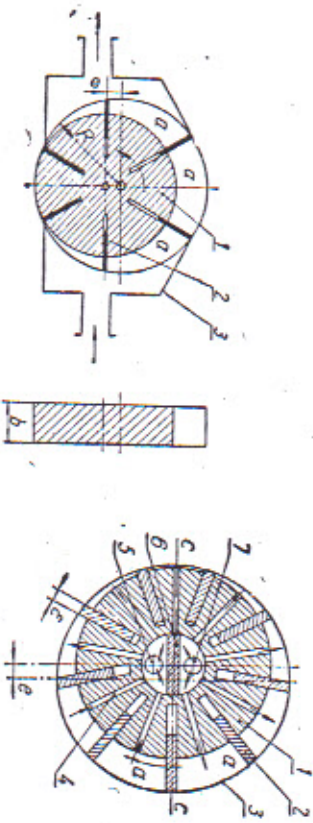


При винтовите помпи отсъства явлението компресии, каквото имаме при зацеплението на зъбите в зъбните помпи. Дебитът няма никаква неравномерност и те работят планоно и безшумно. Високите обороти са ограничени единствено от опасността от капилитация. Трудността създава сложната технология при изработване профила на винта.

Общит к. п. д. при тях се движи от 60 до 85%, като високите стойности важат за прецизно изработени винтови помпи, които могат да работят и като двигатели.

6. Пластинкови помпи

Пластинковите машини са също с въртливо движение, при което течността се пренася на части от смукателната в нагнетателната страна. На фиг. 10.3 и 10.4 са показани двата основни типа пластинкови помпи



Фиг. 10.3

Фиг. 10.4

с въртливо, респ. въртливо-разпределение на течността. Във въртливия ротор 1 (фиг. 10.3) са направени прорези, в които се глъзат пластинките 2 (могат да бъдат две и повече). Пластинките извършват освен въртливото движение, което получават от ротора, още и движение в радиална посока под действието на центробежните сили. Ширината на пластинките b и дебелината на ротора в направление, перпендикулярно на фигурата, е еднаква и те се въртат около ос, ексцентрично разположена спрямо тялото. Така се получава въртливост с пространствена d , в които се пренася течността от смукателната страна с определен дебит и налягане в нагнетателната.

Обратно, ако се подаде течност под налягане в лявата или десната страна, на вала на ротора ще се създаде въртлив момент, т. е. получава се пластинков двигател.

На фиг. 10.4 е показана пластинкова помпа с въртливо разпределение на течността. С 1, 2 и 3 са означени елементи, аналогични на тези от фиг. 10.3. Каналите 4 са пробити радиално в ротора и свързват пространствата a със смукателната (7), респ. с нагнетателната, страна 5 на помпата, които са разделени една от друга с неподвижна претрета 6. По линията $c-c$, на която лежат двата центъра, се измерва ексцентриситетът e . Тя разделя помпата на две равни части — смукателна и на-

гнетателна, които разменят своите функции при обръщане посоката на въртене. Това реверсирание на посоката на въртене е валидно и при двигателите, за което е достатъчно да си разменят местата напорният и отводният тръбопровод. Практически това се извършва с помощта на подходящ разпределител.

Ако се пренебрегнат обемните загуби ΔQ , теоретичният дебит на пластинковата помпа за един оборот (фиг. 10.3) се определя, както следва

$$(10.2) \quad q = 2\pi R^2 e b = 4\pi e b R,$$

където

q — обем течност за един оборот на ротора, dm^3 ;

R — радиус на корпуса, dm ;

e — ексцентриситет, dm ;

b, h, e — широчина, височина и дебелина на пластинките в dm ,

т. е. q представява обемът на течностни пръстен, преминал от смукателната в нагнетателната страна, като е пренебрегната дебелината e на пластинките — 2 на брой. Ако се вземе пред вид e и се изчисли за n об/мин, получава се

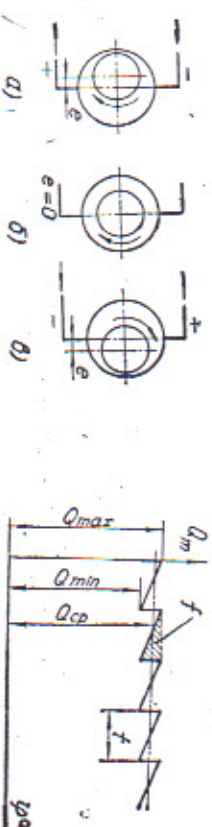
$$(10.3) \quad Q_{th} = \frac{(q - 2zebs)\pi}{60} \text{ dm}^3/\text{s}.$$

Ако се замести q по формула 10.2 и се отчете обемният к. п. д. за средния действителен дебит, се добива изразът

$$(10.4) \quad Q = \frac{(4\pi e b R - 2zebs)\pi n}{60} = \frac{2\pi e b n (2\pi R - ez)\pi}{60} \text{ dm}^3/\text{s}.$$

От формулата се вижда, че дебитът ще бъде функции на оборотите и ексцентриситета. Обикновено регулирането на дебита на помпата се осъществява, като се изменя e . На този принцип почиват т. н. регулируемите пластинкови помпи.

На фиг. 10.5 е показано като пример как при посока на въртене на ротора по часовниковата стрелка ексцентриситетът има крайна стойност.



Фиг. 10.5

Фиг. 10.6

при която помпата дава дебит. С плюс и минус са означени нагнетателната, съответно смукателната страна (фиг. 10.5 а и б); при $e=0$ (фиг. 10.5 б) дебитът е равен на нула. Това следва непосредствено и от формула 10.4.

Пулсацията на дебита при пластинковите помпи се вижда от дадената като пример графика на фиг. 10.6, където на ординатата се отчита

2. Компресорите за ниско налягане работят до $2 \cdot 10^5$ Pa абсолютно налягане. Те намират приложение в металургията, химическата индустрия и др.

3. Компресорите за средно налягане нагнетават флуида от 2 до $100 \cdot 10^5$ Pa абсол. налягане. Срещат се главно в химическата промишленост.

4. Компресорите за високо налягане нагнетават флуида до $1000 \cdot 10^5$ Pa и повече. Те намират приложение например при синтеза на амоняк от азот и водород.

Поради много широкя диапазон на наляганата буталните компресори се отличават с многообразните си схеми на действие и устройство. Това се дължи до голяма степен на широкя обхват на производителността, а именно от $1 \text{ m}^3/\text{min}$ до $500 \text{ m}^3/\text{min}$, отечени в нагнетателната труба.

В зависимост от засмуканото количество въздух разграничаваме: компресори с малка производителност (дебит), които слиза до $10 \text{ m}^3/\text{min}$, компресори със средна производителност — от 10 до $100 \text{ m}^3/\text{min}$, и компресори с голяма производителност — над $100 \text{ m}^3/\text{min}$.

Състоянието на даден свинаем флуид се определя от следните неговни параметри, наречени основни:

- G — маса на обема флуид V , kg;
 - ρ — специфичен обем или обем на един килограм флуид, m^3/kg ;
 - ρ — плътност на флуида, kg/m^3 ;
 - T — абсолютна температура, $^\circ\text{K}$; $T = t + 273^\circ\text{K}$;
 - t — температура, измерена в градуси цезиеви $^\circ\text{K} = -273^\circ\text{C}$;
 - P — абсолютното налягане, Pa.
- За техническите измервания по-удобно е да се работи с абсолютното налягане P , kg/cm^2 или ата (1 ата = абсолютна атмосфера)

$$P, \text{ kg/cm}^2 = 98100 \text{ Pa} \approx 100000 \text{ Pa}.$$

Компресорите за нуждите на пневматичните задвижвания имат за работно тяло атмосферния въздух, който представлява смес от сух въздух и водни пари. Парите обикновено се намират в ненаситено състояние и се подчиняват на закона на Далтон за механическото смесване на газовете, като водните пари вземат температурата на въздуха. Телото на водните пари се взема от парните таблици, като тяхното налягане се отчита срещу съответната температура. Ако парите са влажни, това показва, че въздухът е наситен и влажността се отбелязва с присъствието на мъгла. Когато водните пари са по-малко, има ненаситен въздух.

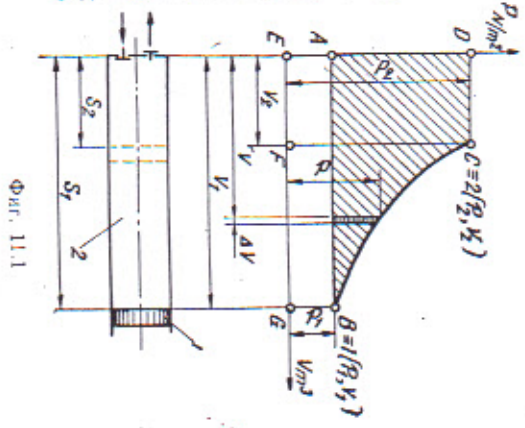
Плътноста ρ_d на действително съдържащите се в един куб. метър влажен въздух водни пари при дадена температура се нарича абсолютна влажност на въздуха. Под относителна влажност φ при дадена температура се разбира отношението между плътността на действително съдържащите се водни пари към плътността ρ_s на водните пари, които ще създават насищане, проведено с появяването на мъгла във въздуха, т. е. $\varphi = \rho_d / \rho_s$.

Относителната влажност φ се променя с изменение състоянието на въздуха. Така при повишаване на температурата на въздуха φ намалява,

следователно влиянието на водните пари върху състоянието е несъществено.

При разширението на въздуха имаме обратно явление: температурата бързо се понижава, при което относителната влажност се увеличава, а дори се отделя вода от въздуха в разширителния резервоар, тръбопроводите и сглобите машини, които работят с разширение на състен въздух. Това обстоятелство трябва да се има пред вид при монтажа на съответните съоръжения, като се монтира допълнителен брой влагоотделители.

Процестът на съствяване се разглежда като: 1) теоретичен и 2) реален. За дава случай буталното 1 се движи праволинейно-възвратно в цилиндъра 2 (фиг. 11.1), като засмуканият при изместването влакно на буталното въздух се съствява и се изтласква в напорния тръбопровод при обратното движение на буталното влакно.



Фиг. 11.1

6. Теоретичен процес

За да реализираме един теоретичен работен процес в компресора необходимо е да имаме налице следните предпоставки:

1. Липса на вредно пространство, което ще рече, че всякият въздух, съгстен от буталото, ще бъде изтласкан от цилиндъра, като налягането в него веднага ще падне под налягането на засмукване при задвижване на буталото надясно.

2. През време на смукателния ход състоянието на засмукания и намиращ се в цилиндъра въздух да остава едно и също като състоянието на оръжжавания компресора въздух.

3. Температурата и налягането на флуида при изтласкването остават постоянни и равни на налягането и температурата на флуида, който се намира в нагнетателната труба.

Ако си представим, че може да съществуват компресор, в който да бъдат изпълнени горните три условия, неговата нагнетателна диаграма ще бъде като показаната на фигурата, където по абсцисата е нанесен холовиет обем, а по ординатата — абсолютното налягане на флуида в цилиндъра. Отделните процеси от диаграмата са ясни от самата фигура, а именно: засмукване — АВ, съствяване — ВС, и изтласкване — CD.

Пълната работа на компресора за един оборот на главния вал при теоретичен работен процес се състои от необходимата работа за засмукване, съствяване и изтласкване на флуида, като зависи същевременно от

Създаване процес на съгъването. Процесът на съгъването може да се извърши при постоянна температура с обикновена на топлина, т. е. изотерично, чрез охлаждане, или при променлива температура без обикновена на топлина, т. е. адиабатно, а на практика се получава нещо средно между изотеричното и адиабатното съгъване, наречено политропно.

Без да се спираме върху съответните изводи, ще дадем крайните изрази за работата на компресора A_k , извършена за съгъването на един килограм флуид, което ще рече, че вместо обема V ще фигурира специфичният обем v , тъй като при тегло G на флуида с обем V ще имаме $V = v \cdot G$; при $G = 1$ kg се получава при изотеричен процес

$$(11.1) \quad A_k = 2,303 P_1 v \log \frac{P_2}{P_1}, \text{ J/kg;}$$

при адиабатен процес

$$(11.2) \quad A_k = \frac{k}{k-1} P_1 v_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \text{ J/kg;}$$

при политропен процес

$$(11.3) \quad A_k = \frac{n}{n-1} P_1 v_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \text{ J/kg,}$$

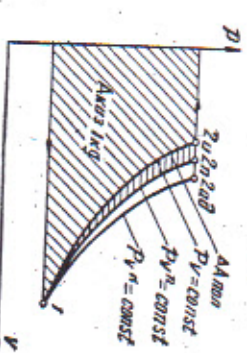
където k и n представляват степенните показатели на адиабатата, респ. политропата. Тези криви удовлетворяват уравненията

$$P \cdot v^k = \text{const} \text{ и } P \cdot v^n = \text{const},$$

докато изотермата се подчинява на израза

$$P \cdot v = \text{const}.$$

Тук работата на компресията е определена в Джаули (ур. 13.6). В най-общия случай имаме $k > n > 1$, следователно адиабатата ще бъде най-стръмната крива, след това политропата, а изотерма ще бъде най-полегатата. Това се вижда от фиг. 11.2, където в точка 1 състоянието на газа е определено от налягането P_1 и обема v_1 , като ясно се очертава разликата в тангентите към трите криви. Разликата остава в същата посока при всеки произволно избран друг обем. Това е причина, за да се дава адиабатната работа на даден компресор при съгъване на флуида от налягане P_1 на P_2 е най-голяма, а изотермичната — най-малка, както показват съответните площни върху фигурата.



Фиг. 11.2

От изложението е ясно, че за да намалим работата на компресора, т. е. за да увеличим неговия к. п. д. и същевременно да понижим температурата на флуида в края на съгъването, необходимо е да приберем към охлаждане на компресора.

в. Реален процес

Теоретичният работен процес не може да бъде реализиран поради невъзможността да построим машина без загуби и без вредно пространство; затова ще разгледаме действителния (реалния) процес, чийто разлик от теоретичния (идеалния) произтича от: 1) разширяване на останалата във вредното пространство флуид; 2) загуби на налягане при протичане на флуида през клапаните към цилиндъра; 3) подгряване на засмукания флуид от сърикословенето му със затворените стени на цилиндъра и клапаните, както и от смесването му с останалата във вредното пространство флуид; 4) топлообмена между газовете и стените на цилиндъра, буталото и похлупците на цилиндъра при съгъване и разширяване; 5) изменение на налягането на флуида в тръбопровода на компресора; 6) пропуски и протичане на флуида през затворени клапани, уплътнения и хлабини.

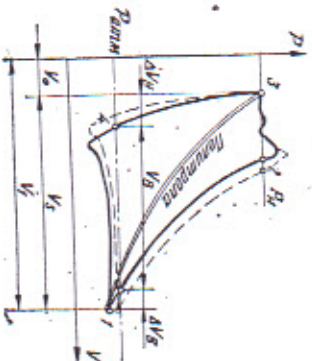
Степената на отклонение на действителния процес в компресора от идеалния процес зависи от конструкцията и геометричните размери на компресора, броя на оборотите му в минута, свойствата на параметрите на засмукания газ, степената на съгъване, качеството на изработката на компресора и неговата износеност, а така също и от геометричните размери на тръбопроводите.

Трябва да се подчертае, че работата на компресора при действителния процес може да се определи посредством изразите за теоретичния процес, като за начален обем възприемем обема на засмукването V_v , показан на фиг. 11.3, която представлява индикаторната диаграма на реалния компресор.

Вредното пространство намалява количеството на засмукания в цилиндъра флуид. В същата посока действуват както заправянето на флуид при засмукването, така и загубите в налягането, породени в смукателния тръбопровод и смукателните клапани. Така линията на засмукването се намира под атмосферната линия, като близо до точка 4 тя е много ниска, за да бъде преодоляна инерцията на затворения в момента смукателен клапан. С изместване на буталото налягането и приближаването му към точка 1 имаме значително нарастване на абсолютното налягане в цилиндъра поради заключителното движение на буталото, от една страна, и инерционното действие на ускорения вече флуид в смукателната тръба, от друга. В някои случаи при бавнооборотни компресори точката 1 може да достигне атмосферната линия.

Линията на компресията 1—2 достига при точка 2 налягане, по-високо от налягането на нагнетяване $P_n = P_2$ поради необходимостта от преодоляване на инерционните сили на затворения нагнетателен клапан, както и тези на флуида.

От диаграмата виждаме, че за да почне компресорът да засмуква



Фиг. 11.3

необходимо е буталото да измине известен ход, който съответствува на обема ΔV_n . От друга страна, за да почне буталото да стъпваща фигура на налягане, по-високо от началното, необходимо е то да измине ход, който отговаря на обема ΔV_n . Тези два хода ще назоваваме вредни за разлика от вредното пространство, изобразено върху дивамата с V_n . Полезният ход е изобразен на фигурата с V_n , а холо-ният обем, т. е. произведението от площта S на буталото и неговия ход s , се дава от V_n . Обемът на вредното пространство зависи от конструкцията. Той трябва да бъде възможно най-малък. Изразен в % от хода на буталото, той бива от 5 до 15 %.

Производителността Q в m^3/s на компресора зависи от броя на оборотите n и коэффициента на производителност λ , който бива от 0,65 до 0,85:

$$(11.4) \quad Q = \frac{\lambda V_n n}{60} = \lambda \frac{\pi D^2}{240} s n, \quad \text{m}^3/\text{s}.$$

Вредният ход ΔV_n може да се намали чрез бурно охлаждане, както това е показано на фигурата с прекъснатата линия. Отстранението на ΔV_n може да се очаква само при свеждане до нула на манометричните загуби в смукателния тръбопровод, т. е. когато точка I застане върху атмосферната линия. Свежените до минимум вредни ходове водят до увеличаване на площта на индикаторната диаграма (прекъснатите линии), следователно до по-голям коэффициент на производителност, а оттука и до увеличаване на производителността.

Чрез увеличаване на вредното пространство посредством изместване външо дъното на компресора (фиг. 11.3) се увеличава вредният ход ΔV_n и се намалява производителността. Това е един от най-икономичните начини за регулиране производителността на компресора. Може да се стигне до тям, че индикаторната диаграма да се сведе до една полнотроа, описана в две посоки, т. е. компресорът да се движи при нормални обороти, но производителността му да е нула. Практически увеличението и намаляването на вредното пространство се постига посредством допълнително монтирано цилиндърче към дъното на цилиндъра и свързано с неговото пространство. Цилиндърчето има собствено буталце, чието изместване навън увеличава вредното пространство, а изместването му навътре го намалява. Тази система позволява автоматично регулиране.

Мощността върху валя на компресора P се определя, като се ползва теоретичната изотермична или адиабатна работа A_k , отдалена на 1 m^3 флуид, и се вземат под внимание съответните к. п. д. и индикаторната мощност P_i :

$$(11.5) \quad P = P_i / \eta_{im}; \quad P_i = P_{th} / \eta_c;$$

$$(11.6) \quad P_{th} = \frac{A_k Q}{1000}, \quad \text{kW},$$

където

Q е производителността, m^3/s ;

η_c — индикаторният к. п. д., който зависи от естеството на процеса; при изотермичното съствъване к. п. д. бива 0,7 до 0,8, докато при адиабатното съствъване той достига 0,9 до 0,95;

η_{im} — механичният к. п. д. със стойности от 0,8 до 0,9, а даже и 0,95 при много големите компресори.

Работата на компресора, отнесена към 1 m^3 , се определя в зависимост от процес (изотермичен или адиабатен) и броя на стъпалата y от съответните уравнения. Действително при адиабатния процес η_c достига по-високи стойности, отколкото при изотермичен процес, но в замна на това съответната теоретична мощност P_{th} е също така много по-голяма, отколкото при изотермичното съствъване.

а. Изотермичен процес

$$(11.7) \quad A_k = 2,303 P_1 \log \frac{P_2}{P_1} \quad \text{J/m}^3.$$

б. Адиабатен процес

$$(11.8) \quad A_k = y \frac{k}{k-1} P_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad \text{J/m}^3,$$

където P_1 и P_2 са абсолютните налягания на флуида в началото на смукването и края на съствъването, измерени в N/m^2 .

Температурата T_2 на края на съствъването при налягане P_2 се определя от израза

$$(11.9) \quad T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Пример. Да се определи мощността на компресор с изотермично съствъване и производителност $0,333 \text{ m}^3/\text{s}$ засмукван външу при налягане $P = 1,01 \cdot 9,81 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ и $P_2 = 8 \text{ ata} = 8 \cdot 9,81 \cdot 10^4 \text{ Pa}$, като се приеме $\eta_c = 0,78$ и $\eta_{im} = 0,86$.

От горните уравнения следва, че

$$A_k = 2,303 \cdot 1,01 \cdot 9,81 \cdot 10^4 \cdot \log \frac{78,5}{9,9} = 205\,000 \text{ J/m}^3;$$

$$P_{th} = \frac{205\,000 \cdot 0,333}{1000} = 68,5 \text{ kW};$$

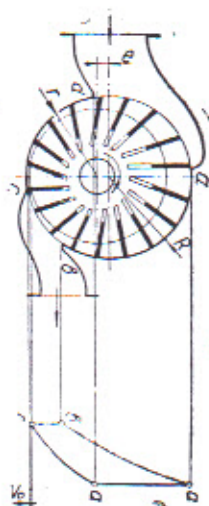
$$P_i = 68,5 / 0,78 = 87,6 \text{ kW};$$

$$P = 87,6 / 0,86 = 102 \text{ kW}.$$

Ротационните компресори работят на обемния принцип, но за разлика от буталните компресори елементът, който изпълнява функциите на буталото, извършва въртеливо или сложно движение, а не праволинейно-въртеливо. Това позволява непрекъснат поток на флуида през машината, следователно по-голяма равномерност в крайното налягане. Тук се разглежда по-съществени конструктивни форми.

1. *Пластишков компресор*. Схематично е изобразен на фиг. 11.4 заедно с индикаторната диаграма, която е идентична на диаграмата на бутален компресор. Статорът с вътрешен радиус R обгръща експандиращия се поставения ротор с радиус r , който носи със себе си плъзгащите се пластинки и се върти по часовниковата стрелка с ъглова скорост ω . Пластинките изпълняват функциите на буталото при буталните компресори. Охлаждането се извършва посредством риза към тялото на статора, която не е изобразена на фигурата.

Основните предимства на пластинковите компресори в сравнение с буталните компресори са: добра уравновесеност, възможност за директно съединяване с бързооборотни електродвигатели, отсъствие на смазателни и нагнетателни клапани.



Фиг. 11.4

Недостатъци: високи механични загуби, ограничени по отношение на наляганята — обикновено не повече от 8 до 10 · 10⁵ Pa, постигнати посредством две стъпала; с едно стъпало може да се достигне до около 4 · 10⁵ Pa.

Пространството, заградено между две последователни пластинки и две цилиндрични повърхности, образува клетка. Нейният обем първоначално расте, при което имаме засмукване, след това прогресивно намалява, т. е. имаме стъпване, и в последния момент изтласкване, както е показано на индикаторната диаграма, където $d a$ е засмукване; $a b$ — стъпване; $b c$ — изтласкване; $c d$ — разширение; V_0 — вредно пространство.

Производителността се регулира посредством специален клапан, който се командва от манометрично реле и служи да установи връзката между нагнетателната и смукателната тръба. Ако се означат още с e ексцентрицитетът между двете цилиндрични повърхности, за конструираните данни на компресори за ниско налягане (до 2,5 · 10⁵ Pa) и вакуумпомпи се получава

$$(11.10) \quad \frac{r}{R} = 0,86 \text{ или } e = R - r = 0,14 R.$$

Производителността V_1 на една клетка за един оборот е равна на нейния обем в момента, когато тя е изтласкана със засмукан флуид и смукателният канал се затвара. След извършване на всички изводи и при условие, че броят z на пластинките бъде 12 или повече, се стига до извода, че

$$(11.11) \quad V_1 = \frac{4 \pi R e l}{z} \text{ m}^3/\text{s},$$

където l е дължината на пластинките в цилиндъра.

Теоретичната производителност на машината за n об/мин се дава от израза

$$(11.12) \quad Q_{th} = \frac{z \pi V_1}{60} = \frac{4 \pi n R e l}{60} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Отношението между ефективната производителност Q и теоретичната Q_{th} дава коефициента на производителност λ , определен от израза

$$(11.13) \quad \lambda = Q/Q_{th};$$

неговите стойности за малки и средни едноствъчни компресори бъдат 55 до 85%, а за големи едноствъчни компресори — 65 до 85%. По-високата граница се отнася за налягане до 2 · 10⁵ Pa, докато ниската — за налягане до 5 · 10⁵ Pa.

Опасността от задържане на пластинките в съобщения или канали може да се намали, ако каналът се построи така, че направлението на действащото върху пластинката усилие да съвпада с направлението на канала. Това се постига, ако продължението на оста на канала поставява допрателна към окръжност с радиус e , описана около оста на въртене на ротора.

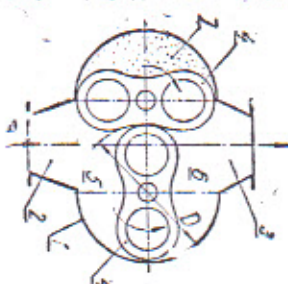
Дебелината на пластинките бива от 1 до 3 mm, а техният брой се колебае от 20 до 30.

Оборотите в минута на пластинковите компресори се определят от периферната скорост u на пластинката в нейния край, която не надхвърля 10 до 15 m/s, т. е.

$$(11.14) \quad n = \frac{30 u}{\pi(R+e)}.$$

2. Осморокобразни компресори. Те работят на един и същ принцип като пластинковите компресори. Те се състоят от овален кожух 1 (фиг. 11.5), в който се движат роторите 4 с напречно сечение, наподобяващо цифрата 8. Всеки ротор получава движението си отъвън посредством съответен зъбни кожуха, така че при движение си двата ротора да образуват помежду си незначителна хлабина, без да се допират един до друг. Хлабината между роторите и вътрешната повърхност на кожуха е много малка и достига само няколко стотни от милиметра.

При положението на фигурата флуидът се засмуква от тръбопровода 2, следователно в пространството 5 има вакуум; в пространството 6 има налягане, равно на налягането в нагнетателната тръба, докато в пространството 7 се намира току-що засмуканият флуид, който ще започне да се изтиква към тръбата 3.



Фиг. 11.5

Посоките на въртене на роторите са дадени със стрелките.

Поради пропуските между смукателните и нагнетателните пространства в тези машини се строят обикновено за сравнително ниски наляганя (до 2,4 · 10⁵ Pa) за нуждите на стоманодобивното (при конверторите) и носят името вентилатори на РуТ, както и при пневматичния транспорт. В последния случай те работят предимно на вакуум и са известни като вакуумпомпи.

Главният недостатък на осморокобразните компресори за ниско налягане се състои в увеличените загуби през хлабините при повишена

степен на съгъвяване. Ето защо тези машини не се строят за налягане, по-високи от 0,8 до 1.10⁶ Pa. Тези компресори могат да работят с 300 до 1000 об/мин, а производителността им достига от 0,02 до 12 m³/s; оборотите се изчисляват с допустима периферна скорост 8 до 15 m/s.

Означава се:

S — площта Z от фиг. 11.5 в m²;

l — дължината на ротора, m; $l = (1 \text{ до } 1,7) D$, където D е най-големият диаметър на осмортата (дължината);

n — оборотите в минута;

λ — коефициентът на производителност; $\lambda = 0,75$ до 0,85;

Q — производителност m³/h, определена от израза

$$(11.15) \quad Q = \frac{4 S l \pi \lambda}{60} = \frac{S l \pi \lambda}{15} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Мощността на обменните ротационни компресори се изчислява по уравн. 11.5 и 11.6. Когато степените на компресии ϵ е незначителна, може да се приложи изразът за определена мощността на вентилаторите, а именно

$$(11.6) \quad P = \frac{2 Q H}{1000 \gamma} \text{ kW},$$

като за случая $\gamma = 0,65$ до 0,75.

ТЕОРЕТИЧНИ ОСНОВИ НА ХИДРАВЛИЧНИТЕ ТУРБОМАШИНИ

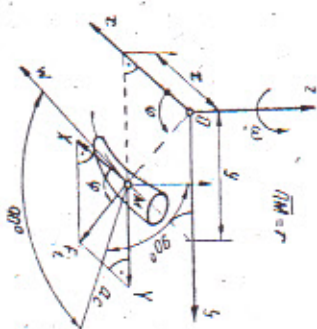
ГЛАВА ТРЕТА

12. ПАРАЛЕЛОГРАМ НА СКОРОСТИТЕ И УРАВНЕНИЕ НА БЕРНУЛИ ЗА ВЪРТИЩ КАНАЛ

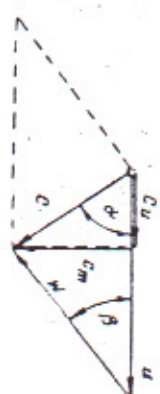
Разглежда се движението на материалната точка M в изобразения на фиг. 12.1 крив канал, който от своя страна се върти около оста oz с ъглова скорост ω . Това въртливо движение на канала се явява като преносно движение за материалната точка M , която в даден момент се намира на разстояние r от оста на въртенето. Съответно съответната преносна скорост се бележи с n и има стойност

$$(12.1) \quad n = r \omega, \text{ където } \omega = \frac{\pi n}{30}, \quad n - \text{об/мин},$$

и носи името *периферна скорост* при турбомашините.



Фиг. 12.1



Фиг. 12.2

Едновременно с въртенето на канала флуидът се движи в него. Това движение на материалната точка M е известно като *относително* или *релативно* движение. Неговата скорост се бележи с w и се нарича *относителна скорост*.

Тъй като преносното движение е ротационно около оста на въртене, то директрисата на преносната скорост лежи винаги в равнина, перпендику-

ларна на оста на въртенето, т. е. самата скорост u е перпендикулярна на същата ос.

Направлението на относителната скорост за определено местоположение на точката M се дава от допирателната към стената на канала за съответното положение на точката. Стойността на w за конкретното положение на M се определя от протичания през канала дебит Q и съответното напречно сечение S на канала съгласно уравнението за непрекъснатостта, а именно

$$(12.2) \quad w = Q/S.$$

Известно е, че при наличие на сложно движение абсолютната скорост c представлява геометричен сбор от преносната и относителната, както е показано на фиг. 12.2. Тук се вижда, че абсолютната скорост се явява геометричен сбор и на други две скорости:

$c_u = c \cos \alpha$ — проекция на абсолютната скорост върху направлението на u и се нарича *периферна скорост* (*сколопомент*);

$c_m = c \sin \alpha$ — проекция на абсолютната скорост върху равнина, която остава непрекъснато перпендикулярна на периферната скорост. Несъмнено това е равнината, в която лежи радиусът OM (фиг. 12.1), и се нарича *меридианна равнина*, а самата проекция c_m носи името *меридианна скорост*.

Пред вид изложението се написва

$$(12.3) \quad \vec{c} = \vec{u} + \vec{w} = \vec{c}_u + \vec{c}_m$$

следователно абсолютната скорост се определя по стойност и направление от изобразени на фиг. 12.2 паралелограм на скоростите. В практиката се работи с нетоварта половинка, която носи името *скоростен триъгълник*. За построяването на последния е необходимо да се познават, както при всеки друг равнобедрен триъгълник: страна и прилежащи ъгли, две страни и ъгъл между тях и т. н. Обичайно е при турбомашините построяването на скоростния триъгълник да става чрез числените стойности на скоростите: u , c_m , c_u , както и обстоятелството, че c_u има направление на периферната скорост, а c_m е перпендикулярна на последната.

Ъгълът β , показан на фигурата, дава наклона на стената на канала спрямо равнината, в която се извършва преносното движение на точката M , докато ъгълът α определя спрямо същата равнина наклона на стените на канала, който не е изобразен на фигурата и служи да доведе флуида до устнето на разглеждания въртящ канал.

От фиг. 12.2 се вижда, че относителната скорост може да се изрази по теоремата на Карно, както следва:

$$w^2 = u^2 + c^2 - 2uc \cos \alpha = u^2 + c^2 - 2uc_u$$

или

$$(12.4) \quad c^2 - w^2 + u^2 = 2uc_u$$

Изводът на уравнението на Бернули за въртящ канал се позволява на главното уравнение на хидродинамиката, написано за относителното движение на флуида и върхните сили, отнесени към единица обем, а именно:

$$(12.5) \quad d\left(\frac{w^2}{2g}\right) + d\left(\frac{p}{\rho g}\right) = \frac{Xdx + Ydy + Zdz}{\rho g}$$

Тук при извода на главното уравнение на хидродинамиката е взето предвид, че напречното сечение на канала е безкрайно малко, така че относителната скорост е действително успоредна на допирателната към стените на канала. Лесно е да се види, че при доста широк канал направлението на относителната скорост се отклонява от направлението на допирателната към стените на канала.

В уравнение 12.5, както и по-долу са взирани следните означения:

m — маса на материалната точка M ;

V — обем на материалната точка, m^3 ;

g — земно ускорение, m/s^2 ;

ρ — плътност, kg/m^3 ; специфично тегло $\gamma = \rho g$, N/m^3 ;

X, Y, Z — координати на материалната точка;

X, Y, Z — проекция на резултантната от върхните сили, отнесени към единица обем, N ;

$F = \gamma V - \rho g V$ — тегло, N ;

F_i — центробежна сила, отнесена към единица обем, N .

Приложението на уравнение 12.5 изисква определени на върхните сили. Това са силата от обемното тегло и инерционната сила от масата m при въртенето и с ъгловата скорост ω . Силата на Кориолис е перпендикулярна на относителната скорост и не взема участие в относителното движение на M , понеже не извършва работа.

