



Б. В. ОВСЯННИКОВ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ  
НАСОСОВ ЖИДКОСТНЫХ  
РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

*Допущено  
Министерством высшего образования СССР  
в качестве учебного пособия  
для высших технических  
учебных заведений*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ОБОРОНГИЗ

---

Москва 1960

---

---

В настоящей книге излагаются теория и расчет насосов жидкостных ракетных двигателей.

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов авиационных и машиностроительных вузов, специализирующихся по двигательным установкам летательных аппаратов.

Книга может также служить пособием для инженеров и техников, интересующихся насосными системами двигательных установок.

---

---

Редактор инж. **И. Л. Яновский**

---

Зав. редакцией инж. **С. Д. Красильников**

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является учебным пособием по разделу «Теория и расчет насосов» курса «Лопаточные машины жидкостных ракетных двигателей». В основу книги положен конспект лекций, прочитанных автором, а также материалы, опубликованные в отечественной и иностранной печати.

В книге излагаются теория и расчет насосов жидкостных ракетных двигателей, рассматриваются особенности этих насосов и требования к ним, применительно к топливам, данные о которых опубликованы в иностранной печати. Конструктивные параметры даны по насосным системам известных иностранных ЖРД. При изложении многих вопросов автор широко использовал опыт отечественного промышленного насосостроения, наиболее полно отраженный в монографии докт. техн. наук проф. А. А. Ломакина.

Автор выражает благодарность докт. техн. наук проф. В. И. Поликовскому за ценные замечания и советы по рукописи, а также всем лицам, оказавшим помощь при просмотре и подготовке рукописи.

Являясь первой попыткой создания учебного пособия по теории и расчету насосов ЖРД, данная книга, очевидно, не свободна от недостатков как методического характера, так и по существу излагаемых вопросов. Автор будет весьма признателен читателям, пожелавшим прислать свои замечания по книге в адрес: Москва, И-51, Петровка 24, Оборонгиз.

---

## УСЛОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ, ИНДЕКСЫ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

## Сокращения

ЖРД — жидкостной ракетный двигатель.  
 ТНА — турбонасосный агрегат.

## Индексы

- 0 — относится к параметрам перед входом на лопатки колеса;  
 1 — относится к параметрам сразу же после входа в межлопаточный канал;  
 2 — относится к параметрам непосредственно перед выходом из колеса;  
 3 — относится к параметрам сразу же после выхода из колеса;  
 4 — относится к параметрам на выходе из спирального или лопаточного диффузора;  
 5 — относится к параметрам на выходе из конического диффузора;  
 м — относится к параметрам модельного насоса;  
 р — относится к расчетным параметрам;  
 с — относится к параметрам системы питания двигателя;  
 у — относится к параметрам уплотнения;  
 а — относится к осевым проекциям скоростей;  
 т — относится к меридиональным проекциям скоростей и сечений;  
 г — радиальные проекции скоростей;  
 и — окружные проекции скоростей и сечений;  
 ∞ — относится ко всем параметрам, определенным, исходя из предположения бесконечно большого числа лопаток.

## Обозначения

- a* — ширина межлопаточного канала шнекового преднасоса;  
*B* — комплекс интенсивности кавитации;  
*b* — ширина меридионального сечения проточной части насоса;  
*c* — кавитационный коэффициент быстроходности;  
*c* — абсолютная скорость движения жидкости;  
*D* — диаметр;  
*D<sub>г</sub>* — диаметр трубы с гидравлическим радиусом, равным гидравлическому радиусу канала произвольного сечения;  
*D<sub>р</sub>* — расчетный диаметр шнекового преднасоса;  
*d<sub>вт</sub>* — диаметр втулки;  
*F* — площадь поперечного сечения канала;  
*G* — весовой расход жидкости через насос;  
*G<sub>Σ</sub>* — суммарный расход компонентов топлива;  
*G<sub>о</sub>* — расход окислителя;  
*G<sub>г</sub>* — расход горючего;  
*g* — ускорение силы тяжести;  
*H* — напор насоса;  
*H<sub>дин</sub>* — динамический напор насоса;

- $H_{ст}$  — статический напор насоса;  
 $H_T$  — теоретический напор насоса;  
 $H_y$  — напор, теряемый в уплотнении;  
 $h$  — полная механическая энергия 1 кг жидкости — полный напор жидкости в м столба жидкости;  
 $\Delta h$  — потери напора;  
 $\Delta h_{дин}$  — превышение (потребное) полного напора на участке от входа в насос до точки минимального давления внутри проточной части насоса;  
 $h_{вх.кав}$  — напор жидкости, соответствующий давлению  $p_{вх.кав}$ ;  
 $h_l$  — высота лопатки шнекового насоса;  
 $i$  — угол атаки;  
 $j$  — ускорение летательного аппарата;  
 $j_k$  — ускорение Кориолиса;  
 $k_1$  — коэффициент загромождения сечения (уменьшения) лопатками на входе в колесо;  
 $k_2$  — коэффициент загромождения сечения лопатками на выходе из колеса;  
 $k_{2u}$  — отношение  $c_{2u}/u_2$ ;  
 $k_{c_{2u}}$  — отношение  $c_{2u}/c_{2u\infty}$ ;  
 $l$  — линейный размер элементов насоса;  
 $m'$  — коэффициент неравномерности абсолютных скоростей при входе на лопатки;  
 $N_T$  — гидравлическая мощность насоса;  
 $N_{мех}$  — мощность механических потерь;  
 $N_H$  — полная мощность насоса;  
 $N_P$  — полезная мощность насоса;  
 $n$  — число оборотов вала насоса;  
 $n_d$  — коэффициент, учитывающий влияние конечного числа лопаток;  
 $n_s$  — коэффициент быстроходности;  
 $P$  — тяга двигателя;  
 $P_{уд}$  — удельная тяга двигателя;  
 $p$  — давление;  
 $p_p$  — давление паров жидкости;  
 $p_{вх.кав}$  — минимально-допустимое давление на входе в насос по условиям кавитационного срыва;  
 $Q$  — объемный расход через насос;  
 $Q'$  — объемный расход жидкости через колесо насоса;  
 $q$  — коэффициент расхода;  
 $R$  — радиус отводящего устройства;  
 $r$  — радиус колеса;  
 $S$  — статический момент средней линии меридионального сечения колеса относительно оси вращения;  
 $s$  — длина средней линии меридионального сечения колеса;  
 $t$  — шаг лопаток;  
 $u$  — окружная скорость;  
 $w$  — относительная скорость жидкости;  
 $z$  — число лопаток;  
 $\alpha$  — угол между направлением абсолютной и окружной скорости;  
 $\beta$  — угол между направлением относительной скорости и обратным направлением окружной скорости;  
 $\beta_l$  — угол между направлением касательной к средней линии профиля лопатки и обратным направлением окружной скорости;  
 $\Gamma$  — циркуляция вокруг контура;  
 $\gamma$  — удельный вес жидкости;  
 $\Delta$  — приращение;  
 $\delta$  — нормальная толщина;  
 $\delta_y$  — радиальный зазор уплотнения;

## Условные обозначения

---

- $T_{вн}$  — внутренний к. п. д. насоса;  
 $T_{г}$  — гидравлический к. п. д. насоса;  
 $T_{об}$  — объемный к. п. д. насоса;  
 $\eta_n$  — полный к. п. д. насоса;  
 $\theta$  — угол между осью ракеты и направлением силы тяжести;  
 $\kappa$  — коэффициент избытка окислителя;  
 $\lambda$  — коэффициент сопротивления трения при движении жидкости;  
 $\lambda_{\omega}$  — коэффициент сопротивления трения в поле центробежных сил;  
 $\lambda_{кав}$  — коэффициент профильного разряжения при обтекании лопаток;  
 $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости жидкости;  
 $\xi$  — коэффициент местных сопротивлений;  
 $\rho$  — плотность жидкости;  
 $P_k$  — степень реакции колеса насоса;  
 $\sigma$  — толщина лопатки в плоскости, касательной к окружности вращения;  
 $\varphi$  — текущий центральный угол;  
 $\chi$  — отношение линейных размеров;  
 $\psi$  — коэффициент напора;  
 $\omega$  — угловая скорость вращения.
-

## Глава I

### ВВЕДЕНИЕ

#### § 1. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ НАСОСОВ В ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

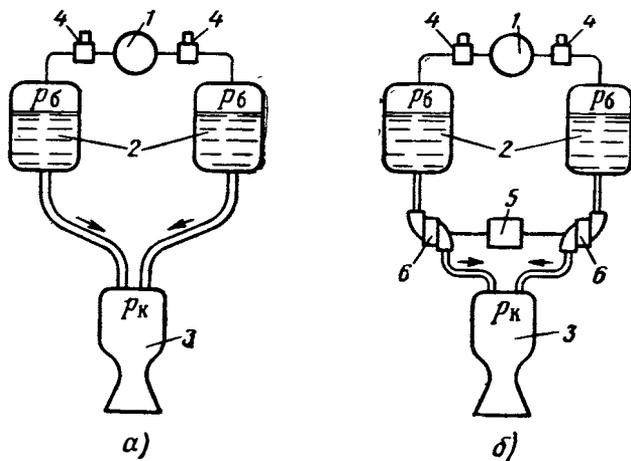
ЖРД — двигатель, рассчитанный на создание тяги при кратковременном действии; время работы двигателя измеряется секундами. В ЖРД применяются горючие смеси (смесь горючего и жидкого окислителя), выделяющие большую энергию на единицу веса. Расходы жидкостей могут составлять килограммы и сотни килограммов в секунду в зависимости от величины тяги двигателя. Так, например, двигатель известной немецкой ракеты А-4 имел суммарный расход компонентов  $125 \text{ кг/сек}$  при тяге  $25 \text{ т}$ , а английский ускоритель взлета фирмы Армстронг—Сиддли «Снарлер» при тяге  $910 \text{ кг}$  имел расход компонентов  $4,5 \text{ кг/сек}$ .

Давление подачи рабочей жидкости определяется давлением в камере, перепадом на форсунках и сопротивлением гидравлической системы. Сопротивление в отдельных случаях будет велико, так как компонент может прогоняться через рубашку охлаждения. Давление подачи составляет обычно десятки атмосфер.

В зависимости от устройства системы подачи ЖРД делятся на две группы: 1) с *вытеснительной системой* (схема а, фиг. 1), в которой для подачи топлива в камеру применяют какой-либо аккумулятор давления; 2) с *насосной системой* (схема б, фиг. 1), в которой подача топлива осуществляется при помощи насосного агрегата.

Вытеснительная система подачи топлива в ЖРД является системой с нагруженными баками (см. схему а, фиг. 1). В качестве аккумулятора давления обычно применяют баллон сжатого воздуха. Характерной особенностью данной системы является то, что топливные баки находятся под большим давлением, превышающим давление в камере сгорания. Топливный бак, способный выдержать высокое давление, пригодится делать толстостенным. При значительных расходах топлива — большая тяга или большое время действия, баки при данной системе подачи будут чрезвычайно тяжелыми, неприемлемыми для ЖРД. Поэтому для двигателей, рабо-

тающих относительно продолжительное время или имеющих большую тягу, применяют насосную систему. В насосной системе подачи внутри баков с топливом поддерживается небольшое давление, необходимое для бескавитационной работы насосов. Давление, необходимое для осуществления подачи топлива в камеру сгорания, создается насосами, обычно приводимыми в движение от турбины. Рабочим телом турбины является или парогаз — продукт разложения перекиси водорода в специальном парогазогенераторе, или продукты сгорания основных компонентов.



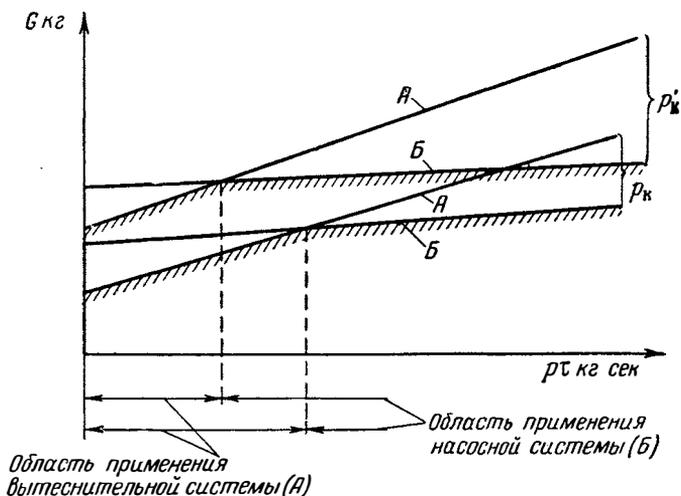
Фиг. 1. Схемы подачи компонентов ЖРД с нагруженными и разгруженными баками.

а — вытеснительная система, б — насосная система.  
1 — сжатый газ, 2 — баки, 3 — камера сгорания, 4 — редуктор, 5 — двигатель, 6 — насос.

Насосную подачу топлива в ЖРД предложил еще К. Э. Циолковский в 1914 г.

Хотя система подачи топлива, включающая турбонасосный агрегат, значительно сложнее вытеснительной системы, при больших расходах топлива она предпочтительнее, вследствие меньшего ее веса. Границы применения насосной системы и вытеснительной системы можно установить на основании весового анализа и графика, примерный вид которого показан на фиг. 2. По оси ординат отложен вес системы подачи, по оси абсцисс — величина импульса — произведение тяги на время действия двигателя. Вытеснительная система (А) имеет меньший вес при малых импульсах, а насосная система (Б) — при больших значениях импульса. Граница применения систем определяется точкой пересечения прямых на фиг. 2. Чем выше давление в камере ( $p_k > p_k$ ), тем меньше величина импульса, при котором предпочтительнее вытеснительная

система. С известным приближением можно считать, что для  $p_k = 40 \text{ кг/см}^2$  насосная система выгоднее в весовом отношении при импульсах больших  $30 \cdot 10^3 \div 50 \cdot 10^3 \text{ кгсек}$ . При больших давлениях в камере (больше  $50 \text{ кг/см}^2$ ) вытеснительную систему, как правило, применять нецелесообразно, тем более, что область возможного применения этих систем перекрывается областью применения пороховых ракет, которые могут обеспечить меньший вес силовой установки ракеты. Из этого следует, что насосная система подачи



Фиг. 2. Зависимость веса системы подачи от импульса двигателя.

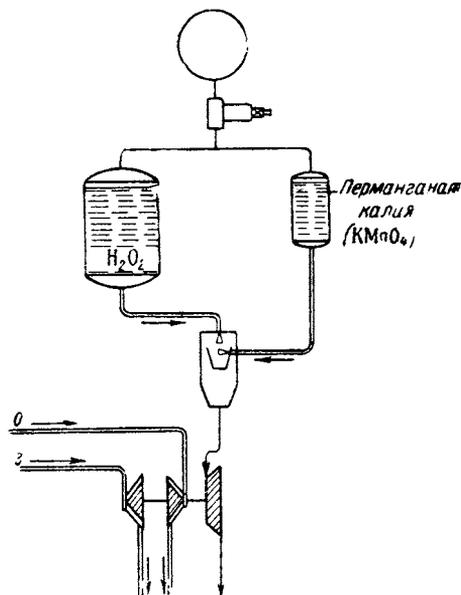
является преимущественной, основной системой подачи компонентов в ЖРД.

Насосы являются необходимым элементом системы питания топливом ЖРД с разгруженными баками. Как правило, применяют центробежные или осецентробежные насосы, т. е. насосы, в которых последовательно установлены осевое и центробежное колеса. Для привода насосов в принципе можно применить любой двигатель, но наиболее конструктивно просто привод осуществляется от турбины. Турбина является преимущественным типом привода насосов ЖРД.

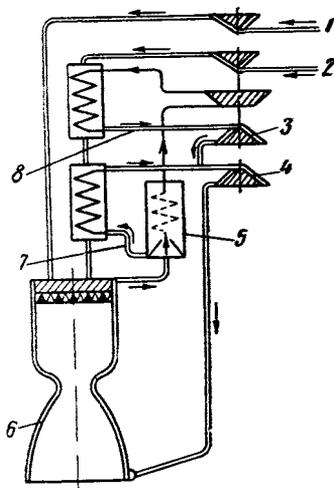
Агрегат системы подачи ЖРД, составленный из насосов и турбины, носит название *турбонасосного агрегата* или сокращенно ТНА. По принципу действия насосы и турбины ЖРД относятся к лопаточным машинам, то есть к машинам, в которых происходит взаимное преобразование внешней механической энергии и энергии потока жидкости или газа, протекающего по каналам, образованным лопатками вращающегося рабочего колеса.

На фиг. 1 приведена простейшая схема насосной системы подачи компонентов. Насосные системы могут различаться числом используемых насосов, видом привода и способом питания турбины рабочим телом.

Обычно применяют два насоса — один для подачи горючего, другой для подачи окислителя. Чаще всего они вращаются с теми же числами оборотов, что и турбина. Наиболее проста схема при питании турбины продуктами разложения однокомпонентного то-



Фиг. 3. Схема системы подачи с питанием турбины продуктами разложения перекиси водорода.



Фиг. 4. Схема подачи с питанием турбины паром из рубашки охлаждения.

1—горючее, 2—окислитель, 3—насос низкого давления, 4—насос высокого давления, 5—сепаратор, 6—рубашка камеры, 7 и 8—конденсат.

плива, например, концентрированной перекиси водорода (фиг. 3). По такой схеме осуществлена система подачи компонентов в немецкой ракете А-4.

В случае применения однокомпонентного топлива количество насосов может уменьшиться до одного. Но это нехарактерно для ЖРД. Более типично для ЖРД применение трех насосов в системе подачи, из них — два для подачи основных компонентов, третий для прокачки рабочего тела турбины. Иногда третий насос используется для других целей. Например, в английском двигателе «Скример» третий насос используется для подачи воды в систему охлаждения камеры.

В схеме на фиг. 4 с замкнутой системой питания турбины водяным паром, получаемым от нагрева воды в рубашке охлаждения камеры, применяются четыре насоса, из них два для прокачки воды.

## § 2. ТРЕБОВАНИЯ К НАСОСАМ ЖРД

Назначение всякого насоса — повышение энергии потока жидкости. Это может быть осуществлено увеличением его кинетической энергии, что достигается повышением скорости потока и повышением его потенциальной энергии из-за увеличения давления жидкости. В основном насосы служат для повышения давления протекающей жидкости; приращение скоростной энергии жидкости, полученное при прохождении ее через насосы, стремятся путем торможения преобразовать в энергию давления.

В наиболее общем смысле можно дать следующее определение насоса: *насос — машина, преобразующая механическую энергию в энергию потока жидкости в виде энергии давления и кинетической энергии.*

Параметры насоса и их связь с параметрами  
силовой установки

Параметры установки целиком определяют расход, потребный напор насоса и физическую природу рабочей жидкости.

Рабочие тела насосов ЖРД весьма разнообразны. В ЖРД находят применение многие окислители и горючие, среди них широко распространенные углеводородные соединения типа керосина, спирты, гидразины, кислоты, перекиси, сжиженные газы (например кислород) и т. п. Многие из этих жидкостей обладают специфическими качествами, усложняющими проектирование и применение насосов, например, агрессивностью, большой упругостью паров, малым удельным весом. Исходя из этого часто бывает затруднительно дать общие рекомендации и нормативные данные для насосов ЖРД. Во многих случаях приходится исходить из конкретных свойств перекачиваемой жидкости.

**Расход насоса** — количество жидкости, подаваемое насосом в единицу времени, может измеряться в объемных и весовых единицах.

Связь между объемным и весовым расходом выражается простым соотношением

$$G = \gamma Q,$$

где  $\gamma$  — удельный вес жидкости в  $кг/м^3$  по технической системе единиц;

$Q$  — объемный расход в  $м^3/сек$  или  $л/сек$ ;

$G$  — весовой расход в  $кг/сек$ .

Величина расхода через насос определяется тягой и соотношением компонентов.

$$P = \frac{G_{\Sigma}}{g} P_{уд},$$

где  $P$  — тяга в кг,

$G_2$  — суммарный расход компонентов (окислителя  $G_o$  и горючего  $G_r$ )

$$G_2 = G_o + G_r,$$

$P_{уд}$  — удельная тяга  $\frac{\text{кг}}{\text{кг/сек}}$ .

Удельная тяга двигателей химического топлива в зависимости от выбранных компонентов колеблется обычно в пределах 200 и более  $\frac{\text{кг}}{\text{кг/сек}}$ . Если принять за среднюю удельную тягу  $P_{уд,ср} = 250 \frac{\text{кг}}{\text{кг/сек}}$ , то на каждые 1000 кг тяги потребуется 4 кг/сек весового расхода компонентов.

Весовой расход каждого из компонентов найдется по суммарному расходу и выбранному значению коэффициента соотношения компонентов  $x$ , который представляет собой отношение весового расхода окислителя к весовому расходу горючего

$$x = \frac{G_o}{G_r}.$$

Как правило,  $x$  больше единицы (обычно  $x=2 \div 4$ ), т. е. весовой расход окислителя больше расхода горючего. Объемный расход компонента найдется по весовому расходу и удельному весу. Обычно удельный вес окислителей (азотная кислота, перекись водорода, кислород) больше единицы, а горючих (керосин, спирты и т. п.) — меньше единицы; поэтому разница в объемных расходах окислителя и горючего меньше, чем в весовых расходах.

Объемные расходы составляют единицы и десятки литров в секунду для самолетных двигателей и ракет умеренных тяг (до 30 т) и сотни литров для ракет больших тяг.

**Напор насоса** определим как приращение механической энергии каждого килограмма жидкости, проходящей через насос.

$$H = h_2 - h_1,$$

где  $h_2$  — механическая энергия килограмма жидкости (полный напор) на выходе из насоса;

$h_1$  — механическая энергия килограмма жидкости на входе в насос.

Механическая энергия жидкости определяется потенциальной энергией — статическим напором  $p/\gamma$  и кинетической энергией  $c^2/2g$  — динамическим напором.

Следовательно, напор насоса как приращение энергии запишется

$$H = h_2 - h_1 = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \text{ кгм/кг.}$$

Следовательно, напор можно непосредственно выразить в метрах, что очень удобно, так как выражаемый в этих единицах напор от рода жидкости не зависит. Член  $\frac{p_2 - p_1}{\gamma}$  — приращение статического напора, характеризует приращение энергии давления при прохождении жидкости через насос, а член  $\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}$  — приращение динамического напора, характеризует приращение кинетической энергии.

При  $c_2 = c_1$

$$H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} \text{ м. .}$$

Повышение давления определяется величиной напора и удельным весом:

$$\begin{aligned} \Delta p = p_2 - p_1 &= H\gamma \text{ кг/м}^2 = \\ &= 10^{-4} H\gamma \text{ кг/см}^2. \end{aligned}$$

Давление на входе в насос для типичной системы ЖРД (фиг. 5) определяется давлением в баках, уровнем столба жидкости и инерционным подпором, за вычетом гидравлического сопротивления и динамического напора.

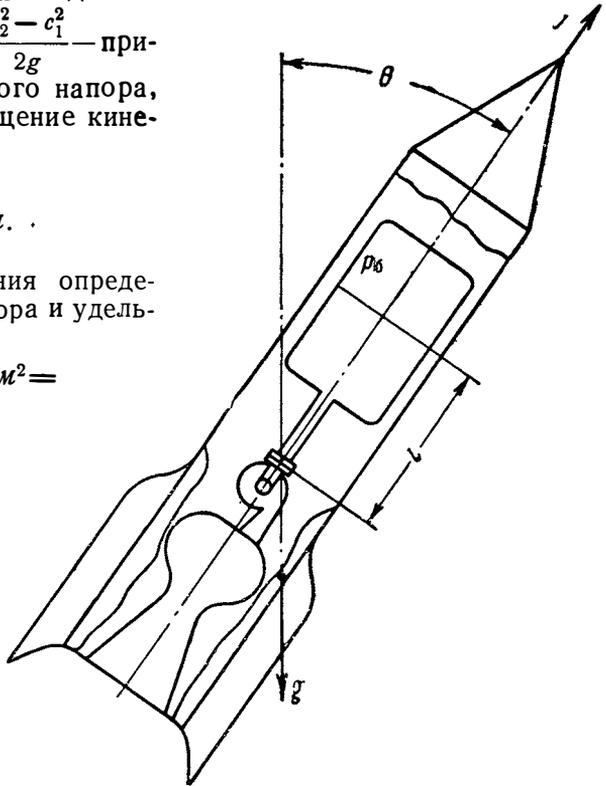
Найдем величину гидростатического и инерционного напора для случая полета ракеты.

Обозначим  $\theta$  угол, который составляет ось ракеты с направлением силы тяжести (см. фиг. 5). При движении ракеты следует учитывать только тангенциальное ускорение, центростремительное ускорение влияет мало.

Инерционное давление  $p_j$  найдем как силу, приходящуюся на единицу площади  $f$ . Например, для трубы инерционная сила

$$P_j = \frac{\gamma l}{g} j,$$

где  $l$  — длина трубы.



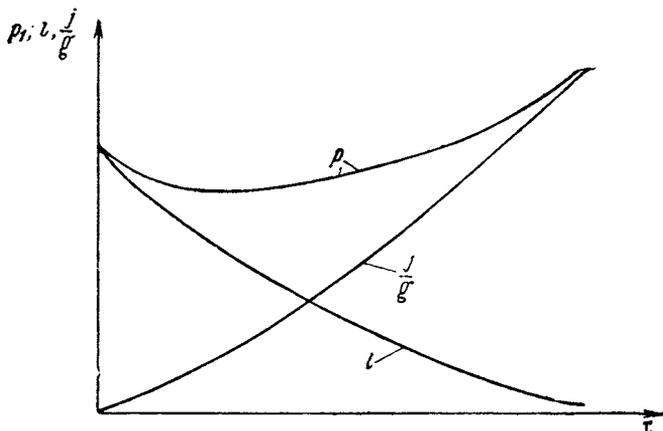
Фиг. 5. Схема установки насоса на ракете.

Соответственно

$$p_j = \frac{\gamma l j}{g f} = \frac{\gamma l j}{g}$$

— гравитационное давление столба жидкости

$$l \cos \theta \gamma.$$



Фиг. 6. Зависимость давления на входе в насос  $p_1$  от времени действия ракеты.

Сумму гравитационного давления столба жидкости и инерционного напора можно представить в виде

$$\gamma l \cos \theta + \gamma \frac{l j}{g} = \gamma l \left( \cos \theta + \frac{j}{g} \right);$$

$\frac{j}{g}$  — обычно называют перегрузкой ракеты.

С учетом всех факторов статическое давление на входе в насос

$$p_1 = p_0 + \gamma l \left( \cos \theta + \frac{j}{g} \right) - \Delta p_{\text{сопр. вх}} - \gamma \frac{c_1^2}{2g};$$

$c_1$  — скорость на входе в насос определяется расходом и проходным сечением входного патрубка. Обычно  $c_1$  не превышает 5—10 м/сек.

Давление на входе в насос не остается постоянным за время полета ракеты, а меняется в связи с изменением перегрузки ракеты и уровня в баках. На фиг. 6 показана зависимость перегрузки ракеты, уровня в баках и давления на входе в насос от времени полета ракеты на активном участке. При старте ракеты  $p_1$  обычно составляет 1,5÷3 кг/см<sup>2</sup>. Давление  $p_2$  на выходе определяется давлением в камере сгорания  $p_R$ , перепадом на форсунках  $\Delta p_\phi$  и величиной

гидравлического сопротивления системы от насоса до форсунок —  $\Delta p_{\text{сопр. вых.}}$

$$p_2 = p_{\kappa} + \Delta p_{\phi} + \Delta p_{\text{сопр. вых.}}$$

При встречающихся на практике давлениях 30—50 кг/см<sup>2</sup> в камере (как, например, в американских двигателях фирмы Риекшн Моторс), перепадах на форсунках 5—15 кг/см<sup>2</sup> и гидравлических сопротивлениях системы порядка 10—20 кг/см<sup>2</sup> величина потребного выходного давления может составлять 60÷80 кг/см<sup>2</sup>.

Скорость жидкости на выходе из насоса в трубопровод не должна превышать 5÷15 м/сек во избежание большого гидравлического сопротивления и возможных гидравлических ударов.

Следовательно, в насосах ЖРД скорости рабочей жидкости на входе и выходе из насоса близки по величине. Для этого случая напор насоса определится в виде

$$H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} \text{ м.}$$

При перекачивании компонентов с удельным весом от 0,7 до 1,5 кг/л для  $p_2 = 60 \div 90$  кг/см<sup>2</sup> напор насоса должен составлять 400÷1000 м. Меньшие напоры соответствуют окислителям, которые обычно имеют большой удельный вес. Оговорим, что применение окислителя в качестве охлаждающей жидкости может значительно увеличить потребный напор насоса. В отдельных случаях, например, при перекачке особо легких жидкостей, таких как водород, при высоких давлениях в камере потребный от насоса напор может возрастать в несколько раз по сравнению с приведенными выше значениями.

Общие требования к агрегатам летательных аппаратов в полной мере относятся и к насосам ЖРД, т. е. насос в системе подачи ЖРД должен обеспечить заданный напор и производительность при максимально возможном к. п. д., минимальном весе, минимальных габаритах, максимальной надежности при заданном ресурсе и минимальной стоимости изготовления и обслуживания. Остановимся на требованиях, специфических для насосов ЖРД.

1. Насос должен быть приспособлен для работы с агрессивными жидкостями и сжиженными газами. В ЖРД насосы часто применяются для перекачки таких жидкостей, как азотная кислота, перекись водорода, фтористые соединения, жидкий кислород и т. п. При нагнетании этих жидкостей недопустим местный нагрев внутренних частей насоса, который может привести к взрыву. Ввиду этого насосы, в проточной части которых имеются трущиеся пары, нежелательны для систем ЖРД. Между вращающимися и неподвижными деталями проточной части насоса, перекачивающего агрессивную жидкость, должны быть достаточно большие зазоры во избежание коррозионного разъедания.

Во избежание воспламенения нельзя допускать соприкосновения окислителей со смазочными маслами.

2. Насосы ЖРД должны обладать высокими антикавитационными свойствами. При малых давлениях на входе в насос возникшая кавитация может привести к срыву его режима. Повышение давления на входе увеличением давления в баке приводит к значительному утяжелению его и ухудшению показателей ракеты или самолета. Особенно высокими антикавитационными свойствами должны обладать насосы для сжиженных газов (кислорода, водорода), которые перекачиваются при температурах, близких к температуре кипения.

3. Насос должен позволять регулирование по напору и производительности. Ракетные двигатели, как правило, выполняются по тяге двухрежимными, а самолетные — многорежимными.<sup>1</sup> Изменение тяги достигается изменением расхода компонентов. При этом обычно насос переводится на другой режим, обеспечивающий уменьшение расхода. При другой тяге потребный напор также может изменяться, что потребует регулирования насоса по напору.

4. Насос должен иметь характеристику, которая обеспечила бы устойчивую работу системы как на основных, так и на переходных режимах двигателя. При работе насоса должна быть исключена возможность срыва режима и возникновения неустановившихся колебаний жидкости под влиянием малых случайных отклонений в сопротивлении и пропускной способности системы.

5. При пуске турбонасосного агрегата насос должен иметь минимальное время выхода на режим. Для этого момент инерции вращающихся частей должен быть по возможности меньшим. Быстрый выход на режим насосов обеспечит малое время запуска всего летательного аппарата.

6. При работе насоса в системе ЖРД пульсации напора и расхода должны быть сведены к минимуму. Даже небольшие по амплитуде пульсации в напорной магистрали могут в отдельных случаях вызвать недопустимые пульсации в камере сгорания.

Эти основные общие требования к насосу ЖРД в отдельных частных случаях могут видоизменяться и появляться другие специфические требования.

Имеется много видов насосов, действующих по разным принципам и различно конструктивно выполненных.

Разберем кратко принцип действия и основные свойства насосов под углом зрения требований к насосам системы подачи ЖРД.

По принципу действия насосы можно разбить на 3 группы: объемные, струйные, лопаточные.

<sup>1</sup> Например двигатель НКВ-109-509 и двигатель ракеты А-4.

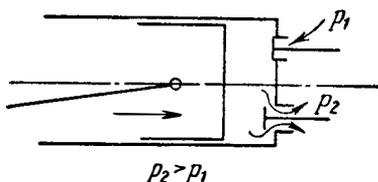
## § 3. КЛАССИФИКАЦИЯ НАСОСОВ

## Объемные насосы

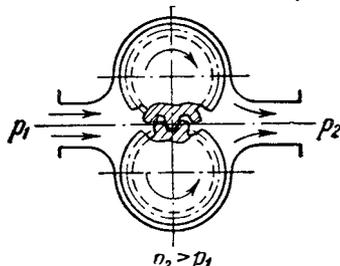
Объемные насосы работают по принципу вытеснения, жидкость проталкивается каким-нибудь движущимся органом. Давление, развиваемое объемным насосом, зависит от сопротивления на выходе и практически ограничивается лишь утечкой через зазоры и прочностью деталей насоса.

В основном применяются объемные насосы трех типов.

*Поршневые* (фиг. 7), в которых вытеснение жидкости в область повышенного давления, а также и засасывание жидкости произво-



Фиг. 7. Схема поршневого насоса.



Фиг. 8. Схема шестеренчатого насоса.

дится поршнем, приводимым в движение при помощи кривошипно-шатунного механизма от вала какого-либо двигателя. Засасывание и подача жидкости осуществляется через управляемые или автоматические клапаны.

*Шестеренчатые, винтовые* и т. п. (фиг. 8), которые устроены таким образом, что роторы, выполненные в виде зубчатых шестерен, винтов и т. п., 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.

*Коловратные насосы.* Они устроены таким образом, что лопатки, перемещающиеся в радиальных пазах эксцентрично вращающегося ротора, отсекают жидкость от полости всасывания и переносят ее в полость повышенного давления (фиг. 9).

Основные преимущества объемных насосов:

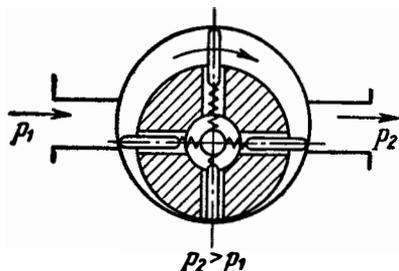
1. Возможность получения больших напоров.
2. Независимость расхода от давления подачи. Характеристика этих насосов — зависимость давления, развиваемого насосом, от расхода, протекающего через насос (если не учитывать изменение величины утечки через зазоры), представляется вертикальной линией (фиг. 10).

3. Высокий к. п. д.

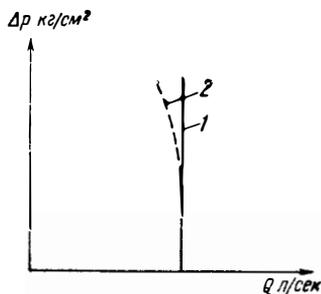
Недостатки объемных насосов:

1. Большой вес и габариты, особенно при больших расходах.  
 2. Малые обороты из-за опасности большого износа, особенно в случае передачи кривошипно-шатунным механизмом; как следствие этого для объемных насосов характерна ограниченная производительность при заданном весе и размерах.

3. Непригодность для длительной работы с агрессивными жидкостями, так как коррозия внутренних полостей и рабочих органов приводит к нарушению работы насоса. Применение антикоррозионных покрытий может частично устранить этот недостаток. Кроме



Фиг. 9. Схема коловратного насоса.



Фиг. 10. Теоретическая 1 и действительная 2 характеристики объемного насоса.

того, объемные насосы требуют смазки, что затрудняет их применение в случае агрессивных жидкостей.

4. Наличие трущихся поверхностей может привести к местному нагреву, что недопустимо для перекачки легкокипящих жидкостей, например жидкого кислорода. Область применения объемных насосов в качестве основных (малые расходы и большие напоры) совпадает с областью применения баллонной подачи, имеющей преимущества по весу и простоте.

### Струйные насосы

К струйным насосам относятся различного вида эжекторные насосные устройства. Струйный насос включает (фиг. 11) сопло 1, из которого вытекает жидкость высокой энергии, и насадок 2, установленный на срезе этого сопла. Подведенная к насадку жидкость увлекается центральной струей, вытекающей из сопла, и прокачивается через насадок в полость повышенного давления. Повышение давления определяется энергией струи, вытекающей из центрального сопла.

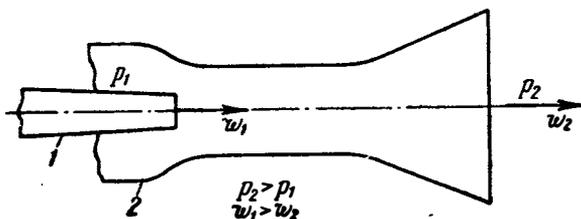
Для применения подобного струйного (или эжекторного) насоса в системе питания ЖРД требуется отбирать часть жидкости из напорной магистрали или иметь специальный источник высокого давления в виде воздушного аккумулятора давления, либо в виде мало-

расходного, но высоконапорного насоса. Для создания тока жидкости через центральное сопло возможно использование газов, отбираемых из камеры.

Преимущество струйных насосов заключается в их конструктивной простоте; струйные насосы малого веса и габарита могут применяться как ступень подкачки в основной центробежный насос.

Недостатки этих насосов состоят в том, что:

1. к. п. д. их, как правило, невысок;
2. напоры, которые они могут обеспечить, невелики;



Фиг. 11. Схема струйного насоса.

1—сопло, 2—насадок.

3. при некоторых режимах работы (малое давление входа и высокие напоры) может возникать явление кавитации в области смешения потоков и в результате иметь место нарушение работы системы.

### Лопаточные насосы

*Лопаточный насос* является разновидностью лопаточной машины. В этом насосе преобразование механической энергии в энергию жидкости совершается во вращающихся каналах, образованных лопатками. Лопаточные насосы делятся на два основных типа — центробежные и осевые. С известным приближением можно считать, что в центробежном насосе перемещение частицы жидкости в рабочем колесе происходит при существенном увеличении ее расстояния от оси вращения. В осевом насосе перемещение частицы жидкости происходит при незначительном изменении ее расстояния относительно оси

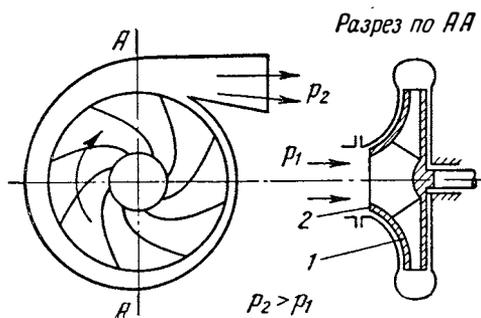
Кроме того, существует целый ряд промежуточных типов насосов. Схемы центробежного и осевого насоса показаны на фиг. 12 и 13.

Центробежные насосы обычно применяются при расходах жидкости, не превышающих  $150 \div 200$  л/сек при потребных напорах больше  $50 \div 100$  м.

Область применения осевых насосов имеет место при больших расходах и меньших напорах; в ЖРД осевые ступени часто устанавливаются как преднасосы, т. е. как первые, предварительные ступени. В качестве основного насоса в ЖРД применяются, как правило, центробежные насосы.

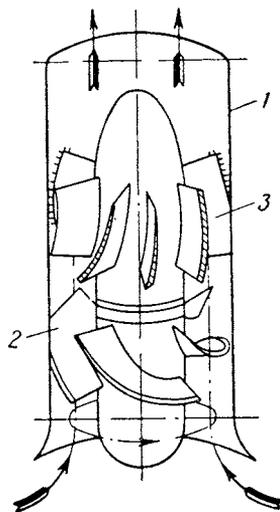
Для лопаточных насосов характерны следующие свойства:

1. Большая напорность и производительность одной ступени.
2. Высокие обороты.
3. Малый вес насоса.
4. Малые габариты насоса.
5. Возможность работы с агрессивными жидкостями высокой температуры, вследствие больших зазоров между рабочим колесом и корпусом.
6. Возможность приводить их от электродвигателей и турбин.
7. Они обладают минимальным количеством движущихся частей.



Фиг. 12. Схема центробежного насоса.

1—корпус, 2—рабочее колесо.



Фиг. 13. Схема осевого насоса.

1—корпус, 2—рабочие лопатки, 3—направляющие лопатки.

В то же самое время для лопаточных насосов характерны следующие отрицательные свойства:

1. Возможность срыва работы из-за появления кавитации при малых давлениях всасывания.
2. Умеренная величина к. п. д. насоса, обычно не выше 0,8.
3. Изменение развиваемого напора при изменении расхода.

Из краткого рассмотрения различных типов насосов следует, что принципиально все перечисленные типы могут найти применение в системах подачи ЖРД. Но при больших расходах агрессивной жидкости центробежный насос наиболее полно отвечает требованиям, предъявляемым к насосным системам подачи ЖРД. Поэтому центробежные насосы в настоящее время широко применяются в системах питания этих двигателей.

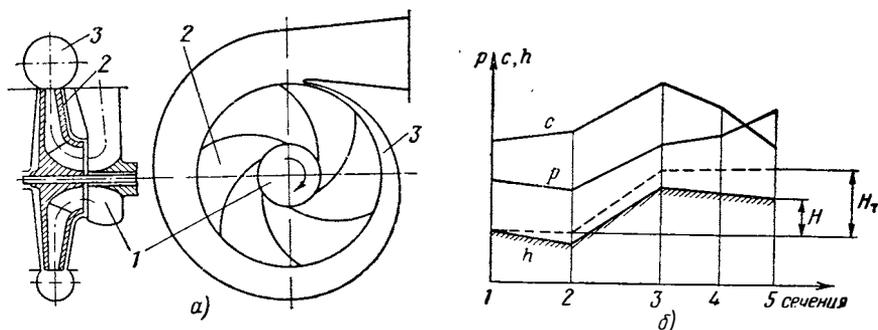


## ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О ЦЕНТРОБЕЖНОМ НАСОСЕ ЖРД

### § 1. УСТРОЙСТВО ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Проточная часть центробежного насоса состоит из следующих элементов (фиг. 14, а):

- а) входного устройства 1;
- б) рабочего колеса 2, иногда называемого крыльчаткой;
- в) отводящих устройств 3.



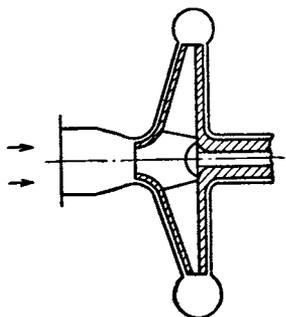
Фиг. 14. Схема устройства центробежного насоса и кривые изменения параметров потока по длине проточной его части.

Входные устройства выполняются либо осевыми с коленом или без него, либо спиральными (фиг. 14, а' и 15).

Осевой подвод обеспечивает равномерный поток на входе в колесо; как показали опыты, изменение осевого входа на спиральный практически не оказывает заметного влияния на характеристики насоса<sup>1</sup>. Поэтому вид входного устройства определяется общей конструктивной компоновкой турбонасосного агрегата. Во входном устройстве обычно происходит ускорение, разгон подводимого к рабочему колесу потока жидкости, для чего по мере течения жид-

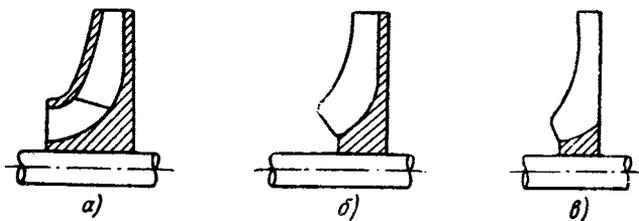
<sup>1</sup> В. Б. Шемель, Оптимальные параметры, определяющие кавитационные качества центробежных насосов, Труды ВИГМ, № 22, Машгиз, 1958.

кости проходные сечения входного устройства несколько уменьшаются. На фиг. 14, б показано изменение параметров потока жидкости — скорости  $c$ , давления  $p$  и напора  $h$  (энергии) по длине проточной части насоса. Участок 1—2 характеризует изменение параметров во входном устройстве. За счет введения конфузорного участка во входном устройстве давление жидкости несколько падает, а скорость возрастает. Общая механическая энергия жидкости и ее напор  $h$  будет снижаться за счет гидравлических потерь; без учета потерь напор жидкости во входной части остается постоянной величиной (см. пунктирную линию на графике фиг. 14, б).



Фиг. 15. Схема центробежного насоса с осевым подводом.

Рабочее колесо представляет собой диск с лопатками (см. поз. 2 на фиг. 14, а). Лопатки могут иметь различный наклон в плоскости вращения, но как правило, они загнуты в сторону, обратную вращению. В насосах чаще всего встречаются закрытые рабочие колеса, имеющие переднюю и заднюю стенки (фиг. 16, а); могут встречаться полузакрытые (фиг. 16, б) и открытые колеса (фиг. 16, в) [например, в двигателе ускорителя ВМWP-3395 (см. фиг. 200)]. В колесе насоса за счет подведенной внешней энергии



Фиг. 16. Различные колеса центробежного насоса.

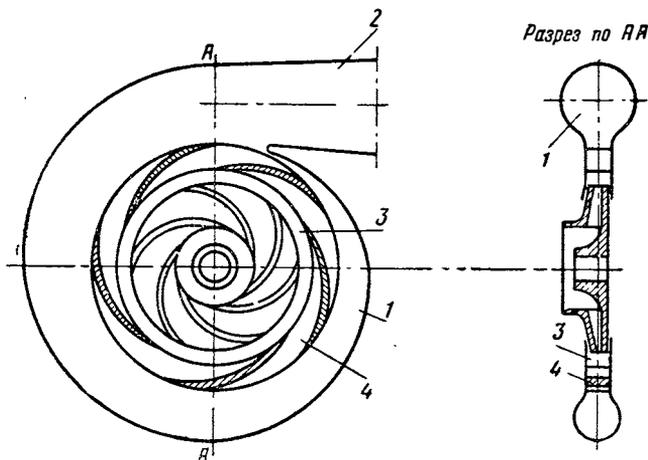
а—закрытое, б—полузакрытое, в—открытое.

происходит увеличение потенциальной и кинетической энергии потока, проходящего через колесо, т. е. повышение напора жидкости  $h$ . Поэтому давление и скорость потока при течении его по каналам колеса возрастают (см. участок 2—3 на фиг. 14, б).

Напор жидкости возрастает только в колесе, в остальных элементах напор падает за счет гидравлических потерь. Повышение напора 1 кг жидкости, которое соответствует энергии, переданной жидкости колесом, составит теоретический напор насоса  $H_T$ .

Полезное приращение механической энергии в колесе будет меньше на величину гидравлических потерь.

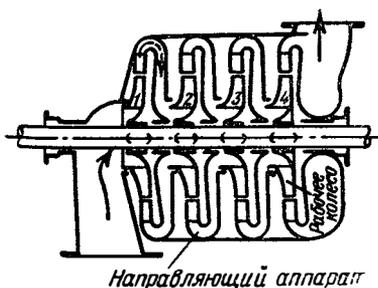
Назначение насоса в ЖРД — обеспечить подвод компонентов к форсункам под заданным давлением с небольшой скоростью 10—15 м/сек, поэтому кинетическая энергия, полученная при прохождении жидкости через каналы рабочего колеса, преобразуется в



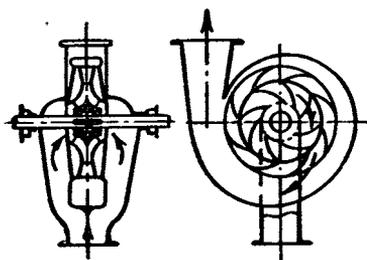
Фиг. 17. Схема центробежного насоса с лопаточным диффузором.

1—спиральный диффузор, 2—конический диффузор, 3—кольцевой безлопаточный диффузор, 4—лопаточный диффузор.

энергию давления. Этой цели служит неподвижный аппарат насоса, обычно представляющий собой спиральный и конический диффузоры (см. поз. 3 на фиг. 14). В диффузорах происходит тормо-



Фиг. 18. Схема многоступенчатого насоса.

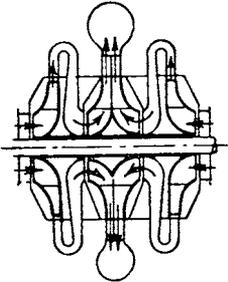


Фиг. 19. Схема насоса с двухсторонним подводом жидкости к колесу.

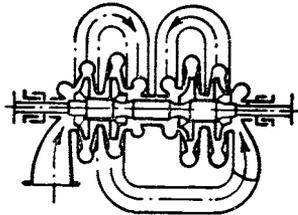
жение потока жидкости и возрастание статического давления (на фиг. 14, б соответственно участки 3—4 и 4—5). В отдельных случаях (например, в двигателе НК-109-509 фирмы Вальтер) насосы имеют лопаточный диффузор (см. фиг. 17 и 196). В много-

ступенчатых насосах он является направляющим аппаратом (фиг. 18). Напор насоса — приращение энергии 1 кг жидкости — найдется как разность напоров на выходе и входе в колесо. За счет гидравлических потерь повышение механической энергии жидкости будет меньше энергии, переданной жидкости колесом  $H_1$ .

В системах питания ЖРД в основном применяются одноступенчатые центробежные насосы, принцип действия которых и схема описаны выше. Для получения особенно больших давлений могут быть применены многоступенчатые центробежные насосы, широко



Фиг. 20. Схема многоступенчатого насоса с колесом двухстороннего входа.



Фиг. 21. Схема многоступенчатого насоса.

применяемые в стационарной технике. На фиг. 18 показана схема такого насоса.

При больших расходах целесообразно применять рабочие колеса с двусторонним входом. Конструкция получается более компактной, чем в случае применения двух параллельно работающих насосов. Схема такого насоса показана на фиг. 19.

И наконец, может встретиться смешанная схема соединения колёс (фиг. 20).

В стационарной технике встречаются многоступенчатые насосы, выполненные по схеме фиг. 21.

## § 2. МОЩНОСТЬ И К. П. Д. НАСОСА

Полезная мощность центробежного насоса определится как произведение напора на весовой расход жидкости, протекающей через насос:

$$N_n = HG \text{ кгм/сек} = \frac{HG}{75} \text{ л. с.}$$

$$N_n = \frac{HQ\gamma}{75} \text{ л. с.} \quad (1)$$

Если выразить  $\gamma H$  через  $\Delta p$  кг/см<sup>2</sup>, то формула мощности не будет зависеть от удельного веса  $\gamma$ , т. е. от рода жидкости, так как

$$10^4 \Delta p = \gamma H \text{ кг/м}^2$$

и

$$N_n = \frac{Q \Delta p \cdot 10^4}{75} \text{ л. с.} \quad (2)$$

Мощность, определяемая формулой (1), является мощностью, затраченной на создание действительного напора при данном объемном расходе; в связи с этим она называется *полезной мощностью*. Очевидно, что затрата мощности с учетом потерь будет больше. Для определения действительной затраты мощности введем понятие о коэффициентах полезного действия центробежных насосов.

### Гидравлический к. п. д. насоса

Внутри насоса гидравлические потери складываются из потерь на трение о стенки, внутреннего трения вследствие вязкости жидкости и турбулентности потока и потерь, связанных с изменением скорости по величине и направлению.

Если бы не было гидравлических потерь, напор насоса был бы равен  $H_T$

$$H_T = H + \Delta h,$$

где  $\Delta h$  — гидравлические потери.

Очевидно, что действительная затрата мощности будет определяться теоретическим напором, так как гидравлические потери требуют увеличения мощности, передаваемой колесом жидкости для создания напора  $H$ .

Отношение действительного напора (действительного приращения энергии 1 кг протекающей жидкости) к теоретическому напору (теоретическое приращение энергии) назовем *гидравлическим к. п. д.*

$$\eta_r = \frac{H}{H_T}. \quad (3)$$

Очевидно, что гидравлический к. п. д. оценивает потерю энергии, связанную с наличием гидравлических потерь внутри насоса, т. е. оценивает гидравлическое совершенство элементов проточной части насоса.

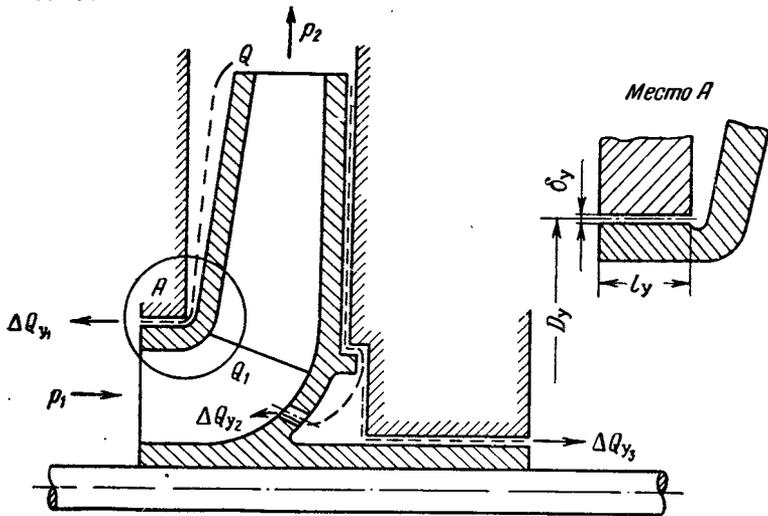
Гидравлический к. п. д. в центробежных насосах ЖРД обычно находится в пределах от 0,7 до 0,9.

### Объемные потери центробежных насосов

Объемный расход жидкости, подаваемой насосом в систему,  $Q$ . Через рабочее колесо насоса проходит большее количество жидкости, чем через систему, так как часть жидкости возвращается че-

рез уплотнения из полости нагнетания в полость всасывания или утекает через дренаж. Перетекание жидкости из полости нагнетания в полость всасывания или наружу называется *утечкой жидкости*. Утечка жидкости происходит тремя путями:

Часть жидкости, прошедшей через колесо, перетекает в полость всасывания через зазор между рабочим колесом и передней стенкой  $\Delta Q_{y_1}$  (фиг. 22).



Фиг. 22. Схема утечек жидкости из полости нагнетания.

Часть жидкости утекает из полости нагнетания через зазор между рабочим колесом и задней стенкой корпуса и через зазор вала может вытечь либо наружу, либо при устройстве специальных дренажей — в полость всасывания  $\Delta Q_{y_3}$ .

И наконец, часть жидкости перетекает через отверстие в задней стенке, выполняемое для уменьшения давления в зазоре между задней стенкой и колесом (уменьшение осевого усилия) —  $\Delta Q_{y_2}$ .

Таким образом, величина общей утечки равна

$$\Delta Q_y = \Delta Q_{y_1} + \Delta Q_{y_2} + \Delta Q_{y_3}. \quad (4)$$

Прибавив к объемному расходу  $Q$  величину утечек  $\Delta Q_y$ , получим объемный расход через рабочее колесо —  $Q'$

$$Q' = Q + \Delta Q_y.$$

Очевидно, что затрата мощности определяется расходом через рабочее колесо. Поэтому мощность насоса по действительному объемному расходу  $N'_n$  будет равна

$$N'_n = \frac{Q' \gamma H}{75} \text{ л. с.}$$

Отношение полезной мощности насоса  $N_n$  к полезной мощности, подсчитанной по объемному расходу жидкости, протекающей через рабочее колесо, называется *объемным к. п. д. насоса*  $\eta_{об}$ . Следовательно,

$$\eta_{об} = \frac{N_n}{N'_n} = \frac{QH_T}{Q'H_T} = \frac{Q}{Q'} = \frac{Q' - \Delta Q_y}{Q'} = 1 - \frac{\Delta Q_y}{Q'}. \quad (5)$$

Объемный к. п. д. характеризует затрату мощности, связанную с наличием утечек из полости нагнетания насоса. Чем выше объемный к. п. д., тем совершеннее насос. Объемные потери снижают применением уплотнений. Уплотнения ставят между рабочим колесом и стенками корпуса и между валом и корпусом (см. фиг. 22).

В системах ЖРД вопрос о борьбе с утечками имеет особо важное значение из-за применения агрессивных жидкостей.

Объемный к. п. д. насосов может сильно различаться в зависимости от конструктивного выполнения уплотнений и составляет в среднем  $0,85 \div 0,95$ .

### Дисковые и механические потери

Дисковые и механические потери (условно обозначим их  $N_{мех}$ ) определяются как сумма потерь, связанных с затратой мощности в связи с трением боковых поверхностей рабочего колеса о жидкость (дисковые или внутренние механические потери); потери, связанные с наличием механического трения в опорах и уплотнениях (собственно механические потери). Если *полную мощность*, затраченную на привод насоса, т. е. мощность на валу, обозначить  $N_n$ , то разность  $N_n - N_{мех}$  составит *гидравлическую мощность насоса*

$$N_r = N_n - N_{мех}. \quad (6)$$

$N_r$  — мощность, затраченная на привод насоса с учетом всех потерь, кроме механических, т. е. мощность, переданная жидкости.

$$N_r = \frac{Q' \gamma H_T}{75}.$$

Отношение гидравлической мощности насоса к полной мощности называют *механическим к. п. д. насоса*

$$\eta_{мех} = \frac{N_r}{N_n} = \frac{N_n - N_{мех}}{N_n} = 1 - \frac{N_{мех}}{N_n}. \quad (7)$$

Механический к. п. д. оценивает долю механических и дисковых потерь насоса. Величина этого к. п. д. сильно разнится в зависимости от конструктивного выполнения насоса и для насосов ЖРД составляет  $0,85 \div 0,98$ .

### Полный к. п. д. насоса

Полный к. п. д. насоса оценивает все потери насоса и определяется отношением полезной мощности к полной мощности, затраченной на привод насоса

$$\eta_n = \frac{N_p}{N_n}. \quad (8)$$

Полный к. п. д. показывает, какую долю составляет полезная затрата мощности на создание напора  $H$  при расходе жидкости  $Q$  от всей затраченной мощности.

Заменив  $N_n$  через  $N_r/\eta_{\text{мех}}$  и развернув выражение для  $N_r$  и  $N_p$ , получим

$$\eta_n = \frac{N_p}{N_n} = \frac{N_p}{N_r/\eta_{\text{мех}}} = \frac{QH\eta_{\text{мех}}}{Q'H_r\gamma} = \eta_r\eta_{\text{об}}\eta_{\text{мех}}. \quad (9)$$

Отношение  $N_p/N_r$  может представить самостоятельный интерес, так как оценивает потери, связанные с течением жидкости в насосе, т. е. внутренние потери. Это отношение можно назвать *внутренним к. п. д. насоса*

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{N_p}{N_r} = \frac{Q}{Q'} \frac{H}{H_r} = \eta_{\text{об}}\eta_r. \quad (10)$$

Полный к. п. д. насосов ЖРД может быть в пределах от 0,5 до 0,85.

### § 3. ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ РАБОЧЕЕ КОЛЕСО ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА

Элементарная теория колеса лопаточного насоса создана еще Л. Эйлером (1707—1783 гг.). Она исходит из того, что колесо состоит из ряда каналов, образованных лопатками, причем длина канала во много раз больше его ширины. Исходя из этого к течению жидкости в каналах рабочего колеса лопаточной машины могут быть применены законы движения жидкости по трубам и каналам. Эта теория называется струйной и до сих пор считается основной теоретической схемой при рассмотрении работы колес лопаточных насосов. Но так как она исходит из предпосылок, не всегда согласующихся с действительной картиной течения и формой каналов, особенно при небольших по диаметру колесах с широкими каналами (малом числе лопаток), то результаты опытов часто не совпадают с расчетными данными. Поэтому приходится вводить различного рода поправочные коэффициенты.

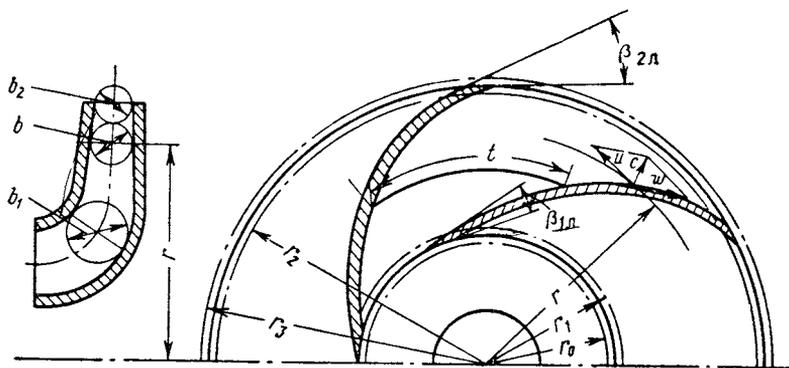
Другой подход к колесу лопаточного насоса был разработан академиком И. Н. Вознесенским и Г. Ф. Проскура. Обобщение работ Г. Ф. Проскура дано в книге «Гидродинамика турбомашин», вышедшей первым изданием в 1934 г.

Эта теория, которую можно назвать гидродинамической теорией лопаточных машин, рассматривает лопатки как обтекаемые профи-

ли, а колесо — как круговую решетку профилей. Гидродинамическая теория устраняет существенный недостаток струйной теории, по которой профиль лопатки по существу не учитывается: она рассматривает влияние профиля на процесс и потери в колесе.

В настоящее время не разработано надежных методов инженерного расчета колеса как круговой решетки. Часто рассматривают лопатку как единственный профиль и данные по единичному профилю переносят на все лопатки.

Гидродинамическая или вихревая теория для колеса с короткими, отдельно стоящими лопатками, несомненно лучше отвечает су-



Фиг. 23. Схема рабочего колеса центробежного насоса.

ществу процесса, но математически более сложна и не доведена до инженерных методов расчета. Чаще применяют струйную теорию как основу расчета и вводят поправочные коэффициенты на основе опытных данных.

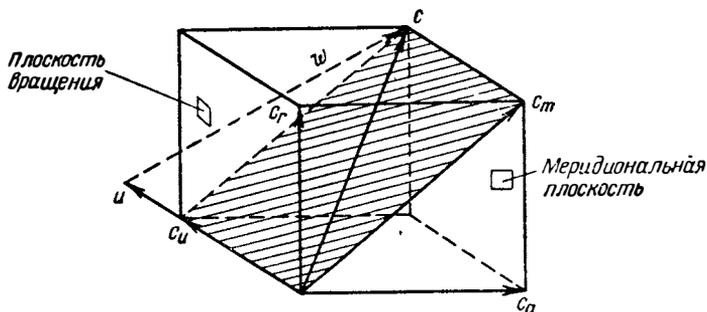
Исходя из предпосылок струйной теории, рассмотрим планы скоростей для характерных сечений колеса. Изображение и основные геометрические размеры колеса центробежного насоса даны на примере колеса с цилиндрическими лопатками, т. е. лопатками, представляющими собой цилиндрические поверхности с образующей, параллельной оси вращения колеса.

Колесо центробежного насоса изображается в виде проекции в плане и в виде радиального или, как часто говорят, меридионального сечения (фиг. 23). Выберем четыре контрольных сечения:

- 1) окружность с радиусом  $r_0$  — непосредственно перед лопатками колеса;
  - 2) окружность с радиусом  $r_1$  — непосредственно после входа в лопаточные каналы;
  - 3) окружность с радиусом  $r_2$  — непосредственно перед выходным сечением лопаточных каналов;
  - 4) окружность с радиусом  $r_3$  — непосредственно после колеса.
- Радиусы  $r_0$  и  $r_1$ ,  $r_2$  и  $r_3$  отличаются соответственно на бесконечно малые величины.

Соответственно все параметры в этих сечениях будем отмечать индексами «0», «1», «2» и «3». Текущие радиусы и другие параметры будем обозначать буквой без индексов. Ширина проходного сечения колеса в меридиональной плоскости условно определяется диаметром окружности  $b$ , вписанной между передней и задней стенками меридионального сечения колеса. Расстояние между соответственными точками лопаток по окружности назовем шагом лопаток и обозначим  $t$ .

Угол между касательной к лопатке при входе и касательной к окружности на данном радиусе, направленный в сторону, обратную



Фиг. 24. К разложению вектора абсолютной скорости на составляющие.

вращению, обозначим  $\beta_{1л}$ . Угол между касательной к лопатке при выходе и касательной к окружности колеса обозначим  $\beta_{2л}$ . Окружную скорость вращения обозначим буквой  $u$ .

$$u = \frac{\pi D n}{60} \text{ м/сек,}$$

где  $n$  — обороты колеса в минуту;

$D$  — диаметр в метрах.

Параметры потока:

$c$  — абсолютная скорость жидкости, скорость относительно корпуса;

$\omega$  — относительная скорость жидкости, скорость относительно колеса

(в тексте знак вектора для простоты написания будем опускать).

Индексом « $m$ » обозначим меридиональные составляющие скорости, т. е. проекции скоростей на радиальную плоскость; индексом « $u$ » — окружные составляющие скорости, т. е. проекции скорости на касательную к окружности в плоскости вращения. В общем случае вектор  $c$  имеет три составляющих: окружную —  $c_u$ , радиальную —  $c_r$  и осевую —  $c_a$  (фиг. 24).

Меридиональная составляющая скорости является суммой  $c_r$  и  $c_a$ :

$$\bar{c}_m = \bar{c}_a + \bar{c}_r.$$

Окружная составляющая скорости  $c_u$  лежит в плоскости вращения и направлена по линии вектора окружной скорости. Абсолютная скорость  $c$  полностью определяется меридиональной составляющей скорости  $c_m$  и окружной составляющей скорости  $c_u$ . Все эти три вектора лежат в одной плоскости (заштрихована на фиг. 24). В этой плоскости и ведется построение планов скоростей.

Меридиональная составляющая скорости определяется величиной расхода  $Q'$  и площадью поперечного сечения колеса, нормального к меридиональной составляющей абсолютной скорости  $F_m$ :

$$c_m = \frac{Q'}{F_m}.$$

Значение  $c_m$  можно определить как абсолютную скорость при прохождении расхода  $Q'$  через неподвижное колесо без лопаток (без закрутки на входе).

### Абсолютное относительное и переносное движение

Рассмотрим задачу о нахождении скоростей в любом сечении колеса при заданном расходе  $Q'$ , оборотах  $n$  и известных геометрических размерах колеса.

#### Вход в колесо

Допустим, что абсолютная скорость на входе в колесо не имеет окружной составляющей  $c_u$ , т. е. что  $c_0 = c_{0m}$ , где  $c_{0m}$  — меридиональная составляющая абсолютной скорости, которую можно найти из соотношения

$$c_{0m} = \frac{Q'}{F_{0m}},$$

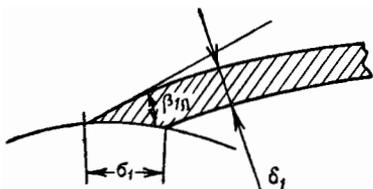
здесь  $F_{0m}$  — проходное сечение, являющееся поверхностью вращения с образующей, нормальной к меридиональной составляющей скорости. Оно представляет собой кольцевую коническую поверхность с длиной по образующей  $b_0$  и средним радиусом  $r$  (это не совсем строго, так как мы заменили нормальную линию к обеим боковым поверхностям колеса отрезком прямой  $b_0$ ).

$$F_{0m} = 2\pi r_0 b_0 = z t_0 b_0 = z t_1 b_1; \quad (11)$$

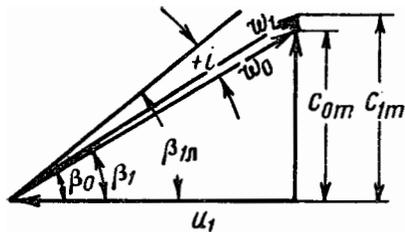
$$b_0 = b_1 \quad \text{и} \quad t_0 = t_1,$$

так как расстояние по радиусу между сечениями  $0$  и  $1$  бесконечно мало ( $t$  — шаг лопаток;  $z$  — их число).

При поступлении жидкости в межлопаточные каналы абсолютная скорость движения жидкости, вернее ее меридиональная составляющая, увеличится, так как проходное сечение уменьшится из-за конечной толщины лопаток. Изменение скорости происходит конечно в некоторой области, но для упрощения примем, что скорость  $c_{0m}$  меняется на  $c_{1m}$  на входной окружности.



Фиг. 25. Входная часть лопатки колеса.



Фиг. 26. Треугольник скоростей на входе в колесо при  $c_{1u}=0$ .

Проходное сечение на радиусе  $r_1$  с учетом толщины лопаток обозначим  $F_{1m}$ . Отношение  $F_{0m}/F_{1m}$  представляет собой коэффициент сужения сечения, обозначим его  $k_1$ .

$$k_1 = \frac{F_{0m}}{F_{1m}} = \frac{z t_1 b_1}{z (t_1 - \sigma_1) b_1} = \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}; \quad (12)$$

$$F_{1m} = \frac{F_{0m}}{k_1} = \frac{2\pi r_1 b_1}{k_1}.$$

Здесь  $\sigma_1$  — толщина лопатки, определенная по дуге входной окружности колеса (приближенно по хорде). Связь между нормальной толщиной  $\delta_1$  и толщиной  $\sigma_1$  легко устанавливается из рассмотрения фиг. 25.

$$\sigma_1 = \frac{\delta_1}{\sin \beta_{1n}}; \quad (13)$$

$k_1$  в выполненных конструкциях находится в пределах  $1,05 \div 1,2$ .

В связи с сужением сечения меридиональная составляющая скорости возрастет сразу же по поступлению жидкости в межлопаточные каналы. Следовательно,  $c_{1m}$  найдется из соотношения

$$c_{1m} = \frac{Q'}{F_{1m}} = \frac{Q' k_1}{2\pi r_1 b_1} \text{ м/сек.} \quad (14)$$

Очевидно,  $c_{1m} = k_1 c_{0m}$ .

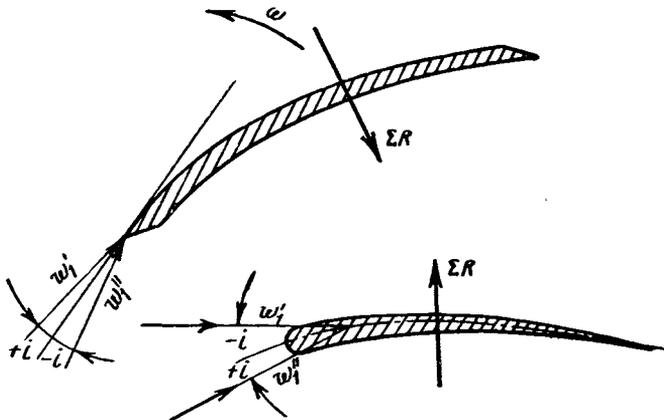
Поступив в каналы колеса, частицы жидкости приобретают вращательное движение, т. е. двигаются вместе с колесом в окружном

направлении. Скорость жидкости относительно лопаток колеса  $\omega$  найдется как разность векторов  $c$  и  $u$

$$\bar{\omega} = \bar{c} - \bar{u}.$$

На входе в колесо в сечении окружности с радиусом  $r_0$  относительная скорость  $\omega_0$  найдется построением по известной скорости  $c_0 = c_{0m}$  и  $u_1$ .

Примем направление вертикали в плоскости чертежа за меридиональное направление (направление скорости  $c_{0m}$ ); тогда окружная скорость  $u_1$  изобразится горизонтальной линией и  $\omega_0$  найдется



Фиг. 27. К определению угла атаки при входе на лопатки.

как разность векторов  $c_{0m}$  и  $u_1$ . Такое построение называется треугольником скоростей; в данном случае на входе в колесо (фиг. 26).

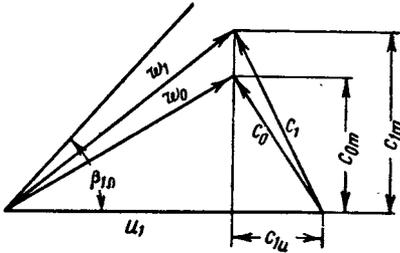
Угол  $\beta_0$  является углом между направлением потока в относительном движении, определяемым вектором  $\omega_0$ , и обратным направлением окружной скорости. В общем случае угол  $\beta_0$  может не совпадать с углом наклона лопатки  $\beta_{л}$ . Угол между направлением потока в относительном движении при входе на лопатку и направлением лопатки называется *углом атаки*. Следовательно, угол атаки  $i$  определяется углом между вектором скорости  $\omega_0$  и касательной к лопатке при входе. По аналогии с крылом угол атаки считается положительным, если скорость при этом направлена со стороны вектора суммарной силы давления (фиг. 27).

Выше был рассмотрен треугольник скоростей на входе в колесо, когда абсолютная скорость на входе не имеет окружной составляющей. Окружная составляющая скорости может появиться при применении преднасосов, направляющих аппаратов на входе, закрутки потока, вызванной поворотом в коленах всасывающего трубопровода, и т. п.

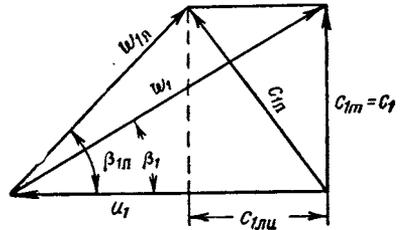
Входной треугольник скоростей при  $c_{1u} \neq 0$  имеет вид, изображенный на фиг. 28.

Если требуется найти относительную скорость потока на входе в колесо  $\omega_1$ , т. е. на радиусе  $r_1$ , то высотой треугольника должна быть  $c_{1m}$ . Заметим, что  $c_{0u} = c_{1u}$ , так как за счет изменения сечения не должно быть силового воздействия колеса на жидкость, т. е. не должен изменяться момент количества движения жидкости относительно оси.

Струйная теория исходит из того, что относительная скорость жидкости в канале колеса направлена по касательной к лопатке.



Фиг. 28. Треугольники скоростей на входе в колесо.



Фиг. 29. Треугольник скоростей на входе в колесо.

