

Б. В. ОВСЯННИКОВ
Б. И. БОРОВСКИЙ

Т
еория и расчет
агрегатов
питания
жидкостных
ракетных двигателей

Б. В. ОВСЯННИКОВ, Б. И. БОРОВСКИЙ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ
АГРЕГАТОВ ПИТАНИЯ
ЖИДКОСТНЫХ
РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

*Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника
для авиационных вузов и факультетов*



ИЗДАТЕЛЬСТВО «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
Москва 1971

Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. Овсянников Б. В., Боровский Б. И., М., «Машиностроение», 1971, стр. 540+2 вклейки.

В книге излагаются сведения по теории и гидравлическому расчету насосов и турбин турбонасосных агрегатов (ТНА) жидкостных ракетных двигателей (ЖРД). Приводятся основы общей теории лопаточных машин. Выводятся основные расчетные соотношения для проектирования проточной части насосов и турбин. Обосновывается выбор основных параметров турбонасосных агрегатов и анализируются условия их работы. Кратко излагаются способы расчета насосов и турбин ЖРД. Даются примеры расчета.

Книга написана в соответствии с учебной программой и предназначена в качестве учебника для студентов авиационных, машиностроительных и политехнических вузов, специализирующихся по двигателям летательных аппаратов.

Книга может быть также полезна инженерам и техникам, занимающимся расчетом, проектированием и эксплуатацией двигательных установок.

Табл. 9. Иллюстр. 350. Библ. 161 назв.

Рецензенты д-р техн. наук **В. Ф. Чебаевский**
и **кафедра турбиностроения КАИ**

ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге излагаются вопросы теории и гидравлического расчета насосов и турбин турбонасосных агрегатов жидкостных ракетных двигателей (ЖРД). В связи с тем, что в турбонасосных агрегатах ЖРД применяются лопаточные машины различных видов — осевые турбины и насосы, радиальные (центробежные) насосы, радиальные (центростремительные) турбины, гидротурбины, — в книге даются основы общей теории лопаточных машин. Это позволило избежать повторений при выводе основных соотношений и при изложении сведений по профилированию и расчету проточной части насосов и турбин.

Значительное внимание в книге уделено кавитационному расчету насосов, обеспечивающему надежность двигательной установки, а также расчету энергетических характеристик насосов и турбин.

В качестве основного рассмотрен наиболее типичный для ЖРД шнеко-центробежный насос, рассмотрены особенности расчета насосов окислителя и горючего. В книге приведены сведения по выбору и расчету турбин ТНА для двигателей различных схем.

В заключительном разделе обосновывается выбор параметров турбонасосных агрегатов и анализируются условия их работы. Рассмотрение этих вопросов проведено в достаточно общем и кратком виде, так как изучение конкретных схем питания и регулирования двигателя является предметом специального курса.

Терминология и обозначения приняты с учетом общего подхода к насосам и турбинам как к лопаточным машинам; в то же время широко использованы термины и обозначения, рекомендованные Комитетом технической терминологии Академии наук СССР и наиболее распространенные в технической, учебной и научной литературе.

Формулы и числовые величины приведены в соответствие с Международной системой единиц (СИ). Фактические данные и числовые величины даны на основе отечественных и иностранных публикаций. Примеры расчетов имеют чисто методический характер и не относятся к какому-либо конкретному двигателю.

При изложении многих вопросов авторы использовали опыт промышленного насосостроения и турбостроения. Кроме того,

частично использован материал, приведенный в учебном пособии, написанном одним из авторов (Б. В. Овсянников. Теория и расчет насосов жидкостных ракетных двигателей. М., Оборонгиз, 1960).

Ввиду того, что в ряде вузов изучается сокращенный учебный курс, часть материала, которая может быть опущена в таких случаях, напечатана петитом.

Для облегчения самостоятельной работы студентов над материалом учебника в книге приведено большое количество графических зависимостей, даны примеры расчетов и приведена достаточно подробная библиография.

Главы 1, 2 в большей части написаны Б. В. Овсянниковым, остальные главы написаны авторами совместно; общее научное редактирование книги выполнено Б. В. Овсянниковым.

Авторы выражают благодарность рецензентам — д-ру техн. наук В. Ф. Чебаевскому, кандидатам техн. наук М. К. Максutowой, А. П. Тунакову и Л. В. Горюнову — за ценные замечания, сделанные при рецензировании рукописи, а также д-рам техн. наук О. Н. Емину, К. В. Холщевникову, В. А. Целикову, кандидатам техн. наук Н. С. Ершову и Н. И. Кравчику за полезные советы, высказанные ими при просмотре отдельных разделов рукописи.

Авторы будут признательны читателям за критические замечания как по существу излагаемых вопросов, так и по методике изложения. Замечания просим присылать по адресу: Москва, Б-66, 1-й Басманный пер., 3, издательство «Машиностроение».

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- a — скорость звука; размер минимального сечения решетки;
 b — ширина меридионального сечения лопаточной машины (насоса, турбины);
 c — абсолютная скорость движения жидкости, газа;
 C — кавитационный коэффициент быстроходности;
 D, d — диаметр;
 F, f — площадь;
 G — массовый расход жидкости или газа;
 H — напор, или приращение удельной энергии жидкости, газа;
 h — высота;
 \bar{H} — коэффициент напора;
 i — угол атаки; энтальпия;
 k_2 — коэффициент, учитывающий влияние конечного числа лопаток;
 \bar{L} — удельная работа; уменьшение энергии жидкости, газа;
 \bar{L} — коэффициент работы;
 N — мощность;
 n_s — коэффициент быстроходности (для насоса с двухсторонним входом определяется по **половинному расходу**);
 n_s^* — коэффициент быстроходности, определенный по всему расходу;
 p — давление;
 Q — объемный расход жидкости или газа;
 q — расходный параметр;
 R, r — радиус;
 R — газовая постоянная;
 T — температура;
 t — шаг;
 u — окружная скорость;
 v — скорость потока; удельный объем;
 w — относительная скорость;
 z — число лопаток; число ступеней турбины, насоса;
 ϵ — степень парциальности (степень впуска);
 η — к. п. д.;
 ν — коэффициент кинематической вязкости жидкости;
 ξ — коэффициент местных сопротивлений;
 ρ — массовая плотность жидкости, газа;
 σ — коэффициент полного давления;
 ω — угловая скорость; частота вращения;
 ζ — коэффициент потерь.

И н д е к с ы

- ад** — адиабатный — относится к параметрам идеального адиабатного процесса;
вн — внутренний;
вт — втулка, втулочный — относится к параметрам сечения лопаток у втулки;

- вх** — входной;
вых — выходной;
г — гидравлический или геометрический;
Гидр — гидравлический (гидравлическое сопротивление);
д — дисковый;
кав — кавитационный;
кр — критический;
мех — механический;
н — насос;
п — периферийный;
пол — политропный;
р — расчетный; расходный;
с — относится к параметрам соплового аппарата;
ср — средний;
срв — срывной;
т — теоретический; турбина;
тр — трение;
у — относится к параметрам уплотнения (утечки);
ш — шнек;
m — относится к меридиональным проекциям скоростей и сечений;
r — относится к радиальным проекциям скоростей;
u — относится к окружным проекциям скоростей, к параметрам, названным параметрами на окружности колеса турбины;
z — относится к осевым проекциям скоростей, моментам относительно оси и т. п.;
 ∞ — относится ко всем параметрам, определенным исходя из предположения, что число лопаток бесконечно большое.

Глава 1

Применение насосов и турбин в жидкостных ракетных двигателях

1.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМ ПОДАЧИ КОМПОНЕНТОВ В ЖРД

ЖРД — двигатель, рассчитанный на создание тяги при кратковременном действии. Обычно время работы двигателя измеряется секундами или минутами. В ЖРД используются топлива, состоящие из жидких компонентов — жидкое горючее и жидкий окислитель. Массовый расход топлива составляет килограммы и тысячи килограммов в секунду. Величина массового расхода топлива определяется тягой и удельной тягой двигателя:

$$G_{\Sigma} = R/R_{уд}, \quad (1.1)$$

где G_{Σ} — массовый расход топлива, т. е. суммарный расход компонентов — окислителя ($G_{ок}$) и горючего ($G_{гор}$):

$$G_{\Sigma} = G_{ок} + G_{гор}; \quad (1.2)$$

R — тяга в ньютонах (n);
 $R_{уд}$ — удельная тяга в $n/(кг/сек)$.

Удельная тяга ЖРД в зависимости от выбранных компонентов колеблется обычно в пределах $2500 \div 4000 \text{ } n/(кг/сек)$. Оценим приближенно величину расхода топлива в ЖРД. Если принять для ЖРД $R_{уд} = 3300 \text{ } n/(кг/сек)$, то на каждые $10 \text{ } кн$ тяги потребуется $3 \text{ } кг/сек$ расхода топлива.

Массовый расход каждого из компонентов можно определить по суммарному расходу G_{Σ} и выбранному значению коэффициента соотношения компонентов

$$x = G_{ок}/G_{гор}. \quad (1.3)$$

С помощью формул (1.2) и (1.3) получим

$$G_{\text{ок}} = \frac{\kappa}{1 + \kappa} G_{\Sigma}; \quad (1.4)$$

$$G_{\text{гор}} = \frac{G_{\Sigma}}{1 + \kappa}. \quad (1.5)$$

Как правило, κ больше единицы (обычно $\kappa=2\div 4$), поэтому массовый расход окислителя $G_{\text{ок}}$ больше расхода горючего $G_{\text{гор}}$. Объемный расход компонента находят по массовому расходу и плотности:

$$Q_{\text{ок}} = G_{\text{ок}} / \rho_{\text{ок}}; \quad (1.6)$$

$$Q_{\text{гор}} = G_{\text{гор}} / \rho_{\text{гор}}, \quad (1.7)$$

где $Q_{\text{ок}}$ и $Q_{\text{гор}}$ — соответственно объемные расходы окислителя и горючего; $\rho_{\text{ок}}$ и $\rho_{\text{гор}}$ — плотности окислителя и горючего.

Обычно плотность окислителя (производные азотной кислоты, жидкий кислород и пр.) больше, чем плотность горючего (керосин, спирты и пр.), поэтому разница в объемных расходах окислителя и горючего меньше, чем разница в их массовых расходах.

Объемные расходы компонентов составляют единицы и десятки литров в секунду для двигателей с умеренной тягой (до 300 *кн*) и сотни литров в секунду для двигателей с большой тягой.

Давление подачи рабочего компонента $p_{\text{вых}}$ определяется давлением в камере сгорания $p_{\text{к}}$, перепадом на форсунках $\Delta p_{\text{ф}}$ и сопротивлением гидравлической магистрали от выхода из насоса до форсунок, которое при прохождении компонента (как правило, это горючее) через рубашку охлаждения камеры сгорания может быть велико (до 40÷60 *бар*):

$$p_{\text{вых}} = p_{\text{к}} + \Delta p_{\text{ф}} + \Delta p_{\text{сопр.вых}}. \quad (1.8)$$

При давлении в камере сгорания 100÷150 *бар*, перепадах на форсунках 5÷20 *бар* и сопротивлении гидравлической магистрали 15÷20 *бар* величина потребного давления подачи может составлять 150÷220 *бар*.

В зависимости от устройства системы питания двигателя, подача компонентов топлива в камеру сгорания ЖРД может осуществляться вытеснением компонентов из бака газом высокого давления или с помощью насосов. В соответствии с этим системы подачи компонентов топлива ЖРД делятся на две группы:

- 1) вытеснительные системы;
- 2) насосные системы.

В вытеснительных системах (рис. 1.1) для подачи топлива в камеру сгорания используется какой-либо аккумулятор давления. В качестве аккумулятора давления применяют баллон со сжатым газом (воздух, азот) или агрегат, вырабатывающий газ

путем сжигания пороха (ПАД — пороховой аккумулятор давления) или жидких компонентов какого-либо топлива (ЖАД — жидкостный аккумулятор давления).

Характерная особенность вытеснительной системы заключается в том, что баки с компонентами находятся под большим давлением, превышающим давление в камере сгорания. Поэтому

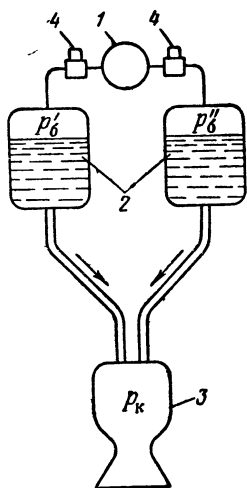


Рис. 1.1. Схема вытеснительной системы подачи компонентов топлива ЖРД:

1—аккумулятор давления; 2—баки с компонентами; 3—камера сгорания; 4—редукционные клапаны

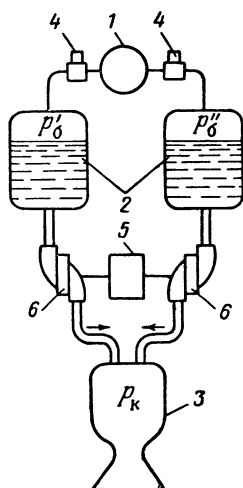


Рис. 1.2. Схема насосной системы подачи компонентов топлива ЖРД:

1—аккумулятор давления; 2—баки с компонентами; 3—камера сгорания; 4—редукционные клапаны; 5—двигатель для привода насосов; 6—насосы

му баки приходится делать толстостенными. При высоких давлениях в камере сгорания и при значительных количествах топлива, расходуемого за время работы (что характерно для двигателей больших тяг или большой продолжительности работы), баки при вытеснительных системах подачи будут чрезвычайно тяжелыми, неприемлемыми для ракеты. Поэтому для ЖРД с высоким давлением в камере сгорания, работающих относительно продолжительное время или имеющих большую тягу, всегда применяются насосные системы подачи.

При насосной системе подачи внутри топливных баков, например, с помощью баллона со сжатым газом, поддерживается небольшое давление, необходимое для обеспечения бескавитационной работы насосов. Давление, необходимое для подачи топлива в камеру сгорания, создается насосами (рис. 1.2), приводимыми в движение от двигателя — обычно от турбины. В даль-

нейшем агрегат, состоящий из насосов и двигателя, будем называть насосным агрегатом. Если в насосном агрегате в качестве двигателя используется турбина, то такой агрегат будем называть турбонасосным агрегатом, сокращенно — ТНА. Рабочим телом турбины является газ, полученный в газогенераторе двигателя при сгорании компонентов топлива двигателя или разложении какого-либо вещества (например, перекиси водорода).

Насосную подачу компонентов топлива в ЖРД предложил К. Э. Циолковский еще в 1914 г. Насосная система подачи значительно сложнее вытеснительной системы, но при больших количествах расходуемого топлива и высоких давлениях подачи насосная система предпочтительнее, так как вес всей системы питания ЖРД, включая баки компонентов, будет меньше. Уже при давлении в камере сгорания, превышающем 30–50 бар, применять в ЖРД вытеснительную систему подачи компонентов нецелесообразно. (Исключение составляют микродвигатели — двигатели с малой тягой и малой продолжительностью работы, применяемые для управления спутниками и космическими кораблями, в которых применяется вытеснительная система).

Насосная система подачи компонентов в настоящее время является наиболее распространенной системой подачи компонентов в ЖРД. При насосной системе подачи насос должен подавать необходимый расход компонента, при этом давление компонента должно быть повышено от небольшого давления на входе в насос до высокого давления, превышающего давление в камере сгорания [см. уравнение (1.8)], т. е. насос должен обеспечить приращение механической энергии перекачиваемого компонента топлива.

Приращение механической энергии 1 кг массы жидкости, прошедшей через насос, называется напором насоса и обозначается H^*). Для несжимаемой жидкости можно записать

$$H = \frac{p_{\text{вых}}^* - p_{\text{вх}}^*}{\rho} \frac{\partial \rho}{\rho}, \quad (1.9)$$

или

$$H = \left(\frac{p_{\text{вых}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вых}}^2}{2} \right) - \left(\frac{p_{\text{вх}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вх}}^2}{2} \right) = \frac{p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2}{2}, \quad (1.10)$$

где p^* и p — соответственно полное и статическое давления компонента топлива; c — скорость компонента; индексы «вх» и «вых» относятся к параметрам компонента на входе в насос и на выходе из него.

) В гидравлике механическую энергию 1 кг жидкости называют напором жидкости. Если пренебречь энергией положения, то напор жидкости определится формулой $\frac{p^}{\rho} = \frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2}$. Напор насоса представляет собой приращение напора жидкости, прошедшей через насос.

Обычно $c_{вх} = 5 \div 10$ м/сек, $c_{вых} = 10 \div 20$ м/сек. При одинаковых или близких значениях $c_{вх}$ и $c_{вых}$ можно записать

$$H = \frac{P_{вых} - P_{вх}}{q} \quad (1.11)$$

Величина потребного давления на выходе $P_{вых}$ (давление подачи компонента) оценивается формулой (1.8). Для определения потребных напоров насоса H остановимся на оценке величины располагаемого давления на входе в насос $P_{вх}$.

Давление на входе в насос $P_{вх}$ (рис. 1.3) определяется давлением в баке P_6 , уровнем столба жидкости, инерционным подпором и гидравлическим сопротивлением магистрали, подводящей компонент к насосу, и скоростью потока на входе.

Обозначим буквой θ угол между направлением движения ракеты (ось ракеты) и направлением силы тяжести (см. рис. 1.3). При определении давления на входе в насос нужно учитывать только тангенциальное по отношению к траектории полета ускорение. Ускорение, нормальное по отношению к траектории, приведет к неравномерности давления по сечению трубопровода, но не скажется на величине среднего давления.

Для жидкости, текущей по трубе, инерционная сила в данном сечении будет равна

$$P_j = qflj,$$

где l — уровень столба жидкости над сечением входа;

j — тангенциальное ускорение ракеты;

f — площадь сечения трубы.

Величина инерционного давления будет

$$p_j = qlj.$$

Соответственно гравитационное давление столба жидкости будет равно $qgl \cos \theta$.

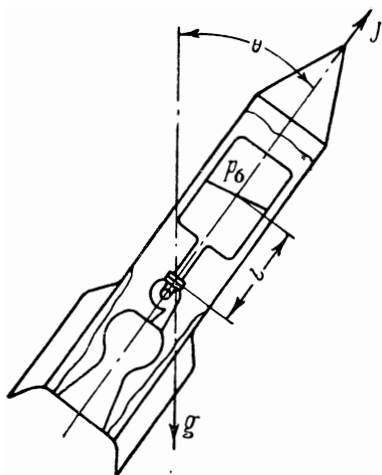


Рис. 1.3. Схема установки насоса в ракете

Сумму гравитационного и инерционного давлений можно представить в виде

$$\rho g l \cos \theta + \rho l j = \rho l (g \cos \theta + j).$$

С учетом всех факторов давление на входе в насос будет равно

$$p_{\text{вх}} = p_0 + \rho l (g \cos \theta + j) - \Delta p_{\text{сопр. вх}} - \rho \frac{c_{\text{вх}}^2}{2}. \quad (1.12)$$

Во время полета ракеты давление на входе в насос не остается постоянным, а меняется при изменении ускорения ракеты и уровня жидкости в баке.

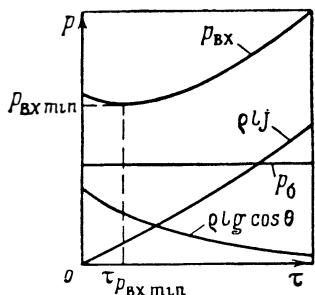


Рис. 1.4. Примерная зависимость давления на входе в насос от времени полета ракеты

На рис. 1.4 показана примерная зависимость давления на входе в насос от времени полета ракеты на активном участке траектории, когда работает двигатель. При старте ракеты $p_{\text{вх}}$ обычно составляет 2–6 бар. При движении ракеты давление $p_{\text{вх}}$, изменяясь, может проходить через минимум, так как гравитационное давление падает в связи с уменьшением уровня столба жидкости l , а инерционное давление быстро растет по мере увеличения ускорения ракеты (давление в баке p_0 практически не изменяется).

Отметим, что входное давление $p_{\text{вх}}$ является важным параметром насосной системы питания ЖРД. При низком давлении $p_{\text{вх}}$ на входе в насос может возникнуть кавитация (см. разд. 3.3), приводящая к срыву насоса — падению напора, создаваемого насосом, и расхода. Поэтому важно рассчитать насос так, чтобы он обладал необходимыми антикавитационными свойствами, т. е. был способен работать без кавитационного срыва при заданном давлении на входе.

Зная потребное давление на выходе из насоса $p_{\text{вых}}$ и располагаемое давление на входе $p_{\text{вх}}$, можно по формуле (1.11) оценить потребный напор насоса. Так как давление $p_{\text{вх}}$ несравненно меньше давления $p_{\text{вых}}$, то напор насоса H практически определяется давлением на выходе. Обычно потребная величина напора составляет 10 000–30 000 дж/кг. Так как плотность горючего меньше плотности окислителя, то напор насоса горючего больше напора насоса окислителя. Для насосов, работающих на жидком водороде (который имеет очень малую плотность), потребный напор достигает величины 250 000–400 000 дж/кг. Отсюда следует, что насосы ЖРД должны быть высоконапорными.

Мощность, потребляемую насосом, можно подсчитать по формуле

$$N_{\text{н}} = \frac{GH}{\eta_{\text{н}}},$$

где G — массовый расход компонента через насос, а η_n — к. п. д. насоса. Чем больше к. п. д. насоса, тем меньше потребляемая мощность. Обычно $\eta_n = 0,5 \div 0,8$.

При заданных величинах потребного напора и к. п. д. мощность, потребляемая насосом, определяется массовым расходом компонента (тягой двигателя). Мощность насосов ЖРД может достигать 20 000 ÷ 40 000 кВт и больше.

Сформулируем более подробно основные требования к насосам ЖРД и двигателям, применяемым для их привода.

1.2. ТРЕБОВАНИЯ К НАСОСНЫМ АГРЕГАТАМ ЖРД

1.2.1. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ

Сформулируем основные, наиболее общие, требования к насосным агрегатам ЖРД, состоящим из насосов и двигателя для их привода:

1) насосный агрегат должен обеспечивать непрерывную подачу необходимого количества компонентов в камеру сгорания под заданным давлением с возможно более высоким к. п. д.;

2) габариты и масса насосного агрегата должны быть минимальными, а следовательно, угловая скорость агрегата должна быть максимально возможной;

3) стоимость изготовления насосного агрегата должна быть минимальной;

4) насосный агрегат должен обеспечивать нормальную работу двигателя на различных режимах.

Эти общие требования к насосному агрегату конкретизируются и дополняются в зависимости от назначения и схем ЖРД. Дополнительные требования уточняются при рассмотрении конкретной системы питания ЖРД.

Перечислив общие требования к насосному агрегату, сформулируем дополнительные требования к насосам ЖРД и двигателям, применяемым для их привода.

1.2.2. ТРЕБОВАНИЯ К НАСОСАМ

Требования к насосам почти целиком определяются такими параметрами двигательной установки, как тяга, давление в камере сгорания, физико-химические свойства компонентов, давление в баках и т. п. Эти требования таковы:

1) насос должен быть приспособлен для работы с агрессивными жидкостями, какими являются высококипящие и низкокипящие (криогенные) окислители топлив ЖРД: азотная кислота и ее производные, перекись водорода, жидкий фтор, жидкий кислород и т. п.

При работе на окислителях недопустимо трение между деталями насоса, которое приводит к местному нагреву внутренних частей насоса, возгоранию и даже взрыву насоса. Ввиду этого

насосы, в которых имеются трущиеся пары, могут оказаться непригодными для ЖРД;

2) насосы ЖРД должны обладать высокими антикавитационными свойствами, т. е. они должны быть работоспособны при малых давлениях на входе. Чем меньше допустимое давление на входе в насос, тем меньше необходимое давление в баке компонента, а это приводит к уменьшению массы бака и уменьшению массы всей двигательной установки;

3) насос должен иметь такую характеристику (зависимость создаваемого напора от расхода жидкости), которая обеспечивала бы устойчивую работу системы питания как на основных, так и на переходных режимах работы двигателя.

При работе насоса должна быть исключена возможность срыва режима или возникновения колебаний параметров насоса (напор, расход) под влиянием малых случайных отклонений в сопротивлении системы питания.

Это — основные, общие, требования к насосам ЖРД. В отдельных частных случаях эти требования могут видоизменяться и могут возникать новые специфические требования.

1.2.3. ТРЕБОВАНИЯ К ДВИГАТЕЛЯМ ПРИВОДА НАСОСНЫХ АГРЕГАТОВ

Сформулируем дополнительные требования к двигателям привода насосов ЖРД, учитывая, что многие требования к двигателю вошли в общие требования к насосному агрегату:

1) двигатель привода должен иметь высокую угловую скорость и, как правило, обеспечивать привод насосов без применения специальных передающих момент устройств (например, шестеренчатого перебора);

2) в двигателе должен использоваться такой источник энергии, который не требует значительного увеличения массы ракеты. В случае, когда использованное рабочее тело выбрасывается в атмосферу, минуя камеру сгорания ЖРД, двигатель привода насосов должен иметь высокие значения мощности, отнесенной к единице массы расходуемого рабочего тела;

3) двигатель должен легко переводиться с одного режима на другой.

Учитывая сформулированные выше требования, выясним, какие типы насосов и двигателей лучше всего подходят для применения их в жидкостных ракетных двигателях.

1.3. СРАВНЕНИЕ НАСОСОВ И ДВИГАТЕЛЕЙ РАЗНЫХ ТИПОВ

1.3.1. НАСОСЫ

Имеется много типов насосов, действующих по разным принципам и конструктивно различных между собой.

Разберем кратко принцип действия и основные свойства насосов применительно к требованиям, предъявляемым к насосам системы подачи ЖРД. Мы будем рассматривать лишь механические насосы. Для перекачки токопроводящих жидкостей, в частности, металлов, применяются электрические и электромагнитные насосы различных типов.

По принципу действия механические насосы можно разбить на четыре основные группы: объемные, насосы трения, струйные и лопаточные.

1.3.1.1. Объемные насосы

Объемные насосы работают по принципу вытеснения. Жидкость в этих насосах проталкивается в нагнетающую магистраль каким-нибудь движущимся органом. Давление, развиваемое объемным насосом, зависит от гидравлического сопротивления напорной магистрали за насосом и практически ограничивается лишь утечкой через зазоры и прочностью деталей насоса.

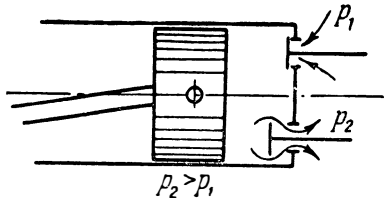


Рис. 1.5. Схема поршневого насоса

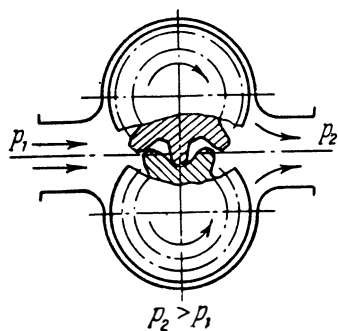


Рис. 1.6. Схема шестеренчатого насоса

В основном применяют объемные насосы трех типов (см. работу [29]):

1. Поршневые (рис. 1.5), в которых вытеснение жидкости в область повышенного давления, а также засасывание жидкости производятся поршнем, приводимым в движение при помощи кривошипно-шатунного механизма от вала какого-либо двигателя. Засасывание и подача жидкости осуществляются через управляемые или автоматические клапаны.

2. Шестеренчатые или винтовые (рис. 1.6).

Эти насосы устроены таким образом, что роторы, выполненные в виде зубчатых шестерен или винтов, вращаясь с небольшим зазором в корпусе насоса, отсекают от полости всасывания объем жидкости, попавший в полость между зубьями и корпусом, и выталкивают его в полость повышенного давления.

3. Коловратные (рис. 1.7).

Коловратные насосы устроены таким образом, что лопатки, перемещающиеся в радиальных пазах эксцентрично вращающегося ротора, отсекают жидкость от полости всасывания и переносят ее в полость повышенного давления.

Основные преимущества объемных насосов:

- 1) возможность получения больших напоров;
- 2) независимость величины расхода от давления подачи. Теоретическая характеристика этих насосов (зависимость давления, развиваемого насосом, от расхода, протекающего через насос, без учета изменения величины утечки через зазоры) представляется вертикальной линией (рис. 1.8);

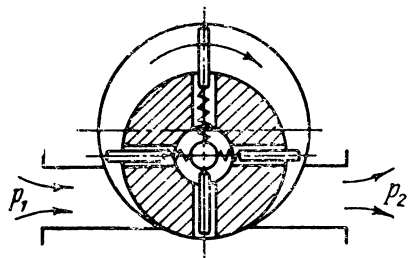


Рис. 1.7. Схема коловратного насоса

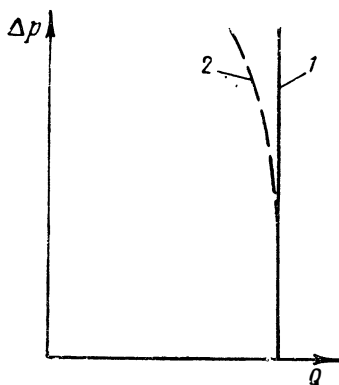


Рис. 1.8. Типичные характеристики объемных насосов:

1—теоретическая характеристика;
2—действительная характеристика

3) высокий к. п. д.;

4) возможность работы на двухфазной жидкости.

Объемные насосы с малыми зазорами между рабочим органом и корпусом являются самовсасывающими насосами, т. е. такими насосами, которые могут работать без заливки, откачивая вначале газы и пары, а затем жидкость.

Недостатки, свойственные объемным насосам:

1) большие масса и габариты, особенно при больших расходах;

2) небольшая угловая скорость (из-за опасности большого износа), особенно в случае использования в передаче кривошипно-шатунного механизма. Как следствие этого, для объемных насосов характерна ограниченная производительность при заданной массе и размерах;

3) наличие трущихся поверхностей может привести к местному нагреву, что недопустимо при перекачке окислителей топлив ЖРД.

Область применения объемных насосов в качестве основных (малые расходы и большие напоры) совпадает с областью применения вытеснительной подачи (малые импульсы), имеющей

преимущества в отношении массы и конструктивной простоты. В отдельных случаях объемные насосы могут применяться как стеновые.

1.3.1.2. Насосы трения

В насосах трения подвижный рабочий элемент увлекает жидкость благодаря наличию сил вязкости. На рис. 1.9 приведен дисковый насос трения, состоящий из подвода 1, дискового колеса 2 и спирального отвода 3 (см. работы [26] и [28]).

Дисковое колесо состоит из нескольких тонких дисков, скрепленных между собой заклепками на периферии таким образом, чтобы между дисками оставались небольшие зазоры для прохода жидкости. Принцип действия дискового насоса заключается в следующем. При вращении колеса жидкость, находящаяся в зазоре между дисками, закручивается в результате трения о диски, благодаря чему создается насосный эффект.

Преимущества дисковых насосов заключаются в их высоких антикавитационных качествах. Дисковые насосы могут работать при более низких давлениях на входе, чем, например, лопаточные насосы. Это объясняется тем, что при обтекании входных кромок дисков возникает меньшее разрежение, чем при обтекании лопаток.

Недостатками дисковых насосов трения являются:

- 1) низкий к. п. д. (обычно меньше 0,4);
- 2) большие габариты при больших расходах и напорах;
- 3) сильная зависимость характеристик насосов от физических свойств и температуры перекачиваемого компонента топлива.

Эти недостатки ограничивают применение дисковых насосов в качестве основных насосов ЖРД. Они могут применяться в качестве вспомогательных ступеней насосов для улучшения их антикавитационных качеств. Заслуживают внимания насосы, представляющие собой комбинацию насоса трения и лопаточного насоса.

1.3.1.3. Струйные насосы

Струйный насос (эжектор) (см. далее рис. 3.103) включает в себя сопла 1, камеру смешения 2, диффузор 3 и конфузор 4. В

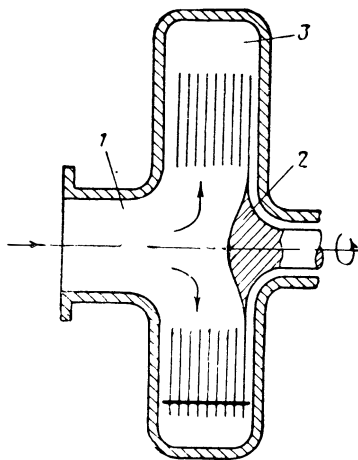


Рис. 1.9. Схема насоса трения:

1—подвод; 2—дисковое колесо; 3—отвод

117 ДИСТРА

сопло I подается жидкость под большим давлением (эжектирующая жидкость). Во входную часть камеры смешения поступает эжектируемая жидкость с малыми давлением и скоростью. В сопле I эжектирующая жидкость увеличивает свою кинетическую энергию за счет падения давления и затем поступает в камеру смешения. В камере смешения в процессе перемешивания происходит передача энергии от эжектирующей жидкости к эжектируемой.

В результате этого на выходе из камеры смешения механическая энергия одного килограмма массы перемешанной жидкости становится больше, чем энергия эжектируемой жидкости на входе в камеру смешения. В диффузоре давление перемешанной жидкости увеличивается до давления p_3 , большего чем p_1 . Преимущество струйных насосов заключается в их конструктивной простоте и надежности. Струйные насосы могут применяться в ЖРД в качестве вспомогательных (бустерных) насосов перед основными насосами для повышения антикавитационных качеств насосной системы подачи (см. работы [34] и [36]).

Недостатки струйных насосов:

- 1) низкий к. п. д.;
- 2) небольшие напоры, которые они могут обеспечить.

1.3.1.4. Лопаточные насосы

Лопаточный насос представляет собой разновидность лопаточной машины. В лопаточном насосе преобразование механической энергии на валу насоса в энергию жидкости совершается во вращающихся каналах, образованных лопатками. Для лопаточных насосов характерно обтекание вращающихся лопаток потоком жидкости. Лопаточные насосы разделяются на два основных типа — центробежные (см. далее рис. 3.20) и осевые насосы (см. далее рис. 3.69).

В центробежном насосе перемещение частицы жидкости в рабочем колесе происходит при существенном увеличении ее расстояния от оси вращения. В преобразовании энергии в центробежном насосе большую роль играют кориолисовы силы инерции. В осевом насосе перемещение частицы жидкости происходит при незначительном изменении ее расстояния от оси. В преобразовании энергии в осевых насосах основную роль играет циркуляционное обтекание лопаток. Кроме центробежных и осевых насосов, существуют лопаточные насосы промежуточного типа — диагональные насосы.

Центробежные насосы обычно применяются при потребных напорах, превышающих 1000 дж/кг .

Область применения одноступенчатых осевых насосов в качестве основных, как правило, относится к меньшим напорам и особенно большим расходам — превышающим $150\text{--}200 \text{ л/сек}$. Если применить многоступенчатые осевые насосы, можно полу-

чить достаточно большие напоры. В ЖРД осевые насосы применяются в основном в качестве первых ступеней насосов; в частности, нашел широкое применение шнековый насос (шнек) (см. далее рис. 2.67). Рабочее колесо шнека имеет 2÷3 длинные лопатки, охватывающие втулку колеса на угле, превышающем 180°. Лопатка шнека спрофилирована по высоте по определенному закону. Шнек создает небольшой напор, но может обеспечивать большие расходы. Недостатком шнекового насоса является невысокий к. п. д., достигающий 0,5. Шнеки обладают хорошими антикавитационными свойствами. Поэтому шнековые насосы нашли применение в ЖРД в качестве ступеней, улучшающих антикавитационные свойства насосов ЖРД (см. работы [13] и [35]).

Лопаточные насосы имеют следующие положительные свойства:

1) возможность обеспечения практически любых напоров и расходов жидкости;

2) возможность работы на высоких угловых скоростях;

3) небольшая масса насоса;

4) малые габариты насоса;

5) возможность работы на агрессивных жидкостях вследствие отсутствия трущихся пар;

6) удобство привода от электродвигателей и турбин;

7) минимальное количество движущихся частей.

Отрицательными качествами лопаточных насосов являются:

1) сравнительно небольшая величина к. п. д. насоса (обычно не более 0,8÷0,85);

2) изменение развиваемого насосом напора при изменении расхода.

Разновидностью центробежных лопаточных насосов является вихревой насос (см. рис. 1.10 и работу [25]). Колесо с небольшими выфрезерованными на периферии лопатками вращается в корпусе так, что между корпусом и колесом имеется кольцевой канал постоянного сечения. Входное и выходное отверстия (см. рис. 1.10) разделены перемычкой, прилегающей (с малым зазором) к колесу. Жидкость захватывается лопатками, проходит по межлопаточному каналу и выбрасывается в кольцевой канал кожуха. Двигаясь по кольцевому каналу, жидкость до выхода из насоса многократно поступает в межлопаточные каналы. В известной мере, вихревой насос действует как многоступенчатый центробежный насос.

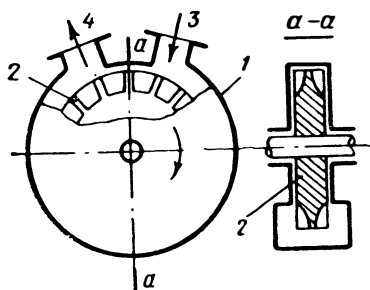


Рис. 1.10. Схема вихревого насоса:

1—корпус; 2—рабочее колесо; 3—входное отверстие; 4—выходное отверстие

Преимущество вихревого насоса состоит в том, что при данной окружной скорости колеса напор вихревого насоса получается бóльшим, чем у центробежного (почти в два раза). Вихревые насосы обладают хорошей всасывающей способностью. При малой производительности (до 10 л/сек) вихревой насос может иметь более высокий к. п. д., чем центробежный насос, а при $Q > 10$ л/сек к. п. д. вихревых насосов меньше, чем у центробежного лопаточного насоса.

Из краткого рассмотрения различных типов насосов можно заключить, что в отдельных случаях все рассмотренные виды насосов могут найти применение в системах питания ЖРД. Но при сравнительно больших расходах агрессивной жидкости лопаточные насосы наиболее полно отвечают требованиям, предъявляемым к насосам систем питания ЖРД, поэтому лопаточные насосы нашли широкое применение в системах питания ЖРД. При дальнейшем изложении курса теория и расчет лопаточных насосов будут рассмотрены подробно.

Отметим особенность современных насосов ЖРД. В настоящее время характерно применение комбинированных лопаточных насосов, состоящих из лопаточных ступеней различного типа. В комбинированных лопаточных насосах используются лучшие свойства каждого из типов лопаточных насосов. Наибольшее распространение получило сочетание шнековой ступени с центробежной, установленных на одном валу (см. работу [35]). Такой насос называется шнеко-центробежным (см. далее рис. 3.1). Он обладает высокими антикавитационными и напорными качествами.

В системе питания ЖРД находит также применение сочетание шнеко-центробежного насоса со вспомогательными (бустерными) струйным или лопаточным насосами (см. разд. 3.3.8).

1.3.2. ДВИГАТЕЛИ ДЛЯ ПРИВОДА НАСОСОВ

В качестве двигателей для привода насосов можно использовать два типа двигателей:

- 1) тепловые двигатели;
- 2) электрические двигатели.

Применение электрических двигателей для привода насосов ЖРД в настоящее время затруднено из-за отсутствия легких и мощных источников электроэнергии на борту ракеты. Несомненно, что с развитием источников электрической энергии, непосредственно использующих химическую, ядерную или солнечную энергию, электродвигатели будут применяться для привода насосов в ЖРД.

Практически в настоящее время для привода насосов используются лишь тепловые двигатели. Для тепловых двигателей, устанавливаемых на ракете, на борту летательного аппарата должен иметься запас горючего и окислителя.

Если рассмотреть два возможных вида тепловых двигателей — поршневой двигатель и турбинную установку — в отношении их соответствия требованиям, предъявляемым к двигателям для привода насосов ЖРД, то явное преимущество останется за турбиной.

Турбина позволяет получить большие мощности при небольшой массе конструкции; высокая угловая скорость, отсутствие кривошипно-шатунного механизма, а следовательно и неуравно-

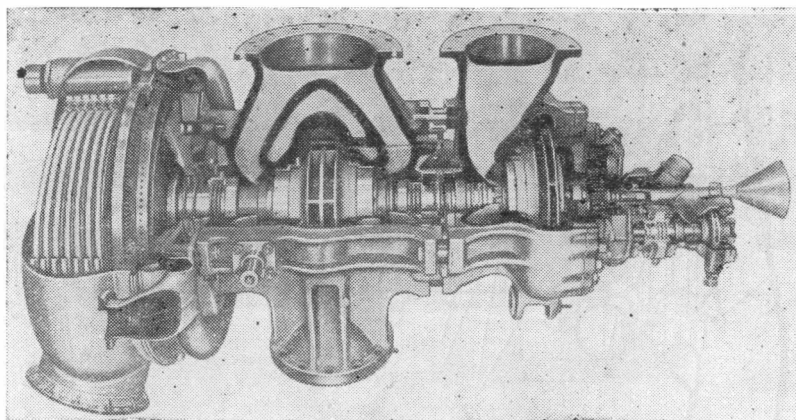


Рис. 1.11. Турбонасосный агрегат ЖРД РД-107

вешенных сил инерции, прямоточное протекание рабочего тела обуславливают малую массу турбины.

Другим преимуществом турбины является легкость ее соединения с лопаточными насосами. Турбина позволяет получить высокую мощность, приходящуюся на единицу расхода рабочего тела, а это очень важно, как будет показано ниже, в случае ЖРД с выбросом рабочего тела турбины, минуя камеру сгорания. Вопросы регулирования турбины также решаются сравнительно легко.

Поэтому турбина является единственным типом двигателя, применяемым для привода насосов ЖРД. Современный турбонасосный агрегат (ТНА) состоит из шнеко-центробежных насосов подачи компонентов топлива и турбины. На рис. 1.11 представлен ТНА жидкостного ракетного двигателя РД-107 (см. работу [27]), а на рис. 1.12 — ТНА самолетного ЖРД ХРЛ-99, подающего компоненты топлива — жидкий кислород и аммиак. Турбина работает на парах перекиси водорода. Частота вращения ТНА достигает в настоящее время $3000 \div 4000$ 1/сек и выше (см. работу [33]).

На рис. 1.13 приведен продольный разрез турбонасосного агрегата американского двигателя J-2 для подачи жидкого водорода. Насос водорода состоит из преднасоса и семиступенчатого осевого насоса.

На рис. 1.14 (см. работу [27]) представлен турбонасосный агрегат двигателя RZ-2 с понижающей угловую скорость (от тур-

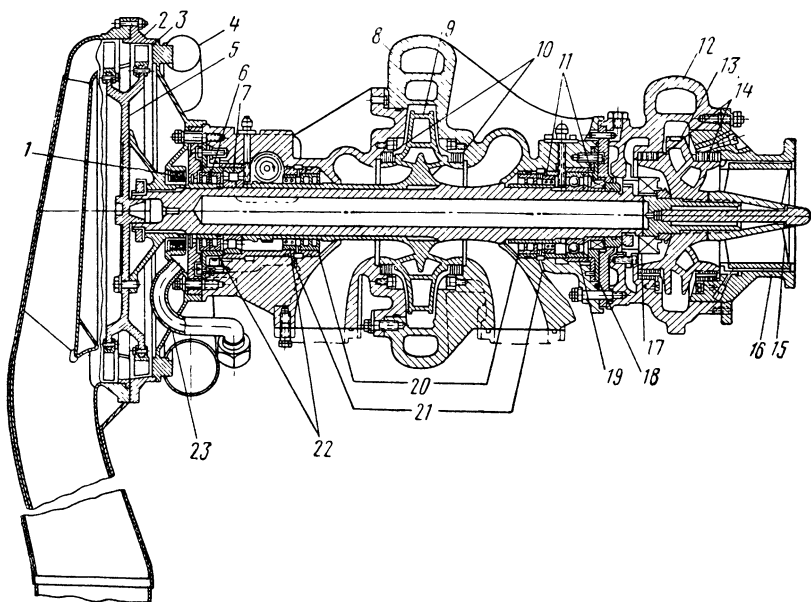


Рис. 1.12. Турбонасосный агрегат самолетного ЖРД XRL-99:

1—уплотнение; 2—корпус турбины; 3—сопловой блок; 4—входной коллектор турбины; 5—диск турбины; 6—упорное кольцо подшипника; 7—подшипник; 8—диффузор насоса горючего; 9—крыльчатка насоса горючего; 10—уплотнение насоса горючего; 11—уплотнение; 12—диффузор насоса окислителя; 13—крыльчатка насоса окислителя; 14—уплотнение насоса окислителя; 15—преднасос; 16—корпус преднасоса; 17—уплотнение; 18—упорное кольцо подшипника; 19—подшипник; 20—уплотнение насоса горючего; 21—дренаж горючего и масла; 22—уплотнения; 23—дренаж парагаза

бины к насосам) шестеренной передачей. Использование шестеренной передачи позволяет получить оптимальные для насосов и турбины угловые скорости, но значительно усложняет и утяжеляет конструкцию.

В зависимости от схемы системы питания ЖРД турбонасосный агрегат должен отвечать тем или иным условиям работы. Особенности турбин и насосов ЖРД могут быть выяснены лишь при рассмотрении типичных схем систем питания ЖРД.

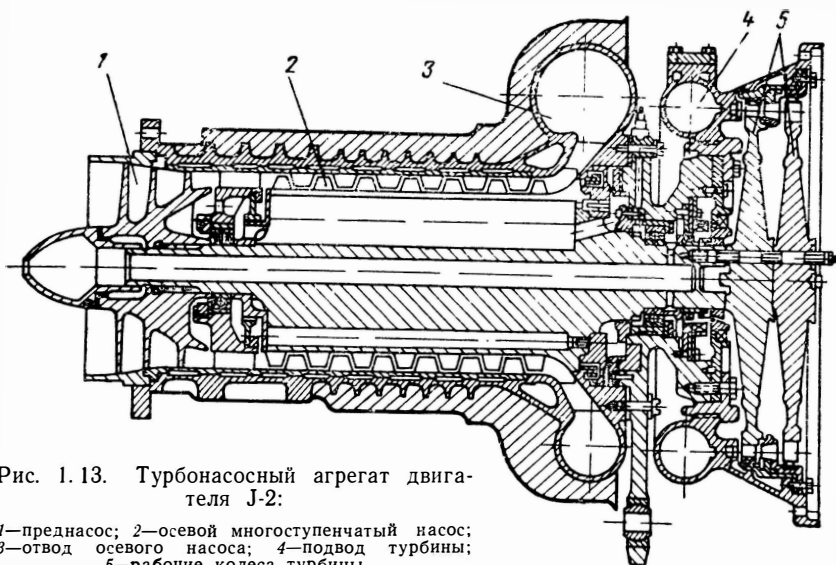


Рис. 1.13. Турбонасосный агрегат двигателя J-2:

- 1—преднасос; 2—осевой многоступенчатый насос;
3—отвод осевого насоса; 4—подвод турбины;
5—рабочие колеса турбины

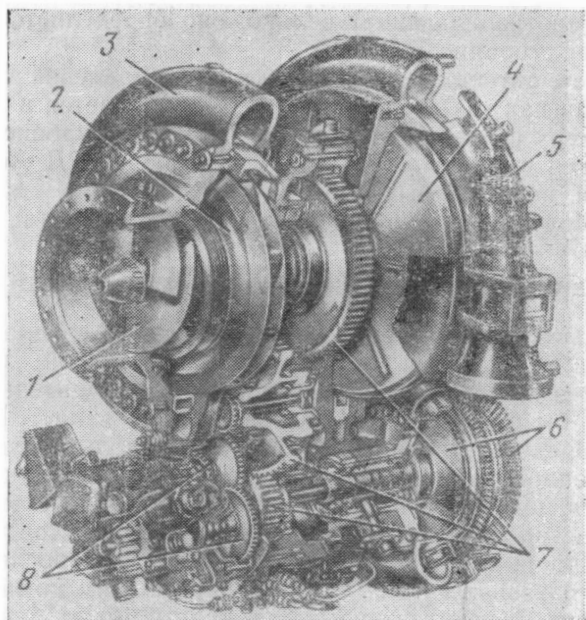


Рис. 1.14. Турбонасосный агрегат с шестеренной передачей от турбины к насосам двигателя RZ-2:

- 1—шnek насоса окислителя; 2—центробежное колесо насоса окислителя; 3—отвод насоса окислителя; 4—центробежное колесо насоса горючего; 5—отвод насоса горючего; 6—двухступенчатая турбина; 7—шестеренная передача от турбины к насосам; 8—шестерни привода агрегатов

1.4. СХЕМЫ СИСТЕМ ПИТАНИЯ ЖРД С ТУРБОНАСОСНОЙ ПОДАЧЕЙ ТОПЛИВА

Разберем основные типичные схемы систем питания ЖРД с турбонасосным агрегатом. Схема системы питания обуславливает конкретные требования к насосам и турбинам. Параметры насосов и турбин могут сильно различаться в зависимости от схемы системы питания ЖРД. Особенно сильно система питания влияет на условия работы и параметры турбины.

Условия работы турбины будут существенно различаться в зависимости от того, подается ли газ после турбины в камеру сгорания или нет. Примем это за основной признак для классификации систем питания ЖРД с ТНА. По этому признаку системы питания можно разделить на группы (рис. 1.15). На рис. 1.15 даны краткие наименования схем системы питания. Эти наименования условные и введены для удобства.

Схему системы питания с подачей газа после турбины в камеру сгорания будем называть схемой с *предкамерной турбиной*, а схему без подачи турбинного газа в камеру сгорания будем называть схемой с *автономной (независимой) турбиной*.

В схеме с предкамерной турбиной давление на выходе из турбины (противодавление) велико, оно определяется давлением в камере сгорания ЖРД.

В схеме с автономной турбиной противодавление значительно меньше, так как газ после турбины выбрасывается в атмосферу, минуя камеру сгорания. ЖРД с автономной турбиной широко применяются в ракетной технике. Развитие ЖРД началось с двигателей, выполненных по схемам этой группы, с которых мы и начнем более подробное рассмотрение систем питания.

1.4.1. СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ С АВТОНОМНОЙ ТУРБИНОЙ

После автономной турбины газ поступает в специальные сопла (иногда это рулевые сопла управления ракетой) и выбрасывается через них в атмосферу, создавая дополнительную тягу. Если хотя бы один из компонентов топлива является криогенным, то перед поступлением в сопла газ используется для испарения в теплообменнике определенного количества криогенного компонента, предназначенного для надува бака с этим компонентом (см. работу [30]). Если один из компонентов топлива — высококипящий (некриогенный), то часть газа после турбины может использоваться для надува бака с этим компонентом.

Источник энергии автономной турбины может быть связан с камерой сгорания двигателя и может быть независимым от нее. В первом случае турбина работает на газе, отбираемом из камеры сгорания (см. работу [35]), с последующим понижением температуры до допустимой для турбины (например, с помощью впрыска одного из компонентов топлива) или на газе, получен-

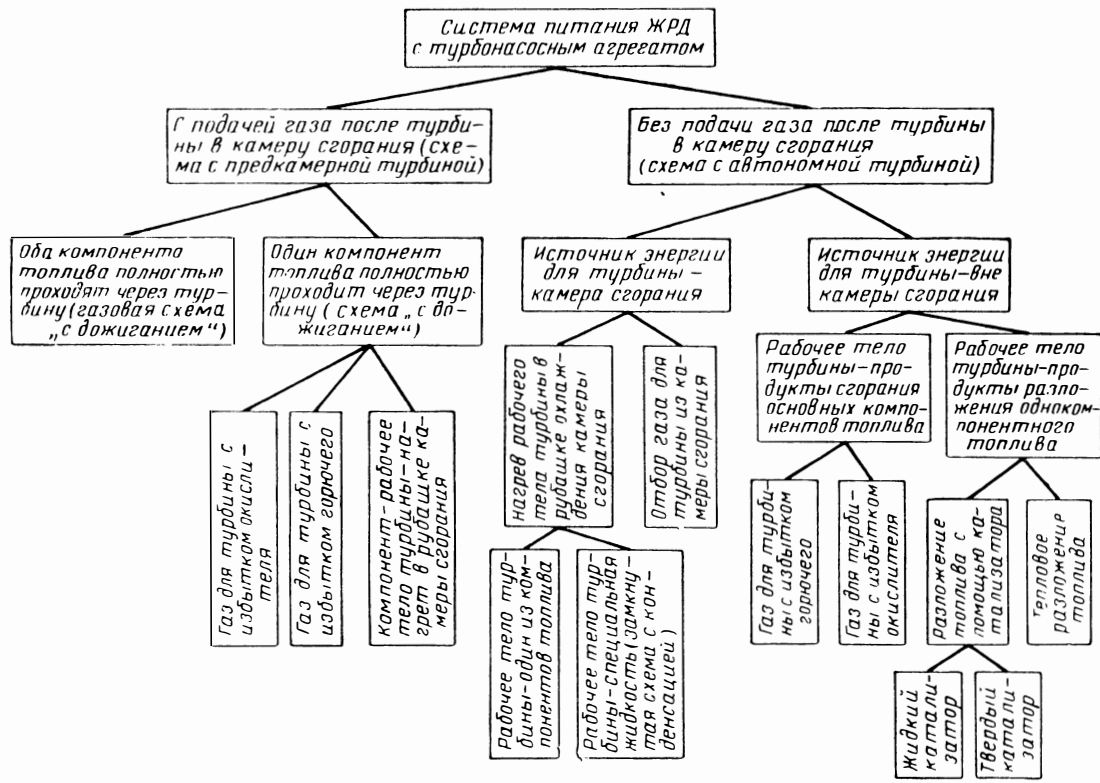


Рис. 1.15. Схема классификации систем питания ЖРД с турбонасосным агрегатом

ном газификацией специальной жидкости в рубашке охлаждения камеры сгорания.

Оба эти способа использования камеры сгорания как источника энергии для турбины не нашли применения в ЖРД. Первый способ не применяется потому,

что решение задачи отбора газа получается сложным и снижает прочность и надежность камеры сгорания, а второй путь — ввиду его сложности и увеличения массы двигателя.

В схеме с источником энергии турбины, независимым от камеры сгорания, газ для турбины получают в специальном газогенераторе. На рис. 1.16 приведена схема системы питания ЖРД с автономной турбиной, к которой подводится газ из газогенератора, работающего на основных компонентах топлива. Такая схема является основной для ЖРД с автономной турбиной. Часть компонентов после насосов направляется в газогенератор. Газ после турбины используется для испарения части компонента, идущего на наддув бака.

Газогенератор работает при значительном избытке одного из компонентов для того, чтобы получить газ с температурой, допустимой для турбины из соображений прочности (обычно $800 \div 1200^\circ \text{K}$). В зависимости от того, с избытком горючего или с избытком окислителя работает газогенератор, газ, поступающий на лопатки турбины, будет восстановительным или окислительным. Чаще всего в схеме с автономной турбиной используется восстановительный газ, так как окислительный газ при высоких температурах обладает сильными окислительными свойствами, опасными для металлических деталей.

Газом, отбираемым после турбины, наддувается бак того компонента топлива, на избытке которого работает газогенератор.

При создании газогенераторов, работающих на основных компонентах топлива, в свое время возникли существенные трудности. Поэтому были распространены ЖРД с газогенерато-

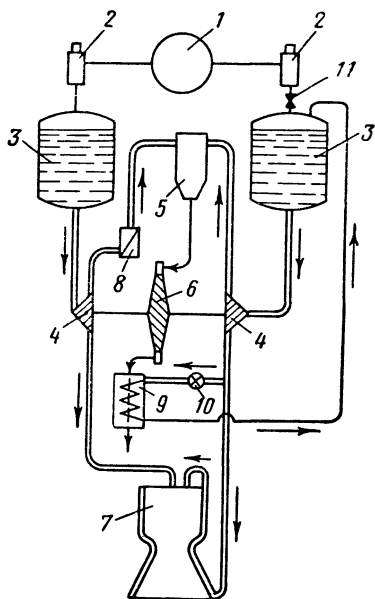


Рис. 1.16. Схема ЖРД с автономной турбиной и теплообменником, в котором используется тепло выхлопных газов турбины для испарения компонента топлива, идущего на наддув бака:

1—аккумулятор давления; 2—редукционные клапаны; 3—баки; 4—насосы; 5—газогенератор; 6—турбина; 7—камера сгорания; 8—регулятор тяги; 9—теплообменник; 10—клапан; 11—обратный клапан

рами, в которых использовались специальные жидкости, химически неустойчивые вещества: перекись водорода, нитрометан, изопрропилнитрат и др., которые газифицировались в присутствии жидкого или твердого катализатора или путем теплового разложения. Твердый катализатор присутствует в газогенераторе, а жидкий катализатор подается в газогенератор, как и газифицируемое вещество, насосом или вытеснением из бака (рис. 1.17).

Во всех схемах систем питания ЖРД с автономной турбиной удельная тяга двигателя снижается в результате затраты топлива на получение газа, выбрасываемого после турбины в атмосферу с меньшей скоростью, чем скорость истечения из основного сопла. Кроме того, химическая энергия этого газа не используется в двигателе в полной мере, так как в этом газе присутствуют в виде пара окислитель или горючее, а в случае восстановительного газа, который обладает большим значением RT , также продукты неполного окисления горючего.

Для повышения экономичности ЖРД с автономной турбиной расход газа через турбину должен быть возможно меньшим, т. е. автономная турбина является малорасходной. При заданной мощности турбины, равной мощности, потребляемой насосами, требование малого расхода означает,

что турбина должна создавать возможно большую удельную работу — мощность, отнесенную к расходу газа, т. е. с единицы расхода газа должна сниматься возможно большая работа.

Снять большую работу с единицы расхода газа можно, если газ имеет высокую энергию. Так как температура газа ограничена прочностью турбины, то увеличить энергию газа можно увеличением его давления. Давление на выходе из автономной турбины сравнительно невелико ($2 \div 5$ бар), поэтому при высоком давлении газа на входе автономная турбина имеет большую степень понижения давления $\delta = p_0^*/p_2$ (где p_0^* и p_2 — соответственно полное давление газа на входе в турбину и статическое давление на выходе). Обычно $\delta = 20 \div 50$. Таким образом, авто-

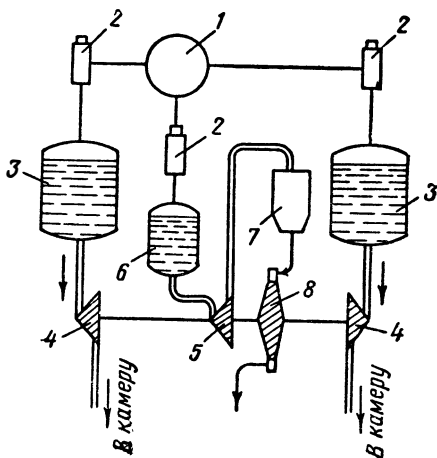


Рис. 1.17. Схема системы питания ЖРД с насосной подачей однокомпонентного топлива в газогенератор автономной турбины:

1—аккумулятор; 2—редукционные клапаны; 3—баки с рабочими компонентами; 4—насосы рабочих компонентов; 5—насос однокомпонентного топлива для турбины; 6—бак с топливом для турбины; 7—газогенератор; 8—турбина

номная турбина является малорасходной, с большой степенью падения давления δ .

Насосы в системе питания с автономной турбиной должны обладать высоким к. п. д., так как уменьшение к. п. д. увеличивает потребную мощность на их привод и, соответственно, расход газа через турбину. Относительный расход газа на автономную турбину (отношение расхода через турбину к общему расходу компонентов) зависит от тяги двигателя и давления в камере сгорания и составляет $2 \div 6\%$. Примерно настолько же падает удельная тяга двигателя с автономной турбиной в результате выброса турбинного газа в атмосферу.

Удельная тяга двигателя $P_{уд.д}$ при наличии автономной турбины для привода насосов определится так:

$$P_{уд.д} = \frac{G_k P_{уд.к} + G_t P_{уд.т}}{G_k + G_t},$$

где $P_{уд.к}$ — удельная тяга камеры;

G_k — расход газов через камеру;

G_t — расход газов через турбину;

$P_{уд.т}$ — удельная тяга выхлопного сопла турбины.

При заданном начальном давлении перед турбиной и заданной мощности удельная тяга двигателя будет зависеть от давления на выходе из турбины. При увеличении давления на выходе будет расти потребный расход газа через турбину и удельная тяга выходного сопла турбины будет увеличиваться.

Практически зависимость удельной тяги двигателя от выходного давления слабая и выходное давление p_2 выбирают таким, чтобы обеспечить сверхкритический перепад давлений в сопле турбины, или же назначают его исходя из заданной тяги сопел турбины как рулевых сопел, или, наконец, получают величину p_2 с учетом требований системы наддува.

1.4.2. СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ С ПРЕДКАМЕРНОЙ ТУРБИНОЙ

В случае применения системы питания с предкамерной турбиной полностью исключается снижение удельной тяги ЖРД из-за затраты топлива на питание турбины. Особенно большое преимущество имеет схема с предкамерной турбиной при высоких давлениях в камере сгорания (выше $100 \div 120$ бар).

На рис. 1.18 показана схема системы питания с предкамерной турбиной, с газогенератором, работающим на основных компонентах топлива. Один из компонентов полностью пропускается через газогенератор, а другой добавляется в количествах, необходимых для получения нужной температуры перед турбиной. Газогенератор может работать как с избытком горючего (восстановительный газогенератор) (см. рис. 1.18), так и с избытком окислителя (окислительный газогенератор) (рис. 1.19). Основное количество второго компонента поступает в жидком

виде непосредственно в камеру сгорания. В камере происходит дожигание компонента, полностью прошедшего в газифицированном виде через турбину, совместно с компонентом, поступающим в камеру сгорания в жидкой фазе.

Исходя из этих специфических условий работы камеры сгорания, эта схема питания может быть названа еще и схемой «с

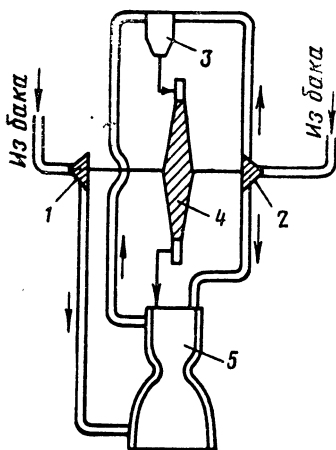


Рис. 1.18. Схема системы питания ЖРД с предкамерной турбиной, работающей на газе с избытком горючего:

1—насос горючего; 2—насос окислителя; 3—восстановительный газогенератор; 4—турбина; 5—камера сгорания

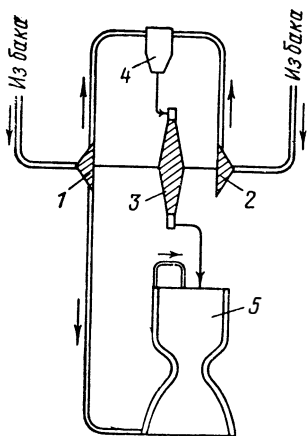


Рис. 1.19. Схема системы питания ЖРД с предкамерной турбиной, работающей на газе с избытком окислителя:

1—насос горючего; 2—насос окислителя; 3—турбина; 4—окислительный газогенератор; 5—камера сгорания

дожиганием». Для осуществления работы по этой схеме давление перед турбиной должно быть больше давления в камере сгорания. Поэтому насосы системы питания с предкамерной турбиной должны обеспечивать более высокие давления, чем в системе с автономной турбиной. В ряде случаев целесообразно иметь отдельный насос, питающий газогенератор с подачей к нему части компонента после основного насоса (рис. 1.20).

В системе с предкамерной турбиной при заданном давлении в камере сгорания давление перед турбиной определяется из условия баланса (равенства) мощности, потребляемой насосами, и мощности турбины при выбранной температуре газа перед турбиной. Так как через предкамерную турбину проходит большой расход газа, то предкамерная турбина является высокорасходной. При большом расходе газа для создания необходимой мощности достаточен небольшой перепад давлений на турбине. Поэтому предкамерная турбина является турбиной с низкой степенью падения давления ($\delta = 1,3 \div 1,8$, т. е. давление перед пред-

камерной турбиной только на 30÷80% превышает давление за турбиной). Напомним, что в случае автономной турбины давление перед турбиной в 20÷50 раз превышает давление за турбиной. Желательно иметь меньшее давление и температуру перед предкамерной турбиной, так как наличие газогенератора и трубопроводов высокого давления при высокой температуре газа снижает надежность ЖРД и увеличивает его вес.

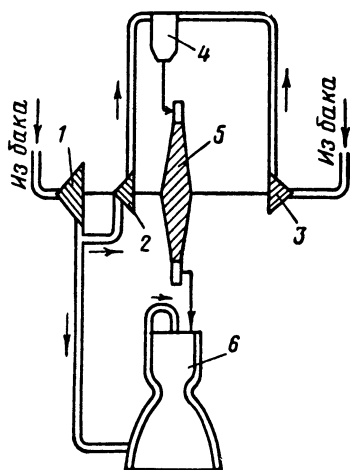


Рис. 1.20. Схема системы питания ЖРД с предкамерной турбиной, работающей на газе с избытком окислителя и имеющей дополнительный (газогенераторный) насос горючего:

1—насос горючего; 2—дополнительный насос горючего; 3—насос окислителя; 4—газогенератор; 5—турбина; 6—камера сгорания

К. п. д. насосов и турбины, не влияя на удельную тягу ЖРД с предкамерной турбиной, оказывают влияние на массу и надежность двигательной установки. Чем меньше к. п. д., тем больше должны быть давление и температура газа перед турбиной (в газогенераторе), чтобы обеспечить баланс мощностей ТНА. Заметим, что давление за насосом газогенератора турбины (см. рис. 1.20) является максимальным давлением в тракте двигателя. Поэтому требование высоких к. п. д. насосов и турбин совершенно обязательно для ЖРД с дожиганием.

Логическим развитием схемы с дожиганием является схема, при которой в камеру сгорания поступают оба компонента в газифицированном виде. Эта схема может быть названа «газовой»; она показана на рис. 1.21. Газовая схема ЖРД позволяет реализовать более высокие давления в камере сгорания. Для газификации компонентов использу-

ются два газогенератора, один из которых работает при избытке горючего, а другой — при избытке окислителя. Для осуществления газовой схемы целесообразно иметь две предкамерные турбины (в случае самореагирующих компонентов это требование обязательно). Каждая из турбин может приводить один насос, тогда в системе питания будет два ТНА (см. работу [32]), но можно установить турбины на одном валу с насосами и тогда конструктивно получится один ТНА. При разных давлениях в газогенераторах может оказаться целесообразным иметь отдельные насосы, питающие газогенераторы, с подачей в них части компонентов после основных насосов.

Условия работы и требования, предъявляемые к насосам и турбинам газовой схемы, такие же как и в схеме с дожиганием. В газовой схеме можно существенно снизить давление и темпе-

ратуру перед турбиной по сравнению со схемой с дожиганием, так как расход газов, проходящих через турбины, велик (равен расходу компонентов). Схема ЖРД с предкамерной турбиной может быть выполнена без газогенератора (рис. 1.22). В этом случае газификация одного из компонентов происходит в рубашке охлаждения камеры сгорания. Газ после турбины поступает

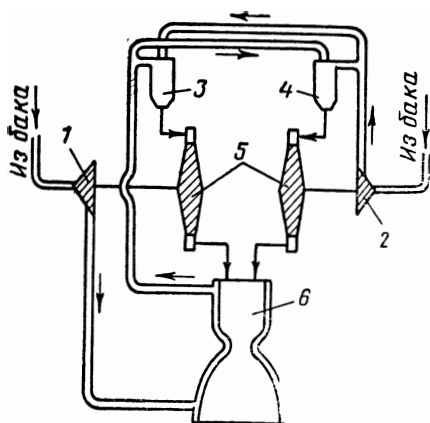


Рис. 1.21. Схема системы питания ЖРД с двумя предкамерными турбинами (газовая схема «с дожиганием»):

1—насос горючего; 2—насос окислителя; 3—восстановительный газогенератор; 4—окислительный газогенератор; 5—турбины; 6—камера сгорания

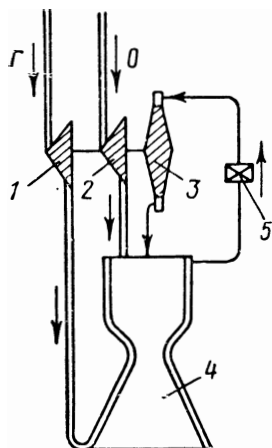


Рис. 1.22. Схема ЖРД с нагревом рабочего тела турбины в рубашке охлаждения камеры сгорания:

1—насос компонента, являющегося рабочим телом турбины; 2—насос второго компонента; 3—турбина; 4—камера сгорания; 5—клапанное устройство

в камеру сгорания. Турбину, работающую по данной схеме, можно назвать предкамерной регенеративной турбиной. Эта схема осуществлена в американском двигателе RL-10 (см. работу [31]), где в качестве горючего используется жидкий водород, который газифицируется в рубашке камеры сгорания и поступает на турбину. При больших давлениях в камере сгорания энергии, отбираемой от камеры в системе охлаждения, оказывается недостаточно для обеспечения необходимой мощности турбины. Это обстоятельство ограничивает применение данной схемы.

Расстояние схем питания ЖРД с турбонасосным агрегатом показывает, что требования к насосам и турбинам, условия их работы и параметры сильно различаются в зависимости от выбранной схемы системы питания ЖРД. В дальнейшем (см. разд. 5.1) особенности процесса и расчета насосов и турбин, работающих в ЖРД разных схем, будут рассмотрены более подробно.

Глава 2

Основы общей теории лопаточных машин

2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

Центробежный насос, осевой насос и осевая турбина являются преимущественными видами машинных агрегатов, используемых в системах питания жидкостных ракетных двигателей. Кроме того, в системах питания ЖРД находят применение радиальные центростремительные турбины (см. работу [63]). Все эти агрегаты по принципу действия являются лопаточными машинами. Рассмотрение общей теории лопаточных машин позволит выявить общие закономерности и свойства, необходимые для понимания процессов, происходящих в лопаточных машинах различных типов, составляющих турбонасосные агрегаты ЖРД.

В технике под терминами «лопаточная машина», «лопастная машина» или «турбомашина» понимают машину, в которой происходит преобразование внешней механической энергии (энергии на валу) в энергию протекающей жидкости (газа) или наоборот — преобразование энергии жидкости (газа) во внешнюю механическую энергию, совершаемое при обтекании потоком жидкости вращающейся лопаточной решетки (лопаточного венца). Вращающаяся лопаточная решетка является рабочим органом машины, откуда и происходит название — лопаточная, или лопастная машина. Лопатки укреплены на диске колеса. Диск с лопатками будем называть рабочим колесом. Окончательно определение лопаточной машины можно сформулировать так:

Лопаточная машина — это машина, в которой происходит изменение энергии потока жидкости или газа в процессе обтекания лопаток вращающегося рабочего колеса.

На рис. 2.1 приведена схема рабочего колеса лопаточной машины в общем виде. На валу укреплено рабочее колесо. Колесо вращается с угловой скоростью ω , следовательно, любая точка колеса движется с окружной скоростью u :

$$u = \omega R, \quad (2.1)$$

где R — радиус выбранной точки.

Поток жидкости * движется от сечения $I—I$ (вход) к сечению $II—II$ (выход из колеса). Обычно рабочее колесо лопаточной машины изображается меридиональным сечением (см. рис. 2.1, *а*), т. е. сечением плоскостью, проходящей через ось (на рис. 2.1 сечение по $A—A$), и проекцией на плоскость, совпадающую с плоскостью вращения (см. рис. 2.1, *б*). Но эти проекции

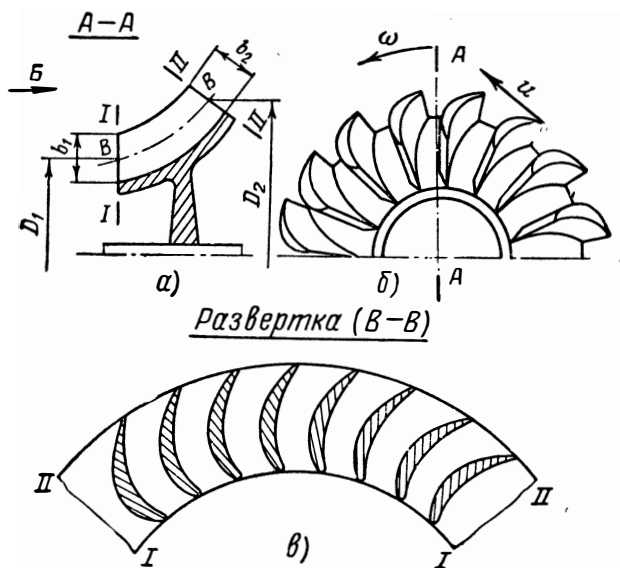


Рис. 2.1. Схема колеса диагональной лопаточной машины:
а—меридиональное сечение; *б*—вид по стрелке *Б*; *в*—развертка сечения лопаток поверхности вращения с образующей $B—B$

часто не выявляют формы лопаток, поэтому пользуются дополнительным сечением, а именно сечением поверхностью, представляющей собой поверхность вращения, образующая которой совпадает со средней линией меридионального сечения (линия $B—B$ на рис. 2.1, *а*). В тех случаях, когда эта поверхность является плоской, цилиндрической или конической, ее развертка изображается на плоскости чертежа без искажения. Обычно, чтобы получить плоскостное изображение сечения лопаток, более сложные поверхности, проходящие через оси каналов, заменяют участками конических или цилиндрических поверхностей.

На рис. 2.1 изображена развертка поверхности вращения с образующей $B—B$ (см. рис. 2.1, *в*) (для изображения на плоскости поверхность вращения с криволинейной образующей замене-

* Под жидкостью в этом разделе будем понимать движущуюся среду. Она может быть капельной жидкостью или газом (паром).

на конической поверхностью). При этом сечения лопаток образуют плоскую решетку профилей.

Лопаточные машины широко применяются в технике и имеют различное назначение и конструктивное выполнение. Ввиду многообразия разновидностей лопаточных машин проведем их классификацию по ряду наиболее характерных признаков.

2.2. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

2.2.1. РАЗДЕЛЕНИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН НА МАШИНЫ-ДВИГАТЕЛИ И МАШИНЫ-ИСПОЛНИТЕЛИ

Классификацию лопаточных машин можно провести по целому ряду признаков. Один из наиболее существенных признаков — потребляет машина мощность или выдает. Другими словами, является ли она машиной-исполнителем или машиной-двигателем? По этому признаку проведено разделение лопаточных машин в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Разделение лопаточных машин на машины-двигатели
и машины-исполнители

Лопаточные машины-двигатели (машины с выдачей мощности)	Лопаточные машины-исполнители (машины с потреблением мощности)
Гидравлические турбины Паровые турбины Газовые турбины Турбодетандеры Ветряные двигатели Водяные напорные колеса	Насосы Компрессоры Вентиляторы Воздуходувки Воздушные винты Гребные винты Лопаточные гидротормоза

Укажем, что в настоящее время для гидросистем создаются обратимые агрегаты, которые могут работать и на режиме насоса, и на режиме турбины, т. е. использоваться и как машина-исполнитель и как машина-двигатель. К группе комбинированных машин можно отнести гидромуфты или турбомуфты, которые включают в себя насос и турбину. Воздушные и гребные винты относятся к лопаточным машинам-двигателям, так как они используют подведенную к ним мощность для отбрасывания масс воздуха или воды и тем самым создают силу тяги.

Для лопаточной машины характерно обтекание движущейся жидкостью лопаток колеса без изменения объема внутренних полостей машины. Гидравлические объемные машины (см. разд. 1.3.1.1), в которых жидкость вытесняется лопатками из замкнутого объема (т. е. различные коловратные насосы с лопатками), нельзя считать лопаточными машинами, хотя конструктивно они

могут иметь рабочее колесо и лопатки. Различного рода водоналивные колеса относятся к особой группе гидравлических машин, которые также не будем называть лопаточными машинами. Эти колеса приводятся в движение только под действием силы тяжести воды. Из водяных колес только напорные подливные колеса — простейшие водяные турбины — можно отнести к лопаточным машинам.

2.2.2. РАЗДЕЛЕНИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН ПО СХЕМЕ УСТРОЙСТВА

Лопаточная машина, как правило, состоит из вращающихся рабочих колес и неподвижных подводящих и отводящих устройств, выполненных в виде сопел, спрямляющих аппаратов, кожухов, сборников и т. п. Наличие рабочего колеса обязательно для всякой лопаточной машины, а подводящие и отводящие уст-

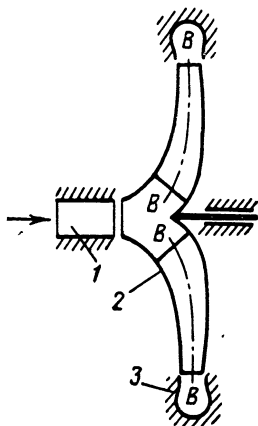


Рис. 2.2. Схема радиальной лопаточной машины:

1—направляющий аппарат на входе в рабочее колесо; 2—рабочее колесо; 3—направляющий аппарат на выходе из рабочего колеса

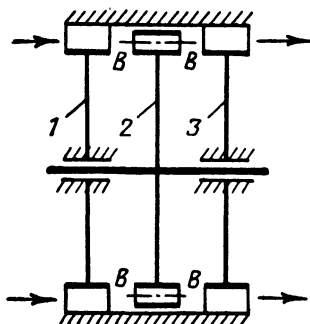


Рис. 2.3. Схема осевой лопаточной машины:

1—направляющий аппарат на входе в рабочее колесо; 2—рабочее колесо; 3—направляющий аппарат на выходе из рабочего колеса

ройства могут отсутствовать, например, винт и ветряной двигатель их не имеют.

Характерным признаком для разделения по схеме устройства является направление течения рабочего тела относительно оси вращения. В соответствии с этим лопаточные машины делятся на:

а) радиальные (рис. 2.2), в которых линии тока жидкости в рабочем колесе образуют поверхности тока, близкие к плоско-

стям, перпендикулярным оси вращения, т. е. образующая поверхности тока на основной части своей длины перпендикулярна оси ($B—B$ на рис. 2.2);

б) осевые (рис. 2.3), в которых линии тока жидкости образуют поверхности тока, близкие к соосным круговым цилиндрическим поверхностям, т. е. образующая поверхности тока параллельна оси ($B—B$ на рис. 2.3);

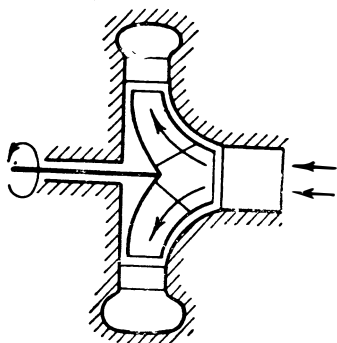


Рис. 2.4. Схема центробежной радиальной лопаточной машины

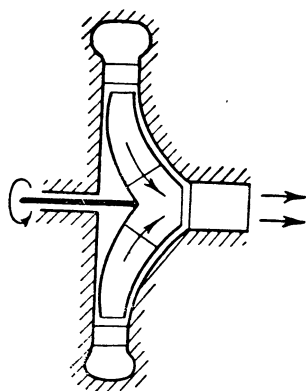


Рис. 2.5. Схема центростремительной радиальной лопаточной машины

в) диагональные (см. рис. 2.1), в которых линии тока образуют поверхности вращения с образующей, наклоненной к оси под произвольным углом.

На схемах, приведенных на рис. 2.2 и 2.3, цифрой 1 обозначен направляющий аппарат на входе в рабочее колесо, цифрой 2—рабочее колесо и цифрой 3—направляющий аппарат на выходе из рабочего колеса.

Радиальные и диагональные машины, в свою очередь, подразделяются на центробежные и центростремительные (рис. 2.4 и 2.5 соответственно). В центробежных машинах перемещение частицы происходит с увеличением ее расстояния от оси вращения. В центростремительных лопаточных машинах частица жидкости перемещается с больших радиусов на меньшие, т. е. с уменьшением расстояния от оси вращения.

Лопаточные машины-двигатели и лопаточные машины-исполнители могут конструктивно выполняться как радиальными (диагональными), так и осевыми. Применяются лопаточные машины, в которых проточная часть может быть составлена из элементов осевой и радиальной машин.

Как будет показано далее (см. разд. 2.12.3 и 2.12.5), выбор конкретной схемы лопаточной машины определяется соотноше-

нием частоты вращения рабочего колеса, объемного расхода и удельной работы.

2.2.3. РАЗДЕЛЕНИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН ПО ЧИСЛУ СТУПЕНЕЙ

Следующим признаком классификации примем число ступеней.

Ступенью лопаточной машины будем называть сочетание рабочего колеса с подводящими и отводящими устройствами. Следовательно, на рис. 2.2, 2.3, 2.4 были изображены одноступенчатые лопаточные машины. В технике часто применяют многоступенчатые лопаточные машины. Многоступенчатые машины могут включать в себя как осевые, так и радиальные ступени в различных комбинациях. Число ступеней лопаточной машины опреде-

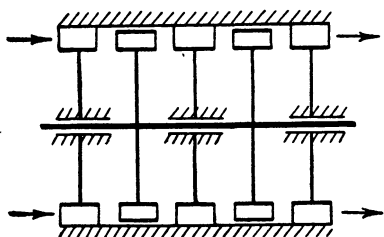


Рис. 2.6. Схема двухступенчатой осевой лопаточной машины

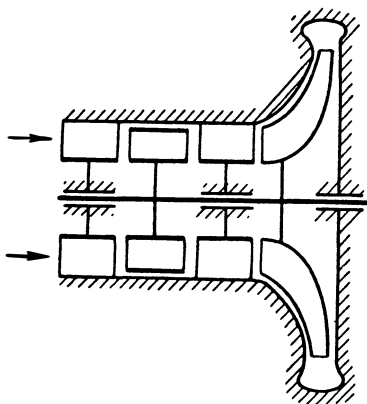


Рис. 2.7. Схема двухступенчатой комбинированной лопаточной машины

ляется числом рабочих колес. Так, на рис. 2.6 изображена схема осевой двухступенчатой лопаточной машины. На рис. 2.7 изображена схема двухступенчатой лопаточной машины, у которой первая ступень осевая, а вторая — радиальная.

Большое число ступеней (которое может измеряться десятками) имеют осевые компрессоры и паровые турбины стационарных установок. В системах питания ЖРД число ступеней лопаточных машин обычно не превышает двух. Это, в свою очередь, связано с высокими угловыми скоростями лопаточных машин ЖРД и с требованием ограничения их массы.

Для подачи с высоким давлением жидкого водорода, имеющего малую плотность, требуется большой напор. Число ступеней насоса при этом существенно увеличивается и может достигать 4÷8 (см. рис. 1.13).

Рассмотрим коротко основные этапы развития лопаточных машин.

2.3. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Подливное водяное колесо и простейшее ветряное колесо являются древнейшими двигательными устройствами, работающими по принципу лопаточных машин (см. работу [43]).

Теоретические основы расчета гидравлических лопаточных машин были заложены Даниилом Бернулли и Леонардом Эйлером. Большую роль сыграл труд Д. Бернулли, вышедший в 1733 г., «Гидравлика, или записка о силах и движении жидкостей».

В 1750 г. венгерским ученым Сегнером была изобретена реактивная гидравлическая турбина — так называемое «сегнерово колесо». Л. Эйлер в 1754 г. выпустил труд «Более полная теория машин, приводимых в движение действием воды», где дал теорию сегнерова колеса и разработал общие положения теории лопаточных гидравлических машин. Там же Эйлером была высказана идея о применении турбины, состоящей из направляющего аппарата и рабочего колеса.

XIX век характеризуется бурным развитием и распространением лопаточных машин. Лопаточные насосы, вентиляторы, гидравлические и паровые турбины получили особенно широкое распространение в конце XIX века в связи с развитием быстроходных электродвигателей и электрических генераторов.

Развитие газовых турбин было задержано отсутствием жаропрочных материалов и высокоэффективных компрессоров. Большой вклад в развитие газовых турбин сделали русские ученые и инженеры. В 1892 г. П. Д. Кузьминским был разработан проект и была построена первая в мире газовая турбина непрерывного действия. Большое значение для развития паровых турбин имели труды шведского инженера Густава Лавалья и английского инженера Чарльза Парсонса.

Развитие авиации обусловило создание винтов — лопаточных машин-двигателей. Велика заслуга Н. Е. Жуковского в деле создания лопаточных машин и, в частности, винтов. Созданная им в 1890—1900 гг. теория подъемной силы крыла стала основой для расчета не только крыльев самолетов, но и лопастей турбин, винтов и насосов.

В СССР производство паровых турбин, центробежных насосов, гидротурбин было начато еще в 1921 г. по плану ГОЭЛРО. В настоящее время во всех отраслях советской техники применяются лопаточные машины.

Важную роль лопаточные машины играют в авиационной технике. Газотурбинный двигатель — двигатель, имеющий в качестве обязательных составных частей турбину и компрессор, — является основным типом современных авиационных двигателей. Создание жидкостных ракетных двигателей потребовало применения центробежных и осевых насосов для подачи топлива и турбин привода насосов.

Расчет и конструирование современной лопаточной машины требуют большого комплекса знаний. В целом ряде научных и конструкторских коллективов успешно разрабатываются вопросы теории и практики лопаточных машин.

2.4. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Рассмотрим, какими же особенностями и преимуществами перед другими типами машин обладают лопаточные машины и что обусловило их чрезвычайно широкое применение.

Перечислим основные, наиболее общие, свойства лопаточных машин.

1. Непрерывность действия. Лопаточные машины — машины непрерывного, а не циклического действия, они пропускают в единицу времени большое количество рабочего тела; поэтому они

обладают хорошими удельными показателями — удельной массой, удельным объемом и т. п.

2. Высокие скорости рабочего органа. Рабочие колеса лопаточных машин могут иметь большие окружные скорости. Чем больше будет окружная скорость, тем больше будет работа, приходящаяся на единицу расхода рабочего тела, как это следует из уравнения Эйлера (см. далее разд. 2.7.1). Предел увеличению окружных скоростей ставит прочность материала рабочего колеса, так как при больших скоростях на рабочее колесо действуют громадные инерционные усилия.

В настоящее время максимальные окружные скорости центробежных компрессоров приближаются к $500 \div 600$ м/сек, а окружные скорости турбин, работающих в более тяжелых температурных условиях, к $350 \div 450$ м/сек. При таких окружных скоростях рабочие колеса малоразмерных турбин и компрессоров имеют частоту вращения порядка $3000 \div 10000$ 1/сек. Наибольшую частоту вращения (до 10000 1/сек) имеют турбины холодильных лопаточные машины имеют, как правило, небольшие значения удельной массы, т. е. массы, приходящейся на единицу мощности.

3. Возможность достижения в одном агрегате практически неограниченных мощностей и расходов рабочего тела. Так, в настоящее время турбина является двигателем, способным развивать наибольшие мощности в течение продолжительного времени. Мощность отдельных паровых турбин и гидротурбин доходит до $500 \div 800$ тысяч квт. В то же время, в приборостроении применяются турбины, мощность которых измеряется несколькими ваттами.

Большие промышленные вентиляторы прокачивают тысячи кубических метров воздуха в секунду, а водяные насосы — десятки кубических метров воды в секунду; в то же время, имеются лопаточные насосы с производительностью меньше $0,1$ л/сек.

4. Возможность достижения высокого коэффициента полезного действия. Коэффициент полезного действия, т. е. отношение полезной мощности к располагаемой, у современных лопаточных машин может достигать значения $0,8 \div 0,9$. Лопаточные машины авиационных газотурбинных двигателей — турбины и осевые компрессоры — имеют значения к. п. д., в отдельных случаях превосходящие $0,9$.

5. Уравновешенность. Принципиально возможно обеспечить работу лопаточной машины без действия неуравновешенных сил инерции. Неуравновешенные силы инерции в лопаточных машинах могут появиться только в результате погрешностей при изготовлении. Практически они сводятся к допустимому минимуму динамической балансировкой роторов машин. В ТНА ЖРД ротор можно сбалансировать с точностью до 10^{-4} н·м. Уравновешенность машины является ценным эксплуатационным свойст-

вом. Нагрузки на опоры, раму, фундамент резко уменьшаются, и вся конструкция может быть выполнена более легкой. В этом заключается существенное преимущество лопаточных машин перед поршневыми машинами, имеющими кривошипно-шатунный механизм, который всегда неуравновешен.

6. Высокая надежность и простота обслуживания, являющиеся ценными эксплуатационными качествами лопаточных машин.

7. Удобство соединения с электродвигателями, генераторами и друг с другом. Лопаточные машины как машины вращательного движения легко соединяются с электромашинами. Кроме того, привод лопаточной машины, потребляющей мощность (компрессор, насос), от лопаточной машины-двигателя (турбина) легко осуществить непосредственным их объединением. Такие агрегаты широко распространены в технике. Настоящий курс посвящен теории и расчету агрегата как раз такого вида — турбонасосного агрегата жидкостного ракетного двигателя. Правда, в отдельных случаях в ТНА ЖРД применяют шестеренчатый перебор между насосами и турбиной (см. рис. 1.14), но эта схема не типична для современных ЖРД.

Этим не исчерпываются все характерные свойства лопаточных машин. Выше были указаны только наиболее существенные и общие черты для всех типов лопаточных машин. В каждом частном случае применения лопаточной машины существуют свои особенности, преимущества и недостатки ее по сравнению с другими типами машин.

2.5. ПАРАМЕТРЫ ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТОК

Лопаточные решетки (лопаточные венцы), образующие ступень лопаточной машины, трехмерны, но если ступень рассечь соосными поверхностями вращения, отстоящими по нормали на бесконечно малом расстоянии (например, для осевой машины — цилиндрическими поверхностями), то получим элементарную ступень лопаточной машины, состоящую в развертке из двухмерных плоских лопаточных решеток профилей.

В теории лопаточных машин часто вместо рассмотрения имеющегося в действительности обтекания лопаток пространственным неустановившимся потоком жидкости ограничиваются рассмотрением двухмерного установившегося обтекания плоских решеток по ряду сечений, т. е. рассматривают идеализированные схемы течения (с цилиндрическими поверхностями тока для осевых машин и плоскими поверхностями тока для чисто радиальных машин).

Плоская лопаточная решетка состоит из плоских единичных лопаточных профилей. Рассмотрим основные параметры единичного плоского лопаточного профиля и плоской лопаточной решетки.

На рис. 2.8 представлен единичный лопаточный профиль. Геометрическое место центров окружностей, вписанных в про-

филь, образует среднюю линию профиля. В общем случае любая точка профиля может быть задана двумя координатами — x и y . Ось x обычно направляется по линии, соединяющей наиболее удаленные точки средней линии профиля, называемой хордой. Вогнутая часть профиля называется корытцем, выпуклая часть — спинкой. Координаты точек, образующих спинку, имеют индекс «с», а координаты точек, образующих корытце, — индекс «к».

Для задания профиля используются еще такие понятия:

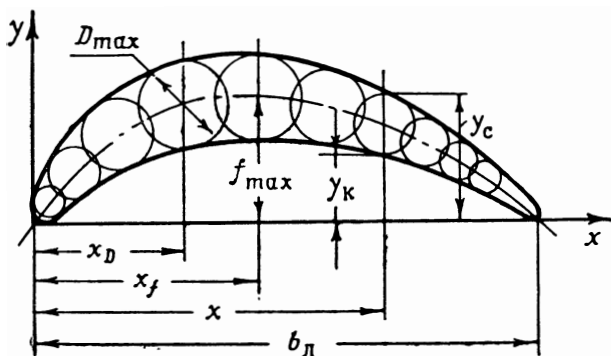


Рис. 2.8. Лопаточный профиль с обозначением основных размеров

D_{\max} — максимальная толщина профиля, или максимальный диаметр окружности, вписанной в контур профиля; f_{\max} — максимальный прогиб средней линии профиля, или наибольшее удаление средней линии профиля от хорды.

Часто все величины, характеризующие профиль, задаются в относительных координатах, в долях от хорды b_L . Например, относительная максимальная толщина $\bar{D}_{\max} = D_{\max}/b_L$ и т. д. Входные и выходные кромки профиля могут выполняться скругленными или острыми.

На рис. 2.9 представлена плоская прямая решетка профилей, а на рис. 2.10 — плоская круговая решетка профилей. Плоская прямая решетка профилей получается при развертке сечения лопаток осевой машины цилиндрической поверхностью с осью, совпадающей с осью вращения. Плоская круговая решетка профилей получается при сечении лопаток радиальной машины плоскостью, перпендикулярной оси вращения.

Линия, проходящая через крайние точки входных кромок, называется входным фронтом плоской решетки (линия 1—1 на рис. 2.9). Линия, проходящая через крайние точки выходных кромок плоской лопаточной решетки, образует выходной фронт решетки (линия 2—2 на рис. 2.9). В плоской прямой решетке

фронтом является прямая линия, в плоской круговой решетке — окружность.

Расстояние по фронту между соответствующими точками соседних профилей называется шагом решетки t . Для прямой решетки шаг на входе в решетку равен шагу на выходе из нее.

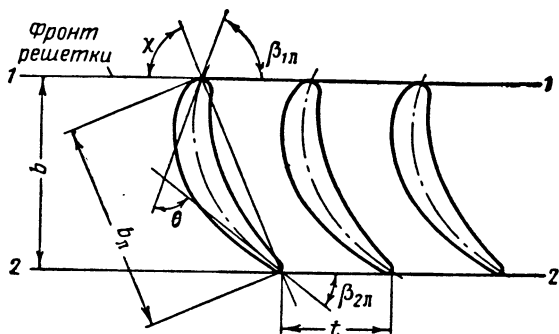


Рис. 2.9. Плоская прямая лопаточная решетка

Для круговой решетки величины шагов на входе в решетку и на выходе из нее различаются между собой (см. рис. 2.10). Угол, составляемый хордой профиля и фронтом плоской решетки, называется установочным углом χ (см. рис. 2.9).

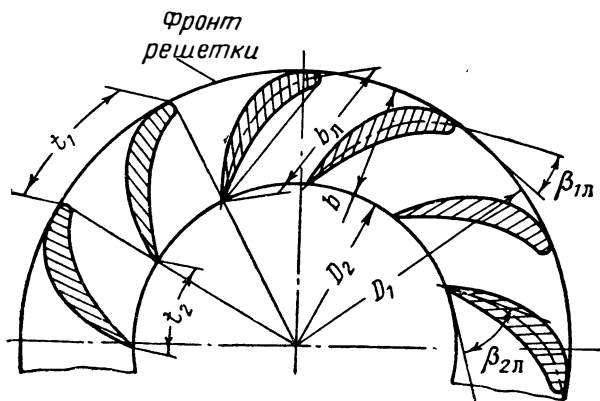


Рис. 2.10. Плоская круговая лопаточная решетка

Для плоской решетки введем понятие ширины решетки b . Ширина решетки — расстояние по нормали между фронтами решетки. Плоская прямая лопаточная решетка будет полностью задана профилем, углом установки и шагом решетки. Для задания плоской круговой лопаточной решетки надо знать еще диаметр окружности на входе в решетку или на выходе из нее.

Для исследования течения через плоскую лопаточную решетку важную роль играют входные и выходные углы профиля решетки. Обычно входной угол профиля в решетке $\beta_{1л}$ определяется как угол, составленный касательной к средней линии профиля в начальной ее точке и входным фронтом решетки или касательной к входному фронту решетки (см. рис. 2.9 и 2.10). Выходной угол профиля решетки будем обозначать $\beta_{2л}$.

Угол θ (см. рис. 2.9) характеризует угол изгиба профиля:

$$\theta = 180^\circ - (\beta_{1л} + \beta_{2л})^\circ.$$

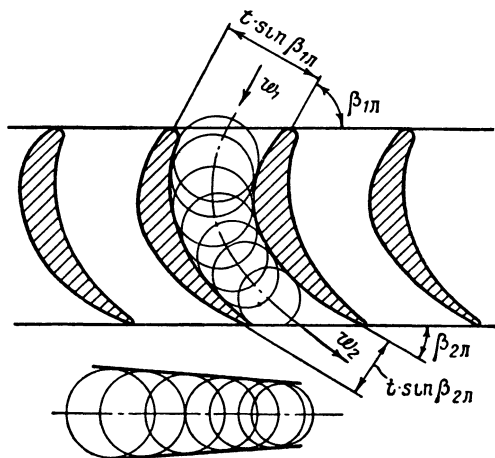


Рис. 2.11. Конфузорная лопаточная решетка

Важным параметром плоской решетки является ее густота, или отношение хорды к шагу:

$$\bar{b}_л = \frac{b_л}{t}$$

или обратное отношение, называемое относительным шагом:

$$\bar{t}_л = \frac{t}{b_л}.$$

Часто густота и относительный шаг определяются по величине ширины решетки:

$$\bar{b} = \frac{b}{t} \text{ и } \bar{t} = \frac{t}{b}.$$

Плоские лопаточные решетки могут образовывать каналы различной формы. О форме межлопаточного канала решетки можно судить, если между соседними профилями вписать окружности так, чтобы они касались обоих профилей (рис. 2.11). Цент-

ры этих окружностей образуют среднюю линию межлопаточного канала. Если среднюю линию канала выпрямить, то огибающие вписанных окружностей образуют прямоосный межлопаточный канал.

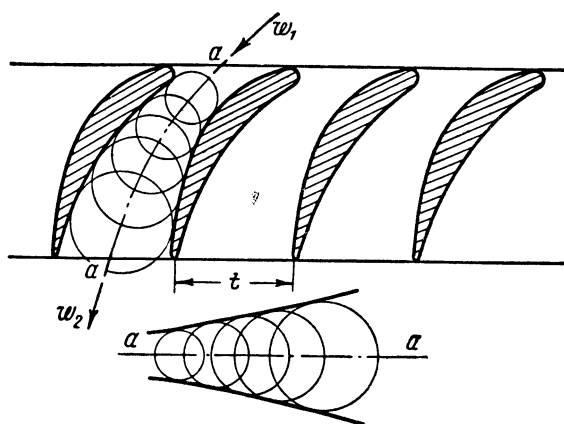


Рис. 2.12. Диффузная лопаточная решетка

Решетки, межлопаточные каналы которых сужаются (конфузорные решетки, см. рис. 2.11), обеспечивают ускорение потока жидкости. К решеткам, обеспечивающим ускорение потока, но уже в сверхзвуковом потоке, относятся и такие решетки, межло-

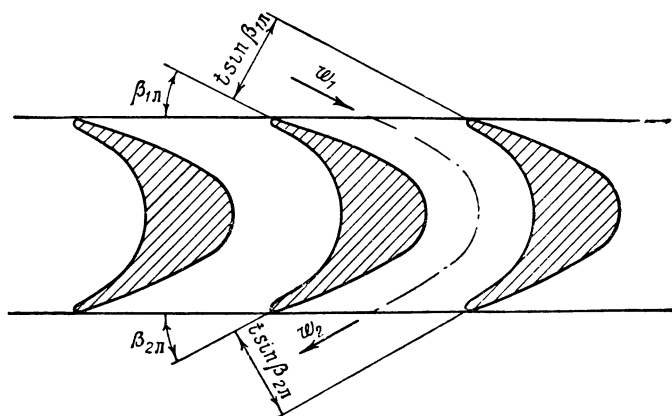


Рис. 2.13. Решетка для активных лопаточных машин

паточные каналы которых сначала сужаются, а потом расширяются (см. далее рис. 4.17).

Для дозвуковых скоростей лопаточные решетки с расширяющимися межлопаточными каналами являются диффузорными ре-

щетками, обеспечивающими торможение потока жидкости (рис. 2.12).

Решетка может иметь одинаковые проходные сечения на входе и на выходе. Такие решетки (рис. 2.13) применяются в активных лопаточных машинах (см. далее разд. 2.9).

Турбинные решетки, как правило, конфузорные, а решетки компрессоров и насосов — диффузорные. Активные решетки применяются и в тех и в других машинах.

2.6. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

2.6.1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

При гидродинамическом расчете решеток лопаточных машин решаются задачи двух видов — так называемые, прямая и обратная задачи. Прямая задача — определение поля скоростей потока жидкости через данную решетку при заданных граничных условиях. Обратная задача — построение решеток, удовлетворяющих определенному оптимальному закону распределения скоростей. При решении прямой и обратной задач в общем случае надо рассматривать трехмерный поток, а применительно к плоским решеткам — двухмерный поток. Для решения этих задач приходится выполнять достаточно трудоемкие расчеты. Элементы двухмерной теории течения в плоских решетках будут изложены ниже. В настоящем разделе будем рассматривать осредненные по сечению величины скоростей, т. е. будем исходить из одномерной теории течения. Несмотря на очевидное упрощение картины течения, одномерная теория позволяет рассмотреть многие закономерности лопаточных машин.

В общем случае вектор абсолютной скорости \vec{c} можно разложить на три составляющих: окружную — \vec{c}_u , радиальную — \vec{c}_r и осевую — \vec{c}_z (рис. 2.14) *. Окружная составляющая скорости лежит в плоскости вращения и направлена по линии вектора окружной скорости. Радиальная и осевая составляющие c_r и c_z лежат в плоскости, которая называется меридиональной. Эта плоскость проходит через ось вращения лопаточной машины. Проекция скоростей на эту плоскость будем обозначать индексом « m ».

Меридиональная составляющая скорости c_m является суммой радиальной и осевой составляющих (см. рис. 2.14):

$$\vec{c}_m = \vec{c}_r + \vec{c}_z.$$

* В дальнейшем для упрощения записи знак вектора над символом, обозначающим скорость, будем писать лишь в тех случаях, когда это абсолютно необходимо

Абсолютная скорость c полностью определяется меридиональной составляющей c_m и окружной составляющей скорости c_u :

$$\vec{c} = \vec{c}_m + \vec{c}_u.$$

Окружная составляющая c_u характеризует «закрутку» потока и непосредственно связана с величиной удельной работы, как будет показано ниже. Меридиональная составляющая c_m определяется объемным расходом жидкости через лопаточную машину и нормальным к направлению составляющей c_m сечением, которое будем обозначать F_m . Практически поток может не заполнять все сечение из-за наличия отрывных зон. В общем случае

$$F_m = \alpha F_{mp},$$

где α — коэффициент сужения сечения ($\alpha \leq 1$);

F_{mp} — расчетное проходное сечение.

Обычно полагаем $\alpha = 1$. Величина скорости c_m найдется из уравнения неразрывности:

$$G = \rho c_m F_m, \quad (2.2)$$

где G — массовый расход в $кг/сек$;

ρ — плотность в $кг/м^3$.

Для $\rho = const$

$$c_m = \frac{Q}{F_m}, \quad (2.3)$$

где Q — объемный расход в $м^3/сек$.

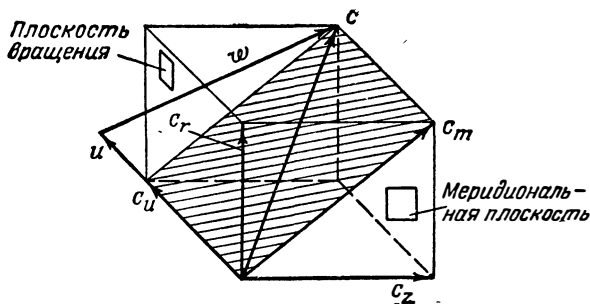


Рис. 2.14. Разложение абсолютной скорости на ее составляющие (параллелепипед абсолютной скорости)

Зная абсолютную скорость жидкости c и окружную скорость колеса (переносную скорость) u , легко найти, применяя общее правило сложения скоростей сложного движения, скорость жидкости относительно перемещающейся лопатки — относительную скорость w :

$$\vec{w} = \vec{c} - \vec{u}. \quad (2.4)$$

Эти три вектора лежат в одной плоскости, заштрихованной на рис. 2.14. Перенеся эту плоскость на плоскость чертежа, можем получить для любой лопаточной машины план скоростей, или треугольник скоростей, т. е. построение, показывающее векторную связь абсолютной, относительной и окружной скоростей.

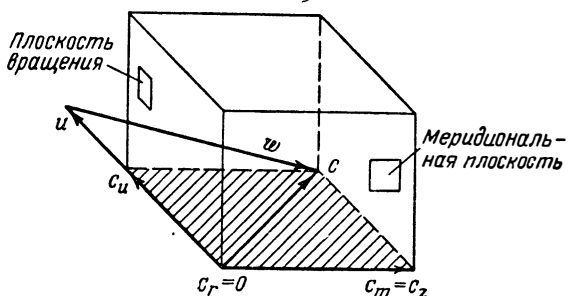


Рис. 2.15. Разложение абсолютной скорости на ее составляющие для осевой лопаточной машины

Для чисто осевой лопаточной машины меридиональная составляющая скорости равна осевой, а для чисто радиальной машины она равна радиальной составляющей скорости, т. е.

для осевой машины $c_r=0$ и $c_m=c_z$,
а для радиальной $c_z=0$ и $c_m=c_r$.

Следовательно, для осевой лопаточной машины параллелепипед, получаемый при разложении вектора абсолютной скорости

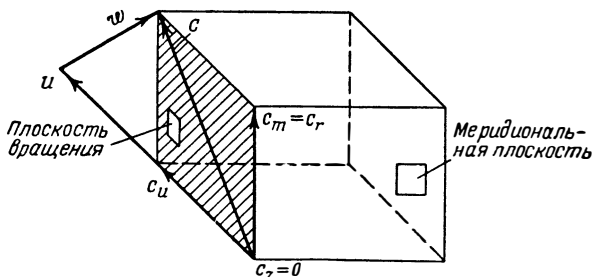


Рис. 2.16. Разложение абсолютной скорости на ее составляющие для радиальной лопаточной машины

на составляющие (см. рис. 2.14), заменится параллелограммом, расположенным в плоскости, касательной к соосной цилиндрической поверхности (рис. 2.15). В этой плоскости и будет производиться построение планов скоростей для осевой машины.

Для чисто радиальной лопаточной машины параллелепипед вектора абсолютной скорости (см. рис. 2.14) заменяется парал-

делограммом, в плоскости которого, являющейся плоскостью вращения, и будет производиться построение планов скоростей (рис. 2.16).

2.6.2. ВХОД В КОЛЕСО

Будем полагать, что вектор абсолютной скорости на входе в межлопаточные каналы c_1 известен или его можно найти. В общем случае он определяется двумя составляющими — меридиональной c_{1m} и окружной c_{1u} . Меридиональная составляющая определяется величиной объемного расхода Q и нормальным к меридиональной составляющей скорости проходным сечением колеса непосредственно перед лопатками F_{1m} [см. уравнение (2.3)].

Окружная составляющая скорости на входе c_{1u} находится из условий течения жидкости в подводящем устройстве.

Для входа в колесо можно записать соотношение:

$$\vec{w}_1 = \vec{c}_1 - \vec{u}_1,$$

где u_1 — окружная скорость на среднем диаметре входных кромок лопаток.

Скорости c_1 , w_1 и u_1 лежат в плоскости, проходящей через векторы c_{1m} и u_1 . При построении планов эту плоскость совмещают с плоскостью чертежа. Примем направление вертикали в плоскости чертежа за меридиональное направление (направление скорости c_{1m}), тогда окружная скорость u_1 изобразится отрезком горизонтальной линии и w_1 найдется как разность векторов c_1 и u_1 (рис. 2.17).

Угол α_1 — это угол между направлением потока в абсолютном движении и направлением окружной скорости.

Угол β_1 является углом между направлением потока в относительном движении, определяемым вектором w_1 , и направлением окружной скорости — для турбины и обратным направлением — для насоса. В общем случае угол β_1 может не совпадать с углом наклона лопатки $\beta_{1л}$. Угол i — между направлением потока в относительном движении при входе на лопатку и направлением входной кромки лопатки — называется углом атаки. Следовательно, угол атаки i определяется углом между вектором скорости w_1 и касательной к средней линии профиля лопатки на входе.

2.6.3. ТЕЧЕНИЕ ПО МЕЖЛОПАТОЧНЫМ КАНАЛАМ КОЛЕСА И НА ВЫХОДЕ ИЗ КОЛЕСА

Для того чтобы найти абсолютную скорость жидкости в любой точке межлопаточного канала на некотором расстоянии от входа на лопатки, надо произвести векторное сложение относительной скорости жидкости в канале w и переносной скорости u . Относительная скорость w на любом радиусе внутри межлопаточного канала найдется по направлению, которое определяется

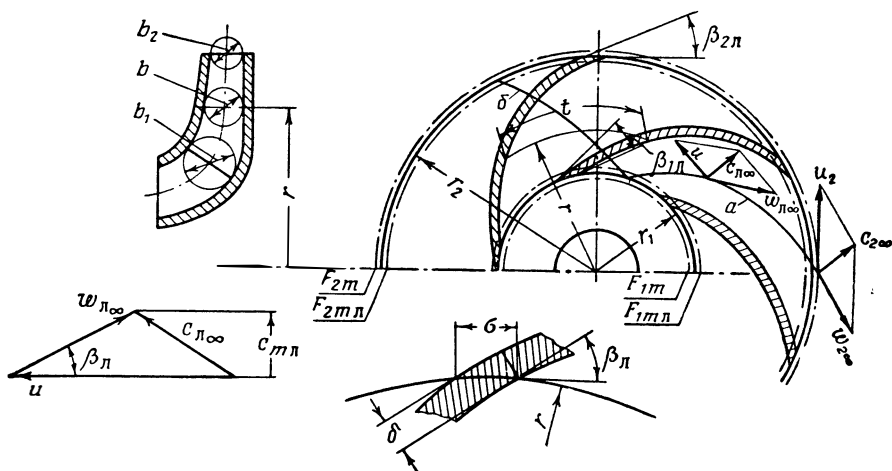


Рис. 2.18. К построению треугольников скоростей в межлопаточных каналах и на выходе из колеса центробежного насоса

в первом приближении направлением средней линии лопатки (угол β_l), и по величине меридиональной составляющей скорости $c_{мл}$ (рис. 2.18). Предположение относительно того, что направление касательной к средней линии профиля параллельно относительной скорости, строго говоря, справедливо лишь для решетки, состоящей из бесконечно большого числа бесконечно тонких профилей. При необходимости векторы скоростей, соответствующие этой расчетной схеме, будем отмечать знаком ∞ ($z = \infty$).

Для нахождения величины осредненной скорости внутри межлопаточного канала необходимо учитывать толщину профиля вместе с толщиной вытеснения пограничного слоя. При отрывном обтекании следует учитывать толщину отрывной зоны.

В первом приближении, особенно для машин, в которых проходные сечения соизмеримы с сечением, загромождаемым лопатками, учитывается только толщина лопаток (например, в насосах).

Определение меридиональной скорости с учетом толщины лопаток в сечении колеса, расположенном на произвольном ради-

усе, проведем на примере центробежного колеса (см. рис. 2.18). Проходное сечение колеса (радиус r) обозначим F_m , проходное сечение на том же радиусе r с учетом толщины лопаток обозначим $F_{m.l}$. Отношение $F_m/F_{m.l}$ представляет собой коэффициент сужения сечения; обозначим его k . Сечения F_m и $F_{m.l}$ можно вычислить через шаг лопаток t ($t=2\pi r/z$, где z — число лопаток); тогда

$$k = \frac{F_m}{F_{m.l}} = \frac{z t b}{z(t - \sigma) b} = \frac{t}{t - \sigma}; \quad (2.5)$$

$$F_{m.l} = \frac{F_m}{k} = \frac{2\pi r b}{k}. \quad (2.6)$$

Здесь σ — толщина лопаток, определенная по дуге окружности (приближенно по хорде). Связь между нормальной толщиной δ и толщиной σ легко устанавливается из рассмотрения рис. 2.18:

$$\sigma = \frac{\delta}{\sin \beta_l}. \quad (2.7)$$

Для нахождения меридиональной скорости с учетом толщины лопаток в сечении колеса, расположенном на произвольном радиусе, воспользуемся формулой, непосредственно вытекающей из формулы (2.3):

$$c_{m.l} = c_m k, \quad (2.8)$$

где k , с учетом выражений (2.4) и (2.6), можно записать в виде

$$k = \frac{1}{1 - \frac{\delta}{t \sin \beta_l}}. \quad (2.9)$$

Здесь $c_{m.l}$ — меридиональная скорость с учетом толщины лопаток;

c_m — меридиональная скорость без учета толщины лопаток.

Относительная скорость в произвольном сечении колеса с учетом толщины лопаток найдется построением треугольника скоростей по известным скоростям $c_{m.l}$ и u и по углу β_l (см. рис. 2.18), или из соотношения

$$\omega_{l\infty} = \frac{c_{m.l}}{\sin \beta_l}. \quad (2.10)$$

Треугольники скоростей на выходе из колеса строятся так же, как и для произвольного сечения, но без учета сужения сечения лопатками.

На рис. 2.18 показано взаимное расположение векторов скоростей относительного, переносного и абсолютного движения на примере центробежной лопаточной машины (насоса) для произ-

вольного и выходного радиусов. Там же показаны линии тока жидкости для колеса центробежного насоса (при $z = \infty$) в относительном (а) и абсолютном (б) движении.

2.6.4. ПРИМЕРЫ ПОСТРОЕНИЯ ПЛАНОВ СКОРОСТЕЙ

На рис. 2.19 представлены основные сечения ступени осевой лопаточной машины (осевого насоса). Такими сечениями являются меридиональное сечение (а) и развертка цилиндрического сечения лопаточных решеток (б) (диаметр цилиндра равен среднему диаметру ступени, его образующая $I-I$). В общем случае ступень осевого насоса имеет направляющий аппарат на входе

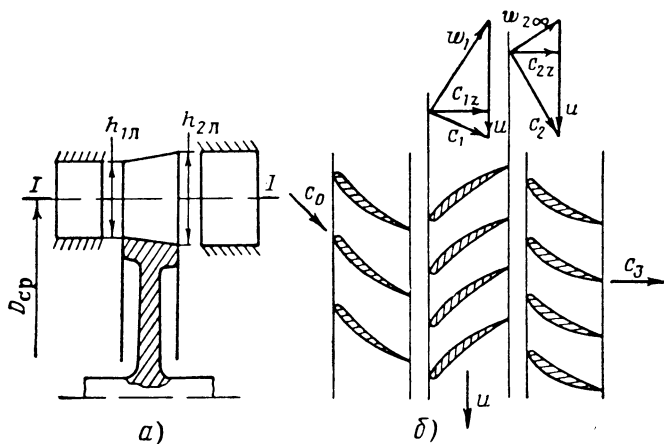


Рис. 2.19. Характерные сечения ступени осевого насоса и треугольники скоростей:

а—меридиональное сечение; б—развертка цилиндрического сечения с образующей $I-I$

и спрямляющий аппарат на выходе. Направляющий аппарат обеспечивает необходимую закрутку потока на входе в колесо (c_{1u}). Спрямляющий аппарат является диффузорным устройством, преобразующим кинетическую энергию в энергию давления.

Построение планов (треугольников) скоростей (рис. 2.20) будем проводить для среднего диаметра $D_{ср}$. Предположим, что поток жидкости на входе в колесо имеет окружную составляющую c_{1u} (часто она бывает равна нулю). Меридиональная составляющая (в данном случае осевая) найдется из соотношения

$$c_{1m} = \frac{Q_1}{F_{1m}}. \quad (2.11)$$

В данном случае F_{1m} — кольцевое сечение высотой $h_{1л}$:

$$F_{1m} = \pi D_{ср} h_{1л}. \quad (2.12)$$

Зная объемный расход или определив его как частное от деления массового расхода на плотность:

$$Q_1 = \frac{G_1}{\rho_1}, \quad (2.13)$$

найдем величину скорости $c_{1z} = c_{1m}$:

$$c_{1z} = c_{1m} = \frac{Q_1}{\pi D_{cp} h_{1l}}. \quad (2.14)$$

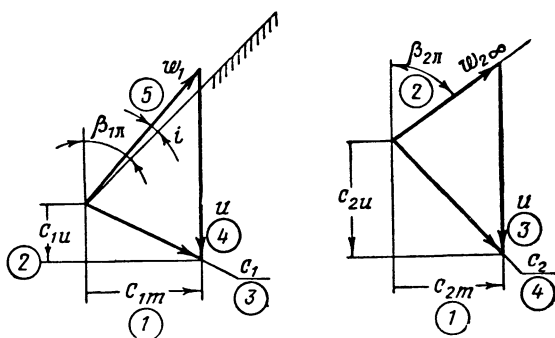


Рис. 2.20. Построение треугольников скоростей для осевого насоса

Имея две проекции абсолютной скорости c_{1u} и c_{1z} и зная величину и направление окружной скорости u , построим треугольник скоростей на входе в лопаточную решетку. На рис. 2.20 порядок построения отмечен цифрами в кружочках. Направление w_1 определяется соотношением скоростей c_1 и u и в общем случае может составлять с направлением касательной к профилю лопатки на входе угол атаки i .

Для построения треугольника скоростей на выходе из осевой лопаточной решетки найдем величину осевой составляющей абсолютной скорости. Она определяется объемным расходом жидкости и проходным сечением на выходе из решетки:

$$c_{2z} = c_{2m} = \frac{Q_2}{F_{2m}}, \quad (2.15)$$

где F_{2m} — проходное сечение на выходе из решетки:

$$F_{2m} = \pi D_{cp} h_{2л}. \quad (2.16)$$

Кроме величины осевой составляющей скорости, известно в первом приближении направление потока на выходе из решетки. Будем считать, что направление относительной скорости на выходе из межлопаточного канала совпадает с выходным углом лопаток (расчетная схема $z = \infty$). Тогда треугольник скоростей полностью определяется (см. рис. 2.20). Абсолютная скорость на выходе из колеса c_2 найдена по величине и направлению.

Приведем построение планов скоростей для осевой турбины. На рис. 2.21 изображены необходимые проекции, выявляющие форму и размеры осевой турбины — меридиональное сечение по $I-I$, сечение в плане $II-II$ и развертка цилиндрического сечения с диаметром, равным среднему диаметру турбины.

Направляющий аппарат на входе в турбину, обычно называемый сопловым аппаратом, обеспечивая расширение газа и ускорение его, должен обеспечить такое направление абсолютной скорости на входе в колесо турбины (α_1), чтобы получить боль-

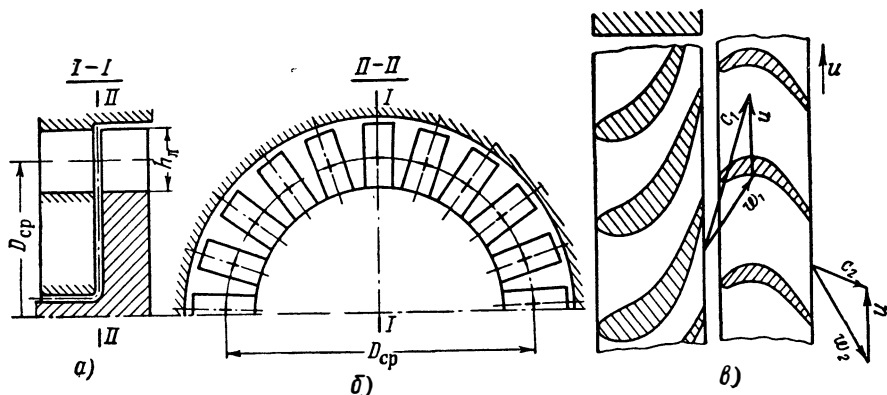


Рис. 2.21. Характерные сечения осевой турбины и треугольники скоростей: а—меридиональное сечение; б—сечение в плане; в—развертка цилиндрического сечения (увеличено в два раза по сравнению с а и б)

шую величину окружной составляющей c_{1u} . Таким образом, скорость c_1 задана. В остальном построение не требует пояснения. На рис. 2.21 приведены планы скоростей непосредственно у профилей, а на рис. 2.22 даны совмещенные планы скоростей для входа в рабочее колесо и выхода из него.

Проследим построение планов скоростей для радиальной центробежной турбины, колесо которой представляет собой круговую лопаточную решетку. Перед рабочим колесом установлен сопловый аппарат, обеспечивающий ускорение потока до скорости c_1 .

На рис. 2.23 показаны основные сечения, выявляющие форму и соотношение размеров соплового аппарата и радиального колеса. Такими сечениями являются меридиональное сечение ($I-I$) и сечение в плане ($II-II$).

Для радиальной лопаточной машины осевая составляющая абсолютной скорости равна нулю:

$$c_2 = 0.$$

На входе в турбину поток должен иметь значительную окружную составляющую c_{1u} , созданную направляющим (сопло-

вым) аппаратом, установленным перед колесом. Величина c_{1u} должна быть задана. Меридиональная составляющая (в данном случае радиальная) найдется из общего для всех лопаточных машин соотношения (2.11).

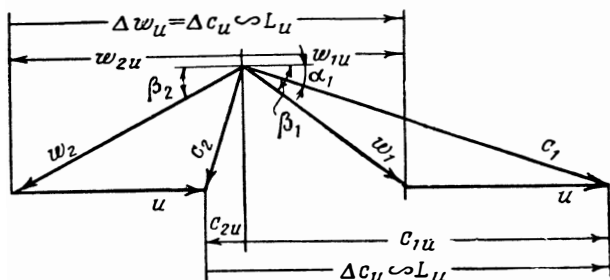


Рис. 2.22. Треугольники скоростей для осевой турбины

Для радиальной машины F_{1m} — цилиндрическое сечение с шириной по образующей, равной ширине круговой лопаточной решетки b_1 , равно:

$$F_{1m} = \pi D_1 b_1. \quad (2.17)$$

По известной величине объемного расхода на входе в колесо найдем величину скорости $c_{1r} = c_{1m}$:

$$c_{1r} = c_{1m} = \frac{Q_1}{\pi D_1 b_1}, \quad (2.18)$$

где $Q_1 = \frac{G_1}{\rho_1}$.

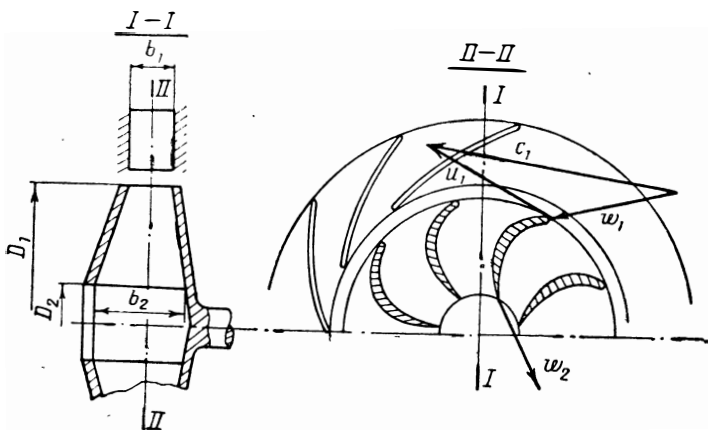


Рис. 2.23. Характерные сечения радиальной турбины

Имея две проекции абсолютной скорости c_{1u} и c_{1r} и зная величину и направление окружной скорости, строим треугольник скоростей на входе в круговую решетку. В результате построения находим величину и направление относительной скорости w_1 (рис. 2.24).

Вместо c_{1u} и Q_1 могут быть заданы величина скорости на выходе из соплового аппарата c_1 и угол α_1 , определяющий направление скорости c_1 . Тогда построение треугольника скоростей

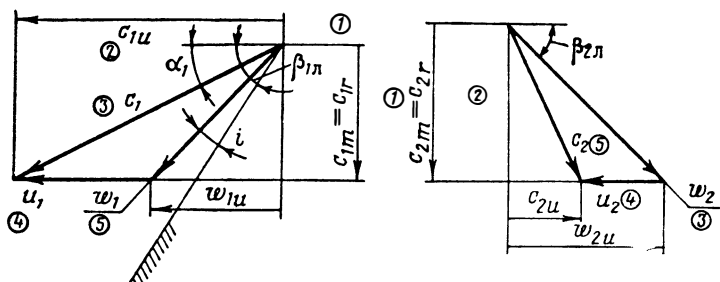


Рис. 2.24. Построение треугольников скоростей для радиальной турбины

проводится следующим образом: откладываем скорость c_1 под углом α_1 (см. рис. 2.24), от вектора c_1 отнимаем вектор u_1 и получаем вектор w_1 .

Для нахождения абсолютной скорости на выходе из колеса проведем построение треугольника скоростей.

Меридиональная (радиальная) составляющая абсолютной скорости на выходе из колеса найдется по известной формуле:

$$c_{2r} = c_{2m} = \frac{Q_2}{F_{2m}} = \frac{Q_2}{\pi D_2 b_2}, \quad (2.19)$$

где $Q_2 = \frac{G_2}{\rho_2}$.

Кроме радиальной составляющей скорости, известны u_2 и направление потока на выходе из колеса. Угол наклона вектора относительной скорости принимаем равным выходному углу лопаток β_{2n} ($z = \infty$). Тогда величина и направление абсолютной скорости на выходе из колеса определятся построением треугольника скоростей, представленного на рис. 2.24.

Разобрав основные приемы построения планов скоростей для колес лопаточных машин, перейдем к выявлению основных соотношений, вытекающих из закона сохранения количества движения для колеса лопаточной машины.

2.7. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ЗАКОНА О КОЛИЧЕСТВЕ ДВИЖЕНИЯ

2.7.1. УРАВНЕНИЕ Эйлера для ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Между потоком жидкости и лопатками рабочего колеса осуществляется силовое взаимодействие. Это взаимодействие скажется в конечном итоге в том, что на лопатки вращающегося колеса действует разность сил давления по обе стороны лопатки, иначе нельзя передать энергию от колеса к жидкости, и наоборот. У насоса (компрессора) эта разность давлений определяет момент сопротивления на валу, у турбины — крутящий момент.

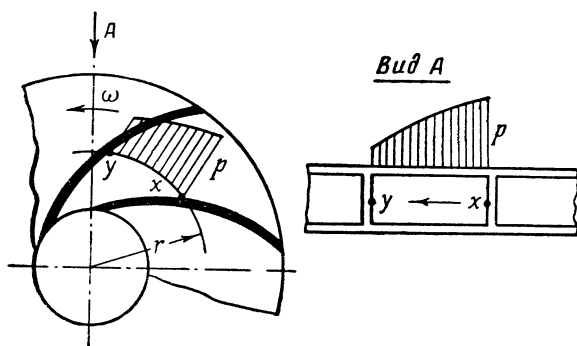


Рис. 2.25. Примерная картина распределения давления по сечению межлопаточного канала центробежного колеса

На рис. 2.25 для примера приведено распределение давления по сечению межлопаточного канала колеса центробежного насоса. Вследствие неравномерности распределения давления при установившемся характере относительного течения жидкости через рабочее колесо абсолютное движение жидкости через колесо будет носить неустановившийся характер. В самом деле, каждая частица колеса периодически проходит мимо точки, связанной с корпусом. Мгновенная абсолютная скорость в этой точке будет циклически изменяться в соответствии с распределением давления (относительной скорости) в межлопаточном канале. Следовательно, в абсолютном течении не будет выдерживаться характерный признак установившегося движения — постоянство скорости в данной точке пространства. Но, рассматривая осредненные величины скоростей, можно применять основные законы механики для установившегося движения к течению жидкости относительно неподвижных координат, названному абсолютным течением жидкости.

Для определения суммарного момента, действующего на колесо при течении через него жидкости, применим теорему о моменте количества движения.

Момент равнодействующей внешних сил, приложенных к выделенному контуру жидкости, равняется изменению момента количества движения массы жидкости, протекающей в единицу времени через этот контур.

Применим теорему о моменте количества движения для радиальной лопаточной машины, хотя оно справедливо для любой машины.

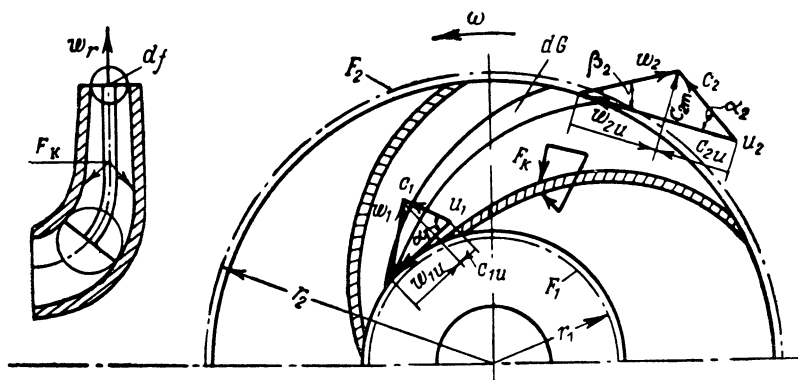


Рис. 2.26. Схема течения жидкости через колесо центробежной лопаточной машины

Возьмем контур, ограниченный поверхностями F_1 , F_2 и F_k , т. е. включающий в себя все каналы, за исключением самих лопаток (рис. 2.26).

Учитывая неустановившийся характер абсолютного движения в колесе, найдем среднее (по массе) значение момента окружной составляющей скорости:

$$\bar{c}_u r = \frac{r \int c_u dG}{G}. \quad (2.20)$$

Уравнение теоремы о моменте количества движения относительно оси вращения запишем в виде

$$G(\bar{c}_{2u} r_2 - \bar{c}_{1u} r_1) = M_z \quad [\text{н} \cdot \text{м}], \quad (2.21)$$

где G — массовый расход жидкости в секунду;

M_z — суммарный момент внешних сил.

В общем случае суммарный момент внешних сил складывается из момента поверхностных сил — момента M_d от воздействия колеса (поверхности F_k на рис. 2.26) на выделенный объем жидкости — и моментов M_{F_1} и M_{F_2} поверхностных сил, действующих по граничным поверхностям F_1 и F_2 . Из объемных

сил только силы тяжести (веса) будут внешними, но вследствие осевой симметрии они дают относительно оси момент, равный нулю. Из поверхностных сил, действующих на граничных поверхностях, моменты M_{F_1} и M_{F_2} относительно оси вращения могут давать только касательные напряжения, т. е. силы трения, обусловливаемые турбулентным обменом импульсами. Силы давления на граничных поверхностях как нормальные не дают момента относительно оси:

$$M_z = M_n + M_{F_1} + M_{F_2}. \quad (2.22)$$

Момент, действующий на выделенный объем жидкости со стороны колеса, в общем случае является моментом поверхностных сил, т. е. сил давления и сил трения. Более подробно характер действующих сил выясним позднее при рассмотрении относительного течения через колесо лопаточной машины.

Уравнение (2.21) показывает, что изменение момента количества движения жидкости в абсолютном движении через колесо насоса равно суммарному моменту сил, действующих на выделенный объем жидкости. Пренебрегая моментами поверхностных сил, действующих по поверхностям F_1 и F_2 , ограничивающим колесо лопаточной машины, и на внутренних поверхностях, ограничивающих лопатки по ширине, получим, что момент, действующий со стороны лопаток на жидкость, будет равен:

$$M_u = G(\bar{c}_{2u}r_2 - \bar{c}_{1u}r_1) \quad [н \cdot м]. \quad (2.23)$$

Момент от воздействия потока на колесо будет обратным по знаку:

$$M_u = -M_n. \quad (2.24)$$

По величине момента M_u можно определить мощность колеса лопаточной машины как произведение момента на частоту вращения. Назовем ее окружной мощностью:

$$N_u = M_u \omega \left[\frac{н \cdot м}{сек} = \frac{дж}{сек} = вт \right]. \quad (2.25)$$

Отнеся мощность к массовому секунднему расходу, получим выражение для удельной работы лопаточной машины. Удельная работа — это энергия, переданная колесу турбины единицей массы жидкости (1 кг) или переданная колесом насоса единице массы жидкости (1 кг):

$$L_u = \frac{N_u}{G} \left[\frac{вт}{кг/сек} = \frac{дж \cdot сек}{сек \cdot кг} = \frac{дж}{кг} \right]. \quad (2.26)$$

Если выразить L_u через момент M_u , то получим

$$L_u = \frac{M_u \omega}{G}. \quad (2.27)$$

Подставляя развернутое выражение для M_u [формулы (2.23) и (2.24)], получим

$$L_u = \bar{c}_{1u} u_1 - \bar{c}_{2u} u_2 \left[\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \kappa} = \frac{m^2}{c \epsilon \kappa^2} \right]. \quad (2.28)$$

Записанное в этом виде уравнение носит название уравнения Эйлера для лопаточных машин. Оно справедливо для всех типов лопаточных машин. Для осевых лопаточных машин $u = u_1 = u_2$, и уравнение Эйлера запишется в наиболее простом виде:

$$L_u = u (\bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u}). \quad (2.29)$$

Анализ уравнения Эйлера показывает следующее.

1. Удельная работа лопаточной машины, выраженная в дж/кг , не зависит от рода рабочего тела, так как физические параметры рабочего тела не входят в эту формулу. Эта работа зависит только от величины окружных составляющих абсолютных скоростей и окружных скоростей вращения колеса.

2. Работа передается колесу от жидкости (т. е. энергия жидкости уменьшается), когда $\bar{c}_{1u} u_1 > \bar{c}_{2u} u_2$, и наоборот, колесо передает работу, т. е. повышает энергию жидкости, когда $\bar{c}_{2u} u_2 > \bar{c}_{1u} u_1$. Лопаточные машины, передающие энергию от жидкости к колесу, работают на режиме двигателя — турбины. Лопаточные машины, передающие внешнюю механическую энергию газу или жидкости, являются машинами-исполнителями и работают на режиме компрессора или насоса.

Следовательно, для турбины уравнение Эйлера будет записано в таком виде:

$$L_u = \bar{c}_{1u} u_1 - \bar{c}_{2u} u_2 \left[\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \kappa} \right]^*, \quad (2.30)$$

где L_u — удельная окружная работа турбины **, т. е. энергия, переданная колесу одним килограммом жидкости.

В насосе или компрессоре энергия передается от колеса к жидкости; соответственно получим

$$H_T = -L_u; \quad (2.31)$$

$$H_T = \bar{c}_{2u} u_2 - \bar{c}_{1u} u_1 \left[\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \kappa} \right],$$

где H_T — удельный теоретический (окружной) напор, или энергия, переданная колесом 1 кг массы жидкости, прошедшей через насос или компрессор (которые в дальнейшем будем называть компрессорными лопаточными машинами). Обозначения

* Черту (знак осреднения) над c_{1u} и c_{2u} в дальнейшем будем опускать.

** Термин «окружная» означает «на окружности колеса», «на лопатках»; тем самым подчеркивается, что речь идет об удельной работе лопаточной решетки, а не машины в целом.

L_u и H_T введены для удобства и являются общепринятыми для турбин и насосов.

3. Удельная работа лопаточной машины будет тем больше, чем больше окружная составляющая скорости c_u и окружная скорость u , входящие в первые члены уравнений (2.30) и (2.31). В случае турбины это означает необходимость обеспечения сопловым аппаратом такого направления скорости c_1 , чтобы окружная составляющая c_{1u} имела большую величину. В случае компрессорной лопаточной машины необходимая величина c_{2u} обеспечивается отклонением потока в рабочем колесе, т. е. углом лопаток колеса на выходе $\beta_{2л}$: чем больше $\beta_{2л}$, тем больше будет c_{2u} . Большая величина окружной скорости u_1 для турбины и u_2 для насоса может быть получена при большой частоте вращения ω или при больших диаметрах колеса D_1 для турбины и D_2 для насоса.

4. Удельная работа лопаточной машины на окружности колеса будет больше, если окружная составляющая скорости, которая входит во второй член уравнений (2.30) и (2.31), будет иметь иной знак, чем окружная составляющая скорости в первом члене этих уравнений.

Для насоса и компрессора это означает, что при закрутке потока на входе в сторону, обратную вращению, напор машины будет увеличиваться, а при закрутке потока в сторону вращения — снижаться.

Для турбины закрутка потока на выходе из колеса в сторону вращения уменьшает работу турбины. Наличие окружной составляющей скорости на выходе из турбины, направленной в сторону, обратную вращению, увеличивает работу турбины, однако снижает ее экономичность, как будет показано далее.

2.7.2. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЛОПАТОЧНЫЙ ПРОФИЛЬ ОСЕВОЙ РЕШЕТКИ

Уравнение Эйлера не раскрывает характера сил, действующих на колесо лопаточной машины со стороны жидкости. Для осевых лопаточных машин характер сил, действующих со стороны жидкости на лопатки колеса, определяется теоремой Н. Е. Жуковского о силах, действующих на обтекаемый профиль.

Рассмотрим, следуя Н. Е. Жуковскому, силы, действующие на лопаточный профиль осевой решетки единичной длины в относительном установившемся движении. При рассмотрении обтекания одиночного профиля вводится понятие осредненной относительной скорости $\omega_{ср}$.

Относительная осредненная скорость потока $\omega_{ср}$ является средним векторным из значений относительной скорости на бесконечности перед лопаткой и за ней (рис. 2.27):

$$\omega_{cp} = \sqrt{\omega_z^2 + \left(\frac{\omega_{1u} + \omega_{2u}}{2}\right)^2}; \quad (2.32)$$

$$\operatorname{tg} \beta_{cp} = \frac{\omega_z}{\omega_{u\text{ ср}}} = \frac{2\omega_z}{\omega_{1u} + \omega_{2u}}. \quad (2.33)$$

Как показал Н. Е. Жуковский, сила F , возникающая при обтекании лопаточного профиля, может быть определена по величине циркуляции относительной скорости вокруг профиля*:

$$F = \rho \Gamma_{лw} \omega_{cp}. \quad (2.34)$$

(Величина силы определяется для профиля единичной длины, поэтому размерность сил н/м).

Здесь $\Gamma_{лw}$ — циркуляция по контуру $ABCD$ (рис. 2.28):

$$\Gamma_{лw} = \oint \omega ds = t(\omega_{1u} - \omega_{2u}). \quad (2.35)$$

Уравнение (2.34) выражает теорему Н. Е. Жуковского.

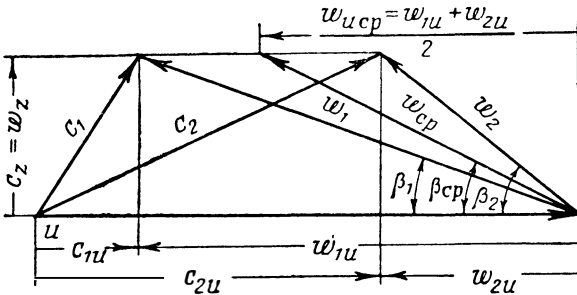


Рис. 2.27. Совмещенные треугольники скоростей на входе в осевую решетку и на выходе из нее

Сила, с которой поток невязкой жидкости действует на профиль, равна произведению плотности ρ жидкости, циркуляции $\Gamma_{лw}$ относительной скорости по контуру $ABCD$, охватывающему профиль, и средней скорости потока в бесконечности.

Эта сила называется подъемной силой, ее направление перпендикулярно направлению скорости ω_{cp} (рис. 2.29). Это означает, что подъемная сила, т. е. сила давления жидкости на профиль, направленная перпендикулярно к осредненной скорости потока, возникает в результате наложения циркуляционного течения на поток, определяемый заданным расходом.

При этом на выпуклой стороне профиля скорость возрастает, а давление падает, а на вогнутой стороне — наоборот. Перепад давлений, действующих на профиль, и создает подъемную силу.

* Теорема Н. Е. Жуковского о силах, действующих на крыльевой профиль и решетку, подробно выводится в курсах газовой динамики [37] и [38].

Подъемную силу можно разложить на окружную составляющую F_u и осевую составляющую F_z .

В лопаточных машинах суммарное окружное усилие F_{uz} , действующее на лопатки, создает момент на валу. Поэтому для лопаточных машин весьма важен вывод, следующий из теоремы Н. Е. Жуковского, о том, что окружное усилие, действующее на лопатки, пропорционально циркуляции относительной скорости по контуру, охватывающему профиль и проходящему через оси

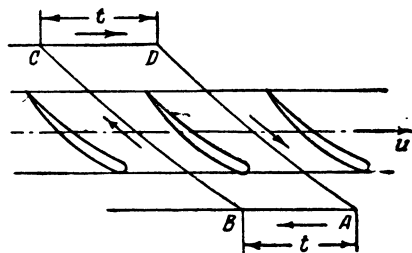


Рис. 2.28. К определению циркуляции вокруг лопатки в осевой лопаточной машине

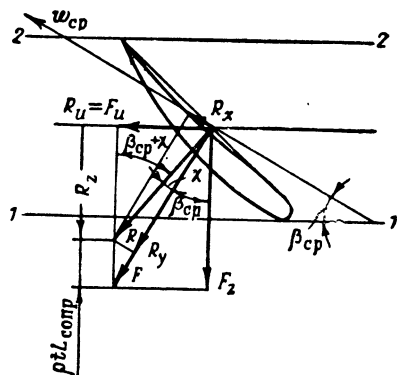


Рис. 2.29. Силы, действующие на обтекаемый профиль

межлопаточных каналов и дуги окружностей на входе в решетку и на выходе из нее. Для реальной жидкости сила воздействия на профиль изменится.

На рис. 2.29 представлен также план сил, действующих на профиль осевой решетки в реальной вязкой жидкости при той же скорости w_{cp} (в общем случае величины осредненной скорости и циркуляции также изменятся).

В курсах газовой динамики [37] и [38] показано, что

$$R_u = F_u; \quad (2.36)$$

$$R_z = F_z - \rho l c_{\text{опр}}, \quad (2.37)$$

где $L_{\text{сопр}}$ — работа силы R_x (лобового сопротивления), отнесенная к единице массы жидкости и совершенная на пути,ходимом профилем относительно жидкости в единицу времени (w_{cp}):

$$L_{\text{сопр}} = \frac{R_x w_{cp}}{\rho t w_{z \text{ cp}}} = \frac{R \sin \chi}{\rho t \sin \beta_{cp}}, \quad (2.38)$$

где R — равнодействующая сила реакции потока;
 R_x — сила, действующая по направлению скорости w_{cp} (сила лобового сопротивления).

Таким образом, влияние вязкости проявилось как непосредственно — в виде появления добавочной силы сопротивления (силы лобового сопротивления), так и в неявном виде — путем изменения скоростей и циркуляции скорости.

Отношение лобового сопротивления к подъемной силе называется обратным качеством профиля и равно тангенсу угла χ (χ — угол, образованный силой R и нормалью к направлению w_{cp}):

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{R_x}{R_y}, \quad (2.39)$$

где R_y — сила, нормальная к направлению w_{cp} (подъемная сила).

Определим момент колеса лопаточной машины сначала без учета взаимного влияния профилей:

$$\begin{aligned} M_u &= z R_u r_{cp} h_l = \\ &= z \Gamma_l w r_{cp} Q w_{cp} h_l \sin \beta_{cp} = \frac{G}{2\pi} z \Gamma_l w. \end{aligned} \quad (2.40)$$

При движении лопатки (вращении) мощность, отнесенная к профилям единичной длины, будет равна:

$$N_u = z R_u u = z R u \sin(\beta_{cp} + \chi). \quad (2.41)$$

Работа, приходящаяся на 1 кг массы жидкости (для насоса — теоретический напор H_T), определенная в расчетном сечении (на радиусе r), для участка лопатки длиной dr будет равна:

$$H_T = \frac{N_u dr}{Q dQ} = \frac{z R u \sin(\beta_{cp} + \chi)}{Q dQ} dr,$$

где dQ — объемный расход жидкости, заключенный между двумя цилиндрическими поверхностями с радиусами r и $r + dr$:

$$dQ = z t c_m dr; \quad (2.42)$$

с учетом этого

$$H_T = \frac{R u \sin(\beta_{cp} + \chi)}{Q t c_m} = \frac{R u \sin(\beta_{cp} + \chi)}{Q t w_{cp} \sin \beta_{cp}} \left[\frac{\partial \eta}{\kappa z} \right]. \quad (2.43)$$

Как известно из аэродинамики, подъемная сила профиля единичной длины равна:

$$R_y = c_y b_l Q \frac{w_{cp}^2}{2}, \quad (2.44)$$

а так как

$$R = \frac{R_y}{\cos \chi},$$

то

$$R = \frac{c_y Q b_l w_{cp}^2}{2 \cos \chi}. \quad (2.45)$$

Подставляя выражение (2.45) для R в уравнение (2.43), получим

$$H_T = c_y \frac{b_l}{t} \frac{u}{c_m} \frac{w_{cp}^2}{2} \frac{\sin(\beta_{cp} + \chi)}{\cos \chi} \left[\frac{\partial \eta}{\kappa z} \right]. \quad (2.46)$$

Из соотношения (2.46) следует, что удельная энергия элементарной осевой ступени лопаточной машины пропорциональна коэффициенту подъемной силы профиля и густоте решетки. Зная коэффициент подъемной силы профиля и задаваясь густотой решетки, можно вычислить H_T .

Для учета взаимного влияния профилей вводится коэффициент, учитывающий отличие коэффициента подъемной силы профиля в решетке $c_{y \text{ реш}}$ от коэффициента подъемной силы единичного профиля:

$$p = \frac{c_{y \text{ реш}}}{c_{y \text{ проф}}}. \quad (2.47)$$

Практически этот способ расчета удельной работы лопаточной машины применим для редких решеток ($b_{\text{л}}/t < 1$); для густых решеток взаимное влияние профилей будет сильно выражено и коэффициенты подъемной силы, полученные при испытании отдельных профилей, не будут характеризовать работу профиля в решетке. Кроме того, следует иметь в виду, что характер обтекания профиля в машине даже при редких решетках отличается от характера обтекания профиля в аэродинамической трубе, т. е. от условий, при которых обычно определяется c_y .

Способ расчета величины удельной работы лопаточной машины, основанный на соотношениях (2.43), (2.46), применяется лишь при расчете осевых насосов, гидротурбин и винтов с малой густотой решетки.

2.7.3. СВЯЗЬ МОМЕНТА КОЛЕСА РАДИАЛЬНОЙ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ С МОМЕНТОМ КОРИОЛИСОВЫХ СИЛ ИНЕРЦИИ

Рассмотрим характер сил, действующих со стороны жидкости на лопасти радиальной (диагональной) машины в относительном установившемся движении. В радиальных лопаточных машинах наряду с аэродинамическими силами, определяемыми теоремой Жуковского, большое значение (а часто, и основное) имеют инерционные силы жидкости.

Рассматривая относительное движение жидкости во вращающемся колесе, мы, по-существу, рассматриваем течение жидкости относительно равномерно вращающихся координат, скрепленных с колесом, т. е. течение в неинерциальной системе координат. В этом случае к объемным силам, действующим на жидкость, находящуюся в колесе, кроме сил тяжести (веса), добавляются силы инерции от переносного и кориолисового ускорений, т. е. центробежные и кориолисовы силы инерции.

Центробежные силы проходят через ось и поэтому не дают момента относительно оси вращения. Кориолисовы силы инерции в радиальных лопаточных машинах дают момент относительно оси.

Как известно, при движении жидкости по каналу вращающегося колеса кориолисово (поворотное) ускорение, действующее на жидкость, связано с изменением направления относительной скорости ω и изменением величины скорости u . Кориолисово ускорение сообщают жидкости лопатки (стенки канала) через упругие силы (силы давления). Кориолисова сила инерции равна силе, действующей на жидкость со стороны лопаток, и направлена в обратную сторону. На лопатки действует не сама кориолисова сила, а силы давления, уравновешивающие ее. В случае насоса момент от кориолисовых сил в виде момента сил давления уравновешивается приложенным к колесу внешним моментом.

Момент кориолисовой силы инерции, действующей от жидкости на колесо, запишем в интегральном виде

$$M_{kz} = \int_V r F_{ku} \rho dV, \quad (2.48)$$

где F_{ku} — окружная составляющая вектора кориолисовой силы инерции, отнесенная к единице массы;

V — объем выделенного элемента жидкости;

F_{ku} равняется окружной составляющей вектора кориолисова ускорения, взятой с обратным знаком:

$$\vec{F}_{ku} = -\vec{j}_{ku}.$$

Из рассмотрения рис. 2.30, где показаны векторы скорости и ускорения для движения струйки по диагональному колесу (см. также рис. 2.32), следует

$$j_{ku} = 2(\vec{\omega} \times \vec{\omega}_r) = 2\omega\omega_z \sin(\hat{\omega}\omega_r); \quad (2.49)$$

так как угол между ω и ω_r равен 90° , то по величине

$$F_{ku} = -2\omega\omega_r. \quad (2.50)$$

Элементарный объем dV можно представить в таком виде:

$$dV = dr db r d\varphi. \quad (2.51)$$

Подставляя выражения (2.50) и (2.51) для F_{ku} и dV в формулу (2.48) и переходя к определенным интегралам, получим

$$M_{kz} = - \int_{r_1}^{r_2} \int_0^b \int_0^{2\pi} r^2 2\omega\omega_r \rho dr db d\varphi. \quad (2.52)$$

По уравнению неразрывности массовый расход для всех радиусов — величина постоянная:

$$G = \int_0^b \int_0^{2\pi} r \omega_r \rho db d\varphi;$$

тогда

$$\begin{aligned} M_{kz} &= -G2\omega \int_{r_1}^{r_2} r dr = -G\omega(r_2^2 - r_1^2) = \\ &= -G(u_2 r_2 - u_1 r_1). \end{aligned} \quad (2.53)$$

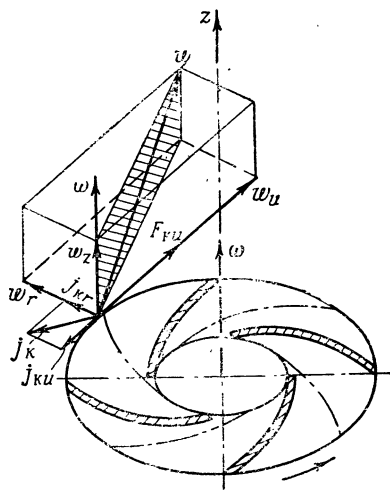


Рис. 2.30. К определению кориолисовой силы инерции в центробежной лопаточной машине

Преобразуем формулу (2.23), используя соотношения, вытекающие из треугольников осредненных скоростей (см. рис. 2.24):

$$\vec{c}_{1u} = \vec{w}_{1u} + \vec{u}_1 \quad \text{и} \quad \vec{c}_{2u} = \vec{w}_{2u} + \vec{u}_2.$$

Получим следующую формулу для момента, действующего со стороны лопаток на жидкость:

$$M_n = G(w_{2u}r_2 - w_{1u}r_1) + G(u_2r_2 - u_1r_1); \quad (2.54)$$

с учетом выражения (2.53) получим

$$M_n = G(w_{2u}r_2 - w_{1u}r_1) + M'_{kz}, \quad (2.55)$$

где M'_{kz} — момент, действующий на жидкость со стороны колеса, равный по величине, но обратный по знаку моменту M_{kz} [см. выражение (2.53)].

Первый член в уравнении (2.55) может быть представлен через циркуляцию потока Γ_{lw} в относительном движении вокруг контура $ABCD$, заключающего в себе профиль лопатки (рис. 2.31)*:

$$M_n = -G \frac{z}{2\pi} \Gamma_{lw} + M'_{kz}. \quad (2.56)$$

Момент, приложенный к вращающемуся колесу, по величине равен моменту, действующему на поток от колеса, но обратен ему по знаку:

$$M_u = \frac{G}{2\pi} z \Gamma_{lw} + M_{kz}, \quad (2.57)$$

или в развернутом виде:

$$M_u = G(w_{1u}r_1 - w_{2u}r_2) + G(u_1r_1 - u_2r_2). \quad (2.58)$$

Первый член уравнения (2.58) — это момент, возникающий в результате обтекания лопаток потоком жидкости и пропорциональный циркуляции, подсчитанной по относительной скорости, числу лопаток и массовому расходу жидкости. Распределение давлений по лопаточному профилю, соответствующее циркуляции относительных скоростей, может быть получено путем продувки неподвижных лопаточных профилей потоком со скоростями и углами атаки, соответствующими относительным скоростям.

Второй член уравнения (2.58) выражает собой момент,

* В дальнейшем (в разд. 2.10.1) будет показано, что относительное течение в колесе радиальной лопаточной машины является вихревым (непотенциальным). Исходя из этого контур подсчета Γ_{lw} не может быть взят произвольно, как любой контур, охватывающий профиль лопатки. Будем понимать под циркуляцией относительной скорости Γ_{lw} циркуляцию по контуру $ABCD$, т. е. по контуру, проходящему через оси межлопаточных каналов и дуги окружностей на входе в круговую решетку и на выходе из нее.

возникающий на колесе лопаточной машины от воздействия кориолисовых сил инерции. Под воздействием окружной составляющей кориолисовой силы инерции жидкость стремится переместиться в окружном направлении. Лопатки препятствуют перемещению жидкости под действием силы инерции и на лопатках будет возникать разность давлений, уравнивающая силу инерции и создающая дополнительный крутящий момент для турбины и момент сопротивления для насоса.

Следовательно, в радиальной лопаточной машине общий перепад давлений на лопатках возникает в результате воздействия двух факторов: обтекания лопаток потоком в относительном движении и воздействия кориолисовых сил инерции. Разность давлений на лопатках приводит к возникновению момента на колесе относительно оси вращения.

Для осевой лопаточной машины, полагая, что вход и выход жидкости происходит на одном радиусе, имеем

$$u_2 = u_1.$$

Второй член уравнения (2.58) в этом случае будет равен нулю. Это означает, что момент на лопатках колеса осевой лопаточной машины определяется только обтеканием лопаток потоком жидкости в относительном движении. Величина этого момента зависит от величины циркуляции жидкости вокруг контура, проходящего по средним линиям межлопаточных каналов и отрезкам дуг окружностей на входе и на выходе, равным шагу [сравните формулы (2.57) и (2.58)]:

$$M_u = \frac{G}{2\pi} z \Gamma_s \omega; \quad M_u = Gr (\omega_{1u} - \omega_{2u}).$$

Величина циркуляции определяется выражением (2.35) в соответствии с рис. 2.28. В осевой лопаточной машине кориолисовы силы инерции не будут давать приложенного к колесу момента относительно оси вращения, так как они являются радиальными силами, проходящими через ось (рис. 2.32).

Для насоса или компрессора, в соответствии с выражениями (2.27) и (2.58), формула для теоретического напора запишется так:

$$H_T = (\omega_{2u} u_2 - \omega_{1u} u_1) + (u_2^2 - u_1^2) \left[\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \kappa z} \right]. \quad (2.59)$$

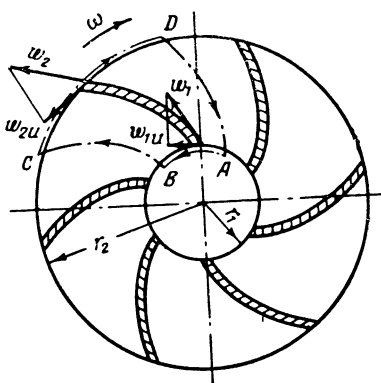


Рис. 2.31. К определению циркуляции вокруг лопатки в центробежной лопаточной машине

Соответственно, для турбины получим

$$L_u = (\omega_{1u}u_1 - \omega_{2u}u_2) + (u_1^2 - u_2^2). \quad (2.60)$$

Первые члены в формулах (2.59) и (2.60) выражают собой удельную работу колеса, связанную с моментом от циркуляции относительной скорости по контуру $ABCD$ (см. рис. 2.31). Условно будем называть эти члены удельной работой, связанной с циркуляционными силами. Вторые члены выражают собой удельную работу колеса, определяемую моментом, связанным с кориолисовыми силами инерции. Эти члены в формулах (2.59) и (2.60) условно назовем — удельной работой кориолисовых сил. Формулы имеют общий вид для всех лопаточных машин.

Для осевой машины вторые члены уравнений (2.59) и (2.60) будут равны нулю.

При $u_2 = u_1 = u$

$$H_1 = u(\omega_{1u} - \omega_{2u})$$

$$\text{и } L_u = u(\omega_{1u} - \omega_{2u}).$$

В осевой лопаточной машине колесо будет совершать работу только в том случае, если в результате обтекания лопаток колеса изменится направление относительной скорости, т. е. циркуляция относительной скорости будет отлична от нуля [см. формулу (2.40)].

Лопаточные решетки осевых машин должны профилироваться особенно тщательно. Для них большое значение имеет выбор совершенной формы и кривизны профиля, оптимальной величины угла атаки и других параметров, связанных с обеспечением заданной циркуляции (работы).

В радиальных лопаточных машинах основную роль в создании момента на колесе играют кориолисовы силы инерции, работа которых не зависит от формы лопаток, а зависит от радиальной протяженности их. Чем больше разность окружных скоростей, тем больше значение кориолисовых сил и тем меньшую роль играет обтекание в относительном движении.

При неудачном профиле лопатки и при неоптимальных углах атаки возрастут потери в любой лопаточной машине, но в осевой машине одновременно с этим уменьшится и циркуляция (работа); для радиальной машины это не имеет существенного значения. Кроме того, в радиальной машине потери в колесе

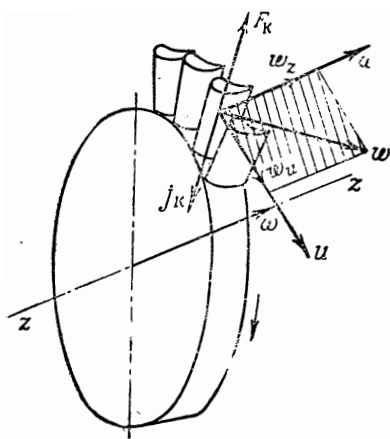


Рис. 2.32. К определению кориолисовых силы инерции в осевой лопаточной машине

составляют малую долю от всех потерь. Исходя из этого в радиальных машинах широко применяют приближенные способы построения лопаток, которые базируются главным образом на конструктивных и технологических соображениях.

Отметим, что, благодаря передаче энергии инерционными силами в каналах центробежной компрессорной машины (насоса), можно получить повышение давления в рабочем колесе при конфузорном течении потока по межлопаточному каналу (при от-

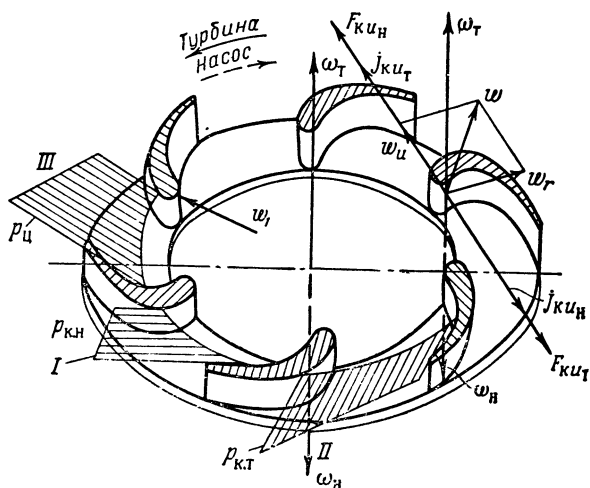


Рис. 2.33. К объяснению принципа действия центробежной лопаточной машины

сутствии диффузорного течения). Для конфузорных течений характерны меньшие величины гидравлических потерь и менее жесткие требования к форме профилей, образующих межлопаточные каналы.

Воздействия кориолисовых сил инерции и обтекания лопаток в относительном движении могут складываться, т. е. увеличивать суммарную разность давлений на лопатке, а могут и вычитаться друг из друга, уменьшая разность давлений на лопатках (см. работу [49]). Это зависит от направления обтекания лопаток, направления вращения и направления течения по отношению к оси, т. е. от того, какой вид радиальной машины рассматривается — центростремительная или центробежная.

На рис. 2.33 и 2.34 представлены схемы течения соответственно для центробежной и центростремительной лопаточных машин, работающих на режиме насоса (компрессора) и турбины.

Давление в межлопаточном канале, вызываемое кориолисовыми силами инерции, обозначено p_k . Направление увеличения давления p_k совпадает с направлением окружной составляющей кориолисовой силы инерции.

Распределение давления, вызываемое обтеканием неподвижного лопаточного профиля, количественно определяемое циркуляцией относительной скорости по контуру $ABCD$ (см. рис. 2.31), обозначено p_c (см. рис. 2.33 и 2.34).

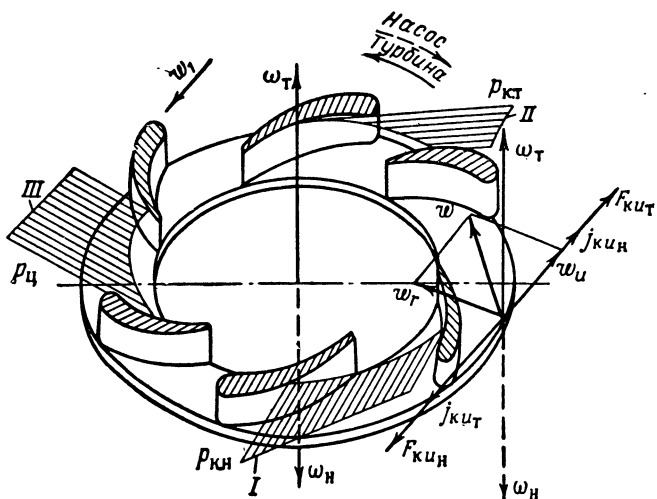


Рис. 2.34. К объяснению принципа действия центробежной лопаточной машины

При обтекании обычного лопаточного профиля (например, изображенного на рис. 2.33 и 2.34) с небольшим углом атаки, на корытце лопатки образуется повышенное, а на спинке — пониженное давление. В соответствии с этим на рис. 2.33 и 2.34 показано распределение давления по межлопаточному каналу p_c , вызванное обтеканием лопаточного профиля. Для примера взят сильно изогнутый профиль. (В случае насоса профиль загнут по направлению).

Направления вращения колеса при работе заданного профиля на турбинном режиме ($c_{1u} > c_{2u}$) и на насосном режиме ($c_{2u} > c_{1u}$) будут обратными (на рис. 2.33 и 2.34 угловые скорости для этих случаев соответственно обозначены ω_T и ω_H). Исходя из этого направления окружных составляющих кориолисовых сил инерции для турбины и для насоса тоже будут обратными. На рис. 2.33 и 2.34 распределение давления по межлопаточному каналу, возникающее от кориолисовых сил инерции, показано эпюрами: для турбины — $p_{к.т.}$, а для насоса — $p_{к.н.}$

В случае центростремительной турбины (см. рис. 2.34) суммарная разность давлений, действующих на лопаточный профиль, будет больше, чем в случае центростремительного насоса, так как в турбине направления увеличения давлений от кориолисовых сил инерции и от обтекания лопаток совпадают (см. рис. 2.34). В центростремительном насосе разность давлений на лопатках будет меньше при прочих равных условиях, так как увеличение давления от кориолисовых сил инерции и от обтекания лопаток происходит в разных направлениях. В результате этого удельная работа для центростремительной турбины будет больше, чем для центростремительного насоса при тех же значениях относительной скорости на входе в решетку, угла атаки, угловой скорости и т. д.

Для центробежной лопаточной машины картина будет иной (см. рис. 2.33). Ввиду того что направления кориолисовых сил инерции для насоса и турбины будут обратными, эпюры $p_{к.н}$ и $p_{к.т}$ будут различаться. Для насоса повышение давления от кориолисовых сил инерции направлено от выпуклой к вогнутой стороне лопатки, т. е. так же, как это происходит в случае распределения давления, возникающего при обтекании лопаток (имеющих профиль и режим обтекания, изображенные на рис. 2.33) потоком в относительном движении. Следовательно, для центробежного насоса (см. рис. 2.33) эти воздействия будут складываться, а для турбины — вычитаться.

Удельная работа центробежной лопаточной машины при прочих равных условиях для насоса будет больше, а для турбины меньше. Это следует и из формул (2.59), (2.60): в центробежных машинах $u_2 > u_1$ и второй член в уравнении для насоса положителен; для центростремительных машин $u_1 > u_2$ и в этом случае второй член формулы для подсчета удельной работы турбины также положителен.

Исходя из этого можно сделать практический вывод о том, что, как правило, центробежные турбины и центростремительные насосы применять нецелесообразно. Однако при небольшой радиальной протяженности лопаток (малая разница между u_1 и u_2) влияние кориолисовой силы инерции невелико, и в этом случае может оказаться целесообразным применение центробежных турбин и центростремительных насосов.

При существенной разнице в размерах входа и выхода радиальной лопаточной машины влияние члена $(u_2^2 - u_1^2)$ в формулах (2.59) и (2.60) может быть определяющим.

Для радиального колеса с прямыми лопатками (рис. 2.35) при $\omega_1 = \omega_2$ теоретический напор насоса полностью определяется работой колеса, связанной с моментом от кориолисовых сил инерции.

Из уравнения (2.59) следует, что при этом

$$H_T = u_2^2 - u_1^2, \quad (2.61)$$

Остановимся подробнее на соотношении между работами от циркуляционных сил, вызываемых циркуляцией относительных скоростей, и от кориолисовых сил инерции в центробежных насосах (см. работу [50]) и центростремительных турбинах, являющихся преимущественными типами радиальных машин в ЖРД.

Рассмотрим сначала центробежный насос. Удельную работу, передаваемую с помощью циркуляционных сил, обозначим $H_{ц}$, а удельную работу, передаваемую посредством кориолисовых

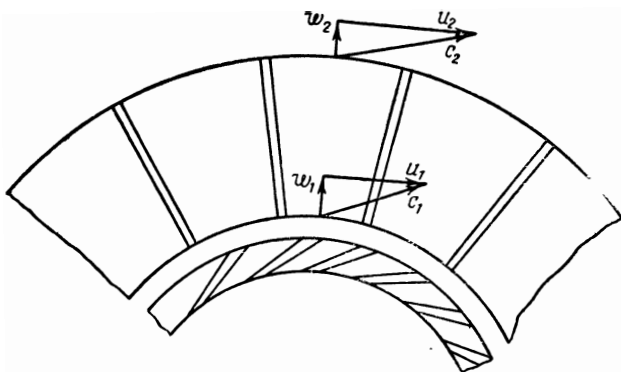


Рис. 2.35. Схема течения в центробежном колесе с направляющим аппаратом на входе

сил инерции, — $H_{кор}$. Тогда уравнение (2.59) примет такой вид:

$$H_T = H_{ц} + H_{кор}; \quad H_{ц} = w_{2u}u_2 - w_{1u}u_1;$$

$$H_{кор} = u_2^2 - u_1^2.$$

Отношения $H_{ц}$ к H_T и $H_{кор}$ к H_T характеризуют доли энергии, передаваемые жидкости соответственно посредством циркуляционных и кориолисовых сил:

$$h_{ц} = \frac{w_{2u}u_2 - w_{1u}u_1}{w_{2u}u_2 - w_{1u}u_1 + u_2^2 - u_1^2}; \quad (2.62)$$

$$h_{кор} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{w_{2u}u_2 - w_{1u}u_1 + u_2^2 - u_1^2}; \quad (2.63)$$

Из треугольников скоростей на входе в колесо и на выходе из него (см. рис. 2.26) следует, что

$$w_{1u} = -(u_1 - c_{1u}); \quad w_{2u} = -(u_2 - c_{2u}); \quad (2.64)$$

$$c_{2u} = u_2 - c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_{2л},$$

где $\beta_{2л}$ — угол лопаток на выходе из колеса.

Преобразовав выражения (2.62) и (2.63) с помощью соотношений (2.64), можно получить

$$h_{\text{ц}} = 1 - \frac{1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}{1 - q - \frac{c_{1u}}{u_1} \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}; \quad (2.65)$$

$$h_{\text{кор}} = \frac{1 - (D_1/D_2)^2}{1 - q - \frac{c_{1u}}{u_1} \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}. \quad (2.66)$$

В формулах (2.65) и (2.66) буквой q обозначен комплекс $(c_{2m}/u_2) \operatorname{ctg} \beta_{2\text{л}}$, называемый расходным параметром. Значения $h_{\text{ц}}$ и $h_{\text{кор}}$ определяются отношением диаметров входа в колесо и выхода из него (D_1/D_2) , расходным параметром q и относительной закруткой потока на входе c_{1u}/u_1 .

Зависимость $h_{\text{ц}}$ и $h_{\text{кор}}$ от этих параметров показана рис. 2.36. Отношение $D_1/D_2 = 1$ соответствует осевому насосу, удельная работа которого H_T создается только циркуляционными силами: $h_{\text{ц}} = 1$; $h_{\text{кор}} = 0$. С уменьшением D_1/D_2 и увеличением q и c_{1u}/u_1 уменьшается доля энергии, передаваемой с помощью циркуляционных сил $h_{\text{ц}}$, и возрастает доля энергии, передаваемой с помощью кориолисовых сил $h_{\text{кор}}$.

