542	0,509
f_a	3,84	3,6	γ_i	0,312	0,293
L_k м	0,75	0,75			

ГЛАВА XII

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЯ

§ 1. Общие сведения. Номенклатура режимов

Тепловой расчет двигателя дает возможность оценить основные параметры двигателя лишь при каких-либо одних расчетных условиях его работы. В эксплуатации двигатель работает при различных условиях.

Управление величиной тяги жидкостно-реактивного двигателя осуществляется обычно путем изменения расхода рабочей смеси, а вместе с тем и давления газов в камере сгорания. При этом изменяется не только тяга, но и экономичность двигателя. С изменением условий окружающей среды и скорости полета основные параметры двигателя также изменяются. Так, например, увеличе-

ние скорости и высоты полета ведет к уменьшению противодавления на выхлопе, что отражается на величине тяги и экономичности двигателя.

При расчете летных данных аппарата, на котором в качестве силовой установки применяется жидкостно-реактивный двигатель, необходимо знать величины основных параметров двигателя — тяги и удельной тяги — при различных, в том числе и нерасчетных, условиях работы двигателя. Зависимости тяги и удельной тяги от таких основных, определяющих режим работы двигателя, величин, как, например, давление в камере сгорания, высота полета и т. п., носят название характеристик ЖРД.

Для ЖРД представляют интерес характеристика по давлению в камере сгорания — регулировочная характеристика, а также высотная и скоростная характеристики. Две последние могут быть объединены общим понятием внешних характеристик.

Регулировочная характеристика представляет собой зависимость тяги и удельной тяги двигателя от давления газов в камере сгорания при определенных параметрах окружающей среды. Выбрать давление в камере сгорания за параметр, характеризующий режим двигателя, удобно как для расчета характеристики, так и с точки зрения контроля работы двигателя во время испытания и в полете.

При работе по этой характеристике можно отметить три характерных режима работы двигателя: режим максимальной тяги, режим номинальной тяги и режим минимальной тяги.

Режим максимальной тяги соответствует наибольшему тепловому напряжению двигателя, а потому на этом режиме двигатель может работать только ограниченный период времени. Допустимое время непрерывной работы двигателя на максимальном режиме устанавливается заводом-изготовителем.

На номинальном режиме двигатель может работать более длительное время. Время работы двигателя на номинальном режиме также ограничивается заводом-изготовителем.

На режиме минимальной тяги экономичность двигателя заметно ухудшается как из-за уменьшения перепада давлений, срабатываемого в двигателе, так и из-за значительного несоответствия размеров сопла срабатываемому в нем перепаду давлений.

Такая номенклатура режимов имеет смысл только для автономных самолетных двигателей и двигателей-ускорителей. Стартовые ускорители имеют один рабочий режим. Наоборот, экспериментальные силовые установки могут иметь более обширную номенклатуру режимов.

Изменение тяги от максимального до минимального значения может осуществляться несколькими способами.

В однокамерном двигателе изменение тяги достигается изменением расхода рабочей смеси с соответствующим изменением давления газов в камере сгорания. Уменьшить расход смеси проще

всего уменьшением давления подачи компонентов, но при этом ухудшается их распыл.

Уменьшить расход рабочей смеси можно также последовательным выключением отдельных групп топливных форсунок. Такое уменьшение расхода не влечет за собой ухудшения распыла, но, как и в первом случае, все режимы работы двигателя, кроме расчетного осуществляются при работе сопла в нерасчетных условиях, что особенно сильно отражается на экономичности двигателя при работе с тягой, близкой к минимальной. Чтобы избежать этого, а также, чтобы расширить диапазон изменения тяги, двигатели часто делают многокамерными. Так, часто встречаются двухкамерные двигатели, у которых во время старта работают обе камеры, а в полете — одна, маршевая, камера сгорания. Встречаются двигатели и с большим числом камер (например, с четырьмя камерами), у которых ступенчатое изменение тяги возможно без изменения экономичности двигателя.

Уменьшать тягу можно плавно и практически без ухудшения экономичности двигателя, если расход топлива уменьшать отключением отдельных групп форсунок, а давление газов в камере сгорания поддерживать постоянным, регулируя критическое и выходное сечения реактивного сопла в соответствии с изменением расхода газа. Регулируемое реактивное сопло при необходимости его интенсивного охлаждения представляет собой сложное устройство и пока распространения не получило.

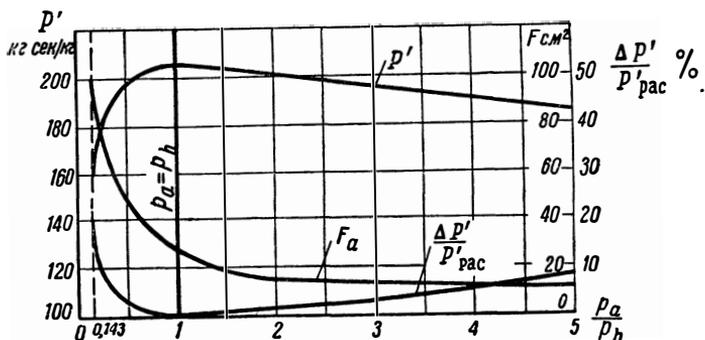
Единственным внешним фактором, влияющим на работу жидкостно-реактивного двигателя, является давление среды, в которую происходит истечение газов из сопла двигателя. Давление окружающей среды за реактивным соплом обусловлено не только высотой, но и скоростью полета. Поэтому под внешними характеристиками ЖРД понимают зависимость тяги и удельной тяги двигателя от высоты и скорости полета при определенном давлении газов в камере сгорания. С увеличением высоты и скорости полета давление окружающей среды за реактивным соплом уменьшается, увеличивается перепад давлений, срабатываемый в двигателе, соответственно увеличиваются тяга и удельная тяга двигателя.

При расчете характеристик для оценки применяемых компонентов и качества рабочего процесса двигателя изменение удельной тяги P' по характеристике следует подсчитывать по расходу смеси только через камеру сгорания. Характеристики двигателя, используемые для расчета летательных аппаратов, должны отражать изменение удельной тяги P'_0 , подсчитанной с учетом расхода рабочих компонентов в паро-газогенераторе. Расход компонентов в паро-газогенераторе составляет 6—15% по весу от расхода основных компонентов в камере сгорания и учет его приведет к соответствующему уменьшению удельной тяги двигателя. Так как оба показателя экономичности двигателя — P' и P'_0 — представляют

интерес, то желательно характеристикой охватить изменение обеих указанных величин. Для двигателя с баллонной системой подачи паро-газогенератор отсутствует и поэтому величина $P_0' = P'$.

§ 2. Работа двигателя на нерасчетном режиме

Расширение газов в реактивном сопле до давления окружающей среды возможно только на определенном режиме, для которого подобраны геометрические размеры сопла. Всякое изменение в условиях работы двигателя (изменение давления газов в камере сгорания или давления окружающей среды) приводит к несоответствию размеров сопла срабатываемому перепаду давлений. Как



Фиг. 93. К оценке потерь в удельной тяге при несоответствии размеров реактивного сопла срабатываемому перепаду давлений.

уменьшение, так и увеличение давления газов в выходном сечении сопла по сравнению с давлением окружающей среды вызывает ухудшение экономичности двигателя¹.

Для оценки величины потерь, которые получаются при работе сопла в нерасчетных условиях, когда геометрические размеры сопла не соответствуют параметрам рабочего процесса, на фиг. 93 приведены кривые

$$P' = \varphi_1 \left(\frac{p_a}{p_h} \right) \quad \text{и} \quad \frac{\Delta P'}{P'_{\text{рас}}} = \frac{P'_{\text{рас}} - P'}{P'_{\text{рас}}} = \varphi_2 \left(\frac{p_a}{p_h} \right).$$

Кривые построены расчетным путем в предположении, что $p_1 = \text{const}$ и $p_h = \text{const}$, а p_a изменяется за счет площади выходного сечения сопла F_a . За расчетное значение удельной тяги $P'_{\text{рас}}$ принята величина P' при $p_a = p_h$. Величины параметров, принятые при расчете, имеют следующие значения:

$$T_1 = 2900^\circ \text{ абс.}; \quad p_1 = 20 \text{ кг/см}^2; \quad p_h = 1 \text{ кг/см}^2; \\ n = 1,2; \quad R = 30 \text{ кгм/кг град.}$$

¹ См. § 7 гл. VIII.

Область режимов с $\frac{p_a}{p_h} > 1$ соответствует работе двигателя с укороченным соплом, а область $p_a/p_h < 1$ — работе с удлиненным против нормальных размеров соплом. Максимальная удельная тяга получается при $p_a = p_h$. Из графиков видно, что сопло особенно плохо работает, когда в выходном сечении получается разрежение, т. е. при $p_a < p_h$. При $\frac{p_a}{p_h} = 0,143$ в плоскости среза сопла устанавли-

вается прямой скачок уплотнения.

Изменение тяги и удельной тяги двигателя для случая, когда давление p_a изменяется за счет изменения давления p_1 , а размеры сопла неизменны и $p_h = \text{const}$, представлено на фиг. 94. Пунктиром нанесено изменение удельной тяги двигателя для случая, когда для каждого давления в камере сгорания подбирались бы соответствующие размеры сопла из условия $p_a = p_h$. При расчете кривых приняты следующие значения параметров процесса:

$$T_1 = 2900^\circ \text{ абс.}; p_{1\text{рас}} = 20 \text{ кг/см}^2; p_h = 1 \text{ кг/см}^2; \\ n = 1,2; R = 30 \text{ кгм/кг град}; G_{\text{рас}} = 1 \text{ кг/сек.}$$

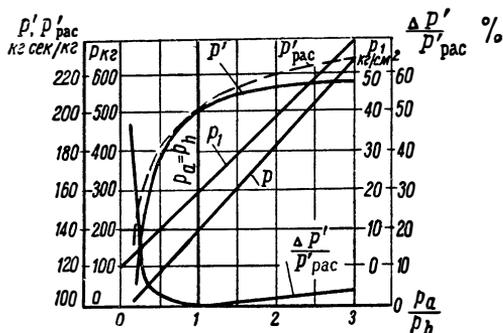
Из графиков видно, что уменьшение и увеличение давления в камере сгорания по сравнению с его значением, которое обеспечивает равенство $p_a = p_h$, приводит к потерям в экономичности двигателя.

§ 3. Регулировочная характеристика двигателя

Как уже говорилось выше, регулировочной характеристикой двигателя называется зависимость тяги и удельной тяги двигателя от давления газов в камере сгорания при определенных условиях окружающей среды.

Для более подробной оценки работы двигателя на максимальных режимах на регулировочную характеристику двигателя могут быть нанесены также кривые изменения секундных расходов горючего и окислителя, коэффициента избытка окислителя, оборотов турбонасосного агрегата и некоторые другие параметры.

Обычно характеристика по давлению в камере сгорания строится для неподвижного двигателя в земных условиях, но может быть



Фиг. 94. К оценке потерь в удельной тяге при изменении давления газов в камере сгорания и неизменных размерах реактивного сопла.

построена и для произвольных высоты и скорости. Характеристика двигателя по давлению газов в камере сгорания для условий $v=0$ и $H=0$ может быть снята при испытании двигателя на стенде. Однако часто требуется иметь такую характеристику до того, как двигатель может быть поставлен на испытания. В этом случае, а также в тех случаях, когда $v \neq 0$ и $H \neq 0$, характеристику по давлению газов в камере сгорания придется строить расчетным путем. Этот расчет может быть выполнен лишь приближенно, так как учесть изменение коэффициента выделения тепла и показателя политропы расширения газов в реактивном сопле с изменением давления газов в камере сгорания не представляется возможным.

Как было показано в главе VIII, формула

$$P = \frac{G}{g} \omega_a + F_a (p_a - p_h) \quad (\text{XII. 1})$$

отражает изменение тяги в зависимости от различных параметров рабочего процесса для всего диапазона рабочих режимов. Этой формулой нельзя пользоваться для расчета тяги только при наличии прямого скачка уплотнения в реактивном сопле, но в рабочем диапазоне режимов прямой скачок уплотнения в сопле обычно не имеет места. Следовательно, формула (XII. 1) может быть положена в основу расчета характеристики двигателя по давлению газов в камере сгорания.

В § 4 гл. VIII формула (XII. 1) представлялась в виде

$$k_p = k_0 - \frac{P_h}{p_1} f_a.$$

Заменяя k_p его действительным значением и k_0 выражением (VIII. 12), получим

$$\frac{P}{p_1 F_{кр}} = f_a \frac{p_a}{p_1} (1 + n M n_a^2) - \frac{P_h}{p_1} f_a.$$

Преобразуем это выражение, используя формулу (VIII. 14), и определим величину тяги

$$P = F_a \left[\left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} M n_1^2}{1 + \frac{n-1}{2} M n_a^2} \right)^{\frac{n}{n-1}} (1 + n M n_a^2) p_1 - p_h \right].$$

Для нескоростных камер сгорания изменением давления по длине камеры и ускорением потока можно пренебречь и считать

$$p_1 = p_z \text{ и } M n_1 = 0.$$

Тогда выражение для расчета тяги при изменении давления p_z в камере сгорания примет вид

$$P = F_a \left[\left(1 + \frac{n-1}{2} M_{пa}^2 \right)^{-\frac{n}{n-1}} (1 + n M_{пa}^2) p_z - p_h \right]. \quad (\text{XII. 2})$$

Для скоростных камер сгорания это допущение приведет к значительной ошибке только при максимальном давлении газов в камере, при котором тяга двигателя обычно известна из газодинамического расчета. Поэтому формула (XII. 2) может применяться для расчета характеристик по давлению газов в камере сгорания практически всех жидкостно-реактивных двигателей.

Введем обозначение

$$X = \left(1 + \frac{n-1}{2} M_{пa}^2 \right)^{-\frac{n}{n-1}} (1 + n M_{пa}^2). \quad (\text{XII. 3})$$

Формула (XII. 2) переписывается теперь в таком виде:

$$P = F_a (X p_z - p_h). \quad (\text{XII. 4})$$

Не имея возможности оценить изменение показателя политропы n по характеристике, считают его постоянным и равным значению в расчетных условиях.

Согласно формуле (VIII. 13) величина $M_{пa}$ является функцией геометрических размеров реактивного сопла f_a и величины показателя политропы n и потому также не будет изменяться по характеристике.

Таким образом, параметр X не изменяется по характеристике и потому при заданном давлении p_h формула (XII. 4) дает однозначную связь тяги двигателя с давлением газов в камере сгорания. Эта формула и используется для расчета изменения тяги при изменении давления газов в камере сгорания.

Так как расчет характеристик делается после расчета двигателя, то параметр X может быть определен из формулы (XII. 4) примененной к расчетным условиям:

$$X = \frac{P_{\text{рас}} + F_a p_{h \text{ рас}}}{F_a p_{z \text{ рас}}}.$$

Чтобы определить величину удельной тяги для каждой рассчитываемой точки характеристики, необходимо определить еще секундный расход топлива (газов). С учетом сделанных выше упрощений секундный расход газов

$$G = \sqrt{\frac{ng}{R}} \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{p_z}{\sqrt{T_z}} F_{\text{кр}}. \quad (\text{XII. 5})$$

Эта формула получена упрощением формулы (VIII. 16).

Введем обозначение

$$Y = \sqrt{\frac{ng}{R}} \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{F_{кр}}{\sqrt{T_z}}$$

Тогда формула (XII. 5) примет вид

$$G = Y p_z. \quad (\text{XII. 6})$$

Не учитывая изменения коэффициента полноты выделения тепла по характеристике, мы тем самым считаем, что температура горения T_z и газовая постоянная R также остаются постоянными. Поэтому параметр Y может быть определен подобно величине X на основании данных расчета двигателя

$$Y = \frac{G_{рас}}{p_{z\ рас}}$$

Формула (XII. 6) используется для расчета изменения секундного расхода топлива при изменении давления в камере сгорания. Зная изменение тяги и секундного расхода, нетрудно установить и изменение удельной тяги двигателя по характеристике

$$P' = \frac{P}{G} = \frac{F_a}{Y} \left(X - \frac{p_h}{p_z} \right). \quad (\text{XII. 7})$$

Расчет изменения тяги двигателя при изменении давления газов в камере сгорания может быть сделан также с помощью номограммы, изображенной на фиг. 58 (глава VIII). Расчет ведется в следующем порядке. По заданному значению f_a и выбранной величине показателя политропы расширения n из номограммы определяется отношение $\frac{p_1}{p_a}$ и коэффициент k_0 . Определив затем из уравнения (VIII. 11) для каждого давления в камере сгорания p_1 величину коэффициента k_p , мы тем самым устанавливаем тягу в каждой точке характеристики по давлению газов в камере сгорания, так как

$$P = k_p p_1 F_{кр}$$

Пример 37. Рассчитать регулировочную характеристику двигателя, расчет которого сделан в примере 35 (глава XI). Характеристику рассчитать для условий: $v=0$, $H=0$.

Выпишем необходимые для расчета характеристики и известные из примера 35 данные:

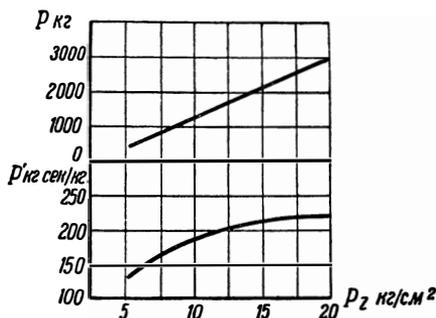
$$\begin{aligned} P_{рас} &= 3000 \text{ кг}; & F_a &= 407,1 \text{ см}^2; \\ p_{z\ рас} &= 20 \text{ кг/см}^2; & G_{рас} &= 13,54 \text{ кг/сек}; \\ p_h\ рас &= 1,00 \text{ кг/см}^2. \end{aligned}$$

Для этих данных формула для расчета тяги приобретает вид:

$$P = 170,3p_z - 407,1 \text{ кг.}$$

Формула для расчета удельной тяги будет следующая:

$$P' = 251,1 - \frac{602}{P_z} \text{ кг сек/кг.}$$



Фиг. 95. Регулировочная характеристика двигателя.

Результаты расчета для четырех точек характеристики даны в табл. 49, а сама характеристика изображена на фиг. 95.

Т а б л и ц а 49

p_z кг/см ²	20	15	10	5
P кг	3000	2150	1296	445
P' кг сек/кг	221	210	191	131

§ 4. Внешние характеристики двигателя — высотная и скоростная

Внешние характеристики позволяют судить об изменении основных параметров двигателя — тяги и удельной тяги в зависимости от условий среды, в которую происходит истечение газов из сопла. Фактором, непосредственно влияющим на работу двигателя, является давление среды, которое может изменяться как в зависимости от высоты, так и в зависимости от скорости полета. Поэтому должно быть очевидным, что методика расчета для высотной и скоростной характеристик будет общей.

В то время как характеристика по давлению газов в камере сгорания может быть снята экспериментально, высотная и скорост-

ная характеристики обычно получают расчетным путем, так как экспериментальное получение их связано с большими трудностями.

Высотной характеристикой жидкостно-реактивного двигателя называется зависимость тяги и удельной тяги двигателя от высоты, на которой работает двигатель, при определенном давлении газов в камере сгорания и постоянной скорости полета. Характеристика, построенная для максимального давления газов в камере сгорания, показывает характер изменения по высоте максимальной возможной тяги двигателя. Так как на максимальном режиме двигатель работает только небольшое время, то представляют интерес и высотные характеристики двигателя на режимах, отличных от режима максимальной тяги. Поэтому высотную характеристику двигателя строят обычно для нескольких значений давления газов в камере сгорания.

Скоростной характеристикой ЖРД называется зависимость тяги и удельной тяги двигателя от скорости полета при определенном давлении газов в камере сгорания и неизменной высоте полета. Скоростная характеристика также может строиться для нескольких значений давления газов в камере сгорания.

Расчет высотной и скоростной характеристик выполняется с помощью тех же формул, что и расчет характеристики по давлению газов в камере сгорания. В эти формулы не входит непосредственно скорость и высота полета и потому прежде, чем приступить к расчету по этим формулам, следует установить величину давления p_h для каждой из рассчитываемых точек характеристики, т. е. для каждой выбранной высоты или скорости.

Характер изменения давления p_h в зависимости от высоты полета следует брать по данным Международной стандартной атмосферы (приложение V). Но таблица МСА составлена только до высоты 25 км, тогда как жидкостно-реактивный двигатель может работать на значительно больших высотах. Состояние атмосферы на больших высотах может оцениваться по графикам, построенным на основании исследования атмосферы с помощью ракет (приложение VI). Из этих графиков видно, что на больших высотах давление настолько мало, что его значением можно пренебречь. Если на высотах больше 20 км считать $p_h=0$, то ошибка в расчете тяги не превысит 1%. Поэтому высотную характеристику можно с достаточной точностью рассчитывать только с помощью таблицы МСА.

Определение давления p_h в зависимости от скорости полета представляет большие трудности и может быть сделано на основании аэродинамического расчета летательного аппарата с учетом формы последнего.

Имея величину давления p_h для каждой рассчитываемой точки внешней характеристики, тягу и удельную тягу двигателя легко определить по формулам (XII.4) и (XII.7). В этих формулах

переменным параметром будет только давление p_h . Удельная тяга будет изменяться в соответствии с изменением тяги двигателя, так как секундный расход газов от давления p_h не зависит и по внешней характеристике остается постоянным.

Пример 33. Рассчитать высотные характеристики двигателя, размеры которого определены в примере 35 (глава XI). Характеристики рассчитать для четырех значений давления $p_z = 20, 15, 10$ и 5 кг/см^2 .

Исходные данные для расчета характеристик остаются такими же, как и в примере 37:

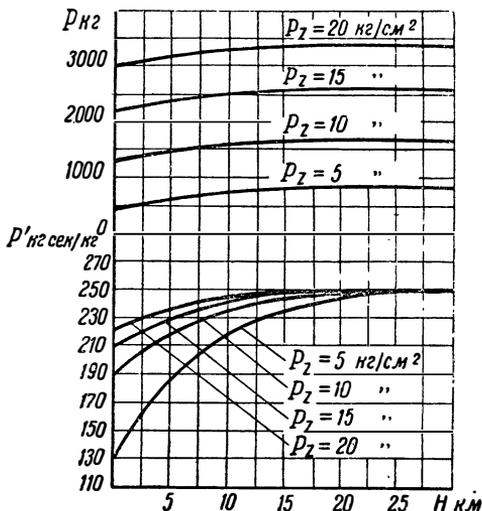
$$P_{\text{рас}} = 3000 \text{ кг};$$

$$F_a = 407,1 \text{ см}^2;$$

$$p_z \text{ рас} = 20 \text{ кг/см}^2;$$

$$G_{\text{рас}} = 13,54 \text{ кг/сек};$$

$$p_h \text{ рас} = 1,00 \text{ кг/см}^2.$$



Фиг. 96. Высотные характеристики двигателя.

Расчетные формулы приводятся к виду:

$$\begin{aligned} \text{при } p_z = 20 \text{ кг/см}^2 \quad P &= 3407 - 407,1 p_h; \\ P' &= 251,1 - 30,1 p_h; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{при } p_z = 15 \text{ кг/см}^2 \quad P &= 2557 - 407,1 p_h; \\ P' &= 251,1 - 40,1 p_h; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{при } p_z = 10 \text{ кг/см}^2 \quad P &= 1703 - 407,1 p_h; \\ P' &= 251,1 - 60,2 p_h; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{при } p_z = 5 \text{ кг/см}^2 \quad P &= 852 - 407,1 p_h; \\ P' &= 251,1 - 120,4 p_h. \end{aligned}$$

В этих формулах давление p_h следует брать в кг/см^2 , размерности P и P' получаются обычные, соответственно кг и кгсек/кг .

Расчет параметров двигателя произведен для пяти высот, давление воздуха для которых указано в табл. 50.

Таблица 50

$H \text{ км}$	0	5	10	20	30
$p_h \text{ кг/см}^2$	1,033	0,550	0,269	0,055	0,011

Полученные расчетом значения тяги и удельной тяги двигателя на указанных высотах представлены в табл. 51. Графики высотных характеристик изображены на фиг. 96.

Таблица 51

Тяга P в кг		Давление P_z в кг/см ²	Высота H в км				
Уд. тяга P' в кг сек/кг			0	5	10	20	30
$\frac{P}{P'}$	20	2986	3183	3298	3385	3404	
		220	235	243	250	251	
$\frac{P}{P'}$	15	2137	2333	2448	2535	2553	
		210	229	240	249	251	
$\frac{P}{P'}$	10	1283	1479	1594	1681	1699	
		189	218	235	248	251	
$\frac{P}{P'}$	5	432	628	743	830	848	
		127	185	210	245	250	

§ 5. Подбор размеров реактивного сопла на максимальную экономичность

В процессе эксплуатации жидкостно-реактивный двигатель обычно редко работает на режиме максимальной тяги. Большую часть времени двигатель работает с тягой меньше максимальной. Отклонение режима от расчетных условий вызывается также и внешними причинами — высотой и скоростью полета. Таким образом, реактивное сопло будет в большинстве случаев работать в нерасчетных условиях, что неизбежно приводит к ухудшению экономичности двигателя. Поэтому размеры реактивного сопла должны подбираться с учетом продолжительности работы двигателя на каждом из возможных режимов.

Рассмотрим порядок подбора размеров реактивного сопла на максимальную экономичность, когда в процессе эксплуатации возможно изменение режима работы двигателя из-за изменения давления газов в камере сгорания.

Пусть для проектируемого двигателя известно, что в процессе эксплуатации он будет развивать тягу P_1 в промежуток времени a_1 , тягу P_2 — в промежуток времени a_2 и т. д. и пусть промежутки времени a_1, a_2, \dots оцениваются в % от времени законченного этапа эксплуатации (например, от времени работы двигателя в течение одного полета самолета или в течение полета снаряда). В таком случае $\sum a_i = 100\%$.

