

w wielostopniowych turbinach akcyjnych Zoelly'ego i Rateau'a, w których przyjmujemy, że prędkość wylotowa z poprzedniego wirnika zostaje zużyta przez wiry przed kierownicą, powiększając ciepłok całkowity i entropję. Straty prędkości w kierownicach w stosunku do teoretycznej prędkości wylotowej  $c_0$  z kierownicy są według nowszych badań mniej więcej takie same jak w dyszach. Przy obliczaniu kierownic należy przyjmować współczynnik  $\varphi$  o około 2% mniejszy od liczb, podanych na tabelce następującej:

przy $c_0 = 200$	300	400	500	600	650 — 700 m/sek
$\varphi = 0,92$	0,94	0,953	0,962	0,968	0,97

*b) Straty w kierownicach, wyzyskujących prędkość wylotową.*

Opory przy przepływie pary przez wieniec łopatkowy kierownicy są tutaj mniej więcej takie same, jak przy przepływie przez wieniec łopatkowy wirnika. W kierownicach, umieszczonych pomiędzy dwoma wieniecami wirnikowymi turbin Curtis'a, a służących jedynie do zmiany kierunku prądu pary, dalej turbin reakcyjnych podług rys. 46 i tych wielostopniowych turbin akcyjnych, które wyzyskują prędkość wylotową z poprzedniego wirnika, więc pracujących z tym samym stopniem zasilania w następujących po sobie stopniach ciśnienia, należy więc przyjmować współczynnik  $\psi$  podług danych § 16 pod a) w zależności od prędkości wylotowej z poprzedniego wirnika  $c_2$ ; — dodać jednak należy, że przy małej prędkości wlotowej liczymy w wielostopniowych turbinach akcyjnych ze współczynnikiem  $\varphi$  dla znalezienia prędkości wylotowej. W kierownicach turbin reakcyjnych, budowanych podług zasad Parsons'a, należałoby natomiast przyjmować współczynnik  $\psi$  podług danych § 16 pod b).

## § 18. Straty wewnętrzne w turbinie.

Wewnątrz turbiny zachodzą następujące straty:

I. Straty w dyszach względnie w kierownicach, dla których współczynniki podano w § 15 i § 17, wynoszą podług wzoru (38):

$$A \cdot Z = A \cdot (1 - \varphi^2) \cdot \frac{c_0^2}{2g} \text{ względnie } A \cdot (1 - \psi^2) \frac{c_2^2}{2g} \quad (51)$$

II. Straty w łopatkach wirnika, dla których współczynniki  $\psi$  podano w § 16, wynoszą:

$$A \cdot Z_1 = A \cdot (1 - \psi^2) \frac{w_1^2}{2g} \quad (52)$$

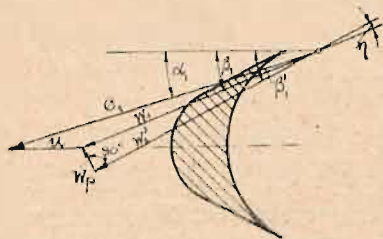
przy założeniu, że początek łopatki jest równoległy do prędkości względnej  $w_1$ .

Gdyby kierunek prędkości  $w_1$ , znalezionej z  $c_1$  i  $u$ , (rys. 57) nie był równoległy do początku łopatki, to prędkość względna  $w_1$  rozkładałaby się na dwie składowe, mianowicie jedną  $w'_1$ , równoległą do początku łopatki, a drugą  $w_p$ , prostopadłą do początku łopatki; — z powodu zachodzącego uderzenia zmniejszyłaby się praca, wykonana przez turbinę, gdyż  $w'_1 < w_1$  i  $w'_1 \cdot \cos \beta'_1 < w_1 \cdot \cos \beta_1$  (patrz wzór 47). Ponieważ grzbiet łopatki i wewnętrzna jej strona posiadają przeważnie inne pochylenie, wykonywamy zwykle początek grzbietu łopatki równoległy do  $w_1$ , ponieważ uderzenie pary o stronę wewnętrzną łopatki nie wywiera wpływu hamującego i jest skutkiem tego mniej szkodliwe. W ogólności straty, spowodowane takim uderzeniem, nie są duże, jeśli kąt  $\eta$  pomiędzy  $w_1$  i początkiem łopatki nie jest duży.