Для насосов с отношением $D_1/D_2 < 0,5 \div 0,6$ и $q > 0$ (последнее соответствует колесам с углом $\beta_{2\text{л}} < 90^\circ$) $h_{\text{ц}}$ становится отрицательным, а $h_{\text{кор}}$ больше единицы, т. е. в процессе обтекания лопаток жидкости не передается энергия, а наоборот, отнимается от нее (энергия передается от жидкости к колесу). Энергию жидкости колесо передает только посредством уравнивания кориолисовых сил, компенсируя энергию, отбираемую от жидкости посредством циркуляционных сил. Для этих насосов геометрические параметры профиля лопатки и режимы обтекания (углы атаки) не оказывают заметного влияния на внешние показатели.

В случае насосов с $D_1/D_2 > 0,5$ может иметь место передача энергии жидкости при $h_{\text{ц}} > 0$ и $h_{\text{кор}} > 0$, т. е. удельная работа создается как кориолисовыми, так и циркуляционными силами. Для таких насосов профилирование лопаток колеса и обеспечение благоприятных углов атаки уже имеют существенное значение.

Рассмотрим центробежную турбину. Обозначив удельную работу, передаваемую циркуляционными силами, через $L_{\text{ц}}$, а удельную работу, передаваемую кориолисовыми силами, через $L_{\text{кор}}$, представим формулу (2.60) в виде

$$L_u = L_{\text{кор}} + L_{\text{ц}}; \quad L_{\text{ц}} = w_{1u}u_1 - w_{2u}u_2;$$

$$L_{\text{кор}} = u_1^2 - u_2^2.$$

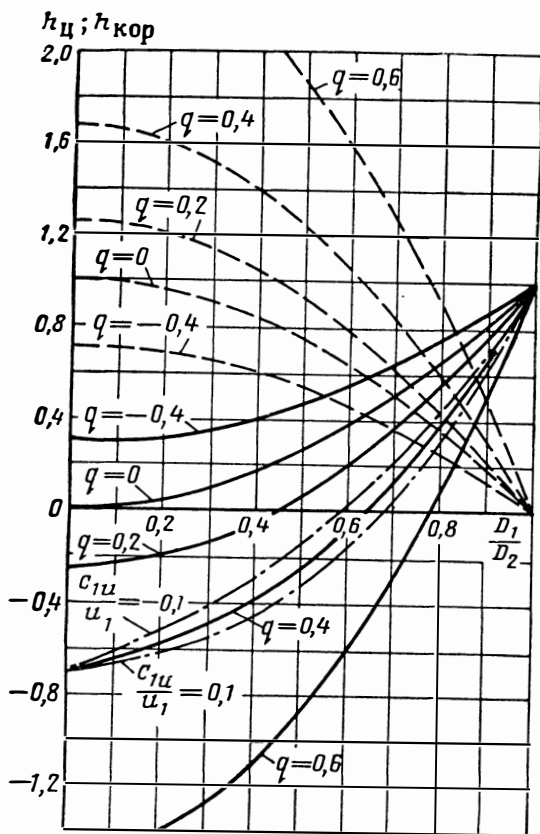


Рис. 2.36. Зависимость относительной работы кориолисовых сил инерции $h_{кор}$ и относительной работы циркуляционных сил $h_{ц}$ от отношения диаметров D_1/D_2 , q и c_{1u}/u_1 для центробежного насоса:

$\text{—} h_{ц}$
 $\text{- - -} h_{кор}$

$\left. \begin{array}{l} \text{—} \\ \text{- - -} \end{array} \right\} \text{ при } c_{1u}/u_1 = 0;$
 $\text{- · -} h_{ц} \text{ при } c_{1u}/u_1 \neq 0$

Тогда

$$l_{\text{ц}} = \frac{L_{\text{ц}}}{L_u} = \frac{w_{1u}u_1 - w_{2u}u_2}{w_{1u}u_1 - w_{2u}u_2 + u_1^2 - u_2^2}; \quad (2.67)$$

$$l_{\text{кор}} = \frac{L_{\text{кор}}}{L_u} = \frac{u_1^2 - u_2^2}{w_{1u}u_1 - w_{2u}u_2 + u_1^2 - u_2^2}. \quad (2.68)$$

Из треугольников скоростей (см. рис. 2.24), следует:

$$w_{1u} = c_{1u} - u_1; \quad w_{2u} = c_{2u} - u_2; \quad c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1. \quad (2.69)$$

Решая уравнения (2.67) и (2.68) совместно с (2.69), получим

$$l_{\text{ц}} = 1 - \frac{1 - (D_2/D_1)^2}{\frac{\cos \alpha_1}{u_1/c_1} - \frac{c_{2u}}{u_2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2}; \quad (2.70)$$

$$l_{\text{кор}} = \frac{1 - (D_2/D_1)^2}{\frac{\cos \alpha_1}{u_1/c_1} - \frac{c_{2u}}{u_2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2}. \quad (2.71)$$

Значения $l_{\text{ц}}$ и $l_{\text{кор}}$ зависят от угла выхода потока из соплового аппарата α_1 , от отношения диаметров D_2/D_1 , отношения скоростей u/c_1 и относительной закрутки потока на выходе колеса c_{2u}/u_2 (рис. 2.37). С увеличением отношения u_1/c_1 возрастает доля работы кориолисовых сил и уменьшается доля работы циркуляционных сил. При больших значениях u_1/c_1 величина $l_{\text{ц}}$ становится отрицательной, а $l_{\text{кор}}$ становится больше единицы. Однако на режимах, обычно соответствующих центробежным турбинам ($u_1/c_1 < 1$), энергия передается колесу как работой циркуляционных, так и кориолисовых сил ($l_{\text{ц}} > 0, l_{\text{кор}} > 0$). Поэтому для центробежных турбин обычно важное значение имеют профиль лопатки и обеспечение благоприятных углов атаки.

2.7.4. ОСЕВОЕ И РАДИАЛЬНОЕ УСИЛИЯ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА РАБОЧЕЕ КОЛЕСО ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

На колесо, помимо крутящего момента (момента сопротивления), со стороны жидкости могут действовать осевые и радиальные усилия.

Для определения осевого усилия применим теорему о количестве движения: равнодействующая внешних сил, приложенная к какому-либо контуру жидкости, равняется изменению количества движения массы жидкости, проходящей в единицу времени через этот контур.

Возьмем контуры, выделенные на рис. 2.38 пунктиром. Контур *abвгд* (см. рис. 2.38, I) охватывает рабочее колесо насоса; контур *аабб* (см. рис. 2.38, II) охватывает рабочее колесо турбины. В проекции на ось z получим

$$R_z = \int_{F_z} p dF_z + G(c_{1z} - c_{2z}), \quad (2.72)$$

где R_z — сила, действующая на колесо в осевом направлении (положительное направление R_z совпадает с направлением c_{1z});

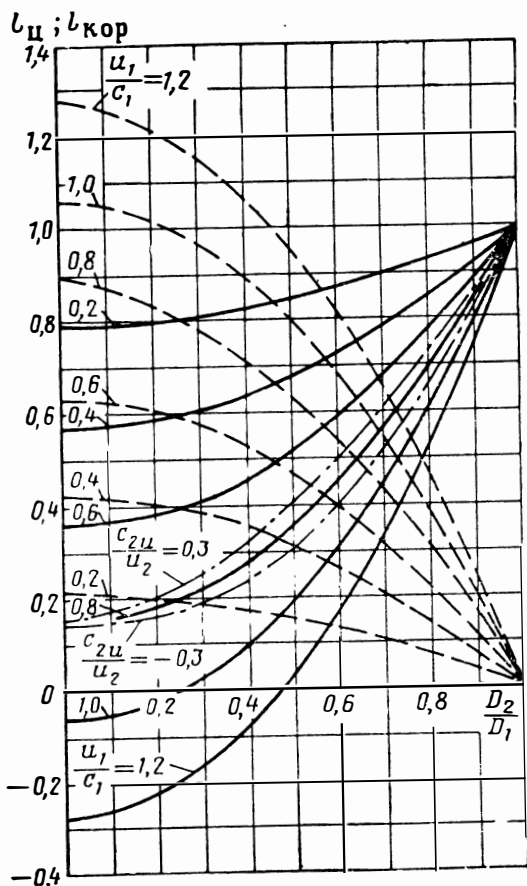


Рис. 2.37. Зависимость относительной работы кориолисовых сил инерции $l_{кор}$ и относительной работы циркуляционных сил $l_{ц}$ от отношения диаметров D_2/D_1 , u_1/c_1 и c_{2u}/u_2 для центростремительной турбины ($\alpha_1 = 20^\circ$):

————— $l_{ц}$ } при $c_{2u}/u_2 = 0$;
 - - - - - $l_{кор}$ }
 - · - · - $l_{ц}$ при $c_{2u}/u_2 \neq 0$

F_z — проекция контура на плоскость, перпендикулярную оси z ;
 c_{2z} — осевая составляющая скорости на выходе из колеса;
 c_{1z} — осевая составляющая скорости на входе в колесо.
 Давление p определим в дальнейшем.

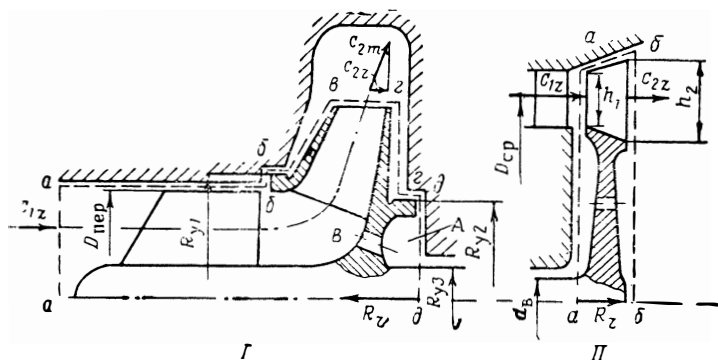


Рис. 2.38. К определению осевых сил, действующих на колеса лопаточных машин:

I — шнеко-центробежный насос; II — осевая турбина

При нерасчетных режимах или парциальном подводе (отводе) вследствие несимметричного распределения давления и скоростей по окружности колеса, т. е. из-за нарушения осевой симметрии течения, появляется дополнительное радиальное гидродинамическое усилие, действующее на колесо. Это радиальное усилие достаточно сложно определить, так как распределение давлений и скоростей на нерасчетных режимах при несимметричной картине течения через колесо рассчитать обычно не удастся. Для конкретных видов лопаточных машин имеются эмпирические формулы. Подробнее определение осевого и радиального усилий будет рассмотрено в разд. 5.3.

2.8. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Уравнения (2.59) и (2.60), основанные на законе о моменте количества движения, не раскрывают связи между параметрами жидкости при ее течении по каналам проточной части лопаточной машины. Такую связь можно установить из закона сохранения энергии.

Если пренебречь изменением энергии положения для течения в лопаточных машинах (ввиду небольших абсолютных размеров элементов машины), то уравнение сохранения энергии

без подвода внешней механической энергии и внешнего тепла запишется в виде

$$i + \frac{c^2}{2} = \text{const.} \quad (2.73)$$

Для сжимаемой жидкости (газа), подчиняющейся уравнению состояния в виде (идеальный газ) $p/\rho = RT$; $i = c_p T$, уравнение сохранения энергии запишется так:

$$c_p T + \frac{c^2}{2} = \text{const.} \quad (2.74)$$

Для несжимаемой жидкости при ее течении без трения внутренняя энергия остается неизменной при взаимном переходе энергии из одного вида в другой ($T = \text{const}$) и уравнение энергии (уравнение Бернулли) запишется в виде

$$\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} = \text{const.} \quad (2.75)$$

Уравнение (2.73) справедливо и для течения с трением (гидравлическими потерями), так как работа трения переходит в тепло и повышает энтальпию жидкости. Характер потерь в отдельных видах лопаточных машин будет рассмотрен далее (см. разд. 2.13). В случае применения уравнения (2.73) для процессов течения с трением необходимо определять энтальпию по действительному состоянию жидкости.

Для несжимаемых жидкостей при рассмотрении процессов течения с трением обычно оперируют чисто механическими, а не тепловыми величинами. Даже при течении с трением изменение температуры жидкостей мало. Для рассмотрения течения с трением применяют уравнение энергии, записанное в виде

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{c_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{c_2^2}{2} + L_{\text{сопр}}. \quad (2.76)$$

Для потенциального течения уравнения (2.75) и (2.76) справедливы для всего потока.

При отводе механической энергии уравнение сохранения энергии запишется в виде

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} + L, \quad (2.77)$$

где L — отведенная удельная энергия (удельная работа). При подводе энергии вместо L будем иметь H_T с обратным знаком.

Для несжимаемой жидкости уравнение (2.77) можно записать так:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{c_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{c_2^2}{2} + L + L_{\text{сопр}}. \quad (2.78)$$

Подставляя значение F_s в уравнение (2.79), получим

$$\omega^2 r \frac{dr}{ds} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{ds} - \frac{d}{ds} \left(\frac{w^2}{2} \right) = 0; \quad (2.80)$$

умножив уравнение (2.80) на ds и поменяв знаки, получим

$$-\omega^2 d \left(\frac{r^2}{2} \right) + \frac{1}{\rho} dp + d \left(\frac{w^2}{2} \right) = 0. \quad (2.81)$$

Интегрируя уравнение (2.81) для расчетных сечений 1—1 и 2—2, получим для сжимаемой жидкости

$$\frac{w_1^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - u_2^2}{2} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho}; \quad (2.82)$$

для несжимаемой жидкости

$$\frac{w_1^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - u_2^2}{2} = \frac{p_2 - p_1}{\rho}, \quad (2.83)$$

или

$$\frac{w_2^2 - u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} = \frac{w_1^2 - u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho}. \quad (2.84)$$

В таком виде уравнение энергии (без учета потерь) может применяться для струйки жидкости, протекающей во вращающемся колесе, т. е. для струйки жидкости в поле инерционных сил вращательного движения.

С учетом гидравлических потерь уравнение (2.82) запишется так:

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{w_1^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - u_2^2}{2} - L_{\text{сопр}}; \quad (2.85)$$

для несжимаемой жидкости

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho} = \frac{w_1^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - u_2^2}{2} - L_{\text{сопр}}.$$

Для осевых лопаточных машин ($u_1 = u_2$) уравнение (2.85) запишется в виде

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - L_{\text{сопр}}. \quad (2.86)$$

Формы удельной энергии, передаваемой колесом жидкости

Из треугольников скоростей, например для центробежного насоса (см. рис. 2.26), получим

$$w_1^2 = u_1^2 + c_1^2 - 2c_1u_1 \cos \alpha_1; \quad (2.87)$$

$$w_2^2 = u_2^2 + c_2^2 - 2c_2u_2 \cos \alpha_2. \quad (2.88)$$

Вычитая уравнение (2.87) из (2.88) и умножив все члены на $1/2$, получим

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} - (c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1).$$

Теоретический напор по уравнению Эйлера (2.31) равен:

$$H_T = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1.$$

Сравнивая это выражение с предыдущим уравнением, получим выражение для H_T в преобразованном виде:

$$H_T = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \kappa z} \right]. \quad (2.89)$$

Уравнение (2.89) записано для компрессорной лопаточной машины. Для центробежной турбины оно запишется в виде

$$L_u = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \kappa z} \right]. \quad (2.90)$$

Выявим физический смысл каждого члена в уравнениях (2.89) и (2.90) и введем некоторые новые понятия на примере уравнения, написанного для радиальной компрессорной машины.

Приращение кинетической энергии жидкости в абсолютном движении составит динамический напор колеса

$$H_{\text{дин}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \kappa z} \right]. \quad (2.91)$$

Применим уравнение энергии относительного движения (2.85) к потоку сжимаемой жидкости через колесо:

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - L_{\text{сопр}},$$

где $\int_1^2 \frac{dp}{\rho}$ представляет собой приращение потенциальной энергии.

Будем называть эту величину статическим напором колеса

$$H_{\text{ст}} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - L_{\text{сопр}} \left[\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial z} \right]; \quad (2.92)$$

для несжимаемой жидкости

$$H_{\text{ст}} = \frac{p_2 - p_1}{\rho} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - L_{\text{сопр}}. \quad (2.93)$$

Отметим, что потери уменьшают только статический напор, не изменяя динамический.

Сравнивая выражения (2.89), (2.91) и (2.92), заключаем, что

$$H_{\tau} = H_{\text{дин}} + H_{\text{ст}} + L_{\text{сопр}}. \quad (2.94)$$

Разберем более подробно выражение (2.92) для статического напора. Член $(w_1^2 - w_2^2)/2$ представляет собой изменение кинетической энергии жидкости в относительном движении и показывает, что повышение давления может быть достигнуто торможением потока в относительном движении.

Член $(u_2^2 - u_1^2)/2$ представляет собой долю работы колеса, затраченную на перемещение массы жидкости с меньших радиусов на большие в поле инерционных сил вращательного движения. Эта работа количественно представляет собой половину работы, произведенной кориолисовыми силами инерции [см. формулы (2.59) и (2.60)], и связана с повышением потенциальной энергии при перемещении жидкости из области низкого давления на меньших радиусах в область высокого давления на больших радиусах.

Для радиального колеса с прямыми лопатками (см. рис. 2.35), при $w_1 = w_2$, формула (2.89) запишется в виде

$$H_{\tau} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}. \quad (2.95)$$

При этом $c_{2m} = c_{1m}$ и

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{c_{2u}^2 - c_{1u}^2}{2} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}.$$

В этом случае, как это было показано и ранее [см. формулу (2.61)], теоретический напор

$$H_{\tau} = u_2^2 - u_1^2.$$

Половина теоретического напора составляет приращение кинетической энергии, а половина — теоретическое приращение потенциальной энергии.

Исходя из сказанного выше, работу колеса, связанную с ко-

риолисовыми силами инерции, можно понимать как работу, затраченную на перемещение частиц жидкости на большие радиусы, на больший энергетический уровень (потенциальной энергии), — второй член правой части уравнения (2.95) и на увеличение кинетической энергии в результате роста переносной скорости — первый член правой части уравнения (2.95).

Для осевого насоса выражения (2.89) и (2.93) упрощаются:

$$H_1 = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}; \quad (2.96)$$

$$H_{ст} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - L_{сопр}. \quad (2.97)$$

Для турбины (центростремительной) изменение потенциальной энергии $L_{ст}$ при прохождении колеса будет равняться изменению кинетической энергии в относительном движении, работе, отдаваемой колесу при перемещении жидкости с больших радиусов (большие давления) на меньшие радиусы (меньшие давления), и работе, затрачиваемой на преодоление сил сопротивления:

$$L_{ст} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + L_{сопр} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}. \quad (2.98)$$

Для осевой турбины

$$L_{ст} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + L_{сопр}. \quad (2.99)$$

Обозначим третий член правой части уравнения (2.90)

$$\frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = L_{лин};$$

тогда

$$L_u = L_{ст} + L_{лин} - L_{сопр}. \quad (2.100)$$

Уравнения (2.94) и (2.100) наглядно показывают, какая форма энергии жидкости изменяется при работе колеса лопаточной машины.

2.9. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ПОЛУЧАЕМЫЕ ИЗ ОДНОМЕРНОЙ (СТРУЙНОЙ) ТЕОРИИ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ КОЛЕСА ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Введем понятие о кинематической степени реактивности колеса лопаточной машины. Кинематическая степень реактивности колеса определяет тип лопаточной машины и позволяет оценить ее основные свойства, не проводя детального расчета.

Кинематическую степень реактивности колеса определим как отношение теоретически возможного изменения потенциальной

энергии $\left(\int_1^2 \frac{dp}{\rho}\right)_T$ при $L_{\text{сопр}}=0$ к полному изменению энергии

1 кг массы жидкости, проходящей через колесо.

Для колеса насоса, работающего на несжимаемой жидкости, выражение для степени реактивности запишется так:

$$\varrho_k = \frac{(H_{\text{ст}})_T}{H_T} = \frac{\left(\int \frac{p_2 - p_1}{\rho}\right)_T}{\left(\int \frac{p_2 - p_1}{\rho}\right)_T + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}} = \frac{\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}}{H_T}. \quad (2.101)$$

Для колеса турбины выражение для степени реактивности запишется так:

$$\varrho_k = \frac{(L_{\text{ст}})_T}{L_u} = \frac{\left(\int_2^1 \frac{dp}{\rho}\right)_T}{\left(\int_2^1 \frac{dp}{\rho}\right)_T + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}} = \frac{\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}}{L_u}, \quad (2.102)$$

Кинематическая степень реактивности является весьма характерным параметром лопаточной машины. Разберем связь работы колеса лопаточной машины и степени реактивности более подробно.

Будем полагать, что для насоса и компрессора величина закрутки на входе $c_{1u}=0$, т. е. что они имеют радиальный вход, а для турбины, наоборот, примем величину закрутки на выходе $c_{2u}=0$, т. е. будем считать, что у нее радиальный выход (минимальные потери с выходной скоростью). При этом напор или удельная работа на окружности колеса будет выражаться одним членом в соответствующих уравнениях Эйлера (2.31) и (2.30): $H_T = c_{2u}u_2$ (насос и компрессор) или $L_u = c_{1u}u_1$ (турбина).

При изложении материала в этом разделе будем рассматривать идеальную лопаточную машину без потерь, т. е. будем полагать, что

$$H_T = H_{\text{дин}} + H_{\text{ст}} \quad (L_{\text{сопр}}=0). \quad (2.103)$$

Угол атаки всюду в данном разделе будем принимать равным нулю. Кроме того, будем полагать, что существует равенство меридиональных скоростей на входе и на выходе: $c_{1m} = c_{2m} = c_m$ (что часто выдерживается на практике).

Выражение для кинематической степени реактивности колеса при принятых допущениях можно представить (для насоса и компрессора) в виде

$$\varrho_k = \frac{H_{\text{ст}}}{H_T} = \frac{H_T - H_{\text{дин}}}{H_T}, \quad \text{а } H_{\text{дин}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}.$$

Запишем c_2^2 как сумму:

$$c_2^2 = c_{2u}^2 + c_{2m}^2;$$

$c_1^2 = c_{2m}^2$, так как принято, что $c_{1u} = 0$.

С учетом этих соотношений получим

$$H_{\text{лин}} = \frac{c_{2u}^2}{2}. \quad (2.104)$$

Выражение для статического напора примет такой вид:

$$H_{\text{ст}} = H_{\text{т}} - H_{\text{лин}} = c_{2u}u_2 - \frac{c_{2u}^2}{2} = \frac{c_{2u}(2u_2 - c_{2u})}{2}, \quad (2.105)$$

а выражение для степени реактивности

$$\varrho_{\text{к}} = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2}. \quad (2.106)$$

Аналогичные выражения можно получить для статической работы и степени реактивности колеса турбины:

$$L_{\text{ст}} = \frac{c_{1u}(2u_1 - c_{1u})}{2}; \quad \varrho_{\text{к}} = 1 - \frac{c_{1u}}{2u_1}. \quad (2.107)$$

Закрутку потока, которая определяет величину переданной или полученной удельной работы, будем обозначать c_u , понимая под этим для турбины $c_{1u} = c_u$, а для насоса $c_{2u} = c_u$.

В соответствии с этим запишем:

$$H_{\text{т}} = c_u u \quad (2.108)$$

и

$$L_u = c_u u, \quad (2.109)$$

где u — окружная скорость на выходе из колеса — для насоса или окружная скорость на входе в колесо — для турбины; для общности будем записывать u без соответствующих индексов.

Как и раньше, под величиной $H_{\text{т}}$ будем понимать энергию, переданную колесом массе жидкости в 1 кг, а под L_u — работу, отданную колесу массой жидкости, равной 1 кг.

В дальнейшем для насоса и турбины будем записывать:

$$\varrho_{\text{к}} = 1 - \frac{c_u}{2u} = 1 - \frac{\bar{c}_u}{2}. \quad (2.110)$$

Отношение $c_u/u = \bar{c}_u$ назовем относительной закруткой. Введем понятие о коэффициенте теоретического напора (для насоса) или коэффициенте окружной работы (для турбины).

Для насоса коэффициент теоретического напора представляет собой отношение теоретического напора к квадрату окружной скорости:

$$\bar{H}_{\text{т}} = \frac{H_{\text{т}}}{u^2}. \quad (2.111)$$

Для турбины, соответственно, коэффициент окружной работы — это отношение окружной работы к квадрату окружной скорости:

$$\bar{L}_u = \frac{L_u}{u^2}. \quad (2.112)$$

Для насоса без закрутки на входе коэффициент теоретического напора равен относительной закрутке [см. формулу (2.31)]:

$$\bar{H}_1 = \frac{c_u}{u} = \bar{c}_u. \quad (2.113)$$

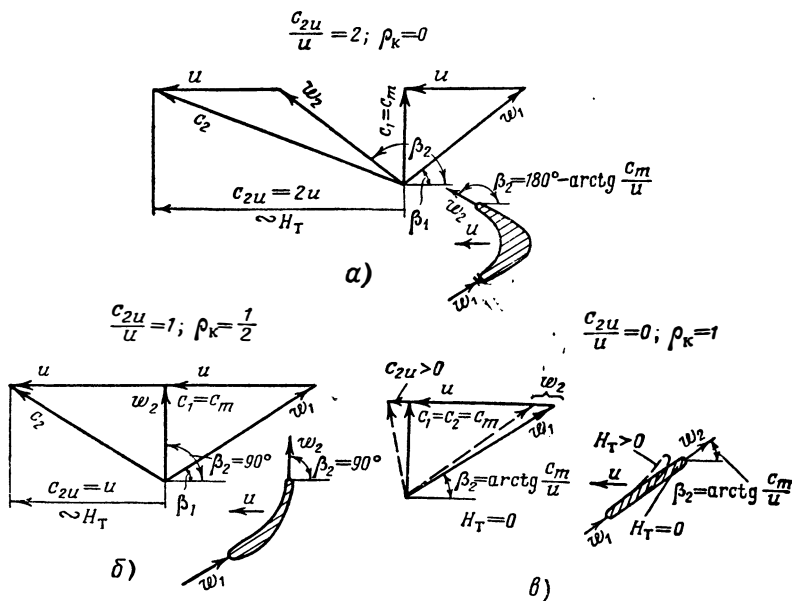


Рис. 2.40. Треугольники скоростей и профили лопаток осевого насоса

Для турбины без закрутки на выходе коэффициент окружной работы [см. формулу (2.30)] также равен относительной закрутке:

$$\bar{L}_u = \frac{c_u}{u} = \bar{c}_u. \quad (2.114)$$

Проанализируем формулу (2.110) в общем виде для любой лопаточной машины.

$$1) \rho_k = 0; \quad \bar{c}_u = \frac{c_u}{u} = 2; \quad \bar{H}_\tau = \bar{L}_u = 2;$$

при этом $c_u = 2u$;

$$H_{ст} = L_{ст} = \frac{c_u(2u - c_u)}{2} = 0; \quad H_\tau = L_u = 2u^2;$$

$$H_{дин} = L_{дин} = H_\tau = L_u = 2u^2.$$

Следовательно, для чисто активной лопаточной машины преобразование энергии идет только посредством изменения кинетической энергии рабочего тела.

Треугольники скоростей для этого случая на примере осевых машин показаны соответственно для насоса и турбины на рис. 2.40, а и 2.41, а. Относительные скорости на выходе из колеса и

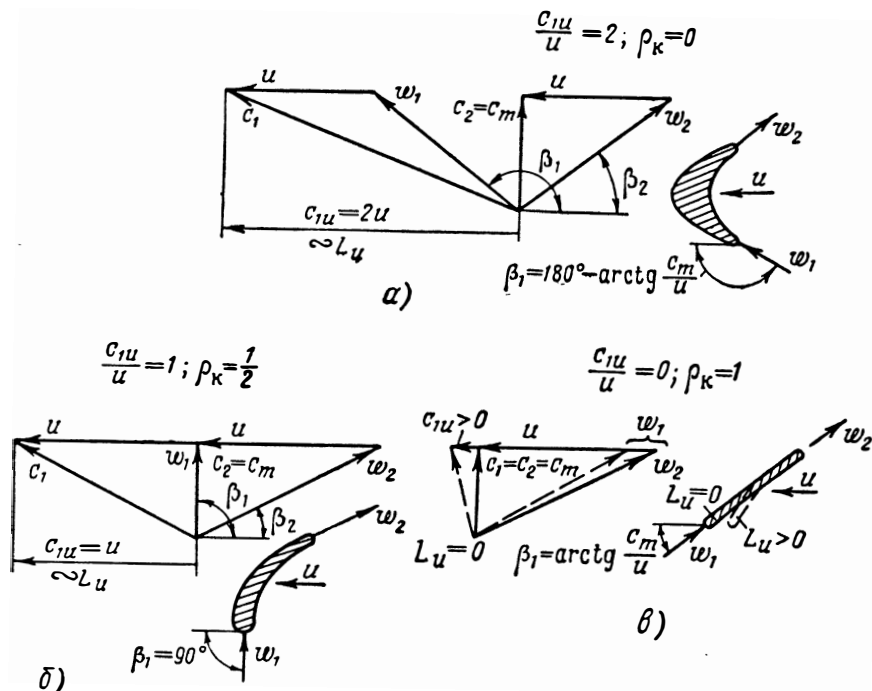


Рис. 2.41. Треугольники скоростей и профили лопаток осевой турбины

на входе в колесо равны между собой. Для насоса угол входа в колесо равен $\arctg \frac{c_m}{u}$, а угол выхода из колеса равен $180^\circ - \arctg \frac{c_m}{u}$ (для турбины — наоборот).

Профиль лопатки является симметричным.

$$2) \rho_k = \frac{1}{2}; \quad \bar{c}_u = \frac{c_u}{u} = 1; \quad \bar{H}_T = \bar{L}_u = 1;$$

при этом $c_u = u$;

$$H_{ст} = L_{ст} = \frac{c_u^2}{2} = \frac{u^2}{2}; \quad H_{лин} = L_{лин} = \frac{c_u^2}{2} = \frac{u^2}{2};$$

$$H_T = L_u = u^2.$$

Треугольники скоростей для насоса и турбины, соответствующие этому случаю, построены на рис. 2.40, б и 2.41, б. Относительные скорости на выходе из колеса насоса и на входе в колесо турбины имеют угол наклона, равный углу наклона лопаток, $\beta = 90^\circ$. Угол на входе в насос и на выходе из турбины равен $\arctg \frac{c_m}{u}$. Профиль лопатки несимметричный.

$$3) q_k = 1 \text{ при } \bar{c}_u = \frac{c_u}{u} = 0, \text{ так как } c_u = 0 \text{ а } u \neq \infty;$$

при этом

$$H_{ст} = L_{ст} = 0; \quad H_{дин} = L_{дин} = 0;$$

$$H_T = L_u = 0.$$

Треугольники скоростей для насоса и турбины, соответствующие этому случаю, построены на рис. 2.40, в и 2.41, в сплошными линиями.

При прохождении через колесо поток не меняет своего направления и величины скорости. Угол потока $\beta = \arctg \frac{c_m}{u}$. Профиль лопатки имеет вид пластины.

Профили в виде пластины применяются в насосах и турбинах, но при положительном угле атаки для насоса (угол лопатки больше угла потока) и отрицательном для турбины (угол лопаток меньше угла потока). В этом случае q_k будет меньше единицы. Профили, соответствующие степеням реактивности, близким к единице, широко применяются (на рис. 2.40, в и 2.41, в они показаны пунктиром); там же пунктиром нанесены выходной для насоса и входной для турбины треугольники скоростей, соответствующие режимам $1 > q_k > \frac{1}{2}$.

Профили лопаток для насоса и для турбины схожи между собой, но по-разному ориентированы. Один и тот же профиль в принципе может работать на режиме компрессора (насоса) и на режиме турбины, но при этом требуются различные направляющие аппараты, и направление вращения относительно кривизны профиля будет обратным (сравните рис. 2.40 и 2.41). Вообще говоря, форма входных кромок должна быть различной, но имеются специально сконструированные гидромашины, которые могут работать как на турбинных, так и на насосных режимах (так называемые обратимые агрегаты).

Если отложить по оси абсцисс величину относительной закрутки \bar{c}_u , по оси ординат отложить условно вверх относительные напоры \bar{H} , т. е. напоры, отнесенные к u^2 (все величины, отнесенные к u^2 , отмечены сверху чертой), в том числе коэффициент теоретического напора компрессорной лопаточной машины \bar{H}_T , а по оси ординат вниз — относительную работу \bar{L} , передан-

ную колесу турбины (в том числе коэффициент окружной работы \bar{L}_u), то получим графики, приведенные на рис. 2.42.

Заметим еще раз, что \bar{H}_T (для $c_{1u}=0$) и \bar{L}_u (для $c_{2u}=0$) представляют собой не что иное, как относительную закрутку \bar{c}_u . По оси абсцисс отложим также степень реактивности и в соответствии с треугольниками скоростей, приведенными на рис. 2.40 и 2.41, углы лопаток — для насоса выходные, а для турбины — входные.

Из рассмотрения графиков, приведенных на рис. 2.42 (c_{1u} для насоса и c_{2u} для турбины равны нулю), можно сделать следующие заключения:

1) чем больше по абсолютной величине относительная закрутка, тем меньше степень реактивности;

2) меньшим степеням реактивности и большим относительным закруткам соответствуют большие величины работы и большие коэффициенты теоретического напора и окружной работы;

3) максимальная величина статического напора или изменения потенциальной энергии имеет место при $q_k=0,5$ и угле наклона лопаток 90° (для компрессорной машины — на выходе, для турбины — на входе);

4) кривизна профиля лопаток увеличивается с уменьшением степени реактивности (см. рис. 2.40 и 2.41);

5) при отрицательных степенях реактивности ($q_k < 0$) с увеличением угла до величин, больших $(180^\circ - \arctg \frac{c_m}{u})$, коэффициент теоретического напора (работы) лопаточной машины будет увеличиваться, но при этом в каналах рабочего колеса компрессора (насоса) давление будет падать, а в каналах турбины — возрастать, что нежелательно;

6) при степенях реактивности больше единицы ($q_k > 1$) лопаточные машины (при $c_{1u}=0$ для насоса и $c_{2u}=0$ для турбины) не могут выполнять те функции, для которых они предназначены — компрессор будет работать только на режиме турбины, т. е. совершать работу за счет энергии жидкости, а турбина бу-

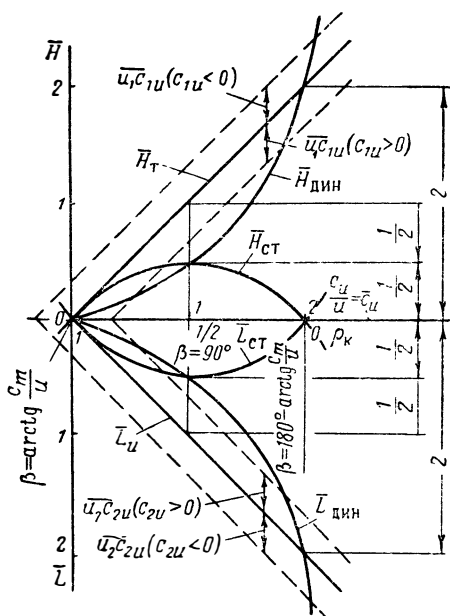


Рис. 2.42. Зависимость коэффициентов напора и работы от относительной закрутки потока, степени реактивности и угла лопаток

дет работать на режиме компрессора, т. е. повышать энергию жидкости за счет внешней механической энергии.

На рис. 2.43 и 2.44 приведены треугольники скоростей для колес радиальных лопаточных машин — соответственно для

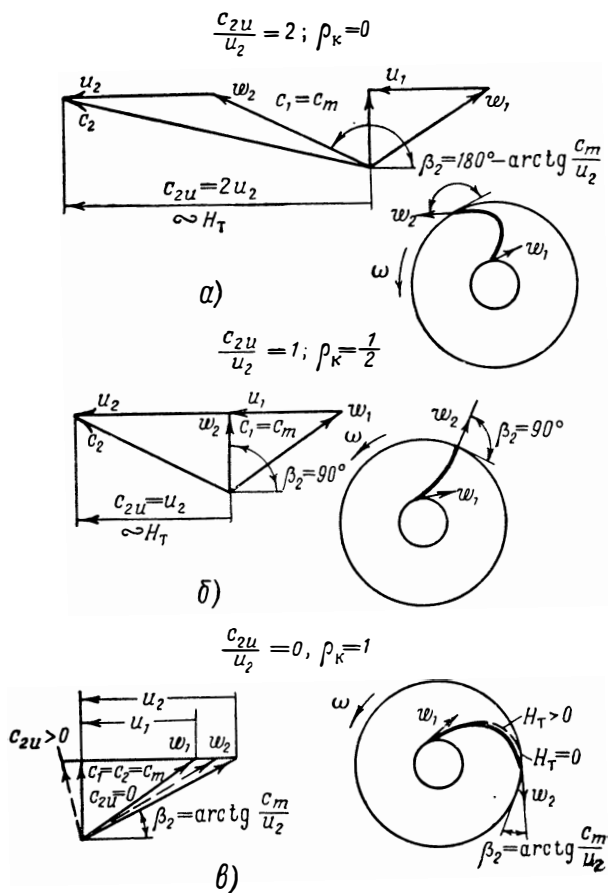


Рис. 2.43. Треугольники скоростей и схематические изображения профилей лопаток центробежного насоса ($c_{1u} = 0$)

центробежного насоса и центростремительной турбины — для разных степеней реактивности ($Q_k = 0; \frac{1}{2}$ и 1). На этих же рисунках нанесены схематические изображения профилей лопаток радиальных лопаточных машин. По этим изображениям можно судить о профиле лопатки для любого значения степени реактивности.

На рис. 2.43, в и 2.44, в пунктиром нанесены схематические изображения профилей и треугольники скоростей для $1 > Q_K > \frac{1}{2}$. Видно, что для насоса при $Q_K < 0,5$ лопатка отогнута по направлению вращения, а при $Q_K > 0,5$ — против направления вращения (для турбины — наоборот).

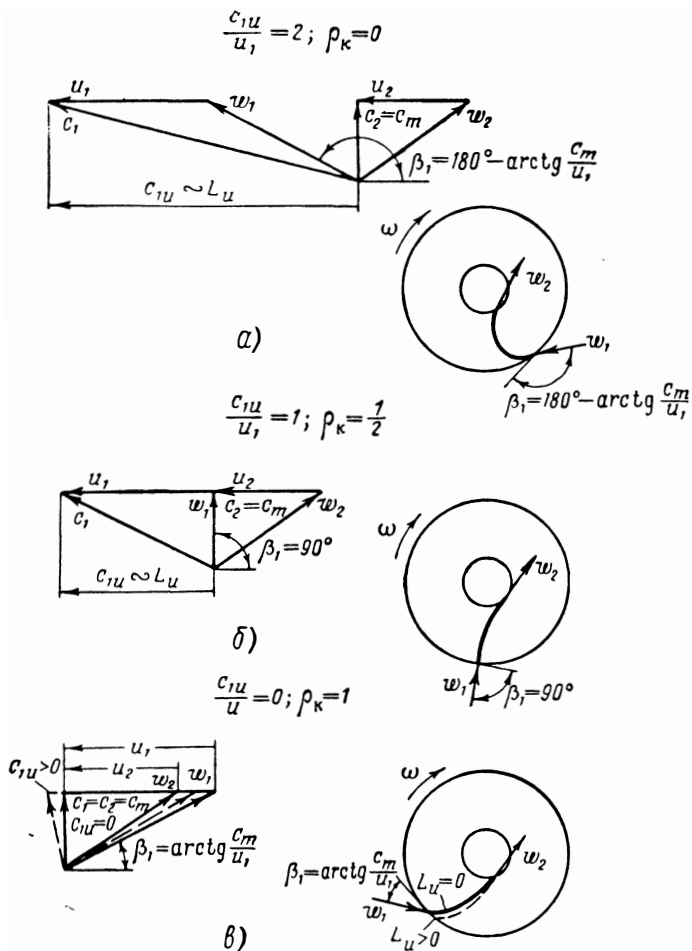


Рис. 2.44. Треугольники скоростей и схематические изображения профилей лопатки центробежной турбины ($c_{2u} = 0$)

Все сказанное выше справедливо при условии, что $c_{1u} = 0$ (для насоса) и $c_{2u} = 0$ (для турбины). Если для насоса $c_{1u} \neq 0$ (соответственно для турбины $c_{2u} \neq 0$), то соотношения напоров и степеней реактивности будут иными.

На рис. 2.42 пунктиром нанесены линии \bar{H}_T и \bar{L}_u для случаев закрутки против направления вращения и закрутки по направлению вращения (на входе — для насоса и на выходе — для турбины).

Закрутка против направления вращения ($c_{1u} < 0$ — для насоса и $c_{2u} < 0$ — для турбины) увеличивает энергию, переданную жидкости или отобранную у нее. Закрутка по направлению вращения уменьшает работу лопаточной машины (см. рис. 2.42). Линии, соответствующие коэффициентам теоретического напора (работы), смещаются на величину $\bar{u}_1 \bar{c}_{1u}$ или, соответственно, на величину $\bar{u}_2 \bar{c}_{2u}$. Здесь $\bar{u}_1 = u_1/u_2$ и $\bar{u}_2 = u_2/u_1$. Путем «подкрутки» в сторону, обратную направлению вращения, можно получить напор от насоса при степени реактивности $q_R = 1$ (при этом $c_{2u} = c_{1u}$) и даже при $q_R > 1$.

По величине относительной закрутки \bar{c}_u или связанной с ней степени реактивности, учитывая характер кривых, приведенных на рис. 2.42, можно выбрать тип лопаточной машины в зависимости от ее назначения и оценить ее свойства в наиболее общем виде.

Так, если требуется лопаточная машина с большим значением коэффициента работы, с большой удельной мощностью (мощностью, приходящейся на единицу расхода рабочего тела) при ограниченной величине u_2 , то следует применять лопаточную машину с большой относительной закруткой \bar{c}_u , т. е. активную лопаточную машину. Высокий к. п. д. в такой машине получить трудно, так как значения скоростей протекания рабочего тела в ней (при заданной окружной скорости) будут высокими. И наоборот, высокого значения к. п. д. следует ожидать от машины с малой относительной закруткой, но работа ступени при этом будет невелика, поэтому такие машины чаще всего выполняют многоступенчатыми.

Из рассмотрения протекания кривых, приведенных на рис. 2.42, можно сделать и другие заключения. Если, например, на выходе из компрессора требуется только кинетическая энергия потока (например, у вентилятора), то целесообразно применять лопаточные машины малой реактивности. Если же на выходе требуется в основном потенциальная энергия (высокие давления и малые скорости), то следует предпочесть реактивные лопаточные машины (насосы для жидкости).

При выборе типа лопаточной машины исходят из большого числа конструктивных, экономических и эксплуатационных требований. Здесь были упомянуты лишь примеры общего подхода к выбору типа лопаточной машины исходя из ее свойств, выраженных в общем виде. Часто решающую роль играют соображения прочности. Для радиальных машин, исходя из условий прочности, часто оказывается целесообразным применять колесо с радиальными лопатками (насосы для перекачки жидкого водо-

рода, компрессоры наддува, центростремительные турбины) — $\beta_{1л}$ для турбины и $\beta_{2л}$ для насоса = 90° .

В дальнейшем, когда мы будем разбирать требования к насосам и турбинам ЖРД, остановимся более подробно на выборе их параметров, связанных с коэффициентом теоретического напора (работы) или степенью реактивности.

2.10. ЭЛЕМЕНТЫ ДВУХМЕРНОЙ ТЕОРИИ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКИХ РЕШЕТКАХ

2.10.1. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ДВУХМЕРНОЙ ТЕОРИИ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКИХ РЕШЕТКАХ

Прямая задача двухмерной теории состоит в определении поля скоростей жидкости $v_x = v_x(x, y)$; $v_y = v_y(x, y)$ для заданной плоской решетки. Особый интерес представляет случай потенциального, т. е. безвихревого потока. Безвихревой поток — это поток, частицы которого не вращаются вокруг своей оси. Важность случая безвихревого потока определяется тем обстоятельством, что при обтекании потоком прямых и неподвижных круговых решеток вращение частиц практически отсутствует почти во всем потоке, за исключением областей небольшой протяженности, где происходит резкое изменение величины скорости и где, следовательно, угловая скорость вращения частиц жидкости Ω значительна.

При обтекании лопаток такими областями являются — пограничный слой на теле, спутная струя за кромками лопаток и скачки уплотнения. В пограничном слое скорость изменяется от нуля на поверхности тела до значительной скорости на границе слоя. Вращающиеся в пограничном слое частицы попадают в спутную струю за телом. В спутной струе находятся и вихри, образовавшиеся в результате отрыва и свертывания пограничного слоя.

При безотрывном обтекании тела толщины пограничного слоя и спутной струи оказываются малыми по сравнению с размерами тела. В первом приближении их можно исключить из рассмотрения и можно заменить рассмотрение обтекания тела реальной жидкостью рассмотрением безвихревого обтекания идеальной (невязкой) жидкостью. Получаемые при этом закономерности являются близкими к реальным.

В случае вращающейся круговой решетки задача осложняется тем, что поток в относительном движении является вихревым, непотенциальным; в абсолютном движении поток считается потенциальным. Все преобразования проводятся по отношению к абсолютному движению, влияние вращения насоса учитывается введением потока постоянной завихренности ($-\omega$).

Как известно из гидродинамики, условие потенциальности течения записывается в виде

$$\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) = 0,$$

или
$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial v_y}{\partial x}. \quad (2.115)$$

Известно, что если выполняется условие (2.115), то существует такая функция $\varphi = \varphi(x, y)$, через которую можно выразить v_x и v_y следующим образом:

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}.$$

Функция φ называется потенциалом скорости. Введение потенциала скорости φ облегчает задачу определения v_x и v_y при потенциальном течении, так как вместо двух неизвестных (v_x и v_y) можно оперировать одной неизвестной функцией φ .

Уравнение неразрывности для двухмерного течения записывается в виде

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} = 0.$$

Если среда является несжимаемой или если сжимаемостью среды можно пренебречь ($M \ll 0,3 \div 0,4$), то уравнение неразрывности запишется в виде

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0,$$

или
$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = - \frac{\partial v_y}{\partial y}.$$

Тогда вместо переменных v_x и v_y можно использовать функцию $\psi = \psi(x, y)$, называемую функцией тока, с которой v_x и v_y связаны следующим образом:

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_y = \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Если поток является потенциальным и несжимаемым, то для определения v_x и v_y можно воспользоваться и функцией φ , и функцией ψ .

На рис. 2.45 представлены линии $\varphi = \text{const}$ и $\psi = \text{const}$. Свойство этих линий состоит в том, что скорость потока \vec{v} нормальна к линии $\varphi = \text{const}$ и касательна к линии $\psi = \text{const}$. Линия $\varphi = \text{const}$ называется линией равного потенциала, а линия $\psi = \text{const}$ — линией тока. Изменение функции φ по нормали к линии равного потенциала определяет величину скорости:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = v.$$

Можно показать, что потенциал скорости φ и функция тока ψ являются гармоническими функциями. Это позволяет представить их в виде суммы гармонических функций:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots;$$

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 + \psi_3 + \dots$$

Другими словами, решение сложного течения можно представить как сумму решений простых течений, на которые разложено сложное течение. Такими простыми течениями, называемыми «особенностями», являются три течения: параллельное течение, течение от точечного источника (или к точечному стоку) и течение вокруг вихря (рис. 2.46).

Для каждого из этих простых течений известны выражения потенциала скорости φ и функции тока ψ . При решении задачи об обтекании лопаток лопатка заменяется такой системой особенностей, которая удовлетворяет граничным условиям: линии тока, прилегающие к поверхности лопатки, совпадают с контуром лопатки, а точка схода жидкости с лопатки совпадает с выходной кромкой лопатки (условие безотрывного обтекания).

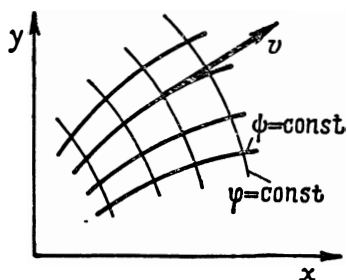


Рис. 2.45. Линии тока ($\psi = \text{const}$) и линии равного потенциала ($\varphi = \text{const}$)

Тогда решение задачи найдется путем сложения потока, набегающего на лопатки, и потока, создаваемого системой особенностей, заменяющих лопатку. Этот метод называется методом особенностей. Метод особенностей позволяет решить задачу для обтекания лопатки любой формы. Трудность заключается в определении интенсивности системы особенностей, при которой удовлетворяются граничные условия. Требуется проведение ряда последовательных приближений, увеличивающих объем расчетов. В настоящее время эта трудность преодолевается использованием ЭВМ.

В дальнейшем нами будет использована работа [60], в которой на основании метода особенностей решена задача об углах отставания потока от направления лопаток для круговой решетки с учетом переменной высоты канала.

Другим методом расчета обтекания является метод конформных преобразований, в котором используется хорошо разработанная теория функций комплексного переменного. Решается задача обтекания простой фигуры — окружности. Решение методом конформных преобразований переносится на обтекание лопатки заданной формы. Сложность метода заключается в под-

боре комплексной функции, которая отобразила бы контур лопатки в окружность.

В настоящее время эта задача решена для некоторых частных случаев. Например, найдены отображающие функции для прямой решетки, составленной из прямых отрезков, для круговой решетки с лопатками, являющимися отрезками логарифми-

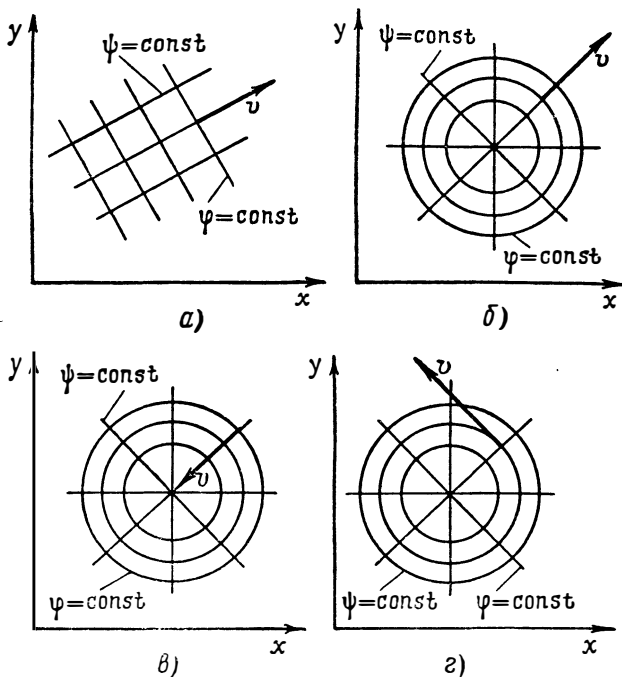


Рис. 2.46. Система особенностей:

а—плоскопараллельное течение; б—течение от точечного источника; в—течение к точечному стоку; г—течение вокруг вихря

ческой спирали. При наличии отображающей функции решение задачи облегчается применением ЭВМ.

Метод особенностей и метод конформных преобразований могут быть применены и к решеткам переменной ширины, а также может быть учтена сжимаемость среды.

Существуют приближенные, так называемые каналные, методы расчета (см. работу [61]) обтекания лопаток. В межлопаточном канале прямой и неподвижной круговой решетки строят приближенные линии равного потенциала; во вращающейся круговой решетке приближенно строят линии, нормальные к линиям тока в относительном движении, и задаются законом распределения скоростей вдоль этих линий.

Канальный метод позволяет учесть эффект сжимаемости среды при больших дозвуковых скоростях течения. Определив из решения задачи об обтекании лопаток решетки поле скоростей $v=v(x, y)$, можно найти поле давлений $p=p(x, y)$. При этом используют уравнение энергии для идеальной жидкости.

2.10.2 ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ И ДАВЛЕНИЙ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТОК

Подробное изучение методов решения задач двухмерного течения в решетках выходит за пределы настоящего курса. Этот вопрос подробно разобран в ряде книг (см., например, работы [20] и [61]). В настоящем разделе рассмотрим картины течения в лопаточных решетках, полученные в результате решения с помощью двухмерной теории задач о нахождении поля скоростей при обтекании конкретных решеток. Одновременно опишем ряд опытных результатов по измерению полей скоростей и давлений в лопаточных решетках.

2. 10. 2. 1. Течение в прямой лопаточной решетке

В работе [2] приведены результаты расчета методом конформных отображений потенциального обтекания компрессорной решетки, профиль лопатки которой приведен на рис. 2,47, а. Решетка имела относительный шаг $t/b=1$ и угол установки профилей $\chi=45^\circ$. График распределения скоростей по развертке обвода профиля для различных углов атаки приведен на рис. 2.47, б. Рассматривалось обтекание при положительных углах атаки (соответствующих натеканию на вогнутую сторону профиля). При обтекании с нулевым углом атаки скорость довольно резко возрастает от нулевого значения в передней точке разветвления (критическая точка) до максимального значения на спинке профиля и несколько меньшего значения на вогнутой стороне. Затем скорость плавно уменьшается к выходной кромке ввиду диффузорности решетки. По мере увеличения угла атаки картина обтекания меняется. Передняя критическая точка несколько смещается в сторону корытца. Возле нее у спинки образуется резкий пик скорости. Поток ускоряется при обтекании входной кромки профиля. Затем скорость резко уменьшается. Этому резкому понижению скорости соответствует положительный градиент давления и может наблюдаться отрыв пограничного слоя (для таких решеток при $t \geq 8 \div 10^\circ$). До появления отрыва распределение скорости, полученное теоретически, хорошо согласуется с экспериментальными данными, за исключением выходной кромки, где образуется спутная струя.

На рис. 2.48 приведен профиль активной турбинной рабочей решетки ТР-1А и распределение скоростей по развертке обвода профиля (см. работу [61]), полученное расчетным методом (канальным методом Самойловича—Шерстюка) — линии и опыт-

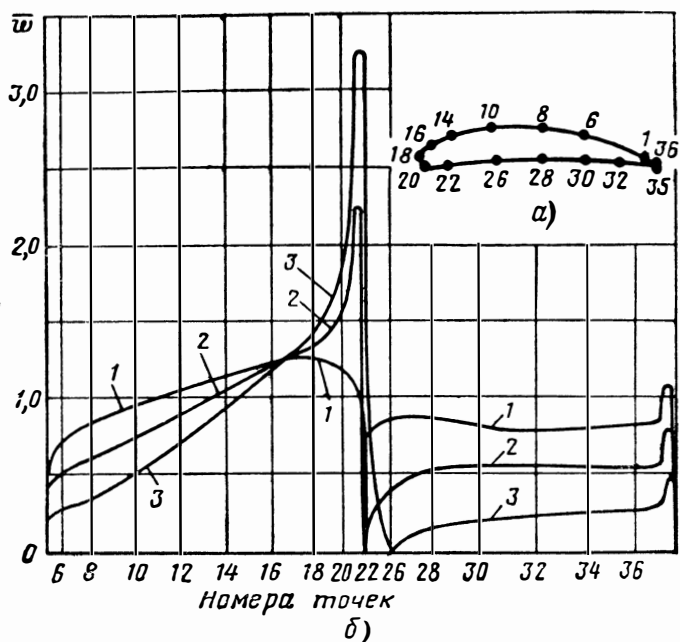


Рис. 2.47. Распределение безразмерной скорости \bar{w} по профилю компрессорной (насосной) осевой решетки при различных углах атаки:

1- $i=0^\circ$; 2- $i=10^\circ$; 3- $i=20^\circ$

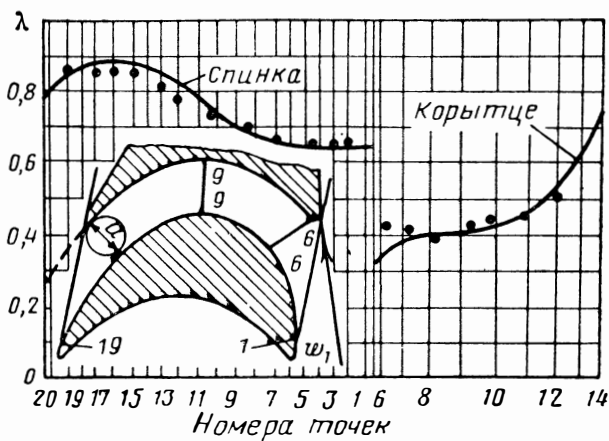


Рис. 2.48. Распределение приведенной скорости λ по профилю ТР-1А турбинной активной осевой решетки

ным путем — точки. Угол входа потока $\beta_1 = 21^\circ$, относительный шаг решетки $\bar{t} = 0,585$; $\lambda_{w_2} = 0,76$. Скорость у спинки лопатки значительно превышает скорость у корытца. На спинке лопатки вблизи выходной кромки расчет указывает на существование небольшого диффузорного участка (по результатам опытов такой участок отсутствует).

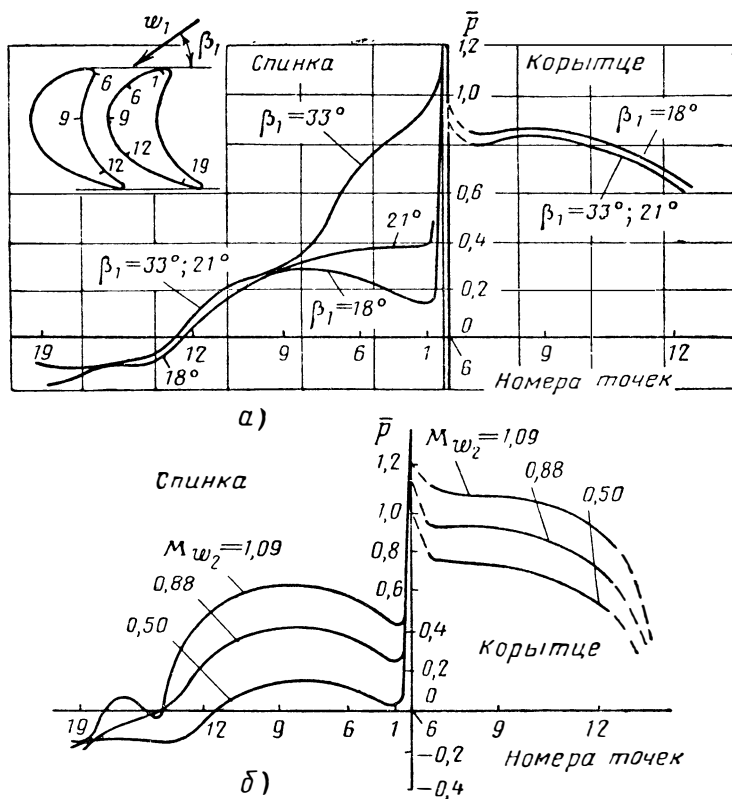


Рис. 2.49. Распределение безразмерного давления \bar{p} по профилю TP-1А турбинной активной осевой решетки:

а—при различных углах потока β_1 ; б—при различных числах M_{w_2} ($\beta_1 = 18^\circ$)

На рис. 2.49 для того же профиля приведены опытные эпюры распределения давления по обводу профиля при разных углах входа потока и разных числах M_{w_2} (см. работу [2]). При малом угле входа ($\beta_1 = 18^\circ$) на входном участке спинки возникает диффузорное течение, при больших углах входа у всей спинки возникает конфузорное течение. Область минимального давления располагается вблизи выходной кромки. Давление у корытца значительно превышает давление у спинки. Скорость везде остается дозвуковой и почти не влияет на характер распределе-

ния давления. Заметно лишь, что область минимального давления с увеличением скорости перемещается к выходной кромке.

На рис. 2.50, а (см. работу [24]) приведены эпюры распределения давления по профилю реактивной решетки. Изменение

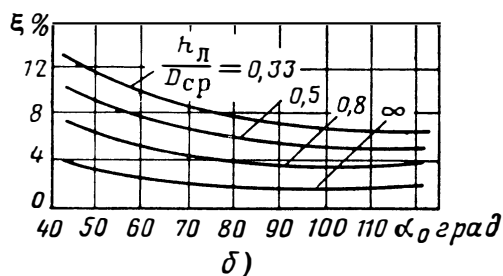
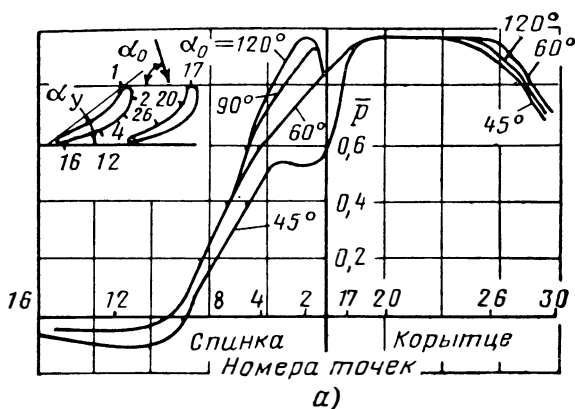


Рис. 2.50. Распределение безразмерного давления \bar{p} по профилю турбинной реактивной осевой решетки (а) при различных углах потока α_0 и зависимость коэффициента потерь в реактивной решетке (б) от угла потока α_0 ($b/t=1,35$; $M=0,5$)

давления носит более плавный характер, чем у активной решетки. Окружные проекции сил давления на профиль определяют величину окружного усилия. Перепад давлений на обоих турбинных профилях создается в основном из-за наличия разрежения на спинке.

2. 10. 2. 2. Течение в круговой вращающейся решетке

Течение во вращающихся круговых решетках носит более сложный характер, так как течение по межлопаточному каналу происходит в поле инерционных сил. Найдем закон распределения скоростей в поперечном сечении межлопаточного канала для вращающейся круговой решетки ($c_z = \omega_z = 0$). Выделим в межло-

паточном канале элементарный объем жидкости с массой $dm = \rho b d n d s$, где b — ширина канала в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа (рис. 2.51).

Рассмотрим равновесие элементарного объема жидкости в направлении нормали к линии тока в относительном движении (см. работу [54]). На выделенный элемент действуют следующие силы, имеющие составляющие в направлении нормали:

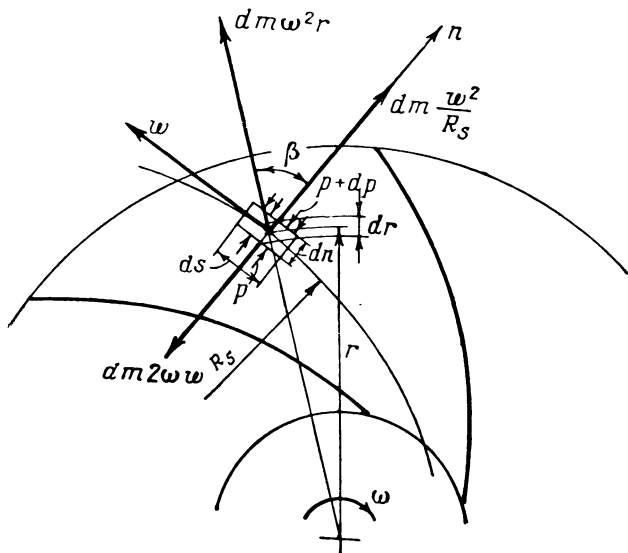


Рис. 2.51. К определению изменения скорости по ширине межлопаточного канала колеса радиальной лопаточной машины

поверхностные силы (давление), суммарная составляющая которых равна:

$$P_n = (p + dp) b ds - p b ds = dp b ds;$$

составляющая центробежной силы инерции, возникающая ввиду наличия центростремительного ускорения из-за вращения колеса,

$$dm \omega^2 r \cos \beta;$$

центробежная сила инерции, возникающая ввиду наличия центростремительного ускорения из-за кривизны линии тока,

$$dm \frac{w^2}{R_s};$$

кориолисова сила инерции

$$dm 2\omega w.$$

Сумма всех этих сил равняется нулю:

$$-dpbds + dm\omega^2 r \cos \beta + dm \frac{\omega^2}{R_s} - dm2\omega\omega = 0. \quad (2.116)$$

Разделив и умножив первый член левой части уравнения на qdn , сократив все члены на $dm = qdsdnb$ и заменив $\cos \beta = \frac{dr}{dn}$, получим

$$-\frac{dp}{qdn} + \frac{\omega^2 r dr}{dn} + \frac{\omega^2}{R_s} - 2\omega\omega = 0. \quad (2.117)$$

Полагая энергию струек по шагу постоянной, что справедливо для абсолютного потенциального, хотя и неустановившегося, движения (см. работу [38]), из уравнения (2.81) получим следующее соотношение:

$$\omega \frac{d\omega}{dn} = -\frac{dp}{qdn} + \frac{\omega^2 r dr}{dn}. \quad (2.118)$$

В соответствии с выражением (2.117) это соотношение преобразуется так:

$$\frac{d\omega}{dn} = 2\omega - \frac{\omega}{R_s}. \quad (2.119)$$

Произведем интегрирование уравнения (2.119), приняв, что радиусы кривизны всех струек равны радиусу лопатки ($R_s = R_l$):

$$\int_{\omega_{\text{ср}}}^{\omega} \frac{d\omega}{2\omega R_l - \omega} = \int_0^n \frac{dn}{R_l}. \quad (2.120)$$

Полагаем, что на средней линии канала ($n=0$) $\omega = \omega_{\text{ср}}$. Интегрируя уравнение (2.120), получим

$$\frac{2\omega R_l - \omega}{2\omega R_l - \omega_{\text{ср}}} = e^{-\frac{n}{R_l}}.$$

При разложении $e^{-\frac{n}{R_l}}$ в ряд

$$e^{-\frac{n}{R_l}} = 1 - \frac{n}{R_l} + \frac{n^2}{2R_l^2} - \dots,$$

если ограничиться двумя первыми членами (так как $n/R_l \ll 1$), то после преобразований получим

$$\omega = \omega_{\text{ср}} \left(1 - \frac{n}{R_l} \right) + 2\omega n. \quad (2.121)$$

Из уравнения (2.121) следует, что изменение скорости поперек канала подчиняется линейному закону. Большая скорость

возникает у задней (нерабочей) стороны лопатки, меньшая — у передней (рабочей) стороны. Используя уравнения (2.81) и (2.121), можно найти теоретическое распределение давления в межлопаточном канале.

Покажем на примере радиальных лопаток, что разность скоростей, выражаемая вторым членом правой части уравнения (2.121), определяет передачу колесом момента, равного моменту от кориолисовых сил.

На рис. 2.52 показаны эпюры относительных скоростей, соответствующих круговой решетке с радиальными лопатками. Скорость у нерабочей стороны назовем w_x , а у рабочей — w_y .

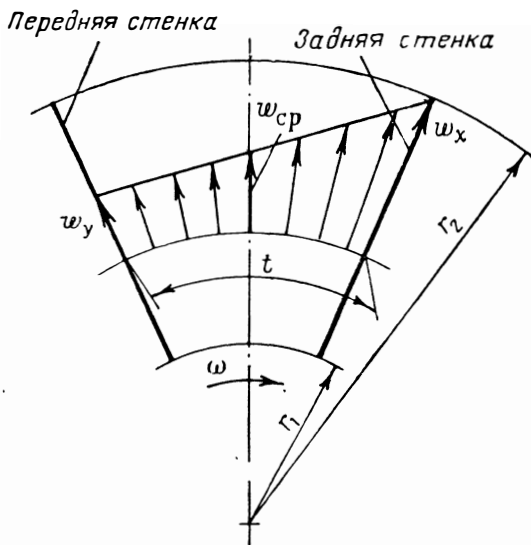


Рис. 2.52. Теоретическое распределение скоростей по ширине межлопаточного канала колеса радиальной лопаточной машины

Из формулы (2.121) следует, что

$$w_x = w_{cp} + 2\omega \frac{t}{2} = w_{cp} + \omega t; \quad (2.122)$$

$$w_y = w_{cp} - 2\omega \frac{t}{2} = w_{cp} - \omega t. \quad (2.123)$$

На радиусе r перепад давлений на лопатке найдется из уравнения (2.81):

$$\frac{p_y - p_x}{\rho} = \frac{\Delta p}{\rho} = \frac{w_x^2 - w_y^2}{2},$$

или с учетом выражений (2.122) и (2.123)

$$\Delta p = \rho 2\omega t w_{cp}. \quad (2.124)$$

Момент от перепада давлений найдем из соотношения

$$M = - \int_{r_1}^{r_2} r \Delta p b z_{\text{д}} dr. \quad (2.125)$$

Подставляя выражение (2.124) в (2.125), получим

$$M = - \int_{r_1}^{r_2} 2 \omega q t \omega_{\text{ср}} b z_{\text{д}} r dr. \quad (2.126)$$

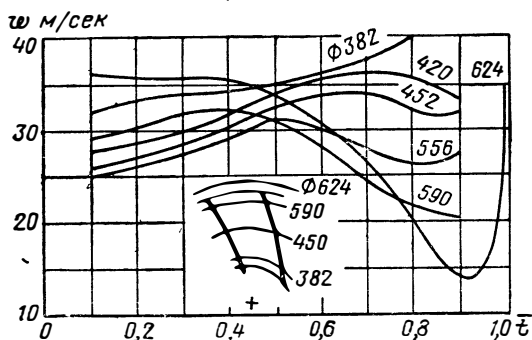


Рис. 2.53. Действительное распределение скоростей по межлопаточному каналу колеса радиальной лопаточной машины

Заменяя в уравнении (2.126) $q t \omega_{\text{ср}} b z_{\text{д}}$ через массовый расход G , получим

$$M = - 2G \omega \int_{r_1}^{r_2} r dr. \quad (2.127)$$

Интегрируя (2.127), получим выражение (2.53), т. е. момент M является моментом кориолисовых сил, передаваемым от колеса жидкости. Удельная энергия, переданная колесом, в соответствии с этим моментом, определится ранее выведенной формулой (2.61).

На рис. 2.53 (см. работу [52]) показано распределение скоростей в колесе центробежного компрессора на разных радиусах. Распределение скоростей, соответствующее расчетной схеме течения, имеет место на входных радиусах и в середине канала; на выходных радиусах действительная картина течения сильно отличается от расчетной.

Примерно такое же распределение скоростей наблюдалось в колесе насоса (см. работу [52]). Отклонение от расчетной схемы течения связано с отставанием потока от направления лопаток вследствие инерции жидкости и наличием сил вязкости (отрывных зон и вторичных течений).

2.10.3. ОТКЛОНЯЮЩИЕ СВОЙСТВА ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТОК

На выходе из решетки поток жидкости может иметь направление, отличное от направления касательной к средней линии профиля, из-за двух основных причин.

Первая причина — проявление инерционности жидкости, а вторая связана с влиянием толщины пограничного слоя, наличием отрывных зон и т. п., т. е. с влиянием вязкостных сил при обтекании решетки. Действие инерционных и вязкостных сил проявляется совместно, но методически удобнее рассмотреть их влияние на течение в решетке раздельно. Отклонение потока от направления решетки в результате инерции потока проявлялось бы и при течении идеальной жидкости.

2.10.3.1. Влияние инерционности жидкости на отклоняющие свойства решеток

Всякая решетка, составленная из профилей с углами $\beta_{2л} \neq \beta_{1л}$ (а при натекании с углом атаки, не равным нулю, и при $\beta_{2л} = \beta_{1л}$), изменяет направление потока. При этом поток, вследствие его инерционности, стремится сохранить первоначальное направление, в результате чего поток, проходя через решетку, поворачивается на меньший угол, чем угол изгиба профиля.

В прямой решетке (осевая машина) для наблюдателя, перемещающегося вместе с потоком жидкости, отклонение потока объяснялось бы тем, что центробежные силы инерции, возникающие из-за кривизны профиля, у выхода из решетки отклоняют поток в направлении от центра кривизны. На выходе из решетки давление по обеим сторонам профиля выравнивается и избыточное давление с вогнутой стороны у конца профиля уже не уравновешивает центробежную силу инерции. Отклонение потока от заданного геометрического направления потока на выходе из решетки будет иметь место для любой решетки — неподвижной и вращающейся, прямой и круговой. Чем больше густота решетки, тем меньше будет отличаться направление потока от направления, задаваемого решеткой. Чем реже решетка (чем меньше ее густота), тем это явление будет сказываться сильнее.

На рис. 2.54 представлена схема изменения углов на входе в прямую и в круговую решетки постоянной ширины и на выходе из них [круговую решетку (см. рис. 2.54, а) можно конформно отобразить (с сохранением углов) в плоскую решетку (см. рис. 2.54, б)]. Если выходные углы средней линии профиля больше входных (см. рис. 2.54, б, профиль В), то поток будет выходить под меньшим углом, чем угол $\beta_{2л}$ ($\delta = \beta_{2л} - \beta_2 > 0$). Если выходные углы меньше входных (см. рис. 2.54, б, профиль В), то поток будет выходить с большим углом, чем угол $\beta_{2л}$ ($\delta < 0$). При неизменном угле профиля поток не отклоняется ($\delta = 0$) (см. рис. 2.54, б, профиль А).

Во вращающихся круговых решетках на отклонение потока влияют также кориолисовы силы инерции. Поэтому влияние конечного числа лопаток особенно сильно сказывается на работе радиальных компрессорных машин.

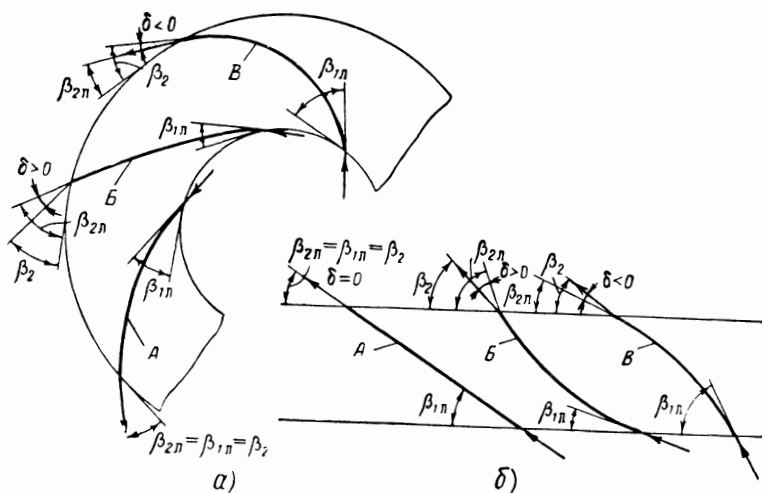


Рис. 2.54. Схема отклонения потока неподвижной круговой решеткой (а) и плоской (прямой) решеткой (б)

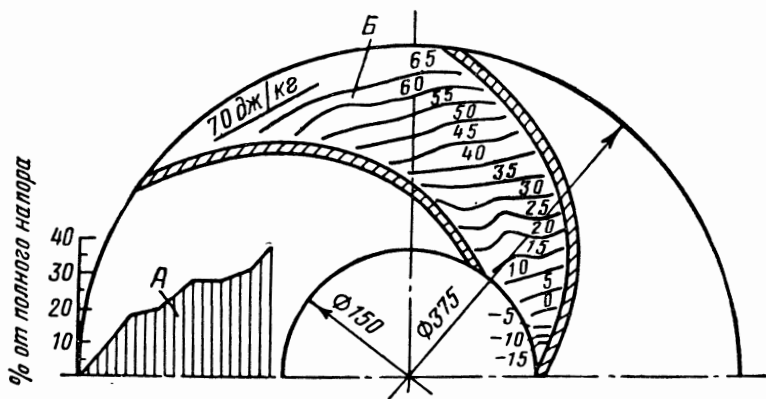


Рис. 2.55. Разность энергий давления по обе стороны лопатки колеса (А) и разность энергий давления в колесе и на входе в колесо насоса (Б): $\omega = 70$ 1/сек

Рассмотрим кратко физические явления, объясняющие дополнительное отклонение потока от направления лопаток в центробежных насосах и компрессорах.

Перепад давлений на лопатке колеса центробежного насоса связан с обтеканием лопатки в относительном движении и с наличием кориолисовых сил инерции. В выходном сечении колеса с обеих сторон выходных кромок лопаток давление выравнивается. Опыт подтверждает это (см. рис. 2.55, где приведены дан-

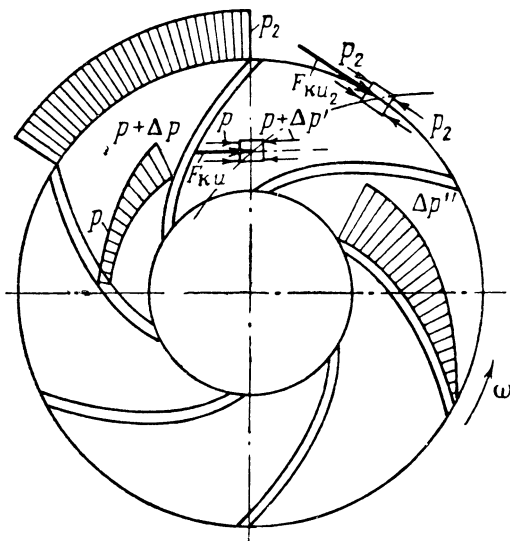


Рис. 2.56. Силы, действующие на частицу жидкости в межлопаточном канале и на выходе из центробежного колеса

ные о разности энергий давления на передней и задней стенках лопаток колеса центробежного насоса).

Такое распределение давлений по лопатке означает, что в выходной части межлопаточного канала кориолисова сила инерции $F_{кц2}$ не уравновешивается силами давления и перемещает жидкость в окружном направлении в сторону, обратную направлению вращения, изменяя направление потока (см. рис. 2.56 и 2.57, где схематично представлены силы, действующие на частицу жидкости и основные кинематические соотношения для колеса с загнутыми назад лопатками). Из-за выравнивания давления у концов лопаток жидкость «недокручивается». Практически это означает, что поток «проскальзывает», т. е. как бы получает окружную составляющую в сторону, обратную направлению вращения, и выходит под углом, отличным от угла лопаток (см. рис. 2.57).

Приращение энергии жидкости в результате воздействия на поток колеса лопаточной машины, соответствующее действительно отбираемой от колеса механической энергии, найдется из уравнения Эйлера, в которое должна быть подставлена действительная величина c_{2u} :

$$H_T = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1. \quad (2.128)$$

Теоретический напор, соответствующий окружной составляющей скорости, рассчитанный по схеме $z = \infty$, обозначим $H_{T\infty}$:

$$H_{T\infty} = c_{2u\infty}u_2 - c_{1u}u_1. \quad (2.129)$$

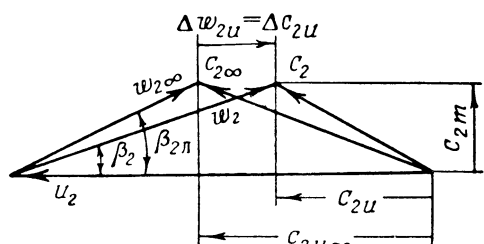
Величина $H_{T\infty}$ представляет собой напор, который теоретически мог бы быть передан жидкости, если бы реализовалась схема течения $z = \infty$. Для центробежных насосов отличие H_T от $H_{T\infty}$ велико (в отдельных случаях оно составляет 30–40%).

Введем понятие о коэффициенте, учитывающем различие в величинах H_T и $H_{T\infty}$:

$$k_z = H_T / H_{T\infty}. \quad (2.130)$$

На соотношение H_T и $H_{T\infty}$ сильнее всего влияет число лопаток. Поэтому этот коэффициент называется

Рис. 2.57. Треугольники скоростей на выходе из колеса с учетом и без учета влияния конечного числа лопаток



коэффициентом, учитывающим конечное число лопаток.

В радиальных центробежных турбинах, имеющих выход из колеса в виде цилиндрической поверхности радиуса r_2 (рис. 2.58), поток в силу его инерционности, также отклоняется от направления лопаток. Благодаря выравниванию давления у концов лопаток кориолисова сила инерции не уравновешивается силами давления и отклоняет поток, причем это отклонение будет происходить в направлении вращения. Поток в колесе центробежной турбины «недораскручивается». Так же, как обычно бывает и в случае центробежной компрессорной машины, это обстоятельство будет уменьшать работу, что видно из треугольников скоростей (см. рис. 2.58, на котором для наглядности величина отклонения увеличена):

$$L_u = c_{1u}u_1 - c_{2u}u_2 < L_{u\infty} = c_{1u}u_1 - c_{2u\infty}u_2.$$

В турбинах число лопаток обычно больше, чем в компрессорах и насосах, поэтому в турбинах отклонение потока от направления лопаток незначительно. В центробежных турбинах с осевым выходом влияние инерционности жидкости непосред-

ственно не влияет на отклонение потока на выходе, но может оказать влияние на перераспределение скоростей по радиусу. Последнее обстоятельство подтверждается опытами (см. работу [46]).

Во вращающихся круговых решетках угол отклонения потока, связанного со стремлением сохранить направление, и угол

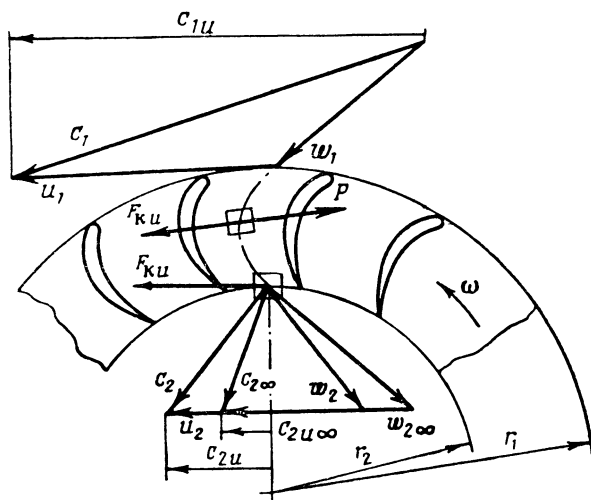


Рис. 2.58. Силы, действующие на частицу жидкости в межлопаточном канале и на выходе из колеса центробежной турбины

отклонения потока, вызванного вращением (воздействие кориолисовых сил), могут складываться, а могут и вычитаться друг из друга. Так, например, для центробежной машины при углах натекания, меньших выходных углов лопаток (диффузорная решетка), углы отклонения потока суммируются ($\delta = \beta_{2л} - \beta_{1л} > 0$, см. рис. 2.54, а, профиль В). При углах натекания, больших чем выходные углы лопаток (конфузорная решетка), отклонение потока, связанное со стремлением сохранить направление, может превышать отклонение, вызванное вращением, и может иметь место $\delta < 0$ (см. рис. 2.54, а, профиль В). В этом случае действительная величина c_{2u} будет больше, чем $c_{2u\infty}$, и H_T может быть больше, чем $H_{T\infty}$ (см. работу [59]; см. также разд. 3.1.1.3).

2.10.3.2. Влияние вязкости на отклоняющие свойства решеток

Направление скорости течения пограничного слоя профиля совпадает с направлением касательной к профилю. Но несимметричность развития пограничного слоя в межлопаточном ка-

нале приводит к отклонению потока. Направление скорости потока будет отклоняться в сторону поверхности с меньшим значением толщины пограничного слоя. Например, поток на выходе из диффузорной решетки отклоняется в сторону вогнутой поверхности лопатки вследствие увеличения толщины пограничного слоя, его набухания и отрыва на спинке лопатки. В густых решетках это явление может оказывать большее влияние, чем недокрут потока вследствие ограниченной густоты. Отрывные зоны приводят к увеличению относительной скорости и, в свою очередь, к отклонению c_{2u} от расчетной величины.

Отклонение действительного направления скорости на выходе из решетки от расчетного направления может быть связано и с рядом других факторов, например, как это будет показано в дальнейшем, с отклонением потока в косом срезе турбинных решеток при сверхкритических перепадах. Отличие теоретического напора или теоретической удельной работы лопаточной машины от расчетного теоретического напора (работы) может иметь место также в результате того, что в расчетной схеме (в частности, при $z = \infty$) рассматриваются потоки с равномерным распределением скоростей, тогда как в действительности потоки в межлопаточных каналах имеют неравномерное распределение скоростей (см. рис. 2.53).

В дальнейшем при изложении материала по конкретным видам лопаточных машин будут приведены формулы для учета конечного числа лопаток.

2. 11. УЧЕТ ТРЕХМЕРНОСТИ ПОТОКА ПРИ РАСЧЕТЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Для расчета машин с лопатками большой протяженности по нормали к поверхности тока необходимо знать изменение параметров жидкости в зазорах перед лопатками и за лопатками. В закрученных потоках, текущих в пространстве, ограниченном поверхностями вращения (стенками корпуса, обтекателями, кожухом и т. п.), инерционные силы, возникающие при огибании потоком обводов корпуса, уравниваются силами давления, следовательно, давление и другие параметры газа по нормали к потоку будут неравномерны.

Расчет трехмерного пространственного потока жидкости представляет большие трудности. Поэтому приходится прибегать к упрощающим представлениям. Так, например, считается целесообразным так проектировать ступень лопаточной машины, чтобы линии тока жидкости образовывали поверхности тока, близкие к поверхностям вращения; при этом можно ожидать уменьшения потерь и, кроме того, упрощается расчет машины, так как можно более надежно использовать результаты продувок плоских решеток.

Опыт показывает, что скорости по нормали не превышают $5 \div 6\%$ меридиональной скорости. Следовательно, рассчитывая параметры в граничных сечениях лопаточного венца (на входе и на выходе), учитывают изменение параметров, характерное для состояния равновесия жидкости в направлении нормали к поверхности тока, т. е. налагают требование отсутствия отклонения поверхностей тока от поверхностей вращения:

$$c_n = 0 \quad (c_r = 0).$$

Работа колеса лопаточной машины определяется планами скоростей на входе и на выходе. Треугольники скоростей для лопаточной машины будут полностью заданы для всех сечений по нормали (для осевой машины — по радиусу), если будет задан закон изменения по нормали окружных составляющих $c_{1u}(n)$ и $c_{2u}(n)$, меридиональных составляющих $c_{1m}(n)$ и $c_{2m}(n)$ и окружной скорости $u(n)$, т. е. всего пяти переменных. Следовательно, кинематика потока на входе в ступень и на выходе из нее для каждого сечения по нормали будет описываться пятью уравнениями.

Условия равновесия, записанные для сечений потока на входе в рабочее колесо и на выходе из него, являются двумя уравнениями из пяти, необходимыми для полного задания потока на входе в машину и на выходе из нее. Третьим уравнением будет закон изменения окружной скорости по радиусу:

$$u = \omega r.$$

Четвертым уравнением целесообразно задать распределение энергии по нормали к поверхности тока (по высоте или по ширине лопатки). Часто добиваются получения постоянной работы (напора) по высоте лопатки. При этом во всех сечениях лопатки по нормали будет подводиться или отводиться одинаковая энергия, что исключит взаимное влияние струек друг на друга, которое может привести к дополнительным потерям. Пятое уравнение, вообще говоря, может быть произвольным; оно и определит окончательно вид ступени лопаточной машины. Практически изменение параметров жидкости по нормали учитывают при достаточно высоких лопатках: $D_{cp}/h_n < 5 \div 8$.

Остановимся на выводе уравнения равновесия. Рассмотрим равновесие элементарного объема жидкости в неинерциальной системе координат, т. е. в системе координат, соединенной с этим объемом.

На элементарный объем жидкости в зазоре лопаточной машины (рис. 2.59), обладающей окружной составляющей скоростью c_u и меридиональной скоростью c_m , действуют центробежные силы инерции и разность давлений. Угловая скорость вращения системы координат равна c_u/r .

Выражение для центробежной силы инерции, действующей на элементарный объем во вращающейся системе координат, запишется так:

$$N = \frac{\rho c_u^2 df dn}{r},$$

где df — площадь элемента в плоскости, касательной к линии тока.

Из-за наличия кривизны линий тока на частицу жидкости в зазоре в системе координат, перемещающейся вместе с частицей, будет действовать также центробежная сила N_R :

$$N_R = \frac{\rho c_m^2 df dn}{R}.$$

Суммарная составляющая сила давления по нормали будет равна:

$$P_n = (p + dp) df - p df = dp df.$$

Поскольку мы рассматривали элементарный объем, который не движется относительно системы координат, то кориолисова сила инерции равна нулю.

В подвижной системе координат частица находится

в равновесии и сумма проекций сил на направление нормали $n-n$ равна нулю:

$$N \cos \gamma - N_R - P_n = 0,$$

или в развернутом виде

$$\frac{\rho c_u^2 df dn \cos \gamma}{r} = dp df + \frac{\rho c_m^2 df dn}{R};$$

окончательно получим

$$\frac{dp}{dn} = \rho \frac{c_u^2}{r} \cos \gamma - \rho \frac{c_m^2}{R}. \quad (2.131)$$

Уравнение (2.131) называется уравнением равновесия по нормали.

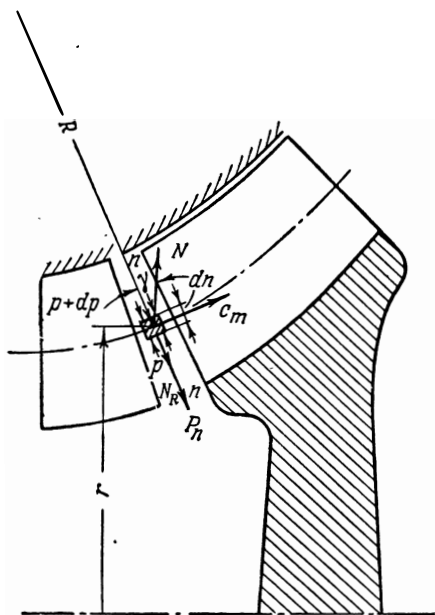


Рис. 2.59. К выводу уравнения равновесия

Для осевой машины, полагая $\gamma=0$ и $R=\infty$, т. е. пренебрегая искривлением линий тока в меридиональной плоскости, получим

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r}. \quad (2.132)$$

Из уравнения сохранения энергии для несжимаемой жидкости (2.78) (если пренебречь теплоподводом и изменением энергии положения и считать потери во всех струях одинаковыми) следует, что

$$\frac{dp}{dn} = -\rho \frac{dL_i}{dn} - \rho \frac{d}{dn} \left(\frac{c^2}{2} \right), \quad (2.133)$$

где i — индекс, обозначающий сечение лопатки.

Сопоставляя выражения (2.131) и (2.133), получим

$$\frac{d(c^2)}{dn} + 2 \frac{c_u^2}{r} \cos \gamma - 2 \frac{c_m^2}{R} = -2 \frac{dL_i}{dn}. \quad (2.134)$$

При $L_i(n) = \text{const}$ или $L_i = 0$

$$\frac{d(c^2)}{dn} + 2 \frac{c_u^2}{r} \cos \gamma - 2 \frac{c_m^2}{R} = 0. \quad (2.135)$$

Для осевых машин

$$\frac{d(c^2)}{dr} + 2 \frac{c_u^2}{r} = 0. \quad (2.136)$$

Заменяя в выражении (2.135) c^2 через $(c_u^2 + c_m^2)$, получим

$$\frac{d(c_m^2)}{dn} + \frac{d(c_u^2)}{dn} + 2 \frac{c_u^2}{r} \cos \gamma - 2 \frac{c_m^2}{R} = 0, \quad (2.137)$$

или для осевой машины, где $c_m = c_z$, так как $dn = dr$,

$$\frac{d(c_z^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \left[r^2 \frac{d(c_u^2)}{dr} + 2c_u^2 r \right] = 0;$$

окончательно получим

$$\frac{d(c_z^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_u r)^2]}{dr} = 0. \quad (2.138)$$

Это уравнение устанавливает зависимость окружной и осевой составляющих скорости от радиуса в зазорах осевой лопаточной машины.

При $dL_i \neq 0$ уравнение (2.134) соответственно запишется в виде

$$\frac{d(c_z^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_u r)^2]}{dr} = -2 \frac{dL_i}{dr}. \quad (2.139)$$

Учет изменения параметров по нормали к поверхности тока производится главным образом в осевых машинах, так как в осевых машинах (в частности, в предкамерных турбинах ЖРД) лопатки относительно длинные: $D_{ср}/h_{л} = 5 \div 8$. Кроме того, в диагональных машинах повышение давления, вызванное наличием c_u , частично уравновешивается повышением давления из-за кривизны линий тока в меридиональном сечении (см. рис. 2.59).

Для чисто радиальной машины $R = \infty$, $\gamma = 90^\circ$ (направление нормали параллельно входной кромке колеса), поэтому уравнения (2.134) и (2.133) примут следующий вид:

$$\frac{d(c^2)}{dn} = -2 \frac{dL_i}{dn}; \quad (2.140)$$

$$\frac{dp}{dn} = 0. \quad (2.141)$$

Следовательно, давления на входе в радиальное колесо и на выходе из него при принятых допущениях будут постоянны по ширине лопатки.

Рассмотрим основные приемы радиального профилирования осевых машин.

2.11.1. ПРОФИЛИРОВАНИЕ ЛОПАТОК ОСЕВЫХ НАСОСОВ ПО РАДИУСУ

Ступень осевого насоса представляет собой сочетание элементарных ступеней, расположенных на различных радиусах. Условия работы этих элементарных ступеней существенно различны.

Условия радиального равновесия, которые целесообразно выдерживать на входе в рабочую решетку и на выходе из нее, чтобы избежать потерь, связанных с радиальным перетеканием, дадут два уравнения для определения кинематики потока в ступени. В соответствии с формулами (2.138) и (2.139) эти уравнения для осевого насоса запишутся так:

$$\frac{d(c_{1z}^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_{1u}r)^2]}{dr} = 0; \quad (2.142)$$

$$\frac{d(c_{2z}^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_{2u}r)^2]}{dr} = 2 \frac{dH_{T_i}}{dr}. \quad (2.143)$$

Закон изменения окружной скорости по радиусу $u = \omega r$ является третьим уравнением. Дополнительно формулируемые четвертое и пятое условия определяют окончательно вид ступени. При отсутствии направляющего аппарата на входе в осевое рабочее колесо ($c_{1u} = 0$), что типично для осевых насосов ЖРД, вполне достаточно четырех уравнений для того, чтобы определить вид ступени. Рассмотрим конкретные законы профилирования решеток ступени осевых насосов.

2.11.1.1. Ступень с постоянной циркуляцией

Полагая, что на входе в колесо и на выходе из него имеет место потенциальное (безвихревое) течение, получим пятое условие:

$$\Gamma = c_u r = \text{const}, \quad (2.144)$$

следовательно, $c_{1u} r = \text{const}$ и $c_{2u} r = \text{const}$.

Наличие потенциального течения на входе в колесо и на выходе из него означает, что подвод энергии по радиусу постоянен [т. е. $H_{\tau i}(r) = \text{const}$]:

$$H_{\tau i}(r) = \omega(c_{2u} r - c_{1u} r) = \text{const}. \quad (2.145)$$

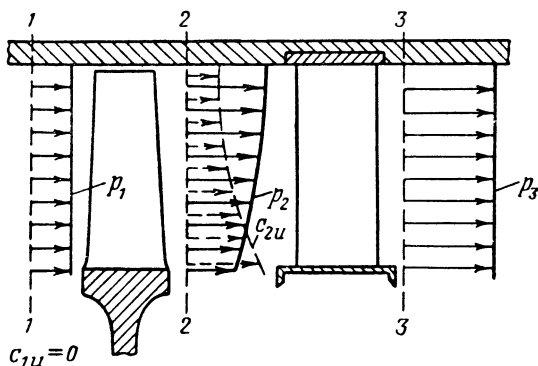


Рис. 2.60. Изменение давления и окружных составляющих скорости потока по радиусу в ступени осевого насоса с постоянной циркуляцией ($c_u r = \text{const}$)

Иногда такие ступени называют ступенями со свободным вихрем, так как потенциальное течение вокруг вихря описывается уравнением (2.145), выражающим собой постоянство циркуляции вокруг вихря.

Из уравнений радиального равновесия (2.142) и (2.143) следует, что при $c_{1u} r = \text{const}$ имеем $c_{1z}(r) = \text{const}$ и при $c_{2u} r = \text{const}$ имеем $c_{2z}(r) = \text{const}$, так как $H_{\tau i}(r) = \text{const}$.

Таким образом, в идеальном случае ступень осевого насоса с постоянством циркуляции характеризуется равномерностью осевых скоростей. При отсутствии закрутки на входе ($c_{1u} = 0$) [см. уравнение (2.132)] входное давление по радиусу также будет равномерным.

На рис. 2.60 показано изменение давления и окружных составляющих скорости жидкости по радиусу для ступени с постоянной циркуляцией и осевым входом. На выходе из лопаток ра-

бочего колеса давление по радиусу, в соответствии с уравнением (2.131), возрастает. Интегрирование уравнения (2.131) дает

$$\frac{p_2(r) - p_{2cp}}{q} = \frac{c_{2ucp}^2}{2} \left(1 - \frac{r_{cp}^2}{r^2} \right). \quad (2.146)$$

Если спрямляющий аппарат, стоящий за колесом, полностью отклоняет поток в осевом направлении, то давление за ним будет равномерным (см. p_3 на рис. 2.60).

Степень реактивности ступени с постоянной циркуляцией будет переменной по радиусу. В общем случае при $c_{1u} \neq 0$ выражение для степени реактивности запишется в виде [его можно вывести аналогично формуле (2.106)]

$$Q_k = 1 - \frac{c_{1u} + c_{2u}}{2u}. \quad (2.147)$$

Умножая числитель и знаменатель второго члена правой части формулы (2.147) на r , получим

$$Q_k = 1 - \frac{rc_{1u} + rc_{2u}}{2\omega r^2}.$$

Следовательно, для этой ступени (rc_{1u} и rc_{2u} по условию постоянны) получим

$$Q_k = 1 - \frac{\text{const}}{r^2}, \quad (2.148)$$

т. е. чем больше радиус, тем больше степень реактивности.

Коэффициент теоретического напора (теоретический напор, отнесенный к квадрату текущей окружной скорости) также меняется вдоль радиуса. Для данной ступени $H_{Ti}(r) = \text{const}$, следовательно,

$$\bar{H}_{Ti} = \frac{\text{const}}{r^2}, \quad (2.149)$$

т. е. коэффициент теоретического напора меняется обратно пропорционально квадрату радиуса.

Треугольники скоростей для разных сечений получаются различными (рис. 2.61). Параметры в среднем сечении помечены индексом «ср», в периферийном сечении — «п», во втулочном — «вт».

Изменение угла β_1 можно установить из треугольников скоростей:

$$\text{tg } \beta_1 = \frac{c_{1z}}{u} = \frac{c_{1z}}{\omega r}.$$

При $c_{1z}(r) = \text{const}$ ($c_{1u} = 0$)

$$\text{tg } \beta_1 = \frac{\text{const}}{r}, \text{ или } r \text{tg } \beta_1 = \text{const}. \quad (2.150)$$

При нулевом угле атаки $rtg\beta_{1л} = \text{const}$. Это соотношение означает, что входная кромка лопаток ступени должна быть закручена по винтовой поверхности (как известно, уравнение винтовой поверхности $rtg\beta_{1л} = \text{const}$). Но вся поверхность лопатки ступени, выполненной по закону $c_{ur} = \text{const}$, не совпадает с винтовой поверхностью. Найдем зависимость выходного угла лопатки

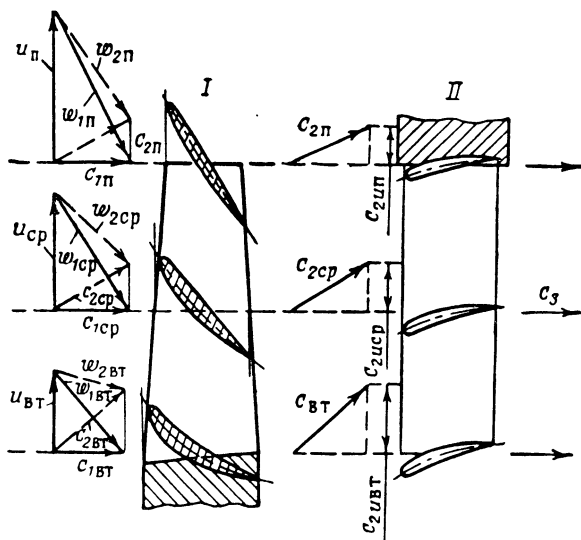


Рис. 2.61. Треугольники скоростей и сечения лопаток на различных радиусах ступени осевого насоса ($c_{ur} = \text{const}$)

от радиуса (пренебрегая отклонением потока от направления лопатки):

$$\operatorname{tg} \beta_{2л} = \frac{c_{2z}}{u - c_{2u}} = \frac{c_{2z}}{u - \frac{c_{2u} \text{cp} r_{\text{cp}}}{r}}$$

После элементарных преобразований, полагая $c_{2z} = c_{2z\text{cp}} = \text{const}$, получим

$$\operatorname{tg} \beta_{2л} = \frac{\text{const} \cdot r}{\text{const}' \cdot r^2 - \text{const}''}$$

Чем меньше радиус, тем больше $\beta_{2л}$, т. е. тем больше изогнут профиль (см. рис. 2.61) и тем больше установочный угол.

Основное преимущество ступени с постоянной циркуляцией заключается в малых гидравлических потерях, т. е. в высоком к. п. д., и постоянстве напора по радиусу. Высокий к. п. д. и постоянство напора по радиусу позволяют использовать такие сту-

пени в качестве напорных ступеней многоступенчатых осевых насосов. Такие насосы, по условиям прочности, должны быть выполнены с короткими лопатками.

При этом $\bar{d}_{вт} = d_{вт}/D_{ср}$ составит $0,5 \div 0,7$.

Недостатком ступеней с постоянной циркуляцией является то, что при заданной окружной скорости напорность ступени невелика, так как низки коэффициенты теоретического напора периферийных сечений.

В случае длинных лопаток резкое изменение у становочных углов и степени реактивности по радиусу также является недостатком этих ступеней. В корневых сечениях степень реактивности может принимать отрицательные значения, что приведет к снижению к. п. д.

2.11.1.2. Ступень с постоянным коэффициентом теоретического напора по радиусу

Для постоянства коэффициента теоретического напора при $c_{1u} = 0$ закрутка на выходе должна быть пропорциональна радиусу (четвертое необходимое уравнение):

$$\bar{H}_{\tau i} = \frac{c_{2u}}{u} = \text{const},$$

или
$$\frac{c_{2u}}{r} = \text{const}. \quad (2.151)$$

В этом случае вся масса жидкости на выходе из колеса вращается вокруг оси колеса с законом распределения окружных составляющих скорости как у вращающегося твердого тела. Ступень с постоянным коэффициентом теоретического напора называется также ступенью с изменением закрутки по радиусу «по закону твердого тела», или «по закону вынужденного вихря». При этом напор элементарной ступени будет возрастать пропорционально квадрату радиуса:

$$H_{\tau i} = \text{const} \cdot r^2, \quad (2.152)$$

или
$$H_{\tau i} = \text{const} \cdot u^2.$$

Давление быстро возрастает по направлению к периферии. Интегрирование уравнения (2.132) дает зависимость

$$\frac{p_2(r) - p_{2ср}}{\rho} = \frac{c_{2u}^2}{2} \left(\frac{r^2}{r_{ср}^2} - 1 \right). \quad (2.153)$$

Сравнение формул (2.146) и (2.153) позволяет сделать вывод о различном характере изменения давления для двух законов радиального профилирования — $c_u r = \text{const}$ и $c_u/r = \text{const}$.

Положив $r \rightarrow \infty$, получим, что давление при законе $c_u r = \text{const}$ стремится к конечной величине (см. рис. 2.60), а при законе $c_u/r = \text{const}$ — к бесконечной величине.

При $c_{1u}=0$ и $c_{1z}(r)=\text{const}$ профилирование входной кромки рабочей лопатки осевого насоса не зависит от вида ступени и должно выполняться по винтовой поверхности $rtg\beta_{1,л}=\text{const}$, так как входные треугольники скоростей (см. рис. 2.61) при этом одинаковы для всех видов ступеней.

Изменение установочного угла профиля по радиусу при профилировании по закону $c_u/r=\text{const}$ меньше, чем при профилировании по закону $c_u r=\text{const}$.

При профилировании лопаток по закону $\bar{H}_{Ti}=\text{const}$ кинематическая степень реактивности будет постоянной по радиусу:

$$Q_k = 1 - \frac{c_{2u}}{2u} = 1 - \frac{\text{const}' \cdot r}{2\omega r} = \text{const}. \quad (2.154)$$

2.11.1.3. Другие виды ступеней осевых насосов

Можно применять и другие виды осевых колес с законом профилирования, отличным от $c_u r=\text{const}$ или $c_u/r=\text{const}$.

В общем случае закон профилирования можно записать в виде

$$c_u r^m = \text{const}, \quad (2.155)$$

где m меняется от $+1$ до -1 .

Очевидно, что закону $c_u r=\text{const}$ соответствует $m=1$, а закону $c_u/r=\text{const}$ соответствует $m=-1$.

Колеса, спрофилированные по закону $c_u=\text{const}$ ($m=0$), называются полувихревыми. Очевидно, что теоретический напор при этом меняется пропорционально радиусу:

$$H_{Ti} = c_{2u} u = \text{const} \cdot r. \quad (2.156)$$

Коэффициент теоретического напора \bar{H}_T для такого колеса будет уменьшаться с увеличением радиуса:

$$\bar{H}_{Ti} = \frac{\text{const}}{r}. \quad (2.157)$$

В насосах ЖРД широкое распространение получило осевое колесо с лопатками, выполненными по винтовой поверхности; такое колесо называется шнековым.

2.11.1.4. Шнековая осевая ступень

На рис. 2.62 приведены основные обозначения для решетки шнекового колеса постоянного шага. Шаг, т. е. осевое смещение винтовой линии на длине полной окружности, обозначен буквой s . Угол лопатки и шаг связаны соотношением $tg\beta_{л} = s/\pi D$. Длина пластины, образующей лопатку, обозначена символом $b_{л}$.

а расстояние между соответствующими точками по окружности — шаг решетки — буквой t :

$$t = \frac{\pi D}{z}, \quad (2.158)$$

где z — число лопаток.

Обычно применяют двух- или трехзаходные шнеки (две или три лопатки). На рис. 2.62 изображена решетка двухзаходного шнека, т. е. шнекового колеса с двумя лопатками. Ширина межлопаточного канала обозначена буквой a :

$$a = (t - \sigma) \sin \beta_{л}, \quad (2.159)$$

где
$$\sigma = \frac{\delta}{\sin \beta_{л}};$$

σ — толщина лопатки в плоскости вращения; δ — нормальная толщина лопатки.

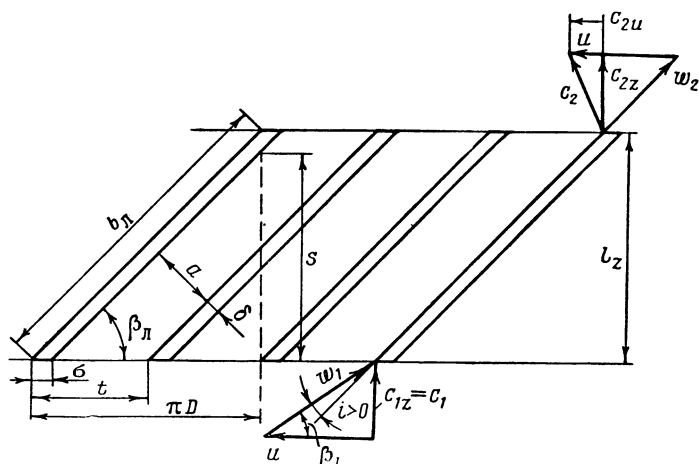


Рис. 2.62. Решетка и треугольники скоростей шнекового колеса постоянного шага

Развертка цилиндрического сечения шнека постоянного шага является решеткой прямых пластин. Поэтому отклонение потока такой решеткой (см. разд. 2.9) будет наблюдаться только при положительных углах атаки ($\beta_{л} > \beta_1$). Чем больше угол атаки, тем больше напор шнека (рис. 2.63).

Если угол лопаток увеличивается от входа к выходу (в данном цилиндрическом сечении), то такое колесо будем называть шнеком переменного шага. Лопатка такого шнека будет представлять собой винтовую поверхность переменного шага. Развертка цилиндрического сечения шнека переменного шага представлена на рис. 2.64.

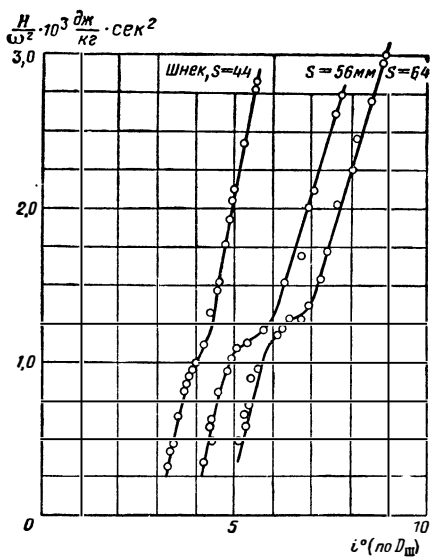


Рис. 2.63. Опытная зависимость напора шнека от угла атаки

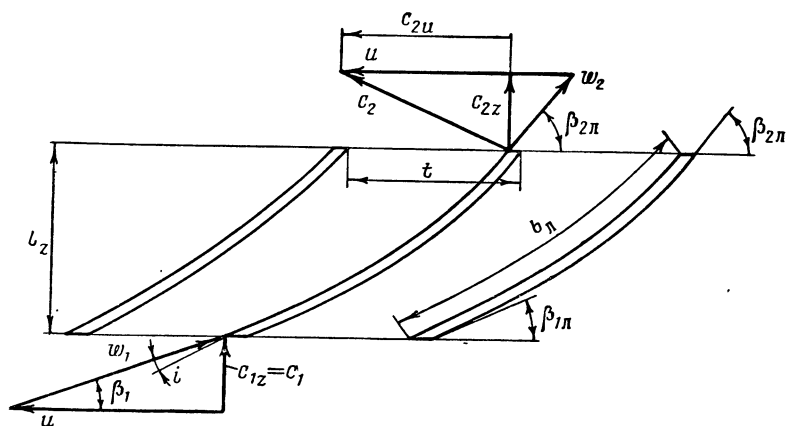


Рис. 2.64. Развертка цилиндрического сечения и треугольники скоростей шнека переменного шага

Даже при отсутствии закрутки на входе в шнек (наиболее типичный случай при использовании шнека в качестве преднасоса ЖРД) угол атаки меняется по радиусу. Покажем это:

$$\operatorname{tg} i = \operatorname{tg}(\beta_n - \beta_1) = \frac{\operatorname{tg} \beta_n - \operatorname{tg} \beta_1}{1 + \operatorname{tg} \beta_n \operatorname{tg} \beta_1}; \quad \operatorname{tg} i = \frac{\frac{s}{2\pi r} - \frac{c_{1z}}{\omega r}}{1 + \frac{s c_{1z}}{2\pi \omega r^2}}, \quad (2.160)$$

так как
$$\operatorname{tg} \beta_n = \frac{s}{2\pi r}; \quad \operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_{1z}}{u} = \frac{c_{1z}}{\omega r}.$$

Чем меньше r , тем больше угол атаки. При $c_{1z}(r) = \text{const}$ постоянным по радиусу является отношение

$$\frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_n} = \frac{2\pi c_{1z}}{\omega s}. \quad (2.161)$$

Скорость c_{2z} переменна по радиусу (рис. 2.65), но среднерасходные скорости на входе и на выходе одинаковы: $c_{1z} = c_{2z} = c_z$ (при $d_{\text{вт}} = \text{const}$ по длине).

Из треугольника скоростей (рис. 2.66) следует, что

$$c_{z0} = u \operatorname{tg} \beta_n = \frac{\omega r s}{2\pi r} = \frac{\omega s}{2\pi}, \quad (2.162)$$

где c_{z0} — осевая скорость при нулевом угле атаки, т. е. при нулевом теоретическом напоре (влиянием толщины лопатки в выводах данного раздела будем пренебрегать).

При $i=0$ теоретический напор $H_T=0$, так как $c_{2u}=0$;

c_{z0} очевидно соответствует предельному расходу Q_0 для данного шнека;

Q_0 — расход, при котором поток входит на лопатку с нулевым углом атаки ($H_T=0$).

С учетом уравнения (2.162) соотношение (2.161) запишется так:

$$\frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_n} = \frac{c_z}{c_{z0}}.$$

Обозначим это отношение буквой q и будем называть его расходным параметром:

$$q = \frac{c_z}{c_{z0}} = \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_n} = \frac{c_z}{u \operatorname{tg} \beta_n} = \frac{c_z}{u} \operatorname{ctg} \beta_n = \frac{Q}{Q_0} = \frac{2\pi c_z}{\omega s}. \quad (2.163)$$

При $s = \text{const}$ $q(r) = \text{const}$.

Для шнека переменного шага q запишется в виде

$$q = \frac{c_z}{c_{z0}} = \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_{2n}} = \frac{c_z}{u} \operatorname{ctg} \beta_{2n} = \frac{Q}{Q_0} = \frac{2\pi c_z}{\omega s_2}, \quad (2.164)$$

где c_{z0} и Q_0 — соответствуют нулевому напору шнека переменного шага ($H_T=0$).

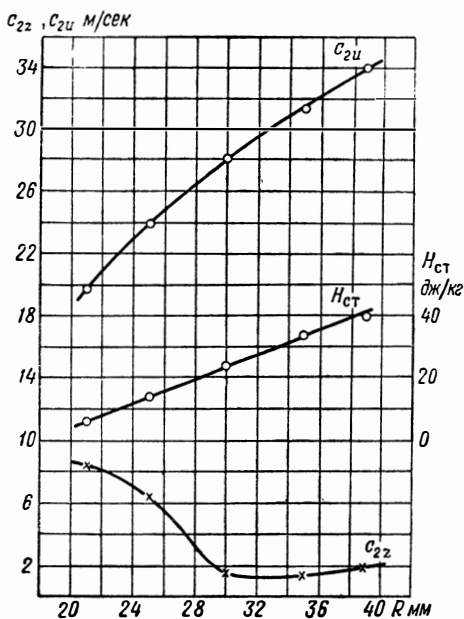


Рис. 2.65. Опытные зависимости c_{2u} , c_{2z} и $H_{ст}$ от радиуса R для щека

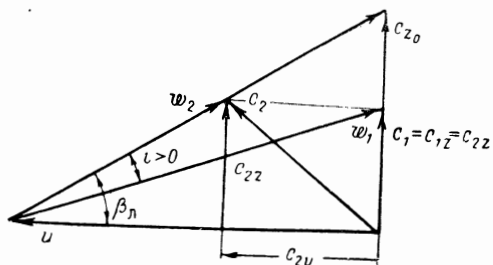


Рис. 2.66 Треугольники скоростей для щека

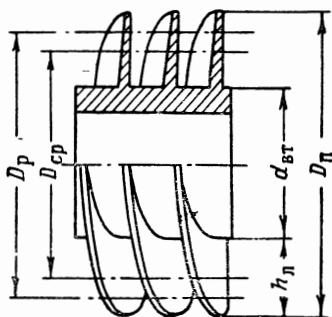


Рис. 2.67. Шнеевое колесо (шнec)

Теоретический напор в данном сечении шнека найдется по уравнению Эйлера (при $c_{1u}=0$):

$$H_{r_i} = c_{2ui} u_i. \quad (2.165)$$

На рис. 2.65 показаны опытные зависимости c_{2u} , c_{2z} и $H_{ст}$ от радиуса.

Поскольку во всех сечениях приращение энергии различно, то теоретический напор ступени определится как средний интегральный по расходу напор:

$$H_T = \frac{2\pi \int_{r_{вт}}^{R_{п}} r_i c_{2zi} H_{Ti} dr}{Q}, \quad (2.166)$$

где i — знак любого промежуточного сечения между $d_{вт}$ и $D_{п}$ (рис. 2.67).

В опытном исследовании [47] H_{Ti} и H_T для отдельного шнекового насоса определялись по формулам (2.165) и (2.166) исходя из измеренного опытным путем поля скоростей c_{2zi} и c_{2ui} . Диаметр, на котором H_{Ti} равнялся H_T , был принят расчетным. Расчетный диаметр получился больше среднего квадратичного и среднего арифметического:

$$D_p = \frac{\sqrt{3D_{п}^2 + d_{вт}^2}}{2} \quad (2.167)$$

(см. рис. 2.67). Это объясняется характером зависимости H_{Ti} от r и тем, что на выходе у втулки наблюдалась зона противотоков. Для шнека, применяемого в качестве ступени шнеко-центробежного насоса, ввиду влияния центробежного колеса на зону обратных токов величина расчетного диаметра меньше, чем для шнекового насоса, и может приниматься средним арифметическим:

$$D_p = D_{cp} = \frac{D_{п} + d_{вт}}{2}. \quad (2.168)$$

Для этого диаметра будем строить треугольники скоростей, разбирая совместную работу шнека и центробежного колеса. Теоретический напор шнека H_T выразится через расходный параметр q и окружную скорость на расчетном диаметре u_p (полагая $c_{1zp} = c_{2zp}$):

$$H_T = u_p^2 (1 - q). \quad (2.169)$$

На рис. 2.67, а приведены графики изменения коэффициента напора в зависимости от радиуса для трех осевых колес: шнекового колеса, колеса, спроектированного по закону $c_{u\Gamma} = \text{const}$, и колеса, спроектированного по закону $c_{u/r} = \text{const}$. Сравнение

проведено при одном и том же коэффициенте напора на периферии.

В отношении обеспечения бескавитационной работы центробежного колеса колесо, спроектированное по закону $c_u/r = \text{const}$, и шнековое колесо, примененные в качестве преднасосов, имеют благоприятное протекание зависимости $\bar{H}_{\text{ст}} = f(r)$, так как безразмерный статический напор мало меняется по сечению. У колеса с $c_u r = \text{const}$ резко падает статический напор у втулки, благодаря чему может появиться кавитационная зона на выходе из колеса. Шнековое колесо имеет технологическое преимущество перед другими колесами ввиду простоты геометрической формы лопаток (винтовая поверхность). Поэтому в качестве преднасоса насосов ЖРД обычно применяют шнековое колесо

как обеспечивающее благоприятное распределение параметров по сечению и простое в изготовлении, хотя гидравлические потери в этих колесах значительны.

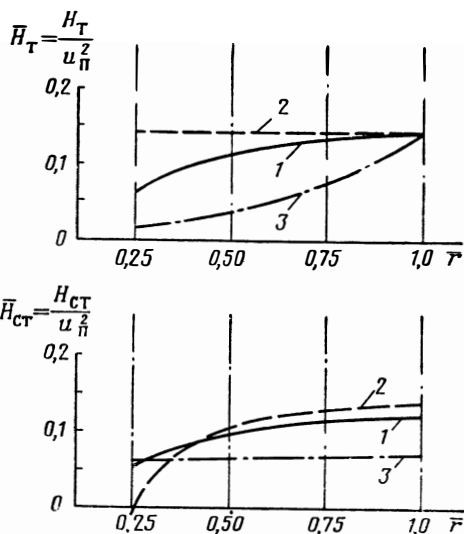


Рис. 2.67, а. Расчетные зависимости коэффициента напора от радиуса для трех осевых колес при $\bar{d}_{\text{в.т}} = 0,25$, $\text{tg } \beta_{2\text{л}} = 0,3$:

1 — шнековое колесо; 2 — колесо с $c_u r = \text{const}$;
3 — колесо с $c_u/r = \text{const}$

2.11.2. ПРОФИЛИРОВАНИЕ ЛОПАТОК ОСЕВЫХ ТУРБИН ПО РАДИУСУ

2.11.2.1. Ступень с постоянной циркуляцией

Профили лопаток турбины при $D_{\text{ср}}/h_{\text{л}} \leq 7 \div 8$ обтекаются при существенно различных условиях. Такие лопатки (назовем их условно «длинные») могут встретиться в турбинах ЖРД с подачей газа в камеру сгорания (в предкамерных турбинах). Поток на выходе из соплового аппарата имеет большую окружную составляющую — закрутку.

При постоянном по радиусу давлении на входе в сопловую решетку давление на выходе из нее будет возрастать к периферии. Это будет означать, что степень падения давления в сопловом аппарате будет меняться по радиусу (рис. 2.68). При длинных лопатках, кроме того, заметно меняется и окружная ско-

рость. При профилировании лопаток на различных радиусах все это должно быть принято во внимание (см. работу [57]).

Проанализируем работу ступени, в которой должно выполняться условие постоянства циркуляции скорости по высоте на входе в рабочие лопатки и на выходе из них:

$$c_{1u}r = \text{const}; \quad (2.170)$$

$$c_{2u}r = \text{const}. \quad (2.171)$$

Эти условия явятся четвертым и пятым уравнениями, определяющими кинематику потока в ступени. Из условий (2.170) и (2.171) вытекает условие постоянства работы по радиусу ($L_u = \text{const}$):

$$L_u = \omega (c_{1u}r - c_{2u}r).$$

Из уравнения (2.138) следует, что при $c_{1u}r = \text{const}$

$$c_{1z}(r) = \text{const}.$$

Таким образом, в ступени осевой турбины с постоянной циркуляцией, как и в ступени осевого насоса, поток имеет постоянную по радиусу осевую скорость c_{1z} .

Из уравнения (2.139) следует, что при $c_{2u}r = \text{const}$ и $L_u =$

$= \text{const}$ осевая составляющая скорости и на выходе из лопаток будет постоянной:

$$c_{2z}(r) = \text{const}.$$

Напомним, что все соотношения этого раздела получены для несжимаемой жидкости. Укажем, что изменение плотности по радиусу приводит к появлению радиальной составляющей и некоторому нарушению равномерности потока.

На рис. 2.69 приведены треугольники скоростей для периферийного и втулочного сечений. По ним можно судить об изменении углов лопаток с изменением радиуса, полагая в первом приближении, что углы потока совпадают с углами лопаток.

На рис. 2.70 показано изменение степени реактивности ступени с $c_{1u}r = \text{const}$, $L_u = \text{const}$ по высоте лопатки и приведены профили лопаток периферийного и втулочного сечений.

Преимущество способа проектирования ступени по закону $c_{1u}r = \text{const}$ состоит в том, что при этом обеспечиваются малые гидравлические потери (это объясняется равномерностью осевых скоростей). Большое изменение углов лопаток и возможность

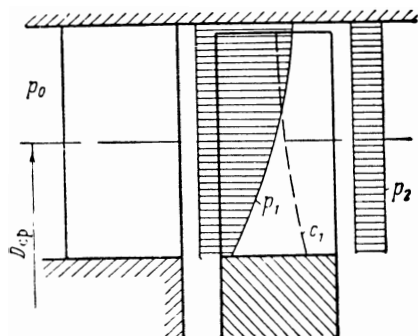


Рис. 2.68. Изменение давления и скорости по радиусу в осевом зазоре ступени осевой турбины

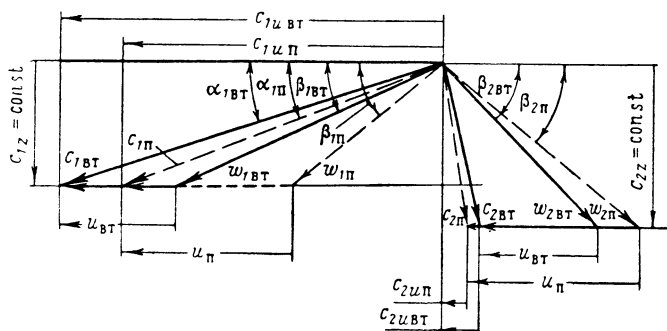


Рис. 2.69. Треугольники скоростей ступени турбины, спрофилированной по закону $c_{1u}r = \text{const}$, для двух сечений — периферийного (пунктир) и втулочного (сплошная линия)

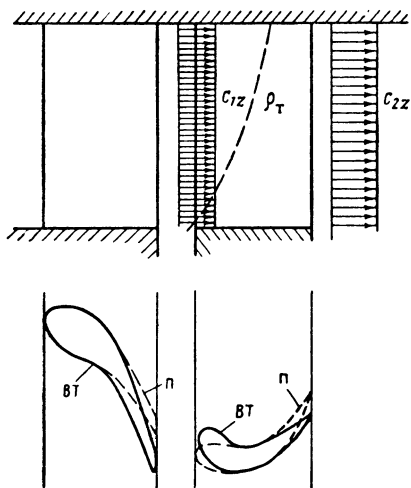


Рис. 2.70. Профили лопаток и изменение параметров по радиусу для ступени турбины, спрофилированной по закону $c_{1u}r = \text{const}$

появления отрицательной реактивности у корня являются недостатками этого способа проектирования ступени.

2.11.2.2. Ступень с постоянным углом α_1

Для предкамерных турбин ЖРД целесообразно применять ступени, у которых угол α_1 постоянен по радиусу, т. е. сопловые лопатки не закручены, и, следовательно, они проще для изготовления. Таким образом, закон $\alpha_1 = \text{const}$ является четвертым уравнением, определяющим треугольники скоростей ступени. Пятым уравнением задаются параметры на выходе.

Уравнение (2.136) преобразуется в следующий вид:

$$\frac{dc_1^2}{dr} + 2 \frac{c_1^2}{r} \cos^2 \alpha_1 = 0,$$

так как $c_u = c_1 \cos \alpha_1$.

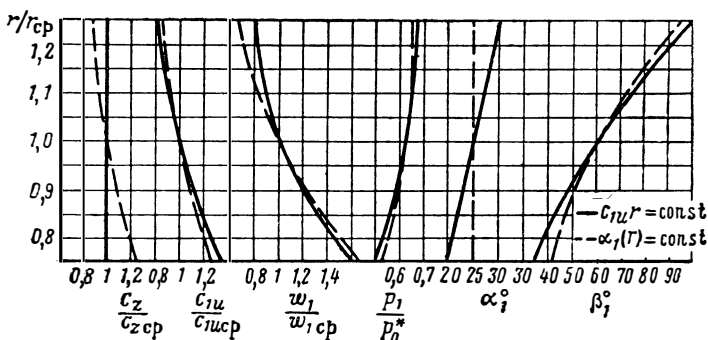


Рис. 2.71. Сравнение изменения параметров ступеней турбины, спрофилированных по законам $c_{1u}r = \text{const}$ и $\alpha_1(r) = \text{const}$ (пунктир) (см. работу [21])

После интегрирования этого уравнения получим

$$c_{1u}r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}.$$

На рис. 2.71 построены сравнительные графики, показывающие изменение параметров по высоте лопатки для ступеней, спрофилированных по законам $c_{1u}r = \text{const}$ и $c_{1u}r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}$ [$\alpha_1(r) = \text{const}$].

При способе профилирования $\alpha_1(r) = \text{const}$ (см. рис. 2.71) имеет место значительная неравномерность осевых скоростей.

При учете потерь угол сопловых лопаток следует увеличивать к периферии (см. работу [6]).

На рис. 2.72 изображена зависимость степени реактивности в втулки от относительной высоты лопаток при различной степени реактивности на среднем диаметре и различных законах профилирования.

По данным опытных исследований (например, [41] и [56]) применение лопаток, профилированных по высоте, при $D_{ср}/h_{л} \leq 5 \div 6$ приводит к заметному выигрышу в к. п. д. (до $5 \div 6\%$). При $D_{ср}/h_{л} > 8 \div 10$ увеличение к. п. д. будет незначительным.

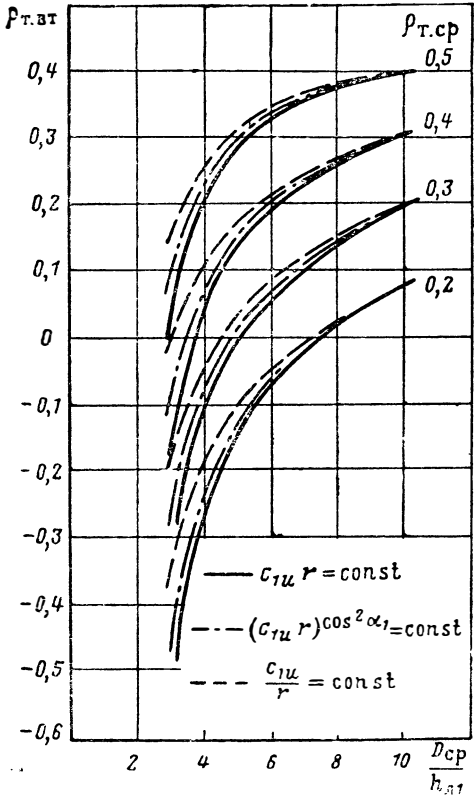


Рис. 2.72. Зависимость степени реактивности у втулки колеса турбины от относительной высоты лопаток при различной степени реактивности на среднем диаметре и различных законах профилирования

Могут применяться ступени, спроектированные по иным законам профилирования, отличным от законов $c_{1u}r = \text{const}$ и $\alpha_1(r) = \text{const}$. В общем случае лопатки турбин, так же как и лопатки насосов, проектируются исходя из соотношения (2.155).

2.12. ПОДОБИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

2.12.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В связи с тем, что некоторые процессы в лопаточных машинах не поддаются теоретическому расчету, особенно важное зна-

чение приобретает экспериментальное исследование лопаточных машин. При испытаниях необходимо обработать опытные данные таким образом, чтобы результаты исследования конкретной машины могли быть использованы при расчете и проектировании других машин. Кроме того, приходится иметь дело с испытаниями лопаточных машин на модельных рабочих телах, на модельных режимах или с испытаниями модели лопаточной машины других размеров. В первую очередь, это вызвано следующими причинами: невозможностью использования натурального рабочего тела вследствие его агрессивности и токсичности и нежелательностью использования сложного и дорогостоящего оборудования при испытании натуральных образцов большой мощности на натуральных режимах. Обработка экспериментального материала, выбор модельного рабочего тела, модельного режима и размеров модели проводятся в соответствии с законами теории подобных явлений (см. работу [53]).

Подобными явлениями называются явления одинаковой физической природы, у которых отношения одноименных параметров, характеризующих эти явления, одинаковы в сходственных точках и в сходственные моменты времени (последнее условие относится к неустановившимся процессам).

Под явлениями одинаковой физической природы понимаются такие явления, которые описываются одной и той же системой уравнений и которые можно характеризовать одними и теми же физическими параметрами. Явления разной физической природы могут математически описываться системами уравнений одинаковой структуры. В этом случае говорят об аналогичных явлениях, или о математической аналогии. Метод аналогии также применяется при изучении процессов в лопаточных машинах (см. работу [48]). Например, метод электрической аналогии применяется для исследования обтекания лопаточных профилей.

Теория подобия устанавливает, что для подобных явлений безразмерные комплексы, называемые критериями подобия, составленные из параметров, характеризующих данное явление (характерные параметры), одинаковы. Для того чтобы явления были подобными, необходимым и достаточным условием является обеспечение равенства так называемых определяющих критериев подобия. Другими словами, при равенстве определяющих критериев явления будут подобны и будут одинаковы одноименные неопределяющие критерии (коэффициенты работы, к. п. д. и т. д.). Каждый неопределяющий критерий может быть выражен в виде функции от определяющих критериев.

К определяющим критериям относятся такие критерии, которые включают в себя параметры, входящие в условия однозначности, т. е. в условия, сводящие явление к данному конкретному случаю. Условия однозначности в строгой математической форме могут быть получены из решения задачи о существовании и единственности решения системы уравнений, описывающей

данное явление. Однако получить это решение не всегда удается. К тому же и сама система уравнений, описывающая явление, бывает часто неизвестной и при составлении критериев приходится оперировать не системой уравнений, а параметрами, характеризующими данное явление. Обычно в условия однозначности входят граничные и начальные условия, геометрические характеристики системы, численные значения физических постоянных, т. е. те параметры, значения которых можно подбирать при экспериментах.

На основании теории подобия найдем критерии подобия для лопаточных машин. Рабочим телом насоса является жидкость, сжимаемостью которой можно пренебречь. Рабочим телом турбины является сжимаемый газ. Поэтому параметры, характеризующие процессы в насосе и турбине, будут различными. В связи с этим рассмотрим критерий подобия отдельно для машины, работающей на несжимаемой жидкости (например, для насоса), и для машины, работающей на сжимаемой жидкости (например, для турбины).

2.12.2. ПОДОБИЕ НАСОСОВ

Рассмотрим случай, когда кавитация отсутствует или не влияет на напор и мощность насоса. Тогда процесс в насосе и его эффективность будут характеризоваться следующими параметрами:

а) Геометрические параметры насоса

К этим параметрам относятся все параметры, определяющие размеры и конструкцию входного устройства, колеса и отводящего устройства, включая шероховатость поверхностей и конструктивные зазоры. Эти параметры разделяются на размерные: $D_{вх}$ (диаметр входного устройства), D_2 , Δ , b и т. д. — с размерностью в m , и на безразмерные: θ (конструктивные углы элементов), z (число лопаток колеса, число лопаток диффузора и т. д.).

б) Гидродинамические параметры насоса

H — напор насоса в $дж/кг$ (или в $м^2/сек^2$);

N — мощность насоса * в $вт$ (или в $м^2 \cdot кг/сек^3$);

G — масса рабочего тела, проходящая через насос в единицу времени, в $кг/сек$;

ω — частота вращения насоса в $сек^{-1}$;

τ — характерный промежуток времени в $сек$.

* В разд. 2.12 под мощностью и к. п. д. понимаются внутренняя мощность и внутренний к. п. д. (см. разд. 2.15).

в) Параметры рабочего тела

ρ — плотность в $кг/м^3$;

μ — динамическая вязкость в $н \cdot сек/м^2$ [или в $кг/(м \cdot сек)$].

Таким образом, все характерные параметры можно выразить размерными единицами: $м, сек, кг$. Возьмем три параметра — по числу основных размерностей. Эти параметры должны иметь независимые размерности, т. е. такие, чтобы размерность каждого параметра не могла быть выражена через размерность двух других. В качестве таких параметров выберем параметры D_2 (или любой другой размерный геометрический параметр), ω и ρ .

Характерные параметры, как следует из теории подобия, могут быть сведены к безразмерным комплексам, количество которых будет меньше, чем количество самих параметров, на число параметров с независимой размерностью. В данном случае n характерных параметров дают $n-3$ безразмерных комплекса. Безразмерные комплексы получаются в результате деления характерных параметров на произведение $D_2^\alpha \omega^\beta \rho^\gamma$. Значения показателей степени α, β и γ определяются из условия безразмерности комплекса.

Из геометрических параметров получим следующие безразмерные комплексы: $D_{вх}/D_2, \Delta/D_2, b/D_2, \theta, z$ и т. д. Эти комплексы в своей совокупности составляют условие полного геометрического подобия насосов. Насосы, имеющие одинаковые значения указанных комплексов, будут геометрически подобными.

Гидродинамические параметры, включая параметры рабочего тела, образуют безразмерные комплексы, которые для геометрически подобных насосов являются критериями подобия:

$$1) \text{ критерий Эйлера } Eu = \bar{H} = \frac{H}{u_2^2};$$

$$2) \text{ мощностной критерий } \bar{N} = \frac{N}{\rho^{0.3} D_2^5} \text{ или к. п. д. насоса } \tau;$$

$$3) \text{ расходный критерий } \bar{Q} = \frac{Q}{\omega D_2^3};$$

$$4) \text{ критерий Рейнольдса } Re = \frac{\omega D_2^2}{\nu};$$

$$5) \text{ критерий гомохронности } No = \tau \omega.$$

Для примера приведем вывод критерия Эйлера (безразмерного комплекса напора):

$$\frac{H}{D_2^\alpha \rho^\beta \omega^\gamma} \left[\frac{м^2 \cdot сек^2}{м^\alpha \frac{1}{сек^\beta} \frac{кг^\gamma}{м^3 \gamma}} \right];$$

чтобы получилось безразмерное выражение, должны быть справедливы следующие уравнения:

$$2 - \alpha + 3\gamma = 0; \quad -2 + \beta = 0; \quad -\gamma = 0.$$

Решая эти уравнения, получаем $\alpha = 2; \beta = 2;$ следовательно, безразмерный комплекс

$$\frac{H}{D_2^2 \omega^2} = \text{const} \frac{H}{u_2^2} = \bar{H}.$$

Для геометрически подобных насосов определяющими критериями (см. разд. 2.12.1) являются \bar{Q}, Re и No , а неопределяющими — \bar{H}, \bar{N} (или η). Связь между неопределяющими и определяющими критериями запишется в виде

$$\bar{H}, \bar{N} \text{ (или } \eta) = f(\bar{Q}, \text{Re}, \text{No}). \quad (2.172)$$

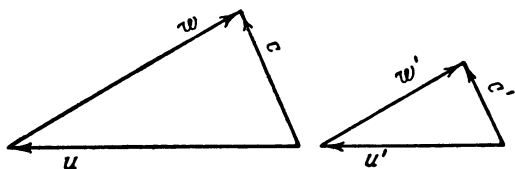


Рис. 2.73. Подобные треугольники скоростей

Определяющий критерий \bar{Q} для геометрически подобных насосов является критерием кинематического подобия. Кинематическое подобие потоков будет иметь место тогда, когда в сходственных точках потоков скорости будут пропорциональными, а векторы их будут иметь одинаковые направления. Для потоков во вращающихся каналах это означает подобие треугольников скоростей (рис. 2.73). Для таких потоков условие кинематического подобия запишется в виде

$$\frac{c}{c_m} = \frac{w}{w_m} = \frac{u}{u_m},$$

где индекс «м» означает «модельный».

Покажем, что расходный критерий \bar{Q} действительно является критерием кинематического подобия геометрически подобных насосов. Рассмотрим сечение перед входом в колесо центробежного насоса, в котором отсутствует закрутка потока, т. е. $c_1 = c_{1m}$ (прямоугольный треугольник скоростей). Под скоростью c_1 понимается средняя скорость в сечении.

Выразим расход Q через скорость $c_1 = c_{1m}$ [см. уравнение (2.3)]:

$$Q = \pi D_1 b_1 c_1.$$

Тогда можно записать, что

$$\bar{Q} = \frac{\pi}{2} \frac{D_1}{D_2} \frac{b_1}{D_2} \frac{c_1}{u_1}.$$

При равенстве критериев \bar{Q} геометрически подобных насосов ($\bar{Q} = \bar{Q}_M$) получим

$$\frac{c_1}{u_1} = \frac{c_{1M}}{u_{1M}}, \text{ или } \frac{c_1}{c_{1M}} = \frac{u_1}{u_{1M}}.$$

Это указывает на выполнение условия кинематического подобия при равенстве расходных критериев \bar{Q} .

Критерий гомохронности Но характеризует подобие протекания процессов во времени. Для установившихся процессов необходимость в критерии Но отпадает. Тогда уравнение (2.172) запишется в виде

$$\bar{H}, \bar{N} \text{ (или } \eta) = f(\bar{Q}, Re), \quad (2.173)$$

Критерий Рейнольдса Re , как показано в гидродинамике, характеризует отношение сил инерции в жидкости к силам вязкости. Равенство критериев Рейнольдса Re геометрически подобных насосов определяет их подобие в соотношении между силами инерции и силами вязкости.

При больших значениях критерия Re влияние сил вязкости на течение ослабевает (по сравнению с инерционными силами). Обычно при $Re > 10^6$ критерий Re практически не влияет на безразмерный комплекс напора (см. работу [55]), а при $Re > 10^7$ — на мощностной критерий \bar{N} и к. п. д. η , т. е. наступает область автомодельности по Re . Для области автомодельности по критерию Re выражение (2.173) примет вид

$$\bar{H}, \bar{N} \text{ (или } \eta) = f(\bar{Q}). \quad (2.174)$$

При геометрическом подобии модельного и натурального насосов и при равных или автомодельных значениях критерия Рейнольдса параметры натурального насоса могут быть найдены по результатам испытания модельного насоса, приведенным к критериальному виду (2.173) или (2.174).

Для подобных режимов $\bar{Q} = \bar{Q}_M$ расход через натуральный насос выразится через расход модельного насоса следующим образом:

$$Q = Q_M \frac{\omega}{\omega_M} \left(\frac{D_2}{D_{2M}} \right)^3 = Q_M \frac{\omega}{\omega_M} \chi^3, \quad (2.175)$$

где χ — коэффициент отношения линейных размеров натурной и модели — масштаб моделирования.

На подобных режимах $\bar{Q} = \bar{Q}_m$ критерий Эйлера $Eu(\bar{H})$, мощностной критерий \bar{N} и к. п. д. η будут равны для модели и натурры. Тогда на подобных режимах напор, мощность и к. п. д. натурального насоса определяются по формулам:

$$H = H_m \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^2 \chi^2; \quad (2.176)$$

$$N = N_m \frac{Q}{Q_m} \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^3 \chi^5; \quad (2.177)$$

$$\eta = \eta_m. \quad (2.178)$$

Если необходимо спроектировать насос с расходом Q и напором H , геометрически подобный модельному насосу с параметрами Q_m , H_m и ω_m , то с помощью формул (2.175) — (2.178) можно найти необходимый коэффициент χ , необходимую частоту вращения ω и определить мощность и к. п. д. проектируемого насоса.

При исследовании насосов ЖРД обычно не проводят испытаний моделей натуральных насосов. Это объясняется сравнительно небольшими размерами насосов ЖРД. Однако широко применяют испытания на модельных жидкостях, чаще всего на воде. В этом случае пересчет параметров с модельной жидкости на натурную также производится по формулам (2.175) — (2.178), в которых полагают $\chi = 1$.

При испытаниях насоса на одном и том же рабочем теле на различных режимах подобие режимов выдерживается, как это следует из формулы (2.175), при $Q/\omega = \text{const}$. На подобных режимах будут сохраняться отношения

$$\frac{H}{\omega^2} = \text{const}; \quad \frac{N}{\omega^3} = \text{const} \text{ и } \eta = \text{const}.$$

Часто при создании уменьшенной модели натурального насоса не удается обеспечить геометрическое подобие по шероховатости поверхностей и по конструктивным зазорам, например, в уплотнениях колеса. В этом случае говорят о неполном геометрическом подобии модели и натурры или о приближенном моделировании.

Как уже отмечалось, комплексы \bar{H} , \bar{N} , \bar{Q} , Re и Ho сохраняют свойства критериев подобия только для геометрически подобных насосов. Для геометрически не подобных насосов комплексы \bar{H} , \bar{N} , \bar{Q} , Re используют в качестве безразмерных комплексов и они носят следующие названия: \bar{H} — безразмерный напор (или коэффициент напора), \bar{N} — безразмерная мощность (или приведенная мощность), \bar{Q} — коэффициент расхода, Re — число Рейнольдса. Безразмерные комплексы \bar{H} , \bar{N} , \bar{Q} , Re широко используют при обобщении данных геометрически не подобных объек-

тов. Их удобство состоит в том, что при переходе к этим комплексам уменьшается количество переменных, которыми надо оперировать при исследовании.

2. 12. 3. КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ НАСОСА

Разделив $\bar{Q}^{1/2}$ на $\bar{H}^{3/4}$ и умножив полученный результат на $2^{3/2} \cdot 193,3$ *) , получим безразмерный комплекс, который устанавливает связь трех основных параметров, характеризующих работу насоса:

$$n_s = 2^{3/2} \cdot 193,3 \frac{\sqrt{\bar{Q}}}{\bar{H}^{3/4}} = 193,3 \frac{\omega \sqrt{\bar{Q}}}{H^{3/4}} . \quad (2. 179)$$

Комплекс n_s называется коэффициентом быстроходности насоса. Для геометрически подобных насосов комплекс n_s является критерием подобия. Выразив критерий \bar{H} через критерий \bar{Q} и Re [см. формулу (2.173)], можно преобразовать выражение (2.179) к следующему виду:

$$n_s = \text{const} \frac{\sqrt{\bar{Q}}}{f'(\bar{Q}, \text{Re})} .$$

Последняя формула показывает, что в случае геометрически подобных насосов, имеющих равные или автомодельные по \bar{H} значения критерия Re, комплекс n_s связан только с расходным критерием \bar{Q} . А так как расходный критерий \bar{Q} определяет кинематическое подобие, то для таких насосов коэффициент быстроходности будет критерием кинематического подобия и его можно использовать взамен критерия \bar{Q} . Для геометрически не подобных насосов комплекс \bar{Q} теряет смысл критерия подобия, а следовательно, и комплекс n_s теряет свойства критерия подобия.

Коэффициент быстроходности n_s нашел широкое применение в теории насосов в качестве комплекса, связывающего основные параметры насоса — H , Q и ω . Он используется при обобщении опытных данных геометрически не подобных насосов — для систематизации нормативных расчетных коэффициентов и геометрических соотношений насосов. В частности, с помощью коэффициента быстроходности можно приближенно характеризовать геометрическую форму меридионального сечения колеса насоса (рис. 2.74). По данным, приведенным на рис. 2.74, можно судить, как меняется форма колеса при увеличении n_s . При малых n_s имеем насосы малой быстроходности — меридиональное сече-

*) Безразмерный коэффициент 193,3 вводится для того, чтобы численное значение n_s , подсчитанное по формуле (2.179), совпадало со значением n_s , подсчитанным в системе единиц кг, м, сек, об/мин по формуле $n_s = 3,65n \frac{\sqrt{\bar{Q}}}{H^{3/4}}$.

ние канала колеса узкое и длинное. С увеличением n_s канал уширяется, увеличивается отношение b_2/D_2 , диаметры выхода и входа сближаются, растет отношение D_0/D_2 и колесо постепенно из радиального превращается в диагональное, а затем в колесо осевого типа.

Однако нет однозначной связи между геометрическими соотношениями колеса (D_0/D_2 , b_2/D_2 и т. д.) и коэффициентом быстроходности насоса n_s . На геометрические соотношения оказыва-

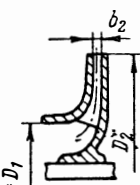
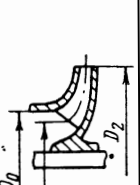
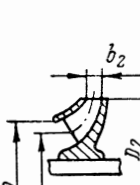
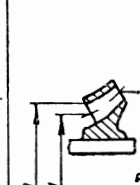

Центробежные насосы			Колесо диагонального насоса	Колесо осевого насоса
Тихоходное колесо	Нормальное колесо	Быстроходное колесо		
 <p>$n_s = 40 \div 80$ $\frac{D_0}{D_2} \approx 0,4$</p>	 <p>$n_s = 80 \div 140$ $\frac{D_0}{D_2} \approx 0,5$</p>	 <p>$n_s = 140 \div 300$ $\frac{D_0}{D_2} \approx 0,55 \div 0,7$</p>	 <p>$n_s = 300 \div 600$ $\frac{D_0}{D_2} \approx 0,8 \div 0,9$</p>	 <p>$n_s = 600 \div 1800$ $\frac{D_0}{D_2} \approx 1,2 \div 1,6$</p>

Рис. 2. 74. Примерный вид меридионального сечения колес центробежных насосов с различными значениями коэффициента быстроходности (см. работу [9])

ют влияние и другие параметры насоса, которые выбираются при проектировании независимо от значения n_s (см. работу [39]). Так, например, для обеспечения высоких антикавитационных свойств насоса приходится увеличивать диаметр входа в колесо D_0 и ширину колеса b_1 . А это при том же значении n_s приводит к увеличению отношения D_0/D_2 и b_2/D_2 .

В насосах ЖРД выбор параметров, влияющих на геометрические соотношения колеса и на расчетные коэффициенты, производится в более широком диапазоне, чем в насосах общего машиностроения. Так, угол выхода из колеса насоса ЖРД меняется от 25° до 90° , а в колесах насосов общего машиностроения — от 20° до 30° . В результате этого в насосах ЖРД коэффициент быстроходности n_s только очень приблизительно характеризует геометрические соотношения колеса и определяет расчетные коэффициенты. В насосах общего машиностроения зависимость между геометрическими соотношениями и расчетными коэффициентами может быть более строгой.

Отметим, что для многоступенчатых насосов коэффициент быстроходности n_s подсчитывается не для всего насоса, а для

ступени насоса. В случае, если ступень насоса имеет двухсторонний вход, значение n_s определяется по расходу, приходящемуся на один вход. Коэффициент быстроходности может рассчитываться и по всему расходу через такое колесо (см. работу [40]); тогда он будет обозначаться n_s^* . Для ступеней двухстороннего входа связь между n_s^* и n_s выразится так: $n_s^* = \sqrt{2} n_s$, а для ступеней одностороннего входа $n_s^* = n_s$.

2.12.4. ПОДОБИЕ ТУРБИН

Найдем критерии подобия для турбины. Работа и эффективность процесса в ступени турбины характеризуется следующими параметрами:

а) Геометрические параметры турбины

Как и для насоса, к геометрическим параметрам турбины относятся все параметры, определяющие размеры и конструкцию всех элементов турбины, включая шероховатость и конструктивные зазоры. Это—линейные размеры турбины ($D_{ср}$, $h_{л}$, Δ и т. д.), угловые размеры ($\alpha_{1л}$, $\beta_{2л}$ и т. д.), число лопаток колеса и соплового аппарата (z_k , z_c).

б) Газодинамические параметры турбины

- G — масса газа, проходящая через турбину в единицу времени, в $кг/сек$;
- N — мощность турбины в $вт$ (или в $м^2 \cdot кг/сек^3$);
- $L_{ад}^*$ — адиабатная работа турбины в $дж/кг$ (или в $м^2/сек^2$);
- $L_{1ад}$ — адиабатная работа расширения в сопловом аппарате в $дж/кг$ (или в $м^2/сек^2$);
- p_0^* — полное давление на входе в турбину в $н/м^2$ [или в $кг/(м \cdot сек^2)$];
- T_0^* — полная температура на входе в турбину в $^{\circ}К$;
- ω — частота вращения турбины в $сек^{-1}$;
- τ — характерный промежуток времени в $сек$.

в) Характеристики рабочего тела на входе в турбину

- ρ_0^* — плотность газа, определяемая по параметрам торможения, в $кг/м^3$;
 - R — газовая постоянная в $дж/(кг \cdot ^{\circ}К)$ [или в $м^2/(сек^2 \cdot ^{\circ}К)$];
 - c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении в $дж/(кг \cdot ^{\circ}К)$ [или в $м^2/(сек^2 \cdot ^{\circ}К)$];
 - λ_0 — коэффициент теплопроводности газа в $вт/(м \cdot ^{\circ}К)$ [или в $кг \cdot м/(сек^3 \cdot ^{\circ}К)$];
 - μ_0 — динамическая вязкость газа в $н \cdot сек/м^2$ [или в $кг/(м \cdot сек)$].
- В качестве параметров с независимыми размерностями выбе-

рем $D_{\text{ср}}, T_0^*, \omega, \varrho_0^*$. Тогда из геометрических параметров получим безразмерные комплексы $h_n/D_{\text{ср}}, \Delta/D_{\text{ср}}$ и т. д., $\alpha_{1л}, \beta_{2л}$ и т. д., z_k, z_c . Эти комплексы в своей совокупности составляют условие полного геометрического подобия турбин.

Газодинамические параметры и характеристики рабочего тела дают после определенных преобразований безразмерные комплексы, которые для геометрически подобных турбин являются критериями подобия:

1. Расходный критерий $\bar{G} = \frac{G}{\varrho_0^* \omega D_{\text{ср}}^3}$.
2. Мощностной критерий $\bar{N} = \frac{N}{\varrho_0^* \omega^3 D_{\text{ср}}^5}$ или к. п. д. турбины η .
3. Критерий реактивности ступени $\frac{L_{1ад}}{L_{ад}^*} = (1 - \varrho_T)$, где ϱ_T — тепловая степень реактивности ступени (см. разд. 4.2.1.2).
4. $\xi = \frac{P_0^*}{\varrho_0^* R T_0^*}$ — коэффициент, учитывающий отличие реального газа от термодинамически идеального газа, для которого $\xi = 1$.

В дальнейшем будем принимать, что рабочее тело турбины можно считать термодинамически идеальным газом.

5. Критерий кинематического подобия $u/c_{ад}$, где $u = \frac{\omega D_{\text{ср}}}{2}$, $c_{ад} = \sqrt{2L_{ад}^*}$.

6. Критерий Рейнольдса $Re = \frac{\varrho_0^* \omega D_{\text{ср}}^2}{\mu_0}$, определяющий подобие в соотношениях между силами инерции и силами вязкости в жидкости, протекающей в элементах турбины.

7. Критерий $k = c_p/c_v$, определяющий подобие соотношений между теплоемкостями газа.

8. Приведенная скорость

$$\lambda_{c_{ад}} = \frac{c_{ад}}{a_{кр}}, \text{ или } \lambda_{c_{1ад}} = \frac{c_{1ад}}{a_{кр}}, \text{ или } \lambda_u = \frac{u}{a_{кр}},$$

где $a_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_0^*}$; $c_{1ад} = \sqrt{2L_{1ад}}$ — адиабатная скорость истечения газа из соплового аппарата.

Приведенная скорость λ однозначно связана с критерием Маха M через k . Поэтому вместо приведенной скорости можно пользоваться критерием Маха, например, $M_{c_{1ад}} = c_{1ад}/a_1$, где a_1 — скорость звука, определенная по параметрам на выходе из соплового аппарата при скорости истечения $c_{1ад}$.

Критерий $\lambda_{c_{1ад}}$ (или $M_{c_{1ад}}$) характеризует сжимаемость рабочего тела. Совместно с критерием k он определяет отношение плотностей газа в сходственных точках геометрически подобных турбин. От величины $\lambda_{c_{1ад}}$ (или $M_{c_{1ад}}$) зависят потери особого вида, а именно, волновые потери, связанные со скачками уплотнения.

9. Критерий Прандтля $Pr = \frac{\mu_0 c_p}{\lambda_0}$, определяющий подобие процессов передачи тепла в газе. В турбинах с неохлаждаемыми элементами проточной части влиянием этого критерия можно пренебречь.

10. Критерий гомотронности $No = \tau_0$. Критерий No для стационарных процессов выпадает из рассмотрения.

Следует отметить общность записи выражений для расходного $\bar{G}(\bar{Q})$, мощностного (\bar{N}) критериев и критерия Re для лопаточных машин (турбины и насоса).

Для турбин определяющими критериями являются: $u/c_{ад}$, Re , k , $\lambda_{c_{1ад}}$ (или $M_{c_{1ад}}$) и No , а неопределяющими — \bar{G} , \bar{N} (или η) и q_T . Для стационарного процесса геометрически подобных турбин связь между неопределяющими и определяющими критериями запишется в виде

$$\bar{G}, \bar{N} \text{ (или } \eta), q_T = f(u/c_{ад}, Re, \lambda_{c_{ад}}, k), \quad (2.180)$$

или

$$\bar{G}, \bar{N} \text{ (или } \eta), q_T = f(u/c_{ад}, Re, \lambda_{c_{1ад}}, k). \quad (2.180')$$

При больших числах Рейнольдса ($Re = 10^5 \div 10^6$) влиянием критерия Re на неопределяющие критерии можно пренебречь, так как практически при $Re > 10^5 \div 10^6$ наступает область автомодельности по критерию Рейнольдса. В этом случае уравнение (2.180) примет следующий вид:

$$\bar{G}, \bar{N} \text{ (или } \eta), q_T = f(u/c_{ад}, \lambda_{c_{ад}}, k). \quad (2.181)$$

Аналогичные рассуждения можно было бы привести и для компрессора.

Если геометрически подобные турбины испытываются на одном и том же газе ($k = idem$), то уравнение (2.181) запишется в виде

$$\bar{G}, \bar{N} \text{ (или } \eta), q_T = f(u/c_{ад}, \lambda_{c_{ад}}). \quad (2.182)$$

Для определения параметров турбин проводят испытание турбин на модельных газах (воздух, фреон) (см. работу [58]). В этом случае геометрическое подобие соблюдается безусловно, но могут не сохраняться равными значения k для натурального и мо-

дельного газов. Это приводит к неполному (приближенному) подобию. Влиянием отклонения от условия $k = \text{idem}$, как показывает опыт, можно пренебречь при пересчете параметров турбины \bar{G} , \bar{N} (или η) с модельного газа на натуральный, если разница в значениях k не превышает 10÷15%.

Для геометрически не подобных турбин комплексы \bar{G} , \bar{N} , Q_T , $u/c_{ад}$, Re , k , $\lambda_{c_{ад}}$ (или $M_{c_{ад}}$) теряют смысл критериев подобия. Они используются как безразмерные комплексы и носят, в отличие от критериев, следующие названия: приведенные расход и мощность (\bar{G} и \bar{N}), степень реактивности Q_T , отношение скоростей $u/c_{ад}$, число Рейнольдса Re , приведенная скорость $\lambda_{c_{ад}}$ (или число $M_{c_{ад}}$), показатель адиабаты k .

При нарушении геометрического подобия в отношении шероховатостей и зазоров говорят о неполном геометрическом подобию, влияние которого учитывается при пересчете данных испытания модели на натуру.

2.12.5. КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ ТУРБИНЫ

С помощью критериев \bar{G} и $u/c_{ад}$ можно составить комплекс, который тоже будет критерием подобия геометрически подобных турбин:

$$\Pi = 2^{9/4} \bar{G}^{1/2} \left(\frac{u}{c_{ад}} \right)^{3/2} = \frac{\omega \sqrt{G/c_0^*}}{L_{ад}^{*3/4}},$$

или, имея в виду зависимость (2.180') для \bar{G} :

$$\Pi = \frac{\omega \sqrt{G/c_0^*}}{L_{ад}^{*3/4}} = f' \left(\frac{u}{c_{ад}}, Re, \lambda_{c_{1ад}}, k \right). \quad (2.183)$$

Уравнение (2.183) показывает, что при равных или автомодельных значениях Re , $\lambda_{c_{1ад}}$ и равных k критерий Π может рассматриваться как критерий кинематического подобия геометрически подобных турбин вместо критерия $u/c_{ад}$.

Умножив и разделив критерий Π на плотность газа на выходе из соплового аппарата $\rho_{1ад}$, соответствующую скорости истечения $c_{1ад}$, получим

$$\Pi = \frac{\omega \sqrt{Q_{1ад}}}{L_{ад}^{*3/4}} \sqrt{\frac{Q_{1ад}}{\rho_0^*}} = \frac{\omega \sqrt{Q_{1ад}}}{L_{ад}^{*3/4}} \varphi(\lambda_{c_{1ад}}, k), \quad (2.184)$$

где $Q_{1ад}$ — объемный расход газа на входе в колесо турбины, рассчитанный по параметрам адиабатного процесса.

Безразмерный комплекс $\frac{\omega \sqrt{Q_{1ад}}}{L_{ад}^{*3/4}}$, умноженный, по анало-

гии с выражением (2.179), на 193,3, называется коэффициентом быстроходности ступени турбины и обозначается $n_{ст}$. На основании формулы (2.184) можно записать:

$$n_{ст} = 193,3 \frac{\omega \sqrt{Q_{1ад}}}{L_{ад}^{*3/4}} = \frac{\Pi \cdot 193,3}{\varphi(\lambda_{с1ад}, k)}. \quad (2.185)$$

Таким образом, выражение коэффициента быстроходности для турбины запишется аналогично выражению коэффициента быстроходности для насоса.

Последнее выражение позволяет заключить, что для геометрически подобных турбин коэффициент быстроходности $n_{ст}$ при определенных условиях (при равных или автомодельных значениях Re , $\lambda_{с1ад}$ и равных k), как и критерий n_s , является критерием кинематического подобия.

Но, коэффициент быстроходности $n_{ст}$ не используют для геометрически подобных турбин. Он находит применение при исследовании геометрически не подобных турбин. Так, коэффициент быстроходности турбины $n_{ст}$, как и коэффициент быстроходности насоса n_s , используется для характеристики формы меридионального сечения колеса турбины (рис. 2.75). С увеличением $n_{ст}$ возрастает высота лопатки колеса, отношение диаметров радиальной турбины $D_{2ср}/D_1$ увеличивается. Турбины с $n_{ст} < 60$ выполняются, как правило, с неполным подводом газа по окружности колеса (парциальный подвод) для увеличения высоты лопатки.

Однако нет строгой однозначной связи между геометрическими соотношениями колеса турбины и значением $n_{ст}$. На геометрические соотношения колеса оказывают влияние и другие параметры, которые выбираются при расчете независимо от $n_{ст}$. Чтобы показать это, выразим объемный расход $Q_{1ад}$ следующим образом:

$$Q_{1ад} = \pi D_{ср} h_{л1} \varepsilon c_{1ад} \sin \alpha_1, \quad (2.186)$$

где $D_{ср}$ и $h_{л1}$ — для осевой турбины средний диаметр колеса и высота рабочей лопатки на входе, а для радиальной центробежной турбины — наружный диаметр колеса и ширина лопатки на наружном диаметре: ε — степень парциальности турбины (см. разд. 4.3.3.1).

Подставив выражение (2.185) в формулу (2.186), получим после преобразований

$$\frac{h_{л1}}{D_{ср}} = \frac{n_{ст}^2}{(193,3)^2 8\sqrt{2}\pi\varepsilon \sqrt{1-\zeta_T} \left(\frac{u_{ср}}{c_{а1}}\right)^2 \sin \alpha_1}.$$

Последнее выражение показывает, что с увеличением коэффициента быстроходности при прочих равных условиях происхо-

дит уширение канала колеса в меридиональном сечении. Но на величину отношения $h_{л1}/D_{ср}$ влияет выбор отношения скоростей $u/c_{ад}$, степени реактивности Q_T , угла соплового аппарата α_1 и степени парциальности ϵ .

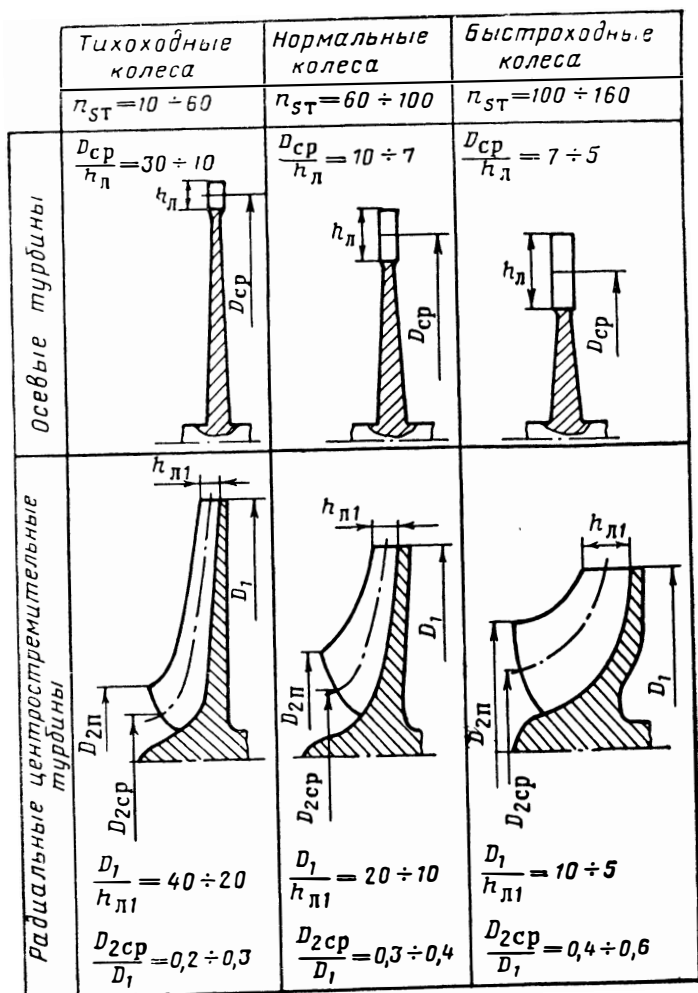


Рис. 2.75. Примерный вид меридионального сечения колес осевых и центробежных турбин с различными значениями коэффициента быстроходности

В дальнейшем при изучении курса мы встретимся с коэффициентами $n_{СТ}$ и n_s как с комплексами, использование которых облегчает решение некоторых задач теории.

На рис. 2.74 и 2.75 показаны колеса лопаточных машин, имеющих различные значения n_s и $n_{СТ}$. Насосы ЖРД обычно имеют

$n_s = 30 \div 100$. Причем насосам горючего соответствуют меньшие значения n_s , а насосам окислителя — большие, так как объемный расход Q насоса окислителя больше, а напор H меньше, чем соответствующие величины для насоса горючего (см. разд. 1.1). Поэтому насосы горючего имеют колеса с более узким и длинным меридиональным сечением. Автономные турбины ЖРД, выполняемые осевыми, имеют $n_{ст} < 60 \div 80$, а предкамерные — $n_{ст} > 80$, поэтому у колес предкамерных осевых турбин более длинные лопатки, чем у автономных турбин.

2.13. ПОТЕРИ В ЛОПАТОЧНЫХ МАШИНАХ

2.13.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОСНОВНЫХ ВИДОВ ПОТЕРЬ

В идеальной лопаточной машине без внешнего теплообмена и трения рабочий процесс является идеальным адиабатным процессом, т. е. изоэнтропным процессом, который в дальнейшем условно будем называть адиабатным процессом.

При осуществлении рабочего процесса в реальной лопаточной машине имеют место необратимые потери механической энергии. Потери механической энергии можно разделить на четыре группы: а) внутренние потери, б) скоростные выходные потери, в) потери, связанные с утечками рабочего тела, г) механические (внешние) потери.

а) Внутренние потери

Под внутренними потерями будем понимать все потери внутри лопаточной машины, приводящие к изменению состояния рабочего тела. К этой группе потерь относятся потери, связанные с трением и отрывом (в турбинах и компрессорах при достижении звуковых скоростей — также волновые потери). Внутренние потери, связанные с течением в лопаточных решетках, подводах и отводах, будем называть гидравлическими. Дополнительные потери, связанные с работой колеса лопаточной машины, назовем дисковыми потерями. К внутренним потерям следует отнести также потери энергии, приводящие к изменению состояния рабочего тела в связи с его перетеканием, например, подогрев рабочего тела при дросселировании его в зазорах и при последующем смешении с основным потоком.

Если перетекающая через зазоры жидкость (утечки) не смешивается с основным потоком и, следовательно, не меняет состояния рабочего тела, то потери, возникающие при этом, не будем относить к внутренним. Примером таких потерь могут служить утечки жидкости через дренаж в атмосферу.

Действительные процессы течения в лопаточной машине являются процессами с подводом тепла, т. е. политропными процессами.

б) Скоростные выходные потери

Кинетическую энергию жидкости, подсчитанную по выходной скорости, в отдельных видах лопаточных машин (в частности, в турбинах ЖРД) условно принимают за потерянную энергию. Эту энергию можно рассматривать как потерянную в том смысле, что она не может быть преобразована в полезную работу данной лопаточной машины. Эти потери, которые называют скоростными выходными потерями, подсчитывают по скорости выхода газа из лопаточной машины:

$$L_c = \frac{c_2^2}{2}. \quad (2.187)$$

в) Потери, связанные с утечками рабочего тела

На мощность, выдаваемую или потребляемую машиной, влияет также потеря (утечки) рабочего тела. Количество рабочего тела, по которому рассчитывается располагаемая или полезная мощность лопаточной машины, может отличаться от количества рабочего тела, проходящего через колесо лопаточной машины, из-за наличия его утечек через зазоры, отделяющие колесо от корпуса.

В насосах и компрессорах часть жидкости, вытекающая из колеса, проходит по зазорам и может снова поступить на вход в колесо. Энергия, полученная этой частью жидкости в колесе, рассеивается и в виде тепловой энергии может снова подводиться к основному потоку жидкости. В турбине не все подведенное количество газа поступает к колесу — часть его может вытечь через осевой и радиальный зазоры между колесом и корпусом. В связи с этим, действительная мощность будет меньше, чем мощность, рассчитанная по подведенному количеству газа.

Количество утекающей жидкости при известных конструкции и параметрах машины может быть рассчитано. Величина утечки жидкости в общем случае рассчитывается по следующим формулам:

для несжимаемой жидкости

$$G_y = \mu f_y \sqrt{2\varrho \Delta p_y}, \quad (2.188)$$

где μ — коэффициент расхода щели уплотнения; f_y — площадь сечения щели; Δp_y — перепад давлений для уплотнения;

для сжимаемой жидкости

$$G_y = \mu f_y \varrho_{кр} a_{кр} q(\lambda_y), \quad (2.189)$$

где критические параметры подсчитаны по параметрам газа перед уплотнением, а приведенный расход берется в функции степени падения давления в уплотнении:

$$q(\lambda_y) = f(\delta_y).$$

Оговорим, что перечисленные выше потери характеризуют работу отдельной лопаточной машины — насоса, турбины или турбонасосного агрегата. При рассмотрении двигательной установки в целом некоторые потери отдельной лопаточной машины могут не являться потерями для установки. Так, например, скоростная энергия газа на выходе из турбины может быть использована для создания дополнительной тяги. Механическая энергия жидкости, перешедшая в тепловую, является потерей для насосов, но не является потерей для двигательной установки в целом, так как повышает энтальпию топлива в камере. Для схем с предкамерной турбиной это же соображение будет справедливо и для турбины.

Отдельные виды потерь можно рассчитать, но теория, как правило, дает только структуру формулы, а расчетные коэффициенты в основном определяются путем экспериментального исследования.