При заданных параметрах газа в начале камеры сгорания, известной величине среднего показателя политропы расширения

в реактивном сопле и заданном давлении окружающей среды p_h максимальная тяга может быть получена при различном давлении газов в выходном сечении сопла p_a . Если подобрать размеры сопла из условия $p_a = p_h$ при максимальной тяге, то на других режимах давление p_a будет значительно меньше и, следовательно, будет иметь место ухудшение экономичности. Если же указанное условие выдержать на режиме минимальной тяги, то на режиме максимальной тяги p_a будет больше p_h , что также ухудшит экономичность.

Очевидно, что наибольшая экономичность двигателя за законченный этап эксплуатации будет достигнута тогда, когда размеры реактивного сопла будут подобраны для какого-то промежуточного между максимальным и минимальным режима. При этом на максимальном режиме давление на срезе сопла будет больше, а на минимальном режиме — меньше давления окружающей среды.

Оптимальная величина $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}}$ определится с учетом времени работы двигателя на каждом из возможных режимов.

Чтобы оценить оптимальное значение величины $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}}$ необходимо просчитать размеры реактивного сопла для нескольких значений этого параметра. Для этого из уравнения

$$\frac{p_a}{p_1} = \left(\frac{1}{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_a^2} \right)^{\frac{n}{n-1}}$$

определим величину Mn_a , а из уравнения

$$\frac{T_a}{T_1} = \frac{1}{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_a^2}$$

найдем температуру газов на выходе T_a . Далее найдем скорость газа в выходном сечении

$$w_a = \text{Mn}_a \sqrt{ngRT_a}$$

По формуле

$$\frac{F_a}{F_{\text{кр}}} = \left(\frac{1 + \frac{n-1}{2} \text{Mn}_a^2}{\frac{n+1}{2}} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{1}{\text{Mn}_a}$$

определим значение величины $\frac{F_a}{F_{\text{кр}}} = f_a$.

Из выражения

$$G = \sqrt{\frac{ng}{R}} \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} F_{кр}$$

для режима максимальной тяги можно получить формулу

$$G = CF_{кр},$$

после чего формула для тяги

$$P = \frac{w_a}{g} G + F_a (p_a - p_h)$$

представится в виде

$$P_{\max} = \frac{w_a}{g} CF_{кр} + f_a F_{кр} (p_a - p_h).$$

Последняя формула может быть использована для определения $F_{кр}$ и площади выходного сечения сопла $F_a = f_a F_{кр}$.

Таким образом, для каждого значения параметра $\left(\frac{p_a}{p_h} \right)_{P_{\max}}$ устанавливаются геометрические размеры реактивного сопла.

Чтобы выявить экономичность работы на всех возможных режимах, рассчитываются регулировочные характеристики двигателя с каждым из рассчитанных сопел. Характеристики рассчитываются обычным методом, причем давление газов в выходном сечении для каждого сопла определяется из условия

$$\frac{p_1}{p_a} = \left(\frac{p_1}{p_a} \right)_{P_{\max}}$$

Сделанные расчеты позволяют построить кривые $P' = f(P)$ для всех рассчитанных вариантов сопел. Для конкретного примера эти кривые изображены на фиг. 97. С помощью таких графиков для различных вариантов сопел можно рассчитать среднее значение удельной тяги двигателя P'_Σ за рассматриваемый период эксплуатации. Величина P'_Σ определяется по формуле

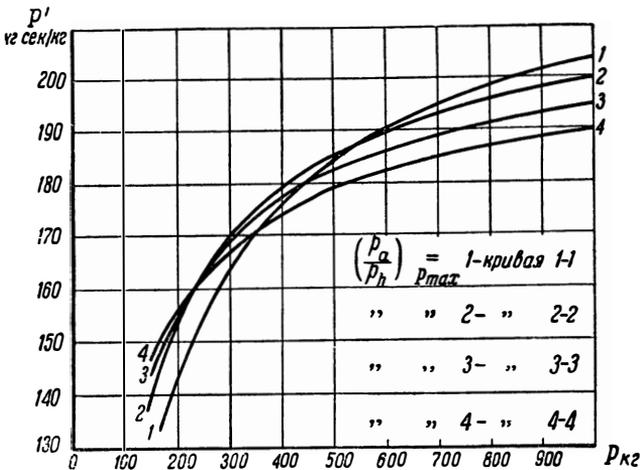
$$P'_\Sigma = \sum \frac{a_i}{100} P'_{P_i}$$

Как и следовало ожидать, кривая P'_Σ в функции от $\left(\frac{p_a}{p_h} \right)_{P_{\max}}$ имеет максимум (фиг. 98)¹. Очевидно, что реактивное сопло, рас-

¹ То обстоятельство, что на фиг. 98 представлены две кривые, будет объяснено в приводимом ниже примере 39. Здесь же для иллюстрации методики расчета следует рассматривать одну из кривых (безразлично какую).

считанное по оптимальному значению величины $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}}$, и будет соответствовать условиям наибольшей экономичности двигателя.

Аналогичный подбор оптимальных размеров реактивного сопла можно произвести и для работы двигателя по внешней характеристике. По внешней характеристике давление p_h может изменяться от 1 кг/см^2 до 0 при постоянном давлении p_a .



Фиг. 97. Зависимость удельной тяги от полной тяги двигателя для четырех вариантов реактивных сопел.

Оптимальное значение величины давления p_a при $p_h=1 \text{ кг/см}^2$ должно быть подобрано. Таким образом, целью расчета снова является подбор оптимального значения отношения $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$ и установление по нему размеров реактивного сопла. Здесь P_1 — тяга двигателя при $p_h=1 \text{ кг/см}^2$.

Для подбора размеров сопла, соответствующих наибольшей экономичности, надо знать, какую долю из общего времени полета двигатель будет работать при том или ином давлении p_h . Так как в полете давление p_h может изменяться непрерывно, то весь период времени полета приходится разбивать на несколько промежутков, внутри каждого из которых величина p_h осредняется.

Расчет ведется в таком же порядке, как при подборе сопла на максимальную экономичность по регулировочной характеристике, когда изменение режима работы двигателя осуществляется за счет изменения давления в камере сгорания. Для нескольких значений

$\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$, меньших единицы, определяются геометрические размеры

сопел из условия, что при $p_h=1$ кг/см² двигатель должен развивать заданную тягу P_1 .

При малых значениях $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{p_1}$ возможно возникновение прямых скачков уплотнения внутри сопла, поэтому прежде чем рассчитывать сопло для таких значений $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{p_1}$, необходимо установить, можно ли вообще вести расчет по обычным формулам. Для этого надо подсчитать минимально предельное отношение $\frac{p_{a\text{ск}}}{p_h}$ по формуле¹

$$\frac{p_{a\text{ск}}}{p_h} = \frac{1}{\frac{2n}{n+1} \text{Mn}_a^2 - \frac{n-1}{n+1}}$$

и сравнить его с выбранными значениями $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{p_1}$.

После этого рассчитывается внешняя характеристика и строятся кривые

$$P' = \varphi_1(p_h).$$

Подсчитывая затем величину P'_Σ , характеризующую экономичность всего полета по формуле

$$P'_\Sigma = \sum \frac{a_i}{100} P'_{p_{hi}},^2$$

можно построить кривую

$$P'_\Sigma = \varphi_2\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{p_1}$$

и установить размеры сопла, отвечающие наибольшей экономичности двигателя за все время полета.

Если двигатель большую часть времени работает при давлении p_h , близком к нулю, то оптимальные размеры сопла оказываются очень большими. В этом случае размеры сопла выбираются меньше оптимальных, исходя из практически целесообразных длины и диаметра выходного сечения сопла.

В общем случае, когда заданы отрезки времени, в течение которых двигатель работает при различных давлениях в камере сгорания и различных давлениях p_h , расчет оптимальных размеров

¹ Эта формула получена обобщением формулы (VIII.17) на случай политропического процесса истечения.

² Здесь под a_i понимается выраженная в % доля времени, в течение которого двигатель работает при $p_h=p_{hi}$ от общего времени полета.

сопла получается более трудоемким, но принципиально остается таким же. В этом случае для установления оптимальных размеров сопла необходимо построить графики $P' = \psi_1 \left[P, \left(\frac{P_a}{p_h} \right)_{P_1} \right]$ для каждого давления p_h , при котором возможна работа двигателя. Эти графики позволят построить кривые

$$P'_\Sigma = \psi_2 \left[\left(\frac{P_a}{p_h} \right)_{P_1} \right]$$

и с помощью их установить оптимальное значение $\left(\frac{P_a}{p_h} \right)_{P_1}$, после чего можно будет определить размеры сопла, при которых полет будет наиболее экономичным.

Пример 39. Подобрать проходные сечения для реактивного сопла двигателя, отвечающие условию максимальной экономичности, по следующим данным:

$$p_1 = 20 \text{ кг/см}^2; T_1 = 2900^\circ \text{ абс.}; n = 1,2; p_h = 1 \text{ кг/см}^2; \\ \omega_1 \approx 0; R = 30 \text{ км/кг град.}$$

Двигатель работает при $p_h = \text{const}$ на максимальной тяге 10% и на минимальной тяге 90% всего времени.

Расчет произвести для двух случаев:

- 1) $P_{\max} = 1000 \text{ кг}; P_{\min} = 400 \text{ кг};$
- 2) $P_{\max} = 1000 \text{ кг}; P_{\min} = 200 \text{ кг}.$

Для четырех значений $\left(\frac{P_a}{p_h} \right)_{P_{\max}}$ определим последовательно $M_{пa}$

T_a , ω_a , f_a , $F_{кр}$ и F_a . Результаты расчета представлены в табл. 52.

Таблица 52

$\left(\frac{P_a}{p_h} \right)_{P_{\max}}$	1	2	3	4
$M_{пa}$	2,54	2,12	1,92	1,76
$T_a^\circ \text{ абс.}$	1755	1970	2120	2210
$\omega_a \text{ м/сек}$	2000	1810	1660	1530
f_a	3,34	2,24	1,75	1,59
$F_{кр} \text{ см}^2$	35	35,9	36,8	37,5
$F_a \text{ см}^2$	117	80,5	64,7	59,5

Рассчитаем далее регулировочную характеристику для четырех полученных вариантов сопел. Результаты расчета для шести точек характеристики представлены в табл. 53 (в клетках таблицы верхние числа означают тягу P в кг, нижние — удельную тягу P' в кг сек/кг).

Т а б л и ц а 53

$\left(\frac{P_a}{P_h}\right) P_{\max}$	P_1 кг/см ²					
	20	15	10	7	5	4
1	1000	721	441	287	162	—
	204	196	180	161	133	
2	1000	730	460	298	190	138
	200	194	184	170	152	136,5
3	1000	733	467	307	201	148
	195	190	181	170	156	144
4	1000	736	471	312	206	153
	190	186	178	168	156	145

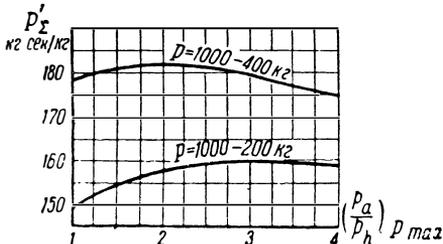
С помощью этой таблицы построены кривые

$$P' = f \left[P, \left(\frac{P_a}{P_h} \right)_{P_{\max}} \right],$$

изображенные на фиг. 97.

Удельная тяга P'_Σ , характеризующая экономичность всего полета, в соответствии с заданием подсчитывается по формуле

$$P'_\Sigma = 0,1 P'_{P_{\max}} + 0,9 P'_{P_{\min}}.$$



Фиг. 98. Зависимость общей за полет удельной тяги двигателя от перепада давлений $\left(\frac{P_a}{P_h}\right)_{P_{\max}}$.

Изменение P'_Σ по $\left(\frac{P_a}{P_h}\right)_{P_{\max}}$ для двух значений P_{\min} представлено на фиг. 98.

Из фиг. 98 видно, что для первого случая ($P_{\max} = 1000$ кг, $P_{\min} = 400$ кг) оптимальным будет сопло, для которого $\left(\frac{P_a}{P_h}\right)_{P_{\max}} = 2$ с размерами $F_{кр} = 35,9$ см² и $F_a = 80,5$ см².

Для второго случая ($P_{\max} = 1000$ кг, $P_{\min} = 200$ кг) оптимальным будет сопло, для которого $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}} = 3$. Размеры такого сопла — $F_{\text{кр}} = 36,4$ см² и $F_a = 72,2$ см².

Подсчитаем потерю в экономичности, которая будет иметь место, если сопло подобрать по условию $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}} = 1$, по сравнению с соплом, подобранным по указанному выше способу.

Для первого случая при $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}} = 1$ $P'_\Sigma = 178,4$ кг сек/кг и соответственно удельный расход топлива

$$C_{P_\Sigma} = \frac{3600}{P'_\Sigma} = 20,2 \text{ кг топлива/кг тяги час.}$$

При найденном нами оптимальном значении $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}} = 2$, $P'_\Sigma = 182$ кг сек/кг и $C_{P_\Sigma} = 19,8$ кг топлива/кг тяги час.

Таким образом, в этом случае потеря в экономичности составляет

$$\frac{20,2 - 19,8}{19,8} \cdot 100 \approx 2,0\%.$$

Для второго случая при $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}} = 1$ $P'_\Sigma = 149$ кг сек/кг и $C_{P_\Sigma} = 24,1$ кг топлива/кг тяги час.

При оптимальном значении $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_{\max}} = 3$ $P'_\Sigma = 159$ кг сек/кг и $C_{P_\Sigma} = 22,6$ кг топлива/кг тяги час.

Потеря в экономичности составляет

$$\frac{24,1 - 22,6}{22,6} \cdot 100 = 6,6\%.$$

Пример 40. Подобрать размеры реактивного сопла, соответствующие наибольшей экономичности двигателя, если известно, что в полете изменяются внешние условия (давление p_h). Двигатель отрегулирован на $p_1 = \text{const}$ и характеризуется следующими параметрами рабочего процесса:

$$p_1 = 20 \text{ кг/см}^2; T_1 = 2900^\circ \text{ абс.}; n = 1,2; -$$

$$\omega_1 \approx 0; R = 30 \text{ кгм/кг град.}$$

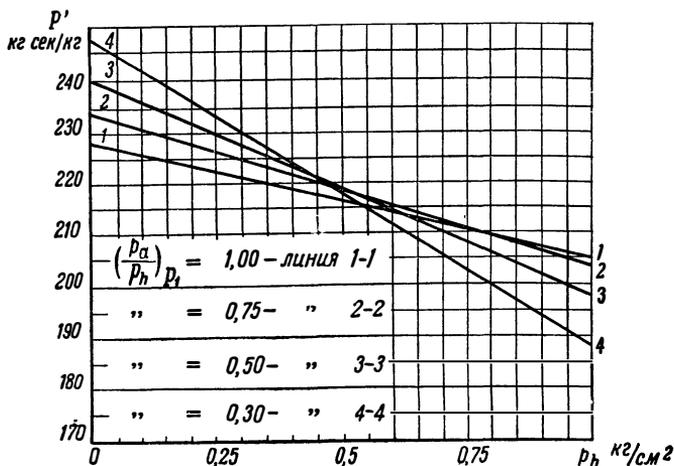
В течение полета двигатель работает при $p_h = 1$ кг/см² — 20% и при $p_h = 0,5$ кг/см² — 80% всего времени.

Рассчитаем проходное сечение реактивного сопла для четырех значений $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$. Результаты расчета приведены в табл. 54.

Таблица 54

$\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$	1,00	0,75	0,50	0,30
$M_{пa}$	2,54	2,70	2,90	3,17
T_a° абс.	1755	1670	1560	1440
ω_a м/сек	2000	2070	2150	2260
f_a	3,34	4,50	5,95	8,70
$F_{кр}$ см ²	35,0	35,2	36,1	38,3
F_a см ²	117	156	215	334

Рассчитаем далее для каждого варианта реактивного сопла внешнюю характеристику. Результаты расчета приведены в



Фиг. 99. Зависимость удельной тяги двигателя от атмосферного давления для четырех вариантов реактивных сопел.

табл. 55 (верхние числа в клетках — тяга P в кг, нижние — удельная тяга P' в кг сек/кг, а график зависимости $P'=f\left[p_h, \left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}\right]$ на фиг. 99.

Таблица 55

$\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$	p_h кг/см ²				
	1	0,75	0,5	0,25	0
1	1000	1029	1058	1088	1117
	204	210	216	222	228
0,75	1000	1040	1079	1118	1157
	203	211	219	227	234
0,50	1000	1054	1108	1162	1216
	198	209	219	230	241
0,3	1000	1084	1160	1250	1334
	187	203	217	233	249

Построенные графики позволяют рассчитать удельную тягу P'_Σ для различных значений $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$ по формуле

$$P'_\Sigma = 0,2P'_{p_h=1} + 0,8P'_{p_h=0,5}$$

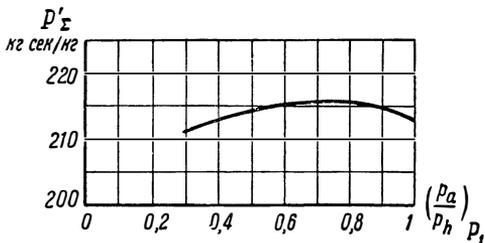
Кривая зависимости P'_Σ от $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$ представлена на фиг. 100. Из фигуры видно, что двигатель будет иметь наибольшую экономичность при $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1} = 0,7$. Этому условию отвечает реактивное сопло с размерами:

$$F_{кр} = 35,3 \text{ см}^2$$

$$\text{и } F_a = 166,5 \text{ см}^2.$$

Двигатель с таким соплом будет иметь

$$P'_\Sigma = 216 \text{ кг сек/кг} \text{ или } C_{P_\Sigma} = 16,5 \text{ кг топлива/кг тяги час.}$$



Фиг. 100. Зависимость общей за полет удельной тяги двигателя от перепада давлений $\left(\frac{p_a}{p_h}\right)_{P_1}$.

Если реактивное сопло рассчитать на $\left(\frac{P_a}{P_h}\right)_{P_1} = 1$, то экономичность его будет оцениваться величинами

$$P'_\Sigma = 213,8 \text{ кг сек/кг} \text{ или } C_{P_\Sigma} = 16,8 \text{ кг топлива/кг тяги час.}$$

Потеря в экономичности составит при этом

$$\frac{16,8 - 16,5}{16,5} 100 \approx 1,8\%.$$

§ 6. Элементы испытания двигателя

Как уже отмечалось выше, регулировочная характеристика двигателя может быть снята во время стендовых, а внешняя — во время летных испытаний.

Летные испытания представляют собой завершающий этап в создании двигателя, так как они позволяют проверить его работу в условиях обычной эксплуатации.

Стендовые испытания проводятся не только с целью снятия регулировочной характеристики. Во время таких испытаний двигатель доводится до получения заданных параметров по тяге и экономичности, определяются допустимые периоды работы на различных режимах, устанавливается ресурс двигателя. Стендовые испытания могут носить также исследовательский характер — с их помощью можно установить зависимость удельной тяги от коэффициента избытка окислителя, определить коэффициент выделения тепла, показатель политропы расширения газов в реактивном сопле и т. д. Такие испытания способствуют накоплению статистических данных по ЖРД и позволяют уточнить тепловой расчет двигателя.

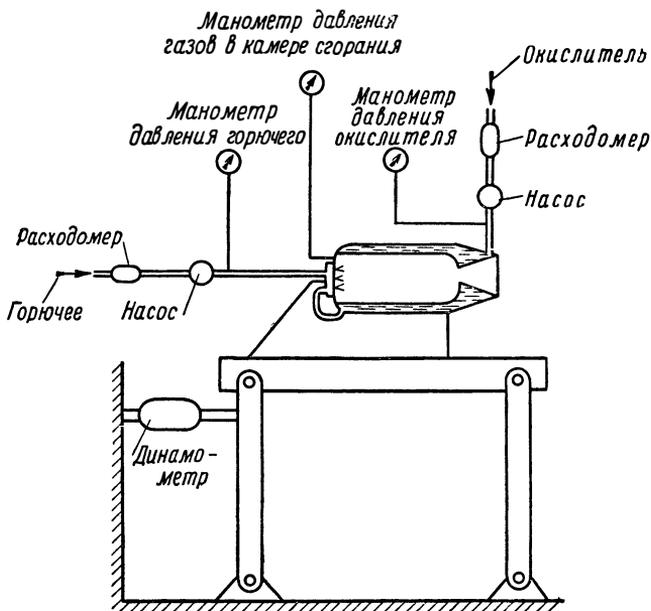
Во время испытания двигатель может работать на установившемся или неустановившемся режиме. Неустановившиеся режимы и особенно запуск привлекают к себе внимание потому, что они в значительной мере влияют на надежность и исправность двигателя в эксплуатации. Известно много случаев, когда двигатель выходил из строя во время запуска.

Характерные особенности рабочего процесса жидкостно-реактивного двигателя — высокие температуры горения, большая тепловая напряженность камеры сгорания, большие скорости истечения, получение огромных величин тяги в одном агрегате, большие расходы топлива, агрессивность некоторых компонентов топлива — накладывают определенный отпечаток на методику испытания, устройство испытательного стенда и аппаратуры.

На фиг. 101 представлена схема измерения основных параметров двигателя при его испытании. Рассмотрим более подробно способы замера отдельных величин.

Жидкостно-реактивные двигатели строятся на тягу от нескольких сотен килограммов до нескольких сотен тонн. Такой широкий диапазон возможного при испытаниях ЖРД тягового усилия привел к разнообразию в аппаратуре для замера тяги и в устройстве испытательных стендов.

Простейшее устройство для замера тяги состоит из рамы, верхняя часть которой имеет возможность перемещаться вдоль оси



Фиг. 101. Схема испытательного стенда.

двигателя (см., например, фиг. 101). Тяговое усилие может измеряться пружинным или гидравлическим динамометром. Деформация пружины или давление жидкости передается на указывающий прибор, который обычно градуируется прямо в единицах измерения тяги. При очень большой величине тяги двигатель крепится к упругой опоре, например, стальной балке, по деформации которой можно судить о тяговом усилии.

При испытании часто замеряется также вибрация двигателя в плоскости, перпендикулярной направлению тяги.

Измерение расхода топлива усложняется из-за химической агрессивности и ядовитости отдельных компонентов. Поэтому для измерения расхода топлива применяются дистанционные расходомеры, выполненные из специальных материалов, не корродирующих под действием топлива.

При испытании двигателя измеряется также давление газов и топлива. В эксплуатации, а также при испытании серийного двигателя достаточно знать давление газов в начале камеры сгорания как суммарную характеристику, по которой можно судить вообще о режиме работы двигателя. При доводочных испытаниях может представлять интерес давление газа и в других частях газового тракта, например, в выходном сечении реактивного сопла. Давление топлива измеряется обычно перед входом его в двигатель, но может также измеряться и в других местах с целью определения гидравлических сопротивлений отдельных элементов двигателя. Для измерения давлений могут быть использованы обычные манометры с соответствующим подбором материалов для воспринимающего элемента прибора.

При испытании двигателя замеряют температуру стенок камеры сгорания и сопла двигателя, температуру топлива, а иногда также и температуру газов. Измерение температуры стенок камеры и сопла необходимо для того, чтобы определить условия работы этих элементов и судить об их надежности. Температура камеры сгорания и сопла может измеряться термомпарами. Не представляет труда и измерение температуры топлива.

Значительно более сложную проблему представляет измерение температуры газов. Высокие температуры газов, большие скорости их движения (в реактивном сопле) делают эти измерения трудно выполнимыми и недостаточно точными. Например, для замера температуры в струе выходящих газов используется оптический пирометр, с помощью которого нельзя получить большой точности измерения.

Не меньшую трудность представляет также замер скорости газов в струе.

Для оценки полноты сгорания используется газовый анализ. Проба газа отводится через трубку из камеры сгорания и сопла двигателя в газоанализатор и подвергается анализу.

Испытательные станции для ЖРД строятся с учетом возможности пожара и даже взрыва двигателя. Чтобы обезопасить работу персонала станции, управление двигателем делается дистанционным. Наблюдения за самим двигателем ведутся не непосредственно через окна, а с помощью системы зеркал. Испытательные станции оснащаются надежным противопожарным оборудованием.

ГЛАВА XIII

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСЧЕТА ОХЛАЖДЕНИЯ

Расчет системы охлаждения представляет значительные трудности. Имеются два основных метода расчета. Первый — чисто теоретический — очень трудоемок и дает менее точные результаты, несмотря на попытки учесть всю сложность процессов в двигателе. Второй метод, основанный на экспериментальных данных, практически более приемлем и приводит к достаточно точным результатам.

В настоящей главе вместе с теоретическими основами расчета охлаждения рассматривается первый метод расчета.

§ 1. Процессы теплообмена в двигателе

Проблема охлаждения камеры сгорания и реактивного сопла ЖРД является очень важной в связи с необходимостью увеличения ресурса двигателя. Чрезвычайно высокие температуры, при которых работает двигатель, достигающие при использовании некоторых окислителей 3500° абс., заставляют изготавливать детали камер сгорания и сопел из наиболее жаростойких или наиболее теплопроводных материалов. Однако и это обстоятельство не снижает требований, предъявляемых к системе охлаждения двигателя.

Применение жаростойких сталей имеет тот недостаток, что теплопроводность их сравнительно невысока: она существенно меньше, чем у алюминия. Это обстоятельство при интенсивной теплопередаче приводит к тому, что в стенке создаются весьма большие температурные градиенты. С другой стороны, при применении алюминия появляется необходимость делать стенки камер сгорания значительно более толстыми. Тепловые потоки через охлаждаемые стенки сопла достигают значений в $(4-5) \times 10^6$ ккал/м² час, вследствие чего даже при небольших толщинах стенок (2—3 мм) разность температур по обеим сторонам стенки достигает 400° и даже 500° .