Zaznaczyć jeszcze należy, że w kierownicach można uzyskać dalszą ekspansję pary w skośnie ściętej części kanału kierowniczego i w szczelinie pomiędzy łopatkami kiero-



wniczemi i wirnikowemi, skutkiem czego egzystuje, pomimo zastosowania równoległych ścianek w kanałach łopatkowych kierownicy, możliwość wyzyskania większego spadku ciśnienia od krytycznego  $p_1 : p_m$  i pracy z prędkością większą od krytycznej  $c_m$  t. j. niż prędkość głosu. Taka dalsza ekspansja jest połączona ze zboczeniem kierunku prędkości  $c_1$  o kąt  $\omega_1$ , tak że kąt  $\alpha'_1$ , pod którym para dopływa w rzeczywistości do wieńca łopatkowego wirnika wynosi:



Rys. 57.

$$\alpha'_1 = \alpha_1 + \omega_1 \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

Po stronie wylotowej z wieńca wirnika jest w turbinach akcyjnych  $\omega_2 = 0$ , ponieważ w wirniku nie odbywa się ekspansja, natomiast w turbinach reakcyjnych może  $\omega_2 > 0$ , czyli może zachodzić pewne zboczenie strumienia pary względem kąta łopatki. Wpływ, spowodowany zboczeniami, określonymi przez

$\omega_1$  i  $\omega_2$ , będzie rozważany w § 21.

### III. Straty wylotowe.

Tę część energii kinetycznej, którą para posiada z powodu swej bezwzględnej prędkości  $c_2$  przy opuszczaniu wirnika, nie możemy wyzyskać, a strata wylotowa wynosi:

$$A \cdot Z_2 = A \cdot \frac{c_2^2}{2g} \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

Z wykresu prędkości rys. 54a znajdujemy:

$$c_2 = V (c_2 \cdot \sin \alpha_2)^2 + (w_2 \cdot \cos \beta_2 - u)^2,$$

a ze wzoru tego widzimy, że  $c_2$  jest najmniejsze, jeśli  $w_2 \cdot \cos \beta_2 = u$ , a wtedy musiałoby być  $c_2 = c_2 \cdot \sin \alpha_2$ , czyli że kąt  $\alpha_2$  powinien równać się  $90^\circ$ , jeśli straty wylotowe mają być najmniejsze.

### IV. Straty z powodu rozpryskiwania i nieszczelności.

W turbinach akcyjnych straty, spowodowane rozpryskiwaniem pary poza wieńiec łopatkowy wirnika nie są duże i mogą wynosić 2% do 5% adjabatycznego spadku ciepła odnośnego stopnia ciśnienia; — w wielostopniowych turbinach akcyjnych dochodzą do tego jeszcze straty skutkiem przepływu pary przez uszczelnienie, znajdujące się pomiędzy piastą kierownicy a piastami wirników. Wielkość tych ostatnich strat zależy od rodzaju uszczelnienia, a razem ze stratami z powodu rozpryskiwania mogą te straty przy dostatecznym uszczelnieniu wynosić 4% do 10% odnośnego adjabatycznego spadku ciepła.

W wielostopniowych turbinach reakcyjnych nie zachodzi rozpryskiwanie pary, ponieważ para przepływa turbinę z pewnym nadciśnieniem, natomiast straty z powodu przepływu pary przez szczeliny pomiędzy łopatkami kierowniczymi a bębniem, względnie łopatkami wirnikowymi a osłoną, określone w § 16 współczynnikiem  $\phi$ , oraz z powodu uszczelnienia tłoków odciążających są dość znaczne.

### V) Straty pracy tarcia i wentylacji wirników.

W turbinach akcyjnych oblicza się te straty dla jednego wirnika o jednym wieńcu podług wzoru Stodoli jako pracę tarcia:

$$N_r = N_t + N_w = (\beta_1 \cdot D^2 + \epsilon \cdot \beta_2 \cdot D \cdot l^{1.5}) \frac{u^3}{10^6} \cdot \tau \text{ w koniach mech.} \quad . \quad . \quad . \quad (55)$$



Pierwsza część wzoru  $N_r$  przedstawia pracę tarcia koła wirującego bez łopatek, a druga część  $N_w$  uwzględnia straty, spowodowane przez łopatki; — Stodola podaje, że wzór powyższy sprawdził badaniami dla  $u = 60$  do  $100$  m/sek.

We wzorze tym oznacza:  $D$  = średnia średnica wieńca łopatkowego w  $m$ ;  $l$  = długość łopatek w  $cm$ ;  $u$  = średnia prędkość obwodowa w  $m/sek$ ;  $\gamma$  = ciężar właściwy pary, w której wiruje koło; współczynniki:  $\beta_1 = 1,46$ ;  $\beta_2 = 0,83$ ;  $\varepsilon$  = stosunek niezasilanego obwodu wirnika do całego obwodu wirnika.

