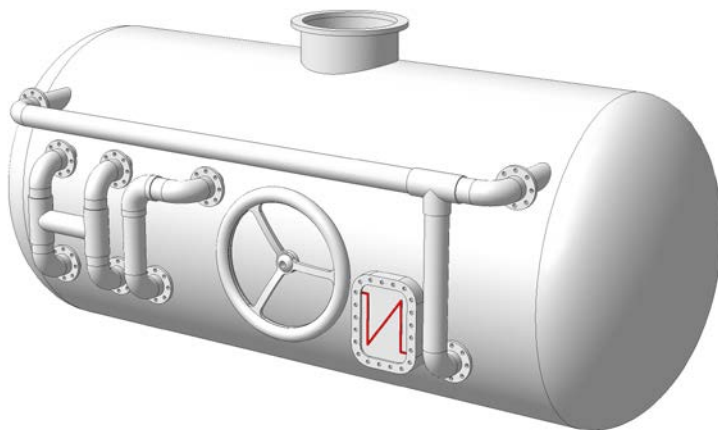


**Ю.А. Булыгин, А.А. Гуртовой
А.В. Кретинин, М.И. Кирпичев**

ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Учебное пособие



Воронеж 2014

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»

Ю.А. Булыгин, А.А. Гуртовой
А.В. Кретинин, М.И. Кирпичев

ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

Воронеж 2014

УДК 519.6

Теплообмен в камерах сгорания энергетических установок: учеб. пособие / Ю.А. Булыгин, А.А. Гуртовой, А.В. Кретинин, М.И. Кирпичев. Воронеж: ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2014. 150 с.

Учебное пособие содержит теоретические сведения и методики расчета процессов теплообмена в камерах сгорания энергетических установок.

Издание соответствует требованиям Государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования для студентов технических специальностей и программ подготовки академического бакалавриата ВУЗов (160700.65, 24.05.02 «Проектирование авиационных и ракетных двигателей», 21.03.01 «Нефтегазовое дело»), изучающих процессы теплообмена между высокотемпературными, химически реагирующими, диссоциированными продуктами сгорания и стенками камеры с регенеративной системой охлаждения.

Предназначено для студентов 3 курса.

Табл. 1. Ил. 26. Библиогр.: 4 назв.

Рецензенты: кафедра математического моделирования

Воронежского государственного

университета (зав. кафедрой

д-р физ.-мат. наук, проф. В.А. Костин);

д-р техн. наук, проф. В.И. Ряжских

© Булыгин Ю.А., Кретинин А.В.,
Кирпичев М.И., А.А. Гуртовой, 2014

© Оформление. ФГБОУ ВПО
«Воронежский государственный
технический университет», 2014

ВВЕДЕНИЕ

В жидкостных ракетных двигателях (ЖРД) химическая энергия топлива преобразуется сначала в тепловую, а затем в кинетическую энергию вытекающей газовой струи.

Цель термодинамического и газодинамического анализа – определение оптимальных условий преобразования энергий и расчет изменения параметров рабочего тела. Эта задача весьма сложная, так как в качестве рабочего тела приходится иметь дело не с индивидуальными веществами в виде химически инертных жидкостей или газов постоянного состава, а с продуктами сгорания, в которых во время движения по трактам камеры непрерывно протекают различные химические реакции, изменяющие состав и свойства этих реальных рабочих тел. Поэтому, определив обычные термодинамические параметры p , T , u и скорости потока w , находят еще состав и термодинамические свойства реагирующих продуктов сгорания (ПС).

Теоретический анализ явлений осложняется тем, что рабочие тела движутся с большими скоростями. Время пребывания продуктов реакций в камере сгорания (КС) и сопле измеряется тысячными долями секунды. В результате могут не успевать устанавливаться равновесные состояния между термодинамическими параметрами и свойствами рабочих тел. Причем определение степени неравновесности – исключительно трудная задача. Поэтому при термодинамических расчетах допустимо считать, что все процессы протекают равновесно. Однако для оценки влияния неравновесности часто проводят дополнительные термодинамические расчеты при допущениях о крайних предельных случаях полного отсутствия равновесия по всем или отдельным параметрам. Сравнивая результаты этих двух предельных расчетных схем, можно оценить, насколько сильно влияет тот или иной вид неравновесности, а сопоставляя расчеты параметров с данными испытаний двигателей, выбрать окончательную методику для расче-

тов. Несмотря на сложность явлений, разработан доступный для инженерной практики метод проведения термодинамических и газодинамических расчетов, в котором используют расчетные формулы, первоначально полученные для идеализированных не реагирующих рабочих тел.

В основных закономерностях, используемых термодинамикой и газодинамикой (уравнения состояния рабочих тел, уравнения сохранения энергии, неразрывности и импульса сил), свойства разных газообразных тел учитывают небольшим количеством физических величин, к которым относят молекулярную массу p , газовую постоянную R , теплоемкости c_p , c_v , отношение теплоемкостей $c_p/c_v = k$ и скорость распространения звука a . Для идеальных тел одного и того же химического состава эти физические величины принимают постоянными. Это же условие приближенно применяют и при реальных реагирующих рабочих телах с переменными физическими свойствами и изменяющимся химическим составом. Однако эта условность в значительной степени компенсируется тем, что в получаемых окончательных расчетных уравнениях оказывается возможным вновь ввести в рассмотрение переменные значения физических свойств, отражающих поведение реальных рабочих тел и ПС изменяющегося состава, что позволяет довести точность расчетов до инженерных решений.

При описании поведения ПС считается, что во всей смеси каждый газ и конденсированные частицы сохраняют свою индивидуальность. Это допущение распространяется и на поведение ионизированных ПС, которые могут образовываться в случае применения перспективных высококалорийных топлив или наличия в составе топлива веществ с низким потенциалом термической ионизации.

1. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В ЖРД

Организация охлаждения камер ЖРД является одним из важнейших вопросов проектирования ЖРД и по сравнению с другими типами тепловых машин значительно усложняется особенностями процесса теплообмена в таких условиях.

Первая особенность состоит в том, что процесс в камере ЖРД протекает при высоких температурах (3000-4000 К) и давлениях (до 100 атмосфер и более). Так как продукты сгорания движутся по камере двигателя с очень большой скоростью, резко возрастают α от горячих продуктов сгорания к стенкам камеры и конвективные тепловые потоки q_k , доходящие в критическом сечении сопла до $23 \div 70 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

Второй особенностью теплообмена в ЖРД является высокий уровень радиации в камере сгорания, что приводит к большим лучистым тепловым потокам q_l , которые для обычных топлив достигают 23÷40% общего теплового потока.

Третья особенность заключается в том, что вследствие мощных суммарных конвективных и лучистых тепловых потоков температура стенки может достигать недопустимо высоких величин. Поэтому в ЖРД следует применять материалы, обладающие жаропрочностью и возможно большей теплопроводностью, что, как правило, не сочетается.

Четвёртая особенность теплообмена вытекает из условия применения ЖРД как двигательной установки летательного аппарата. Поэтому использовать для охлаждения двигателя специальную жидкость нерационально, а применяется один из компонентов топлива, пропускаемый через специальные тракты охлаждения, заметно усложняющие конструкцию.

Кроме указанных главных особенностей, характерных для ЖРД в целом, на организацию процесса охлаждения влияют также род топлива, тип и назначение двигателя, его конструкция. Так, применение низкокипящей пары компонентов (например, кислород + водород) приводит к тому, что камера

охлаждается в основном не жидкостью, а газом, откуда возникают дополнительные требования к конструкции двигателя.

Продукты сгорания не только нагревают стенки камеры и тем самым ухудшают характеристики прочности материала, из которого они выполнены, но и оказывают на стенки также пагубное химическое и эрозионное воздействие. Активные окисляющие компоненты газа (атомарный и молекулярный кислород, фтор и т.д.), вступая в реакции взаимодействия с материалом стенок, вызывают его окисление (выгорание), чем ухудшают механические характеристики материала и изменяют толщину стенок. Поток газа, движущийся с высокой скоростью, размывает материал стенок (отрывает и уносит частицы). Если повысить температуру стенок, то эрозия усилится вследствие размягчения материала и может привести к недопустимому уменьшению толщины стенок и их разрушению. Таким образом, нагруженные высоким давлением газа, высоким давлением жидкости и тягой, стенки камеры ЖРД работают в очень тяжёлых условиях, и поэтому их необходимо защищать от чрезмерного нагрева, окисления и эрозии.

Для понимания процессов теплообмена в ЖРД рассмотрим основные факторы, влияющие на эффективность охлаждения применительно к наиболее распространённому способу - наружному охлаждению. Типичная схема протекания процесса теплообмена в ЖРД при наружном охлаждении представлена на рис. 1.1.

Здесь T_z - температура продуктов сгорания, T_{zw} - температура стенки камеры со стороны горячих газов («газовая» стенка), T_{fw} - температура стенки камеры со стороны охладителя («жидкостная» стенка), T_f - температура охладителя.

Тепло путём конвекции и излучения передаётся от горячих продуктов сгорания стенке камеры сгорания:

$$q_{\Sigma} = q_k + q_l. \quad (1.1)$$

Благодаря теплопроводности тепло передаётся через стенку камеры и далее путём конвекции - охладителю, проходящему в полости охлаждения.

Температура рубашки камеры практически равна T_f и слабо изменяется по толщине, так как у охлаждаемых камер теплоотдача в окружающую среду (атмосферу) ничтожна.

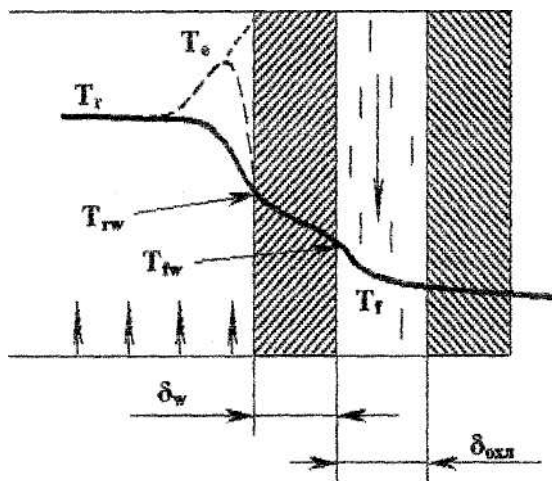


Рис. 1.1. Типичная схема протекания процесса теплообмена в ЖРД

Рассмотрим влияние различных факторов на охлаждение стенок камеры сгорания. Надёжная работа стенок охлаждаемой камеры ЖРД достигается при соблюдении следующих условий:

1. Температура внутренней поверхности огневой стенки T_{rw} по всей длине камеры должна быть ниже предельно допустимой температуры T_{np} для выбранного материала:

$$T_{rw} < T_{np}. \quad (1.2)$$

2. Температура охладителя в ядре потока на выходе из зарубашечного пространства $T_{f_{вых}}$ не должна быть выше его температуры кипения T_s , соответствующей давлению в тракте охлаждения, то есть:

$$T_{f_{вых}} < T_s. \quad (1.3)$$

Это условие гарантирует отсутствие кипения во всём объёме жидкости в тракте охлаждения. Поверхностное кипение при этом допускается.

Наиболее важным параметром является T_{rw} , по которому в первую очередь судят о надёжности работы системы охлаждения. И только при охлаждении камеры компонентами топлива, способными к термическому разложению с выделением тепла, образованию отложений и т.п., лимитирующим параметром является T_{fw} или $T_{f\text{elix}}$.

Величину T_{rw} и влияние на нее различных факторов можно устроить, рассмотрев систему уравнений, описывающих стационарный процесс теплопередачи от продуктов сгорания через стенку к охлаждающей жидкости. Так как в этом случае тепловой поток, поступающий в стенку, равен тепловому потоку, проходящему через стенку, и тепловому потоку, отводимому от стенки охладителем, указанная система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} q_{\Sigma} &= \alpha_r (T_e - T_{rw}) + q_l, \\ q_{\Sigma} &= (\lambda / \delta_w)(T_{rw} - T_{fw}), \\ q_{\Sigma} &= \alpha_f (T_{fw} - T_f). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Полагая основные размеры камеры известными и опираясь на выводы, установленные при изучении отдельных этапов теплопередачи, выясним влияние на T_{rw} (и попутно на T_{fw} и T_f) основных конструктивных и режимных параметров камеры. Причём, анализируя влияние одного из факторов, остальные (по возможности) будем полагать неизменными.

1.1. Влияние давления и температуры в камере

С увеличением давления в камере увеличивается плотность движущегося в ней газа. В связи с этим растут α_r и величина q_k . Увеличение давления приведёт также к возрастанию парциальных давлений компонентов p_{H_2O} и p_{CO_2} , из излучения которых складывается q_l . Следовательно, возрастает суммар-

ный удельный тепловой поток q_{Σ} в стенку камеры и в соответствии с формулами:

$$T_{fw} = T_f + q_{\Sigma} / \alpha_f$$

и

$$T_{rw} = q_{\Sigma} \delta_w / \lambda + T_{fw} \quad (1.5)$$

– к увеличению T_{fw} и T_{rw} .

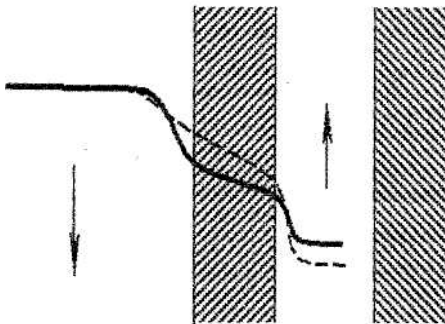


Рис. 1.2. Тепловой поток в стенку камеры

Правда, с ростом T_{rw} тепловой поток q_{Σ} несколько уменьшится, но новое стационарное состояние установится при новых, больших значениях T_{rw} и q_{Σ} , так как это снижение не может компенсировать увеличение q_{Σ} , вызванная повышением расхода топлива. Значение T_f , наоборот, несколько снизится вследствие увеличения расхода охладителя (если камера охлаждается компонентом топлива).

С увеличением T_r конвективный и лучистый тепловые потоки возрастают, что также, как и повышение давления в камере, приводит к возрастанию T_{rw} и q_{Σ} .

1.2. Влияние природы топлива

Это влияние на параметры теплопередачи весьма сложно. От этого фактора, с одной стороны, зависят температура и фи-

зические свойства продуктов сгорания, определяющие величину q_{Σ} . С другой стороны, компонент топлива участвует в наружном охлаждении, оказывая влияние на α_{Σ} . Опыт отработки ЖРД показал, что преобладающее влияние на T_{rw} оказывает T_r . Как правило, при использовании более калорийных топлив проблема надёжного охлаждения значительно труднее. Поэтому часто при создании ЖРД, работающих на топливах с большей теплотворной способностью H_u , требуется и более интенсивное охлаждение камеры.

1.3. Влияние физических свойств материала огневой стенки

Наибольшее влияние оказывает коэффициент теплопроводности λ . При одних и тех же значениях T_{fw} , q_{Σ} и δ величина T_{rw} будет тем меньше, чем больше λ_w . С уменьшением T_{rw} в соответствии с уравнением возрастает q_{Σ} , что вызывает некоторое повышение T_{fw} . Тем не менее новый стационарный режим теплопередачи, соответствующий большему значению λ_w , установится при меньшей T_{rw} . При этом уменьшается градиент температуры по нормали к поверхности стенки, что вызовет значительное увеличение T_{fw} . Одновременно с возрастанием q_{Σ} повышается и температура жидкости T_f .

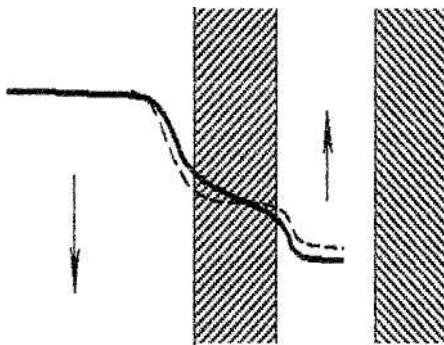


Рис. 1.3. Линии изменения температуры

Таким образом, с увеличением λ_w T_{rw} понизится, а T_{fw} и T_f возрастут. Из рис. 1.3 видно, что линии изменения температуры по толщине стенки пересекаются.

Следовательно, для того чтобы уменьшить T_{rw} , огневую стенку необходимо выполнять из материалов с высокой теплопроводностью, а для того чтобы снизить T_{fw} , наоборот, из материалов с низким λ_w . В зависимости от этого, какая из этих температур является определяющей для надёжного охлаждения стенки, последняя и должна изготавливаться из материала с соответствующим λ_w .

1.4. Влияние толщины огневой стенки

При прочих равных условиях с уменьшением δ_w температура внутренней поверхности T_{rw} понижается, а q_Σ несколько увеличивается. При этом согласно уравнениям уменьшение δ_w , сопровождается повышением T_{fw} и T_f . Таким образом, при уменьшении δ_w новый стационарный режим теплопередачи устанавливается при меньшей T_{rw} , но несколько больших q_Σ , T_{fw} и T_f . Поскольку снижение T_{rw} является основной задачей при организации защиты стенок камеры, огневую стенку целесообразно изготовлять толщиной, минимально допустимой условиями прочности. Если же лимитирующим параметром становится T_{fw} (если компонент склонен к термическому разложению и образованию отложений), то прибегают к нанесению на внутреннюю поверхность огневой стенки покрытия с высокой температурой плавления и низкой теплопроводностью. При этом T_{rw} повышается, но удельный тепловой поток q_Σ (и соответственно T_{fw}) снижается.

Нужно отметить, что параметры δ_w и λ_w влияют на тепловой поток и температурные перепады в виде комплекса δ/λ . Тогда уменьшение δ_w и увеличение λ_w эквивалентно влияют на тепловое состояние стенки. Снижение δ_w и применение материала с высоким λ_w , а также покрытий являются одними наиболее действенных мер при решении проблемы охлаждения

ния стенок. Использование этих факторов выгодно также и потому, что они не ухудшают качества рабочего процесса в камере и не вызывают увеличения гидравлических потерь в тракте охлаждения.

1.5. Влияние параметров наружного охлаждения

К ним относятся расход охладителя и его физические свойства, скорость движения жидкости в тракте охлаждения, величина зазора между огневой стенкой и рубашкой камеры, а также оребрение и его вид. Влияние всех этих факторов концентрируется в величине коэффициента теплоотдачи α_f . При прочих равных условиях возрастание α_f уменьшает T_{fw} и T_{rw} . Но при снижении T_{rw} в соответствии с формулой несколько увеличится q_Σ , что вызовет небольшое повышение T_{rw} и T_{fw} . Однако, это увеличение не в состоянии скомпенсировать снижение T_{rw} и T_{fw} , произошедшего вследствие увеличения α_f . В результате новое распределение температуры, отвечающее повышенному значению α_f , установится при меньших значениях T_{fw} и T_{rw} , но при несколько большем значении T_f , что обусловлено увеличением q_Σ . На рис. 1.4 показано влияние на T_{fw} , T_{rw} и T_f увеличения α_f , например, за счёт роста скорости движения охладителя, которого можно добиться путём уменьшения проходного сечения охлаждающего тракта.

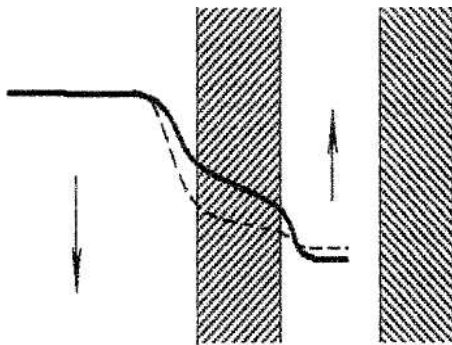


Рис. 1.4. Влияние на T_{fw} , T_{rw} и T_f увеличения α_f

Такого эффекта можно достичь и за счёт наличия продольных или винтовых рёбер, гофров, трубок и так далее, которые увеличивают поверхность теплосъёма со стороны охладителя. Степень влияния эффекта оребрения на T_{rw} в большей мере зависит от теплопроводности материала внутренней обложки камеры двигателя.

1.6. Влияние режима работы двигателя

При эксплуатации ЖРД на различных режимах работы камеры, охлаждаемой одним из компонентов, расчётным обычно является режим наибольшей тяги. При переходе двигателя на режим конечной ступени (с меньшей тягой) из-за снижения расхода топлива уменьшается q_Σ , но одновременно снижается расход охладителя. А так как площадь проходного сечения потока остается прежней, то скорость охладителя и значение α_f уменьшается. При этом T_f возрастает, охладитель может закипеть и огневая стенка прогореть. Прогар может быть и вследствие того, что снижение расхода топлива сопровождается падением давления в тракте охлаждения. Действительно, если до дросселирования охлаждение осуществлялось в режиме $P_{охл} > P_{кр}$, то при дросселировании $P_{охл}$ может стать меньше $P_{кр}$ и жидкость в тракте охлаждения закипит во всём объёме.

Поэтому поверочный расчёт охлаждения стенок необходимо проводить на всех длительных режимах работы камеры.

2. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ ПОТОКА (ТЕПЛООТДАЧА В ПОТОКЕ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ). ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ТЕПЛООТДАЧИ

Интенсивное исследование процессов теплоотдачи при обтекании тел газом с большой скоростью в основном обусловлено развитием авиационной и ракетной техники. Процессы в таких условиях значительно усложняются по сравнению с аналогичными процессами при умеренных скоростях. Градиенты скорости поперек пограничного слоя становятся очень большими, что приводит к возникновению больших сил трения, работа которых переходит в теплоту. При взаимодействии тел с потоками большой скорости необходимо учитывать способность газа изменять свою плотность при изменении давления – сжимаемость. Мерой сжимаемости является отношение

динамического напора $\frac{\rho \cdot w^2}{2}$ к модулю сжимаемости

$E = \frac{\rho dP}{d\rho}$. Так как известно, что для идеального газа:

$$a = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} = \sqrt{\frac{kP}{\rho}} = \sqrt{kRT}, \quad (2.1)$$

то

$$\frac{\rho w^2 / 2}{E} = \frac{\rho w^2 / 2}{\rho a^2} = \frac{w^2}{2a^2} = \frac{1}{2} M^2. \quad (2.2)$$

Итак, под термином «поток сжимаемой жидкости» будем понимать газовый поток, движущийся с большой скоростью (около или сверхзвуковой). В погранслое становится существенным процесс диссоциации кинетической энергии газа, что ведет к его нагреванию. Вследствие возникающих значительных перепадов температур по погранслою плотность газа нельзя считать постоянной величиной. Надо также учитывать

зависимость μ, λ, c_p от температуры. Существенным оказывается нагрев за счет работы сил трения.

При высоких скоростях (гиперзвуковые числа M) разогрев газа может быть столь существенным, что могут возникнуть химические превращения в газе: диссоциация и ионизация. В настоящем разделе влияние этого фактора на теплоотдачу не учитывается.

При обтекании тела сверхзвуковым потоком необходимо учитывать возможность возникновения скачков уплотнения и ударных волн, которые меняют картину течения и величину параметров потока.

Известно, что если адиабатно затормозить поток, то его кинетическая энергия перейдет в теплоту, и газ будет иметь *температуру торможения*

$$T_{0,\infty} = T_\infty + \frac{w_\infty^2}{2c_{p,\infty}}. \quad (2.3)$$

Так как $c_p = \frac{kR}{k-1}$ и $M_\infty = \frac{w_\infty}{\sqrt{kRT_\infty}}$, то получим зависи-

мость температуры торможения во внешнем потоке от числа Маха, важную для дальнейших исследований

$$T_{0,\infty} = T_\infty \left[1 + \frac{(k-1)}{2} M_\infty^2 \right]. \quad (2.4)$$

Например, для воздуха с $T=300K$ и $M=5$ $T_{0,\infty}=1800K$. Т.е. вблизи поверхности обтекаемого тела образуется высоко-температурный слой.

Если тело не охлаждать, то оно, стремясь к тепловому равновесию с потоком, примет температуру существенно выше термодинамической температуры потока.

Рассмотрим это подробнее. При обтекании тела на его поверхности образуются динамический и тепловой погранслои δ_θ и δ_T .

Для газов $\text{Pr} < 1$ и $\delta_T > \delta_\theta$. Стенку считаем адиабатной, $q_w = 0$.

Скорость газа меняется от 0 до w_∞ при $y = \delta_\theta$. Диссипация энергии, т.е. выделение тепла за счет трения, происходит в динамическом погранслое, где $\frac{\partial w}{\partial y} \neq 0$. Газ нагревается сильнее там, где сильнее тормозиться. Следовательно, максимальная температура торможения будет у стенки T_0 и минимальная – на внешней границе температурного слоя T_∞ .

Вследствие разности температур между слоями жидкости за счет процесса теплопроводности (и конвекции) тепло переходит от нагретых частей погранслоя к менее нагретым. Часть тепла уходит за внешнюю границу динамического погранслоя. В результате температура слоев динамического погранслоя оказывается несколько ниже по сравнению со значениями, если бы тепло не отводилось за погранслоем. Максимальная температура поверхности тела не равна температуре адиабатно заторможенного потока, а несколько меньше её.

Значение температуры на адиабатной стенке называется *температурой восстановления* или *равновесной температурой* T_e . Величина T_e зависит от эффекта трех процессов - выделения тепла за счет торможения, отвода его теплопроводностью и конвекцией. Вводится *коэффициент восстановления* $r = \frac{T_e - T_\infty}{T_{0,\infty} - T_\infty}$, который показывает, какая доля кинетической энергии внешнего потока затрачена на повышение энтальпии у стенки. Тогда

$$T_e = T_\infty + r \cdot (T_{0,\infty} - T_\infty) = T_\infty \cdot \left[1 + \frac{(k-1)}{2} r M_\infty^2 \right], \quad (2.5)$$

где r зависит от числа Pr и режима течения.

Для ламинарного течения $r_{\lambda} \approx \text{Pr}$ в диапазоне чисел Прандтля от 0.5 до 5. Для турбулентных пограничных слоев принимают $rT = \sqrt[3]{\text{Pr}}$.

Рассмотрим распределение температур торможения в погранслое. Значение T_0 определится формулой

$$T_0 = T + \frac{w_x^2}{2c_p}, \quad (2.6)$$

$$T_{\lambda} = T + r \frac{w_x^2}{2c_p}, \quad (2.7)$$

где T – термодинамическая температура в погранслое.

Если $\text{Pr} < 1$, то $T_{\lambda} < T_0$. При $\text{Pr} > 1$, то $T_{\lambda} > T_0$. Отличие T_{λ} от T_0 при $\text{Pr} \neq 1$ объясняется перераспределением энергии в пограничном слое.

Как видно из рис. 2.1, температура торможения у стенки ниже температуры торможения внешнего потока, т.к. часть энергии из этой области передалась во внешнюю область погранслоя, повысив там температуру торможения больше $T_{0,\infty}$.

Число M изменяется в погранслое от M_{∞} до 0, а T – от T_{∞} до T_e . Очевидно, что в области между границами теплового и динамического погранслоев, где $M = M_{\infty}$, а $T > T_{\infty}$ температура торможения будет больше, чем на внешней границе теплового погранслоя. На поверхности тела температура торможения равна T_e и меньше $T_{0,\infty}$. Характер изменения T_0 по погранслою показан на рис. 2.1. Сначала от стенки при увеличении y T_0 растет до максимума, затем уменьшается и достигает $T_{0,\infty}$.

Всюду в погранслое при $\text{Pr} = 1$ устанавливается постоянная температура торможения, равная температуре заторможенного набегающего потока. На стенке $T_0 = T_w$ и, следова-

тельно, температура теплоизолированной поверхности также равна $T_{0,\infty}$.

При больших скоростях потока температура газа в пограничном слое выше, чем вне его. Работа сил трения в каждой точке внутри слоя порождает тепло. Выделение тепла уравнивается непрерывным отводом тепла из области с высокой температурой в область с меньшей температурой. При $Pr=1$ оба процесса уравниваются, когда $T_0 = T_{0,\infty}$.

Адиабатная температура стенки $T_{a,w}$ определяется как

$$T_{a,w} = T_{\infty} + \frac{w_{\infty}^2}{2c_p} \Theta(Pr). \quad (2.8)$$

Так как для газов $Pr < 1$, то $T_{a,w} < T_{0,\infty}$. Для $Pr > 1$ $r > 1$. Это значит, что $T_{a,w} > T_{0,\infty}$.

Физически это можно объяснить так. При $Pr < 1$ $\delta_T > \delta_\theta$, а при $Pr > 1$ $\delta_T < \delta_\theta$. Выделение тепла трения происходит в пределах δ_θ , а сток тепла теплопроводностью – пределах δ_T . При $Pr > 1$ количество теплоты, выделяемой в пределах δ_θ , больше того, которое необходимо для нагревания жидкости в пределах δ_T до температуры $T_{0,\infty}$.

В частном случае T_e совпадает со значением температуры теплоизолированной стенки $T_{a,w}$.

Оценим максимальное значение температуры. Полагая $Pr=1$, дифференцируем выражение для определения T по y и приравняем производную $\frac{\partial T}{\partial y}$ нулю. Значение $T_{\max}$ определится по формуле

Если $M \succcurlyeq 1$ или $T_w \approx T_\infty$, то $\frac{T_{\max} - T_w}{T_{0,\infty} - T_w} = \frac{1}{4}$.

Например, при числе полета $M \approx 20$; $T_\infty = 250\text{K}$; $T_w \approx 1000\text{K}$; $T_{\max} \approx 5700\text{K}$. Таким образом, хотя температура потока у стенки не превышает 1000 K , внутри пограничного слоя устанавливается весьма высокая температура.

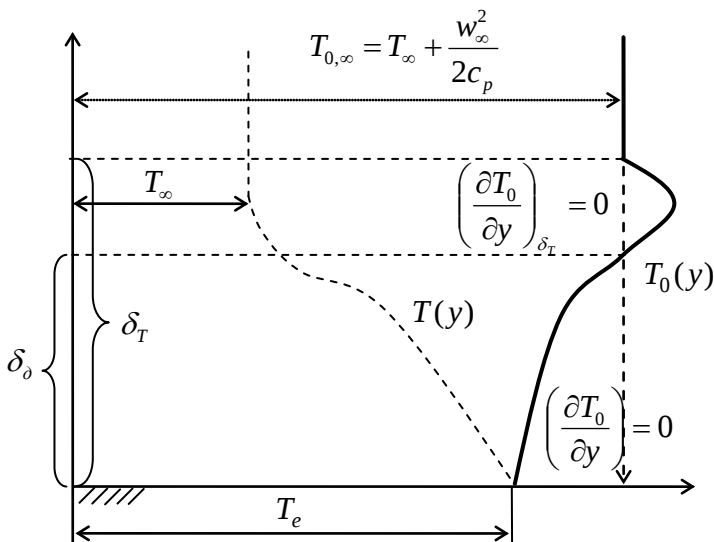


Рис. 2.1. Характер изменения температуры по погранслою

Знание T_e имеет большое значение. Во-первых, T_e — это максимальная температура, которой может достичь не-охлаждаемое тело. Во-вторых, значение T_e для адиабатной

поверхности определит направление теплового потока при известной T_w . В действительности на поверхности всегда есть теплообмен. Стенка охлаждается при $T_w > T_e$, т.е. при

$$T_w - T_\infty > \sqrt{\text{Pr}} \cdot \left(\frac{w_\infty^2}{2c_p} \right) = T_e - T_\infty \quad (2.10)$$

поток направлен в газ. Если $T_w > T_e$ и

$$T_w - T_\infty < \sqrt{\text{Pr}} \cdot \left(\frac{w_\infty^2}{2c_p} \right), \quad (2.11)$$

то стенка будет нагреваться. Например, для воздуха $\sqrt{\text{Pr}} \cdot \left(\frac{w_\infty^2}{2c_p} \right) = 26\text{K}$ при $w_\infty = 250\text{ м/с}$.

Качественные картины распределения температур показаны на рис. 2.2.