Наиболее часто охлаждение нагретых стенок двигателя производят одним или обоими компонентами топлива, причем иногда осуществляют внешнее, а иногда внутреннее (плenoчное) охлаждение.

Особенные трудности представляет охлаждение наиболее теплонапряженной части двигателя — реактивного сопла. Внешнее охлаждение компонентом, протекающим в охлаждающей рубашке, не всегда может быть применено, так как для этого необходимо иметь хотя бы один компонент с достаточно высокой температурой испарения и значительной теплоемкостью. Кроме того, расчет и опытные данные показывают, что при такой системе охлаждения тепловая напряженность реактивного сопла близка к пределу, что видно по температурным градиентам в стенках реактивных сопел ЖРД, выполненных на практике. Иногда вместо внешнего охлаждения применяется внутреннее охлаждение пленкой жидкости одного из компонентов, протекающей по стенкам камеры сгорания.

Указанные трудности часто приводили к тому, что для снижения теплонапряженности шли по линии искусственного ухудшения рабочего процесса, снижения температуры, а следовательно, и понижения к. п. д. двигателя. Так, например, применялось балластирование топливом продуктов сгорания, т. е. использовались топлива с большим избытком того или другого компонента или с уменьшенной концентрацией одного из них.

В зависимости от рода топлива, коэффициента избытка окислителя, качества перемешивания компонентов и ряда других причин процессы горения весьма различны, а вследствие этого различны и условия теплообмена в камере сгорания и в реактивном сопле.

В камере сгорания при подаче компонентов топлива происходит перемешивание их и испарение, после чего начинается горение; при горении температура газов достигает своего наибольшего значения, но скорость газов невелика; на этом этапе рабочего процесса следует ожидать весьма сильного теплообмена со стенками излучением. Неуглеродистое топливо, например, водород с кислородом или с перекисью водорода дает в общем случае несветящееся пламя, в котором находятся, главным образом, теплопрозрачные газы; более или менее заметное излучение дает только водяной пар; в этом случае возможно, что конвективный теплообмен даже в камере сгорания превышает теплообмен излучением. Углеродистое топливо (например, спирты с кислородом и перекисью водорода, а главным образом, углеводороды с азотной кислотой) дает сильно светящееся пламя, в котором в том или другом количестве находятся частицы раскаленного углерода; естественно, что в этом случае теплообмен излучением в камере сгорания имеет преобладающее значение. К сожалению до сих пор излучение светящегося пламени изучено крайне слабо, и приходится пользоваться экспериментальными формулами, приводимыми в литературе для топок паровых котлов. Излучение светящихся частиц можно отождествить с излучением черного тела и общее излучение светящегося пламени рассматривать как излучение серого тела,

степень черноты которого определяется концентрацией твердых частиц и их размерами.

А. А. Гухман предполагает, что степень черноты газов (несветящегося пламени) можно оценить не выше 0,2, а светящегося пламени в пределах 0,6—0,8 в зависимости от приведенной толщины газового слоя. Как известно из основ теплопередачи, излучение газов вследствие их значительной теплопрозрачности — объемное, а не только с поверхности слоя. Следовательно, интенсивность излучения газового слоя определяется числом молекул излучающего газа на пути луча, а это количество пропорционально толщине слоя (эту толщину l часто называют длиной луча) и его парциальному давлению газа p . Произведение lp служит в расчетах газового излучения основной определяющей величиной и называется приведенной толщиной газового слоя.

В расширяющейся части сопла скорости газов сверхзвуковые, парциальные давления излучающих газов (CO_2 и H_2O) сильно уменьшаются, длина луча несколько увеличивается (вследствие увеличения диаметра сопла), температура значительно уменьшается и излучение газов делается все меньше; таким образом, в расширяющейся части сопла, если не учитывать догорания топлива, преобладает конвективный теплообмен. Но следует иметь в виду, что в действительности излучение в расширяющейся части сопла будет значительно больше наших предположений по следующим причинам:

1) В сопле происходит частичное догорание топлива, что приводит к появлению светящегося пламени.

2) Рекомбинация молекул увеличивает приведенную толщину (lp) излучающих газов вследствие увеличения содержания CO_2 и H_2O .

3) Твердые распыленные частицы топлива, вылетевшие из камеры сгорания и не успевшие сгореть, имеют более высокую температуру, чем газовое пламя, так как они охлаждаются медленнее. Они также увеличивают радиационный теплообмен в сопле.

Сужающаяся часть сопла в отношении теплообмена занимает промежуточное положение между камерой сгорания и расширяющейся частью сопла. Но следует иметь в виду, что в этой части добавляется еще радиация пламени камеры сгорания. Вообще, как показывают опытные данные и расчеты, часть сопла, находящаяся перед критическим сечением, работает в наиболее напряженных тепловых условиях.

Все вышесказанное характеризует те трудные, мало изученные явления, при которых происходит теплообмен в ЖРД.

Стремление к повышению к. п. д. двигателя приводит к необходимости увеличения давления в камере сгорания и температуры горения, что, в свою очередь, ставит вопрос об охлаждении ЖРД еще более остро. Процессы теплообмена при сверхзвуковых скоростях, мощные потоки тепла и тому подобные явления требуют

тщательного как теоретического, так и экспериментального изучения и разработки соответствующих новых методов расчета охлаждения ЖРД.

Методы расчета, основанные хотя и на вновь разработанных теориях, но не учитывающих всей сложности явлений, не дают достаточной точности и в настоящее время неприемлемы. Поэтому наряду с кратким изложением гидродинамической и газодинамической теории теплообмена в настоящем разделе (в главе XIV) предлагается метод расчета, основанный на экспериментальных формулах теории теплопередачи. Как показывает приведенный ниже пример расчета, предлагаемый метод удобен при практическом его использовании.

§ 2. Теории теплообмена

Теоретическое изучение вопросов теплообмена, не давая достаточно точных количественных соотношений, может дать, однако, ясную картину всех явлений, связь между ними и основные качественные закономерности. Благодаря этому облегчается экспериментальное изучение явлений теплообмена и применение полученных экспериментальных данных в практических расчетах. Поэтому, прежде чем рассматривать методику практического расчета охлаждения двигателя, необходимо вкратце ознакомиться с существующими теориями теплообмена.

Стремление теоретически обосновать пути расчета теплообмена привело прежде всего к созданию так называемой гидродинамической теории теплообмена, рассматривающей явления теплообмена в среде постоянной плотности ($\gamma = \text{const}$).

Гидродинамическая теория теплообмена основывается на предположении о единстве процессов переноса тепла и количества движения. Изменение количества движения жидкости вблизи твердой поверхности происходит вследствие того, что частицы жидкости, попадая из центрального турбулентного ядра потока в пограничный слой, изменяют свою скорость до значения, равного значению скорости на границе пограничного слоя. Таким путем осуществляется перенос количества движения. Но те же самые частицы, попадая в пограничный слой, теряют часть энергии своего теплового движения. Внешне это выражается в понижении температуры жидкости от температуры ядра потока до температуры пограничного слоя. В дальнейшем эти частицы вытесняются новыми частицами, прибывающими из центрального ядра. Таким образом осуществляется непрерывный перенос тепла и количества движения. Можно установить количественную зависимость между этими процессами.

Пусть в единицу времени в пограничный слой попадает G кг жидкости. Если осредненная скорость в центральном ядре потока

равна $\omega_{\text{ц}}$, а в пограничном слое $\omega_{\text{п}}$, то на основании уравнения импульсов сопротивление движению

$$S = \frac{Q}{g} (\omega_{\text{ц}} - \omega_{\text{п}}). \quad (\text{XIII. 1})$$

В то же время, если теплоемкость жидкости равна c_p , то количество тепла, переносимого в пограничный слой за единицу времени,

$$Q = Gc_p(t_{\text{ц}} - t_{\text{п}}). \quad (\text{XIII. 2})$$

Подставляя в уравнение (XIII. 2) значение G из уравнения (XIII. 1), получим

$$Q = S \frac{gc_p(t_{\text{ц}} - t_{\text{п}})}{\omega_{\text{ц}} - \omega_{\text{п}}}. \quad (\text{XIII. 3})$$

Обозначая через s силу трения, отнесенную к единице площади, сопротивление движению можно представить в виде

$$S = s\Phi, \quad (\text{XIII. 4})$$

где Φ — поверхность трения.

Количество тепла, переданное из центрального ядра потока в пограничный слой через единицу площади в единицу времени

$$q = \frac{Q}{\Phi} = s \frac{gc_p(t_{\text{ц}} - t_{\text{п}})}{\omega_{\text{ц}} - \omega_{\text{п}}}. \quad (\text{XIII. 5})$$

При установившемся процессе все это тепло должно пройти через пограничный слой и передаться стенке. Принимая во внимание, что в тепловом пограничном слое течение ламинарно и что, следовательно, тепло здесь может передаваться только теплопроводностью жидкости, можно написать

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{\text{п}} - t_{\text{w}}), \quad (\text{XIII. 6})$$

где λ — коэффициент теплопроводности жидкости;

δ — толщина пограничного слоя;

t_{w} — температура поверхности стенки.

По закону Ньютона сила трения, отнесенная к единице поверхности (напряжение трения), определяется коэффициентом динамической вязкости жидкости η и градиентом скорости в направлении, нормальном к поверхности трения

$$s = \eta \frac{d\omega}{dx}. \quad (\text{XIII. 7})$$

В пограничном слое градиент скорости можно принять постоянным; следовательно, распределение скорости¹ по толщине погра-

¹) меняющейся от $\omega=0$ у стенки до значения $\omega=\omega_{\text{п}}$ на границе пограничного слоя и ядра потока.

ничного слоя подчинено линейному закону и

$$s = \eta \frac{w_{\Pi}}{\delta} \quad (\text{XIII. 8})$$

или

$$\delta = \frac{\eta w_{\Pi}}{s}.$$

Подставляя значение δ в уравнение (XIII. 6), находим

$$q = \frac{\lambda s}{\eta w_{\Pi}} (t_{\Pi} - t_w). \quad (\text{XIII. 9})$$

Решение уравнений (XIII. 5) и (XIII. 9) относительно разностей температур дает

$$t_{\Pi} - t_{\Pi} = \frac{q (w_{\Pi} - w_{\Pi})}{s g c_p}, \quad (\text{XIII. 10})$$

$$t_{\Pi} - t_w = \frac{q \eta w_{\Pi}}{\lambda s}. \quad (\text{XIII. 11})$$

Складывая эти уравнения, получим

$$t_{\Pi} - t_w = \frac{q}{s g c_p} \left(w_{\Pi} - w_{\Pi} + \frac{\eta g c_p w_{\Pi}}{\lambda} \right)$$

или

$$t_{\Pi} - t_w = \frac{q w_{\Pi}}{s g c_p} \left[1 + \frac{w_{\Pi}}{w_{\Pi}} \left(\frac{\eta g c_p}{\lambda} - 1 \right) \right], \quad (\text{XIII. 12})$$

а так как

$$\frac{\eta g c_p}{\lambda} = \text{Pr},$$

то

$$t_{\Pi} - t_w = \frac{q w_{\Pi}}{s g c_p} \left[1 + \frac{w_{\Pi}}{w_{\Pi}} (\text{Pr} - 1) \right]. \quad (\text{XIII. 13})$$

Решая это уравнение относительно удельного теплового потока, получим

$$q = s \frac{g c_p (t_{\Pi} - t_w)}{w_{\Pi}} \frac{1}{1 + \frac{w_{\Pi}}{w_{\Pi}} (\text{Pr} - 1)}. \quad (\text{XIII. 14})$$

Уравнение (XIII. 14) определяет количество тепла, переносимое в течение часа через 1 м^2 поверхности стенки. Для газов в зависимости от их атомности значение числа Pr меняется от 0,72 до 1,00.

Принимая число $\text{Pr}=1$, для газов приближенно получим

$$q = s \frac{g c_p (t_{\Pi} - t_w)}{w_{\Pi}}. \quad (\text{XIII. 15})$$

Значение напряжения трения s можно выразить через обычно применяемый в технических расчетах коэффициент трения ζ .

Если площадь поперечного сечения потока равна F , а перепад давлений на длине l равен Δp , то сила трения

$$S = F\Delta p, \quad (\text{XIII. 16})$$

откуда

$$s = \frac{S}{\Phi} = \Delta p \frac{F}{\Phi}. \quad (\text{XIII. 17})$$

Но, с другой стороны, перепад давлений

$$\Delta p = \zeta \frac{l}{d} \gamma \frac{w_{\text{ц}}}{2g}, \quad (\text{XIII. 18})$$

следовательно, формула (XIII. 14) преобразуется к виду

$$q = \frac{\zeta}{2} c_p \gamma w_{\text{ц}} \left(\frac{l}{d} \frac{F}{\Phi} \right) (t_{\text{ц}} - t_{\text{н}}) \frac{1}{1 + \frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}. \quad (\text{XIII. 19})$$

Величина $\frac{l}{d} \frac{F}{\Phi}$ определяется геометрическими размерами канала. Воспользуемся следующим приемом. Введем вместо d величину так называемого эквивалентного диаметра

$$d_{\text{э}} = \frac{4F}{\Pi},$$

где под Π понимается периметр сечения канала.

В таком случае

$$\frac{l}{d} \frac{F}{\Phi} = \frac{l\Pi}{4F} \frac{F}{\Phi} = \frac{l\Pi}{4\Phi},$$

но поверхность трения $\Phi = l\Pi$ и значит для любой формы канала получается

$$\frac{l}{d} \frac{F}{\Phi} = \frac{1}{4}.$$

При таких условиях для канала любой формы удельный тепловой поток

$$q = \frac{\zeta}{8} c_p \gamma w_{\text{ц}} (t_{\text{ц}} - t_{\text{н}}) \frac{1}{1 + \frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}. \quad (\text{XIII. 20})$$

Вводимый в гидродинамической теории теплообмена коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q}{t_{\text{ц}} - t_{\text{н}}} = \frac{\zeta}{8} c_p \gamma w_{\text{ц}} \frac{1}{1 + \frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}. \quad (\text{XIII. 21})$$

Уравнение (XIII. 21) можно представить в критериальном виде. Для этого помножим обе части уравнения на $\frac{d}{\lambda}$. Тогда, учитывая, что число Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}, \quad (\text{XIII. 22})$$

а критерий Пеклэ

$$\text{Pe} = \frac{w_{\text{ц}} c_p \gamma d}{\lambda},$$

получим

$$\text{Nu} = \frac{\zeta}{8} \frac{\text{Pe}}{1 + \frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}, \quad (\text{XIII. 23})$$

или

$$\frac{\text{Nu}}{\text{Pe}} = \frac{\frac{\zeta}{8}}{1 + \frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}. \quad (\text{XIII. 24})$$

В приведенных выше уравнениях отношение скорости в пограничном слое к скорости в центральном ядре $\frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}}$ неизвестно и может быть определено только экспериментальным путем. Л. С. Лейбензон¹ считает это отношение постоянным и указывает, что $\frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} = \frac{1}{3}$. Прандтль предлагает зависимость

$$\frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} = 1,74 \text{Pe}^{-\frac{1}{8}}.$$

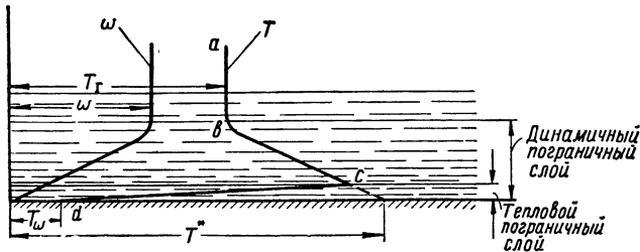
Таким образом, гидродинамическая теория теплообмена устанавливает количественную связь между процессами теплообмена и гидравлическими сопротивлениями в потоке. Но эта теория приближена, а потому может иметь очень узкое применение в практических расчетах и совершенно не применима в условиях потока с параметрами, значительно меняющимися по оси канала, например, для определения коэффициентов теплоотдачи с газовой стороны стенок камеры сгорания и реактивного сопла.

Первая попытка использовать в теории теплообмена принцип единства процессов переноса тепла и количества движения для потоков с параметрами, меняющимися по оси канала, принадлежит советскому ученому Л. Е. Калихману. Разработанная им теория названа газодинамической. Сущность ее заключается в следующем.

¹ Л. С. Лейбензон, Руководство по нефтепромысловой механике, 1931.

При больших скоростях потока и сильно меняющихся температурах меняются и такие физические константы газа, как плотность, теплоемкость, вязкость, теплопроводность и др. Разделяя поток, как и в гидродинамической теории, на турбулентное ядро и пограничный слой, можно принять, что трение и теплообмен происходят только в пограничном слое, так как только в нем наблюдаются большие градиенты скорости и температуры; для турбулентного ядра потока применяются обычные уравнения газодинамики идеальной сжимаемой жидкости.

На основании вышесказанного следует, что при отсутствии теплообмена в слое жидкости, непосредственно примыкающем к



Фиг. 102. Схема распределения скоростей и температур в пограничном слое при теплообмене газа со стенкой.

стенке (где $\omega=0$), температура должна восстанавливаться до температуры торможения, постепенно повышаясь до этого предела по мере понижения скорости в динамическом пограничном слое. Но в действительности в тепловом пограничном слое, имеющем по сравнению с динамическим меньшую толщину, начинает действовать отвод тепла через стенку и, следовательно, при наличии теплообмена со стенкой в тепловом пограничном слое температура будет в действительности понижаться.

На фиг. 102 представлена схематически картина явлений, происходящих в пограничном слое. Кривая ω характеризует изменение скорости в пограничном слое. Как видно из фигуры, градиент скорости в динамическом пограничном слое принят постоянным. Температура газа по всему сечению центрального ядра одинакова и в данном сечении равна T_g , но в динамическом пограничном слое она повышается и при отсутствии теплообмена должна была бы достичь температуры торможения T^* , постоянной по всей длине потока вследствие того, что в центральном ядре поток считается адиабатическим. Но в тепловом пограничном слое в действительности имеется теплообмен со стенкой и необходимо должен возникнуть температурный градиент обратного знака, достаточный для осуществления передачи тепла от жидкости к стенке (предполагается, что на поверхности стенки температура T_w меньше, чем T_z). Таким образом, изменение температуры жидкости по нормали к

стенке должно иметь вид, представленный на фиг. 101 линией *abcd*.

Используя основные уравнения газодинамики с учетом теплообмена Л. Е. Калихман получил основные зависимости для расчета теплопередачи в потоке сжимаемой жидкости. Преобразования исходных уравнений и конечные формулы ввиду их значительной сложности и неприменимости в практических расчетах не приводятся.

На фиг. 103 приведен один из графиков, полученных автором. На этом графике использованы следующие обозначения:

Nu_0 и Re_0 — местные значения критериев Нуссельта и Рейнольдса;

\bar{T}_w — относительная температура стенки с газовой стороны $\left(\bar{T}_w = \frac{T_{wg}}{T_g}\right)$;

\bar{T}'_w — то же для жидкостной стороны стенки

$\left(\bar{T}'_w = \frac{T_{wj}}{T_g}\right)$;

\bar{x} — относительное расстояние от начала канала по его профилю $\bar{x} = \frac{x}{L}$, где L — длина сопла).

Из фиг. 103 и других зависимостей, даваемых газодинамической теорией, можно сделать ряд выводов.

1. Кривые $Nu_0 = f(\bar{x})$ при любом распределении температур по газовой стороне стенки имеют максимум, расположенный в дозвуковой части сопла вблизи от критического сечения.

2. Величина Nu_0 сильно зависит от числа Рейнольдса, причем при увеличении числа Re значения Nu_0 также увеличиваются, а это означает, что увеличивается коэффициент теплоотдачи.

3. Увеличение температуры стенки с газовой стороны приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи, удельные тепловые потоки при этом уменьшаются.

4. При постоянной (по длине сопла) температуре стенки с газовой стороны температура стенки с жидкостной стороны меняется и имеет минимум около критического сечения.

5. Температуру стенки с газовой стороны лучше делать переменной с максимумом в критическом сечении и с понижением к краям на 25—30%. При этом температура стенки с жидкостной стороны выравнивается.

6. Слишком сильное изменение температуры стенки с газовой стороны по длине приводит к значительному изменению температуры стенки и с жидкостной стороны.

Выбор максимальной температуры стенки с газовой стороны определяется жаростойкостью материала стенки.

Таким образом, применение газодинамической теории теплообмена, вообще говоря, позволяет провести расчеты теплообмена с газовой стороны стенки. Использование этих расчетов на практике затрудняется вследствие их сложности и необходимости заранее намечать распределение температуры по газовой стороне стенки, что приводит, как это будет видно из следующего параграфа, к трудно выполнимым практически сечениям охлаждающей рубашки сопла. Для получения практической выполнимого канала охлаждающей рубашки необходимо проводить ряд расчетов с различным распределением температуры.

Отметим в заключение, что правильные качественные зависимости, даваемые газодинамической теорией, позволяют надеяться, что дальнейшая разработка ее приведет к созданию практических способов расчета охлаждения ЖРД.

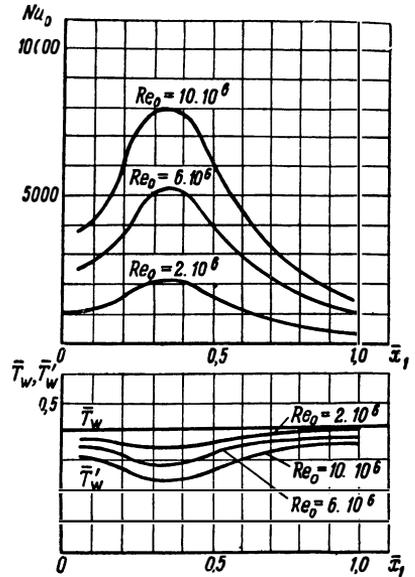
§ 3. Расчет охлаждающей рубашки ЖРД¹

В этом параграфе рассматривается расчет охлаждающей рубашки двигателя, основанный на применении гидродинамической теории теплообмена.

Задача расчета состоит в определении конфигурации канала, по которому протекает охлаждающая жидкость, в установлении скоростей жидкости, ее температуры в различных сечениях и необходимого напора. Из расчета теплоотдачи с газовой стороны стенки делаются известными удельные тепловые потоки и температуры жидкостной стороны стенки.

На фиг. 104 приведены результаты расчета удельных тепловых потоков для одного частного случая.

На фигуре приняты следующие обозначения: \bar{q}_w — безразмерный параметр, характеризующий удельный тепловой поток через стенку (расшифровка параметра дана ниже); \bar{r} — безразмерный средний радиус кольцевого канала, т. е. отношение среднего радиуса r к длине сопла L ; \bar{x} — безразмерное расстояние по профилю



Фиг. 103. Распределение значений критерия Nu и температур вдоль стенки сопла.

¹ По В. Я. Бородачеву.

канала от выходного сечения сопла, т. е. отношение расстояния x к длине сопла L .

В нижней части фигуры показано, как изменяется по длине средний радиус кольцевого сечения канала, по которому будет протекать охлаждающая жидкость (т. е. профиль сопла); в верхней части фигуры представлено полученное расчетом распределение удельных тепловых потоков через стенку к охлаждающей жидкости.

Для расчета рубашки используются следующие уравнения.

1. Уравнение расхода, написанное для текущего сечения канала (сечение AA на фиг. 104),

$$G = 2\pi r h w \gamma, \quad (\text{XIII. 25})$$

где r — средний радиус кольцевого сечения канала;

h — ширина кольцевого сечения;

w — скорость в данном сечении.

2. Уравнение сохранения энергии, составленное без учета тепла трения

и кинетической энергии (вследствие малых скоростей жидкости),

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} (cT), \quad (\text{XIII. 26})$$

где Q — количество тепла, подводимого к единице веса жидкости;

c — средняя весовая теплоемкость жидкости;

T — температура жидкости.

3. Уравнение, полученное нами в § 2 этой главы, как вывод из гидродинамической теории теплообмена

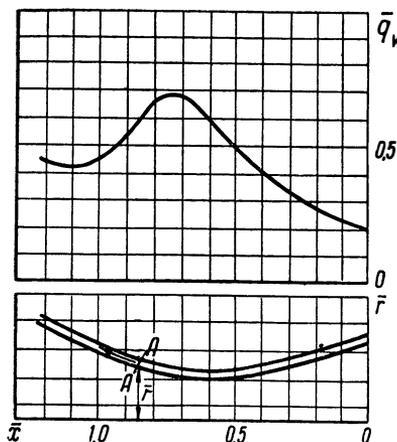
$$\text{Nu} = \frac{\zeta}{8} \frac{\text{Pe}}{1 + \frac{\omega_{\text{п}}}{\omega_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}. \quad (\text{XIII. 27})$$

4. Уравнение Бернулли, написанное в виде

$$d\left(\frac{w^2}{2g}\right) + \frac{dp}{\gamma} + dh_{\text{пот}} = 0, \quad (\text{XIII. 28})$$

где $dh_{\text{пот}}$ — потеря напора вследствие гидравлических сопротивлений;

w — текущее значение скорости $w_{\text{ц}}$.



Фиг. 104. Распределение удельных тепловых потоков через стенку сопла, профиль которого показан в нижней части фигуры.

Эти уравнения преобразуются к расчетным формулам на основании следующих соображений.

