

621.65: 621.6.1

*Wzrost
na kurs. 50%*

KOMISJA WYDAWNICZA
TOW. BRATNIEJ POMOCY STUDENTÓW POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

131

5

~~2425~~

A

P O M P Y

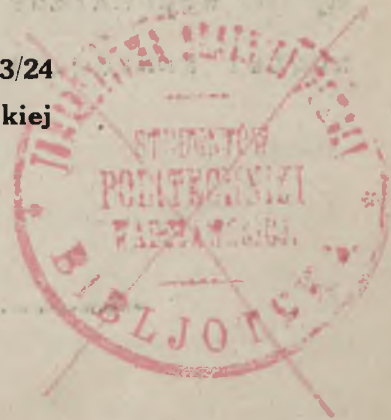
według wykładów

Prof. S. Zwierzchowskiego

wyłożonych w roku 1923/24
na Politechnice Warszawskiej



Nr. wyd. 181.



KD 621.5

221

WARSZAWA,
DRUKARNIA I LITOGRAFJA „SATURN” MARSZAŁKOWSKA 91

1925

277/39, 54, D

W s t ę p .

Skrypt niniejszy wychodzi, jako ciąg dalszy Silników Wodnych, gdyż Pompy są traktowane w programie Politechniki Warszawskiej, jak również w wykładach prof. Zwierzchowskiego, wraz z Silnikami Wodnymi, jako całość.

W dalszym ciągu często powoływać się będziemy na wspomniane wydawnictwo, a oznaczenia i jednostki zasadnicze przyjmujemy te same.

BIBLIOTEKA
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ
Warszawa, Pl. Jedności Robotniczej 1

C. 6933

BIBLIOTEKA
E.
Nr. 216
Nr. biblioteczny 289



BG05A/001-04

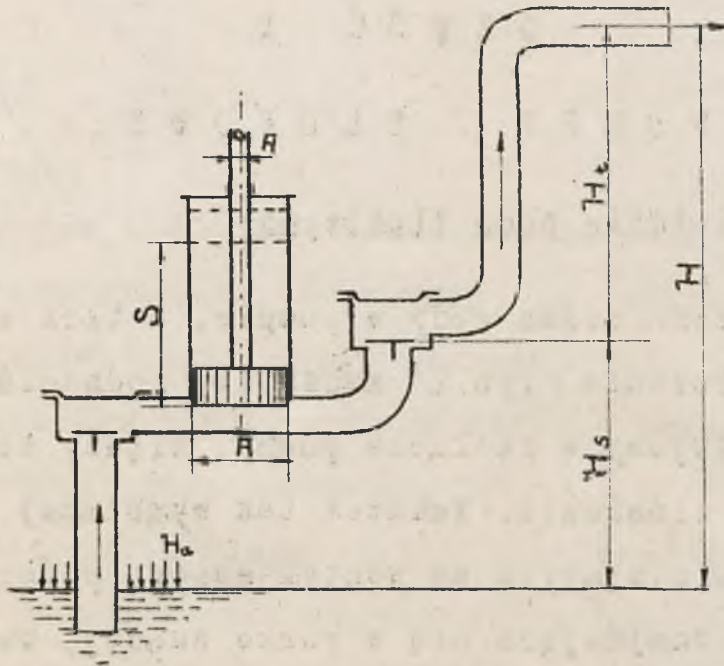
C Z Ę Ś Ć I.

P O M P Y T Ł O K O W E,

§ 1. Działanie pomp tłokowych.

Gdy jeszcze niema wody w pompie, a tłok z jego dolnego położenia /rys.1/ zaczniemy podnosić do góry, wywołujemy w kadłubie pompy, między wentylami, spadek ciśnienia. Wskutek tak wywołanej różnicy ciśnień, działających na wentyl ssący, podnosi się on i powietrze, znajdujące się w rurze ssącej, wchodzi do przestrzeni tłokowej, wyrównując w niej ciśnienie. Na jego miejsce wchodzi do rury ssącej woda i zatrzymuje się na pewnej wysokości. Kiedy tłok zawraca ze swego górnego położenia, wentyl ssący opada i następuje zgęszczanie powietrza, zawartego w kadłubie. Przy dalszym ruchu tłoka na dół, powietrze zostaje stłoczone do ciśnienia wyższego od ciśnienia nad wentylem tłoczącym i ten ostatni podnosi się pod działaniem różnicy tych ciśnień. Powietrze z pod tłoka uchodzi przez wentyl tłoczący do rury tłoczącej. Przy następnym ruchu tłoka do góry i na dół, zachodzą zjawiska w tym samym porządku, a jako skutek pozostaje dalsze podniesienie się





rys.1.

poziomu wody w rurze ssącej. Dalsze działanie pompy doprowadza do tego, że woda, podnosząc się coraz wyżej, zajmuje przestrzeń tłokową, i pompa, jak poprzednio powietrze, tak teraz wodę przepompowuje z rury ssącej do tłoczącej.

/NB. opisanie wprowadzenie pompy w ruch jest możliwe tylko przy względnie małej wysokości ssania H_s . Przy większych H_s trzeba z początku pompę wodą napełnić/.

Całkowitą wysokość pompowania H pokonujemy w dwóch stopniach, a mianowicie: podnosimy wodę

przez t.zw. ssanie na wysokość H_s , aż do wentyla tłoczącego, a przez tłoczenie na wysokość H_t od wentyla tłoczącego do wylotu /rys.1/.

Woda podnosi się w rurze ssącej pod wpływem różnicy, między ciśnieniem atmosferycznym, a panującym pod tłokiem.

Wskutek tego największa teoretyczna wysokość podnoszenia, w założeniu, że w pompie wytworzymy próżnię, wynosi $H_s = H_a = 10,33 m$.

W rzeczywistości, możemy podnosić tylko na znacznie mniejszą wysokość, z powodu, że: 1^o nie możemy wytworzyć zupełnej próżni, 2^o woda zmienia się w parę, już przy ciśnieniu wyższym od zera bezwzględ- nego, 3^o istnieją opory w przewodzie, 4^o wodę trzeba wyprowadzić ze stanu spokoju, 5^o tłok idzie z szybkością przyśpieszoną, woda więc musi też tak za nim podążać, a i na to trzeba zużyć pewną część wysokości H_a .

§ 2. Typy pomp tłokowych.

W powyższym przykładzie mieliśmy pompę, której tłok pracował tylko jedną, dolną stroną.

Mamy jednak też pompy, których tłok pracuje na obydwie strony.

Wreszcie są pompy, pracujące jednostronnie po stronie ssącej, a obustronnie po stronie tłoczącej.

Stosownie do tego odróżniamy pompy: 1/ jednostronnie działające, 2/ obustronnie działające i 3/ dyferencjalne /różnicowe/.

Wodę z kadłuba pompy usuwamy przez wytłaczenie za pomocą tłoka. Tłok bywa tarczowy, wiadrowy, lub nurnik.

Każdy z powyższych 3-oh rodzaj pomp, może mieć którykolwiek z rodzaj tłoków.

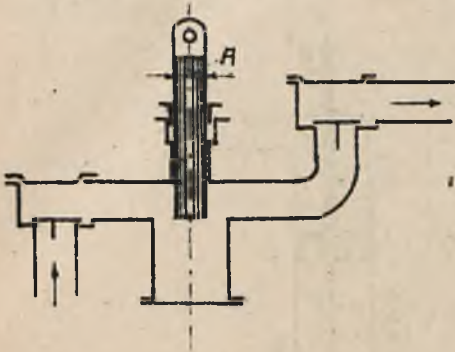
Praktycznie najlepszy jest nurnik, gdyż najłatwiej jest go uszczelnić.

Oznaczmy objętość wody, wytłoczonej podczas skoku tłoka naprzód, przez V_n , objętość ta odpowiada przestrzeni, przebytej przez tłok /objętość skokowa/, V_t będzie analogicznie objętością wody, wytłoczonej przez tłok, podczas skoku w tył. Jeżeli n oznacza ilość obrotów pompy na minutę, czyli ilość skoków naprzód i z powrotem, to teoretyczna ilość wody wyniesie:

$$Q_t = (V_n + V_t) \cdot \frac{n}{60} \frac{m^3}{sek.}$$

Dla pompy jednostronnie działającej /rys.1/ będzie $V_t = 0$ i:

$$Q_t = v_n \cdot \frac{n}{60} = \frac{A s n}{60} \frac{m^3}{sek.}$$



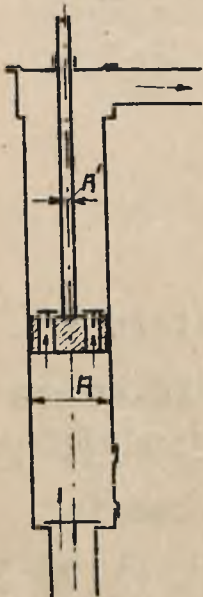
rys. 2.

Podobnie też dla nurnika /rys. 2/, gdzie A oznacza przekrój jego.

Dla pompy wiaderkowej zaś /rys. 3/:

$$Q_t = v_t \cdot \frac{n}{60} = \frac{A s n}{60} \frac{m^3}{sek.}$$

jeżeli nie weźmiemy pod uwagę przekroju tłoczyska.



rys. 3.

Dla pompy obustronnie działającej natomiast, /rys. 4/:

$$v_n = (A - A') \cdot s m^3; v_t = A \cdot s m^3$$

$$\text{a więc: } Q_t = (A - A' + A) \cdot \frac{s \cdot n}{60} = (2A - A') \cdot \frac{s \cdot n}{60} \frac{m^3}{sek.}$$

gdzie A' oznacza przekrój tłoczyska.

Dla pompy obustronnie działającej wiaderkowej, będzie rys. 5:

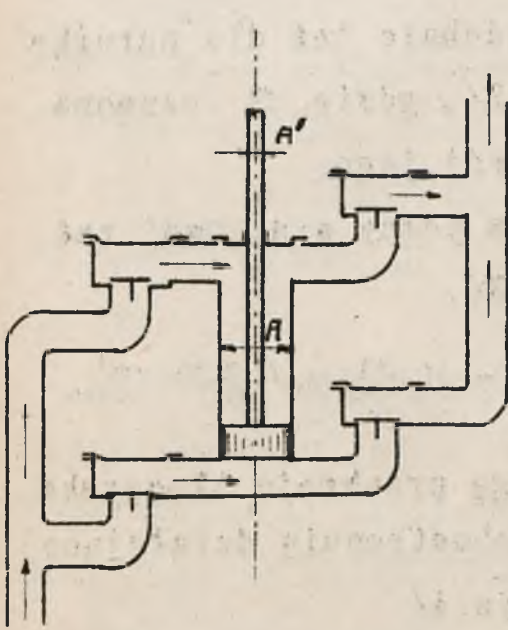
$$v_n = (A - A'') \cdot s m^3$$

$$v_t = 2(A - A') \cdot s - (A - A'') \cdot s m^3$$

gdyż górny tłok, opadając, zwiększa przestrzeń nad sobą, i tylko nadwyżka wody, tłoczona przez dolny,

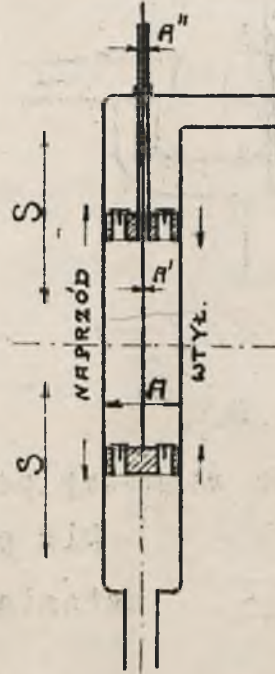
przepływa do rury tłoczącej.

$$Q_t = (A - A'' + 2A - 2A' - A + A'') \cdot \frac{s \cdot n}{60} = 2(A - A') \cdot \frac{s \cdot n}{60} \frac{m^3}{sek}$$

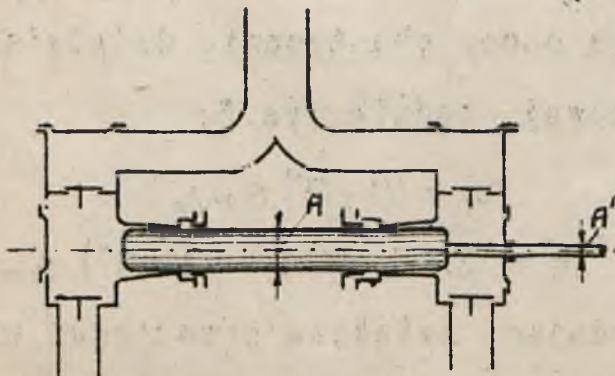


rys.4.

nie zależy więc od przekroju drążka pustego A'' .



rys.5.



rys.6.

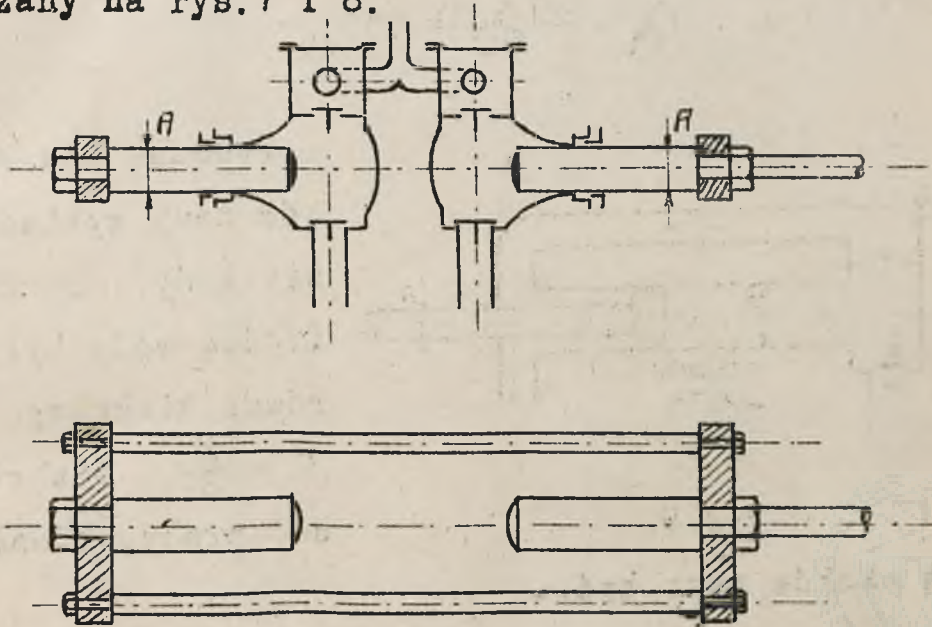
Dla nurnika, obu-
stronnie działającego,

/rys.6/ będzie:

$$Q_t = (2A - A') \cdot \frac{s \cdot n}{60} \frac{m^3}{sek}$$

Aby się uwolnić
od wpływu przekro-
ju tłoczyska, powodu-

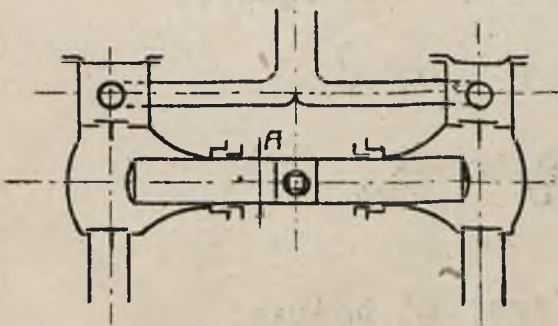
jącego nierówną ilość wody, pompowanej z każdej strony, buduje się pompy z nurnikami na sposób, wskazany na rys. 7 i 8.



rys. 7.

gdzie będzie:

$$Q_t = \frac{2ASn}{60} \frac{m^3}{sek.}$$

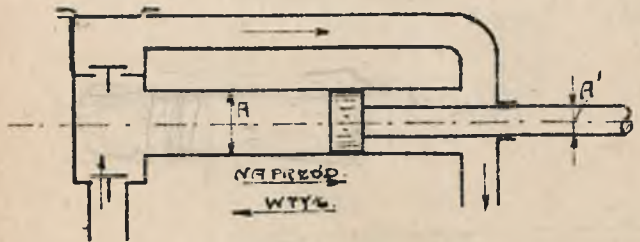


rys. 8.

W pompach różnicowych mamy 2 powierzchnie tłoczące, o nierównych przekrojach /rys. 9/. Może tam być kombinacja nurnika z nurnikiem, nurnika z tłokiem, tłoka z wiadrem i t.d.

$$V_n = (A - A') \cdot S; \quad V_t = A \cdot S - (A - A') \cdot S \cdot m^3.$$

$$Q_t = \frac{A \cdot S \cdot n}{60} \text{ m}^3/\text{sek.}$$



rys. 9.

Podczas obu skoków mamy wytłaczanie wody. Aby te ilości wody były równe bierzemy $A' = \frac{A}{2}$. Dla równej pracy, podczas

obu skoków, musi być:

$$P_n = A \cdot S \cdot H_s + (A - A') \cdot S \cdot H_t = P_t = A' \cdot S \cdot H_t,$$

i stąd można wyliczyć stosunek $\frac{A}{A'}$.

Dla wiadra z nurnikiem /rys.10/, będzie:

$$V_n = (A - A') \cdot S \cdot m^3; \quad V_t = A' \cdot S \cdot m^3.$$

$$Q_t = \frac{A \cdot S \cdot n}{60} \text{ m}^3/\text{sek.}$$

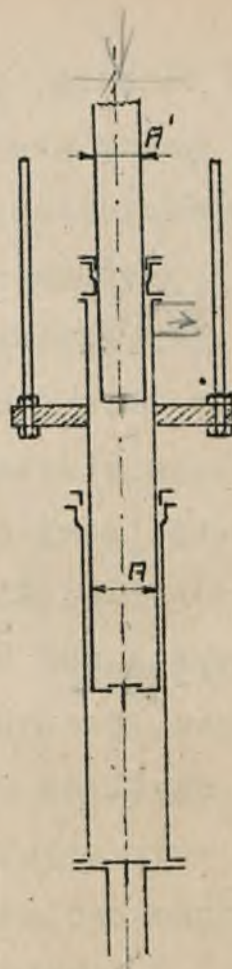
Dla wiadra z tłokiem /rys.11/, będzie:

$$V_n = A' \cdot S \cdot m^3; \quad V_t = (A - A') \cdot S \cdot m^3.$$

$$Q_t = \frac{A \cdot S \cdot n}{60} \text{ m}^3/\text{sek.}$$



rys.10.



rys.11.

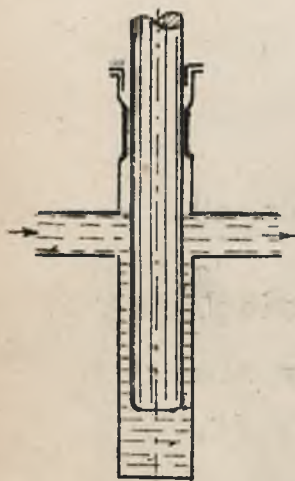
§ 3. Rzeczywisty wydatek pomp tłokowych.

Rzeczywisty wydatek pompy wynosi mniej, niż obliczany przez nas poprzednio, mianowicie:

$$Q = \eta_v Q_k,$$

gdzie współczynnik wydanku $\eta_v < 1$, z powodu że:
1/ uszczelnienie nie jest nigdy doskonałe, przepuszcza zawsze wodę, w kierunku dla nas niekorzystnym.

nym, tak w tłokach, jak i w dławicach, 2/ wentyl tłoczący i ssący nie zamykają się na czas, lecz z pewnym opóźnieniem, co wynika nawet z teorii, 3/ woda nie jest zupełnie czysta, zawiera rozpuszczone gazy, w ilości określonej prawem: ilość objętościowa rozpuszczonego gazu pozostaje stałą, bez względu na ciśnienie. Pod ciśnieniem atmosferycznym np. mamy objętościowo ok. 7 % rozpuszczonego powietrza. W pompie, podnoszącej przez ssanie do wysokości 5 m. ciśnienie będzie o połowę mniejsze, powietrze więc rozszerzy się do ok. 14 % , czyli że zasysać będziemy do pompy o tyle mniej wody objętościowo, a więc i o tyle mniej objętościowo możemy wytłaczać.



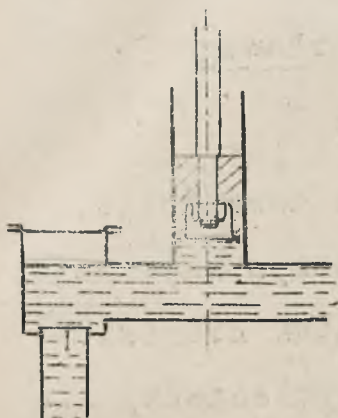
rys.12.

Często spotyka się w pompach błędy konstrukcyjne, przeszkadzające w wykorzystaniu objętości skokowej. Rys.12 wskazuje błędne umieszczenie przewodu odprowadzającego. W górnej części zakreskowanej, koło nurnika, gromadzi się powietrze. Powietrze to, podczas zasysania wody do pompy, rozpręży się, z powodu zmniejszenia

ciśnienia i wskutek tego mniejsza ilość wody mo-

że być zassana.

Podobny błąd konstrukcyjny widzimy w sposobie umocowania tłoka na tłoczysku, jak również w komorze wentylowej /rys.13/, gdzie powietrze gromadzić się będzie u góry.



rys.13.

Wogóle bacznie trzeba uważać przy konstruowaniu, ażeby w przestrzeni tłokowej, t.j. między wentylem ssącym, tłoczącym i tłokiem, nie znajdowały się miejsca, gdzieby powietrze, dążąc do góry, mogło się zatrzymać i pozostawać podczas biegu pompy.

Co do współczynnika η_v to możemy zaznaczyć, że bywają pompy, w których jest $\eta_v > 1$. wskutek tego, że woda swoją bezwładnością przepływa z rury ssącej, po-przez wentyle, do tłoczącej, jest to jednak niekorzystne dla działania pompy, jak to zobaczymy później, kiedy będziemy badali bliżej tę sprawę.

W dobrze konstruowanych pompach dużej wielkości jest $\eta_v = 0,96 \div 0,98$.

W średniej wielkości $\eta_v = 0,92 \div 0,96 / 0,97/$.

W małych pompach: $\eta_v = 0,86 \div 0,92$.

Chcąc obliczyć pompę tak, żeby ona dawała Q m³/sek. wody, musimy ją liczyć na:

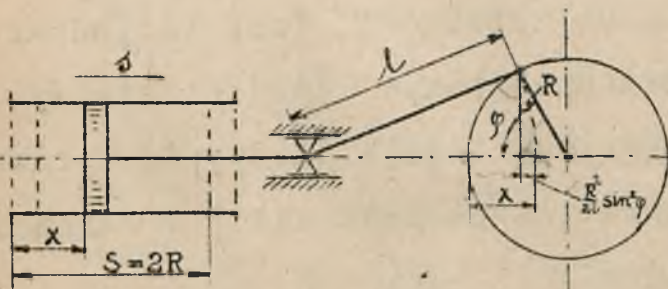
$$Q_t = \frac{Q}{\eta_v}$$

§ 4. Wpływ mechanizmu korbowego
na wydatek wody.

Wydatek wody Q , o którym była mowa dotąd, oznacza średnią ilość wody, jaką pompa daje na sekundę. Jasnym jednak jest, że wskutek nierównomiernego ruchu tłoka, ilość wody wytłaczanej nie jest wciąż jednakowa, a zmienia się okresowo. Jeśli oznaczymy ilość wody, wytłaczanej w każdej chwili, przez $[Q]$, to będzie zachodziła równość:

$$[Q] = A \cdot \delta,$$

gdzie A oznacza przekrój tłoka, a δ szybkość jego.



rys. 14.

ności od kąta korby φ jako:

Tłok w maszynach korbodowych posiada ruch harmoniczny. Odległość jego od skrajnego lewego położenia /rys.14/ wyraża się w zależ-

$$x = R(1 - \cos \varphi \pm \frac{R}{2l} \sin^2 \varphi),$$

przy czym + jest dla ruchu naprzód /naprawo/,
 - dla ruchu wtył. Przyjmując, że l w porównaniu
 z R jest bardzo duże, otrzymamy wzór uproszczony:

$$x = R(1 - \cos \varphi).$$

Szybkość tłoka będzie:

$$s = \frac{dx}{dt} = R \sin \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dt}.$$

Wiemy zaś, że $\frac{d\varphi}{dt} = \omega$, szybkości kątowej kor-
 by, więc:

$$s = R \omega \sin \varphi.$$

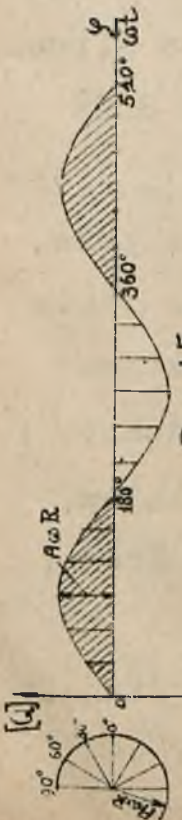
A więc wydatek $[Q]$ możemy wyrazić jako:

$$[Q] = A \cdot R \omega \sin \varphi = A R \omega \sin \omega t.$$

Możemy przedstawić $[Q]$ wykreślnie, w za-
 leżności od czasu, jak na rys.15. Na osi
 odciętych odmierzymy tam wielokrotność
 czasu:

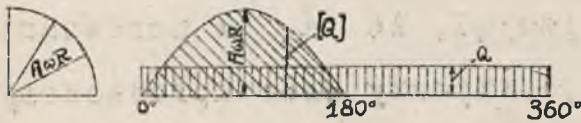
$$t \cdot \text{const.} = t \cdot \omega = \varphi.$$

Będzie to sinusoida. Pompa jednostronnie
 działająca pompuje wodę przy φ , zmie-
 niającem się od 0° do 180° , od 180° do



Rys.15.

360° nie pompuje. W rzeczywistości więc tylko części sinusoidy nad osią φ będą realne i otrzymamy



rys.16.

na długość od 0° do 360° , jego wysokość będzie wtedy wyrażała średni wydatek Q .

wykres, jak na rys.16. Pole jednej takiej fali możemy zamienić przez równoważny prostokąt, rozciągnięty



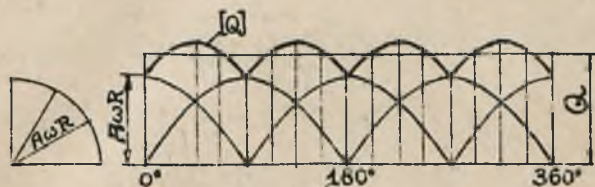
rys.17.

druga, otrzymamy więc wykres jak na rys.17, przy-
czem, o ile nie uwzględnimy przekroju tłoczyska, wysokości obu fal będą równe; w przeciwnym razie fala, odpowiadająca tej stronie tłoka, po której znajduje się tłoczysko, będzie niższa. Podobnie i tutaj pole obu fal możemy zastąpić prostokątem, którego wysokość będzie oznaczała wydatek średni Q .

W pompach obustron-
nie działających, w czasie od 0° do 180° pompuje jedna strona, - od 180° do 360°

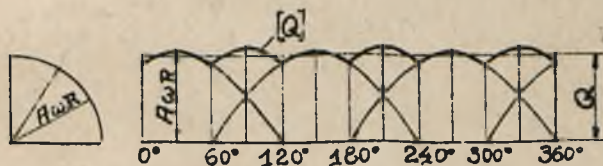
Pompy dyferencjalne, liczone na równy strumień, podczas obu skoków, będą miały wykres taki sam,

jak na rys.17. Liczone na równą pracę będą miały nierówne fale.



rys.18.

rys.18. Jak widzimy, strumień jest tu równomierniejszy. Jeszcze równomierniejszy strumień wydatku mają pompy jednostronnie działające potrójne,



rys.19.

Pompy obustronnie działające bliźniacze, przesunięte o 90° będą miały wykres wydatku jak na

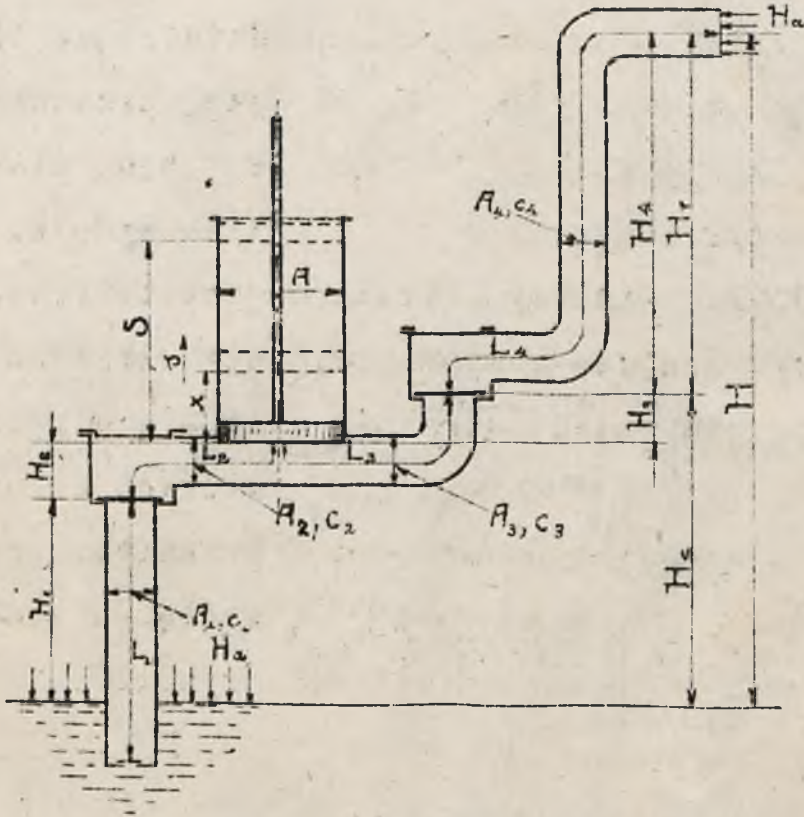
których korby są przedstawione o 120° względem siebie /rys.19/.

§ 5. Zjawiska hydrodynamiczne. zachodzące w pompie korbowej.



A. Po stronie ssącej.

Według oznaczeń, jak na rys.20, gdzie H oznaczają wysokości, A - przekroje, C - szybkości, L - długości w poszczególnych przekrojach, nad-



rys. 20.

to S - całkowity skok tłoka, δ - szybkość jego,
 x - odległość od dolnego martwego punktu, możemy
napisać następujące równanie:

$$H_s = H_1 + H_2 + H_3;$$

gdzie H_s oznacza wysokość ssania.