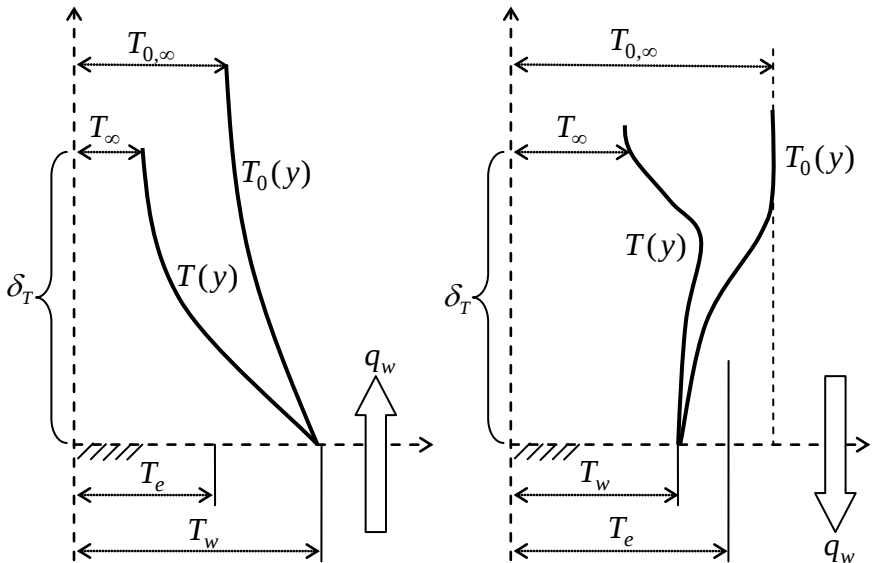


Рис. 2.2. Качественные картины распределения температур

Из сказанного следует, что при больших скоростях разницей температур определяющей теплоотдачу является не $(T_\infty - T_w)$, а $(T_e - T_w)$. В связи с этим формула закона Ньютона записывается в виде

$$q_w = \alpha \cdot (T_e - T_w) \quad (2.12)$$

и называется обобщением закона Ньютона на случай больших скоростей.

2.1. Теплоотдача при ламинарном погранслое

Уравнения погранслоя существенно усложняются из-за того, что ρ не является константой. Пути решения аналогичны тем, которые были намечены для решения несжимаемой жидкости. Во-первых, эти решения можно найти численным методом на современных ЭВМ. Во-вторых, разработаны приближенные методы расчета, базирующиеся на использовании интегральных соотношений импульса и энергии для погранслоя. В-третьих, для ряда случаев найдены точные аналитические решения, полученные посредством специальных преобразований координат (А.А. Дородницын). Например, известно точное решение по теплоотдаче на плоской пластине при $T_w = \text{const}$ для $\mu \approx T$

$$Nu_w = 0.332 \cdot \sqrt{\text{Re}_w} \cdot \text{Pr}_w^{\frac{1}{3}}, \quad (2.13)$$

где $Nu_w = \frac{\alpha x}{\lambda_{f,w}}$; $\text{Re}_w = \frac{\rho_w w_w x}{\mu_{f,w}}$; $\alpha = \frac{q_w}{T_e - T_\infty}$.

Формула (2.13) по виду такая же, как и при $p = \text{const}$, разница только в определении α . В случае, когда μ и λ – нелинейные функции температуры, формула усложняется:

$$Nu_w = 0.332 \cdot \sqrt{\text{Re}_w} \cdot \text{Pr}_w^{\frac{1}{3}} \cdot K. \quad (2.14)$$

Для значения фактора K , учитывающего влияние сжимаемости, предложены различные аппроксимационные зависимости.

$$\text{Например, } K = \left(\frac{\mu^* \cdot \rho^*}{\mu_w \cdot \rho_w} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\mu_\infty \cdot \rho_\infty}{\mu^* \cdot \rho^*} \cdot \frac{1}{15} \cdot \frac{T_w}{T_e}.$$

Здесь звездочка означает, что данная величина отнесена к максимальной температуре $T^* = T_{\max}$, равной либо T_w , либо T_∞ .

При использовании понятия определяющей температуры

$$T^0 = T_\infty + 0.5 \cdot (T_w - T_\infty) + 0.22 \cdot \omega, \quad (2.15)$$

где $\omega = 0.5 \cdot (k - 1) \cdot M_\infty^2$, получим

$$k = \left(\frac{\mu^0 \cdot \rho^0}{\mu_w \cdot \rho_w} \right) \cdot \frac{\text{Pr}_w}{\text{Pr}^0}, \quad (2.16)$$

где верхний индекс «0» означает, что соответствующие величины берутся при определяющей температуре.

Возможность подбора простых аппроксимационных формул связана с относительно слабым влиянием M и $\frac{T_w}{T_\infty}$ на

теплоотдачу и трение.

Для расчета локальных коэффициентов теплоотдачи при безотрывном обтекании плоских и осесимметричных тел различной формы потоком высокой скорости рекомендуется следующая формула

$$\text{Nu}_w = 0.332 \cdot \text{Re}_w^{0.5} \cdot (m+1)^{0.5} \cdot \text{Pr}_w^{1/3} \cdot k \cdot k_1, \quad (2.17)$$

где $k \approx \left(\frac{\mu_\infty \rho_\infty}{\mu_w \rho_w} \right)^{1/3}$ учитывает влияние переменности $\mu\rho$;

$$k_1 = \left[1 + 0.16 \left(1 + \frac{T_w}{T_{0,\infty}} \right) \left(\frac{2m}{m+1} \right)^{1/3} \right]^{0.5} \quad (2.18)$$

– фактор, учитывающий влияние безразмерного градиента скорости; $m = \frac{dw_\infty}{dx} \cdot \frac{x}{w_\infty}$ - находится из газодинамического расчета; x - криволинейная координата, направленная вдоль контура обтекаемого тела и отсчитываемая от точки начала развития пограничного слоя.

Иногда задачу упрощают путем сведения ее к решению обыкновенных дифференциальных уравнений по переменной x . Когда требуется рассчитать только теплообмен используют метод эффективной длины или локального подобия. Определяется эффективная длина некоторой плоской пластины, на которой при параметрах внешнего течения w_∞, ρ_∞ образуется такой же температурный пограничный слой, как в сечении x данного тела с криволинейным контуром,

$$x_{эф} = \frac{\int_0^x \rho_w w_\infty R^2 dx}{\rho_w w_\infty R^2}, \quad (2.19)$$

где $R = R(x)$ - расстояние от плоскости (или оси) симметрии данного тела до точки поверхности тела с координатой x .

Таким образом, учет предыстории развития потока в этом методе сводится к использованию усредненного значения Re_w вместо местного. Чтобы получить формулы для плоского течения, достаточно принять $R = 1$.

2.2. Теплоотдача при турбулентном погранслое

В камерах сгорания и соплах двигателей течение большей частью турбулентное. В этих условиях решение задач теплообмена возможно лишь при ряде упрощающих предположений с использованием не только теоретических, но и экспериментальных данных. Высокочастотные пульсации скорости, давления и температуры в турбулентных потоках существенно влияют на развитие течения. При анализе используются

осредненные во времени величины $\overline{w}_x, \overline{w}_y, \overline{p}, \overline{T}$ и пульсационные составляющие w'_x, w'_y, p', T' . Одной из важных характеристик турбулентных течений является степень турбулентности

$\varepsilon = \frac{\sqrt{0.5(\overline{w'^2_x} + \overline{w'^2_y})}}{\overline{w}_\infty}$ - отношение средней квадратичной

пульсации составляющих вектора скорости в данной точке к осредненной скорости невозмущенного потока. От значения ε существенно зависит Re_{kp} и интенсивность теплоотдачи.

Наличие пульсаций приводит к появлению дополнительного напряжения трения $\tau_T = \mu_T \left(\frac{\partial \overline{w}_x}{\partial y} \right)$ и дополнительного пе-

реноса энергии $q_T = -\lambda_T \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \right)$, где μ_T и λ_T - коэффициенты

турбулентной (кажущейся) вязкости и теплопроводности. В турбулентном ядре $\mu \ll \mu_T$ и $\lambda \ll \lambda_T$. Вблизи стенки, в ламинарном подслое роль μ и λ становится существенной.

В основе приближенных полуэмпирических теорий турбулентного теплообмена лежат эмпирические гипотезы, связывающие μ_T и λ_T с осредненными во времени скоростями и температурами. Каждая из таких теорий содержит опытные константы и может быть использована для расчета определенного вида турбулентного течения. Здесь велика роль современных ЭВМ, с помощью которых изучают детальную информацию о локальной структуре турбулентных течений.

В основу приближенных методов расчета теплообмена при турбулентном течении положены универсальные зависимости распределения скоростей и температур в погранслое, установленные путем обработки опытных данных методами теории подобия. В выражениях аппроксимирующих эти закономерности для скоростей, температур и линейных размеров,

подобраны соответствующие масштабы, а константы не зависят от Re .

Такой подход позволил получить критериальное уравнение для расчета локальных коэффициентов теплоотдачи при турбулентном режиме течения в пограничном слое на телах различной формы

$$Nu_w = 0.0296 \cdot Re_w^{0.8} \cdot Pr_w^{0.43} \cdot \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{0.4} \cdot [1 + 0.5 \cdot (k-1) \cdot r \cdot M_\infty^2]^{0.11}. \quad (2.20)$$

Это уравнение справедливо для случаев обтекания плоских и осесимметричных тел потоком, движущимся с высокой скоростью, с продольным градиентом давления (в том числе при течении в соплах). В числа Nu_w и Re_w входит величина

$$x_{\phi} = \frac{\int_0^x \rho_w w_\infty R^{5/4} dx}{\rho_w w_\infty R^{5/4}} \quad (2.21)$$

– для $T_w = const$.

Формула согласуется с результатами измерений при $0.1 < \frac{T_w}{T_e} < 1$. Она справедлива в диапазоне $2.5 < M_\infty < 4.5$ на

пластине и конусе, и $6 < M_\infty < 10$ – при течении в сопле.

Для плоской пластины достаточно положить $R = const$ и после сокращения формула не будет отличаться от соответствующей формулы для ламинарного течения.

Функция, учитывающая влияние сжимаемости на пластине, может выглядеть и иначе. Так, в методе определяющей температуры:

$$k = \left(\frac{\mu^0}{\mu_w} \right)^{0.2} \cdot \left(\frac{\rho^0}{\rho_w} \right)^{0.8}, \quad (2.22)$$

где μ^0 и ρ^0 вычисляются при некоторой подобранной температуре $T^0 = \frac{1}{3} \cdot T_\infty + \frac{2}{3} \cdot T_w + \frac{1}{5} \cdot \frac{k-1}{2} \cdot r \cdot M_\infty^2 \cdot T_\infty$, называемой определяющей или эталонной.

Определение физических констант по этой промежуточной, между T_∞ и T_w , температуре приводит к тому, что коэффициент трения не будет зависеть от числа Маха и формула

$$\frac{\tau_w}{\rho w_\infty^2} = 0.332 \operatorname{Re}_x^{0.5} = \frac{c_f}{2} \quad (2.23)$$

окажется пригодной для сверхзвуковых потоков при $\frac{\partial p}{\partial x} = 0, T_w(x) = \text{const}$.

Э.Р. Эккерт предложил формулу для определяющей температуры до числа Маха

$$M \approx 15: T^0 = T_\infty + 0.5 \cdot (T_w - T_\infty) + 0.22(T_e - T_\infty). \quad (2.24)$$

3. ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В КАНАЛАХ НЕКРУГЛОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

Сложный комплекс требований к двигателям летательных аппаратов (ДЛА) предполагает знание механизма явлений и процессов, протекающих в них, и умение, в частности, надежно рассчитывать теплообмен и гидравлические потери. Поэтому исследование теплообмена и гидродинамики при течении жидкости в каналах геометрических форм, характерных для современных космических аппаратов, и разработка методики их расчета представляют чрезвычайно актуальную для инженерной практики задачу.

К такого рода каналам следует отнести кольцевые, прямоугольные и треугольные, а также каналы более сложного поперечного сечения. В теплообменных аппаратах форма канала определяется упаковкой продольно-омываемых пучков труб.

Некоторые из этих каналов показаны на рис. 3.1.

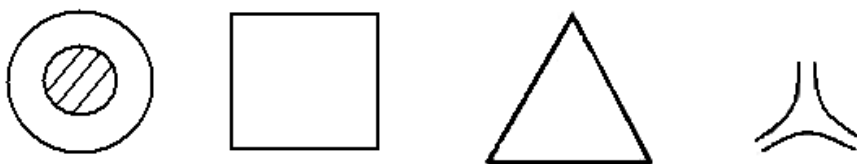


Рис. 3.1. Формы каналов

Во многих из этих каналов теплообмен осуществляется не через всю омываемую поверхность. Часто плотности тепловых потоков на различных поверхностях оказываются неодинаковыми. Например, на практике встречаются прямоугольные каналы с обогреваемой одной или двумя поверхностями, кольцевые каналы с внутренним или внешним обогревом. Возможны неравномерность распределения плотности теплового потока по периметру и отклонение от соосности. Возникающие

вследствие этого: несимметричное обтекание поверхности при наличии эксцентриситета и перекося температурного поля при неравномерном распределении теплового потока заметно усложняют общую теплогидравлическую картину в кольцевых каналах, что может привести к критическим локальным перегревам конструкции.

Когда число Pr_f превышает примерно 0,5, основное термическое сопротивление сосредоточено в пристеночном слое, а в остальной части течения профиль температуры почти плоский. Если температура стенки трубы одинакова по периметру, то считалось, что коэффициент теплоотдачи практически не должен зависеть от формы поперечного сечения трубы. Впрочем, очевиден и тот факт, что структура течения в некруглых каналах значительно сложнее, чем в круглой трубе. Понятно, что расчеты с применением известных обобщенных рекомендаций не позволяют учесть специфику таких каналов.

Однако, долгое время были широко распространены рекомендации рассчитывать теплоотдачу и гидравлическое сопротивление каналов некруглого поперечного сечения по данным для трубы с использованием в качестве характерного размера эквивалентного диаметра $d_{\text{э}}$, равного $d_{\text{э}} = 4F/U = 4V/F$, где

F – площадь поперечного сечения;

U – полный омываемый периметр;

V – объем жидкости, находящийся в трубе;

Для круглых труб $d_{\text{э}} = d$.

Для прямоугольного канала $d_{\text{э}} = \frac{4ab}{2(a+b)} = 2 \frac{ab}{a+b}$.

Для кольцевого канала $d_{\text{э}} = d_2 - d_1$.

Если $a \gg b$ (щелевые каналы), то $d_{\text{э}} = 2b$.

Наиболее широко применяются на практике для расчета теплоотдачи после участка стабилизации при турбулентном течении следующие зависимости

$Nu_f = 0,021 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} C_t$ - формула М.А. Михеева

$Nu_f = 0,023 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4}$ - формула Крауссольтца

$Nu_f = 0,022 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43}$ формула А.С. Сукомела

Когда экспериментальных данных по каналам некруглой формы было недостаточно или вообще не было, эти рекомендации как первое приближение для некоторых типов каналов были уместны. Так как геометрическое подобие между трубой и некруглым каналом отсутствует, то из теории подобия следует, что такие рекомендации могут дать совпадение с экспериментом лишь при случайном, но вполне определенном соотношении геометрических размеров некруглого канала. Например, при продольном омывании шахматных пучков труб такое совпадение наблюдается при относительном шаге пучка $S/d = 1.5 \div 1.2$

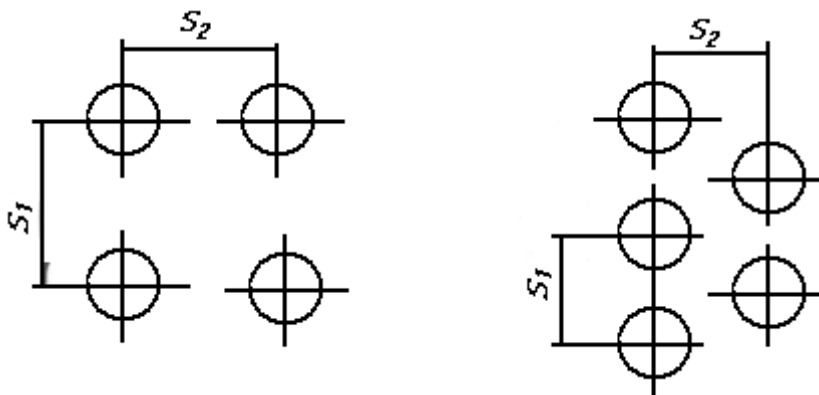


Рис. 3.2. Пучки труб

В настоящее время, когда требования к точности расчетов возрастают и накоплен достаточный экспериментальный материал по теплоотдаче и гидравлическим потерям в каналах некруглой формы, использование для расчетов упомянутых рекомендаций не может быть оправдано, так как оно ведет к грубым ошибкам. Например, опытные данные по теплоотдаче

шахматных пучков труб с $S/d = 1,4 \div 1,5$ имеют значения на 30-50 % выше расчетных величин, полученных по эквивалентному диаметру и формулам для трубы.

Для продольно омываемого пучка труб, если считать, что число труб бесконечно, эквивалентный диаметр равен $d_{\infty} = [1,102(S/d)^2 - 1]d$ для шахматного расположения и $d_{\infty} = [1,273(S/d)^2 - 1]d$ для коридорного расположения, где S/d - относительный шаг размещения труб в пучке.

Особенностью течения в некруглых каналах является существование конвективного переноса поперек основного потока, вызванного крупномасштабными вихрями и вторичными течениями. В каналах с сильным сужением (треугольные каналы с одним или двумя малыми углами, плотно упакованные пучки труб) в узких областях может существовать ламинарное течение даже при числах Re , существенно превышающих $Re_{кр2}$ для трубы, при этом в основной части канала течение турбулентное. С другой стороны, переход к турбулентному течению в некруглых каналах начинается при числах $Re_{кр1}$, меньших, чем в круглой трубе. Таким образом, переходная область в некруглых каналах сильно растягивается.

При ламинарном течении в некруглых каналах вторичные течения отсутствуют, при турбулентном они существуют и связаны с формой изотак. Возникновение вторичных течений обусловлено перераспределением соотношения инерционных и вязкостных сил по сечению канала. При наличии вторичных течений на основное продольное течение накладывается вихревое, в результате течение приобретает спиральный характер. Количество накладывающихся вихрей зависит от формы канала.

На рис. 3.3 показаны схемы вторичных течений в квадратном канале и в канале плотной упаковки труб. Вторичные течения показаны сплошными линиями, изотакхи - пунктиром. Скорости вторичных течений невелики. В квадратном канале

они составляют 2 %, в треугольном - 1,5 %, в пучках круглых труб - 0,6 % от средней осевой скорости потока. Тем не менее, они способствуют заметному перемешиванию потока по сечению канала.

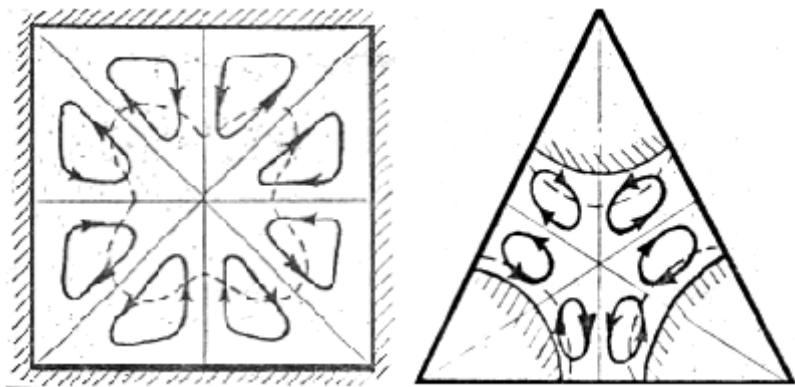


Рис. 3.3. Схемы вторичных течений

В сложных каналах влияние крупномасштабных вихрей на поле скорости наиболее сильно проявляется в направлениях слабого изменения скорости (вдоль периметра канала). В направлении, перпендикулярном периметру канала, конвективный перенос этими вихрями играет малую роль вследствие значительного градиента скорости.

Законы распределения температуры по периметру стенки зависят не только от гидродинамики и физических свойств теплоносителя, но и от конфигурации и физических свойств стенки, а также от распределения источников тепла в ней. Это делает данную задачу сопряженной, т.е. вынуждает рассматривать уравнения энергии, движения и неразрывности для потока совместно с уравнением теплопроводности для стенки канала и условиями сопряжения - условиями равенства температур и тепловых потоков на границе с двух ее сторон. Влияние формы канала на поле температур в потоке проявляется

через граничные условия. Физически влияние стенки канала на теплообмен обусловлено перетечками тепла как по самой стенке (пропорциональные $\lambda_w \delta_w$), так и по теплоносителю (пропорциональные $\lambda_f d_\varnothing$), которые возникают из-за неравномерного распределения температуры. В зависимости от интенсивности перетечек можно выделить два предельных случая, между которыми располагаются все действительные случаи. Эккерт и Ирвин для учета влияния стенок предложили параметр $\Phi = \frac{\lambda_w \delta_w}{\lambda_f d_\varnothing}$ характеризующий отношение этих перетечек.

При $\Phi \rightarrow 0$, что соответствует малой теплопроводности стенок, перетечки тепла по стенке практически отсутствуют, и тепло передается в жидкость там, где генерируется. В частности, когда количество тепла, генерируемое в стенке канала постоянно по периметру, граничным условием будет $q_w = const$ по периметру. А условие $\Phi \rightarrow \infty (\lambda_w \rightarrow \infty)$ приводит к тому, что за счет перетечек тепловая нагрузка перераспределяется так, что неравномерность температуры стенки становится минимальной и в пределе отсутствует, т.е. $t_w = const$. В реальных каналах параметр Φ имеет некоторое промежуточное значение.

Путь решения такой сопряженной задачи заключается в разделении ее на две: для потока и для стенки посредством введения понятия местного коэффициента теплоотдачи

$$\alpha(x, y_w, z_w) = \frac{q_w(x, y_w, z_w)}{T_w(x, y_w, z_w) - T_f(x)}, \quad (3.1)$$

который учитывает изменение теплоотдачи (а, следовательно, и плотности теплового потока на поверхности стенки q_w и температуры стенки T_w) не только по длине канала, но и в данном сечении x в любой точке (y_w, z_w) по периметру канала. При развитых турбулентных течениях в большинстве практически важных типов каналов и при возможных граничных условиях

коэффициент теплоотдачи $\alpha(x, y_w, z_w)$ слабо зависит от предыстории изменения T_w по длине канала (до данного сечения x) и от распределения T_w по периметру канала, что делает практически целесообразным использование понятия $\alpha(x, y_w, z_w)$ и соответствующего числа Нуссельта $Nu = \frac{(\alpha x, y_w, z_w) d_{\text{г}}}{\lambda_f}$. Распределение коэффициента теплоотда-

чи по длине и периметру канала при развитом турбулентном течении определяется главным образом гидродинамикой потока.

Если зависимости для $\alpha(x, y_w, z_w)$ и коэффициента гидравлического сопротивления канала будут найдены, то математическая постановка нашей сопряженной задачи заметно упрощается. Вместо трехмерных основных уравнений можно использовать одномерную систему

$$\begin{aligned} \frac{G}{w} \frac{\partial w}{\partial \tau} + G \frac{\partial w}{\partial x} &= F \rho g_x - F \frac{\partial p}{\partial x} - \xi \frac{\rho w^2}{2 d_{\text{г}}} F, \\ \frac{G C_p}{w} \frac{\partial T_f}{\partial \tau} + G C_p \frac{\partial T_f}{\partial x} &= U q_w, \\ \frac{\partial \rho}{\partial \tau} F + \frac{\partial G}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (3.2)$$

записав ее для стационарного течения и добавив к ней уравнение теплопроводности для стенки

$$\rho_w C_w \frac{\partial T}{\partial \tau} = \text{div}(\lambda_w \text{grad} T) + q_v. \quad (3.3)$$

Здесь коэффициент гидравлического сопротивления определяется формулой

$$\xi = - \frac{\delta \partial p / \partial x}{\bar{\rho} w^2 / 2 d_{\text{г}}}, \quad (3.4)$$

где δ - доля продольного градиента давления $\partial p / \partial x$, расходуемая на трение и формирование профиля скорости (помимо

этого в практических расчетах необходимо учитывать потери давления на ускорение потока и на местных сопротивлениях); $G = \rho w F$ - массовый расход теплоносителя, w - среднерасходная скорость; g_x - проекция ускорения массовых сил на продольную ось канала; q_v - плотность внутренних источников тепла в стенке канала.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные и теоретические работы позволяют использовать их для расчетов теплоотдачи и гидравлического сопротивления некруглых каналов и отказаться от рекомендаций, приводящих к недопустимым для практики ошибкам.

Рассмотрим конкретные расчетные зависимости для некоторых типов некруглых каналов. Остановим свое внимание на каналах кольцевого и прямоугольного сечения, характерных для конструктивного оформления трактов охлаждения и узлов ДЛА. Расчет гидродинамики и теплообмена в таких каналах усложняется в условиях неизотермичности периметра канала или независимого обогрева стенок. Ограничимся анализом полностью развитого турбулентного течения, типичного для реальных режимов эксплуатации. Тем более, что дифференциальные уравнения энергии для полностью развитого ламинарного течения достаточно легко интегрируются при наложении различных граничных условий. Для плоских и кольцевых каналов расчетным путем получены выражения для безразмерных температур и чисел Нуссельта при различных комбинациях нагрева стенок.

3.1. Кольцевые каналы

Анализ состояния проблемы начнем с исследований в кольцевых каналах. Интересно, что при стремлении отношения внутреннего диаметра к внешнему $d^* = d_1/d_2$ к пределам (0 и 1) кольцевой канал вырождается соответственно в круглую трубу и параллельные пластины (плоский канал), турбулентное течение в которых изучено подробно. В отличие

от предельных случаев в кольцевом канале четко проявляются различные по форме внутренних и внешних профили скоростей относительно линии нулевого касательного напряжения или максимальной скорости (ЛМС). При этом в кольцевом канале касательные напряжения на стенках неодинаковы, $\tau_1 > \tau_2$, следствием чего является смещение положения ЛМС к внутренней стенке. К тому же касательные напряжения не являются линейными функциями расстояний от стенки, нелинейность больше для внутреннего потока.

Кэйс и Лёнг предложили выражение для определения местоположения максимума скорости на основе ранее полученных данных:

$$\frac{r_m - r_1}{r_2 - r_m} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{0,343}, \quad (3.5)$$

для всего диапазона Re .

Для r_m имеются обобщающие эмпирические зависимости:

$$r_m = r_1 + \left(\frac{r_2 - r_1}{2} \right) \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{0,2}, \quad (3.6)$$

$$r_m = r_1 \frac{1 + (r_2/r_1)^{0,657}}{1 + (r_1/r_2)^{0,343}}$$

удовлетворительно между собой согласующиеся.

Эксперименты Брайтона и Джонса показали, что коэффициент сопротивления кольцевых каналов в диапазоне $Re = 4000 \div 320000$ зависит только от Re и для $r_1/r_2 \geq 0,0625$ не зависит от отношения радиусов канала. При определении по эквивалентному диаметру $d_3 = d_2 - d_1 = 2(r_2 - r_1)$:

ξ для кольцевых каналов на 1-10% выше, чем для гладкой трубы, и удовлетворительно описывается зависимостью

$$\xi = 0,348 Re^{-0,25}. \quad (3.7)$$

Донне и Меервальд обнаружили, что для канала с $r_1/r_2 = 9,472$ коэффициент сопротивления на 5% выше, чем

для канала с $r_1/r_2 = 0,78$. В этом диапазоне r_1/r_2 и при $Re = 2 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ они рекомендуют обобщающую зависимость

$$\xi = 0,246 \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right)^{0,1} Re^{-0,22}. \quad (3.8)$$

В.И. Субботин и П.А. Ушаков предлагают зависимость

$$\xi = \xi_{TP} \left[\frac{1 - r_1/r_2}{1 + [1 - (r_1/r_2)^2] \ln(r_1/r_2)^2} \right]^{0,62} \left(1 + 0,04 \frac{r_1}{r_2} \right), \quad (3.9)$$

дающую максимум ξ/ξ_{TP} при $r_1/r_2 \approx 0,15$.

Впрочем, для практических расчетов в диапазоне $0,01 \leq r_1/r_2 \leq 0,8$, можно ограничиться упрощенной зависимостью Брайтона и Джонса, описывающей данные для изотермического течения. В диапазоне изменения температурного фактора $T_w/T_f = 1 \div 2,7$ ее можно также использовать, если в качестве определяющей температуры принять температуру обогреваемой стенки, т.е.

$$Re_w = \frac{2(r_2 - r_1) \overline{W}_x}{\nu_w}. \quad (3.10)$$

Гидравлическая картина течения жидкости в кольцевых каналах заметно усложняется при наличии эксцентриситета, т.е. расстояния между центрами труб. Отклонение внутренней трубы от концентричного расположения ($e^* = e/(r_2 - r_1) = 0$) приводит к несимметричному обтеканию поверхности и в предельном случае ($e^* = 1$) к соприкосновению поверхностей. Смещение приводит к существенной анизотропии по сечению потока коэффициентов турбулентного переноса и к возникновению вторичных течений в области прилегающей к внутренней стенке, которые могут оказывать влияние на картину течения у внешней стенки. Наибольшее значение касательных напряжений соответствует расположению широкого зазора и монотонно уменьшается до минимального значения в мини-

мальном зазоре. Джонсон и Спэрроу показали, что $(\tau_1)_{\max}/(\tau_2)_{\max} \succ 1$ и величина этого отношения резко увеличивается при уменьшении d^* . В узкой части каналов со значительным эксцентриситетом ($e^*=0,9$) отмечается повышенная ламинаризация течения. Они предложили для всех значений Re , отношений диаметров и эксцентриситетов степенную зависимость

$$\xi = c Re^{-0,18}, \quad (3.11)$$

где число Re определяется по величине эквивалентного диаметра. Постоянная c этой корреляции находится из графиков.

Увеличение эксцентриситета приводит к падению ξ канала, что объясняется ростом неравномерного распределения расхода и ламинаризацией потока в узкой части канала при значениях e^* , близких к 1. Падение ξ с ростом e^* слабо зависит от r_1/r_2 кольцевого канала. Так, в случае $e^* = 1$ для канала с $r_1/r_2 = 0,28$ коэффициент ξ уменьшается на 20%, с $r_1/r_2 = 0,87$ уменьшается на 27%. В диапазоне $r_1/r_2 = 0,25 \div 1; e^* = 0 \div 0,8$ $Re = 5 \cdot 10^4 \div 10^6$ рекомендуется производить расчет гидравлического сопротивления эксцентрисических кольцевых каналов по приближенной формуле:

$$\xi/\xi_0 = (1 - e^*)^{0,175}, \quad (3.12)$$

где ξ_0 – гидравлическое сопротивление канала с $e^* = 0$.

При ламинарном течении влияние e^* на ξ сильнее. Наличие e^* существенно увеличивает длину гидродинамического начального участка.

Как уже отмечалось, ранее для расчета теплоотдачи в кольцевых каналах использовались формулы для круглых труб с применением в качестве характерного геометрического размера эквивалентного диаметра. Это было основано на предположении, что турбулентная структура потока при одинаковых отношениях площади к периметру довольно близка. Однако, для расчетов, требующих высокой точности, следует пользоваться формулами, полученными для конкретных форм

каналов. Необходимо учитывать возможность несимметричного обогрева стенок канала. Так для широкого диапазона изменения чисел Прандтля ($Pr=0 \div 100$) предложена формула в случае одностороннего внутреннего теплоподвода:

$$Nu_1 = (Nu_1)_0 + 0,008 Re^{0,87} Pr^n [1 + 0,5 \exp(-4d^*)], \quad (3.13)$$

где $(Nu_1)_0$ - число Нуссельта для кольцевого канала, полученное путем усреднения результатов расчета для различных профилей скорости при условии $Pr \rightarrow 0$.

$$\begin{aligned} (Nu_1)_0 &= 4,98 + 0,662(d^*)^{-1}, \\ (Nu_1)_0 &= \left[6,4 - \left(\frac{3}{\ell g Re} \right) \right] (d^*)^{-0,24}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Для показателя степени при числе Pr получена формула $n = 0,4 + 0,45/(1 + 2Pr)$.

В.П.Исаченко и Н.М.Галин предлагают использовать для расчета средней теплоотдачи на внутренней стенке при одностороннем нагреве капельных жидкостей формулу:

$$Nu_{1f} = 0,017 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0,18}, \quad (3.15)$$

для $Re_f = 10^4 \div 3 \cdot 10^5$; $d^* = 0,0715 \div 0,83$; $\ell/d_3 = 48 \div 460$.

В работе Жеглински найдено, что теплоотдача на внутренней трубе при турбулентном течении в гидравлических гладких концентричных кольцевых каналах ($d^* = 0,8$) подчиняется формуле

$$Nu_{1f} = Nu \left[\frac{1,113 + \frac{1,937}{Re_f^{0,094}} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)}{1 + \frac{2,09}{Re_f^{0,1}} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \right]. \quad (3.16)$$

Область применения: $10^4 \leq Re \leq 10^6$; $0,1 \leq Pr \leq 500$.