К элементарному объему жидкости $2\pi rh dx$ за единицу времени подводится количество тепла

$$2\pi rh\gamma \frac{dQ}{dt} dx.$$

Но это же количество тепла можно выразить через удельный тепловой поток, если пренебречь потерей тепла теплопроводностью по концам объема

$$2\pi r q_w dx.$$

Приравнивание этих величин дает

$$2\pi rh\gamma \frac{dQ}{dt} dx = 2\pi r q_w dx. \quad (\text{XIII. 29})$$

Полную производную в левой части уравнения для одномерного потока можно представить в таком виде:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} (cT) = \frac{\partial}{\partial t} (cT) + w \frac{\partial}{\partial x} (cT).$$

Для стационарного потока

$$\frac{\partial}{\partial t} (cT) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{dQ}{dt} = w \frac{d}{dx} (cT).$$

Подставляя последнее выражение в уравнение (XIII. 29), можно получить

$$2\pi rh\gamma wd(cT) = 2\pi r q_w dx,$$

а так как согласно (XIII. 25)

$$2\pi rhw\gamma = G,$$

то

$$Gd(cT) = 2\pi r q_w dx.$$

Интегрирование в пределах от 0 до x дает

$$cT - c_0 T_0 = \frac{2\pi}{G} \int_0^x r q_w dx, \quad (\text{XIII. 30})$$

где T_0 — начальная температура жидкости.

Уравнение (XIII. 30) представляет собой закон возрастания температуры жидкости при движении ее вдоль охлаждающего канала. Это уравнение, в свою очередь, преобразуется следующим образом.

Обе части уравнения делятся на bT_0^2 , где b — коэффициент при T из формулы для теплоемкости $c = a + bT$. Получаем

$$\frac{cT}{bT_0^2} - \frac{c_0}{bT_0} = 2\pi \int_0^x \frac{r q_w}{GbT_0^2} dx.$$

Вводятся следующие безразмерные величины

$$\bar{r} = \frac{r}{L}; \quad \bar{q}_w = \frac{L^2 q_w}{bT_0^2 G}; \quad d\bar{x} = \frac{dx}{L}.$$

Теперь последнее уравнение переписывается в виде

$$\frac{cT}{bT_0^2} - \frac{c_0}{bT_0} = 2\pi \int_0^{\bar{x}} \bar{r} \bar{q}_w d\bar{x}.$$

В левой части величины теплоемкостей представляются как функции температур

$$\frac{(a+bT)T}{bT_0^2} - \frac{a+bT_0}{bT_0} = 2\pi \int_0^{\bar{x}} \bar{r} \bar{q}_w d\bar{x}$$

или

$$\frac{a}{b} \frac{T}{T_0^2} + \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 - \frac{a}{bT_0} - 1 = 2\pi \int_0^{\bar{x}} \bar{r} \bar{q}_w d\bar{x}.$$

Вводятся дополнительно следующие обозначения:

$$\frac{T}{T_0} = \bar{T} \text{ (безразмерная температура жидкости)} \text{ и } \frac{a}{bT_0} = \theta.$$

При этих обозначениях уравнение получает вид

$$\bar{T}^2 + \theta \bar{T} - 1 - \theta - 2\pi \int_0^{\bar{x}} \bar{r} \bar{q}_w d\bar{x} = 0.$$

Решение этого уравнения дает

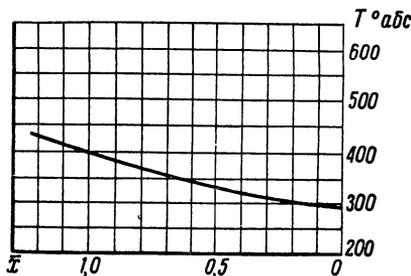
$$\bar{T} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\theta^2 + 4 \left(1 + \theta + 2\pi \int_0^{\bar{x}} \bar{r} \bar{q}_w d\bar{x} \right)} - \theta \right]. \quad (\text{XIII. 31})$$

Таким образом, уравнение (XIII. 31) позволяет определить температуру жидкости в любом сечении канала. На фиг. 105 приведе-

на кривая изменения температуры жидкости по длине сопла для того же случая, что и кривые на фиг. 104.

Для определения необходимой скорости жидкости преобразуется уравнение (XIII. 20):

$$q_w = \frac{\zeta}{8} c \gamma w_{\text{ц}} (T'_w - T) \frac{1}{1 + \frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} (\text{Pr} - 1)}.$$



Фиг. 105. Изменение температуры жидкости в охлаждающей рубашке сопла.

Отношение скорости в пограничном слое к скорости ядра потока можно представить приведенной выше зависимостью

$$\frac{w_{\text{п}}}{w_{\text{ц}}} = 1,74 \text{Re}^{-\frac{1}{8}}.$$

Следовательно,

$$q_w = \frac{\zeta}{8} c \gamma w_{\text{ц}} (T'_w - T) \frac{1}{1 + 1,74 \text{Re}^{-\frac{1}{8}} (\text{Pr} - 1)}.$$

Если обе части уравнения помножить на $L^2/bT_0^2 G$, то получается

$$\bar{q}_w = \frac{\zeta}{8} \frac{c \gamma w_{\text{ц}} (T'_w - T) L^2}{b T_0^2 G \left[1 + 1,74 \text{Re}^{-\frac{1}{8}} (\text{Pr} - 1) \right]},$$

откуда

$$w_{\text{ц}} = \frac{8 b T_0^2 G \left[1 + 1,74 \text{Re}^{-\frac{1}{8}} (\text{Pr} - 1) \right] \bar{q}_w}{\zeta \gamma c (T'_w - T) L^2};$$

после замены $c = a + bT$ можно получить

$$w_{\text{ц}} = \frac{8 b T_0^2 G \left[1 + 1,74 \text{Re}^{-\frac{1}{8}} (\text{Pr} - 1) \right] \bar{q}_w}{\zeta \gamma L^2 [(a + b T'_w) T'_w - (a + b T) T]}.$$

После использования принятых выше обозначений преобразованное уравнение получит вид

$$w_{\text{ц}} = \frac{8G \left[1 + 1,74 \text{Re}^{-\frac{1}{8}} (\text{Pr} - 1) \right]}{\zeta \gamma L^2 \left[\bar{T}'_w - \bar{T}^2 + \theta (\bar{T}'_w - \bar{T}) \right]} \bar{q}_w.$$

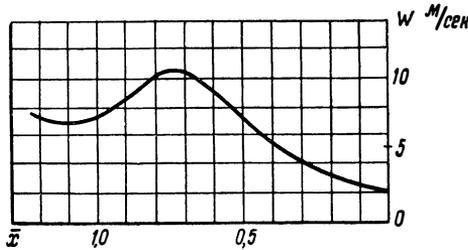
Принимая для турбулентного потока

$$\zeta = \frac{0,316}{4 \sqrt{\text{Re}}},$$

можно окончательно получить

$$w_{\text{ц}} = \frac{25,3G \left[\text{Re}^{\frac{1}{8}} + 1,74 (\text{Pr} - 1) \right] \text{Re}^{\frac{1}{8}}}{\gamma L^2 \left[\bar{T}'_w - \bar{T}^2 + \theta (\bar{T}'_w - \bar{T}) \right]} \bar{q}_w. \quad (\text{XIII.32})$$

Эта формула дает возможность определить в любом сечении канала необходимую скорость жидкости. На фиг. 106 представлена



Фиг. 106. Изменение скорости протекания жидкости в охлаждающей рубашке сопла.

кривая изменения скорости для того же частного случая, для которого построены графики на фиг. 104 и 105.

Потеря напора определяется по обычной формуле

$$dh_{\text{пот}} = \zeta \frac{w^2}{2g} \frac{dx}{d_3}, \quad (\text{XIII.33})$$

где

$$\zeta = \frac{0,316}{4 \sqrt{\text{Re}}}.$$

Но для кольцевого сечения

$$d_3 = \frac{4 \cdot 2\pi r h}{2 \cdot 2\pi r} = 2h,$$

следовательно,

$$dh_{\text{пот}} = \zeta \frac{w^2}{2g} \frac{dx}{2h}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (XIII. 28), можно получить

$$d\left(\frac{w^2}{2g}\right) + \frac{dp}{\gamma} + \zeta \frac{w^2}{2g} \frac{dx}{2h} = 0.$$

Интегрирование от 0 до x (при значении абсциссы x значения скорости $w = w_{\Pi}$) дает:

$$\frac{w_{\Pi}}{2g} - \frac{w_0^2}{2g} + \frac{p - p_0}{\gamma} + \frac{\zeta}{4gh} \int_0^x w^2 dx = 0,$$

откуда

$$p_0 - p = \rho \frac{w_{\Pi}^2}{2} - \rho \frac{w_0^2}{2} + \frac{\zeta \rho}{4h} \int_0^x w^2 dx.$$

Относя перепад давлений к начальному скоростному напору $\rho \frac{w_0^2}{2g}$, можно получить

$$\Delta \bar{p} = \frac{p_0 - p}{\rho \frac{w_0^2}{2}} = \frac{w_{\Pi}^2}{w_0^2} - 1 + \frac{\zeta}{2h} \int_0^x \left(\frac{w}{w_0}\right)^2 dx$$

или, если ввести относительные скорости,

$$\Delta \bar{p} = \bar{w}_{\Pi}^2 - 1 + \frac{\zeta}{2h} \int_0^x \bar{w}^2 dx,$$

где

$$\frac{w_{\Pi}}{w_0} = \bar{w}_{\Pi} \quad \text{и} \quad \frac{w}{w_0} = \bar{w}.$$

Умножая числитель и знаменатель последнего члена на $\pi r w_{\Pi} \zeta$ и учитывая, что расход жидкости $G = 2\pi r h w_{\Pi} \gamma$, найдем

$$\Delta \bar{p} = \bar{w}_{\Pi}^2 - 1 + \frac{\pi r w_{\Pi} \zeta}{G} \int_0^x \bar{w}^2 dx.$$

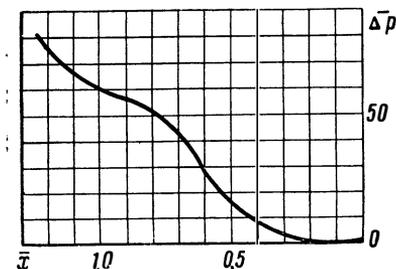
Обозначая попережнему

$$\frac{r}{L} = \bar{r} \quad \text{и} \quad \frac{x}{L} = \bar{x},$$

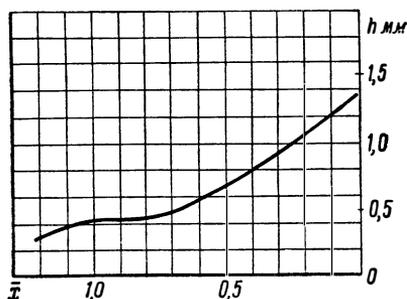
окончательно получим

$$\Delta \bar{p} = \bar{\omega}_{\text{ц}}^2 - 1 + \frac{\pi r L^2 \omega_0 \gamma_s}{G} \int_0^x \bar{\omega}^2 dx. \quad (\text{XIII. 34})$$

Уравнение (XIII. 34) определяет необходимый перепад давлений в любом сечении канала.



Фиг. 107. Распределение перепадов давлений в охлаждающей рубашке сопла.



Фиг. 108. Необходимая высота кольцевого канала охлаждающей рубашки сопла.

На фиг. 107 дано распределение по длине канала необходимого перепада давлений, на фиг. 108 — изменения высоты канала. Высота канала определялась из уравнения (XIII. 25):

$$h = \frac{G}{2\pi r \omega_{\text{ц}} \gamma}.$$

Как уже указывалось в предыдущем параграфе, изложенный метод расчета страдает тем недостатком, что высота канала является искомой величиной, и весь сложный расчет может оказаться безрезультатным ввиду практической невыполнимости или трудности выполнения канала требуемого профиля, что и получилось в приведенном выше примере. Предварительное задание температур стенки с газовой стороны весьма желательно. Однако, не имея экспериментальных данных, всегда можно прийти к необходимости многократного повторения расчета, прежде чем получатся приемлемые формы канала. Кроме того, целый ряд принятых в расчете допущений не дает уверенности в том, что такой метод расчета достаточно точен.

§ 4. Теплопередача при больших скоростях газа

За последние годы советскими учеными (А. А. Гухманом, Н. В. Илюхиным) была разработана теория и предложены практические, проверенные опытом расчетные формулы для определения

теплоотдачи от газа, движущегося со скоростями, близкими к скорости звука; даны также формулы для сопротивления движению в трубах.

В этих формулах появляется новый аргумент, характеризующий влияние сжимаемости газа. Этот аргумент представляет собой безразмерную величину, выражающую отношение динамического давления к статическому давлению газа, т. е. отношение $\frac{\rho w^2}{2p}$.

Видоизменяя этот аргумент, можно прийти к числу $M = \frac{w}{a}$, а затем к критерию $\frac{\vartheta}{T}$, где T — абсолютная температура газа, а ϑ — динамическое повышение температуры

$$\vartheta = \frac{A w^2}{2 g c_p}. \quad (\text{XIII. 35})$$

Таким образом, теория приводит к критерию, выражающему отношение динамического повышения температуры к абсолютной (термодинамической) температуре газа. Для практических целей более удобным оказывается критерий

$$\frac{T^*}{T} = \frac{\vartheta + T}{T},$$

где T^* — абсолютная температура торможения газа

$$T^* = \vartheta + T = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right).$$

Для критерия Нуссельта авторы получают выражение

$$\text{Nu}_w = 0,0162 \bar{\text{Re}}_w^{0,82} \left(\frac{T^*}{T_w} \right)^{0,35}, \quad (\text{XIII. 36})$$

где Nu_w — значение критерия Nu , осредненное по площади соприкосновения газа со стенкой, а $\bar{\text{Re}}_w$ — значение критерия Re , подсчитанное по средней скорости движения газа. В этих критериях физические константы определены при температуре стенки T_w за исключением удельного веса, взятого при термодинамической температуре газа. В температурном факторе взято отношение абсолютной температуры торможения газа T^* к абсолютной температуре стенки T_w .

В этих же обозначениях коэффициент сопротивления выражается формулой

$$\zeta = \frac{0,131}{\bar{\text{Re}}_w^{0,18}} \left(\frac{T^*}{T_w} \right)^{0,35}, \quad (\text{XIII. 37})$$

где \overline{Re}_w критерий, определенный при тех же условиях, при которых определялись Nu_w и \overline{Pe}_w в формуле (XIII. 36).

Как указывают авторы новой теории, входящие в эти формулы величины можно определять по физическим константам, отнесенным к термодинамической температуре газа; тогда приведенные формулы приобретут следующий вид:

$$Nu_f = 0,0162 \overline{Pe}_f^{0,82} \left(\frac{T^*}{T_w} \right)^{0,066}, \quad (\text{XIII. 38})$$

$$\zeta = \frac{0,131}{Re_f^{0,18}} \left(\frac{T^*}{T_w} \right)^{0,235}. \quad (\text{XIII. 39})$$

При расчете охлаждения сопла удобнее пользоваться последней формулой для Nu , так как в ней влияние температурного фактора практически исчезает.

§ 5. Охлаждающие ребра

В некоторых случаях для понижения температуры стенки прибегают к установке с жидкостной стороны охлаждающих ребер. Увеличение поверхности охлаждения с жидкостной стороны несколько увеличивает теплоотвод. Иногда ребра делаются спиральными и в этом случае охлаждающая жидкость протекает по длинным спиральным каналам; такое устройство создает большие гидравлические сопротивления при протекании жидкости и требует повышения мощности насосов, прокачивающих охлаждающую жидкость. Между тем влияние ребер, установленных именно с жидкостной стороны, очень незначительно, так как коэффициенты теплоотдачи с жидкостной стороны и без того велики: они равняются $(4-5) \cdot 10^4$ ккал/м²час град, в то время как с газовой стороны значения коэффициента теплоотдачи не превышают обычно $(3-4) \cdot 10^3$ ккал/м²час град.

Конкретные расчеты показывают весьма малое влияние установки ребер на понижение температуры стенки. В случае установки продольных ребер их можно рассматривать как ребра, расположенные на плоскости. Кроме того, для расчета теплопередачи стенки, снабженной ребрами небольшой высоты, можно принять, что температура ребер по всей длине одинакова. При таких упрощающих предположениях расчет теплопередачи ведется по обычной формуле

$$Q = kF \Delta T,$$

где ΔT — перепад температур между газом и жидкостью, а коэффициент теплопередачи k — и поверхность охлаждения F зависят от того, по величине какой поверхности ведется расчет. Если через F_1 обозначить размер гладкой, а через F_2 — размер ребренной по-

верхности, то при расчете по величине гладкой поверхности (т. е. при $F=F_1$)

$$k = k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2} \frac{F_1}{F_2}};$$

если же расчет ведется по оребренной поверхности ($F=F_2$), то

$$k = k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \frac{F_2}{F_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} \frac{F_2}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

В последних формулах α_1 и α_2 — коэффициенты теплоотдачи поверхностей F_1 и F_2 ; $\delta_{ст}$ — толщина стенки; $\lambda_{ст}$ — коэффициент теплопроводности материала стенки.

§ 6. Особые способы охлаждения ЖРД

Кроме освоенных и обычных методов охлаждения ЖРД, имеет ряд других способов, изучаемых в настоящее время и теоретически и экспериментально, но еще не нашедших широкого практического применения.

Среди этих методов укажем на следующие:

1. **М а с с о в о е о х л а ж д е н и е.** При неустановившемся режиме теплообмена доля тепла газов, перетекающая в стенки камеры сгорания и сопла не постоянна, а постепенно уменьшается вследствие повышения температуры стенки. Каждая стенка может накопить в себе определенное количество тепла при нагреве ее до заданной предельной температуры. Если для постройки стенки использовать материал с большой теплоемкостью и для увеличения общей массы стенки сделать ее большей толщины, то эта стенка сможет накопить в себе достаточно большое количество тепла; такая стенка будет работать без отвода от нее тепла, а только путем накопления его в себе. При кратковременной работе камеры сгорания этого вполне достаточно для того, чтобы стенка не перегрелась выше заданной предельной температуры.

При конструировании такой стенки необходимо выбирать материал, обладающий значительным коэффициентом теплопроводности, что создает более благоприятные условия для распространения и наибольшего накопления тепла во всей массе стенки.

2. **Охлаждение прокачиванием жидкости через пористые стенки.** Если стенки камеры сгорания и сопла сделаны из пористого материала, то охлаждение их может происходить следующим образом. Компонент топлива, служащий для охлаждения стенок, можно подавать в рубашку под давлением значительно большим, чем давление в камере сгорания. Тогда, просачиваясь через толщину стенки сквозь поры, этот компонент будет нагреваться и испаряться, стенка же при этом будет интенсивно охлаждаться. Такой

метод с точки зрения только охлаждения весьма эффективен, но применение его неизбежно связано с понижением удельной тяги двигателя вследствие ухудшенного использования компонента. Действительно, компонент, поступающий хотя бы даже в парообразном состоянии в конце камеры сгорания, не участвует полностью в горении, а следовательно, коэффициент выделения тепла по перемещиванию будет понижен. Еще менее благоприятно обстоит дело при охлаждении таким способом сопла.

К другим предложенным способам охлаждения можно отнести рассмотренный в главе VI способ получения пара за счет излишнего тепла газов, что понижает температуру газов, а следовательно, и температуру стенки.

Можно также при охлаждении стенки доводить в рубашке охлаждающий компонент топлива до испарения. При таком способе охлаждения в камеру сгорания этот компонент будет поступать в парообразном состоянии само собой разумеется, что форсунки в этом случае должны быть сконструированы соответствующим образом.

ГЛАВА XIV

РАСЧЕТ ОХЛАЖДЕНИЯ ДВИГАТЕЛЯ

Изложенные в главе XIII теоретические основы расчета охлаждения ЖРД при их современном состоянии трудно еще применить к практическому расчету.

Газодинамическая теория, еще не получившая к настоящему времени полного развития, не учитывает ряда обстоятельств, значительно влияющих на характер и интенсивность теплообмена. Так, например, в этой теории пренебрегается догоранием топлива в сопле и происходящей там рекомбинацией молекул, принимается значение $P_g = 1 = \text{const}$ и т. д. Несмотря на многочисленные упрощения, методы расчета, основанные на гидродинамической и газодинамической теориях, все же остаются очень сложными. Кроме того, практически неудобно, как это делается в газодинамической теории, назначать заранее распределение температур по газовой стороне стенки сопла. Такое предварительное назначение температур практически может быть и желательно, но оно в конце концов приводит при расчете охлаждающей рубашки к определенному профилю охлаждающего канала, в большинстве случаев практически трудно выполнимому. Таким образом, применение газодинамической теории к определению коэффициентов теплоотдачи с газовой стороны стенки и гидродинамической теории к расчету коэффициентов теплоотдачи с жидкостной стороны носит в значительной степени академический характер и не дает уверенности в том, что результаты расчетов будут более близкими к действительности, чем

в случае применения обычных эмпирических формул теории теплопередачи.

§ 1. Методы расчета охлаждения сопла

При расчете охлаждающей системы двигателя нужно исходить из заданных размеров кольцевого канала охлаждающей рубашки.

Для проведения расчетов можно использовать приведенные в § 6 главы XIII формулы для определения числа Nu в трубах при движении газа с большими скоростями.

Разделяя сопло на участки по длине, следует рассматривать каждый участок как отрезок прямой трубы и вести расчет для него отдельно.

Задаваясь высотой кольцевого охлаждающего канала и проводя указанные ниже расчеты, можно определить температуры $T_{wг}$ и $T_{wж}$, т. е. температуры стенки с газовой и жидкостной сторон по всем сечениям. В случае превышения этими температурами допустимых пределов на отдельных участках следует предусмотреть дополнительную установку охлаждающих продольных ребер или изменить высоту канала. Наиболее высокие температуры получаются вблизи критического сечения в сужающейся части сопла и именно на этих участках может потребоваться установка ребер.

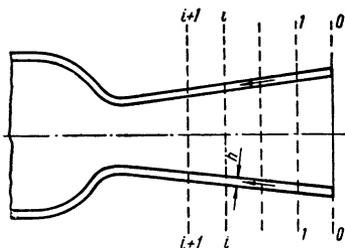
После расчетов процесса горения становятся известными давление в конце камеры сгорания p_1 , температура в конце камеры сгорания T_1 , состав продуктов сгорания, а следовательно, и молекулярный вес μ_1 , и газовая постоянная R_1 , и скорость газов перед входом в сопло w_1 . В зависимости от того, каким образом рассчитывался процесс истечения, должен быть построен и расчет системы охлаждения. Если, например, расчет процесса истечения был проведен для неравновесного состава продуктов сгорания, то и охлаждение приходится рассчитывать, основываясь на полученных для неравновесного истечения данных.

Расчет неравновесного истечения дает более низкие температуры в сопле, и система охлаждения может оказаться неудовлетворительной. При расчете по равновесному истечению температуры в сопле получаются завышенными против действительности, а следовательно, и количество отводимого охлаждением тепла также получается преувеличенным. Ввиду отсутствия достаточно надежных экспериментальных данных расчет охлаждения рекомендуется вести, предполагая, что истечение рассчитано по среднему показателю политропы расширения газов. Приведем здесь две методики расчета охлаждения сопла, основанные на двух соответствующих методах расчета истечения.

§ 2. Расчет охлаждения сопла при неравновесном истечении

При неравновесном истечении, как указывалось выше, газовый поток можно рассматривать как адиабатический. Расчет неравно-

весного истечения дан в главе V. Пусть в результате расчета определены геометрические размеры сопла. Разделив сопло на 10—12



Фиг. 109. К расчету охлаждения сопла.

участков постоянного сечения (фиг. 109), можно определить размеры сечения для каждого из участков. Беря далее уравнение расхода

$$G = F \gamma w$$

и подставляя в него выражение для скорости

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (\text{XIV. 1})$$

и удельного веса газа

$$\gamma = \gamma_1 \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad (\text{XIV. 2})$$

можно получить

$$\sqrt{\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}}} = \frac{A}{F}, \quad (\text{XIV. 3})$$

где

$$A = \frac{G \sqrt{RT_1}}{p_1 \sqrt{2g \frac{k}{k-1}}} = \text{const},$$

а индекс „1“ относится к параметрам газа в конце камеры сгорания.

Уравнение (XIV. 3) дает возможность определить давление p в любом сечении сопла. Для удобства расчета можно построить функцию

$$\sqrt{\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}}}$$

при значениях p от нуля до p_1 .

Когда давления для всех сечений найдены, находятся остальные параметры потока по формулам

$$T = T_1 \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

$$\gamma = \frac{p}{RT},$$

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Для каждого участка между двумя сечениями i -тым и $(i+1)$ -м, расчет ведется по средним значениям параметров;

$$T_{i-(i+1)} = \frac{T_i + T_{i+1}}{2}; \quad \gamma_{i-(i+1)} = \frac{\gamma_i + \gamma_{i+1}}{2}; \quad (\text{XIV. 4})$$

$$w_{i-(i+1)} = \frac{w_i + w_{(i+1)}}{2}.$$

На основании полученных данных для каждого участка определяются средние значения критерия Пеклэ¹:

$$\text{Pe} = \frac{\gamma w c_p d}{\lambda}. \quad (\text{XIV. 5})$$

В этой формуле значения γ , c_p и λ берутся при средней температуре на участке.

Далее по формуле (XIII.38) можно определить среднее для участка значение критерия Нуссельта

$$\text{Nu} = 0,0162 \text{Pe}^{0,82} \left(\frac{T^*}{T_w} \right)^{0,066}, \quad (\text{XIV. 6})$$

где температура $T^* = T_{i-(i+1)}^*$ определяется по формуле

$$T_{i-(i+1)}^* = T_{i-(i+1)} + \frac{A w_{i-(i+1)}}{2g c_p},$$

а температурой стенки вполне допустимо задаться, так как ошибка в оценке ее даже в значительных пределах мало повлияет на значение температурного фактора.

Таким образом определяются средние по участкам значения коэффициента конвективной теплоотдачи

$$\alpha_k = \frac{\text{Nu} \lambda}{d}. \quad (\text{XIV. 7})$$

¹ Индекс $i-(i+1)$, означающий осреднение по участку между сечениями i -тым и $(i+1)$ -м, в очевидных случаях опускаем.

Полный коэффициент теплоотдачи с газовой стороны складывается из коэффициента конвективной теплоотдачи и коэффициента радиационной теплоотдачи, т. е.

$$\alpha_r = \alpha_k + \alpha_p.$$

Ниже в § 5 этой главы даны некоторые материалы для определения α_p .