Dla wirników turbin osiowych o dwóch stopniach prędkości należy pomnożyć wzór (55) przez 1,3, a o trzech stopniach prędkości — przez 1,8.

W turbinach reakcyjnych, w których łopatki wirnika umieszczone są na bębnie, straty powyższe są niewielkie, natomiast w turbinach podług rys. 46 można je w przybliżeniu obliczyć podług wzoru (55).

### § 19. Straty zewnętrzne w turbinie.

Do strat tych można zaliczyć straty mechaniczne, straty przez promieniowanie i straty z powodu nieszczelności dławnic.

I. Straty mechaniczne, spowodowane tarcieniem w łożyskach i w dławnicach, napędem pomp kondensacyjnych, regulatora, pompek oliwnych i ewentualnie przekładni zębatej, można przy projektowaniu nowej turbiny tylko ocenić, lecz nie są one duże. Straty mechaniczne turbin, pracujących bez przekładni i bez kondensacji, przyjmuje się przy pełnym obciążeniu dla silników o wielkiej mocy 1%, dla mocy 300 do 100 KM — 3% do 5%, a dla mniejszej mocy około 8%. Przekładnia zużywa 1% do 2%, a praca kondensacji wynosi w turbinach o dużej mocy 1% do 3%, o mocy 300 do 100 KM — 3% do 5%, a dla mocy mniejszej — 5% do 10%.

II. Straty przez promieniowanie są niewielkie, jeśli osłona turbiny jest dobrze izolowana, a mogą wynosić w turbinach o wielkiej mocy 0,5% do 1%, o małej mocy 1% do 3% przy pełnym obciążeniu. W turbinach jednostopniowych należy dbać o to, aby para wylotowa nie przepływała obok ścianek, po których drugiej stronie znajduje się para wlotowa.

III. Straty z powodu nieszczelności dławnic zależą od rodzaju dławnic. Dla dławnic z uszczelnieniem grzebieniastym można ciężar pary, przepływającej w 1 sekundzie przez dławnicę, obliczyć w przybliżeniu ze wzorów:

$$G = f \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_2^2)}{z \cdot p_1 \cdot v_1}}, \text{ jeśli różnica ciśnień jest niewielka} \quad (56)$$

$$G = f \sqrt{\frac{g}{z + 1,5} \cdot \left(\frac{p_1}{v_1}\right)}, \text{ jeśli zachodzi prędkość krytyczna} \quad (57)$$

We wzorach tych oznacza  $f$  w  $m$  przekrój szczeliny,  $p_1$  i  $p_2$  w  $kg/m^2$  ciśnienia pary,  $v_1$  objętość właściwą przy  $p_1$ ,  $z$  — liczbę szczelin,  $g$  — przyspieszenie ziemskie. Straty w dławnicach z uszczelnieniem grzebieniastym wynoszą zwykle 1,5% do 3% pary zużytej przez turbinę.

Przy obliczaniu turbin parowych przyjmuje się zwykle wszystkie straty zewnętrzne jako jedną całość i oznacza się je współczynnikiem  $\eta_m$ .



## § 20. Oznaczanie pracy i mocy oraz współczynniki sprawności turbiny.

Oznaczmy pracę 1 kg pary w turbinie idealnej, pracującej bez wszelkich strat, przy pewnym stanie pary przed dyszami i pewnym ciśnieniu w kondensatorze przez  $L_0$  względnie moc wytworzoną przez  $N_0$ , a pracę w turbinie rzeczywistej, posiadającej straty wewnętrzne i zewnętrzne, przy tych samych stanach pary przez  $L_e$  względnie moc przez  $N_e$ , to termodynamiczny współczynnik efektywny sprawności (t. j. w stosunku do pracy, względnie mocy efektywnej), obejmujący wszystkie straty w turbinie, określa się wzorem:

$$\eta_e = \frac{L_e}{L_0} \text{ względnie } = \frac{N_e}{N_0} \quad (58)$$

Do wytworzenia mocy 1 konia mechanicznego, działającej w czasie 1 godziny (1 KM — godz.) potrzebna jest teoretycznie ilość ciepła:

$$\frac{75 \cdot 3600}{427} = 632,3 \text{ ciepł.}$$

Ponieważ dla 1 kg. wynosi spadek adyabatyczny  $A \cdot L_0 = i_1 - i_2$  ciepł., przeto obliczamy teoretyczne zużycie pary  $G_0$  na 1 KM — godz. przez turbinę idealną ze wzoru:

$$G_0 = \frac{632,3}{A \cdot L_0} = \frac{632,3}{i_1 - i_2} \text{ kg} \quad (59).$$