Ю.В. Вилемас и др. описывают среднюю теплоотдачу следующей зависимостью

$$\overline{Nu} = 0,013 \overline{Re}^{0,88}. \quad (3.17)$$

П.А. Андреев и В.М. Боришанский рекомендуют для расчета коэффициента теплоотдачи в диапазоне изменения числа Re от 10^4 до 3×10^5 и чисел Pr от 0,7 до 2,5 с точностью $\pm 10\%$ следующие зависимости:

1. При обогреве внутренней трубы, для $0,2 < d^* < 1$

$$Nu_1 = 0,86 Nu (d^*)^{-0,16} \cdot \xi. \quad (3.18)$$

2. При обогреве наружной трубы, для $0 < d^* < 1$

$$Nu_2 = Nu \left[1 - 0,14 (d^*)^{0,6} \right]. \quad (3.19)$$

3. При двустороннем одинаковом обогреве, для $0,5 < d^* < 0,9$

$$Nu_{ос} = 0,95 Nu. \quad (3.20)$$

Для области $0,7 < Pr < 2$ может быть использована формула

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} c_t, \quad (3.21)$$

где c_t - поправка на неизотермичность потока, учитывающая изменение физических свойств теплоносителя при различных режимах и температурах.

$$c_t = \left(\frac{\mu_w}{\mu_f} \right)^n \quad - \quad \text{для капельных жидкостей, при}$$

$0,08 < \frac{\mu_w}{\mu_f} < 40 : n=0,11$ для случая нагревания и $n=0,25$ для случая охлаждения.

$$c_t = \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^{-0,55} \quad - \quad \text{для газов. В качестве характерного разме-}$$

ра используется d_{Σ} , физические свойства теплоносителей определяются по температуре потока.

Для газов ($Pr \approx 0,7$) рекомендуется такая формула:

$$Nu = 0,0186 Re^{0,8}. \quad (3.22)$$

Для капельных жидкостей ($Pr > 1$):

$$Nu = \frac{1/8 \xi \text{Re} \text{Pr}}{4,5\sqrt{\xi}\left(\text{Pr}^{2/3} - 1\right) + 1,07}. \quad (3.23)$$

Поправка ξ учитывает, что показатель степени у числа Re может быть меньше 0,8.

$$\xi = 1 + 1,75 \left(\frac{r_2/r_1 - 5}{\text{Re}} \right)^{0,6} \text{ при } r_1/r_2 < 0,2, \quad \xi = 1 \text{ при } r_1/r_2 \geq 0,2.$$

В.С.Петухов и Л.И. Ройзен для расчета теплообмена жидкостей в области тепловой и гидродинамической стабилизации предлагают более точные обобщающие зависимости:

$$\text{для } 0,09 \leq d^* \leq 1: \quad Nu_1 = [1 - \varphi(\text{Pr})] Nu \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{n(\text{Pr})} \cdot \xi,$$

$$\text{для } 0 \leq d^* \leq 1: \quad Nu_2 = [1 - \varphi(\text{Pr})] Nu \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0,6},$$

$$\text{где } \varphi(\text{Pr}) = \frac{0,45}{2,4 + \text{Pr}}; \quad n = (\text{Pr}) = 0,16 \text{Pr}^{-0,15}.$$

Оба уравнения справедливы при $10^4 \leq \text{Re} \leq 10^6$ и $0,7 \leq \text{Pr} \leq 100$. Отношения Nu_1/Nu и Nu_2/Nu падают с ростом d^* и при $d^* \rightarrow 1$ стремятся к 0,86.

В случае теплообмена через обе стенки канала при произвольном соотношении тепловых потоков на них коэффициенты теплоотдачи на внутренней и наружной стенках вычисляются по соотношениям В.С.Петухова и Л.И.Ройзена:

$$\begin{aligned} Nu_{1,\partial\theta} &= \frac{Nu_1}{1 + Nu_1 \theta_1 q_2 / q_1}, \\ Nu_{2,\partial\theta} &= \frac{Nu_2}{1 + Nu_2 \theta_2 q_1 / q_2}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

где q_1, q_2 - удельные тепловые потоки на внутренней и наружной трубах;

θ_1, θ_2 - местные адиабатические температуры стенок при отсутствии теплообмена на данной стенке.

Опытные данные для всех значений d^* описываются уравнениями, справедливыми в пределах $10^4 \leq Re \leq 3 \cdot 10^5$ и Pr около 0,7:

$$\begin{aligned}\theta_1 &= 32 \left[0,16(d^*)^2 - 1 \right] \cdot Re^{-0,88}, \\ \theta_2 &= \theta_1 \cdot d^*.\end{aligned}\tag{3.25}$$

Для расчета адиабатической температуры стенки при течении жидкости в диапазоне $Pr = 0,5 \div 100$ была получена формула:

$$\theta_1 = 22 \left[0,27(d^*)^2 - 1 \right] \cdot Re^{-0,87} Pr^{-0,18},\tag{3.26}$$

аппроксимирующая результаты теоретического расчета Кэйса и Люинга.

Таким образом, использование обобщающих зависимостей позволяет достаточно точно оценить теплоотдачу в концентричных кольцевых каналах, при этом вполне четко определяется влияние относительных размеров кольцевых зазоров.

Гораздо менее изучено влияние асимметрии обтекания поверхности жидкостью и температурного поля на теплоотдачу в кольцевых каналах. Эти вопросы (наличие эксцентриситета и неравномерного распределения теплового потока по внутреннему периметру) требуют проведения специальных исследований.

Очевидно, что вызванная эксцентриситетом неравномерность распределения скорости в зазоре по периметру кольцевого канала оказывает заметное влияние на теплоотдачу. С ростом эксцентриситета теплоотдача в широкой части канала несколько возрастает, а в узкой - более заметно падает. Поэтому средняя теплоотдача в канале с ростом e^* уменьшается. Влияние эксцентриситета сильнее сказывается в каналах с малыми d^* . С ростом Re неравномерность теплоотдачи по периметру

несколько уменьшается. Так как в таких каналах поле температуры стабилизируется как по нормали к поверхности теплообмена, так и в тангенциальном направлении - вдоль периметра сечения, то стабилизация продольного градиента температуры в потоке жидкости может наступить на значительном удалении от входа в канал.

Цель теоретических и экспериментальных исследований, состояла прежде всего в нахождении зависимости, обобщающей характерные критерии и параметры, для определения характеристик теплоотдачи в кольцевых каналах в условиях неравномерного теплоподвода и при наличии эксцентриситета. Конкретное выражение такой критериальной зависимости, с учетом традиций отечественных методов, отыскивалось в виде степенной зависимости, т.е.

$$Nu = c Re^m Pr^n (d^*)^p \cdot f_1 \cdot f_2. \quad (3.27)$$

Полагаясь на достоверные данные различных авторов, было принято, что показатель степени n при числе Pr равен 0,43, а показатель степени p при симплесе d^* равен 0,16. Как видно, уже известные параметры определяют теплоотдачу и в исследуемых условиях, а вот их специфику отражают иные безразмерные комплексы. К таковым относятся:

$$\Phi = \frac{\lambda_f R^2}{\lambda_w \delta h_{ch}} - \text{параметр неизотермичности стенки, кото-}$$

рый определяет влияние теплопроводности в стенке канала на поле температур теплоносителя в канале;

δ – толщина внутренней трубы;

$$R = r1 - 1/2 \delta;$$

h_{cp} – средняя толщина кольцевого зазора;

$$\kappa_q = \frac{q_a}{q_m} - \text{степень неравномерности распределения теп-}$$

лового потока от внутренних нагревателей, когда распределение плотности теплового потока аппроксимируется суперпозицией некоторой постоянной по окружности составляющей

плотности потока q_m и периодически изменяющейся по определенному закону (в нашем случае косинусоидальному) составляющей с амплитудой q_a ;

$$e^* = \frac{e}{r_2 - r_1} - \text{относительный эксцентриситет.}$$

В исследованном диапазоне определяющих критериев ($Re = 9 \cdot 10^3 \div 1,5 \cdot 10^5$; $k_q = 0; 0,6; 1,0$ и $e^* = 0 \div 1$) в кольцевом канале ($d^* = 0,857$) необходимо отыскать вид зависимостей f_1 и f_2 . Очевидно, что степенные зависимости числа Nu от k_q и e^* приводят к неправильным результатам при крайних значениях аргумента, например при $e^* = 0$, $Nu = 0$. В результате статистической обработки большого массива опытных данных получены следующие линейные зависимости:

$$\begin{aligned} f_1 &= 1 \div (0,83 \cdot 10^{-6} Re - 0,0432) k_q; \\ f_2 &= 1 - 0,05 e^*. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Чтобы получить информацию в полном объеме о теплообмене в кольцевых каналах при неравномерном распределении теплового потока по внутреннему периметру и при наличии эксцентриситета необходимо определить коэффициент C и показатель степени m при числе Re . В логарифмическом масштабе по оси ординат откладывалась величина

$$\frac{\overline{Nu}}{Pr^{0,43} (d^*)^{-0,16} (T_w / T_f)^{-0,55} \cdot f_1 \cdot f_2}, \text{ а по оси абсцисс значения}$$

чисел Re . Значения искомых величин после обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов на ЭВМ составили: $C = 0,008$; $m = 0,88$.

Тогда обобщающая критериальная зависимость для среднего по периметру числа Nu примет вид

$$\begin{aligned} \overline{Nu} &= 0,008 Re^{0,88} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^{-0,55} \times \\ &\times (d^*)^{-0,16} \left[1 + (0,83 \cdot 10^{-6} Re - 0,0432) k_q \right] (1 - 0,05 e^*). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Неравномерный теплоподвод приводит к тому, что температуры внутренней трубы и охлаждающей жидкости оказываются существенно переменными по угловой координате φ . В результате применение среднего коэффициента теплоотдачи имеет смысл сочетать с использованием распределения $\alpha(\varphi)/\bar{\alpha}$ по периметру канала.

В этом же исследовании теоретически получена формула для T внутренней трубы в зависимости от φ :

$$T(\varphi) = c_1 sh\sqrt{\Phi Nu/2} \cdot \varphi + c_2 ch\sqrt{\Phi Nu/2} \cdot \varphi + 1 + \frac{\Phi Nu k_q/2}{1 + \Phi Nu/2} \cos \varphi, \quad (3.30)$$

где c_1 и c_2 - константы интегрирования, определяемые из граничных условий и условия нормирования функции $T(\varphi)$. Исследуя это решение при $\varphi=0$, найдено выражение для максимальной температуры

$$T_{\max} = T(0) = 1 + \frac{Nu \Phi k_q}{2 + Nu \Phi}. \quad (3.31)$$

Таким образом, знание среднего значения числа Nu позволяет расчетным путем определить максимальное значение температур конструкций.

3.2. Прямоугольные каналы

Единственным представителем семейства каналов прямоугольного сечения, исследованным достаточно полно, является канал между двумя параллельными плоскими пластинами. Объясняется это тем, что такой канал геометрически даже проще круглой трубы, но здесь также появляется возможность несимметричного обогрева стенок. Значительно сложнее получаются зависимости для теплообмена в каналах прямоугольного сечения, так как температурное поле в потоке жидкости трехмерно, но и эта задача решена достаточно точно. Как уже отмечалось, в каналах прямоугольного сечения при турбу-

лентном течении возникает система вторичных течений, а вблизи углов - области с повышенной ламинаризацией. Эксперименты подтвердили правомочность применения соотношения для круглой трубы, в котором используется эквивалентный диаметр, при расчетах коэффициента гидравлического сопротивления в широком диапазоне чисел Рейнольдса ($6 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^5$). В случае неравномерного обогрева можно проводить пересчет коэффициента гидравлического сопротивления по формуле:

$$\xi = \xi_{изот} \cdot \left| \frac{\mu_w}{\mu_f} \right|, \quad (3.32)$$

где значение динамической вязкости у стенки следует определять по среднеинтегральной по периметру температуре. Для односторонне обогреваемых плоских каналов теплообмен предлагается рассчитывать по формулам для кольцевых каналов, если в них принять $d^*=1$. При двустороннем обогреве в плоском канале теплоотдача выше, чем при одностороннем, что объясняется различием в температурных профилях. В случае асимметричного нагрева тепловое сопротивление турбулентного ядра вдвое больше, чем при симметричном нагреве, и коэффициент теплоотдачи меньше. С ростом Re и Pr температурное поле становится более заполненным, влияние теплового сопротивления турбулентного ядра уменьшается, поэтому асимметричность нагрева меньше сказывается на коэффициенте теплоотдачи. Влияние Pr на теплоотдачу Nu_1 в случае одностороннего нагрева ($q_{w2}=0$) можно учесть с помощью приближенного соотношения Зидера :

$$\frac{Nu_1}{Nu_{сим}} = \frac{9,74 Pr \sqrt{\xi/8} + (1 - 9,74 \sqrt{\xi/8})}{9,74 Pr \sqrt{\xi/8} + 2(1 - 9,74 \sqrt{\xi/8})}. \quad (3.33)$$

При аналитическом исследовании теплоотдачи в плоском канале, основанном на полуэмпирической теории турбулентного переноса, получены следующие зависимости:

При одностороннем нагреве канала

$$Nu = \frac{0,127 \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \sqrt{\xi}}{\ln \frac{\operatorname{Re} \sqrt{\xi}}{630} + 4,64 \operatorname{Pr}^{\frac{2}{3}} + \frac{290}{\operatorname{Re} \sqrt{\xi}}} . \quad (3.34)$$

При симметричном нагреве

$$Nu = \frac{0,127 \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \sqrt{\xi}}{\ln \frac{\operatorname{Re} \sqrt{\xi}}{1310} + 4,64 \operatorname{Pr}^{\frac{2}{3}} + \frac{580}{\operatorname{Re} \sqrt{\xi}}} . \quad (3.35)$$

Приведенные выше данные относятся к плоской щели, когда температурное поле в канале двумерно. В прямоугольных каналах существенное влияние на теплообмен будут оказывать угловые зоны, в которых возможен застой жидкости и, как следствие, ее перегрев по сравнению с центральными зонами. Существующие вторичные токи, а также перетечки тепла в теплопередающих и торцевых стенках канала заметно затрудняют поиски приемлемого решения этой сопряженной задачи. Температура стенки и характеристики теплоотдачи помимо обычных критериев будут определяться также уже из-

вестным нам критерием Φ в виде $\Phi = \frac{\lambda_f}{\lambda_{wp}} \cdot \frac{h^2}{b \delta_p}$ и безразмерной шириной прямоугольного канала $B=b/h$, где b - ширина, а h - высота канала.

Подробные исследования прямоугольных, односторонне нагреваемых каналов позволили предложить обобщающие зависимости для расчета теплоотдачи на характерных участках периметра канала (стенке, ребре и полке), в пределах которых производится осреднение.

Рекомендована также для определения средней теплоотдачи в прямоугольных каналах с изотермическим периметром зависимость:

$$Nu_{d_{3,f}} = 0,0186(1,42 - 1,37B + 0,95B^2) Re_{d_{3,f}}^{0,8} Pr_f^{0,43} , \quad (3.36)$$

которая, в отличие от существующих, учитывает основные особенности процесса и влияние геометрии.

Показано, что в условиях одностороннего теплоподвода параметр B перестает быть чисто геометрическим и его значение наряду со значением Φ определяет степень неизотермичности омываемых поверхностей периметра канала. В дальнейшем анализе использован некоторый суммарный параметр или критерий изотермичности Φ_1 , равный

$$\Phi_1 = \frac{\Phi}{B}. \quad (3.37)$$

Степенные зависимости для определения средних (по каналу и его участкам) чисел Nu должны включать коэффициенты или функции, учитывающие влияние критерия Φ_1 и параметра B , в виде:

$$\begin{aligned} F(\Phi_1) &= \frac{\overline{Nu}(\Phi_1)}{\overline{Nu}(\Phi_{1.0})}, \\ F(B) &= \frac{\overline{Nu}(B)}{\overline{Nu}(B_0)}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

В знаменателях – средняя теплоотдача некоторого стандартного канала, для которого принято $\Phi_{1.0}=10^{-3}$ (соответствует реальным охлаждающим каналам) и $B_0=1,0$ (квадратный канал).

Показатель степени при числе Re в общем случае может зависеть от величины Φ_1 . Получено существенное различие в значениях коэффициентов C и показателей степеней при определяющих критериях или параметрах для отдельных участков канала.

Так, для стенки после обработки экспериментальных данных и расчетно-теоретического материала получена функция в виде:

$$F(\Phi_1)_c = 3,52 + 1,71 \lg \Phi_1 + 0,29 (\lg \Phi_1)^2 \quad (3.39)$$

без дополнительного приведения по параметру $B(F(B)_c=1)$.

Окончательно экспериментальная статистика для стенки аппроксимируется формулой $Nu_{p,np.o}=0,019Re^{0,785}$.

В то же время для ребра:

$$\begin{aligned} F(\Phi_1)_p &= 2,44 + 1,176 \lg \Phi_1 + 0,232(\lg \Phi_1)^2, \\ F(B)_p &= 1,341 - 0,341B, \\ Nu_{p,np.o} &= 0,035 Re^{0,745}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

А вот для среднего по периметру канала коэффициента теплоотдачи введена функция, учитывающая совместное влияние параметра B и критерия Φ_1 :

$$F(\Phi_1, B)_k = 0,32B^{-1,1} \cdot \Phi_1^{0,07-0,23B}. \quad (3.41)$$

Опытные данные аппроксимируются формулой

$$Nu_{k,np.o} = 0,014 Re^{0,825}. \quad (3.42)$$

Рекомендованы также зависимости, аппроксимирующие только расчетно-теоретическую часть статистики, для определения средних чисел Nu при $Re=3 \cdot 10^5 \div 1 \cdot 10^6$:

$$\begin{aligned} Nu_{c,np.o} &= 0,00765 Re^{0,875}, \\ Nu_{h,np.o} &= 0,00912 Re^{0,867}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Функции $F(\Phi_1)_c$, $F(\Phi_1)_p$ и $F(B)_p$ определяются по уже приведенным формулам.

Проанализирован вклад верхней необогреваемой стенки (полки) в тепловой баланс канала с использованием понятия эффективного коэффициента теплоотдачи ребра

$$\frac{Nu_{p,эф.}}{Nu_p} = 1 + \varepsilon_n \frac{B}{2}, \quad (3.44)$$

$$\text{где } \varepsilon_n = \frac{Nu_n}{Nu_p} \cdot \frac{T_{n,ср.} - T_f}{T_{p,ср.} - T_f}.$$

Результаты расчетного эксперимента аппроксимированы формулой:

$$\varepsilon_n = 0,152 \cdot \Phi_1^{-0,327} - 4,93 \cdot 10^{-18} Re^{2,861}. \quad (3.45)$$

Применение рассмотренных формул в инженерной практике при сложных условиях протекания процесса, безусловно, позволит всестороннее и точнее оценить механизм явления. Однако, исследования в этом направлении следует продолжать, направив усилия, прежде всего, на расширение диапазона изменения определяющих критериев и на точность эксперимента. Новые данные по изучению структуры турбулентных течений позволяют ожидать более достоверные результаты в области создания полуэмпирических решений указанной проблемы, актуальность которой не снижается.

4. ТЕПЛООТДАЧА В РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ

Рассмотрим процессы теплообмена тел в столь разреженном газе, что представления о сплошной среде, используемые в обычной газовой динамике (базирующейся на уравнениях Навье-Стокса), оказываются неприменимыми. Такие знания необходимы при решении многих инженерных задач, например, создание тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов, предназначенных для полётов на больших высотах (70-130 км) около земли, обеспечение необходимого теплового режима в процессах, осуществляемых в вакууме, разработка систем управления космических кораблей с использованием термодатчиков и т.д.

При большом разрежении или малой плотности газ уже нельзя рассматривать как сплошную среду-континуум и средняя статистическая длина $\bar{\ell}$ свободного пробега отдельной молекулы между двумя столкновениями с другими молекулами становится сравнимой с размерами сосуда, в котором находится газ. Следовательно, величина $\bar{\ell}$ начинает оказывать влияние на физические процессы, происходящие в газе. Следует различать среднее расстояние между молекулами и средний свободный пробег молекул.

Например, на высоте 300 км от поверхности Земли $\bar{\ell} \approx 10^3$ м, а среднее расстояние между молекулами $\Delta \approx 10^{-5}$ м.

На основании кинетической теории и эксперимента получены следующие зависимости:

для определения вязкости разреженного газа:

$$\bar{\mu} = 0,499 \rho \bar{\nu} \bar{\ell}, \quad (4.1)$$

где $\bar{\nu} = \sqrt{8kT/\pi m}$ – средняя скорость молекул,

$k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$ – постоянная Больцмана,

$$\bar{\ell} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n};$$

для умеренных давлений $\rho \bar{\ell}$ остаётся постоянным;

для определения теплопроводности газа из одноатомных

молекул ($\lambda = \frac{15}{4} R_0 \mu$):

$$\lambda = 5\mu c'_v / 2, \quad (4.2)$$

где $\mu c'_v$ - молярная теплоемкость при постоянном объеме;

для газа из сложных молекул

$$(\mu = \rho \bar{v} \bar{\ell} / 3 ; \lambda = i \rho c'_v \bar{v} \bar{\ell} / 3):$$

$$\lambda = (9k - 5) \mu c'_v / 4. \quad (4.3)$$

Разделим обе части последнего выражения на $\rho c'_p$, и после преобразований получим формулу для определения числа Прандтля:

$$P_r = 4k / (9k - 5). \quad (4.4)$$

Видно, что μ и λ зависят от $\bar{\ell}$. Следовательно, это величина будет оказывать влияние и на теплоотдачу. На этот процесс оказывает влияние и характерный размер тела ℓ . Совместное влияние этих величин ($\bar{\ell}$ и ℓ) на теплоотдачу в разреженном газе наилучшим образом оценивается отношением:

$$Kn = \bar{\ell} / \ell, \quad (4.5)$$

которое называют числом Кнудсена.

Число Рейнольдса определяют по формуле:

$$Re = \rho W \ell / \mu = W \ell / (0,499 \bar{v} \bar{\ell}), \quad (4.6)$$

где W – скорость макроскопического потока газа.

Число Маха может быть представлено в виде:

$$M = W / a = (W / \bar{v}) \sqrt{8 / (k\pi)}. \quad (4.7)$$

Теперь можно выразить число Кнудсена через числа Маха и Рейнольдса:

$$Kn = \sqrt{k\pi / 2} (M / Re). \quad (4.8)$$

Число Кнудсена можно представить также в виде следующего соотношения:

$$Kn_{\delta} = \bar{\ell} / \delta, \quad (4.9)$$

где δ - толщина пограничного слоя.

Можно установить связь:

$$Kn = \bar{\ell} / \ell = \bar{\ell} \delta / \delta \ell = Kn_{\delta} \delta / \ell \approx M / Re, \quad (4.10)$$

откуда

$$Kn_{\delta} \approx \ell M / (\delta Re). \quad (4.11)$$

Известно, что безразмерная толщина пограничного слоя:

$$\delta / \ell \approx 1 / \sqrt{Re}, \quad (4.12)$$

откуда для случая очень малых чисел Рейнольдса следует, что δ становится соизмеримой с характерным размером тела ℓ , т.е. $\delta / \ell \approx 1$, поэтому:

$$Kn_{\delta} \approx M / Re. \quad (4.13)$$

Для случая очень больших чисел Рейнольдса:

$$Kn_{\delta} \approx \sqrt{Re} M / Re \approx M / \sqrt{Re}. \quad (4.14)$$

При обтекании разреженным газом твердого тела скорость потока не обращается в нуль у неподвижной стенки и газ не «прилипает» к поверхности, а «скользит вдоль нее». Температура газа у стенки не становится равной температуре самой стенки, т.е. у поверхности наблюдается скачок температуры между стенкой и слоем газа, непосредственно прилегающим к ней. Такой случай обтекания называют режимом скользящего потока.

Случай обтекания в условиях очень больших разрежений, когда длина свободного пробега $\bar{\ell}$ становится значительно больше ℓ и когда соударения молекул с телом происходят

значительно чаще, чем соударения молекул между собой, называют режимом свободно-молекулярного потока.

Границы перечисленных режимов потока определяются величиной отношения $M/\sqrt{\text{Re}}$.

Режим непрерывного потока определяется законами газовой динамики и существует при $M/\sqrt{\text{Re}} < 0,01$.

Режим скользящего потока существует в диапазоне $0,1 > M/\sqrt{\text{Re}} > 0,01$.

Переходная область между режимами скользящего потока и свободно-молекулярным существует в диапазоне $10 > M/\sqrt{\text{Re}} > 0,1$.

Режим свободно-молекулярного потока существует при $M/\sqrt{\text{Re}} > 10$.

Практически режим скользящего потока может возникнуть, например, при движении сферы диаметром $d \approx 0,3$ м на высоте 30–50 км над Землей, а свободно-молекулярного потока – на высоте более 130 км. Значит ИСЗ, как правило, омываются свободно-молекулярным потоком, а в период их выхода на орбиту они последовательно омываются потоком с непрерывным, скользящим, переходным и свободно-молекулярным режимом движения.

Тепловой поток от газа к стенке (или обратно) зависит от коэффициента аккомодации (приспособления), который представляет собой следующее отношение:

а) для одноатомных идеальных газов

$$\alpha_* = \frac{T_r - T_i}{T_w - T_i}, \quad (4.15)$$

где T_i – температура разреженного газа, молекулы которого ударяют в поверхность тела;

T_w – температура поверхности тела;

T_r – температура газа, молекулы которого отражаются от поверхности тела после столкновения с ним; предполагается, что отраженные молекулы не встречаются с другими, составляющими газ, в котором движется тело. Величина T_r имеет промежуточное значение между T_i и T_w .

б) для многоатомных реальных газов такая формула оказывается непригодной, т.к. сложные молекулы могут обладать не только кинетической энергией, прямо пропорциональной абсолютной температуре, но и внутренней (например, колебательные движения атомов внутри молекул), поэтому:

$$a_* = \frac{E_r - E_i}{E_w - E_i}, \quad (4.16)$$

где E – полные энергии соответствующих молекул;

E_w – полная энергия отраженных молекул, если бы температура газа, который они составляют, была бы равна T_w .

Коэффициент тепловой аккомодации a_* представляет собой долю, отданную падающими молекулами стенке, той энергии, которую они могли бы отдать стенке, если бы молекулы полностью аккомодировали к условиям на стенке. Он зависит от материала и качества поверхности твердого тела. Некоторые значения его приведены в таблице

Коэффициент тепловой аккомодации

Газ	Поверхность	a_*	Газ	Поверхность	a_*
H ₂	Светлая платина	0,32	Воздух	Слой лака на бронзе	0,88-0,89
H ₂	Темная платина	0,74	Воздух	Полированная бронза	0,91-0,94
O ₂	Светлая платина	0,81	Воздух	Обработанная бронза	0,89-0,93
O ₂	Темная платина	0,93	Воздух	Травленная бронза	0,93-0,95
N ₂	Платина	0,50	Воздух	Полированный чугун	0,87-0,93
N ₂	Вольфрам	0,35	Воздух	Обработанный чугун	0,87-0,88
He	Вольфрам	0,025-0,057	Воздух	Травленный чугун	0,89-0,96

В целях установления величин a_* проведено огромное количество экспериментов. Однако надежных данных пока еще далеко недостаточно.

4.1. Теплоотдача при режиме скользящего потока

Э.Р. Эккерт решил эту задачу для пластины, где учел эффекты скольжения в граничных условиях:

1) в начальный момент времени, когда пластина еще не начала двигаться в потоке:

$$w_x = W_x; x = 0; y > 0; \quad (4.17)$$

2) через некоторый промежуток времени после начала движения скорость газа w_x у поверхности не равна скорости самой пластины W_x . Если считать, что все молекулы отражаются зеркально, то скорость газа у стенки пропорциональна градиенту скорости на стенке, т.е.:

$$w_x = \bar{\ell} \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right)_{y=0, x>0}. \quad (4.18)$$

Решение уравнения Навье-Стокса для плоской задачи тогда имеет вид:

$$C_o M = \frac{2.67}{X_1^2} \left(e^{X_1^2} \operatorname{erfc} X_1 - 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} X_1 \right), \quad (4.19)$$

где C_o – коэффициент лобового сопротивления, определён как отношение силы сопротивления двух сторон пластины длиной ℓ и шириной равной единице, к величине $\rho \frac{W_{x\ell}^2}{2}$:

$$X_1 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\operatorname{Re}}{M^2}}; \operatorname{erfc} X_1 = 1 - \operatorname{erf} X_1. \quad (4.20)$$

По смыслу C_o представляет собой средний коэффициент трения $\left(C_f = 1.328 / \sqrt{\operatorname{Re}_e} \right)$, но динамическое давление определено по скорости пластины w_x .

Коэффициент теплоотдачи для рассмотренного случая был найден аналитически Дрейком на основании таких же упрощений. Уравнение энергии можно привести к виду:

$$W_x \frac{\partial t}{\partial x} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (4.21)$$

Граничные условия с учётом скачка температуры можно представить в виде:

$$T_{y=0} - T_w = \frac{2 - a_x}{a_*} \frac{2k}{k+1} \frac{\bar{\ell}}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad y=0, x>0; \quad (4.22)$$

$$T=T_f, \quad x=0, y>0.$$

Решение такого уравнения для $a_*=0,8$ и $k=1,4$ имеет вид:

$$StM = \frac{0.38}{X_2^2} \left(e^{X_2^2} \text{erfc} X_2 - 1 + \frac{2}{\sqrt{2}} X_2 \right),$$

$$x \partial e X_2 = \sqrt{\text{Re Pr} / (6.9 M^2)}, \quad (4.23)$$

и

$$St = \alpha / W_x \rho c_p.$$

Это уравнение ещё нуждается в экспериментальной проверке. Сравнение экспериментальных данных с аналитическими зависимостями числа Нуссельта от Рейнольдса в непрерывном потоке показывает, теплоотдача в скользящем потоке менее интенсивна, т.к. здесь проявляется дополнительное сопротивление тепловому потоку в виде скачка температуры у стенки.

4.2. Теплоотдача при режиме свободно-молекулярного потока

Такой режим наблюдается при очень больших разрежениях, когда длина свободного пробега молекул на один или более порядков превышает характерный размер тела. Теплоот-

дачу в этих условиях можно определить следующим образом: подсчитать энергию (поступательного, вращательного и колебательного движения) молекул падающих на тело; подсчитать энергию молекул отраженных от тела; разность этих двух энергий и будет искомой величиной.

Отметим, что даже при очень больших разрежениях газ сохраняет свои макроскопические свойства. Например, на высоте 150 км $\rho \approx 1,6 \times 10^{-8} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, т.е. очень мала, однако число молекул в 1 см³ равно $6,1 \times 10^{11}$, т.е. всё ещё очень велико и вполне достаточно для вычисления таких макроскопических величин, как давление, температура, число Маха. В тоже время в таком потоке не образуется пограничного слоя. Учитывая, что столкновения молекул друг с другом у поверхности тела происходит очень редко, можно считать, что в этом пространстве остаётся в силе закон распределения скоростей молекул, сформулированный Максвеллом (зерально-диффузная функция).

Это обстоятельство позволяет вычислить теплоотдачу на основании законов кинетической теории газов.

Температура восстановления в свободно - молекулярном потоке превышает температуру заторможенного потока, что объясняется достижением стенки всей энергии набегающего потока, при адиабатном же торможении часть энергии потока газа расходуется на работу преодоления сил трения.

Формулы для определения α удобно выражать через модифицированное число Стантона:

$$St' = \frac{\alpha}{\rho W_{\infty} c_p a_*} \frac{k}{k-1} = St \frac{k}{a(k-1)}, \quad (4.24)$$

и модифицированный коэффициент восстановления:

$$r' = \frac{T_{aw} - T_{\infty}}{W_{\infty}^2 / 2c_p} \frac{k+1}{k} = r \frac{k+1}{k}. \quad (4.25)$$

St' и r' зависят от формы тела и отношения:

$$S = \frac{W_{\infty}}{\sqrt{2RT_{\infty}}} = \sqrt{k/2n}, \quad (4.26)$$

где $\sqrt{2RT_{\infty}}$ - наиболее вероятная скорость молекул.

Формулы для определения среднего коэффициента теплоотдачи St' и коэффициента восстановления r' при взаимодействии свободно молекулярного потока с пластиной, расположенной к направлению его скорости под произвольным углом ψ имеют вид:

$$\begin{aligned} St' &= \frac{1}{4\sqrt{\pi s}} \left[e^{-(S \sin \psi)} + \sqrt{\pi} (S \sin \psi) \operatorname{erf}(S \sin \psi) \right], \\ r' &= \frac{1}{S^2} \left[2S^2 + 1 \frac{1}{1 + \sqrt{\pi} (S \sin \psi) \operatorname{erf}(S \sin \psi) e^{(S \sin \psi)^2}} \right]. \end{aligned} \quad (4.27)$$

В справочной литературе приведены зависимости $St'=f(S)$ и $r'=f(S)$ для различных тел.

5. ТЕПЛООТДАЧА В ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩИХ ПОТОКАХ

Рассмотрим такие системы, где стенка не участвует в теплоотдаче и не изменяет агрегатного состояния, а в газовой среде не проявляются эффекты, обусловленные большими скоростями.

5.1. Особенности теплоотдачи в химически реагирующем потоке

При распаде молекул и образовании новых веществ освобождается или затрачивается энергия. Поэтому в таких системах теплообмен сопровождается выделением или поглощением теплоты в процессе химических реакций.