Siłę, podnoszącą wodę w rurze ssącej jest ciś-

nienia atmosferyczne H_a na swobodnej powierzchni dolnego źródła. Musi ono pokonać: 1/ wysokość geometryczną, do której podnosi wodę, 2/ ciśnienie, panujące na tej wysokości, 3/ szybkość, jaką woda ma mieć w tym punkcie, 4/ tarcie w przewodzie, przez który woda przepływa i 5/ bezwładność wody, której ruch dostosowany być musi do zmiennego ruchu tłoka.

Możemy więc napisać następujące równanie:

$$H_a = H_{\text{geom.}} + H_{\text{ciśn.}} + H_{\text{szybk.}} + H_{\text{tarcie}} + H_{\text{bezwad.}}$$

Chcąc napisać to równanie dla chwili, gdy położenie tłoka scharakteryzowane jest wielkością X , przy czym ciśnienie pod nim wynosi P_{Xs} , napiszemy:

$$H_a = H_1 + H_2 + X;$$

$$H_p = \frac{P_{Xs}}{\rho};$$

$$H_c = \frac{v^2}{2g};$$

$$H_f = \sum \zeta_s \frac{c_s^2}{2g};$$

tutaj C_s , średnią szybkość w przewodach ssących, wyznaczamy z zależności: $A \cdot \delta = A_s \cdot C_s$ gdzie A_s oznacza średni przekrój przewodów ssących. Stąd:

$$C_s = \frac{A}{A_s} \cdot \delta$$

Do oporów tarcia dodać jeszcze trzeba opór, jaki musi pokonać ciśnienie zewnętrzne atmosfery, aby otworzyć, a następnie utrzymać u góry wentyl ssący, wielkość tę oznaczymy przez H_{ws} ; będzie więc:

$$H_f = \sum \zeta_s \cdot \left(\frac{A}{A_s}\right)^2 \cdot \frac{v^2}{2g} + H_{ws}.$$

Aby wyznaczyć opór bezwładności, wyobraźmy sobie strugę wody o długości L i przekroju A , której mamy dać przyspieszenie a . Siła, potrzebna do tego, będzie: $\frac{AL}{g} \cdot a$; wysokość słupa wody, potrzebnego do wywarcia tej siły, otrzymamy, dzieląc ją przez $A \gamma$. Będzie więc:

$$H_i = \frac{L a}{g}.$$

Podobnie, jak dla szybkości, możemy i dla przyspieszeń napisać zależność następującą:

$$A \cdot a = A_s \cdot a_s.$$

skąd:

$$a_s = \frac{A}{A_s} a.$$

Dla naszego więc wypadku będzie:

$$H_i = L_s \frac{A}{A_s} \frac{a}{g} + \frac{\lambda a}{g},$$

gdzie $L_s = L_1 + L_2$, a λ długość słupa wody, znajdującego się już w cylindrze, α zaś-przyśpieszenie tłoka.

Ostatecznie więc otrzymamy równanie:

$$H_a = H_1 + H_2 + \lambda + \frac{P_s}{\gamma} + \frac{\delta^2}{2g} + \sum \zeta_s \frac{\delta^2}{2g} \left(\frac{A}{A_s}\right)^2 + H_{ws} + L_s \frac{A}{A_s} \frac{\alpha}{g} + \lambda \frac{\alpha}{g}.$$

Stąd możemy wyznaczyć ciśnienie, działające na tłok:

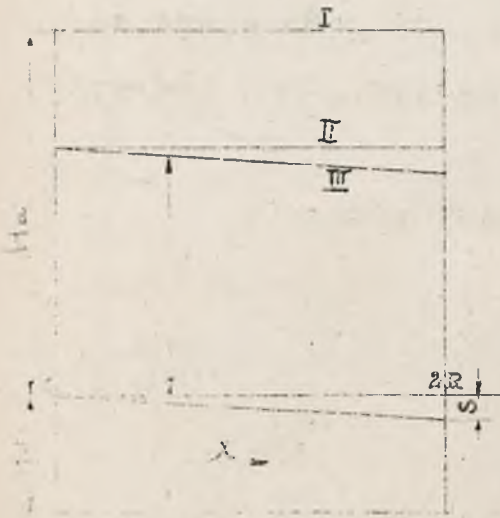
$$\frac{P_s}{\gamma} = H_a - (H_1 + H_2) - \lambda - H_{ws} - \left[1 + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s}\right)^2\right] \frac{\delta^2}{2g} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{\alpha}{g} - \lambda \frac{\alpha}{g}.$$

Widzimy, że to ciśnienie możemy sobie obliczyć w każdym położeniu tłoka; jest ono właśnie funkcją tego położenia, czyli λ .

Żeby sobie stworzyć obraz przebiegu tego ciśnienia, podczas skoku tłoka naprzód, rozpatrzmy kolejno wszystkie składniki naszego równania.

Będziemy je przedstawiali wykreślnie, a po dodaniu rzędnych wszystkich wykresów, otrzymamy krzywą ciśnienia na tłoku.

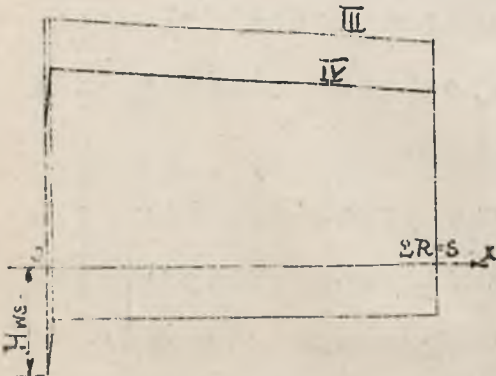
Pierwsze cztery wielkości mamy dodane na rys.



rys.21.

Z porównanych doświadczeń wiemy, że opór ten jest największy w chwili, gdy wentyl dopiero ma się

podnieść, bezpośrednio potem spada znacznie i podczas całego skoku jest prawie stały. Dodając rzędne nowego wykresu do wykresu III otrzymujemy wykres IV.



rys.22.

Opory tarcia określiliśmy, jak to się praktykuje w

hydraulicce, jako proporcjonalne do kwadratu szybkości:

$$\sum \zeta_s \left(\frac{v}{A_s} \right)^2 \frac{\rho}{2g}$$

przyczem empiryczny współczynnik proporcjonalności ζ_s zależny jest od rodzaju przewodu. Co do δ , to jak wiemy:

$$\delta = R\omega \sin \varphi.$$

Cheąc to wyrazić w zależności od λ wprowadzimy /rys.14/:

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= \frac{R-\lambda}{R}; \quad \sin^2 \varphi = 1 - \cos^2 \varphi = 1 - \left(\frac{R-\lambda}{R}\right)^2 = \\ &= \frac{2R\lambda - \lambda^2}{R^2} = \frac{2\lambda}{R} - \frac{\lambda^2}{R^2}. \end{aligned}$$

Będzie więc:

$$\delta^2 = R^2 \omega^2 \left(\frac{2\lambda}{R} - \frac{\lambda^2}{R^2} \right);$$

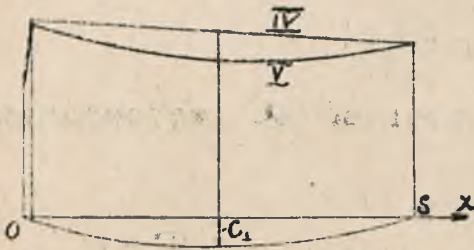
zaś:

$$\begin{aligned} \left[1 + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s} \right)^2 \right] \frac{\delta^2}{2g} &= \left[1 + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s} \right)^2 \right] \frac{R^2 \omega^2}{2g} \left(\frac{2\lambda}{R} - \frac{\lambda^2}{R^2} \right) = \\ &= C_1 \cdot \left(\frac{2\lambda}{R} - \frac{\lambda^2}{R^2} \right). \end{aligned}$$

Paraboliczne to wyrażenie przy $\lambda=0$ i $\lambda=2R$ staje się równem 0, zaś przy $\lambda=R$ ma swoje maximum, równe:

$$C_1 = \left[1 + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s} \right)^2 \right] \frac{R^2 \omega^2}{2g}.$$

Wykreślnie więc przedstawiać się będzie jak na rys. 23, zaś dodając je do krzywej IV otrzymamy krzywą V.



Przechodząc do oporów, pochodzących od przyspieszeń /bezwładności/ znajdziemy przyspieszenie tłka.

rys.23.

Mamy:

$$s = R \omega \sin \varphi.$$

Więc przyspieszenie:

$$a = \frac{ds}{dt} = R \omega \cos \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dt} = R \omega^2 \cos \varphi;$$

ale

$$\cos \varphi = \frac{R - \lambda}{R};$$

więc

$$a = R \omega^2 \cdot \frac{R - \lambda}{R} = R \omega^2 \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right).$$

Będzie więc:

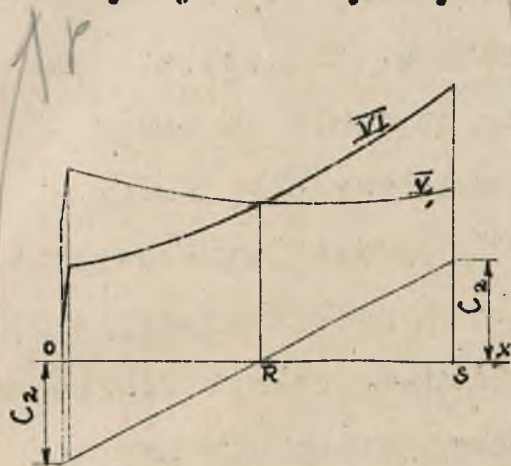
$$L_s \frac{A}{A_s} \cdot \frac{a}{g} = L_s \frac{A}{A_s} \frac{R \omega^2}{g} \cdot \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right) =$$

$$= C_2 \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right); \quad \text{gdzie } C_2 = L_s \frac{A}{A_s} \frac{R \omega^2}{g}.$$

Mamy więc funkcję liniową, która dla $\lambda = 0$ jest

równa $+C_2$, dla $\lambda = 2R$: $-C_2$, zaś dla $\lambda = R$:
 $= 0$.

Wykres jej będzie jak na rys.24, a dodając ją do krzywej V otrzymamy krzywą VI.



rys.24.

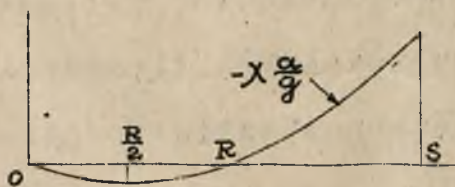
podstawiając

$$a = R\omega^2 \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right);$$

otrzymamy:

$$\lambda \cdot \frac{a}{g} = \frac{R\omega^2}{g} \cdot \lambda \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right);$$

czyli parabolę, która przy $\lambda = 0$ staje się równą 0,



rys.25.

Ostatni wyraz wyrażenia na ciśnienie pod tłokiem można pominąć, gdyż jak widzimy, w porównaniu do przedostatniego na miejscu L_s posiada on λ jest więc bardzo mały.

Dla ścisłości jednak przedyskutujemy i ten wyraz;

przy $\lambda = R$ także $= 0$,

a przy $\lambda = 2R$ równa jest

$$-\frac{2R^2\omega^2}{g};$$

między $\lambda = 0$ i $\lambda = R$ posiada maximum,

$$\text{równie } \frac{R^2\omega^2}{4g}, \text{ przy}$$

$$\chi = \frac{R}{2}; \text{ /rys. 25/}$$

Nam chodzi o to, aby ciśnienie pod tłokiem nie spadło zbyt nisko, gdyż wtedy woda oderwałaby się od niego i działanie pompy byłoby zaburzone. Mianowicie woda podążałaby za tłokiem w pewnej odległości, tłok, przy powrocie ze swego górnego martwego położenia uderzyłby o nią, a takie uderzenie dwóch ciał, podążających w przeciwnych kierunkach, wywołałoby wielkie siły w pompie i mógłby pęknąć cylinder, złamać się korbowód lub jakiś czop korbowy; w najlepszym razie powstałyby bardzo niemiłe uderzenia, których uniknąć trzeba.

Z krzywej VI widzimy, że najniższe ciśnienie panuje na samym początku skoku, gdy tłok rusza z dolnego martwego położenia.

Krzywa oporów przyspieszenia wody w cylindrze /rys. 25/ na początku jest równa zeru, potem ma rzędne nieduże. Nie obniży zatem przez dodanie jej do krzywej VI najniższego punktu tej krzywej, ani nie spowoduje większego obniżenia się żadnego innego z jej punktów. Dlatego z całym bezpieczeństwem można ją pominąć.

Jak widzieliśmy, największą zmianę krzywej

ciśnieniu VI wywołała krzywa przyspieszeń słupa wody w rurze ssącej /rys.24/. Zajmiemy się więc tym oporem bezwładności wody w rurze ssącej bliżej.

Wysokość słupa wody, który zużywa się na pokonanie tej bezwładności wynosi:

$$H_L = L_s \frac{A}{A_s} \frac{a}{g}$$

Z wielkości, tu wchodzących, L_s , długość słupa wody w rurze ssącej, od źródła do dolnego końca cylindra, jest od nas niezależną, wynika z danych warunków i zmieniać jej nie możemy. Jednakże od niej w znacznym stopniu zależą te opory. Można by zmieniać stosunek $\frac{A}{A_s}$, powiększając przekrój rury ssącej A_s , jednakże z tym zadaleko iść nie możemy. Dalej mamy $a = R \omega^2 \cos \varphi$. Na początku ruchu tłoka, która to chwila najczęściej nas obchodzi, mamy:

$$a_0 = R \omega^2 \left(1 \pm \frac{R}{l}\right)$$

Tutaj poprawkę $\frac{R}{l}$, wynoszącą ok. 0,2, czyli 20 % trzeba uwzględnić. Na rys.24 mieliśmy na początku, uwzględniając poprawkę:

$$C_2 = L_s \cdot \frac{A}{A_s} \cdot \frac{R \omega^2}{g} \cdot \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) =$$

$$= L_s \frac{A}{A_s} \frac{R}{g} \frac{\pi^2 n^2}{30^2} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right).$$

Jak z tego widać, że wzrostem ilości obrotów wysokość C_2 wzrasta, jak ilość obrotów do kwadratu; stąd wypływa reguła, że pompy tłokowe są maszynami wybitnie wolnobieźnymi.

Jak wynika z ostatniego wzoru, promień korby R wpływa w stosunku prostym na C_2 , czyli nie można budować pomp o zbyt dużym skoku, szczególnie przy większych obrotach.

Jak już mówiliśmy, jeśli chodzi o ciśnienie pod tłokiem, podczas jego skoku, to miarodajną jest dla nas chwila, kiedy tłok rusza z miejsca i zaczyna się zasysanie. Chwilę tę charakteryzujemy wskaźnikami σ przy wielkościach, odnoszących się do niej.



Ciśnienie P_{x_s} nie może spaść poniżej pewnego minimum, gdyż wtedy woda oderwałaby się od tłoka i nie podążałaby za nim. To oderwanie nastąpiłoby już przy pewnym, wyższym

rys.26.

od zera ciśnienia, mianowicie przy tem, przy którym woda w danej temperaturze zaczęłaby parować.

Jeśli oderwanie nie nastąpi na samym początku skoku, to dalej nie nastąpi także, gdyż jak widzimy z wykresu /rys.26/ ciśnienie wzrasta.

Zazwyczaj wentyl tłoczący położony jest wyżej od dolnego martwego położenia tłoka, wskutek tego ciśnienie pod nim jest mniejsze, niż pod tłokiem w tem położeniu i mogłoby się zdarzyć, że woda podążałaby za tłokiem, lecz oderwałaby się od wentyla, a to jest także niepożądane, gdyż nastąpiłyby uderzenia. X

Musimy więc nasze zastrzeżenie rozszerzyć w tym sensie, że w najwyższym punkcie kadłuba pompy, połączonym ze źródłem, ciśnienie na początku skoku tłoka naprzód nie powinno spaść do ciśnienia parowania wody w danej temperaturze. Jeżeli tym najwyższym punktem jest wentyl tłoczący i wysokość jego nad dolnem położeniem tłoka jest H_3 , to wyrazi się to wzorem

$$\frac{P_{\text{atm}}}{\gamma} - H_3 > H_{\text{parowania}}.$$

Z równania na ciśnienie pod tłokiem otrzymamy dla chwili, kiedy on ma ruszyć ze względu na to,

że $\lambda=0$, i jeszcze wtedy $\delta=0$, następujące wyrażenie:

$$\frac{P_{\text{ssz}}}{\gamma} = H_a - (H_1 + H_2) - H_{\text{ws}_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{a_0}{g}$$

Podstawiając to do nierówności i uwzględniając $H_1 + H_2 + H_3 = H_s$, otrzymamy:

$$H_a - H_s - H_{\text{ws}_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{a_0}{g} > H_{\text{par.}}$$

Stąd możemy wyznaczyć maksymalną wysokość ssania dla danej pompy, przy danych warunkach:

$$H_{s_{\text{max}}} \leq H_a - H_{\text{par.}} - H_{\text{ws}_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{a_0}{g}$$

Tutaj H_a znamy, $H_{\text{par.}}$ dla poszczególnych temperatur, podane mamy w następującej tabelce, którą zresztą i dla innych cieczy można znaleźć w podręczniku technicznym:

$t^\circ =$	5°	10°	20°	30°	40°	50°
$H_{\text{par.}} =$	0,09	0,12	0,24	0,43	0,45	1,25
$t^\circ =$	60°	70°	80°	90°	100°	
$H_{\text{par.}} =$	2,02	3,17	4,82	7,14	10,33	

Więcej dokładnie można napisać:

$$H_{s_{max}} = H_a - H_{par.} - H_{ws_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{v}\right)$$

Ostatni wyraz tego wyrażenia dochodzi czasem do bardzo poważnych wielkości. Musimy go zmniejszyć, aby móc zasysać wodę do pomp na większą wysokość.

Stosunku $\frac{A}{A_s}$ nie możemy zmieniać w potrzebnym nam tu stopniu ze względów konstrukcyjnych i kosztu.

$\omega^2 R$ możemy zmniejszać, zmniejszając w miarę możliwości ilość obrotów motoru lub zwiększając przekładnię. Ale tutaj musimy się trzymać granicy, którą nam daje wymagany wydatek pompy.

Możemy jednak zmniejszyć L_s , dając w pewnym miejscu przewodu ssącego powietrznik /rys. 27/.

Powietrznik należy dawać jaknajbliżej wentyla ssącego.

Oznaczmy ciśnienie w powietrzniku ssącym przez

H_{ps} . Woda płynie do powietrznika pod wpływem różnicy ciśnień $H_a - H_{ps}$.

Możemy teraz przyjąć, że pompujemy wodę ze zbiornika zamkniętego o ciśnieniu H_{ps} .

Woda przy pompowaniu będzie z powietrznika przechodzić do kadłuba pompy pod działaniem ciśnienia

H_{ps} , tak, jak przedtem wchodziła pod działaniem

H_a , możemy więc analogicznie napisać:

$$H_{ps} = H_1 + H_2 + \chi + \frac{P_{xs}}{\gamma} + \frac{\delta^2}{2g} + H_{ws} + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s} \right)^2 \frac{\delta^2}{2g} + L_s \frac{A}{A_s} \frac{\alpha}{g}$$

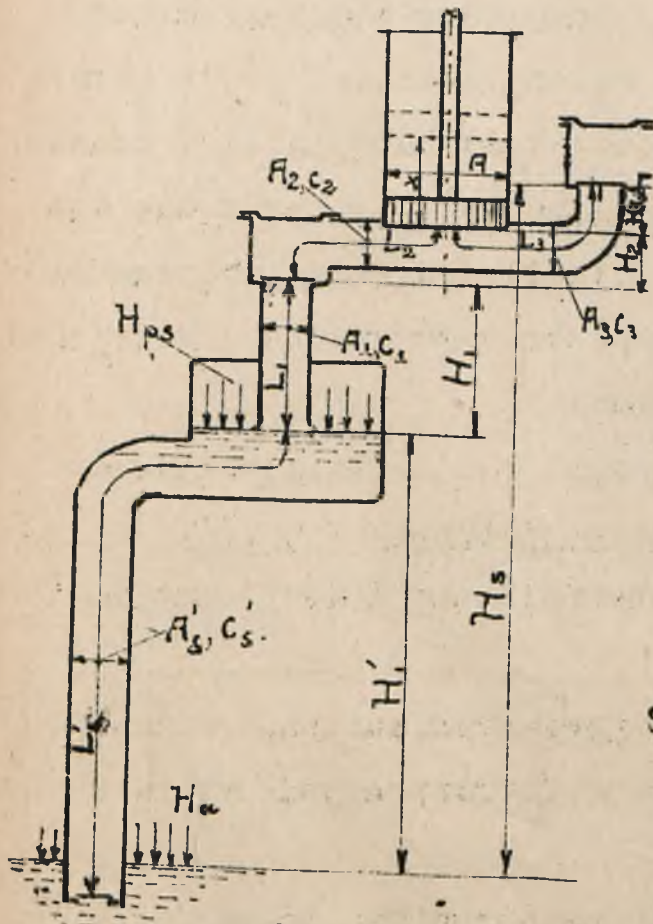
Tutaj L_s jest znacznie mniejsze.

Ciśnienie atmosferyczne pokonuje wysokość słupa wody w powietrzniku, ciśnienie w nim, szybkość, jaką nadaje wodzie i opory, przyspieszeń zaś niema, możemy więc napisać:

$$H_a = H_1' + H_{ps} + \frac{C_s'^2}{2g} + \sum \zeta_s' \frac{C_s'^2}{2g}$$

Stąd

$$H_{ps} = H_a - H_1' - (1 + \sum \zeta_s') \frac{C_s'^2}{2g}$$



rys. 27.

Porównując zaś z poprzednim wzorem na H_{ps} otrzymamy:

$$H_a - H_1' - (1 + \sum \zeta_s') \frac{C_s'^2}{2g} = H_1 + H_2 + \chi + \frac{P_{xs}}{\gamma} + H_{ws} + \left[1 + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s} \right)^2 \right] \frac{\delta^2}{2g} +$$

$$+ L_s \cdot \frac{A}{A_s} \cdot \frac{\alpha}{g}.$$

Stąd otrzymamy:

$$\frac{P_{ss}}{\gamma} = H_a - (H'_1 + H_L + H_2) - \chi - H_{ws} - \left[1 + \sum \zeta_s \left(\frac{A}{A_s} \right)^2 \right] \cdot \frac{v^2}{2g} - L_s \frac{A}{A_s} \cdot \frac{\alpha}{g} - (1 + \sum \zeta'_s) \cdot \frac{v_s'^2}{2g}.$$

Równanie to różni się od poprzednio przez nas otrzymanego równania na ciśnienie pod tłokiem, tylko ostatnim wyrazem. Jednak wyrażenie :

$$L_s \cdot \frac{A}{A_s} \cdot \frac{\alpha}{g}.$$

ma tu znacznie mniejszą wartość, gdyż L_s jest znacznie mniejsze, nawet przy dużych pompach rzadko dochodzi do 1 metra.

Mocno pochyłona prosta ciśnień, pochodzących z bezwładności /rys.24/, przechodzi w łagodnie wznoszącą się /rys.28/ i wskutek tego ostateczny wykres ciśnień pod tłokiem będzie łagodniejszy, a najniższy

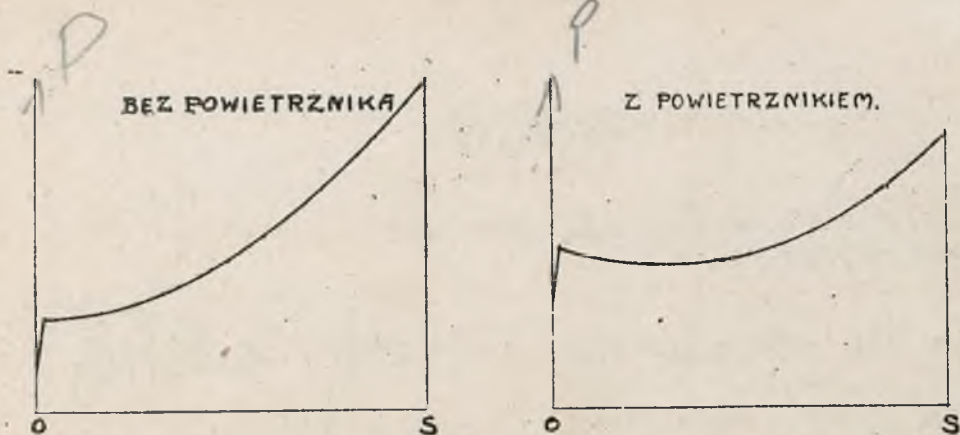


rys.28.

punkt jego będzie wyższy, niż dla pompy bez powietrznika /rys.29/.

w chwili początkowej skoku będzie:

Ciśnienie pod tłokiem



rys. 29.

$$\frac{P_{x_{s_0}}}{\gamma} = H_a - (H'_1 + H_1 + H_2) - H_{ws_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) - (1 + \sum \zeta'_s) \frac{C_s'^2}{2g}$$

Tutaj musi być podobnie, jak poprzednio:

$$\frac{P_{x_{s_0}}}{\gamma} - H_3 \gg H_{par.}$$

Podstawiając wartość $\frac{P_{x_{s_0}}}{\gamma}$ otrzymamy:

$$H_a - (H'_1 + H_1 + H_2) - H_{ws_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) - (1 + \sum \zeta'_s) \frac{C_s'^2}{2g} - H_3 \gg H_{par.}$$

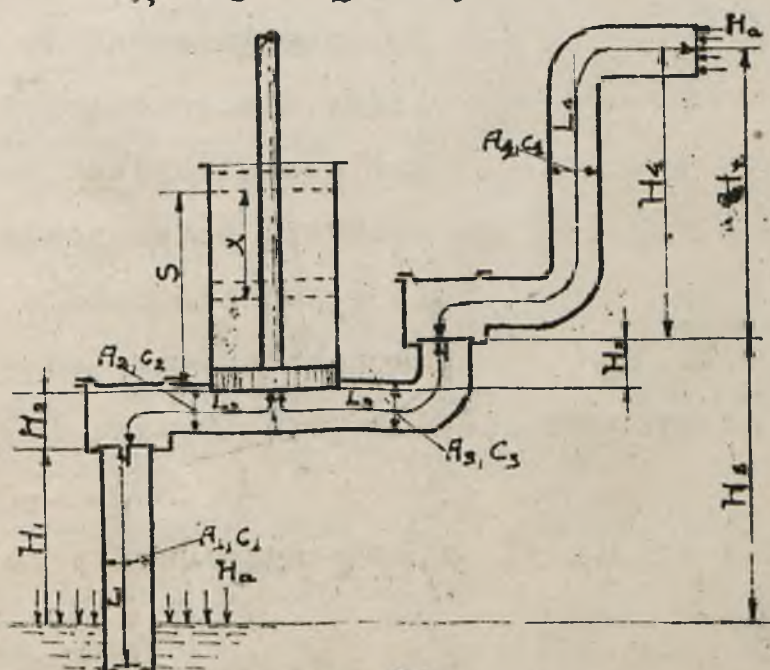
Zauważając, że $H'_1 + H_1 + H_2 + H_3 = H_s$ otrzymamy:

$$H_{s_{max.}} = H_a - H_{par.} - H_{ws_0} - L_s \frac{A}{A_s} \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) - (1 + \sum \zeta'_s) \frac{C_s'^2}{2g}$$

i stąd możemy wyliczyć maksymalną wysokość ssania.

B. Po stronie tłoczącej.

Podczas tłoczenia, ciśnienie panujące pod tłokiem musi pokonać: 1/ ciśnienie atmosferyczne u wylotu rury tłoczącej, 2/ wysokość, na jaką ma podnieść wodę, 3/ opór podniesienia i utrzymania wentyla tłoczącego, 4/ różnicę szybkości przy tłoku i u wylotu, 5/ opory w rurze tłoczącej oraz 6/ bezwładność przyspieszanego słupa wody, o długości: $L_{3,4} = L_3 + L_4$. /rys. 30/.



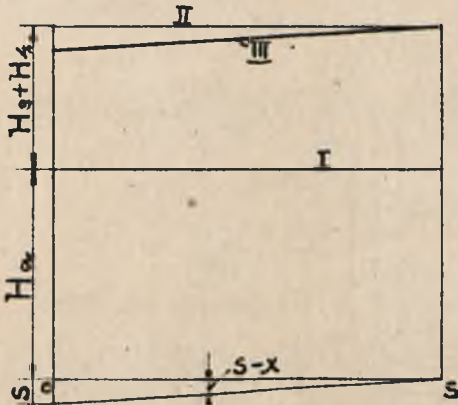
rys. 30.

Stosownie do tego, podobnie jak dla ssania, napiszemy następujące równanie:

$$\frac{P_{xt}}{\gamma} = H_a + [(H_3 + H_4) - (S - X)] + H_{wt} + \frac{C_3^2 - J^2}{2g} +$$

$$+ \sum \sum_t \left(\frac{A}{A_t} \right)^2 \frac{\delta^2}{2g} + \left[L_t \frac{A}{A_t} \frac{\alpha}{g} + (S-x) \frac{\alpha}{g} \right]$$

Będziemy geometrycznie dodawać poszczególne wielkości z tego wyrażenia. Na rys. 29 mamy dodane wielkości wysokościowe, aż do $(S-x)$ włącznie. - Otrzymujemy kolejno wykresy I, II, III.



rys. 31.

Opór wentyla tłoczącego, podobnie jak to mieliśmy dla ssącego, na samym początku jest dość znaczny, potem spada nagle i podczas całego skoku jest prawie jednakowy.

Dodając go do wykresu III otrzymamy krzywą IV, rys. 32.