Z powodu oznaczenia wszystkich strat w turbinie przez współczynnik  $\eta_e$ , otrzymujemy rzeczywiste zużycie pary  $G_e$  na 1 KM — godz. ze wzoru:

$$G_e = \frac{G_0}{\eta_e} = \frac{632,3}{\eta_e (i_1 - i_2)} = \frac{632,3}{A \cdot L_e} \text{ kg} \quad (60).$$

Współczynnik ogólnej sprawności wyrażamy wzorem:

$$\eta_0 = \frac{A \cdot L_e}{Q_0} \quad (61)$$

jeśli przez  $Q_0$  oznaczymy całkowitą ilość ciepła, potrzebnego do wytworzenia 1 kg. pary; — ilość ta jest znacznie większą od  $(i_1 - i_2)$ , a osiąga — zależnie od temperatury wody zasilającej — w przybliżeniu wartość  $i_1$ .

Gdy od teoretycznej pracy  $L_0$  odejmiemy pracę strat na obwodzie  $L_s$ , t. j. strat w dyszach względnie w kierownicach, strat w wieńcach łopatkowych wirnika i strat wylotowych (§ 18. I, II i III), to otrzymujemy pracę na obwodzie wieńca łopatkowego wirnika  $L_u = L_0 - L_s$  [patrz wzór (47)], a termodynamiczny współczynnik sprawności na obwodzie wyrażamy wzorem:

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_0} \quad (62).$$

Po odjęciu od  $L_u$  pracy strat z powodu rozpryskiwania i nieszczelności (§ 18. IV), którą oznaczmy przez  $L_n$ , otrzymamy rzeczywistą pracę pary na obwodzie wirnika  $L'_u = L_u - L_n$ , oraz termodynamiczny współczynnik rzeczywistej sprawności na obwodzie:

$$\eta'_u = \frac{L'_u}{L_0} \quad (63).$$

Jeśli od pracy  $L'_u$  względnie od mocy  $N'_u$  w KM odejmiemy pracę tarcia i wentylacji wirników  $L_r$  względnie  $N_r$  w KM (§ 18. V), to otrzymamy pracę wewnętrzną t. z.



indikowaną turbiny  $L_i = L_u' - L_r$  względnie moc indikowaną  $N_i = N_u' - N_r$ , oraz indikowany współczynnik sprawności:

$$\eta_i = \frac{L_i}{L_0} \text{ względnie } = \frac{N_i}{N_0} \quad (64).$$

Po odjęciu od  $L_i$  względnie od  $N_i$  pracy strat zewnętrznych  $L_m$  względnie  $N_m$ , wymienionych w § 19, otrzymamy pracę efektywną  $L_e = L_i - L_m$  względnie moc efektywną  $N_e = N_i - N_m$ , oraz mechaniczny współczynnik sprawności:

$$\eta_m = \frac{L_e}{L_i} \text{ względnie } = \frac{N_e}{N_i} \quad (65).$$

Ponieważ podług § 18. V straty, spowodowane przez pracę tarcia i wentylacji wirników, określamy jako  $N_r$  w KM, przeto oblicza się przy projektowaniu turbin termodynamiczny współczynnik efektywny  $\eta_e$  najdogodniej ze wzoru:

$$\eta_e = \eta_i' \cdot \frac{N_e}{N_r + N_m + N_e} \quad (66).$$

Przy ocenie uzyskanych wyników przy pomiarach turbinowych oblicza się współczynnik  $\eta_e$ , który jest miarą wyzyskania pary w turbinie, ze wzoru (60) t. j.:

$$\eta_e = \frac{632.3}{G_e (i_1 - i_2)} \quad (67).$$

Zaznaczyć należy, że niektórzy autorzy oznaczają pracę indikowaną jako  $L_i = L_0 - L_s$ , przez co otrzymuje się korzystniejsze  $\eta_i$ , a gorsze  $\eta_m$ ; — ponieważ jednakże  $L_i$  oznacza pracę wewnętrzną turbiny, przeto uważać należy powyżej przedstawiony sposób określania pracy za odpowiedniejszy.