В инертных системах физические параметры (λ , μ и т.д.) зависят только от температуры. В реагирующем газе они зависят также и от состава газа, и их распределение по сечению потока определяется изменением состава газовой смеси.

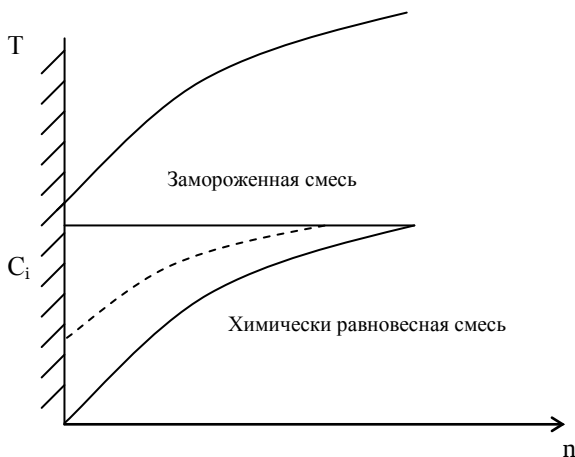


Рис. 5.1. Диффузия

Важное значение для процесса теплообмена имеет диффузия. Различают *баро*, *термо* и *концентрационную* диффузию. Первые два вида возникают и в инертных потоках (ими пренебрегают).

Концентрационная диффузия обусловлена неоднородностью состава смеси и влияет на теплообмен. Благодаря ей перенос тепла может увеличиваться во много раз.

Диффузия, происходящая под действием градиента концентрации, называется концентрационной диффузией.

Если в среде имеется разность температур, то более легкие молекулы обладающие большей подвижностью, стремятся перейти в теплые области, а тяжелые молекулы – в холодные (эффект Соре). Этот вид диффузии называется термодиффузией. При постоянном градиенте температуры устанавливается стационарный градиент концентрации вещества. Одновременно с термодиффузией, вызывающей частичное разделение смеси, возникает противоположно направленная градиентная диффузия, стремящаяся выровнять концентрации.

Если в неподвижной среде имеет место градиент давления, то тяжелые молекулы переходят в область высокого давления, а легкие – в область пониженного давления. Этот вид диффузии называется бародиффузией.

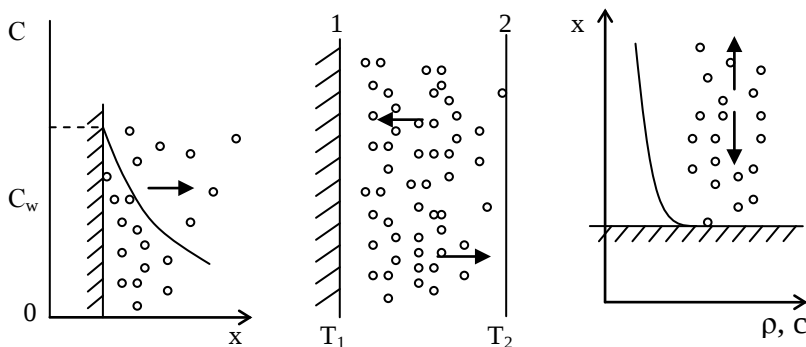


Рис. 5.2. Виды диффузии

Поток вещества определяется градиентом концентрации и коэффициентом диффузии. Поэтому коэффициент диффузии является дополнительным параметром, определяющим теплоотдачу. Изменение состава смеси по поперечному сечению потока зависит от скорости химических реакций, в результате которых образуются её компоненты. Если реакция образования (распада) i -го компонента идет бесконечно медленно, то массовая концентрация этого компонента изменяться не будет. Такой процесс называется *неравновесным*, а смесь *замороженной*. Реакции идут мгновенно, состав смеси в каждой точке определяется её состоянием: температурой и давлением. В таких условиях имеет место локальное химическое равновесие, смесь – химически равновесная.

Действительные процессы характеризуются конечными значениями скоростей. Поскольку в практике теплообмен при наличии химических реакций сопровождается высокими температурами, естественно ожидать больших скоростей и состава, близкого к равновесному.

В реагирующей смеси теплоотдача сопровождается высокими температурами и энтальпией частиц теплоносителя, но и тепловыми эффектами реакций. В этих условиях удобно пользоваться понятием *полной энтальпии*

$$I_i = c_{p_i} \cdot T + X_i, \quad (5.1)$$

где X - химическая энергия образования вещества из элементов, находится по тепловым эффектам реакции образования, определяется строением молекул и атомов и не зависит от условий.

$$\text{Полная энтальпия смеси } I = \sum_{i=1}^N g_i I_i.$$

5.2. Формула теплового потока

Вблизи стенки течение газа носит ламинарный характер, поэтому перенос конвекцией во внимание не принимается.

Теплота к стенке переносится теплопроводностью и диффундирующим веществом

$$q = q_n + q_d. \quad (5.2)$$

Теплота диффузии определяется плотностью потока массы каждого вещества g_i^* и его полной энтальпий I_i

$$q_d = \sum_{i=1}^N g_i^* \cdot I_i. \quad (5.3)$$

Для простоты рассмотрим 2-х компонентную смесь из i и j .

По закону Фика $g_i^* = -D_{ij} \cdot \frac{\partial C_i}{\partial n}$. В неподвижной среде при постоянных температуре и давлении плотность потока массы какой-либо примеси (компонента) за счет молекулярной диффузии определяется законом Фика (1855 г).

Для бинарной смеси $D_{ij} = D_{ji} = D$.

Тогда с учетом закона Фика $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} - D \sum I_i \frac{\partial C_i}{\partial n}$.

Выразим градиент $\frac{\partial T}{\partial n}$ через градиент концентрации.

Для этого продифференцируем выражение для I по n

$$\frac{\partial I}{\partial n} = \sum I_i \frac{\partial g_i}{\partial n} + \sum g_i \frac{\partial I_i}{\partial n}. \quad (5.4)$$

Т.к. $I_i = c_{p_i} \cdot T + X_i$, а X_i - фиксированная величина, и принимая c_{p_i} независимой от температуры, получим

$$\frac{\partial I}{\partial n} = c_{p_i} \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (5.5)$$

Тогда $\frac{\partial I}{\partial n} = \sum I_i \frac{\partial g_i}{\partial n} + \sum g_i c_{p_i} \frac{\partial I_i}{\partial n}$.

Т.к. $g_i = \frac{c_i}{\rho}$ и $\sum g_i c_{p_i} = c_p$, то $\frac{\partial I}{\partial n} = \frac{1}{\rho} \sum I_i \frac{\partial c_i}{\partial n} + c_p \frac{\partial T}{\partial n}$.

Следовательно, $\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{\partial I}{\partial n} - \frac{1}{\rho} \sum I_i \frac{\partial c_i}{\partial n} \right)$.

Подставив в формулу потока, получим

$$q = -\frac{\lambda}{c_p} \left(\frac{\partial I}{\partial n} - \frac{1}{\rho} \sum I_i \frac{\partial c_i}{\partial n} \right) - D \sum I_i \frac{\partial c_i}{\partial n}. \quad (5.6)$$

Окончательно

$$q = -\frac{\lambda}{c_p} \left[\frac{\partial I}{\partial n} + \left(\frac{D\rho c_p}{\lambda} - 1 \right) \frac{1}{\rho} \sum I_i \frac{\partial c_i}{\partial n} \right]. \quad (5.7)$$

Безразмерный комплекс из физических характеристик смеси называется *числом Льюиса-Семенова*

$$Le = \frac{D\rho c_p}{\lambda} = \frac{D}{a}. \quad (5.8)$$

Все коэффициенты a, v, D имеют одну и ту же размерность $-m^2/c$. Совокупность этих трех выражений называется тройной аналогией. Это важная характеристика. Для смесей, содержащих атома C, B, O, N и их соединения $Le = 1...1,5$. При наличии легких газов (H): $Le = 0,25...0,35$.

Рассмотрим простейший, но практически важный случай $Le = 1$, тогда

$$q = -\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial I}{\partial n}. \quad (5.9)$$

Если записать для потока на стенке, то

$$q_w = -\frac{\lambda_w}{c_{pw}} \cdot \left(\frac{\partial I}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (5.10)$$

На основании этой формулы закон Ньютона для теплового потока на стенке для реагирующих смесей можно представить в виде

$$q_w = \frac{\alpha}{c_{pw}} (I_f - I_w). \quad (5.11)$$

Эта формула отражает основную особенность процесса: тепловой поток пропорционален не разности температур, а разности полных энтальпий. Главное влияние химических реакций учитывается заменой энтальпий торможения i_0 полными энтальпиями торможения I_0

$$q_w = \frac{\alpha}{c_{pw}} (I_e - I_w), \quad (5.12)$$

где $I_e = I_1 + r \frac{u^2}{2}$; $I_1 = \sum_1^n I_{i1} c_{i1}$; $I_w = \sum_1^n I_{iw} c_{iw}$.

В химически реагирующем потоке изменение температуры частицы означает не только изменение её энтальпии, но и поглощение (или выделение) теплоты вследствие химических реакций.

Учет этой особенности приводит к существенным количественным изменениям. Например, при горении керосина в кислороде температура газов равна 3500 K. При $T_w = 1000$ K получается

$$T_f - T_w = 2500 \text{ K}; \quad \frac{T_f - T_w}{c_{pw}} = 3500 \text{ K}. \quad (5.13)$$

При использовании последней формулы необходимо учитывать влияние на теплообмен концентрационной диффузии, $Le \neq 1$ и степень химической равновесности смеси.

Вследствие сильной диссоциации продуктов сгорания часть химической энергии не переходит в тепловую. На охлажденной стенке при $T_w \approx 1000$ K происходит рекомбинация с выделением тепла. Расчет без учета этого процесса приведет к ошибке $\sim 50\%$, которая будет возрастать при увеличении температуры газа.

5.3. Физические свойства равновесно диссоциирующего газа

Расчету теплообмена должна предшествовать оценка зависимости физических параметров смеси от температуры или полной энтальпии. Физические параметры определяются составом смеси, который существенно зависит от температуры и давления. При увеличении температуры степень диссоциации увеличивается, а при увеличении давления уменьшается.

Для двухкомпонентной смеси представление о составе смеси дает степень диссоциации α^* . Например, для реакции диссоциации водорода $H_2 \leftrightarrow 2H$.

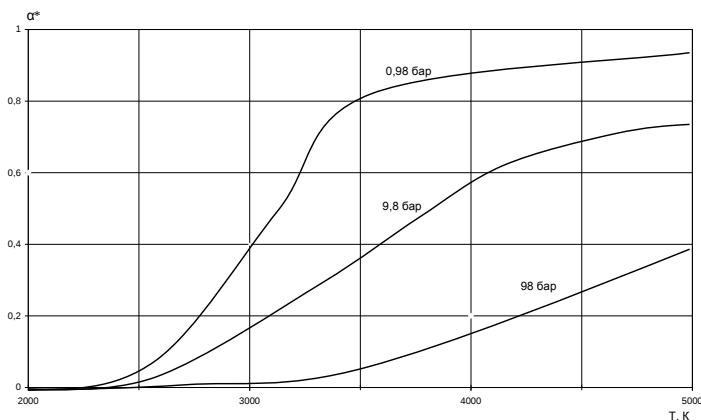


Рис. 5.3. Степень диссоциации

Видно, что при атмосферном давлении диссоциация водорода становится заметной, начиная с температуры ~ 3000 K, а повышение давления существенно подавляет диссоциацию.

Введем понятие *эффективного коэффициента теплопроводности*.

Плотность теплового потока равна

$$q = q_{\lambda} + q_g . \quad (5.14)$$

Если принять форму закона Фурье не только для q_{λ} , но и для q_g , то

$$q_{\lambda} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \text{ и } q_g = -\lambda_{\text{хим}} \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (5.15)$$

где λ - для инертной массы, а $\lambda_{\text{хим}}$ - отражает влияние диффузии на тепловой поток.

Подставив эти значения в исходное выражение, получим

$$q = -\lambda(\lambda + \lambda_{\text{хим}}) \frac{\partial T}{\partial n} = -\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (5.16)$$

где $\lambda_{\text{эф}} = \lambda + \lambda_{\text{хим}}$ - эффективный коэффициент теплопроводности реагирующей смеси.

Для многокомпонентной смеси $\lambda_{\text{эф}}$ можно вычислить по формуле

$$\lambda_{\text{эф}} = \lambda + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{m_i}{m} \cdot I_i \cdot D_{ij}^* \cdot \frac{\partial c_j}{\partial T}, \quad (5.17)$$

где m_i и m - молекулярные массы i -го компонента и смеси; D_{ij}^* - коэффициент диффузии многокомпонентной смеси; c_j - концентрация j -го компонента.

Состав газа позволяет также рассчитать теплоемкость газовой смеси. Однако кроме обычной теплоемкости, которую в данном случае называют *замороженной*, представляет интерес *эффективная теплоемкость*, которая определяется изменением полной энтальпии единицы массы при изменении ее температуры на 1° . Выразим связь изменения полной энтальпии в зависимости от изменения температуры формулой

$$I_2 - I_1 = c_{p\text{эф}}(T_2 - T_1). \quad (5.18)$$

Следовательно,

$$c_{p\text{эф}} = \frac{I_2 - I_1}{T_2 - T_1} = \frac{\Delta I}{\Delta T}. \quad (5.19)$$

Характер зависимостей $\lambda_{эф} = f(T, p)$ и $c_{pэ} = f(T, p)$ для диссоциирующего водорода при локальном химическом равновесии показан на рис. 5.4.

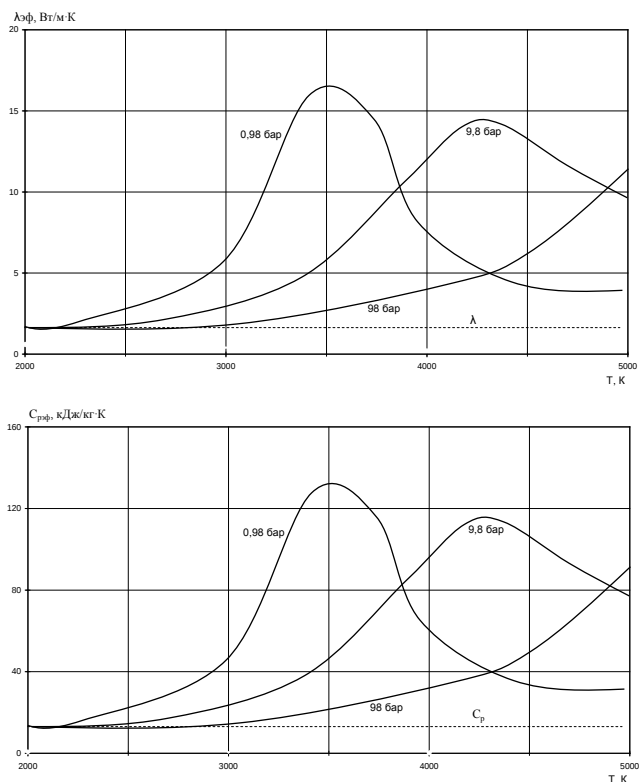


Рис. 5.4. Локальное химическое равновесие для диссоциирующего водорода

Максимумы обусловлены тем, что с ростом температуры диссоциация приводит сначала к усилению неоднородности состава смеси, что вызывает увеличение массовых потоков диффундирующего вещества, а затем – к уменьшению неоднородности состава, т.к. при распаде всех молекул на атомы газ снова будет однородным. Если газовая смесь содержит не-

сколько диссоциирующих веществ, то в зависимости будет несколько максимумов.

В соответствии с составом смеси изменяется также её динамический коэффициент вязкости.

5.4. Условия подобия при наличии равновесных химических реакций

Процессы течения и теплоотдачи химически реагирующего потока описываются дифференциальными уравнениями движения, сплошности, энергии, массообмена и теплоотдачи, а для сжимаемых сред и уравнения состояния.

Уравнения движения, сплошности и состояния отличаются в данном случае тем, что входящие в них параметры характеризуют не один газ, а смесь, и зависит не только от T и p , но и от состава смеси.

Уравнение энергии записывается не для температуры, а полной энтальпии

$$\rho \frac{DI}{d\tau} = -\operatorname{div} q \quad \text{или} \quad \rho \frac{DI}{d\tau} = \operatorname{div} (\lambda_{\text{эф}} \operatorname{grad} T). \quad (5.20)$$

Уравнение массообмена имеет вид:

$$\frac{Dc_i}{d\tau} = \operatorname{div} \sum_{j=1}^N \frac{m_i}{m} D_{ij}^* \cdot \operatorname{grad} c_i + g_{vi}^*, \quad (5.21)$$

где g_{vi}^* - мощность внутренних источников или стоков вещества, определяется скоростью прямой и обратной реакции. Для химически равновесного состава $g_{vi}^* = 0$.

При химическом равновесии состав газа определяется только температурой и давлением. Поэтому для определения состава газа нет необходимости решать уравнение массообмена.

Дифференциальное уравнение теплоотдачи: с одной стороны $q_w = -\lambda_{эф} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0}$, с другой $q_w = \frac{\alpha}{c_{pw}} (I_f - I_w)$. Тогда

$$\alpha = -\frac{\lambda_{эф} c_{pw}}{\Delta I} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0}.$$

Анализ дифференциальных уравнений энергии и теплоотдачи позволяет выявить числа подобия для химически реагирующих потоков. Помимо обычных критериев конвективной теплоотдачи $Pe = \frac{w \cdot l}{a} = idem$ и $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = idem$ в химически реагирующей смеси появляется дополнительное условие подобия $Le = \frac{D^*}{a} = idem$.

Если дифференциальные уравнения энергии и теплоотдачи записать через эффективные параметры, то получим числа подобия

$$Pe_{эф} = \frac{\mu \cdot c_{pэф}}{\lambda_{эф}} = idem \text{ и } Nu_{эф} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda_{эф}}. \quad (5.22)$$

Число Le может быть выражено через эффективные параметры смеси. Получено следующее выражение

$$Le = \frac{\frac{\lambda_{эф}}{\lambda} - 1}{\frac{c_{pэф}}{c_p} - 1}. \quad (5.23)$$

Зная число Le , легко найти эффективный коэффициент диффузии

$$D_{эф} = a \cdot Le. \quad (5.24)$$

5.5. Коэффициент теплоотдачи в химически реагирующих средах

Как уже отмечалось, при локальном химическом равновесии система дифференциальных уравнений, описывающих процесс теплоотдачи, имеет тот же вид, что и для инертных газов (уравнение массообмена опускается). Воспользовавшись понятием эффективной теплоемкости дифференциальному уравнению энергии можно придать тот же вид, что и для инертных газов

$$c_{p\text{эф}} \cdot \rho \frac{DT}{dr} = \text{div} (\lambda_{\text{эф}} \text{grad } T). \quad (5.25)$$

Дифференциальному уравнению теплоотдачи также можно придать тот же вид, что и для инертных газов

$$\alpha_{\text{эф}} = -\frac{\lambda_{\text{эф}w}}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0}, \quad (5.26)$$

где $\alpha_{\text{эф}} = \frac{\alpha \cdot \Delta I}{c_{pw} \Delta T} = \frac{c_{p\text{эф}}^*}{c_{pw}}$, c_{pw} - среднее значение изобарной

теплоемкости в диапазоне температур $T_f - T_w$.

Таким образом, теплоотдача в реагирующем газе при локальном химическом равновесии и в инертном потоке описывается одинаковыми уравнениями. Это дает возможность использовать формулы, полученные теоретическим и экспериментальным путем при исследовании теплоотдачи в инертных средах путем простой замены в них λ, c_p и α на $\lambda_{\text{эф}}, c_{p\text{эф}}$ и $\alpha_{\text{эф}}$.

Таким образом, если для инертной среды $Nu = c \cdot \text{Re}^m \cdot \text{Pr}^n$, то это уравнение подобия можно использовать для оценки теплоотдачи в химически реагирующем потоке, придав форму

$$Nu_{\text{эф}} = c \cdot \text{Re}^m \cdot \text{Pr}_{\text{эф}}^n, \quad (5.27)$$

где $Nu_{эф} = \frac{\alpha_{эф} \cdot l}{\lambda_{эф}}$, $Pr_{эф} = \frac{c_{pэф} \cdot \mu}{\lambda_{эф}}$.

Деля почленно последние уравнения, получим

$$\frac{\alpha}{\alpha_H} = \left(\frac{\lambda_{эф}}{\lambda} \cdot \frac{c_p}{c_{pэф}} \right)^{1-n} \cdot \frac{c_{pw}}{c_p} \cdot \frac{c_{pэф}}{c_{pэф}^*}, \quad (5.28)$$

где α_H - коэффициент теплоотдачи в инертной (нераагирующей) среде.

Логичнее использовать среднеинтегральные характеристики теплофизических характеристик реагирующей среды, из-за немонотонного изменения их по температуре. Тогда формулу можно переписать в виде

$$\frac{\alpha^*}{\alpha_H} = \left(\frac{\lambda_{эф}^*}{\lambda^*} \cdot \frac{c_p^*}{c_{pэф}^*} \right)^{1-n}, \quad (5.29)$$

где $\alpha^* = \alpha \frac{c_p^*}{c_{pw}}$, а $\lambda_{эф}^*$, λ^* , $c_{pэф}^*$ и c_p^* - среднеинтегральные значения параметров.

Коэффициент α^* также представляет собой коэффициент теплоотдачи химически реагирующей среды, только при его использовании формулу для плотности теплового потока следует записать в виде

$$q_w = \frac{\alpha^*}{c_p^*} (I_f - I_w). \quad (5.30)$$

Влияние химических реакций на коэффициент теплоотдачи отражается числом Le . Влияние Re и Pr на теплоотдачу одинаково для химически реагирующих и инертных систем.

Из этого можно заключить, что $\frac{\alpha^*}{\alpha_H} = c \cdot Le^K$. Здесь Le - локальное значение числа Льюиса-Семенова, и поэтому эта формула справедлива при $\Delta T \rightarrow 0$.

Коэффициенты c и k в этой формуле можно определить расчетом, используя уже известные формулы для $\frac{\alpha^*}{\alpha_H}$ и Le .

Для продуктов сгорания 2-х пар ракетных топлив при $n = 0,33$ и $n = 0,43$ найдено, что $c=1$, а k зависит от величины n и диапазона измерения Le . Обобщение расчетных точек позволило найти

для $Le < 1$ $k = 0,582 \cdot (1-n)$ при $n = 0,33$ $k = 0,39$;

для $Le > 1$ $k = 0,717 \cdot (1-n)$ при $n = 0,33$ $k = 0,48$.

При расчетах реальных систем $\Delta T \neq 0$ в формулу следует вводить среднеинтегральное значение числа Льюиса-Семенова Le^* .

Расчетная формула в этом случае имеет вид

$$\frac{\alpha^*}{\alpha_H} = Le^{*S(1-n)}, \quad (5.31)$$

где для системы, в которой $T_w < T_S < T_f$:

$$Le^* = \frac{1}{T_f - T_w} \int_{T_w}^{T_f} Le dT = \frac{T_S - T_w}{T_f - T_w} + \frac{1}{T_f - T_w} \int_{T_S}^{T_f} Le dT \quad (5.32)$$

и при $Le^* < 1$ $S = 0,582$, а при $Le^* > 1$ $S = 0,717$.

При $Le^* = 1$ $\alpha^* = \alpha_H$.

6. РАСЧЕТ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЖРД

Конвективный теплообмен в соплах ЖРД с точки зрения анализа и расчета является очень сложным процессом: он происходит при высоких скоростях и температурах газового потока, газ должен считаться сжимаемым, давление газа вдоль оси сопла переменное, в продуктах сгорания, образующих поток, идут химические процессы.

При движении сжимаемой жидкости с высокой скоростью и температурой на стенках камеры и сопла образуются динамический и тепловой пограничный слой. В динамическом пограничном слое под действием сил вязкости скорость движения потока уменьшается от скорости в ядре до нуля на стенке (условие прилипания). В тепловом пограничном слое изменяется температура газа от значений в ядре потока до значений у стенки $T_{z.cm}$.

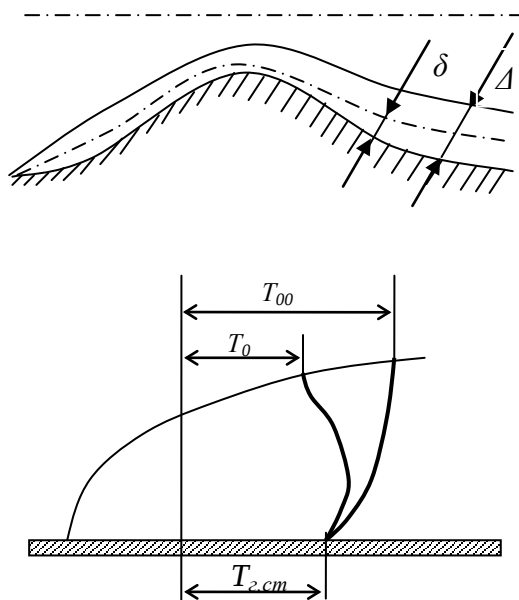


Рис. 6.1. Динамический и тепловой пограничные слои

В зависимости от того имеется отвод тепла или нет характер изменения температуры различен. При теплоизолированной (адиабатной) стенке величина $T_{c,cm}$ в идеальном случае равна температуре торможения ядра потока T_{oo} . При отводе тепла будет ниже T_{oo} . В общем случае $\delta \neq 1$.

При скоростях потока, обычных для ЖРД на стенках камеры и сопла образуется турбулентный пограничный слой. При этом на главное осреднённое движение как бы накладывается неупорядоченное движение. В результате происходит перемещение частиц или молекул жидкости. При теоретическом решении конвективного переноса в ЖРД учитываются дополнительные турбулентные касательные напряжения и конвективный тепловой поток, возникающие из-за пульсационного движения. Они выражаются через длину пути перемешивания. Необходимо учитывать наличие ламинарного подслоя.

6.1. Учёт влияния диссоциации

Процесс теплообмена в условиях ЖРД усложняется тем, что теплоотдача к стенке происходит от высокотемпературного потока диссоциированных продуктов сгорания. Поэтому при перемещении молекул переносится не только физическое тепло, содержащееся в этих продуктах. При охлаждении молекул у стенки происходит реакция рекомбинации, сопровождающаяся дополнительным выделением тепла. Это ещё более интенсифицирует процесс теплообмена. Если считать, что в пограничный слой остаётся равновесным, то общее количество тепла, переносимое молекулами можно оценить величиной изменения полной энтальпии молекул. Т.е. роль температуры играет полная энтальпия $J_{n,oo}$.

Выражение, определяющее конвективный поток (ламинарные процессы, турбулентное перемешивание, химические реакции).

$$q_k = \frac{\lambda}{c_p} \frac{dJ_{n,oo}}{dy} - g\rho v'J', \quad (6.1)$$

где $J'_{n,oo}$ - пульсация полной энтальпии заторможенного потока. Задача отыскания пульсаций и осреднения полной энтальпии очень сложна при наличии химических реакций.

Чтобы упростить задачу В.И. Ивлевым предложено ввести понятие *эффективной температуры* $T_{эф}$, определяемой из условия:

$$T_{эф} = \frac{RT}{R_n}, \quad (6.2)$$

где T и R – температура и газовая постоянная диссоциирующего газа;

R_n – газовая постоянная недиссоциированных продуктов сгорания топлива того же начального состава.

Т.к. $R_n \leq R$, то $T_{эф} \geq T$.

Таким образом, используя в расчётах более высокую температуру $T_{эф}$, учитывают интенсификацию теплообмена за счёт потока диссоциированных продуктов и протекания реакций рекомбинации.

$$\text{При этом теплоёмкость } C_{P_{эф}} = \frac{dJ}{dT_{эф}} \left[T_* = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \right].$$

Эффективная температура торможения

$$T_{эф,oo} = T_{эф} + A \frac{w^2}{2qc_{p,эф,ср}}.$$

$c_{p,эф,ср}$ – средняя теплоёмкость в диапазоне температур $(T_{эф} - T_{эф,oo})$.

6.2. Интегральные уравнения энергии и импульсов для каркаса

Дифференциальные уравнения турбулентного пограничного слоя при осесимметричном течении газа имеют вид:

1. Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(r g \rho w)}{\partial x} + \frac{\partial(r g \rho v)}{\partial y} = 0. \quad (6.3)$$

2. Уравнение движения

$$\rho w \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau)}{\partial y}. \quad (6.4)$$

3. Уравнение энергии

$$g \rho w \frac{\partial J_{n.o.o}}{\partial x} + g \rho v \frac{\partial J_{n.o.o}}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r q_k)}{\partial y}, \quad (6.5)$$

где $q_k = \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial J_{n.o.o}}{\partial y} - \overline{g \rho v' J'_{n.o.o}}.$

4. Уравнение состояния

$$p = g \rho R_{\mu} T_{\varepsilon \phi}, \quad (6.6)$$

5. Уравнение зависимости вязкости и теплопроводности от температуры

$$\begin{aligned} \mu &= c_{\mu} (T_{\varepsilon \phi})^n; \\ \lambda &= c_{\lambda} (T_{\varepsilon \phi})^n, \end{aligned} \quad (6.7)$$

c_{μ} и c_{λ} – константы;

r – кратчайшее расстояние от оси камеры до данной точки погранслоя;

w и u – проекции осреднённой скорости на оси x и y ;

x – расстояние по образующей камеры и сопла;

y – расстояние по нормали к поверхности.

Граничные условия:

1. При $y=0$ (на стенке): $r=R$; $w=v=0$; $T_{\varepsilon \phi}=T_{\varepsilon \phi.o.o}=T_{z.cm}$; $q_k=q_{au}$; $\tau=\tau_{cm}$.

2. При $y=\delta$: $w=\bar{w}$; $\tau=0$ ($\bar{w}$ – скорость в ядре потока).

3. При $y=\Delta$: $q_k=0$; $J_{n.o.o} = \bar{J}_{n.o.o}$ ($\bar{J}_{n.o.o}$ – полная энтальпия ядра)

Считаем $\bar{J}_{n.o.o}$ постоянной вдоль камеры и сопла; значения $\bar{w}(x)$ и $T_{z.cm}(x)$ – известными.

Опустив промежуточные выкладки, запишем интегральное уравнение энергии погранслоя в безразмерном виде:

$$\frac{d \operatorname{Re}_{\theta}}{d\bar{x}} + \operatorname{Re}_{\theta} \frac{d(\ln \bar{R})}{d\bar{x}} + \operatorname{Re} \frac{d(\ln \bar{i}_{oo})}{d\bar{x}} = \frac{\operatorname{Re}}{A_T^2} \beta \frac{p}{p_{oo}}, \quad (6.8)$$

где $\bar{x} = \frac{x}{D_{кр}}$; $\bar{R} = \frac{R}{D_{кр}}$.

В качестве определяющего размера принят $D_{кр}$ – диаметр сопла в критике. $\operatorname{Re}_{\theta} = \frac{\rho_{лам} \bar{w} \theta}{\bar{\mu}_{эф.oo}}$ – число Re, подсчитанное по толщине потери энергии θ .

$$\theta = \int_0^1 \frac{r}{R} \frac{\rho}{\rho_{лам}} \frac{w}{\bar{w}} \left(1 - \frac{i_{oo}}{\bar{i}_{oo}}\right) dv, \quad (6.9)$$

$$i_{oo} = J_{n.oo} - J_{cm}; \bar{i}_{oo} = \bar{J}_{n.oo} - \bar{J}_{n.cm}.$$

$$\operatorname{Re}_{oo} = \frac{D_{кр} \rho \bar{w}_{max}}{\bar{\mu}_{эф.oo}} - \text{характерное число Re, подсчитанное по}$$

максимально возможной скорости истечения ядра потока в пустоту.

$$\bar{w}_{max} = \sqrt{\frac{2g}{A} c_{p_{эф.oo}} \bar{T}_{эф.oo}}. \quad (6.10)$$

$$\beta = \frac{\bar{w}}{\bar{w}_{max}} - \text{газодинамическая функция}$$

$$A_T^2 = \frac{g \bar{\rho}_{эф.oo} \bar{w} \frac{p}{\bar{p}_{oo}} \bar{i}_{oo}}{q_{cm}}, \quad (6.11)$$

$\bar{p}_{oo}$ и $\bar{\rho}_{oo}$ – давление и плотность замороженного ядра потока.