От фигурата се написва:

$$x = r \cos \varphi; \quad y = r \sin \varphi; \quad x^2 + y^2 = r^2;$$

$$m = \rho V; \quad F_i = \frac{\rho V r \omega^2}{V} = \rho r \omega^2;$$

$$X = F_i \cos \varphi = \rho \omega^2 r \cos \varphi = \rho \omega^2 x;$$

$$Y = F_i \sin \varphi = \rho \omega^2 r \sin \varphi = \rho \omega^2 y;$$

$$Z = -F = -\frac{\rho g V}{V} = -\rho g.$$

Замества се в уравнение 12.5

$$d\left(\frac{w^2}{2g}\right) + d\left(\frac{p}{\rho g}\right) = \frac{1}{\rho g} (\rho \omega^2 x \cdot dx + \rho \omega^2 y \cdot dy - \rho g \cdot dz).$$

След заместване, умножаване с ρg и интегриране на членовете се получава търсеният израз, а именно:

$$(12.6) \quad p + \rho \frac{w^2}{2} - \rho \frac{u^2}{2} + \rho g z = \text{const.}$$

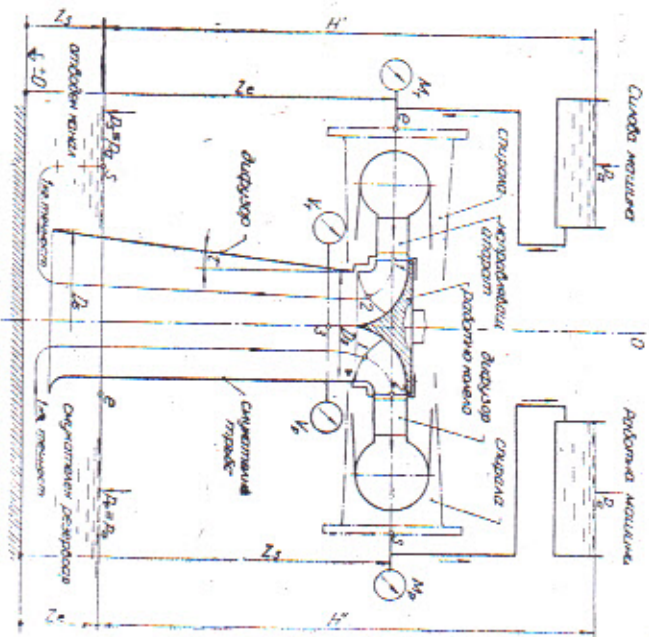
Ако каналът не притежава преносно движение, т. е. $u = 0$, тогава относителната скорост става абсолютна и уравнението добива познатия вид на Бернулиевото уравнение за неподвижен канал:

$$p + \rho \frac{c^2}{2} + \rho g z = \text{const.}$$

13. ГЛАВНО УРАВНЕНИЕ НА ТУРБОМАШИНИТЕ И СПЕЦИФИЧНИ СКОРОСТИ

а. Обратимость и главное уравнение

Кривите канали от фиг. 4.3 и 4.4 са възпроизведени на фиг. 13.1 и 13.2 и означени с 1—2. Вляво на оста на въртене O е изобразена си-

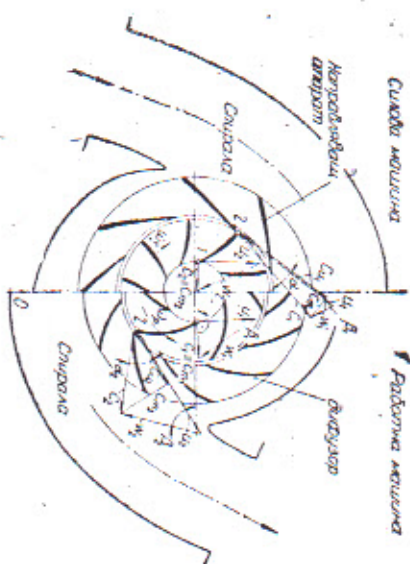


Фил. 13.1

дюза машина, а дясно — работна. Едно и също водно пространство служи за отводен канал на силовата машина и смукателен резервоар на работната. Работната машина изпраща водата посредством спиралата на напорния резервоар, разположен дясно горе, а силовата машина черпи вода от водохранителя, разположено вляво горе, чиято водно ниво, се мамира на височина H' от нивото на водата в отводния канал.

Хоризонтален разрез през работните канали 1-2, направляващият апарат на силовата машина, дифузора на работната машина и спиралите се изобразяват на фиг. 13.2. Каналите 1-2 от работното колело се въртят по посока на стрелката *ω*, за силовата машина и по противната посока *ω*_р за работната машина. Следователно двете машини — силовата и работната — са *обратилици*. Те са съчетани в едно за икономия на място. Фактически всяка от тях представлява самостоятелна машина.

Действително, ако към работната машина се доведе флуид под налягане, роторът и се завърта по посока на ет и върху вада се създа-



Фиг. 13.2

От изобразените скоростни триъгълници (фиг. 13,2) се вижда изместването на абсолютната скорост по дължината на работния канал $l - 2$. При същата машина тази скорост c_1 намалява от входа / към изхода 2, а при работната расте, т. е. енергията на флуида се увеличава.

на въртящ момент със значително по-нисък к. л. д., понеже лопатките са оразмерени за по-малко действие, а не за турбинно.

Същите констатации се наблюдават и при елеватора машина. Ако неинят ротор се завърти по посока на ω , тя ще работи като нормално построена работна машина с лопатки, извити напред (фиг. 13.2).

От изобразените скоростни триъгълници (фиг. 13,2) се вижда изместването на абсолютната скорост по дължината на работния канал $l - 2$. При същата машина тази скорост c_1 намалява от входа / към изхода 2, а при работната расте, т. е. енергията на флуида се увеличава.

Флуидът от работната машина въртищия канал с голямата скорост c , и навлиза в разширяващите се канали на дифузора, където скоростта значително намалява и протича през спиралата със сравнително малка скорост. Това е необходимо, за да бъдат сведени до минимум загубите от триене.

Скоростта е, при изхода 2 на работното колело от силовата машина продължава прогресивно да намалява по дължината на дифузора с дълг. 7, а съответното налягане расте, докато се изравни с атмосферното в отводния канал.

При входа на спиралата в точка e енергията на водата се определя от уравнение 1,6 за силовата машина и от уравнение 1,9 за изхода s на работната. Тук движението на течността се извършва в неподвижни координати от e до 1 и от 2 до s , а във въртящия канал — от 1 до 2. Придаването на съответните уравнения 12,6 и 12,7 дана за работна и силовата машина следните изрази:

1. За работна машина

$$p_3 + p_2 + p_2 z_3 = p_1 + p_2 + p_2 z_1 + p_2^H v_{g-1}$$

$$p_1 + \rho \frac{w_1^2}{2} - \rho \frac{a_1^2}{2} + \rho g z_1 = p_2 + \rho \frac{w_2^2}{2} - \rho \frac{a_2^2}{2} + \rho g z_2 + \rho g H_{0,1-2};$$

$$p_2 + \rho \frac{w_2^2}{2} + \rho g z_2 = p_3 + \rho \frac{w_3^2}{2} + \rho g z_3 + \rho g H_{0,2-3}.$$

Събираят се трите уравнения, взема се под внимание уравнение 1.9 и след заместване на

$$\Delta E = \sum_{j=1}^s \rho g H_j = \rho g (H_{0,1-2} + H_{0,2-3} + H_{0,3-4}).$$

се получава, че

$$(13.1) \quad E + E \Delta = \rho \left(\frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \rho \frac{a_1^2 - a_2^2}{2} \right).$$

Като се вземе пред вид уравнение 1.10, се получава главното уравнение за работни машини в неговата първа форма, написано за 1 m³ флуид а именно:

$$(13.2) \quad E = \gamma_H \rho \left[\frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{a_1^2 - a_2^2}{2} \right].$$

Тъй като всеки от членовете на дясната страна на уравнението се отнася за 1 m³, за да се получи таката дименсия, респ. тази на енергията E , трябва съответно да се умножат с m³, а именно:

$$(13.3) \quad 1 \text{ m}^3 \cdot \rho \cdot \frac{c^2}{2} = \text{m}^3 \cdot \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} = \frac{\text{kg}}{\text{s}^2} \text{ m}.$$

Като се излезе от основното определение за понятието *сила*, именно че тя представлява произведение от масата, чийто измерение в системата SI е kg, и ускорението с дименсия m/s², за дименсията на единица сила — 1 N, изразен чрез означенията на основните величини, се получава

$$(13.4) \quad N \equiv \text{kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2}.$$

Следователно съгласно горното уравнение за дименсията, енергията E има дименсия

$$(13.5) \quad E \equiv \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \cdot \text{m} \equiv N \cdot \text{m} \equiv J$$

и се измерва в джаули, т. е. 1 J = 1 N · 1 m и представлява извършена работа. Когато същата се извърши за една секунда, се получава *единица мощност*, наречена *ват*, чийто дименсия се явява

$$(13.6) \quad W \equiv \frac{N \cdot \text{m}}{\text{s}} \equiv \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^3} \equiv J/\text{s}.$$

Пред вид горното може да се напише за 1 m³ флуид

$$(13.7) \quad 1 \cdot \rho = N/g, \text{ т. е. } N = 1 \cdot \rho \cdot g.$$

След съответно заместване на ρ и уравнение 13.2 и разделяне двете страни на уравнението с N (Нютон), като при това се отбелязва съгласно уравнение 13.4, че

$$(13.8) \quad E/N \equiv J/N = m = H,$$

където H представлява стълб от флуида с дименсия m, то за уравнение 13.2 се получава израз 13.9, а именно

$$(13.9) \quad H = \gamma_H \left[\frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{a_1^2 - a_2^2}{2g} \right].$$

Това уравнение представлява вторият вариант от първата форма на главното уравнение за работни машини, при които енергията е изразена в метри стълб от флуид.

6. Теоретична скорост, скоростни коефициенти и к.п.д.

Ако се приложи уравнение 12.7 за свободно изтичане на течност, чийто ниво се намира на височина $H = Z$ от оста на откритието, в което действа същото налягане p , както върху повърхността на течността, и се пренебрегнат хидравличните загуби, получава се изразът за *теоретичната скорост*, а именно

$$(13.10) \quad c_0 = \sqrt{2gH} = \sqrt{1 \cdot \frac{\Delta p}{\rho}};$$

Δp — разликата в наляганята между двете нива.

Пред вид на горното и след разделяне уравнение 13.9 с H и възприемане на означенията

$$(13.11) \quad \begin{cases} K_c = \frac{c_1}{\sqrt{2gH}}; & K_{w_1} = \frac{w_1}{\sqrt{2gH}}; & K_{u_1} = \frac{u_1}{\sqrt{2gH}} \\ K_{c_2} = \frac{c_2}{\sqrt{2gH}}; & K_{w_2} = \frac{w_2}{\sqrt{2gH}}; & K_{u_2} = \frac{u_2}{\sqrt{2gH}} \end{cases}$$

се намира втората форма на главното турбинно уравнение, а именно

$$(13.12) \quad \frac{1}{\gamma_H} = K_c^2 - K_{c_1}^2 + K_{w_1}^2 - K_{w_2}^2 + K_{u_1}^2 - K_{u_2}^2.$$

Величините по уравнение 13.11 се наричат *скоростни коефициенти* или *специфични скорости*. От уравнение 13.12 се вижда, че те определят манометричния к.п.д.

Ако наново се разгледа уравнение 13.9 и се вземе пред вид уравнение 12.4, след съответните замествания и преобразувания се намира третата форма на главното турбинно уравнение:

$$(13.13) \quad H = \gamma_H \frac{1}{g} (u_2^2 c_{u_2} - u_1^2 c_{u_1}) = \gamma_H H_{th}$$

написано за стълб от флуида в m, като

$$H_{th} = \frac{1}{g} (u_2^2 c_{u_2} - u_1^2 c_{u_1}).$$

За да има H голяма стойност, необходимо е $\eta_1 c_{a1}$ да е близък към нула. Тъй като $\eta_1 \neq 0$, следва, че $c_{a1} = 0$, т. е. скоростният триъгълник при входа трябва да бъде правоъгълен, както е показан на фиг. 4.4 и 13.2.

Горното условие за максимално отдаване на енергия води до четвъртата форма на главното турбинно уравнение. След вземане под внимание определението за теоретичната манометрична височина по уравнение 1.13 следва да се напише за работна машина

$$(13.14) \quad H = \eta_H \frac{1}{g} \eta_1 c_{a1}^2 \quad \text{т. е.} \quad H \eta_H g = \eta_1 c_{a1}^2;$$

$$(13.15) \quad H \eta_H = H_1 \eta_{H1} = H + \Delta H; \quad \eta_H = \frac{H}{H + \Delta H}.$$

2. За силова машина

$$(13.16) \quad \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2g} = \eta_H H;$$

$$(13.17) \quad \eta_H = K_{c1}^2 - K_{c2}^2 + K_{w2}^2 - K_{w1}^2 + K_{u1}^2 - K_{u2}^2;$$

$$(13.18) \quad \eta_H g H = \eta_1 c_{a1}^2 - \eta_2 c_{a2}^2;$$

$$(13.19) \quad \eta_H g H = \eta_1 c_{a1}^2 \quad \text{т. е.} \quad H \eta_H g = \eta_1 c_{a1}^2$$

като току

$$(13.20) \quad H \eta_H = \eta_H H = H - \Delta H; \quad \eta_H = \frac{H - \Delta H}{H}.$$

$H \eta_H$ представлява теоретичният п.д. преобразенот работното колело в механична енергия.

Специфичните скорости по уравнения 13.11 обуславят к. п. д. на машината. Те представляват коефициенти, които имат точно определени стойности за действието на машината при максимален к. п. д.

За останалите режими на действие техните стойности биват най-различни, но те не представляват интерес. Използват се само стойностите им при η_{max} . Те се определят експериментално за дадена машина в действие. За дадена машината се установява в действие при η_{max} и се измерват всички величини, необходими за изчисленията по уравнения 13.11, като H, Q, ρ об/шп, R , както и размерите на работното колело, които позволяват чрез начертаване на скоростните триъгълници да се определят търсените скорости c, u, w . Току трябва да се отбележи, че скоростите c и w се намират по конструкцията, когато са определени въгълът β , периферната скорост u и меридианната скорост c_m (фиг. 12.2). Въгълът β трябва да се измери на самите колела, а скоростите се изчисляват:

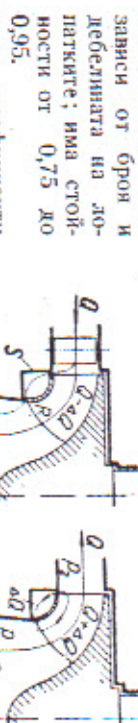
$$(13.21) \quad u = \frac{\pi n}{30} \frac{D}{2};$$

$$c_m = \frac{Q \eta_Q}{\pi D b \lambda} \quad \text{— за силова машина}$$

$$(13.22) \quad c_m = \frac{Q}{\pi D b \lambda \eta_Q} \quad \text{— за работна машина,}$$

където

Q е дебитът на машината;
 b — ширината на канала в меридианната проекция при диаметър D ,
 λ — коефициентът на стеснението, който



зависи от броя и дебелината на лопатките; има стойности от 0,75 до 0,95.

Скоростните коефициенти са дадени в интературата за отласните типове машини и могат да се ползват, когато се отнасят за приблизителни изчисления.

Фиг. 13.3

По отношение на дебита Q трябва да се отбележи, както показва фиг. 13.3 (а — силова машина и б — работна) че част от дебита ΔQ протича извън работното колело на силовата машина и поддържа работата дава само $Q - \Delta Q$, а при работната машина този дебит се движи на външно в работното колело, т. е. през последното протича дебитът $Q + \Delta Q$. Тук ΔQ диктува обемите загуби на машината, които се отчитат от съответния к. п. д., наречен к. п. д. на дебита η_Q и определен от изразите:

а) за силова машина

$$(13.23) \quad \eta_Q = \frac{Q - \Delta Q}{Q} = 1 - \frac{\Delta Q}{Q};$$

б) за работна машина

$$(13.24) \quad \eta_Q = \frac{Q}{Q + \Delta Q}.$$

Загубите ΔQ растат с хлабината f между неподвижната и въртящата се част с диаметър D_z . Ако се вземе D_z в шп, хлабината се определя от емпиричния израз

$$(13.25) \quad f = \frac{D_z}{2500} + 0,4 \text{ шп.}$$

Хидравличният к. п. д. отчита загубите от трение и вихрообразуване. Той се изчислява по израз [18]

$$(13.26) \quad \eta_H = 1 - \frac{0,42}{\log D_1 - 0,1722 f^2}$$

където D_1 представлява диаметъра на живото сечение в шп при входа на работното колело, определен от израз [26 — уравн. 10.13]

(13.27)

$$D_1 = (4,4 \text{ до } 4,9) \sqrt[n]{Q} \text{ в м.}$$

Тук Q в m^3/s представлява дебита, протичащ само през едностранното втичане на помпа с двустранно втичане, а n са общият.

Според същия източник [18] се дават уравненията за изчисляване на обемния и механичния к. п. д., както следва

(13.28)

$$\eta_{\text{об}} = 1 + 0,68 \eta_{\text{с}}^{-2,3},$$

където определенето на специфичните обороти $\eta_{\text{с}}$ е дадено в следващия параграф.

Механичният к. п. д. $\eta_{\text{м}}$ се диктува от триенето в лагерите, улътните кутини и триенето на работното колело във водната маса. Моментът M_R от триенето за едната страна на колелото се изчислява по израз

(13.29)

$$M_R = \lambda r r_2^2 \omega^2,$$

където

λ е коефициентът на триене;

r — плътността на флуида;

r_2 — външният радиус на работното колело;

ω — ъгловата скорост;

s — разстоянието между двете стени — подвижната на колелото и неподвижната на тялото;

Re — числото на Рейнолдс.

За λ в случая се дава

$$(13.30) \quad \lambda = \frac{\pi}{Re} \left(\frac{r_2}{s} + Re \left(\frac{s}{r_2} \right)^T \right) [0,0146 + \left(\frac{s}{r_2} \right)^2 0,1256].$$

Ако се означат с M_L и M_R моментите от триене в лагерите и улътните кутини, за загубената мощност ΔP в триене, както и за механичния к. п. д. $\eta_{\text{м}}$ се получава

(13.31)

$$\Delta P = \omega (M_R + M_L + M_K);$$

(13.32)

$$\eta_{\text{м}} = \frac{P - \Delta P}{P}.$$

Общият к. п. д. на машината η представлява произведението

(13.33)

$$\eta = \eta_{\text{у}} \eta_{\text{об}} \eta_{\text{м}}$$

като расте с увеличението на $\eta_{\text{у}}$ и намалява с понижението на същото число. Най-ниските стойности на к. п. д. се отнасят за най-малките $\eta_{\text{у}}$ и малките мощности. Помпите с най-малки мощности имат общ к. п. д. около 40÷60%, а за средните и големи мощности са дадени в таблица 13.1 ориентировъчни съотношения между отделните к. п. д. в %.

к. п. д.	Средни стойности					Горни стойности				
$\eta_{\text{у}}$	85	90	92	92	92	94	94	94	94	94
$\eta_{\text{об}}$	94	94	95	95	95	96	96	96	96	96
$\eta_{\text{м}}$	94	95	96	97	97	97	97	97	98	98
η	75	80	84	85	85	87	87	87	88	88

Словите машини от съответни мощности и $\eta_{\text{у}}$ имат к. п. д. с около 20% по-високи от посочените тук за турбопомпи. Това се дължи на обстоятелството, че при турбините потокът в проточния канал е непрекъснато ускорителен за разлика от този при помпите, където движението е забавително в отделните канали и е свързано с хидравлични загуби от вихрообразуване и др. Специално за работното колело трябва да се съблюдават относителните скорости по уравнение 16.27.

14. УРАВНЕНИЯ ЗА ПОДОБИЕТО И СПЕЦИФИЧНИ ОБОРОТИ

а. Формули на подобие

Определянето на хидравличния к. п. д. от специфичните скорости (уравнение 13.12) разкрива широки възможности при оразмеряване на турбомашините. Така две машини от един и същ тип имат един и същ $\eta_{\text{у}}$, когато съответните им скорости коефициенти са равни, и обратното — равенството на съответните скорости коефициенти води до равенство на $\eta_{\text{у}}$. Това обстоятелство позволява на конструкторите, преди да построят дадена голяма машина оригинална, да направят малка машина, наречена модел, и след експерименталното определяне на скоростните коефициенти да пристъпят към оразмеряване на оригинала. Моделът, оригиналът и всички останали машини, построени по техен образец, образуват семейство (фамилия) машини от даден тип, като най-първо построената машина от съответната серия се нарича прототип.

Условието за равенство на съответните скорости коефициенти от две машини, за да бъдат техните к. п. д. равни, дава възможност да се направят изводите на уравненията за подобие.

Разглеждаат се две машини от един и същ тип, които работят при максимален к. п. д. и условия на действие:

$$1\text{-та: } Q \text{ m}^3/\text{s}; N \text{ m H}_2\text{O}; P \text{ kW}; n \text{ об./min}; D \text{ m};$$

$$2\text{-та: } Q' \text{ m}^3/\text{s}; N' \text{ m H}_2\text{O}; P' \text{ kW}; n' \text{ об./min}; D' \text{ m}.$$

Гърбет се връзките между горните величини, за да остана $\eta_{\text{у}} = \eta_{\text{у}}$. Така се разглежда само хидравличните к. п. д., понеже $\eta_{\text{об}}$ и $\eta_{\text{м}}$ са близка по стойност до единица общият к. п. д. се диктува главно от $\eta_{\text{у}}$. Следователно общият к. п. д. е висок, ако $\eta_{\text{у}}$ има висока стойност.

Равенството на периферните скорости коефициенти по уравнение 13.11 позволява да се напише

$$K_a = K_a' \text{ или } \frac{\pi D}{60 \sqrt{2g} H} = \frac{\pi D'}{60 \sqrt{2g} H'}$$

т. е.

(14.1)

$$\frac{nD}{\sqrt{H}} = \frac{n'D'}{\sqrt{H'}}$$

Числото n' се нарича **приведен еднометров оборот**, тъй като то представлява обороти на въртене на машината, която работи при пад 1 м (H' , приведен към единица) и има диаметър 1 м.

Приравняването на меридианните скоростни коефициенти за свободно кръгло сечение с диаметър D , респ. D' , дава израз за приведен еднометров дебит Q_1 :

$$K_{cm} = \frac{4Q}{\pi D^2 \sqrt{2g} H}; \quad K_{cm}' = \frac{4Q'}{\pi D'^2 \sqrt{2g} H'}$$

или

(14.2)

$$\frac{Q}{D^2 \sqrt{H}} = \frac{Q'}{D'^2 \sqrt{H'}} = Q_1$$

Ако се умножат числителът и знаменателът на горното уравнение съответно с H , H' и същевременно се отбележи, че

(14.3)

$$P = k Q H \text{ и } P' = k Q' H' \text{ kW,}$$

където съгласно уравнение 7.22 за силова машина коефициентът k има стойност

$$k = \frac{5}{1000} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$$

получава се изразът за приведената еднометрова мощност, измерена в kW, а именно

(14.4)

$$\frac{P}{D^2 \sqrt{H}} = \frac{P'}{D'^2 \sqrt{H'}} = P_1$$

За въртящите моменти се написва

(14.5)

$$\frac{M'}{\omega'} = \frac{P'}{\omega'} = \frac{P_1}{\omega_1'} \quad \frac{M}{\omega} = \frac{P}{\omega} = \frac{P_1}{\omega_1}$$

Отношенията n/n' и P/P' се определят от уравнения 14.1 и 14.4. След заместване в горното уравнение и съответни съкращения се намират изразът за приведен еднометров момент M_1 :

(14.6)

$$\frac{M}{D^3 H} = \frac{M'}{D'^3 H'} = M_1$$

Ако вместо с две машини се работи с една и съща машина при дадена вида условия на действие, търсените връзки между отделните величини се намират, като в уравнения 14.1 до 14.6 се замести $D=D'$, т. е.

(14.7)

$$\frac{n'}{n} = \sqrt{\frac{H'}{H}}; \quad \frac{Q'}{Q} = \sqrt{\frac{H'}{H}}; \quad \frac{M'}{M} = \frac{n'}{n}$$

Уравнения 14.7 намират голямо приложение в практиката за определени Q , H и N на дадена машина, когато трябва да променят оборотите си от n' на n .

Ако същата машина, за която важат уравнения 14.7, се постави да работи при пад $H'=1$ м H_2O , съответните и обороти n' , дебит Q' , мощност N' и момент M' се именуват **приведени величини** и се определят от изразите

(14.8)

$$n' = \frac{n}{\sqrt{H}}; \quad Q' = \frac{Q}{\sqrt{H}}; \quad P' = \frac{P}{\sqrt{H^3}}; \quad M' = \frac{M}{H}$$

Както приведените весичини, така и приведените еднометрови величини представляват коефициенти, които са еднакви за всички машини от даден тип. Познаването на тези коефициенти улеснява значително оразмеряването. Така например, когато е известно Q_1 и са познати Q и H , от уравнение 14.2 може да се изчисли диаметърът на работното колело D .

Практическото ползуване на уравнения 14.7 предполага, че к. п. д. остава постоянен. В действителност обаче по-голямата машина има по-висок к. п. д. от по-малката. Това се дължи на по-големите относителни загуби от триене при малката машина. Опитът показва, че при геометричен мащаб 10 разликата между двата к. п. д. бива около 70/100. При близките стойности се определя например от формулата на професор Морозов, проверена по експериментален път:

(14.9)

$$\eta_M = 1 - (1 - \eta_{M0}) \sqrt{\frac{D_{1M}}{D_1}}$$

Ако например моделът е пет пъти по-малък от оригинала и има $\eta_{M0} = 0.82$, след заместване в горния израз се получава за оригинала $\eta = 0.88$.

6. Специфични обороти

Специфичните обороти представляват коефициент, който характеризира отделните видове турбомашини и дава възможност те да бъдат категоризирани. Специфичните обороти се обуславят от броя на оборотите в минута на машината, но не трябва да се смесват с тях.

Различават се два вида специфични обороти. При първите, наречени специфични обороти на мощността, служаж за база мощността в киловатинисе бележат с η_{sp} а при вторите, наречени специфични обороти на дебита, базата е дебитът Q в куб. метри за секунда и се означават с n_g .

Разглежда се действието на две работни козела 1 и 2 и от една и съща турбина фамилия, но с различни диаметри D_1 и D_2 , които имат едни и същи над $H=H_1=H_2$ и дебити Q_1 и Q_2 .

Съответните периферни скорости ще бъдат u_1 и u_2 . От равенството на скоростните коефициенти на периферните скорости, т. е. по уравнение 13.11 се намира $u_1=u_2$, или

$$(14.10) \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{D_2}{D_1}.$$

От равенството на меридианните скорости коефициенти и от обстоятелството, че напречното сечение е пропорционално на квадрата от диаметъра, се получава

$$(14.11) \quad \frac{Q_2}{Q_1} = \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2 \quad \text{или} \quad \frac{D_2}{D_1} = \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}}.$$

От уравнение 14.10 следва, че

$$(14.12) \quad \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}}.$$

Тъй като двете работни козела са от една и съща турбинна фамилия, би следвало те да имат едни и същи к. п. д., т. е. $\eta_1=\eta_2$. Умножава се и с десет дясната част на горното равенство с $\sqrt{H}$ (палът H е равен на H_1 и същевременно на H_2), т. е.

$$(14.13) \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{Q_1} \cdot \sqrt{H_1}}{\sqrt{Q_2} \cdot \sqrt{H_2}} = \sqrt{\frac{P_1}{P_2}}.$$

Ако разгледаме работно колело 1 работи не при над H_1 , а при приведения над $H_1=1$ метър, тогава неговите обороти на въртене, n_1 ще бъдат равни на приведените обороти в минута n'_1 и съответната му мощност P_1 ще бъде равна на приведената мощност P' , определени от уравнение 14.8.

Прави се сравнение на същото работно колело 1 с геометрично подобното му работно колело 2, чиято мощност P_2 се приема да е равна на 1 kW и което се върти с n_2 оборота в минута, която при мощност 1 kW стават равни на n_2 . Съгласно уравнение 14.13 се намира

$$(14.14) \quad \frac{n_2}{n'_1} = \sqrt{\frac{P'}{P_2}} = \sqrt{1} = \sqrt{P'}.$$

Ако се замести n_2 с означението n_s , тъй като се касае за обороти на машина с мощност 1 kW, се намира уравнението за характерното число n_s :

$$(14.15) \quad n_s = n'_1 \sqrt{P'}.$$

След заместване на n' и P' с техните стойности по уравнение 14.8 се добива

$$(14.16) \quad n_s = \frac{n}{\sqrt{H}} \cdot \sqrt{\frac{P}{H^3}} = \frac{n \sqrt{P}}{H^{5/4}}.$$

От уравнение 14.16 следва дефиницията:

Специфичните обороти n_s представляват оборотите на въртене в минута на фиктивна турбина-модел с мощност 1 kW, която работи при над 1 m и има еднакъв к. п. д. с турбина, чиято мощност е P kW, работи при над H m и се върти с n об/мин. Казва се, че двете турбини са от една и съща турбинна фамилия.

При турбопомпите мощността P съответствува на теоретичната мощност P_m . Когато за работен флуид е възприета водата, за теоретичната мощност се получава

$$(14.17) \quad P_m = \frac{gQH}{1000} = \frac{1000 \cdot 9.81 \cdot Q \cdot H}{1000} = 9.81 Q \cdot H \text{ kW},$$

където дебитът Q и палът H са в m^3/s и m . След заместване в уравнение 14.16 на мощността със стойността по уравнение 14.17 се получава изразът за n_s на турбопомпите, когато се работи в измерителната система SI, т. е.

$$n_s = \frac{n \sqrt{P_m}}{H^{5/4}} = \frac{n \sqrt{9.81 Q H}}{H^{5/4}}$$

или

$$(14.18) \quad n_s = \sqrt{9.81} \cdot \frac{\sqrt{Q} \sqrt{H}}{\sqrt{H} \sqrt{H} \sqrt{H}} = 3.14 \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}}.$$

Известно е, че в системата KMS горното уравнение има вида

$$(14.19) \quad \frac{n_{s,KMS}}{n'_1} = \frac{\frac{n}{\sqrt{75}} \sqrt{\frac{1000}{Q H}}}{\frac{n'_1}{\sqrt{H}}} = 3.65 \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}}.$$

От уравнения 14.18 и 14.19 се установява записността

$$(14.20) \quad n_s = 0.86 |n_s|_{KMS}.$$

Следователно числените стойности за специфичните обороти в нововъзприетата система SI представляват числа, по-малки от съответните в системата KMS, т. е. когато за единица мощност е възприета 1 к. с.

За силовите машини, които работят с вода, се получава съответно: а) в нововъзприетата система SI

$$n_s = \frac{n}{\sqrt{H}} \sqrt{\frac{2gQH\eta}{1000}} = \sqrt{\frac{1000 \cdot 9.81 \cdot n \sqrt{QH\eta}}{1000 H^{5/4}}};$$

$$(14.21) \quad n_s = 3.14 \frac{n \sqrt{QH^3}}{H^3 \sqrt{H}};$$

б) в ползуваната досега измерителна система KMS изразът за специфичните обороти има вида

$$(14.22) \quad |n_{sKMS}| = \frac{n \sqrt{\frac{1000}{75} \cdot QH^3}}{H^3 \sqrt{H}} = 3.65 \frac{n \sqrt{QH^3}}{H^3 \sqrt{H}}.$$

От уравнения 14.20 и 14.21 се вижда, че връзката между числените стойности на специфичните обороти, изразени в двете измерителни системи SI и KMS, се дава от уравнение 14.20, което остава в сила както за турбопомпи, така и за водни турбини.

В следващия текст всички числени стойности за n_s ще се определят по уравнение 14.18 за турбопомпи и по уравнение 14.21 за водни турбини. Тези числени стойности се изменят в следните граници:

$n_s \approx 35$ до 250 — центробежни помпи;

$n_s \approx 250$ до 500 — диагонални помпи;

$n_s \approx 500$ до 1000 — пропелерни помпи;

$n_s \approx 2$ до 28 — активни турбини;

$n_s \approx 50$ до 1000 — реактивни турбини.

Освен така определените специфични обороти според мощността n_s срещат се още специфични обороти според дебита n_q , които са изчислени от уравнения 14.23 и 14.24, както следва:

а) за турбопомпи

$$(14.23) \quad n_q = \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}} = \frac{n_s}{3.14};$$

б) за водни турбини

$$(14.24) \quad n_q = \frac{n \sqrt{QH}}{H^3 \sqrt{H}} = \frac{n_s}{3.14 \sqrt{H}}.$$

Тази разновидност на специфичните обороти n_q се дефинира, както следва: *специфичните обороти на дебита предпоставят оборотите на въртене на фиксирания машина, която работи при нито над $H=1$ m и дебит $1 \text{ m}^3/\text{s}$.*

Тъй като специфичните обороти на дебита не включват в себе си к. п. д. на силовата машина, някои автори го предпочитат пред специфичните обороти на мощността.

Известно е от изследванията на Ерхарт (фиг. 14.1 и 14.2), че к. п. д. расте с увеличаване на n_s до 140, затова е интересно да се установят параметрите, които съдействуват за нарастването на n_s . За целта се ползва уравнение 14.18, като се означава:

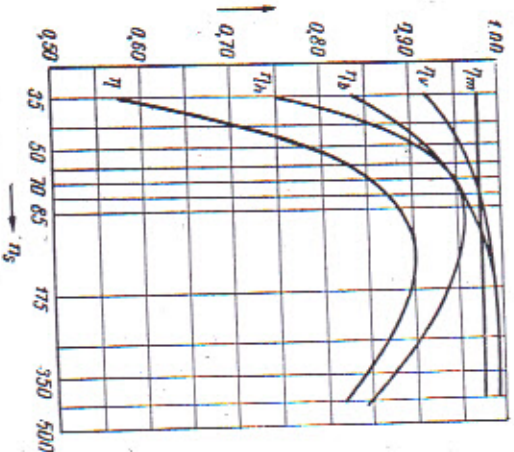
D — диаметър в m;
 b — дължина на нормалната линия от меридианния профил;
 K_{cm} — меридианна специфична скорост, определена от

$$(14.25) \quad K_{cm} = \frac{c_m}{\sqrt{2gH}};$$

λ — коефициент на стеснението;

Φ — коефициент на дебита на помпата;

$$(14.26) \quad \Phi = \frac{4b}{D} K_{cm} \lambda.$$



Фиг. 14.1

Стойността на дебита Q се изразява с

$$Q = \pi D b K_{cm} \lambda \sqrt{2gH}.$$

Умножава се и се дели дясната част с 4 D , т. е.

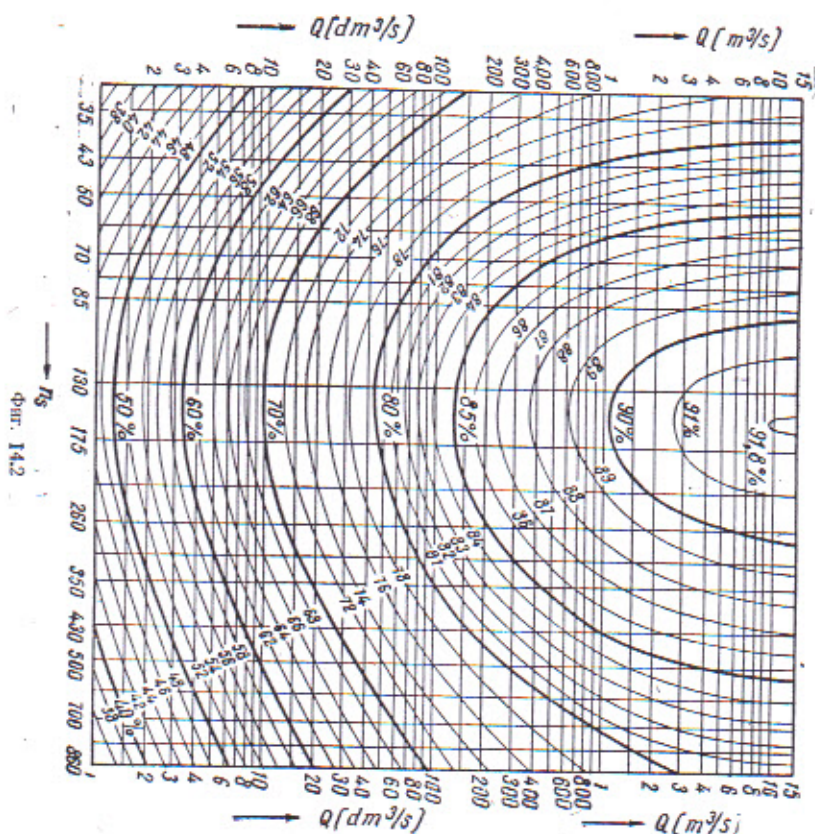
$$(14.27) \quad Q = \frac{4 \pi D^2 b K_{cm} \lambda \sqrt{2gH}}{4D} = \frac{\pi D^2}{4} \Phi \sqrt{2gH}.$$

От друга страна, периферната скорост u се дава от израза

$$(14.28) \quad u = \frac{\pi D n}{60}, \text{ или } n = \frac{60 u}{\pi D}.$$

Като се има пред вид горното, се замества n в уравнение 14.18 и същевременно се умножава и дели с $\sqrt{2gH}$. Изнася се от корена величината $\pi D^3/H$ и се получава

$$n_s = \frac{3,14 \cdot 60 \cdot \sqrt{\frac{\pi D^2}{4} \Phi \sqrt{2gH}}}{\pi D \sqrt{n} \sqrt{H}} = \frac{3,14 \cdot 60 \cdot K_u \sqrt{2gH} \sqrt{\pi D \sqrt{\Phi \sqrt{2gH}}}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\pi} D \sqrt{n} 2 \sqrt{H}}$$



Фиг. 14.2

Раздробяват се подкоренните величини в числителъ, извършват се съответните съкращения, след което се намира

$$(14.29) \quad n_s = \frac{3,14 \cdot 30 \cdot (2g)^{3/4}}{\sqrt{\pi}} K_u \sqrt{\Phi} = 495 \cdot K_u \sqrt{\Phi}.$$

От горния израз за n_s се вижда, че по-ефективно действие върху бързоходността оказва специфичната периферна скорост K_u , отколкото коефициентът на дебита Φ , тъй като n_s расте само с $\sqrt{\Phi}$.