Jeśli oznaczmy przez  $G_g$  całkowite zużycie pary przez turbinę o mocy  $N_e$  w KM, w czasie 1 godziny, to zużycie pary na 1 KM<sub>e</sub> — godz. wynosi:

$$G_e = \frac{G_g}{N_e} \text{ kg} \quad (68).$$

Zużycie pary na 1 KM<sub>i</sub> — godz. (indikowany koń mech. — godz.) wynosi:

$$G_i = G_e \cdot \eta_m \text{ względnie } = \frac{632.3}{A \cdot L_i} \text{ kg} \quad (69).$$

Pracę indikowaną 1 kg. pary  $A \cdot L_i$  w ciepł. możemy obliczyć, odejmując od adyabatycznego spadku ciepła ( $i_1 - i_2$ ) wszystkie straty wewnętrzne, wymienione w § 18, a wyrażone w ciepłotkach i określone przez  $i_m$ , ze wzoru:

$$A \cdot L_i = i_1 - i_2 - i_m \quad (70).$$

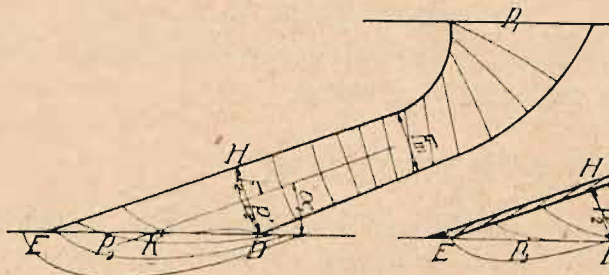
## § 21. Przebieg ciśnień w dyszach i w kierownicach oraz kąty odchylenia.

W § 15 i § 17 przyjmowaliśmy, że przeciwprężność  $p_2$  panuje w przekroju  $DH$  (patrz rys. 56), który określiliśmy jako przekrój końcowy  $F_2$ . Ponieważ zadaniem dysz i kierownic w turbinach parowych jest także wprowadzenie strumienia pary pod kątem zamierzonym do wieńca łopatkowego wirnika, przeto muszą być one zatoczone promieniem  $R$  i posiadać skośne przedłużenie, t. zw. trójkąt wylotowy, oznaczony na rys. 52 i 56 literami  $DHE$ , z przekrojem wylotowym  $DE$ . Zaznaczone powyżej

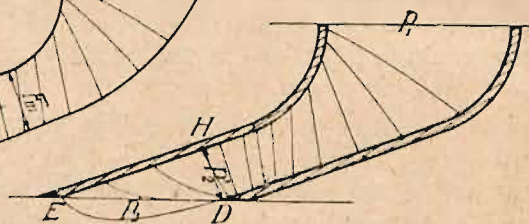


warunki konstrukcyjne mogą wywierać znaczny wpływ na przebieg odbywający się w turbinie parowej.

Z powodu zatoczenia dysz, względnie kierownic, promieniem  $R$ , po stronie wlotowej (rys. 56) ciśnienie na stronę  $ND$  musi być większe, niż na stronę  $ME$ , lecz, jeśli promień  $R$  jest dostatecznie duży, nie należy obawiać się odłączenia strumienia pary od  $ME$ , co mogłoby spowodować znaczne straty. Znacznie większy wpływ od wspomnianego zgięcia może wywierać na przebieg, odbywający się w turbinie, trójkąt wylotowy. Przede wszystkim dla tego przebiegu miarodajne jest ciśnienie pary, panujące w przekroju wylotowym  $DE$ , które bynajmniej nie musi być równe ciśnieniu, panującemu w przekroju końcowym  $DH$ , czyli że jako przeciwprężność  $p_2$  określić należy ciśnienie pary

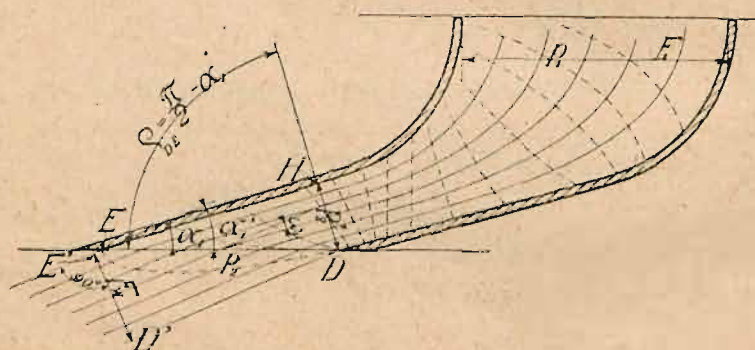


Rys. 58.