Аналогично выглядит интегральное уравнение импульсов:

$$\frac{d \operatorname{Re}_v}{d\bar{x}} + \operatorname{Re}_v \frac{d(\ln \bar{R})}{d\bar{x}} + \frac{c \operatorname{Re}_v}{d\bar{x}} \cdot \frac{d(\ln \beta)}{d\bar{x}} = \frac{\operatorname{Re}_{oo}}{A_w^2} \beta \frac{P}{\bar{P}}. \quad (6.12)$$

$Re_v = \frac{\rho_{лам} \bar{w} v}{\bar{\mu}_{эф.оо}}; v = \int_0^{\partial} \frac{r}{R} \frac{\rho}{\rho_{лам}} \frac{w}{\bar{w}} (1 - \frac{w}{\bar{w}}) dy$ – толщина потери импульса,

$$A_w = \bar{w} \sqrt{\frac{\bar{\rho}_{оо}}{\tau_{см}}} \frac{P}{\bar{P}_{оо}}; c = H_w + 1 - (1 - \bar{J}_{см}) H_T; \bar{J}_{см} = \frac{J_{см}}{J_{п.оо}}; \quad (6.13)$$

$$H_w = \frac{1}{v} \int_0^{\partial} \frac{r}{R} \frac{\rho}{\rho_{лам}} (1 - \frac{w}{\bar{w}}) dy; H_T = \frac{1}{\theta} \int_0^{\nabla} \frac{r}{R} \frac{\rho}{\rho_{лам}} (1 - \frac{i_{оо}}{\bar{i}_{оо}}) dy.$$

Решение задачи по определению q_t сводится к решению одного из интегральных уравнений и отношению связи комплексов Re_{θ} , Re_v , A_T и A_w .

Формула для q_k позволяет рассчитать местные потоки.

Порядок расчёта конвективных тепловых потоков следующий:

Исходными данными являются геометрия камеры и сопла (контур), топливо и соотношение компонентов (результаты термодинамического расчёта и расчёта горения).

1. Разбиваем камеру и сопло на отдельные участки. Сопло на 10 – 20 участков, камера на 3 – 4 участка. Для каждого участка определяем $\bar{D}, \cos \gamma$.

2. Задаемся распределением по длине T_{rw} . Для упрощения расчёта можно считать $T_{rw} = Const$.

3. Определяем $\bar{T}_{эф.оо}, \bar{\mu}_{эф.оо}, c_{p_{эф.ср}}$ и R_H . Определив $\bar{T}_{эф.оо}$, находим распределение по длине $\bar{T}_{rw}, b_T^2$ и $\frac{1}{a_T b_T^2 \bar{D}^{1.2}}$.

4. Определяем $Re_{оо}$.

5. Рассчитываем величину z_T по длине камеры и сопла.

Величины $\frac{1}{a_T b_T^2 \bar{D}^{1.2}}$ и $f(\bar{D})$ находим по вспомогательным графикам.

6. Находим изменение $\psi_T = f(z_T)$ по длине сопла и камеры по вспомогательному графику.

7. Находим распределение q_k по длине. Величину $\beta(1-\beta^2)^6$ из вспомогательного графика.

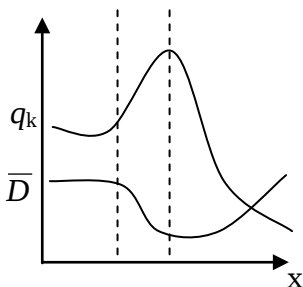


Рис. 6.2. Вид вспомогательного графика

6.3. Пересчет конвективных тепловых потоков

Видно, что расчет q_k – является трудоемкой задачей, поэтому удобнее пользоваться методикой пересчета данных по конвективным потокам для известного нам «базового» или «эталонного» двигателя на проектируемый.

Для получения формул пересчета найдём связь между q_k для двух геометрически подобных камер сгорания, отличающихся размерами, p_k , видам топлива, соотношением компонентов и температурой стенки.

Для этого формулу для q_k удобно представить в виде:

$$q_k = k_1 \frac{\beta(1-\beta^2)^6 \bar{P}_{oo}^{0.86} c_{p_{эф.ср}} (\bar{T}_{эф.oo} - T_{з.ст}) (\bar{\mu}_{эф.oo} \cdot 10^6)^{0.13}}{B^{0.13} D_{кр}^{0.13} (\sqrt{R_H \bar{T}_{эф.oo}})^{0.87} \bar{T}_{з.ст}^{0.26}}, \quad (6.14)$$

где $B = \frac{1}{\bar{D}^{1.2}} \int_0^{\bar{x}_1} \frac{f(\bar{D})}{\cos \gamma} d\bar{x}_1 = \frac{z_T a_T b_T}{Re_{oo}}$ – комплекс, имеющий для геометрически подобных двигателей в сходственных точках одинаковое значение.

Сравнивая конвективные потоки «базового» двигателя (индекс 1) и геометрически подобного ему двигателя, получим для сходственных точек, в которых $\bar{D}$, а следовательно и комплекс B одинаковы, следующее соотношение:

$$\frac{q_k}{q_k^l} = \left(\frac{\bar{P}_{oo}}{\bar{P}_{oo}^l} \right)^{0.87} \left(\frac{D_{кр}^l}{D_{кр}} \right)^{0.13} \left(\frac{R_H^l}{R_H} \right)^{0.435} \times \\ \times \frac{c_{P_{эф.кр}} (\bar{T}_{эф.oo} - T_{з.см})}{c_{P_{эф.кр}}^l (\bar{T}_{эф.oo}^l - T_{з.см}^l)} \left(\frac{\bar{\mu}_{эф.oo}}{\bar{\mu}_{эф.oo}^l} \right)^{0.13} \left(\frac{\bar{T}_{эф.oo}}{\bar{T}_{эф.oo}^l} \right)^{0.175} \left(\frac{\bar{T}_{з.см}^l}{\bar{T}_{з.см}} \right)^{0.26} \quad (6.15)$$

$$\text{Обозначим } S = \frac{c_{P_{эф.кр}} (\bar{T}_{эф.oo} - T_{з.см}) \bar{\mu}_{эф.oo}^{0.13}}{R_H^{0.435} \bar{T}_{эф.oo}^{0.175} \bar{T}_{з.см}^{0.26}}.$$

$$\text{Тогда } \frac{q_k}{q_k^l} = \left(\frac{\bar{P}_{oo}}{\bar{P}_{oo}^l} \right)^{0.87} \left(\frac{D_{кр}^l}{D_{кр}} \right)^{0.13} \frac{S}{S^l}.$$

Величина S зависит от рода топлива, соотношения компонентов и температуры газовой стенки. Для каждого топлива можно рассчитать графики S . Формулу можно использовать для приближённых расчётов и геометрически неподобных, но близких по форме двигателей. При этом значения q_k и S надо брать для сходственных сечений по $\bar{D}$.

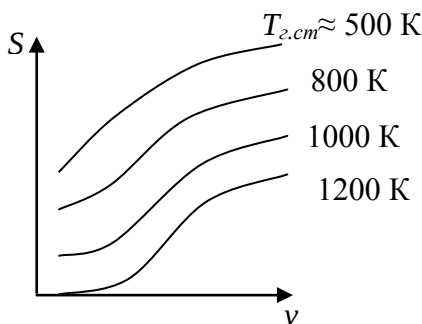


Рис. 6.3. Графики величины S

6.4. Теплообмен в сверхзвуковом сопле

В этом случае ρ_1 , T_1 , w_1 , μ_1 , T_e , R – переменны вдоль поверхности сопла.

Формула для $x_{\text{эф}}$ имеет вид:

$$x_{\text{эф}} = \frac{\int_0^x \rho_1 w_1 \left[R \frac{T_e - T_w}{T_{*1} - T_w} \right]^{1.25} \left(\frac{\mu_{*1}}{\mu_1} \right)^{-0.25} \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{-0.2} \left(\frac{T_e}{T_1} \right)^{-0.55} dx}{\rho_1 w_1 \left[R \frac{T_e - T_w}{T_{*1} - T_w} \right]^{1.25} \left(\frac{\mu_{*1}}{\mu_1} \right)^{-0.25}}. \quad (6.16)$$

Формула для определения α :

$$St = 0.029 \text{Pr}^{-0.6} \text{Re}_{\text{эф}}^{-0.2} \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{-0.2} \left(\frac{T_e}{T_\lambda} \right)^{-0.55}. \quad (6.17)$$

Если учесть, что $\pi R^2 \cdot \rho_1 w_1 = G$, то

$$x_{\text{эф}} = \frac{\int_0^x R^{-0.75} \left[\frac{T_e - T_w}{T_{*1} - T_w} \right]^{1.25} \left(\frac{\mu_{*1}}{\mu_1} \right)^{-0.25} \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{-0.2} \left(\frac{T_e}{T_1} \right)^{-0.55} dx}{R^{-0.75} \left[\frac{T_e - T_w}{T_{*1} - T_w} \right]^{1.25} \left(\frac{\mu_{*1}}{\mu_1} \right)^{-0.25}}. \quad (6.18)$$

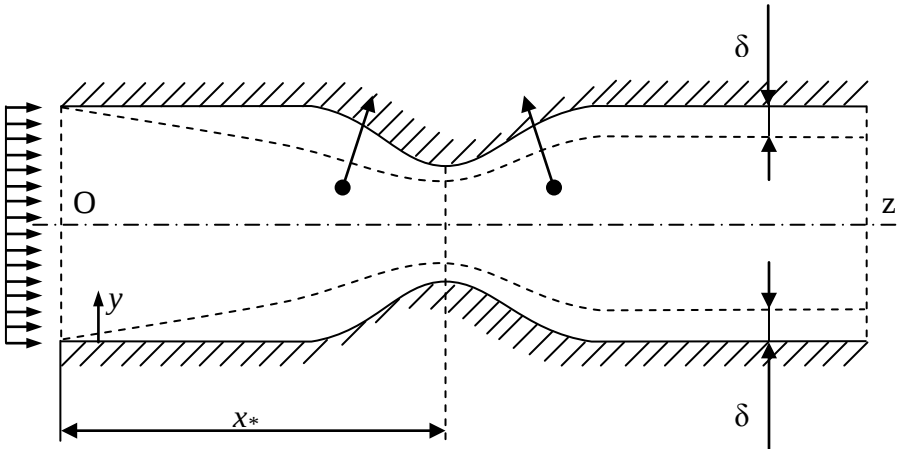


Рис. 6.4. Сверхзвуковое сопло

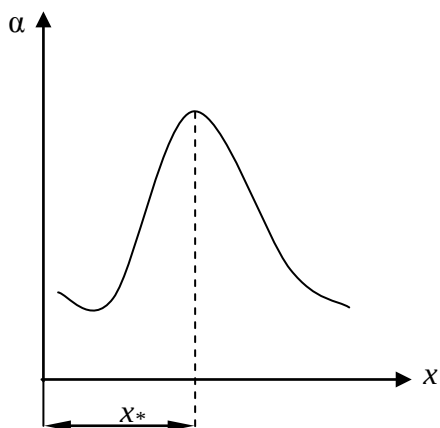


Рис. 6.5. Определение параметра α

7. КОНВЕКТИВНАЯ ТЕПЛООТДАЧА ОТ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ К СТЕНКЕ

Конвективный теплообмен в ЖРД, складывающийся из совокупности процессов теплопроводности и конвекции, является наиболее мощным процессом передачи теплоты в стенку. Этот же процесс является практически единственным процессом передачи теплоты от стенки в охлаждающую жидкость. Особенности конвективного теплообмена в ЖРД тесно связаны с особенностями протекания процессов в камере сгорания. В подавляющем большинстве случаев компоненты топлива вводятся в камеру через форсунки, расположенные равномерно на плоской головке в торце камеры. Причем при впрыске компонентов в камеру большая часть их распыливается на капли, а меньшая часть, главным образом от периферийных форсунок и поясов завесы охлаждения, попадает непосредственно на стенку, образуя жидкую пленку. В соответствии с компоновкой и расположением форсунок поток ПС можно условно разделить на две области: центральную, или ядро потока, состоящую из струй с наибольшей температурой, и периферийную, или пристеночную, имеющую струи с существенно более низкой температурой. Иногда между ними можно еще выделить третью область с переходной температурой между ядром и пристенком.

На рис. 7.1 показана условная схема развития процессов возле стенки.

К концу начального участка считается, что жидкая пленка на стенке и капли над ней полностью испарились и выгорели, образовав пристеночный слой с равномерными по его начальной толщине H_0 составом и температурой, соответствующими среднему исходному соотношению компонентов в нем $K_{mwo} = m_o / m_r$.

Остальной поток ПС (ядро) имеет состав и температуру, соответствующие среднему значению соотношения компонентов в нем $K_{тя}$. При движении ПС вдоль стенки камеры ЖРД

возникает постепенно расширяющаяся переходная зона перемешивания h , в которой происходит под действием турбулентности изменение K_{mw} до K_{mj} . Условно можно считать, что пограничный слой начинается с момента конца испарения жидкой пленки. Параметры ПС в пограничном слое будут определяться соответствующим соотношением компонентов.

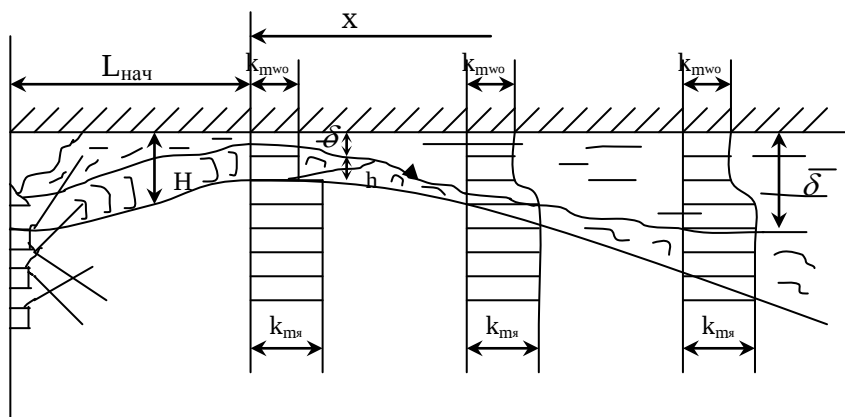


Рис. 7.1. Условная схема развития процессов возле стенки

Другая особенность конвективного теплообмена в условиях ЖРД состоит в том, что необходимо учитывать еще один возможный путь переноса теплоты, который наблюдается в ПС высокой температуры. Температура газа в пристеночном слое камеры может быть настолько высокой, что ПС окажутся частично диссоциированными и, следовательно, будут обладать определенной химической энергией, которая при рекомбинации выделяется в виде теплоты. Условия, благоприятные для протекания процессов рекомбинации, существуют в пограничном слое, особенно в слоях, близких к стенке, где температура намного ниже температуры основной части пристеночного слоя. Следовательно, можно предполагать, что ПС,

попадая из основной части пристеночного слоя, где они диссоциированы, в пограничный слой, особенно в близлежащие к стенке слои, приносят дополнительную химическую энергию, выделяющуюся в виде теплоты при рекомбинации диссоциированных ПС. Логично считать, что при турбулентном перемешивании в пограничном слое всюду состав соответствует равновесному, т.е. химические реакции успевают протекать.

Наконец, в пограничном слое могут существовать процессы испарения и разложения компонентов, специально подаваемых на стенку для создания низкотемпературной завесы охлаждения, которые поглощают теплоту и уменьшают интенсивность теплообмена между стенкой и газом. Некоторые компоненты, НДМГ или гидразин, будут при разложении выделять теплоту.

В общем случае в пограничном слое ЖРД протекают процессы и при этом многие из них одновременно: диссоциации-рекомбинации, химические реакции, испарение и разложение. Одни из этих процессов идут с выделением теплоты, другие – с поглощением, одни интенсифицируют теплоотдачу, другие, наоборот, снижают тепловые потоки. Все эти явления значительно усложняют рассмотрение конвективного теплообмена в ЖРД.

Передаваемый через ламинарный подслой в единицу времени и через единицу площади и состоящий из теплового потока вследствие разности энтальпий и части кинетической энергии, преобразованной в теплоту вследствие трения, общий поток тепловой энергии

$$q_0 = - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J}{\partial y} + \mu \frac{\partial u}{\partial y} u \right), \quad (7.1)$$

где $\mu \frac{\partial u}{\partial y} = \tau$ - напряжение трения; u - продольная скорость.

Учитывая, что на стенке $u \rightarrow 0$, можно написать:

$$q_w = (q_0)_{y=0} = - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J}{\partial y} \right)_{y=0} =$$

$$= - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \approx - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (7.2)$$

Т.о., для определения теплового потока необходимо знать закон распределения температур поперек пограничного слоя, который можно определить из опытных данных и полуэмпирических соображений для определенных частных условий, и распространить их на интересующие нас случаи.

7.1. Метод решения интегральных соотношений пограничного слоя

Наиболее распространено решение, полученное В.М.Иевлевым для расчета конвективного теплового потока от газа в стенку в ракетных двигателях. Этот метод расчета теплообмена и трения основан на пересчете с помощью соотношений пограничного слоя опытных данных, полученных в определенных ограниченных условиях, при течении несжимаемой жидкости вдоль пластины, на условия, соответствующие течению газов сложного химически активного состава и с большими сверхзвуковыми скоростями. Анализ физической картины тепломассобмена в пограничном слое позволил сделать вывод, что если рассматривать только вопросы теплообмена, трения и диффузии в пограничном слое при течении без скачков уплотнения, то между сверхзвуковыми течениями и даже между течениями газа и течениями жидкости никаких качественных различий не обнаруживается. Между этими случаями имеются лишь количественные различия, вызванных зависимостями теплофизических параметров ρ, μ, C_p, λ от температуры и давления.

Полученное интегральное соотношение в общем виде преобразовывают путем дифференцирования и введения вместо δ^{**} и δ_T^{**} некоторых чисел Рейнольдса в виде: $Re = \rho_x w_\infty \delta^{**} / \mu_k$; $Re_T = \rho_x w_\infty \delta_T^{**} / \mu_k$.

Числа Рейнольдса настроены по толщинам потери импульса δ^{**} и энергии δ_T^{**} и определяют собственно развитие динамического и теплового пограничных слоев вдоль обтекаемого контура. Физический смысл δ^{**} состоит в том, что она пропорциональна «потерянному» количеству движения в пограничном слое из-за тормозящего воздействия стенки и, следовательно, определяет величину силы трения на стенке.

Физический смысл толщины потери энергии в том, что она пропорциональна «потерянной» энергии в пограничном слое из-за охлаждающего воздействия стенки и, следовательно, определяет величину теплового потока, уходящего в стенку.

Вводятся безразмерный коэффициент трения α и безразмерный коэффициент теплоотдачи α_T , тогда $\tau_w = \alpha \rho_x w_\infty^2$ и $q_w = \alpha_T \rho_x w_\infty (J_{0\infty} - J_w)$.

Характерное число Рейнольдса:

$$Re_0 = \rho_{0\infty} w_{\max} d_{кр} / \mu_{0\infty}, \quad (7.3)$$

где $\rho_{0\infty}, \mu_{0\infty}$ - плотность и динамическая вязкость, соответствующие параметрам адиабатно «заторможенного» потока

вне пограничного слоя; $W_{\max} = \sqrt{2J_{0\infty}} = \sqrt{\left[\frac{2k}{(k-1)} \right] RT_{0\infty}}$ -

максимальная скорость истечения; $\beta = \frac{w_\infty}{w_{\max}}$ - относительная скорость истечения.

Для упрощения решений вводятся вспомогательные функции:

$$z = \frac{\text{Re}}{\alpha} = \frac{\rho_x u_\infty \delta^{***}}{\alpha \mu_x}, \quad z = \frac{\text{Re}_T}{\alpha_T} = \frac{\rho_x u_\infty \delta_T^{***}}{\alpha_T \mu_x}. \quad (7.4)$$

Теперь интегральные уравнения импульсов и энергии преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{d\bar{x}} + \frac{z}{\alpha} \frac{d\alpha}{d\bar{x}} + \frac{z}{D} \frac{d\bar{D}}{d\bar{x}} + \frac{z}{\beta} c \frac{d\beta}{d\bar{x}} &= \text{Re}_0 \beta \frac{\rho_k}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x}; \\ \frac{dz_T}{d\bar{x}} + \frac{z_T}{\alpha_T} \frac{d\alpha_T}{d\bar{x}} + \frac{z_T}{D} \frac{d\bar{D}}{d\bar{x}} + \frac{z_T}{(J_{0\infty} - J_w)} \frac{d(J_{0\infty} - J_w)}{d\bar{x}} &= \\ &= \text{Re}_0 \beta \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}}. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Решение этих соотношений осуществляется, если заранее установить закон распределения скорости и температуры поперек пограничного слоя. Это означает нахождение предварительных зависимостей между безразмерными параметрами α и α_T , и вспомогательными функциями z и z_T :

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha(z); \\ \alpha_T &= \alpha_T(z, z_T). \end{aligned} \quad (7.6)$$

Известно, что α и z связаны между собой через распределение скорости в пограничном слое. Величина α_T и z_T связаны через распределение в пограничном слое как температуры, так и скорости. В рабочем диапазоне изменений z и z_T Иевлев аппроксимировал полуэмпирические зависимости с учетом числа $P_T \neq 1$ степенными зависимостями:

$$\begin{aligned} \alpha &= A z^{-n}, \\ \alpha_T &= A z^{-n/2} z_T^{-n/2} \text{Pr}^{-m}, \end{aligned} \quad (7.7)$$

где A , n , m - постоянные коэффициенты, слабо зависящие от числа Pr .

Рассмотрение трения и теплообмена для течения сжимаемого газа сводиться к определению способа выбора произвольных величин ρ_x и μ_x , входящих в большинство соотно-

шений пограничного слоя. Итак, будем рассматривать вместо течения сжимаемого газа с переменными параметрами течение условно несжимаемого газа с постоянными физическими параметрами ρ_m и μ_m , которые соответствуют некоторой температуре T_m – средней в пограничном слое. Последняя соответствует средней энтальпии в пограничном слое:

$$J_m = \frac{J_{0\infty} + J_w}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{u_\infty}{2} \right)^2. \quad \text{Соответствующая ей средняя температура в пограничном слое:}$$

$$T_m = \frac{J_m}{C_{P_m}} = \frac{T_{0\infty} + T_w}{2} - \frac{1}{2} C_{P_m} \left(\frac{u_\infty}{2} \right)^2 = T_{0\infty} \left(\frac{1 + \bar{T}_w}{2} - \frac{\beta^2}{4} \right). \quad (7.8)$$

Тогда общие соотношения трения и теплообмена для рассматриваемого потока с числом $\text{Pr} \neq 1$ можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \tau_w &= \alpha' \rho_m w_\infty^2; \\ q_w &= \alpha'_T \rho_m w_\infty (Je - J_w), \end{aligned} \quad (7.9)$$

где Je – энтальпия восстановления или энтальпия потока при температуре теплоизолированной стенки.

Очевидно, что $\alpha' = \alpha' \rho_x / \rho_m$;

$$\alpha'_T = \alpha_T \frac{\rho_x}{\rho_m} \left(\frac{J_{0\infty} - J_w}{J_e - J_w} \right). \quad (7.10)$$

Теперь величины z' и z'_T , определяемые аналогично, можно выразить через постоянные параметры ρ_m и μ_m .

Используя все выражения, получим безразмерные коэффициенты трения и теплоотдачи газового потока:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_{н.жс} \left(\frac{\mu_m}{\mu_x} \right)^n \left(\frac{\rho'_m}{\rho_m} \right)^n \left(\frac{\rho_m}{\rho_x} \right)^{1-n}, \\ \alpha_T &= \alpha_{T.н.жс} \left(\frac{\mu_m}{\mu_x} \right)^n \left(\frac{\rho'_m}{\rho_m} \right)^n \left(\frac{\rho_m}{\rho_x} \right)^{1-n} \left(\frac{J_e - J_w}{J_{0\infty} - J_w} \right)^{1-n/2}, \end{aligned} \quad (7.11)$$

где ρ'_m – некоторая средняя плотность в турбулентной части пограничного слоя; $\alpha_{н.ж}$ и $\alpha_{Т.н.ж}$ – соответствующие безразмерные коэффициенты трения и теплоотдачи для несжимаемой жидкости.

Величину ρ_x удобно выбрать таким образом, чтобы из равенств исключить отношения плотностей полностью. Подбором температуры на протяжении обтекаемого контура, близкой к некоторой средней температуре по длине, добиваются приближения μ_m/μ_x к 1.

Наконец, отношение разностей энтальпии можно с достаточной точностью выразить по соотношению:

$$\frac{J_e - J_w}{J_{0\infty} - J_w} = 1 - 0.21 \frac{1 - P_r}{P_r^{4/3}} \frac{\beta^2}{1 - T'_w}. \quad (7.12)$$

Видно, что если число $P_r \rightarrow 1$, то, как и должно быть, $J_e \rightarrow J_{0\infty}$. Кроме того, при $\beta \rightarrow 0$, т.е. при движении с малыми скоростями, имеем $J_e \rightarrow J_{0\infty} \rightarrow J$, поскольку динамическая составляющая энтальпии торможения пренебрежимо мала.

Сводя все воедино, получим расчетное выражение для определения безразмерных коэффициентов трения и теплоотдачи сжимаемого газа, которые аппроксимированы соотношениями:

$$\begin{aligned} \alpha &= A_z^{-n}; \\ \alpha_T &= A_z^{-n/2} z_T^{-n/2} P_r^{-m}, \end{aligned} \quad (7.13)$$

где $n=0,15$ и $m=0,58$ – показатели; $A=0,01352$.

7.2. Расчетные соотношения для q_k и трения в камере ЖРД

При выборе общих расчетных соотношений конвективного теплообмена в условиях ЖРД учитывают только влияние

диссоциации-рекомбинации рассмотрением вместо действительного диссоциированного газа в пристеночном слое недиссоциированного газа того же элементарного состава и с той же энтальпией, которые соответствуют соотношению компонентов в пристеночном слое. При одинаковой исходной энтальпии J_{or} недиссоциированный газ характеризуется более высокой температурой $T_{or} > T_{or}^{\circ}$, названной Иевлевым эффективной:

$$T_{or} = T_{or}^{\circ} R_{or}^{\circ} / R_{or}, \quad (7.14)$$

где $T_{or}^{\circ} R_{or}^{\circ}$ – температура и газовая постоянная диссоциированных (действительных) ПС; $T_{or} R_{or}$ – температура и газовая постоянная недиссоциированных ПС, но того же элементарного состава и при той же энтальпии.

Увеличение интенсивности теплоотдачи при процессах рекомбинации-диссоциации в пограничном слое производится путем расчета теплообмена на более высокую разность энтальпий недиссоциированного газа по сравнению с диссоциированным, что может быть выражено неравенством:

$$\begin{aligned} C_p(T_{or} - T_w) &= (J_{or} - J_w)_{недиссоц.} > C_p(T_{or} - T_w) = \\ &= (J_{or} - J_w) = (J_{or} - J_w)_{диссоц.} \end{aligned} \quad (7.15)$$

Расчеты показали, что замена действительной температуры T_w° эффективной T_w позволяет представить зависимости диссоциированного газа типа

$$\rho = \rho(P, T_{or}), \mu = \mu(P, T_{or}), J = J(P, T_{or}), P_r = P_r(P, T_{or}) \quad (7.16)$$

в виде, близком к зависимости соответствующих величин от P и T для недиссоциированного газа. Тогда практически все приведенные соотношения могут быть целиком использованы (градиент давления в сопле слабо влияет на законы трения и теплообмена).

После преобразований получены выражения:

$$q = a \frac{\alpha_T \varphi_1 P_K \varepsilon_K (J_{or} - J_w)}{\bar{D}^2 (R_{or} T_{or})^{0.5} (1 + \bar{T}_w)^{0.82} (3 + \bar{T}_w)^{0.18}}; \quad (7.17)$$

$$\tau = b \frac{\alpha \varphi_1 \beta P_K \varepsilon_K}{\bar{D}^2 (1 + \bar{T}_w)^{0.82} (3 + \bar{T}_w)^{0.18}},$$

где a и b – коэффициенты, зависящие от k ;

$P_0 = P_K \varepsilon_K$ – полное давление в конце камеры;

P_K – давление в камере сгорания возле головки;

ε_K – коэффициент падения полного давления в камере из-за её «теплового» сопротивления.

Функция φ_I представляется на графиках в зависимости от $\bar{D}$, в сечениях, соответствующих камере сгорания, дозвуковой и критической области сопла, мало отличается от 1.

Чтобы найти α и α_T необходимо знать z и z_T . Практически z_T / z можно не вычислять, а принять его для всей длины обтекаемого контура постоянным и равным значению в критическом сечении (существуют эти значения в зависимости от $\bar{T}_w$).

Как показывают расчеты, величина теплового потока слабо зависит от места начала развития пограничного слоя и неточность не очень важна. Расчет тепловых потоков удобно вести при постоянной температуре стенки на всей длине камеры сгорания и сопла. В дальнейшем при расчете местных условий теплообмена температура на каждом участке камеры сгорания и сопла будет уточнена. Целесообразно оставить координату X , отсчитываемую по образующей контура и легко находимую из чертежа простым измерением, без изменения.

Окончательно:

$$z_T = \frac{4.42 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{(k-1)}} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \text{Re}_0 \int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x}}{D^{1.2} (1 + \bar{T}_w)^{1.52} (3 + \bar{T}_w)^{0.18}}, \quad (7.18)$$

где $\text{Re}_0 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} \frac{P_K d_{KP} \varepsilon_K}{(RT)_{OF}^{0.5} \mu_{OF}};$

φ_3 - газодинамическая функция, слабо зависящая от k и T_w (представляется на графиках в зависимости от $\bar{D}$).

Итак, примерный порядок расчета сводится к следующему:

1. Исходя из заданного $p_0 = p_K \varepsilon_K$, расчетного соотношения компонентов в пристеночном слое $k_{m_{wppac}}$ и температуры стенки T_w , определяют параметры потока $J_{OG}, J_w, R_{OG}, \mu_{OG}$ и k , соответствующие недиссоциированному газу.

2. По известной геометрии камеры сгорания и сопла строят вдоль контура подынтегральную функцию $\varphi_3(x)$.

3. Определив число Re_0 методом графического интегрирования находят распределение величины z_T вдоль камеры сгорания и сопла.

4. Найдя отношение z_T/z_* из формулы или графика для критического сечения сопла, можно, если это надо, найти распределение z по камере и соплу.

5. Используя зависимости α и α_T от z и z_T находят распределение безразмерных коэффициентов трения и теплоотдачи α и α_T вдоль камеры и сопла.

6. Определяют распределение тепловых потоков и напряжения трения по камере сгорания и соплу.

Для выяснения влияния различных факторов на распределение конвективных тепловых потоков по камере и соплу вводят функцию S , в которую входит комплекс физических параметров газового потока и относительная температура стенки

$$S = \frac{(J_{OG} - J_w) \mu_H^{0.15}}{R_{OG}^{0.425} T_{OG}^{0.320} (1 + \bar{T}_w)^{0.595} (3 + \bar{T}_w)^{0.15}}, \quad (7.19)$$

где μ_H - начальная вязкость, отнесенная к температуре $T=1000$ К.

Тогда можно представить

$$q = B \frac{\varphi_1}{\left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0.15}} \frac{(P_K \varepsilon_K)^{0.85}}{\bar{D}^{1.82} d_{KP}^{0.15}} \frac{S}{Pr^{0.58}}, \quad (7.20)$$

где B – постоянная и зависит только от T_w .

Из формул видно, что q в основном определяется функцией S , которая сильно зависит от разности энтальпий ($J_{oI} - J_w$), давления в камере p_K – чем оно больше, тем выше тепловой поток, и в слабой степени от d_{KP} (с увеличением d_{KP} тепловые потоки несколько уменьшаются). Распределение тепловых потоков по соплу зависит от величины $\varphi_5 = 1/\bar{D}^{1.82}$, т.е. определяется геометрическими параметрами – $\bar{D} = D/d_{KP}$, с изменением которого по соплу величина φ_5 проходит через максимум в критическом сечении ($\varphi_5 = 1$) и имеет наименьшее значение на входе в сопло (конец камеры) и на срезе сопла (выходное сечение).

Поскольку как в дозвуковой, так и сверхзвуковой частях сопла имеются сечения с одинаковыми значениями $\bar{D}$, то кривая распределения конвективных тепловых потоков имела бы симметричный вид относительно критического сечения, где она проходит через максимум. Влияние же функции

$\varphi_1 / \left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0.15}$ в дозвуковой и критических частях сопла не-

большое, но функция заметно понижается по мере увеличения x , т. е. в сверхзвуковой части сопла. Поэтому распределение q_K как бы смещается в дозвуковую область, хотя он и расположен вблизи критического сечения, а в сверхзвуковой части сопла значения q_K становятся меньшими.

Последняя формула используется в расчетной практике, хотя и имеет некоторую погрешность против рассмотренного

ранее порядка расчета. Постоянная B изменяется в зависимости от $\bar{T}_w$ (0,1÷0,7) в диапазоне (0,00845 ÷ 0,0088) . При отсутствии данных по числу Pr для ПС приближенно можно положить $Pr = 0.75$ и $Pr^{0.58} = 0.8465$.