Увеличаване на n_s би се постигнало, като се действва върху коефициента Φ чрез увеличаване широчината на работното колело. Това може да се извърши в широки граници при изходящия ръб, като се уве-

личава стойността на b_2 . При входящия ръб съществуват известни ограничения, тъй като входящият диаметър D_1 трябва да остане в известни граници и всяко прекомерно увеличение на b_1 води до нежелано нарастване на D_1 и преминаване към диагонална или осова машина.

Ако се желае да се намери n_s посредством коефициента на дебита Φ , определен от уравнение 14.26, следва че трябва да се намери отношението b/D или K_u . Намаляването на b/D води до много тясно работното колело, което би създавало много големи загуби от триене.

За K_u може да се каже същото: малките стойности изискват малки изходящи ъгли β_2 между лопатката при изходящия ръб и периферната скорост; следователно би се получила много легла лопатка с голям върхен диаметър, който увеличава загубите от триене. Следователно най-ефективен начин за увеличаване на n_s остава преминаването към аксиалната конструкция на турбомашини, които биват диагонални и пропелерни.

От горното се вижда, че специфичните обороти растат най-бързо, като се увеличава периферният скоростен коефициент.

Пример. Да се определят специфичните обороти на помпа, която работи при нето тла 250 m, има мощност върху вала 10 000 kW, върти се с 600 об/мин и дава к. п. д. 90%.

Решение

От уравнение 14.17 за теоретичната мощност и забележката, че

$$p \cdot g = 1000 \cdot 9,81 = 9,810 \text{ N/m}^3$$

се получава

$$P_{th} = \frac{9,810 \cdot Q \cdot H}{1000} \text{ kW} = 0,9 \cdot 10\,000 = 9000 \text{ kW};$$

$$Q = \frac{9,000 \cdot 1000}{9,810 \cdot 250} = 3,68 \text{ m}^3/\text{s};$$

$$n_s = 3,14 \cdot \frac{600 \sqrt{3,68}}{250^{3/4}} = 58.$$

Дадена турбомашина може да работи при различни стойности на n_s за сметка на к. п. д. Съществува обаче единствена стойност, при която к. п. д. е най-голям и с която машината се именува и характеризира.

Стойността на специфичните обороти за дадено работно колело е относителна величина и зависи изключително от режима на действие, при което работи машината в даден момент. При материално осъществено работно колело три са факторите, които диктуват неговите специфични обороти n_s : оборотите, падът и мощността (дебитът). В повечето от случаите броят на оборотите остава постоянен, докато падът и най-вече мощността могат да се променят в широки граници, от което следва, че n_s ще има най-различни стойности. В бъдеще, когато ще се говори за n_s на дадена машина, ще се разбира n_s за максимален к. п. д. Това се отнася изобщо за всички турбомашини: турбопомпи, водни турбини, турбокомпресори, вентилатори, пароходни вятла и др.

В. МОНТАЖ В ПАРАЛЕЛ И СЕРИЯ

Когато бъде невъзможно посредством коефициента на дебита Φ и периферията скоростен коефициент K_{σ} да се постигнат желаните специфични обороти, като например тези извън граничните стойности на n_s за даден тип машина, прибегва се към монтаж в паралел и монтаж в серия на работните колове. При монтажа в паралел се събират дебитите, а налягането се поддържа на отделните колове, докато при монтаж в серия един и същ дебит протича през всички работни колове, като налягането, дадено от едно работно колело, е равно на общото налягане на помпата върху броя на работните колове.

Ако се означава с:

n_s — специфичните обороти на машината,

n_x — специфичните обороти на едно работно колело,

x — броят на работните колове в паралел,

y — броят на работните колове в серия

и се замести в уравнение 14.18 пред вид наложеното по-горе, намира се, че

$$(14.30)$$

$$n_s = \sqrt{x} n_x; \quad n_x = \frac{n_s}{\sqrt{x}}$$

Има случаи, когато специфичните обороти са толкова ниски, че въпреки монтирането на десетина работни колове в серия не могат да се достигнат. Тогава се монтират работни машини — две или три в серия, или се преминат към машини на обемен принцип. Ако се отнася за обемни помпи, това е възможно само при сравнително много малки дебита, понеже големите дебита предизвикват големи инерционни сили, които създават известни трудности по отношение на уравновесяването.

При много големи специфични обороти се прибегва, първо, към монтиране на работни колове в паралел и след това на две или три работни машини в паралел, т. е. всяка машина изпраща собствените си дебити в един общ тръбопровод, или няколко тръбопровода в паралел, свързани с общ колектор при помпите.

15. МЕРИДИАННИ ПРОФИЛИ НА РАБОТНИ КОЛЕЛА И БЕЗРАЗМЕРНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ

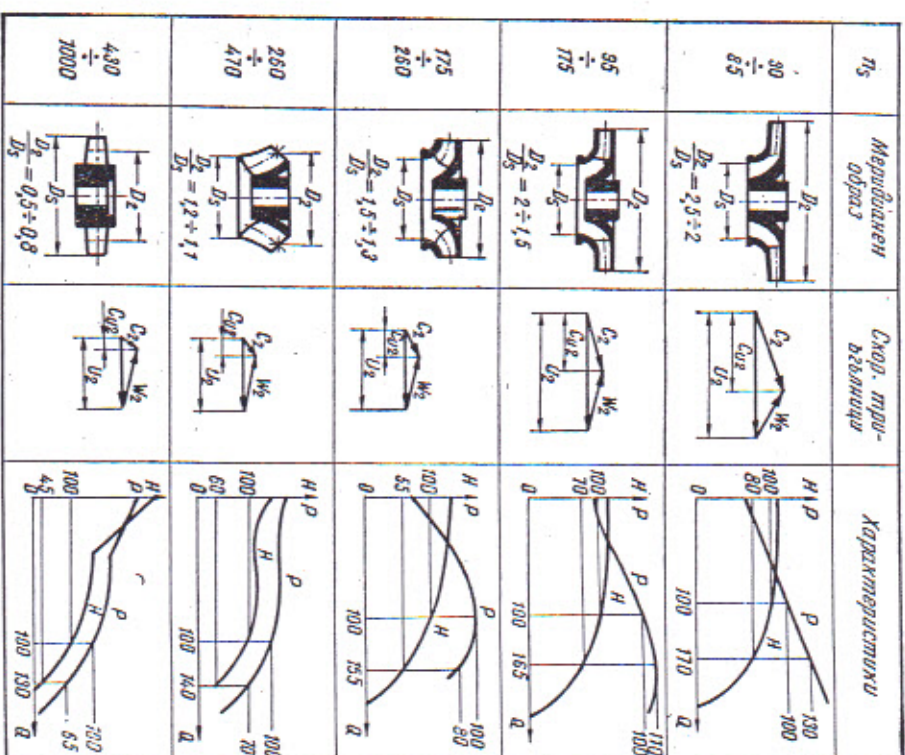
Меридианните профили представяват вертикален разрез през работното колело. Тук се определя контурът на проточния канал, т. е. каналът за протичане на течността в момента на трансформиране на енергията. Той е специфичен за отделните типове машини, определени със специфичните обороти и свойствата на флуида: несвиваем или свиваем.

а. Машини на несвиваем флуид

Ако в уравнение 14.18 се замести n об/мин с $60 \cdot n_0$ об/с, се получава идентичен израз за n_s , именно

$$(15.1) \quad n_s = 3,14 \cdot 60 \frac{n_0 \sqrt{Q}}{H^{3/4}} = 188 \frac{n_0 \sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

които несъмнено дава един и същ резултат с уравнение 14.18. Работните колове се разделят на пет главни категории, всяка от



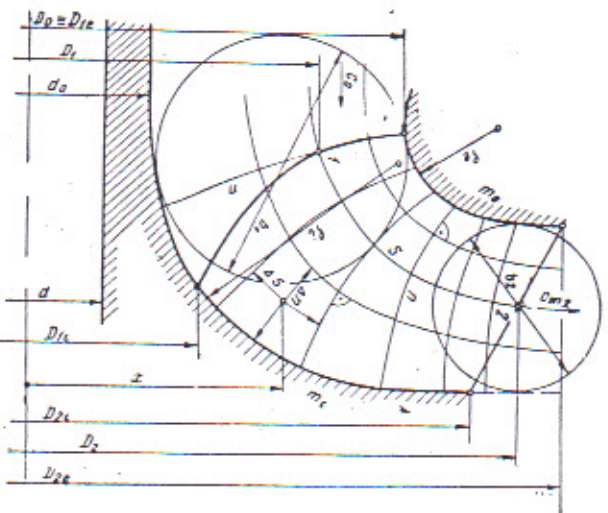
Фиг. 15.1

които може да има различни нюансировки по отношение на контурното оформяване, но общо да се запазва показният на фиг. 15.1 меридианен контур.

Точното оформяване на контура за конкретен случай става на базата на модел, чиито скоростни коефициенти са познати. Периферните

скоростни коефициенти на модела K_{uM} дават възможност да се изчислят диаметрите D_{1r} , D_{1s} , D_{2r} , D_{2s} от фиг. 15.2 по израза

$$(15.2) \quad D = 60 K_{uM} \sqrt{2gH} / \pi n.$$



Фиг. 15.2

След определяне диаметра на вала и уточняване диаметра d_0 се държи сметка за шпонката по израза

$$(15.3) \quad d_0 \approx (1.2 \text{ до } 1.3) d.$$

Проверява се дали средната меридианна скорост c_0 изчислена по уравнение 13.22, ще даде скоростен коефициент K_{c0} , който да отговаря на този от модела, именно $K_{c0} \approx K_{c0M}$:

$$(15.4) \quad K_{c0} = \frac{4Q}{\pi(D_0^2 - d_0^2) \sqrt{2gH} \eta_Q},$$

където Q е дебитът, за който се изчислява машината.

От средната стойност на K_{cm1} се изчислява широчината на канала b_1 , която в случая (фиг. 15.2) се получава като разлика между двата диаметра D_0 и d_0 , но има случаи, когато входящият ръб 1 се намира по надясно; тогава се написва, че

$$(15.5) \quad b_1 = \frac{Q}{\pi D_1 K_{cm1} \sqrt{2gH} \lambda_1 \eta_Q}.$$

6. Диаметър на гърловината D_0

Трябва да се има пред вид, че при центробежните помпи с n_q до 260 периферните скоростни коефициенти имат следните стойности:

$$(15.6) \quad K_{u1} \approx 0.4 \text{ до } 0.5; K_{u2} \approx 0.95 \text{ до } 1.1,$$

където ниската стойност е за малки n_q , а високата — за големи.

Проверка на минималния диаметър D_0 се прави още по израза за стойността на c_0 , а именно

$$(15.7) \quad c_0 = (0.06 \text{ до } 0.08) \sqrt[3]{Q n^2} \text{ m/s},$$

където Q е в m^3/s , а n — об/мин,

или още според скоростния коефициент за c_{m0} определен от

$$(15.8) \quad K_{c_{m0}} = \frac{c_{m0}}{\sqrt{2gH}}.$$

След заместване на меридианната скорост чрез дебита и сечението в израза

$$(15.9) \quad Q = \lambda_0 \pi D_0^2 c_{m0} / 4 \text{ и } c_{m0} = (u_{1e} - c_{u0}) \operatorname{tg} \beta_{0e},$$

където λ_0 отчита стеснението, предизвикано от главината с диаметър d_0 и определено от

$$(15.10) \quad \lambda_0 = 1 - d_0^2 / D_0^2,$$

както и вземане под внимание коефициента ξ_r на периферната слагема, определен от

$$(15.11) \quad \xi_r = 1 - c_{u0} / u_{1e}$$

то за търсения коефициент се получава [2] израз, определен от специфичните обороти на дебита n_q и въгъла между периферната и отгосителната скорост β_{0e} за външната токова линия при диаметър D_0 , а именно

$$(15.12) \quad K_{c_{m0}} = 0.0341 \left(\frac{b_r n_q}{\sqrt{\lambda_0} \operatorname{tg} \beta_{0e}} \right)^{2/3}.$$

Тъй като въгълът β_{0e} се изменя в граници от 14 до 36° и в случай на опасност от кавитация се приема 18° [2], горният израз добива вида

$$(15.13) \quad K_{c_{m0}} = \frac{1.35 \text{ до } 2.80}{100} \cdot (\xi_r n_q / \sqrt{\lambda_0})^{2/3},$$

и намира приложение както при центробежни, така и при осови машини.

Ако работното колело е чисто радиално, т. е. ако скоростта на флуида лежи в равнина, перпендикулярна на оста на въртенето, когато флуидът се измества от входящия към изходящия ръб, тогава $\xi_r = 1$ и $\lambda_0 \approx 0.9$; уравнение 15.13 взема вида

$$(15.14) \quad K_{c_{m0}} = \frac{1.48 \text{ до } 3.05}{100} \cdot n_q^{2/3}.$$

или още

$$(15.15) \quad K_{c_{mo}} = (0,32 \text{ до } 0,65) \left(\frac{n_q}{100} \right)^{2/3},$$

След оформянето на контура и двата ръба 1 и 2 се прави проверка и на кавитация – въпрос, разглеждан по-късно. Меридианният скоростен коефициент на модела $K_{c_{mm}}$ позволява да се изчисли широчината

$$(15.16) \quad b_2 = \frac{Q}{\pi D_2 K_{c_{mm}} \sqrt{2gH} \lambda_2^{1/2}},$$

където

λ_2 е коефициентът на стеснение;

$$D_2 \approx (D_2 + D_{22})^{1/2},$$

Като се отбележи още, че радиусите ρ_1, ρ_2 са определени от емпиричните изрази

$$(15.17) \quad \begin{cases} \rho_1 \approx (0,3 \text{ до } 0,5) D_{21} \\ \rho_2 \approx (0,1 \text{ до } 0,2) D_{22} \end{cases}$$

може да се очертаят двата контура m_i и m_e на проточния канал.

в. Безвихрово течение

Приема се, че течението е потенциално и се търси местоположението на отделните токови линии s (винаги нечетен брой) посредством еквипотенциалните линии n , като се съблюдава известната от хидродинамиката закономерност

$$(15.18) \quad x \frac{d^2 n}{ds^2} = \text{const.}$$

Допуска се грешка до 5% спрямо минималната стойност на константата за дадена ивица, ограничена от две n -линии.

Доказва се [26], че горната зависимост е достатъчна, когато входният ръб 1 съвпада със съответната еквипотенциална линия n . Тъй като това условие би довело до много дълга токова линия m_i , следва се ръбът 1 да съвпада с n -линията от m_e докъм средната токова линия, след което завива към изходния ръб с тенденция да се скъсява токовата линия m_i .

В споменатия труд се доказва също, че когато натоварването на лопатката вследствие отлагането на енергията е постоянно по цялото протежение на дадена токова линия и пропорционално на меридианната площ, напрежата циркуляция бива отстранена, когато е удовлетворено уравнението

$$(15.19) \quad \frac{x^2 c_{m_i} c_{a_i}}{S_0} = \text{const}$$

за всички разглеждани токови линии. Тук S_0 представлява статичният момент на дадена токова линия, определен от изказа

$$(15.20)$$

$$S_0 = \sum_{D_i} \Delta s \cdot x_i$$

Таблица 15.1

n_z	$\eta_{1/2}$	K_{u_1}	c_{a_1}/u_1	c_{m_1}/u_1	D_1/D_0	Скорост без дифузор b_0/D_1	Скорост с дифузор b_0/D_1	Брой лопатки Z	По-голям lit	По-малък lit
25	57	0,91	0,92	—	4,15	0,015	—	12	—	—
35	70	0,92	0,90	—	3,40	0,028	—	12	—	—
45	76	0,94	0,88	0,070	2,95	0,040	0,033	11	—	—
50	81	0,95	0,86	0,072	2,65	0,053	0,045	10	—	—
70	86	0,97	0,81	0,078	2,05	0,082	0,067	9	—	—
85	88	0,99	0,77	0,084	2,00	0,110	0,087	8	—	—
130	91	1,05	0,68	0,100	1,64	0,170	0,143	7	—	—
170	91	1,09	0,62	0,115	1,48	0,217	0,184	6	—	—
260	90	1,18	0,54	0,134	1,26	0,270	0,235	5	—	—
340	88	1,26	0,48	0,141	1,12	0,300	—	4	—	—
510	86	1,43	—	—	1,00	—	—	6	1,75	1,20
670	84	1,63	—	—	1,00	—	—	4	0,95	0,62
860	82	1,83	—	—	1,00	—	—	3	0,72	0,43
1000	78	2,09	—	—	1,00	—	—	2	0,63	0,42
1200	76	2,36	—	—	1,00	—	—	2	0,55	0,36

Очевидно, когато $D_{a_2} = D_{a_1} = D_a$, тогава за всички токови линии остават постоянни x_2 , c_{m_1} , c_{a_2} и горното уравнение 15.19 се свежда към

$$(15.21)$$

$$S_0 = \text{const.}$$

Под напречна циркулация се разбира движение по направление на n -линиите. То се поражда, когато дадена токова линия отдава на флуида повече или по-малко потенциална енергия от останалите токови линии.

Когато не се разполага с модел, от който да се вземат скоростните коефициенти, както и някои други по-характерни величини, тогава се ползват експерименталните данни на завод, каквито са например тези от каталога на ЕКМ в ГДР, дадени в табл. 15.1. В нея специфичните обороти са изчислени по уравнение 14.18, като под η_n се разбира максималната стойност на манометричния к. п. д., а K_{a_2} е определен по уравнение 13.11. Първата колона на отношението b_2/D_2 се отнася за помпи без дифузор, но със спирала, а втората — за помпи, снабдени с дифузор. Броят на лопатките от работното колело z не трябва да се смята като абсолютното меродавен.

При проведениите помпи отношението между дължината на профила на Жуковски l и стъпката t е много съществено за отдаването на енергията, затова първата колона се отнася за токовата линия при главината, а втората — за периферията или външния диаметър D_e на работното колело.

Данните от табл. 15.1 за оформяване на меридианни контури се допират чрез експерименталните данни [15], дадени в табл. 15.2 в зависимост от специфичните обороти, определени по уравнение 14.18. Тук коефициентите K дават възможност за определяне на D_1 , D_{a_2} , b_1 , b_2 (фиг. 15.2), както и въгъла на развите на лопатката φ (фиг. 20.6) в хоризонталната проекция, а именно:

$$(15.22)$$

$$\begin{cases} D_1 = K_{D_1} \frac{\sqrt{H}}{n}; & D_{a_2} = K_{D_{a_2}} \frac{\sqrt{H}}{n} \\ b_1 = K_b \frac{\sqrt{H}}{n}; & b_2 = K_{b_2} \frac{\sqrt{H}}{n} \\ \varphi = K_\varphi K_{b_1} K_{D_{a_2}} \end{cases}$$

Таблица 15.2

n	50	70	85	100	120	155	215	300	475
K_{D_1}	—	—	26	27	29	34	43	46	49
$K_{D_{a_2}}$	85	87	88	90	92	97	105	113	150
K_b	6	11	13	15	17	22	30	40	55
K_{b_2}	2.5	4.5	6	8	10	14.5	21	30	48
K_φ	0.50	0.28	0.20	0.135	0.10	0.07	0.048	0.04	0.02

Диаметърът D_{a_2} се изчислява по уравнение 15.22, след като е определен диаметърът D_1 . Таблица 15.2 дава размерите в метри и въгъла φ в градуси, когато падът H е в метри и оборотите n в минути, като при това се отбелязва, че получените стойности за φ се отнасят за брой на лопатките $z > 6$.

Г. Машини на свиваем флуид

При този род машини за характерно число служат също специфичните обороти, чиято стойност зависи несъмнено от дълготността, тъй като последната влияе като съставна част на мощността P_m , която представлява полкоренната величина в числителя на уравнение 15.25. От друга страна, необходимо е да се отбележи връзката между нарастване на налягането Δp и манометричната височина H в т. н. H_{a_2} , а именно:

$$(15.23)$$

$$H = \Delta p / \rho g,$$

където

$$g \text{ в m/s}^2 \text{ и } \rho \text{ в kg/m}^3.$$

Разглеждаат се две машини, едната от които да работи с течност — например вода, и отделните и величини без индекс, а другата да работи с газообразно тяло — например въздух и съответните и величини да бъдат с индекс 0, като при това двете машини да имат един и същ дебит Q m³/s, една и съща манометрична височина H в метри от флуида и равни об/мин, т. е. според уравнение 15.23 се написва

$$(15.24)$$

$$\frac{\Delta p_0}{\Delta p} = \frac{\rho_0 g}{\rho g} \quad \text{или} \quad \Delta p_0 = \Delta p \frac{\rho_0}{\rho}.$$

Връзката между специфичните обороти n_s и n_{s0} се установява чрез съответни замествания в уравнения 14.17 и 14.18 и образуване на отношението n_s/n_{s0} , както и вземане под внимание на уравнение 14.16, т. е.

$$(15.25)$$

$$n_s = \frac{\sqrt{\rho_0 g Q \Delta p_0 / (1000 \rho g)}}{\Delta p_0^{1/2} (\rho_0^{1/2} g)}$$

или

$$n_s = 100^{-1/2} n Q^{1/2} \Delta p_0^{1/2} \rho_0^{-1/2} g^{-1/2},$$

$$n_{s0} = 1000^{-1/2} n Q^{1/2} \Delta p_0^{1/2} \rho_0^{-1/2} g^{-1/2}.$$

Следователно

$$(15.26)$$

$$n_s/n_{s0} = \rho_0^{-1/2} \rho^{1/2} (\rho_0^{1/2} \rho_0^{-1/2}) = \sqrt{\rho/\rho_0}.$$

За вода и въздух при 15°C и налягане 730 mm Hg се дава

$$\rho = 1000 \text{ kg/m}^3; \quad \rho_0 = 1,2 \text{ kg/m}^3.$$

След съответно заместване в уравнение 15.26 се получава

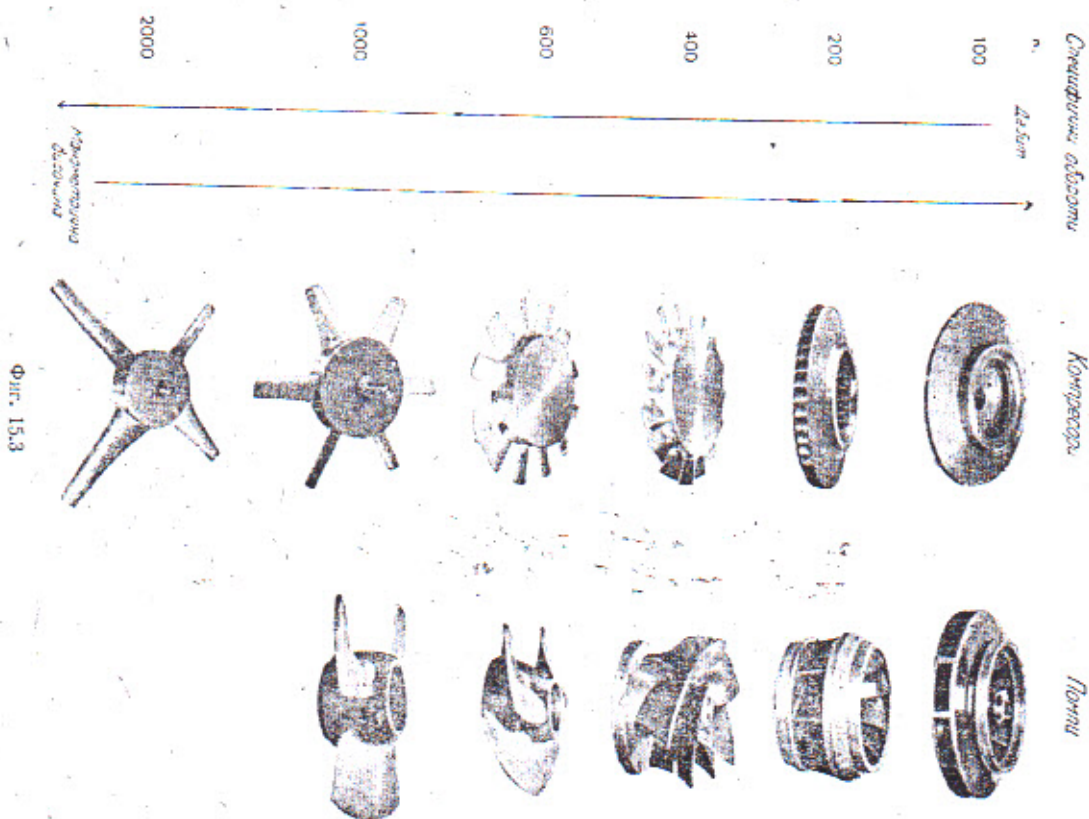
$$(15.27)$$

$$(n_s)_{\text{вода}} = 29,1 (n_s)_{\text{въздух}},$$

т. е. машината на въздух, която дава един и същ дебит с машината на вода и една и съща височина H в метри от флуида, има специфичните обороти 29,1 пъти по-малки от тези на машината с вода.

8. Центробежни вентилатори, коефициенти и оразмеряване

От уравнение 14.29 се вижда, че бързото нарастване на η_s се постига чрез увеличението на K_u , което именно се практикува: от две работни колеса с един и същ диаметър D_s по предназначени за вода и въздух, оборотите на въртене на въздушното ще бъдат многократно по-големи от тези на водното.



Фиг. 15.3

На фиг. 15.3 е показан външният вид на работни колеса за помпи и турбокомпресори при различни специфични обороти.

Горните изводи важат както за турбокомпресори, така и за вентилатори; следователно дадените гранични стойности за η_s в параграф 14 и уравнение 15.27 показват, че работните машини на въздух ще имат специфични обороти в граници от 1,2 до 34. За разширяване на този диапазон за η_s в практиката е възприет условен израз за η_s при вентилаторите

$$(15.28) \quad \eta_s = 13 \frac{n \sqrt{Q}}{H^{3/4}},$$

където n — об/мин; Q — m^3/s ; H — пълно налягане в m H_2O . Следователно тук при вентилаторите специфичните обороти представяват *пикетор, който при оптимален режим на действие дава 1 m^3/s и развива налягане 30 m H_2O , тъй като $30^{3/4} \approx 13$.*

Оразмеряването на вентилаторите от серийен тип става по напълно шаблонен начин, както е показано на фиг. 15.4, където по-главните размери са дадени в проценти от основния диаметър D_s на работното колело. На фиг. 15.5 са показани характеристиките с безразмерни величини, които при вентилаторите изпълняват ролята на скоростните коефициенти при турбопомпите.

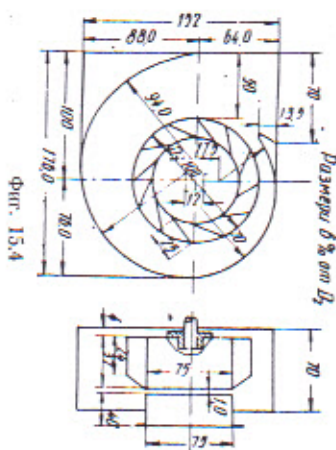
Безразмерните характеристики, наречени още коефициенти, се определят от съответни единици, наречени измерители. Така например, за да се съпоставят дебитите на отделните машини, ЦАГИ е възприел за измерителна единица или измерител на дебита величината K_d в m^3/s , която е равна на произведението от пълната площ на работното колело S m^2 , изчислена по външния диаметър, и съответната периферна скорост, т. е.

$$(15.29) \quad S = \frac{\pi D_s^2}{4}; \quad u = \frac{\pi D_s n}{60}; \quad K_d = S \cdot u, m^3/s.$$

Ако при подобни режими на действие се измери дебитът на подобните машини посредством така определен измерител на производителност по уравнение 15.29, ще се получи едно и също число за всички машини, наречено коефициент на производителност, който се бележи с $\bar{Q}$, т. е.

$$(15.30) \quad \bar{Q} = Q/K_d.$$

Когато се познава неговата стойност за дадена турбинна фамилия, лесно е да се определи дебитът посредством измервателя, а именно



Фиг. 15.4

$$(15.31) \quad Q = \bar{Q} \cdot K_Q$$

От центробежния принцип се вижда, че е леснообразно за измерител на пада да служи произведението от плътността на флуида и квадрата на периферната скорост, т. е.

$$(15.32) \quad K_H = r \cdot \omega^2, \text{ kg/(m} \cdot \text{s}^2\text{)}.$$

Следователно за коефициента на напора $\bar{H}$ се получава

$$(15.33) \quad \bar{H} = r g H / K_H,$$

където H представлява налягането или манометричният пад, определен от

$$(15.34) \quad H = \bar{H} \cdot K_H, \text{ m.}$$

За измерител на мощността служи произведението от съответните измерители на дебита и напора, т. е.

$$(15.35) \quad K_P = K_Q K_H = r S \omega^3 W$$

или за коефициента на мощността се получава

$$(15.36) \quad \bar{P} = P / K_P,$$

където мощността P е в Nm/s или W .

Ако мощността е в kW , тогава

$$(15.37) \quad \bar{P} = \frac{1000 P}{K_P}.$$

Чрез стойностите на безразмерните коефициенти може да се определи к. п. д. на помпата или вентилатора, а именно

$$(15.38) \quad \eta = \frac{\bar{Q} \cdot \bar{H}}{\bar{P}}.$$

Едно от основните предимства на безразмерните коефициенти е, че те дават възможност да се характеризира работната машина с по-малко на брой данни. Това са $\bar{Q}$ и $\bar{H}$, които съответствуват на максимален к. п. д. Самото подобряне на машината се заключава в определяне на диаметъра и броя на оборотите на работното колело, при които машината работи в най-изгодния режим, като при това дава необходимия дебит на желаня манометричен пад.

За целта се използват дадените уравнения, от които се извлича още

$$(15.39) \quad D = 2 \frac{r^{3/4}}{\pi^{1/2}} \cdot \frac{K_Q^{3/4}}{K_H^{1/4}};$$

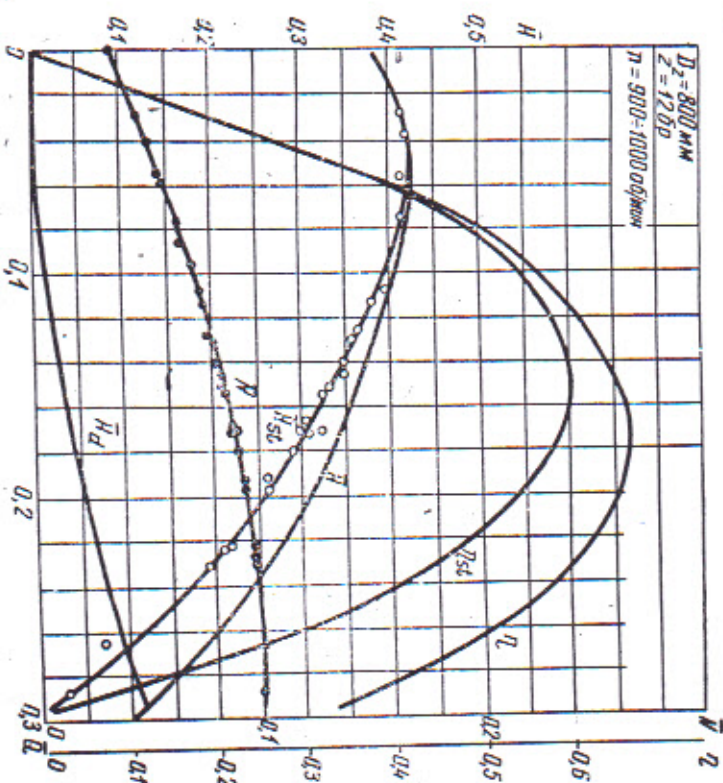
$$(15.40) \quad n = \frac{30}{\pi^{1/2} r^{3/4}} \cdot \frac{K_H^{1/4}}{K_Q^{3/4}}.$$

Ако изчислената се правят за въздух с нормална плътност $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$, атмосферно налягане 760 mm Hg , температура 20°C и относителна влажност 50%, горните два израза получават вида

$$(15.41) \quad D = 0,6672 K_Q^{3/4} / K_H^{1/4}, \text{ m};$$

$$(15.42) \quad n = 81,30 K_H^{1/4} / K_Q^{3/4}, \text{ об/мин.}$$

Външна представа за работни колела на помпи и турбокомпресори от различни специфични обороти дава фиг. 15.3, където манометричната



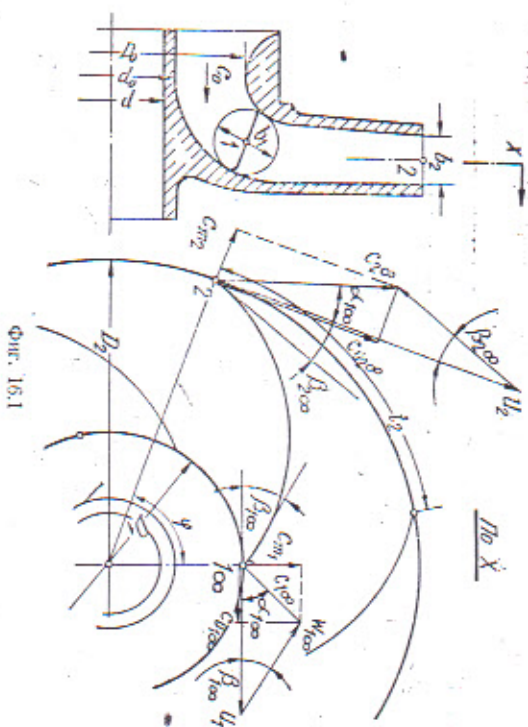
Фиг. 15.3

височина расте с намаляване на дебита и специфичните обороти, а броят на лопатките расте с увеличаване на манометричната височина.