Для стенки коэффициент теплопроводности можно принять постоянным, но следует иметь в виду, что коэффициент теплопроводности изменяется в зависимости от температуры. Значения коэффициента теплопроводности для температур от 0 до 600°С приведены в табл. 56 (размерность — *ккал/м час град*).

Т а б л и ц а 56

Температура в °С	0	100	200	300	400	500	600
Сталь	54	49	45	40	36	31	27
Алюминий	174	177	197	234	274	319	364
Жаростойкая сталь	—	13	15	—	—	20	21

Для определения коэффициентов теплоотдачи с жидкостной стороны предварительно задаются желательным профилем кольцевого канала, т. е. высотой его h в каждом сечении. Высота h может быть выбрана как постоянной, так и переменной. Площадь проходного сечения кольцевого канала определяется по формуле

$$F_{ж} = \pi h (d + h) \quad (\text{XIV. 8})$$

или приближенно

$$F_{ж} = \pi dh.$$

Секундный расход охлаждающей жидкости находится по весовому соотношению компонентов. Из главы IV известно, что при определенных концентрациях окислителя и горючего их весовое соотношение равно $\alpha x'_0 = \alpha x_0 \frac{\mu_o \sigma_r}{\mu_r \sigma_o}$.

Пусть секундный расход охлаждающей жидкости равен $G_{ж}$ при удельном весе $\gamma_{ж}$. Тогда скорость протекания жидкости в любом сечении определится по формуле

$$w = \frac{G_{ж}}{\gamma_{ж} F_{ж}}, \quad (\text{XIV. 9})$$

где $F_{ж}$ — площадь поперечного сечения канала.

Таким образом, имеются все данные для определения критерия Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{w d \gamma_{ж}}{\mu_{ж} g}, \quad (\text{XIV. 10})$$

где эквивалентный диаметр для кольцевого сечения

$$d_э = \frac{4\pi h(d+h)}{\pi d + \pi(d+2h)} = 2h.$$

Значения $\gamma_{ж}$, $\mu_{ж}$, $c_{ж}$ и $\lambda_{ж}$ можно принять постоянными, так как изменение температуры охлаждающей жидкости не очень велико. При этих условиях значение критерия Прандтля также остается постоянным по длине канала

$$\text{Pr} = \frac{\mu_{ж} c_{ж} g}{\lambda_{ж}} = \text{const.} \quad (\text{XIV. 11})$$

Далее по формуле Крауссольтца определяются местные, по участкам, значения критерия Нуссельта

$$\text{Nu} = 0,032 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,35} \left(\frac{l}{d_э}\right)^{-0,054}, \quad (\text{XIV. 12})$$

а отсюда находятся значения коэффициентов теплоотдачи

$$\alpha_{ж} = \frac{\text{Nu} \lambda_{ж}}{d_э}, \quad (\text{XIV. 13})$$

причем в формуле (XIV. 12) l означает длину участка.

После этого определяются средние по участкам значения коэффициента теплопередачи

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{г}} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_{ж}}}, \quad (\text{XIV. 14})$$

где $\delta_{ст}$ и $\lambda_{ст}$ означают соответственно толщину и коэффициент теплопроводности материала стенки.

Теперь можно перейти к определению температур. Для участка, расположенного между сечениями $(i+1)$ -м и i -тым, можно написать два уравнения:

уравнение теплопередачи

$$Q_{i-(i+1)} = k_{i-(i+1)} \Phi_{ж i-(i+1)} \left(T_{г i-(i+1)} - \frac{T_{ж i+1} + T_{ж i}}{2} \right) \quad (\text{XIV. 15})$$

и уравнение теплового баланса

$$Q_{i-(i+1)} = 3600 G_{ж} c_{ж} (T_{ж i+1} - T_{ж i}). \quad (\text{XIV. 16})$$

Совместное решение этих уравнений дает возможность определить температуру жидкости в конце участка в $(i+1)$ -м сечении:

$$T_{ж i+1} = \frac{3600 G_{ж} c_{ж} T_{ж i} + k_{i-(i+1)} \Phi_{ж i-(i+1)} \left(T_{г i-(i+1)} - \frac{T_{ж i}}{2} \right)}{3600 G_{ж} c_{ж} + \frac{k_{i-(i+1)} \Phi_{ж i-(i+1)}}{2}}. \quad (\text{XIV. 17})$$

В этом уравнении [так же, как и в (XIV. 15) и (XIV. 16)] приняты следующие обозначения:

$T_{ж i}$ — температура жидкости в начале участка;
 $T_{ж i+1}$ — температура жидкости в конце участка;
 $T_{г i-(i+1)}$ — средняя температура газов на участке;
 $k_{i-(i+1)}$ — средний коэффициент теплопередачи на участке;
 $\Phi_{ж i-(i+1)}$ — поверхность охлаждения участка.

Таким образом, начиная расчет с нулевого сечения, для которого известна начальная температура охлаждающей жидкости, можно определить температуры жидкости в начале и в конце каждого участка, а значит, и средние по участкам температуры.

Удельные тепловые потоки определяются затем для каждого участка по формуле

$$q_{i-(i+1)} = k_{i-(i+1)} (T_{г i-(i+1)} - T_{ж i-(i+1)}), \quad (\text{XIV. 18})$$

где

$$T_{ж i-(i+1)} = \frac{T_{ж i} + T_{ж i+1}}{2}.$$

Температуры стенки с газовой и жидкостной стороны можно определить теперь из уравнений¹:

$$q = \alpha_{ж} (T_{w ж} - T_{ж}), \quad (\text{XIV. 19})$$

$$q = \alpha_{г} (T_{г} - T_{w г}), \quad (\text{XIV. 20})$$

откуда получается

$$T_{w ж} = T_{ж} + \frac{q}{\alpha_{ж}}, \quad (\text{XIV. 21})$$

$$T_{w г} = T_{г} - \frac{q}{\alpha_{г}}. \quad (\text{XIV. 22})$$

Если полученные температуры $T_{w г}$ и $T_{w ж}$ нигде не превышают пределов, допустимых для материала стенки, расчет закончен. Если же на некоторых участках (преимущественно вблизи критического сечения) получены температуры выше допустимых пределов, то в этих местах необходимо усилить охлаждение установкой продольных ребер или изменением высоты канала.

§ 3. Расчет охлаждения сопла по среднему показателю политропы процесса истечения

В этом случае на основе расчетов процессов горения и истечения известен средний показатель политропы истечения n . Кроме того, известны давление и температура в конце камеры сгорания p_1 и T_1 и давление на срезе сопла p_a .

¹ Индекс $i-(i+1)$, относящийся ко всем без исключения величинам в уравнениях (XIV. 19) — (XIV. 22), опускаем.

Для политропического процесса истечения имеет место зависимость, подобная зависимости (XIV.3):

$$\sqrt{\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}} = \frac{B}{F}, \quad (\text{XIV.23})$$

где

$$B = \frac{G \sqrt{RT_1}}{p_1 \sqrt{2g \frac{n}{n-1}}}. \quad (\text{XIV.24})$$

При среднем значении газовой постоянной продуктов горения $B = \text{const}$ и поэтому можно построить функцию

$$\sqrt{\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}}$$

при значениях $0 \leq p \leq p_1$. По этому графику для любого сечения F определяется давление p и остальные параметры T , γ и w по формулам

$$T = T_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}},$$

$$\gamma = \frac{p}{RT},$$

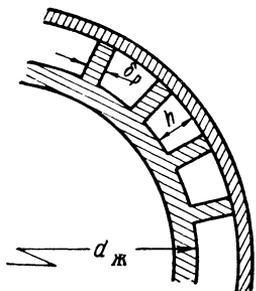
$$w = \sqrt{2g \frac{n}{n-1} R(T_1 - T)}.$$

Когда все эти величины определены для намеченных сечений, находятся средние значения T , γ и w по участкам, и расчет далее идет так же, как и для неравновесного истечения.

§ 4. Расчет охлаждающих ребер

Наиболее простой способ использования охлаждающих ребер заключается в том, что без изменения высоты канала в нем устанавливаются продольные ребра с высотой, равной высоте канала h . При такой установке ребер жидкость будет протекать по отдельным каналам внутри общей охлаждающей рубашки сопла (фиг. 110).

Установка таких ребер несколько снижает температуру стенки с газовой стороны. Если все-таки эта мера недостаточна, то следует



Фиг. 110. Поперечный разрез сопла с кольцевым охлаждающим каналом, снабженным ребрами.

в этих участках увеличить высоту канала h и ставить ребра большей высоты и на более близком расстоянии друг от друга с тем расчетом, чтобы скорость жидкости на этих участках увеличилась. И в том и в другом случае высота ребер так мала, что можно пренебречь изменением температуры по высоте ребра. Это дает возможность очень просто провести пересчет для участков, на которых расположены ребра.

Пусть в кольцевом канале установлено i ребер с толщиной δ_p и высотой h , равной высоте канала. Живое сечение канала определится, если из площади кольцевого канала вычесть площадь, занимаемую ребрами:

$$F_{ж} = \frac{\pi (d_{ж} + 2h)^2 - \pi d_{ж}^2}{4} - ih\delta_p = h [\pi (d_{ж} + h) - i\delta_p]. \quad (\text{XIV. 25})$$

Периметр живого сечения

$$\Pi = \pi d_{ж} + \pi (d_{ж} + 2h) - 2i\delta_p + 2ih = 2 [\pi (d_{ж} + h) + i(h - \delta_p)]. \quad (\text{XIV. 26})$$

Следовательно, эквивалентный диаметр сечения будет равен

$$d_{э} = \frac{4F_{ж}}{\Pi} = 2h \frac{\pi (d_{ж} + h) - i\delta_p}{\pi (d_{ж} + h) + i(h - \delta_p)}. \quad (\text{XIV. 27})$$

Как видно из формулы, эквивалентный диаметр в данном случае меньше, чем в канале без ребер (при $\delta_p = 0$).

Применяя приближенные формулы, можно получить

$$F_{ж} = \pi d_{ж} h - ih\delta_p = h(\pi d_{ж} - i\delta_p), \quad (\text{XIV. 28})$$

$$\Pi = 2\pi d_{ж} - 2i(h - \delta_p) = 2[\pi d_{ж} + i(h - \delta_p)], \quad (\text{XIV. 29})$$

$$d_{э} = 2h \frac{\pi d_{ж} - i\delta_p}{\pi d_{ж} + i(h - \delta_p)}. \quad (\text{XIV. 30})$$

Значение критерия Рейнольдса при $\nu = \text{const}$ и $\gamma = \text{const}$ определяется произведением $\omega d_{э}$. Для канала без ребер

$$\omega = \frac{G_{ж}}{\gamma_{ж} \pi (d_{ж} + h) h}$$

и

$$d_{э} = 2h.$$

Следовательно,

$$\omega d_{э} = \frac{2G_{ж}}{\gamma_{ж} \pi (d_{ж} + h)}. \quad (\text{XIV. 31})$$

Для канала с установленными в нем ребрами

$$\omega = \frac{G_{\text{ж}}}{\gamma_{\text{ж}} h [\pi (d_{\text{ж}} + h) - i \delta_{\text{п}}]}$$

и по формуле (XV. 27)

$$d_{\text{э}} = 2h \frac{\pi (d_{\text{ж}} + h) - i \delta_{\text{п}}}{\pi (d_{\text{ж}} + h) + i (h - \delta_{\text{п}})}.$$

Следовательно, в этом случае

$$\omega d_{\text{э}} = \frac{2G_{\text{ж}}}{\gamma_{\text{ж}} [\pi (d_{\text{ж}} + h) + i (h - \delta_{\text{п}})]}. \quad (\text{XIV. 32})$$

Как видно из формул (XIV. 31) и (XIV. 32), при оребренной поверхности канала критерий Рейнольдса несколько уменьшается, а следовательно, уменьшается и величина критерия Нуссельта, так как влияние множителя $\left(\frac{l}{d_{\text{э}}}\right)^{-0,054}$ незначительно. Но коэффициент теплоотдачи увеличивается вследствие существенного уменьшения эквивалентного диаметра

$$\alpha_{\text{ж}} = \frac{\text{Nu}_{\text{ж}}}{d_{\text{э}}}.$$

Таким образом, при оребренной поверхности охлаждения количество тепла, передаваемое от стенки к жидкости, увеличивается по двум причинам:

- 1) вследствие увеличения коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$,
- 2) вследствие увеличения поверхности охлаждения $\Phi_{\text{ж}}$.

При гладкой поверхности охлаждения ее площадь

$$\Phi_{\text{ж}} = \pi d_{\text{ж}} l, \quad (\text{XIV. 33})$$

при оребрении

$$\Phi_{\text{ж}} = [\pi d_{\text{ж}} + i (2h - \delta_{\text{п}})] l. \quad (\text{XIV. 34})$$

§ 5. Расчет радиационной теплопередачи

Ввиду малой изученности условий теплового излучения в топках вообще и полного отсутствия экспериментальных данных применительно к камерам сгорания ЖРД расчет радиационной теплопередачи приходится вести крайне приближенно, используя эмпирические формулы, предлагаемые для других условий горения, главным образом для расчета радиации в топках паровых котлов.

Как уже было указано в § 1 гл. XIII, тепловое излучение в камере ЖРД дают:

- 1) нетеплопрозрачные трехатомные газы CO_2 и H_2O и
- 2) светящиеся частицы углерода в пламени.

Неуглеродистое топливо дает несветящееся пламя, и радиационная теплопередача в этом случае представляет собой газовое излучение. При углеродистых топливах пламя всегда получается светящимся: светятся раскаленные, не успевшие сгореть частицы угле-

рода. Излучение светящегося пламени значительно сложнее, чем газовое излучение. Рассматривая с этой точки зрения процессы в сопле, можно прийти к заключению, что в случае отсутствия догорания в нем вполне допустимо учитывать только газовое излучение; но газовое излучение мало влияет на общее количество тепла, передаваемого стенке, и можно считать, что в сопле в данном случае преобладает конвективная теплопередача. В случае догорания в сопле при использовании углеродистых топлив, по всему соплу будет проходить светящееся пламя, и доля радиационного излучения в общем количестве передаваемого тепла должна быть весьма значительна.

В камере сгорания вследствие малых скоростей газа роль конвективной теплопередачи значительно меньше, и при использовании углеродистых топлив преобладающей является радиационная теплопередача светящегося пламени. При использовании неуглеродистых топлив в камере сгорания имеют значение и газовое излучение и конвективная теплопередача.

Из всего сказанного выше видно, что расчет радиационной теплопередачи очень сложен и при современном состоянии знаний может быть проведен только с весьма большими допущениями.

Для расчетов газового излучения (теплового потока через единицу поверхности в единицу времени) могут быть использованы эмпирические формулы, учитывающие излучение только двух газов — CO_2 и H_2O :

$$q_{\text{CO}_2} = 3,5 \sqrt{p_{\text{CO}_2} l^3} \left[\left(\frac{T_r}{100} \right)^{3,5} - \left(\frac{T_{w r}}{100} \right)^{3,5} \right] \text{ ккал/м}^2 \text{ час}, \quad (\text{XIV. 35})$$

$$q_{\text{H}_2\text{O}} = 3,5 p_{\text{H}_2\text{O}}^{0,8} l^{0,6} \left[\left(\frac{T_r}{100} \right)^3 - \left(\frac{T_{w r}}{100} \right)^3 \right] \text{ ккал/м}^2 \text{ час}, \quad (\text{XIV. 36})$$

где p_{CO_2} и $p_{\text{H}_2\text{O}}$ — парциальные давления газов в кг/см^2 ;

l — длина луча в м;

T_r и $T_{w r}$ — температуры соответственно газов и стенки (с газовой стороны) в $^\circ\text{абс}$.

В зависимости от лучевоспринимающей поверхности величина l имеет разные значения:

для шара с диаметром d $l=0,65d$;

для цилиндра с длиной образующей, равной диаметру d , $l=0,77d$;

для бесконечно длинного цилиндра с диаметром d $l=0,95d$.

По другим данным ¹

$$q_{\text{CO}_2} = \frac{C}{4,95} \left[\varphi_1 (k_1 - k'_1) \left(1 - \frac{1 - e^{-16c}}{16c} \right) + (k_2 - k'_2) + \right. \\ \left. + \varphi_3 (k_3 - k'_3) \left(1 - \frac{1 - e^{-80c}}{80c} \right) \right] \text{ ккал/м}^2 \text{ час}. \quad (\text{XIV. 37})$$

¹ См. Машиностроение. Энциклопедический справочник. Т. I, кн. I.

$$\begin{aligned}
 q_{\text{H}_2\text{O}} = & \frac{C}{4,95} \left\{ \varphi_1 (W_1 - W_1') \left(1 - \frac{1 - e^{-8c}}{8c} \right) + \right. \\
 & + \varphi_2 (W_2 - W_2') \left[1 - \frac{0,66}{5c} (1 - e^{-5c}) - \frac{0,34}{22c} (e^{-5c} - e^{-27c}) \right] + \\
 & \left. + \varphi_3 (W_3 - W_3') \left(1 - \frac{1 - e^{-45c}}{45c} \right) \right\} \text{ ккал/м}^2 \text{ час.} \quad (\text{XIV. 38})
 \end{aligned}$$

В этих формулах $c = pl$, причем для CO_2 берется $c = p_{\text{CO}_2} l$, а для H_2O — $c = p_{\text{H}_2\text{O}} l$ (p — парциальное давление в кг/см^2 , l — толщина лучеиспускающего слоя газов в м). Величины k_1 , k_2 и k_3 для CO_2 и W_1 , W_2 и W_3 для H_2O оценивают излучение отдельных полос поглощения (излучение газов селективное). Эти величины берутся из приложения VII, причем k_1 , k_2 , k_3 , W_1 , W_2 и W_3 берутся при температуре газов, а k_1' , k_2' , k_3' , W_1' , W_2' и W_3' — при температуре стенки.

Величина C представляет собой коэффициент излучения теплопринимающей поверхности. Величина $\frac{C}{4,95} = \epsilon$ носит название степени черноты поверхности. Для стенок камеры и сопла можно принимать

$$\epsilon = 0,80 - 0,85.$$

Коэффициенты φ — поправочные и зависят от значений c и формы газового тела. Вполне допустимо принимать $\varphi_2 = \varphi_1$, а значение φ_3 брать несколько ближе к единице, чем φ_1 . Значения коэффициентов φ принимаются следующие: для округленных коротких форм (шар, куб) $\varphi = 0,7 - 0,8$, для плоских вытянутых $\varphi = 1,1 - 1,0$; первые значения берутся при малых c , вторые при больших c , при $c \geq 0,5$ принимается $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 1$.

Расчет по формулам (XIV. 37) и (XIV. 38) значительно сложнее, но для определения теплопередачи в камере сгорания при неуглеродистых топливах необходимо вести расчет именно по этим формулам ввиду преобладающей роли газового излучения.

В тех случаях, когда преобладает излучение светящегося пламени, например, в камере сгорания при использовании углеродистых топлив, приходится прибегать в первом приближении к эмпирическим формулам, используемым для расчета радиации в топках паровых котлов. Не приводя здесь более старых формул, укажем на последнюю формулу, данную А. М. Гурвичем на основе обработки многочисленных данных, полученных в основном в СССР, и частично зарубежных. Эта формула имеет следующий вид:

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{v_T}}{\sigma k \epsilon_1 t_{\text{теор}}^2}}, \quad (\text{XIV. 39})$$

где

$$\mu = \frac{Q_p}{Q_T}$$

и представляет собой отношение тепла, передаваемого радиацией Q_p , ко всему теплу Q_T , выделяющемуся в топке, причем $Q_T = BH_u \xi_z$ (B — часовой расход топлива в кг, H_u — теплотворная способность топлива; ξ_z — коэффициент выделения тепла). Остальные обозначения в формуле (XIV. 39) следующие: ν_T — теплонапряженность

топочного объема, в данном случае $\nu_T = \frac{BH_u \xi_z}{V_k}$ ккал/м³час

(V_k — объем камеры); k — коэффициент чистоты лучевоспринимающей поверхности, который можно принимать равным единице; σ — коэффициент, учитывающий излучающую способность пламени; ϵ_1 — некоторый коэффициент; $t_{теор}$ — так называемая теоретическая температура.

А. М. Гурвич дает следующие значения σ : при мазутном (сильно светящемся) пламени $\sigma = 0,19 \cdot 10^{-3}$, при пылеугольном (средне светящемся) пламени $\sigma = (0,13 - 0,15) \cdot 10^{-3}$.

Под температурой $t_{теор}$ в котельных установках понимается температура, которая была бы в топке при отсутствии излучения. Но доля тепла, излучаемого в топке, доходит до 50% от всего выделяющегося тепла. В ЖРД доля излучаемого тепла колеблется в пределах 1—3%. Поэтому за $t_{теор}$ следует принимать температуру горения, полученную при расчете процесса горения т. е. считать $t_{теор} = T_z - 273$.

Наименее определенной величиной является коэффициент ϵ_1 , зависящий от отношения ρ лучевоспринимающей поверхности F_p к топочному объему камеры V_k . Дело в том, что в котельных установках величина ρ колеблется в пределах 0,4—1,2. Для ЖРД она имеет гораздо большее значение; например, для шаровой камеры сгорания получается

$$\rho = \frac{\pi d^2}{\frac{\pi d^3}{6}} = \frac{6}{d},$$

для цилиндрической, при расчете на боковую поверхность цилиндра,

$$\rho = \frac{\pi d l}{\frac{\pi d^2}{4} l} = \frac{4}{d}.$$

И в том и в другом случае при $d < 1$ м величина ρ для котельных установок значительно меньше.

Экстраполяцией кривой ϵ_1 , известной для котельных установок до $\rho = 1,4$, весьма ориентировочно можно получить значение ϵ_1 в пределах 1,4—1,8 для $\rho = 6-10$.

Применительно к ЖРД в пределах значений $\nu_r = (0,5-2,0) \times 10^9$ ккал/м³час, $t = 2400-2800^\circ \text{C}$ ¹ и $\sigma = (0,10-0,13) \cdot 10^{-3}$ значения μ , подсчитанные по формуле (XIV. 39), получаются в пределах 0,020—0,065.

При расчете газовой радиации получается

$$q_p = q_{\text{CO}_2} + q_{\text{H}_2\text{O}},$$

и, следовательно,

$$\alpha_p = \frac{q_p}{T_r - T_{w_r}}. \quad (\text{XIV. 40})$$

При расчете излучения светящегося пламени (в камере сгорания)

$$q_p = \varepsilon \frac{Q_p}{\Phi_r},$$

где Φ_r — радиационная поверхность газовой стороны стенки.

Соответственно

$$\alpha_p = \varepsilon \frac{Q_p}{\Phi_r (T_r - T_{w_r})} = \frac{C_p B H_u \xi_z}{4,95 \Phi_r (T_r - T_{w_r})}. \quad (\text{XIV. 41})$$

И в том и в другом случае приходится предварительно задаваться температурой стенки T_{w_r} , а по окончании расчета сверять полученное значение этой температуры с тем, которым задавались; в случае сильного расхождения расчет нужно повторить. Следует иметь в виду, что ошибочно выбранная температура мало влияет на окончательный результат, так как в выражении

$$\left(\frac{T_r}{100}\right)^{3,5} - \left(\frac{T_{w_r}}{100}\right)^{3,5}$$

второй член незначителен по сравнению с первым.

§ 6. Охлаждение пленкой жидкости

Иногда камера сгорания охлаждается пленкой жидкости, движущейся по стенке внутри камеры. Жидкость с пленки постепенно испаряется и участвует в горении. Достоверных данных о пленочном охлаждении пока не имеется, и поэтому можно привести только некоторые чисто теоретические выводы.

Пусть на создание пленки расходуется b -тая доля из общего расхода $G_{\text{ж}}$ жидкости (горючего или окислителя). В течение 1 сек. на стенки камеры будет поступать $bG_{\text{ж}}$ кг жидкости с удельным весом $\gamma_{\text{ж}}$ кг/м³. Если толщина пленки в начале ее образования была $\delta_{\text{пл}}$, а начальная скорость протекания $w_{\text{пл}}$, то при диаметре камеры сгорания d_1 имеет место равенство

$$\pi d_1 w_{\text{пл}} \delta_{\text{пл}} \gamma_{\text{ж}} = b G_{\text{ж}}. \quad (\text{XIV. 42})$$

¹ С учетом диссоциации.



Из этого уравнения, задаваясь толщиной пленки, можно определить скорость поступления пленки или, наоборот, задаваясь скоростью, — определить толщину пленки $\delta_{пл}$.

При этом условии в соответствии с данными § 5 количество тепла, передаваемого излучением на пленку,

$$Q_p = \mu Q_T = \mu B N_u \xi_z \text{ ккал/час.}$$

Лучистая энергия, передаваемая на пленку, не вся ею поглощается. Тепло, поглощаемое пленкой,

$$Q_{пл} = \epsilon Q_p = \epsilon \mu B N_u \xi_z \text{ ккал/час,} \quad (\text{XIV. 43})$$

где ϵ — степень черноты пленки.

По новейшим данным $\epsilon = 0,70 - 0,75$.

Количество тепла, потребное для испарения всей поступающей в пленку жидкости,

$$Q_{исп} = 3600 b G_{ж} [c_{ж} (t_k - t_0) + r] \text{ ккал/час,} \quad (\text{XIV. 44})$$

где $c_{ж}$ — теплоемкость жидкости;

t_k — температура кипения при данном давлении;

t_0 — начальная температура жидкости;

r — скрытая теплота парообразования.

Пренебрегая теплом, переходящим в стенку вследствие теплоотдачи от жидкости, можно прийти к заключению, что если

$$Q_{исп} > Q_{пл},$$

то пленка жидкости сохранится до конца камеры сгорания и может частично охладить сужающуюся часть сопла; если $Q_{исп} < Q_{пл}$, то пленка испарится полностью раньше того, как достигнет конца камеры сгорания и, следовательно, необходимо дополнительное внешнее охлаждение камеры в той части, где пленка исчезла.