В тех случаях, когда контур сопла отсутствует, возникает трудность использования приведенного соотношения. Его упрощают следующим образом:

$$q = B \frac{1 - \beta^2}{\bar{D}^{1.82}} \frac{(p_K \varepsilon_K)^{0.85}}{d_{KP}^{0.15}} \frac{S}{P_{KP}^{0.58}}, \quad (7.21)$$

где $1 - \beta^2 = 1 - (k - 1)\lambda^2 / (k + 1) = \tau(\lambda)$ - известная газодинамическая функция; $\lambda = \frac{w_\infty}{a_{kp}}$ - коэффициент скорости, аналог числа Маха.

Во многих практических случаях вычисление распределения конвективных тепловых потоков по камере и соплу с достаточной точностью можно производить, пользуясь формулой пересчета. С помощью этой формулы, используя известное распределение «базового» или «эталонного» двигателя, можно найти распределение конвективного теплового потока для проектируемого. Если индекс «0» отнести к величинам, соответствующим «известным» данным, то для геометрически подобных сечений ($\bar{D} = const$) с определенной приближенностью можно написать соотношение:

$$\frac{q}{q_0} = \left(\frac{P_K \varepsilon_K}{P_{K1} \varepsilon_{K1}} \right)^{0.85} \left(\frac{d_{KP_0}}{d_{KP}} \right)^{0.15} \frac{S}{S_0} \frac{B}{B_0}. \quad (7.22)$$

7.3. Методы расчета на основе теории подобия

Как видно, расчет конвективных тепловых потоков на основе решения системы уравнений турбулентного пограничного слоя является весьма трудоемкой задачей. Поэтому иногда используются критериальные формулы, найденные в дру-

гих условиях, но справедливые при соблюдении равенства соответствующих критериев подобия. Это указывает на то, что явления теплообмена в данных условиях и условиях опыта протекают подобным образом, и мы имеем право переносить результаты опыта на наш случай.

Такой подход является основным при расчете теплообмена между стенкой и охлаждающей жидкостью. Чаще используются соотношения:

$$1. Nu = 0.23 Re^{0.8} Pr^{0.4} - \text{Нуссельта-Крауссоляда}$$

$$2. Nu = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0.11} - \text{М. А. Михеева}$$

$$3. Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \left(\frac{T_f}{T_w} \right)^{0.55} - \text{при теплоотдаче в газ.}$$

В этих формулах теплофизические параметры надо брать при температуре потока T_f .

На практике, обычно, на основе приведенных соотношений получают рабочие формулы, которые удобны для использования в расчетах:

$$\begin{aligned} \alpha_f &= 0.023 (\rho w)^{0.8} \frac{k}{d_r^{0.2}}; \\ q_f &= 0.023 (\rho w)^{0.8} \frac{k}{d_r^{0.2}} (T_{fw} - T_f), \end{aligned} \quad (7.23)$$

где $k = c_p \mu^{0.2} / P_r^{0.6} = c_p^{0.4} \lambda^{0.6} / \mu^{0.4}$ – комплекс физических параметров жидкости, характеризующий ее как охладитель. При течении в канале постоянного сечения воспринимаемый тепловой поток пропорционален массовой скорости $\rho w = \dot{m} / F$ (в степени 0,8), комплексу k и разности температур. Величина ρw влияет и на гидравлическое сопротивление охлаждающего тракта, величина которого в большинстве случаев не безразлична. Если ввести скоростной напор $p = \rho w^2 / 2$, которому пропорционально гидравлическое сопротивление, то

$$\alpha_f = 0.023(\rho w)^{0.8} \frac{k}{d_\Gamma^{0.2}},$$

$$q_f = 0.023(\rho w)^{0.8} \frac{k}{d_\Gamma^{0.2}} (T_{fw} - T_f), \quad (7.24)$$

$$q_f = 0.023(2p\rho)^{0.4} \frac{k}{d_\Gamma^{0.2}} (T_{fw} - T_f).$$

Видно, что величина воспринимаемого теплового потока пропорциональна комплексу $k' = \rho^{0.4} k = \alpha^{0.6} c_{pf}^{0.4} \rho^{0.4} / \mu^{0.4}$. Таким образом, если учитывать гидравлическое сопротивление, то k' лучше характеризует охлаждающие свойства компонентов, чем комплекс k .

Известно, что наилучшими охлаждающими свойствами при $\Delta T = 200\text{K}$ и скоростном напоре $p = 2.0$ МПа обладают аммиак и вода, что соответствует скорости течения компонентов соответственно 81 и 63 м/с: $q_{NH_3} = 66.5 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$; $q_{H_2O} = 42.2 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

Водород хорош тем, что не боится перегрева стенки, поскольку при давлении в тракте $p = p_{кр} = 1,3$ МПа водород не имеет двухфазности с резким различием характеристик и соответственно охлаждающих свойств фаз.

Значит, увеличивая T_{fw} и ΔT , видим, что водород является наилучшим охладителем. Так при рассматриваемом скоростном напоре $p = 2,0$ МПа скорость течения водорода будет находиться в пределах 237 м/с при жидком состоянии и до 700 м/с при газообразном в зависимости от температуры. Так как скорость звука в водороде порядка 1200-1300 м/с, убеждаемся, что скорость течения является дозвуковой.

Однако все ограничивается опережающим ростом гидравлических потерь в тракте ($q \sim p^{0.4}$, потери $\sim p$). Поэтому, как правило, наружного охлаждения недостаточно.

Возможность приспособления теплообменных зависимостей приведенного типа к расчету теплообмена между газом и

стенкой в условиях ЖРД имеет уже оговоренные трудности, которые так или иначе пытаются преодолеть. Считается, что одни и те же закономерности можно использовать для расчета теплоотдачи как для течения жидкости, так и для течения газов с большими сверхзвуковыми скоростями, если только правильно учесть зависимость теплофизических параметров от температуры и давления.

Для определения q_k наиболее распространено применение критериальной формулы Гухмана-Илюхина:

$$Nu = 0.0162Pe^{0.82} \left(\frac{T_0}{T_{rw}} \right)^{0.35}. \quad (7.25)$$

Или в развернутом виде

$$\alpha_\Gamma = 0.0206c_{pw}\mu_w^{0.18} \frac{\dot{m}^{0.82}}{D^{1.82}} \left(\frac{T_0}{T_{rw}} \right)^{0.35} \left[\frac{Bm}{M^2 K} \right], \quad (7.26)$$

где $\dot{m}$ – расход топлива, кг/с;

D – диаметр участка, м.

8. ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРЕ ЖРД

Такой теплообмен связан с поглощением стенкой лучистой энергии и превращением ее в тепловую. Имеют значение те лучи, которые возникают при нагреве тела и определяются его температурой и оптическими свойствами. Это главным образом лучи видимого и инфракрасного спектра, что соответствует длинам волн соответственно $(0.4-0.8) \cdot 10^{-3}$ и $(0.8-800) \cdot 10^{-3}$ мм, т.е. тепловые лучи. Процесс их распространения называется тепловым излучением или радиацией. Тепловое излучение свойственно всем телам, температура которых выше абсолютного нуля. «Крайние» представления о свойствах тел воспринимать лучистую энергию (абсолютно черное, белое и прозрачное тела) являются чисто условными, в природе таких тел нет. Все реальные тела обладают такими свойствами в неполной степени, хотя почти все твердые и жидкие тела можно считать для тепловых лучей практически непрозрачными - серыми; они частично поглощают, частично отражают.

Согласно закону Стефана-Больцмана, который строго применим только к излучению абсолютно черного тела, полное количество энергии, излучаемой в 1 с с 1 м² любым серым телом.

$$q = C * (T/100)^4 = \varepsilon * C_0 * (T/100)^4, \quad (8.1)$$

где C – коэффициент излучения данного тела;

$C_0 = 5,67 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ - коэффициент излучения абсолютно черного тела;

$\varepsilon = C/C_0$ – степень черноты, величина, характеризующая относительную излучательную способность данного тела по сравнению с излучательной способностью абсолютно черного тела.

Из закона Кирхгофа следует важное равенство: $\varepsilon = A$, т.е. относительная излучательная способность тела равна относительной поглощательной способности. Отсюда, если тело обладает способностью излучать, то оно обладает способностью

и поглощать. Абсолютно белое тело не излучает и не поглощает.

При наличии в некотором пространстве двух (или нескольких) тел с различной температурой между телами происходит радиационный теплообмен:

$$q_{\text{л}} = C_{\text{нр}} * \left[(T_2 / 100)^4 - (T_1 / 100)^4 \right], \quad (8.2)$$

где $C_{\text{нр}}$ – приведенный коэффициент излучения системы тел.

Поскольку $A = \varepsilon$, то всюду можно проводить замену:

$$q_{\text{л}} = \varepsilon_{\text{нр}} * C_0 * \left[(T_2 / 100)^4 - (T_1 / 100)^4 \right], \quad (8.3)$$

где $\varepsilon_{\text{нр}}$ – приведенная степень черноты. При параллельных пластинах

$$\varepsilon_{\text{нр}} = 1 / (1 / \varepsilon_1 + 1 / \varepsilon_2 - 1). \quad (8.4)$$

Опыт показывает, что значительной излучательной и поглощательной способностью обладают трехатомные газы. Для ЖРД в большинстве случаев такими газами являются продукты полного сгорания углеводородных горючих - пары воды и углекислый газ. Газы обладают селективным (избирательным) спектром излучения и поглощения в отличие от сплошного спектра у твердых тел. Строго говоря, спектр излучения газов не совпадает со спектром поглощения, однако в технических расчетах здесь также принимают $A = \varepsilon$.

Точное изучение показывает, что интенсивность излучения водяных паров пропорционально T^3 , а углекислого газа $\sim T^{3,5}$. Тем не менее, для удобства принимают для газов закон излучения твердого тела - закон четвертой степени. Однако, в этом случае для компенсации приходится вводить зависимость C от температуры, соответственно уменьшая его с ростом температуры.

Газы для лучей являются в той или иной степени прозрачными, поэтому излучение и поглощение у них происходят в некотором объеме, и определяется количеством молекул, встречающихся на пути луча, которое пропорционально геометрической длине луча l и плотности ρ газа.

Таким образом, $\varepsilon_{CO_2} = \varepsilon(pl, T)$. Кроме того, излучательная и поглощательная способности газов несколько увеличиваются с ростом плотности газа вследствие расширения спектральных полос излучения. Последнее особенно заметно для водяных паров, для которых $\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon(pl, T, \rho)$.

Тепловой поток, который излучает газ в пространство, с достаточной для технических целей точностью может быть выражен формулой, аналогичной формуле для твердого тела:

$$q_{\text{л}} = \varepsilon * C_0 * (T/100)^4. \quad (8.5)$$

Если газ окружен стенкой, то она имеет излучение, которое частично поглощается газом. В этом случае тепловой поток, который получает стенка, определяется разностью между излучением газа q_r , которое многократно поглощается и отражается стенкой, и излучением стенки q_w , которое многократно поглощается и пропускается газом.

$$q_{\text{л}} = q_r - q_w = \varepsilon_{\text{wэз}} * C_0 * [\varepsilon_r * (T_r/100)^4 - A_r * (T_w/100)^4], \quad (8.6)$$

где $\varepsilon_{\text{wэз}} = \varepsilon_w / [1 - (1 - \varepsilon_w) * (1 - A_r)]$ – эффективная степень черноты стенки.

Эффективная степень черноты стенки находится между ε_w , учитывающей поглощение излучения при однократном падении луча, и единицей, соответствующей полному поглощению излучения при многократных отражениях луча в условиях замкнутого объема, заполненного прозрачной средой.

Основные особенности лучистого теплообмена в ЖРД

1. Излучение продуктов сгорания, являющихся одно и двухатомными газами, практически ничтожно по сравнению с излучением водяных паров и углекислого газа. Излучением твердых частиц углерода в камере сгорания ЖРД также можно полностью пренебречь, поскольку его присутствие в ПС практически не наблюдается.

2. Так как в камере сгорания имеют место наибольшие значения давления и температуры газов, то там и лучистый

тепловой поток достигнет максимума. Снижение термодинамических параметров газа приводит к резкому уменьшению излучения газа по длине сопла. Если в камере сгорания лучистый поток соизмерим по величине с конвективным тепловым потоком, то уже в критическом сечении он составляет примерно 8-12% от этого потока, а в закритической части сопла еще меньшую долю.

3. Вызывается определенной неоднородностью ПС по составу и температуре, как в поперечном, так и в продольном направлениях. Что определяется различными местными значениями коэффициента соотношения компонентов K_{mi} в параллельных струях ПС и наличием начального участка, в котором температура газов нарастает со сравнительно низкой у головки КС до максимальной в конце участка. Значит, в общем случае излучение ПС на стенку камеры будет складываться из излучения всех струй при условии частичного взаимопоглощения и сильного поглощения каплями и парами на начальном участке.

8.1. Расчет лучистого теплового потока в ЖРД

Расчет, как правило, сводится к определению с достаточной точностью q_d только на участке второй половины КС и начала входной части сопла. Если в первом приближении предположить, что весь объем камеры сгорания заполнен ПС с однородным составом и температурой T_k , то

$$q_d = \varepsilon_{wэ} \varepsilon C_0 (T_r / 100)^4. \quad (8.7)$$

Дело в том, что ввиду сравнительно большой разницы между высотой температурой газов в камере сгорания T_k и температурой «холодной» по сравнению с ней T_w последней член в исходной формуле опускается.

Эффективная степень черноты стенки, если принять $A_r(T_w) = \varepsilon_r(T_w) = \varepsilon'_r$,

$$\varepsilon_{wэ} = \varepsilon_w / [1 - (1 - \varepsilon_w) * (1 - \varepsilon'_r)] \quad (8.8)$$

Иногда приближенно принимают $\varepsilon_{\text{взз}} = (\varepsilon_w + 1)/2$.

Для стенок камеры сгорания ЖРД, несколько загрязненных сажей, можно принимать $\varepsilon_w \approx 0,8$. Более точно она зависит от материала стенки и состояния ее поверхности.

Степень черноты ПС

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} \times \varepsilon_{\text{CO}_2}. \quad (8.9)$$

Произведение $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} \times \varepsilon_{\text{CO}_2} < 1$ учитывает уменьшение излучательной способности смеси этих газов по сравнению с суммой излучений каждого из газов в отдельности, вызванное тем, что излучение одного из газов частично поглощается другим. В результате на стенку попадает меньший лучистый тепловой поток.

Отметим, что значительная часть излучения CO_2 поглощается водяным паром. Так как в ПС содержание водяного пара несколько больше содержания углекислоты, то, как показывают расчеты, значение излучения CO_2 в общем лучистом тепловом потоке невелико и составляет примерно 10%.

Разнообразные геометрические формы излучаемых газовых объемов обычно приводят к некоторой эквивалентной газовой полусфере, в которой лучистый тепловой поток в центре плоского основания равен действительному лучистому тепловому потоку в данной точке рассматриваемого действительного объема. Радиус такой полусферы определяет некоторую среднюю длину пути луча или некоторую условную толщину газового слоя, являющуюся характерным линейным размером, определяющим излучательную и поглощательную способности рассматриваемого газового объема. Для сферического объема с диаметром d рекомендуется принять эквивалентную длину $l_s = 0,6 \times d$, для цилиндра с диаметром d и бесконечной длиной – $l_s = 0,9 \times d$, промежуточные значения приведены ниже:

$L_H/d \dots$	1	1,5	2,5	4
$l_s/d \dots$	0,6	0,75	0,85	0,9

Приближённо $l_g = 3,6 \times V/F$, где V – объём газа; F – площадь ограничивающей стенки, которая воспринимает излучение.

Для расчёта ε_{CO_2} и ε_{H_2O} в условиях ЖРД рекомендуется использовать данные Л.Ф. Фролова. Графика изменения ε_{CO_2} в зависимости от T и $(p \times l)$ вполне достаточно для расчёта, т.к. коэффициент излучения углекислого газа слабо зависит от плотности, а степень черноты водяного пара зависит от плотности и поэтому

$$\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon_{0H_2O} \times \beta_{\rho_{H_2O}}, \quad (8.10)$$

где ε_{0H_2O} – «нулевая» степень черноты водяных паров, соответствующая плотности или парциальному давлению водяного пара, стремящегося к нулю;

$\beta_{\rho_{H_2O}}$ – коэффициент, учитывающий увеличение излучательной способности водяного пара из-за расширения полос излучения при увеличении плотности или давления. Имеется зависимость ε_{0H_2O} от T и произведения $\rho_{H_2O} \times l$.

Плотность водяного пара $\rho_{H_2O} = p_{H_2O} / (R_{H_2O} \times T_K)$

Приводится зависимость $\beta_{\rho_{H_2O}}$ от ρ_{H_2O} и $\rho_{H_2O} \times l$.

Причём коэффициент $\beta_{\rho_{H_2O}}$ увеличивается с увеличением ρ_{H_2O} лишь до значения плотности $\approx 1 \text{ кг/м}^3$. Дальнейшее увеличение плотности практически не сказывается на увеличении излучаемой способности водяного пара из-за расширения полос спектра излучения.

Расчет по приближенной трехслойной модели реальной струйной картины течения, когда лучистый тепловой поток будет складываться из суммы наиболее мощного излучения ядра, которое, проходя через промежуточный и пристеночный слои частично ими поглощается; излучения промежуточного слоя, которое также, проходя через пристеночный слой, частично им поглощается, и, наконец, из излучения пристеноч-

ного слоя: в большинстве случаев производить не имеет смысла. Для практики вполне достаточная точность получается при расчёте излучения ПС соответствующих среднему по камере составу и температуре.

Учёт снижения лучистого теплового потока из-за частичного поглощения в холодном пристеночном слое можно производить по формуле

$$q_{\text{л.кам}} = \varphi \times q_{\text{л.ктер}}, \quad (8.11)$$

где $q_{\text{л.ктер}}$ – лучистый тепловой поток от ПС, заполняющих камеру сгорания и соответствующих по составу и температуре среднему соотношению компонентов по камере $Km_{\text{ср}}$;

φ – коэффициент, учитывающий уменьшение интенсивности излучения.

При расходе в пристеночном слое 20-30% m_{Σ} следует брать $\varphi = 0,6-0,7$; при расходе 15-10% m_{Σ} коэффициент $\varphi = 0,7-0,8$. При очень точном пристеночном слое, например, созданном плёночной завесой, φ можно поднять до 0,9-0,95 (m_{Σ} – суммарный массовый секундный расход).

Л.Ф. Фролов рекомендует после вычисления лучистого максимального потока в конце камеры сгорания дальнейшее его распределение по длине камеры и сопла, производить эмпирически и принимать:

1) начиная с расстояния 50-100 мм от головки камеры и до сечения в докритической части сопла с диаметром $1,2 \times d_{\text{кр}}$, постоянным и равным $q_{\text{л. кам}}$, вычисленным по средним параметрам газа в КС;

2) непосредственно возле головки равным $0,25 \times q_{\text{л. кам}}$;

3) в критическом сечении сопла равным $0,5 \times q_{\text{л. кам}}$;

4) в закритической части сопла, как показано на рис. 8.1.

Если ПС не содержат водяного пара и углекислого газа, а содержат другие излучающие молекулы, например, при не кислородосодержащих окислителях, то предлагается следующий простой приём.

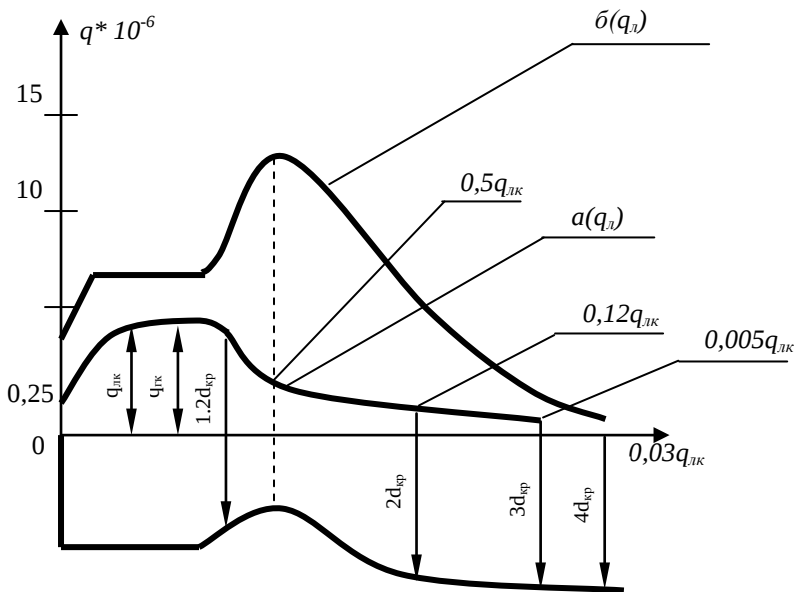


Рис. 8.1. Вычисление лучистого потока

Так как при температуре сгорания до 4000-4500 К из всех газов наибольшей излучательной способностью обладают водяные пары, то, если все излучающие молекулы в ПС заменить тем же числом молекул H_2O , это приведёт лишь к увеличению лучистого теплового потока. Следовательно, излучательную способность таких ПС можно вычислять как излучение водяного пара ε_{H_2O} , если его плотность

$$\rho_{H_2O} = \sum p_i / (R_{H_2O}, T_K), \quad (8.12)$$

где $\sum p_i$ – сумма парциальных давлений всех излучающих в инфракрасной области спектра газов, содержащихся в ПС.

8.2. Примерный порядок расчета охлаждения

Под расчётом охлаждения двигателя будем понимать расчёт, в результате которого получаем распределение температур стенки и охлаждающей жидкости вдоль КС и сопла. В результате анализа этих данных можно дать заключение о надёжности охлаждения данного двигателя. На практике расчёт охлаждения носит, как правило, поверочный характер, т.е. рассчитывается охлаждение двигателя, конструктивные параметры которого уже известны. Затем по результатам расчёта вносят соответствующие изменения в конструкцию - изменяют зазор охлаждающего тракта, подбирают новые толщины стенки, изменяют интенсивность пристеночного слоя и соотношение компонентов в нем и т.д. Иногда приходится даже в корне менять конструкцию, например вместо щелевого тракта в опасных зонах делают спиральный тракт и т.д.

Вычерчивают в масштабе геометрические внутренние обводы КС и сопла, которые разбивают сечениями на ряд участков. Первое сечение помещают в плоскость головки; сопло, особенно в области критического сечения, делят на более мелкие участки. Составляется таблица, в которую заносят все основные исходные и расчётные данные по мере их вычисления. Прежде всего, в таблицу помещают геометрические дан-

ные сечений и участков: $D_i; \bar{D}_i = \frac{D_i}{d_{tp}}$ – относительный диа-

метр i -того сечения; $\Delta x_i; \Delta x_{li}$ – длина участка соответственно по образующей и оси камеры (находят прямыми измерениями

по чертежу); $x_i = \sum_1^i \Delta x_i; x_{li} = \sum_1^i \Delta x_{li}; \Delta S_i = \pi \times 0.5 \times (D_i + D_{i+1}) \times \Delta x_i$

– величина боковой поверхности i -го участка со стороны газа; δ_{wi} – толщина стенки КС или сопла на i -м участке. В отдельной графе указывается материал стенки. На чертеже или отдельных эскизах изображают форму и размеры сечения охлаждающего тракта на участках. Используя эти данные, вычисляют

и заносят в таблицу: h_i – высота охлаждающего тракта; $D_{0.5h} = D_i \times [1 + (2\delta_w + h)/D]_i$ – средняя окружность охлаждающего тракта в i -м сечении; f_i – площадь проходного сечения охлаждающего тракта; d_{ri} – гидравлический диаметр охлаждающего тракта.

Для щелевого тракта без рёбер используют формулу:

$$f = \pi \times D_{0.5h} \times h = \pi \times D_h \times [1 + (2\delta_w + h)/D]; d_r = 2h. \quad (8.13)$$

Над таблицей расчёта охлаждения помещается схема организации наружного охлаждения с указанием наименования охлаждающего компонента, места его ввода в охлаждающий тракт, хода течения по тракту, секундного расхода охладителя $m_{охл}$. Здесь же указывается: T_{ex} – максимально допустимая температура нагрева компонента в тракте.

Для расчёта необходимо иметь кривые зависимостей физических параметров охладителя μ , λ , c_f , ρ от температуры. Для облегчения расчёта целесообразно иметь зависимость комплекса $K = C_p^{0.4} * \lambda^{0.6} / \mu^{0.4}$ от температуры для данного охладителя.

Над таблицей помещают также данные: наименование двигателя и компонента; p_k – давление в КС; α , K_m – коэффициент избытка окислителя и соотношение компонентов по КС в целом с указанием их особенностей; α_u , K_{mw} – их расчётные значения в пристеночном слое; T_{oe} – эффективная температура газов (недиссоциированных) в пристеночном слое; S – функция физико-термодинамических параметров ПС в пристеночном слое (зависит от рода топлива, соотношения компонентов и температуры стенок). Обычно, в первом приближении рекомендуется принимать температуру стенки со стороны газов равной некоторому постоянному вдоль КС и сопла значению, например, $T_{wr} = 1000$ К.

Если S и T_{oe} нет, то их находят из термодинамического расчёта. Вычисляют распределение полного теплового потока $q_r = q_k + q_d$ по формулам, приведённым ранее, с использовани-

ем графиков, справочников и рекомендаций. Полученное распределение теплового потока является первым приближением, т.к. оно соответствует принятой ранее постоянной температуре вдоль стенки: $T_{wm} = 1000 \text{ К}$.

Следующим этапом является предварительное определение температуры нагрева жидкости в охлаждающем тракте.

Температура подогрева жидкости на i -м участке

$$\Delta T_i = 0.5 \times (q_{ri} + q_{ri+1}) \times \Delta S_i / (m_i \times C_{fi}), \quad (8.14)$$

где m_i – массовый секундный расход охладителя на i -ом участке;

ΔS_i – элемент боковой поверхности i -ого участка.

Если охлаждающая жидкость течет со стороны сопла, то при нумерации сечений от головки, на выходе с i -го участка температура

$$T_{fi+1} = T_{fi} + \Delta T_i, \quad (8.15)$$

где T_{fi+1} – температура жидкости на входе в i -й участок, обычно равная температуре на выходе из предыдущего $(i+1)$ -го участка.

Теплоёмкость жидкости C_{fi} надо брать соответствующей средней температуре жидкости на участке:

$$T_{fcp i} = 0.5 \times (T_{fi} + T_{fi+1}) = T_{fi} + 0.5 \times \Delta T_i. \quad (8.16)$$

Этот расчёт на каждом участке проводится методом последовательных приближений. В первом приближении, задавшись подогревом $\Delta T'_i$ находят температуру T'_{fi} и T'_{fcp} , а далее теплоёмкость C'_f . Затем вычисляют значение подогрева и температур охладителя второго приближения: $\Delta T''_i, T''_{fi}, T''_{fcp}, C''_{fi}$. Если это значение теплоёмкости заметно отличается от её значения в первом приближении C'_{fi} , то следует, взяв за основу C'_{fi} , найти соответствующие температуры третьего приближения. Таким образом, переходя от участка к участку, будет найдено распределение предполагаемой температуры охладителя.

теля вдоль камеры и будет определена её температура на выходе из тракта $T_{f \text{ вых.}}$.

Эта температура не должна быть выше допустимой для данной жидкости, определяемой температурой кипения или разложения при давлении p_k .

Определяют плотность тока $(\rho w) = m/f$ и комплекс $K = C_p^{0.4} \times \lambda^{0.6} / \mu^{0.4}$, коэффициент теплоотдачи $\alpha_f = 0.023 \times (\rho w)^{0.8} \times K / d_r^{0.8}$ и скорость течения охлаждающей жидкости в сечении тракта $w = (\rho w) / \rho_f$.

Определение действительных значений тепловых потоков и температуры стенки сводится к нахождению условия, при котором тепловой поток, попадающий на стенку со стороны газов, будет равен тепловому потоку, воспринимаемому охладителем.

При неизменном режиме работы двигателя конвективный тепловой поток на стенке со стороны газов q_k зависит от температуры стенки T_w , поэтому можно написать следующее соотношение

$$q_k / q_{k1000} = (T_{or} - T_{wr}) / (T_{or} - 1000). \quad (8.17)$$

На практике обычно задаются несколькими значениями $T_{wr} = 1400; 1200; 800$ К. По этим данным вычисляют отношения $q_{k \ 800} / q_{k \ 1000}$; $q_{k \ 1200} / q_{k \ 1000}$; $q_{k \ 1400} / q_{k \ 1000}$, затем строят график зависимости $q_k / q_k = F(T_{wr})$.

С другой стороны, при данных α_f , T_f можно написать следующее равенство:

$$q'_k + q_l = (T_{wr} - T_f) / [\delta_w / \lambda + 1 / \alpha_f \times \eta_p] \quad (8.18)$$

где q'_k – конвективный тепловой поток, который может быть пропущен в стенку; η_p – коэффициент эффективности ребрения $[K_{изм}]$.

Отнесём это равенство к конвективному тепловому потоку $q_{k \ 1000}$, рассчитанному при $T_f = 1000$:

$$q'_k / q_{k1000} = [(T_{wr} - T_f) / (\delta_w / \lambda + 1 / \alpha_f \times \eta_p) - q_l] / q_{k1000}. \quad (8.19)$$

По этой формуле, задавая значениями T_{wr} и вычисляя величину α_f на данном участке, можно построить зависимость вида

$$q'_\kappa / q_{\kappa 1000} = F(T_{wr}). \quad (8.20)$$

Поскольку эта зависимость является линейной, то достаточно вычислить две точки и провести между ними прямую.

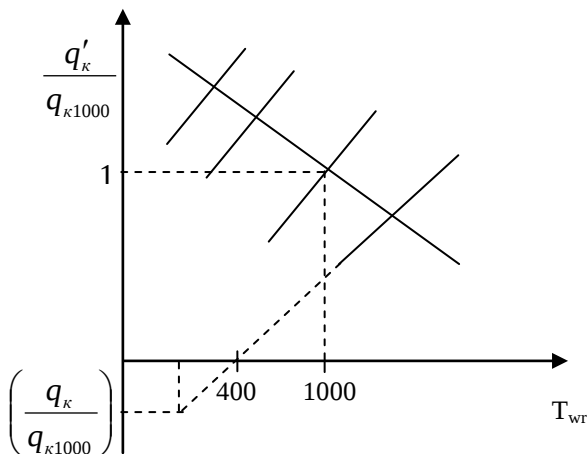


Рис. 8.2. Вычисление лучистого потока

Удобно для одной из точек условно брать значение $T_{wr} = T_f$, тогда

$$(q'_\kappa / q_{\kappa 1000})_{T_{wr}} = -q_\lambda / q_{\kappa 1000}. \quad (8.21)$$

В первом приближении следует принимать для T_f значения температур, полученных при расчёте температуры нагрева жидкости.

Таким образом, для каждого участка, на которые разбили КС и сопло, на график наносится прямая линия, изображающая $q'_\kappa / q_{\kappa 1000} = F(T_{wr})$ при принятом выше распределении T_f . Очевидно, что в точке пересечения, где имеет место равенство

$$q_\kappa / q_{\kappa 1000} = q'_\kappa / q_{\kappa 1000}, \quad (8.22)$$

получают действительное значение конвективного теплового потока

$$q_k = (q'_k / q_{k1000}) \times q_{k1000} \quad (8.23)$$

и одновременно значение температуры горячей поверхности стенки T_{wr} .

Решение можно также выполнить аналитически, определив точку пересечения двух прямых.

$$T_{wr} = [T_{0r} / (T_{0r} - 1000) + T_f / (\delta_w / \lambda + 1 / \alpha_f \times \eta_p) \times q_{k1000} + q_{rl} / q_{k1000}] \div [1 / (T_{0r} - 1000) + 1 / (\delta_w / \lambda + 1 / \alpha_f \times \eta_p) \times q_{k1000}] \quad (8.24)$$

Затем определяют действительное значение суммарного теплового потока

$$q_r = q_k + q_{rl} \quad (8.25)$$

При желании получить более точный расчёт можно вычислить снова распределение T_f , исходя из полученных выше тепловых потоков и дальше по этому пункту определить новые значения q , T_{wr} , T_{wf} . Все полученные данные заносятся в расчётную таблицу.

Для определения T_{wf} используем уравнение теплопроводности для твёрдой стенки

$$q_r = \lambda \times (T_{wr} - T_{wf}) / \delta_w, \quad (8.26)$$

которое для стенки толщиной δ может быть записано в виде:

$$T_{wf} = T_{wr} - (\delta_w / \lambda) \times q_r. \quad (8.27)$$

Рассчитываем температуру по сечениям, на которые разбили КС. При этом необходимо учитывать зависимость $\lambda = f(T_w)$. За определяющую температуру стенки следует брать среднюю между температурами горячей и холодной поверхностей. Полученное значение T_{wf} вписывают в соответствующую графу расчётной таблицы.