т. е. траектория движения жидкости совпадает с кривой очертания лопатки. Это справедливо только при очень узких каналах и большом числе лопаток, строго говоря, при  $z = \infty$ . Применим вначале допущение о совпадении направления относительной скорости с направлением касательной к лопатке, т. е. рассмотрим работу колеса при  $z = \infty$ .

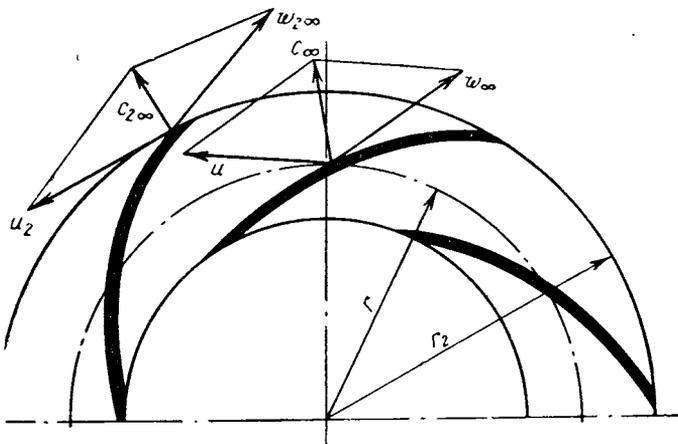
Вступив в лопаточный канал, в общем случае с некоторым углом атаки, поток должен принять направление лопаток. Это отклонение потока происходит в некоторой области, но схематизируя явление, часто допускают, что уже на входной окружности скорость принимает направление, касательное к поверхности лопатки, т. е. вектор  $\omega_1$  следует заменить вектором  $\omega_{1л}$  на треугольнике скоростей.

Замыкая треугольник скоростей, составленный из  $\omega_{1л}$  и  $u_1$ , получим вектор абсолютной скорости на входе  $c_{1л}$ , имеющий окружную составляющую (фиг. 29). Отсюда следует, что возмущающее действие лопаток в области входа проявляется в придании потоку окружной составляющей скорости  $c_{1л u}$ .

### Течение по каналам колеса

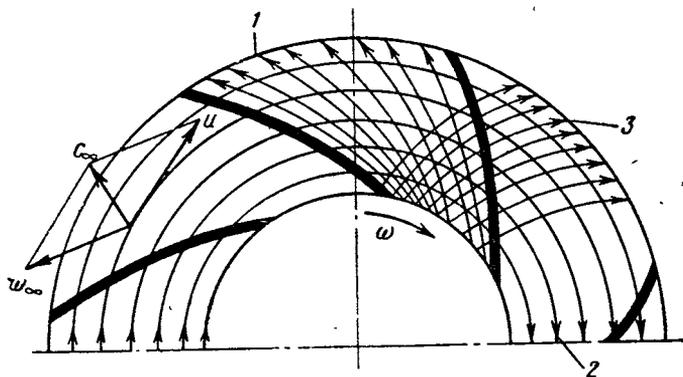
Пользуясь допущением струйной теории, считаем, что относительная скорость, приняв направление лопаток, сохраняет его (что, строго говоря, справедливо только при бесконечно большом числе лопаток,  $z = \infty$ ).

При необходимости векторы скоростей, соответствующие этой расчетной схеме, будем отмечать знаком « $\infty$ ». При этом допущении изменение скорости по величине будет определяться только проход-



Фиг. 30. Построение планов скоростей для движения жидкости в колесе и на выходе из колеса.

ными сечениями лопаточного канала. В случае диффузорного канала относительные скорости будут уменьшаться, в случае конфузорного — увеличиваться. Так как диффузорные течения сопровож-



Фиг. 31. Траектории движения жидкости в относительном (при  $z = \infty$ )  
1, абсолютном  $\omega$  и переносном  $\omega$  движениях.

даются большими потерями, то часто стремятся получить возрастающие  $w$  вдоль лопаточного канала. Это обеспечивается профилированием канала (уменьшением проходных сечений).

Относительная скорость  $\omega$  на любом радиусе найдется по направлению, которое определяется в первом приближении направлением лопатки  $\beta_l$  и величине меридиональной составляющей скорости. Меридиональная составляющая скорости  $c_m$  найдется из соотношения

$$c_m = \frac{Q'}{F_m},$$

где  $F_m$  — проходное сечение, образованное боковыми стенками колеса и поверхностью вращения, нормальной к меридиональным составляющим скорости.

Зная при заданных размерах колеса окружную скорость  $u$  и относительную скорость  $\omega$  на любом радиусе по величине и направлению, абсолютную скорость  $c$  найдем по закону сложного движения, суммируя (векторно)  $\omega$  и  $u$  (фиг. 30 и 31). На фиг. 31 показаны траектории движения частиц жидкости в абсолютном (при  $z = \infty$ ), относительном и переносном движении.

### Выход из колеса

Треугольник скоростей на выходе из колеса построен на фиг. 30 и 32 для окружности радиуса  $r_2$ . Его начинают строить, откладывая  $u_2$ , направление  $\omega_{2\infty}$  ( $\beta_{2l}$ ) и меридиональную скорость  $c_{2m}$ . Скорость  $c_{2m}$  определяют по известной величине проходного сечения  $F_{2m}$ .

Сечение  $F_{2m}$  представляет собой цилиндрическую поверхность радиуса  $r_2$  с шириной  $b_2$  (см. фиг. 23);

$$F_{2m} = 2\pi r_2 b_2;$$

$$c_{2m} = \frac{Q'}{2\pi r_2 b_2}.$$

Скорость  $c_{2m}$  откладывается нормально к окружному направлению  $u_2$ .

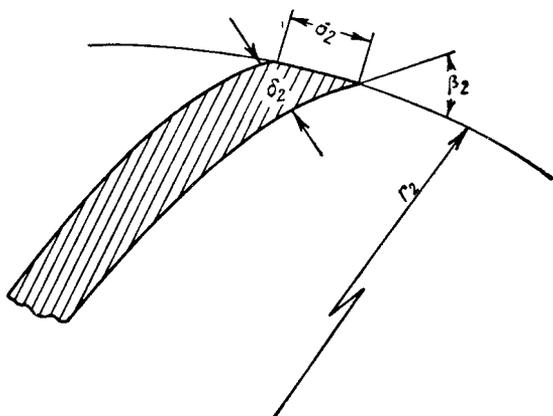
Фиг. 32. Треугольник скоростей на выходе из колеса.

Принимая, что при переходе к радиусу  $r_3$ , т. е. сразу же по выходе из колеса, треугольник скоростей изменится, так как меридиональная составляющая абсолютной скорости уменьшится по выходе из колеса (ввиду увеличения сечения из-за отсутствия лопаток),  $c_{3m}$  найдется из соотношения

$$c_{3m} = \frac{Q'}{F_{3m}} = \frac{Q'}{2\pi r_3 b_3} = \frac{Q'}{2\pi r_2 b_2} = \frac{Q'}{t_2 z b_2}, \quad (15)$$

где  $t_2$  — шаг лопаток на выходе.

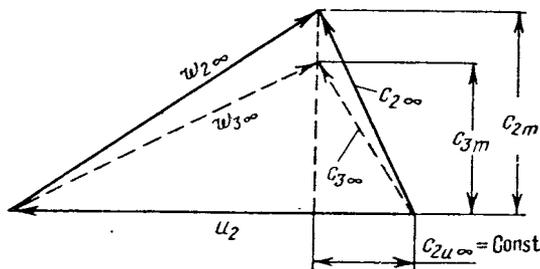
Назовем коэффициентом сужения на выходе  $k_2$  отношение проходных сечений  $F_{3m}/F_{2m}$ . Очевидно, что  $F_{2m} = (t_2 - \sigma_2)zb_2$ , где  $\sigma_2$  — толщина лопатки, определенная по дуге окружности с радиусом



Фиг. 33. Выходная часть лопатки колеса.

(приближенно по хорде) (фиг. 33)  $\sigma_2$ , найдется через нормальную толщину  $\delta_2$  из соотношения

$$\sigma_2 = \frac{\delta_2}{\sin \beta_{2л}}. \quad (16)$$



Фиг. 34. Треугольники скоростей на выходе из колеса.

Следовательно,

$$k_2 = \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = \frac{1}{1 - \frac{\delta_2}{\sin \beta_{2л} t_2}}. \quad (17)$$

Скорости  $c_{2m}$  и  $c_{3m}$  связаны соотношением  $c_{2m} = k_2 c_{3m}$ .

Треугольник скоростей для окружности радиуса  $r_3$  должен быть построен с высотой  $c_{3m}$  при  $c_{2u\infty} = \text{const}$  (фиг. 34). Окружная со-

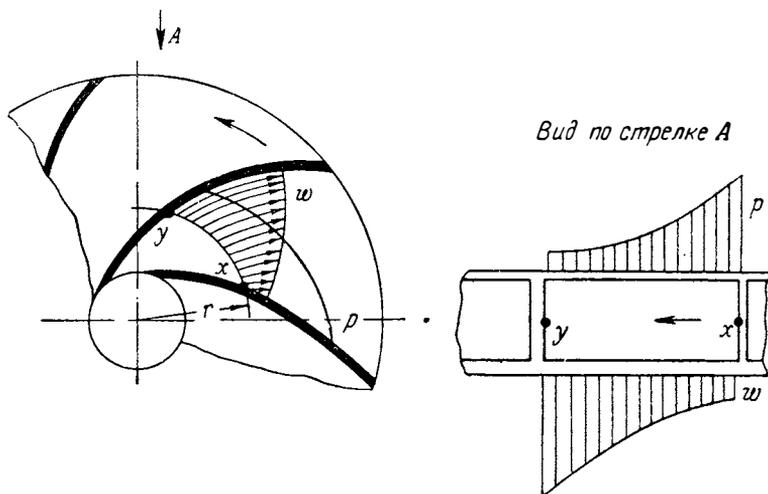
ставляющая  $c_{2u\infty}$  не может измениться, так как между сечениями радиуса  $r_2$  и  $r_3$  энергия жидкости не сообщается и момент количества движения ее остается постоянным:

$$r_2 c_{2u\infty} = r_3 c_{3u\infty},$$

$$c_{2u\infty} = c_{3u\infty}.$$

#### § 4. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ЛОПАТОЧНЫХ НАСОСОВ

Между потоком жидкости и лопатками рабочего колеса осуществляется силовое взаимодействие. Основное уравнение лопаточных машин связывает кинематику потока с силами, действующими на колесо.

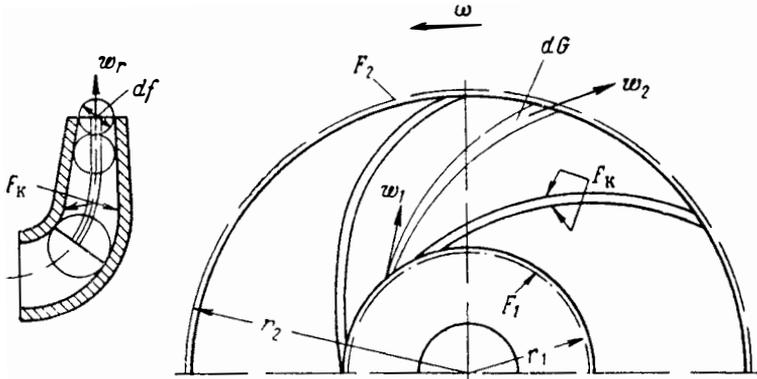


Фиг. 35. Картина распределения давления и скорости в межлопаточном канале.

Таким уравнением является уравнение Л. Эйлера, вытекающее из закона момента количества движения. Применение закона, связывающего изменение количества движения с силовым воздействием на поток, методически чрезвычайно удобно, так как позволяет связать параметры входа и выхода из колеса с действующими силами, не раскрывая весь сложный механизм, силового взаимодействия лопаток колеса и потока жидкости.

Это взаимодействие сказывается в конечном результате в том, что на лопатки вращающегося колеса действует разность сил давления по обе стороны лопатки. У насоса (компрессора) эта разность давлений определяет момент сопротивления, у турбины — крутящий момент. Неравномерность распределения давления (фиг. 35) будет вызывать соответственно неравномерность распределения относи-

тельных скоростей по межлопаточному каналу. Вследствие этого при установившемся характере течения жидкости через рабочее колесо абсолютное движение жидкости через колесо будет носить неустановившийся характер, даже при установившемся течении жидкости во входном устройстве. В самом деле, каждая частица колеса периодически проходит через точку, связанную с корпусом. Давление и скорости в этой точке будут циклически изменяться в соответствии с распределением давления и скорости в межлопаточном



Фиг. 36. К выводу основного уравнения лопаточного насоса.

канале. Следовательно, не будет выдерживаться характерный признак установившегося движения — постоянство скорости и давления в данной точке пространства.

Исходя из этого применим уравнение моментов количества движения для относительного движения, которое на расчетном режиме можно рассматривать как установившееся.

Запишем уравнение моментов количества движения:

$$M = \frac{dG}{g} (\omega_u r_2 - \omega_u r_1).$$

Выразим это уравнение словами: *момент равнодействующей силы, приложенной к какому-либо контуру жидкости, равняется изменению момента количества движения массы, протекающей в единицу времени через этот контур.*

Примем это соотношение для струйки жидкости с расходом  $dG$ , протекающей через колесо центробежного насоса (фиг. 36),

$$\frac{dG}{g} (\omega_u r_2 - \omega_u r_1) = M_z, \quad (18)$$

где  $M_z$  — момент внешних сил, действующих на выделенный объем жидкости; он складывается из момента внешних поверхностных сил  $M_{f_z}$  и момента внешних массовых сил  $M_{\tau_z}$ ,

$$M_z = M_{f_z} + M_{\tau_z}.$$

К массовым (объемным) силам относятся сила веса, центробежная сила и кориолисова сила инерции.

Центробежные силы проходят через ось, поэтому не дают момента относительно оси вращения. Рассмотрим, как определяется момент  $M_{f_z}$ :

$$M_{f_z} = \int_f r P_{f_u} df,$$

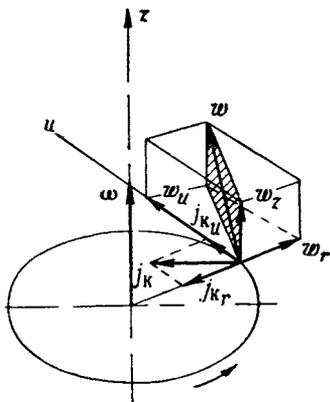
где  $P_{f_u}$  — окружная составляющая вектора поверхностных сил, отнесенная к единице площади.

Момент массовых сил включает в себя момент сил веса  $M_{g_z}$  и момент кориолисовой силы инерции  $M_{k_z}$ .

Момент кориолисовой силы инерции запишем в интегральном виде

$$M_{k_z} = \int_{\tau} r F_{k_u} \rho d\tau,$$

Фиг. 37. К определению ускорения Кориолиса.



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

$\tau$  — объем выделенного элемента жидкости;

$F_{k_u}$  равняется окружной составляющей кориолисова ускорения, взятой с обратным знаком

$$F_{k_u} = -j_{k_u}.$$

Из рассмотрения фиг. 37, где показаны векторы скорости и ускорения для движения струйки по колесу (см. также фиг. 36), следует

$$j_{k_u} = 2(\overline{\omega w_r}) = 2\omega w_r,$$

и

$$F_{k_u} = -2\omega w_r.$$

Элементарный объем  $d\tau$  можно представить в виде

$$d\tau = dr df.$$

Подставляя эти выражения в формулу для  $M_{k_z}$ , получим

$$M_{k_z} = - \int_{r_1}^{r_2} 2r\omega w_{r,\rho} df dr;$$

$\frac{dG}{g} = w_{r,\rho} df$  — по уравнению неразрывности.

Тогда

$$\begin{aligned} M_{k_z} &= - \frac{dG}{g} 2\omega \int_{r_1}^{r_2} r dr = - \frac{dG}{g} \omega (r_2^2 - r_1^2) = \\ &= - \frac{dG}{g} (u_2 r_2 - u_1 r_1). \end{aligned} \quad (19)$$

Подставим это соотношение в исходное уравнение (18):

$$\frac{dG}{g} (w_{2u} r_2 - w_{1u} r_1) = M_{f_z} + M_{g_z} - \frac{dG}{g} (u_2 r_2 - u_1 r_1).$$

Заменяя  $c_u$  векторной суммой  $w_u$  и  $u$

$$\bar{c}_u = \bar{w}_u + \bar{u},$$

получим

$$M_{f_z} + M_{g_z} = \frac{dG}{g} (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1). \quad (20)$$

Это соотношение означает, что для элементарной струйки при установившемся относительном движении через колесо изменение момента количества движения относительно оси вращения равно главному моменту поверхностных сил и сил веса относительно той же оси.

Рассмотрим момент воздействия колеса центробежного насоса на поток движущейся жидкости. За выделенный объем примем объем, ограниченный внутренними поверхностями рабочего колеса  $F_k$ , включая поверхность лопаток, и контрольными цилиндрическими поверхностями  $F_1$  и  $F_2$ , соответственно на радиусе входа  $r_1$  и радиусе выхода из колеса  $r_2$  (см. фиг. 36).

Суммарный момент внешних сил, действующих на выделенный объем жидкости, должен складываться из момента поверхностных сил и момента сил веса. Но момент сил веса будет равен нулю вследствие симметрии течения жидкости относительно оси вращения; следовательно, суммарный момент, приложенный к жидкости, определится воздействием поверхностных сил.

Разбив всю область колеса на отдельные струйки, начинающиеся на поверхности  $F_1$  и заканчивающиеся на поверхности  $F_2$ , запишем

$$\int_F r P_{F_u} dF = \sum \frac{dG}{g} (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1). \quad (21)$$

Учитывая неустановившийся характер абсолютного движения в колесе, найдем среднее значение момента окружной скорости

$$\overline{c_{1u}r_1} = \frac{\sum c_{1u}r_1 \Delta G}{G};$$

$$\overline{c_{2u}r_2} = \frac{\sum c_{2u}r_2 \Delta G}{G};$$

$$\sum \frac{\Delta G}{g} (c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1) = \frac{G}{g} (\overline{c_{2u}r_2} - \overline{c_{1u}r_1}).$$

Знак осреднения в дальнейшем при написании будем опускать

$$\int_F r P_{F_u} = \frac{G}{g} (c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1).$$

Все поверхностные силы, действующие на струйки, уравновешиваются. Момент поверхностных сил складывается:

1) из момента поверхностных сил, действующих по поверхности колеса  $M_n$ ; назовем этот момент моментом воздействия лопаточного колеса на поток —

$$M_n = \int_{F_k} r P_{F_u} dF;$$

2) из момента поверхностных сил по контрольной поверхности  $F_1$ ;

3) из момента поверхностных сил по контрольной поверхности  $F_2$ .

Нормальные составляющие поверхностных сил на поверхностях  $F_1$  и  $F_2$  проходят через ось вращения и не дают момента; следовательно, остается учесть только касательные поверхностные силы на цилиндрических поверхностях  $F_1$  и  $F_2$ . Такими силами являются силы внутрижидкостного трения.

Обозначим момент сил трения по поверхности  $F_1$  через  $M_{\tau p1}$  и по поверхности  $F_2$  через  $M_{\tau p2}$ .

Тогда можно записать

$$M_n - M_{\tau p1} - M_{\tau p2} = \frac{G}{g} (c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1). \quad (22)$$

Моменты трения действуют в направлении, обратном действию момента воздействия колеса на поток, поэтому они взяты со знаком минус.

Моменты трения пренебрежимо малы по сравнению с моментом воздействия лопаточного колеса на поток. Поэтому, полагая  $M_{\tau p1} \rightarrow 0$  и  $M_{\tau p2} \rightarrow 0$ , получим приближенное соотношение

$$M_n = \frac{G}{g} (c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1) \text{ кгм}. \quad (23)$$

Таким образом, момент воздействия колеса лопаточного насоса на поток определяется изменением момента количества движения жидкости, протекающей в секунду через колесо.

Именно изменение момента количества движения жидкости является характерным признаком лопаточных насосов. Момент этот передается жидкости посредством поверхностных сил, т. е. сил давления и трения.

Мощность, поглощаемая колесом насоса, найдется перемножением  $M_n$  на угловую скорость вращения  $\omega$ :

$$N = M_n \omega = \frac{G}{g} (c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1) \text{ кгм/сек.} \quad (24)$$

Удельная работа или напор лопаточного колеса определяется как частное от деления мощности на расход

$$\frac{N}{G} = H_r = \frac{1}{g} (c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1) \text{ кгм/кг.} \quad (25)$$

Напор обычно выражается в метрах столба перекачиваемой жидкости.

Это соотношение было выведено Л. Эйлером в 1754 г. Оно является основным уравнением лопаточных машин, в частности, лопаточных насосов, так как связывает кинематические показатели потока жидкости с величиной работы колеса. Уравнение Эйлера показывает, что величина напора насоса, т. е. приращение энергии на единицу массы прокачиваемой жидкости, выраженная в метрах, не зависит от рода жидкости, а зависит только от соотношения скоростей.

Наличие положительной окружной составляющей скорости, т. е. закрутка потока на входе в сторону вращения, уменьшает напор насоса. При  $c_{1u} = 0$

$$H_r = \frac{c_{2u} u_2}{g} \text{ м.} \quad (26)$$

## § 5. ВЫРАЖЕНИЕ НАПОРА КОЛЕСА ЧЕРЕЗ ЦИРКУЛЯЦИЮ

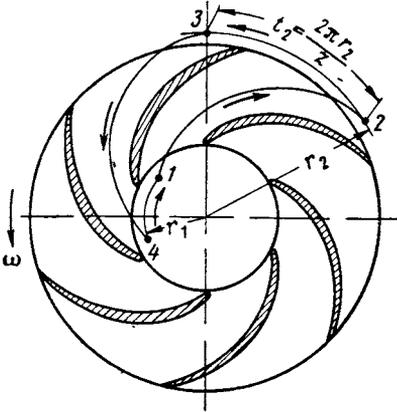
Выразим теоретический напор колеса через циркуляцию по контуру, охватывающему все лопатки колеса. Сначала рассмотрим циркуляцию вокруг лопатки. За контрольный контур выберем контур 1, 2, 3, 4 (фиг. 38)

$$\Gamma_n = \oint_{1234} c \cos(\hat{cs}) ds. \quad (27)$$

Циркуляционные скорости по отрезкам линий тока 1—2 и 3—4, расположенных симметрично, равны и обратны по знаку; следовательно, циркуляция вокруг лопатки равна сумме циркуляций скорости

по линиям 2—3 и 4—1 (за положительное направление примем направление по вращению);

$$\begin{aligned} \Gamma_n &= \int_{23} c_u ds - \int_{41} c_u ds = \bar{c}_{2u} \frac{2\pi r_2}{z} - \bar{c}_{1u} \frac{2\pi r_1}{z} = \\ &= \frac{2\pi}{z} (\bar{c}_{2u} r_2 - \bar{c}_{1u} r_1); \end{aligned} \quad (28)$$



Фиг. 38. К выражению напора колеса через циркуляцию.

$\bar{c}_{1u}$  и  $\bar{c}_{2u}$  — соответственно средние значения окружных составляющих абсолютных скоростей на входе и выходе из колеса. Суммируя для всех лопаток колеса, получим

$$\Gamma_k = z \Gamma_n = 2\pi (\bar{c}_{2u} r_2 - \bar{c}_{1u} r_1). \quad (29)$$

Выражение для теоретического напора колеса представим в виде

$$H_T = \frac{u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}}{g} = \frac{\omega}{g} (\bar{c}_{2u} r_2 - \bar{c}_{1u} r_1).$$

Подставляя значение циркуляции в формулу для напора, получим

$$H_T = \frac{\Gamma_k \omega}{2\pi g}. \quad (30)$$

## § 6. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Уравнение Эйлера не дает связи между давлением и скоростью внутри межлопаточного канала. Для установления такой связи необходимо применить уравнение энергии. При абсолютном установившемся движении, которое имеет место в неподвижных элементах проточной части насоса, т. е. в подводящих и отводящих устройствах, уравнение энергии применяется в виде уравнения Бернулли. Для несжимаемой жидкости оно записывается так:

$$\frac{p}{\gamma} + h_z + \frac{c^2}{2g} = \text{const}. \quad (31)$$

Полная механическая энергия жидкости при установившемся движении, равная сумме энергий давления, положения и кинетической энергии, остается вдоль струйки постоянной величиной. Для потенциального движения уравнение Бернулли справедливо для всего потока.

При движении по межлопаточным каналам вращающегося колеса абсолютное движение жидкости является неустановившимся,

поэтому уравнение Бернулли (справедливое для абсолютного установившегося движения) неприменимо для исследования движения потока в колесе. Рассмотрим уравнение энергии при установившемся относительном движении жидкости в колесе лопаточного насоса.

Запишем уравнение движения жидкости в форме Эйлера в направлении перемещения частицы

$$F_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{dv}{dt}, \quad (32)$$

где  $F_s$  — составляющая массовых сил в направлении перемещения частицы, отнесенная к единице массы;

$v$  — скорость движения частицы жидкости, в общем случае  $v = v(t, s)$ .

Развернем выражение для  $dv/dt$  и преобразуем уравнение (32):

$$F_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial s} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{v^2}{2} \right).$$

Для установившегося относительного движения

$$F_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{v^2}{2} \right). \quad (33)$$

Умножим преобразованное уравнение (33) на величину перемещения; получим уравнение энергии, так как в него входят приращения работ сил и энергии жидкости:

$$F_s ds - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} ds = \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{v^2}{2} \right) ds. \quad (34)$$

При относительном движении к массовым силам относятся силы веса, центробежные силы инерции и кориолисова сила инерции.

Принимая направление оси вращения  $z$  вертикально вверх (обратно направлению силы тяжести), составляющая силы веса в направлении перемещения будет равна

$$-g \cos(\hat{z}, ds) = -g \frac{dz}{ds}.$$

Составляющая центробежной силы будет равна

$$\omega^2 r \cos(\hat{r}, ds) = \omega^2 r \frac{dr}{ds}.$$

Работа кориолисовой силы в направлении перемещения будет равна нулю, так как кориолисова сила инерции перпендикулярна направлению относительной скорости, т. е. направлению перемещения. Следовательно,

$$F_s = -g \frac{dz}{ds} + \omega^2 r \frac{dr}{ds}. \quad (35)$$

Подставляя значение  $F_s$  в уравнение (34) для приращения работы, получим

$$-g \frac{dz}{ds} ds + \omega^2 r \frac{dr}{ds} ds - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} ds - \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{w^2}{2} \right) ds = 0.$$

Сокращая на  $ds$  и меняя знак, получим

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

Считая  $\rho$  функцией только одного давления  $p$  и интегрируя, получим

$$gh_z + \frac{w^2 - u^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} = \text{const}; \quad (36)$$

для несжимаемой жидкости

$$gh_z + \frac{w^2 - u^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \text{const},$$

или

$$h_z + \frac{w^2 - u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} = \text{const}. \quad (37)$$

В таком виде уравнение энергии может применяться для струйки жидкости, протекающей во вращающемся колесе. Это же уравнение может быть применено и для всего потока, проходящего через колесо (для идеальной жидкости). В этом случае его следует выводить из уравнения движения жидкости в форме Громеко<sup>1</sup>.

### § 7. РАБОТА, ПЕРЕДАВАЕМАЯ ЖИДКОСТИ КОЛЕСОМ, И СТЕПЕНЬ РЕАКЦИИ КОЛЕСА (БЕЗ УЧЕТА ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ)

Пренебрегая влиянием толщины лопаток на величину и направление скоростей, из треугольников скоростей (фиг. 39) следует:

$$w_1^2 = u_1^2 + c_1^2 - 2c_1u_1 \cos \alpha_1; \quad (38)$$

$$w_2^2 = u_2^2 + c_2^2 - 2c_2u_2 \cos \alpha_2. \quad (39)$$

Вычитая (38) из (39) и умножив все члены на  $1/2g$ , получим

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

Теоретический напор по уравнению Эйлера равен

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

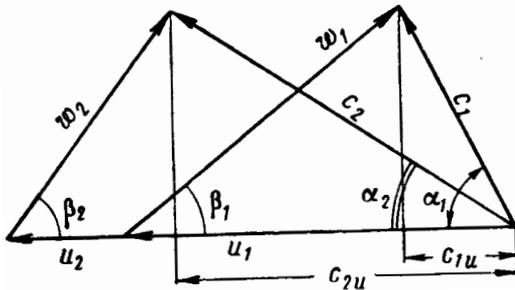
<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

Сравнивая с предыдущим уравнением, получим выражение для  $H_T$  в преобразованном виде (вторая форма уравнения Эйлера)

$$H_T = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}. \quad (40)$$

Приращение кинетической энергии в абсолютном движении составит *динамический напор колеса*

$$H_{\text{дин}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}. \quad (41)$$



Фиг. 39. Треугольники скоростей на входе и выходе из колеса насоса.

Применим уравнение энергии относительного движения (37) к потоку через колесо. Пренебрегая изменением энергии положения, запишем уравнение (37) для входных и выходных параметров

$$\frac{w_1^2 - u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \text{const} \quad (42)$$

и

$$\frac{w_2^2 - u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} = \text{const}. \quad (43)$$

Вычитая (42) из (43), получим

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g};$$

$\frac{p_2 - p_1}{\gamma}$  представляет собой приращение потенциальной энергии (энергии давления). Назовем эту величину *статическим напором колеса*

$$H_{\text{ст}} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}. \quad (44)$$

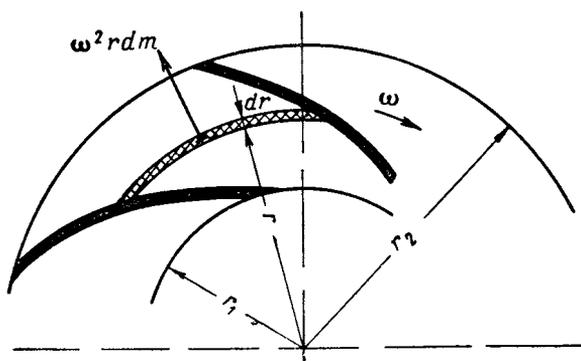
Сравнивая (44) и (40), заключаем, что

$$H_{\tau} = H_{\text{дин}} + H_{\text{ст.}}$$

Разберем более подробно выражение для статического напора:

$$H_{\text{ст}} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma}.$$

Член  $\frac{w_1^2 - w_2^2}{2g}$  представляет собой изменение кинетической энергии в относительном движении и показывает, что повышение



Фиг. 40. К определению работы центробежных сил.

давления может быть достигнуто торможением потока в относительном движении.

Нетрудно показать, что  $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}$  выражает работу центробежных сил.

Работа центробежных сил  $L_{\text{ц.с}}$  может быть подсчитана (фиг. 40) как

$$L_{\text{ц.с}} = \int_{r_1}^{r_2} m \omega^2 r dr = m \omega^2 \int_{r_1}^{r_2} r dr = m \omega^2 \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} = m \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}, \quad (45)$$

где  $\omega^2 r$  — центростремительное ускорение.

Для  $m = 1/g$  массы 1 кг

$$L_{\text{ц.с}} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}.$$

Введем понятие о степени реакции колеса насоса как отношении статического напора к полному:

$$\rho_k = \frac{H_{ст}}{H_T} = \frac{\frac{p_2 - p_1}{\gamma}}{\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}}. \quad (46)$$

Рабочие колеса всех центробежных насосов реактивные. Всегда  $\rho_k > 0$  и  $p_2 > p_1$ .

Влияние степени реакции на напор колеса

Примем для простоты рассуждений, что  $c_{1u} = 0$ , что лопатки бесконечно тонкие и их бесконечно большое число.

Преобразуем выражение для степени реакции  $\rho$

$$\begin{aligned} \rho_k &= \frac{H_{ст}}{H_T}; \\ H_T &= \frac{c_{2u}u_2}{g}; \\ H_{дин} &= \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}. \end{aligned}$$

Или учитывая, что  $c^2 = c_m^2 + c_u^2$ ,

$$H_{дин} = \frac{c_{2m}^2 - c_{1m}^2}{2g} + \frac{c_{2u}^2 - c_{1u}^2}{2g}.$$

Полагая  $c_{1m} = c_{2m}$ , что часто встречается в насосах ЖРД,  $H_{дин} = \frac{c_{1u}^2 - c_{2u}^2}{2g}$  и учитывая, что  $c_{1u} = 0$ ,

$$H_{дин} = \frac{c_{2u}^2}{2g}.$$

Используя соотношение  $H_{ст} = H_T - H_{дин}$ , получим

$$H_{ст} = \frac{c_{2u}u_2}{g} - \frac{c_{2u}^2}{2g} = \frac{c_{2u}(2u_2 - c_{2u})}{2g}$$

и

$$\rho_k = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2}. \quad (47)$$

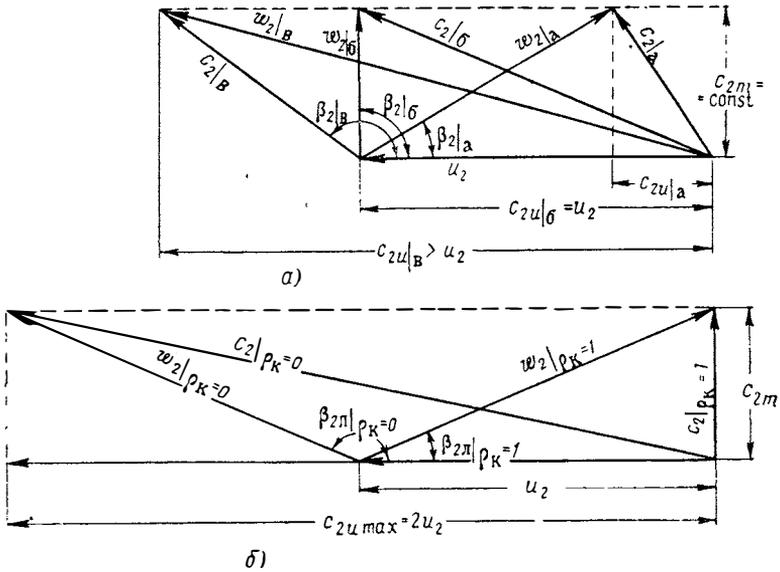
Исследуем формулу (47) при  $z = \infty$ .

1)  $\rho_k = 1$ ;

$c_{2u} = 0$ , так как  $u_2 \neq \infty$ .

Если  $c_{2u} = 0$ , то  $H_{T\infty} = 0$ ,  $H_{дин} = 0$ ,  $H_{ст} = 0$ .

Чисто реактивное колесо ( $\rho_k=1$ ) не имеет смысла в насосах, так как колесо никакого напора не дает. Отсюда важный вывод: нельзя всю энергию, подведенную к насосу, преобразовать только в статический напор колеса. Передача механической энергии жидкости возможна только при увеличении ее момента количества движения, т. е. когда  $c_{2u} > 0$  (при  $c_{1u} = 0$ ) или  $c_{2u} > c_{1u}$  (при  $c_{1u} \neq 0$ ).



Фиг. 41. Треугольники скоростей для разных степеней реакции колеса.

На фиг. 41, б показан треугольник скоростей, соответствующий  $c_{2u} = 0$  и  $\rho_k = 1$ . Из нее следует, что

$$\operatorname{tg} \beta_{2n} |_{\rho_k=1} = \frac{c_{2m}}{u_2}.$$

Для примера найдем значение  $\beta_{2n} |_{\rho_k=1}$ . Допустим

$$c_{2m} = 10 \text{ м/сек}; \quad u_2 = 100 \text{ м/сек}.$$

$$\beta_{2n} |_{\rho_k=1} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{c_{2m}}{u_2} = 6^\circ.$$

Предельный угол наклона лопаток для получения напора в колесе насоса составляет таким образом

$$\beta_{2n} |_{\rho_k=1} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{c_{2m}}{u_2}.$$

При углах  $\beta_{2n}$ , больших  $\beta_{2n} |_{\rho_k=1}$ ,  $H_T > 0$ , при меньших углах насос работает на режиме турбины:  $c_{2u} < 0$ ,  $H_T < 0$ .

2)  $\rho_k = 0$ .

При этом  $c_{2u} = 2u_2$ .

$$H_{T\infty} = \frac{2u_2^2}{g}, \quad H_{CT} = \frac{c_{2u}(2u_2 - c_{2u})}{2g} = 0,$$

$$H_{\text{дин}} = \frac{2u_2^2}{g}.$$

При  $\rho_k = 0$  колесо работает по чисто активному принципу. Весь напор является динамическим.

Треугольник скоростей, соответствующий  $\rho_k = 0$ , показан на фиг. 41, б.

Найдем угол наклона лопаток, отвечающий соотношению

$$c_{2u} = 2u_2.$$

Из

$$\beta_{2л} |_{\rho_k=1} = \arctg \frac{c_{2m}}{u_2}$$

по фиг. 41, б легко установить связь угла  $\beta_{2л} |_{\rho_k=1}$  и  $\beta_{2л} |_{\rho_k=0}$ .  
Для  $c_{2m} = 10$  м/сек и  $u_2 = 100$  м/сек

$$\beta_{2л} |_{\rho_k=0} = 174^\circ.$$

Для углов, больших  $\beta_{2л} |_{\rho_k=0}$ , при течении в колесе насоса давление будет уменьшаться ( $H_{CT} < 0$ ), а весь напор будет реализовываться как динамический. Очевидно, что такое колесо нецелесообразно для получения больших давлений на выходе из насоса.

3)  $\rho_k = \frac{1}{2}$ .

Из соотношения  $\frac{1}{2} = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2}$  следует, что  $c_{2u} = u_2$ . Отсюда

$$H_{T\infty} = H_{CT} = H_{\text{дин}} = \frac{u_2^2}{2g}.$$

Треугольник скоростей, соответствующий  $\rho_k = \frac{1}{2}$ , показан на фиг. 41, а индексами "б";  $\beta_{2л} |_{\rho_k=\frac{1}{2}} = 90^\circ$ . Построим зависимость теоретического, статического и динамического напоров от степени реакции (фиг. 42). Кроме степени реакции, по оси абсцисс нанесем величину углов  $\beta_{2л}$ .

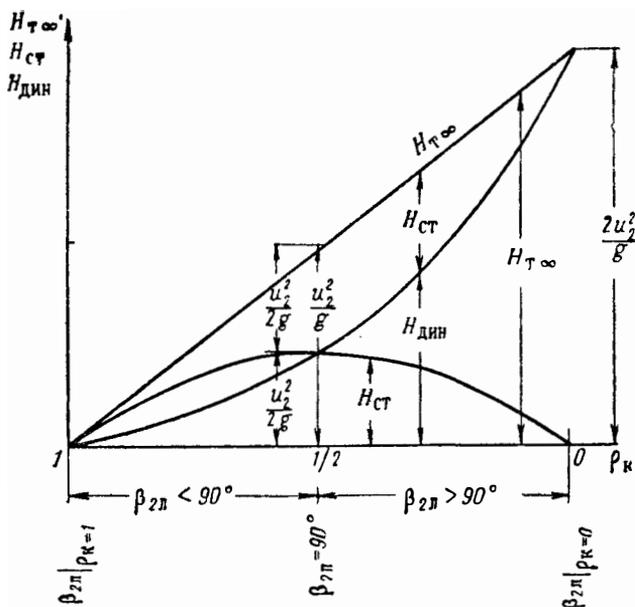
На основании этого графика можно сделать следующее заключение:

1. Чем больше  $\beta_{2л}$ , тем больше напор, получаемый от рабочего колеса, но начиная с  $\beta_{2л}=90^\circ$ , возрастает доля динамического напора и при

$$\beta_{2л} = 180^\circ - \text{arctg} \frac{c_{2m}}{u_2}$$

$$\rho_k = 0 \text{ и } H_{ст} = 0.$$

При  $\beta_{2л} > \beta_{2л}|_{\rho_k=0}$  статический напор при протекании жидкости через колесо будет уменьшаться.



Фиг. 42. Влияние степени реакции колеса на величину напора.

2. Максимум статического напора получается при  $\beta_{2л}=90^\circ$ ; в этом случае он равен половине полного напора.

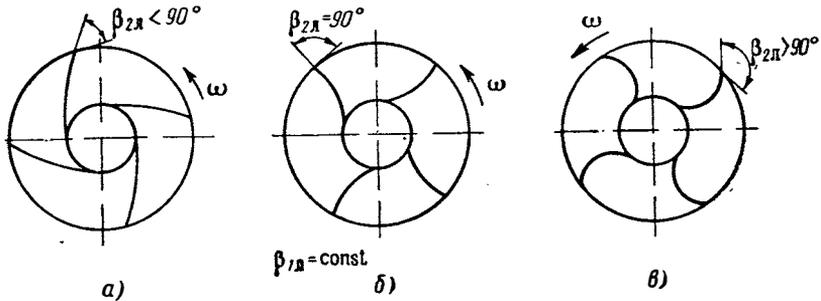
3. При углах  $\beta_{2л} < \beta_{2л}|_{\rho_k=1}$  насос работает на режиме турбины,  $H_{Т∞} < 0$  ( $c_{2m} < 0$ , т. е. направлено в сторону, обратную вращению).

Колеса насосов могут иметь лопатки трех основных типов: а)  $\beta_{2л} < 90^\circ$ ; б)  $\beta_{2л} = 90^\circ$ ; в)  $\beta_{2л} > 90^\circ$  (фиг. 41 и 43).

Рассмотрим, какие колеса, имеющие различные выходные углы, больше удовлетворяют требованиям, предъявляемым к насосам ЖРД.

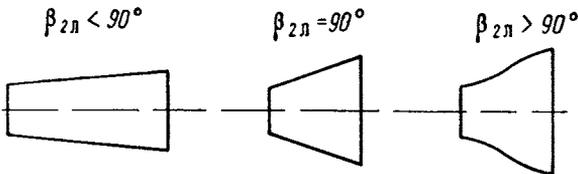
1. Исходя из требований получения максимального гидравлического к. п. д. насоса:

а) целесообразно иметь большую долю статического напора, так как потери, сопровождающие процесс преобразования больших величин кинетической энергии в энергию давления в отводящих устройствах, велики; следовательно, предпочтительнее  $\beta_{2л} \ll 90^\circ$ ;



Фиг. 43. Схема колес с различными углами лопаток на выходе из колеса.

б) форма межлопаточного канала в плоскости вращения (фиг. 44; на ней показаны формы канала при выпрямлении оси) наиболее благоприятна при малых углах  $\beta_{2л}$ . При малых  $\beta_{2л}$  меньше угол конусности канала, следовательно, меньше возможность отрыва потока и меньше возможность появления обратных токов.



Фиг. 44. Форма развернутого межлопаточного канала при разных  $\beta_{2л}$ .

Но при слишком малых углах  $\beta_{2л}$  канал может получиться очень узким и длинным, что, в свою очередь, вызовет увеличение гидравлических потерь.

Исходя из наиболее благоприятной гидравлической формы канала в плоскости вращения, целесообразней выбирать углы  $\beta_{2л}$  в пределе  $20 \div 40^\circ$ .

2. С увеличением статического напора возрастают потери, связанные с утечкой жидкости из выходной полости (большие давления на выходе из колеса). Следовательно, уменьшается объемный к. п. д.

3. Абсолютная величина  $H_{т\infty}$  при данной окружной скорости мала при малых углах  $\beta_{2л}$ . Поэтому, чтобы получить большой напор

от колеса с малыми углами, требуется увеличивать окружную скорость вращения, что приводит к большим потерям на трение диска.

4. Исходя из требования получения устойчивой и в то же время достаточно пологой характеристики насоса [зависимости  $H=f(Q)$ ] (что нужно для работы и регулирования насоса в системе, как будет показано в дальнейшем) предпочтительнее углы  $\beta_{2л} = 20 \div 40^\circ$ .

5. Для получения максимальной работы с единицы веса предпочтительнее большие углы  $\beta_{2л}$  (большой напор при той же окружной скорости). Но с точки зрения минимального нагружения силами прямые лопатки при  $\beta_{2л} = 90^\circ$  обладают существенным преимуществом, так как не испытывают больших изгибающих моментов от действия центробежных сил. Поэтому колеса авиационных центробежных компрессоров (очень напряженные машины) выполняют с радиальными лопатками. Насосы ЖРД обычно имеют окружные скорости меньше  $100 \div 150$  м/сек и, как правило, недогружены в прочностном отношении; поэтому, исходя из условий прочности, вполне возможно применение  $\beta_{2л} < 90^\circ$ .

Учитывая сформулированные выше требования к величине угла, наиболее оптимальная величина угла  $\beta_{2л}$  для насосных систем лежит в пределах  $15 \div 45^\circ$ .

Обычно для насосов  $\beta_{2л} = 15 \div 30^\circ$  и  $\rho_k$  близко к 0,75.

#### § 8. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ КОНЕЧНОГО ЧИСЛА ЛОПАТОК НА РАБОТУ КОЛЕСА

Общий к. п. д. насоса  $\eta_n$  легко определить из опыта

$$\eta_n = \frac{N_n}{N_H};$$

$N_n = \frac{Q\gamma H}{75}$  вычисляется по измеренным значениям  $Q$ ,  $H$  и  $\gamma$ ;

$N_H$  — непосредственно измеряется (точнее, измеряется  $M_{кр}$  и  $n$ ).

Из выражения  $\eta_n = \eta_r \eta_{об} \eta_{мех}$  получим

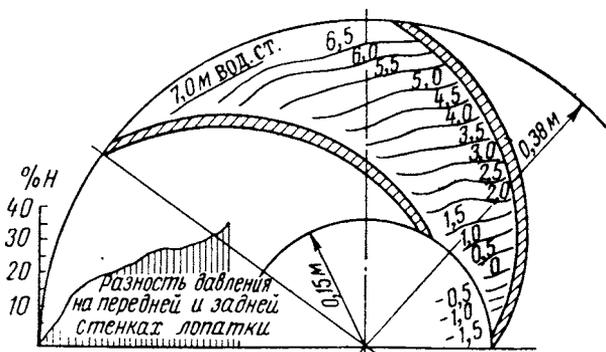
$$\eta_r = \frac{\eta_n}{\eta_{об} \eta_{мех}}.$$

Поставив специальные опыты, можно определить с известным приближением  $\eta_{об}$  и  $\eta_{мех}$  и подсчитать  $\eta_r$ . Зная  $\eta_r$ , находят  $H_T = H/\eta_r$ . Этот теоретический напор всегда меньше напора, определенного по формуле Эйлера, считая направление относительных скоростей, совпадающим с направлением профиля лопатки,  $H_T < H_{T\infty}$ ;  $H_{T\infty}$  по существу является расчетным теоретическим напором при основном допущении  $z = \infty$ . Обычно  $H_T/H_{T\infty} = 0,65 \div 0,75$ . Таким образом, разница между  $H_T$  и  $H_{T\infty}$  весьма существенна.

Это явление объясняется тем, что при конечном числе лопаток жидкость не может воспринять, а колесо передать энергию, большую  $H_T$ .

Чтобы передать энергию колеса жидкости, давление на набегающей стороне лопатки должно быть выше давления на задней стороне. Лопатка оказывает нагнетающее действие на поток в окружном направлении.

Момент, передаваемый колесом жидкости, вызывает равный по величине, но обратный направленный реактивный момент. Этот



Фиг. 45. Разность давления на переднюю и заднюю стенку (по опытным данным),  $n=700$  об/мин, расчетный расход  $72 \text{ м}^3/\text{час}$ .

реактивный момент может существовать только как разность давлений по обе стороны лопатки (пренебрегая моментом трения). Давление на набегающей стороне лопатки будет больше (см. фиг. 35 и 45). В этом и состоит силовое реактивное воздействие жидкости на колесо.

На фиг. 45 даны результаты опытного определения давления в межлопаточном канале<sup>1</sup>. Разность давления на переднюю и заднюю стенку весьма значительна; например, согласно фиг. 45 эта разность, выраженная в  $m$ , составляет в области входа на лопатки до 35% напора, развиваемого колесом. Немедленное воздействие такого распределения давлений скажется в том, что относительные скорости вдоль нерабочей задней стенки лопатки будут больше, чем вблизи передней стенки. Это следует из уравнения энергии для относительного движения (37)

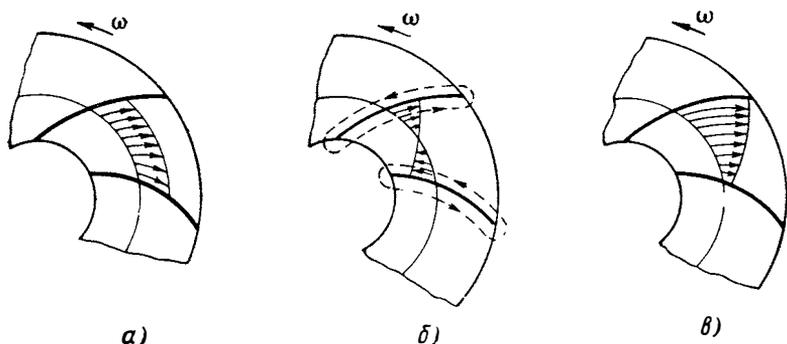
$$\frac{p}{\gamma} + h_z + \frac{w^2 - u^2}{2g} = \text{const.}$$

<sup>1</sup> А. И. Степанов, Центробежные и осевые насосы, Машгиз, 1960.

Пренебрегая изменением энергии положения на данном радиусе, для двух произвольных точек при  $u = \text{const}$  получим

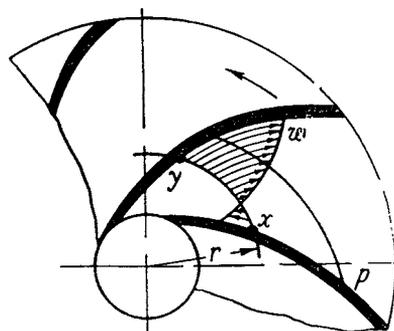
$$\frac{p'}{\gamma} + \frac{w'^2}{2g} = \frac{p''}{\gamma} + \frac{w''^2}{2g}.$$

Кинематически неравномерность относительных скоростей объясняется наличием циркуляции вокруг лопасти, как вокруг любого



Фиг. 46. Распределение относительных скоростей в межлопаточном канале.

обтекаемого профиля. Примерный вид эпюры относительных скоростей в межлопаточном канале показан на фиг. 46. На ней изображены эпюры скоростей чисто расходного движения (а) и циркуляционного движения вокруг профилей лопаток (б).



Фиг. 47. Распределение относительных скоростей при расходах меньше расчетного.

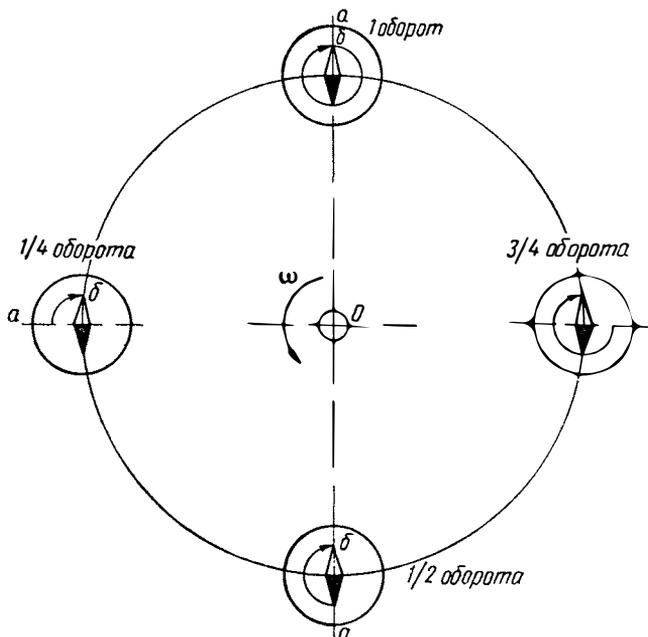
Суммарная эпюра относительных скоростей показана на фиг. 46, в. Циркуляционное обтекание лопаток вызывает перекося относительных скоростей. Вдоль передней (рабочей) стенки лопатки относительные скорости будут меньше, а вдоль задней стенки — больше. Распределение давлений будет обратным.

При малых расходах перекося поля относительных скоростей будет особенно велик. Это может способствовать обратному течению у рабочей стороны лопатки, как утрировано показано на фиг. 47.

При конечном числе лопаток течение в колесе насоса характеризуется наличием осевого вихря в межлопаточных каналах, который вызывает отклонение потока в относительном движении от направления лопаток. Это отклонение относительных скоростей и их не-

равномерность является причиной несовпадения теоретического напора, передаваемого жидкости, и расчетного напора, подсчитываемого по уравнению Эйлера, исходя из схемы бесконечного числа лопаток.

Остановимся на происхождении и природе осевого вихря. Осевой вихрь возникает при любом вращательном движении жидкости.

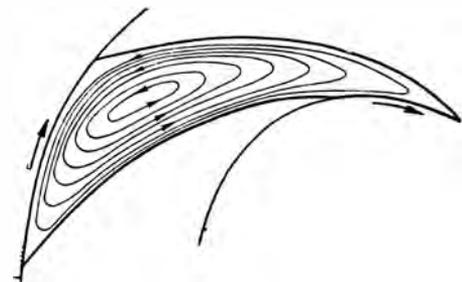


Фиг. 48. Круговорот переносного движения в круглом сосуде.

Рассмотрим движение цилиндра, заполненного идеальной жидкостью, вокруг некоторой оси  $O$ , с постоянной угловой скоростью  $\omega$  (фиг. 48). Точка  $a$  относится к сосуду, точка  $b$  — к жидкости.

При вращении сосуда с вязкой жидкостью жидкость вследствие инерции, как и сцепленная с ней стрелка, останется все время в одном положении. Тем самым жидкость будет иметь вращение относительно стенок цилиндра с той же угловой скоростью  $\omega$ , но противоположное вращению цилиндра относительно оси. В самом деле, за один оборот цилиндра жидкость в цилиндре тоже повернется на один оборот. Рассмотрим движение жидкости в канале колеса, закрытого со стороны входа и выхода (фиг. 49). При вращении колеса жидкость между лопатками также начнет двигаться относительно лопаток, т. е. в канале произойдет круговое вращательное движение жидкости, которое в дальнейшем будем называть круговоротом.

На фиг. 50 показана фотография межлопаточного круговорота (осевого вихря) в открытом круглом водяном бассейне. Насыпанные на дно алюминиевые опилки дали возможность сфотографировать линии тока в межлопаточных каналах при их вращении без расхода. Если на относительное расходное движение с учетом обтекания лопаток, имеющее место в канале колеса, наложить межлопаточный круговорот, то получим картину движения жидкости в канале центробежного насоса. На фиг. 51 изображены примерные линии тока в относительном движении. Густота линий тока меньше у рабочей (набегающей) стороны лопаток. Поток отклонен на выходе в сторону, обратную вращению. Пунктиром показан круговорот и циркуляция вокруг лопатки. Примерную картину линий токов относительного движения в межлопаточном канале при особо малых расходах можно видеть из фиг. 52.

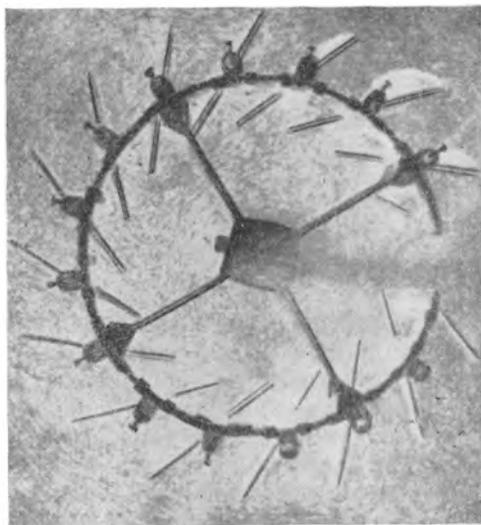


Фиг. 49. Круговорот в закрытом межлопаточном канале.

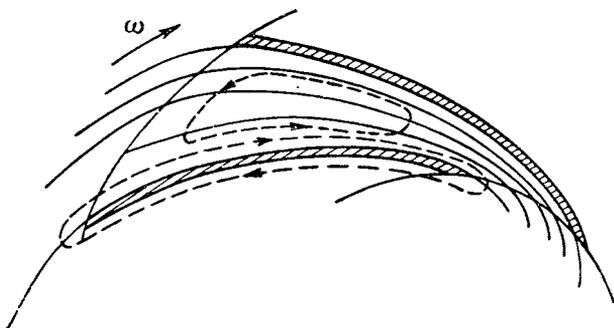
Направление относительных скоростей будет отличаться от направления скоростей, принятых по струйной теории. Условный треугольник скоростей после входа струйки жидкости в межлопаточный канал с учетом межлопаточного круговорота для бесконечно тонкой лопатки показан на фиг. 53.

Треугольник скоростей на выходе из колеса с учетом круговорота также изменит свой вид (фиг. 54).

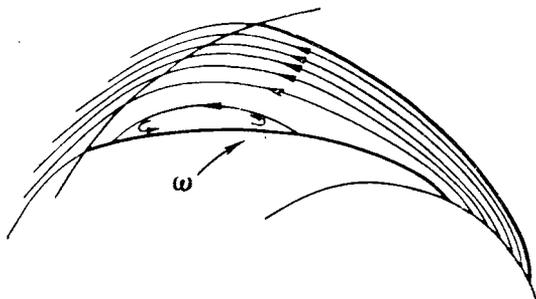
Окружные составляющие скорости круговорота  $\Delta\omega_{1u}$  и  $\Delta\omega_{2u}$  будут отклонять поток при входе в сторону вращения, на выходе — в обратную сторону. Как это следует из треугольника скоростей (см. фиг. 54), построенного для осредненной скорости на выходе с учетом отклонения потока, окружная со-



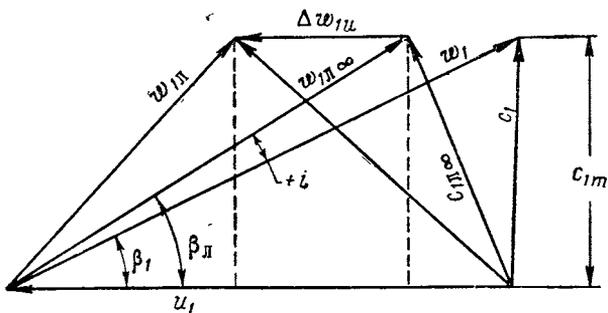
Фиг. 50. Фотография межлопаточного круговорота.



Фиг. 51. Линии тока в межлопаточном канале.



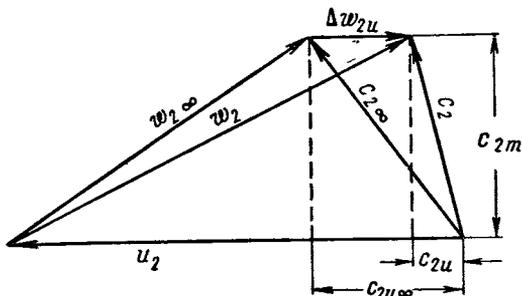
Фиг. 52. Линии тока в межлопаточном канале при расходе, меньшем расчетного.



Фиг. 53. Треугольники скоростей при входе в межлопаточный канал с учетом отклонения потока от направления лопаток.

ставляющая абсолютной скорости, определяющая напор, уменьшится.

При  $c_{2u} < c_{2u\infty}$  теоретический напор  $H_T = u_2 c_{2u} / g$  (полагаем  $c_{1u} = 0$ ), а  $H_{T\infty}$  определится формулой  $H_{T\infty} = u_2 c_{2u\infty} / g$ . Очевидно, что  $H_T < H_{T\infty}$ . Это следует понимать так: колесо передает жидкости энергию меньшую, чем это следует из уравнения Эйлера при допущении совпадения направления относительных скоростей с направлением лопатки (схема  $z = \infty$ ). Таким образом, напор  $H_{T\infty}$ , определяемый по



Фиг. 54. Треугольник скоростей при выходе из межлопаточного канала с учетом отклонения потока.

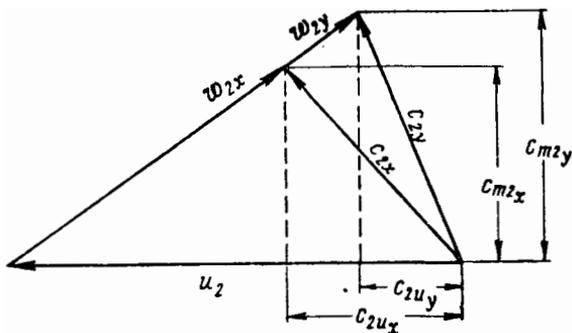
уравнению Эйлера, исходя из схемы  $z = \infty$ , является расчетным напором, не реализуемым на практике. Это не означает, что уравнение Эйлера несправедливо. Несоответствующей оказывается схема расчета  $z = \infty$ . Мы исходим из этой схемы потому, что она наиболее просто, в первом приближении, позволяет оценить кинематику потока, напорность колеса и т. п. Если бы можно было сразу знать действительное направление и величину осредненной скорости, то можно было бы не вычислять  $H_{T\infty}$ , а сразу находить  $H_T$  по уравнению Эйлера.

Влияние скорости круговорота на величину  $c_{1u}$  не должно учитываться при подсчете напора, так как круговорот появился в результате воздействия колеса, а по уравнению Эйлера уменьшать напор будет окружная составляющая скорости, имевшаяся у потока до воздействия колеса.

Отклонение потока на выходе из колеса не является единственной причиной несовпадения  $H_T$  и  $H_{T\infty}$ . Неравномерное распределение относительных скоростей по сечению канала в свою очередь вызывает снижение напора, передаваемого жидкости колесом.

На фиг. 55 показан треугольник скоростей на выходе для разных струек. Скорость  $w_{2y}$  соответствует задней стороне, а ско-

рость  $w_{2x}$  — передней (набегающей стороне) лопатки. Чем больше относительная скорость при том же угле выхода, тем меньше  $c_{2u}$ . А так как бóльшим  $w_2$  соответствуют бóльшие  $c_{2m}$  (определяющие



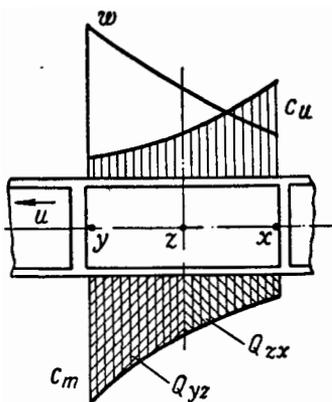
Фиг. 55. Треугольники скоростей на выходе из колеса для струек, текущих у передней и задней стенок лопатки.

расход), то отсюда следует, что большая часть жидкости проходит с большими относительными скоростями (фиг. 56). Это приводит к снижению  $c_{2u}$  и в конечном счете к снижению напора по сравнению с напором, определенным по средней скорости (осредненной по расходу).

Таким образом, падение напора, даже в случае идеальной жидкости, при конечном числе лопаток вызывается не только отклонением потока, но и неравномерным распределением относительных скоростей в межлопаточном канале.

Некоторая доля неравномерности относительных скоростей, а следовательно, и изменение теоретического напора может вызываться неравномерностью абсолютных скоростей еще до вступления жидкости на лопатки, например, за счет поворота перед входом на лопатки, особенно для больших скоростей и малых радиусов поворота<sup>1</sup>.

Итак, теоретический напор для идеальной жидкости снижается в силу двух причин: 1) отклонения потока в сторону, обратную вращению и 2) неравномерного распределения относительных скоро-



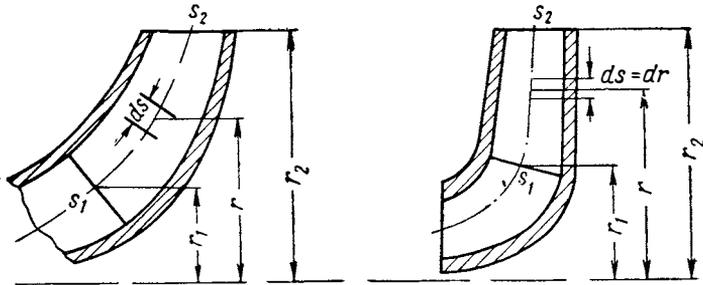
Фиг. 56. Распределение  $c_m$  и  $c_u$  по ширине межлопаточного канала.

<sup>1</sup> А. И. Степанов, Центробежные и осевые насосы, Машгиз, 1960.

стей, при котором поток с нерабочей стороны лопаток протекает с большими относительными скоростями.

Различие  $H_T$  и  $H_{T\infty}$  имеет место не в результате каких-либо потерь, а в связи с ограниченной возможностью колеса в создании напора при конечном числе лопаток.

Величина сил вязкости (трения) и влияние конечного числа лопаток на напор взаимосвязаны. За счет трения движение круговорота уменьшается, и у стенки относительная скорость может иметь направление, близкое к направлению лопаток. Тем самым за счет



Фиг. 57. К определению статического момента средней линии меридионального сечения.

трения у стенок уменьшается отклонение потока в сторону, обратную вращению. Наряду с этим возможный отрыв потока от поверхности лопатки с нерабочей стороны приводит к уменьшению сечения потока, к увеличению относительной скорости и, как следствие этого (см. фиг. 55), к уменьшению окружной составляющей  $c_{2u}$ , т. е. уменьшению напора.

Количественная оценка влияния конечного числа лопаток на теоретический напор весьма затруднительна. Наибольшее распространение получила формула, предложенная К. Пфлейдерером<sup>1</sup>. По Пфлейдереру

$$\frac{H_T}{H_{T\infty}} = \frac{1}{1 + n_L}. \quad (48)$$

$n_L$  — коэффициент, учитывающий конечное число лопаток,

$$n_L = \psi \frac{r_2^2}{zS}, \quad (49)$$

где  $\psi$  — опытный коэффициент, учитывающий влияние вязкости;  
 $r_2$  — радиус наружного диаметра колеса;  
 $z$  — число лопаток колеса;

<sup>1</sup> К. П ф л е й д е р е р, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

$S$  — статический момент средней линии относительно оси вращения (фиг. 57).

$$S = \int_1^2 r ds. \quad (50)$$

Для колес, у которых средняя линия меридионального сечения перпендикулярна или почти перпендикулярна оси, т. е. когда можно  $ds$  заменить  $dr$ ,  $S$  найдется так:

$$S = \int_{r_1}^{r_2} r dr = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2}. \quad (51)$$

Подставляя (51) в формулу (49), получим

$$n_n = \frac{\psi}{z} \frac{r_2^2}{\frac{r_2^2 - r_1^2}{2}}$$

или

$$n_n = 2 \frac{\psi}{z} \frac{1}{1 - \frac{r_1^2}{r_2^2}}. \quad (52)$$

Для  $\psi$  дается формула, полученная по опытным данным<sup>1</sup>

$$\psi = 0,55 + 0,68 + 0,6 \sin \beta_{2n}. \quad (53)$$

Испытания, проведенные в МАИ, показали удовлетворительную сходимость коэффициента  $n_n$ , рассчитанного по формулам (52) и (53), с опытными данными. В отдельных случаях расчетное значение  $n_n$  оказывается несколько ниже определенного опытным путем.

В качестве примера подсчитаем  $n_n$  для колеса насоса, имеющего следующие параметры:

$$z = 8; \quad \frac{r_1}{r_2} = 0,5; \quad \beta_{2n} = 30^\circ.$$

При этом

$$\psi = 0,6 + 0,6 \sin 30^\circ = 0,9,$$

$$n_n = 2 \frac{0,9}{8} \frac{1}{1 - (0,5)^2} = 0,3.$$

<sup>1</sup> А. А. Л о м а к и н, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

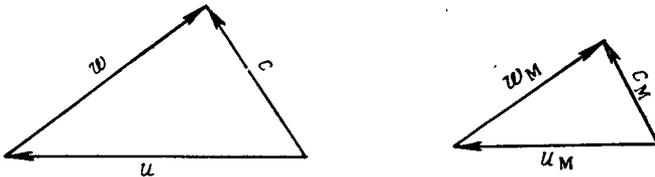
Часто влияние конечного числа лопаток определяют по скоростному коэффициенту  $k_{c_{2u}}$ . Связь  $k_{c_{2u}}$  и  $n_n$  устанавливается формулой

$$k_{c_{2u}} = \frac{c_{2u}}{c_{2u\infty}} = \frac{1}{1 + n_n}.$$

Этот коэффициент определяется опытным путем и опытные данные систематизируются для различных типов насосов.

### § 9. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ НАСОСОВ

Сложный характер движения жидкости в насосах требует широкого применения экспериментальных данных и их обобщения. Часто приходится прибегать к моделированию или переносу данных известных образцов на вновь создаваемые насосы. Для этого должны быть установлены условия геометрического, кинематического



Фиг. 58. Подобные треугольники скоростей.

и динамического подобия, вытекающие из общих законов подобия движения реальных вязких жидкостей.

*Геометрическое подобие* означает, что отношение сходственных геометрических размеров должно быть постоянной величиной для природы и модели. Строго говоря, должна моделироваться и величина шероховатости, т. е. для модели меньших размеров степень обработки должна быть выше. Это на практике не всегда можно выдержать.

*Кинематическое подобие* означает подобие полей скоростей или приближенно подобие треугольников осредненных скоростей.

*Динамическое подобие* наблюдается при выдерживании постоянными критериев подобия, в первую очередь, числа Рейнольдса. Обычно насосы работают в области автомодельности, где величина гидравлических потерь определяется не числом  $Re$ , а относительной шероховатостью. Если относительная шероховатость постоянна, то достаточно геометрического и кинематического подобия.

Существенным является классификация разнообразных конструктивно выполненных насосов на группы согласно характерных геометрических размеров.

Установим основные соотношения для подобных насосов, исходя из геометрического подобия и подобия треугольников скоростей. Подобие треугольников скоростей (фиг. 58) можно записать как

постоянство отношения скоростей натурального и модельного насосов (индекс «м» относится к модельному насосу).

$$\frac{\omega}{\omega_m} = \frac{c}{c_m} = \frac{u}{u_m}. \quad (54)$$

Обозначим отношение любых геометрических размеров  $l/l_m = \chi$ , тогда

$$\frac{u}{u_m} = \frac{\omega}{\omega_m} \frac{r}{r_m} = \chi \frac{n}{n_m}.$$

Расход пропорционален абсолютной скорости и проходному сечению  $Q = cF$ ; а так как площадь определяется квадратом линейных размеров, то  $Q = \text{const } cl^2$ . Отношение расходов через колесо соответственно равно:

$$\frac{Q'}{Q'_m} = \frac{c}{c_m} \frac{l^2}{l_m^2} = \chi^3 \frac{n}{n_m},$$

так как

$$\frac{c}{c_m} = \frac{u}{u_m} = \chi \frac{n}{n_m}.$$

Отношение расходов через насос равно

$$\frac{Q}{Q_m} = \chi^3 \frac{n}{n_m} \frac{\eta_{об}}{\eta_{об.м}}, \quad (55)$$

где

$$Q = Q' \eta_{об}.$$

Обычно  $\eta_{об} \neq \eta_{об.м}$ , так как соотношение зазоров может быть другим, чем соотношение геометрических размеров. Часто зазоры по абсолютной величине почти одинаковы у больших и у малых насосов.

Пренебрегая разницей  $\eta_{об}$  и  $\eta_{об.м}$  и принимая за характерный размер насоса какой-либо диаметр, соотношение (55) записывают в виде

$$\frac{Q}{Q_m} = \frac{D^3}{D_m^3} \frac{n}{n_m}$$

или

$$\frac{Q_m}{n_m D_m^3} = \frac{Q}{n D^3} = \text{const.}$$

Выдерживание этого условия постоянным обеспечивает кинематическое подобие (т. е. подобие треугольников скоростей), выраженное через параметры насоса. Комплекс  $Q/nD^3$  носит название *коэффициента расхода*.

Напор пропорционален квадрату скорости. Это, например, следует из уравнения Эйлера

$$H_T = c_{2u} u_2 / g.$$

Полагая  $c_{2u} = k_{u_2} u_2$ , получим

$$\begin{aligned} H_T &= k_{u_2} \frac{u_2^2}{g}, \\ \frac{H_T}{H_{T.M}} &= \frac{u_2^2}{u_{2.M}^2} = \chi^2 \left( \frac{n}{n_M} \right)^2, \\ \frac{H}{H_M} &= \chi^2 \left( \frac{n}{n_M} \right)^2 \frac{\eta_{Г.М}}{\eta_{Г.М}}, \end{aligned} \quad (56)$$

так как  $H = H_T \eta_{Г.М}$ .

Из формулы для мощности насоса  $N_H = \frac{Q \gamma H}{75 \eta_H}$  следует

$$\frac{N_H}{N_{H.M}} = \frac{Q}{Q_M} \frac{H}{H_M} \frac{\gamma}{\gamma_M} \frac{\eta_{H.M}}{\eta_H}.$$

После несложных преобразований получим

$$\frac{N_H}{N_{H.M}} = \chi^5 \left( \frac{n}{n_M} \right)^3 \frac{\gamma}{\gamma_M} \frac{\eta_{мех.М}}{\eta_{мех}}. \quad (57)$$

Полученные соотношения дают возможность:

1. Пересчитать данные испытаний модельного насоса на натуральный насос по известному геометрическому соотношению, задаваясь при этом отношением чисел оборотов и считая в качестве первого приближения к. п. д. для модели и природы равными.

2. Рассчитать параметры насоса для других чисел оборотов по данным испытаний на одном числе оборотов.