16. СКОРОСТНИ ТРИЪГЪЛНИЦИ И ФОРМА НА ЛОПАТКАТА

Трансформацията на енергия при хидравличните турбомашини се извършва посредством множество криви канали от вида на показания върху фиг. 12.1, които, съчетани в едно, образуват най-главния елемент от машината, наречен работно колело. Стената между два последователни канала се нарича лопатка. Законът за съхранение на енергията при движението на флуида в каналите на работното колело се дава от уравнение 12.6, чийто извод предполага, че напречното сечение на канала е безкрайно малко, т. е. че броят на лопатките е безкраен и относителна-

та скорост на флуида в каналите остава непрекъснато успоредна на допирателната към стените на канала, както е показано на фиг. 16.1 за работното колело с незначителен брой лопатки. Тъй като много голям брой лопатки създава значително триене на течността по стените на ка-



Фиг. 16.1

налите, в практиката работните колела се привят не с безкраен брой, а с ограничен брой лопатки, т. е. разстоянието между две последователни лопатки е значително и относителната скорост остава успоредна на стените на канала само за токовите линии, които са в непосредствен контакт с лопатките. Отдадените от лопатката токови линии имат видоизменени по стойност и направление относителни скорости вследствие наливността на основния вихър, разглеждан по-долу. Следователно при проектиране на скоростните тригълници и оформлението на лопатката трябва да се разграничават двата случая:

- безкраен брой лопатки, където означенията на отгледните величини, които се влияят от основния вихър, ще носят индекс ∞ ;
- ограничен брой лопатки.

Тъй като меридианната и периферната скорост не се влияят от основния вихър, техните означения остават за двата случая без допълнителни индекси. Един и същ за двата случая остава още меридианният образ, т. е. вертикалният разрез на работното колело, а различие се явява в напречните разрези по $X-X$ на фиг. 16.1. Независимо от това, даден броят на лопатките е безкраен, или ограничен, флуидът е принуден да следи лопатката, затова вълните между преносната и относителната скорост диктуват направлението на последната.

а) *Безкраен брой лопатки.* Приема се, че оборотите на въртене n са известни и разрезът през работното колело е уточнен съобразно изложното относно фиг. 15.2. Нека това да е показанят на фиг. 16.1 случай, при който входящият ръб на лопатката е приблизително успореден на оста на

въртенето и се намира на диаметър $D_1 \equiv D_0$, а изходящият ръб е на диаметър D_2 .

Поставената задача се състои в определени на вертикалния напречен разрез по $X-X$ (фиг. 16.1), т. е. направиране формата на лопатката, като се излиза от стойността на енергията H в m от флуида, която трябва да се отдаде на последния и при това се приеме, че лопатките са много на брой, като всички величини за входа $1 \rightarrow \infty$ ще носят индекс 1, а на изхода индекса 2.

За цетта се изчисляват по познати вече уравнения скоростите

$$u = \frac{\pi n D}{30} \quad ; \quad c_m = \frac{Q}{\pi D b \lambda \eta_D}$$

Коефициентът на стеснението λ се изчислява за входа и изхода по формули, в които дебелината δ на лопатката се приема по данни от практиката и същевременно може да се изчисли от гледане на якост, а стъпката t се изчислява от дължината на съответната окръжност и брой z на лопатките, който се разглежда по-долу. Следователно

$$(16.1) \quad \lambda_1 = \frac{t_1 - \frac{t_1}{\sin \beta_{1\infty}}}{t_1} = 1 - \frac{t_1}{t_1 \sin \beta_{1\infty}} ;$$

$$\lambda_2 = \frac{t_2 - \frac{t_2}{\sin \beta_{2\infty}}}{t_2} = 1 - \frac{t_2}{t_2 \sin \beta_{2\infty}} .$$

Приблизителните стойности са: $\lambda_1 \approx 0.80$ до 0.92 и $\lambda_2 \approx 0.90$ до 0.97 .

Прилата се уравнение 13.13, което, написано за безкраен брой лопатки, има вида

$$(16.2) \quad H = \frac{\eta_s}{g} (u_2 c_{m2\infty} - u_1 c_{m1\infty}) .$$

Условието за максимално отдаване на енергия $c_{m1\infty} = 0$ позволява да се начертает скоростният тригълник, след като са изчислени u_1 и c_{m2} и се намери по построение вълнът $\beta_{1\infty}$ при входящия ръб 1 на лопатката.

Като се отчете приблизителната стойност на η_n от фиг. 14.1, вземайки под внимание таблица 13.1, и се изчисли периферната скорост по уравнение 13.21, именно $u_2 = \pi n D_2/60$, намира се стойността $c_{m2\infty}$ по уравнение 13.14 и тази на c_{m2} по уравнение 13.22, а именно:

$$(16.3) \quad c_{m2\infty} = g H / \eta_n u ; \quad c_{m2} = Q / \pi D_2 b \lambda_2 \eta_D$$

След това се начертáva скоростният тригълник при изхода и се измерва вълнът $\beta_{2\infty}$.

Забележка. При ограничен брой лопатки ($1-2$ от фиг. 16.4) коефициентите λ се изчисляват също по уравнения 16.1, но с малите β_1 и β_2 .

Така получените два външни дават възможност да се оформи лонатката в двата ѝ края. Изхожда се от произволно избрана точка 1, от която посредством външния се установява местоположението на точката 2 (фиг. 16,1). След очертаването на началото и края от лонатката се съставя външният ѝ с главна непрекъсната крива се намира формата на търсещата лонатка.

Скоростните триъгълници позволяват не само да се оформи лопатката; те дават също възможност да се реши обратната задача, а именно: Известна е формата на лопатките и оборотите в минута, а не са известни дебитът Q и манометричната височина H , за които е построено работното колело.

Определянето на $\beta_{1, \infty}$ и $\beta_{2, \infty}$ по разглеждания начин остава в сила, докогато работното колело има безживен брой топки, понеже само при това положението относителната скорост ще бъде упоредна на допирателната към стените на канала. Това условие е абсолютно необходимо, за да остане в сила главното уравнение на хидродинамиката, а отклик и изводът за уравнението на Бърнули за въртящ канал. Тъй като практически допълатките са ограничени брой — 5 до 15, или 30 до 40 за турбокомпресори — предстои да се направи съответна корекция, както следва:

$$(16.4) \quad z=6,5 \quad \frac{D_2+D_1}{D_2-D_1} \sin \frac{\beta_1+\beta_2}{2}.$$

При турбокомпресорите, където дебитната на допълнителните е незначителна, а при това се изисква много голяма енергия от едно работно колело, налягата се значително увеличаване броя на допълнителните. В този случай коефициентът 6,5 в горното уравнение достига 11.

(16.5) $z = 17 \sin \beta_2 \sqrt{D_1/D_2}$,
което води до по-малък брой, отколзото броят, определен по уравнение 16.4, е по-голям. Освен това той е по-голям стойност на H , но с

Обичайно е допълнително да бъдат около 11 при $n_s \approx 40$ и стигат към 5 при високите $n_s \approx 500$, докато при турбокомпресори и вентилатори се работи с двойно по-голям брой заплатки.

Фиг. 16.2

Фиг. 16.3

При пропелерните машини се работи с около 6 до 8 доплатки при $n_s = 1000$.

От хидродинамиката на флуидите е известно, че когато работното поле се движи с относителна скорост w и има дебит нуда, затвореният флуид между две последователни лопатки придобива относителна ъглова скорост, равна на w , но с обратен знак. Това се дължи на инерционните мусили на флуида, които се стремят да го задържат в първоначалното му положение.

На фиг. 16.3 е показан напречен разрез през работно колело с ограничен брой лопатки по радиуса, което се върти по ω противно на часовниковата стрелка. В междуплатъчните канали I е показано движението на потока при работното колело в покой ($\omega=0$); в канала II — основният вихър, когато работното колело се върти с ъглова скорост ω ; в канала III — циркуляционното движение около профила на лопатката. Резултатното движение се определя чрез налагане на отделните скорости от I , II и III . Това показва, че по предната страна на лопатката скоростта е малка, а по задната е голяма. От канала III се вижда също, че основният вихър с ъглова скорост $-\omega$ дава при въртената окръжност, т. е. при входа D , периферна скорост Δ_1 , която е коллинеарна и еднопосочна с периферната скорост u , докато при въртената окръжност с диаметър D_2 вихърът дава периферна скорост Δ_2 , която е коллинеарна с u , но противна по знак.

Професор Стодола оприличава основни вихър на цилиндър с диаметър d , който се върти с ъглова скорост $-\omega$ и се изчислява за случая по фиг. 16.3:

$$(16.6) \quad \begin{cases} \Delta_1 = (-\omega) \left(-\frac{d}{2} \right) = \frac{\omega \cdot d}{2}; \\ \Delta_2 = (-\omega) \frac{d}{2} = -\frac{\omega \cdot d}{2}. \end{cases}$$

Като се вземе под внимание, че

$$a = t_2 \sin \beta_2; \quad t_2 = \pi D_2 / z_2$$

и се замести в уравнение 16.6, се получава

$$(16.7) \quad \Delta_1 = \frac{\pi u_1 \sin \beta_1}{z_1}; \quad \Delta_2 = -\frac{\pi u_2 \sin \beta_2}{z_2}$$

Тук ъглите β_1 и β_2 съответствуват на ограничени брой лопатки.

Скоростите Δ_1 и Δ_2 са преносни, понеже са коллинеарни със скоростта на преносното движение u ; те съвременно са относителни, понеже представяват изместване на флуида спрямо работното колело. Тъй като векторът Δ_1 има положителен знак, следва, че ще се прибави към u , докато Δ_2 с отрицателен знак трябва да се изважда от вектора u . С други думи, при въртената диаметър флуидът изостава спрямо работното колело, а при въртената избързва. Тази констатация трябва да се вземе под внимание при проектиране на реалните скорости трибълънници за ограничен брой лопатки.

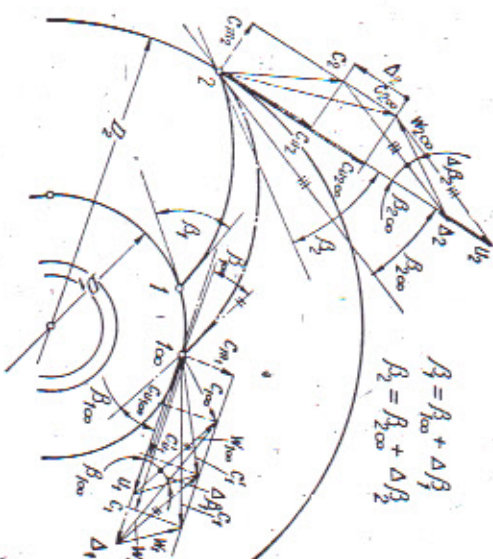
От уравнения 16.6 и фиг. 16.3 се вижда, че при голям брой лопатки диаметърът на вихъра a е много малък и Δ клони към нула, въпреки че $\omega \neq 0$.

Изложеното по-горе е отразено върху скоростните трибълънници на фиг. 16.4, които се отнасят за същото работно колело с форма на лопатки 1 — 2 от фиг. 16.1, но снабдено с малък брой лопатки. За по-голяма прегледност тук са възпроизведени скоростните трибълънници от фиг. 16.1 за безкраен брой лопатки, а именно

$$(16.8) \quad \bar{c}_{1\infty} = \bar{u}_1 + \bar{w}_{1\infty}; \quad \bar{c}_{2\infty} = \bar{u}_2 + \bar{w}_{2\infty} = \bar{c}_{2\infty} + \bar{c}_{m_2}$$

Влиянието на основни вихър допринася чрез стойностите на Δ_1 и Δ_2 за взаимозаместване на споменатите трибълънници. За входа на работното колело, запазвайки ъгъла $\beta_{1\infty}$, получаваме

$$(16.9) \quad \bar{c}_1 = \bar{u}_1 + \bar{\Delta}_1 + \bar{w}_{1\infty} = \bar{c}_{a1} + \bar{c}_{m1}$$



Фиг. 16.4

т. е. $c_{a1} > c_{a1\infty}$ и съответната стойност за H по уравнение 13.13 ще бъде по-малка от максималната възможна. За да стане $c_{a1} = c_{a1\infty}$, би трябвало да се намали ъгълът $\beta_{1\infty}$ до затваряне на трибълънника;

$$(16.10) \quad \bar{c}_{1\infty} = \bar{u}_1 + \bar{\Delta}_1 + \bar{w}_{1\infty}$$

От фигурата се вижда, че с това ще се получи голяма относителна скорост w_1 . Както ще се види по-късно, голямата относителна скорост съдействува за образуване на кавитация. Пред вид на това ъгълът $\beta_{1\infty}$ не само че не се намалява, а напротив, увеличава се с ъгъла

$$(16.11) \quad \Delta\beta_1 = 2 \text{ до } 5^\circ$$

В резултат лопатката 1 — 2 за ограничен брой (фиг. 16.4) се строи с ъгъла

$$(16.12) \quad \beta_1 = \beta_{1\infty} + \Delta\beta_1$$

и реалният скоростен трибълънник, образуван от флуида, има вида

$$(16.13) \quad \bar{c}_1 = \bar{u}_1 + \bar{\Delta}_1 + \bar{w}_1 = \bar{c}_{a1} + \bar{c}_{m1}$$

като периферната компонента c_{a1} обикновено не се взема под внимание в главното уравнение 13.13, понеже е нискока по стойност — фигурата не е в мащаб.

Като се запазва ъгълът $\beta_{2\infty}$, за изхода на работното колело се получава

$$(16.14) \quad c_{u2} = u_2 - \Delta_2 + w_{2\infty} = c_{u2} + c_{m2}$$

т. е. периферната компонента, която именно диктува стойността на отдалената енергия, намалява от $c_{u2\infty}$ на c_{u2} и за височината на повдигане на флуида H се получава според уравнение 13.13, че

$$(16.15) \quad H = \gamma_H \frac{u_2 c_{u2}}{g}$$

Ако обаче се иска работното колело с ограничен брой лопатки да отдале енергията, равна на енергията при безкраен брой лопатки, запазвайки меридианния образ, трябва при изходящия ръб лопатката да се построи с по-голям ъгъл β_2 , както показва формата 1-2 от фиг. 16.4:

$$(16.16) \quad \beta_2 = \beta_{2\infty} + \Delta\beta_2$$

който се намира конструктивно от фигурата и получената енергия ще се изчисли по израза

$$(16.17) \quad H = \gamma_H \frac{u_2 c_{u2\infty}}{g}$$

в. Корекционни формули

Ако се запази меридианният образ на работното колело и формата на лопатките, построени с ъглите β_1 и β_2 , а се намали само броят им, като при това се замести

$$(16.18) \quad c_{u2} = c_{u2\infty} - \Delta_2$$

тогава за уравнение 16.15 се получава

$$(16.19) \quad H_{H2} = \frac{H}{\gamma_H} = \frac{u_2}{g} (c_{u2\infty} - \Delta_2)$$

или

$$(16.20) \quad H = \frac{\gamma_H u_2 c_{u2\infty}}{g} \left(1 - \frac{\Delta_2}{c_{u2\infty}} \right)$$

Тъй като

$$(16.21) \quad 1 - \frac{\Delta_2}{c_{u2\infty}} = \frac{c_{u2\infty} - (c_{u2\infty} - c_{u2})}{c_{u2\infty}} = \frac{c_{u2}}{c_{u2\infty}} \equiv K,$$

изразът за H получава вида

$$(16.22) \quad H = K \gamma_H \frac{u_2 c_{u2\infty}}{g}; \quad c_{u2} = K c_{u2\infty}$$

където K се нарича коефициент на циркулацията. Тъй като стойността на K зависи от броя на лопатките Z , професор Пфайлдерер предлага

$$(16.23) \quad K = \frac{1}{1 + \frac{2}{Z} \frac{1}{1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}}$$

където коефициентът $\epsilon = 0,8$ до 1 за помпи с дифузор. За помпи без дифузор коефициентът ϵ има по-голяма стойност. За турбокомпресори за ниско и високо налягане, при които броят на лопатките Z на работното колело е от 16 до 28, коефициентът $\epsilon = 1,6$ до 2,2.

За работни лопатки с форма на логаритмична спирала академик Проскура предлага

$$(16.24) \quad K = 1 - \frac{\pi}{Z} \frac{\sin \beta_2 + \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \sin \beta_1}{1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}$$

Професор Майзл предлага следната формула:

$$(16.25) \quad K = 1 - \frac{\pi \sin \beta_2}{\mu Z}$$

където μ препоръчително да се приеме $\mu = 0,35$ до 0,5.

Заводът „Калин“ в СССР препоръчва експерименталния израз

$$(16.26) \quad K = 0,61 (Z - 3)^{0,18}$$

Същият завод дава стойностите на K във функция от специфичните обороти за турбопомпи, като за междинните стойности важи линейната интерполация, а именно:

K	0,79	0,80	0,82	0,83	0,81	0,77	0,66	0,55
n_s	34	45	65	85	110	130	170	215

При оформяне на реалните скорости триъгълници е необходимо да се съпоставя съотношението между относителните скорости при вход и изхода. Експериментални изследвания доказват, че

$$(16.27) \quad w_1/w_2 \leq 1,14$$

т. е. каналът да бъде слабо дивергентен; в противен случай загубите от вихри са значителни и к. п. д. — нисък.

От фиг. 16.4 се написва

$$(16.28) \quad \frac{c_{m2}}{u_2 - c_{u2\infty}} = \lg \beta_{2\infty} \quad \text{или} \quad c_{u2\infty} = u_2 - \frac{c_{m2}}{\lg \beta_{2\infty}}$$

След заместване в уравнение 16.22 и решаване на полученото квадратно уравнение спрямо u_2 се намира

$$(16.29) \quad u_2 = \frac{c_{m2}}{2 \lg \beta_{2\infty}} + \sqrt{\left(\frac{c_{m2}}{2 \lg \beta_{2\infty}}\right)^2 + \frac{g H}{K \gamma_H}}$$

Горният израз позволява да се определи диаметърът D_2 на работното колело, когато са познати оборотите в минута и ъгълът $\beta_{2\infty}$, тъй като скоростта c_{m2} се изчислява по получения по експерименталния път израз

$$(16.30) \quad c_m \approx (1 \text{ до } 0.5) c_0$$

и се проверява впоследствие по уравнението

$$(16.31) \quad c_m = \frac{Q_{\text{из}}}{\pi D_2 b \lambda^2}$$

Пред вид на изложеното по-горе допълката се строи с въведа β , определен от уравнение 16.12, в което $\beta_{\text{из}}$ се дава от израза

$$(16.32) \quad \beta_{\text{из}} = \arctg \frac{c_m}{u_1}$$

като по този начин се съблюдава условието за максимално отдаване на енергия $c_{m, \text{из}} = 0$, т. е. перпендикулярно втичане в работното колело.

17. СТЕПЕН НА РЕАКТИВНОСТ И ВИДОВЕ ФОРМИ НА ДОПЛАТКАТА

Разглежда се вертикалният разрез от работната машина на фиг. 13.1 и се написва уравнение 12.7 за две точки, близко разположени до входа 1 и изхода 2, но извън работната допълка. Разликата между двете стойности от триъгълника на Бернули дава получената енергия E_{1-2} от 1 m³ флуид при противането му през работното колело, т. е.

$$(17.1) \quad E_{1-2} = (p_2 - p_1) + \rho \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \rho g (z_2 - z_1)$$

Тук дименсиите на енергията е N. m съгласно уравнение 13.5, или с означениите на основните единици $\frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \cdot \text{m}$, тъй като всеки член от дясната страна на уравнението трябва да се умножи с обема, за който се отнася, а именно 1 m³.

Ако се раздели горното уравнение с N (Нютони), получава, се за енергията, изразена в метри H от флуида, или

$$(17.2) \quad \frac{E_{1-2}}{N} = H$$

Следователно уравнение 17.1, в което налягането имаше дименсию Pa (N/m²), получава вида, написан за 1 m³ флуид:

$$(17.3) \quad H = \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho} \right) + (z_2 - z_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \text{ m}$$

като наляганата $\frac{p_1}{\rho}$ и $\frac{p_2}{\rho}$ са в метри височина от флуида, както и динамичното налягане и разликата във височините ($z_2 - z_1$).

Първите два члена от горното уравнение представляват потенциалната енергия H_p :

$$(17.4) \quad H_p = \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho} \right) + (z_2 - z_1)$$

а последният — кинетичната енергия или динамичният пад:

$$(17.5) \quad H_d = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}$$

В уравнение 17.4 и следващите индекси p има смисъла на *степен на реактивност*, но не и плътност.

Под степен на реактивност r се разбира отношението между потенциалната енергия към цялата разполагаема енергия, или

$$(17.6) \quad r = \frac{H_p}{H} = \frac{H - H_d}{H} = 1 - \frac{H_d}{H}$$

След представяне на абсолютните скорости като сбор от меридианните компоненти c_m и периферните компоненти c_u уравнение 17.5 и 17.6 дават

$$(17.7) \quad r = 1 - \frac{c_m^2 - c_m^2}{2gH} - \frac{c_u^2 - c_u^2}{2gH}$$

Тъй като меридианните скорости при входа и изхода на работното колело са приблизително равни и $c_{m1} = c_{m2}$, при нормален дебит на машината уравнение 17.7 получава вида

$$(17.8) \quad r \approx 1 - \frac{c_u^2}{2gH} = 1 - K^2$$

При условие, че $u_1 = 1$, уравнение 13.14 получава вида

$$(17.9) \quad c_u = g \cdot H / u_1$$

След заместване се намира

$$(17.10) \quad r = 1 - \frac{gH}{2u_1^2}$$

Съответно за потенциалния и динамичния пад се намира

$$(17.11) \quad H_p = r \cdot H = H - \frac{gH^2}{2u_1^2}$$

$$(17.12) \quad H_d = (1 - r)H = \frac{gH^2}{2u_1^2}$$

Кинетичната енергия се превръща в налягане посредством спиралата и дифузора, който е разположен при изхода на работното колело.

Предстои да се изследва какви могат да бъдат формите на работната допълка с изменение на въведа β и в какъв вид ще бъде отдадената енергия, потенциална или кинетична, ако дебитът и периферните скорости при входа и изхода се запазват постоянни. За целта се приема, че $\Delta H = 0$, т. е. $u_1 = 1$, и се определя от уравнение 17.3.

Пред вид на казаното по отношение на потенциалния пад, уравнение 17.3 може да се напише

$$H = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} + H_p$$

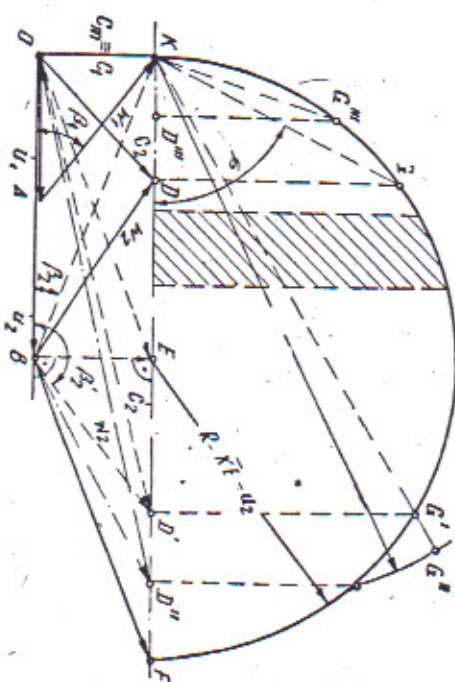
$$(17.13) \quad 2g \cdot H = c_2^2 - c_1^2 + 2g \cdot H_p$$

Полата се

$$2g \cdot H = c^2; \quad 2g \cdot H_p = c_p^2.$$

Тогана горното уравнение получава вида

$$(17.14) \quad c^2 = c_2^2 - c_1^2 + c_p^2$$



Фиг. 17.1

Отделните величини от уравнение 17.14 могат да се изобразят с правоъгълни триъгълници. За целта се разглежда работна машина, безразлично дали тя работи с несвиваем или със свиваем флуид, но без дифузор, при която $u_1 > u_2$ и където c_1 е перпендикулярна на u_1 .

Постави се задачата да се определи формата на допълката, чийто меридианен профил е напълно известен, както и положението на входния и изходния ръб. От това следва, че входният скоростен триъгълник OAK от фиг. 17.1 е напълно установен. За начертаването на изходния триъгълник се прибавя едно допълнително условие, именно, че неговият връх се намира върху права, успоредна на u_2 , която минава през върха K , т. е. меридианната скорост е постоянна между входния и изходния ръб, или $c_m = c_{m'}$. Приема се за връх на изходния скоростен триъгълник да служи точката D . От фигурата се написва

$$(17.15) \quad c_2^2 - c_1^2 = KD^2,$$

т. е. отдалената кинетична енергия е представена с квадрата от отсечката KD .

Предстои да се определи c_p^2 от уравнение 17.14. За целта се използва уравнение 12.6 на Бернули за въртящ канал, което, написано за входа 1 и изхода 2, може да се представи във вида

$$(17.16) \quad \frac{w_1^2 \cdot u_1^2}{2} - p \frac{w_2^2 - u_2^2}{2} = (p_2 - p_1) + p g (z_2 - z_1),$$

който се отнася за 1 m³ флуид, като наляганята p са в N/m².

След разделение на горното уравнение с $p \cdot g$ и вземане под внимание изложеното относно уравнение 17.3 се получава

$$\frac{w_1^2 - u_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - u_2^2}{2g} = \left(\frac{p_2}{p g} + z_2 \right) - \left(\frac{p_1}{p g} + z_1 \right) \equiv H_p$$

или

$$(17.17) \quad w_1^2 - w_2^2 + u_2^2 - u_1^2 = 2g H_p.$$

От правоъгълния триъгълник OAK се написва

$$AK^2 = OA^2 + OK^2 \text{ или } w_1^2 - u_1^2 = c_1^2.$$

Замества се в уравнение 17.17 и се получава

$$(17.18) \quad c_1^2 + u_2^2 - w_2^2 = 2g H_p \equiv c_p^2.$$

От правоъгълния триъгълник OBK се написва

$$KB^2 = OK^2 + OB^2 \text{ или } KB^2 = c_1^2 + u_2^2,$$

т. е. от уравнение 17.18 се получава

$$(17.19) \quad c_1^2 + u_2^2 = c_p^2 + w_2^2 \text{ или } KB^2 - w_2^2 = c_p^2.$$

Определя се точката E , както е показано върху фигурата, и към лявата страна на уравнение 17.19 се прибавя и изважда BE^2 :

$$BE^2 - BE^2 + KB^2 - w_2^2 = c_p^2.$$

Тук

$$KB^2 - BE^2 = KE^2.$$

От друга страна, от триъгълника DEB може да се напише

$$BD^2 - BE^2 = DE^2; \quad BE^2 - w_2^2 = -DE^2.$$

След заместване в горния израз за квадрата на скоростта c_p^2 от потенциалната енергия се получава

$$(17.20) \quad KE^2 - DE^2 = c_p^2.$$

Начертава се полуокръжност с център точка E и радиус, равен на EK . Точка F е пресечна на окръжността с продължението на правата KE . Уравнение 17.20 може да се напише още така:

$$(KE + DE) \cdot (KE - DE) = c_p^2.$$

$$KE + DE = DF; \quad KE - DE = KD,$$

T. e.

(17.21)

$$\overline{DF} \cdot \overline{KD} = \overline{DG}^2 = c_2^2.$$

От уравнения 17.14, 17.15, 17.21 и от правобъгъния триъгълник KDG следва, че

(17.22)

$$c^2 \equiv 2g \cdot H = \overline{KD^2} + \overline{DG^2} = \overline{KG^2}$$

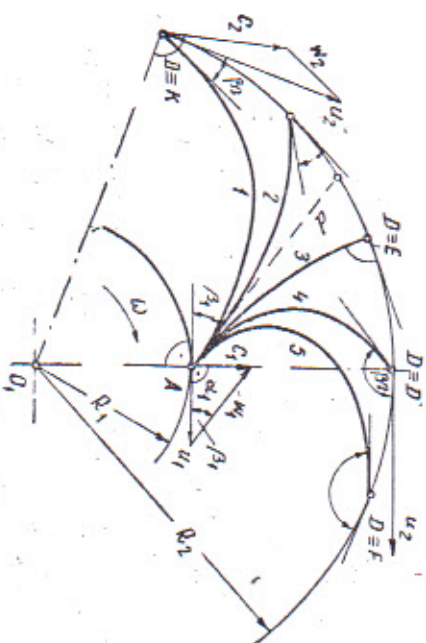
т. е. кинетичната енергия, отдадена на флуида, се определя от отсечката KD^2 , потенциалната енергия — от отсечката DC^2 , а геометричният сбор от двете — чрез хипотенузата KC^2 . Така определението на K и C е свързано с радиус, равен на изходната периферна скорост u_0 , се намира енергията, погълната за работна машина. Едно от условията за неговото построяване е, че входният скоростен триъгълник остава постоянен, т. е. за всички методологически на точката D доплатата при входящия ръб остава доплатата към единичната права, определена от ръба Br .

Условието, изразено с уравнение 17.22, се установи за една напълно произволна форма на входящия тригълник. Сега ще се изследват различните условия, на които трябва да отговаря лопатката, ако върхът D заемаше най-различни положения върху правата KF , както и формирането на отделната енергия.

а. Точката D се намира в K

$\overline{KD}=0; \quad \overline{DG}=0; \quad \overline{KG}=0,$

т. е. никаква енергия не се отдава на флуида; направлението на изходната относителна скорост ще бъде BK . В този случай $c_{\theta} = 0$ и се казва, че лопатката е пасивна, т. е. не превръща енергия, и се изобразява с кривата 1 на фиг. 17.2.



б) *Точката D се извежда надясно от K.* Предишното на енергията става под форма на кинетична и потенциална енергия. В началото, когато точката *D* е близо до *K*, отношението между двата вида енергии *DG/KD* е голямо, като постепенно намалява, докато се приравня на единица, когато *D* дойде в *E*. Кривината на допътката също намалява, изправя се напълно (гъбината *d*) и изменя кривината си.

...*голямата D* и *са в E*. Голяма допълкатка има обратна кривина — линия 3. Тук $\frac{1}{2}$ от енергията е под формата на кинетична, а другата половина — под формата на потенциална. Относителната скорост $w_2 = BE$ образува прав ъгъл с H_2 и допълката се движи с вълбистината си напред, тъй като работното колело се върти по стрелката ω .

2. Точката D се намира между E и F — например в точката D . Пределната енергия е предимно под форма на кинетична, тъй като $KD > DG$. Бъльтът β' е твърд и кривината на долната ще бъде доста голяма — линия 4.

д. Течката D свързана е с F . Тук няма никаква потенциална енергия, защото тя е свързана с F и F е свързана с D . Практическият флуидът претърпява през работното колело при постоянното налягане. Цялата енергия е предадена във вид на кинетична, изобразена с $KQ = KF$.

Пред вид на горензаложеното при дадена периферна скорост u_2 на работното колело енергията, която се предава на fluids, расте пропорционално с нарастването на z_2 . Постава се въпросът: кога от всички тези възможни форми на донатката е най-благоприятната. Теоретично бисследвало, да се отговори, че това е кривата 5, т. е. когато точката D се намира в F . Практически обаче отговорът зависи от предназначението на разглежданата машина. Ако се отнася за вентилатор, чиято предназначение е да предава само известна скорост на fluids без налягане, точката D ще бъде някъде близо до F . Ако обаче се касае цялата енергия да бъде предимно под форма на налягане, какъвто е случай с помпите, тогава големата кинетична енергия трябва да се превърне в налягане. Това става от дифузора и спираловидното тяло, чиято к. п. д. са сравнително ниски и в резултат машината ще има лошо действие. Изобита се даже строгено на работни машини с точка D , включена между D' и F (фиг. 17, 1), където $ED \cong DF$, тъй като относителното нарастване на енталпията DG_1/G е нископие, в сравнение, със забубите от триене, предизвикани от прекомерно високата скорост.

Ако точката D се намира някъде близо до началото K , например в D'' , ще има голямо увеличение на налягането за сравнително ниската стойност на общата трансформирана енергия, изобразена с KD'' . От това ще последват големи загуби в уплътнението между старата и новата (фиг. 13.3), наречени загуби от кросъединение, които водят до ниска стойност на η .

От всичко изложено дотук се заключава, че турбопомпите трябва да се строят с точка D близо до точката E , като в много редни случаи се взема $D \approx E$. Най-често се практикува

$$\frac{1}{2} \overline{KE} < \overline{KD} < \frac{3}{4} \cdot \overline{KE}. \quad (17.23)$$

В направените дотук разсъждения се пренебрегнаха вътрешните манометрични загуби ΔH . За последните се държи сметка, като се вземат за тях стойностите на манометричния к. п. д., а именно

$$\eta_H = 0,96 \quad \text{— за големи мощности;} \\ \eta_H = 0,85-0,90 \quad \text{— за средни мощности;} \\ \eta_H = 0,75-0,8 \quad \text{— за малки мощности.}$$

По този начин от манометричната височина H се получава реалната стойност на H_n , а с това и точната дължина на отсечката KD .

При дадена стойност на H_n периферната скорост u_2 ще бъде толкова по-малка, колкото точката D се намира по-близо до F . Това правдо може да се изрази и със степените на реактивност, определена от

$$(17.2) \quad r = \frac{H_2}{H} = \frac{c_2^2}{c^2} = \frac{DG^2}{KG^2} = \sin^2 \varphi.$$

При дадена манометрична височина периферната скорост ще бъде толкова по-голяма, колкото ъгълът φ на фиг. 17.1 е по-голям, т. е. колкото степените на реактивност е по-голяма. Малките стойности на r изискват ниски периферни скорости.

18. ЗАКОНОМЕРНОСТ ЗА ТРАНСФОРМИРАНЕ НА ЕНЕРГИЯТА

Трансформацията на енергията от механична върху валя на машина-та в хидравлична и отдадена на флуида под форма на потенциална и кинетична енергия се извършва от работната лопатка между нейния входния и изходния ръб. Въпросът е разглеждан подробно в литературата за ситови машини [26]. При работните машини може да се приложи същия метод, като предварително се разместят нелексите: 1 на маслото на 2, и обратно, както и главно уравнение, по което ще се определят ъглите β за наклон на лопатката в произволно избрана точка x от токовата линия, съгласно уравнение 13.13:

$$(18.1) \quad \frac{\partial H}{\partial x} = u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} - u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x},$$

като трансформираната енергия от 1 до x се дава от $[gH/\eta_H]_1^x$, а тази, която остава, да бъде трансформирана, именно $u_2 c_{u_2 x}$ се определи от израза

$$(18.2) \quad u_2 c_{u_2 x} = u_2 c_{u_2} - [gH/\eta_H]_1^x.$$

Съответните ъгли на развитие на лопатката φ се изчисляват посредством

$$(18.3) \quad \varphi_{1-x} = \int_1^x \frac{[u^2 - u c_u]_1^x}{x u c_m} \cdot ds,$$

като се прилага графоаналитичният метод и помощната функция

$$(18.4) \quad F(s) = \frac{(u^2 - u c_u)_1^x}{x u c_m}.$$

в които стойностите на произведението $u \cdot c_u$ се отчитат от възприетата линия на закономерността, а останалите величини x , u , c_m се отчитат от мериланият образ.

Разглежданата закономерност е продуктвана от условието за плавност в отдаването на енергията и в началото и края на лопатката отдаването да бъде нула, понеже в крайните точки не може да съществува разлика в налягането.

Ако изискванията от лопатката се променят, следна видоизменение и на самата закономерност. Така например изискванията от гледане на кавитацията на лопатка [2, стр. 249] достатъчно дълга лопатка с плавна форма при входния ръб, т. е. отдаването на енергията в началото да става много, много бавно. Следователно възможни са две закономерности за трансформацията на енергията: линейна и параболна. Двете възможности са разглеждани в специалната литература [4], където е въведен допълнителен критерий τ , който показва случаите, когато съществува опасност от кавитация.