Rys. 59.

w przekroju  $DE$  lub też nawet tuż za nim. Podług doświadczeń linie tych samych ciśnień (izobary) przebiegają w dyszach, w których  $F_2 > F_m$ , w przybliżeniu podług rys. 58, a w kierownicach, w których uzyskuje się mniejszy spadek ciśnienia od krytycznego  $p_1 : p_m$ , czyli w których prędkość wylotowa  $c_0$  w przekroju wylotowym  $DE$  jest mniejsza od prędkości krytycznej  $c_m$ , w przybliżeniu podług rys. 59, natomiast w kierownicach, w których uzyskuje się większy spadek ciśnienia od krytycznego  $p_1 : p_m$ , czyli w których



Rys. 60.

prędkość wylotowa  $c_0$  w przekroju wylotowym  $DE$  jest większa od obliczonej podług wzoru (13) prędkości krytycznej  $c_m$ , w przybliżeniu podług rys. 60.

Ponieważ w ostatnim wypadku panuje w przekroju  $DE$  przeciwprężność  $p_2$ , a w przekroju  $DH$  ciśnienie  $p'_2$ , które jest większe od  $p_2$ , lecz

mniejsze lub równe  $p_m$ , przeto w trójkącie wylotowym ciśnienie  $p'_2$  musi powoli zmniejszać się do  $p_2$ .

Rys. 60 przedstawia układ izobar w kierownicach, które opanowują większy spadek ciśnienia od krytycznego ( $\frac{p_1}{p_2} > \frac{p_1}{p_m}$ ), oraz w dyszach w których wykonano przekrój  $F_2$  za mały. Izobary w okolicy poza przekrojem  $D-H$  przebiegają skośnie do osi kierownicy, względnie dyszy, co świadczy o tem, że spadek ciśnienia w strumieniu paro-



wym odbywa się w kierunku nachylonym pod pewnym kątem do osi. Ponieważ przy zamianie ciśnienia na prędkość powstają składowe prędkości, działające w kierunku największego spadku ciśnienia, a które należy dodać geometrycznie do istniejących prędkości, przeto musi strumień zboczyć o kąt  $\omega_1$ . W tych wypadkach para opuszcza więc kierownicę wzgl. dyszę pod kątem większym od  $\alpha_1$ , mianowicie według wzoru (53) pod kątem

$$\alpha'_1 = \alpha_1 + \omega_1$$

Z powodu tego zboczenia powiększają się w trójkącie wylotowym czynne wolne przekroje wylotowe dla przepływu pary, skutkiem czego można także w kierownicach opanować większy spadek ciśnień  $\frac{p_1}{p_2}$  od krytycznego  $\frac{p_1}{p_m}$  i osiągnąć w przekroju  $DE$  większe prędkości pary  $c_0$  od prędkości krytycznej  $c_m$ .

Fakt ten jest pierwszorzędного znaczenia w budowie wielostopniowych turbin akcyjnych, bo umożliwia, pomimo użycia kierownic, zastosowanie mniejszej liczby stopni ciśnienia, a powoduje tem samem skrócenie turbiny i zmniejszenie kosztów jej budowy. Oczywiście w wielostopniowych turbinach akcyjnych można uzyskać większe prędkości pary od krytycznej także za pomocą dysz, t. j. przyrządów kierowniczych, w których  $F_2 > F_m$ , lecz budowa ich jest znacznie kosztowniejsza od kierownic, które zaopatrzone są w łopatki wygięte z blachy i umocowane w wieńcu kierowniczym. W części wysokoprężnej nie jest naogół konieczne stosowanie większej prędkości od krytycznej, a możnaby nawet stosować, bez zbytniego wzrostu kosztów, kierownice z przekrojem  $F_2 > F_m$ ; natomiast w części niskoprężnej wielkich turbin parowych jesteśmy zmuszeni do stosowania  $c_0 > c_m$ , a wykonanie tutaj  $F_2 > F_m$  byłoby bardzo kosztowne.

Podkreślić należy, że dalsza ekspansja pary w trójkącie wylotowym, połączona ze zboczeniem strumienia pary, nie zachodzi w dyszach i kierownicach, jeśli w przekroju  $DH$  panuje przeciwność  $p_2$ , t. j. jeśli w dyszy przekrój  $F_2$  jest dostatecznie duży, a jeśli w kierownicy spadek ciśnienia  $\frac{p_1}{p_2} \leq \frac{p_1}{p_m}$ .

Zboczenie strumienia pary o kąt  $\omega_1$ , spowodowane dalszą ekspansją w trójkącie wylotowym, można obliczyć zapomocą następujących dwóch sposobów:

#### I. Sposób:

Niechaj kierownica, pokazana na rys. 60, w której  $\frac{p_1}{p_2} > \frac{p_1}{p_m}$ , posiada wysokość  $W$ . Obliczenie kąta  $\omega_1$  przeprowadzamy na podstawie założenia, że w przekroju  $DH$  panuje ciśnienie krytyczne  $p_m$ . Skutkiem tego musimy wielkość przekroju  $DH$  wyznaczyć podobnie jak w dyszach jako  $F_m = F_2$ .