3. Определять для заданных  $Q$  и  $H$  размеры и число оборотов насоса при известных размерах и параметрах модельного насоса. Найдем эти соотношения:

$$\frac{H}{H_M} = \chi^2 \left( \frac{n}{n_M} \right)^2 \frac{\eta_{Г.М}}{\eta_{Г.М}}$$

и

$$\frac{Q}{Q_M} = \chi^3 \frac{n}{n_M} \frac{\eta_{об}}{\eta_{об.М}}.$$

Пренебрегая различием к. п. д. и деля второе уравнение на первое, получим

$$\begin{aligned} \frac{QH_M}{Q_M H} &= \chi \frac{n}{n_M}; \\ \chi &= \frac{QnH_M}{Q_M n_M H}. \end{aligned} \quad (58)$$

Исключим  $\chi$  из соотношений для  $H/H_m$  и  $Q/Q_m$ , для чего возведем первое уравнение в куб, а второе — в квадрат и разделим одно на другое:

$$\frac{H^3}{H_m^3} = \chi^6 \frac{n^6}{n_m^6};$$

$$\frac{Q^2}{Q_m^2} = \chi^6 \frac{n^2}{n_m^2};$$

$$\frac{H^3}{H_m^3} \frac{Q_m^2}{Q^2} = \frac{n^4}{n_m^4},$$

откуда

$$\frac{n}{n_m} = \sqrt[4]{\frac{Q_m}{Q} \frac{H^{3/4}}{H_m^{3/4}}}. \quad (59)$$

Подставив (59) в (58), получим

$$\chi = \sqrt[4]{\frac{Q}{Q_m} \left(\frac{H_m}{H}\right)^{1/4}}. \quad (60)$$

Введем понятие о коэффициенте быстроходности или удельном числе оборотов насоса. Это понятие позволяет разделить насосы, и вообще лопаточные машины, на группы с различными геометрическими соотношениями. Коэффициентом быстроходности называется число оборотов эталонного (модельного) насоса, геометрически подобного натурному, с тем же гидравлическим и объемным к. п. д., но с напором в 1 м и полезной мощностью в 1 л. с.

Из соотношения (59) получим

$$n_m = n \sqrt[4]{\frac{Q}{Q_m} \frac{H^{3/4}}{H_m^{3/4}}}.$$

Найдем расход через принятый эталонный насос

$$N_{пм} = \frac{Q_m H_m \gamma_m}{75};$$

$$1 = \frac{Q_m \gamma_m}{75};$$

$$Q_m = \sqrt[4]{\frac{75}{\gamma_m}} \text{ м}^3/\text{сек.}$$

Коэффициент быстроходности обычно обозначают  $n_s$ , поэтому в дальнейшем будем писать  $n_s$  вместо  $n_m$ .

Зная заданные параметры  $Q$ ,  $H$  и  $n$  какого-либо насоса, найдем его коэффициент быстроходности как число оборотов модельного (эталонного) насоса

$$n_s = n \frac{\sqrt{Q}}{\sqrt{75/\gamma_m} H^{3/4}} = \sqrt{\frac{\gamma_m}{75}} \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}}. \quad (61)$$

В общем случае коэффициент быстроходности зависит от удельного веса жидкости, применяемой в модели.

Если рабочей жидкостью модельного насоса является вода, удельный вес которой  $\gamma = 1000 \text{ кг/м}^3$ , то окончательное выражение для  $n_s$  будет

$$n_s = 3,65n \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}}, \quad (61, a)$$

где

$Q$  в  $\text{м}^3/\text{сек}$ ;

$H$  в  $\text{м}$ ;

$n_s, n$  в об/мин.

Из формулы для  $n_s$  следует, что чем больше расход через насос и чем больше число оборотов, тем  $n_s$  больше. Наоборот, увеличение напора приводит к уменьшению  $n_s$ .

При разных выходных параметрах  $Q$ ,  $H$  и  $n$  равенство значения  $n_s$  обеспечивает одинаковые геометрические отношения для колес насосов. В этом и заключается смысл введения понятия о коэффициенте быстроходности.

При заданных  $H$  и  $Q$  геометрическая форма колеса в значительной мере определяется числом оборотов. По известным значениям  $Q$ ,  $H$  и  $n$  натурального насоса найдем  $n_s$  — число оборотов модельного насоса, для которого  $H=1 \text{ м}$ ,  $N_n=1 \text{ л. с}$ . Так как за рабочее тело этого насоса всегда принимают воду, то расход через него  $Q_m=0,075 \text{ м}^3/\text{сек}$ . При заданных величинах напора и расхода геометрические соотношения этого модельного насоса будут однозначно определяться его числом оборотов. Числу оборотов модельного насоса  $n_s$  отвечают вполне определенные геометрические соотношения для колеса насоса, а так как натуральный насос подобен модельному, то геометрические соотношения натурального насоса будут такими же, как у модельного. Следовательно, насосы с различными параметрами  $Q$ ,  $H$  и  $n$  могут сравниваться и группироваться, исходя из  $n_s$  по геометрическим соотношениям.

Найдем связь коэффициента быстроходности с геометрическими размерами колеса насоса. Пренебрегая толщиной лопаток, расход через насос выразится через геометрические размеры входа в колесо так:

$$Q' = \pi D_1 b_1 c_{1m}.$$

Из входного треугольника скоростей (см. фиг. 29) при  $c_{1u}=0$  и  $i=0$  следует:  $c_{1m}=u_1 \operatorname{tg} \beta_{1л}$ . Подставляя это соотношение в формулу для расхода, получим

$$Q' = \pi D_1 b_1 u_1 \operatorname{tg} \beta_{1л}$$

Выразим напор насоса через геометрические параметры колеса.

$$H = H_{\tau} \eta_{\Gamma} = \frac{H_{\tau\infty}}{1 + n_{л}} \eta_{\Gamma};$$

при  $c_{1u}=0$   $H_{\tau\infty} = \frac{u_2 c_{2u}}{g}$ , следовательно,

$$H = \frac{u_2 c_{2u}}{1 + n_{л}} \eta_{\Gamma}.$$

Из выходного треугольника скоростей (см. фиг. 34) следует, что

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

откуда

$$H = \frac{u_2 (u_2 - c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_{2л}) \eta_{\Gamma}}{1 + n_{л}}.$$

Учитывая, что

$$c_{2m} = \frac{Q'}{\pi D_2 b_2} = \frac{\pi D_1 b_1 u_1 \operatorname{tg} \beta_{1л}}{\pi D_2 b_2}$$

и подставляя развернутые выражения для  $Q'$  и  $H$  в формулу  $n_s$ , после некоторых преобразований получим<sup>1</sup>

$$n_s = 3,65 \frac{60}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{g}{\eta_{\Gamma}} \right)^{3/4} \frac{\frac{D_1}{D_2} \sqrt{\frac{b_1}{D_2} \operatorname{tg} \beta_{1л} (1 + n_{л})^{3/4}}}{\left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \frac{b_1}{b_2} \operatorname{tg} \beta_{1л} \right]^{3/4}}. \quad (62)$$

Формула (62) устанавливает связь коэффициента быстроходности с геометрическими размерами колеса насоса, вернее, с их отношениями.

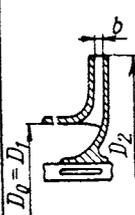
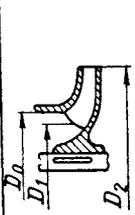
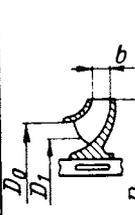
Проследим связь геометрических отношений и  $n_s$ .

$n_s$  увеличивается при:

- 1) увеличении  $D_1/D_2$ ;
- 2) увеличении  $b_1/D_2$ ;
- 3) увеличении  $\beta_{1л}$ ;
- 4) уменьшении  $\beta_{2л}$ ;
- 5) большим  $n_{л}$ , т. е. меньшем числе лопаток и меньшей их рабочей поверхности.

<sup>1</sup> К. Пфлейдерер, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

На фиг. 59 показаны геометрические формы меридионального сечения колес, имеющих различный коэффициент быстроходности. На ней видно, как меняется геометрическая форма колеса при увеличении  $n_s$ . При малых  $n_s$  — тихоходные колеса, межлопаточный канал колеса узкий и длинный. С увеличением  $n_s$  канал уширяется, диаметры входа и выхода сближаются между собой и колесо постепенно из радиального превращается в диагональное, а при дальнейшем увеличении  $n_s$  — в колесо осевого типа. Основным смысл вве-

Центробежные насосы			Колесо диагонального насоса	Колесо пропеллерного насоса
Тихоходное колесо	Нормальное колесо	Быстроходное колесо		
				
$n_s = 40-80$	$n_s = 80-150$	$n_s = 150-300$	$n_s = 300-600$	$n_s = 600-1200$
$D_2/D_0 \approx 2,5$	$D_2/D_0 \approx 2,0$	$D_2/D_0 \approx 1,8-1,4$	$D_2/D_0 \approx 1,2-1,1$	$D_2/D_0 \approx 0,8$

Фиг. 59. Меридиональные сечения колес при различных коэффициентах быстроходности.

дения коэффициента быстроходности заключается в том, что он позволяет классифицировать насосы по геометрической форме.

Приведем для примера возможные значения коэффициентов быстроходности для насосных систем ЖРД.

При числе оборотов  $n = 4000$  об/мин,  $Q = 100$  л/сек и напоре  $H = 500$  м  $n_s$  составляет 42,7. При числе оборотов  $n = 20\ 000$  об/мин,  $Q = 5$  л/сек и напоре  $H = 500$  м  $n_s$  составляет 49,5.

Коэффициенты быстроходности насосов ЖРД обычно меньше 100. Таким образом, насосы ЖРД имеют тихоходные колеса или колеса средней быстроходности. Это определяется соотношениями заданных параметров  $Q$ ,  $H$  и  $n$ .

Насосы низкой и средней быстроходности хорошо изучены в технике и многие опытные данные и конструкторский опыт, накопленные по этим насосам, могут быть применены в насосах ЖРД, относящихся к этим же классам насосов.

В технической литературе можно встретить значения  $n_s$ , выраженные через английские и американские единицы измерения. Для сведения приведем фор-

мулы пересчета. При подстановке в формулу для  $n_s$  объемного расхода в английских галлонах в минуту, а напора в футах получим

$$n_{s \text{ англ}} = 12,93n_s$$

(английский галлон=4,546 л, фут=0,305 м). При подстановке в формулу для  $n_s$  объемного расхода в американских галлонах в минуту, а напора в футах (американский галлон=3,785 л), получим

$$n_{s \text{ амер}} = 14,15n_s.$$

Обычно применяемое понятие о коэффициенте быстроходности как о числе оборотов эталонного насоса, потребляющего полезную мощность 1 л. с. при напоре в 1 м, не является удачным, так как коэффициент быстроходности в этом случае зависит от удельного веса рабочей жидкости модельного насоса и приходится искусственно оговаривать, что такой жидкостью является вода. Такое понятие коэффициента быстроходности сложилось исторически, так как он впервые был применен для гидравлических турбин, для которых величина выдаваемой мощности является определяющей величиной. Более правильно было бы принять за коэффициент быстроходности насосов число оборотов эталонного насоса, развивающего напор 1 м при расходе рабочей жидкости 1 м<sup>3</sup>/сек. Обозначим число оборотов такого эталонного насоса  $n_s'$ .

Из предыдущего следует, что

$$n_s' = n_m = \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

и  $n_s'$  не зависит от удельного веса жидкости модельного насоса.

При работе модели на воде связь  $n_s$  и  $n_s'$  легко устанавливается:

$$n_s' = \frac{n_s}{3,65}.$$

Вообще,  $n_s$  не является критерием подобия и по формальному признаку (имеет размерность об/мин) и по существу, так как не определяет полностью характеристик насоса. Равенство коэффициента быстроходности еще не означает идентичности всех показателей насоса, например, коэффициента полезного действия. Так  $n_s=200$  может иметь низкооборотный малонапорный насос ( $n=1500-2000$  об/мин и  $H=15-20$  м) и высокооборотный высоконапорный насос ( $n=20\,000$  об/мин и  $H=600-700$  м). Гидравлические напоры и к. п. д. могут быть существенно разными у этих насосов, так как опыт показал, что гидравлические потери в колесе сильно зависят от угловой скорости вращения<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Р. Г. Перельман, В. И. Поликовский, Гидравлическое сопротивление прямолинейных каналов в поле центробежных сил, Краткое сообщение ОТН АН СССР, № 10, 1958.

Однако коэффициент быстроходности в известной степени характеризует многие свойства насоса и позволяет предварительно оценить по заданным параметрам геометрические соотношения колеса и порядок величин некоторых коэффициентов, как например  $\eta_{об}$ ,  $\eta_{мех}$  и проч.

Коэффициент быстроходности может быть выражен через широко применяемые в насосостроении безразмерные коэффициенты: коэффициент расхода  $q = Q/nD_2^3$  и коэффициент напора —  $\psi = \frac{H}{u_2^2/g}$ .

Подставив в формулу для  $n_s$  напор и расход, выраженные через эти коэффициенты

$$H = \psi \frac{u_2^2}{g}, \quad Q = qnD_2^3$$

и представив  $n$  в виде

$$n = A' \frac{u_2}{D_2}, \quad (63)$$

получим

$$n_s = A \frac{\frac{u_2}{D_2} \sqrt{q \frac{u_2^2}{D_2} D_2^3}}{\psi^{3/4} u_2^{3/2} c} \quad (64)$$

и окончательно

$$n_s = A \frac{q^{1/2}}{\psi^{3/4}}.$$

Следовательно, только при заданном  $q$  коэффициент быстроходности  $n_s$  определяет коэффициент напора  $\psi$ .

При особенно больших расходах  $n_s$  может получить большие значения. Для того, чтобы приблизить форму проточной части к формам насосов умеренных  $n_s$ , целесообразно применять колесо с двусторонним входом в насос. Коэффициент быстроходности будет одинаков при расходе у насоса с двусторонним колесом в 1,4 ( $\sqrt{2}$ ) раза больше, чем у одноступенчатого насоса.

## § 10. ПОДВОДЯЩИЕ УСТРОЙСТВА

*Подводящие устройства* служат для подвода жидкости с определенной скоростью и определенным направлением к колесу насоса. Они должны удовлетворять следующим требованиям:

1) обеспечивать осесимметричный подвод жидкости к колесу с возможно более равномерным распределением скоростей;

2) обеспечить изменение скорости до величины, рекомендованной для входа в насос, равной 5 ÷ 10 м/сек;

3) иногда обеспечивать нужное направление скорости, например, создавать «закрутку» жидкости как антикавитационное средство;

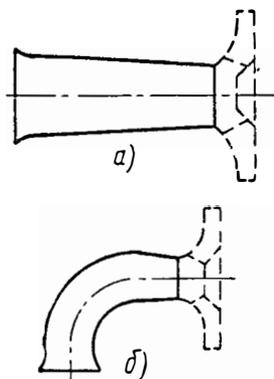
4) иметь минимальную величину гидравлических потерь.

Исходя из этих требований, подводящее устройство обычно перед выходом имеет конфузорный (сужающийся) участок, где происходит повышение скорости на 15—20%. Это приводит к меньшим гидравлическим потерям, так как на большей части подводящего и всасывающего устройства жидкость движется с меньшими скоростями по сравнению со скоростями на входе в насос. Кроме того, в ускоряющемся потоке равномернее поле скоростей и поток более устойчив при переменных по расходу режимах (меньше возможности отрыва потока).

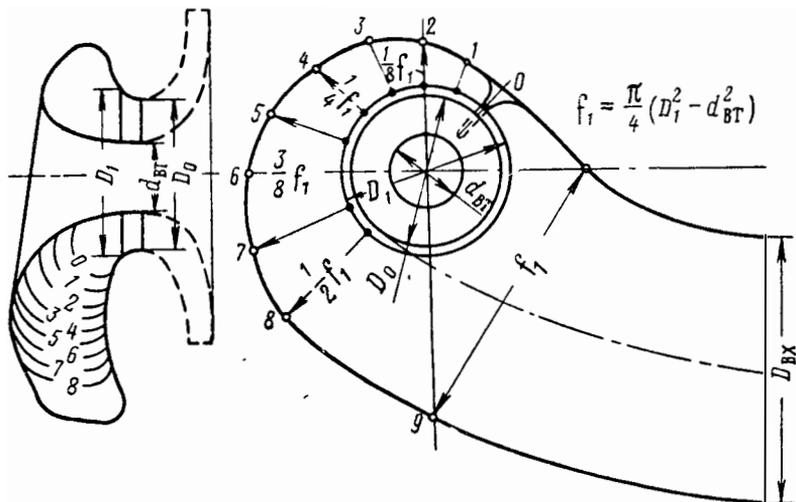
Различают три вида входящих устройств (фиг. 60):

- конический прямой патрубок;
- коленообразный входной патрубок;
- спиральный входной патрубок (фиг. 14 и фиг. 61).

С точки зрения осесимметричного подвода и равномерного распределения скоростей, наиболее целесообразен прямой конический патрубок, но конструктивно он неудобен, так как требует консольного расположения насоса и поэтому в ТНА ЖРД применяется редко.



Фиг. 60. Входные устройства центробежных насосов.



Фиг. 61. Спиральный входной патрубок центробежного насоса.

Коленообразный патрубок, хотя и не обеспечивает равномерного распределения скоростей, конструктивно прост и часто применяется в турбонасосных агрегатах.

Наибольшее распространение имеет спиральный патрубок. Оптимальное соотношение размеров подобного патрубка приведено на фиг. 61<sup>1</sup>.

В кольцевой части патрубка, охватывающей колесо, целесообразна постановка радиального ребра, которое будет препятствовать созданию осевого вихря на входе в колесо.

Опыты МАИ показали, что форма входа мало влияет на кавитационные и напорные характеристики насоса<sup>2</sup>.

### § 11. ОТВОДЯЩИЕ УСТРОЙСТВА

Отводящие устройства служат для сбора жидкости, выходящей из колеса, направления ее в систему и преобразования при этом кинетической энергии потока в энергию давления, т. е. преобразования динамического напора в статический. Это необходимо потому, что поток на выходе из колеса имеет скорость  $50 \div 100$  м/сек, т. е. обладает большим динамическим напором, а для системы питания ЖРД требуется большой статический напор (обычно  $300 \div 600$  м) и малая скорость жидкости на выходе из насоса (порядка  $6 \div 12$  м/сек). Большие скорости движения жидкости в системе приведут к большим гидравлическим потерям и гидравлическим ударам при действии элементов автоматики.

Располагаемая энергия для преобразования в статический напор в отводящем устройстве равна

$$H_{\text{дин}} = \frac{c_{\text{вых}}^2}{2g}$$

или

$$H_{\text{дин}} = H_T (1 - \rho_k), \quad (65)$$

где  $c_{\text{вых}}$  — скорость на выходе из насоса, которой задаются, исходя из требований системы питания двигателя.

При обычных для насосов  $\beta_{2л} = 20 \div 40^\circ$   $\rho_k = 0,6 \div 0,8$ . Следовательно, динамический напор составляет  $20 \div 40\%$  от всего теоретического напора насоса,

$$H_{\text{дин}} = (0,2 \div 0,4) H_T.$$

К отводящим устройствам предъявляются следующие требования:

1. Преобразовать кинетическую энергию потока жидкости в статический напор с минимальными потерями;
2. Обеспечить симметричное относительно оси поле скоростей и давлений, создав условия для установившегося относительного движения жидкости через колесо.

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

<sup>2</sup> Б. В. Овсянников, В. Ф. Чебаевский, Некоторые результаты испытаний высокооборотных центробежных насосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника», № 2, 1958.

Второе требование следует понимать в том смысле, что отводящее устройство не должно искажать поле скоростей и давлений установившегося течения через колесо. Поясним это на примере, который приводится в упоминавшейся выше книге Ломакина. В многоступенчатом насосе обратные каналы получились разных сечений, с одной стороны уже на 40%, чем с другой. Гидравлические потери в суженном канале, обусловленные повышением скорости потока, составили всего 1% от напора насоса, а к. п. д. насоса снизился на 10% (с 64% до 54%). Когда все каналы были сделаны постоянного сечения, к. п. д. увеличился до расчетной величины.

3. Отводящее устройство должно иметь минимально возможные размеры;

4. Конструкция отводящего устройства должна обеспечить простоту и дешевизну его изготовления и, что важно, хотя не всегда практически осуществимо, — внутренние каналы должны быть хорошо обработаны. Как правило, отводящие устройства изготавливаются литьем. При этом для получения высокого к. п. д. отводящего устройства целесообразно внутренние поверхности после литья зачистить, что может увеличить напор на 10—15%.

Отводящие устройства в одноступенчатых насосах (обычных для ЖРД) почти всегда выполняются как диффузорные (в многоступенчатых насосах они часто играют роль направляющего аппарата для следующей ступени).

В настоящее время в центробежных насосах применяются различные виды отводящих диффузорных устройств (см. фиг. 17).

Насосы ЖРД, как правило, имеют спиральный и конический диффузор. Но в отдельных случаях конический диффузор может получиться с очень большой степенью уширения (отношение выходной площади к площади входа). Потери в нем будут велики. В этих случаях непосредственно на выходе из колеса располагают кольцевой безлопаточный или лопаточный диффузор. Кольцевые диффузоры приводят к увеличению радиального размера насоса, что всегда нежелательно.

При тех же радиальных размерах лопаточный кольцевой диффузор по сравнению с безлопаточным преобразует скоростную энергию в энергию давления с большим к. п. д., но технологически лопаточный диффузор сложнее.

### Течение жидкости на выходе из колеса (без учета потерь)

Рассмотрим абсолютное течение жидкости на выходе из колеса. Это течение будем считать симметричным относительно оси.

Абсолютную скорость на выходе из колеса  $c_3$  легко определить по ее составляющим  $c_{3m}$  и  $c_{3u}$  из треугольника скоростей (фиг. 62)

$$c_3 = \sqrt{c_{3m}^2 + c_{3u}^2}, \quad (66)$$

где  $c_{3u}$  находят по теоретическому напору  $H_T$ .

В общем случае

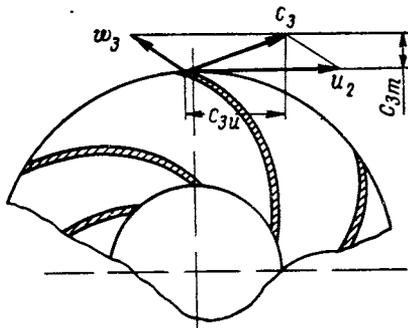
$$H_T = \frac{c_{3u}u_2 - c_{0u}u_1}{g}.$$

Обычно при расчете центробежных насосов полагают  $c_{0u} = 0$ . Тогда

$$c_{3u} = \frac{gH_T}{u_2}; \quad (67)$$

$c_{3m}$  находят из уравнения неразрывности

$$c_{3m} = \frac{Q}{2\pi r_2 b_2}. \quad (68)$$



Фиг. 62. Треугольник скоростей на выходе из колеса насоса.

Как правило,  $c_{3u}$  значительно больше  $c_{3m}$ . Поэтому диффузоры, в основном, служат для торможения окружной составляющей скорости  $c_{3u}$  на выходе из колеса.

Покажем, что при свободном движении жидкости на выходе из колеса в плоском кольцевом пространстве, образованном параллельными стенками, жидкость будет двигаться с уменьшением  $c_m$  и  $c_u$ . Торможение  $c_m$  достигается увеличением проходного сечения по мере увеличения радиуса

$$\frac{c_m}{c_{3m}} = \frac{F_{3m}}{F_m} = \frac{2\pi r_3 b_3}{2\pi R b}. \quad (69)$$

Отсюда при  $b_3 = b$  отношение  $\frac{c_m}{c_{3m}} = \frac{r_3}{R}$ , т.е. меридиональная составляющая скорости движения жидкости на выходе из колеса меняется обратно пропорционально расстоянию от оси.

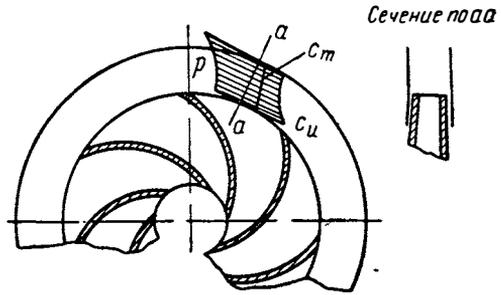
Зависимость окружной составляющей скорости  $c_u$  и текущего радиуса  $R$  при свободном течении жидкости по выходе из колеса центробежного насоса устанавливается из закона сохранения момента количества движения при свободном движении. Для каждой элементарной частицы жидкости  $dm$  можно записать

$$dm(c_u R - c_{3u} r_3) = 0.$$

Изменение момента количества движения относительно оси равняется нулю при отсутствии силового воздействия на жидкость, т.е. при свободном движении ее; отсюда

$$\frac{c_u}{c_{3u}} = \frac{r_3}{R}. \quad (70)$$

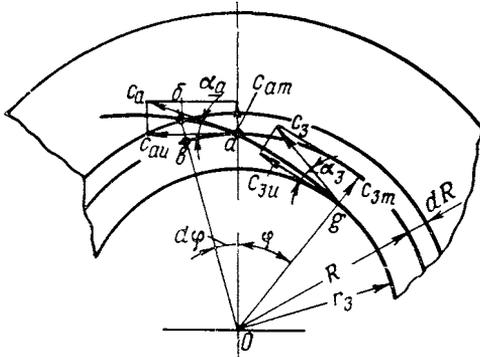
Следовательно, окружная составляющая скорости жидкости, вытекающей из колеса центробежного насоса, изменяется обратно пропорционально расстоянию ее от оси вращения так же, как и меридиональная составляющая (см. фиг. 63). Давление жидкости, текущей между плоскими стенками после колеса, будет возрастать по радиусу в силу торможения скорости жидкости при увеличении расстояния от оси вращения. Таким образом, плоское кольцевое пространство, образованное боковыми стенками корпуса на выходе из колеса, представляет собой диффузорное устройство. Обычно такой диффузор называется плоским кольцевым безлопаточным диффузором.



Фиг. 63. Распределение давления и скоростей по радиусу безлопаточного кольцевого диффузора.

### Безлопаточный кольцевой диффузор

Определим траекторию жидкости при свободном движении, т. е. при движении в плоском безлопаточном диффузоре. Рассмотрим движение частицы жидкости, вышедшей из колеса, при помощи полярных координат (фиг. 64). Траектория частицы жидкости изобразится некоторой кривой. В какой-то момент времени частица жидкости займет положение, характеризующееся точкой *a* на траектории. Угол между радиусами, проведенными через точку *a* и точку *g* начала траектории, обозначим  $\varphi$ . В точке *a* частица жидкости имеет скорость  $c_a$  (соответственно составляющие  $c_{au}$  и  $c_{am}$ ). Через бесконечно малый промежуток времени  $dt$  частица займет положение, характеризуемое точкой *b*. Радиус, проведенный через точку *b*, отстоит от радиуса  $0_a$  на угол  $d\varphi$ . Можно считать, что бесконечно малый треугольник *abv* подобен треугольнику скоростей со сторонами  $c_a$ ,  $c_{au}$  и  $c_{am}$ .



Фиг. 64. К определению траектории движения жидкости на выходе из колеса.

Определим траекторию жидкости при свободном движении, т. е. при движении в плоском безлопаточном диффузоре. Рассмотрим движение частицы жидкости, вышедшей из колеса, при помощи полярных координат (фиг. 64). Траектория частицы жидкости изобразится некоторой кривой. В какой-то момент времени частица жидкости займет положение, характеризующееся точкой *a* на траектории. Угол между радиусами, проведенными через точку *a* и точку *g* начала траектории, обозначим  $\varphi$ . В точке *a* частица жидкости имеет скорость  $c_a$  (соответственно составляющие  $c_{au}$  и  $c_{am}$ ). Через бесконечно малый промежуток времени  $dt$  частица займет положение, характеризуемое точкой *b*. Радиус, проведенный через точку *b*, отстоит от радиуса  $0_a$  на угол  $d\varphi$ . Можно считать, что бесконечно малый треугольник *abv* подобен треугольнику скоростей со сторонами  $c_a$ ,  $c_{au}$  и  $c_{am}$ .

Тогда

$$\frac{c_{am}}{c_{au}} = \frac{bv}{va}$$

или

$$\frac{c_{am}}{c_{au}} = \frac{dR}{Rd\varphi} = \operatorname{tg} \alpha_a. \quad (71)$$

Нетрудно показать, что  $\operatorname{tg} \alpha_a = \operatorname{tg} \alpha_3$ , так как  $\operatorname{tg} \alpha_3$  равен отношению  $c_{3m}/c_{3u}$ , а отношение  $c_{am}/c_{au} = \operatorname{tg} \alpha_a$ . Отношение  $c_m/c_u$  при свободном движении частицы остается постоянным. Это следует из соотношений:  $c_u/c_{3u} = r_3/R$  и  $c_m/c_{3m} = r_3/R$ . Следовательно, угол наклона траектории жидкости при ее свободном движении в кольцевом пространстве при неизменной ширине остается постоянной величиной.

Заменив в уравнении (71)  $\operatorname{tg} \alpha_a$  на  $\operatorname{tg} \alpha_3$ , получим

$$\frac{dR}{Rd\varphi} = \operatorname{tg} \alpha_3.$$

Отсюда запишем дифференциальное уравнение траектории движения жидкости в плоском кольцевом безлопаточном диффузоре

$$\frac{dR}{Rd\varphi} = \operatorname{tg} \alpha_3 d\varphi. \quad (72)$$

Интегрируя уравнение в пределах от  $r_3$  (соответственно  $\varphi=0$ ) до текущих значений  $R$  и  $\varphi$ , получим

$$\int_{r_3}^R \frac{dR}{R} = \operatorname{tg} \alpha_3 \int_0^\varphi d\varphi;$$

$$\ln R - \ln r_3 = \operatorname{tg} \alpha_3 \varphi;$$

$$\ln \frac{R}{r_3} = \operatorname{tg} \alpha_3 \varphi;$$

$$R = r_3 e^{\operatorname{tg} \alpha_3 \varphi}. \quad (73)$$

Уравнение (73) представляет уравнение в полярных координатах логарифмической спирали, проходящей через точку  $\varphi=0$  и  $R=r_3$ .

Таким образом, линия тока свободного движения жидкости, вытекающей из колеса центробежного насоса в плоское кольцевое пространство — безлопаточный диффузор, представляет логарифмическую спираль.

Безлопаточный кольцевой диффузор не применяется в насосах как основное диффузорное устройство, так как для значительного повышения давления в нем требуются большие радиальные размеры; кроме того, течение жидкости в безлопаточном кольцевом диф-

фузоре сопровождается значительными гидравлическими потерями ввиду большой длины пути, по которому проходит частица жидкости при очень пологой траектории — логарифмической спирали с малым углом наклона. Углы  $\alpha_3$  малы и не превышают 15—20°. Однако такой диффузор часто применяется в сочетании с другими видами диффузорных устройств. Практически он выполняется в виде радиального зазора между колесом и основным диффузорным устройством — спиралью или лопаточным диффузором. Радиус начальной окружности спирали или лопаточного диффузора обычно отстоит от радиуса наружного диаметра колеса на  $(0,03 \div 0,06)r_2$ .

### Спиральный диффузор

Спиральный диффузор широко применяется в центробежных насосах. В основном он играет роль сборника жидкости, вытекающей из колеса насоса. При этом из условия получения минимальных потерь очертание наружной стенки спирали должно совпадать с направлением линий тока жидкости, движущейся от колеса в свободном потоке. Наружная стенка диффузора не должна оказывать возмущающего действия на поток.

Как известно, свободное инерционное круговое движение подчиняется закону  $c_u R = \text{const}$ .

Прходные сечения спирального диффузора определяются при этом заданным расходом и изменением скорости по закону  $c_u R = \text{const}$ . Дополнительного увеличения сечения для преобразования скоростной энергии  $c_u^2/2g$  в энергию давления (геометрический диффузорный эффект), как правило, не делают, так как это приводит к большим дополнительным потерям. Некоторое повышение давления в спиральном диффузоре будет все же иметь место за счет торможения скорости. Окружная составляющая скорости тормозится при переходе струй на большой радиус. Меридиональная скорость гасится также за счет перехода струек на большие радиусы и за счет расширения поперечного сечения спирали в тех случаях, когда боковые поверхности спирали выполняются уширяющимися.

Если в выходном сечении спирали средняя скорость (при равномерном поле скоростей) имеет значение  $c_4$ , то повышение давления найдется по уравнению Бернулли

$$\frac{p_4 - p_3}{\gamma} = \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - \Delta h_{\text{пот.}}$$

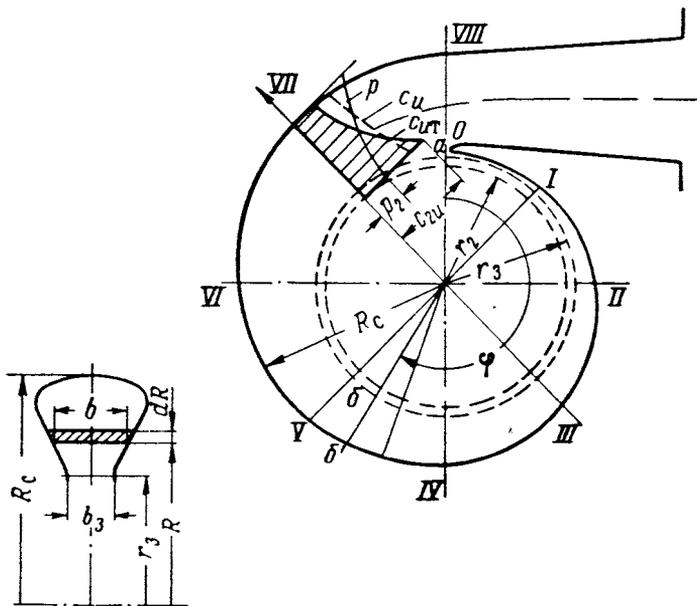
Примем, как это обычно делается, что расход жидкости через элемент дуги выходной окружности колеса пропорционален углу охвата этой дуги. Обозначим  $Q_\varphi$  — расход через дугу  $ab$  (фиг. 65) окружности, описанной радиусом  $r_3$

$$Q_\varphi = \frac{\varphi}{2\pi} Q. \quad (74)$$

Здесь  $\varphi$  — угол охвата дуги  $ab$ ,  $Q$  — весь расход, поступающий из колеса в спираль.

Расход через элементарное сечение  $df = bdR$  (см. внизу слева фиг. 65) обозначим  $dQ_\varphi$ .

$$dQ_\varphi = df c_u.$$



Фиг. 65. Спиральный диффузор с трапециевидным поперечным сечением.

Выразим  $c_u$  через циркуляцию вокруг колеса  $\Gamma_3$ .

$$c_u = \frac{\Gamma_3}{2\pi R}; \quad dQ_\varphi = \frac{dR b \Gamma_3}{2\pi R}.$$

Расход через все сечение  $bb'$  также равен  $Q_\varphi$ .

$$Q_\varphi = \int_{r_3}^{R_c} dQ_\varphi = \frac{\Gamma_3}{2\pi} \int_{r_3}^{R_c} \frac{bdR}{R}. \quad (75)$$

Подставив из (74) выражение для  $Q_\varphi$ , получим

$$\frac{\varphi}{2\pi} Q = \frac{\Gamma_3}{2\pi} \int_{r_3}^{R_c} \frac{bdR}{R}.$$

Отсюда получим связь текущего угла  $\varphi$  и геометрических параметров  $b$  и  $R_c$ :

$$\varphi = \frac{\Gamma_3}{Q} \int_{r_3}^{R_c} \frac{bdR}{R}. \quad (76)$$

Эта формула является основной расчетной формулой для проектирования спирального диффузора при принятом допущении, что стенка спирали совпадает с линией тока жидкости при ее свободном движении. Этот метод расчета называется методом расчета по закону  $c_u R = \text{const}$ .

Форма поперечных сечений спиралей, рассчитанных, исходя из  $c_u R = \text{const}$ , может быть различной. Наиболее простым спиральным диффузором является спираль прямоугольного сечения с параллельными стенками, т. е. постоянной ширины. Закон очертания наружной стенки спирали получим из формулы (76).

Вынесем  $b = b_3$  за знак интеграла

$$\varphi = \frac{\Gamma_3 b_3}{Q} (\ln R_c - \ln r_3);$$

$$\ln \frac{R_c}{r_3} = \varphi \frac{Q}{b_3 \Gamma_3}.$$

Учитывая, что  $\Gamma_3 = 2\pi r_3 c_{3u}$

и

$$\frac{Q}{2\pi r_3 b_3} = c_{3m},$$

получим

$$\frac{Q}{\Gamma_3 b_3} = \frac{c_{3m}}{c_{3u}} = \text{tg } \alpha_3;$$

$$\frac{R_c}{r_3} = e^{\varphi \text{tg } \alpha_3}; \quad R_c = r_3 e^{\varphi \text{tg } \alpha_3}.$$

Уравнение для наружного радиуса спирали постоянной ширины и прямоугольного сечения представляет уравнение логарифмической спирали [см. (73)]. Этого и следовало ожидать, так как мы исходили из допущения, что наружная стенка должна быть очерчена по линии тока свободного потока жидкости в отводящем устройстве, а линией тока жидкости, вытекающей из колеса и движущейся между параллельными боковыми стенками, будет логарифмическая спираль, как это было показано ранее.

Ширина спирали выбирается исходя из ширины колеса. Ширина спирального диффузора (фиг. 6б), а для диффузоров непрямоугольного сечения — ширина входа, может быть больше или меньше ширины колеса с учетом толщины боковых стенок, но всегда больше ширины проточной части колеса. Торцовые поверхности боковых стенок колеса целесообразно закрыть кожухом, т. е. сде-

лать ширину спирали меньше, чем ширина колеса с учетом толщины стенок; размещение торцов в потоке приведет к появлению вихревых зон в области, затененной торцовыми поверхностями. Зато при ширине спирали большей общей ширины колеса используется энергия струй, сбегających с боковых поверхностей в спираль, если их средняя окружная скорость  $u_2/2$  превышает  $c_{3и}$ .

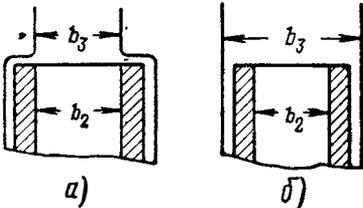
В последнее время в насосостроении имеется явная тенденция выбирать более широкие входы в спиральный диффузор, особенно для малых  $\beta_{2л}$ , чтобы использовать энергию струй, сбегających с боковых поверхностей.

В этом случае (фиг. 66, а)  $b_3$  выбирают по формуле

$$b_3 = b_2 + 0,05D_2. \quad (77)$$

В случае узкого входа в спираль (фиг. 66, б)  $b_3$  выбирают по формуле

$$b_3 = b_2 + 2 \div 3 \text{ мм.}$$



Фиг. 66. Узкий (а) и широкий (б) входы в спиральный диффузор.

Поперечное сечение спирали может быть круглым, трапециевидным, сегментным и т. п. Наибольший к. п. д. получают при трапециевидной закругленной форме сечения (см. фиг. 65).

Помимо спиралей, рассчитанных, исходя из закона  $c_u R = \text{const}$ , в практике насосостроения распространен метод расчета спирального диффузора, исходящий из предположения постоянной скорости  $c_{en} = \text{const}$  во всех радиальных сечениях спирали. Метод получил широкое распространение ввиду его простоты. Предположение постоянства скорости означает пропорциональность проходного радиального сечения только величине расхода, который, в свою очередь, меняется пропорционально углу охвата.

Изменение скорости при переходе на больший радиус, которое должно получиться, исходя из закона постоянной циркуляции, при данном методе не учитывается. В основании подобного допущения лежит экспериментальный факт, заключающийся в том, что действительная картина скорости потока в радиальном направлении, вследствие турбулентного трения не соответствует картине скоростей при течении с постоянной циркуляцией (см.  $c_{uт}$  на фиг. 65); турбулентность выравнивает скорости по сечению спирали (см. пунктирную кривую  $c_u$  на фиг. 65)<sup>1</sup>. Выравнивание скоростей по сечению приводит к выравниванию скоростей по длине спирали. Следовательно, в действительности в спиральных, рассчитанных по  $c_u R = \text{const}$ , при изменении радиуса средней линии спирали средняя

<sup>1</sup> Г. Н. Абрамович, В. И. Поликовский, Экспериментальная проверка основных допущений расчета спиральных кожухов центробежных нагнетателей и вентиляторов, Труды ЦАГИ, вып. 328, 1937.

величина  $c_u$  уменьшается медленнее, чем это следует из закона  $c_u R = \text{const}$ .

Повышение давления по длине спирали также будет меньшим, чем в случае постоянства  $c_u R$ .

В спиралях, у которых проходные сечения выбраны из условия постоянства средней скорости по спирали, давление по ее длине остается примерно постоянным.

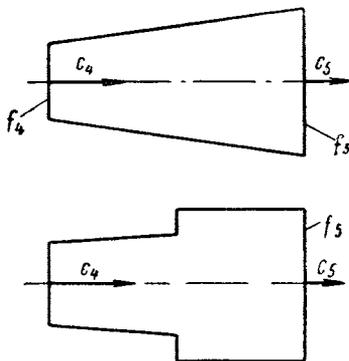
Физическому смыслу процесса наиболее близко соответствует метод расчета П. И. Диманта<sup>1</sup>, который исходит из закона  $c_u R^\alpha = \text{const}$ , где  $0 < \alpha < 1$ .

### Конический диффузор

Основное торможение скорости осуществляется в коническом диффузоре. На его долю приходится 80—85% динамического напора, преобразуемого в статический напор в отводящих устройствах. Конический диффузор выполняется в виде уширяющегося патрубка переменного сечения. Входное сечение его соответствует форме сечения спирального диффузора, а выходное обычно выполняется круглым, так как конический диффузор непосредственно стыкуется с нагнетающим трубопроводом. Степень уширения конического диффузора характеризуется углом раскрытия  $\gamma$ . При прямоугольном сечении, когда расширение идет в одной плоскости, угол раскрытия рекомендуется выбирать не больше  $10 \div 12^\circ$ , при расширении в двух плоскостях —  $6 \div 8^\circ$ . Круглые участки могут иметь угол раскрытия  $8 \div 11^\circ$ .

Большие углы раскрытия приводят к большим потерям, связанным с отрывом пограничного слоя. А. А. Ломакин рекомендует ограничивать также длину конического диффузора, чтобы отношение длины конуса к диаметру входного сечения было не больше  $2,5 \div 3$ . При больших потребных степенях уширения он указывает на целесообразность применения ступенчатого диффузора с внезапным расширением (фиг. 67). Подобный диффузор будет иметь меньшие потери, чем длинный конический диффузор.

В насосах ЖРД применяются большие степени уширения, так как значения выходной скорости из спирали  $c_4$  велики и могут достигать 60—80 м/сек. Средняя скорость в выходном сечении спи-



Фиг. 67. Схема конических диффузоров.

<sup>1</sup> П. И. Димант, Расчет спирального кожуха центробежных вентиляторов и насосов, Научные доклады высшей школы, «Энергетика», 1959, № 2.

рали (входном сечении конического диффузора) найдется по величине расхода и известной величине сечения  $f_4$ ;  $c_4 = Q/f_4$ .

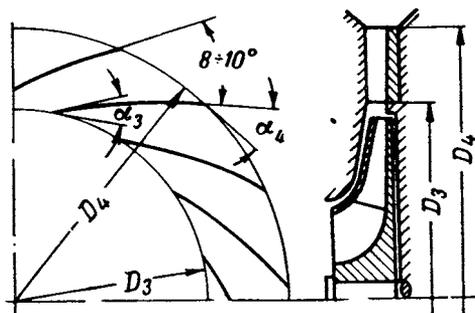
Скорость  $c_5$  в выходном сечении конического диффузора определяется по степени его расширения

$$\frac{c_5}{c_4} = \frac{f_4}{f_5}.$$

Если после конического диффузора  $c_5$  окажется недопустимо большим (больше  $10 \div 15$  м/сек), то применяют ступенчатый конический диффузор, либо ставят лопаточный диффузор на выходе из колеса. Лопаточный диффузор обеспечит дополнительное торможение потока еще до конического диффузора. Установка лопаточного диффузора является вынужденной мерой и, вообще говоря, не является желательной ввиду конструктивного усложнения насоса.

### Кольцевой лопаточный диффузор

Кольцевой лопаточный диффузор выполняется в виде ряда каналов, образованных лопатками, установленными в кольцевом пространстве между плоскими боковыми стенками (фиг. 68).



Фиг. 68. Схема лопаточного диффузора.

В каналах лопаточного диффузора струя жидкости отклоняется 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 больше, чем в безлопаточном. Уменьшение  $c_u$  в основном и обеспечивает торможение потока, так как  $c_m$ , вообще, сравнительно мало.

Профиль лопатки (см. фиг. 68) выбирается так, чтобы угол  $\alpha_4$  был больше угла  $\alpha_3$ , определяемого наклоном скорости к окружному направлению, т. е. свободным током жидкости. Межлопаточный канал при этом получается расширяющимся, угол расширения не должен превышать  $8 \div 10^\circ$ .

Без учета влияния толщины лопаток степень уширения лопаточного диффузора равна (см. фиг. 68)

$$\frac{F_4}{F_3} = \frac{\pi D_4 b_4 \sin \alpha_4}{\pi D_3 b_3 \sin \alpha_3}.$$

В каналах лопаточного диффузора торможение скорости осуществляется при более коротком пути частицы жидкости, чем в безлопаточном кольцевом диффузоре; поэтому гидравлические потери лопаточного диффузора меньше, чем безлопаточного кольцевого диффузора.

Число лопаток обычно составляет 5—12.

Установка лопаточного диффузора усложняет конструкцию насоса, но в отдельных случаях его применение желательно и с конструктивной точки зрения. Лопаточный диффузор может обеспечить большую жесткость и прочность корпуса насоса при тонких стенках.



## Глава III

### КАВИТАЦИЯ В ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСАХ ЖРД

#### § 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

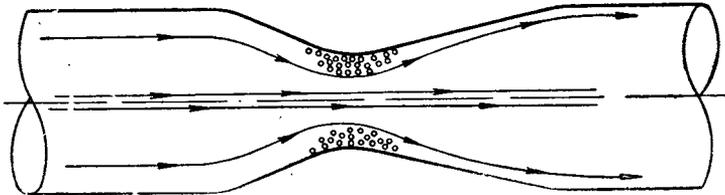
*Кавитация* (от латинского слова *cavitas* — пустота) — процесс образования паровых пузырьков в зоне минимального давления и последующего уничтожения их в зоне повышенного давления, происходящий в ограниченной области жидкости под влиянием гидродинамических воздействий. Возникновение кавитации может привести к двум основным отрицательным последствиям: 1) срыву режима работы машины — резкому снижению основных выходных параметров и 2) эрозионному разрушению рабочего органа машины обычно при длительной работе на кавитационном режиме.

Впервые с явлением кавитации как серьезной проблемой столкнулись в конце XIX века при создании быстроходных военно-морских кораблей. При увеличении оборотов гребных винтов наблюдались: ухудшение тяговых свойств, вибрации, передающиеся корпусу корабля, поломки винтов и отдельных деталей судна. Исследование гребных винтов показало, что при определенных числах оборотов в жидкости, обтекающей лопасти винта, образуются пустоты, заполненные паром и выделившимся из воды газом. Наличие разрывов струи жидкости, пустот, заполненных парами жидкости и газами, выделившимися из жидкости, — вот, что характеризует явление кавитации.

В гидравлических системах возникновение кавитации связано с падением давления в жидкости при увеличении скорости ее движения. Наиболее легко наблюдать явление кавитации в прозрачных трубах Вентури. При увеличении расхода через трубу (фиг. 69) в узкой части возникают пузырьки сначала у стенок, а затем во всем объеме жидкости, находящейся в суженной части. Паровые пузырьки образуются вследствие того, что при давлении жидкости, меньшем давления паров, температура жидкости превышает температуру кипения и жидкость располагает необходимым теплом для испарения. Происходит интенсивное парообразование. В паровые включения устремляется также растворенный в жидкости газ, например воздух. При перемещении паровых пузырьков в расширяющуюся часть трубы, в область повышенного давления, проис-

ходит интенсивная конденсация пара, так как давление в жидкости существенно превышает давление парообразования для данной температуры. Вследствие мгновенного освобождения объема, занимаемого паром, жидкость устремляется внутрь этого объема с большой скоростью. При этом происходит местный гидравлический удар. Совокупность гидравлических ударов о стенки приводит постепенно к эрозионному разрушению материала.

В центробежных насосах кавитация возникает при небольшом давлении на входе (при большой глубине всасывания). Опыт показывает, что это давление перед входом в насос существенно боль-



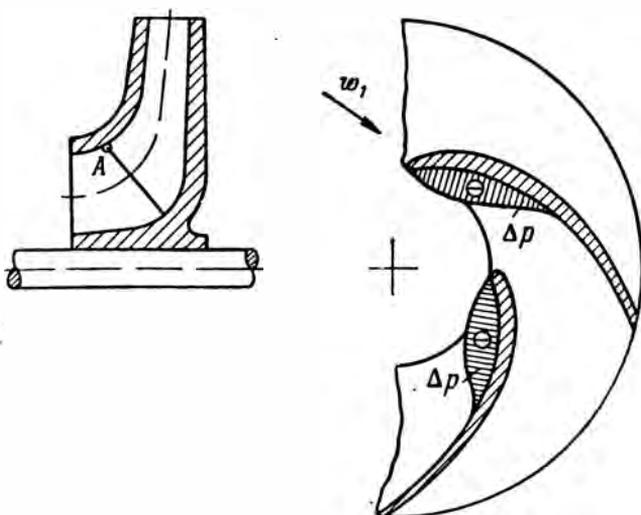
Фиг. 69. Возникновение кавитации в трубе Вентури.

ше давления 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 центробежных насосов, область пониженного давления возникает с задней стороны входной части лопаток (фиг. 70 и 71). Чем большую скорость имеет поток, обтекающий лопатки, тем больше падение давления. Исходя из этого, наиболее удаленная от оси точка входной кромки лопаток может явиться центром зарождения кавитации (см. фиг. 70, точка А)<sup>1</sup>.

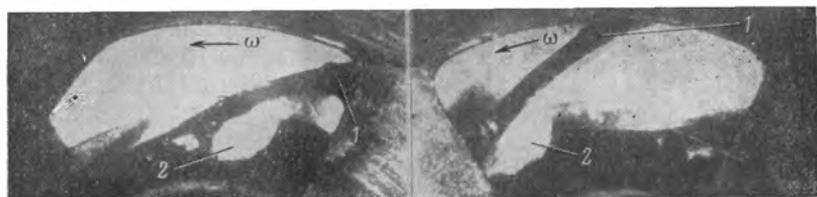
Неравномерное поле абсолютных скоростей при подходе к лопатке также вызывает дополнительное падение давления (по сравнению со средним давлением на входе) в той струйке, где скорость будет наибольшей. Наименьшее давление  $p_{\min}$  может быть определено как разность статического давления на входе  $p_{\text{вх}}$  и величины дополнительного падения давления за счет обтекания лопаток и за счет неравномерности абсолютных скоростей при входе на лопатки  $\Delta p_{\text{доп}}$ ;

$$p_{\min} = p_{\text{вх}} - \Delta p_{\text{доп}}.$$

<sup>1</sup> В отдельных редких случаях кавитация может возникать во входной части конического диффузора (у языка). Это имеет место при больших расходах и при больших углах  $\beta_{2л}$  (например,  $\beta_{2л} = 90$ ). См. гл. IX описание характеристик насосов двигателя Р3395.



Фиг. 70. Область пониженного давления при обтекании лопаток насоса.



Фиг. 71. Фотографии начальной стадии кавитации на лопатках центробежного насоса.

1—лопатка, 2—кавитационное облако.

Как это следует из предыдущих рассуждений,  $\Delta p_{\text{доп}}$  выражается соотношением

$$\Delta p_{\text{доп}} = m' \gamma \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \Delta p_{\text{проф макс}}$$

где  $m' \gamma \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g}$  — падение давления, связанное с превышением местной скорости на входе среднего ее значения;

$m'$  — коэффициент местного повышения абсолютной скорости, равный  $0,05 \div 0,15$ ;

$\Delta p_{\text{проф макс}}$  — максимальная величина падения давления при обтекании профиля лопатки.

Считаем, что падение давления при обтекании лопаток пропорционально кинетической энергии потока в относительном движении;

$$\Delta p_{\text{проф max}} = \lambda_{\text{кав}} \gamma \frac{w_1^2}{2g}, \quad (78)$$

где  $\lambda_{\text{кав}}$  — для центробежных насосов может быть принят равным  $0,1 \div 0,3$ .

Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_{\text{доп}} &= m' \gamma \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \gamma \frac{w_1^2}{2g} \\ p_{\text{min}} &= p_{\text{вх}} - \left( m' \gamma \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \gamma \frac{w_1^2}{2g} \right). \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

Часто эти соотношения выражают через напоры. Полный напор на входе обозначим  $h_{\text{вх}}$ . Считаем, что скорость в месте измерения давления входа равна абсолютной скорости входа в колесо  $c_{\text{вх}}$

$$\begin{aligned} h_{\text{вх}} &= \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \frac{p_{\text{вх}}}{\gamma}; \\ \frac{p_{\text{min}}}{\gamma} &= h_{\text{вх}} - \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} - \frac{\Delta p_{\text{доп}}}{\gamma}. \end{aligned}$$

Учитывая соотношение (79), получим:

$$\frac{p_{\text{min}}}{\gamma} = h_{\text{вх}} - \left( \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + m' \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2g} \right)$$

или

$$\frac{p_{\text{min}}}{\gamma} = h_{\text{вх}} - \left[ (m' + 1) \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2g} \right].$$

Обозначим

$$(m' + 1) \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2g} = \Delta h_{\text{дин}}.$$

Оно представляет приращение динамического напора на участке от места перед входом в насос, где скорость равна нулю, до точки минимального статического давления внутри проточной части колеса. В дальнейшем эту величину будем называть превышением полного напора на входе над минимальным статическим давлением; и условно обозначать  $\Delta h_{\text{дин}}$ .

Обозначив  $m' + 1 = m$ ,  
получим

$$\Delta h_{\text{дин}} = m \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2g}. \quad (80)$$

Для бескавитационной работы насоса должно выдерживаться соотношение

$$h_{\text{вх}} - \Delta h_{\text{дин}} = \frac{p_{\text{мин}}}{\gamma} > \frac{p_{\text{п}}}{\gamma}, \quad (81)$$

где  $p_{\text{п}}$  — упругость паров жидкости при данной температуре.

Условие бескавитационной работы можно записать также в виде

$$p_{\text{вх}} - \Delta p_{\text{доп}} = p_{\text{мин}} > p_{\text{п}}. \quad (82)$$

величина запаса по давлению (напору) на входе для избежания кавитационного режима надежно устанавливается лишь опытным путем.

На фиг. 72 схематично показано изменение полного и статического напора по тракту насосной системы ЖРД. Параметры на входе в насос определяются сечением 2. Точка 3 характеризует область минимального давления в межлопаточном канале  $p_{\text{мин}}$ . Превышение полного напора на входе над минимальным статическим давлением  $\Delta h_{\text{дин}}$  определяется величиной скоростного напора на входе  $c_{\text{вх}}^2/2g$  и величиной дополнительного падения давления  $\Delta p_{\text{доп}}$ .

Когда минимальное давление достигнет давления паров жидкости при данной температуре, наступит кавитация.

Таким образом, максимальная величина  $\Delta h_{\text{дин}}$  представляет превышение полного напора жидкости на входе над давлением паров при данной температуре жидкости.

Следовательно, напор жидкости на входе в насос, при котором начинается кавитация, определится из соотношения

$$h_{\text{вх.кав}} - \Delta h_{\text{дин}} = \frac{p_{\text{п}}}{\gamma}. \quad (83)$$

В величинах статического давления это запишется так:

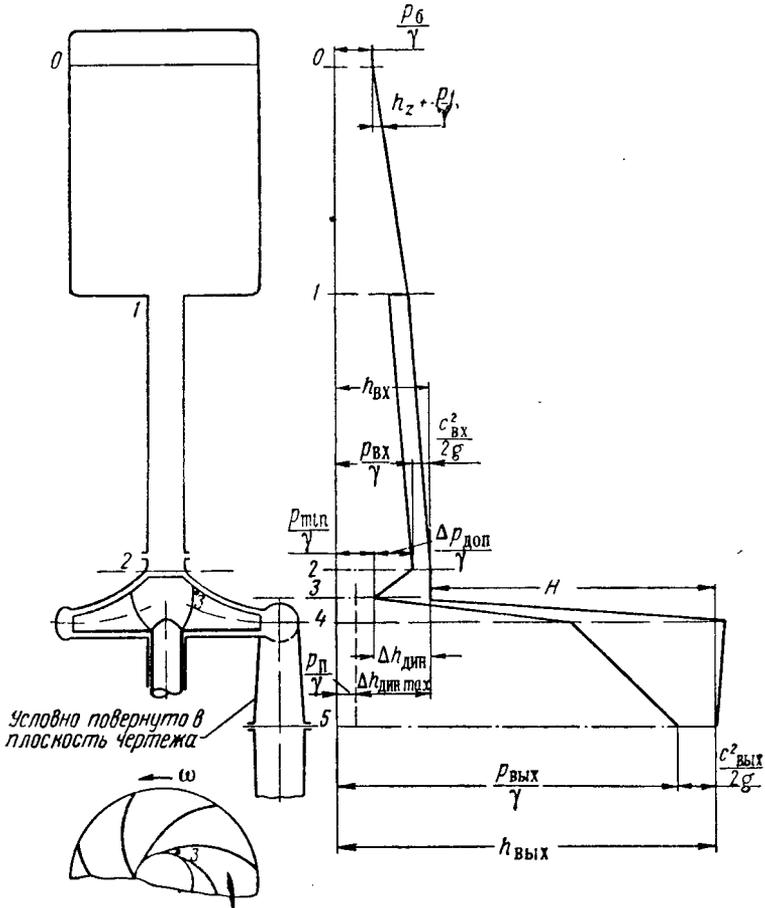
$$p_{\text{вх.кав}} - \Delta p_{\text{доп}} = p_{\text{п}}, \quad (84)$$

где  $p_{\text{вх.кав}}$  — статическое давление на входе в насос при начавшейся кавитации;

$\Delta p_{\text{доп}}$  — максимальная величина дополнительного падения давления в насосе (максимальная разность давления на входе и минимального давления внутри насоса);

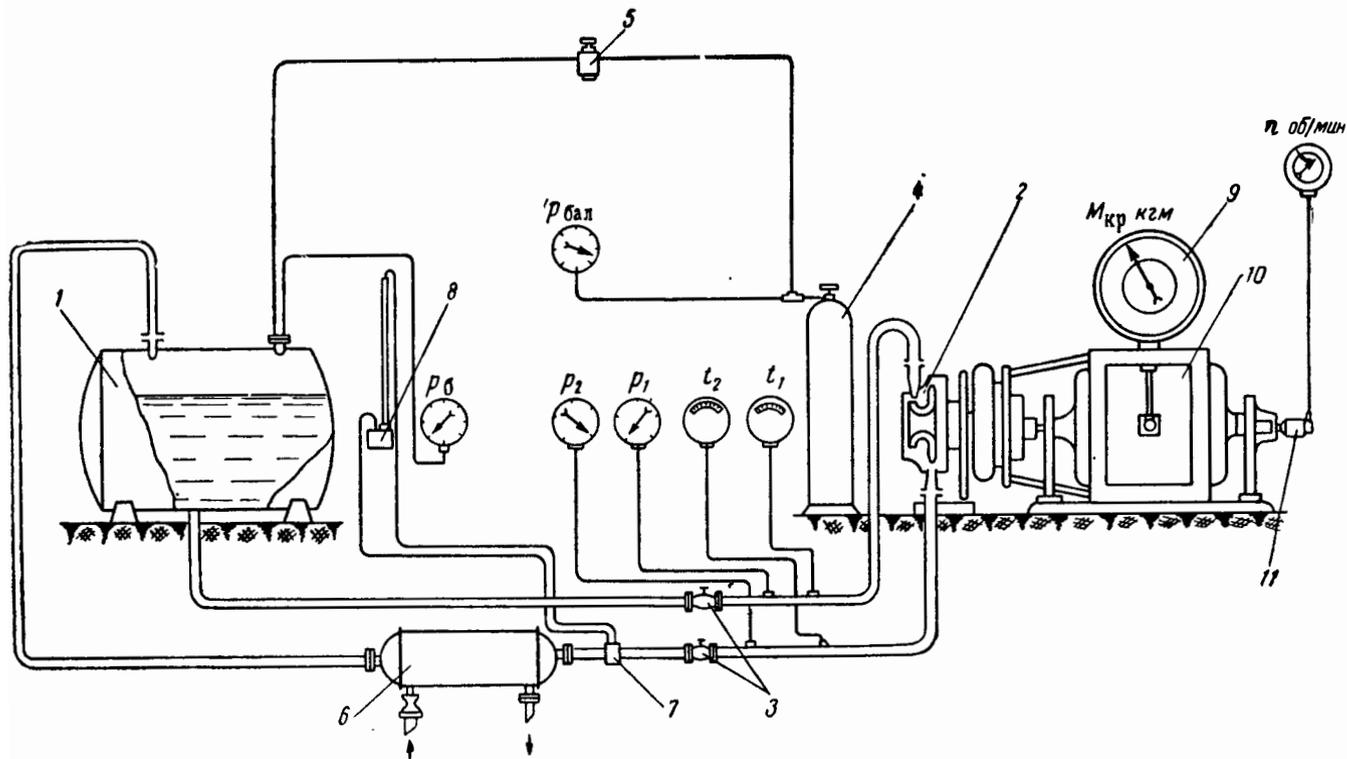
$p_{\text{п}}$  — давление парообразования при данной температуре.

Величину  $p_{\text{вх.кав}}$  или  $h_{\text{вх.кав}}$  находят опытным путем. Опыты проводятся на установке, типичная схема которой показана на фиг. 73. Установка имеет замкнутую систему. Разные значения давления на входе в насос достигаются изменением наддува бака или соединением бака с вакуум-насосом.



Фиг. 72. Изменение полного и статического напора по тракту насосной системы ЖРД.

На фиг. 74 показаны типичные для насосов ЖРД характеристики по давлению на входе, так называемые срывные характеристики. Они сняты при переменном давлении на входе, постоянном числе оборотов и постоянном расходе. Значительное снижение давления на входе в насос всегда приводит вследствие кавитации к срыву режима, т. е. к падению до нуля напора и расхода насоса. От насосов ЖРД требуется постоянство выходных параметров; поэтому

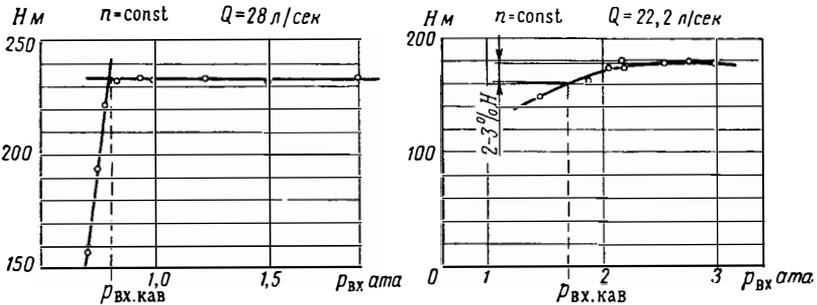


Фиг. 73. Схема установки для испытаний насоса.

1—бак, 2—насос, 3—дрессели, 4—баллон, 5—редуктор, 6—холодильник, 7—мерная шайба, 8—пьезометр, 9—указатель крутящего момента, 10—электродвигатель, 11—тахометр.

работа при кавитационном срыве недопустима. Давление на входе всегда должно превышать  $p_{вх.кав}$ , при котором параметры насоса могут резко измениться. При резко выраженных двух прямолинейных участках графика  $H=f(p_{вх})$ ,  $p_{вх.кав}$  найдется по точке пересечения (см. фиг. 74). При пологом протекании  $H=f(p_{вх})$  давление, ниже которого не должно снижаться давление на входе в насос (условно  $p_{вх.кав}$ ), найдется по падению напора на 2—3%.

Проблема бескавитационной работы центробежных насосов имеет решающее значение для ЖРД, так как кавитационные каче-



Фиг. 74. Срывные кавитационные характеристики центробежных насосов.

ства насосов определяют вес всей силовой установки. Разберем это положение более подробно.

Условие бескавитационной работы может быть записано в виде

$$h_{вх} - h_{вх.кав} > 0. \tag{85}$$

Для насосной системы ЖРД  $h_{вх}$  определяется давлением в баках, инерционным и гравитационным напором и величиной гидравлических сопротивлений входной магистрали (см. гл. I, § 1)

$$h_{вх} = \frac{p_6}{\gamma} + l \left( \cos \theta + \frac{j}{g} \right) - \Delta h_{сопр}. \tag{86}$$

Из (83) следует, что

$$h_{вх.кав} = \Delta h_{дин} + \frac{p_{п}}{\gamma}.$$

Условие бескавитационной работы (85), следовательно, может быть записано так:

$$\frac{p_6}{\gamma} + l \left( \cos \theta + \frac{j}{g} \right) - \Delta h_{сопр} - \Delta h_{дин} - \frac{p_{п}}{\gamma} > 0. \tag{87}$$

Рассмотрим более подробно отдельные члены выражения (87).

### Влияние давления в баках

Давление в баках в значительной степени определяет  $h_{вх}$ . Следовательно, оно не может быть выбрано произвольно, а должно в основном исходить из условия обеспечения бескавитационной работы. При больших значениях  $\Delta h_{дин}$  (низкие кавитационные качества насоса)  $p_6$  должно выбираться большим. Давление в баках в основном определяет толщину стенки, а следовательно, и вес баков, а вес баков составляет основную долю веса силовой установки ракеты. Поэтому, как правило, чем хуже кавитационные качества насосов, тем больше будет давление в баках и тем больший сухой вес будет иметь летательный аппарат.

При больших  $p_6$  вес ракеты будет увеличиваться за счет веса наддувающего газа.

Существуют различные способы создания избыточного давления в баках:

а) наддув бака газом высокого давления из особого баллона (см. фиг. 1). В качестве газа применяют сжатый воздух или сжатый азот. Основной недостаток этого способа — наличие баллона высокого давления, имеющего существенный вес;

б) при движении ракеты в слоях атмосферы бак может наддуваться скоростным подпором воздуха. Для этого бак должен иметь заборный патрубок, направленный в сторону полета ракеты. Такой способ наддува баков применяется в сочетании с наддувом сжатым газом, так как в верхних слоях атмосферы разреженный воздух не может создать подпор. Спиртовой бак ракеты А-4 имел такой комбинированный способ наддува;

в) система наддува получается несколько легче по весу в том случае, когда в бак подается не сжатый газ, а пары легкокипящей жидкости из испарительного устройства. Особенно простая система будет в случае компонента, который представляет собой легкокипящую жидкость, например, жидкий кислород. В этом случае бак наддувается собственными парами компонента, которые образуются в испарителе, размещенном в выхлопном патрубке турбины. По такой схеме выполнен наддув бака жидкого кислорода двигателя ракеты А-4;

г) наддув бака выхлопными газами турбины.

### Влияние гравитационного и инерционного подпоров

Для увеличения давления на входе за счет гравитационного и инерционного подпоров целесообразно бак компонента всегда размещать впереди насоса и по возможности ближе к носу ракеты (см. фиг. 5).

Кавитационный расчет насоса следует проводить для режима, когда член  $\gamma l (\cos \theta + \frac{j}{g})$ , а следовательно, и давление на входе

в насос ( $p_1$  на фиг. 6) имеет минимальное значение на активном участке. В общем случае статическое давление на входе в насос будет иметь минимальное значение в некоторый момент времени после старта, так как суммарное давление столба жидкости (гравитационное и инерционное) имеет минимум (см. фиг. 6), поскольку уровень в баках с течением времени падает, а перегрузка возрастает. Практически кривая  $p_1 = f(\tau)$  протекает полого и минимум лежит вблизи  $\tau = 0$ . Поэтому кавитационный расчет часто проводят для старта ракеты.

### Влияние гидравлической системы

Для улучшения антикавитационных свойств системы гидравлическое сопротивление участка от входа в насос до бака должно быть минимальным. Для этой цели скорость движения рабочей жидкости не должна превышать  $5 \div 8$  м/сек. Желательно иметь короткий трубопровод, избегать поворотов, резкого изменения сечений и пр.

### Влияние кавитационных качеств насоса

Антикавитационные свойства системы питания в основном зависят от качества насосных агрегатов. При разработке конструкции ТНА ЖРД особо важно получить малые значения  $\Delta h_{\text{дин}}$ . Этот вопрос будет подробно рассмотрен ниже.

### Влияние физических свойств рабочей жидкости

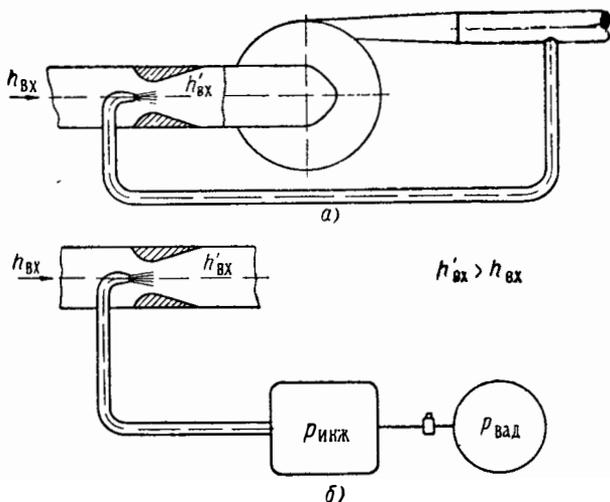
Кавитационные качества системы питания ЖРД в значительной мере зависят от физических свойств перекачиваемой жидкости. Чем больше давление парообразования при рабочей температуре жидкости, тем сложнее решаются вопросы обеспечения бескавитационной работы. Легкокипящие жидкости, например кислород, перекачиваемые при температурах, близких к температурам кипения, предъявляют особо высокие требования к системе питания. Поскольку давление парообразования сильно зависит от температуры жидкости, расчет следует проводить для наибольшей температуры.

Существенную роль могут играть термодинамические свойства жидкости, такие как теплота испарения, теплоемкость и пр., что будет рассмотрено в § 3 этой главы.

## § 2. ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ АНТИКАВИТАЦИОННЫХ КАЧЕСТВ СИСТЕМ ПИТАНИЯ ЖРД

В отдельных случаях приходится идти на усложнение системы, подводящей жидкость из бака к насосу. Может оказаться целесообразным установка инжекторного устройства перед насосным агрегатом. Инжектор может быть включен по разным схемам

(фиг. 75). Активная жидкость, обеспечивающая повышение давления перед насосом, отбирается или из нагнетающего трубопровода основного насоса (см. фиг. 75, а) или от специального насоса, или от отдельной системы выдавливания жидкости сжатым газом (см. фиг. 75, б) и т. д. Во всех случаях система питания усложняется. Для отбора активной жидкости от насоса будут расходоваться дополнительная мощность, но вся система питания может получиться более легкой за счет снижения давления в баках.



Фиг. 75. Схема установки инжекторного устройства перед входом в центробежный насос.

Необходимое повышение давления в инжекторе  $\Delta p_{инж}$  найдется из условия бескавитационной работы, записанного в виде

$$\frac{p_6}{\gamma} + l \left( \cos \theta + \frac{j}{g} \right) - \Delta h_{сопр} - \frac{p_{п}}{\gamma} - \Delta h_{дин} + \frac{\Delta p_{инж}}{\gamma} > 0.$$

На фиг. 75

$$\frac{\Delta p_{инж}}{\gamma} = h'_{вх} - h_{вх}.$$

Инжекционный подпор нашел применение в самолетном двигателе-ускорителе Р3395 фирмы BMW.

В самолетных топливных системах широкое применение нашли насосы подкачки с электроприводом, устанавливаемые непосредственно в баке или у бака.

В ЖРД подобные системы применяются редко, в основном из-за трудности осуществления привода. Механический привод подкачивающего насоса, размещенного у бака, осуществить трудно. Электропривод требует питающих устройств, обычно значительных по

весу. Помимо всего этого, установка подкачивающего насоса у бака нецелесообразна, так как при этом не используется гравитационный и инерционный напор, что вызовет повышенные требования к антикавитационным свойствам самого подкачивающего насоса. Чаще насос подкачки органически соединяется с основным насосом в один агрегат, как это будет показано в дальнейшем.

Повышение антикавитационных свойств систем питания ЖРД, главным образом, зависит от насосных агрегатов. Развитие насосных агрегатов с высокими антикавитационными свойствами идет по двум направлениям. Первое — создание оптимальной конструкции и выбор оптимальных режимов центробежного насоса. Второе — установка различного рода малонапорных преднасосов, обладающих более высокими антикавитационными свойствами, чем основной центробежный насос, обеспечивающий получение заданного напора (фиг. 76).

Конструктивно насос будет более простым в случае одного рабочего колеса. Поэтому преднасосы устанавливают лишь в тех случаях, когда требуются более высокие антикавитационные качества, чем у центробежного колеса.

Для более отчетливого представления о связи кавитационных качеств и конструктивных параметров центробежного насоса установим связь  $\Delta h_{\text{дин}}$ , характеризующего кавитационные свойства насоса, с параметрами насоса.