§ 7. Гидравлические сопротивления при протекании охлаждающей жидкости

В общем случае потери напора при протекании охлаждающей жидкости по трубопроводу вызываются трением, наличием местных сопротивлений и неизотермичностью потока.

Основная формула для определения потерь напора на трение имеет вид

$$\Delta p_{тр} = \zeta \frac{l}{d_s} \gamma \frac{w^2}{2g}, \quad (\text{XIV. 45})$$

где Δp — потеря напора в кг/м^2 ;

ζ — коэффициент потерь напора на трение;

γ — удельный вес жидкости в кг/м^3 ;

l — длина трубопровода в м ;

d_3 — эквивалентный диаметр в м;
 ω — скорость жидкости в м/сек;
 g — ускорение силы тяжести (9,81 м/сек²).

Для турбулентных потоков принимают при $2320 < Re < 10^5$

$$\zeta = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \omega. \quad (\text{XIV. 46})$$

При $10^5 < Re < 3,24 \cdot 10^5$ по Никурадзе

$$\zeta = (0,0032 + 0,221 Re^{-0,237}) \omega. \quad (\text{XIV. 47})$$

При $3,24 \cdot 10^5 < Re < 10^6$ в соответствии с формулой (XIII. 39)

$$\zeta = \frac{0,131}{Re^{0,18}} \left(\frac{T^*}{T_f} \right)^{0,235} \omega.$$

В этих формулах ω — коэффициент формы, имеющий для прямоугольного канала с отношением сторон $\frac{b}{a}$ следующие значения:

$\frac{b}{a}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0
ω	1,50	1,32	1,25	1,10	1,03	0,97	0,91	0,90

Для кольцевых щелей при малом зазоре значение ω можно принимать равным 1,5¹. При высоте канала h в этом случае

$$d_3 = 2h, \quad Re = \frac{2h\omega\gamma}{\mu g}.$$

Потери напора от местных сопротивлений рассчитываются по формуле

$$\Delta p = \zeta \gamma \frac{\omega^2}{2g}, \quad (\text{XIV. 48})$$

где ω — скорость за местом потерь,
 ζ — коэффициент местного сопротивления.

В частности, для потери на удар при внезапном расширении

$$\zeta = \left(\frac{F_2}{F_1} - 1 \right)^2, \quad (\text{XIV. 49})$$

где F_2 — большее сечение канала (за расширением);
 F_1 — меньшее сечение канала (до расширения).

¹ Для круглого сечения $\omega = 1$.

При внезапном сужении значение ζ берется в зависимости от отношения $\frac{F_2}{F_1}$ (F_1 —большее сечение, F_2 —меньшее сечение):

$\frac{F_2}{F_1}$	0,01	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
ζ	0,50	0,50	0,42	0,34	0,25	0,15	0,00

Диафрагмы с сечением F_d , помещенные в трубопроводе с сечением $F_{тр}$, имеют следующие значения ζ :

$\frac{F_d}{F_{тр}}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
ζ	226	48	17,5	7,8	3,75	1,8	0,8	0,29	0,06

Для сходящихся (конфузор) и расходящихся (диффузор) конических участков значения ζ даны в табл. 57.

Таблица 57

Угол конусности в градусах	ζ		Угол конусности в градусах	ζ	
	конфузор	диффузор		конфузор	диффузор
7	0,16	0,22	50	0,31	0,91
10	0,16	0,46	55	0,31	0,91
15	0,18	0,54	60	0,32	0,91
20	0,20	0,60	65	0,33	0,91
25	0,22	0,67	70	0,34	0,91
30	0,24	0,73	75	0,34	0,91
35	0,26	0,79	80	0,35	0,91
40	0,28	0,84	85	0,36	0,91
50	0,30	0,88			

В этой таблице значение ζ отнесено к скорости в узком сечении.

Для отводов (плавно изогнутые трубы) величина коэффициента ζ зависит от отношения $\frac{\rho}{d}$, где ρ —радиус оси закругления, d —диаметр трубопровода; при повороте трубы на 90° значения ζ следующие:

$\frac{\rho}{d}$	4	6	15	20	30	40	50
ζ	0,120	0,102	0,093	0,080	0,060	0,046	0,033

Эти значения даны для $Re=0,5 \cdot 10^5$ при увеличении Re до 10^5 величина ζ уменьшается на 12,5%, при уменьшении Re до 10^4 —увеличивается на 46,7%.

При повороте трубы на 180° коэффициент ζ увеличивается на 40%, при повороте на 135° — на 21,5%, при повороте на 45° ζ уменьшается на 37,7%.

Для колен (резкие повороты) значения ζ определяются по формуле

$$\zeta = 0,946 \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2,05 \sin^4 \frac{\theta}{2} \quad (\text{XIV. 50})$$

или берутся по следующим данным:

$\theta = 20^\circ$	40°	60°	90°	120°	140°
$\zeta = 0,046$	0,139	0,364	0,984	1,86	2,43

Угол θ означает здесь угол поворота потока.

Полная потеря напора определяется как сумма всех потерь на местные сопротивления и потерь на трение:

$$\Delta p_{\Sigma} = \sum (\Delta p_m + \Delta p_{\text{тр}})_i, \quad (\text{XIV. 51})$$

где i означает номер участка канала, для которого по вышеприведенным формулам рассчитываются отдельно потеря напора от местного сопротивления Δp_m и потеря напора на трение $\Delta p_{\text{тр}}$.

Последние исследования по гидравлическим сопротивлениям показали, что метод простого суммирования потерь не дает точных результатов, так как общее сопротивление последовательно включенных элементов не равняется сумме их сопротивлений. Экспериментальных данных по этому вопросу мало, и при расчете сопротивлений в ЖРД приходится пользоваться уравнением (XIV. 51).

Кроме обычных гидравлических потерь при неизотермическом течении, возникает дополнительное тепловое сопротивление, которое для движения капельных жидкостей может не приниматься во внимание, так как влияние температуры на плотность жидкости в этом случае незначительно.

Коэффициент трения зависит от физических констант жидкости и режима ее движения, поэтому он является функцией упоминавшихся выше критериев подобия

$$\zeta = f(\text{Re}, \text{Gr}, \text{Pr}). \quad (\text{XIV. 52})$$

При турбулентном режиме критерий Gr на коэффициент трения практически не влияет.

Опытным путем получены следующие выражения для коэффициента трения при неизотермическом течении жидкости.

Для ламинарного режима

$$\zeta = \zeta_0 \left(\frac{\text{Pr}_{\text{ж}}}{\text{Pr}_f} \right)^{\frac{1}{3}} \left[1 + 0,22 \left(\frac{\text{Gr}_f \text{Pr}_f}{\text{Re}_f} \right)^{0,15} \right]. \quad (\text{XIV. 53})$$

Для турбулентного режима

$$\zeta = \zeta_0 \left(\frac{Pr_w}{Pr_f} \right)^{\frac{1}{3}} = 0,3164 Re^{-0,25} \left(\frac{Pr_w}{Pr_f} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (\text{XIV.54})$$

Индекс « f » означает величины, подсчитанные по средней температуре жидкости, индекс « w » — величины, подсчитанные по средней температуре стенки. При $T_w = T_f$ (изотермическое течение) формулы превращаются в приведенные выше, так как в этом случае

$$Pr_f = Pr_w.$$

§ 8. Пример расчета охлаждения ЖРД

Пример 41. Рассчитать охлаждение сопла и камеры сгорания двигателя с тягой 1000 кг. Топливо—керосин+азотная кислота. Керосин имеет состав $C_r = 85,8\%$, $H_r = 14,2\%$ и теплотворную способность $H_u = 10\,400$ ккал/кг. Азотная кислота имеет концентрацию 96%. Коэффициент избытка окислителя $\alpha = 0,8$. Давление газов в камере сгорания 20 кг/см², на срезе сопла — 1 кг/см².

Расчет провести по среднему значению показателя политропы. Сопло охлаждается азотной кислотой, а камера сгорания керосином.

Для продуктов сгорания теплоемкость рассчитать по формуле

$$c_{p \text{ пр.сг}} = 0,3 + 5,2 \cdot 10^{-5} T \text{ ккал/кг град},$$

коэффициент теплопроводности — по формуле

$$\lambda_{\text{пр.сг}} = 0,0219 + 5,4 \cdot 10^{-5} T \text{ ккал/м час град},$$

коэффициент динамической вязкости

$$\mu_{\text{пр.сг}} = 2,3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T}{288} \right)^{0,75} \text{ кг сек/м}^2.$$

Для азотной кислоты известны

$$\lambda_o = 0,5 \text{ ккал/м час град}; \quad \gamma_o = 1,52 \text{ кг/л}; \quad c_o = 0,47 \text{ ккал/кг град}, \\ \mu_o = 9 \cdot 10^{-5} \text{ кг сек/м}^2.$$

Для керосина

$$\lambda_r = 0,13 \text{ ккал/м час град}; \quad \gamma_r = 0,84 \text{ кг/л}; \quad c_r = 0,50 \text{ ккал/кг град}; \\ \mu_r = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ кг сек/м}^2.$$

Для жидкостей физико-химические константы принять постоянными. Толщина стальной стенки камеры сгорания и сопла равняется $2,5$ мм; коэффициент теплопроводности стали $\lambda_{\text{ст}} = 30$ ккал/м час град.

Из расчета процесса сгорания и истечения определены следующие величины: температура на входе в реактивное сопло $T_z=2543^\circ$ абс.; среднее значение показателя политропы расширения $n=1,177$.

Состав продуктов сгорания перед входом в сопло (парциальные давления газа в кг/см^2) следующий:

$$\begin{aligned} p_{\text{CO}_2} &= 3,738; & p_{\text{CO}} &= 2,705; & p_{\text{H}_2\text{O}} &= 9,061; \\ p_{\text{OH}} &= 0,135; & p_{\text{O}_2} &= 0,007; & p_{\text{H}_2} &= 1,224; \\ p_{\text{H}} &= 0,038; & p_{\text{O}} &= 0,000; & p_{\text{N}_2} &= 3,083; \\ p_{\text{NO}} &= 0,009; & p_z &= 24,75; & i_z &= 936,5 \text{ ккал/кг}; \\ R_z &= 34,26 \text{ кгм/кг град}; & R_a &= 34,24 \text{ кгм/кг град}; \\ R_{\text{ср}} &= 34,25 \text{ кгм/кг град}. \end{aligned}$$

Приступим к расчету примера.

По известному среднему показателю политропы определяются: температура продуктов сгорания на выходе из сопла

$$T_a = T_z \left(\frac{p_a}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 2543 \left(\frac{1}{20} \right)^{\frac{0,177}{1,177}} = 1620^\circ \text{ абс.},$$

скорость истечения

$$\omega_a = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,177}{0,177} 34,25 (2543 - 1620)} = 2030 \text{ м/сек}$$

$$\text{и удельный вес } \gamma_a = \frac{1 \cdot 10^4}{34,25 \cdot 1620} = 0,18 \text{ кг/м}^3.$$

Секундный расход топлива получается равным

$$G = \frac{9,81 \cdot 1000}{2030} = 4,83 \text{ кг/сек.}$$

Так как в данном случае $\alpha \cdot \gamma_0 = 6,85$, то весовые доли горючего и окислителя будут соответственно равны

$$g_f = \frac{100}{100 + 6,85 \cdot 63 \cdot \frac{100}{96}} = 0,182,$$

$$g_o = \frac{6,85 \cdot 63 \cdot \frac{100}{96}}{100 + 6,85 \cdot 63 \cdot \frac{100}{96}} = 0,818.$$

Следовательно, секундный расход азотной кислоты будет составлять

$$G_o = 4,83 \cdot 0,818 = 3,95 \text{ кг/сек},$$

а керосина

$$G_r = 4,83 \cdot 0,182 = 0,88 \text{ кг/сек}.$$

Параметры продуктов сгорания в критическом сечении получаются следующие:

$$T_{кр} = 2543 \frac{2}{2,177} = 2336^\circ \text{ абс.},$$

$$p_{кр} = 20 \left(\frac{2}{2,177} \right)^{\frac{1,117}{0,117}} = 11,4 \text{ кг/см}^2,$$

$$\gamma_{кр} = \frac{11,4 \cdot 10^4}{34,25 \cdot 2336} = 1,42 \text{ кг/м}^3,$$

$$w_{кр} = \sqrt{1,117 \cdot 9,81 \cdot 34,25 \cdot 2336} = 961 \text{ м/сек}.$$

Далее определяются размеры сопла. Площадь и диаметр критического сечения:

$$F_{кр} = \frac{4,83}{961 \cdot 1,42} 10^4 = 35,4 \text{ см}^2 \text{ и } d_{кр} = 67,2 \text{ мм};$$

для выходного сечения:

$$F_a = \frac{4,83}{2030 \cdot 0,18} 10^4 = 132,3 \text{ см}^2 \text{ и } d_a = 129,8 \text{ мм}.$$

При угле конусности, равном 20° , длина сопла

$$L_c = \frac{129,8 - 67,2}{2 \operatorname{tg} 10^\circ} = 180 \text{ мм}.$$

Схема сопла изображена на фиг. 111.

Тепловая удельная производительность камеры сгорания принимается равной

$$w_r = 1,5 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^2 \text{ час}.$$

Отсюда необходимое сечение цилиндрической камеры сгорания

$$F_1 = \frac{4,83 \cdot 3600 \cdot 1715}{1,5 \cdot 10^9} 10^4 = 199,2 \text{ см}^2 \text{ и } d_1 = 160 \text{ мм}.$$

Так как

$$f_1 = \frac{F_1}{F_{кр}} = \frac{199,2}{35,4} > 3,5,$$

влияние газодинамических факторов не учитывается, и расчет ведется по величинам, полученным в термодинамическом расчете.

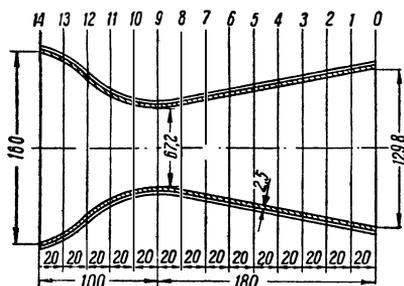
Далее производится расчет охлаждения сопла.

Все сопло делится на участки длиной по 20 мм, начиная от среза сопла; критическое сечение приходится на 9-е сечение (фиг. 111).

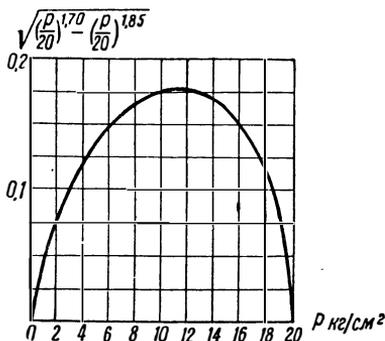
Строится функция

$$\sqrt{\left(\frac{p}{20}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p}{20}\right)^{\frac{n+1}{n}}} = \sqrt{\left(\frac{p}{20}\right)^{1,70} - \left(\frac{p}{20}\right)^{1,85}}$$

График этой функции приведен на фиг. 112.



Фиг. 111. Продольный разрез сопла (к расчету охлаждения).



Фиг. 112. Функция

$$\sqrt{\left(\frac{p}{20}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p}{20}\right)^{\frac{n+1}{n}}}$$

при $n=1,177$.

Для правой части уравнения (XIV. 23) определяется величина

$$B = \frac{4,83 \sqrt{34,25 \cdot 2543}}{20 \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,117}{0,117}}} = 6,23 \text{ см}^2.$$

Уравнение приобретает вид

$$\sqrt{\left(\frac{p}{20}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p}{20}\right)^{\frac{n+1}{n}}} = \frac{6,23^1}{F}.$$

Зная из фиг. 111 или из расчета площади отдельных сечений, можно найти по фиг. 112 давления в этих сечениях. По найден-

¹ Значения F подставляются в см^2 .

ному давлению в каждом сечении определяются температура продуктов сгорания

$$T = 2543 \left(\frac{p}{20} \right)^{\frac{0,177}{1,177}},$$

удельный вес

$$\gamma = \frac{p}{34,25T}$$

и скорость

$$\omega = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,117}{0,117} 34,25 (2543 - T)} = 66,8 \sqrt{2543 - T}.$$

При расчете следует пренебрегать незначительным понижением температуры, вызванным охлаждением.

Для каждого сечения определяются также значения

$$\lambda_{\text{пр. ст}}, \quad \mu_{\text{пр. ст}}, \quad c_{p \text{ пр. ст}}.$$

Результаты подсчетов для отдельных сечений сведены в табл. 58.

Далее определяются средние значения каждой величины по отдельным участкам; полученные результаты приведены в табл. 59.

Полученные средние величины дают возможность определить значения критериев и прочих величин, необходимых для вычисления коэффициента теплоотдачи с газовой стороны. Для расчетов используются формулы (XIV. 5), (XIV. 6) и (XIV. 7); температура торможения газа вычисляется по формуле

$$T_{zi}^* = T_{ri} + A \frac{w_i^2}{2gc_p}.$$

Так как процесс истечения происходит при наличии в сопле рекомбинации молекул и догорания, температура торможения должна увеличиваться.

При определении значений критерия Re в формулу следует подставлять часовую скорость газов, т. е. $3600 \omega_i$.

Предполагаемой температурой стенки с газовой стороны следует задаться (выше было указано, что даже значительная ошибка в выборе этой температуры влияет на результат несущественно).

Результаты подсчетов приведены в табл. 60.

Хотя выше и было указано, что влияние радиационной теплопередачи в сопле невелико, все же можно определить значения коэффициента теплоотдачи излучением α_r . Для этого используются формулы (XIV. 35), (XIV. 36) или (XIV. 39).

Таблица 58

Сечение	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
x мм	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180	200	220	240	260	280
d мм	129,8	122,8	115,9	108,9	102,0	95,0	88,1	81,1	74,2	67,2	74,0	90,0	114,0	144,0	160,0
F см ²	132,3	118,4	105,5	93,1	81,7	70,9	61,0	51,7	43,2	35,5	43,0	63,6	102,1	162,9	201,1
p кг/см ²	1,0	1,2	1,5	1,9	2,4	2,9	3,5	4,2	6,2	11,4	16,2	18,4	19,2	19,6	20,0
T °абс.	1621	1616	1723	1785	1848	1901	1957	2010	2132	2334	2461	2509	2526	2532	2543
γ кг/м ³	0,18	0,21	0,254	0,311	0,379	0,445	0,522	0,610	0,849	1,42	1,92	2,14	2,22	2,26	2,30
w м/сек	2024	1977	1910	1839	1761	1693	1617	1542	1354	965	605	409	320	240	150
c_p ккал/кг град	0,388	0,390	0,393	0,396	0,400	0,403	0,406	0,409	0,415	0,426	0,433	0,435	0,436	0,437	0,437
λ ккал/м час град	0,109	0,112	0,115	0,118	0,122	0,125	0,128	0,130	0,137	0,148	0,155	0,157	0,158	0,159	0,159
$\mu \cdot 10^6$ кг сек/м ²	8,43	8,61	8,81	9,07	9,31	9,50	9,70	9,90	10,36	11,09	11,52	11,70	11,75	11,77	11,78

Таблица 59

Участок	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14
$l_x^{(1)}$ мм	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20
$l_x^{(2)}$ мм	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3	20,2	20,3	21,0	23,5	25,0	22,5
d мм	126,3	119,3	112,4	105,4	98,5	91,5	84,6	77,6	70,7	70,6	82,0	102,0	129,0	152,0
F см ²	125,3	111,8	99,2	87,3	76,2	65,8	56,2	47,3	39,3	39,1	52,8	81,7	130,7	181,4
p кг/см ²	1,1	1,35	1,70	2,15	2,70	3,2	3,9	5,2	8,8	13,8	17,3	18,8	19,4	19,8
$T = T_r$ °абс.	1643	1700	1754	1817	1874	1929	1984	2071	2233	2398	2485	2518	2529	2537
γ кг/м ³	0,195	0,232	0,283	0,345	0,412	0,484	0,566	0,730	1,135	1,67	2,03	2,18	2,24	2,28
w м/сек	2000	1945	1875	1799	1727	1656	1580	1398	1158	783	520	370	250	195
c_p ккал/кг град	0,389	0,392	0,395	0,398	0,402	0,405	0,408	0,412	0,421	0,430	0,434	0,435	0,436	0,437
λ ккал/м час град	0,110	0,113	0,116	0,120	0,123	0,126	0,129	0,133	0,143	0,152	0,156	0,157	0,158	0,159
$\mu \cdot 10^6$ кг сек/м ²	8,52	8,71	8,94	9,19	9,41	9,60	9,80	10,13	10,73	11,31	11,61	11,72	11,76	11,78

1) Длина участка в направлении оси сопла.

2) Длина участка в направлении, параллельном стенке.

Таблица 60

Участок	Таблица 60													
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14
$Re \cdot 10^{-5}$	6,27	6,73	7,32	7,82	8,24	8,49	8,60	8,82	9,85	9,45	8,67	8,21	7,19	6,68
$Re^{0,82} \cdot 10^{-4}$	5,63	6,00	6,45	6,76	7,08	7,16	7,25	7,33	8,04	7,95	7,25	7,09	6,45	6,03
$T_i^* \text{ а.б.с.}$	2870	2850	2816	2787	2762	2737	2714	2638	2612	2568	2560	2556	2546	2542
$T_{\text{в.г.}} \text{ а.б.с.}$	500	500	500	500	500	600	600	700	800	900	800	700	700	600
$\frac{T_i^*}{T_{\text{в.г.}}}$	5,74	5,70	5,63	5,57	5,52	4,56	4,52	3,77	3,26	2,86	3,20	3,65	3,64	4,24
$\left(\frac{T_i^*}{T_{\text{в.г.}}}\right)^{0,086}$	1,12	1,12	1,12	1,12	1,12	1,11	1,11	1,09	1,08	1,07	1,08	1,09	1,09	1,10
Nu	1020	1088	1172	1227	1285	1288	1300	1325	1405	1382	1270	1250	1140	1075
$\sigma_{\text{к}} \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}$	901	1030	1210	1396	1608	1765	1980	2260	2840	2975	2420	1930	1398	1126

Расчет коэффициентов σ_p представлен в табл. 61. Температуры стенки приняты такими же, как и при расчете табл. 60. Парциальные давления p_{CO_2} и $p_{\text{H}_2\text{O}}$ подсчитаны в предположении, что состав продуктов сгорания не меняется.

В предпоследней строке таблицы даны значения суммарного коэффициента теплоотдачи с газовой стороны стенки α_p , в последней строке подсчитана в процентах доля теплоотдачи излучением по отношению к общей теплоотдаче.

Из табл. 61 видно, что доля излучения в общей теплопередаче в сопле незначительна; она становится заметной только в суживающейся части его.

После расчета теплопередачи с газовой стороны можно перейти к расчету коэффициентов теплоотдачи с жидкостной стороны стенки, для чего надо предварительно наметить контуры канала. Пусть выбран канал с постоянной высотой, равной 1,8 мм.

Для расчетов используются формулы (XIV. 8) — (XIV. 13). Эквивалентный диаметр канала d , постоянен и равен $2h = 3,6$ мм. Секундный расход азотной кислоты, определенный выше, составляет 3,95 кг/сек.

Результаты расчетов сведены в табл. 62.

При определении коэффициента теплопередачи k коэффициент теплопроводности

стальной стенки $\lambda_{ст}$ принимается постоянным и равным 30 ккал/м час град. Толщина стенки $\delta_{ст}=2,5$ мм. При этих условиях термическое сопротивление стенки

$$\frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} = \frac{0,0025}{30} = 0,083 \cdot 10^{-3}.$$

Теперь можно определить для каждого участка средний коэффициент теплопередачи; результаты подсчетов приведены в табл. 63.

После определения коэффициента теплопередачи можно приступить к расчету температур стенки с жидкостной и газовой стороны по участкам. Для расчета используются формулы (XIV. 17) — (XIV. 22). Результаты расчета приведены в таблице 64. Начальная температура азотной кислоты взята равной 288° абс. В расчете принято противоточное движение жидкости, и поэтому расчет начат от сечения 0.

Если подсчитанные температуры стенки слишком высоки, имеется возможность несколько понизить их установкой продольных ребер в наиболее нагреваемых участках. В данном случае температуры вполне допустимые и установка ребер не требуется, но посмотрим все-таки, каково влияние ребер на температуру стенки. Установим ребра от сечения «8» до сечения «14» (см. фиг. 111). Пусть в охлаждающей рубашке установлено 80 ребер толщиной $\delta_r=1$ мм и высотой, равной высоте канала; высота канала между этими сечениями из технологических соображений (обычных при изготовлении шлиц, ребер и т. п.) уменьшается до 1,6 мм. После выбора формы канала проводится вторичный расчет от сечения «8» до сечения «14». Для расчета используются формулы, приведенные в § 4 этой главы.

Так как изменений с газовой стороны нет, то расчет надо провести только для жидкостной стороны, т. е. повторить расчеты, подобные расчетам, представленным таблицами 62, 63 и 64. В табл. 65 приведены результаты вторичных расчетов.

Сравнение данных табл. 64 и 65 показывает, что наличие ребер с жидкостной стороны незначительно снижает температуры стенки.

Расчет охлаждения, проведенный по параметрам равновесного истечения, дал бы более высокие температуры стенки. Расчет по данным неравновесного истечения, наоборот, привел бы к более низким температурам.