Szybkość u wylotu C_4 możemy wyznaczyć z zależności:

$$C_4 \cdot A_t = A \delta:$$

$$C_4 = \frac{A}{A_t} \cdot \delta.$$

Podstawiając to otrzymamy:

$$\frac{C_2 - \delta^2}{2g} + \sum \gamma_t \frac{A_t \delta^2}{2g} = \left[\left(\frac{A}{A_t} \right)^2 - 1 + \sum \gamma_t \left(\frac{A}{A_t} \right)^2 \right] \frac{\delta^2}{2g};$$



zaś podstawiając wyliczone poprzednio:

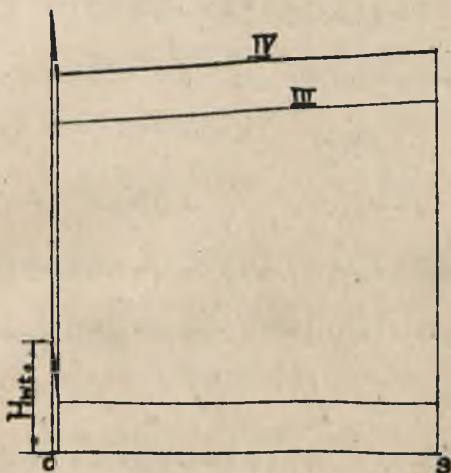
$$\delta^2 = R^2 \omega^2 \left(\frac{2\lambda}{R} - \frac{\lambda^2}{R^2} \right)$$

otrzymamy:

$$C_3 \left(\frac{2\lambda}{R} - \frac{\lambda^2}{R^2} \right),$$

gdzie

$$C_3 = \left[\left(\frac{A}{A_t} \right)^2 - 1 + \sum \gamma_t \left(\frac{A}{A_t} \right)^2 \right] \frac{\omega^2 R^2}{2g}.$$



rys. 32.

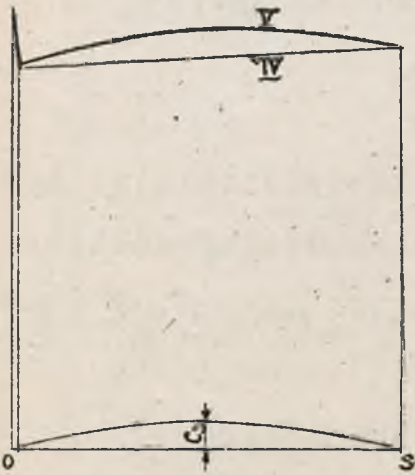
Jak widzimy, wzór poprzedni przedstawia parabolę, która przy $\lambda=0$ i $\lambda=2R$ staje się $=0$, zaś przy $\lambda=R$ ma maximum, równe C_3 . Dodajemy ją na rys. 31 do krzywej IV i otrzymujemy krzywą V.

Przystępując do obliczenia oporów bezwładności, przypominamy sobie, że przyspieszenie a wyrażało się:

$$a = \omega^2 R \left(1 - \frac{\lambda}{R} \right).$$

Będzie więc:

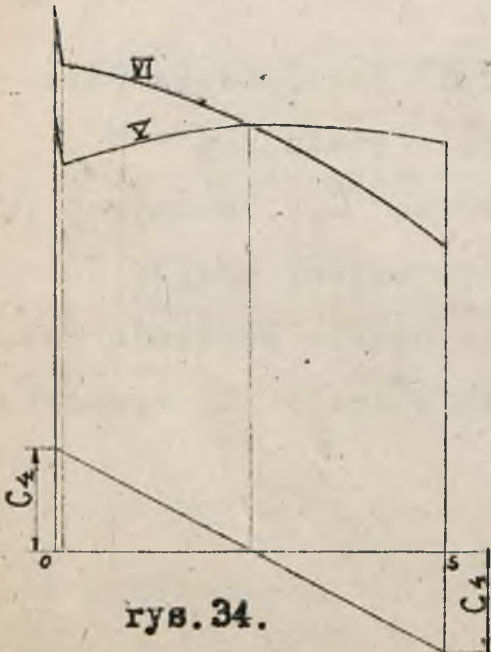
$$L_t \frac{A}{A_t} \cdot \frac{\alpha}{g} = L_t \frac{A}{A_t} \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right) = \\ = C_4 \left(1 - \frac{\lambda}{R}\right).$$



rys. 33.

Zależność ta będzie liniowa, przy $\lambda=0$ równa jest C_4 , przy $\lambda=2R$ - - C_4 zaś przy $\lambda=R$ równa zeru.

Do uprzednio otrzymanej krzywej V dodajemy wykres tych oporów bezwładności /rys.34/ i otrzymujemy krzywą VI.



rys. 34.

Opory bezwładności wody, znajdujące się w cylindrze, zawarte w ostatnim wyrazie równania na P_{xt} posiadają cyfrowo znikomą wartość, więc nie uwzględniamy ich; dla całości tylko podajemy, że wykres ich przedstawia się jak na rys.35. X

Jak widzimy z krzywej VI /rys.34/ ciśnienia po stronie tłoczącej zmieniają się

podobnie, jak po ssącej, tylko w odwrotnym kierunku.



rys. 35.

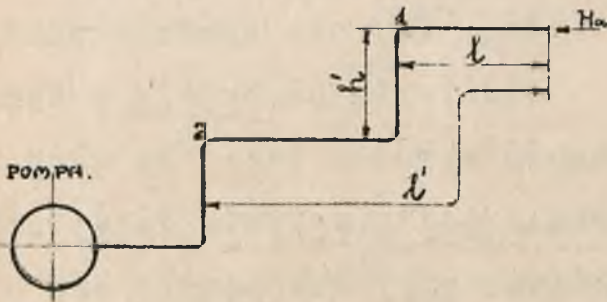
Tutaj niebezpiecznym momentem jest koniec skoku, gdzie ciśnienie spada bardzo. Gdy ono spadnie poniżej ciśnienia parowania w danej

temperaturze, może nastąpić wypadek taki, że słup wody oderwie się od tłoka i pójdzie sobie dalej siłą swojej bezwładności, podczas gdy tłok będzie się cofał. To działanie wywoła otwarcie się wentyla ssącego, przez co woda z rury ssącej zostanie porwana i zacznie podążać do rury tłoczącej, za oderwanym tam słupem wody. Wywoła to w każdym razie silne uderzenia w chwili, kiedy nadmiar energii poprzednio przyspieszanego słupa wyczerpie się i wentyl tłoczący się zamknie.

Wskutek zbytznego nagromadzenia energii w słupie tłoczonym, może też zająć drugi wypadek, mianowicie że słup wody przerwie się nie między wentylami, lecz nad wentylem tłoczącym. To jednak jest też niepożądane, gdyż wywołuje nierówny bieg pompy, t.zw. "plucie" pompy.

Przerwanie się słupa wody nad wentylem tłoczącym zachodzi najłatwiej w zagięciach rury tłoczącej, w miejscach, gdzie przechodzi ona z pionowej w poziomą.

idąc w kierunku od pompy do wylotu i to tem łatwiej, im bliżej niego, gdyż tam są mniejsze ciśnienia.



rys. 36.

Musimy się więc zastrzec, żeby w przewodzie tłoczącym w żadnym punkcie nie nastąpiło przerwanie, co nie będzie miało

miejsca, jeżeli ciśnienie w tym punkcie nie spadnie poniżej ciśnienia parowania wody w danej temperaturze.

Według oznaczeń, jak na rys. 36 powinny być spełnione warunki:

$$H_a - l \frac{A}{A_t} \cdot \frac{\alpha_{360}}{g} > H_{par.} \quad \text{dla punktu 1}$$

oraz:

$$H_a - l' \frac{A}{A_t} \cdot \frac{\alpha_{360}}{g} + h' > H_{par.} \quad \text{dla punktu 2}$$

i to trzeba sprawdzić.

Aby w kadłubie pompy nie nastąpiła dążność do rozerwania słupa wody, co wywołałoby zjawisko poprzednio opisane, trzeba postawić za warunek, żeby wentyl tłoczący na końcu skoku tłoczącego zam-

knął się, czyli, żeby ciśnienie nad nim było większe, niż pod nim.

Ciśnienie nad wentylem możemy wyrazić jako:

$$H_a + H_2 + H_{wt} - L_2 \cdot \frac{A}{A_2} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right).$$

W tym momencie nie mamy żadnych prędkości, a więc i oporów, prócz oporu H_{wt} , gdyż wentyl tłoczący jest jeszcze podniesiony, istnieje natomiast przyspieszenie ujemne.

Ciśnienie pod wentylem tłoczącym będzie:

$$H_a - (H_1 + H_2 + H_3) - H_{ws.} - L_5 \frac{A}{A_5} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) + \\ + L_3 \frac{A}{A_3} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right),$$

tutaj też niema prędkości, a więc i oporów, tylko wentyl ssący musiałby się w tym momencie podnieść, gdyż mamy początek skoku ssącego.

Warunek, że ciśnienie nad wentylem tłoczącym ma być większe, niż pod nim, wyrazi się więc w następujący sposób:

$$H_a + H_2 + H_{wt} - L_2 \frac{A}{A_2} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) > H_a + H_1 + H_2 + H_3 - \\ - H_{ws.} - L_5 \frac{A}{A_5} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) + L_3 \frac{A}{A_3} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right).$$

Porządkując i uwzględniając $L_3 + L_4 = L_t$ otrzymamy:

$$H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_{wt} + H_{ws} + L_s \cdot \frac{A}{A_s} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right) >$$
$$> L_t \cdot \frac{A}{A_t} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \pm \frac{R}{l}\right).$$

Wzór ten można było przewidzieć, gdyż po lewej stronie mamy wysokość ogólną, którąby słup wody, wyrażony po prawej stronie, a pochodzący z bezwładności słupa tłoczonego pokonać musiał, aby podtrzymać przepływ wody przez pompę.

Podobne zjawisko mogłoby mieć miejsce także z powodu nagromadzenia nadmiaru energii w słupie ssanym, t.j. na końcu skoku ssącego, mogłaby ona być dostatecznie wielką, aby otworzyć wentyl tłoczący i porwać za sobą, bez względu na ruch tłoka, wodę w rurze ssącej.

Ażeby to zjawisko nie miało miejsca, musi być spełniony następujący, zrozumiały warunek:

$$L_s \cdot \frac{A}{A_s} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \mp \frac{R}{l}\right) < H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_{ws} + H_{wt} + L_t \cdot \frac{A}{A_t} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 \mp \frac{R}{l}\right).$$

Wracając do badania zjawisk hydrodynamicznych po stronie tłoczącej, widzimy, że wszystkie niedogodności zachodzą tam głównie z powodu dużych długości słupa wody L_t . Dlatego dzieli się go na 2 części i wstawia między nie powietrznik /rys. 37/.

Ciśnienie w powietrzniku tłoczącym możemy znaleźć z równania:

$$H_{pt} = H_a + H'_z + (1 + \sum \zeta') \frac{C_A'^2}{2g}.$$

Równanie na ciśnienie pod tłokiem podczas tłoczenia, przy powietrzniku, będzie zupełnie podobne, jak bez niego, tylko zamiast H_a będzie tam H_{pt} .

A więc na początku skoku tłoczącego:

$$\frac{P_{x_{t_0}}}{\gamma} = H_{pt} + H_3 + H'_z - S + H_{w_{t_0}} + \\ + L_t \frac{A}{A_t} \cdot \frac{\omega^2 R}{g} \left(1 + \frac{R}{l}\right),$$

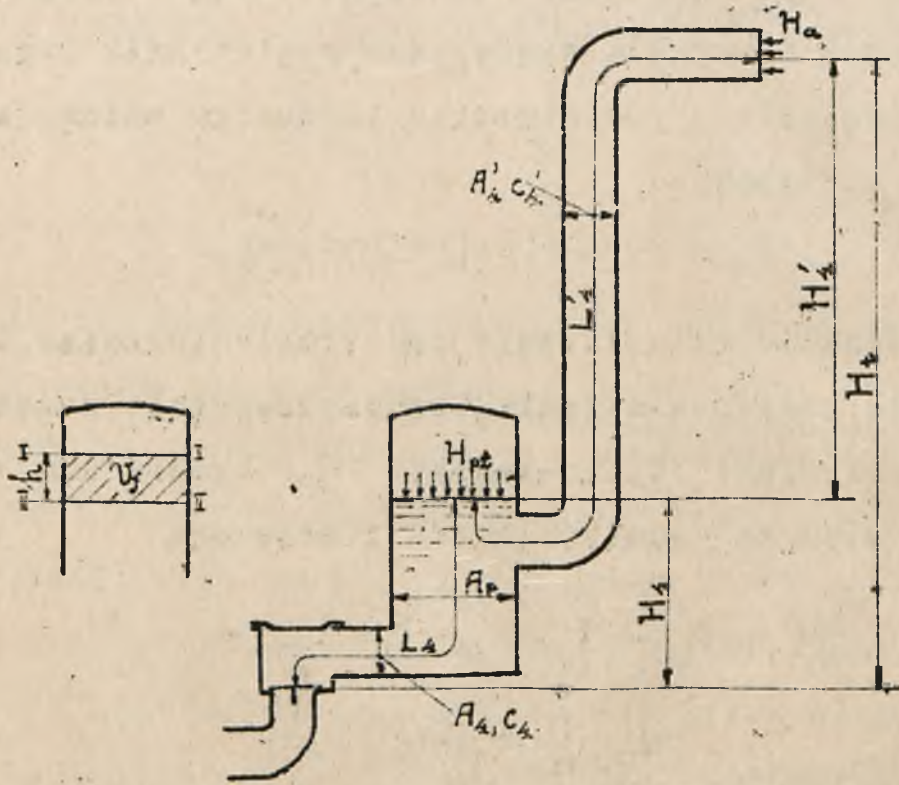
tutaj L_t jest znacznie mniejsze, gdyż powietrznik ustawia się zawsze jaknajbliżej wentyla tłoczącego.

§ 6. Objętość powietrznika.

Pompa z powietrznikami ma znacznie spokojniejszy bieg, gdyż siły dynamiczne są mniejsze.

Strumień wody, dawany przez nią, jest też rów-

niejszy, bo wypływa ona przez rurę tłoczącą, pod działaniem ciśnienia w powietrzniku tłoczącym, które przy dostatecznej jego wielkości jest mało zmienne.

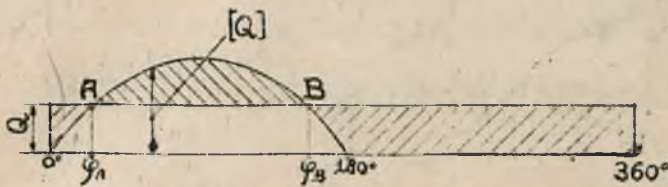


rys. 37.

Zupełnie stałe ono nie jest, gdyż woda dopływa z pod tłoka nierównomiernie, a odpływa prawie równomiernie.

Zakładając, że woda odpływa z powietrznika zupełnie równomiernie zobaczymy /rys. 38/, że dla pompy jednostronnie działającej, od punktu O do A dopływa do powietrznika mniej wody, niż odpływa, od

p. A do B dopływa więcej, niż odpływa, a potem znów odpływa mniej i wreszcie podczas skoku ssącego



rys. 38.

nie dopływa wcale, tylko odpływa.

Wskutek tego,

podczas skoku

tłoczącego, między położeniami korby φ_A i φ_B powierzchnia wody w powietrzniku będzie się podnosiła, zaś od φ_B przez cały skok ssący i do φ_A będzie opadała.

W taki sposób powierzchnia wody w powietrzniku będzie falowała synchronicznie z ruchem tłoka pomiędzy dwoma płaszczyznami I i II /rys.37/. Objętość powietrznika, zawartą między temi płaszczyznami oznaczmy przez V_f .

W czasie dt wpływa do powietrznika $[Q]dt$ wody, a wypływa $Q.dt$, więc przyrost tej objętości wyniesie:

$$d.v_f = [Q].dt - Q.dt$$

Mieliśmy /str. 15 /

$$[Q] = AR\omega \cdot \sin \varphi = AR \frac{\pi n}{30} \cdot \sin \varphi$$

zaś, jak wiemy, dla pompy jednostronnie działającej jest:

$$Q = \frac{A s n}{60} = \frac{2 A R n}{60} = \frac{A R n}{30},$$

więc będzie:

$$\begin{aligned} dv_f &= A R \cdot \frac{\pi n}{30} \sin \varphi dt - A R \cdot \frac{n}{30} dt = \\ &= \frac{A R n}{30} (\pi \sin \varphi - 1) dt. \end{aligned}$$

Ale:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega = \frac{\pi n}{30},$$

więc

$$dt = \frac{30}{\pi n} d\varphi$$

i ostatecznie:

$$\begin{aligned} dv_f &= \frac{A R n}{30} (\pi \sin \varphi - 1) \frac{30}{\pi n} d\varphi = \\ &= A R (\sin \varphi - \frac{1}{\pi}) d\varphi. \end{aligned}$$

Całkowity przyrost ilości wody w powietrzniku otrzymamy, całkując to wyrażenie w granicach od φ_A do φ_B . Kąty te znajdziemy zakładając $dv_f = 0$; otrzymamy $\sin \varphi_{A,B} = \frac{1}{\pi}$, a kiedy to przeliczymy: $\varphi_A = 18^\circ 35'$; $\varphi_B = 160^\circ 25'$.

Będzie więc:

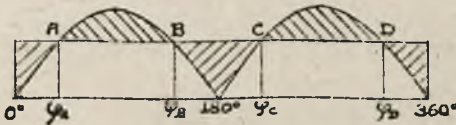
$$v_f = A R \int_{\varphi_A}^{\varphi_B} (\sin \varphi - \frac{1}{\pi}) d\varphi = A R \left| -\cos \varphi - \frac{\varphi}{\pi} \right|_{\varphi_A}^{\varphi_B}.$$

Po podstawieniu i obliczeniu okaże się, że

$$\underline{V_f = 1,102 AR \approx 0,55 AS.}$$

Czyli, że zmiana objętości wody w powietrzniku, wynosi dla pompy jednostronnej 55 % objętości skokowej.

W pompie obustronnie działającej, objętość wody w powietrzniku będzie się zwiększała od φ_A do φ_B oraz od φ_C do φ_D /rys.39/, zaś od φ_D do φ_A i od φ_B do φ_C będzie malała. Tutaj $\varphi_A = 39^\circ 30'$, $\varphi_B = 140^\circ 30'$. Licząc podobnie, jak poprzednio otrzymamy:



rys. 39.

przednio otrzymamy:

$$dV_f = AR \left(\sin \varphi - \frac{2}{\pi} \right) d\varphi$$

i ostatecznie, po scałkowaniu od φ_A do φ_B :

$$\underline{V_f = 0,21 AS.}$$

Dla pompy bliźniaczej, obustronnie działającej:

$$\underline{V_f = 0,0042 AS.}$$

zaś dla trzech pomp, jednostronnie działających, przesuniętych o 120° :

$$\underline{V_f = 0,009 AS.}$$

czyli niecałe 1 % .

Wynik ten będzie całkiem zrozumiały, jeżeli przyjrzymy się wykresom wydatków tych pomp /rys.18 i 19/.

Jeżeli przez A_p oznaczymy przekrój powietrznika, a przez h odległość wspomnianych płaszczyzn I i II /rys.38/, to będzie:

$$U_f = A_p \cdot h.$$

A więc wysokość falowania h jest tem mniejsza, im większy jest przekrój powietrznika.

To wszystko odnosi się także do powietrznika ssącego z tą różnicą, że tam mamy dopływ, według naszego założenia, równomierny, a odpływ nierównomierny.

Tam, gdzie w powietrzniku tłoczącym mieliśmy podnoszenie się powierzchni wody, w powietrzniku ssącym będziemy mieli jej obniżanie się.

Powietrzniki ssące daje się szczególnie szerokie, chodzi nam bowiem o to, żeby woda nie obniżała się do powierzchni otworu, gdyż wtedy zasysalibyśmy powietrze.

Z powodu omówionego falowania powierzchni wody w powietrzniku, ciśnienie w nim nie jest stałe.

Oznaczmy objętość powietrza, znajdującego się w powietrzniku, przy najniższym stanie wody, przez U_{max} . , przy najwyższym przez U_{min} . . Odpowiednie ciśnienia oznaczmy przez h_{min} . i h_{max} . . Średnią objętość i ciśnienie oznaczmy przez U_{sz} . i h_{sz} .

Według prawa Mariotte'a możemy napisać:

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

czyli:

$$v_{\max} \cdot h_{\min} = v_{\text{śr.}} \cdot h_{\text{śr.}} = v_{\min} \cdot h_{\max}$$

Oznaczmy:

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_{\text{śr.}}} = \\ &= \frac{\frac{v_{\text{śr.}} \cdot h_{\text{śr.}}}{v_{\min}} - \frac{v_{\text{śr.}} \cdot h_{\text{śr.}}}{v_{\max}}}{h_{\text{śr.}}} = \frac{v_{\max} - v_{\min}}{v_{\max} \cdot v_{\min}} \cdot v_{\text{śr.}} \end{aligned}$$

Ale:

$$v_{\max} - v_{\min} = v_f$$

oraz:

$$v_{\max} \cdot v_{\min} = v_{\text{śr.}}^2$$

więc:

$$\delta = \frac{v_f \cdot v_{\text{śr.}}}{v_{\text{śr.}}^2} = \frac{v_f}{v_{\text{śr.}}} = \frac{\text{const. AS}}{v_{\text{śr.}}}$$

I stąd możemy wyznaczyć:

$$v_{\text{śr.}} = \frac{\text{const. AS}}{\delta} \quad \left(v = \frac{1+\delta}{\delta} \text{const AS} \right)$$

Wzór ten może służyć do obliczenia powiętrzenia, w zależności od objętości skokowej AS i założonej nierównomierności ciśnienia δ , Np. dla pompy jednostronnie działającej, zakładając $\delta = 3\%$

otrzymamy:

$$v_{sz} = \frac{0,55 \text{ AS}}{0,03} = 18,3 \text{ AS.}$$

Pompując na duże ciśnienie, np. do kotła, otrzymamy przy względnie małym σ dużą fluktuację ilościową ciśnienia.

Taka zmiana ciśnienia może już wystarczyć, aby wywołać zjawisko t.zw. "plucia" pompy, t.j. może wyrzucać z rury odprowadzającej wszystką wodę i przez to wywoływać uderzenia w biegu pompy.

Zjawisko to spotyka się bardzo często w pompach, zasilających kotły, gdyż tam masa wody, zawartej w rurze, jest niewielka, a więc łatwo jest przyspieszyć ją do tego stopnia, że będzie zachodziło "plucie".

Będzie to miało miejsce tem łatwiej, im większy będzie przekrój rury i mniejsza ilość obrotów pompy.

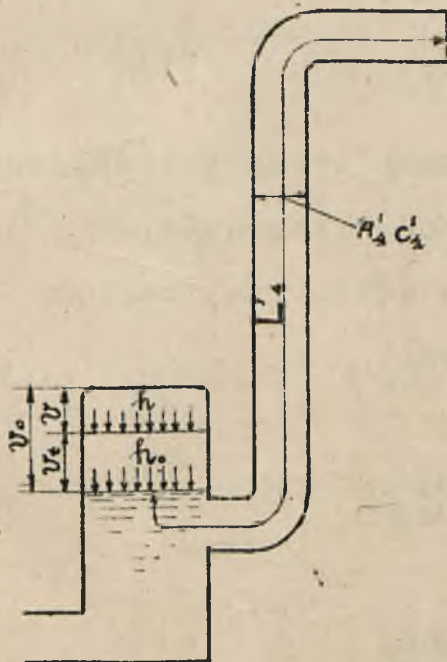
Dlatego często zauważamy, że pompy, zasilające kotły, stukają, kiedy bieg ich się zwalnia.

Drugi sposób obliczenia powietrznika możemy oprzeć na puszczeniu pompy w ruch, przy przewodzie tłoczącym, napełnionym wodą.

Puszczając pompę w ruch wtłaczamy wodę do po-

wietrznika. Wskutek tego ciśnienie w nim wzrasta, gdyż woda, z powodu swojej bezwładności, nie zaczyna zaraz wypływać z normalną szybkością, lecz będzie z początku płynęła powoli.

Ciśnienie to może wzrosnąć do takich rozmiarów, że motorowi nie starczy mocy, na dalsze wtłaczanie wody do powietrznika, lub coś pęknie.



rys.40.

Inaczej możemy to wyrazić, mając:

$$v_t = v_0 - v,$$

Przypuśćmy, że przed ruszeniem pompy ciśnienie w powietrzniku wynosiło h_0 , objętość powietrza była v_0 /rys.40/. Po t sek. mamy h i v .

Przyrost ilości wody w czasie dt będzie:

$$dv_t = Q' dt - A_2' c_2' dt / V$$

$$\text{gdzie } Q' = \frac{A S n'}{60}$$

-wydatek pompy przy rozruchu, przy ilości obrotów n' .

gdzie v znajdziemy z zależności:

$$v h = v_0 h_0,$$

więc

$$v_t = v_0 \left(1 - \frac{h_2}{h}\right)$$

i ostatecznie:

$$dv_t = v_0 \frac{h_0}{h^2} dh. \quad /II/$$

Porównując /I/ z /II/ otrzymamy:

$$v_0 \frac{h_0}{h^2} dh = Q' dt - A'_2 c'_2 dt. \quad /III/$$

W przewodzie tłoczącym mamy teraz przyspieszenie wody. Prawie cały przyrost ciśnienia $h - h_0$ zużywa się na to, gdyż z początku przy małych c'_2 inne opory wynoszą bardzo mało.

Możemy więc napisać:

$$h - h_0 = \frac{L'_2}{g} \frac{dc'_2}{dt},$$

a stąd:

$$dt = \frac{L'_2}{g} \frac{dc'_2}{h - h_0}.$$

Wstawiając to do równania /III/ otrzymamy:

$$v_0 \frac{h_0}{h^2} dh = Q' \frac{L'_2}{g} \frac{dc'_2}{h - h_0} - A'_2 c'_2 \frac{dc'_2}{h - h_0}.$$

Rozdzielimy teraz zmienne:

$$v_0 \frac{h_0}{h^2} (h - h_0) dh = \frac{Q' L'_2}{g} dc'_2 - \frac{A'_2 L'_2}{g} c'_2 dc'_2,$$

$$v_0 h_0 \frac{h - h_0}{h^2} dh = \frac{L'_2}{g} (Q' - A'_2 c'_2) dc'_2.$$

Kiedy to scałkujemy w granicach od $h = h_0$ i $c'_2 = 0$ do $h = h_{\max}$ i $c'_2 = \frac{Q'}{A'_2}$, to otrzymamy:

$$v_0 h_0 \left| \ln h + \frac{h_0}{h} \right|_{h_0}^{h_{\max}} = \frac{L'_2}{g} \left| Q' c'_2 - \frac{A'_2 c'^2_2}{2} \right|_0^{\frac{Q'}{A'_2}},$$

czyli

$$v_0 h_0 \left(\ln \frac{h_{\max}}{h_0} + \frac{h_0}{h_{\max}} - 1 \right) = \frac{L'_2}{g} \left(\frac{Q'^2}{A'_2} - \frac{Q'^2}{2A'_2} \right) = \frac{L'_2}{g} \cdot \frac{Q'^2}{2A'_2},$$

i stąd możemy wyliczyć v_0 :

$$v_0 = \frac{L'_2 Q'^2}{2g h_0 A'_2 \left(\ln \frac{h_{\max}}{h_0} + \frac{h_0}{h_{\max}} - 1 \right)},$$

zakładając stosunek $\frac{h_{\max}}{h_0}$.

Może zająć potrzeba wyliczenia h_{\max} dla danej pompy. Wtedy próbujemy różnych wartości stosunku $\frac{h_{\max}}{h_0}$, aż się równanie sprawdzi.

Dla ułatwienia obliczeń podajemy tabelkę wartości nawiasu dla różnych wartości $\frac{h_{\max}}{h_0}$:

$h_{max.} :$ h_0	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35
Nawias:	0,0012	0,0044	0,0093	0,0150	0,0231	0,0316	0,0408

1,40	1,45	1,50
0,0505	0,0612	0,0721

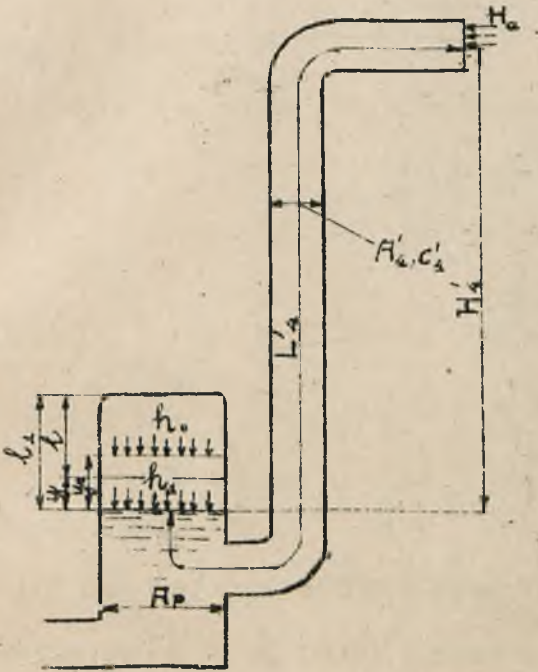
Ten drugi sposób obliczania objętości powietrznika należy stosować, kiedy mamy np. pompę kopalnianą, o długim przewodzie tłoczącym, napełnionym wodą, kiedy się pompę puszcza w ruch.

Widzimy tu, że objętość powietrznika będzie wprost proporcjonalna do długości przewodu tłoczącego L'_2 , do kwadratu wydatku wody, czyli do kwadratu ilości obrotów przy rozruchu, a odwrotnie proporcjonalna do przekroju przewodu tłoczącego A'_2 i do ciśnienia początkowego h_0 .

Ten sposób obliczenia nie wyczerpuje całkowicie kwestji objętości powietrznika; zawiera on pewne niebezpieczeństwo, spowodowane tem, że nawet kiedy nie wtlaczamy wody do powietrznika, a w przewodzie tłoczącym znajduje się woda, to może ona falować, wywołując falowanie ciśnienia w powietrzniku, o pewnym właściwym przewodowi okresie. O ile jeszcze zaczniemy doprowadzać wodę w sposób perjodyczny, to nowe fale ciśnienia dodadzą się do tamtych i możemy

otrzymać ciśnienie niespodziewanej wielkości.

Według rys. 41 możemy napisać:



$$h_1 = H_a + H'_a.$$

Przypuśćmy, że wodę z przewodu wtłoczyliśmy do powietrznika tak, że poziom jej podniósł się o y_0 i ciśnienie zmieniło się na h_0 .

O ile teraz pozostawimy wodę samej sobie, to niezrównoważone ciśnienie $h_0 - h_1$ będzie nadawało słupowi wody

rys. 41.

w przewodzie przyspieszenie, woda będzie wypływać i poziom jej będzie się obniżał.