г) Механические (внешние) потери

К механическим (внешним) потерям относят потери в подшипниках, в контактных торцовых уплотнениях вала, манжетах, затрату мощности на привод импеллеров и т. д.

Механические потери не связаны с рабочим процессом и не влияют непосредственно на состояние рабочего тела машины, хотя тепло механических потерь путем теплоподвода может передаваться рабочему телу.

Мощность, затрачиваемая на механические потери, называется мощностью механических потерь.

2.13.2. ВНУТРЕННИЕ ПОТЕРИ В ЛОПАТОЧНЫХ МАШИНАХ

Рассмотрим гидравлические потери, т. е. потери в лопаточных решетках и в каналах подводов и отводов.

2.13.2.1. Гидравлические потери

А. ПОТЕРИ В ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТКАХ

Потери энергии при течении в решетках можно разбить на три группы, которые условно назовем: профильными (первичными) потерями, концевыми (вторичными) потерями и дополнительными потерями.

Профильные потери — это потери энергии, возникающие при обтекании плоской лопаточной решетки. Профильные потери состоят из:

- 1) трения в пограничном слое;
- 2) потерь на образование вихревых зон при обтекании профиля и выходных кромок (отрывные потери);
- 3) волновых потерь, связанных с прохождением потока через скачки уплотнения.

Наиболее точно эти потери в случае осевых машин и неподвижных элементов радиальных машин можно определить продувкой лопаточной решетки.

Концевые потери — это потери, вызванные ограничением кольцевой лопаточной решетки по высоте (ширине). Эти потери выявляются сопоставлением результатов продувки неподвижной кольцевой лопаточной решетки и плоской решетки с длиной, исключая влияние ограничивающих поверхностей. К этим потерям относятся:

1) потери на трение у торцовых поверхностей, ограничивающих решетку по высоте (ширине), и потери на образование парных вихрей;

2) потери, связанные с нарушением основного потока при перетекании газа через радиальный зазор с одной стороны лопатки на другую в случае лопаток без бандаж (рис. 2.76);

3) веерные потери, т. е. потери, связанные с неоптимальной густотой решетки в нерасчетных сечениях;

4) потери, связанные с диффузорностью меридионального сечения.

К дополнительным потерям отнесем потери, связанные с совместной работой направляющей и рабочей решеток, и потери, связанные с вращением рабочей решетки, а именно:

1) потери, вызванные нестационарностью и неравномерностью потока (потери на выравнивание поля скоростей) после решетки;

2) потери, связанные с течением, возникающим в пограничном слое из-за вращения решетки.

а) Пограничный слой и профильные потери в лопаточных решетках

Профильные потери определяются течением в пограничном слое. Характер течения и потерь в пограничном слое зависит как от профиля лопатки, так и от величины скорости.

В этом разделе мы остановимся на выяснении структуры пограничного слоя и рассмотрим характер профильных потерь при дозвуковых скоростях, чтобы выявить наиболее общие закономерности обтекания лопаток низкочастотных турбин и насосов. Особенности течения и потерь при сверхзвуковых скоростях, характерные для высокочастотных турбин, будут рассмотрены далее в гл. 4.

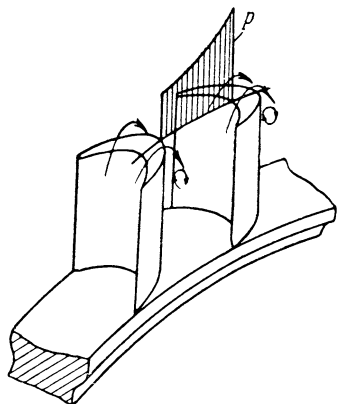


Рис. 2.76. Перетекание жидкости (газа) в лопатках без бандаж

На рис. 2.77 схематично изображены полученное расчетным путем (см. работу [62]) распределение давления и пограничный слой для турбинной и насосной решеток, составленных из бесконечно тонких профилей с одинаковым относительным шагом и углом установки.

В турбинной решетке на обеих сторонах лопатки почти по всему обводу происходит понижение давления. В насосной ре-

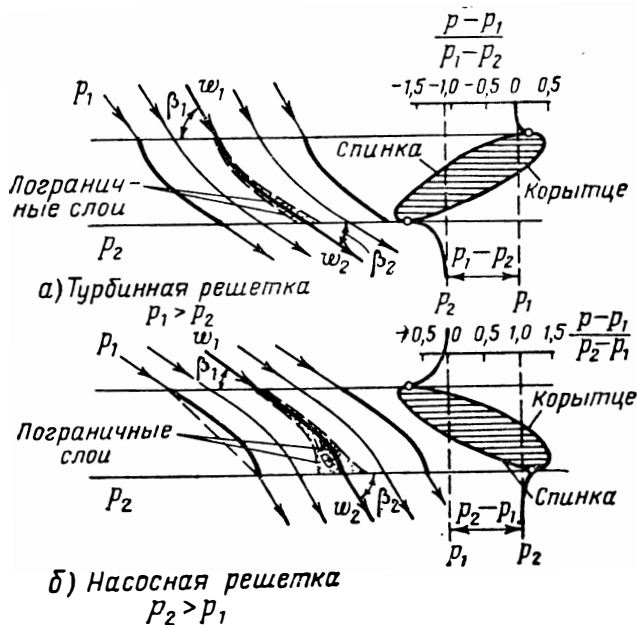


Рис. 2.77. Распределение давления и пограничный слой на лопатках турбинной и насосной осевых решеток

шетке почти по всей лопатке наблюдается повышение давления. В турбинной решетке при понижении давления толщина пограничного слоя остается малой вдоль всей ширины лопатки и отрыва не возникает. В насосной решетке толщина пограничного слоя, вследствие повышения давления по течению, быстро возрастает, и на обеих сторонах лопатки происходит отрыв пограничного слоя. Это приводит к сужению эффективного сечения межлопаточного канала. Потери диффузорной решетки заметно превышают потери конфузорной решетки.

На рис. 2.78 приведены результаты расчета коэффициента потерь (см. работу [62])

$$\zeta_w = \frac{P_{1w}^* - P_{2w}^*}{\rho \frac{w_{1z}}{2}}, \quad (2.190)$$

где w_{1z} — осевая скорость; p_{1w}^* и p_{2w}^* — полные давления в относительном движении.

Угол отклонения (разность углов потока на входе в решетку и на выходе из нее) во всех решетках равен 25° . Поэтому перепад давлений на лопатке при малых значениях относительного шага мал, а при больших значениях $t/b_{\text{л}}$ — велик. Соответственно

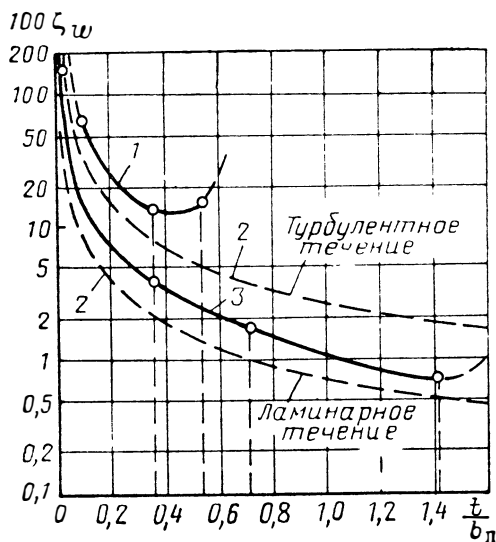


Рис. 2.78. Зависимость коэффициента потерь от относительного шага для насосной и турбинной решеток и для решетки пластин при нулевом угле атаки:

1 — насосная решетка; 2 — решетка пластин; 3 — турбинная решетка

но, при малых значениях $t/b_{\text{л}}$ лопатки меньше изогнуты, чем при больших значениях $t/b_{\text{л}}$. При малых значениях $t/b_{\text{л}}$ коэффициент потерь велик для всех решеток, так как это густые решетки, у которых велики потери на трение. При больших значениях $t/b_{\text{л}}$ увеличение потерь связано с большим изгибом лопаток и отрывом пограничного слоя. Оптимальный относительный шаг, соответствующий минимальным потерям, меньше для насосной решетки (см. рис. 2.78). На рис. 2.78 нанесены также коэффициенты потерь для турбулентного и ламинарного режимов обтекания решеток пластин с тем же относительным шагом и с нулевым углом атаки.

Конфузорные решетки имеют коэффициенты потерь большие, чем при ламинарном обтекании пластин, но меньшие, чем при турбулентном режиме. Диффузорные решетки имеют самые большие коэффициенты потерь.

Сопротивление трения меньше при ламинарном течении. При отрыве потока потери возрастают, поэтому желательно проектировать лопатки и выбирать рабочие режимы так, чтобы ламинарный пограничный слой имел большую протяженность и чтобы отсутствовали отрывные зоны.

Решетки центробежных насосов, как правило, диффузорные, поэтому утолщение пограничного слоя и его отрыв наблюдаются в этих решетках чаще. При обычных для центробежных насосов

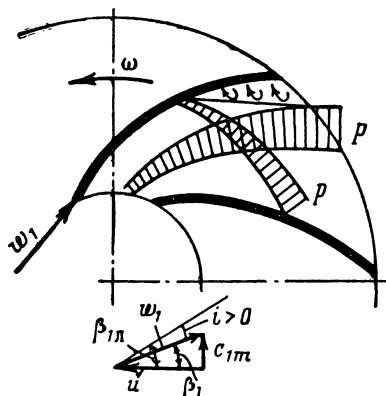


Рис. 2.79. Возможные вихревые зоны при обтекании лопаток колеса центробежного насоса с положительными углами атаки

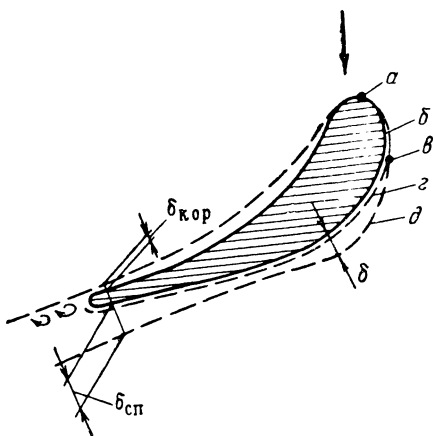


Рис. 2.80. Схематичное изображение пограничного слоя на профиле реактивной решетки:

a —точка разветвления; $б$ —ламинарный пограничный слой; $в$ —точка перехода; $г$ —ламинарный подслой; $д$ —турбулентный слой

положительных углах атаки, как показано на рис. 2.79, происходит отрыв струи к концу лопатки с тыльной ее стороны. В этом месте кинетическая энергия частиц жидкости пограничного слоя будет недостаточна для преодоления перепада давлений.

Рассмотрим более подробно картину течения в пограничном слое на примере некоторых турбинных профилей.

На рис. 2.80 приведено схематичное изображение пограничного слоя на профиле реактивной конфузорной решетки при дозвуковых скоростях. Реактивные конфузорные решетки применяются в турбинах, в частности, в сопловых аппаратах, и в рабочем колесе предкамерной турбины ЖРД. Натекающий поток разделяется профилем на две части. Точка a называется точкой разветвления, или точкой торможения. В ней скорость равна нулю, а давление достигает максимального значения.

На корытце, начиная от точки a , толщина пограничного слоя постепенно увеличивается. Ближе к выходу на конфузорном уча-

стке, где поток ускоряется, пограничный слой утоньшается. На спинке профиля толщина слоя обычно медленно нарастает, заметно увеличиваясь на участке косо́го среза. На этом участке возможен отрыв потока от профиля. В зависимости от режима течения и профиля пограничный слой может быть ламинарным, турбулентным или смешанным.

На рис. 2.80 изображена картина течения в пограничном слое, когда пограничный слой на корытце и на спинке вблизи точки разветвления ламинарен, затем он на спинке переходит в турбулентный с тонким ламинарным подслоем. При значительной конфузорности межлопаточного канала точка перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный может располагаться в косо́м срезе.

В отдельных решетках при малой степени реактивности и при положительных углах атаки у выходной части спинки может иметь место диффузорное течение, набухание пограничного слоя и его отрыв (рис. 2.81). Отрыв приводит к образованию вихрей с обратным током у поверхности. Вихревые жгуты переходят в основной поток и закружаются в нем. На воссоздание вихрей затрачивается энергия и профильные потери при обтекании лопаток возрастают. При отрицательных углах атаки отрывные зоны могут возникать и у поверхности корытца.

В турбинах ЖРД широко применяются активные решетки (см. рис. 2.13). При дозвуковом обтекании профиля активной решетки в пограничном слое обычно также можно выделить три участка (рис. 2.82): ламинарный (*б*), турбулентный (*д*) с ламинарным подслоем (*г*) и отрывную область (*е*). Их протяженность сильно зависит от угла атаки. При положительных углах атаки точка перехода (*в*) и зона отрыва (*е*) приближаются к входу.

Сравнение распределения давления по профилю лопаток активной и реактивной решеток (см. рис. 2.49 и 2.50) показывает, что при обтекании активной лопатки наблюдаются более глубокое понижение давления на спинке лопатки и большой пик давления со стороны корытца при входе в лопатку. При таком распределении давления у выходной кромки активной лопатки имеет место диффузорное течение, которое сопровождается отрывным течением. При малом угле входа диффузорная область появляется на выходной части спинки.

Число Рейнольдса влияет на потери при обтекании лопаточных профилей ($Re = \frac{wb_1}{\nu}$). Чем меньше Re (при $Re \leq 10^5$), тем больше потери. Как правило, при числах $Re > 10^5$ шероховатость влияет заметнее на величину потерь, чем режим течения, определяемый числом Re . В лопаточных машинах ЖРД обычно $Re > 10^5$.

При больших шероховатостях потери в решетке заметно увеличиваются. При среднеквадратичной высоте неровностей до

5 мкм качество обработки мало влияет на потери в решетке, так как неровности поверхности закрываются ламинарным подслоем (см. работу [45]). Обычно проточная часть насоса, внутренние поверхности корпуса и диски колеса выполняются с чистотой обработки $\nabla 6$ (средняя высота шероховатости 10 мкм) и выше. После литья такая чистота достигается специальной обработкой. Повышение чистоты приводит к увеличению к. п. д. насоса. Так,

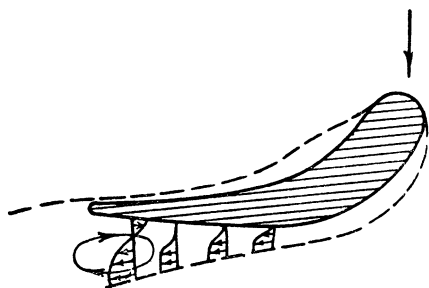


Рис. 2.81. Схематичное изображение течения при отрыве у спинки лопатки

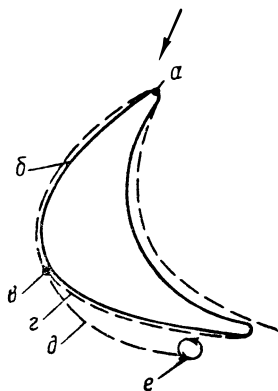


Рис. 2.82. Схематичное изображение пограничного слоя на профиле активной решетки (см. обозначения на рис. 2.80):

е — зона отрыва

уменьшение шероховатости со 135 до 20 мкм может привести к повышению к. п. д. на 6÷10% (см. работу [51]). Проточная часть турбины, как правило, выполняется с чистотой $\nabla 7$ (средняя высота шероховатости 6,3 мкм) и выше, а поверхности диска и корпуса — с чистотой $\nabla 6$. Чем меньше абсолютные размеры лопаточной машины, тем большая чистота поверхности необходима.

Существенные потери возникают при обтекании выходных кромок. Кромочные потери, соизмеримые с трением, относятся также к профильным потерям. Выходя из решетки, поток подвергается внезапному расширению и за кромкой возникают вихревые отрывные зоны (см. рис. 2.80). Чем толще выходная кромка и чем более густая решетка, тем больше кромочные потери. Вытекающий из решетки поток существенно неравномерен (рис. 2.83).

б) Концевые (вторичные) потери

Рассмотрим последовательно все потери, которые относятся к концевым.

1) Потери трения на цилиндрических поверхностях, ограничивающих межлопаточный канал по высоте. Парный вихрь.

Трение на внешней и внутренней ограничивающих поверхностях приводит к торможению скорости у этих стенок, наличие градиента скоростей и развитого пограничного слоя; в общем случае влияние трения на наружной и внутренней поверхностях различно, но основные закономерности должны быть аналогичными. Эти потери на трение определяются режимом течения и состоянием поверхности и могут быть оценены по обычным формулам с учетом числа Рейнольдса. В общем балансе потерь их доля существенна только при малой высоте лопатки. Наличие трения на ограничивающих поверхностях при течении по межлопаточным каналам, которые всегда криволинейны, вызывает паразитные вихревые течения, называемые парным вихрем.

Распределение давления по межлопаточному каналу решетки (для примера взята турбинная решетка) будет разным в среднем по высоте сечения ($I-I$ на рис. 2.84) и у ограничивающих поверхностей (сечения $II-II$ и $III-III$ на рис. 2.84). Для большей четкости рассмотрение проведено для решетки, имеющей кольцо, охватывающее лопатки и вращающееся вместе с ними (так называемый бандаж).

Вблизи поверхностей, ограничивающих лопатку по высоте, скорость течения будет меньше и повышение давления на крыльце лопатки у этих поверхностей будет также меньше, чем в середине канала. Следовательно, на частицы газа, находящиеся у корытца лопатки вблизи ограничивающих торцовых поверхностей (сечения $II-II$ и $III-III$), в радиальном направлении будет действовать перепад давлений, перемещающий их по направлению к ограничивающим поверхностям. В силу неразрывности течения вдоль ограничивающих поверхностей начнется движение пограничного слоя газа от корытца лопатки к спинке. Этот движущийся пограничный слой тормозится основным потоком и набухает вблизи спинки лопатки (см. рис. 2.84, где справа условно показана толщина пограничного слоя). В свою очередь, этот движущийся вдоль ограничивающей стенки погра-

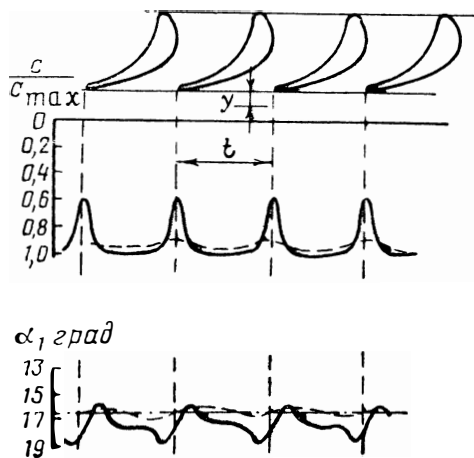


Рис. 2.83. Параметры потока на выходе из решетки:

————— $y/t=0,1$; - - - - - $y/t=1,8$

ничный слой оттесняет пограничный слой на спинке лопатки к середине канала. В результате утолщенный пограничный слой срывается с поверхности спинки в виде двух жгутов.

Такой характер движения пограничных слоев приводит к появлению в межлопаточном канале двух разнонаправленных вихревых течений, называемых парным вихрем. Парный вихрь является паразитным вихревым течением. Отметим, что такое представление о наложении вторичного течения на основное яв-

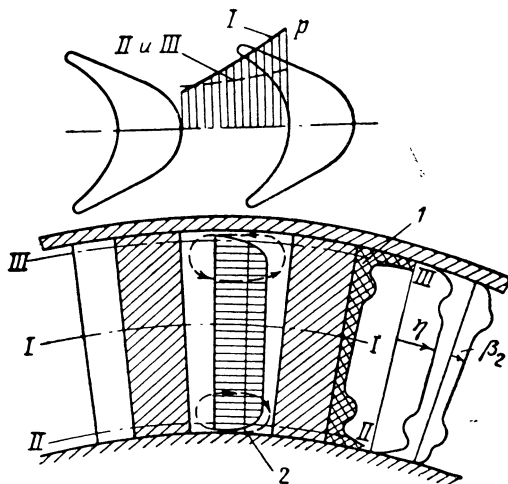


Рис. 2.84. Схема вторичного течения в межлопаточном канале:

1—пограничный слой; 2—эпюра относительных скоростей (условно повернута в плоскость чертежа)

ляется упрощенной моделью сложного пространственного течения в межлопаточных каналах и применяется для большей наглядности.

Затрата энергии на воссоздание этих вихревых течений составляет заметную величину. На рис. 2.84 справа нанесена примерная картина изменения к. п. д. струек η и углов выхода потока β_2 . Наибольшие потери наблюдаются в местах утолщения пограничного слоя на спинке лопатки. В этих же местах увеличивается выходной угол потока, что объясняется отрывом пограничного слоя. Чем меньше высота лопатки и чем больше ее ширина, тем большая часть основного потока занята парным вихрем и тем больше относительная доля потери энергии.

Потери на парный вихрь резко возрастают, когда парные вихри смыкаются между собой. При этом величина потерь начинает зависеть от относительной высоты лопатки. Это наступает при отношении $h_{л}/b_{л} \leq 1-1,5$. Вследствие этого короткие лопатки турбин ТНА ЖРД приходится делать достаточно узкими.

Потери на парный вихрь связаны с наличием градиента давления поперек межлопаточного канала. Поэтому все факторы, способствующие увеличению перепада давлений на лопатки, одновременно увеличивают и потери на вторичные течения. Такими факторами являются, например, кривизна профиля, характеризующаяся углом $[180^\circ - (\beta_{1л} + \beta_{2л})^\circ]$, и положительные углы атаки.

Влияние высоты лопатки на уровень потерь можно проследить по рис. 2.50, б, где отложены коэффициенты потерь для разных относительных высот. Снижение высоты решетки резко увеличивает потери.

В межлопаточных каналах насосов также возникает парный вихрь — паразитное вихревое движение, вызванное влиянием стенок, ограничивающих канал по высоте или по ширине.

На рис. 2.85 показан парный вихрь в поперечном сечении межлопаточного канала центробежного насоса. Парный вихрь уносится основным потоком.

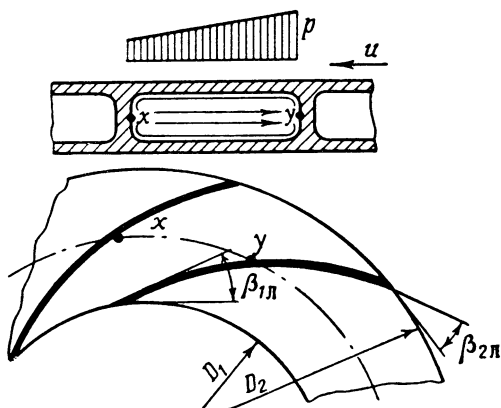


Рис. 2.85. Парный вихрь в каналах колеса центробежного насоса

2) Потери, связанные с перетеканием через радиальный зазор.

Характер вторичных течений при наличии радиального зазора усложняется. Газ перетекает через радиальный зазор с корытца, т. е. из полости большего давления, на спинку лопатки (см. рис. 2.76). Здесь поток перетекающего газа под действием парного вихря и основного потока свертывается, образуя непарный вихрь. Целесообразно иметь закрытый радиальный зазор, т. е. применять бандаж для перекрытия межлопаточного канала на периферии (см. рис. 2.84) и закрытые колеса центробежных насосов (см. далее рис. 3.8, а).

3) Веерные потери, возникающие в длинных лопаточных венцах в связи с тем, что оптимальный шаг лопаток (густота) выбирается лишь для какого-либо одного расчетного сечения.

Веерные потери можно снизить, применяя лопатки с переменной хордой, например, для осевых машин — с увеличивающейся по радиусу хордой.

4) Потери, связанные с диффузорностью меридионального сечения лопаток.

Для плавного очертания проточной части лопаточных машин часто приходится вводить диффузорность меридионального се-

чения рабочих лопаток (рис. 2.86). Введение диффузорности приводит к дополнительным потерям. Продувка неподвижных лопаток показала, что вторичные потери зависят от угла расширения меридионального сечения λ .

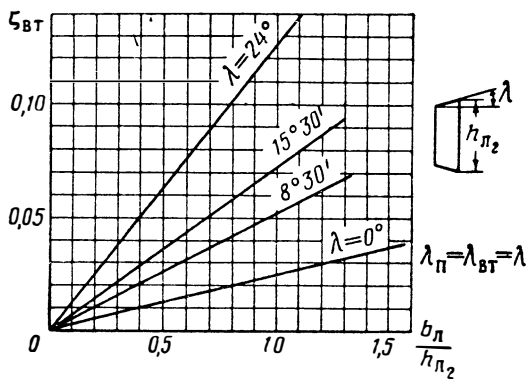


Рис. 2.86. Зависимость вторичных потерь от $b_{л}/h_{п2}$ при разных углах диффузорности меридионального сечения (см. работу [10])

На рис. 2.86 приведены данные испытаний лопаток с бандажом при $\lambda_{п} = \lambda_{вт} = \lambda$. По оси ординат отложен коэффициент вторичных потерь; $b_{л}$ — ширина лопатки; $t_{л}/b_{л} = 0,65$ — относительный шаг решетки; $\beta_{1,л} = 35^{\circ}$ — угол входа; $q_{т} = 0 \div 15\%$ — реактивность решетки. Пограничный слой у ограничивающих поверхностей в направлении течения газа, вследствие диффузорности, утолщается, и возможно отрывное течение.

О влиянии высоты решетки на потери можно судить по рис. 2.50, б, где приведены опытные данные по коэффициентам потерь при разной величине относительной высоты ($h_{п2}/D_{ср}$).

в) Дополнительные потери

1) Потери, связанные с нестационарностью потока.

Потери на нестационарность потока связаны с выравниванием поля скоростей и давлений в потоке газа, вытекающего из решетки. Нарушение осевой симметрии течения в решетках, которое может иметь место при нерасчетных режимах или технологических погрешностях при изготовлении решеток или подводящих и отводящих каналов, также приводит к заметному увеличению потерь.

Нестационарность потока обуславливается, кроме того, периодическим изменением расположения рабочей решетки относительно направляющей (см. работу [44]). Рабочая решетка при этом обтекается неравномерным потоком из-за наличия кромочных следов с периодичностью, зависящей от числа направляющих лопаток и частоты вращения рабочего колеса (см. рис. 2.83).

2) Потери, связанные с радиальным перетеканием из-за вращения решетки.

При вращении могут возникнуть потери от перетекания в рабочей решетке, возникающего под действием инерционных сил. На жидкость, текущую по решетке в относительном движении, действуют центробежная и кориолисова силы инерции.

В осевых машинах кориолисова сила инерции действует в радиальном направлении, совпадая с центробежной силой инерции (см. рис. 2.32). Вращение рабочих лопаток может изменить величину профильных и вторичных потерь ввиду влияния центробежных и кориолисовых сил инерции на пограничный слой.

г) Коэффициенты, оценивающие потери в лопаточных решетках

Обычно потери в лопаточных решетках оцениваются снижением полного давления (давления торможения), хотя применяются и другие коэффициенты [см., например, формулу (2.190)].

Отношение полного давления на выходе из решетки к полному давлению на входе в нее называется коэффициентом полного давления

$$\sigma = \frac{p_2^*}{p_1^*}. \quad (2.191)$$

В турбинах потери в решетках принято определять скоростными коэффициентами. В сопловых решетках скоростной коэффициент для струйки представляет собой отношение действительной скорости истечения к адиабатной:

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{1ал}}.$$

В рабочих решетках скоростной коэффициент для струйки — это отношение действительной скорости на выходе к адиабатной:

$$\psi = \frac{w_2}{w_{2ал}}.$$

При неравномерном потоке скоростной коэффициент — это отношение осредненной действительной скорости к скорости при отсутствии потерь. Осреднение для нахождения расхода, количества движения и кинетической энергии должно производиться по-разному, поскольку расход пропорционален первой степени, количество движения — второй, а энергия — третьей степени скорости.

В опытах, в зависимости от принятой методики испытаний, может быть определен каждый из этих трех скоростных коэффициентов. Величина их, вообще говоря, будет различной, но обычно это различие невелико.

Между коэффициентами σ и φ или ψ в газодинамике устанавливается следующая связь:

$$\sigma_1 = \left[\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \left(\frac{\lambda_{c1}}{\varphi} \right)^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{c1}^2} \right]^{\frac{k}{k-1}} = \frac{\pi(\lambda_{c1a})}{\pi(\lambda_{c1})}, \quad (2.192)$$

где $\pi(\lambda_{c1a}) = \frac{p_1}{p_0}$ и $\pi(\lambda_{c1}) = \frac{p_1}{p_1^*}$;

$$\sigma_2 = \left[\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \left(\frac{\lambda_{w2}}{\psi} \right)^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{w2}^2} \right]^{\frac{k}{k-1}} = \frac{\pi(\lambda_{w2a})}{\pi(\lambda_{w2})}. \quad (2.193)$$

Коэффициент потерь в решетке может быть также определен по следующей формуле:

$$\zeta_1 = 1 - \frac{c_1^2}{c_{1a}^2} = 1 - \varphi^2 \quad (2.194)$$

или

$$\zeta_2 = 1 - \psi^2. \quad (2.195)$$

К. п. д. решетки определяется отношением квадратов скоростей:

$$r_1 = 1 - \zeta_1 = \varphi^2. \quad (2.196)$$

Профильные потери могут быть определены продувкой или проливкой плоских решеток. Сумма профильных и вторичных потерь для осевых машин определяется продувкой или проливкой кольцевых решеток. Все потери в решетках могут быть определены только путем измерения полей полных давлений на работающей машине, что всегда связано со значительными трудностями. При расчете лопаточных машин часто вводят дополнительные коэффициенты, учитывающие концевые (вторичные) потери в решетках. Определение этих коэффициентов и их численные величины будут приведены в дальнейших разделах.

Б. ПОТЕРИ В ПОДВОДАХ И ОТВОДАХ

Потери в подводящих и отводящих каналах можно свести к двум видам потерь: потерям трения и потерям от местных сопротивлений.

Потери трения в сложных каналах подводов и отводов можно определить как потери в трубопроводах произвольной формы

путем нахождения потерь в эквивалентном трубопроводе круглого сечения с тем же гидравлическим радиусом.

Диаметр такой трубы найдется по известной формуле

$$D_r = \frac{4F}{\Pi}, \quad (2.197)$$

где F — площадь поперечного сечения канала; Π — смачиваемый периметр канала.

Тогда потери трения в канале (при $q = \text{const}$ или $M < 0,3 \div 0,4$) будут равны:

$$\frac{\Delta p^*}{q} = \frac{P_1^* - P_2^*}{q} = \lambda \frac{l}{D_{r, \text{cp}}} \frac{c_{\text{cp}}^2}{2} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} \right], \quad (2.198)$$

где c_{cp} — средняя скорость течения; l — длина канала; q — средняя плотность; $D_{r, \text{cp}}$ — средний гидравлический диаметр.

Для каналов λ находится в зависимости от числа Рейнольдса и относительной шероховатости стенок канала.

$$\text{При } Re > 5 \cdot 10^3 \left(Re = \frac{c_{\text{cp}} D_r}{\nu} \right)$$

$$\lambda = 0,316 \frac{1}{Re^{0,25}} \text{ — для гладких стенок}$$

$$\text{и } \lambda = \frac{1}{\left(1,74 + 2 \lg \frac{D_r}{2k} \right)^2} \text{ — для шероховатых стенок,}$$

где k — абсолютная шероховатость.

К потерям, связанным с местным сопротивлением, относят потери на местное изменение сечений, потери на смешение струй, потери на поворот потока и потери, связанные с диффузорностью канала. Например, в центробежных насосах к местным потерям можно отнести потери на поворот в случае коленообразного или полуспирального подвода (см. далее рис. 3.2) и потери на смешение при выходе потока из колеса в спиральный отвод.

Потери на местные сопротивления оценивают по общей формуле

$$\frac{\Delta p^*}{q} = \frac{P_1^* - P_2^*}{q} = \xi \frac{c^2}{2} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} \right], \quad (2.199)$$

где ξ — коэффициент местного сопротивления; c — характерная скорость течения в канале (обычно перед местным сопротивлением).

Конкретные величины коэффициентов местных сопротивлений находят опытным путем. Опытные данные систематизируют в справочниках. Для лопаточных машин ЖРД опытных данных

по коэффициентам местных потерь опубликовано мало. Некоторые данные будут приведены в дальнейшем — при изложении конкретного материала по насосам и турбинам ЖРД.

Оценку потерь в каналах можно производить также с помощью коэффициентов полного давления [см. формулу (2.191)].

2.13.2.2. Дискосые потери

А. ПОТЕРИ ДИСКОВОГО ТРЕНИЯ

При вращении диска колеса лопаточной машины затрачивается дополнительная мощность; назовем ее мощностью дисковых потерь.

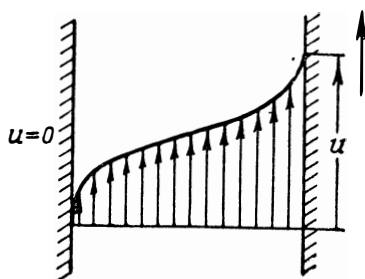


Рис. 2.87. Эпюра окружных составляющих скорости потока в осевом зазоре между диском колеса и корпусом

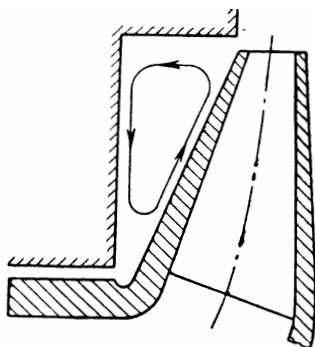


Рис. 2.88. Линия тока жидкости в осевом зазоре между диском колеса и корпусом

При вращении диска жидкость (газ) в зазоре также начинает вращаться в результате действия сил трения. Эпюра окружных составляющих скорости потока в зазоре между диском колеса и корпусом приведена на рис. 2.87. Наличие окружной составляющей скорости у жидкости в зазоре приводит к появлению радиальных течений жидкости в зазоре. Примерный вид линии тока в меридиональной плоскости радиального колеса показан на рис. 2.88.

Момент сопротивления вращению колеса лопаточной машины возникает в результате трения. Жидкости придается момент количества движения n , поскольку закрученная жидкость перемещается к периферии и новые порции жидкости непрерывно подходят к вращающимся дискам, то затрата мощности на трение ввиду насосного действия дисков составляет заметную величину.

Выведем зависимость мощности трения диска от параметров колеса для несжимаемой жидкости.

Режим трения диска можно считать турбулентным, тогда касательное напряжение τ будет пропорциональным произведению

плотности жидкости и кинетической энергии, подсчитанной по относительной скорости поверхности и жидкости. В данном случае относительная скорость неподвижной жидкости и колеса является окружной скоростью и τ будет равно:

$$\tau = C'_{\text{тр.д}} \varrho \frac{u^2}{2} \left[\frac{h}{M^2} \right],$$

где $C'_{\text{тр.д}}$ — коэффициент трения; ϱ — плотность жидкости в зазоре.

Момент трения может быть найден путем интегрирования:

$$M_{\text{тр.д}} = \int_0^{r_2} \tau r 2\pi r dr,$$

где r_2 — наружный радиус диска,

или

$$M_{\text{тр.д}} = \pi C'_{\text{тр.д}} \varrho \omega^2 \int_0^{r_2} r^4 dr.$$

После интегрирования получим

$$M_{\text{тр.д}} = C_{\text{тр.д}} \varrho r_2^5 \omega^2 \quad [H \cdot M], \quad (2.200)$$

где $C_{\text{тр.д}}$ — коэффициент трения диска, включающий в себя все постоянные.

Мощность дискового трения определяется по формуле

$$N_{\text{тр.д}} = 2M_{\text{тр.д}} \omega \quad [B7] \quad (2.201)$$

(коэффициент 2 учитывает трение по обеим сторонам диска),

или

$$N_{\text{тр.д}} = 2C_{\text{тр.д}} \varrho r_2^5 \omega^3 \quad [B7]. \quad (2.202)$$

Как следует из формулы (2.202), мощность трения боковых поверхностей колеса пропорциональна пятой степени радиуса и кубу угловой скорости.

Коэффициент трения $C_{\text{тр.д}}$ определяется в зависимости от числа Рейнольдса. Для гладких дисков, принимая, что угловая скорость вращения жидкости в зазоре равна половине угловой скорости колеса, с учетом опытных данных, получим для $Re > 10^5$ (см. работу [42])

$$C_{\text{тр.д}} = \frac{0,039}{\sqrt[5]{Re}}. \quad (2.202a)$$

Число Re подсчитывается по формуле

$$Re = \frac{r_2^2 \omega}{\nu}. \quad (2.202b)$$

Б. ДРУГИЕ ПОТЕРИ, ОТНОСИМЫЕ К ДИСКОВЫМ

К группе потерь, условно названных дисковыми, помимо потерь дискового трения, отнесем также потери, связанные с подводом рабочего тела к колесу не по всей окружности, а лишь по части ее (потери на парциальность, см. разд. 4.5.2.2). К дисковым потерям также отнесем некоторые потери мощности, связанные с работой колеса на нерасчетных режимах, например, в насосах потери «гидравлического торможения» при малых расходах (см. разд. 3.1.2.2).

Наличие дисковых потерь в насосах увеличивает потребную мощность привода. Наличие дисковых потерь в турбинах уменьшает эффективную мощность турбины. Дисковые потери переходят в тепло и, если пренебречь внешним теплообменом, то это тепло целиком подводится к рабочей жидкости. Название «дисковые потери» означает, что эти потери относятся к рабочему колесу (к ступени) в целом. Затрата работы на дисковые потери определится формулой

$$L_d = \frac{N_d}{G} \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial \kappa} \right]. \quad (2.203)$$

2.14. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ И ТЕПЛОВЫЕ ДИАГРАММЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ РАССМОТРЕНИИ ПРОЦЕССОВ В ЛОПАТОЧНЫХ МАШИНАХ

Рассмотрим основные термодинамические соотношения для процессов в лопаточных машинах, происходящих с трением и в результате этого с подводом тепла к жидкости. При этом для упрощения выкладок будем принимать, что скорость на входе в лопаточную машину равна скорости на выходе из лопаточной машины ($c_1 = c_2$).

Под работой сопротивления $L_{\text{сопр}}$ [см. формулу (2.78)] будем понимать все внутренние потери.

Для течения без внешнего теплообмена

$$dL_{\text{сопр}} = dQ.$$

Применив уравнение первого закона термодинамики и рассматривая лопаточную машину в целом, получим

$$i_2 - i_1 = \int_1^2 v dp + L_{\text{сопр}}. \quad (2.204)$$

Сопоставляя уравнение (2.204) с (2.77) при $c_1 = c_2$ и обозначая энергию, переданную жидкости или отобранную от жидкости (с учетом работы трения), как внутреннюю работу лопаточ-

ной машины, соответственно для насоса (компрессора) получим

$$H_{\text{нн}} = i_2 - i_1 = \int_1^2 v dp + L_{\text{сопр}}; \quad (2.205)$$

для турбины

$$L_{\text{вт}} = i_1 - i_2 = \int_2^1 v dp - L_{\text{сопр}}. \quad (2.206)$$

Для газов, удовлетворяющих уравнению состояния $p v = RT$, для адиабатного процесса ($p v^k = \text{const}$) получим

$$\begin{aligned} H_{\text{ад}} = i_{2_{\text{ад}}} - i_1 &= c_p (T_{2_{\text{ад}}} - T_1) = \int_1^{2_{\text{ад}}} v dp = \\ &= \frac{k}{k-1} (p_2 v_{2_{\text{ад}}} - p_1 v_1) = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]; \end{aligned} \quad (2.207)$$

$$\begin{aligned} L_{\text{ад}} = i_1 - i_{2_{\text{ад}}} &= c_p (T_1 - T_{2_{\text{ад}}}) = \int_{2_{\text{ад}}}^1 v dp = \\ &= \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_{2_{\text{ад}}}) = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \end{aligned} \quad (2.208)$$

Для насоса (компрессора) адиабатный напор является минимальным напором, который необходимо передать жидкости для повышения давления до заданной величины. Для турбины адиабатная работа является теоретической располагаемой работой. В турбинах за теоретическую располагаемую работу чаще принимают работу адиабатного расширения от входных параметров торможения до выходных статических параметров:

$$L_{\text{ад}}^* = i_1^* - i_{2_{\text{ад}}}. \quad (2.209)$$

Эта работа является максимальной теоретической работой с полным использованием выходной скорости.

Действительные процессы являются политропными процессами с подводом тепла в результате работы трения. При подводе тепла объем сжимаемой жидкости (газа) увеличивается. При этом работа расширения и работа сжатия тоже увеличиваются. Это наглядно видно при изображении процесса в лопаточной машине в $p v$ -диаграмме.

Для того чтобы выяснить особенности протекания процессов в турбинах, работающих на газах и парах, и в насосах для сжимаемой и несжимаемой жидкостей, рассмотрим в координатах $p-v$ фазовое состояние для компонента в самом общем случае

(рис. 2.89). Линия $A—кр—B$ является пограничной кривой. Кривая $A—кр$ определяет удельный объем насыщенной жидкости, а кривая $кр—B$ — удельный объем насыщенных паров (точка « $кр$ » является критической точкой). Остальные линии являются изотермами. При больших температурах перегретая паровая среда близка к состоянию идеального газа. Изотерма при этом изображится в координатах $p—v$ гиперболой; ее уравнение $pv=RT$.

При меньших температурах пары не ведут себя как идеальные газы. Для уравнения изотермы паров (реальных газов) предложено много уравнений. Типичным для этой области является уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad (2.210)$$

где a и b могут рассматриваться как константы лишь в небольшой области температур.

В общем случае

$$a = f(p, T) \quad \text{и} \quad b = f(p, T).$$

Заштрихованная на рис. 2.89 область — это область жидкой среды, где изменение давления почти не приводит к изменению удельного объема, хотя некоторое уменьшение объема почти всегда имеет место. Для отдельных

жидкостей, например, для водорода, сжимаемость, т. е. изменение удельного объема, существенна. В турбинах ЖРД в качестве рабочего тела обычно используют газообразные продукты сгорания и перегретые пары при таких параметрах, когда их состояние близко к состоянию идеального газа. В отдельных случаях (например, когда используются пары жидкого металла) турбину приходится рассчитывать на работу с влажным паром.

Рассмотрим изображение в pv -диаграмме процесса в турбине, работающей на газе или паре (рис. 2.90).

Адиабатная работа турбины в координатах $p—v$ как разность энтальпий $i_1—i_{2\text{ад}}$ изобразится площадью $1—2_{\text{ад}}—3—4$, где линия $1—2_{\text{ад}}$ соответствует адиабате. Действительный процесс расширения протекает с подводом тепла; линия, изображающая этот процесс, будет политропой pv^n с показателем $n < k$. Линия политропы $1—2$ с подводом тепла проходит более полого, чем адиабата. Удельные объемы дополнительно возрастают

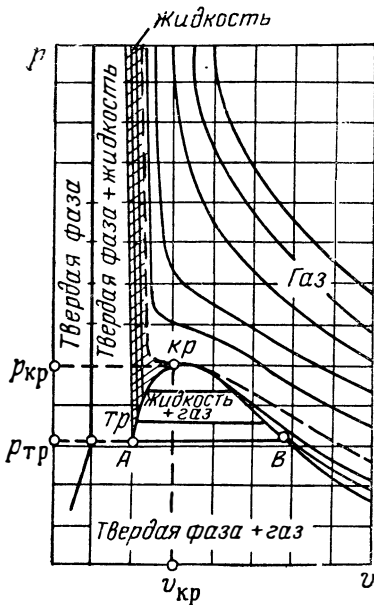


Рис. 2.89. Изображение изотерм в координатах $p—v$ для различных фаз вещества

в результате подвода тепла. Следовательно, работа расширения газа (назовем ее условно политропная)

$$L_{\text{пол}} = \int_2^1 v dp \quad (2.211)$$

будет изображаться в координатах $p-v$ площадью 1—2—3—4. Она является действительной располагаемой работой. Эта работа больше работы адиабатного расширения:

$$L_{\text{пол}} > L_{\text{ад}}.$$

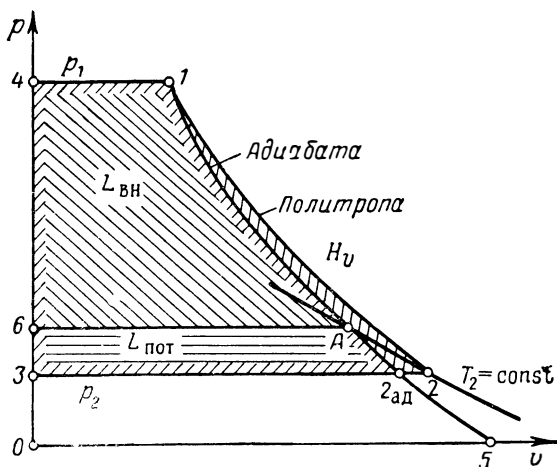


Рис. 2.90. Изображение процесса в турбине в координатах $p-v$

Разность политропной и адиабатной работ является дополнительной работой объемного расширения, полученной вследствие подвода тепла от работы трения H_v :

$$L_{\text{пол}} = L_{\text{ад}} + H_v, \quad (2.212)$$

где H_v — является возвращаемой частью работы трения, реализуемой в виде дополнительной работы расширения, поэтому обозначение соответствует приращению энергии (буква H). Обычно H_v составляет 15÷20% от всей работы трения.

Разность $L_{\text{сопр}}$ и H_v является безвозвратно теряемой частью всей работы трения:

$$L_{\text{пот}} = L_{\text{сопр}} - H_v. \quad (2.213)$$

Разность всей располагаемой работы расширения $L_{\text{пол}}$ и всей работы трения $L_{\text{сопр}}$ определит внутреннюю работу турбины [см. формулу (2.206)]:

$$L_{\text{пол}} - L_{\text{сопр}} = i_1 - i_2 = L_{\text{вн}}. \quad (2.214)$$

Из формул (2.212), (2.213) и (2.214) следует, что

$$L_{\text{вн}} = L_{\text{ад}} - L_{\text{пот}}. \quad (2.215)$$

Внутреннюю работу турбины можно также показать в координатах $p-v$. Энтальпия i в координатах $p-v$ (см. рис. 2.90) графически изобразится площадью $0-4-1-5$; энтальпия i_2 — площадью $0-6-A-5$, где точка A найдена пересечением изоэнтальпы T_2 с адиабатой, проходящей через точку 1 . Площадь $1-A-6-4$ пропорциональна разности энтальпий $i_1 - i_2 = L_{\text{вн}}$. Площадь $3-6-A-2_{\text{ад}}$ соответствует действительной затрате механической энергии на трение $L_{\text{пот}}$. Полная работа сопротивления равна сумме площадей $3-6-A-2_{\text{ад}}$ и $1-2-2_{\text{ад}}$.

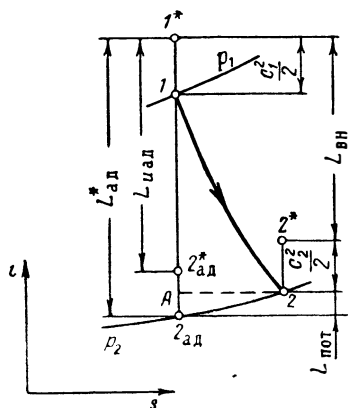


Рис. 2.91. Изображение процесса в турбине в координатах $i-s$

Практически для расчетов лопаточных машин чаще используют is -диаграммы, хотя в них и не показаны все составляющие баланса работ, в частности, не показана дополнительная работа объемного расширения.

Во многих случаях использование is -диаграмм позволяет наиболее просто и наглядно изображать процесс в лопаточных машинах. Для таких рабочих тел, как пары, реальные газы и жидкости, применение is -диаграммы существенно упрощает расчеты, так как связь параметров для этих веществ часто бывает затруднительно представить в аналитическом виде. Особенно широко is -диаграммы применяются для расчетов турбины.

На рис. 2.91 показано изображение процесса в турбине в координатах $i-s$. Точка 1 соответствует статическим параметрам входа, точка 1^* — заторможенным параметрам входа. Точка $2_{\text{ад}}$ характеризует состояние газа при его адиабатном расширении до давления p_2 , точка $2^*_{\text{ад}}$ — состояние газа на выходе из турбины при адиабатном процессе по параметрам торможения. Точка 2 соответствует действительному процессу расширения газа (с учетом всех внутренних потерь).

Разность энтальпий $i_1^* - i_{2_{\text{ад}}}$ характеризует расходуемую адиабатную работу $L_{\text{ад}}^*$ (точка A на рис. 2.90 соответствует точке A на рис. 2.91). Разность энтальпий $i_1^* - i_{2^*_{\text{ад}}}$ соответствует энергии $L_{\text{идеал}}$, которая отбиралась бы у газа и передавалась колесу при идеальном адиабатном процессе.

Отрезок $i_{2^*_{\text{ад}}} - i_{2_{\text{ад}}}$ характеризует потерю энергии с выходной скоростью в идеальной турбине. Разность энтальпий $i_1^* - i_2^*$ харак-

теризует внутреннюю работу турбины $L_{вн}$. Работа $L_{вн}$ соответствует полному изменению энергии газа. (При $c_1=c_2$, как это принималось при рассмотрении процесса в $p\nu$ -диаграмме, $L_{вн}=i_1-i_2$).

Отрезок $2-2_{ад}$ соответствует механической энергии $L_{пот}$, теряемой в связи с наличием работы трения. Работа L_u , переданная газом колесу, которая определяется уравнением Эйлера (2.30), больше работы $L_{вн}$ на величину работы дисковых потерь (в том числе, и потерь с утечками):

$$L_u = L_{вн} + L_d. \quad (2.216)$$

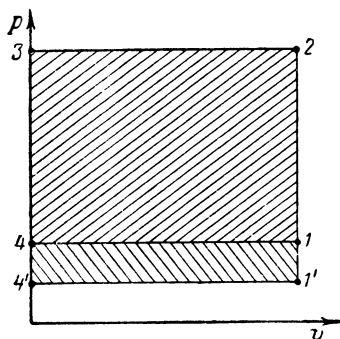


Рис. 2.92. Изображение в координатах $p-\nu$ процесса в насосе (для несжимаемой жидкости)

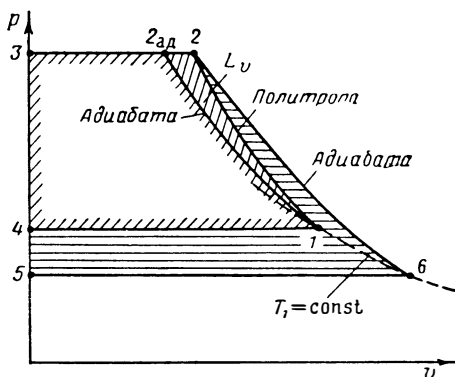


Рис. 2.93. Изображение в координатах $p-\nu$ процесса в насосе (компрессоре) для сжимаемой жидкости

Рассмотрим основные термодинамические соотношения для насосов (компрессоров). Наиболее общим случаем является работа насоса на сжимаемой жидкости, но большинство насосов работает на практически несжимаемой жидкости.

Насос ЖРД, как правило, прокачивает несжимаемую жидкость. Изображение его процесса в координатах $p-\nu$ представлено на рис. 2.92. Линия $1-2$ одновременно является изотермой, адиабатой и изохорой. Площадь $1-2-3-4$ пропорциональна напору насоса:

$$H = \frac{p_2 - p_1}{\rho} \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial \nu} \right].$$

Работа трения не связана с увеличением объема и условно может быть показана как площадь $1-1'-4'-4$. Тогда в $p\nu$ -диаграмме площадь $1'-2-3-4'$ будет соответствовать теоретическому напору, равному адиабатному напору.

Для насоса, перекачивающего сжимаемую жидкость, например, жидкий водород (и для компрессора), процесс в $p\nu$ -диаграмме изобразится так, как показано на рис. 2.93.

Площадь $1-2_{ад}-3-4$ соответствует минимальной работе сжатия (адиабатной) Подвод тепла вследствие потерь трения (в том числе, дисковых потерь и нагрева в результате возврата утечек) увеличивает объем прокачиваемой жидкости и дополнительно увеличивает работу насоса (компрессора) на величину L_v .

Действительный процесс повышения давления изобразится линией $1-2$, соответствующей политропе, т. е. процессу с подводом тепла ($n > k$). Величина дополнительного увеличения работы L_v изобразится в $p-v$ -диаграмме площадкой $1-2_{ад}-2$. Величина L_v не является единственной затратой работы вследствие потерь. Полная затрата работы в результате трения является суммой работы собственно трения и дополнительной работы, возникшей в связи с увеличением объема при подводе тепла трения:

$$L_{\text{пот}} = L_{\text{сопр}} + L_v. \quad (2.217)$$

Площадь $1-2-3-4$ пропорциональна политропной работе $\int_1^2 v dp$, т. е. работе, затраченной на увеличение энергии жидкости при повышении давления от p_1 до p_2 :

$$H_{\text{пол}} = \int_1^2 v dp = \int_1^{2_{ад}} v dp + L_v = H_{ад} + L_v. \quad (2.218)$$

Эту величину и следует называть напором насоса (компрессора), так как она соответствует действительному приращению удельной энергии жидкости. Полная внутренняя работа, затраченная на повышение давления 1 кг массы, изобразится площадью $5-6-2-3$ в соответствии с уравнением (2.205) как разность энтальпий

$$H_{\text{вн}} = i_2 - i_1.$$

Точка 6 найдется пересечением изотермы $T_1 = \text{const}$, проведенной через точку 1, с адиабатой, проходящей через точку 2. Горизонтально заштрихованная площадка $1-2-6-5-4$ характеризует работу сопротивления $L_{\text{сопр}}$. Полная затрата энергии в связи с потерями трения и подводом (в результате этого) тепла к жидкости соответствует площади $4-1-2_{ад}-2-6-5$.

Процесс в насосе (компрессоре) в координатах $i-s$ изображен на рис. 2.94. Адиабатный процесс изображается линией, параллельной оси ординат. Полное приращение энергии жидкости при адиабатном процессе соответствует разности энтальпий $i_{2_{ад}}^* - i_1^*$. Минимально необходимое приращение энергии до заданного давления на выходе (без учета скоростной энергии на выходе) характеризуется отрезком $H_{ад} = i_{2_{ад}}^* - i_1^*$.

Теоретический напор H_T превышает действительный напор на величину гидравлических потерь в проточной части насоса.

Для несжимаемой жидкости величина $L_v=0$ и действительное приращение удельной механической энергии жидкости (действительный напор) равно адиабатному напору $H=H_{ад}$.

2.15. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Мощность N_u , выражаемая формулой (2.25), не является мощностью на валу. Для насоса и компрессора мощность на валу (потребляемая мощность) будет больше на величину мощности, связанной с расходными, дисковыми и механическими потерями.

Для турбины мощность на валу (развиваемая мощность) в результате тех же сопротивлений будет меньше. Чтобы найти действительную мощность лопаточной машины, нужно измерить крутящий момент на валу и частоту вращения:

$$N = M_{изм} \omega \quad [вт]. \quad (2.221)$$

Этот путь используют для определения мощности при испытании лопаточных машин.

В случае проектирования лопаточной машины необходимо рассчитать ее мощность. Решить эту задачу путем расчетного определения крутящего момента или суммарного момента сопротивления достаточно сложно. В практике проектирования лопаточных машин определяют мощность путем расчета располагаемой или потребной мощности и оценки потерь введением ряда коэффициентов полезного действия.

Для насоса и компрессора минимальная потребная мощность определяется как адиабатная полезная мощность, т. е. мощность, которую потреблял бы насос (компрессор) для повышения давления и скорости до заданных величин при отсутствии всяких потерь:

$$N_{ад} = H_{ад} G, \quad (2.222)$$

где G — расход жидкости, поступающей в систему.

Для насоса и компрессора, работающих на сжимаемой жидкости, действительный напор — это политропный напор $H_{пол}$ [см. формулу (2.220)]. В связи с этим для компрессорных машин, работающих на газах и сжимаемых жидкостях, можно ввести понятие о политропной полезной мощности (ее иногда называют также гидравлической):

$$N_{пол} = HG. \quad (2.223)$$

При работе на несжимаемой жидкости понятия $N_{ад}$ и $N_{пол}$ совпадают, так как подвод тепла потерь не меняет объема жидкости в процессе нагнетания. В компрессорах чаще принято оп-

ределять полезную мощность как адиабатную, так как ее величина определяется по входным параметрам и выходному давлению без детального расчета компрессора.

Для турбины располагаемая мощность как максимальная величина энергии, которая может быть отобрана от жидкости в единицу времени, определяется произведением адиабатной работы расширения 1 кг газа, подсчитанной по параметрам торможения на входе и статическим параметрам на выходе (см. рис. 2.91), на массовый расход газа, подводимый к турбине:

$$N_{ад}^* = L_{ад}^* G. \quad (2.224)$$

Располагаемая мощность турбины — это максимально возможная мощность, которую развивала бы турбина при отсутствии всяких потерь. Действительной располагаемой мощностью турбины является мощность, подсчитанная по политропной работе:

$$N_{пол}^* = L_{пол}^* G. \quad (2.225)$$

Как правило, подсчет к. п. д. ведут по адиабатной располагаемой мощности, что значительно удобнее, так как ее величина легко определяется по входным параметрам и входному давлению без подробного расчета турбины.

Введем понятие о к. п. д., оценивающих различные потери при осуществлении процесса в лопаточной машине. В данном разделе проведем классификацию к. п. д. и дадим их определение. Зависимость к. п. д. от конструктивных параметров и параметров режима будет рассмотрена при изложении материала, относящегося к насосам и турбинам ЖРД.

2.15.1. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ К.П.Д. ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН. ОКРУЖНОЙ К.П.Д. ТУРБИНЫ

Гидравлическим (адиабатным) к. п. д. для насосов (компрессоров) назовем отношение адиабатного напора к теоретическому:

$$\eta_r = \frac{H_{ад}}{H_T}. \quad (2.226)$$

Поскольку

$$H_T = H_{ад} + L_v + L_{сопр. прот. части}, \quad (2.227)$$

то

$$\eta_r = 1 - \frac{L_v + L_{сопр. прот. части}}{H_T} = 1 - \frac{L_{п. т. прот. части}}{H_T}.$$

Гидравлический (адиабатный) к. п. д. оценивает потери, связанные с подводом тепла от всех потерь, и чисто гидравлические потери в проточной части насоса.

При работе на несжимаемой жидкости гидравлический к. п. д. оценивает только гидравлические потери в проточной части насоса, которые определяются гидравлическими сопротивлениями:

$$\eta_r = \frac{H}{H_T} = 1 - \frac{L_{\text{сопр. прот. части}}}{H_T}. \quad (2.228)$$

При работе на сжимаемой жидкости аналогичным к. п. д. будет политропный к. п. д.:

$$\eta_{r(\text{пол})} = \frac{H}{H_T}. \quad (2.229)$$

Для турбины гидравлический (адиабатный) к. п. д. определяется отношением окружной работы L_u^* , определенной по параметрам торможения, т. е. суммы работы L_u , совершенной газом при протекании по проточной части турбины, и кинетической энергии на выходе, к располагаемой адиабатной работе:

$$L_u^* = L_u + \frac{c_2^2}{2}. \quad (2.230)$$

Таким образом, L_u^* — это работа, которую совершил бы газ при полном использовании скоростной энергии, за вычетом гидравлических потерь:

$$\eta_r = \frac{L_u^*}{L_{\text{ад}}^*} = 1 - \frac{L_{\text{сопр. прот. части}} - H_v}{L_{\text{ад}}^*} = 1 - \frac{L_{\text{пот. прот. части}}}{L_{\text{ад}}^*}. \quad (2.231)$$

Гидравлический к. п. д. турбины оценивает необратимую затрату энергии на гидравлические потери в проточной части турбины. Иногда его называют к. п. д. по параметрам торможения. Гидравлический политропный к. п. д. турбины определится отношением

$$\eta_{r(\text{пол})} = \frac{L_u}{L_{\text{пол}}^*} = 1 - \frac{L_{\text{сопр. прот. части}}}{L_{\text{пол}}^*}.$$

Для турбин, используемых в качестве приводных двигателей, большое значение имеет окружной к. п. д., представляющий собой отношение окружной работы к адиабатной располагаемой работе:

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_{\text{ад}}^*} = 1 - \frac{L_{\text{пот. прот. части}} + \frac{c_2^2}{2}}{L_{\text{ад}}^*}. \quad (2.232)$$

Окружной к. п. д. турбины оценивает необратимую затрату энергии на гидравлические потери в проточной части насоса и на скоростные потери (потери энергии с выходной скоростью).

Уточним понятие об окружной мощности (мощности на окружности колеса) [см. формулу (2.25)].

Для насоса

$$N_u = H_T G'. \quad (2.233)$$

Окружная мощность насоса — это величина механической энергии, переданной колесом в единицу времени (1 сек) массе жидкости G' кг, проходящей через колесо насоса.

Для турбины

$$N_u = L_u G'. \quad (2.234)$$

Окружная мощность турбины — это величина механической энергии, переданной колесу в единицу времени (1 сек) массой жидкости G' кг, проходящей через колесо турбины.

2.15.2. ВНУТРЕННИЙ И ДИСКОВЫЙ К.П.Д. ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Отношение адиабатного напора к внутреннему составит внутренний к. п. д. насоса (компрессора):

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{H_{\text{ад}}}{H_{\text{вн}}} = 1 - \frac{L_{\text{прт}}}{H_{\text{вн}}}. \quad (2.235)$$

В соответствии с *is*-диаграммой, приведенной на рис. 2.94:

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{i_1^* - i_{2\text{ад}}^*}{i_1^* - i_2^*}. \quad (2.236)$$

Внутренний к. п. д. насоса оценивает все потери энергии, за исключением механических потерь.

Отношение внутренней работы турбины к адиабатной составит внутренний к. п. д. турбины:

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{L_{\text{вн}}}{L_{\text{ад}}^*} = 1 - \frac{L_{\text{пот}} + \frac{c_2^2}{2}}{L_{\text{ад}}^*}. \quad (2.237)$$

В соответствии с *is*-диаграммой, приведенной на рис. 2.91:

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{i_1^* - i_2^*}{i_1^* - i_{2\text{ад}}^*}. \quad (2.238)$$

Внутренний к. п. д. турбины оценивает все потери энергии, кроме механических (в том числе потери энергии с выходной скоростью).

Отношение теоретического напора колеса к внутреннему напору назовем дисковым к. п. д. насоса:

$$\eta_{\text{д}} = \frac{H_{\text{т}}}{H_{\text{вн}}} = 1 - \frac{L_{\text{д}}}{H_{\text{вн}}}, \quad (2.239)$$

где $L_{\text{д}} = N_{\text{д}}/G'$ — дисковые потери.

Отношение внутренней работы турбины к окружной работе назовем дисковым к. п. д. турбины:

$$\eta_d = \frac{L_{вн}}{L_u} = 1 - \frac{L_d}{L_u}. \quad (2.240)$$

Для насоса внутренний к. п. д. можно представить как произведение гидравлического и дискового к. п. д.:

$$\eta_{вн} = \eta_r \eta_d. \quad (2.241)$$

Для турбины внутренний к. п. д. можно представить как произведение окружного и дискового к. п. д.:

$$\eta_{вн} = \eta_u \eta_d. \quad (2.242)$$

2.15.3. МЕХАНИЧЕСКИЙ К.П.Д.

Введем понятие о внутренней мощности лопаточной машины. Внутренней мощностью насоса будем называть мощность, потребляемую насосом при отсутствии механических потерь:

$$N_{вн} = H_{вн} G', \quad (2.243)$$

где G' — массовый расход через колесо насоса, превышающий на величину утечек расход, подаваемый в систему:

$$G' = G + G_y.$$

Внутреннюю мощность насоса можно представить как сумму окружной мощности и мощности дисковых потерь:

$$N_{вн} = N_u + N_d. \quad (2.244)$$

Полная мощность, потребляемая насосом, будет больше $N_{вн}$ на величину мощности механических потерь:

$$N_n = N_{вн} + N_{мех}. \quad (2.245)$$

Полную мощность насоса можно представить также как сумму окружной мощности, мощности дисковых потерь и мощности механических потерь:

$$N_n = N_u + N_d + N_{мех}. \quad (2.246)$$

Отношение внутренней мощности к полной составит механический к. п. д. насоса $\eta_{мех}$:

$$\eta_{мех} = \frac{N_{вн}}{N_n}. \quad (2.247)$$

Внутренней мощностью турбины назовем произведение внутренней работы на действительный массовый расход через колесо турбины:

$$N_{вн} = L_{вн} G'. \quad (2.248)$$

Расход G' отличается от расхода, подходящего к турбине, на величину утечек. Обычно

$$G' = G - G_y \quad (2.249)$$

(в отдельных случаях расход газа через колесо турбины может увеличиваться в связи с подсосом).

Внутреннюю мощность турбины можно представить как разность окружной мощности и мощности дисковых потерь:

$$N_{\text{вн}} = N_u - N_d. \quad (2.250)$$

Эффективная мощность турбины N_T меньше внутренней на величину механических потерь:

$$N_T = N_{\text{вн}} - N_{\text{мех}}. \quad (2.251)$$

Эффективную мощность турбины можно представить также как разность окружной мощности и мощности дисковых и механических потерь:

$$N_T = N_u - N_d - N_{\text{мех}}. \quad (2.252)$$

Отношение эффективной мощности к внутренней мощности составит механический к. п. д. турбины:

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N_T}{N_{\text{вн}}}. \quad (2.253)$$

Доля собственно механических потерь обычно очень мала, но с учетом мощности на привод импеллеров для насоса она может составить заметную величину. Величину механического к. п. д. турбины ЖРД принимают равной единице, относя все механические потери в ТНА к насосам.

2.15.4. МОЩНОСТНОЙ И РАСХОДНОЙ К.П.Д. ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Отношение полезной адиабатной мощности к полной мощности составит мощностной к. п. д. насоса, или просто к. п. д. насоса:

$$\eta_{\text{н}} = \frac{N_{\text{ад}}}{N_{\text{н}}}. \quad (2.254)$$

Подставив в эту формулу выражение для адиабатной мощности (2.222), заменив полную мощность через внутреннюю мощность и механический к. п. д. и выразив внутреннюю мощность по формуле (2.243), получим

$$\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{вн}} \eta_{\text{мех}} \frac{G}{G'}. \quad (2.255)$$

Отношение массового расхода, поступающего в систему, к расходу через колесо насоса, G/G' , назовем расходным к. п. д. насоса (компрессора) и обозначим его η_p :

$$\eta_p = G/G'. \quad (2.255')$$

Тогда к. п. д. насоса можно представить в виде произведения:

$$\eta_n = \eta_{вн} \eta_p \eta_{мех}.$$

Произведение

$$\eta_{вн} \eta_p = \frac{H_{ад} G}{H_{вн} G'} = \frac{N_{ат}}{N_{вн}} = \eta_{вн} N \quad (2.256)$$

можно назвать внутренним мощностным к. п. д.

Если развернуть выражение для $\eta_{вн}$, получим, что к. п. д. насоса является произведением частных к. п. д. — гидравлического, дискового, механического и расходного:

$$\eta_n = \eta_r \eta_d \eta_p \eta_{мех}. \quad (2.257)$$

При расчетах насосов (компрессоров) удобно, используя статистические данные, задаваться к. п. д. насоса или частными к. п. д. и рассчитывать потребляемую мощность исходя из заданных величин потребного напора и расхода.

Из формул (2.222) и (2.254) следует:

$$N_n = \frac{H_{ад} G}{\eta_n} = \frac{H_{ад} G}{\eta_r \eta_d \eta_p \eta_{мех}}, \quad (2.258)$$

Отношение эффективной мощности турбины к располагаемой адиабатной составит мощностной к. п. д. турбины, или просто к. п. д. турбины:

$$\eta_T = \frac{N_T}{N_{ад}^*}. \quad (2.259)$$

Подставив в формулу (2.259) выражение для адиабатной мощности (2.224), заменив полную мощность через внутреннюю мощность и механический к. п. д. и выразив внутреннюю мощность по формуле (2.248), получим

$$\eta_T = \eta_{вн} \eta_{мех} \frac{G'}{G}. \quad (2.260)$$

Отношение массового расхода через колесо турбины к расходу, поступающему в систему, G'/G , назовем расходным к. п. д. турбины и обозначим η_r . Тогда к. п. д. турбины можно представить в виде произведения:

$$\eta_T = \eta_{вн} \eta_r \eta_{мех}, \quad (2.261)$$

или, развернув выражение для $\eta_{вн}$ [см. формулу (2.241)], получим, что к. п. д. турбины является произведением частных к. п. д. — окружного, дискового, расходного и механического:

$$\eta_T = \eta_n \eta_d \eta_p \eta_{мех}. \quad (2.262)$$

Расходный к. п. д. турбин всегда больше, чем к. п. д. насосов, так как в насосе через уплотнения утекает жидкость той же плотности, а в турбинах всегда утекает газ, уже расширившийся в проточной части. Кроме того, при одинаковой абсолютной величине зазоров их относительное влияние в насосе может быть больше, чем в турбине, ввиду меньших абсолютных размеров насоса.

При расчетах турбины удобно, используя статистические данные, задаваться к. п. д. турбины или частными к. п. д. и рассчитывать эффективную мощность исходя из заданной адиабатной работы и располагаемого расхода газов через турбины. Из формул (2.224) и (2.259) следует:

$$N_T = L_{ад}^* G v_T. \quad (2.263)$$

При расчете турбин иногда вводят понятие о внутреннем мощностном к. п. д.:

$$\eta_{вн} N = \eta_u \eta_p \eta_d = \frac{N_{вн}}{N_{ад}^*}. \quad (2.264)$$

В табл. 2.2 даны принятые обозначения напоров (работ), мощностей и к. п. д.

Таблица 2.2

Обозначения напоров (работ), мощностей и к. п. д. лопаточных машин ЖРД

№ по пор.	Насос			
	наименование	обозначение	формула	размерность
I. Напоры				
1	Действительный	H	$(p_2^* - p_1^*)/g$	дж/кг
2	Теоретический (окружной)	$H_T (H_u)$	$\left[c_{2u} u_2^2 - c_{1u} u_1^2 \right]$	дж/кг
3	Теоретический (окружной) при бесконечно большом числе лопаток	$H_{T\infty}$	$c_{2u\infty} u_2^2 - c_{1u} u_1^2$	дж/кг
4	Внутренний	$H_{вн}$	$i_2^* - i_1^* = \frac{N_{вн}}{G}$	дж/кг
II. Мощности				
1	Полезная	$N_{по.л}$	HG	вт
2	Окружная	N_u	$H_T G'$	вт

№ по пор.	Насос			
	наименование	обозначение	формула	размерность
3	Внутренняя	$N_{вн}$	$H_{вн}G'$	$вт$
4	Дисковых потерь	$N_{д}$	$H_{д}G'$	$вт$
5	Механических потерь	$N_{мех}$	—	$вт$
6	Полная	$N_{н}$	$\frac{HG}{\eta_{н}}$	$вт$
	III. К. п. д.			
1	Гидравлический	$\eta_{г}$	$\frac{H}{H_{т}}$	—
2	Дисковый	$\eta_{д}$	$\frac{H_{т}}{H_{вн}}$	—
3	Внутренний	$\eta_{вн}$	$\frac{H}{H_{вн}} = \frac{HG'}{N_{вн}} = \eta_{г}\eta_{д}$	—
4	Механический	$\eta_{мех}$	$N_{вн}/N_{н}$	—
5	Расходный	$\eta_{р}$	G/G'	—
6	Внутренний мощностной	$\eta_{вн N}$	$\frac{HG}{N_{вн}} = \eta_{г}\eta_{д}\eta_{р}$	—
7	Полный мощностной	$\eta_{н}$	$\frac{N_{пол}}{N_{н}} = \frac{HG}{N_{н}} = \eta_{вн}\eta_{р}\eta_{мех} = \eta_{г}\eta_{д}\eta_{р}\eta_{мех}$	—

№ по пор.	Насос для сжимаемой жидкости			
	наименование	обозначение	формула	размерность
	I. Напоры			
1	Адиабатный	$H_{ад}$	$i_{2ад}^* - i_1^* = \int_1^{2ад} v dp + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$	$дж/кг$

№ по пор.	Насос для сжимаемой жидкости			
	наименование	обозначение	формула	размерность
2	Политропный (действительный)	H	$\int_1^2 v \dot{a} p + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$	дж/кг
3	Теоретический (окружной)	$H_T (H_u)$	$c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1$	дж/кг
4	Теоретический (окружной) при бесконечно большом числе лопаток	$H_{1\infty}$	$c_{2u\infty} u_2 - c_{1u} u_1$	дж/кг
5	Внутренний	$H_{вн}$	$i_2^* - i_1^*$	дж/кг
6	Дополнительная работа вследствие объемного расширения	L_v	$\int_1^2 v dp - \int_1^2 v d p$	дж/кг
II. Мощности				
1	Полезная адиабатная	$N_{ад}$	$H_{ад} G$	вт
2	Полезная политропная	$N_{пол}$	$H G$	вт
3	Окружная	N_u	$H_T G'$	вт
4	Внутренняя	$N_{вн}$	$H_{вн} G'$	вт
5	Дисковых потерь	N_d	$H_d G'$	вт
6	Механических потерь	$N_{мех}$	—	вт
7	Полная	N_H	$\frac{H_{ад} G}{\eta_H}$	вт
III. К. п. д.				
1	Гидравлический (адиабатный)	η_H	$H_{ад} / H_T$	—
1а	Гидравлический (политропный)	$\eta_{H,пол}$	H / H_T	—
2	Дисковый	η_d	$H_T / H_{вн}$	—
3	Внутренний	$\eta_{вн}$	$H_{ад} / H_{вн} = \eta_H \eta_d$	—
4	Механический	$\eta_{мех}$	$N_{вн} / N_H$	—

№ по пор.	Насос для сжимаемой жидкости			
	наименование	обозначение	формула	размерность
5	Расходный	η_p	G/G'	—
6	Внутренний мощностной	$\eta_{вн} N$	$\frac{N_{ад}}{N_{вн}} = \eta_{вн} \eta_p = \eta_r \eta_d \eta_p$	—
7	Полный мощностной	η_n	$\frac{N_{ад}}{N_n} = \frac{H_{ад} G}{N_n} = \eta_r \eta_d \eta_p \eta_{мех}$	—

№ по пор.	Турбина			
	наименование	обозначение	формула	размерность
I. Работа				
1	Адиабатная	$L_{ад}^*$	$i_1^* - i_2^* = \int_{2_{ад}}^1 v dp + \frac{c_1^2}{2}$	дж/кг
2	Политропная	$L_{пол}^*$	$\int_2^1 v dp + \frac{c_1^2}{2}$	дж/кг
3	Окружная	L_u	$c_{1u} u_1 - c_{2u} u_2$	дж/кг
4	Полная окружная	L_u^*	$L_u + (c_2^2/2)$	дж/кг
5	Внутренняя	$L_{вн}$	$i_1^* - i_2^*$	дж/кг
6	Дополнительная работа объемного расширения	H_v	$\int_2^1 v dp - \int_{2_{ад}}^1 v dp$	дж/кг
II. Мощности				
1	Располагаемая адиабатная	$N_{ад}^*$	$L_{ад}^* G$	вт
2	Располагаемая политропная	$N_{пол}^*$	$L_{пол}^* G$	вт
3	Окружная	N_u	$L_u G'$	вт
4	Внутренняя	$N_{вн}$	$L_{вн} G'$	вт
5	Дисковых потерь	N_{τ}	$L_{\tau} G'$	вт
6	Механических потерь	$N_{мех}$	—	вт
7	Эффективная	N_{τ}	$L_{ад}^* G' \eta_{\tau}$	вт

№ по пор.	Турбина			
	наименование	обозначение	формула	размерность
	III. К. п. д.			
1	Гидравлический (адиабатный)	η_{Γ}	$L_u^* / L_{ад}^*$	—
1а	Гидравлический (политропный)	$\eta_{\Gamma.пол}$	$L_u^* / L_{пол}^*$	—
2	Окружной (лопаточный)	η_{μ}	$L_u / L_{ад}^*$	—
3	Дисковый	$\eta_{д}$	$L_{вн} / L_u$	—
4	Внутренний	$\eta_{вн}$	$L_{вн} / L_{ад}^*$	—
5	Механический	$\eta_{мех}$	$N_T / N_{вн}$	—
6	Расходный	$\eta_{р}$	G' / G	—
7	Внутренний мощностной	$\eta_{вн N}$	$\frac{N_{вн}}{N_{ад}^*} = \eta_{вн} \eta_{р} = \eta_{\mu} \eta_{д} \eta_{р}$	—
8	Эффективный мощностной	$\eta_{Т}$	$\frac{N_{Т}}{N_{ад}^*} = \eta_{\mu} \eta_{д} \eta_{р} \eta_{мех}$	—

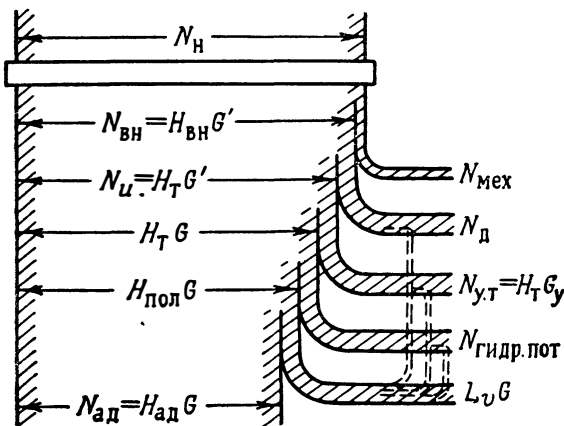


Рис. 2.95. Баланс мощностей для насоса (при работе на сжимаемой жидкости)

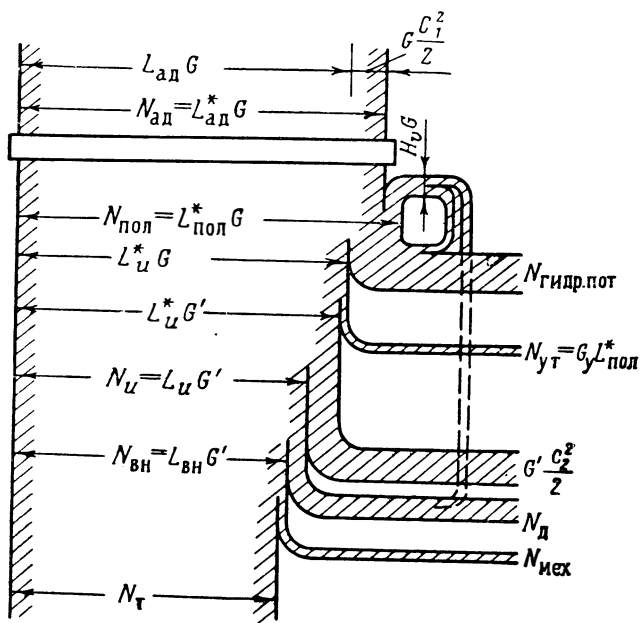


Рис. 2.96. Баланс мощностей для турбины

На рис. 2.95 и 2.96 для наглядности представлены примерные балансы мощностей соответственно для насоса и для турбины. Соотношения ширины отдельных полос соответствуют соотношениям мощностей. Беря отношения соответствующих величин ширины этих полос, можно судить об отдельных видах к. п. д.

Как следует из табл. 2.2 и рис. 2.95 и 2.96, имеется полная аналогия между к. п. д. насоса и к. п. д. турбины.

Глава 3

Насосы ЖРД

3.1. ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ НАСОСЫ

3.1.1. СХЕМА УСТРОЙСТВА. РАБОЧИЕ ОРГАНЫ НАСОСА. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В НАСОСЕ

В качестве насоса жидкостного ракетного двигателя обычно применяется насос, имеющий два рабочих колеса — осевое (шнек) и центробежное. Такой насос в дальнейшем будем называть шнеко-центробежным насосом. Назначение шнека — улучшить антикавитационные и энергетические качества насоса. На рис. 3.1 изображена конструктивная схема шнеко-центробежного насоса.

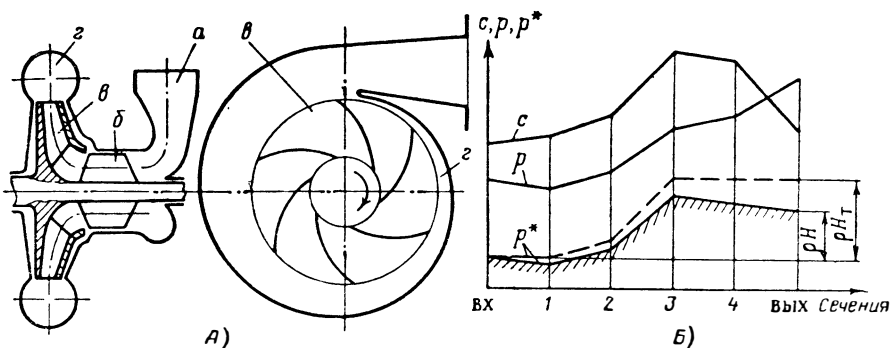


Рис. 3.1. Схема шнеко-центробежного насоса (А) и графики изменения параметров жидкости по длине проточной части (Б)

Проточная часть шнеко-центробежного насоса состоит из следующих элементов (см. рис. 3.1, А): подвода *a*; шнека *б*; центробежного колеса *в*, иногда называемого крыльчаткой, и отвода *г*.

На рис. 3.1, Б показано изменение параметров потока жидкости — скорости *c*, давления *p* и полного давления *p** по длине проточной части насоса. Участок *вх—1* характеризует изменение

параметров в подводе. Благодаря введению конфузорности во входном устройстве давление жидкости несколько падает, а скорость возрастает. Общая механическая энергия жидкости — полное давление p^* — будет снижаться из-за наличия гидравлических потерь. При течении жидкости без потерь полное давление во входной части останется постоянным (пунктирная линия на рис. 3.1, Б).

В шнеке (участок 1—2) полное давление повышается в результате подвода внешней энергии; обычно при этом растут и статическое давление, и кинетическая энергия.

Основное повышение полного давления в результате передачи жидкости внешней энергии совершается в центробежном колесе (участок 2—3), давление и скорость при этом увеличиваются. В отводе, состоящем из спирального сборника (участок 3—4) и конического диффузора (участок 4—вых), происходит преобразование кинетической энергии в давление. Полное давление вследствие гидравлических потерь будет понижаться.

Полное давление будет повышаться только в осевом и центробежном колесах, в остальных элементах полное давление уменьшается — из-за наличия потерь. Разность полных давлений на входе и на выходе для несжимаемой жидкости характеризует действительный напор насоса H .

Действительный напор определяется в опытах путем измерения давлений и скоростей перед входом в насос и на выходе из него в соответствии с формулой (1.10). Скорость обычно не измеряется непосредственно, а рассчитывается по измеренной величине объемного расхода и известной площади трубопроводов во входном и выходном сечениях насоса.

Для данного насоса по известным размерам и величинам скоростей на выходе из центробежного колеса легко рассчитывается теоретический напор H_T [см. формулу (2.31)].

Действительный напор насоса можно найти расчетным путем, последовательно вычитая из H_T величины гидравлических потерь по всему проточному тракту насоса: $H = H_T - L_{\text{гидр.пот.}}$. Но этот путь трудоемок и дает не очень достоверные результаты, так как величины расчетных коэффициентов потерь могут быть оценены лишь приближенно (см. работу [13]). Ориентировочную величину действительного напора насоса проще определить, пользуясь понятием гидравлического к. п. д. насоса (см. разд. 2.15.1):

$$H = H_T \eta_r. \quad (3.1)$$

3.1.1.1. Подвод насоса

Подвод служит для обеспечения подачи жидкости к колесу насоса с заданной скоростью и определенным направлением. Он должен удовлетворять следующим требованиям:

- 1) обеспечивать осесимметричное течение жидкости на входе в шнек с возможно более равномерным распределением скоростей и давлений;
- 2) обеспечивать величину скорости, рекомендованную для входа в шнек, обычно равную $5 \div 10$ м/сек;
- 3) обеспечивать нужное направление скорости — чаще всего, осевое;
- 4) иметь минимальную величину гидравлических потерь.

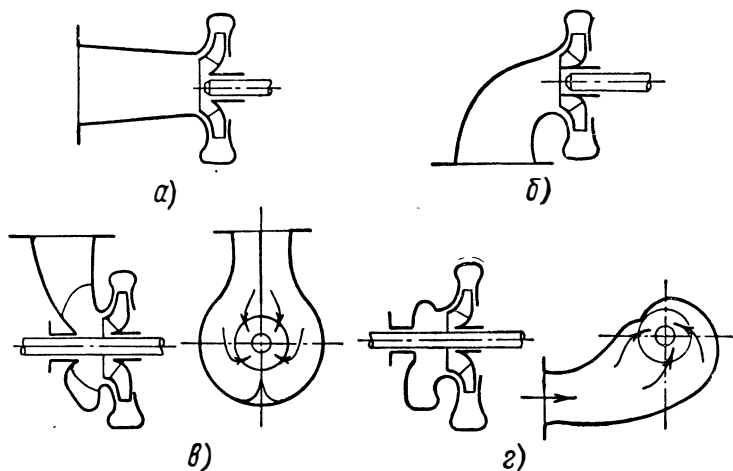


Рис. 3.2. Входные устройства насосов:

а—осевой подвод; *б*—коленообразный подвод; *в*—кольцевой подвод; *г*—полуспиральный подвод

Исходя из этих требований подвод обычно выполняют с конфузорным (сужающимся) участком, где происходит повышение скорости на $15 \div 30\%$ (в ускоряющемся потоке получается более равномерное поле скоростей и меньше возможности отрыва потока).

Различают четыре вида подводов* (рис. 3.2): конический прямой патрубок *а*—осевой подвод; коленообразный входной патрубок *б*; кольцевой входной патрубок *в* и полуспиральный входной патрубок *г*.

Для обеспечения осесимметричного течения и равномерного распределения скоростей наиболее целесообразно иметь прямой конический патрубок — осевой подвод, но он требует консольного расположения насоса и поэтому в ТНА ЖРД применяется редко. Применение такого патрубка целесообразно в том случае, когда конструктивно возможно осуществить переход трубопровода непосредственно в патрубок насоса, без поворота.

* Подводы центробежного и шнеко-центробежного насосов практически не отличаются друг от друга.

Коленообразный патрубок, хотя и не обеспечивает равномерного распределения скоростей, конструктивно прост и часто применяется в турбонасосных агрегатах для консольно расположенных насосов. Наибольшее распространение имеют кольцевой и полуспиральный подводы.

Как показали опыты (см. работы [87, 102]), при скоростях на входе $c_{вх} = 5 \div 8$ м/сек изменение подвода практически не оказывает влияния на энергетические характеристики насоса. При больших скоростях на входе влияние подвода на характеристи-

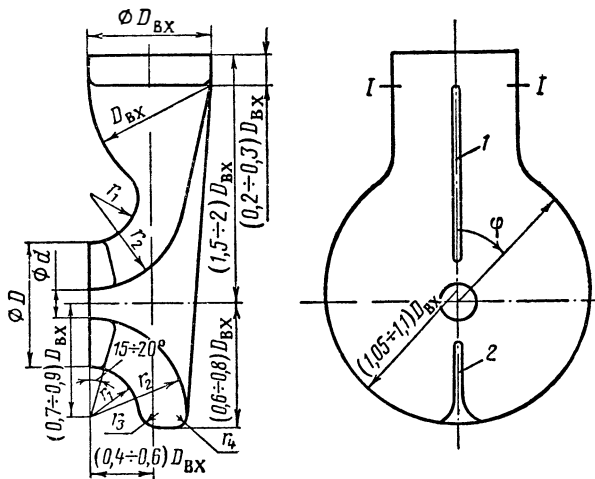


Рис. 3.3. Возможный вариант кольцевого подвода:

1—разделительное ребро; 2—направляющее ребро

ки может сказываться заметно. Подвод в насосах ЖРД влияет в основном на кавитационные параметры насоса. С увеличением потерь в подводе уменьшается давление на входе в шнек, что ухудшает антикавитационные качества насоса.

Увеличение неравномерности потока на выходе из подвода также отрицательно сказывается на кавитационных параметрах насоса (см. работу [106]). На распределение скоростей в подводе на малых расходах и при перерасширенных входах на номинальных расходах оказывают влияние закрученные обратные токи, выходящие из шнека. При наличии кольцевого и полуспирального подводов обратные токи гасятся в отводе и закрутка не передается во входной трубопровод, а в случае применения осевого и коленообразного подводов закрутка передается во входной трубопровод.

При расчетах можно принимать значения коэффициентов местного сопротивления для осевого подвода $\xi = 0,2 \div 0,3$; для коленообразного — $\xi = 0,8 \div 1,0$; для кольцевого и полуспирального —

$\xi = 1,3 \div 1,4$ (см. работу [85]). Эти значения соответствуют конфорности $20 \div 30\%$.

Как правило, вид входного устройства определяется общей конструктивной компоновкой турбонасосного агрегата.

Один из возможных вариантов колецевого подвода показан на рис. 3.3. Диаметр подвода D определяется наружным диаметром шнека $D_{ш}$, а диаметр d — диаметром втулки шнека $d_{вт}$: $D = (1,02 \div 1,05) D_{ш}$; $d = (1,05 \div 1,1) d_{вт}$. Диаметр входа в подвод $D_{вх}$ выбирается исходя из условия обеспечения повышения скорости от входа в подвод к выходу из патрубка на $15 \div 20\%$: $D_{вх} = (1,07 \div 1,1) \sqrt{D^2 - d^2}$.

Основные размеры патрубка назначаются в долях от диаметра $D_{вх}$. На участке от входа в патрубок до сечения $I-I$ скорость увеличивается на $2 \div 4\%$ посредством уменьшения площади этого сечения. Площади других сечений подвода изменяются пропорционально углу φ :

$$F_{\varphi} = \frac{F_{I-I}}{2} \left(1 - \frac{\varphi}{\pi} \right).$$

Форма сечений выбирается из условия обеспечения плавности внутренних поверхностей подвода. Для равномерного подвода жидкости к шнеку в подводе выполняются разделительное ребро 1 и направляющее ребро 2 .

3.1.1.2. Рабочие колеса

На рис. 3.4 приведена схема колес шнеко-центробежного насоса и указаны характерные сечения: $I-I$ — вход в шнек; $2ш-2ш$ — выход из шнека; $Iц-Iц$ — вход в центробежное колесо; $2-2$ — выход из центробежного колеса. В дальнейшем обозначения сечений будут использоваться в качестве индексов для параметров. Индекс «ш» в ряде случаев опускается, если параметры на выходе из шнека рассматриваются на периферии (p), на расчетном диаметре (r) и у втулки шнека ($вт$). Индекс «ц» опускается в тех разделах, где рассматривается только центробежное колесо.

А. ШНЕКОВОЕ КОЛЕСО

При заданном режиме работы насоса, т. е. при известных расходе Q и угловой скорости ω , можно построить треугольник скоростей на входе в шнек для любого радиуса (см. рис. 2.62 и 2.64). Угол между направлением относительной скорости и обратным направлением окружной скорости β_1 (см. рис. 2.62 и 2.64), т. е. угол потока на входе в шнек, определяется режимом работы, т. е. угловой скоростью и расходом жидкости. Обычно этот угол в шнеках ЖРД не превышает $6 \div 8^\circ$.

Шнек должен повысить давление перед центробежным колесом, чтобы обеспечить его бескавитационную работу, поэтому

шнек является реактивным осевым колесом. Шнеки получили особенно широкое распространение в насосах ЖРД. Шнековые колеса просты в производстве и обладают в качестве преднасоса центробежного колеса благоприятным характером изменения параметров по радиусу (см. разд. 2.11.1.4).

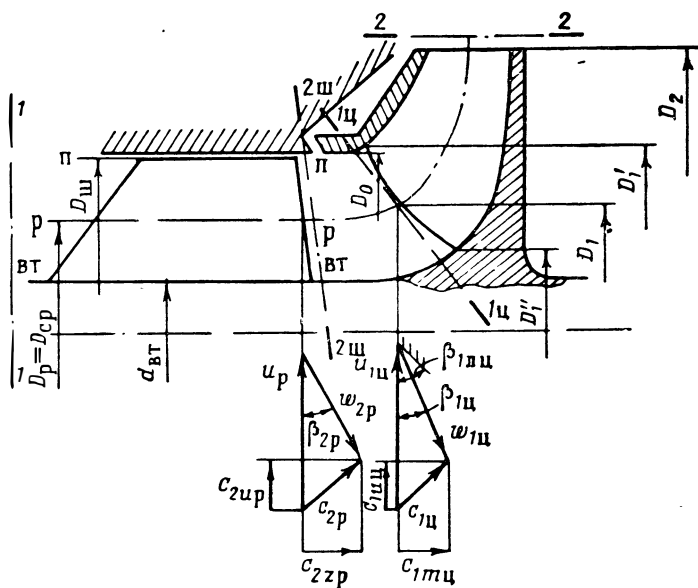


Рис. 3.4. Обозначения основных размеров шнеко-центробежного насоса и треугольники скоростей на выходе из шнека и на входе в центробежное колесо

В шнеках ЖРД применяют густые решетки ($b_{л}/t > 1,5$). Для таких решеток будем считать, что поток на выходе из преднасоса принимает направление лопаток; таким образом, на рис. 2.62 $\beta_2 = \beta_{л}$, а на рис. 2.64 $\beta_2 = \beta_{2л}$.

Б. ЦЕНТРОБЕЖНОЕ КОЛЕСО

а) Углы лопаток колеса

Поток, выйдя из колеса шнека, поступает в центробежное колесо. Пренебрегая потерями, принимают, что течение в пространстве между шнеком и лопатками центробежного колеса осуществляется по закону $c_u r = \text{const}$. При этом допущении и предположении о том, что струйки текут, не перемешиваясь, по известной окружной составляющей абсолютной скорости на выхо-

де из преднасоса можно найти окружную составляющую скорости на входе в центробежное колесо:

$$c_{1u\text{ц}} = \frac{c_{2u\text{ш}} r_{\text{ш}}}{r_{\text{ц}}}.$$

Меридиональная составляющая абсолютной скорости остается неизменной или уменьшается. На рис. 3.4 построены треугольники скоростей — на выходе из шнека (для среднего арифметического диаметра) и на входе в центробежное колесо (для среднего диаметра входной кромки). Для шнека, работающего с центробежным колесом, средний арифметический диаметр может быть принят за расчетный (см. разд. 2.11.1.4).

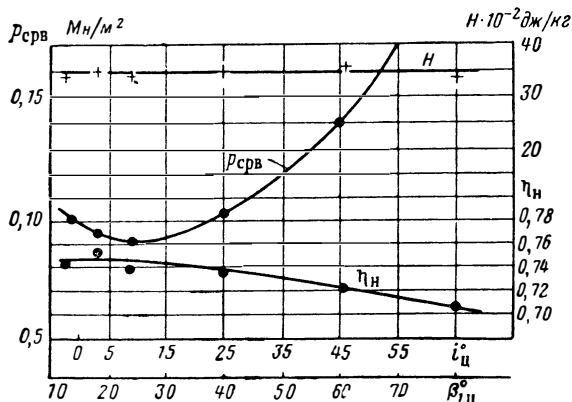


Рис. 3.5. Опытная зависимость срывного давления, напора и к. п. д. центробежного насоса от угла атаки на входе в колесо

По построению треугольнику скоростей определяют угол входа потока в центробежное колесо $\beta_{1\text{ц}}$. Величина этого угла определяет значение входного угла лопаток: $\beta_{1\text{л.ц}} = \beta_{1\text{ц}} + i_{\text{ц}}$. Обычно принимают $i_{\text{ц}} = 0 \div 15^\circ$. В этом диапазоне изменения $i_{\text{ц}}$ энергетические и кавитационные свойства центробежных колес слабо зависят от угла атаки. Это видно из рис. 3.5, где приведены опытные данные по влиянию угла атаки на напор, к. п. д. и давление на входе $p_{\text{срв}}$, при котором наступает кавитационный срыв. Угол $\beta_{1\text{л.ц}}$ целесообразно иметь достаточно большим, так как при этом будет уменьшаться степень диффузорности межлопаточного канала.

Лопатки на выходе могут иметь различные углы $\beta_{2\text{л}}$ в плоскости вращения. Колеса, вообще говоря, могут иметь лопатки трех основных типов:

а) $\beta_{2\text{л}} < 90^\circ$; б) $\beta_{2\text{л}} = 90^\circ$; в) $\beta_{2\text{л}} > 90^\circ$ (см. рис. 2.43).

Рассмотрим, какие колеса, имеющие различные выходные углы, больше удовлетворяют требованиям, предъявляемым к насосам ЖРД.

1. Исходя из требования получения минимальных гидравлических потерь насоса:

а) целесообразно иметь большую долю статического напора, так как потери в процессе преобразования больших величин кинетической энергии в энергию давления в отводящих устройствах велики; следовательно, предпочтительнее иметь $\beta_{2л} \ll 90^\circ$ и $Q_K \geq 0,5$ (см. рис. 2.42);

б) необходимо выбрать оптимальную форму межлопаточного канала в плоскости вращения. На рис. 3.6 показаны формы канала в плоскости вращения при выпрямлении оси (эквивалент-

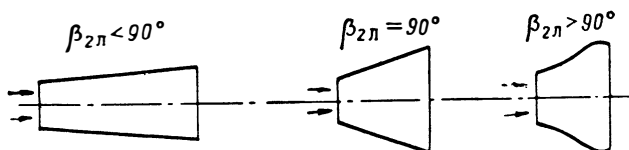


Рис. 3.6. Форма развернутого межлопаточного канала колеса при разных углах $\beta_{2л}$

ный диффузор). При сравнительно малых $\beta_{2л}$ меньше угол конусности канала, а следовательно, меньше возможность отрыва потока и меньше возможность появления обратных токов, особенно при больших отношениях D_1/D_2 . При $\beta_{2л} < \beta_{1л}$ решетка станет конфузурной. При слишком малых углах $\beta_{2л}$ канал может получиться (особенно при малых отношениях D_1/D_2) очень узким и длинным, что, в свою очередь, приведет к увеличению гидравлических потерь. Исходя из наиболее благоприятной гидравлической формы канала в плоскости вращения целесообразней выбирать углы $\beta_{2л}$ в пределах $20 \div 40^\circ$.

2. Необходимо иметь в виду, что с уменьшением $\beta_{2л}$ и увеличением статического напора (см. рис. 2.42) возрастают потери, связанные с утечкой жидкости из выходной полости (большие давления на выходе из колеса).

3. Следует помнить, что абсолютная величина $H_{т\infty}$ при данной окружной скорости мала при малых углах $\beta_{2л}$. На рис. 3.7 приведены зависимости $\bar{H}_{т\infty}$ и \bar{H} — коэффициентов теоретического напора при $z = \infty$ и напора центробежного насоса — от угла $\beta_{2л}$.

Для того чтобы получить большой напор от колеса с малым углом $\beta_{2л}$, требуется увеличить окружную скорость, а это приводит к большим потерям на трение диска. Коэффициент теоретического напора при $z = \infty$ определяется по формуле $H_{т\infty} = H_{т\infty}/u_2^2$, или при $c_{1u} = 0$, используя выражение $H_{т\infty} = c_{2u\infty}u_2$ и соотношения, вытекающие из треугольника скоростей на выходе из центробежного колеса, получим

$$\bar{H}_{т\infty} = 1 - q, \quad (3.2)$$

где $q = (c_{2m}/u_2) \operatorname{ctg} \beta_{2л}$ — расходный параметр.

Коэффициент напора на расчетном режиме определяется по формуле

$$\bar{H} = k_z \eta_r (1 - q), \quad (3.3)$$

где k_z — коэффициент, учитывающий влияние числа лопаток (см. разд. 2.10.3).

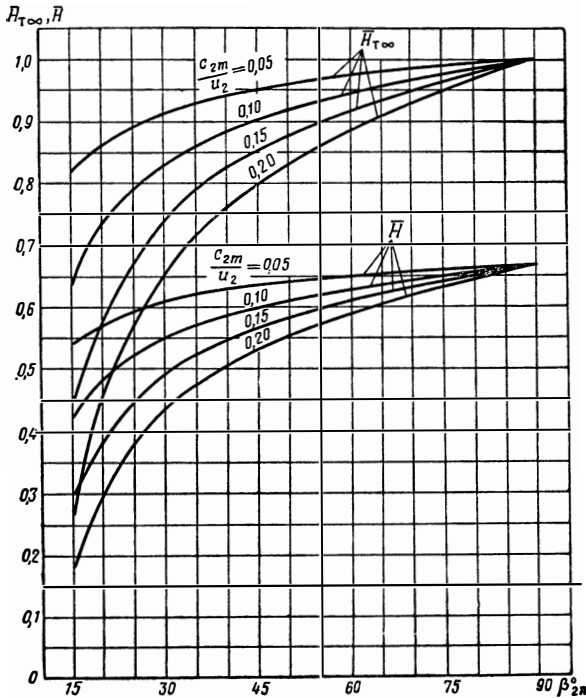


Рис. 3.7. Зависимости $\bar{H}_{T\infty}$ и \bar{H} от $\beta_{2л}$

Обычно для насосов с $D_1/D_2 \leq 0,55$

$$k_z \eta_r = 0,6 \div 0,68, \quad (3.4)$$

а для насосов с $D_1/D_2 > 0,55$

$$k_z \eta_r = (1,35 \div 1,5) \left(1 - \frac{D_1}{D_2} \right). \quad (3.5)$$

Из рис. 3.7 видно, что при низких значениях c_{2m}/u_2 нецелесообразно увеличение $\beta_{2л}$ до значений, превышающих $40 \div 50^\circ$, так как напор насоса при этом меняется мало. Для больших значений c_{2m}/u_2 следует выбирать большие углы $\beta_{2л}$, вплоть до 90° . Но, в то же время, оговорим, что для колес с большим отношением D_1/D_2 , превышающим 0,6, иногда применяются малые углы $\beta_{2л} = 15 \div 20^\circ$ для увеличения густоты решетки колеса.

4. Исходя из требований получения непрерывно падающей напорной характеристики насоса [зависимости $H=f(Q)$], обеспечивающей статическую устойчивость насосной системы, как будет показано в дальнейшем, предпочтительнее иметь углы $\beta_{2л} \leq 30 \div 40^\circ$.

5. Для передачи максимальной энергии единице массы жидкости предпочтительнее иметь большие углы $\beta_{2л}$ ($\beta_{2л} > 90^\circ$), что обеспечивает больший напор при той же окружной скорости. Но в отношении прочности радиальные на выходе лопатки ($\beta_{2л} = 90^\circ$) обладают существенным преимуществом, так как не испытывают больших изгибающих моментов от действия центробежных сил.

Окружные скорости в насосах ЖРД обычно не превышают $200 \div 250$ м/сек и, как правило, эти насосы недогружены в прочностном отношении, поэтому исходя из условий прочности вполне возможно применение углов $\beta_{2л} < 90^\circ$.

Учитывая сформулированные выше требования к величине угла $\beta_{2л}$, можно считать, что оптимальная величина угла $\beta_{2л}$ для насосов лежит в пределах $20 \div 60^\circ$. Обычно для насосов ЖРД величина $\beta_{2л} = 30 \div 50^\circ$, а значение q_k близко к $0,75 \div 0,65$.

Для насосов, перекачивающих водород, обладающий малой плотностью, требуются большие напоры (большие коэффициенты напора). Поэтому для снижения габаритов водородных насосов величину $\beta_{2л}$ в этих насосах выбирают равной 90° , т. е. применяют лопатки с радиальной выходной частью, удовлетворяющие также условиям прочности при повышенных окружных скоростях. Для водородных насосов окружные скорости могут достигать значений $350 \div 450$ м/сек (см. работу [107]).

б) Типы колес

В насосах ЖРД чаще всего встречаются закрытые рабочие колеса, имеющие ведомый и ведущий диски (переднюю и заднюю покрывные стенки) (рис. 3.8, а); но могут встречаться полужакрытые (см. рис. 3.8, б) и открытые (см. рис. 3.8, в) колеса.

Обычно к. п. д. насоса с закрытым колесом больше, чем

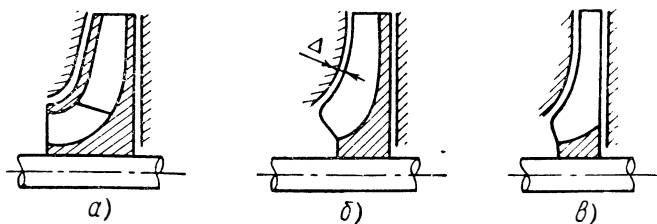


Рис. 3.8. Типы центробежных колес:

а—закрытое; б—полужакрытое; в—открытое

к. п. д. насоса с полузакрытым или открытым колесом. В открытых колесах возникают потери, связанные с перегеканием жидкости через осевой зазор Δ с одной стороны лопаток на другую. Полуоткрытые и открытые колеса надо выполнять с малым осевым зазором, так как с увеличением зазора к. п. д. насоса, имеющего такие колеса, уменьшается (см. работу [68]). Насосы с закрытыми колесами мало чувствительны к осевому зазору. Это позволяет выдерживать зазор с меньшей точностью, что дает таким насосам конструктивные преимущества. Открытые колеса более просты в технологическом отношении.

в) Профилирование лопаток колеса

Широкое распространение получило построение средней линии лопатки колеса дугой окружности (цилиндрические лопатки). Для колес с отношением $D_1/D_2 \leq 0,5 \div 0,55$, для которых ос-

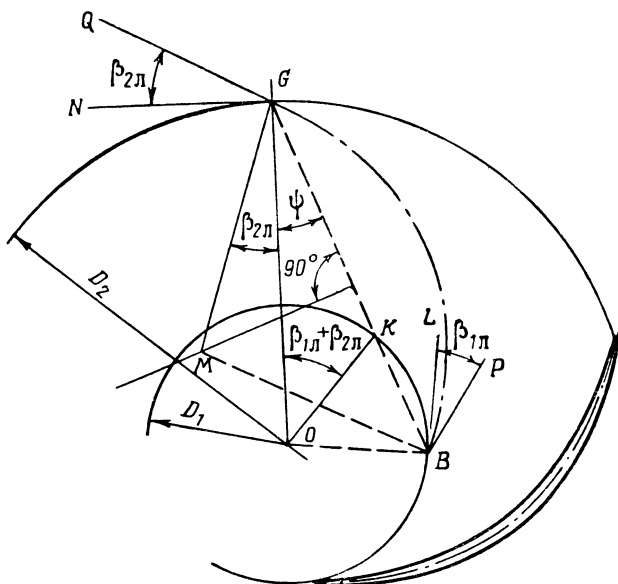


Рис. 3.9. Профилирование лопаток центробежного колеса

новную роль в передаче энергии играют кориолисовы, а не циркуляционные силы (см. разд. 2.7.3), выбор простой формы лопатки вполне обоснован. Опыт показывает, что колеса с цилиндрическими лопатками, как правило, равноценны по экономичности колесам с лопатками более сложной формы. В технологическом отношении цилиндрические лопатки наиболее просты.

Для центробежных колес с большими отношениями диаметров ($D_1/D_2 > 0,6$) роль циркуляционных сил в передаче энергии

возрастает. Это требует применения аэродинамически более совершенных форм лопаток. Такие колеса могут выполняться с пространственными лопатками, т. е. с лопатками двойкой кривизны. Способ построения таких лопаток изложен в работе [13].

Остановимся на построении средней линии цилиндрической лопатки (см. работу [15]). Проводят окружности диаметрами D_1 и D_2 (рис. 3.9). На окружности диаметра D_2 выбирают произвольную точку G , которую соединяют с центром окружностей O . От радиуса OG откладывают угол, равный сумме углов $\beta_{1л} + \beta_{2л}$. Под этим углом проводят радиус OK окружности диаметра D_1 . Точку G соединяют с точкой K и продолжают линию GK до пересечения с окружностью диаметра D_1 в точке B . Из точки G проводят луч под углом $\beta_{2л}$, который откладывают влево от линии OG . Из середины линии GB восстанавливают перпендикуляр до пересечения его в точке M с лучом, проведенным из точки G . Точка M явится центром, из которого следует провести дугу, образующую среднюю линию профиля лопатки — дуга BG .

Легко доказать, что дуга BG наклонена к окружности диаметра D_1 под углом $\beta_{1л}$, а к окружности диаметра D_2 под углом $\beta_{2л}$. Обозначив угол OGB символом ψ , получим

$$\angle OKB = \beta_{1л} + \beta_{2л} + \psi;$$

$$\angle OBK = \angle OKB = \beta_{1л} + \beta_{2л} + \psi;$$

$$\angle MBG = \angle MGB = \beta_{2л} + \psi;$$

$$\angle OBM = \angle OBK - \angle MBG = \beta_{1л} + \beta_{2л} + \psi - \beta_{2л} - \psi = \beta_{1л}.$$

Соответственно

$$\angle LBP = \angle OBM = \beta_{1л} \text{ и } \angle NGQ = \angle MGO = \beta_{2л},$$

Можно также построить среднюю линию лопаток двумя окружностями, параболой и т. д., но для этого должны быть заданы углы на входе и на выходе — $\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$ — и угол охвата лопатки θ .

От средней линии профиля нужно отложить толщину профиля δ . Законом изменения толщины профиля задаются. Максимальная толщина профиля располагается примерно на середине средней линии. Обычно $\delta_{\max}/b_{л} = 0,05 \div 0,08$; для улучшения антикавитационных качеств колеса входная кромка заостряется на длине, равной $0,2 \div 0,3$ от длины лопатки. С целью уменьшения загромождения сечения выходная кромка также выполняется заостренной; заострение занимает примерно такую же длину, как и на входе. На расстоянии шага $t = \pi D_2/z$ аналогичным образом строят следующую лопатку. Полученные межлопаточные каналы необходимо проверить. Закон изменения проходного сечения должен быть плавным и приближаться к зарекомендовавшим себя на практике образцам.

Прходное сечение межлопаточного канала, перпендикулярное линиям тока в относительном движении, приблизительно определяют площадью трапеции, средняя линия которой равна диаметру вписанной в межлопаточный канал окружности (см. рис. 2.12), а высота равна ширине колеса в меридиональном сечении b на радиусе, соответствующем выбранной точке на средней линии межлопаточного канала. Диаметром вписанной в межлопаточный канал окружности условно заменяют расстояние по нормали между двумя соседними профилями.

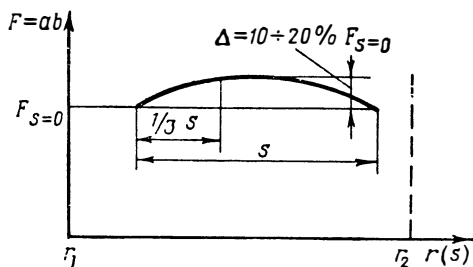


Рис. 3.10. Оптимальное изменение площади проходного сечения межлопаточного канала центробежного колеса по радиусу

Высокий гидравлический к. п. д. имеют рабочие колеса, у которых изменение проходного сечения межлопаточного канала в зависимости от радиуса проходит через максимум примерно на одной трети длины канала; величина Δ должна составлять $10 \div 20\% F_{s=0}$ (рис. 3.10). При подобном изменении проходного сечения межлопаточного канала уменьшается область диффузного течения.

3.1.1.3. Теоретический напор шнеко-центробежного насоса с учетом конечного числа лопаток

Для определения теоретического напора насоса, или, иными словами, удельной энергии, переданной жидкости, берем граничные сечения на входе в шнек и на выходе из центробежного колеса. Тогда теоретический напор шнеко-центробежного насоса (при условии, если принять схему колес с бесконечно большим числом лопаток) подсчитывается в соответствии с формулами (2.31) и (2.59).

При наличии шнека удельная энергия, передаваемая жидкости центробежным колесом, будет меньше на величину удельной энергии, передаваемой жидкости шнеком. Теоретический напор центробежного колеса должен подсчитываться с учетом окружающей составляющей на входе в колесо:

$$H_{T\infty} = H_{T\infty ш} + H_{T\infty ц},$$

или
$$H_{T\infty} = (c_{2u}u - c_{1u}u)_{ш} + (c_{2u\infty}u_2 - c_{1u}u_1)_{ц}.$$

При допущении, что течение между шнеком и центробежным колесом подчиняется закону $c_u r = \text{const}$, получим

$$(c_{2u}u)_{ш} = (c_{1u}u_1)_{ц}$$

и тогда

$$H_{\text{т}\infty} = (c_{2u\infty} u_2)_u - (c_{1u} u)_{u_1}.$$

При $c_{1u_{u_1}} = 0$ формула упростится:

$$H_{\text{т}\infty} = c_{2\infty} u_2. \quad (3.6)$$

Следовательно, теоретический напор шнеко-центробежного насоса определяется выходными параметрами центробежного

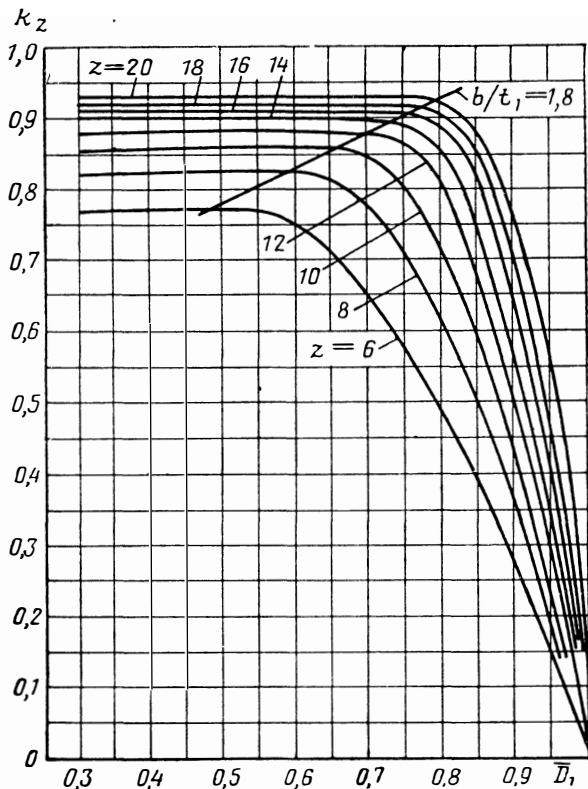


Рис. 3.11. Зависимость коэффициента k_z от относительного диаметра $\bar{D}_1 = D_1/D_2$ и числа лопаток z (при $\beta_{2л} = 30^\circ$, $c_{2m}/u_2 \leq 0,2$ и $\beta_{1л} = 28^\circ$)

колеса, т. е. так же, как и в случае, если имеется одно центробежное колесо, при условии $c_{1u_{u_1}} = 0$.

Ввиду инерционности жидкости не удастся передать от колеса с конечным числом лопаток энергию, соответствующую $H_{\text{т}\infty}$. Жидкости передается энергия, отличная от $H_{\text{т}\infty}$ и равная $H_{\text{т}}$ (см. разд. 2.10.3):

$$H_{\text{т}} = k_z H_{\text{т}\infty}.$$

Для случая, когда $c_{1иш}=0$, будем иметь

$$c_{2и} = k_z c_{2и\infty}, \quad (3.7)$$

а коэффициент напора $\bar{H} = k_z \eta_r \bar{H}_{T\infty}$ [см. формулу (3.3)]. Связь между H_T и $H_{T\infty}$ устанавливалась целым рядом исследователей на основе расчетных или экспериментальных зависимостей (см. например, работу [15]).

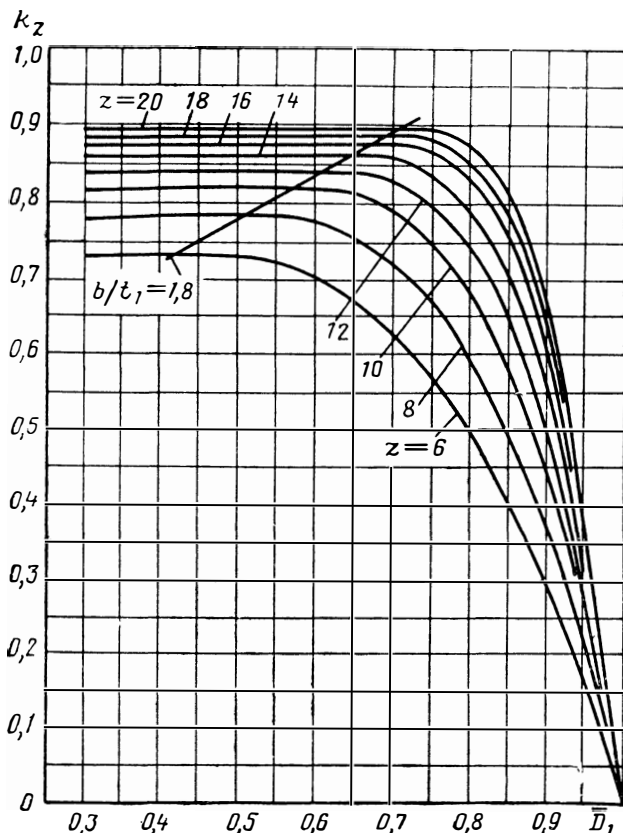


Рис. 3.12. Зависимость коэффициента k_z от относительного диаметра $\bar{D}_1 = D_1/D_2$ и числа лопаток z (при $\beta_{2л} = 60^\circ$, $c_{2м}/u_2 \leq 0,2$ и $\beta_{1л} = 28^\circ$)

Наиболее теоретически обоснованные данные о коэффициенте k_z и теоретическом напоре H_T могут быть получены при решении задачи об обтекании круговой решетки центробежного колеса. В работе [60] эта задача для потенциального несжимаемого потока решена методом особенностей. Пространственность решетки (переменная ширина лопатки) учитывалась вве-

дением системы стоков, интенсивность которых менялась в зависимости от ширины лопатки.

Для учебных целей определение коэффициента k_z шнекоцентробежных насосов можно проводить по данным, приведенным в работах [60] и [100] (рис. 3.11—3.13), даже если геометри-

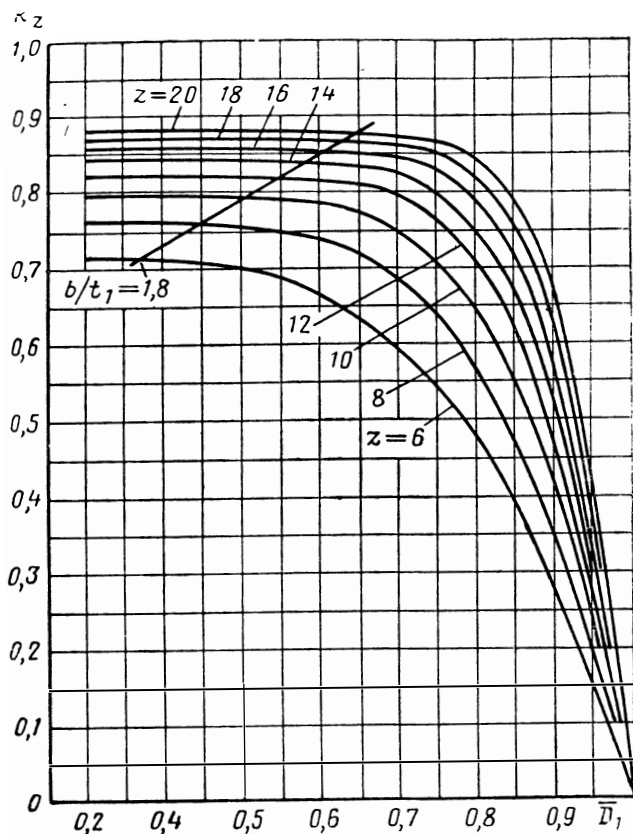


Рис. 3.13. Зависимость коэффициента k_z от относительного диаметра $\bar{D}_1 = D_1/D_2$ и числа лопаток z (при $\beta_{2л} = 90^\circ$, $c_{2m}/u_2 \leq 0,2$ и $\beta_{1л} = 28^\circ$)

ческие параметры колеса несколько отличаются от тех, для которых получены данные в этих работах.

Рассмотрим подробнее влияние параметров насоса на k_z . Влияние режима работы насоса на коэффициент k_z несущественно в диапазоне $c_{2m}/u_2 < 0,15 \div 0,2$ (см. рис. 3.14, заимствованный из работы [60]), который представляет практический интерес. Число лопаток значительно влияет на коэффициент k_z . С увеличением числа лопаток z коэффициент k_z возрастает (рис. 3.15).

Что касается относительного диаметра $\bar{D}_1 = D_1/D_2$, то его влияние сказывается только при малой густоте решетки колеса, начиная с густоты $b_{\pi}/t_1 < 1,8 \div 1,9$ (t_1 — шаг решетки на входе) (см. рис. 3.11—3.13). При обычно применяемом числе лопаток $z = 6 \div 12$ влияние \bar{D}_1 проявляется в области $\bar{D}_1 > 0,5 \div 0,6$. С ростом числа лопаток значение \bar{D}_1 , начиная с которого k_z падает, увеличивается. Поэтому при больших значениях \bar{D}_1 для увеличения

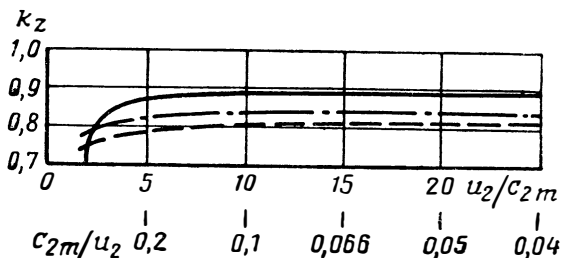


Рис. 3.14. Влияние на коэффициент k_z отношения скоростей u_2/c_{2m} ($\bar{D}_1 = 0,8$; $\beta_{1л} = 28^\circ$; $z = 16$):
 — $\beta_{2л} = 30^\circ$; — — $\beta_{2л} = 60^\circ$; - - - $\beta_{2л} = 90^\circ$

k_z надо увеличивать число лопаток. В пределе, когда относительный диаметр круговой решетки колеса $\bar{D}_1 \rightarrow 0$, густота решетки становится настолько малой, что не оказывает отклоняющего воздействия на поток, и $k_z \rightarrow 0$.

С увеличением угла лопаток на выходе $\beta_{2л}$ коэффициент k_z монотонно уменьшается (рис. 3.16). Это объясняется увеличением с ростом $\beta_{2л}$ перепада давлений на лопатке (увеличение нагрузки), аналогичным увеличению нагрузки при уменьшении числа лопаток. Наибольшее влияние $\beta_{2л}$ проявляется в области малых значений угла ($\beta_{2л} < 40 \div 50^\circ$) и в области больших углов ($\beta_{2л} > 110 \div 120^\circ$).

Если в случае диффузорных колес [$F_1/F_2 \leq 1$ ($\beta_{2л} > \beta_{1л}$)] всегда будет $\bar{H}_T < \bar{H}_{T\infty}$, $0 \leq k_z < 1$ и угол $\delta = \beta_{2л} - \beta_2$ положительный, то в случае конфузорных колес [$F_1/F_2 > 1$ ($\beta_{2л} < \beta_{1л}$)] теоретический напор \bar{H}_T может превышать теоретический напор при бесконечном числе лопаток $\bar{H}_{T\infty}$ или быть равным ему ($\bar{H}_T \geq \bar{H}_{T\infty}$) (см. разд. 2. 10. 3 и рис. 2. 54). При этом угол отставания δ будет отрицательным или равным нулю ($\delta \leq 0$), а k_z может принимать значения, равные единице или большие единицы (рис. 3. 17), а также отрицательные: $k_z \geq 1$; $k_z < 0$. Возможность получения указанных значений δ , \bar{H}_T и k_z , вытекающих из теории, подтверждается экспериментально (см. работу [59]).

На рис. 3.17 представлены опытные значения δ , \bar{H}_T и k_z для конфузорной решетки центробежного колеса ($F_1/F_2 = 2,2$). Они подсчитаны по измеренному углу потока на выходе; колесо работало в свободном пространстве без спирального отвода (см. работу [82]). Характер изменения \bar{H}_T и k_z по $c_{2m} = c_{2m}/u_2$ соответствует характеру их изменения, предсказываемому теорией (см. работу [60]).

При больших значениях c_{2m} теоретический напор \bar{H}_T становится больше $\bar{H}_{T\infty}$, и следовательно, k_z становится больше единицы, а δ — отрицательным.

При $\bar{c}_{2m} = \text{tg } \beta_{2л}$, когда $\bar{H}_{T\infty} = 0$, значение k_z в соответствии с формулой (2.130), равно бесконечности.

При $\bar{c}_{2m} > \text{tg } \beta_{2л}$ величина $\bar{H}_{T\infty}$ принимает отрицательные значения, \bar{H}_T остается положительным и тогда k_z становится отрицательным. В точке $\bar{H}_T = 0$ величина k_z принимает нулевое значение.

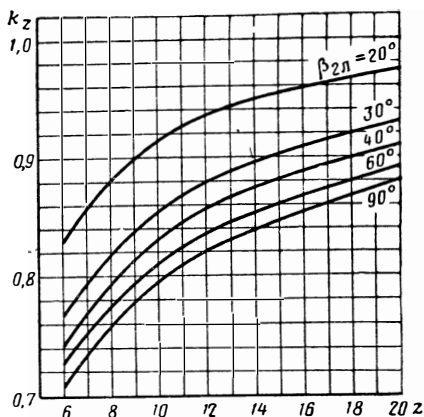


Рис. 3.15. Влияние на коэффициент k_z числа лопаток z и угла $\beta_{2л}$ ($\beta_{1л} = 20 \div 28^\circ$; $b/t_1 = 1,8 \div 1,9$)

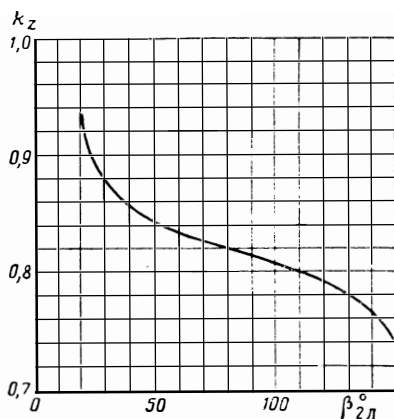


Рис. 3.16. Зависимость коэффициента k_z от угла $\beta_{2л}$ ($\bar{D}_1 = 0,5$; $\beta_{1л} = 28^\circ$; $z = 12$)

3.1.1.4. Отвод насоса

А. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Отвод служит для сбора жидкости, выходящей из колеса, направления ее в систему и преобразования при этом кинетической энергии потока в энергию давления. Это необходимо потому, что поток на выходе из колеса имеет скорость $150 \div 200$ м/сек, а иногда и больше, т. е. обладает большой кинетической энергией, в то время как для системы питания ЖРД требуются большие давления ($15 \div 30$ Мн/м²) и малая скорость жидкости на выходе из насоса ($c_{\text{вых}} = 6 \div 15$ м/сек). Большие скорости движения жидкости в системе приведут к большим гидравлическим потерям. Кроме того, гидравлический удар при действии элементов автоматики ЖРД (скорость гасится до нуля) будет больше при большей начальной скорости.

Располагаемая кинетическая энергия для преобразования в энергию давления в отводящем устройстве равна:

$$\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_{\text{вых}}^2}{2}.$$

При обычных для насосов значениях $\beta_{2л}$, равных $30 \div 50^\circ$, она составляет на расчетном режиме $25 \div 35\%$ от всего теоретического напора насоса.

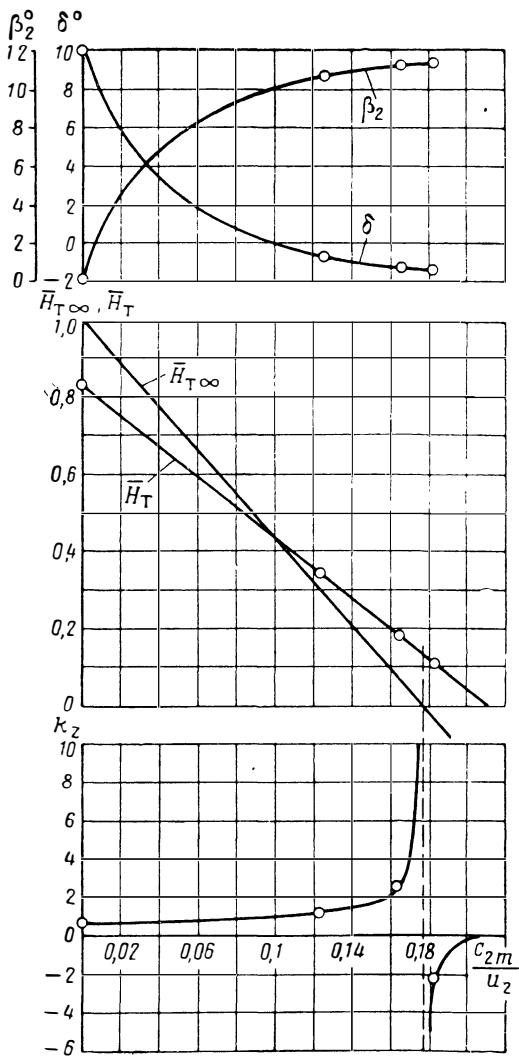


Рис. 3.17. Зависимость угла отставания потока δ на выходе из центробежного колеса и коэффициентов k_z , $\bar{H}_{T\infty}$, \bar{H}_T от отношения c_{2m}/u_2 для конфузурной решетки центробежного колеса ($F_1/F_2=2,2$)

К отводам предъявляют следующие требования:

- 1) преобразовать кинетическую энергию потока жидкости в статический напор с минимальными потерями;
- 2) обеспечить равномерное поле скоростей и давлений, создавая условия для установившегося относительного движения жидкости через колесо и для снижения радиальных усилий;
- 3) иметь минимально возможные размеры.

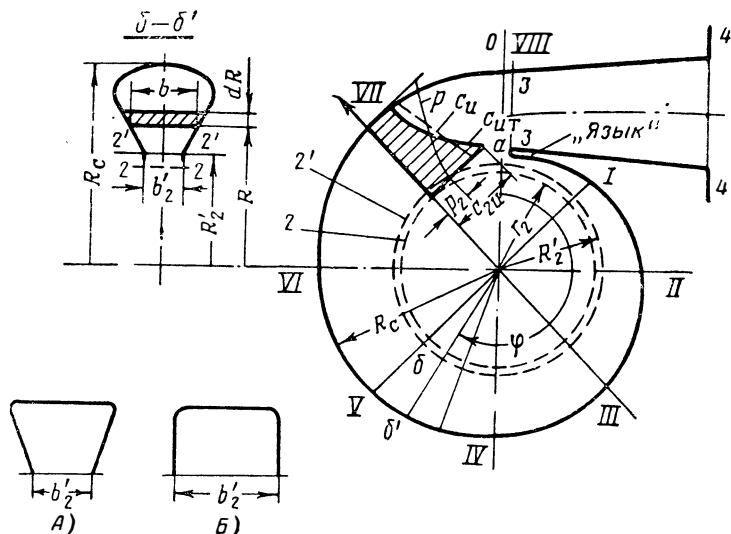


Рис. 3.18. Спиральный отвод

Отвод одноступенчатого насоса (рис. 3.18) обычно состоит из кольцевого безлопаточного диффузора (участок 2—2'), спирального сборника (участок 2'—3) и конического диффузора (3—4).

Кроме безлопаточного диффузора, отвод может включать в себя еще и лопаточный диффузор (рис. 3.19). Технологически лопаточный диффузор сложен, но при его применении увеличиваются прочность и жесткость корпуса, а также может увеличиться к. п. д. в расчетной точке.

Безлопаточный диффузор играет вспомогательную роль в насосах ЖРД. Он отделяет колесо насоса от лопаток лопаточного диффузора или от «языка» спиральной части отвода. В нем преобразуется в потенциальную энергию незначительная доля кинетической энергии потока.

В компрессорах и вентиляторах безлопаточный диффузор имеет самостоятельное значение. В лопаточном и коническом диффузорах происходит преобразование в давление практически всей располагаемой кинетической энергии потока. Спиральный сборник предназначен для сбора жидкости, выходящей из колеса, и направления ее через конический диффузор в нагнетаю-

щую магистраль. В коническом диффузоре в основном и происходит преобразование кинетической энергии в потенциальную.

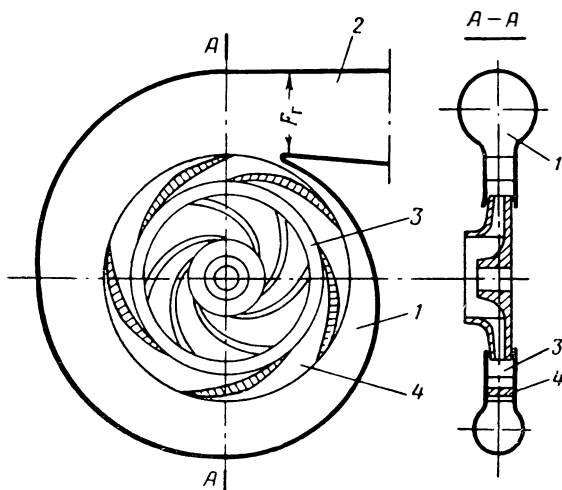


Рис. 3.19. Схема насоса с кольцевым лопаточным диффузором:

1—спиральный сборник; 2—конический диффузор; 3—кольцевой безлопаточный диффузор; 4—кольцевой лопаточный диффузор

Отводы многоступенчатых насосов, кроме указанных элементов, включают в себя обратные направляющие аппараты II (рис. 3. 20), которые предназначены для отвода жидкости от одной ступени насоса к другой.

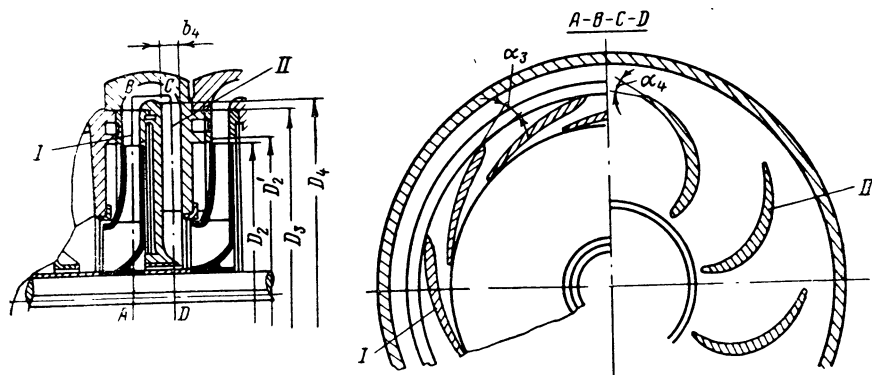


Рис. 3.20. Многоступенчатый центробежный насос:

I — кольцевой лопаточный диффузор первой ступени; II—направляющий аппарат между первой и второй ступенями

Рассмотрим подробнее течение в элементах отводящих устройств.

Б. БЕЗЛОПАТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ДИФFUЗОР

На входе в плоский безлопаточный диффузор, который представляет собой кольцевое пространство на выходе из колеса (рис. 3.21), поток имеет скорость $c_2 = \sqrt{c_{2u}^2 + c_{2m}^2}$, равную скорости выхода жидкости из колеса. Скорости c_{2m} и c_{2u} (составляющие скорости c_2) определяются соответственно по формулам (2.3) и (3.7). Как правило, c_{2u} значительно больше c_{2m} ,

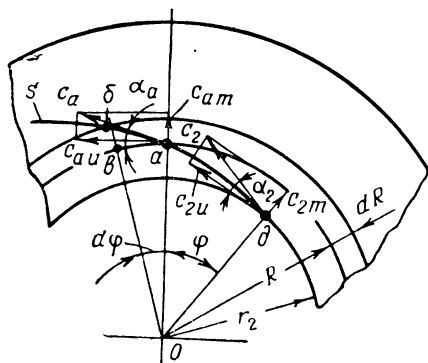


Рис. 3.21. К определению линии тока жидкости в кольцевом безлопаточном диффузоре

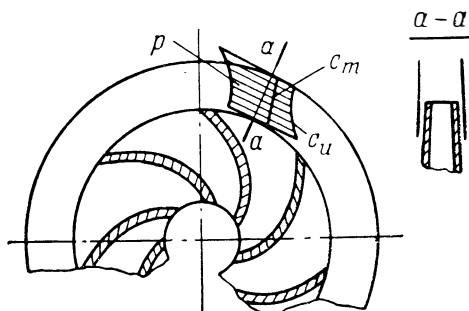


Рис. 3.22. Распределение давления и скоростей в кольцевом безлопаточном диффузоре

поэтому в диффузорных элементах отвода повышение давления в основном происходит за счет уменьшения окружной составляющей скорости c_{2u} .

Рассмотрим, как уменьшаются скорости c_{2m} и c_{2u} в плоском безлопаточном диффузоре. Уменьшение скорости c_{2m} достигается увеличением проходного сечения по мере увеличения радиуса:

$$\frac{c_m}{c_{2m}} = \frac{F_{2m}}{F_m} = \frac{2\pi r_2 b_2}{2\pi R b} \quad (3.8)$$

Отсюда при $b = b_2$ получим

$$\frac{c_m}{c_{2m}} = \frac{r_2}{R} \quad (3.9)$$

т. е. меридиональная составляющая скорости c_m уменьшается обратно пропорционально радиусу безлопаточного диффузора.

Зависимость окружной составляющей c_{2u} от радиуса R уста-

новим из уравнения момента количества движения (2.21), принимая, что трение о стенки диффузора отсутствует:

$$G(c_{2u}r_2 - c_u R) = 0.$$

Отсюда получим

$$\frac{c_u}{c_{2u}} = \frac{r_2}{R}. \quad (3.10)$$

Следовательно, окружная составляющая скорости c_u будет уменьшаться с увеличением радиуса (рис. 3.22).

Отношение $c_m/c_u = \operatorname{tg} \alpha$ определяет наклон линии тока. С помощью выражений (3.9) и (3.10) получим

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{c_m}{c_u} = \frac{c_{2m}}{c_{2u}} = \operatorname{tg} \alpha_2, \quad (3.11)$$

т. е. линия тока в безлопаточном диффузоре сохраняет начальный угол α_2 .

Найдем выражение для линии тока. Поток, переходя с радиуса R (см. рис. 3.21) на радиус $R + dR$, следует по линии s , являющейся линией тока с углом, равным α_2 . Из элементарного треугольника abv получим

$$\frac{dR}{R d\varphi} = \operatorname{tg} \alpha_2.$$

Отсюда запишем дифференциальное уравнение линии тока в полярных координатах:

$$\frac{dR}{R} = \operatorname{tg} \alpha_2 d\varphi.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от r_2 (соответственно $\varphi = 0$) до текущих значений R и φ , получим

$$\int_{r_2}^R \frac{dR}{R} = \operatorname{tg} \alpha_2 \int_0^\varphi d\varphi; \quad \ln \frac{R}{r_2} = \varphi \operatorname{tg} \alpha_2;$$

$$R = r_2 e^{\varphi \operatorname{tg} \alpha_2}. \quad (3.12)$$

Уравнение (3.12) представляет собой уравнение логарифмической спирали, проходящей через точку $\varphi = 0$ и $R = r_2$. Таким образом, линия тока в безлопаточном диффузоре постоянной ширины представляет собой логарифмическую спираль. Чем меньше угол α_2 (чем больше c_{2u} по сравнению с c_{2m}), тем больше длина линии тока s (см. рис. 3.21) и тем больший путь проходит частица жидкости, переходя с радиуса r_2 на радиус R безлопаточного диффузора. Трение увеличивает угол наклона спирали α .

Определим, как увеличивается давление в безлопаточном диффузоре (без учета трения). Из уравнения Бернулли (2.75) получим

$$p - p_2 = \rho \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c^2}{2} \right).$$

После подстановки в это уравнение выражений (3.9) и (3.10) найдем:

$$p - p_2 = \rho \frac{c_2^2}{2} \left[1 - \left(\frac{r_2}{R} \right)^2 \right]. \quad (3.13)$$

С увеличением радиуса давление в безлопаточном диффузоре повышается (см. рис. 3.22). Для преобразования в безлопаточном диффузоре значительной части кинетической энергии потока в потенциальную необходимо увеличивать наружный радиус диффузора, значительно увеличивая его радиальную протяженность. Поэтому в качестве основного диффузорного устройства безлопаточный диффузор в насосах ЖРД не применяется. К тому же насосы ЖРД имеют малое отношение c_{2m}/c_{2u} (малое значение $\alpha_2 = 5 \div 10^\circ$), а это, как уже отмечалось, приводит к большой длине линии тока и, следовательно, к большим потерям на трение жидкости о стенки диффузора.

Потери в безлопаточных диффузорах насосов ЖРД отдельно обычно не рассчитываются. Их относят к потерям в спиральной части отвода или к потерям в лопаточном диффузоре. В насосах ЖРД наружный радиус безлопаточного диффузора R'_2 обычно равен $(1,05 \div 1,15)r_2$.

В. ЛОПАТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ДИФфуЗОР

Лопаточный кольцевой диффузор выполняется в виде круговой решетки, установленной между боковыми стенками (см. рис. 3.19). Струя жидкости отклоняется лопатками от траектории свободного движения по логарифмической спирали. Траектория у частиц жидкости получается более крутой. При том же радиальном перемещении окружная составляющая скорости в лопаточном диффузоре уменьшается сильнее, чем в безлопаточном. Уменьшение c в основном и обеспечивается уменьшением c_{2u} , так как величина c_m вообще сравнительно мала.

Профиль лопатки (рис. 3.23) выбирается так, чтобы угол $\alpha_{3л}$ был больше угла $\alpha_{2л}'$, определяемого наклоном абсолютной скорости к окружному направлению при свободном токе жидкости. Межлопаточный канал при этом получается расширяющимся, угол расширения не должен превышать $8 \div 10^\circ$.

Степень уширения лопаточного диффузора равна (см. рис. 3.23):

$$\frac{F_3}{F_2} = \frac{\pi D_3 k_2' b_3 \sin \alpha_{3л}}{\pi D_2 k_3 b_2 \sin \alpha_{2л}'}, \quad (3.14)$$

где k_3 — коэффициент сужения сечения лопатками на выходе;
 k_2' — коэффициент сужения сечения лопатками на входе.

Ширину лопаточного диффузора b_2' рекомендуется выбирать несколько большей, чем ширину проточной части колеса:

$$b_2' = (1,1 \div 1,2) b_2.$$

Это позволяет компенсировать неточность взаимного расположения колеса и диффузора.

В каналах лопаточного диффузора торможение потока осуществляется на более коротком пути частицы жидкости, чем в безлопаточном кольцевом диффузоре, поэтому при малых углах выхода струи из колеса гидравлические потери в лопаточном диффузоре меньше, чем в безлопаточном кольцевом диффузоре. Число лопаток обычно равно 5÷12.

Установка лопаточного диффузора усложняет конструкцию насоса, но в отдельных случаях его применение желательно и с конструктивной точки зрения, так как лопаточный диффузор может обеспечить большую жесткость и прочность корпуса насоса при тонких стенках.

Скорость на выходе из лопаточного диффузора найдется по известному углу наклона средней линии лопаток к окружному направлению и по известной меридиональной составляющей скорости:

$$c_{3m\lambda} = \frac{Qk_3}{\pi D_3 b_3}; \quad (3.15)$$

$$c_{3\lambda} = \frac{c_{3m\lambda}}{\sin \alpha_{3\lambda}} \quad \text{и} \quad c_{3u\lambda} = \frac{c_{3m\lambda}}{\operatorname{tg} \alpha_{3\lambda}}. \quad (3.16)$$

Скорость за лопатками будет меньше, так как меридиональная составляющая снизится из-за увеличения площади сечения:

$$c_{3m} = \frac{Q}{\pi D_3 b_3}.$$

Окружная составляющая не изменится:

$$c_{3u\lambda} = c_{3u};$$

$$c_3 = \sqrt{c_{3u}^2 + c_{3m}^2}. \quad (3.17)$$

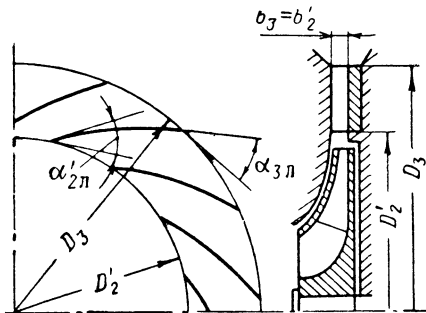


Рис. 3.23. Схема кольцевого лопаточного диффузора

Повышение давления в лопаточном диффузоре определяется из уравнения энергии

$$p_3 - p_2 = \rho \left(\frac{c'_2{}^2}{2} - \frac{c_3^2}{2} \right) - L_{\text{сопр}}.$$

Принимая $k_1 = 1$ и $c_2 = \frac{c'_{2m}}{\sin \alpha_{2л}}$ (угол атаки равен нулю), получим, что

$$p_3 - p_2 = \rho \frac{c'_{2л}{}^2}{2} \left[1 - \left(\frac{D'_2 \sin \alpha'_{2л}}{D_3 \sin \alpha_{3л}} \right)^2 \right] - L_{\text{сопр}}.$$

Так как $\alpha_{3л} > \alpha'_{2л}$, то при одинаковых размерах в лопаточном диффузоре достигается большее повышение давления, чем в безлопаточном [см. формулу (3.13)]. Течение в лопаточном диффузоре и потери в нем рассчитываются как в лопаточной круговой решетке, если отношение $b_{л}/t_{\text{ср}} < 1$ (здесь $b_{л}$ — длина лопатки; $t_{\text{ср}}$ — шаг на среднем диаметре лопаточного диффузора). При $b_{л}/t_{\text{ср}} > 1$ лопаточный диффузор рассматривается как система каналов. Потери в нем определяются по формулам гидравлики (см. разд. 2.13.2.1).

Обычно лопаточные диффузоры имеют $D_3/D_2' = 1,35 \div 1,45$; $b_3/b_2' = 1$ (см. работу [91]). Угол лопаток на выходе из диффузора $\alpha_{3л}$ принимается на $12 \div 15^\circ$ большим, чем угол $\alpha'_{2л}$. Средняя линия лопаток диффузора очерчивается дугой окружности. Способ построения средней линии аналогичен способу построения средней линии лопаток центробежного колеса (см. разд. 3.1.1.2). Максимальная толщина лопатки находится примерно на ее середине. Входная кромка лопатки закругляется большим радиусом, чем выходная.

После построения лопаток необходимо убедиться в том, что угол эквивалентного конического диффузора, имеющего длину, равную длине лопаточного диффузора и равные с ним проходные сечения, не превышает $10 \div 12^\circ$. Если угол окажется больше, то для уменьшения потерь его надо уменьшить до допустимых значений путем уменьшения угла $\alpha_{3л}$ или увеличения относительных диаметров D_3/D_2' и числа лопаток z .

Г. СПИРАЛЬНЫЙ СБОРНИК

Спиральный сборник широко применяется в центробежных насосах. Окружная и меридиональная скорости потока в нем будут уменьшаться с увеличением радиуса (см. рис. 3.18). В результате этого происходит некоторое увеличение давления по радиусу. Дополнительного увеличения сечения для преобразования кинетической энергии $c_{2u}^2/2$ в энергию давления (геометрический диффузорный эффект), как правило, не предусматривают, так как это увеличивает потери в сборнике.

Если в выходном сечении сборника средняя скорость равна c_3 , то повышение давления в нем определится из уравнения энергий:

$$p_3 - p_2' = \rho \left(\frac{c_2'^2}{2} - \frac{c_3^2}{2} \right) - L_{\text{сопр}},$$

где c_2' — скорость на входе в сборник (выход из безлопаточного диффузора).

Выведем основные соотношения для расчета спиральных сборников. Примем, что расход жидкости через элемент дуги выходной окружности колеса пропорционален углу охвата этой дуги. Обозначим Q_φ расход через дугу ab (см. рис. 3.18) окружности, описанной радиусом R_2' :

$$Q_\varphi = \frac{\varphi}{2\pi} Q, \quad (3.18)$$

где φ — угол охвата дуги ab ; Q — расход жидкости, поступающей из колеса в спираль.

Расход через элементарное сечение $df = b dR$ (см. эскиз слева вверху на рис. 3.18) обозначим

$$dQ_\varphi = c_u df = c_u b dR.$$

Расход через все сечение $b-b'$ также равен Q_φ :

$$Q_\varphi = \int_{R_2'}^{R_c} dQ_\varphi = \int_{R_2'}^{R_c} c_u b dR. \quad (3.19)$$

Подставив сюда из уравнения (3.18) выражение для Q_φ , получим

$$\frac{\varphi}{2\pi} Q = \int_{R_2'}^{R_c} c_u b dR.$$

Отсюда вытекает основная формула для расчета спиральных сборников, устанавливающая связь текущего угла φ и геометрических параметров b и R_c :

$$\varphi = \frac{2\pi}{Q} \int_{R_2'}^{R_c} c_u b dR. \quad (3.20)$$

Последняя формула является основной формулой для проектирования сборника. Если задаться законом изменения c_u и ширины b по радиусу R , то из формулы (3.20) определится зависимость радиуса спирали R_c от угла φ . Сечение спирали может быть круглым (см. рис. 3.1, А), грушевидным (см. рис. 3.18),

трапецевидным (см. рис. 3.18, А), прямоугольным (см. рис. 3.18, Б) и т. п. Самым простым является прямоугольное сечение ($b = b_2' = \text{const}$).

Сборники с прямоугольным сечением часто применяются в шнеко-центробежных насосах. Ширина сборника b_2' выбирается исходя из ширины колеса. Она может быть больше или меньше ширины колеса b_d с учетом толщины дисков колеса, но не меньше ширины проточной части колеса b_2 (рис. 3.24). При $b_2' = b_2$ исключается появление вихревых зон в области, затененной торцовыми поверхностями дисков. Зато при ширине спирали b_2' , превышающей ширину колеса b_d , используется энергия струй, сбегаящих с дисков колеса. Обычно применяют сборники с шириной b_2' , большей b_d :

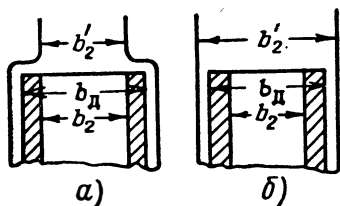


Рис. 3.24. Узкий (а) и широкий (б) входы в спиральный сборник

Опыт показывает (см. работу [91]), что увеличение ширины сборника, которое будет сопровождаться, при прочих равных условиях, уменьшением высоты поперечных сечений сборника, не оказывает существенного влияния на параметры насоса.

Рассмотрим схему расчета, в котором исходят из того, что наружная стенка сборника не должна оказывать возмущающего действия на поток. При этом очертание наружной стенки спирали должно совпадать с направлением линий тока жидкости, движущейся от колеса в свободном пространстве. Как известно, свободное течение на выходе из колеса без учета трения подчиняется закону $c_u R = \text{const}$.

Полагая $c_u R = c_{2u} r_2$, из формулы (3.20) получим

$$\varphi = \frac{2\pi c_{2u} r_2}{Q} \int_{R_2'}^{R_c} b \frac{dR}{R}.$$

При $b = b_2' = \text{const}$

$$\varphi = \frac{2\pi c_{2u} r_2 b}{Q} (\ln R_c - \ln R_2'); \quad \ln \frac{R_c}{R_2} = \varphi \frac{Q}{2\pi c_{2u} r_2 b}.$$

Учитывая, что

$$\frac{Q}{2\pi r_2 b} = c_{2m} \frac{b_2}{b},$$

получим

$$\ln \frac{R_c}{R_2} = \varphi \frac{b_2}{b} \text{tg } \alpha_2;$$

$$R_c = R_2 e^{\varphi \frac{r_2}{b} \operatorname{tg} \alpha_2}; \quad (3.21)$$

$$R_{c \max} = R_2 e^{2\pi \frac{b_2}{b} \operatorname{tg} \alpha_2}. \quad (3.22)$$

Уравнение (3.21) для наружного радиуса спирали прямоугольного сечения постоянной ширины представляет собой уравнение логарифмической спирали. Наружная стенка спирали совпадает с линией тока жидкости в случае отсутствия потерь [см. уравнение (3.12)].

Наличие потерь в спиральном сборнике, вызванных трением о стенки и неравномерностью потока на выходе из колеса (вход в сборник) и в сборнике (потери на турбулентное трение в по-

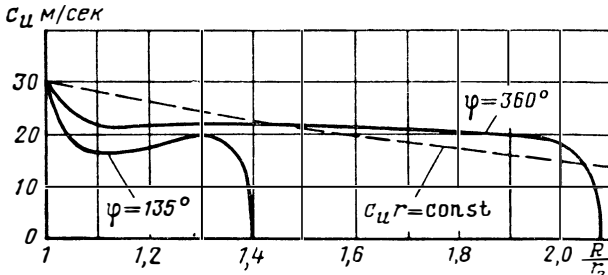


Рис. 3.25. Теоретическая (пунктир) и экспериментальные кривые изменения окружной составляющей скорости потока c_u по радиусу спирального сборника

токе), приводит к отличию распределения скоростей и давлений в сборнике от их распределения в случае отсутствия потерь ($c_u R = \text{const}$).

На рис. 3.25 приведено экспериментально полученное поле скоростей в сечениях сборника. Видно, в частности, что скорость c_u уменьшается медленнее, чем по закону $c_u R = \text{const}$, — в общем случае по закону $c_u R^\alpha = \text{const}$ ($\alpha < 1$) (см. работу [75]). Перемешивание струй в сборнике приводит к выравниванию окружных скоростей по сечению сборника. Это позволяет проводить расчет сборника из предположения постоянной скорости $c_c = \text{const}$ во всех его сечениях.

Примем за скорость c_c ту скорость, которая имела бы место при отсутствии потерь ($c_u R = \text{const}$) в середине выходного сечения сборника, т. е. на радиусе

$$R_{\text{ср}} = \frac{R_{c \max} + R_2'}{2}.$$

Для сборника с прямоугольным сечением $b = \text{const}$, используя выражение (3.22), можно записать:

$$R_{\text{ср}} = \frac{R_2'}{2} \left(1 + e^{2\pi \frac{b_2}{b} \operatorname{tg} \alpha_2} \right).$$

Тогда

$$c_c = \frac{c_{2u} r_2}{R_{cp}} = c_{2u} \frac{2r_2}{R_2'} \left(1 + e^{2\pi \frac{b_2}{b} \operatorname{tg} \alpha_2} \right)^{-1}.$$

Площадь сечения выхода из сборника [вход в конический диффузор (см. рис. 3.18)] определится по формуле

$$f_3 = \frac{Q}{c_c} = \frac{QR_2'}{2c_{2u} r_2} \left(1 + e^{2\pi \frac{b_2}{b} \operatorname{tg} \alpha_2} \right). \quad (3.23)$$

Площади промежуточных сечений определяются по площади входа в конический диффузор f_3 :

$$f_\varphi = (\varphi/2\pi) f_3. \quad (3.24)$$

Так как при $b = \text{const}$

$$f_\varphi = b (R_c - R_2'), \quad (3.25)$$

то, подставляя выражение (3.25) в (3.24), получим следующую связь радиуса сборника R_c с углом φ :

$$R_c = R_2' + (\varphi/2\pi) \frac{f_3}{b}. \quad (3.26)$$

Следует отметить, что на работу насоса небольшое отклонение фактического очертания внешней стенки сборника от расчетного не оказывает заметного влияния. Однако отступление от расчетной площади сечения входа в конический диффузор может повлиять на параметры насоса (см. работу [91]).

Д. КОНИЧЕСКИЙ ДИФФУЗОР

При отсутствии лопаточного диффузора основное торможение потока осуществляется в коническом диффузоре. На его долю приходится 80÷85% динамического напора, преобразуемого

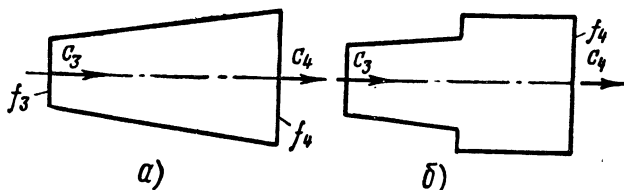


Рис. 3.26. Схемы конических диффузоров:

а — конический диффузор; б — ступенчатый конический диффузор

в статический напор в отводящих устройствах. Конический диффузор выполняется в виде уширяющегося патрубка переменного сечения (рис. 3.26, а). Входное сечение его соответствует форме сечения спирального сборника, а выходное сечение обычно вы-

полняется круглым, так как конический диффузор непосредственно стыкуется с нагнетающим трубопроводом.

Как показали исследования (см. работу [91]), на начальном участке диффузора целесообразно не увеличивать площадь сечения. Это приводит к выравниванию поля скоростей и уменьшению потерь в диффузоре. Можно принять длину участка с постоянной площадью сечения, на котором форма сечения входа в диффузор переходит в круг, равной $0,2 \div 0,35$ длины диффузора. Степень уширения конического диффузора характеризуется углом раскрытия γ° . Круглые участки могут иметь угол раскрытия $10 \div 20^\circ$. Большие углы раскрытия приводят к большим потерям, связанным с отрывом пограничного слоя.

В насосах ЖРД применяют большие степени уширения, так как значения скорости выхода из спирали $c_c = c_3$ велики и могут достигать $100 \div 150$ м/сек. Средняя скорость в выходном сечении спирали (во входном сечении конического диффузора) найдется по величине расхода и известной величине сечения.

Скорость $c_{\text{вых}}$ (c_4) в выходном сечении конического диффузора определяет степень его расширения:

$$\bar{f}_3 = \frac{f_3}{f_{\text{вых}}} = \frac{c_{\text{вых}}}{c_3}.$$

Тогда повышение давления в коническом диффузоре будет равно:

$$p_4 - p_3 = \rho \frac{c_3^2}{2} (1 - \bar{f}_3^2) - L_{\text{собр.}}$$

Длина конического диффузора обычно ограничивается величиной, равной $(2,5 \div 6,5)d_3$, где d_3 — эквивалентный диаметр начального сечения диффузора $\left(d_3 = \sqrt{\frac{4}{\pi} f_3}\right)$.

Если после конического диффузора скорость оказывается недопустимо большой (больше $10 \div 20$ м/сек), то применяют ступенчатый конический диффузор (см. рис. 3.26, б) или ставят лопаточный диффузор на выходе из колеса. Заслуживает внимания применение диффузора с постоянным градиентом давления (диффузор с увеличивающимся углом раскрытия).

Е. ПОТЕРИ В СБОРНИКЕ И КОНИЧЕСКОМ ДИФфуЗОРЕ

При расчетах потери в спиральном сборнике и в коническом диффузоре оцениваются суммарно с использованием статистических данных. Расчет потерь в элементах сборника и конического диффузора методами гидравлики (см. разд. 2.13.2.1) является недостоверным, так как он не учитывает, например, имеющую место большую неравномерность поля скоростей в сборнике и коническом диффузоре. Особенно должны быть заметны потери при

смешении струй, вытекающих из колеса, с потоком, движущимся по спиральному сборнику. Благодаря турбулентности скорости в спирали по сечению выравниваются (закон $c_u R^a = \text{const}$, $a < 1$), а вытекающая из колеса скорость c_2 имеет большую величину, чем скорость потока, подошедшего к данному сечению.

Сумма потерь в сборнике и коническом диффузоре выражается через кинетическую энергию потока на входе в сборник. Если отвод состоит из безлопаточного диффузора, сборника и конического диффузора, то потери в таком отводе выражаются через кинетическую энергию потока на выходе из колеса:

$$L_{\text{отв}} = \zeta_{\text{отв}} \frac{c_2^2}{2}, \quad (3.27)$$

где $\zeta_{\text{отв}} = 0,18 \div 0,22$ (см. работу [95]) — коэффициент потерь в отводе. При $c_{1\text{уп}} = 0$, пренебрегая скоростью c_{2m} (незначительной по сравнению с c_{2u}), можно с помощью выражения (2.128) записать:

$$L_{\text{отв}} = \zeta_{\text{отв}} \bar{H}_T^2 \frac{u_2^2}{2}. \quad (3.28)$$

3.1.1.5. Гидравлический к.п.д. насоса

Гидравлический к. п. д. шнеко-центробежного насоса — это к. п. д., оценивающий гидравлические потери в проточной части (см. разд. 2.15.1). Гидравлический к. п. д. шнеко-центробежного насоса может отличаться от к. п. д. центробежного насоса, не имеющего шнека.

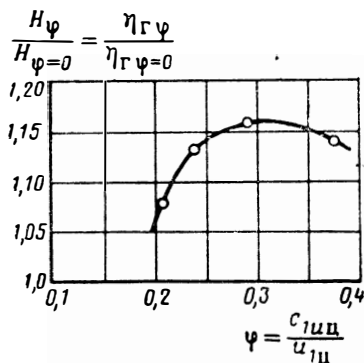


Рис. 3.27. Влияние закрутки на входе в центробежное колесо на гидравлический к. п. д. и напор шнеко-центробежного насоса

При малых отношениях D_1/D_2 ($D_1/D_2 \leq 0,5 \div 0,55$), что характерно для малых значений n_s ($n_s < 60 \div 80$), установка шнека мало влияет на гидравлический к. п. д. насоса. При больших отношениях D_1/D_2 ($D_1/D_2 > 0,55$) установка шнека, как правило, увеличивает гидравлический к. п. д. насоса на $10 \div 15\%$ (см. работу [50]), а иногда увеличение к. п. д. доходит до $20 \div 30\%$.

При значениях $D_1/D_2 > 0,55$ к. п. д. центробежного колеса падает, а установка шнекового преднасоса позволяет удержать его на уровне $0,82 \div 0,85$. Это обстоятельство очень

важно для насосов ЖРД, так как центробежные колеса насосов ЖРД больших тяг имеют большие отношения D_1/D_2 . Поэтому шнековый преднасос часто применяется не только для повыше-

ния антикавитационных качеств насоса, но и для повышения к. п. д.

Максимальные значения гидравлического к. п. д. (рис. 3.27), как показывают опытные исследования, лежат при значениях относительной «закрутки» на входе в центробежное колесо $c_{1\text{шц}}/u_{1\text{шц}} = 0,3 \div 0,4$. При увеличении $c_{1\text{шц}}$ (что соответствует большему шагу шнекового преднасоса) увеличивается доля энергии, передаваемой с помощью кориолисовых сил инерции (см. рис. 2.36), а доля энергии, передаваемая колесом в результате циркуляционного обтекания, уменьшается.

Гидравлические потери при передаче энергии с помощью кориолисовых сил связаны лишь со скоростью протекания, т. е. с относительной скоростью, а она уменьшается при увеличении $c_{1\text{шц}}$ (см. рис. 3.4). В результате этого потери энергии в центробежном насосе снижаются. При дальнейшем увеличении $c_{1\text{шц}}$ (шага шнека) возрастает доля потерь шнекового преднасоса в общем балансе энергии, а к. п. д. шнека несколько меньше, чем к. п. д. центробежного колеса. Кроме того, при больших значениях $c_{1\text{шц}}$ растут потери на участке между шнеком и центробежным колесом.

Влияние формы профилей лопаток осевого преднасоса и центробежного колеса на величину гидравлического к. п. д. шнеко-центробежного насоса невелико:

Отношение

$$\frac{H_T - L_{\text{гидр.пот.ш}} - L_{\text{гидр.пот.п}}}{H_T} = \frac{H_{\text{кол}}}{H_T} \eta = \eta_{\text{г.к}} \quad (3.29)$$

представляет собой к. п. д. шнеко-центробежного колеса, где $H_{\text{кол}}$ — напор шнеко-центробежного колеса. Пренебрегая потерями в подводе, можно записать:

$$\eta_{\text{г}} = \eta_{\text{г.к}} \eta_{\text{отв}} \quad (3.30)$$

Непосредственно рассчитать $\eta_{\text{г.к}}$ трудно; его можно определить с помощью формул (3.28) и (3.30), найдя предварительно гидравлический к. п. д. всего насоса ($\eta_{\text{г}}$) и к. п. д. отвода:

$$\eta_{\text{отв}} = \frac{H_{\text{кол}} - L_{\text{отв}}}{H_{\text{кол}}} = \frac{H}{H_{\text{кол}}}$$

Для расчета гидравлического к. п. д. насоса используют результаты обобщения статистических данных. Для насосов с отношением диаметров $D_1/D_2 \leq 0,55$ гидравлический к. п. д. $\eta_{\text{г}} = 0,82 \div 0,85$. При $0,55 < D_1/D_2 \leq 0,8$

$$\eta_{\text{г}} = (1,1 \div 1,15) \left(1,3 - \frac{D_1}{D_2} \right) \quad (3.31)$$

3.1.2. ПОТЕРИ НА УТЕЧКИ В НАСОСЕ. ДИСКОВЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

3.1.2.1. Потери на утечки в насосах

А. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В наиболее общем случае утечки жидкости в центробежном насосе могут происходить по трем каналам (рис. 3.28):

- 1) через переднее уплотнение, отделяющее полость высокого давления от полости низкого давления (Q_{y1});
- 2) через разгрузочные отверстия (Q_{y2});
- 3) через уплотнение, по валу (Q_{y3}).

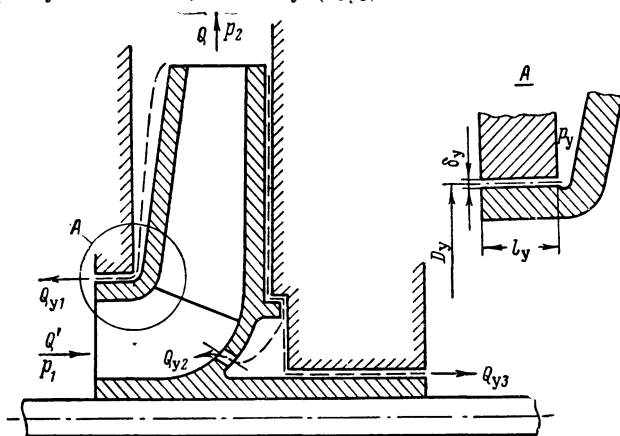


Рис. 3.28. Схема утечек жидкости из полости нагнетания центробежного насоса

Разгрузочных отверстий может и не быть, поэтому утечка Q_{y2} не обязательна для всех насосов.

Уплотнение на валу, отделяющее проточную часть насоса от дренажных полостей, как правило, стараются выполнять с полной герметизацией, применяя контактные уплотнения и импеллеры; при этом утечка практически происходит через дренажные отверстия на вход в насос, в бак или в атмосферу.

В открытых колесах утечка жидкости из полости нагнетания в полость всасывания может происходить через зазор между лопатками и корпусом. Наличие покрывного диска, или бандажа, ликвидирует перетекание через лопатки с нагнетающей стороны на нерабочую сторону, но не устраняет общей утечки из полости нагнетания в полость всасывания.

При проектировании турбонасосного агрегата ЖРД важно знать количество утекающей из полости высокого давления жидкости:

$$Q_y = Q_{y1} + Q_{y2} + Q_{y3}.$$

Методика расчета количества жидкости, вытекающей через уплотнение, дана на примере щелевого кольцевого уплотнения, отделяющего полость высокого давления от полости низкого давления на ведомом диске центробежного колеса (см. рис. 3.28, А).

Утечка Q_{y1} зависит от площади проходного сечения щели в уплотнении, конструктивного выполнения уплотнения (острота кромок и пр.) и перепада давлений.

Расход через щель при заданном перепаде давлений найдется по известной формуле:

$$Q_{y1} = \mu f_y \sqrt{2 \frac{p_y - p_1}{\rho}},$$

или

$$Q_{y1} = \mu \pi D_y \delta_y \sqrt{2L_y}, \quad (3.32)$$

где μ — коэффициент расхода; f_y — проходное сечение уплотнения; D_y — диаметр, на котором расположено уплотнение; δ_y — величина радиального зазора; p_y — давление перед уплотнением; p_1 — давление на входе в колесо; L_y — энергия, теряемая жидкостью при перетекании через уплотнение.

Выразим L_y через статический напор колеса:

$$L_y = \frac{p_y - p_1}{\rho} = \frac{p_2 - p_1}{\rho} - \frac{p_2 - p_y}{\rho} = H_{ст} - \frac{p_2 - p_y}{\rho}, \quad (3.33)$$

где p_2 — давление на выходе из колеса.

Член $(p_2 - p_y)/\rho$ в уравнении (3.33) характеризует разность давлений на выходе из колеса и перед уплотнением.

Для того чтобы вычислить утечку через уплотнение, следует в первую очередь найти давление перед уплотнением p_y , которое определяется законом движения жидкости в зазоре между вращающимся колесом и корпусом насоса.

Б. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ВРАЩАЮЩИМСЯ КОЛЕСОМ И КОРПУСОМ НАСОСА

Распределение давления в зазоре между колесом и корпусом насоса зависит от характера движения жидкости в зазоре. Непосредственно у стенки колеса жидкость вращается вместе с колесом. У стенки корпуса жидкость неподвижна. Очевидно, что промежуточные слои жидкости в зазоре приводятся в движение силами вязкости, но имеют окружную скорость, меньшую окружной скорости колеса на данном радиусе. Примерная эпюра окружных скоростей (в сечении зазора цилиндром произвольного радиуса) показана на рис. 2.87.