Oznaczając przez  $F_w$  czynny przekrój wylotowy, a przez  $G$  kg/sek. ciężar pary, przepływającej przez kierownicę, oraz przyjmując, że z powodu strat w kierownicy, prędkość krytyczna zmniejsza się do  $c'_m = \varphi \cdot c_m$ , otrzymujemy podług równania ciągłości strugi:

$$\text{a) dla punktu } D \text{ wzór: } G = \frac{F_m \cdot c'_m}{v'_m}$$

$$\text{b) " " } E \text{ " } G = \frac{F_w \cdot c_1}{v_1}$$

$$F_m = W \cdot DH; \quad F_w = W \cdot D'E'$$



$$\frac{DH \cdot c'_m}{v'_m} = \frac{D'E' \cdot c_1}{v_3}$$

$$\frac{D'E'}{DH} = \frac{v_3}{v'_m} \cdot \frac{c'_m}{c_1},$$

a ponieważ

$$\frac{DH}{\sin \alpha_1} = \frac{D'E'}{\sin \alpha'_1},$$

otrzymujemy:

$$\sin \alpha'_1 = \frac{v_3}{v'_m} \cdot \frac{c'_m}{c_1} \cdot \sin \alpha_1 \quad (71)$$

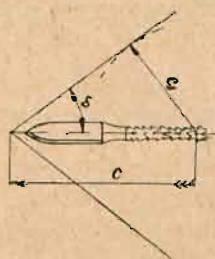
Po otrzymaniu ze wzoru (71) kąta  $\alpha_1$  obliczamy kąt  $\omega_1 = \alpha'_1 - \alpha_1$ .

Wyniki otrzymane na podstawie obliczenia powyższego zgadzają się w przybliżeniu z odchyleniami strumienia pary, stwierdzonymi za pomocą doświadczeń.

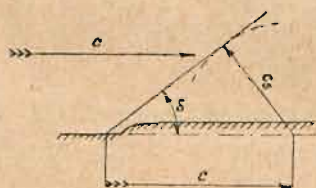
Ten sposób obliczenia posiada jednakże jedną zasadniczo słabą stronę, mianowicie nie można za jego pomocą oznaczyć, czy osiągnie się w przekroju  $DE$  potrzebne ciśnienie wylotowe  $p_2$ , a zatem wartości znalezione dla  $c_1$  i  $v_3$  na mocy poprzednich założeń mogą być w pewnych wypadkach wątpliwe. Oprócz tego oznaczenie potrzebnego ciśnienia wylotowego  $p_2$ , które możnaby uzyskać przez dalszą ekspansję pary w szczelinie pomiędzy łopatkami kierownicy i wirnika, napotyka na jeszcze większe trudności.

## II. Sposób.

Podstawy teoretyczne dla tego sposobu obliczenia podał Prandtl, opierając się na pracach Mach'a, a zastosowanie praktyczne do turbin parowych przeprowadzili Meyer i Loschge.



Rys. 61.



Rys. 62.

W pracy swej wykazał Mach, że w powietrzu nieruchomym, jeśli przez nie przebiega pocisk z prędkością  $c$ , większą od prędkości głosu, powstaje zgęszczona fala (rys. 61). Fala ta porusza się w przestrzeni z prędkością  $c_s$ , którą posiada głos w powietrzu, musi jednakże również iść razem z pociskiem, skutkiem czego posiada ona skośne położenie względem drogi pocisku, z którą tworzy

kąt  $\delta$ , nazywany kątem Mach'a. Odnośnie do rys. 61 wynosi  $\sin \delta = \frac{c_s}{c}$ .

Prandtl przyjmuje odwrotny przypadek, mianowicie, że powietrze lub gazy, płynące z prędkością  $c > c_s$ , napotyka na opór nieruchomy. Opierając się na pracy Mach'a, wnioskuje Prandtl, że w tym wypadku opór nieruchomy wytwarza zgęszczoną falę nieruchomą, pochyloną względem kierunku  $c$  pod kątem  $\delta$  (rys. 62). Dalej dowodzi on, że to samo prawo musi być także ważne dla rozrzedzającej się fali nieruchomej. Fala tego rodzaju powstaje w strumieniu parowym, który wypływa z dyszy wzgl. z kierownicy do przestrzeni, w której panuje niższe ciśnienie.