Po czasie t sek. poziom obniży się do y , ciśnienie do h .

Obecna nadwyżka ciśnienia $h - h_1$ będzie nadawała słupowi wody przyspieszenie, które wyrazi się wzorem:

$$\frac{dc_a \cdot L_a}{dt} \cdot \frac{L_a}{g} = h - h_1.$$

Jeżeli początkowa objętość powietrza była v_1 .

teraz zaś jest v , to na zasadzie prawa Mariotte'a: $v_1 h_1 = v h$, czyli:

$$A_p \cdot l_1 \cdot h_1 = A_p \cdot l \cdot h,$$

albo:

$$l_1 h_1 = (l_1 - y) h.$$

Stąd:

$$h = \frac{l_1 h_1}{l_1 - y}.$$

Więc nadwyżka ciśnienia:

$$h - h_1 = \frac{l_1 h_1}{l_1 - y} - h_1 = h_1 \left(\frac{l_1}{l_1 - y} - 1 \right) = \frac{h_1 y}{l_1 - y}.$$

W porównaniu do l_1 , y jest bardzo małe, bo falowanie nie może przekroczać paru % , więc możemy dla uproszczenia napisać w przybliżeniu:

$$h - h_1 = \frac{h_1}{l_1} y.$$

Podstawiając to do naszego równania otrzymamy:

$$\frac{h_1}{l_1} y = \frac{L'_{12}}{g} \cdot \frac{dc'_2}{dt}$$

Z równania ciągłości strugi wynika:

$$A'_2 \frac{dc'_2}{dt} = A_p \cdot \frac{d^2 y}{dt^2}$$

więc

$$\frac{dc'_2}{dt} = - \frac{A_p}{A'_2} \frac{d^2 y}{dt^2}.$$

Wstawiając to otrzymamy:

$$\frac{h_1}{l_1} y = - \frac{L'_2}{g} \cdot \frac{A_p}{A'_2} \cdot \frac{d^2 y}{dt^2},$$

czyli równanie ruchu prostego harmonicznego.

Doprowadzimy to do innej postaci:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{A'_2 h_1 g}{A_p l_1 L'_2} \cdot y = 0.$$

Tutaj $A_p \cdot l_1 = v_1$, więc:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{A'_2 g h_1}{L'_2 v_1} \cdot y = 0.$$

Oznaczmy:

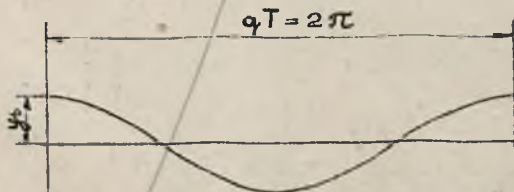
$$\frac{A'_2 g h_1}{L'_2 v_1} = q^2,$$

to będzie:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -q^2 y.$$

Rozwiązując to równanie różniczkowe otrzymamy:

$$y = y_0 \cos qt,$$



Rys. 42.

czyli falowanie własne powierzchni wody w powietrzniku będzie oscylacją sinusoidalną / rys. 42/ o okresie:

$$T = \frac{2\pi}{q} = \frac{2\pi \sqrt{L'_2 v_1}}{\sqrt{A'_2 g h_1}}.$$

Ilość fal na sek. wyniesie:

$$\frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\sqrt{A_2 g h_2}}{2\pi \sqrt{L_2 v_2}},$$

zależność więc będzie od ustroju powietrznika i ru-
ry tłoczącej.

Amplituda będzie równa pierwotnemu wychyleniu

y_0 .

Mamy:

$$h - h_1 = \frac{h_2}{l_2} y,$$

więc:

$$h - h_1 = \frac{h_2}{l_2} y_0 \cos \omega t.$$

Falowanie ciśnienia będzie też cosinusoidalne.

Jeżeli pompa jest w ruchu, to do powietrznika
dopływa woda w ilości $[Q] = A\omega R \sin \varphi$, a odpływa

$Q = A'_2 c'_2$; w czasie dt przyrost objętości
będzie:

$$A_p dy = A\omega R \sin \varphi dt - A'_2 c'_2 dt,$$

więc

$$A_p \frac{dy}{dt} = A\omega R \sin \varphi - A'_2 c'_2.$$

Choć mieć przyspieszenia zróżnicujemy to;
otrzymamy:

$$A_p \frac{d^2 y}{dt^2} = A\omega^2 R \cos \varphi - A'_2 \frac{dc'_2}{dt}.$$

Mieliśmy przedtem:

$$\frac{L'_2}{g} \frac{dc'_2}{dt} = h - h_1 \quad \text{i} \quad \frac{h - h_1}{h_1} = \frac{A_p y}{v_1}$$

więc:

$$\frac{dc'_2}{dt} = \frac{A_p y \cdot h_1 g}{v_1 \cdot L'_2}$$

Podstawiając to otrzymamy:

$$A_p \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = A \omega^2 R \cos \varphi - A'_2 \frac{A_p g h_1}{L'_2 v_1} y;$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{A'_2 g h_1}{L'_2 v_1} y = \frac{A}{A_p} \omega^2 R \cos \omega t$$

Oznaczyliśmy przedtem:

$$\frac{A'_2 g h_1}{L'_2 v_1} = q^2,$$

oznaczymy jeszcze:

$$\frac{A}{A_p} \omega^2 R = a,$$

to będzie:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + q^2 y - a \cos \omega t = 0.$$

Rozwiązaniem tego równania różniczkowego będzie:

$$y = \frac{a}{q^2 - \omega^2} (-\cos q t + \cot g \frac{q \pi}{2 \omega} \sin q t + \cos \omega t).$$

Tutaj podobnie, ponieważ:

$$h - h_1 = \frac{h_1}{v_1} y,$$

więc będzie:

$$h-h_1 = \frac{h_1}{l_1} \cdot \frac{a}{q^2 - \omega^2} (-\cos qt + \cot g \frac{q\pi}{2\omega} \sin qt + \cos \omega t) =$$

$$= \frac{ARL_1'}{A_1 g} \frac{\omega^2}{1 - \frac{\omega^2}{q^2}} (-\cos qt + \cot g \frac{q\pi}{2\omega} \sin qt + \cos \omega t).$$

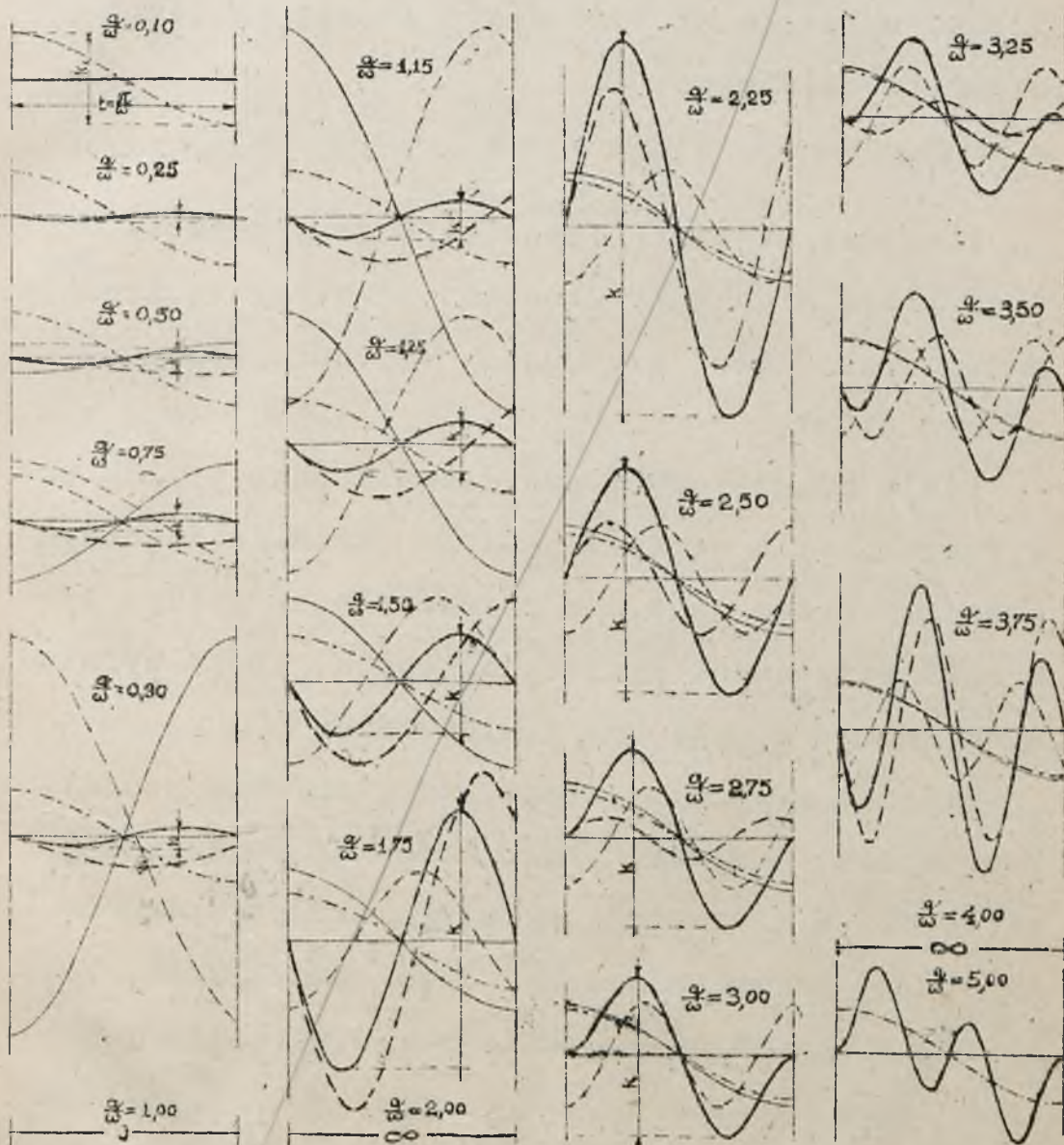
Jak z tego wzoru widzimy, na wartość ciśnienia w każdej chwili składają się 3 wielkości zmienne okresowo.

Będą to dwie cosinusoidy i jedna sinusoida. Te trzy krzywe dodając się dają nam wartość nawiasu, czyli czynnika, wpływającego na zmianę ciśnienia w powietrzniku.

Pierwsze dwie krzywe będą miały równe okresy, lecz różne amplitudy, a pierwsza z trzecią równe lecz przeciwne co do kierunku amplitudy, a różne okresy.

Na początku skoku tłoka, kiedy $t=0$ będzie $h-h_1=0$. Potem ciśnienie, jako suma tych 3-oh składników, będzie stale zależało od ich amplitud oraz wzajemnego położenia fal, a to się sprowadza do zależności od wartości stosunku $\frac{q}{\omega}$, czyli stosunku ilości okresów falowania własnego, do ilości okresów falowania, wywołanego działaniem tłoka. Dla jaśniejszego zobrazowania zależności przebiegu ciśnienia w powietrzniku od stosunku $\frac{q}{\omega}$ przedsta-

Wahanie ciśnienia w powietrzniku tłoczącym
pompy obustronnie działającej, w zależności od
stosunku $\frac{q}{\omega}$.



rys. 43.

widny to ciśnienie wykreślnie, jako funkcję czasu dla różnych wartości $\frac{q}{\omega}$ /rys.43 str.61/.

Czynnik przed nawiasem: $\frac{L_1 AR \omega^2}{A_1 g}$ jest stały.

Rzędne wykresów przedstawiają zmianę wartości czynnika zmiennego:

$$-\frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{q}\right)^2} \cos qt + \frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{q}\right)^2} \cotg \frac{\pi q}{2 \omega} \sin qt + \frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{q}\right)^2} \cos \omega t.$$

Pierwszy składnik czynnika tego przedstawiony jest linią cienką kreskowaną, drugi-grubą kreskowaną, trzeci zaś, pochodzący od ruchu tłoka, - cienką ciągłą.

Linja ciągła gruba przedstawia sumę trzech powyższych, czyli wartość naszego czynnika w każdym punkcie. Prócz tego, dla porównania, na każdym wykresie wyrysowano linię punktowaną, która wyraża ciśnienie w pompie bez powietrznika.

Widzimy z tych wykresów, że ciśnienie początkowo spada, pośrodku skoku wraca do początkowej wartości, a w drugiej połowie skoku wzrasta, by znów przy końcu osiągnąć wartość początkową, czyli że ma ono przebieg faliasty. Ze wzrostem $\frac{q}{\omega}$ fale rosną, jednakże jeszcze przy $\frac{q}{\omega} = 1,25$ różnica najwyższego i najniższego ciśnienia, oznaczona przez k nie przenosi największej różnicy ciśnień,

w pompie bez powietrznika k_1 . Natomiast przy $\frac{q}{\omega} = 1,5$ ta różnica już posiada wartość większą i odtąd stale rośnie.

Okazuje się, że już przy $\frac{q}{\omega} = 1,4$ jest $k = k_1$. Stąd wynika, że powietrzniki powinny otrzymywać takie wymiary, żeby było:

$$\frac{q}{\omega} \leq 1,4;$$

czyli

$$\frac{q}{\omega} = \frac{30}{\pi n} \cdot \sqrt{\frac{A_2 g h_2}{L_2 v_2}} \leq 1,4;$$

a w przybliżeniu

$$\frac{30}{n} \sqrt{\frac{A_2 h_2}{L_2 v_2}} \leq 1,4;$$

i ostatecznie

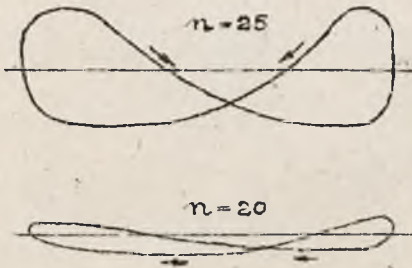
$$v \geq \sim 450 \cdot \frac{A_2 (H_2 + H_2')}{L_2 n^2}.$$

Idąc dalej widzimy, że przy $\frac{q}{\omega} = 2$ wahanie ciśnienia dochodzi teoretycznie do nieskończoności, a przekraczając tę wartość, falowanie zmienia swój kierunek, czyli że mamy tu rezonans.

Dlatego uznać trzeba $\frac{q}{\omega} = 2$ jako wartość krytyczną, do której żadną miarą zbliżać się nie powinniśmy.

Dla pompy jednostronnie działającej odpowiednie wartości $\frac{q}{\omega}$ będą: dopuszczalna 0,7 i krytyczna: 1,0.

Powracając do badania przebiegu falowania w powietrzniku zauważamy, że dla wartości $\frac{\Omega}{\omega}$ od 2-3, ciśnienie na początku skoku wzrasta, a dopiero w drugiej połowie jest mniejsze od normalnego. Ma więc przebieg odwrotny do poprzedniego.



rys.44,

To jest przyczyną często spotykanego zjawiska, że rysik indykatora, założonego do powietrznika, zmienia kierunek obiegu, przy zmianie ilości obrotów pompy /rys.44/.

Ma to miejsce w chwili, kie-

dy szybkość kątowna osiągnie taką wartość, że $\frac{\Omega}{\omega} = 2$, czyli kiedy przechodzimy przez rezonans. Przy zmianie wartości $\frac{\Omega}{\omega}$ od 2 - 3 widzimy, że amplituda falowania zmniejsza się, podczas gdy ilość fal stopniowo rośnie. Przy wartości $\frac{\Omega}{\omega} = 2,25$ mieliśmy jedną całkowitą falę, a przy $\frac{\Omega}{\omega} = 3,0$ mamy już $1\frac{1}{4}$. Idąc aż do $\frac{\Omega}{\omega} = 4$ i 5 zauważymy dalszy wzrost ilości fal /przy $\frac{\Omega}{\omega} = 3,75$ dwie fale całkowite/, a co najważniejsza spostrzegamy, że fale ciśnienia w powietrzniku oscylują koło cosinusoidy, wyrażającej ciśnienie bez powietrznika.

Dochodząc do $\frac{Q}{Q_0}=4$ mamy znów rezonans, t.zw. rezonans II.

Stąd wysnuwamy wniosek, że dla $\frac{Q}{Q_0}>2$ zastosowanie powietrznika nie ma racji bytu, bo zupełnie nie polepsza, a raczej pogarsza warunki biegu pompy.

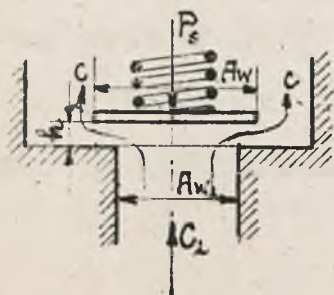
Nb. Obszerniejsze omówienie sprawy falowania w powietrzniku patrz Prof.H.Berg "Die Kolbenpumpen!"

§ 7. Wentyle.

Zadaniem wentyli jest kolejne łączenie lub odłączanie przewodów ssącego i tłoczącego od kadłuba pompy.

Mamy trzy rodzaje wentyli: podnoszące się do góry, klapkowe lub suwakowe. Te ostatnie wymagają urządzeń rozrządowych do ich poruszania i dlatego mają najmniejsze zastosowanie. Pierwsze dwa rodzaje mogą być też sterowane, całkowicie, lub częściowo, nie jest to jednak konieczne i powszechnie są one stosowane jako samoczynne, t.zn. że podnoszą się i otwierają przelot dla wody pod wpływem różnicy

ciśnien, działających na nie z obu stron.



rys.45.

Najczęściej stosowane są wentyle, podnoszące się do góry /rys.45/. Reakcja przepływającej wody R musi pokonać ciężar wentyla w wodzie W' i siłę nacisku sprężyny; będzie istniała pewna

równowaga, którą wyrazimy wzorem:

$$R = W' + P_s,$$

gdzie P_s oznacza siłę, z jaką sprężyna działa na wentyl, przy danym jego położeniu.

Według Bacha, reakcję w tym wypadku możemy określić równaniem:

$$R = \gamma \frac{A_{w1} c_1^2}{2g} \left\{ k + \left(\frac{A_{w1}}{k_1 l_1 h} \right)^2 \right\},$$

gdzie l_1 jest to obwód przewodu siedzeniowego,

k i k_1 są współczynnikami doświadczalnymi, zaś A_{w1} oznacza przekrój otworu dopływowego.

Pierwsza część tego wzoru:

$$\gamma \frac{A_{w1} c_1^2}{2g} k = k \gamma Q \frac{c_1}{2g}$$

oznacza reakcję zmiany kierunku szybkości.

Druga część jest:

$$\gamma \frac{A_{w1} c_1^2}{2g} \frac{A_{w1}^2}{k_1^2 (l_1 h)^2} = \gamma A_{w1} \frac{(A_{w1} c_1)^2}{k_1^2 2g (l_1 h)^2}.$$

Tutaj $l_1 h$ jest to przekrój, przez który przepływa woda z szybkością C . Będzie więc: $A_{w_1} c_1 = l_1 h c$.

Przedstawiając to otrzymamy:

$$\gamma \cdot \frac{A_{w_1} \cdot c^2}{k_1^2 \cdot 2g}$$

a to jest siła, którą wywierać by trzeba na płytkę wentyla o przekroju A_{w_1} , aby wywołać w szczelinie prędkość C .

Przechodząc do pompy wiemy, że:

$$A_{w_1} c_1 = [Q] = A \omega R \sin \varphi$$

Przyjmując α jako współczynnik zwięzienia przy przepływie wody przez przekrój $l_1 h$ pod wentylem, możemy napisać:

$$\alpha h l_1 c = A \omega R \sin \varphi$$

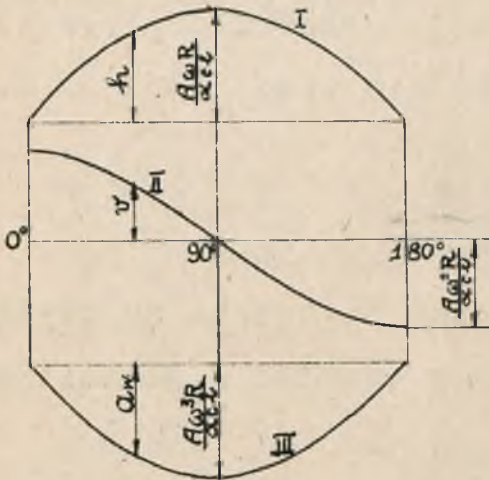
A stąd możemy określić potrzebne wzniesienie się wentyla:

$$h = \frac{A \omega R \sin \varphi}{\alpha l_1 c}$$

czyli zakładając, że szybkość C przepływu przez wentyl ma być stałą, otrzymamy warunek, że podniesienie się jego powinno być, podobnie jak prędkość tłoka, sinusoidalne /rys.46/.

Oznaczmy szybkość podnoszenia się wentyla przez v , to będzie:

$$v = \frac{dh}{dt} = \frac{A \omega R}{\alpha c l_1} \cos \varphi \frac{d\varphi}{dt} = \frac{A \omega^2 R}{\alpha c l_1} \cos \varphi$$



rys.46.

czyli, że prędkość wentyla zmienia się cosinusoidalnie.

Znajdźmy teraz przyśpieszenie:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{A_w R}{\alpha c h_1} \sin \varphi = -h \omega^2.$$

na rys. oznaczamy je krzywą III.

Z krzywej przyśpie-

szeń widzimy, że przy podnoszeniu mamy zwolnienie ruchu; w drugiej połowie skoku tłoka wentyl zaczyna spadać z szybkością wzrastającą.

Jak widzimy z ostatniego wzoru, przyśpieszenie wentyla rośnie z szybkością obrotu do kwadratu, a ponieważ zależy nam na tem, żeby ono było jaknajmniejsze, przeto znów mamy regułę, że pompy powinny być maszynami wolnobieżnymi.

Powyższe wzory nie uwzględniają wpływu, jaki sam ruch wentyla ma na zjawisko pompowania.

Wentyl bowiem możemy uważać jako pompę, której tłok ma przekrój A_w i szybkość v .

Przy podniesieniu się wentyla, część wody, bijącej na niego z dołu, zostaje zużyta na zapelnienie powstałej pod nim przestrzeni. Przy zamyka-

niu zaś wentyla, ta sama część wody zostanie nad-
datkowo wypchnięta z pod niego.

Możemy więc napisać:

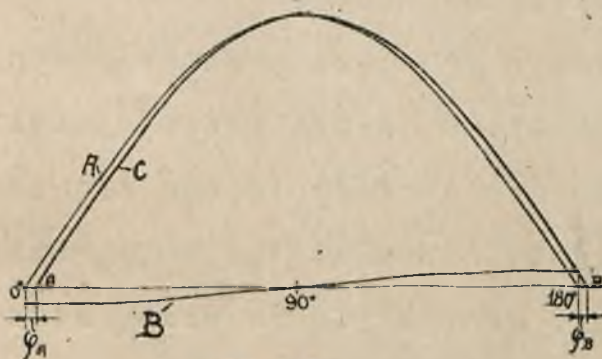
$$\alpha h l c = A s \mp A_w v. \quad /I/$$

przyczem — odnosi się do I połowy skoku, kiedy
wentyl idzie w górę, + zaś do drugiej połowy,
kiedy wentyl opada.

Wyliczając stąd h otrzymamy:

$$h = \frac{A s \mp A_w v}{\alpha c l} = \frac{A \omega R \sin \varphi \mp A_w v}{\alpha c l}$$

Poprzednią więc krzywą podniesienia się wen-
tyla trzeba poprawić, odejmując lub dodając $A_w v$,
/rys.47 krzywa C/.



rys.47.

Szybkość wen-
tyla będzie:

$$v = \frac{dh}{dt} =$$

$$= \frac{A \frac{ds}{dt} \mp A_w \frac{dv}{dt}}{\alpha c l}$$

Tutaj wyraz $A \frac{dv}{dt}$ jest znikomo mały i pomijając
go otrzymamy:

$$v = \frac{A \frac{ds}{dt}}{\alpha c l}$$

Wstawiając to do równania, wyrażającego pod-
niesienie się wentyla, będziemy mieli:

$$h = \frac{A_s \mp A_w \frac{A \frac{d\varphi}{dt}}{\alpha c l}}{\alpha c l}$$

lub inaczej:

$$\alpha c l h = A \omega R \sin \varphi - \frac{A_w A}{\alpha c l} \omega^2 R \cos \varphi.$$

Na rys. 47 krzywa A przedstawia wyraz $A \omega R \sin \varphi$, krzywa B wyraz $\frac{A_w A}{\alpha c l} \omega^2 R \cos \varphi$. Przez dodanie obu otrzymujemy krzywą C, która oznacza ilość wody, przepływającej przez szczelinę.

Jak widać z tego wykresu, na początku skoku, ilość pompowanej wody zużyta jest całkowicie na to, aby zapełnić objętość, stworzoną przez ruch wentyla i dopiero od położenia korby φ_A woda przepływać będzie przez szczelinę.

Na końcu skoku zaś (180°) jest jeszcze pewna objętość wody pod wentylem, która przez szczelinę wypłynąć może dopiero po rozpoczęciu się skoku powrotnego, w czasie odpowiadającym φ_B . Znaczy to, że wentyl nie zamyka się na czas, lecz z natury rzeczy z pewnym opóźnieniem.

Jest to niekorzystne ze względu na zmniejszenie się w ten sposób wydatku pompy, gdyż tak długo, jak np. wentyl tłoczący jest jeszcze otwarty, tłok zasysać będzie z powrotem do kadłuba raczej wodę, znajdującą się w szczelinie pod

tym wentylem, niż otwierać wentyl ssący.

Z drugiej strony jest to niekorzystne ze względu na uderzenia, gdyż im większy jest kąt opóźnienia, tem w chwili zamknięcia się wentyla tłok ma już większą szybkość i wskutek tego wentyl opadając na siedzenie stuka.

Napiszmy równanie na podniesienie się wentyla w ostatecznej formie:

$$h = \frac{A \omega R \sin \varphi - \frac{A_w A}{\alpha c l} \omega^2 R \cos \varphi}{\alpha c l}$$

Największe wzniesienie się wentyla będzie miało miejsce w punkcie, położonym cokolwiek na prawo od 90° , dla uproszczenia jednak przyjmujemy, że to jest 90° i znajdziemy wtedy:

$$h_{\max} = \frac{A \omega R}{\alpha c l}$$

W chwili 180° wentyl będzie jeszcze podniesiony o :

$$h_0 = \frac{A_w A \omega^2 R}{(\alpha c l)^2}$$

Kąt opóźnienia φ_B znajdziemy z warunku:
 $h = 0$, czyli:

$$A \omega R \sin \varphi = \frac{A_w A}{\alpha c l} \omega^2 R \cos \varphi,$$

otrzymamy więc:

$$\operatorname{tg} \varphi_B = \frac{A_w \omega}{\alpha c l}$$

Szybkość wentyla w chwili osiadania znajdziemy z równania I /str.69/, zakładając $h=0$, będzie więc :

$$v_0 = \frac{A_s}{A_w} = \frac{A \omega R \sin \varphi_B}{A_w},$$

podstawiając zaś $\sin \varphi_B \approx \operatorname{tg} \varphi$, otrzymamy:

$$v_0 = \frac{A \omega^2 R}{\alpha c l}.$$

Przyspieszenie wyliczymy, różniczkując 2 razy wyrażenie na h :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2 h}{dt^2} = \frac{A \omega R}{\alpha c l} (-\omega^2 \sin \varphi + \frac{A_w \omega^3}{\alpha c l} \cos \varphi).$$

Maksymalne przyspieszenie będzie przy $\varphi = 90^\circ$ i wynosi ono :

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\max.} = -\frac{A \omega^3 R}{\alpha c l} = -h_{\max.} \omega^2;$$

jeżeli to przyspieszenie będzie bardzo duże, to wentyl w chwili zwrotu będzie tańczył na fali, dlatego przy większych obrotach pompy $h_{\max.}$ musi być nieduże.

Najważniejszym jest, żeby wentyl nie stukał.

Stukanie wentyli spowodowane jest dużym kątem opóźnienia, lub, co na jedno wychodzi, dużą wysokością h_0 . Teoria wskazuje nam, że φ_B nie może być $\neq 0$. Pozostaje nam więc dążenie do tego, aby ono było jaknajmniejsze.

W pompach bez mechanizmu korbowego stukanie nie ma miejsca, gdyż między skokiem naprzód i wtył jest przerwa, a przez ten czas wentyl asymptotycznie zbliża się do swego siedzenia, wyciskając z pod siebie wodę.

W pompach z mechanizmem korbowym nie ma przerwy między skokami, w czasie opadania wentyla między 180° i φ_B tłok zawróciwszy, wyciąga wodę z pod wentyla i następuje gwałtowne opadnięcie tego ostatniego, połączone ze stukiem.

Opadnięcie to będzie tem gwałtowniejsze, t.j. przy tem samym φ_B tem większa będzie szybkość opadnięcia, im wzniesienie wentyla przy 180° , czyli h_0 jest większe.

Oznaczmy przez H_{w_0} słup wody, który da nam siłę, działającą na wentyl w czasie 180° , a więc przy jego skoku h_0 , to możemy napisać:

$$H_{w_0} = \frac{W' + P_{s_0}}{A_{w_0} \gamma}$$

$$H_{w_0} l = \lambda Q n$$

$\lambda = 0,4$

Na zjawisko przepływu wody przez szczeliny możemy patrzeć tak, jakoby prędkość c /w czasie $\varphi = 180^\circ$ / wywołaną była przez słup wody H_{w_0} . Uwzględniając odrazu kontrakcję i straty połączone z tym zjawiskiem, możemy napisać:

$$\alpha c = \mu \sqrt{2g H_{w_0}}$$

Wprowadzając to do wzoru na h_0 otrzymamy:

$$h_0 = \frac{A_w A \omega^2 R}{(\alpha c t)^2} = \frac{A_w A \omega^2 R}{m^2 l^2 \cdot 2g H_m}$$

Berg swego czasu ustalił, że wentyle talerzkowe poczynają stukać, kiedy h_0 dochodzi do wartości:

$$h_0 = \frac{d}{60} \quad \text{gdzie } d \text{ oznacza średnicę wentyla}$$

i zaproponował, aby przy obliczaniu nowych wentyli, dla większego bezpieczeństwa przyjmować jako maksimum:

$$h_0 \leq \frac{d}{250}$$

Chcąc zaś doświadczenia swe wykorzystać także dla konstrukcji wentyli nietalerzkowych, a szczególnie pierścieniowych, rozumował jak następuje:

Przy końcu skoku przepływ wody przez szczelinę zależy jedynie od samego ruchu wentyla, czyli od stosunku przekroju szczeliny do powierzchni wentyla, t.j. od

$$\frac{lh_0}{A_w}$$

a więc doświadczenia, porobione na wentylach talerzkowych, mogą być przeniesione na inne wentyle, jeśli ten stosunek jest dla nich taki sam.