При вращении жидкости в зазоре возникает движение ее в радиальной плоскости. Под действием центробежных сил слои

жидкости, прилегающие к колесу, будут перемещаться к большему радиусу. Под воздействием повышенного давления на выходе из колеса, вдоль стенки корпуса начнется движение от периферии к оси. Примерная эпюра меридиональных скоростей движения жидкости в осевом зазоре представлена на рис. 3.29, а линия тока для центробежного насоса дана на рис. 2.88. На распределение скоростей в зазоре влияет «закрутка» основного потока на выходе из колеса c_{2u} .

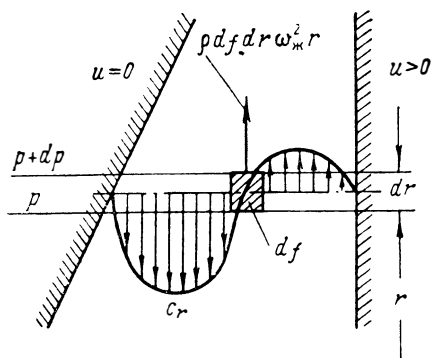


Рис. 3.29. Эпюра меридиональных скоростей в осевом зазоре между диском колеса и корпусом насоса

При протекании жидкости через уплотнение эпюра меридиональных скоростей в осевом зазоре будет несимметрична (см. рис. 3.29).

В качестве первого приближения найдем давление перед уплотнением для случая, когда утечка жидкости через уплотнение, ввиду малости расхода вытекающей жидкости, не будет заметно влиять на распределение скоростей и давлений в зазоре. При этом средняя угловая скорость вращения жидкости будет равняться половине угловой скорости вращения колеса (см. работу [9]):

$$\omega_{\text{ср.ж}} = \frac{\omega}{2}.$$

Найдем закон изменения давления по радиусу в зазоре для части жидкости, находящихся в радиальном равновесии. На элемент жидкости, находящийся в радиальном равновесии, в системе координат, связанной с этим элементом, действует центробежная инерционная сила $\rho \omega_{\text{ср.ж}}^2 r df dr$ и разность давлений dp (см. рис. 3.29).

Из уравнения радиального равновесия [см. формулу (2.131)] следует, что

$$\frac{dp}{dr} = \rho \omega_{\text{ср.ж}}^2 r. \quad (3.34)$$

Интегрируя это уравнение от r (текущего радиуса) до r_2 и заменяя $\omega_{\text{ср.ж}}^2 = \omega^2/4$, получим

$$p_2 - p = \rho \frac{\omega^2}{4} \frac{r_2^2 - r^2}{2},$$

откуда давление в зазоре при радиальном равновесии будет равно:

$$p = p_2 - \rho \frac{u_2^2 - u^2}{8},$$

или

$$p = p_2 - \rho \frac{u_2^2}{8} \left[1 - \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (3.35)$$

Зная радиус R_y , на котором расположено уплотнение, найдем давление перед уплотнением p_y (см. рис. 3.28):

$$p_y = p_2 - \rho \frac{u_2^2}{8} \left[1 - \left(\frac{R_y}{r_2} \right)^2 \right]; \quad (3.36)$$

отсюда получим разность давлений:

$$p_2 - p_y = \rho \frac{u_2^2}{8} \left[1 - \left(\frac{R_y}{r_2} \right)^2 \right] \quad (3.37)$$

и соответствующий напор, теряемый в уплотнении:

$$L_y = H_{ст} - \frac{u_2^2}{8} \left[1 - \left(\frac{R_y}{r_2} \right)^2 \right], \quad (3.38)$$

где $H_{ст} = H_{кол} - H_{дин}$; с учетом формул (2.104) и (3.29) получим

$$H_{ст} = H_T \eta_{гк} - (c_{2u}^2/2) \quad (\text{при } c_{1m} = c_{2m}). \quad (3.39)$$

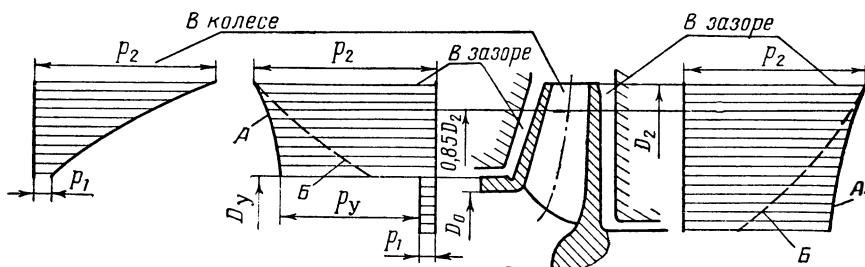


Рис. 3.30. Эпюры давлений в осевом зазоре между диском колеса и корпусом насоса и в проточной части колеса:

А—без учета утечек; Б—с учетом утечек

На рис. 3.30 представлено распределение давлений в зазоре и в колесе.

Величину напора L_y , теряемого в уплотнении, можно уточнить путем учета влияния утечек через осевой зазор и влияния окружной скорости потока на выходе из колеса c_{2u} . В работе [67] с учетом этого влияния получена зависимость для разности давлений на радиусе r_2 и текущем радиусе r осевого зазора. Принимая, что на входе в осевой зазор окружная скорость жидкости равна окружной скорости потока на выходе из колеса, можно представить указанную зависимость в виде

$$p_2 - p = \rho k_y e^{2,3 [\alpha (c_{2u}/u_2) + \beta (r/r_2)]}, \quad (3.40)$$

где p — давление на текущем радиусе r ; k_y , α и β — коэффициенты, зависящие от расхода через уплотнение Q_{y1} (рис. 3.31).

В области, где $r \geq 0,85 r_2$, можно принять линейную зависимость разности $p_2 - p$ от радиуса r :

$$p_2 - p = 6,67 (p_2 - p_{r=0,85r_2}) \left(1 - \frac{r}{r_2}\right). \quad (3.41)$$

Пологая $r = R_y \leq 0,85 r_2$, найдем разность давлений на выходе из колеса и перед уплотнением:

$$p_2 - p_y = Q k_y e^{2,3} [\alpha (c_{2u}/u_2) + \beta (R_y/r_2)] \quad (3.42)$$

и соответствующий этой разности напор

$$L_y = H_{ст} - k_y e^{2,3} [\alpha (c_{2u}/u_2) + \beta (R_y/r_2)]. \quad (3.43)$$

Так как напор L_y зависит от утечек Q_{y1} (через коэффициенты k_y , α и β), а величина утечек Q_{y1} , в свою очередь, зависит от L_y [см. формулу (3.32)], то значение Q_{y1} будет определено в результате нескольких приближений.

Расчет по формуле (3.40) показывает, что наличие утечек через осевой зазор снижает давление в зазоре и перед уплотнением (см. рис. 3.30).

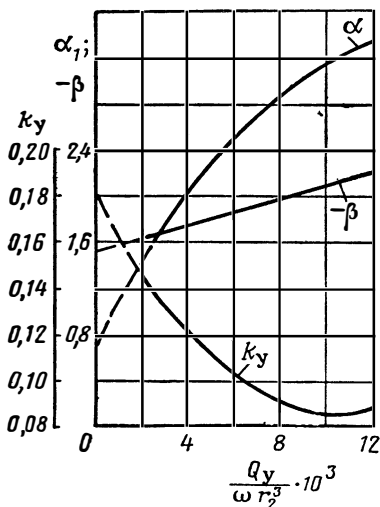


Рис. 3.31. Зависимость коэффициентов k_y , α и β от величины утечек через осевой зазор

В. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАСХОДА μ

Коэффициент расхода μ в формуле (3.32) представляет собой отношение расхода через данное уплотнение Q к теоретическому расходу Q_T через отверстие с тем же проходным сечением:

$$\mu = \frac{Q}{Q_T}.$$

Введение коэффициента расхода μ позволяет свести сложный характер истечения через зазор уплотнения к случаю истечения через отверстие.

Если величина Q_{y1} определена опытным путем, то, зная давление перед уплотнением p_y и давление на входе в колесо p_1 , коэффициент μ можно определить по формуле (3.32) как опытную величину.

Коэффициент расхода μ определяется величиной гидравлических сопротивлений уплотнения. Чем больше эти сопротивления, тем меньше расход через уплотнение при заданном перепаде давлений. Исходя из этого для уменьшения расхода через уплотнения стремятся увеличить гидравлические потери по тракту,

повышая искусственно сопротивления введением острых кромок, внезапных расширений, крутых поворотов и пр.

На рис. 3.32 приведены примерные данные по величине коэффициента расхода μ для трех видов щелевых уплотнений при $l_y/\delta_y = 100 \div 200$.

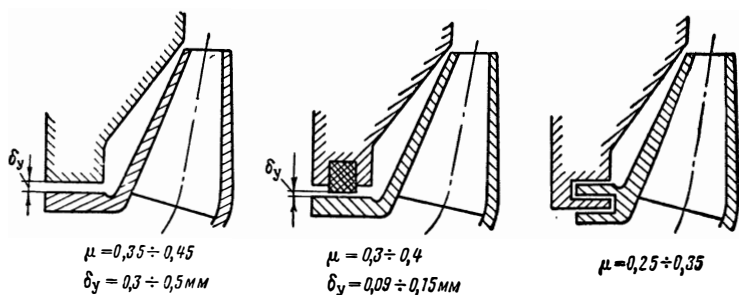


Рис. 3.32. Схемы уплотнений центробежного колеса и значения коэффициента расхода μ для этих уплотнений

При определении утечек через разгрузочные отверстия (Q_{y2}) принимают $\mu = 0,8$. Исследования (см., например, работу [90]) показывают, что на величину утечек влияет также угловая скорость вала. Кроме того, при больших перепадах давлений на уплотнении в нем возникают большие скорости течения, приводящие к кавитации. При кавитации в уплотнении уменьшается величина утечек (см. работу [65]).

Г. РАСЧЕТ ИМПЕЛЛЕРНОГО УПЛОТНЕНИЯ ВАЛА

В ТНА ЖРД широко применяются гидродинамические уплотнения вала — импеллерные уплотнения (рис. 3.33). Импеллерное уплотнение служит для предотвращения попадания жидкости из полости высокого давления ($p_{2\text{имп}}$) в газовую полость низкого давления ($p_{1\text{имп}}$).

В ТНА импеллерные уплотнения разъединяют полости насосов и полости турбины, а также полости насосов и полости, сообщающиеся с атмосферой — дренажные полости.

Импеллерное уплотнение представляет собой колесо (импеллер), которое устанавливается в корпусе с малыми осевым (δ_z) и радиальным (δ_r) зазорами. Форма лопаток колеса (радиальные, загнутые назад или вперед) не оказывает влияния на эффективность уплотнения, так как через импеллер нет расходного течения жидкости. Из технологических соображений лопатки импеллера выполняются радиальными. Число лопаток выбирается равным 6–8.

Импеллеры могут быть открытыми (см. рис. 3.33, А) и закрытыми по наружному диаметру (см. рис. 3.33, Б) (см. работу [69]). Применение закрытых импеллеров уменьшает попадание газа в полость, заполненную жидкостью. Лопатки импеллера вовлекают жидкость во вращение с угловой скоростью $\omega_{ж}$. Распределение давления в осевом зазоре, заполненном жидкостью, определяется этой угловой скоростью. Интегрируя выражение (3.34), получим

$$p_{2имп} - p_{1имп} = \zeta \alpha \omega^2 \frac{r_{2имп}^2 - r^2}{2}, \quad (3.44)$$

где $\alpha = (\omega_{ж}/\omega)^2$.

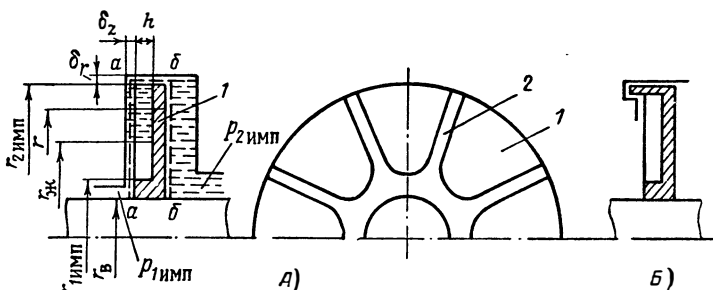


Рис. 3.33. Схема импеллерных уплотнений вала с открытым (А) и закрытым (Б) импеллерами:

1—диск импеллера; 2—лопатки импеллера

Полагая $r = r_{ж}$, найдем выражение для перепада давлений на уплотнении:

$$p_{2имп} - p_{1имп} = \zeta \alpha \omega^2 \frac{r_{2имп}^2 - r_{ж}^2}{2}. \quad (3.45)$$

Очевидно, что максимальный перепад давлений, удерживаемый уплотнением, будет иметь место в случае полного заполнения каналов импеллера ($r_{ж} = r_{1имп}$):

$$(p_{2имп} - p_{1имп})_{max} = \zeta \alpha \omega^2 \frac{r_{2имп}^2 - r_{1имп}^2}{2}. \quad (3.46)$$

При перепаде, превышающем максимальный, импеллерное уплотнение становится негерметичным: жидкость из полости $p_{2имп}$ будет проникать в полость $p_{1имп}$. С помощью соотношения (3.46) находят потребные радиальные размеры импеллера при заданных давлениях $p_{2имп}$ и $p_{1имп}$ в уплотняемых полостях.

Коэффициент α в выражениях (3.44), (3.45) и (3.46) зависит от ширины лопатки импеллера h и осевого зазора δ_z . Чем больше ширина лопатки и чем меньше осевой зазор, тем меньше будет отличаться угловая скорость жидкости $\omega_{ж}$ от угловой скоро-

сти импеллера ω (рис. 3.34) (см. работу [69]). Обычно $\alpha = 0,78 \div 0,82$.

Мощность, потребляемая импеллером при полностью заполненном уплотнении (максимальный перепад давлений), зависит от вязкости жидкости, размеров импеллера и угловой скорости ω . Эту мощность можно выразить через мощность трения гладкого диска $N_{\text{тр.д}}$ [см. формулу (2.202)]:

$$\begin{aligned} N_{\text{имп}} &= K_{\text{имп}} N_{\text{тр.д}}; \\ N_{\text{имп}} &= K_{\text{имп}} 2 C_{\text{имп}} \zeta \omega^3 r_2^5; \end{aligned} \quad (3.47)$$

где

$$C_{\text{имп}} = 0,039 \sqrt[5]{\text{Re}_{\text{имп}}}$$

$$\text{при } \text{Re}_{\text{имп}} = \omega r_2^2 / \nu > 10^5;$$

$K_{\text{имп}}$ — коэффициент, учитывающий трение лопаток импеллера и наружной цилиндрической поверхности о жидкость.

Проведенная авторами обработка опытных данных (см. работу [69]) дает следующую зависимость коэффициента $K_{\text{имп}}$ от отношения $h/(h + \delta_z)$ в диапазоне $h/(h + \delta_z) = 0,15 \div 0,80$:

$$K_{\text{имп}} = 3 - 2 \frac{h}{h + \delta_z}. \quad (3.48)$$

Уменьшение перепада давлений на уплотнении до 0,5 ($p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}})_{\text{max}}$ (неполное заполнение импеллера) приводит к незначительному уменьшению потребляемой мощности — всего на 15 ÷ 20%.

Мощность, потребляемая импеллером при заданном перепаде давлений $(p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}})_{\text{max}}$, определяется с помощью выражений (3.46) и (3.47):

$$N_{\text{имп}} = 0,078 K_{\text{имп}} \nu^{1,5} \left\{ \frac{2 (p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}})_{\text{max}}}{\alpha \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)_{\text{имп}}^2 \right]} \right\}^{2,3} \frac{1}{\rho^{1,3} \omega^{1,8}}. \quad (3.49)$$

Из формулы (3.49) следует, что при заданном перепаде давлений увеличение угловой скорости импеллера уменьшает потребляемую мощность, так как уменьшается диаметр импеллера. К уменьшению мощности ведет также увеличение плотности жидкости. Поэтому в насосах ЖРД, имеющих высокие угловые

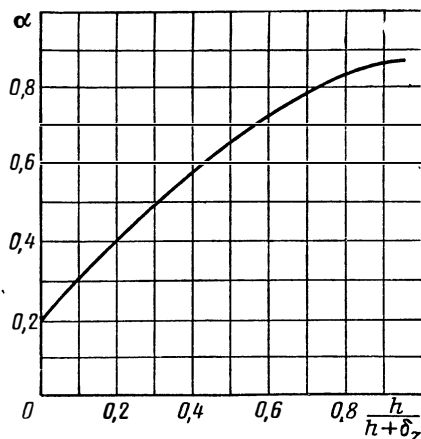


Рис. 3.34. К определению коэффициента α импеллерного уплотнения

скорости, импеллерные уплотнения нашли широкое применение.

Мощность, затрачиваемая на привод импеллера, идет на подогрев жидкости, заполняющей импеллер. В связи с малым обменом жидкости в импеллере с жидкостью в корпусе, подогрев жидкости оказывается значительным. В случае применения криогенных компонентов топлив ЖРД это может привести к вскипанию компонента и потере герметичности. Поэтому, как правило, импеллерные уплотнения применяются для высококипящих жидкостей.

3.1.2.2. Дисковые потери в насосах

При работе насоса неизбежна затрата мощности, связанная с дисковыми потерями. В насосах ЖРД к дисковым потерям, кроме потери энергии, связанной с трением наружных поверхностей колеса о жидкость (которая носит общий характер для всех лопаточных машин, см. разд. 2.13.2.2), относят затрату мощности на гидравлическое торможение ($N_{г.т}$):

$$N_d = N_{тр.д} + N_{г.т}.$$

При расходах меньше расчетного ($Q_p = Q_{\eta_n \max}$) на входе в колесо и на выходе из него наблюдаются интенсивные обратные токи (см. работу [101]). Обратные токи жидкости увеличивают поверхность трения. Струи, получившие закрутку в колесе, проникают в поток без закрутки или с меньшей закруткой. Из-за наличия турбулентного трения закрутка вытекших струй уменьшается. Общее снижение момента количества движения жидкости будет соответствовать моменту сопротивления трения о стенки корпуса. Следовательно, обратные течения увеличивают момент сопротивления. Основное влияние на потери гидравлического торможения оказывают обратные токи на выходе из колеса, так как «язык» спирали оказывает существенное сопротивление обратным токам. Количественная оценка этих потерь чрезвычайно трудна, и они обнаруживаются лишь опытным путем при $Q < (0,7 \div 0,8) Q_p$.

Затрата мощности на трение диска определяется формулой (2.202). Если значение $C_{тр.д}$ подставить в формулу (2.202), то окончательно получим

$$N_{тр.д} = \text{const} \cdot \omega^{2,8} r_2^{4,6}. \quad (3.50)$$

3.1.2.3. Механические потери в насосах

Механические потери в насосе (потери в подшипниках, контактных уплотнениях и импеллерных уплотнениях) зависят от конкретной конструкции насоса. Можно приближенно считать

$$N_{подш} + N_{упл} = (0,005 \div 0,01) N_n. \quad (3.51)$$

В общем случае зависимость мощности, затраченной на трение в контактных уплотнениях и подшипниках, может быть представлена в виде

$$N_{\text{подш}} + N_{\text{упл}} = \text{const}_1 \cdot \omega + \text{const} \cdot \omega^2. \quad (3.52)$$

Потери в подшипниках пропорциональны квадрату угловой скорости. Потери в контактных уплотнениях (в манжетах, сальниках) обычно пропорциональны угловой скорости в первой степени. Окончательный характер зависимости определяется конкретным конструктивным выполнением насоса.

Основную долю мощности механических потерь насоса составляет мощность, затрачиваемая на привод импеллеров (см. разд. 3.1.2.1), которые, как правило, применяются в современных ТНА.

3.1.3. К.П.Д. НАСОСА

3.1.3.1. Расходный к.п.д. насоса

Преобразуем формулу для расходного к. п. д. насоса (см. формулу, приведенную в табл. 2.2), записанную в виде

$$\eta_p = \frac{1}{1 + (Q_y/Q)}. \quad (3.53)$$

Примем, что утечки в насосе происходят через два одинаковых уплотнения колеса; тогда можно записать [см. формулы (3.32), (3.38), (3.39)]:

$$Q_y = 2\mu\pi D_y \delta_y \sqrt{\eta_{г.к} H_T - \frac{c_{2u}^2}{2} - \left[1 - \left(\frac{D_y}{D_2}\right)^2\right] \frac{u_2^2}{8}}. \quad (3.54)$$

Выражая H_T через расходный параметр насоса q_p , соответствующий расчетному режиму [см. формулу (3.3)], и преобразуя с помощью формулы (2.179) выражение (3.54), получим

$$\frac{Q_y}{Q} = 1,33 \cdot 10^6 \mu \frac{\delta_y}{D_y} \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \frac{A}{[k_z \eta_{г.к} (1 - q_p)]^{3/2} n_s^{*2}}, \quad (3.55)$$

где

$$A = \left\{ \eta_{г.к} k_z (1 - q_p) - \frac{1}{2} [k_z (1 - q_p)]^2 - \frac{1}{8} \left[1 - \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \right] \right\}^{1/2};$$

n_s^* — коэффициент быстроходности насоса, подсчитанный по всему расходу через насос Q .

Подставив выражение (3.55) в формулу (3.53), получим

$$\eta_p = \frac{1}{1 + 1,33 \cdot 10^6 \mu \frac{\delta_y}{D_y} \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \frac{A}{[k_z \eta_{г.к} (1 - q_p)]^{3/2} n_s^{*2}}}. \quad (3.56)$$

Расчетная формула (3.56) для расходного к. п. д. включает в себя отношение диаметров центробежного колеса D_1/D_2 . Можно записать, что

$$\frac{D_1}{D_2} = \left(\frac{D_1}{D_0}\right) \left(\frac{D_0}{D_2}\right) = 0,47 \frac{D_1}{D_0} K_{D_0} \sqrt[3]{\frac{Q}{i\omega}} \frac{\omega}{2u_2}, \quad (3.57)$$

где D_0 — диаметр входа в колесо;

$$K_{D_0} = 2,13D_0/\sqrt[3]{Q/i\omega} \quad (3.58)$$

— коэффициент диаметра входа* (как будет показано дальше, этот коэффициент определяется при расчете насоса на кавитацию); i — число входов в колесо.

После преобразования формулы (3.57) с использованием формул (2.179) и (3.3) окончательно получим

$$\frac{D_1}{D_2} = 0,007 \frac{\varphi K_{D_0}}{\sqrt[3]{i}} \sqrt{k_z \eta_r (1 - q_p) n_s^{*2/3}}, \quad (3.59)$$

где

$$\varphi = D_1/D_0.$$

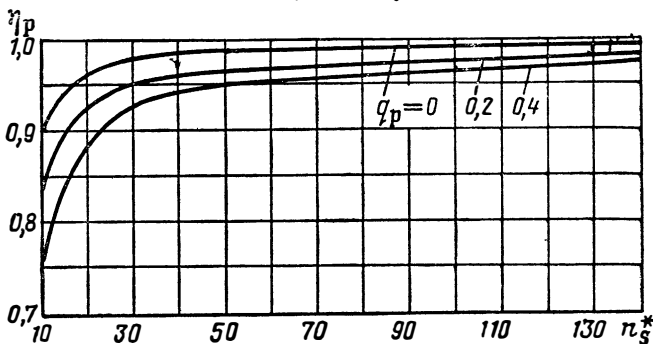


Рис. 3.35. Зависимость расходного к. п. д. для насосов с односторонним и двухсторонним входами от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p ($K_{D_0} = 5,2 \div 8,0$)

На рис. 3.35 представлена зависимость расходного к. п. д. насоса η_p от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p .

При расчетах значения произведения $k_z \eta_r$ и величин $\eta_{r-к}$ определялись по формулам, приведенным в разд. 3.1.1. Значения остальных параметров, входящих в формулы (3.57) и (3.59), принимались следующими: $\mu = 0,4$; $\delta_y/D_y = 0,85 \cdot 10^{-3}$; $D_y/D_1 = 1,4$; $\varphi = 0,9$.

Зависимость, приведенная на рис. 3.35, может быть использована для предварительной оценки расходного к. п. д. насоса. С увеличением n_s^* значение η_p возрастает, что можно объяснить ростом Q с увеличением n_s^* при примерно неизменной величине Q_y . Увеличение расходного параметра q_p приводит к уменьшению η_p , так как происходит увеличение статического напора колеса и давления перед уплотнением. С увеличением K_{D_0} увеличивается диаметр уплотнения и возрастают утечки, поэтому

* Безразмерный коэффициент 2,13 в формуле (3.58) вводится для того, чтобы численное значение K_{D_0} , подсчитанное по этой формуле, совпало со значением K_{D_0} , подсчитанным по формуле $K_{D_0} = D_0/\sqrt[3]{Q/in}$, где n — в об/мин.

η_p падает. Однако при $K_{D_0} = 5 \div 8$ влияние K_{D_0} невелико и при предварительных расчетах им можно пренебречь.

3.1.3.2. Дискový к. п. д. насоса

На расчетном режиме ($Q_p = Q_{\eta_{н.п.а.х}}$) дисковые потери насоса состоят только из потерь дискового трения. Тогда формула для дискового к. п. д. запишется так:

$$\eta_d = \frac{H_T}{H_{вн}} = 1 - \frac{L_{тр.д}}{H_{вн}} = 1 - \frac{N_{тр.д}}{G' H_{вн}} = 1 - \frac{N_{тр.д}}{(G + G_y) H_T + N_{тр.д}}$$

Подставим в эту формулу выражение для мощности дискового трения (2.202). После преобразований, аналогичных преобразованиям, проведенным в разд. 3.1.3.1., получим расчетную формулу для дискового к. п. д.:

$$\eta_d = 1 - \frac{C_{тр.д}}{C_{тр.д} + 1,3 \cdot 10^{-5} \eta_r^{3/2} [k_z(1 - q_p)]^{5,2} n_s^{*2} + 17,2 \mu \frac{\delta_y}{D_y} \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 k_z(1 - q_p) A}$$

(3.60)

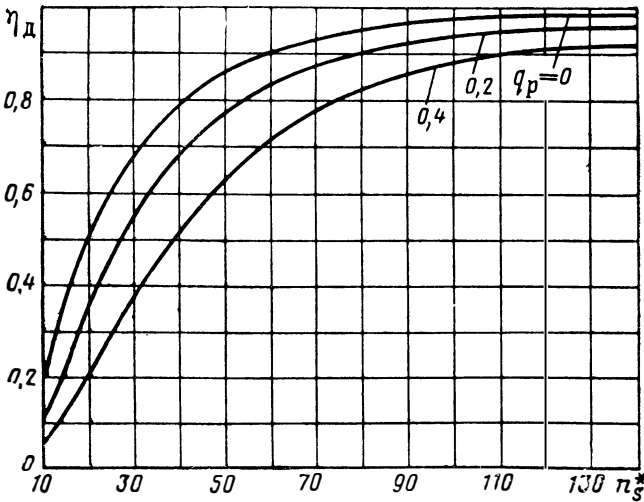


Рис. 3.36. Зависимость дискового к. п. д. для насосов с односторонним и двухсторонним входами от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p при $K_{D_0} = 5,2 \div 6,0$

На рис. 3.36 и 3.37 представлены зависимости дискового к. п. д. η_d от n_s^* и q_p при разных значениях K_{D_0} , полученные с помощью формулы (3.60). При расчетах значения $k_z \eta_r$; $\eta_{r-к}$; μ ; δ_y/D_y ; D_y/D_1 определялись так же, как и в разд. 3.1.3.1. Гидрав-

лический к. п. д. насоса η_r определялся по формулам, приведенным в разд. 3.1.1.5. Коэффициент трения диска $C_{тр.д}$ принят равным 0,002, что соответствует $Re=3 \cdot 10^6$.

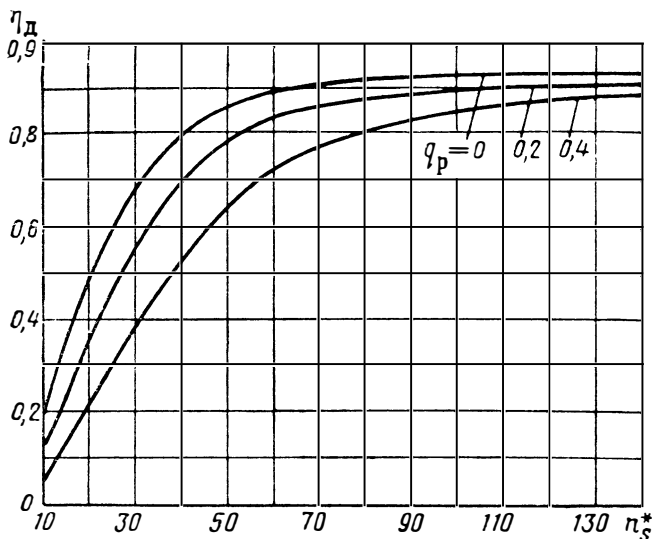


Рис. 3.37. Зависимость дискового к. п. д. для насосов с односторонним и двухсторонним входами от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p при $K_{D_0}=8$

3.1.3.3. Внутренний мощностной к.п.д. насоса

Внутренний мощностной к. п. д. насоса $\eta_{вн N}$ определяется как произведение

$$\eta_{вн N} = \eta_r \eta_d \eta_p.$$

Подставив в эту формулу выражения (3.56) и (3.60), получим

$$\eta_{вн N} = \frac{\eta_r}{1 + 1,33 \cdot 10^6 \mu \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \frac{(\lambda_y/D_y) A}{[k_z \eta_r (1 - q_p)]^{3,2} n_s^{*2}} + \frac{7,7 \cdot 10^4 \eta_r C_{тр.д}}{[\eta_r k_z (1 - q_p)]^{5,2} n_s^{*2}}}. \quad (3.61)$$

Зависимости $\eta_{вн N}$ от n_s^* и q_p при различных K_{D_0} представлены на рис. 3.38—3.40. С увеличением n_s^* величина $\eta_{вн N}$ возрастает, но при определенном значении n_s^* величина $\eta_{вн N}$ начинает уменьшаться, так как отношение D_1/D_2 достигает больших значений, при которых сильно падает η_r [см. формулу (3.31)].

3.1.3.4. Механический к.п.д. насоса

Механический к. п. д. насоса определяется выражением

$$\eta_{мех} = 1 - \frac{N_{мех}}{N_n}.$$

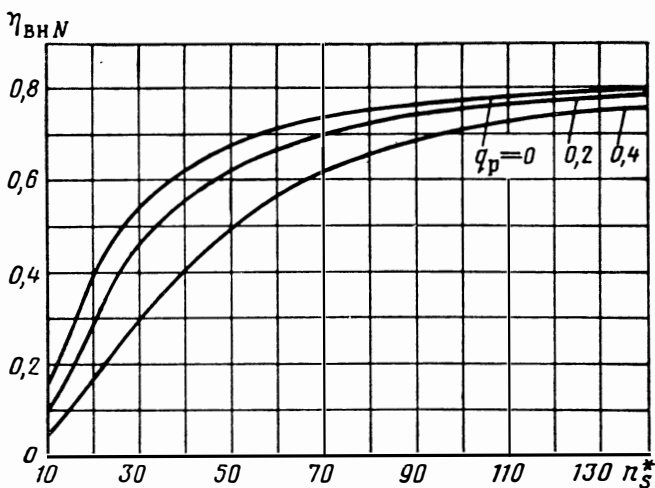


Рис. 3.38. Зависимость внутреннего мощного к. п. д. для насосов с односторонним и двухсторонним входами от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p при $K_{D_0} = 5,2$

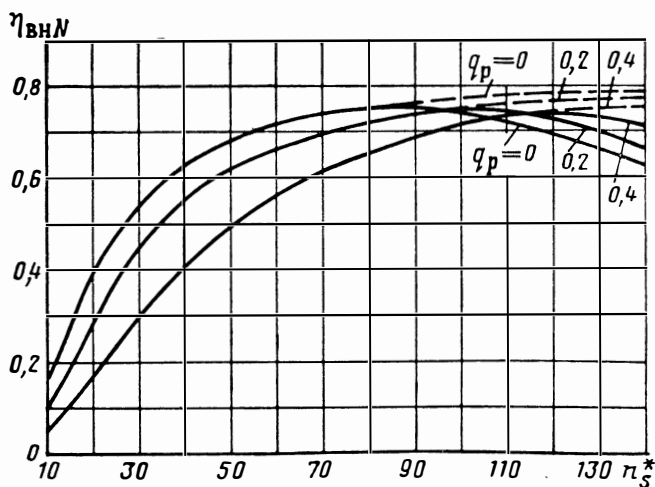


Рис. 3.39. Зависимость внутреннего мощного к. п. д. для насоса от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p при $K_{D_0} = 6,5$:

— — односторонний вход; - - - - - двухсторонний вход

При отсутствии в насосе импеллерных уплотнений механический к. п. д. насоса, в соответствии с формулой (3.51), достигает величины $\eta_{\text{мех}} = 0,99 \div 0,995$. Применение импеллерных уплотнений приводит к снижению механического к. п. д. до $0,95 \div 0,97$.

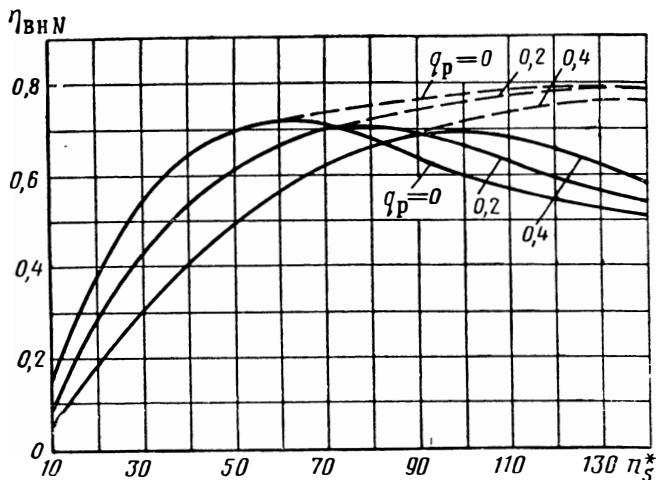


Рис. 3.40. Зависимость внутреннего мощностного к. п. д. для насоса от коэффициента быстроходности n_s^* и расходного параметра q_p при $K_{D_0} = 8$:
 ——— — односторонний вход; - - - - - двусторонний вход

Эти величины можно применять при предварительных расчетах полного к. п. д. Более точно оценить механический к. п. д. насоса с импеллерными уплотнениями можно путем использования формулы (3.47) для мощности, потребляемой импеллером.

3.1.3.5. Полный к.п.д. насоса

Полный к. п. д. насоса η_n определяется как произведение внутреннего мощностного к. п. д. $\eta_{внN}$ и механического к. п. д. $\eta_{\text{мех}}$:

$$\eta_n = \eta_{внN} \eta_{\text{мех}} \quad (3.62)$$

3.1.4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАСОСА

3.1.4.1. Теоретические характеристики центробежного и шнеко-центробежного насосов при $z = \infty$

Работа насоса в системе питания ЖРД характеризуется частотой вращения, расходом жидкости, напором и к. п. д. насоса.

К. п. д. насоса и мощность однозначно связаны при заданных Q и H :

$$N_n = \frac{QHq}{\eta_n} \quad [\text{вт}]. \quad (3.63)$$

В ЖРД насос работает на различных расходах, так как обычно эти двигатели регулируют по тяге изменением расхода. При изменении тяги ЖРД расход через насос может меняться от 10 до 120% от расчетного значения (см. работу [110]).

Параметры системы и насоса — расход, напор, частота вращения и к.п.д. — взаимосвязаны: изменение одного из них вызывает изменение других. Наибольший интерес представляют зависимости напора, к. п. д. и мощности насоса от расхода при постоянной частоте вращения и при отсутствии влияния кавитации на напор и к. п. д. Эти зависимости будем называть энергетическими характеристиками насоса.

А. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО НАПОРА ОТ РАСХОДА

Рассмотрим зависимость теоретического напора от расхода, которая может быть названа теоретической напорной характеристикой насоса. Теоретические энергетические характеристики (для схемы $z=\infty$) одни и те же и для шнеко-центробежного, и для центробежного насосов при одинаковых выходных геометрических параметрах ($\beta_{2л}$, b_2 и D_2).

Теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток определяется по уравнению Эйлера (в предположении, что $c_{1u}=0$):

$$H_{T\infty} = u_2 c_{2u\infty}. \quad (3.64)$$

Из треугольника скоростей oab (рис. 3.41) следует, что

$$c_{2u\infty} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (3.65)$$

Подставив выражение (3.65) в формулу для $H_{T\infty}$, получим

$$H_{T\infty} = u_2^2 - \frac{u_2 c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (3.66)$$

Используя соотношение

$$c_{2m} = \frac{Q'}{\pi D_2 b_2},$$

получим

$$H_{T\infty} = u_2^2 - \frac{u_2 Q'}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (3.67)$$

Исследуем формулу (3.67). Для данного насоса при постоянной частоте вращения ($u_2 = \text{const}$) уравнение (3.67) представляет собой уравнение прямой в координатах $H_{T\infty} = f(Q')$. Полагая $Q' = 0$, найдем теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток для нулевого расхода:

$$H_{T\infty} = u_2^2.$$

При $\operatorname{tg} \beta_{2л} > 0$, что соответствует $\beta_{2л} < 90^\circ$, H_{∞} может быть равным нулю. Полагая в формуле (3.67) $H_{\infty} = 0$, найдем соответствующий расход:

$$u_2^2 - \frac{u_2}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} Q' = 0;$$

$$Q'_{H_{\infty}=0} = \pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}. \quad (3.68)$$

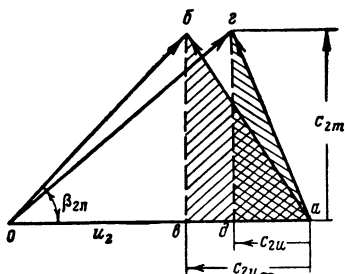


Рис. 3.41. Треугольники скоростей на выходе из колеса

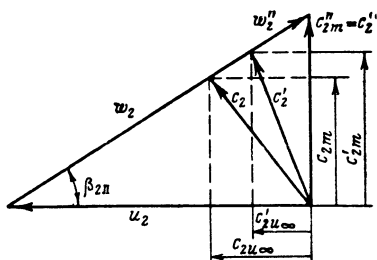


Рис. 3.42. Треугольники скоростей на выходе из колеса при разных расходах ($\beta_{2л} < 90^\circ$)

Треугольник скоростей для этого случая показан на рис. 3.42:

$$c_{2m}'' = c_2'' = u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л};$$

при этом $c_{2u\infty}'' = 0$ и напор равен нулю.

Следовательно, для лопаток центробежного колеса, загнутых против вращения ($\beta_{2л} < 90^\circ$), зависимость теоретического напора от расхода при бесконечно большом числе лопаток $z = \infty$ изображается в координатах $H_{\infty} = f(Q')$ прямой линией, отсекающей на оси ординат отрезок, равный u_2^2 , а на оси абсцисс — отрезок, равный $\pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}$ (рис. 3.43).

При радиальных на выходе из колеса лопатках $\beta_{2л} = 90^\circ$ ($\operatorname{tg} \beta_{2л} = \infty$) из формулы (3.67) следует, что

$$H_{\infty} = u_2^2 = \operatorname{const}.$$

При этом напор H_{∞} не зависит от расхода и изображается прямой линией, параллельной оси абсцисс (см. рис. 3.43).

Треугольники скоростей на выходе из колеса при $\beta_{2л} = 90^\circ$ для разных расходов приведены на рис. 3.44.

При $\beta_{2л} > 90^\circ$ напор $H_{\infty} = f(Q')$ изобразится также прямой линией; H_{∞} растет по мере увеличения расхода (см. рис. 3.43 и 3.45, на котором изображены треугольники скоростей для $\beta_{2л} > 90^\circ$ при разных расходах).

В дальнейшем мы будем рассматривать главным образом характеристики насоса, имеющего углы лопаток на выходе из ко-

леса $\beta_{2л} \leq 90^\circ$, как наиболее типичного для систем ЖРД. Характеристику $H_{T\infty} = f(Q')$ можно также рассматривать как характе-

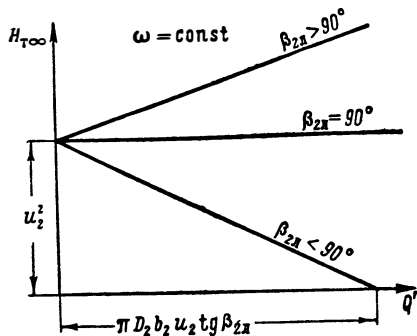


Рис. 3.43. Теоретические напорные характеристики насоса при разных углах лопаток

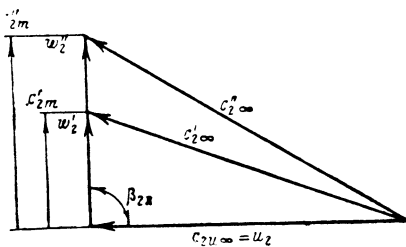


Рис. 3.44. Треугольники скоростей на выходе из колеса при разных расходах ($\beta_{2л} = 90^\circ$)

ристику серий насосов, т. е. как величины $H_{T\infty}$ для насосов с разными расчетными расходами.

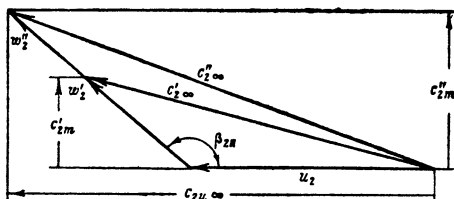


Рис. 3.45. Треугольники скоростей на выходе из колеса при разных расходах ($\beta_{2л} > 90^\circ$)

а) Влияние геометрических размеров колеса на теоретическую характеристику насоса

Рассмотрим зависимость протекания теоретической характеристики насоса от геометрических размеров колеса. В соответствии с теоретической, будет изменяться и действительная характеристика насоса. Изменение наружного диаметра колеса D_2 приведет к параллельному перемещению линии $H_{T\infty} = f(Q')$, так как отрезки, отсекаемые ею на оси ординат и на оси абсцисс, пропорциональны D_2^2 (см. рис. 3.43 и 3.46).

Увеличение ширины колеса b_2 на выходе приведет к более пологому протеканию характеристики (рис. 3.47). Ордината при $Q' = 0$ не зависит от b_2 , а отрезок, отсекаемый линией $H_{T\infty} = f(Q')$ на оси абсцисс, увеличивается пропорционально b_2 .

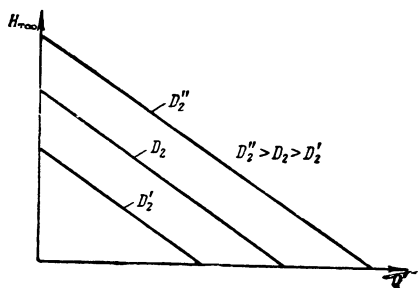


Рис. 3.46. Влияние диаметра колеса на теоретическую напорную характеристику насоса

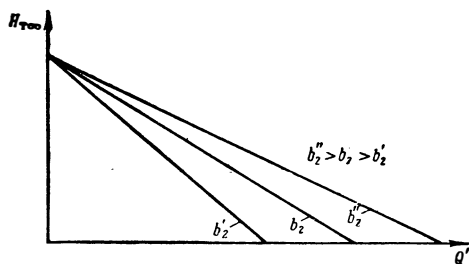


Рис. 3.47. Влияние ширины колеса на выходе на теоретическую напорную характеристику насоса

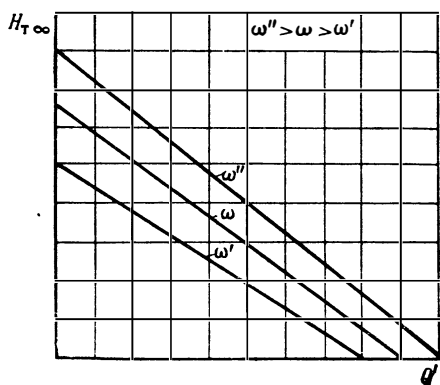


Рис. 3.48. Влияние угловой скорости колеса на теоретическую напорную характеристику насоса

б) Влияние угловой скорости на теоретическую характеристику насоса

С изменением угловой скорости ω при заданных геометрических параметрах изменяется наклон прямой $H_{T\infty} = f(Q')$ (рис. 3.48). При увеличении ω линия $H_{T\infty} = f(Q')$ будет проходить круче, так как отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат, пропорционален ω^2 , а отрезок на оси абсцисс пропорционален величине ω в первой степени (см. рис. 3.43). Уравнение теоретической характеристики для данного насоса можно записать в виде [см. формулу (3.67)]

$$H_{T\infty} = A\omega^2 - B\omega Q',$$

где A и B — константы насоса.

Б. ЗАВИСИМОСТЬ ОКРУЖНОЙ МОЩНОСТИ НАСОСА ОТ РАСХОДА

Теоретическая окружная мощность насоса $N_{u\infty}$ определяется теоретическим напором $H_{T\infty}$ и расходом Q' через колесо:

$$N_{u\infty} = \rho H_{T\infty} Q'. \quad (3.69)$$

Зависимость окружной мощности насоса от расхода для различных значений $\beta_{2л}$ при $\omega = \text{const}$ показана на рис. 3.49.

При $Q' = 0$, $N_{u\infty} = 0$; если $\beta_{2л} < 90^\circ$, то кривая $N_{u\infty}$ проходит через нуль там, где $H_{T\infty} = 0$, т. е. при

$$Q' = \pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л} = F_{2m} u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}. \quad (3.70)$$

Если $\beta_{2л} = 90^\circ$, то $N_{u\infty}$ возрастает пропорционально Q' , так как $H_{T\infty} = \text{const}$.

Если $\beta_{2л} > 90^\circ$, то $N_{u\infty}$ быстрее возрастает с увеличением Q' , так как при увеличении Q' растет и $H_{T\infty}$.

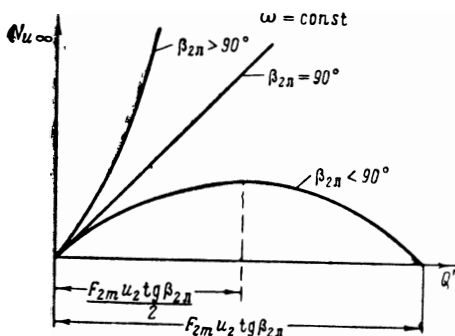


Рис. 3.49. Зависимость окружной мощности насоса от расхода при различных углах лопаток

Для многорежимных двигателей при подборе турбины к насосу выгоднее иметь небольшое изменение мощности по расходу, так как турбину выбирают по мощности, соответствующей максимальному расходу. На меньших по расходу режимах турбина будет мало нагружена и ее к. п. д. может существенно снизиться. Следовательно, насосы с загнутыми назад лопатками ($\beta_{2л} < 90^\circ$) имеют в этом отношении преимущество перед насосами с радиальными или загнутыми вперед лопатками.

3. 1. 4. 2. Теоретические характеристики насоса с учетом влияния конечного числа лопаток

Зависимость $H_T = f(Q')$ отличается от зависимости $H_{T\infty} = f(Q')$ ввиду влияния конечного числа лопаток, которое учитывается коэффициентом $k_z = H_T/H_{T\infty}$ (см. разд. 3.1.1.3).

Коэффициент k_z зависит от расхода. Для диффузорных центробежных колес ($F_1/F_2 \leq 1$) коэффициент k_z уменьшается с увеличением расхода в области $c_{2m}/u_2 > 0,15 \div 0,2$ (см. рис. 3.14). Та-

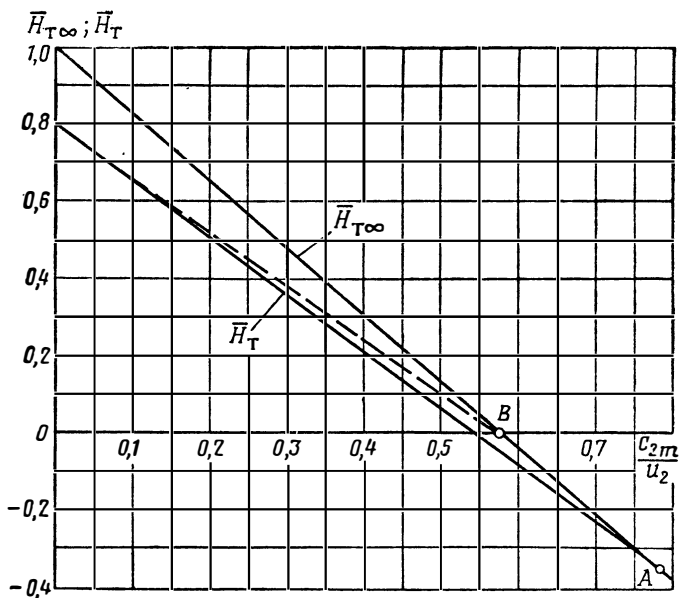


Рис. 3.50. Зависимость теоретического напора насоса от расхода, с учетом конечного числа лопаток

кой характер зависимости k_z от c_{2m}/u_2 приводит к тому, что зависимость теоретического напора H_T от c_{2m}/u_2 (или от Q') близка к прямой линии, пересекающейся с прямой, изображающей зависимость $H_{T\infty} = f(c_{2m}/u_2)$, в области отрицательных напоров (точка A на рис. 3.50).

Напор H_T достигает нулевого значения при меньшем расходе, чем напор $H_{T\infty}$. В диапазоне изменения $c_{2m}/u_2 < 0,15 \div 0,2$ коэффициент k_z практически постоянен и не зависит от расхода (см. рис. 3.14). Поэтому в указанном диапазоне c_{2m}/u_2 зависимость $H_T = f(c_{2m}/u_2)$ будет близка к прямой (пунктирная линия на рис. 3.50), которая пересекается с прямой, изображающей зависимость $H_{T\infty} = f(c_{2m}/u_2)$, в точке $H_{T\infty} = 0$ (точка B на рис. 3.50).

Так как обычно на расчетном режиме $(c_{2m}/u_2)_p = 0,05 \div 0,1$, то коэффициент k_z можно принимать постоянным в диапазоне изменения расхода от нуля до величины, превышающей расчетный расход, по крайней мере, в полтора раза. В этом диапазоне находится область изменения расхода, представляющая практический интерес (см. работу [110]).

Напомним, что величина k_z определялась (см. разд. 3.1.1.3) при условии круговой симметрии потока и безотрывного обтекания лопаток центробежного колеса. Это условие реализуется при расчетном расходе через насос. При расходах, отличных от расчетного, круговая симметрия нарушается и в колесе могут возникнуть отрывные зоны. Поэтому на нерасчетных расходах значение напора насоса H_T может несколько отличаться от значения, подсчитанного с помощью коэффициента k_z .

Величина H_T определяет затрату мощности насоса на повышение энергии жидкости, т. е. определяет окружную работу насоса:

$$N_u = \rho Q' H_T; \quad (3.71)$$

так как $Q' = F_{2m} c_{2m}$, где $F_{2m} = \pi D_2 b_2$ — площадь проходного сечения на выходе из колеса, а $H_T = c_{2u} u_2$, то

$$N_u = \rho F_{2m} c_{2m} c_{2u} u_2 \text{ [вт]}.$$

Интересно отметить, что при заданной величине u_2 окружная мощность насоса N_u пропорциональна площади $ag\delta$ треугольника скоростей на выходе из колеса (см. рис. 3.41); эта площадь определяется произведением $c_{2m} c_{2u}$. Теоретическая окружная мощность при бесконечном числе лопаток $N_{u\infty}$ соответственно определяется площадью треугольника $ab\delta$.

3.1.4.3. Действительные характеристики шнеко-центробежного насоса

А. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Ввиду неизбежных потерь, действительные характеристики насоса отличаются от теоретических. Рассмотрим действительную напорную характеристику насоса — зависимость напора H от расхода Q через насос при постоянной частоте вращения. Действительный напор H отличается от теоретического на величину гидравлических потерь: $H = H_T - L_{\text{гидр.пот.}}$. Характер изменения гидравлических потерь и H_T при изменении расхода Q определяет вид характеристики $H = f(Q)$. Гидравлические потери зависят от величины и направления скоростей при изменении расхода Q .

На рис. 3.51 показан характер изменения гидравлических потерь в насосе с разделением их на потери в колесе $L_{\text{кол}}$ и поте-

ри в отводе $L_{\text{отв}}$. Расчетный режим насоса Q_p располагается вблизи минимума гидравлических потерь в насосе и в отводе.

Потери в колесе возрастают с увеличением расхода, что объясняется увеличением относительных скоростей в межлопаточных каналах колеса. Потери в отводе имеют явно выраженный минимум по расходу. В случае отвода с лопаточным диффузором это связано с изменением угла атаки (отклонением его от расчетной величины). При $Q < Q_p$ угол атаки имеет большие положительные значения, а при $Q > Q_p$ — большие отрицательные значения: потери в отводе будут больше, чем на расчетном режиме (при расчетном угле атаки).

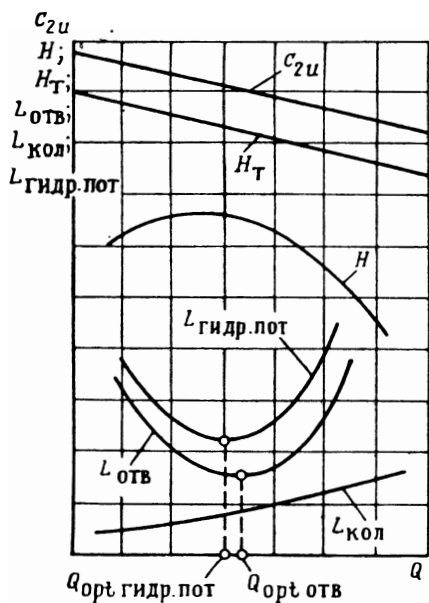


Рис. 3.51. Зависимость изменения гидравлических потерь в насосе от расхода

Рассмотрим спиральный отвод. Потери в отводе находились бы на уровне минимальных, если бы скорость c_2 на выходе из колеса (скорость c_2 можно заменить ее составляющей c_{2u} , так как $c_{2m} \ll c_{2u}$) изменялась [см. уравнение (3.23)] пропорционально расходу Q , т. е., если бы с увеличением Q скорость c_{2u} увеличивалась (прямая 1 на рис. 3.52).

Однако колесо не обеспечивает такого закона изменения c_{2u} в зависимости от Q : в действительности с увеличением расхода закрутка c_{2u} уменьшается ($\beta_{2n} \ll 90^\circ$) — прямая 2 на рис. 3.52. Точка А пересечения прямых 1 и 2 соответствует расходу $Q_{\text{опт отвл}}$, близкому к расчетному расходу Q_p .

Закрутка на выходе из колеса c_{2u} соответствует оптимальной для отвода. При меньших расходах ($Q < Q_p$) (см. рис. 3.51) закрутка c_{2u} оказывается больше необходимой для отвода: сечения отвода являются перерасширенными. На режимах $Q > Q_p$ закрутка c_{2u} становится меньше оптимальной для отвода: сечения отвода для этих режимов заужены.

Несоответствие скорости, создаваемой колесом, скорости, оптимальной для отвода, приводит к дополнительным потерям, в частности, к потерям на смешение струй жидкости, поступающей из колеса со скоростью c_2 , со струями жидкости в отводе, имеющей скорость, определяемую сечениями отвода.

Кроме этого, имеют место потери при обтекании «языка» спи-

рального отвода как единичной лопатки. При $Q < Q_p$ обтекание происходит с углом атаки, бóльшим, а при $Q > Q_p$ — меньшим, чем расчетный. Большие отрицательные углы атаки при $Q > Q_p$

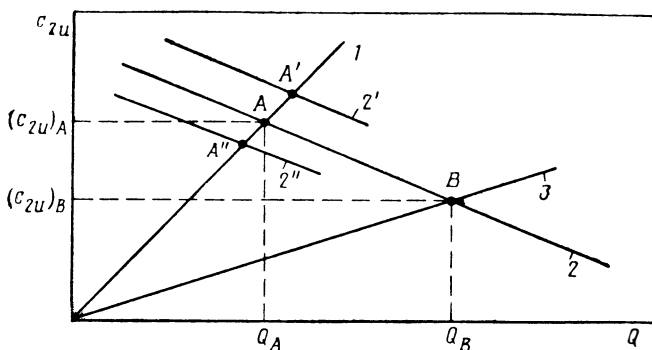


Рис. 3.52. К определению оптимальной закрутки потока для отвода

приводят к отрыву потока от «языка». Область отрыва располагается в диффузоре отвода; в этой области могут возникнуть кавитационные явления (см. работы [64] и [91]), приводящие к падению напора и к. п. д. насоса при больших расходах ($Q > Q_p$). Так как режим работы колеса при кавитации в отводе не нарушается, то при этом не происходит изменения мощности, потребляемой насосом, по сравнению с мощностью при отсутствии кавитации в отводе.

Несоответствие закрутки колеса c_{u2} закрутке, оптимальной для отвода, приводит к нарушению круговой симметрии давлений и скоростей по окружности колеса на режимах, отличных от расчетного. На режимах $Q < Q_p$, как показывают исследования, колесо насоса начинает работать парциально. Жидкость поступает из колеса в отвод только на части окружности колеса, прилегающей к «языку». На остальной дуге окружности расход направлен из отвода в колесо. Энергия, полученная жидкостью в колесе, тратится на вихреобразование в отводе и при течении из отвода в колесо. Это приводит к появлению дополнительных потерь в насосе, названных тормозными (см. разд. 3.1.2.2).

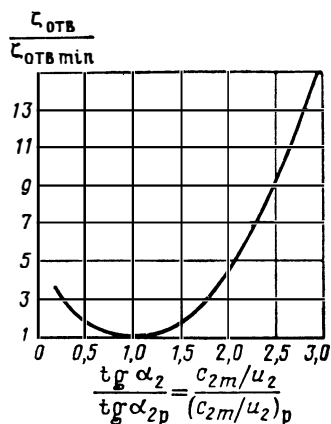


Рис. 3.53. Зависимость коэффициента потерь в спиральном отводе от отношения $\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_{2p}}$

Исследования (см. работу [95]) показывают, что существует подобие в изменении потерь в отводе на режимах, отличных от расчетного. Условия входа в спиральный отвод характеризуются направлением вектора абсолютной скорости, определяемым тангенсом угла: $\operatorname{tg} \alpha_2 = c_{2m}/c_{2u}$. Отклонение режима работы отвода от расчетного будет характеризоваться отличием $\operatorname{tg} \alpha_2$ от расчетного значения $\operatorname{tg} \alpha_{2p} = (c_{2m}/c_{2u})_p$. Из рис. 3.53 видно, что при одинаковом отклонении режима от расчетного (равные отношения $\operatorname{tg} \alpha_2/\operatorname{tg} \alpha_{2p}$) для отводов наблюдаются одинаковые отношения коэффициента потерь к его значению, соответствующему расчетному режиму:

$$\zeta_{\text{отв}}/\zeta_{\text{отв min}} = \text{idem}.$$

В дальнейшем мы используем это свойство спиральных отводов.

Вычтем (при различных Q) гидравлические потери в колесе и отводе из величины H_T :

$$H_T - L_{\text{кол}} - L_{\text{отв}} = H_T - L_{\text{гидр.пот}} = H. \quad (3.72)$$

Тогда получим напорную характеристику насоса $H = f(Q)$. Характер изменения H_T и $L_{\text{гидр.пот}}$ в зависимости от величины расхода определяет вид кривой $H = f(Q)$.

Б. РАСЧЕТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПОРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАСОСА

Для построения напорной характеристики надо определить теоретический напор насоса H_T и гидравлические потери на режимах, отличных от расчетного. Так как потери на этих режимах в настоящее время не могут быть надежно определены расчетом, то для расчета напорных характеристик проектируемых насосов можно использовать обобщенные характеристики выполненных насосов. Обобщение должно проводиться при помощи параметров, оказывающих основное влияние на напорную характеристику. Такие параметры назовем определяющими.

Остановимся подробнее на выборе определяющих параметров. Разделим члены уравнения (3.72) на u_2^2 . Получим

$$\bar{H} = \bar{H}_T - \bar{L}_{\text{отв}} - \bar{L}_{\text{кол}}. \quad (3.73)$$

Потери в отводе определим из формулы (3.28):

$$\bar{L}_{\text{отв}} = \frac{\zeta_{\text{отв}}}{2} \left(\frac{c_2}{u_2} \right)^2. \quad (3.74)$$

Коэффициент потерь $\zeta_{\text{отв}}$, имея в виду зависимость, приведенную на рис. 3.53, можно выразить следующим образом:

$$\frac{\zeta_{\text{отв}}}{\zeta_{\text{отв min}}} = f \left[\frac{c_{2m}/u_2}{(c_{2m}/u_2)_p} \right], \quad (3.75)$$

где $\zeta_{\text{отв min}}$ в среднем равно 0,2 (см. разд. 3.1.1.4).

Подставив уравнение (3.75) в выражение (3.74), получим

$$\bar{L}_{огр} = 0,1 f \left[\frac{c_{2m}/u_2}{(c_{2m}/u_2)_p} \right] \left(\frac{c_2}{u_2} \right)^2. \quad (3.76)$$

Выразим потери в колесе в долях кинетической энергии жидкости в относительном движении на выходе из колеса:

$$\bar{L}_{кол} = \zeta_{кол} \left(\frac{w_2}{u_2} \right)^2 = \zeta_{кол} \left(1 + \frac{c_2^2}{u_2^2} - 2 \frac{c_{2u}}{u_2} \right)^2. \quad (3.77)$$

Коэффициент потерь в колесе $\zeta_{кол}$ найдем из выражения для гидравлического к. п. д. на расчетном режиме:

$$\eta_{г.р} = 1 - \frac{L_{отв.р} + L_{кол.р}}{H_{т.р}}. \quad (3.78)$$

Решая совместно уравнения (3.76), (3.77) и (3.78), получим выражение для $\zeta_{кол}$. После подстановки этого выражения в формулу (3.77), запишем:

$$\bar{L}_{кол} = \frac{H_{т.р}(1 - \eta_{г.р}) - 0,1(c_2/u_2)_p^2}{\left[1 + \left(\frac{c_2}{u_2} \right)_p^2 - 2 \left(\frac{c_{2u}}{u_2} \right)_p \right]^2} \left[1 + \left(\frac{c_2}{u_2} \right)^2 - 2 \frac{c_{2u}}{u_2} \right]^2. \quad (3.79)$$

Преобразуем выражение (3.73) с помощью соотношений (3.76) и (3.79). При этом ввиду малости c_{2m} будем считать, что $c_2 = c_{2u}$, и примем, что $c_{1u} = 0$. Тогда напор насоса, отнесенный к расчетному, выразится следующим образом:

$$\frac{\bar{H}}{H_p} = \frac{H}{H_p} = \frac{k_z \left(1 - q_p \frac{Q}{Q_p} \right)}{k_z \eta_{г.р} (1 - q_p)} - \frac{0,1 k_z^2 \left(1 - q_p \frac{Q}{Q_p} \right)^2}{k_z \eta_{г.р} (1 - q_p)} f \left[\frac{\left(1 - q_p \right) \frac{Q}{Q_p}}{\left(1 - q_p \frac{Q}{Q_p} \right)} \right] - \frac{\left[(k_z - k_z \eta_{г.р}) (1 - q_p) - 0,1 k_z^2 (1 - q_p)^2 \right] \left[1 - k_z (1 - q_p) \frac{Q}{Q_p} \right]^2}{k_z \eta_{г.р} (1 - q_p) [1 - k_z (1 - q_p)]^2}. \quad (3.80)$$

Выражение (3.80) показывает, что напорная характеристика в относительных координатах $H/H_p = f(Q/Q_p)$ определяется па-

раметрами $k_z \eta_{г.р}$, k_z и $q_p = \left(\frac{c_{2m}}{u_2} \right)_p \text{ctg} \beta_{2л}$. Параметр $k_z \eta_{г.р}$ зави-

сит от относительного диаметра центробежного колеса насоса $\bar{D}_1 = D_1/D_2$ (см. разд. 3.1.1.2). С достаточной для рассматриваемого вопроса степенью точности можно считать (при данном q_p), что k_z тоже в основном определяется относительным диаметром \bar{D}_1 (см. разд. 3.1.1.3).

Таким образом, определяющими параметрами для напорных характеристик в координатах $H/H_p - Q/Q_p$ являются относительный диаметр \bar{D}_1 и расходный параметр насоса q_p . Для насосов с относительным диаметром $\bar{D}_1 \leq 0,55$ параметры $k_z \eta_{г.р}$ и k_z меняются в достаточно узких пределах ($\beta_{2л} \leq 90^\circ$) (см. разд. 3.1.1.3 и 3.1.1.2). Поэтому для напорных характеристик насосов с $\bar{D}_1 \leq 0,55$ определяющим параметром будет только расходный параметр q_p .

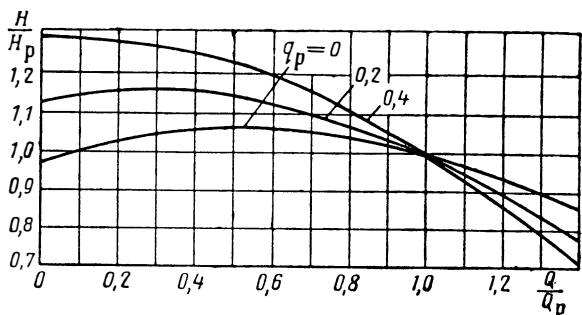


Рис. 3.54. Обобщенные напорные характеристики насосов

Обобщение характеристик насосов с $\bar{D}_1 \leq 0,55$ ($Re > 10^5$) дает следующую формулу для расчета напорной характеристики:

$$H/H_p = 1,06 + 0,8q_p \left(1 - \frac{Q}{Q_p}\right) - 0,296 \left(0,55 - \frac{Q}{Q_p}\right)^2. \quad (3.81)$$

Зависимость H/H_p от Q/Q_p при различных q_p приведена на рис. 3.54. Для конкретного насоса коэффициент напора \bar{H} пропорционален отношению H/ω^2 , а $\frac{Q}{Q_p} = \frac{Q/\omega}{(Q/\omega)_p}$. Тогда из формулы (3.81) получим уравнение универсальной напорной характеристики насоса, т. е. зависимости H/ω^2 от Q/ω :

$$\frac{H}{\omega^2} = A + B \frac{Q}{\omega} - C \left(\frac{Q}{\omega}\right)^2, \quad (3.82)$$

где

$$A = (0,97 + 0,8q_p) \left(\frac{H}{\omega^2}\right)_p;$$

$$B = (0,325 - 0,8q_p) (H/\omega^2)_p / (Q/\omega)_p;$$

$$C = 0,296 \frac{(H/\omega^2)_p}{(Q/\omega^2)_p^2}.$$

Из выражения (3.82) получим зависимость напора насоса H от расхода Q и угловой скорости ω и уравнение напорной характеристики насоса при $\omega = \text{const}$:

$$H = A\omega^2 + BQ\omega - CQ^2;$$

$$H = a + bQ - cQ^2, \quad (3.83)$$

где

$$a = A\omega^2; \quad b = B\omega; \quad c = C. \quad (3.84)$$

Из рис. 3.54 видно, что с увеличением расходного параметра q_p угол наклона напорной характеристики в расчетной точке увеличивается. С увеличением q_p отношение H/H_p возрастает в области $Q/Q_p < 1$ и уменьшается в области $Q/Q_p > 1$. Зависимость (3.81) позволяет проанализировать влияние геометрических параметров насоса на вид его напорной характеристики. Статическая устойчивость насосной системы питания ЖРД связана с видом характеристики $H=f(Q)$, в частности, с ее наклоном, характеризующим интенсивность изменения напора насоса с изменением расхода.

Как было сказано выше, вид характеристики определяется расходным параметром q_p (см. рис. 3.54). Выразив величины $c_{2m p}$ и u_2 через параметры насоса, с учетом выражения (3.3), получим зависимость

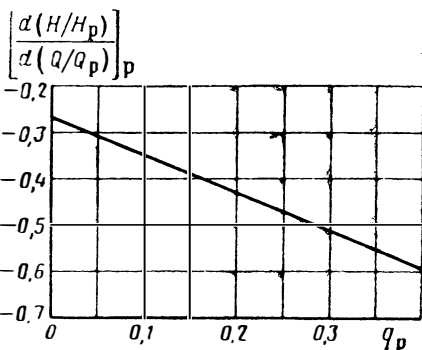


Рис. 3.55. Влияние расходного параметра на угол наклона напорной характеристики в расчетной точке

$$q_p = \frac{1}{1 + \frac{2\pi H_p b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}{Q_p \omega k_z \eta_{г.р}}}. \quad (3.85)$$

Установив влияние на q_p параметров, входящих в формулу (3.85), можно проследить их влияние на вид напорной характеристики, руководствуясь графиком, приведенным на рис. 3.54. При расчете насоса значения Q_p и H_p бывают заданы. Тогда параметр q_p будет возрастать с увеличением ω и $\eta_{г.р}$ и с уменьшением ширины центробежного колеса b_2 и угла $\beta_{2л}$. Количество лопаток косвенно, через k_z , влияет на q_p . С увеличением числа лопаток величина k_z увеличивается, а также увеличивается и q_p . В соответствии с влиянием q_p на вид характеристики можно сделать следующий вывод: уменьшение b_2 и $\beta_{2л}$ и увеличение ω , $\eta_{г.р}$ и числа лопаток z увеличивают угол наклона напорной характеристики $H=f(Q)$ в расчетной точке. При этом увеличивается напор насоса в области $Q < Q_p$ и уменьшается в области $Q > Q_p$. Отметим, что качественная картина влияния геометрических параметров насоса на вид действительной напорной характеристики совпадает с картиной влияния этих параметров на вид теоретической напорной характеристики (см. разд. 3.1.4.1).

Изменяя в процессе расчета параметры b_2 , $\beta_{2л}$, z и ω , можно получить необходимый вид напорной характеристики насоса. Разберем этот вопрос более подробно. Для расчетной точки характеристики $H=f(Q)$ можно записать:

$$\left(\frac{dH}{dQ}\right)_p = \left[\frac{d\left(\frac{H}{H_p}\right)}{d\left(\frac{Q}{Q_p}\right)} \right]_p \cdot \frac{H_p}{Q_p}. \quad (3.86)$$

Дифференцируя выражение (3.81) по Q/Q_p и полагая затем, что $Q/Q_p=1$, получим

$$\left[\frac{d(H/H_p)}{d(Q/Q_p)} \right]_p = -0,8(0,33 + q_p). \quad (3.87)$$

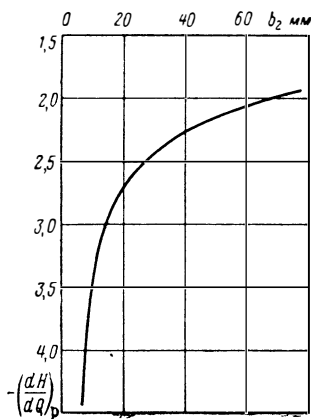


Рис. 3.56. Пример влияния ширины лопатки на выходе из колеса на угол наклона напорной характеристики в расчетной точке ($H_p = 5610$ Дж/кг; $Q = 80$ л/сек; $\omega = 1000$ 1/сек; $\beta_{2л} = 22^\circ$)

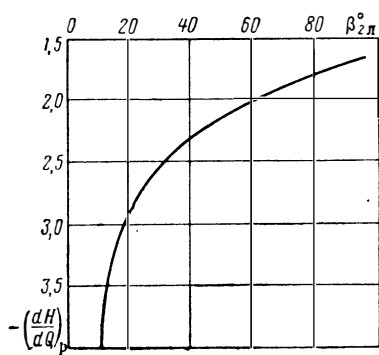


Рис. 3.57. Пример влияния $\beta_{2л}$ на угол наклона напорной характеристики в расчетной точке ($H_p = 5610$ Дж/кг; $Q = 80$ л/сек; $\omega = 1000$ 1/сек; $b_2 = 14$ мм)

В графическом виде зависимость (3.87) приведена на рис. 3.55. Если необходимо спроектировать насос с заданным углом наклона напорной характеристики в расчетной точке $(dH/dQ)_p$, то надо по формуле (3.86) определить

необходимое значение $\left[\frac{d(H/H_p)}{d(Q/Q_p)} \right]_p$, а затем, с использованием зависимости

(3.87) или графика, приведенного на рис. 3.55, следует определить необходимое значение расходного параметра q_p .

Параметры насоса, обеспечивающие нужное значение q_p , определяются из соотношения (3.85). Практически можно варьировать величины b_2 и $\beta_{2л}$. Изменение числа лопаток влияет на q_p несущественно, угловая скорость обычно определяется из расчета насоса на кавитацию, а гидравлический к. п. д. стремится получить максимальным в данных условиях.

На рис. 3.56 и 3.57 для примера показано, в каких пределах можно влиять на угол наклона напорной характеристики изменением b_2 и $\beta_{2л}$.

Зависимость полного к. п. д. насоса η_n от расхода Q при постоянной угловой скорости ω называется к. п. д.-характеристикой насоса. Чтобы исследовать зависимость полного к. п. д. от расхода, представим его в виде произведения частных к. п. д.:

$$\eta_n = \eta_r \eta_d \eta_p \eta_{\text{мех}} \quad (3.88)$$

При нулевом расходе (рис. 3.58) η_r имеет значение, отличное от нуля, так как действительный напор при этом больше нуля (см. рис. 3.54). Режим максимума гидравлического к. п. д., из-за уменьшения H_T , не полностью совпадает с режимом (по расходу) минимальных гидравлических потерь для насосов с $\beta_{2л} \leq 90^\circ$ (см. рис. 3.51).

Дисковый к. п. д. [см. формулу (2.239)] при нулевом расходе низок (см. рис. 3.58), так как внутренняя мощность $N_{\text{вн}}$ определяется величиной утечек, а затрата мощности на дисковые потери, включая мощность гидравлического торможения, велика. При увеличении расхода Q внутренняя мощность увеличивается, а потери гидравлического торможения уменьшаются, поэтому дисковый к. п. д. будет возрастать.

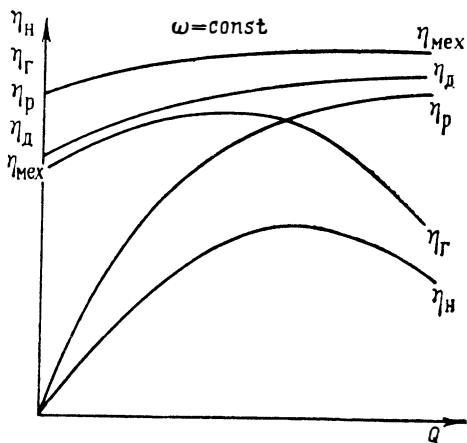


Рис. 3.58. Зависимость коэффициентов полезного действия насоса от расхода

Расходный к. п. д. η_p при приближении расхода через насос к нулевому значению стремится к нулю [см. формулу (3.53)], так как утечки Q_y не равны нулю. Величина утечек при $Q=0$ составляет весь расход через колесо. По мере увеличения расхода величина η_p возрастает (см. рис. 3.58), так как абсолютная величина утечек остается примерно постоянной или даже уменьшается в результате уменьшения закрутки $c_{2л}$ при увеличении Q ($\beta_{2л} < 90^\circ$). Механические потери не зависят от расхода, а мощность насоса увеличивается при возрастании расхода, поэтому механический к. п. д. $\eta_{\text{мех}}$ при увеличении Q возрастает (см. рис. 3.58).

Полный к. п. д., оценивающий все потери, пройдет через начало координат $\eta_n - Q$ и будет иметь максимум правее максимума гидравлического к. п. д.

Так как гидравлические потери на режимах, отличных от расчетного, в настоящее время не поддаются расчету, так же

как и потери на гидравлическое торможение, возникающие на режимах $Q < Q_p$, то для расчета к. п. д.-характеристик следует использовать, как и в случае напорных характеристик, результаты обобщения характеристик выполненных насосов.

В относительных координатах $\eta_n/\eta_{н.р} - Q/Q_p$ к. п. д.-характеристики насосов с $D_1 \leq 0,55$ и $\beta_{2п} \leq 90^\circ$ ($Re > 10^5$) обобщаются полиномом:

$$\frac{\eta_n}{\eta_{н.р}} = 2,69 \frac{Q}{Q_p} - 2,65 \left(\frac{Q}{Q_p}\right)^2 + 1,22 \left(\frac{Q}{Q_p}\right)^3 - 0,26 \left(\frac{Q}{Q_p}\right)^4. \quad (3.89)$$

В графическом виде эта зависимость представлена на рис.

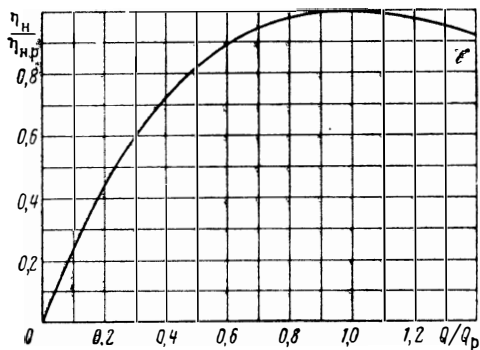


Рис. 3.59. Обобщенная зависимость полного к. п. д. насоса от расхода

3.59. Из формулы (3.89) легко найти уравнение универсальной к. п. д.-характеристики насоса

$\eta_n = f\left(\frac{Q}{\omega}\right)$ и характеристики $\eta_n = f(Q)$ при $\omega = \text{const}$:

$$\eta_n = A \frac{Q}{\omega} - B \left(\frac{Q}{\omega}\right)^2 + C \left(\frac{Q}{\omega}\right)^3 - D \left(\frac{Q}{\omega}\right)^4, \quad (3.90)$$

где

$$A = 2,69 \frac{\eta_{н.р}}{(Q/\omega)_p}; \quad B = 2,65 \frac{\eta_{н.р}}{(Q/\omega)_p^2};$$

$$C = 1,22 \frac{\eta_{н.р}}{(Q/\omega)_p^3}; \quad D = 0,26 \frac{\eta_{н.р}}{(Q/\omega)_p^4};$$

$$\eta_n = aQ - bQ^2 + cQ^3 - dQ^4, \quad (3.91)$$

где $a = A/\omega$; $b = B/\omega^2$; $c = C/\omega^3$; $d = D/\omega^4$.

Г. ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ МОЩНОСТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАСОСА

Мощностной характеристикой насоса называется зависимость потребляемой мощности N_n от расхода Q . Мощностная характеристика может быть определена по напорной характеристике и к. п. д.-характеристике. Имея в виду формулу (3.63) для мощности насоса, можно записать:

$$\frac{N_n}{N_{н.р}} = \frac{(Q/Q_p)(H/H_p)}{(\eta_n/\eta_{н.р})}.$$

Используя это соотношение и соотношения (3.85) и (3.89), после преобразований получим

$$\frac{N_H}{N_{H.p}} = \frac{1,06 + 0,8q_p \left(1 - \frac{Q}{Q_p}\right) - 0,296 [0,55 - (Q/Q_p)]^2}{2,69 - 2,65 (Q/Q_p) + 1,22 (Q/Q_p)^2 - 0,26 (Q/Q_p)^3}. \quad (3.92)$$

В графическом виде зависимость (3.92) при различных значениях q_p представлена на рис. 3.60. Видно, что с увеличением q_p угол наклона характеристики в относительных координатах уменьшается.

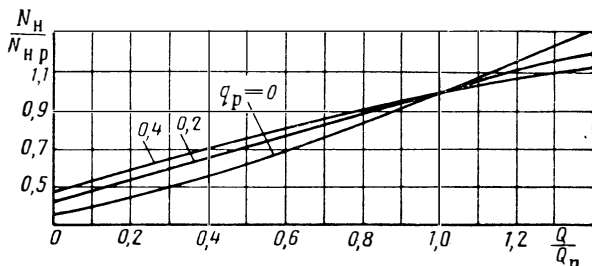


Рис. 3.60. Обобщенные мощностные характеристики насосов

Ранее отмечалось, что уменьшение величин b_2 и $\beta_{2л}$ и увеличение ω , $\eta_{г.р}$ и z приводят к увеличению q_p . Следовательно, такое изменение указанных параметров ведет к уменьшению угла наклона мощностной характеристики в относительных координатах. Наклон мощностной характеристики $N_H = f(Q)$ в расчетной точке можно характеризовать следующим образом:

$$\left(\frac{dN_H}{dQ}\right)_p = \frac{N_{H.p}}{Q_p} \left[\frac{d(N_H/N_{H.p})}{d(Q/Q_p)} \right]_p.$$

При увеличении q_p уменьшается $\left[\frac{d(N_H/N_{H.p})}{d(Q/Q_p)} \right]_p$, а мощность насоса N_H увеличивается, так как уменьшается полный к. п. д. насоса (Q_p , H_p и ω заданы). Однако для насосов с $n_s^* \geq 40$ увеличение q_p сопровождается уменьшением угла наклона мощностной характеристики $N_H = f(Q)$.

Д. ПОЛЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАСОСА

В практике применения шнеко-центробежных насосов в системах питания ЖРД требуется знать зависимость напора и полного к. п. д. насоса от расхода в достаточно широком диапазоне изменения частоты вращения насоса ω . Поэтому насос следует характеризовать семейством кривых $H = f(Q)$ и $\eta = \varphi(Q)$, т. е. полем энергетических характеристик (рис. 3.61).

При изменении частоты вращения насоса ω будет меняться величина критерия $Re = \omega D_2^2 / \nu$. В области $Re > 10^5$ (см. разд. 2.12.2) Re не влияет на критерий Эйлера $\bar{H} = H/u_2^2$ (автомодельная область по \bar{H}), а при $Re > 10^6$ число Re практически не влияет на внутренний мощностной к. п. д. $\eta_{внN}$ и мощностной критерий $\bar{N}_{вн} = N_{вн}/\rho\omega^3 D_2^5$ (автомодельность по $\eta_{внN}$ и $\bar{N}_{вн}$). Поле характеристик может охватывать диапазон изменения ω , при котором Re находится в автомодельной области. Тогда (см. разд. 2.12.2)

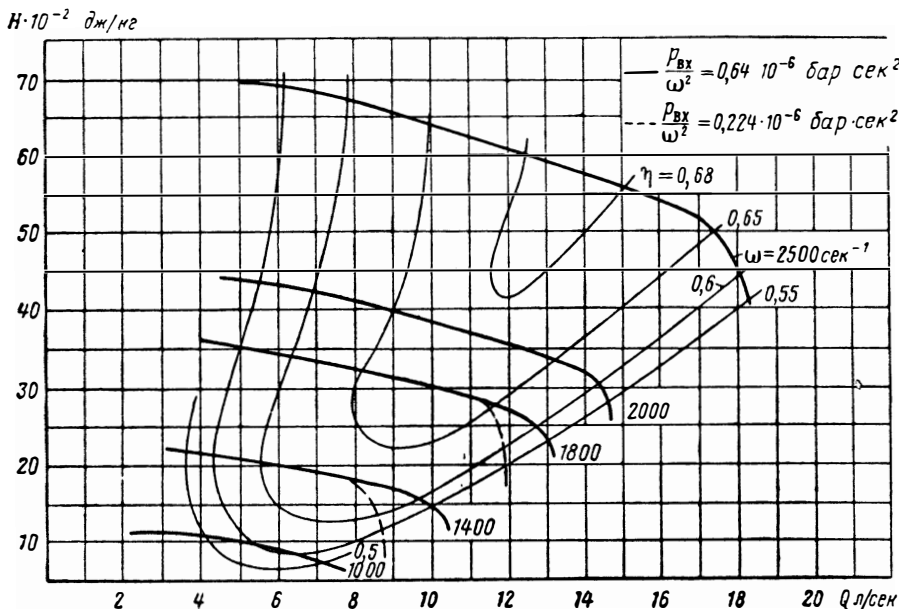


Рис. 3.61. Поле энергетических характеристик насоса

на подобных режимах насоса $Q/\omega = \text{const}$ будут сохраняться постоянными следующие соотношения:

$$H/\omega^2 = \text{const}; \quad (3.93)$$

$$N_{вн}/\omega^3 = \text{const}; \quad (3.94)$$

$$\eta_{внN} = \text{const}.$$

Для подобных режимов $Q/\omega = \text{const}$ с помощью выражения (3.93) получим $H/Q^2 = \text{const}$, т. е. линии подобных режимов в координатах $H-Q$ будут определяться параболлами. Параболлы подобных режимов являются линиями постоянных отношений $N_{вн}/\omega^3$ и $\eta_{внN}$ (рис. 3.62). По параболле напор насоса H изменяется пропорционально ω^2 , а внутренняя мощность $N_{вн}$ — пропорционально ω^3 [см. соотношения (3.93) и (3.94)]. Если известны

значения H и $N_{вн}$ при какой-либо одной величине ω , то с помощью соотношений (3.93) и (3.94) можно получить значения напора и внутренней мощности, соответствующие другому значению частоты вращения.

При малых частотах вращения критерий Re становится по величине меньше автоматического по $N_{вн}(\eta_{внN})$, т. е. $Re < 10^6$. В этом случае уже нельзя пренебрегать влиянием Re на $N_{вн}$ и $\eta_{внN}$ и нельзя считать, что на подобных режимах $Q/\omega = \text{const}$ величина $N_{вн}$ пропорциональна ω^3 . Из-за влияния мощности дискового трения (влияние Re на коэффициент трения диска $C_{тр.д}$) [см. формулы (2.202) и (3.50)] внутренняя мощность будет уменьшаться с уменьшением ω медленнее, чем по кубу частоты вращения. Поэтому к. п. д. $\eta_{внN}$ не будет оставаться при изменении ω постоянным на подобных режимах, а будет падать с уменьшением ω . В связи с этим в области малых ω кривые постоянных $\eta_{внN}$ не будут совпадать с параболami подобных режимов $H/Q^2 = \text{const}$.

Несовпадение кривых постоянных полных к. п. д. $\eta_{\Sigma} = \text{const}$ с параболami подобных режимов будет еще большим, так как зависимость механических потерь в насосе от ω тоже отличается от кубической: с уменьшением ω механические потери уменьшаются медленнее, чем по кубу ω [см. выражения (3.49) и (3.52)]. Поэтому при уменьшении ω на подобных режимах полный к. п. д. η_{Σ} , как и внутренний мощностной к. п. д. $\eta_{внN}$, будет уменьшаться. Это будет приводить к тому, что в области малых ω кривые постоянных полных к. п. д. будут пересекать параболы подобных режимов (см. рис. 3.61).

Отметим, что в области очень малых ω , когда критерий Re становится неавтоматическим по \bar{H} ($Re < 10^5$), на режимах $Q/\omega = \text{const}$ не будет выдерживаться условие $H/\omega^2 = \text{const}$ и кривые $H/Q^2 = \text{const}$ не будут кривыми подобных режимов.

Опыт показывает, что для насосов ЖРД, которым, как правило, соответствуют большие числа Re и малая доля механических потерь в потребляемой мощности, можно считать, что кривые $\eta_{\Sigma} = \text{const}$ ($N/\omega^3 = \text{const}$) совпадают с параболami подобных режимов $H/Q^2 = \text{const}$ в области изменения частоты вращения $\omega > (0,5 \div 0,6)\omega_p$. При этом можно рассчитать поле энергетиче-

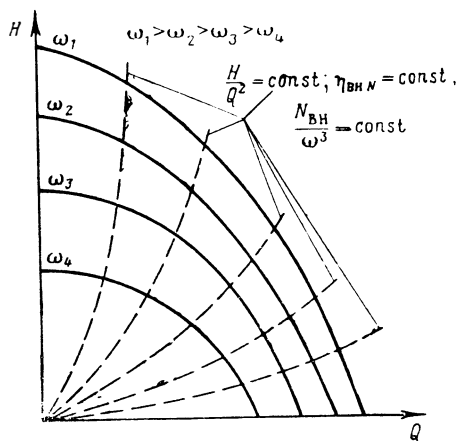


Рис. 3.62. Параболы подобных режимов насоса

ских характеристик насосов ЖРД $H=f(Q)$ и $\eta_n=\varphi(Q)$ с помощью зависимостей (3.84) и (3.91).

Часто характеристики насосов ЖРД представляют в виде $H/\omega^2=f(Q/\omega)$ и $\eta_n=\varphi(Q/\omega)$ (рис. 3.63). Такие характеристики называют универсальными характеристиками; они не зависят от частоты вращения. Универсальные характеристики рассчитывают по формулам (3.82) и (3.90).

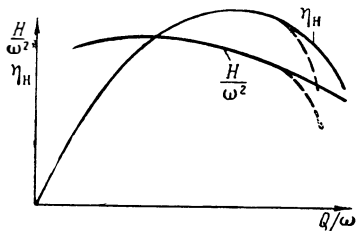


Рис. 3.63. Универсальные характеристики насоса

Иногда линии постоянных к. п. д. $\eta_n=\text{const}$ на поле характеристик замыкаются в области больших ω и больших расходов Q . Снижение полного к. п. д. на этих режимах (что графически означает замыкание линий постоянного к. п. д.) следует объяснить возникновением на этих режимах кавитационных явлений в насосе. В координатах $H/\omega^2—Q/\omega$ кавитация проявляется резким изменением характера протекания напорной характеристики и к. п. д.-характеристики (пунктирные линии на рис. 3.63; см. также рис. 3.61).

Наиболее надежно энергетические характеристики можно получить опытным путем. Обычно для получения характеристик проводят испытания насоса на воде. Для насосов ЖРД, потребляющих большие мощности, заслуживает внимания применение воздуха (и других газов) в качестве модельного рабочего тела (см. работы [78, 80, 84]). При этом в связи с малой плотностью воздуха достигается снижение в 80÷100 раз мощности, потребной для привода насоса [см. формулу (3.63)].

Е. ПОЛНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАСОСА

Для рассмотрения отдельных задач совместной работы двух насосов или работы насоса в системе питания ЖРД при переходных режимах требуется знать полную характеристику насоса, т. е. характеристику во всех четырех квадрантах координат $H—Q$.

На рис. 3.64 для примера представлена полная характеристика центробежного насоса. Буквами *A*, *B*, *B* обозначены основные режимы. В каждом квадранте показано направление течения через насос.

Ж. ВЛИЯНИЕ СПИРАЛЬНОГО ОТВОДА И ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОЛЕСА НА ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НАСОСА

При определенном расходе полный к. п. д. насоса η_n достигает максимума (см. рис. 3.58). Этот расход называется оптимальным расходом насоса, режим работы на этом расходе — оптимальным режимом, а соответствующие параметры — оптимальными параметрами насоса. Расчет насоса проводится на оптимальном режиме, поэтому этот режим при расчете насоса называется расчетным.

При доводке конкретного насоса может оказаться необходимым изменить оптимальные параметры насоса ($Q_{\text{опт}}$ и $H_{\text{опт}}$). Например, может оказаться необходимым повысить напор (при $\omega=\text{const}$) или изменить величину оптимального расхода. Изменение величины оптимального расхода потребуется в

том случае, когда расход, на котором должен будет работать насос, окажется смещенным относительно оптимального (например, в сторону больших расходов), что приведет к занижению к. п. д. насоса (см. рис. 3.58). Опыт показывает (см. работы [91], [105]), что для того чтобы повысить напор и изменить оптимальный режим, нет необходимости заново проектировать насос. Доста-

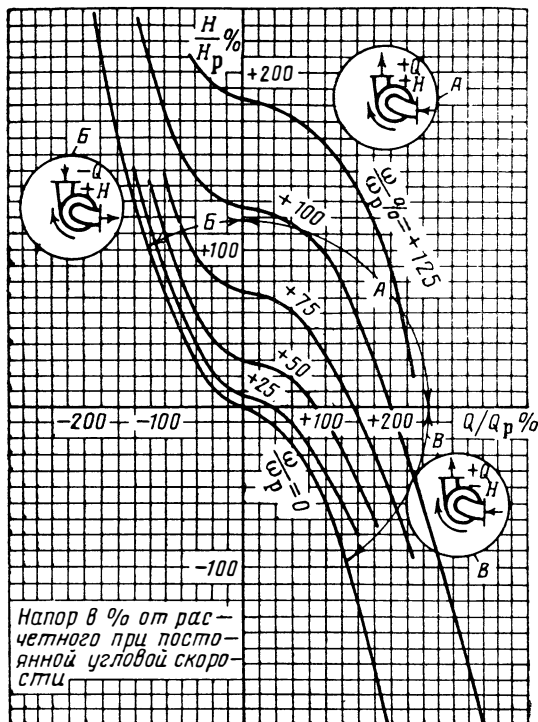


Рис. 3.64. Полная характеристика центробежного насоса

точно несколько изменить конструкцию насоса в период доводки. В зависимости от того, какие параметры насоса следует изменить, достаточно изменить центробежное колесо при неизменном отводе ($D_2 = \text{const}$) или изменить отвод при том же колесе. Для того чтобы правильно определить, что именно надо изменить, следует знать, как влияют колесо и отвод на оптимальные параметры насоса.

Оптимальный режим (см. подраздел А в настоящем разделе) определяется точкой пересечения зависимости

$$Q = k' c_{2u}, \quad (3.95)$$

соответствующей спиральному отводу, и зависимости для колеса

$$c_{2u} = f(Q) \quad (3.96)$$

(см. прямые 1 и 2 на рис. 3.52),

В развернутом виде выражение (3.96) получим из соотношения (3.23)

$$Q = 2f_3 \frac{r_2}{R_2} (1 + e^{2\pi (\beta_2/h) \operatorname{tg} \alpha_2 p}) c_{2u} = k' c_{2u}, \quad (3.97)$$

где k' — постоянная величина для данного отвода.

Зависимость (3.97) можно назвать характеристикой пропускной способности отвода.

Зависимость (3.96) имеет следующий вид [см. формулы (3.7) и (3.65)]:

$$c_{2u} = k_z \left(u_2 - \frac{\operatorname{ctg} \beta_{2л}}{\pi D_2 b_2} Q \right). \quad (3.98)$$

При изменении b_2 , $\beta_{2л}$ и k_z ($D_2 = \text{const}$) закрутка c_{2u} [определяемая формулой (3.98)], создаваемая колесом, будет изменяться. Поэтому прямая 2 на рис. 3.52, соответствующая колесу, будет смещаться относительно начала координат (с увеличением b_2 , $\beta_{2л}$ и k_z — от начала координат, см. прямые 2' и 2''). При неизменном отводе оптимальные точки будут находиться на прямой, соответствующей данному отводу. Тогда можно записать:

$$Q_{\text{opt}} = k' (c_{2u})_{\text{opt}}. \quad (3.99)$$

Выразим $(c_{2u})_{\text{opt}}$ через оптимальный напор, имея в виду, что $H = c_{2u} u_2 \eta_{\Gamma}$:

$$(c_{2u})_{\text{opt}} = \frac{H_{\text{opt}}}{u_2 \eta_{\Gamma \text{opt}}}. \quad (3.100)$$

Подставляя соотношение (3.100) в (3.99), получим

$$\frac{Q_{\text{opt}}}{\omega} = \frac{2k'}{D_2 \eta_{\Gamma \text{opt}}} \frac{H_{\text{opt}}}{\omega^2} = k \frac{H_{\text{opt}}}{\omega^2}. \quad (3.101)$$

Если изменения параметров колеса будут мало влиять на величину $\eta_{\Gamma \text{opt}}$, то k (при $D_2 = \text{const}$) будет постоянной величиной для данного отвода, т. е. $k = \text{const}$ (для данного отвода). Тогда [см. формулу (3.101)] изменения колеса при неизменном отводе приведут к смещению оптимального режима в координатах $H/\omega^2 - Q/\omega$ по прямой, проходящей через начало координат. Опыт подтверждает этот вывод (см. работу [91]).

На рис. 3.65 представлены энергетические характеристики вариантов насоса, отличающихся друг от друга только центробежным колесом. Колеса имеют разные величины b_2 . Из рисунка видно, что оптимальные точки на напорных характеристиках практически располагаются на одной прямой. К тем же результатам приводит изменение и других геометрических параметров центробежного колеса ($\beta_{2л}$, $\beta_{1л}$, z и т. п.) и шнека.

Экспериментальные данные (см. рис. 3.65) показывают, что даже значительное изменение параметров колеса мало влияет на величину оптимального расхода, оказывая в основном влияние на напор. Поэтому увеличить напор насоса можно изменением параметров колеса при неизменном отводе. Как правило, изменяют b_2 и $\beta_{2л}$.

Проведя прямую через начало координат $H - Q$ и оптимальную точку насоса со старым колесом, по потребному напору насоса с новым колесом найдем его оптимальную точку. Значения $\beta_{2л}$ и b_2 , при которых обеспечивается нужный напор, определяются по величине напора. Для оптимальных точек выражение (3.100) с помощью (3.98) перепишем в виде

$$H_{\text{opt}} = u_2^2 k_z \eta_{\Gamma \text{opt}} \left(1 - \frac{Q_{\text{opt}} \operatorname{ctg} \beta_{2л}}{u_2 D_2 b_2 \pi} \right). \quad (3.102)$$

Подставляя в уравнение (3.102) выражение (3.101), получим связь потребного напора с величинами b_2 и $\beta_{2л}$:

$$H_{\text{opt}} = \frac{u_2^2 k_2 \eta_{\Gamma \text{opt}}}{1 + \frac{k k_2 \eta_{\Gamma \text{opt}} \text{ctg } \beta_{2л}}{2\pi b_2}}. \quad (3.103)$$

Теперь оставим колесо неизменным, а будем изменять отвод ($D_2 = \text{const}$). С увеличением площади входа в конический диффузор отвода f_3 коэффициент

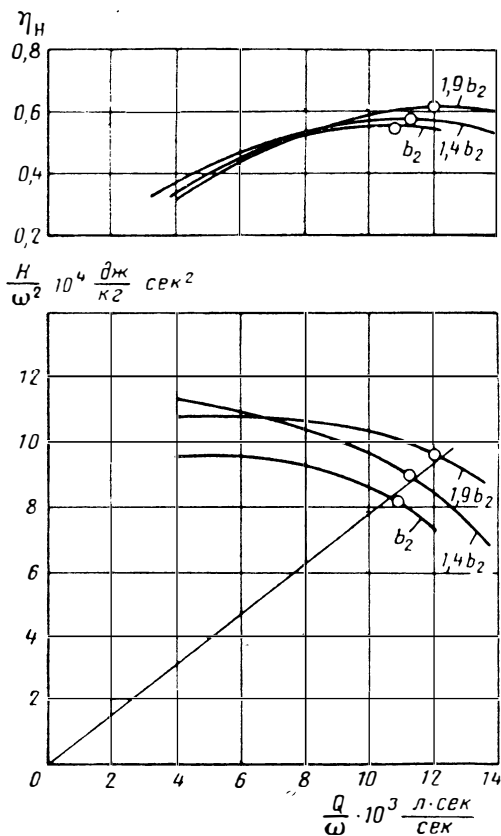


Рис. 3.65. Энергетические характеристики насосов, отличающихся друг от друга шириной центрального колеса на выходе

k' в выражении (3.97) возрастет и характеристика пропускной способности отвода приблизится к оси Q (см. прямую 3 на рис. 3.52). При этом оптимальный расход будет возрастать ($Q_B > Q_A$), а величина c_{2u} и, следовательно, напор будут уменьшаться. При изменении отвода оптимальные точки будут располагаться на прямой, соответствующей данному колесу (см. рис. 3.52).

В координатах $H - Q$ оптимальные точки также располагаются по прямой [см. формулу (3.102)]. Этот вывод подтверждается экспериментальными

данными, представленными на рис. 3.66, где показаны характеристики вариантов насоса, отличающихся друг от друга площадью входа в конический диффузор f_3 . Из рис. 3.66 видно, что изменением отвода (f_3) можно достичь значительного изменения оптимального расхода.

Новая оптимальная точка найдется по прямой [см. формулу (3.102)], соответствующей колесу, и необходимой величине Q_{opt} . При этом $k_z \eta_{r opt}$ определим по формуле (3.102) и оптимальным параметрам насоса с исходным

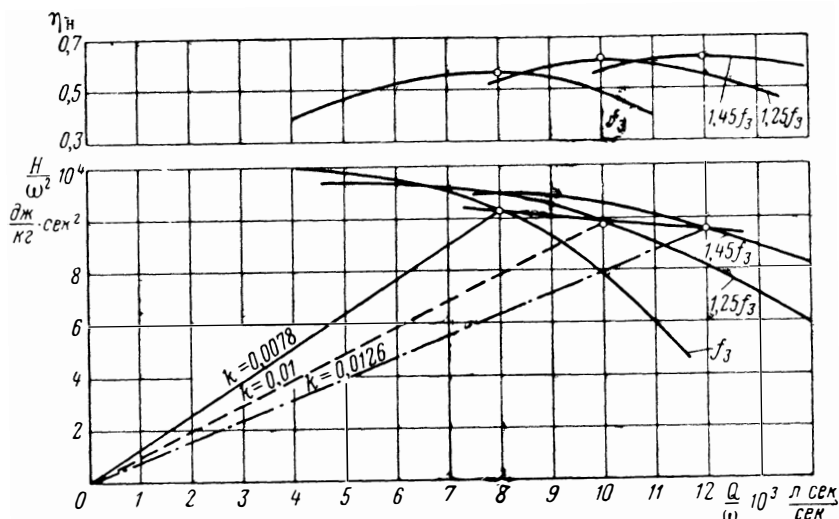


Рис. 3.66. Энергетические характеристики насосов, отличающихся друг от друга площадью выхода из спирального сборника

отводом. Потребный расход Q_{opt} определит герметические параметры отвода.

Решая совместно выражения (3.101) и (3.102), получим

$$Q_{opt} = \frac{k r^2 \omega k_z \eta_{r opt}}{k k_z \eta_{r opt} \text{ctg} \beta_{2л}} \cdot \left(1 + \frac{2\pi b_2}{k k_z \eta_{r opt} \text{ctg} \beta_{2л}} \right)^{-1} \quad (3.104)$$

По величине k [см. формулы (3.97) и (3.101)] найдем необходимые геометрические параметры (f_3 и α_{2p}).

При изменении колеса или отвода новое значение оптимального к. п. д. можно оценить с помощью выражений (3.61) и (3.62), используя опытное значение $k_z \eta_{r opt}$, найденное по параметрам оптимального режима исходного варианта насоса. Энергетические характеристики рассчитываются с использованием зависимостей (3.82) и (3.90).

Мы рассмотрели вопрос о том, как можно повысить напор изменением только колеса при доводке насоса. В практике может потребоваться уменьшить напор насоса (при $\omega = \text{const}$). Этого можно достигнуть, уменьшая b_2 или $\beta_{2л}$ при $D_2 = \text{const}$ [см. формулу (3.103)]. Но еще проще можно уменьшить напор подрезкой колеса, т. е. уменьшением его диаметра D_2 . При подрезке колеса увеличивается пространство между колесом и отводом, а следовательно, изменяется характер потока, поступающего в отвод. Пропускная способность отвода при этом изменится [изменится коэффициент k в уравнении (3.101)]. Поэтому при подрезке колеса нельзя определять напор по формуле (3.103).

Экспериментальные данные показывают, что при уменьшении диаметра колеса до $\sim 8\div 10\%$ оптимальный к. п. д. практически остается неизменным, а оптимальный напор уменьшается пропорционально квадрату диаметра:

$$H'_{\text{opt}} = H_{\text{opt}} \left(\frac{D'_2}{D_2} \right)^2. \quad (3.105)$$

При этом оптимальный расход будет изменяться пропорционально диаметру в первой степени:

$$Q'_{\text{opt}} = Q \frac{D'_2}{D_2}, \quad (3.106)$$

где штрихом отмечены параметры, соответствующие уменьшенному диаметру D'_2 . Такое изменение расхода можно объяснить следующим образом. Оптимальный напор можно записать в виде (3.102). Тогда

$$\frac{H_{\text{opt}}}{D_2^2} = k_z \eta_{\text{opt}} \frac{\omega^2}{4} \left(1 - \frac{2Q_{\text{opt}}}{\pi D_2 b_2 \omega D_2} \text{ctg } \beta_{2л} \right); \quad (3.107)$$

$$\frac{H'_{\text{opt}}}{D_2'^2} = k'_z \eta'_{\text{opt}} \frac{\omega^2}{4} \left(1 - \frac{2Q'_{\text{opt}}}{\pi D_2' b_2' \omega D_2'} \text{ctg } \beta'_{2л} \right). \quad (3.108)$$

Так как левые части уравнений (3.107) и (3.108) равны [см. выражение (3.105)], то равны и их правые части. Имея в виду, что к. п. д. не изменяется (подрезка колеса не превышает $8\div 10\%$), можно заключить, что $k_z \eta_{\text{opt}} = k'_z \eta'_{\text{opt}}$.

Поэтому

$$\frac{Q'_{\text{opt}}}{\pi D_2' b_2' \omega D_2'} \text{ctg } \beta'_{2л} = \frac{Q_{\text{opt}}}{\pi D_2 b_2 \omega D_2} \text{ctg } \beta_{2л}. \quad (3.109)$$

Так как меридиональное сечение центробежного колеса сужается к выходу, то с уменьшением диаметра D_2 будет увеличиваться b_2 . Поэтому можно принять, что площадь выхода из колеса при его подрезке останется постоянной, т. е. $\pi D_2' b_2' = \pi D_2 b_2$. При малой подрезке колеса мало изменится и угол на выходе ($\beta'_{2л} \approx \beta_{2л}$). Тогда из уравнения (3.109) получим выражение (3.106). С помощью выражения (3.105) по необходимой величине H'_{opt} можно определить нужный диаметр D'_2 . Зависимости (3.105) и (3.106) справедливы не только для оптимальных, но и для других режимов. Следовательно, с их помощью можно найти напорную характеристику насоса $H=f(Q)$ и при меньшем диаметре D'_2 . К. п. д., как уже говорилось, можно принять неизменным, если подрезка колеса не превышает $8\div 10\%$.

3. О ВЫБОРЕ РАСЧЕТНОГО РАСХОДА ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА ПРИ МАЛЫХ n_s *

Как правило, при расчете насоса стремятся совместить заданный режим его работы $Q_{\text{задан}}$ с его оптимальным режимом: $Q_{\text{задан}} = Q_p$. Однако опыт показывает (см. работу [91]), что в некоторых случаях (малые n_s) для получения максимально возможного к. п. д. насоса целесообразно рассчитать насос на расход больше заданного: $Q_p > Q_{\text{задан}}$.

Из рис. 3.67 видно, что при определенном смещении расчетного расхода от заданного в сторону больших расходов, в данном случае при $Q_p = 1,6Q_{\text{задан}}$ (штрих-пунктирная линия), на заданном режиме достигается больший к. п. д.,

чем при равенстве расчетного и заданного расходов. Этот выигрыш в к. п. д. объясняется тем, что на заданном режиме гидравлический к. п. д. насоса, рассчитанного на больший, чем заданный расход, будет больше, чем в расчетной точке, так как максимальной величине гидравлического к. п. д. соответствует расход, меньший расчетного (см. рис. 3.58).

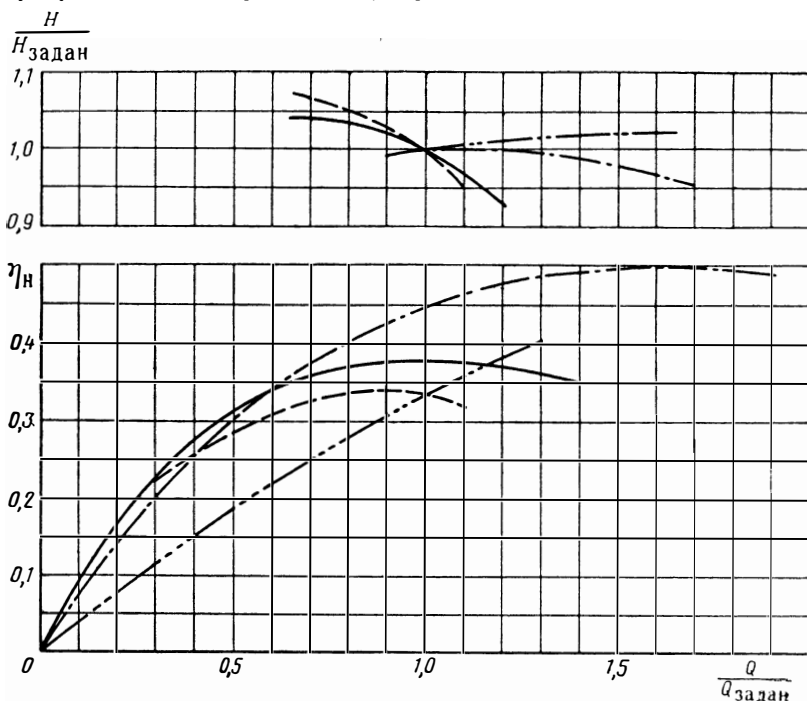


Рис. 3.67. Характеристики насоса с $n_s^* = 30$ при различных расчетных расходах:

— — — $Q_p/Q_{\text{задан}} = 1$; - - - $Q_p/Q_{\text{задан}} = 0,9$; - · - · $Q_p/Q_{\text{задан}} = 1,6$;
 · · · · $Q_p/Q_{\text{задан}} = 2,3$

При большом гидравлическом к. п. д. требуется меньший диаметр колеса D_2 для обеспечения заданного напора $H_{\text{задан}}$ на режиме $Q_{\text{задан}}$. А это, в свою очередь, ведет к увеличению полного к. п. д. насоса в результате уменьшения потерь на трение колеса о жидкость [см. формулу (2.202)]. Естественно, что это увеличение к. п. д. будет больше для насосов с малыми n_s^* задан и большими значениями расходного параметра $q_{\text{задан}}$, в которых потери на трение колеса велики (см. рис. 3.36).

Для определения оптимальной величины смещения расчетного режима от заданного в сторону больших расходов можно поступить следующим образом. Надо задаться несколькими значениями отношения расходов $Q_{\text{задан}}/Q_p$, для каждого из которых по формуле (3.81) можно определить отношение $H_{\text{задан}}/H_p$. Это отношение позволяет определить величину коэффициента быстроходности насоса на расчетном режиме по величине, соответствующей заданной:

$$n_{sp}^* = n_{s \text{ задан}}^* \frac{\sqrt{Q_p/Q_{\text{задан}}}}{(H_p/H_{\text{задан}})^{3/4}} \quad (3.110)$$

По величине $n_{\text{ср}}^*$, выбранной величине $q_{\text{задан}} = q_{\text{р}}$ и известной из расчета насоса на кавитацию величине $K_{\text{р}_0}$, определим с помощью формулы (3.62) и зависимостей, приведенных на рис. 3.38—3.40, значение к. п. д. на расчетном режиме $\eta_{\text{н. р}}$. Величину $\eta_{\text{н. р}}$ используем для определения к. п. д. на заданном режиме $\eta_{\text{н. задан}}$. Для этого воспользуемся формулой (3.89). Отношение $\eta_{\text{н. задан}}/\eta_{\text{н. задан}}$ ($\eta_{\text{н. задан}}$ — к. п. д. при $Q_{\text{р}} = Q_{\text{задан}}$) будет характеризовать выигрыш в к. п. д. при смещении оптимального режима. Отношение $Q_{\text{р}}/Q_{\text{задан}}$, при котором $\eta_{\text{н. задан}}/\eta_{\text{н. задан}}$ достигает максимума, является оптимальным. Проведенные таким образом расчеты для $K_{\text{р}_0} = 5,2 \div 6,5$ (рис. 3.68) показывают, что практически целесообразно рассчитывать насос на расход, больший, чем заданный, начиная с коэффициента быстроходности $n_{\text{с}^* \text{ задан}} = 40 \div 60$ и меньше. Такие значения коэффициента быстроходности соответствуют насосам ЖРД. В частности, дополнительные насосы, подающие компоненты в газогенератор двигателей с предкамерной турбиной, имеют значения $n_{\text{с}^* \text{ задан}} = 10 \div 20$.

Расчет насоса на расход, больший, чем заданный, позволяет, кроме того, увеличить ширину колеса b_2 при малом заданном расходе, что уменьшает гидравлические потери, так как исключается возможность смыкания пограничных слоев у покрывных дисков. Большая ширина облегчает изготовление колеса.

3.2. ОСЕВЫЕ НАСОСЫ

3.2.1. СХЕМА УСТРОЙСТВА ОСЕВЫХ НАСОСОВ

Осевые насосы, как правило, обладают малым напором в одной ступени, но способны перекачивать большие расходы. В разд. 3.1 было рассмотрено применение осевых колес в качестве преднасосов. В отдельных случаях осевой насос может быть использован и в качестве самостоятельного подкачивающего насоса, устанавливаемого непосредственно в баке или вблизи бака (см. разд. 3.3.8). Он имеет автономный привод и называется бустерным насосом.

При использовании водорода в качестве горючего требуется перекачивать большие объемные расходы даже при сравнительно малых массовых расходах. Для этой цели могут быть использованы многоступенчатые осевые насосы. Например, в двигателе J-2 (см. рис. 1.13) для перекачки жидкого водорода применяется семиступенчатый осевой насос, создающий давление $85 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ при $Q = 500 \text{ л/сек}$ и $\omega = 2800 \text{ 1/сек}$ (см. работу [30]).

Основные положения, относящиеся к осевому насосу, разберем на примере ступени, выполненной в виде отдельного агрегата. Схема такого насоса приведена на рис. 3.69.

В общем случае входное устройство насоса состоит из подвода и направляющего аппарата. Подвод — входной патрубков, конструктивно выполняемый аналогично подводам центробежного насоса (см. рис. 3.2); на рис. 3.69 подвод не изображен. Направляющий аппарат a на рис. 3.69 представляет собой лопаточную решетку, обеспечивающую заданное направление скорости на входе в рабочее колесо b . Направляющий аппарат на входе может и отсутствовать. В системах питания ЖРД установка

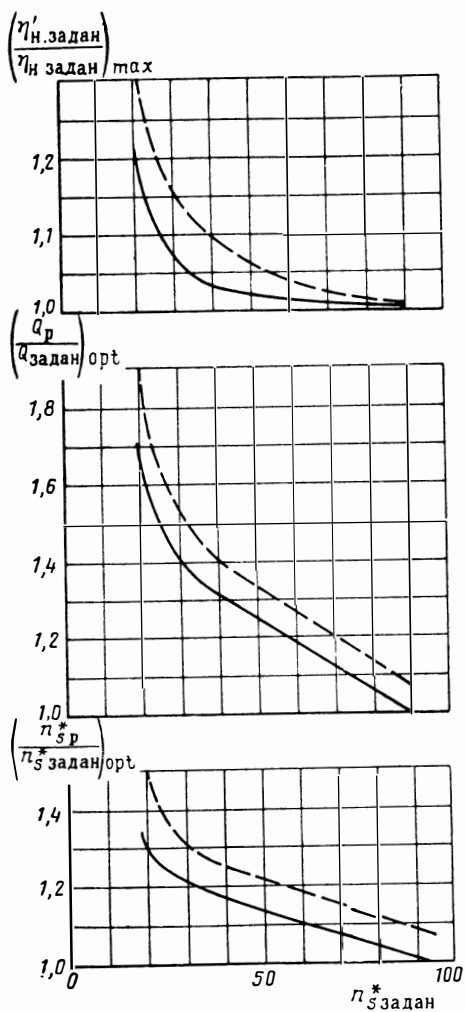


Рис. 3.68. К определению расчетного расхода, коэффициента быстроходности и максимального к. п. д. на заданном режиме:

— $q_p = 0$; - - - $q_p = 0,2$

направляющего аппарата на входе в насос, как правило, нежелательна, так как отклонение потока связано с ростом скорости и уменьшением статического давления; кроме того, статическое давление падает вследствие потерь при обтекании направляющих лопаток. Возможность возникновения кавитационных явлений на входе в насос при этом увеличивается.

Осевой насос для повышения антикавитационных качеств также может иметь ступень с высокими антикавитационными качествами, в частности, шнек (см. работы [113, 30] и рис. 1.13). В этом случае шнековое колесо будет колесом первой ступени осевого насоса.

В случае многоступенчатого осевого насоса роль направляющего аппарата на входе в рабочее колесо играет выходной спрямляющий аппарат предыдущей ступени. Поэтому схему, приведенную на рис. 3.69, можно рассматривать также как схему промежуточной ступени многоступенчатого осевого насоса.

В общем случае в направляющем аппарате происходит разгон потока и изменение его направления. Общий вид изменения параметров

потока по длине направляющего аппарата — давления p , скорости c , полного давления жидкости p^* — показан на рис. 3.69. Полное давление жидкости будет падать из-за наличия потерь.

Рабочее колесо b представляет собой решетку лопаток, укрепленную на вращающемся валу. В рабочем колесе к жидкости подводится энергия — величина полного давления p^* растет; как правило, и скорость, и давление p тоже растут (см. рис. 3.69). На выходе из рабочего колеса ставится лопаточная решетка $в$, в которой скоростная энергия частично преобразуется в давление. Снижение скорости в выходном направляющем аппарате достигается путем уменьшения окружной, а иногда и осевой составляющих скорости. Лопаточную решетку выходного направляющего аппарата часто называют спрямляющим аппаратом. В

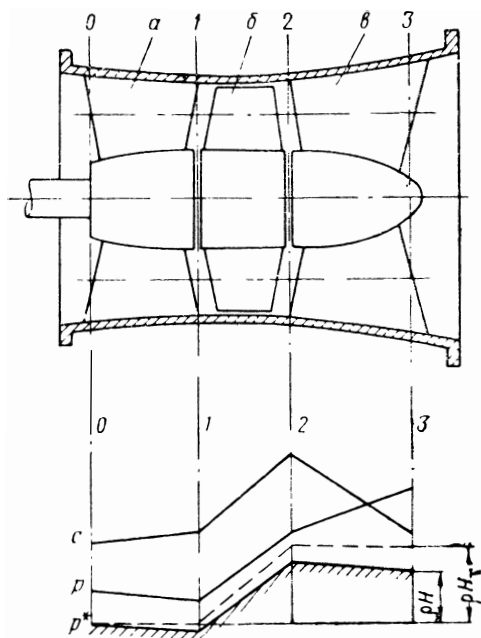


Рис. 3.69. Схема осевого насоса и изменение параметров потока по длинеточной части

многоступенчатом насосе спрямляющий аппарат предыдущей ступени играет роль направляющего аппарата последующей ступени. Таким образом, по длине спрямляющей решетки скорость будет падать, а давление расти. Энергия жидкости (полное давление) будет падать из-за наличия гидравлических потерь. Такая решетка играет роль диффузорного устройства.

Осевой насос может не иметь специального отвода. После спрямления потока в лопаточной диффузорной решетке поток из корпуса насоса может переходить непосредственно в трубопровод или в следующую ступень.

В отдельных случаях, если поток имеет большую скорость (большую закрутку), которую трудно преобразовать в энергию давления в осевой лопаточной решетке с малыми потерями, могут быть использованы отводящие устройства в виде спирального сборника и конического диффузора, как у шнеко-центробежного насоса.

3.2.2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ НАПОР И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ОСЕВОЙ СТУПЕНИ

В настоящем разделе будем рассматривать осевые решетки единичной длины. Такие решетки образуют элементарную осевую ступень, т. е. ступень, в которой можно пренебречь изменением параметров жидкости по высоте. На рис. 3.70 показаны параметры и изображены треугольники скоростей элементарной осевой ступени насоса.

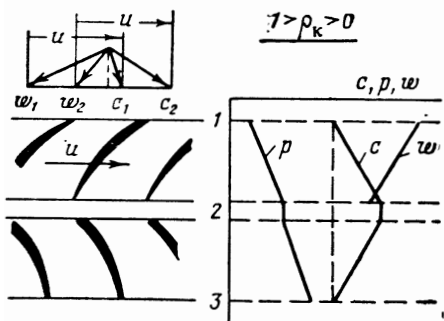


Рис. 3.70. Изменение параметров потока и треугольники скоростей для элементарной осевой ступени насоса

Теоретический напор [см. формулы (2.31) и (2.59)] такой осевой ступени подсчитывается по формуле

$$H_T = u(c_{2u} - c_{1u}) = u(w_{2u} - w_{1u}). \quad (3.111)$$

В водородных насосах от ступени необходимо получить максимальный напор и целесообразно предельно увеличивать окружную скорость лопаток, для чего лопатки располагают на больших радиусах, т. е. применяют большое втулочное отношение. Высота лопатки, как правило, получается небольшой — иногда доходит до 8÷10 мм.

Для увеличения напорности целесообразно выбирать максимальные углы поворота потока и большую густоту ($b_{\text{пл}}/t_{\text{пл}} > 1$). Для выбора параметров осевых решеток насосов в качестве пер-

вого приближения можно использовать опыт компрессоростроения.

Обобщение опытных данных по результатам продувок компрессорных решеток позволило получить связь между допустимой величиной угла поворота потока в решетке $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$, плотностью решетки $b_{\text{л}}/t_{\text{л}}$ и выходным углом β_2 при угле атаки $i = \pm 5^\circ$ (рис. 3.71).

Ограничение угла поворота потока в компрессорной решетке связано с появлением отрыва пограничного слоя от поверхности лопаток. Увеличение плотности решетки приводит к уменьшению разности давлений на вогнутой и выпуклой сторонах лопатки и позволяет увеличить допустимую степень диффузорности и угол поворота потока. Потери на трение соответственно будут увеличиваться.

Учет конечного числа лопаток может быть произведен путем вычисления угла отставания δ (см. рис. 2.54). Величина угла отставания δ в компрессорных решетках (диффузорных) обычно равна $3 \div 5^\circ$ и вычисляется по эмпирическим формулам. Например, в работе [54] приводится следующая формула для угла отставания:

$$\delta^\circ = \frac{0,23 (2\bar{B}_f)^2 - 0,002 \beta_{2\text{л}}^\circ + 0,18}{\frac{1}{\theta} \sqrt{b_{\text{л}}/t_{\text{л}}} - 0,002},$$

где \bar{B}_f — расстояние по хорде от передней кромки до точки, соответствующей максимальной стреле прогиба средней линии, отнесенное к длине хорды;

θ — угол изгиба профиля: $\theta = [180^\circ - (\beta_{1\text{л}} + \beta_{2\text{л}})]^\circ$;

$b_{\text{л}}$ — длина хорды;

$t_{\text{л}}$ — шаг решетки.

Для редких решеток ($b_{\text{л}}/t_{\text{л}} < 1$) подсчет H_T часто проводят исходя из подъемной силы профиля, т. е. исходя из теоремы Н. Е. Жуковского (см. разд. 2.7.2).

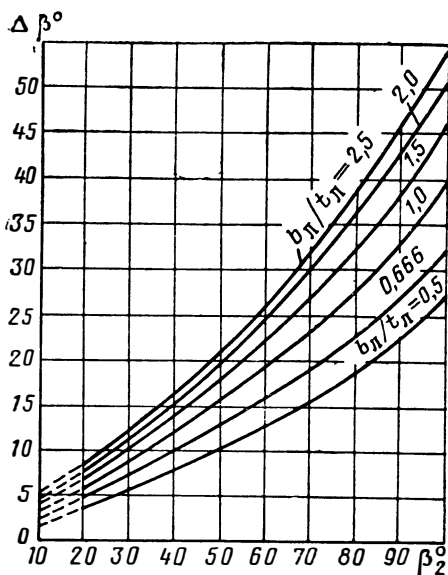


Рис. 3.71. Зависимость допустимого угла поворота потока в решетке от угла потока на выходе и относительного шага решетки

3.2.3.1. Общие положения

На рис. 3.54 изображено изменение характеристики насосов с различными расходными параметрами q_p для расчетного режима. Линии для $q_p > 0,4$ пойдут круче, что характерно для диагональных и осевых насосов. Для этих насосов характерно резкое увеличение напора при уменьшении расхода по сравнению с расчетным и резкое падение напора при увеличении расхода.

На рис. 3.72 приведены характеристики осевого насоса

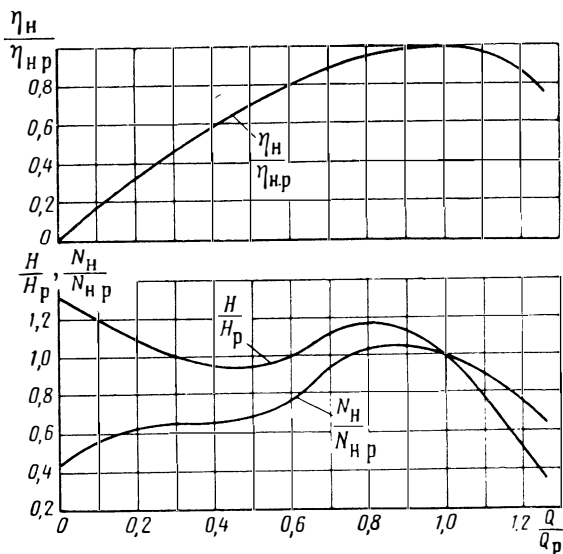


Рис. 3.72. Энергетические характеристики осевого насоса в относительных координатах

в безразмерных параметрах. Перегиб кривой напора в левой части характеристики характерен для осевых насосов и компрессоров и объясняется возникновением на этих режимах вихревых зон.

Мощность осевых насосов резко возрастает при уменьшении расхода. Это связано с появлением отрывных вихревых зон и затратой мощности на «гидравлическое торможение» (см. разд. 3.1.2.2).

Рассмотрим более подробно напорную характеристику шнекового осевого насоса. Зная эту характеристику, можно оценить параметры шнекового насоса в случае его применения в качестве самостоятельного бустерного насоса.

При совместной работе шнека с центробежным колесом (шнеко-центробежный насос) центробежное колесо влияет на работу стоящей перед ним осевой ступени (см. разд. 2.11.1.4), поэтому характеристики изолированного шнекового насоса будут отличаться от характеристик шнека при его совместной работе с центробежным колесом. Это отличие объясняется в основном тем, что величины расчетного диаметра для отдельно стоящего шнека и для шнека, стоящего перед центробежным колесом, различны [см. формулы (2.167) и (2.168)]. Шнековые насосы, применяемые в ЖРД, имеют большую густоту решетки. Поэтому влиянием конечного числа лопаток можно пренебречь, т. е. можно принять

$$H_T = H_{T\infty}.$$

3.2.3.2. Теоретическая характеристика шнекового насоса постоянного шага

Теоретический напор шнека постоянного шага [см. формулу (2.169)] запишется в виде

$$H_T = u_p^2 \left(1 - \frac{c_{2z}}{u_p} \operatorname{ctg} \beta_{л.п} \right). \quad (3.112)$$

Выразим H_T через расход Q и геометрические параметры шнека. Величину c_{2z} легко определить из следующих соотношений:

$$c_{2z} = \frac{Q}{F_{2z}}; \quad (3.113)$$

$$F_{2z} = \frac{\pi D_{ш}^2}{4} - \frac{\pi d_{вт}^2}{4} - \frac{D_{ш}^2 - d_{вт}^2}{2} z \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.п}},$$

где δ_p — толщина лопатки на расчетном диаметре (см. рис. 2.62).

Преобразуя это выражение, получим

$$F_{2z} = h_{л} \left(\pi D_{ср} - z \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.п}} \right). \quad (3.114)$$

Учитывая, что

$$\operatorname{tg} \beta_{л.п} = \frac{s}{\pi D_p},$$

выразим окончательно H_T [см формулу (3.112)] через геометрические параметры шнека:

$$H_T = u_p^2 - \frac{u_p Q \pi D_p}{sh_{л} \left(\pi D_{ср} - \frac{z \delta_p}{\sin \beta_{л.п}} \right)}. \quad (3.115)$$

Исследуем это выражение:

при $Q = 0$

$$H_{T Q=0} = u_p^2;$$

при $H_T = 0$

$$Q_{H_T=0} = \frac{sh_{\text{л}} \left(\pi D_{\text{ср}} - z \frac{\delta_{\text{р}}}{\sin \beta_{\text{л.р}}} \right) \omega}{2\pi}. \quad (3.116)$$

Из этих соотношений следует, что теоретическая характеристика шнекового осевого насоса представляет собой в координатах $H_T - Q$ прямую линию, отсекающую по оси ординат отрезок, пропорциональный $u_{\text{р}}^2$, а по оси абсцисс — отрезок, пропорциональный выражению (3.116) (рис. 3.73).

Чем больше угол винтовой линии $\beta_{\text{л.р}}$, тем более полого идет характеристика. При увеличении частоты вращения величина теоретического напора $H_{TQ=0}$ будет возрастать быстрее, чем $Q_{H_T=0}$, и теоретическая характеристика пройдет круче.

При уменьшении расхода угол атаки увеличивается, при увеличении расхода угол атаки уменьшается, при нулевом угле атаки теоретический напор H_T равен нулю ($Q = Q_{H_T=0}$). Эту характеристику можно также рассматривать как зависимость $H_T = f(Q_{\text{р}})$ для серий шнеков с разными расчетными расходами.

3.2.3.3. Действительные характеристики шнекового насоса

Анализ экспериментальных напорных характеристик шнековых насосов показал, что большинство из них имеет вид прямой линии (см. работу [47]). Следовательно, для построения характеристики достаточно знать две расчетные точки. Первая расчетная точка выбирается при нулевом расходе. Будем полагать $H_0 = kH_{TQ=0}$, где $k = \eta_{\text{л}} k_z$ — опытный коэффициент ($k = 0,45 \div 0,58$).

Вторая точка характеристики определится для режима $H_T = 0$, т. е. для режима нулевого угла атаки. Затрата энергии на течение жидкости через колесо будет определяться затратой энергии на трение жидкости о стенки колеса (обтекание пластин с нулевым углом атаки).

Потеря энергии на трение [см. формулу (2.198)] найдется по выражению

$$L_{\text{гидр.пот}} = \lambda \frac{b_{\text{л.ср}}}{D_{\text{г}}} \frac{w^2}{2}, \quad (3.117)$$

где $b_{\text{л.ср}}$ — длина лопатки на среднем диаметре;
 $D_{\text{г}}$ — гидравлический диаметр:

$$D_{\text{г}} = \frac{4h_{\text{л}}a_{\text{ср}}}{2(h_{\text{л}} + a_{\text{ср}})}; \quad (3.118)$$

здесь $a_{\text{ср}} = \frac{\pi D_{\text{ср}} - z (\delta_{\text{ср}} / \sin \beta_{\text{л.ср}})}{z} \sin \beta_{\text{л.ср}}$ — ширина канала на среднем диаметре;

$h_{\text{л}}$ — высота лопатки.

Относительная скорость в межлопаточном канале колеса на режиме $Q_{H_T=0}$ сохраняет постоянное значение:

$$w = \frac{Q_{H_T=0}}{h_{\text{л}} a_{\text{ср}} z}.$$

Коэффициент сопротивления λ принимается в пределах $0,04 \div 0,05$ (см. работу [47]). Отложив от оси абсцисс вниз величину $L_{\text{гидр.пот}}$, найдем вторую точку характеристики (см. рис. 3.73). Соединив обе точки, получим расчетную действительную характеристику шнекового колеса.

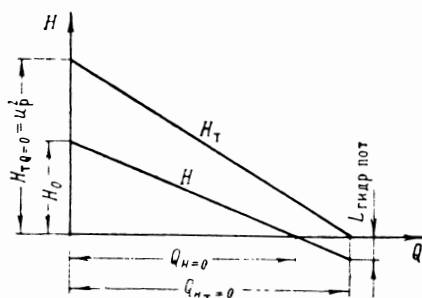


Рис. 3.73. К построению напорной характеристики шнекового насоса постоянного шага

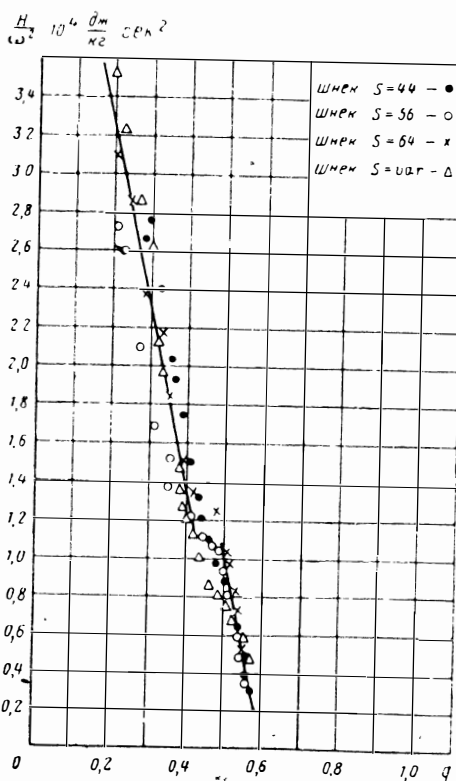


Рис. 3.74. Опытная зависимость напора шнека от расходного параметра для шнекового насоса постоянного шага

Действительная опытная характеристика шнековых осевых колес близка к прямой (рис. 3.74). Иногда характеристика насоса со шнековым колесом имеет характерный для осевых насосов излом при $q \approx 0,5$ (см. рис. 3.74), связанный с появлением на выходе из шнека обратных токов у втулки.

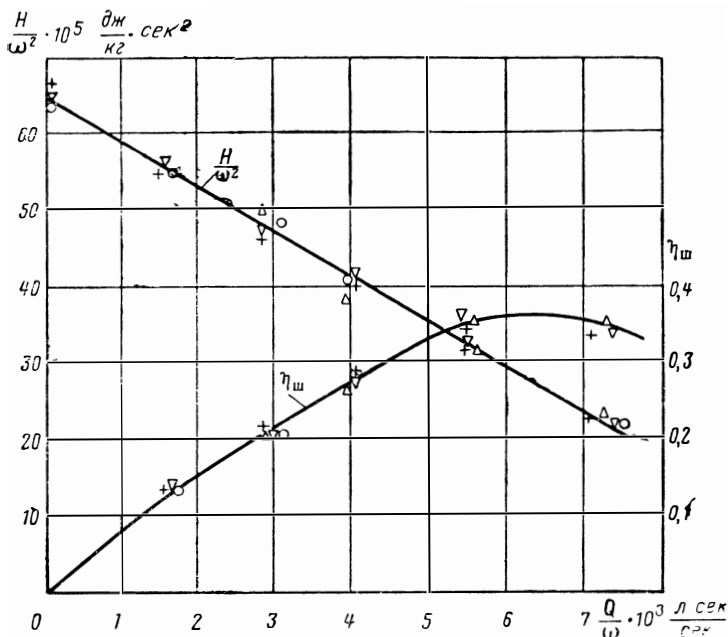


Рис. 3.75. Действительные энергетические характеристики шнекового насоса

На рис. 3.75 показана зависимость к. п. д. шнека от расхода (см. работу [47]), полученная при испытании отдельного шнека со спиральным отводом, т. е. с учетом потерь в отводе.

С помощью полученных выше соотношений можно приближенно определить напорную характеристику шнека переменного шага. Для этого достаточно положить

$$\beta_{л.р} = \beta_{2л.р}; \quad \beta_{л.ср} = \beta_{2л.ср} \quad \text{и} \quad s = s_2.$$

3.3. КАВИТАЦИЯ В НАСОСАХ ЖРД

3.3.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Кавитация — это процесс нарушения сплошности потока жидкости в зоне пониженного давления, заключающийся в образовании полостей, наполненных паром и выделившимся из жидкости газом. В области пониженных давлений возникают растягивающие напряжения, которые приводят к разрыву жидкости. Образуются полости — кавитационные каверны, которые

заполняются парами жидкости и выделяющимся из жидкости растворенным в ней газом.

Возникновение и развитие кавитации в жидкости связано с наличием так называемых «ядер кавитации». Физически чистая и однородная жидкость, свободная от «ядер кавитации», воспринимает значительные растягивающие напряжения. В технических жидкостях всегда имеются «ядра кавитации», и под воздействием растягивающих напряжений возникают кавитационные явления. «Ядра кавитации» являются теми слабыми точками, в которых нарушается прочность жидкости и где возникают кавитационные явления.

Согласно наиболее вероятной гипотезе (см. работу [88]), ядра кавитации представляют собой нерастворенные газовые включения, в том числе, в порах и трещинах микрочастиц, взвешенных в жидкости.

На развитие кавитации в жидкостях влияет также количество растворенных и свободных газов, выделяющихся в областях пониженного давления и уменьшающих объемную прочность жидкости (газовая кавитация). При наличии двухфазной среды сильно падает величина скорости звука и кризисы, имеющие место при кавитационных течениях (ограничение расхода), могут являться кризисами звуковых течений. Кроме того, на степень развития кавитации могут влиять термодинамические свойства жидкостей (см. далее разд. 3.3.4).

Попадая в область более высоких давлений, каверны «захлопываются», так как газы частично растворяются, а пар конденсируется. Захлопывание каверн вызывает местный гидравлический удар, по некоторым теориям — кумулятивный, который может приводить к разрушению (кавитационная эрозия) материала стенок каналов.

Возникновение кавитации приводит к двум основным отрицательным последствиям для гидравлических машин:

- 1) к срыву режима работы машины, т. е. к резкому снижению основных выходных параметров — H , Q и η_n (рис. 3.76);
- 2) к эрозионному разрушению рабочего колеса машины — обычно при длительной работе на кавитационном режиме.

В насосах кавитация возникает при давлении перед входом в насос, существенно превышающем давление парообразования при данной температуре жидкости. Это означает, что область минимального давления располагается внутри проточной части насоса. Падение давления внутри насоса (по сравнению с входным давлением) прежде всего связано с обтеканием входных кромок лопаток. При обтекании лопаток, как и при обтекании любого профиля, образуется область пониженного давления. При положительных углах атаки, обычных для насосов, область пониженного давления возникает с нерабочей стороны входной части лопаток (рис. 3.77 и 3.78).

На рис. 3.79 приведены кривые распределения давления по спинке крылового профиля при различных давлениях перед профилем p_1 (см. работу [88]). Кривая $\frac{p_1 - p_{\text{п}}}{\rho \frac{w_1^2}{2}} = \infty$ соответствует

большим давлениям p_1 на входе, при которых кавитация отсутствует. С уменьшением давления p_1 уменьшается абсолютная ве-

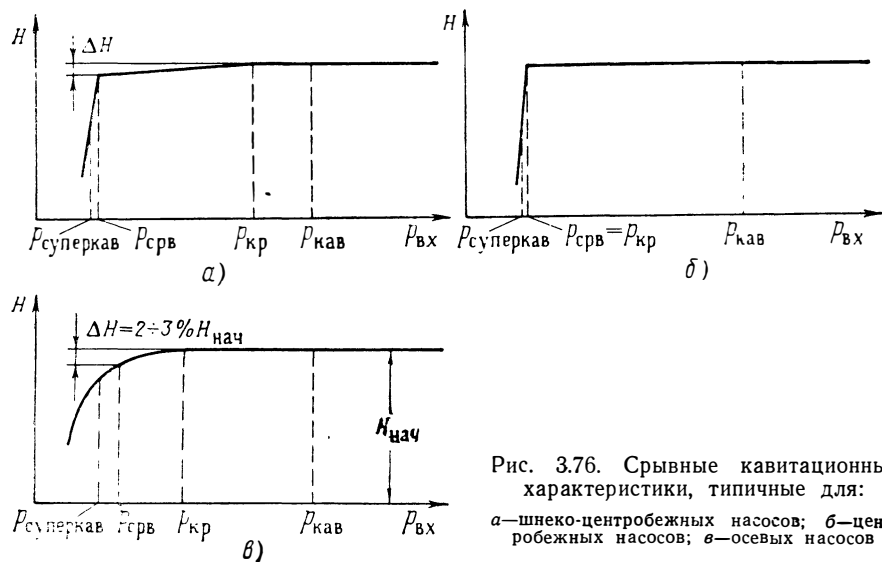


Рис. 3.76. Срывные кавитационные характеристики, типичные для: а—шнеко-центробежных насосов; б—центробежных насосов; в—осевых насосов

личина минимального давления на спинке. При определенном значении p_1 минимальное давление достигает упругости паров $p_{\text{п}}$ и возникает кавитация. Так как давление не может упасть ниже $p_{\text{п}}$, то при дальнейшем уменьшении p_1 все большая часть спинки занимает область с давлением упругости паров. Это ведет к перестройке эпюры давления на спинке (см. рис. 3.79).

Относительное разрежение на спинке $\frac{p - p_1}{\rho \frac{w_1^2}{2}}$ уменьшается, что

приводит к уменьшению подъемной силы профиля.

На рис. 3.80 представлено изменение коэффициентов подъемной силы c_y и лобового сопротивления c_x профиля лопатки насосной осевой решетки ($b/t = 1,25$) при уменьшении давления p_1 , полученное опытным путем (см. работу [97]).

На рис. 3.80 указано также давление начала кавитации. При дальнейшем развитии кавитации (уменьшение p_1) перестройка эпюры давления на спинке сначала практически не влияет на подъемную силу и лобовое сопротивление, но при определенном

значении p_1 изменение эпюры становится существенным, происходит резкое падение подъемной силы — вплоть до нуля и отрицательных значений, и увеличение лобового сопротивления.

Решетка, у которой подъемная сила падает при меньшем давлении, обладает лучшими антикавитационными свойствами.

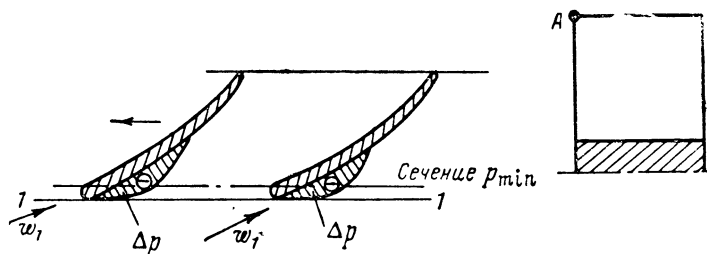


Рис. 3.77. Область минимальных давлений в осевом колесе

Чем больше разрежение на спинке лопатки, тем при большем давлении в потоке наступит падение подъемной силы. Поэтому следует избегать больших углов атаки, большой нагрузки на лопатку (большой разницы давлений на лопатке), малой густоты решетки, т. е. всего того, что может привести к большему разрежению на лопатке. Чем большую скорость имеет поток, обтека-

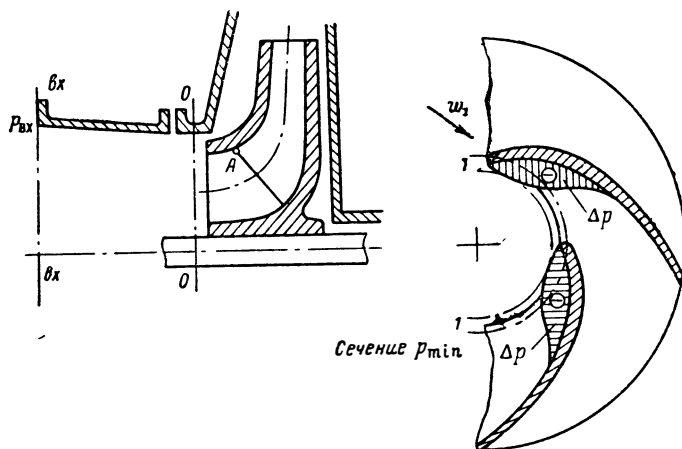


Рис. 3.78. Область минимальных давлений в центробежном колесе

ющий лопатку, тем больше будет разрежение на лопатке (см. рис. 3.79). Исходя из этого наиболее отдаленная от оси вращения точка входной кромки лопатки может явиться центром зарождения кавитации (точка A на рис. 3.77 и 3.78).

Отметим, что в центробежном колесе у нерабочей стороны лопатки возникает дополнительное падение давления вследствие воздействия кориолисовых сил инерции. Отметим также, что в центробежном колесе начавшаяся кавитация в области входа на

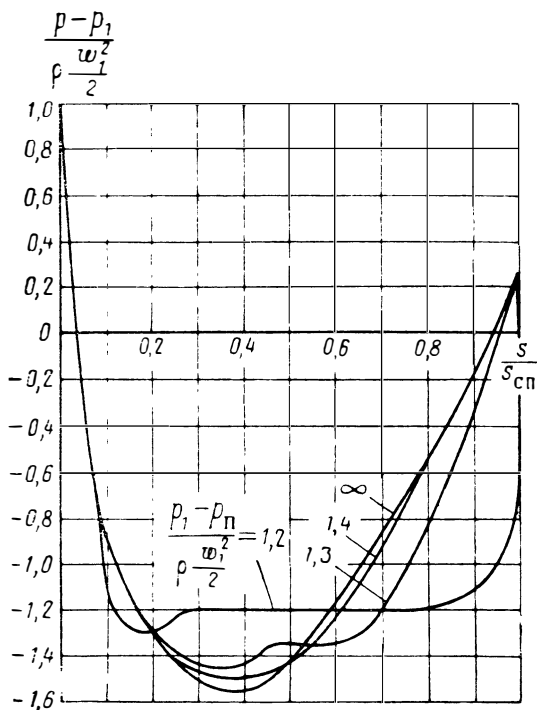


Рис. 3.79. Распределение давления по спинке крылового профиля при различных давлениях перед профилем

лопатки будет быстро развиваться, вследствие того, что движение по инерции к периферии жидкости, более плотной, чем парогазовые каверны, увеличивает разрежение.

Кавитационные явления могут возникать также в элементах системы питания ЖРД — например, в агрегатах автоматики, подводах и т. д. Появление кавитационных зон связано с местным понижением давления, что имеет место при низких давлениях в системе или на неустановившихся режимах (например, при запуске).

В отдельных случаях в центробежных насосах кавитация может возникать во входной части конического диффузора (у «языка»). В частности, это наблюдается при больших расходах и при больших углах лопаток. Кавитация в отводе проявляется

в падении напора насоса при больших расходах (см. рис. 3.63) (мощность насоса остается неизменной) (см. работы [64, 91]).

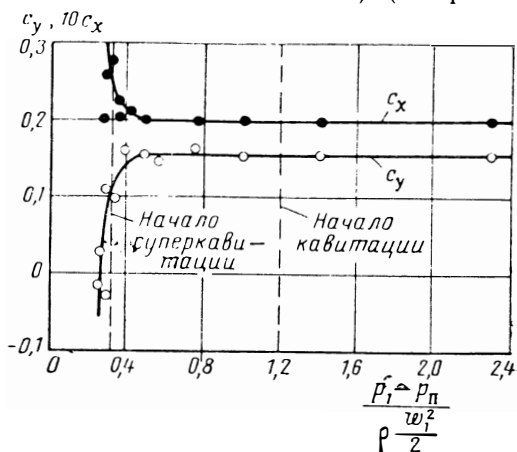


Рис. 3. 80. Изменение коэффициента подъемной силы и лобового сопротивления профиля лопасти насосной осевой решетки при уменьшении давления на входе

3.3.2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ КАВИТАЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ НАСОСА

Запишем основные соотношения, характеризующие кавитационные режимы насоса. Эти соотношения носят общий характер как для осевого или центробежного, так и для шнеко-центробежного насосов, т. е. для входов в центробежное и осевое колеса.

Применим уравнение энергии в относительном движении для двух сечений: одно сечение $I-I$ (см. рис. 3.77 и 3.78) — непосредственно перед входом в колесо, и другое — в области минимального давления. Область минимального давления располагается достаточно близко к входной кромке лопаток, поэтому для центробежного колеса можно пренебречь изменением окружной скорости при переходе от сечения перед входом на лопатки к сечению, где давление равно p_{\min} . Для осевого насоса рассматриваемые сечения лежат на одном радиусе (см. рис. 3.77). Минимальному давлению соответствует максимальная скорость течения:

$$p_{\min} + \rho \frac{w_{\max}^2}{2} = p_1 + \rho \frac{w_1^2}{2}. \quad (3.119)$$

Перепишем уравнение (3.119) в виде

$$\frac{p_1 - p_{\min}}{\rho} = \frac{w_{\max}^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}. \quad (3.120)$$

Вынесем в правой части величину $\omega_1^2/2$ за скобки:

$$\frac{p_1 - p_{\min}}{\rho} = \frac{\omega_1^2}{2} \left[\left(\frac{\omega_{\max}}{\omega_1} \right)^2 - 1 \right]. \quad (3.121)$$

Выражение в квадратных скобках назовем коэффициентом профильного разрежения:

$$\lambda_{\text{разр}} = \left[\left(\frac{\omega_{\max}}{\omega_1} \right)^2 - 1 \right] = \frac{p_1 - p_{\min}}{\frac{\omega_1^2}{2} \rho}. \quad (3.122)$$

Тогда уравнение (3.122) переписется в виде

$$p_1 - p_{\min} = \lambda_{\text{разр}} \rho \frac{\omega_1^2}{2}. \quad (3.123)$$

Эту величину можно назвать динамическим падением давления при обтекании лопаток.

При кавитационном режиме давление в жидкости понижается до давления p'_{\min} , характеризующего начало кавитации; его величина связана с давлением $p_{\text{п}}$ паров жидкости при данной температуре. Будем считать, что кавитационный режим характеризуется приближенно равенством $p'_{\min} = p_{\text{п}}$.

Тогда

$$\lambda_{1\text{кав}} = \frac{p_{1\text{кав}} - p_{\text{п}}}{\rho (\omega_1^2/2)}, \quad (3.124)$$

где $p_{1\text{кав}}$ — давление в сечении 1—1, при котором p_{\min} достигает давления $p'_{\min} = p_{\text{п}}$.

Величину $\lambda_{1\text{кав}}$ назовем коэффициентом кавитации (в гидравлике этот коэффициент носит название числа кавитации). Этот коэффициент, по существу, является одним из видов критерия Эйлера, т. е. является постоянной величиной для геометрически подобных насосов на подобных режимах.

Условие бескавитационной работы для насосов вытекает из выражения (3.124) и запишется в виде

$$p_1 > p_{1\text{кав}} = \lambda_{1\text{кав}} \rho \frac{\omega_1^2}{2} + p_{\text{п}}. \quad (3.125)$$

Практически при испытании насосов может быть определено не давление перед лопатками p_1 , а давление на входе в насос $p_{\text{вх}}$ (см. рис. 3.1, где приведены условные обозначения сечений). При этом условии бескавитационной работы насоса запишется в виде

$$p_{\text{вх}} > p_{\text{кав}} = \Delta p_{\text{кав}} + p_{\text{п}} = \lambda_{\text{кав}} \rho \frac{\omega_1^2}{2} + p_{\text{п}}, \quad (3.126)$$

где $p_{\text{кав}}$ — давление на входе в насос, при котором начинается кавитация;

$\Delta p_{\text{кав}} = p_{\text{кав}} - p_{\text{п}}$ — кавитационное падение давления на режиме начала кавитации;

$$\lambda_{\text{кав}} = \frac{p_{\text{кав}} - p_{\text{п}}}{\rho \frac{w_1^2}{2}} = \frac{\Delta p_{\text{кав}}}{\rho \frac{w_1^2}{2}}. \quad (3.127)$$

Здесь $\lambda_{\text{кав}}$ — опытный коэффициент, который учитывает не только разрежение при обтекании лопаток, но и характер течения жидкости от входа в насос до лопаток.

Возникновение кавитации связано не только с профильным разрежением на лопатках, но и с дополнительным падением давления жидкости $\Delta p_{\text{доп}}$ от места измерения давления $p_{\text{вх}}$ (перед подводом) до лопаток ввиду возможного падения статического давления на этом участке вследствие потерь, конфузурности течения, а также ввиду неравномерного поля абсолютных скоростей при подходе к лопатке. Дополнительное падение давления (по сравнению со средним давлением на входе) будет иметь место в струйке, обладающей наибольшей скоростью:

$$\Delta p_{\text{доп}} = (m-1)\rho \frac{c_{\text{вх}}^2}{2} - \zeta \rho \frac{c_{\text{вх}}^2}{2} + \left[\left(\frac{F_{\text{вх}}}{F_1} \right)^2 - 1 \right] \rho \frac{c_{\text{вх}}^2}{2}; \quad (3.128)$$

здесь m — коэффициент неравномерности абсолютной скорости на входе: $m = c_{\text{вх max}}/c_{\text{вх}}$;

ζ — коэффициент падения давления, вызванного гидравлическими потерями при течении жидкости от входа до области минимального давления;

$F_{\text{вх}}$ — площадь на входе в подвод;

F_1 — площадь перед лопатками.

Связь $\Delta p_{\text{кав}}$ и $\lambda_{\text{кав}}$ с $\lambda_{\text{разр}}$ и $\Delta p_{\text{доп}}$ устанавливается соотношением

$$\Delta p_{\text{кав}} = \lambda_{\text{кав}} \rho \frac{w_1^2}{2} = \lambda_{\text{разр}} \rho \frac{w_1^2}{2} + \Delta p_{\text{доп}}. \quad (3.129)$$

Оценка кавитационных качеств колес должна проводиться по величине $\lambda_{\text{разр}}$, а соответствующая оценка всего насоса — по величине $\lambda_{\text{кав}}$.

Обычно при давлении $p_{\text{кав}}$ возникновение кавитации в насосах (начальная стадия кавитации) еще не приводит к изменению выходных параметров насоса H , Q и $\eta_{\text{п}}$ (см. рис. 3.76) — скрытая кавитация. Но при этом в отдельных случаях могут наблюдаться колебательные явления (см. работу [153]). Срыв режима насоса наступает при более развитой кавитации.

Для насосов ЖРД важно избежать кавитационного срыва. Ввиду сравнительно кратковременной работы этих насосов до

пускается их работа (без опасения кавитационной эрозии) на режиме уже начавшейся кавитации, но без существенного изменения параметров. Обычно для разрушения рабочих органов насосов при кавитационных режимах требуется значительное время.

Исходя из сказанного при расчете и эксплуатации насосов ЖРД важно знать минимальное давление на входе в насос, при котором еще обеспечивается бессрывная работа насоса.

По аналогии с выражением (3.126) можем записать:

$$p_{\text{срв}} = \lambda_{\text{срв}} \varrho \frac{w_1^2}{2} + p_{\text{п}}, \quad (3.130)$$

или

$$p_{\text{срв}} = \Delta p_{\text{срв}} + p_{\text{п}},$$

где

$$\Delta p_{\text{срв}} = \lambda_{\text{срв}} \varrho \frac{w_1^2}{2} \quad (3.131)$$

($\Delta p_{\text{срв}}$ — падение давления на кавитационном срывном режиме, которое условно будем называть кавитационным падением давления).

При давлении срыва на входе в насос $p_{\text{срв}}$ на входе в колесо будет иметь место давление

$$p_{1\text{срв}} = p_{\text{срв}} - \Delta p_{\text{доп}},$$

или, по аналогии с выражением (3.131),

$$p_{1\text{срв}} = \Delta p_{1\text{срв}} + p_{\text{п}},$$

где

$$\Delta p_{1\text{срв}} = \lambda_{1\text{срв}} \varrho \frac{w_1^2}{2}. \quad (3.132)$$

Кавитационные качества колеса определяет коэффициент $\lambda_{1\text{срв}}$, а кавитационные качества насоса — коэффициент $\lambda_{\text{срв}}$.

Условие работы насоса без срыва запишется так:

$$p_{\text{вх}} > p_{\text{срв}}.$$

Величину $p_{\text{срв}}$ определяют опытным путем. По этой величине находят коэффициент кавитации на срывном режиме:

$$\lambda_{\text{срв}} = \frac{p_{\text{срв}} - p_{\text{п}}}{\varrho \frac{w_1^2}{2}} = \frac{\Delta p_{\text{срв}}}{\varrho \frac{w_1^2}{2}} = \frac{\Delta h_{\text{срв}}}{\frac{w_1^2}{2}}, \quad (3.133)$$

где $\Delta h_{\text{срв}} = \frac{\Delta p_{\text{срв}}}{\varrho}$.

Для нахождения $p_{\text{срв}}$ данного насоса снимается срывная кавитационная характеристика.

Срывной кавитационной характеристикой называется зависимость напора насоса от давления на входе при постоянном расходе и постоянной частоте вращения. Такие характеристики снимаются на специальных лабораторных стендах.

На рис. 3.76 представлены срывные кавитационные характеристики, типичные для центробежных (б), осевых (в) и шнеко-центробежных (а) насосов ЖРД. При давлении на входе, обозначенном на рис. 3.76 $p_{кр}$, напор насоса начинает снижаться. Снижение напора связано с уже наступившими кавитационными явлениями внутри проточной части насоса (одновременно с напором снижается и к. п. д.). Будем называть такой режим критическим:

$$\lambda_{кр} = \frac{p_{кр} - p_{п}}{\frac{w_1^2}{Q \frac{2}}{2}}} = \frac{\Delta p_{кр}}{\frac{w_1^2}{Q \frac{2}}{2}}, \quad (3.134)$$

где $\Delta p_{кр}$ — падение давления на кавитационном критическом режиме, в дальнейшем называемое кавитационным падением давления на критическом режиме,

$$p_{кр} = \lambda_{кр} Q \frac{w_1^2}{2} + p_{п}. \quad (3.135)$$

При давлении на входе, равном $p_{срв}$, напор резко падает (см. рис. 3.76). Резко падают также значения к. п. д. и расхода, который уже не удастся поддержать постоянным. Этот режим будет срывным [см. формулу (3.130)].

Таким образом, на характеристике обычно можно выделить два режима: режим начала изменения выходных параметров насоса (или критический режим) и режим срыва (или срывной режим). Понятие о двух режимах на срывной кавитационной характеристике введено проф. С. С. Рудневым. Режим, соответствующий $p_{кр}$, назван им первым критическим режимом, а режим, соответствующий $p_{срв}$, — вторым критическим режимом. Критический режим иногда совпадает со срывным режимом (см. рис. 3.76, б).

Срыв режима насоса связан с развившейся кавитационной зоной, которая распространяется по длине и ширине межлопаточного канала, что и приводит к резкому снижению напора и расхода через насос.

Желательно, чтобы изменение напора между критическим и срывным режимами (см. рис. 3.76, а) было минимальным, так как область по входному давлению между $p_{кр}$ и $p_{срв}$ является рабочей.

Иногда режим срыва насоса на характеристике $H=f(p_{вх})$ не проявляется четко (см. рис. 3.76, в), а величина напора (расхода и к. п. д.) достаточно плавно снижается при уменьшении дав-

ления. Такое протекание срывной кавитационной характеристики наблюдается иногда при испытании шнековых осевых насосов, а в случае центробежных и шнеко-центробежных насосов — при $D_1/D_2 > 0,5$. При таких отношениях D_1/D_2 условия на входе могут оказывать влияние на выходные параметры. В этом случае за давление срыва условно принимается такое давление, которое соответствует падению напора на установленное число процен-

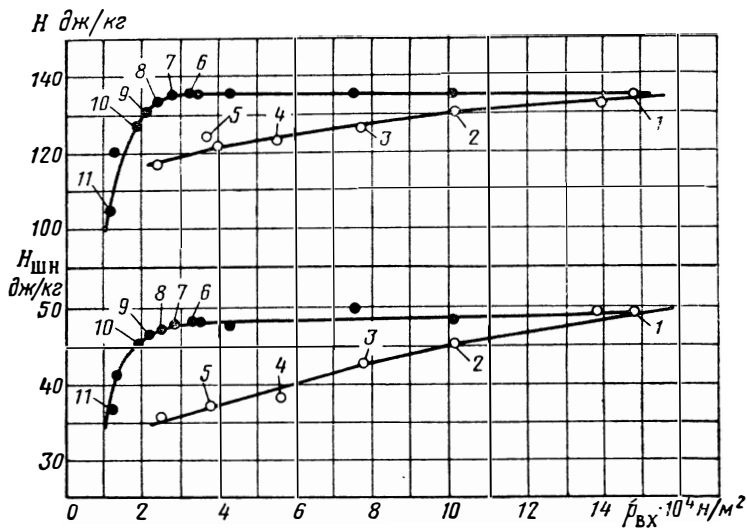


Рис. 3.81. Срывные кавитационные характеристики шнеко-центробежного насоса (верхние кривые) и шнека (нижние кривые):
 ● — деаэрированная вода; ○ — вода с 2%-ным содержанием воздуха

тов, зависящее от требований, предъявляемых к двигательной установке; обычно $\Delta H = 2 \div 3\% N_{нач}$ для основного насоса и доходит до 10% для бустерного насоса (см. работу [72]).

Для осевых и шнеко-центробежных насосов можно выделить еще режим при давлении, несколько меньшем срывного ($p_{суперкав}$). При стендовых испытаниях многие насосы могут достаточно устойчиво работать при резко уменьшившихся значениях напора и расхода при давлении на входе, несколько меньшем срывного, т. е. на срывной (левой) ветви характеристики (см. рис. 3.76 и 3.80). Этот режим называют суперкавитационным. Он характеризуется тем, что кавитационная каверна, имея длину, превышающую длину лопатки, отрывается от лопаток. Теоретической схемой этого режима является отрывное кавитационное обтекание лопаток (суперкавитационное обтекание) (см. работу [93]).

В дальнейшем будем различать четыре режима насоса по давлению на входе:

- 1) режим $p_{\text{кав}}$ начала кавитации (ему соответствует $\Delta p_{\text{кав}}$) — скрытая кавитация;
- 2) режим $p_{\text{кр}}$, при котором заметен излом линии $H=f(p_{\text{вх}})$, названный критическим режимом ($\Delta p_{\text{кр}}$);
- 3) режим $p_{\text{срв}}$, при котором наблюдается срыв режима, — срывной режим ($\Delta p_{\text{срв}}$);
- 4) суперкавитационный режим $p_{\text{суперкав}}$ ($\Delta p_{\text{суперкав}}$).

На рис. 3.81 приведены срывные кавитационные характеристики, полученные при испытании шнеко-центробежного насоса на воде. Две верхние кривые характеризуют напор насоса, а две нижние кривые — напор шнека (определяемый измерением давления на корпусе между шнеком и центробежным колесом). Эксперимент проводился на деаэрированной воде (черные кружочки на рис. 3.81) и на воде с 2%-ным содержанием воздуха (светлые кружочки).

На рис. 3.82 приведены фотографии кавитационных зон в шнековом колесе, полученные во время эксперимента (шнек имел прозрачный корпус). Номера точек на кривых, приведенные на рис. 3.81, соответствуют номерам фотографий. Как видно, кавитационные зоны появляются у втулки колеса при наличии воздуха в воде при больших давлениях, чем при работе насоса на деаэрированной воде. На деаэрированной воде кавитационная каверна зарождается на периферии колеса, на нерабочей стороне лопасти, и вплоть до срыва имеет четко выраженные границы. При наличии воздуха в воде кавитационные зоны расположены по всему объему жидкости.

Для оценки антикавитационных качеств насосов ЖРД наибольшее значение имеет величина $\lambda_{\text{срв}}$. Для центробежных насосов ЖРД величина $\lambda_{\text{срв}}$ составляет $0,1 \div 0,3$, а для шнеко-центробежных насосов — $0,02 \div 0,05$. В связи с этим кавитационный срыв шнеко-центробежного насоса наступает при значительно меньшем давлении на входе, чем срыв центробежного насоса (рис. 3.83). Это и определило широкое применение в ЖРД шнеко-центробежных насосов.

3.3.3. УСЛОВИЯ РАБОТЫ НАСОСА БЕЗ КАВИТАЦИОННОГО СРЫВА

Проблема обеспечения работы насосов без кавитационного срыва имеет решающее значение для ЖРД, так как кавитационные качества насоса определяют массу всей двигательной установки. Кавитационный срыв насосов при малых давлениях на входе ($p_{\text{вх}} < p_{\text{срв}}$) приводит к прекращению работы двигателя. Повышение давления на входе связано с увеличением массы, так как давление на входе обеспечивается давлением в баке летательного аппарата.

Условие работы насоса без кавитационного срыва может быть записано в виде

$$p_{\text{вх}} \geq p_{\text{срв}}, \quad (3.136)$$

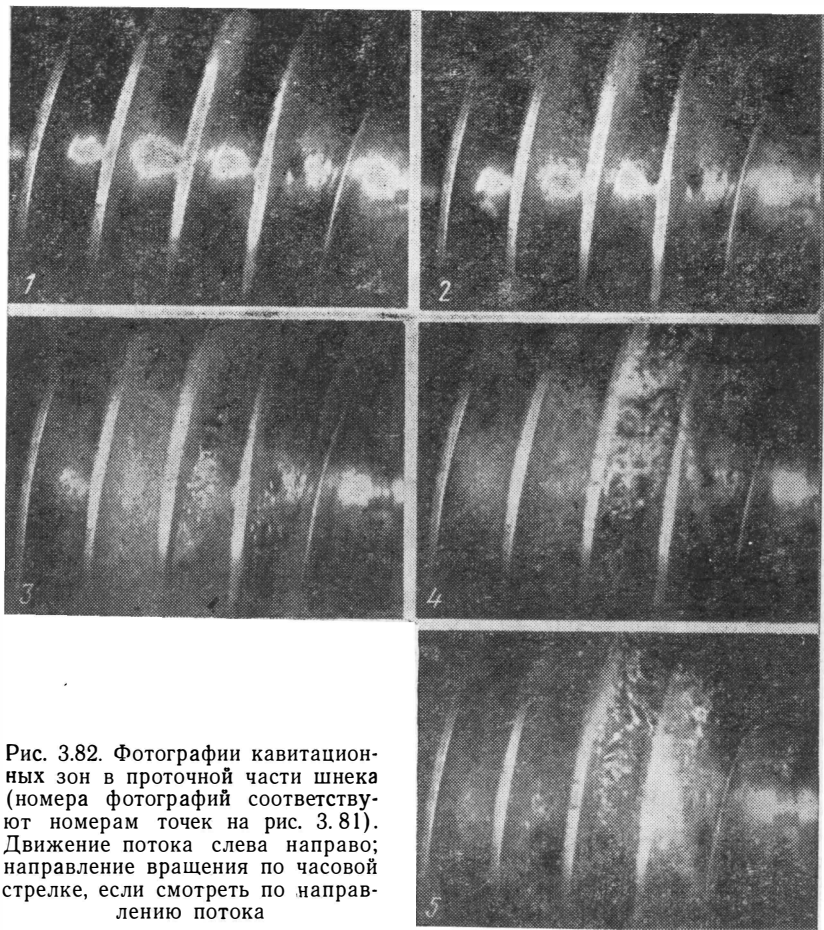
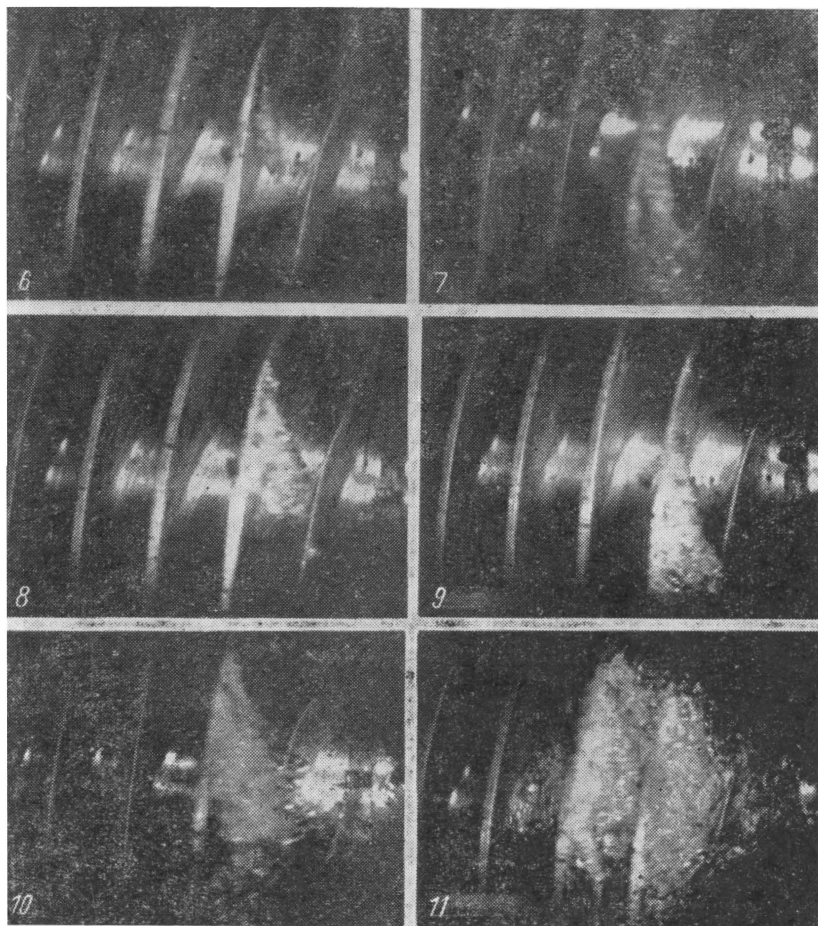


Рис. 3.82. Фотографии кавитационных зон в проточной части шнека (номера фотографий соответствуют номерам точек на рис. 3.81). Движение потока слева направо; направление вращения по часовой стрелке, если смотреть по направлению потока



или

$$p_{вх} - p_{п} \geq \Delta p_{срв} = \lambda_{срв} \rho \frac{\omega_1^2}{2}. \quad (3.137)$$

Для насосной системы ЖРД давление $p_{вх}$ определяется давлением в баках, инерционным и гравитационным напорами и величиной гидравлических сопротивлений входной магистрали (см. разд. 1.1):

$$p_{вх} = p_6 + \rho l g \left(\cos \theta - \frac{j}{g} \right) - \Delta p_{сопр.вх} - \rho \frac{c_{вх}^2}{2}. \quad (3.138)$$

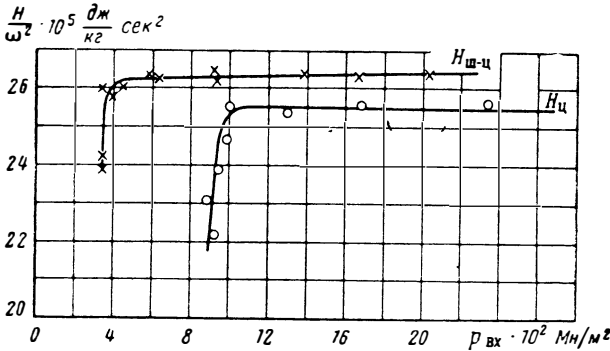


Рис. 3.83. Срывные кавитационные характеристики центробежного насоса ($H_{ц}$) и того же насоса со шнеком (шнеко-центробежный насос, $H_{ш-ц}$)

С учетом выражения (3.138), условие (3.137) работы без кавитационного срыва может быть записано так:

$$\begin{aligned} p_6 + \rho l (g \cos \theta + j) - \Delta p_{сопр.вх} - \rho \frac{c_{вх}^2}{2} - p_{п} &\geq \Delta p_{срв} = \\ &= \lambda_{срв} \rho \frac{\omega_1^2}{2}. \end{aligned} \quad (3.139)$$

Левая часть выражения (3.139) представляет собой располагаемое, или обеспечиваемое системой, превышение давления на входе в насос над упругостью паров, а правая часть — превышение давления, необходимое для работы насоса без срыва.