Известно е, че циркуляцията около една лопатка

$$(18.5) \quad \Gamma_z = 2\pi \int_z (r^2 c_{u_2} - r^2 c_{u_1})$$

расте с намаляване броя на лопатките z и определя същевременно минималното налягане по дължината на лопатката. На голямата циркуляция съответствува малко налягане, откъдето и опасността от кавитация. Налягането на циркуляцията произтича от увеличението на Γ_z или на c_{u_2} . При голяма брой лопатки се получава обратното: Γ_z намалява, което води до малки стойности за Γ_z и c_{u_2} , т. е. опасността от кавитация намалява.

Големият брой лопатки намалява свободното сечение за протичане на течността, с което се увеличава относителната скорост ω и намалява същевременно съответното налягане. Единствената марка против това неудобство е малката дебелина на лопатката при входния ръб.

Тъй като циркуляцията може да се изрази още с относителната скорост ω и елемента dl от дължината на лопатката

$$(18.6) \quad \Gamma_z = \oint \omega \cdot dl,$$

явно е, че големите стойности на Γ_z могат да бъдат създадени от малък брой лопатки с голяма дължина, т. е. голям радиус r_2 и голям централен ъгъл φ_{1-2} на развитие на лопатката.

Произведението

$$(18.7) \quad z \Gamma_z \equiv \Gamma_z - \Gamma_1 = 2\pi (r^2 c_{u_2} - r^2 c_{u_1})$$

дава циркуляцията на флуида при изходния ръб и служи за образувател на допълнителния критерий за опасността от кавитация.

За целта се разглежда циркуляцията Γ на една точка от периферията на работното колело, която има постоянна периферна скорост u_2 и която изменява пътя $s = 2\pi r_2$, т. е.

$$(18.8) \quad \Gamma = 2\pi r_2 \cdot u_2.$$

Отношението между така оформените две циркуляции дава търсения допълнителен критерий против кавитация

$$(18.9) \quad \tau = \frac{r}{z} \cdot \frac{r_2^2}{r_2^2 c_{u2} - r_1^2 c_{u1}}$$

Тъй като на практика се работи с $c_{u1}=0$, горното уравнение добива вида

$$(18.10) \quad \tau = \frac{u_2}{c_{u2}} = \frac{r_2 \omega}{r_2^2 \Omega} = \frac{\omega}{\Omega}$$

Ъгловата скорост ω се определя от оборотите на вала в минута, докато ъгловата скорост Ω при абсолютното движение на флуида около оста на въртенето се определя от централния ъгъл γ' на развитие на абсолютната траектория AB' (фиг. 18.1) и от централния ъгъл на развитие на пасивната дъгата $A'C$.

Пасивната дъгата има за абсолютна траектория продължението AC на радиуса OA , следователно може да се напише

$$(18.11) \quad \varphi = \omega \cdot \Delta t \text{ и още } \Delta t = \varphi / \omega$$

В продължение на същото време Δt материалната точка обхожда абсолютната си траектория AB' при условие, че меридианните скорости се запазват постоянни. Тъй като времето Δt е от порядъка на няколко стотин от секундата, практически може да се напише

$$(18.12) \quad \Omega = \frac{d\gamma'}{dt} \approx \frac{\gamma'}{\Delta t} \approx \frac{\gamma'}{\varphi / \omega} = \frac{\gamma' \omega}{\varphi}$$

Следователно

$$(18.13) \quad \tau = \frac{\omega}{\Omega} = \frac{\varphi}{\gamma'}$$

Допуснатата грешка при приблизителното изчисление на Ω няма никакво отражение върху крайния резултат, понеже стойността на τ има характер на критерий, а не и характер на абсолютна стойност.

При пасивната дъгата няма трансформация на енергия, понеже

$$r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1} = 0$$

и всякава опасност от кавитация е изключена. В този случай $\tau = \infty$.

Прочее, за да се премахне кавитацията, трябва да се даде достатъчно голяма стойност на критерия τ . Проведените експериментални изследвания от автора в лабораториите на завода Диеболд в Нанси — Франция, показват, че критерият $\tau > 2.5$.

Развитето на дъгата се определя от ъгъла φ_{1-2} за дъгата AB (фиг. 18.1) и γ'_{1-2} за дъгата $A'B'$. Отбелязва се също, че изменението на преведените u, c_u респ. r, c_r представлява плавна крива, която ще диктува трансформацията на енергията. За такава може да се приеме правата линия или парабола, изобразена на фиг. 18.1 върху абсолютната ос CA и ординатата r, c_r . От фигурата се вижда, че при линейния закон r, c_r расте бързо в началото A на дъгата, докато при параболния закон r, c_r расте бързо в края B на дъгата. Следователно пред вид поставените изисквания относно дъгата, ще трябва да се възприеме параболният закон. За пълнота в изследването разглеждат се двата случая.

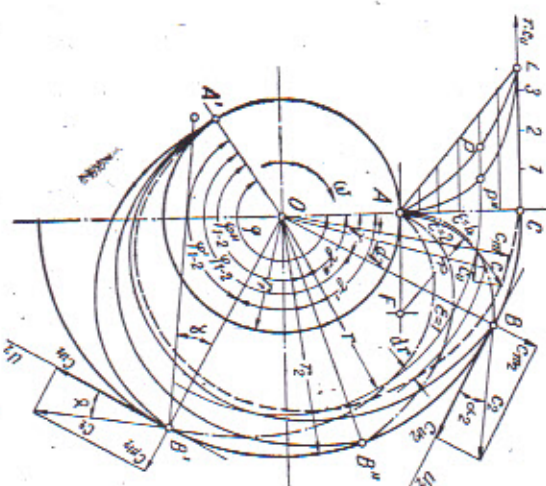
а. *Линейн закон.* Нарастането на енергията по дължината на радиуса се дава от израза

$$\frac{d(u \cdot c_u)}{dr} = A; \quad u = \frac{\pi n}{30} r; \quad A = \text{const}$$

или

$$(18.15) \quad u c_u = Ar + B.$$

$$(18.16) \quad c_{u2} = \frac{30}{\pi n} \cdot A + \frac{30}{\pi n} \cdot \frac{B}{r} = M + \frac{N}{r}.$$



Фиг. 18.1

Чрез заместване с u, c_u, r и u, c_u, r_2 се получава системата от две уравнения, чието решение дава стойностите на отделилите константи

$$(18.17) \quad \begin{cases} A = \frac{r_2^2 c_{u2} - r_1^2 c_{u1}}{r_2 - r_1}; & B = r_1 c_{u1} - \frac{r_1^2 c_{u1}}{r_2 - r_1} \cdot r_1 \\ M = \frac{30}{\pi n} A; & N = \frac{30}{\pi n} B. \end{cases}$$

Меридианната скорост се представя като отношение на дебит и напречно сечение, както и като нарастване на радиуса

$$(18.18) \quad c_m = \frac{Q}{2\pi r b \lambda} \cdot \frac{dr}{dt}$$

докато периферната компонента се изразява чрез радиуса и ъгловата скорост по абсолютната траектория; като се вземе под внимание уравнение (18.18), написва се

$$(18.19) \quad c_u = r \frac{d\gamma}{dt} = r \frac{d\gamma}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = r c_m \cdot \frac{dr}{dt}.$$

След съответно заместване в уравнение (18.16) се получава диференциалното уравнение за абсолютната траектория на материалната частца в движение, а именно

$$(18.20) \quad c_m dr = \left(M + \frac{N}{r} \right) \cdot \frac{dr}{r},$$

където γ представява ъгълът γ' на развитие на дадена абсолютна траектория, като траекторията AB' е за лопатката $A'B'$, а γ'' , т. е. траектория AB'' , е за лопатката AB'' .

Интегрирането на уравнение (18.20) се определя от предварително положените условия относно широчината b на лопатките, меридианната скорост c_m и периферната компонента c_u . Най-общият случай, срещан при помпите, е $c_m = \text{const}$ и $c_u = 0$; следователно

$$(18.21) \quad \gamma = \frac{M}{c_m} \left[\ln \frac{r}{r_1} - \frac{r-r_1}{r} \right].$$

От друга страна, пасивната лопатка не предава енергия на флуида и нейната абсолютна траектория се дава от продължението AC на радиуса OA , т. е. тя има $\gamma = 0$, понеже времетраенето за преминаването на входящия ръб на лопатката от A в A' е равно на Δt , за което материалната точка A от флуида изминава пътя, чийто меридианна проекция е AC .

Ъгълът φ на развитие на пасивната лопатка $A'C$ се определя от уравнение (18.11), чийто срещана в литературата форма [2] за случая $c_m = \text{const}$, се дава от израза

$$(18.22) \quad \varphi = \frac{r-r_1}{c_m} \cdot \omega - \frac{r-r_1}{r} \cdot \frac{c_u}{c_m}.$$

Така определени ъглите γ и φ позволяват да се намери търсеният ъгъл φ_{1-2} за развитието на лопатката, а именно

$$(18.23) \quad \varphi_{1-2} = \varphi - \gamma.$$

Стойностите на r , включени между r_1 и r_2 дават възможност да се изчислят посредством същите уравнения съответните ъгли и да се намери точната форма на лопатката.

Във всички изчисления се държи сметка за ограничени брой лопатки, като c_u се изчислява по уравнение 16.22.

Формата на лопатката $A'B'$ и формата на съответната абсолютна траектория AB' са много близки до срещаните в практиката криви при обичайни центробежни помпи, при които законът за трансформация на енергията $r \cdot c_u$ е линеен (фиг. 18.1).

Помпният недостатък на този линеен закон се състои в бързото нарастване на енергията при входа на лопатката, от което следва намаляване на налягането. Ако се прибавят и останалите фактори, които допринасят за намаляване на налягането при входа [2, 5, 187], вижда се колко неподходящ е линеиният закон от гледна точка на кавитацията.

б. Параболичен закон. Приема се законът

$$(18.24) \quad \frac{d(u \cdot c_u)}{dr} = A (r-r_1)^{s-1},$$

където степенният показател $s \geq 2$ зависи от отношението r_1/r_2 и от периферната компонента c_u .

Разглеждайки различните случаи, срещани в конструкцията на помпите, се вижда, че винаги съществува една стойност на s , с която предположеният параболичен закон дава абсолютната траектория AB , много близка до дъгата от окръжност с радиус R , и която е допирателна в A към абсолютната траектория AC на пасивната лопатка $A'C$. На абсолютната траектория AB' съответствува лопатката $A'B'$.

Така например, ако

$$r_1 = 0,11 \text{ m}; \quad r_2 = 0,23 \text{ m}; \quad c_m = c_m = c_m = 2,85 \text{ m/s};$$

$$c_u = 0; \quad c_u = 1,47 \text{ m/s}; \quad n = 975 \text{ об/мин},$$

стойността на $s = 4$ удовлетворява това условие и интегралът на уравнение (18.24) дава

$$(18.25) \quad u \cdot c_u = \frac{A}{4} (r-r_1)^4 + B$$

$$\text{или} \quad c_u = \frac{30 A}{4 \pi n} \cdot \frac{(r-r_1)^4}{r} + \frac{30 B}{\pi n r}$$

$$(18.26) \quad c_u = M \frac{(r-r_1)^4}{r} + \frac{N}{r}.$$

Константите се определят по подобие на изложеното при линеиния закон, като се използва уравнение 18.25 и се получава

$$(18.27) \quad M = \frac{30 A}{4 \pi n} = \frac{r_2}{(r_2-r_1)^4} \left(c_u - \frac{r_1 c_u}{r_2} \right)$$

$$N = \frac{30 B}{\pi n} = r_1 c_u.$$

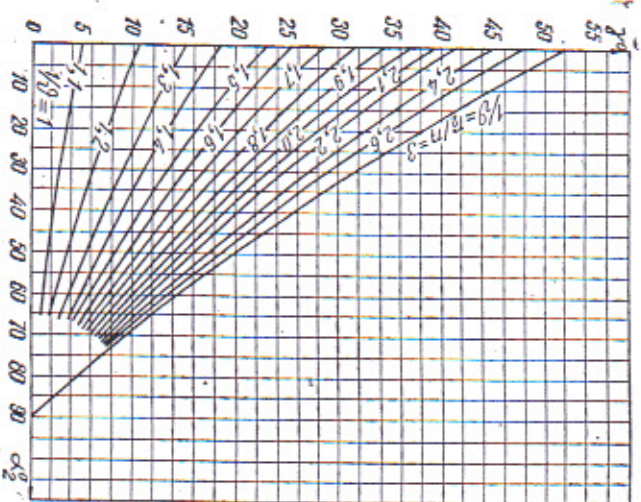
След заместване с горната стойност на c_u в уравнение (18.19) се намира диференциалното уравнение на абсолютната траектория

$$(18.28) \quad c_m \cdot d\gamma = \left[\frac{M (r-r_1)^4}{r^2} + \frac{N}{r^2} \right] dr.$$

В частния случай, когато $c_m = \text{const}$ и $c_u = 0$, уравнения (18.26) и (18.28) дават

пени в посочения интервал, трябва да се вземе по-малката стойност от двете решения.

Аналитичното определение на γ посредством уравнение 18.33 може да се замени с графично. За целта се ползва показаното решение на фиг. 18.2, като върху лист хартия се начертава в мащаб радиусът OAC и доминантната към окръжността с радиус r_1 в точката A . Върху друг лист прозрачна хартия се построяват радиусът OB и γ в γ_2 с директрисата BF . След това двата листа се преклопват и центроват един спрямо друг посредством оста на въртене O . Чрез изместване на горния лист спрямо долния се отчита посредством ъгломер γ , когато $AF=BF$, което лесно се проверява посредством перпета. Този метод е използван за построяване на номограмата от фиг. 18.3, която може да се използва в практиката.



фиг. 18.3

2. Практическото приложение на метода се свежда до следното:

1. Приема се за уточнен меридианният образ на работното колело и скоростните триъгълници при входа и изхода съобразно фиг. 16.4 и изчислена енергията по уравнение 16.22, като се определят ъглите β_1 , β_2 и α_2 .
2. Изчислява се по уравнение 18.22 γ в γ_2 на развитието γ на пасивната лопатка AC от фиг. 18.1 и се очертава същата по познатите методи за радиална (цилиндрична) лопатка.
3. Изчисляват се константите M и N по уравнение 18.27.

4. Изчислява се γ в γ_2 на развитие γ на абсолютната траектория AB посредством един от начините: по уравнение 18.30, в което се замества $r=r_2$ или по уравнение 18.33, или първے се отчита от номограмата на фиг. 18.3 за конкретната стойност на γ_2 и съответното отношение $1/\beta$.

5. По познатите методи се очертава дъгата от окръжност с радиус R , която да минава през точките A, B и да има център си върху доминантната в точка A към окръжността с радиус r_1 (фиг. 18.1).

6. Върху дъгата, очертани с различни стойности на радиус r (фиг. 18.1), се нанасят съгласно уравнение 18.23 от пасивната лопатка в посока на нейния входен ръб A' съответните дължини e , измерени от оста OAC до абсолютната траектория AB , получените няколко точки P позволяват да се очертае търсената форма на реалната лопатка с параболничен закон за трансформация на енергията.

Този метод води до голяма дължина на лопатката, което налага малък брой лопатки. Смукателната височина е по-голяма, отколкото при лопатките с линеен закон за трансформация на енергията, обаче к.п.д. е по-нисък поради по-дългия относителен път. Би могло да се очаква подобрение в к.п.д., ако се запазва произведението: брой лопатки $\times$ развити дъжина на лопатката. За първото работно колело на много гостината помпа с голяма смукателна височина методът е много подходящ.

19. ИЗЧИСЛЕНИЯ И МЕРКИ ПРОТИВ КАВИТАЦИЯ

а. Явление кавитации

Кавитацията е явление, което нарушава непрекъснатостта на потока течност в местата, където се създават понижени налягания, докато до налягането на изпарението на течността при съответната температура, до налягането на изпарението на течността при съответната температура, т.е. до p_v — критично налягане. Това явление е съпроводено с образуване на големи количества мехурчета, излъчени предимно с парите от течността, както и с разтворените в течността газове. Образването на мехурчетата има много общо с явлението „студено кипене“, затова често пъти тези явления се идентифицират. В областта на потока с критично налягане мехурчетата нарастват по дължината на токовите линии, достигат значителни размери и се пукат, когато навлизат в област на некритично налягане. Разрушаването на кавитационните мехурчета става с много голяма скорост и създава особено вид хидравлични удари, от които настъпват характерните за явлението специфичен шум и разрушаване на ограничаващите потока стени.

По визуални признаци кавитацията бива: газова, парна и хидропарна. Газовата се характеризира с образуване на газове, които се наблюдават във форма на бела пена. Парната се явява във вид на прозрачни и бели стъпки мехурчета, докато хидропарната, специфична за кондензаторите, термичните машини и парните котли, се явява при интензивно кипене и инжектиране на пара в течност.

По отношение на кавитационното образуване съществуват доста предположения [16]. Едни изследователи намират, че то се дължи на ниския зародиш, чийто брой, големина и размери определят степента на кавитацията. Предполага се, че съдържанието на въздух в течността мо-

же да представлява зародиш за кавитацията, докато Силверниес твърди, че съдържанието на въздуха в течността оказва влияние само върху кавитационните области, но не и върху некавитиращите. Освен механичното действие при кавитацията, предизвикано от водните удари при пукането на парните мехурчета, констатира се електрохимическо действие, породено от локалното задръжане до 300°C на повърхностния слой вследствие на водните удари, при които са регистрирани налягания от порядъка 1130.10^5 N/m^2 .

В резултат на всички тези действия материалът кородира. Изследванията показват, че кавитационната корозия от механично естество е около 15 пъти по-голяма от електрохимическата.

Материалите с повишена устойчивост срещу кавитация се характеризират с жилавост и хомогенна микроструктура, относително голяма твърдост и якост на опън заедно с издръжливостта против корозия. Препоръчат се легирани стомани: 10 Ст, 10 Мп, 18 Ст, 8 Н и още 17 027 (14,57% Ст, 0,29% N, 0,38 М). Практикува се облицоване местото на кавитацията с триммилетрова хром-никелова стоманена ламарина ЛХ18Н9Т по ГОСТ, която при здраво и плътно заваряване към основата издържа много добре на кавитационното действие.

Явлението-кавитация се среща често при хидравличните машини, когато в конкретно място от машината налягането стане равно или по-ниско от налягането на изпаренето на течността при съответната температура, която бива обикновено между 10 и 20°C. Тези налягания, известни като налягане на насищане на течността, се посочват в съответни таблици. За вода налягане H_c е дадено в табл. 19.1.

Таблица 19.1

$t^\circ\text{C}$	5	10	15	20	25	30	35	40	45
$H_c, \text{ m H}_2\text{O}$	0,09	0,125	0,173	0,236	0,320	0,429	0,569	0,747	0,971
$t^\circ\text{C}$	50	55	60	65	70	75	80	85	90
$H_c, \text{ m H}_2\text{O}$	1,25	1,60	2,02	2,54	3,17	3,92	4,82	5,80	7,14

Опасните места за кавитация при турбопомпите са около входящия ръб на работното колело, както и при входа на дифузора. На фиг. 19.1 са показани последните от кавитация при изходящия ръб на помпено работно колело с двойно втячане само след 15-часова работа. Характерни данни на помпата: 750 dm^3/s , 58 $\text{m H}_2\text{O}$, 985 об/мин, $D_2 = 720 \text{ mm}$, $b_2 = 2 \times 45 \text{ mm}$, $D_0 = 300 \text{ mm}$.

На фиг. 19.1 е изобразена корозията от кавитация, образувана в края на хабината по статора при входящия ръб на роторно колело без външен венел. Последната показва също кавитация по лопатичната повърхнина към периферията и входящия ръб. Тук кавитацията е била много

по-слаба от показаната на фиг. 19.2, тъй като образуваните раковини с дълбочина от 5 до 12 mm и ширина от 10 до 40 mm са станали в продължение на четиригодишна работа на помпата.

Изследването на помпата на кавитацията се свежда до установява-



Фиг. 19.1



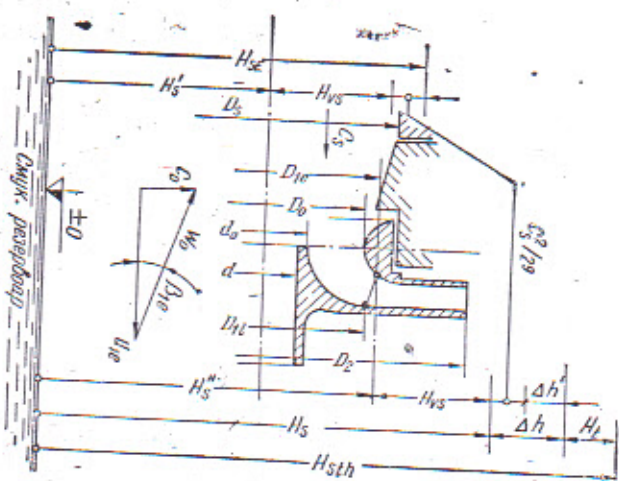
Фиг. 19.2

не на смукателната височина, при която помпата има правилно действие — без шум и трептения, които са специфични за кавитиращи машини.

6. Смукателна височина при турбопомпите

Под смукателна височина H_s'' се разбира геодезичната височина между нивото на водата в смукателни резервоар и най-горната точка от входящия ръб на работната лопатка.

Изакчането на флуида до входящия ръб на лопатката се дължи на атмосферното налягане B , което действа върху повърхността на флуида в смукаелния резервоар. От друга страна, смукаелното действие на помпата се дължи от: геодезичната височина H_s'' в ш, хидравличните загуби $H_{s\epsilon}$ в ш, динамичното налягане в смукаелната тръба $c_s^2/2g$ в ш, спадане на налягането от нарастването на скоростта в работното колело $\Delta h'$ в ш и от налягането на насищане на съответната течност H_s в ш H_2O . Пред вид изложеното и като се вземе под внимание фиг. 19.3 и се означае с B барометричното налягане в ш H_2O , за теоретичната смукаелна височина $H_{s\epsilon}''$ се написва



Фиг. 19.3

$$(19.1) \quad B \geq H_{s\epsilon}'' = H_s'' + H_{s\epsilon} + \frac{c_s^2}{2g} + \Delta h' + H_s$$

Под вакууметрична смукаелна височина се разбира в практиката

$$(19.2) \quad H_s = H_s'' + H_{s\epsilon}$$

и нейната максимална стойност се дава съгласно уравнение 19.1 от из-
раза

$$(19.3) \quad H_s = B - H_f - \Delta h$$

със забележката, че Δh представлява общото спадане на налягането вследствие нарастване на скоростта не само в работното колело, но и в смукаелния тръбопровод, именно

$$(19.4) \quad \Delta h = \Delta h' + \frac{c_s^2}{2g}$$

От гледна точка на нормите за мощността смукаелната височина се дава съобразно фигурата от

$$(19.5) \quad H_{s\epsilon} = H_s'' + H_{s\epsilon} + \frac{c_s^2}{2g}$$

Стойността на Δh в уравнение 19.4 се дава от емпиричния израз [2 S.137]

$$(19.6) \quad \Delta h = m_1 \frac{w_0^2}{2g} + m_2 \frac{c_0^2}{2g},$$

в който $m_1 = 0.3$ и $m_2 = 1.2$, а скоростите се отчитат от скоростния триъгълник на фиг. 19.3. Показва се [2], че оптималното действие на машината съответствува на голям диаметър D_0 , малка скорост c_0 и възможната най-малка скорост w_{10} . Теоретичните изводи дават за оптималната стойност на w_{10}

$$(19.7) \quad w_{10} = \frac{c_0}{u_{10}} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{m_1}{m_1 + m_2}}$$

След заместване на m_1 и m_2 с горните стойности се получава за оптималния w_{10}

$$(19.8) \quad w_{10} = 17.32\%$$

Тъй като барометричното налягане зависи от височината h в m над морското равнище

$$h = 0 \quad 500 \quad 1000 \quad 2000 \text{ m}$$

$$B = 10.3 \quad 9.7 \quad 9.2 \quad 8.1 \text{ m } H_2O,$$

възможно е H_s'' да получи отрицателна стойност. В този случай се прибавя към изкуствено нарастване стойностите на B , като нивото на течността в смукаелния резервоар се установява над оста на помпата. В този случай се казва, че последната е под налягане.

За всеки конкретен случай представлява интерес, каква е геодезичната смукаелна височина H_s'' , а именно:

$$(19.9) \quad H_s'' = B - (H_f + H_s + \Delta h).$$

Пред вид казаното по отношение на w_{10} в уравнение 19.7, Пфлидлер въвежда число на засмукването S , определено от

$$(19.10) \quad S = \left(\frac{w}{100} \right)^2 \cdot \frac{Q}{\lambda_0 \Delta h w_{10}},$$

което остава постоянно и зависи само от ъгъла β_{1c} и коефициентите m_1 и m_2 , които се приемат за константи в уравнение 19.6.

Приблизителните стойности на S в зависимост от β_{1c} са:

β_{1c}°	0	5	10	15	17 ³²	20	25	30	35	40	50	60	70	90
S	0	1.20	2.12	2.54	2.61	2.58	2.34	2.02	1.65	1.33	0.78	0.42	0.17	0

Трябва обаче да се отбележи, че числото S се изменя с оборотите, дебита и спадането на налягането, а именно:

$$(19.11) \quad \frac{S_1}{S_2} = \frac{Q_1}{Q_2}; \quad \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2; \quad \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{\Delta h_2}{\Delta h_1} \right)^{1/2}.$$

В уравнение 19.10 са приети означенията: n об/мин, Q м³/с, λ_0 определена по уравнение 15.10, и Δh по уравнение 19.6. Следователно дана се следният израз за определени спадането на налягането.

$$(19.12) \quad \Delta h = \left[\left(\frac{n}{100} \right)^2 \cdot \frac{Q}{\lambda_0 S} \right]^{1/2}.$$

в. Кавитационен коефициент при турбопомпите

В литературата е известен кавитационният коефициент по Тома, определен от манометричната височина на машината H и Δh по уравнение 19.3

$$(19.13) \quad \sigma = \frac{\Delta h}{H} = \frac{B - H_s - H_t}{H}.$$

Той е постоянен за всички машини от една и съща фамилия, т. е. при един и същ M_n и зависи от числото на Рейнолдс и η_H , т. е. от вътрешната изработка и оформяне на проточния канал. В литературата [5] се дава

$$(19.14) \quad \sigma = \frac{7.5}{104 \cdot \eta_H^3} \cdot \eta_d^{1/3}.$$

Връзката между S и σ се дава от израза

$$(19.15) \quad \sigma = \left(\frac{n}{100} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(\lambda_0 S)^{1/2}}.$$

който позволява да се изчисли σ за конкретен случай, при който β_{1c} е известен.

Освен разглежданите изрази за Δh съществуват още полученият по експериментален път израз на проф. Руднев

$$(19.16) \quad \Delta h = 10 \left(\frac{n \sqrt{Q}}{C} \right)^{1/2},$$

при който Q м³/с, n об/мин, а кавитационният коефициент на бързоходност C се дава в широки граници от специфичните обороти, което създава известни затруднения спрямо уравнение 19.12 или уравнение 19.14, а именно:

n_s	45 до 60	60 до 70	70 до 130	130 до 190
C	600 до 750	800	800 до 1000	1000 до 1200

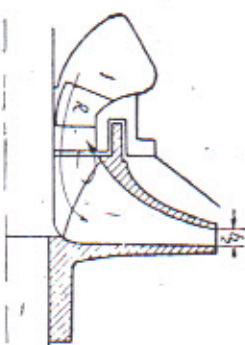
Когато са познати данните на помпата и нейната конструкция, може да се определи Δh по едно от разглежданите уравнения и да се изчисли максималната геодезична смукателна височина H_s . Ако за същата се получи отрицателна стойност, както вече се спомена, товава работното колело трябва да бъде под налягане или както се казва още по-точно работно колело.

От всички разглеждани изрази за Δh , S и σ се вижда, че съответните им стойности растат с обемния, а отстранението на кавитацията изисква въпросните стойности да бъдат малки, което може да се постигне чрез намаляване на обемния. Освен действието върху оборотите за премахване опасността от кавитация се прилагат още следните начини:

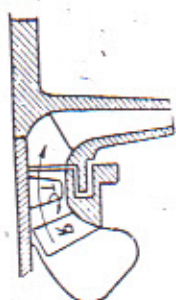
г. Предотвратяване на кавитацията при турбопомпите

1. Предварително заваряване на помпата. Вдължителният скоростен триъгълник показва, че със създаване и увеличаване на периферната компонента c_u , стойността на σ намалява.

Това може да бъде осъществено в случаите, при които основният поток се смесва с допълнителен, който притежава въртливо движение. Когато работното колело е с изметнати лопатки и малки меридианни скорости c_m , пораждат се обратни течения, както показва фиг. 19.4,



Фиг. 19.4



Фиг. 19.5

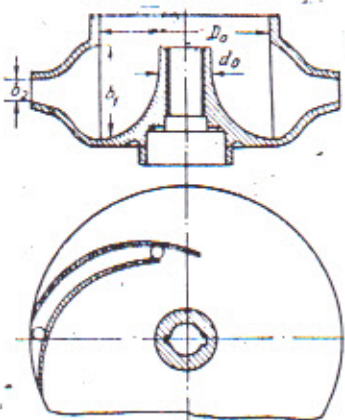
които притежават периферна компонента и увеличат изващия основен поток от смукателната тръба. За да се предотврати заваряването на периферния поток в смукателната тръба, се правят радиалните плоски ребра R . С подобни конструкции значително се увеличава кавитационният коефициент на бързоходност, именно $C=1200-1500$. За да се увеличи манометричният к. п. д., необходимо е да се увеличи изходната скорост от

колегото до стойността на нормалната скорост, т. е. да се стесни b_2 . По този начин се намалява дифузията по меридианната дължина на токовата линия.

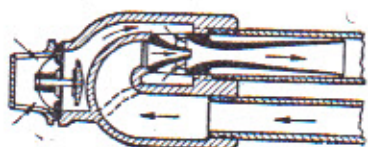
2. *Допълнително винтово колело.* При входа на работното колело се монтира допълнителното аксialно колело (фиг. 19.5), което работи с много малко натоварване и служи да завърти потока, т. е. да му предаде енергията $\frac{g}{\eta_1 \eta_2}$. Тук радиалните плоски ребра R служат да предотвратят завъртането на потока в смукателната тръба, което би предизвиквало загуби, като стойността на кавитационния коефициент на върхоходност достига $C=1200-1400$.

3. *Работно колело с въхрово опъване на помпа от лопатките.* Работното колело е много широко, при входящия ръб (фиг. 19.6) за да бъде меридианната скорост малка. Работи се обикновено с

$$(19.17) \quad \frac{S_1}{S_0} = 2.5; \quad S_1 = \pi D_0 b_1; \quad S_0 = \frac{\pi}{4} (D_0^2 - d_0^2).$$



Фиг. 19.6



Фиг. 19.7

Пред вид на това специфичното натоварване при входящия ръб на малката; малката също и относителната скорост, докато преносната заглава своята стойност η . Коефициентът C увеличава стойността си за случая около 2200—2500. Тъй като меридианната скорост е значителна, получава се въртане на потока, както при фиг. 19.4, чрез което се постига желаното увеличаване и завъртане на главния поток.

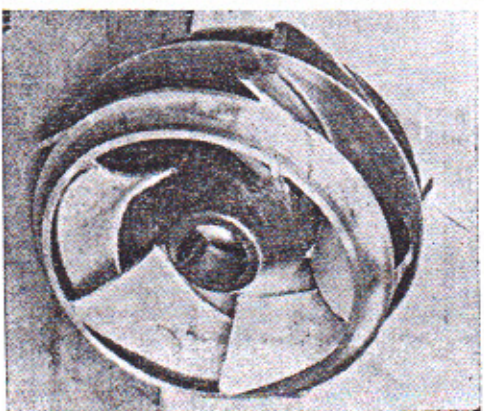
4. *Ежекторът* се монтира в смукателния кош на кавитиращата помпа. Той позволява повдигането на течността и предотвратяване на кавитацията. Тук ежекторът работи посредством течност под налягане, взета от нагнетателната тръба на помпата. На фиг. 19.7 е показан ежектор от този вид, чийто конструктивен и действителен са ясни от фигурата.

ГЛАВА ЧЕТВЪРТА

КОНСТРУКЦИЯ НА РАБОТНИ ТУРБОМАШИНИ

20. ОЧЕРТАВАНЕ НА РАДИАЛНИ ЛОПАТКИ

Лопатката от работното колело представлява най-съществена част от турбомашината. Нейното правилно оформяне гарантира желаната манометрична височина. При високите специфични обороти, когато работното колело има голяма широчина b , върхът R_1 е променлив по протежението на входящия ръб, откъдето и самата лопатъчна повърхнина добива изметната форма, т. е. неравнината върху равнина, каквито са лопатките от работното колело на водната турбина Франце. От този вид са лопатките на работното колело, показано на фиг. 20.1, конструкция на автора и изработено от фирмата „Диебола“ през 1937 год. в Нанси. Това работно колело с двойно вгичане е монтирано в циркуляционната помпа на турбогенератор от 18 000 kW, дава 1,330 m³/s при манометрична височина 18 m H₂O и 730 об./min. За очертаването на изметнатата лопатка се използва конформното изобразяване.

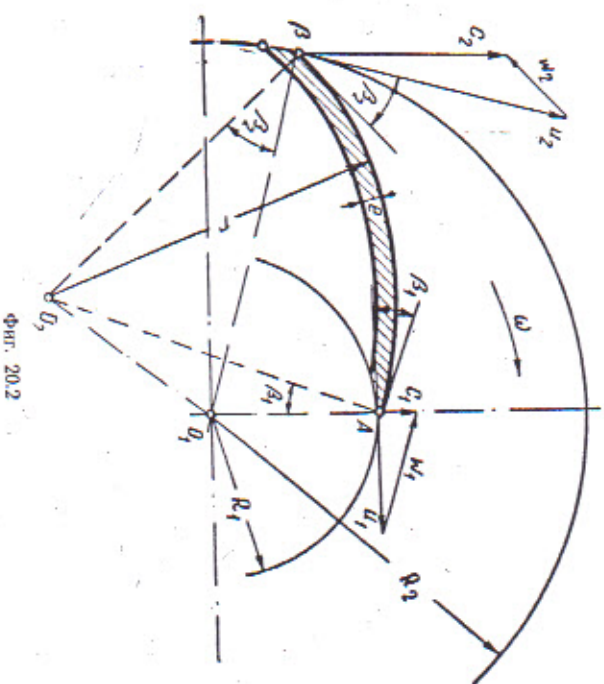


Фиг. 20.1

Работните колела с малка широчина b , са специфични за ниски скорости n , като върхът R_1 е приблизително постоянен по дължината на входящия ръб. Това позволява еднопосочно извиване на лопатката, т. е. лопатъчната повърхност е цилиндрична с директриса на цилиндъра една от кривите на фиг. 17.2. Лопатката от този вид се нарича цилиндрична кинрадиална. Нейното очертаване е значително опростено, когато формата трябва да представява дъга от окръжност с радиус R_1 и R_2 при входа и изхода, определени от съответните скорости v_1 и v_2 по фиг. 16.4. За целта е необходимо да се определи съответният радиус, конкретно за всяка от срещаните форми: назад извити, праволинейни, с радиален изход и с напред извити лопатки.