Powyżej podaną graniczną wartość h_0 możemy napisać w następujący sposób:

$$\frac{h_0}{d} \leq \frac{1}{250},$$

mnożąc zaś h_0 i d przez $\frac{\pi d}{4}$ otrzymamy:

$$\frac{h_0}{d} = \frac{\pi d h_0}{4} = \frac{1 h_0}{4 A_w} = \frac{1}{250},$$

czyli

$$\frac{1 h_0}{A_w} = \frac{1}{62,5},$$

albo ogólnie

$$h_0 = \frac{\text{const. } A_w}{l}$$

Ale mieliśmy /str. 74/:

$$h_0 = \frac{A_w A \omega^2 R}{m^2 l^2 \cdot 2g H_{w_0}},$$

więc porównując te dwie wartości otrzymamy:

$$\frac{A_w A \omega^2 R}{m^2 l^2 \cdot 2g H_{w_0}} = \frac{\text{const. } A_w}{l}$$

i podstawiając: $\omega = \frac{\pi n}{30}$:

$$\frac{A \frac{\pi n}{30} \cdot \frac{\pi n}{30} R}{m^2 l \cdot 2g H_{w_0}} = \text{const.}$$

lub inaczej:

$$\frac{\pi^2 A \cdot 2 R n}{30 \cdot 2 \cdot 30} \cdot \frac{n}{m^2 2g H_{w_0} l} = \text{const.}$$

Ale

$$\frac{A \cdot 2 R n}{2 \cdot 30} = \frac{A S n}{60} = Q,$$

czyli że będzie to:

$$\frac{\pi^2}{60 m^2 g H_{w_0} l} \cdot Q n = \text{const.}$$

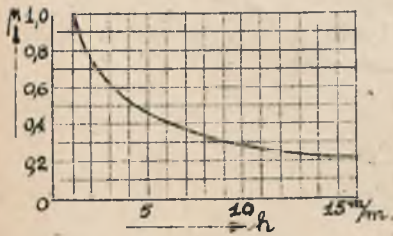
a stąd:

$$H_{w_0} l = \frac{\pi^2}{60 \rho^2 g \cdot \text{const.}} \cdot Q n = \lambda Q n,$$

jako warunek niestukania, gdzie współczynnik

$$\lambda = \frac{\pi^2}{60 \rho^2 g \cdot \text{const.}}$$

zależy od ρ , zaś ρ zależy od h . Zależność ta, ustalona także przez Berga, przedstawiona jest na rys. 48.



rys. 48.

Dla zjawiska, odgrywającego się przy zamykaniu t.j. dla h_0 możemy okragło założyć

$\rho = 0,8$. Wprowadzając to do naszego wzoru, znaleźlibyśmy:

$$\lambda = 1,63.$$

Nowsze badania Berga wykazały jednakże, że rzeczywistość przedstawia się korzystniej, a mianowicie że λ może być przyjmowany znacznie mniejszy.

Dla wentyli wypróbowanych przez Berga skonstatawano następujące wartości λ , przy których stukanie się rozpoczynało.

- | | |
|--|-------------------|
| Dla wentyli talerzkowych i o 1 pierścieniu | $\lambda = 0,4$. |
| " " o 2 pierścieniach | $\lambda = 0,5$. |
| " " o 3 " " | $\lambda = 0,7$. |

Obliczenie do konstrukcji zaczynamy od ostatniego równania, wyliczając h .

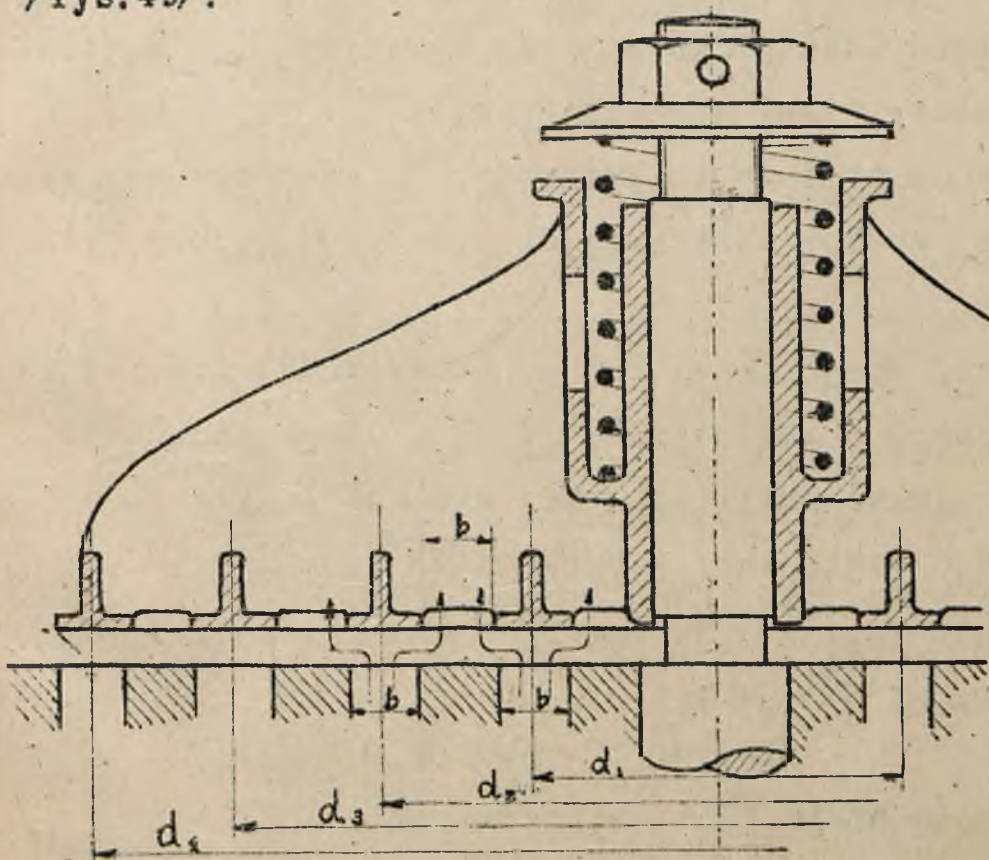
*gtama
delna*

przyczem przyjmujemy $H_{w_0} = 0,25 \div 0,5m$. słupa wody i to tem większe, im większa jest wysokość pompowania.

Jeśli l wypada nieduże, dajemy wentyl prosty talerzowy.

Największa średnica wentyla talerzowego nie powinna, o ile możności, przekraczać 100^{mm} .

Jeśli wypada l większe od $\pi \cdot 100$ musimy dać więcej wentyli talerzowych lub wentyl pierścieniowy /rys.49/.



rys. 49.

Dla wentyli pierścieniowych :

$$l = \sum 2\pi d = 2\pi \sum d,$$
$$\sum d = d_1 + d_2 + d_3 + \dots = \frac{l}{2\pi}.$$

Po ustaleniu wielkości wentyla i oszacowaniu wagi jego w wodzie możemy obliczyć siłę sprężyny P_{S_0} jaką ona mieć powinna przy położeniu wentyla na wysokości h_0 :

$$P_{S_0} = H_{w_0} A_w \gamma - W'.$$

Ponieważ h_0 jest bardzo małe, nie popełnimy dużego błędu identyfikując siłę sprężyny P_S z siłą kiedy wentyl jest zamknięty, czyli $h=0$.

Lecz do obliczenia sprężyny P_S jeszcze nie wystarczy; musimy zastrzedz się, żeby h_{max} nie było za duże.

Według spostrzeżeń Bacha, który robił doświadczenia z pompą o zmiennych S i n , pompa zaczęła zawsze stukać przy tej samej wielkości Sn^2 .

Z tego moglibyśmy wyprowadzić:

$$\alpha c l h_{max} = A S_{max}$$

gdzie $S_{max} = \omega R$, więc:

$$\alpha c l h_{max} = A \omega R = A \frac{\pi n}{30} R,$$

zaś mnożąc przez $\frac{n}{\alpha c l}$ otrzymamy:

$$n h_{max} = \frac{A \pi}{30 \alpha c l} R n^2.$$

Zakładając, że α i C są stałe i ponieważ $2R=S$ dojdziemy do tego, że:

$$nh_{max} = \text{const. } Sn^2.$$

Czyli że graniczna wartość Sn^2 daje nam graniczną wartość nh_{max} i na podstawie doświadczeń Bacha w taki sposób ustalić można, że powinno być:

$$nh_{max} \leq 400,$$

gdzie h_{max} jest w milimetrach.

Powyższe rozumowanie jednakże nie jest słusne, gdyż praktyka wykazała, że graniczna wartość nh_{max} zależy od typu wentyla i jego wymiarów. Naogół dopuszczalne są znacznie większe wartości h_{max} od tych, którebyśmy otrzymali z powyższego wzoru.

Przy wentylach dobrze skonstruowanych, a szczególnie mających odpowiednie obciążenie, h_{max} dochodzi do 12 - 15 mm. Wobec tego założyć można wprost h_{max} w granicach aż do 12^{mm}/15/, /mniejsze wartości przy większym H i przy mocniejszych sprężynach/, przy czym prędkość C nie powinna przekraczać pewnych granic, a mianowicie dla średnich i dużych pomp, pompujących na niezbyt duże wysokości, przyjmujemy:

$$C = 2 + 2,5 \text{ m/sek.}$$

Dla kopalnianych

$$C \rightarrow 5 \text{ m/sek.}$$

co sprawdzamy wzorem:

$$\alpha cl h_{max.} = A s_{max.} = A \omega R = \frac{A \pi n R}{30}$$

Co do współczynnika α to dla siedzenia prostego $\alpha = 0,75$, dla stożkowego $\alpha = 0,65$.

Ustaliliśmy tak $h_{max.}$ wyliczyć możemy $P_{smax.}$ w następujący sposób: Wyliczamy H_w z wzoru:

$$h_{max.} = \frac{A \omega R}{\alpha cl} = \frac{A \omega R}{\rho l \sqrt{2g H_w}} \quad H_w = ?$$

tutaj przyjmujemy $\rho = 0,55 \div 0,65$.

Teraz możemy znaleźć:

$$P_{smax.} = H_w A_w \gamma - W'$$

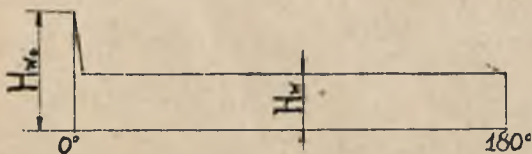
Mamy więc dla sprężyny dane takie, że kiedy ona przyciska wentyl do siedzenia, siła powinna wynosić P_s , zaś po ściśnięciu ją o $h_{max.}$ ma mieć siłę $P_{smax.}$, czyli stała sprężynowa musi wynosić:

$$C = \frac{P_{smax.} - P_s}{h_{max.}}$$

A mając to możemy wyliczyć grubość drutu d , promień sprężyny r i ilość zwoi i ze wzoru:

$$C = \frac{d^4}{64 i r^3 \beta}$$

gdzie β jest to współczynnik sprężystości poprzecznej drutu sprężynowego.



rys. 50.

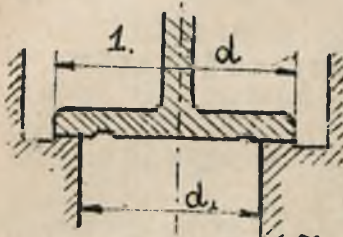
Opór stawiany przez wentyl przepływającej wodzie przedstawia się jak na rys. 50, o czym zresztą mówiliśmy-

my w § 5 str.22. Kiedy wentyl jest już podniesiony, opór ten możemy przedstawić wzorem:

$$H_w = \zeta \frac{c^2}{2g}$$

przyozem wartość współczynnika ζ , według Bach'a, dla wentyli najbardziej nas obchodzących wyliczyć można z następujących danych:

$$1. \alpha = 0,53 + \frac{4b - 0,1d_1}{d_1}; \quad \beta = 0,15 \times 0,16$$

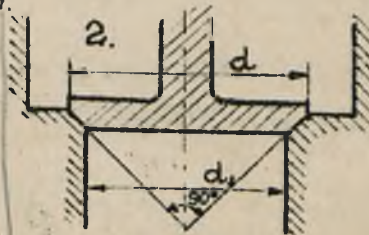


$$b = \frac{d - d_1}{2}$$

$$= \frac{d_1}{10} \times \frac{d_1}{2}$$

$$h = \frac{d_1}{10} \times \frac{d_1}{2}$$

$$\zeta = \alpha + \beta \left(\frac{d_1}{h}\right)^2$$



$$2. \alpha = 2,6;$$

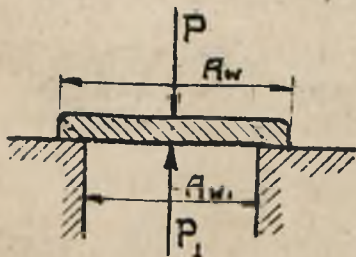
$$\beta = -0,8;$$

$$\gamma = 0,14;$$

$$\delta = 0,1d_1$$

$$\zeta = \alpha + \beta \left(\frac{d_1}{d}\right) + \gamma \left(\frac{d_1}{d}\right)^2; \quad h = (0,1 \times 0,15)d_1$$

Na początku potrzebny jest większy słup wody H_w do oderwania wentyla od jego siedzenia.



rys. 51.

Oznaczając przez P i P_1 ciśnienia nad i pod wentylem, kiedy on jest jeszcze zamknięty /rys. 51/, przez A_w przyśpienie, z jakim on ma się podnosić, a przez m masę jego, oraz przyjmując że w miejscach styku niema wody, możemy napisać równanie:

$$A_w P_1 = A_w P + P_{s_0} + W' + m a_{w_0}. \quad (I)$$

Na samym początku wentyl musi się podnosić z takim samym przyspieszeniem, z jakim woda za nim podąża, a to przyspieszenie jest:

$$a_{w_0} = \frac{A}{A_w} a_0 = \frac{A \omega^2 R}{A_w}$$

Pozatem dla wentyla tłoczącego mamy ciśnienie zgóry:

$$\frac{P}{\gamma} = H_a + H_1 + L_1 \frac{A}{A_1} \omega^2 R \left(1 \pm \frac{R}{l}\right);$$

zaś dla ssącego ciśnienie zdołu:

$$\frac{P_1}{\gamma} = H_a - H_1 - L_1 \frac{A}{A_1} \omega^2 R \left(1 \pm \frac{R}{l}\right);$$

Zatem możemy wyliczyć z równania I dla wentyla tłoczącego ciśnienie z dołu P_1 , a dla ssącego ciśnienie zgóry P .

Mając te dwa ciśnienia znajdziemy dla każdego z nich:

$$H_{w_0} = \frac{P_1 - P}{\gamma}.$$

To wyliczenie nie jest zupełnie ścisłe, gdyż siedzenie wentyla zwilżone jest wodą i może tam być pewne ciśnienie. Licząc w ten sposób otrzymalibyśmy bardzo duże wartości H_{w_0} , szczególnie dla wenty-

ła tłoczącego. Bylibyśmy może bliżsi prawdy, zakładając, że ciśnienie na przestrzeni siedzenia przechodzi w sposób ciągły z P_1 w P i uwzględniając to w obliczeniu.

§ 8. Obliczanie głównych wymiarów pompy.

W zadaniach mamy dany zawsze wymagany wydatek pompy Q i wysokość pompowania H . Ilość obrotów n zależy od tego, jakim motorem ma być pompa napędzana. Jak już mówiliśmy, pompy powinno się budować jako wolnobieżne, najchętniej więc stosujemy ilość obrotów $n = 60 \div 80$ obr/min., przy czym najwygodniej jest stosować napęd od maszyny parowej. - O ile jednak mamy pompę napędzać motorem spalinywym lub elektrycznym, sprawa jest trudniejsza i musimy wtedy ze względu na to, żeby o ile możliwości nie dawać przekładni, podwyższyć ilość obrotów do $n = 100$ obr/min., a nawet dochodzimy do $n = 150$ obr/min. /i $n = 250$ /. Pompy większe, o ile możliwości, nie powinny mieć n większego od 150 obr/min.

Przed 25-ciu laty Riedler budował pompy, o ilości obrotów dochodzącej do 350 obr/min., przy czym stosować musiał wentyle ^{zamykane} mechanicznie. Teraz takich pomp już się nie buduje.

Mając Q , H i n możemy przejść do obliczenia głównych wymiarów pompy. Wyliczamy najpierw objętość skokową AS z wzoru:

$$Q_t = \frac{Q}{\eta_v} = \frac{ASn}{60} \quad \text{dla pompy jednostronnie}$$

$$= \frac{2ASn}{60} \quad \text{dla dwustronnie działającej,}$$

przy czym η_v wybieramy podług danych wartości /§ 3 str.13/.

Mając objętość skokową musimy zdecydować się na pewien stosunek $\frac{S}{d}$, aby móc obliczyć skok i średnicę tłoka.

Im większą mamy wysokość pompowania H , tem mniejszą mieć chcemy średnicę tłoka, ze względu na siły w tłoczysku, a więc przyjmujemy tem większy stosunek $\frac{S}{d}$

Dla bardzo dużych H , np. do akumulatorów:

$$\frac{S}{d} = 8 \times 10 ;$$

dla $H \rightarrow 200 \text{ m.}$

$$\frac{S}{d} \rightarrow 4 ;$$

dla $H \rightarrow 50 \text{ m.}$

$$\frac{S}{d} \rightarrow 2 ;$$

dla H poniżej 50 m:

$$\frac{s}{d} = 1 \quad \text{lub jeszcze mniejsze.}$$

Drugim względem, którym się kierujemy, jest szybkość tłoka. Nie może ona być zbyt duża, gdyż wtedy siły bezwładności, z powodu dużych przyspieszeń, byłyby duże. Dlatego, przy dużej ilości obrotów, bierzemy $\frac{s}{d}$ możliwie jaknajmniejsze.

Obliczywszy wymiary cylindra pompy, przechodzimy do wentyli; obliczamy je w sposób podany w § 7 i możemy ustalić już wymiary płyt wentylowych.

Szkicujemy pompę w głównych zarysach.

Długość korbowodu przyjmujemy zazwyczaj:

$$l = 5R.$$

Grubość ścianek obliczamy na maksymalne ciśnienie na początku skoku tłoka, przyjmując dla żelaza lane-
go $k_r = 150 \times 250 \text{ kg/cm}^2$, dla stali lanej $k_r = 350 \times$
 $\times 500 \text{ kg/cm}^2$, a nawet i więcej.

Przy kształtowaniu kadłuba pompy, trzeba się liczyć ze względami odlewniczymi; aby odlew mógł się udać, ścianki nie mogą być za cienkie.

Według Bach'a najmniejsza grubość ścianek wynosi dla odlewu stojącego:

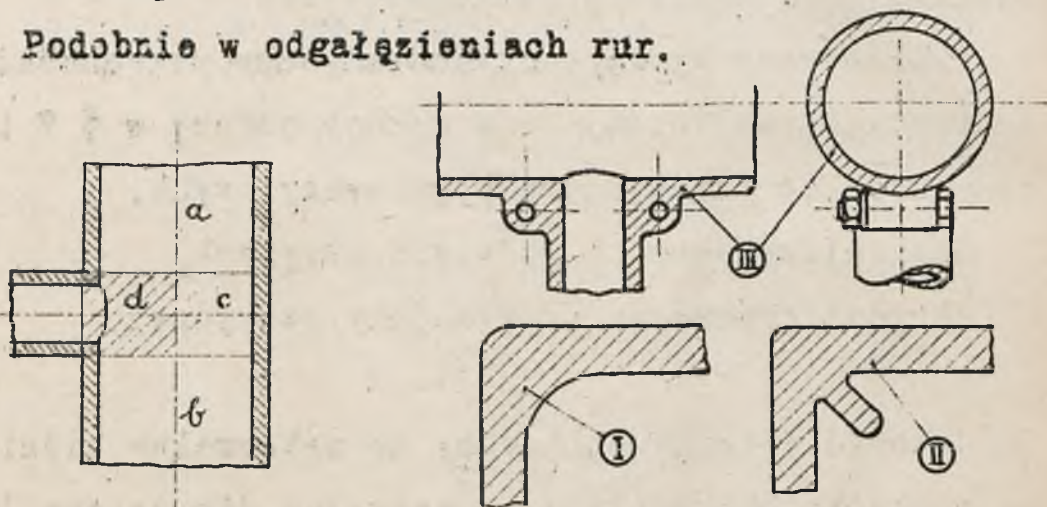
$$\delta = \frac{d}{50} + 10 \text{ mm.}$$

dla odlewu leżącego:

$$\delta = \frac{d}{40} + 12 \text{ mm.}$$

Do kadłuba przyśrubowane są komory wentylowe, powietrzniki i t.d., a to zmniejsza wytrzymałość, należy więc dawać żebra wzmacniające, szczególnie w częściach płaskich, gdyż jak wiemy, płyty proste nie są odporne na ciśnienia.

Podobnie w odgałęzieniach rur.



rys.52.

rys.53.

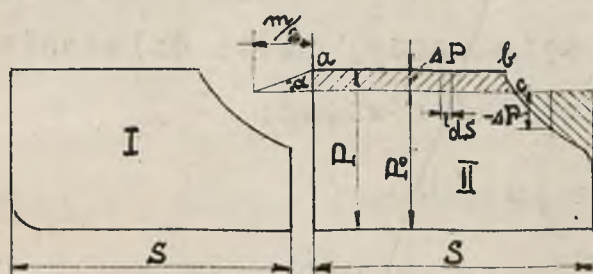
Połączenie, jak na rys.52 pracuje w częściach a, b i c jako cylinder, lecz miejsce d jest bardzo niebezpieczne, gdyż tam może nastąpić pęknięcie w narożnikach. To też daje się narożniki zgrubione, rys.53, I, II lub skręca się je śrubami rys.53, III.

§ 9. Pompy parowe bez mechanizmu korbowego.

Istnieją 2 typy takich pomp: Simplex i Duplex. Simplex jest to pompa pojedyncza, kieruje sama swoim suwakiem rozdzielczym.

Duplex jest pompą bliźniaczą, przyczem każda z dwóch pomp steruje drugą.

Pompy te ciekawe są ze względu na to, że nie mamy tutaj żadnych widocznych środków regulacji. Jest to samoistny układ mas i sił.



Zajmiemy się tutaj tylko obliczeniem ilości skoków na minutę, co nam da możliwość obliczenia wydatku pompy.

rys.54.

Na rys.54 mamy wykres indykatora w cylindrze parowym pompy, teoretyczny /I/ i efektywny /II/. Dawniej stosowano 100 % napełnienia, obecnie stosuje się mniej.

Wykres II jest wykresem sił P , działających na tłok pompy w czasie skoku. Siły te składają się z oporów statycznych oraz oporów tarcia i bezwładności P_0 i pozostaje jeszcze pewna niezrównoważona siła ΔP , przyspieszająca masy, na drodze $a-b$. Potem ta siła staje się mniejszą i od $p.c$ przechodzi

w ujemną. Wtedy energia ruchu mas, poprzednio przyśpieszonych, pokonuje siłę $-\Delta P$ i następuje zwolnienie, a w końcu zatrzymanie tłoka, wobec tego pola zakreskowane w przeciwne strony muszą być równe sobie. W ciągu drogi dS siła ΔP wykona pracę $\Delta P dS$, która pójdzie na nadanie energii ruchu mechanizmowi.

Oznaczmy przez m masę poruszających się części.

Iloczyn $\frac{m v^2}{2}$, gdzie v oznacza szybkość ruchu tłoka, będzie wyrażać ilość energii ruchu, zawartej w tej masie, a wytworzonej przez działanie siły ΔP . Musi więc istnieć równość:

$$\frac{m v^2}{2} = \int \Delta P dS.$$

Stąd możemy znaleźć:

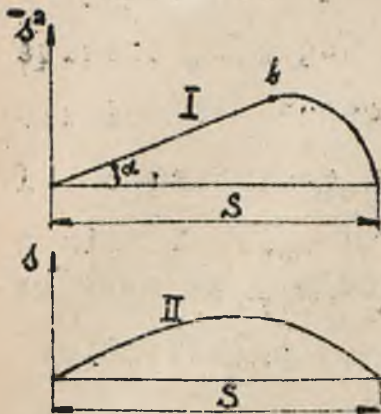
$$v^2 = \int \frac{\Delta P dS}{m/2}$$

A różniczkując:

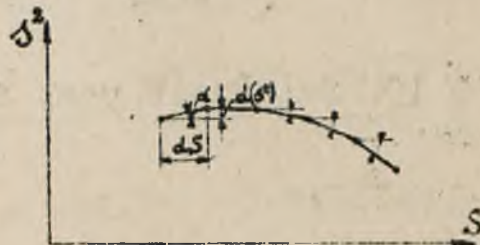
$$\frac{d(v^2)}{dS} = \frac{\Delta P}{m/2} = \operatorname{tg} \alpha,$$

gdzie α możemy znaleźć w sposób, wskazany na rys. 54, odmierzając $m/2$ i koniec tego odcinka łącząc z punktem a .

O ile więc przedstawimy v^2 w funkcji odbytej drogi S , to będzie ona wyglądała aż do p. b jako linja prosta pochyłona pod kątem α /rys. 55, I/.



rys. 55.



rys. 56.

Dalszy przebieg wykresu możemy znaleźć, obliczając od punktu do punktu $\frac{\Delta P}{m/2}$ i znajdując w ten sposób nachylenie linii /rys:56/.

Biorąc teraz pierwiastki z rzędnych wykresu I /rys.55/, możemy zbudować wykres II, który będzie przedstawiać szybkość v w funkcji skoku S .

Planimetrując wykres i dzieląc go przez długość skoku, otrzymamy szybkość średnią, a mając to, możemy obliczyć czas jednego skoku, a więc i ilość skoków na minutę.

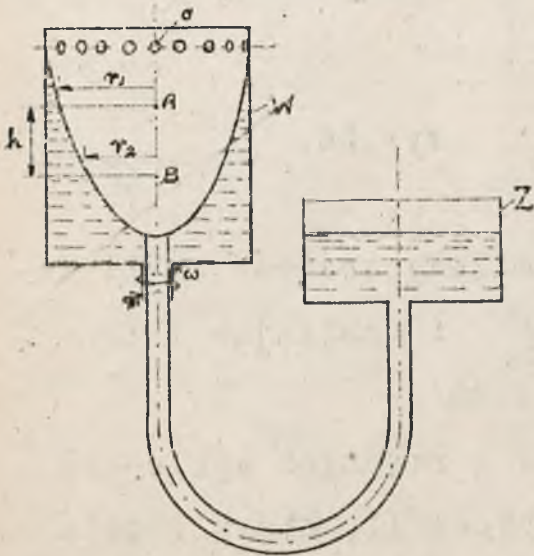
Zwiększając napełnienie cylindra parowego powiększymy pole wykresu, a wskutek tego średnia szybkość wzrośnie i otrzymamy szybszy bieg pompy.

WOKA ELEKTRYKA
Stud. Politech. War.
Nr. Inwentaryzacji.....
Nr. biblioteczny.....

C Z E Ś Ć II.

POMPY ODŚRODKOWE.

§ 10. Działanie pomp odśrodkowych.



rys. 57.

Przypuśćmy, że mamy naczynię W , połączone ze zbiornikiem wody Z /rys. 57/ w ten sposób, że może ono wirować. O ile nadamy temu naczyniu ruch wirowy z szybkością kątową ω , to wskutek działania siły odśrodkowej powierzchnia wody utworzy, jak to wie-

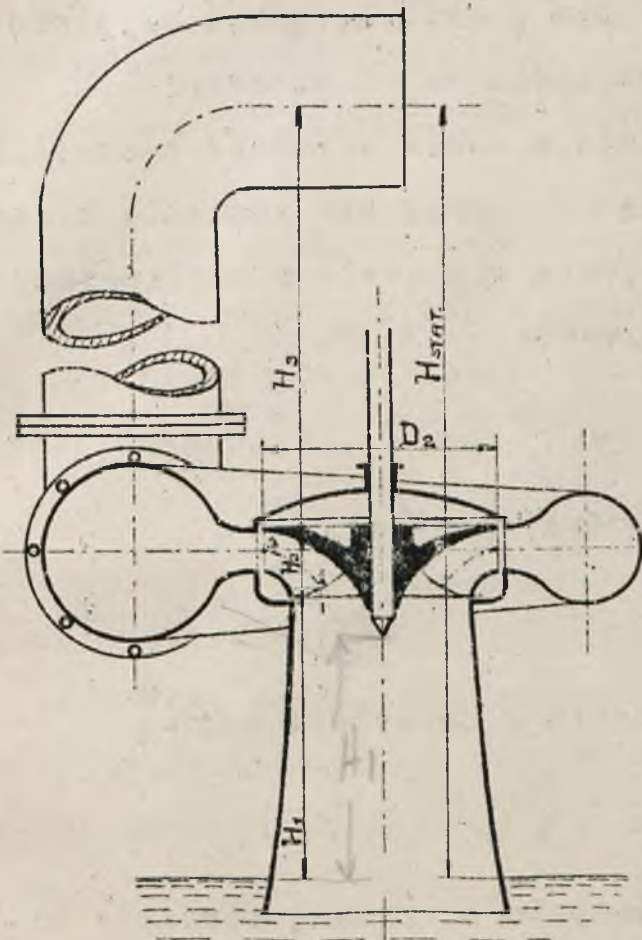
my z hydrauliki, paraboloidę obrotową.

Na wysokości punktu A szybkość obwodowa będzie $v_1 = r_1 \omega$, zaś punktu B : $v_2 = r_2 \omega$.

Zależność między położeniami poszczególnych punktów powierzchni wody wyrazi się wzorem:

$$h = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} = \frac{(r_2^2 - r_1^2) \omega^2}{2g}$$

Widzimy więc, że im większa będzie szybkość obrotu ω , tem wyżej woda będzie się podnosić.