Если вообще нельзя допустить работу насоса при начавшейся кавитации (например, при опасности кавитационной эрозии в случае длительной работы турбонасосного агрегата), то выражение (3.126) перепишется в виде

$$p_{вх} - p_{п} > \Delta p_{кав} = \lambda_{кав} \rho \frac{\omega_1^2}{2}. \quad (3.140)$$

Подчеркнем, что для насоса режим начала кавитации $p_{\text{кав}}$ характеристикой $H=f(p_{\text{вх}})$ практически не может быть выявлен.

Если в правую часть выражения (3.139) перенести член $qc_{\text{вх}}^2/2$, то выражение (3.139) переписывается в виде

$$p_6 + ql(g \cos \theta + j) - \Delta p_{\text{сопр.вх}} - p_{\text{п}} \geq \Delta p_{\text{срв}}^* = p_{\text{срв}}^* - p_{\text{п}}. \quad (3.141)$$

Тогда левая часть этого выражения будет представлять собой располагаемое превышение полного давления на входе в насос над упругостью паров, а правая — необходимое превышение полного давления.

При проектировании двигательной установки всегда принимают, что располагаемое превышение давления больше необходимого на величину кавитационного запаса $\Delta p_{\text{зап}}$:

$$p_{\text{вх}}^* - p_{\text{п}} - \Delta p_{\text{зап}} = \Delta p_{\text{срв}}^*. \quad (3.142)$$

Введением запаса давления $\Delta p_{\text{зап}}$ учитывается несовершенство способов определения необходимого превышения давления и отличие кавитационных свойств различных экземпляров одного и того же насоса. Обычно $\Delta p_{\text{зап}}/q = \Delta h_{\text{зап}} = 10 \div 30$ Дж/кг.

Выражение (3.142) позволяет определить величину допускаемого кавитационного падения давления $\Delta p_{\text{срв}}^*$ при заданном давлении в баке. Из формул (3.141) и (3.142) следует, что

$$p_6 = \Delta p_{\text{срв}}^* + p_{\text{п}} + \Delta p_{\text{зап}} + \Delta p_{\text{сопр.вх}} - ql(g \cos \theta + j). \quad (3.143)$$

Это выражение позволяет определить необходимое давление в баке для насоса с известной величиной кавитационного падения давления $\Delta p_{\text{срв}}^*$. Давление в баке p_6 в основном определяет толщину стенок бака, а следовательно, и массу баков. Масса баков составляет значительную долю массы двигательной установки, поэтому чем больше будет давление в баке, тем большую сухую массу будет иметь летательный аппарат. Кроме того, надо стремиться к уменьшению давления p_6 и для снижения массы системы наддува бака. Рассмотрим более подробно влияние отдельных членов выражения (3.143) на величину необходимого давления в баке.

3.3.4. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ НАСОСНОЙ СИСТЕМЫ И ПЕРЕКАЧИВАЕМОГО КОМПОНЕНТА ТОПЛИВА НА ВЕЛИЧИНУ ДАВЛЕНИЯ В БАКЕ

Наличие гравитационного и инерционного подпоров позволяет применять меньшее давление в баке. Для этого целесообразно размещать баки компонентов впереди насоса и, по возможности, ближе к носу ракеты (см. рис. 1.3). Определять необходимую величину давления в баке [см. формулу (3.143)] надо для того момента времени работы летательного аппарата, когда член $ql(g \cos \theta + j)$ имеет минимальное значение.

3.3.4.1. Влияние гидравлической системы

Для уменьшения давления в баке гидравлическое сопротивление участка от бака до входа в насос ($\Delta p_{\text{сопр.вх}}$) должно быть минимальным, а это значит, что желательно иметь короткий трубопровод и следует избегать поворотов, резкого изменения сечений и большой скорости течения жидкости.

Кроме того, уменьшение скорости при заданном полном давлении непосредственно приводит к увеличению располагаемого превышения давления на входе в насос над упругостью паров. Однако с уменьшением скорости течения увеличиваются размеры и масса трубопроводов. Обычно скорость на входе в насос не превышает $5 \div 10$ м/сек.

3.3.4.2. Влияние антикавитационных качеств насоса

Необходимое для бесрывной работы насоса давление в баке в основном зависит от кавитационного совершенства насоса, которое определяет величину $\Delta p_{\text{срв}}^*$. Чем меньше $\Delta p_{\text{срв}}^*$, тем меньше будет p_6 . Поэтому при разработке ТНА ЖРД особенно важно получить малые значения $\Delta p_{\text{срв}}^*$ (см. далее разд. 3.3.7).

3.3.4.3. Влияние физических свойств перекачиваемого компонента топлива

Необходимое давление в баке в значительной мере зависит от физических свойств перекачиваемой жидкости. Чем больше давление парообразования при рабочей температуре жидкости, тем большее требуется давление в баке или тем большее требуется кавитационное совершенство насоса (малые значения $\Delta p_{\text{срв}}^*$), если задано давление в баке.

Поскольку давление парообразования сильно зависит от температуры жидкости, расчет следует проводить для наибольшей температуры. Обычно для некриогенных топлив максимальная температура равна $303 \div 323^\circ \text{K}$ ($30 \div 50^\circ \text{C}$).

Начальной температурой в баке для криогенных компонентов (кислород, водород и т. д.) является температура кипения при атмосферном давлении, так как заправка ракеты этими компонентами производится из емкостей, имеющих дренаж в атмосферу. Протекая по трубопроводу, ведущему ко входу в насос, жидкость прогревается. Следовательно, давление упругости паров обычно превышает атмосферное давление. Точный расчет температуры криогенного компонента достаточно сложен. В первом приближении давление упругости паров можно принимать по температуре, превышающей температуру кипения компонента при атмосферном давлении на $5 \div 10^\circ \text{K}$.

Следует помнить, что необходимое давление в баке зависит от плотности жидкости ρ . Действительно, выражение (3.143) можно записать так:

$$p_6 = \rho \lambda_{\text{срв}} \frac{w_1^2}{2} + \rho \frac{c_{\text{вх}}^2}{2} + \rho L_{\text{с опр. вх}} + \rho \Delta h_{\text{зап}} - \rho l (g \cos \theta + j) + p_n. \quad (3.144)$$

При прочих равных условиях изменение плотности ρ ведет к изменению p_6 . Как правило, увеличение ρ сопровождается повышением величины необходимого давления в баке p_6 . Существенную роль могут играть термодинамические свойства жидкости — такие, как теплота испарения, теплоемкость и прочие. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Для парообразования необходим некоторый запас тепла: интенсивное парообразование без внешнего подвода тепла может протекать только при перегретой жидкости. Практически это означает, что парообразование при кавитации возникает при падении давления в жидкости до величины, несколько меньшей давления парообразования при данной температуре.

Рассмотрим вначале влияние термодинамических свойств жидкости на кавитацию без учета газов, которые могут быть растворены в жидкости. Падение давления ниже давления, соответствующего температуре парообразования, приводит к различной степени перегрева — в зависимости от температуры и физических свойств жидкости.

Следовательно, давление на входе, при котором происходит кавитационный срыв, зависит не только от давления парообразования при данной температуре и дополнительного падения давления в насосе, но и от термодинамических свойств жидкости, величины относительного перегрева ее, теплоты парообразования, поверхностного натяжения, теплоемкости и теплопроводности.

Приближенная сравнительная оценка кавитационных свойств жидкостей может быть произведена исходя из следующих рассуждений (см. работу [18]). Располагаемое тепло q для кавитационного испарения определяется количеством жидкости, от которой оно может быть отобрано (т. е. параметрами $V_{\text{ж}}$ и $\rho_{\text{ж}}$), теплоемкостью жидкости $c_{\text{ж}}$ и температурой ее перегрева ΔT :

$$q = V_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}} \Delta T. \quad (3.145)$$

Это тепло затрачивается на образование какого-то количества пара, определяемого параметрами $V_{\text{п}}$, $\rho_{\text{п}}$:

$$q = V_{\text{п}} \rho_{\text{п}} r, \quad (3.146)$$

где r — теплота парообразования.

Приравнявая выражения (3.145) и (3.146), получим

$$V_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}} \Delta T = V_{\text{п}} \rho_{\text{п}} r. \quad (3.147)$$

Интенсивность кавитации можно характеризовать отношением объема образовавшегося пара к объему жидкости. Обозначим

$$B = V_{\text{п}}/V_{\text{ж}} \quad (3.148)$$

и назовем B параметром интенсивности кавитации.

Из уравнения (3.147) следует, что

$$B = \frac{V_{\text{п}}}{V_{\text{ж}}} = \frac{q_{\text{ж}} c_{\text{ж}} \Delta T}{q_{\text{п}} r}, \quad (3.149)$$

где ΔT можно связать с величиной падения давления Δp .

Падение давления ниже давления упругости паров приводит к перегреву жидкости, необходимому для развития кавитации:

$$\Delta T = \frac{dT}{dp_{\text{п}}} \Delta p.$$

Следовательно,

$$B = \frac{q_{\text{ж}}^2}{q_{\text{п}}} \frac{c_{\text{ж}}}{r} \frac{\Delta p' q_{\text{ж}}}{(dp_{\text{п}}/dT)}. \quad (3.150)$$

Формула (3.150) показывает, что при одном и том же падении энергии давления $\Delta p/q_{\text{ж}}$ параметр интенсивности кавитации B возрастает с увеличением отношения квадрата плотности жидкости к плотности пара и отношения теплоемкости жидкости к теплоте парообразования и с уменьшением $dp_{\text{п}}/dT$.

Зависимость $p_{\text{п}} = f(t)$ для ряда компонентов приведена на рис. 3.84 (см. вклейку). Чем более полого протекает кривая зависимости давления парообразования от температуры, тем больше перегрев жидкости ΔT , т. е. тем больше выделяется пара. Так как $dp_{\text{п}}/dT$ возрастает с увеличением температуры (см. рис. 3.84), то горячие жидкости относительно менее склонны к кавитации. При работе на горячей жидкости насос будет иметь меньшее кавитационное падение давления. Однако давление на входе, необходимое для работы без кавитационного срыва, в случае подачи горячих жидкостей всегда будет выше вследствие роста давления парообразования с повышением температуры.

Для насосов ЖРД влияние физических свойств жидкости на их кавитационные свойства имеет важное значение в связи с тем, что данные кавитационных испытаний, полученные при работе насоса на холодной воде, приходится пересчитывать на натурные жидкости.

Сравнить склонность двух жидкостей к кавитации или склонность к кавитации одной и той же жидкости при разных темпе-

ратурах можно сравнением параметров B при одном и том же падении энергии давления $\Delta p/\rho_{ж}$:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{\left(\frac{\rho_{ж}^2 c_{ж}}{\rho_{п} r} \right)_1 \left(\frac{dp_{п}}{dT} \right)_2}{\left[\left(\frac{\rho_{ж}^2 c_{ж}}{\rho_{п} r} \right)_2 \left(\frac{dp_{п}}{dT} \right)_1 \right]}$$

где индексы «1» и «2» относятся или к разным жидкостям, или к одной и той же жидкости при разных температурах.

В табл. 3.1 дано сравнение параметров B для некоторых жидкостей с параметром B для воды.

Таблица 3.1

Наименование жидкости Параметры	Вода	Азотная кислота	Керосин	Жидкий азот	Жидкий кислород	Жидкий водород
$T^{\circ}K$ $B/B_{\text{воды}}$	293 1	303 $0,12 \cdot 10^{-1}$	303 1,6	77 $0,36 \cdot 10^{-3}$	90 $0,25 \cdot 10^{-4}$	20 $0,55 \cdot 10^{-7}$

Высококипящим жидкостям (азотная кислота, керосин), для которых характерны малые значения $dp_{п}/dT$ (см. рис. 3.84), соответствуют значения параметра B , сравнительно близкие к значению B для воды, т. е. различие в термодинамических свойствах высококипящих жидкостей и воды несущественно для процесса кавитации.

Кавитация при работе насоса на воде и на высококипящих жидкостях будет проявляться почти одинаково и значения $\Delta p_{срв}^*/\rho$ в этих случаях будут близкими друг к другу.

Криогенные жидкости (азот, кислород, водород) имеют большие значения $dp_{п}/dT$ (см. рис. 3.84) и, следовательно, значительно меньшие значения B , чем для воды.

При работе на криогенных жидкостях насос будет иметь лучшие кавитационные свойства (меньшие значения $\Delta p_{срв}^*/\rho$), чем при его работе на воде. Этот теоретический вывод подтверждается экспериментально (рис. 3.85) (см. работу [72]).

Для определения кавитационных свойств насоса, предназначенного для работы на высококипящей жидкости, достаточно провести его испытания на холодной воде, так как значение $\Delta p_{срв}^*/\rho$ для рабочей высококипящей жидкости можно принять равным значению, полученному при испытании насоса на воде.

В случае криогенных насосов результаты их испытаний на воде должны пересчитываться на рабочую криогенную жидкость (см. работу [72]):

$$\frac{\Delta p_{срв}^*}{Q} = \left(\frac{\Delta p_{срв}^*}{Q} \right)_{\text{вода}} - \left(\frac{\Delta p_{срв}}{Q} \right)',$$

где $(\Delta p_{срв}/Q)'$ — термодинамическая поправка, учитывающая различие термодинамических свойств рабочей жидкости и воды.

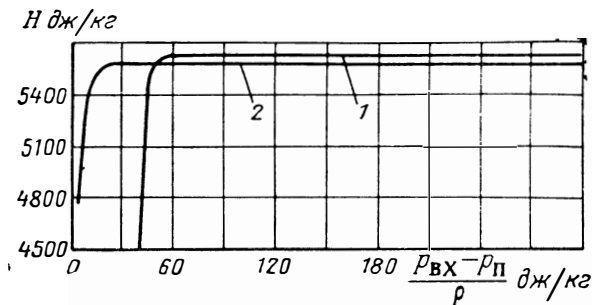


Рис. 3.85. Срывные кавитационные характеристики насоса при его работе на воде и на жидком кислороде:

1—вода; 2—жидкий кислород

Для получения надежных кавитационных характеристик криогенных насосов необходимо проводить испытания на рабочих криогенных жидкостях.

Влияние растворенного и нерастворенного в жидкости газов

На развитие кавитации и кавитационные параметры насоса влияет содержание в жидкости газов — нерастворенных и растворенных, выделяющихся в области пониженного давления. На рис. 3.81 представлены срывные кавитационные характеристики насоса при наличии воздуха в воде и без него.

При наличии в жидкости свободного газа рабочее тело насоса становится двухфазным. Как известно (см. работы [71, 94]), скорость звука в двухфазной среде становится меньше не только скорости звука в чистой жидкости, но и скорости звука в газе, содержащемся в двухфазной среде.

На рис. 3.86 (см. работу [94]) представлена экспериментальная зависимость скорости звука в водо-воздушной и паро-водяной средах от содержания свободного воздуха (пара) в смеси. Видно, что скорость звука в некоторых случаях может составлять 30–60 м/сек. Такая величина скорости звука оказывается соизмеримой со скоростями течения в насосе. Поэтому в насосе, работающем на двухфазных жидкостях, можно ожидать кризис-

ных звуковых явлений (ограничение расхода, скачки уплотнения), ухудшающих его работу и приводящих к повышению срывного давления (к увеличению $\Delta p_{срв}^*$).

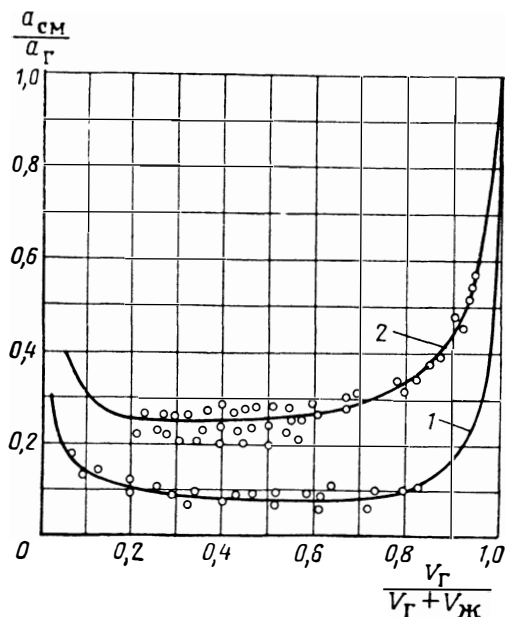


Рис. 3.86. Зависимость скорости звука в водо-воздушной (1) и паро-водяной (2) смесях от содержания воздуха (пара) в смеси. [Давление водо-воздушной смеси 1–2 бар; давление паро-водяной смеси 10 бар; индексы «см» относятся к смеси; «ж» — к жидкости; «г» — к газу (воздуху или пару); скорость звука a в паре равна 606 м/сек, в воздухе — 320 м/сек]

3.3.5. ПАРАМЕТРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ АНТИКАВИТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА

3.3.5.1. Коэффициент кавитации $\lambda_{л срв}$

В правильно рассчитанном шнеко-центробежном насосе (см. далее разд. 3.3.7) его антикавитационные свойства определяются шнековым колесом. Коэффициент кавитации шнека $\lambda_{л срв}^*$ зависит от разрежения на лопатках шнека, которое зависит, в свою очередь, от формы профиля, угла лопаток $\beta_{л}$, угла

*) Параметры с индексом «1» соответствуют входу в шнек, без индекса — входу в шнеко-центробежный насос.

атаки i и густоты решетки $b_{л}/t$. Эти параметры меняются по радиусу шнека (пространственная решетка), что оказывает влияние на величину $\lambda_{1срв}$. Для шнеков постоянного шага ($s = \text{const}$) с густотой решетки на наружном диаметре $b_{л}/t > 1$ получена формула (см. работу [74])

$$\lambda_{1срв} = \frac{\pi}{1 - \bar{d}_{вт}^2} \sin(\beta_{л.п} - i_{п}) \sin i_{п}, \quad (3.151)$$

где $\beta_{л.п}$ и $i_{п}$ — соответственно угол лопаток и угол атаки на наружном (периферийном) диаметре шнека;

$$\bar{d}_{вт} = d_{вт}/D_{ш}.$$

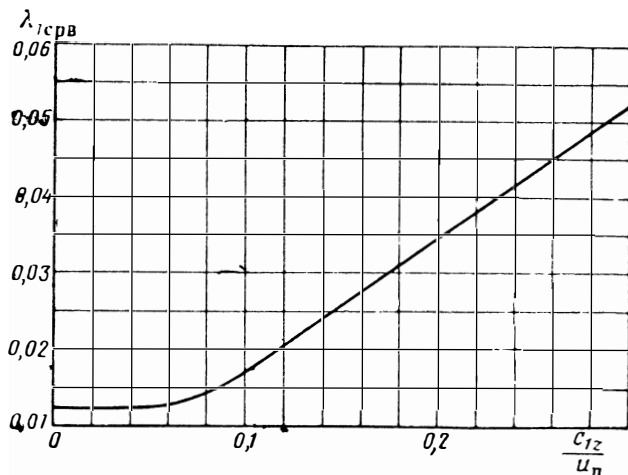


Рис. 3.87. Зависимость коэффициента кавитации на срывном режиме шнеко-центробежного насоса от отношения скоростей c_{12}/u_n ($i_{п} \leq 4^\circ$)

Для подобных шнеков ($\bar{d}_{вт} = \text{idem}$; $\beta_{л} = \text{idem}$) на кинематически подобных режимах ($i = \text{idem}$) величина $\lambda_{1срв} = \text{idem}$, т. е. она является критерием подобия.

Знаменатель правой части формулы (3.151) учитывает пространственность решетки шнека. Формула (3.151) справедлива для шнеко-центробежных насосов, работающих на таких компонентах топлив, где количество растворенных и свободных газов не превышает $1 \div 1,5\%$, и имеющих термодинамические свойства, влияние которых на кавитацию близко к влиянию на кавитацию термодинамических свойств воды (см. разд. 3.3.4).

Выражение (3.151) может быть использовано и для шнека переменного шага при изогнутости профиля на среднем диаметре $\theta_{ср} = (\beta_{2л} - \beta_{1л})_{ср}$ до $4 \div 6^\circ$. При выбранном $i_{п.р}$ для расчетного режима ($i_{п.р}$ не следует выбирать меньше $2 \div 3^\circ$) формулу

(3.151) можно представить в следующем виде, используя соотношения, вытекающие из треугольника скоростей на входе в шнек при $c_{1ш} = 0$ (см. рис. 2.62 и 2.64):

$$\lambda_{1срв} = \frac{\pi \sin i_{н.п}}{1 - \bar{d}_{вт}^2} \frac{c_{1z}/u_{п}}{\sqrt{1 + \left(\frac{c_{1z}}{u_{п}}\right)^2}}, \quad (3.152)$$

где c_{1z} — средняя скорость на входе в шнек; $u_{п}$ — окружная скорость на наружном диаметре шнека.

С уменьшением отношения $c_{1z}/u_{п}$ коэффициент кавитации $\lambda_{1срв}$ уменьшается. Однако опытные данные показывают, что ниже значений $c_{1z}/u_{п} = 0,06 \div 0,08$ коэффициент $\lambda_{1срв}$ можно считать постоянным (рис. 3.87).

3.3.5.2. Кавитационное падение давления $\Delta p_{1срв}$

Подставим в формулу (3.132) для $\Delta p_{1срв}$ выражение (3.152); после преобразований можно записать:

$$\Delta p_{1срв} = \rho \frac{u_{п}^2}{2} \frac{\pi \sin i_{н.п}}{1 - \bar{d}_{вт}^2} \frac{c_{1z}}{u_{п}} \sqrt{1 + \left(\frac{c_{1z}}{u_{п}}\right)^2}; \quad (3.153)$$

$$\frac{\Delta p_{1срв}}{\rho u_{п}^2} = \frac{\pi \sin i_{н.п}}{2(1 - \bar{d}_{вт}^2)} \frac{c_{1z}}{u_{п}} \sqrt{1 + \left(\frac{c_{1z}}{u_{п}}\right)^2}. \quad (3.154)$$

Выражение (3.154) показывает, что насосы с геометрически подобными шнеками на кинематически подобных режимах

($\bar{d}_{вт} = \text{idem}$; $i_{н.п} = \text{idem}$; $c_{1z}/u_{п} = \text{idem}$) имеют одинаковые отношения $\Delta p_{1срв}/\rho u_{п}^2$.

3.3.5.3. Кавитационное падение полного давления $\Delta p_{срв}^*$

Антикавитационное совершенство насоса характеризуется величиной кавитационного падения полного давления $\Delta p_{срв}^*$. Чем меньше $\Delta p_{срв}^*$, тем меньшее давление в баке p_6 необходимо обеспечить для бесрывной работы насоса [см. формулу (3.143)].

Запишем

$$\begin{aligned} \Delta p_{срв}^* &= p_{срв}^* - p_{п} = p_{1срв} + m \rho \frac{c_{1z}^2}{2} + \Delta p_{полв}^* - p_{п} = \\ &= \Delta p_{1срв} + m \rho \frac{c_{1z}^2}{2} + \Delta p_{полв}^*, \end{aligned} \quad (3.155)$$

где m — коэффициент неравномерности абсолютной скорости на входе в шнек; $\Delta p_{полв}^*$ — потери в подводе насоса.

Подставим в выражение (3.155) формулу (2.199) для потерь в подводе; получим

$$\Delta p_{\text{срв}}^* = \Delta p_{1\text{срв}} + (m + \xi_{\text{нолв}}) \rho \frac{c_{1z}^2}{2}. \quad (3.156)$$

Разделив уравнение (3.156) на $\rho u_{\text{п}}^2$, получим

$$\frac{\Delta p_{\text{срв}}^*}{\rho u_{\text{п}}^2} = \frac{\Delta p_{1\text{срв}}}{\rho u_{\text{п}}^2} + \frac{1}{2} (m + \xi_{\text{нолв}}) \left(\frac{c_{1z}}{u_{\text{п}}} \right)^2. \quad (3.157)$$

Для насосов с геометрически подобными подводами и шнеками (подобие насосов по входу), как это видно из выражений (3.154) и (3.157), на кинематически подобных режимах существует равенство отношений $\Delta p_{\text{срв}}^* / \rho u_{\text{п}}^2$.

Формула (3.157) показывает, что для улучшения антикавитационных качеств насоса следует уменьшать неравномерность поля скоростей на входе в шнек и добиваться наименьших потерь в отводе.

3.3.5.4. Кавитационный коэффициент быстроходности

Выражение (3.132) для $\Delta p_{1\text{срв}}$ преобразуем к виду

$$\frac{\Delta p_{1\text{срв}}}{\rho} = \lambda_{1\text{срв}} \frac{u_{\text{п}}^2}{2} \left[1 + \left(\frac{c_{1z}}{u_{\text{п}}} \right)^2 \right]. \quad (3.158)$$

Выразим скорости $u_{\text{п}}$ и c_{1z} через основные параметры насоса — объемный расход и частоту вращения:

$$u_{\text{п}} = \frac{\omega D_{\text{ш}}}{2} = \frac{\omega}{2} D_{\text{э}} \sqrt{1 + \tilde{a}_{\text{вт}}^2}; \quad (3.159)$$

$$c_{1z} = \frac{4Q}{\pi D_{\text{э}}}, \quad (3.160)$$

где $D_{\text{э}}$ — эквивалентный диаметр входа в шнек:

$$D_{\text{э}} = \sqrt{D_{\text{ш}}^2 - d_{\text{вт}}^2}; \quad \tilde{a}_{\text{вт}} = \frac{d_{\text{вт}}}{D_{\text{э}}}.$$

Умножим и разделим правую часть уравнения (3.158) на отношение скоростей $(c_{1z}/u_{\text{п}})^{2/3}$ и используем выражения (3.159) и (3.160). Тогда получим

$$\frac{\Delta p_{1\text{срв}}}{\rho} = \omega^{4/3} Q^{2/3} \frac{\lambda_{1\text{срв}} \left[1 + \left(\frac{c_{1z}}{u_{\text{п}}} \right)^2 \right] (1 + \tilde{a}_{\text{вт}}^2)^{2/3}}{2\pi^{2/3} \left(\frac{c_{1z}}{u_{\text{п}}} \right)^{2/3}}, \quad (3.161)$$

или, сгруппировав члены, будем иметь

$$\frac{\omega^{4/3} Q^{2/3}}{\frac{\Delta p_{1\text{срв}}}{\rho}} = \frac{\gamma \pi^2 z \left(\frac{c_{1z}}{u_{11}}\right)^{2/3}}{\lambda_{1\text{срв}} \left[1 + \left(\frac{c_{1z}}{u_{11}}\right)^2\right] (1 + \tilde{d}_{\text{вт}}^2)^{2/3}}. \quad (3.162)$$

Правая часть уравнения (3.162) для геометрически подобных по входу шнеко-центробежных насосов на кинематически подобных режимах является константой; тогда комплекс параметров в левой части этого уравнения будет являться критерием подобия, с помощью которого оценивают антикавитационные качества насосов. Обозначим его C' :

$$C' = \frac{\omega^{4/3} Q^{2/3}}{(\Delta p_{1\text{срв}}/\rho)}.$$

В виде, предложенном С. С. Рудневым, критерий антикавитационных качеств насоса записывается, например, для срывного режима так:

$$C_{\text{срв}} = 298 \frac{\omega \sqrt{Q}}{\left(\frac{\Delta p_{\text{срв}}^*}{\rho}\right)^{3/4}}. \quad (3.163)$$

В связи с аналогией в записи формул для этого критерия и для коэффициента быстроходности n_s [см. формулу (2.179)], критерий $C_{\text{срв}}$ называют кавитационным коэффициентом быстроходности.

В технической системе единиц численно равная для $C_{\text{срв}}$ величина запишется так:

$$C_{\text{срв}} = 5,62 \frac{n \sqrt{Q}}{\left(\frac{\Delta p_{\text{срв}}^*}{\gamma}\right)^{3/4}},$$

где n выражается в $\text{об}'\text{мин}$; Q — в $\text{м}^3/\text{сек}$; $\Delta p_{\text{срв}}^*$ — в $\text{кг}'\text{м}^2$; γ — в $\text{кг}'\text{м}^3$.

Кавитационный коэффициент быстроходности может быть определен для любого режима кавитации. Удобство использования кавитационного коэффициента быстроходности $C_{\text{срв}}$ [см. формулу (3.163)] состоит в том, что он связывает основные параметры насоса Q и ω с кавитационным падением полного давления $\Delta p_{\text{срв}}^* = \Delta p_{\text{срв}} + \rho c_{\text{вх}}^2/2$. Чем меньше кавитационное падение давления и скорость на входе, т. е. чем лучше антикавитационные качества насоса, тем большее значение имеет кавитационный коэффициент быстроходности. Обратим внимание на то, что, если $\Delta p_{\text{срв}} = 0$ ($\lambda_{\text{срв}} = 0$, что соответствует наилучшим кавитационным качествам), то величина кавитационного коэффициента не будет равна бесконечности и будет определяться величиной скорости жидкости на входе.

3.3.6. КАВИТАЦИОННЫЕ РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА

Кавитационными расходными характеристиками насоса в относительных параметрах являются зависимости кавитационного падения полного или статического давления на срывном режиме насоса, отнесенного к квадрату частоты вращения, от режима работы насоса, характеризуемого отношением Q/ω .

На рис. 3.88 приведена кавитационная расходная характеристика насоса. Удобство пользования кавитационной характеристикой состоит в том, что она не зависит от частоты вращения, расхода через насос, плотности и температуры жидкости.

С помощью кавитационной расходной характеристики можно определить срывное давление на входе в насос для интересующего нас режима его работы. Пусть, например, заданы расход Q_1 жидкости с плотностью ρ_1 , частота вращения ω_1 и давление упругости паров $p_{п1}$, соответствующее температуре T_1 .

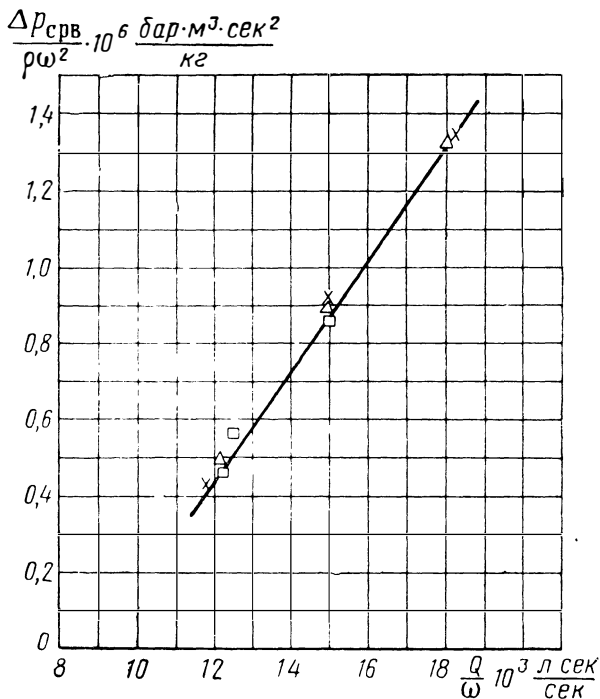


Рис. 3.88. Кавитационная расходная характеристика насоса

Определяем отношение Q_1/ω_1 и по характеристике определяем соответствующее этому отношению Q_1/ω_1 значение $(\Delta p_{\text{срв}}/\omega^2)_1$. Отсюда получаем давление срыва

$$p_{\text{срв}} = \left(\frac{\Delta p_{\text{срв}}}{\omega^2} \right)_1 Q_1 \omega_1^2 + p_{п1}.$$

Возможность построения кавитационной характеристики в таких координатах вытекает из того, что $\Delta p_{\text{срв}}/\omega^2$ величина постоянная для подобных режимов ($Q/\omega = \text{idem}$).

Если воспользоваться выражениями (3.154), (3.157), (3.159), (3.160) и соотношением

$$c_{\text{вх}} = \frac{Q}{F_{\text{вх}}}, \quad (3.164)$$

то, подставляя их в формулу (3.131), получим

$$\frac{\Delta p_{\text{срв}}}{\rho \omega^2} = A_1 \left(\frac{Q}{\omega} \right)^2 + A_2 \frac{Q}{\omega} \sqrt{1 + A_3 \left(\frac{Q}{\omega} \right)^2}, \quad (3.165)$$

где A_1, A_2, A_3 — постоянные для данного насоса величины.

Уравнение (3.165) является уравнением кавитационной расходной характеристики насоса *. В области малых расходов (малое отношение Q/ω) кавитационная характеристика может изменить свой характер, определяемый уравнением (3.165), что является следствием изменения коэффициента кавитации $\lambda_{1\text{срв}}$ в зависимости от $c_{1z}/u_{\text{п}}$ (см. рис. 3.87), связанного с наличием обратных токов на входе при малых расходах.

Кавитационной расходной характеристикой удобно пользоваться для определения давления срыва при работе насоса на разных жидкостях (разные плотности ρ). Как правило, кавитационные расходные характеристики получают путем снятия срывных характеристик насоса (см. рис. 3.76) на воде.

Если насос работает на жидкостях с растворенными в них или свободными газами, то, кроме кривой при нулевом содержании газа, на график наносят кривые при различном содержании газа. Кавитационные расходные характеристики насоса при различном содержании газа в жидкости определяются по срывным характеристикам, полученным на воде с различным содержанием растворенного в ней или свободного газа (часто — воздуха).

3.3.7. ВЫБОР КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ ЕГО ВЫСОКИЕ АНТИКАВИТАЦИОННЫЕ КАЧЕСТВА

Высокого антикавитационного совершенства насоса можно добиться путем правильного выбора конструктивных параметров шнека.

3.3.7.1. Наружный диаметр шнека и диаметр втулки

Изменение наружного диаметра шнека $D_{\text{ш}}$ при прочих равных условиях приводит к изменению скоростей c_{1z} и $u_{\text{п}}$, от величины которых зависят $\lambda_{1\text{срв}}$ (см. рис. 3.87) и $\Delta p_{\text{срв}}^*$ [см. формулу (3.156)]. Сложная зависимость $\lambda_{1\text{срв}}$ и $\Delta p_{\text{срв}}^*$ от c_{1z} и $u_{\text{п}}$ приводит к тому, что при определенном (оптимальном) диаметре $D_{\text{ш}}$ достигаются наилучшие антикавитационные качества насоса.

* В связи с малыми значениями величин A_1 и A_3 кавитационная расходная характеристика в области расчетных значений Q/ω близка к линейной (см. рис. 3.88).

Преобразовав выражение (3.163), получим

$$C_{\text{срв}} = 298 \left(\frac{\Delta p_{\text{срв}}^*}{\rho \omega^{4/3} Q^{2/3}} \right)^{-3/4}.$$

Максимум $C_{\text{срв}}$ достигается при минимуме комплекса $\Delta p_{\text{срв}}^* / \rho \omega^{4/3} Q^{2/3}$. После преобразования этого комплекса с помощью выражений (3.153) и (3.156), можно убедиться в том, что он связан с двумя конструктивными коэффициентами: коэффициентом эквивалентного диаметра шнека

$$K_{D_3} = 2,13 \frac{D_3}{\sqrt[3]{Q/\omega}}$$

и коэффициентом диаметра втулки

$$K_{d_{\text{вт}}} = 2,13 \frac{d_{\text{вт}}}{\sqrt[3]{Q/\omega}}.$$

Эти коэффициенты определяют коэффициент диаметра шнека

$$K_{D_{\text{ш}}} = \sqrt{K_{D_3}^2 + K_{d_{\text{вт}}}^2},$$

с помощью которого при известных значениях Q и ω можно определить диаметр шнека:

$$D_{\text{ш}} = 0,47 K_{D_{\text{ш}}} \sqrt[3]{Q/\omega}.$$

Коэффициенты K_{D_3} и $K_{d_{\text{вт}}}$ определяются отношением скоростей:

$$\frac{c_{1z}}{u_{\text{п}}} = \frac{24,3}{K_{D_3}^3 \sqrt{1 + \left(\frac{K_{d_{\text{вт}}}}{K_{D_3}} \right)^2}}. \quad (3.166)$$

Рассчитанные с помощью соотношений (3.153), (3.156) и (3.163) зависимости $C_{\text{срв}}$ от K_{D_3} и $K_{d_{\text{вт}}}$ приведены на рис. 3.89 для шнеко-центробежных насосов с различными типами подводов. С увеличением K_{D_3} (увеличение $D_{\text{ш}}$) до некоторого предела коэффициент $C_{\text{срв}}$ возрастает.

Зависимость оптимальных значений $(K_{D_3})_{\text{опт}}$ и максимального значения кавитационного коэффициента быстроходности $(C_{\text{срв}})_{\text{мах}}$ от $K_{d_{\text{вт}}}$ приведена на рис. 3.90. Оптимальные значения $K_{D_3} = 7 \div 7,5$, а $(C_{\text{срв}})_{\text{мах}}$ достигает значений 4000 ÷ 4500 при малых значениях $K_{d_{\text{вт}}}$. Видно, что увеличение потерь в подводе (например, переход от осевого к кольцевому подводу) уменьшает значение $C_{\text{срв}}$ на 8 ÷ 15%. С помощью графиков, приведенных на рис. 3.90, можно выбрать диаметр шнека $D_{\text{ш}}$ и оценить значение $(C_{\text{срв}})_{\text{мах}}$, так как при расчете значение $K_{d_{\text{вт}}}$

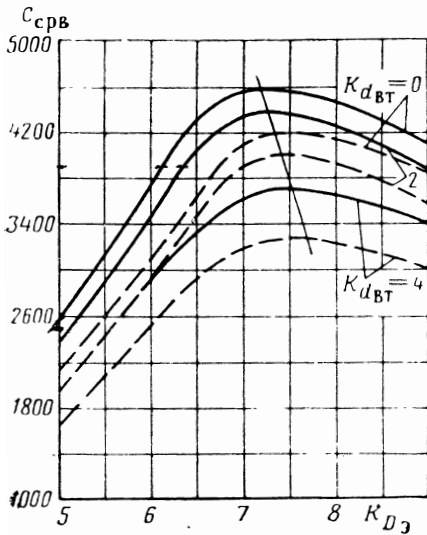


Рис. 3.89. Зависимость кавитационного коэффициента быстроходности $C_{срв}$ шнеко-центробежного насоса от коэффициентов шнека K_{D3} и $K_{d_{вТ}}$ ($i_{п} \leq 4^\circ$):

— осевой подвод; ——— кольцевой и полуспиральный подводы

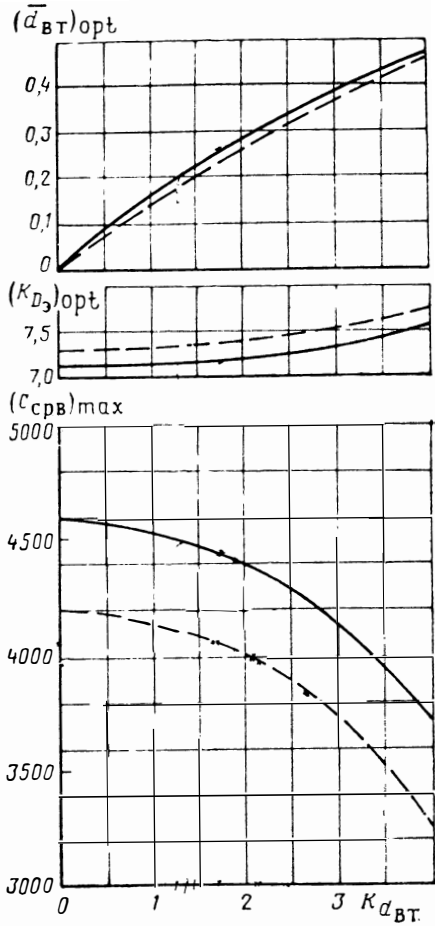
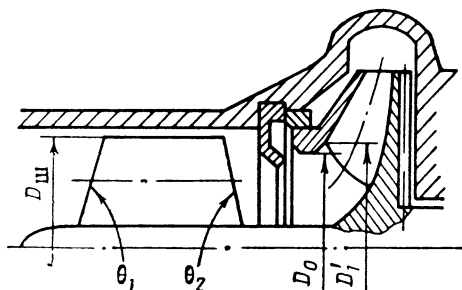


Рис. 3.90. Зависимость максимального значения кавитационного коэффициента быстроходности шнеко-центробежного насоса и оптимальных значений коэффициентов шнека K_{D3} и $\bar{d}_{вТ}$ от коэффициентов шнека K_{D3} и $\bar{d}_{вТ}$ ($i_{п} \leq 4^\circ$):

— осевой подвод; ——— кольцевой и полуспиральный подводы

легко определяется: диаметр втулки $d_{вт}$ находится из предварительного расчета вала насоса на прочность (на передаваемый крутящий момент), а Q и ω при расчете известны.

Для повышения антикавитационных качеств насоса (см. рис. 3.90) диаметр втулки следует выбирать минимальным, обеспечивая лишь необходимую прочность вала или конструктивную целесообразность. При высоких требованиях к антикавитационным качествам насоса следует выбирать диаметр шнека близким к оптимальному. Если при этом



р. 3.91. Шнеко-центробежный насос с вы-
ставным шнеком

получаются большие значения $K_{Dш}$, приводящие к значительному уменьшению

к. п. д. насоса (см. рис. 3.38—3.40), то следует перейти от схемы насоса с одинаковыми диаметрами шнека и входа в колесо ($Dш = D_0$) (см. рис. 3.1) к схеме с диаметром шнека, бóльшим, чем диаметр входа в колесо ($Dш > D_0$) (рис. 3.91). Это позволит при высоких антикавитационных качествах насоса получить и высокий к. п. д.

Для повышения напорности шнека иногда бывает необходимо увеличить диаметр втулки на выходе (увеличение D_p); тогда целесообразно применить в шнеке коническую втулку (см. рис. 1.12).

3.3.7.2. Определение шага шнека. Совместная работа шнека и центробежного колеса насоса

Исследования (см. работы [13, 75]) показывают, что антикавитационные качества шнеко-центробежного насоса будут определяться шнеком, если на режиме кавитационного срыва шнека создаваемый им напор достаточен для бессрывной работы центробежного колеса. Другими словами, шнеко-центробежный насос надо проектировать так, чтобы кавитационный срыв шнека происходил несколько раньше, чем срыв центробежного колеса, или одновременно с ним.

Условие одновременного срыва записывается как равенство полного давления на выходе из шнека на срывном режиме полному давлению срыва центробежного колеса для наиболее опасных в кавитационном отношении сечений шнека и колеса. Таковыми сечениями для шнека и колеса являются сечения с наибольшей скоростью натекания потока, т. е. наружный диаметр шнека и периферийный диаметр входных кромок лопаток колеса.

Примем, что струйка, покидающая шнек на диаметре $D_{ш}$, поступает в колесо на диаметр D'_1 (см. рис. 3.91). Тогда условие одновременности срыва получим из равенства полных энергий единицы массы жидкости (пренебрегаем потерями) на выходе из шнека и на входе в колесо:

$$p_{п1} + \Delta p_{1срв}^* + \rho H_{ш.п} = p_{п1ц} + \Delta p_{срв.ц}^*, \quad (3.167)$$

где $H_{ш.п}$ — напор периферийной решетки шнека; $p_{п1}$ и $p_{п1ц}$ — соответственно давления паров жидкости на входе в шнек и на входе в центробежное колесо.

В общем случае давления $p_{п1}$ и $p_{п1ц}$ не равны, так как температура на входе в центробежное колесо выше, чем на входе в шнек — из-за подогрева жидкости утечками, поступающими на вход в колесо, и подогрева вследствие потерь в шнеке.

При работе насоса на расчетном режиме различие давлений упругости паров можно пренебречь. В этом случае уравнение (3.167) запишется так:

$$\Delta p_{1срв}^* + \rho H_{ш.п} = \Delta p_{срв.ц}^*. \quad (3.168)$$

Разделим уравнение (3.168) на $\rho u_{п}^2$:

$$\frac{\Delta p_{1срв}^*}{\rho u_{п}^2} + \frac{H_{ш.п}}{u_{п}^2} = \frac{\Delta p_{срв.ц}^*}{\rho u_{п}^2}, \quad (3.169)$$

где

$$\Delta p_{срв.ц}^* = \lambda_{срв.ц} \rho \frac{w_{1ц}^2}{2} + \rho \frac{c_{1ц}^2}{2};$$

$w_{1ц}$ и $c_{1ц}$ — скорости на периферийном диаметре D'_1 входных кромок центробежного колеса; $\lambda_{срв.ц}$ — коэффициент кавитации центробежного колеса на срывном режиме.

Уравнение (3.169) является уравнением совместной работы шнека и центробежного колеса. Преобразуем уравнение (3.169). Из треугольника скоростей на входе в центробежное колесо можно записать:

$$w_{1ц}^2 = (u_{1ц} - c_{1уц})^2 + c_{1мц}^2; \quad (3.170)$$

$$c_{1ц}^2 = c_{1мц}^2 + c_{1уц}^2,$$

где

$$u_{1ц} = u_{п} (D'_1 / D_{ш}).$$

При допущении, что потери в пространстве между шнеком и колесом отсутствуют, течение будет подчиняться закону $c_{ur} = \text{const}$; тогда

$$c_{1уц} = c_{2уц} \left(\frac{D_{ш}}{D'_1} \right), \quad (3.171)$$

где $c_{2уц}$ — закрутка потока на выходе из шнека — на периферии.

Принимая, что осевая скорость на выходе из шнека c_{2z} ($c_{2z} = c_{1z}$) и меридиональная скорость на входе в центробежное колесо $c_{1m\pi}$ неизменны по радиусу, получим

$$c_{1m\pi} = \chi c_{1z}, \quad (3.172)$$

где

$$\chi = \frac{D_3^2}{4D_1 b_1}.$$

Коэффициент кавитации центробежного колеса можно записать в виде (см. работу [13])

$$\lambda_{срв.\pi} = 0,053 + \left(1 - 0,38 \frac{1}{\chi}\right) \frac{c_{1\pi}}{u_{1\pi}} + \left(\frac{\delta}{\delta_0} - 0,615\right) \left(0,07 + 0,42 \frac{c_{1\pi}}{u_{1\pi}}\right), \quad (3.173)$$

где δ — толщина входной кромки лопатки центробежного колеса; δ_0 — толщина лопатки на расстоянии 25 мм от входной кромки.

Формула (3.173) получена для случая отсутствия закрутки на входе в центробежное колесо, но опытные данные позволяют заключить, что она может быть использована и при наличии закрутки.

Напор шнека $H_{ш.\pi}$ можно выразить следующим образом:

$$H_{ш.\pi} = \eta_{г.ш.\pi} \frac{c_{2u\pi}}{u_{\pi}} u_{\pi}^2, \quad (3.174)$$

где $\eta_{г.ш.\pi}$ — гидравлический к. п. д. периферийной решетки шнека.

Подставив выражения (3.170), (3.171) и (3.172) в уравнение (3.169), получим

$$\frac{\Delta p_{1срв}^*}{\rho u_{\pi}^2} + \eta_{г.ш.\pi} \frac{c_{2u\pi}}{u_{\pi}} = \frac{1}{2} \lambda_{срв.\pi} \left[\left(\frac{D_1}{D_{ш}} - \frac{c_{2u\pi}}{u_{\pi}} \frac{D_{ш}}{D_1} \right)^2 + \frac{\chi^2 c_{1z}^2}{u_{\pi}^2} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\chi^2 c_{1z}^2}{u_{\pi}^2} + \left(\frac{D_{ш}}{D_1} \right)^2 \frac{c_{2u\pi}^2}{u_{\pi}^2} \right], \quad (3.175)$$

где $\lambda_{срв.\pi}$ после подстановки выражений (3.171) и (3.172) в (3.173) можно представить следующей формулой:

$$\lambda_{срв.\pi} = 0,053 + \left(1 - 0,38 \frac{1}{\chi}\right) \frac{D_{ш}}{D_1} \sqrt{\frac{\chi^2 c_{1z}^2}{u_{\pi}^2} + \left(\frac{D_{ш}}{D_1}\right)^2 \frac{c_{2u\pi}^2}{u_{\pi}^2}} + \left(\frac{\delta}{\delta_0} - 0,615\right) \left[0,07 + 0,42 \frac{D_{ш}}{D_1} \sqrt{\frac{\chi^2 c_{1z}^2}{u_{\pi}^2} + \left(\frac{D_{ш}}{D_1}\right)^2 \frac{c_{2u\pi}^2}{u_{\pi}^2}} \right].$$

В уравнении (3.175) величина $\Delta p_{1срв}^*/\rho u_{п}^2$, как правило, известна из кавитационного расчета шнеко-центробежного насоса. Из уравнения (3.175) можно найти ту закрутку $c_{2уш}$ на периферийном диаметре шнека, при которой обеспечивается одновременность кавитационного срыва центробежного колеса и шнека. Эта закрутка $c_{2уш}$ определяет потребный напор шнека.

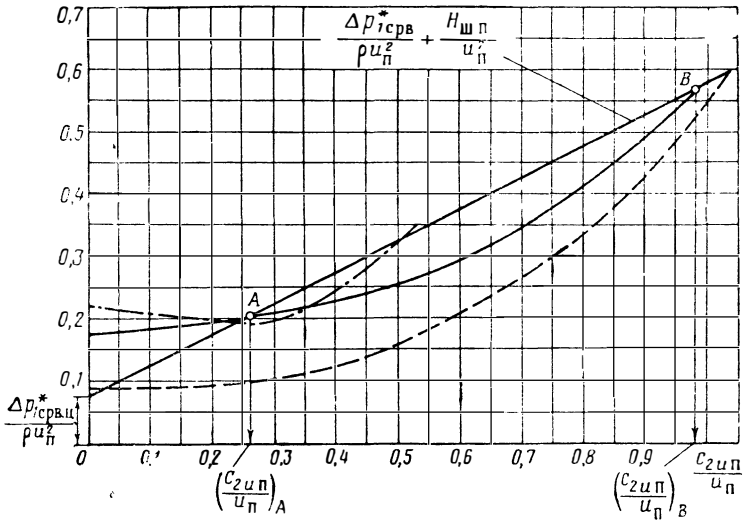


Рис. 3.92. К определению необходимой закрутки потока шнеком:

$c_{1z}/u_{п} = 0,3; \bar{d}_{вт} = 0,3; \delta/\delta_0 = 0,615;$

$\Delta p_{срв.ц}^*/\rho u_{п}^2 \begin{cases} \text{—} & \text{— при } \chi=1; D_0/D_{ш}=1; \\ \text{---} & \text{--- при } \chi=0,5; D_0/D_{ш}=1; \\ \text{-.-.-} & \text{-.-.- при } \chi=1; D_0/D_{ш}=0,75 \end{cases}$

Так как закрутка $c_{2уш}$ входит и в левую, и в правую части уравнения (3.175), то оно решается графическим путем. Сначала определяют для ряда значений $c_{2уш}/u_{п}$ сумму $\frac{\Delta p_{1срв}^*}{\rho u_{п}^2} + \frac{H_{ш.п}}{u_{п}^2}$ — левая часть уравнения (3.175), а затем находят значение $\Delta p_{срв.ц}^*/\rho u_{п}^2$ — правая часть уравнения (3.175). Точка пересечения соответствующих зависимостей (рис. 3.92) дает значение $c_{2уш}/u_{п}$, удовлетворяющее уравнению (3.175). При расчетах можно принять, что $\eta_{г.ш.п}$ равен к. п. д. шнека $\eta_{г.ш} = 0,4 \div 0,5$ (см. работы [47, 74]).

Из рис. 3.92 видно, что уравнению (3.175) могут удовлетворять два значения $c_{2уш}/u_{п}$ — большее и меньшее (см. точки B и A на рис. 3.92). Нас интересует меньшее значение $c_{2уш}/u_{п}$, так как ему соответствует меньший напор шнека.

По относительной закрутке можно определить угол лопатки шнека на периферии:

$$\operatorname{tg} \beta_{2л.п} = \frac{c_{1z}}{u_{п} - c_{2u п}} = \frac{c_{1z}/u_{п}}{1 - \frac{c_{2u п}}{u_{п}}}. \quad (3.176)$$

Шаг шнека на выходе определится по формуле

$$s_2 = \pi D_{ш} \operatorname{tg} \beta_{2л.п}, \quad (3.177)$$

или, с учетом выражения (3.176),

$$s_2 = \pi D_{ш} \frac{c_{1z}/u_{п}}{1 - \frac{c_{2u п}}{u_{п}}}. \quad (3.178)$$

На потребный напор шнека и величину шага s_2 влияют соотношение площадей выхода из шнека и входа на лопатки колеса (коэффициент χ) и соотношение диаметров шнека и входа на лопатки центробежного колеса $D_1'/D_{ш}$ [см. формулу (3.175)]. Уменьшение χ (увеличение площади входа на лопатки колеса) уменьшает величину $\Delta p_{ср.в.ц}^*/\rho u_{п}^2$ — вследствие уменьшения $\lambda_{ср.в.ц}$ [см. формулу (3.173)] и, следовательно, уменьшает потребный напор шнека, угол $\beta_{2л.п}$ и шаг s_2 .

В случае шнека постоянного шага $s_1 = s_2 = s$; при этом уменьшится угол атаки, что благоприятно скажется на антикавитационных качествах шнека и всего шнеко-центробежного насоса. Таким образом, при проектировании центробежного колеса надо стремиться обеспечить его высокие антикавитационные качества. Обычно принимают $\chi = 0,65 \div 0,8$.

Из выражения (3.175) трудно выяснять влияние отношения $D_1'/D_{ш}$ на необходимый напор шнека. Однако расчеты показывают, что в обычно встречающихся пределах значений $D_1'/D_{ш} = 0,75 \div 1,1$ влияние отношения $D_1'/D_{ш}$ на необходимый напор шнека невелико.

Из рис. 3.92 видно, что шнек для совместной работы с колесом должен проектироваться с малыми значениями отношения $c_{2uп}/u_{п}$, не превышающими $0,2 \div 0,3$. При этом коэффициент теоретического напора шнека $\bar{H}_{т.ш} = H_{т.ш}/u_{ср}^2$ достигает значений $0,5 \div 0,7$, а степень реактивности на среднем диаметре — $0,65 \div 0,75$. Следовательно, требуется, чтобы шнек в основном повышал статическое давление на входе в центробежное колесо.

Для шнека постоянного шага $s = \text{const}$ и шаг на входе s_1 должен быть равен шагу на выходе s_2 , подсчитанному по формуле (3.178). Угол лопаток на входе будет равен углу лопаток на выходе: $\beta_{1л.п} = \beta_{2л.п}$. Тогда угол атаки на наружном диаметре на входе найдется как разность углов:

$$i_{п} = \beta_{1л.п} - \beta_{1п}, \quad (3.179)$$

где $\beta_{1п}$ — угол потока на входе на периферии шнека:

$$\beta_{1п} = \arctg(c_{1z}/u_{п}),$$

а отношение $c_{1z}/u_{п}$ определяется при антикавитационном расчете шнека (см. далее разд. 3.4).

Угол атаки $i_{п}$ не должен превышать $3 \div 5^\circ$. Большая его величина приводит к значительному ухудшению антикавитационных качеств шнеко-центробежного насоса [см. формулу (3.151)]. Если угол атаки $i_{п}$, подсчитанный по формуле (3.179) при $\beta_{1л.п} = \beta_{2л.п}$, окажется меньше $3 \div 5^\circ$, то можно остановиться на шнеке постоянного шага: $s = s_1 = s_2$. Тогда угол лопатки $\beta_{1л.п}$ и шаг шнека s_1 найдутся из выражений:

$$\beta_{1л.п} = \arctg\left(\frac{c_{1z}}{u_{п}}\right) + i_{п}; \quad (3.180)$$

$$s_1 = \pi D_{ш} \operatorname{tg} \beta_{1л.п}. \quad (3.181)$$

Если же $i_{п}$ будет больше $3 \div 5^\circ$, то следует принять угол атаки равным $2 \div 3^\circ$ и применить шнек переменного шага с $s_1 < s_2$, подсчитанного по формуле (3.178).

Напомним, что напор шнека постоянного шага создается благодаря наличию угла атаки: поток в решетке шнека поворачивается на угол, равный углу атаки. При нулевом угле атаки шнек постоянного шага не будет создавать напора. В шнеке переменного шага напор создается как благодаря наличию угла атаки, так и из-за изогнутости профиля. В принципе, при нулевом угле атаки шнек переменного шага будет создавать напор.

Технологически шнек переменного шага значительно сложнее шнека постоянного шага.

Для повышения к. п. д. насоса может оказаться целесообразным применение шнека переменного шага для создания определенной закрутки на входе в центробежное колесо (см. разд. 3.1.1.5) (особенно в случае центробежных колес с $D_1/D_2 > 0,5$). Этой закрутке, как правило, будет соответствовать больший напор, чем это необходимо для получения высоких антикавитационных качеств насоса. Поэтому антикавитационные качества насоса с таким шнеком могут быть несколько хуже.

3.3.7.3. Густота решетки шнека, число лопаток, длина лопатки и другие конструктивные параметры шнека

Кавитация в шнеке начинается в области входа. По мере движения жидкости по межлопаточному каналу давление возрастает и паровые каверны исчезают (пар конденсируется). Для исчезновения каверны в области повышенного давления необходимо определенное время. Поэтому нужна достаточная длина межлопаточного канала шнека для того, чтобы каверна исчезла до выхода из шнека и не распространилась на выход из него.

Распространение кавитационной зоны на область выхода приводит к резкому падению напора шнека и в связи с недостаточным давлением на входе в центробежное колесо — к кавитационному срыву центробежного колеса и всего насоса. То, что с увеличением кавитационной зоны в колесе напор шнека падает, показывают опытные данные.

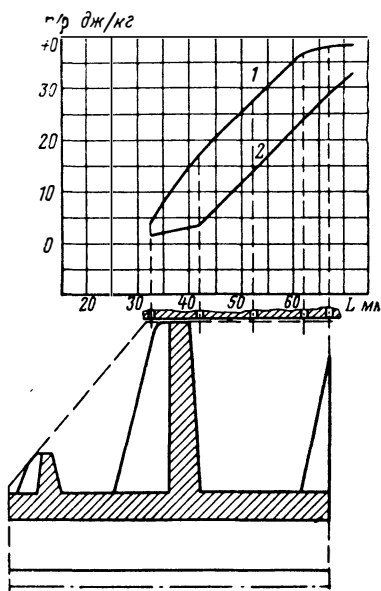


Рис. 3.93. Изменение энергии давления по длине шнека при различных давлениях на входе:

1— $p_{вх}=0,4 \text{ Мн/м}^2$; 2— $p_{вх}=0,072 \text{ Мн/м}^2$

Из рис. 3.93 видно, что с увеличением кавитационной зоны (с уменьшением давления на входе в шнек) уменьшается напор периферийной решетки шнека и, следовательно, напор всего шнека. Основное повышение давления при этом приходится на выходную часть шнека. Поэтому для поднятия напора шнека до величины, соответствующей отсутствию кавитации в шнеке (большое давление на входе), требуется увеличить длину шнека, длину межлопаточного канала.

Густота решетки шнека, которая определяется как отношение длины межлопаточного канала (длины лопатки) шнека к шагу решетки на среднем диаметре:

$$\tau_{\text{ср}} = \frac{b_{\text{л.ср}}}{t_{\text{ср}}}, \quad (3.182)$$

принимается равной 2÷2,5. Густота решетки шнека, число лопаток и длина лопатки связаны между собой. Так как

$$t_{\text{ср}} = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{z_{\text{ш}}},$$

то, с учетом выражения (3.182),

$$\tau_{\text{ср}} = \frac{b_{\text{л.ср}} z_{\text{ш}}}{\pi D_{\text{ср}}}. \quad (3.183)$$

Число лопаток $z_{\text{ш}}$, как правило, выбирается равным 2. Но при больших диаметрах шнека $D_{\text{ср}}$ (большой диаметр $D_{\text{ш}}$) для получения необходимой густоты $\tau_{\text{ср}}$ при $z_{\text{ш}}=2$ может потребоваться большая длина лопатки $b_{\text{л.ср}}$ [см. формулу (3.183)] и, следовательно, большая осевая длина шнека. Для уменьшения осевой длины можно пойти на увеличение числа лопаток до $z_{\text{ш}}=3$, несколько ухудшая при этом антикавитационные качества насоса (см. работу [74]). Кроме $b_{\text{л.ср}}$, осевая длина шнека за-

висит и от ряда других параметров: углов конусности шнека θ_1 и θ_2 (см. рис. 3.91), закона изменения шага шнека по длине (для шнека переменного шага, $s = \text{var}$).

Углы конусности шнека

Для улучшения антикавитационных качеств шнек выполняется с углом конусности на входе θ_1 (см. рис. 3.91), который составляет $90 \div 120^\circ$. При наличии угла конусности на входе θ_1 , в результате действия центробежных сил потока, закрученного корневыми сечениями, давление на входе в периферийные сечения решетки шнека возрастает. Это облегчает условия работы периферийных сечений при кавитационных режимах. Иногда для увеличения стойкости лопатки шнека к колебаниям вводится конусность на выходе $\theta_2 = 140 \div 160^\circ$. Меньшие значения θ_1 и θ_2 соответствуют малым диаметрам $D_{ш}$.

Подрезка входной части лопатки шнека

Благоприятное влияние на антикавитационные свойства шнека оказывает подрезка входной части лопатки радиусом $R = (0,25 \div 0,35) D_{ш}$ (см. работу [75]) (рис. 3.94, Б).

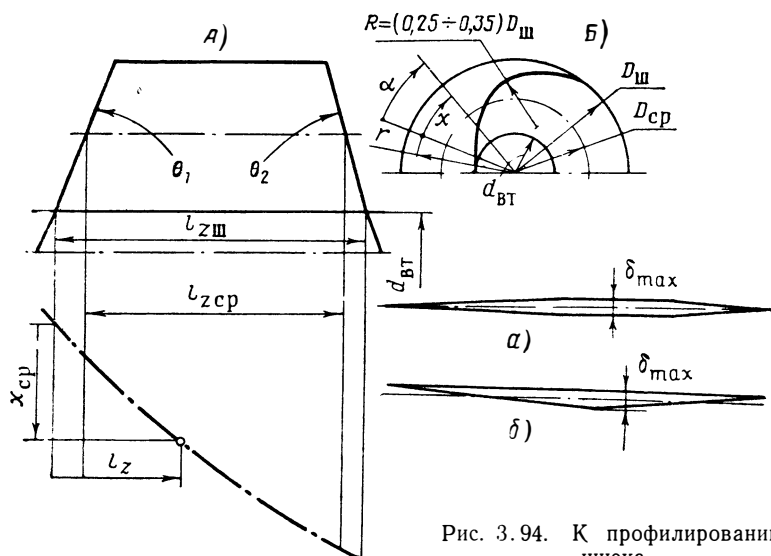


Рис. 3.94. К профилированию шнека

Толщина и профиль лопаток

Профиль лопатки шнека выполняется в виде сечения прямой (при $s = \text{const}$) или изогнутой (при $s = \text{var}$) пластины с заостренными входной и выходной кромками (рис. 3.94, а, см. работу [70]) или в виде треугольника (рис. 3.94, б, см. работу [75]).

Толщина лопатки должна выбираться возможно меньшей для уменьшения загромождения сечения. Из соображений прочности корневые сечения должны иметь бóльшую толщину, чем периферийные. Обычно $(\delta_{\max})_{\text{вт}}$ равно $0,015 \div 0,02$ от длины лопатки в корневом сечении, а $(\delta_{\max})_{\text{п}}$ равно $0,005 \div 0,01$ от длины лопатки в периферийном сечении (см. работу [70]).

Длина заострения входной кромки должна составлять $40 \div 50\%$ от длины лопатки, а выходной кромки — $20 \div 30\%$ от длины лопатки. Для улучшения антикавитационных качеств поверхность лопатки надо выполнять с чистотой $\nabla 6 - \nabla 7$ (см. работу [86]).

Радиальный зазор шнека

Для уменьшения перетекания жидкости с одной стороны лопатки на другую и устранения возможности появления щелевой кавитации радиальный зазор надо выдерживать минимально возможным из конструктивных и технологических соображений.

Осевая длина шнека

Осевая длина шнека определяется значениями параметров $D_{\text{ш}}$, $d_{\text{вт}}$, s_1 , s_2 , θ_1 , θ_2 , $\tau_{\text{ср}}$ и $z_{\text{ш}}$, рекомендации по выбору которых были рассмотрены в данном разделе.

Остановимся на определении осевой длины шнека постоянного шага ($s_1 = s_2 = s$).

а) Шнек постоянного шага

Пусть представленная на рис. 2.62 решетка шнека является разверткой цилиндрического сечения шнека по среднему диаметру $D_{\text{ср}}$. Тогда осевая длина на этом диаметре определится из выражения

$$l_{z \text{ ср}} = b_{\text{л.ср}} \sin \beta_{\text{л.ср}}.$$

Выразим $b_{\text{л.ср}}$ через плотность решетки $\tau_{\text{ср}}$ из формулы (3.182), а угол $\beta_{\text{л.ср}}$ через шаг шнека $s = \pi D_{\text{ср}} \operatorname{tg} \beta_{\text{л.ср}}$. Получим

$$l_{z \text{ ср}} = \frac{\pi D_{\text{ср}} \tau_{\text{ср}}}{z_{\text{ш}}} \sin \operatorname{arctg} \frac{s}{\pi D_{\text{ср}}}. \quad (3.184)$$

Из рис. 3.94, А легко установить следующую связь между длиной шнека $l_{z \text{ ш}}$ и $l_{z \text{ ср}}$:

$$l_{z \text{ ш}} = l_{z \text{ ср}} + \frac{D_{\text{ср}} - d_{\text{вт}}}{2} \left(\operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2} + \operatorname{ctg} \frac{\theta_2}{2} \right). \quad (3.185)$$

После подстановки выражения (3.184) в формулу (3.185) получим

$$l_{z \text{ ш}} = \frac{D_{\text{ср}}}{2} \left[\frac{2\pi\tau_{\text{ср}} \sin \arctg \frac{s}{\pi D_{\text{ср}}}}{z_{\text{ш}}} + \left(1 - \frac{d_{\text{врт}}}{D_{\text{ср}}}\right) \left(\text{ctg} \frac{\theta_1}{2} + \text{ctg} \frac{\theta_2}{2}\right) \right]. \quad (3.186)$$

б) Шнек переменного шага

С достаточной степенью точности можно определить $l_{\text{ср}}$ для шнека переменного шага по формуле (3.184), используя среднеарифметическое значение шага шнека:

$$l_{z \text{ ср}} = \frac{\pi D_{\text{ср}} \tau_{\text{ср}}}{z_{\text{ш}}} \sin \arctg \frac{s_1 + s_2}{2\pi D_{\text{ср}}}.$$

Тогда длина шнека $l_{z \text{ ш}}$ найдется с помощью формулы (3.185):

$$l_{z \text{ ш}} = \frac{D_{\text{ср}}}{2} \left[\frac{2\pi\tau_{\text{ср}} \sin \arctg \frac{s_1 + s_2}{2\pi D_{\text{ср}}}}{z_{\text{ш}}} + \left(1 - \frac{d_{\text{врт}}}{D_{\text{ср}}}\right) \left(\text{ctg} \frac{\theta_1}{2} + \text{ctg} \frac{\theta_2}{2}\right) \right]. \quad (3.187)$$

Сравнение формул (3.186) и (3.187) показывает, что для получения одинаковой густоты $\tau_{\text{ср}}$ шнек переменного шага должен иметь большую длину, чем шнек постоянного шага с тем же значением шага на входе s_1 .

Средняя линия профиля лопатки шнека
переменного шага

При $s = \text{const}$ средняя линия профиля лопатки представляет собой прямую линию, при $s = \text{var}$ — изогнутую линию с плавно меняющимся шагом от s_1 до s_2 (см. рис. 2.64). Найдем выражение для средней линии лопатки шнека переменного шага.

Для винтовой линии осевое смещение l_z связано с угловым смещением α (см. рис. 3.94, Б) выражением

$$dl_z = (s/2\pi) \cdot d\alpha. \quad (3.188)$$

Зададимся законом изменения шага s в зависимости от угла α в виде

$$s = s_1 + (k\alpha)^n. \quad (3.189)$$

Принятый закон изменения s должен удовлетворять двум условиям. Он должен обеспечивать заданную длину шнека $l_{z \text{ ш}}$ [см. формулу (3.187)] и малое изменение шага, а следовательно, и угла лопатки на начальном участке. Последнее необходимо для того, чтобы подрезка входной кромки лопатки под углом θ_1 не привела к значительному увеличению угла атаки (из-за уве-

личения угла лопатки) и ухудшению антикавитационных качеств шнека. При $n=5\div 7$ изменение угла на начальном участке лопатки достаточно мало. Принимать большие значения n нецелесообразно, так как, хотя изогнутость начального участка лопатки при этом уменьшается, но изогнутость выходной части лопатки увеличивается, что может привести к увеличению отставания потока от лопатки и падению напора шнека.

Найдем связь коэффициента k с $l_{zш}$. Подставив выражение (3.189) в (3.188) и проинтегрировав полученное уравнение от s_1 до s_2 , получим

$$l_{zш} = \frac{(s_2 + ns_1)(s_2 - s_1)^{1/n}}{2\pi k(n+1)},$$

откуда

$$k = \frac{(s_2 + ns_1)(s_2 - s_1)^{1/n}}{2\pi(n+1)l_{zш}}. \quad (3.190)$$

Уравнение развертки шнека $l_z = f(\alpha)$ найдется интегрированием уравнения (3.188), с учетом выражения (3.189):

$$l_z = \frac{s_1}{2\pi} \alpha + \frac{k^n}{2\pi(n+1)} \alpha^{n+1}.$$

Тогда уравнение для средней линии профиля лопатки на диаметре D , учитывая, что $x = \alpha D/2$ (см. рис. 3.94), будет иметь вид

$$l_{zD} = \frac{s_1}{\pi D} x + \frac{(2k)^n}{\pi(n+1)D^{n+1}} x^{n+1}. \quad (3.191)$$

Построение средней линии профиля для среднего диаметра показано на рис. 3.94, А.

3.3.7.4. Установка конуса перед центробежным колесом

Положительное воздействие на антикавитационные качества насоса оказывает установка неподвижного конуса перед центробежным колесом (рис. 3.95, см. работу [79]). Благоприятное влияние конуса можно объяснить тем, что конус отсекает обратные токи, выходящие из центробежного колеса (см. работу [99]), и ослабляет их вредное влияние на работу шнека. При постановке конуса уменьшается затрата энергии потока, поступающего из шнека, на поворот обратных

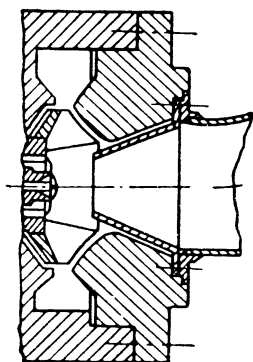


Рис. 3.95. Центробежное колесо с конусом на входе

токов и направление их в колесо. Установка конуса перед шнеком по этой причине также может быть полезной. Кроме того, конус, расположенный перед центробежным колесом, направляет по потоку утечки, проходящие через переднее уплотнение. В этом случае утечки не нарушают поток, выходящий из шнека.

3.3.7.5. Шнеко-центробежный насос с двухсторонним входом

Улучшение антикавитационных качеств шнеко-центробежного насоса может быть получено применением двухстороннего входа (рис. 3.96). Через каждый вход поступает половина всего расхода жидкости, подаваемой насосом. Скорость на входе в шнек c_{1z} уменьшается, что приводит к уменьшению кавитационного падения давления $\Delta p_{срв}^*$ [см. формулу (3.156)].

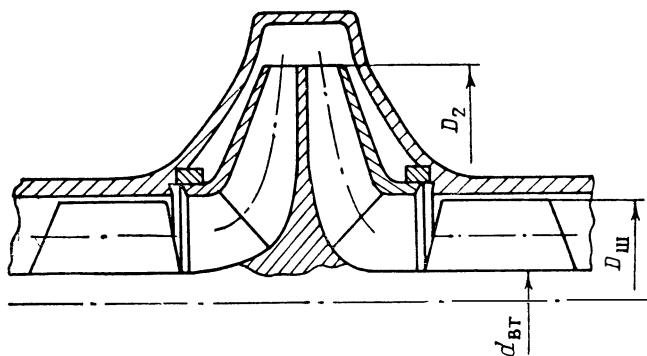


Рис. 3.96. Шнеко-центробежный насос с двухсторонним входом

Если необходимости в уменьшении $\Delta p_{срв}^*$ нет или если эта величина задана, то при двухстороннем входе [см. формулу (3.163)] можно увеличить угловую скорость ω в $\sqrt{2}$ раз (при неизменной величине $C_{срв}$), так как расход через шнек уменьшается в два раза. В действительности увеличение угловой скорости будет несколько меньше, так как для насоса с двухсторонним входом величина $C_{срв}$ будет меньше, чем для насоса с односторонним входом. Это происходит как из-за увеличения коэффициента $K_{aвт} = \frac{2,13d_{вт}}{\sqrt{Q/\omega}}$ (уменьшение расхода через шнек) (см. рис. 3.90), так и из-за того, что в насосе с двухсторонним входом по конструктивным соображениям нельзя использовать осевой подвод, а в насосе с односторонним входом это сделать можно.

Отметим, что применение двухстороннего входа позволяет не только улучшить антикавитационные качества насоса, но и

несколько увеличить его к. п. д. при больших n_s^* и K_{D_0} (см. рис. 3.39 и 3.40). Вместе с тем, двухсторонний вход усложняет конструкцию насоса и увеличивает его массу, поэтому вопрос о целесообразности применения двухстороннего входа должен рассматриваться в каждом конкретном случае отдельно.

3.3.8. ПРИМЕНЕНИЕ БУСТЕРНЫХ НАСОСОВ В СИСТЕМАХ ПИТАНИЯ ЖРД

3.3.8.1. Лопаточные бустерные насосы

Для повышения антикавитационных качеств системы питания ЖРД используют вспомогательные (бустерные) насосы (см. работы [31, 34]). Бустерный насос устанавливается перед основным шнеко-центробежным насосом ТНА двигателя (рис. 3.97 и 3.97, а) и, как правило, его вал вращается с меньшей частотой, чем вал основного насоса.

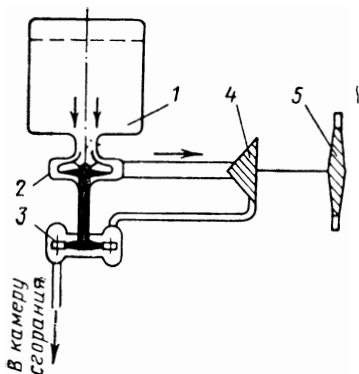


Рис. 3.97. Бустерный лопаточный насос в системе питания:

1—бак с компонентом топлива; 2—бустерный насос; 3—гидравлическая турбина бустерного насоса; 4—основной насос; 5—турбина основного насоса

Назначение бустерного насоса состоит в повышении давления от давления на входе в систему питания до давления, необходимого для бесрывной работы шнеко-центробежного насоса. Бустерный насос ввиду меньшей частоты вращения его вала требует для бесрывной работы меньшее давление на входе, поэтому его постановка позволяет уменьшить давление на входе в систему питания и, следовательно, давление в баке. Частота вращения вала основного насоса при наличии бустерного может быть выбрана большей. Практически в этом случае антикавитационные свойства основного насоса уже не являются ограничивающими.

Для установления связи между частотой вращения ω вала основного насоса ТНА и минимально допустимым давлением на входе в бустерный насос (в систему питания) в расчетах формально применяется кавитационный коэффициент быстроходности системы питания:

$$C_{с.п} = 298 \frac{\omega \sqrt{Q}}{(\Delta p_{срв}^*/\rho)_{б.н}^{3/4}}, \quad (3.192)$$

где Q — объемный расход через основной насос в $м^3/сек.$

В качестве бустерных насосов можно использовать лопаточные насосы — как осевые (шнеки), так и центробежные и шне-

ко-центробежные, или струйные насосы — эжекторы (рис. 3.98).

При использовании лопаточных бустерных насосов величина $C_{с.п}$ достигает $10\,000 \div 15\,000$, а при использовании струйных насосов — $8\,000 \div 10\,000$.

Бустерные насосы могут выполняться встроенными в турбо-насосный агрегат (рис. 3.99); такие насосы принято называть преднасосами. Если вспомогательный насос выполнен в виде от-

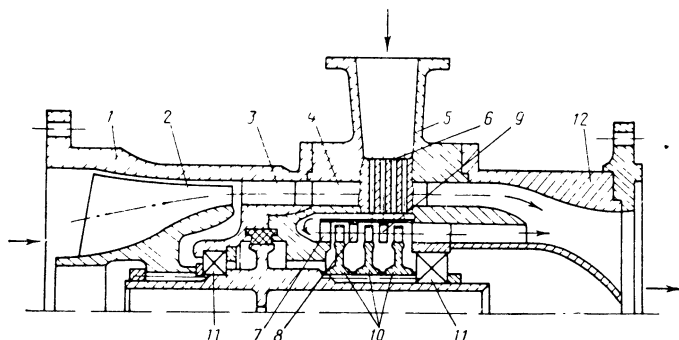


Рис. 3.97, а. Конструктивная схема бустерного насоса с гидравлической турбиной:

1—подвод бустерного насоса; 2—колесо бустерного насоса; 3—лопатки первого направляющего аппарата; 4—лопатки второго направляющего аппарата, через которые осуществляется подвод жидкости к гидравлической турбине; 5—подвод турбины; 6—отверстия; 7—сопловой аппарат турбины; 8, 9—направляющие аппараты; 10—рабочие колеса турбины; 11—подшипники; 12—отвод

дельного агрегата, то он называется подкачивающим насосом (см. рис. 3.97).

Активная жидкость для струйного бустерного насоса отбирается на выходе из основного насоса или из полостей высокого давления основного насоса. Лопаточные преднасосы могут приводиться от вала основного насоса через редуктор (гидравлический или механический), уменьшающий частоту вращения вала бустерного насоса. Для привода подкачивающих лопаточных насосов может быть применена гидравлическая турбина, работающая на жидкости высокого давления, поступающей от основного насоса. Возможная компоновка бустерного насоса с гидравлической турбиной приведена на рис. 3.97, а.

Чаще привод подкачивающих насосов осуществляется от газовой турбины, газ для которой вырабатывается в специальном газогенераторе, а может также отбираться из основного газогенератора или на выходе из основной турбины. Если компонент криогенный, то турбина может работать на парах этого компонента (см. работу [112]). Газификация компонента при этом будет происходить или в специальном теплообменнике, обогреваемом газом, выходящим из турбины, или в рубашке охлаждения

камеры сгорания (см. работу [112]). Газ после турбины выбрасывается в атмосферу, что приводит к некоторому уменьшению удельной тяги двигателя. Последнее обстоятельство вызывает необходимость проектирования подкачивающих лопаточных насосов и их турбин с высоким к. п. д.

Лопаточные бустерные насосы применяются в ЖРД с автономной и предкамерной турбинами. Струйные насосы, имеющие значительно меньшие к. п. д., целесообразно применять в ЖРД с предкамерной турбиной. В ЖРД с предкамерной турбиной увеличение мощности турбины в результате отбора жидкости на струйный насос не приводит к уменьшению удельной тяги, а только требует повышения давления и температуры в газогенераторе.

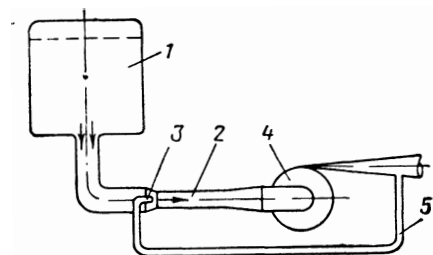


Рис. 3.98. Бустерный струйный насос в системе питания:

1—бак с компонентом топлива; 2—бустерный струйный насос; 3—сопло бустерного насоса; 4—основной насос; 5—магистраль компонента высокого давления, ведущая к соплу 3

Подкачивающие насосы располагают в непосредственной близости к баку компонента, поэтому применение подкачивающих насосов позволяет работать при меньшем давлении в баке, чем в случае применения предвключенных насосов, на величину потерь в магистрали от бака до входа в предвключенный насос.

Давление на входе в бустерный насос, необходимое для его работы без кавитационного срыва, можно определить из выражения для кавитационного коэффициента быстроходности бустерного насоса $C_{б.н}$ в следующем виде:

$$(p_{срв}^*)_{б.н} = \frac{298 Q \omega_{б.н}^{4/3} Q^{2/3}}{C_{б.н}^{4/3}} + p_{п}. \quad (3.193)$$

После подстановки выражения (3.193) в формулу (3.192) запишем:

$$C_{с.п} = C_{б.н} (\omega / \omega_{б.н}). \quad (3.194)$$

Увеличение $C_{б.н}$ и уменьшение частоты вращения вала бустерного насоса $\omega_{б.н}$ ведут к понижению необходимого давления на входе в систему питания [см. формулу (3.193)] и к улучшению ее антикавитационных качеств [см. формулу (3.192)].

Осевого шнековый и шнеко-центробежный насосы имеют большие значения кавитационного коэффициента быстроходности, чем центробежные насосы, поэтому применение их в качестве вспомогательных насосов предпочтительнее.

Потребный напор бустерного насоса $H_{б.н}$ определяется из условия бесрывной работы основного шнеко-центробежного насоса при ускорении ракеты, равном нулю:

$$(p_{срв}^*)_{б.н} + \rho H_{б.н} + \rho g l - \rho L_{сопр} \geq p_{срв}^*; \quad (3.195)$$

$$H_{б.н} \geq \frac{p_{срв}^*}{\rho} - \frac{(p_{срв}^*)_{б.н}}{\rho} + L_{сопр} - g l, \quad (3.196)$$

где $\rho L_{сопр}$ — потери полного давления в магистрали от выхода из бустерного насоса до входа в основной шнеко-центробежный

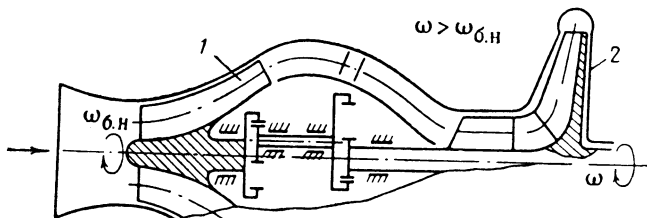


Рис. 3.99. Шнеко-центробежный насос с преднасосом:

1—преднасос; 2—основной шнеко-центробежный насос

насос; $p_{срв}^*$ — срывное давление основного шнеко-центробежного насоса; l — разность уровней расположения бустерного и основного насосов.

При больших потребных напорах бустерного насоса требуются большие углы атаки на входе в шнек постоянного шага, что ухудшает антикавитационные качества шнека. В связи с этим при больших потребных напорах (обычно больших $50 \div 100$ дж/кг) вспомогательный насос следует выполнять в виде шнека переменного шага, а при напорах, превышающих $100 \div 150$ дж/кг, — шнеко-центробежным.

Расчет геометрических размеров и характеристик бустерных шнеко-центробежных насосов производится так же, как и расчет основного шнеко-центробежного насоса. Энергетические характеристики шнекового насоса определяются с помощью соотношений, приведенных в разд. 3.2.3.3.

3.3.8.2. Струйные бустерные насосы (эжекторы)

В качестве бустерных насосов в ЖРД используют струйные насосы, которые мы будем называть эжекторами. В системах питания ЖРД от струйного аппарата требуется повышение давления.

Конструктивно эжектор более прост, чем бустерный лопаточный насос. Однако для получения большого напора эжектора требуется большой расход активной жидкости, поэтому эжекто-

ры следует применять в тех случаях, когда требуемый напор меньше $150 \div 200$ дж/кг. Потребный напор эжектора определяется так же, как и напор лопаточного бустерного насоса [см. формулу (3.196)].

На рис. 3.100 приведена схема эжектора. Эжектор состоит из конфузора, цилиндрической камеры смешения, диффузора и сопла (или нескольких сопел) активной жидкости. В сопле происходит преобразование энергии давления активной жидкости в кинетическую энергию. В камере смешения в процессе турбулентного перемешивания происходит передача энергии от активной жидкости к эжектируемой, поступающей на вход в эжектор (сечение $0-0$).

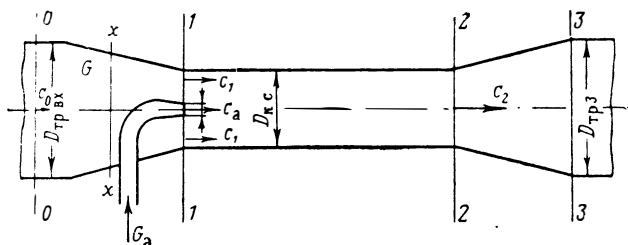


Рис. 3.100. Схема струйного насоса (эжектора) с одним соплом

Если сопло располагается в конфузоре, то процесс смешения начинается в конфузоре. При смешении активной и эжектируемой жидкостей давление эжектируемой жидкости возрастает, а скорость активного потока уменьшается (рис. 3.101, см. работу [104]). Смешение струй завершается в сечении $2-2$, где поле скоростей практически выравнивается. Диффузор предназначен для преобразования кинетической энергии перемешанного потока в энергию давления. На выходе из диффузора скорость достигает величины, которую необходимо иметь на входе в основной шнеко-центробежный насос.

Рассмотрим сначала эжектор, срез сопла которого расположен в сечении входа в камеру смешения (см. рис. 3.100). Для определения повышения давления в эжекторе используем теорему о количестве движения для сечений $1-1$ и $2-2$, полагая, что трение о стенки камеры смешения отсутствует (в дальнейшем влияние трения учтем с помощью опытных коэффициентов):

$$G_a c_a + G c_1 - (G_a + G) c_2 = F_2 (p_2 - p_1), \quad (3.197)$$

где G и G_a — соответственно массовые расходы эжектируемой и активной (эжектирующей) жидкостей;

c_1 и c_a — средние скорости эжектируемой и активной жидкостей;

c_2 — средняя скорость перемешанного потока в сечении 2—2;

p_1 и p_2 — соответственно давления жидкости в сечениях 1—1 и 2—2;

$F_2 = F_1 = F_{к.с}$ — площадь камеры смешения.

Будем полагать, что плотность жидкости во всех сечениях постоянна (одинаковая температура); тогда можно записать:

$$G = \rho Q; \quad G_a = \rho Q_a \quad \text{и} \quad G + G_a = \rho(Q + Q_a).$$

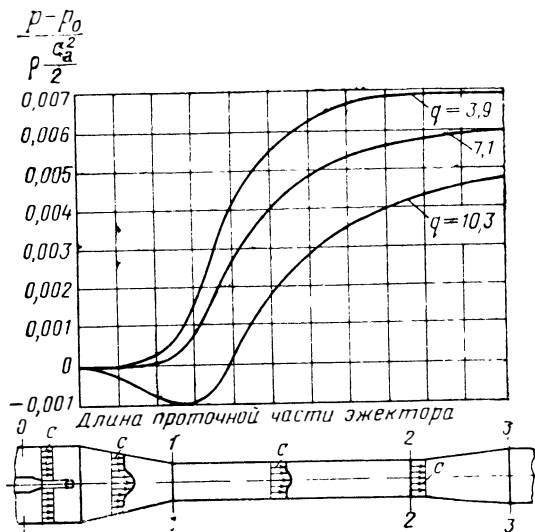


Рис. 3.101. Изменение давления и скорости по длине проточной части эжектора

Скорости c_1 , c_a и c_2 выражаются через объемные расходы следующим образом:

$$c_1 = \frac{Q}{F_2 - f_1}; \quad c_a = \frac{Q_a}{f_1}; \quad c_2 = \frac{Q + Q_a}{F_2},$$

где f_1 — площадь выхода из сопла.

Подставим эти соотношения в формулу (3.197) и получим выражение для разности давлений $\Delta p_{1-2} = p_2 - p_1$ в виде

$$\Delta p_{1-2} = \frac{Q_a^2 Q}{f_1 F_2} \left[1 + \frac{q^2}{m-1} - \frac{(1+q)^2}{m} \right], \quad (3.198)$$

где $q = Q/Q_a$ — называется коэффициентом эжекции; $m = F_2/f_1$.

Отнесем разность давлений Δp_{1-2} к кинетической энергии активной жидкости на выходе из сопла; тогда получим

$$\overline{\Delta p_{1-2}} = \frac{\Delta p_{1-2}}{c_a^2} = \frac{2}{m} \left[1 + \frac{q^2}{m-1} - \frac{(1+q)^2}{m} \right]. \quad (3.199)$$

Повышение давления в эжекторе представляет собой разность давлений жидкости на выходе из эжектора (сечение 3—3) и эжектируемой жидкости на входе в эжектор (сечение 0—0). Повышение полного давления в эжекторе без потерь $\Delta p_{\text{эж}}^* = p_3^* - p_0^*$ можно выразить через Δp_{1-2} следующим образом:

$$\Delta p_{\text{эж}}^* = \Delta p_{1-2} + q \frac{c_2^2}{2} - q \frac{c_1^2}{2}. \quad (3.200)$$

Повышение статического давления запишется в виде

$$\Delta p_{\text{эж}} = \Delta p_{3-0} = \Delta p_{\text{эж}}^* + q \frac{c_0^2}{2} - q \frac{c_3^2}{2}. \quad (3.201)$$

Разделив выражения (3.200) и (3.201) на $qc_a^2/2$, получим

$$\overline{\Delta p_{\text{эж}}^*} = \Delta p_{1-2} + \frac{(1+q)^2}{m^2} - \frac{q^2}{(m-1)^2};$$

$$\overline{\Delta p_{\text{эж}}} = \frac{2}{m} \left[1 + \frac{q^2}{m-1} + \frac{(1+q)^2}{m} \right] + \frac{(1+q)^2}{m^2} - \frac{q^2}{(m-1)^2}; \quad (3.202)$$

$$\overline{\Delta p_{\text{эж}}} = \overline{\Delta p_{\text{эж}}^*} + \frac{q^2}{(F_0'/f_1)^2} \left[1 - \frac{(1+q)^2}{q^2(F_3'/F_0)^2} \right], \quad (3.203)$$

где F_0 и F_3 — соответственно площади входа в эжектор и выхода из него.

Обычно второй член в квадратных скобках выражения (3.203) близок к единице, поэтому повышение статического давления в эжекторе практически равно повышению полного давления.

В реальном случае будут иметь место потери на трение в конфузоре эжектора, потери на смешение и трение в камере смешения и потери в диффузоре при преобразовании кинетической энергии жидкости в потенциальную. На основании опытных данных (см. работу [81]) предложена следующая эмпирическая формула для определения повышения давления в эжекторе:

$$\overline{\Delta p_{\text{эж}}} = \frac{2m-1,2(3q+1)}{m^2} + \frac{(1+q)^2}{m^2(F_3'/F_2)^2}. \quad (3.204)$$

Рассчитанные по формуле (3.204) кривые зависимости повышения давления в эжекторе от q и m приведены на рис. 3.102. Видно, что относительное повышение давления в эжекторе $\overline{\Delta p_{\text{эж}}^*}$ увеличивается при уменьшении коэффициента эжекции q

(увеличение расхода активной жидкости) и при уменьшении отношения площадей m (уменьшение площади камеры смешения). При выбранных значениях q и m абсолютное повышение давления в эжекторе $\Delta p_{\text{эж}}^*$ будет тем больше, чем больше скорость активной жидкости c_a :

$$c_a = \varphi \sqrt{2 \frac{p_a - p_1}{\rho}}, \quad (3.205)$$

где φ — коэффициент расхода сопла; p_a — давление в месте отбора активной жидкости (давление за насосом).

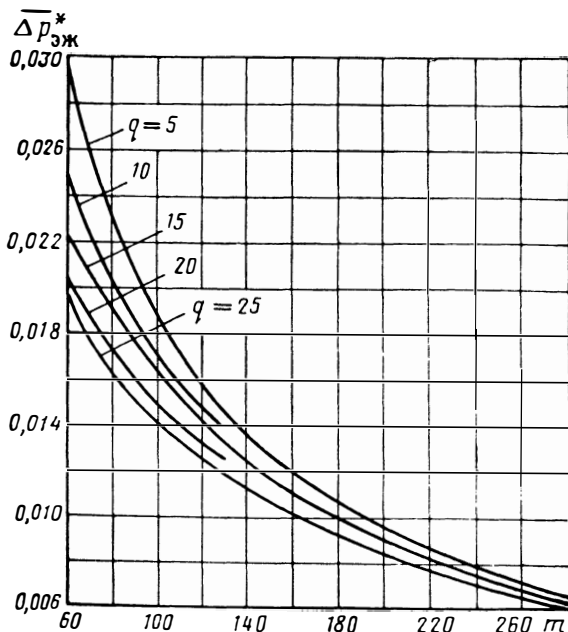


Рис. 3.102. Зависимость относительного повышения полного давления в эжекторе от q и m

Из формулы (3.205) следует, что к увеличению c_a и, следовательно, к повышению давления в эжекторе приводит увеличение давления активной жидкости p_a .

Определим условие работы эжектора без кавитационного срыва (см. рис. 3.100). Если упрощенно принять, что смешение эжектируемой и активной жидкостей начинается сразу же после сечения $1-1$, то минимальное давление будет иметь место в этом сечении. Запишем уравнение сохранения энергии (потери пренебрегаем) для сечений $0-0$ и $1-1$:

$$\frac{p_0}{\rho} + \frac{c_0^2}{2} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{c_1^2}{2}. \quad (3.206)$$

Будем считать, что кавитационный срыв эжектора наступит при минимальном давлении, равном давлению упругости паров ($p_1 = p_{\text{п}}$). Тогда можем записать:

$$\frac{p_{0 \text{ срыв}}}{\rho} + \frac{c_0^2}{2} = \frac{p_{\text{п}}}{\rho} + \frac{c_1^2}{2}; \quad (3.207)$$

$$\frac{\Delta p_{\text{срыв}}}{\rho} = \frac{p_{0 \text{ срыв}} - p_{\text{п}}}{\rho} = \frac{c_0^2}{2} \left[\left(\frac{c_1}{c_0} \right)^2 - 1 \right]. \quad (3.208)$$

Обозначим

$$\lambda'_{\text{эж}} = \left(\frac{c_1}{c_0} \right)^2 - 1 \quad (3.209)$$

и назовем $\lambda'_{\text{эж}}$ коэффициентом кавитации эжектора на срывном режиме. После этого запишем:

$$\frac{\Delta p_{\text{срыв}}}{\rho} = \lambda'_{\text{эж}} \frac{c_0^2}{2}; \quad (3.210)$$

$$\frac{\Delta p_{\text{срыв}}^*}{\rho} = \frac{c_0^2}{2} + \lambda'_{\text{эж}} \frac{c_0^2}{2} = (1 + \lambda'_{\text{эж}}) \frac{c_0^2}{2}. \quad (3.211)$$

Преобразуем выражение (3.209) и получим

$$\lambda'_{\text{эж}} = \frac{m^2}{(m-1)^2} \left(\frac{F_0}{F_1} \right)^2 - 1,$$

или

$$\lambda'_{\text{эж}} = \left(\frac{c_a}{c_0} \right)^2 \frac{q^2}{(m-1)^2} - 1. \quad (3.212)$$

Коэффициент кавитации $\lambda'_{\text{эж}}$ при заданных скоростях c_a и c_0 и выбранном коэффициенте эжекции q уменьшается с увеличением отношения площадей $m = F_2/f_1$ [см. формулу (3.212)], так как уменьшается скорость эжектируемой жидкости в сечении $I-I$. Однако увеличение m приводит к уменьшению напора эжектора (см. рис. 3.102), поэтому для эжектора с соплом, расположенным в сечении входа в камеру смешения, повышение антикавитационных качеств связано с понижением его напорности.

Для улучшения антикавитационных качеств эжектора сечение сопла располагают в конфузоре в сечении $x-x$ (см. рис. 3.100), расположенном на некотором расстоянии от входа в камеру смешения. Это приводит к уменьшению скорости эжектируемой жидкости в сечении, соответствующем минимальному давлению (сечение $x-x$), и к уменьшению давления срыва. Давление срыва будет такое же, каким оно было бы в том случае, если бы сопло располагалось в сечении входа в камеру смешения с площадью F_x . Напорность же эжектора будет больше, так как

в основном процесс смешения происходит в камере смешения с площадью $F_2 = F_1$, меньшей F_x .

Можно приближенно определить напор такого эжектора по эквивалентной площади:

$$F_{\text{экв}} = \frac{F_x + F_1}{2}.$$

Записав уравнение (3.206) для сечений $0-0$ и $x-x$, можно получить следующее выражение для коэффициента кавитации $\lambda'_{\text{эж}}$ эжектора с соплом, расположенным в конфузоре:

$$\lambda'_{\text{эж}} = \frac{m^2}{\left(m \frac{F_x}{F_1} - 1\right)^2} \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2 - 1,$$

или

$$\lambda'_{\text{эж}} = \left(\frac{c_a}{c_0}\right)^2 \frac{q^2}{\left(m \frac{F_x}{F_1} - 1\right)^2} - 1. \quad (3.213)$$

При значительной разности скоростей активной и эжектируемой жидкостей их смешение начинается не в сечении среза сопла, а ниже по потоку. Под действием большой разности скоростей на границе между эжектируемой и активной жидкостями возникают микровихри. В этих вихрях давление падает до давления упругости паров. Активная струя покрывается вихревым слоем с давлением упругости паров, препятствующим перемешиванию жидкостей и передаче энергии от активной жидкости к эжектируемой. Торможение активного потока на границе с вихревым слоем приводит к уменьшению его средней скорости и к увеличению поперечного сечения. Последнее ведет к уменьшению проходного сечения эжектируемого потока и падению давления в нем. Сечение с минимальным давлением оказывается смещенным вниз по потоку относительно сечения, в котором расположено сопло.

Влияние разности скоростей на антикавитационные качества эжектора не проявляется при $c_a/c_x < 3 \div 8$ (см. работу [81]), и тогда расчет коэффициента кавитации можно проводить по формулам (3.212) и (3.213). При больших значениях отношения c_a/c_x коэффициент кавитации эжектора возрастает в соответствии с формулой, предложенной А. С. Пискуновым:

$$\lambda_{\text{эж}} = \lambda'_{\text{эж}} + k \left(\frac{c_x}{c_0}\right)^2, \quad (3.214)$$

где $k = \left(\frac{c_a}{c_x} - 1\right)^2 \left(0,006 - 0,0073 \sqrt{\lg \frac{c_a + c_x}{d_{1z}} - 4,8}\right)$;

d_{1z} — диаметр сопла в м. Формула (3.214) справедлива при $c_a/c_x \leq 35$; $5,12 \geq \lg \frac{c_a + c_x}{d_{1z}} \geq 4,8$.

Для завершения процесса передачи энергии от активной жидкости к эжектируемой длина камеры смешения должна быть равна $8 \div 10$ ее диаметрам.

Для сокращения длины камеры смешения и, следовательно, всей длины эжектора, применяют (см. работу [89]) многосопловые эжекторы (рис. 3.103) и эжекторы с кольцевым соплом (рис. 3.104).

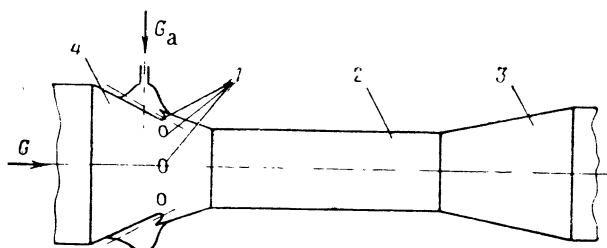


Рис. 3.103. Схема многосоплового эжектора:
1—сопла; 2—камера смешения; 3—диффузор; 4—конфузор

Уменьшение длины таких эжекторов по сравнению с длиной эжектора с одним круглым соплом можно определить из условия равенства поверхностей смешивания. Например, для многосоплового эжектора можно записать:

$$\pi d_{1z} z l'_{к.с} = \pi d_1 l_{к.с}, \quad (3.215)$$

где d_{1z} , z , $l'_{к.с}$ — соответственно диаметр одного сопла, число сопел и длина камеры смешения многосоплового эжектора;

d_1 , $l_{к.с}$ — соответственно диаметр сопла и длина камеры смешения односоплового эжектора.

Так как сумма площадей сопел многосоплового эжектора равна площади сопла односоплового эжектора, то можно записать:

$$d_{1z} = d_1 / \sqrt{z}. \quad (3.216)$$

Подставляя выражение (3.216) в (3.215), окончательно получим

$$l'_{к.с} = l_{к.с} / \sqrt{z},$$

т. е. длина многосоплового эжектора в \sqrt{z} раз меньше длины односоплового эжектора. Обычно $z = 10 \div 15$. Многосопловой эжектор и эжектор с кольцевым соплом приближенно можно

рассчитать, как односопловой эжектор с круглым соплом, понимая под f_1 сумму площадей выхода из сопел.

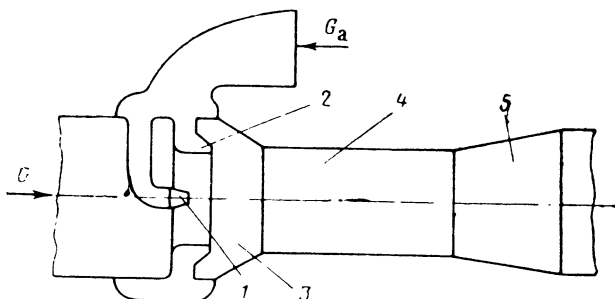


Рис. 3.104. Схема эжектора с кольцевым соплом:
1—сопло; 2—кольцевое сопло; 3—конфузор; 4—камера смешения;
5—диффузор

В некоторых случаях может оказаться целесообразным применение многоступенчатого эжектора (см. работу [114]).

Расчет эжектора

Целью расчета эжектора является определение требуемого расхода активной жидкости и геометрических размеров эжектора. Исходными данными обычно являются: Q , q , p_a , p_0 , p_n , c_0 , c_3 и требуемое повышение давления в эжекторе $\Delta p_{эж}^*$.

Расчет эжектора ведется в следующем порядке. По формуле (3.205) определяют скорость активного потока c_a . Можно принять при этом $\varphi = 0,92 \div 0,97$. Затем определяют требуемое относительное повышение давления

$$\overline{\Delta p_{эж}^*} = \frac{\Delta p_{эж}^*}{(\rho c_a^2 / 2)}. \quad \text{С помощью графика (см. рис. 3.102) определяют значение}$$

q и соответствующие им значения m , при которых обеспечивается напор $\overline{\Delta p_{эж}^*}$. Для нескольких из полученных значений q определяют расход активной жидкости $Q_a = Q/q$ и площадь сопла $f_1 = Q_a/c_a$; по m и f_1 находят эквивалентную площадь камеры смешения $F_{эжв} = m f_1$.

Задавая несколькими значениями отношения F_x/F_1 в диапазоне $1 \div 2$, определяют площадь сечения камеры смешения из соотношения $F_{эжв} = \frac{F_1}{2} \left(1 + \frac{F_x}{F_1} \right)$. Для каждого значения F_x/F_1 при выбранных значениях

q определяют отношение скоростей $\frac{c_a}{c_x} = \frac{m (F_x/F_1) - 1}{q}$, а затем $\lambda_{эж}$ — по

формуле (3.214) (при этом количеством сопел задаются). Значение $\lambda_{эж}$ используют для определения кавитационного падения давления $\Delta p_{срв}/q$ по формуле (3.210). Строят кривые зависимости $\Delta p_{срв}/q$ от q при выбранных значениях F_x/F_1 . Допустимая величина кавитационного падения давления определяется по исходным данным:

$$\left(\frac{\Delta p_{срв}}{q} \right)_{\text{доп}} = \frac{p_0 - p_n - \Delta p_{зап}}{q},$$

где $\Delta p_{зап}/Q = 10 \div 20$ дж/кг — запас по давлению, т. е. превышение заданного давления p_0 над срывным давлением $p_{срв}$.

По величине $(\Delta p_{срв}/Q)_{доп}$ и построенному графику $\Delta p_{срв}/Q = f(q, F_x/F_1)$ определяют значения q , соответствующие каждому из выбранных отношений F_x/F_1 . Следует окончательно принять то значение F_x/F_1 , при котором q будет наименьшим. По этому значению q и соответствующим ему значениям m и F_x/F_1 определяют следующие параметры рассчитываемого эжектора: Q_a , f_1 , F_1 , F_x , F_3 и $\Delta p_{эж}^*$.

Если $\Delta p_{эж}^*$ значительно отличается от необходимого, то надо повторить расчет, построив график, аналогичный приведенному на рис. 3.102, для отношения F_3/F_2 , близкого к полученному при расчете.

Длина камеры смещения определяется в зависимости от схемы эжектора. Длины конфузора и диффузора определяются их углами раскрытия. Для конфузора угол раскрытия не должен превышать $25 \div 30^\circ$, а для диффузора — $6 \div 10^\circ$.

3. 4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И ПОРЯДОК РАСЧЕТА НАСОСОВ ЖРД

3.4.1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА

Исходными данными для расчета насоса являются:

1) основные характеристики компонента топлива, перекачиваемого насосом, — его плотность, давление упругости паров и т. д. Эти характеристики приводятся в соответствующих справочниках и книгах (давление упругости паров некоторых компонентов топлив ЖРД можно определить в зависимости от температуры по рис. 3.84);

2) минимальное давление и максимальная температура компонента на входе в систему питания (эти данные задаются при проектировании ЖРД);

3) объемный расход компонента;

4) потребное давление на выходе из насоса.

Объемный расход определяется по тяге, удельной тяге и соотношению компонентов двигателя с помощью формул, приведенных в разд. 1. 1. Необходимое давление насоса определяется в зависимости от выбранной схемы системы питания (см. разд. 5.1).

Целью расчета является определение частоты вращения вала и размеров основных элементов: подвода, шнека, центробежного колеса и отвода, удовлетворяющих исходным данным и необходимым для проектирования насоса.

3.4.2. РАСЧЕТ НАСОСА ОКИСЛИТЕЛЯ

3. 4. 2. 1. Определение частоты вращения

Насосу окислителя, как правило, соответствует значительно больший объемный расход рабочего тела, чем насосу горючего. Поэтому: [см. формулу (3.165)] при прочих равных условиях (одинаковые значения $C_{срв}$ и $\Delta p_{срв}^*/Q$) насос окислителя способен работать без кавитационного срыва при меньшей частоте вращения, чем насос горючего. Отсюда следует, что частота вращения одновального ТНА должна определяться насосом окислителя.

Для повышения частоты вращения вала ТНА от насоса окислителя требуются более высокие антикавитационные качества, чем от насоса горючего. Поэтому при расчете насоса окислителя стремятся обеспечить возможно более высокое значение кавитационного коэффициента быстроходности $C_{срв}$. Для увеличения $C_{срв}$ надо стремиться к применению осевого подвода и к уменьшению диаметра втулки шнека. С этой точки зрения, целесообразно в ТНА располагать насос окислителя консольно (рис. 3.105). Подвод будет осевым, а диаметр втулки шнека будет минимальным, так как вал шнека не передает значительных крутящих моментов и его диаметр определяется из конструктивных соображений.

Если невозможно расположить насос окислителя консольно (например, в случае консольной предкамерной турбины, работающей на окислительном газе), то радиальный подвод жидкости к насосу окислителя следует осуществлять со стороны насоса горючего (рис. 3.106). В этом случае вал шнека насоса окислителя будет передавать только крутящий момент, соответствующий мощности насоса горючего. Если бы подвод осуществлялся со стороны турбины, то момент, передаваемый валом шнека окислителя, увеличился бы на величину момента, соответствующего насосу окислителя.

Обе рассмотренные схемы расположения насоса окислителя в ТНА (см. рис. 3.105 и 3.106) являются наиболее характерными. В зависимости от при-



Рис. 3.105. Схема турбонасосного агрегата с консольным расположением насоса окислителя:

1—насос окислителя; 2—насос горючего; 3—турбина

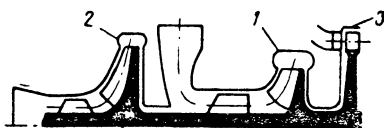


Рис. 3.106. Схема турбонасосного агрегата с консольным расположением насоса горючего:

1—насос окислителя; 2—насос горючего; 3—турбина

нятой схемы изменяется порядок определения частоты вращения насоса. Естественно, что в случае консольного расположения насоса окислителя возможная частота вращения будет больше.

Остановимся на определении частоты вращения вала насоса окислителя при его консольном расположении. В этом случае диаметр втулки шнека определяется конструктивными соображениями и обычно его относительная величина $\bar{d}_{вт} = d_{вт}/D_{ш}$ равна $0,15 \div 0,25$. Задаваясь значением $\bar{d}_{вт}$ в этих пределах, по графику, приведенному на рис. 3.90, для осевого подвода определяют максимально возможное значение кавитационного коэффициента быстроходности $(C_{срв})_{max}$ шнеко-центробежного насоса окислителя. Тогда частота вращения вала насоса окислителя определится на основании формулы (3.163):

$$\omega = \frac{(C_{срв})_{max} \left(\frac{\Delta p_{срв}^*}{Q} \right)^{3/4}}{298 Q^{1/2}}, \quad (3.217)$$

где $\frac{\Delta p_{срв}^*}{Q} = \frac{p_{вх}^* - p_{н} - \Delta p_{зап}}{Q}$ — соответствует минимальному давлению

на входе в насос и максимальной температуре окислителя ($\Delta p_{зап}$ — величина кавитационного запаса), а Q соответствует режиму максимальной тяги двигателя.

Одновременно с ω по выбранному значению $\bar{d}_{вт}$ определяют значения K_{D_3} и $K_{d_{вт}}$ с помощью графика, приведенного на рис. 3.90. По этим значениям K_{D_3} , $K_{d_{вт}}$ и по частоте вращения ω вычисляют геометрические размеры шнека D_3 , $d_{вт}$ и $D_{ш}$:

$$D_3 = 0,47 K_{D_3} \sqrt[3]{Q/\omega}; \quad d_{вт} = 0,47 K_{d_{вт}} \sqrt[3]{Q/\omega}; \quad D_{ш} = \sqrt{D_3^2 + d_{вт}^2}.$$

Рассмотрим случай неконсольного расположения насоса окислителя (см. рис. 3.106). Здесь диаметр втулки шнека насоса окислителя будет определяться с достаточной точностью мощностью, передаваемой валом шнека, рав-

ной мощности насоса горючего $N_{н. гор.}$. Мощность $N_{н. гор.}$ обычно известна из расчета баланса мощностей турбонасосного агрегата (этот вопрос будет подробно рассмотрен далее в разд. 5.1).

Для определения частоты вращения вала насоса окислителя нам потребуется значение коэффициента втулки шнека насоса $K_{d_{вт}}$. Определим это значение. Запишем:

$$K_{d_{вт}} = 2,13 \frac{d_{вт}}{\sqrt[3]{Q/\omega}}, \quad (3.218)$$

где $d_{вт}$ обычно составляет $1 \div 1,2$ от диаметра вала $d_{в}$:

$$d_{вт} = (1 \div 1,2) d_{в}. \quad (3.219)$$

Диаметр вала определится по мощности $N_{н. гор.}$:

$$d_{в} = \sqrt[3]{\frac{5,1 N_{н. гор.}}{\omega \tau_{доп}}}, \quad (3.220)$$

где $\tau_{доп}$ — допустимое напряжение на кручение. Для легированных сталей $\tau_{доп} = (10 \div 30) \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$.

Подставляя выражение (3.220) в формулу (3.218), получим

$$K_{d_{вт}} = (2,13 \div 2,56) \sqrt[3]{\frac{5,1 N_{н. гор.}}{Q \tau_{доп}}}. \quad (3.221)$$

Зная значение $K_{d_{вт}}$, по графику, приведенному на рис. 3.90, определяем $(C_{сра})_{\max}$ для случая неосевого подвода, а затем по формуле (3.217) находим частоту вращения вала насоса окислителя ω .

Одновременно с определением частоты вращения ω по значению $K_{d_{вт}}$ определяем значение K_{D_3} (см. рис. 3.90), а затем, зная ω , находим D_3 и $D_{ш}$.

3. 4. 2. 2. Применение насоса окислителя с двусторонним входом

Частота вращения ω , определенная по формуле (3.127), является частотой вращения одновального ТНА. По величине этой частоты вращения следует оценить массу ТНА (см. разд. 5.4). Если масса ТНА окажется выше допустимой, то для ее уменьшения следует увеличить частоту вращения вала ТНА. С этой целью следует оценить целесообразность применения колеса с двусторонним входом в насосе окислителя (см. рис. 3.96).

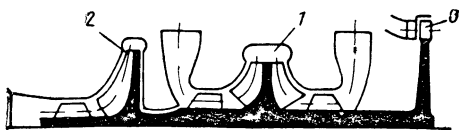


Рис. 3.107. Схема турбонасосного агрегата с насосом окислителя двустороннего входа (насосы окислителя и горючего расположены по одну сторону от турбины):

1—насос окислителя; 2—насос горючего; 3—турбина

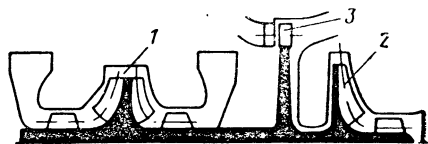


Рис. 3.108. Схема турбонасосного агрегата с насосом окислителя двустороннего входа (насосы окислителя и горючего расположены по разные стороны от турбины):

1—насос окислителя; 2—насос горючего; 3—турбина

В насосе окислителя с двусторонним входом (рис. 3.107 и 3.108) наибольший диаметр втулки должен иметь шнек, расположенный ближе к турбине. Если насосы окислителя и горючего расположены по одну сторону от турбины (см. рис. 3.107), то вал этого шнека передает мощность, равную суммарной мощности насосов (мощность турбины). Если же насосы расположены по разные стороны от турбины (см. рис. 3.108), то через вал шнека передается мощность насоса окислителя. Подвод к шнеку будет радиальным.

Значение $(C_{срв})_{\max}$ насоса окислителя с двусторонним входом определяют по значению $K_{d_{вт}}$ с подстановкой соответствующих мощностей и объемного расхода, равного половине расхода через насос [см. формулу (3.221)].

Частоту вращения ω находят по формуле (3.217), в которой объемный расход Q также равен половине расхода через насос. Как правило, диаметры втулок обоих шнеков делают одинаковыми.

3.4.2.3. Применение бустерного насоса

В том случае, если применение насоса с двусторонним входом не дает желаемого снижения массы ТНА, необходимо применить бустерный насос в системе питания двигателя окислителем. Тогда частота вращения основного вала ТНА определится из выражения (3.192), в котором кавитационный коэффициент быстроходности системы питания $C_{с.п}$ выбирается в зависимости от типа бустерного насоса (см. разд. 3.3.8.1) в пределах 8000–15000.

Кавитационный коэффициент быстроходности основного насоса окислителя $(C_{срв})_{\max}$ и соответствующие ему значения $K_{D_э}$ и $K_{d_{вт}}$ определяются так же, как было изложено выше для случая отсутствия бустерного насоса. Надо только иметь в виду, что если в качестве бустерного насоса используется эжектор, то расход через насос окислителя возрастет на величину расхода активной жидкости на эжектор (обычно на 8–12%).

По значениям ω , $K_{D_э}$ и $K_{d_{вт}}$ определяют размеры шнека $D_э$, $d_{вт}$, $D_{ш}$. По величине $(C_{срв})_{\max}$ определяется необходимое давление на входе в основной насос [см. формулы (3.141) и (3.163)], а затем и необходимый напор бустерного насоса — по формуле (3.196).

В случае применения бустерного насоса, с целью упрощения конструкции и уменьшения массы ТНА, основной насос выполняется с односторонним входом.

3.4.2.4. Расчет шнека

При определении частоты вращения вала насоса окислителя ω стали известны наружный диаметр шнека $D_{ш}$ и диаметр втулки шнека $d_{вт}$. Выясним, следует ли делать шнек выставным.

Выставной шнек ($D_{ш} > D_0$) (см. рис. 3.91) целесообразно применять тогда, когда при невыставном шнеке отношение диаметров центробежного колеса D_1/D_2 превышает 0,55. Применение выставного шнека позволит снизить значение отношения D_1/D_2 центробежного колеса и, таким образом, даст возможность повысить к. п. д. насоса (см. разд. 3.1.1.5).

Определим отношение D_1/D_2 с помощью формул (3.5) и (3.59) путем нескольких приближений. Коэффициент быстроходности насоса n_s^* найдем из формулы (2.179). Значение φ можно принять равным 0,85, а $q = 0 \div 0,2$. Если получим $D_1/D_2 > 0,55$, то остановимся на выставном шнеке.

На основании конструктивных соображений может оказаться нецелесообразным применять выставной шнек. Тогда с целью уменьшения отношения D_1/D_2 следует рассмотреть возможность уменьшения диаметра шнека $D_{ш}$. При этом в случае отсутствия бустерного преднасоса, чтобы не уменьшать частоту вращения ω , надо попытаться оставить то же значение $(C_{срв})_{\max}$ путем уменьшения угла атаки и увеличения шага шнека на выходе. Если в системе предусматривается установка бустерного насоса, то падение коэффициента $C_{срв}$, вызываемое уменьшением $D_{ш}$, не приведет к уменьшению

частоты вращения ω , а повысит потребный напор бустерного насоса и увеличит затраты энергии на его привод.

При выставном шнеке коэффициент диаметра входа в колесо K_{D_0} определим из выражения (3.59), принимая $D_1/D_2 = 0,5 \div 0,55$. Если вход в колесо окажется сильно зауженным, следует принять несколько большее значение D_1/D_2 . По K_{D_0} найдем диаметр входа в колесо D_0 . Средний диаметр входных кромок лопаток колеса $D_1 = \varphi D_0$.

Задавшись отношением площадей выхода из шнека и входа в колесо χ [см. формулу (3.172)] в диапазоне $0,65 \div 0,8$, определим ширину колеса на выходе

$$b_1 = \frac{D_{\text{э.кол}}^2}{4D_1\chi}, \quad (3.222)$$

где $D_{\text{э.кол}} = D_0^2 - d_{\text{вт}}^2$ — эквивалентный диаметр входа в колесо.

По формуле (3.173) определим коэффициент кавитации $\lambda_{\text{срв.ц}}$ центробежного колеса, а затем из условия (3.175) работы центробежного колеса без кавитационного срыва найдем шаг шнека на выходе, после чего определим шаг шнека на входе (см. разд. 3.3.7).

После определения шага шнека необходимо проверить, имеет ли рассчитанный шнек необходимые антикавитационные качества, т. е. надо убедиться в том, что обеспечиваемое шнеком значение кавитационного коэффициента быстроходности $C_{\text{срв}}$ не меньше $(C_{\text{срв}})_{\text{max}}$, заложенного в расчет частоты вращения вала насоса. С этой целью надо определить угол атаки на входе в шнек на наружном диаметре, а затем — коэффициент кавитации шнека $\lambda_{1\text{срв}}$ по формуле (3.152) (если $c_{12}/u_{1\text{н}} < 0,06 \div 0,08$, то $\lambda_{1\text{срв}}$ определяется по рис. 3.87). По $\lambda_{1\text{срв}}$ определим величину $\Delta p_{\text{срв}}^*/\rho$ [см. формулу (3.157)], которую используем для определения значения $C_{\text{срв}}$ по формуле (3.163).

Если $C_{\text{срв}}$ окажется меньше $(C_{\text{срв}})_{\text{max}}$ более, чем на 5%, то следует уменьшить угол атаки на входе в шнек путем уменьшения входного шага шнека s_1 ; а для того чтобы не нарушалось условие бесрывной работы центробежного колеса, шаг на выходе s_2 надо увеличить. Можно обойтись уменьшением значения χ [см. формулу (3.172)], оставляя шаг на выходе неизменным при уменьшении шага на входе.

После определения шагов шнека s_1 и s_2 выбирается число лопаток и определяется осевая длина шнека (см. разд. 3.3.7). При этом углами подрезки шнека θ_1 и θ_2 (см. разд. 3.91) задаемся в пределах, указанных в разд. 3.3.7. Профилирование входной кромки лопатки шнека и профилирование поперечного сечения лопатки проводится по рекомендациям, изложенным в разд. 3.3.7.

3.4.2.5. Расчет центробежного колеса

Размеры колеса D_0 , D_1 и b_1 определились при расчете шнека. Угол лопаток колеса на входе $\beta_{1\text{л}}$ можно определить по углу потока β_1 :

$$\beta_{1\text{л}} = \beta_1 + i_{\text{кол}},$$

где $i_{\text{кол}}$ — угол атаки на входе в колесо на диаметре D_1 . Опыт показывает (см. работы [87, 102]), что угол атаки можно принимать равным $10 \div 15^\circ$:

$$\text{tg } \beta_1 = \frac{c_{1m\text{ц}}}{u_1}; \quad c_{1m\text{ц}} = \frac{Q}{\pi D_1 b_1}; \quad u_1 = \omega \frac{D_1}{2}.$$

В первом приближении определим наружный диаметр колеса D_2 . Потребный напор насоса H определится по формуле (1.10). В зависимости от требуемого вида напорной и мощностной характеристик насоса (см. рис. 3.54 и 3.60) выберем значение расходного параметра насоса q_p . Выбрав q_p , определим коэффициент напора \bar{H} по формуле (3.3); отношение D_1/D_2 принимаем

близким к принятому в процессе расчета шнека. Зная H и \bar{H} , найдем D_2 по формуле

$$D_2 = \frac{2}{\omega} \sqrt{H/\bar{H}}. \quad (3.223)$$

При найденном значении D_2 можно приступить к определению угла лопаток колеса на выходе $\beta_{2л}$ и ширины колеса b_2 . Опыт показывает, что ширину колеса b_2 необходимо выбирать достаточно большой, чтобы на выходе из колеса не произошло смыкания пограничных слоев на внутренних поверхностях дисков колеса. С этой целью следует принимать отношение площадей

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{D_1 b_1 \sin \beta_{1л}}{D_2 b_2 \sin \beta_{2л}} = 0,6 \div 1. \quad (3.224)$$

Из формулы (3.224) имеем следующую связь между b_2 и $\beta_{2л}$:

$$b_2 = \frac{D_1 b_1 \sin \beta_{1л}}{D_2 F_1 / F_2} \frac{1}{\sin \beta_{2л}}. \quad (3.225)$$

Другая связь между b_2 и $\beta_{2л}$ может быть найдена из выражения для расходного параметра q_p :

$$b_2 = \frac{Q}{\pi u_2 D_2 q_p \operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (3.226)$$

Приравнивая правые части уравнений (3.225) и (3.226), получим формулу для определения угла $\beta_{2л}$:

$$\cos \beta_{2л} = \frac{\pi u_2 D_1 b_1 q_p \sin \beta_{1л}}{(F_1 / F_2) Q}. \quad (3.227)$$

Полученное по формуле (3.227) значение $\beta_{2л}$ округляется до целых градусов. Ширина b_2 определяется по формуле (3.225). Если $\beta_{2л}$ принят равным 90° , то при определении b_2 по формуле (3.225) следует принимать отношение F_1 / F_2 по нижнему рекомендуемому пределу. Число лопаток колеса принимается равным $6 \div 12$. Если при вычерчивании межлопаточного канала колеса выяснится, что вход сильно загроможден, то следует уменьшить число лопаток, введя дополнительные короткие лопатки, начинающиеся на диаметре D_1 корот. лоп $> D_1$.

После проведения указанных расчетов следует окончательно уточнить наружный диаметр колеса. По найденному в первом приближении значению D_2 находим отношение D_1 / D_2 и определяем гидравлический к. п. д. насоса η_p по формуле (3.31). Затем вычисляем теоретический напор насоса $H_T = H / \eta_p$. Зная D_1 / D_2 , z и $\beta_{2л}$, по графикам, приведенным на рис 3.11—3.13, определяем коэффициент влияния конечного числа лопаток k_z . По k_z находим теоретический напор при бесконечном числе лопаток:

$$H_{T\infty} = H_T / k_z.$$

Основываясь на формуле (3.2), можно найти окружную скорость на наружном диаметре колеса:

$$u_2 = \sqrt{\frac{H_{T\infty}}{1 - q_p}} \quad (3.228)$$

и

$$D_2 = 2u_2 / \omega. \quad (3.229)$$

Из соображений прочности величина u_2 не должна превышать $400 \div 450$ м/сек. Обычно в насосах ЖРД (кроме водородных) окружная скорость заметно меньше предельной величины. Если по расчету получилось значение

$u_2 > 400 \div 450$ м/сек, то насос следует выполнять многоступенчатым (см. работу [107]). Число ступеней определяется из того условия, чтобы окружная скорость ступени $u_{2 \text{ ступ}}$ не превышала указанного предела.

Максимально допустимый напор ступени можно найти на основании уравнения (3.3). При $q_p = 0$ и $D_n/D_2 \leq 0,55$ он составляет

$$(H_{\text{ступ}})_{\text{max}} = (10 \div 15) \cdot 10^4 \text{ [дж, кг]}. \quad (3.230)$$

Полученное по формулам (3.228) — (3.229) значение D_2 следует сравнить с исходной величиной; если разница превышает $2 \div 5\%$, то следует сделать еще одно приближение. По окончательно полученному значению D_2 надо уточнить ширину b_2 .

3.4.2.6. Расчет отвода

Спиральный отвод (см. рис. 3.18) и отвод с кольцевым лопаточным диффузором (см. рис. 3.19) рассчитывают с помощью соотношений, приведенных в разд. 3.1.1.4.

При умеренных давлениях насосы выполняют со спиральными отводами. Спиральный отвод можно выбирать с прямоугольным сечением (см. разд. 3.1.1.4). В результате расчета спирального отвода определяется ширина спирального сборника, площадь входа в конический диффузор [см. формулу (3.23)], площади поперечных сечений [см. формулу (3.24)] и радиусы спирали [см. формулу (3.26)]. По допустимой скорости на выходе из насоса определяются площадь и диаметр выхода из конического диффузора.

Отвод с кольцевым лопаточным диффузором выбирают при больших давлениях — для увеличения прочности отвода. При расчете определяют ширину лопаточного диффузора, его наружный диаметр, углы лопаток на входе и на выходе. Затем профилируют лопатки отвода. Спиральный сборник отвода с кольцевым лопаточным диффузором рассчитывают по тем же соотношениям, которые используются в случае спирального отвода, но по параметрам потока на выходе из лопаточного диффузора [например, вместо $c_{2н}$ в формулу (3.23) следует подставлять закрутку потока на выходе из лопаточного диффузора и т. д.].

3.4.2.7. Расчет энергетических характеристик насоса

Универсальные энергетические характеристики насоса H/ω^2 , N_n/ω^3 , $\eta_n = f(Q/\omega)$ рассчитывают с помощью формул (3.82), (3.63) и (3.90) по напору, к. п. д., расходу и частоте вращения, соответствующим расчетному режиму.

Поле характеристик H , $\eta_n = f(Q)$ при $\omega = \text{const}$ определяют по формулам (3.83) и (3.91). Расчетные соотношения справедливы для $\omega \geq 0,5 \omega_p$ (см. разд. 3.1.4.3). Если насос проектируется со спиральным отводом, то по указанным формулам можно рассчитать энергетические характеристики в широком диапазоне изменения расхода $Q/\omega = (0 \div 1,4) (Q/\omega)_p$. Для насоса с отводом, имеющим кольцевой лопаточный диффузор, формулы (3.82), (3.83), (3.90) и (3.91) следует применять в узком диапазоне $Q/\omega = (0,7 \div 1,2) (Q/\omega)_p$.

3.4.3. РАСЧЕТ НАСОСА ГОРЮЧЕГО

3.4.3.1. Выбор типа насоса

В том случае, когда турбонасосный агрегат не одновальный или если насос горючего имеет свой привод, частота вращения вала насоса горючего определяется так же, как и частота вращения вала насоса окислителя (см. разд. 3.4.2.1).

При расчете одновального ТНА частота вращения вала насоса горючего является известной из расчета насоса окислителя. Тогда потребное значение кавитационного коэффициента быстроходности для насоса горючего ($C_{срв}$)_{потр} определится по частоте вращения. Для насоса с односторонним входом эта

величина определяется формулой (3.163). Если окажется, что $(C_{срв})_{потр}$ не превышает 3500–4000, то насос можно проектировать с односторонним входом. В том случае, если $(C_{срв})_{потр}$ превышает указанную величину, следует остановиться на расчете насоса с двусторонним входом.

При двустороннем входе в формулу (3.163) подставляется расход, уменьшенный в два раза. Если же окажется, что $(C_{срв})_{потр}$ двухст превышает 3500–4000, то необходимо применить в системе питания двигателя горючим бустерный насос, а основной насос горючего для упрощения конструкции делают с односторонним входом. В зависимости от того, какой из этих трех случаев рассматривается, будет меняться порядок расчета шнека.

3.4.3.2. Расчет шнека насоса с односторонним входом

Как и в случае насоса окислителя (см. разд. 3.4.2), в зависимости от расположения насоса горючего в ТНА меняется тип подвода. Кроме того, диаметр вала шнека может или определяться передаваемым моментом, или выбираться из конструктивных соображений. В первом случае по формулам (3.219) — (3.220) оценивается диаметр втулки шнека, а по формуле (3.218) — коэффициент $K_{d_{вт}}$. По величине $(C_{срв})_{потр}$ и по $K_{d_{вт}}$ с помощью рис. 3.89 определяется коэффициент $K_{D_э}$, а затем $D_э$ и $D_{ш}$.

Во втором случае, когда диаметр втулки выбирается из конструктивных соображений, можно принять $\bar{d}_{вт} = 0,15 \div 0,25$. Из рис. 3.89, используя величину $(C_{срв})_{потр}$, следует найти значения $K_{D_э}$, соответствующие $K_{d_{вт}} = 0; 2;$

4, и определить соответствующие значения $\bar{d}_{вт} = \frac{K_{d_{вт}}}{\sqrt{K_{D_э}^2 + K_{d_{вт}}^2}}$. Для выбран-

ного в диапазоне 0,15–0,25 значения $\bar{d}_{вт}$ определяют $K_{d_{вт}}, K_{D_э}$, а затем $D_э, D_{ш}, d_{вт}$. После определения основных геометрических размеров шнека ($D_{ш}, d_{вт}$) расчет шнека насоса горючего производят так же, как и расчет шнека насоса окислителя (см. разд. 3.4.2.4).

3.4.3.3. Расчет шнека насоса с двусторонним входом

В зависимости от расположения насоса горючего с двусторонним входом, как и в случае насоса окислителя, определяется передаваемая валом шнека мощность. По мощности с помощью соотношений (3.218), (3.219) и (3.220) определяют величину $K_{d_{вт}}$. По рис. 3.89, зная $(C_{срв})_{потр}$ двухст и $K_{d_{вт}}$, определяют $K_{D_э}$, а затем $D_э$ и $D_{ш}$. Дальнейший расчет шнека ведется так же, как и расчет шнека насоса окислителя (см. разд. 3.4.2.4).

3.4.3.4. Расчет шнека насоса горючего при применении бустерного насоса в системе питания

Для того чтобы уменьшить необходимый напор бустерного насоса и таким образом сократить необходимую на его привод затрату энергии, следует проектировать основной шнеко-центробежный насос с наилучшими антикавитационными качествами [см. формулу (3.196)].

В зависимости от того, передает шнек насоса горючего значительную мощность или нет, определяют $K_{d_{вт}}$ по формулам (3.218) — (3.219) или выбирают $\bar{d}_{вт}$ в диапазоне 0,15–0,25. По $K_{d_{вт}}$ или $\bar{d}_{вт}$ с помощью рис. 3.89 определяют $(C_{срв})_{шак}$ и соответствующее значение $K_{D_э}$. Затем по известной величине ω и по $K_{D_э}$ определяют $D_э, D_{ш}, d_{вт}$. Далее расчет шнека насоса горючего ведут так же, как и расчет шнека насоса окислителя.

3.4.3.5. Расчет центробежного колеса, отвода и энергетических характеристик насоса горючего

Расчет центробежного колеса насоса горючего, отвода и расчет его энергетических характеристик проводятся так же, как и для насоса окислителя (см. разд. 3.4.2.5—3.4.2.7).

3.4.3.6. Особенности расчета водородных насосов

Малая плотность водорода и заметная зависимость ее от давления и температуры обуславливают особенности расчета водородных насосов. При давлениях на выходе из насоса 200÷300 бар потребные напоры насоса составляют $(300\div400) \cdot 10^3$ дж/кг. Поэтому водородные насосы для ЖРД, как правило, приходится делать центробежными, многоступенчатыми. Для упрощения конструкции первые ступени выполняют с односторонним входом. При больших тягах увеличивается объемный расход водорода через насос и применение центробежных насосов может оказаться нецелесообразным, так как они получают весьма громоздкими. Ввиду этого при больших объемных расходах жидкого водорода может оказаться целесообразным применение осевых многоступенчатых насосов.

Для уменьшения числа ступеней водородного насоса частота вращения вала насоса должна быть возможна большей. Повышение частоты вращения лимитируется прочностью колеса. По условиям прочности окружная скорость на наружном диаметре колеса не должна превышать 400÷450 м/сек. Для уменьшения давления в баке ракеты или для уменьшения величины потребного напора бустерного насоса (если в системе предусматривается установка бустерного насоса) первая ступень насоса должна выполняться со шнеком.

Исходные данные для расчета водородного насоса те же, что и для расчета насосов, работающих на обычных компонентах топлива (см. разд. 3.4.1); та же и цель расчета. Только при расчете водородного насоса появляется необходимость в определении температуры и плотности водорода на выходе из насоса для расчета последующих агрегатов двигателя. Так как водород является жидкостью с заметной сжимаемостью, то температура и плотность водорода на выходе из насоса могут значительно отличаться от их значений на входе.

В связи с незначительным изменением давления и температуры во входной части насоса при расчете на кавитацию плотность и температура принимаются равными заданным на входе в насос. В настоящее время отсутствуют достоверные способы учета положительного влияния термодинамических свойств жидкого водорода на антикавитационные качества насоса. Поэтому расчет на кавитацию ведется без учета этого влияния — ожидаемое улучшение антикавитационных свойств идет в запас.

Особенность расчета водородного насоса состоит в учете сжимаемости водорода при определении напора насоса, необходимого для обеспечения заданного давления на выходе из насоса.

Напор водородного насоса (при $c_{вх} = c_{вых}$) как насоса, работающего на сжимаемом рабочем теле (см. разд. 2.14), определяется по формуле

$$H_{н.л} = H = \int_{p_{вх}}^{p_{вых}} v dp = \int_{p_{вх}}^{p_{вых}} \frac{dp}{\rho}. \quad (3.231)$$

Если бы потери в насосе отсутствовали, то процесс в насосе был бы адиабатическим (рассматриваем насос, теплоизолированный от окружающей среды). Адиабатический процесс изобразится в координатах $p-v$ линией 1—2_{ад} (см. рис. 2.93). При наличии потерь процесс сжатия будет политропическим — линия 1—2 на рис. 2.93 (линия 1—2 на рис. 2.92 характеризует процесс повышения давления несжимаемой жидкости). Характер протекания политропы

сжатия зависит от величины потерь в насосе. С уменьшением потерь политропа приближается к адиабате (с увеличением потерь удельный объем увеличивается).

Таким образом, увеличение удельного объема водорода в связи с подводом тепла потерь компенсируется уменьшением объема вследствие его сжимаемости. Поэтому даже при значительном увеличении давления плотность жидкого водорода может измениться незначительно. Исходя из того, что удельный объем и плотность меняются не сильно, для определения напора можно применить формулу (1.11), предназначенную для определения напора несжимаемой жидкости:

$$H = \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}}{\rho_{\text{ср}}}, \quad (3.232)$$

где $\rho_{\text{ср}} = \frac{\rho_{\text{вых}} + \rho_{\text{вх}}}{2}$ — средняя массовая плотность.

Формулой (3.232) будем пользоваться при определении напора водородного насоса.

Число ступеней насоса z определится потребным напором насоса H и допустимой величиной напора ступени $(H_{\text{ступ}})_{\text{max}}$ [см. формулу (3.230)]:

$$z = H / (H_{\text{ступ}})_{\text{max}},$$

где z округляется до целого числа. Так как при этом параметры водорода на выходе не известны, то, полагая в первом приближении $\rho_{\text{ср}} = \rho_{\text{вх}}$, из формулы (3.232) получим

$$H = \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}}{\rho_{\text{вх}}}. \quad (3.233)$$

Напор ступени по принятому z определится следующим образом:

$$H_{\text{ступ}} = \frac{H}{z}. \quad (3.234)$$

По напору ступени $H_{\text{ступ}}$ и известной из расчета на кавитацию величине частоты вращения ω определим коэффициент быстроходности ступени:

$$n_s^* = 193,3\omega \frac{\sqrt{Q}}{H_{\text{ступ}}^{3/4}}, \quad (3.235)$$

где принимаем, что

$$Q = G / \rho_{\text{вх}}. \quad (3.236)$$

По коэффициенту быстроходности n_s^* , принимая $K_{D0} = 5,2 \div 6,5$, с помощью зависимостей, приведенных на рис. 3.38 и 3.39, и формулы (3.62) оценим к. п. д. насоса $\eta_n = \eta_{\text{ступ}}$ и определим мощность насоса:

$$N_n = \frac{GH}{\eta_n}.$$

Мощность насоса определяет повышение энтальпии жидкости в насосе:

$$\Delta i = i_{\text{вых}} - i_{\text{вх}} = \frac{N_n}{G} = \frac{H}{\eta_n}. \quad (3.237)$$

Отложим в i — s -диаграмме [i — s -диаграмма жидкого водорода (пара-водород), заимствованная из работы [111], представлена на рис. 3.109, см. вклейку] от точки 1 (рис. 3.110), характеризующей параметры водорода на входе в насос, величину Δi . Пересечение прямой $i_{\text{вых}} = \text{const}$ с изобарой $P_{\text{вых}} = \text{const}$ дает точку 2, определяющую параметры на выходе из насоса. Зная $\rho_{\text{вых}}$, можно уточнить напор насоса по формуле (3.232), а затем — число ступеней и напор, проходящийся на одну ступень.

Расчет первой ступени водородного насоса проводится так же, как это делается для обычных насосов (см. разд. 3.4.3). Размеры последующих ступеней принимаются такими же, как размеры первой ступени, за исключением диаметра входа в колесо. Так как диаметр входа в колесо первой ступени определяется исходя из условий обеспечения необходимых антикавитационных качеств, то диаметр последующих ступеней может быть принят меньше

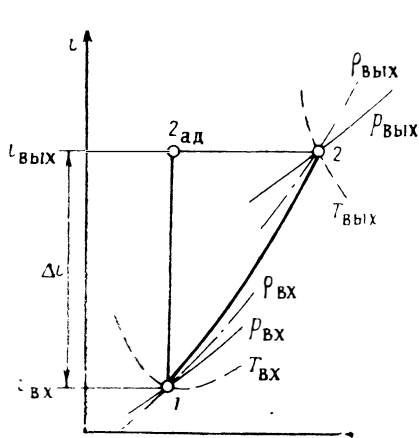


Рис. 3.110. Изображение процесса в водородном насосе в i - s -диаграмме

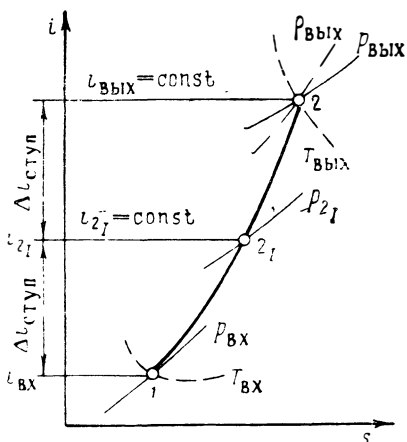


Рис. 3.111. Изображение процесса в двухступенчатом водородном насосе в i - s -диаграмме

($K_{D_0} = 3,5 \div 4,5$). Это несколько уменьшит потери в последующих ступенях в основном за счет расходных потерь. Остальные потери и напор не должны измениться, так как относительный диаметр \overline{D}_1 первой ступени водородного насоса не превышает значений, после которых падают гидравлический к. п. д. и коэффициент K_z . С достаточной степенью точности можно положить, что к. п. д. и напор для последующих ступеней насоса будут такими же, как и соответствующие величины для первой ступени.

В итоге расчета следует проверить, обеспечивает ли насос заданное давление и какие температуру и плотность имеет водород на выходе из насоса. Для этого надо подсчитать повышение энтальпии водорода в ступени:

$$\Delta i_{\text{ступ}} = H_{\text{ступ}} / \eta_{\text{ступ}}$$

Отложим эту величину от точки 1 (вход в насос, вход в первую ступень) (рис. 3.111). Точка, соответствующая состоянию водорода на выходе из первой ступени, должна находиться на линии $i_{2_1} = \text{const}$. Задаваясь несколькими значениями давления на этой линии, находим такое давление p_{2_1} , при котором удовлетворяется равенство (3.232), записанное для ступени. Это и будет давление на выходе из первой ступени. Кривая $1-2_1$ является политропой сжатия водорода в первой ступени при равномерном подводе тепла потерь в процессе сжатия.

Аналогичным образом определяются параметры водорода на выходе из последующих ступеней. Точка, соответствующая выходу из последней ступени, определит давление $p_{\text{вых}}$, температуру и плотность водорода на выходе из насоса (на рис. 3.111, построенном для двухступенчатого насоса, это будет точка 2). Если давление $p_{\text{вых}}$ отличается от заданного более, чем на 5%, расчет водородного насоса следует повторить, используя полученную величину плотности водорода на выходе из насоса.

3.4. ПРИМЕР РАСЧЕТА НАСОСА

Рассмотрим расчет насоса ЖРД на примере насоса шнеко-центробежного окислителя. Предположим, что насос окислителя предназначается для ТНА с предкамерной турбиной, работающей на окислительном газе. Тогда насос окислителя следует располагать по схеме, показанной на рис. 3.107, ближе к турбине.

При такой схеме подвод компонента к насосу нельзя выполнить осевым. Выберем кольцевой входной патрубок. В связи с тем, что потребный напор насоса (см. п. 10 в табл. 3.2) меньше максимально допустимого на одну ступень [см. формулу (3.230)], насос можно выполнить одноступенчатым.

Из соображений простоты конструкции и уменьшения массы выберем насос с односторонним входом.

В табл. 3.2 приведены исходные данные для расчета и расчетные величины. На рис. 3.112 представлена проточная часть рассчитанного насоса, вычерченная на основании полученных расчетных величин. Там же для рассчитанного насоса приведены треугольники скоростей и энергетические характеристики.

Таблица 3.2

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Размерность	Числовая величина	Примечание
1	2	3	4	5	6	7
I. Исходные данные						
1	Рабочее тело насоса-четыреокись азота (окислитель)	—	—	—	—	—
2	Массовый расход компонента через насос	G	—	$кг/сек$	42	—
3	Полное давление подачи	$p_{в\text{ых}}^*$	—	$бар$	240	—
4	Минимальное полное давление на входе в насос	$p_{в\text{х}}^*$	—	$бар$	4	—
5	Максимальная температура компонента на входе	$T_{в\text{х макс}}$	—	$^{\circ}К$	333	—
6	Плотность компонента	ρ	—	$кг/м^3$	1400	—
7	Давление паров при $T = 333^{\circ} К$	$p_{п}$	—	$бар$	2,28	—
8	Кинематическая вязкость компонента	ν	—	$м^2/сек^2$	$5 \cdot 10^{-6}$	—
II. Расчетные величины						
9	Объемный расход компонента	Q	(1.6)	$м^3/сек$	0,03	—
10	Потребный напор насоса	H	(1.9)	$дж/кг$	16 800	—

1	2	3	4	5	6	7
	<i>а) Определение частоты вращения и расчет шнека</i>					
11	Кавитационный запас по давлению на входе в насос	$\Delta p_{\text{зап}}$	—	<i>бар</i>	0,28	Задаемься
12	Допустимое кавитационное падение полного давления	$\Delta p_{\text{срв}}^*$	(3. 142)	<i>бар</i>	1,44	—
13	Мощность насоса горючего	$N_{\text{н.г.р}}$	—	<i>вт</i>	$1000 \cdot 10^3$	Определяется при расчете ТНА (см. разд.5.1)
14	Коэффициент втулки шнека	$K_{d_{\text{вт}}}$	(3. 221)	—	2,67	Задаемься $\frac{d_{\text{вт}}}{d_{\text{в}}} = 1,2$
15	Максимально достижимая величина кавитационного коэффициента быстроходности	$(C_{\text{срв}})_{\text{max}}$	—	—	3840	Определяется по рис. 3. 90
16	Коэффициент эквивалентного диаметра шнека	$K_{D_{\text{э}}}$	—	—	7,5	Определяется по рис. 3. 90
17	Частота вращения насоса	ω	(3. 217)	<i>сек⁻¹</i>	2410	—
18	Коэффициент быстроходности	n_s	(2. 179)	—	54	—
19	Расходный параметр насоса	q_p	—	—	0,05	Задаемься исходя из вида напорной характеристики (см. рис. 3. 54) Обычно $0 < q_p < 0,2$
20	Диаметр втулки шнека	$d_{\text{вт}}$	(3. 218)	<i>м</i>	0,03	—
21	Эквивалентный диаметр шнека	$D_{\text{э}}$	—	<i>м</i>	0,0816	См. формулы в разд. 3. 3. 7
22	Наружный диаметр шнека	$D_{\text{ш}}$	—	<i>м</i>	0,086	То же
23	Коэффициент наружного диаметра шнека	$K_{D_{\text{ш}}}$	—	—	8	„
24	Средний диаметр шнека	$D_{\text{ср}}$	—	<i>м</i>	0,058	См. п. 20 и 22
25	Скорость на входе в шнек	c_{1z}	(2. 3)	<i>м, сек</i>	5,9	Орентировочно определяется τ_p по рис.

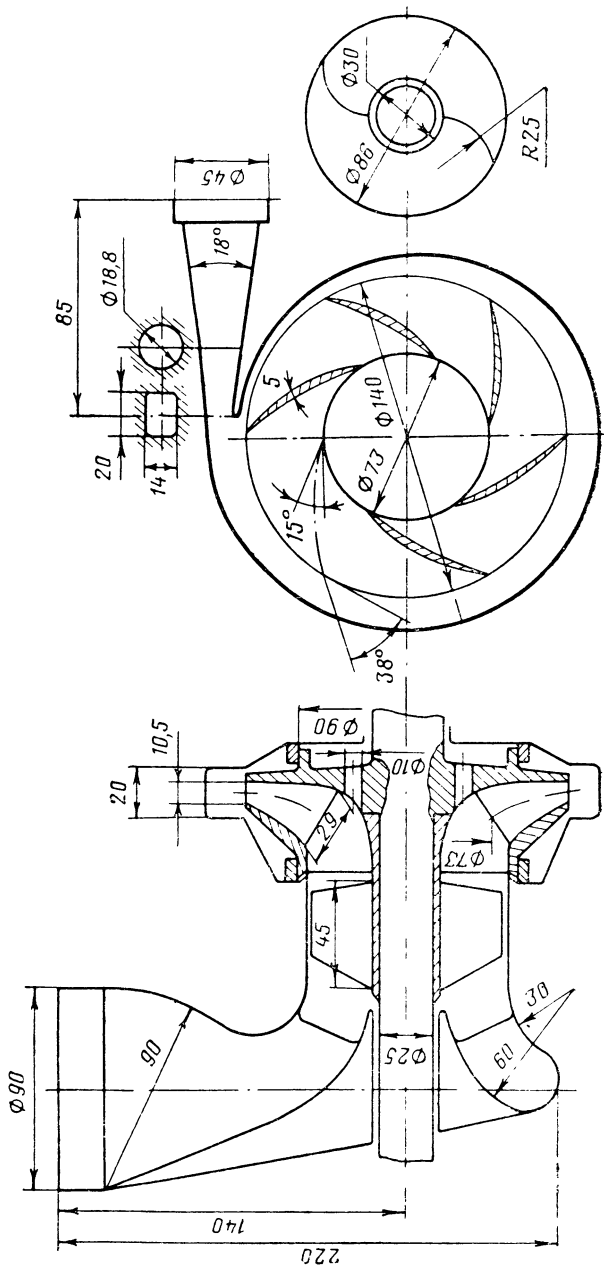
1	2	3	4	5	6	7
26	Окружная скорость на периферии шнека	u_{Π}	(2. 1)	<i>м/сек</i>	108	—
27	Отношение скоростей	$c_{1z}'u_1$	—	—	0,054	—
28	Коэффициент диаметра входа в центробежное колесо	K_{D_0}	—	—	8	Задаемься $K_{D_0} = K_{D_{\text{ш}}}$ ($D_0 = D_{\text{ш}}$)
29	Отношение диаметров центробежного колеса (в первом приближении)	D_1'/D_2	(3. 5) и (3. 59)	—	0,52	Задаемься $\varphi = 0,85$
30	Вид шнека—вставной ($D_0 = D_{\text{ш}}$)	—	—	—	—	$D_1'/D_2 < 0,55$ (см. разд. 3. 4. 2. 4)
31	Г'отери в подводном патрубке	$\frac{\Delta p_{\text{подв}}^*}{Q}$	(2. 199)	<i>дж'кг</i>	21	Задаемься $\xi_{\text{подв}} = 1,3$
32	Допустимое кавитационное падение полного давления на входе в шнек	$\Delta p_{1\text{сфв}}^*$	(3. 155)	<i>бар</i>	1,15	Полагаем $m = 1$
33	Коэффициент кавитации центробежного колеса	$\lambda_{\text{срв.ц}}$	(3. 173)	—	0,117	Задаемься $\delta/r_0 = 0,615$ $\chi = 0,75$
34	Отношение скоростей на выходе из шнека на периферии	$\frac{c_2 u_{\Pi}}{u_2}$	(3. 175)	—	0,16	Задаемься $\eta_{\text{р.ш.п}} = 0,4;$ $D_1'/D_{\text{ш}} = 1$
35	Угол лопаток на периферии шнека (в первом приближении)	$\beta_{\text{л.п}}$	(3. 176)	—	3°39'	Принимаем $s_1 = s_2 = s$
36	Угол входа потока на периферии	$\beta_{\text{ш}}$	—	—	3°02'	Из входного треугольника скоростей
37	Угол атаки	i_{Π}	—	—	2°	Задаемься, так как по рас'ету угол слишком мал, $i_{\Pi} = 37'$ [см. формулу (3. 179)]
38	Угол лопаток шнека на периферии (уточненный)	$\beta_{\text{л.п}}$	(3. 179)	—	5°02'	—
39	Шаг шнека	s	(3. 181)	<i>м</i>	0,024	—

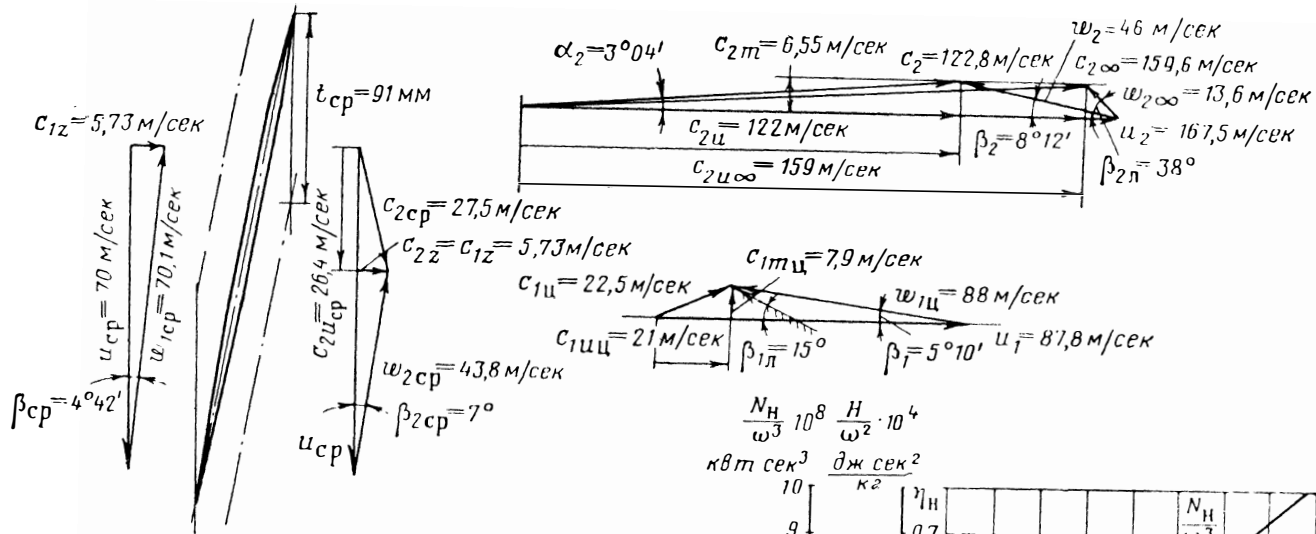
1	2	3	4	5	6	7
40	Коэффициент кавитации шнека	$\lambda_{\text{срв}}$	—	—	0,012	Определяем по рис. 3.87 ($c_{1z}, u_{11} < 0,03 \div 0,08$)
41	Полученная величина кавитационного падения давления на входе в шнек	$\Delta p_{\text{срв}}$	(3.132)	бар	0,98	
42	Полученная величина кавитационного падения полного давления	$\Delta p_{\text{срв}}^*$	(3.155)	бар	1,5	Разница между полученным и допустимым значениями не превышает 5% (см. п. 12)
43	Угол конусности шнека на входе	θ_1	—	—	120°	Задаем с учетом рекомендаций, приведенных в разд. 3.3.7
44	Угол конусности на выходе	θ_2	—	—	160°	Задаем с учетом рекомендаций, приведенных в разд. 3.3.7
45	Густота решетки шнека	$\tau_{\text{ср}}$	—	—	2,5	Задаем с учетом рекомендаций, приведенных в разд. 3.3.7
46	Число лопаток шнека	$z_{\text{ш}}$	—	—	2	То же
47	Осевая длина шнека	$l_{z \text{ ш}}$	(3.186)	—	0,045	—
48	Длина лопатки шнека на среднем диаметре	$b_{\text{л.ср}}$	(3.183)	м	0,224	—
49	Угол лопаток на среднем диаметре	$\beta_{\text{л.ср}}$	(2.150)	—	7°	—
50	Заострение входной части профиля	$b'_{\text{ср}}/b_{\text{л.ср}}$	—	—	0,4	Задаем
51	Заострение выходной части профиля	$b''_{\text{ср}}/b_{\text{л.ср}}$	—	—	0,2	Задаем
52	Максимальная относительная толщина профиля	$\frac{\delta_{\text{ср max}}}{b_{\text{л.ср}}}$	—	—	0,015	Задаем

1	2	3	4	5	6	7
	<i>б) Кольцевой входной патрубков</i>					
53	Скорость на входе в патрубок	$c_{вх}$	—	$м, сек$	4,7	Задаемься
54	Площадь входа в патрубок	$F_{вх}$	(2.3)	$м^2$	$6,36 \cdot 10^{-3}$	$c_{12}, c_{вх} = 1,22$
55	Диаметр входа	$D_{вх}$	—	$м$	0,09	—
56	Диаметр выхода из патрубка	D	—	$м$	0,088	Задаемься $D_i/D_{ш} = 1,022$
	<i>в) Центробежное колесо</i>					
57	Средний диаметр входных кромок лопаток колеса	D_1	—	$м$	0,073	Задаемься $D_1/D_{ш} = 0,85$ (см. п. 22 и 29)
58	Ширина лопаток на входе	b_1	(3.222)	$м$	0,029	см. п. 20, 28 и 57
59	Меридиональная скорость на входе в колесо	$c_{1mц}$	(2.3)	$м, сек$	7,9	—
60	Угол потока на входе в колесо	β_1	—	—	$5^\circ 10'$	По треугольнику скоростей, полагая $(c_{2u^r})_{ш} = (c_{1u^r})_{ц}$
61	Угол лопаток на входе	$\beta_{1л}$	—	—	15°	Задаемься углом атак $i_{ц} = 9^\circ 50'$
62	Наружный диаметр колеса	D_2	—	$м$	0,140	Определяем по значению D_1/D_2 (см. п. 29)
63	Угол лопаток на выходе	$\beta_{2л}$	(3.227)	—	38°	Задаемься $F_1, F_2 = 0,6$ [см. формулу (3.224)]
64	Ширина лопаток на выходе	b_2	(3.225)	$м$	0,0105	—
65	Меридиональная скорость	c_{2m}	(2.19)	$м, сек$	6,55	—
66	Стношение скоростей	c_{2m}/u_2	—	—	0,039	Уточняем $q_p (q_p = 0,05)$
67	Количество лопаток колеса	z	—	—	6	Задаемься
68	Коэффициент влияния числа лопаток	k_z	—	—	0,767	Определяется по рис. 3.11—3.13

1	2	3	4	5	6	7
69	Гидравлический к. п. д. насоса	η_r	(3. 31)	—	0,83	—
70	Теоретический напор	H_T	(3. 1)	<i>дж/кг</i>	20 250	—
71	Теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток	$H_{T\infty}$	(2. 130)	<i>дж/кг</i>	26 400	—
72	Окружная скорость	u_2	(3. 228)	<i>м сек</i>	167,5	—
73	Наружный диаметр колеса	D_2	(3. 229)	<i>м</i>	0,140	—
74	Окружная составляющая скорости на выходе из колеса при бесконечно большом числе лопаток	$c_{2u\infty}$	(3. 65)	<i>м сек</i>	159	—
75	Окружная составляющая скорости	c_{2u}	(3. 7)	<i>м/сек</i>	122	—
76	Угол потока на выходе	α_2	—	—	3°04'	По треугольнику скоростей
	з) <i>Спиральный отвод</i>					
77	Радиус входа в отвод	R_2'	—	<i>м</i>	0,0735	Задаемся $R_2/r_2=1,05$
78	Ширина отвода	b	—	<i>м</i>	0,020	Задаемся с учетом ширины b_2
79	Площадь входа в конический диффузор	f_3	(3. 23)	m^2	$2,8 \cdot 10^{-4}$	—
80	Высота входа в диффузор	h_d	—	<i>м</i>	0,014	См. п. 78 и 79
81	Эквивалентный диаметр входа в диффузор	d_3	—	<i>м</i>	0,0188	См. разд. 3. 1. 1. 4
82	Скорость на выходе из диффузора (выход из насоса)	$c_{вых}$	—	<i>м/сек</i>	20	Задаемся
83	Площадь выхода диффузора	$F_{вых}$	—	m^2	$15 \cdot 10^{-4}$	—
84	Диаметр выхода диффузора	$D_{вых}$	—	<i>м</i>	0,045	—
85	Длина диффузора	l_d	—	<i>м</i>	0,085	Задаемся $l_d/d_3=4,5$
86	Длина участка диффузора с постоянным сечением	l_d'	—	<i>м</i>	0,025	Задаемся $l_d'/l_d = 0,3$
	д) <i>Потери, мощность и к. п. д. насоса</i>					
87	Потери в отводе	$L_{отв}$	(3. 28)	<i>дж/кг</i>	1640	Задаемся $\xi_{отв}=0,22$

1	2	3	4	5	6	7
88	Гидравлический к. п. д. шнеко-центробежного колеса	$\eta_{г.к}$	—	—	0,911	См. формулы в разд. 3. 1. 1. 5
89	К. п. д. отвода	$\eta_{отв}$	—	—	0,91	То же
90	Статический напор колеса	$H_{ст}$	(3. 39)	дж/кг	10930	—
91	Напор, теряемый в уплотнении центробежного колеса	L_y	(3. 38)	дж/кг	9100	Задаем $R_y = 0,045 \text{ м}$
92	Радиальный зазор в уплотнении	δ_y	—	м	$0,1 \cdot 10^{-3}$	Задаем
93	Ширина уплотнения	l_y	—	м	0,01	Задаем $l_y/\delta_y = 100$
94	Утечка через переднее уплотнение	Q_{y1}	(3. 32)	м ³ /сек	0,0016	Принимаем $\mu = 0,4$
95	Утечка насоса	Q_y	—	м ³ /сек	0,0024	Принимаем $Q_{y2} = 0,5 Q_{y1}$
96	Расходный к. п. д.	η_p	(3. 53)	—	0,98	Расхождение с ранее найденным значением меньше 5%
97	Окружная мощность	N_u	(2. 233)	вт	$940 \cdot 10^3$	—
98	Число Рейнольдса центробежного колеса	Re	(2. 202б)	—	$2,35 \cdot 10^6$	—
99	Коэффициент трения дисков колеса о жидкость	$C_{тр.д}$	(2. 202а)	—	$2,07 \cdot 10^{-3}$	—
100	Мощность дискового трения	$N_{тр.д}$	(2. 202)	вт	$128 \cdot 10^3$	—
101	Внутренняя мощность насоса	$N_{вн}$	(2. 244)	вт	$1040 \cdot 10^3$	—
102	Дисковый к. п. д.	η_d	(2. 239)	—	0,88	—
103	Внутренний мощностью к. п. д.	$\eta_{вн N}$	(2. 256)	—	0,68	—
104	Механический к. п. д.	$\eta_{мех}$	—	—	0,95	Задаем
105	Полный к. п. д. насоса	η_t	(3. 62)	—	0,645	—
106	Полезная мощность насоса	$N_{н.пол}$	(2. 223)	вт	$750 \cdot 10^3$	—
107	Потребляемая мощность насоса	N_n	(2. 247)	вт	$1167 \cdot 10^3$	—





$$\frac{N_H}{\omega^3} \cdot 10^8 \quad \frac{H}{\omega^2} \cdot 10^4$$

$$\text{квт сек}^3 \quad \frac{\text{дж сек}^2}{\text{к}^2}$$

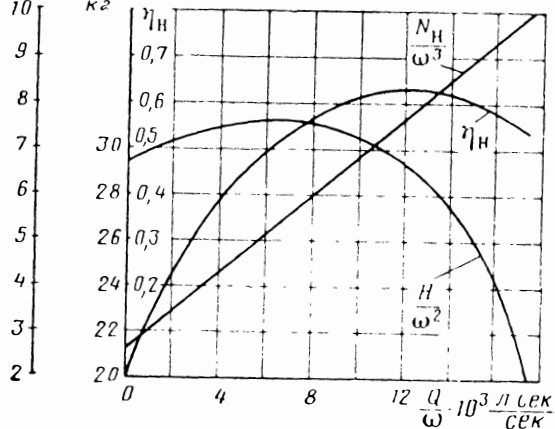


Рис. 3.112. К примеру расчета насоса

Глава 4

Турбины ЖРД

4.1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТУРБИН ЖРД

В жидкостных ракетных двигателях применяются автономные или предкамерные турбины (см. разд. 1.4). Остановимся на особенностях этих турбин.

4.1.1. ОСОБЕННОСТИ АВТОНОМНЫХ ТУРБИН

Величина потребной мощности турбины ТНА ЖРД определяется необходимой мощностью для привода насосов:

$$N_T = \sum N_n.$$

Чем больше тяга двигательной установки, тем больше потребная мощность турбины. Выполненные двигатели имеют турбины мощностью от десятков до сотен и тысяч киловатт.

При заданной величине мощности N_T параметры автономной турбины должны быть выбраны такими, чтобы расход рабочего тела через турбину был минимальным (см. разд. 1.4.1).

Требование минимального расхода рабочего тела (при заданной мощности) означает необходимость получения максимальной величины удельной работы турбины (или, иначе говоря, мощности, приходящейся на расход газа, равный 1 кг/сек):

$$L_1 = \frac{N_T}{G_T} \left[\frac{v_T}{(\text{кг}'\text{сек})} ; \frac{\partial \text{жс}}{\text{кг}} \right]. \quad (4.1)$$

При $G_T \rightarrow \min$, $L_T \rightarrow \max$;

$$L_T = L_{ад}^* \eta_T. \quad (4.2)$$

В турбинах ЖРД удельная работа L_T составляет 400÷800 кдж/кг.

Так как величина к. п. д. турбины ограничена ($\eta_T < 1$), то максимальная величина удельной работы L_T [см. формулу (4.2)] может быть получена при увеличении адиабатной работы $L_{ад}^*$,

хотя к. п. д. турбины при увеличении $L_{ал}^*$ снижается. Отсюда вытекает особенность автономных турбин ЖРД, заключающаяся в том, что в связи с необходимостью работы этих турбин с малым расходом рабочего тела важно получить не максимальное значение к. п. д. турбины, а высокую величину удельной работы L_T , которая обеспечивается большой адиабатной работой $L_{ал}^*$. Однако при заданной адиабатной работе $L_{ал}^*$, повышение величины к. п. д. турбины увеличивает удельную работу турбины L_T [см. формулу (4.2)] и уменьшает потребный расход рабочего тела G_T [см. формулу (4.1)].

Требование максимальной величины работы L_T , получаемой от 1 кг массы рабочего тела, означает, что при заданной величине окружной скорости, которая определяется диаметром турбины и частотой ее вращения, обычно равной частоте вращения насосов, коэффициент работы

$$\bar{L}_T = L_T / u^2 \quad (4.2a)$$

должен быть максимальным. Диаметр турбины выбирается с учетом компоновки и обеспечения минимальных габаритов или лимитируется прочностью ротора турбины.

Поскольку большая адиабатная работа позволяет получить большую удельную работу L_T , то параметры турбины должны выбираться такими, чтобы величина адиабатной работы была возможно большей.

Из формулы для адиабатной работы

$$L_{a1}^* = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left(1 - \frac{1}{\delta \frac{k-1}{k}} \right), \quad (4.3)$$

где $\delta = p_0^*/p_2$ — отношение давлений в турбине, следует, что при выбранном рабочем теле (заданные величины k и R) больших величин адиабатной работы можно достигнуть применением высоких температур рабочего тела и больших отношений давлений.

В автономных турбинах чаще применяется восстановительный газ, т. е. газогенератор работает на избытке горючего (см. разд. 1.4.1), так как произведение RT_0^* для такого газа больше, чем соответствующая величина для окислительного газа. Применение высоких температур ограничивается работоспособностью конструкции. В ЖРД применяют неохлаждаемые турбины — более простые и легкие. Температура перед неохлаждаемой турбиной ограничивается величиной $1000 \div 1200^\circ \text{K}$.

Большие отношения давлений достигаются увеличением начального давления p_0^* , так как величина противодавления p_2 выбирается в зависимости от давления среды, куда выбрасывается газ, или в зависимости от давления на входе в рулевые сопла двигателя, если газ после турбины поступает в сопла, или в зависимости от давления в баке, если газ наддувает бак.