**Зависимость  $\Delta h_{\text{дин}}$  от параметров насоса  $n$ ,  $Q$  и  $H$**

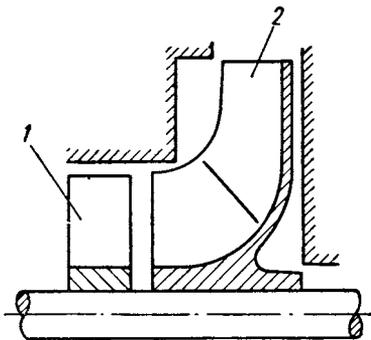
$$\Delta h_{\text{дин}} = m \frac{c_0^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \frac{w_1^2}{2g}.$$

Для подобных режимов насоса или подобных насосов треугольники скоростей должны быть подобны

$$\frac{c}{c_m} = \frac{w}{w_m} = \frac{u}{u_m}.$$

Следовательно,

$$\frac{c_1}{u_1} = \frac{c_{1m}}{u_{1m}} = \text{const}, \quad \frac{w_1}{u_1} = \frac{w_{1m}}{u_{1m}} = \text{const}.$$



Фиг. 76. Схема установки осевого преднасоса на входе в центробежное колесо.

1—преднасос, 2—лопатка центробежного насоса.

Разделив выражение для  $\Delta h_{\text{дин}}$  на  $u_1^2/2g$ , получим, что при постоянстве коэффициента неравномерности абсолютных скоростей  $m$  и коэффициента профильного разрежения на входе  $\lambda_{\text{кав}}$

$$\frac{\Delta h_{\text{дин}}}{u_1^2/2g} = \text{const.}$$

Для данного насоса  $u_1 = \text{const} \cdot n$  и, следовательно,  $\Delta h_{\text{дин}} = \text{const} \cdot n^2$ . Таким образом, на подобных режимах данного насоса, т. е. на режимах, характеризующихся подобием треугольников скоростей,  $\Delta h_{\text{дин}}$  пропорционально квадрату числа оборотов. Найдем связь  $\Delta h_{\text{дин}}$  с конструктивными параметрами насоса, используя соотношения

$$\Delta h_{\text{дин}} = \text{const} \frac{u_1^2}{2g}$$

и

$$u_1 = \alpha_1 n D_0,$$

где  $\alpha_1$  — коэффициент пропорциональности.

Для простоты рассуждения примем конструктивную схему насоса, изображенную на фиг. 77, т. е. вход в насос без втулки и  $D_0 = D_1$ . Выразим расход через геометрические параметры колеса и число оборотов

$$Q = \alpha_2 c_0 D_0^2,$$

где  $\alpha_2$  — коэффициент пропорциональности, в который входит и  $\eta_{\text{сб}}$ .

Учитывая, что  $c_0/u_1 = \text{const}$ , получим  $Q = \alpha_3 u_1 D_0^2$  или  $Q = \alpha_4 n D_0^3$ ; отсюда

$$D_0 = \alpha_5 n^{-1/3} Q^{1/3}.$$

Подставим выражение для  $D_0$  в формулу для  $u_1$

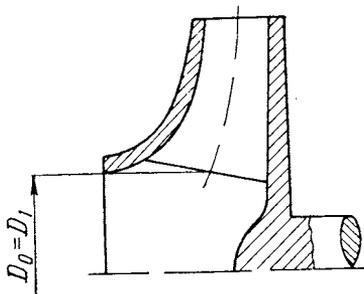
$$u_1 = \alpha_6 n^{2/3} Q^{1/3};$$

$$u_1^2 = \alpha_7 n^{4/3} Q^{2/3}.$$

Из выражения  $\frac{\Delta h_{\text{дин}}}{u_1^2/2g} = \text{const} = c'$

получим

$$\Delta h_{\text{дин}} = C'' (n \sqrt{Q})^{4/3}.$$



Фиг. 77. Схема проточной части консольно расположенного насоса.

Чаще формулу, устанавливающую связь  $\Delta h_{\text{дин}}$ ,  $n$  и  $Q$ , выражают так:

$$\Delta h_{\text{дин}} = 10 \left( \frac{n \sqrt{Q}}{C} \right)^{4/3}, \quad (88)$$

где  $C$  — постоянная для данного насоса величина. Практически опытным путем определяют  $C$  по известной величине  $\Delta h_{\text{дин}}$

$$C = 5,62 \frac{n \sqrt{Q}}{(\Delta h_{\text{дин}})^{3/4}}. \quad (89)$$

По форме записи  $C$  и  $n_s$  схожи, только в формулу для  $C$  вместо напора  $H$  подставлено  $\Delta h_{\text{дин}}$ . Поэтому  $C$  называют *кавитационным коэффициентом быстроходности*. Его впервые предложил С. С. Руднев<sup>1</sup>, поэтому коэффициент  $C$  носит также название коэффициента Руднева.

Для центробежных насосов  $C$  имеет величину от 800 до 2200. Чем выше  $C$ , тем меньше  $\Delta h_{\text{дин}}$ , т. е. выше антикавитационные качества насоса.

Часто в технической литературе встречается другой коэффициент, оценивающий кавитационные качества насоса, так называемый коэффициент Тома —  $\sigma = \Delta h_{\text{дин}}/H$ , где  $\sigma$  выражает отношение  $\Delta h_{\text{дин}} = \text{const} \cdot u_2^2$ , так как  $H = k_{u_2} u_2^2 / g \eta_r$ . Эта зависимость не носит общего характера, так как физически правильное соотношение для подобных режимов  $\Delta h_{\text{дин}} = \text{const} \cdot u_1^2$ . Следовательно,  $\sigma = \Delta h_{\text{дин}}/H$  может оценивать кавитационные свойства лишь данного насоса или насосов, имеющих равные отношения входных и выходных диаметров ( $D_0/D_2 = \text{const}$ ), так как только при этом условии  $\Delta h_{\text{дин}} = \text{const} \cdot n^2 = \text{const} \cdot u_1^2 = \text{const} \cdot u_2^2$ .

Наглядный опыт показывает ограниченность применения  $\sigma$  для оценки кавитационных свойств насоса. Изменение диаметра  $D_2$  (например, подрезка его) не изменяет кавитационных свойств насоса, т. е.  $\Delta h_{\text{дин}}$ , но изменяет напор, а следовательно, и  $\sigma$ .

Кавитационный коэффициент  $C$  можно представить как функцию  $\sigma$  и  $n_s$ . Связь  $\sigma$  и  $n_s$  дополняет недостающую зависимость  $\sigma$  от входных параметров насоса, определяемых расходом.

$$C = 5,62 \frac{n \sqrt{Q}}{(\Delta h_{\text{дин}})^{3/4}}; \quad n_s = 3,65 \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}}.$$

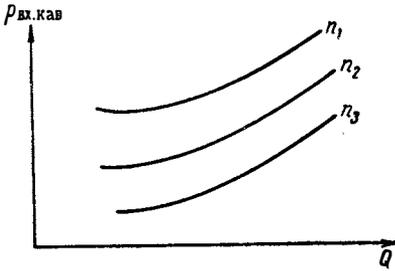
Разделив соответственно левые и правые части этих соотношений, получим

$$C = 1,54 n_s \frac{1}{\sigma^{3/4}}. \quad (90)$$

<sup>1</sup> С. С. Руднев, Экспериментальное изучение работы двухступенчатого пропеллерного насоса, Научные записки Харьковского механико-машиностроительного института, т. IV, 1940.

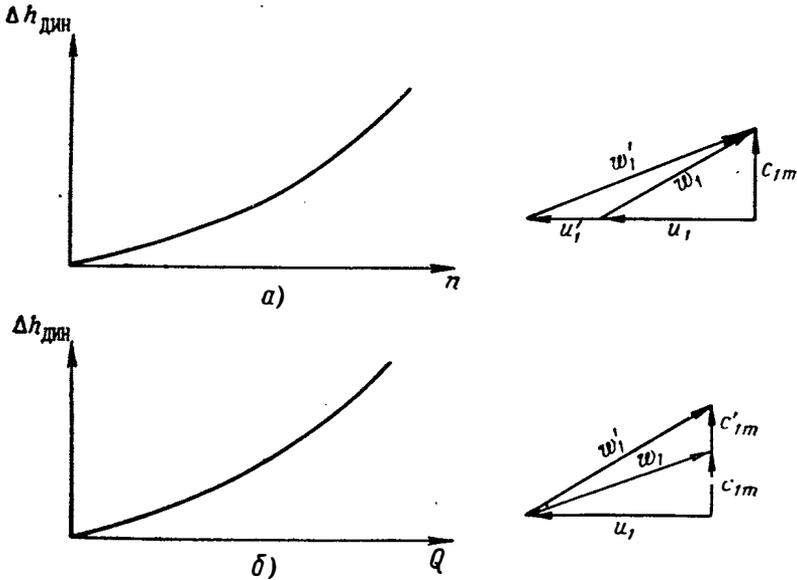
При  $n_s = \text{const}$  коэффициент  $\sigma$  также характеризует кавитационные качества насосов, как и  $C$ .

Для насосов ЖРД можно установить зависимость между  $\Delta h_{\text{дин}}$  и  $n_s$ . В системах питания ЖРД  $n_s$  в основном определяется числом оборотов  $n$  и расходом  $Q$ , так как величина напора мало меняется. Принимая  $H = \text{const}$ , получим  $\Delta h_{\text{дин}} = \text{const} \cdot n_s^{4/3}$ . Чем больше  $n_s$ , тем больше величина динамического падения давления. Следовательно, чем больше  $n$  или  $Q$  при том же  $H$  (больше  $n_s$ ), тем больше будет потребный напор на входе в насос.



Фиг. 78. Кавитационная характеристика насоса.

Кавитационные свойства насоса надежно устанавливаются лишь опытным путем. Результаты опыта представляются в виде графической зависимости, определенной в опытах величины  $p_{\text{вх.кав}}$ , или  $\Delta h_{\text{дин}}$  как функции расхода при разных числах оборотов (кавитационная характеристика, см.



Фиг. 79. Зависимость  $\Delta h_{\text{дин}}$  от расхода и числа оборотов.

фиг. 78). Большим оборотам и расходам соответствует большее значение  $\Delta h_{\text{дин}}$ . При увеличении расхода  $\Delta h_{\text{дин}}$  возрастает, так как возрастают абсолютная скорость  $c_{\text{вх}}$  и относительная скорость  $\omega_1$ ,

что непосредственно следует из рассмотрения треугольника скоростей на входе в насос (фиг. 79, б).

Увеличение числа оборотов приводит к увеличению относительной скорости на входе в насос (см. фиг. 79, а) и возрастанию разрежения при обтекании лопаток.

### Влияние конструктивных элементов входа в насос на его кавитационные свойства

Разность давления с рабочей и нерабочей стороны лопатки будем называть *нагрузкой на лопатку*  $\Delta p_n$ . Передаваемый колесом момент может быть определен через нагрузку так:

$$M_n = z \int_F \Delta p_n dF,$$

где  $F$  — поверхность лопатки;

$z$  — число лопаток.

Кавитационные свойства насоса в значительной степени определяются величиной нагрузки на лопатки насоса и скорости потока, обтекающего лопатки. Большая нагрузка на лопатки и большие скорости обтекания соответствуют большому падению давления с нерабочей стороны. Исходя из этого, конструктивные элементы входа в насос должны обеспечить малую нагрузку на лопатки и малые скорости потока, обтекающего лопатки. В первую очередь следует обеспечить малую нагрузку на лопатки во входной области, где абсолютная величина давления невелика и где следует ожидать падения давления с нерабочей стороны ниже давления насыщенных паров жидкости при данной температуре.

Конструктивными мерами, уменьшающими нагрузку и скорость движения жидкости в области входа, являются приближение лопатки к входу, увеличение числа лопаток, ограничение положительных углов атаки некоторыми оптимальными значениями, применение колес с двусторонним входом, выбор оптимальной площади входа и уширение лопаток, достигаемое уширением колеса в меридиональном сечении.

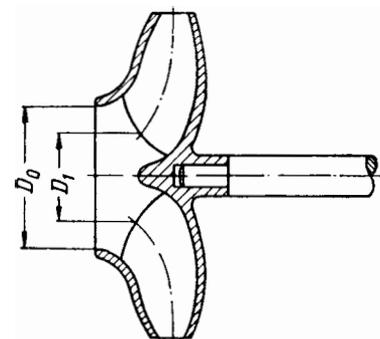
### Приближение лопатки к входу

Приближение лопатки к входу достигается перемещением входной кромки лопатки к плоскости входа в колесо (фиг. 80). При этом увеличивается площадь лопатки и уменьшается относительная скорость входа за счет снижения окружной скорости. Оба эти фактора повышают антикавитационные качества насоса, так как величина нагрузки в области входа снижается. Наряду с этим вынос лопатки к плоскости входа в колесо конструктивно значительно усложняет колесо. Лопатку при этом нельзя выполнить цилиндри-

ческой. При отогнутой назад цилиндрической лопатке поверхность ее образует с передним покрывным диском острый угол. В таком углу будет возникать вихревая «мертвая зона», ухудшающая работу колеса. Наиболее благоприятная форма межлопаточного канала получается, когда поверхность лопатки нормальна к поверхности боковых покрывных дисков. При выносе входной кромки лопатки близко к плоскости входа в колесо и при условии нормальности поверхности лопатки к поверхностям боковых покрывных дисков, а также при сохранении постоянного угла атаки вдоль входной кромки, лопатка получает сложную форму двояковыгнутой поверх-

ности. Такие лопатки называют *лопатками двоякой кривизны* (см. выше фиг. 187 и 199). Эти колеса имеют более высокие антикавитационные качества. Кавитационный коэффициент быстроходности для таких колес может достигать 1600 ÷ 1800. Необходимо иметь в виду, что изготовление и проектирование подобных колес весьма сложно.

При больших значениях коэффициента быстроходности  $n_s$ , когда отношение наружного диаметра колеса к диаметру входа сильно снижается, лопатки почти всегда приходится выполнять двойной кривизны, так как лопатки с входной кромкой,



Фиг. 80. Колесо с лопатками двоякой кривизны.

расположенной на больших радиусах (цилиндрические лопатки) будут иметь малые рабочие поверхности и, следовательно, большую нагрузку на лопатку. Практически лопатки двойной кривизны применяют, начиная с  $n_s = 80$ .

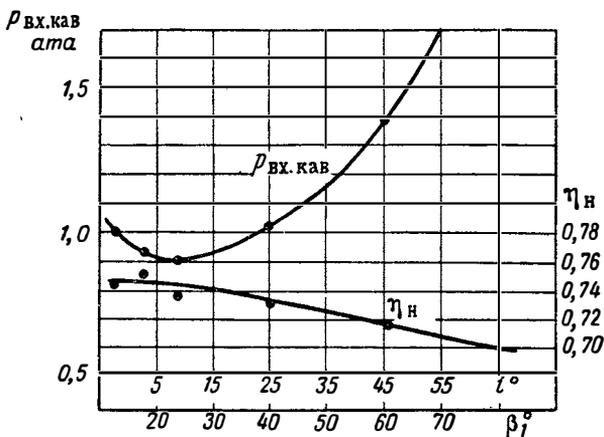
### Число лопаток

Чем больше число лопаток, тем меньше нагрузка на лопатку. С этой точки зрения увеличение числа лопаток должно благоприятно сказываться на антикавитационных качествах насоса. С другой стороны, увеличение числа лопаток приводит к большому загромаждению проходного сечения и к увеличению относительных скоростей в межлопаточном канале и тем самым к ухудшению кавитационных качеств насоса. Кроме того, увеличение числа лопаток приводит к большим потерям на трение. Следовательно, имеется оптимальное число лопаток, обычно оно лежит в пределах  $5 \div 11$ <sup>1</sup>.

<sup>1</sup> В. И. Думов, М. А. Пешкин, Исследование кавитации в колесе центробежного насоса, «Теплоэнергетика», 1959, № 12.

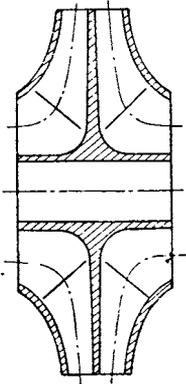
## Угол атаки

Опыт показывает (фиг. 81), что оптимальное значение положительного угла атаки для получения высоких антикавитационных качеств насоса лежит в пределах  $5 \div 10^\circ$ . Отложенный на графике угол атаки вычислен без учета закрутки потока на входе в колесо и при допущении, что величина меридиональной скорости остается постоянной от входа в колесо до лопаток. Следует иметь в виду, что фактический угол атаки может быть другим, в частности, при наличии у потока закрутки в сторону вращения действительные



Фиг. 81. Влияние угла атаки на кавитационные свойства и к. п. д. насоса.

углы атаки будут меньше, определенных выше. Этим возможно и объясняется тот факт, что оптимальные углы атаки, найденные по существующему методу расчета для лучших антикавитационных качеств, получаются положительными. На самом деле они могут быть близкими к нулю или даже отрицательными, так как нагрузка входных участков лопаток должна быть меньше при отрицательных углах. Выбор положительных углов атаки как бы в неявном виде учитывает закрутку у потока при входе в колесо. Существенно, что  $\omega_{1л}$  (см. фиг. 29) уменьшается при положительных углах атаки. Положительные углы атаки приходится применять также вследствие того, что углы входа потока на лопатки у насосов ЖРД обычно малы. В то же время входные углы лопаток меньше  $13\text{--}15^\circ$  делать нецелесообразно, так как каналы сильно загромождаются входными кромками и форма межлопаточного канала получается гидравлически невыгодной. При узких каналах кавитационный срыв происходит резче, так как каверна перекрывает все сечение. Таким образом, углы атаки при входе потока на лопатки в большинстве случаев выбираются положительными.



Фиг. 82. Колесо с  
двусторонним вхо-  
дом

Во многих случаях расчетные углы атаки стараются иметь существенно положительными в связи с тем, что при переходе на большие расходы они будут уменьшаться и при достижении больших отрицательных углов атаки может произойти срыв режима насоса.

### Насос с двусторонним входом

Улучшение антикавитационных качеств может быть получено применением колес с двусторонним входом (фиг. 82). Направляя поток по двум каналам, получают меньшие скорости на входе и меньшую нагрузку на лопатки. Конструктивно насос с двусторонним входом значительно сложнее одностороннего (особенно подводящие устройства) и существенно больше по размерам.

### Переразмеренные колеса

Весьма эффективной мерой является применение переразмеренных колес<sup>1, 2</sup>. Антикавитационные качества значительно улучшаются при применении колеса, рассчитанного на больший расход, чем задан насосу. Благоприятно сказывается на антикавитационных свойствах увеличение площади входа и уширение лопаток. Правда, к. п. д. при этом несколько снижается (фиг. 83).

Уширение меридионального сечения колес перед входными кромками оказалось наиболее успешным мероприятием, повышающим антикавитационные свойства колеса центробежного насоса<sup>2, 3</sup>.

Опыты<sup>4</sup>, показали, что при широких лопатках у переднего диска и у прилегающей к нему части входного патрубка существует вихревая зона — зона обратных токов, даже на расчетных (по расходу) режимах насоса (фиг. 84).

На фиг. 84 приведены результаты измерений на одном из насосов. Наличие вихревой зоны устанавливается по распределению меридиональных скоростей. На периферии (см. фиг. 84) меридиональная скорость направлена в сторону, обратную основному потоку. Поток у периферии имеет окружную составляющую, о чем

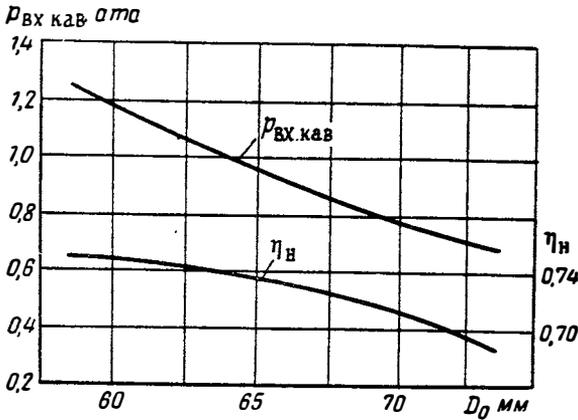
<sup>1</sup> М. Д. Айзенштейн, Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Госполтехиздат, 1957.

<sup>2</sup> Б. В. Овсянников, В. Ф. Чебаевский, Некоторые результаты испытаний высокооборотных центробежных насосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника», № 2, 1958.

<sup>3</sup> В. Б. Шемель, Оптимальные параметры, определяющие кавитационные качества центробежных насосов, Труды ВИГМ, № 22, Машгиз, 1958.

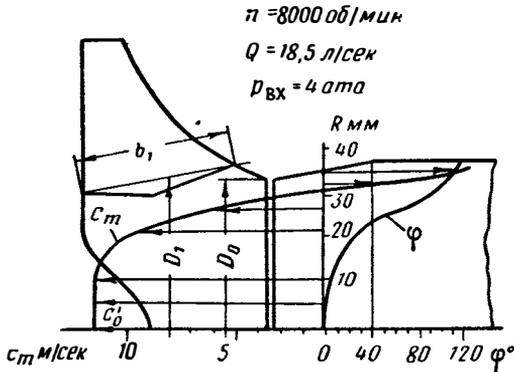
<sup>4</sup> В. Ф. Чебаевский, К вопросу о механизме кавитации в центробежных насосах, «Теплоэнергетика», 1957, № 9.

можно судить по углу закручивания  $\varphi$ ;  $\varphi$  — угол между осевой скоростью, направленной в сторону входа  $c'_0$ , и окружной составляющей абсолютной скорости.



Фиг. 83. Влияние приведенного диаметра входа  $D_{0пр}$  на кавитационные свойства и к. п. д. насоса.

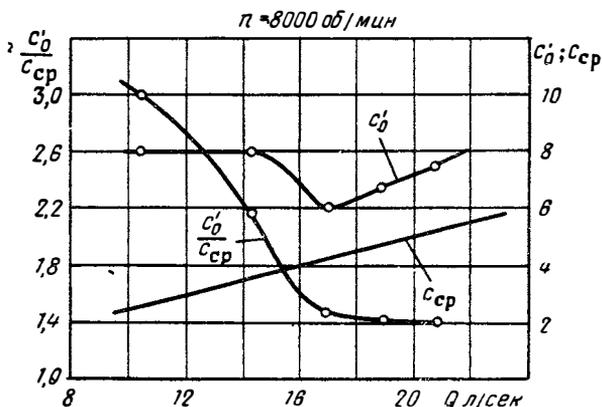
О зоне обратных токов свидетельствует изменение осевой скорости при снижении расхода через колесо. Осевая скорость  $c'_0$ , несмотря на понижение расхода, не уменьшается, а увеличивается,



Фиг. 84. Поле скоростей на входе в насос.  
 $c_m$  — меридиональная составляющая абсолютной скорости потока,  $\varphi$  — угол закручивания потока.

что может быть объяснено уменьшением проходного сечения трубопровода за счет зоны обратных токов (фиг. 85). На фиг. 85  $c_{ср}$  представляет расчетную скорость, определенную делением расхода на площадь поперечного сечения трубопровода.

Непосредственные визуальные наблюдения позволяют считать, что при понижении давления на входе кавитация возникает в этой вихревой зоне (очевидно на границе ее, т. е. там, где имеются наибольшие относительные скорости). Эта возникшая у переднего диска кавитация имеет местный характер и не приводит к срыву режима насоса. Опыты показывают, что при дальнейшем понижении давления вихревая зона с кавитационными пузырьками увлечается внутрь колеса. Кавитационные явления при этом ослабевают и срыва не происходит.



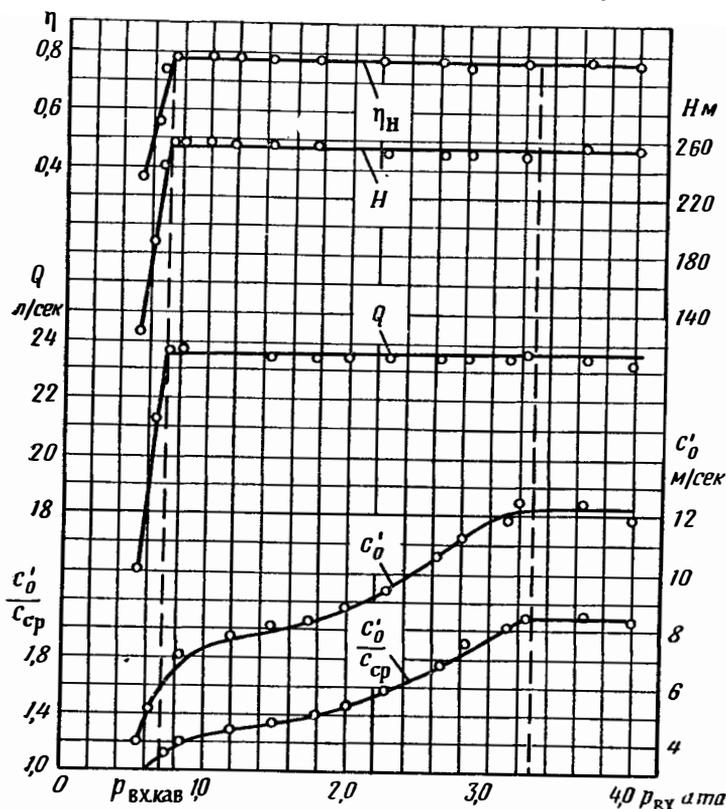
Фиг. 85. Зависимость осевой скорости перед насосом от расхода.

Следовательно, при широких лопатках, вернее при наличии диффузорного канала от входного сечения колеса до входа на лопатки, за счет сокращения зоны обратных токов при развитии кавитации имеется как бы запас по сечению, уменьшающий скорости потока и предотвращающий срыв режима насоса. Измерение осевой скорости перед входным сечением насоса подтверждает приведенную выше картину явлений при понижении давления на входе. На фиг. 86 приведена срывная характеристика одного из насосов, работающих на воде. При понижении давления на входе скорость перед колесом заметно уменьшается, несмотря на постоянную величину расхода. Это можно объяснить только увеличением проходного сечения. Визуальные наблюдения также показывают, что зона обратных токов во входной трубе значительно сокращается при понижении давления на входе.

Местная кавитация, не приводящая к срыву режима насоса, была названа скрытой кавитацией.

Для насосов ЖРД важно не допустить заметного изменения или срыва режима насоса; наличие скрытой кавитации ввиду кратковременности действия насоса не может привести к нарушению его работы, связанной с эрозионным разрушением материала. Следо-

вательно, применение колес с широким входом расширяет область работы насосов в сторону меньших давлений без срыва.



Фиг. 86. Изменение осевой скорости перед насосом по давлению на входе.

Эти насосы имеют кавитационный коэффициент быстроходности  $S$  порядка  $2000 \div 2200$  и  $\lambda_{кав}$  [в формуле (80) для  $\Delta h_{дин}$ ] =  $= 0,1 \div 0,12$ <sup>1</sup>.

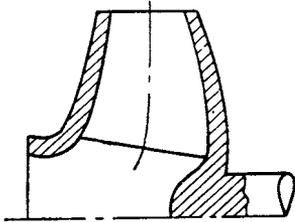
### Определение основных размеров колес с высокими антикавитационными свойствами

Исследование, проведенное в ВИГМе, показывает, что допустимо введение значительной диффузорности входной части колеса

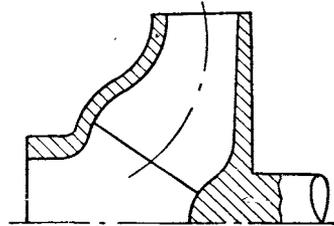
<sup>1</sup> По физике явления  $\lambda_{кав}$ , определенный в опытах, имеет другой смысл, чем коэффициент профильного разрежения лопаток, так как  $\lambda_{кав}$  определен по давлению срыва, а не по началу кавитации.

без серьезного ухудшения его к. п. д. Если отношение  $\frac{\pi D_1 b_1}{\pi D_0^2/4}$ , характеризующее диффузорность входа ( $d_{вр}=0$ ), будет превышать 2,5—3, то произойдет существенное снижение к. п. д. Практически отношение  $\frac{\pi D_1 b_1}{\pi D_0^2/4}$  следует выбирать в пределах 1,5—2,5.

Уширение лопаток при входе оказывается более действенной мерой, чем сильный вынос лопатки к входному сечению (лопатки двойной кривизны). Применение широких лопаток не вызывает технологических затруднений.



Фиг. 87. Возможная форма меридионального сечения при широком входе.



Фиг. 88. Меридиональное сечение колеса бочкообразной формы.

Форма меридионального сечения может значительно отличаться от обычных форм при чрезмерно уширенном входе. Уширение входа иногда достигается за счет наклона задней стенки колеса (фиг. 87).

В некоторых источниках<sup>1</sup> приводится форма входа, изображенная на фиг. 88, как обеспечивающая особо высокие антикавитационные свойства насоса. Экспериментальными данными<sup>2</sup> это не подтверждается.

Большое значение для кавитационных свойств насоса играет выбор диаметра входа. Целесообразно выбирать такие входные диаметры, чтобы динамическое падение давления  $\Delta h_{дин}$  было минимальным.

Заменим  $\omega_1^2$  в формуле (80), написанной для входа в межлопаточный канал, через сумму  $c_{1m}^2 + u_1^2$  (без учета закрутки на входе)

$$\Delta h_{дин} = m \frac{c_{1m}^2}{2g} + \lambda_{кав} \frac{c_{1m}^2 + u_1^2}{2g}. \quad (91)$$

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

<sup>2</sup> Б. В. Овсянников, В. Ф. Чебаевский, Некоторые результаты испытаний высокооборотных центробежных насосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника», № 2, 1958.

Примем, что средняя точка входной кромки лопаток колеса лежит на диаметре, равном наружному диаметру входа в колесо; тогда

$$u = \frac{\pi n}{60} \sqrt{\frac{4Q' k_c}{\pi c_{0m}} + d_{вт}^2}. \quad (92)$$

Подставим (92) в (91) и заменим  $c_{1m}$  через  $c_{0m} k_1$ :

$$\Delta h_{дин} = \frac{m + \lambda_{кав}}{2g} c_{0m}^2 k_1^2 + \frac{\pi \lambda_{кав} Q' n^2}{1800g c_{0m}} + \frac{\pi^2 \lambda_{кав} d_{вт}^2 n^2}{7200g}. \quad (93)$$

Продифференцировав выражение (93) по  $c_{0m}$  и приравняв нулю, найдем оптимальное значение для  $c_{0m}$ , соответствующее минимуму  $\Delta h_{дин}$ :

$$c_{0m \text{ опт}} = k_c \sqrt[3]{Q' n^2}, \quad (94)$$

где

$$k_c = \sqrt[3]{\frac{\lambda_{кав}}{573 k_1^2 (m + \lambda_{кав})}}. \quad (95)$$

Формула (94) известна в насосостроении как формула С. С. Руднева<sup>1</sup>. Наружный диаметр входа также имеет оптимальное значение

$$D_{0\text{опт}} = \sqrt{\frac{4Q'}{\pi c_{0m \text{ опт}}} + d_{вт}^2}.$$

Подставляя развернутое выражение для  $c_{0m \text{ опт}}$  из (94) и (95), получим

$$D_{0\text{опт}} = \sqrt{10,57 \left(\frac{m + \lambda_{кав}}{\lambda_{кав}}\right)^{1/3} \left(\frac{Q' k_1}{n}\right)^{2/3} + d_{вт}^2}. \quad (96)$$

Для консольно расположенного насоса (см. фиг. 77) или для приведенного диаметра входа ( $D_{0\text{прив}} = \sqrt{D_0^2 - d_{вт}^2}$ )

$$D_{0\text{прив.опт}} = k_D \sqrt[3]{\frac{Q'}{n}}, \quad (97)$$

где

$$k_D = 3,25 \left(k_1^2 \frac{m + \lambda_{кав}}{\lambda_{кав}}\right)^{1/6}. \quad (98)$$

Зависимость  $\Delta h_{дин}$  от  $D_0$  ( $d_{вт}=0$ ) приведена на фиг. 89.

Численные значения коэффициентов  $k_c$  и  $k_D$  в формулах (94) и (97) имеют приближенный характер. Они получены для несколько условной схемы колеса  $D_0 = D_1$  и зависят от коэффициентов  $m$

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

и  $\lambda_{квв}$ , которые условно приняты постоянными. Опытные исследования показывают, что коэффициент  $k_D$  целесообразно выбирать в пределах

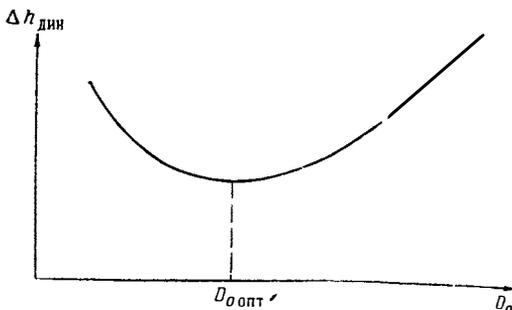
$$k_D = 5 \div 6. \quad (99)$$

В формулы (94) и (97) при использовании опытных коэффициентов  $k_c$  и  $k_D$  подставляют действительный расход  $Q$ .

$$c_{от} = k_c \sqrt[3]{Qn^2}; \quad (94a)$$

$$D_{оприв} = k_D \sqrt[3]{\frac{Q}{n}}. \quad (97a)$$

Бóльшие значения коэффициента  $k_D$  соответствуют бóльшим значениям коэффициента  $C$  (порядка 2000—2200); гидравлический к. п. д. насоса при этом может несколько упасть.



Фиг. 89. Зависимость  $\Delta h_{дин}$  от диаметра входа в колесо.

Соответственно

$$k_c = 0,051 \div 0,035. \quad (100)$$

Выбор оптимального  $D_0$  определяет по существу оптимальный угол потока  $\beta_1$ . В книге Пфлейдерера<sup>1</sup> приводится связь оптимальной величины  $D_0$  и  $\text{tg } \beta_1$ :

$$D_0 = A' \sqrt[3]{\frac{Q}{n \text{tg } \beta_{1\text{опт}}}}, \quad (101)$$

$\beta_{1\text{опт}}$  обычно лежит в пределах  $15 \div 25^\circ$ .

Подставив оптимальное значение  $C_{от}$  [формула (94) и (95)] в (91), найдем минимальное значение  $\Delta h_{дин}$

$$\Delta h_{дин \text{ min}} = A Q^{2/3} n^{4/3}, \quad (102)$$

где  $A$  — постоянный коэффициент.

<sup>1</sup> К. Пфлейдерер, Лопаточные машины для жидкостей и газов, Машгиз, 1960.

Подставив (102) в формулу для кавитационного коэффициента быстроходности  $C$ , получим, что  $C$ , соответствующее оптимальным условиям входа ( $\Delta h_{\text{дин min}}$ ), не зависит от параметров режима, а зависит только от коэффициентов профильного разрежения  $\lambda_{\text{кав}}$ ,  $m$ , объемного к. п. д.  $\eta_{\text{об}}$  и коэффициента загромождения при входе  $k_1$ <sup>1</sup>

$$C_{\Delta h_{\text{дин min}}} = 548 \sqrt[4]{\frac{\eta_{\text{об}}^2}{k_1^2 (m + \lambda_{\text{кав}}) \lambda_{\text{кав}}^2}} \quad (103)$$

Формула (103) для оптимальных условий входа устанавливает непосредственную связь кавитационного коэффициента быстроходности  $C$  и коэффициента  $\lambda_{\text{кав}}$ .

### § 3. ВЛИЯНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ НА КАВИТАЦИЮ В НАСОСАХ ЖРД

Интенсивность кавитации зависит от термодинамических свойств жидкости. Для парообразования необходим некоторый запас тепла; интенсивное парообразование без внешнего подвода тепла может протекать только при перегретой жидкости. Практически это означает, что кавитация возникнет при падении давления в жидкости до величины, несколько меньшей давления парообразования при данной температуре. Это справедливо для чистых жидкостей; наличие газовых включений или растворенных в жидкостях газов, например воздуха, может привести к возникновению кавитации при давлениях, больших упругости паров.

Рассмотрим влияние термодинамических свойств жидкостей 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.

Давление входа, при котором происходит кавитационный срыв, зависит не только от давления парообразования при данной температуре и дополнительного падения давления насоса, 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<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> В. И. Думов, Повышение антикавитационных свойств центробежных ступеней насосов при помощи осевых предвключенных ступеней, «Теплоэнергетика», 1957, № 4.

<sup>2</sup> H. A. Stahl, A. J. Stepanoff, Thermodynamic Aspects of Cavitation in Centrifugal Pumps, Transactions of the ASME, v. 78, No 8, 1956.

Располагаемое тепло  $q$  для кавитационного испарения определяется количеством жидкости, от которой оно может отобраться,  $V_{ж}$  и  $\gamma_{ж}$ , теплоемкостью жидкости и температурой ее перегрева  $\Delta t$ .

$$q = V_{ж} \gamma_{ж} c_{ж} \Delta t. \quad (104)$$

Это тепло затрачивается на образование какого-то количества пара  $V_{п} \gamma_{п}$

$$q = V_{п} \gamma_{п} r, \quad (105)$$

где  $r$  — теплота парообразования.

Приравнивая (104) и (105), получим

$$V_{ж} \gamma_{ж} c_{ж} \Delta t = V_{п} \gamma_{п} r. \quad (106)$$

Интенсивность кавитации  $B$  характеризуется отношением объема пара к объему жидкости

$$B = \frac{V_{п}}{V_{ж}}.$$

Из уравнения (106) следует, что

$$B = \frac{V_{п}}{V_{ж}} = \frac{\gamma_{ж}}{\gamma_{п}} \frac{c_{ж} \Delta t}{r},$$

где  $\Delta t$  можно связать с величиной падения давления  $\Delta p$ .

Падение давления ниже давления упругости паров  $\Delta p$  вызывает перегрев жидкости, необходимый для развития кавитации

$$\Delta t = \frac{dt}{dp} \Delta p.$$

Следовательно,

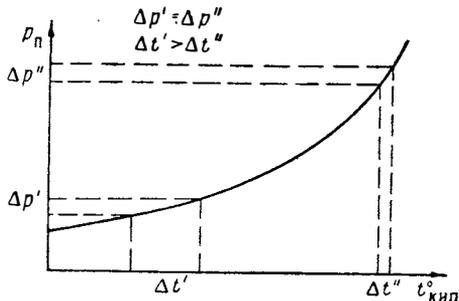
$$B = \frac{\gamma_{ж}}{\gamma_{п}} \frac{c_{ж}}{r} \frac{dt}{dp} \Delta p. \quad (107)$$

Формула (107) показывает, что при одном и том же падении давления  $\Delta p$  интенсивность кавитации возрастает с увеличением отношения удельного веса жидкости к удельному весу пара, отношения теплоемкости жидкости к теплоте парообразования и увеличения  $dt/dp$ . Чем положе протекает кривая давления парообразования от температуры кипения, тем больше интенсивность кавитации (фиг. 90).

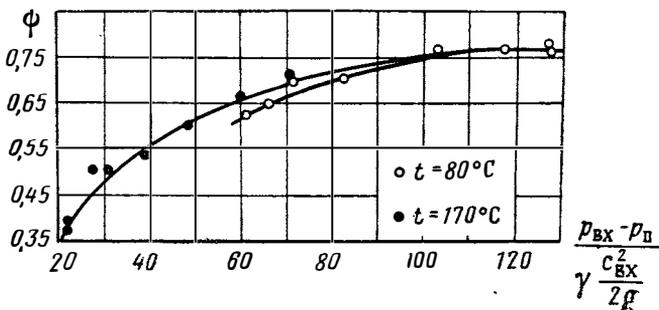
Исходя из этого, горячие жидкости относительно менее склонны к кавитации, т. е. при заданной разности давлений входа и парообразования кавитация в горячей жидкости наступит при большем расходе. Чем ниже температура жидкости, тем больше относительный перегрев, тем больше запас тепла для парообразования, и при меньшем падении давления (считая от давления упругости паров

при данной температуре) возникнет и интенсивнее будет протекать кавитация (см. фиг. 90).

Поясним это на примере. Так, для воды при температуре  $15^\circ\text{C}$  падение давления на  $0,004 \text{ кг/см}^2$  соответствует относительному перегреву (т. е. перепаду между температурой жидкости и температурой парообразования, с учетом падения давления) в  $4^\circ$  (разность энтальпий  $4 \text{ ккал/кг}$ ), а для воды при  $40^\circ\text{C}$  такое же падение давления соответствует температурному перепаду в  $1^\circ$  (разность энтальпий  $1 \text{ ккал/кг}$ ). Следовательно, чем выше температура жидкости, тем меньше располагаемый запас тепла для компенсации теплоты парообразования. Относительная склонность к кавитации и ее интенсивность при приближении к критическим параметрам жидкости снижается, так как падение давления ниже давления парообразования вызывает ничтожное снижение температуры парообразования, т. е. относительный перегрев жидкости будет мал.



Фиг. 90. Влияние зависимости давления парообразования от температуры кипения на относительный перегрев жидкости.



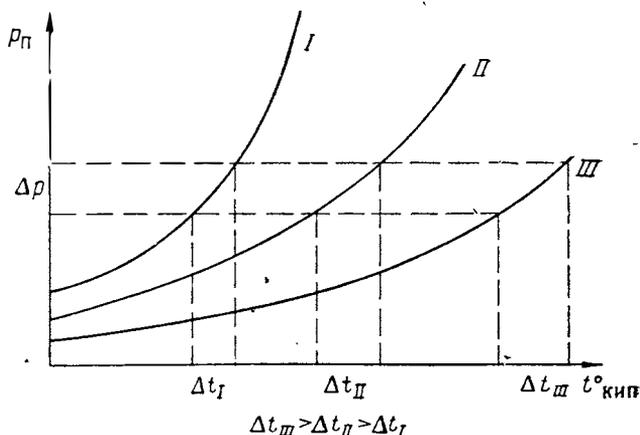
Фиг. 91. Влияние температуры жидкости на кавитационные свойства насоса.

По опытным данным, приведенным в работе М. А. Пешкина<sup>1</sup>, при заданном расходе перекачка горячей жидкости без кавитации потребует меньшей разности между давлением на входе в насос и давлением парообразования (фиг. 91;  $\phi$  — коэффициент напора).

<sup>1</sup> М. А. Пешкин, О влиянии температуры жидкости на кавитационные характеристики центробежного насоса, «Теплоэнергетика», 1958, № 2.

Высказанные соображения имеют значение для оценки кавитационного запаса и интенсивности кавитации. Следует иметь в виду, что абсолютное давление на входе в случае перекачки горячих жидкостей всегда будет значительно выше, вследствие роста давления парообразования с повышением температуры.

Данные кавитационных испытаний, полученные при работе насоса на холодной воде, обычно переносятся на случаи работы насоса при других жидкостях и при других температурах. Однако из



Фиг. 92. Влияние зависимости давления парообразования от температуры на относительный перегрев для различных жидкостей.

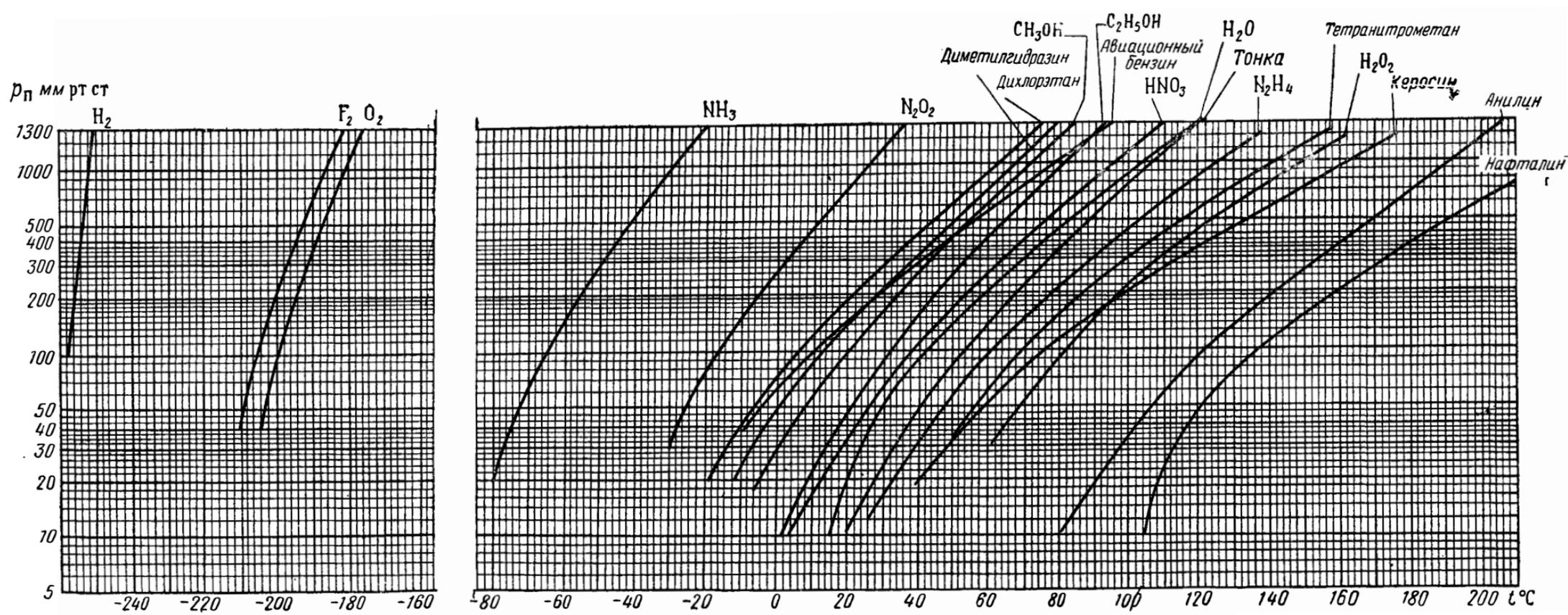
сказанного выше следует, что прямой перенос этих данных может иногда привести к неточным выводам. В отдельных случаях полученные из опытного исследования насоса на воде значения  $\Delta h_{дин}$  должны быть изменены. В общем случае

$$\Delta h_{дин} = k \Delta h_{дин.воды}$$

Чем круче протекает зависимость  $p_n = f(t)$  (фиг. 92), тем меньше будет относительный перегрев жидкости при падении давления и уменьшится склонность ее к кавитации. Для жидкостей, имеющих зависимость  $p_n = f(t)$  более крутую, чем у воды, коэффициент  $k < 1$ . Так, например, для пропана  $k = 0,87$  для углекислоты  $k = 0,5$ .

На фиг. 93 показана зависимость давления парообразования от температуры для наиболее типичных компонентов топлива ЖРД и для воды. Из сравнения кривых фиг. 93 можно оценить кавитационные свойства рабочих жидкостей по сравнению с водой.

В табл. 1 приведены отношения  $V/V_{H_2O}$ , полученные расчетом для некоторых жидкостей, применяемых в ЖРД. Чем больше отношение  $V/V_{H_2O}$ , тем больше могут отличаться данные кавитационных испытаний на воде и на натурном рабочем теле.



Фиг. 93. Зависимость давления парообразования от температуры для некоторых жидкостей.

Таблица 1

## Относительное значение интенсивности кавитации

Наименование жидкости	Формула	$t_{ж}$ в °С	$\frac{B}{B_{H_2O}}$
Азотная кислота	$HNO_3$	+15	1,68
Кислород	$O_2$	-183	$1,95 \cdot 10^{-2}$
Четырехокись азота	$N_2O_4$	+15	$7,72 \cdot 10^{-3}$
Перекись водорода	$H_2O_2$	+40	13,9
Этиловый спирт	$C_2H_5OH$	+15	1,21
Метиловый спирт	$CH_3OH$	+15	0,236

Примечания. 1. Комплекс  $B_{H_2O}$  рассчитан для 15° С.

2. Расчет произведен для одинаковых скоростей движения жидкости. При этом отношение давлений в формуле (107) заменено отношением удельных весов, так как  $\Delta p / \Delta p_{H_2O} = \gamma \omega^2 / \gamma_{H_2O} \omega_{H_2O}^2$ .

#### § 4. УСТАНОВКА ОСЕВОГО ПРЕДНАСОСА КАК СРЕДСТВО ПОВЫШЕНИЯ АНТИКАВИТАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НАСОСНОГО АГРЕГАТА

##### Параметры осевого колеса

Устанавливая перед центробежным колесом малонагруженную осевую ступень, можно значительно повысить антикавитационные качества насосного агрегата<sup>1, 2</sup>. Малая нагрузка осевой ступени (небольшое разрежение при обтекании профилей осевого колеса) обеспечивается малым напором ступени, сравнительно большой густотой решетки — частая установка лопаток или большая длина их, малым углом атаки и выбором профиля, у которого максимальное разрежение возникает далеко от входной кромки, т. е. в области повышенного давления. Как показали опытные исследования, кавитационный коэффициент быстроходности может возрасти в 2 раза при установке предвключенной осевой ступени (фиг. 94); при этом были получены значения  $C$  порядка 3500—4000<sup>1</sup>. Необходимый напор осевого колеса с учетом бескавитационной работы центробежного следует установить по дополнительному падению дав-

<sup>1</sup> В. И. Думов, Повышение антикавитационных свойств центробежных ступеней насосов при помощи осевых предвключенных ступеней, «Теплоэнергетика», 1957, № 4.

<sup>2</sup> C. Ross, G. Banerjan, Some Aspects of High—Suction specific speed Pump Inducers, Transactions ASME, No 8, 1956.

ления для центробежного колеса насоса с учетом закрутки потока осевой ступенью (см. фиг. 29)

$$H_{ст} \geq \frac{\Delta p_{доп}}{\gamma}; \quad \Delta p_{доп} = \lambda_{кав} \frac{w_1^2}{2g};$$

$$w_1^2 = (u_1 - c_{1u})^2 + c_{1m}^2;$$

$$H_{ос.кол} = H_{ст} + \frac{c_{2ос.кол}^2}{2g};$$

$c_{1u}$  — для центробежного колеса найдется по закону  $c_{2u}R = \text{const}$ , исходя из  $c_{2u}$  осевого колеса. Осевое колесо при этом целесообразно выбирать реактивным с возможно большим статическим нап-



Фиг. 94. Срывные кавитационные характеристики для насоса со шнеком и без него.  
 $Q=8,5$  л/сек,  $n=10\,000$  об/мин.

ром и такой величиной  $c_{2u}$ , которая приводит к уменьшению  $w_1$  центробежного колеса без значительного увеличения  $H_{ос.кол}$ .

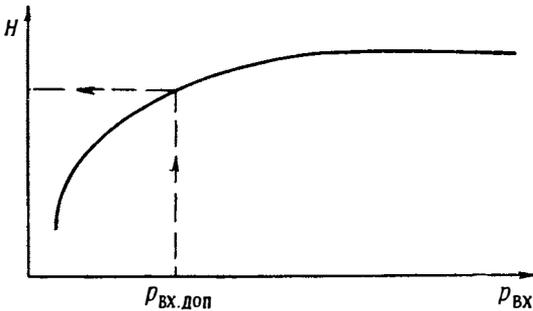
Напор осевого колеса следует ограничить величинами, минимально необходимыми для обеспечения бескавитационной работы центробежного колеса, так как преобразование энергии в малонагруженных осевых ступенях идет с меньшим к. п. д., чем в центробежном колесе (большие поверхности трения) и, кроме того, малонапорные колеса будут иметь более высокие антикавитационные свойства.

Расчет потребного напора осевого колеса следует проводить для радиуса, на котором разность  $H_{ст} - \frac{\Delta p_{доп}}{\gamma}$  имеет минимальное значение.

Если срывная кавитационная характеристика осевого колеса пологая (фиг. 95), то при малых допустимых давлениях на входе осевое колесо не будет выдавать полного напора, а будет развивать меньший напор, соответствующий падающей ветви срывной характеристики. Это обстоятельство следует учитывать при рассмотрении совместной работы осевого и центробежного колес.

Число оборотов осевой ступени часто выбирается таким же, как и центробежного насоса, так как уменьшение числа оборотов осевой ступени, хотя и улучшит ее антикавитационные свойства, но

приведет к значительному конструктивному усложнению насосного агрегата. Кроме того, уменьшение числа оборотов осевой ступени



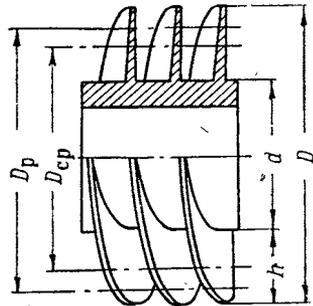
Фиг. 95. Срывная кавитационная характеристика шнекового осевого преднасоса.

снижает ее напорность, что может привести к тому, что статического напора осевого колеса не хватит для предупреждения кавитации в центробежном колесе.

### Шнековый осевой преднасос

В насосах ЖРД большое распространение получил один из видов осевого насоса — шнековый (фиг. 96). Шнековый насос — это осевой насос со спиральной винтовой поверхностью лопаток, характеризующейся соотношением  $r \operatorname{tg} \beta_d = \text{const}$ . На фиг. 97 показана развертка шнекового колеса с прямыми лопатками. Такой шнек наиболее прост в изготовлении. Шнековый насос обладает высокими антикавитационными свойствами. Коэффициент  $\lambda_{\text{кав}}$  в формуле (80) может иметь значение  $0,03 \div 0,06$ , что объясняется малой нагрузкой лопаток колеса. Кроме того, такое колесо обладает особенностью работать без срыва при начавшейся кавитации, т. е. при наличии паровых и воздушных пузырьков<sup>1</sup>.

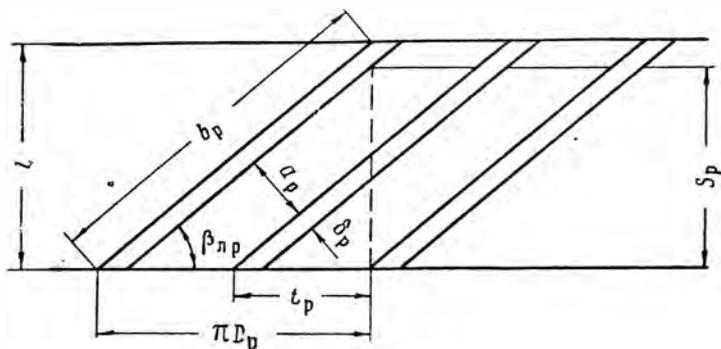
На фиг. 98 приведены фотографии шнека, работающего при разных стадиях кавитации. В центробежном колесе начавшаяся интенсивная кавитация в области входа на лопатки приводит к срыву режима, так как течение жидкости в колесе происходит по направлению действия центробежных сил. Более плотная жидкость при течении по межлопаточ-



Фиг. 96. Внешний вид шнекового осевого преднасоса.

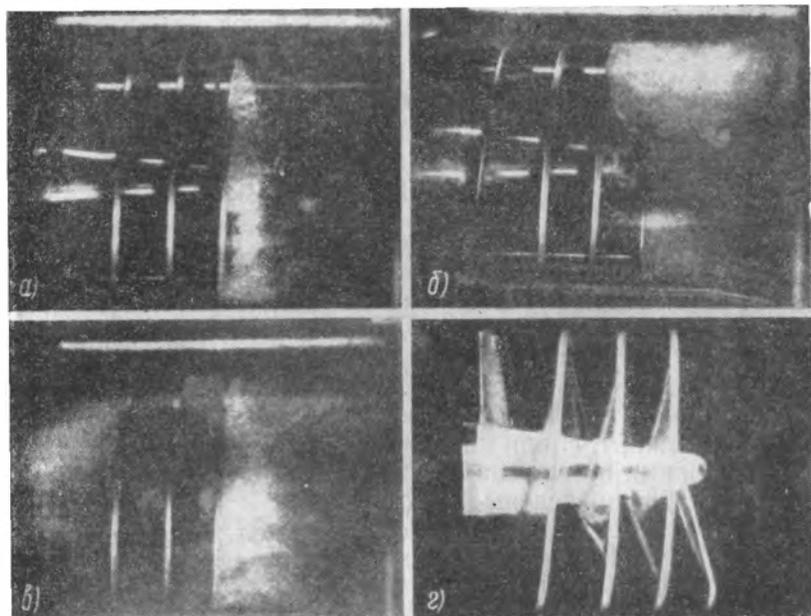
<sup>1</sup> C. Ross, G. Banerian, Some Aspects of High—Suction specific speed Pump Inducers, Transactions ASME, No 8, 1956.

ному каналу центробежными силами отрывается от паровых и газовых полостей, что усугубляет развитие кавитации и приводит



Фиг. 97. Развертка шнекового колеса с прямыми лопатками.

к прекращению течения жидкости. В осевом колесе при достаточной длине межлопаточных каналов начавшаяся кавитация в периферийной области колеса (где наибольшие относительные скоро-



Фиг. 98. Работающий шнек.

*a*—при начавшейся кавитации на входе. На выходе из колеса кавитационная зона отсутствует, *б*—при развитой кавитации на входе. На выходе из колеса кавитационная зона отсутствует, *в*—при развитой кавитации по всей проточной части, *г*—фотография однозаходного шнека.

сти) может не приводить к срыву режима, так как по мере движения по межлопаточному каналу парогазовые включения будут конденсироваться, перемещаясь в область повышенных давлений, и сжиматься жидкостью, перемещаемой центробежными силами с меньших радиусов. Подобное радиальное перемещение жидкости будет иметь место при наличии на периферии среды меньшей плотности, которая нарушает радиальное равновесие. Возможно, что конденсации паровых фаз помогает уменьшение сечения конусной втулкой<sup>1</sup>. Для подавления кавитации каналы шнека должны иметь достаточную длину.

Число лопаток (число заходов) может быть различным, от одной до трех. Большое число лопаток приводит к сильному загромождению проходного сечения. При одной лопатке — однозаходный шнек (см. фиг. 98, з) — поток на выходе из колеса существенно неосесимметричен. При двух лопатках загромождение невелико и круговая несимметрия потока значительно снижается. Исходя из этого, считают, что оптимальное число лопаток  $z=2$ .

Опытное исследование<sup>2</sup> показало, что за расчетный следует выбирать не средний диаметр (равный полусумме внутреннего и наружного диаметра), а определенный по формуле (см. фиг. 96)

$$D_p = \frac{\sqrt{3D^2 + d^2}}{2}. \quad (108)$$

Средний теоретический напор струйки

$$H_{T_i} = \frac{u_i c_{2ui}}{g}. \quad (109)$$

Средний напор, развиваемый колесом

$$H_T = \frac{2\pi \int_r^R r_i c_{mi} H_{T_i} dr}{2\pi \int_r^R r_i c_{mi} dr}. \quad (110)$$

$H_T$  находился по формулам (109) и (110), исходя из измеренного опытным путем поля скоростей  $c_{mi}$  и  $c_{2ui}$ . Радиус, на котором  $H_{T_i}$  равнялся  $H_T$ , был принят расчетным. Расчетный диаметр получился больше среднего. Это объясняется тем, что у втулки на выходе наблюдается зона противотоков. Все геометрические размеры шнека определяются для этого расчетного диаметра  $D_p$  (см. фиг. 97).

Шаг лопаток подсчитывается так:

$$t_p = \frac{\pi D_p}{z}.$$

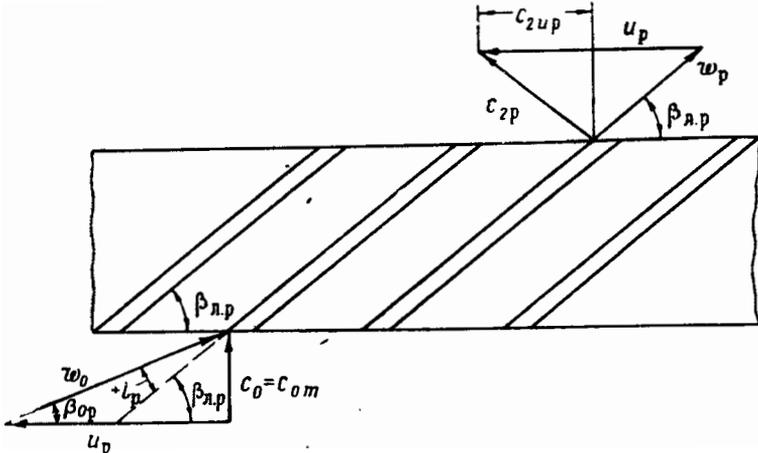
<sup>1</sup> См. сноску на стр. 118.

<sup>2</sup> И. В. Миролубов, Расчет характеристик осевых преднасосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника», № 1, 1959.

Тангенс угла подъема спирали равен

$$\operatorname{tg} \beta_{л.р} = \frac{S_p}{\pi D_p},$$

где  $S_p$  — шаг винтовой линии.



Фиг. 99. Треугольники скоростей для шнекового преднасоса.

Ширина межлопаточного канала  $a_p$  определяется по формуле

$$a_p = (t_p - \sigma_p) \sin \beta_{л.р},$$

$$\sigma_p = \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.р}},$$

где  $\sigma_p$  — толщина лопатки в плоскости вращения;

$\delta_p$  — нормальная толщина лопатки.

Поток подходит к шнеку с углом, меньшим угла лопатки, т. е. с положительным углом атаки, обычно равным  $3 \div 8^\circ$ . На фиг. 99 показан треугольник скоростей при отсутствии у потока закрутки на входе. Пройдя межлопаточный канал, поток в относительном движении примет направление лопаток. В абсолютном движении поток отклонится в сторону вращения; у потока появится закрутка по вращению — окружная составляющая  $c_{2u} > 0$ .

Теоретический напор насоса определится из уравнений Эйлера для расчетного диаметра

$$H_T = \frac{u_p c_{2u p}}{g}.$$

Очевидно, что шнек не может работать при нулевом угле атаки. При нулевом угле атаки  $c_{2u} = 0$  и  $H_T = 0$ , т. е. шнек не развивает напора.

При расчете шнеков вводится понятие густоты решетки  $\tau$ , под которой понимают отношение длины лопатки шнека  $b$  к шагу  $t$

$$\tau = \frac{b}{t}.$$

Малая густота ( $\tau < 1$ ) приводит к снижению напора колеса. На входе в шнековый насос имеет место отрыв потока при малых  $\tau$ ; поток не успевает выравняться и выходит с меньшей закруткой. При большой густоте будут большие потери на трение в решетке. Оптимальная густота лежит в пределах

$$\tau_{\text{опт}} = 1,5 \div 2.$$

Наружный диаметр шнека определяется диаметром входа центробежного колеса или величиной скорости входа.

Значение  $c_{0m}$  определяется величиной расхода  $Q$  и числом оборотов  $n$ . Опытное исследование шнековых насосов показало, что  $c_{0m}$  можно выбирать по формуле

$$c_{0m \text{ опт}} = (0,025 \div 0,03) \sqrt[3]{Qn^2}. \quad (111)$$

Для шнека так же, как и для центробежного колеса,  $c_{0m}$  должна выбираться, исходя из минимума  $\Delta h_{\text{дпт}}$  [см. формулу (94)]. Практически коэффициент, определяющий оптимальное значение  $c_{0m}$ , может несколько отличаться от теоретически найденной оптимальной величины.

По выбранной величине  $c_{0m}$  и  $Q'$  находят наружный диаметр шнека  $D$

$$Q' = \left( \pi \frac{D^2}{4} - \pi \frac{d^2}{4} \right) c_{0m};$$

$$D = \frac{4Q'}{\pi \left[ 1 - \left( \frac{d}{D} \right)^2 \right] c_{0m}}.$$

Внутренний диаметр шнека определяется из чисто конструктивных соображений; его следует выбирать возможно меньшим. Чем больше отношение наружного диаметра осевого колеса к диаметру втулки  $D/d$ , тем больше вырастает площадь лопаток и падает нагрузка, тем выше будут антикавитационные свойства осевого колеса (фиг. 100)<sup>1</sup>.

По известным значениям наружного диаметра  $D$  и диаметра втулки  $d$  находят расчетный диаметр  $D_p$ .

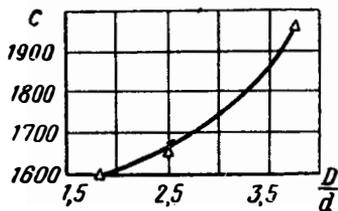
<sup>1</sup> В. И. Думов, Повышение антикавитационных свойств центробежных ступеней насосов при помощи осевых предвключенных ступеней, «Теплоэнергетика», 1957, № 4.

Угол установки лопаток определяется по углу входа потока и оптимальному значению угла атаки для расчетного диаметра

$$\beta_{1.л} = \beta_0 + i.$$

Угол потока при входе на лопатки  $\beta_0$  находится по отношению скоростей  $c_{0m}/u_p$

$$\beta_0 = \arctg \frac{c_{0m}}{u_1}.$$



Фиг. 100. Влияние  $D/d$  на антикавитационные качества шнека.

Оптимальная величина угла атаки  $i_{\text{опт}} = 2 \div 6^\circ$ .

Профиль лопатки шнека может быть различным. Наиболее целесообразен с технологической точки зрения и по соображениям прочности прямой трапецевидный профиль (см. фиг. 96).

Входную кромку целесообразно срезать под углом к потоку. Этим зона наибольшего профильного разряжения смещается в область повышенных давлений.

При расчете необходимого подпора для бескавитационной работы всего насосного агрегата коэффициент  $\lambda_{\text{кав}}$  для шнековых осевых насосов приближенно может быть вычислен по формуле, предложенной В. И. Думовым

$$\lambda_{\text{кав}} = \frac{\pi}{z} \sin \beta \sin i,$$

где  $z$  — коэффициент, учитывающий загромождение проходного сечения лопатками и втулкой;  $x = \frac{D^2 - d^2}{k_1 D^2}$ .



## Глава IV

### ПОТЕРИ В ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСАХ

#### § 1. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Гидравлические потери определяются в основном характером течения реальной вязкой жидкости у стенок, т. е. течением в пограничном слое, и местными потерями (резкое изменение скоростей и сечений).

В колесе насоса, в отводящих и подводящих устройствах пограничный слой находится под воздействием:

- 1) жидкости, текущей по каналу, которая увлекает пограничный слой;
- 2) торможения, обусловленного силами трения жидкости о стенку;
- 3) торможения, обусловленного возрастанием давления вдоль канала (градиента давления).

Два последних фактора вызывают замедление течения пограничного слоя и в отдельных случаях приводят к обратному движению пограничного слоя и появлению вихрей. Вихри проникают в зону свободного течения. В результате образуются три области течения:

- 1) область, где потери энергии обуславливаются обменом импульсами между частицами, принадлежащими струям различной скорости;
- 2) область безвихревого течения у стенки — потери энергии обуславливаются силами трения;
- 3) область вихревых течений — энергия тратится на воссоздание вихрей.

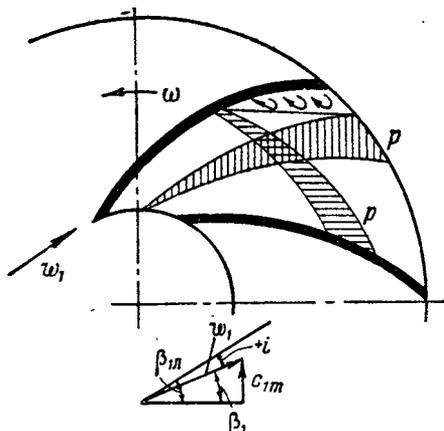
Потеря энергии может вызываться также неустановившимся движением жидкости, т. е. изменением по времени поля скоростей и давлений, на что потребуются дополнительная энергия. Такое неустановившееся относительное течение жидкости наблюдается в центробежных насосах при нарушении осевой симметрии течения в подводящих и отводящих устройствах.

Количественный учет гидравлических потерь в каналах насоса затруднен, особенно для каналов колеса; опытные данные имеются

только для течения жидкости в неподвижных каналах простой формы. Рассмотрим возможные вихревые зоны в проточной части насоса.

### Вихревые зоны при обтекании лопаток

При  $Q/Q_p \leq 1$  — углы атаки положительные<sup>1</sup> (фиг. 101), происходит отрыв струи к концу лопатки с нерабочей стороны. В этом месте кинетическая энергия частиц в жидкости пограничного слоя будет недостаточна для преодоления давления, обусловленного



Фиг. 101. Возможные вихревые зоны при обтекании лопаток с положительными углами атаки.

уменьшением относительной скорости как по каналу, так и по дуге окружности.

При увеличении расхода сверх нормального могут возникнуть отрицательные углы атаки (фиг. 102) и отрывные вихревые зоны с рабочей стороны. В этом убеждают опыты с фотографированием обтекания лопаток колеса центробежного насоса, проведенные академиком Г. Ф. Проскура.

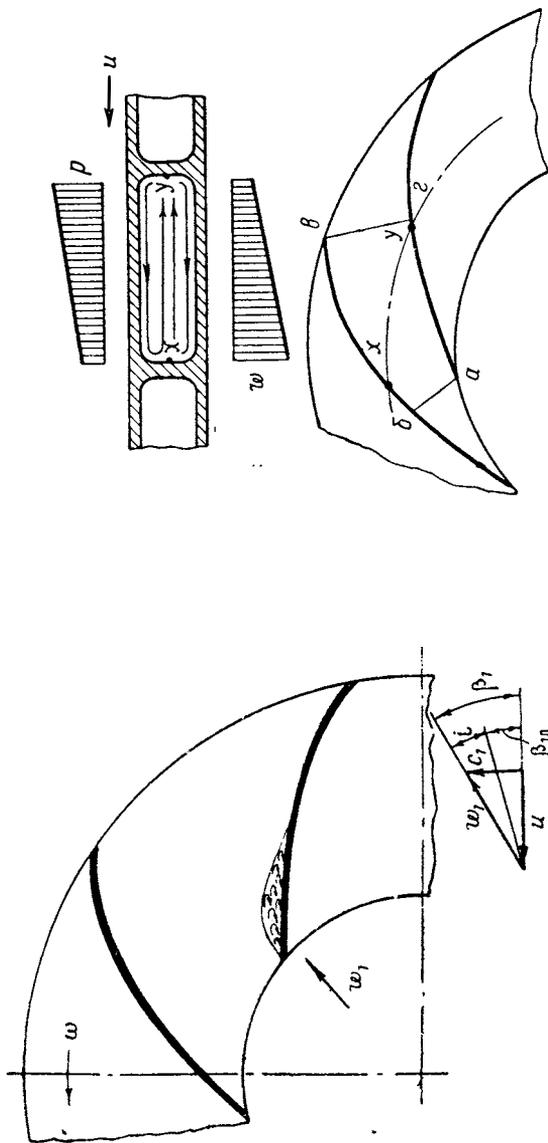
При конфузурной форме канала, приводящей к увеличению относительной скорости, потери, связанные с отрывом потока от поверхности лопаток, уменьшаются.

### Возникновение парного вихря в канале колеса

В межлопаточном канале возникает вихревое движение, вызванное влиянием боковых стенок.

В центре канала поток находится в динамическом равновесии. Повышенное давление у набегающей стенки лопатки уравновешивает

<sup>1</sup> На фиг. 101 и 102 треугольники скоростей построены без учета толщины лопаток.



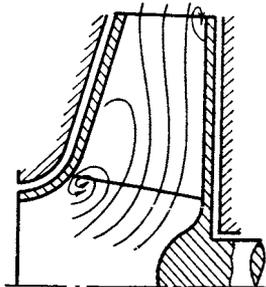
Фиг. 103. К возникновению парного вихря.

Фиг. 102. Возможные вихревые зоны при обтекании лопаток с отрицательными углами атаки.

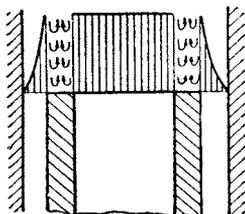
ваются соответствующим распределением скорости протекания жидкости (фиг. 103). У боковых же стенок трение уменьшает величину относительных скоростей, следовательно, уменьшает энергию жидкости в большей степени у нерабочей стороны, т. е. там, где скорости больше. Это приводит к возникновению течения вдоль боковых стенок из области повышенного давления, которое в свою очередь вызывает обратно направленное течение в центре канала. В результате в межлопаточном канале образуются два вихревых течения, так называемый «парный вихрь». Эти течения являются паразитными, приводящими к непроизводительной затрате энергии.

### Развитие вихрей, возникающих во входной области по ширине лопатки

При большой ширине лопаток на входе может образоваться вихревая зона даже на расчетном режиме. На создание вихрей будет затрачиваться энергия. При расходах, меньше расчетного (фиг. 104), подобные вихревые зоны могут возникнуть на входе и выходе из межлопаточного канала.



Фиг. 104. Картина обратных вихревых течений при расходах меньше расчетного.



Фиг. 105. К возникновению вихревых дорожек у торцовых ободов колеса.

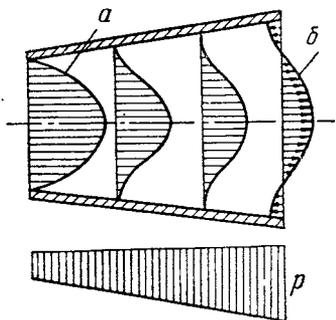
### Вихреобразование на поверхности разрыва скоростей

Всякие поверхности разрыва скоростей, которые имеют место, например, у торцовых ободов колеса, у языка спирального диффузора являются в то же время поверхностями вихреобразования. Частицы жидкости с одной стороны увлекаются потоком большей скорости, с другой — тормозятся за счет внутрижидкостного трения. В результате вдоль поверхности разрыва образуется вихревая дорожка. На воссоздание этих вихрей затрачивается энергия.

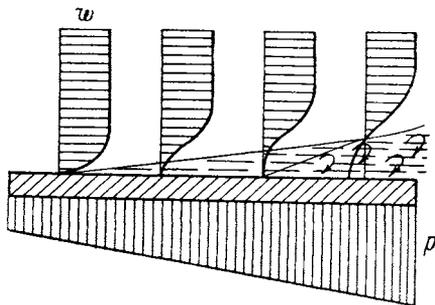
На фиг. 105 показана схематичная картина возникновения вихрей по поверхностям разрыва скоростей у внешнего обода колеса. Эюра абсолютных скоростей условно повернута в плоскость чертежа.