а. Назад извити лопатки. От триъгълниците AO_1O_2 и BO_1O_2 на фиг. 20.2 се написва

$$\begin{aligned} O_1O_2^2 &= r^2 + R_1^2 - 2rR_1\cos\beta_1; \\ O_1O_2^2 &= r^2 + R_2^2 - 2rR_2\cos\beta_2. \end{aligned}$$



Фиг. 20.2

Чрез изваждане едно от друго горните равенства дават

$$(20.1) \quad r = \frac{R_2^2 - R_1^2}{2(R_2\cos\beta_2 - R_1\cos\beta_1)}.$$

Практически лопатката се очертава, като от произволна точка А от окръжността с радиус R_1 се нанесе въгъл β_1 към линия O_1A и върху подвижното му рамо се отмери $AO_2 = r$. От точката O_2 се описва дъга с радиус r до пресичането ѝ с външната окръжност на работното колело. Нанася се дебелината e и се получава гърбът на лопатката.

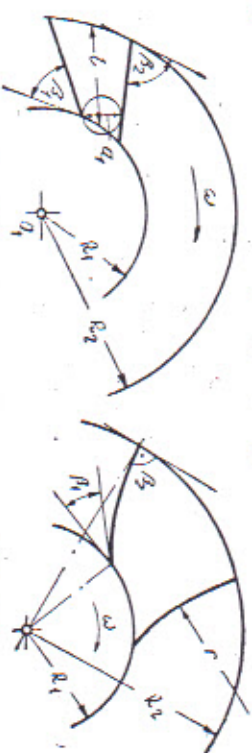
Стойностите на e биват най-различни — от 4 до 20 мм, в зависимост от материала и големината на работното колело. При входящия ръб лопатката трябва да бъде изгъвена и заоблена. Посоченото тук по отношение на технологичната се отнася и за лопатките от останалите три форми, разглеждани по-долу. Назад извитата лопатка представлява най-обикновения случай на лопатка от работна машина.

б. Прямолинейни лопатки. Те намират приложение при много малките дебити и дават възможност за фрезование на работните канали, отграначени от две последователни лопатки и показани на фиг. 20.3, където за дадените означения опитът дава, че

$$(20.2) \quad l = (3 \text{ до } 4) a_1.$$

Изводът на уравнение 20.1 важи и за този случай. Тъй като тук $a = \infty$, следва равенството

$$(20.3) \quad R_2\cos\beta_2 = R_1\cos\beta_1.$$



Фиг. 20.3

а. Лопатките с радиален изход. Показани са на фиг. 20.4, където въгълът $\beta_2 = 90^\circ$. Ако в уравнение 20.1 се замести $\cos\beta_2 = 0$, получава се

$$(20.4) \quad r = \frac{R_2^2 - R_1^2}{2R_1\cos\beta_1}.$$

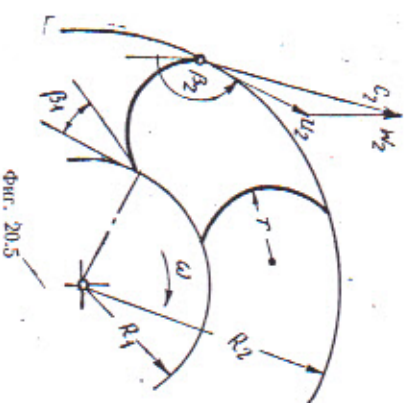
б. Напред извити лопатки. Намират приложение предимно при центробежните вентилатори и в много изключителни случаи при помпи — там, където е необходимо да се отдаде голямо количество енергия на флуида със значително ограничени размери на работното колело, без оглед на к. п. д. На фиг. 20.5 са показани този вид работни лопатки с въгъл $\beta_2 > 90^\circ$, т. е.

$$(20.5) \quad r = \frac{R_2^2 - R_1^2}{2[R_1\cos\beta_1 - R_2\cos\beta_2]}.$$

Вентилаторите имат предимно напред извити лопатки. Ако обаче се касае да се построи безшумен вентилатор, тогава лопатките му се правят извити назад.

д. Построяване на цилиндрична лопатка по точки

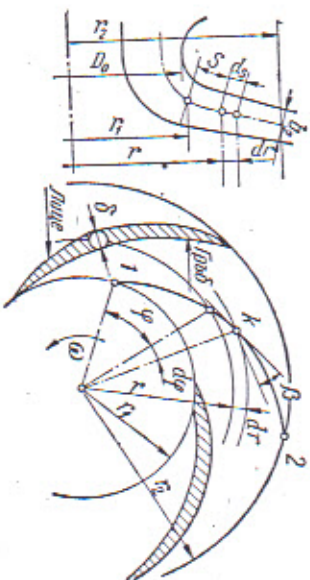
При определяне на скоростните триъгълници се отбелязва с уравнение 16.27 необходимостта от спазване на отношението $\omega_1/\omega_2 \leq 1,14$ между началната и крайната относителна скорост в работното колело. Това е в сила както за цилиндричните лопатки, така и за отделилите токови линии при изметнатите лопатки. От съществено значение за трансформацията на енергията обаче представлява начинът, по който се извършва преходът от ω_1 към ω_2 . Ако в този преход съществува нарастване на ω , последвано от намаляване до удовлетворяване на уравнение 16.27, или пък намаляване на ω и последвано от нарастване, тогава се изразходва значително количество енергия за преодоляване на възникналите инерционни сили на флуида и в резултат к. п. д. намалява. Ето защо



Фиг. 20.5

оформенето на канала трябва да стане на базата на прогресивното изменение на относителната скорост.

За пътя трябва да се държи сметка за евентуалната променлива дебелина на лопатката и влиянието на коефициента на стеснението



Фиг. 20.6

върху реалната стойност на относителната скорост, като се има предвид функционалната зависимост на относителната и меридианната скорост от меридианния образ S на токовата линия, който при чисто радиална лопатка се проектира върху линията $1-2$ в хоризонтална проекция. На фиг. 20.6 меридианният образ е отклонен от чисто радиалния, за да се покаже различието между ds и dr .

Означава се с c_m меридианната скорост без присъствието на лопатките. От скоростния триъгълник на фиг. 12.2 и определението на коефициента на стеснението по уравнение 16.1 се намира изразът за изменението на ъгъла β по дължината на лопатката, а именно:

$$\omega = \frac{c_m}{\sin \beta} = \frac{c_m}{\lambda \sin \beta} = \frac{c_m}{\sin \beta - \frac{\delta}{r}}$$

Решението на горния израз спрямо $\sin \beta$ дава

$$(20.6) \quad \sin \beta = \frac{c_m}{\omega} + \frac{\delta}{r}$$

При работни колела със значителна големина дебелината δ се прави пренебрежна и в съответствие с дебелината на страниците от работното колело. Когато са налице големи периферни скорости, лопатката трябва да се проверява и якостно под действието на центробежните сили, както и под действието на разликата в налягането по лицето и гръба.

В следващите изводи се пренебрегва показаното на фиг. 20.6 различие между ds и dr , като се приема цилиндрична лопатка, чийто образ $1-2$ е успоредна на оста на въртенето, а за директриса служи линията $1-2$, чийто диференциално уравнение според фигурата има вида

$$(20.7) \quad \lg \beta = dr/r \cdot d\varphi$$

или

$$(20.8) \quad d\varphi = dr/r \cdot \lg \beta.$$

Тук ъгълът β е определен по уравнение 20.6, като невяна функция на радиуса r , следователно диференциалното уравнение 20.8 се явява с разделени променливи. Полага се $\varphi_1 = 0$, когато $r = r_1$, след което се интегрира от r_1 до r_k и съответният ъгъл φ_k се дава от израза

$$(20.9) \quad \varphi = \int_{r_1}^{r_k} \frac{dr}{r \lg \beta}.$$

Тъй като съществуват известна трудност за създаване на аналитична зависимост за β и δ във функции от r за извършване на интегрирането, затова връзката между въпросните величини се дава в графична или таблична форма и интегрирането се извършва под форма на алгебричен сбор. За пътя подинтегралната функция се бегежи с

$$B(r) = 1/r \lg \beta.$$

Тогава

$$(20.10) \quad \Delta\varphi = \frac{B_i + B_{i+1}}{2} \cdot \Delta r_i$$

където B_i и B_{i+1} представяват стойностите на подинтегралната функция в началото и в края на разглеждания участък.

След извършване на сбора от началото 1 на лопатката до произволно избрана точка k от същата се получава

$$(20.11) \quad \varphi_k = \sum_{i=1}^{i=k} \frac{B_i + B_{i+1}}{2} \cdot \Delta r_i.$$

След определяне на горната сума за значителен брой точки k построена се върху чертежа изменението на ъгъла на развита на лопатката φ като функция на радиуса. Така се строи по точки средната линия на лопатката, след което във всяка точка се описва кръгче с диаметър, равен на съответната дебелина δ на лопатката. Прекриването на двуплавни непрекъснати криви, които да тангират към отделните кръгчета, дава лицето и гръба на лопатката.

За постигане на известна системност и по-голяма прегледност в изчисленията, последните се правят в таблична форма, като по вертикала се нанасят номерата на разглежданите точки k , а по хоризонталата — характеристиките за изчислените величини, а именно:

k, S, r_k , широчината b на меридианния профил, $c_m, \omega, c_m/\omega, t, \delta, \delta/r, \sin \beta, \beta, \lg \beta, B, \Delta(B_i + B_{i+1}), \Delta\varphi$ в радиани, $\varphi = \sum_{k=1}^k \Delta\varphi_i$ в радиани и φ_k в градуси.

Трябва да се отбележи, че S се измерва от входящия ръб по средната токова линия и се разглежда от 5 до 10 точки k .

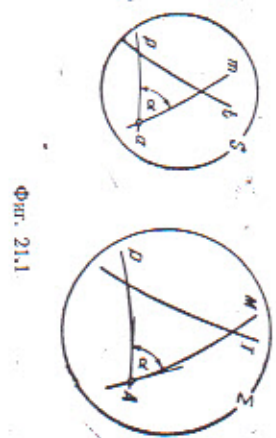
Разглежданите начини за построяване на лопатката се прилагат не само при работни колета с малка ширина b , т. е. малки дебити, но също за очертаване на отделните токови линии при работни колета с голяма ширина, т. е. високи N_s — големи дебети.

Преди очертаване на лопатката непременно трябва да бъдат изяснени всички въпроси от предпоставящата глава, които се отнасят до толемината, формата, броя и др. относно лопатките, както и по отношение на допустимата смукателна височина.

Както бе споменато, лопатката от центробежно работно колено с високи специфични обороти представлява измътната повърхнина, чето оразмеряване не може да стане по познатите методи на машинното чертане. Тук е въпросът за конформното изобразяване, както и при очертаване на повърхнината на земята глобус — географските карти. Специфичното при този начин на изобразяване е съблюдаване верността в ъглите без оглед на единството в линейните мащаби.

21. МАТЕМАТИЧНА ПОСТАНОВКА НА КОНФОРМНОТО ИЗОБРАЖАВАНЕ

Ако на дадена повърхнина S съответствува повърхнината Z , пита се каква е зависимостта между S и Z , за да бъдат изпълнени следните условия на съответствие [17]:



Фиг. 21.1

1. На всяка точка a от повърхнината S (фиг. 21.1) да отговаря една единствена точка A от повърхнината Z и обратно, на всяка точка A от повърхнината Z да отговаря една единствена точка a от повърхнината S , т. е. повърхнините S и Z да бъдат в право и обратено еднозначно съответствие.

2. На кривите p и m от повърхнината S , които минават през точката a и заключават ъгъла α , да съответствуват върху повърхнината Z две криви P и M , които минават през точката A , и да образуват същия ъгъл α .

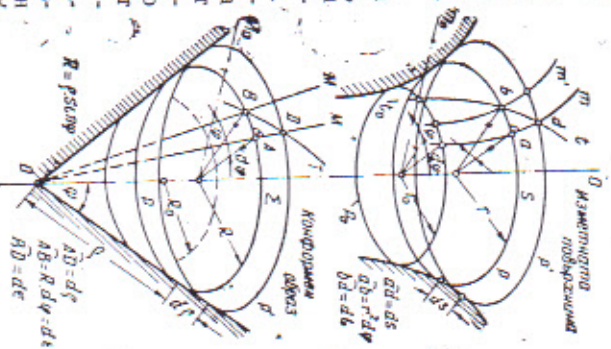
3. На всеки триъгълник от повърхнината S да съответствува подобен триъгълник от повърхнината Z . Под подобни триъгълници се разбира, както всякога, такава два триъгълника (безразлично дали са правоъгълни или криволинейни), които имат съответно равни ъгли.

Колкото съществуват посочените условия на съответствие, казва се, че повърхнината Z е конформно изображение на повърхнината S .

Специално в турбомашините лопатката на работното колено от типа Франсис представлява измътната повърхнина. Нека ротационната повърхнина на известна токова линия да бъде повърхнината S от фиг. 21.1, а за повърхнината Z , върху която ще се изобразява дадената токова линия, се подбере развита на ротационна повърхнина, чиято образувателна да бъде форма близка на меридианната проекция на разглежданата токова

линия в помпата. Зр. такива повърхнини Z ще служат околните повърхнини на конус и цилиндър, а така също и равнина.

В най-общия случай токовата линия е пространствена крива. Когато се проектира тази пространствена крива върху плоскостта на чертежа чрез ротация на отделните точки от кривата около оста на въртенето на помпата, получава се, както е известно, меридианната проекция на токовата линия. Например меридианите m, m' и т. н. представляват въпросните проекции на токовата линия l (фиг. 21.2). Тъй като ъглите β са едни от главните фактори при трансформиране на еверията в турбомашините, необходимо е лопатката на работното колено да се изобразява така, че сходството между реалната лопатка и нейния образ върху чертежа да се ограничава предимно в запазване на ъглите. Това именно ще даде желаното съответствие между двете повърхнини. За да може да се извърши преминаването от измътната повърхнина S в нейния конформен образ Z , и обратно, необходимо е да се определи известна зависимост между S и Z , която да осигурява съответствието на изобретите условия на съответствие. За целта нека се разгледа безкрайно малък четириъгълник, ограничен от меридианите m, m' и паралелите p, p' на измътната ротационна повърхнина S , образувана от въртенето на един от меридианите m около оста O (фиг. 21.2). Знае се, че меридианите и паралелите от една ротационна повърхнина остават винаги взаимно перпендикулярни. Така диагоналят bd на разглеждания безкрайно малък криволинейен четириъгълник представлява хипотенуза на криволинейния правоъгълен триъгълник bvd ; следователно ъгълът $bvd = 90^\circ$. Означава се още със:



Фиг. 21.2

r, r_0 — радиуси на паралелите p , върху които се намира точката a през различните интервали от време t ;

$d\varphi$ — безкрайно малък централен ъгъл, на който трябва да се завърти меридианът m , за да заеме положение m' ;

ds — безкрайно малко разстояние между паралелите p и p' , мерено по протежение на меридиана m , т. е. $ds = ad$;

dl — дължината на хипотенузата bd на безкрайно малкия правоъгълен триъгълник bvd , т. е. $dl = bd$.

По Питагоровата теорема за елементарния правоъгълен триъгълник се написва

$$(bd)^2 = (ad)^2 + (ab)^2, \quad ab = r \cdot d\varphi,$$

или (21.1) $dl^2 = ds^2 + r^2 \cdot d\varphi^2.$

За изобразяването на разглежданата изметната повърхнина S се използва коаксиалната ротациона повърхнина Σ , образувана от въртенето на праволинейния меридиан OM около оста O (фиг. 21.2), като се приеме, че триъгълникът BAD от Σ представлява конформният образ на триъгълника bad от S ; следователно отговаря на условията на съответствието, т. е. на точката a от S съответствува точката A от Σ ; на отсечката ab от парабела p съответствува отсечка AB от парабела P , както и на криволинейния меридиан m съответствува праволинейният меридиан M . Тук имаме свобода по отношение на подборане местоположението на M , установено с централния ъгъл φ . Нека дава съответен меридиан M и m да лежат в една и съща меридианна равнина, като се завъртат на един и същ ъгъл $d\varphi$, за да заемат съответно новите си положения M' и m' .

Като при ротационната изметната повърхнина S , така и тук меридианите M са перпендикулярни на парабелите P ; следователно ъгълът $BAD=90^\circ$. Въз фиг. 21.2 се означава още със:

R, R_0 — радиуси на парабелите P , конформни образи на парабелите p от S ; $R = r \cdot \sin \psi$;

ψ — ъгъл, заключен между оста на въртенето O и меридиана M ; r — дължината на меридиана M от пресечната му точка с оста O до парабела P ; $r = OA = R / \sin \psi$;

dr — отсечка от меридиана M , включена между парабелите P и P' P' представлява конформният образ на p' от изметната повърхнина S ; $dr = AD$;

$d\sigma$ — дължина на хипотенузата на правоъгълния триъгълник BAD $d\sigma = BD$.

От правоъгълния триъгълник BAD се написва

$$BD^2 = AB^2 + AD^2; \quad AB = R \cdot d\psi,$$

или

$$(21.2) \quad d\sigma^2 = dr^2 + R^2 d\psi^2.$$

Конформното изобразяване, т. е. подобие на триъгълниците, изисква отношението между дължините на съответните отсечки от S и Σ , наречено отношение на подобие, да бъде постоянна величина, т. е.

$$\frac{d\sigma}{dl} = K = \text{const.}$$

или още

$$K = \frac{AD}{ad} = \frac{BD}{bd} = \frac{AB}{ab}.$$

Тъй като въпроса е известна зависимост между отсечките AB и ab чрез равенство на елементарните ъгли $d\psi$, следва, че тяхното отношение е точно установено, а именно

$$(21.3) \quad K = \frac{AB}{ab} = \frac{R \cdot d\psi}{r \cdot d\varphi} = \frac{R}{r}.$$

Образува се квадратът от това отношение K , като се раздели почленно уравнения 21.1 и 21.2:

$$(21.4) \quad K^2 = \left(\frac{BD}{bd} \right)^2 = \frac{d\sigma^2}{d^2} = \frac{dr^2 + R^2 \cdot d\psi^2}{d^2} = \frac{dr^2}{d^2} + \frac{R^2}{r^2} \cdot \frac{d\psi^2}{d^2}.$$

Въз основа на уравнение 21.3 може да се напише

$$K^2 = \frac{R^2}{r^2},$$

следователно първото множител от дясната част на уравнение 21.4 трябва да бъде равно на единица, т. е.

$$\frac{dr^2}{d^2} + d\varphi^2 = \frac{ds^2}{r^2} + d\varphi^2.$$

След съответните съкращения и изваждане на втори корен се получава

$$(21.5) \quad \frac{dr}{R} = \pm \frac{ds}{r}.$$

Диференциалното уравнение 21.5 дава търсената зависимост между две повърхнини S и Σ , за да бъдат изпълнени изложените вече условия за съответствие. Конформният образ ще бъде толкова по-близък до реалния, колкото възприетата повърхнина Σ е по-близка по форма до повърхнината S . За тази цел стойността на ъгъл ψ се получава чрез правата, която свързва началото и края на разглежданата част от върхосния криволинейен меридиан m (фиг. 21.2).

В зависимост от стойността на ъгъл ψ се разграничават три случая на конформно изобразяване.

Първи случай: $0 < \psi < 90^\circ$.

Конформната повърхнина Σ представлява ротационна конична повърхнина, която е случаят на фиг. 21.2. Този случай се нарича изобразяване върху конус.

Втори случай: $\psi = 90^\circ$.

Конформната повърхнина Σ представлява равнина, перпендикулярна на оста на въртенето. Този случай се нарича изобразяване върху равнина.

Трети случай: $\psi = 0^\circ$.

Конформната повърхнина Σ представлява цилиндрична повърхнина. Този случай се нарича изобразяване върху цилиндър.

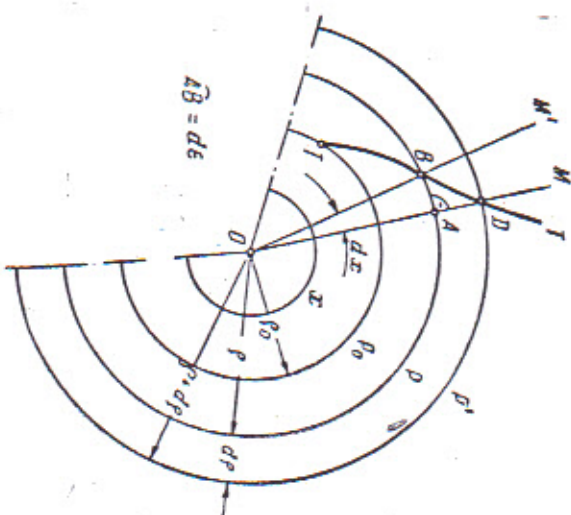
Конформните конични и цилиндрични повърхнини Σ могат да бъдат развити върху равнина, където образите остават конгруентни на тези от самите конични и цилиндрични повърхнини, докато самият реален образ върху повърхнината S остава неразвиваем.

От горното следва, че всяка фигура от изметната ротационна повърхнина може да бъде конформно изобразена върху равнина. За целта е необходимо да се има пред вид следното.

1. Параболите от изметната ротационна повърхнина S остават също парабели и върху конформните повърхнини Σ . При изобразяване върху конус и равнина те се явяват под форма на концентрични кръгове върху развитата конформна повърхнина, докато при цилиндъра те биват прави, перпендикулярни на оста на въртенето.

2. Върху конформните повърхнини меридианите представляват прави линии, перпендикулярни на паралелите. Двете заедно образуват конформната ортогонална мрежа.

3. Дадена геометрична фигура, изобразена върху S и Z , пресича ли-



Фиг. 21.3

ните от конформната ортогонална мрежа и съответните линии от изметната ротационна повърхнина под едни и същи ъгли, затова този начин на изобразяване е известен под името изобразяване чрез разпаване на ъглите.

Тук ще се разгледаат последователно трите начина на изобразяване. Изобразяването върху конус е показано на фиг. 21.2. За по-голяма нагледност в работата околоната повърхнина на конуса е развита (фиг. 21.3); конформната ортогонална мрежа се състои от паралелите P и P' , изобразени чрез концентричните кръгове с радиуси r и $r+d$, и меридианите M и M' , които представляват дъги с център O . Като се изрази равенството между дължината на паралела от фиг. 21.1 и дължината на дъгата P с радиус r от фиг. 21.3, се получава стойността на ъгъла χ на развите на околоната повърхнина, а именно:

$$2\pi R = 2\pi r \cdot \sin \psi = r \chi,$$

$$\chi = 2\pi \cdot \sin \psi \text{ в радиани, или в градуси}$$

$$(21.6) \quad \chi^\circ = 2\pi \cdot \sin \psi \cdot \frac{360}{2\pi} = 360 \cdot \sin \psi.$$

Ъгълът $d\chi$ от развитата конформна повърхнина (фиг. 21.3) съответства на ъгъла $d\varphi$ (фиг. 21.2). Като се вземе под внимание горното уравнение, се получава

$$(21.6 \text{ a}) \quad d\chi = d\varphi \cdot \sin \psi, \text{ или } d\chi = d\varphi \cdot \sin \psi.$$

За определяне положението на точка B върху конформния образ се работи с дъгата $\widehat{AB} = d\epsilon$, както и с ъгъла $d\chi$:

$$d\epsilon = r \cdot d\chi = r \cdot d\varphi \sin \psi = R \cdot d\varphi,$$

където ъгълът $d\varphi$ е изразен в градуси; следователно

$$(21.7) \quad d\epsilon = \frac{2\pi \cdot r \cdot \sin \psi}{360} \cdot d\varphi.$$

Уравнение 21.7 дава зависимостта между дължината на паралела върху развития конформен образ (фиг. 21.3) и ъгъла $d\varphi$, който е един и същ за образа върху изметната повърхнина и неразвита коаксиален конформен образ от фиг. 21.2.

Ако искаме предварително да оформим конформния образ според известни желания, т. е. ако е изобразен триъгълникът DAB (фиг. 21.3), може да се намери негов съответният върху фиг. 21.2, като по уравнение 21.7 се изрази стойността на $d\varphi$, а именно

$$(21.8) \quad d\varphi = \frac{360}{2\pi \cdot r \cdot \sin \psi} d\epsilon,$$

при положение, че познаваме стойностите на r и $r+d$.

От горното се заключава, че цялата работа в конформното изобразяване се свежда към изчисляване на радиусите r (фиг. 21.3), определени от диференциалното уравнение, където се замества

$$R = r \cdot \sin \psi, \text{ т. е. } \frac{dR}{r} = \pm \sin \psi \cdot \frac{dr}{r},$$

или

$$(21.9) \quad \ln r = \pm \sin \psi \int \frac{dR}{R} + \text{const.}$$

Константата се определя от началните условия, т. е. когато началната точка от конформния образ се намира върху началния паралел с радиус R_0 (фиг. 21.3), тогава $dR=0$; следователно $r = R_0$ и интегралът от уравнение 21.4 е равен на нула, т. е.

$$(21.10) \quad \ln R_0 = \pm 0 + \text{const.}$$

Следователно

$$(21.11) \quad \ln \frac{r}{R_0} = \pm \sin \psi \int_{R_0}^r \frac{dR}{R} =$$

$$\pm A \equiv \pm \sin \psi \sum_{R_0}^r \frac{\Delta R}{R},$$

или
(21.12)

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{+\lambda},$$

където числото e представлява основата на натуралния логаритъм,

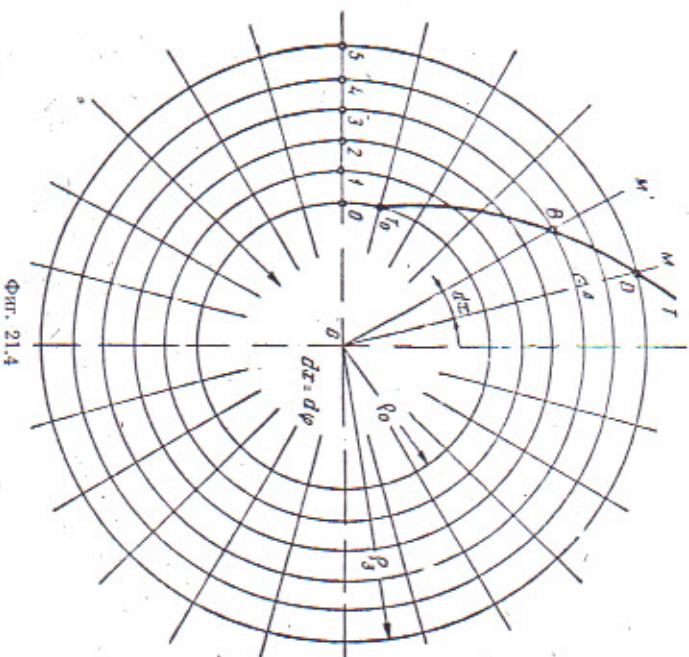
$$e = 2,718281 \dots$$

Знакът „+“ пред степенния показател от дясната част на уравнение 21.11 показва, че може да има две решения, които според общата теория за конформното изобразяване представляват огледален образ едно на друго спрямо паралела P_0 с начален радиус ρ_0 .

Ако се възприемем знакът „+“, тогава $e^{+\lambda} > 1$ и стойностите на ρ ще бъдат винаги по-големи от стойността на ρ_0 , като конформният образ ще се яви в областта извън ρ_0 .

Знакът „-“ дава $e^{-\lambda} < 1$. Образът ще бъде във вътрешността на кръга, ограничен с ρ_0 .

За да има действително известно съответствие между реалния образ и получените от него конформен образ, необходимо е да се вземе такъв знак, че той да позволява движение в една и съща посока (или нагоре, или надолу) по линията l (фиг. 21.2) и по линията T (фиг. 21.3), когато се излиза от две съответни точки — например, от точка d (фиг. 21.2) и от точка D (фиг. 21.3).



Фиг. 21.4

След определените радиусите ρ на паралелите P_0, P, P' и т. н. (фиг. 21.3), които съответствуват на паралелите P_0, P, P' и т. н., на ха-

рактерни точки от пространствената крива l_0-l (фиг. 21.2), определени с ъгъли φ и $d\varphi$, може да се построи конформният образ T_0-T (фиг. 21.3), като се използва уравнение 21.7.

Изобразяването върху равнина (фиг. 21.4) е напълно идентично с изобразяването върху конус; достатъчно е в съответните изражения да се замени $\sin \psi = \sin 90^\circ = 1$.

Конформната повърхнина на изображението съпада с плоскостта на чертежа; следователно въгълът χ , определен с уравнение 21.6, е

$$(21.13) \quad \chi^0 = 360^\circ \cdot \sin \psi = 360^\circ.$$

По същия начин се получава

$$(21.14) \quad d\epsilon = \frac{2\pi^2 \cdot \sin^2 \psi \cdot d\varphi}{360} = \frac{2\pi}{360} \rho \cdot d\varphi;$$

$$(21.15) \quad d\varphi = \frac{360}{2\pi \rho \cdot \sin \psi} \cdot d\epsilon = \frac{360}{2\pi} \cdot \frac{d\epsilon}{\rho};$$

$$(21.16) \quad \rho = \rho_0 \cdot e^{\pm \int \frac{d\epsilon}{\rho}} = \rho_0 \cdot e^{\pm \int \frac{d\epsilon}{\rho}}.$$

Всички забележки, дадени по отношение на знака и интервала, дажат й тук. Трябва да се отбележи, че паралелите от конформната мрежа представляват затворени концентрични окръжности, а меридианите са дъги, които излизат от централната точка (фиг. 21.4), т. е. от оста на въртене на помпата.

Изобразяването върху цилиндър е показано на фиг. 21.5. Тук меридианът m се доближава по форма с образуваната мрежа на коаксиалния цилиндър с радиус R . Разлятата конформна мрежа се състои от взаимно перпендикулярни прави; паралелите са хоризонтални, а меридианите — вертикални. От фиг. 21.5 се вижда, че дължината на разтежданата конформна мрежа ще бъде равна на $2\pi R$, а височината и ще представлява разликата между стойностите на ρ , които съответствуват на разтежданите крайни паралели, между които се жее да има конформен образ. За начертаването на конформната мрежа се поставя, както при конус, като се означава също:

$$\begin{aligned} dl &= bd; & d\sigma &= BD; \\ ds &= ad; & d\rho &= AD; \\ r \cdot d\varphi &= ab; & R \cdot d\varphi &= AB, \end{aligned}$$

при което отношението на подобие се дава също от

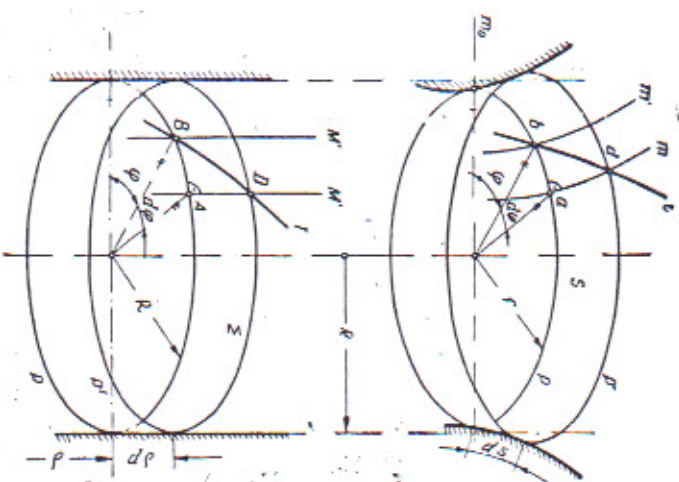
$$(21.17) \quad K = \frac{AB}{ab} = \frac{R \cdot d\varphi}{r \cdot d\varphi} = \frac{R}{r}.$$

В резултат се намира наново познатото диференциално уравнение

$$\frac{d\rho}{R} = \pm \frac{ds}{r}.$$

Тук радиусът $R = \text{const}$, когато се измества по меридиана, затова решението ще бъде различно от това, дадено по-горе, а именно

$$(21.18) \quad r = \pm R \int \frac{ds}{r} + \text{const.}$$



Фиг. 21.5

За определяне на const се възприемат известни първоначални условия, а именно при $S=0$, $ds=0$ имаме $\int ds/r=0$ и величината r добива своята начална стойност r_0 . Следователно уравнение 21.18 получава вида

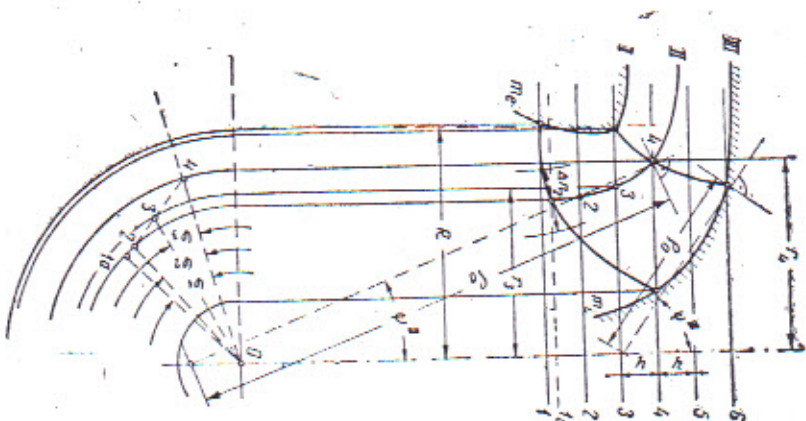
$$(21.19) \quad r = r_0 \pm R \int \frac{ds}{r}.$$

Тук стойността на r_0 може да бъде напълно произволна и даже равна на нула; в последния случай за r се получава

$$(21.20) \quad r = \pm R \int \frac{ds}{r} \equiv \pm R \sum \frac{\Delta s}{r}.$$

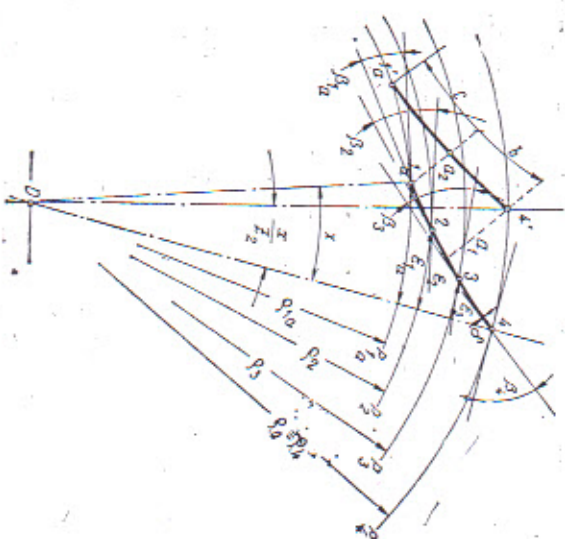
22. ОЧЕРТАВАНЕ НА ИЗМЕТНАТА ЛОПАТКА

Конформното изобразяване се отнася и дава възможност да се изобрази изметната ротационна повърхност, каквато е повърхнината, образувана от ротацията на дадена токова линия около оста на въртене, например завъртането на 2-ра токова линия около оста на въртенето (фиг. 22.1) образува една фуниеобразна повърхност, върху която е очертана в пространството токова линия II, чийто меридианен образ е III. Най-близката повърхнина до тази неразвиваема повърхнина е околната повърхнина на конуса с връх при върха III, която може да се разгъне върху една равнина и да се очертае проекцията на токовата линия върху околната повърхнина на конуса. Разглежданата околна повърхнина на конуса съответствува на повърхнината S от фиг. 21.1, а неразвиваемата ротационна повърхнина, очертана от II токова линия S от фиг. 21.1. Следователно, ако се разгледат само три токови линии I, II и III и се очертае всяка една върху съответната и коническа повърхнина в разгънато положение, както е показано на фиг. 22.2 за токова линия II, то от търсената лопатъчна повърхнина, ограничена от входящия и изходящия ръб и крайните токови линии m'_a , m'_b са познати само три пространствени линии. За точното очертаване на лопатъчната повърхнина е необходимо познато на допълнителни линии. Като най-подходящи се оказват сеченията на лопатъчната повърхнина с произволно подобрени хоризонтални равнини, чийто вертикални проекции са: I, Ia, 2, 3, 4, 5, 6 от фиг. 22.1. Например токова линия II пробояда в областта на лопатката само хоризонталните равнини Ia, 2, 3, 4 и съответните пробояди представляват характерните точки за търсената хоризонтална проекция. Токова линия I ще има за характерни точки пробоядите I, 2, 3, а токова линия III — 4, 5, 6, които не са номерирани на фигурата върху самите токови линии. Конформният образ на всяка токова линия дава местоположението върху хоризонталната проекция на всяка една от тези характерни точки,



Фиг. 22.1

както са показани на фиг. 22.2 за токова линия II. Тъй като съществува връзка между ъглите x от конформенния образ и ъглите φ от хоризонталната проекция, дадена чрез уравнение 21.6 и следващите, може да се премине от конформенния образ и пертикалната проекция в

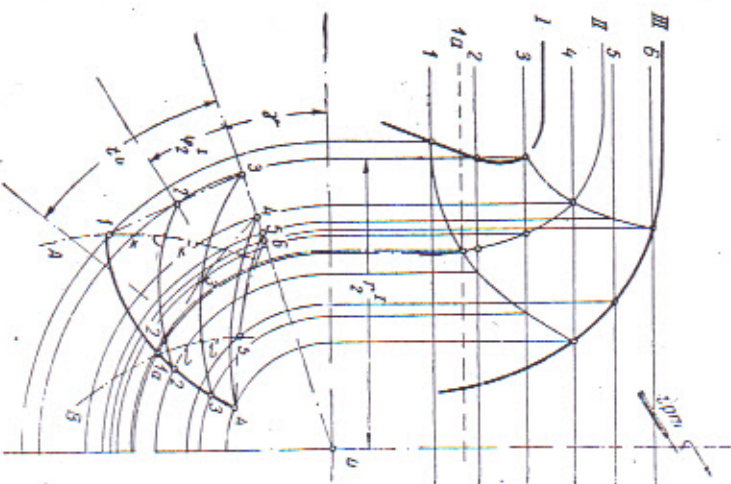


Фиг. 22.2

хоризонталната проекция, както това е показано за токова линия II, изобразена с прекъснатата линия 4, 3, 2, 1a, наречена с общото име **хоризонтала**. Местоположението в хоризонталната проекция на една от тези точки, например т. 4, е напълно произволно по съответната дъга, описана с радиус r_4 , обаче местата на останалите точки от същата токова линия се диктуват от местото на най-първо построената точка, в случая т. 4, установена чрез произволния ъгъл γ на фиг. 22.3. Самото оформяне на лопатката става именно върху хоризонтална проекция по средством конформенния образ, където лопатката е начертана, като се съблюдават ъглите β_1 и β_2 . За целта трябва да се постави допълнителното условие: *разноложението на разглежданите токови линии една спрямо друга*. Това става, като се приеме дадена форма в хоризонталната проекция на един от ръбовете, след като в същата проекция е построена една от токовите линии. Например за помпеното работно колело от фиг. 22.3 е приет радиален изходящ ръб. Това условие зафиксирва хоризонталната проекция на т. 3 от токова линия I и т. 6 от токова линия III. От тези начални точки се строят останалите точки от всяка токова линия. Трите токови линии в хоризонталната проекция са показани с осови линии.