В первом случае, чтобы исключить влияние изменения атмосферного давления $p_{\text{атм}}$ на работу турбины, давление p_2 на выходе из турбины выбирают таким, чтобы оно было больше критического давления, определенного по $p_{\text{атм}}$:

$$p_2 \geq \delta_{\text{кр}} p_{\text{атм}},$$

$$\delta_{\text{кр}} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (4.4)$$

где

— критическое отношение давлений. При этом в минимальном сечении выходного устройства турбины устанавливается скорость звука и изменение давления наружной среды не будет сказываться на работе турбины. В случае питания газом рулевых сопел скорость звука устанавливается в минимальном сечении рулевого сопла.

При заданном давлении на выходе отношение давлений турбины определяется выбором давления на входе в турбину. С увеличением δ возрастает $L_{\text{ад}}^*$ но к. п. д. турбины падает. Для получения максимальной работы турбины существует оптимальная величина отношения давлений в турбине δ . Оптимальные отношения давлений δ обычно больше тех, которые выбирают практически. Величина начального давления перед турбиной (давление в газогенераторе) определяется давлением за насосами за вычетом сопротивления магистралей газогенератора. Обычно начальное давление перед турбиной ограничивают величиной $6 \div 10 \text{ Мн/м}^2$. Отношение давлений при этом достигает значений $20 \div 50$. Следовательно, автономные турбины ЖРД являются высокоперепадными турбинами. Это одна из основных особенностей автономных турбин ЖРД.

Из соображений простоты конструкции и уменьшения массы автономные турбины выполняют одноступенчатыми и реже — двухступенчатыми. При срабатывании в малом числе ступеней больших перепадов давлений скорости течения газа становятся сверхзвуковыми. Сверхзвуковые скорости течения также являются особенностью автономных турбин ЖРД.

Еще одной особенностью автономных турбин ЖРД является то, что их часто выполняют с подводом газа к венцу рабочего колеса не по всей окружности, а по ее части. При малом расходе газа подвести газ к рабочему колесу по всей окружности можно лишь при малой высоте сопловых каналов и рабочих лопаток. Опыт показал, что при малой высоте лопаток резко падает к. п. д. турбины. При заданной высоте сопла, при небольших расходах рабочего тела, сопла приходится располагать не по всей окружности, а по ее части — в виде сегментов или отдельных сопел. Такой способ подвода газа называется парциальным. Наличие парциального подвода характерно для многих турбин ТНА ЖРД.

Парциальную турбину всегда выполняют активной, так как при парциальном подводе, вследствие растекания газа и перетекания его со входа в колесо на выход по дуге, не занятой соплами, невозможно поддержать перепад давлений, необходимый для обеспечения реактивности колеса, и с введением реактивности увеличиваются потери на перетекание. Автономную турбину ЖРД всегда выполняют активной — даже в случае подвода газа по всей окружности — вследствие того, что для активных турбин характерны высокие коэффициенты работы \bar{L}_T .

4.1.2. ОСОБЕННОСТИ ПРЕДКАМЕРНЫХ ТУРБИН

У турбины ракетного двигателя, выполненного по схеме с подачей газа из турбины в камеру, заданными параметрами, определяемыми параметрами двигательной установки, являются давление на выходе из турбины p_2 и расход газа через предкамерную турбину при выбранной температуре газа перед турбиной T_0^* . Тогда из условия равенства мощностей насосов и турбины определяется давление на входе p_0^* (см. гл. 5).

Давление на выходе из турбины p_2 должно быть больше давления в камере на величину сопротивлений газового тракта между турбиной и камерой.

Температурой газа перед турбиной T_0^* задаются исходя из условий надежной работоспособности конструкции турбины и выбранных материалов. Заданную температуру обеспечивают соответствующим режимом газогенератора, т. е. определенным соотношением компонентов $\%_{ГГ}$. Следовательно, назначая температуру, тем самым устанавливают физические константы генераторного газа (R и k).

Чем большую температуру перед турбиной можно допустить, тем меньше должно быть давление перед турбиной. Определяющим соображением при выборе температуры перед турбиной является надежность конструктивных элементов, работающих при высокой температуре. Как правило, допускаемая температура для восстановительного газа $T_0^* = 1000 \div 1200^\circ \text{K}$, а для окислительного газа $T_0^* = 700 \div 800^\circ \text{K}$.

Расход газа через предкамерную турбину при известной температуре перед турбиной является заданным. Количество компонента, пропускаемого целиком через турбину, определяется тягой и соотношением компонентов в камере, а добавляемое количество компонента определяется соотношением компонентов в газогенераторе, т. е. в конечном счете температурой перед турбиной (см. разд. 5.1.2).

Обычно в предкамерных турбинах отношение начального давления к выходному давлению турбины составляет $1,2 \div 1,8$. Абсолютная величина давления перед турбиной может достигать десятков и сотен бар. Следовательно, предкамерные турбины ЖРД являются низкоперепадными (дозвуковыми) и высо-

корасходными. Параметры этих турбин весьма существенно отличаются от параметров турбин, применяемых для схем ЖРД с выбросом газа в атмосферу.

Ввиду больших расходов через предкамерную турбину удельная работа турбины при заданной мощности мала, поэтому мал и коэффициент работы турбины L_T — он значительно меньше, чем у автономных турбин.

Обычно в предкамерных турбинах газ подводится по всей окружности, но иногда (несмотря на большие расходы газа), в связи с высокой плотностью газа, приходится применять парциальный подвод.

К. п. д. турбины и насосов не влияют на выходные энергетические показатели ($R_{уд}$) силовой установки в целом, так как энтальпия газа, выходящего из турбины, и энтальпия компонентов топлива, выходящих из насосов, используются в камере; но, как уже указывалось (см. разд. 1.4.2), величина к. п. д. играет существенную роль для получения минимальной массы ТНА и связанных с ним трубопроводов.

Чем выше к. п. д., тем меньшее начальное давление перед турбиной можно выбрать и тем самым сделать всю установку более легкой. При малых к. п. д. насосов и турбины требуются большие давления перед турбиной, а это в свою очередь требует больших давлений за насосами. Существует (как будет показано в разд. 5.1) предельное давление перед турбиной, при превышении которого мощность турбины будет меньше необходимой для привода насосов. Поэтому к предкамерным турбинам, как и к насосам, предъявляют требование, чтобы они имели высокий коэффициент полезного действия при минимальной массе, достаточных простоте и надежности конструкции. Для повышения к. п. д. предкамерные турбины можно выполнять со степенью реактивности 0,2÷0,3. Однако для уменьшения осевой силы назначают более низкую степень реактивности, а часто такие турбины даже выполняют активными.

4.2. СТУПЕНЬ ТУРБИНЫ (ОДНОСТУПЕНЧАТАЯ ТУРБИНА). ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И СООТНОШЕНИЯ

4.2.1. СТУПЕНЬ ОСЕВОЙ ТУРБИНЫ

4.2.1.1. Изменение параметров по длине проточной части

На рис. 4.1 схематически представлено изменение давления, скорости и температуры по длине проточной части осевой реактивной ступени (одноступенчатой турбины). В верхней части рисунка показано изменение параметров торможения. Пунктиром

показано изменение давления торможения без потерь (в идеальном случае). Температура торможения и давление торможения в относительном движении меньше, чем в абсолютном.

Из выражений для энтальпий торможения

$$i_{c_1}^* = i_1 + (c_1^2/2) \quad (4.5)$$

и

$$i_{w_1}^* = i_1 + (w_1^2/2) \quad (4.6)$$

выводится соотношение между температурами торможения в относительном и абсолютном движениях:

$$T_{w_1}^* = T_{c_1}^* \left[1 - \frac{k-1}{k+1} (2\lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1 - \lambda_u^2) \right]. \quad (4.7)$$

Соответственно давление торможения в относительном движении выразится так:

$$p_{w_1}^* = p_{c_1}^* \frac{\pi(\lambda_{c_1})}{\pi(\lambda_{w_1})}. \quad (4.8)$$

С целью упрощения записи в дальнейшем в индексе, относящемся к давлению потока в абсолютном движении, знак скорости c будет изъят; например, вместо $p_{c_1}^*$ будем писать p_1^* .

Реактивная осевая ступень турбины характеризуется изменением кинетической энергии в относительном движении исходя из общего определения кинематической степени реактивности лопаточной машины:

$$q_k = \frac{(w_2^2 - w_1^2)/2}{L_u} > 0.$$

Таким образом, для реактивной турбины $w_2 > w_1$; соответственно этому на рис. 4.1 показано изменение относительной скорости по длине проточной части лопаток рабочего колеса. Характер изменения проходных сечений межлопаточного канала показан на рис. 2.11.

Схема проточной части активной ступени турбины (одноступенчатая турбина) показана на рис. 4.2. Меридиональное сечение и вид сбоку могут быть такими же, как у реактивной турбины (см. рис. 2.21) На рис. 4.2 приведено также изменение параметров по длине проточной части активной турбины.

Активная турбина характеризуется равенством давлений на входе в лопатки и на выходе из лопаток ($p_1 = p_2$) и равенством относительных скоростей на входе и на выходе ($w_1 = w_2$) (без учета потерь). В активных турбинах площадь входного сечения межлопаточного канала мало отличается от площади выходного сечения.

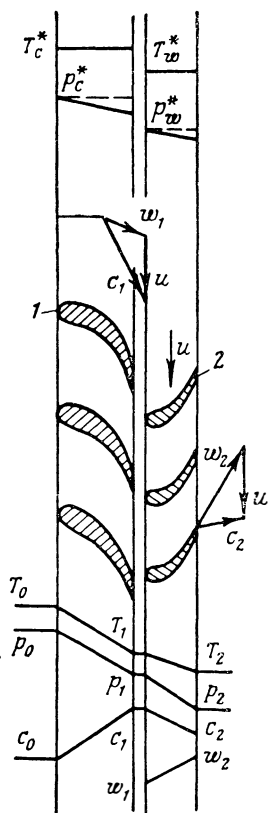


Рис. 4.1. Развертка цилиндрического сечения проточной части реактивной ступени турбины и изменение параметров газа по длине проточной части:

1—сопловая решетка; 2—рабочая решетка

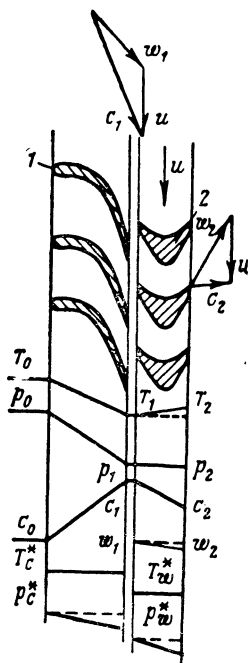


Рис. 4.2. Развертка цилиндрического сечения проточной части активной ступени турбины и изменение параметров газа по длине проточной части:

1—сопловая решетка; 2—рабочая решетка

4.2.1.2. Тепловая степень реактивности

В отличие от степени реактивности, которую мы в гл. 2 называли кинематической, в турбинах применяют понятие тепловой степени реактивности q_T :

$$q_T = \frac{L_{ал2}}{L_{ал}^*}, \quad (4.9)$$

где $L_{ал2} = i_1 - i_2$ — располагаемая адиабатная работа на лопатках рабочего колеса;

$L_{ал}^* = i_0^* - i_2$ — располагаемая адиабатная работа всей ступени турбины [см. формулу (4.3)].

Если выразить кинематическую степень реактивности через отношение теплоперепадов, то, учитывая, что без учета потерь и при $c_0 = 0$ теплоперепад соплового аппарата $L_{ал1}^*$ выразится как

$$L_{ал1}^* = \frac{c_1^2}{2} \quad \text{и} \quad L_{ал2} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2},$$

выражение для q_K запишется в виде [см. формулу (2.102)]

$$q_K = \frac{L_{ал2}}{L_u} = \frac{L_{ал2}}{L_{ал1}^* + L_{ал2} - \frac{c_2^2}{2}} = \frac{L_{ал2}}{L_{ал}^* - \frac{c_2^2}{2}}. \quad (4.10)$$

Установим связь между кинематической и тепловой степенями реактивности. Выражение для q_T (для идеальной турбины) можно записать в виде [см. формулу (4.9)]

$$q_T = \frac{L_{ал2}}{L_u + \frac{c_2^2}{2}}; \quad (4.11)$$

разделив выражение (4.10) на (4.11), получим

$$\frac{q_K}{q_T} = 1 + \frac{c_2^2}{2L_u}. \quad (4.12)$$

Тепловая и кинематическая степени реактивности будут равны между собой при $c_2 = 0$, т. е. при отсутствии потерь энергии с выходной скоростью. Тепловая степень реактивности, по существу, определяет отношение располагаемых теплоперепадов — располагаемой адиабатной работы рабочего колеса к общей располагаемой адиабатной работе турбины. Кинематическая степень реактивности по величине больше тепловой. Для активной ступени турбины при равенстве нулю кинематической степени реактивности ($q_K = 0$) равна нулю и тепловая степень реактивности ($q_T = 0$). Тепловая степень реактивности широко применяет-

ся при анализе работы турбин, потому что ее легко определить, даже не рассчитывая турбину и не определяя скоростей течения газа.

Для определения тепловой степени реактивности достаточно знать отношение давлений перед рабочим колесом и за рабочим

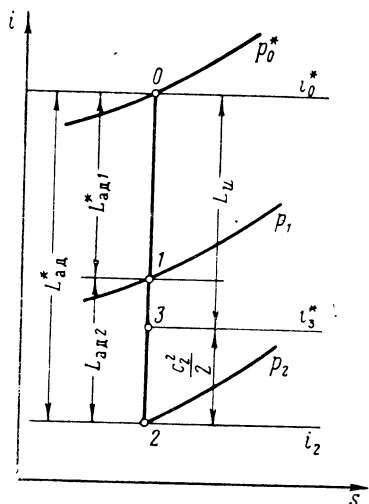


Рис. 4.3. Изображение процесса идеальной реактивной ступени турбины в координатах $i-s$

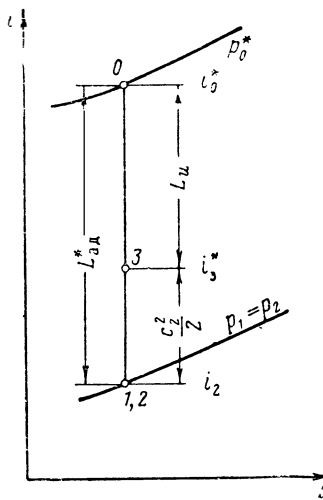


Рис. 4.4. Изображение процесса идеальной активной ступени турбины в координатах $i-s$

колесом к полному начальному давлению газа. При $c_p = \text{const}$ из формулы (4.9) получим

$$Q_{\tau} = \frac{T_1 - T_{2ал}}{T_0^* - T_{2ал}}$$

Переходя к газодинамическим функциям, получим

$$Q_{\tau} = \frac{\tau(\lambda_{c_{1ад}}) - \tau(\lambda_{c_{ал}})}{1 - \tau(\lambda_{c_{ал}})}, \quad (4.13)$$

где $\lambda_{c_{1ад}} = f\left(\pi_1 = \frac{p_1}{p_0^*}\right)$; $\lambda_{c_{ал}} = f\left(\pi = \frac{p_2}{p_0^*}\right)$.

Особенно удобно определять тепловую степень реактивности, пользуясь изображением процесса в турбине в координатах $i-s$.

На рис. 4.3 представлена $i-s$ -диаграмма идеальной (без гидравлических потерь) реактивной ступени турбины. Располагаемая адиабатная работа соплового аппарата изображается от-

резком 0—1, располагаемая адиабатная работа рабочего колеса — отрезком 1—2, адиабатная работа всей турбины — отрезком 0—2. Отношение отрезка 1—2 к отрезку 0—2 определит тепловую степень реактивности турбины.

Окружным к. п. д. идеальной турбины учитываются только потери с выходной скоростью:

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_{ад}^*} = \frac{i_0^* - i_3^*}{i_0^* - i_2^*}.$$

Для идеальной активной ступени турбины i - s -диаграмма представлена на рис. 4.4 Отрезок 0—1 соответствует адиабатной работе соплового аппарата и одновременно адиабатной работе всей турбины, так как они равны. Отрезок 2—3 изображает потери с выходной скоростью, а отрезок 0—3 — работу на окружности колеса. Окружной к. п. д. идеальной активной ступени турбины η_u определится отношением отрезков 0—3 и 0—1.

4.2.1.3. Изображение действительных процессов турбины в тепловых диаграммах

Остановимся в первую очередь на процессе течения газа с расширением в межлопаточных каналах решеток, т. е. на течении в сопловых решетках.

Необратимую потерю механической энергии в сопловой решетке принято обозначать L_φ . Очевидно, что

$$L_\varphi = \frac{c_{1ад}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}. \quad (4.14)$$

Тогда, выразив L_φ через скоростной коэффициент φ (см. разд. 2.13.2.1), получим

$$L_\varphi = (1 - \varphi^2) \frac{c_{1ад}^2}{2}, \quad (4.15)$$

или

$$L_\varphi = (1 - \varphi^2) L_{ад}^*. \quad (4.16)$$

Расчет течения в турбинных решетках целесообразней проводить с помощью газодинамических функций:

$$\lambda_{c_{1ад}} = \frac{c_{1ад}}{a_{1кр}}; \quad a_{1кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_1^*} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_0^*} = a_{кр};$$

$$\lambda_{c_{1ад}} = f(\pi_1); \quad \pi_1 = 1/\delta_1 = p_1/p_0^*.$$

Действительная приведенная скорость

$$\lambda_{c_1} = \varphi \lambda_{c_{1ад}}. \quad (4.17)$$

Потеря энергии, определяемая величиной L_φ , не равна всей работе трения, а является лишь частью ее, как было показано в разд. 2.14.

Потери при течении в рабочей решетке оцениваются аналогично потерям в сопловой решетке. Необратимая потеря энергии при течении в рабочей решетке найдется из выражения

$$L_\psi = \frac{w_{2ад}^2}{2} - \frac{w_2^2}{2}, \quad (4.18)$$

где $w_{2ад} = \sqrt{2L_{2ад} + w_1^2}$; (4.19)

$w_{2ад}$ и w_2 — соответственно адиабатная и действительная скорости на выходе из рабочей решетки.

Скоростной коэффициент рабочей решетки найдется как отношение действительной скорости истечения из решетки к адиабатной скорости:

$$\psi = \frac{w_2}{w_{2ад}} = \frac{\lambda_{w_2}}{\lambda_{w_{2ад}}}; \quad (4.20)$$

$$\lambda_{w_2} = \frac{w_2}{a_{кр w}}; \quad a_{кр w} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT^*_{w_1}}. \quad (4.21)$$

Выразив L_ψ через ψ , получим

$$L_\psi = (1 - \psi^2) \frac{w_{2ад}^2}{2}. \quad (4.22)$$

Изобразим в i — s -диаграмме действительный процесс расширения газа в реактивной ступени турбины (рис. 4.5). Линия $0-1$ соответствует действительному процессу расширения в сопловой решетке, линия $1-2$ — процессу в рабочей решетке.

Величина L_φ выражается разностью энтальпий $i_1 - i_{1ад}$ [см. формулу (4.14)]:

$$L_\varphi = (i_0^* - i_{1ад}) - (i_0^* - i_1) = i_1 - i_{1ад}. \quad (4.23)$$

Коэффициент полного давления сопловой решетки σ_1 найдется [см. формулу (2.192)] по отношению полного давления p_1^* к полному давлению p_0^* (см. рис. 4.5). При отсутствии внешнего подвода тепла прирост энтропии газа при течении по сопловой решетке определяется коэффициентом полного давления. Для изобарного процесса

$$s_1 - s_{1ад} = -R \ln \frac{p_1^*}{p_0^*} = -R \ln \sigma_1. \quad (4.24)$$

Адиабатный теплоперепад рабочей решетки может несколько увеличиться по сравнению с адиабатным теплоперепадом рабочей решетки идеальной турбины ($L_{2ад} > L_{2ад}$, см. рис. 4.5), так

как процесс в рабочей решетке с учетом потерь в сопловом аппарате совершается в области больших температур, а теплоемкость, определяющая энтальпию ($i = c_p T$), с увеличением температуры возрастает. Практически разница между L_{2a1} и L_{2a2} невелика. (Для наглядности изотермы проведены так, что они совпадают с линиями постоянной энтальпии).

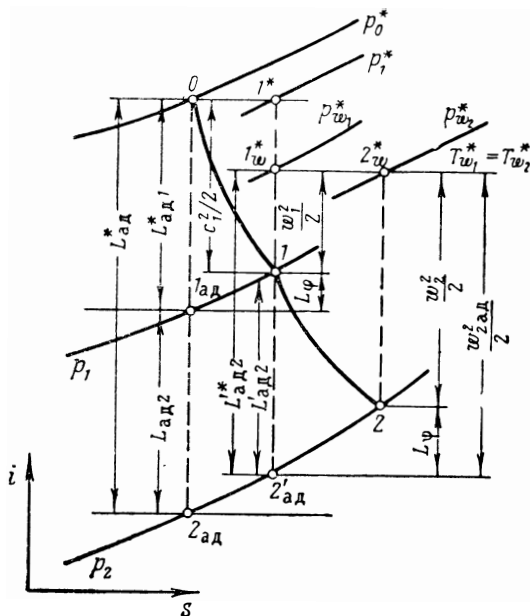


Рис. 4.5. Изображение в координатах $i - s$ действительного процесса в решетках реактивной ступени турбины

В соответствии с формулой (4.18) L_ψ найдется как разность отрезков $1^* - 2'_{ад}$ и $2^* - 2$. Как следует из рис. 4.5, $L_\psi = i_2 - i_{2'ад}$.

Коэффициент полного давления рабочей решетки σ_2 найдется по отношению давления в точке 2^* к давлению в точке 1^* . Так как $T_{w1}^* = T_{w2}^*$, то прирост энтропии при течении газа по решетке будет равен:

$$s_2 - s_1 = -R \ln \frac{p_{w_2}^*}{p_{w_1}^*} = -R \ln \sigma_2. \quad (4.25)$$

Для активной ступени турбины ($L_{2aд} = 0$) потеря энергии при течении в рабочей решетке определяется по формуле

$$L_\psi = \frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2}, \quad (4.26)$$

вытекающей из общей формулы (4.18). Вводя коэффициент ψ , который в данном случае выразится так:

$$\psi = \frac{w_2}{w_1} = \frac{\lambda_{w_2}}{\lambda_{w_1}}, \quad (4.27)$$

получим формулу (4.26) в виде

$$L_\psi = (1 - \psi^2) \frac{w_1^2}{2}. \quad (4.28)$$

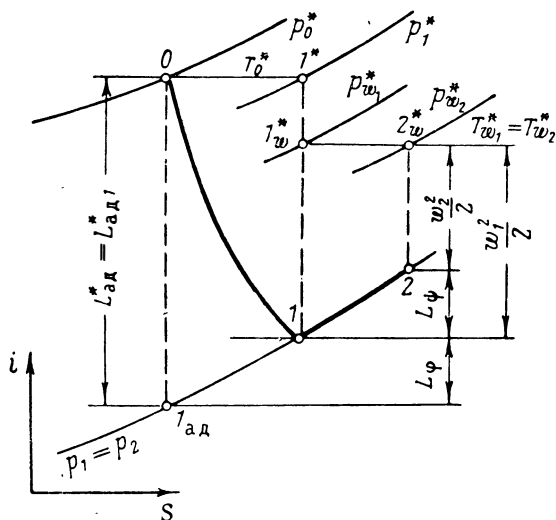


Рис. 4.6. Изображение в координатах $i-s$ рабочего процесса в решетках активной ступени турбины

Рабочий процесс течения в решетках осевой активной ступени турбины изображен на $i-s$ -диаграмме (рис. 4.6). Процесс в рабочей решетке происходит при постоянном давлении — участок $1-2$ на изобаре $p_1 = p_2$. Потеря энергии при тчении по рабочей решетке найдется в соответствии с формулой (4.28) как разность энтальпий:

$$L_\psi = i_2 - i_1. \quad (4.29)$$

Коэффициент потери полного давления определится отношением давлений в точках 2^* и 1^* .

На рис. 4.7 приведено схематическое изображение процесса в решетках реактивной ступени турбины в координатах $T-s$. Линия $0-1-2$ характеризует рабочие процессы в сопловом аппарате и в рабочем колесе. Отштрихованные площади $0-a-b-v$ и $1-g-d-e$ соответствуют адиабатным теплоперепадам $L_{1ад}^*$ и $L_{2ад}$. Дополнительная работа объемного расширения вслед-

ствие подвода тепла трения характерна как для расширения в соплах, так и для расширения в каналах рабочих лопаток.

Потерянные доли механической энергии L_φ и L_ψ получают, если вычесть из работ трения возвращенные работы $H_{v1}(0-1_{ад}-1)$ и $H_{v2}(1-2_{ад}-2)$. Соответственно L_φ характеризуется площадкой $1_{ад}-1-г-a$, а L_ψ — площадкой $2_{ад}-2-ж-г$.

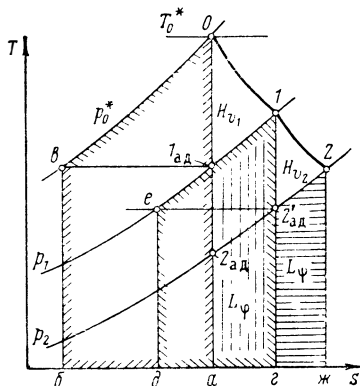


Рис. 4.7. Изображение в координатах $T-s$ процесса в решетках реактивной ступени турбины

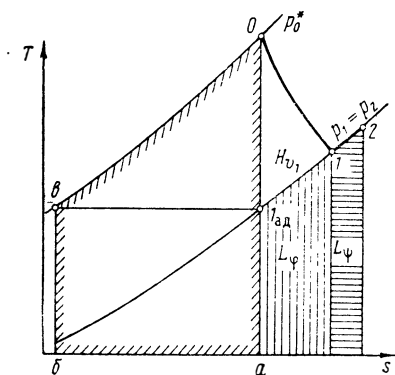


Рис. 4.8. Изображение в координатах $T-s$ процесса в решетках активной ступени турбины

На рис. 4.8 представлено схематическое изображение в координатах $T-s$ процесса в активной ступени турбины. Линия $0-1-2$ характеризует рабочий процесс; площадь $0-a-b-в$ пропорциональна адиабатной располагаемой работе турбины. Дополнительная работа объемного расширения в результате подвода к газу тепла трения реализуется только в случае расширения газа. Поэтому она может быть выявлена только для процесса в сопловой решетке (см. H_{v1} на рис. 4.8). Вся работа давления при течении газа в рабочей решетке при постоянном давлении (активная решетка) переходит в тепло и является необратимой потерей механической энергии L_ψ .

Следует иметь в виду, что для сверхзвукового течения степени уширения сопел для получения одного и того же давления в конце расширения при наличии потерь и без учета потерь должны быть различными. Подвод тепла трения приводит к торможению сверхзвукового потока и для достижения заданного давления на выходе степень уширения сопла при процессе с трением должна быть больше, чем при идеальном процессе. При идеальном адиабатном процессе в данном сопле можно было бы получить меньшее давление $p_{1ад}$.

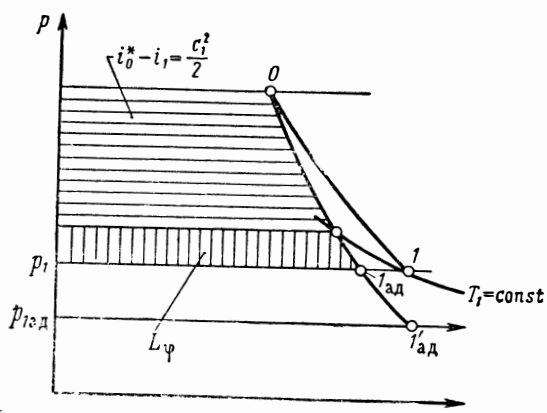


Рис. 4.9. Изображение в координатах $p - v$ адиабатного и политропного процессов для одного и того же сопла

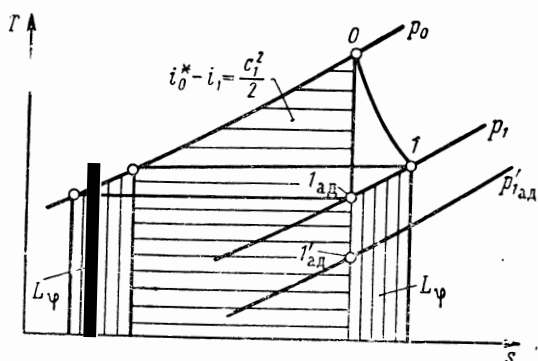


Рис. 4.10. Изображение в координатах $T - s$ адиабатного и политропного процессов для одного и того же сопла

Для одного и того же сопла (течение сверхзвуковое) адиабатный и политропный процессы изобразятся в $p-v$ и $T-s$ -координатах так, как показано на рис. 4.9 и 4.10 соответственно.

4.2.2. ОДНОСТУПЕНЧАТАЯ РАДИАЛЬНАЯ ТУРБИНА. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПО ДЛИНЕ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССОВ В $i-s$ -ДИАГРАММЕ

На рис. 4.11 показана схема радиальной центростремительной турбины. В ЖРД радиальные турбины применяют в качестве предкамерных; при этом рабочее колесо выполняется радиально-осевым, так что, по существу, центростремительные

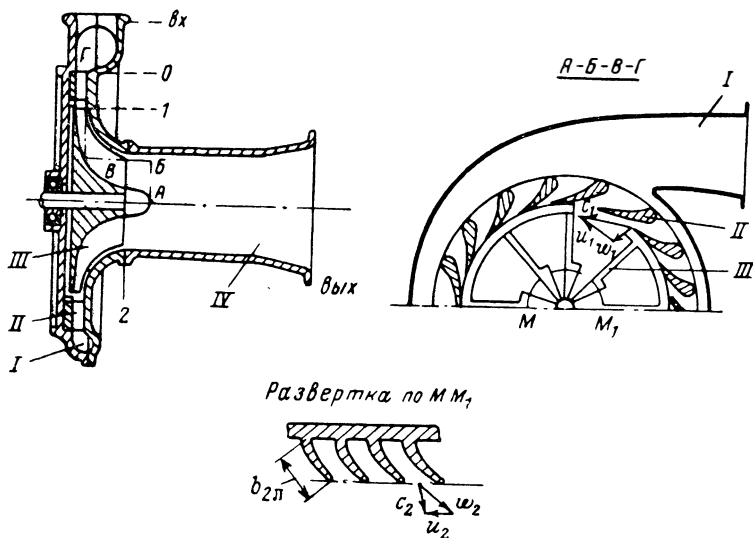


Рис. 4.11. Схема радиальной центростремительной турбины:
I—подвод; II—сопловой аппарат; III—рабочее колесо; IV—отвод

турбины, применяемые в ЖРД, являются радиально-осевыми турбинами. В дальнейшем, однако, мы будем называть их радиальными турбинами. Чисто радиальная турбина (см. рис. 2.23) применяется в ЖРД редко, так как она плохо компоуется с камерой сгорания.

По габаритам и массе конструкции радиальная турбина уступает осевой; кроме того, для колеса радиальной турбины характерно большее осевое усилие. Большое осевое усилие затрудняет конструирование турбонасосного агрегата. По условиям прочности колеса конструирование радиальной турбины также представляет определенные трудности, но в изготовлении колесо радиальной турбины проще, чем осевое.

На рис. 4.11, где изображена конструктивная схема одноступенчатой радиальной турбины, обеспечивающей выход газа, близкий к осевому, цифрой I обозначено подводящее устройство, которое представляет собой кольцевой подвод, чаще всего выполняющийся как улиточный, с постепенным уменьшением проходного сечения. Это дает возможность выровнять скорости и обеспечить более равномерный подвод газа к соплам. Цифрой II обозначен сопловой аппарат, который выполнен в виде круговой решетки профилей; в принципе, роль соплового аппарата

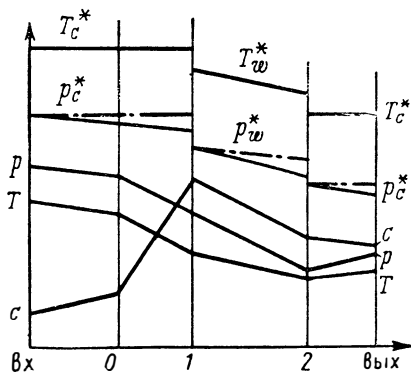


Рис. 4.12. Изменение параметров газа по длине проточной части радиальной центробежной турбины

может выполнять спиральный подвод. Цифрой III обозначено рабочее колесо; выходные устройства (отвод) IV обычно выполняют в виде прямого диффузора. Проследим изменение параметров газа по длине проточной части радиальной центробежной турбины (рис. 4.12). По оси абсцисс условно отложена длина проточной части турбины и отмечены характерные сечения. В подводящем сборнике, который обычно выполняется конфузорным, несколько падает давление, соответственно падает температура и повышается скорость. Такое изменение характерно для осредненных параметров, так как распределение скорости по сечению подводящего сборника существенно неравномерно.

Сечениями 0 и 1 выделен сопловой аппарат, в котором происходит расширение газа и ускорение газового потока. Давление и температура газа падают, а скорость возрастает. Давление торможения в идеальном случае (штрих-пунктир) остается постоянным, в реальном же случае оно падает в результате потерь. Температура торможения остается постоянной.

На рис. 4.11 приведены треугольники скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него. Они расположены в разных плоскостях.

Треугольник скоростей на входе в колесо лежит в плоскости вращения, а треугольник скоростей на выходе из колеса — в плоскости, касательной к цилиндрической поверхности, с осью, совпадающей с осью вращения. Совмещенные треугольники скоростей вынесены отдельно на рис. 4.13.

Выходные кромки сопловых лопаток наклонены под небольшим углом к окружности. Угол наклона обычно составляет $15 \div 20^\circ$. Величина скорости определяется отношением давлений

на входе в сопловой аппарат и на выходе из него, а также начальной температурой.

Окружная скорость при заданной угловой скорости ω определяется наружным диаметром колеса. Максимальная величина окружной скорости на входе ограничивается прочностью колеса ($u_1 \leq 250 \div 300$ м/сек). Применяют полузакрытые (см. рис. 4.11) и закрытые (см. далее рис. 4.52) колеса. Исходя из соображений прочности наиболее целесообразно применять радиальные

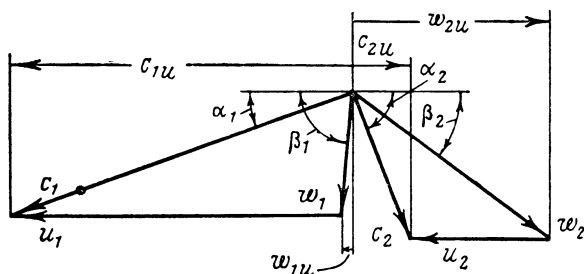


Рис. 4.13. Треугольники скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него для радиальной центробежной турбины

на входе лопатки. Поэтому стараются обеспечить такое соотношение скоростей u_1 и c_1 , чтобы направление w_1 было близко к радиальному (см. рис. 4.11). Если такого соотношения скоростей не удастся достичь, то приходится применять лопатки, имеющие входной угол, отличный от радиального (см. рис. 2.23).

В рабочем колесе, т. е. между сечениями 1—2 (см. рис. 4.12), происходит отбор механической энергии, в результате чего абсолютная скорость газа уменьшается. При этом течение газа происходит в поле инерционных сил вращательного движения и с переходом на меньшие радиусы давление газа понижается [см. формулу (2.85)]. Дополнительное понижение давления по колесу имеет место в тех случаях, когда межлопаточные каналы выполняются конфузурными и в них происходит увеличение скорости относительно колеса (относительной скорости).

На рис. 4.12 изображено как раз такое течение ($w_2 > w_1$). Дополнительное падение давления по колесу вследствие ускорения газа не является обязательным условием протекания рабочего процесса в радиальной центробежной турбине, но такое изменение параметров наиболее благоприятно, так как исключает диффузорное течение газа по межлопаточным каналам, сопровождающееся большими потерями.

Укажем, что искусственно обеспечивая изменением проходных сечений колеса диффузорное течение в его каналах, можно получить меньшее падение давления по колесу, чем неизбежное понижение давления, связанное с течением, направленным к

центру вращающегося колеса. В этом случае относительная скорость движения газа по колесу будет уменьшаться. Такое протекание процесса будет невыгодно, так как диффузорное течение сопровождается большими гидравлическими потерями.

Температура $T_{w_1}^*$ и энтальпия торможения в колесе будут меняться с уменьшением радиуса, так как течение идет при изменении инерционных сил вращательного движения (см. разд. 2.8):

$$i_{w_1}^* = i_{w_1}^* - \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}; \quad (4.30)$$

соответственно

$$T_{w_1}^* = T_{w_1}^* - \frac{k-1}{2kR} (u_1^2 - u_2^2). \quad (4.31)$$

Величина $T_{w_1}^*$ найдется из соотношения (4.7):

$$T_{w_1}^* = T_0^* - \frac{k-1}{2kR} (c_1^2 - w_1^2). \quad (4.32)$$

Аналогично будет меняться и давление торможения даже в идеальном случае (см. рис. 4.12).

Температура в колесе T будет понижаться благодаря понижению температуры торможения и в результате расширения потока, если $\omega_2 > \omega_1$.

Это свойство радиальных центробежных турбин используют для получения низких температур. Радиальные центробежные турбины, используемые в холодильной технике, называют турбодетандерами.

На выходе из колеса радиальной турбины ставят выходное устройство (см. поз. IV на рис. 4.11), которое целесообразно выполнять в виде диффузора, чтобы преобразовать кинетическую энергию потока, выходящего из турбины, в потенциальную — энергию давления. Это позволяет при заданном противодавлении (давлении на выходе из диффузора) увеличить отношение давлений для колеса. Кроме того, использовать энергию непосредственно в скоростной форме в газовых форсунках или в камере сгорания затруднительно. Понижение скорости в диффузоре после турбины целесообразно, так как наличие больших скоростей в переходном устройстве, соединяющем турбину и камеру, будет связано с большими гидравлическими потерями. В общем случае прием, что в выходном участке турбины давление возрастает, а скорость падает.

Для получения в абсолютном движении направления выходной скорости, близкого к осевому, лопатку колеса необходимо отогнуть в сторону, обратную вращению (см. рис. 4.11). Наличие большой закрутки потока на выходе из турбины может привести к большим гидравлическим потерям в устройстве, подводящем газ к камере сгорания.

Подчеркнем еще раз, что общее отношение давлений на входе в колесо и на выходе из него должно быть больше, чем требуется для расширения газа, если исходить из геометрических соотношений канала. Значительная доля падения давления по колесу связана с перемещением газа с больших радиусов на меньшие. Таким образом, колесо центробежной турбины

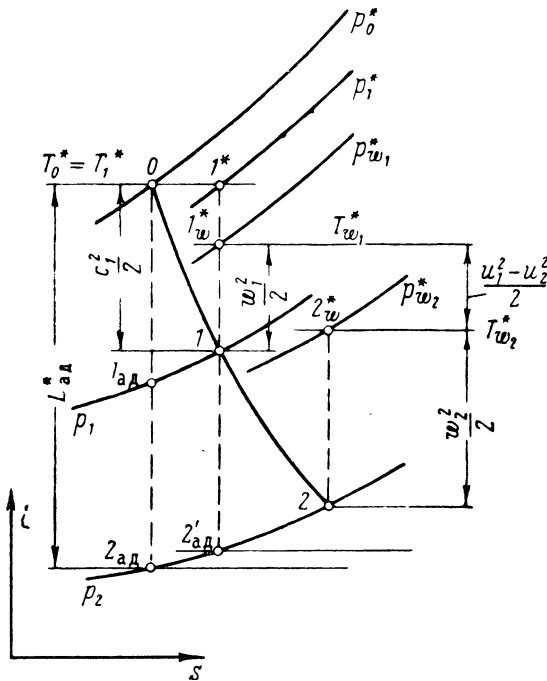


Рис. 4.14. Изображение в координатах $i-s$ процесса в решетках ступени радиальной центробежной турбины

всегда реактивное. Кинематическая степень реактивности колеса найдется из общего соотношения (2.102).

Выражение для тепловой степени реактивности запишется в таком же виде, как для осевой турбины [см. формулу (4.9)].

Процесс идеальной радиальной турбины в $i-s$ -диаграмме изображается так же, как и для реактивной осевой турбины (см. рис. 4.3), но отрезок $1-2$ в этом случае будет представлять собой сумму двух членов:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}.$$

Для реальной ступени радиальной реактивной турбины, являющейся наиболее общим видом ступени турбины, процесс те-

чения в решетках в координатах $i-s$ упрощенно изображен на рис. 4.14. Обращаем внимание на то, что температура торможения в относительном движении на выходе из колеса меньше температуры торможения в относительном движении на входе в колесо в связи с уменьшением потенциальной энергии газа при переходе на меньшие радиусы.

4.3. ТЕЧЕНИЕ В ТУРБИННЫХ РЕШЕТКАХ. ВЫБОР КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТОК

Расширение газа в общем случае происходит и в сопловой, и в рабочей решетках (реактивная ступень). В активной ступени газ расширяется только в сопловой решетке. Турбины ЖРД выполняют с малой или нулевой (активные турбины) степенью реактивности. Поэтому в турбинах ЖРД процесс расширения происходит в основном в сопловых решетках.

Обтекание решеток и потери в них были подробно рассмотрены в разд. 2.13.2.1. В данном разделе остановимся на процессе расширения газа в решетках и на особенностях обтекания решеток потоком с околосзвуковыми и сверхзвуковыми скоростями.

4.3.1. РАСШИРЕНИЕ ГАЗА В РЕШЕТКАХ

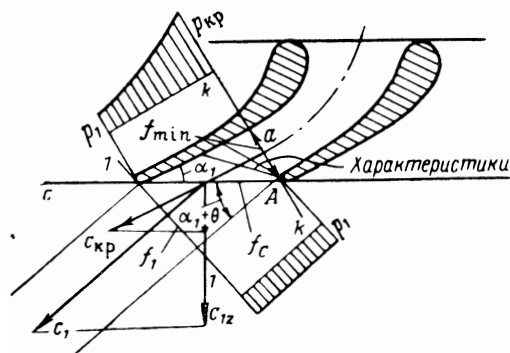
4.3.1.1. Расширение газа в сужающихся решетках

Рассмотрим течение в конфузурных решетках. Для конкретности будем рассматривать сопловую решетку. Все зависимости будут справедливы и для решетки рабочего колеса при замене абсолютной скорости относительной и при учете начальной скорости. Геометрическая форма решетки показана на рис. 4.15.

Работа расширения такой решетки зависит от отношения давлений на входе в решетку и на выходе из нее ($\delta_1 = p_0^*/p_1$). Характер течения будет разным для условий $\delta_1 < \delta_{кр}$ и $\delta_1 \geq \delta_{кр}$, где $\delta_{кр}$ — критическое отношение давлений [см. формулу (4.4)].

Рис. 4.15. К определению угла отклонения потока в косом срезе суживающейся сопловой решетки

Рассмотрим, какие параметры будут на выходе из конфузурной решетки при $\delta_1 < \delta_{кр}$ (такие отношения давлений характерны для предкамерных турбин).



Действительную скорость истечения найдем из соотношения

$$c_1 = \varphi c_{1ад}, \quad (4.33)$$

где φ — скоростной коэффициент для осредненной скорости. Осреднение может проводиться по уравнениям сохранения неразрывности, количества движения и энергии (см. разд. 2.13.2.1), в зависимости от решаемой задачи.

Обычно коэффициент φ сужающихся сопел равен:

$$\varphi = 0,97 \div 0,98.$$

Расход газа находим с помощью газодинамических таблиц через приведенный расход

$$q(\lambda_{c_1}) = \frac{Q_1 c_1}{Q_{1кр} a_{1кр}}. \quad (4.34)$$

Расход через решетку найдем по формуле

$$G = z_c f_{\min} Q_1 c_1, \quad (4.35)$$

или, учитывая формулу (4.34), после преобразований получим

$$G = z_c f_{\min} \frac{p_1^*}{\sqrt{RT_1^*}} q(\lambda_{c_1}) m, \quad (4.36)$$

где обозначено

$$m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}.$$

Давление p_1^* выразим через начальное давление торможения с помощью коэффициента полного давления:

$$p_1^* = \sigma_1 p_0^*; \quad (4.36a)$$

тогда

$$G = z_c f_{\min} m \sigma_1 \frac{p_0^*}{\sqrt{RT_0^*}} q(\lambda_{c_1}), \quad (4.37)$$

так как

$$T_0^* = T_1^*.$$

Для определения направления потока на выходе из решетки при дозвуковых скоростях в практике турбостроения распространена формула

$$\sin \alpha_1(\beta_2) = m \frac{a}{t}, \quad (4.38)$$

где m — опытный коэффициент; a — размер горла межлопаточного канала.

Эта формула хорошо согласуется с опытом (при коэффициенте $m=1$) для скоростей выхода, близких к звуковым. При меньших скоростях ($M \leq 0,4-0,5$) рекомендуется (см. работу [6]) принимать коэффициент m равным 1,08.

Рассмотрим основные соотношения для течения в конфузорной решетке при $\delta_1 = \delta_{1кр}$. Приближенно будем принимать, что в минимальном сечении устанавливается критическая скорость:

$$c_{1кр} = \varphi a_{1кр} = \varphi \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_0^*}, \quad (4.39)$$

которая определяет расход газа через сопло.

Расход равен максимальному (критическому) расходу:

$$G = G_{кр} = z_c f_{\min} m \sigma_{1кр} \frac{p_0^*}{\sqrt{RT_0^*}} q(\lambda_{c_{1кр}}). \quad (4.40)$$

Под f_{\min} в формулах (4.37) и (4.40) следует понимать эффективное минимальное сечение, которое может быть меньше геометрического ввиду сужения струи:

$$f_{\text{в.ин}} = \alpha f_{\text{мин геом}},$$

где α — коэффициент сужения струи; в первом приближении можно принимать $\alpha=1$; величина $\sigma_{1кр}$ в формуле (4.40):

$\sigma_{1кр} = p_{1кр}^*/p_0^*$ — коэффициент полного давления от входа до критического сечения.

При $\delta_1 > \delta_{1кр}$ расширение газа продолжается в пределах косо́го среза межлопаточного канала, т. е. от сечения $k-k$ до сечения $c-c$ (см. рис. 4.15). Рассмотрим этот вопрос подробнее.

4.3.1.2. Расширение газа в косо́м срезе сужающейся решетки

Лопаточные решетки почти всегда имеют косо́й срез, так как угол наклона лопаток на выходе обычно значительно меньше 90° . При давлении за сопловой решеткой p_1 , меньшем $p_{кр}$, в пространстве между критическим сечением и срезом происходит расширение газа. Давление вдоль стенки падает постепенно, а в точке A сразу (см. рис. 4.15). Вокруг точки A возникает течение Прандтля—Майера (течение при обтекании тупого угла), приводящее к увеличению скорости газа от звуковой ($\lambda_{кр}=1$) до сверхзвуковой ($\lambda > 1$) и поворот потока в сторону меньшего давления.

В плоском косо́м срезе постоянное давление устанавливается вдоль характеристики, т. е. вдоль луча, выходящего из точки A (см. рис. 4.15). Давление, соответствующее выходному, может установиться в пределах косо́го среза. В этом случае будет неполное использование косо́го среза.

Когда характеристика, соответствующая выходному давлению, установится на срезе сопла, то расширительная способность косо́го среза будет использована полностью. Величина скорости определяется отношением давлений δ_1 и потерями в сопле и найдется по формуле (4.33). Расход газа остается равным критическому, так как в критическом сечении мы имеем минимальное проходное сечение, и на величину скорости в этом сечении расширение в косо́м срезе не влияет. Расширение в косо́м срезе сопровождается отклонением потока в сторону увеличения угла, под которым выходит поток.

Из эпюр давления, показанных на рис. 4.15, следует, что на газовую струю, протекающую по косо́му срезу, действует импульс давления в окружном направлении. Под действием этого импульса давления струя отклоняется от оси сопла (см. рис. 4.15).

Угол отклонения потока в косо́м срезе может быть найден расчетным путем. Точные формулы для определения угла отклонения потока в косо́м срезе приводятся в курсах газовой динамики (см. работу [37]).

Приближенная формула для определения угла отклонения потока в косо́м срезе получается из уравнения неразрывности, записанного для сечений $k-k$ и $l-l$, без учета возможного отрывного течения (см. рис. 4.15):

$$Q_{кр} c_{кр} f_{min} = Q_1 c_1 f_1, \quad (4.41)$$

где f_1 — сечение струи на выходе из сопла.

Считая, что высота решетки (размер, перпендикулярный плоскости чертежа, см. рис. 4.15) остается постоянной в пределах косо́го среза и что в струе до сечения $l-l$ сохраняется этот размер, получим соотношения между сечениями f_{min} , f_1 и сечением в плоскости среза f_c :

$$f_1 = f_c \sin(\alpha_1 + \theta) \quad \text{и} \quad f_{min} = f_c \sin \alpha_1.$$

Подставив эти соотношения в формулу (4.41) и произведя сокращения, получим

$$Q_{кр} c_{кр} \sin \alpha_1 = Q_1 c_1 \sin(\alpha_1 + \theta),$$

$$\text{откуда} \quad \sin(\alpha_1 + \theta) = \sin \alpha_1 \frac{Q_{кр} c_{кр}}{Q_1 c_1}. \quad (4.42)$$

Пренебрегая потерями, т. е. полагая $Q_{кр} = Q_{кр,ад}$ и $c_{кр} = a_{кр}$, из формулы (4.42) получим

$$[\sin(\alpha_1 + \theta) = \sin \alpha_1 \frac{Q_{р,ад} a_{кр}}{Q_{1ад} c_{1ад}}]. \quad (4.43)$$

С учетом того, что

$$\frac{Q_{1ад} c_{1ад}}{Q_{1кр} a_{1кр}} = q(\lambda_{c_{1ад}}) \quad (4.44)$$

($a_{кр} = a_{1кр}$, так как $T_0^* = T_1^* = \text{const}$), получим формулу, известную под названием формулы Бэра:

$$\sin(\alpha_1 + \theta) = \sin \alpha_1 \frac{1}{q(\lambda c_{1аа})}. \quad (4.45)$$

Расчеты по этой формуле дают несколько заниженные значения углов отклонения потока, особенно при $\delta > 4$ (см. работу [137]).

Выведем количественные соотношения для определения расширительной способности косо-

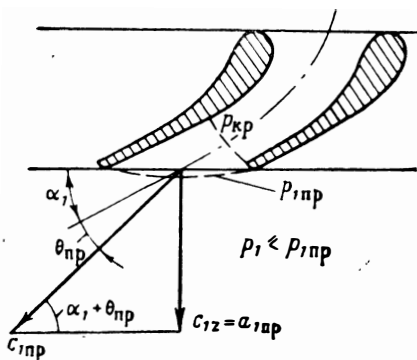


Рис. 4.16. К определению предельного расширения в косом срезе решетки

среза. Составляющая скорости газа, перпендикулярная изобарической поверхности (характеристике), равна скорости звука. Тогда для предельного расширения в косом срезе (характеристика совпадает со срезом сопла) осевая составляющая выходной скорости (перпендикулярная фронту решетки) должна быть скоростью звука при данной температуре (рис. 4.16). Для предельного случая расширения (без учета потерь) можно записать (см. рис. 4.16):

$$\sin(\alpha_1 + \theta_{пр}) = \frac{a_{1пр}}{c_{1пр.аа}}. \quad (4.46)$$

Уравнение (4.45) запишем в виде

$$\sin(\alpha_1 + \theta_{пр}) = \sin \alpha_1 \frac{1}{q(\lambda c_{1пр.аа})}. \quad (4.47)$$

Приравняв правые части уравнений (4.46) и (4.47) и преобразовав их, получим

$$\delta_{1пр} = \delta_{кр} \frac{1}{(\sin \alpha_1)^{2k/(k+1)}}. \quad (4.48)$$

Предельное отношение давлений зависит от угла наклона сопла, которым определяется соотношение площадей f_{\min}/f_c .

В табл. 4.1 приведены значения предельной степени расширения сужающегося сопла с косым срезом для $k=1,33$ и для трех значений угла α_1 .

Большую степень расширения в сужающемся сопле с косым срезом можно получить при меньших углах наклона сопла α_1

(больше прирост площади в косом срезе) и меньших потерях полного давления (меньше удельный объем газа и, следовательно, меньше требуемая площадь). Но окончательно вопрос о выборе степени расширения в сужающемся сопле можно решить, оценив величину углов отклонения в случае предельного расширения.

Подставив в формулу (4.47) значение $\lambda_{c1пр.ал}$ для предельной степени падения давления [см. формулу (4.48)], найдем величину угла отклонения, соответствующего полному использованию расширительной способности косога среза сужающегося сопла.

В табл. 4.2 приведены значения углов отклонения, соответствующих предельному расширению в косом срезе.

Таблица 4.1

Зависимость предельного отношения давлений $\delta_{1пр}$ для сужающихся сопел от угла наклона сопла α_1

α_1°	15	20	25
$\delta_{1пр}$	8,4	6,2	4,9

Таблица 4.2

Зависимость углов отклонения потока в косом срезе $\theta_{пр}$, соответствующих предельному отношению давлений, от угла наклона сопла α_1

α_1°	15	20	25
$\theta_{пр}^\circ$	14°	12°10'	10°30'

Обычно расчетную величину угла отклонения потока при расширении в косом срезе ограничивают значениями $3 \div 5^\circ$. Большие углы отклонения потока на выходе из сопловой решетки приводят к большим углам натекания на лопатки рабочего колеса, что невыгодно, так как увеличиваются потери с выходной скоростью из рабочего колеса. Выходная скорость возрастает из-за увеличения осевой составляющей скорости. На малые выходные углы сопловой решетки переходить также нецелесообразно, так как это увеличит потери в связи с увеличением поверхности трения и величины кромок, а также в связи с увеличением угла поворота при входе. В связи с этим сопловую решетку никогда не рассчитывают на предельное отношение давлений. Максимальное расчетное отношение давлений для сужающихся сопел, исходя из углов отклонения в косом срезе $\theta = 3 \div 5^\circ$, составляет $\delta_1 = 3 \div 4$.

4.3.1.3. Расширение газа в решетках и соплах с расширяющимися каналами

Для больших степеней расширения ($\delta_1 > 3 \div 4$) в сопловых решетках применяют профили, которые образуют межлопаточные каналы в форме сопел Лаваля (рис. 4.17). В турбинах с малым расходом газа часто применяют отдельные сопла, выполненные

в виде сопел Лавала (см. далее рис. 4.23). Сопловые аппараты, образующие сужающе-расширяющиеся каналы, позволяют получить большие сверхзвуковые скорости истечения.

На рис. 4.17 изображен элемент решетки с межлопаточными каналами, выполненными в форме сопел Лавала. Слева показано изменение параметров потока. Выделены два характерных сечения — минимальное сечение $k-k$ (критическое) и сечение $I'-I'$ в конце расширяющейся части, перпендикулярное оси

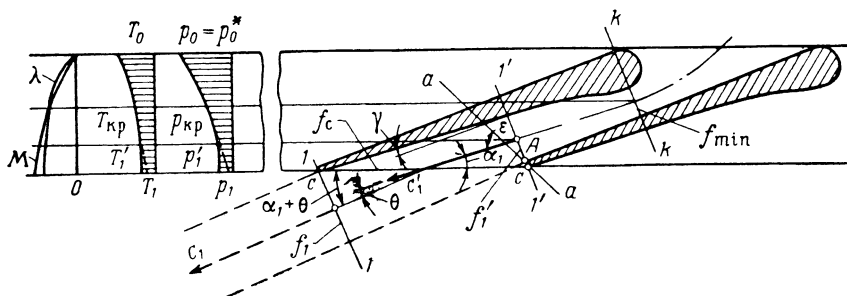


Рис. 4.17. К рассмотрению течения газа через решетку с межлопаточными каналами, выполненными в форме сопел Лавала

сопла. Параметры в сечении $I'-I'$ будут обозначаться цифрой «1» со штрихом. Проходные сечения f_{\min} и $f_{I'}$ являются рассчитываемыми сечениями. Величина критического сечения будет определять расход через решетку [см. формулу (4.40)]. Если задан расход, то из формулы (4.40) можно определить требуемую величину минимального (критического) сечения f_{\min} .

Проходное сечение $f_{I'}$ определяет степень уширения сопла и величину скорости $c_{I'}$. Найдем связь степени уширения сопла с параметрами газа.

Применим уравнение неразрывности для сечений $k-k$ и $I'-I'$:

$$G = \frac{p_0^*}{\sqrt{RT_0^*}} m \sigma_{кр} q(\lambda_{c_{кр}}) = \frac{p_0^*}{\sqrt{RT_0^*}} m \sigma_{I'} f_{I'} q(\lambda_{c_{I'}}),$$

откуда

$$\overline{f_{I'}} = \frac{f_{I'}}{f_{\min}} = \frac{\sigma_{кр} q(\lambda_{c_{кр}})}{\sigma_{I'} q(\lambda_{c_{I'}})}. \quad (4.49)$$

Потерями в докритической части сопла будем пренебрегать. Положим $\sigma_{кр} = 1$ и $q(\lambda_{c_{кр}}) = 1$; тогда из формулы (4.49) получим

$$\overline{f_{I'}} = \frac{1}{\sigma_{I'} q(\lambda_{c_{I'}})}. \quad (4.50)$$

Так как

$$\sigma_1' = \frac{(p_1')^*}{p_0^*},$$

то

$$\bar{f}_1' = \frac{p_0^*}{(p_1')^* q(\lambda_{c_1}')}. \quad (4.51)$$

Выразим \bar{f}_1' через статическое давление p_1' и коэффициент скорости $\varphi' = \frac{c_1'}{c_{1ад}}$:

$$\lambda_{c_1}' = \varphi'(\lambda_{c_{1ад}}') \quad \text{и} \quad (p_1')^* = \frac{p_1'}{\left[1 - \frac{k-1}{k+1} (\varphi')^2 \lambda_{c_{1ад}}'^2\right]^{\frac{k}{k-1}}}.$$

Соответственно

$$\bar{f}_1' = \frac{\delta_1' \left[1 - \frac{k-1}{k+1} (\varphi')^2 \lambda_{c_{1ад}}'^2\right]^{\frac{k}{k-1}}}{q(\lambda_{c_1}')}, \quad (4.52)$$

где

$$\delta_1' = \frac{p_0^*}{p_1'}.$$

Подставив в формулу (4.52) развернутое выражение для $q(\lambda_{c_1}')$, после упрощений получим

$$\bar{f}_1' = \delta_1' \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} (\varphi')^2 \lambda_{c_{1ад}}'^2}{\varphi' \lambda_{c_{1ад}}'}. \quad (4.53)$$

Задавая желаемую степень понижения давления δ_1' от входа в сопло до сечения $I'-I'$ (см. рис. 4.17) и скоростным коэффициентом φ' , учитывающим потери на этом участке, определяем по таблице газодинамических функций $\lambda_{c_{1ад}}' = f(\pi_1' = 1/\delta_1')$ и рассчитываем степень уширения сопла \bar{f}_1' .

В формулу (4.53) входит лишь один опытный коэффициент, а именно скоростной коэффициент φ' . По опытным данным величина φ' может приниматься в пределах $0,94 \div 0,98$.

На рис. 4.18 представлена зависимость степени уширения сопла от отношения давлений δ_1' , рассчитанная при разных значениях скоростного коэффициента сопла φ' . Величина φ' влияет

на уширение сопла. Задаваясь при расчете сопла заниженным значением φ' , можно получить чрезмерное уширение сопла для заданного значения δ'_1 . Такое сопло будет работать в режиме перерасширения, что может вызвать дополнительные потери.

При расчете сопел лучше выбирать завышенные значения φ' , так как при работе сопла совместно с рабочей решеткой предпочтительнее иметь режим недорасширения. Скорость в конце

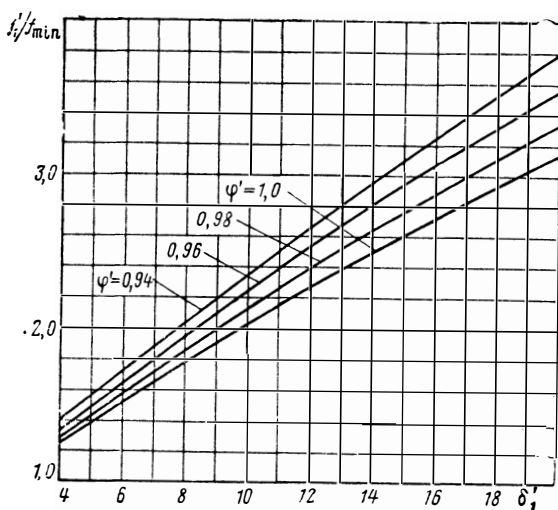


Рис. 4.18. Зависимость степени уширения сопла от отношения давлений δ'_1 при различных значениях скоростного коэффициента φ' ($k=1,33$)

расширяющейся части найдется как скорость полного расширения:

$$c'_1 = \varphi' \lambda_{c'_1 \text{ ад}} a_{\text{кр}},$$

где

$$\lambda_{c'_1 \text{ ад}} = f(\pi'_1 = 1/\delta'_1).$$

Если отношение давлений δ_1 , подсчитанное по полному давлению перед решеткой и статическому давлению на выходе из решетки, будет равняться расчетной степени понижения давления в сопле ($\delta_1 = \delta'_1$), то скорость на выходе c_1 будет равна скорости в сечении $I'-I'$ (см. рис. 4.17), если пренебречь потерями в косом срезе:

$$c_1 = c'_1; \quad \lambda_{c_1} = \lambda_{c'_1}.$$

4.3.1.4. Расширение газа в косом срезе расширяющихся решеток и сопел

Если отношение давлений δ_1 будет больше δ_1' , то в косом срезе может происходить дальнейшее расширение газа. Поток газа при этом будет отклоняться в сторону увеличения угла вытекания. Изменение параметров газа с учетом расширения в косом срезе показано пунктирными линиями на рис. 4.17. В этом случае $\lambda_{c_1} > \lambda'_{c_1}$.

Расширение в косом срезе начинается не от сечения $I'-I'$, а только от характеристики $a-a$, смещенной относительно сечения $I'-I'$ (см. рис. 4.17). Волна разрежения из точки A не достигнет сечения $I'-I'$, так как газ сносится со скоростью, превышающей скорость звука ($c_1' > a$), т. е. превышающей скорость распространения волны разрежения. Угол ε , под которым расположена характеристика $a-a$ по отношению к оси, определится из известного соотношения:

$$\sin \varepsilon = \frac{a_1'}{c_1'} = \frac{1}{M_1'} . \quad (4.54)$$

При больших сверхзвуковых скоростях расширение в косом срезе может вообще не протекать. При этом характеристика, соответствующая давлению p_1' , совпадает со срезом сопла. Для этого случая можно записать соотношение

$$\sin \varepsilon = \sin \alpha_1 = \frac{1}{M_{1np}'} . \quad (4.55)$$

Так, например, при $\alpha_1 = 20^\circ$ величина $M_{1np}' = 2,9$. При $M_1' < M_{1np}'$ расширение в косом срезе может иметь место, но практически оно приводит к небольшому приращению скорости по сравнению с тем, которое наблюдается при расширении в косом срезе сужающегося сопла. Это объясняется тем, что в закритической области, в связи с резким увеличением удельных объемов газа, необходимое приращение площади при расширении газа тоже велико.

Можно получить приближенные соотношения для угла отклонения потока, воспользовавшись уравнением неразрывности. Написав уравнение неразрывности для двух сечений: $k-k$ и $I'-I'$ (см. рис. 4.17), получим после преобразований, аналогичных тем, которые применялись при выводе формулы (4.45), для адиабатного течения:

$$\sin(\alpha_1 + \theta) = \sin \alpha_1 \frac{q(\lambda'_{c_{1ад}})}{q(\lambda_{c_{1ад}})} . \quad (4.56)$$

На рис. 4.19 (см. работу [146]) показан спектр течения в расширяющейся сопловой решетке. Отношение давлений такое,

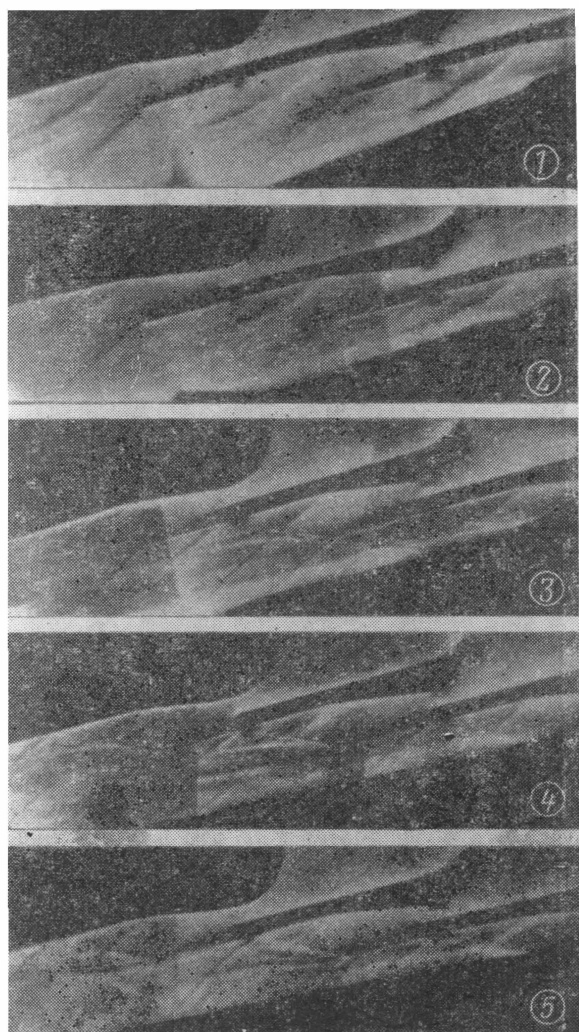


Рис. 4.19. Спектр течения в расширяющейся сопловой решетке.

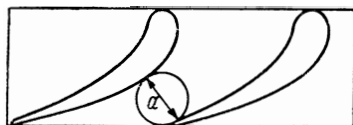
Углы установки профиля χ : 1— 18° ; 2— 16° (расчетный); 3— 14° ; 4— 12° ; 5— 10°

что происходит расширение газа в косом срезе. Видны волна разрежения в косом срезе, граница потока, покидающего решетку, отраженные волны разрежения и волны разрежения на выходных краях.

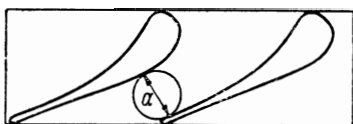
4.3.1.5. Профилирование сопловых решеток и сопел

Сопловая решетка должна быть спрофилирована таким образом, чтобы она обеспечивала необходимые направление и величину скорости потока на выходе и имела минимальные потери.

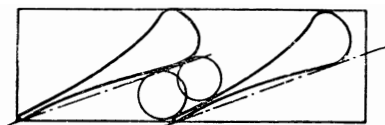
Газ подводится к сопловой решетке из газогенератора в осевом направлении. Поэтому обычно $\alpha_0 = 90^\circ$. Выходной угол α_1 выбирается в пределах $15 \div 20^\circ$. Чем меньше угол выхода, тем больше будет высота лопатки и тем больше изогнутость сопловой и рабочей лопаток. Профильные потери (особенно кромочные и вторичные) возрастут. При больших углах α_1 возрастут потери с выходной скоростью в результате увеличения осевой составляющей скорости на выходе из колеса, которая близка по величине к осевой составляющей скорости на входе в колесо. Осевая составляющая скорость на входе с увеличением α_1 возрастает.



а)



б)



в)

Рис. 4.20. Профили сопловых решеток.

а—дозвуковой профиль (группа А); б—околозвуковой профиль (группа Б); в—сверхзвуковой профиль (группа В)

При проектировании турбин ЖРД следует в качестве профилей сопловых решеток выбирать профили с известными характеристиками и обладающие минимальными потерями. Профили, разработанные в МЭИ на основании теоретических и экспериментальных исследований, приведены в атласе профилей (см. работу [4]).

Профили сопловых решеток разделены на три группы: А, Б и В (рис. 4.20). Решетки групп А и Б являются сужающимися, а решетки группы В — сужающе-расширяющимися. Профили группы А предназначаются для сопловых решеток с дозвуковой скоростью на выходе ($M_1 = 0,4 \div 0,9$). При околозвуковых скоростях ($0,9 < M_1 < 1,2$) применяются решетки группы Б. В этих решетках сверхзвуковая скорость достигается в результате расширения газа в косом срезе (отношение давлений $\delta_1 \leq 2,5$). Решетки группы В предназначаются для больших сверхзвуковых скоростей ($M_1 > 1,2$).

Решетки для дозвуковых скоростей (группа *A*) имеют профили с плавно меняющейся кривизной спинки и корытца, что обеспечивает достаточно равномерное, без диффузорных участков, распределение давлений по профилю (см., например, рис 2.50, $\alpha_0 = 60^\circ \div 90^\circ$), при котором потери в решетке минимальны.

В решетках группы *B* ($M_1 < 1,2$) спинка в косом срезе, где происходит увеличение скорости потока к сверхзвуковой, выполняется прямолинейной. Это делается потому, что выгнутая спинка (большая кривизна) привела бы к местному повышению

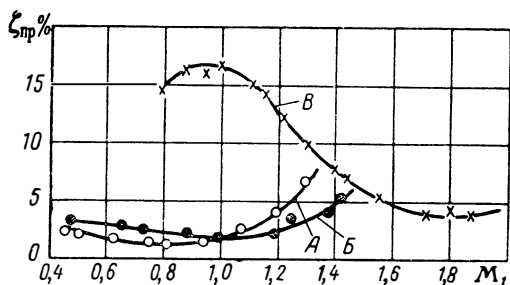


Рис. 4.21. Зависимость коэффициента потерь сопловой решетки от числа M на выходе:

A—дозвуковая решетка (группа *A*); *B*—околозвуковая решетка (группа *B*); *B*—сверхзвуковая решетка (группа *B*)

скорости у поверхности лопатки до значительной сверхзвуковой (местное обтекание тупого угла) с последующим торможением в скачке уплотнения, сопровождающимся потерей энергии (волновые потери).

Сопловые решетки группы *B* имеют после минимального сечения вогнутую спинку, образующую расширяющийся канал.

Сопловым решеткам соответствуют потери, находящиеся на уровне минимальных, при расчетных значениях M_1 (рис. 4.21). Они в основном определяются потерями трения. При отклонении от расчетного значения M_1 , в связи с нерасчетным течением, потери возрастают. При больших значениях M_1 (отношение давлений δ_1 больше расчетного δ_p) расширение газа происходит за пределами решетки. Оно сопровождается скачками уплотнения, повышающими потери (см. работу [37]).

В случае, если значения M_1 меньше расчетного, то в сужающейся решетке (группы *A* и *B*) возрастает толщина пограничного слоя, вследствие чего увеличиваются профильные и концевые потери. Увеличение потерь в расширяющихся решетках при значениях M_1 меньше расчетного (отношение давлений $\delta_1 < \delta_p$) объясняется в основном возрастанием волновых потерь, вызы-

ваемых скачками уплотнения в расширяющейся части канала (см. работу [37]).

После выбора по величинам M_1 , α_0 и α_1 профиля сопловой решетки определяют относительный шаг $\bar{t} = t/b_{\text{л}}$ (где $b_{\text{л}}$ — хорда профиля) и коэффициент потерь решетки. Для этого используют графические характеристики профиля, приведенные в атласе [4].

Существует оптимальная величина относительного шага \bar{t} ,

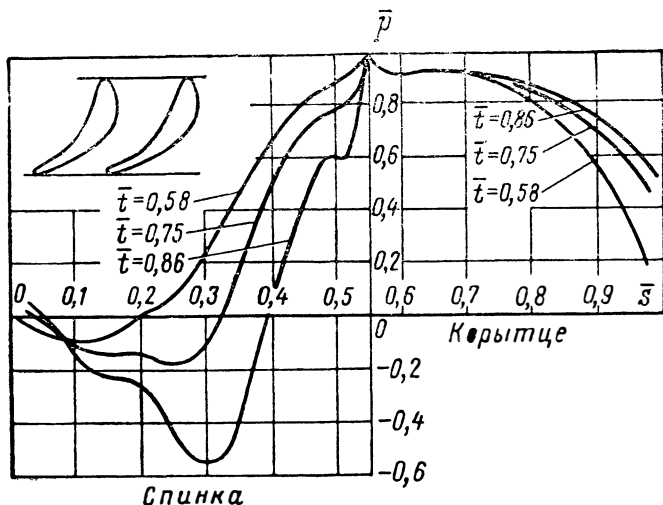


Рис. 4.22. Распределение давления по реактивному профилю при различных значениях относительного шага решетки

при которой потери в решетке минимальны. Это вызвано тем, что с увеличением шага уменьшается поверхность трения и снижаются профильные потери. Но, наряду с этим, увеличение шага вследствие меньшего взаимного влияния соседних профилей приводит к падению давления на спинке и возрастанию давления на корытце (рис. 4.22). При этом увеличиваются вторичные потери и создается возможность отрыва потока. С увеличением шага ухудшаются отклоняющие свойства решеток. Для сопловых решеток $\bar{t}_{\text{opt}} = 0,7 \div 0,9$.

Предкамерным турбинам ЖРД соответствуют малые отношения давлений δ_1 (см. разд. 4.1.2), при которых $M_1 < 1,2$, поэтому в предкамерных турбинах в качестве сопловых решеток могут применяться решетки групп А и Б. Значения $M_1 > 1,2$ соответствуют автономным турбинам ЖРД с высоким отношением давлений δ_1 ; поэтому для автономных турбин могут быть использованы сопловые решетки группы В. Однако в автономных турбинах, которые, как правило, выполняются парциальными (с подводом газа не по всей окружности колеса), широко применяют кониче-

ские сопла (рис. 4.23). Как показали опыты (см. работу [139]), к. п. д. турбины с коническими соплами равен или несколько больше к. п. д. турбины с лопаточной сопловой решеткой.

Отметим, что конические сопла просты в технологическом отношении. В коническом сопле поток достигает скорости звука в сечении диаметром d_{min} . Дозвуковая часть сопла выполняется

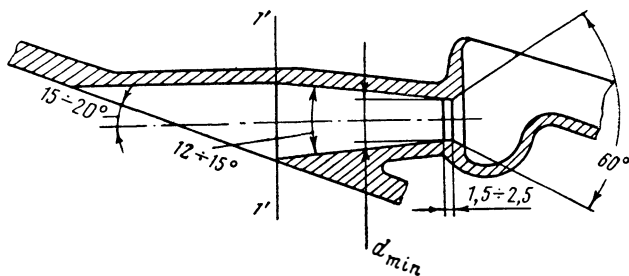


Рис. 4.23. Отдельное коническое расширяющееся сопло

с плавными обводами. Расширяющуюся часть сопла от сечения d_{min} до сечения $1'—1'$ целесообразно проектировать с углом конусности, не превышающим $12 \div 15^\circ$. В пределах косо́го среза коническая поверхность сопла обычно переходит в цилиндрический участок.

Наклон оси сопла выполняется таким, чтобы с учетом отклонения потока в косом срезе угол α_1 был равен $15 \div 20^\circ$. Определение размеров конического сопла d_{min} , d' и числа сопел z_c будет рассмотрено далее в разд. 4.3.3.2.

4.3.2. ОБТЕКАНИЕ РЕШЕТОК ГАЗОМ

4.3.2.1. Обтекание и профилирование решеток при дозвуковых скоростях

При изменении скорости потока на входе в решетку в области $M_{w_1} < 0,3 \div 0,4$ характер потока в решетке не меняется: распределение давлений и коэффициенты потерь остаются неизменными. Газ ведет себя в основном как несжимаемая жидкость.

При числах M_{w_1} , превышающих $0,3 \div 0,4$, проявляется сжимаемость газа — изменяется распределение давлений (см. рис. 2.49) и скоростей по профилю решетки, изменяются коэффициенты потерь.

При больших дозвуковых скоростях на входе в решетку ($M_{w_1} = 0,7 \div 0,9$) скорость, увеличиваясь на спинке лопатки, может стать звуковой и сверхзвуковой. Если ниже по потоку скорость дозвуковая, то переход потока от сверхзвуковой скорости к дозвуковой происходит в скачке уплотнения и сопровождается

увеличением потерь в решетке (волновые потери). Сверхзвуковые зоны и скачки уплотнения возникают и у выходной кромки лопатки со стороны спинки. Они связаны с увеличением скорости потока у выходной кромки, вызванным кривизной выходной части профиля. Уменьшение кривизны способствует уменьшению интенсивности скачков уплотнения. Этому способствует также уменьшение толщины выходной кромки.

При увеличении M_{w_1} от малых дозвуковых скоростей ($M_{w_1} < 0,3 \div 0,4$) до больших дозвуковых скоростей потери в дозвуковой решетке сначала уменьшаются, а затем возрастают (см. кривые А и Б на рис. 4.24). Падение потерь связано с уменьшением толщины пограничного слоя с ростом M_{w_1} , приводящим к уменьшению профильных и концевых потерь.

Число $M_{w_1}^*$, при котором в межлопаточном канале достигается скорость звука, называется критическим. Возрастание потерь в решетке начинается после достижения критического значения $M_{w_1}^*$ и связано с волновыми потерями и отрывом потока, вызываемым скачками уплотнения.

Рабочие решетки, предназначенные для дозвуковых скоростей потока, как и дозвуковые сопловые решетки (см. разд. 4.3.1.5), выполняют с плавно меняющейся кривизной спинки и корытца, со скругленной входной кромкой. Чем больше радиус скругления, тем менее чувствительна решетка к изменению режима работы (угла атаки).

Дозвуковые скорости на входе в рабочую решетку соответствуют предкамерным турбинам ЖРД, выполняемым реактивными (с малой степенью реактивности) или активными. Дозвуковым обычно является также поток на входе во вторую ступень автономной двухступенчатой турбины со ступенями скорости.

В качестве рабочей решетки реактивной предкамерной турбины используют решетки группы А (см. рис. 4.20, а), которые применяются в качестве сопловых (см. разд. 4.3.1.5). Дозвуковые активные решетки подбирают из решеток группы А (см. далее рис. 4.27), приведенных в атласе [4].

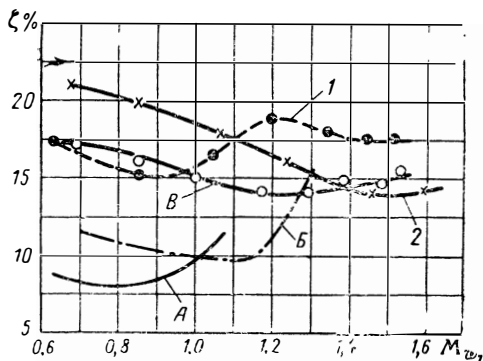


Рис. 4.24. Зависимость коэффициента потерь в рабочей решетке от числа M :

А—дозвуковая решетка; Б—околодозвуковая решетка; В—сверхзвуковая решетка с сужающе-расширяющимися каналами, спроектированная по методу прямого скачка; 1—сверхзвуковая решетка с каналом постоянного сечения, спроектированная по методу прямого скачка; 2—сверхзвуковая решетка, спроектированная по методу ступенчатого торможения

Решетки группы A имеют плавно сужающийся канал. Профиль этих решеток спроектирован так, чтобы рабочие значения M_{w_1} были меньше критического числа $M_{w_1}^*$.

В качестве активных решеток и решеток с малой реактивностью, имеющих малую высоту ($h_{л}/b_{л} < 1,5 \div 1,7$), при которой велики потери на парный вихрь, рекомендуется использовать решетки группы A_k (рис 4.25). Решетки этой группы имеют входной расширяющийся участок ($a_m > a_1$) и выходной — сужающийся ($a_m > a_2$). Весь межлопаточный канал приобретает расширяюще-сужающуюся форму. На начальном участке такого ка-

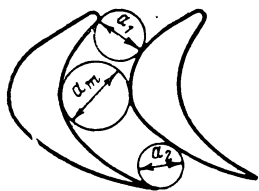


Рис. 4.25. Рабочая активная решетка с расширяюще-сужающимися каналами (группа A_k)

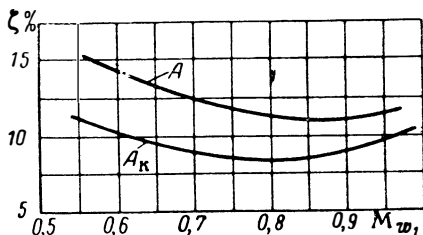


Рис. 4.26. Зависимость коэффициента потерь от числа M для решетки группы A и решетки группы A_k при $h_{л}/b_{л} = 0,9$

нала поворот потока происходит при сниженной скорости и, следовательно, уменьшается поперечный градиент давления. Это приводит к уменьшению вторичных потерь (потери на парный вихрь). Конфузорный выходной участок канала обеспечивает конфузорное течение на спинке в косом срезе, что предотвращает отрыв потока. Поэтому решетки A_k позволяют увеличить угол поворота потока (уменьшить углы $\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$), не опасаясь отрыва потока и увеличения потерь. При малой высоте лопатки решетки группы A_k имеют меньшие в $1,3 \div 1,5$ раза потери, чем решетки группы A в широком диапазоне дозвуковых скоростей (рис. 4.26).

Шаг рабочей решетки и потери определяются аналогично определению соответствующих величин для сопловых решеток (см. разд. 4.3.1.5) — по характеристикам решеток, приведенным в атласе [4].

Угол лопатки на входе $\beta_{1л}$ определяется углом потока и углом атаки:

$$\beta_{1л} = \beta_1 + i.$$

Из треугольника скоростей (см. рис. 2.22) имеем

$$\beta_1 = \arctg \frac{\sin \alpha_1}{\cos \alpha_1 - (u/c_1)}.$$

Угол атаки выбирается в зависимости от профиля лопатки. Для дозвуковых скоростей небольшие отрицательные углы атаки $i = -2^\circ \div -6^\circ$ соответствуют минимальным профильным потерям. Чем больше положительный угол атаки, тем значительно падает давление на спинке лопатки и суммарная величина окружного усилия увеличивается (см. рис. 2.49). Обтекание при больших положительных углах атаки при дозвуковых скоростях приводит к большим потерям, так как увеличиваются области диффузорного течения (см. точки 1—6 для $\beta_1 = 18^\circ$ на рис. 2.49).

Таким образом, потери при обтекании профилей сильно зависят от угла атаки. Профили с тупыми округлыми входными кромками и густые решетки менее чувствительны к изменению угла атаки. Учет влияния угла атаки на потери в решетке можно произвести по приближенным эмпирическим зависимостям. Подобные зависимости приводятся в атласе профилей [4].

Для ориентировочных расчетов при наличии активного профиля может быть применена следующая формула для определения уменьшения к. п. д. решетки (см. работу [136]):

$$\frac{\Delta\eta}{\eta_p} = \left(\frac{\beta_{1p} - \beta_1}{\beta_{1p}} \right)^2 \quad \text{при } i > 0;$$

$$\frac{\Delta\eta}{\eta_p} = 0,15 \left(\frac{\beta_{1p} - \beta_1}{\beta_{1p}} \right)^2 \quad \text{при } i < 0,$$

где β_1 и β_{1p} — соответственно текущий и расчетный углы потока; η_p — расчетный к. п. д. решетки.

Выходной угол $\beta_{2л}$ выбирается в зависимости от степени реактивности решетки. В профилях реактивных решеток он всегда меньше, чем $\beta_{1л}$, и определяется требуемыми величинами β_2 . В активных решетках также целесообразно выходной угол делать несколько меньше входного; это обеспечит небольшую конфузорность межлопаточного канала и благоприятно отразится на снижении величины потерь:

$$\beta_{2л} = \beta_{1л} - (2^\circ \div 4^\circ).$$

4. 3. 2. 2. Обтекание и профилирование решеток при сверхзвуковых скоростях

Характер потока в решетке изменяется при достижении потока перед решеткой сверхзвуковой скорости. На рис. 4.27 (см. работу [118]) показан спектр обтекания сверхзвуковым потоком решетки профилей, приспособленной для работы при дозвуковых скоростях (группа А). Профиль имеет скругленную входную кромку, спинка на входном участке и в косом срезе криволинейна.

Перед входной кромкой возникает головной скачок уплотнения 1, по интенсивности близкий к прямому. После скачка по-

ток остается сверхзвуковым. Обтекая выпуклый входной участок спинки, поток ускоряется в пучке характеристик (пунктир), как при обтекании тупого угла. При взаимодействии сверхзвукового потока с потоком меньшей скорости, прошедшим через головной скачок соседней лопатки, сверхзвуковой поток тормозится. Возникает скачок уплотнения 2, за которым наблюдается отрыв пограничного слоя. Скачки уплотнения 1 и 2 образуют Δ -образный головной скачок, после которого скорость падает до дозвуковой.

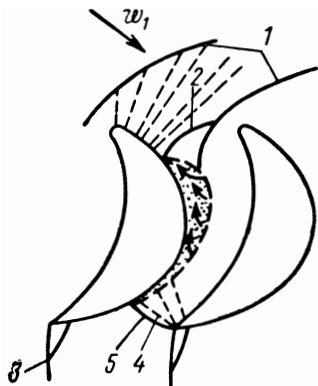


Рис. 4.27. Спектр течения в дозвуковой рабочей решетке (группа А) при сверхзвуковой скорости потока на входе:

1, 2, 3, 4, 5—скачки уплотнения

Если давление достаточно велико, то в косом срезе решетки произойдет ускорение потока. Вследствие большой кривизны выходной части спинки поток на спинке будет ускоряться в пучке характеристик (обтекание тупого угла).

Обтекая выходную кромку большой кривизны (толстая кромка) сверхзвуковой поток отрывается и тормозится. Возникает кромочный скачок 3. Возмущение от этого скачка приводит к появлению скачка 4 на кромке с вогнутой стороны. В месте падения этого скачка на соседнюю лопатку образуется скачок 5. После скачка 5 из-за большой кривизны спинки поток будет ускоряться, тормозясь затем в скачке 3.

Таким образом, в решетке, предназначенной для дозвуковых скоростей, при сверхзвуковых скоростях возникают дополнительные потери в скачках уплотнения (волновые потери) и потери в связи с отрывом пограничного слоя. С увеличением скорости набегающего потока эти потери быстро возрастают. Отсюда следует необходимость специального профилирования лопаток для сверхзвуковых скоростей потока.

Рассмотренная картина течения (см. рис. 4.27) позволяет заключить, что входной и выходной участки спинки должны выполняться прямолинейными для исключения разгона потока с последующим его торможением в скачках. Входную и выходную кромки делают острыми.

В атласе [4] для околозвуковых скоростей рекомендуются решетки группы Б ($0,9 < M_{w_1} < 1,2$) (рис. 4.28), а для сверхзвуковых скоростей ($M_{w_1} = 1,2 \div 1,8$) — решетки группы В (см. далее рис. 4.30, а). Сверхзвуковые скорости обтекания рабочей решетки соответствуют автономным турбинам ЖРД. Эти турбины выполняют активными.

Решетки группы Б (см. рис. 4.28) характеризуются входными и выходными кромками с малыми радиусами скругления и плав-

но сужающимся межлопаточным каналом. Решетки группы *Б* спроектированы по методу прямого скачка. При $M_{w_1} > 1$ перед решеткой поток тормозится в прямом скачке (рис. 4.29), затем ускоряется до звуковой скорости в горле и до сверхзвуковой скорости — в косом срезе. В районе выходной кромки возникают скачки (аналогично профилю группы *А*, см. рис. 4.27). Однако интенсивность скачков здесь меньше, так как кривизна спинки в косом срезе меньше, чем в решетке группы *А*. Потери в решетках группы *Б* невелики. При $M_{w_1} > 1$ потери в решетке группы *Б* значительно меньше, чем в решетке группы *А*, при дозвуковых скоростях — наоборот (см. рис. 4.24).

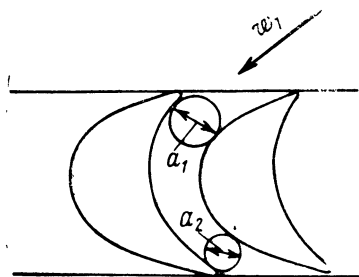


Рис. 4.28. Рабочая активная решетка, предназначенная для околозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростей потока (группа *Б*)

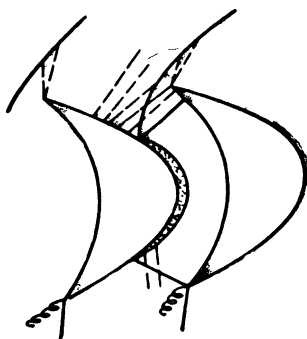


Рис. 4.29. Спектр течения в решетке группы *Б* при сверхзвуковой скорости на входе

Для больших сверхзвуковых скоростей ($M_{w_1} = 1,2 \div 1,8$) в атласе [4] рекомендуются решетки группы *В*, спроектированные, как и решетки группы *Б*, по методу прямого скачка.

Сверхзвуковой поток (рис. 4.30, *а*) тормозится в косом скачке 1, а затем в прямом скачке 2. Межлопаточный канал — сужающе-расширяющийся. В начальной, сужающейся, части происходит поворот потока при малых дозвуковых скоростях. В минимальном сечении достигается скорость звука. Затем поток ускоряется до сверхзвуковой скорости в расширяющейся части канала и в косом срезе. Входную и выходную части спинки профиля выполняют прямолинейными. Степень сужения канала и степень расширения канала выбираются при $M_{w_1} = 1,5 \div 1,8$ в следующих пределах: $a_1/a_m = 1,1 \div 1,2$; $a_2/a_m = 1,15 \div 1,25$.

В ранних конструкциях сверхзвуковых турбин применялись решетки с каналами постоянного сечения. В этом случае после прямого скачка до начала косого среза дозвуковой поток тормозится за счет трения, и только в косом срезе поток ускоряется до сверхзвуковой скорости. Однако опыт показывает, что такая

организация течения сопровождается большими потерями, чем в сужающе-расширяющихся решетках (см. рис. 4.24). Применение сужающе-расширяющихся решеток группы *B* в турбинах ЖРД предпочтительнее.

Помимо метода прямого скачка, на основе которого спроектированы решетки групп *B* и *B*, включенные в атлас профилей [4], для расчета сверхзвуковых решеток ($M_{w_1} > 1,2$) существуют метод ступенчатого торможения в системе скачков (см. рис. 4.30, б) и метод плавного торможения вдоль вогнутого начального участка спинки (см. рис. 4.30, в) (см. работы [4, 118]). При

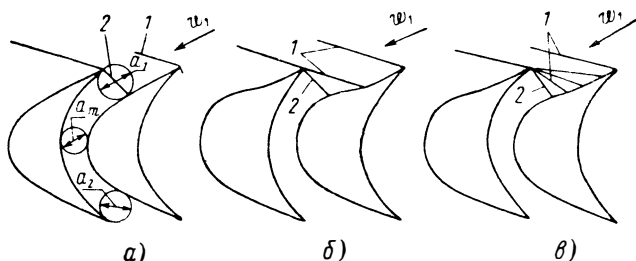


Рис. 4.30. Рабочие активные решетки, предназначенные для больших сверхзвуковых скоростей потока:

a—решетка, спроектированная по методу прямого скачка (группа *B*); *б*—решетка, спроектированная по методу ступенчатого торможения; *в*—решетка, спроектированная по методу плавного торможения вдоль вогнутого начального участка спинки

расчете по этим методам торможение потока организуется в системе скачков, состоящей из нескольких косых скачков, замыкаемых прямым скачком. После прямого скачка, как и в случае решеток группы *B*, дозвуковой поток ускоряется в сужающе-расширяющемся канале до сверхзвуковой скорости. Таким образом, в канале имеет место смешанное течение: сначала дозвуковое, а затем сверхзвуковое.

Решетку можно спроектировать таким образом, чтобы течение по всей длине межлопаточного канала было сверхзвуковым (см. работы [4, 37]). На рис. 4.31 (см. работу [146]) представлен спектр течения в такой решетке. На входе в решетку организован косой скачок уплотнения, после которого сверхзвуковой поток поворачивается межлопаточным каналом на заданный угол. В канале сверхзвуковое течение сопровождается волнами сжатия и разрежения, которые видны на рис. 4.31.

Методы ступенчатого торможения, плавного торможения и метод сверхзвукового течения в канале позволяют спроектировать решетки, имеющие меньшие потери при $M_{w_1} > 1,4 \div 1,5$, чем решетки, рассчитанные по методу прямого скачка (см. рис. 4.24). Однако такие решетки более чувствительны к изменению режи-

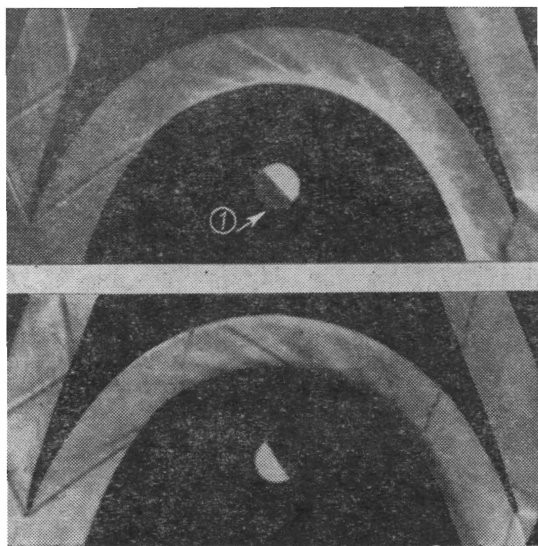


Рис. 4.31. Спектр сверхзвукового течения в канале активной рабочей решетки:

1—расположение кромки ножа теневого прибора

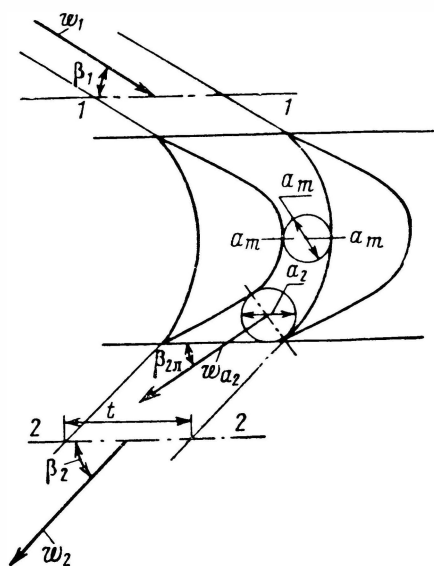


Рис. 4.32. К определению угла выхода потока из активной решетки

ма работы. С изменением M_{w_1} и угла атаки нарушается расчетная система скачков и потери резко возрастают.

4.3.2.3. Определение угла выхода из решетки при обтекании ее газом со сверхзвуковыми скоростями

При обтекании решетки активных профилей сверхзвуковым потоком угол на выходе из решетки (рис. 4.32) может быть точно определен экспериментальным путем (см. работу [4]). Для приближенных расчетов его можно найти из уравнения неразрывности, записанного для осредненных параметров.

Для сечения 1—1 (см. рис. 4.32) и сечения 2—2 за решеткой (теоретически в бесконечности) можно записать (при постоянной высоте решетки):

$$q(\lambda_{w_1}) t \sin \beta_1 = \sigma_2 q(\lambda_{w_2}) t \sin \beta_2. \quad (4.57)$$

Из выражения (4.57) получим

$$\sin \beta_2 = \sin \beta_1 \frac{q(\lambda_{w_1})}{\sigma_2 q(\lambda_{w_2})}. \quad (4.58)$$

4.3.2.4. Режимы «запирания» рабочей решетки

Как отмечалось в разд. 4.3.1.2, в минимальном сечении сопловой решетки при критическом отношении давлений ($\delta_1 = \delta_{кр}$) устанавливается скорость звука; при этом расход достигает максимального значения при заданных параметрах на входе p_0^* и T_0^* . Увеличение отношения давлений ($\delta_1 > \delta_{кр}$) приводит к расширению газа в косом срезе без изменения расхода через решетку, т. е. решетка «запирается», не пропуская расход больше максимального. Режим «запирания» может иметь место и в рабочей решетке.

Найдем условие, определяющее режимы «запирания» при постоянных начальных давлении $p_{w_1}^*$ и температуре $T_{w_1}^*$, считая сечение $a_m - a_m$ (см. рис. 4.32) минимальным сечением межлопаточного канала. Из уравнения неразрывности определим зависимость плотности тока в сечении $a_m - a_m$ от начальных параметров:

$$q(\lambda_{w_1}) t \sin \beta_1 = \sigma_{a_m} q(\lambda_{w_{a_m}}) a_m;$$

$$q(\lambda_{w_{a_m}}) = \frac{q(\lambda_{w_1}) t \sin \beta_1}{\sigma_{a_m} a_m}, \quad (4.59)$$

где σ_{a_m} — коэффициент полного давления для течения от входа до сечения $a_m - a_m$.

$$\text{Соотношение} \quad q(\lambda_{w_{a_m}}) \leq 1 \quad (4.60)$$

соответствует возможным (в том числе, и звуковым) течениям в минимальном сечении решетки, т. е. при выдерживании этого соотношения решетка обтекается без «запираания».

$$\text{Соотношение} \quad q(\lambda_{w_{am}}) > 1 \quad (4.61)$$

определяет режимы, которые не могут быть осуществлены, т. е. является условием «запираания» рабочей решетки. Заданный расход не может быть при этом пропущен через решетку. При «запираании» в случае сверхзвукового потока нарушается исходная система скачков и, как правило, перед решеткой возникает прямой скачок.

Режим «запираания» [$q(\lambda_{w_{am}}) > 1$] нежелателен, так как приводит к дополнительным потерям. При проектировании ступени его можно избежать, выбирая угол β_1 , площадь минимального сечения и шаг решетки такими, чтобы обеспечить соотношение (4.60).

Отметим, что режимы «запираания» могут возникать и на нерасчетных режимах работы.

4.3.3. ВЫСОТА И ШИРИНА РШЕТКИ. ОСЕВОЙ ЗАГОР

4.3.3.1. Высота и ширина сопловой решетки. Степень парциальности

Высота сопловых лопаток определяется расходом газа, который необходимо пропустить через решетку.

Запишем уравнение (4.37) для параметров в сечении за решеткой, где поток выровнялся:

$$G = \pi D_{cp} h_c \frac{p_0^* \sigma_1 m}{\sqrt{RT_0^*}} q(\lambda_{c_1}) \sin \alpha_1. \quad (4.62)$$

Из формулы (4.62) определится h_c :

$$h_c = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{\pi D_{cp} p_0^* \sigma_1 q(\lambda_{c_1}) m \sin \alpha_1}, \quad (4.63)$$

где σ_1 — коэффициент полного давления от входа до расчетного сечения.

Коэффициент полного давления определяется по данным продукто непосредственно или через скоростной коэффициент φ . Коэффициент φ определяется по коэффициенту потерь ζ , значение которого находится по характеристикам выбранной сопловой решетки (см. работу [4]).

Желательно иметь большую высоту сопла, так как вторичные потери будут меньше при большей высоте сопла.

Зависимость скоростного коэффициента решетки (с учетом вторичных потерь) от относительной высоты сопла представлена

графиком, приведенным на рис. 4.33. Если высота сопел будет меньше 8–12 мм, то обычно следует переходить к подводу газа не по всей окружности, а по части ее (парциальный подвод); при этом ступень должна выполняться активной. Турбинами с парциальным подводом обычно являются автономные турбины ЖРД.

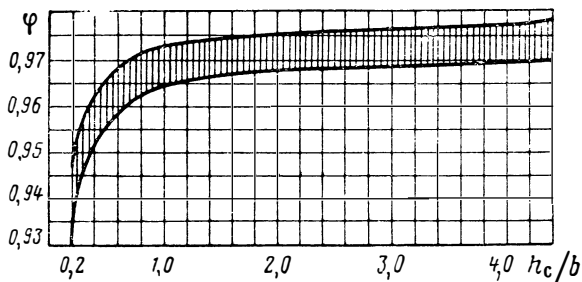


Рис. 4.33. Приближенная зависимость скоростного коэффициента сужающейся решетки от относительной высоты сопла

Введем понятие о степени парциальности ε для сопловой решетки. Степень парциальности определим как отношение дуги, занятой сопловой решеткой, к длине окружности по среднему диаметру:

$$\varepsilon = \frac{t_c z_c}{\pi D_{cp}} \quad (4.64)$$

Для $\varepsilon < 1$ формула (4.63) примет следующий вид:

$$h_c = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{\varepsilon \pi D_{cp} p_0^* \sigma_1 q (\lambda_{c_1}) m \sin \alpha_1} \quad ; \quad (4.65)$$

отсюда

$$\varepsilon = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{h_c \pi D_{cp} p_0^* \sigma_1 q (\lambda_{c_1}) m \sin \alpha_1} \quad (4.66)$$

Следует иметь в виду, что при заданном расходе через турбину существует оптимальная по к. п. д. степень парциальности (высота сопловых лопаток) (см. далее разд. 4.5.4.2).

Для сужающихся сопловых решеток малой высоты целесообразно специально профилировать меридиональное сечение (рис. 4.34). В решетках с поджатием выходного сечения в меридиональной плоскости обеспечивается конфузорное течение на спинке в косом срезе и точка минимума давления смещается к выходной кромке. Разность давлений между корытцем и спин-

кой в области максимальной кривизны уменьшается и интенсивность вторичных течений снижается. К. п. д. турбины обычно повышается при этом на $1 \div 1,5\%$ (см. работу [3]).

Оптимальная величина поджатия $\frac{h_0 - h_c}{h_c} = 0,3 \div 0,6$ при $h_c/b_c = 0,2 \div 0,5$ (где b_c — хорда профиля).

При малой высоте сопловой решетки для уменьшения потерь на парный вихрь следует уменьшать хорду лопатки (см. работу [17]), стремясь обеспечить $h_c/b_c > 1$ (см. рис. 4.33). При этом хорда лопатки выбирается минимальной из технологических соображений ($b_c \geq 8 \div 15$ мм).

Сопловые лопатки предкамерных турбин имеют достаточно большую высоту, поэтому их хорда принимается обычно большей, чем у автономных турбин ($b_c \geq 15 \div 30$ мм).

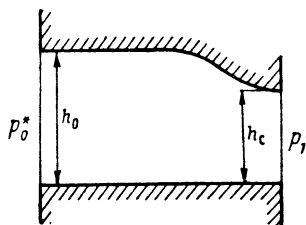


Рис. 4.34. Профилирование меридионального сечения сопловой решетки малой высоты

4.3.3.2. Высота конических сопел. Количество сопел

В автономных парциальных турбинах ЖРД, как правило, применяют сопловые аппараты, состоящие из отдельных конических сопел (см. рис. 4.23). Начать расчет таких сопловых аппаратов целесообразно с определения общей площади минимального (критического) сечения $F_{\min} = z_c f_{\min}$ [см. формулу (4.40)].

После определения F_{\min} определяют степень уширения сопла \bar{f}'_1 по формуле (4.53). Для расчетного режима обычно полагают $\delta'_1 = \delta_1$, т. е. при расчетном режиме не предусматривается расширение в косом срезе ввиду небольшой расширительной способности среза.

Для многорежимных турбин ЖРД, работающих на нерасчетных режимах, при степенях падения давления, превышающих расчетную, целесообразно выбирать степень уширения сопел на $15 \div 20\%$ меньше, чем та, которая получается в результате расчета по формуле (4.53).

Площадь сечений сопел $I'-I'$ (см. рис. 4.23) определяют по найденной степени уширения:

$$F'_1 = \bar{f}'_1 F_{\min}; \quad (4.67)$$

Площадь выхода из сопел $F_c = F'_1 / \sin \alpha_{1r}$ (где α_{1r} — угол наклона оси сопла).

Высота соплового аппарата h_c является размером радиальной оси эллипса в выходном сечении сопла (рис. 4.35). Большая ось эллипса связана с h_c соотношением

$$a_c = h_c / \sin \alpha_{1r},$$

а площадь выхода из сопла определяют по формуле

$$f_c = \frac{\pi}{4} h_c a_c = \frac{\pi}{4} \frac{h_c^2}{\sin \alpha_{1r}} . \quad (4.68)$$

Оптимальную высоту сопла $(h_c)_{\text{opt}}$, при которой степень парциальности оптимальна и к. п. д. турбины достигает максимума, определяют по формуле (4.132), принимая $h_c = h_{1r}$ (см. далее

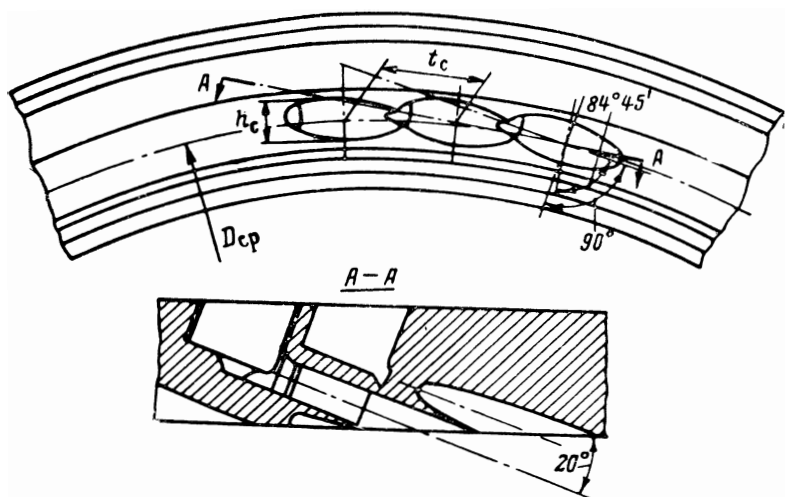


Рис. 4.35. Сегмент конических сопел с перекрытием выходных сечений

разд. 4.5.4.2). Тогда оптимальное количество сопел определится выражением

$$(z_c)_{\text{opt}} = F_c / (f_c)_{\text{opt}} ;$$

или, подставив выражения (4.67) и (4.68), получим

$$(z_c)_{\text{opt}} = \frac{4F_1'}{\pi (h_c)_{\text{opt}}^2} . \quad (4.69)$$

Округляя число сопел до меньшего целого числа, уточним высоту сопел h_c .

Для сопловых аппаратов, составленных из конических сопел, степень парциальности представляет собой отношение суммарной площади выхода из сопел к площади кольца с шириной h_c :

$$\varepsilon = \frac{z_c f_c}{\pi D_{cp} h_c} = \frac{F_c}{\pi D_{cp} h_c} . \quad (4.70)$$

Диаметр конуса в сечении $I'-I'$ (см. рис. 4.23) равен h_c . Ди-

аметр минимального сечения найдем по величине F_{\min} и числу сопел:

$$d_{\min} = \sqrt{\frac{4F_{\min}}{\pi z_c}}$$

Иногда, в целях уменьшения площади между соплами, не занятой потоком, и уменьшения таким путем потерь (см. разд. 4.5.2.2), сопла располагают так, чтобы их выходные сечения частично перекрывались (см. рис. 4.35). При значительном перекрытии потери возрастут в связи с пересечением струй, вытекающих из соседних сопел. Поэтому относительное перекрытие

$$n = \frac{a_c - t_c}{a_c}$$

не должно превышать 0,02 (см. работу [145]).

4.3.3.3. Высота и ширина рабочей решетки

Высоту рабочей лопатки на входе определяют по величине высоты сопловой решетки (конического сопла), увеличенной на размер перекрыш (рис. 4.36):

$$h_{1л} = h_c + \Delta h_{\Pi} + \Delta h_{вт}, \quad (4.71)$$

где Δh_{Π} и $\Delta h_{вт}$ — перекрыши рабочей лопатки, по сравнению с сопловой, на периферии и у втулки соответственно.

Перекрыши Δh_{Π} и $\Delta h_{вт}$ вводятся для того, чтобы при технологических погрешностях во взаимном расположении соплового аппарата и колеса и при прогибах вала обеспечить беспрепятственное течение газа из соплового аппарата в колесо.

Опыт показывает (см. работу [2]), что для уменьшения потерь в активных дозвуковых и сверхзвуковых ступенях перекрыши должны быть минимальными. Можно принять перекрышу на периферии 1÷2 мм, а у втулки — 0÷1 мм.

В реактивных турбинах также целесообразно вводить перекрыши (см. работу [120]). На периферии перекрышу следует делать тем больше, чем больше степень реактивности и осевой зазор: обычно $\Delta h_{\Pi} = 2 \div 4$ мм; $\Delta h_{вт} = 1 \div 2$ мм.

Высоту на выходе из рабочей решетки рассчитывают исходя из уравнения неразрывности:

$$h_{2л} = \frac{G' \sqrt{RT_{w_1}^*}}{m \varepsilon \pi D_{ср} \rho_{w_1}^* \sigma_2 q (\lambda_{w_1}) \sin \beta_2}, \quad (4.72)$$

где G' — расход с учетом утечек или подсоса.

Из уравнения неразрывности, записанного для сечений на входе в лопатки и на выходе из них, имеем отношение

$$\frac{h_{2л}}{h_{1л}} = \frac{q_1}{q_2} \frac{c_{1z}}{c_{2z}}.$$

Следовательно, $h_{2л}$ будет тем больше $h_{1л}$, чем q_1 будет больше q_2 и чем c_{2z} меньше c_{1z} . Для реактивных лопаток, вследствие расширения газа, всегда $q_1 > q_2$. Для активных лопаток, вследствие подогрева за счет тепла трения, также имеем $q_1 > q_2$. Осевая скорость на выходе для активных турбин меньше, чем на входе, вследствие уменьшения скорости ω ($\omega_2 < \omega_1$ и $c_{2z} < c_{1z}$).

Для реактивных лопаток уменьшение угла $\beta_{2л}$ приводит к снижению c_{2z} , а возрастание скорости ω_2 увеличивает величину c_{2z} .

При $h_{2л} > h_{1л}$ (что особенно характерно для активных лопаток) меридиональное сечение выполняют расширяющимся. Угол расширения целесообразно ограничивать, как это было показано в разд. 2.13.2.1 ($\lambda \leq 15^\circ \div 20^\circ$, см. рис. 2.86). Иногда, с учетом перекрыша, высота лопатки на входе получается равной ее высоте на выходе: $h_{1л} = h_{2л}$. Если взята слишком большая перекрыша, то по расчету может получиться $h_{2л} < h_{1л}$. Практически в этом случае уменьшают перекрышу и принимают $h_{2л} = h_{1л}$.

При коротких и широких лопатках профилирование их меридионального сечения следует выполнять с зауженным средним участком (рис. 4.37). Введенная конфузурность на начальном участке может снизить вторичные потери в результате утонения пограничного слоя на ограничивающих поверхностях.

При коротких лопатках вторичные потери будут больше. Скоростной коэффициент, учитывающий профильные потери и вторичные потери, будет заметно снижаться с уменьшением высоты лопаток (см. рис. 4.38, взятый из работы [17], где приведены данные по скоростным коэффициентам ψ).

Короткие рабочие лопатки, как и сопловые, следует выполнять узкими, обеспечивая отношения $h_{1л}/b_{л} > 1$. Ширину коротких лопаток следует выбирать минимальной из технологических соображений (8÷15 мм).

Потери, связанные с конечной длиной лопатки, — главным образом потери на парный вихрь — могут быть учтены уменьшени-

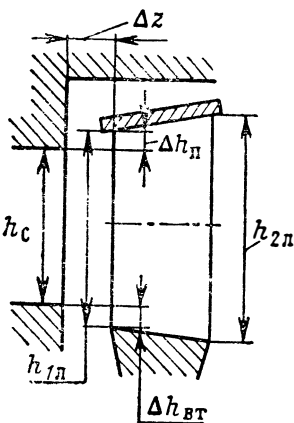


Рис. 4.36. Меридиональное сечение рабочего колеса

ем к. п. д. рабочей решетки ($0,7 < M_{w_1} < 1,5$) (см. работу [138]):

$$\Delta \eta_{\text{конц}} = 0,13 \frac{b/h_{1л}}{1 + M_{w_1}}, \quad (4.72a)$$

где b — ширина лопатки.

С увеличением числа M_{w_1} потери на парный вихрь уменьшаются, так как уменьшается толщина пограничного слоя на ограничивающих поверхностях и лопатках.

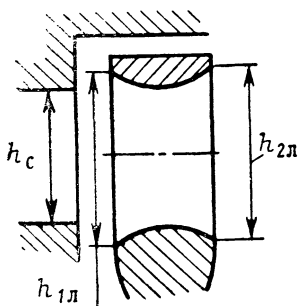


Рис. 4.37. Профилированное меридиональное сечение рабочей решетки малой высоты

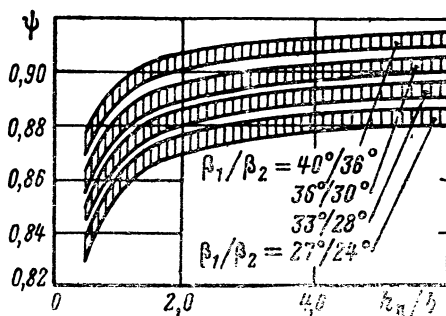


Рис. 4.38. Приближенная зависимость скоростного коэффициента ψ для активных профилей от относительной высоты лопатки

Для коротких лопаток целесообразно иметь закрытый радиальный зазор, т. е. применять бандажи для перекрытия межлопаточного канала на периферии (см. рис. 4.36) и предотвращения перетекания газа с корытца на спинку. К. п. д. турбины от применения бандажа может повыситься на 5–10% (см. работу [129]). Ограничением для применения лопаток с бандажом является то обстоятельство, что бандаж увеличивает инерционную массу и усилия от центробежных сил инерции резко возрастают.

В турбинах ЖРД, имеющих сравнительно короткие лопатки (что объясняется малым объемным расходом газа), целесообразно применять бандажи. Применение бандажей при длинных лопатках, а также при парциальном подводе целесообразно для предотвращения колебаний лопаток, так как бандаж увеличивает жесткость колеса.

В рабочих лопатках бандаж, конечно, не устраняет перетекания через радиальный зазор поверх бандажа в осевом направлении под действием разности давлений на входе в решетку и на выходе из нее.

Если бандаж по условиям прочности применить не удастся, то радиальный зазор следует выполнять минимально допусти-

мым. Обычно его выбирают таким, чтобы в разогретом состоянии был гарантирован зазор $0,4 \div 0,6$ мм.

Выражение для коэффициента скорости рабочих лопаток с бандажом при сверхзвуковых скоростях приближенно можно представить в виде (см. работу [135])

$$\psi = \left[1 - 0,23 \left(1 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{\pi} \right)^3 \right] \left[1 - 0,05 (M_{w_1} - 1)^2 \right] \left[1 - 0,06 \frac{b}{h_{1,л}} \right]. \quad (4.73)$$

Первый член в формуле (4.73) учитывает потери на трение и вихреобразование при обтекании лопатки, второй член — волновые потери (при $M_{w_1} \ll 1$ этот член следует принять равным единице), третий член — концевые потери в решетке. Первые два члена вместе характеризуют профильные потери решетки при сверхзвуковом обтекании лопаток рабочего колеса.

Напомним, что лопатки автономных турбин ЖРД являются относительно короткими ($D_{ср}/h_{л} > 10$). Поэтому они выполняются с постоянным профилем по высоте. Лопатки предкамерных турбин при $D_{ср}/h_{л} < 5 \div 8$ следует профилировать по радиусу (см. разд. 2.11.2).

4.3.3.4. Определение осевого зазора

Увеличение осевого зазора Δz (см. рис. 4.36) между сопловым аппаратом и рабочей решеткой приводит к выравниванию скоростей потока на входе в колесо. Однако увеличение осевого зазора увеличивает потери на трение в зазоре, а также подсос или утечку газа. Последнее обстоятельство оказывается определяющим для автономных турбин ЖРД, где уплотнение по осевому зазору отсутствует. При парциальном подводе газ через осевой зазор перетекает по дуге, не занятой соплами, на выход из турбины. Это приводит к падению к. п. д. турбины.

На рис. 4.39 приведена опытная зависимость к. п. д. для автономной турбины с парциальным впуском от осевого зазора. Видно, что с увеличением зазора к. п. д. падает. Поэтому в парциальных турбинах осевой зазор делают минимально допустимым для обеспечения надежной работы в горячем состоянии, т. е. в условиях, когда проявляются температурные деформации. В холодном состоянии этот зазор составляет $2 \div 3$ мм.

На рис. 4.40 приведены результаты опытов, выявляющие влияние осевого зазора на к. п. д. турбины с полным подводом (предкамерная турбина). Расчетная реактивность турбины на среднем диаметре составляла 0,25. Радиальный зазор между бандажом лопатки и корпусом составлял 2 мм. Влияние осевого зазора на к. п. д. турбины существенное; оптимальная величина зазора выявляется четко. Обычно для предкамерных турбин осевой зазор выбирают из конструктивных соображений в диапазоне $4 \div 6$ мм.

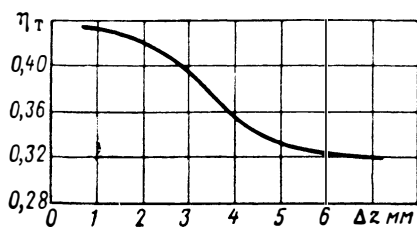


Рис. 4.39. Зависимость к. п. д. от осевого зазора для высокоперепадной турбины с парциальным впуском ($\epsilon=0,3$)

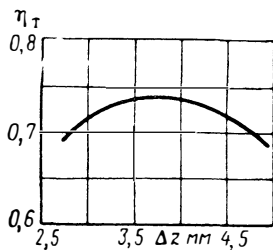


Рис. 4.40. Зависимость к. п. д. от осевого зазора для низкоперепадной турбины

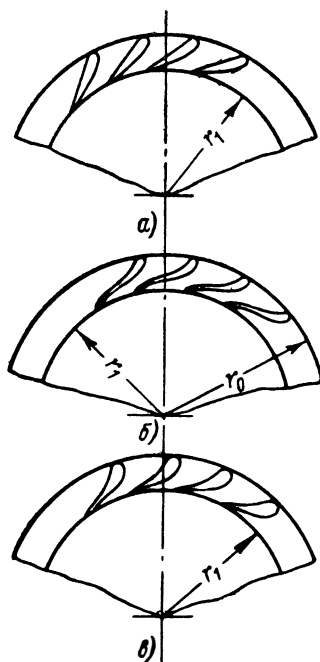


Рис. 4.41. Различные виды круговых решеток:

a—с профилем лопаток, образованным прямыми линиями и дугами окружностей; *b*—с профилем лопаток, выходная часть спинки которых очерчена логарифмическими кривыми; *v*—с профилем лопаток, полученным конформным отображением профиля прямой решетки на кольцевую область (профиль из представленных в работе [7])

4.3.4. ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ В РЕШЕТКАХ РАДИАЛЬНО-ОСЕВЫХ ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНЫХ ТУРБИН И СПОСОБЫ ИХ ПРОЕКТИРОВАНИЯ

4.3.4.1. Неподвижные круговые решетки (сопловые)

В круговых турбинных решетках (рис. 4.41) линии тока перед решеткой и за решеткой будут спиралями, поэтому выходную часть спинки лопатки очерчивают по кривой, близкой к логарифмической спирали (см. рис. 4.41, б). Применяют и более простые в технологическом отношении профили, образующие с помощью трех прямых линий, соединенных дугами окружностей (см. рис. 4.41, а). Турбина с сопловыми аппаратами, составленными из таких профилей, имеет достаточно высокий к. п. д. при отношениях давлений $\delta < 2$.

В сопловых аппаратах радиальных турбин целесообразно применять профили, хорошо зарекомендовавшие себя в осевых турбинах, с перестроением их методом конформных отображений из прямой решетки в кольцевую. Перестроение производят с помощью формул, приведенных в работе [7]:

$$\bar{r} = \bar{r}_0 \bar{y}; \quad \varphi = \bar{x} \ln \bar{r}_0,$$

$$\text{где } \bar{r} = \frac{r}{r_1}; \quad \bar{r}_0 = \frac{r_0}{r_1}; \quad \bar{y} = \frac{y}{b}; \quad \bar{x} = \frac{x}{b};$$

x, y — координаты исходного профиля; r_0 — максимальный радиус круговой решетки; r_1 — минимальный радиус круговой решетки; r — текущий радиус круговой решетки; b — ширина прямой решетки.

Для примера на рис. 4.41, в изображена решетка, перестроенная из прямой решетки. Сведения, необходимые для построения таких профилей, и данные по результатам их испытаний приведены в работе [7]. В качестве исходного профиля применялся профиль для осевой турбины ТС-2А. Решетки с профилями такого типа хорошо работают на переменных режимах и позволяют без заметного изменения величин потерь переходить от дозвуковых к сверхзвуковым режимам. Оптимальная величина относительного шага по наружному диаметру для таких профилей лежит в пределах $\bar{t}_1 = 0,5 \div 0,7$.

В связи с естественной конфузурностью при течении к меньшим радиусам угол выхода из сопел может быть большим. Вторичные потери при этом должны быть меньше, чем у осевых турбин, так как поворот потока будет не таким крутым. Величина их будет меняться обратно пропорционально параметру h_c/b . Как правило, в радиальных турбинах можно применять меньшие высоты (ширины) сопловых лопаток h_c , чем в осевых турбинах, не опасаясь очень больших потерь.

При малых высотах сопловых лопаток ($h_c/b < 0,3$) может оказаться целесообразным меридиональное профилирование лопаток, аналогичное меридиональному профилированию сопловых решеток осевых турбин (см. рис. 4.34).

Соотношения, применяемые для определения угла выхода потока из прямой решетки, справедливы и для круговой решетки.

4.3.4.2. Рабочие колеса радиально-осевых центростремительных турбин

Общие соображения

Форма межлопаточных каналов рабочих колес зависит от соотношения диаметров входа и выхода и от направления лопаток на входе и на выходе. Основное требование, которое необходимо выполнить для получения минимальных потерь при течении по межлопаточным каналам, — это отсутствие диффузорных течений.

По сравнению с относительной скоростью в каналах колеса осевой турбины, относительная скорость в каналах колеса радиально-осевой турбины,

при одинаковом отношении давлений для колес обеих турбин, будет меньше. Это объясняется тем, что только часть потенциальной энергии переходит в кинетическую, а остальная ее часть передается колесу при перемещении газа на меньшие радиусы в поле инерционных сил. Благодаря тому что поверхность лопаток будет больше, перепад давлений, приходящийся на единицу длины лопаток, может быть не очень большим. Поэтому уменьшаются вторичные потери, что позволяет применять радиальные колеса с небольшой шириной меридионального сечения. Это обстоятельство важно для турбины ЖРД, так как из газогенератора в турбину поступает газ с малым объемным расходом и, как правило, расчетная ширина колеса на входе получается небольшой.

Число лопаток и шаг лопаток

Радиально-осевые колеса имеют меньшее число лопаток, чем осевые, так как число лопаток определяется по величине оптимального шага лопаток на выходе, т. е. там, где происходит поворот потока. Выходные диаметры радиально-осевых колес небольшие, и даже при малых числах лопаток обеспечивается большая густота решетки в области выхода из колеса, в зоне наиболее крутого поворота потока. На среднем диаметре выходного сечения относительный шаг лопаток можно выбирать по наименьшей величине для осевых турбин: $t=0,45 \div 0,65$.

Профилирование меридионального сечения

Ширина колеса на входе определяется величиной и углом наклона абсолютной скорости на выходе из сопел. При больших плотностях рабочего тела и умеренных расходах (малые значения $n_{ст}$) желательно увеличивать ширину колеса на входе. Этого можно достичь, уменьшив скорость c_{1m} , выбирая меньшие углы α_1 (до $12^\circ \div 15^\circ$). Если ширина колеса при этом получается меньше $4 \div 6$ мм, то применяют парциальный подвод. Ширина соплового аппарата находится из уравнения расхода по формуле, аналогичной формуле (4.65):

$$h_c = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{m \epsilon \pi D_1 \rho_0^* \sigma_1 q (\lambda_{c_1}) \sin \alpha_1}. \quad (4.74)$$

Ширина колеса на наружном диаметре

$$h_{1л} = h_c + \Delta h, \quad (4.74a)$$

где Δh — перекрыша, равная $0,5 \div 1,5$ мм.

Для плавного изменения меридионального сечения задаются соотношением меридиональных скоростей (см. работу [7]):

$$\frac{c_{2m}}{c_{1m}} = 0,7 \div 1,2.$$

При заданной величине c_{2m} угол потока на выходе из колеса найдется из соотношения

$$\sin \beta_2 = \frac{c_{2m}}{w_2}.$$

Высота выходных кромок находится по формуле, аналогичной формуле (4.72):

$$h_{2л} = \frac{G' \sqrt{RT_{w_2}^*}}{m \epsilon \pi D_{2cp} \rho_{w_2}^* q (\lambda_{w_2}) \sin \beta_{2cp}}. \quad (4.75)$$

Ширина лопаток колеса на выходе $b_{2л}$ (на диаметре D_{2cp} , см. рис. 4.42) обычно выбирается в пределах $(0,1 \div 0,2) D_{1л}$.

Очертания боковых поверхностей рабочего колеса выбираются произвольно, но они должны обеспечить плавное изменение проходных сечений. Желательно иметь в крайних точках A и A_1 и B и B_1 (рис. 4.42) нулевую или малую кривизну.

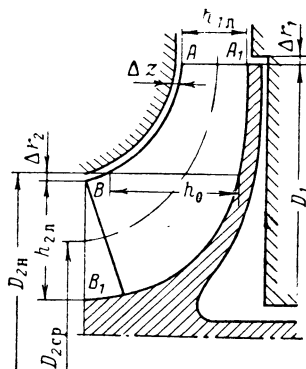


Рис. 4.42. Меридиональное сечение колеса радиальной центробежной турбины

Профилирование лопаток

Оптимальный угол атаки для лопаток радиальных колес — отрицательный и составляет $-10^\circ \div -20^\circ$.

Во вращающемся колесе поток испытывает воздействие кориолисовых сил инерции, отклоняющих поток относительно колеса в сторону вращения (см. рис. 2.58). Поэтому на входе в колесо целесообразно иметь направление относительной скорости, отличное от направления лопатки, т. е. вектор относительной скорости на входе $w_л$ должен быть смещен относительно лопатки в сторону, обратную вращению.

Зная из входного треугольника скоростей направление потока в относительном движении — угол потока β_1 , угол лопатки найдем из соотношения

$$\beta_{1л} = \beta_1 - (10^\circ \div 20^\circ). \quad (4.76)$$

Практически чаще всего применяют (в основном, это диктуется соображениями прочности) радиальные на входе лопатки ($\beta_{1л} = 90^\circ$). Радиальный вход ($\beta_{1л} = 90^\circ$) требует вполне определенного соотношения скоростей u_1/c_1 с учетом угла атаки [см. формулу (4.76) и рис. 2.24]:

$$\frac{u_1}{c_1} = \cos \alpha_1 - \sin \alpha_1 \cdot \operatorname{ctg} \beta_1. \quad (4.76a)$$

При заданной величине окружной скорости абсолютная скорость c_1 , а соответственно, и отношение давлений, получают вполне определенное значение. При $u_1 = 300$ м/сек и $RT_0^* = (3 \div 5) \cdot 10^5$ дж/кг величина δ должна быть равной 1,15–1,35. Такие величины отношения давлений δ характерны для турбины с подачей газа в камеру сгорания. Для турбин «открытой» схемы такие низкие отношения давлений невыгодны. Это является одной из причин, почему радиальные автономные турбины обычно не применяются в ЖРД.

Выходная часть лопатки выполняется с углом отгиба в сторону, обратную вращению. Для получения чисто осевой скорости (без окружной составляющей) угол отгиба на среднем диаметре находится из соотношения

$$\cos \beta_{2л.сп} = \frac{u_2}{\omega_2}. \quad (4.766)$$

Углы $\beta_{2л}$ на разных радиусах находятся из соотношения

$$r \operatorname{tg} \beta_{2л} = r_{ср} \operatorname{tg} \beta_{2л,ср}, \quad (4.77)$$

что соответствует $c_{2u} = 0$ и $c_{2z} = \text{const}$. Опыт показывает, что можно с успехом применять радиально-осевые колеса, выполненные с постоянным углом отгиба лопаток (см. работу [7]).

Величина $D_{2ср}$ определяется по конструктивным соображениям; часто выбирают $D_{2ср} = (0,3 \div 0,6) D_1$.

Относительная скорость на выходе w_2 найдется из соотношения

$$L_{aл2} = \frac{\left(\frac{w_2}{\psi}\right)^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}, \quad (4.78)$$

где

$$L_{aл2} = \frac{k}{k-1} RT_{w_1}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]; \quad (4.79)$$

$T_{w_1}^*$ определяется по формуле (4.32).

Из формулы (4.78) имеем

$$w_2 = \psi \sqrt{2L_{aл2} + w_1^2 - (u_1^2 - u_2^2)}; \quad (4.80)$$

$$\lambda_{w_2} = \frac{w_2}{\sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_{w_2}^*}}. \quad (4.81)$$

Температура торможения в процессе течения по колесу уменьшается. Энергия газа снижается на величину потенциальной энергии, соответствующей переходу частиц газа на меньшие радиусы в поле инерционных сил вращательного движения:

$$T_{w_2}^* = T_{w_1}^* - \frac{k-1}{kR} \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} \quad (4.82)$$

(см. изображение процесса в радиальной турбине в $i-s$ -диаграмме, показанное на рис. 4.14).

Для предварительных расчетов радиально-осевых турбин можно принимать $\psi = 0,86 \div 0,92$.

Выбор зазоров

Выбор зазоров для радиально-осевых турбин основывается на опытных данных. Опыты (см. работу [131]) показали слабую зависимость эффективности турбины от величины осевого зазора. Это является одним из преимуществ радиальной турбины. Зазор можно выбирать в пределах $\Delta z = (0,05 \div 0,15) h_{1л}$, но он всегда должен быть больше $0,5 \div 1$ мм.

Слабое влияние осевого зазора на эффективность турбины можно объяснить тем, что в зазоре статическое давление газа больше, чем в колесе, так как в колесе при движении к центру статическое давление быстро падает. Благодаря этому ограничиваются перетекание газа через верх лопатки и утечка газа вдоль радиальной части стенки корпуса. Утечка газа в этом случае будет определяться зазором на выходе из колеса.

Опыты показывают, что радиальный зазор на выходе из колеса Δr_2 (см. рис. 4.42) оказывает более существенное влияние на эффективность турбины. Большое влияние Δr_2 на эффективность радиальных колес объясняется тем, что в области выхода возникают вторичные течения, связанные с радиальным зазором, аналогичные течениям в осевых турбинах. Радиальный зазор

Δr_2 можно выбирать в пределах $\Delta r_2 = (0,015 \div 0,03) h_0$ (см. рис. 4.42), но не менее $0,5 \div 1$ мм.

Влияние радиального зазора Δr_1 (см. рис. 4.42) аналогично влиянию осевого зазора в осевых турбинах; в основном он выбирается из конструктивных соображений и должен быть не менее $0,5 \div 1$ мм.

Исходя из установленного выше влияния зазоров может оказаться целесообразным закрывать лопатки бандажом (закрытые колеса, см. далее рис. 4.52).

4. 4. ОКРУЖНОЙ К. П. Д. И КОЭФФИЦИЕНТ РАБОТЫ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

4. 4. 1. ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОКРУЖНОГО К. П. Д.

В разд. 2.15 было введено понятие об окружном к. п. д. турбины.

Работа на окружности колеса L_u меньше располагаемой энергии $L_{ад}^*$ на величину потерь энергии в сопловом аппарате L_φ [см. формулу (4.16)], потерь в рабочей решетке L_ψ [см. формулу (4.22)] и потерь с выходной скоростью $L_c = c_2^2/2$:

$$L_u = L_{ад}^* - L_\varphi - L_\psi - L_c. \quad (4.83)$$

Окружной к. п. д. ступени турбины определим так же, как определяли его в разд. 2.15.1, т. е. как отношение окружной работы колеса к располагаемой адиабатной работе:

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_{ад}^*} = 1 - \frac{L_\varphi + L_\psi + L_c}{L_{ад}^*}. \quad (4.84)$$

К. п. д. на окружности колеса оценивает степень использования располагаемой работы, преобразуемой в полезную работу колеса, и учитывает потери с выходной скоростью и гидравлические потери в проточной части, включая профильные, вторичные и дополнительные. Потери в проточной части турбины оцениваются величинами L_φ и L_ψ . Гидравлическое совершенство проточной части определяется гидравлическим к. п. д. турбины (см. разд. 2.15.1), представляющим собой отношение полной окружной работы к располагаемой адиабатной:

$$\eta_{г} = \frac{L_u^*}{L_{ад}^*} = \frac{L_u + \frac{c_2^2}{2}}{L_{ад}^*} = \eta_u + \frac{L_c}{L_{ад}^*}. \quad (4.85)$$

Величина окружного к. п. д. η_u в значительной мере определяет эффективный к. п. д. турбины $\eta_{т}$, характеризующий совершенство турбины как приводного двигателя (см. разд. 2.15.4). Особенно близок окружной к. п. д. к эффективному для предкамерных турбин ЖРД, которые, как правило, выполняются с полным подводом газа по окружности колеса ($\varepsilon = 1$) и поэтому не имеют дополнительных дисковых потерь, связанных с парциальностью (см. далее разд. 4.5.2.2).

Выведем зависимость окружного к. п. д. от параметров режима и от конструктивных параметров для ступени турбины. Они, естественно, будут относиться и к одноступенчатой турбине. Вывод проведем в общем виде, чтобы получить зависимость, справедливую и для радиальной, и для осевой турбины с любой степенью реактивности.

В соответствии с формулой (2.28) и треугольником скоростей, приведенным на рис. 4.13, можем записать:

$$L_u = u_1 c_1 \cos \alpha_1 + u_2 c_2 \cos \alpha_2; \quad (4.86)$$

$$\eta_u = \frac{u_1 c_1 \cos \alpha_1 + u_2 c_2 \cos \alpha_2}{L_{a1}^*}. \quad (4.87)$$

Преобразуем формулу (4.9) для q_T :

$$q_T = \frac{L_{a12}}{L_{a1}^*} = \frac{L_{a1}^* - L_{a11}}{L_{a1}^*} = 1 - \frac{L_{a11}}{L_{a1}^*} = 1 - \frac{c_1^2}{2\varphi^2 L_{a1}^*}; \quad (4.88)$$

отсюда

$$L_{a1}^* = \frac{c_1^2}{2\varphi^2 (1 - q_T)}. \quad (4.89)$$

Подставив выражение (4.89) в (4.87), получим

$$\eta_u = \frac{2\varphi^2 (1 - q_T) (u_1 c_1 \cos \alpha_1 + u_2 c_2 \cos \alpha_2)}{c_1^2}. \quad (4.90)$$

Из выходного треугольника скоростей имеем

$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 - u_2.$$

Подставив выражение (4.91) в (4.90), получим

$$\eta_u = 2\varphi^2 (1 - q_T) \left[\frac{u_1}{c_1} \cos \alpha_1 + \frac{u_2}{c_1} \frac{w_2}{c_1} \cos \beta_2 - \left(\frac{u_2}{c_1} \right)^2 \right]. \quad (4.92)$$

Имея в виду формулу (4.80), получим при использовании соотношения $w_1^2 = c_1^2 + u_1^2 - 2u_1 c_1 \cos \alpha_1$:

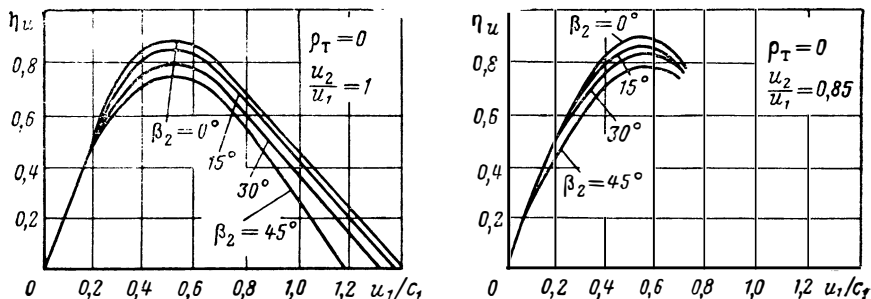
$$\frac{w_2}{c_1} = \psi \sqrt{1 + \frac{q_T}{\varphi^2 (1 - q_T)} - 2 \frac{u_1}{c_1} \cos \alpha_1 + \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 \left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2}. \quad (4.93)$$

Подставив выражение (4.93) в (4.92), получим окончательное выражение для η_u :

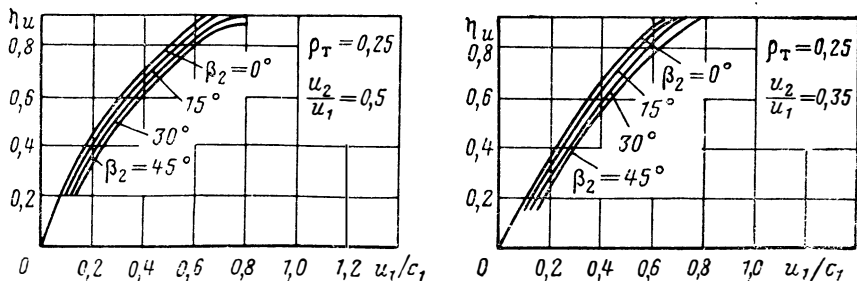
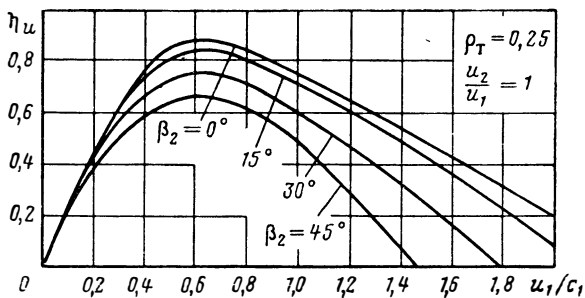
$$\begin{aligned} \eta_u = & 2\varphi^2 \frac{u_1}{c_1} (1 - q_T) \left[\cos \alpha_1 + \psi \frac{u_2}{u_1} \cos \beta_2 \times \right. \\ & \left. \times \sqrt{1 + \frac{q_T}{\varphi^2 (1 - q_T)} + \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 \left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2 - 2 \frac{u_1}{c_1} \cos \alpha_1 - \left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2 \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2} \right]. \end{aligned} \quad (4.94)$$

Это выражение для окружного к. п. д. является универсальным — оно справедливо для любого вида ступени турбины и содержит все параметры в безразмерном виде. В соответствии с формулой (4.94) можно заключить, что окружной к. п. д. зависит от коэффициентов потерь в проточной части — φ и ψ , от конструктивных параметров — углов α_1 и β_2 , отношения u_2/u_1 , степени реактивности ρ_T и от параметра режима u_1/c_1 .

Чем меньше выходные углы потока α_1 и β_2 , тем больше к. п. д., так как тем меньше будет величина выходной скорости и тем меньше потери с выходной скоростью. Практически мини-



а)



б)

мальные величины углов ограничиваются тем, что при сильном снижении их значений возрастают гидравлические потери. При малых углах α_1 и β_2 увеличиваются профильные, вторичные и кромочные потери, так как увеличиваются длина профиля, угол поворота и толщина выходных кромок в плоскости вращения.

На рис. 4.43 приведены графики изменения η_u в зависимости от u_1/c_1 при различных отношениях окружных скоростей u_2/u_1 и различных степенях реактивности турбины q_T (прочие параметры принимаются постоянными). Следует иметь в виду, что эти графики носят условный, качественный характер, так как скоростные коэффициенты φ и ψ и углы α_1 связаны с величинами u_1/c_1 ; u_2/u_1 и q_T , а при построении графиков их принимали постоянными. Кроме того, q_T и u_2/u_1 также связаны между собой. Изменение q_T при постоянном u_2/u_1 означает, что степень реактивности меняется лишь в результате изменения относительной скорости ω_2 .

Хотя графики, приведенные на рис. 4.43, и носят условный характер, все же они позволяют выяснить качественное влияние

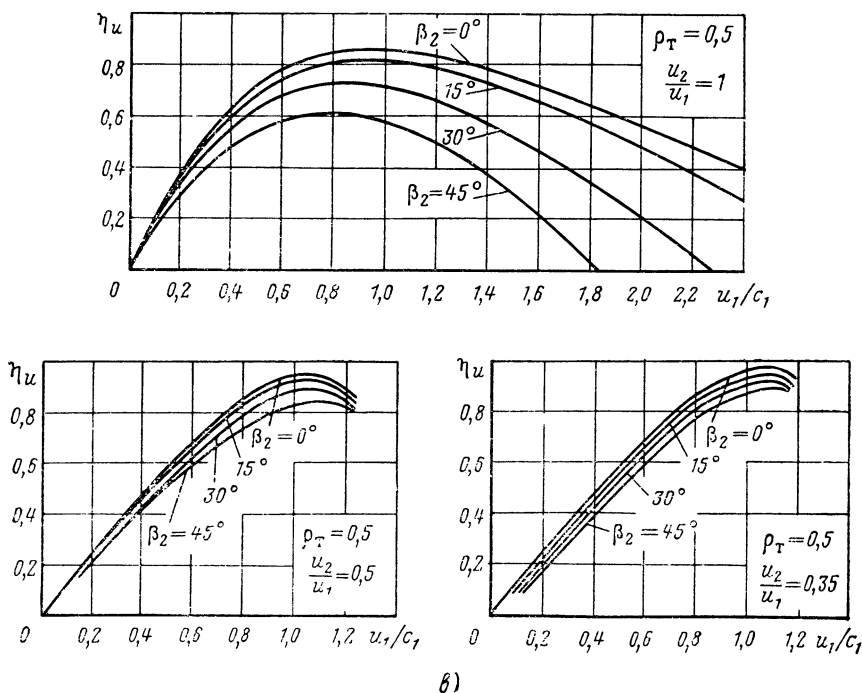


Рис. 4.43. Зависимость окружного к. п. д. η_u от u_1/c_1 для различных отношений окружных скоростей u_2/u_1 и различных степеней реактивности турбины q_T ($\varphi=0,95$; $\psi=0,9$; $\alpha_1=20^\circ$ — из работы [123]):

а — $q_T=0$; б — $q_T=0,25$; в — $q_T=0,5$

параметра u_1/c_1 на η_u и основные тенденции изменения η_u при изменении q_T .

При малых величинах u_2/u_1 не при любом значении u_1/c_1 можно получить рациональное значение η_u . Это означает, что работа центростремительной турбины ($\omega_2 > 0$) возможна только в том случае, если располагаемая энергия потока в относительном движении будет больше, чем уменьшение энергии при течении против направления центробежных сил:

$$L_{2ал} + \frac{\omega_1^2}{2} > \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}.$$

Графики, приведенные на рис. 4.43, показывают, что всегда имеется оптимальная величина u_1/c_1 , так как к. п. д. проходит через максимум. Чем меньше величина u_2/u_1 при заданной степени реактивности q_T (и наоборот, чем больше q_T при $u_2/u_1 = \text{const}$), тем при большем значении u_1/c_1 имеет место минимум потерь и максимум η_u . Следовательно, радиальные, и вообще реактивные, турбины выгодно применять при больших значениях u_1/c_1 .

Выражение для η_u при независимом выборе q_T и β_2 носит приближенный характер, так как q_T и β_2 должны быть связаны между собой при изменении u_1/c_1 .

При $u_2/u_1 = 1$ получаем следующее выражение для окружного к. п. д. осевой ступени турбины:

$$\eta_u = 2\varphi^2 \frac{u}{c_1} (1 - q_T) \left(\cos \alpha_1 + \psi \cos \beta_2 \times \right. \\ \left. \times \sqrt{1 + \frac{q_T}{\varphi^2(1 - q_T)} + \left(\frac{u}{c_1}\right)^2 - 2 \frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}} \right). \quad (4.95)$$

Из рассмотрения графиков, приведенных на рис. 4.43, построенных для $u_2/u_1 = 1$, следует, что максимум к. п. д. с увеличением q_T смещается в сторону больших значений u_1/c_1 (ближе к единице). Для реальных турбин будет наблюдаться рост η_u при увеличении q_T , так как коэффициенты φ и ψ для реактивных турбин выше, чем для активных, из-за меньших скоростей на выходе из соплового аппарата и на входе в колесо.

4.4.2. ОКРУЖНОЙ К.П.Д. АКТИВНОЙ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

Несколько проще получается выражение для активной осевой ступени турбины ($q_T = 0$, $u_2/u_1 = 1$):

$$\eta_u = 2 \frac{u}{c_1} \varphi^2 \left(\cos \alpha_1 + \psi \cos \beta_2 \sqrt{1 + \left(\frac{u}{c_1}\right)^2 - 2 \frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}} \right). \quad (4.96)$$

Выведем формулу для η_u в другом виде, для чего в формуле (4.92) положим $q_T = 0$; $u_1 = u_2 = u$ и ω_2 заменим произведением $\psi \omega_1$. В свою очередь, ω_1 представим как $\omega_{1u}/\cos \beta_1$.

Из треугольника скоростей (см. рис. 2.22) имеем:

$$\omega_{1u} = c_1 \cos \alpha_1 - u;$$

с учетом этих соотношений получим

$$\eta_u = 2\varphi^2 \frac{u}{c_1} \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right). \quad (4.97)$$

Эта формула называется формулой Банки. В таком виде выражение для η_u удобнее для анализа, так как отношение $\cos \beta_2 / \cos \beta_1$ для активных турбин практически не зависит от u/c_1 и близко к единице. Выходной угол β_2 в первом приближении определяется лопаточным углом $\beta_{2л}$, который выбирается в зависимости от $\beta_{1л}$. Угол $\beta_{1л}$, в свою очередь, определяется углом потока β_1 и углом атаки. Соотношение между $\beta_{2л}$ и $\beta_{1л}$, а также между $\beta_{1л}$ и β_1 выбирается независимо от значения u/c_1 .

Величина η_u принимает нулевое значение при $u/c_1 = 0$ и при $u/c_1 = \cos \alpha_1$.

Полагая φ и ψ независимыми от u/c_1 , а также считая, что $\beta_2 = \beta_1$, дифференцированием определим значение u/c_1 , при котором имеет место максимум η_u .

Из соотношения

$$\frac{d\eta_u}{d(u/c_1)} = 0$$

получим

$$\cos \alpha_1 - 2(u/c_1)\eta_{u \max} = 0;$$

$$(u/c_1)\eta_{u \max} = \frac{\cos \alpha_1}{2}. \quad (4.98)$$

Максимальный к. п. д. активной одноступенчатой турбины имеет место при $u/c_1 = \cos \alpha_1 / 2$. При этом его значение, которое мы получим, подставив в формулу (4.97) $\cos \alpha_1 / 2$ вместо u/c_1 , равно

$$\eta_{u \max} = \varphi^2 (1 + \psi) \frac{\cos^2 \alpha_1}{2}. \quad (4.99)$$

На рис. 4.44 показан примерный вид зависимости $\eta_u = f(u/c_1)$ для активной одноступенчатой турбины при $L_{ад}^* = \text{const}$. Для

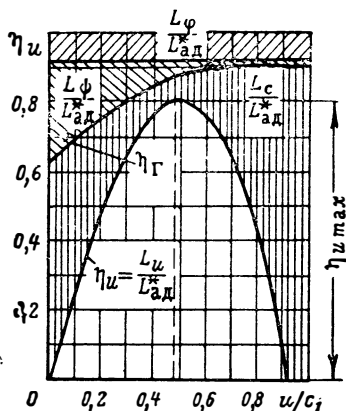


Рис. 4.44. Зависимость потерь и окружного к. п. д. активной турбины от u/c_1

наглядности там же нанесены относительные доли потерь энергии при течении в сопловом аппарате $L_\psi/L_{ад}^*$ и при обтекании лопаток $L/L_{ад}^*$.

Потери в сопловом аппарате не зависят от отношения u/c_1 ($\frac{L_\psi}{L_{ад}^*} = 1 - \varphi^2$), а потери в рабочем колесе от него зависят:

$$\frac{L_\psi}{L_{ад}^*} = (1 - \varphi^2) \varphi^2 \frac{w_1^2}{c_1^2}.$$

Заменяв w_1 величиной $w_{1u}/\cos \beta_1$, а $w_{1u} = c_1 \cos \alpha_1 - u_1$, получим

$$\frac{L_\psi}{L_{ад}^*} = (1 - \varphi^2) \varphi^2 \frac{[\cos \alpha_1 - (u/c_1)]^2}{\cos^2 \beta_1}. \quad (4.100)$$

Величина $\eta_u + (L_c/L_{ад}^*)$ определяет гидравлический к. п. д. турбины. На зависимость $\eta_r = f(u/c_1)$ влияет характер изменения $L_\psi/L_{ад}^*$ и $L_v/L_{ад}^*$ от u/c_1 .

Значение $\eta_{u \max}$ достигается при $u/c_1 = \cos \alpha_1/2$, а минимум потерь с выходной скоростью лежит несколько левее, но практически очень близко к этому значению u/c_1 .

Для идеальной активной турбины, т. е. в предположении, что гидравлические потери отсутствуют ($\varphi = \psi = 1$), оптимум по u/c_1 останется тем же:

$$\left(\frac{u}{c_1}\right) \eta_{u \max} = \frac{\cos \alpha_1}{2}, \quad (4.101)$$

т. е. он не зависит от величины потерь.

Отметим, что соотношение (4.101) непосредственно вытекает из треугольника скоростей, построенного на рис. 4.45. При осевом выходе ($c_{2u} = 0$) получается соотношение $2(u/c_1) = \cos \alpha_1$, т. е. соотношение (4.101).

Режимы по u_1/c_1 для максимума к. п. д. η_u и для минимума потерь с выходной скоростью для идеальной турбины совпадают. Максимальный окружной к. п. д. такой турбины по величине будет равен $\cos^2 \alpha_1$ [см. формулу (4.99)]. Соответственно относительная величина скоростных потерь при этом будет:

$$\frac{L_c}{L_{ад}^*} = \frac{c_2^2/2}{c_1^2 \cdot 2} = 1 - \eta_{u \max} = 1 - \cos^2 \alpha_1 = \sin^2 \alpha_1.$$

Из формулы (4.97) следует, что на величину η_u активной ступени большое влияние оказывает α_1 — угол наклона вектора абсолютной скорости c_1 . Чем меньше α_1 , тем (при постоянных φ и ψ) больше будет к. п. д. η_u . Но, с учетом потерь, в решетках оптимальная величина угла находится в пределах $15^\circ \div 20^\circ$.

На рис. 4.46 приведена полученная расчетом зависимость

$\eta_u = f(u/c_1)$ при различных углах α_1 для активной турбины при переменной величине $\beta_1 = f(u/c_1)$; при этом $\beta_1 = \beta_2 = \beta$. Величина ψ принята не постоянной, а зависящей от угла β (по существу, от суммы углов $\beta_1 + \beta_2$, см. график в левом углу рис. 4.46). Для большей наглядности зависимость $\eta_{u \max}$ от α_1 показана отдельно в правом углу рис. 4.46.

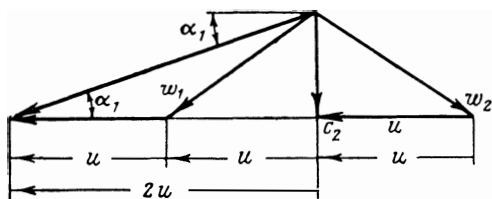


Рис. 4.45. Треугольник скоростей для идеальной активной турбины

Остановимся на вопросе об определении оптимума u/c_1 для реактивной турбины. Из графика, приведенного на рис. 4.43, следует, что чем больше степень реактивности для осевой турбины, тем большее значение имеет оптимальная величина u/c_1 (соответствующая $\eta_{u \max}$). Для наглядности определим оптимальную величину u/c_1 для частного случая $q_T = 0,5$ ($c_{12} = c_0 = w_1$). Построим треугольник скоростей для этого случая,

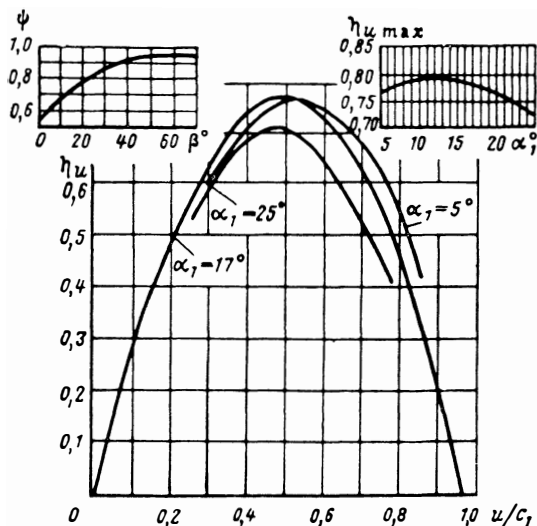


Рис. 4.46. Зависимость окружного к. п. д. от u/c_1 для активной турбины при различных углах α_1

пренебрегая гидравлическими потерями (рис. 4.47). Из построения следует, что при $c_{2u} = 0$

$$\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\eta_{u \max}} = \cos \alpha_1. \quad (4.102)$$

Для предварительных расчетов и выбора оптимального режима по к. п. д. для разных степеней реактивности турбины удобно пользоваться зависимостями

$$r_u = f(u/c_{ад}),$$

где

$$c_{ад} = \sqrt{2L_{a1}^2}; \quad (4.102a)$$

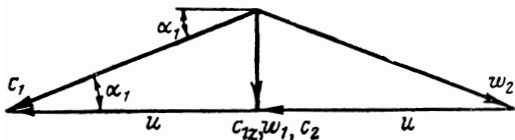


Рис. 4.47. Треугольник скоростей для идеальной реактивной турбины:
 $Q_T = 0,5$; $c_0 = w_1$

$c_{ад}$ для реактивной турбины — фиктивная скорость, определяемая по всей величине располагаемой адиабатной работы:

$$c_{ад} = c_{1ад} / \sqrt{1 - Q_T}, \quad (4.103)$$

для активной турбины

$$c_{ад} = c_{1ад}. \quad (4.104)$$

Тогда из выражений (4.98) и (4.102) получим:

для активной ступени

$$\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\eta_u \max} = \frac{\varphi \cos \alpha_1}{2}; \quad (4.105)$$

для реактивной ступени ($Q_T = 0,5$)

$$\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\eta_u \max} = \frac{\varphi \cos \alpha_1}{\sqrt{2}}. \quad (4.106)$$

На рис. 4.48 приведены расчетные зависимости $\eta_u = f(u/c_{ад})$. При расчетах принято $\alpha_1 = 24^\circ$ и учтено увеличение φ и ψ с ростом Q_T . Из протекания кривых,

приведенных на рис. 4.48, следует, что чем больше степень реактивности Q_T , тем больше оптимальная для к. п. д. η_u величина $u/c_{ад}$. Смещение оптимума η_u при изменении $u/c_{ад}$ определяется тем, что с увеличением степени реактивности режим минимума

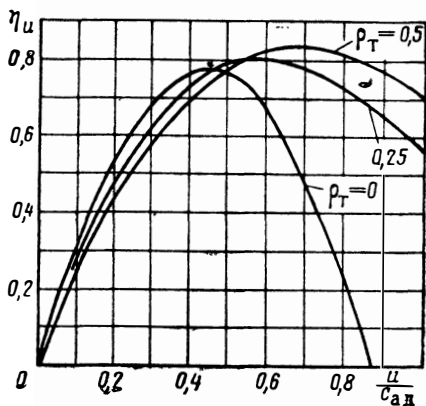


Рис. 4.48. Зависимость окружного к. п. д. η_u от $u/c_{ад}$ для ступеней турбины с различной степенью реактивности Q_T ($\alpha_1 = 24^\circ$)

потерь с выходной скоростью соответствует большим величинам $u/c_{ад}$ [сравните соотношения (4.105) и (4.106)].

4.4.3. КОЭФФИЦИЕНТ ОКРУЖНОЙ РАБОТЫ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

Важным параметром для турбин является коэффициент окружной работы:

$$\bar{L}_u = \frac{L_u}{u^2} = \frac{c_{1u} \pm c_{2u}}{u}. \quad (4.107)$$

Он характеризует степень использования допустимой окружной скорости. Допустимая величина окружной скорости турбин ЖРД определяется габаритами, так как угловая скорость уже задана угловой скоростью насоса. Обычно $u = 250 \div 300$ м/сек, т. е. не достигает предельной величины, определяемой запасом прочности и равной $u = 350 \div 400$ м/сек.

Для уменьшения массы конструкции и снижения расхода рабочего тела необходимо иметь высокие коэффициенты окружной работы. Это особенно важно для автономных турбин ЖРД (см. разд. 4.1.1).

Из формулы (4.107) следует:

$$\bar{L}_u = \frac{\eta_u L_{ад}^*}{u^2} = \frac{\eta_u}{2(u/c_{ад})^2}. \quad (4.108)$$

Подставив сюда выражение (4.97) для η_u , получим для активной турбины

$$\bar{L}_u = \left(\frac{\varphi \cos \alpha_1}{(u/c_{ад})} - 1 \right) \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right). \quad (4.109)$$

На режиме $\eta_u = \eta_{u \max}$ имеем $(u/c_{ад})_{\eta_{u \max}} = \frac{\varphi \cos \alpha_1}{2}$; тогда для активной ступени при $\psi = 1$ получим

$$(\bar{L}_u)_{\eta_{u \max}} = 2.$$

Из формулы (4.109) видно, что с уменьшением $u/c_{ад}$, несмотря на падение η_u в области $u/c_{ад} < \varphi \cos \alpha_1 / 2$ (см. рис. 4.44) — из-за увеличения потерь с выходной скоростью и потерь в рабочем колесе, — коэффициент окружной работы возрастает, так как уменьшение $u/c_{ад}$ связано с увеличением $L_{ад}^*$ ($u = \text{const}$). При $u/c_{ад} \rightarrow 0$, $\bar{L}_u \rightarrow \infty$.

Зависимость \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ при различных q_T представлена на рис. 4.49. Зависимость получена расчетом по формуле (4.108) с использованием графиков, приведенных на рис. 4.48. Из рис. 4.49 следует, что характер изменения \bar{L}_u одинаков для активных и реактивных ступеней.

В автономных турбинах ЖРД с целью уменьшения расхода газа стараются обеспечить большие величины адиабатной рабо-

ты ($L_{ад} \rightarrow \max$) (см. разд. 4.1.1). При ограниченной окружной скорости этому требованию соответствуют малые значения $u/c_{ад} = 0,05 \div 0,3$.

Из рис. 4.49 видно, что при малых значениях $u/c_{ад}$ активная одноступенчатая турбина имеет большие значения коэффициента работы \bar{L}_u и к. п. д. η_u (см. рис. 4.48), чем реактивные одноступенчатые турбины. Поэтому в качестве автономных турбин применяют активные турбины.

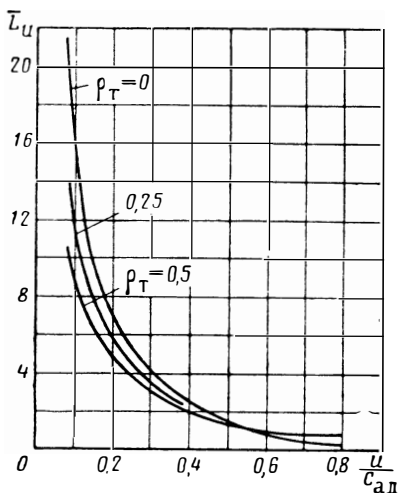


Рис. 4.49. Зависимость коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для ступеней турбины с различной степенью реактивности ρ_T ($\alpha_1 = 24^\circ$)

Предкамерным турбинам ЖРД, в связи с большими расходами рабочего тела, соответствуют малые адиабатные работы (см. разд. 4.1.2). Поэтому эти турбины имеют большие значения $u/c_{ад}$, превышающие $0,5 \div 0,6$. Тогда (см. рис. 4.49) становится целесообразным применение в качестве предкамерных турбин — реактивных турбин: они имеют при больших значениях $u/c_{ад}$ значения \bar{L}_u , превышающие значения коэффициента работы для активной турбины.

Однако для уменьшения осевого усилия (см. далее разд. 5.3.1.2) предкамерные турбины часто выполняют активными. В этом случае для повышения \bar{L}_u отношение $u/c_{ад}$ уменьшают путем уменьшения окружной скорости (уменьшение $D_{ср}$ при $\omega = \text{const}$).

4.5. ПОТЕРИ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

Рассмотрим потери, связанные с работой ступени в целом. Условно будем называть эти потери потерями ступени турбины. К этим потерям относятся потери, связанные с утечкой рабочего тела из проточной части, дисковые потери (потери на трение о газ диска и бандажа колеса и потери, связанные с парциальным подводом) и механические потери.

4.5.1. ПОТЕРИ, СВЯЗАННЫЕ С УТЕЧКОЙ РАБОЧЕГО ТЕЛА ИЗ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ (РАСХОДНЫЕ ПОТЕРИ)

Утечка рабочего тела через зазоры между корпусом и рабочим колесом приводит к снижению работоспособности турбины.

Через сопловой аппарат проходит больше рабочего тела, чем через лопаточную решетку рабочего колеса. Поскольку при подсчете к. п. д. работу колеса относят к адиабатной работе 1 кг массы рабочего тела, подсчитанной по параметрам на входе в сопловой аппарат, то величина утечки сказывается на величине эффективного к. п. д. (см. разд. 2.15.4).

На рис. 4.50 приведена схема осевой ступени турбины и показаны возможные направления утечек в ней. Утечку поверх бандажа определяет тот из зазоров Δz_1 и Δr (осевой или радиальный), который имеет большую величину (будем обозначать его Δ).

При снижении осевого зазора Δz_2 будет уменьшаться подсос газа со стороны вала. На валу располагают систему уплотнений, препятствующую проникновению компонента топлива из полости насоса в полость турбины. Однако некоторое количество компонента проникает через уплотнения и в виде газа поступает в проточную часть турбины через зазор Δz_2 .

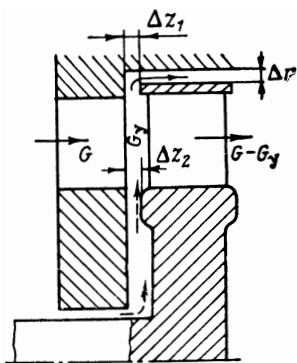


Рис. 4.50. Схема осевой ступени турбины и возможные направления утечек в ней

В турбине без бандажа потери, связанные с утечками, определяются радиальным зазором Δr . Эти потери при прочих равных условиях будут больше у турбины без бандажа, чем у турбины с бандажом, так как, помимо уменьшения расхода через решетку колеса, утечки через радиальный зазор нарушают структуру потока в периферийных сечениях лопаток колеса, ухудшая эффективность их работы (см. разд. 2.13.3).

Утечки поверх бандажа осевой ступени определяются площадью зазора, перепадом давлений в периферийном сечении лопаток колеса (степенью реактивности на периферии $q_{т.п}$), плотностью газа на периферии ρ_n и его скоростью на выходе из соплового аппарата (см. работу [130]):

$$G_y = \epsilon_n \mu_{заз} \pi D_{банд} \epsilon \Delta c_{1ад.п} \times \sqrt{q_{т.п} (1 - \varphi_n^2 \sin^2 \alpha_{1п}) + \varphi_n^2 \sin^2 \alpha_{1п}}, \quad (4.110)$$

где $\mu_{заз}$ — коэффициент расхода утечек через зазор (рис. 4.51); Δ — зазор, минимальный из зазоров Δz_1 и Δr .

Пренебрегая изменением параметров по высоте и перекрышами лопаток и имея в виду, что

$$G = \epsilon q_1 \pi D_{ср} h_c \varphi c_{1ад} \sin \alpha_1,$$

получим на основании выражения (4.110) следующую простую формулу для расчета утечек ($\epsilon \leq 1$):

$$\frac{G_y}{G} = \mu_{\text{заз}} \sqrt{1 + Q_T \left(\frac{1}{\varphi^2 \sin^2 \alpha_1} - 1 \right) \left(1 + \frac{h_{1л}}{D_{\text{ср}}} \right) \frac{\Delta}{h_{1л}}}. \quad (4.111)$$

Потери, связанные с утечками, для осевой ступени турбины без бандажа с полным подводом газа ($\epsilon = 1$) оценивают уменьшением полного к. п. д. ступени (см. работу [125]):

$$\frac{\eta_{T(\Delta=0)} - \eta_T}{\eta_{T(\Delta=0)}} = \frac{\Delta \eta_T}{\eta_{T(\Delta=0)}} = 1,37 (1 + 1,6Q_T) \left(1 + \frac{h_{1л}}{D_{\text{ср}}} \right) \frac{\Delta r}{h_{1л}}, \quad (4.112)$$

где $\eta_{T(\Delta=0)}$ и η_T — соответственно полные к. п. д. при нулевом зазоре и при фиксированном зазоре. Структура формул (4.111) и (4.112) одинакова.

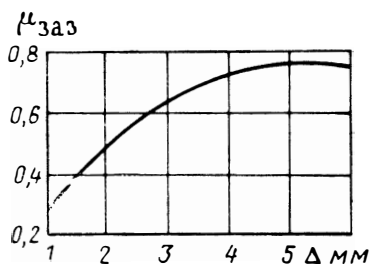


Рис. 4.51. Зависимость коэффициента расхода утечек через зазор $\mu_{\text{заз}}$ от величины зазора для осевой турбины с бандажом

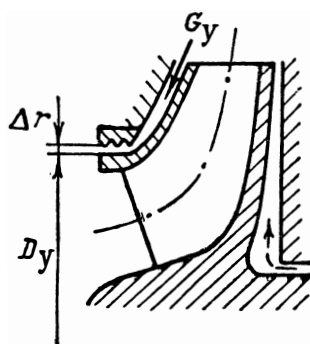


Рис. 4.52. Схема утечек в ступени радиальной центробежной турбины с закрытым колесом

В турбинах с полным подводом ($\epsilon = 1$) потери ступени состоят только из потерь на трение диска. Относительная их величина мала при $\epsilon = 1$, поэтому поправку, даваемую формулой (4.112), можно рассматривать как поправку к окружному к. п. д.:

$$\frac{\eta_{u(\Delta=0)} - \eta_u}{\eta_{u(\Delta=0)}} = \frac{\Delta \eta_u}{\eta_{u(\Delta=0)}} = 1,37 (1 + 1,6Q_T) \left(1 + \frac{h_{1л}}{D_{\text{ср}}} \right) \frac{\Delta r}{h_{1л}}, \quad (4.113)$$

где $\eta_{u(\Delta=0)}$ и η_u — соответственно окружные к. п. д. при нулевом зазоре и при фиксированном зазоре.

Формулой (4.113) можно воспользоваться для оценки потерь, связанных с утечками, в осевых ступенях без бандажа с парциальным подводом ($\epsilon < 1$).

В радиально-осевой турбине ТНА утечка газа происходит через передний осевой зазор (см. рис. 4.42). В осевой же зазор

между задним диском и корпусом может поступать некоторое количество компонента топлива, проникающего из полости насоса через систему уплотнений на валу (насосные утечки).

Для радиально-осевой турбины с полуоткрытым колесом (см. рис. 4.42) влияние осевого зазора оценивают уменьшением полного к. п. д. турбины (см. работу [142]):

$$\frac{\Delta\eta_T}{\eta_T(\Delta=0)} = 1,3 \frac{\Delta z_{\text{ср}}}{h_{\text{л.ср}}}, \quad (4.114)$$

где $\Delta z_{\text{ср}}$, $h_{\text{л.ср}}$ — соответственно средние значения осевого зазора и высоты лопатки.

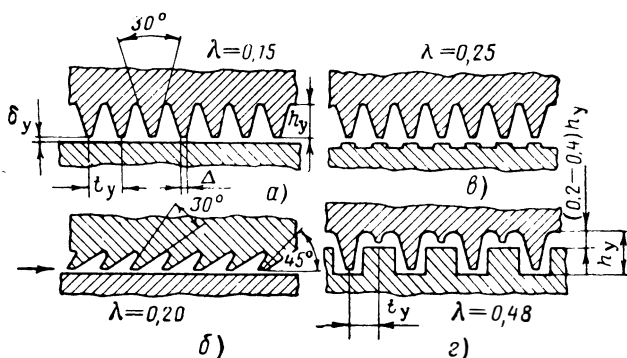


Рис. 4.53. Виды лабиринтных уплотнений:

а—с треугольными прямыми гребнями; б—с наклонными гребнями; в и г—сложные лабиринты

Для турбины с закрытым колесом уменьшение утечек газа достигается посредством уплотнения радиального зазора (рис. 4.52).