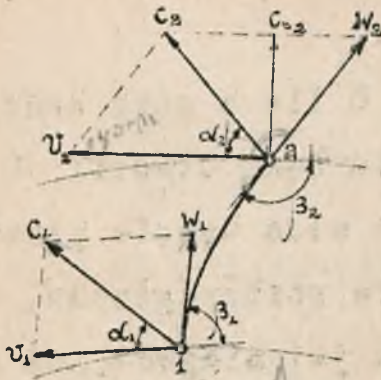


rys. 58.

O ile u góry naczynia będą otwórki σ , to woda będzie przez nie rozbryzgiwana, a na jej miejsce, od dołu, ze zbiornika napływać będzie nowa i w ten sposób otrzymany efekt pompowania.

§ 11. Teorja pomp odśrodkowych.

Całkowitą wysokość podnoszenia H_{STAT} dzielimy na 3 części: H_1 , wysokość podnoszenia przez działanie ssące, H_2 , wysokość pokonywaną w samej łopacie i H_3 wysokość podnoszenia dzięki szybkości, nadanej wodzie u wylotu wirnika.



rys. 59.

Dla punktu 1, gdzie szybkość względna W_1 i unoszenia U_1 , dają w sumie szybkość bezwzględna C_1 /rys.59/ równanie bilansu będzie wyglądało w następujący sposób:

$$\frac{C_1^2}{2g} + \frac{P_1}{\gamma} = H_a - H_1 - H_{f1}.$$

Dla przestrzeni 1-2 możemy napisać:

$$\frac{W_2^2}{2g} + \frac{P_2}{\gamma} = \frac{W_1^2}{2g} + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2g} - H_2 - H_{f2}.$$

Dla przestrzeni od punktu 2 do wylotu zaś:

$$H_a + \frac{C_2^2}{2g} = \frac{C_3^2}{2g} + \frac{P_3}{\gamma} - H_3 - H_{f3}.$$

Dodając te trzy równania otrzymamy równanie bilansu dla całej pompy:

$$\frac{C_1^2}{2g} + \frac{W_2^2}{2g} + \frac{C_2^2}{2g} = \frac{W_1^2}{2g} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2g} + \frac{C_3^2}{2g} - (H_1 + H_2 + H_3) - (H_{f1} + H_{f2} + H_{f3}),$$

lub w innej formie:

$$\frac{U_2^2 - U_1^2}{2g} - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2g} = H_1 + H_2 + H_3 + H_{f1} + H_{f2} + H_{f3} + \frac{C_2^2}{2g}.$$

Straty H_{f1} i H_{f3} są stratami zewnętrznymi, za

które pompie trzeba dać w rachunku bilansu kredyt. Również wysokość prędkości $\frac{c^2}{2g}$ w rachunku bilansu uwzględnić trzeba, jako pracę wykonaną przez pompę.

Dlatego określamy jako wysokość pompowania pokonaną przez pompę, a zatem jako tę wysokość, którą zakredytować pompę wypada, chcąc wyliczyć jej sprawność, sumę:

$$H_1 + H_2 + H_3 + H_{f_1} + H_{f_3} + \frac{c^2}{2g}$$

i tę wysokość oznaczać będziemy odtąd przez H .

Wysokość więc pompowania H składa się z wysokości statycznej, z oporów rury doprowadzającej i odprowadzającej i z ostatecznej prędkości wylotowej.

Straty, oznaczone przez H_{f_2} , są to straty wewnętrzne, zależące już od samej pompy, od jej konstrukcji i wykonania. Straty te decydować będą o sprawności pompy, a ponieważ są one natury hydraulicznej, przeto, jak w turbinach wodnych, wprowadzamy współczynnik sprawności hydraulicznej, określając go w sposób następujący:

$$\varepsilon = \frac{H}{H + H_{f_2}}; \quad H + H_{f_2} = \frac{H}{\varepsilon}$$

Wstawiając to do równania bilansu otrzymamy:

$$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = \frac{H}{\varepsilon}.$$

Według rys. 59 możemy W_1 i W_2 wyrazić w zależności od v i c w następujący sposób:

$$W^2 = v^2 + c^2 - 2vc \cos \alpha.$$

Podstawiając tak znalezione W_1 i W_2 do naszego równania bilansu, otrzymamy je w innej formie, mianowicie:

$$c_2 v_2 \cos \alpha_2 - c_1 v_1 \cos \alpha_1 = \frac{gH}{\varepsilon}.$$

Zauważmy teraz, że $c \cos \alpha$ jest to rzut szybkości bezwzględnej na obwód, czyli składowa obwodowa tej szybkości, którą oznaczymy przez c_p , zaś podstawiając^{to} otrzymamy:

$$v_2 c_{p2} - v_1 c_{p1} = \frac{gH}{\varepsilon}.$$

Jak widać z ostatniego równania, wysokość pompowania H można otrzymać za pomocą rozmaitych kombinacji szybkości, figurujących po lewej stronie, czyli że możemy dawać najrozmaitsze wartości kątów α_1 i α_2 , oraz szybkości obwodowych, t.zn. średnic i ilości obrotów.

Dlatego równanie to niedogodne jest do obliczania pompy. Dla uproszczenia go stawiamy sobie waru-

nek, że podobnie, jak w turbinach woda miała wychodzić z wirnika do rury ssącej bez składowej obwodowej szybkości, tak samo w pompie odśrodkowej, woda ma wchodzić do wirnika bez wirowania czyli ma być wejście normalne.

Wtedy będzie: $\alpha_2 = 90^\circ$; $c_{p2} = 0$ i równanie brzmieć będzie:

$$v_2 \cdot c_{p2} = \frac{gH}{\epsilon};$$

lub

$$v_2 c_2 \cos \alpha_2 = \frac{gH}{\epsilon}.$$

Jak możemy z rys. 59 zauważyć:

$$\frac{c_2}{v_2} = \frac{\sin(180^\circ - \beta_2)}{\sin(\beta_2 - \alpha_2)} = \frac{\sin \beta_2}{\sin(\beta_2 - \alpha_2)}.$$

Stąd:

$$c_2 = v_2 \frac{\sin \beta_2}{\sin(\beta_2 - \alpha_2)}.$$

Podstawiając to do równania otrzymamy:

$$v_2^2 \cdot \frac{\sin \beta_2 \cos \alpha_2}{\sin(\beta_2 - \alpha_2)} = \frac{gH}{\epsilon};$$

a stąd

$$v_2 = \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}} \cdot \sqrt{\frac{\sin(\beta_2 - \alpha_2)}{\sin \beta_2 \cdot \cos \alpha_2}};$$

$$v_2 = \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}} \cdot \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \beta_2}}.$$

/Dla ułatwienia obliczeń mamy podany wykres wartości $\sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_1}}$, patrz "Silniki wodne" str. 83/.

Łączna szybkość obwodowa v_2 zależy od średnicy wirnika i ilości obrotów, a mianowicie:

$$v_2 = \pi D_2 \cdot \frac{n}{60} \text{ m/sek.}$$

i stąd, zakładając α_2 i β_2 , a mając H , możemy wyliczyć D_2 .

Z poprzedniego wzoru, znając v_2 , możemy wyliczyć:

$$H = \frac{\epsilon v_2^2}{g} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \beta_2}}$$

Mieliśmy wzór na C_2 , podstawiając w nim obliczoną następnie wartość v_2 , znajdziemy:

$$C_2 = \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}} \cdot \sqrt{\frac{\sin \beta_2}{\sin(\beta_2 - \alpha_2) \cos \alpha_2}};$$

Zaś promieniowa składowa szybkości $C_{r_2} = C_2 \sin \alpha_2$ więc:

$$C_{r_2} = \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}} \cdot \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\cot \alpha_2 - \cot \beta_2}};$$

wartość C_{r_2} służy nam do obliczenia wysokości wirnika, gdyż pomnożona przez przekrój cylindryczny na obwodzie D_2 powinna dać wymagany wydatek Q .

§ 12. Obliczanie wirnika.

Według ostatniego wzoru na wysokość pompowania

H , zależy ona od trzech wielkości zmiennych: α_2 ,

β_2 i v_2 .

Z tych wielkości kąt α_2 jest zawsze mniejszy od 90° , gdyż woda zawsze opuszczać będzie wirnik w kierunku jego wirowania, a więc: $\operatorname{tg} \alpha_2 > 0$.

Zaś kąt β_2 może mieć rozmaita wielkość i zależnie od tego, jak zauważymy z ostatniego wzoru i z wzoru na v_2 :

$$\text{dla } \beta_2 < 90^\circ, v_2 < \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}}; H > \frac{\epsilon v_2^2}{g}.$$

$$\text{" } \beta_2 = 90^\circ, v_2 = \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}}; H = \frac{\epsilon v_2^2}{g}.$$

$$\text{" } \beta_2 > 90^\circ, v_2 > \sqrt{\frac{gH}{\epsilon}}; H < \frac{\epsilon v_2^2}{g}.$$

to znaczy, że im większy jest kąt β_2 , tem większe musi być v_2 , aby otrzymać tę samą wysokość H .

Z tego wynikałoby, że należy budować wirniki o łopatkach mocno zakrzywionych naprzód /rys. 60, III/, gdyż wtedy średnica wirnika i ilość obrotów będzie mniejsza. Praktyka jednak nakazuje wręcz przeciwnie budować łopatki zakrzywione wtył, o dużych kątach

β_2 /rys. 60, I /.



Rys. 60.

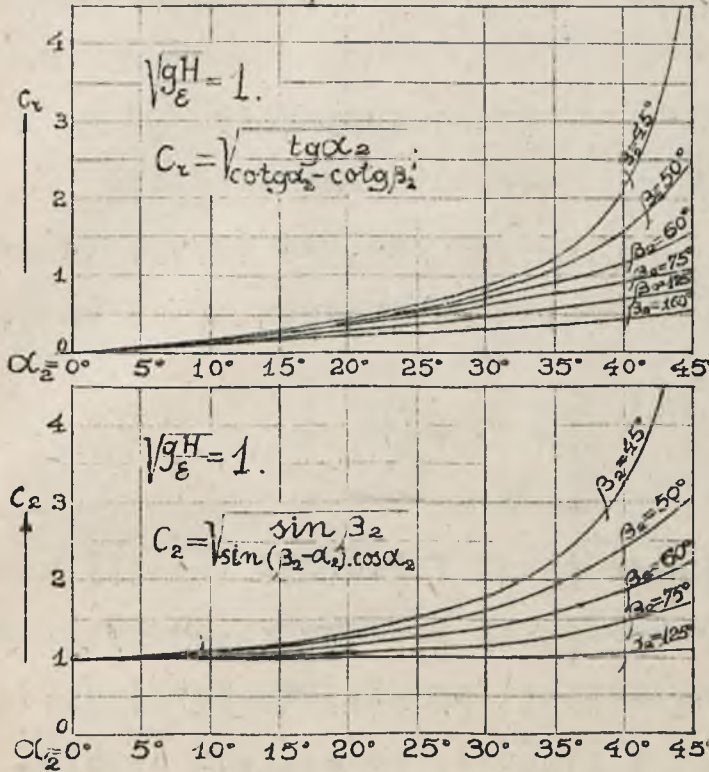
Z wykresu wartości $\sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \beta_2}}$ /patrz "Silniki Wodne" str. 83/ widać, że im mniejszy jest kąt α_2 , tem mniej zmiana β_2 wpływa na wartość v_2 i naodwrot.

A więc stosując mały kąt wyjścia wody α_2 jesteśmy mało zależni od wartości β_2 .

W pompach odśrodkowych mamy charakterystyczny duży wydatek, a zatem i szybkości przepływu są bardzo duże. Zaś jak wiemy, opory wrażliwają z szybkością w kwadracie, zależy nam zatem, żeby szybkości były jaknajmniejsze, a to uzyskać możemy, jak to widać, z wzorów na C_2 i C_v i wykresów /rys. 61/, dając małe kąty α_2 , a duże β_2 . Wtedy straty będą mniejsze.

Duże szybkości C_v są niepożądane i z tego względu, że szerokość kół i dyfuzora byłaby zbyt małą i przejście do spirali byłoby też hydraulicznie nieracjonalne /zbyt raptowne rozszerzanie prze-

kroju/.



Rys. 61.

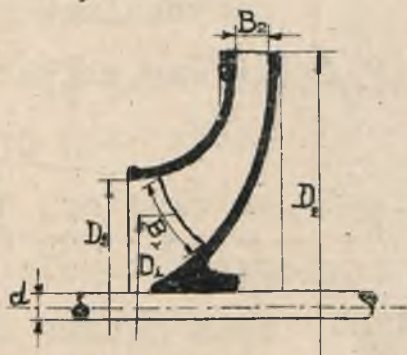
Ponieważ więc racjonalnym jest używać małych kątów α_2 , przeto widzimy, że przez użycie dużych kątów β_2 nie podniesiemy znacznie potrzebnej prędkości obwodowej U_2 .

Używając dużych kątów β_2

otrzymamy łopatki zakrzywione w jedną stronę, a zatem przewody daleko korzystniejsze od przewodów z łopatkami obustronnie zakrzywionymi, gdzie powstają bardzo wielkie wiry nie tylko z powodu gwałtownej zmiany kierunku, ale także i z powodu rozszerzania się samych przekrojów.

Używając dużych kątów β_2 daleko łatwiej jest skonstruować wirnik nie tylko tak, żeby nie było rozszerzania się przewodu, ale nawet można zrobić tak, że ten przewód będzie się zwał, poprawiając przez to sprawność turbiny.

Tak więc praktyka nie tylko nie popełnia żadnego błędu, ale postępuje racjonalnie, stosując duże kąty β_2 .



Rys. 62.

Przyjawszy kąty α_2 i β_2 , a mając obliczoną średnicę D_2 możemy znaleźć szerokość wirnika na wyjściu B_2 z wzoru:

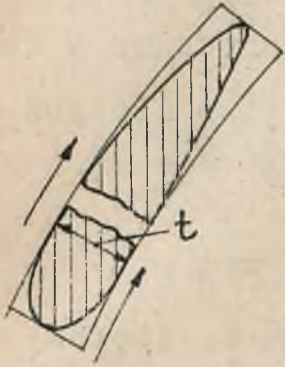
$$\left(\pi D_2 - \frac{v t_a}{\sin \beta_2} - \frac{v' t}{\sin \alpha_2} \right) B_2 c_r = Q,$$

gdzie v i t_a oznacza ilość i grubość łopatek wirnika, zaś v' i t - łopatek kierowniczych. Wartość c_r mamy wyliczoną z wzoru na str. 96. Tutaj należy Q przyjąć o parę % większe, ze względu na nie szczelności.

Przy dużych kątach β_2 ilość łopatek wirnika powinna być jaknajmniejsza; podobnie łopatek kierowniczych, przy małych kątach α_2 dajemy możliwie najmniej, przytem ze względów konstrukcyjnych ilość ich powinna dzielić się przez 4. Ażeby łopatki wirnika i kierownicze nie stawały jednocześnie naprzeciwko siebie, dajemy ilość łopatek wirnika, o ile możności, nieparzystą.

Łopatki z blachy prasowanej zalewane mają grubość $2,5 \div 5$ mm. Łane mają grubość większą, zależną od

materiału. Ażeby przy przepływie wody nie powstawały zbyt duże zaburzenia, obrabia się łopatki w sposób, wskazany na rys. 63. Przy obliczaniu jednak tych za-



okrągłych się nie uwzględnia i przyjmuje się całkowitą grubość łopatki t_2 , względnie t' .

Zakładając teraz szybkość wody w rurze ssącej C_s , obliczamy średnicę tej ostatniej z wzoru:

Rys. 63.

$$\frac{\pi(D_s^2 - d'^2)}{4} \cdot C_s = Q.$$

Tutaj d' przyjmuje się nieco większe od d , średnicy wału, którą oblicza się, mając moc $HP = \frac{\gamma \cdot Q \cdot H}{0,75 \eta}$ z wzoru:

$$M_o = 71620 \frac{HP}{n} = 0,2 d^3 k_o.$$

przyczem przyjmuje się $k_o = 250 \div 300 \text{ kg/om}^2$.

Co do C_s , to im wyżej jest położony wirnik nad źródłem, tem ono powinno być mniejsze, gdyż jak wiemy, ciśnienie pod wirnikiem będzie mniejsze od statycznego o $\frac{C_s^2}{2g}$, a straty zmieniają się tak jak C_s^2 .

Normalnie przyjmujemy:

$$C_s = 2 \div 2,5 \text{ m/sek.}$$

jednakże przy bardzo małych wysokościach ssania bierzemy też:

$$C_s = 3 \times 3,5 \text{ m/sek.}$$

Również przy dużem H całkowitem dopuszczalne jest większe C_s , gdyż wtedy straty pochodzące z tarcia, będą wynosiły proporcjonalnie mniej; o ile możliwości jednak nie powinno się przekraczać

$$C_s = \sqrt{2g \cdot 0,08H}.$$

Przy wysokościach normalnych 10 \times 20 m. staramy się, aby stosunek $\frac{D_2}{D_s}$ lub lepiej $\frac{D_2}{D_1}$ wynosił niewiele więcej 2, jeśli tłoczmy na wysokość wyższą, często trzeba przy danej ilości obrotów stosunek ten powiększyć, dochodzi on do 3 \approx 3,5.

Przy bardzo małych wysokościach tłoczenia, a dużych wydatkach, jest:

$$\frac{D_2}{D_s} < 2,$$

jak również przy bardzo wielkich ilościach obrotów.

W normalnych wirnikach /rys.62/ D_1 jest niewiele więcej równe D_s lub o kilka mm. większe.

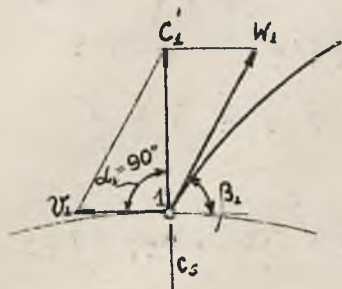
Mając D_1 możemy wyliczyć:

$$v_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}.$$

Ponieważ, jak mówiliśmy, wejście do wirnika ma być normalne, bezwirowe, więc wykres szybkości przy wejściu będzie się przedstawiał jak na rys.64.

C_1 powinno być większe, a conajmniej równe C_s ,

w przeciwnym bowiem wypadku mielibyśmy zwolnienie
 szybkości wody, co jest hydraulicz-
 nie niekorzystne.



Rys.64.

Możemy wyliczyć β_1 z wzoru:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1'}{v_1};$$

mając wartość β_1 wyliczamy rzeczywi-
 te c_1 ; uwzględniając grubość łopa-

tek, otrzymamy:

$$c_1 = c_1' \cdot \frac{\pi D_1}{\pi D_1 - \frac{v t_1}{\sin \beta_1}}.$$

Obecnie możemy wyliczyć ostateczną wartość kąta β_1
 z wzoru:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{v_1},$$

i przyjmą ją z zaokrągleniem. Dalej możemy wyliczyć
 szerokość wirnika na wejściu B_1 z wzoru:

$$\left(\pi D_1 - \frac{v t_1}{\sin \beta_1} \right) c_1 B_1 = Q.$$

Ze względu na to, że woda, przepływając przez łopa-
 tki nie powinna zmniejszać swjej szybkości, powinno
 być $B_1 \gg B_2$, gdyby zaś wypadło inaczej, należy zmienić
 założone kąty i zacząć obliczać na nowo.

PRZYKŁAD.

Obliczyć wirnik pompy odśrodkowej czterostopnio-

węj na $H=100\text{ m.}$, $Q=1,8\text{ m}^3/\text{min.}=30\text{ l}/\text{sek.}$ $n=1440\text{ obr}/\text{min.}$

Jak z danych zauważyć możemy, będzie to pompa wysokiego ciśnienia, na średni wydatek wody.

Wysokość pompowania, odpowiadająca jednemu wirnikowi będzie:

$$H' = \frac{H}{4} = 25\text{ m.}$$

Przyjmujemy:

$$\epsilon = 0,78; \alpha_2 = 9^\circ; \beta_2 = 165^\circ.$$

Szybkość obwodowa na wyjściu z wirnika wyniesie wtedy:

$$v_2 = \sqrt{\frac{gH'}{\epsilon}} \cdot \sqrt{1 - \frac{\text{tg}\alpha_2}{\text{tg}\beta_2}} = \sqrt{\frac{9,81 \cdot 25}{0,78}} \cdot \sqrt{1 - \frac{\text{tg}9^\circ}{\text{tg}165^\circ}} = 22,4\text{ m}/\text{sek.}$$

Średnicę zewnętrzną wirnika obliczymy z wzoru:

$$\frac{\pi D_2 n}{60} = v_2; D_2 = \frac{60 v_2}{\pi n} = \frac{60 \cdot 22,4}{\pi \cdot 1440} = 0,3\text{ m.}$$

Szybkość promieniowa na wyjściu:

$$c_2 = \sqrt{\frac{gH'}{\epsilon}} \sqrt{\frac{\text{tg}\alpha_2}{\text{cotg}\alpha_2 - \text{cotg}\beta_2}} = 2,24\text{ m}/\text{sek.}$$

Możemy teraz obliczyć szerokość wirnika na wyjściu; przyjmujemy 6 łopatek o grubości 3 mm.

$$(\pi \cdot 0,3 - \frac{6 \cdot 0,003}{\sin 165^\circ}) B_2 \cdot 2,24 = \frac{1}{60} 1,8 \cdot (1 + 0,04).$$

/Dodajemy 4 % ze względu na straty, jakie będą zachodziły wskutek nieszczelności/.

Stąd otrzymamy:

$$B_2 = 16 \text{ mm.}$$

Moc silnika:

$$HP = \frac{\gamma \cdot Q \cdot H}{0,75 \eta} = \frac{1000 \cdot 1,8 \cdot 100}{60 \cdot 75 \cdot 0,75} = 53,5 \text{ k.M.}$$

Obieramy motor na $HP = 55 \text{ k.M.}$

Średnica wału:

$$0,2 d^3 k_0 = 71620 \frac{HP}{m}; k_0 = 250 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}.$$

$$d = 38,2 \frac{m}{m}.$$

Ze względu na osłabienie, spowodowane rowkiem na klin, przyjmujemy:

$$d = 45 \text{ mm.}$$

Zakładamy średnicę rury ssącej:

$$D_s = 130 \text{ mm.}$$

Średnicę piasty wirnika, wobec średnicy wału 45 mm. możemy oszacować na:

$$d' = 70 \text{ mm.}$$

Szybkość w rurze ssącej będzie:

$$C_s = \frac{Q}{\frac{\pi}{4} (D_s^2 - d'^2)} = 3,18 \frac{m}{sek}.$$

Przyjmujemy przeciętną średnicę wirnika na wejściu:

$$D_1 = 120 \text{ mm.}$$

wtedy szybkość obwodowa na wejściu będzie:

$$v_1 = \frac{\pi D_1 n}{60} = 9,05 \text{ m/sek.}$$

Dobierzemy tak wysokość wirnika na wejściu B_1 ,
żeby nie miało tam miejsca przyspieszenie wody, czyli,
żeby $C'_1 = C_s$.

Wtedy, nie uwzględniając grubości łopatek otrzyma-
my:

$$\pi D_1 \cdot B_1 = \frac{Q \cdot 1,04}{C_s}; B_1 = 26 \text{ m/m.}$$

Aby wejście było normalne, musi być:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{C'_1}{v_1} = \frac{3,48}{9,05} = 0,352; \beta_1 = 19^\circ 25'$$

Rzeczywista szybkość bezwzględna wejścia będzie:

$$C_1 = \frac{Q \cdot 1,04}{(\pi D_1 - \frac{2}{\sin \beta_1}) B_1} = 3,72 \text{ m/sek.}$$

Ostatecznie więc:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{3,72}{9,05} = 0,410;$$

$$\beta_1 = 24^\circ.$$

§ 13. Charakterystyki pomp odśrodkowych.

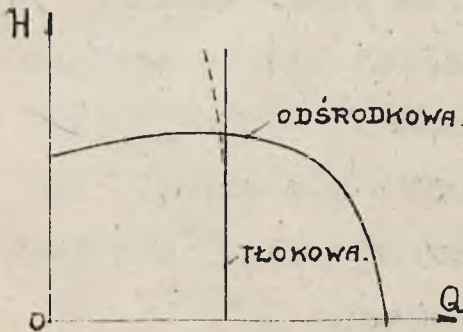
Wszelkie turbomaszyny posiadają swoją wyrazistą indywidualność, która zależy od ich konstrukcji i nie możemy jej w już istniejącej maszynie zmieniać.

Ta charakterystyka maszyny w pompach odśrodkowych przejawia się w zależności wysokości pompowania od wydatku przy stałej ilości obrotów, czyli można napisać:

$$H = f(Q);$$

lub:

$$Q = f(H).$$



Zależność tę przedstawiamy wykreślnie /rys.65/. Dla pompy tłokowej teoretycznie jest to prosta pionowa, wydatek jej nie zależy od wysokości pompowania. /W rzeczywistości odchy-

Rys.65.

ła się ona trochę na lewo, ze względu na straty objętościowe, zależne od wysokości, jak to zaznaczono linią kreskowaną.

Dla pompy odśrodkowej natomiast jest wprost przeciwnie, dla każdego wydatku mamy inną wysokość pompowania.

Ze wzrostem wydatku, w dobrze skonstruowanych pompach, wysokość pompowania wzrasta z początku do pewne-

go maximum, a potem spada aż do zera.

Rzeczywisty przebieg krzywej charakterystycznej można ustalić tylko doświadczalnie.

Od wydatku Q pompy zależą szybkości przepływu, a od tych ostatnich straty H_f .

Ostatnia zależność, pochodząca z tarcia, trudna jest do ustalenia i dlatego charakterystyka nie daje się wyrazić równaniem.

Pozatem pompa jest liczona na pewne warunki pracy, i tylko przy tych warunkach będzie wejście i wyjście normalne i bez uderzenia.

Przy innych warunkach wszystko się zmieni, będą uderzenia, połączone z dużymi stratami, a o tych też teoretycznie bardzo mało wiemy.

Można się tylko mniejwięcej orjentować, w jakim kierunku i stopniu pewne własności konstrukcyjne będą wpływały na charakterystykę.

Weźmy pompę idealną, t.zn. taką, która pracuje bez strat. Niech ona pompuje ciecz idealną na wysokość H_i .

Jej równanie bilansu będzie wyglądało w następujący sposób:

$$H_i = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2g}.$$

Będziemy się starali wyrazić: $H_i = f(Q)_{n_1}$ t.zn. przy stałej ilości obrotów n_1 .

v_1 i v_2 są przy stałej ilości obrotów stałe.

Przekroje, przez które woda płynie z szybkością w_1 i w_2 są też stałe; natomiast przy c_1 i c_2 tak nie jest i dlatego trzeba je wyeliminować.

Nazwijmy przez 0 punkt, leżący na średnicy D_1 , jednak tuż przed wejściem na łopatkę /rys:66/.

Dla etapu 0 - 2 możemy napisać:

$$H_i = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - w_0^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_0^2}{2g};$$

gdyż szybkość obwodowa punktu 0 będzie v_1 .

W tem równaniu podstawimy wartości c_1 i w_1 , wyrażone w zależności od Q i v_2 , wtedy otrzymamy H_i jako funkcję Q .

A więc napiszemy:

$$w_0^2 = v_1^2 + c_0^2 - 2v_1c_0 \cos \alpha_0;$$

$$c_2^2 = v_2^2 + w_2^2 - 2v_2w_2 \cos \beta = v_2^2 + w_2^2 + 2v_2w_2 \cos \beta_2;$$

albo

$$v_1^2 + c_0^2 = w_0^2 + 2v_1c_0 \cos \alpha_0;$$

$$c_2^2 - w_2^2 = v_2^2 + 2v_2w_2 \cos \beta_2.$$

A podstawiając to do równania, napisanego w formie następującej:

$$2gH_i = v_2^2 - v_1^2 - w_2^2 + w_0^2 + c_2^2 - c_0^2;$$

$$2gH_i = v_2^2 - (v_1^2 + c_0^2) + (c_2^2 - w_2^2) + w_0^2 ;$$

otrzymamy:

$$2gH_i = 2v_2^2 - 2v_1c_0 \cos \alpha_0 + 2v_2w_2 \cos \beta_2 .$$

Oznaczając przez A_0 ogólny przekrój wejścia, normalny do C_0 , zaś przez A_2 - normalny do w_2 przekrój wyjścia, możemy napisać:

$$c_0 = \frac{Q}{A_0} ; w_2 = \frac{Q}{A_2} ;$$

pozatem:

$$v_1 = v_2 \cdot \frac{D_1}{D_2} ;$$

a podstawiając to otrzymamy:

$$H_i = \frac{v_2^2}{g} - v_2 \frac{D_1 \cos \alpha_0}{D_2 g} \frac{Q}{A_0} + v_2 \frac{\cos \beta_2}{g} \frac{Q}{A_2} ,$$

czyli funkcję kształtu:

$$H_i = a v_2^2 - b v_2 Q ,$$

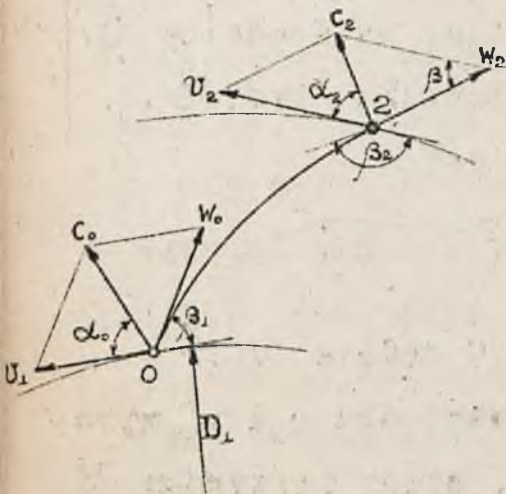
gdzie

$$a = \frac{1}{g} ; b = \frac{D_1 \cos \alpha_0}{D_2 g A_0} - \frac{\cos \beta_2}{g A_2} .$$

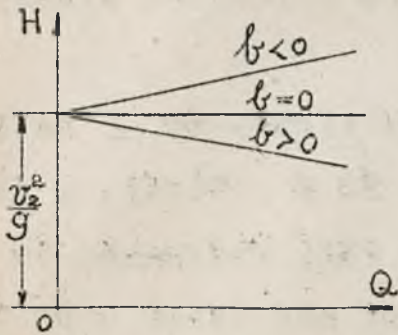
To znaczy, że H_i zmienia się linowo wraz z Q .

Możliwe są trzy wypadki:

$$b < 0, b = 0 \text{ i } b > 0 ;$$



Rys. 66.