Таково распределение температур в стенках сопла при противоточном охлаждении их азотной кислотой. Для условий охлаждения при прямом токе, когда азотная кислота поступает в охлаждающую рубашку около камеры сгорания и течет по каналу к устью сопла, температуры стенки сопла с газовой стороны приведены в той же табл. 64 в последней строке. Сопоставление температур $T_{w,г}$ показывает, что при прямоточном охлаждении максимальное тепловое

Таблица 61

Участок	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14
$l=0,8d$ мм	101,0	95,5	90,0	84,3	78,8	73,2	67,7	62,0	56,6	56,5	65,6	81,6	103,0	122,0
p_{CO_2} кг/см ²	0,21	0,25	0,32	0,40	0,50	0,60	0,73	0,97	1,65	2,58	3,24	3,52	3,63	3,70
p_{H_2O} кг/см ²	0,50	0,61	0,77	0,98	1,22	1,45	1,77	2,36	3,99	6,25	7,84	8,52	8,79	8,87
$\sqrt[3]{p_{CO_2} l}$	0,276	0,288	0,307	0,324	0,339	0,353	0,366	0,391	0,453	0,527	0,597	0,660	0,721	0,767
$\left(\frac{T_r}{100}\right)^{3,5}$	17 970	20 250	22 600	25 580	28 500	31 520	34 800	40 360	52 660	67 500	76 700	80 100	81 400	82 200
$T_{w r}$ °абс.	500	500	500	500	500	600	600	700	800	900	800	700	700	600
$\left(\frac{T_{w r}}{100}\right)^{3,5}$	280	280	280	280	280	525	525	910	1448	2185	1448	910	910	525
$\left(\frac{T_r}{100}\right)^{3,5} - \left(\frac{T_{w r}}{100}\right)^{3,5}$	17 690	19 960	22 310	25 290	28 220	30 995	34 275	39 450	51 212	65 315	75 252	79 190	80 490	81 675
α_{CO_2}	19	21	24	27	30	35	39	48	63	85	98	111	123	131
$p_{H_2O}^{0,8}$	0,574	0,673	0,811	0,850	1,172	1,346	1,579	1,987	3,03	4,33	5,19	5,55	5,69	5,73
$l^{0,6}$	0,253	0,244	0,236	0,227	0,218	0,208	0,199	0,188	0,179	0,178	0,195	0,222	0,256	0,283
$\left(\frac{T_r}{100}\right)^3 - \left(\frac{T_{w r}}{100}\right)^3$	3918	4398	4880	5288	5852	6452	8152	10 130	12 780	14 340	15 270	15 440	15 600	15 670
α_{H_2O}	2	3	3	4	5	6	8	12	20	28	37	47	50	53
α_p	21	24	27	31	35	41	47	60	83	113	135	158	173	184
α_k	901	1030	1210	1396	1608	1765	1980	2260	2840	2975	2420	1930	1398	1126
$\alpha_r = \alpha_p + \alpha_k$	922	1054	1237	1427	1643	1806	2027	2320	2923	3088	2555	2088	1571	1310
$\frac{\alpha_p}{\alpha_r} 100\%$	2,3	2,3	2,2	2,2	2,1	2,2	2,3	2,6	2,9	3,6	5,3	7,6	11,0	14,1

1 Размерность коэффициентов теплоотдачи—в ккал/м² час град.

Таблица 62

Участок	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14
$d_{ж} = d + 2\delta$ мм	131,3	124,3	117,4	110,4	103,5	96,5	89,6	82,6	75,7	75,6	87,0	107,0	134,0	157,0
$F_{ж}$ см ²	7,43	7,02	6,64	6,24	5,85	5,45	5,07	4,68	4,28	4,27	4,91	6,05	7,58	8,87
w м/сек	3,50	3,70	3,92	4,16	4,44	4,77	5,13	5,55	6,08	6,09	5,29	4,30	3,43	2,94
$Re \cdot 10^{-4}$	2,128	2,250	2,383	2,529	2,700	2,900	3,119	3,374	3,697	3,720	3,216	2,614	2,085	1,788
$Re^{0,8} \cdot 10^{-3}$	2,900	3,033	3,175	3,330	3,510	3,715	3,938	4,193	4,510	4,518	4,035	3,420	2,853	2,523
$Pr^{0,35}$	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29
$\left(\frac{l}{d}\right)^{-0,054}$	0,911	0,911	0,911	0,911	0,911	0,911	0,911	0,911	0,911	0,911	0,909	0,904	0,901	0,906
Nu	205,5	214,5	224,9	235,9	248,7	263,2	272,0	297,1	319,5	320,1	285,9	242,3	202,1	178,8
$\alpha_{ж} \cdot 10^{-3}$ ккал/м ² час град	28,54	29,85	31,24	32,77	34,54	36,56	38,75	41,27	44,38	44,46	39,71	33,66	28,07	24,84

Таблица 63

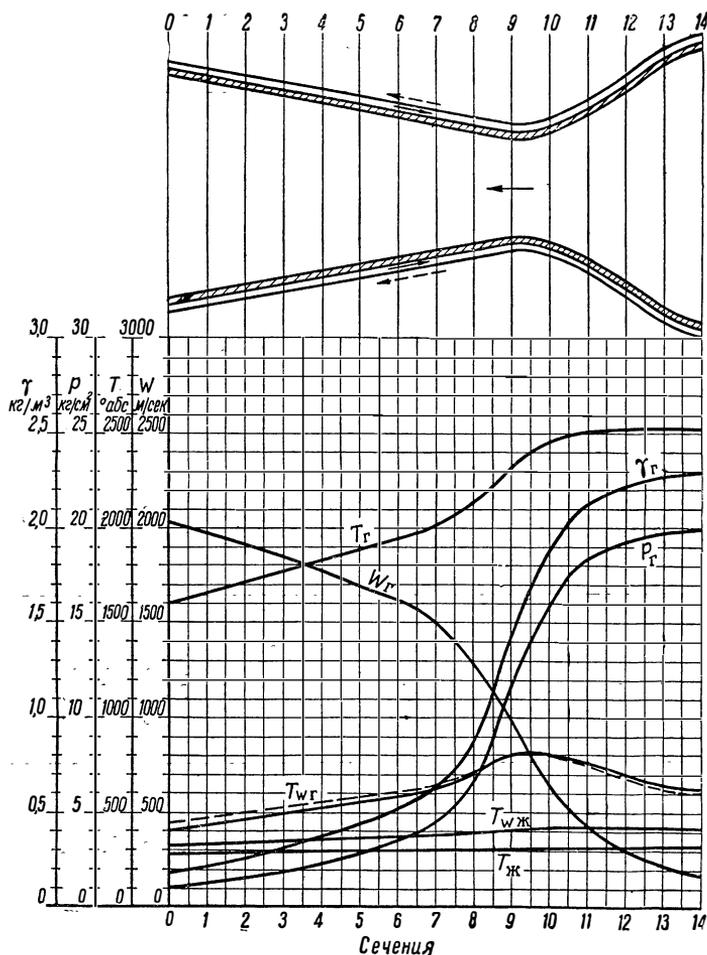
Участок	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14
$\frac{1}{\alpha_r} \cdot 10^3$	1,084	0,948	0,810	0,702	0,609	0,554	0,494	0,431	0,342	0,324	0,392	0,480	0,638	0,764
$\frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} \cdot 10^3$	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083	0,083
$\frac{1}{\alpha_{ж}} \cdot 10^3$	0,035	0,034	0,032	0,031	0,029	0,027	0,026	0,024	0,023	0,022	0,025	0,030	0,036	0,040
$\frac{1}{k} \cdot 10^3$	1,202	1,065	0,925	0,816	0,731	0,664	0,603	0,538	0,448	0,429	0,500	0,593	0,757	0,887
k ккал/м ² час град	831	939	1071	1226	1369	1509	1660	1860	2235	2335	2000	1686	1323	1129

Таблица 64

Участок	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14
$\Phi_{ж} \text{ см}^2$	83,7	79,3	74,9	70,4	66,0	61,6	57,1	52,7	48,0	48,2	57,4	79,0	105,0	111,0
$T_{ж i} \text{ }^\circ\text{абс.}$	288,0	289,3	290,7	292,2	294,0	295,9	298,0	300,2	302,6	305,5	308,8	312,3	316,4	320,7
$T_{ж i+1} \text{ }^\circ\text{абс.}$	289,3	290,7	292,2	294,0	295,9	298,0	300,2	302,6	305,5	308,8	312,3	316,4	320,7	324,6
$T_{ж} \text{ }^\circ\text{абс.}$	288,6	290,0	291,4	293,1	295,0	296,9	299,1	301,4	304,0	307,2	310,5	314,3	318,5	322,6
$q \text{ ккал/м}^2\text{час} \cdot 10^{-4}$	112,8	132,4	157,0	187,0	217,5	246,0	279,8	329,0	431,0	488,2	435,0	371,8	292,5	249,8
$T_{\omega ж} \text{ }^\circ\text{абс.}$	328	335	342	351	358	364	372	381	401	417	420	425	423	423
$T_{\omega г} \text{ }^\circ\text{абс.}$ (противоточное охлаждение)	418	445	484	507	549	567	604	651	758	818	780	737	669	628
$T_{\omega г} \text{ }^\circ\text{абс.}$ (прямоточное охлаждение)	454	472	512	532	576	581	616	661	762	818	775	724	645	604

Участок	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14
d_3 мм	1,77	1,76	1,92	2,13	2,33	2,44
$F_{ж}$ см ²	2,53	2,52	3,09	4,10	5,46	6,61
w м/сек	10,3	10,3	8,41	6,34	4,76	3,94
$Re \cdot 10^{-3}$	31,0	30,9	27,5	23,0	18,9	16,3
$Re^{0,8} \cdot 10^{-3}$	3,92	3,91	3,56	3,09	2,64	2,34
$Pr^{0,35}$	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29	2,29
$\left(\frac{l}{d_3}\right)^{-0,054}$	0,877	0,876	0,879	0,875	0,880	0,887
Nu	252,0	251,1	229,4	198,2	170,3	153,2
$\alpha_{ж} \cdot 10^{-3}$ ккал/м ² час град	71,2	71,3	59,8	41,8	36,6	31,2
k ккал/м ² час град	2280	2380	2035	1705	1340	1140
$\Phi_{ж}$ см ²	83,6	83,8	94,3	120,3	149,3	150,5
$T_{ж i}$ °абс.	302,6	307,7	313,5	320,7	326,9	333,0
$T_{ж i}$ °абс.	307,7	313,5	320,7	326,9	333,0	338,2
$T_{ж}$ °абс.	305,2	310,6	317,1	323,8	330,0	335,6
q ккал/м ² час $\cdot 10^{-4}$	439,5	496,2	441,0	374,0	294,4	251,0
$T_{w ж}$ °абс.	367	380	391	413	420	416
$T_{w г}$ °абс.	731	792	757	724	665	624

напряжение стенки не меняется (максимальная температура около критического сечения).



Фиг. 113. Распределение температур в стенках сопла и основные параметры газового потока по данным расчета примера 41. ($T_{вг}$ — температура стенки с газовой стороны; $T_{вж}$ — температура стенки с жидкостной стороны; $T_{ж}$ — температура охлаждающей жидкости; индекс «г» относится к параметрам газового потока в сопле).

Основные результаты проведенного расчета охлаждения без ребер представлены кривыми на фиг. 113. Нанесенная пунктиром кривая температуры стенки с газовой стороны при прямоточном охлаждении показывает, что наиболее напряженная (сужающаяся)

часть сопла работает в этом случае при несколько пониженных температурах.

В табл. 66 для сравнения приведены расчетные данные для алюминиевой стенки такой же толщины (2,5 мм), как и стальная; для стенки из алюминия коэффициент теплопроводности принят равным 300 ккал/м час град (для стальной стенки было 30 ккал/м час град).

Т а б л и ц а 66

Участок	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7
k ккал/м ² час град	888	1010	1178	1350	1549	1700	1896
q ккал/м ² час·10 ⁻⁴	120,1	142,2	172,2	205,9	244,0	277,5	318,8
$T_{w ж}$ °абс.	331	338	347	356	365	374	383
$T_{w г}$ °абс.	341	350	351	372	385	396	409
Участок	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14
k ккал/м ² час град	2160	2680	2830	2380	1930	1468	1231
q ккал/м ² час·10 ⁻⁴	382,0	516,0	590,5	516,5	424,8	323,5	272,0
$T_{w ж}$ °абс.	396	423	443	444	414	441	437
$T_{w г}$ °абс.	426	465	490	486	478	467	459

Данные табл. 66 показывают, насколько благоприятнее температурные условия, в которых работает стенка, материал которой обладает большим коэффициентом теплопроводности. В то время как температурный перепад в стальной стенке доходит до 400°, в алюминиевой стенке он не превышает 50° при максимальной температуре стенки с газовой стороны в 490° абс. (в стальной стенке $T_{w г \max} = 818^\circ$ абс.).

Для увеличения прочности алюминиевой стенки ее можно укрепить ребрами с жидкостной стороны; эти ребра, опираясь на наружную стальную стенку (наружную стенку охлаждающей рубашки), придадут прочность и жесткость рабочим стенкам камеры.

Далее можно перейти к расчету охлаждения камеры сгорания. Камера сгорания охлаждается керосином, секундный расход которого равен 0,88 кг/сек. Количество тепла, выделяющегося в камере сгорания,

$$Q_{\text{ча.с}} = 3600 G_{c_p} (T_z - 273) = 3600 \cdot 4,83 (0,3 + 0,000052 \cdot 2543)$$

$$(2543 - 273) = 17,1 \cdot 10^6 \text{ ккал/час.}$$

При расчете камеры сгорания диаметр ее был определен в 0,16 м, а по выбранной теплонапряженности $\nu_{\tau}=2,5 \cdot 10^9$ ккал/м²час легко определить объем камеры сгорания

$$V_{\kappa} = \frac{Q}{\nu_{\tau}} = \frac{17,1 \cdot 10^6}{2,5 \cdot 10^9} = 0,00685 \text{ м}^3.$$

Длина цилиндрической камеры

$$L_{\kappa} = \frac{V_{\kappa}}{F} = \frac{0,00685}{0,01992} = 0,344 \text{ м}.$$

По формуле (XIV. 39) коэффициент

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{2,5 \cdot 10^9}}{0,1 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 1,2 (2543 - 273)^2}} = 0,0122.$$

Следовательно, в камере двигателя излучение тепла составляет

$$Q_p = 17,1 \cdot 10^6 \cdot 0,0122 = 208 \text{ 600 ккал/час}.$$

При охлаждении стенок камеры керосином последний нагревается от 15° С до

$$t'' = 15 + \frac{0,8 \cdot 208600}{3600 \cdot 0,88 \cdot 0,50} = 120^{\circ} \text{ С}.$$

Такой нагрев керосина при давлении 15—20 кг/см² вполне допустим.

Высоту кольцевого канала, по которому протекает керосин, можно принять равной 0,8 мм, тогда скорость протекания керосина

$$\omega = \frac{G_{\text{ж}}}{\gamma_{\text{ж}\tau} (d_1 + 2\delta_{\text{ст}}) h} = \frac{0,88}{840\pi \cdot 0,165 \cdot 0,0008} = 2,53 \text{ м/сек}.$$

Эквивалентный диаметр сечения

$$d_3 = 2h = 0,0016 \text{ м}.$$

Критерий Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{2,53 \cdot 0,0016 \cdot 840}{2,4 \cdot 10^{-5} \cdot 9,81} = 14 \text{ 450}.$$

Критерий Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{9,81 \cdot 0,50 \cdot 2,4 \cdot 10^{-5} \cdot 3600}{0,13} = 3,32.$$

Следовательно, критерий Нуссельта

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= 0,032 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,35} \left(\frac{l}{d_3} \right)^{-0,654} = \\ &= 0,032 \cdot 15400^{0,8} \cdot 3,32^{0,35} \left(\frac{0,375}{0,0016} \right)^{-0,654} = 75,8. \end{aligned}$$

Коэффициент теплоотдачи с жидкостной стороны будет равен

$$\alpha_{\text{ж}} = \frac{\text{Nu} \lambda}{d_{\text{э}}} = \frac{75,8 \cdot 0,13}{0,0016} = 6150 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град.}$$

Если принять тепловой поток на единицу площади $q_{\text{р}}$ одинаковым для всей облучаемой поверхности, составляющей $\frac{2}{3}$ боковой поверхности цилиндрической поверхности камеры (считается, что в первой трети по длине камеры горения и излучения нет), то

$$q_{\text{р}} = \frac{\varepsilon Q_{\text{р}}}{\frac{2}{3} \pi d_1 l} = \frac{0,8 \cdot 208600 \cdot 3}{2\pi \cdot 0,16 \cdot 0,344} = 1,45 \cdot 10^6 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

Следовательно, максимальная температура стенки с жидкостной стороны

$$T_{\text{вж}} = T_{\text{ж}} + \frac{q_{\text{р}}}{\alpha_{\text{ж}}} = 120 + \frac{1,45 \cdot 10^6}{6606} = 340^{\circ} \text{С} = 613^{\circ} \text{ абс.}$$

Для газовой стороны стенки получается

$$T_{\text{вг}} = T_{\text{вж}} + \frac{q_{\text{р}} \delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} = 340 + \frac{1,45 \cdot 10^6 \cdot 0,0025}{30} = 461^{\circ} \text{С} = 734^{\circ} \text{ абс.}$$

Стенки камеры можно охлаждать изнутри пленкой горючего, расходуя на это, например, 20% всего керосина, т. е. $0,2 \cdot 0,88 = 0,176 \text{ кг/сек}$. Если принять толщину пленки $\delta_{\text{пл}} = 0,25 \text{ мм}$, то скорость движения ее в камере будет равна

$$\omega = \frac{176}{0,00025 \cdot 3,14 \cdot 0,16 \cdot 840} = 1,67 \text{ м/сек.}$$

Для керосина при давлении 15—20 кг/см^2 температуру кипения можно принять равной 250°С и скрытую теплоту парообразования $r = 80 \text{ ккал/кг}$. Следовательно, для испарения керосина с пленки необходимо затрачивать количество тепла

$$Q_{\text{исп}} = 0,176 [(0,50 \cdot (250 - 15)) + 80] = 39,5 \text{ ккал/сек.}$$

Стенки камеры в секунду получают тепла

$$Q_{\text{пл}} = \frac{0,7 \cdot 208600}{3600} = 40,6 \text{ ккал/сек.}$$

Таким образом, пленка керосина сохранится почти до конца камеры.

Потери напора при продвижении охлаждающей жидкости в канале определяются по формулам § 7 этой главы.

Азотная кислота движется в кольцевом канале, имеющем постоянную высоту, равную 1,8 мм. Сечение канала меняется вследствие изменения диаметра кольца, но возникающим из-за этого сопротивлением можно пренебречь вследствие весьма плавного

изменения сечения. Таким образом, единственно учитываемым сопротивлением будет сопротивление трения неизотермического потока.

Это сопротивление определяется по формуле (XIV. 45):

$$\Delta p = \zeta \frac{l}{d_3} \gamma \frac{w^2}{2g}.$$

Для определения коэффициента трения ζ в неизотермическом потоке следовало бы воспользоваться формулой (XIV. 54), но недостаток данных о зависимости физико-химических констант азотной кислоты от температуры не позволяет использовать этот путь, и приходится, пренебрегая влиянием температуры, определять коэффициент трения по формуле (XIV. 46) (значения критерия Рейнольдса не превышают 10^5). Коэффициент формы для кольцевого сечения $\omega = 1,5$.

Расчетная формула для определения потерь напора по участкам при $\gamma = 1,52 \text{ кг/л}$ приводится к виду:

$$\Delta p = \frac{1,52 \cdot 10^8}{2 \cdot 0,0036 \cdot 9,81} \zeta l w^2 = 21\,500 \zeta l w^2.$$

Результаты расчетов Δp приведены в табл. 67.

Т а б л и ц а 67

Участок	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7
$Re \cdot 10^{-4}$	2,128	2,250	2,383	2,529	2,700	2,900	3,119
$Re^{-0,25} \cdot 10^2$	8,28	8,16	8,05	7,93	7,80	7,66	7,53
$\zeta \cdot 10^3$	3,93	3,87	3,82	3,76	3,70	3,63	3,57
$l \text{ мм}$	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3	20,3
$w^2 \text{ м}^2/\text{сек}^2$	12,25	13,7	15,4	17,3	19,7	22,8	26,3
$\Delta p \text{ кг/м}^2$	210	231	256	285	318	360	410
Участок	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14
$Re \cdot 10^{-4}$	3,374	3,697	3,720	3,216	2,614	2,085	1,788
$Re^{-0,25} \cdot 10^2$	7,38	7,21	7,21	7,47	7,86	8,32	8,65
$\zeta \cdot 10^2$	3,51	3,42	3,42	3,54	3,74	3,95	4,10
$l \text{ мм}$	20,3	20,2	20,3	21,0	23,5	25,0	22,5
$w^2 \text{ м}^2/\text{сек}^2$	30,8	37,0	37,1	28,0	18,5	11,8	8,6
$\Delta p \text{ кг/м}^2$	420	552	553	447	350	250	190

Таким образом, общее сопротивление всего канала, равное сумме сопротивлений отдельных участков,

$$\Delta p_{\Sigma} = \sum_i \Delta p_i = 4882 \text{ кг/м}^2 \approx 0,49 \text{ кг/см}^2.$$

При установке ребер гидравлическое сопротивление значительно возрастает. Пересчет нужно сделать, начиная только от сечения «8».

На участке 8—9 имеется местное сопротивление в виде внезапного сужения сечения, а на участке 13—14 — сопротивление от внезапного расширения. Кроме того, вследствие увеличения скорости жидкости значительно возрастает сопротивление трения.

Участок 8—9

На входе жидкости в оребренный участок площадь сечения канала изменяется

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{h_2 (\pi d'_{\text{ж}} - i b_p)}{\pi d_{\text{ж}} h_1} = \frac{0,0016 [\pi (0,0757 + 0,0004) - 80 \cdot 0,001]}{0,0018 \pi \cdot 0,0757} = 0,594 \approx 0,6$$

($d'_{\text{ж}}$ — диаметр сопла с жидкостной стороны с учетом уменьшения по технологическим соображениям кольцевого канала в месте установки ребер).

Согласно данным § 7 коэффициент $\zeta_{\text{суж}} = 0,25$.

Следовательно, потеря напора на внезапное сужение

$$\Delta p_{\text{суж}} = \zeta_{\text{суж}} \gamma \frac{w^2}{2g} = 0,25 \cdot 1520 \frac{10,3^2}{2 \cdot 9,81} = 2050 \text{ кг/м}^2.$$

Сопротивление трения

$$\zeta = 0,3164 \omega \text{Re}^{-0,25} = 0,3164 \cdot 1,5 \cdot 31000^{-0,25} = 0,0358;$$

$$\Delta p = \zeta \frac{l}{d_9} \gamma \frac{w^2}{2g} = 0,0358 \cdot \frac{20,2}{1,77} \cdot 1520 \cdot \frac{10,3^2}{2 \cdot 9,81} = 3310 \text{ кг/м}^2.$$

Участок 9—10

Сопротивление трения:

$$\zeta = 0,3164 \cdot 1,5 \cdot 30900^{-0,25} = 0,0359;$$

$$\Delta p = 0,0359 \cdot \frac{20,3}{1,76} \cdot 1520 \cdot \frac{10,3^2}{2 \cdot 9,81} = 3420 \text{ кг/м}^2.$$

Участок 10—11

Сопротивление трения

$$\zeta = 0,3164 \cdot 1,5 \cdot 27500^{-0,25} = 0,0369;$$

$$\Delta p = 0,0369 \cdot \frac{21,0}{1,92} \cdot 1520 \cdot \frac{8,41^2}{2 \cdot 9,81} = 2230 \text{ кг/м}^2.$$

Участок 11—12

Соппротивление трения:

$$\zeta = 0,3164 \cdot 1,5 \cdot 23\,000^{-0,25} = 0,0386;$$

$$\Delta p = 0,0386 \cdot \frac{23,5}{2,13} \cdot 1520 \cdot \frac{6,34^2}{2 \cdot 9,81} = 1330 \text{ кг/м}^2.$$

Участок 12—13

Соппротивление трения:

$$\zeta = 0,3164 \cdot 1,5 \cdot 18\,900^{-0,25} = 0,0405;$$

$$\Delta p = 0,0405 \cdot \frac{25,0}{2,33} \cdot 1520 \cdot \frac{4,76^2}{2 \cdot 9,81} = 760 \text{ кг/м}^2.$$

Участок 13—14

Соппротивление трения:

$$\zeta = 0,3164 \cdot 1,5 \cdot 16\,300^{-0,25} = 0,0420;$$

$$\Delta p = 0,042 \cdot \frac{22,5}{2,44} \cdot 1520 \cdot \frac{3,94^2}{2 \cdot 9,81} = 470 \text{ кг/м}^2.$$

Потеря на удар при внезапном расширении в сечении «14» может быть рассчитана по формулам

$$\Delta p_{\text{расш}} = \left(\frac{F_2}{F_1} - 1 \right)^2 \gamma \frac{w_2^2}{2g}$$

или

$$\Delta p_{\text{расш}} = \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right)^2 \gamma \frac{w_1^2}{2g}.$$

Используем последнюю формулу. В нашем случае

$$F_2 = \pi d_{\text{ж}} h = 3,14 \cdot 0,16 \cdot 0,0018 = 0,00091 \text{ м}^2;$$

$$F_1 = h(\pi d_{\text{ж}} - i\delta_p) = 0,0016(3,14 \cdot 0,16 - 80 \cdot 0,001) = 0,0068 \text{ м}^2;$$

$$w_1 = 3,94 \text{ м/сек.}$$

Следовательно,

$$\Delta p_{\text{расш}} = \left(1 - \frac{0,00068}{0,00091} \right)^2 1520 \frac{3,94^2}{2 \cdot 9,81} = 78 \text{ кг/м}^2.$$

Общая потеря напора при установке ребер будет равна

$$\begin{aligned} \Delta p &= 4882 - (552 + 553 + 447 + 350 + 250 + 190) + 2050 + 3310 + \\ &+ 3420 + 2230 + 1330 + 760 + 470 + 78 = 16\,188 \text{ кг/м}^2 \approx \\ &\approx 1,62 \text{ кг/см}^2. \end{aligned}$$

Таким образом, при установке ребер потери напора для условий данного примера возрастают более чем в 3 раза.