При соответствующем предкамерным турбинам ЖРД докритическом отношении давлений на уплотнении $\delta_y = p_y/p_2$ (где p_y —давление перед уплотнением; p_2 —давление на выходе из колеса) утечки через уплотнение рассчитываются по формуле (2.188).

В связи с малыми скоростями газа в зазоре газ можно считать несжимаемым и давление p_y можно оценить с помощью соотношений, приведенных в разд. 3.1.2.1, подставляя в формулы вместо p_2 давление перед колесом турбины p_1 и понимая под плотностью ρ среднюю плотность газа в осевом зазоре. Температуру торможения в зазоре можно принять равной статической температуре на входе в колесо. При приближенных расчетах, в связи с малой плотностью газа и обычно малой разницей между наружным диаметром колеса и диаметром уплотнения, можно принять давление p_y равным p_1 .

Коэффициент расхода уплотнения μ можно оценить по формуле (см. работу [149])

$$\mu = \sqrt{\frac{2\delta_y}{\lambda t_y}}, \quad (4.115)$$

где λ — коэффициент, зависящий от типа лабиринтного уплотнения (рис. 4.53).

Зазор δ_y выбирают из конструктивных соображений. Его величина должна гарантировать отсутствие задевания колеса о корпус при прогреве колеса и корпуса в прогибах вала. Обычно при рабочих температурах колеса и корпуса принимают $\delta_y = 2 \div 4$ мм. Шаг гребней t_y принимают $t_y > (10 \div 15)\delta_y$. Высоту гребней h_y берут в пределах $(1 \div 17)\delta_y$; она слабо влияет на коэффициент расхода μ (см. работу [148]). Кромки гребней должны выполняться острыми. Толщину гребня Δ выбирают минимально возможной.

4.5.2. ДИСКОВЫЕ ПОТЕРИ

4.5.2.1. Потери на трение диска и бандажа

Потери на трение диска $N_{\text{тр.д}}$ в турбинах по абсолютной величине меньше, чем в насосах, так как плотность среды в проточной части и в полости между корпусом и вращающимся диском у турбин меньше, чем у насосов. Мощность трения диска подсчитывают по формуле (2.202), где под диаметром D_2 понимают наружный диаметр диска колеса: для осевой турбины $D_{\text{диска}} = D_{\text{ср}} - h_{1л}$, для центробежной турбины с закрытым колесом $D_{\text{диска}} = D_1$.

Для осевых турбин с большим отношением $D_{\text{ср}}/h_{1л}$ заметную величину может составлять мощность трения по наружной поверхности бандажа. Эта мощность является мощностью сопротивления вращению цилиндра в цилиндре, которую можно вычислить, используя данные, приведенные в работе [42].

Выражение для мощности трения бандажа запишем так:

$$N_{\text{тр.б}} = C_{\text{банд}} \rho_1 \omega^3 b_{\text{банд}} D_{\text{банд}}^4 [\text{Вт}], \quad (4.116)$$

где

$$b_{\text{банд}} \text{ — ширина бандажа;}$$

$$D_{\text{банд}} = D_{\text{ср}} + h_{1л} \text{ — наружный диаметр колеса с бандажом;}$$

$C_{\text{банд}}$ — коэффициент трения бандажа.

При $2\Delta r/D_{\text{банд}} = 0,017 \div 0,21$ (где Δr — радиальный зазор между колесом и корпусом) $C_{\text{банд}}$ можно представить в виде

$$C_{\text{банд}} = \frac{0,1}{\sqrt{\text{Re}_{\text{банд}}}};$$

$$\text{Re}_{\text{банд}} = \frac{\omega D_{\text{банд}} \Delta r}{2\nu}.$$

4.5.2.2. Потери, связанные с парциальным подводом

В турбинах ЖРД часто применяют парциальный подвод. В автономных турбинах парциальный подвод применяют особенно часто, так как при малом расходе рабочего тела в случае подвода газа по всей окружности высота сопловых и рабочих лопаток была бы очень мала и течение газа в межлопаточных каналах сопровождалось бы большими потерями (большие концевые потери).

В предкамерных турбинах также может применяться парциальный подвод, так как вследствие большой плотности рабочего тела ($p_0^* > 12 \div 15 \text{ Мн/м}^2$) малый объемный расход не удается пропустить по всей окружности турбины с приемлемой высотой лопаток.

Хотя парциальный подвод и нежелателен, так как он вызывает дополнительные потери энергии, но в отдельных случаях применение его неизбежно, так как малая высота лопаток приведет к еще большим потерям. Рассмотрим, какие потери энергии связаны с парциальным подводом.

Течение газа через лопаточную решетку при парциальном подводе носит сложный характер. При движении лопаток по дуге, не занятой соплами, имеет место перемешивание газа лопатками; при этом происходит трение кромок лопаток о газ.

Характер течения в неработающих лопатках зависит от скорости газа, выходящего из сопел. При дозвуковых скоростях может существовать обратное течение газа по межлопаточным каналам при движении их вдоль глухой стенки. Обратное течение газа может в какой-то степени быть объяснено несимметричностью лопаточного профиля, но главным образом оно связано с тем, что в активных турбинах в зазоре между колесом и сопловым аппаратом может установиться давление p_1 , более низкое, чем выходное давление p_2 (рис. 4.54), в результате эжекционного действия струи, вытекающей из сопла. В связи с этим в активных дозвуковых турбинах целесообразно введение небольшой реактивности $q_T = 0,02 \div 0,05$, при которой могут выровняться давления p_1 и p_2 , несмотря на эжекционное действие струи.

Отметим, что применение осевых турбин с реактивностью $q_T > 0,05$ с парциальным подводом не оправдано, так как газ будет растекаться по осевому зазору и обтекание рабочих лопаток на дуге, не занятой соплами, будет нерасчетным, т. е. будет сопровождаться большими потерями.

При дозвуковых скоростях истечения из сопла для уменьшения обратных перетеканий газа с нерабочей стороны по дуге, не занятой соплами, размещают козырек (на рис. 4.54 он показан пунктиром).

Картина течения в парциальной ступени усложняется тем, что газ, вытекающий из сопел, встречаясь с лопатками, прошедшими из нерабочей зоны, межлопаточные каналы которых

заполнены заторможенным газом (во всяком случае, движущимся с малыми скоростями, — на рис. 4.55 эти каналы заштрихованы в клетку), передает этому заторможенному газу часть своей энергии.

Очевидно, что процесс «заполнения» межлопаточных каналов и «выталкивание» будут периодически повторяться, если подвод газа осуществляется несколькими группами сопел. Исходя из этого, для снижения потерь на границах подвода, сопла в парциальной турбине целесообразно размещать в одном сегменте, а не разносить их по окружности. Правда, несимметричное расположение сопел приведет к неравномерному распределению сил,

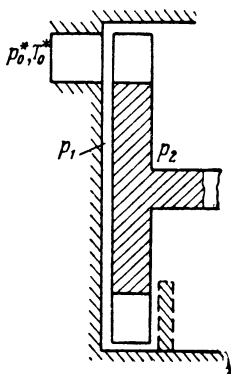


Рис 4.54. Схема ступени турбины с парциальным подводом газа

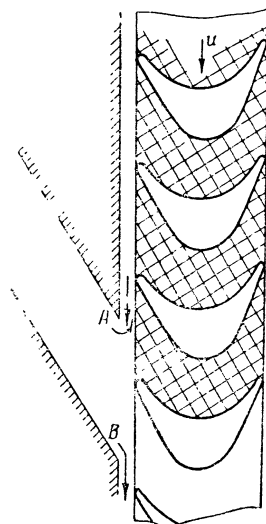


Рис 4.55. Схема течения газа при парциальном подводе

действующих на рабочее колесо, и возникновению радиального усилия (см. разд. 5.3.2.2).

Особенно сложная картина течения возникает на границах дуги впуска. По границам струя, вытекающая из сопла, испытывает внезапное расширение. В районе точки *A* (см. рис. 4.55) струя оказывает эжекционное действие на газ в зазоре (см. пунктирную стрелку). В районе точки *A* всегда имеет место утечка газа.

При сверхзвуковых истечения картина течения в парциальной ступени изменяется. Практически активное по расчету рабочее колесо будет работать как реактивное — статическое давление в зазоре будет превышать выходное.

Большое значение приобретают утечки в окружном направлении. Очевидно, что при сверхзвуковых скоростях будет происходить утечка и в районе точки *B* (см. рис. 4.55, сплошная стрелка).

Осовой зазор для парциальной сверхзвуковой турбины должен выбираться минимально допустимым по условиям сборки и эксплуатации.

Исходя из физической картины течения в парциальной ступени условно потери, связанные с парциальностью, можно разделить на четыре группы:

1) вентиляционные потери (т. е. потери, связанные с возникновением тормозящего колеса момента от обратных перетеканий, перемешивания и завихрения газа и трения кромок лопаток при движении колеса вдоль глухой стенки);

2) потери на «выталкивание» (т. е. потери, связанные с затратой энергии на ускорение заторможенного газового потока в межлопаточных каналах, пришедших из нерабочей зоны);

3) потери от внезапного расширения на границах дуги впуска;

4) потери, связанные с перетеканием газа в окружном направлении.

Оценить влияние каждой из потерь опытным путем весьма затруднительно, поскольку они взаимосвязаны. Но в ряде исследований предложены формулы для оценки отдельных видов потерь, связанных с парциальностью.

Так, в работе [135] потери, связанные с перетеканием газа в окружном направлении, учитываются уменьшением скоростного коэффициента ψ рабочих лопаток:

$$\psi_{\epsilon} = \psi_{\epsilon=1} \left(1 - \frac{t}{2\pi D_{cp\epsilon}} \right). \quad (4.117)$$

Первые три группы потерь — вентиляционные потери, потери на «выталкивание» и потери от внезапного расширения — рекомендуется оценивать суммарно по формуле

$$N_{\epsilon} = 0,034 Q_1 \frac{h_{1л}}{D_{cp}} \left(1 + 10 \frac{b}{D_{cp}} \right) (1 - \epsilon) \omega^3 D_{cp}^5. \quad (4.118)$$

Формула (4.118) — эмпирическая, она соответствует активным одноступенчатым турбинам с числом Маха $M_{c_1} = 1,7 \div 1,8$, с одной группой сопел. При увеличении групп сопел потери на «выталкивание» и потери от внезапного расширения будут возрастать приблизительно пропорционально числу групп сопел, а вентиляционные потери практически не изменятся.

Так как вентиляционные потери и потери на «выталкивание» и внезапное расширение соизмеримы, то можно принять, что с увеличением групп сопел суммарная мощность потерь от парциальности возрастет в $(i_c - 1)/2$ раз (где i_c — число групп сопел). В двухступенчатых парциальных турбинах потери от парциальности определяются как сумма потерь в каждой ступени.

Введение парциального подвода возможно и в радиальных турбинах. При этом заметно падает к. п. д. По опытным данным

(см. работу [7]) зависимость максимального к. п. д. от ε близка к линейной и может быть оценена формулой

$$\tau\eta = \eta_{\tau(\varepsilon=1)} - 0,24(1 - \varepsilon). \quad (4.119)$$

Оптимум $u/c_{ад}$ уменьшается с введением парциальности (рис. 4.56, взятый из работы [45]). В одном из опытов с радиальной

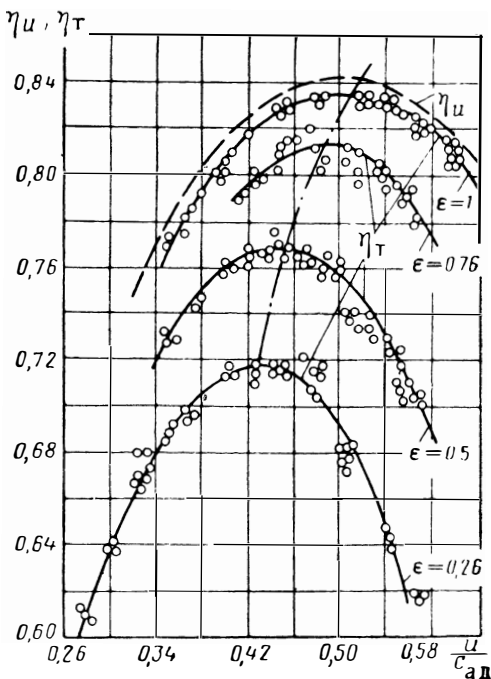


Рис. 4.56. Экспериментальная зависимость к. п. д. одноступенчатой турбины от $u/c_{ад}$ при различных значениях степени парциальности ε

турбиной (см. работу [7]) для $\varepsilon=1$ величина $(u/c_{ад})_{\eta_{\tau \max}} = 0,65$, для $\varepsilon=0,5$ величина $(u/c_{ад})_{\eta_{\tau \max}} = 0,55$, а для $\varepsilon=0,12$ величина $(u/c_{ад})_{\eta_{\tau \max}} = 0,53$.

4.5.3. МЕХАНИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

К механическим потерям относят потери в уплотнениях вала и подшипниках турбины. В турбонасосных агрегатах потери в уплотнениях вала и подшипниках относят к механическим потерям насосов. Поэтому для турбин ТНА механический к. п. д. $\eta_{мех}$ принимается равным единице.

4.5.4. ЭФФЕКТИВНЫЙ (ПОЛНЫЙ) К.П.Д.

4.5.4.1. Зависимость эффективного к.п.д. турбины от $u/c_{ад}$

Мощность турбины, передаваемая на вал, т. е. эффективная мощность турбины N_T , определяется разностью окружной мощности и потерь ступени. Так как механический к. п. д. турбины ТНА можно принимать равным единице, то будем полагать, что эффективная и внутренняя мощность будут тождественны. Для осевой турбины, имеющей лопатки с бандажом, выражение для N_T запишется в виде

$$\begin{aligned} N_T &= GL_u - G_y L_u - N_{тр.д} - N_{тр.б} - N_\varepsilon = \\ &= (G - G_y) L_u - N_{тр.д} - N_{тр.б} - N_\varepsilon. \end{aligned} \quad (4.120)$$

Из формулы (4.120) найдем эффективную работу турбины $L_T = N_T/G$:

$$L_T = \eta_p L_u - L_{тр.д} - L_{тр.б} - L_\varepsilon, \quad (4.121)$$

где

$$L_{тр.д} = \frac{N_{тр.д}}{G}; \quad L_{тр.б} = \frac{N_{тр.б}}{G}; \quad L_\varepsilon = \frac{N_\varepsilon}{G}$$

— соответственно работа трения диска, работа трения бандажа и работа потерь, связанных с парциальностью.

Разделив L_T на $L_{ад}^*$, определим эффективный (полный) к. п. д. турбины:

$$\eta_T = \eta_p \eta_u - \zeta_{тр.д} - \zeta_{тр.б} - \zeta_\varepsilon, \quad (4.122)$$

где

$$\zeta_{тр.д} = \frac{L_{тр.д}}{L_{ад}^*}; \quad \zeta_{тр.б} = \frac{L_{тр.б}}{L_{ад}^*}; \quad \zeta_\varepsilon = \frac{L_\varepsilon}{L_{ад}^*} \quad (4.123)$$

— коэффициенты потерь ступени.

С помощью соотношений (2.202), (4.116), (4.118) и (4.123) получим выражения для коэффициентов потерь $\zeta_{тр.д}$, $\zeta_{тр.б}$ и ζ_ε . Для этого расход (при отсутствии перекрыш лопаток колеса) выразим через площадь, ометаемую лопатками колеса ($Q_T = 0$):

$$G = \varepsilon Q_1 \pi D_{ср} h_{1л} \varphi c_{ад} \sin \alpha_1. \quad (4.124)$$

Тогда получим

$$\zeta_{тр.д} = 0,32 \frac{C_{тр.д} [1 - (h_{1л}/D_{ср})]^5}{\varepsilon (h_{1л}/D_{ср}) \varphi \sin \alpha_1} \left(\frac{u}{c_{ад}} \right)^3; \quad (4.125)$$

$$\zeta_{тр.б} = 5,1 \frac{C_{банл} (b_{банл}/D_{ср}) [1 + (h_{1л}/D_{ср})]^4}{(h_{1л}/D_{ср}) \varepsilon \varphi \sin \alpha_1} \left(\frac{u}{c_{ад}} \right)^3; \quad (4.126)$$

$$\zeta_\varepsilon = 0,175 \frac{[1 + 10(b/D_{ср})]}{\varphi \sin \alpha_1} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \left(\frac{u}{c_{ад}} \right)^3. \quad (4.127)$$

С уменьшением степени парциальности ϵ коэффициенты потерь $\zeta_{тр.д}$, $\zeta_{тр.б}$ и ζ_ϵ увеличиваются. С увеличением $u/c_{ад}$ эти коэффициенты растут по кубической зависимости (рис. 4.57). На рис. 4.57 представлены также зависимости η_u и η_T от $u/c_{ад}$. Видно, что максимум η_T располагается левее по $u/c_{ад}$, чем максимум η_u . Смещение максимума η_T по отношению к максимуму η_u незначительно для турбин с полным подводом ($\epsilon=1$). Для парциальных турбин смещение существенно, и оно тем больше, чем меньше степень парциальности ϵ (см. рис. 4.56), т. е. чем больше потери $\zeta_{тр.д}$, $\zeta_{тр.б}$ и ζ_ϵ .

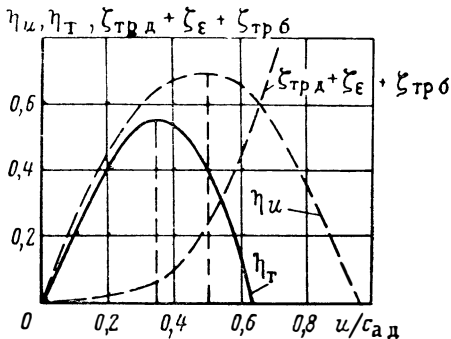


Рис. 4.57. Зависимости окружного к. п. д., суммы коэффициентов потерь ступени и эффективного к. п. д. от $u/c_{ад}$ для одноступенчатой активной турбины

Из рис. 4.56 видно, что парциальный выпуск, вызываемый малым объемным расходом газа (автономные турбины ЖРД), приводит к падению к. п. д. турбины, соизмеримому с падением к. п. д., связанным с гидравлическими потерями и потерями с выходной скоростью, учитываемыми окружным к. п. д. η_u .

Из рис. 4.56 видно, что парциальный выпуск, вызываемый малым объемным расходом газа (автономные турбины ЖРД), приводит к падению к. п. д. турбины, соизмеримому с падением к. п. д., связанным с гидравлическими потерями и потерями с выходной скоростью, учитываемыми окружным к. п. д. η_u .

4. 5. 4. 2. Определение оптимальной степени парциальности и оптимального отношения $u/c_{ад}$ одноступенчатых активных турбин

Автономные турбины, а при высоком давлении на входе и предкамерные турбины ЖРД, приходится выполнять парциальными ($\epsilon < 1$). Введение степени парциальности ($\epsilon < 1$) увеличивает высоту лопатки рабочего колеса [см. формулы (4.65), (4.71)], а это приводит к уменьшению концевых потерь в решетке [см. формулу (4.72а)], потерь, вызываемых утечками [см. формулы (4.111), (4.112)], и дисковых потерь [см. формулу (4.125)]. Однако, вместе с тем, уменьшение ϵ ведет к увеличению потерь, связанных с парциальностью [см. формулу (4.127)]. Поэтому существует такая величина ϵ , при которой потери в турбине достигают минимума, а эффективный к. п. д. — максимума. Эта величина ϵ называется оптимальной.

При проектировании парциальной турбины следует выбирать оптимальную величину степени парциальности $\epsilon_{орт}$. Определим $\epsilon_{орт}$ для одноступенчатой активной турбины. Удобнее искать не $\epsilon_{орт}$, а величину $(h_{1л})_{орт}$, по которой затем можно определить $\epsilon_{орт}$. Выразим ϵ через $h_{1л} = h_c$ и объемный расход; из уравнения (4.124) следует, что

$$\epsilon = \frac{Q_1}{\pi D_{ср} h_{1л} \varphi c_{ад} \sin \alpha_1} = \frac{Q_{1ад} \bar{\tau}}{\pi D_{ср} h_{1л} \varphi c_{ад} \sin \alpha_1}, \quad (4.128)$$

где

$$\bar{\tau} = \frac{Q_{1ад}}{Q_1} = \frac{\tau(\varphi \lambda c_{ад})}{\tau(\lambda c_{ад})}. \quad (4.129)$$

Выразив адиабатный объемный расход $Q_{1ад}$ через $n_{ст}$ [см. формулу (2.185)], запишем формулу (4.128) в следующем виде.

$$\varepsilon = 0,75 \cdot 10^{-6} \frac{\bar{\tau} n_{ст}^2}{\varphi (u/c_{ад})^2 (h_{1л}/D_{ср}) \sin \alpha_1}. \quad (4.130)$$

Преобразовав выражение (4.122) для эффективного к. п. д. с помощью соотношений (4.125) — (4.127) и принимая $\beta_1 = \beta_2$, получим зависимость, которая имеет следующий функциональный вид:

$$\eta_T = f \left(\frac{h_{1л}}{D_{ср}}, \frac{u}{c_{ад}}, \varphi, \alpha_1, \frac{b}{D_{ср}}, \frac{t}{b}, C_{тр.л}, C_{тр.б}, \frac{\Delta}{D_{ср}} \right). \quad (4.131)$$

После линеаризации зависимости $\xi_{тр.л}$, $\xi_{тр.б}$ в области $h_{1л}/D_{ср} \leq 0,15$ можно найти оптимальное значение $h_{1л}/D_{ср}$ из равенства $\partial \eta_T / \partial (h_{1л}/D_{ср}) = 0$. Производная представляет собой полином третьей степени относительно $h_{1л}/D_{ср}$. Поэтому для того чтобы найти выражение для $h_{1л}/D_{ср}$, надо решать кубическое уравнение. Решение можно получить в следующем виде (при $n_{ст} > 6$):

$$\left(\frac{h_{1л}}{D_{ср}} \right)_{opt} = \sqrt{\frac{[\varphi \cos \alpha_1 - (u/c_{ад})] \{0,06\bar{b}k_1 + k_2\bar{\Delta}\} [1 + k_1 - 0,06k_1\bar{b}(1 - k_3)]}{k_1k_3[\varphi \cos \alpha_1 - (u/c_{ад})] (1 - k_2\bar{\Delta}) + (k_4 + k_5 - k_6)(u/c_{ад})^2}}, \quad (4.132)$$

где

$$k_1 = \left[1 - 0,23 \left(1 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{\pi} \right)^3 \right] [1 - 0,05 (M_{э1} - 1)^2];$$

$k_2 = \mu_{зав}$ — для турбины с бандажом;

$k_2 = 1,37$ — для турбины без бандажа;

$$k_3 = 1,9 \cdot 10^{-6} \frac{\bar{b} \bar{t} (u/c_{ад})^2}{n_{ст}^2 \bar{\tau}} \varphi \sin \alpha_1;$$

$$k_4 = 0,34 \cdot 10^{-6} (1 + 10\bar{b}) \frac{\varphi (u/c_{ад})^2}{\bar{\tau} n_{ст}^2};$$

$k_5 = 11C_{банл} \bar{b}_{банл} \bar{b}$ — для турбины с бандажом;

$k_5 = 0$ — для турбины без бандажа;

$k_6 = 2,7C_{тр.л}$;

$$\bar{b} = \frac{b}{D_{ср}}; \quad \bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_{ср}}; \quad \bar{t} = \frac{t}{b}; \quad \bar{b}_{банл} = \frac{b_{банл}}{b};$$

$$\beta_1 = \beta_2 = \arctg \frac{\varphi \sin \alpha_1}{\varphi \cos \alpha_1 - (u/c_{ад})}.$$

По формулам (4.130) и (4.132) найдем оптимальную степень парциальности ε_{opt} и для круглых сопел — оптимальное число сопел (см. разд. 1.3.3.2).

Остановимся на определении оптимальной величины отношения $(u/c_{ад})_{opt}$, при которой η_T достигает максимума. Эту величину полезно знать при расчете автономной турбины ЖРД, хотя, как правило, расчетное значение $u/c_{ад}$ автономных турбин меньше оптимальной величины.

Если подставить выражение для оптимальной длины лопатки и соответствующей оптимальной степени парциальности в формулу (4.122), то получим выражение для оптимального (максимального) к. п. д. турбины при оптимальной степени парциальности. Этот к. п. д. будет зависеть от отношения

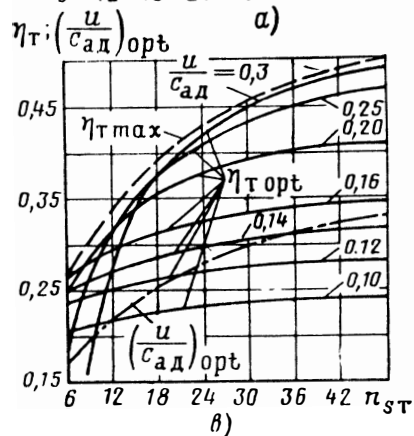
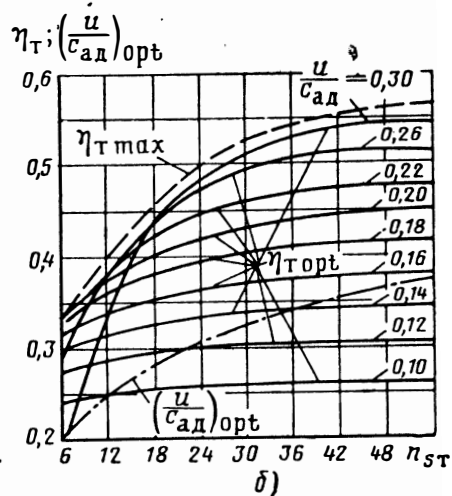
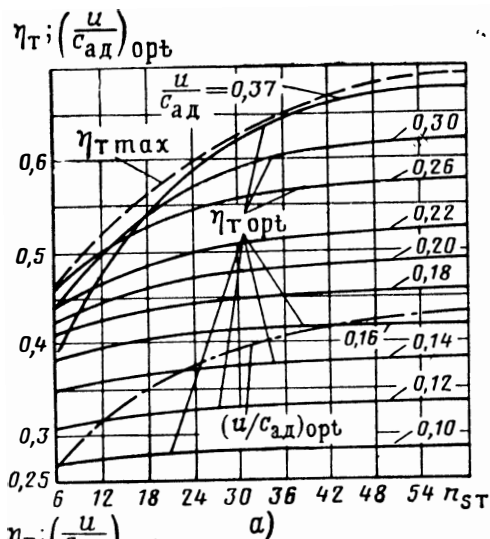


Рис. 4.58. Зависимость $\eta_{T \text{ орт}}$ от $n_{СТ}$ (—) и зависимости $\eta_{T \max}$ (---) и $(\frac{u}{c_{ад}})_{орт}$ (-·-·-) от $n_{СТ}$ для одноступенчатой активной турбины:

$a-\Delta=0$; $б-\Delta=0,01$; $в-\Delta=0,02$

$u/c_{ад}$. При определенном значении $u/c_{ад}$ оптимальный к. п. д. достигнет максимума. Это значение будет оптимальным $[(u/c_{ад})_{opt}]$ при оптимальной степени парциальности ϵ_{opt} .

В связи со сложностью связей найти аналитическое выражение для $(u/c_{ад})_{opt}$ затруднительно. Поэтому величина $(u/c_{ад})_{opt}$ определяется графически: для ряда значений $u/c_{ад}$ рассчитывается оптимальная высота лопатки по формуле (4.132), а затем и оптимальное значение к. п. д. По максимуму оптимального к. п. д. определится $(u/c_{ад})_{opt}$.

На рис. 4.58 представлены рассчитанные таким образом значения $(u/c_{ад})_{opt}$ для активной одноступенчатой турбины с бандажом. Там же приведены и значения оптимального к. п. д. η_{opt} (при ϵ_{opt}), и максимального к. п. д. η_{max} [при ϵ_{opt} и $(u/c_{ад})_{opt}$]. Эти зависимости можно использовать

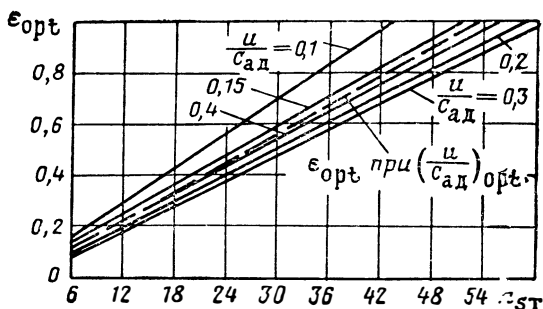


Рис. 4.59. Зависимость оптимальной степени парциальности ϵ_{opt} от коэффициента быстроходности $n_{ст}$ и $u/c_{ад}$ для одноступенчатой активной турбины при $\bar{b}=0,04$ и $\Delta=0$

при приближенных расчетах активных одноступенчатых турбин с бандажом, имеющих параметры: $\alpha_1=15^\circ \div 20^\circ$; $M_{\omega_1} \leq 1,5$; $Re \approx 5 \cdot 10^6$; $\varphi=0,93 \div 0,95$; $\bar{b} = 0,03 \div 0,05$; $\mu_{зав} = 0,4 \div 0,6$; $\bar{t} = 0,55 \div 0,65$; $b_{банд}/b = 1,1 \div 1,3$.

Остановимся на анализе зависимостей, приведенных на рис. 4.58. Видно, что на параметры турбины и ее эффективность оказывает существенное влияние коэффициент быстроходности турбины $n_{ст}$. При увеличении $n_{ст}$ возрастает к. п. д. турбины, оптимальная степень парциальности (рис. 4.59) и $(u/c_{ад})_{opt}$ (рис. 4.58 и 4.60).

При малом зазоре между колесом и корпусом, начиная с $n_{ст}=50 \div 60$, оптимальная степень парциальности становится равной единице (см. рис. 4.59). Такое влияние $n_{ст}$ является следствием того, что увеличение $n_{ст}$ связано с ростом объемного расхода газа и падением адиабатной скорости [см формулу (2.185)]. А так как для подвода газа большего объемного расхода с меньшей скоростью требуется большая площадь, то это ведет к увеличению степени парциальности и к уменьшению потерь, вызываемых парциальным подводом.

Увеличение $n_{ст}$ может быть вызвано увеличением угловой скорости вращения ω . А это значит, что при прочих равных условиях ($u = const$; $c_{ад} = const$) должен уменьшиться диаметр колеса $D_{ср}$ и, следовательно, степень парциальности, опять-таки, возрастет.

Следует отметить, что при малых значениях $u/c_{ад}$ влияние $n_{ст}$ на величину оптимального к. п. д. менее существенно. Это объясняется тем, что при малых значениях $u/c_{ад}$ доминирующую роль играют потери с выходной скоростью и профильные потери лопаток колеса (большой угол поворота потока).

Как и следовало ожидать, с увеличением зазора к. п. д. падает (см. рис. 4.60). К падению к. п. д. будет приводить увеличение ширины лопаток колеса в основном из-за увеличения вторичных потерь в решетке и потерь, связанных с парциальностью. При увеличении \bar{b} и $\bar{\Delta}$ оптимальная высота ло-

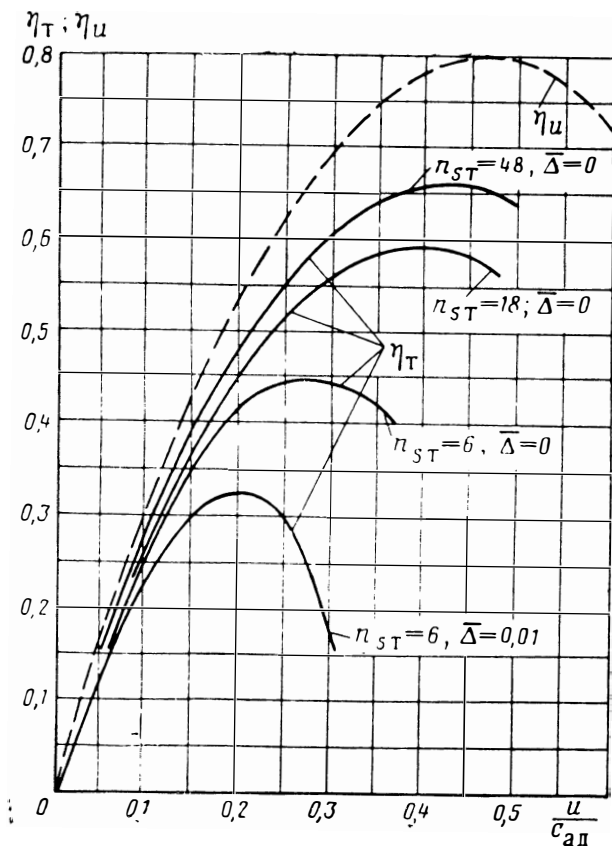


Рис. 4.60. Расчетная зависимость эффективного к. п. д. одноступенчатой активной турбины от $u/c_{ад}$ при различных значениях коэффициента быстроходности $n_{СТ}$ и относительного зазора $\bar{\Delta}$ ($\alpha_1 = 17^\circ$)

патки возрастает. В турбинах без бандажа, из-за большего влияния зазора на потери, оптимальная длина лопатки будет больше, а к. п. д. меньше, чем в турбинах с бандажом. При проектировании турбины (см. далее разд. 4.8.2) зависимости, приведенные на рис. 4.58, позволяют оценить без проведения подробных расчетов к. п. д. турбины при абсолютной ширине лопатки b и абсолютной величине зазора Δ , выбираемых из условий технологии и условий работы конструкции.

4. 6. МНОГУСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ

В технике широко применяются многоступенчатые турбины. В ЖРД с целью получить легкие и простые конструкции стара-

ются применять одноступенчатые турбины, но в ряде случаев и здесь оказывается целесообразным применять многоступенчатые турбины. Рассмотрим основные виды многоступенчатых турбин.

4.6.1. МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ РЕАКТИВНАЯ ТУРБИНА

Многоступенчатая реактивная турбина представляет собой ряд последовательно установленных реактивных ступеней. На рис. 4.61 схематически показано меридиональное сечение трехступенчатой реактивной турбины и дана развертка цилиндрического сечения, выявляющего форму лопаток. Над меридиональным сечением показано изменение давления p и скорости c по длине проточной части.

Общий перепад давлений делится между ступенями. В каждой ступени можно обеспечить сравни-

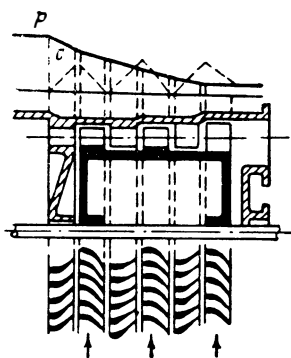


Рис. 4.61. Схема трехступенчатой реактивной турбины

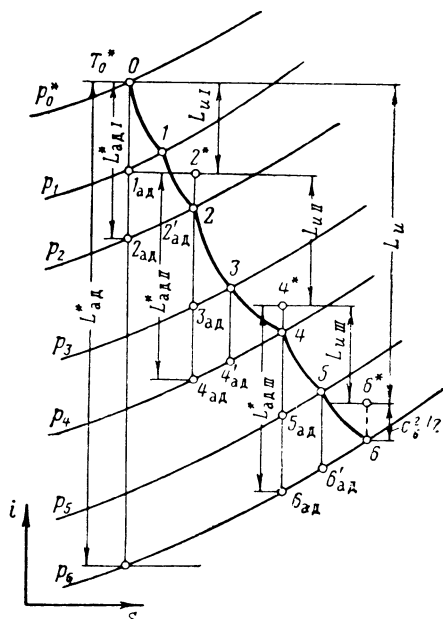


Рис. 4.62. Изображение в координатах $i-s$ процесса в трехступенчатой реактивной турбине

тельно небольшие скорости протекания по проточной части. Это уменьшает гидравлические потери и позволяет получить высокий коэффициент полезного действия. В соответствии со степенью реактивности изменяется относительная скорость в каналах рабочего колеса. Высокий к. п. д. является основным преимуществом таких турбин. Выходная кинетическая энергия первой и промежуточной ступеней используется в последующей ступени. Энергия, подсчитанная по выходной скорости последней ступени, представляет собой потери в турбине с выходной скоростью.

На рис. 4.62 изображен процесс в $i-s$ -диаграмме для трехступенчатой реактивной турбины. На рис. 4.62 отмечены ади-

абатная и окружная работы всей турбины и каждой из ступеней. Для промежуточной ступени начальной энтальпией следует считать энтальпию газа на выходе из предыдущей ступени, подсчитанную по заторможенным параметрам.

Если принять, что адиабатные работы каждой ступени одинаковы ($L_{ад i}^* = L_{ад}^*/z$), то все ступени будут работать при одинаковом отношении $u/c_{ад i}$, где $c_{ад i} = \sqrt{2L_{ад i}^*}$. Тогда при одинаковых степенях реактивности окружные к. п. д. ступеней будут одинаковы и, следовательно, будут одинаковы окружные работы ($L_{ui} = L_{ад}^* \eta_{ui}$). Окружная работа турбины, определяемая как сумма работ ступеней, будет равна: $L_u = zL_{ui}$, а коэффициент работы

$$\bar{L}_u = z\bar{L}_{ui}. \quad (4.133)$$

Для ступени с реактивностью $q_T = 0,5$ на режиме $(u/c_{ад i})_{\eta_{ui} \max}$ (при $c_{2u} = 0$) величина $c_{1u} = u$ (см. рис. 4.47), поэтому в соответствии с формулой (4.107) $\bar{L}_{ui \eta_{ui} \max} = 1$. Тогда для многоступенчатой реактивной турбины с такими ступенями коэффициент окружной работы будет равен числу ступеней:

$$\bar{L}_{u \eta_{ui} \max} = z. \quad (4.134)$$

В общем случае, при отношении $u/c_{ад i}$, равном отношению $u/c_{ад}$ одноступенчатой турбины с той же степенью реактивности, коэффициент окружной работы многоступенчатой турбины будет в z раз больше, чем для одноступенчатой турбины. Однако он будет соответствовать меньшему, чем у одноступенчатой турбины отношению $u/c_{ад}$, подсчитанному по всей адиабатной работе многоступенчатой турбины ($c_{ад} = \sqrt{2L_{ад}^*}$):

$$\frac{u}{c_{ад}} = \frac{1}{\sqrt{z}} \frac{u}{c_{ад i}}. \quad (4.135)$$

На рис. 4.63 показаны зависимости коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для двух- и четырехступенчатой реактивных турбин ($q_T = 0,5$), полученные пересчетом с помощью формул (4.133) и (4.135) соответствующей зависимости для одноступенчатой турбины (см. рис. 4.49).

Из рис. 4.63 видно, что при большем числе ступеней многоступенчатая реактивная турбина позволяет получить большую окружную работу, в частности, в области малых отношений $u/c_{ад}$, что необходимо в случае автономных турбин ЖРД. Однако увеличение числа ступеней усложняет конструкцию и увеличивает массу турбины, что нежелательно. Помимо этого, многоступенчатой реактивной турбине соответствует большое осевое усилие, действующее на ротор. Указанные недостатки привели к

тому, что многоступенчатые реактивные турбины не нашли применения в ЖРД.

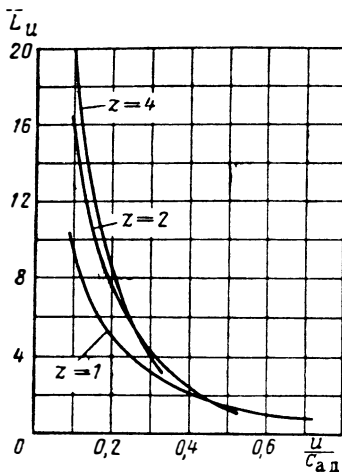


Рис. 4.63. Зависимости коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для реактивных турбин ($Q_T=0,5$) с разным числом ступеней

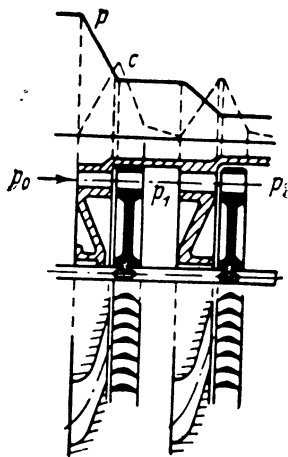


Рис. 4.64. Схема активной турбины с двумя ступенями давления

4.6.2. МНОГУСТУПЕНЧАТЫЕ АКТИВНЫЕ ТУРБИНЫ

Значительно больший интерес для использования в ЖРД представляют многоступенчатые активные турбины. Многоступенчатые активные турбины можно подразделить на два вида: активные турбины со ступенями давления и активные турбины со ступенями скорости.

4.6.2.1. Активные турбины со ступенями давления

Рассмотрим схему устройства активной турбины со ступенями давления и протекание процесса в ней. На рис. 4.64 приведена схема активной турбины с двумя ступенями давления. Такую турбину образуют последовательным сочетанием двух активных ступеней.

Изображение процесса в $i-s$ -диаграмме для такой турбины дано на рис. 4.65. Отмечены отрезки, соответствующие адиабатным и окружным работам всей турбины и отдельных ее ступеней.

Окружной к. п. д. такой турбины определяется соотношением

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_{ад}^*} = \frac{L_{uI} + L_{uII}}{L_{ад}^*}. \quad (4.136)$$

К. п. д. такой турбины может быть выше, чем к. п. д. одноступенчатой активной турбины, так как скорости протекания в проточной части двухступенчатой турбины будут меньше. Использование выходной скорости первой ступени также повышает к. п. д. турбины.

Гидравлические потери в активной турбине со ступенями давления будут больше, чем в реактивной турбине, рассчитанной на тот же перепад давлений, так как в реактивной турбине скорости течения будут меньше. В активных ступенях давления рабочее колесо не испытывает

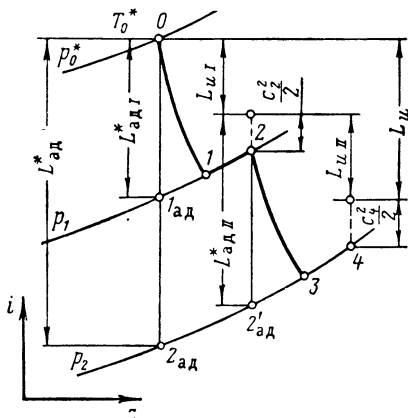


Рис. 4.65. Изображение в координатах $i-s$ процесса в активной турбине с двумя ступенями давления

большого осевого усилия. По сравнению с конструкцией одноступенчатой активной турбины, конструкция двухступенчатой турбины более сложная и такая турбина имеет большую массу. Недостатком таких турбин является возможность утечки между ступенями.

При равенстве работы каждой ступени, имея в виду, что коэффициент окружной работы для ступени $\bar{L}_{u\eta u \max} = 2$ (при $c_{2u} = 0$), получим, что коэффициент окружной работы активной турбины со ступенями давления на режиме осевого выхода из каждой ступени равен удвоенному числу ступеней:

$$\bar{L}_{u\eta u \max} = 2z. \quad (4.137)$$

Коэффициент окружной работы для активных турбин со ступенями давления растет пропорционально числу ступеней в пер-

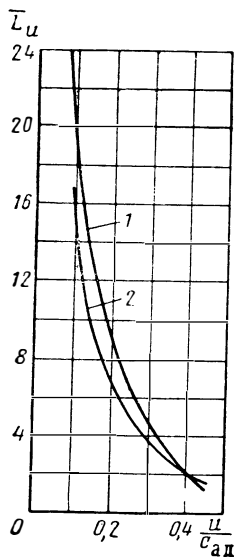


Рис. 4.66. Зависимости коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$:

1—двухступенчатая активная турбина со ступенями давления; 2—двухступенчатая реактивная турбина ($\theta_T = 0,5$)

вой степени и в два раза превышает коэффициент окружной работы для турбины с реактивными ступенями на режиме $c_{2u} = 0$ [см. формулу (4.134)].

Для других режимов коэффициент окружной работы для активной турбины со ступенями давления можно оценить по величине \bar{L}_u для активной ступени ($q_T = 0$) (см. рис. 4.49), используя соотношения (4.133) и (4.135) для реактивной многоступенчатой турбины, так как активная турбина со ступенями давления является ее частным случаем ($q_T = 0$).

На рис. 4.66 приведены зависимости \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для двухступенчатой активной турбины со ступенями давления и для двухступенчатой реактивной турбины. Видно, что в области малых отношений $u/c_{ад}$ активная турбина со ступенями давления позволяет получить большие значения коэффициента работы, чем многоступенчатая реактивная турбина с тем же числом ступеней.

Из многоступенчатых турбин наибольшее распространение в ЖРД получили активные турбины со ступенями скорости. Как будет показано ниже, эти турбины позволяют получить при том же числе ступеней большие значения коэффициентов работы в области низких значений $u/c_{ад}$, чем многоступенчатые реактивные турбины и активные турбины со ступенями давления. Низкие значения $u/c_{ад}$, как уже неоднократно отмечалось, соответствуют автономным турбинам ЖРД.

Рассмотрим активные турбины со ступенями скорости более подробно.

4.6.2.2. Активные турбины со ступенями скорости

А. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА В $i-s$ -ДИАГРАММЕ ТРЕУГОЛЬНИКИ СКОРОСТЕЙ. ОКРУЖНАЯ РАБОТА

Схема активной турбины с двумя ступенями скорости приведена на рис. 4.67. Расширение газа происходит только в одном сопловом аппарате. После лопаток первого ряда стоят неподвижные лопатки (направляющий аппарат), поворачивающие поток газа так, чтобы он обтекал без удара следующий ряд рабочих лопаток. Оба ряда рабочих решеток для облегчения конструкции турбины обычно бывают укреплены на ободе одного диска (см. рис. 4.67). Все решетки, кроме решетки соплового аппарата, — активного действия. Для идеального случая $\omega_{I1} = \omega_{II1}$ и $\omega_{I2} = \omega_{II2}$.

Во второй ступени используется кинетическая энергия газа, выходящего из первой ступени. Гидравлические потери в такой турбине велики, так как скорости течения газа по решеткам большие, но потери с выходной скоростью снижаются по сравнению с потерями в одноступенчатой турбине.

На рис. 4.68 изображен в $i-s$ -диаграмме процесс в активной турбине с двумя ступенями скорости. Действительный процесс

показан линией, соединяющей точки $0-1-2-3-4$. Линия $0-1$ соответствует процессу в сопловом аппарате; L_φ — потери энергии в сопловом аппарате. Как и для одноступенчатой турбины,

$$L_\varphi = (1 - \varphi^2) L_{ад}^* \quad (4.138)$$

Процесс в межлопаточных каналах первого ряда рабочих лопаток изображен линией $1-2$. Повышение энтальпии $i_1 - i_2 = L_{\psi 1}$, где $L_{\psi 1}$ — потери энергии при течении в первом ряду рабочих лопаток:

$$L_{\psi 1} = (1 - \psi_1^2) \frac{w_{2ад1}^2}{2} \quad (4.139)$$

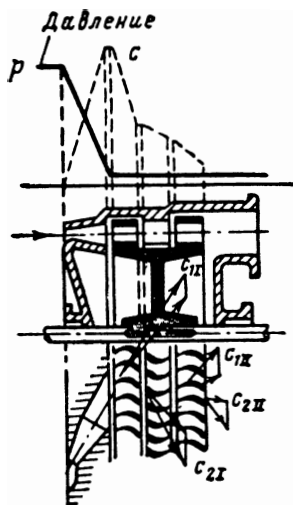


Рис. 4.67. Схема активной турбины с двумя ступенями скорости

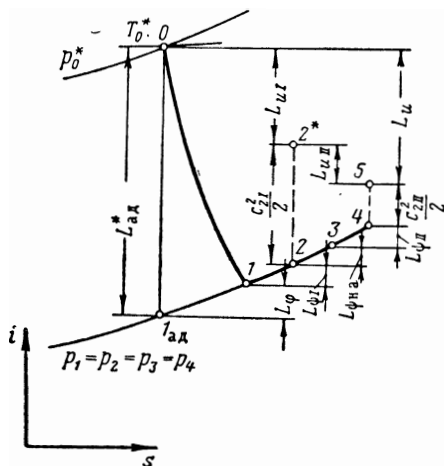


Рис. 4.68. Изображение в координатах $i-s$ процесса в активной турбине с двумя ступенями скорости

Линии $2-3$ соответствует процесс в направляющем аппарате, т. е. процесс течения газа при постоянном давлении с повышением энтропии и энтальпии за счет работы трения. В канале постоянного сечения осуществляется поворот потока. Введем понятие о скоростном коэффициенте направляющего аппарата $\psi_{н.а}$:

$$\psi_{н.а} = \frac{c_3}{c_{3ад}} \quad (4.140)$$

Получим, что потери энергии при течении в межлопаточных каналах направляющего аппарата

$$L_{н.а} = (1 - \psi_{н.а}^2) \frac{c_{3ад}^2}{2} \quad (4.141)$$

Процесс течения по межлопаточным каналам второго ряда рабочих лопаток при постоянном давлении изображается в $i-s$ -диаграмме линией 3—4. Соответствующая потеря энергии во втором ряду рабочих лопаток обозначена $L_{\psi II}$:

$$L_{\psi II} = (1 - \psi_{II}^2) \frac{w_{2ад II}^2}{2}. \quad (4.142)$$

Окружная работа всей турбины L_u найдется как разность начальной энтальпии i_0 и энтальпии в точке 5, соответствующей заторможенному состоянию газа, после рабочих лопаток второй ступени:

$$L_u = i_0^* - i_5.$$

Разность энтальпий $i_5 - i_4$ соответствует выходной скоростной энергии, которая определяет потери с выходной скоростью всей турбины.

Работа первой ступени определяется по разности начальной энтальпии и энтальпии заторможенного газа на выходе из первой ступени. Выходная скоростная энергия $c_{2I}^2/2$, являясь потерей для первой ступени, представляет собой располагаемую энергию для второй ступени.

Работа второй ступени найдется как разность энтальпий в точке 2* и в точке 5. По существу, установка второй ступени является одним из способов использования потерь энергии с выходной скоростью.

Если скорость на выходе из второй ступени достаточно велика, то можно установить еще ряд направляющих и ряд рабочих лопаток. Такая турбина будет трехступенчатой, с тремя ступенями скорости (рис. 4.69).

В ЖРД трехступенчатые турбины обычно не применяют из-за заметного усложнения конструкции и увеличения массы турбины, хотя коэффициент L_u окружной работы такой турбины, как будет показано в дальнейшем, велик.

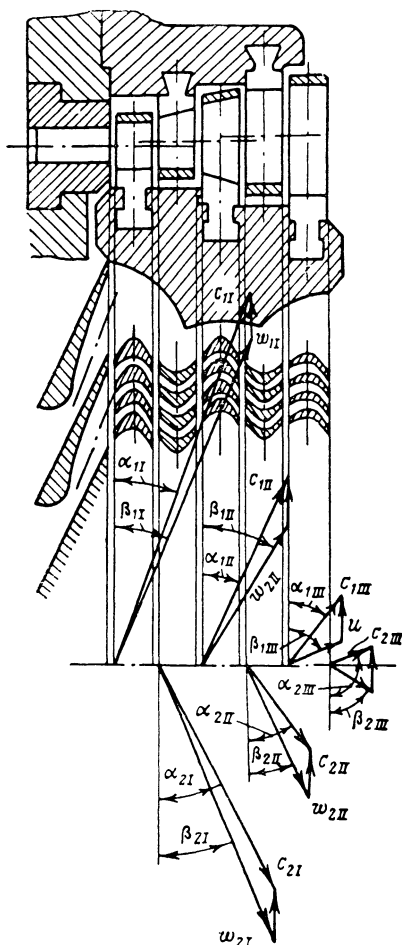


Рис. 4.69. Схема активной турбины с тремя ступенями скорости

Проследим построение треугольников скоростей для турбин со ступенями скорости на примере активной турбины с двумя ступенями скорости (рис. 4.70). Угол α_1 — угол наклона струи, вытекающей из соплового аппарата, — задан. Величина скорости c_{1I} определяется по заданной величине адиабатной работы и скоростному коэффициенту сопел:

$$c_{1I} = \varphi \sqrt{2L_{ад}^*} \quad (4.143)$$

Вычитая векторно из c_{1I} окружную скорость u , найдем величину и направление скорости w_{1I} . Входные кромки лопаток дол-

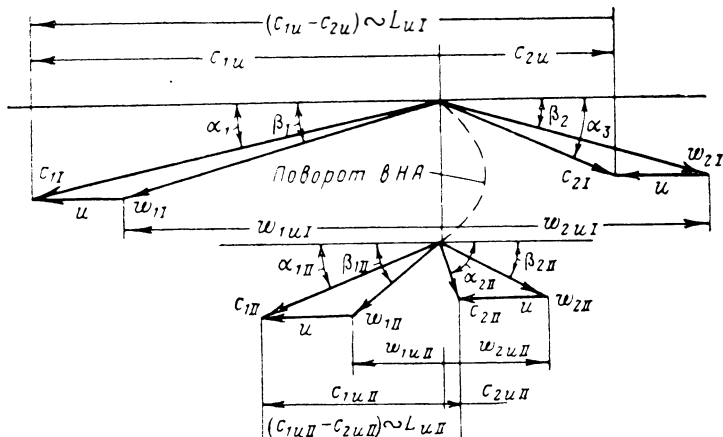


Рис. 4.70. Треугольники скоростей для активной турбины с двумя ступенями скорости

жны быть ориентированы в соответствии с углом β_1 . В рабочих лопатках первого ряда происходит поворот потока. Выходной угол лопаток равен входному или несколько меньше него. Скорость w_{2I} меньше w_{1I} из-за наличия потерь:

$$w_{2I} = \psi_1 w_{2ад1}; \quad (4.144)$$

$$w_{1I} = w_{2ад1}. \quad (4.145)$$

Скорость на выходе из первой ступени c_{2I} найдется векторным вычитанием окружной скорости u из w_{2I} .

Направляющий аппарат осуществляет поворот потока. Углы лопаток направляющего аппарата определяются углом α_{2I} , где α_{2I} — угол наклона вектора c_{2I} . Выходной угол направляющего аппарата выполняется равным входному углу или меньше него — для устранения диффузорности течения. По величине c_{1II} меньше, чем c_{2I} из-за наличия потерь:

$$c_{1II} = \psi_{н.а} c_{2I}. \quad (4.146)$$

Для второй ступени c_{1II} будет абсолютной скоростью потока на входе. Построение треугольника скоростей для второй ступени производится аналогично построению треугольника скоростей для первой ступени. Профили лопаток второй ступени менее изогнуты, так как они осуществляют меньший поворот потока.

Работа первой ступени будет пропорциональна отрезку $(c_{1uI} - c_{2uI})$:

$$L_{uI} = u(c_{1uI} - c_{2uI}); \quad (4.147)$$

$$L_{uII} = u(c_{1uII} - c_{2uII}). \quad (4.148)$$

Соответственно окружная работа ступеней может быть подсчитана и по окружным проекциям относительных скоростей:

$$L_{uI} = u(\omega_{1uI} - \omega_{2uI}); \quad (4.149)$$

$$L_{uII} = u(\omega_{1uII} - \omega_{2uII}). \quad (4.150)$$

Работа всей турбины соответственно будет равна:

$$L_u = L_{uI} + L_{uII} = u(c_{1uI} - c_{2uI} + c_{1uII} - c_{2uII}), \quad (4.151)$$

или

$$L_u = u(\omega_{1uI} - \omega_{2uI} + \omega_{1uII} - \omega_{2uII}). \quad (4.152)$$

Все окружные проекции скоростей рассматриваются как векторы.

Б. ОКРУЖНОЙ К.П.Д.

Окружной к. п. д. определяется соотношением (4.136). Проведя вывод, аналогичный выводу формулы (4.97), и принимая $\psi_I = \psi_{II} = \psi$ для симметричных лопаток, получим

$$\eta_u = 2 \frac{u}{c_{ад}} (1 + \psi) \left[(1 + \psi^2) \left(\varphi \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) - (1 + \psi) \frac{u}{c_{ад}} \right]. \quad (4.153)$$

Взяв первую производную от выражения (4.153) и приравняв ее нулю, при $\psi = 1$ получим

$$\left(\frac{u}{c_1} \right)_{\eta_u \max} = \frac{\cos \alpha_1}{4}. \quad (4.154)$$

Это же соотношение можно получить наглядно из рассмотрения треугольников скоростей, построенных без учета потерь в лопатках и симметричных профилях.

Для турбины с двумя ступенями скорости такой треугольник скоростей приведен на рис. 4.71.

При выбранных условиях: $\omega_{1I} = \omega_{2I}$; $c_{1II} = c_{2I}$; $\omega_{1II} = \omega_{2II}$; $c_{2uII} = 0$,

из треугольников скоростей получим

$$c_{1I} \cos \alpha_1 = 4u,$$

или

$$\left(\frac{u}{c_1}\right) \eta_{u \max} = \frac{\cos \alpha_1}{4}.$$

Для z ступеней соответственно получим

$$\left(\frac{u}{c_1}\right) \eta_{u \max} = \frac{\cos \alpha_1}{2z}. \quad (4.155)$$

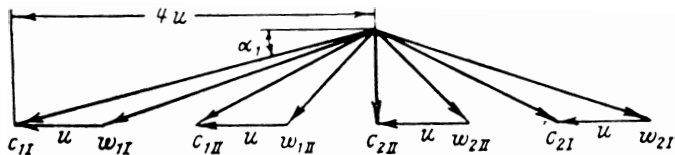


Рис. 4.71. Треугольники скоростей для активной турбины с двумя ступенями скорости, с симметричными лопатками, при отсутствии потерь

На рис. 4.72 приведены расчетные кривые окружного к. п. д. для одноступенчатой активной турбины (I), активной турбины с двумя ступенями скорости (II) и активной турбины с тремя ступенями скорости (III).

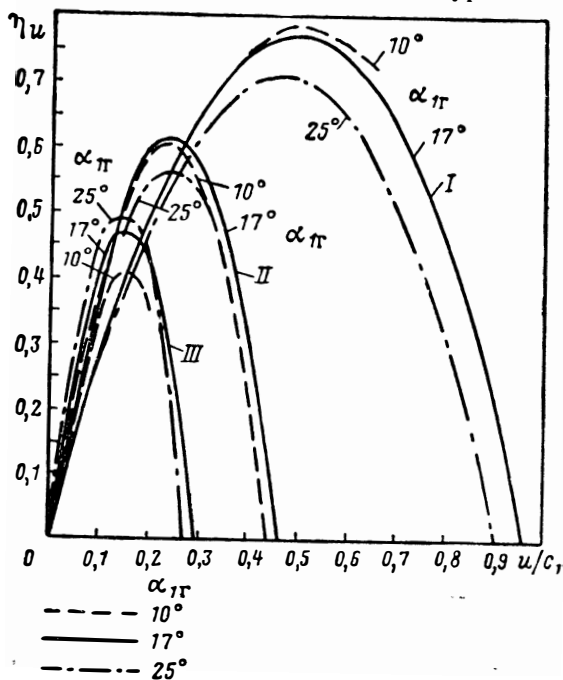


Рис. 4.72. Зависимости окружного к. п. д. η_u от u/c_1 и угла α_1 для активных турбин с различным числом ступеней скорости

пенями скорости (III). Кривые рассчитаны для различных углов наклона сопловых лопаток α_1 . Коэффициент φ принят равным 0,95; коэффициент ψ принят переменным в зависимости от изгиба профиля. (Значения ψ взяты несколько заниженными; современные турбины часто имеют большие величины к. п. д., чем те, которые приведены на графике). Оптимум к. п. д. по u/c_1 с увеличением числа ступеней сдвигается влево.

Чем больше число ступеней, тем большим можно выбирать угол α_1 . Это объясняется тем, что доля потерь с выходной скоростью (определяемой осевой составляющей скорости, зависящей от угла α_1) снижается с увеличением числа ступеней, а изгиб профилей уменьшается с увеличением угла α_1 , следовательно, значение ψ лопаток увеличивается, что особенно заметно в многоступенчатых турбинах.

В. КОЭФФИЦИЕНТ ОКРУЖНОЙ РАБОТЫ

На рис. 4.73 приведены зависимости коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для активных турбин с одной, двумя и тремя ступенями скорости, рассчитанные с помощью формулы (4.108), по данным, приведенным на рис. 4.72 ($\alpha_1 = 25^\circ$).

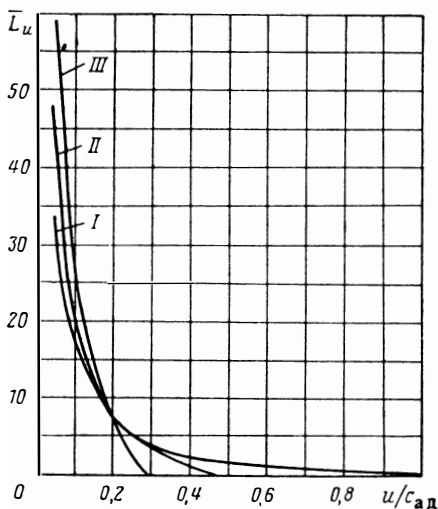


Рис. 4.73. Зависимости коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для турбин с различным числом ступеней скорости: I—одноступенчатая турбина; II—турбина с двумя ступенями скорости; III—турбина с тремя ступенями скорости

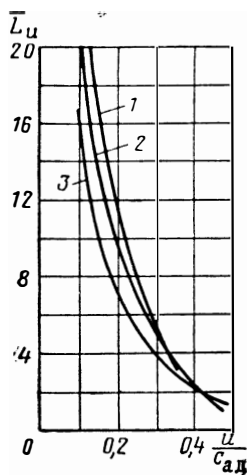


Рис. 4.74. Зависимости коэффициента окружной работы \bar{L}_u от $u/c_{ад}$ для двухступенчатых турбин: 1—активная турбина со ступенями скорости; 2—активная турбина со ступенями давления; 3—реактивная турбина ($q_T = 0,5$)

В области малых значений $u/c_{ад}$, т. е. в области рабочих режимов автономных турбин ТНА ЖРД, значения коэффициентов окружной работы для многоступенчатых турбин со ступенями скорости значительно превышают значение коэффициента работы для одноступенчатой активной турбины. Это превышение возрастает с увеличением числа ступеней. Однако из соображений минимального усложнения конструкции и минимального увеличения массы число ступеней не делают больше двух.

На рис. 4.74 дано сравнение коэффициентов окружной работы двухступенчатой турбины со ступенями скорости (1) с двухступенчатой реактивной турбиной ($q_T=0,5$) (3) и с двухступенчатой активной турбиной со ступенями давления (2). Видно, что при малых значениях $u/c_{ад}$, свойственных автономным турбинам, преимущество имеет турбина со ступенями скорости; поэтому этот тип двухступенчатой турбины нашел применение в ТНА.

Г. ЭФФЕКТИВНЫЙ К.П.Д. АКТИВНОЙ ТУРБИНЫ С ДВУМЯ СТУПЕНЯМИ СКОРОСТИ

Эффективную мощность активной турбины с двумя ступенями скорости можно представить как сумму эффективных мощностей первой (N_I) и второй (N_{II}) ступеней:

$$N_T = N_I + N_{II}. \quad (4.156)$$

Мощности N_I и N_{II} можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} N_I &= GL_{uI} - G_{yI}L_{uI} - N_{тр.лI} - N_{тр.бI} - N_{\epsilon I} = \\ &= (G - G_{yI})L_{uI} - N_{тр.лI} - N_{тр.бI} - N_{\epsilon I}; \end{aligned} \quad (4.157)$$

$$N_{II} = (G - G_{yII})L_{uII} - N_{тр.лII} - N_{тр.бII} - N_{\epsilon II}. \quad (4.158)$$

Если ступени выполнены с одинаковой степенью парциальности ϵ и имеют одинаковые средний диаметр, ширину и высоту лопатки колеса и ширину бандажа, то, пренебрегая различием в плотностях газа, можно записать (при двух дисках), что $N_{тр.лI} = N_{тр.лII} = N_{тр.л}$; $N_{тр.бI} = N_{тр.бII} = N_{тр.б}$; $N_{\epsilon I} = N_{\epsilon II} = N_{\epsilon}$.

Тогда, принимая утечки в первой и второй ступенях одинаковыми, получим

$$N_T = (G - G_y)L_u - 2N_{тр.л} - 2N_{тр.б} - 2N_{\epsilon}, \quad (4.159)$$

где

$$L_u = L_{uI} + L_{uII}.$$

Разделив соотношение (4.159) на $GL_{ад}$, получим выражение для эффективного к. п. д. двухступенчатой турбины со ступенями скорости:

$$\eta_T = \eta_p \eta_u - 2\zeta_{тр.л} - 2\zeta_{тр.б} - 2\zeta_{\epsilon}, \quad (4.160)$$

где η_p — расходный к. п. д., определяемый с помощью формулы (4.111);

η_u — окружной к. п. д. турбины, определяемый по формуле (4.153);

ζ — коэффициенты потерь, подсчитываемые по формулам (4.125), (4.126) и (4.127).

Выражение (4.160) аналогично формуле (4.122) для эффективного к. п. д. одноступенчатой активной турбины. Так же, как и в случае одноступенчатой турбины, расходные потери и дисковые потери (потери на трение диска и бандажа и потери, связанные с парциальностью) смещают максимум эффективного к. п. д. от максимума окружного к. п. д. в сторону меньших значений $u/c_{ад}$; смещение тем больше, чем меньше степень парциальности ϵ .

С увеличением высоты лопатки к. п. д. решетки (в результате снижения вторичных потерь) и расходный к. п. д. турбины η_p будут возрастать, а потери на парциальность будут увеличиваться, так как ϵ уменьшается. Поэтому, как и в случае одноступенчатой турбины (см. разд. 4.5.4.2), должна существовать оптимальная степень парциальности, при которой эффективный, к. п. д. будет максимальным.

Мощность второй ступени составляет меньшую часть мощности турбины. Большая часть мощности приходится на первую ступень. Поэтому оптимальную высоту лопатки (оптимальная степень парциальности) будем определять по первой ступени, принимая высоты лопаток первой и второй ступеней одинаковыми. Тогда, в зависимости от коэффициента быстроходности турбины со ступенями скорости (он численно равен коэффициенту быстроходности первой ступени), в зависимости от отношения $u/c_{ад}$ и других параметров, оптимальная высота лопаток колес определится по формуле (4.132).

На рис. 4.75 представлены значения оптимального к. п. д. $\eta_{T\text{opt}}$ (при ϵ_{opt}), максимального к. п. д. $\eta_{T\text{max}}$ [при ϵ_{opt} и $(u/c_{ад})_{\text{opt}}$] и оптимального отношения $u/c_{ад}$ для активной двухступенчатой турбины со ступенями скорости, рассчитанные с помощью формул (4.160) и (4.132). Эти зависимости можно использовать при приближенных расчетах ($\alpha_1 = 13^\circ \div 20^\circ$; $M_{w,1} \leq 1,5$; $Re \approx 5 \cdot 10^5$; $\varphi = 0,93 \div 0,95$; $b = 0,03 \div 0,05$; $\mu_{\text{взз}} = 0,4 \div 0,6$; $\bar{t} = 0,55 \div 0,65$).

Из рис. 4.75 видно, что увеличение $n_{ст}$ ведет к повышению к. п. д. турбины. Причем, увеличение к. п. д. больше при больших значениях $u/c_{ад}$. Таким образом, влияние $n_{ст}$ в данном случае аналогично его влиянию для одноступенчатой активной турбины (см. разд. 4.5.4.2).

На рис. 4.76 представлены расчетные зависимости окружного к. п. д. η_u , эффективного к. п. д. η_T и коэффициента эффективной работы \bar{L}_T (при ϵ_{opt}) для одноступенчатой активной турбины (индекс «I») и двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости (индекс «II») при $n_{ст} = 48$.

Максимальное значение эффективного к. п. д. парциальной двухступенчатой турбины со ступенями скорости при малых $n_{ст}$ может быть близким к значению максимального эффективного к. п. д. парциальной одноступенчатой активной турбины (или

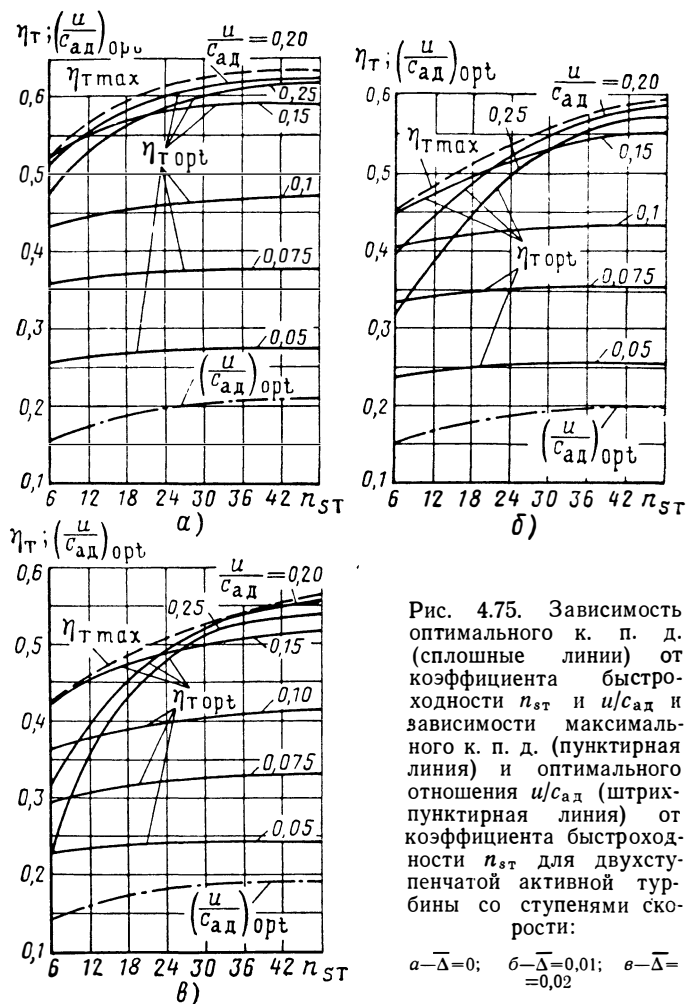


Рис. 4.75. Зависимость оптимального к. п. д. (сплошные линии) от коэффициента быстроходности $n_{ст}$ и $u/c_{ад}$ и зависимости максимального к. п. д. (пунктирная линия) и оптимального отношения $u/c_{ад}$ (штрихпунктирная линия) от коэффициента быстроходности $n_{ст}$ для двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости:

а — $\bar{\Delta} = 0$; б — $\bar{\Delta} = 0,01$; в — $\bar{\Delta} = 0,02$

даже больше него). Это объясняется тем, что коэффициенты потерь ζ_{ϵ} , $\zeta_{тр.д}$ и $\zeta_{тр.б}$ (дисковые потери) на оптимальном режиме двухступенчатой турбины меньше, чем на оптимальном режиме одноступенчатой турбины. Коэффициенты ζ_{ϵ} , $\zeta_{тр.д}$ и $\zeta_{тр.б}$ уменьшаются пропорционально кубу отношения $u/c_{ад}$ [см. формулы (4.125), (4.126) и (4.127)].

Оптимальные режимы двухступенчатой и одноступенчатой турбин отличаются по $u/c_{ад}$ примерно в два раза. Поэтому значения коэффициентов ζ_{ϵ} , $\zeta_{тр.д}$ и $\zeta_{тр.б}$ на оптимальном режиме для двухступенчатой турбины будут примерно в восемь раз меньше, чем для одноступенчатой. Принимая во внимание, что двухступенчатая турбина имеет два рабочих венца, получим, что

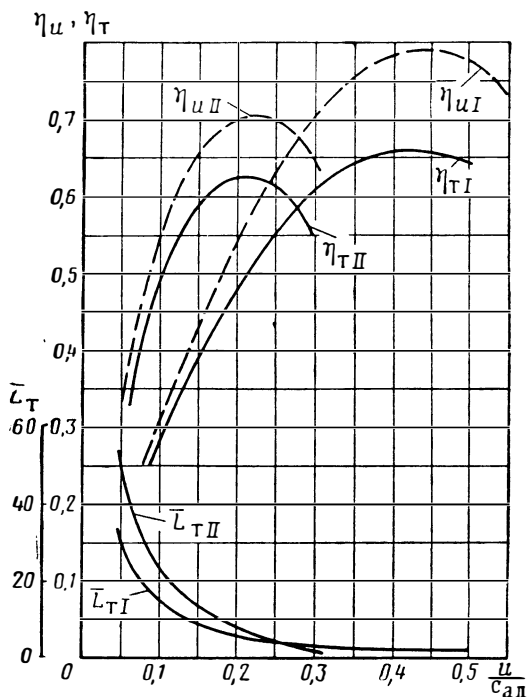


Рис. 4.76. Расчетные зависимости окружного к. п. д. η_u , эффективного к. п. д. η_T и коэффициента эффективной работы \bar{L}_T от $u/c_{ад}$ для одноступенчатой активной турбины (индекс «I») и двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости (индекс «II») при $n_{ст} = 48$

относительная величина дисковых потерь в двухступенчатой турбине на оптимальном режиме будет примерно в четыре раза меньше, чем в одноступенчатой.

Уменьшение дисковых потерь может компенсировать уменьшение окружного к. п. д. двухступенчатой турбины по сравнению с его значением для одноступенчатой турбины. Это приведет к тому, что между максимальными к. п. д. двухступенчатой и одноступенчатой турбин будет лишь небольшая разница или даже максимальный к. п. д. двухступенчатой турбины превысит мак-

симальный к. п. д. одноступенчатой турбины. Это особенно проявляется при малых значениях $n_{ст}$, когда степень парциальности ε мала [см. формулу (4.130)], и поэтому относительная величина дисковых потерь велика.

Из рис. 4.76 следует, что при малых значениях $u/c_{ад}$ двухступенчатая турбина со ступенями скорости имеет больший коэффициент эффективной работы, чем одноступенчатая активная турбина. Расчеты показывают, что преимущества двухступенчатой турбины проявляются при $u/c_{ад} < 0,2 \div 0,25$ (меньшие значения соответствуют меньшим $n_{ст}$ и большим Δ). Поэтому в указанной области значений $u/c_{ад}$ предпочтительнее применение двухступенчатых турбин со ступенями скорости в качестве автономных турбин ЖРД, чем активных одноступенчатых турбин.

4.6.2.3. Одновенечные многоступенчатые активные парциальные турбины

Одновенечные активные турбины с малой степенью парциальности могут быть выполнены в виде турбин со ступенями скорости и турбин со ступенями давления. Одновенечные активные турбины со ступенями скорости применялись для ТНА в одних из первых ЖРД (см. работу [143]).

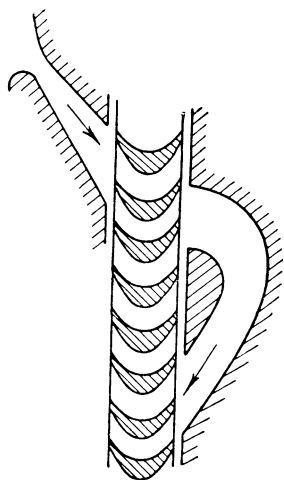


Рис. 4.77. Схема одновенечной активной турбины с двумя ступенями скорости

Конструктивная схема одновенечной активной турбины с двумя ступенями скорости приведена на рис. 4.77. Роль направляющего аппарата в такой турбине играет поворотный канал. Применение таких турбин показало, что их к. п. д. низок из-за больших гидравлических потерь в поворотном канале и утечек в осевых зазорах. При малых степенях парциальности такая турбина все-таки может иметь преимущество перед обычной турбиной с двумя ступенями скорости, так как потери, связанные с парциальным подводом, в ней будут меньше; кроме того, такая турбина имеет меньшую массу конструкции.

При особенно малых степенях парциальности одновенечная турбина может быть выполнена с тройным подводом газа, т. е. по существу, в виде турбины с тремя ступенями скорости.

При больших отношениях давлений ($\delta > 100$) и малой степени парциальности могут быть использованы одновенечные турбины со ступенями давления. Такие турбины нашли применение

в качестве вспомогательных турбин для самолетов и ракет (см. работу [135]).

Конструктивная схема такой турбины приведена на рис. 4.78. Пунктирными линиями со стрелками обозначены возможные

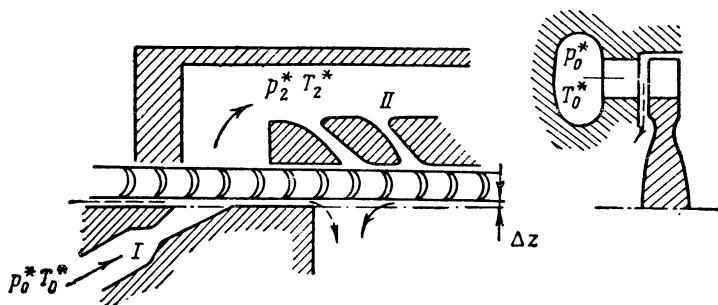


Рис. 4.78. Схема одновенечной активной турбины с двумя ступенями давления

направления утечек. Существенным эксплуатационным недостатком такой турбины является большая утечка рабочего тела через осевой и радиальный зазоры. Зазоры приходится выполнять чрезвычайно малыми, что связано с существенными конструктивными трудностями.

4.6.3. БИРОТАТИВНЫЕ ТУРБИНЫ

4.6.3.1. Активная биротативная турбина с двумя ступенями скорости

В разд. 4.6.1 и 4.6.2 были рассмотрены многоступенчатые турбины, в которых рабочие лопатки всех ступеней вращаются с одинаковой (по величине и направлению) угловой скоростью. Но в турбонасосных агрегатах ЖРД целесообразно иметь разные угловые скорости для насосов, перекачивающих окислитель, и для насосов, перекачивающих горючее. Для перекачки окислителя, в связи с кавитацией, обычно можно задавать меньшие угловые скорости насоса, чем для перекачки горючего (см. разд. 3.4.2.1). Выполнение насоса горючего с большей угловой скоростью, чем угловая скорость насоса окислителя, позволяет уменьшить размеры насоса горючего и его массу.

Особенно целесообразно проектировать насос горючего с большой угловой скоростью в случае использования в качестве горючего жидкого водорода. В связи с малой плотностью водорода при малой угловой скорости размеры насоса получаются значительными.

Термодинамические свойства водорода благоприятно влияют на антикавитационные качества насоса горючего, допуская повышение его угловой скорости.

Если насосы окислителя и горючего имеют разные угловые скорости, то привод каждого из них можно осуществить от отдельной турбины, т. е. в ТНА будет две турбины. Однако приводить насосы можно и от разных ступеней одной и той же турбины ЖРД. Активная турбина со ступенями скорости легко может быть выполнена как турбина с разными угловыми скоростями рабочих колес. Рабочие колеса первой и второй ступеней в такой турбине будут иметь разные валы. Связь между ступенями будет осуществляться

только гидравлическая, поскольку в обеих ступенях используется одно и то же рабочее тело. Практически, допустив разные угловые скорости рабочих лопаток первой и второй ступеней, целесообразно допустить и их вращение в разные стороны. При такой кинематической схеме отпадает необходимость иметь направляющий аппарат между ступенями.

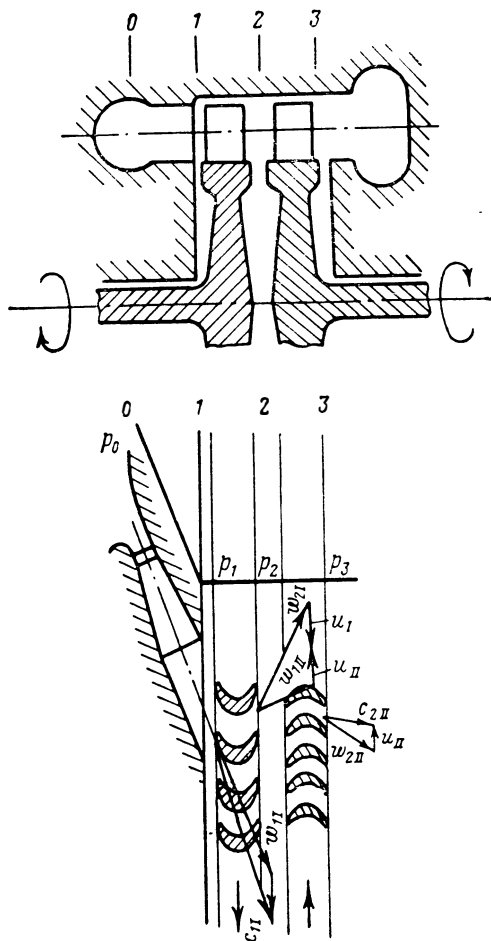


Рис. 4.79. Схема активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости

Турбины с обратным направлением вращения рабочих лопаток разных ступеней без промежуточного направляющего аппарата будем называть биротативными. На рис. 4.79 приведена схема активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости. Совмещенные треугольники скоростей для такой турбины приведены на рис. 4.80. Относительная скорость на входе во второй ряд рабочих лопаток w_{1II} определяется вычитанием из вектора w_{2I} суммы

векторов u_I и u_{II} . Пунктиром показана абсолютная скорость газа в зазоре. Работа первой ступени найдется из формулы

$$L_{uI} = u_I (\omega_{1uI} - \omega_{2uI}), \quad (4.161)$$

а работа второй ступени из формулы

$$L_{uII} = u_{II} (\omega_{1uII} - \omega_{2uII}). \quad (4.162)$$

Отрезки $(\omega_{1uI} - \omega_{2uI})$ и $(\omega_{1uII} - \omega_{2uII})$ показаны на рис. 4.80.

При равных окружных скоростях u_I и u_{II} , при симметричных профилях лопаток, пренебрегая потерями при течи в межлопаточных каналах рабочих колес, для случая $c_{2uII} = 0$ получим из треугольников скоростей (рис. 4.81) соотношение $(u/c_1)_{\eta_{u \max}} = \frac{\cos \alpha_1}{4}$; аналогичное соотношение было получено ранее для активной турбины с двумя ступенями скорости. Этого и следовало

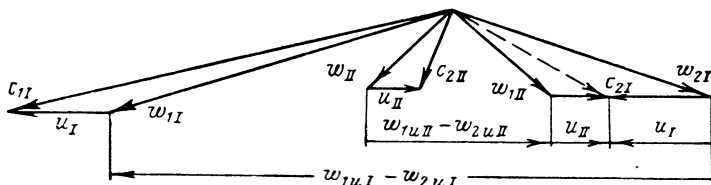


Рис. 4.80. Совмещенные треугольники скоростей для активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости

ожидать, так как биротативная турбина с двумя рядами рабочих лопаток также является турбиной с двумя ступенями скорости. От биротативной турбины можно получить несколько больший к. п. д., так как отсутствие промежуточного направляющего аппарата сказывается благоприятно на уменьшении гидравлических потерь (см. далее рис. 4.88).

Работа второй ступени при сформулированных выше условиях ($u_I = u_{II} = u$ и т. д.) в три раза меньше работы первой ступени: $L_{uI} = 6u^2$; $L_{uII} = 2u^2$ (см. рис. 4.81).

Значения коэффициентов окружной работы будут такими же, как и для обычной турбины с двумя ступенями скорости.

Основной недостаток турбины данной схемы состоит в том, что в ней трудно обеспечить требуемый баланс мощностей при нерасчетных режимах. Мощность второй ступени зависит от параметров первой ступени, и не всегда можно достичь согласованного изменения располагаемых мощностей и нагрузок по ступеням.

Найдем соотношение мощностей для первой и второй ступеней при симметричных лопатках, но при разных окружных скоростях. Пренебрегая потерями в лопатках, считая равными потери в ступенях, полагая $c_{2uII} = 0$ (рис. 4.82) и переходя к скалярным величинам, получим

$$\frac{N_{uI}}{N_{uII}} = \frac{L_{uI}}{L_{uII}} = \frac{u_I (\omega_{1uI} + \omega_{2uI})}{u_{II} (\omega_{1uII} + \omega_{2uII})} = \frac{u_I (2u_I + 4u_{II})}{u_{II} 2u_{II}}; \quad (4.163)$$

$$\frac{N_{uI}}{N_{uII}} = \frac{u_I^2}{u_{II}^2} + 2 \frac{u_I}{u_{II}}. \quad (4.164)$$

При одинаковых средних диаметрах

$$\frac{N_{uI}}{N_{uII}} = \left(\frac{\omega_I}{\omega_{II}} \right)^2 + 2 \frac{\omega_I}{\omega_{II}}. \quad (4.165)$$

Чем больше угловая скорость первой ступени, тем больше ее мощность. Это свойство биротативной турбины весьма выгодно для использования ее в ТНА двигателя, работающего на водороде: от первой ступени приводится водородный насос, мощность которого значительно больше мощности насоса окислителя.

Однако оптимального соотношения угловых скоростей получить не удастся, так как с увеличением отношения ω_I/ω_{II} быстро растет отношение мощностей и нельзя обеспечить достаточную мощность насоса окислителя. При применении насосов с лопаточными преднасосами (см. разд. 3.3.8.1) можно использовать вариант ТНА, в котором водородный насос и насос окислителя будут приводиться от первой ступени турбины, обладающей высокой угловой скоростью, а лопаточный преднасос — от второй ступени, имеющей низкую угловую скорость.

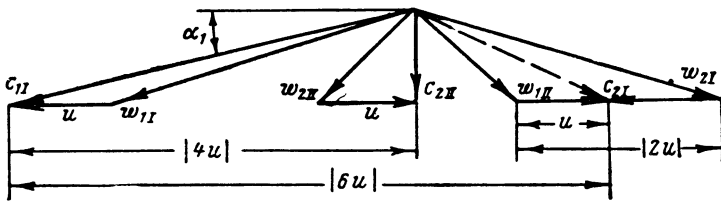


Рис. 4.81. Треугольники скоростей для активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости, при $c_{2uII}=0$ (симметричные лопатки, $u_I = u_{II}$, без учета потерь в рабочих колесах)

Исходя из общего выражения для окружного к. п. д. (4.136) и используя зависимости (4.161) и (4.162), можно получить развернутое выражение для окружного к. п. д. биротативной турбины:

$$\eta_u = 2\varphi^2 \left\{ \cos \alpha_I \left[\frac{u_I}{c_{1I}} (\psi'_I + 1) + \psi'_I \frac{u_{II}}{c_{1II}} (\psi'_{II} + 1) \right] - \left(\frac{u_I}{c_{1I}} \right)^2 (1 + \psi'_I) - \frac{u_I}{c_{1I}} \frac{u_{II}}{c_{1II}} (\psi'_I + 1) (\psi'_{II} + 1) - \left(\frac{u_{II}}{c_{1II}} \right)^2 (\psi'_{II} + 1) \right\}, \quad (4.166)$$

где

$$\psi'_I = \psi_I \frac{\cos \beta_{2I}}{\cos \beta_{1I}}; \quad \psi_I = \frac{w_{2I}}{w_{1I}},$$

$$\psi'_{II} = \psi_{II} \frac{\cos \beta_{2II}}{\cos \beta_{1II}}; \quad \psi_{II} = \frac{w_{2II}}{w_{1II}}.$$

Соотношение мощностей в развернутом виде:

$$\frac{N_{uI}}{N_{uII}} = \frac{L_{uI}}{L_{uII}} = \frac{(c_{1I} \cos \alpha_I - u_I) (1 + \psi'_I) \frac{u_I}{u_{II}}}{[\psi'_I c_{1I} \cos \alpha_I - u_I (1 + \psi'_I) - u_{II}] (1 + \psi'_{II})}; \quad (4.167)$$

Введя обозначения

$$\frac{N_{uI}}{N_{uII}} = \bar{N} \quad \text{и} \quad \frac{u_I}{u_{II}} = \bar{u},$$

а также

$$a = 1 + \psi'_I \quad \text{и} \quad b = 1 + \psi'_{II},$$

из формулы (4.167) получим соотношение

$$\frac{u_I}{c_{1I}} = \frac{\cos \alpha_1 \left(\psi'_I - \frac{a\bar{u}}{b\bar{N}} \right)}{a + \frac{1}{\bar{u}} - \frac{a\bar{u}}{b\bar{N}}}. \quad (4.168)$$

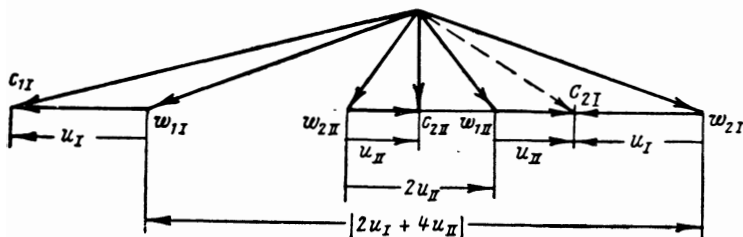


Рис. 4.82. Треугольники скоростей для активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости при $c_{2u_{II}}=0$ (симметричные лопатки, без учета потерь в рабочих колесах)

Для установления связи между отношением мощностей \bar{N} и к. п. д. η_u были проведены расчеты при следующих исходных данных: $\alpha_1 = 20^\circ$; $\varphi = 0,95$; $\psi'_I = 0,83$; $\psi'_{II} = 0,93$.

Результаты расчета сведены в графики, которые могут быть использованы для приближенных расчетов (рис. 4.83 и 4.84).

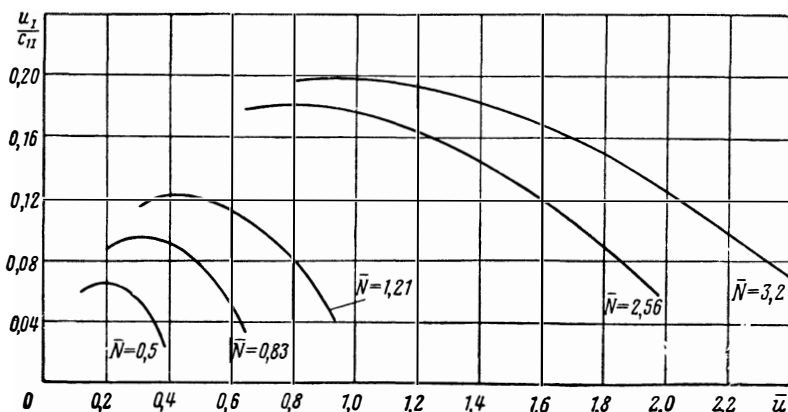


Рис. 4.83. Зависимость u_I/c_{1I} от отношения окружных скоростей \bar{u} при разных соотношениях мощностей \bar{N} для биротативной активной турбины

Зависимости η_u от коэффициента окружных скоростей \bar{u} при разных $\bar{N} > 1$ (см. рис. 4.84) достаточно пологие, что позволяет выбирать отношение окружных скоростей при заданном соотношении мощностей в достаточно широком диапазоне. (Приблизленно отношение мощностей на окружности колеса можно заменить отношением действительных мощностей).

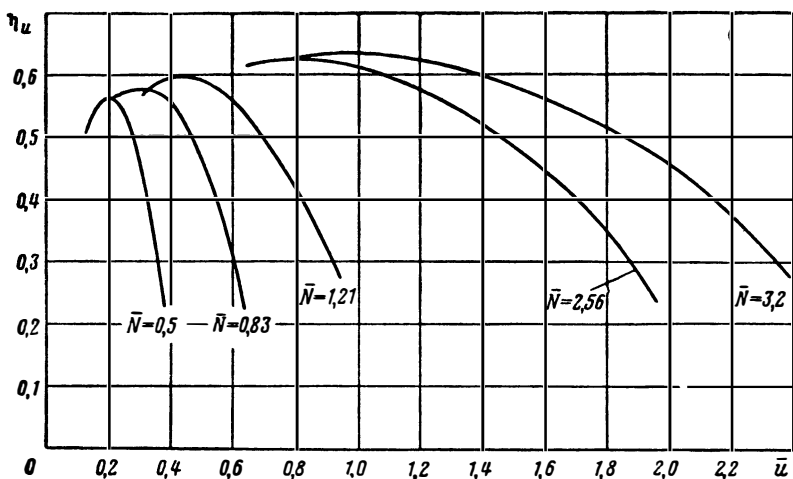


Рис. 4.84. Зависимость окружного к. п. д. η_u от отношения окружных скоростей \bar{u} при разных соотношениях мощностей \bar{N} для биротативной активной турбины

Выбрав величины \bar{N} и \bar{u} , удовлетворяющие заданным условиям при возможно большем к. п. д. (см. рис. 4.84), по рис. 4.83 находим отношение u_1/c_{11} и, зная величину u_1 , находим нужную величину c_{11} . По величине c_{11} можно выбрать необходимые параметры ρ_0^* , T_0^* и ρ_2 . При заданных параметрах ρ_0^* , T_0^* и ρ_2 может быть выбран диаметр колеса первой ступени, исходя из величины u_1 . Определенная по рис. 4.84 величина η_u , после учета расходных дисковых потерь (см. разд. 4.5), дает возможность задаться к. п. д. турбины при расчете потребного расхода газа.

4.6.3.2. Реактивно-активная биротативная турбина

Допустив возможность привода насосов от разных валов, можно применить турбину, у которой сопловой аппарат будет вращаться и развивать крутящий момент. Схема такой турбины приведена на рис. 4.85. Эта турбина образована из активной одноступенчатой турбины путем постановки сопловой решетки на вращающееся колесо. По принципу действия турбина, изображенная на рис. 4.85, является реактивно-активной и двухступенчатой, так как она имеет два рабочих колеса. Изменение давления газа по длине прочной части также показано на рис. 4.85, где нанесены и треугольники скоростей. Совмещенные треугольники скоростей приведены на рис. 4.86. Газ на входе в первую решетку имеет абсолютную скорость c_0 и относительную скорость ω_0 . В каналах этой решетки происходят преобразование потенциальной энергии и разгон потока до скорости ω_{11} .

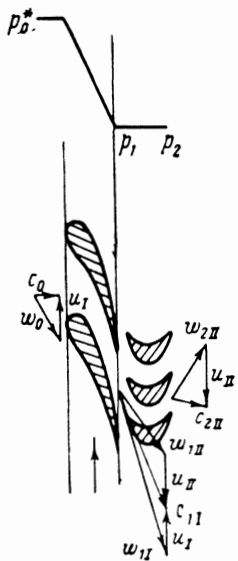
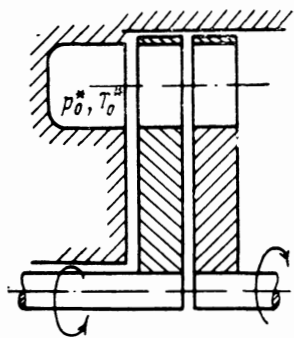


Рис. 4.85. Схема реактивно-активной биротативной турбины

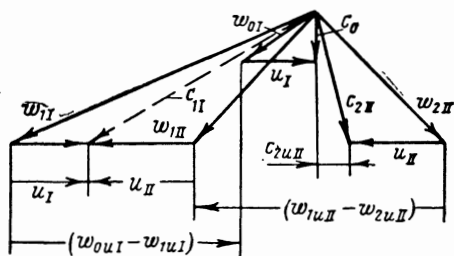


Рис. 4.86. Совмещенные треугольники скоростей для реактивно-активной биротативной турбины

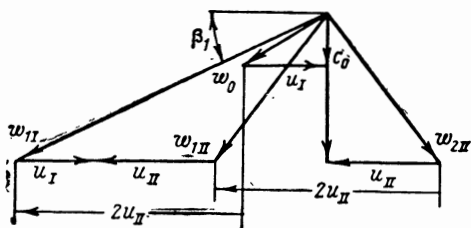


Рис. 4.87. Треугольники скоростей для реактивно-активной турбины при $\beta_{1II} = \beta_{2II}$, без учета потерь в активных лопатках, при $c_{2II} = 0$

Во вторую рабочую решетку газ поступает со значительно меньшей скоростью w_{1II} , так как она является векторной разностью \vec{w}_{1I} и $(u_1 - \vec{u}_{1I})$. Кстати, в этом и заключается одно из важных положительных свойств данной турбины. При сверхзвуковых скоростях истечения из первого ряда лопаток на входе во второй ряд могут быть дозвуковые скорости. При этом волновые потери при обтекании второго ряда лопаток будут отсутствовать.

Работа колеса первой ступени определяется из формулы

$$L_{uI} = u_1(w_{0uI} - w_{1uI}) = u_1 \Delta w_{uI}, \quad (4.169)$$

работа колеса второй ступени — из формулы

$$L_{uII} = u_{II}(w_{1uII} - w_{2uII}) = u_{II} \Delta w_{uII}. \quad (4.170)$$

Для симметричных лопаток второго ряда, если пренебречь потерями в них, будем иметь при осевом выходе $c_{2uII} = 0$. Из рассмотрения треугольников скоростей, построенных для этого случая на рис. 4.87, легко установить соотношение мощностей и угловых скоростей ступеней. При принятых допущениях получим

$$L_{uI} = 2u_1 u_{II} \quad \text{и} \quad L_{uII} = 2u_{II}^2.$$

Отсюда следует, что соотношение мощностей прямо пропорционально соотношению угловых скоростей:

$$\frac{N_{uI}}{N_{uII}} = \frac{L_{uI}}{L_{uII}} = \frac{u_1}{u_{II}} = \frac{\omega_I}{\omega_{II}}. \quad (4.171)$$

Расчеты показали, что с учетом потерь это соотношение несколько изменяется:

$$\frac{N_I}{N_{II}} = k \frac{\omega_I}{\omega_{II}}, \quad \text{где } k = 1,25 \div 1,4.$$

При наличии закрутки на выходе из второго колеса в сторону, обратную вращению, для симметричных лопаток мощность второго колеса даже при равных угловых скоростях будет больше, чем мощность первого колеса.

Из рис. 4.86 следует:

$$\Delta w_{uI} = 2u_{II} + c_{2uII}; \quad \Delta w_{uII} = 2u_{II} + 2c_{2uII}; \quad (4.172)$$

$$\Delta w_{uII} > \Delta w_{uI}.$$

При заданном соотношении скоростей $u_1/u_{II} = \bar{u}$ и заданном отношении мощностей $N_{uI}/N_{uII} = \bar{N}$ можно получить соотношение между относительной закруткой $c_{2uII}/u_{II} = \bar{c}_{2uII}$, \bar{N} и \bar{u} .

Запишем с помощью формул (4.169), (4.170), (4.172) следующее соотношение:

$$\bar{N} = \frac{(2 + \bar{c}_{2uII}) \bar{u}}{2 + 2\bar{c}_{2uII}}, \quad (4.173)$$

откуда легко получить

$$\bar{c}_{2uII} = \frac{\bar{u}/\bar{N}}{2 - \frac{\bar{u}}{\bar{N}}} - 1 \quad (4.174)$$

(при симметричных лопатках и при условии, что мы пренебрегаем потерями в них).

При $\bar{c}_{2uII} = 0$ получаем уже известное соотношение (4.171).

Соотношение (4.174) полезно, так как оно позволяет, имея заданные значения \bar{N} и \bar{u} (из расчета насосов), прикинуть, какой треугольник скоростей отвечает заданным величинам \bar{u} и \bar{N} . Треугольник скоростей может получиться нереальным. Это будет означать, что турбину с заданными соотношениями \bar{u} и \bar{N} выполнить нельзя. Тогда следует задаться целесообразной величиной закрутки на выходе c_{2uII} и по заданной величине \bar{N} найти, какие соотношения угловых скоростей могут быть реализованы.

Для определения \bar{u} преобразуем формулу (4.174):

$$\bar{u} = 2\bar{N} \frac{c_{2uII} + 1}{c_{2uII} + 2}. \quad (4.175)$$

Коэффициент окружной работы $(\bar{L}_u)_{\eta_{u \max}}$ для биротативной реактивной турбины при равных скоростях $u_I = u_{II}$ и $c_{2uII} = 0$ (при несимметричных лопатках, без учета потерь, см. рис. 4.87) будет равен: $(\bar{L}_u)_{\eta_{u \max}} = 4$. Коэффициент окружной работы такой турбины в два раза больше, чем коэффициент окружной работы одноступенчатой активной турбины с тем же числом лопаточных решеток.

По сравнению с активной турбиной с двумя ступенями скорости, максимум к. п. д. здесь смещен вправо по u/c_1 (для биротативной реактивной турбины — по u/ω_{II}). Следует ожидать, что для такой турбины абсолютная величина к. п. д. будет больше, чем для активной турбины с двумя ступенями скорости, в том числе, и для биротативной, так как число рядов лопаточных решеток минимально и скорость на входе в активную решетку минимальна (на рис 4.88 кривая изменения к. п. д. биротативной реактивно-активной турбины обозначена цифрой III).

Применение реактивно-активной турбины ограничивается тем, что такая турбина, как всякая реактивная турбина, будет эффективно работать лишь при полном подводе газа, т. е. при $\epsilon = 1$. Это означает, что такая турбина может быть применена только для больших расходов. Для турбин с большим отношением давлений большой расход обуславливает большую мощность, следовательно, такие турбины могут быть применены в ТНА двигателей с большими тягами.

4.6.3.3. Многоступенчатые биротативные реактивно-активные турбины

Реактивно-активная биротативная турбина может выполняться с любым числом ступеней, в частности, с любым числом ступеней скорости.

На рис. 4.89 приведена схема реактивно-активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости.

Треугольники скоростей для реактивно-активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости при симметричных лопатках второго и третьего рядов, без учета потерь в них, при $c_{2uIII} = 0$ и $u_I = u_{II} = u_{III} = u$ приведены на рис. 4.90.

Работы рядов рабочих лопаток соответственно равны:

$$L_{uI} = 4u^2; \quad L_{uII} = 6u^2; \quad L_{uIII} = 2u^2.$$

Наиболее нагруженным является второй ряд рабочих лопаток. Мощность между рабочими колесами распределяется поровну, так как первый и третий ряды лопаток работают на один вал.

Коэффициент работы всей турбины на режиме $\eta_{u \max}$:

$$(\bar{L}_u)_{\eta_{u \max}} = 12;$$

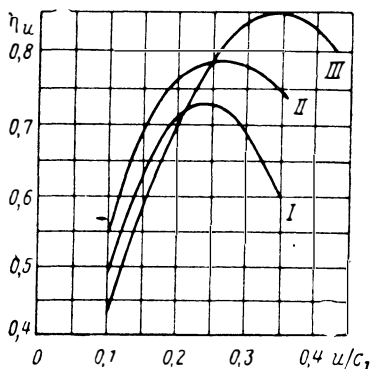


Рис. 4.88. Зависимости окружного к. п. д. η_u от u/c_1 для активной турбины с двумя ступенями скорости (I), биротативной активной турбины (II) и биротативной реактивно-активной турбины (III)

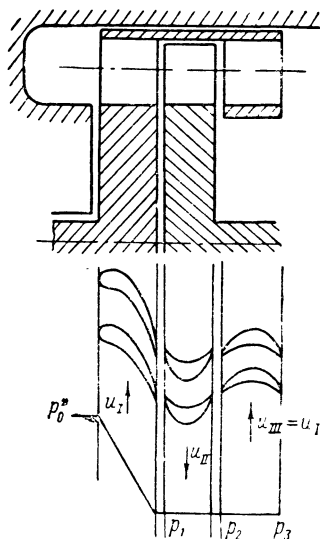


Рис. 4.89. Схема реактивно-активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости

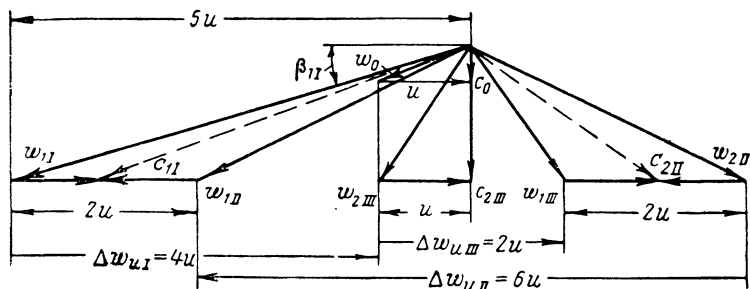


Рис. 4.90. Треугольники скоростей для реактивно-активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости при симметричных лопатках, без учета потерь, при $c_{2uIII}=0$ и $u_I = u_{II} = u_{III} = u$

оптимальное соотношение

$$\left(\frac{u}{\omega_{11}}\right)_{\eta_{u \max}} = \frac{\cos \beta_1}{5}. \quad (4.176)$$

Турбины этой схемы характеризуются высокими значениями коэффициента окружной работы при малом числе венцов.

4.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИНЫ

4.7.1. ВИДЫ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБИНЫ

Зависимости работы, к. п. д., мощности турбины или производных от них величин от какого-либо независимого параметра, определяющего режим турбины, называют энергетическими характеристиками турбины.

В качестве независимого переменного выбирают параметр, резко меняющий режим турбины (как например, $u/c_{ад}$), или параметр, на который воздействует регулирующий орган (например, начальное давление, частота вращения и т. п.).

Рассмотренная ранее зависимость $\eta_T = f(u/c_{ад})$ (см. рис. 4.60) для активных одноступенчатых турбин является характеристикой серии турбин, имеющих разные расчетные значения $u/c_{ад}$, так как при каждом значении $u/c_{ад}$ мы полагаем, что степень парциальности оптимальна, а углы потока равны углам лопатки, и что углы лопаток меняются в соответствии с режимом. Для данной турбины остаются постоянными углы $\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$ и изменяется угол атаки, что увеличивает потери в решетке. Поэтому характеристика $\eta_T = f(u/c_{ад})$ для данной турбины не будет совпадать с зависимостью $\eta_T = f(u/c_{ад})$ для серии турбин. Общий характер носят зависимости, построенные в критериальной форме.

В разд. 2.12.4 показано, что для геометрически подобных турбин при автомодельных критериях Рейнольдса $Re > 10^5 \div 10^6$ существует связь между критериями, характеризующими эффективность турбины, и режимными критериями:

$$\bar{G}, \bar{N}_T (\text{или } \eta_T) = f(u/c_{ад}, \lambda_{с_{ад}}, k). \quad (4.177)$$

Для турбин ТНА механический к. п. д. принимается равным единице (см. разд. 4.5.3); поэтому значения внутреннего к. п. д. и внутренней мощности, для которых были получены зависимости (4.177), будут соответственно равны эффективным значениям к. п. д. и мощности. Из выражения (4.177) для одной и той же турбины найдем связь расхода, мощности и к. п. д. с режимом работы.

Выражения для критериев можно упростить. Так как критерии можно умножать (делить) друг на друга, получая новые критерии, то, умножив \bar{G} и \bar{N}_T на $u/c_{ад}$ и $\lambda_{с_{ад}} = c_{ад}/a_{кр}$ и

имея в виду, что $Q_0^* = p_0^* R'_{0^*}$, получим вместо \bar{G} и \bar{N}_T следующие критерии:

$$\bar{G}' = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{2 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_0^* D_{cp}^2}}; \quad \bar{N}'_T = \frac{N_T \sqrt{RT_0^*}}{2 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_0^* \omega^2 D_{cp}^4}}.$$

Для одного и того же газа ($k = \text{const}$, $R = \text{const}$) и одной и той же турбины ($D_{cp} = \text{const}$) можно записать:

$$\bar{G}' \sim \frac{G \sqrt{T_0^*}}{p_0^*} \quad \text{и} \quad \bar{N}'_T \sim \frac{N_T \sqrt{T_0^*}}{p_0^* \omega^2}.$$

Критерий $\lambda_{c_{ал}}$ можно представить в виде

$$\lambda_{c_{ал}} = \frac{c_{ал}}{a_{кр}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \frac{1}{\delta \frac{k-1}{k}}\right)}. \quad (4.178)$$

Из выражения (4.178) следует, что при $k = \text{const}$ вместо $\lambda_{c_{ал}}$ можно воспользоваться отношением давлений в турбине δ .

Критерий кинематического подобия

$$\frac{u}{c_{ал}} = \frac{\omega D_{cp}}{2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{1}{\delta} \frac{k-1}{k}\right)\right]}}. \quad (4.179)$$

Исключая постоянные k , R и D_{cp} , получим

$$\frac{u}{c_{ал}} \sim \frac{\omega}{\sqrt{T_0^* \left[1 - \left(\frac{1}{\delta} \frac{k-1}{k}\right)\right]}}. \quad (4.180)$$

При $\delta = \text{const}$, $u/c_{ал} \sim \omega/\sqrt{T_0^*}$. Критерий $\omega/\sqrt{T_0^*}$ носит название приведенной частоты вращения.

После упрощения критериев, выражение (4.177) для данной турбины, работающей на определенном газе ($k = \text{const}$, $R = \text{const}$), примет следующий вид:

$$\frac{G \sqrt{T_0^*}}{p_0^*} = f\left(\frac{\omega}{\sqrt{T_0^*}}, \delta\right); \quad \frac{N_T \sqrt{T_0^*}}{p_0^* \omega^2} \quad (\text{или } r_T) = f\left(\frac{\omega}{\sqrt{T_0^*}}, \delta\right). \quad (4.181)$$

Зависимости приведенного расхода $G \sqrt{T_0^*}/p_0^*$ и приведенной мощности $N_T \sqrt{T_0^*}/p_0^* \omega^2$ от приведенной частоты вращения при ряде постоянных значений δ называются соответственно расходной и мощностной характеристиками турбины. Зависимость

к. п. д. турбины от приведенной частоты вращения при различных δ характеризует экономичность турбины.

На рис. 4.91, а приведены экспериментальные энергетические характеристики активной турбины с расчетным отношением давлений $\delta_p = 11$. Приведенный расход $G \sqrt{T_0^*/p_0^*}$ не зависит от отношения давлений δ и приведенной частоты вращения, так как при сверхзвуковом перепаде давлений расход G определяется только давлением p_0^* и температурой T_0^* . При этом влияние p_0^* и T_0^* таково, что комплекс $G \sqrt{T_0^*/p_0^*}$ должен оставаться неизменным [см. формулу (4.40)].

К. п. д. турбины η_T возрастает с увеличением $\omega/\sqrt{T_0^*}$ (экспериментальные значения $\omega/\sqrt{T_0^*}$ соответствуют области значений $u/c_{ад}$, меньших оптимального), так как при этом уменьшаются потери с выходной скоростью. Максимальный уровень к. п. д. соответствует расчетному значению δ . При отклонении δ от расчетной величины значение к. п. д. падает, так как возрастают потери в сопловом аппарате (из-за того, что течение становится нерасчетным) и увеличиваются потери из-за отклонения угла атаки от расчетного.

С увеличением $\omega/\sqrt{T_0^*}$ происходит уменьшение приведенной мощности $N \sqrt{T_0^*/p_0^* \omega^2}$ в результате уменьшения коэффициента адиабатной работы $\bar{L}_{ад}^* = L_{ад}^*/u^2$, несмотря на увеличение к. п. д. Поясним это подробнее.

На основании формулы

$$N_T = G L_{ад}^* \eta_T$$

запишем:

$$\frac{N_T \sqrt{T_0^*}}{p_0^{*\omega^2}} = \frac{G \sqrt{T_0^*} D_{ср} \bar{L}_{ад}^* \eta_T}{2 p_0^*} = \text{const} \cdot \bar{L}_{ад}^* \eta_T, \quad (4.182)$$

$$\text{где } \bar{L}_{ад}^* = \frac{L_{ад}^*}{u^2} = \frac{c_{ад}^2}{2u^2} = \frac{1}{2(u/c_{ад})^2} \sim \frac{1}{(\omega/\sqrt{T_0^*})^2}.$$

Влияние δ на приведенную мощность соответствует влиянию δ на к. п. д., так как $G \sqrt{T_0^*/p_0^*} = \text{const}$.

Энергетические характеристики низкоперепадной турбины (см. рис. 4.91, б) аналогичны характеристикам высокоперепадной турбины, за исключением зависимости приведенного расхода $G \sqrt{T_0^*/p_0^*}$ от δ и $\omega/\sqrt{T_0^*}$. Так как низкоперепадные турбины имеют докритический перепад давлений, то с увеличением δ приве-

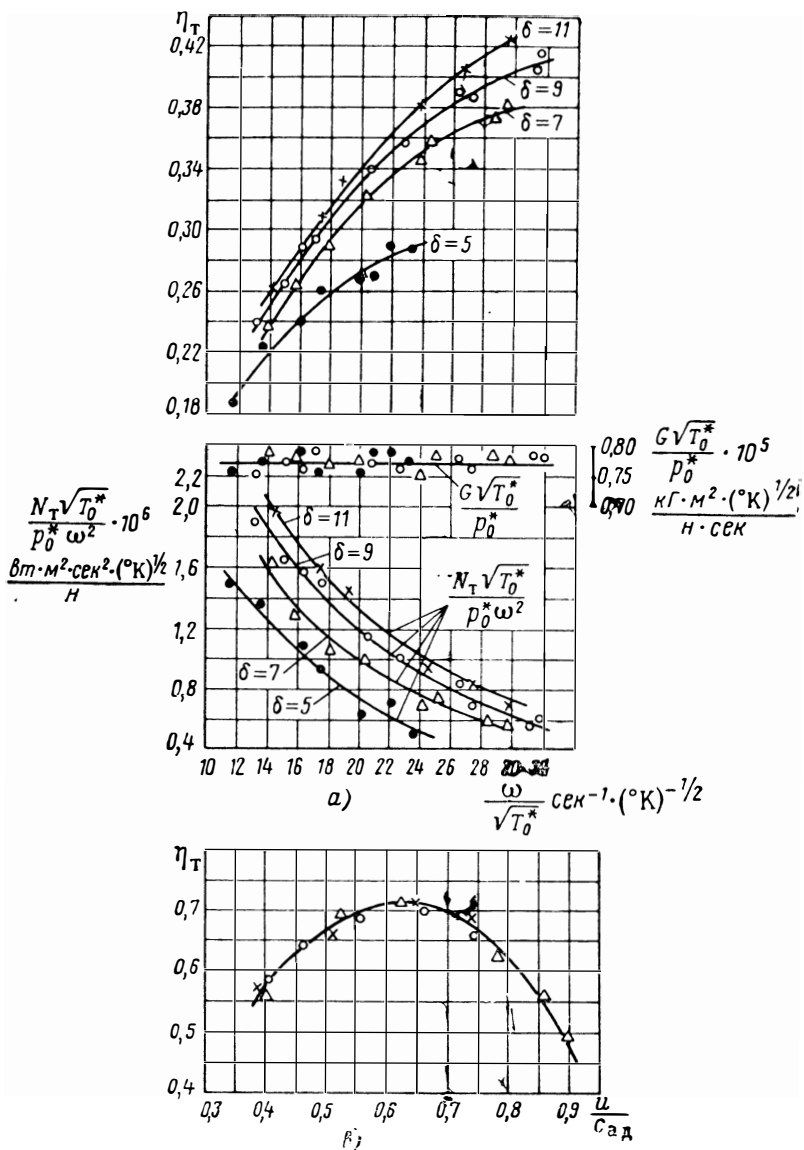
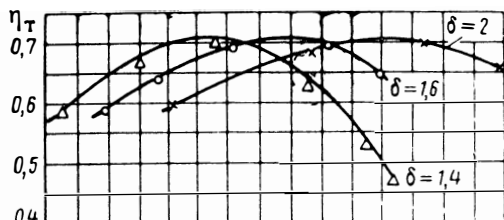


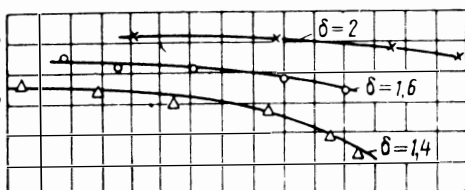
Рис. 4.91. Экспериментальные энергетические характеристики турбин:

а—энергетические характеристики высокоперепадной активной одноступенчатой турбины ($\varepsilon=0,3$; модельный газ — дихлорметан); б—энергетические характеристики низкоперепадной радиально-осевой турбины (модельный газ — воздух); в—зависимость к. п. д. низкоперепадной радиально-осевой турбины от $u/c_{ад}$ (модельный газ — воздух), х— $\delta=2$; о— $\delta=1,6$; Δ — $\delta=1,4$; г—зависимость к. п. д. от $u/c_{ад}$ для низкоперепадной осевой турбины с малой степенью реактивности (модельный газ — дихлорметан), о— $\delta=1,8$; ●— $\delta=1,4$



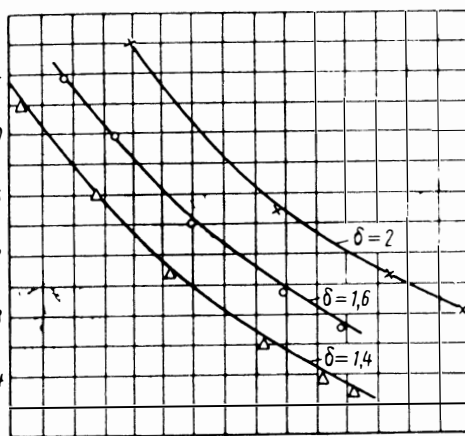
$$\frac{G\sqrt{T_0^*}}{P_0^*} \cdot 10^5$$

$$\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot (\text{°К})^{1/2}}{\text{Н} \cdot \text{сек}}$$

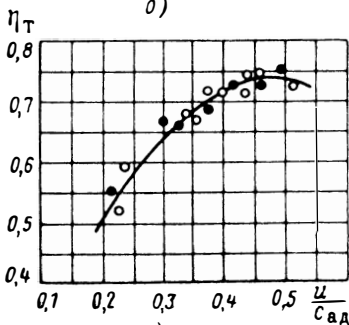


$$\frac{N_T \sqrt{T_0^*}}{P_0^* \omega^2} \cdot 10^6$$

$$\frac{\text{вт} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{сек}^2 \cdot (\text{°К})^{1/2}}{\text{Н}}$$



$$\frac{\omega}{\sqrt{T_0^*}} \text{сек}^{-1} \cdot (\text{°К})^{-1/2}$$



а)

денный расход будет возрастать [см. формулу (4.37)]. С увеличением $\omega/\sqrt{T_0^*}$ (увеличение $u/c_{ад}$) приведенный расход несколько уменьшается, так как уменьшается пропускная способность колеса.

На зависимости к. п. д. низкоперепадных турбин от $u/c_{ад}$ (см. рис. 4.91, в и 4.91, г) отношение давлений δ (в области дозвуковых скоростей) не влияет.

4.7.2. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБИНЫ

4.7.2.1. Натурные испытания

Для получения опытных характеристик турбины необходимо провести ее испытания на стенде. Стенд должен быть оборудован тормозом, приборами для определения параметров турбины и регулировочными устройствами, позволяющими менять режим работы турбины. Подобные стенды для турбин значительных мощностей достаточно громоздки и сложны в построении и эксплуатации.

В практике для получения необходимых опытных данных о работе турбины проводят натурные испытания ТНА с подачей на турбину натурального газа. При этом характеристики насосов должны быть известны. Этот способ хорош тем, что условия работы турбины при испытании максимально приближены к условиям нормальной эксплуатации. Но возможности получения данных в широком диапазоне изменения режимов ограничены ресурсом ТНА, надежностью установок и сложностью экспериментов.

В связи с возрастанием потребных мощностей, частот вращения и агрессивности компонентов все большее значение приобретают модельные испытания турбин ТНА.

4.7.2.2. Модельные испытания

Модельные испытания можно подразделить на два вида:

1) испытания моделей турбин (т. е. геометрически уменьшенных или увеличенных моделей);

2) модельные испытания натуральных турбин (испытания на модельном газе).

При испытании турбин ТНА ЖРД больших тяг прибегают к моделированию турбин на меньшие размеры; когда размеры турбин невелики, применение уменьшенных моделей не приводит к упрощению испытаний. При продувках элементов турбины часто приходится использовать увеличенные модели. Для испытания турбин ЖРД широко применяют также модельные испытания натуральных полноразмерных турбин.

При модельных испытаниях турбин при выборе режимов необходимо выдержать критерии подобия и результаты опытов обработать в критериальной форме, пренебрегая различием в k :

$$\bar{G}, \bar{N}_T (\text{или } \eta_T) = f(u/c_{ал}, \lambda_{c_{ал}}). \quad (4.183)$$

Модельные режимы выбирают так, чтобы условия испытаний были облегчены. Например, добиваются снижения мощности, частоты вращения, температур, упрощения схемы стенда, удешевления испытаний и т. п.

Широкое распространение получили модельные испытания, при которых в качестве модельного рабочего тела используется воздух с невысокой температурой. Выясним, какие при этом должны быть параметры воздуха и режимы испытаний.

Условия моделирования (подобия)

$$\frac{u}{c_{ал}} = \text{idem} \quad \text{и} \quad \lambda_{c_{ал}} = \text{idem}$$

можно заменить условиями

$$\frac{u}{a_{кр}} = \frac{u}{c_{ал}} \quad \lambda_{c_{ал}} = \text{idem} \quad \text{и} \quad \lambda_{c_{ал}} = \text{idem}.$$

Тогда получим для модельных и натуральных режимов:

$$\frac{u_{м}}{a_{кр.м}} = \frac{u}{a_{кр}}; \quad \frac{u_{м}}{\sqrt{2 \frac{k_{м}}{k_{м} + 1} RT_{0м}^*}} = \frac{u}{\sqrt{2 \frac{k}{k + 1} RT_0^*}}. \quad (4.184)$$

Имея в виду, что у натурального и модельного газов комплексы $\frac{k}{k+1}R$ близки друг к другу, можно заключить, что окружные скорости и, следовательно, ω , при моделировании на воздухе должны быть снижены, так как $T_{0м}^* \ll T_0^*$. Снижение частоты вращения благоприятно сказывается на надежности стенда, упрощении измерений, снижении мощностей и т. п.

Можно добиться снижения расхода через турбину путем снижения начального давления. Пределом снижения начального давления является снижение критерия Re посредством уменьшения ν . Начальное давление можно снижать до тех пор, пока еще по числу Re будет иметь место зона автомодельности, т. е. когда $Re > 10^5$. Начальную температуру приходится выбирать такой, чтобы при расширении воздуха в турбине не было конденсации влаги, содержащейся в воздухе (что нарушит подобие при моделировании). Обычно для этого воздух приходится подогревать до $400^\circ \div 500^\circ \text{K}$.

Большие возможности заключены в моделировании турбин при испытаниях на рабочих телах с большой молекулярной массой (малые R) (см. работу [58]).

Для выдерживания

$$u/a_{кр} = \text{idem} \quad (4.184a)$$

при моделировании на тяжелых рабочих телах окружная скорость u , а следовательно, и частота вращения ω , могут быть сильно снижены, так как величина $R_m \ll R$, и обычно температуру модельного рабочего тела также можно выбирать меньше натурной [см. соотношение (4.184)]. При таком способе испытаний значительно уменьшается мощность турбины, так как снижается величина $L_{ал}^*$ благодаря меньшим величинам R и T_0^* . Можно также уменьшать расход газа, снижая начальное давление. При моделировании с применением газа с малой величиной R мощность снижается в десятки и сотни раз.

Модельными рабочими телами при этом способе испытаний являются фреоны, например:

дихлорметан	$k = 1,16$; $R = 98$	$\frac{дж}{кг \cdot ^\circ K}$
фреон-22	$k = 1,18$; $R = 99$	"
фреон-12	$k = 1,12$; $R = 69$	"

Результаты испытаний турбины на модельном газе с целью дальнейшего пересчета на натуральный газ, в соответствии с теорией подобия, должны быть представлены в виде зависимостей (4.183). Исключив из критериев \bar{G} и \bar{N}_T постоянную величину $D_{ср}$, получим

$$\bar{G} \sim \frac{G}{\rho_0^* \omega} ; \quad \bar{N}_T \sim \frac{N_T}{\rho_0^{*3} \omega^3} .$$

Тогда результаты испытаний турбины на модельном газе можно представить в виде

$$\frac{G}{\rho_0^* \omega} , \quad \frac{N_T}{\rho_0^{*3} \omega^3} \text{ (или } \eta_T) = f \left(\frac{u}{c_{ал}} , \lambda_{c_{ал}} \right) . \quad (4.185)$$

Зависимости (4.185) для модельного газа не будут тождественны соответствующим зависимостям для натурального газа, так как значения критерия k у модельного и натурального газов различны ($k_m \neq k$), т. е. не соблюдается полное подобие процессов. Однако опыт показывает, что при разнице в значениях k_m и k в 10÷15% можно принимать зависимости (4.185) одинаковыми для модельного и для натурального газов.

Тогда при необходимости можно пересчитать зависимости (4.185), полученные на модельном газе, в энергетические характеристики турбины, работающей на натурном газе:

$$\frac{G \sqrt{\bar{T}_0^*}}{p_0} , \quad \frac{N_T \sqrt{\bar{T}_0^*}}{p_0^{*2}} \text{ (или } \eta_T) = f \left(\frac{\omega}{\sqrt{\bar{T}_0^*}} , \delta \right) .$$

Примером характеристик, полученных при модельных испытаниях турбин, являются зависимости, приведенные на рис. 4.91.

4.7.2.3. Расчет характеристик турбины

Третий путь получения характеристик турбины — расчетный. Характеристики спроектированной турбины могут быть рассчитаны с известным приближением. Расчет характеристик турбины применяется для оценки параметров, которые могут быть получены от проектируемой турбины. Это особенно важно при расчете системы регулирования ТНА. Эти расчеты, как правило, носят ориентировочный характер. По мере накопления экспериментальных данных по коэффициентам потерь и по мере совершенствования методики расчета надежность характеристик, полученных путем расчета, будет возрастать.

Для примера рассмотрим расчет характеристики одноступенчатой турбины по частоте вращения ω в виде зависимостей момента и мощности от частоты вращения. Эта характеристика представляет интерес для рассмотрения совместной работы турбины и насосов; она является внешней характеристикой турбины, которая показывает, какую мощность может развить турбина при заданных условиях в зависимости от частоты вращения. Отношение давлений примем постоянным:

$$\delta = \frac{p_0^*}{p_2} = \text{const.}$$

Характеристику будем рассматривать при заданных начальных условиях p_0^* и T_0^* . Вначале определим, какой вид будет иметь характеристика при некоторых упрощающих предположениях. Примем, что $c_1 = c_{1p}$ ($\varphi = \text{const}$). Кроме того, положим $\omega_2 = \omega_{2p} = \text{const}$. Это допущение означает, что условия на входе в межлопаточный канал при изменении частоты вращения не влияют на выходную скорость ω_2 . (Последнее допущение является грубым, и в дальнейшем будет показано, что от него можно отказаться).

При этих условиях треугольник скоростей изобразится так, как показано на рис. 4.92. В этом случае выражение для момента на окружности колеса запишется в скалярных величинах в следующем виде:

$$M_u = Gr (c_{1u} + c_{2u}), \quad (4.186)$$

а через расчетные величины момент выразится так:

$$M_u = Gr [c_{1u p} + c_{2u p} + (u_p - u)], \quad (4.187)$$

так как

$$c_{2u} = c_{2u p} + (u_p - u).$$

Поскольку величины G , $c_{1уp}$, $c_{2уp}$, u_p постоянны, то момент линейно зависит от частоты вращения ω (рис. 4.93). Максимальный момент имеет место при $\omega=0$:

$$M_{u \max} = (M_u)_{\omega=0}.$$

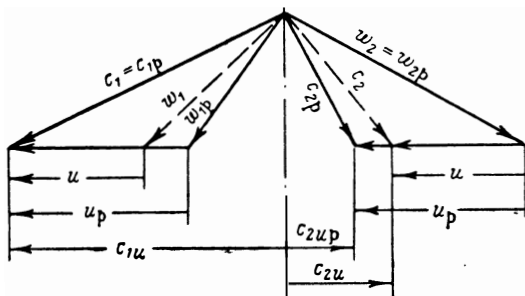


Рис. 4.92. Приближенные треугольники скоростей при переменной частоте вращения

Момент на валу M будет меньше M_u на величину момента потерь. Примем, что $M_{\text{пот}}$ линейно увеличивается с увеличением частоты вращения, что обычно подтверждается опытом:

$$M_{\text{пот}} = a\omega,$$

где можно принять

$$a = (5 \div 6) \cdot 10^{-4}.$$

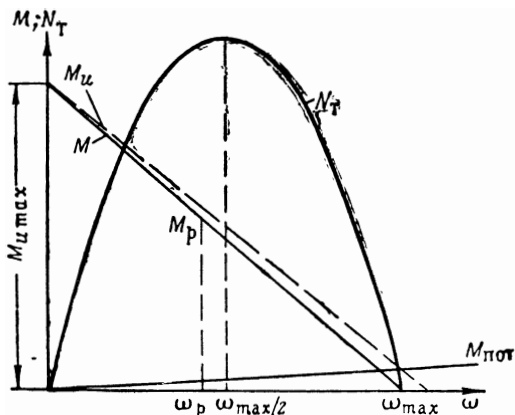


Рис. 4.93. Изменение мощности и крутящего момента турбины в зависимости от изменения частоты вращения

Обозначив

$$Gr(c_{1уp} + c_{2уp} + u_p) = M_{\text{нах}}$$

(4.188)

и обозначив момент при расчетной частоте вращения (с учетом момента потерь) M_p , получим уравнение для текущего значения момента (см. рис. 4.93):

$$M = M_{\text{max}} - (M_{\text{max}} - M_p) \frac{\omega}{\omega_p}. \quad (4.189)$$

Таким образом, зависимость крутящего момента турбины от частоты вращения изображается прямой линией. Опытная зависимость крутящего момента от частоты вращения также обычно близка к прямой.

Из формулы (4.189) можно найти максимальную частоту вращения ω_{max} , которую может развить ротор турбины, положив в уравнении $M=0$:

$$\omega_{\text{max}} = \frac{M_{\text{max}}}{M_{\text{max}} - M_p} \omega_p. \quad (4.190)$$

Важно не допустить раскрутки ротора до предельной по условиям прочности частоты вращения во избежание его поломки; поэтому стараются всегда работать с заполненными насосами или конструируют специальное противорагонное устройство.

Чем меньше M_p , тем меньше величина максимальной частоты вращения при раскрутке ротора. Увеличение $M_{\text{пот}}$ приводит к снижению M_p и к снижению ω_{max} .

Мощность турбины

$$N_T = M\omega = \omega \left[M_{\text{max}} - (M_{\text{max}} - M_p) \frac{\omega}{\omega_p} \right] \quad (4.191)$$

ввиду линейной зависимости $M=f(\omega)$ изобразится параболой с максимумом при $\omega = \omega_{\text{max}}/2$ (см. рис. 4.93).

При заданных начальных и расчетных параметрах зависимость мощности от частоты вращения выразится формулой

$$N_T = A\omega - B\omega^2, \quad (4.192)$$

где

$$A = M_{\text{max}}; \quad B = \frac{M_{\text{max}} - M_p}{\omega_p}.$$

Формула (4.192) применяется при расчете регулирования и настройки двигателя.

Максимальная мощность развивается при частоте вращения несколько большей, чем расчетная.

Для более точного расчета характеристики по частоте вращения следует учесть изменение ω_2 при изменении частоты вращения. Изменение частоты вращения (см. треугольники скоростей, приведенные на рис. 4.94) приведет к изменению ω_1 по величине и по направлению. Величину ω_2 найдем из соотношения

$$\omega_2 = \psi \omega_{2\text{ад}}. \quad (4.193)$$

Величина ψ будет переменная и будет зависеть от угла атаки (см. разд. 4.3.2.1). По величине ω_2 строим выходной треугольник скоростей и, определив величину c_{2u} , находим L_u по формуле (2.29).

Проведя такие расчеты и построения для нескольких значений частоты вращения, получим кривые для L_u и η_u . После этого

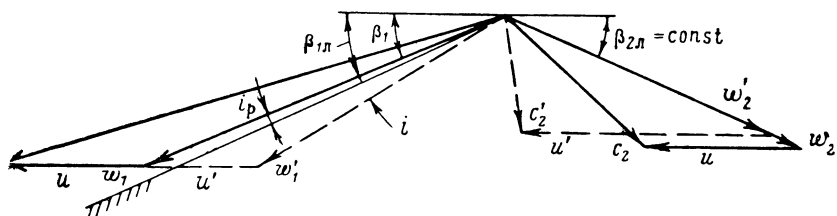


Рис. 4.94. Треугольники скоростей для заданной активной турбины при двух значениях u/c_1

можно определить к. п. д. турбины, воспользовавшись формулой (4.122). Потери, связанные с утечками, трением диска, бандажа и парциальностью, рассчитывают по формулам (4.111), (4.125), (4.126) и (4.127). Мощность турбины найдется из выражения

$$N_T = G_p L_{ал.п} \eta_T.$$

Теперь остановимся на случае $\delta \neq \delta_p$. Примем, например, $\delta > \delta_p$. Для облегчения расчетов примем, что изменение δ происходит в связи с изменением p_2 . При выбранном значении δ определяем скорости $c_{ад}$ и c_1 , приближенно принимая $\psi = \psi_p$. Угол

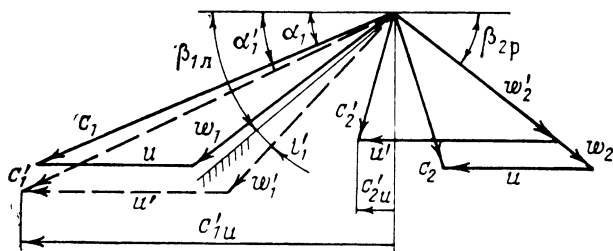


Рис. 4.95. Треугольники скоростей для заданной активной турбины при разных окружных скоростях и отношениях давлений

α_1 находим с учетом отклонения потока в косом срезе (см. разд. 4.3.1).

Задаемся, как и раньше, несколькими значениями u . Для каждого из них строим треугольник скоростей на входе (рис. 4.95), из которого определяем c_{1u} . Скорость на выходе w_2 направлена под углом β_{2p} , соответствующим углу лопаток на выхо-

де. Величина скорости ω_2 определяется с помощью соотношения (4.193). Зная скорость ω_2 , строим треугольник скоростей на выходе, из которого находим c_{2u} . Затем по выражению (4.107) определяем \bar{L}_u , по формуле (4.122) определяем η_T , после чего находим $N_T = G L_{ад} \eta_T$.

Полученные в результате расчета данные представляются в критериальном виде:

$$\frac{G \sqrt{T_0^*}}{P_0^*} \frac{N_T \sqrt{T_0^*}}{P_0^{*2}} (\text{или } \eta_T) = f \left(\frac{\omega}{V T_0^*}, \delta \right) \quad (\text{энергетические характеристики турбины}).$$

4.8. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И ПОРЯДОК РАСЧЕТА ТУРБИН ЖРД

4.8.1. ВЫБОР ВИДА ТУРБИНЫ

4.8.1.1. Выбор вида автономной турбины

В ЖРД с автономной турбиной (см. рис. 1.14) газы из турбины либо выбрасываются в атмосферу (например, через рулевые сопла), либо используются для каких-нибудь вспомогательных целей (например, для наддува баков или в качестве источника тепла в теплообменных или испарительных аппаратах).

Во всех этих случаях расход газа через турбину должен быть минимальным, поскольку газ турбины не участвует в создании тяги основной камерой. При заданной величине окружной скорости условию

$$G_T = \frac{N_T}{L_T} = \frac{N_T}{\bar{L}_T u^2} \rightarrow \min$$

соответствует максимальный коэффициент работы. Следовательно, в качестве автономной турбины должна выбираться турбина, в которой на 1 кг массы рабочего тела приходится максимальная работа, т. е. турбина с максимальным коэффициентом работы \bar{L}_T при заданной окружной скорости. Такими турбинами являются активные турбины.

Во многих случаях автономные турбины имеют малый расход рабочего тела. При малом расходе рабочего тела осуществляется парциальный подвод газа к рабочему колесу турбины. Эффективность реактивной турбины при парциальном подводе существенно снижается. Это является дополнительным обстоятельством, препятствующим применению реактивных турбин в качестве автономных.

При расчете автономной турбины ЖРД величина $u/c_{ад}$ часто бывает задана. Окружную скорость u выбирают из соображений прочности (она не должна превышать 350–400 м/сек) или же

она обусловлена частотой вращения вала насоса и допустимыми габаритными размерами турбины; адиабатная скорость истечения из сопел $c_{ад}$ задается располагаемым отношением давлений $\delta = p_0^*/p_2$. Начальное давление p_0^* выбирают максимально возможным, т. е. оно определяется давлением, создаваемым насосами, за вычетом перепада давлений на форсунках газогенератора и сопротивлений магистрали питания газогенератора.

Выходное давление p_2 определяется схемой использования выхлопных газов турбины. Выходное давление больше расчетного давления окружающей среды (отношение давлений должно быть больше критического).

При заданной величине $u/c_{ад}$ коэффициент работы $\bar{L}_T = L_T/u^2$ однозначно связан с к. п. д. турбины:

$$\bar{L}_T = \eta_T/2 \left(\frac{u}{c_{ад}} \right)^2.$$

Чем меньше $u/c_{ад}$ (при $u/c_{ад} < 0,2 \div 0,25$) (см. рис. 4.76), тем больше оснований применять турбины с двумя ступенями скорости. (Напомним, что эти турбины в области малых значений $u/c_{ад}$ имеют наибольшие значения коэффициента работы из всех видов многоступенчатых турбин, см. разд. 4.6.2.2). Заданные величины $u/c_{ад}$ часто лежат в пределах $0,05 \div 0,15$. При таких значениях $u/c_{ад}$ к. п. д. и коэффициент работы заметно больше у турбины с двумя ступенями скорости, чем у активной одноступенчатой турбины. Следовательно, турбины с двумя ступенями скорости целесообразно применять при малых значениях u и больших значениях $c_{ад}$ (большие δ).

На рис. 4.96 даны расчетные зависимости удельной работы L_T от u и δ , построенные исходя из графиков, приведенных на рис. 4.76. В расчете были приняты: $RT_0^* = 40 \cdot 10^4$ Дж/кг; $k = 1,28$.

Из анализа графиков, приведенных на рис. 4.96, следует, что для получения максимальной удельной работы (минимального расхода газа) применять активную турбину с двумя ступенями скорости предпочтительнее, чем одноступенчатую активную турбину; при окружных скоростях $u \leq 200$ м/сек для любых отношений давлений в турбине. При $u \geq 300$ м/сек преимущество активной турбины с двумя ступенями скорости наблюдается только при больших отношениях давлений ($\delta > 25$ при $u = 350$ м/сек).

Практически турбины с двумя ступенями скорости применяются лишь для двигательных установок с большими тягами. Турбина с двумя ступенями скорости конструктивно сложнее (имеет большее число лопаток, обладает большей массой и стоимость ее изготовления выше, чем одноступенчатой активной турбины). Окончательный вывод о целесообразности применения турбины в виде одной активной ступени или в виде двух ступеней скорости должен решаться с учетом полного экономического анализа и анализа по массе конструкции.

Для двигателей, в которых используют водород в качестве горючего, может представить интерес применение биротативных турбин и, в первую очередь, биротативной турбины с двумя сту-

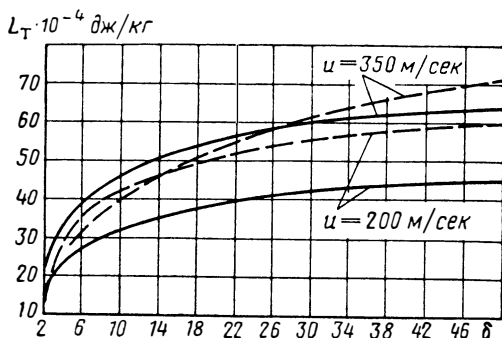


Рис. 4.96. Зависимости эффективной работы от отношения давлений и окружной скорости для одноступенчатой активной турбины (сплошные линии) и для двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости (пунктирные линии)

пенями скорости (см. разд. 4.6.3.1). Для мощных двигателей при больших расходах рабочего тела можно применить реактивно-активную биротативную турбину (см. разд. 4.6.3.2).

4.8.1.2. Выбор вида предкамерной турбины

Для схем двигательных установок с подачей газа в камеру сгорания целесообразно применять одноступенчатые турбины, так как располагаемые отношения давлений в этих схемах невелики. Определяющим требованием для этой схемы является эффективность турбины, ее к. п. д., который, в конечном итоге, определяет характеристики системы питания по массе конструкции (см. разд. 1.4.2).

В связи с малым отношением давлений, предкамерным турбинам соответствуют малые значения $c_{ад}$ и, следовательно, большие отношения $u/c_{ад} > 0,5 \div 0,6$. При этих условиях наибольший к. п. д. соответствует реактивной турбине (см. рис. 4.48).

Однако применение реактивной турбины приводит к ряду конструктивных затруднений, в первую очередь, из-за наличия большого осевого усилия на рабочем колесе и увеличенного перетекания газа. Реактивные турбины должны выполняться с полным подводом газа ($\epsilon = 1$).

Практически предкамерные турбины ЖРД проектируют как турбины с небольшой степенью реактивности или как активные (по среднему диаметру $q_T = 0 \div 0,3$). При больших давлениях в камере сгорания двигателя и, следовательно, в газогенераторе,

питающем турбину, а также при малом массовом расходе (двигатели с восстановительным газогенератором) предкамерная турбина может быть парциальной ($n_{ст} < 50 \div 70$); тогда она выполняется активной. В качестве предкамерных находят также применение радиально-осевые центростремительные турбины.

4.8.2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И ПОРЯДОК РАСЧЕТА АВТОНОМНЫХ ТУРБИН

4.8.2.1. Автономная одноступенчатая турбина

В разд. 4.8.1.1 указывалось, что автономная турбина выполняется активной одноступенчатой при $u/c_{ад} > 0,2 \div 0,25$. При меньших $u/c_{ад}$ двухступенчатая турбина со ступенями скорости имеет большие коэффициент работы и к. п. д. Однако из соображений простоты и уменьшения массы конструкции и при меньших значениях $u/c_{ад}$ автономная турбина может выполняться одноступенчатой активной.

А. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ВЫБОР

Исходными данными для расчета являются:

- 1) N_T — мощность турбины, которая определяется мощностью, потребной для привода насосов;
- 2) ω — частота вращения;
- 3) физические константы и температура рабочего тела турбины;
- 4) отношение давлений δ ;
- 5) материал лопаток турбины и его прочностные данные.

Частота вращения и окружная скорость

Частота вращения определяется допустимой для насосов величиной, при которой обеспечивается бескавитационная работа насоса.

Увеличение частоты вращения способствует повышению к. п. д. турбины благодаря увеличению коэффициента быстроходности (см. рис. 4.58). Кроме этого, с увеличением частоты вращения уменьшаются размеры турбины при выбранной окружной скорости. Поэтому повышение антикавитационных качеств насосов, дающее возможность увеличить ω , благоприятно сказывается на автономной турбине.

Независимый выбор частоты вращения турбины, предусматривающий привод насосов через редукторы, понижающие частоту вращения, не оправдал себя. Такая схема ТНА сильно проигрывает по простоте и массе конструкции.

Окружную скорость целесообразно выбрать максимально возможной. Исходя из соображений прочности $u_{max} = 350 \div 400$ м/сек; отметим, что величина u_{max} , как правило, всегда меньше оптимальной величины, определяемой по $c_{ад}$ и оптимальному отношению $(u/c_{ад})_{opt}$ (см. рис. 4.58), при котором η_T и, следовательно, $L_T = L_{ад}^* \eta_T$, достигают максимума.

Выбирая $u = u_{max}$, можно получить при заданной частоте вращения большой средний диаметр, при котором диаметральные габариты ТНА будут недопустимо велики. Поэтому из соображений допустимых размеров ТНА средний диаметр $D_{ср}$ не должен превышать $(1,5 \div 2) D_2$, где D_2 — наружный диаметр колеса насоса горячего. По выбранному среднему диаметру и частоте вращения определяется окружная скорость.

Физические константы и температура рабочего тела турбины

Как правило, рабочим телом турбины являются продукты сгорания основных компонентов (либо при избытке горячего, либо при избытке окислителя). Обычно в качестве рабочего тела используется газ с избытком горячего — восстановительный газ (см. разд. 1.4.1).

В отдельных случаях рабочим телом турбины могут являться продукты разложения однокислотных, унитарных, топлив — перекиси водорода, гидразина и т. п.

Физические константы рабочих тел турбины ЖРД сильно зависят от соотношения компонентов в газогенераторе. Коэффициент адиабаты находится в пределах $k=1,2\div 1,4$. Для топлив, у которых горючее — углеводородное соединение, а окислитель — на основе азотной кислоты, для восстановительного газа RT_0^* составляет около $(30\div 50) \cdot 10^4$ дж/кг. Величину RT_0^* желательно иметь высокую. Чем больше RT_0^* , тем больше коэффициент работы и тем меньше расход рабочего тела,

Практически величину температуры перед турбиной ограничивают значениями $1000\div 1200^\circ\text{K}$ исходя из работоспособности конструкции. При дальнейшем повышении температуры происходит рост удельной работы. Это обстоятельство и возможность в перспективе отбора газов из камеры сгорания для питания турбины делают задачу повышения температуры перед турбиной актуальной.

Отношение давлений

Величина δ — отношение давлений — для турбины определяется выбором начального давления p_0^* и давления за турбиной p_2 . Отношение давлений δ для автономных турбин обычно составляет $15\div 40$.

Увеличение отношения давлений приводит к росту адиабатной работы, но из-за падения к. п. д. с ростом отношения давлений (уменьшение $u/c_{ад}$) удельная работа L_T с ростом δ повышается медленно (см. рис. 4.96).

Соотношения, устанавливаемые графиками, приведенными на рис. 4.96, должны учитываться при выборе p_0^* и p_2 , если есть возможность ими варьировать.

Материал лопаток турбины и его прочностные данные при температуре $T_{\psi_1}^*$ должны быть заданы для дальнейшего расчета спроектированной турбины на прочность.

Б. ПОРЯДОК РАСЧЕТА И ПРИМЕР РАСЧЕТА

В результате расчета автономной турбины ЖРД определяются такие размеры элементов турбины, которые используются при разработке конструкции. Помимо этого, определяются параметры потока (температура, давление, скорость, приведенная скорость и т. д.) в характерных сечениях турбины. Кроме того, должен быть определен расход газа через турбину, необходимый для обеспечения заданной мощности турбины.

Определение потребного расхода газа через турбину

В первом приближении расход газа определяется с помощью графических зависимостей, приведенных на рис. 4.58. Для этого по исходным данным следует определить средний диаметр колеса и отношение скоростей $u/c_{ад}$, зная окружную скорость и адиабатную работу (δ , T_0^* , k и R).

Затем задаются величиной зазора между колесом и корпусом $\Delta=1\div 3$ мм. В случае колеса без бандажа — это радиальный зазор; для колес с бандажом под Δ понимают минимальный (осевой или радиальный) зазор (см. разд. 4.5.1). По величине зазора определяют относительную величину $\Delta=\Delta/D_{ср}$.

Задаются несколькими значениями расхода газа G , чтобы определить по формуле (2.185) значения $n_{ст}$, которые должны лежать в пределах $10\div 40$;

адиабатный объемный расход газа на входе в колесо $Q_{1ад}$, входящий в формулу (2.185), определяется следующим образом:

$$Q_{1ад} = \frac{G}{\rho_{1ад}} = \frac{GRT_{1ад}}{p_1},$$

где

$$p_1 = p_0^* \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 c_{1ад}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad (4.194)$$

$$T_{1ад} = T_0^* \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 c_{1ад}^2 \right), \quad (4.194')$$

так как

$$\rho_{1ад} = \frac{p_1}{RT_{1ад}}. \quad (4.195)$$

В качестве автономной турбины применяют активные турбины ($Q_T=0$) (для активной турбины $c_{1ад}=c_{ад}$; $p_1=p_2$). По значениям $u/c_{ад}$, $\bar{\Delta}$ и $n_{ст}$ с помощью рис. 4.58 для каждого из выбранных значений G определяют к. п. д. турбины η_T . Расход G , при котором мощность турбины $N_T = GL_{ад}^* \eta_T$ совпадет с заданной, является потребным расходом газа через турбину. Эта величина используется при дальнейших расчетах. В конце расчета может оказаться, что полученное значение мощности отличается от заданного более, чем на 5%. В этом случае следует повторить расчет, изменив исходную величину расхода.

Расчет параметров потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и решеткой колеса

Расчет параметров в осевом зазоре (выход из соплового аппарата — вход в колесо) необходим для определения размеров соплового аппарата и решетки колеса.

Угол потока в осевом зазоре выбирается в пределах $\alpha_1=15^\circ \div 20^\circ$. Скоростной коэффициент соплового аппарата можно принять $\varphi=0,92 \div 0,96$.

Основные формулы для расчета параметров потока были приведены в разд. 4.2.1.

Напомним, что число M можно выразить через приведенную скорость λ :

$$M = \frac{c}{a}, \quad (4.196)$$

где a — скорость звука,

$$a = \sqrt{kRT}; \quad (4.197)$$

$$M = \sqrt{\frac{2}{k+1} \frac{\lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}. \quad (4.198)$$

Приведенный расход $q(\lambda)$ можно определить с помощью газодинамических таблиц или по формуле

$$q(\lambda) = \lambda \left[\frac{k+1}{2} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}}. \quad (4.199)$$

Определение размеров соплового аппарата

В случае турбины с полным подводом газа ($\epsilon=1$) высота сопловой решетки определится по формуле (4.63).

Определение размеров соплового аппарата парциальных турбин целесообразно начинать с нахождения высоты лопатки колеса по формуле (4.132). Для этого следует задаться шириной решетки колеса b и относительным шагом \bar{t} (в первом приближении). В дальнейшем надо убедиться в том, что отношение $h_{2л}/b$ получилось больше единицы.

По найденной высоте лопаток колеса, с учетом перекрыш, определяется высота соплового аппарата h_c из формулы (4.71). Дальнейший ход расчета ясен из разд. 4.3.3.2. Отметим, что в случае конических сопел ширина соплового аппарата определится построением конического сопла.

Определение размеров решетки колеса

Профиль решетки колеса выбирается из атласа профилей (см. работу [4]). Для выбора профиля необходимо знать углы потока на входе в решетку и на выходе из нее (β_1 и β_2) и число $M_{w_{2a_1}} = M_{w_1}$. Профили решеток колеса активных турбин обозначены в атласе буквой P . Угол потока на входе β_1 определяется из треугольника скоростей (см. разд. 4.2.1.1).

Угол потока на выходе β_2 можно определить из формулы (4.72), выбрав высоту лопатки на выходе

$$h_{2л} = h_{1л} + (0 \div 5) \underline{м.м.}, \quad (4.200)$$

или, задавая углом β_2 , можно определить $h_{2л}$ по формуле (4.72).

Для определения β_2 по формуле (4.72) следует задаться скоростным коэффициентом ψ , который позволяет найти значение $q(\lambda_{w_2})$ [см. формулу (4.73)]; в дальнейшем значение ψ уточняют. Выбранный профиль изменяется геометрически подобно применительно к рассчитываемой турбине. Если радиусы скругления кромок лопаток получаются слишком малыми (нетехнологичными), то следует увеличить радиус посредством наращивания профиля со стороны корытца.

Выбрав профиль решетки, по его графическим характеристикам (см. атлас профилей [4]) находят геометрические параметры решетки. Выбрав величину относительного шага \bar{t} в диапазоне оптимальных значений, определяют по приведенным в атласе зависимостям угол установки профиля χ , при котором обеспечивается необходимый угол выхода β_2 . Можно при этом принять, что

$$\beta_2 = \beta_{2\psi\phi} = \arcsin \frac{a_2}{t}.$$

Найденное значение угла установки позволяет определить хорду профиля

$$b_{л} = \frac{b}{\sin \chi}, \quad (4.201)$$

шаг решетки

$$t = \bar{t} b_{л} \quad (4.202)$$

и число лопаток

$$z = \frac{\pi D_{ср}}{t}. \quad (4.203)$$

После этого можно определить коэффициент потерь в решетке ζ , используя графические характеристики выбранного профиля. При этом следует учесть

отличие выбранных геометрических параметров решетки от тех, при которых получены указанные характеристики. Для этого используют приведенные в атласе [4] обобщенные зависимости.

Параметры потока на выходе из колеса

Абсолютная скорость на выходе и угол потока α_2 определяются из треугольника скоростей (рис. 4.97, з):

$$c_2 = \sqrt{(w_2 \sin \beta_2)^2 + (w_2 \cos \beta_2 - u)^2}; \quad (4.204)$$

$$\alpha_2 = \arctg \frac{w_2 \sin \beta_2}{w_2 \cos \beta_2 - u}. \quad (4.205)$$

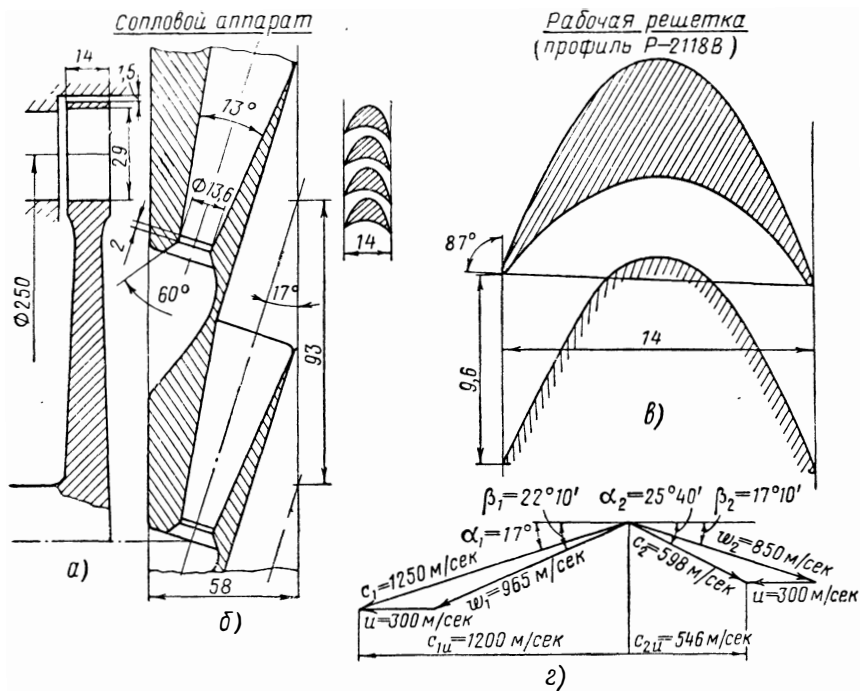


Рис. 4.97. Схема проточной части и треугольники скоростей для рассчитанной автономной турбины ЖРД:

а—меридиональное сечение; б—развертка соплового аппарата и решетки рабочего колеса на среднем диаметре; в—профиль и межлопаточный канал рабочей решетки; з—треугольники скоростей

Температуру торможения находят из формулы

$$T_2^* = T_2 + \frac{k-1}{2kR} c_2^2. \quad (4.206)$$

Полное давление на выходе может быть найдено из общего выражения

$$\frac{p}{p^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (4.207)$$

где

$$\lambda = \frac{c}{a_{кр}}; \quad a_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT^*}. \quad (4.207a)$$

Определение работы, мощности и к. п. д.

Мощность, работу и к. п. д. турбины рассчитывают с помощью зависимостей, приведенных в разд. 4.4.2 и 4.5.

Если полученная в результате расчета величина мощности будет отличаться от заданной более, чем на 5%, расчет следует повторить, изменив величину расхода газа через турбину.

Более подробно порядок расчета можно проследить по приведенному в табл. 4.3 примеру расчета. Проточная часть и треугольники скоростей для рассчитанной турбины приведены на рис. 4.97.

Отметим, что порядок расчета энергетических характеристик турбины достаточно подробно изложен в разд. 4.7.2.3.

Таблица 4.3

Пример расчета автономной одноступенчатой турбины ЖРД

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Размерность	Величина	Примечание
1	2	3	4	5	6	7

А. Исходные данные

1	Мощность турбины	N_T	—	квт	1200	Задана из расчетов насосов
2	Частота вращения	ω	—	сек ⁻¹	2410	То же
3	Полное давление на входе	P_0^*	—	н/м ²	$60 \cdot 10^5$	Задано из расчета ТНА (см. гл. 5)
4	Давление на выходе	p_2	—	н/м ²	$2,5 \cdot 10^5$	Задано
5	Полная температура газа на входе	T_0^*	—	°К	1000	То же
6	Газовая постоянная	R	—	дж/(кг·°К)	400	"
7	Показатель адиабатности	k	—	—	1,33	"

Б. Рассчитываемые и выбираемые величины

а) Определение потребного расхода газа

8	Окружная скорость на среднем диаметре	u	—	м/сек	300	Задаем
9	Средний диаметр	$D_{ср}$	—	м	0,25	—
10	Отношение давлений	$\delta = p_0^*/p_2$	—	—	24	—
11	Адиабатная работа	$L_{ад}^*$	(4.3)	дж/кг	$89 \cdot 10^4$	—
12	Адиабатная скорость	$c_{ад}$	(4.102a)	м/сек	1330	См. разд. 4.4.2
13	Отношение скоростей	$u'/c_{ад}$	—	—	0,225	—

1	2	3	4	5	6	7
14	Минимальный (осевой или радиальный) зазор между колесом и корпусом (турбина с банджом)	Δ	—	<i>м</i>	$1,5 \cdot 10^{-3}$	Задается
15	Относительный минимальный зазор	Δ/D_{cp}	—	—	0,006	—
16	Потребный расход газа	G	—	<i>кг/сек</i>	2,67	Определяется с помощью графиков, приведенных на рис. 4.58
17	Коэффициент быстросходности турбины	$n_s \tau$	(2.185)	—	22,4	—
18	Удельная работа турбины	L_T	(4.1)	<i>дж/кг</i>	$45 \cdot 10^4$	См. также разд. 4.8.1.1
19	Коэффициент работы	\bar{L}_T	(4.2a)	—	4,97	См. также разд. 4.8.1.1

б) *Параметры потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом (выход из соплового аппарата—вход в колесо)*

20	Угол потока	α_1	—	угловые градусы	17	Задается
21	Скоростной коэффициент	φ	—	—	0,94	То же
22	Скорость на выходе из соплового аппарата	c_1	(4.33)	<i>м/сек</i>	1250	—
23	Критическая скорость звука для течения в сопловом аппарате	$a_{1кр}$	(4.207a)	<i>м/сек</i>	676	—
24	Приведенная скорость	λ_{c_1}	(4.17)	—	1,84	—
25	Коэффициент полного давления	σ_1	(2.192)	—	0,584	—
26	Полное давление в осевом зазоре	P_{1c}^*	—	<i>н/м²</i>	$35,7 \cdot 10^5$	См. разд. 4.3.1.1
27	Статическая температура в зазоре	T_1	(4.194)'	°К	515	—
28	Плотность газа в зазоре	ρ_1	(4.195)	<i>кг/м³</i>	1,21	—
29	Скорость звука в зазоре	a_1	(4.197)	<i>м/сек</i>	520	—
30	Число М	M_1	(4.196)	—	2,4	—
31	Относительная скорость на входе в колесо	w_1	—	<i>м/сек</i>	965	См. разд. 4.2.1.1

1	2	3	4	5	6	7
32	Температура торможения в относительном движении	$T_{w_1}^*$	(4.7)	°K	805	—
33	Критическая скорость	$a_{кр} w$	(4.21)	м/сек	605	—
34	Приведенная скорость	λ_{w_1}	—	—	1,6	—
35	Число М в относительном движении	M_{w_1}	(4.198)	—	1,83	—
36	Полное давление в относительном движении	$p_{w_1}^*$	(4.8)	н/м ²	$17,6 \cdot 10^5$	—

в) Определение оптимальной высоты лопаток колеса

37	Ширина решетки	b	—	м	0,014	Задается
38	Относительная ширина	$b' D_{ср}$	—	—	0,056	—
39	Относительный шаг решетки (в первом приближении)	\bar{t}	—	—	0,6	Задается
40	Число Рейнольдса диска колеса	Re_d	—	—	$5 \cdot 10^5$	Задается
41	Число Рейнольдса бандажа	Re_b	—	—	$5 \cdot 10^3$	То же
42	Относительная высота лопатки	$\bar{h}_{1л}$	(4.132)	—	0,115	—
43	Высота лопатки	$h_{1л}$	—	м	0,0295	—

г) Определение размеров соплового аппарата, состоящего из конических сопел

44	Перекрыша на периферии	$\Delta h_{п}$	—	м	0,001	Задается
45	Перекрыша втулки	$\Delta h_{вт}$	—	м	0,0005	То же
46	Высота соплового аппарата	h_c	(4.71)	м	0,028	—
47	Суммарное минимальное сечение сопел	$F_{мин}$	(4.40)	м ²	$4,24 \cdot 10^4$	Принимаем $\sigma_{кр}=1$
48	Скоростной коэффициент конической части сопла	φ'	—	—	0,98	Задается
49	Степень уширения сопла	\bar{f}'_1	(4.53)	—	4	—
50	Площадь сопел в конце конической части	F'_1	(4.67)	м ²	$17 \cdot 10^{-4}$	—

1	2	3	4	5	6	7
51	Площадь выхода из сопел	F_c	—	m^2	$88,1 \cdot 10^{-4}$	См. разд. 4.3.3.2
52	Степень парциальности	ε	(4.70)	—	0,264	—
53	Количество сопел	z_c	(4.69)	—	3	—
54	Большая ось эллипса сечения сопел на выходе	a_c	—	m	0,095	См. разд. 4.3.3.2
55	Шаг сопел	t_c	—	m	0,093	Принимаем $\frac{a_c - t_c}{t_c} = 0,02$
56	Минимальный диаметр сопла	d_{\min}	—	m	0,0136	См. разд. 4.3.3.2

д) Определение параметров решетки колеса

57	Угол потока на входе в колесо	β_1	—	угловые градусы	$22^\circ 10'$	См. разд. 4.3.2.1
58	Скоростной коэффициент (в первом приближении)	ψ	—	—	0,88	Задаемса
59	Скорость потока на выходе в относительном движении	w_2	(4.27)	$m/сек$	850	—
60	Приведенная скорость	λ_{w_2}	—	—	1,41	—
61	Коэффициент полного давления	σ_2	(2.193)	—	0,635	—
62	Приведенный расход	$q(\lambda_{w_2})$	(4.199)	—	0,83	—
63	Высота лопатки на выходе	$h_{2л}$	(4.200)	m	0,0295	Задаемса $h_{2л} = h_{1л}$
64	Угол потока на выходе в относительном движении	β_2	(4.72)	угловые градусы	$17^\circ 10'$	—
65	Профиль решетки Р-2118В	—	—	—	—	Выбираем из атласа [4]
66	Относительный шаг решетки	\bar{t}	—	—	0,684	Выбираем из диапазона оптимальных значений
67	Угол установки	χ	—	угловые градусы	87	Определяем по характеристикам профиля
68	Хорда лопатки	$b_{л1}$	(4.201)	m	0,014	—
69	Шаг решетки	t	(4.202)	m	0,0096	—
70	Количество лопаток	z	(4.203)	—	82	—
71	Относительная длина лопатки	$h_{л1}/b_{л1}$	—	—	2,07	—

1	2	3	4	5	6	7
72	Коэффициент потерь в решетке	ζ_K	—	—	0,22	Определяем по характеристикам профиля —
73	Скоростной коэффициент	ψ	(2.195)	—	0,88	

е) Параметры потока на выходе из колеса

74	Статическая температура	T_2	(4.194)'	°K	580	—
75	Абсолютная скорость	c_2	(4.204)	м/сек	598	—
76	Угол потока на выходе в абсолютном движении	α_2	(4.205)	угловые градусы	25°40'	—
77	Температура торможения	T_2^*	(4.206)	°K	680	—
78	Критическая скорость звука	$a_{2кр}$	(4.207а)	м/сек	555	—
79	Приведенная скорость	λ_{c_2}	(4.207а)	—	1,07	—
80	Давление торможения	p_2^*	(4.207)	н.м ²	5·10 ⁵	—

ж) Определение работы, мощности и к. п. д турбины

81	Отношение скоростей	u/c_1	—	—	0,24	—
82	Окружной к. п. д.	η_u	(4.97)	—	0,579	—
83	Окружная работа	L_u	(4.34)	дж/кг	51,5·10 ⁴	—
84	Расход утечек	G_y	(4.111)	кг/сек	0,07	—
85	Расход газа через решетку колеса	G'	(2.249)	кг/сек	2,6	—
86	Расходный к. п. д.	η_p	(2.255)'	—	0,975	—
87	Окружная мощность	N_u	(2.234)	квт	1340	—
88	Мощность дискового трения	$N_{тр.д}$	(2.202)	квт	1,5	См. разд. 4.5.2.1. Задаем $Re_d=5\cdot 10^5$; $Re_\zeta=5\cdot 10^3$
89	Мощность трения бандажа	$N_{тр.б}$	(4.116)	квт	0,13	
90	Мощность потерь, связанных с парциальным впуском	N_ε	(4.118)	квт	71	
91	Эффективная мощность турбины	N_T	(4.120)	квт	1259,4	—
92	Эффективная работа	L_T	(4.1)	дж/кг	47,1·10 ⁴	—
93	Коэффициент работы	\bar{L}_T	(4.2а)	—	5,22	—
94	Эффективный к. п. д. турбины	η_T	(2.259)	—	0,53	—

4.8.2.2. Особенности расчета двухступенчатой автономной турбины со ступенями скорости

При малых отношениях $u/c_{ад}$ ($u/c_{ад} < 0,2 \div 0,25$) для повышения к. п. д. целесообразно применять двухступенчатую активную турбину со ступенями скорости. Эти турбины, как и одноступенчатые, являются высокоперепадными и сверхзвуковыми.

Потребный расход газа через турбину определяют аналогично тому, как определяют расход для одноступенчатой активной турбины (см. разд. 4.8.2.1), с использованием зависимостей, приведенных на рис. 4.75.

Профили лопаток рабочих решеток и направляющего аппарата выбирают из атласа профилей [4]. При расчете можно принять высоты рабочих лопаток первой и второй ступеней и направляющих лопаток одинаковыми или плавно возрастающими.

Потери мощности и к. п. д. двухступенчатой турбины рассчитывают в соответствии с данными, приведенными в разд. 4.6.2.2. Отметим, что рабочие лопатки первой и второй ступеней могут располагаться на одном диске (см. рис. 4.67). В этом случае в дисковые потери турбины войдет трение диска и цилиндрической поверхности на периферии диска. Приближенно можно принять сумму этих потерь равной удвоенным потерям на трение диска.

В связи с растеканием газа по дуге степень парциальности ϵ направляющего аппарата должна выбираться большей, чем для соплового аппарата первой ступени. Поэтому дуга, занимаемая направляющим аппаратом, должна быть больше дуги, занимаемой соплами. Можно принять:

$$t_{н.а} z_{н.а} = t_{с} z_{с} + (0,05 \div 0,1) \pi D_{ср}$$

Отметим, что при дозвуковых скоростях и полном подводе газа для уменьшения потерь (посредством уменьшения скоростей потока) вводят небольшую степень реактивности для первой и второй ступеней ($q_{т} = 0,02 \div 0,08$). Такие турбины условно называют активными турбинами со ступенями скорости, хотя по принципу работы они являются реактивными многоступенчатыми турбинами с малой степенью реактивности. Такие турбины применяются главным образом в промышленной энергетике. Введение реактивности в парциальных турбинах ЖРД нецелесообразно, так как это приведет к увеличению перетекания газа по неактивной дуге окружности.

4. 8. 3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И ПОРЯДОК РАСЧЕТА ПРЕДКАМЕРНЫХ ТУРБИН

4.8.3.1. Предкамерная осевая турбина

В разд. 4.8.1.2 указывалось, что предкамерным турбинам соответствуют невысокие значения $L_{ад}^*$, поэтому предкамерные турбины, как правило, можно выполнять одноступенчатыми. Для предкамерных турбин $u/c_{ад} > 0,5 \div 0,6$; в связи с этим (см. рис. 4.48) для получения максимального к. п. д. предкамерные турбины можно выполнять реактивными. Однако реактивным турбинам соответствуют значительные осевые усилия, затрудняющие конструирование ТНА. Поэтому при расчете следует принимать $q_{т} = 0$ или вводить небольшую реактивность ($q_{т} < 0,3$).

А. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ВЫБОР

Такие исходные данные, как мощность турбины, частота вращения, физические константы рабочего тела задаются и выбираются так же, как и для автономной турбины (см. разд. 4.8.2.1).

Для предкамерной турбины заданным также является расход газа. Расход определяется схемой системы питания (см. разд. 1.4.2) и заданной температурой газа перед турбиной. В системе питания с окислительным газогенератором через турбину проходит весь расход окислителя и небольшой расход горючего, необходимый для обеспечения заданной температуры газа. Для окислительного газа $R=200\div 300$ Дж/кг. Температура окислительного газа варьируется в пределах $T_0^* = 600\div 800^\circ\text{K}$.

При восстановительном газогенераторе через турбину проходит весь расход горючего и небольшая часть расхода окислителя (подробнее см. далее разд. 5.1.2).