### Отрывное течение в конических диффузорах

Конический диффузор является неотъемлемым элементом центробежного насоса ЖРД. Течение в конических диффузорах может сопровождаться вихревыми зонами. Рассмотрим возможную картину их образования.



Фиг. 106. Эюры скоростей при течении по коническому диффузору.



Фиг. 107. Картина течения в пограничном слое диффузора.

Эюра скоростей при течении в конических каналах очень крива, даже при малых углах раскрытия конуса (фиг. 106, эюра *a*). При больших отрицательных градиентах давления картина течения в пограничном слое имеет вид, изображенный на фиг. 107. При течении жидкости в сторону больших давлений жидкость у стенки может остановиться — произойдет нарастание (набухание) пограничного слоя и возникнут обратные токи. В результате появятся вихри и отрывное течение сначала у стенки канала, а затем и по всему каналу. При турбулентном потоке отрыв от стенки (фиг. 106, эюра *б*) может появиться, начиная с углов раскрытия  $\gamma = 8-10^\circ$ .

Все гидравлические потери, имеющие место в проточной части насоса, оцениваются гидравлическим к. п. д.

$$\eta_r = 1 - \frac{\sum \Delta h}{H_T}$$

Важно уметь оценить гидравлический к. п. д. при проектировании насоса и выбирать такие конструктивные формы проточной части, которые обеспечили бы максимальный к. п. д. при хороших антикавитационных свойствах насоса.

Остановимся на методах определения гидравлического к. п. д. насоса.

## § 2. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО, К. П. Д. НАСОСА

### Опытный путь

После изготовления спроектированного насоса проводят его подробные испытания с целью получения  $\eta_r$ .

Наиболее просто в опытах находится полный к. п. д. насоса

$$\eta_n = \frac{QH\gamma}{75N_n}.$$

Замерив потребляемую мощность, расход и напор, находят полный к. п. д. насоса. Кроме того, в специальных опытах (методически весьма сложных) определяют объемный к. п. д. насоса  $\eta_{об}$  и механический к. п. д. насоса  $\eta_{мех}$ .

Гидравлический к. п. д. при этом легко определится из соотношения

$$\eta_r = \frac{\eta_n}{\eta_{об}\eta_{мех}}.$$

Несомненно, что это наиболее надежный путь нахождения  $\eta_r$ , хотя и трудоемкий.

### Определение к. п. д., исходя из теории подобия

В технике насосостроения, особенно при создании насосов для мощных стационарных установок, широко применяется метод моделирования. При выпуске новых насосов изготавливают модель меньших размеров и испытывают ее. Затем, пользуясь соотношениями, выведенными для подобных насосов, пересчитывают к. п. д. с модели для натуре.

При пересчете гидравлического к. п. д. следует учесть, что у натурального насоса  $\eta_r$  должны быть больше, чем у модели, так как влияние шероховатости у натурального насоса меньше. Отношение величины, характеризующей шероховатость, к линейным размерам у натурального насоса обычно значительно меньше.

Пользуясь теорией подобия, можно получить расчетную формулу для  $\eta_r$ , опираясь на экспериментальный материал, как это сделал А. А. Ломакин<sup>1</sup>.

Если принять, что гидравлические потери пропорциональны квадрату скорости протекания жидкости и коэффициенту потерь при течении жидкости в каналах  $\lambda$ , то получим следующее соотношение:

$$\Delta h = \text{const} \cdot \lambda \frac{c^2}{2g};$$

$$\eta_r = 1 - \frac{\sum \Delta h}{H_r};$$

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

$$\eta_r = 1 - \frac{\text{const} \cdot \lambda \frac{c^2}{2g}}{H_T}.$$

Для подобных режимов

$$\frac{c^2}{2g} = \text{const};$$

следовательно,

$$\eta_r = 1 - \text{const} \cdot \lambda.$$

Гидравлический к. п. д. насоса будет зависеть только от коэффициента потерь  $\lambda$ , считая, что потери при течении жидкости в насосе пропорциональны квадрату скорости протекания жидкости (что можно сделать лишь в качестве первого приближения).

Коэффициент потерь  $\lambda$  при течениях жидкости определяется числом Рейнольдса. При больших числах Рейнольдса (область автомодельности) коэффициент потерь зависит только от относительной шероховатости. Течение в насосах ЖРД происходит всегда при числах  $Re$ , соответствующих автомодельности. Условно число  $Re$  подсчитывается по величине окружной скорости на выходе из насоса и по наружному диаметру  $D_2$ :

$$Re = \frac{u_2 D_2}{\nu}.$$

Действительные числа  $Re$  в отдельных каналах будут другими, но опыт показал, что данные по потерям, приведенные к  $Re = u_2 D_2 / \nu$ , дают удовлетворительную сходимость. Опыты, проведенные с насосами, подтвердили в основном общность законов изменения потерь при течении в трубах и насосах. Подтвердилось и то, что изменение числа  $Re$  в области автомодельности мало влияет на величину потерь; по опытным данным изменение  $Re$  в три раза не повлияло на  $\eta_r$ , а шероховатость стенок влияет сильно.

А. А. Ломакин<sup>1</sup> приводит пример, согласно которому замена в крупном насосе литья механически обработанными поверхностями увеличила к. п. д. насоса на 10%. Опыты также показали большое влияние на к. п. д. чистоты поверхности отводящего устройства насоса.

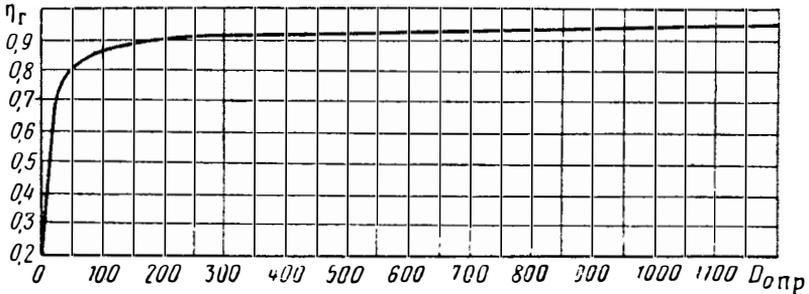
Для течения в трубах получена следующая зависимость коэффициента потерь от относительной шероховатости:

$$\lambda = \frac{1}{\left(1,74 + 2,0 \lg \frac{d_0}{2k}\right)^2}. \quad (112)$$

<sup>1</sup> См. сноску на стр. 128.

Здесь  $k$  — коэффициент абсолютной шероховатости — величина практически одинаковая при одинаковом способе обработки для любых насосов;  
 $d_0$  — характерный гидравлический диаметр.

В качестве характерного гидравлического диаметра насоса А. А. Ломакин выбирает  $D_{\text{опр}}$ .



Фиг. 108. Зависимость гидравлического к. п. д. от приведенного диаметра входа.

Тогда

$$\eta_g = 1 - \frac{A}{(B + \lg D_{\text{опр}})^2}.$$

Обработка опытных данных (фиг. 108) позволила получить следующую формулу:

$$\eta_g = 1 - \frac{0,42}{(\lg D_{\text{опр}} - 0,172)^2}, \quad (113)$$

где  $D_{\text{опр}}$  в мм.

Наиболее надежен путь пересчета  $\eta_{г.н}$  натурального насоса по известным  $\eta_{г.м}$  модели. Пользуясь соотношением (113), найдем зависимость  $\eta_{г.н}$  и  $\eta_{г.м}$ :

$$\begin{aligned} \eta_{г.н} &= 1 - \frac{0,42}{(\lg D_{\text{опр.н}} - 0,172)^2}; \\ \eta_{г.м} &= 1 - \frac{0,42}{(\lg D_{\text{опр.м}} - 0,172)^2}; \\ \frac{1 - \eta_{г.н}}{1 - \eta_{г.м}} &= \frac{(\lg D_{\text{опр.м}} - 0,172)^2}{(\lg D_{\text{опр.н}} - 0,172)^2}; \\ \eta_{г.н} &= 1 - (1 - \eta_{г.м}) \frac{(\lg D_{\text{опр.м}} - 0,172)^2}{(\lg D_{\text{опр.н}} - 0,172)^2}. \end{aligned} \quad (114)$$

К. Пфлейдерер<sup>1</sup> дает следующую формулу:

$$\eta_{г.н} = 1 - (1 - \eta_{г.м}) \left(\frac{n_m}{n_n}\right)^{0,1} \left(\frac{D_m}{D_n}\right)^{0,1}. \quad (115)$$

Пренебрегая слабой зависимостью  $\eta_{г.н}$  от  $n$ , получим

$$\eta_{г.н} = 1 - (1 - \eta_{г.м}) \left(\frac{D_m}{D_n}\right)^{0,1}.$$

Формулы А. А. Ломакина (114) и К. Пфлейдерера (115) дают удовлетворительную сходимость.

### Определение гидравлического к. п. д. насоса расчетным путем

Чисто расчетный путь определения гидравлического к. п. д. насоса в настоящее время наименее надежен. Теория не в состоянии дать конкретной величины потерь во многих элементах проточной части насоса. Экспериментальные данные также не дают возможности оценить все потери в проточной части насоса. Отсутствие экспериментального материала в известной мере связано с трудностью осуществления замеров во вращающемся колесе насоса.

В литературе, однако, имеются попытки разработать расчетные методы оценки потерь в насосах. К. Пфлейдерер<sup>2</sup> предлагает такой метод для насоса с направляющим аппаратом. Большая работа по подбору и обобщению экспериментального материала для расчета потерь в элементах проточной части вентиляторов была проделана в ЦАГИ под руководством проф. В. И. Поликовского<sup>3, 4</sup>.

Приведем возможную схему определения потерь в элементах проточной части насоса для расчетного режима по расходу, исходя из общих положений гидравлики и методики расчета, предложенной в трудах ЦАГИ и книге Пфлейдерера.

### Потери в колесе

1. Потери на трение в каналах колеса не могут быть точно учтены, исходя из общих закономерностей течения жидкости по трубам. Опытные исследования<sup>5, 6</sup> показывают, что потери при течении

<sup>1</sup> К. Пфлейдерер, Лопаточные машины для жидкостей и газов, Машгиз, 1960.

<sup>2</sup> К. Пфлейдерер, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

<sup>3</sup> В. И. Поликовский, К вопросу о расчете вентиляторов и насосов, Труды ЦАГИ, 1932.

<sup>4</sup> В. И. Поликовский, М. И. Невельсон, К вопросу о расчете вентиляторов и насосов, Труды ЦАГИ, вып. 272, ч. II, 1936.

<sup>5</sup> Р. Г. Перельман, В. И. Поликовский, Гидравлическое сопротивление прямолинейных каналов в поле центробежных сил, Краткие сообщения ОНТ АН СССР, № 10, 1958.

<sup>6</sup> В. Шпанхаке, Рабочие колеса насосов и турбин, ОНТИ, 1934.

жидкости в поле центробежных сил значительно выше, чем в неподвижных каналах. Для точного расчета этих потерь еще недостает экспериментальных данных. Приближенно можно рассчитать потери на трение, как потери при течении в неподвижных каналах, увеличивая коэффициент сопротивления  $\lambda$  в соответствии с данными опытов. Условно межлопаточный канал заменяется трубой с гидравлическим диаметром, определенным исходя из размеров канала.

Поперечное сечение канала для течения жидкости в относительном движении в соответствии с фиг. 103: на входе  $ab = (t_1 - \sigma_1) \sin \beta_{1л} b_1$ ; на выходе  $cd = (t_2 - \sigma_2) \sin \beta_{2л} b_2$ , где  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — соответственно толщины лопатки в сечении окружностью.

Диаметр трубы такого же гидравлического радиуса найдется по известной формуле

$$D_r = \frac{4F}{\Pi},$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения канала;

$\Pi$  — смачиваемый периметр канала.

$$D_{1r} = \frac{4F}{\Pi} = \frac{4(t_1 - \sigma_1) \sin \beta_{1л} b_1}{2[(t_1 - \sigma_1) \sin \beta_{1л} + b_1]}.$$

Учитывая, что

$$k_1 = \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1},$$

получим

$$D_{1r} = \frac{\frac{2t_1}{k_1} \sin \beta_{1л} b_1}{\frac{t_1}{k_1} \sin \beta_{1л} + b_1}, \quad (116)$$

Аналогично

$$D_{2r} = \frac{2 \frac{t_2}{k_2} \sin \beta_{2л} b_2}{\frac{t_2}{k_2} \sin \beta_{2л} + b_2}, \quad (117)$$

$$D_{г.сп} = \frac{D_{1r} + D_{2r}}{2}.$$

Для течения в трубах

$$\Delta h_{тр} = \lambda \frac{l_{тр}}{D_r} \frac{w^2}{2g}.$$

Для каналов насоса

$$\Delta h_{тр} = \lambda \frac{l_n}{D_{г.сп}} \frac{w_{сп}^2}{2g}, \quad (118)$$

где

$$w_{\text{ср}} = \frac{w_1 + w_2}{2},$$

$l_d$  — длина лопатки.

Для неподвижных каналов  $\lambda$  находится в зависимости от числа Рейнольдса и относительной шероховатости канала, при  $Re > 2000$ .

$$\lambda = 0,3164 \frac{1}{Re^{0,25}} \text{ для гладких стенок;}$$

$$\lambda = \frac{1}{\left(1,74 + 2 \lg \frac{r}{k}\right)^2} \text{ для шероховатых стенок.}$$

Для поверхностей после литья  $k = 0,05 \div 0,1$  мм.

Опыт показал, что гидравлические сопротивления в поле центробежных сил возрастают по сравнению с неподвижными каналами.

В работе В. И. Поликовского и Р. Г. Перельмана<sup>1</sup> дано опытное определение гидравлических сопротивлений вращающейся трубы. Зависимость отношения коэффициента сопротивления при вращении  $\lambda_\omega$  к коэффициенту сопротивления неподвижного канала  $\lambda_0$  показана на фиг. 109. Опыты проводились на воздухе с гладкими латунными трубками внутреннего диаметра 10, 20, 28 мм, расположенными по радиусу.

В результате обработки опытных данных авторы предложили расчетную формулу, подтвержденную опытом в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_{c_m} = 5 \cdot 10^4 \div 7 \cdot 10^5$ , подсчитанных по расходной скорости  $c_{m \text{ ср}}$  (меридиональной составляющей абсолютной скорости, которая в данном случае равна относительной скорости протекания).

$$\frac{\lambda_\omega}{\lambda_0} = 1 + \frac{(3,62 \cdot 10^{-7} Re_{u_2})^m}{2m + 1} \left( \frac{1 - \bar{r}^{2m+1}}{1 - \bar{r}} \right), \quad (119)$$

где  $m = 1,85 + 0,18 \cdot 10^{-4} Re_{c_m}$ ;

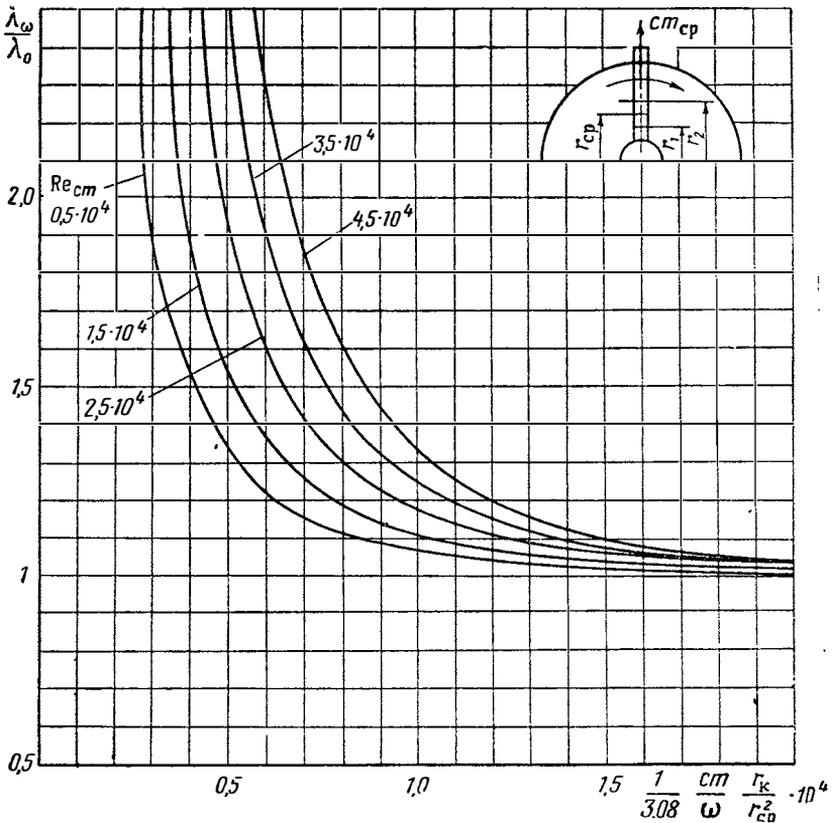
$\bar{r} = \frac{r_1}{r_2}$  — отношение меньшего радиуса к большему;

$Re_{u_2} = \frac{u_2 D_2}{\nu}$  — число Рейнольдса, рассчитанное по наибольшей окружной скорости;

$Re_{c_m} = \frac{c_{m \text{ ср}} b_{\text{кан}}}{\nu}$  — число Рейнольдса, подсчитанное по расходной скорости  $c_{m \text{ ср}}$  для насоса; за ширину канала  $b_{\text{кан}}$  можно принять ширину, равную  $b_2$ .

<sup>1</sup> Р. Г. Перельман, В. И. Поликовский, Гидравлическое сопротивление прямолинейных каналов в поле центробежных сил, Краткие сообщения ОТН АН СССР, № 10, 1958.

Условно в качестве первого приближения можно применить формулу (119) для подсчета потерь трения при течении в каналах колеса насоса.



Фиг. 109. Влияние вращения на коэффициент сопротивления.

2. В насосах, особенно при  $n_s > 50$ , наиболее существенные потери связаны с наличием вихревых зон, отрывных течений и т. п. Наличие угла атаки и неравномерного распределения скоростей вследствие вращательного движения, поворота потока и возможного незаполнения сечения, приводят к появлению вихревых зон и необратимых потерь, связанных с воссозданием этих зон.

В. Кухарский<sup>1</sup> определил условия, при которых возникают отрывные вихревые зоны у задней стенки вращающегося канала.

<sup>1</sup> W. Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei Rotation fester Körper, München und Berlin, Oldenburg, 1918.

Условие безотрывного течения записано им в виде

$$\frac{q}{\omega} > 4h^2, \quad (120)$$

где  $q$  — расход на 1 см ширины меридионального сечения в  $\text{см}^3/\text{сек.см}$ ;

$$q = \frac{Q'}{b},$$

$\omega$  — угловая скорость вращения;

$h$  — половина ширины канала.

Для каналов центробежных насосов

$$h = \frac{(t_2 - \sigma_2) \sin \beta_{2л}}{2} \text{ см.}$$

Запишем формулу в таком виде:

$$\frac{Q'}{b\omega} > (t_2 - \sigma_2)^2 \sin^2 \beta_{2л}. \quad (121)$$

Для большей части центробежных насосов условие безотрывного течения в межлопаточном канале не выдерживается. Следовательно, потери на вихреобразование существенно велики.

Вихревые потери наиболее трудно поддаются точному количественному учету. Обычно их определяют по коэффициентам, подтвержденным опытными исследованиями. В работе ЦАГИ приводятся данные по коэффициенту потерь на вихреобразование при обтекании лопаток вентиляторов. Эти данные получены экспериментальным определением всех других потерь и нахождением потерь, связанных с обтеканием лопаток методом исключения.

Обычно потери, связанные с вихреобразованием, относят к скоростной энергии на входе в колесо. Для прикидочных расчетов можно принимать

$$\Delta h_{\text{вихр}} = \xi_{\text{вихр}} \frac{w_1^2}{2g}. \quad (122)$$

В. И. Поликовский<sup>1</sup> рекомендует выбирать  $\xi_{\text{вихр}}$  в зависимости от угла атаки

$$i = -5 + 10^\circ; \quad \xi_{\text{вихр}} = 0,3 \div 0,4;$$

$$i = 10 + 20^\circ; \quad \xi_{\text{вихр}} = 0,4 \div 0,6$$

<sup>1</sup> В. И. Поликовский, Вентиляторы, воздуходувы, компрессоры, т. II, ОНТИ, 1936.

3. Если в относительном движении поток тормозится вследствие диффузорности канала, то следует ожидать дополнительных потерь, которые можно учесть по следующей формуле:

$$\Delta h_d = \xi_d \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{2g}, \quad (123)$$

где  $\xi_d = 0,3 \div 0,6$ . Формула имеет смысл при  $\omega_1 > \omega_2$ .

Общие потери напора в колесе найдутся суммированием

$$\Delta h_{\text{кол}} = \Delta h_{\text{вп}} + \Delta h_{\text{вихр}} + \Delta h_d.$$

### Потери в спиральном диффузоре

Потери на трение о стенки. Диаметр трубы того же гидравлического радиуса для любого сечения спирали найдется по соотношению:

$$D_{r_i} = \frac{4F_i}{\Pi_i},$$

тогда

$$D_{\text{г.сп}} = \frac{\sum_{i=1}^n D_{r_i}}{n}.$$

Для нахождения потерь условно заменим спираль трубой с гидравлическим радиусом, равным среднему гидравлическому радиусу спирали; скорость движения найдется как средняя скорость движения в спиральном диффузоре

$$c_i = \frac{v_i}{2\pi} \frac{Q}{F_i}; \quad c_{\text{сп}} = \frac{\sum_{i=1}^n c_i}{n}.$$

Число сечений, для которых определяют скорость и площадь сечения, обычно выбирают равным 6—8 и располагают их под равными углами.

$$\Delta h_{\text{тр.сп}} = \lambda \frac{l_{\text{сп}}}{2D_{\text{г.сп}}} \frac{c_{\text{сп.сп}}^2}{2g}. \quad (124)$$

Каждая струйка имеет разную длину; поэтому условно за длину эквивалентного трубопровода можно принимать  $l_{\text{сп}}/2$ , где  $l_{\text{сп}}$ —длина осевой линии спирали.

$$\lambda = f\left(\text{Re}, \frac{D_{\text{г.сп}}}{2k}\right), \quad \text{Re} = \frac{l_{\text{сп.сп}} D_{\text{сп.г}}}{\nu}.$$

В спиральном диффузоре имеют место дополнительные потери энергии ввиду того, что скорость выхода из колеса больше скорости

движения в спирали на том же радиусе. Вследствие турбулентного обмена импульсами скорости по сечению выравниваются; благодаря этому окружная составляющая скорости в спирали на радиусе  $r_3$  будет меньше окружной составляющей скорости на выходе из колеса  $c_{3и}$ .

Потеря энергии, связанная с внезапным изменением скорости, — ударные потери — найдется по формуле

$$\Delta h_{уд} = \xi \frac{c_{3и}^2 - c_4^2}{2g}, \quad (125)$$

где  $c_4$  — скорость в выходном сечении спирали;

$$\xi_{уд} = 0,3 \div 0,5.$$

После преобразований получим

$$\Delta h_{уд} = \xi_{уд} \left( 1 - \frac{r_3^2}{R_4^2} \right) \frac{c_{3и}^2}{2g}. \quad (126)$$

Потери в коническом диффузоре

$$\Delta h_{кон.д} = k_d \xi_d \frac{c_{вх}^2}{2g}. \quad (127)$$

$k_d$  — коэффициент, учитывающий неравномерность скоростей на входе в конический диффузор.

Опытные исследования показывают, что при течении в конических каналах с неравномерным распределением скоростей потери значительно больше. Следует выбирать  $k_d$ , равным 1,5—2, так как при входе в конический патрубок насоса ЖРД имеет место существенная неравномерность скоростей.

Коэффициент потерь в коническом диффузоре  $\xi_d$  найдется по известной из гидравлики формуле

$$\xi_d = \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\gamma}{2}} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) + \sin \gamma \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right)^2, \quad (128)$$

где  $\gamma$  — угол раскрытия диффузора;

$$n = \frac{F_{вых}}{F_{вх}};$$

$$\lambda = f \left( \text{Re}, \frac{D_{ср}}{2k} \right), \quad \text{Re} = \frac{c_4 D_{ср}}{\nu}.$$

## Потери в ступенчатом диффузоре

Потери в ступенчатом диффузоре найдутся суммированием потерь в коническом диффузоре и потерь внезапного расширения

$$\Delta h_{\text{ступ.д}} = \Delta h_{\text{кон.д}} + \Delta h_{\text{вн.расш}};$$

$$\Delta h_{\text{вн.расш}} = \xi_{\text{вн.расш}} \frac{c_{\text{вых.кон}}^2}{2g}. \quad (129)$$

$\xi_{\text{вн.расш}}$  определяется по отношению площадей

$$n' = \frac{F_{\text{ТР}}}{F_{\text{вых.кон.д}}},$$

$$\xi_{\text{вн.расш}} = \left(1 - \frac{1}{n'}\right)^2. \quad (130)$$

Общие гидравлические потери найдутся как сумма отдельных потерь:

$$\sum \Delta h = \Delta h_{\text{кол}} + \Delta h_{\text{сп.д}} + \Delta h_{\text{кон.д}}.$$

Гидравлический к. п. д. на расчетном режиме определится по найденной величине гидравлических потерь

$$\eta_r = 1 - \frac{\sum \Delta h}{H_T}.$$

## § 3. ОБЪЕМНЫЕ ПОТЕРИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Под *объемными потерями* понимают затрату лишней мощности в связи с тем, что часть жидкости, воспринявшей энергию колеса, после колеса утекает и не попадает в систему. В наиболее общем случае утечка жидкости может происходить по трем каналам (см. фиг. 22):

- 1) через переднее уплотнение, отделяющее полость высокого давления от полости низкого давления —  $\Delta Q_{y1}$ ;
- 2) через разгрузочные отверстия —  $\Delta Q_{y2}$ ;
- 3) через уплотнение по валу —  $\Delta Q_{y3}$ .

Разгрузочные отверстия могут отсутствовать, поэтому утечка  $\Delta Q_{y2}$  не обязательна для всех насосов.

Уплотнение на валу, отделяющее силовую часть ТНА от прочной части, как правило, стараются выполнять с полной герметизацией, применяя контактные уплотнения и т. п., при этом утечка  $\Delta Q_{y3}$  практически происходит через дренажные отверстия.

При проектировании турбонасосного агрегата ЖРД важно знать величину утекающей из полости высокого давления жидкости  $\Delta Q_y$

$$\Delta Q_y = \Delta Q_{y1} + \Delta Q_{y2} + \Delta Q_{y3}.$$

Величина  $\Delta Q_y$  определяет объемный к. п. д., который необходимо находить при расчете насоса

$$\eta_{об} = \frac{Q - \Delta Q_y}{Q'}$$

Расчет количества вытекающей жидкости через уплотнение проведем на примере щелевого кольцевого уплотнения, отделяющего полость высокого давления от полости низкого давления на переднем диске (см. фиг. 22).

Утечка  $\Delta Q_{y1}$  зависит от величины зазора в уплотнении, конструктивного выполнения его (острота кромок и пр.) и перепада давлений, под которым оно работает.

Расход через щель при заданном перепаде давлений найдется по известной формуле

$$\left. \begin{aligned} \Delta Q_{y1} &= \mu f_y \sqrt{2g \frac{p_y - p_1}{\gamma}} \\ \Delta Q_{y1} &= \mu \pi D_y \delta_y \sqrt{2g H_y} \end{aligned} \right\} \quad (131)$$

или

где  $\mu$  — коэффициент расхода;

$f_y$  — проходное сечение уплотнения;

$D_y$  — диаметр, на котором расположено уплотнение;

$\delta_y$  — величина радиального зазора;

$p_y$  — давление перед уплотнением;

$p_1$  — давление на входе в насос;

$H_y$  — напор, теряемый жидкостью при перетекании через уплотнение.

Выразим  $H_y$  через статический напор колеса

$$H_y = \frac{p_y - p_1}{\gamma} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} - \frac{p_2 - p_y}{\gamma} = H_{ст} - \frac{p_2 - p_y}{\gamma}; \quad (132)$$

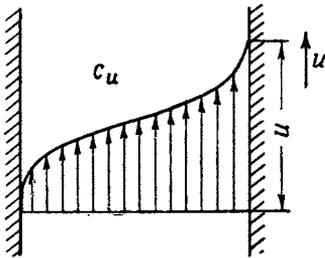
$p_2$  — давление на выходе из колеса.

Для того, чтобы вычислить утечку через уплотнение, следует найти давление перед уплотнением  $p_y$ , которое определяется законом изменения давления в зазоре между вращающимися колесом и корпусом насоса.

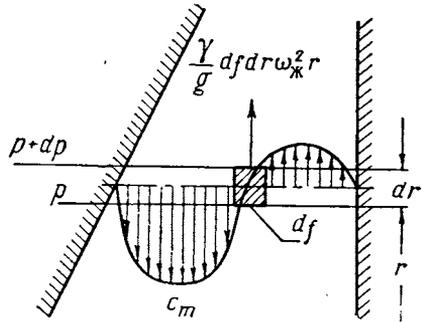
### Определение давления в зазоре между вращающимся колесом и корпусом

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 силами вязкости в дви-

жение, но имеют окружную скорость, меньшую окружной скорости колеса на данном радиусе. Примерная эпюра скорости в сечении зазора цилиндром произвольного радиуса показана на фиг. 110.

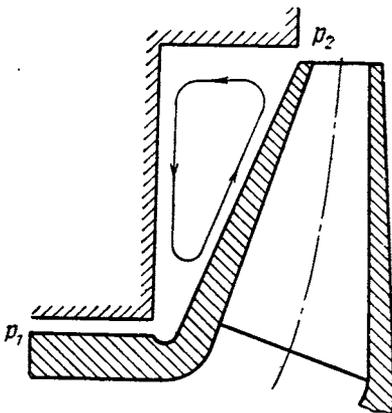


Фиг. 110. Эпюра окружных скоростей в зазоре между колесом и корпусом.



Фиг. 111. Эпюра меридиональных скоростей в зазоре между колесом и корпусом.

При вращении жидкости в зазоре возникает движение ее в радиальной плоскости. Под действием центробежных сил слои жидкости, прилегающие к колесу, будут перемещаться к большому радиусу. Под воздействием повышенного давления вдоль стенки корпуса начнется движение от периферии к оси. Примерная эпюра скоростей движения жидкости в сечении радиальной плоскостью бокового зазора представлена на фиг. 111, а линия тока — на фиг. 112. При протекании через уплотнение эпюра меридиональных скоростей будет несимметрична (см. фиг. 111).



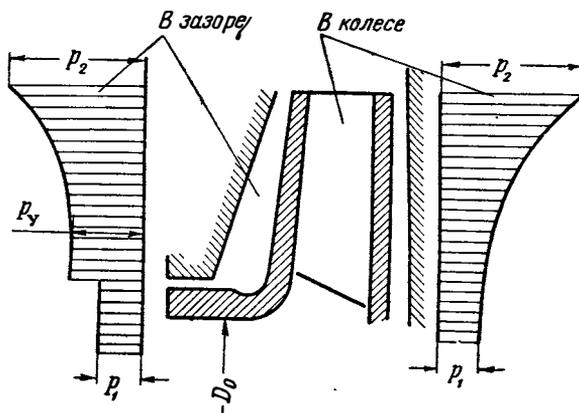
Фиг. 112. Линия тока циркуляционного движения жидкости в зазоре между колесом и корпусом.

сти о колесо и стенку корпуса средняя угловая скорость вращения жидкости будет равняться половине угловой скорости вращения колеса

$$\omega_{ср.ж} = \frac{\omega}{2}.$$

На всякую вращающуюся жидкость действует центробежная сила, которая приводит к повышению давления в ней. Примерно в середине зазора жидкость не будет иметь радиальной составляющей скорости, так как будет находиться в радиальном равновесии. Действие центробежных сил будет уравниваться силами давления.

Найдем закон изменения давления по радиусу в зазоре для частиц жидкости, находящихся в радиальном равновесии. На элемент



Фиг. 113. Эпюры давлений в зазоре между колесом и корпусом и в проточной части колеса.

жидкости, находящейся в радиальном равновесии, действует центробежное усилие  $\frac{\gamma}{g} df dr \omega_{ж}^2 r$  и разность давления  $dp$  (см. фиг. 111).

Радиус центра тяжести элемента жидкости  $(r + \frac{dr}{2})$  приближенно заменяем  $r$ ;  $df$  — площадь элемента в плоскости действия сил давления.

При равновесии выделенного элемента разность сил давления и центробежная сила равны между собой

$$dp = \frac{\gamma}{g} dr \omega_{ж}^2 r.$$

Интегрируя это уравнение от  $r$  (текущего радиуса) до  $r_2$  и заменяя  $\omega_{ж}^2 = \frac{\omega^2}{4}$ , получим

$$p_2 - p = \gamma \frac{\omega^2}{4} \frac{r_2^2 - r^2}{2g}. \quad (133)$$

Откуда давление в зазоре при радиальном равновесии

$$p = p_2 - \gamma \frac{u_2^2 - u^2}{8g}$$

или

$$p = p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (134)$$

Зная радиус, на котором расположено уплотнение, найдем давление перед уплотнением  $p_y$  (фиг. 113).

$$p_y = p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g} \left[ 1 - \left( \frac{r_y}{r_2} \right)^2 \right] \quad (135)$$

и соответственно напор, теряемый в уплотнении,

$$H_y = H_{ст} - \frac{u_2^2}{8g} \left[ 1 - \left( \frac{r_y}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (136)$$

### Определение коэффициента расхода

Коэффициент расхода  $\mu$  представляет собой отношение расхода через данное отверстие  $Q$  к теоретическому  $Q_T$  расходу через отверстие проходного сечения  $f$

$$\mu = \frac{Q}{Q_T}.$$

Теоретический расход через отверстие сечением  $f$  найдется по формуле

$$Q_T = f \sqrt{2g \frac{p'' - p'}{\gamma}},$$

где  $p''$  — давление перед отверстием;  
 $p'$  — давление после отверстия.

В нашем случае

$$\mu = \frac{\Delta Q_{y1}}{f_y \sqrt{2g \frac{p_y - p_1}{\gamma}}}. \quad (137)$$

Введение коэффициента расхода позволяет свести сложный характер истечения через зазоры уплотнения к случаю истечения через отверстие.

Если  $\Delta Q_{y1}$  определена опытным путем, то, зная давление перед уплотнением  $p_y$  и давление на входе в насос  $p_1$ , коэффициент  $\mu$  определяется по приведенной формуле как опытная величина.

Для тех случаев, когда опытное определение  $\Delta Q_{y1}$  затруднено (проектируется насос с новым типом уплотнений), коэффициент  $\mu$  может быть определен расчетом. Напор жидкости, протекающей через уплотнение, затрачивается на преодоление сопротивлений

$$H_y = \Sigma \Delta h.$$

В случае кольцевой щели энергия жидкости теряется; при входе в щель — потеря на внезапное сужение  $\Delta h_{вх}$ , при течении по щели — потери на трение  $\Delta h_{тр}$  и при выходе из щели — потеря на внезапное расширение  $\Delta h_{вых}$ .

Потери от внезапного сужения определяются по обычной формуле

$$\Delta h_{вх} = \xi_{вх} \frac{c_y^2}{2g}; \quad \xi_{вх} = \xi_{вн.суж} = 0,5;$$

$c_y$  — скорость течения жидкости через щель под заданным перепадом давления — осевая скорость.

Для того, чтобы определить потери, связанные с трением жидкости при протекании через кольцевую щель, найдем гидравлический эквивалентный диаметр кольцевой щели  $D_r$

$$D_r = \frac{4f_y}{\Pi} = \frac{4\pi D_y \delta_y}{2\pi D_y} = 2\delta_y. \quad (138)$$

Площадь кольцевой щели  $f$  равна  $\pi D_y \delta_y$ , а периметр —  $\Pi$  равен удвоенной длине окружности с диаметром  $D_y$  (различием в диаметрах наружной и внутренней окружности кольцевой щели пренебрегаем, так как  $\delta_y$  обычно мало по сравнению с  $D_y$ ).

Полная скорость движения жидкости по зазору найдется как геометрическая сумма осевой скорости и окружной. Жидкость в зазоре будет двигаться в окружном направлении за счет трения о вращающуюся поверхность колеса. Примем, что средняя окружная скорость вращения жидкости будет равняться половине окружной скорости вращения колеса на данном радиусе

$$u_{ж.сп} = \frac{u}{2}.$$

Полная скорость движения жидкости  $c'_y$  в зазоре найдется как геометрическая сумма составляющих осевой  $c_y$  и окружной  $u/2$  скоростей

$$c'_y = \sqrt{c_y^2 + (u/2)^2}.$$

Характер течения в зазоре будет определяться полной скоростью  $c'_y$ , следовательно, коэффициент потерь  $\lambda$  следует находить по числу Рейнольдса, определенному по скорости  $c'_y$ .

$$\lambda = f\left(\text{Re}; \frac{\delta_y}{k}\right).$$

На трение жидкости о стенки щели при движении ее в окружном направлении будет затрачиваться энергия колеса; поэтому при подсчете потери напора жидкости на трение при ее движении через зазор следует учитывать только осевую скорость, т. е. скорость

течения под заданным перепадом давлений ( $p_y - p_1$ ) и осевую длину щели  $l_y$  (см. фиг. 22)

$$\Delta h_{\text{тр}} = \lambda \frac{l_y}{2\delta_y} \frac{c_y^2}{2g}.$$

Потери на выходе — потери, связанные с внезапным расширением, найдутся по обычной формуле

$$\Delta h_{\text{вых}} = \xi_{\text{вн.расш}} \frac{c_y^2}{2g}.$$

Здесь  $\xi_{\text{вн.расш}} = 1$ , так как при вытекании жидкости из щели уплотнения кинетическая энергия вытекающей жидкости теряется полностью.

Сложив все потери напора, получим

$$H_y = \xi_{\text{вн.суж}} \frac{c_y^2}{2g} + \lambda \frac{l_y c_y^2}{2\delta_y 2g} + \xi_{\text{вн.расш}} \frac{c_y^2}{2g},$$

или

$$H_y = \frac{c_y^2}{2g} \left( \xi_{\text{вн.суж}} + \lambda \frac{l_y}{2\delta_y} + \xi_{\text{вн.расш}} \right); \quad (139)$$

отсюда

$$c_y = \sqrt{2gH_y} \frac{1}{\sqrt{\xi_{\text{вн.суж}} + \lambda \frac{l_y}{2\delta_y} + \xi_{\text{вн.расш}}}}. \quad (140)$$

По скорости  $c_y$  и известному сечению можно найти  $\Delta Q_{y1}$

$$\Delta Q_{y1} = \pi D_y \delta_y c_y = \pi D_y \delta_y \sqrt{2gH_y} \frac{1}{\sqrt{\xi_{\text{вн.суж}} + \lambda \frac{l_y}{2\delta_y} + \xi_{\text{вн.расш}}}}. \quad (141)$$

Сравнивая (141) с уравнением (131), получим

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\xi_{\text{вн.суж}} + \lambda \frac{l_y}{2\delta_y} + \xi_{\text{вн.расш}}}}. \quad (142)$$

Таким образом, коэффициент расхода  $\mu$  определяется величиной гидравлических сопротивлений уплотнения. Чем больше эти сопротивления, тем меньше расход через уплотнение при заданном перепаде давления. 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.

Наметим путь расчета коэффициента расхода  $\mu$ . Вначале коэффициентом  $\lambda$  приходится задаваться ( $\lambda=0,04 \div 0,08$ ). Затем, зная  $H_y$  и  $\lambda$ , находят величину  $c_y$  по формуле

$$c_y = \sqrt{2gH_y \frac{1}{\xi_{\text{вн.суж}} + \lambda \frac{l_y}{2\delta_y} + \xi_{\text{вн.расш}}}}$$

По величине  $c_y$  находят число  $Re$ , уточняют  $\lambda$ , а затем находят  $\mu$  и  $\Delta Q_{y1}$ .

$$\Delta Q_{y1} = \mu \pi D_y \delta_y \sqrt{2gH_y}$$

При более сложном конструктивном выполнении уплотнения  $\mu$  определяется аналогичным образом, исходя из соотношения

$$H_y = \Sigma \Delta h.$$

При предварительном расчете насоса величиной  $\eta_{об}$  приходится задаваться. Обычно большие значения объемных к. п. д. соответствуют насосам с большим расходом (большие значения коэффициента быстроходности). Абсолютная величина проходных сечений (зазоров) уплотнения примерно одинакова для всех насосов, так как она определяется из чисто конструктивных соображений. Напор перед уплотнением мало меняется, так как насосы ЖРД имеют напор одного порядка. Исходя из этого абсолютная величина утечек примерно постоянна для всех насосов при данной конструкции уплотнения, а относительная величина их ( $\eta_{об}$ ) будет меньше при больших расходах.

Для ориентировочных подсчетов

$$\eta_{об} = 0,9 - 0,97 \text{ при } n_s = 30 \div 150.$$

Меньшие значения  $n_s$  соответствуют меньшим значениям  $\eta_{об}$ .

#### § 4. ДИСКОВЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСАХ

При работе насоса неизбежна затрата мощности в связи с механическими и дисковыми потерями. Условно обозначим их  $N_{\text{мех}}$ .

К дисковым и механическим потерям относятся:

а) потери энергии, связанные с трением наружных поверхностей колеса о жидкость. Эти потери часто называют потерями на трение диска, а соответствующую им затрату мощности обозначим  $N_{\text{тр.д}}$ ;

б) потери от гидравлического торможения  $N_{\text{г.т}}$ . При малых расходах на входе и выходе из колеса наблюдаются интенсивные обратные токи. Обратные токи жидкости увеличивают поверхность трения. Струи, получившие закрутку в колесе, проникают в поток без закрутки или с меньшей закруткой. За счет турбулентного тре-

ния закрутка вытекших струй уменьшается. Общее снижение момента количества движения жидкости будет соответствовать моменту трения о стенки корпуса и входного трубопровода. Следовательно, обратные течения увеличивают момент сопротивления.

Количественная оценка этих потерь чрезвычайно затруднена и они обнаруживаются лишь опытным путем (см. гл. V, § 2).

**б) Собственно механические потери — потери мощности на трение в подшипниках и уплотнениях (внешние механические потери)**  
 $N_{\text{подш}} + N_{\text{уп}} \left. \vphantom{N_{\text{подш}} + N_{\text{уп}}} \right\}$  в общем случае на нерасчетном режиме равны

$$N_{\text{мех}} = N_{\text{тр.д}} + N_{\text{г.торм}} + N_{\text{уп}} + N_{\text{подш}} \quad (143)$$

Затрата мощности, связанная с наличием сил трения на боковых поверхностях колеса, определяется по опытным зависимостям. Наибольшее распространение имеет формула вида

$$M_{\text{тр.д}} = \frac{\gamma}{g} c_f r_2^5 \omega^2 \quad (144)$$

Мощность трения определится по формуле

$$\left. \begin{aligned} N_{\text{тр.д}} &= \frac{2M_{\text{тр.д}}\omega}{75} \\ \text{или} \quad N_{\text{тр.д}} &= 0,0267 \frac{\gamma}{g} c_f r_2^5 \omega^3 \end{aligned} \right\} \quad (145)$$

Как следует из формулы, мощность трения боковых поверхностей колеса пропорциональна пятой степени радиуса и кубу угловой скорости.

Коэффициент трения  $c_f$  зависит от режима и определяется в зависимости от числа Рейнольдса. Число  $Re$  подсчитывается по формуле

$$Re = \frac{r_2^2 \omega}{\nu}$$

Для  $Re > 2 \cdot 10^5$ , что практически соответствует режимам насосов ЖРД,

$$c_f = \frac{0,0465}{\sqrt{Re}} \quad (146)$$

Эта формула хорошо подтверждается опытными данными для насосов ЖРД, хотя первоначально получена для вращения гладкого диска в воздухе.

Если значение  $c_f$  подставить в формулу  $N_{\text{тр.д}}$ , то окончательно получим

$$N_{\text{тр.д}} = kn^{2,8} D_2^{4,6} \quad (147)$$

Потери в подшипниках, уплотнительных манжетах и контактных уплотнениях оцениваются приблизительно и зависят от конкретной конструкции насоса.

Приближенно можно считать

$$N_y + N_{\text{подш}} = (0,005 \div 0,01) N_n. \quad (148)$$

Зависимость мощности, затраченной на трение в уплотнениях и подшипниках, близка к квадратичной

$$N_y + N_{\text{подш}} = \text{const} \cdot n^2.$$

Отметим, что в целом мощность механических потерь пропорциональна числу оборотов в степени, меньшей трех

$$N_{\text{мех}} = \text{const} \cdot n^\alpha; \quad \alpha < 3.$$

Это обстоятельство имеет значение при рассмотрении характеристик насоса.

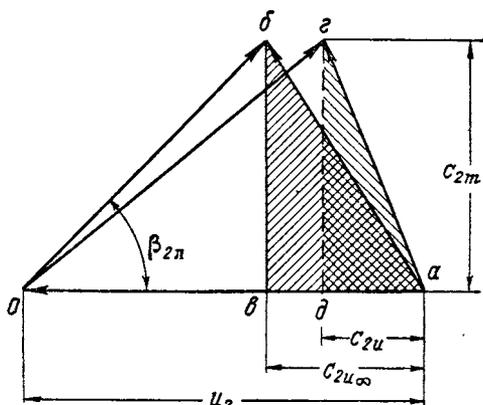


## ХАРАКТЕРИСТИКИ НАСОСОВ

### § 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАСОСА

Работа насоса в системе питания ЖРД характеризуется числом оборотов, расходом жидкости, напором и к. п. д. насоса. К. п. д. насоса и мощность однозначно связаны при заданных  $Q$  и  $H$

$$N_{\text{н}} = \frac{QH\gamma}{75\eta_{\text{н}}} \quad (149)$$



Фиг. 114. Треугольники скоростей на выходе из колеса.

В ЖРД насос работает при переменных режимах, так как обычно эти двигатели регулируют по тяге изменением расхода. Параметры системы и насоса: расход, напор, число оборотов и к. п. д. взаимосвязаны; изменение одного из них вызывает изменение других. Наибольший интерес представляет зависимость напора и к. п. д. насоса от расхода при постоянном числе оборотов. Эта зависимость называется *нормальной характеристикой насоса*.

Рассмотрим зависимость теоретического напора от расхода, которая может быть названа теоретической нормальной характеристикой насоса.

Теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток определяется по уравнению Эйлера в предположении  $c_{0u} = 0$  формулой

$$H_{\text{т}\infty} = \frac{u_2 C_{2u\infty}}{g}$$

Из треугольника скоростей *оаб* (фиг. 114) следует, что

$$c_{2u\infty} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (150)$$

Подставив (150) в формулу для  $H_{T\infty}$ , получим

$$H_{T\infty} = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 c_{2m}}{g \operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (151)$$

Используя соотношение

$$c_{2m} = \frac{Q' k_2}{\pi D_2 b_2},$$

получим

$$H_{T\infty} = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 k_2 Q'}{\pi D_2 b_2 g \operatorname{tg} \beta_{2л}}. \quad (152)$$

Исследуем формулу (152). Для данного насоса при постоянном числе оборотов ( $u_2 = \text{const}$ ) уравнение (152) представляет уравнение прямой в координатах  $H_{T\infty} = f(Q')$ . Полагая  $Q' = 0$ , найдем теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток для нулевого расхода

$$H_{T\infty} = \frac{u_2^2}{g}.$$

При  $\operatorname{tg} \beta_{2л} > 0$ , что соответствует  $\beta_{2л} < 90^\circ$ ,  $H_{T\infty}$  может быть равным нулю. Полагая в формуле (152)  $H_{T\infty} = 0$ , найдем соответствующий расход

$$\frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 k_2}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л} g} Q' = 0;$$

$$Q' = \frac{\pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}{k_2}. \quad (153)$$

Треугольник скоростей для этого случая показан на фиг. 115  $c'_{2m} = u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}$ . При этом  $c_{2u\infty} = 0$  и напор равен нулю.

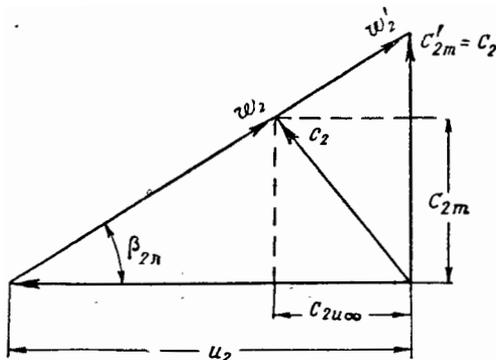
Следовательно, для лопаток, загнутых против вращения ( $\beta_{2л} < 90^\circ$ ), зависимость теоретического напора при бесконечно большом числе лопаток от расхода изображается в координатах  $H_{T\infty} = f(Q')$  прямой линией, отсекающей на оси ординат отрезок  $u_2^2/g$ , а по оси абсцисс  $\frac{u_2 \pi D_2 b_2}{k_2} \operatorname{tg} \beta_{2л}$  (фиг. 116).

При радиальных на выходе из колеса лопатках  $\operatorname{tg} \beta_{2л} = \infty$  из формулы (152) следует

$$H_{T\infty} = \frac{u_2^2}{g} = \text{const}.$$

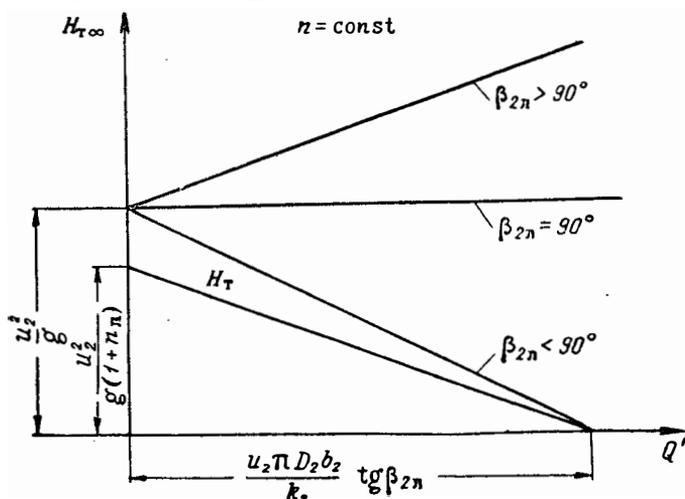
При этом напор  $H_{T\infty}$  не зависит от расхода и изображается прямой линией, параллельной оси абсцисс (фиг. 116).

Треугольник скоростей на выходе из колеса для  $\beta_{2n}=90^\circ$  приведен на фиг. 117. Для  $\beta_{2n} > 90^\circ$  ( $\text{tg } \beta_{2n} < 0$ ) напор  $H_{T\infty} = f(Q')$



Фиг. 115. Треугольник скоростей на выходе из колеса для случая  $c_{2u\infty} = 0$ .

изобразится также прямой линией;  $H_{T\infty}$  растет по мере увеличения расхода (см. фиг. 116 и 118, на которой изображен треугольник скоростей для  $\beta_{2n} > 90^\circ$ ).

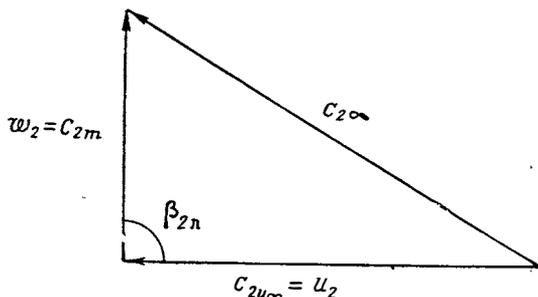


Фиг. 116. Теоретические напорные характеристики насоса при разных углах выхода.

В дальнейшем будем только рассматривать характеристику насоса, имеющего углы лопаток на выходе из колеса меньше  $90^\circ$  ( $\beta_{2n} < 90^\circ$ ), как наиболее типичного для систем ЖРД.

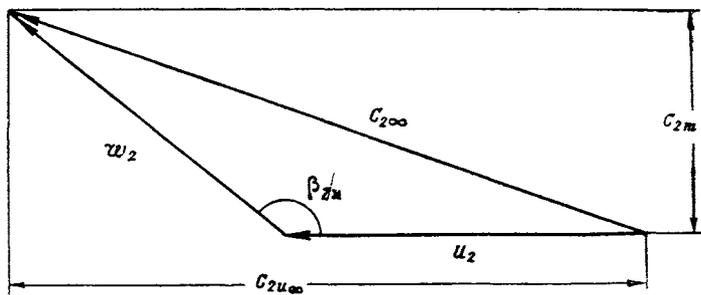
Зависимость теоретического напора насоса  $H_T$  для конечного числа лопаток от расхода носит тот же характер, что и  $H_{T\infty} = f(Q')$ ,

$$H_T = \frac{H_{T\infty}}{1 + n_n}.$$



Фиг. 117. Треугольник скоростей на выходе для колеса с  $\beta_{2л} = 90^\circ$ .

Опытные исследования показывают, что с увеличением расхода коэффициент  $n_n$  увеличивается, т. е.  $H_T$  быстрее уменьшается с увеличением расхода, чем  $H_{T\infty}$ . Графически это означает, что прямые  $H_T = f(Q')$  и  $H_{T\infty} = f(Q')$  пересекаются ниже оси абсцисс (фиг. 119). Физически это можно объяснить отчасти тем, что при

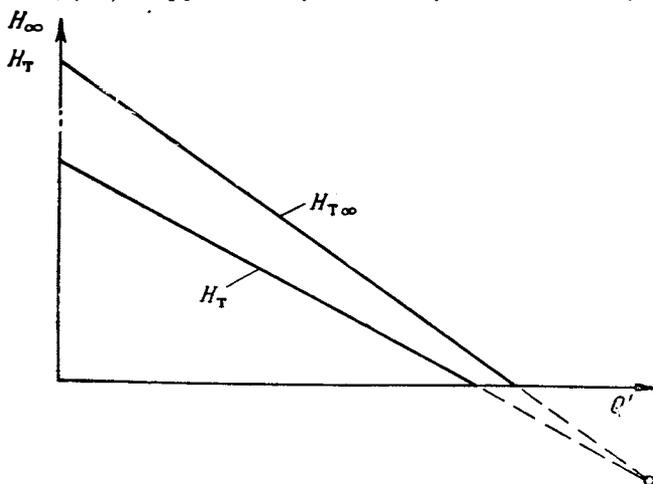


Фиг. 118. Треугольник скоростей на выходе для колеса с  $\beta_{2л} > 90^\circ$ .

увеличении расхода меридиональная скорость течения жидкости увеличивается и при заданной окружной скорости может иметь место проскальзывание частиц — они будут выходить из канала, не получив закрутки.

Полагаем в первом приближении коэффициент  $n_n$ , учитывающий влияние конечного числа лопаток, независимым от расхода. В этом случае  $H_T$  изображается прямой линией, ординаты которой уменьшены в  $(1 + n_n)$  раз по сравнению с  $H_{T\infty}$  (см. фиг. 116).

Изменение числа оборотов  $n$  приведет к изменению наклона кривой  $H_T = f(Q')$ . Крутизна кривой возрастает по мере увеличе-

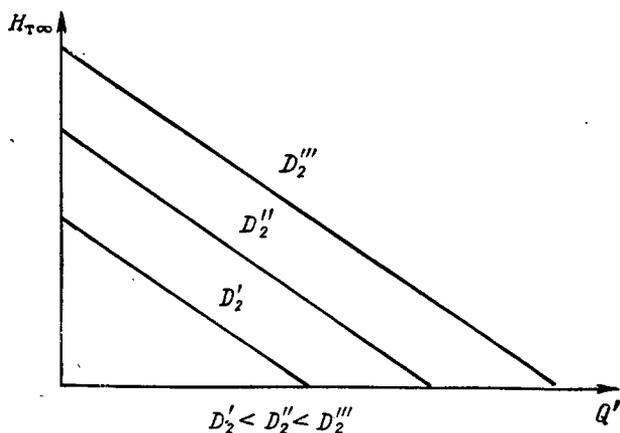


Фиг. 119. Зависимость теоретического напора от расхода.

ния оборотов, так как отрезок, отсекаемый линией  $H_T = f(Q')$  на оси ординат, пропорционален  $n^2$ , а по оси абсцисс —  $n$ .

### Влияние геометрических размеров колеса на характеристику насоса

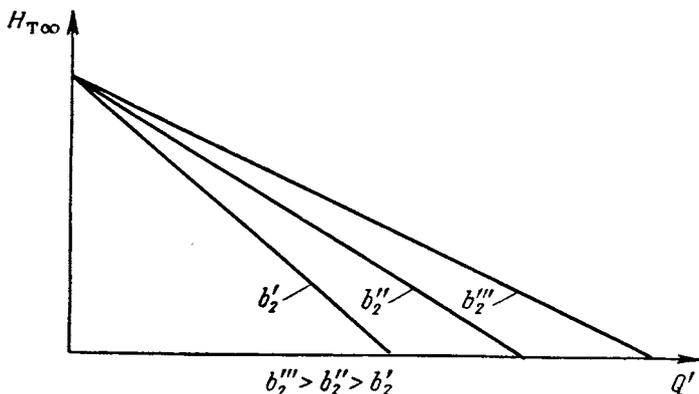
Рассмотрим зависимость протекания теоретической характеристики насоса от геометрических размеров колеса. В соответствии с теоретической будет изменяться и действительная характеристи-



Фиг. 120. Влияние наружного диаметра колеса на теоретическую характеристику насоса.

ка. Изменение наружного диаметра колеса  $D_2$  приведет к параллельному перемещению линии  $H_T = f(Q')$ , так как отрезки, отсекаемые по оси ординат и по оси абсцисс пропорциональны  $D_2^2$  (фиг. 120).

Увеличение ширины колеса  $b_2$  приведет к более пологому протеканию характеристики (фиг. 121). Ордината  $H_T$  при  $Q' = 0$  не зависит от  $b_2$ , а отрезок, отсекаемый линией  $H_T = f(Q')$  по оси



Фиг. 121. Влияние ширины колеса на теоретическую характеристику насоса.

абсцисс, увеличивается пропорционально  $b_2$ . Для ЖРД иногда требуется пологая характеристика насоса, что можно достичь увеличением  $b_2$  (влияние, аналогичное увеличению  $\beta_{2л}$ ).

### Зависимость теоретической гидравлической мощности насоса от расхода

Теоретическая гидравлическая мощность насоса  $N_{г\infty}$  определяется теоретическим напором  $H_{г\infty}$  и расходом  $Q'$  через колесо

$$N_{г\infty} = \frac{\gamma H_{г\infty} Q'}{75}.$$

Зависимость гидравлической мощности насоса от расхода для различных  $\beta_{2л}$  при  $n = \text{const}$  показана на фиг. 122.

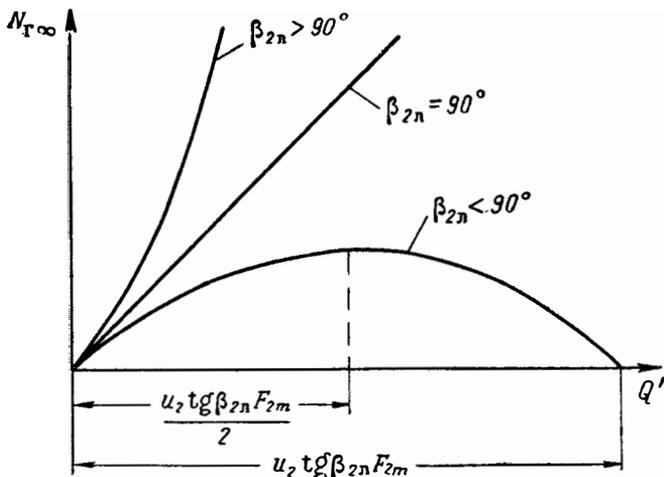
При  $Q' = 0$ ,  $N_{г\infty} = 0$ ; если  $\beta_{2л} < 90^\circ$ , то  $N_{г\infty}$  проходит через нуль там, где  $H_T = 0$ , т. е. при

$$Q' = \frac{\pi D_2 b_2 u_2 \text{tg } \beta_{2л}}{k_2} = F_{2м} u_2 \text{tg } \beta_{2л}.$$

Если  $\beta_{2л} = 90^\circ$ , то  $N_{г\infty}$  возрастает пропорционально  $Q'$ , так как  $H_{г\infty} = \text{const}$ .

Если  $\beta_{2л} > 90^\circ$ , то  $N_{г\infty}$  быстро возрастает с увеличением  $Q'$ .

Для подбора двигателя к насосу выгоднее иметь небольшое изменение мощности по расходу, так как двигатель выбирают по мощности, соответствующей максимальному расходу. На меньших по расходу режимах двигатель будет мало загружен. В случае применения турбины в качестве двигателя это приведет к большому сухому весу всего агрегата. Следовательно, насосы с загнутыми назад лопатками ( $\beta_{2n} < 90^\circ$ ) имеют в этом отношении преимущест-



Фиг. 122. Зависимость теоретической мощности от расхода через колесо для разных  $\beta_{2n}$ .

во перед насосами с радиальными или загнутыми вперед лопатками.

Формула гидравлической мощности насоса в развернутом виде может быть записана так:

$$N_r = \frac{\gamma}{75g} F_{2m} u_2 c_{2m} c_{2u},$$

так как  $Q' = F_{2m} c_{2m}$ , где  $F_{2m}$  — площадь проходного сечения на выходе из насоса;  $F_{2m} = \pi D_2 b_2$ , а  $H_T = c_{2u} u_2 / g$ .

Интересно отметить, что при заданной  $u_2$  гидравлическая мощность пропорциональна площади  $agd$  выходного треугольника скоростей (см. фиг. 114); эта площадь определяется произведением  $c_{2m} c_{2u}$ . Теоретическая гидравлическая мощность при бесконечно большом числе лопаток соответственно определяется площадью  $abv$  выходного треугольника скоростей, т. е. произведением  $c_{2m} c_{2u\infty}$ .

Определим режим, при котором теоретическая мощность насоса ( $z = \infty$ ) с лопатками, отогнутыми назад, будет максимальной. На этом режиме колесо передает максимально возможную энергию жидкости для данного насоса при заданном числе оборотов:

$$N_{r\infty} = \frac{\gamma}{g75} F_{2m} u_2 c_{2m} c_{2u\infty} \quad (154)$$

Из треугольника скоростей (см. фиг. 114) следует

$$c_{2u \infty} = \left( u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}} \right).$$

Следовательно,

$$N_{\Gamma \infty} = \frac{\gamma}{g} F_{2m} u_2 c_{2m} \left( u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}} \right) = \frac{\gamma}{g} F_{2m} u_2^2 \left( c_{2m} - \frac{c_{2m}^2}{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right).$$

Возьмем производную мощности по  $c_{2m}$ :

$$\frac{dN_{\Gamma \infty}}{dc_{2m}} = \frac{\gamma}{g} F_{2m} u_2^2 \left( 1 - \frac{2c_{2m}}{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right).$$

Для нахождения  $c_{2m \text{ опт}}$ , т. е.  $c_{2m}$ , соответствующую максимуму  $N_{\Gamma \infty}$ , приравняем  $\frac{dN_{\Gamma \infty}}{dc_{2m}}$  нулю. Получим:

$$1 - \frac{2c_{2m}}{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} = 0; \quad c_{2m \text{ опт}} = \frac{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}{2}.$$

По треугольнику скоростей  $c_{2m \text{ опт}}$  определяется половиной катета прямоугольного треугольника, имеющего другой катет  $u_2$ ;  $c_{2u \infty}$ , соответствующее  $c_{2m \text{ опт}}$ , будет равняться

$$c_{2u \infty \text{ опт}} = \left( u_2 - \frac{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}}{2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right) = \frac{u_2}{2}$$

и

$$H_{\Gamma \infty} = \frac{u_2^2}{2g}.$$

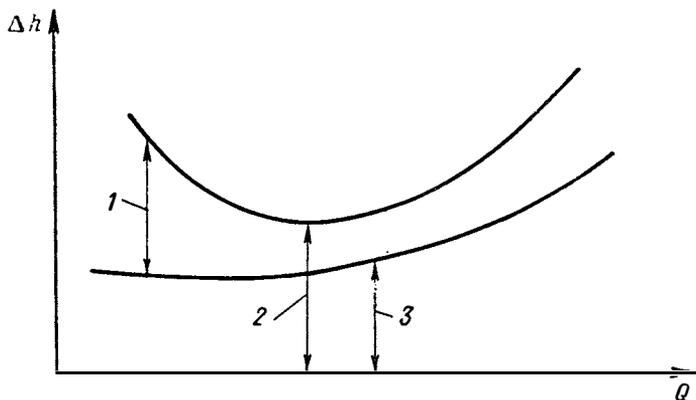
Следовательно, максимум теоретической мощности получится при расходе, соответствующем  $c_{2m \text{ опт}}$ . Численно этот расход равен  $\frac{u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л} F_{2m}}{2}$ , т. е. половине расхода, отвечающего  $H_{\Gamma \infty} = 0$ .

## § 2. ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАСОСА

Ввиду неизбежных гидравлических потерь теоретические характеристики насоса не соответствуют действительным.

Рассмотрим действительную нормальную характеристику насоса — зависимость напора  $H$  от расхода  $Q$  через систему при постоянном числе оборотов  $n = \text{const}$ . Действительный напор  $H$  отличается от теоретического на величину гидравлических потерь  $\Delta h$ ,  $H = H_{\Gamma} - \Delta h$ . Характер изменения гидравлических потерь при изменении расхода  $Q$  определяет вид характеристики  $H = f(Q)$ . Гидравлические потери зависят от величины и направления скоростей при изменении расхода.

На фиг. 123 показан характер изменения  $\Delta h$  для насосов со спиральными диффузорами. Потери в колесе возрастают с увеличением расхода, что объясняется увеличением относительных скоростей  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (см. фиг. 115). Потери в спиральном диффузоре при отклонении расхода от расчетной величины (обычно за расчетный принимается расход, соответствующий минимальным гидравлическим потерям) возрастают, что объясняется увеличением вихревых зон. Кроме того, изменение расхода в спиральном диффузоре может



Фиг. 123. Зависимость гидравлических потерь в насосе от расхода.

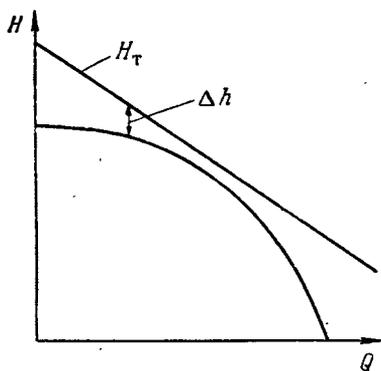
1—гидравлические потери в отводящих устройствах, 2—минимальные гидравлические потери, 3—гидравлические потери на колесе.

приводить к увеличению потерь колеса за счет нарушения круговой симметрии и возникновения неустановившегося режима течения в колесе. Оговорим, что в спиральных диффузорах, особенно с расширенным выходным сечением, расход через спираль может остаться почти постоянным, несмотря на изменение расхода через насос<sup>1</sup>. При  $Q < Q_p$  будут появляться рециркулирующие массы, часть общего расхода жидкости, которая, вытекая из колеса, не сразу попадает в конический диффузор, а циркулирует по спиральному сборнику. Появление рециркулирующих масс связано с тем, что на режимах по расходу меньше расчетного, угол выхода жидкости из колеса меньше угла наклона средней линии спирали (малые  $c_m$ ).

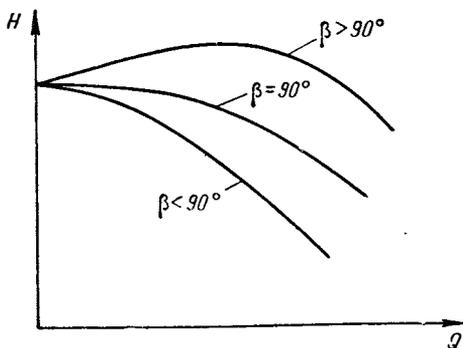
При расходах, больше расчетного, жидкость вытекает с углами, большими угла наклона средней линии спирали (большие  $c_m$ ). При этом большая, чем при расчетном расходе, часть жидкости, выходя из колеса, попадает сразу в конический диффузор. Следовательно, при  $Q \neq Q_p$  в области выхода из спирали существенно нарушается круговая симметрия

<sup>1</sup> П. И. Д и м а н т, Работа спирального кожуха насосов и вентиляторов, Сб. статей «Промышленная аэродинамика», № 4, БНИ ЦАГИ, 1958.

Вычитая  $\Delta h$  (гидравлические потери) для разных  $Q$  из  $H_T$ , найдем зависимость  $H=f(Q)$  при  $n=\text{const}$  (фиг. 124). Характер изменения  $H_T$  и  $\Delta h$  в зависимости от величины расхода определяет вид кривой  $H=f(Q)$ . При малых  $\beta_{2л}$  напор обычно возрастает при снижении расхода. У некоторых насосов имеется максимум при малых расходах. При увеличении угла наклона лопаток на выходе из колеса до  $\beta_{2л} \geq 90^\circ$  максимум на кривой  $H=f(Q)$  делается более явным и смещается в сторону больших расходов (фиг. 125). Отсут-



Фиг. 124. Зависимость напора насоса от расхода.



Фиг. 125. Примерный вид нормальных характеристик насоса при разных углах  $\beta_{2л}$ .

ствие перегиба или незначительный перегиб кривой  $H=f(Q)$  исключает возможность неустойчивой работы насоса, как это будет показано в дальнейшем. Наличие устойчивой характеристики является одним из главных достоинств насосов, имеющих загнутые назад лопатки.

Влияние геометрических параметров насоса на форму кривой  $H=f(Q)$  может быть установлено на основании влияния этих параметров на  $H_T$ .

Характеристика насоса с лопаточным диффузором протекает круче, чем у насоса со спиральным диффузором.

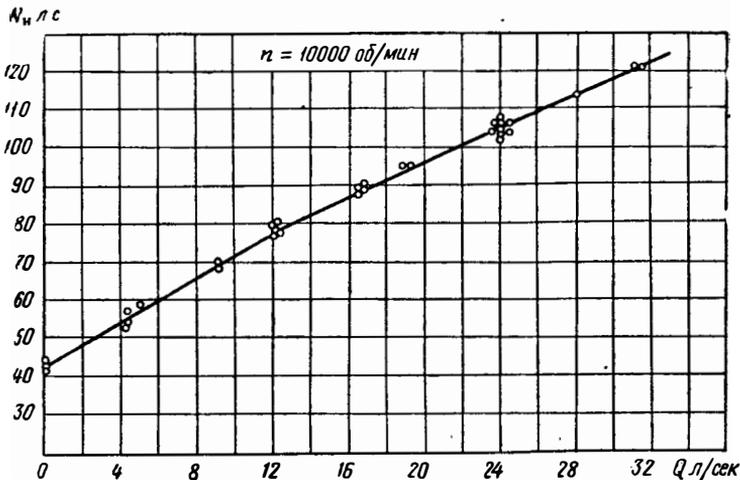
### Действительная мощностная характеристика насоса

Полная мощность насоса, т. е. мощность на валу насоса, превышает гидравлическую ввиду затраты мощности на механические потери, включающие потери на дисковое трение  $N_{тр.д}$ , трение в уплотнениях  $N_y$  и подшипниках  $N_{под}$ :

$$N_{мех} = N_{тр.д} + N_y + N_{под} + N_{г.т.}$$

В механические потери включены также потери, связанные с гидравлическим торможением при расходах, меньше расчетного  $N_{г.т.}$ . Типичная (опытная) зависимость полной мощности насоса от расхода показана на фиг. 126.

Из сравнения фиг. 126 и 122 следует, что течение характеристики полной мощности от расхода существенно отличается от расходной характеристики теоретической гидравлической мощности. Опыт показывает, что на привод насоса при нулевом расходе затрачивается значительная мощность. На фиг. 127 показан приближенный баланс мощности насоса от расхода при расходах меньше расчетного. Мощность гидравлического торможения на режимах расхо-



Фиг. 126. Зависимость мощности насоса от расхода.

дов, меньших расчетного, может быть найдена из общего баланса мощности, полученного опытным путем. Если из замеренной полной мощности насоса  $N_n$  вычесть мощность трения дисков, мощность, теряемую в уплотнении и подшипниках, определенную расчетом или опытным путем, то

$$N_{\tau} = N_n - (N_{\text{тр.д}} + N_y + N_{\text{пол}}).$$

По величине внутренней мощности и найденной опытным путем или рассчитанной величине утечек  $\Delta Q_y$  определяется теоретический напор насоса

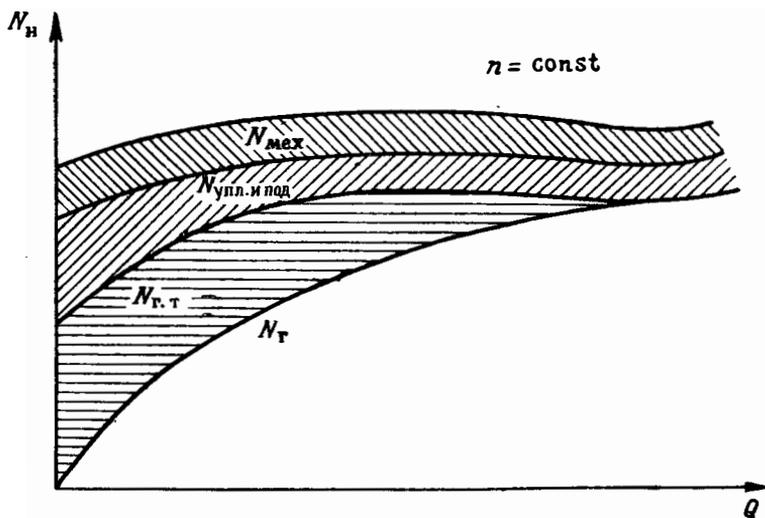
$$H_{\tau} = \frac{75N_{\tau}}{(Q + \Delta Q_y)\gamma}. \quad (155)$$

График изменения  $H_{\tau}$  от расхода, рассчитанного по формуле (155), приведен на фиг. 128 (пунктирная линия). Как следует из фиг. 128, величина  $H_{\tau}$  быстро возрастает при малых расходах, что может быть объяснено наличием на этих режимах дополнительных потерь, потерь гидравлического торможения. Для количественного определения этих потерь принимаем, что теоретический напор ме-

няется линейно во всем диапазоне расхода (сплошная линия на фиг. 128). Разность ординат  $\Delta H_T$  пунктирной линии и сплошной определяет количественно потери гидравлического торможения

$$N_{г.т} = \frac{\Delta H_T (Q + \Delta Q_y) \gamma}{75},$$

на фиг. 128  $N_{г.т}$  заштрихована.