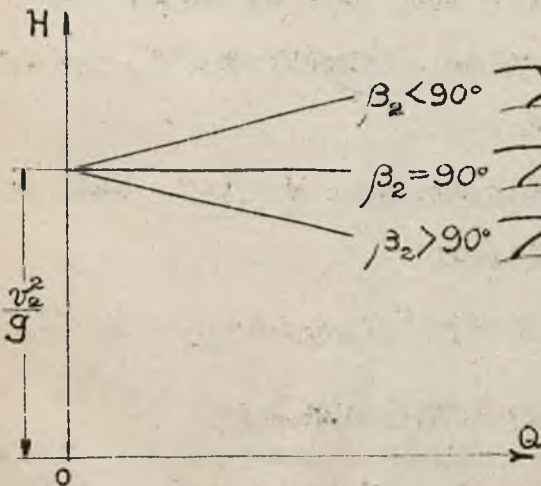
Rys. 67.

zależnie od tego charakterystyka będzie linią wznoszącą się, poziomą lub spadającą /rys. 67/. Czynniki b zależy od konstrukcji pompy, od stosunku średnic i wielkości przekrojów i kątów. Dla pomp rzeczywistych charakterystyki nie będą prostymi z powodu oporów, zależnie jednak od tego, jak one będą konstruowane, H będzie się zmniejszać lub powiększać ze wzrostem Q , przy stałej ilości obrotów.

Przypuśćmy, że $\alpha_2 = 90^\circ$, czyli że mamy wejście normalne.

Wtedy wartość b będzie:

$$b = - \frac{\cos \beta_2}{g A_2};$$



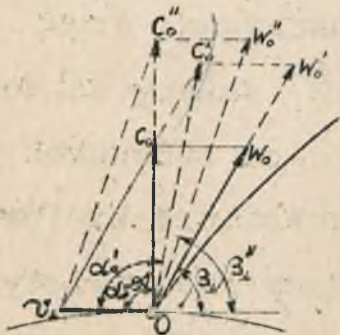
czyli zależnie od tego, czy β_2 będzie większe, równe czy mniejsze od 90° charakterystyka będzie opadać, iść poziomo lub wznosić się.

Na rys. 68 mamy wskaza-

Rys. 68.

ne te 3 wypadki, a obok zaznaczony jest kształt łopatek dla każdego z nich.

Co do kąta α_0 , to przy wejściu normalnym wynosi on 90° /rys.69/.

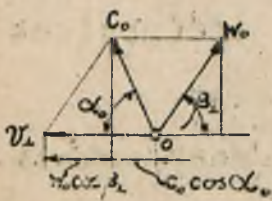


Rys. 69.

Przypuśćmy teraz, że Q zwiększyło się o 50%. Wtedy, o ile W_0 zachowa swój kierunek, to powiększy się także o 50%, a ponieważ v_1 pozostaje stałe, to C_0 zmieni swój kierunek, α_0 się powiększy i wejście nie będzie już normalne.

Gdyby jednak C_0 zachowało swój pierwotny kierunek, t.zn. gdyby wejście normalne miało miejsce w dalszym ciągu, to W_0 musiałoby zmienić swój kierunek i byłoby uderzenie. W rzeczywistości zachodzi coś pośredniego, t.zn. że nie zachowuje się ani wejście bez uderzenia, ani wejście normalne. Częściowo C_0 zmieni swój kierunek, częściowo W_0 .

Przypuśćmy jednak, że zachowa się wejście bez uderzenia, wtedy, jak już mieliśmy:



Rys. 70.

$$2gH_1 = 2v_2^2 + 2v_2W_2 \cos \beta_2 - 2v_1C_0 \cos \alpha_0$$

Jak możemy z rys. 70 zauważyć:

$$C_0 \cos \alpha_0 = v_1 - W_0 \cos \beta_0$$

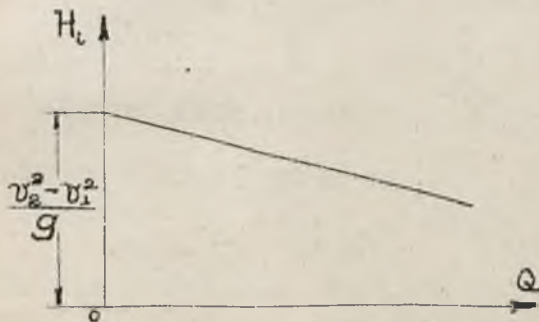
Podstawiając to otrzymamy:

$$2g H_i = 2v_2^2 + 2v_2 w_2 \cos \beta_2 - 2v_1 (v_1 - w_0 \cos \beta_1);$$

czyli:

$$H_i = \frac{v_2^2 - v_1^2}{g} + \left(\frac{\cos \beta_2}{g A_2} + \frac{D_1 \cos \beta_1}{D_2 g A_1'} \right) v_2 Q;$$

gdzie A_2 jest to ogólny przekrój normalny do w_2 ,
zaś A_1' przekrój normalny do w_0 /t.zn bez uwzględ-
nienia grubości łopatek/.

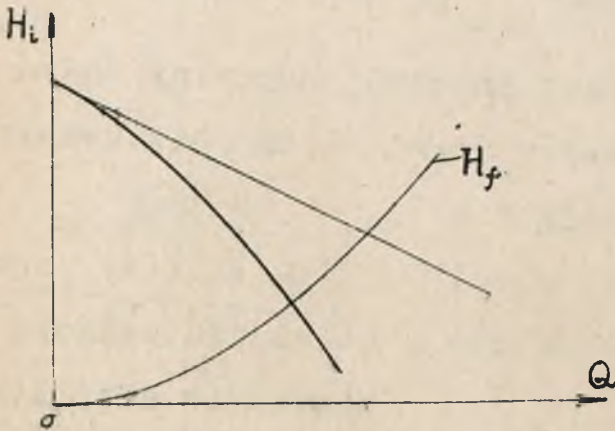


rys. 71.

Jak widzimy, przy założeniu wejścia bez uderzenia charakterystyka jest linią prostą, tylko początek jej znajduje się niżej o $\frac{v_1^2}{g}$ /rys. 71/.

Aczkolwiek powyższe charakterystyki pompy idealnej odbiegać będą znacznie od rzeczywistych, to jednakowoż jako pewnik można przyjąć, że kształt ich wpłynie także na przebieg rzeczywisty. To znaczy, że możemy i o rzeczywistych charakterystykach powiedzieć, że ich kształt zależy od konstrukcji wirnika, szczególnie od kątów i przekrojów, czyli że każda pompa odśrodkowa ma swoją charakterystykę, zależną od konstrukcji.

Starając się przejść od pomp rzeczywistych musimy uwzględnić straty zachodzące: 1^o wskutek tarcia i 2^o wskutek uderzeń.



rys. 72.

Straty tarcia określamy jak zawsze wzorem:

$$h_f = 3 \frac{c^2}{2g}$$

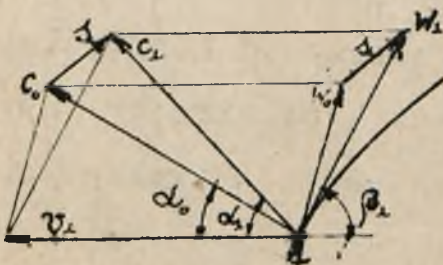
lub

$$h_f = 3 \frac{Q^2}{2gA^2}$$

Sumarycznie wszystkie straty tarcia wyrazimy jako:

$$H_f = \sum h_f = \text{const. } Q^2$$

Krzywa strat będzie więc parabolą, jak na rys. 72 i odejmując ją od charakterystyki idealnej otrzymamy pierwsze przybliżenie charakterystyki rzeczywistej.



rys. 73.

Straty z uderzeń znajdziemy w ten sposób: przed samym wejściem mamy szybkość w , która nie jest styczna do łopatki. Po wejściu na łopatkę musi się ustalić

szybkość W_1 , styczna do niej, czyli musi istnieć przyspieszenie geometryczne δ_1 , które dodane do W_0 da nam W_1 .

Przez dodanie δ_1 , c_0 zmieni się na c_1 .

W rzeczywistości ta zmiana szybkości, połączona ze stratą, nie zachodzi w jednym punkcie, lecz rozkłada się na całą łopatkę.

Mimo to liczbowo straty te możemy wyrazić wzorem:

$$k \cdot \frac{\delta_1^2}{2g}$$

Jeśli δ_1 jest nieduże, będzie $k=1$, gdy δ_1 będzie większe, można przyjąć $k < 1$.

Aby uwzględnić wpływ tych strat na charakterystykę, wyrazimy je w funkcji Q .

Jak z rys. 73 widzimy:

$$\delta_1^2 = c_0^2 + c_1^2 - 2c_0c_1 \cos(\alpha_1 - \alpha_0);$$

$$\delta_1^2 = c_0^2 + c_1^2 - 2c_0c_1 \cos\alpha_1 \cos\alpha_0 - 2c_0c_1 \sin\alpha_1 \sin\alpha_0.$$

Zauważmy, że:

$$c_1 \sin\alpha_1 = W_1 \sin\beta_1; \quad c_1 \cos\alpha_1 = v_1 - W_1 \cos\beta_1;$$

$$c_1^2 = v_1^2 + W_1^2 - 2v_1W_1 \cos\beta_1.$$

Podstawiając to otrzymamy:

$$\delta_1^2 = v_1^2 + W_1^2 + c_0^2 - 2v_1W_1 \cos\beta_1 - 2c_0v_1 \cos\alpha_0 + 2c_0W_1 \cos(\alpha_0 + \beta_1);$$

albo inaczej:

$$\frac{J_1^2}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_1}{g} (w_1 \cos \beta_1 + c_0 \cos \alpha_0) + \frac{1}{2g} [w_1^2 + c_0^2 + 2c_0 w_1 \cos(\alpha_0 + \beta_1)]$$

Jeśli A_1 oznacza przekrój ogólny między łopatkami, normalny do w_1 , A_0 normalny do c_0 , to:

$$\frac{J_1^2}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_1}{g} \left(\frac{Q}{A_1} \cos \beta_1 + \frac{Q}{A_0} \cos \alpha_0 \right) + \frac{1}{2g} \left[\frac{Q^2}{A_1^2} + \frac{Q^2}{A_0^2} + \frac{2Q^2 \cos(\alpha_0 + \beta_1)}{A_0 A_1} \right]$$

Oznaczmy:

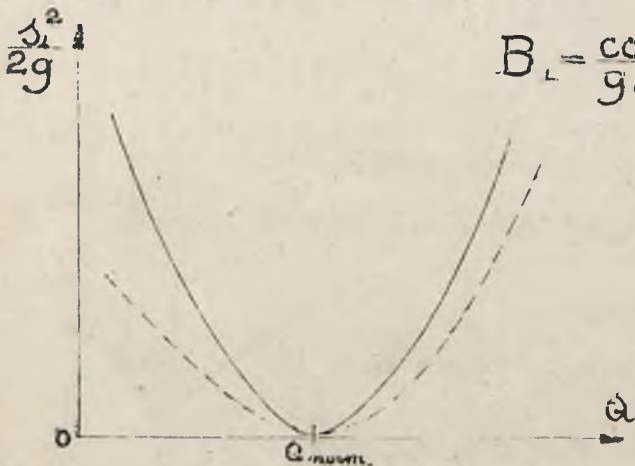
$$\frac{1}{2g} = A_1; \quad \frac{1}{g} (\cos \beta_1 + \frac{\cos \alpha_0}{A_0}) = B_1; \quad \frac{1}{2g} \left[\frac{1}{A_1^2} + \frac{1}{A_0^2} + \frac{2 \cos(\alpha_0 + \beta_1)}{A_0 A_1} \right] = C_1$$

to będzie:

$$\frac{J_1^2}{2g} = A_1 v_1^2 - B_1 v_1 Q + C_1 Q^2;$$

przy $\alpha_0 = 90^\circ$ będzie:

$$\frac{J_1^2}{2g} \quad B_1 = \frac{\cos \beta_1}{g A_1}; \quad C_1 = \frac{1}{2g} \left(\frac{1}{A_1^2} + \frac{1}{A_0^2} - \frac{2 \cos \beta_1}{A_0 A_1} \right);$$



rys. 74.

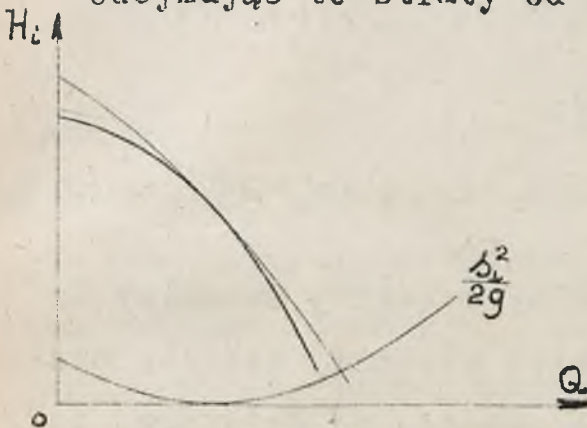
i wykres strat będzie się przedstawiał, jak na rys. 74. W rzeczywistości, przy małych Q straty są dużo mniejsze, niż nam to daje ten ra-

chunek, dlatego wykres ten poprawiamy sobie /linja kreskowana/; również na prawo od minimum będą straty

niezawodnie mniejsze. Minimum naturalnie zachodzić będzie przy Q , dla którego pomę liczone, dla

$\beta_0 = \beta_1$, $\alpha_0 = \alpha_1$. W tym wypadku $\frac{\delta_2^2}{2g}$ redukuje się do $\frac{w_1^2 - w_0^2}{2g}$.

Odejmując te straty od krzywej z rys. 72 otrzymamy drugie przybliżenie



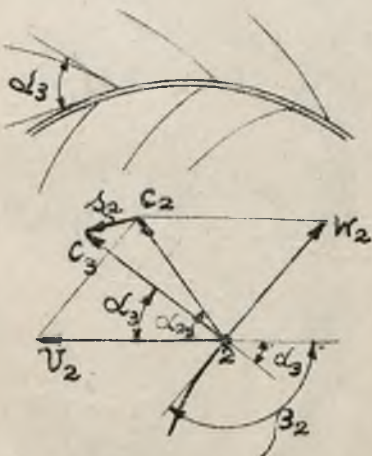
charakterystyki pompy odśrodkowej /rys. 75/.

Przy wyjściu wody z wirnika, czyli przy wejściu na łopatki dyfuzora będącymi mieli podob-

rys. 75.

ne uderzenie, jak przy wejściu na wirnik. Łopatki dyfuzora są nachylone pod kątem α_3 , woda zaś wy-

chodzi z wirnika pod kątem α_2 . więc musi zmienić swój kierunek, lub geometrycznie szybkość jej musi otrzymać przyrost δ_2 /rys. 76/.



rys. 76.

dużych $k < 1$.

Podobnie i tutaj wyrazimy straty, jako $k \cdot \frac{\delta_2^2}{2g}$, przy czym dla małych δ_2 jest $k=1$ dla

Możemy wyliczyć:

$$s_2^2 = c_2^2 + c_3^2 - 2 c_2 c_3 \cos(\alpha_2 - \alpha_3).$$

Ale:

$$c_2^2 = w_2^2 + v_2^2 - 2 w_2 v_2 \cos \beta_2$$

$$i \quad c_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_3) = v_2 \cos \alpha_3 + w_2 \cos(\beta_2 - \alpha_3).$$

Podstawiając to, otrzymamy:

$$s_2^2 = v_2^2 + w_2^2 + c_3^2 - 2 v_2 w_2 \cos \beta_2 - 2 c_3 v_2 \cos \alpha_3 - 2 c_3 w_2 \cos(\beta_2 - \alpha_3).$$

Jeżeli A_2 oznacza ogólny przekrój normalny do w_2 na obwodzie zewnętrznym wirnika, zaś A_3 przekrój normalny do c_3 przy wejściu do dyfuzora, to możemy napisać:

$$w_2 = \frac{Q}{A_2} \quad i \quad c_3 = \frac{Q}{A_3}.$$

Podstawiając to i dzieląc przez $2g$ otrzymamy:

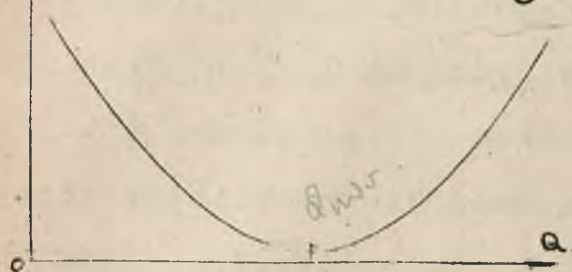
$$\frac{s_2^2}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} + \frac{Q^2}{2gA_2^2} + \frac{Q^2}{2gA_3^2} - \frac{v_2 \cos \beta_2 \cdot Q}{g A_2} - \frac{v_2 \cos \alpha_3 \cdot Q}{g A_3} - \frac{\cos(\beta_2 - \alpha_3) \cdot Q^2}{g A_2 A_3}.$$

Oznaczmy:

$$\frac{1}{2g} = A_2; \quad \frac{1}{g} \left(\frac{\cos \beta_2}{A_2} + \frac{\cos \alpha_3}{A_3} \right) = B_2; \quad \frac{1}{2gA_2^2} + \frac{1}{2gA_3^2} - \frac{\cos(\beta_2 - \alpha_3)}{g A_2 A_3} = C_2.$$

to będziemy mieli na określenie strat równanie:

$$\frac{\Delta_2^2}{2g} = A_2 v_2^2 - B_2 v_2 Q + C_2 Q^2;$$



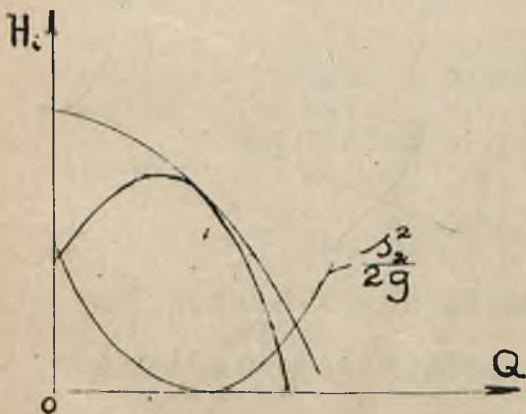
rys. 77.

czyli parabolę, jak na rys. 77.

Podobnie, jak krzywa strat, pochodzących z uderzeń przy wejściu

i ta krzywa na prawo i lewo od minimum przechodzi w rzeczywistości niżej.

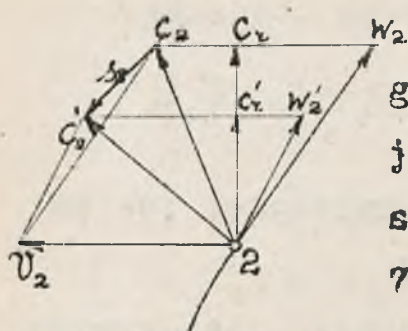
Minimum ma miejsce przy takim Q , dla którego pompa była liczona; jednakże nie zawsze buduje się pompy tak, aby minimum strat przy wejściu i wyjściu było przy tem samym Q , a to celem uzyskania bardziej płaskiej krzywej charakterystycznej.



rys. 78.

Dodając stratę uderzenia przy wyjściu do poprzednio otrzymanego 2-go przybliżenia charakterystyki, otrzymamy trzecie jej przybliżenie /rys. 78/.

Straty przy wejściu do spirali odprowadzającej, o ile nie mamy łopatek kierowniczych, można określić kilkoma sposobami.



rys. 79.

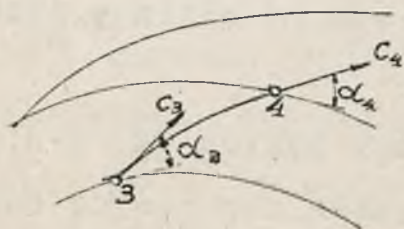
Przy opuszczaniu łopatek mamy gwałtowne zwiększenie się przekroju, szybkości C_2 , C_r i W_2 zmniejszają się więc na C_2' , C_r' , W_2' /rys. 79/, przy czym C_2 a zapewne i W_2 zmieniają swój kierunek. Mamy strata,

wyrażającą się przyrostem Δ_3 /rys.79/. Woda

wchodzi do dyfuzora

w kierunku $C_2' = C_3$ /rys.80/ i płynie dalej według równania:

$$C_p \cdot r = \text{const.}$$



rys. 80.

które wyprowadziliśmy dla swobodnego ruchu wody w pierścieniu kołowym jakiegokolwiek kształtu /patrz "Silniki Wodne" str.112/.

Woda opuszczając będzie dyfuzor z szybkością C_4 pod kątem α_4 , który wyliczymy z zależności:

$$B_3 \operatorname{tg} \alpha_3 = B_4 \operatorname{tg} \alpha_4;$$

/"Silniki Wodne", str.113/, a ta szybkość nie zawsze będzie się zgadzać wielkością i kierunkiem z szybkością C_4' , dla której budowana jest spirala odprowadzająca.

Będziemy więc mieli nową stratę, którą podobnie, jak poprzednie straty, możemy określić za pomocą

przyrostu, jaki musiałyby otrzymać C_4 , aby przejść w C'_4 .

Drugi sposób obliczenia straty przy wejściu do spirali polega na tem, że obliczamy, jakie powinno być C_3 ze względu na kształt spirali i jako stratę przyjmujemy przyrost $C_2 > C_3$.

Można też przyjąć, że strata zachodzi w punkcie 4, t. zn. że przejście z łopatkki do dyfuzora odbywa się bez strat, a zachodzą one dopiero przy wejściu z dyfuzora do spirali i określać stratę, jako geometryczną różnicę szybkości rzeczywistej C_4 i szybkości, wynikającej z budowy dyfuzora, C'_4 .

Najbliższe prawdy będzie jednak przypuszczenie, że straty zachodzą na całej drodze 3 - 4.

W jakikolwiek sposób określać będziemy wszystkie powyższe straty, zauważymy zawsze, że wielkość ich i zmiana ze zmianą Q zależy od typu pompy, od proporcji przekrojów i kątów.

Praktyka stwierdziła, że dla szeregu pomp jednego typu, t. zn. o wspólnych właściwościach budowy, jakkolwiek różnej wielkości, przebieg krzywej $Q-H$ jest jednakowy co do jej ogólnego charakteru. Poszczególne krzywe mogą się różnić tylko skalą, lecz geometrycznie są zupełnie podobne.

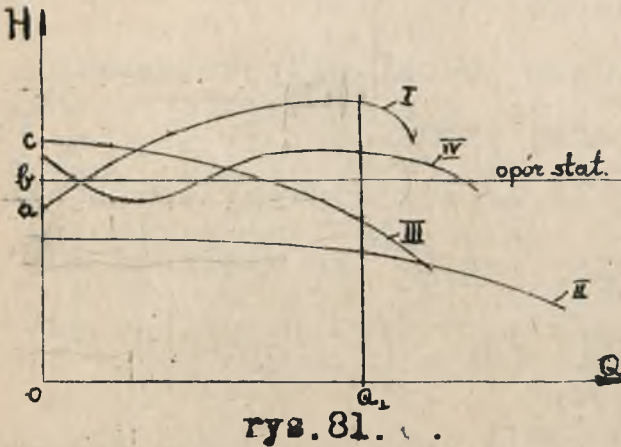
Dlatego normalizujemy typy pomp, podobnie, jak i

turbin wodnych i ustalany doświadczalnie charakterystykę dla każdego typu.

+ § 14. Zastosowanie charakterystyk.

Przy instalowaniu pompy odśrodkowej, kierujemy się w jej wyborze charakterystyką, musimy bowiem dobrać tak pompę, któraby jaknajlepiej sprostała stawianym jej wymaganiom.

Również mając już zainstalowaną pompę, powinniśmy mieć jej krzywą $Q-H$, ażeby wiedzieć, czego od tej pompy wymagać możemy.



Przypuśćmy, że chcemy wybrać pompę, która ma pracować w danych warunkach. Mamy do wyboru pompy o rozmaitych krzywych /rys. 81/

Pompa o krzywej I ma

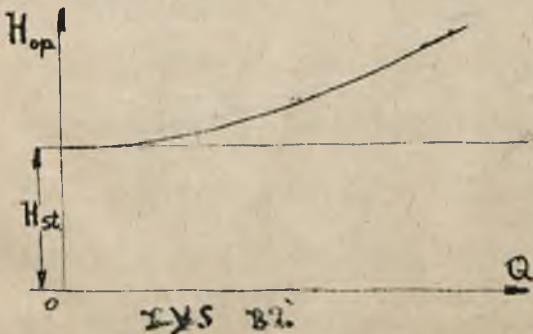
tę właściwość, że jej Q_{max} w porównaniu do normalnego jest małe, tam więc, gdzie zapotrzebowanie wody jest zmienne w dużych granicach, tej pompy nie zastosujemy. Jednakże przy względnie małych zmianach wydatku pompa ta bardzo nieznacznie zmienia swoją wysokość pompowania. Zastosujemy ją więc tam, gdzie

zapotrzebowanie wody waha się koło Q_1 .

Pompa o krzywej II może dawać bardzo zmienną ilość wody Q , przy małej, nieznacznie zmiennej wysokości pompowania H , a przytem jej Q_{max} jest bardzo duże w stosunku do normalnego. Jeżeli więc mamy przepompowywać wodę z jednego zbiornika do drugiego i H przytem stale maleje, dochodząc w końcu do 0 , zastosujemy pompę II.

Są jeszcze inne względy, któremi się przy wyborze pompy odśrodkowej kierować należy.

Przypuśćmy mianowicie, że nie mamy oporów hydrodynamicznych między pompą a dolnym zbiornikiem, jest tylko wysokość statyczna, wyrażająca się linją χ /rys. 81/. Jeżeli zastosujemy pompę I, to nie zacznie ona pompować, gdyż jak wskazuje charakterystyka, jej wysokość pompowania przy wydatku 0 jest niższa od tej wysokości statycznej. Trzeba więc użyć innej pompy, np. III, która będzie mogła opór statyczny na początku pompowania pokonać.



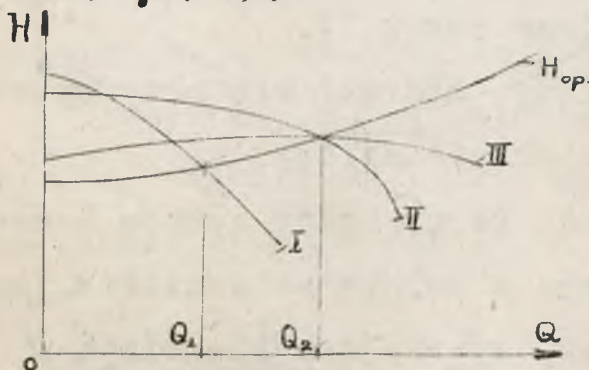
Pompa pokonuje prócz statycznego jeszcze opór dynamiczny, pochodzący z tarcia w przewodach.

ogólną wysokość, do-

konywaną przez pompę, można więc wyrazić w następującej sposób:

$$H_{op} = H_{stat.} + \sum \zeta \frac{c^2}{2g} = H_{st.} + const. Q^2.$$

Każdy rurociąg będzie miał zatem swoją charakterystykę, wyrażającą się w zależności oporu od wydatku Q , która przedstawiać się będzie jako parabola /rys. 83/.



rys. 83.

Na rys. 83 mamy taką krzywą oporów rurociągu i krzywe 3-ech pomp.

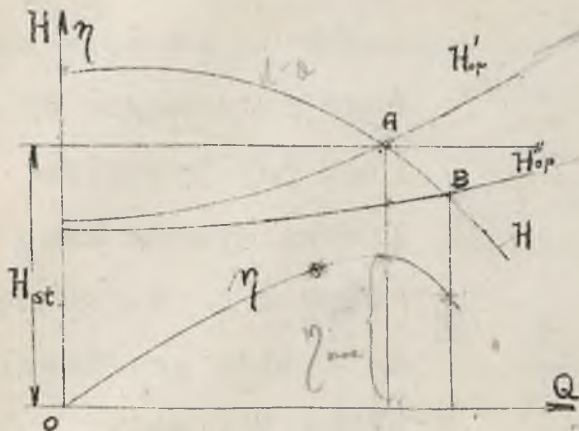
Rozpatrując krzywą I zauważymy, że pompa przez nią reprezentowa-

na pompować będzie do tego rurociągu najwyżej Q_1 wody, gdyż przy większych wydatkach opór rurociągu przewyższa wysokość, jaką pompa jest w stanie pokonać. Pompy zaś scharakteryzowane krzywami II i III dadzą więcej wody, Q_2 i przytem tak się składa, że obie jednakowo.

Obok krzywej $Q-H$ ważną jest rzeczą wiedzieć, jaką sprawność posiada pompa przy każdym wydatku, czyli mieć krzywą $Q-\eta$.

Na rys. 84 mamy charakterystykę i krzywą sprawności pompy odśrodkowej. Widzimy, że jeżeli pompa ta

będzie pompowała na wysokość $H_{st.}$, to będzie pra-



rys. 84.

cowała przy największej swojej sprawności.

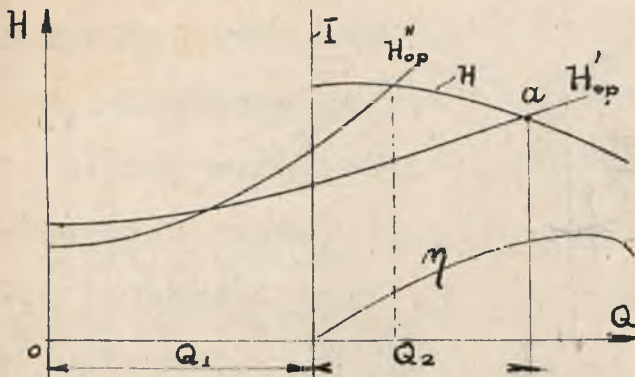
Tak samo będzie, jeżeli będzie pompowała do rury o krzywej oporów H'_{op} , pompując jednak do rury o krzywej H''_{op} będzie pracowała

przy sprawności mniejszej, jakkolwiek więcej będzie dała wody i niewiadomo czy wskutek mniejszej sprawności woda ta nie będzie droższa.

Ażby przy przewodzie H''_{op} pompa pracowała z największą sprawnością, należałoby przymknąć zawór w przewodzie tłoczącym, żeby opór się zwiększył i punkt B doszedł do A

Istnieją najrozmaitsze zagadnienia tego rodzaju, które można rozwiązywać tylko za pomocą wykresów w sposób podobny, jak powyżej.