Давление на выходе из турбины определяется давлением в камере сгорания ЖРД. Давление на входе определяется из условия обеспечения баланса мощностей насосов и турбины (см. разд. 5.1.2). Давления на входе и на выходе определяют отношение давлений δ и адиабатную работу турбины.

Б. ПОРЯДОК РАСЧЕТА И ПРИМЕР РАСЧЕТА

В результате расчета предкамерной турбины должны быть определены геометрические размеры элементов турбины, при которых будет обеспечиваться заданная мощность при заданном расходе. Эти размеры необходимы для разработки конструкции турбины. Помимо размеров, определяются параметры потока в характерных сечениях турбины.

Определение окружной скорости и среднего диаметра

Расчет турбины целесообразно начинать с определения величины окружной скорости и среднего диаметра. Для этого надо задаться степенью реактивности турбины. Если $n_{ст} > 50\div 60$, то предкамерная турбина может быть выполнена с полным подводом газа ($\epsilon=1$) (см. разд. 4.5.4.2) и тогда можно задаться степенью реактивности $q_T > 0$.

Если оказалось, что $n_{ст} < 50\div 60$ (малорасходные предкамерные турбины; турбины на восстановительном газе), то для повышения к. п. д. целесообразно вводить парциальный пуск ($\epsilon < 1$). Тогда расчет предкамерной турбины ведется аналогично расчету автономной турбины (см. разд. 4.8.2.1).

Для предкамерных турбин с полным подводом ($\epsilon=1$) окружной к. п. д. достаточно близок по величине к эффективному к. п. д. Поэтому оптимальное отношение $u/c_{ад}$ при выбранном значении q_T можно определить с помощью рис. 4.48. По величине $u/c_{ад}$ и $c_{ад}$ найдем окружную скорость u , а затем $D_{ср}$, так как частота вращения задана.

Определение размеров сопловой решетки

Расчет размеров сопловой решетки целесообразно начать с определения высоты h_c . Для этого следует задаться углом потока на выходе $\alpha_1 = 20\div 25^\circ$ и выбрать в первом приближении значение скоростного коэффициента φ . Для предкамерных турбин $\varphi = 0,96\div 0,98$. Высота сопловой решетки определяется по формуле (4.65).

Ширина решетки выбирается из конструктивных соображений. Можно принять $b_c = 10\div 30$ мм.

Профиль сопловых лопаток выбирается из атласа профилей [4] по значениям α_0 , α_1 и $M_{с1ад}$. (Угол потока на входе α_0 можно принять равным 90°). Профили сопловых решеток обозначены в атласе [4] буквой С. По характеристикам выбранного профиля определяют относительный шаг \bar{t} ; он должен находиться в диапазоне оптимальных значений. По величине относительного шага \bar{t} находят установочный угол профиля χ , при котором обеспечивается необходимый эффективный угол решетки $\alpha_{1эф}$. Эффективный угол $\alpha_{1эф} =$

$= \arcsin(a/t)$ связан с углом потока α_1 следующим соотношением, вытекающим из уравнения (4.38):

$$\sin \alpha_{1\text{эф}} = \frac{\sin \alpha_1}{m} \quad (4.208)$$

Число лопаток и коэффициент потерь в решетке определяются так же, как и в разд. 4.8.2.1.

После этого можно приступить к расчету параметров потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом.

Определение размеров решетки рабочего колеса

Высота лопатки на входе определяется с учетом перекрыш (см. разд. 4.3.3.3).

Углы потока на входе и на выходе определяются так же, как и при расчете автономной турбины (см. разд. 4.8.2.1).

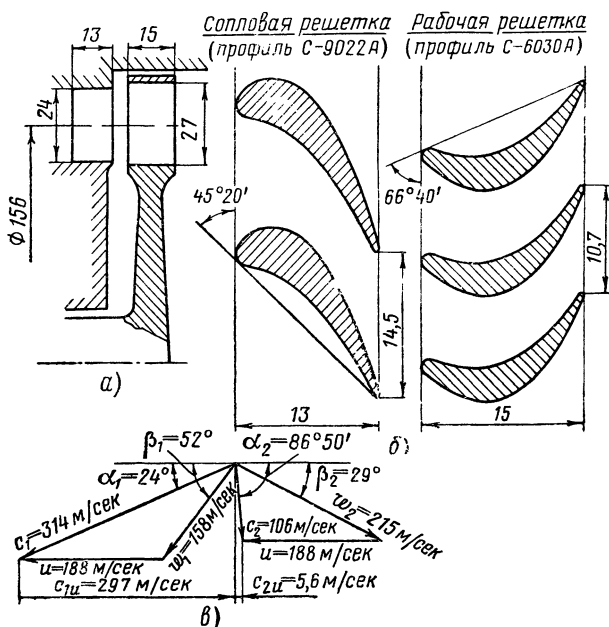


Рис. 4.98. Схема проточной части и треугольники скоростей для рассчитанной предкамерной осевой турбины ЖРД:

а—меридиональное сечение; б—развертка сопловой и рабочей решеток на среднем диаметре; в—треугольники скоростей

По значениям β_1 , β_2 и $M_{w_{2a}}$ выбирается в атласе профилей [4] рабочий профиль.

По характеристикам выбранного профиля определяют параметры рабочей решетки и потери. Для определения эффективного угла рабочей решетки используется формула, аналогичная формуле (4.208):

$$\sin \beta_{2\text{эф}} = \frac{\sin \beta_2}{m} \quad (4.208a)$$

Ширина рабочей решетки может быть выбрана в диапазоне $b_k = 15-40$ мм.

После этого можно рассчитать параметры потока на выходе из колеса, потери, мощность и к. п. д. турбины.

$$\text{При } \epsilon = 1 \quad N_T = N_u - N_{\text{тр.д}} - N_{\text{тр.б}} \quad (4.209)$$

Если полученная в результате расчетов мощность будет отличаться от заданной более, чем на 5%, то следует повторить расчет, изменив давление на входе в турбину или температуру газа (при изменении температуры будет меняться и расход газа). В случае значительного изменения температуры и давления должен быть уточнен баланс мощностей турбонасосного агрегата.

Более подробно порядок расчета можно проследить по примеру расчета, приведенному в табл. 4.4.

Проточная часть и треугольники скоростей для рассчитанной турбины приведены на рис. 4.98.

Таблица 4.4

Пример расчета осевой предкамерной турбины ЖРД

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Размерность	Величина	Примечание
1	2	3	4	5	6	7

А. Исходные данные

1	Мощность турбины	N_T	—	квт	4150	Задана из расчетов насосов
2	Частота вращения	ω	—	сек ⁻¹	2410	То же
3	Расход газа	G	—	кг/сек	85	Задан из расчета ТНА (см. гл. 5)
4	Полное давление на входе	p_0^*	—	н/м ²	$140 \cdot 10^5$	То же
5	Давление на выходе	p_2	—	н/м ²	$100 \cdot 10^5$	„
6	Полная температура газа на входе	T_0^*	—	°К	700	Задана
7	Газовая постоянная	R	—	дж/(кг·°К)	280	То же
8	Показатель адиабаты	k	—	—	1,33	„

Б. Рассчитываемые и выбираемые величины

а) Определение окружной скорости и среднего диаметра турбины

9	Отношение давлений	δ	—	—	1,4	—
10	Адиабатная работа турбины	$L_{\text{ад}}^*$	(4.3)	дж/кг	$6,5 \cdot 10^4$	—

1	2	3	4	5	6	7
11	Коэффициент быстроходности	$n_{ст}$	(2.185)	—	137	—
12	Степень парци- альности	ε	—	—	1	Принима- ем $\varepsilon=1$, так как $n_{ст} >$ $> 50 \div 70$ (см. разд. 4.5.4.2)
13	Степень реак- тивности	ζ_1	—	—	0,2	
14	Отношение ско- ростей	$u'c_{ад}$	—	—	0,52	Задаемся с помощью рис. 4.48 (см. разд. 4.4.2)
15	Адиабатная ско- рость	$c_{ад}$	(4.102a)	м/сек	360	
16	Окружная ско- рость	u	—	м/сек	188	См. пп. 14 и 15
17	Средний диаметр	$D_{ср}$	—	м	0,156	—

б) Определение высоты сопловой решетки

18	Адиабатная ра- бота соплового ап- парата	$L_{a'1}^*$	(4.88)	дж/кг	$5,2 \cdot 10^4$	—
19	Адиабатная ско- рость истечения из соплового аппарата	$c_{1a'1}$	(4.103)	м/сек	322,5	—
20	Скоростной коэф- фициент (в первом приближении)	φ	—	—	0,975	Задаемся
21	Скорость на вы- ходе из соплового аппарата	c_1	(4.33)	м/сек	314	В первом приближении
22	Критическая ско- рость звука	$a_{кр}$	(4.207a)	м/сек	472	То же
23	Приведенная скорость	λ_{c_1}	—	—	0,665	"
24	Приведенный расход	$q(\lambda_{c_1})$	—	—	0,865	"
25	Коэффициент пол- ного давления	σ_1	(2.192)	—	0,98	"
26	Угол потока	α_1	—	угло- вые гра- дусы	24	Задаемся
27	Высота сопловой решетки	h_c	(4.63)	м	0,024	В первом приближе- нии

1	2	3	4	5	6	7
<i>в) Определение параметров сопловой решетки</i>						
28	Угол потока на входе	α_0	—	угловые градусы	90	Задаем
29	Число М, подсчитанное по адиабатной скорости	M_{c1a1}	(4.198)	—	0,652	—
30	Эффективный угол решетки	$\alpha_{1эф}$	(4.208)	угловые градусы	$22^\circ 10'$	—
31	Наименование профиля С-9022А	—	—	—	—	Выбираем по атласу [4]
32	Относительный шаг	\bar{t}_c	—	—	0,79	Задаем в диапазоне оптимальных значений
33	Угол установки профиля	χ	—	угловые градусы	$45^\circ 20'$	Определяем по характеристикам решетки
34	Ширина решетки	t_c	—	м	0,013	Задаем
35	Хорда профиля	$b_{л,c}$	(4.201)	м	0,0183	—
36	Шаг решетки	t_c	(4.202)	м	0,0145	См. пп. 32 и 35 таблицы
37	Количество сопловых лопаток	z_c	(4.203)	—	34	—
38	Относительная высота лопатки	$h_c / b_{л,c}$	—	—	1,31	См. пп. 27 и 34 таблицы
39	Коэффициент потерь в решетке	ζ_c	—	—	0,05	Определяем по характеристикам решетки
40	Скоростной коэффициент решетки	φ	(2.194)	—	0,975	—

г) Параметры потока в осевом зазоре

41	Полное давление	p_{1c}^*	—	н/м ²	$137 \cdot 10^5$	См. разд. 4.3.1.1
42	Статическое давление	p_1	(4.194)	н/м ²	$108 \cdot 10^5$	—
43	Статическая температура	T_1	(4.194)'	°К	657	—
44	Плотность газа	ρ_1	(4.195)	кг/м ³	58,7	—
45	Скорость звука	a_1	(4.197)	м/сек	498	—
46	Число М	M_1	(4.196)	—	0,63	—
47	Относительная скорость на входе в рабочую решетку	w_1	—	м/сек	158	См. разд. 4.2.1.1

1	2	3	4	5	6	7
48	Температура торможения в относительном движении	$T_{w_1}^*$	(4.7)	°К	668	—
49	Критическая скорость звука в относительном движении	$a_{крw}$	(4.21)	м/сек	461	—
50	Приведенная скорость	λ_{w_1}	—	—	0,343	—
51	Приведенный расход	$q(\lambda_{w_1})$	(4.199)	—	0,512	—
52	Число М в относительном движении	M_{w_1}	(4.198)	—	0,32	—
53	Полное давление в относительном движении	$P_{w_1}^*$	(4.8)	н.м ²	$114 \cdot 10^5$	—

д) Определение параметров рабочей решетки

54	Высота лопатки на входе	$h_{1л}$	(4.71)	м	0,027	Задаемся $\Delta h_{1л} = 2 \cdot 10^{-3}$ м; $\Delta h_{1г} = 1 \times 10^{-3}$ м См. разд. 4.3.2.1
55	Угол потока на входе	β_1	—	угловые градусы	52	
56	Адиабатная скорость на выходе из колеса	$w_{2л}$	(4.19)	м/сек	226	—
57	Приведенная адиабатная скорость	$\lambda_{w_{2аг}}$	(4.21)	—	0,493	—
58	Число М, подсчитанное по адиабатной скорости	$M_{w_{2аг}}$	(4.198)	—	0,465	—
59	Скоростной коэффициент (в первом приближении)	ψ	—	—	0,95	Задаемся
60	Относительная скорость на выходе из колеса	w_2	(4.20)	м/сек	215	—
61	Приведенная скорость	λ_{w_2}	—	—	0,469	—
62	Приведенный расход	$q(\lambda_{w_2})$	(4.199)	—	0,70	—
63	Коэффициент полного давления	σ_2	(2.193)	—	0,99	—
64	Угол потока на выходе в относительном движении	β_2	(4.72)	угловые градусы	29	Задаемся $h_{2л} = h_{1л}$ и оцениваем G_y по формуле (4.111)

1	2	3			6	7
65	Эффективный угол решетки	$\varphi_{2эф}$	(4.208a)	угловые градусы	24°30'	Задаем $m=1,08$
66	Наименование профиля С-6030А	—	—	—	—	—
67	Относительный шаг	\bar{t}_k	—	—	0,657	Задаем в диапазоне оптимальных значений
68	Угол установки профиля	γ	—	угловые градусы	66°40'	Определяется по характеристикам решетки
69	Ширина решетки	b_k	—	<i>м</i>	0,015	—
70	Хорда лопатки	$b_{л.к}$	(4.201)	<i>м</i>	0,0165	—
71	Шаг решетки	t_k	(4.202)	<i>м</i>	0,0107	См. пп. 67 и 70 таблицы
72	Количество лопаток колеса	z_k	(4.203)	—	46	—
73	Относительная высота лопатки	$h_{л}/b_{л.к}$	—	—	1,62	См. пп. 54 и 70 таблицы
74	Коэффициент потерь в решетке	ζ_k	—	—	0,095	Определяем по характеристикам решетки
75	Скоростной коэффициент	ψ	(2.195)	—	0,95	—

е) Параметры потока на выходе из колеса

76	Полное давление в относительном движении	$p_{w_2}^*$	(4.207)	<i>н/м²</i>	113·10 ⁵	—
77	Абсолютная скорость на выходе из колеса	c_2	(4.204)	<i>м/сек</i>	106	—
78	Угол потока на выходе в абсолютном движении	α_2	(4.205)	угловые градусы	86°50'	—
79	Статическая температура	T_2	(4.194)'	°К	647	—
80	Температура торможения	T_2^*	(4.206)	°К	652	—
81	Критическая скорость звука	$a_{кр2}$	(4.207a)	<i>м/сек</i>	455	—
82	Приведенная скорость	λ_{c_2}	(4.207a)	—	0,233	—
83	Давление торможения	p_2^*	(4.207)	<i>н/м²</i>	102·10 ⁵	—
84	Плотность газа	ρ_2	(4.195)	<i>кг/м³</i>	55,2	—

1	2	3	4	5	6	7
85	Отношение скоростей	u/c_1	—	—	0,6	См. пп. 16 и 21 таблицы
86	Окружной к. п. д.	η_u	(4.95)	—	0,838	
87	Окружная работа	L_u	(2.232)	дж'кг	$5,44 \cdot 10^4$	—
88	Расход утечек	G_y	(4.111)	кг'сек	3,15	—
89	Расход через решетку колеса	G'	(2.249)	кг'сек	81,85	—
90	Расходный к. п. д.	η_p	(2.255)'	—	0,963	—
91	Окружная мощность	N_u	(2.234)	квт	4450	—
92	Мощность трения диска	$N_{тр.д}$	(2.202)	квт	5,40	См. разд. 4.5.2.1. Задаемся $Re_d=5 \cdot 10^5$; $Re_b=5 \cdot 10^3$
93	Мощность трения бандажа	$N_{тр.б}$	(4.116)	квт	1,3	
94	Эффективная мощность турбины	N_T	(4.209)	квт	4443	
95	Эффективная работа турбины	L_T	(4.1)	дж'кг	$5,22 \cdot 10^4$	—
96	Кэффициент работы	\bar{L}_T	(4.2а)	—	1,48	—
97	Эффективный к. п. д. турбины	η_T	(2.259)	—	0,802	—

4.8.3.2. Особенности расчета радиально-осевых турбин ЖРД. Пример расчета

По экономичности радиально-осевые и осевые турбины примерно равнозначны. Диаметральные размеры радиальной* турбины, из-за значительных размеров подводящего устройства, могут превышать размеры осевой турбины. В качестве подводящих устройств радиальных турбин используют спиральные подводы (см. рис. 4.11). Уменьшить размеры турбины можно применением торового подвода (рис. 4.99) с радиальным патрубком. Размеры торового подвода выбирают из конструктивных соображений. Сечение подвода должно быть достаточным для того, чтобы получить малые скорости и равномерное поле скоростей на входе в сопловой аппарат.

Недостатком радиальных турбин является значительная температурная и силовая (от вращающихся лопаток) нагруженность заднего диска колеса, усложняющая конструирование турбины.

Использование радиальной турбины в ЖРД может быть продиктовано конструктивными и технологическими соображениями, например, удобством компоновки турбины с камерой сгорания, простотой изготовления и т. п.

* Как и ранее, под радиальной турбиной будем понимать радиально-осевую центробежную турбину.

Определение отношения u_1/c_1

Расчет радиальной турбины целесообразно начинать с определения отношения u_1/c_1 . Из соображений прочности лопатки колеса на выходе следует выполнять радиальными ($\beta_{1л} = 90^\circ$). В этом случае должно быть обеспечено определенное отношение скоростей u_1/c_1 [см. формулу (4.76а)]. Угол α_1 выбираем в пределах $15-22^\circ$.

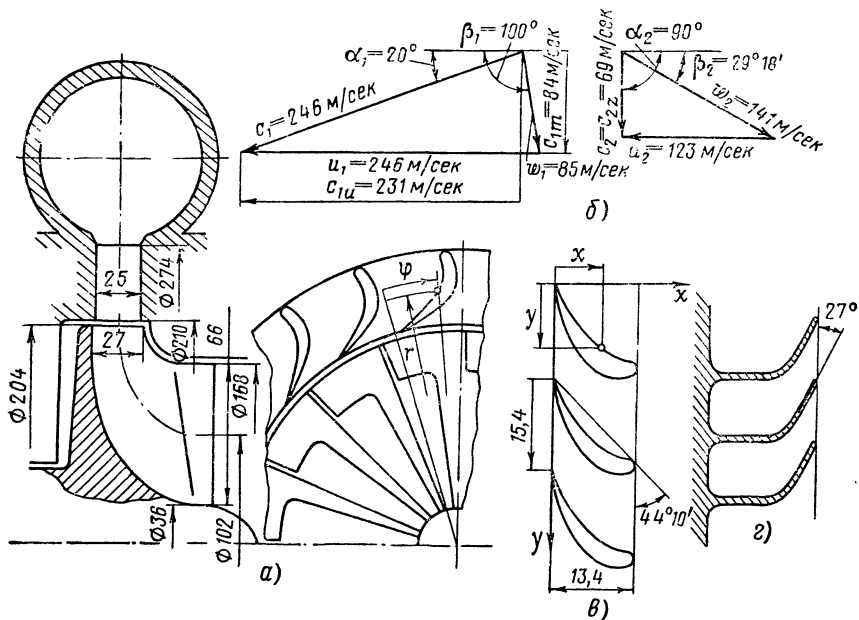


Рис. 4.99. К примеру расчета центробежной предкамерной турбины:
 а—схема проточной части; б—треугольники скоростей; в—исходная прямая решетка профилей; г—развертка решетки выходных кромок лопаток колеса

Зная u_1/c_1 , можно определить величину окружной скорости u_1 , если известна скорость истечения из соплового аппарата c_1 . Для определения c_1 надо найти степень реактивности турбины q_T .

Определение степени реактивности

Величина степени реактивности должна быть такой, чтобы при выбранном значении u_1/c_1 достигался максимум эффективного к. п. д. Учитывая малое отличие оптимальных режимов для эффективного и окружного к. п. д., будем определять значение степени реактивности исходя из максимума окружного к. п. д. при выбранном значении u_1/c_1 .

На режиме максимума окружного к. п. д. поток на выходе имеет осевое направление (минимальные потери с выходной скоростью). Отметим, что осевой поток благоприятен для работы камеры сгорания, расположенной за турбиной.

Для осевого выхода из колеса можно записать:

$$w_2^2 = c_{2z}^2 + u_2^2 \quad (4.210)$$

Подставив выражение (4.210) для ω_2 в формулу (4.9) и используя соотношения

$$L_{a\pi^2} = \frac{Q_T}{2\varphi^2(1-Q_T)} c_1^2 \quad (4.211)$$

и

$$\omega_1^2 = c_1^2 + u_1^2 - 2c_1u_1 \cos \alpha_1, \quad (4.212)$$

после преобразований получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{Q_T}{1-Q_T} = 2\varphi^2 \left(\frac{u_1}{c_1} \right) \cos \alpha_1 + \left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2 \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 \left(\frac{\varphi}{\psi} \right)^2 (1-\psi^2) + \\ + \left(\frac{\varphi}{\psi} \right)^2 \left(\frac{c_{2z}}{c_{1m}} \right)^2 \sin^2 \alpha_1 - \varphi^2. \end{aligned} \quad (4.213)$$

Выражение (4.213) дает возможность определить степень реактивности турбины при выбранном отношении u_1/c_1 . Для этого следует задаться значениями φ , ψ , c_{2z}/c_{1m} и D_{2cp}/D_1 (см. разд. 4.3.4). Напомним, что отношение D_{2cp}/D_1 выбирается в пределах $D_{2cp}/D_1=0,3 \div 0,6$. В дальнейшем выбранная величина при необходимости уточняется.

Определив Q_T , по формуле (4.33) находим скорость c_1 и определяем окрестную скорость на наружном диаметре колеса u_1 . Скорость не должна превышать (из соображений прочности) $250 \div 300$ м/сек. По известным значениям u_1 и частоты вращения найдем наружный диаметр колеса D_1 .

Расчет соплового аппарата

Диаметр выхода из соплового аппарата d_1 определяется диаметром колеса D_1 . Радиус входа r_0 (см. рис. 4.41) выбираем в пределах $r_0 = r_0/r_1 = 1,2 \div 1,4$ (где $r_1 = d_1/2$). Высоту соплового аппарата h_c рассчитываем по формуле (4.74).

Для получения сопловой решетки радиальной турбины следует воспользоваться конформным отображением прямой решетки (см. разд. 4.3.4). Поэтому при расчете соплового аппарата предварительно надо рассчитать прямую решетку профилей. Расчет прямой решетки выполняется аналогично расчету решетки для осевой турбины (см. разд. 4.3.1.5). Профиль прямой решетки выбирается из атласа профилей [4] из числа профилей группы А (дозвуковые профили). Сопловые профили обозначены буквой С.

Выбор профиля производится по числу M , подсчитанному по адиабатной скорости на выходе из соплового аппарата, и по значениям углов α_1 и α_0 . Угол α_0 следует выбирать равным 90° . При угле α_0 , отличном от 90° , для обеспечения безударного входа потока сопловой аппарат следует выполнять из двух секторов с различными лопатками: лопатки одного сектора должны быть зеркальным отображением лопаток другого сектора.

Задав шагом решетки в оптимальных пределах для выбранного профиля, по эффективному углу решетки $\alpha_{1эф}$ [см. формулу (4.208)] определяем угол установки профиля. Для определения шага прямой решетки t по относительному шагу надо задаться хордой профиля $b_{п.}$. Величина хорды выбирается таким образом, чтобы отношение $h_c/b_{п.}$ превышало единицу, т. е. чтобы потери, вызванные парным вихрем, были невелики. По хорде профиля определяем ширину прямой решетки $b_{пр}$ [см. формулу (4.201)].

Коэффициент потерь в прямой решетке определяется по приведенным в атласе [4] характеристикам. Потери в прямой решетке и в сопловой радиальной решетке, полученной конформным отображением прямой, можно принять одинаковыми. Число лопаток сопловой решетки найдется из вытекающего из конформных преобразований соотношения (см. работу [7]):

$$z_c = \frac{2\pi}{\ln(r_0/r_1)} \frac{b_{пр}}{t}. \quad (4.214)$$

Профиль радиальной сопловой решетки строится методом конформных преобразований (см. разд. 4.3.4). Дальнейший порядок расчета ясен из приведенного в табл. 4.5 примера. На рис. 4.99 приведены проточная часть и треугольники скоростей рассчитанной центростремительной радиально-осевой турбины.

Таблица 4.5

Пример расчета предкамерной радиально-осевой центростремительной турбины

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Размерность	Величина	Примечание
1	2	3	4	5	6	7

А. Исходные данные

1	Расход газа	G	—	кг/сек	85	Определяются при расчете баланса мощностей ТНА (см. гл. 5)
2	Мощность турбины	N_T	—	квт	4200	
3	Температура торможения на входе в турбину	T_0^*	—	°К	700	
4	Газовая постоянная	R	—	дж/(кг·°К)	280	
5	Показатель адиабаты	k	—	—	1,33	
6	Давление на входе в турбину	p_0^*	—	н/м ²	$140 \cdot 10^5$	
7	Давление на выходе	p_2	—	н/м ²	$100 \cdot 10^5$	
8	Частота вращения	ω	—	сек ⁻¹	2410	

Б. Рассчитываемые и выбираемые величины

9	Отношение давлений	δ	—	—	1,4	—
10	Адиабатная работа турбины	$L_{ад}^*$	(4.3)	дж/кг	$6,5 \cdot 10^4$	—
11	Коэффициент быстроходности	$n_{ст}$	(2.185)	—	137	—

а) Определение отношения u_1/c_1

12	Угол потока на выходе из соплового аппарата	α_1	—	угловые градусы	20	Задаемся
13	Угол лопаток колеса на входе	$\beta_{1л}$	—	угловые градусы	90	То же
14	Угол потока на входе в колесо	β_1	(4.76)	угловые градусы	100°	Задаемся углом атаки $i = -10^\circ$

1	2	3	4	5	6	7
15	Отношение скоростей	u_1/c_1	(4.76a)	—	1	—

б) Определение степени реактивности и наружного диаметра колеса

16	Отношение диаметров	D_{2cp}/D_1	—	—	0,5	Задаемся
17	Скоростной коэффициент соплового аппарата	φ	—	—	0,975	То же
18	Скоростной коэффициент колеса	ψ	—	—	0,9	"
19	Отношение скоростей	c_{2z}/c_{1m}	—	—	0,82	"
20	Степень реактивности	q_T	(4.213)	—	0,52	—
21	Адиабатная работа соплового аппарата	$L_{ад_1}^*$	(4.88)	дж/кг	$3,19 \cdot 10^4$	—
22	Адиабатная скорость истечения из соплового аппарата	$c_{1ад}$	(4.103)	м/сек	252	—
23	Скорость на выходе из соплового аппарата	c_1	(4.33)	м/сек	246	—
24	Окружная скорость	u_1	—	м/сек	246	См. пп. 15 и 23 таблицы
25	Наружный диаметр колеса	D_1	—	м	0,204	—

в) Расчет соплового аппарата

26	Диаметр выхода из соплового аппарата	d_1	—	м	0,21	Задаемся радиальным зазором 0,003 м
27	Радиус входа в сопловой аппарат	r_0	—	м	0,137	Задаемся $r_0 = 1,3$ (см. разд. 4.8.3.2)
28	Критическая скорость звука	$a_{1кр}$	(4.207a)	м/сек	460	—
29	Приведенная скорость	λ_{c_1}	(4.17)	—	0,535	—
30	Число М	M_{c_1}	(4.198)	—	0,508	—
31	Число М, подсчитанное по адиабатной скорости	$M_{c_{1ад}}$	(4.33)	—	0,520	—
32	Приведенный расход	$q(\lambda_{c_1})$	(4.199)	—	0,75	—

1	2	3	4	5	6	7
33	Коэффициент полного давления	σ_1	(2.192)	—	0,99	—
34	Высота сопловой решетки	h_c	(4.74)	m	0,025	—
35	Угол потока на входе в решетку	α_0	—	угловые градусы	90	Задаем
36	Профиль прямой решетки, используемый для радиальной сопловой решетки, С-9022А	—	—	—	—	Выбираем из атласа [4] по α_0 , α_1 и $M_{c1ад}$
37	Эффективный угол решетки	$\alpha_{1эф}$	(4.208)	угловые градусы	18°30'	—
38	Относительный шаг прямой решетки	$t/b_{л}$	—	—	0,8	Выбираем из оптимальных значений (см. разд. 4.3.1.5.)
39	Установочный угол	χ	—	—	44°10'	Определяем по характеристикам профиля
40	Относительная высота прямой решетки	$h_c/b_{л}$	—	—	1,3	Задаем
41	Хорда профиля прямой решетки	$b_{л}$	—	m	0,0193	См. пп. 34 и 40 таблицы
42	Шаг прямой решетки	t	—	m	0,0154	См. пп. 38 и 41 таблицы
43	Ширина прямой решетки	$b_{пр}$	(4.201)	m	0,0134	—
44	Коэффициент потерь решетки	ζ_1	—	—	0,04	Определяем по характеристикам профиля
45	Скоростной коэффициент соплового аппарата	φ	(2.194)	—	0,975	—
46	Количество сопловых лопаток турбины	z_c	(4.214)	—	21	—

г) Параметры потока в радиальном зазоре между сопловым аппаратом и колесом

47	Давление торможения	p_{c1}^*	(4.36a)	n/m^2	$139 \cdot 10^5$	—
48	Статическое давление	p_1	(4.207)	n/m^2	$118 \cdot 10^5$	—
49	Статическая температура	T_1	(4.194)'	°K	672	—

1	2	3	4	5	6	7
50	Плотность газа	ρ_1	(4.195)	$кг/м^3$	62,8	—
51	Относительная скорость	w_1	—	$м/сек$	85	По треугольнику скоростей
52	Температура торможения в относительном движении	$T_{w_1}^*$	(4.7)	$^{\circ}К$	673	—
53	Критическая скорость звука в относительном движении	$a_{кр}w_1$	(4.21)	$м/сек$	452	—
54	Приведенная скорость	λ_{w_1}	—	—	0,188	—
55	Полное давление в относительном движении	$p_{w_1}^*$	(4.8)	$н/м^2$	$119 \cdot 10^5$	—

д) Параметры потока на выходе из колеса

56	Окружная скорость на среднем диаметре	u_2	—	$м/сек$	123	—
57	Адиабатная работа колеса	$L_{ад2}$	(4.79)	$дж/кг$	$3,31 \cdot 10^4$	—
58	Относительная скорость на выходе из колеса	w_2	(4.80)	$м/сек$	141	—
59	Осевая скорость на выходе	c_{2z}	—	$м/сек$	69	См. п. 19 таблицы
60	Угол потока на выходе в относительном движении	β_2	(4.766)	угловые градусы	$29^{\circ}18'$	
61	Абсолютная скорость на выходе из колеса	c_2	(4.204)	$м/сек$	69	—
62	Угол потока на выходе в абсолютном движении	α_2	(4.205)	угловые градусы	90	—
63	Температура торможения в относительном движении	$T_{w_2}^*$	(4.82)	$^{\circ}К$	653	—
64	Критическая скорость звука в относительном движении	$a_{кр}w_2$	(4.207a)	$м/сек$	445	—
65	Приведенная скорость	λ_{w_2}	—	—	0,317	—
66	Приведенный расход	$q(\lambda_{w_2})$	(4.199)	—	0,48	—
67	Полное давление в относительном движении	$p_{w_2}^*$	(4.207)	$н/м^2$	$105 \cdot 10^5$	—

1	2	3	4	5	6	7
68	Статическая температура	T_2	(4.194)'	°К	642	—
69	Температура торможения	T_2^*	(4.206)	°К	645	—
70	Критическая скорость звука	$a_{кр2}$	(4.207a)	м/сек	442	—
71	Приведенная скорость	λ_{c_2}	(4.207a)	—	0,156	—
72	Давление торможения	p_2^*	(4.207)	н/м ²	102·10 ⁵	—
73	Плотность газа	ρ_2	(4.195)	кг/м ³	55,7	—

е) Расчет колеса

74	Тип колеса — полуоткрытое	—	—	—	—	Задаемься
75	Высота колеса на входе	$h_{1л}$	(4.74a)	м	0,027	Задаемься
76	Средний диаметр на выходе	$D_{2ср}$	—	м	0,102	перекрышей 0,002 м См. пп. 16 и 25 таблиць
77	Высота лопаток на выходе	$h_{2л}$	(4.75)	м	0,066	—
78	Хорда лопатки колеса на диаметре $D_{2ср}$	$b_{2л}$	—	м	0,041	Задаемься 0,2D ₁
79	Относительный шаг решетки колеса на выходе	$t_2/b_{2л}$	—	—	0,487	Задаемься
80	Шаг решетки	t_2	—	м	0,02	См. пп. 78 и 79 таблиць
81	Количество лопаток	z_k	(4.203)	—	16	—
82	Угол лопаток	$\beta_{2л.ср}$	—	угловые градусь	27	См. п. 60, задаемься углом отставания 2°18'
83	Закон изменения по радиусу угла лопаток на выходе	$r \operatorname{tg} \beta_{2л}$	—		0,026	
84	Среднее значение переднего осевого зазора	$\Delta z_{ср}$	—	м	0,0035	Задаемься
85	Средняя высота лопатки колеса	$h_{ср}$	—	м	0,046	См. разд. 4.3.4.2.

ж) Определение работы, мощности и к. п. д. турбины

86	Окружной к.п.д.	η_u	(4.94)	—	0,874	—
87	Окружная работа	L_u	(2.232)	дж/кг	5,69·10 ⁴	—
88	Мощность трения диска	$N_{тр.д}$	(2.202)	квт	27	Задаемься Re _д = 5·10 ⁵

1	2	3	4	5	6	7
89	Мощность турбины при нулевом зазоре ($\Delta z_{cp} = 0$)	$N_{T(\Delta z_{cp}=0)}$	(4.209)	квт	4813	—
90	К.п.д. турбины при нулевом зазоре ($\Delta z_{cp} = 0$)	$\eta_{T(\Delta z_{cp}=0)}$	(2.259)	—	0,87	—
91	Относительное падение к.п.д., вызванное осевым зазором	$\Delta\eta_T$	(4.114)	—	0,1	—
92	Эффективный к. п. д. турбины	η_T	—	—	0,784	См. пп. 90 и 91 таблицы
93	Эффективная работа турбины	L_T	(4.1)	дж/кг	$5,1 \cdot 10^4$	—
94	Коэффициент работы	\bar{L}_T	(4.2a)	—	0,84	—
95	Эффективная мощность турбины	N_T	(2.259)	квт	4340	—

Глава 5

Работа насосов и турбины в системе питания ЖРД

5.1. ВЫБОР ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТНА СИСТЕМ ПИТАНИЯ ЖРД

Турбонасосная система питания ЖРД (см. разд. 1.4) может иметь автономную или предкамерную турбину. Выбор той или иной схемы определяется назначением ЖРД. Как правило, в ЖРД средних и больших тяг используют схему с предкамерной турбиной, позволяющую получить большую удельную тягу, так как в ЖРД с предкамерной турбиной можно иметь высокие давления в камере сгорания.

Система питания с предкамерной турбиной может быть выполнена по различным схемам (см. разд. 1.4.2). Параметры системы питания — расход газа через турбину, давление на выходе из насосов, температура и давление перед турбиной (в газогенераторе), частота вращения ТНА и т. п. — определяются схемой системы питания. Схема системы питания определяет также конструктивные особенности насосов и турбины турбонасосного агрегата. В настоящем разделе рассмотрим вопросы о выборе схемы системы питания и определении основных параметров системы питания при заданных тяге, удельной тяге и соотношении компонентов топлива в двигателе. Выбор схемы системы питания и определение ее основных параметров всегда предшествует подробному расчету турбонасосного агрегата, так как эти факторы определяют те параметры, на которые должны быть рассчитаны насосы и турбина ТНА.

5.1.1. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ С АВТОНОМНОЙ ТУРБИНОЙ

В системе питания с автономной турбиной для привода турбины используется восстановительный газ, вырабатываемый в газогенераторе. Использование восстановительного газа не связано с опасностью возгорания металла при высоких температу-

рах газа, которая существует при применении окислительного газа. Поэтому можно допустить более высокую температуру восстановительного газа ($1000 \div 1200^\circ \text{K}$), чем окислительного ($600 \div 800^\circ \text{K}$). Кроме того, газовая постоянная больше у восстановительного газа. Все это способствует уменьшению необходимого расхода газа через турбину G_T .

Величина расхода G_T является одним из основных параметров системы питания с автономной турбиной. Чем меньше G_T , тем более высокой будет удельная тяга двигателя. Обеспечению наименьшего значения G_T подчинен выбор типа и параметров насосов и турбины турбонасосного агрегата. Расход G_T находят из условия равенства (баланса) мощностей насосов и турбины ТНА:

$$N_{\text{ок}} + N_{\text{гор}} = N_T, \quad (5.1)$$

где индексы «ок», «гор», «т» относятся соответственно к насосам окислителя и горючего и к турбине.

Выражение (5.1) можно переписать в виде

$$\frac{G_{\text{ок}} H_{\text{ок}}}{\eta_{\text{ок}}} + \frac{G_{\text{гор}} H_{\text{гор}}}{\eta_{\text{гор}}} = G_T L_{\text{ал}}^* \eta_T. \quad (5.2)$$

Расходы компонентов топлива $G_{\text{ок}}$ и $G_{\text{гор}}$ определяются тягой, удельной тягой и соотношением компонентов топлива в двигателе с учетом расхода компонентов на привод турбины (см. разд. 1.1). Напоры насосов $H_{\text{ок}}$ и $H_{\text{гор}}$ могут быть найдены по давлению в камере сгорания p_K и по величине сопротивления напорных магистралей окислителя и горючего (см. разд. 1.1).

К. п. д. насосов $\eta_{\text{ок}}$ и $\eta_{\text{гор}}$ можно оценить с помощью зависимостей, приведенных на рис. 3.38—3.40, по величине коэффициента быстроходности [см. формулу (3.235)].

Выразим ω через кавитационные параметры насоса окислителя с помощью формулы (3.163); тогда выражение (3.235) переписывается в виде

$$n_s^* = 0,365 \frac{(C_{\text{срв}})_{\text{ок}} \sqrt{i_{\text{ок}}} \left(\frac{\Delta p_{\text{срв}}^*}{Q} \right)_{\text{ок}}^{3/4}}{\sqrt{Q_{\text{ок}}}} \frac{\sqrt{Q}}{(H/z)^{3/4}}, \quad (5.3)$$

где $i_{\text{ок}}$ — количество входов в первую ступень насоса окислителя; z — число ступеней насоса.

Подставив в соотношение (5.3) соответствующие значения Q , H и z для насоса окислителя и насоса горючего, получим для них значения коэффициентов быстроходности $n_{s^* \text{ок}}$ и $n_{s^* \text{гор}}$, которые обычно не превышают $40 \div 60$.

Из рис. 3.38—3.40 следует, что большим значениям n_s^* соответствуют большие значения к. п. д. насосов и, следовательно, меньшие потребляемые мощности. Уменьшение мощности насосов [см. формулу (5.2)] благоприятно сказывается на величине

расхода газа через турбину G_T , уменьшая ее, поэтому надо стремиться к повышению к. п. д. насосов.

Напомним, каким образом можно повысить к. п. д. насосов путем увеличения n_s^* . Из выражения (5.3) следует, что увеличение n_s^* достигается увеличением кавитационного коэффициента быстроходности насоса окислителя ($C_{срв}$)_{ок}. Для этого насос окислителя следует выполнять с перерасширенным входом в шнек (большие значения K_{D_0}). В отдельных случаях насос окислителя целесообразно выполнять с двухсторонним входом ($i_{ок} = 2$).

Увеличить n_s^* и, следовательно, повысить к. п. д. можно путем выполнения насосов не одноступенчатыми, а многоступенчатыми (например, с двумя ступенями: $z = 2$). Наибольшего эффекта можно ожидать в отношении насоса горючего, который из-за малого объемного расхода Q и большого напора H имеет в одноступенчатом варианте малое значение коэффициента быстроходности: $n_{s\text{гор}}^* = 25 \div 35$.

Окончательно выбрав конструкцию насосов и определив [принимая ($C_{срв}$)_{ок} = 3500 ÷ 4000 и $K_{D_0} = 6,5 \div 8$] их к. п. д. ($\eta_{ок}$, $\eta_{гор}$), можно из уравнения баланса мощностей (5.2) найти необходимый расход газа через турбину G_T . Определение G_T при известных мощностях насосов рассмотрено в разд. 4.8.2.1. Напомним только, что давление на входе в турбину (давление в газогенераторе) определяется давлением на выходе из насоса окислителя, который создает меньшее давление, чем насос горючего (при охлаждении камеры сгорания горючим).

Давление на выходе из турбины зависит от того, выбрасывается ли газ непосредственно в атмосферу или через дополнительные сопла (см. разд. 1.4.1). Для уменьшения расхода G_T в отдельных случаях (см. разд. 4.8.2.2) следует применять двухступенчатую активную турбину со ступенями скорости, если это приводит к повышению к. п. д. турбины.

Обычно при определении параметров системы питания ЖРД с автономной турбиной исходят из необходимости получения наименьшего расхода газа через турбину G_T . Однако в отдельных случаях расход газа через турбину G_T оказывается заданным. Это имеет место тогда, когда газ после турбины подается в специальные рулевые сопла, создающие тягу для управления полетом ракеты. В этом случае расход газа через турбину определится соотношением

$$G_T = R_c / R_{уд.с},$$

где R_c , $R_{уд.с}$ — соответственно тяга и удельная тяга рулевых сопел.

Давление на выходе из турбины будет также задано — оно определится давлением на входе в рулевые сопла. В этих условиях мощность турбины, необходимая для привода насосов, будет обеспечиваться соответствующей величиной адиабатной работы турбины [см. формулу (5.2)], т. е. выбором температуры и

давления газа на входе в турбину. Так как расход газа через турбину значительный, то температура и давление будут меньше, чем в том случае, когда стремятся получить расход G_T наименьшим. В отдельных случаях при больших тягах рулевых сопел (большой расход через турбину G_T) для получения необходимой мощности турбины идут на перепуск части газа в сопла, минуя турбину, ибо дальнейшее уменьшение температуры и давления на входе в турбину (в газогенераторе) может привести к неустойчивому процессу горения в газогенераторе.

5.1.2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ С ПРЕДКАМЕРНОЙ ТУРБИНОЙ

Особенность системы питания с предкамерной турбиной состоит в том, что расход газа через турбину G_T является заданным. Он определяется расходом того компонента топлива, на избытке которого работает газогенератор. В случае схемы с окислительным газогенератором — это расход окислителя. Для такой схемы (см. рис. 1.19) уравнение баланса мощностей запишется в виде

$$N_{ок} + N_{гор} = N_T, \quad (5.4)$$

или

$$\frac{G_{ок} H_{ок}}{\eta_{ок}} + \frac{G_{гор} H_{гор}}{\eta_{гор}} = G_{ок} \frac{1 + \alpha_{ГГ}}{\alpha_{ГГ}} L_{ад}^* \eta_T, \quad (5.5)$$

так как

$$G_T = G_{ок} + G'_{гор} = G_{ок} + \frac{G_{ок}}{\alpha_{ГГ}} = G_{ок} \frac{1 + \alpha_{ГГ}}{\alpha_{ГГ}};$$

здесь $G'_{гор}$ — расход горючего в газогенератор;

$\alpha_{ГГ}$ — соотношение компонентов топлива в газогенераторе.

Расходы компонентов $G_{ок}$ и $G_{гор}$ определяются тягой, удельной тягой и соотношением компонентов топлива в двигателе (см. разд. 1.1).

Напоры насосов зависят от давления в газогенераторе:

$$H_{ок} = \frac{(p_{вых} - p_{вх})_{ок}}{\rho_{ок}} = \frac{p_{ГГ} + \Delta p_{маг.ок} - p_{вх.ок}}{\rho_{ок}}; \quad (5.6)$$

$$H_{гор} = \frac{(p_{вых} - p_{вх})_{гор}}{\rho_{гор}} = \frac{p_{ГГ} + \Delta p_{маг.гор} - p_{вх.гор}}{\rho_{гор}}, \quad (5.7)$$

где $\Delta p_{маг.ок}$, $\Delta p_{маг.гор}$ — соответственно сопротивление магистралей окислителя и горючего от выхода из насоса до входа в газогенератор (с учетом сопротивления форсунок). Обычно $\Delta p_{маг.ок} = (10 \div 20) \cdot 10^5$; $\Delta p_{маг.гор} = (30 \div 40) \cdot 10^5$ н/м².

Давление на выходе из насоса горючего $p_{\text{вых.гор}} = p_{\text{ГГ}} + \Delta p_{\text{маг.гор}}$ не должно быть меньше давления, необходимого для подачи горючего в камеру сгорания $p'_{\text{вых.гор}} = p_{\text{к}} + \Delta p'_{\text{маг.гор}}$, где $\Delta p_{\text{маг.гор}}$ — сопротивление магистрали от выхода из насоса до входа в камеру сгорания, включая сопротивление охлаждающего тракта камеры сгорания [$\Delta p'_{\text{маг.гор}} = (70 \div 90) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$]. Если окажется, что $p_{\text{вых.гор}} > p'_{\text{вых.гор}}$, то напор насоса $H_{\text{гор}}$ должен определяться по давлению $p'_{\text{вых.гор}}$.

К. п. д. насосов можно оценить, как и в случае системы питания с автономной турбиной (см. разд. 5.1.1), по коэффициенту быстроходности n_s^* , подсчитанному по формуле (5.3). Отметим, что так как n_s^* зависит от H , а H зависит от $p_{\text{ГГ}}$ [см. формулы (5.6) и (5.7)], то к. п. д. насосов будут зависеть от давления в газогенераторе $p_{\text{ГГ}}$.

Так как расход $G_{\text{ок}}$ известен, а к. п. д. предкамерных турбин с полным подводом ($\epsilon = 1$) равен $0,7 \div 0,75$, то мощность турбины определится адиабатной работой $L_{\text{эл}}^*$.

Давление на выходе из турбины p_2 определяется давлением в камере сгорания, в которую поступает газ после турбины:

$$p_2 = p_{\text{к}} + \Delta p'_{\text{маг.т}},$$

где $\Delta p_{\text{маг.т}}$ — потери давления в магистрали, отводящей газ от турбины к камере сгорания [$\Delta p'_{\text{маг.т}} = (10 \div 15) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$]. Поэтому адиабатная работа $L_{\text{эл}}^*$ будет зависеть от температуры T_0^* и давления на входе в турбину p_0 , которое связано с давлением в газогенераторе: $p_0^* = p_{\text{ГГ}} - \Delta p_{\text{маг.т}}$ [$\Delta p_{\text{маг.т}}$ — потери давления в газопроводе, отводящем газ из газогенератора в турбину; обычно $\Delta p_{\text{маг.т}} = (10 \div 5) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$]. Отметим, что температурой T_0^* определяется значение $\eta_{\text{ГГ}}$.

Таким образом, при расчете системы питания с предкамерной турбиной из параметров, определяющих мощности насосов и турбины, неизвестными являются давление в газогенераторе $p_{\text{ГГ}}$ и температура газа перед турбиной (в газогенераторе) T_0^* . Их значения определяются из условия баланса мощностей насосов и турбины (5.5).

Обычно из соображений прочности турбины задаются температурой газа T_0^* (для окислительного газа $T_0^* \leq 600 \div 800^\circ \text{К}$) и находят из баланса мощностей необходимую величину давления в газогенераторе $p_{\text{ГГ}}$. Иногда может быть задано $p_{\text{ГГ}}$; тогда определяется необходимая температура T_0^* .

При заданной температуре T_0^* найти из формулы (5.5) аналитическое выражение для необходимого давления $p_{\text{ГГ}}$ затруднительно. Поэтому значение $p_{\text{ГГ}}$ определяют графическим путем. Для ряда значений $p_{\text{ГГ}}$ определяют сумму мощностей насосов $N_{\text{ок}} + N_{\text{гор}}$ и мощность турбины $N_{\text{т}}$ (кривая 1 на рис. 5.1). Вели-

чина давления $p_{ГГ}$, при которой будет соблюдаться баланс мощностей [см. формулы (5.4) и (5.5)], является истинной величиной давления в газогенераторе. Если получатся два значения $p_{ГГ}$, при которых удовлетворяется равенство (5.4), то, естественно, принимают меньшее значение.

При увеличении давления в камере сгорания p_k и постоянном значении $p_{ГГ}$ мощность насосов изменяться не будет [см. формулы (5.5) — (5.7)], а мощность турбины будет падать, так как при том же $p_{ГГ}$ с увеличением p_k степень падения давления в турбине

$$\delta = \frac{p_0^*}{p_2} = \frac{p_{ГГ} - \Delta p_{\text{маг.т}}}{p_k + \Delta p'_{\text{маг.т}}}$$

будет уменьшаться (кривая 2 на

рис. 5.1). Давление $p_{ГГ}$, при котором будет соблюдаться баланс мощностей, возрастет (см. рис. 5.1).

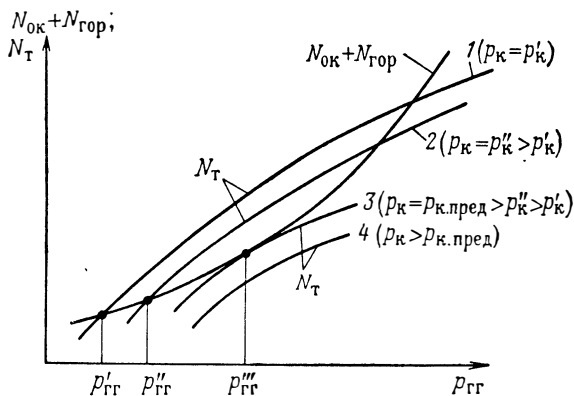


Рис. 5.1. К определению давления в газогенераторе системы питания с предкамерной турбиной

При определенном давлении в камере сгорания кривая зависимости мощности турбины от $p_{ГГ}$ (кривая 3 на рис. 5.1) будет касаться в одной точке кривой суммы мощностей насосов. Эта величина давления будет предельной ($p_{к.пред}$, см. работу [150]), так как при больших давлениях условие баланса мощностей выполняться не будет (кривая 4 на рис. 5.1).

Для увеличения предельного давления $p_{к.пред}$ надо увеличить мощность, создаваемую турбиной (например, увеличением температуры газа T_0^* или переходом на схему с двумя турбинами — окислительной и восстановительной), или уменьшить мощности, потребляемые насосами (например, повышением к. п. д. насосов).

При заданном p_k с уменьшением мощности, потребляемой насосами, давление в газогенераторе $p_{ГГ}$ уменьшится, так как для создания турбиной меньшей мощности требуется меньшая степень понижения давления в турбине δ .

Уменьшить мощность насосов можно увеличением их к. п. д. Отсюда следует, что повышение к. п. д. насосов способствует уменьшению давления в газогенераторе $p_{гг}$. Такое же влияние на давление $p_{гг}$ оказывает и увеличение к. п. д. турбины. Следовательно, в системе питания с предкамерной турбиной повышение экономичности насосов и турбины приводит к уменьшению давления в газогенераторе (или к уменьшению температуры в газогенераторе, если давление $p_{гг}$ задано).

В системе питания с автономной турбиной, как было показано в разд. 1.4.1, увеличение к. п. д. насосов и турбины посредством уменьшения расхода через турбину увеличивает удельную тягу ЖРД.

Уменьшение давления в газогенераторе ЖРД с предкамерной турбиной способствует уменьшению массы газогенератора и турбонасосного агрегата, т. е. дает возможность сделать двигатель более легким. Повысить к. п. д. насосов можно увеличением коэффициентов их быстроходности n_s^* [см. формулу (5.3)]. Этого можно достигнуть увеличением числа ступеней насоса z , как видно из формулы (5.3).

При больших давлениях в камере сгорания [$p_k > (250 \div 300) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$] может оказаться целесообразным применение многоступенчатых насосов. Для ЖРД, работающих на жидком водороде, использование многоступенчатого насоса горючего оказывается целесообразным уже при $p_k = (45 \div 50) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ (см. работу [31]), так как из-за малой плотности водорода напор насоса горючего будет значительным, и при одной ступени насоса значение n_s^* и, следовательно, значение к. п. д. получаются низкими. Кроме того, выполнение водородных насосов многоступенчатыми позволяет уменьшить окружную скорость на наружном диаметре колеса до величины, допустимой из соображений прочности ($u_2 < 400 \div 450 \text{ м/сек}$).

В ЖРД с предкамерной турбиной антикавитационные качества системы питания повышаются применением бустерных струйных и лопаточных насосов. Их применение повышает значения n_s^* [в формуле (5.3) вместо $(C_{срв})_{ок}$ следует подставлять $(C_{с.п})_{ок}$] и к. п. д. насосов и таким путем способствует уменьшению давления в газогенераторе. Однако затрата мощности на привод бустерных насосов потребует некоторого увеличения давления $p_{гг}$. Если лопаточный бустерный насос приводится газовой турбиной, то газ после турбины выбрасывается в атмосферу, что снижает удельную тягу двигателя. Но так как расход газа на привод бустерного насоса невелик, то это снижение незначительно. К тому же определенный расход газа может потребоваться для наддува баков ракеты или для рулевых сопел.

Если в системе питания предусмотрены бустерные насосы, то насосы ТНА следует выполнять с односторонним входом, так как хотя применение двухстороннего входа и уменьшит требуемый напор бустерных насосов (см. разд. 3.3.8), но сложность и

масса конструкции ТНА возрастут. По этой же причине нет необходимости значительно перерасширять входы в насосы ТНА — можно ограничиться величиной $K_{D_0} = 6,5 \div 5,5$.

Давление в газогенераторе $p_{ГГ}$ и температура T_0^* в других схемах питания с предкамерной турбиной (схемы с восстановительным газогенератором, с двумя газогенераторами и т. п.) определяют аналогично тому, как их определяют в схеме с окислительным газогенератором, — на основании уравнения баланса мощностей для каждой из схем.

Для схемы с восстановительным газогенератором (см. рис. 1.18) можно записать:

$$N_{ок} + N_{гор} = N_T;$$

отсюда
$$\frac{G_{ок}H_{ок}}{\eta_{ок}} + \frac{G_{гор}H_{гор}}{\eta_{гор}} = G_{гор}(1-K)(1+\alpha_{ГГ})L_{ад}^*\eta_T, \quad (5.8)$$

где K — коэффициент, учитывающий расход горючего на внутреннее охлаждение камеры сгорания; обычно $K = 0,02 \div 0,06$.

Напоры насосов $H_{ок}$ и $H_{гор}$ определяются по выражениям (5.6) и (5.7), а к. п. д. определяется по n_s^* [см. формулу (5.3)].

В связи с тем, что расход газа через турбину в схеме с восстановительным газогенератором меньше, чем в схеме с окислительным газогенератором, восстановительная турбина может оказаться парциальной ($\varepsilon < 1$). Это будет наблюдаться (см. разд. 4.5.2.2) при коэффициенте быстроходности турбины $n_{сг} \leq 50 \div 60$. Тогда η_T можно будет оценить с помощью зависимостей, приведенных на рис. 4.58.

Парциальными предкамерные восстановительные турбины получают при больших давлениях в газогенераторе [большие плотности газа, малые объемные расходы, см. формулу (2.185) для $n_{ст}$], что соответствует большим давлениям в камере сгорания [$p_{к}^* > (200 \div 250) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$], и при использовании жидкого водорода в качестве горючего. В последнем случае увеличивается скорость истечения газа из соплового аппарата, что приводит к уменьшению длины лопатки турбины.

Баланс мощностей для схемы с малорасходным насосом газогенератора, например, для схемы с окислительным газогенератором (см. рис. 1.20) запишется в виде

$$N_{ок} + N_{гор} + N'_{гор} = N_T, \quad (5.9)$$

где $N'_{гор}$ — мощность газогенераторного насоса горючего.

В развернутом виде выражение (5.9) запишется следующим образом:

$$\frac{G_{ок}H_{ок}}{\eta_{ок}} + \frac{G_{гор}H_{гор}}{\eta_{гор}} + \frac{\frac{G_{ок}}{\alpha_{ГГ}} H'_{гор}}{\eta_{гор}} = G_{ок} \frac{1 + \alpha_{ГГ}}{\alpha_{ГГ}} L_{ад}^* \eta_T, \quad (5.10)$$

где

$$H_{\text{ок}} = \frac{p_{\Gamma\Gamma} + \Delta p_{\text{маг.ок}} - p_{\text{вх.ок}}}{\zeta_{\text{ок}}};$$
$$H_{\text{гор}} = \frac{p_{\text{к}} + \Delta p'_{\text{маг.гор}} - p_{\text{вх.гор}}}{\zeta_{\text{гор}}};$$
$$H'_{\text{гор}} = \frac{(p_{\Gamma\Gamma} + \Delta p''_{\text{маг.гор}}) - (p_{\text{к}} + \Delta p'_{\text{маг.гор}})}{\zeta_{\text{гор}}}$$

(здесь $\Delta p''_{\text{маг.гор}}$ — сопротивление магистрали от выхода из газогенераторного насоса до входа в газогенератор).

К. п. д. насосов определяются, как и в других схемах, по коэффициенту быстроходности n_s^* . Подобным же образом можно записать уравнения баланса и для других схем системы питания с предкамерной турбиной.

При выборе схем системы питания необходимо сравнить их по потребной величине давления в газогенераторе при выбранных температурах перед турбиной (или по потребной величине температуры при выбранном давлении $p_{\Gamma\Gamma}$). Схеме, обеспечивающей меньшее давление $p_{\Gamma\Gamma}$, следует отдать предпочтение, так как такая схема позволит получить более легкую конструкцию двигателя.

Какой из схем — с окислительным или с восстановительным газогенератором — соответствует меньшее давление $p_{\Gamma\Gamma}$, ответить сразу затруднительно. Расход через окислительную турбину больше, чем через восстановительную, так как $G_{\text{ок}} > G_{\text{гор}}$. Но работоспособность восстановительного газа $\frac{k}{k-1} RT_0^*$, определяющая адиабатную работу турбины $L_{\text{ад}}^*$, выше, чем у окислительного газа; как правило, произведение $G_{\text{т}} \frac{k}{k-1} RT_0^*$ тоже больше у восстановительного газа. Но, вместе с тем, меньшее значение показателя адиабаты k , свойственное обычно восстановительному газу, уменьшает адиабатную работу турбины в результате уменьшения комплекса $[1 - (1/\delta^{\frac{1}{k}})]$ [см. формулу (4.3)]. Кроме того, восстановительная турбина может оказаться парциальной, что снизит ее к. п. д.

Обычно до давления в камере сгорания, не превышающего $p_{\text{к}} = (140 \div 180) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, меньшие давления в газогенераторе получаются в схеме с окислительным газогенератором, а при больших давлениях в камере сгорания преимущества на стороне схемы с восстановительным газогенератором. В водородных ЖРД в связи с большой работоспособностью восстановительного газа $\frac{k}{k-1} RT_0^*$ целесообразно применять схему питания с восстановительным газогенератором (см. работу [31]).

При использовании схемы с двумя газогенераторами и с двумя турбинами — восстановительной и окислительной (см. рис. 1.21), благодаря большей создаваемой мощности, можно работать при меньших давлениях в газогенераторах, чем при использовании схемы с одним газогенератором. Но схема с двумя газогенераторами конструктивно сложнее и ей соответствует большая суммарная масса газогенераторов и ТНА. Поэтому схему с двумя газогенераторами целесообразно применять для двигателей с большими давлениями в камере сгорания, когда заданная величина p_k не может быть обеспечена в схеме с одним газогенератором или когда в схеме с одним газогенератором получаются неприемлемые по соображениям прочности давления $p_{гг}$.

Схеме питания с малорасходным газогенераторным насосом (см. рис. 1.20) будет соответствовать меньшее давление $p_{гг}$, чем в схеме без такого насоса. Это получается потому, что мощность насосов в случае применения газогенераторного насоса уменьшится, так как при окислительном газогенераторе, например, давление не всего расхода горючего повышается до давления в газогенераторе, а только малой его части, поступающей в газогенератор.

Применение малорасходного газогенераторного насоса снижает давление в газогенераторе на $(10 \div 15) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ при $p_k = (100 \div 150) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$. При больших давлениях p_k [$p_k > (250 \div 300) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$] это снижение может составить $(40 \div 60) \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ и более. В последнем случае целесообразно идти на некоторое усложнение конструкции ТНА, добиваясь уменьшения давления в газогенераторе.

Вопрос о выборе той или иной схемы системы питания с предкамерной турбиной решается при проектировании конкретного ЖРД путем сравнительных расчетов различных схем с учетом сложности конструкции и ее массы. При сравнении схем по массе конструкции можно использовать соотношения, приведенные далее в разд. 5.4.

5. 2. РАБОТА НАСОСОВ И ТУРБИНЫ ПРИ РЕГУЛИРОВАНИИ ЖРД

5.2.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Назначением системы регулирования жидкостного ракетного двигателя является изменение тяги при определенном соотношении компонентов топлива. Обычно изменение тяги достигается снижением расхода компонентов топлива, подаваемых насосами в камеру сгорания. Изменение количества компонентов, подаваемых в камеру, может быть осуществлено путем изменения режима работы насоса. Наиболее выгодным является способ изменения частоты вращения вала насоса путем воздействия на турбину.

Таким образом, задача регулирования двигателя по тяге сводится к изменению режима работы турбины. В этом случае регулятор двигателя изменяет расходы компонентов, поступающих в газогенератор турбины. Теория процесса регулирования ЖРД не рассматривается в настоящем курсе, поэтому в этом разделе будут рассмотрены лишь общие вопросы, касающиеся использования характеристик насосов и турбин для рассмотрения работы системы питания, а также требования к характеристикам насосов и турбин исходя из задач регулирования.

5.2.2. ПОТРЕБНЫЙ НАПОР СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ

На рис. 1.2 показана схема насосной системы питания ЖРД. Насосы должны обеспечивать подачу заданного количества горючего и окислителя в камеру сгорания. Необходимый напор насоса H для обеспечения заданного расхода Q через систему определяется потребным приращением удельной механической энергии H_c . Для краткости в дальнейшем эту величину будем называть потребным напором системы.

Для установившегося режима

$$H = H_c; \quad (5.11)$$

$$Q_n = Q_c, \quad (5.12)$$

где индекс «н» относится к параметрам насоса, а индекс «с» к параметрам системы (напор насоса будем записывать без индекса).

Потребный напор системы H_c определяется сопротивлением системы, т. е. давлением в камере p_k , перепадом давлений на форсунках Δp_ϕ , гидравлическим сопротивлением системы от насоса до форсунок $L_{\text{сопр. вых}}$, потребной скоростной энергией $c_{\text{вых}}^2/2$ и располагаемым полным давлением на входе $p_{\text{вх}}^*$:

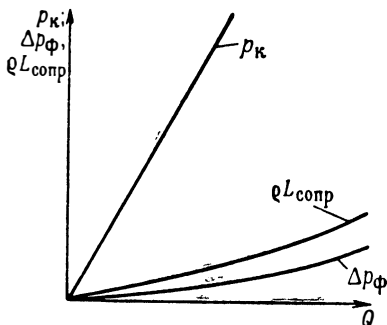
$$H_c = \left(\frac{p_k}{\rho} + \frac{\Delta p_\phi}{\rho} + L_{\text{сопр. вых}} + \frac{c_{\text{вых}}^2}{2} \right) - \left(\frac{p_{\text{вх}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вх}}^2}{2} \right). \quad (5.13)$$

Давление на входе в насос $p_{\text{вх}}$ определяется давлением в баках p_b , превышением гравитационного уровня бака над уровнем насоса (энергией положения), инерционным напором и гидравлическим сопротивлением магистрали от бака до входа в насос $L_{\text{сопр. вх}}$ [см. формулу (1.12)].

Сопоставляя формулы (5.13) и (1.12), найдем (пренебрегая разницей в значениях $c_{\text{вх}}$ и $c_{\text{вых}}$):

$$H_c = \frac{p_k}{\rho} + \frac{\Delta p_\phi}{\rho} + L_{\text{сопр}} - \frac{p_b}{\rho} - l(g \cos \theta + j). \quad (5.14)$$

При изменении расхода через систему будет меняться потребный напор системы. Рассмотрим, как зависят от расхода отдельные члены уравнения (5.14), составляющие потребный напор системы. Давление p_k в камере сгорания меняется прямо пропорционально величине расхода компонента (рис. 5.2). Имеется в виду, что соотношение компонентов сохраняется постоянным. Перепад на форсунках Δp_ϕ определяет при данном проходном сечении форсунок f_ϕ величину расхода через них:



$$Q = n \mu f_\phi \sqrt{2 \frac{\Delta p_\phi}{\rho}},$$

где n — число форсунок; μ — коэффициент расхода форсунок.

Графически квадратичная зависимость Δp_ϕ от Q показана на рис. 5.2 (коэффициент расхода μ принят на всех режимах постоянным).

Гидравлическое сопротивление трубопроводов $L_{сопр}$ пропорционально квадрату скорости движения жидкости:

$$L_{сопр} = \xi \frac{c^2}{2}.$$

Рис. 5.2. Зависимости давления в камере сгорания, перепада давлений на форсунках и гидравлических потерь в системе питания от объемного расхода

Скорость движения в трубопроводе данного сечения пропорциональна расходу жидкости; следовательно, принимая $\xi = \text{const}$, получим

$$L_{сопр} = \text{const} \cdot Q^2 \quad (\text{см. рис. 5.2}).$$

Давление в баках, энергия положения, определяемая разностью гравитационных уровней, и величина инерционного напора непосредственно не определяются расходом на данном режиме.

Суммарная зависимость потребного приращения энергии системы (напора системы) от величины объемного расхода для системы питания, приведенной на рис. 1.3, показана на рис. 5.3. Эту зависимость будем называть характеристикой системы. Для системы ЖРД характерны избыточное давление в баках и положительная величина гравитационного и инерционного напоров; следовательно, кривая потребных приращений энергии системы пересекает ось ординат ниже нуля. Это означает, что расход от нуля до Q_1 (см. рис. 5.3) обеспечивается только за счет энергии на входе, без участия насоса. Расходы, превышающие Q_1 , могут быть получены в данной системе только при установке насоса.

Для стационарных откачивающих насосных установок кривая потребных энергий будет пересекать ось ординат выше нуля.

Это означает, что в подобных установках никакой расход не может быть получен без насоса.

Напорная характеристика насоса $H=f(Q)$, также приведенная на рис. 5.3, показывает зависимость напора насоса от расхода при постоянной частоте вращения вала насоса. Точка пересечения

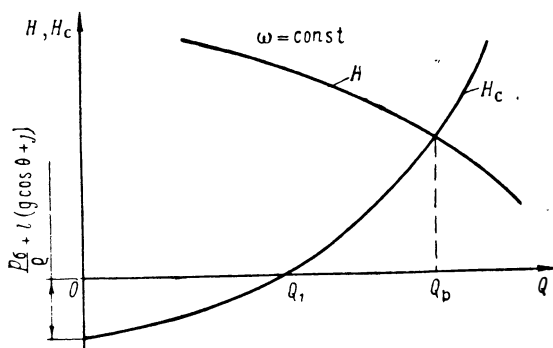


Рис. 5.3. Зависимость требуемого приращения энергии системы от объемного расхода и напорная характеристика насоса

кривых $H_c=f(Q)$ и $H=f(Q)$ при $\omega = \text{const}$ определяет расход Q_p , который установится в системе при данной частоте вращения вала насоса. При заданном расходе Q_p по величине требуемого напора насоса можно найти необходимую частоту вращения для обеспечения заданного режима.

Для изменения тяги двигателя необходимо менять расход через систему. Изменение расхода топлива является одной из главных задач регулирования системы питания ЖРД. Оно может осуществляться различными способами. Под регулированием системы питания ЖРД с турбонасосным агрегатом по расходу будем понимать изменение характеристики системы или характеристики насоса, обеспечивающее переход на новый расход через систему.

5.2.3. СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТУРБОНАСОСНЫХ СИСТЕМ ПИТАНИЯ ПО РАСХОДУ

5.2.3.1. Регулирование насоса

Изменение характеристики системы наиболее просто осуществляется дросселированием напорной магистрали.

Пусть расход на новом режиме будет равен Q_2 (рис. 5.4). Требуемый напор H_{c2} , который должен обеспечить насос, в этом случае будет определяться требуемым напором системы при расходе Q_2 и добавочным сопротивлением дросселя $L_{др}$:

$$H_{c2} = H'_{c2} + L_{др}.$$

Новая характеристика системы $H'_c = f(Q)$, с учетом сопротивления дросселя, пройдет круче, и новый установившийся режим (точка 2) будет иметь место при меньшем значении расхода (см. рис. 5.4).

Введение сопротивления дросселя потребует большего напора насоса для заданного меньшего расхода и, тем самым, большей мощности (по сравнению с мощностью в системе без дросселя при том же расходе). Дополнительная затрата мощности может быть вызвана не только тем, что напор насоса на новом

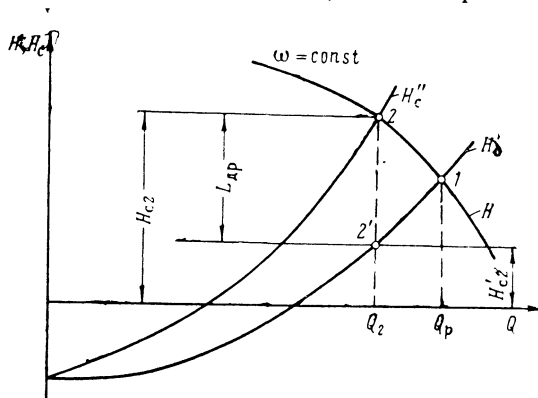


Рис. 5.4. К рассмотрению регулирования системы дросселированием

режиме больше потребного для системы без дросселя, но и тем, что на новом (нерасчетном) режиме насос обычно работает с меньшим коэффициентом полезного действия. Непроизводительная затрата мощности насоса при сохранении прежней частоты вращения сопровождается непроизводительным расходом газа через турбину. Наиболее существенный недостаток данного способа регулирования состоит в непроизводительной затрате мощности.

Изменение характеристики системы путем введения дополнительного сопротивления широко применяется при настройке двигателя. Путем установки шайб на напорной магистрали трубопроводов добиваются такого изменения расхода, чтобы выдерживалось заданное соотношение компонентов.

Дроссельный кран (регулируемое сопротивление) также широко применяется в системах регулирования для поддержания в камере сгорания заданных величин давления и соотношения компонентов.

Для изменения режима по тяге способ дросселирования используют в сочетании с другими способами регулирования — чаще всего при регулировании систем питания ЖРД способ дросселирования сочетается с регулированием путем изменения частоты вращения ТНА.

Возможен и другой способ перевода системы на новый расход, который заключается в том, что часть жидкости, прошедшей через насос, перепускается обратно в насос и не попадает в систему (рис. 5.5). И в этом случае будет затрачиваться лишняя мощность, так как расход через насос возрастает и рабочая точка смещается в область меньших к. п. д.

В системе питания ЖРД перепуск часто применяют не только для регулирования, но и с целью избежания гидравлического удара в системе при включении насоса.

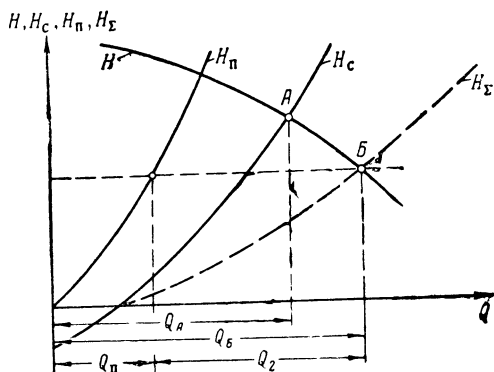
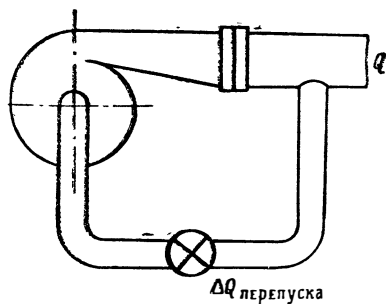


Рис. 5.5. Схема насоса с перепускной магистралью

Рис. 5.6. К рассмотрению регулирования системы перепуском

На рис. 5.6 приведены характеристики насоса (H), основной системы (H_c) и перепускной магистрали (H_n). Для данной величины потребной энергии расходы через систему и магистраль перепуска суммируются. Суммарная характеристика обозначена H_Σ . Если рабочий режим без перепуска изображается точкой A , то при применении перепуска рабочий режим перемещается в точку B . Расход через систему уменьшается ($Q_2 < Q_A$), а расход через насос возрастает ($Q_B > Q_A$). Расход через перепускную магистраль будет равен Q_n . Изменяя сопротивление перепускной магистрали установленным на ней дросселем, можно расширить диапазон регулирования.

Третий способ перевода системы на новый расход состоит в изменении характеристики насоса. При этом обеспечивается минимальная затрата мощности.

Изменение характеристики насоса наиболее просто может быть достигнуто изменением частоты вращения (рис. 5.7). Расчетный режим (ω' ; Q_p) характеризуется точкой I ; частота вращения ω'' найдется по величине потребного напора системы при новом расходе Q_2 .

Если для насоса имеется поле характеристик, то новая частота вращения легко найдется графически по заданному расходу при известном напоре системы.

Если имеется только одна опытная характеристика насоса, то частота вращения при переходе на новый режим может быть найдена аналитически. Проведем параболу подобных режимов через точку на характеристике системы, соответствующую новому расходу Q_2 (пунктирная линия на рис. 5.7). Она пересечет нормальную характеристику для расчетной частоты вращения в точке A . Новое значение частоты вращения найдется из соотношения (см. разд. 3.1.4.3)

$$\frac{\omega'}{\omega''} = \frac{Q_1}{Q_2}, \text{ или } \frac{\omega'}{\omega''} = \sqrt{\frac{H_1}{H_2}}.$$

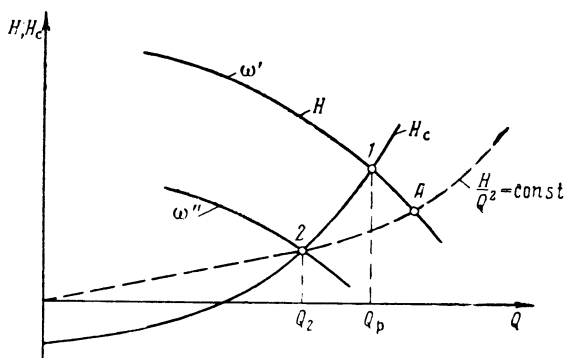


Рис. 5.7. К рассмотрению регулирования системы изменением частоты вращения

Способ регулирования подачи насоса изменением частоты вращения в сочетании с перепуском или дросселированием наиболее употребителен в системе питания ЖРД. Изменение частоты вращения насосов достигается регулированием турбины.

В принципе, изменение угла наклона лопаток и ширины колеса на выходе также может являться способом управления характеристикой насоса. Практически этим можно пользоваться лишь при проектировании насосов. Для выполненного насоса этот способ воздействия на характеристику насоса сложно осуществить конструктивно. В промышленном насосостроении применяют поворотные рабочие лопатки для регулирования осевых пропеллерных насосов.

Проще осуществить регулирование применением поворотных направляющих лопаток на входе в насос. При этом легко изменить окружную составляющую скорости на входе в колесо c_{1u} и, как это следует из уравнения Эйлера (2.31), изменить напор насоса. Но практически и этот способ не применим для насосов

ЖРД, так как поворотное устройство на входе в насос, в силу дополнительного гидравлического сопротивления, ухудшит антикавитационные свойства насоса. Способ регулирования характеристик турбомашин применением поворотных лопаток на входе легко применить для компрессорных машин и гидравлических турбин.

5.2.3.2. Регулирование турбины

Под регулированием турбины будем понимать воздействие на ее характеристику с целью изменения мощности и частоты вращения. В принципе, возможны несколько способов регулирования турбины. Основными способами являются: сопловое регулирование, регулирование перепуском, изменение давления и температуры рабочего тела на входе в турбину или давления на выходе из нее.

Сопловое регулирование предусматривает изменение количества рабочего тела, проходящего через турбину, путем изменения степени парциальности, т. е. путем отключения или включения отдельных групп сопел. Конструктивно этот способ регулирования достаточно сложен — он требует самостоятельного подвода рабочего тела к отдельным группам сопел. В ТНА такой способ регулирования может осуществляться применением нескольких газогенераторов, работающих на отдельные группы сопел. Изменение мощности, а при заданной нагрузке и частоты вращения турбины, достигается выключением отдельных газогенераторов (рис. 5.8). Преимущество данного способа регулирования заключается в том, что параметры рабочего тела (давление, температура) при этом могут остаться расчетными. В паровых турбинах и в ТРД применяют такую разновидность соплового регулирования, как поворот сопловых лопаток.

Другим способом регулирования, при котором в основном изменяется количество рабочего тела, является перепуск части газа мимо турбины (рис. 5.9, см. работу [158]). Для автономных турбин ЖРД этот способ явно невыгоден, так как он приводит к снижению удельной тяги двигательной установки. В предкамерных турбинах этот способ регулирования, в принципе, может быть применен. Для любых схем двигательных установок можно также применить перепуск жидкого компонента на вход в насос (см. рис. 5.5).

При регулировании турбины изменением параметров газа на входе может быть два случая; регулирование изменением расхода газа через турбину при постоянной температуре и регулирование изменением температуры путем изменения соотношения компонентов.

В первом случае регулирования расход компонентов через газогенератор (турбину) меняется изменением, с помощью дросселей, сопротивления магистралей, подводящих компоненты топлива к газогенератору. При этом соотношение компонентов топ-

лива поддерживается постоянным (постоянная температура в газогенераторе). С изменением сопротивления магистралей изменяется и давление в газогенераторе (перед турбиной). Поэтому мощность турбины будет изменяться как в результате изменения расхода, так и из-за изменения адиабатной работы. Этот способ регулирования применяется для автономных турбин.

На рис. 5.10 показано изменение начальных параметров газа и располагаемых адиабатных работ при регулировании турби-

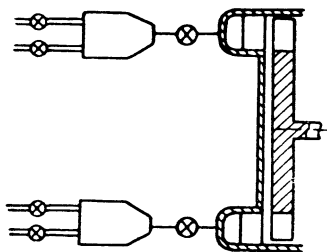


Рис. 5.8. Схема турбины с питанием от нескольких газогенераторов (к рассмотрению соплового регулирования турбины)

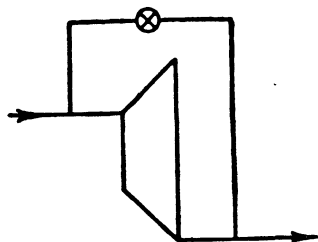


Рис. 5.9. К рассмотрению регулирования турбины переключением

ны дросселированием на входе. Линия $i_0^* = \text{const}$ соответствует процессу дросселирования.

При регулировании изменением температуры газа на входе в турбину температура изменяется путем изменения расхода компонента топлива, с недостатком которого работает газогенератор. Расход изменяется дроссельным краном (регулируемое сопротивление). Изменение температуры ведет к изменению адиабатной работы. С изменением адиабатной работы $L_{ад}^*$ изменяется частота вращения турбины. С увеличением $L_{ад}^*$ (увеличение температуры), например, частота вращения возрастет; увеличиваются напор насосов и давление в газогенераторе. Это ведет к дальнейшему увеличению $L_{ад}^*$ и расхода через турбину (при постоянном давлении на выходе), но так как с ростом частоты вращения мощность насосов тоже возрастает, то ТНА выходит на новый установившийся режим с повышенной частотой вращения. При повышенной частоте вращения расход компонентов топлива увеличивается и двигатель выходит на режим большей тяги. Рассмотренный способ применяется для регулирования предкамерных турбин.

Регулирование изменением режима газогенератора является наиболее экономичным, так как режим работы турбины по

$u/c_{ад}$ при регулировании может изменяться незначительно и тогда к. п. д. турбины остается практически постоянным.

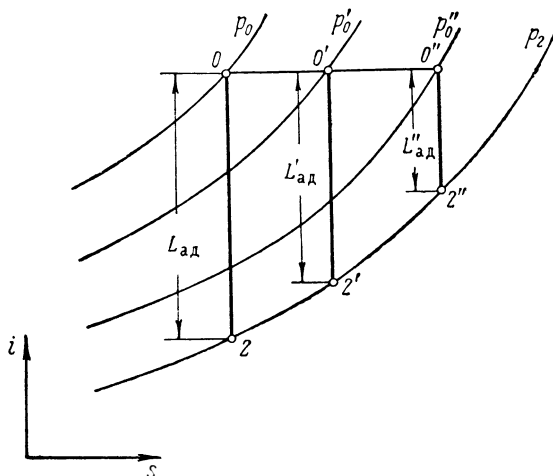


Рис. 5.10. Изображение располагаемых адиабатных работ в $i-s$ -диаграмме при регулировании турбины дросселированием на входе

5.2.3.3. Подбор режимов при регулировании ТНА

При известных характеристиках насоса и турбины выбор их режимов при регулировании ЖРД по тяге может быть произведен графически.

Задание расхода одного из компонентов на другом режиме позволяет выбрать новую частоту вращения ТНА. Для другого компонента потребная частота вращения определяется таким же образом. Однако может получиться так, что частоты вращения насосов окислителя и горючего, необходимые для обеспечения заданных расходов, будут различными в связи с тем, что соотношение компонентов поддерживается постоянным.

Предположим, что на рис. 5.7 изображены характеристики, относящиеся к регулированию системы одного из компонентов. Графическое изображение процесса регулирования для другого компонента представлено на рис. 5.11. Характеристика системы второго компонента обозначена $H_{сП}$; характеристика насоса — $H_{П}$. При заданной характеристике системы насоса $H_{сП}$ новый расход $Q_{2П}$ обеспечивается при частоте вращения насоса ω''' , меньшей, чем ω'' . Частоту вращения ТНА следует выбрать по большей частоте вращения (ω'') и перевести систему второго компонента на меньший расход дросселированием. На рис. 5.11 показано потребное сопротивление дросселя $L_{дрП}$. Этот дроссель будет являться регулятором соотношения компонентов.

Потребное изменение расхода газа через турбину для случая регулирования изменением давления на входе в турбину может быть найдено из рассмотрения совмещенных характеристик турбины и насоса (рис. 5.12), где по оси ординат отложены мощность турбины при разных расходах рабочего тела и суммарная потребляемая мощность насосов, а по оси абсцисс — частота вращения. Зависимость мощности насоса от частоты вращения при

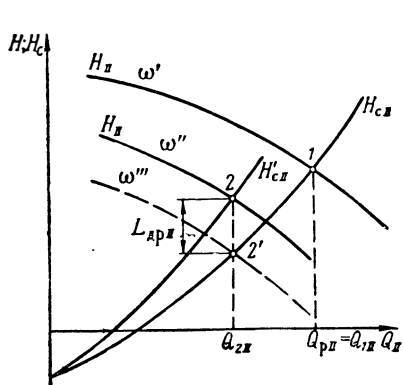


Рис. 5.11. К рассмотрению регулирования системы подачи второго компонента

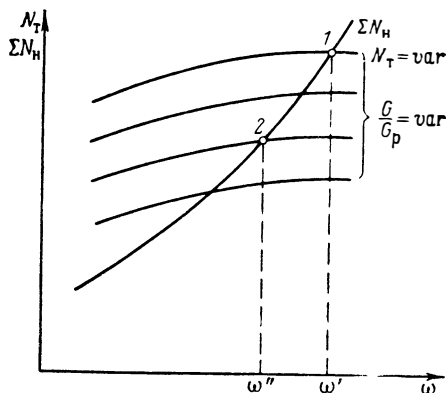


Рис. 5.12. К рассмотрению регулирования ТНА изменением давления на входе в турбину

заданной гидравлической системе, которая определяет изменение расхода, может быть получена при использовании поля характеристик насоса. Из рассмотрения совместной работы насоса и системы известны Q и H для каждого из насосов. По этим параметрам находят потребляемую мощность каждого насоса:

$$N_H = \frac{QH_Q}{\eta_H};$$

η_H — определяют по заданному полю к. п. д. на характеристике насоса (см. рис. 3.61).

Режим совместной работы насосов и турбины определится равенством мощностей. Выбрав в соответствии с графиком, приведенным на рис. 5.12, частоту вращения второго режима ТНА, находят потребный расход через турбину (точка 2 на рис. 5.12). Исходные характеристики турбины, полученные в результате обработки экспериментальных данных, были приведены ранее (см. рис. 4.91). Заметим, что эти характеристики могут быть получены и расчетом (см. разд. 4.7.2.3).

Аналогичные построения могут применяться и при настройке двигателя на заданный режим.

Различие в протекании характеристик насосов горючего и окислителя требует введения дополнительного регулирования по

соотношению компонентов при изменении режима работы двигателя, как это следует из рис. 5.11 ($L_{дрп}$).

Характеристики насосов окислителя и горючего по расходу и по частоте вращения могут быть подобраны так, что соотношения компонентов при переходе на другой режим будет всегда выдерживаться без специального регулирования. В этом случае сами насосы будут являться регуляторами соотношения компонентов. Проще всего добиться поддержания заданного соотношения компонентов без специального регулятора при пологих характеристиках $H=f(Q)$. Пологие характеристики $H=f(Q)$ соответствуют большим углам на выходе из колеса $\beta_{2,1}$ и большей ширине b_2 (меньшие q_p) (см. рис. 3.54).

5.2.4. УСТОЙЧИВОСТЬ РАБОТЫ НАСОСА В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ЖРД

Работа насоса в системе питания ЖРД должна быть устойчивой на всех режимах работы двигателя. Это означает, что параметры насоса должны сохраняться постоянными для заданного режима, несмотря на малые отклонения их величин, вызванные случайными воздействиями.

Если центробежный насос имеет характеристику $H=f(Q)$ с явным максимумом, или перегибом (рис. 5.13), то принципиально возможно возникновение неустойчивой работы насоса (см. работу [151]). Неустойчивая работа насоса характеризуется неустановившимися перемещениями жидкости в системе, что приводит к периодическому изменению производительности и напора, сопровождающемуся гидравлическими ударами.

Разберем условия, которые определяют статическую устойчивость работы насоса в общем случае. Устойчивость режима зависит от характеристик насоса и системы. На рис. 5.13 приведены характеристики насоса и системы (сети). Пусть в общем случае характеристика системы пересекает характеристику насоса в двух точках — A и B .

Рассмотрим влияние малых отклонений параметров системы на устойчивость режима насоса в области точек A и B .

В области точки A любое небольшое случайное уменьшение

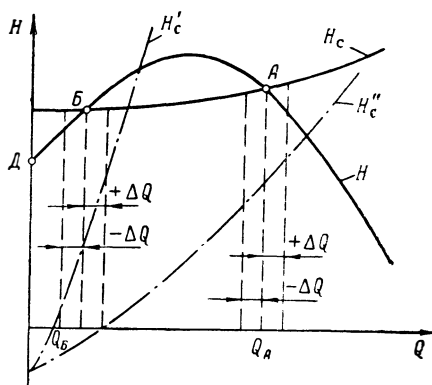


Рис. 5.13. К вопросу об устойчивости насосной системы

расхода на величину ΔQ (например, вследствие временной закупорки отверстия одной из форсунок) приведет к тому, что напор насоса будет превышать потребный напор системы; вследствие этого поток жидкости в системе будет ускоряться и расход возрастет до прежней величины.

В области точки B кратковременное уменьшение расхода на величину ΔQ , возникшее по тем или иным причинам, вызовет превышение потребного напора системы над напором насоса и, как следствие этого, возникнет торможение потока и дальнейшее снижение расхода. Аналогичные рассуждения можно провести и для случая кратковременного увеличения расхода на величину ΔQ .

Таким образом, в области точки B имеет место неустойчивое равновесие — малое возмущение вызывает резкое отклонение от режима, а в области точки A режим устойчив (обладает свойством самовыравнивания), так как малое отклонение не выводит систему из равновесия.

Математически условие устойчивого статического равновесия работы насоса в системе можно записать следующим неравенством:

$$\frac{\partial H_c}{\partial Q} > \frac{\partial H}{\partial Q}. \quad (5.15)$$

Графически это означает, что в точке пересечения характеристик насоса и системы касательная к характеристике системы должна проходить под большим углом к оси абсцисс, чем касательная к характеристике насоса. Меньший угол наклона касательной к характеристике системы в точке пересечения ее с характеристикой насоса может иметь место только при наличии левой возрастающей ветви характеристики насоса (от точки D до точки B на рис. 5.13).

Несмотря на наличие левой возрастающей ветви характеристики насоса, статически неустойчивый режим

$$\frac{\partial H_c}{\partial Q} < \frac{\partial H}{\partial Q}$$

будет иметь место только при таком пересечении характеристикой системы H_c левой ветви характеристики насоса H , как показано на рис. 5.13. Чем круче характеристика сети, тем меньше вероятность неустойчивой работы, поэтому дросселирование, которое приводит к более крутому возрастанию характеристики системы, может служить средством устранения помпажных явлений.

Системы ЖРД имеют крутые характеристики потребных напоров системы, пересекающие ось абсцисс (штрих-пунктирные кривые H'_c и H''_c на рис. 5.13), поэтому системы питания ЖРД с турбонасосной подачей, как правило, устойчивы, так как условие (5.15) соблюдается.

Аналогично рассматриваются вопросы устойчивости совместной работы при изменении частоты вращения ТНА (см. работу [12]). Кривая изменения потребной мощности насосов по частоте вращения обычно идет круче, чем кривая изменения мощности турбины (см. рис. 5.12), поэтому условие устойчивости (самовыравнивания) при совместной работе турбины и насосов в ТНА

$$\frac{\partial N_{\text{н}}}{\partial Q} > \frac{\partial N_{\text{т}}}{\partial Q},$$

как правило, выдерживается.

При эксплуатации ЖРД могут встретиться примеры неустойчивой работы насосных систем. Система питания ЖРД представляет собой сложную гидравлическую сеть, состоящую из нескольких насосов, турбины, газогенератора и трубопроводов. Несмотря на то, что условие статической устойчивости насоса с присоединенными к нему трубопроводами обычно выдерживается, изменение режима ТНА может привести к потере устойчивости системы в целом.

Так, например, в схеме системы питания, приведенной на рис. 1.17, если насос газогенератора имеет характеристику вида приведенной на рис. 5.13, то при работе на восходящей ветви напорной характеристики этого насоса, т. е. на участке, где $\partial H/\partial Q > 0$, увеличение расхода Q , сопровождающееся возрастанием напора H , ведет к повышению расхода газа через турбину. Это приводит к повышению частоты вращения ТНА. Повышение частоты вращения приводит к дальнейшему возрастанию расхода Q и напора H насоса унитарного топлива и, следовательно, ведет к дальнейшему повышению расхода газа через турбину, что, в свою очередь, вновь приводит к возрастанию частоты вращения и к потере устойчивости системы питания.

Аналогичная картина может иметь место и при работе газогенератора турбины на основных компонентах. При работе насоса на восходящей ветви напорной характеристики отклонение по расходу, приводящее к отклонению по напору такого же знака, влечет за собой изменение расхода газа через турбину, вследствие чего может произойти увеличение или уменьшение частоты вращения турбонасосного агрегата и потеря устойчивости двигателя.

Наличие изменяющегося по величине объема кавитационных полостей, наличие обратных токов на входе в насос и податливость трубопроводов увеличивают возможность низкочастотных автоколебаний (см. работу [153]).

Совпадение частот колебаний корпуса ракеты и системы питания могут привести к продольной неустойчивости ракеты (см. работы [159, 161]).

5.2.5. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА НАСОСОВ В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ

В системах питания ЖРД может встретиться последовательное соединение насосов. Бустерный насос, установленный непосредственно у баков (см. схему, приведенную на рис. 3.97), и основной насос представляют собой два последовательно установленных насоса. Последовательное соединение насосов может найти применение в двигателях с большими давлениями в камере сгорания.

При охлаждении камеры компонентом топлива может оказаться нецелесообразным (из соображений прочности) подавать компонент в рубашку охлаждения под давлением, равным давлению в камере. Применяв два последовательно соединенных насоса, можно избежать высоких давлений в рубашке охлаждения.

В ряде случаев газогенератор турбины, работающий на основных компонентах, целесообразней питать от отдельных насосов, в которые будет последовательно поступать часть компонентов от основных насосов (см. рис. 1.20). Наконец, последовательное и параллельное соединения насосов могут встретиться на стендах при использовании готовых насосных агрегатов для работы в общей сети.

Для полного представления о возможных режимах в системе, имеющей последовательное или параллельное включение насосов, необходимо рассмотреть протекание их характеристик при совместной работе. При существенно различных характеристиках насосов может получиться, что соединение насосов не даст увеличения напора или расхода.

Рассмотрим совместную характеристику двух последовательно соединенных насосов I и II , имеющих различные исходные характеристики (рис. 5.14). Складывая величины напоров при одном и том же расходе, получим характеристику $H = f(Q)$ агрегата (отштрихованная кривая на рис. 5.14).

При расходах $Q < Q_B$ суммарный напор больше напора любого из насосов. Чтобы построить характеристику на участке $Q_B - a$, необходимо знать характеристику насоса II при $Q > Q_B$ (см. рис. 5.14). При расходах, превышающих Q_B (а такие расходы будут прогоняться через насос II насосом I), у насоса II напор отрицателен, т. е. энергия жидкости уменьшается; насос будет работать на режиме тормоза и поглощать мощность, т. е. энергия будет отбираться от жидкости. Снижение напора в насосе II вызовет падение общего напора. Начиная с расхода, равного Q_B , и при больших расходах общий напор двух насосов будет меньше напора одного насоса I . Следовательно, для системы с характеристикой H_c применение двух последовательно установленных насосов целесообразно ($H_A > H_D$), а для системы с характеристикой H_c' такое соединение нецелесообразно ($H_B < H_E$). Прежде чем применять последовательное соединение

двух различных насосов, всегда следует выяснить, какова будет их совместная характеристика.

Рассмотрим совместную характеристику двух различных насосов при их параллельном соединении (рис. 5.15). При этом

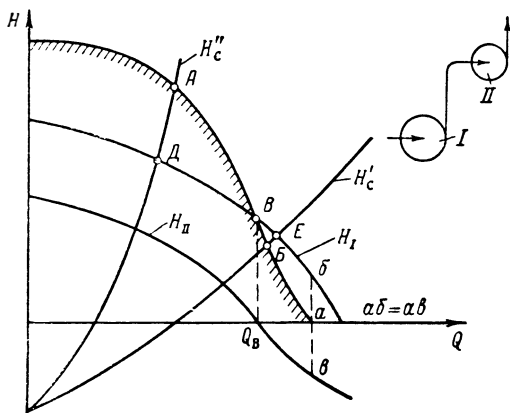


Рис. 5.14. Совместная характеристика двух последовательно соединенных насосов

расходы суммируются и область рабочих режимов расширяется в сторону больших расходов. Такое соединение насосов полностью оправдывается для потребных напоров системы, меньших напора насоса II при нулевом расходе (на рис. 5.15 характеристика системы $H_{сА}$). Начиная с расхода Q_B , соответствующего

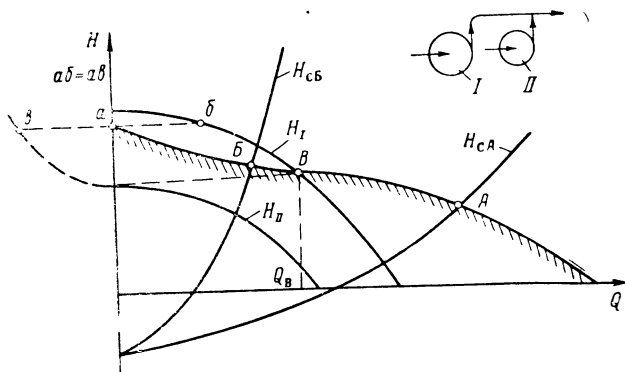


Рис. 5.15. Совместная характеристика двух параллельно работающих насосов

щего напору для насоса при $Q=0$, жидкость из системы, питаемой насосом I с большим напором, будет протекать через насос II от выхода к входу.

Для того чтобы построить совместную характеристику в области малых расходов, надо знать характеристику насоса II при отрицательных расходах (см. пунктирную часть характеристики насоса H_{II} на рис. 5.15). Сопоставляя величины расходов через оба насоса при одних и тех же напорах, получим характеристику их совместной работы (см. отштрихованную линию BA на рис. 5.15). При характеристике системы $H_{сБ}$ параллельное соединение двух насосов, имеющих различные характеристики, нецелесообразно.

Из сказанного следует, что для решения вопроса о совместной работе двух или более насосов, имеющих различные диапазоны напоров и расходов, необходимо внимательно рассмотреть их совместную характеристику и определить оптимальные режимы работы системы.

5.3. ОСЕВЫЕ И РАДИАЛЬНЫЕ СИЛЫ В ТНА

Осевые и радиальные силы, действующие на рабочие колеса насосов и турбины и импеллерные уплотнения (см. разд. 2.7.4), передаются через вал на подшипники ТНА и нагружают их. Подбор подшипников производится с учетом действующих сил, поэтому при проектировании ТНА величины осевых и радиальных сил должны быть известны. Для уменьшения усилий, действующих на подшипники, используют различные конструктивные мероприятия. Некоторые из них мы рассмотрим в настоящем разделе.

5.3.1. ОСЕВЫЕ СИЛЫ В ТНА

5.3.1.1. Осевая сила в насосе

Для определения осевой силы по формуле (2.72) надо знать распределение давления p по контрольной поверхности (см. рис. 2.38). Рассмотрим одноступенчатый шнеко-центробежный насос (см. рис. 2.38, I). На поверхность $a - a$ действует давление на входе в шнек p_1 , а на поверхность $b - b$ — давление на выходе из шнека, равное $p_1 + qH_{ст. ш.}$. Поверхности $b - в$ и $г - г$ находятся в полости высокого давления и на них воздействуют большие давления.

Отделяемая уплотнением полость A (разгрузочная полость) (см. рис. 2.38, I) соединяется несколькими отверстиями B со входом в центробежное колесо. Давление в разгрузочной полости $p_{разгр}$ превышает давление за шнеком на величину перепада давлений на отверстиях $\Delta p_{отв}$:

$$p_{разгр} = p_1 + qH_{ст. ш.} + \Delta p_{отв}. \quad (5.16)$$

Тогда осевые силы, действующие на колесо, будут практически уравновешенными.

Если сместить заднее уплотнение на меньший радиус, как показано на рис. 2.38, I , то проекция поверхности $г - г$ на пло-

скость, перпендикулярную оси вращения, станет больше, чем проекция поверхности $b-v$, и на колесе возникнет осевая сила, действующая в сторону входа. Смещение уплотнения на больший радиус дает силу, действующую со стороны входа. Таким путем можно получить необходимую по величине и направлению осевую силу на колесе. Этой силой можно уравновесить, например, осевую силу, действующую на турбину, и можно разгрузить подшипники ТНА от осевой силы.

Отметим, что для исключения вредного влияния на поток в центробежном колесе утечек, подводимых через отверстия B (см. работу [102]), разгрузочную полость A иногда соединяют трубопроводом со входом в насос. В этом случае давление $p_{\text{разгр}}$ будет равно сумме давления на входе в насос и потерь давления в соединительном трубопроводе $\Delta p_{\text{труб}}$:

$$p_{\text{разгр}} = p_{\text{вх}} + \Delta p_{\text{труб}}. \quad (5.17)$$

В одноступенчатом насосе перетекания в осевом зазоре между колесом и корпусом направлены от периферии к центру. Поэтому давление p , действующее на поверхности $b-v$ и $z-z$ (см. рис. 2.38, I), определится выражениями (3.40) и (3.41).

Зная распределение давления по элементам контрольной поверхности, можно перейти к определению осевой силы в одноступенчатом насосе. На основании изложенного выше интеграл в уравнении (2.72) можно представить через составляющие осевой силы в виде

$$\int_{F_z} p t F_z = \frac{\pi D_{\text{ш}}^2}{4} p_1 + \pi \left(R_{y1}^2 - \frac{D_{\text{ш}}^2}{4} \right) (p_1 + \rho H_{\text{ст.ш}}) - \\ - (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) p_{\text{разгр}} + J_1 - J_2, \quad (5.18)$$

$$\text{где } J_1 = \int_{F_z (b-v)} p t F_z; \quad J_2 = \int_{F_z (z-z)} p t F_z.$$

С помощью выражений (3.40) и (3.41) получим общую формулу для интегралов J_1 и J_2 (составляющие осевые силы, действующие на поверхности $b-v$ и $z-z$, см. рис. 2.38, I):

$$J = \pi \rho H_{\text{ст}} (r_2^2 - R_y^2) - A, \quad (5.19)$$

где $H_{\text{ст}}$ — статический напор колеса [см. формулу (3.39)];

$$A = 2\pi r_2^2 \left\{ \frac{0,19}{\beta^2} [(1,96\beta - 1)(p_2 - p_{r=0,85r_2}) - \right.$$

$$\left. - \left(2,3\beta \frac{R_y}{r_2} - 1 \right) (p_2 - p_y) \right] + 0,067 (p_2 - p_{r=0,085r_2}) \Big\}$$

— при $R_y < 0,85r_2$;

$$A = 42r_2^2 (p_2 - p_{r=0,85r_2}) \left[\frac{1 - (R_y^2/r_2^2)}{2} - \frac{1 - (R_y^3/r_2^3)}{3} \right]$$

— при $R_y \geq 0,85r_2$.

Разности давлений $(p_2 - p_y)$ и $(p_2 - p_{r=0,85r_2})$ определяются соответственно по формулам (3.40) и (3.41). При подсчете сил J_1 и J_2 подставляют соответствующие значения радиуса уплотнения R_y и коэффициентов α и β , зависящих от секундного расхода перетеканий через осевой зазор (см. рис. 3.31). С увеличением перетеканий давление в осевом зазоре падает и уменьшается осевая сила, действующая на поверхность $b-v$ (или $z-z$, см. рис. 2.38, I). Поэтому при равной радиальной протяженности поверхностей $b-v$ и $z-z$ и разных перетеканиях осевые силы, действующие на эти поверхности, будут различными.

Опыт показывает, что с помощью соотношений (2.72), (5.18) и (5.19) можно рассчитать осевую силу, действующую на колесо насоса, на режимах, находящихся в области расходов $Q > (0,7 \div 0,8) Q_p$. При малых расходах $[Q < (0,7 \div 0,8) Q_p]$ на выходе из колеса параметры существенно неравномерны по окружности. Колесо начинает работать парциально: течение от входа к выходу происходит не во всех каналах колеса, в ряде каналов жидкость течет от выхода из колеса на вход в него. С уменьшением расхода количество таких каналов увеличивается.

В этих условиях поток в осевых зазорах формируется в основном воздействием дисков колеса, а не перетеканиями и условиями на наружном диаметре колеса. Тогда в осевых зазорах жидкость будет вращаться с угловой скоростью, равной половине угловой скорости колеса, и распределение давления по радиусу будет определяться формулой (3.35). Имея это в виду, для режимов $Q < (0,7 \div 0,8) Q_p$ получим следующее выражение для сил J_1 и J_2 , действующих на поверхностях $b-v$ и $z-z$ (см. рис. 2.38, I):

$$J = \pi Q (r_2^2 - R_y^2) \left[H_{ст} - \frac{\omega^2}{16} (r_2^2 - R_y^2) \right]. \quad (5.20)$$

Имея в виду соотношения (5.16) и (5.17), можно преобразовать выражение (5.18) соответственно для случаев соединения разгруженной полости насоса А (см. рис. 2.38, I) с входом в колесо и входом в насос:

$$\int_{F_z} p \, dF_z = \pi (R_{y1}^2 + R_{y3}^2 - R_{y2}^2) p_1 + \pi Q \left(R_{y1}^2 + R_{y3}^2 - R_{y2}^2 - \frac{D_{ш}^2}{4} \right) H_{ст.ш} - \pi (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) \Delta p_{отв} + J_1 - J_2; \quad (5.21)$$

$$\int_{F_z} p \, dF_z = \pi R_{y1}^2 p_1 - \pi (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) p_{вх} + \pi Q \left(R_{y1}^2 - \frac{D_{ш}^2}{4} \right) H_{ст.ш} - \pi (R_{y1}^2 - R_{y3}^2) \Delta p_{труб} + J_1 - J_2. \quad (5.22)$$

В выражениях (2.72), (5.21) и (5.22) все слагаемые, кроме слагаемых, содержащих давления p_1 и $p_{вх}$, на кинематически по-

добных режимах изменяются подобно. Поэтому для насоса на кинематически подобных режимах его работы ($Q/\omega = \text{const}$) будут одинаковы значения критериального комплекса (см. работу [154])

$$\frac{R_z - \pi (R_{y1}^2 + R_{y3}^2 - R_{y2}^2) p_1}{\rho \omega^2}$$

— при соединении разгрузочной полости с входом в центробежное колесо или

$$\frac{R_z - \pi R_{y1}^2 p_1 + \pi (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) p_{\text{вх}}}{\rho \omega^2}$$

— при соединении разгрузочной полости с входом в насос.

5.3.1.2. Осевая сила в турбине

Остановимся на определении осевой силы в турбине (см. рис. 2.38, II). Для подсчета осевой силы по формуле (2.72) надо знать распределение давления по поверхностям $a-a$ и $b-b$. На поверхность $a-a$ действует давление на выходе из соплового аппарата p_1 , а на поверхность $b-b$ — давление на выходе из турбины p_2 . Тогда на поверхности $a-a$ возникнет осевая сила, равная $F_{z(a-a)} p_1$, а на поверхности $b-b$ — осевая сила $F_{z(b-b)} p_2$. Формула (2.72) для осевой силы на колесе турбины примет вид

$$R_z = G(c_{1z} - c_{2z}) + \frac{\pi}{4} [(D_{\text{ср}} + h_{1,n})^2 - d_n^2] p_1 - \frac{\pi}{4} (D_{\text{ср}} + h_{2,n})^2 p_2. \quad (5.23)$$

В реактивной турбине $p_1 > p_2$, поэтому на колесе возникает значительная осевая сила, действующая по направлению потока газа. В активной турбине давления p_1 и p_2 почти одинаковы и осевая сила практически близка к нулю. Последнее обстоятельство часто является решающим для выбора активной турбины в качестве предкамерной турбины ЖРД, так как в реактивных предкамерных турбинах эти силы могут быть велики. Отметим, что в парциальной активной турбине $p_1 < p_2$ (см. разд. 4.5.2.2) и осевая сила будет возникать со стороны выхода.

Для уменьшения осевой силы в реактивной осевой турбине можно предусмотреть в диске несколько разгрузочных отверстий, изображенных на рис. 2.38, II пунктиром. При наличии отверстий давления по обе стороны диска выравниваются и осевая сила на колесе уменьшается. Для уменьшения утечек газа со стороны входа в колесо через отверстия осевой зазор между передней поверхностью диска и корпусом должен уплотняться. Применение разгрузочных отверстий нежелательно, так как от-

верстия, концентрируя напряжения, понижают прочность диска турбины.

5.3.1.3. Осевая сила в импеллерном уплотнении

В конструкции ТНА часто используют импеллерные уплотнения вала (см. рис. 3.33). В связи с тем, что колесо импеллерного уплотнения — импеллер — удерживает определенный перепад давлений, на нем возникает осевая сила. Определим эту силу. Так как через импеллерное уплотнение нет расходного течения жидкости, то выражение для осевой силы (2.72) переписывается в виде

$$R_z = \int_{F_z} p dF_z = \int_{F_{б-б}} p dF_z - \int_{F_{а-а}} p dF_z. \quad (5.24)$$

Направление осевой силы со стороны гладкого диска импеллера принято за положительное.

В осевом зазоре со стороны оребренного диска (см. рис. 3.33, А) жидкость движется с угловой скоростью $\omega_{ж} = \alpha^{1/2} \omega$, где ω — угловая скорость импеллера (см. разд. 3.1.2.1). Тогда распределение давления в пространстве, занятом жидкостью, найдется интегрированием выражения (3.34):

$$p = p_{1имп} + \rho \frac{\alpha \omega^2}{2} (r^2 - r_{ж}^2). \quad (5.25)$$

С помощью выражения (5.25) найдем осевую силу, действующую на оребренный диск. Имея в виду, что на поверхность, ограниченную радиусами r_b и $r_{ж}$ (см. рис. 3.33, А), воздействует давление $p_{1имп}$, получим

$$\int_{F_{а-а}} p dF_z = \pi (r_{2имп}^2 - r_b^2) p_{1имп} + \pi \rho \frac{\alpha \omega^2}{4} (r_{2имп}^2 - r_{ж}^2)^2. \quad (5.26)$$

При большом зазоре со стороны гладкого диска будет действовать давление $p_{2имп}$. При малом зазоре жидкость со стороны гладкого диска (в связи с отсутствием расходного течения) движется с угловой скоростью, равной половине угловой скорости импеллера ω . Поэтому изменение давления по радиусу найдется с помощью интегрирования соотношения (3.34):

$$p = p_{2имп} + \rho \frac{\omega^2}{8} (r^2 - r_b^2). \quad (5.27)$$

С помощью выражения (5.27) можно определить силу, действующую на поверхность $б-б$ (см. рис. 3.33, А) (при малом зазоре со стороны гладкого диска):

$$\int_{F_{б-б}} p dF_z = \int_{r_b}^{r_{2имп}} p 2\pi r dr = \pi (r_{2имп}^2 - r_b^2) p_{2имп} + \pi \rho \frac{\omega^2}{16} (r_{2имп}^2 - r_b^2)^2. \quad (5.28)$$

Подставляя формулы (5.26) и (5.28) в (5.24), получим выражение для осевой силы, действующей на импеллер:

$$R_z = \pi (r_{2\text{имп}}^2 - r_{\text{в}}^2) (p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}}) + \pi Q \frac{\omega^2}{16} (r_{2\text{имп}}^2 - r_{\text{в}}^2)^2 - \pi Q \frac{\alpha \omega^2}{4} (r_{2\text{имп}}^2 - r_{\text{ж}}^2)^2. \quad (5.29)$$

Радиус жидкости $r_{\text{ж}}$ определяется перепадом давлений на импеллерном уплотнении ($p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}}$) с помощью формулы (3.45). При максимальном перепаде давлений $(p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}})_{\text{max}}$ осевой зазор со стороны орбренного диска будет полностью заполнен жидкостью ($r_{\text{ж}} = r_{1\text{имп}}$). Пренебрегая различием между радиусами $r_{1\text{имп}}$ и $r_{\text{в}}$, найдем формулу для осевой силы при полностью заполненном жидкостью импеллере. Подставив в выражение (5.29) соотношение (3.46), получим

$$R_z = \pi \frac{4\alpha + 1}{16} Q \omega^2 (r_{2\text{имп}}^2 - r_{\text{в}}^2)^2. \quad (5.30)$$

Осевое усилие на импеллере может достигать значительной величины.

Иногда импеллер выполняется за одно целое с задним диском колеса (см. работу [18] и рис. 3.91). Тогда сила на колесе будет направлена ко входу. Отметим, что при малых значениях n_s^* такая конструкция может повисить к. п. д. благодаря прототворачиванию утечек по заднему диску.

5.3.1.4. Разгрузка ротора ТНА от осевой силы

В ТНА осевое усилие, действующее на упорный подшипник, найдется векторным сложением осевых сил от насосов, турбины и импеллеров импеллерных уплотнений. Для разгрузки подшипника от осевой силы или для ее уменьшения подбирают определенным образом расположение по радиусу задних уплотнений центробежных колес насосов. Таким образом можно полностью разгрузить подшипник от осевой силы только на одном режиме работы турбонасосного агрегата — как правило, на расчетном режиме. Для того чтобы осуществить разгрузку на других режимах, близких к расчетному, в конструкции ТНА можно предусмотреть автоматическое проточное гидравлическое разгрузочное устройство (см., например, работу [158]).

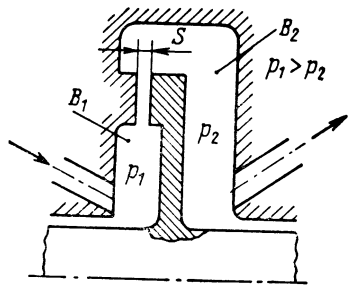


Рис. 5.16. Схема автоматического гидравлического разгрузочного устройства

Принцип действия такого устройства можно пояснить следующим образом. Элемент, соединенный с валом, в частном случае диск (рис. 5.16), разделяет малым зазором S полости B_1 и B_2 . Полость B_1 соединяется с полостью высокого давления насоса; полость B_2 имеет достаточно большой объем и соединена с полостью низкого давления. Пусть на валу возникло осевое усилие, направленное справа налево. Вал переместится под действием этого усилия, и зазор S уменьшится. Потери при перетекании жидкости через зазор возрастут (процесс дросселирования), и давление p_2 упадет. Это уменьшит силу, направленную справа налево. Вал возвратится в исходное положение. Если возникнет осевая сила, действующая слева направо, то зазор S увеличится, давление p_2 возрастет и осевая сила уменьшится.

Недостаток использования разгрузочного устройства заключается в уменьшении расхода к. п. д. насоса, связанном с дополнительными утечками жидкости высокого давления в полость низкого давления.

5.3.2. РАДИАЛЬНЫЕ СИЛЫ В ТНА

5.3.2.1. Радиальная сила в насосе

В центробежном насосе со спиральным отводом давление и скорость по окружности выхода из колеса равномерны только вблизи расчетного режима. Для расходов, меньших расчетного, сечения спирального отвода оказываются перерасширенными. Поэтому поток в отводе тормозится и давление по длине спирального сборника возрастает. При этом нарушается осевая симметрия потока — со стороны выходной части сборника на колесо будет действовать повышенное давление. Это приведет к возникновению на колесе радиальной силы, направленной со стороны выходных сечений сборника.

Для расходов, превышающих расчетный расход, сечения отвода становятся заузженными. Давление по длине сборника падает, и появляется радиальная сила, направленная со стороны начальной части сборника. Определить величину и направление радиальной силы можно на основании теоремы об изменении количества движения в радиальном направлении, если известны распределения давления и скорости по окружности выхода из колеса (см. работу [155]). Так как при проектировании насоса распределение этих параметров не известно, то для расчета радиальной силы R_r можно воспользоваться эмпирическим соотношением:

$$R_r = K_{R_r} \rho H D_2 b_d, \quad (5.31)$$

где K_{R_r} — коэффициент радиальной силы; H — напор насоса на рассматриваемом режиме; b_d — ширина колеса с учетом ширины дисков (см. рис. 3.24).

Величина K_{R_r} определяется по коэффициенту быстроходности n_s с помощью обобщенных опытных зависимостей (рис. 5.17). Зависимость K_{R_r} от n_s для $Q = (0 \div 1) Q_p$ приведена в работе [156], а для $Q = (1,3 \div 1,5) Q_p$ получена путем обработки авторами опытных данных работы [156].

На расчетном режиме радиальная сила R_r не равна нулю ($K_{R_r} > 0$, см. рис. 5.17), так как и на расчетном режиме есть некоторая неравномерность давлений и скоростей по окружности колеса, вызываемая в основном обтеканием «языка». Минималь-

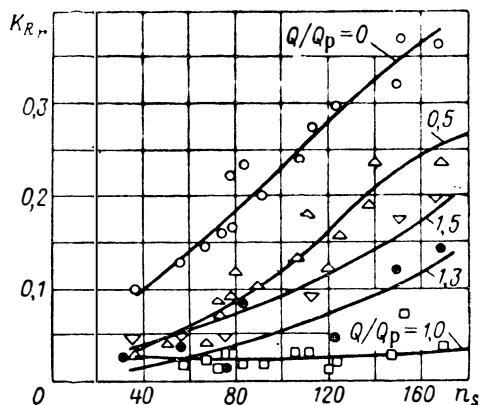


Рис. 5.17. Зависимость коэффициента радиальной силы от коэффициента быстроходности и расхода

ная величина R_r находится в области расчетного режима. Опытные данные, приведенные в работе [156], позволяют оценить расход, при котором радиальная сила минимальна:

$$Q_{(R_r)_{\min}} = (0,7 + 0,0025n_s) Q_p. \quad (5.32)$$

Из формулы (5.32) следует, что при $n_s < 110 \div 130$ расход, при котором радиальная сила минимальна, будет меньше расчетного, а при $n_s > 110 \div 130$ — больше расчетного. Опытные данные показывают, что, чем меньше значение n_s , тем больше диапазон расходов, в котором радиальная сила близка к минимальной величине. Наибольшая неравномерность потока в отводе будет при малых расходах, когда колесо насоса начинает работать парциально. Поэтому радиальная сила R_r достигает наибольшей величины при нулевом расходе ($Q=0$). Разделив выражение (5.31) на $q\omega^2$, получим

$$\frac{R_r}{q\omega^2} = K_{R_r} D_2 b_d \frac{H}{\omega^2}. \quad (5.33)$$

На кинематически подобных режимах ($Q/\omega = \text{idem}$) значения

H/ω^2 одинаковы (см. разд. 3.1.4.3) и одинаковыми будут величины коэффициента K_{Rr} , так как при $Q/\omega = \text{idem}$ и $Q/Q_p = \text{idem}$.

Из выражения (5.33) следует, что на кинематически подобных режимах насоса ($Q/\omega = \text{idem}$) будут равны значения критерияльного комплекса $R_r/Q\omega^2$.

Рассмотрим возможности уменьшения радиальной силы. Из формулы (5.31) следует, что радиальная сила уменьшается при уменьшении площади выхода из колеса $\pi D_2 b_d$. Уменьшить радиальную силу можно изменением конструкции отводящего устройства насоса.

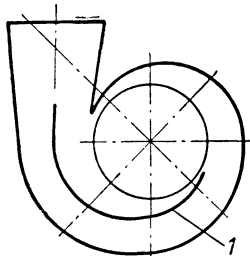


Рис. 5.18. Схема спирального отвода с дополнительной лопаткой:

1—дополнительная лопатка

На рис. 5.18 изображен спиральный отвод с дополнительной стенкой (лопаткой) 1. Постановка такой лопатки обеспечивает осевую симметрию проходных сечений отвода по окружности колеса. Это способствует установлению осевой симметрии параметров потока по окружности колеса. Однако, как показывает опыт (см. работу [155]), полная симметрия не обеспечивается и в этом случае. Но величина радиальной силы при таком отводе уменьшается по сравнению с отводом без дополнительной лопатки.

К снижению радиальной силы приводят также постановка в отвод лопаточного диффузора (см. рис. 3.19) и использование в спиральном отводе безлопаточного диффузора значительной радиальной протяженности ($D_2/D_2 = 1,3 \div 1,4$) — в том и другом случаях будет иметь место осевая симметрия начального участка отвода.

5.3.2.2. Радиальная сила в турбине

В турбинах радиальная сила будет возникать при парциальном подводе газа. Рассмотрим осевую турбину, принимая, что давление по наружному диаметру колеса равномерно. При парциальном подводе газ, выходя из соплового аппарата, обтекает только те лопатки колеса, которые находятся на дуге подвода. Поэтому окружные силы на лопатках дадут момент относительно оси вращения и радиальную силу. Так, сила dR_u (рис. 5.19) даст момент

$$dM = r_{cp} dR_u \quad (5.34)$$

и радиальную силу $dR_r = dR_u$. (5.35)

Примем, что каждый элемент дуги подвода создает одну и ту же величину момента. Тогда

$$dM = \frac{M}{\varphi_0} d\varphi = \frac{M}{2\pi\varepsilon} d\varphi. \quad (5.36)$$

Момент M равен моменту на окружности колеса за вычетом момента сопротивления, вызванного потерями на «выталкивание». Момент M отличается от момента на валу турбины M_T на величину момента, вызванного трением диска о газ и вентиляционными потерями. Пренебрегая этими потерями, приближенно запишем:

$$M \approx M_T = \frac{N_T}{\omega}, \quad (5.37)$$

где N_T — мощность турбины.

Используя выражения (5.34), (5.35), (5.36) и (5.37), найдем

$$dR_r = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} d\varphi. \quad (5.38)$$

Проекции силы dR_r на оси x и y :

$$dR_{r,x} = dR_r \cos \varphi = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \cos \varphi d\varphi; \quad (5.39)$$

$$dR_{r,y} = -dR_r \sin \varphi = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \sin \varphi d\varphi. \quad (5.40)$$

Проекции результирующей радиальной силы R_r найдутся интегрированием по дуге подвода соответственно $dR_{r,x}$ и $dR_{r,y}$:

$$R_{r,x} = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \int_0^{\varphi_0} \cos \varphi d\varphi = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \sin \varphi_0 = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \sin 2\pi\epsilon; \quad (5.41)$$

$$R_{r,y} = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \int_0^{\varphi_0} \sin \varphi d\varphi = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} (1 - \cos \varphi_0) = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} (1 - \cos 2\pi\epsilon). \quad (5.42)$$

Радиальная сила R_r , действующая на колесо парциальной осевой турбины, будет равна:

$$R_r = \sqrt{R_{r,x}^2 + R_{r,y}^2},$$

или, после подстановки выражений (5.41) и (5.42),

$$R_r = \frac{N_T}{\pi \sqrt{2} \epsilon u} \sqrt{1 - \cos 2\pi\epsilon}. \quad (5.43)$$

С уменьшением степени парциальности ϵ радиальная сила R_r возрастает. Направление радиальной силы R_r определится графически по ее проекциям $R_{r,x}$ и $R_{r,y}$.

Уменьшить радиальную силу R_r до нуля можно путем разделения одной дуги подвода газа на две симметрично расположен-

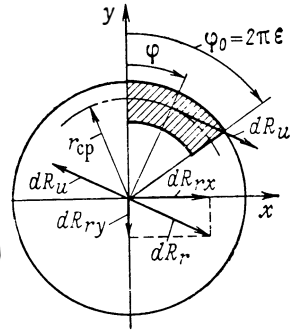


Рис. 5.19. К расчету радиальной силы в осевой парциальной турбине

ные дуги подвода. Однако при этом к. п. д. турбины упадет (см. разд. 4.5.2.2). В радиальной турбине с парциальным подводом радиальная сила может быть определена, если известно распределение давления по окружности входа в колесо. Достоверные данные по распределению давления могут быть получены экспериментальным путём.

Определив величины радиальных сил, действующих на колеса насосов и турбины, можно найти радиальные усилия на подшипниках. Для этого следует рассмотреть вал как балку, расположенную на опорах (подшипниках).

5.4. СВЯЗЬ МАССЫ ТНА С ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ

Масса турбонасосного агрегата в значительной мере определяется гидродинамическими параметрами агрегата.

Элементы подводов, отводов, колес и т. д. насосов и турбины ТНА можно условно разделить на полые цилиндры и диски. Масса полого цилиндра определится как

$$m_{\text{цил}} = \rho_m \pi D_{\text{цил}} \delta_{\text{цил}} l_{\text{цил}} \quad [\text{кг}], \quad (5.44)$$

где ρ_m — плотность материала; $D_{\text{цил}}$, $\delta_{\text{цил}}$, $l_{\text{цил}}$ — соответственно характерные диаметр, толщина и длина цилиндра.

Массу диска m_d можно выразить следующим образом:

$$m_d = \rho_m \frac{\pi D_d^2}{4} \delta_d, \quad (5.45)$$

где D_d и δ_d — соответственно характерные диаметр и толщина диска.

Если отнести, например, для насоса толщины $\delta_{\text{цил}}$ и δ_d к его характерной толщине δ_n , а остальные линейные размеры — к характерному диаметру насоса D_n , то выражения (5.44) и (5.45) преобразуются в следующий вид:

$$m_{\text{цил}} = \rho_m \pi \bar{D}_{\text{цил}} \bar{l}_{\text{цил}} \bar{\delta}_{\text{цил}} D_n^2 \delta_n = \zeta_m K_{\text{цил}} D_n^2 \delta_n;$$

$$m_d = \rho_m \frac{\pi}{4} \bar{D}_d^2 \bar{\delta}_d D_n^2 \delta_n = \zeta_m K_d D_n^2 \delta_n.$$

Масса насоса выразится в виде суммы масс цилиндрических и дисковых элементов:

$$m_n = \sum m_{\text{цил}} + \sum m_d = D_n^2 \delta_n (\sum \rho_m K_{\text{цил}} + \sum \rho_m K_d), \quad (5.46)$$

или, обозначив скобку в выражении (5.46) через коэффициент K'_n , получим

$$m_n = K'_n D_n^2 \delta_n. \quad (5.47)$$

В массе насоса значительную долю занимают корпуса подвода и отвода. Поэтому характерные размеры насоса D_n и δ_n , входящие в выражение (5.47), будем определять по подводу и отводу насоса.

Естественно, что при больших давлениях, развиваемых насосами ЖРД, масса отводящих устройств всегда будет составлять большую долю массы насоса. Влияние же подвода на массу насоса будет существенным при больших расходах компонента, когда подвод имеет большие геометрические размеры, и менее существенным при малых расходах.

Определим характерный диаметр D_n по подводу, а толщину δ_n — по отводу. Размеры подвода зависят от объемного расхода, поэтому можно записать:

$$\frac{\pi D_n^2}{4} = K_{\text{подв}} \frac{Q}{c_{\text{подв}}}, \quad (5.48)$$

где $c_{\text{подв}}$ — характерная скорость жидкости в подводе.

Характерная толщина отвода, нагруженного значительными силами от внутреннего давления $p_{\text{отв}}$, определится по формуле, известной из курса сопротивления материалов, для короткого цилиндра, нагруженного внутренним давлением:

$$\delta_n = \frac{p_{\text{отв}} D_{\text{отв}}}{R_z}, \quad (5.49)$$

где R_z — прочность материала на разрыв.

Диаметр отвода $D_{\text{отв}}$ в соотношении (5.49) определяется диаметром колеса насоса D_2 , а давление $p_{\text{отв}}$ можно принять пропорциональным QH ; тогда выражение (5.49) примет следующий вид:

$$\delta_n = \frac{K'_{\text{отв}} Q H D_2}{R_z}, \quad (5.50)$$

или, подставив вместо D_2 выражение (3.223), после преобразований получим

$$\delta_n = \frac{K_{\text{отв}} Q H^{3/2}}{\omega}. \quad (5.51)$$

Подставив выражения (5.48) и (5.51) в соотношение (5.47), после объединения постоянных насоса в коэффициент насоса, получим

$$m_n = K_n \frac{QH^{3/2}}{\omega}. \quad (5.52)$$

Из формулы (5.52) ясно видно влияние гидродинамических параметров насоса на его массу. С увеличением напора насоса H и расхода Q и с уменьшением частоты вращения ω масса насоса возрастает.

Такое влияние гидродинамических параметров объясняется следующим образом. С увеличением напора возрастает давление в насосе, что требует утолщения корпуса отвода. Помимо этого, для создания большого напора требуется большой диаметр центробежного колеса и, следовательно, при этом возрастают размеры отвода. К увеличению размеров колеса и отвода ведет также уменьшение частоты вращения ω . Влияние расхода Q на массу насоса проявляется в основном через размеры подводящего патрубка. С увеличением Q размеры патрубка возрастают.

Принимая, что насосы окислителя и горючего имеют близкие значения K_H , можно с помощью формулы (5.52) записать выражение для суммарной массы насосов:

$$m_{ок} + m_{гор} = \frac{K_H}{\omega} (q_{ок} Q_{ок} H_{ок}^{3/2} + q_{гор} Q_{гор} H_{гор}^{3/2}), \quad (5.53)$$

где индексы «ок» и «гор» относятся соответственно к насосам окислителя и горючего.

Выразив массу турбины ТНА в виде доли от суммарной массы насосов, можно получить следующую формулу для массы ТНА:

$$m_{ТНА} = \frac{K_{ТНА}}{\omega} (q_{ок} Q_{ок} H_{ок}^{3/2} + q_{гор} Q_{гор} H_{гор}^{3/2}). \quad (5.54)$$

В формуле (5.54) можно принимать $K_{ТНА} = (0,3 \div 0,35) \times 10^{-3} \text{ сек}^3/\text{м}^3$ для одновальных ТНА с одной турбиной и одноступенчатыми насосами с односторонним входом, имеющими суммарный объемный расход $(Q_{ок} + Q_{гор}) > 0,06 \div 0,07 \text{ м}^3/\text{сек}$.

При меньших расходах компонентов влияние расхода на массу ТНА оказывается несущественным. Для таких ТНА формула (5.54) принимает следующий вид:

$$m_{ТНА} = \frac{K_{ТНА}}{\omega} (q_{ок} H_{ок}^{3/2} + q_{гор} H_{гор}^{3/2}), \quad (5.55)$$

где $K_{ТНА} = (0,12 \div 0,18) \cdot 10^{-4} [\text{сек}^2]$.

Для насосов с двухсторонним входом значения $K_{ТНА}$ следует принимать на $10 \div 15\%$ больше.

Формулы (5.54) и (5.55) позволяют в первом приближении оценить массу турбонасосного агрегата по гидродинамическим параметрам системы питания, не прибегая к конструкторской проработке ТНА. С их помощью можно при расчете различных вариантов ТНА оценить эффективность каждого из вариантов по массе конструкции.

5.5. К.П.Д. ТУРБОНАСОСНОГО АГРЕГАТА

Под к. п. д. турбонасосного агрегата будем понимать отношение суммы полезных мощностей насоса к располагаемой адиабатной мощности турбины:

$$\eta_{\text{ТНА}} = \frac{\sum G_{\text{н}} H}{G_{\text{т}} L_{\text{ад}}^*}.$$

Для простейшего ТНА, состоящего из турбины и двух насосов — окислителя и горючего, получим

$$\eta_{\text{ТНА}} = \frac{G_{\text{ок}} H_{\text{ок}} + G_{\text{гор}} H_{\text{гор}}}{G_{\text{т}} L_{\text{ад}}^*}.$$

Выразив соответственно произведения GH через $N_{\text{н}} \eta_{\text{н}}$ и $G_{\text{т}} L_{\text{ад}}^*$ через $N_{\text{т}} / \eta_{\text{т}}$, получим

$$\eta_{\text{ТНА}} = \left(\frac{N_{\text{ок}}}{N_{\text{т}}} \eta_{\text{ок}} + \frac{N_{\text{гор}}}{N_{\text{т}}} \eta_{\text{гор}} \right) \eta_{\text{т}}.$$

Если положить к. п. д. насосов равными: $\eta_{\text{ок}} = \eta_{\text{гор}} = \eta_{\text{н}}$, то к. п. д. ТНА представится произведением к. п. д. турбины на к. п. д. насоса, так как $N_{\text{т}} = N_{\text{ок}} + N_{\text{гор}}$,

$$\eta_{\text{ТНА}} = \eta_{\text{н}} \eta_{\text{т}}.$$

В зависимости от величин к. п. д. насосов и турбины, величина к. п. д. ТНА может лежать в пределах 0,25÷0,45.

ЛИТЕРАТУРА

А. Рекомендуемая литература

1. Абианц В. Х. Теория газовых турбин реактивных двигателей. Изд. 2-е. М., «Машиностроение», 1965.
2. Дейч М. Е. и Самойлович Г. С. Основы аэродинамики осевых турбомашин. М., Энергоиздат, 1959.
3. Дейч М. Е. и Трояновский Б. М. Исследование и расчет ступеней осевых турбин. М., «Машиностроение», 1964.
4. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. и Лазарев Л. Я. Атлас профилей решеток осевых турбин. М., «Машиностроение», 1965.
5. Емин О. Н. Выбор параметров и расчет осевых активных турбин для привода агрегатов. М., Оборонгиз, 1962.
6. Жирицкий Г. С. и др. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1971.
7. Зарянкин А. Е. и Шерстюк А. Н. Радиально-осевые турбины малой мощности. М., Машгиз, 1963.
8. Кириллов И. И. Теория турбомашин. Л., «Машиностроение», 1964.
9. Ломакин А. А. Центробежные и осевые насосы. Л., «Машиностроение», 1966.
10. Матвеев Г. А. и др. Аэродинамика проточной части судовых турбин. М., Судпромгиз, 1961.
11. Митрохин В. Т. Выбор параметров и расчет центробежных турбин. М., «Машиностроение», 1966.
12. Мошкин Е. К. Нестационарные режимы работы ЖРД. М., «Машиностроение», 1970.
13. Овсянников Б. В. Теория и расчет насосов жидкостных ракетных двигателей. М., Оборонгиз, 1960.
14. Певзнер Б. М. Судовые центробежные и осевые насосы. М., Судпромгиз, 1958.
15. Пфлейдерер К. Лопаточные машины для жидкостей и газов. (Пер. с нем.). М., Машгиз, 1960.
16. Самойлович Г. С. и Трояновский Б. М. Переменный режим паровых турбин. М., Госэнергоиздат, 1955.
17. Самойлович Г. С. и Трояновский Б. М. Паровые турбины. Сборник задач. М., Госэнергоиздат, 1957.
18. Степанов А. Центробежные и осевые насосы. (Пер. с англ.). М., Машгиз, 1960.
19. Степанов Г. Ю. Основы теории лопаточных машин комбинированных и газотурбинных двигателей. М., Машгиз, 1958.
20. Степанов Г. Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. М., Физматгиз, 1962.
21. Стечкин Б. С. и др. Теория реактивных двигателей. Лопаточные машины. М., Оборонгиз, 1956.
22. Траупель В. Тепловые турбомашин. (Пер. с нем.). М., Госэнергоиздат, 1961.

23. Холщевников К. В. Теория и расчет авиационных лопаточных машин. М., «Машиностроение», 1970.
24. Щегляев А. В. Паровые турбины. М., «Энергия», 1967.

Б. Использованная литература

К главе 1

25. Байбаков О. В. К вопросу о разработке теоретических методов расчета вихревых насосов. Труды ВНИИГИДРОМАШ. Вып. 35. М., «Машиностроение», 1967.
26. Васильцов Э. А. и Невелич В. В. Герметические электронасосы. Л., «Машиностроение», 1968.
27. Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели. М., «Машиностроение», 1968.
28. Перельман Р. Г. и Поликовский В. И. Основы теории насосов дискового типа. Известия АН СССР. Серия «Энергетика и транспорт», 1963, № 1.
29. Раздолин М. В. Агрегаты воздушно-реактивных двигателей, жидкостные объемные насосы. М., Оборонгиз, 1959.
30. «Aeronautique et astronautique», 1968, n° 3.
31. «Aviation Week», 1962, vol. 76, No. 14.
32. «Aviation Week», 1963, vol. 79, No. 11.
33. «Interavia Air Letter», 1968, No. 6558.
34. «Journal of Spacecraft and Rockets», 1965, No. 1.
35. «Journal of the Royal Aeronautical Society», 1961, No. 605.
36. «Weltraumfahrt», 1956, Nr. 2.

К главе 2

37. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
38. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателя. М., Оборонгиз, 1962.
39. Боровский Б. И. О свойствах коэффициента быстроходности центробежных насосов. — «Энергомашиностроение», 1968, № 11.
40. Боровский Б. И. и Овсянников Б. В. Параметры обобщения напора и к. п. д. центробежных насосов. — «Вестник машиностроения», 1967, № 4.
41. Быков Н. Н. Исследование турбин с различными законами профилирования. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1961, № 1.
42. Дорфман Л. А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел. М., Физматгиз, 1960.
43. Караваев А. Е. Очерки по истории развития лопатных насосов. М., Машгиз, 1958.
44. Кромов А. Г. Влияние периодической нестационарности потока в турбинной ступени на потери активных лопаток. «Известия Всесоюзного теплотехнического института», № 1. М., Госэнергоиздат, 1950.
45. Марков Н. М. Теория и расчет турбинных ступеней. М., Машгиз, 1963.
46. Мидзумати Н. Исследование радиальных газовых турбин. (Пер. с япон.). М., Машгиз, 1961.
47. Миролюбов И. В. Расчет характеристик осевых преднасосов. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1959, № 1.
48. Никитин А. А. и Зыков В. И. К исследованию аэродинамики проточной части центробежных компрессоров методом электро моделирования. Ученые записки аспирантов и соискателей ЛПИ. Серия «Энергомашиностроение». Л., «Машиностроение», 1964.

49. Овсянников Б. В. Связь напора колеса радиальной машины с моментом кориолисовых сил инерции. Известия ВУЗов, Серия «Авиационная техника», 1963, № 2.

50. Овсянников Б. В. и Боровский Б. И. К вопросу о передаче энергии в центробежных и осе-центробежных насосах циркуляционными и кориолисовыми силами. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1966, № 4.

51. Покровский Б. В. и Жемчугов В. Н. О влиянии шероховатости на энергетические и виброакустические характеристики центробежных насосов. Труды ВНИИГИДРОМАШ. Вып. 36. М., «Машиностроение», 1967.

52. Рис В. Ф. Центробежные компрессорные машины. М., «Машиностроение», 1964.

53. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.

54. Селезнев К. П., Подобуев Ю. С. и Анисимов С. А. Теория и расчет турбокомпрессоров. М., «Машиностроение», 1968.

55. Суханов Д. Я. Работа лопатных насосов на вязких жидкостях. М., Машгиз, 1952.

56. Тырышкин В. Г. Исследование законов закрутки турбинного облопачивания. М., Машгиз, 1953.

57. Уваров В. В. Профилирование длинных лопаток газовых и паровых турбин. М., Оборонгиз, 1945.

58. Целиков В. А. Моделирование турбин тяжелым газом. Известия АН СССР, ОТН, 1957, № 10.

59. Чебаевский В. Ф. и др. Отклонение потока на выходе из колеса центробежного насоса. — «Энергомашиностроение», 1969, № 2.

60. Черняк А. П. Зависимость коэффициента μ реактивного колеса центробежного насоса от его геометрических параметров и режима работы. Сб. «Лопаточные машины и струйные аппараты». Вып. 1. М., «Машиностроение», 1966.

61. Шерстюк А. Н. Расчет течения в элементах турбомашин. М., «Машиностроение», 1967.

62. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. (Пер. с нем.). М., Изд-во иностр. лит., 1956.

63. SAE Nat. Aeronaut. Reprints, 1959, No. 545.

К главе 3

64. Байбаков О. В. Кавитация в отводе центробежного насоса. Сб. МВТУ. «Гидромашиностроение», М., Машгиз, 1960.

65. Белоусов А. Н. Определение осевого расхода жидкости при вращении вала. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1964, № 3.

66. Васильев А. П. и др. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. М., «Высшая школа», 1967.

67. Вербицкая О. А. Распределение давлений в боковых пазухах центробежных насосов с учетом утечек. Передовой научно-технический и производственный опыт. Изд. ВИНТИ АН СССР, 1957.

68. Вуд Дж. и др. Влияние зазора по свободным кромкам лопаток у открытых колес центробежных насосов. Trans. ASME. Серия D (Русский перевод), 1965, № 4.

69. Голубев А. И. Современные уплотнения вращающихся валов, М., Машгиз, 1963.

70. Горгиджаниян С. А. и Зимницкий В. А. О расчете осевых предвключенных колес для питательных насосов, — «Энергомашиностроение», 1967, № 4.

71. Дворниченко В. В. К вопросу о скорости звука в двухфазной области. — «Теплоэнергетика», 1966, № 10.

72. Джекобсон Дж. О механизме срыва напора на входном участке кавитирующих насосов. Trans. ASME. Серия D (Русский перевод), 1964, № 2.

73. Димант П. М. Расчет спирального кожуха центробежных вентиляторов и насосов. Научные доклады высшей школы. Серия «Энергетика», № 2, Минск, 1959.
74. Думов В. И. Повышение антикавитационных свойств центробежных ступеней насосов при помощи осевых предвключенных ступеней. — «Теплоэнергетика», 1957, № 4.
75. Думов В. И. Расчет центробежных ступеней насосов с предвключенными осевыми колесами, обладающими высокими антикавитационными свойствами. — «Теплоэнергетика», 1959, № 6.
76. Думов В. И. и Пешкин М. А. Некоторые результаты исследования работы осевых винтовых колес. — «Энергомашиностроение», 1962, № 2.
77. Епифанова В. И. Спиральный отвод центробежной компрессорной ступени. Труды ВНИИКИМАШ. Вып. 1. М., Машгиз, 1959.
78. Ершов Н. С. О возможности моделирования кавитационных явлений при испытаниях центробежных насосов на газах. Известия ВУЗОВ. Серия «Авиационная техника», 1967, № 4.
79. Ершов Н. С. О механизме кавитации в центробежных насосах. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1959, № 3.
80. Кинг Дж. Испытания насосов на воздухе, Trans. ASME. Серия A (Русский перевод), 1968, № 2.
81. Королев П. П. Исследование работы жидкостного эжектора. Труды ЦИАМ. М., Оборонгиз, 1948.
82. Локшин И. Л. Применение результатов исследования вращающихся круговых решеток к аэродинамическому расчету колес центробежных вентиляторов. «Промышленная аэродинамика». Вып. 25. М., Оборонгиз, 1963.
83. Махин В. А., Присняков В. Ф., Белик Н. П. Динамика жидкостных ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1969.
84. Михеев Н. И. Моделирование работы центробежного насоса на воздухе. Труды МАИ № 95, М., Оборонгиз, 1958.
85. Никитин А. А., Селезнев К. П. и Шкарбуль С. Н. Исследование входных патрубков центробежных компрессоров. — «Энергомашиностроение», 1966, № 9.
86. Нумачи Ф. Влияние шероховатости поверхности на кавитационные характеристики гидропрофиля. Trans. ASME. Серия D (Русский перевод), 1965, № 2; 1967, № 1.
87. Овсянников Б. В. и Чебаевский В. Ф. Некоторые результаты испытаний высокооборотных центробежных насосов. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1958, № 2.
88. Перник А. Д. Проблемы кавитации. М., Судпромгиз, 1963.
89. Полоцкий В. И., Перельман Р. Г., Иванов Ю. А. Об одной возможности уменьшения длины эжектора. — «Теплоэнергетика», 1957, № 9.
90. Полоцкий Н. Д. О коэффициенте сопротивления кольцевых цилиндрических щелей. Сб. научно-технической информации по гидромашиностроению. Труды ВНИИГИДРОМАШ. Вып. 5 (11), М., Машгиз, 1959.
91. Полоцкий Н. Д., Богницкая Ф. А., Агульник Р. М. Расчет отводящих устройств центробежных насосов. М., «Машиностроение», 1967.
92. Райт М. Расчет и результаты экспериментальных исследований шнеков с высокими кавитационными коэффициентами быстроходности. Trans. ASME. Серия A (Русский перевод), 1964, № 2.
93. Руднев С. С. и Матвеев Н. В. Некоторые соображения по проблеме увеличения оборотности лопастных насосов. Труды ВНИИГИДРОМАШ. Вып. 32, М., Машгиз, 1963.
94. Семенов Н. И. и Костерин С. И. Результаты исследования скорости звука в движущихся газо-жидкостных смесях. — «Теплоэнергетика», 1964, № 6.
95. Столярский М. Т. Обобщенная зависимость для определения потерь в спиральной камере центробежного нагнетателя. — «Теплоэнергетика», 1965, № 8.

96. Стриплинг Л. и Акоста А. Кавитация в лопаточных насосах. Trans. ASME. Серия D (Русский перевод), 1962, № 3.
97. Уэйд Р. и Акоста А. Исследование кавитирующих решеток профилей. Trans. ASME. Серия D (Русский перевод), 1967, № 4.
98. Фаррел Е. и Кинг Дж. Переходные характеристики преднасоса с приводом от гидротурбины. — «Вопросы ракетной техники», 1970, № 5.
99. Чебаевский В. Ф. К вопросу о механизме кавитации в центробежных насосах. — «Теплоэнергетика», 1957, № 9.
100. Черняк А. П. Влияние геометрических параметров и режима работы на величину коэффициента μ рабочего колеса центробежного насоса. Сб. «Лопаточные машины и струйные аппараты». Вып. 3. М., «Машиностроение», 1968.
101. Шапиро А. С. и Неклюдов Л. В. Расчет гидравлического торможения при входе в колесо центробежного насоса. — «Вестник машиностроения», 1968, № 5.
102. Шемель В. Б. Оптимальные параметры, определяющие кавитационные качества центробежных насосов. Труды ВНИИГИДРОМАШ. Вып. 22, М., Mashgiz, 1958.
103. Шитс Г. и Брапкар Ч. Многоступенчатый аксиальный жидкостный насос с разрезными лопатками. Trans. ASME. Серия A (Русский перевод), 1966, № 2.
104. Шкловер Г. Г. и Росинский А. З. Экспериментальное исследование водоструйных эжекторов, работающих на кипящей воде. — «Энергомашиностроение», 1966, № 4.
105. Шлиндман В. Н. О работе центробежных насосов с отводами различной пропускной способности. — «Энергомашиностроение», 1966, № 3.
106. Яловой Н. С. К вопросу об исследовании всасывающих патрубков центробежных насосов. Труды ЛКИ. Вып. 47. Л., «Машиностроение», 1965.
107. AJAA Reprint, 1966, No. 66-621.
108. Aeronaut. Research Council Papers, 1961, No. 527.
109. «Advances in Cryogenic Eng». 1960, No. 12.
110. «Missiles and Rockets», 1963, vol. 12, No. 2.
111. Roder H., Weber L., Goodwin R. Thermodynamic and Related Properties of Parahydrogen from the Triple Point to 100° K at Pressures to 340 Atmospheres. National Bureau of Standards, Washington, 1965.
112. «Technology Week», 1967, vol. 20, No. 11.
113. «The Journal of the Royal Aeronautical Soc.», 1961, vol. 65, No. 612.
114. Trans. Japan Soc. Mech. Engrs., 1964, No. 210.

К главе 4

115. Гольцев В. В. Потери в сверхзвуковых сопловых решетках на нерасчетных режимах. — «Инженерный журнал», 1963, № 3.
116. Губарев А. В. Исследование рабочих решеток турбин при сверхзвуковых скоростях. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1963, № 2.
117. Давыдов А. Б. и Епифанова В. И. Экспериментальное исследование радиального турбодетандера с парциальным подводом газа. Труды ВНИИКИМАШ. Вып. 9. М., «Машиностроение», 1965.
118. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.-Л., Госэнергоиздат, 1961.
119. Дейч М. Е. и Губарев А. В. Исследование рабочих решеток турбин при больших скоростях. — «Теплоэнергетика», 1958, № 12.
120. Дейч М. Е. и Шейнкман А. Г. К определению оптимальной величины верхней перекрыши обандаженной турбинной ступени. — «Теплоэнергетика», 1962, № 1.
121. Девас Г., Коттас Г. и Моды А. Влияние числа Re на эффективность лопаточных машин. — «Вопросы ракетной техники», 1952, № 4(10).
122. Емин О. Н. и Моравский М. В. Исследование кольцевых активных решеток при частичном подводе газа. — «Теплоэнергетика», 1967, № 8.

123. Зайдель Р. Р. Турбодетандеры кислородных установок. М., Машгиз, 1960.
124. Залу Г. А. и Звягинцев В. В. Тепловой расчет паровых турбин. М., Машгиз, 1961.
125. Зарянкин А. Е. и Зарянкин О. Е. К расчету потерь в осевых турбинах, вызванных радиальным зазором. Известия ВУЗов. Серия «Энергетика», 1965, № 1.
126. Занадворова В. Н. и Подгорнов В. А. Исследование парциальных турбин. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1964, № 2.
127. Зарянкин А. Е. и Зацепин М. Ф. О влиянии зазора между корпусом и рабочим колесом на к. п. д. ступени радиально-осевой турбины. — «Энергомашиностроение», 1964, № 3.
128. Зарянкин А. Е., Шерстюк А. Н. и Зацепин М. Ф. Некоторые пути повышения экономичности радиально-осевых турбин. — «Теплоэнергетика», 1962, № 5.
129. Кириллов И. И. и Климов А. А. Потери энергии в турбинных ступенях с бандажом и без банджа. — «Теплоэнергетика», 1963, № 2.
130. Ключников Г. М. и Стрункин В. А. О влиянии радиального зазора на эффективность турбинной ступени. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1966, № 4.
131. Ковалевская А. Е. Влияние степени парциальности на работу центростремительной турбины. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1966, № 3.
132. Крылов Е. П. и Спундэ Я. А. О влиянии зазора между рабочими лопатками и корпусом радиальной турбины на ее показатели. Известия ВУЗов. Серия «Энергетика», 1965, № 7.
133. Курзон А. Г. и Левенберг В. Д. О выборе параметров парциальной ступени малой мощности. Известия ВУЗов. Серия «Авиационная техника», 1967, № 3.
134. Курзон А. Г. и др. Исследование парциальных сверхзвуковых турбинных ступеней. — «Энергомашиностроение», 1964, № 10.
135. Линхардт Г. и Сильверн Д. Расчет активных осевых турбин с парциальным впуском. — Русский перевод журнала ARS Jougn. «Ракетная техника», 1961, № 3.
136. Локай В. И. Зависимость профильных потерь в решетке от угла атаки. Известия АН СССР. ОТН, 1954, № 6.
137. Наталевич А. С. Течение газа в косом срезе единичных сопел и сопловых аппаратах турбин. Труды МАИ. Вып. 95, М., Оборонгиз, 1958.
138. Павлов А. П. Влияние высоты лопаток и формы каналов на концевые потери в сверхзвуковых рабочих решетках турбин. Труды ЛПИ № 297. Л., «Машиностроение», 1968.
139. Поликовский М. В. и Щеколдин А. В. О выборе конструкции соплового аппарата для сверхзвуковой регулирующей ступени. — «Теплоэнергетика», 1958, № 11.
140. Пшеничный В. Д. Исследование двухвенечных ступеней скорости с различными формами сопловых аппаратов. — «Теплоэнергетика», 1963, № 10.
141. Пшеничный В. Д. Оптимальный выходной угол сопел одновенечной активной ступени небольшой пропускной способности. — «Энергомашиностроение», 1964, № 2.
142. Розенберг Г. Ш., Костыркин В. Ф., Кастальский С. А. Результаты исследования радиальных турбин с лопаточными и безлопаточными направляющими аппаратами. Сб. «Судовые газовые турбины». М., «Морской транспорт», 1961.
143. Синярев Г. Б. и Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели. М., Оборонгиз, 1957.
144. Шерстянников В. А. Исследование активных парциальных турбин. — «Теплоэнергетика», 1963, № 10.
145. Юсупов Э. И. и Соколов Б. Г. Об оптимальном расположении сопел в сегменте сверхзвуковой турбинной ступени. — «Энергомашиностроение», 1969, № 4.

146. Horlock J. H. Axial Flow Turbines. London, Butterworths, 1966.
147. Lancaster O., Bates C. Trans. ASME. Ser. A, 1959, vol. 81,
No. 3.
148. Trutowsky K. «Konstruktion», 1956, Nr. 10.
149. Winkler K. «Energietechnik», 1958, Nr. 9—12.

К главе 5

150. Добровольский М. В. и Крылов Ю. В. Определение наибольшего возможного давления в камере ЖРД, работающего по замкнутой схеме газ+жидкость. Известия ВУЗов. Серия «Машиностроение», 1967, № 4.
151. Поликовский М. В. Об одном критерии устойчивости характеристик лопаточных машин. Известия АН СССР. ОТН. Серия «Энергетика», 1960, № 1.
152. Поликовский М. В. Переменные режимы и динамика запуска турбонасосов. — «Теплоэнергетика», 1962, № 11.
153. Сак Л. и Нотейдж Г. Колебания в системе, вызванные кавитацией на шнековом насосе. Trans. ASME. Серия D (Русский перевод), 1965, № 4.
154. Шемель В. Б. Экспериментальное определение осевых сил в центробежных насосах. — «Вестник машиностроения», 1958, № 6.
155. Шемель В. Б. и Агульник Ф. М. Исследование радиальных сил в центробежных насосах. Труды ВНИИГИДРОМАШ. Вып. 24. М., Машгиз, 1959.
156. Agostinelli A., Nobles D., Mockridge C. An Experimental Investigation of Radial Thrust in Centrifugal Pumps, Items ASME. Ser. A., 1960, vol. 82.
157. «Aviation Week», 1963, vol. 78, No. 15—16.
158. «Mech. Design Eng.», 1964, No. 2.
159. «Missiles and Rockets», 1966, vol. 18, No. 14.
160. Strub R. A. Trans. ASME. Ser. A, 1964, No. 2.
161. Wick S. The Effect of Vehicle Structure on Propulsion System Dynamics and Stability. «Jet Propulsion», October, 1956.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие	3
Условные обозначения	5
 Глава 1. Применение насосов и турбин в жидкостных ракетных двигателях	
1.1. Основные параметры систем подачи компонентов в ЖРД	7
1.2. Требования к насосным агрегатам ЖРД	13
1.2.1. Общие требования	13
1.2.2. Требования к насосам	13
1.2.3. Требования к двигателям привода насосных агрегатов	14
1.3. Сравнение насосов и двигателей разных типов	14
1.3.1. Насосы	14
1.3.1.1. Объемные насосы	15
1.3.1.2. Насосы трения	17
1.3.1.3. Струйные насосы	17
1.3.1.4. Лопаточные насосы	18
1.3.2. Двигатели для привода насосов	20
1.4. Схемы систем питания ЖРД с турбонасосной подачей топлива	24
1.4.1. Системы питания с автономной турбиной	24
1.4.2. Системы питания с предкамерной турбиной	28
 Глава 2. Основы общей теории лопаточных машин	
2.1. Определение лопаточной машины	32
2.2. Классификация лопаточных машин	34
2.2.1. Разделение лопаточных машин на машины-двигатели и машины-исполнители	34
2.2.2. Разделение лопаточных машин по схеме устройства	35
2.2.3. Разделение лопаточных машин по числу ступеней	37
2.3. Основные этапы развития лопаточных машин	38
2.4. Основные свойства лопаточных машин	38
2.5. Параметры лопаточных решеток	40
2.6. Кинематические соотношения для лопаточных машин	45
2.6.1. Основные сведения	45
2.6.2. Вход в колесо	48
2.6.3. Течение по межлопаточным каналам колеса и на выходе из колеса	49
2.6.4. Примеры построения планов скоростей	51
2.7. Основные соотношения, вытекающие из закона о количестве движения	56
2.7.1. Уравнение Эйлера для лопаточных машин	56
2.7.2. Силы, действующие на лопаточный профиль осевой решетки	60
2.7.3. Связь момента колеса радиальной лопаточной машины с моментом кориолисовых сил инерции	64

2.7.4. Осевое и радиальное усилия, действующие на рабочее колесо лопаточной машины	75
2.8. Основные соотношения, вытекающие из закона сохранения энергии	77
2.9. Основные соотношения, получаемые из одномерной (струйной) теории течения в каналах колеса лопаточных машин	83
2.10. Элементы двухмерной теории течения в плоских решетках	93
2.10.1. Методы решения задач двухмерной теории течения в плоских решетках	93
2.10.2. Поля скоростей и давлений при обтекании лопаточных решеток	97
2.10.2.1. Течение в прямой лопаточной решетке	97
2.10.2.2. Течение в круговой вращающейся решетке	100
2.10.3. Отклоняющие свойства лопаточных решеток	104
2.10.3.1. Влияние инерционности жидкости на отклоняющие свойства решеток	105
2.10.3.2. Влияние вязкости на отклоняющие свойства решеток	109
2.11. Учет трехмерности потока при расчете лопаточных машин	110
2.11.1. Профилирование лопаток осевых насосов по радиусу	114
2.11.1.1. Ступень с постоянной циркуляцией	115
2.11.1.2. Ступень с постоянным коэффициентом теоретического напора по радиусу	118
2.11.1.3. Другие виды ступеней осевых насосов	119
2.11.1.4. Шнековая осевая ступень	119
2.11.2. Профилирование лопаток осевых турбин по радиусу	125
2.11.2.1. Ступень с постоянной циркуляцией	125
2.11.2.2. Ступень с постоянным углом α_1	128
2.12. Подобие лопаточных машин	129
2.12.1. Общие сведения	129
2.12.2. Подобие насосов	131
2.12.3. Коэффициент быстроходности насоса	136
2.12.4. Подобие турбин	138
2.12.5. Коэффициент быстроходности турбины	141
2.13. Потери в лопаточных машинах	144
2.13.1. Классификация основных видов потерь	144
2.13.2. Внутренние потери в лопаточных машинах	146
2.13.2.1. Гидравлические потери	146
2.13.2.2. Дисковые потери	160
2.14. Основные термодинамические соотношения и тепловые диаграммы, используемые при рассмотрении процессов в лопаточных машинах	162
2.15. Коэффициенты полезного действия лопаточных машин	170
2.15.1. Гидравлический к. п. д. лопаточных машин. Окружной к. п. д. турбины	171
2.15.2. Внутренний и дисковый к. п. д. лопаточных машин	173
2.15.3. Механический к. п. д.	174
2.15.4. Мощностной и расходный к. п. д. лопаточных машин	175

Глава 3. Насосы ЖРД

3.1. Шнеко-центробежные насосы	183
3.1.1. Схема устройства. Рабочие органы насоса. Гидравлические потери в насосе	183
3.1.1.1. Подвод насоса	184
3.1.1.2. Рабочие колеса	187
3.1.1.3. Теоретический напор шнеко-центробежного насоса с учетом конечного числа лопаток	195
3.1.1.4. Отвод насоса	200
3.1.1.5. Гидравлический к. п. д. насоса	214
3.1.2. Потери на утечки в насосе. Дисковые и механические потери	216
3.1.2.1. Потери на утечки в насосах	216
3.1.2.2. Дисковые потери в насосах	224

	Стр.
3.1.2.3. Механические потери в насосах	224
3.1.3. К. п. д. насоса	225
3.1.3.1. Расходный к. п. д. насоса	225
3.1.3.2. Дисковый к. п. д. насоса	227
3.1.3.3. Внутренний мощностью к. п. д. насоса	228
3.1.3.4. Механический к. п. д. насоса	228
3.1.3.5. Полный к. п. д. насоса	230
3.1.4. Энергетические характеристики насоса	230
3.1.4.1. Теоретические характеристики центробежного и шнеко- центробежного насосов при $z = \infty$	230
3.1.4.2. Теоретические характеристики насоса с учетом влияния ко- нечного числа лопаток	236
3.1.4.3. Действительные характеристики шнеко-центробежного на- соса	237
3.2. Осевые насосы	257
3.2.1. Схема устройства осевых насосов	257
3.2.2. Теоретический напор и определение параметров элементарной осевой ступени	260
3.2.3. Энергетические характеристики осевых насосов	262
3.2.3.1. Общие положения	262
3.2.3.2. Теоретическая характеристика шнекового насоса постоян- ного шага	263
3.2.3.3. Действительные характеристики шнекового насоса	264
3.3. Кавитация в насосах ЖРД	266
3.3.1. Основные понятия	266
3.3.2. Основные соотношения, характеризующие кавитационные ре- жимы насоса	271
3.3.3. Условия работы насоса без кавитационного срыва	277
3.3.4. Влияние параметров насосной системы и перекачиваемого ком- понента топлива на величину давления в баке	281
3.3.4.1. Влияние гидравлической системы	282
3.3.4.2. Влияние антикавитационных качеств насоса	282
3.3.4.3. Влияние физических свойств перекачиваемого компонента топлива	282
3.3.5. Параметры, определяющие антикавитационные свойства шне- ко-центробежного насоса	287
3.3.5.1. Коэффициент кавитации $\lambda_{\text{к.срв}}$	287
3.3.5.2. Кавитационное падение давления $\Delta p_{\text{к.срв}}$	289
3.3.5.3. Кавитационное падение полного давления $\Delta p_{\text{к.срв}}^*$	289
3.3.5.4. Кавитационный коэффициент быстроходности	290
3.3.6. Кавитационные расходные характеристики шнеко-центробеж- ного насоса	291
3.3.7. Выбор конструктивных параметров шнеко-центробежного на- соса, обеспечивающих его высокие антикавитационные качества	293
3.3.7.1. Наружный диаметр шнека и диаметр втулки	293
3.3.7.2. Определение шага шнека. Совместная работа шнека и центробежного колеса насоса	296
3.3.7.3. Густота решетки шнека, число лопаток, длина лопатки и другие конструктивные параметры шнека	301
3.3.7.4. Установка конуса перед центробежным колесом	306
3.3.7.5. Шнеко-центробежный насос с двусторонним входом	307
3.3.8. Применение бустерных насосов в системах питания ЖРД	308
3.3.8.1. Лопаточные бустерные насосы	308
3.3.8.2. Струйные бустерные насосы (эжекторы)	311
3.4. Выбор параметров и порядок расчета насосов ЖРД	320
3.4.1. Исходные данные для расчета	320
3.4.2. Расчет насоса окислителя	320
3.4.2.1. Определение частоты вращения	320

	<i>Стр.</i>
3.4.2.2. Применение насоса окислителя с двусторонним входом	322
3.4.2.3. Применение бустерного насоса	323
3.4.2.4. Расчет шнека	323
3.4.2.5. Расчет центробежного колеса	324
3.4.2.6. Расчет отвода	326
3.4.2.7. Расчет энергетических характеристик насоса	326
3.4.3. Расчет насоса горючего	326
3.4.3.1. Выбор типа насоса	326
3.4.3.2. Расчет шнека насоса с односторонним входом	327
3.4.3.3. Расчет шнека насоса с двусторонним входом	327
3.4.3.4. Расчет шнека насоса горючего при применении бустерно- го насоса в системе питания	327
3.4.3.5. Расчет центробежного колеса, отвода и энергетических характеристик насоса горючего	328
3.4.3.6. Особенности расчета водородных насосов	328
3.4.4. Пример расчета насоса	331

Глава 4. Турбины ЖРД

4.1. Основные особенности турбин ЖРД	340
4.1.1. Особенности автономных турбин	340
4.1.2. Особенности предкамерных турбин	343
4.2. Ступень турбины (одноступенчатая турбина). Основные понятия и соотношения	344
4.2.1. Ступень осевой турбины	344
4.2.1.1. Изменение параметров по длине проточной части	344
4.2.1.2. Тепловая степень реактивности	347
4.2.1.3. Изображение действительных процессов турбины в тепло- вых диаграммах	349
4.2.2. Одноступенчатая радиальная турбина. Изменение параметров по длине проточной части. Изображение процессов в $i-s$ -диа- грамме	355
4.3. Течение в турбинных решетках. Выбор конструктивных параметров решеток	360
4.3.1. Расширение газа в решетках	360
4.3.1.1. Расширение газа в сужающихся решетках	360
4.3.1.2. Расширение газа в косом срезе сужающейся решетки	362
4.3.1.3. Расширение газа в решетках и соплах с расширяющимися каналами	365
4.3.1.4. Расширение газа в косом срезе расширяющихся решеток и сопел	369
4.3.1.5. Профилирование сопловых решеток и сопел	371
4.3.2. Обтекание решеток газом	374
4.3.2.1. Обтекание и профилирование решеток при дозвуковых ско- ростях	374
4.3.2.2. Обтекание и профилирование решеток при сверхзвуковых скоростях	377
4.3.2.3. Определение угла выхода из решетки при обтекании ее газом со сверхзвуковыми скоростями	382
4.3.2.4. Режимы «запирания» рабочей решетки	382
4.3.3. Высота и ширина решетки. Осевой зазор	383
4.3.3.1. Высота и ширина сопловой решетки. Степень парциаль- ности	383
4.3.3.2. Высота конических сопел. Количество сопел	385
4.3.3.3. Высота и ширина рабочей решетки	387
4.3.3.4. Определение осевого зазора	390
4.3.4. Особенности течения в решетках радиально-осевых центро- стремительных турбин и способы их проектирования	392

	Стр.
4.3.4.1. Неподвижные круговые решетки (сопловые)	392
4.3.4.2. Рабочие колеса радиально-осевых центростремительных турбин	392
4.4. Окружной к. п. д. и коэффициент работы ступени турбины	396
4.4.1. Вывод формулы для окружного к. п. д.	396
4.4.2. Окружной к. п. д. активной ступени турбины	400
4.4.3. Коэффициент окружной работы ступени турбины	405
4.5. Потери ступени турбины	406
4.5.1. Потери, связанные с утечкой рабочего тела из проточной части ступени турбины (расходные потери)	406
4.5.2. Дисковые потери	410
4.5.2.1. Потери на трение диска и бандажа	410
4.5.2.2. Потери, связанные с парциальным подводом	411
4.5.3. Механические потери	414
4.5.4. Эффективный (полный) к. п. д.	415
4.5.4.1. Зависимость эффективного к. п. д. турбины от $u/c_{ад}$	415
4.5.4.2. Определение оптимальной степени парциальности и оптимального отношения $u/c_{ад}$ одноступенчатых активных турбин	416
4.6. Многоступенчатые турбины	420
4.6.1. Многоступенчатая реактивная турбина	421
4.6.2. Многоступенчатые активные турбины	423
4.6.2.1. Активные турбины со ступенями давления	423
4.6.2.2. Активные турбины со ступенями скорости	425
4.6.2.3. Одновенечные многоступенчатые активные парциальные турбины	436
4.6.3. Биротативные турбины	437
4.6.3.1. Активная биротативная турбина с двумя ступенями скорости	437
4.6.3.2. Реактивно-активная биротативная турбина	442
4.6.3.3. Многоступенчатые биротативные реактивно-активные турбины	445
4.7. Энергетические характеристики турбины	447
4.7.1. Виды характеристик турбины	447
4.7.2. Способы получения характеристик турбины	452
4.7.2.1. Натурные испытания	452
4.7.2.2. Модельные испытания	452
4.7.2.3. Расчет характеристик турбины	455
4.8. Выбор параметров и порядок расчета турбин ЖРД	459
4.8.1. Выбор вида турбины	459
4.8.1.1. Выбор вида автономной турбины	459
4.8.1.2. Выбор вида предкамерной турбины	461
4.8.2. Выбор параметров и порядок расчета автономных турбин	462
4.8.2.1. Автономная одноступенчатая турбина	462
4.8.2.2. Особенности расчета двухступенчатой автономной турбины со ступенями скорости	472
4.8.3. Выбор параметров и порядок расчета предкамерных турбин	472
4.8.3.1. Предкамерная осевая турбина	472
4.8.3.2. Особенности расчета радиально-осевых турбин ЖРД. Пример расчета	480

Глава 5. Работа насосов и турбины в системе питания ЖРД

5.1. Выбор основных параметров ТНА систем питания ЖРД	489
5.1.1. Выбор параметров системы питания с автономной турбиной	489
5.1.2. Выбор параметров системы питания с предкамерной турбиной	492
5.2. Работа насосов и турбины при регулировании ЖРД	498
5.2.1. Общие сведения	498
5.2.2. Потребный напор системы питания	499

	<i>Стр.</i>
5.2.3. Способы регулирования турбонасосных систем питания по расходу	501
5.2.3.1. Регулирование насоса	501
5.2.3.2. Регулирование турбины	505
5.2.3.3. Подбор режимов при регулировании ТНА	507
5.2.4. Устойчивость работы насоса в системе питания ЖРД	509
5.2.5. Совместная работа насосов в системе питания	512
5.3. Осевые и радиальные силы в ТНА	514
5.3.1. Осевые силы в ТНА	514
5.3.1.1. Осевая сила в насосе	514
5.3.1.2. Осевая сила в турбине	517
5.3.1.3. Осевая сила в импеллерном уплотнении	518
5.3.1.4. Разгрузка ротора ТНА от осевой силы	519
5.3.2. Радиальные силы в ТНА	520
5.3.2.1. Радиальная сила в насосе	520
5.3.2.2. Радиальная сила в турбине	522
5.4. Связь массы ТНА с гидродинамическими параметрами системы питания	524
5.5. К. п. д. турбонасосного агрегата	527
Л и т е р а т у р а	528

Борис Викторович Овсянников, Борис Иосифович Боровский

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АГРЕГАТОВ ПИТАНИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Редактор *К. Я. Зайцева*
Техн. редактор *В. И. Орешкина*

Художник *В. Б. Торгашов*
Корректор *В. Е. Блохина*

Т-10170	Сдано в набор 24/III 1971 г.	Подписано в печать 10/VIII 1971 г.
Формат 60×90 ^{1/16}	Печ. л. 34,5, в т. ч. 2 вкл.	Уч.-изд. л. 33,5
Бум. л. 17,25	Бумага № 1	Тираж 5000 экз. Зак. № 2999
Цена 1 р. 41 к.		Тем. план 1971 г. № '93

Издательство «Машиностроение», Москва, Б-66, 1-й Басманный пер., 3.
Московская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР,
Хохловский пер., 7. Заказ 2775