Фиг. 127. Баланс мощности в зависимости от расхода (при малых расходах).

Полный к. п. д. насоса определяется по известным величинам  $Q$ ,  $H$  и  $N_n$

$$\eta_n = \frac{QH\gamma}{75N_n}.$$

Чтобы исследовать зависимость полного к. п. д. от расхода, представим его в виде произведения частных к. п. д.

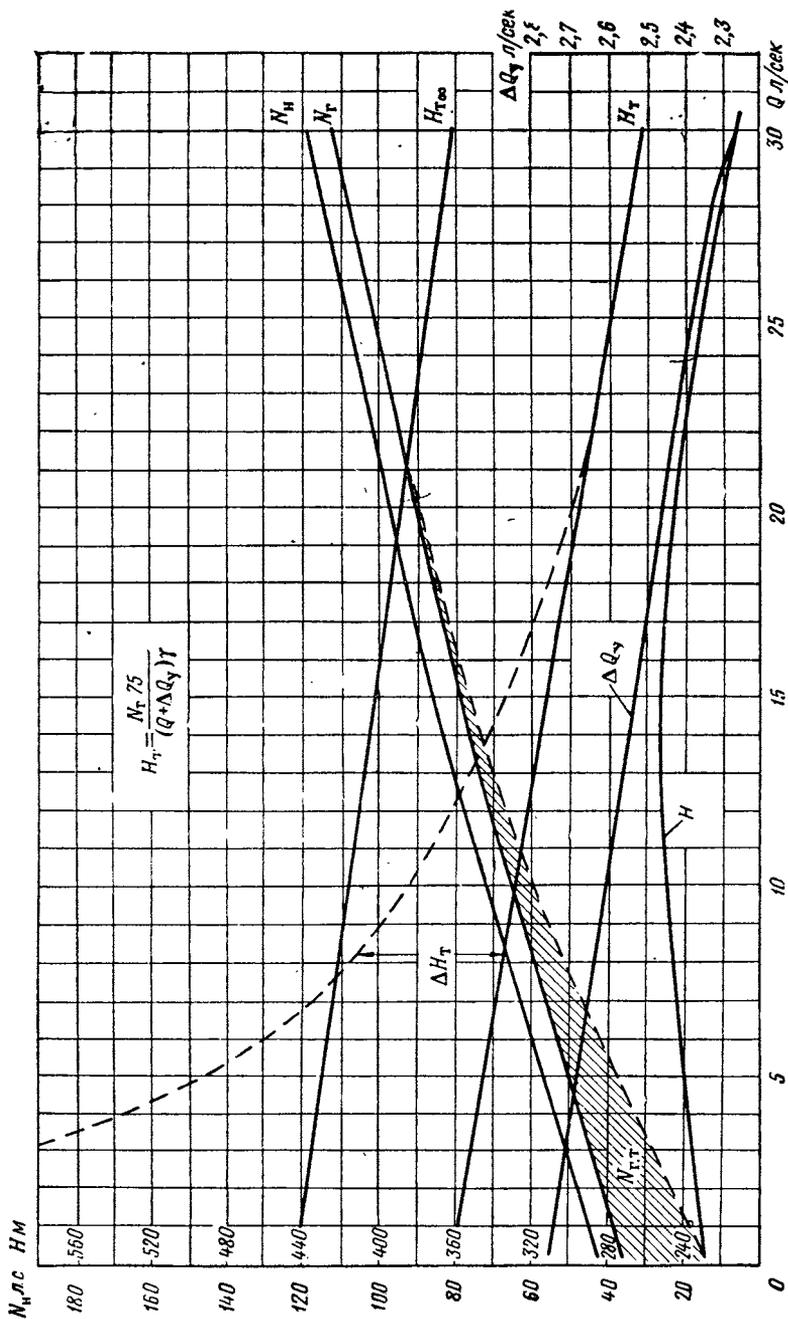
$$\eta_n = \eta_\Gamma \eta_{об} \eta_{мех}.$$

При нулевом расходе  $\eta_\Gamma$  (фиг. 129) имеет значение, отличное от нуля, так как действительный напор больше нуля. Максимум гидравлического к. п. д. из-за уменьшения  $H_T$  не совпадает с режимом минимальных гидравлических потерь для  $\beta_{2л} < 90^\circ$  (см. фиг. 124).

Объемный к. п. д. при приближении к нулевому расходу через систему стремится к нулю

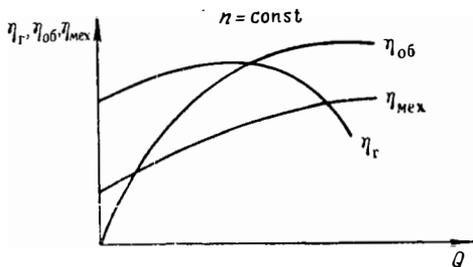
$$\eta_{об} = 1 - \frac{\Delta Q_y}{Q + \Delta Q_y},$$

$$Q \rightarrow 0, \quad \eta_{об} \rightarrow 0.$$



Фиг. 128. К определению потерь гидравлического торможения.

Величина утечек при  $Q=0$  составляет весь расход через колесо. По мере увеличения расхода доля объемных потерь будет уменьшаться, так как абсолютная величина утечки примерно остается постоянной или даже уменьшается за счет падения напора при увеличении расхода, поступающего в систему.



Фиг. 129. Зависимость гидравлического объемного и механического к. п. д. от расхода.

Механический к. п. д. при нулевом расходе близок к нулю, так как внутренняя мощность определяется величиной утечек, а затрата мощности на механические потери, включая мощность, затрачиваемую на гидравлическое торможение, велика;

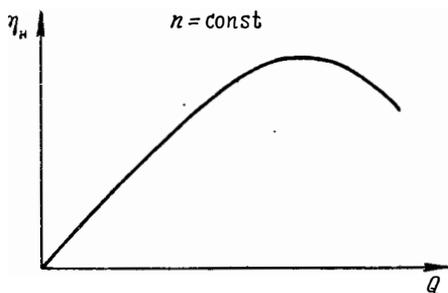
$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N_{\text{г}}}{N_{\text{н}}} = \frac{Q' H_{\text{г}} \gamma}{75 N_{\text{н}}},$$

или

$$\eta_{\text{мех}} = 1 - \frac{N_{\text{мех}}}{N_{\text{н}}}.$$

При нулевом расходе основными потерями являются потери гидравлического торможения. В дальнейшем доля потерь гидравлического торможения, а следовательно, и механических потерь будет уменьшаться.

Полный к. п. д., оценивающий все потери, пройдет через начало координат (по оси абсцисс фиг. 130 отложен расход через систему  $Q$ ) и будет иметь максимум правее максимума  $\eta_{\text{г}}$  (см. фиг. 129). Опытные зависимости подтверждают подобный характер изменения к. п. д. насоса.



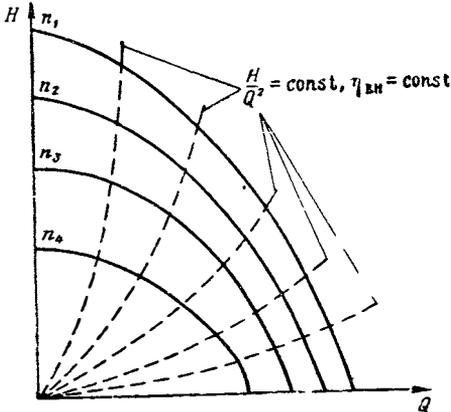
Фиг. 130. Зависимость полного к. п. д. от расхода.

### Поле нормальных характеристик центробежного насоса

В практике применения центробежных насосов требуется знать зависимость напора от расхода не только при одном числе оборотов, а во всем рабочем диапазоне чисел оборотов. Поэтому насос

должен характеризоваться семейством кривых  $H=f(Q)$  или полем характеристик (фиг. 131).

Поле характеристик насоса можно получить наиболее надежно опытным путем. На испытательной установке, схема которой приведена на фиг. 73, могут быть получены опытным путем зависимости  $H=f(Q)$  при разных числах оборотов. Расход в подобной установке меняется дросселем, постоянное число оборотов поддерживается



Фиг. 131. Поле нормальных характеристик насоса.

регулированием двигателя. Иногда затруднительно получить опытным путем характеристики насоса при различных числах оборотов, например, в случае нерегулируемого по числу оборотов электромотора. В этих случаях, имея опытную зависимость  $H=f(Q)$  при одном числе оборотов, можно пересчитать ее на другие числа оборотов на основании теории подобия.

Для подобных режимов должны быть подобны треугольники скоростей:

$$\frac{\omega_I}{\omega_{II}} = \frac{c_I}{c_{II}} = \frac{u_I}{u_{II}}.$$

При этом условии отношения напоров и расходов двух подобных режимов насоса запишутся в следующем виде [см. формулы (55) и (56)]:

$$\frac{H_I}{H_{II}} = \frac{n_I^2}{n_{II}^2} \frac{\eta_{rI}}{\eta_{rII}}; \quad \frac{Q_I}{Q_{II}} = \frac{n_I}{n_{II}} \frac{\eta_{об I}}{\eta_{об II}}.$$

Рассмотрим, как изменится гидравлический и объемный к. п. д. при подобном изменении режима. Гидравлический к. п. д. определяется соотношением

$$\eta_r = 1 - \frac{\Delta h}{H_T}.$$

Теоретический напор  $H_T = u_2 c_{2u} / g$  в первом приближении пропорционален квадрату окружной скорости.

$$H_T = \text{const} \cdot u_2^2.$$

Гидравлические потери также связаны квадратичной зависимостью со скоростью (в относительном движении с относительной скоростью, в абсолютном — с абсолютной скоростью).

$$\Delta h = \text{const} \cdot c^2, \quad (156)$$

откуда

$$\eta_r = 1 - \frac{\text{const} \cdot c^2}{\text{const} \cdot u^2}. \quad (157)$$

Так как для подобных режимов  $c/u = \text{const}$ , то из (157) следует, что  $\eta_r$  на подобных режимах — величина постоянная, т. е. гидравлический к. п. д. не меняется при переходе от данного режима к подобному режиму.

Аналогично рассмотрим объемный к. п. д.

$$\eta_{об} = \frac{Q}{Q + \Delta Q_y} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta Q_y}{Q}}.$$

Величина утечек — есть функция напора, теряемого в уплотнении  $H_y$

$$\Delta Q_y = \mu f_y \sqrt{2gH_y}.$$

Напор, теряемый в уплотнении, в свою очередь, определится соотношением (136):

$$H_y = H_{ст} - \frac{u_2^2}{8g} \left[ 1 - \left( \frac{r_y}{r_2} \right)^2 \right].$$

Величина статического напора пропорциональна квадрату окружной скорости

$$H_{ст} = \text{const} \frac{u_2^2}{2g},$$

а следовательно, и  $H_y = \text{const} \cdot u_2^2$ .

Соответственно величина утечек пропорциональна первой степени окружной скорости колеса или при заданном диаметре первой степени числа оборотов:

$$\Delta Q_y = \text{const} \cdot u_2; \text{ при } D_2 = \text{const}, \Delta Q_y = \text{const} \cdot n.$$

Поскольку расход через насос тоже пропорционален числу оборотов в первой степени, то объемный к. п. д. остается постоянным на подобных режимах:

$$\eta_{об} = \text{const}.$$

Постоянство гидравлического и объемного к. п. д. на подобных режимах означает постоянство внутреннего к. п. д. на режимах, удовлетворяющих условиям подобия.

Для подобных режимов

$$\eta_{вн} = \eta_r \eta_{об} = \text{const}.$$

При

$$\frac{\eta_{rI}}{\eta_{rII}} = \text{const} \quad \text{и} \quad \frac{\eta_{обI}}{\eta_{обII}} = \text{const}$$

формулы (55) и (56) переписутся так:

$$\frac{Q_I}{Q_{II}} = \frac{n_I}{n_{II}}; \quad (158)$$

$$\frac{H_I}{H_{II}} = \frac{n_I^2}{n_{II}^2}. \quad (159)$$

Исключая из этих формул число оборотов, получим

$$\frac{H_I Q_{II}^2}{H_{II} Q_I^2} = \text{const}$$

или для подобных режимов

$$\frac{H_I}{Q_I^2} = \frac{H_{II}}{Q_{II}^2} = \frac{H}{Q^2} = \text{const.}$$

Линии подобных режимов на семействе характеристик в координатах  $H$  и  $Q$  выражаются параболой. Эти линии иногда называют изогональными, так как они соответствуют режимам, характеризующимся подобием треугольников скоростей.

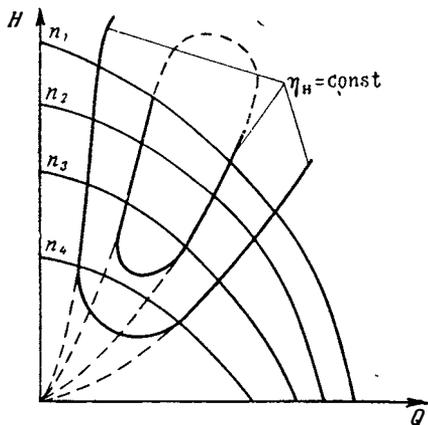
Перемещаясь по линии подобных режимов, можно найти расчетным путем характеристику насоса при любом числе оборотов, пересчитывая напор и расход по формулам (158) и (159).

Линии подобных режимов являются линиями постоянного внутреннего к. п. д. ( $\eta_{вн} = \text{const}$ ), которые представляют семейство парабол в координатах  $H = f(Q)$ , проходящих через нулевое значение  $H$  и  $Q$  (см. фиг. 131).

На практике подобные режимы получаются изменением числа

оборотов колеса при постоянных проходных сечениях системы (постоянном положении дросселя). Напор возрастет при этом пропорционально квадрату чисел оборотов, а расход — пропорционально первой степени числа оборотов.

Полученные из опытов линии постоянных полных к. п. д. обычно не совпадают с теоретическими линиями постоянных внутренних к. п. д. (параболами подобных режимов); часто они имеют вид эллиптических кривых (фиг. 132).



Фиг. 132. Поле нормальных характеристик насоса с линиями постоянного к. п. д.

Замыкание опытных линий полного к. п. д. вблизи начала координат  $H$ ,  $Q$  можно объяснить влиянием механических потерь

$$\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{вн}} \eta_{\text{мех}},$$

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N_{\text{г}}}{N_{\text{г}} + N_{\text{мех}}} = \frac{1}{1 + \frac{N_{\text{мех}}}{N_{\text{г}}}}. \quad (160)$$

На подобных режимах гидравлическая мощность насоса пропорциональна кубу числа оборотов (см. гл. II, § 10)

$$N_{\text{г}} = \frac{H_{\text{г}} Q' \gamma}{75} = \text{const} \cdot n^3.$$

Установим зависимость  $N_{\text{мех}}$  от числа оборотов

$$N_{\text{мех}} = N_{\text{тр.д}} + N_{\text{под}} + N_{\text{г.г}}.$$

Мощность трения диска  $N_{\text{тр.д}}$  пропорциональна числу оборотов в степени 2,8

$$N_{\text{тр.д}} = \text{const} \cdot n^{2,8},$$

мощность, теряемая в подшипниках и уплотнениях, пропорциональна  $n^2$

$$(N_{\text{у}} + N_{\text{под}}) = \text{const} \cdot n^2.$$

Следовательно, мощность механических потерь без учета  $N_{\text{г.г}}$  пропорциональна числу оборотов в степени, меньшей трех,

$$N_{\text{мех}} = \text{const} \cdot n^{\gamma}; \quad \gamma < 3. \quad (161)$$

Это означает, что  $\eta_{\text{мех}}$  будет уменьшаться с уменьшением числа оборотов. Доля механических потерь при уменьшении числа оборотов будет возрастать.

Снижение механического к. п. д. может явиться причиной более быстрого падения полного к. п. д. насоса при уменьшении числа оборотов. Графически это будет означать пересечение вблизи начала координат линии постоянного полного к. п. д. параболой постоянного внутреннего к. п. д. (см. фиг. 132).

Кроме того, в значительной степени уменьшение механического и полного к. п. д. насоса в области малых  $Q$  и  $H$  объясняется влиянием затраты мощности гидравлического торможения.

Иногда линии постоянного к. п. д. замыкаются в области больших чисел оборотов и больших расходов. Относительное снижение полного к. п. д. на этих режимах (что графически означает замыкание линий постоянного к. п. д.) следует объяснить возникающими на этих режимах кавитационными явлениями.

Характеристики насоса при различных числах оборотов удобно представлять в виде одной кривой в координатах  $H/n^2$  и  $Q/n$  (фиг. 133).

Для этой же цели удобно выбрать безразмерные координаты: безразмерный напор (коэффициент напора)

$$\psi = \frac{H}{u_2^2/g}$$

и безразмерный расход (коэффициент расхода)  $q = c_{2m}/u_2 \operatorname{tg} \beta_{2n}$  (фиг. 134).



Фиг. 133. Характеристика насоса в координатах  $H/n^2$  и  $Q/n$ .



Фиг. 134. Нормальная характеристика насоса в безразмерных координатах.

Кривые  $\psi = f(q)$  характеризуют работу насоса в наиболее общем виде; они не зависят от числа оборотов и плотности рабочей жидкости. Влияние линейного масштаба также исключается.

В частности, в таких координатах обрабатывают опытные результаты при модельных испытаниях насосов. Модельными называют испытания геометрически подобных малоразмерных насосов или испытания на модельной рабочей жидкости, например воздухе. Оба способа моделирования приводят к значительному снижению мощности, потребной для привода насосов. Для насосов ЖРД особенно заслуживает внимания применение воздуха как модельного рабочего тела.

Как показали опыты, проведенные в МАИ<sup>1</sup>, мощность для привода насосов при применении воздуха вместо воды при одинаковых числах  $Re$  снижается в 80—90 раз. Совпадение данных испытаний на воде и воздухе лежит в пределах 3<sup>0</sup>/<sub>0</sub>.

<sup>1</sup> Н. И. Михеев, Моделирование работы центробежного насоса на воздухе, Труды МАИ № 95, Оборонгиз. 1958

## § 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ШНЕКОВОГО ОСЕВОГО НАСОСА

## Теоретические характеристики

Рассмотрим треугольник скоростей на выходе из шнека (см. фиг. 99)

$$c_{2u p} = u_p - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{л.р}}; \quad c_{2m} = \frac{Q}{F_{2m}}.$$

Выразим  $H_T$  через расход  $Q$  и геометрические параметры колеса.

$F_{2m}$  легко определить из следующих соотношений:

$$F_{2m} = \frac{\pi D^2}{4} - \frac{\pi d^2}{4} - \frac{D-d}{2} z \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.р}},$$

где  $\delta_p$  — толщина лопатки на расчетном диаметре.

Преобразуя это выражение, получим

$$F_{2m} = \frac{D-d}{2} \left( \pi \frac{D+d}{2} + z \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.р}} \right)$$

или

$$F_{2m} = h_{л} \left( \pi D_{ср} - z \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.р}} \right).$$

Учитывая, что

$$\operatorname{tg} \beta_{л.р} = \frac{S_p}{\pi D_p},$$

выразим окончательно  $H_T$  через геометрические параметры колеса

$$H_T = \frac{c_{2u p} u_{2p}}{g} = \frac{u_p^2}{g} - \frac{u_p Q \pi D_p}{g S_p h_{л} \left( \pi D_{ср} - \frac{z \delta_p}{\sin \beta_{л.р}} \right)}. \quad (162)$$

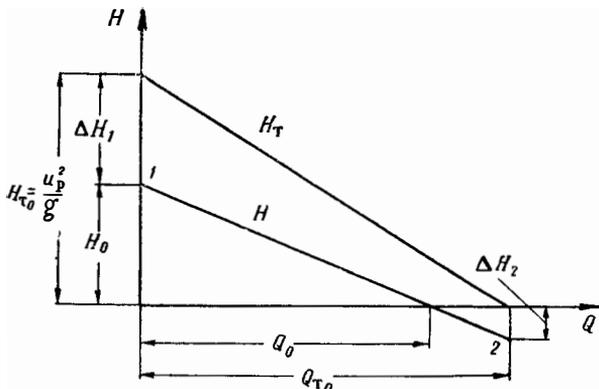
Исследуем это выражение

$$Q=0; \quad H_{T0} = \frac{u_p^2}{g};$$

$$H_T=0; \quad Q_{T0} = \frac{S_p h_{л} \left( \pi D_{ср} - z \frac{\delta_p}{\sin \beta_{л.р}} \right) \pi}{60}. \quad (163)$$

Из этих соотношений следует, что теоретическая характеристика шнекового осевого насоса представляет собой в координатах  $H_T$  и  $Q$  прямую линию, отсекающую по оси ординат отрезок, пропорциональный  $u_p^2/2g$ , а по оси абсцисс отрезок, пропорциональный выражению (163) (фиг. 135).

Чем больше угол спирали  $\beta_{л.р.}$ , тем более полого идет характеристика. При увеличении числа оборотов  $n$  величина теоретиче-



Фиг. 135. Характеристика шнекового насоса.

ского напора будет быстрее возрастать и теоретическая характеристика пройдет круче.

### Действительные характеристики шнекового насоса

Анализ экспериментальных характеристик показал, что большинство из них имеет вид прямой линии. Следовательно, для построения характеристики достаточно знать две расчетные точки. Первая расчетная точка выбирается при нулевом расходе. Будем полагать  $H_0 = kH_{т0}$ , где  $k$  опытный коэффициент<sup>1</sup>,

$$k = 0,45 \div 0,58.$$

Вторая точка характеристики найдется 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.

Потеря энергии на трение найдется по формуле

$$\Delta H_2 = \lambda \frac{l_{ср}}{D_r} \frac{\omega^2}{2g}, \quad (164)$$

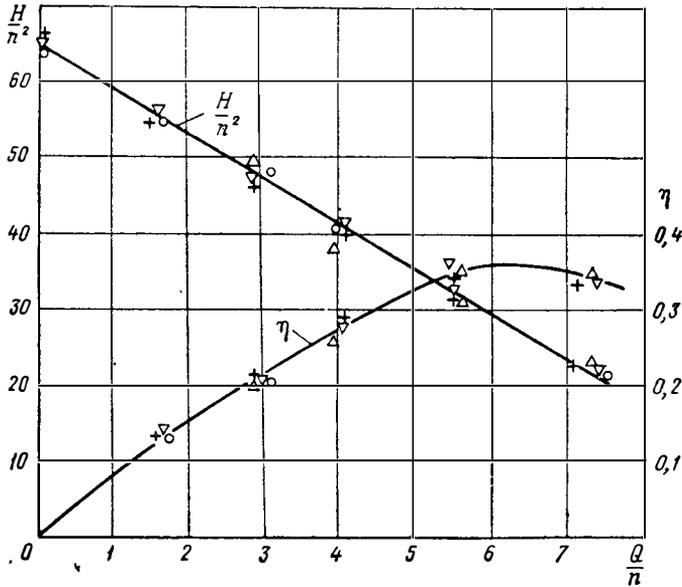
где  $l_{ср}$  — длина лопатки на среднем диаметре;

$D_r$  — гидравлический диаметр;

$$D_r = \frac{4h_{л}a_{ср}}{2(h_{л} + a_{ср})},$$

<sup>1</sup> И. В. Миролобов, Расчет характеристик осевых преднасосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника» № 1, 1959.

где  $a_{ср} = \frac{\pi D_{ср} - z \frac{\delta}{\sin \beta_{л.ср}}}{z}$  — ширина канала на среднем диаметре;  
 $h_{л}$  — высота лопатки.



Фиг. 136. Опытные характеристики шнекового осевого колеса.

Относительная скорость в межлопаточном канале колеса на режиме  $Q_{T0}$  сохраняет постоянное значение

$$\omega = \frac{Q}{h_{л} a_{ср}}$$

Коэффициент сопротивления  $\lambda$  находится, как обычно, по числу  $Re$  и относительной шероховатости. Отложив от оси абсцисс величину  $\Delta H_2$  вниз, найдем вторую точку характеристики. Соединив обе точки, получим расчетную характеристику шнекового колеса.

Действительная опытная характеристика шнековых осевых колес близка к прямой (фиг. 136)<sup>1</sup>. На этой фигуре показан к. п. д. шнека  $\eta = \frac{QH\gamma}{75N_{ш}}$ .

Определение действительной характеристики шнекового колеса позволяет при известном расходе найти напор  $H$  на бескавитационном режиме его работы.

<sup>1</sup> См. работу И. В. Мирюлова.



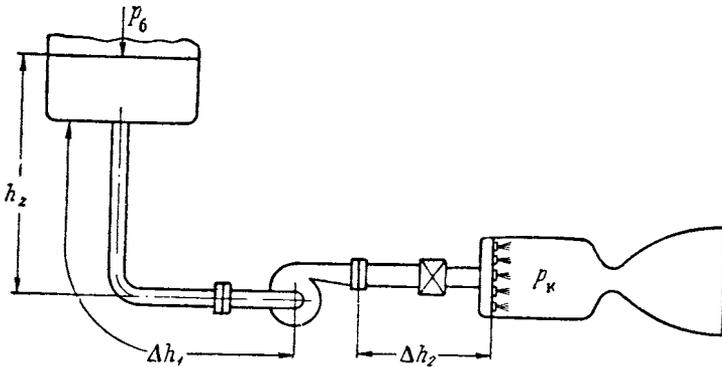
## Глава VI

### РАБОТА НАСОСА В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ЖРД

#### § 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

На фиг. 137 показана условная схема системы питания ЖРД компонентом топлива.

Насос должен обеспечивать подачу заданного количества топлива в камеру сгорания. Напор насоса  $H$  определяется потребным



Фиг. 137. Схема питания ЖРД.

напором  $h_c$  для обеспечения заданного расхода  $Q$  через систему. Для установившегося режима

$$H = h_c$$

$$Q_n = Q_c = Q,$$

где индекс «н» относится к параметрам насоса, а индекс «с» — к параметрам системы.

Потребный напор системы  $h_c$  определяется сопротивлением системы, т. е. давлением в камере  $p_k$ , перепадом давлений на форсунках  $\Delta p_\phi$ , гидравлическим сопротивлением системы от насоса до форсунок  $\Delta h_2$ , минус располагаемый напор на входе  $p_{вх}/\gamma$

$$h_c = \frac{p_k}{\gamma} + \frac{\Delta p_\phi}{\gamma} + \Delta h_2 - \frac{p_{вх}}{\gamma}. \quad (165)$$

Давление на входе в насос  $p_{вх}$  определяется давлением подпора в баках  $p_6$ , превышением гравитационного уровня бака над уровнем насоса  $h_z$ , гидравлическим сопротивлением магистрали от бака до входа в насос  $\Delta h_1$  и инерционным подпором  $p_j$ ,

$$\frac{p_{вх}}{\gamma} = \frac{p_6}{\gamma} + h_z - \Delta h_1 \pm p_j. \quad (166)$$

Инерционное давление  $p_j$  найдется по формуле

$$p_j = \frac{l_j}{g},$$

где  $j$  — тангенциальное ускорение летательного аппарата;

$l$  — проекция длины входного трубопровода на направление тангенциального ускорения.

Для схемы фиг. 5 сумма гравитационного и инерционного напора характеризуется величиной  $l(\cos \theta + \frac{j}{g})$ .

Чем больше  $p_{вх}$ , тем меньше может быть напор насоса.

Сопоставляя (165) и (166), найдем

$$h_c = \frac{p_k}{\gamma} + \frac{\Delta p_\phi}{\gamma} + \Delta h_c - \frac{p_6}{\gamma} - h_z \pm \frac{p_j}{\gamma}; \quad (167)$$

$$\Delta h_c = \Delta h_1 + \Delta h_2.$$

С изменением расхода через систему будет меняться потребный напор. Рассмотрим как зависят от расхода отдельные члены уравнения (167), составляющие потребный напор системы.

Давление  $p_k$  в камере меняется прямо пропорционально величине расхода компонента (фиг. 138). Имеется в виду, что соотношение компонентов сохраняется постоянным. Перепад на форсунках  $\Delta p_\phi$  определяет при данном проходном сечении форсунок  $f_\phi$  величину расхода через них:

$$Q = n \mu f_\phi \sqrt{2g \frac{\Delta p_\phi}{\gamma}},$$

где  $n$  — число форсунок;

$\mu$  — коэффициент расхода форсунок.

Графически квадратичная зависимость  $\Delta p_\phi$  и  $Q$  показана на фиг. 139.

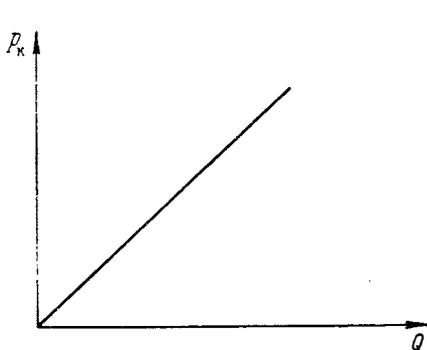
Гидравлическое сопротивление трубопроводов  $\Delta h_c$  пропорционально квадрату скорости движения жидкости

$$\Delta h_c = \xi \frac{c^2}{2g}.$$

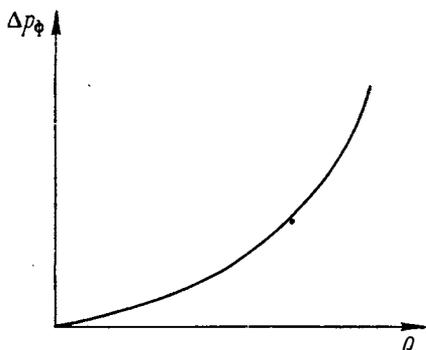
Скорость движения в трубопроводе данного сечения пропорциональна расходу жидкости, следовательно

$$\Delta h_c = \text{const} \cdot Q^2. \quad (\text{фиг. 140})$$

Давление в баках, разность гравитационных уровней и величина инерционного подпора непосредственно не определяются расходом на данном режиме.

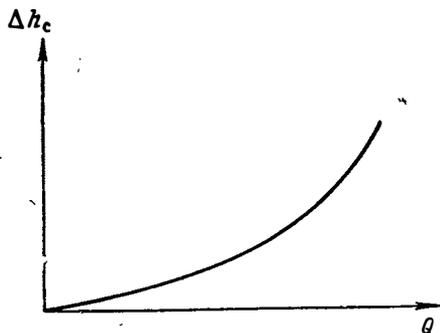


Фиг. 138. Зависимость давления в камере сгорания от расхода.



Фиг. 139. Зависимость перепада на форсунках от расхода.

Суммарная зависимость требуемого напора системы от величины расхода через нее  $h_c = f(Q)$  для схемы питания фиг. 5 показана на фиг. 141. Эту зависимость от расхода будем называть характеристикой системы. Для системы ЖРД характерны избыточное давление



Фиг. 140. Зависимость гидравлических потерь от расхода.

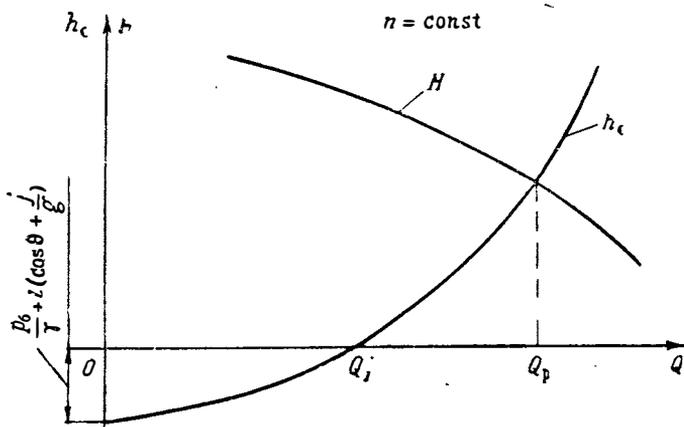
и положительная величина гравитационного и инерционного напоров; следовательно, кривая требуемых напоров системы пересекает ось ординат ниже нуля. Это означает, что расход от 0 до  $Q_1$  обеспечивается только за счет напора на входе без участия насоса. Расходы большие  $Q_1$  в данной системе могут быть получены только при установке насоса.

Для стационарных откачивающих насосных установок кривая требуемых напоров будет пересекать ось ординат выше нуля. Это означает, что в подобных установках без насоса никакой расход не может быть получен.

Нормальная характеристика насоса  $H = f(Q)$ , изображенная на фиг. 141, показывает зависимость напора насоса от расхода при

постоянном числе оборотов. Пересечение точек кривых  $h_c=f(Q)$  и  $H=f(Q)$  при  $n=\text{const}$  определит расход  $Q_p$ , который установится в системе при данном числе оборотов насоса.

При заданном расходе  $Q_p$  по величине напора можно найти потребное число оборотов насоса для обеспечения заданного режима. Для изменения тяги двигателя необходимо менять расход через систему. Изменение расхода топлива является одной из главных за-



Фиг. 141. Зависимость требуемого напора системы от расхода и нормальная характеристика насоса.

дач регулирования системы питания ЖРД. Оно может осуществляться различными способами. Под регулированием системы питания ЖРД с турбонасосными агрегатом по расходу будем понимать изменение характеристики сети или характеристики насоса, обеспечивающее переход на новый расход через систему.

## § 2. СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ НАСОСНЫХ СИСТЕМ ПИТАНИЯ ПО РАСХОДУ

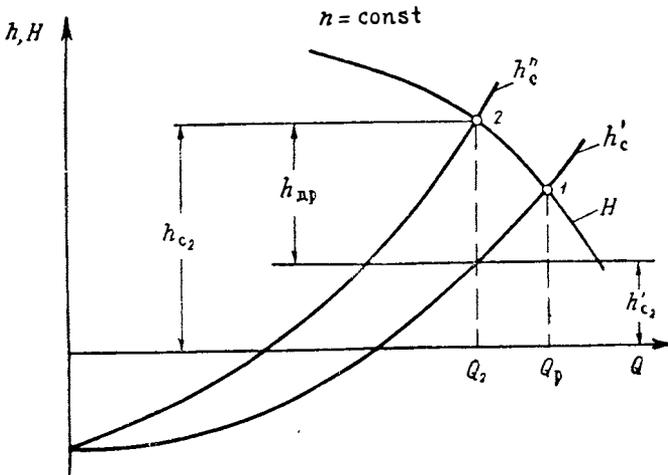
Изменение характеристики системы наиболее просто осуществляется дросселированием напорной магистрали.

Пусть новый режим по расходу —  $Q_2$  (фиг. 142). Напор  $h_{c_2}$ , который должен преодолеть насос, в этом случае будет определяться сопротивлением системы и добавочным сопротивлением дросселя  $h_{др}$

$$h_{c_2} = h'_{c_2} + h_{др}.$$

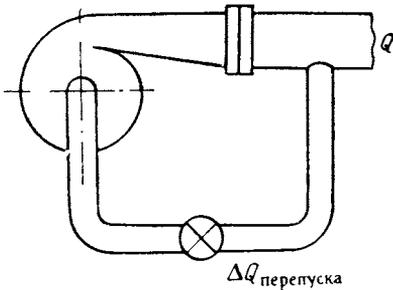
Новая характеристика системы  $h'_c=f(Q)$  с учетом сопротивления дросселя пройдет круче и новое равновесное состояние (точка 2) установится при меньшем значении расхода (см. фиг. 142).

Введение сопротивления дросселя потребует большего напора для заданного расхода и тем самым большей мощности. Дополнительная затрата мощности может быть вызвана не только увели-



Фиг. 142. Регулирование системы дросселированием.

чением напора насоса на новом режиме, но и тем, что на новом нерасчетном режиме насос обычно работает с худшим коэффициентом полезного действия. Увеличение мощности насоса при сохранении прежних оборотов потребует большей мощности турбины, что практически будет достигаться увеличением расхода пара/газа через турбину. Наиболее существенный недостаток данного способа регулирования состоит в непроизводительной затрате мощности. Простота практического осуществления регулирования дросселем привела к широкому распространению данного способа. Во многих двигателях этот



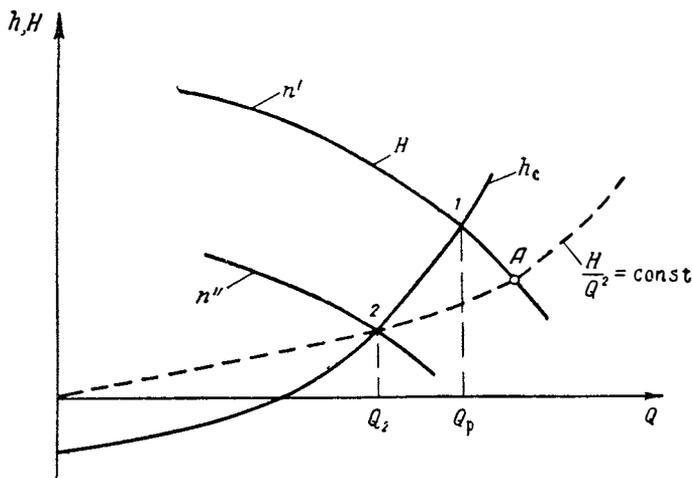
Фиг. 143. Схема регулирования перепуском.

способ применен для основного или частичного регулирования; например, самолетный двигатель НКВ «Вальтер» и др.

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 (фиг. 143). И в этом случае будет затрачиваться лишняя мощность, но режим насоса почти не будет меняться, что позволит ему работать все время на оптимальном режиме по к. п. д.

В системе питания ЖРД перепуск часто применяется не только для регулирования, но и с целью избежания гидравлического удара в системе при включении насоса или иногда как антикавитационное средство.

Третий способ перевода системы на новый расход состоит в изменении характеристики насоса. При этом обеспечивается минимальная затрата мощности.



Фиг. 144. Регулирование системы изменением числа оборотов насоса.

Изменение характеристики насоса наиболее просто может быть достигнуто изменением числа оборотов (фиг. 144). Расчетный режим  $n'$ ,  $Q_p$  характеризуется точкой 1, число оборотов  $n''$  найдется по величине потребного напора при новом расходе  $Q_2$ . Если для насоса имеется поле характеристик, то новое число оборотов по заданному расходу при известном напоре системы легко найдется графически. Если имеется только одна опытная характеристика насоса, то число оборотов при переходе на новый режим может быть найдено аналитически. Проведем параболу подобных режимов через точку на характеристике системы, соответствующую новому расходу  $Q_2$ . Она пересечет нормальную характеристику для расчетного числа оборотов в точке A. Новое число оборотов найдется из соотношения

$$\frac{n''}{n'} = \frac{Q_2}{Q_A} \quad \text{или} \quad \frac{n''}{n'} = \sqrt{\frac{H_2}{H_A}}.$$

Способ регулирования подачи насоса изменением числа оборотов в сочетании с перепуском или дросселированием наиболее употребителен в системе питания ЖРД (ТНА двигателя ракеты А-4 и др.). Изменение числа оборотов насосов практически достигается

изменением числа оборотов турбины путем уменьшения или увеличения расхода рабочего тела через нее. Изменение числа оборотов насосов горючего и окислителя на одну и ту же величину может привести к различному изменению расхода через них, что нежелательно, так как это вызовет изменение в соотношении компонентов. С этой точки зрения желательно иметь идентичные характеристики насосов горючего и окислителя. Наиболее просто добиться поддержания заданного  $\lambda$  при регулировании чисел оборотов при пологих характеристиках. Для этого часто для систем ЖРД проектируют насосы с большими углами  $\beta_{2л}$ .

Изменение характеристики насоса может быть достигнуто изменением угла наклона лопатки колеса на выходе. При этом изменится окружная составляющая скорости на выходе из колеса  $c_{3и}$  и, следовательно, напор насоса:

$$H_T = \frac{u_2 c_{3и}}{g} - \frac{u_1 c_{0и}}{g}.$$

При уменьшении  $\beta_{2л}$  характеристика идет круче и, следовательно, при тех же расходах будут развиваться меньшие напоры (см. фиг. 125). Практически этот способ воздействия на характеристику насоса сложен в конструктивном осуществлении. Известны случаи применения такого способа регулирования для осевых пропеллерных насосов.

Проще осуществить регулирование применением поворотных лопаток на входе в насос. При этом легко изменить окружную составляющую скорости на входе в колесо  $c_{0и}$  и, как следует из уравнения Эйлера, изменить напор насоса:

$$H_T = \frac{u_2 c_{3и} - u_1 c_{0и}}{g}.$$

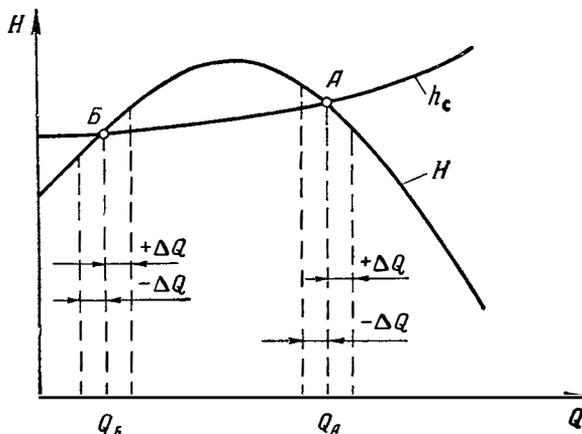
Но практически и этот способ неприменим для насосов ЖРД, так как поворотное устройство на входе в насос в силу дополнительного гидравлического сопротивления ухудшит антикавитационные свойства насоса. Способ регулирования характеристик турбомашин применением поворотных лопаток на входе легко применим для компрессорных машин и гидравлических турбин.

### § 3. УСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ РАБОТЕ НАСОСА В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ЖРД

Работа насоса в системе питания ЖРД должна быть устойчивой при всех режимах работы двигателя. Это означает, что параметры насоса должны автоматически сохраняться постоянными для заданного режима, несмотря на малые отклонения их величин, вызванные случайными воздействиями.

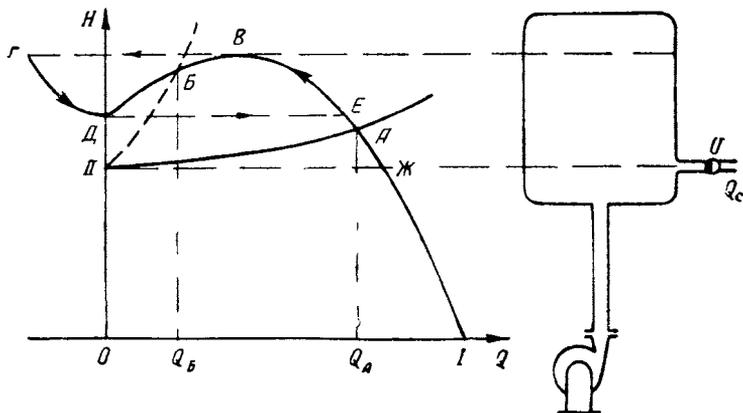
Если центробежный насос имеет характеристику  $H=f(Q)$  с явным максимумом (фиг. 145), то принципиально возможно воз-

никновение неустойчивой работы насоса. Неустойчивая работа насоса характеризуется неустановившимися перемещениями жидкости в системе, что приводит к явлению помпажа — периодическому



Фиг. 145. К вопросу об устойчивости насоса в системе.

изменению производительности и напора, сопровождающемуся гидравлическими ударами. Это явление может иметь место в насосах и компрессорах. В насосах ввиду перекачки практически несжимае-



Фиг. 146. Неустойчивая работа в насосной системе.

мой жидкости помпаж особенно недопустим, так как приводит не только к срыву режима, но и к разрушению системы.

Рассмотрим в качестве примера систему, изображенную на фиг. 146, и покажем возможность возникновения в ней явления помпажа.

Особенности этой системы заключаются в том, что:

1) расход через насос может отличаться от расхода на выходе из системы  $Q_c$  вследствие наполнения или опорожнения бака;

2) потребный напор определяется не только сопротивлением трубопроводов, но и гидростатическим уровнем жидкости в баке.

Пример за нулевой напор уровень заливки насоса, при этом точка  $I$  соответствует началу его работы. По мере работы насос поднимает уровень в вертикальной магистрали системы и в соответствии с его характеристикой переходит на меньшие расходы. Если расход системы  $Q_c$  будет равняться любому промежуточному расходу  $Q_A$  между точкой  $B$  и точкой  $Ж$  на характеристике (уровень  $II$  соответствует уровню заполнения расходной магистрали, а точка  $B$  — максимальному напору насоса при данном числе оборотов), насос обеспечит подачу этого расхода, и работа насоса в данной системе будет устойчивой. При увеличении сопротивления выходной магистрали системы, например, уменьшением проходного сечения дросселем  $U$  характеристика системы будет проходить круче.

Если  $Q_c$  будет меньше  $Q_B$ , например  $Q_c = Q_B$ , то в первые моменты насос будет подавать больше, чем уйдет из бака, и уровень в баке будет повышаться. Расход, подаваемый насосом, в соответствии с характеристикой будет уменьшаться. При достижении уровня в баке, характеризуемого точкой  $B$ , насос прекратит подачу, так как не сумеет удержать находящийся над ним столб жидкости. Жидкость начинает течь через насос в обратном направлении. На фиг. 146 соответственно режим насоса из точки  $B$  перейдет в точку  $Г$ . Когда уровень в баке понизится до уровня, характеризуемого на фиг. 146 точкой  $Д$  (точка нулевого расхода), насос снова начнет подавать жидкость и режим скачкообразно перейдет в рабочую точку  $Е$  и колебательный процесс будет повторяться. Описанное колебательное явление сопровождается гидравлическими ударами и совершенно недопустимо для системы заполненной жидкостью.

Установив возможность возникновения неустановившихся режимов работы насоса, разберем условия, которые определяют устойчивость работы насоса в общем случае. Устойчивость режима зависит от характеристик насоса и системы. На фиг. 145 изображены характеристика насоса и системы сети. Пусть в общем случае характеристика системы пересекает характеристику насоса в двух точках  $A$  и  $B$ .

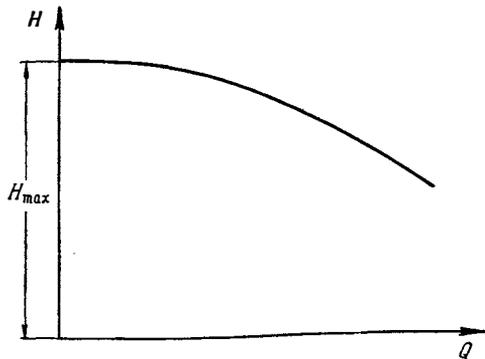
Рассмотрим влияние малых отклонений параметров системы на устойчивость режима насоса в области точек  $A$  и  $B$ . В области точки  $A$  любое небольшое случайное уменьшение расхода на  $\Delta Q_A$ , например, за счет временной закупорки отверстия одной из форсунок, приведет к тому, что напор насоса будет превышать потребный напор системы; вследствие этого поток жидкости будет ускоряться и расход возрастет до прежней величины. В области точки  $B$  крат-

ковременное уменьшение расхода на  $\Delta Q$ , возникшее по тем или иным причинам, вызовет превышение потребного напора системы над напором насоса и, как следствие этого, торможение потока и дальнейшее снижение расхода. Аналогичное рассуждение можно привести и для случая кратковременного увеличения расхода на  $\Delta Q$ . Таким образом, в области точки  $B$  имеет место неустойчивое равновесие — малое возмущение вызывает резкое отклонение от режима, а в области точки  $A$  режим устойчив, так как малое отклонение не выводит систему из равновесия.

Математически условие устойчивого равновесия работы насоса в системе можно записать следующим неравенством:

$$\frac{dh_c}{dQ} > \frac{dH}{dQ}. \quad (168)$$

Графически это означает, что в точке пересечения характеристик насоса и сети кривая для сети должна проходить круче, чем для насоса. Более пологое протекание характеристики сети в точке пересечения ее с ха-



Фиг. 147. Характеристика насоса (без максимума).

рактеристикой насоса может иметь место только при наличии левой возрастающей ветви характеристики насоса (от точки  $D$  до точки  $B$ , на фиг. 146). Несмотря на наличие левой возрастающей характеристики насоса, неустойчивый режим  $\frac{dh_c}{dQ} < \frac{dH}{dQ}$  будет только при пересечении характеристикой сети левой ветви характеристики. Чем круче характеристика сети, тем меньше вероятность неустойчивой работы. Поэтому дросселирование, которое приводит к более крутому возрастанию характеристики сети, может служить средством устранения помпажных явлений. Системы ЖРД имеют крутые характеристики потребных напоров системы; поэтому системы питания ЖРД с турбонасосной подачей, как правило, устойчивы.

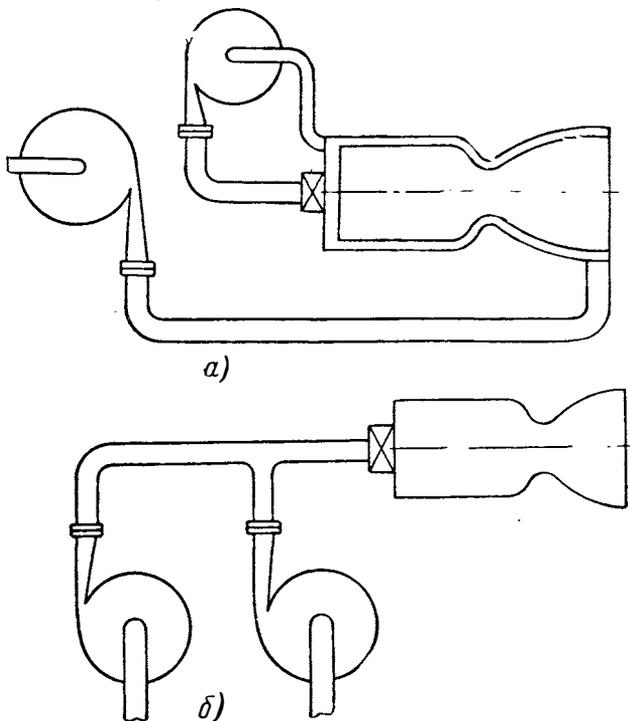
Возможность неустойчивой работы в системах ЖРД может появляться при переходных режимах: запуск, изменение режима. При наличии гибких элементов в трубопроводах резкое уменьшение проходного сечения может также вызвать изменение характеристики сети и возможность появления неустойчивых режимов.

Насосы, имеющие падающую характеристику (фиг. 147) (максимум  $H$  при  $Q=0$ ) всегда устойчивы в работе. Поэтому такая характеристика называется *стабильной*. Практически стабильны ха-

рактические и при пологом протекании максимума кривой  $H=f(Q)$ . Как было показано ранее, чем меньше угол лопаток на выходе  $\beta_{2л}$ , тем более стабильна характеристика насоса. Наличие устойчивой стабильной характеристики является одним из главных преимуществ насосов с  $\beta_{2л} < 90^\circ$ .

#### § 4. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА НАСОСОВ В СИСТЕМЕ

Насосы могут включаться в систему последовательно и параллельно (фиг. 148). Последовательное соединение насосов (см. фиг. 148, а) преследует цель получения больших напоров, так как

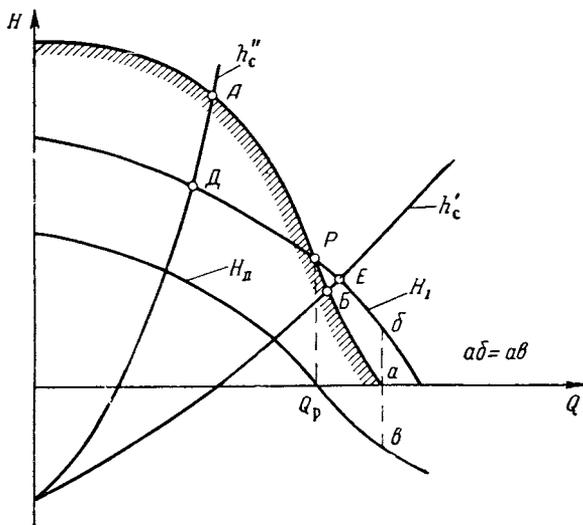


Фиг. 148. Схемы последовательного а и параллельного б включения насосов.

напоры отдельных насосов при этом суммируются. Иногда два насоса соединяют последовательно для повышения антикавитационных свойств агрегата. Последовательное соединение насосов может найти применение в двигателях с большими давлениями в камере. При охлаждении камеры компонентом топлива по прочностным соображениям может оказаться нецелесообразным подавать компонент в рубашку охлаждения под давлением, равным давлению в

камере. Применяв два последовательно соединенных насоса, можно избежать высоких давлений в рубашке охлаждения. Последовательное соединение насосов (для обеспечения большого напора) может оказаться необходимым для прокачки жидкости с малым удельным весом, например, сжиженного водорода и для питания газогенератора турбины, работающего на основных компонентах.

При параллельном соединении насосов (см. фиг. 148, б) суммируются расходы при равных напорах.



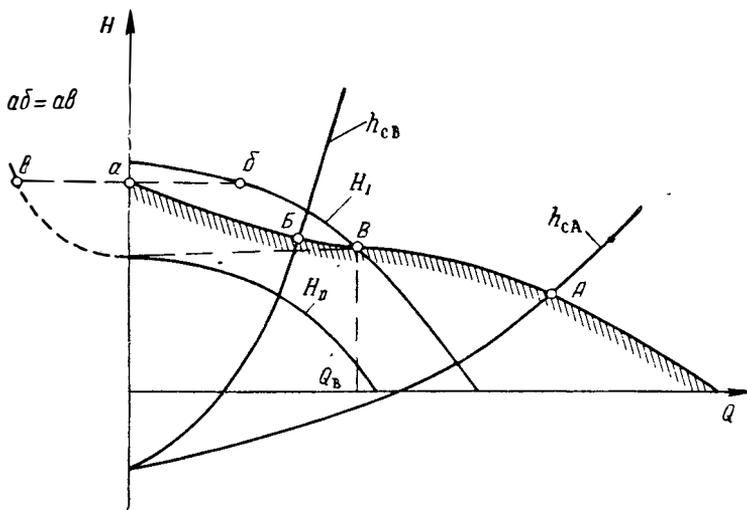
Фиг. 149. Совместная характеристика двух последовательно соединенных насосов.

Для полного представления о возможных режимах в системе, имеющей последовательное или параллельное включение насосов, необходимо рассмотреть совместное протекание их характеристик. При существенно различных характеристиках насосов может получиться, что соединение насосов не даст увеличения напора или расхода.

Рассмотрим совместную характеристику двух последовательно соединенных насосов, имеющих различные исходные характеристики (фиг. 149). Складывая величины напоров при одном и том же расходе, получим характеристику  $H=f(Q)$  агрегата (заштрихованная кривая на фиг. 149).

При расходах  $Q < Q_p$  суммарный напор больше напора любого из насосов. Чтобы построить характеристику на участке  $Q_p - a$ , необходимо знать характеристику насоса II при  $Q > Q_p$ . При расходах, больших  $Q_p$  (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 или турбины и поглощать мощность, т. е. энергия будет отбираться от жидкости. Снижение напора в насосе *II* вызовет падение общего напора. Начиная с расхода, равного  $Q_p$  и больше, общий напор двух насосов будет меньше напора одного насоса *I*. Следовательно, для системы с характеристикой  $h'_c$  применение двух последовательно установленных насосов целесообразно



Фиг. 150. Совместная характеристика двух параллельно соединенных насосов.

( $H_A > H_D$ ), а для системы с характеристикой  $h'_c$  такое соединение нецелесообразно ( $H_B < H_E$ ). Применяя последовательное соединение двух различных насосов, всегда следует выяснять, какова будет их совместная характеристика.

Рассмотрим совместную характеристику двух различных насосов при их параллельном соединении (фиг. 150). При этом 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 фиг. 150 характеристика системы  $h_{cA}$ ).

Начиная с расхода  $Q_B$ , соответствующего напору для *II* 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 на-

соса II). Сопоставляя величины расходов через оба насоса при одних и тех же напорах, получим характеристику совместной их работы (см. заштрихованную линию  $BA$  на фиг. 150). 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.



## Глава VII

### СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА КОЛЕСО НАСОСА

На колесо насоса действуют две группы сил:

- 1) массовые силы;
- 2) поверхностные силы.

К *массовым силам* относятся сила тяжести и инерционные силы. Сила тяжести разгружается гидростатической подъемной силой жидкости, заполняющей насос.

Инерционные неуравновешенные силы могут появиться только в случае несовпадения центра момента инерции колеса с осью вращения. Статической и динамической балансировкой колеса можно свести неуравновешенные силы инерции к определенному минимуму, что достигается снятием материала с боковых дисков (чаще заднего).

К *поверхностным силам* относятся силы давления, действующие на лопатки колеса от потока жидкости. Суммарное усилие давления на лопатки колеса определяет его крутящий момент. Силы давления действуют также на боковые и торцовые поверхности колеса.

#### Осевое усилие

На колесо действует осевое усилие  $F_{1a}$  как разность наружного давления на боковые диски колеса с правой и левой стороны (см. фиг. 113). Внутреннее давление на боковые стенки будет уравновешиваться. Со стороны входа давление на боковую стенку будет меньше, так как давление во входном отверстии с внутренней стороны всегда меньше давления с наружной стороны. Давление с наружной стороны определяется вращением жидкости в зазоре между стенкой колеса и корпусом. Его величина определяется по формуле (134):

$$p = p_2 - \frac{\gamma u_2^2}{8g} \left( 1 - \frac{r^2}{r_2^2} \right).$$

Давление в зазоре, считая от наружного диаметра, падает медленнее, чем в колесе, так как жидкость в зазоре вращается с по-

ловинной угловой скоростью. Силы давления на боковых поверхностях на диаметрах, больших диаметра входа  $D_0$ , взаимно уравновешены (см. фиг. 113). Неуравновешенные силы давления возникают на площади, определяемой диаметром входа  $D_0$ ,

$$F_{1a} = 2\pi \int_{r_{вг}}^{r_0} (p - p_{вх}) r dr;$$

$$F_{1a} = 2\pi \int_{r_{вг}}^{r_0} \left\{ p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g} \left[ 1 - \frac{r^2}{r_2^2} \right] \right\} dr.$$

Окончательно

$$F_{1a} = \gamma \pi (r_0^2 - r_{вг}^2) \left[ H_{ст} - \frac{u_2^2}{8g} \left( 1 - \frac{r^2 + r_{вг}^2}{2r_2^2} \right) \right]. \quad (169)$$

Кроме того, осевая сила возникает в результате изменения количества движения жидкости в осевом направлении. Эта сила, как реактивная, может быть подсчитана по разности количества движения в осевом направлении на выходе и входе в колесо

$$F_{2a} = -\frac{\gamma Q'}{g} (\bar{c}_{2a} - \bar{c}_{1a}).$$

Осевая скорость на выходе из колеса  $\bar{c}_{2a} = 0$ , поэтому осевое усилие  $F_{2a}$  найдется по формуле

$$F_{2a} = \frac{\gamma Q'}{g} c_{1a}. \quad (170)$$

Эта сила представляет собой силу реакции втекающей струи. Силы  $F_{1a}$  и  $F_{2a}$  направлены в разные стороны. Суммарное осевое усилие  $F_a$  найдется как разность этих сил

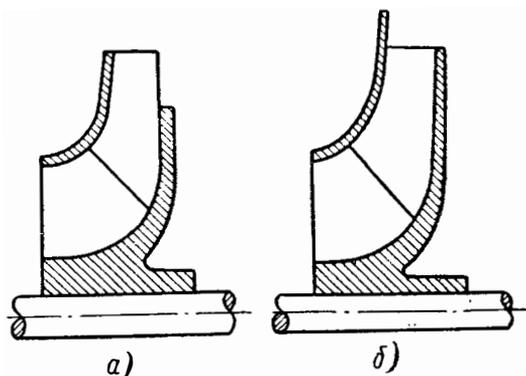
$$F_a = F_{1a} - F_{2a}.$$

Практически усилие от неуравновешенных сил давления всегда больше реакции втекания.

Осевое усилие вызывает нагрузку на подшипники, усложняет и утяжеляет конструкцию насоса. Это усилие необходимо уменьшить; т. е. разгрузить колесо от осевого усилия. Перечислим наиболее употребительные способы разгрузки колеса.

1. Колесо уплотняется с передней и задней стороны. С задней стороны на радиусе, меньшем радиуса уплотнения, располагают отверстия, называемые разгрузочными. Давления с передней и задней стороны при этом выравниваются. Такой способ разгрузки от осевого усилия применяется на многих насосах ЖРД, например в насосах ТНА ракеты А-4 (см. фиг. 199).

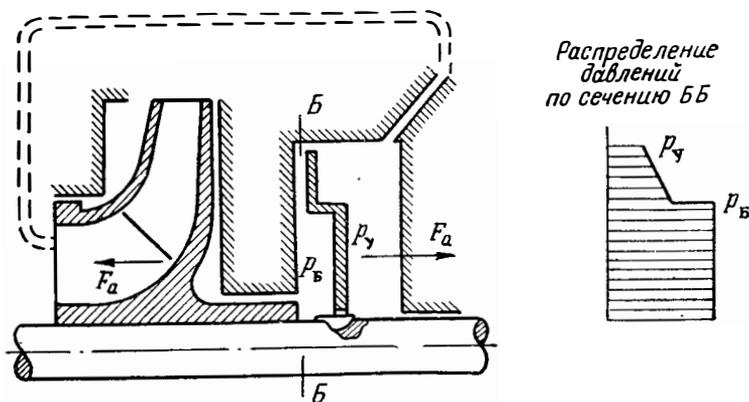
Недостаток этого способа разгрузки от осевого усилия заключается в действии вытекающих из разгрузочного отверстия струй. Перерезывание основного потока струями, вытекающими из отвер-



Фиг. 151. Уравновешивание осевого усилия конструкцией колеса.

стия, может увеличить гидравлические потери насоса и ухудшить его кавитационные свойства.

Вместо разгрузочного отверстия иногда целесообразно протачивать во втулке колеса спиральную канавку, соединяющую полость за колесом с полостью входа.



Фиг. 152. Применение разгрузочного диска для снижения осевого усилия колеса.

2. Можно избежать осевого усилия, применив двустороннее колесо, которое само уравновешивается (см. фиг. 82).

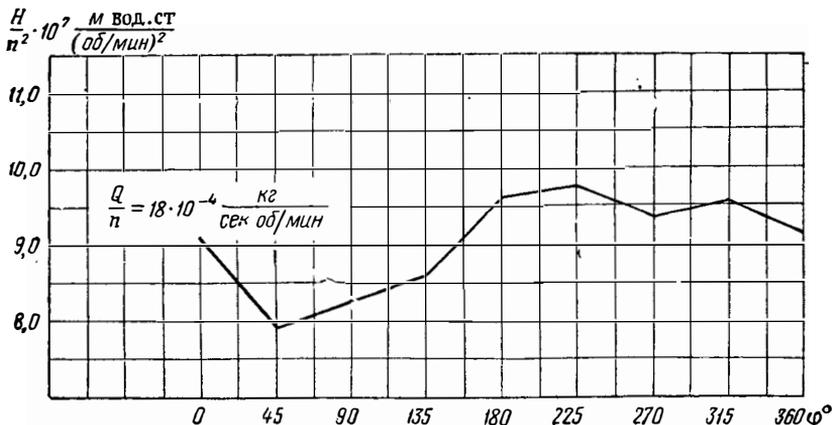
3. Уравновешивание осевого усилия в ТНА, имеющем несколько насосов, может достигаться соответствующим расположением насосов.

4. Разгрузка от осевого усилия может быть получена вследствие укорочения задней стенки колеса (фиг. 151, а) или удлинением передней (см. фиг. 151, б). Гидравлические потери таких колес будут увеличены. Эти конструктивные решения требуют опытной проверки.

5. Для разгрузки колеса насоса от осевого усилия можно применить разгрузочные диски (фиг. 152). Верхняя часть разгрузочного диска располагается на небольшом расстоянии от корпуса. Жидкость, проходя через образовавшуюся щель, дросселируется (дросселирующий зазор можно сделать по наружному диаметру) и в полости за разгрузочным диском устанавливается давление  $p_7$ , меньшее, чем давление  $p_B$  перед диском. Из полости за диском предусмотрен дренаж жидкости в бак или на вход в насос. Площадь разгрузочного диска должна быть такой, чтобы осевое давление колеса уравнивалось. Роль разгрузочного диска может играть импеллер.

### Радиальное усилие

Радиальное усилие, действующее на колесо, появляется при расходах, отличных от расчетного, вследствие несимметричного распределения давления на выходе из колеса. На фиг. 153 приведено распределение статического напора, замеренное по окружности сра-



Фиг. 153. Распределение давления по окружности колеса на выходном диаметре.

зу же по выходе из колеса для расчетного расхода. Отсчет градусов идет от выходного сечения спирали в направлении вращения.

Неравномерное распределение давлений при нерасчетных расходах обуславливается влиянием спирального диффузора на работу колеса. Уравнивание радиального усилия может быть достигнуто применением нескольких спиральных отводов.

Исходя из опытных данных, можно подсчитать величину возникающей поперечной силы на некоторых режимах. Вычисление поперечной силы приведено в работе А. А. Ломакина<sup>1</sup>. Там же приводится следующая эмпирическая формула Степанова для подсчета радиального усилия при недогрузках насоса ( $Q < Q_p$ ):

$$F_p = 172 \left[ 1 - \left( \frac{Q}{Q_p} \right)^2 \right] H b_2 D_2 \text{ кг.}$$

---

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.



## Глава VIII

### РАСЧЕТ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

При расчете насоса определяют:

1. Геометрические размеры основных элементов проточной части, включая профилирование лопаток;

2. К. п. д. насоса;

3. Характеристики насоса.

Исходными данными для расчета насосов ЖРД обычно являются:

1)  $Q$  м<sup>3</sup>/сек — расход жидкости через насос. Он определяется заданием тяги двигателя и соотношением компонентов топлива. Расчетный расход насоса обычно выбирают на режиме максимальной тяги двигателя;

2)  $H$  м — напор насоса, который определяется потребным напором сети при расчетном расходе;

3) *давление на входе в насос*, определяемое давлением и уровнем жидкости в баках за вычетом сопротивления подводящих трубопроводов и с учетом инерционного подпора.

За расчетное давление на входе следует выбирать минимальное давление за время полета летательного аппарата. Обычно этот режим имеет место при старте, когда отсутствует воздействие ускорения ракеты, или сразу после старта, когда ускорение мало;

4) *физические константы жидкости при различных температурах*. Для расчета насоса необходимо знать удельные веса жидкости в зависимости от температуры (табл. 2) и зависимость давления упругости паров от температуры (см. фиг. 92).

Таблица 2

Удельные веса некоторых рабочих жидкостей для ЖРД в г/см<sup>3</sup>

Наименование	Температура в °С	
	15	50
Перекись водорода	1,34	1,31
Азотная кислота	1,51	1,48
Четырехокись азота	1,46	1,37

Наименование	Продолжение	
	Температура в °С	
	15	50
Тонка	0,85	0,82
Диметилгидразин	0,82	0,76
Керосин	0,85	0,83
Этиловый спирт	0,80	0,78
Гидразин	1,01	0,98
Кислород жидкий	1,14 при температуре кипения —183°	
Водород	0,07 при температуре кипения —258°	
Фтор	1,51 при температуре кипения —187°	
Аммиак	0,78 при температуре кипения —33°	

Кавитационный расчет насоса следует проводить для максимальной температуры, которая может иметь место при эксплуатации ТНА, т. е. для максимального давления упругости паров.

## § 1. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ КОЛЕСА

### Выбор числа оборотов насоса

Расчет насоса целесообразно начинать с выбора и обоснования числа оборотов, которое желательно иметь существенно бóльшим, что уменьшает габариты и вес насоса. Кроме того, при высоких оборотах насоса можно спроектировать турбину с более высоким к. п. д. и небольшими размерами (имеется в виду, что насос и турбина размещаются на одном валу). При среднем диаметре турбины  $D_{ср.т} = (1,5 \div 2) D_2$  колеса насоса оптимальное число оборотов вала турбины лежит в пределах  $30 \div 40$  тыс. об/мин. Дальнейшее повышение оборотов будет лимитироваться прочностью лопатки, диска и подшипников. Обычно число оборотов насоса не может быть доведено до оптимальных значений для турбины. Повышение числа оборотов насоса, в первую очередь, ограничивается кавитацией. Поэтому число оборотов насоса выбирается исходя из условий бескавитационной работы насосного агрегата.

Число оборотов и параметры насоса, определяющие его антикавитационные свойства, связаны формулой С. С. Руднева (89)

$$n = \frac{(\Delta h_{дин})_{доп}^{3/4} C}{5,62 \sqrt{Q}} \quad (171)$$

При проектировании насоса под допускаемым значением  $(\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}}$  следует понимать необходимый запас энергии для бескавитационной работы центробежного колеса.

При заданном давлении упругости паров и напоре перед насосом  $(\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}}$  определится их разностью

$$(\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}} = h_{\text{вх}} - \frac{P_{\text{п}}}{\gamma}. \quad (172)$$

Напор на входе в насос зависит от давления в баке, гидростатического уровня, сопротивления магистрали и давления, связанного с воздействием ускорения летательного аппарата [см. формулу (86)].

При расчете системы питания конкретного двигателя  $(\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}}$  определяют для режима, при котором напор на входе имеет наименьшее значение, например, при отсутствии подпора, связанного с ускорением, максимальной температуре и т. п.

Кавитационный коэффициент быстроходности  $S$  является параметром, характеризующим антикавитационные свойства насоса. При расчете этим коэффициентом можно задаться. При этом следует иметь в виду, что выбор значения  $S$  определяет конструктивные формы колеса насоса. При больших значениях  $S$  необходимо принять определенные конструктивные меры для обеспечения антикавитационных свойств насоса. Значение  $S$  для центробежных насосов, по опытным данным, составляет от 1000 до 2000. Значение  $S$ , близкое к 2000, показывают насосы, имеющие большие диаметры входа ( $k_D$  в формуле 97а близкие к 6,0) и уширенное меридиональное сечение вблизи входной кромки лопатки  $\left(\frac{\pi D_1 b_1}{\pi D_0^2 / 4} \geq 1,5\right)$ .

В зависимости от рассчитанного значения  $(\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}}$  и выбранного  $S$  определяют допустимое для бескавитационной работы число оборотов. Чем большее число оборотов желательно иметь, тем большим значением  $S$  следует задаваться.

Если от одного вала приводится несколько насосов, то число оборотов выбирается по наименьшему расчетному числу оборотов.

Если обороты при проектировании насоса заданы, то следует провести поверочный расчет на условие бескавитационной работы. Он может заключаться в расчете необходимого значения коэффициента  $S$  или потребного давления в баках.

Если в результате расчетов обнаружится, что при заданном давлении в баках допустимое число оборотов слишком мало, то следует предусмотреть установку предвключенной осевой ступени.

### Определение $n_s$

После выбора числа оборотов целесообразно определить коэффициент быстроходности насоса  $n_s$  (61, а).

По величине коэффициента быстроходности можно судить о примерной форме меридионального сечения колеса (см. фиг. 59). Зная коэффициент быстроходности  $n_s$ , можно определить приближенное значение коэффициентов полезного действия, которыми придется задаваться в процессе расчета.

### Расход через колесо

Расход через колесо больше расхода через систему на величину утечек  $Q' = Q/\eta_{об}$ ; коэффициентом  $\eta_{об}$  предварительно можно задаться, исходя из  $n_s$ . Для насосов ЖРД  $\eta_{об} = 0,9 \div 0,95$  при  $n_s = 30—130$ . Причем большим  $n_s$  соответствуют большие величины  $\eta_{об}$ .

### Расчет размеров входа в колесо

Основной расчетной величиной, определяющей вход в колесо, является скорость на входе в колесо  $c_0$ .

Для получения высоких кавитационных и гидравлических качеств  $c_0$  находят по формуле (97а). Если  $c_0$  превышает 10—12 м/сек, следует переходить к колесу с двусторонним входом.

Расчет входа целесообразнее начинать с определения  $c_0$ , а затем находят  $D_{0пр}$ , так как ограничение обычно устанавливается по величине  $c_0$  (отказ от одностороннего входа и т. п.).

При наличии втулки диаметр входа  $D_0$  найдется по формуле

$$D_0 = \sqrt{D_{0пр}^2 + d_{вт}^2},$$

где  $d_{вт}$  определяется из конструктивных соображений:  $d_{вт} = (1,1 \div 1,2) d_v$ .

Диаметр вала найдется в первом приближении из расчета вала на кручение

$$d_v = \sqrt[3]{\frac{M_{кр}}{0,2[\tau]_к}},$$

где  $M_{кр}$ — крутящий момент находится по мощности насоса и числу оборотов.

$$M_{кр} = 71\,620 \frac{N_n}{n} \text{ кгсм},$$

$N_n$ — мощность насоса находится приближенно, задаваясь к. п. д.  $\eta_n$ .

$$N_n = \frac{QH\gamma}{75\eta_n},$$

$$\eta_n = 0,65 \div 0,8;$$

большие значения  $\eta_n$  соответствуют большим  $n_s$ ;  
 $[\tau]_к$ — допустимое напряжение на кручение в кг/см<sup>2</sup>.