ПРИЛОЖЕНИЯ

КОНСТАНТЫ ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

T° абс.	$K_{p1} = \frac{p_{CO} p_{O_2}^{0,5}}{p_{CO_2}}$	$K_{p2} = \frac{p_{H_2} p_{O_2}^{0,5}}{p_{H_2O}}$	$K_{p3} = \frac{p_{OH} p_{H_2}^{0,5}}{p_{H_2O}}$	$K_{p4} = \frac{p_{H_2}^2}{p_{H_2}}$	$K_{p5} = \frac{p_{O_2}^2}{p_{O_2}}$	$K_{p6} = \frac{p_{NO}}{p_{N_2}^{0,5} p_{O_2}^{0,5}}$
1500	0,00000546	0,0000018	0,00000161	—	—	—
1600	0,0000193	0,00000631	0,0000631	—	—	—
1700	0,0000745	0,0000199	0,0000214	—	—	—
1800	0,000204	0,0000537	0,0000646	—	—	—
1900	0,000579	0,000134	0,000166	0,000000767	0,000000101	0,0152
2000	0,001374	0,000302	0,000398	0,00000319	0,000000504	0,0202
2100	0,00316	0,000629	0,000877	0,0000116	0,00000216	0,0261
2200	0,00641	0,00123	0,00182	0,0000377	0,00000811	0,0332
2300	0,01230	0,00225	0,00347	0,000110	0,0000272	0,0410
2400	0,0225	0,00389	0,00646	0,000296	0,0000836	0,0501
2500	0,033	0,00653	0,0110	0,000735	0,000229	0,0600
2600	0,0622	0,0100	0,0182	0,00170	0,000592	0,0708
2700	0,0995	0,0161	0,0294	0,00371	0,00142	0,0828
2800	0,1545	0,0234	0,0457	0,00762	0,00320	0,0957
2900	0,232	0,0347	0,0685	0,0150	0,00682	0,109
3000	0,339	0,049	0,100	0,0283	0,0139	0,124
3100	0,4865	0,0674	0,143	0,0510	0,0269	0,139
3200	0,679	0,091	0,199	0,0889	0,0513	0,156
3300	0,931	0,1205	0,272	0,150	0,090	0,172
3400	1,250	0,157	0,366	0,245	0,156	0,189
3500	1,656	0,201	0,482	0,390	0,265	0,209
3600	2,183	0,253	0,625	0,594	0,430	0,227
3700	2,755	0,315	0,800	0,914	0,682	0,246
3800	3,48	0,389	1,010	1,355	1,06	0,266
3900	4,34	0,474	1,256	1,97	1,61	0,286
4000	5,34	0,573	1,55	2,81	2,39	0,307

ПРИЛОЖЕНИЕ II

ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕ ГАЗОВ Э · 10⁻³ ккал/моль¹

T° абс.	H ₂	O ₂	N ₂	CO ₂	CO	H ₂ O	ОН	NO	O	H
273	57,59	0,0	0,0	0,0	66,79	0,0	34,48	21,47	59,05	80,53
288	57,70	0,107	0,083	0,141	66,90	0,122	34,51	21,53	59,11	80,59
300	57,78	0,192	0,150	0,254	66,98	0,22	34,53	21,58	59,15	80,62
400	58,47	0,900	0,88	1,18	67,68	0,96	35,23	22,29	59,65	81,12
500	59,17	1,64	1,58	2,21	68,39	1,78	35,95	23,01	60,15	81,62
600	59,87	2,39	2,30	3,32	69,10	2,64	36,65	23,76	60,64	82,11
700	60,58	3,17	3,03	4,48	69,83	3,50	37,36	24,52	61,14	82,61
800	61,23	3,96	3,77	5,69	70,59	4,42	38,07	25,29	61,64	83,11
900	61,99	4,76	4,53	6,95	71,35	5,36	38,79	26,07	62,14	83,69
1000	62,71	5,60	5,30	8,22	72,15	6,32	39,51	26,89	62,63	84,10
1100	63,43	6,44	6,10	9,55	72,95	7,33	40,24	27,70	63,13	84,60
1200	64,17	7,29	6,90	10,88	73,76	8,34	40,99	28,54	63,62	85,09
1300	64,91	8,15	7,71	12,24	74,58	9,39	41,76	29,37	64,11	85,58
1400	65,67	9,01	8,53	13,61	75,41	10,44	42,53	30,22	64,61	86,08
1500	66,44	9,88	9,36	15,00	76,24	11,57	43,31	31,07	65,09	86,58
1600	67,21	10,76	10,19	16,41	77,09	12,68	44,11	31,93	65,61	87,08
1700	67,99	11,64	11,03	17,83	77,94	13,82	44,91	32,79	66,10	87,57
1800	68,79	12,53	11,88	19,25	78,80	14,99	45,72	33,67	66,60	88,07
1900	69,59	13,43	12,74	20,70	79,66	16,18	46,54	34,53	67,10	88,56
2000	70,41	14,33	13,60	22,15	80,53	17,38	47,36	35,41	67,59	89,06
2100	71,23	15,23	14,46	23,57	81,40	18,57	48,19	36,29	68,08	89,55
2200	72,06	16,14	15,31	25,06	82,27	19,83	49,03	37,17	68,58	90,05
2300	72,93	17,06	16,20	26,53	83,14	21,08	49,88	38,06	69,08	90,55
2400	73,74	17,98	17,07	28,00	84,02	22,33	50,74	38,95	69,58	91,05
2500	74,59	18,90	17,94	29,48	84,90	23,59	51,60	39,84	70,07	91,54
2600	75,45	19,84	18,82	30,97	85,78	24,86	52,46	40,73	70,56	92,04
2700	76,31	20,81	19,70	32,46	86,66	26,14	53,33	41,62	71,06	92,53
2800	77,18	21,72	20,58	33,96	87,55	27,44	54,20	42,51	71,56	93,03
2900	78,05	22,66	21,46	35,46	88,44	28,74	55,08	43,41	72,05	93,53
3000	78,93	23,61	22,35	36,96	89,33	30,04	55,97	44,31	72,55	94,02
3100	79,91	24,56	23,24	38,47	90,22	31,35	56,86	45,21	73,05	94,51
3200	80,79	25,52	24,13	39,99	91,11	32,66	57,76	46,11	73,55	95,01
3300	81,67	26,48	25,02	41,49	92,00	33,98	58,66	47,01	74,05	95,51
3400	82,56	27,44	25,91	43,00	92,89	35,30	59,56	47,91	74,54	96,01
3500	83,45	28,41	26,80	44,51	93,70	36,62	60,47	48,81	75,04	96,50
3600	84,33	29,38	27,69	46,03	94,66	37,94	61,39	49,72	75,53	97,00
3700	85,22	30,35	28,59	47,55	95,54	39,26	62,31	50,62	76,03	97,40
3800	86,10	31,33	29,49	49,07	96,43	40,58	63,23	51,53	76,42	97,99
3900	86,98	32,31	30,39	50,59	97,31	41,90	64,16	52,44	77,02	98,48
4000	87,86	33,29	31,39	51,11	98,18	43,22	65,10	53,35	77,51	98,97

¹ Для определения теплосодержания газа при данной температуре следует из табличного значения энергосодержания вычесть энергосодержание при 0°С (при 273° абс.).

ПРИЛОЖЕНИЕ III

ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕ ОКИСЛИТЕЛЕЙ И ВОДЫ ПРИ 0°С¹

Вещество	Концентрация	Энергосодержание	
		ккал/моль	ккал/кг
Азотная кислота HNO ₃	100	-12700	-201,6
	95	-15540	-234,1
	90	-18530	-264,7
Перекись водорода H ₂ O ₂	100	13090	385,0
	90	10830	286,5
	85	9510	249,5
	80	8020	188,7
	75	6320	139,4
Кислород O ₂ (жидкий до -183°С)	—	— 3030	— 94,7
Вода H ₂ O	—	— 10750	— 597,2

¹ При 0°С теплотворная способность окислителя равна его энергосодержанию.

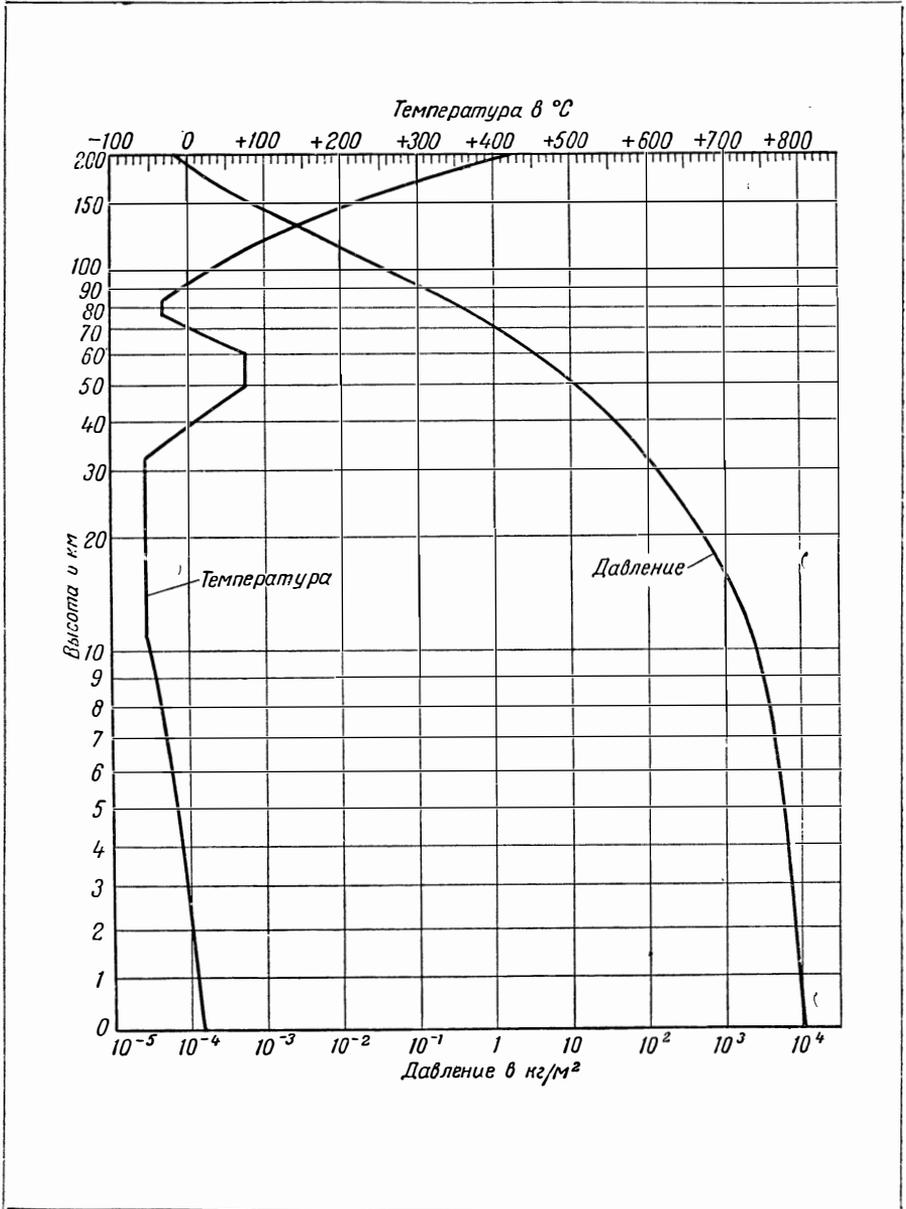
ПРИЛОЖЕНИЕ V

МЕЖДУНАРОДНАЯ СТАНДАРТНАЯ АТМОСФЕРА

Высота в км	Давление в кг/см ²	Температура в ° абс.
- 1	—	294,5
0	1,033	288
1	0,917	281,5
2	0,811	275
3	0,715	268,5
4	0,620	262
5	0,550	255,5
6	0,481	249
7	0,418	242,5
8	0,363	236
9	0,314	229,5
10	0,269	223
11	0,231	216,5
12	0,197	216,5
13	0,168	216,5
14	0,143	216,5
15	0,122	216,5
16	0,113	216,5
17	0,089	216,5
18	0,076	216,5
19	0,065	216,5
20	0,056	216,5
21	0,048	216,5
22	0,041	216,5
23	0,035	216,5
24	0,030	216,5
25	0,025	216,5

ПРИЛОЖЕНИЕ VI

ТЕМПЕРАТУРА И ДАВЛЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ НА ВЫСОТАХ
ОТ 0 ДО 200 КМ



ПРИЛОЖЕНИЕ VII

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН k И W (в ккал/м³час) В ФОРМУЛАХ
(XIV.37) и (XIV.38)

$t^{\circ}\text{C}$	CO ₂			H ₂ O		
	$k_1 \cdot 10^{-3}$	$k_2 \cdot 10^{-3}$	$k_3 \cdot 10^{-3}$	$W_1 \cdot 10^{-3}$	$W_2 \cdot 10^{-3}$	$W_3 \cdot 10^{-3}$
200	0,004	0,07	0,23	0,02	0,96	0,7
300	0,05	0,24	0,36	0,25	2,2	0,9
400	0,15	0,52	0,50	0,85	3,9	1,2
500	0,24	0,95	0,65	2,5	6,1	1,4
600	0,96	1,6	0,79	5,0	9,0	1,7
700	1,9	2,4	0,90	9,4	12,2	2,0
800	3,2	3,3	1,1	15,3	15,8	2,35
900	4,8	4,3	1,3	23,5	19,6	2,7
1000	6,8	5,5	1,4	33,8	23,3	3,0
1100	9,3	6,8	1,6	46	27,2	3,4
1200	12,3	8,2	1,9	61	31,4	3,7
1300	15,6	9,7	2,1	78	35,6	4,1
1400	19,2	11,2	2,4	97	40,1	4,5
1500	23	12,9	2,7	117	44,6	4,9
1600	28	14,6	3,0	138	49,4	5,3
1700	33	16,6	3,4	161	51,4	5,8
1800	38	18,7	3,8	185	59,5	6,2
1900	44	21,0	4,2	211	64,9	6,7
2000	51	24,0	4,5	239	71,0	7,1

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика. Гостехиздат, 1951.
2. Вулис Л. А., Некоторые вопросы теории рабочих процессов жидкостных ракетных двигателей. Изд. БНТ, 1947.
3. Вулис Л. А., Термодинамика газовых потоков. Госэнергоиздат, 1950.
4. Глушко В. П., Жидкое топливо для реактивных двигателей. Ч. I. Изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1936
5. Гухман А. А. и Илюхин Н. В., Теплообмен при движении газов в трубах с большой скоростью. ЦКТИ. Книга 12. Машгиз, 1949.
6. Зауэр Р., Введение в газовую динамику. Гостехиздат, 1947.
7. Зельдович Я. Б., Теория ударных волн и введение в газодинамику. Изд. Акад. Наук СССР, 1946.
8. Зельдович Я. Б., Теория горения и детонации газов. Изд. Акад. Наук СССР, 1944.
9. Илюхин Н. В., Теплопередача и сопротивление при высоких скоростях. ЦКТИ. Книга 2, вып. 1. Машгиз, 1947.
10. Иноземцев Н. В., Реактивные двигатели в авиации. Оборонгиз, 1946.
11. Ирисов А. С. и Мешков К. В., Испаряемость моторных топлив. Гострантехиздат, 1937.
12. Кирпичев М. В., Михеев М. А., Эйгенсон Л. С., Теплопередача. Госэнергоиздат, 1940.
13. Кирпичев М. В., Ромм Э. Н., Усенко Т. Т., Котельные установки. I и II. Госэнергоиздат, 1941.
14. Кисенко М. С., Сравнительные результаты испытаний нескольких вариантов сопел. Труды ЦАГИ, № 478, 1940.
15. Кнорре Г. Ф., Курс топочных процессов. Части I и II. ОНТИ, 1937.
16. Литвин А. М., Техническая термодинамика. Госэнергоиздат, 1947.
17. Литвин А. М. и Таннер-Танненбаум Ж. Л., Техническая термодинамика. ОНТИ, 1938.
18. Мак-Адамс В., Теплопередача. Т I. ОНТИ, 1936.
19. Масленников М. М. и Рапипорт М. С., Авиационные поршневые двигатели. Оборонгиз, 1951.
20. Применко А. Е., Реактивные двигатели, их развитие и применение. Оборонгиз, 1947.
21. Страхович К. И., Прикладная газодинамика. ОНТИ, 1937.
22. Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд. Акад. Наук СССР, 1947.
23. Франкль Ф. И., Христианович С. А., Алексеева Р. Н., Основы газовой динамики. Труды ЦАГИ, № 364, 1939.
24. Цандер Ф. А., Проблемы полета при помощи ракетных аппаратов. Оборонгиз, 1947.

25. Циолковский К. Э., Труды по ракетной технике. Оборонгиз, 1947.
 26. Шак А., Теплопередача в промышленных установках. Госэнергоиздат, 1933.
 27. Шюле В., Техническая термодинамика. ОНТИ, 1938.
 28. Реактивное движение. Сборник № 2, 1936.
 29. Малков М. П. и Павлов К. Ф., Справочник по глубокому охлаждению. Госэнергоиздат, 1947.
 30. Рагозин Н. А., Справочник по авиационным и автомобильным топливам. Гостоптехиздат, 1947.
 31. Машиностроение. Энциклопедический справочник. Машгиз, 1947.
 32. Техническая энциклопедия. ОНТИ, 1937.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие	3
Основные принятые обозначения	5

ВВЕДЕНИЕ

Глава I. Характерные особенности и области применения ЖРД	11
§ 1. Принцип действия	11
§ 2. История развития	13
§ 3. Характерные особенности ЖРД	20
§ 4. Области применения	21
§ 5. Сравнение ЖРД с другими типами двигателей	25

ТЕРМОДИНАМИКА ДВИГАТЕЛЯ

Глава II. Основные параметры двигателя	29
§ 1. Сила тяги	29
§ 2. Идеальный цикл	32
§ 3. Коэффициенты полезного действия, характеризующие ЖРД как двигатель	35
§ 4. Зависимость термического к.п.д. от степени расширения	40
§ 5. Полный коэффициент полезного действия	41
Глава III. Топлива	44
§ 1. Основные требования, предъявляемые к топливу	45
§ 2. Горючие	47
§ 3. Физико-химические свойства горючих	50
§ 4. Окислители	57
§ 5. Физико-химические константы окислителей	60
§ 6. Самовоспламеняющиеся компоненты	67
§ 7. Сравнение различных топлив (различных пар компонентов)	68
Глава IV. Процессы горения	72
§ 1. Основные зависимости	72
§ 2. Весовой и объемный составы топлива	79
§ 3. Теоретический состав продуктов сгорания	85
§ 4. Теплотворная способность топлива	89
§ 5. Теоретическая температура горения	96
§ 6. Действительный состав продуктов сгорания	105
§ 7. Энергосодержание газа	110

	<i>Стр.</i>
§ 8. Энергосодержание исходных веществ	113
§ 9. Уравнение для определения температуры горения	116
§ 10. Методы решения системы уравнений для определения состава продуктов сгорания и температуры горения	118
§ 11. Примеры расчетов	122
§ 12. Приближенные методы расчета процесса горения	133
§ 13. Расчет процесса горения с учетом неполноты смешения	136
Глава V. Процессы истечения	138
§ 1. Действительный процесс истечения	138
§ 2. Коэффициент выделения тепла	141
§ 3. Коэффициент выделения тепла на срезе сопла	144
§ 4. Метод расчета процесса истечения	150
§ 5. Неравновесное истечение	151
§ 6. Равновесное истечение	153
§ 7. Примеры расчета процессов горения и истечения	156
Глава VI. Паро-газогенерация	165
§ 1. Использование паро-газа в ЖРД	165
§ 2. Перекись водорода как источник паро-газа	166
§ 3. Испарение воды в камере сгорания	179
§ 4. Получение пара в парогенераторе	185
ГАЗОДИНАМИКА ДВИГАТЕЛЯ	
Глава VII. Преобразование газовых потоков	189
§ 1. Геометрическое воздействие	191
§ 2. Характеристическая скорость процесса	192
§ 3. Тепловое воздействие	193
§ 4. Расходное воздействие	195
§ 5. Химическое воздействие	196
§ 6. Комбинированное воздействие	197
§ 7. Течение с трением	198
§ 8. Качественная оценка газовых течений в ЖРД	199
§ 9. Количественные соотношения для геометрического воздействия	201
§ 10. Количественные соотношения для теплового воздействия	205
§ 11. Сравнение эффективности теплового и геометрического воздействий	209
§ 12. Количественные соотношения для расходного воздействия	211
§ 13. Количественные соотношения для химического воздействия	215
Глава VIII. Газодинамический расчет двигателя	217
§ 1. Газодинамический расчет идеального двигателя	218
§ 2. Реальные газовые течения	221
§ 3. Политропические течения	222
§ 4. Газодинамический расчет двигателя	230
§ 5. Конструктивные элементы реактивного сопла	241

Стр.

§ 6. Влияние относительных размеров камеры сгорания и сопла на тягу и экономичность двигателя	243
§ 7. Работа реактивного сопла при $P_a \neq P_h$	251

ФИЗИКА И ХИМИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА

Глава IX. Физико-химические процессы в ЖРД	256
§ 1. Качественная схема рабочего процесса	256
§ 2. Распыл топлива	259
§ 3. Испарение	261
§ 4. Диффузия	262
§ 5. Химические реакции	266
§ 6. Кинетическое и диффузионное горение	268
§ 7. Рабочий процесс в камере сгорания	270
§ 8. Рабочий процесс в реактивном сопле	271
§ 9. Изменение основных параметров газового потока по длине двигателя	272
Глава X. Основные характеристики рабочего процесса	274
§ 1. Коэффициент выделения тепла	274
§ 2. Факторы, влияющие на коэффициент выделения тепла	280
§ 3. Об оптимальном составе горючей смеси	283
§ 4. Стационарный режим горения. Механизм воспламенения и потухания	287
§ 5. Кривые выгорания горючей смеси	293
§ 6. Показатель политропы расширения в реактивном сопле	295

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЯ

Глава XI. Тепловой расчет двигателя	297
§ 1. Компоненты рабочей смеси	297
§ 2. Коэффициент избытка окислителя	299
§ 3. Давление газов в камере сгорания	301
§ 4. Удельная производительность камеры сгорания	302
§ 5. Параметры газа в начале камеры сгорания	304
§ 6. Коэффициент выделения тепла и объемная теплонпряженность камеры сгорания	305
§ 7. Среднее значение показателя политропы расширения	307
§ 8. Угол конусности расширяющейся части сопла	309
§ 9. Расчет двигателя	309
§ 10. Примеры расчета ЖРД	315
Глава XII. Характеристики двигателя	329
§ 1. Общие сведения. Номенклатура режимов	329
§ 2. Работа двигателя на нерасчетном режиме	332
§ 3. Регулировочная характеристика двигателя	333
§ 4. Внешние характеристики двигателя — высотная и скоростная	337
§ 5. Подбор размеров реактивного сопла на максимальную экономичность	340
§ 6. Элементы испытания двигателя	350

ОХЛАЖДЕНИЕ ДВИГАТЕЛЯ

Глава XIII. Теоретические основы расчета охлаждения	353
§ 1. Процессы теплообмена в двигателе	353
§ 2. Теории теплообмена	356
§ 3. Расчет охлаждающей рубашки ЖРД	363
§ 4. Теплопередача при больших скоростях газа	370
§ 5. Охлаждающие ребра	372
§ 6. Особые способы охлаждения ЖРД	373
Глава XIV. Расчет охлаждения двигателя	374
§ 1. Методы расчета охлаждения сопла	375
§ 2. Расчет охлаждения сопла при неравновесном истечении	375
§ 3. Расчет охлаждения сопла по среднему показателю политропы процесса истечения	380
§ 4. Расчет охлаждающих ребер	381
§ 5. Расчет радиационной теплопередачи	383
§ 6. Охлаждение пленкой жидкости	387
§ 7. Гидравлические сопротивления при протекании охлаждающей жидкости	388
§ 8. Пример расчета охлаждения ЖРД	392
Приложения	411
Литература	419

Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
8	11 снизу	β —коэффициент теплоотдачи в <i>ккал/м²час град.</i> константа скорости диффузии в <i>м/сек</i> ;	коэффициент теплоотдачи в <i>ккал/м² час град.</i> β —константа скорости диффузии в <i>м/сек</i> ;
33	12 „	тепла	тела
46	6 сверху	0,79	0,779
48	4 „	H_p	H_r
74	9 снизу	$C_n H_m O_p m_r \cdot H_2O$	$C_n H_m O_p \cdot m_r H_2O$
75	7 „	0	α_0
139	4 „	большой	большей
208	11 „	$\frac{P}{c_p \text{ ср } T_1^*} =$	$\frac{Q}{c_p \text{ ср } T_1^*} =$
233	9 „	$\frac{P}{\text{кр}} = k_p$	$\frac{P}{p_1 F_{\text{кр}}} = k_p$
238	11 „	$\sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 35300}$	$\sqrt{1,2 \cdot 9,81 \cdot 35 \cdot 300}$
326	9 „	$\frac{p_a}{p_1} \left($	$\frac{p_a}{p_1} = \left($
359	3 „	серии	теории
366	7 сверху	$\frac{cT}{bT_0^2} - \frac{c_0}{bT_0^2} =$	$\frac{cT}{bT_0^2} - \frac{c_0}{bT_0} =$
394	10 снизу	фиг. 110	фиг. 111
399	21 сверху	фиг. 110	фиг. 111

(Опечатки на стр. 75, 208 и 233 — в части тиража).

А. В. Болгарский и В. К. Шукин.
Рабочие процессы в жидкостно-реактивных двигателях

Зак. 276/1346.