След направеното тук въвеждане към този основен въпрос за построяване на изметатни лопатки се преминава към конкретизиране и работане на техническия проект.

Разглежда се меридианният образ на лопатката от работното колело



Фиг. 22.3

но, дадено на фиг. 22.1, където за по-голяма прегледност се работи само с двете крайни и средната токова линии. От формата на токовите линии се вижда, че външната токова линия I може да се опише на образуващата от цилиндър; следователно трябва да се проектира върху цилиндър с радиус R , докато за средната — върху конус с ъгъл β_1 и за вътрешната III — конус с ъгъл β_2 .

За да се получи реална представа за формата на изметатата лопатка, необходима е да се познава нейното материално осъществяване, а именно: лопатката е дадена хоризонтална проекция на сеченията на лопатката по повърхнината на лопатката с хоризонтални равнини. Разположени на еднакви разстояния една от друга, които в меридианната проекция се явяват под форма на прави 1, 2, ... (фиг. 22.1) и които са перпендикулярни на оста на въртенето. В зависимост от големината на мащабната разстоянителност h между отделните хоризонтални равнини се взе-

ма 5, 10, 15, 20 шп. Когато е необходимо да се уточни положението на известна точка, каквото представлява за случайя сечението на изходния ръб с // токова линия, показват се допълнителни хоризонтални равнини на по-малки разстояния от първите, каквато е равнината I.

Да пристъпим към конфигуриране на втората — централната, токова линия. За целта се построява конфигурирателна мрежа на фиг. 22.2. Тук радиусите ρ_1, ρ_2, ρ_3 се определят от уравнение 21.12, като ρ_1 съответства на ρ_0 . Пред вид на казаното по отношение на двоякия знак тук ще се работи със знака „—“. Следователно споменатият израз взема вида

където стойността на A за отделните радиуси се дава, както следва:

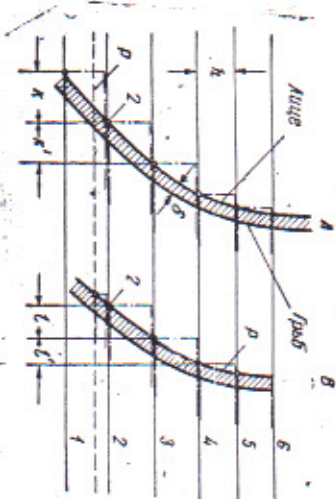
$$\text{mpu } p_{1a} \text{ mmame } A = \sin \phi'' \sum_{r_1} \frac{r_{a1}}{r} A_2$$

За утврђивање вредности на одређеним радијусима r нека се имат пред вид следеће математичке правили:

След очертаване на радиусите r по фиг. 22.2 се определят ъгловата стълпка α_0/z_p , като се използва уравнение 21.6. С това са определени краищата 4 и $4'$ на две последователни лопатки. Входният ръб ще има образа си върху конформната проекция някъде по дъгата с радиус r_{1d} . Према се прилагателна форма на лопатката, като се спазват входният и изходният ъъъъ и се уточнява местоположението на 1_d и $1'_d$ чрез запазване желатини коэффициент на припокриването за модела. Ако последният липсва, прилата се правително на въписаната окръжност през скъсяване или удължаване съответните токови линии и евентуално

промените броя на допълките. Формата на токовите линии върху конформния образ не трябва да претърпява инфлексна точка, която би предизвикала отделинето на потока от допълчатата повърхнина, в резултат на което биха се породили вихри. При така оформена допълка се отчитат стойностите на ϵ_{12} , ϵ_{23} и с помощта на уравнение 21.8 се изчисляват съответните γ_{12} , γ_{23} .

След установяване на хоризонтални с правяла форма през произволни точки се прекриват ортогоналните линии A и B към хоризонталите (фиг. 22.3). Ако се направят разрези по ортогоналните линии A и B се развие, ще се получи фиг. 22.4, чиято конструкция е всъщност от чертежа.



ФНГ, 22.4

Хоризонталната проекция заедно с разрезите A и B от фигура 22.4; служи за напъване на модела за отгиване на лопатката. Върху дъски с дебелина, равна на h (разстоянието между хоризонталните равнини), се очертава (върху долната им страна) формата на съответната хоризонтална

да (фиг. 22.4): след това държките се изваждат и лепят една към друга, като предварително се центроват към оста на въртенето.

Като се държи сметка за дебелината на лопатката, по същия начин се приготвят гърбът и и двете повърхнини заедно служат да се оформи сърцето за отливката. Когато дебелината на лопатката е постоянна, работи се със същите хоризонтални за образуване на противната, гърбната форма, като в момента на оформяне на сърцето се приковава към изработената изметната повърхнина оловен лист, чието дебелина е равна на дебелината на лопатката.

Когато дебелината δ е променлива, работи се с хоризонталите от гърбната повърхнина, чието построение се извършва посредством установената хоризонтална проекция (фиг. 22.3) и ортогоналните сечения A и B (фиг. 22.4).

Методичният план за очертаване на изметнатата лопатъчна повърхнина по разглеждани тук начин се свежда до следните няколко точки:

1. Оформя се меридианният контур, начертава се потенциалната мрежа и съответните линии на постоянната меридианна скорост.

2. Уточняват се габаритните размери на лопатката, както и положението на входящия и изходящия ръб.

3. Начертанат се скоростните триъгълници при входящия и изходящия ръб за всички разглеждани токови линии. Приема се, че $c_{1,2}$, с което се определят входящите и изходящите ъгли, като се държи сметка за корекцията $\Delta\beta$, както и за уравнение 16.32.

Изменението на ъглите β от една токова линия към друга трябва да става прогресивно, без скокове.

4. Определя се броят на лопатките, след което се изчислява стъпката за отделните токови линии и същевременно се начертава изходът на две последователни лопатки върху разгледаната цилиндрична повърхнина или развити конични повърхнини, определени само от радиусите при изходящия ръб. Посредством тези сечения се проверява приблизителната стойност на коефициентите на стесненост λ , при входящия ръб за отделните токови линии.

5. Ако се възприеме входящият и изходящият ръб да бъдат по радиуса в хоризонтална проекция, ъгълът φ остава постоянен за всички токови линии.

6. Върху меридианната проекция се прекарват хоризонтални на еднакви разстояния, чието пресичане с токовите линии дава точките от лопатката. Хоризонталните проекции на тези точки позволяват построението на изметнатата лопатъчна повърхнина.

7. Интегралът в израза за r се изчислява между всеки две последователни хоризонтални, като същевременно се изчисляват съответните стойности на r за всеки паралел и се систематизират по табл. 22.1.

8. С получените стойности за r се чертае за всяка токова линия, конформна мрежа, върху която се изобразява съответната токова линия от лопатката, като се съблюдава изложението относно цилиндричната лопатка за получаване на главна крива и прогресивно изменение на относителната скорост.

9. Кривината на лопатката към средата на токовите линии трябва да се засилва, за да се компенсира влиянието на крайния брой лопатки.

10. Проверява се броят на лопатките и стойностите на коефициента на припокриването и коефициента на стесненост. Ако последният се окаже много малък в сравнение с възприетия, изчисленията се прекратяват.

11. От конформния образ на всяка токова линия се минава към съответните хоризонтални проекции на всички пресечни точки между токовите линии и хоризонталните равнини. Точките се нанасят в хоризонталната проекция и едноименните се свързват, с което се получава хоризонталите.

Таблица 22.1

Хоризонтални тази	I токова линия $\phi^1 = -; \sin \phi^1 = -$ $\rho_0 \equiv \rho_1 = -\sin$					II токова линия и т. н.	
	r mm	$\sum \frac{r_i}{r_1}$	A	$e \pm A$	ρ_i mm	λ_{i-1}^0	ϕ_{i-1}^0
1							
2							
т. н.							
n							

12. Ако в хоризонталите се констатираат инфлексни точки, токовите линии се разтеглят напред-назад, а након от тях даже се скъсяват или удължават, за да се премахне инфлексната точка. В последния случай може да се наложи ръбовете при входа и изхода на лопатката да не бъдат по радиуса, което не представлява недостатък от съществено значение.

14. Чертаят се три до четири ортогонални траектории и се проверява формата на лопатката посредством разрез по тях (фиг. 22.4).

15. Построяват се хоризонталите от гърба на лопатката, когато тя няма променлива дебелина, като се изхожда от хоризонталите на дното.

23. КОНСТРУКЦИЯ НА ДИФУЗОРНИ СПИРАЛИ ЗА ЦЕНТРОБЕЖНА МАШИНА

а. Дифузор

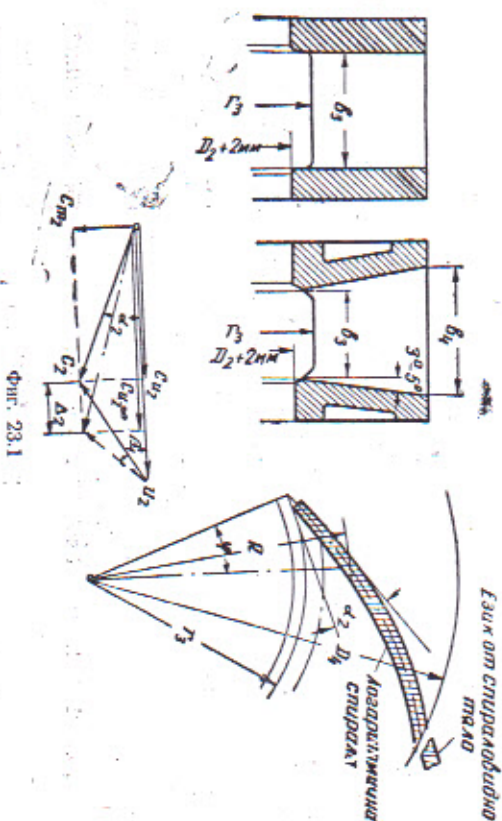
Дифузорт се монтира след изходящия ръб на работното колело по подобие на дифузора при водните турбини, но по форма той се отличава коренно от последния. Тук дифузортът представлява канали от неподвижни лопатки, чието форма е близка до тази на направляващия

апарат при турбините. Неговата главна функция е да трансформира кинетичната енергия в налягане, а второстепенното му предназначение — да направлява потока. Кинетичната енергия от своя страна се изразява чрез динамичния пад H_d , определен от уравнение 17.12. Относителната стойност H_d/H на този пад се дава от израза

$$(23.1) \quad \frac{H_d}{H} \equiv (1-\rho) = \frac{gH}{2u_2^2}.$$

От горното уравнение се вижда, че колкото степенята на реактивност на работното колело ρ е по-малка, т. е. колкото точката D от фиг. 17.1 стои по-близо до точка F , толкова стойността на енергията, която предстои да се трансформира в налягане, ще бъде по-голяма, а с това и действието на дифузора трябва да бъде по-съвършено по отношение на неговия к. п. д. При $\rho=0,75$ остава да бъде трансформиран 25 % от общия манометричен пад.

Каналите на дифузора имат правоъгълна форма, която е удобна за механична обработка, но неподходяща от гледище на минималните манометрични загуби. Голяма част от загубите в работните машини се дължат на дифузора. Последният е неизбежен при помпи и турбокомпресори на високо налягане и главно при многостепенните, пред вид на което те дават всякога по-нисък к. п. д. от машините без дифузор, каквито са тези на ниско налягане. Нещъжнено подобно сравнение трябва да се прави между машини с приблизително еднакви мощности, за да бъдат едни и същи относителните загуби в останалите части на проточния канал.



Фиг. 23.1

Може да се очаква от дифузора добро действие с висок к. п. д., когато стените му са успоредни или образуват с централната токова линия в меридианна проекция ъгъл от 3 до 5°, както е показано на фиг. 23.1,

или ъгъл 6 до 8° между развитите лопатки по логаритмична спирала. Широчината му се определя от емпирични израз

$$(23.2) \quad b_2 = b_1 + (1 \text{ до } 5 \text{ mm}).$$

Развитието на канала се оформи чрез централната линия на съответните му лопатки, допирателната към която образува ъгъл α_2 с допирателната към окръжността с радиус r_2 ъгълът α_2 се отчита от скоростния триъгълник при изходния ръб на фиг. 23.1. Тъй като движението се извършва между две успоредни стени, траекторията на потока представлява логаритмична спирала, която удовлетворява закона

$$(23.3) \quad R = r_2 e^{m \cdot \varphi},$$

където $m = 1/g \alpha_2$, φ е произволно избран ъгъл, на който съответства радиусът R , измерен от оста на въртенето; при $\varphi=0$ радиусът $R=r_2$, който се изчислява с израз

$$(23.4) \quad r_2 = (1,03 \text{ до } 1,05) \frac{D_2}{2}.$$

Външната широчина на дифузора b_2 се получава по конструкция от съответния ъгъл, но съществуват още изразът

$$(23.5) \quad b_2 \approx b_1 + 0,05 D_2.$$

Втората половина от развитието на канала по логаритмична спирала има праволинейна дивергентна форма, като при диаметър D_1 скоростта слиза до своя минимум и течността навлиза в спираловидното тяло. Колкото машината е многостепенна, флуидът навлиза в съответното тяло. Колкото каналите в междинните тела, като завива на 180° и тръгва по радиалните канали, наречени обратен дифузор, за да достигне входното сечение на следващото работно колело. Тези радиални канали се оразмеряват със скоростта c_4 , дадена от израз

$$(23.6) \quad c_4 = (0,8 \text{ до } 0,85) \cdot c_0.$$

където c_0 представлява скоростта при входното сечение, определена от уравнение 15.7.

6. Нагнетателна спирала

Спиралата има предназначение: 1) да събира флуида, който излиза от дифузора или от периферията на работното колело, когато последният липсва, и да го направлява към нагнетателния тръбопровод; 2) да изпълнява функциите на дифузора, когато последният липсва.

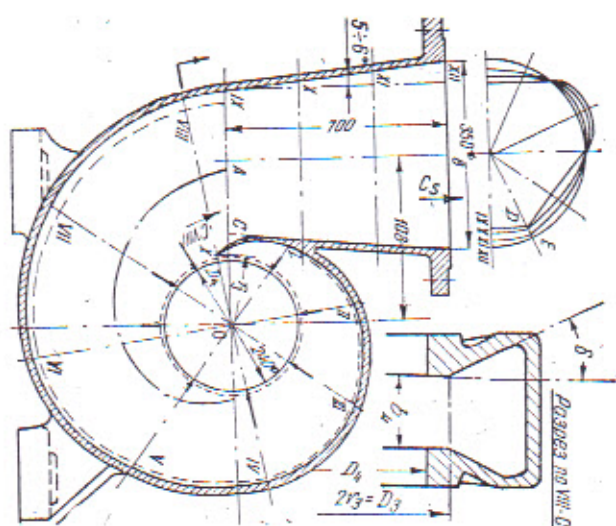
Движението на флуида в дифузора и спиралата се подчинява на закона за централния вихър при условие, че се пренебрегват триенето, т. е.

$$(23.7) \quad r c_u = r_2 c_{u2} = \text{const} = K.$$

В практиката се работи с постоянна средна скорост на протичане в спиралата, която завършва с коничната част AB (фиг. 23.2), където

скоростта на течността преминава от стойност 5 до 6 m/s на стойност 2,5 до 3 m/s, каквато е обикновено скоростта в напорните тръбопроводи.

Уравнение 23.7 предполага, че движението на флуида се извършва между две успоредни стени, като външният контур на канала представлява



Фиг. 23.2

ва логаритмична спирага. Следователно напречните сечения I, II и т. н. ще имат правоъгълна форма с ширина b , при положение, че се пренебрегнат закръгленията по външния контур. Подобна конструкция придобива много малка дължина по оста, а големи габаритни размери, поради което не се среща в практиката.

За разлика от водните турбини, при които спиралата има обикновено кръгли напречни сечения, тук при работните машини спиралата запазва в по-голямата си част закръглено правоъгълно сечение, като малката ширина b , се отваря двустранно с ъгъл δ , показан на фиг. 23.2, разрез по А. Най-рационалните стойности на ъгъл δ от гледна точка на рентабилност и габаритни размери са 25 до 35°; долната граница води до големи габаритни размери, а горната — до по-нисък к. п. д.

Бързо и приблизително изчисление на спиралата се прави, като на пречното сечение VIII се оразмерява с целия дебит и съответната скорост от 5 до 6 m/s, а останалите сечения, както следва: VII — със $7/8$ дебит; VI — с $4/8$ дебит и т. н. до сечение I, където протича само $1/8$ от общия дебит на машината. При това оразмеряване в отделните сече-

ния се възприемат едни и същи скорости и чрез уравнението за дебита се намират размерите на съответните напречни сечения:

$$(23.8) \quad c \approx 4 \text{ до } 6 \text{ m/s}; \quad S_1 = \frac{Q}{8c}; \quad \dots \quad S_{VII} = \frac{7Q}{8c},$$

които се образуват извън диам. D_3 и имат трапецовидна форма със съответни закръгления. Радиусът r_3 се определя по уравнение (23.4). Горната стойност на коефициента се отнася за високи специфични обороти, а долната — за ниски.

За по-голяма точност при оразмеряването се използват експериментални данни, срещани в литературата [28 и 31], като скоростни коефициенти, съотношения на отделни величини и други, дадени в зависимост от специфичните обороти n_s за помпи, а именно:

Таблица 23.1

n_s	50	75	100	125	150	175	200	225	250	450
K_{cs}	0,20	0,19	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18
$K_{c_{VII}}$	0,50	0,44	0,40	0,37	0,35	0,38	0,31	0,30	0,30	0,24
D_3/D_2	1,02	1,04	1,06	1,08	1,11	1,14	1,16	1,18	1,20	1,45
B/b_3	1,80	1,54	1,52	1,50	1,50	1,45	1,40	1,35	1,30	0,80

За междинните стойности важи линейна интерполация. В таблица 23.1 е означено:

$$K_{cs} = \frac{c_s}{\sqrt{2gH}}; \quad K_{c_{VII}} = \frac{c_{VII}}{\sqrt{2gH}};$$

където

c_s — скоростта при изходящия фланец;

c_{VII} — скоростта в VIII напречно сечение;

H — манометричната височина или налягането на помпата;

$D_3 = 2r_3$ — диаметърът на окръжността, от която започва развитието на спиралата;

D_2, b_3 — диаметърът и широчината на работното колело при изходящия ръб;

B — най-голямата вътрешна широчина на спиралата (фиг. 23.4).

Така изчислена и възприета, скоростта c_{VII} се прилага в центъра на сечението VIII, който център се намира на разстояние R от оста на въртенето. Съгласно закона за постоянен скоростен момент се намира стойността му:

$$R \cdot c_{VII} = r_3 \cdot c_u; \quad R = \frac{r_3 \cdot c_u}{c_{VII}}.$$

Напречното сечение S_{VII} се изчислява по уравнението на дебита

$$S_{VII} = \frac{Q}{c_{VII}}$$

и се простира от върха X на езика на спиралата (фиг. 23.2) до външния контур на същата. Светлият отвор на наметателния фланец се определя от съответната скорост c_p .

Окръжността, от която започва развитието на спиралата, се определя от отношението D_3/D_2 . Това отношение показва, че разстоянието между изходния ръб на работното колело и началната точка X от спиралата расте с увеличението на n и обратно, т. е. големите дебети изискват по-отдалечен език X на спиралата, отколкото малките.

Централната линия на езика X , който започва от сечение $VIII$ и стига до сечение I (фиг. 23.2), се очертава по логаритмична спирала съобразно уравнение 23.3. Трябва да се отбележи, че всякаво преобразяване на езика по отношение неговата дължина води до известни ограничения в дебит, и обратното — скъсяването на езика увеличава дебита.

От трапецовидното напречно сечение IX се преминава в кръглото сечение XII посредством дивергентната част, при която ъгълът на дивергенцията или ъгълът при върха на конуса не трябва да бъде по-голям от 3 до 6°. Междинните сечения X и XI позволяват по-точното извършване на прехода.

Когато работната машина, снабдена със спирала, работи при затворен шибър или на незначителен дебит, получава се различие в налягането по периферията на работното колело. Това се дължи на големите скорости на fluids след езика, сечения I , II и незначителите такива пред езика, сечения $VIII$, VII и т. н. Тази разлика в налягането товари вага и може да бъде причина за сътресения в машината. Като средство за предотвратяване на този недостатък, който в някои случаи може да бъде много неприятен, се ползва допълнителна полуспирала, която започва противоположно на езика в сечение IV и завършва в сечение $VIII$, както е показано с осови линии на фигурата. По този начин се получава симетрично разположение на силите, които взаимно се унищожават.

Освен оразмеряването на постоянна скорост, разглеждано по-горе, хидродинамичното оразмеряване на спиралата може да стане и на постоянен скоростен момент съгласно уравнение 23.7, което за случай на работна машина без дифузор, както това е показано на фиг. 23.3, се написва $K = r_0^2 c_{a0}$ или при $\alpha_0 = 90^\circ$ и съгласно главно уравнение

$$(23.9) \quad K \equiv \frac{g H h}{\omega} = r_0^2 c_{a0}.$$

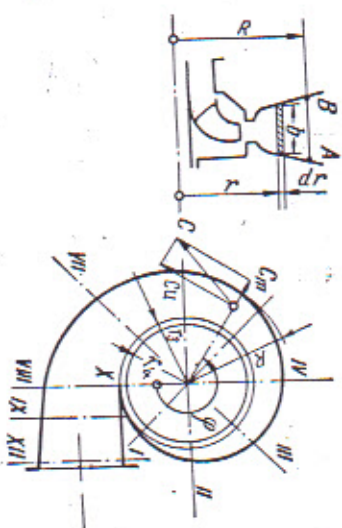
Страничните стени на спиралата са оформени чрез ротационни повърхнини, наклонени с ъгъл δ към изхода на работното колело, а външно са ограничени с правата AB , която след изчислението следва да бъде съответно закръглена. Когато ъгълът $\delta = 0$ (фиг. 23.2), товава движение се извършва между две успоредни равнини и контурната линия бива логаритмична спирала при условие, че са пренебрегнати загубите от трене. При този начин на изпълнение спиралата не се притякува поради много големите габаритни размери, които се получават.

Разглежда се произволно избраното напречно сечение на спиралата (фиг. 23.3), определено с ъгъл φ от началото X , в което скоростите са c_m , c_w и се намира на разстояние R от оста на въртене. Безкрайно малък елемент от него има площ $df = b \cdot dr$ и съответният елементарен дебит се изразява

$$dQ_\varphi = df \cdot c_a = \frac{b \cdot K \cdot dr}{r}.$$

Стойността на цялостния дебит от началото X до разглежданото сечение, определено с ъгъл φ , се дава от

$$(23.10) \quad Q_\varphi = \int_0^\varphi dQ_\varphi = K \int_0^\varphi \frac{b}{r} \cdot dr.$$



Фиг. 23.3

Този същият дебит може да се изрази като принадлежащата се част на дългата φ° от общия дебит Q за цялата периферия от 360° , т. е.

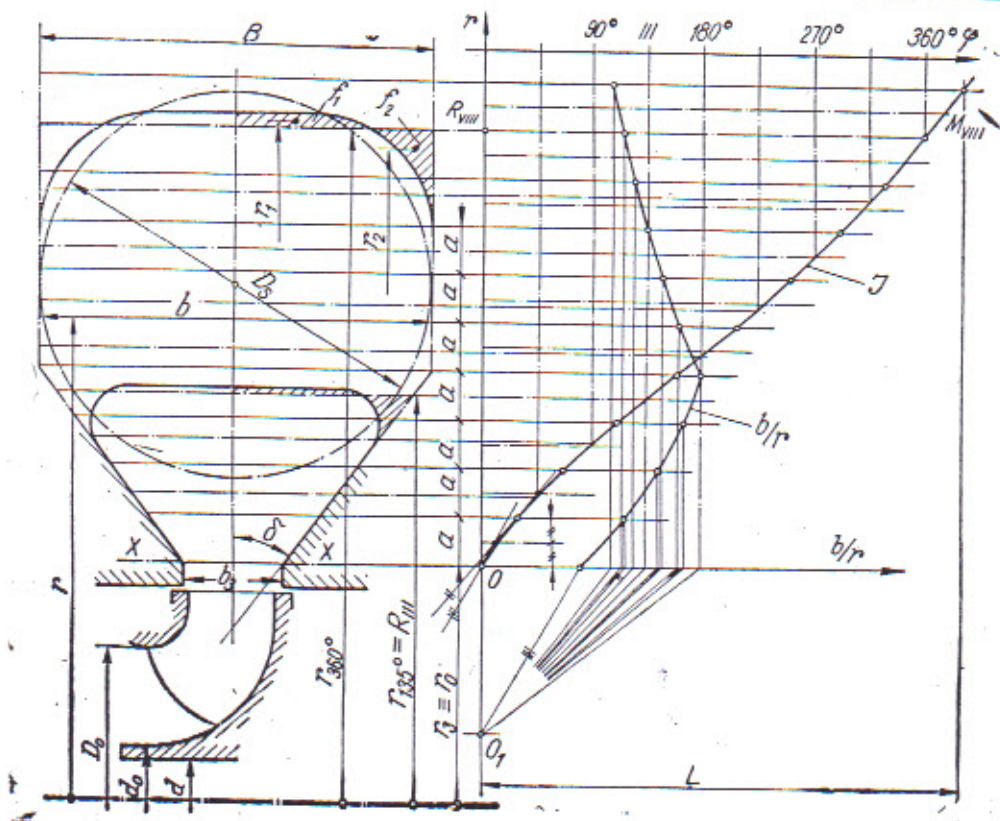
$$(23.11) \quad Q_\varphi = \frac{\varphi^\circ}{360^\circ} \cdot Q.$$

Приравняването на горните две стойности за Q_φ дава напреза за φ° :

$$(23.12) \quad \varphi^\circ = \frac{360^\circ}{Q} \cdot K \int_0^\varphi \frac{b}{r} \cdot dr.$$

Решението на горния интеграл се извършва по познатите графично-литични методи. За целта след установяване на ъгъл δ и максималната ширина B на спиралата, която е равна на диаметъра от изходното сечение на същата, се въвежда координатна система с абсциса ос cm , върху която директно се отчитат радиусите от външния напречен контур на спиралата, а върху ординатата ос се нанася отношението b/r (фиг. 23.4).

Срещу голем брой произволно взети радиуси r се нанасят по ординатата съответните стойности за отношението b/r и се очертава едноименната крива. Площта, ограничена от кривата b/r и координатните ос, дава стойността на интеграла. Тъй като спиралата трябва да се развие в ъгъл $\varphi = 360^\circ$, от горното уравнение следва, че построяването на кривата $\varphi = 360^\circ$, от горното уравнение следва, че построяването на кривата



Фиг. 23.4

вата b/r , а с това и нарастването на радиусите r трябва да продължи, докато се удовлетвори уравнението

$$(23.13) \quad Q = K \int_0^R \frac{b}{r} \cdot dr.$$

Пред вид липсата на аналитична връзка между b и r интегрирането се извършва графически, като дължината на полюса OO_1 се определя от разполаганата върху чертежа дължина L . Ако приблизително измерената интегруема площ е S , то мащабът на интегралната крива се дава от

$$1 \text{ cm} \triangleq S/L = C \text{ cm}.$$

Тук C представлява дължината на полюса $OO_1 = 1'' = C$ cm. Независимо точността е толкова по-голяма, колкото полюсът е по-къс, т. е. разстоянието L по-голямо. Графичното интегриране е ясно от фигурата. За по-голяма прегледност в методиката са разглеждани твърде опростени брой точки.

В процеса на интегрирането, след като бъде удовлетворено уравнение (23.13), крайната ордината $R_{\text{lim}} M_{\text{lim}}$ се разделя на осем равни части и през деленията се прекарват успоредни на абсцисата ос or до пресичането им с интегралната крива J . Намерените пресечни точки се проектират върху абсцисата ос or , за да се отчете съответният радиус, т. е. разстоянието от оста на въртенето до най-външната точка от спиралата в съответното сечение. Така например за сечение III, определено от $\varphi = 135^\circ$, се намира радиусът R_{lim} . Намерените радиуси за сечения VIII и IX трябва да се увеличат съответно с дебелината на езика.

При материалното изпълнение на спиралата се налага известно закръгление, което се прави по такъв начин, че прихованите площи f_1 и f_2 чиното центрове на тежестта се намират на разстояния r_1 и r_2 от оста на въртенето, да отговарят на условието

$$(23.14) \quad f_1/r_1 = f_2/r_2.$$

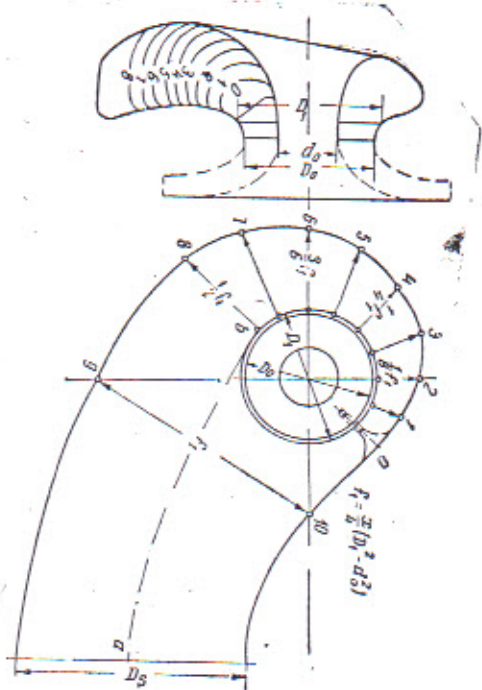
Спиралата се прави от чулул при ниски налягания, а при налягане по-високи от около $20 \cdot 10^5$ Pa, се лее от стомана. При много големия дебити тя добива прекомерни размери и се прави заваръчна конструкция от стоманена ламарина. Помпите за специални нужди — за морска вода и пр., са снабдени с бронзови спирални или чулулени вътрешна бронзова облицовка. За химическата промишленост се използват пластмаси, керамика и др.

Обичайно е дифузортът да се прави от бронз, а при големите помпи — от чулул или стомана. За химическата промишленост се прибавят към неатакующи от течността материали, споменати в параграфи 30, 31 и 32.

в. Смукателна спирала

Освен разглежданата спирала, която направлява флуида към нагнетателния тръбопровод, съществува още подуспирала, разположена в смукателната страна и изобразена на фиг. 23.5. Тя съдейства за правилното

и равномерно разпределение на потока към работното колело. На фигурата са показани отделните напречни сечения f_i в зависимост от общото сечение f_1 при входа. Немосредствено пред работното колело се създава конфузор, определен е диаметрите $D_1 \rightarrow D_0$, където скоростта нараства от 15 до 20%.



Фиг. 23.5

Предназначението на реброто O е да ограничи завъртането на потока пред входящия ръб на работното колело, т. е. $\epsilon_a = 0$. Тъй като е много трудно да се изчисли и правилно оразмерят отделните напречни сечения f_i на полуспиралата, често пъти се стига до прекомерно ниски налягания в зоната I , докато от другата страна на реброто O действувало много по-високо налягане. Това дава основание да се счита, че реброто е по-скоро вредно, отколкото необходимо.

24. ХИДРОДИНАМИЧНИ ИЗЧИСЛЕНИЯ НА ПРОПЕЛЕРНО РАБОТНО КОЛЕЛО

Основните теоретични постановки и действието на този род машини са дадени в т. 4. Након изводи ще се ползуват наготово, като тук се дава само най-необходимото за изчисление на пропелерна работна машина. Кривните профили, с които се нарязва работното колело, трябва да се вземат от литературни източници.