Если расчетный диаметр вала получается неконструктивно малым, то его увеличивают.

Расположение входной кромки зависит от требуемых кавитационных свойств насоса, от наличия преднасоса и от соотношения  $D_0$  и  $D_2$ .

Расположение входной кромки на меньших диаметрах  $D_1 < D_0$  (см. фиг. 80) улучшает антикавитационные свойства насоса, ввиду увеличения поверхности лопаток и уменьшения окружной скорости.

Если установка преднасоса не предусматривается, то при малой разнице в диаметрах  $D_2$  и  $D_0$  входную кромку следует располагать на диаметрах, меньших  $D_0$ , т. е.  $D_1 < D_0$ . Лопатка получает при этом характерную форму двояковыгнутой поверхности — лопатка двойной кривизны.

При  $D_1 = (0,9 \div 1,1) D_0$  лопатки образуются цилиндрическими поверхностями и проектируются на план в виде линий. При большой разнице  $D_2$  и  $D_0$  за счет уширения меридионального сечения в области входа на лопатки можно получить насосы с высокими антикавитационными качествами с входными кромками, расположенными на диаметре  $D_1$ , близком к  $D_0$ . Ширину  $b_1$  выбирают при этом из условия

$$1,2 < \frac{\pi D_1 b_1}{\pi D_0^2 \text{пр}/4} < 2,5,$$

т. е. канал от входа в колесо до входа на лопатки выполняют диффузорным. Уширенный вход обеспечит запас по сечению при начавшейся кавитации, и срыва режима не произойдет. Слишком большие степени уширения приведут к заметному падению к. п. д.

Выбор диаметра  $D_1$  позволит построить треугольник скоростей на входе в колесо, для чего следует задаться скоростью  $c_{0m}$ .

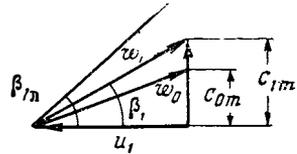
Наличие вихревых отрывных зон, неравномерность распределения меридиональных скоростей после поворота затрудняют точный расчет  $c_{0m}$ , особенно при применении уширенного входа. Условно принимают  $c_{0m} = c_0$ .

Учет закрутки потока на входе в колесо также затруднен, поэтому расчет проводится в предположении  $c_{0u} = 0$ . В неявном виде возможная закрутка будет учтена введением достаточно больших положительных углов атаки.

Треугольник скоростей перед входом на лопатки строят по известным значениям  $u_1$  и  $c_{0m}$  и  $c_{0u} = 0$  (см. фиг. 154).

Меридиональная скорость после вступления потока в межлопаточный канал определится по формуле

$$c_{1m} = c_{0m} k_1.$$



Фиг. 154. Треугольник скоростей на входе в колесо насоса.

По  $c_{1m}$  строят входной треугольник скоростей (фиг. 154). Угол входа потока на лопатки  $\beta_0$  найдется из соотношения

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \frac{c_{0m}}{u_1}; \quad \beta_{1л} = \beta_0 + i.$$

Угол лопаток, как правило, выбирают большим  $\beta_0$ , т. е. вводят положительный угол атаки  $+i$ . Угол атаки выбирают в пределах  $3 \div 12^\circ$ .

При малых  $\beta_0$  выбирают большие углы атаки, чтобы получить большой угол  $\beta_{1л}$ .

Малые  $\beta_{1л}$  приводят к невыгодной форме межлопаточного канала (длинный узкий канал) и большому загромождению входного сечения лопатками. Обычно  $\beta_{1л}$  лежит в пределах  $12 \div 22^\circ$ .

### Расчет параметров на выходе из колеса

Наружный диаметр колеса  $D_2$  определяется по величине напора. Непосредственно можно установить лишь связь  $D_2$  и  $H_{T\infty}$  — напора при бесконечно большом числе лопаток. Определив  $D_2$  грубым приближением, установим эту связь.

Первое приближение  $D_2$  найдем по  $H_T$ , задавшись  $\eta_r$ ,

$$H_T = \frac{H}{\eta_r},$$

где  $\eta_r$  может иметь значения в пределах  $0,7 \div 0,85$ . Большие значения  $\eta_r$  соответствуют большим  $n_s$ . При  $n_s = 50 \div 110$  значение  $\eta_r$  можно предварительно определить по формуле Ломакина (113).

Из соотношения  $H_T = \frac{c_{3u} u_2}{g}$ , полагая  $c_{3u} = k_{u2} u_2$ , получим

$$H_T = \frac{u_2^2}{g} k_{u2}; \quad u_2 = \sqrt{\frac{g H_T}{k_{u2}}}. \quad (\text{X})$$

Обычно для насосов  $k_{u2} = 0,4 \div 0,7$ .

Задавшись  $k_{u2}$ , найдем в первом приближении  $u_2$  и  $D_2$ ,

$$D_2 = \frac{60 u_2}{\pi n}.$$

Зная приближенное значение  $D_2$ , найдем  $H_{T\infty}$ , выбрав выходной угол  $\beta_{2л}$ .

Выбор выходного угла  $\beta_{2л}$

Задаемся величиной  $c_{3m}$ . Обычно  $c_{3m} = 0,5 \div 1 c_{0m}$  (подробнее см. далее)

$$c_{2m} = k_2 c_{3m}.$$

Величиной  $k_2$  задаются в пределах  $1,05 \div 1,2$ .

Из выходного и входного треугольников скоростей (см. фиг. 29 и 32)

$$\omega_{2\infty} = \frac{c_{2m}}{\sin \beta_{2л}}; \quad \omega_{1л} = \frac{c_{1m}}{\sin \beta_{1л}};$$

$$\frac{\omega_{2\infty}}{\omega_{1л}} = \frac{c_{2m}}{c_{1m}} \frac{\sin \beta_{1л}}{\sin \beta_{2л}} = \frac{c_{3m}}{c_{0m}} \frac{k_2}{k_1} \frac{\sin \beta_{1л}}{\sin \beta_{2л}}.$$

Окончательно

$$\sin \beta_{2л} = \frac{\omega_{1л}}{\omega_{2\infty}} \frac{c_{3m}}{c_{0m}} \frac{k_2}{k_1} \sin \beta_{1л}. \quad (173)$$

Отношением  $\omega_{1л}/\omega_{2\infty}$  задаются. При  $\omega_{1л}/\omega_{2\infty} > 1$  — канал диффузорный, при  $\omega_{1л}/\omega_{2\infty} < 1$  — канал конфузорный. Для снижения гидравлических потерь целесообразнее выбрать  $\omega_{1л}/\omega_{2\infty} < 1$ , но часто от этого приходится отказываться, чтобы получить большие значения  $\beta_{2л}$ . Большие значения  $\beta_{2л}$  приводят к более пологой характеристике насоса, что иногда предпочтительнее. Обычно  $\beta_{2л}$  находится в пределах  $15 \div 40^\circ$ .

В отдельных случаях, когда требуются особенно большие напоры, например при высоком давлении в камере сгорания, при перекачке жидкостей с малым удельным весом и т. д., можно выбрать большие углы  $\beta_{2л}$  порядка  $40 \div 60^\circ$ , иногда даже  $90^\circ$ . При этом межлопаточный канал получит большую диффузорность,  $\omega_{1л}/\omega_{2\infty} = 1,5 \div 2$ , что снизит к. п. д. колеса.

Применение больших  $\beta_{2л}$  ограничивается также увеличением потерь в отводящих диффузорных устройствах, так как при этом доля динамического напора, преобразуемого в статический, сильно возрастает. Допускать высокие скорости движения жидкости в выходных напорных магистралях обычно не рекомендуется, так как при этом возрастут гидравлические сопротивления системы и могут иметь место сильные гидравлические удары при действии элементов автоматики.

Для нахождения  $H_{T\infty}$  по  $H_T$  нужно знать поправку на конечное число лопаток  $n_{л}$ , которая зависит от геометрии колеса и числа лопаток. Числом лопаток задаются или определяют его по эмпирическим формулам.

Число  $z$  выбирают равным  $6 \div 8$ . Распространенной формулой для определения  $z$  является

$$z = 13 \frac{r_2 + r_1}{2(r_2 - r_1)} \sin \frac{\beta_{1л} + \beta_{2л}}{2}, \quad (174)$$

с округлением до целых чисел в большую сторону. Следует учитывать, что чем больше число лопаток, тем ближе  $H_T$  к  $H_{T\infty}$  и, следовательно, диаметр  $D_2$  будет меньше. Но большое число лопаток приводит к сильному загромождению проходных сечений и увеличению потерь на трение.

Во многих случаях, особенно при малых  $n_s$ , целесообразно применять укороченные лопатки, размещенные между нормальными лопатками.

Зная  $z$ , определяют  $n_{л}$ —коэффициент, учитывающий конечное число лопаток [см. формулы (49—53)],

$$H_{T\infty} = H_T (1 + n_{л}).$$

Геометрические размеры и  $H_{T\infty}$  должны находиться в соответствии. Исходя из известной величины  $H_{T\infty}$ , найдем  $D_2$ :

$$H_{T\infty} = \frac{u_2 c_{2u}}{g} \quad \text{или} \quad H_{T\infty} = \frac{u_2}{g} \left( u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_{2л}} \right) \quad (\text{см. фиг. 32}).$$

Из этой формулы определяют  $u_2$ , которое соответствует данному значению  $H_{T\infty}$ . Формула для  $H_{T\infty}$  представляет собой квадратное уравнение относительно  $u_2$

$$u_2 = \frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} + \sqrt{\left( \frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \right)^2 + g H_{T\infty}}. \quad (175)$$

По скорости  $u_2$  находим  $D_2$ . Это будет вторым приближением  $D_2$ . В случае расхождения с  $D_2$  первого приближения более чем на 3—5% следует заново найти  $n_{л}$  и  $H_{T\infty}$  по  $D_2$  второго приближения. По исправленному значению  $H_{T\infty}$  находят третье приближение  $u_2$  и  $D_2$ . Кроме того, проверяют совпадение коэффициентов загромождения  $k_1$  и  $k_2$  с ранее выбранными значениями. В случае расхождения более чем на 5% расчет следует уточнить.

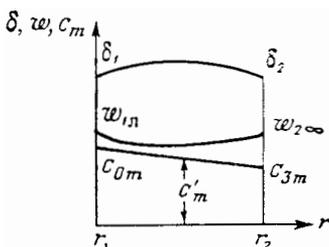
### Профилирование меридионального сечения колеса

Меридиональное сечение колеса профилируют исходя из опыта, накопленного при обработке и доводке насосов. Формой средней линии задаются, выбирая ее схожей со средней линией колес насосов, показывающих высокие энергетические и кавитационные качества. Величина  $n_s$  определяет в известной степени форму средней линии. При малых  $n_s$  ( $n_s < 50$ ) средняя линия перпендикулярна оси и поворот от входного сечения к межлопаточному каналу осуществляется небольшим радиусом. При больших  $n_s$  радиус поворота канала увеличивается, средняя линия отклоняется от перпендикулярного направления (см. фиг. 59).

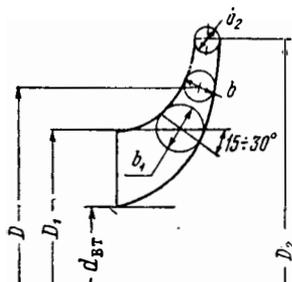
Ширина колеса в меридиональном сечении определяется принятыми значениями  $b_1$  и  $b_2$ .

Ширину меридионального сечения колеса без уширения входа (колесо низких кавитационных качеств) выбирают, исходя из закона изменения меридиональной скорости ( $c'_m = Q'/\pi D b$ ) без учета сужения сечения лопатками (фиг. 155). Этим законом задаются. Обычно принимают линейный характер изменения  $c'_m$  (см. фиг. 155).

Скорость  $c_{3m}$  выбирают равной или меньшей  $c_{0m}$ ; меньшее значение  $c_{3m}$  принимают в тех случаях, когда  $b_2 = Q'/\pi D_2 c_{3m}$  мало. Узкий выход может оказаться нецелесообразным с технологической точки зрения. Узкий канал труднее обрабатывать, например, после литья. При узком канале могут быть большие потери на трение.



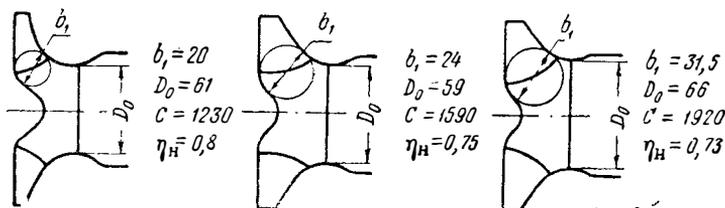
Фиг. 155. Возможный характер изменения относительной и меридиональной скорости по радиусу средней линии меридионального сечения.



Фиг. 156. Профилирование меридионального сечения колеса насоса (без уширения при входе на лопатки).

Следует иметь в виду, что большим  $c_{3m}$  отвечают меньшие значения  $c_{3и}$ . Кроме того, часто принимают  $c_{3m} < c_{0m}$ , чтобы получить более пологое протекание напора при увеличении расхода. Пологая характеристика обеспечивается большим значением  $b_2$ . Регулиро-

$$\pi_s = 95$$



Фиг. 157. Меридиональные сечения трех колес.

вание насоса по расходу облегчается при пологой характеристике. Обычно  $c_{3m} = (0,5 \div 1) c_{0m}$ .

Боковые стенки узкого колеса профилируются как огибающие окружностей, описанных радиусами  $\frac{b}{2} = \frac{Q'}{2\pi D c'_m}$  (фиг. 156) с центрами, расположенными на средней линии.

Для колес с особо широким входом, обладающих высокими антикавитационными качествами, меридиональное сечение целиком определяется шириной колеса  $b_1$  на входе и  $b_2$  на выходе. Очер-

тание боковых стенок выполняется по возможности плавными кривыми. При очень больших ширинах  $b_1$  задняя боковая стенка может даже наклоняться к передней (см. фиг. 87).

На фиг. 157 для примера показаны меридиональные сечения и коэффициент  $C$ , характеризующий кавитационные свойства трех колес одинакового  $n$ , но с разной шириной входа и диаметром входа (при работе на воде).

## § 2. ПРОФИЛИРОВАНИЕ ЛОПАТОК

Существует два метода профилирования лопаток. Один, его иногда называют точным, заключается в профилировании межлопаточного канала, исходя из заданного закона скоростей. Другой, приближенный метод, заключается в том, что выдерживаются входные и выходные углы  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$  при произвольном профиле лопатки в плане, т. е. при произвольной форме межлопаточного канала. Опыт применения насосов показывает, что определенные формы каналов приводят к меньшим гидравлическим потерям. Поэтому выявляют форму произвольно профилированного канала и в случае необходимости исправляют ее в соответствии с проверенными формами.

Если соображения технологической простоты не являются главенствующими, то следует применять точный способ профилирования.

### Точный способ профилирования лопаток колеса насоса

#### Профилирование лопаток по точкам

Межлопаточный канал профилируют таким способом, чтобы обеспечивался заданный закон изменения скоростей  $w$  и  $c'_m$  (см. фиг. 155). Установим связь текущего угла наклона лопатки и толщины лопатки со значениями скоростей.

Из треугольника скоростей (фиг. 158) следует:

$$w = \frac{c_m}{\sin \beta_\lambda} = \frac{c'_m k}{\sin \beta_\lambda}; \quad k = \frac{t}{t - \sigma}; \quad t = \frac{\pi D}{z},$$

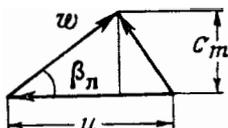
где  $t$  — шаг лопатки;  $\sigma = \frac{\delta}{\sin \beta_\lambda}$ .

Подставляя выражение для  $k$  в формулу для  $w$ , получим

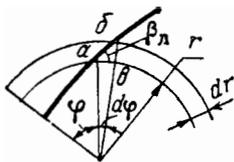
$$w = \frac{c'_m}{\sin \beta_\lambda \left(1 - \frac{\delta}{t \sin \beta_\lambda}\right)};$$

$$w = \frac{c'_m}{\sin \beta_\lambda - \frac{\delta}{t}}; \quad \sin \beta_\lambda = \frac{c'_m}{w} + \frac{\delta}{t}. \quad (176)$$

Эта формула дает возможность вычислить текущий угол наклона лопатки колеса по заданному закону изменения скоростей  $c'_m$ ,  $\omega$  и нормальной толщины лопатки  $\delta$  (см. фиг. 155). Непосредственно по участкам откладывать величины углов нецелесообразно, так как это приведет к накоплению ошибок. Целесообразнее профилирование лопатки в плане вести при помощи полярных координат (фиг. 159).



Фиг. 158. Треугольник скоростей для произвольного радиуса.



Фиг. 159. Профилирование лопатки с помощью полярных координат.

Из рассмотрения бесконечно малого треугольника скоростей  $ab\delta$  на фиг. 159 следует:

$$\operatorname{tg} \beta_l = \frac{dr}{r d\varphi}$$

или

$$d\varphi = \frac{dr}{r \operatorname{tg} \beta_l}.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от  $\varphi=0$  (соответствует  $r_1$ ) до  $\varphi$  (соответствует текущему радиусу  $r$ ), получим связь текущих значений угла  $\varphi$ , радиуса  $r$  и угла  $\beta_l$

$$\varphi = \int_{r_1}^r \frac{dr}{r \operatorname{tg} \beta_l}.$$

Зависимость  $\beta_l$  от  $c'_m$ ,  $\omega$  и  $\delta$  задается обычно графически, а не аналитически; поэтому связь  $\varphi$  и  $\beta_l$  находится табличным интегрированием. Расчетной формулой является соотношение

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta r}{r \operatorname{tg} \beta_l}. \quad (177)$$

Расчет обычно ведется по равным участкам  $\Delta s$ .

Для заданных значений  $r$  находим  $\operatorname{tg} \beta_l$ .

Обозначим

$$B_i = \frac{1}{r_i \operatorname{tg} \beta_{li}}. \quad (178)$$

По этому соотношению для облегчения расчета составлена табл. 3.

Таблица 3

№ участка	S в м.м	r м.м	c' <sub>т</sub> м/сек	w м/сек	δ в м.м	t в м.м	β <sub>л</sub> <sup>°</sup>	B <sub>i</sub>	$\frac{B_i + B_{i+1}}{2}$	Δφ <sup>°</sup>	B <sub>i+1</sub>	φ <sup>°</sup>
1	0	r <sub>1</sub>	c <sub>от</sub>	w <sub>1</sub>	δ <sub>1</sub>	t <sub>1</sub>	β <sub>1л</sub>	B <sub>1</sub>				0
2	10	r + Δr							B <sub>1-2</sub>	Δφ <sub>1-2</sub>	B <sub>2</sub>	φ
3	20											

Для лопаток двоякой кривизны такой метод построения лопаток в плане по точкам значительно усложняется<sup>1</sup>, но принципиально остается тем же.

### Приближенный способ профилирования лопаток

Приближенный метод профилирования лопаток менее сложен, чем точный, и позволяет получить более простые формы очертания лопаток (например, дуга окружности), но межлопаточные каналы могут получиться гидравлически несовершенными, так как закон изменения скорости по длине канала может оказаться неблагоприятным. Поэтому при этом способе профилирования приходится проверять закон изменения проходных сечений по длине канала и в случае отклонения от хорошо зарекомендовавших себя форм вносить необходимые коррективы.

Для примера приведем практический прием построения цилиндрических лопаток дугой окружности<sup>2</sup>. Проводят окружности диаметром  $D_1$  и  $D_2$ . На окружности диаметра  $D_2$  выбирают произвольную точку  $G$  (фиг. 160), которую соединяют с центром окружностей  $O$ . От радиуса  $OG$  откладывают угол, равный сумме  $\beta_{1л} + \beta_{2л}$ . 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  $OG$ . 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  $BG$ .

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

<sup>2</sup> К. Пфлейдерер, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

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  $OGB$  через  $\psi$ , получим

$$\angle OKB = \beta_{1л} + \beta_{2л} + \psi;$$

$$\angle OBK = \angle OKB = \beta_{1л} + \beta_{2л} + \psi;$$

$$\angle MBG = \angle MGB = \beta_{2л} + \psi;$$

$$\angle OBM = \angle OBK - \angle MBG = \beta_{1л} + \beta_{2л} + \psi - \beta_{2л} - \psi = \beta_{1л}.$$

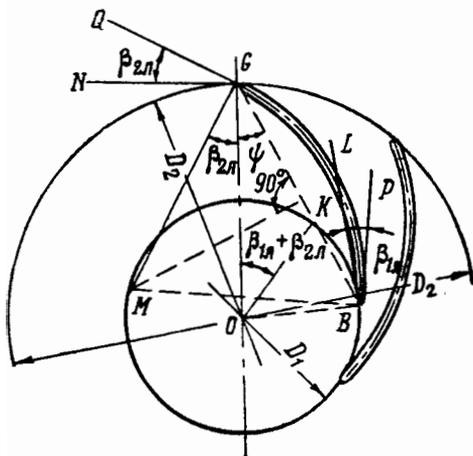
Соответственно

$$\angle LBP = \angle OBM = \beta_{1л}$$

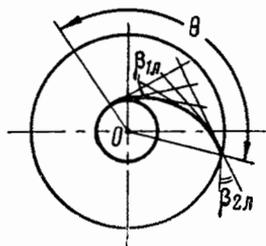
и

$$\angle NGQ = \angle MGO = \beta_{2л}.$$

Можно также построить среднюю линию лопаток.



Фиг. 160. Профилирование лопатки дугой окружности.



Фиг. 161. Профилирование лопатки параболой.

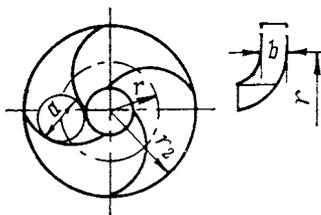
двумя окружностями, параболой (фиг. 161) и т. п., но для этого должны быть заданы углы на входе и выходе  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$  и угол охвата лопатки  $\theta$ .

От средней линии профиля нужно отложить толщину профиля  $\delta$ . Законом изменения толщины профиля задаются. Проведенные исследования показывают, что цилиндрическую лопатку целесообразнее выполнять переменной толщины, относя наибольшую толщину к середине длины профиля лопатки или несколько ближе к выходной кромке. Этим зона профильного разряжения затягивается в область более высоких давлений (улучшение кавитационных качеств).

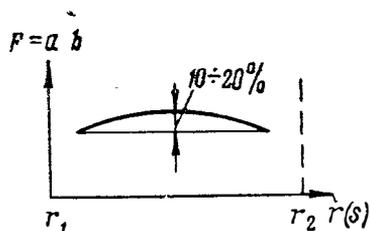
Входную кромку лопатки следует закруглить радиусом 0,5—1,5 мм. Увеличение толщины профиля производят плавно. Выходной участок лопатки следует плавно утоньшать. На расстоянии шага  $t = \pi D_2 / z$  аналогичным образом строят следующую лопатку.

Полученные межлопаточные каналы необходимо проверить. Закон изменения проходного сечения должен быть плавным и приближаться к зарекомендовавшим на практике образцам.

Прходное сечение межлопаточного канала, перпендикулярное линиям тока в относительном движении, приближенно определяют площадью трапеции, средняя линия которой равна диаметру  $a$ , вписанной в межлопаточный канал окружности (фиг. 162), а высота — ширине колеса в меридиональном сечении  $b$  на радиусе, соответствующем выбранной точке на средней линии межлопаточного канала. Диаметр вписанной окружности в межлопаточный канал условно заменяют расстоянием по нормали между криволинейным очертанием профиля.



Фиг. 162. К проверке характера изменения сечений межлопаточного канала.



Фиг. 163. Примерный характер изменения сечений межлопаточного канала колес, имеющих высокие значения к. п. д.

Рабочие колеса, у которых изменение проходного сечения межлопаточного канала в зависимости от радиуса изображается в виде кривой, нанесенной на фиг. 163, показывают высокий гидравлический к. п. д.<sup>1</sup> Исходя из этого при профилировании межлопаточных каналов приближенными методами нужно стремиться получить зависимость  $ab=f(r)$ , сходную с кривой фиг. 163. Во всяком случае желательно, чтобы кривая проходила через максимум. При подобном изменении проходного сечения межлопаточного канала может отсутствовать диффузорное течение, имеющее место в области поворота потока при постоянном проходном сечении. При увеличении сечения в области поворота это влияние в значительной степени ослабляется.

### Применение метода конформных перестроений для приближенного профилирования лопаток колеса насоса

Очень удобно профилировать лопатки, особенно лопатки двойной кривизны, методом конформных перестроений. Этот метод является приближенным. Полученный межлопаточный канал следует проверить и, если необходимо, исправить в соответствии с зарекомендо-

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

М. Д. Айзенштейн, Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Гостоптехиздат, 1957.

вавшими себя формами. Основное достоинство этого метода— простота. Способ профилирования лопастей насосов при помощи конформных перестроений впервые разработан академиком Г. Ф. Проскура<sup>1</sup>.

Конформными перестроениями в общем случае называются геометрические преобразования, при которых величины углов между двумя любыми линиями, содержащимися в преобразуемой фигуре, не изменяются.

*Конформные перестроения при профилировании лопаток колеса заключаются в переносе кривых с одной поверхности вращения на другую при сохранении углов между участками кривой и характерными линиями поверхности.* Для поверхностей вращения за характерную линию поверхности выбирают окружность— след сечения плоскостью, перпендикулярной оси. Одну поверхность вращения назовем отображаемой, другую— отображающей. Проектирование лопаток колеса насоса ведут путем построения линий пересечения поверхности лопатки с боковыми ограничивающими поверхностями вращения. Боковая ограничивающая поверхность является отображаемой поверхностью. В качестве отображающей поверхности, развертывающейся на плоскость без искажения, выбирают цилиндр (такой поверхностью может быть также конус).

Приближенное проектирование лопаток при помощи конформных перестроений основывается на том, что если на одной поверхности вращения, в данном случае цилиндре, имеется кривая, наклоненная к окружностям под определенными углами, то эту кривую можно перенести на другую поверхность вращения таким образом, что углы наклона кривой к окружностям останутся теми же. Для такого переноса необходимо выдержать соотношения, вытекающие из подобия треугольников  $123$  и  $1'2'3'$  (фиг. 164), составленных из отрезков кривых соответственно  $\Delta s$  ( $1-2$ ) и  $\Delta S$  ( $1'-2'$ ), отрезков образующих поверхности вращения (следы сечения радиальной плоскостью)  $\Delta l$  ( $2-3$ ) и  $\Delta L$  ( $2'-3'$ ), и дуг окружностей с одинаковым центральным углом  $\Delta\varphi$ .

Из подобия треугольников  $123$  и  $1'2'3'$  находим

$$\frac{\Delta L}{\Delta l} = \frac{R\Delta\varphi}{r\Delta\varphi} \quad \text{и} \quad \alpha = \alpha',$$

откуда

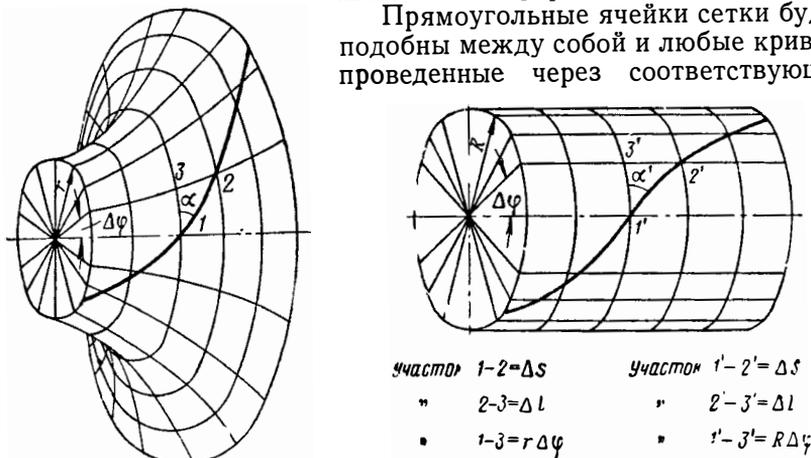
$$\frac{\Delta l}{r} = \frac{\Delta L}{R} = \text{const.} \quad (179)$$

Следовательно, если переносить кривую с одной поверхности вращения на другую таким образом, чтобы выдерживалось отношение (179) (см. фиг. 164), то кривые на обеих поверхностях будут наклонены к окружностям под одинаковыми углами.

<sup>1</sup> Г. Ф. Проскура, Гидродинамика турбомашин, Машгиз, 1954.

Практически профилирование ведут при помощи ортогональной сетки. На цилиндре и на поверхности вращения, ограничивающей лопатки, наносят сетку из образующих и окружностей. Расстояние между окружностями, соответственно  $\Delta l$  и  $\Delta L$ , выбирается из соотношения (179), а расстояние между образующими определяется величиной центрального угла  $\Delta\varphi$ , одинакового для обеих сеток (см. фиг. 164). Ортогональные сетки, построенные подобным образом, являются конформно отображенными.

Прямоугольные ячейки сетки будут подобны между собой и любые кривые, проведенные через соответствующие



Фиг. 164. К описанию метода конформных перестроений.

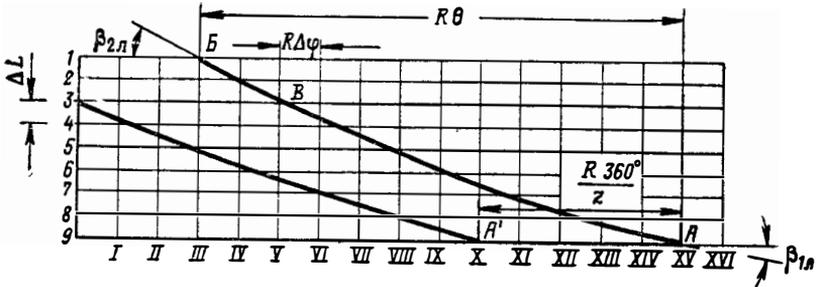
точки сеток, будут являться конформно отображенными, т. е. будут наклонены к окружностям (и образующим) под одинаковыми углами.

Приближенное профилирование лопатки насоса проводят по заданным углам входа и выхода. На ортогональной сетке развертки цилиндра задаются формой линий пересечения поверхности лопатки с выбранной поверхностью вращения, выдерживая углы входа и выхода. По этому конформному отображению строят лопатку в нужных проекциях.

Вначале изложим порядок профилирования по этому методу наиболее простой цилиндрической лопатки. Профилирование лопатки ведут после того, как определено меридиональное сечение колеса и известны треугольники скоростей на входе и выходе из колеса. Условно выбираем в качестве отображаемой поверхности поверхность вращения, образующая которой является средней линией меридионального сечения. Эта поверхность не является в общем случае поверхностью тока. Действительный сложный характер течения в канале колеса с учетом вихревых движений не позволяет принять выбранную поверхность вращения за поверхность тока. Допущение, что отображаемая поверхность вращения является поверхностью тока, вносит ограничения в профилирование лопатки

(как показал М. Я. Байер<sup>1</sup>) такие же, какие существуют для метода Бауэрсфельда<sup>2</sup>.

Выбор диаметра отображающего цилиндра принципиального значения не имеет. В качестве отображающей поверхности выбираем цилиндр с диаметром, равным наружному диаметру колеса  $D_2$ , что упрощает построение лопатки в плане.



Фиг. 165. Развертка отображающего цилиндра.

На чертеже наносят развертку цилиндра с ортогональной сеткой (фиг. 165). Образующие цилиндра (вертикали на развертке) размещают через равные отрезки  $R\Delta\phi$ . Задаются величиной  $\Delta\phi$  центрального угла между радиальными плоскостями, пересекающими отображаемую и отображающую поверхность вращения по образующим. Обычно  $\Delta\phi$  выбирают таким, чтобы полная окружность цилиндра делилась на целые доли, например, 36, 18,  $9^\circ$  и т. п. Дуги окружности — горизонталы на развертке отстоят друг от друга по образующей на расстоянии  $\Delta L$ , которым задаются как долей радиуса из соотношения

$$\frac{\Delta L}{R} = \Pi = \text{const.}$$

Обычно  $\Pi = \frac{1}{5}; \frac{1}{10}; \frac{1}{15}; \frac{1}{20}$  и т. п. Горизонталы и вертикали обозначают номерами (см. фиг. 165).

Проводят ортогональную сетку на отображаемой поверхности вращения. Среднюю линию меридионального сечения, как образующую поверхности вращения, разбивают на отрезки  $\Delta l$  (фиг. 166). Величина отрезков  $\Delta l$  устанавливается из конформных соотношений

$$\Delta l = \Pi r.$$

<sup>1</sup> М. Я. Байер, О конформном методе профилирования лопастей радиальноосевых турбомашин, «Энергомашиностроение», 1957, № 4.

Б. В. Овсянников, К статье М. Я. Байера «О конформном методе профилирования лопастей радиальноосевых турбомашин», «Энергомашиностроение», 1958, № 5.

<sup>2</sup> К. Пфлейдерер, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

Величину  $\Pi$  выбирают такой же, как и при построении сетки конформной диаграммы отображающего цилиндра.

Отрезки  $\Delta l$  откладывают от выходной кромки и обозначают номерами. Номера участков  $\Delta l$  соответствуют номерам  $\Delta L$ . Положение входной кромки обычно известно. По номеру участка  $\Delta l$ , проходящего через входную кромку, определяют номер участка  $\Delta L$  и горизонталь, соответствующую положению входной кромки на развертке цилиндра, например горизонталь 9 на фиг. 165.

Далее на конформной развертке вычерчивают линию, которая представляет собой конформное отображение линии пересечения поверхности лопатки с поверхностью вращения, образующая которой есть средняя линия меридионального сечения. Для цилиндрических лопаток средняя линия меридионального сечения практически совпадает с радиусом, а отображаемая поверхность вращения — с кольцевым диском.

Построение начинают с нанесения на конформной развертке (см. фиг. 165) линии под углом  $\beta_{1л}$  из произвольной точки горизонтали, соответствующей положению входной кромки. Точка  $A$  будет отвечать точке пересечения входной кромки и средней линии канала колеса в меридиональном сечении.

Далее следует выбрать угол охвата лопатки в плане. Обычно его выбирают в пределах  $\theta = 80 \div 120^\circ$ . В соответствии с углом  $\theta$  на конформной диаграмме откладывается отрезок  $R\theta$  (см. фиг. 165), по которому определяется точка  $B$ , принадлежащая выходной кромке лопатки и средней линии меридионального сечения. Расстояние по вертикали между точками  $A$  и  $B$  на конформной диаграмме тем больше, чем больше участков, на которые разбивают образующую поверхность вращения от входного радиуса колеса.

Через точку  $B$  проводят линию под углом  $\beta_{2л}$  к горизонтали. Собственно профилирование лопатки заключается в том, что точки  $A$  и  $B$  соединяют плавной кривой, совпадающей с направлением углов  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$ . Кривая  $AB$  соответствует внешней образующей лопатки. Зная число лопаток, проводят на конформной диаграмме линии пересечения других лопаток с выбранной поверхностью вращения. Соответствующие точки отстоят по горизонталям на расстоянии  $R360/z$ . По расположению двух соседних линий на конформной диаграмме, принадлежащих двум лопаткам, можно судить о межлопаточном канале. Форма канала должна быть плавной, не иметь резких уширений и поворотов. Внося необходимые изменения, окончательно устанавливают форму кривых  $AB$ .

Для того чтобы перенести форму линий лопаток на план, на плане проводят радиусы-лучи, соответствующие вертикалям конформной развертки через  $\Delta\varphi$ . На фиг. 166 они обозначены римскими цифрами. На этих лучах откладывают  $r_i$  — расстояния от оси вращения до точки участка образующей меридионального сечения  $\Delta l_i$ , соответствующей точке участка  $\Delta L_i$  конформной диаграммы, через которую проходит кривая  $AB$ , принадлежащая конформному ото-

бражению лопатки. На фиг. 166 таким образом найдена точка  $B$  на луче  $V$  — начало участка 3. Соединив засечки на лучах, получим профиль лопатки в плане. Аналогично строят другую лопатку. После построения лопаток следует проверить форму межлопаточного канала, а в случае необходимости следует привести ее в соответствие с формами, зарекомендовавшими себя на практике, изменив характер линий на конформной диаграмме.

### Приближенное профилирование лопаток двойкой кривизны с помощью конформных перестроений

При больших  $n_c$  (больше 80) входную кромку лопатки целесообразно отнести ко входу. Лопатка при этом будет представлять поверхность двойной кривизны и входная кромка будет располагаться на существенно различных радиусах. Профилирование таких лопаток представляет известное затруднение. Методы теоретического расчета, как например, известный из литературы метод Бауэрсфельда<sup>1</sup>, предполагающий  $c_{ur} = \text{const}$  вдоль меридиональных сечений лопатки, не оправдали себя на практике.

Метод проектирования лопаток исходя из заданных закономерения скоростей по длине канала<sup>2</sup> по существу сводится к расчету лопатки обособленно по нескольким струйкам и представляет собой развитие метода проектирования цилиндрических лопаток по точкам. Метод достаточно сложен, трудоемок и теоретически недостаточно обоснован.

Довольно просто осуществить профилирование лопаток двойкой кривизны при помощи конформных перестроений. Этот способ является чисто приближенным и исходит из произвольного профилирования сечения межлопаточного канала с последующей проверкой и внесением необходимых исправлений. Данный способ требует экспериментальной доводки проектируемого образца. Преимущество этого метода по сравнению с другими, например, близким к нему методом ложных треугольников<sup>3</sup>, методом разверток<sup>4</sup> заключается в более простом и наглядном изображении и построении профиля и проекций лопатки.

Метод конформных перестроений легко позволяет обеспечить при профилировании постоянный угол атаки на различных радиусах входной кромки. Последовательно внося исправления, можно довольно просто добиться требуемого изменения проходных сечений межлопаточного канала.

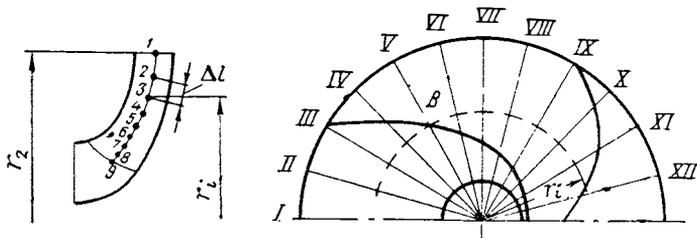
<sup>1</sup> К. Пфлейдерер, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

<sup>2</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

<sup>3</sup> А. Степанови, Centrifugal and axial Pumps, N. J., 1948.

<sup>4</sup> М. Д. Айзенштейн, Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Госгостехиздат, 1957.

Для проектирования лопаток двойной кривизны одной отображаемой поверхности вращения недостаточно. Обеспечение постоянного угла атаки по входной кромке и построение сечений, необходимых для изготовления лопатки, требуют выявления поверхности лопатки тремя-четырьмя линиями. Эти линии будут представлять собой линии пересечения поверхности лопатки с отображаемыми поверхностями вращения. В качестве отображаемых поверхностей вращения выбирают поверхности, совпадающие с боковыми покрывными дисками, и конгруэнтные им вспомогательные поверх-



Фиг. 166. Сечения колеса насоса.

ности вращения, разделяющие колесо на более узкие колеса. Обычно выбирают две вспомогательные поверхности, чтобы получить 4 канала в меридиональном сечении (фиг. 167). Образующие этих разделяющих поверхностей вращения найдутся по меридиональному сечению. Они выбираются как линии, разделяющие меридиональное сечение колеса на элементарные колеса. Эти поверхности вращения в известной степени можно проводить произвольно, так как они играют вспомогательную роль; они нужны для построения сечения поверхности лопатки. Обычно их проводят на равном расстоянии от боковых поверхностей, для чего наносят на глаз нормали и разбивают их соответственно на равные промежутки.

При других способах профилирования лопаток двойной кривизны часто исходят из равноскоростного потока в меридиональном сечении и разбивают поток через колесо на струйки с одинаковым расходом. Ввиду того, что допущение о равноскоростном потоке произвольно и не отвечает действительности, особенно для лопаток с широким входом, которые распространены в системах ЖРД, то применение этого метода при приближенном профилировании с помощью конформных перестроений не оправдано.

Последовательность профилирования лопасти двойной кривизны в основном совпадает с профилированием цилиндрической лопатки, но проводится для нескольких линий, принадлежащих поверхности лопатки.

Образующие поверхности вращения в меридиональном сечении разбиваются на участки  $\Delta l$  в соответствии с соотношением, вытекающим из конформных преобразований:

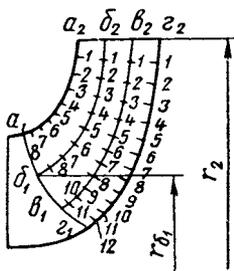
$$\Delta l = \Pi r.$$

Отрезки  $\Delta l$  нумеруются, начиная от выходной кромки. Положение входной кромки в меридиональном сечении определяют заранее. Она должна образовывать с боковыми стенками колеса угол, близкий  $90^\circ$ .

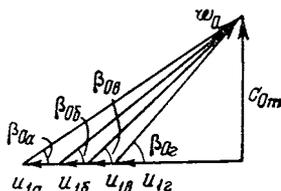
Для точек, лежащих на входной кромке и на отображаемых поверхностях вращения (точки  $a_1, b_1, v_1, z_1$  на фиг. 167), строят треугольники скоростей. Приближенно можно принять, что  $c_{0m}$  не меняется по входной кромке и во всех точках  $a_1, b_1, v_1$  и т. д.

$$c_{0m a_1} = c_{0m b_1} = c_{0m v_1} = c_{0m z_1} = \dots = c_{0m \text{ ср.}}$$

Более правильным было бы учесть закон изменения  $c_{0m}$  по ширине входной кромки. За счет поворота потока обычно имеет



Фиг. 167. Меридиональное сечение колеса с лопатками двойной кривизны.



Фиг. 168. Треугольники скоростей для различных точек входной кромки.

место неравномерное распределение  $c_{0m}$ . Имея опытные данные изменения  $c_{0m}$ , следует их учесть при расчете.

Треугольники скоростей для различных точек входной кромки приведены на фиг. 168. Они построены исходя из постоянства  $c_{0m}$ . Углы  $\beta_0$  подхода потока во входной кромке будут различны. Чем больше радиус, на котором расположена точка, тем меньше угол  $\beta_0$ .

Угол наклона лопатки находят, задавшись углом атаки. Целеобразно выбрать постоянный угол атаки.

$$\beta_{1a \lambda} = \beta_{0a} + i;$$

$$\beta_{1b \lambda} = \beta_{0b} + i;$$

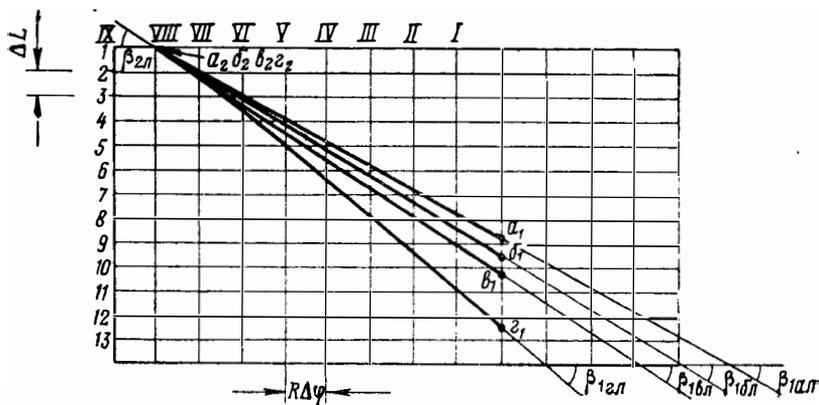
$$\beta_{1v \lambda} = \beta_{0v} + i,$$

и т. д.

Затем строят конформное отображение лопатки (фиг. 169). Расстояние между горизонталями конформной ортогональной сетки, как и раньше, находят из соотношения

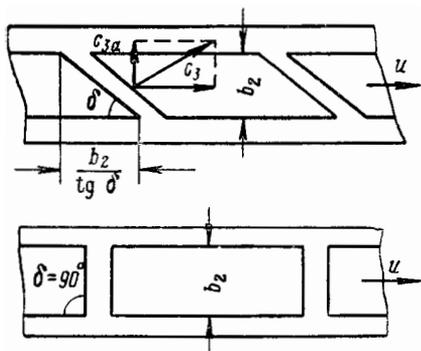
$$\Delta L = \Pi R; R = r_2.$$

Расстояние между вертикалями  $R\Delta\varphi$ . Общее число вертикалей  $360^\circ/\Delta\varphi$ . Число участков  $\Delta L$  выбирают по максимальному числу участков образующей в меридиональном сечении  $\Delta l$  и нумеруют их сверху вниз.



Фиг. 169. Развертка отображающего цилиндра (конформная диаграмма).

В первом приближении принимают, что входная кромка лежит в радиальной плоскости. Это означает, что направление входной кромки совпадает с направлением вертикали на конформной диаграмме. На конформной развертке отмечают точки  $a_1, b_1, v_1, z_1$ . Они лежат на произвольно выбранной вертикали (см. фиг. 169)



Фиг. 170. Условное изображение колеса в виде развертки цилиндра диаметром  $D_2$ .

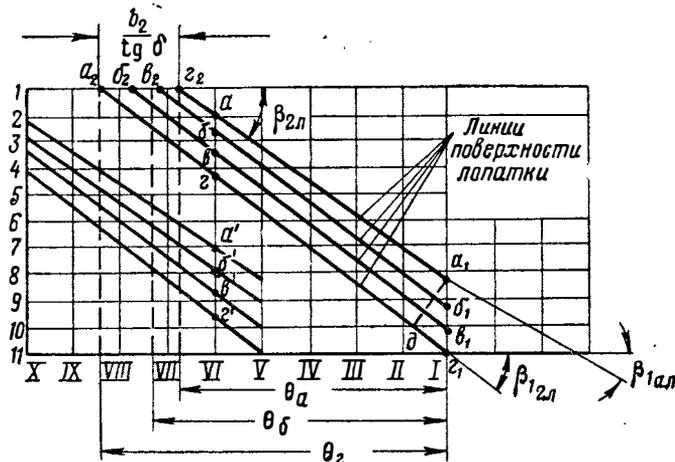
и на отрезках  $\Delta L$ , соответствующих номеру  $\Delta l$  меридионального сечения. Через точки  $a_1, b_1, v_1, z_1$  на конформной развертке проводят линии под углами  $\beta_{1aл}; \beta_{1bл}; \beta_{1vл}$  и т. д. Далее задаются углом охвата и направлением выходной кромки лопатки.

Обычно выбирают осевое направление выходной кромки (на фиг. 170 угол  $\delta=90^\circ$ ), но при таком направлении может получиться сильно изогнутая поверхность лопатки. Более плавная поверхность получается при наклоне выходной кромки относительно оси ( $\delta < 90^\circ$ ). Наклон выходной кромки

приведет к появлению осевой составляющей скорости, что неблагоприятно повлияет на работу спирального диффузора. На практике встречаются углы  $\delta$  в пределах  $45 \div 90^\circ$ .

При радиальной входной кромке и осевом направлении выходной кромки угол охвата постоянен для всей лопатки. При отклонении выходной кромки от осевого направления угол охвата будет переменным. Наименьший угол охвата будет у линии пересечения лопатки с передним диском, наибольший у линии, лежащей на поверхности заднего диска (фиг. 171).

Углы охвата целесообразно выдерживать в определенных пределах в целях сокращения и выравнивания длины линий тока.



Фиг. 171. Конформная диаграмма.

М. Д. Айзенштейн<sup>1</sup> рекомендует выбирать углы охвата в зависимости от  $n_s$ :

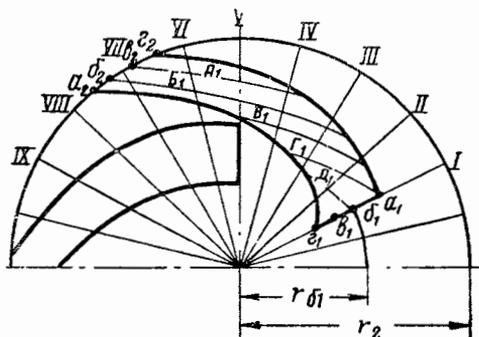
$n_s$ . . . . .	80, 90, 100, 110
$\theta_A$ . . . . .	115, 110, 100, 95
$\theta_B$ . . . . .	120, 115, 110, 100

Здесь  $\theta_A$  — угол охвата по переднему диску;  $\theta_B$  — угол охвата по заднему диску.

При радиальной входной кромке часто бывает невозможно выдержать рекомендуемые углы охвата, поэтому для выравнивания  $\theta$  входную кромку отклоняют от радиальной плоскости. Для этого на конформной диаграмме линию, соответствующую направлению входной кромки, надо отклонить влево от вертикали (см. пунктир  $a_{1д}$  на фиг. 171).

Уточнив положение выходной и входной кромок, проводят плавные линии под заданными углами  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$  (см. фиг. 169 и 172). Эти

<sup>1</sup> М. Д. Айзенштейн, Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Гостоптехиздат, 1957.

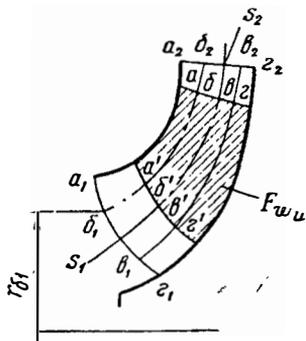


Фиг. 172. Изображение колеса с лопатками двойной кривизны в плане.

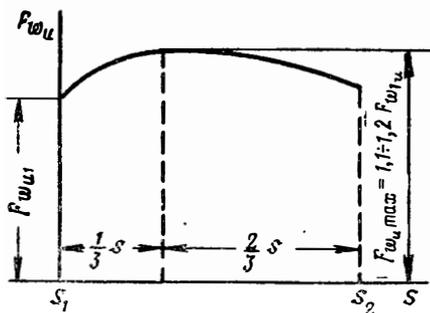
линии представляют собой конформное отображение линий пересечения рабочей (внешней) поверхности лопатки с отображаемыми поверхностями вращения.

### Построение лопатки в плане

Лопатку в плане строят при помощи конформной диаграммы и меридионального сечения колеса. Для любой выбранной на диаграмме точки ищут радиус-луч в плане, соответствующий вертикали на конформной диаграмме. Расстояние любой точки от оси (радиус



Фиг. 173. Нахождение сечения межлопаточного канала.



Фиг. 174. Рекомендуемый характер изменения проходных сечений межлопаточного канала.

точки) находят по меридиональному сечению. Найденным радиусом на луче делают засечку и определяют искомую точку (см. точку  $b_1$  на фиг. 172, 173 и 171).

Повторяя подобные построения, находят изображение в плане линий пересечения лопатки с боковыми дисками.

## Проверка проходных сечений межлопаточного канала

После построения лопаток следует проверить закон изменения проходных сечений межлопаточного канала. Как показал опыт применения центробежных насосов в нефтяной промышленности<sup>1</sup> следует добиваться, чтобы закон изменения проходного сечения межлопаточного канала был подобен закону, изображенному на фиг. 174, на которой по оси абсцисс отложена длина средней линии меридионального сечения лопатки, а по оси ординат — площади межлопаточного канала в радиальных плоскостях  $F_{w_u}$  (проходное сечение межлопаточного канала, перпендикулярное окружной составляющей скорости  $w_u$ );  $F_{w_u}$  определяют по меридиональному сечению колеса и конформной диаграмме. Например, площадь  $abvga'b'v'g'$  на фиг. 173 определяет проходное сечение в радиальной плоскости VI.

Линия  $abvg$  — линия пересечения радиальной плоскости VI с поверхностью одной лопатки,  $a'b'v'g'$  — линия пересечения той же радиальной плоскости VI с поверхностью другой соседней лопатки. Линии  $abvg$  и  $a'b'v'g'$  в меридиональном сечении легко находятся переносом из конформной диаграммы точек пересечения вертикали VI с линиями пересечения отображаемых поверхностей вращения с поверхностью лопатки (см. фиг. 171).

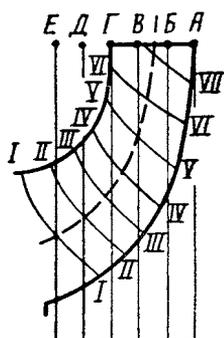
Подсчитав площадь  $a'b'v'g'abvg$  и повторив эту операцию для других радиальных плоскостей, начиная от радиальной плоскости, проходящей через входную кромку другой лопатки, находят закон изменения проходных сечений межлопаточного канала, как показано на фиг. 174. Ординаты находят по расположению центра тяжести сечения  $F_{w_u}$  на средней линии меридионального сечения колеса. В случае неблагоприятного протекания графика  $F_{w_u} = f(s)$  вносят изменения в конформную диаграмму, чем достигают изменения проходного сечения межлопаточного канала соответственно с кривой, изображенной на фиг. 174.

## Построение модельных сечений

Для изготовления лопаток двоякой кривизны литьем необходимо иметь модель лопатки, которую делают по объемному шаблону. Профили объемного шаблона строят при помощи модельных сечений. Он набирается из отдельных модельных досок, размещаемых своими плоскостями перпендикулярно оси колеса. *Сечение плоскостью модельной доски*, т. е. сечение плоскостью, перпендикулярной оси, называется *модельным сечением колеса*. Число модельных сечений определяется осевой протяженностью колеса и толщиной модельных досок.

<sup>1</sup> М. Д. Айзентейн, Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Госоптехиздат, 1957.

Для нахождения модельных сечений в плане производят предварительное построение в меридиональном сечении. В этом сечении находят линии пересечения радиальных плоскостей с внешней поверхностью лопатки (на фиг. 175 линии I—I, II—II, III—III и т. д.). Точки, соответствующие этим линиям, легко находят по конформной диаграмме, как точки пересечения вертикалей с линиями, лежащими на поверхности лопатки (так же, как точки *a, б, в, г*, на фиг. 173) и переносят на меридиональное сечение, исходя из соответствия отрезков  $\Delta L$  и  $\Delta l$ . Затем строят модельное сечение в плане. На план переносят точки следов модельных и радиальных плоскостей в меридиональном сечении колеса (на фиг. 175 точки пересечения вертикалей и линий I—I, II—II и т. д.). Эти точки лежат на плане на данном радиусе-луче (след радиальной плоскости) и на расстоянии от оси, взятом из меридионального сечения. Соединив найденные подобным образом точки плавными кривыми, получают изображение модельных сечений в плане (линии  $A_1, B_1, V_1, Г_1, Д_1$  на фиг. 172).



Фиг. 175. Нахождение модельных сечений лопатки.

Обрезая модельные доски в соответствии с модельными сечениями в плане, получают шаблон, по которому в дальнейшем изготавливают модель лопатки.

### § 3. ПОВОРОЧНЫЙ КАВИТАЦИОННЫЙ РАСЧЕТ НАСОСА

После расчета входа в колесо и профилирования лопаток следует провести поворочный кавитационный расчет насоса. Расчет заключается в определении  $\Delta h_{\text{дин}}$  — превышения полного напора на входе в насос над минимальным давлением внутри проточной части насоса.

Если  $\Delta h_{\text{дин}} < (\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}}$  (см. § 1 настоящей главы), то антикавитационные качества насоса удовлетворяют заданным условиям (по давлению на входе). Если  $\Delta h_{\text{дин}} > (\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}}$ , то необходимо добиться повышения антикавитационных свойств насоса за счет уширения лопаток при входе (размер  $b_1$ ), утончения лопаток и т. п.  $\Delta h_{\text{дин}}$  рассчитывают по формуле (80):

$$\Delta h_{\text{дин}} = m \frac{c_{\text{вх}}^2}{2g} + \lambda_{\text{кав}} \frac{\omega_1^2}{2g}.$$

Для определения  $\lambda_{\text{кав}}$  расчетом В. Б. Шемель предложил формулу<sup>1</sup>, опыты МАИ позволили уточнить ее:

<sup>1</sup> В. Б. Шемель, Исследование срывных кавитационных режимов центробежных насосов, Труды ВИГМ, вып. XXII, Машгиз, 1958.

$$\lambda_{\text{кав}} = 0,053 + 0,604 \frac{c_0}{u_1} + \left( 0,07 + 0,42 \frac{c_0}{u_1} \right) \left( \frac{s}{s_0} - 0,615 \right) + 0,38 \left( 1 - \frac{\pi D_1 b_1}{\pi D_{\text{пр}}^2 / 4} \right) \frac{c_0}{u_1};$$

где  $c_0$  — скорость на входе в колесо;  
 $u_1$  — окружная скорость на максимальном диаметре входной кромки лопатки;  
 $s_0$  — толщина лопатки на расстоянии 45 мм от входной кромки;  
 $s$  — толщина входной кромки.

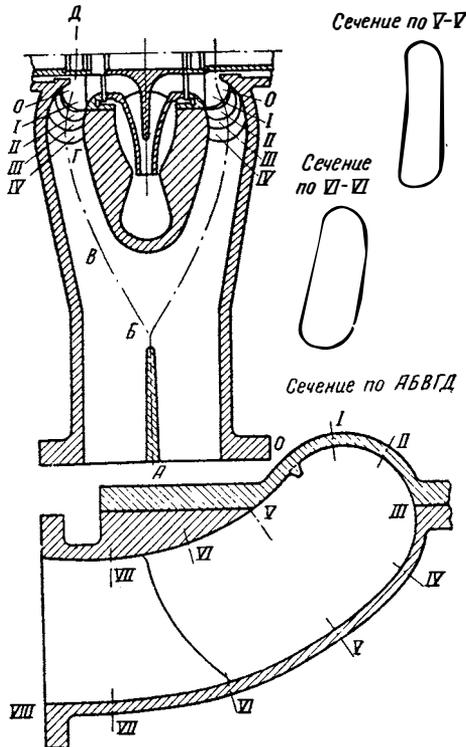
## § 4. РАСЧЕТ ПОДВОДЯЩИХ И ОТВОДЯЩИХ УСТРОЙСТВ НАСОСА

### Подводящее устройство

Подводящее устройство (см. фиг. 14, 60 и 61) целесообразнее выполнять с постоянным сечением на основной части его длины с последующим коротким конфузорным участком, в котором скорость будет повышаться на 15—20%.

Форму сечений спирального входного патрубка выбирают в зависимости от допустимых габаритов насоса в осевом направлении. Если есть возможность, то применяют плавную, развитую в осевом направлении спираль. Оптимальное соотношение размеров спирального патрубка, зарекомендовавшее себя в общем машиностроении<sup>1</sup>, приведено на фиг. 61.

На фиг. 176 показан спиральный подвод для колеса двустороннего входа<sup>2</sup>.



Фиг. 176. Спиральный патрубок насоса с колесом двустороннего входа.

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.

<sup>2</sup> М. Д. Айзенштейн, Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Гостоптехиздат, 1957.

### Расчет спирального диффузора

Спиральный диффузор является обязательным элементом отводящего устройства, применяемого в центробежных насосах. Он служит в основном сборником жидкости, вытекающей из колеса насоса.

#### А. Расчет спирального диффузора, исходя из закона $c_u R = \text{const}$

В основу расчета положено допущение, что очертание наружной стенки диффузора должно совпадать с направлением линий тока жидкости, движущейся от колеса в свободном потоке. Наружная стенка диффузора не должна оказывать возмущающего действия на поток. Проходные сечения спирального диффузора определяются из условия обеспечения заданного расхода, а также законом изменения скорости  $c_u R = \text{const}$ . Основной расчетной формулой для проектирования спирального диффузора является формула (76).

Расчет спирального диффузора прямоугольного сечения изложен в § 10 гл. II. В теоретический профиль спирали вносят исправления, укорачивая язык, что улучшает работу насоса, особенно при переменных расходах.

#### Спиральный диффузор круглого сечения (фиг. 177)

Из треугольника  $AOB$  следует

$$\left(\frac{b}{2}\right)^2 = \rho^2 - (a - R)^2,$$

откуда

$$b = 2\sqrt{\rho^2 - (R - a)^2}.$$

Подставив выражение для  $b$  в формулу (76), получим

$$\varphi = \frac{\Gamma_3}{Q} \int_{R_3}^{R_c} \frac{b dR}{R} = \frac{\Gamma_3}{Q} \int_{R_3}^{R_c} \frac{2\sqrt{\rho^2 - (R - a)^2}}{R} dR.$$

Заменяв пределы  $R_c = a + \rho$ ;  $R_3 \approx a - \rho$ , получим

$$\varphi = \frac{\Gamma_3}{Q} \int_{a-\rho}^{a+\rho} \frac{2\sqrt{\rho^2 - (R - a)^2}}{R} dR.$$

Так как

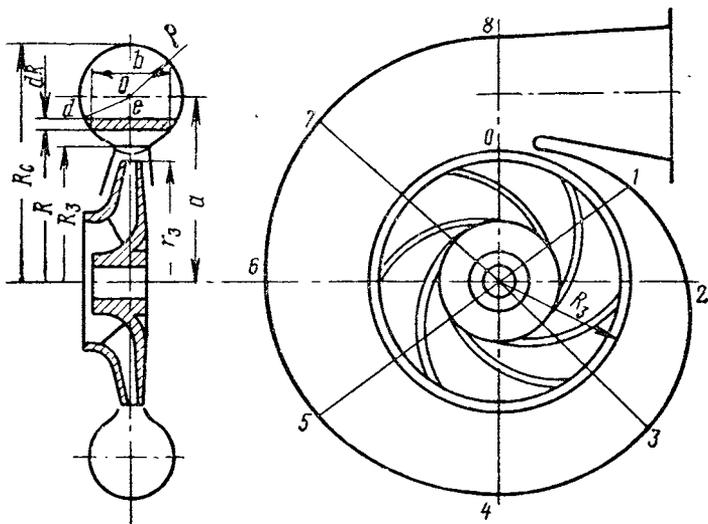
$$\int_{a-\rho}^{a+\rho} \frac{2\sqrt{\rho^2 - (R - a)^2}}{R} dR = 2\pi(a - \sqrt{a^2 - \rho^2}),$$

то

$$\varphi = \frac{2\pi\Gamma_3}{Q} (a - \sqrt{a^2 - \rho^2}).$$

Заменяв  $a$  через  $R_3 + \rho$ , получим

$$\varphi = \frac{2\pi\Gamma_3}{Q} [R_3 + \rho - \sqrt{R_3(R_3 + 2\rho)}].$$



Фиг. 177. Насос со спиральным диффузором круглого сечения.

Решая относительно  $\rho$  и выражая  $\varphi$  в градусах, найдем связь текущего радиуса сечения  $\rho$  и угла расположения сечения  $\varphi^\circ$ :

$$\rho = \frac{\varphi}{A} + \sqrt{2 \frac{\varphi}{A} R_3}, \quad (180)$$

где

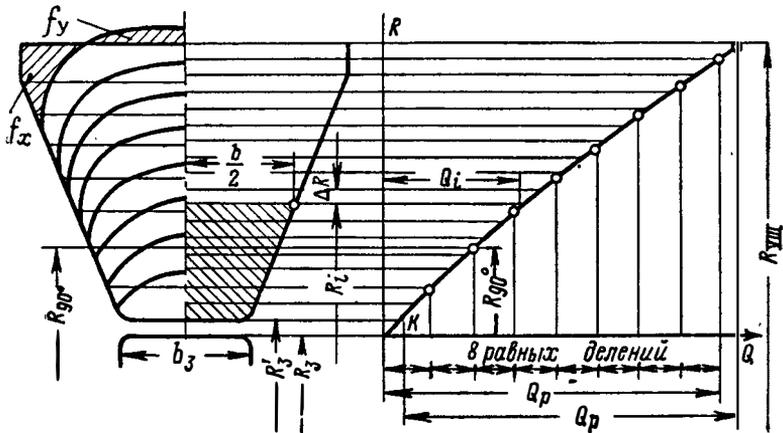
$$A = \frac{360^\circ \Gamma_3}{Q}. \quad (181)$$

Спиральный диффузор произвольного сечения

Наибольшее значение к. п. д. имеют спиральные диффузоры с округлым трапециевидным сечением. Их расчет ведется графоаналитическим способом. В основу расчета положена формула (76).

Задаются углом наклона прямого участка боковой стенки сечения спирали. Обычно он составляет с плоскостью вращения 15—25°. Вычерчивают профиль прямого участка боковой стенки, от-

ложив от некоторой оси ширину  $b_3/2$  (фиг. 178). Далее расчет ведут по участкам, задаваясь приращением радиуса, т. е., по существу, производят табличное интегрирование.



Фиг. 178. Расчет спирального диффузора произвольного сечения.

Вместо  $Q_\varphi = \frac{\Gamma_3}{2\pi} \int_{R_3}^{R_c} \frac{b}{R} dR$  запишем

$$dQ_\varphi = \frac{\Gamma_3}{2\pi} \frac{b}{R} dR;$$

$b/R$  обозначим  $B_i$ ;

$$\Delta Q_\varphi = \frac{\Gamma_3}{2\pi} \frac{B_i + B_{i+1}}{2} \Delta R; \quad (182)$$

$$\Delta R = R_{i+1} - R_i.$$

Результаты расчета целесообразно оформить в виде табл. 4.

Таблица 4

$R$	$b$	$B_i$	$\frac{B_i + B_{i+1}}{2}$	$\Delta Q_\varphi$	$Q_\varphi$
$R_3$	$b_3$	$B_3$	$\frac{B_3 + B}{2}$	$\Delta Q_{1-2}$	0
$R_3 + \Delta R$	$b$	$B$			$Q_2$

Приращение радиуса  $\Delta R$  обычно выбирают равным 5—10 мм. Величину  $b$  принимают, исходя из заданного или выбранного очертания боковой стенки спирали (см. фиг. 178). Кроме таблицы, необходимо построить график, подобный изображенному на фиг. 178.

На фиг. 178 приращение  $\Delta R$  отложено по оси ординат, а по оси абсцисс отложен расход  $Q$ . По существу по этой фигуре находят требуемое проходное сечение для данного расхода, причем в качестве первого приближения считают, что наружная стенка спирали очерчивается по цилиндрической поверхности. Например, для того чтобы пропустить расход  $Q_i$ , потребуется сечение, половина которого изображена заштрихованной площадью (половина трапеции).

Отложив от начала координат значение расчетного расхода  $Q_p$ , находят радиус наружной стенки спирали, очерчивающей потребное сечение для всего расхода, т. е. максимальный радиус спирали. Для построения всей спирали обычно выбирают 8 сечений, расположенных под углом  $45^\circ$ . Максимальный радиус — радиус VIII сечения. Радиусы остальных сечений найдутся следующим образом: отрезок оси абсцисс от 0 до  $Q_p = Q_{360^\circ}$  делят на восемь частей и определяют значения радиусов, соответствующих расходам  $Q_{45^\circ}$ ,  $Q_{90^\circ}$ ,  $Q_{135^\circ}$  и т. д. По этим радиусам строят наружный профиль спирали. Следует учесть, что выходное сечение спирали уменьшается за счет толщины языка. Это может быть учтено при построении последнего сечения. Снося радиус  $R'_3$ , отличающийся от  $R_3$  на толщину языка, на ось ординат, найдем точку  $k$  на оси  $Q$ , от которой следует отложить полный расход  $Q_p = Q_{360^\circ}$ , чтобы найти радиус наружной стенки в VIII сечении.

В острых углах полученного расчетного трапециевидного профиля сечения могут образоваться вихревые зоны. Кроме того, в острых углах профиля произойдет концентрация напряжений. Поэтому этот профиль перестраивают в плавный с той же пропускной способностью. Пропускная способность прирезаемых площадей  $f_y$  и отрезаемых от радиальных сечений спирального диффузора  $f_x$  должна быть равновеликой (см. фиг. 178)

$$f_x c_{u_x} = f_y c_{u_y}$$

Отсюда

$$\frac{c_{u_x}}{c_{u_y}} = \frac{f_y}{f_x},$$

а так как  $\frac{c_{u_x}}{c_{u_y}} = \frac{r_y}{r_x}$ , то  $\frac{f_x}{f_y} = \frac{r_x}{r_y}$ , где  $r_x$  и  $r_y$  — радиусы центров тяжести площадок  $f_x$  и  $f_y$ .

#### Б. Расчет спирали, исходя из $c_{сп} = \text{const}$

В практике насосостроения ввиду его простоты получил широкое распространение метод расчета спирального диффузора, исходящий из допущения постоянства скорости  $c$  во всех радиальных

сечениях спирали<sup>1</sup>. Это допущение предполагает пропорциональность проходного радиального сечения расходу, который, в свою очередь, меняется пропорционально углу охвата.

Изменение скорости при переходе на больший радиус, которое должно иметь место, исходя из закона постоянной циркуляции, при данном методе не учитывается.

Д. Я. Суханов<sup>1</sup> рекомендует выбирать оптимальную величину средней скорости потока в спирали  $c_{сп}$  в зависимости от коэффициента быстроходности насоса и от величины окружной скорости на выходе из колеса  $c_{3и}$ :

$$c_{сп} = (0,65 \div 0,75) c_{3и}.$$

Для  $n_s$  до 150 рекомендуется  $c_{сп} = 0,75 c_{3и}$ .

**Порядок расчета спирального диффузора, исходя из постоянства средней скорости во всех сечениях.**

1. Задаются скоростью  $c_{сп} = (0,65 \div 0,75) c_{3и}$ .

2. Определяют площадь выходного сечения спирали, т. е. сечения, через которое проходит весь расчетный расход  $Q$

$$F_{360^\circ} = \frac{Q}{c_{сп}}.$$

3. Площадь сечения спирали в любом произвольном сечении находят по формуле

$$F = F_{360^\circ} \frac{\varphi}{360^\circ}, \quad (183)$$

где  $\varphi$  — угол, под которым расположено искомое сечение.

4. Зная площадь радиального сечения, легко определить все линейные размеры спирального диффузора, задаваясь формой поперечного сечения.

### Круглое сечение

Текущий радиус  $r$  сечения спирали находят из соотношений:

$$r = \sqrt{\frac{F}{\pi}}; \quad r_{360^\circ} = \sqrt{\frac{F_{360^\circ}}{\pi}} = \sqrt{\frac{Q}{\pi c_{сп}}}$$

( $r_{360^\circ}$  соответствует  $\varphi = 360^\circ$ ) или, используя ранее выведенное соотношение (183),

$$r = \sqrt{\frac{F_{360^\circ} \varphi}{\pi \cdot 360^\circ}},$$

$$r = r_{360^\circ} \sqrt{\frac{\varphi}{360^\circ}}. \quad (184)$$

<sup>1</sup> Д. Я. Суханов, Американские центробежные насосы и метод их расчета, ГОНТИ, 1938.

Радиус средней линии спирали найдется из простого соотношения, не требующего пояснения:  $R = R_3 + r_{360^\circ} \sqrt{\frac{\varphi}{360^\circ}}$ .

Подковообразная форма сечения (фиг. 179, а)

Текущий радиус  $y$  находят по формуле (дается без вывода)

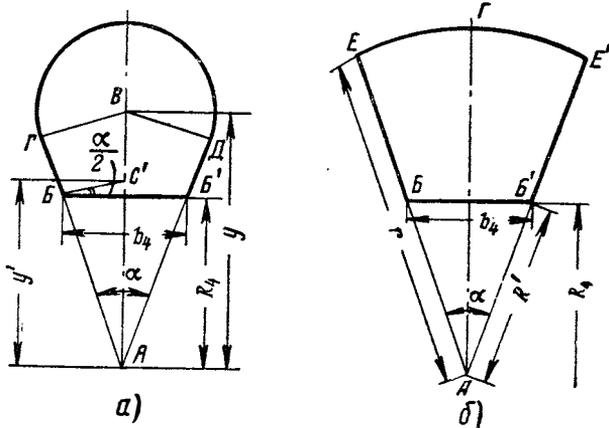
$$y = \frac{\sqrt{\frac{F_{360^\circ \varphi}}{360^\circ} + k_2}}{k_1}, \quad (185)$$

где

$$k_1 = \frac{\sin \alpha}{2} + (1,57 + 8,73 \cdot 10^{-3} \alpha_{360^\circ}^3) \sin^2 \frac{\alpha}{2};$$

$$k_2 = \frac{b_4^2}{4} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2};$$

$\alpha_{360^\circ}$  — угол в сечении  $F_{360^\circ}$ .



Фиг. 179. Возможные формы спирального диффузора.

Если принять  $\alpha = \text{const}$  для всех сечений, то построение сечений спирали упрощается. Подсчитав  $y$  для ряда значений  $\varphi$ , определяют форму спирали и размеры поперечных сечений для всего спирального диффузора.

Самое малое поперечное сечение этой формы кожуха находится при  $y = y' = AC'$ . При этом дуга окружности касательна прямым сторонам профилей в точках  $B$  и  $B'$ . Угол  $\varphi$  будет равен

$$\varphi = \frac{360^\circ}{F_{360^\circ}} \left[ k_1 \frac{b_4^2}{4} \left( \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} + \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \right)^2 - k_2 \right]. \quad (186)$$

### Сегментообразное сечение спирали (фиг. 179, б)

Радиус наружной окружности спирали находят по формуле<sup>1</sup> (дается без вывода)

$$r = \sqrt{\frac{\frac{F_{360^\circ} \varphi}{90} + b_4^2 \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}}{2\alpha}}, \quad (187)$$

где  $\alpha$  — в радианах;  
 $\varphi$  — в градусах.