Np., mamy w kopalni pompę tłokową, o charakterystyce I rys. 85/, t. zn. daje ona Q_1 wody. Otworło się nowe źródło i wobec tego ta pompa już nie może podać całej ilości wody, która jest do wypompowania. Dostawiamy więc jeszcze pompę odśrodkową o charakte-



rys.85.

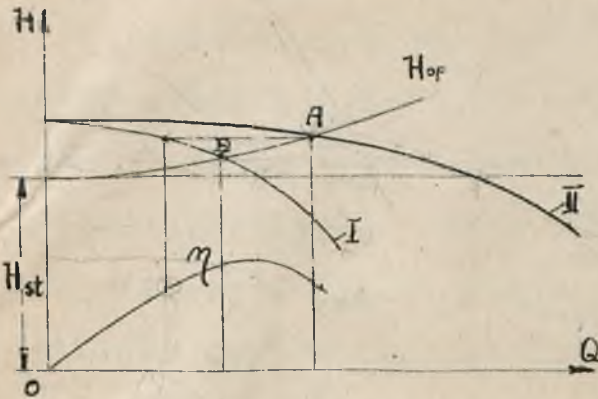
rystryce H , i dołączamy ją do tego samego rurociągu. Wykres jej przecina krzywą oporów rurociągu H'_{op} . w p. a , będzie więc ona dawała tylko Q_2 wody, i będzie

pracować nie przy najlepszej swojej sprawności; nie otrzymamy od niej takiego efektu, jakibyśmy w innych warunkach otrzymać mogli.

Gdyby krzywa rurociągu była np. H''_{op} , pompa ta dawałaby jeszcze mniej wody, pracowałaby przy gorszej jeszcze sprawności i nie opłaciłoby się wcale jej stosować.

Aby otrzymać ekonomiczną pracę, należy tak dobrać pompę do krzywej oporów rurociągu i wymaganego wydatku, żeby ona pracowała przy najlepszej swojej sprawności.

Przypuśćemy, że ustawiliśmy dwie jednakowe pompy o charakterystyce I /rys.86/ równolegle i pompujemy nimi do jednego rurociągu. Wtedy ich łączną charakterystykę II otrzymamy, mnożąc każdą odolętą charakterystyki I przez 2. Gdybyśmy pompowali tylko na wysokość statyczną, otrzymywalibyśmy dwa razy tyle wo-



rys.86:

obie pompy pracując razem dadzą nam ilość wody, odpowiadającą punktowi A , i częstokroć nie wiele większą od tej ilości, jaką otrzymalibyśmy z jednej pompy /punkt B /.

Sprawność, przy jakiej pompy pracują znajdziemy, rzutując punkt A *prosto* na krzywą I i znajdując odpowiadający temu rzutowi punkt krzywej η .

Sprzęgając te dwie pompy szeregowo, otrzymamy taki sam wydatek, jak z każdej oddzielnie, lecz 2 razy większą wysokość pompowania /krzywa II , rys.87/.

Takie połączenie robimy wtedy, kiedy opór statyczny jest mały, a duży dynamiczny /krzywa a /, a więc długi rurociąg. Jak widać z wykresu, otrzymamy wtedy blisko 2 razy większą wysokość pompowania, nie oddalając się zbytnio od punktu najlepszej sprawności.

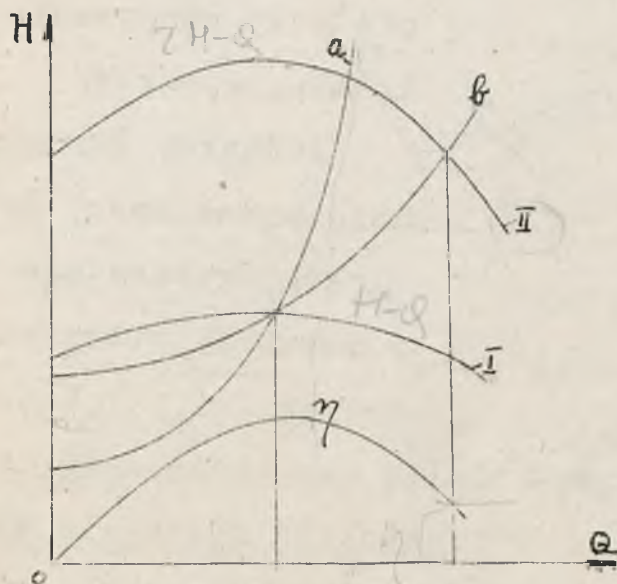
Pompując do rurociągu krótkiego /krzywa b / otrzymamy

dy, ile otrzymalibyśmy z każdej pompy oddzielnie przy pompowaniu na tę samą wysokość.

Jednakże rurociąg daje pewne opory dynamiczne, wyrażające się w sumie ze statycznymi krzywą H_{Op} . Zatem

libyśmy pracę przy małej sprawności, a więc duże,

a nieprodukcyjne zużycie mocy, podczas, gdy wysokość pompowania zwiększyłaby się nieznacznie.

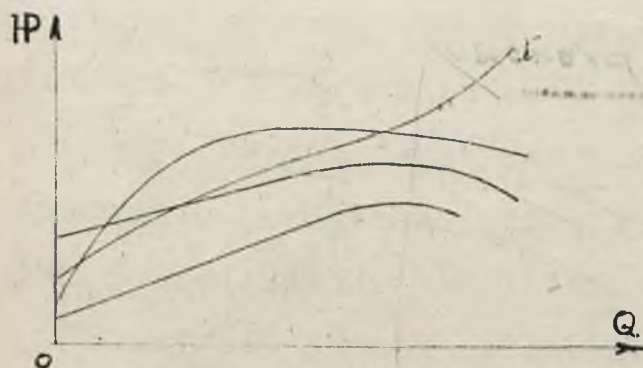


rys. 87.

Obok tych dwóch krzywych: H i η ważną jest jeszcze dla wyboru pompy krzywa mocy: $Q-HP$.

Moga być pompy o najrozmaitszych krzywych mocy /rys. 88/.

Pompa o krzywej I wymaga przy wydatku większym od normalnego znacznie większej mocy. Zastosować ją więc możemy



rys. 88.

tam, gdzie mamy pewność, że nie będziemy musieli pompować więcej niż $Q_{norm.}$, a w każdym razie należy jej dać motor, który wytrzymuje znaczne przeciążenie. Obecnie już unikamy budowania pomp o krzywych mocy, wznoszących się na prawo od $Q_{norm.}$

Na przebieg krzywej $Q-H$ ma wielki wpływ ukształtowanie łopatek pompy. Im większe jest W_2 w stosunku do W_1 , tem lepsza jest krzywa, gdyż szybkość W_2 daje moment reakcji, jak w turbinie i jakby pomaga wirnikowi obracać się. Dlatego więc staramy się ze względu na krzywą mocy dawać przekrój między łopatkami przynajmniej nie rozszerzony, a kąty β_2 stosujemy duże.

§. 15. Przerabianie charakterystyk.

Jeżeli mamy dla danej pompy charakterystykę przy danej ilości obrotów, to możemy wykreślić jej charakterystykę dla wszelkich innych ilości obrotów. - Możemy ją także wykreślić i dla innych pomp tej samej konstrukcji, lecz większej lub mniejszej średnicy przy jakiegokolwiek ilości obrotów.

Przypuścimy, że pompa przy ilości obrotów n pompuje Q $\frac{1}{\text{sek}}$ wody na wysokość H , zużywając moc HP przy sprawności η

Chcemy zbadać co będzie, jeśli ilość obrotów zmieni się na n' . Jak wiemy /patrz § 13 rys. 78/ teoretyczna charakterystyka pompy jest w przybliżeniu parabolą, którą możemy określić równaniem:

$$H = Av_2^2 + Bv_2Q + CQ^2.$$

Suma otworów, przez którą woda płynie, pozostaje bez zmiany, możemy więc napisać:

$$Q = d\sqrt{H};$$

gdzie d jest to pewien współczynnik. Podstawiając to do równania charakterystyki otrzymamy:

$$H = Av_2^2 + Bv_2d\sqrt{H} + Cd^2H;$$

lub inaczej:

$$H(1 - Cd^2) - Bv_2d\sqrt{H} = Av_2^2;$$

albo, dzieląc przez $v_2^2(1 - Cd^2)$:

$$\frac{H}{v_2^2} - \frac{Bd}{v_2(1 - Cd^2)}\sqrt{H} = \frac{A}{1 - Cd^2};$$

a oznaczając:

$$\frac{Bd}{1 - Cd^2} = L; \quad \frac{A}{1 - Cd^2} = K,$$

otrzymamy:

$$\frac{H}{v_2^2} - L \frac{\sqrt{H}}{v_2} = K.$$

Mieliśmy /patrz str. 95 /:

$$v_2 = \sqrt{\frac{gH}{\varepsilon}} \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \beta_2}} = \operatorname{const.} \sqrt{H};$$

więc

$$\frac{\sqrt{H}}{v_2} = \operatorname{const.}$$

Wobec tego ostatnie równanie brzmieć będzie:

$$\frac{H}{v_2} = \text{const.};$$

czyli:

$$H = \text{const.} \cdot v_2^2.$$

Ponieważ szybkość v_2 zmienia się wprost proporcjonalnie do ilości obrotów, więc H rośnie jak ilość obrotów do kwadratu.

Zaś Q zmienia się jak pierwiastek z H , więc ze zmianą n zmienia się wprost proporcjonalnie do niej. Stąd wynika, że wykresy szybkości na łopacie ze zmianą ilości obrotów nie zmieniają się co do kształtu, gdyż ze zmianą n wzrasta lub maleje Q , więc i w wprost proporcjonalnie, tak, jak v . Cały więc wykres powiększy się lub zmniejszy, a kierunki szybkości się nie zmieniają i uderzenie będzie, zatem sprawność pompy się nie zmieni.

Ponieważ moc mierzy się iloczynem z wydatku przez wysokość pompowania, zatem ze zmianą n moc będzie się zmieniać jak n^3 .

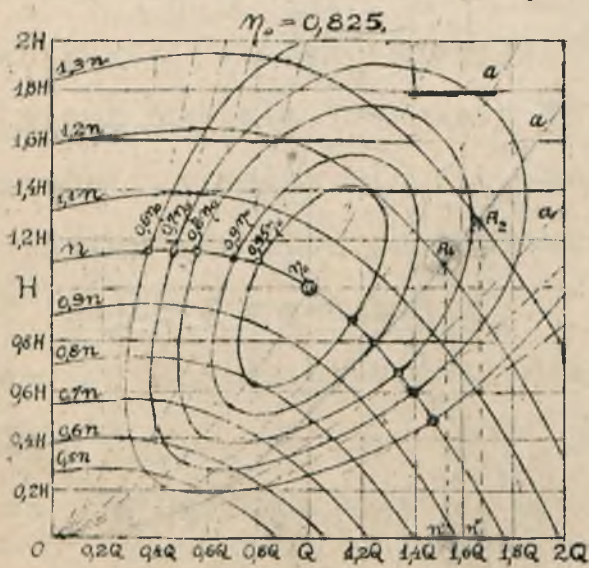
Ostatecznie więc możemy napisać następujące zależności:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \text{const.} \\ Q &= \text{const.} \cdot n \\ H &= \text{const.} \cdot n^2 \\ P &= \text{const.} \cdot n^3 \end{aligned} \right\}$$

Te prawa proporcjonalności pompy będą niezgodne z rzeczywistością w takim stopniu, w jakim rzeczywista charakterystyka nie zgadza się z przyjętym przez nas za punkt wyjścia równaniem. Jednakże w okolicy n_{opt} , t.zn. n , dla którego pompa jest budowana, zależności te będą dostatecznie zbliżone do rzeczywistości. Przy ilościach obrotów znacznie różniących się od n_{opt} nie można ich stosować.

Wyżej wyprowadzone zależności służą nam do przetwarzania charakterystyk na dowolne n .

Przypuśćmy więc, że mamy charakterystykę pompy dla ilości obrotów n' /rys.89/. Przypuśćmy, że



rys. 89.

pompa pracuje przy wydatku Q' na wysokość H'' /punkt A_1 /.

Jeżeli teraz powiększymy II s_b obrotów na n'' , to Q zwiększy się w stosunku prostym do tej ilości obrotów, zaś H w stosunku do jej

kwadratu. A więc punkt charakteryzujący warunki pracy pompy, posunie się w górę

— po paraboli α , przechodzącej przez punkt A_1 . Na osi Q możemy jednocześnie odmierzać ilości obrotów. Punktowi A_1 odpowiada ilość obrotów n' , to nam daje skalę, w jakiej dla tego punktu należy brać obroty. Odmierzając w tej skali n'' i prowadząc pionową, otrzymamy w przecięciu z parabolą α punkt A_2 szukanej charakterystyki, odpowiadający punktowi A_1 . W taki sam sposób możemy znaleźć inne punkty obchodzącej nas charakterystyki, za pomocą pęku parabol, przechodzących przez wierzchołek układu.

Okazaliśmy wyżej, że przy zmianie n sprawność pozostaje stałą, to znaczy że nasze parabole α będą teoretycznie krzywymi stałej sprawności. Jak już jednak wspomnieliśmy, wszystkie nasze zależności są słuszne tylko w pobliżu n_{opt} . W rzeczywistości więc okazuje się, że krzywe stałej sprawności w pewnym oddaleniu od n_{opt} , odchylają się od parabol i zamykają, tworząc krzywe, podobne do elips.

Ażeby teraz, mając charakterystykę pewnej pompy wykreślić ją dla innej pompy tego samego typu, zauważymy, że:

$$v = \text{const.} (Dn);$$

gdzie D możemy mierzyć w jakimkolwiek miejscu,

byleby w tym samym dla obu pomp, możemy brać nawet średnicę rury odprowadzającej.

Wtedy dla wysokości pompowania będziemy mieli zależność:

$$H = \text{const.} \cdot (Dn)^2;$$

Q zmienia się jak iloczyn w przekroju przez prędkość, czyli:

$$Q = \text{const.} \cdot v \cdot D^2 = \text{const.} (D^3 n);$$

HP mierzy się iloczynem Q i H , więc:

$$HP = \text{const.} \cdot (D^5 n^3).$$

Jeżeli mamy pompę A o średnicy D_A , ilości obrotów n_A , wysokości pompowania H_A , wydatku Q_A i mocy HP_A , i mamy jej charakterystykę oraz inne krzywe, a więc sprawności i mocy, to możemy skonstruować te krzywe dla pompy B o D_B i n_B na mocy następujących wzorów:

$$\frac{H_B}{H_A} = \left(\frac{D_B \cdot n_B}{D_A \cdot n_A} \right)^2; \quad H_B = H_A \cdot \left(\frac{D_B \cdot n_B}{D_A \cdot n_A} \right)^2.$$

Podobnie:

$$Q_B = Q_A \cdot \frac{D_B^3 \cdot n_B}{D_A^3 \cdot n_A};$$

$$HP_B = HP_A \cdot \frac{D_B^5 \cdot n_B^3}{D_A^5 \cdot n_A^3}.$$

Mając krzywe dla pompy A możemy sobie ułożyć, odczytując z nich poszczególne wielkości, następującą tabelkę:

A				B		
Q_A	H_A	HP_A	η	Q_B	H_B	HP_B

Z poprzednich wzorów wyliczymy odpowiednie wielkości dla pompy B i wpiszemy w tą tabelkę. Mając tabelkę dla pompy B możemy sobie z tych wielkości skonstruować krzywe H_B i HP_B w zależności od Q_B .

Możemy też nie wyliczać wielkości dla B tylko obliczyć dla każdej z nich czynnik:

$$\frac{D_B^m \cdot n_B^n}{D_A^m \cdot n_A^n}$$

i według niego przerobić skalę na wykresie charakterystyki i krzywej HP pompy A, a otrzymamy te krzywe dla pompy B.

Okazuje się, że krzywe sprawności będą dla wszystkich pomp tego samego typu jednakowe.

§ 16. Pompy wielostopniowe.

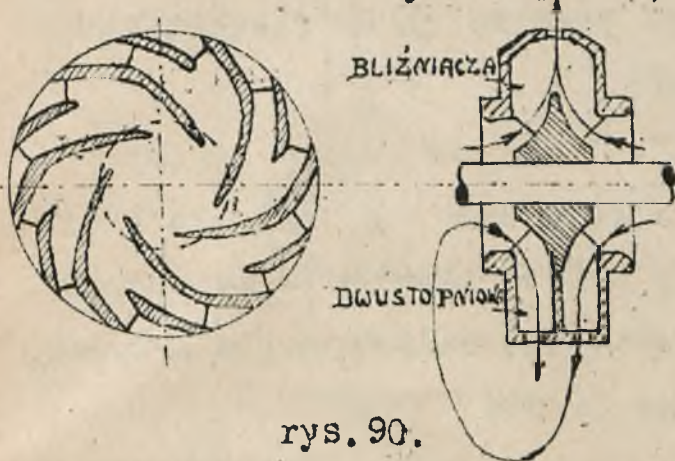
Kiedy mamy pompować na większą wysokość, nie możemy tego dokonać za pomocą jednego wirnika. - Jednym wirnikiem da się pokonać tylko pewne maksymalne H , wynoszące normalnie 25 m. Dlatego stosujemy przy większych wysokościach pompy wielostopniowe, o kilku jednakowych wirnikach, osadzonych na tym samym wale, przyczem są one połączone szeregowo, t.zn. jeden pompuje w drugi. Czasem już nawet dla wysokości większej od 15 m. stosujemy pompę dwustopniową.

Konstruując pompę wielostopniową powinniśmy sobie wykreślić charakterystykę dla jednego wirnika i potem przerobić ją na całą pompę, mnożąc rzędną przez ilość wirników.

Krzywa mocy dla pompy wielostopniowej będzie prawie tyleż razy wyższa od krzywej dla jednego wirnika, ile wynosi ilość stopni. Jak już mówiliśmy, im większe jest przyspieszenie wody w łopatkach z w_1 na w_2 , tem lepszą otrzymuje się krzywą HP z powodu reakcji.

Rees w Anglii skonstruował pompę o bardzo dobrej krzywej HP . Przekrój wirnika pompy Rees'a mamy na rys. 90. Charakteryzuje go zwężony bardzo przekrój

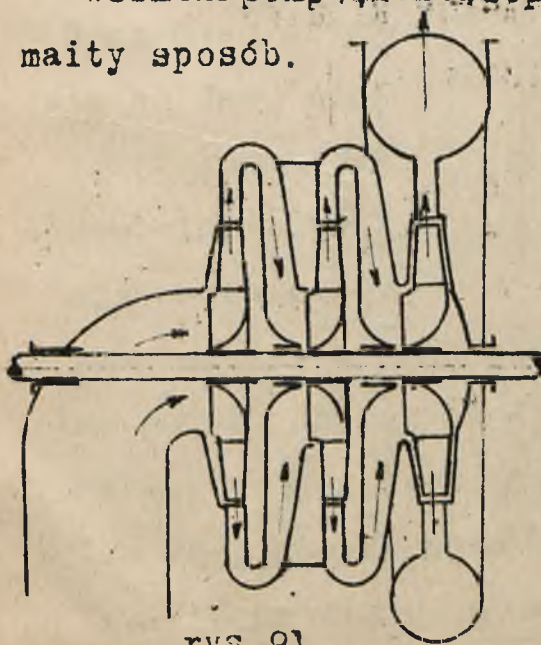
na wylocie, który przeszedł poprostu w mały otworek. Prócz normalnych łopatek, jak w każdym wirniku,



ku, zastosował Rees dodatkowe małe łopatki przy samym obwodzie /rys.90/. Skutkiem małego otworu i tych dodatkowych

łopatek, następuje w wirniku Rees'a znaczne przyspieszenie wody na krótkiej drodze, które daje moment reakcji, pomagający wirnikowi obracać się, otrzymujemy zatem mniejsze HP przy zwiększającym się Q .

Wirniki pomp wielostopniowych łączyć można w rozmaity sposób.

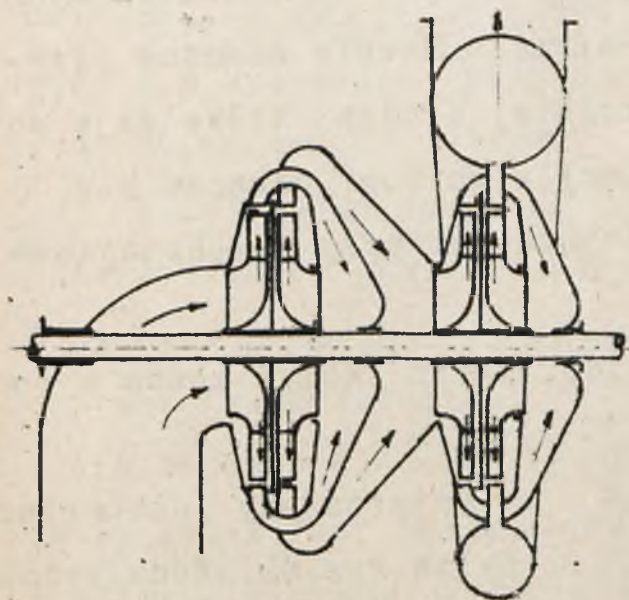


Najprostszy jest wskazany na rys.91. Woda wychodzi z wirnika I do dyfuzora, który ją prowadzi w kierunku do osi pompy i potem wchodzi od środka do wirnika II i tak dalej a z ostatniego wirnika poprzez dyfuzor dostaje

się do spirali.

Droga wody podobna jest do S i dlatego pompy takie nazywają esowemi.

Wadą tego układu jest to, że napory osiowe wszystkich wirników dodają się i w sumie dają bardzo duży napór, który trzeba chwycić w potężnych łożyskach grzebieniowych lub kulkowych, a przy tem mamy znaczne straty na tarcie

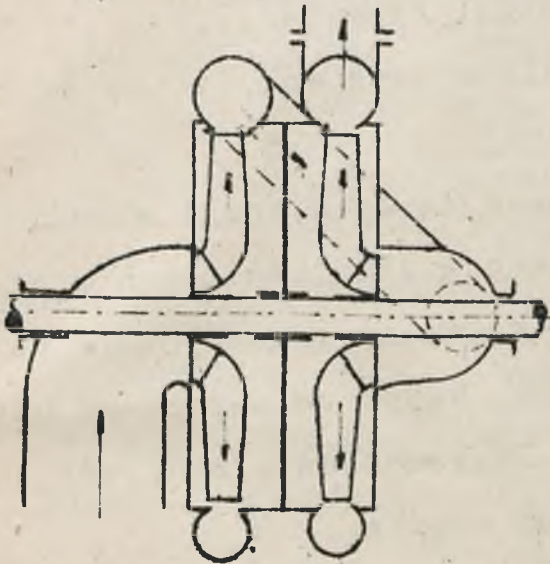


rys. 92.

Inny sposób wskazany jest na rys. 92. Tutaj wirniki osadzone są na wale parami, w ten sposób, że każda para zwrócona jest do siebie grzbietami. Woda płynie w kierunku wskazanym

strzałkami, przeszedłszy jedną parę wirników płynie do drugiej i obiega ją w ten sam sposób. Tutaj napór osiowy poszczególnych wirników znosi się w każdej parze. Złą stroną jednak tego układu jest konieczność krzyżowania przewodów, przez co odlewy są trudne.

Aby uniknąć krzyżowania przewodów daje się czasem na pierwszym wirniku spiralę, z której przez rurę,

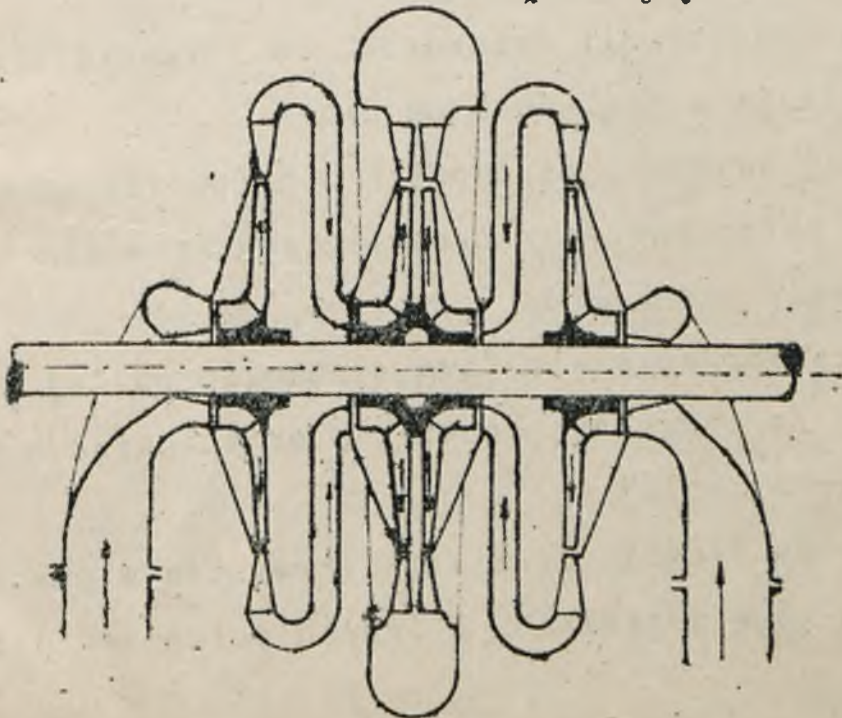


rys. 93.

przechodzącą nazewnątrz woda zostaje doprowadzoną do następnego wirnika /rys. 93/.

z jednego wirnika, a wydatek podwójny.

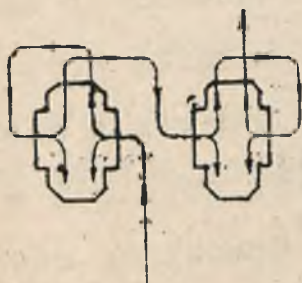
W pompach o dużym wydatku daje się wirniki pracujące równoległe, przez co otrzymujemy wysokość pompowania taką samą, jak



rys. 94.

Aby przy dużym wydatku otrzymać dużą wysokość, łączy się po dwa lub więcej wirników w szereg w każdej z równoległych gałęzi /rys. 94/.

Z ostatniej pary wirników woda wchodzi do wspólnej spirali odprowadzającej.



rys. 95.

Rees łączy wirniki w swoich pompach wielostopniowych w sposób, wskazany szematycznie na rys. 95. Napór osiowy znosi się tam. Doprowadzenie wody odbywa się od środka.

§ 17. Dyfuzory.

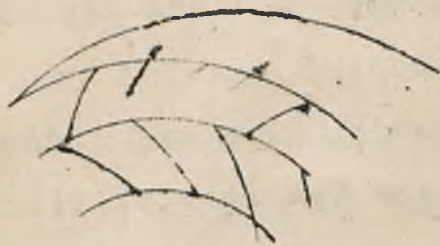
Co do konstrukcji dyfuzorów, to zauważyć się daje ewolucja w poglądach na nią.

Dawniej uważano, że łopatki w dyfuzorze są konieczne potrzebne, aby zwolnienie wody w nim było kontrolowane przez nie.

Później bardzo wiele firm odstąpiło od tej zasady, uważając, że pompa bez łopatek kierowniczych w dyfuzorze działa lepiej.

W rzeczywistości, łopatki kierownicze w pewnych wypadkach mogą pogarszać, w innych polepszać działanie pompy.

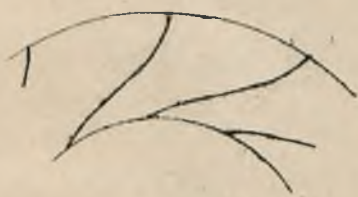
Jeśli mamy spiralę nazew-
nątrz dyfuzora, to zastosowa-
nie łopatek kierowniczych
jest nieracjonalne, gdyż wo-
da ma dążność do płynięcia
po spirali logarytmicznej,
a łopatki nadają jej inny
kierunek, wskutek tego po-
wstaje raptowna zmiana kie-



rys.96.

runku, połączona ze stratami /rys.96/.

Łopatki, o kształcie wskazanym na rys.97, zbyt
raptownie rozszerzają prze-
krój, przez co zwolnienie,
podobnie jak w rurze, nagle
rozszerzającej się, jest na
małej długości bardzo znacz-
ne i powstają wiry.



rys.97.

W takich wypadkach robiono więc często łopatki
zgrubione, jak na rys.98, a nazewnątrz nich dawano
spiralę, co było gorszym jeszcze
błędem, gdyż wtedy woda nie
zmniejszała zbyt swojej szyb-
kości w łopatkach, lecz zato
opuszczając łopatki zmniejszała
ją gwałtownie w tym jednym punk-



rys 98.

cie.

Łopatki kierujące nieracjonalnie skonstruowane pogarszają więc działanie pompy, podczas gdy skonstruowane dobrze mogą je polepszyć.

Naogół można postawić zasadę, że pompy jedno-stopniowe powinny być budowane bez łopatek kierowniczych, lecz ze spiralą odprowadzającą, wielostopniowe zaś z łopatkami kierowniczymi, umożliwiającymi racjonalne przeprowadzenia wody od jednego wirnika do drugiego.

BIBLIOTEKA
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ
Warszawa, Pl. Jedności Robotniczej 1

K O N I E C .



S P I S R Z E C Z Y .

CZĘŚĆ I.

Pompy tłokowe.	str.
§ 1. Działanie pomp tłokowych	3.
§ 2. Typy pomp tłokowych	5
§ 3. Rzeczywisty wydatek pomp tłokowych	11
§ 4. Wpływ mechanizmu korbowego na wydatek	14
§ 5. Zjawiska hydrodynamiczne, zachodzące w pompie korbowej:	
A. Po stronie ssącej	17
B. Po stronie tłoczącej	35
§ 6. Objętość powietrznika	43.
§ 7. Wentyle	65.
§ 8. Obliczanie głównych wymiarów pompy . .	83.
§ 9. Pompy parowe bez mechanizmu korbowego	87.

CZĘŚĆ II.

Pompy odśrodkowe.

§ 10. Działania pomp odśrodkowych	90.
§ 11. Teoria pomp odśrodkowych	91.
§ 12. Obliczanie wirnika	97.
§ 13. Charakterystyki pomp odśrodkowych	107.

§ 14. Zastosowanie charakterystyk	122
§ 15. Przerabianie charakterystyk	129
§ 16. Pompy wielostopniowe	136
§ 17. Dyfuzory	140