Много съществено размер при оразмеряването е отношението между дължината на лопатката l и стълката t , наречено *гъстота на хидродинамичната решетка*. Според експериментални изследвания върху пропелерни помпи [6] за външната токова линия по окръжността с диаметър D_e (фиг. 24.1) това отношение се определя от израза

$$(24.1) \quad \epsilon_e = \frac{l_e}{t_e} \sqrt{(1.16 \pi z^2)} = 78,$$

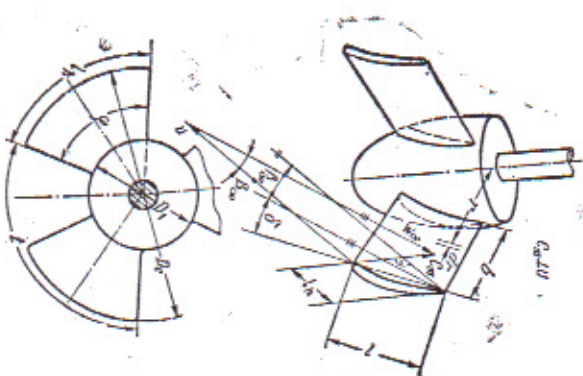
където специфичните обороти се определят по уравнение 14.20.

За друг произволен диаметър D съответната гъстота ϵ (фиг. 24.1), представлява линейна функция от D/D_e и се дава от израза

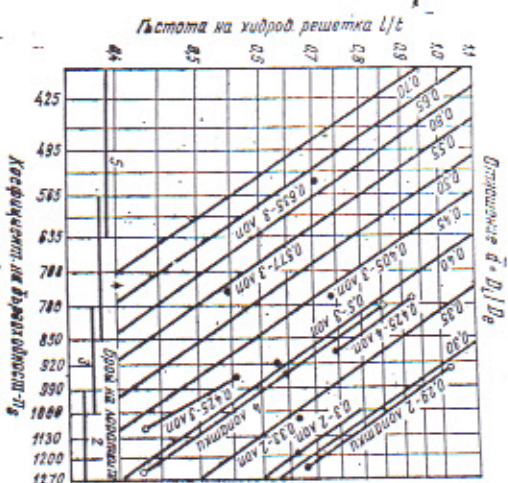
$$(24.2) \quad \epsilon = \frac{\left(1 - \frac{D_i}{D_e} \cdot \frac{D}{D_e}\right) \epsilon_e}{1 - \frac{D}{D_e}},$$

като се отбелязва, че D_i представлява диаметърът на главината,

$$(24.3) \quad l_e = \frac{\pi D_e}{Z} \quad \text{и} \quad l_e = \epsilon_e \cdot t_e,$$



Фиг. 24.1

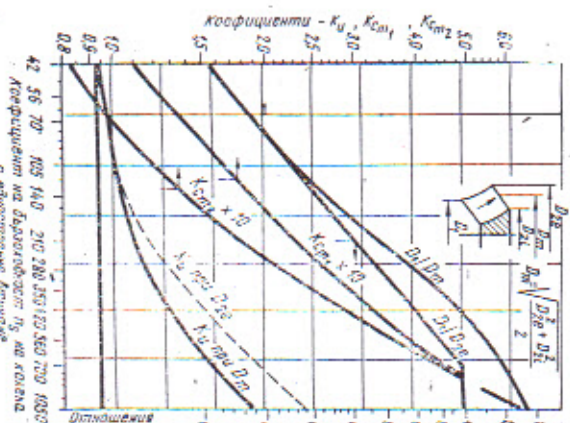


Фиг. 24.2

Освен гъстотата на хидродинамичната решетка съществено значение за трансформацията на енергията оказват още отношението d между диаметъра на главината D_i (фиг. 24.1) и външния диаметър на работното колело D_e , т. е.

$$(24.4) \quad \bar{d} = \frac{D_i}{D_e},$$

както и броят на лопатките Z . Експериментални данни за стойностите на тези характерни величини са дадени на фиг. 24.2 [28] в зависимост от специфичните обороти n_s , които са изчислени по уравнение 14.20.



Фиг. 24.3

а) диагонална помпа

$$(24.5) \quad D_m = \sqrt{\frac{D_2^2 + D_1^2}{2}};$$

$$D_m = \sqrt{\frac{D_2^2 (1 + d^4)}{2}}.$$

б) пропелерна помпа

Този диаметър определя местоположението на токовата линия, която разделя дебита на две равни части.

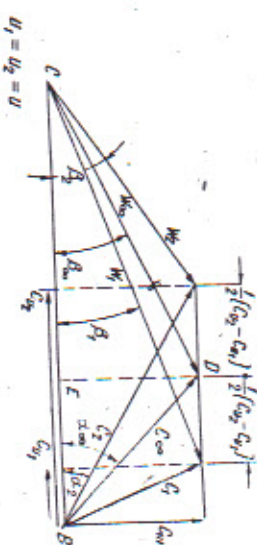
За осова работна машина главното турбинно уравнение получава вида

$$(24.6) \quad gH = \eta_H \text{ и } (c_{u2} - c_{u1})$$

където H и η_H представляват съответно манометричната височина или налягането и хидравличният к. п. д. на работната машина. Скоростните триъгълници имат вида, показан на фиг. 24.4, които се отнасят за най-общото положение. При определянето скоростта w_∞ представлява средната аритметична между w_1 и w_2 за действието на помпата при максимално отдаване на енергия, т. е. $c_{u1} = 0$, следователно

$$(24.7) \quad c_{u2} = \frac{gH}{\eta_H \text{ и}}$$

Тук при работната машина действието на флуида върху профила на лопатката се дава от фиг. 24.5. Същата позволява да се напишат

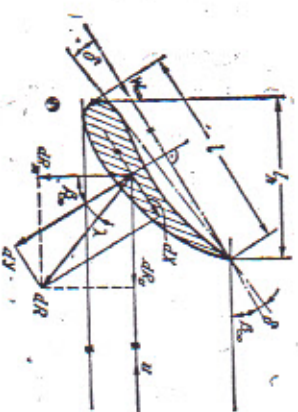


Фиг. 24.4

изразите за периферната и меридианната съгласа на реакцията на профита, а именно:

$$(24.8) \quad dR_u = dR \cdot \sin(\beta_\infty + \lambda) = dY \frac{\sin(\beta_\infty + \lambda)}{\cos \lambda};$$

$$(24.9) \quad dR_m = dR \cdot \cos(\beta_\infty + \lambda) = dY \frac{\cos(\beta_\infty + \lambda)}{\cos \lambda}.$$



Фиг. 24.5

Пред вид на горното и като се вземат под внимание теоретичните постановки, както и уравнение 24.6, се намира изразът за стойността на манометричната височина

$$(24.10) \quad H = \eta_H \frac{C_{u2} (1 + w_\infty^2 \sin^2(\beta_\infty + \lambda))}{2 g c_{m1} \cos \lambda}$$

или за стойността на подемния коэффициент за лопатъчна решетка C_{u0} се получава

(24.11)

$$C_{y0} = 2 \frac{t}{l} \frac{g H \cdot \sin \beta_{\infty} \cdot \cos \lambda}{\eta_H u w_{\infty} \cdot \sin (\beta_{\infty} + \lambda)}$$

При извода на горния израз е заместено $\frac{c_m}{w_{\infty}} = \sin \beta_{\infty}$.

Опитите показват, че коефициентът на поддържането се променя, когато даден профил се намира в близост с други профили, и получава стойност

(24.12)

$$C_{y0} = K C_{y1}$$

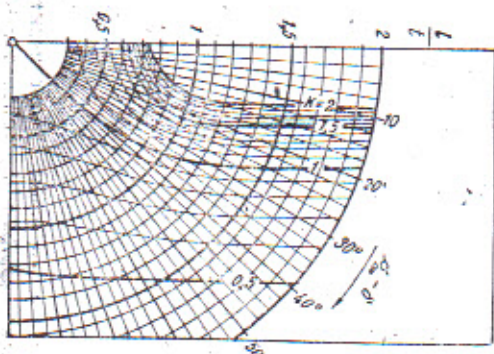
като коефициентът K се дава от експерименталния график на Вайнин (фиг. 24.6), а за подемната и съпротивителната сила се получават изразите

(24.13)

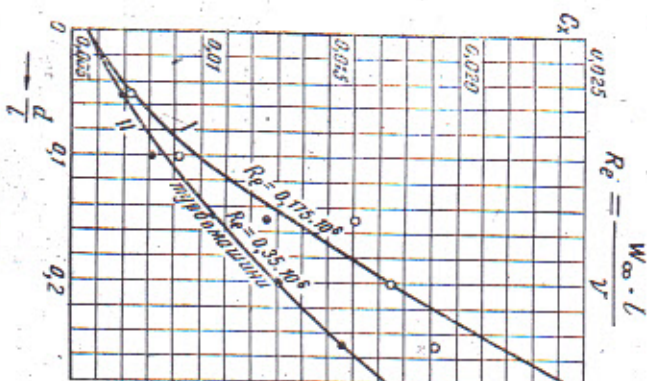
$$dY = C_{y0} \frac{t}{2} w_{\infty}^2 l \cdot dr;$$

(24.14)

$$dX = C_x \frac{t}{2} w_{\infty}^2 l \cdot dr.$$



Фиг. 24.6



Фиг. 24.7

Скоростта c_m се определя, без да се държи сметка за коефициента на стесението.

Тъй като от фиг. 24.5 следва, че

$$(24.15) \quad \frac{C_{y0}}{\cos \lambda} = \frac{C_x}{\sin \lambda},$$

от уравнение (24.11) се написва

$$(24.16) \quad C_x = 2 \frac{t}{l} \frac{g H \cdot \sin \beta_{\infty} \cdot \sin \lambda}{\eta_H u w_{\infty} \cdot \sin (\beta_{\infty} + \lambda)}.$$

Ако се приеме, че профилът се намира в оптимални условия на действие, т. е. $dX=0$ и $c_{n1}=0$, уравнение (24.11) ще даде новия израз за приозиелната стойност C_{y0} на коефициента C_{y0} а именно

$$(24.17) \quad C_{y0} = 2 \frac{t}{l} \frac{g H}{\eta_H u w_{\infty}} = 2 \frac{t}{l} \frac{c_a}{c_m} \cdot \sin \beta_{\infty}.$$

След това със стойността на C_x отчетена от графиката на фиг. 24.7 за съответното отношение $\frac{d}{l}$ между най-големата дебелина на профила d и дължината му l , се определя стойността на χ' по израз

$$(24.18) \quad \lg \chi' = \frac{C_x}{C_{y0}},$$

а отгук и коригираната стойност за коефициента на поддържането, а именно

$$(24.19) \quad C_{y0} = C'_{y0} \cdot \frac{\sin \beta_{\infty}}{\sin (\beta_{\infty} + \lambda)}$$

със забележката, че $\cos \lambda' \approx 1$.

Ако променливият има з лопатки с ширина b , показани на фиг. 24.1, и елементарна ширина dr , съответната елементарна мощност dP_R , произведена от резултатната dR при движението на профилите с преносна скорост u , се определя от израз

$$(24.20) \quad dP_R = dR \cdot \sin (\beta_{\infty} + \lambda) \cdot u z = dR_u \cdot u z.$$

Мощността се предава на флуида. При обтичането на профила от флуида се създава съпротивителната сила dX , чиято работа за единица време, определена от $dX \cdot w_{\infty}$, представлява загубената мощност от елементарната част на една лопатка, или за z лопатки се получава

$$(24.21) \quad dP_x = dX w_{\infty} z.$$

Хидравличният к. п. д. се разглежда като произведение от к. п. д. на профилера η_p и к. п. д. вследствие трисне η_w , т. е.

$$(24.22) \quad \eta_H = \eta_p \eta_w.$$

При турбомашините стойността на η_p представлява произведение от два коефициента. Първият η_{p1} изразява съпротивителното, което оказва кривият профил върху потока, а вторият η_{p2} отчита загубите от диференциалната слабеяща при непрекъснато вливане на потока в работното колело. Последните загуби съответствуват на енергията H_{e2} определена от израз

те от т. 19 по отношение на кавитацията, ако се касае за помпа. При пропелерните помпи се работи с капитационния коефициент σ (уравнение 19.13).

Коефициентът σ зависи от подемина коефициент C_{v0} и стойността на специфичните обороти n_s^* в безразмерен вид, т. е.

$$(25.1) \quad \sigma = (1,5 C_{v0} + 0,072) n_s^{*0,6} - 1.$$

В израза за n_s^* взят оборотите в минута, които при задвижване на електродвигателя на променлив ток трябва да бъдат по-малко от синхронния с 2 до 3%, т. е.

$$(25.2) \quad n_s^* = n \frac{\sqrt{\frac{Q}{75\eta}}}{(2gH)^{3/4}}.$$

След установяване на n и изчисляване на σ при дадена стойност за C_{v0} определена по уравнение 24.11 и уравнение 19.13, се изчислява H_s . Получената стойност трябва всякога да бъде по-голяма от геодезичната смукателна височина, при която ще се монтира помпата. Горните предварителни изчисления предпоставят познаването на някои основни размери, като диаметрите D_s и D_p , както и оборотите в минута, които първоначално се приемат за известни, например 730 или 580, когато дебитът е около 2 м³/с.

Посредством уравнение 24.12 и съответните графики за коефициента K се изчислява коефициентът на поддържането C_p за единичен профил, който се определя от съответните показатели на профилите. Диаметърът D_s се определя от съответния скоростен коефициент K_m , даден [7] за пропелерни помпи от израза

$$(25.3) \quad K_m = \frac{(n_s^*)^{3/2}}{1,58} \sqrt{\eta_m} \sqrt{\frac{K_u}{K_{cm}}}.$$

Тъй като за хидравличните машини важи отношението

$$\frac{K_u}{K_{cm}} = 6,5 \left(\frac{100}{n_s^*} \right)^{0,2} = \frac{5,2}{n_s^{*0,2}},$$

уравнение (25.3) получава за помпи вида

$$(25.4) \quad K_m = 1,1 \sqrt{\eta} \eta_s^{*0,6},$$

а за водни турбини изразът получава вида

$$(25.5) \quad K_m = 1,1 \frac{1}{\sqrt{\eta}} n_s^{*0,6}.$$

Следователно

$$(25.6) \quad D_s = \frac{60 K_m \sqrt{2gH}}{\pi n}$$

или още

$$(25.7) \quad D_s = 93 \sqrt{\frac{1}{\eta}} n_s^{*0,6} \frac{\sqrt{H}}{n} \quad (\text{за помпа});$$

$$(25.8) \quad D_s = 93 \frac{1}{\sqrt{\eta}} n_s^{*0,6} \frac{\sqrt{H}}{n} \quad (\text{за турбина}).$$

Отношението между горните две уравнения дава

$$(25.9) \quad \frac{(D_s)_{\text{турб}}}{(D_s)_{\text{помпа}}} = \frac{1}{\sqrt{\eta_{\text{турб}} \eta_{\text{помпа}}}}.$$

От изразите за специфичните обороти в безразмерен вид се намират уравненията, което дава манометричния пад

$$(25.10) \quad H = \left(\frac{n}{n_s^*} \right)^{1/2} \frac{1}{2g} \left(\frac{Q}{75 \eta} \right)^{1/2} \quad (\text{за помпа});$$

$$(25.11) \quad H = \left(\frac{n}{n_s^*} \right)^{1/2} \frac{1}{2g} \left(\frac{Q}{75} \right)^{1/2} \quad (\text{за турбина}).$$

След заместване на горните стойности за H в уравнение (25.7) и (25.8) се получава едновременно за турбини и за помпи изразът, който дава външния диаметър D_s :

$$(25.12) \quad D_s = \frac{5}{n_s^{*0,6\sqrt{\eta}}} \sqrt{\frac{Q}{n}}.$$

Диаметърът на главината се изчислява, като се вземе от дебита и средната меридианна скорост, определена от уравнение (15.7), която за случая се определя от израза

$$(25.13) \quad c_m' = (0,06 \div 0,08) \sqrt{Q \cdot \pi^2},$$

където $Q' = \frac{Q}{\eta_Q}$, или като се вземе под внимание коефициентът на стеснение λ , се намира меридианната скорост, с която се извършват повнататъшните изчисления. За случая на пропелерна машина се написва

$$(25.14) \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{1 - \frac{y_m}{l \cdot \sin(\beta_\infty + \delta)}}.$$

където y_m представлява средната ордината на профила и l стъпката;

$$y_m = \frac{2y \cdot \Delta l}{l}.$$

Следователно

$$(25.15) \quad c_m = \frac{c_m}{\lambda}$$

и уравнението за дебита дава

$$c_m = \frac{4 Q'}{\pi(D_2^2 - D_1^2)}$$

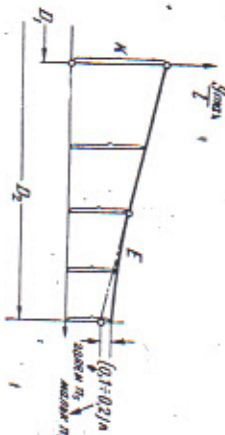
т. е.

$$(25.16) \quad D_1 = \sqrt{D_2^2 - \frac{4 Q'}{\pi c_m}}$$

Отношението между горните два диаметра трябва да бъде в границите

$$(25.17) \quad \frac{D_1}{D_2} = 0,4 \div 0,6 \text{ или } \frac{D_2}{D_1} = 2,5 \div 1,7.$$

като ниската стойност 0,4 съответствува на големи специфични обемни



Фиг. 25.1

Броят на лопатките z се избира от три до осем, като расте с намаляването на n . Стълбата t за диаметъра D на съответната токова линия се дава от

$$(25.18) \quad t = \frac{\pi D}{z}$$

$$(25.19) \quad d_{\max} = (0,012 \div 0,015) D_2 \sqrt{H_{\max}} \text{ ш,}$$

където D_2 е в ш, а най-голямата манометрична височина $H_{\max}$ е в м. Дебелината на лопатката при главината се определя от якостните изчисления, докато дебелината на периферията се получава по графична зависимост, показана на фиг. 25.1 в зависимост от отношението $\frac{y_{\max}}{l}$; дебелината расте в едно и също съотношение с $y_{\max}$.

26. ОРАЗМЕРЯВАНЕ НА ДИФУЗОРА НА ПРОПЕЛЕРНО РАБОТНО КОЛЕЛО

а. Оразмеряване

Дифузориът на работната машина има задачата да изправи потока и да превърне кинетичната енергия в налягане. Изчисляването на лопатките от дифузора е напълно идентично с това на лопатката от работното

колеело при условие, че вместо ъгъла β_{∞} за дифузора се взема ъгълът $\alpha_{\infty} = DBC$ (фиг. 24.4).

Планът на скоростите за входящия ръб се определя, като по уравнение 25.15 се изчислява меридианната скорост, а от уравнение 24.6 се изчислява стойността на периферната слана c_u за най-общия случай при $c_a \neq 0$, а именно

$$(26.1) \quad c_u = \frac{g H}{\eta_H u} + c_a.$$

Скоростта c_{∞} за лопатъчната решетка от дифузора се дава от правъгълния триъгълник BED на фиг. 24.4:

$$(26.2) \quad c_{\infty}^2 = c_m^2 + \left(\frac{c_u + c_a}{2} \right)^2$$

и съответният ъгъл α_{∞} се определя от

$$(26.3) \quad \tan \alpha_{\infty} = \frac{2 c_m}{c_u + c_a}.$$

Периферната слана R_u от реакцията на потока върху един профил на дифузора се дава по теоремата за импулса, а именно

$$(26.4) \quad -R_u = \rho \frac{Q}{Z_D} (c_{u_2} - c_{u_1}),$$

където

Q е дебитът в м³/с и се изразява чрез стълбата на дифузора t_D , широчината на решетката b (фиг. 24.1), взета със стойност 1 м и меридианната скорост c_m т. е.

$$\frac{Q}{Z_D} = c_m t_D b = c_m \cdot t_D \cdot l.$$

Тук Z_D е броят на лопатките на дифузора;

c_{u_1} — периферната слана за абсолютната скорост при изхода на дифузора;

c_{u_2} — периферната слана на абсолютната скорост при входа, която е същата, както на изхода на работното коеле.

След заместване в уравнение (26.4) се получава

$$(26.5) \quad -R_u = \rho c_m t_D (c_{u_2} - c_{u_1}).$$

Съгласно определението за циркуляцията, дадено в параграф 18, тук произведението $t_D (c_{u_2} - c_{u_1})$ представлява циркуляцията Γ_D около една лопатка на дифузора, т. е.

$$(26.6) \quad -R_u = -\rho c_m \Gamma_D.$$

По условие $c_{u_2} = 0$, следователно

(26.7)

$$l_D = l_D c_{\alpha}$$

или

(26.8)

$$R_u = \rho c_m l_D c_{\alpha}$$

Платът на силите върху дифузориата лопатка е идентичен с този на работното колело, изобразен на фиг. 24.5, но трябва ω_{∞} и β_{∞} да се заместят с изходната абсолютна скорост c_{∞} и ъгъла α_{∞} , след което може да се напише, че

$$R = \frac{Y}{\cos \lambda}; R_u = R \sin(\alpha_{\infty} + \lambda);$$

(26.9)

$$R_u = Y \cdot \frac{\sin(\alpha_{\infty} + \lambda)}{\cos \lambda}$$

или

(26.10)

$$Y = R_u \cdot \frac{\cos \lambda}{\sin(\alpha_{\infty} + \lambda)} = \rho c_m l_D c_{\alpha} \cdot \frac{\cos \lambda}{\sin(\alpha_{\infty} + \lambda)}$$

От друга страна, според уравнения (4.9) подемпната сила Y за площта $S = l \cdot b = l \cdot 1$ се дава съответно от израза

(26.11)

$$Y = \rho C_Y \cdot l \cdot \frac{c_{\infty}^2}{2}$$

След приравняване на двата израза за Y и разглеждане на случая, когато $c_{\infty} = 0$, от скоростния триъгълник на фиг. 24.4 се написва

$$\frac{c_{\alpha}}{c_{\infty}} = 2 \cos \alpha_{\infty} \text{ и } \frac{c_m}{c_{\infty}} = \sin \alpha_{\infty},$$

т. е.

$$C_Y l_D = 2 \frac{c_{\alpha}}{c_{\infty}} \cdot \frac{c_m}{c_{\infty}} \cdot \frac{\cos \lambda}{\sin(\alpha_{\infty} + \lambda)},$$

или

(26.12)

$$C_Y l_D = 2 \frac{\sin 2 \alpha_{\infty} \cdot \cos \lambda}{\sin(\alpha_{\infty} + \lambda)}$$

Уравнение (26.12) позволява да се определи за решетката на дифузора отношението

(26.13)

$$\frac{l}{t_D} = \frac{2}{C_Y} \cdot \frac{\sin 2 \alpha_{\infty} \cdot \cos \lambda}{\sin(\alpha_{\infty} + \lambda)},$$

като се изхожда от допустимата стойност на подемпния коефициент C_Y , който обикновено трябва да бъде по-малък от единица.

Следващите изчисления на лопатъчната решетка от дифузора се провеждат по същия начин, както тези от работното колело. Дължината на профила l и неговата относителна дебелина d/l се подбират от съображения за якост, като самите изчисления се извършват с резултатната R , отбелязана на фиг. 24.5 с dR .

Разстоянието a между лопатките на дифузора и лопатките на работното колело, измерено по направление на оста на въртенето, зависи от външния диаметър D_e и се изчислява според отношението

(26.14)

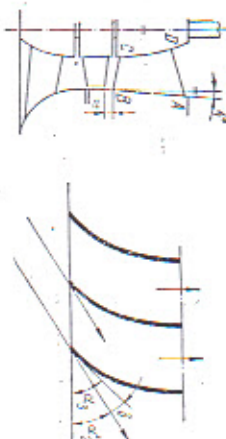
$$\frac{a}{D_e} \approx 0,05 \text{ до } 0,10.$$

6. Конструиране

Конструктивното оформление на дифузора е показано на фигура 26.1. Дължината на лопатките при главната е по-малка от тази по периферията — $CD < AB$, което съответствува и на дължината на стъпката.

Броят на лопатките бива около 5 за малките помпи и достига 8 при големите.

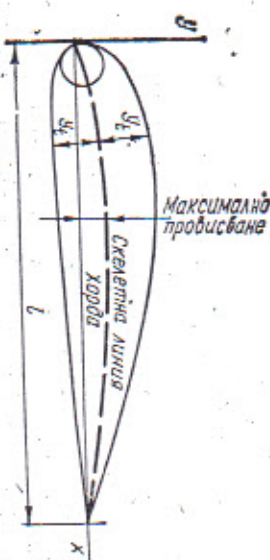
Стойността на ъгъла на лопатките от дифузора няма особено значение. Отклоненията до $\pm 5^\circ$ от оптималната стойност не дават забележимо влияние върху характеристиката на помпата. Това дава възможност едно и също тяло с неговият отглед с него лопат-подвижно отглед с него лопат-



Фиг. 26.1

ки да бъде използвано при работа с различни работни колела, за които би трябвало различни значения на ъгъла на лопатките от дифузора. За отбелязване е, че при намаление ъгъла α_2 на направляващите лопатки режимът на максималния к. п. д. се измества към страната на малките дебити [28].

В таблица 27.1 са дадени размерите на крилни профили от различен произход. Тези от НАСА (National Advisory Committee for Aeronautics) притежават за номер четиризначно число, като например 4312, който не е заглавен в таблица 27.1. Първото число 4 указва в проценти от дължината на хордата максималната стрела на отгънатата скелетна линия, измервана от хордата (фиг. 26.2); втората цифра — местоположението на



Фиг. 26.2

максималната стрела спрямо входния ръб на профила в десети (0,3) от дължината на хордата, а последните две цифри 12 указват дебелината на лопатката в проценти от дължината на хордата.

Отношението между широчината b на профила и дължината l на хордата (фиг. 24.1) представя *относителна размерност*. Профилите $NACA$ са изследвани с $b/l=6/1$, като резултатите са преизчислени за $b/l=\infty$, какъвто е случаят при хидравличните турбомашини. Поради нискожната хлабина между ротор и статор в машините, издължителното съпротивление е ниско, затова се приема, че $b=\infty$. Това важи за всички профили, заеднали в таблица 27.1 и графиките за съответните полари на профилите.

в. Метод на особеностите

Разглежданият тук начин за изчисляване на осово работно колело е познат под името *слон метод*. Съществуват други методи за проектиране на работното колело, които са изградени върху теорията на хидродинамичните решетки. Такъв е *методът на особеностите*, разработен от автора в учебника „Водни турбини“ [26], и може да се приложи също при оразмеряване на осово пропелерно колело от работна машина.

27. МЕТОДИЧЕН ПЛАН ЗА ИЗЧИСЛЯВАНЕ И АЕРОДИНАМИЧНИ ПРОФИЛИ

1. Машината е определена с нейния дебит Q в m^3/s и манометричната височина H в m . Оборотите в минута са установени или ще трябва да се възприемат с оглед да се получат желани специфични обороти.

2. Непосредствено се изчисляват безразмерните специфични обороти по уравнение (25.2), като за к. п. д. се приема една приблизителна стойност.

3. По уравнение (25.4) се изчислява стойността на периферния скоростен коефициент при външния диаметър, а отук и самата периферна скорост:

$$u = K_u \sqrt{2gH}.$$

Уравнение (25.6) дава диаметъра D .

4. Присма се приблизителна стойност за коефициента на стеснение и по уравнения (13), (15) и (16) от т. 25 се изчисляват меридианната скорост и диаметърът на главината.

5. Двата диаметъра позволяват да се оформи меридианният профил и да се начертае потенциалната мрежа по закона

$$(27.1) \quad x \frac{dr}{ds} = \text{const},$$

като се съблюдава да бъдат разглеждани нечетен брой токови линии k , т. е. работи се с две крайни, една средна и по равен брой междинни токови линии. Така се получават елементарните работни колела на брой 3, 5 или 7 и т. н. с по една токова линия и дебит $\Delta Q = Q/(k-1)$, които се изчисляват поотделно и независимо едно от друго.

Самите изчисления се разполагат в таблична форма, като в давата колона се подреждат отделните величини, а по хоризонталата — номерата на токовата линия I, II, III и т. н. [26].

6. С получените диаметри за отделните токови линии при изходния ръб се определят по табл. 24.1 и фиг. 24.8 съответните к. п. д. и се проконтролират двата крайни диаметъра. Евантуалните различия водят до проконтролиране на потенциалната мрежа, данните на η по-добре да се изчисли хидравличният к. п. д. по уравнение (24.27) и приблизителните данни, посочени в същия параграф, за останалите к. п. д.

7. Изчисляват се точната стойност на периферната скорост за установените диаметри и оборотите в минута:

$$(27.2) \quad u = \frac{\pi n}{30} \frac{D}{2}.$$

8. По уравнение (24.6) се изчислява периферната слагаема c_u за искания манометричен пад.

9. От скоростните триъгълници на фиг. 24.4 се написва изразът за относителната скорост и се правят съответните изчисления:

$$w_\infty^2 = D^2 \varepsilon^2 + (BC - BE)^2.$$

След съответното заместване и преработка се намира

$$(27.3) \quad w_\infty^2 = c_m^2 + \left(u - \frac{c_u + c_a}{2} \right)^2.$$

Както тук, така и в точка 8 при перпендикулярно втичане на течността се полага $c_a = 0$, в който случай се написва

$$(27.4) \quad w_\infty^2 = c_m^2 + \left(u - \frac{c_u}{2} \right)^2.$$

10. Входният ъгъл се дава от

$$(27.5) \quad \beta_\infty = \arctg \frac{c_m}{c_u + c_a} \quad \text{или} \quad u - \frac{c_m}{2}$$

$$(27.6) \quad \beta_\infty = \arctg \frac{c_m}{u - \frac{c_u}{2}}.$$

11. По фиг. 24.5 се вижда, че съпротивлението dX расте с ъгъла λ и се дава от

$$(27.7) \quad dX = dR \cdot \sin \lambda.$$

За да се намалят загубите от трение, е необходимо да се работи с малка относителна скорост w_∞ . За предварителните изчисления се приема $\lambda \approx 1$ градус.

12. Установява се броят на лопатките z и по уравнение (25.18) се изчислява стълбата l за всяка токова линия.

13. От уравнение (24.11) се изчислява произведението $C_{y0} \frac{1}{r}$, като

се има пред вид, че $\frac{c_m}{w_\infty} = \sin \beta_\infty$, а именно

$$(27.8) \quad C_{y0} \cdot \frac{l}{t} = \frac{2g H c_m \cdot \cos \lambda}{w_\infty^2 u \cdot \sin(\beta_\infty + \lambda)}$$

14. Възприема се известна стойност за отношението $\frac{l}{t}$, което е най-същественият фактор при изчисляването на пропендерно работно колело. Добре е това отношение да се взема от познати и добре изпитани работни колела. Неговата стойност расте със специфичните обороти и се диктува от броя на лопатките. Стойността на $\frac{l}{t}$ е различна за отделните токови линии на дадено работно колело. Опитът дава

$$(27.9) \quad 1 < \frac{l}{t} < 3.$$

Ниската стойност се отнася за малки специфични обороти, а високата — за големи. При възприемането на това отношение за отделните токови линии трябва да се има пред вид, че елементарното работно колело при D_e има много по-големи специфични обороти, отколкото това при D_i ; следователно за него се възприема по-голяма стойност на това отношение, отколкото това при главната.

От фиг. 24.5 и 24.1 може да се напише

$$(27.10) \quad l_h = l \cdot \cos(\beta_\infty + \beta_i).$$

Като се пренебрегне ъгълът β_i спрямо β_∞ , се получава

$$(27.11) \quad l_h \approx l \cdot \cos \beta_\infty.$$

15. Чрез отношението $\frac{l}{t}$ и стълбата t се изразява развитата дължина на лопатката l :

$$(27.12) \quad l = \frac{t}{\cos \beta_\infty} = \frac{\pi D}{2 \cdot \frac{l}{t}}.$$

Замества се в уравнение (27.10) и се получава

$$(27.13) \quad l_h \approx \frac{\pi D \cdot \cos \beta_\infty}{2 \cdot \frac{l}{t}} \text{ m};$$

$$l_h \approx \frac{360 \cos \beta_\infty}{2 \cdot \frac{l}{t}} \text{ deg}.$$

За една от токовите линии се възприема стойност за $\frac{l}{t}$ и по уравнение 27.13 се изчислява l_h , след което се определя отношението l/l_h . Това отношение трябва да бъде по възможност едно и също за всички токови линии. Стойността за l_h в уравнение 27.11 дават приблизителната дължина на профила l и отношението $\frac{l}{t}$:

$$(27.14) \quad \frac{l}{t} = \frac{\pi D \cdot \cos \beta_\infty}{2 l_h}.$$

Получените дотук стойности позволяват да се извършат понататъшните изчисления до определянето на ъгъла $(\beta_\infty + \beta_i)$.

16. За целта се съставя произведението от получените стойности по уравнения 27.8 и 27.14, което дава стойността на търсения коэффициент на поддържане:

$$(27.15) \quad C_{y0} = \left(C_{y0} \frac{l}{t} \right) \cdot \frac{t}{l}.$$

17. Прави се проверка на кавитация по параграф 19, като се изчислява кавитационният коэффициент по уравнение 25.1 и смукателната височина по уравнение 19.3.

18. Изчислява се каква трябва да бъде най-малката дължина на лопатката, за да няма кавитация, и се сравнява със стойността, получена по уравнение 27.12. Тази най-малка дължина се отнася за най-късия профил и се дава от израз

$$(27.16) \quad l \geq \frac{2 \pi c_m}{z w \eta_H (e - 0.007 \pi \beta_i^2)}$$

От уравнение 24.10 се вижда, че големият манометричен пад H изисква голяма стойност на полемния коэффициент. Последният от своя страна води (според уравнения 25.1 и 25.2) до малка смукателна височина, т. е. има опасност от кавитация. Следователно, ако от направените дотук изчисления се вижда, че кавитацията е неизбежна, трябва да се действа върху C_{y0} , като се раздели общият манометричен пад и се монтира две работни колела в серия. Вторият начин е да се действа върху специфичните обороти от уравнение 25.2. Трябва да се приемат по-малко обороти в минута, с което ще се намалат както периферните, така и относителните скорости. Това несъмнено ще доведе до ограничение на създаването на подаването на дължината на профила.

19. Графиката на фиг. 24.7 и резултатът от уравнение 27.11 или 27.14 позволяват да се определи коэффициентът K , който дава възможност чрез уравнение 24.12 да се изчисли характерният коэффициент на профила C_y (фиг. 27.1).

20. С помощта на поларите се подбира профилът на лопатката за разглежданата токова линия. Установяването на профила става, като от началото O на координатната система се прекара допирателна към различните криви и се търси коя допирна точка осигурява характерния коэффициент C_y , определен по точка 19 с минимална стойност на C_y . Номерът на поларата дава и номера на профила от табл. 27.1 с размерите.

21. Съответните графики на фигура 27.2 дават ъгъла на втурването β за съответната стойност на C_y . Ако се наложи удвояване на профила, за което става дума по-долу, ъгълът β се запазва, а не се намалява, като същевременно се предполага, че действието на профила е дадено от положението, при което става откресване на потока. При прекомерно удвояване на профила — от порядъка на около 50 % — трябва несъмнено да последва намаляване на дадената върху графиките стойност за ъгъла β . Границите на това намаляване се установяват само опитно.