Ориентировочно можно считать, что для каждого охлаждения требуется, чтобы температура стенки не превышала температуры кипения жидкостей больше чем на 100-150°. Если охладитель разлагается (например, перекись водорода, гидразин), то к назначению допустимых температур перегрева

стенки надо подходить очень осторожно, используя соответствующие экспериментальные данные.

В случае превышения доступной температуры перегрева стенки применяются меры к ее снижению (усилению внутреннего охлаждения, подбор материала и толщины стенки). Определение сопротивления трений и местных сопротивлений ведется по общепринятым в гидравлике методам.

9. ТЕПЛОЗАЩИТА СТЕНОК КАМЕРЫ ЖРД

Защита стенок камеры ЖРД от опасного перегрева - одна из самых важных проблем ракетной техники. Это связано с тем, что ПС имеют высокие температуры - до 3500-4500 К, давление 15 Мпа и выше, и скорости движения 1000-1300 м / с.

Разность температур между поверхностями стенки, несмотря на малую ее толщину, может достигать огромных величин. Например, даже при умеренном тепловом потоке $\sim 12\text{--}16 \times 10^6$ Вт/м получаем на толщину стенки 1 мм из нержавеющей стали разность температур $\Delta T_w = 500\text{--}600$. Между газом и стенкой возникает интенсивный теплообмен, способный при недостаточной защите быстро нагреть стенку КС до температуры, близкой к температуре газа. Если учесть, что подавляющее большинство материалов стенки допускает весьма умеренные нагревы (максимум 1300-1500 К), то сложность проблемы защиты стенки камеры становится очевидной.

Известно, что максимум теплового потока главным образом из-за влияния лучистой части достигается в дозвуковой области сопла, вблизи критического сечения; характер распределения и величина суммарного теплового потока в основном определяется конвективной составляющей; наиболее напряженным местом является область критического сечения и оно нуждается в наиболее сильной защите. В современных двигателях, работающих на высокоэффективных топливах и при высоком давлении в камере, тепловой поток в области критического сечения легко может достичь величины $(40\text{--}80) \times 10^6$ Вт/м² и больше. Если в КС конвективная и лучистая составляющие примерно одинаковы, то в сопле лучистая составляющая быстро становится незначительной. Наименее напряженный участок - конец сопла. Здесь тепловые потоки могут составлять 0.1 и меньше от потоков в критическом сечении. Поэтому теплозащита конца сопла может быть облегченной. Тепловые потоки в КС могут составлять 0.3-0.5 и больше от потоков в

критическом сечении, и она по теплозащите может занимать близкое положение к критическому сечению.

Разрушение стенки камеры и сопла обычно происходит в виде размягчения материала или его оплавления, окисления материала или его выгорания, эрозии материала или его размывания потоком.

Основная задача системы защиты стенки камеры - обеспечение надежной работы стенки в течение заданного времени - ресурса при минимальном утяжелении конструкции.

Существует большое разнообразие схем защиты стенки КС в ЖРД, причем в большинстве случаев они применяются комплексно, совместно дополняя друг друга.

9.1. Проточное охлаждение

В настоящее время наиболее распространенным способом теплозащиты является наружное проточное охлаждение, которое обеспечивает непрерывный отвод тепла от наружной поверхности огневой стенки в жидкость, циркулирующую в тракте охлаждения, т. е. в пространстве, образованном огневой стенкой и рубашкой камеры.

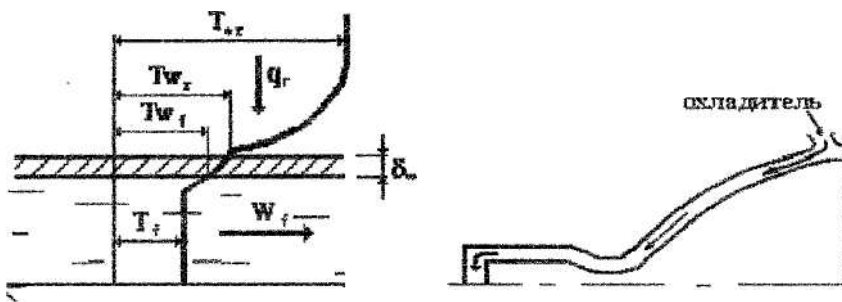


Рис. 9.1. Проточное охлаждение

В качестве охладителя используют компоненты топлива, причем почти все они могут применяться для этих, целей. По-

сколькx тепло, отобранное у ПС в тракте охлаждения, возвращается (регенерируется) в камеру горючим или окислителем (или обоими вместе), то такое охлаждение называют еще регенеративным. Если жидкость после охлаждения не поступает в камеру, то этот способ называют независимым, предназначается для исследовательских работ.

Охлаждатель может вводиться в тракт как со стороны головки КС, так и со стороны сопла. Для уменьшения подводящих трубопроводов в некоторых трубчатых конструкциях часто охлаждатель вводят со стороны головки только в половину каналов, пройдя по ним до конца сопла, жидкость по второй половине каналов возвращается обратно к головке КС. В других случаях охлаждатель может вводиться в каком-либо промежуточном сечении КС или сопла и разветвляться. Такая схема способствует уменьшению гидравлических потерь в тракте, а также выгодна и тем, что наиболее теплонапряженная, примыкающая к критическому сечению часть камеры омывается холодной жидкостью и охлаждается более надежно. Таким образом, при выборе места ввода охлаждателя в рубашку и схемы течения в каждом конкретном случае руководствуются конструктивными и эксплуатационными соображениями. Широкое распространение получили следующие типы охлаждающих трактов:

щелевые тракты - образуются между внутренней и наружной оболочками и располагаются друг относительно друга с концентричным зазором;

многоканальные тракты - образуются при продольных или спиральных ребрах (последние применяются в случаях, если надо увеличить скорость течения жидкости при неизменной высоте ребер) между внутренней и наружной оболочками;

смешанные тракты - образуются сочетанием щелевых и многоканальных трактов.

Если оболочки между собой не связаны, то их приходится делать толстостенными ($\delta\omega=4-5$ мм) и ограничиваться низким давлением в КС ($p=1.5-2.0$ мПа).

В настоящее время достигнут значительный прогресс в развитии конструкции ЖРД за счет перехода к связанным обло-чкам (контактная электросварка по специальным овальным выштамповкам; роликовая электросварка по винтовым выштампованным каналам и, наконец, разработка паяных конструкций КС и сопла).

Одним из достоинств наружного охлаждения является то, что оно почти не влияет на рабочий процесс в камере, а, следовательно, не снижает экономичности двигателя. Кроме того, практически отсутствуют теплотери в окружающую среду ввиду малой разности температур рубашки камеры и окружающей среды. Но с помощью наружного охлаждения могут быть сняты тепловые потоки не превышающие $(10-20) \times 10^6$ ккал/м²час. Кроме того, наружное охлаждение не защищает стенки камеры от окисления и эрозии.

Конвективное охлаждение – стенка, соприкасающаяся с горячим потоком, с другой стороны омывается холодным газом или жидкостью. При использовании газообразного охладителя, отобранная от стенки теплота расходуется на его нагрев, а при использовании жидкости - на нагрев и испарение. В зависимости от способа рассеивания теплоты, полученной охладителем, в окружающее пространство системы конвективного охлаждения подразделяют на замкнутые и разомкнутые, где обязателен теплообменник и вес системы охлаждения не зависит от времени ее эксплуатации. Одной из разновидностей разомкнутой системы является испарительное охлаждение, где теплота поглощается вследствие испарения жидкости, а пар отделяется от жидкости в сепараторе и выбрасывается в окружающую среду. Для уменьшения охладителя желательно, чтобы он имел высокую теплоту испарения. Наиболее пригодны: вода ($r=2260$ кДж/кг), метиловый спирт ($r=1120$ кДж/кг), этиловый спирт ($r=853$ кДж/кг). При высоких допустимых температурах стенки для охлаждения с испарением могут применяться расплавленные металлы, например литий ($r=20500$ кДж/кг, $T_{пл} = 182$ С, $T_{кип} = 1320$ С). Конвективное

охлаждение используется ЖРД, здесь применяется система разомкнутого типа: топливо после охлаждения поступает затем в камеру двигателя и там сгорает. Кроме ЖРД, конвективное охлаждение используется также при создании высокотемпературных турбин и высотной радиоаппаратуры.

9.2. Внутреннее охлаждение

Осуществляется созданием вблизи стенки низкотемпературного пристеночного слоя газа или даже жидкой пленки на отдельных участках внутренней поверхности стенки КС и сопла. Это можно обеспечить соответствующим расположением и подбором расходных характеристик форсунок на периферии головки КС (при этом в пристеночном слое создается избыток какого-либо компонента, как правило, горючего). После выгорания топлива образуются ПС с более низкой температурой, чем в основном потоке. В КС двигателей, работающих по схеме с дожиганием генераторного газа, пристеночный слой может создаваться низкотемпературным генераторным газом, подаваемым через периферийный ряд форсунок.

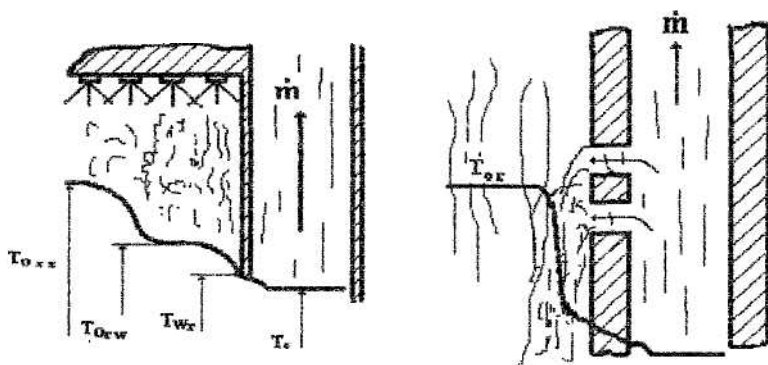


Рис. 9.2. Внутреннее охлаждение

Внутреннее охлаждение можно осуществить подачей жидкого компонента с небольшой скоростью (как правило, горючего) на внутреннюю поверхность стенки КС и сопла через отверстия или щели в специальном поясе завесы охлаждения. В результате взаимодействия с основным потоком струи жидкости прижимаются к стенке, образуя на ней сплошную жидкую пленку, которая, двигаясь по стенке, прогревается, испаряется (или разлагается) и, перемешиваясь с ближайшими слоями газа, постепенно выгорает, образуя низкотемпературный слой газа. Такой способ внутреннего охлаждения называют пленочным.

Необходимо помнить, что наличие достаточно устойчивого низкотемпературного пристеночного слоя вызывает определенные потери удельного импульса, которые называют потерями на охлаждение. Эти потери будут тем больше, чем ниже температура в пристеночном слое и чем больший в нем расход. Наиболее экономичным в этом отношении будет пристеночный слой, толщина которого не превышает пограничного слоя на всем протяжении КС. Снижение экономичности двигателя объясняется химическим недожигом, т.к. определенная часть топлива в пристеночном слое сгорает при большом избытке одного из компонентов. Кроме того, внутреннее охлаждение уменьшает удельный вес топлива, т.к. горючее имеет меньший удельный вес, чем окислитель. Поэтому внутреннее охлаждение уступает наружному. Оно применяется главным образом как дополнение к более экономичному наружному, когда последнее не в состоянии обеспечить надежную защиту стенок. В этих случаях говорят, что камера имеет комбинированную систему охлаждения.

9.3. Транспирационное охлаждение

Основано на использовании специальных пористых материалов и осуществляется путем подачи - продавливания охлаждающей жидкости на огневую поверхность сквозь пори-

стую стенку. Тепловой поток, отдаваемый газом в стенку, с одной стороны, расходуется частично или полностью на подогрев и испарение жидкости, проходящей через пористый материал, а с другой - сам тепловой поток здесь мал, т.к. возле стенки образуется пограничный слой, насыщенный парами жидкости с низкой температурой. Если через огневую стенку, имеющую огромное количество микроскопических отверстий-пор, продавливается газ, то это эффузное охлаждение, если жидкость, то - конденсатное. Чем больше толщина и коэффициент теплоотдачи внутри пористой стенки, тем меньше разница температур между стенкой и охладителем в выходном сечении. Когда расход жидкости небольшой, она будет кипеть в порах, при этом только часть охлажденной поверхности покрыта пленкой жидкости, и охлаждение неустойчиво. При чрезмерно больших расходах охладителя часть жидкости уносится газовым потоком без испарения на поверхности. Такое охлаждение уменьшает сопротивления трения высокотемпературного газового потока о стенку примерно в такой же мере, как уменьшается коэффициент теплоотдачи. Проходя через поры, охладитель получает теплоту от стенки, а, выйдя на поверхность, ухудшает интенсивность теплообмена между горячим газом и стенкой. Таким образом, с одной стороны, затрудняются условия перехода теплоты от горячего газа к стенке, с другой стороны получаемая стенкой теплота выносится охладителем обратно в поток. Оба эти фактора ведут к снижению температуры стенки. Чем больше толщина и X внутри пористой стенки, тем меньше разница температур между стенкой и охладителем в выходном сечении. Пористое охлаждение уменьшает сопротивление трения высокотемпературного газового потока о стенку примерно в такой же мере, как уменьшается коэффициент теплоотдачи. По расходу охладителя на каждый квадратный метр защищаемой поверхности пористое охлаждение более эффективно, чем конвективное (разомкнутая система), пленочное или заградительное охлаждение. Преимущества этого вида охлаждения состоит в большой эффек-

тивности при высокой экономичности. Методика расчета такого охлаждения впервые была разработана В.М. Кудрявцевым. В настоящее время применение пористых материалов в конструкциях ЖРД пока что не вышло за пределы опытов. Основная трудность - получение прочных пористых материалов со стабильными гидравлическими характеристиками. При эксплуатации такой системы необходимо принимать меры для очистки охладителя, чтобы избежать засорения пор.

9.4. Теплозащита термостойкими покрытиями

Силовую оболочку КС или сопла покрывают со стороны ПС слоем теплозащитных покрытий (ТЗП). Основное свойство ТЗП - высокая термостойкость, т.е. высокий нагрев без разрушения, и при этом низкий коэффициент теплопроводности.

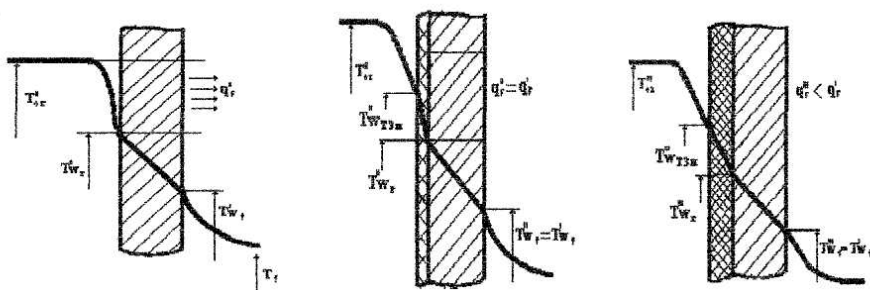


Рис. 9.3. Теплозащита термостойкими покрытиями

Такое покрытие будет иметь высокое тепловое сопротивление, определяемое отношением $(\delta/\lambda)_{тзн}$, т.е. разность температур, приходящаяся на толщину покрытия $\Delta T_{тзн} = (\delta/\lambda)_{тзн} \times q$ будет большой. Отсюда при неизменной температуре газов ($T''_{от} = T'''_{от}$) температура силовой стенки ($T'''_{\omega T} < T'_{\omega T}$) будет меньше. Если температура силовой стен-

ки неизменна ($T'\omega T < T''\omega T$), то можно допустить более высокую температуру газов ($T''_{om} > T'_{om}$).

В начале развития ракетной техники широко применяли графитовые вставки и другие термостойкие материалы, пытаясь обеспечить длительную работу ЖРД без наружного и внутреннего охлаждения. Практика показала, что подобного рода огнеупорные покрытия и обмазки ненадежны, кроме того, такие двигатели имели большую массу.

Однако с развитием керамических, пластмассовых, и стекловолоконистых материалов появился ряд составов, пригодных в качестве ТЗП. Особенно широко они используются для защиты стенок РДТТ. Как дополнение к наружному и внутреннему охлаждению используются и в ЖРД с высоким давлением и в КС с большим расширением сопла. В этих условиях увеличивается относительная боковая поверхность и нарушается тепловой баланс - охлаждающий компонент сильнее перегревается в тракте. Применение ТЗП позволяет свести тепловой баланс до допустимого уровня. Важными качествами таких покрытий являются высокая температура плавления, способность противостоять термическим напряжениям, хорошая адгезия (сцепляемость) с материалами стенки. Современные покрытия имеют малые толщины (0.3-0.6 мм), т.к. тонкие покрытия более надежно сцепляются со стенкой, что особенно важно в упругих и податливых тонкостенных конструкциях камеры и сопла ЖДР. Используются ТЗП на основе окисей магния, циркония; молибдена, вольфрама, карбидов и нитридов металлов.

Тугоплавкие теплоизолирующие покрытия – слой теплоизоляционного материала, нанесенный со стороны горячего газа, в нестационарных условиях нагрева приводит к снижению температуры стенки. В стационарных условиях теплоизоляция приводит к желаемому эффекту только при наличии системы конвективного охлаждения.

Для стационарных тепловых режимов качество изоляции улучшается с уменьшением, а для стационарных - с уменьше-

нием а. Важным качеством таких покрытий являются высокая Тпл., способность противостоять термическим напряжениям, хорошая адгезия (сцепляемость) с материалом защищаемой стенки. Используются тугоплавкие металлы (молибден, вольфрам и др.), металлокерамика (окиси, карбиды, нитриды металлов), графит. Температура плавления или разложения этих материалов 2000-3500° С. Для нестационарных условий задача расчета состоит в том, чтобы выбрать такую толщину покрытия, которая, при известном времени работы конструкции не допустит перегрева рабочей стенки. Решается в одномерной постановке:

$$\partial \theta / \partial \tau = a(\partial^2 \theta / \partial x^2), \quad (9.1)$$

учитываем, что в месте соприкосновения температуры стенки и покрытия одинаковы, а градиенты температур связаны:

$$\lambda_n (\partial T / \partial n)_n = \lambda_{cn} (\partial T / \partial n)_{cn}. \quad (9.2)$$

Предполагается, что тепловым сопротивлением стенки: по сравнению с тепловым сопротивлением покрытия можно пренебречь, т.е. $\lambda_{ch} \rightarrow \infty$.

Аналитическое решение оказалось сложным и с помощью безразмерного комплекса:

$$\mu = 1/B_i + 1/k + 1/kB_i, \quad (9.3)$$

это решение удалось заменить приближенным выражением:

$$\bar{\theta} = \frac{T_f - T_{CT}}{T_f - T_{CT0}} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2\mu e^{-F_0^2 \Phi_i^2} \sec \Phi_i}{1 + \mu + \mu^2 \Phi_i^2}, \quad (9.4)$$

где Φ_i - положительные корни трансцендентного уравнения

$$\Phi_i \operatorname{tg} \Phi_i = \frac{1}{\mu}. \quad (9.5)$$

Здесь числа F_0 и B подсчитываются по параметрам теплоизолирующего слоя,

$$K = \frac{\rho_n c_n \delta_n}{\rho_{cn} c_{cn} \delta_{cn}}. \quad (9.6)$$

Результаты вычислений по формуле (9.4) удовлетворительно аппроксимирует выражение:

$$\lg \bar{\theta} = 0,01212 - \frac{0,45}{\mu + 0,4} F_0. \quad (9.7)$$

При $\mu=0,2-20$ разница в вычисленных по (9.4) и (9.7), не превосходит 2%.

9.5. Теплозащитные аблирующие покрытия

Процесс абляции – сложный физико-химический комплекс процессов: под воздействием теплового потока вещество разлагается, поглощая значительную долю падающей на стенку теплоты. Причем процесс разложения сосредоточен в узкой (десятичные доли миллиметра) зоне и по мере разложения вещества внешняя поверхность (фронт-абляции), имеющая температуру T , непрерывно отступает вглубь с некоторой скоростью, обычно $0,01 - 0,3$ мм/с. Продукты разложения - газовая и твердая фазы - непрерывно уносятся скоростным внешним потоком, т.е. аблирующее покрытие непрерывно разрушается, уменьшаясь по толщине. Так как разрушение или разложение вещества покрытия происходит с поглощением теплоты, определяемой теплотой абляции (теплота фазового перехода), то на поверхности покрытия устанавливается некоторая характерная для данного вещества температура, обычно не превышающая нескольких сот градусов. В данной схеме практически вся теплота, попадающая на поверхность, идет на разложение вещества, находящегося в узкой зоне возле поверхности. Да и тепловой поток, уходящий в стенку, здесь существенно ниже, т.к. продукт разложения, втекая в пограничный слой, создает своеобразную газовую завесу, снижая теплообмен. Кроме того, если в составе есть синтетические органические вещества, то один из продуктов разложения является углерод, который, выделяясь, образует на поверхности слой пористого кокса. Этот слой, обладая низкой теплопроводностью и высокой жаро-

стойкостью, представляет собой большое тепловое сопротивление и хорошо теплоизолирует «свежие» слои ТЗЦ, резко уменьшая скорость его разложения.

Важной характеристикой аблирующего покрытия является теплота абляции r_a , которая представляет собой теплоту, поглощенную единицей массы унесенного вещества:

$$r_a = \frac{q - q_{изл} - q_{вн}}{g_a^*}, \quad (9.8)$$

q – подводимая теплота;

$q_{изл}$ – отводимая излучением;

$q_{вн}$ – теплопроводностью внутри покрытия;

g_a^* – количество уносимого теплозащитного вещества.

Для сравнительной оценки покрытий используют эффективную теплоту абляции:

$$r_{эф} = \frac{q_0 - q_{изл} - q_{вн}}{g_a^*}, \quad (9.9)$$

q_0 – плотность теплового потока от горячего газа к поверхности» находящейся при температуре абляции, но в условиях, когда абляции нет.

Важной характеристикой покрытий является и коэффициент теплопроводности.

Плотность потока пара или газа, вдуваемого в погранслои в общем случае определяется формулой:

$$g^* = \varphi g_a^*, \quad (9.10)$$

где φ - степень газификации, равная отношению расхода пара или газа к общему расходу вещества покрытия. Для различных механизмов абляция $\varphi = 0 : 1$.

Если покрытие в процессе сублимирует, то $\varphi = 1$. Значительной теплотой сублимации обладают некоторые органические вещества (нафталин, камфара) минеральные соли и др. Например, хлористый аммоний имеет теплоту сублимации 4159 кДж/кг.

При использовании оплавляющих покрытий на поверхности покрытия образуется вязкая пленка расплава, которая течет вдоль тела под воздействием омывающего стенку газового потока. При отсутствии испарения $\varphi = 0$. Эффективность покрытия значительно возрастает, если взаимодействие пленки с горячим потоком газа сопровождается испарением или разложением расплава, в результате которого уменьшается тепловой поток к поверхности покрытия и увеличивается $r_{эф}$. Даже испарение нескольких процентов расплава может привести к многократному уменьшению скорости уноса.

В качестве оплавляющихся покрытий могут использоваться стекловидные материалы, которые имеют хорошие термоупругие характеристики, небольшой в жидком состоянии, большую вязкость и теплоту испарения (скрытой теплоты плавления эти материалы не имеют), а также пластмассы, армированные стекловолокном или стеклотканью.

Защитный эффект может быть также основан на обугливание поверхности слома материала покрытия. Обугленный слой выполняет роль теплоизолятора, через который в погранслои горячего газа вдуваются газообразные продукты химических реакций, протекающих на внутренней стороне обугленного слоя; состоящего в основном из углерода, сублимирующего при низких давлениях. Таким образом, кроме теплоизолирующего эффекта самого слоя, происходит уменьшение теплоподвода к поверхности вследствие вдувания газа в погранслои.

Покрытие, которое обугливается в процессе работы, выполняют из смол и других органических веществ.

Тугоплавкие, оплавляющиеся, сублимирующие и газифицирующиеся покрытия находят широкое применение в ракетной технике для защиты наружных поверхностей ракет от разрушения при входе их в плотные слои атмосферы. Они применяются также для защиты внутренних поверхностей ракетного двигателя твердого топлива.

Критику выполняют из тугоплавких материалов, чтобы она не изменяла своих размеров во время работы двигателя. Для уменьшения глубины прогрева могут применяться многослойные покрытия, причем верхний слой должен обладать большим значением $I_{эф} = \frac{q_{w0}}{G}$, где $I_{эф}$ – эффективная энтальпия; q_{w0} – тепловой поток к непроницаемой и нереагирующей поверхности при температуре, равной температуре разрушения; G – секундный унос массы в реальных условиях, а внутренние слои должны иметь хорошие теплозащитные свойства. Покрытие должно быть технологичным, легко наноситься на поверхность и обладать хорошей адгезией, т.е. прочно связываться с поверхностью. Внешняя поверхность теплозащитного материала должна выдерживать воздействие больших аэродинамических нагрузок, не окапываясь и не трескаясь, т.е. обладать высокими механическими свойствами.

Защищаемые поверхности могут покрываться керамическими материалами, графитом, стеклообразными материалами, пластмассами разных типов. Керамика обладает большой термостойкостью, высокой температурой разрушения, малым λ и большой величиной $I_{эф}$. Но она требует обжига при высоких температурах и, следовательно, их трудно наносить непосредственно на поверхность аппарата.

Пластмассы применяются с различными видами армирующих наполнителей. Они обладают высокой прочностью, малым λ , большой C , с хорошими технологическими свойствами. Унос теплозащитных материалов происходит частично путем сублимации с поверхности, что вызывает большое поглощение тепла при разрушении.

Стекловидные материалы при высоких температурах имеют свойства очень вязкой жидкости, что способствует поглощению тепла материалом до того, как жидкий слой будет снесен под действием аэродинамических сил. Они характери-

зуются большой теплотой испарения, малым λ и хорошими термодинамическими характеристиками.

Как правило, аблирующие ТЗП - сложные композиционные материалы,готавливаемые на основе жаростойких волокнистых веществ и синтетических смол. Получили распространение ткани из стекловолокна, графита, кварца, асбеста и других жаростойких волокнистых материалов, пропитываемых эпоксидной или фенольной смолой. Защита стенки покрытием соответствующей толщины - наиболее подходящая для КС. Сопло труднее защитить аблирующими покрытиями, т.к. оно в процессе работы будет изменять форму и сечение. Однако для ЖРД с регулированием тяги разгар критического сечения сопла в определенных пределах может компенсироваться системой регулирования. Так сделано в конструкции посадочного двигателя корабля «Аполлон», работающего на четырехокси азота и аэродине. Тяга двигателя глубоко регулируется в пределах между $P_{max}=45.4$ кН и $P_{min}=4.54$ кН.Этому соответствует изменение в камере в пределах $P_{kmax}=0.8$ МПа, $P_{kmin}=0.08$ МПа. Силовая оболочка выполнена из титанового сплава, допускающего нагрев до 420 С, защищена слоем аблирующего композиционного материала на основе кварцевой ткани, пропитанной фенольной смолой ($\rho=1,7$ г/см). Для дополнительной защиты титановой оболочки между ней и аблирующим ТЗП нанесена прослойка из другого композиционного материала, имеющего низкие плотность ($\rho=0,9$ г/см) и теплопроводность. Конфигурация покрытия вдоль КС и сопла специально подобрана в соответствии с тепловым потоком и скоростью абляции так, чтобы происходило равномерное разрушение покрытия на всех участках. Это покрытие успешно выполняет задачу защиты силовой оболочки в течение довольно длительного времени - двигатель рассчитан на работу в течение почти 1000 -1100 с.

9.6. Защита стенки на основе емкостного охлаждения

Происходит путем поглощения (аккумулирования) теплоты массой стенки. Двигатели с такой схемой защиты часто называют «неохлажденными» т.к. массивная стенка не имеет какой-либо другой специальной защиты или охлаждения.

Подобный двигатель может работать очень короткое время, течение которого воспринимаемая теплота идет на ее подогрев. Такой режим работы стенки называют нестационарным режимом охлаждения.

При этом распределение температур поперек стенки непрерывно изменяется. По мере нагревания стенки растет температура «горячей» и «холодной» поверхностей. Температуры будут увеличиваться до тех пор, пока не наступит стационарный режим, характеризуемый равенством теплопередачи от газа в стенку и от стенки в окружающую среду. Так как в данном случае наружная поверхность стенки специального охлаждения не имеет, то ее теплоотдача в окружающую среду мала, а для того, чтобы таким же малым стал тепловой поток от газа в стенку, температура горячей поверхности стенки должна установиться близкой к температуре газа.

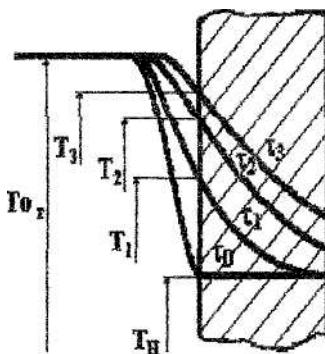


Рис. 9.4. Теплозащита термостойкими покрытиями

Таким образом, стационарный режим охлаждения такой стенки может установиться при очень высоких температурах, далеко превосходящие допустимые для стенки. Поэтому не-

охлажденные двигатели могут работать лишь короткое время (несколько секунд), пока не успеет установиться стационарный тепловой поток. Иногда этого вполне достаточно, например, в экспериментальных исследованиях. Наиболее пригодными материалами в таких случаях будут материалы с высокой теплопроводностью. Тогда тепловое сопротивление стенок будет низким и распределение температуры поперек стенки получится более пологим. Иначе говоря, воспринимаемая стенкой теплота будет равномерно распределяться по толщине стенки, и двигатель может работать более длительное время, т.к. температура «горячей» поверхности растет по времени значительно медленнее, чем в случае нетеплопроводной стенки. Увеличение теплоемкости и плотности материала стенки также способствует увеличению длительности надежной работы двигателя из-за возрастания тепловой «емкости» материала.

9.7. Наружное радиационное охлаждение

Осуществляется излучением теплоты стенкой в пространство. Причем, тепловое излучение стенки будет тем интенсивнее, чем выше ее допускаемая температура. Расчет показывает, что при температуре стенки 1500-2000 К тепловой поток «сбрасываемый» в пространство, лежит в пределах $(0,2-0,6) \times 10^6$ Вт/м². Но в КС и особенно в области критического сечения тепловые потоки во много раз выше, значит, эта система охлаждения непригодна. Однако в соплах с большим расширением и низким давлением на срезе тепловые потоки в области среза становятся настолько низкими, что радиационное охлаждение оказывается вполне приемлемым. Тот же двигатель «Аполлон» имеет участок сопла, начиная с относительной площади $F=F/F_{кр}=16$ и до конца сопла ($F_a=26$), с радиационным охлаждением. Он выполнен из ниобиевого сплава и имеет еще жаростойкое покрытие, допускающее нагрев до 1480°C. Такое охлаждение используется в настоящее время также и для охлаждения двигателей системы стабилизации и

ориентации космических кораблей. Эти двигатели обычно работают при низком давлении в камере, либо на однокомпонентном топливе с низкой температурой разложения (N_2H_4 , H_2O_2), либо на двухкомпонентных топливах, но с низким соотношением компонентов.

При высоком соотношении компонентов радиационное охлаждение может применяться только в сочетании с мощным внутренним охлаждением, которое будет вносить заметные потери удельного импульса. Кроме того, радиационное охлаждение не всегда приемлемо и потому, что участок сопла, нагретый до высокой температуры, будет чрезмерно нагревать близ расположенные агрегаты и элементы конструкции; по этой причине такие участки сопла должны располагаться снаружи двигательного отсека, что не всегда возможно.

9.8. Пленочное охлаждение

Защищаемая стенка покрывается пленкой жидкости, которая подается через одну или несколько щелей, выполненных на некотором расстоянии друг от друга, и растекается по поверхности, для подачи жидкости стенка может иметь пористые вставки.

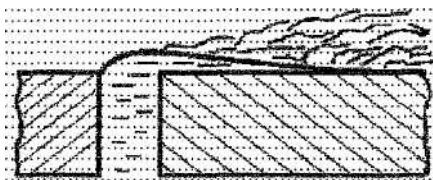


Рис. 9.5. Пленочное охлаждение

Растекающаяся жидкость охладителя испаряется, и толщина ее при этом уменьшается. Пар поступает в погранслои горячего газа и уменьшает тепловой поток от газа к поверхности испарения. На некотором расстоянии от щели пленка исче-

зает. Температура стенки ниже или равна температуре испарения. Площадь защищаемой пленкой поверхности увеличивается с ростом расхода охладителя, но до тех пор, пока пленка движется без отрыва от стенки и пока не начнется унос неиспаренных капель с поверхности пленки.