Самое малое поперечное сечение будет при

$$r' = AD = \frac{b_4}{2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}$$

и соответствующий центральный угол

$$\varphi = \frac{90^\circ}{F_{360^\circ}} b_4^2 \frac{\alpha - \sin \alpha}{2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}.$$

Угол  $\alpha_{360^\circ}$  для спиралей, изображенных на фиг. 179, б, принимают обычно в пределах  $35 \div 45^\circ$ .

Для плоского диффузора с параллельными стенками в практике насосостроения и вентиляторостроения распространен приближенный метод построения профиля наружной стенки по архимедовой спирали с помощью так называемого «конструкторского квадрата».

При этом способе спираль Архимеда очерчивается четырьмя дугами окружностей из центров, расположенных в углах квадрата, со стороной, равной одной четверти раскрытия диффузора в сечении  $A$  ( $\varphi = 360^\circ$ ) (фиг. 180). Спиральный диффузор со стенкой, построенной при помощи «конструкторского квадрата», имеет несколько большие сечения, чем спиральный диффузор со стенкой, точно очерченной по логарифмической спирали, но это является вполне приемлемым, особенно для насоса, работающего при существенно переменных расходах.

Оба приведенных выше метода расчета спиралей (исходя из  $c_{\text{вн}} R = \text{const}$  и из  $c_{\text{вн}} = \text{const}$ ) являются условными, схематически изображающими действительную физическую картину. Несмотря на это, спирали, рассчитанные любым из этих способов, дают удовлетворительное значение к. п. д. на расчетном режиме. Это объясняется тем опытным фактом, что отклонение формы спирали незначи-

<sup>1</sup> Д. Я. Суханов, Американские центробежные насосы и метод их расчета, ГОНТИ, 1939.

тельно влияет на изменение скорости течения в ней<sup>1</sup>. Большее значение имеет возможное нарушение круговой симметрии. Ввиду этого в насосах со спиральными отводами могут возникнуть большие потери при нерасчетных режимах.

Поэтому, возможно, целесообразнее проводить расчет спиральных диффузоров не по закону  $c_u R = \text{const}$ , а исходя из действительного закона распределения окружных скоростей, по радиусу  $c_u R^\alpha = \text{const}$  ( $\alpha = 0,5$ ). Подобный способ расчета разработан<sup>2</sup> и проведенные опыты с вентиляторами показывают определенное преимущество спиральных сборников, рассчитанных исходя из этого закона.

Для насосов ЖРД не достает опытных данных, чтобы окончательно предпочесть один из способов расчета спиральных диффузоров.

#### Кольцевой лопаточный диффузор

Входное сечение канала лопаточного диффузора определяется диаметром вписанной окружности  $d_4$  (фиг. 181). Входная часть (линия  $ab$ ) очерчивается обычно по спирали, соответствующей линиям тока свободного движения жидкости на выходе из колеса<sup>3</sup>. Поэтому основные соотношения, выведенные для расчета спирального диффузора, остаются в силе для входной части лопаточного диффузора.

Для плоского лопаточного диффузора ( $b_3 = \text{const}$ ), полагая<sup>4</sup> что через каждый канал проходит расход  $Q/z$ , из формулы (76) получим

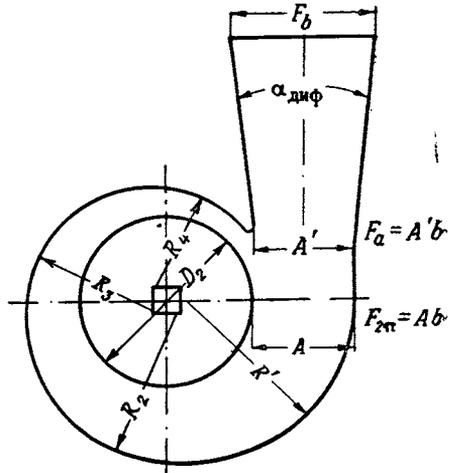
$$\frac{Q}{z} = \frac{\Gamma_3 b_3}{2\pi} \int_{R_3}^{R_3 + d_4} \frac{dR}{R},$$

где  $R_3$ — радиус начальной окружности лопаточного диффузора; обычно  $R_3 = (1,03 \div 1,05) R_2$ .

<sup>1</sup> Г. Н. Абрамович, В. И. Поликовский, Экспериментальная проверка основных допущений расчета спиральных кожухов центробежных нагнетателей и вентиляторов, Труды ЦАГИ, вып. 328, 1937.

<sup>2</sup> П. И. Димант, см. сноску на стр. 83.

<sup>3</sup> И. В. Давыдов, Исследование направляющих аппаратов центробежного насоса, Труды ВИГМ, № 22, Машгиз, 1938.



Фиг. 180. Построение спирального диффузора с помощью конструкторского квадрата.

$F_b$ — площадь сечения на выходе из диффузора,  $b$ — ширина кожуха.

Принято, что  $b_3 = \text{const}$ . Кроме того, условно считают, что радиус, проведенный через точку  $b$  до противоположной стенки канала, может быть принят равным  $R_3 + d_4$ .

Решая интеграл  $\int_{R_3}^{R_3+d_4} \frac{dR}{R}$  и произведя преобразования, которые опускаем, получим расчетную формулу для  $d_4$ :

$$d_4 = R_3 \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{2A_{л.л}}{b_3}} \right). \quad (188)$$

Постоянная лопаточного диффузора  $A_{л.л} = 2\pi \frac{Q}{z} \frac{1}{\Gamma_3}$ .

Подставив выражение для  $\Gamma_3$  — циркуляции на выходе из колеса

$$\Gamma_3 = 2\pi c_{3u} R_2,$$

получим

$$A_{л.л} = \frac{Q}{z} \frac{\omega}{H_T g}. \quad (189)$$

Заменив  $H_T = \frac{c_{3u} R_2 \omega}{g}$  и выразив угловую скорость  $\omega$  через число оборотов, окончательно получим

$$A_{л.л} = \frac{Q}{z} \frac{\pi n}{30g} \frac{1}{H_T}.$$

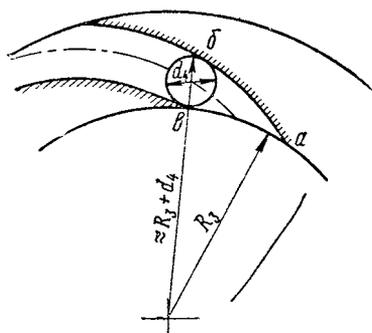
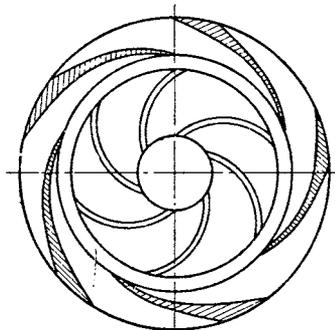
Расширяющуюся часть канала очерчивают плавными кривыми с углом раскрытия  $6 \div 8^\circ$ , обычным для диффузорных каналов. Ось канала имеет постепенно увеличивающийся угол между направлением осевой линии и окружным направлением.

Увеличение угла не должно превышать  $20^\circ$ . Число каналов лопаток обычно принимают  $5 \div 12$ .

Необходимые сведения по расчету конических выходных патрубков приведены в § 11 гл. II.

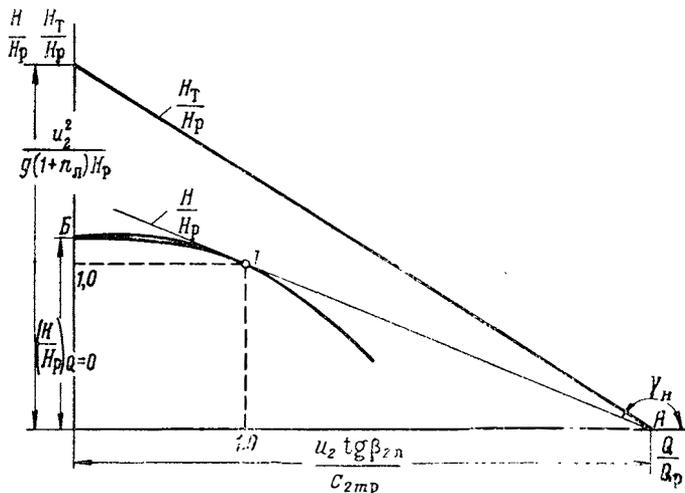
## § 5. ПОСТРОЕНИЕ ПРИБЛИЖЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАСОСА

Точный расчет характеристики насоса чрезвычайно затруднен. Определение гидравлических потерь даже на расчетном режиме носит приближенный характер. Для расходов, отличных от расчетно-



Фиг. 181. Кольцевой лопаточный диффузор.

го, практически отсутствуют опытные данные для определения гидравлических потерь. Более надежным является графический способ построения напорной и мощностной характеристик насоса<sup>1</sup> в координатах  $H/H_p$  и  $Q/Q_p$ . Построение начинают с нанесения теоретической характеристики насоса  $H_T/H_p = f(Q/Q_p)$ . На оси ординат этой характеристикой отсекают отрезок  $\frac{1}{H_p} \frac{u_2^2}{g(1+n_s)}$ , а на оси абсцисс — отрезок  $u_2 \operatorname{tg} \beta_{2n} / c_{2mp}$  (фиг. 182).



Фиг. 182. Построение приближенной характеристики насоса.

Принимают, что в расчетной точке ( $H/H_p=1$ ;  $Q/Q_p=1$ ) гидравлический к. п. д. имеет максимальное значение. Графически это означает, что касательная, проведенная из точки  $A$ , коснется кривой  $H/H_p = f(Q/Q_p)$  в точке  $I$  (см. фиг. 182), так как отношение ординат  $H/H_p$  к  $H_T/H_p$  будет максимальным в точке касания. Для построения характеристики в расчетной точке, кроме касательной, следует отложить значение напора при нулевом расходе. Значение  $H/H_p$  при  $Q/Q_p$  берется по статистическим данным в зависимости от  $n_s$ :

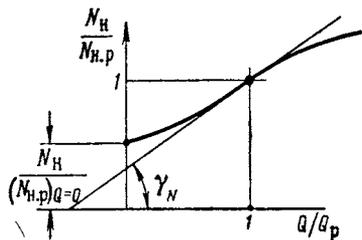
$$n_s = 50 \div 80 \quad \frac{H_{Q=0}}{H_p} = 1,02;$$

$$n_s = 80 \div 150 \quad \frac{H_{Q=0}}{H_p} = 1,04.$$

Приближенную характеристику в относительных координатах проводят через точку  $B$  на оси ординат и через расчетную точку  $I$ , в соответствии с направлением касательной в этой точке.

<sup>1</sup> А. А. Ломакин, Центробежные и пропеллерные насосы, Машиз, 1950.

Мощностная характеристика, т. е. зависимость мощности от расхода, может быть также построена по мощности холостого хода (при нулевом расходе) и направлению касательной к кривой мощности в расчетной точке (фиг. 183). Характеристику строят в относительных величинах — по оси ординат откладывают отношение мощности к мощности расчетного режима  $N_n/N_{n.p}$ , а по оси абсцисс — относительный расход  $Q/Q_p$ .



Фиг. 183. Построение приближенной мощностной характеристики насоса.

Для определения угла наклона касательной к кривой относительной мощности находят значение производной  $\frac{d(N_n/N_{n.p})}{d(Q/Q_p)}$

$$N_n = \frac{Q \gamma H}{75 \eta_n}; \quad N_{n.p} = \frac{Q_p \gamma H_p}{75 \eta_{n.p}};$$

$$\frac{N_n}{N_{n.p}} = \frac{Q}{Q_p} \frac{H}{H_p} \frac{\eta_{n.p}}{\eta_n}.$$

Пренебрегая изменением полного к. п. д. насоса вблизи расчетной точки, получим

$$\frac{d\left(\frac{N_n}{N_{n.p}}\right)}{d\left(\frac{Q}{Q_p}\right)} = \frac{\eta_{n.p}}{\eta_n} \left[ \frac{H}{H_p} + \frac{Q}{Q_p} \frac{d\left(\frac{H}{H_p}\right)}{d\left(\frac{Q}{Q_p}\right)} \right].$$

Для расчетной точки  $\frac{\eta_{n.p}}{\eta_n} = 1$ ;  $\frac{H}{H_p} = 1$ ;  $\frac{Q}{Q_p} = 1$

$$\frac{d\left(\frac{H}{H_p}\right)}{d\left(\frac{Q}{Q_p}\right)} = \operatorname{tg} \gamma_H \quad (188)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_N = \frac{d\left(\frac{N_n}{N_{n.p}}\right)}{d\left(\frac{Q}{Q_p}\right)} \approx 1 + \operatorname{tg} \gamma_H \quad (\text{см. фиг. 183}).$$

Значение мощности при нулевом расходе по статистическим данным:

$$n_s = 50 \div 80 \quad \frac{N_{n(Q=0)}}{N_{n.p}} = 0,384;$$

$$n_s = 80 \div 150 \quad \frac{N_{n(Q=0)}}{N_{n.p}} = 0,6.$$

Через точку, соответствующую мощности при нулевом расходе, в соответствии с касательной в расчетной точке проводят кривую относительной мощности. Обычно вблизи расчетной точки кривая мощности имеет перегиб.

Для приближенного построения характеристик насоса могут быть также предложены аналитические зависимости.

К. Пфлейдерер<sup>1</sup> выводит уравнение для характеристики следующего вида:

$$H = k_1 n^2 + 2k_2 n Q - k_3 Q^2, \quad (189)$$

где  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  — величины постоянные для одного и того же насоса. В этой работе даны значения этих коэффициентов для насосов с лопаточным диффузором.

Для насосов со спиральным диффузором, для которых характерно нарушение круговой симметрии течения через колесо при отклонении расхода от расчетного (см. гл. VI, § 2), аналитический вывод значения коэффициентов в уравнении (189) затруднен и они подбираются опытным путем для отдельных групп насосов.

## § 6. ПРИМЕР РАСЧЕТА ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА ЖРД

Исходные величины для расчета:

Рабочее тело насоса — азотная кислота.

Объемный расход через насос —  $Q = 80$  л/сек.

Давление подачи насоса —  $p_{\text{вх}} = 89$  кг/см<sup>2</sup>.

Давление в баках  $p_6 = 3,0$  кг/см<sup>2</sup>.

Температура, при которой должна обеспечиваться бескавитационная работа насоса,  $+10^\circ$  С.

Уточняем величину удельного веса и упругости паров для  $+10^\circ$  по табл. 2 и графику фиг. 93:

$$\gamma = 1,52 \text{ кг/л}, \quad p_{\text{п}} = 20 \text{ мм рт. ст.} = 272 \text{ кг/м}^2.$$

### Расчет параметров на входе в колесо

1. Уточняем значение напора на входе в насос. Расчет насоса проводим для условий нахождения ракеты на старте, т. е. без учета воздействия ускорения ракеты. При вертикальном старте ракеты из уравнения (86) получим

$$h_{\text{вх}} = \frac{p_6}{\gamma} + l - \frac{\Delta p_{\text{сопр.вх}}}{\gamma}.$$

При расчете конкретной системы  $l$ ,  $\Delta p_{\text{сопр.вх}}$  можно вычислить. В нашем случае задается:  $l = 3,4$  м,  $\Delta p_{\text{сопр.вх}} = 1$  кг/см<sup>2</sup>. Тогда  $h_{\text{вх}} = 16,6$  м.

2. Допускаемое падение напора в насос равно

$$\Delta h_{\text{дин.доп}} = h_{\text{вх}} - \frac{p_{\text{п}}}{\gamma} = 16,4 \text{ м.}$$

<sup>1</sup> К. Пфлейдерер, Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.

3. Для насоса с высокими кавитационными качествами зададимся кавитационным коэффициентом быстроходности  $C=2000$ . При этом максимально допустимое число оборотов для бескавитационной работы по формуле (89)  $n=10\,300$  об/мин. Для надежности окончательно выбираем  $n=10\,000$  об/мин.

4. Определяем необходимый напор на выходе из насоса, для чего задаемся скоростью на выходе из насоса  $15$  м/сек

$$h_{\text{вых}} = \frac{v_{\text{вых}}^2}{\gamma} + \frac{c_{\text{вых}}^2}{2g} = 594,6 \text{ м.}$$

5. Находим напор насоса

$$H = h_{\text{вых}} - h_{\text{вх}} = 578 \text{ м.}$$

6. Вычисляем коэффициент быстроходности насоса по формуле (61, а)

$$n_s = 84.$$

7. Определяем расход через колесо с учетом утечек, предварительно задавшись объемным к.п.д.  $\eta_{\text{об}} = 0,95$  (см. § 1 этой главы)

$$Q' = 84,2 \text{ л/сек.}$$

8. Определяем скорость на входе в колесо  $c_0$  по формуле (97а), задаваясь коэффициентом  $k_c = 0,042$ ,

$$c_0 = 8,4 \text{ м/сек.}$$

Соответственно  $D_{\text{оприв}} = 0,112$  м.

9. Задаваясь к.п.д. насоса  $\eta_{\text{н}} = 0,75$ , найдем мощность насоса

$$N_{\text{н}} = 1250 \text{ л. с.}$$

и крутящий момент

$$M_{\text{кр}} = 89,5 \text{ кгм.}$$

10. Из расчета на кручение находим

$$d_{\text{вала}} = 0,028 \text{ м.}$$

11. Полагаем  $d_{\text{вт}} = 1,2d_{\text{вала}} = 0,0336$  м.

12. Определяем диаметр входа в колесо

$$D_0 = \sqrt{D_{\text{оприв}}^2 + d_{\text{вт}}^2} = 0,117 \text{ м.}$$

13. Учитывая выбранный коэффициент  $C=2000$ , принимаем, что диаметр средней точки входных кромок лопаток  $D_1$  меньше  $D_0$ , т. е. выносим лопатки ко входу (лопатки двойной кривизны),

$$D_1 = 0,82D_0 = 0,096 \text{ м.}$$

14. Для обеспечения более высоких кавитационных качеств принимаем уширенный вход на лопатки, полагая  $\frac{\pi D_1 b_1}{\pi D_0^2 / 4} = 1,7$ , отсюда  $b_1 = 0,055$  м.

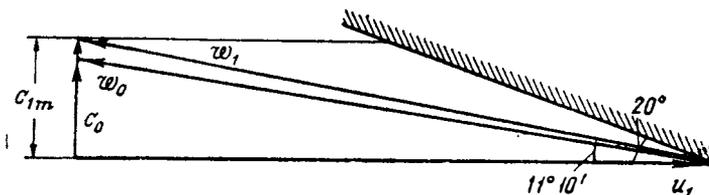
15. Принимая  $c_{0\text{т}} = c_0$  и задаваясь коэффициентом сужения сечения лопатками  $k_1 = 1,2$ , находим

$$c_{1\text{т}} = 9,8 \text{ м/сек}$$

16. Полагая  $c_{0u} = 0$ , строим треугольник скоростей на входе (фиг. 184); рассчитав  $u_1$  ( $u_1 = 50,3$  м/сек), находим

$$\beta_0 = 11^\circ 10'.$$

17. Выбираем на расчетном режиме положительный угол атаки  $8^\circ 50'$ ; тогда  $\beta_{1л} = 20^\circ$ .



Фиг. 184. Треугольник скоростей на входе в колесо.

### Расчет параметров на выходе из колеса

18. Задаемся  $\eta_r = 0,85$ . По формуле (113)  $\eta_r = 0,88$ , но эта формула дает завышенные значения для насосов ЖРД.

19. Теоретический напор  $H_T = H/\eta_r$  составит 680 м.

20. Находим окружную скорость на выходе из колеса в первом приближении по формуле (172), полагая  $k_{u2} = 0,5$

$$u_2 = 115 \text{ м/сек.}$$

21. Диаметр колеса на выходе в первом приближении

$$D_2 = 0,22 \text{ м.}$$

22. Задаемся меридиональной скоростью на выходе из колеса  $c_{3m}$ , принимая ее равной  $c_{0m}$ ,

$$c_{3m} = 8,2 \text{ м/сек.}$$

23. Задаваясь коэффициентом сужения межлопаточного канала на выходе из колеса  $k_2 = 1,1$ , найдем  $c_{2m}$

$$c_{2m} = 9 \text{ м/сек.}$$

24. Угол лопатки на выходе из колеса находим по формуле (173).

Для некоторого увеличения выходного угла (что приведет к уменьшению наружного диаметра при заданном напоре) выбираем отношение  $\omega_{1л}/\omega_{2\infty} = 1,2$ , т. е. допускаем небольшую диффузорность межлопаточного канала. При этом

$$\beta_{2л} = 22^\circ.$$

25. Выбираем число лопаток  $z = 6$ .

26. Определяем поправку на конечное число лопаток по формуле (49)

$$\psi = 0,826.$$

Статический момент средней линии относительно оси вращения по формуле (50)

$$S = 49 \text{ см}^2;$$

$$n_l = 0,34,$$

27. Теоретический напор при  $z = \infty$

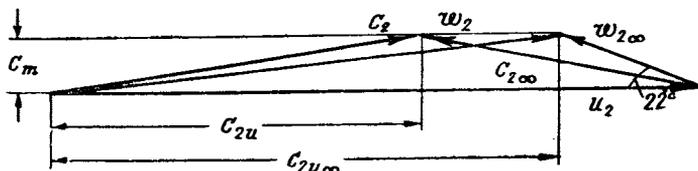
$$H_{T\infty} = 912 \text{ м.}$$

28. Скорость  $u_2$  во втором приближении по уравнению (175) равна

$$u_2 = 106,4 \text{ м/сек.}$$

29. Диаметр  $D_2$  во втором приближении равен

$$D_2 = 0,203 \text{ м.}$$



Фиг. 185. Треугольник скоростей на выходе из колеса.

30. Второе приближение  $D_2$  отличается от первого более чем на 5%, поэтому находим  $D_2$  третьего приближения. Принимаем  $S = 40 \text{ см}^2$  (по  $D_2$  второго приближения),

откуда

$$n_d = 0,355;$$

$$H_{T\infty} = 920 \text{ м;}$$

$$u_2 = 106,7 \text{ м/сек.}$$

Окончательно для третьего приближения

$$D_2 = 0,204 \text{ м,}$$

что дает расхождение с  $D_2$  второго приближения всего на 0,5%. Треугольник скоростей на выходе показан на фиг. 185.

31. Проверяем правильность выбора коэффициентов сужения сечения лопаток  $k_1$  и  $k_2$ . Принимаем нормальную толщину лопатки на входе  $\delta = 2 \text{ мм}$  и на выходе из колеса  $\delta = 3 \text{ мм}$ ; шаг лопаток на входе  $t_1 = 50,3 \text{ мм}$ ; шаг лопаток на выходе  $t_2 = 107 \text{ мм}$ ,

$$\text{откуда } k_1 = 1,19;$$

$$k_2 = 1,08.$$

Отличие от выбранных ранее значений невелико см. пп. 15 и 23.

32. Ширина колеса на наружном диаметре

$$b_2 = 0,0161 \text{ м.}$$

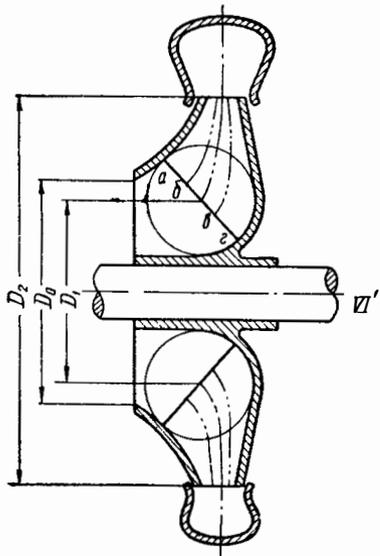
33. Профилирование меридионального сечения и профилирование лопатки приведено на фиг. 186—192.

34. Из поверочного кавитационного расчета (см. § 3 настоящей главы)  $\lambda_{\text{кав}} = 0,08$ ;  $\Delta h_{\text{дин}} = 14,3 \text{ м} < (\Delta h_{\text{дин}})_{\text{доп}} = 16,4 \text{ м}$ .

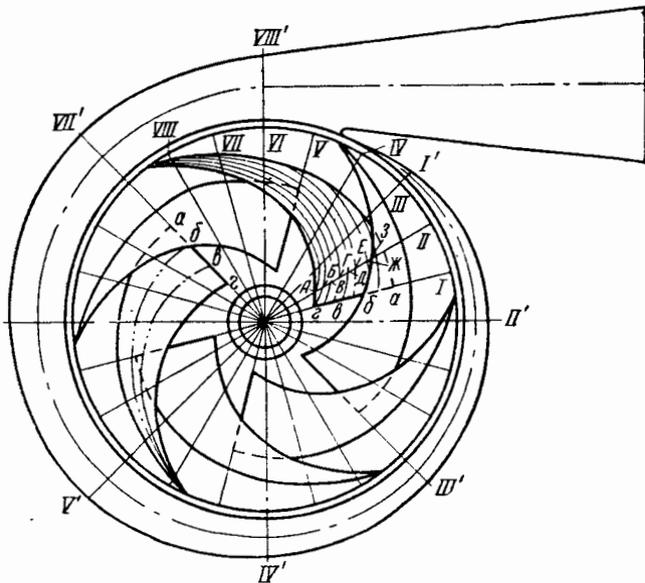
## Расчет спирального диффузора

Ширину спирали  $b_3$  определяем по формуле (77)

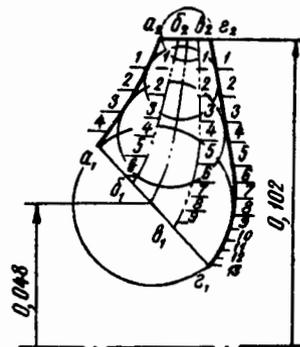
$$b_3 = 0,0263 \text{ м.}$$



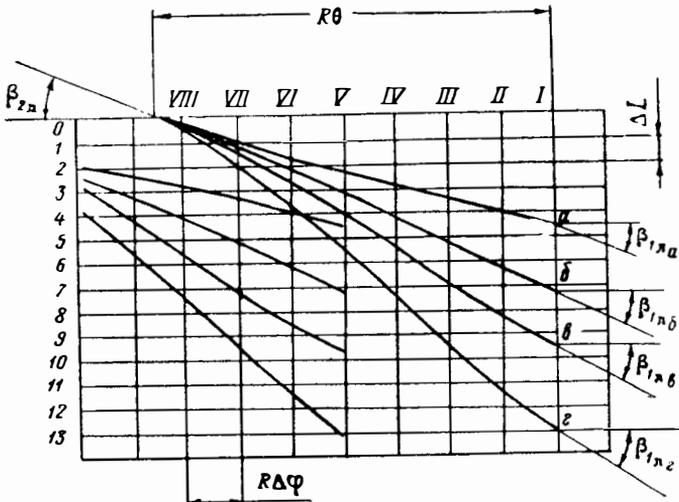
Фиг. 186. Меридиональное сечение насоса.



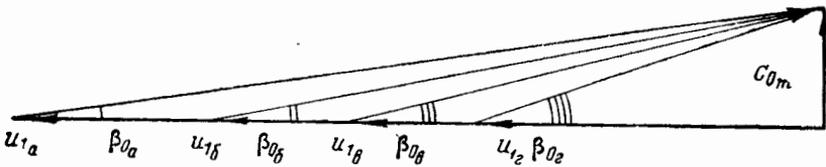
Фиг. 187. Вид насоса в плане.



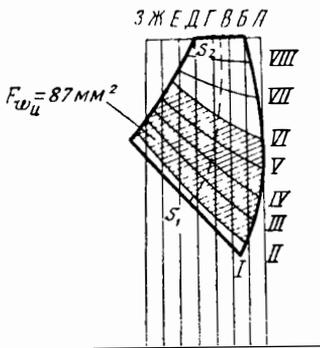
Фиг. 188. Меридиональное сечение колеса.



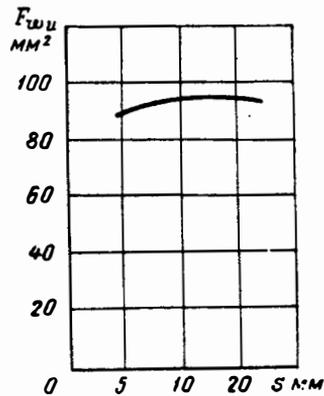
Фиг. 189. Конформная диаграмма.



Фиг. 190. Треугольники скоростей на входе.



Фиг. 191. Построение модельных сечений.



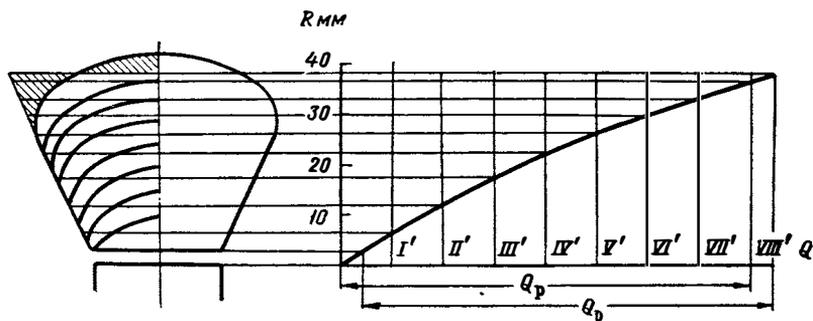
Фиг. 192. Проверка сечений межлопаточного канала.

Расчет спирального диффузора ведется по формуле (75)

$$\frac{\Gamma_3}{2\pi} = \frac{gH_T}{\omega} = 6,35,$$

для данного случая  $\omega = 1050$  1/сек.

Далее расчет ведем при помощи таблицы и графически (см. табл. 5 и фиг. 193).



Фиг. 193. Профилирование спирального диффузора.

Таблица 5

№ сечения	$R$ см	$b$ см	$B_i$	$\frac{B_i + B_{i+1}}{2}$	$\Delta Q_p$	$\Sigma \Delta Q_p$
1	10,2	2,63	0,258			0
2	10,7	2,8	0,262	0,260	0,00794	0,00794
3	11,2	3,2	0,286	0,276	0,0087	0,01664
4	11,7	3,8	0,324	0,305	0,0097	0,02634
5	12,2	4,2	0,344	0,334	0,0106	0,03694
6	12,7	4,6	0,362	0,353	0,0112	0,04814
7	13,2	5,1	0,386	0,374	0,0119	0,06004
8	13,7	5,5	0,400	0,393	0,0125	0,07254
9	14,2	6,0	0,422	0,411	0,0131	0,08564

### Расчет конического диффузора

1. Площадь в выходном сечении спирали принята  $15,5 \text{ см}^2$ , и скорость в этом сечении —  $51,6 \text{ м/сек}$ .

Скорость на выходе из насоса была принята  $15 \text{ м/сек}$ ; выходное сечение из насоса для этой скорости должно быть  $5,34 \text{ см}^2$ .

Принимая выходное сечение конического диффузора круглым, находим радиус выходного сечения насоса, равный  $0,0412 \text{ м}$ . При угле расширения конического диффузора в  $10^\circ$  длина диффузора будет  $0,20 \text{ м}$ .

2. Расчет гидравлического к. п. д. на расчетном режиме:

а) потери на трение в межлопаточных каналах;

$D_{г.ср}$  — диаметр трубы с гидравлическим радиусом, равным среднему гидравлическому радиусу межлопаточного канала по формулам (116) и (117)

$$D_{г.ср} = 0,0226 \text{ м};$$

$$w_{ср} = 26,3 \text{ м/сек.}$$

Коэффициент сопротивления при движении по межлопаточному каналу по формуле (119)

$$\lambda_w = 1,98\lambda.$$

Коэффициент сопротивления для шероховатых стенок в области автомодельности при выбранном коэффициенте шероховатости  $k=0,05$  (см. § 2 гл. IV) равен

$$\lambda = 0,027;$$

$$\lambda_w = 0,0535,$$

откуда длина средней линии лопатки  $l_d = 0,115 \text{ м}$ ;  
по формуле (118)

$$\Delta h_{тр} = 9,55 \text{ м};$$

б) потери на вихреобразование при угле атаки  $i=8^\circ 50'$ ; по формуле (122); выбираем  $\xi=0,5$ ; откуда

$$\Delta h_{вихр} = 20,9 \text{ м};$$

в) потери на диффузорность по формуле (123) при  $\xi=0,5$

$$\Delta h_d = 0,57;$$

г) потери на трение в спиральном диффузоре по формуле (124)

$$\lambda = 0,022,$$

$$D_{г.ср} = 0,033 \text{ м},$$

$$l_{ср.ср} = 0,37 \text{ м},$$

$$\Delta h_{тр} = 32,7 \text{ м};$$

д) потери на удар в спирали по формуле (125)

$$\Delta h_{уд} = 19,1 \text{ м};$$

е) потери в коническом диффузоре по формуле  $\xi$  (127) [ $\xi_d$  по формуле (128) = 0,123].

При  $k_d = 1,5$

$$\Delta h_{кон.д} = 22,9 \text{ м};$$

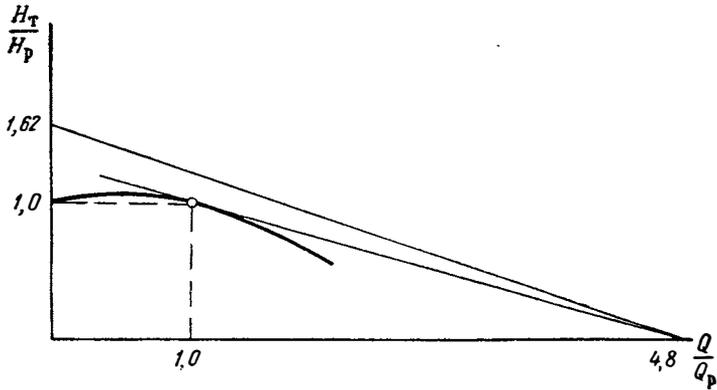
ж) сумма потерь  $\Sigma \Delta h = 104,15 \text{ м}$ ;  $\eta_r = 0,846$  [ранее задавались  $\eta_r = 0,85$ ; расхождение менее 2%].

**Расчет и построение приближенной характеристики насоса**

$$H_T/H_p = 1,62 \text{ при } Q/Q_p = 0.$$

Откладываем  $H_T/H_p = 1,62$  на оси ординат (фиг. 194)

$$\frac{Q}{Q_p} = 4,8 \text{ при } \frac{H}{H_p} = 0.$$



Фиг. 194. Приближенная характеристика насоса.

Откладываем эту величину по оси абсцисс (см. фиг. 194). Для  $n_s=84$  принимаем, что  $(H/H_p)_{Q=0} = 1,03$  (см. § 5 этой главы) и строим характеристики в соответствии с § 5.



## Глава IX

### КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ВЫПОЛНЕННЫМ НАСОСАМ ЖРД

По конструктивному выполнению насосы ЖРД сильно различаются в зависимости от назначения и параметров двигателя. Ниже в качестве примера приводятся чертежи и краткие сведения о насосах двигателей разного назначения.

На фиг. 195 показан продольный разрез турбонасосного агрегата ТНА автономного самолетного двигателя НКВ 109—509 фирма «Вальтер», Германия, 1941—44 гг. Этот ТНА состоит из двух насосов и турбины.

#### Основные данные насоса горючего

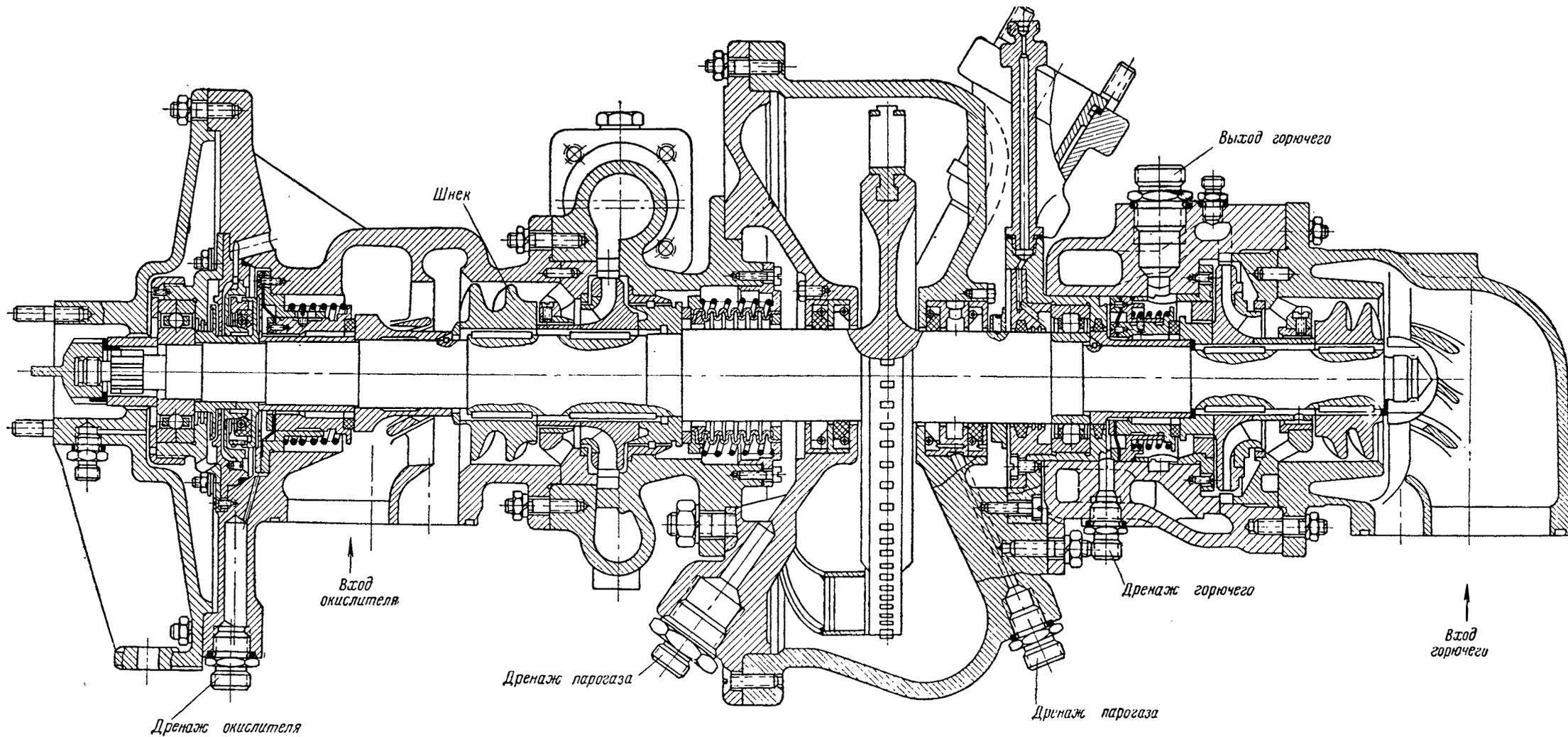
Рабочее тело . . . . .	57% метилового спирта, 30% гидразингидрата, 13% воды; $\gamma=0,95 \text{ г/см}^3$
Число оборотов . . . . .	$n=17\,200 \text{ об/мин}$
Объемный расход . . . . .	$Q=2,5 \text{ л/сек}$
Давление на выходе . . . . .	$p_{\text{вых}}=42 \text{ кг/см}^2$
Коэффициент быстроходности центробежного насоса . . . . .	$n_s=36,2$

#### Основные данные насоса окислителя

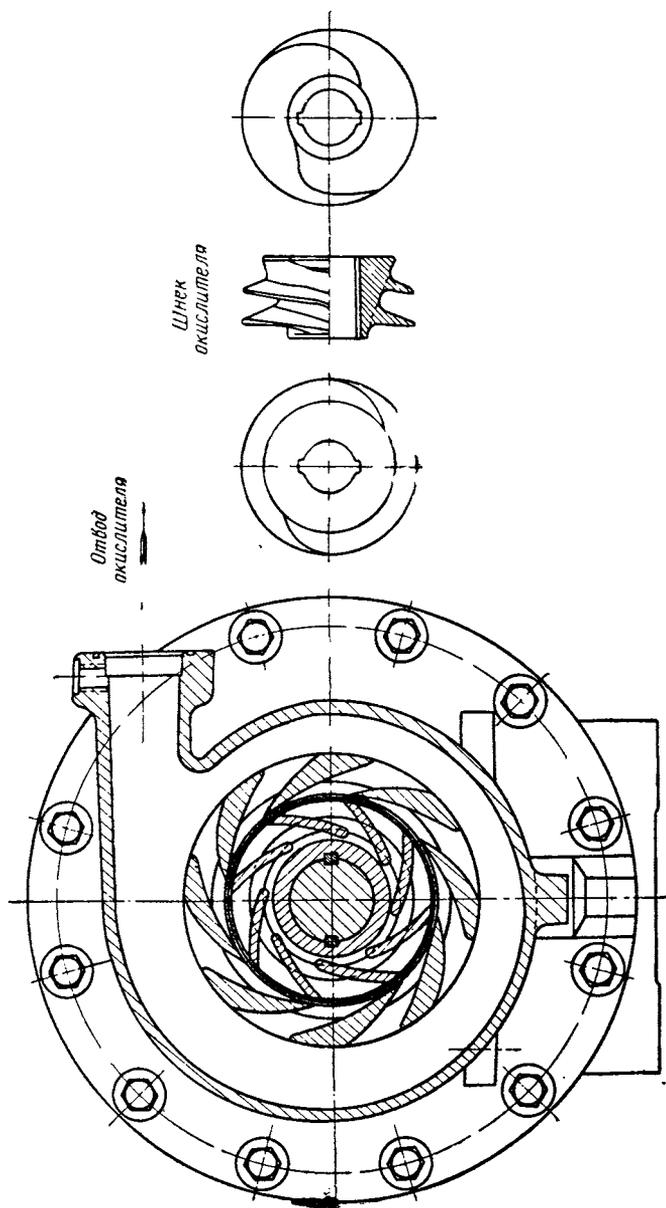
Рабочее тело . . . . .	85%-ная перекись водорода
Число оборотов . . . . .	$n=17\,200 \text{ об/мин}$
Объемный расход окислителя . . . . .	$Q=5,2 \text{ л/сек}$
Давление на выходе . . . . .	$p_{\text{вых}}=42 \text{ кг/см}^2$
Коэффициент быстроходности центробежного насоса . . . . .	$n_s=73$

Особенностью данных насосов является применение шнековых преднасосов (фиг. 196), улучшающих антикавитационные свойства агрегата. После шнековых насосов стоят направляющие аппараты. Давление после шнека равно 10—12 кг/см<sup>2</sup>. Применение шнека позволило иметь небольшое давление на входе в насос (0,2÷0,3 кг/см<sup>2</sup>).

Другая особенность насосов ТНА двигателя НКВ 109—509 заключается в применении лопаточного диффузора (см. фиг. 196), выполненного заодно с корпусом.



Фиг. 195. Турбонасосный агрегат двигателя HWK 109—509.



Фиг. 196. Насос окислителя (перекиси водорода) и шнековый преднасос ТНА двигателя НКК 109—509.

Во входных патрубках насоса установлены направляющие ребра, обеспечивающие равномерный вход жидкости на шнеки. Полости высокого давления насосов отделяются от полостей низкого давления щелевыми уплотнениями.

Неподвижная обойма уплотнения подвешена на эластичной резиновой мембране, которая обеспечивает перемещение неподвижной обоймы в осевом направлении; прошедшее через уплотнение горячее дренируется. Для предотвращения утечки масла из полости подшипника с обеих сторон подшипника установлены сальниковые уплотнения.

Со стороны высокого давления насоса окислителя стоит контактное уплотнение сильфонного типа.

Для предотвращения смешения масла и окислителя в дренажной камере полость подшипника отделена от полости дренажа окислителя маслоотбойным кольцом и манжетным уплотнением.

Ротор ТНА опирается на шариковый подшипник, установленный в корпусе насоса окислителя, и на роликовый — в корпусе насоса горючего. Кроме того, дополнительные опоры скольжения установлены в ступицах направляющих аппаратов насосов. Осевые усилия воспринимает шарикоподшипник. Характеристики насосов приведены на фиг. 197 и 198.

На фиг. 199 показан кислородный насос ТНА ракеты А-4.

#### Основные данные насоса

Число оборотов . . . . .	$n=3800$ об/мин
Объемный расход . . . . .	$Q=54$ л/сек
Давление на выходе . . . . .	$p_{\text{вых}}=19$ атм
Коэффициент быстроходности колеса . . . . .	$n_s=82,7$

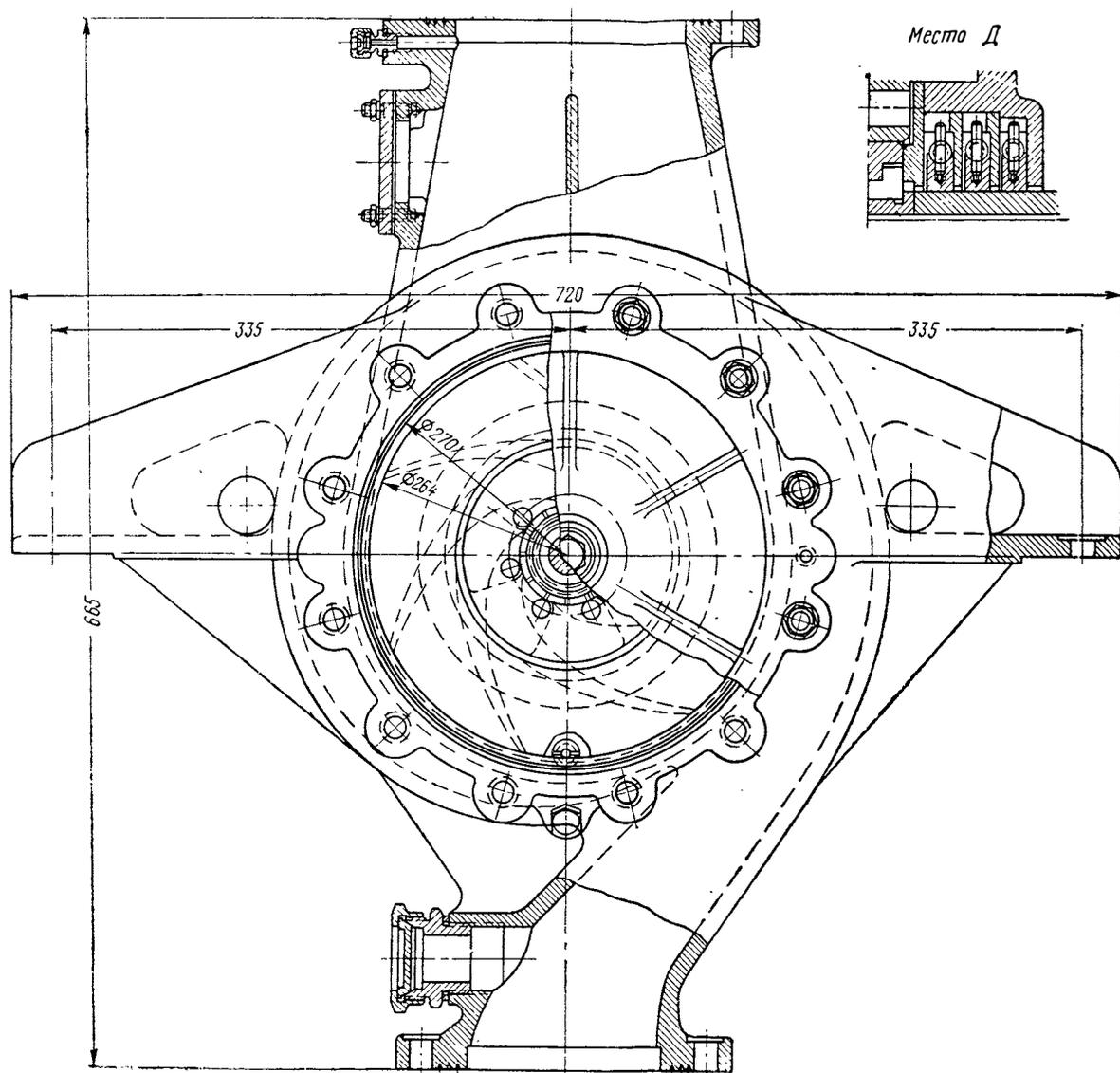
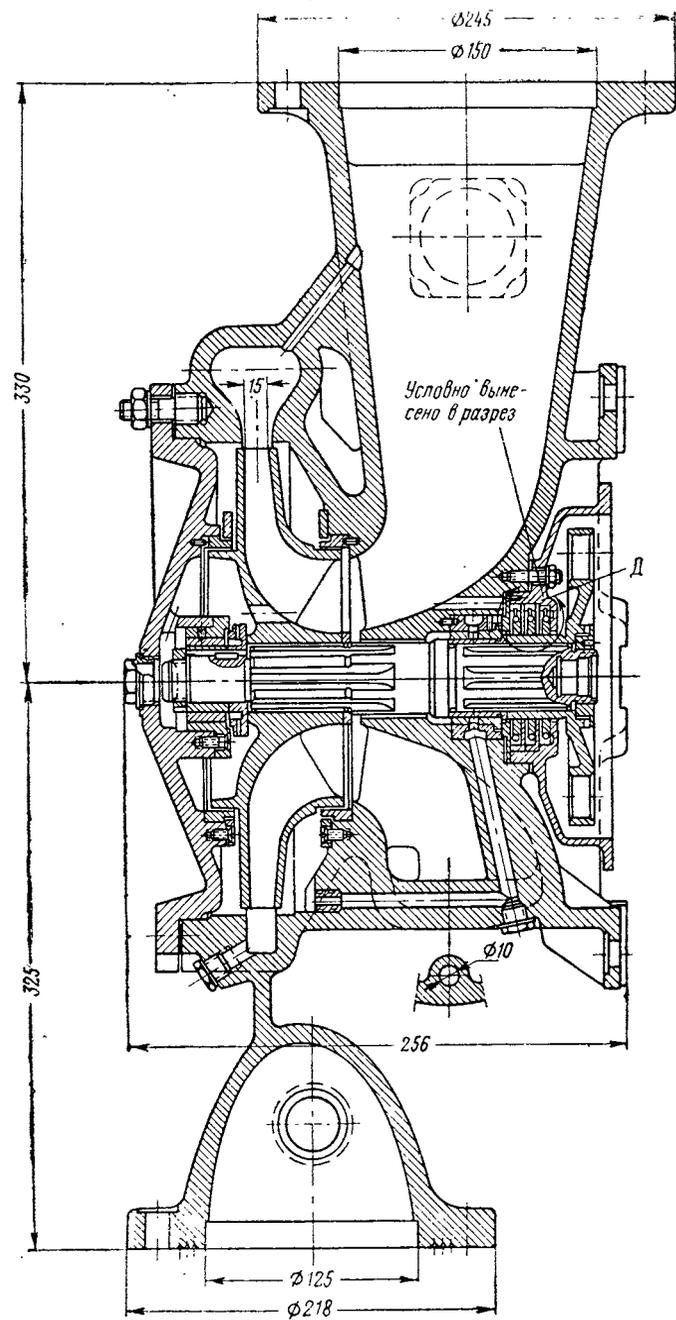
Для повышения антикавитационных свойств колеса насоса выполнено с лопатками двойной кривизны. Насос имеет целый ряд конструктивных особенностей, связанных с большими температурными деформациями деталей и изменением механических свойств материала деталей из-за низкой температуры кислорода.

В связи с этим вал насоса окислителя имеет подшипники скольжения, выполненные из бронзы. Чугунные уплотнительные кольца вставлены в алюминиевый корпус насоса с зазором. Поэтому при охлаждении корпуса насоса дополнительных напряжений не появляется. Полость высокого давления имеет канал, служащий для удаления воздуха из полости высокого давления при заливке насоса.

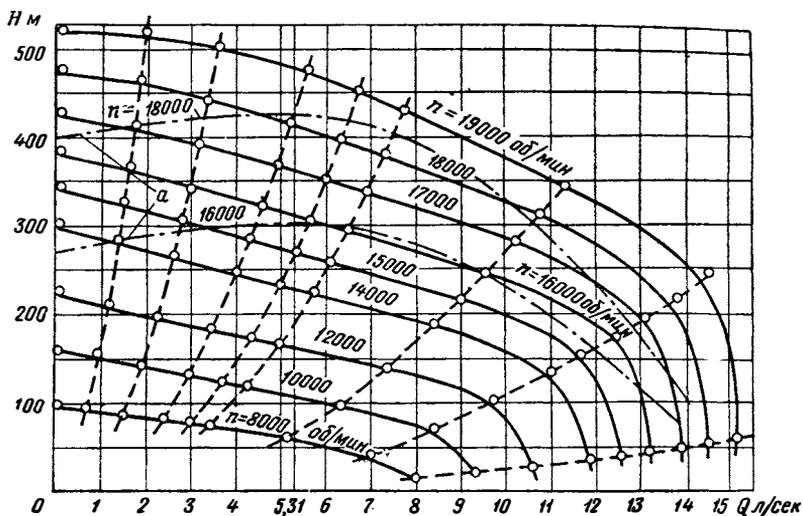
На фиг. 200 показан центробежный насос для азотной кислоты двигателя Р-3395 (фирма BMW), Германия, 1944 г.

#### Основные технические данные

Рабочее тело . . . . .	азотная кислота
Число оборотов . . . . .	$n=20\,700$ об/мин
Объемный расход . . . . .	$Q=5,3$ л/сек
Давление на выходе . . . . .	$p_{\text{вых}}=53$ кг/см <sup>2</sup>
Коэффициент быстроходности . . . . .	$n_s=55,0$

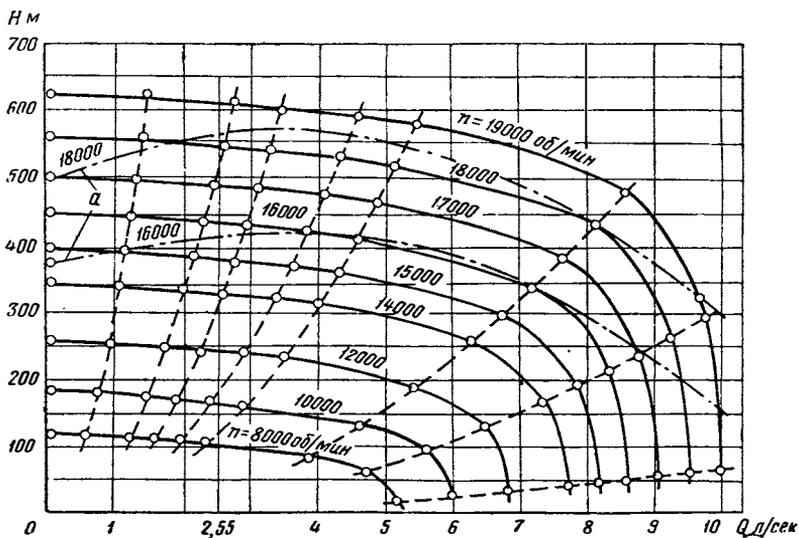


Фиг. 199. Кислородный насос ТНА двигателя А-4.



Фиг. 197. Характеристика насоса окислителя ТНА двигателя НКВ 109—509.

<sup>a</sup> — расчетные кривые.

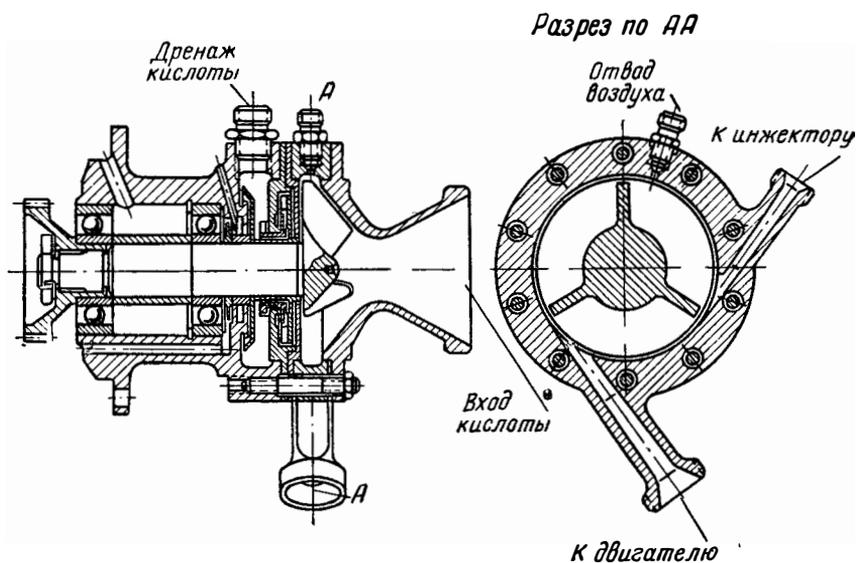


Фиг. 198. Характеристика насоса горючего ТНА двигателя НКВ 109—509.

<sup>a</sup> — расчетные кривые.

Колесо насоса открытого типа и имеет всего три радиальных лопатки.

На входе в насос установлен инжектор. Непосредственно за крыльчаткой расположено двойное уплотнение, состоящее из кольца и гидрозатвора. При работе насоса на малых оборотах до 5000 ÷ 6000 об/мин уплотнение обеспечивается кольцом, на больших оборотах — гидрозатвором.



Фиг. 200. Насос азотной кислоты двигателя Р-3395 фирмы BMW.

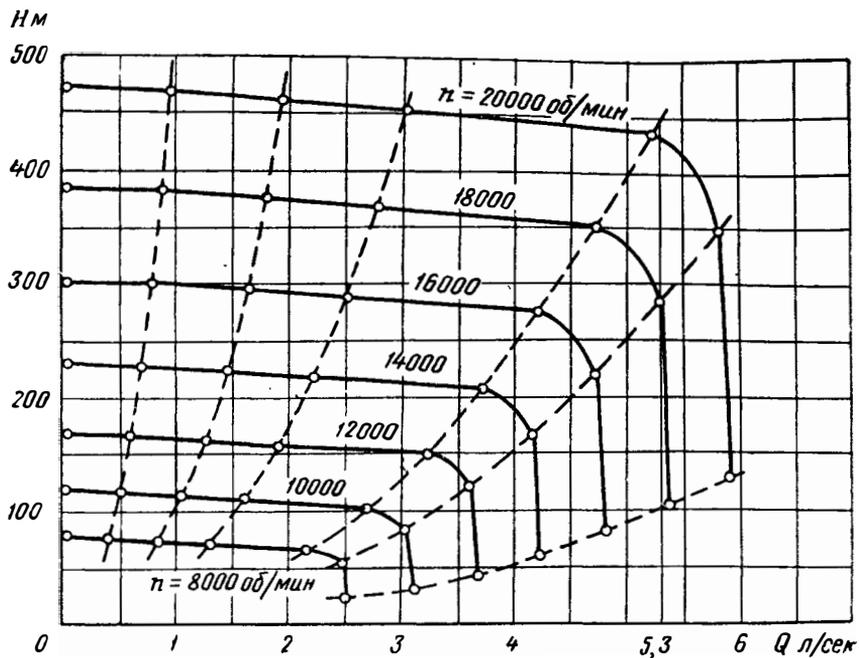
Для предотвращения попадания кислоты в полость подшипника установлен отражатель и два уплотняющих кольца. Полость между кольцами сообщается с атмосферой четырнадцатью отверстиями, просверленными в корпусе.

Характеристики насоса приведены на фиг. 201.

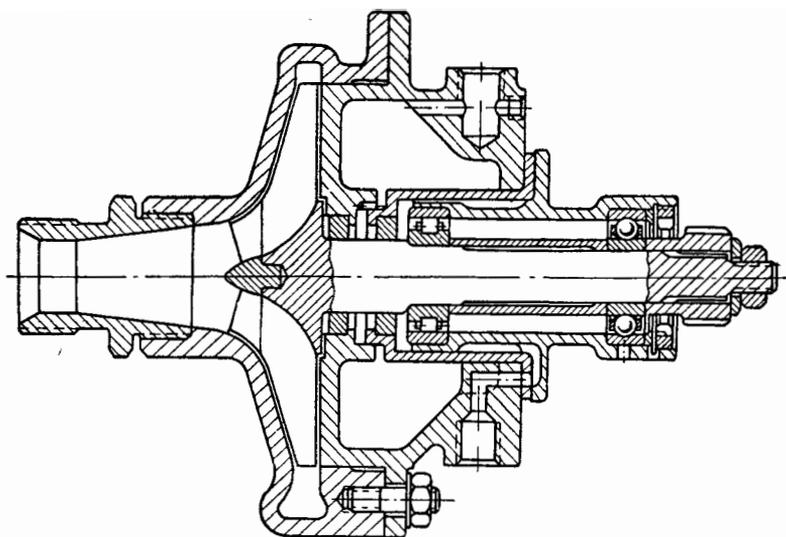
Как показали В. И. Думов и М. А. Пешкин<sup>1</sup>, резкий срыв напора при больших расходах объясняется кавитацией в диффузоре. Кавитация в диффузоре может ограничивать величины выходных углов лопаток.

На фиг. 202 и 203 показаны насосы самолетного ускорителя «Снарлер» фирма Армстронг — Сиддли, 1946—1950 гг.

<sup>1</sup> В. И. Думов, М. А. Пешкин, О двух особенностях кавитационных характеристик центробежного насоса с крыльчаткой перьевого типа и парциальным отводом жидкости, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника» № 2, 1959.



Фиг. 201. Характеристики насоса азотной кислоты двигателя Р-3395.

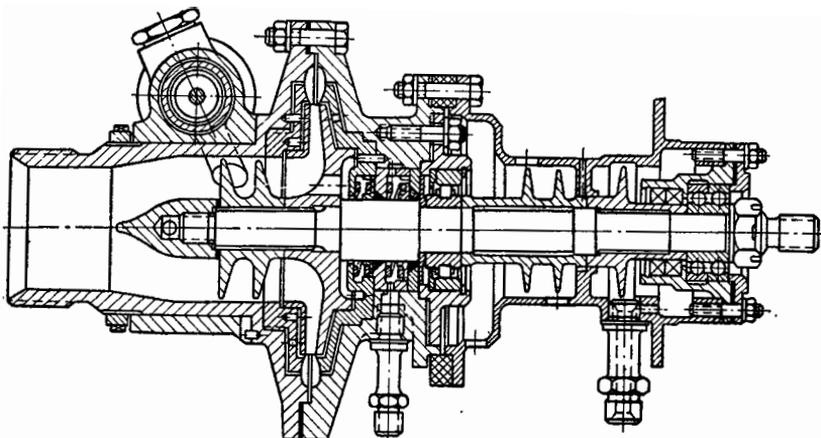


Фиг. 202. Насос горючего самолетного ускорителя «Снарлер» фирмы Армстронг—Сиддли.

## Основные данные насоса горючего

Рабочее тело . . . . .	65%-ный метиловый спирт
Число оборотов . . . . .	$n=14\,000$ об/мин
Объемный расход . . . . .	$Q=3,2$ л/сек
Давление на выходе . . . . .	$P_{\text{вых}}=45,5$ кг/см <sup>2</sup>

Рабочее колесо из нержавеющей стали имеет пять радиальных лопаток. Отогнутые входные участки лопаток выполнены в виде



Фиг. 203. Насос окислителя самолетного ускорителя «Снарлер» фирмы Армстронг—Сиддли.

отдельного колеса. Такая конструкция позволила применить механическую обработку внутренних полостей рабочего колеса.

## Основные данные насоса окислителя

Рабочее тело . . . . .	жидкий кислород
Число оборотов . . . . .	$n=14\,000$ об/мин
Объемный расход . . . . .	$Q=2,2$ л/сек
Давление на выходе . . . . .	$P_{\text{вых}}=31,5$ кг/см <sup>2</sup>

Рабочее колесо выполнено из бронзы, корпус насоса — из алюминиевого сплава. На входе в центробежное колесо стоит шнековый преднасос. В качестве опорно-упорных подшипников применены шариковые двухрядные подшипники тяжелой серии. Эти подшипники смазываются маслом от редуктора. Между подшипниками и кислородной полостью размещены сальниковые уплотнения. Ресурс этого насоса определяется работоспособностью роликового подшипника, установленного у рабочего колеса. Он изготовлен из нержавеющей стали и может работать без смазки несколько часов.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н., Поликовский В. И., Экспериментальная проверка основных допущений расчета спиральных кожухов центробежных нагнетателей и вентиляторов, Труды ЦАГИ, вып. 328, 1937.
2. Айзенштейн М. Д., Центробежные насосы для нефтяной промышленности, Госоптехиздат, 1957.
3. Давыдов И. В., Исследование направляющих аппаратов центробежного насоса, Труды ВИГМ № 22, Машгиз, 1958.
4. Димант П. И., Работа спирального кожуха насосов и вентиляторов, Сб. статей «Промышленная аэродинамика» № 4, БНИ ЦАГИ, 1953.
5. Думов В. И., Повышение антикавитационных свойств центробежных ступеней насосов при помощи осевых предвключенных ступеней, «Теплоэнергетика», 1957, № 4.
6. Ломакин А. А., Центробежные и пропеллерные насосы, Машгиз, 1950.
7. Миролубов И. В., Расчет характеристик осевых преднасосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника» № 1, 1959.
8. Михеев Н. И., Моделирование работы центробежного насоса на воздухе, Труды МАИ № 95, Оборонгиз, 1958.
9. Овсянников Б. В., Чебаевский В. Ф., Некоторые результаты испытаний высокооборотных центробежных насосов, Известия Высшей школы, серия «Авиационная техника», № 2, 1958.
10. Пешкин М. А., О влиянии температуры жидкости на кавитационные характеристики центробежного насоса, «Теплоэнергетика», 1958, № 2.
11. Поликовский В. И., Вентиляторы, воздуходувки, компрессоры, т. II, ОНТИ, 1936.
12. Поликовский В. И., К вопросу о расчете вентиляторов и насосов, Труды ЦАГИ, 1932.
13. Поликовский В. И., Невельсон М. И., К вопросу о расчете вентиляторов и насосов, Труды ЦАГИ, вып. 272, ч. II, 1936.
14. Перельман Р. Г., Поликовский В. И., Гидравлическое сопротивление прямолинейных каналов в поле центробежных сил, Краткие сообщения ОТН АН СССР, № 10, 1958.
15. Проскура Г. Ф., Гидродинамика турбомашин, Машгиз, 1954.
16. Пфлейдерер К., Центробежные и пропеллерные насосы, ОНТИ, 1937.
17. Пфлейдерер К., Лопаточные машины для жидкостей и газов, Машгиз, 1960 (пер. с немецкого).
18. Руднев С. С., Экспериментальное изучение работы двухступенчатого пропеллерного насоса, Научные записки Харьковского механико-машиностроительного института, т. IV, 1940.
19. Степанов А. И., Центробежные и осевые насосы, Машгиз, 1960 (пер. с английского).
20. Суханов Д. Я., Американские центробежные насосы и метод их расчета, ОНТИ, 1938.
21. Чебаевский В. Ф., К вопросу о механизме кавитации в центробежных насосах, «Теплоэнергетика», 1957, № 9

22. Шемель В. Б., Оптимальные параметры, определяющие кавитационные качества центробежных насосов, Труды ВИГМ № 22, Машгиз, 1958.
23. Шпанхаке В., Рабочие колеса насосов и турбин, ОНТИ, 1934.
24. Kucharski W., Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei Rotation fester Körper, München und Berlin, Oldenburg, 1918.
25. Ross C., Banerian G., Some Aspects of High—Suction specific speed Pump Inducers, Transactions ASME, N 8, 1956.
26. Stahl H. A., Stepanoff A. J., Thermodynamic Aspects of Cavitation in Centrifugal Pumps, Transactions of the ASME, v. 78, N 8, 1956.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие . . . . .	3
<b>Глава I. Введение . . . . .</b>	<b>7</b>
§ 1. Область применения насосов в жидкостных ракетных двигателях . . . . .	7
§ 2. Требования к насосам ЖРД . . . . .	11
§ 3. Классификация насосов . . . . .	17
<b>Глава II. Основные понятия о центробежном насосе ЖРД . . . . .</b>	<b>21</b>
§ 1. Устройство центробежных насосов . . . . .	21
§ 2. Мощность и к. п. д. насоса . . . . .	24
§ 3. Течение жидкости через рабочее колесо центробежного насоса . . . . .	28
§ 4. Основное уравнение лопаточных насосов . . . . .	38
§ 5. Выражение напора колеса через циркуляцию . . . . .	43
§ 6. Уравнение энергии относительного движения . . . . .	44
§ 7. Работа, передаваемая жидкости колесом, и степень реакции колеса (без учета гидравлических потерь) . . . . .	46
§ 8. Учет влияния конечного числа лопаток на работу колеса . . . . .	54
§ 9. Основы теории подобия и коэффициент быстроходности насосов . . . . .	64
§ 10. Подводящие устройства . . . . .	72
§ 11. Отводящие устройства . . . . .	74
<b>Глава III. Кавитация в центробежных насосах ЖРД . . . . .</b>	<b>86</b>
§ 1. Основные понятия . . . . .	86
§ 2. Пути повышения антикавитационных качеств систем питания ЖРД . . . . .	95
§ 3. Влияние термодинамических свойств жидкости на кавитацию в насосах ЖРД . . . . .	111
§ 4. Установка осевого преднасоса, как средство повышения антикавитационных свойств насосного агрегата . . . . .	115
<b>Глава IV. Потери в центробежных насосах . . . . .</b>	<b>123</b>
§ 1. Гидравлические потери в проточной части центробежных насосов . . . . .	123
§ 2. Методы определения гидравлического к. п. д. насоса . . . . .	128
§ 3. Объемные потери центробежных насосов . . . . .	138
§ 4. Дисковые и механические потери в центробежных насосах . . . . .	145

	<i>Стр.</i>
<b>Глава V. Характеристики насосов . . . . .</b>	<b>148</b>
§ 1. Теоретические характеристики насоса . . . . .	148
§ 2. Действительные характеристики насоса . . . . .	155
§ 3. Характеристики шнекового осевого насоса . . . . .	167
<b>Глава VI. Работа насоса в системе питания . . . . .</b>	<b>170</b>
§ 1. Общие положения . . . . .	170
§ 2. Способы регулирования насосных систем питания по расходу . . . . .	173
§ 3. Устойчивость при работе насоса в системе питания ЖРД . . . . .	176
§ 4. Совместная работа насосов в системе . . . . .	180
<b>Глава VII. Силы, действующие на колесо насоса . . . . .</b>	<b>184</b>
<b>Глава VIII. Расчет центробежных насосов . . . . .</b>	<b>189</b>
§ 1. Расчет основных параметров и геометрических размеров колеса . . . . .	190
§ 2. Профилирование лопаток . . . . .	198
§ 3. Поверочный кавитационный расчет насоса . . . . .	214
§ 4. Расчет подводящих и отводящих устройств насоса . . . . .	215
§ 5. Построение приближенных характеристик насоса . . . . .	224
§ 6. Пример расчета центробежного насоса ЖРД . . . . .	227
<b>Глава IX. Краткие сведения по выполненным насосам ЖРД . . . . .</b>	<b>236</b>
<b>Л и т е р а т у р а . . . . .</b>	<b>243</b>



*Борис Викторович Овсянников*

## ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ НАСОСОВ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Издательский редактор *С. И. Виноградских*

Техн. ред. *В. П. Рожин*

Г-62868. Подписано в печать 16/VI 1960 г. Учетно-изд. л. 13,71.  
 Формат бумаги  $60 \times 92 \frac{1}{16} = 8,13$  бум. л.—16,25 печ. л., в т. ч. 3 вкл.  
 Цена 6 р. 30 к. Тираж 10 000 Заказ 41/1719

Типография Оборонгиза

### Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
109	Формула (97)	$= k_D \sqrt{\frac{Q'}{n}},$	$= k_D \sqrt[3]{\frac{Q'}{n}},$
110	Формула (101)	$= A' \sqrt{\frac{Q}{n \operatorname{tg} \beta_{1\text{опт}}}}$	$= A' \sqrt[3]{\frac{Q}{n \operatorname{tg} \beta_{1\text{опт}}}}$
119	3 снизу	на стр. 118.	на стр. 117.
133	15 сверху	$\lambda$	$\lambda_0$
146	7 сверху	Собственно	в) собственно
146	9 сверху	$N_{\text{подш}} + N_y$ в общем случае на нерасчетном режиме равны	$N_{\text{подш}} + N_y$ . В общем случае на нерасчетном режиме
176	8 сверху	заданного $k$ при	заданного $\kappa$ при

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ  
ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ОБОРОНГИЗ**

**ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ**

**Вопросы горения и детонационных волн.** Четвертый симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. Перевод с английского. 1958, 666 стр., ц. 70 р. 85 к.

**Воронин Г. И. Основы термодинамики и теплопередачи.** Учебник для авиационных техникумов. 1958, 342 стр., ц. 8 р. 45 к.

**Зуев В. С. и Скубачевский Л. С. Камеры сгорания воздушно-реактивных двигателей.** Учебное пособие. 1958, 213 стр., ц. 6 р.

**Кулагин И. И. Теория авиационных двигателей.** Учебник для авиационных техникумов, 3-е испр. и дополн. издание. 1958, 478 стр., ц. 12 р. 15 к.

**Шевелюк М. И. Теоретические основы проектирования жидкостных ракетных двигателей.** Учебное пособие для вузов. 1960, 684 стр., ц. 16 р. 80 к.

**ГОТОВИТСЯ К ПЕЧАТИ**

**Феодосьев В. И. и Синярев Г. Б. Введение в ракетную технику,** 2-е испр. и дополн. издание, 508 стр., ц. 12 р. 20 к.

*При отсутствии книг в местных магазинах книготоргов заказы следует направлять отделу «КНИГА—ПОЧТОЙ» по адресу:*

Москва К-9, ул. Петровка, 15.