На рис. 9.5 показана опытная зависимость критической выходной скорости $U_{0кр}$ (после ее достижения струя отделяется от поверхности) от скорости газового потока W_∞ и ширины щели B . Опыты проводились при подаче охладителя под прямым углом к газовому потоку. При угле наклона меньше 15° струя вообще не отделяется от стенки. В результате взаимодействия газового потока с пленкой жидкости на поверхности пленки возникают волны, которые могут привести к потере устойчивости пленки. Устойчивость пленки зависит от

$$Re_0 = \frac{U_0 B}{\nu_0} \text{ и соотношения } \frac{\mu_f}{\mu_0}.$$

Критическое значение Re_0 возрастает с увеличением $\frac{\mu_f}{\mu_0}$.

В случае использования воды при $Re_0 = 300$ пленка еще устойчива. Эффективность пленочного охлаждения зависит от числа щелей на единицу поверхности. При увеличении числа щелей температурное поле стенки становится более равномерным, и поэтому заданная максимально допустимая температура стенки может быть получена при меньших расходах охладителя.

Пленочное охлаждение, как дополнительное средство к конвективному охлаждению используется для защиты стенок камеры сгорания и сопла ЖРД. В качестве охладителя обычно используется горючее.

9.9. Заградительное и комбинированное охлаждение

При заградительном охлаждении стенка защищается от горячего газа слоем холодного воздуха (или другого газа), который подводится к поверхности через щели или пористую вставку. Газ-охладитель желательно вдувать по касательной к охлаждаемой поверхности, хотя подвод газа под углом 15-30 практически не ухудшает качества заградительной системы охлаждения.

Эффективность заградительного охлаждения уменьшается с увеличением расстояния от места подачи охладителя и существенно зависит от состояния скоростей охладителя и основного потока. Чем меньше разница между этими скоростями, тем меньше основной поток возмущает газовую завесу и тем выше эффективность заградительного охлаждения.

$$\theta = \frac{T_{f00} - T_w}{T_{f00} - T_0}.$$

Для расчета θ предложена теоретическая формула (С.С. Кутателадзе и А.И. Леонтьев) и обобщающая опыты формула (Гартнер, Эккерт и Биркеб).

Заградительное охлаждение может использоваться одновременно с конвективным. При этом стенка омывается охлаждающим газом с обеих сторон. Такое охлаждение называют комбинированным. В этом случае на основном участке смешения температура в погранслое со стороны горячего газа выше температуры холодного воздуха. Поэтому, через охлаждаемую стенку передается теплота и температура стенки ниже, чем в случае использования только заградительного охлаждения.

Заградительное и комбинированное охлаждение широко используется для защиты стенок камер сгорания и реактивных сопел ВРД. Эту систему охлаждения можно также использовать в ГТД для защиты лопаток и в РДТТ для защиты внутренних поверхностей реактивного сопла. В последнем случае необходимый для защиты газ получается при горении специального топлива с низкой температурой сгорания, небольшое количество которого размещается перед входом в сопло.

10. ПОВЕРОЧНЫЙ РАСЧЕТ ОХЛАЖДЕНИЯ КАМЕРЫ ЖРД

Ниже приведены формулы для расчета коэффициента скорости, используемого для расчета эталонных тепловых потоков, расчета перемешивания газовой завесы, а также для расчета температур оболочки и гидравлических сопротивлений участков камеры ЖРД.

10.1. Расчет коэффициента скорости β

Для определения величины эталонных конвективных тепловых потоков и расчета перемешивания газовой завесы необходимо провести расчет коэффициента скорости $\beta = \frac{u}{u_{\max}}$.

Расчет β в докритической (включая критическое) части камеры рассчитывается по одномерной теории течения газового потока.

Для критического сечения

$$\beta_{кр} = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\varepsilon_{кр}} \right)^{\frac{\kappa_{кр} - 1}{\kappa_{кр}}}}, \quad (10.1)$$

где $\frac{1}{\varepsilon_{кр}} = \frac{P_{кр}}{P_o} = \left(\frac{2}{\kappa_{кр} + 1} \right)^{\frac{\kappa_{кр}}{\kappa_{кр} - 1}}$ - отношение статистического давления в данном сечении пограничного слоя к давлению заторможенного газа вне пограничного слоя.

Для докритической части $\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{\kappa_{sp}-1}{\kappa_{sp}}}}$, где $\frac{1}{\varepsilon}$ определяется из условия $\bar{D}^2 = \frac{\sqrt{\frac{\kappa_i-1}{\kappa_i+1}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa_i+1}\right)^{\frac{1}{\kappa_i-1}}}{\sqrt{\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{2}{\kappa_i}} - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{\kappa_i+1}{\kappa_i}}}}$, $\bar{D} = \frac{D_{тек}}{D_{крит}}$, для расчета

величины β и $\frac{P_i}{P_o}$ в закритической части необходимо учитывать двумерность течения газового потока

$$\beta = \sqrt{\frac{\kappa_i-1}{\kappa_i+1}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\kappa_i+1}{2} \cdot M^2}}{\sqrt{1 + \frac{\kappa_i-1}{2} \cdot M^2}}, \frac{P_i}{P_o} = \left(1 - \beta_i^2\right)^{\frac{\kappa_i}{\kappa_i-1}} \quad (10.2)$$

10.2. Определение конвективного теплового потока относительной толщины пограничного слоя трения

Значение конвективного теплового потока определяется по формуле:

$$q_k = 3600 \cdot \sqrt{2g \cdot \frac{\kappa_i}{\kappa_i-1}} \cdot \frac{P_\kappa \cdot 10^4}{\sqrt{R_{o_2} T_{o_2}}} \frac{P}{P_o} \cdot \beta \cdot \alpha_T \cdot \Delta J \cdot f_1, \quad (10.3)$$

где f_1 - величина, зависящая от относительной температуры стенки камеры со стороны газов и коэффициента скорости β .

$$f_1 = \frac{1}{\left[\frac{1 + \bar{T}_{cm}}{2} - \frac{\beta^2}{4}\right]^{0.82} \cdot \left[\frac{3 + \bar{T}_{cm}}{4} - \frac{9\beta^2}{16}\right]^{0.18}}, \quad (10.4)$$

где $\bar{T}_{cm} = \frac{T_{cm}}{T_{o_2}}$; T_{o_2} , R_{o_2} - задаются или определяются из таблиц;

α_T - безразмерный коэффициент теплоотдачи от газов,

$$\alpha_m = \frac{(1 - \bar{T}_{cm})^{0.05225} \left(1 - 0.077 \frac{\beta^2}{1 - \bar{T}_{cm}} \right)^{0.9225}}{369(1 - \bar{T}_{cm})^{0.04} \cdot Z_m^{0.08} - 665}, \quad (10.5)$$

$$Z_m = \frac{1.2 \operatorname{Re}_0 \left(\int_0^{\bar{x}} \beta \frac{P}{P_0} \bar{D}^\kappa \cdot d\bar{\ell} \right) \cdot f_1}{\bar{D}^\kappa \left[\frac{1 + \bar{T}_{cm}}{2} \right]^{0.7}}. \quad (10.6)$$

Определяется число Рейнольдса

$$\operatorname{Re}_0 = \frac{4520 \cdot D_{\kappa p} P_\kappa \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}{\sqrt{R_{o_2} T_{o_2}} \cdot \mu_{o_2}}. \quad (10.7)$$

Относительная толщина пограничного слоя трения определяется по формуле:

$$\frac{\delta^*}{D} = \frac{8 \cdot \int B \cdot D \cdot d\ell}{D^2 \beta^2 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}}}, \quad (10.8)$$

где $B = \frac{\tau}{2 \cdot P_\kappa \cdot 10^4 \frac{\kappa}{\kappa - 1}}$; $\tau = 1.05 \cdot q_{эм} \cdot \beta \cdot A$; $A = \frac{\sqrt{2g \cdot \frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1} \cdot R_{o_2} T_{o_2}}}{3600 \cdot \Delta J_0 \cdot 9.81}$.

10.3. Расчет перемешивания газовой завесы

Этот расчет позволяет определить на различных участках камеры концентрацию охладителя, а, следовательно, и величину избытка окислителя на стенке. Положение поясов завесы и их конструктивные особенности учитываются в расчете через значения параметров в начальном сечении.

На каждом участке рассчитывается величина относительной скорости на верхней границе пограничного слоя

$$\frac{\bar{u}_{cm}}{\bar{u}_{x_0}} = \frac{\bar{u}_{cmx_0}}{\bar{u}_{x_0}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{x_0}} - 1 \right) \left(\frac{1}{\rho_{срx_0}} + 1 \right) \left(\frac{\frac{\bar{u}_a}{\bar{u}_{x_0}} + 1}{\frac{\bar{u}_a}{\bar{u}_{x_0}} + \frac{\bar{u}_{cmx_0}}{\bar{u}_{x_0}}} \right), \quad (10.9)$$

где $\bar{u}$ - значение в данном сечении скорости течения основного газового потока;

$\bar{u}_{x_0}$ - значение $\bar{u}$ в сечении $x=x_0$;

$\bar{u}_a$ - значение $\bar{u}$ в выходном сечении сопла;

$\bar{u}_{cm}$ - значение скорости течения газовой завесы у стенки;

$\bar{u}_{cmx_0}$ - значение $\bar{u}_{cm}$ в сечении $x=x_0$;

$\bar{\rho}_{x_0}$ - плотность газовой смеси в слое основного потока;

$\bar{\rho}_{срx_0}$ - среднее значение плотности газовой смеси в слое завесы при $x=x_0$.

$$\begin{aligned} \frac{\bar{u}}{\bar{u}_{x_0}} &= \left(1 - C_{охсмz_0} \right) - \frac{u_{охx_0}}{\bar{u}_{x_0}} C_{охсмx_0}, \\ \frac{\bar{u}}{\bar{u}_{x_0}} &= \frac{\beta}{\beta_{нач}}, \quad \frac{\bar{u}_a}{\bar{u}_{x_0}} = \frac{\beta_a}{\beta_{нач}}, \end{aligned} \quad (10.10)$$

где β_a - величина коэффициента скорости на срезе;

$\beta_{нач}$ - величина коэффициента скорости в сечении.

Значение $C_{охсмx_0}$ в первом приближении определяется в зависимости от $L_{ж}$ и $L_{мфз}$. Затем считается значение величины:

$$\frac{\bar{u}_{охx_0}}{\bar{u}_{x_0}} = \sqrt{\frac{\bar{\rho}_{x_0} + \bar{\rho}_{x_3}}{\bar{\rho}_{смx_0} + \bar{\rho}_{охx_3}} \left[1 - \left(\frac{\bar{u}_{x_3}}{\bar{u}_{x_0}} \right)^2 \right] + \left(\frac{\bar{u}_{охx_3}}{\bar{u}_{x_0}} \right)^2 \left(\frac{\bar{u}_{x_3}}{\bar{u}_{x_0}} \right)^2}, \quad (10.11)$$

окончательное значение $C_{охсм_{x_0}}$ определяется в зависимости от полученного значения $\frac{\bar{u}_{ох_{x_0}}}{\bar{u}_{x_0}}$.

Отношение

$$\frac{\rho_{ср_{x_0}}}{\rho_{x_0}} = \frac{R_{оз} T_{оз}}{R_{ср} T_{ср}} \left[1 - C_{охср} \left(1 - \frac{P_{оох}}{P_{\kappa}} \right) \right]^{\frac{1}{6}}, \quad (10.12)$$

где $C_{охср} = \frac{1}{2} C_{охсм_{x_0}}$.

$$K_{охср} = \frac{K_{nc} + \frac{C_{охср}}{1 - C_{охср}} \frac{K_3}{1 + K_3} (K_{nc} + 1)}{1 + \frac{C_{охср}}{1 - C_{охср}} \frac{(K_{nc} + 1)}{K_3 + 1}}, \quad (10.13)$$

$$\alpha_{ср} = \frac{K_{охср}}{K_{смех}}, \quad RT_{ср} = f(\alpha_{ср}).$$

Определяется приведенная длина турбулентного перемешивания газовой завесы

$$\begin{aligned} \bar{X} = & \frac{2}{3} \frac{C_{охсм_{x_0}}}{150 \bar{m}_{ох}} \left(\frac{\rho_{ср_{x_0}}}{\bar{\rho}_{x_0}} \right) \left[1 + \frac{u_{см_{x_0}}}{u_{x_0}} \left(1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta^*}{D} \right)_{x=x_0}} \right) \right] \times \\ & \times \left[\int_{x_0}^x \left| \frac{\Delta u}{u} \right| \frac{d\ell}{D} + 0.75 \int_{\ell_0}^{\ell_i} \left(\frac{\delta^*}{D} \right)^{1.35} \frac{d\ell}{D} \right], \end{aligned} \quad (10.14)$$

где

$$\frac{\Delta u}{u} = 1 - \frac{\frac{u_{см}}{u_{x_0}}}{\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{x_0}}}. \quad (10.15)$$

Определяется относительная толщина слоя газовой завесы в текущем сечении

$$\frac{\delta}{D} = \frac{A - \left(\frac{\delta^*}{D}\right)_{x_0} \left(1 + \frac{u_{cmx_0}}{u_{x_0}}\right) + \sqrt{\left[A + \left(\frac{\delta^*}{D}\right)_{x_0} \left(1 + \frac{u_{cmx_0}}{u_{x_0}}\right)\right]^2 + 4A \left(\frac{\delta^*}{D}\right)_{x_0} \left(1 + \frac{u_{cmx_0}}{u_{x_0}}\right)}}{2 \left(1 + 2 \frac{u_{cmx_0}}{u_{x_0}}\right)}, \quad (10.16)$$

$$\text{где } A = \frac{\frac{2}{3} m_{ox}}{\frac{\rho_{cp x_0}}{\bar{\rho}_{x_0}} C_{oxcm x_0}}, \quad \frac{\delta^*}{\delta} = \frac{\delta^*/D}{\delta/D}.$$

Определяется величина относительной концентрации $\bar{C}_{cm} = f(\lg(\bar{x}))$ и определяется $C_{oxcm} = \bar{C}_{cm} \cdot C_{oxcm x_0}$.

Определяется значение соотношения компонентов топлива в пристеночной части слоя газовой завесы в первом приближении

$$(K_{cm})_I = \frac{K_{nc} + \frac{C_{oxcm}}{1 - C_{oxcm}} \frac{K_3}{1 + K_3} (K_{nc} + 1)}{1 + \frac{C_{oxcm}}{1 - C_{oxcm}} \frac{(K_{nc} + 1)}{K_3 + 1}}. \quad (10.17)$$

Определяется в следующем приближении значение отношения

$$\frac{\bar{u}_{cm}}{\bar{u}_{x_0}} = \frac{1}{2} \left[\frac{\bar{u}_{cmx_0}}{u_{x_0}} + \int_{x_0}^x \frac{\frac{\bar{u}}{u_{x_0}} \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{u}}{u_{x_0}} \right)}{\left(\frac{\rho_{cm}}{\rho_{x_0}} \right)_{II} \cdot \left(\frac{u_{cm}}{u_{x_0}} \right)_I} dx - \int_{x_0}^x \frac{u}{u_{x_0}} \left[1 - \frac{\left(\frac{u_{cm}}{u_{x_0}} \right)_I}{\frac{\bar{u}}{u_{x_0}}} \right] \frac{d}{dx} \left(\frac{C_{oxcm}}{C_{oxcm}} \right)_{II} dx + \left(\frac{\bar{u}_{cm}}{\bar{u}_{x_0}} \right)_I \right] \quad (10.18)$$

Производные $\frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{x_0}} \right)$ и $\frac{d}{dx} (C_{oxcm})$ определяются методом конечных разностей.

Определяется

$$\frac{\rho_{cm}}{\rho} = \frac{R_{я\partial} T_{я\partial}}{R_{cm} T_{cm}} \left[1 - C_{oxcm} \left(1 - \frac{P_{оох}}{P_k} \right) \right]^{\frac{1}{6}}. \quad (10.19)$$

Полученное значение в (10.18) $\frac{\bar{u}_{cm}}{\bar{u}_{x_0}}$ подставляется в (10.15) и полученное значение $(K_{cm})_{II}$ сравнивают с $(K_{cm})_I$; если значения их совпадают с точностью, необходимой для расчетов охлаждения, расчет перемешивания газовой завесы заканчивают.

Такой расчет проводят для каждого пояса завесы.

Относительное значение концентрации охладителя в i -ом сечении при наличии n колец завесы определяется по следующей формуле:

$$C_{oxcm} = \frac{C_{oxcm_i} \left(1 + \frac{\sum_{k=1}^{i-1} \dot{m}_{ox_k}}{\dot{m}_{ox_i}} \right)}{\left(1 + \frac{\sum_{k=1}^{i-1} \dot{m}_{ox_k}}{\dot{m}_{ox_i}} \cdot \frac{C_{oxcm_i}}{C_{oxcm_{i-1}}} \right)^2} + \frac{C_{oxcm_{i-1}} (1 - C_{oxcm_i}) + C_{oxcm_i}}{1 + \frac{\dot{m}_{ox_i}}{\sum \dot{m}_{ox}} \cdot \frac{C_{oxcm_{i-1}}}{C_{oxcm_i}}}. \quad (10.20)$$

По полученному C_{oxcm} находится по формуле (10.17) K_{cm}

$$\text{и } \alpha_{cm} = \frac{K_{cm}}{K_{стех}}.$$

10.4. Поверочный расчет охлаждения камеры

Проводится с целью определения теплового состояния оболочки камеры, подогрева охладителя и гидравлических сопротивлений тракта.

1. Рассчитывается геометрия каждого участка охлаждающего тракта:

- для оребренной стенки

$$\begin{aligned} D_{cp} &= D + 2\delta_{cm} + h; \\ t &= \frac{\pi D_{cp}}{n} \cdot \cos \gamma; \\ F_{реб} &= (t - \delta_p) \cdot h_p \cdot n; \\ d_{\Gamma_{реб}} &= \frac{2h(t - \delta_p)}{t - \delta_p + h}; \end{aligned} \quad (10.21)$$

- для гофрированной стенки

$$\begin{aligned} F_{гофра} &= n[h \cdot t - \delta_z(t - 4.58\delta_z + 2h)]; \\ d_{\Gamma_{гофра}} &= \frac{2[h \cdot t - \delta_z(t - 4.58\delta_z + 2h)]}{t + 3n\delta_z + 2h - 8\delta_z}. \end{aligned} \quad (10.22)$$

2. Определяется коэффициент теплоотдачи от стенки к жидкости в зависимости от режима течения:

$$1) \quad \alpha_{жс} = B \left(\frac{G}{F} \right)^{0.8} \cdot \frac{1}{d_{\Gamma}^{0.2}}, \quad B = (T_{ctx}, T_{жс});$$

$$2) \quad \alpha_{жс} = 0.023 \frac{\lambda_{жс}}{d_{\Gamma}} \text{Pr}_{жс}^{0.4} \text{Re}_{жс}^{0.8} \left(\frac{T_{CTX}}{T_{жс}} \right)^{-0.55}$$

для газа при $1 < \frac{T_{cm}}{T_{жс}} < 3.5$;

$$3) \quad \alpha_{жс} = 0.023 \frac{\lambda_{жс}}{d_{\Gamma}} \text{Pr}_{жс}^{0.4} \text{Re}_{жс}^{0.8} \left(\frac{\text{Pr}_{жс}}{\text{Pr}_{CT}} \right)^{0.06};$$

$$4) \quad \alpha_{\text{жс}} = 0.023 \frac{\lambda_{\text{жс}}}{d_{\Gamma}} \text{Pr}_{\text{жс}}^{0.4} \text{Re}_{\text{жс}}^{0.8} \left(\frac{\text{Pr}_{\text{жс}}}{\text{Pr}_{\text{СТ}}} \right)^{0.25};$$

$$5) \quad \alpha_{\text{жс}} = 0.023 \frac{\lambda_{\text{жс}}}{d_{\Gamma}} \text{Pr}_{\text{жс}}^{0.4} \text{Re}_{\text{жс}}^{0.8} \left(\frac{\text{Pr}_{\text{жс}}}{\text{Pr}_{\text{СТ}}} \right)^{0.25}$$

решение по $\frac{T_{\text{жс}} + T_{\text{ст}}}{2};$

$$6) \quad \alpha_{\text{жс}} = \frac{\lambda_{\text{жс}}}{d_{\Gamma}} \cdot 21 \cdot \left(\text{Pr} \frac{d_{\Gamma}}{l} \right)^{0.33} \left(\frac{\text{Re}}{2300} \right)^{\lg \frac{l}{d_{\Gamma}}},$$

если $\text{Pr} \geq 0.5, \quad 2300 \leq \text{Re} \leq 5000, \quad \text{Re Pr} \frac{d_{\Gamma}}{l} \geq 12;$

$$7) \quad \alpha_{\text{жс}} = \frac{\lambda_{\text{жс}}}{d_{\Gamma}} \cdot 3.66 \cdot \left(\frac{\text{Re}}{2300} \right)^{2..3 + \lg \text{Pr}}, \quad \text{Re Pr} \frac{d_{\Gamma}}{l} < 12$$

где

$$\begin{aligned} \text{Re}(T_{\text{жс}}) &= \frac{\dot{m} \cdot d_{\Gamma i}}{F_i \cdot \mu(T_{\text{жс}}, P_k) \cdot g}, \\ \text{Pr}(T_{\text{жс}}) &= \frac{9.81 \cdot \mu(T_{\text{жс}}, P_k) \cdot C_p(T_{\text{жс}}) \cdot 3600}{\lambda(T_{\text{жс}})}. \end{aligned} \quad (10.23)$$

3. Определяется коэффициент оребрения с учетом искусственной шероховатости

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{\frac{2\alpha_{\text{жс}}}{\lambda_{\text{реб}} \delta_{\text{реб}}}}, \quad \lambda_{\text{реб}} = f(T_{\text{смх}}), \\ \eta_{\alpha_i} &= \frac{1}{t_i} \left[\varepsilon_{\text{исм}}(t_i - \delta_{p_i}) + \frac{2th \left[\left(A \sqrt{\varepsilon_{\text{шреб}}} \cdot h_i \right) \sqrt{\varepsilon_{\text{шреб}}} \right]}{A} \right]. \end{aligned} \quad (10.24)$$

Если $\varepsilon_{\text{исм(реб)}}$ не задано, то считается в зависимости от обработки каналов.

Проверяется условие

если $\left(\frac{\Delta}{d_{\Gamma}}\right)_{пред} \geq \frac{\Delta_{cm(реб)}}{d_{\Gamma}}$, то $\varepsilon_{исм(реб)} = 1$;

если $\left(\frac{\Delta}{d_{\Gamma}}\right)_{пред} < \frac{\Delta_{cm(реб)}}{d_{\Gamma}}$, то **вычисляется**

$$\xi_{\varepsilon l} = \frac{1}{\left(21g\left(\frac{3.7}{\Delta_{пред}}\right)\right)^2}.$$

Определяются

$$\xi_{cm(реб)} = \frac{1}{\left(21g\left(\frac{3.7}{\Delta_{cm(реб)}}\right)\right)^2}, \quad (10.25)$$

$$\varepsilon_{исм(реб)} = \frac{\ln \frac{\text{Re} \sqrt{\xi_{\varepsilon l}} + 4.6 \text{Pr}}{290}}{\ln \frac{\text{Re} \sqrt{\xi_{cm(реб)}} + 4.6 \text{Pr}}{290}} \cdot \sqrt{\frac{\xi_{cm(реб)}}{\xi_{\varepsilon l}}}.$$

4. Определяется S -комплекс параметров газов в пограничном слое при заданном соотношении компонентов на границе пограничного слоя и заданной температуре стенки:

$$S_{\partial} = \left\{ \frac{T_{cm\partial} - T_{жс}}{\sum_{i=1}^3 \frac{\delta_{cm}}{\lambda_i} + \frac{1}{\eta_{\alpha}} \cdot \alpha_{жс}} - q_{\partial} \right\} \frac{S_{\partial m}}{q_{\partial m}}. \quad (10.26)$$

$$S_{\partial} = f(\alpha_{cm}, T_{cm\partial})$$

Определяется методом подбора по $T_{cm\partial}$ с точностью 5°

$$T_{прип} = T_{жс} + \frac{T_{смх} - T_{жс}}{ch\left(A \cdot \sqrt{\varepsilon_{исреб}} h\right)}.$$

5. Определяются действительный и суммарный потоки

$$q_{\kappa\delta_i} = q_{\varepsilon m_i} \frac{S_{\delta}}{S_{\varepsilon m}}. \quad (10.27)$$

$$q_{\kappa\Sigma_i} = q_{\kappa\delta_i} + q_{\lambda_i}. \quad (10.28)$$

6. По формуле

$$T_{cmx_i} = T_{cm\varepsilon_i} - \sum_{i=1}^3 \frac{\delta_{cm_i}}{\lambda_{cm_i}} \cdot q_{\kappa\Sigma_i} \quad (10.29)$$

определяется температура стенки камеры сгорания со стороны охладителя. Полученное значение T_{cmx} сравнивается с предыдущим и при совпадении этих значений с точностью в 5° определяется подогрев.

7. Он равен

$$\Delta T_i = \frac{q_{\kappa\Sigma_i} \cdot \Delta S}{3600 \cdot \dot{m} \cdot C_p}, \quad (10.30)$$

где $\Delta S = \Delta \ell \pi D$.

8. Определяется температура охлаждения следующего участка

$$T_{\varepsilon i} = T_{\varepsilon i-1} + \Delta T_i. \quad (10.31)$$

9. Расчет гидравлических потерь на каждом участке, определяется по формуле

$$\Delta P_{mp_i} = \xi_{mp} \left(\frac{\dot{m}}{F_i} \right) \frac{\Delta \ell_i}{2g\rho_{mp_i} \cdot \cos \gamma_i \cdot 10^4 d_{\Gamma_i}}, \quad (10.32)$$

где $\rho_{mp} = f((T_{\varepsilon i} + \Delta T_i), P)$.

Определяется коэффициент сопротивления тракта с учетом зернистой шероховатости $\xi_{mp_i} = \lambda_{ou} \cdot K_n$.

Анализируется выражение $1 - \frac{h}{t - \delta_p}$.

Если $1 - \frac{h}{t - \delta_p} \geq 0$, то $K_n = 1.1 - \frac{h}{t - \delta_p} \cdot 0.1$.

Если $1 - \frac{h}{t - \delta_p} < 0$, то $K_n = 1.1 - \frac{t - \delta_p}{h} \cdot 0.1$.

Для определения значения λ_{oui} проводится следующий анализ.

Если $\text{Re} - \frac{560}{\bar{\Delta}_i} \geq 0$, то считается значение

$$\lambda_i = \frac{1}{\left(21g\left(\frac{3.7}{\bar{\Delta}_i}\right)\right)^2}, \quad (10.33)$$

где $i=1,2,3$; $\bar{\Delta}_1 = \frac{\Delta_{py\bar{o}}}{d_\Gamma}$, $\bar{\Delta}_2 = \frac{\Delta_{cm}}{d_\Gamma}$, $\bar{\Delta}_3 = \frac{\Delta_{pe\bar{o}}}{d_\Gamma}$.

Если $\text{Re} - \frac{560}{\bar{\Delta}_i} < 0$, то λ_i определяется из следующего

выражения

$$\lambda_i = \frac{1}{\left[21g\left(\frac{\bar{\Delta}_i}{3.7} + \frac{2.51}{\text{Re}\sqrt{\lambda_n}}\right)\right]^2}. \quad (10.34)$$

Отсюда λ_i определяется методом подбора λ_n

$$\lambda_{oui} = \frac{\lambda_{py\bar{o}}(t - \delta_p) + \lambda_{pe\bar{o}} 2h_{pe\bar{o}} + \lambda_{cm}(t - \delta_p)}{2(h + t - \delta_p)}.$$

10. Расчет местных потерь

$$\Delta P_{M_i} = \xi_{M_i} \left(\frac{\dot{m}}{F_i}\right)^2 \frac{1}{2g\rho_{M_i} \cos \gamma_i \cdot 10^4}, \quad (10.35)$$

где шаг для $F_{\mathcal{M}}$ считается через D_{κ} $t_i = \frac{\pi D_{\kappa} \cos \gamma_i}{n_i}$,

$$\rho_{\mathcal{M}_i} = f(T_{\mathcal{M}_i}, P)$$

11. Определяется давление охладителя на каждом участке $P_i = P_{i-1} - \Delta P_{mp_i} - \Delta P_{\mathcal{M}_i}$.

12. Определяется скорость охлаждения $w_i = \frac{\dot{m}}{F_i \cdot \rho_i}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учебное пособие для студентов технических специальностей и программ подготовки академического бакалавриата ВУЗов, изучающих дисциплину «Термодинамика и теплопередача», содержит теоретические сведения и методики расчета процессов теплообмена в камерах сгорания энергетических установок.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели / М.В. Добровольский. – М.: Машиностроение, 1968. – 396 с.
2. Гахун Г.Г. Конструкция и проектирование жидкостных ракетных двигателей / Г.Г. Гахун, В.И. Баулин. – М.: Машиностроение, 1989. – 424 с.
3. Алемасов В.Е. Теория ракетных двигателей / В.Е. Алемасов. – М.: Машиностроение, 1980. – 536 с.
4. Болгарский А.В. Сборник задач по термодинамике и теплопередаче / А.В. Болгарский. – М.: Высш. шк., 1972. – 304 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Особенности теплообмена в ЖРД.....	5
1.1. Влияние давления и температуры в камере.....	8
1.2. Влияние природы топлива.....	9
1.3. Влияние физических свойств материала огне- вой стенки.....	10
1.4. Влияние толщины огневой стенки.....	11
1.5. Влияние параметров наружного охлаждения...	12
1.6. Влияние режима работы двигателя.....	13
2. Теплоотдача при больших скоростях и температурах потока (теплоотдача в потоке сжимаемой жидкости). Физические особенности процесса теплоотдачи.....	14
2.1. Теплоотдача при ламинарном погранслое.....	21
2.2. Теплоотдача при турбулентном погранслое....	23
3. Гидродинамика и теплообмен в каналах некруглого поперечного сечения.....	27
3.1. Кольцевые каналы.....	34
3.2. Прямоугольные каналы.....	44
4. Теплоотдача в разреженных газах.....	50
4.1. Теплоотдача при режиме скользящего потока..	55
4.2. Теплоотдача при режиме свободно- молекулярного потока.....	56
5. Теплоотдача в химически реагирующих потоках.....	59
5.1. Особенности теплоотдачи в химически реаги- рующем потоке.....	59
5.2. Формула теплового потока.....	61
5.3. Физические свойства равновесно диссоции- рующего газа.....	65
5.4. Условия подобия при наличии равновесных химических реакций.....	68
5.5. Коэффициент теплоотдачи в химически реа- гирующих средах.....	70
6. Расчет конвективного теплообмена в ЖРД.....	73

6.1. Учёт влияния диссоциации.....	74
6.2. Интегральные уравнения энергии и импульсов для каркаса.....	75
6.3. Пересчет конвективных тепловых потоков.....	79
6.4. Теплообмен в сверхзвуковом сопле.....	81
7. Конвективная теплоотдача от продуктов сгорания к стенке.....	83
7.1. Метод решения интегральных соотношений пограничного слоя.....	86
7.2. Расчетные соотношения для q_k и трения в ка- мере ЖРД.....	90
7.3. Методы расчета на основе теории подобия.....	95
8. Лучистый теплообмен в камере ЖРД.....	99
8.1. Расчет лучистого теплового потока в ЖРД.....	102
8.2. Примерный порядок расчета охлаждения.....	107
9. Теплозащита стенок камеры ЖРД.....	114
9.1. Проточное охлаждение.....	115
9.2. Внутреннее охлаждение.....	118
9.3. Транспирационное охлаждение.....	119
9.4. Теплозащита термостойкими покрытиями.....	121
9.5. Теплозащитные аблирующие покрытия.....	124
9.6. Защита стенки на основе емкостного охлажде- ния.....	128
9.7. Наружное радиационное охлаждение.....	130
9.8. Пленочное охлаждение.....	131
9.9. Заградительное и комбинированное охлажде- ние.....	132
10. Поверочный расчет охлаждения камеры ЖРД.....	134
10.1. Расчет коэффициента скорости β	134
10.2. Определение конвективного теплового пото- ка относительной толщины пограничного слоя трения.....	135
10.3. Расчет перемешивания газовой завесы.....	136
10.4. Поверочный расчет охлаждения камеры.....	140

Заключение.....	146
Библиографический список.....	147

Учебное издание

Булыгин Ю.А. Гуртовой А.А.

Кретинин А.В. Кирпичев М.И.

ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

В авторской редакции

Компьютерная верстка А.А. Гуртового

ЛР № 066815 от 25.08.99. Подписано в печать 27.11.2014

Формат 60×84/16. Бумага для множительных аппаратов.

Усл.печ.л. 9.4. Уч.-изд.л. 7.5.

Заказ №

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический
университет»

394026 Воронеж, Московский просп., 14