Zmniejszenie ciśnienia, rozpoczynające się od punktu  $D$  dyszy wzgl. kierownicy (rys. 63), uwidocznia się najpierw wzdłuż osi  $DII'$ , pochylonej względem kierunku stru-



mienia pod kątem  $\delta'_2$ . Jeśli oznaczymy przez  $(c_s)'_{II}$  prędkość głosu, a przez  $c'_2$  prędkość strumienia w osi  $DII'$  i przyjmujemy, że te same prędkości panują w poszczególnych punktach tej osi, to obliczyć możemy kąt  $\delta'_2$  ze wzoru:

$$\sin \delta'_2 = \frac{(c_s)'_{II}}{c'_2} \quad (72)$$

Ze wzoru (72) widzimy, że kąt  $\delta'_2$  jest tylko wówczas mniejszy od  $90^\circ$ , czyli tylko wówczas zachodzi odchylenie strumienia, gdy  $c'_2 > (c_s)'_{II}$ , czyli gdy prędkość strumienia jest większa od prędkości głosu (prędkości krytycznej).

Ciśnienie  $p'_2$  na osi  $DII'$  zmniejsza się do przeciwności  $p_2$  na osi  $DII$  w kącie pomiędzy temi osiami, a zakładamy, że izobary w tym kącie są liniami prostymi, wychodzącymi z punktu  $D$ . Oś  $DII$  położona jest względem nowego kierunku strumienia pod kątem  $\delta_2$ , a  $\sin \delta_2 = \frac{(c_s)_{II}}{c_2}$ . Ponieważ wszystkie izobary zbiegają się w punkcie  $D$ , przeto wnioskujemy, że strumień (patrz także rys. 60) jest odchyłony o kąt, który oznaczamy przez  $\omega_1$ .

Przyjmując przepływ pary przez kierownicę wzgl. dyszę bez oporów i bez wirów, Meyer obliczył położenie osi  $DII'$  i  $DII$  oraz kąt odchylenia  $\omega_1$ .

Odnosnie do rys. 64 niechaj oznacza:

$\delta$  = kąt Mach'a, który pewna prostolinijna izobara tworzy z kierunkiem strumienia,

$\gamma$  = kąt dopełniający do  $\delta$ ,

$\rho$  = kąt, który tworzy rozważana izobara z przyjętą osią pomocniczą  $OD$ ,

$p_1$  = ciśnienie przed kierownicą wzgl. dyszą,

$p$  = ciśnienie, panujące na rozważanej izobarze, które może wynosić 0 aż do ciśnienia krytycznego  $p_m$ .

$\delta_2$ ,  $\gamma_2$ ,  $\rho_2$  i  $\delta'_2$ ,  $\gamma'_2$ ,  $\rho'_2$  odnośne kąty dla osi  $DII$  i  $DII'$ .

Dla  $p \cdot v^k = \text{const.}$  podaje Meyer następujące wzory dla obliczenia  $\rho$ ,  $\gamma$  i  $\omega_1$ :

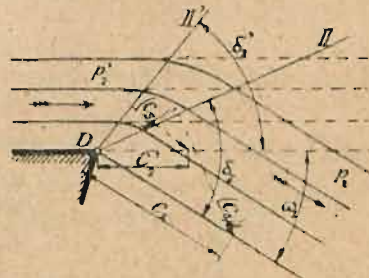
$$\lg \left[ \rho \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \right] = \lg \frac{2}{k+1} \left( \frac{p_1}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \quad (73)$$

$$\lg \gamma = \lg \frac{2}{k-1} \left( \frac{p_1}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \frac{k+1}{k-1} \quad (74)$$

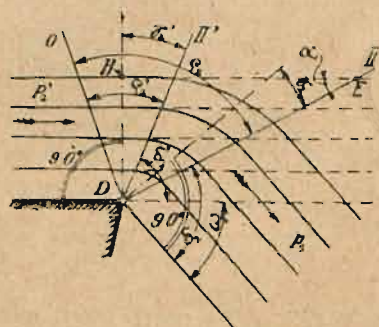
$$\omega_1 = (\rho_2 - \gamma_2) - (\rho'_2 - \gamma'_2) = \gamma_2 - \gamma'_2 \quad (75)$$

jeśli ogólnie oznaczymy przez  $v = \rho - \gamma$ . Z powyższych wzorów wynika, że wielkość kątów  $\rho$ ,  $\gamma$  i  $\omega_1$  zależy wyłącznie od stosunku ciśnienia  $\frac{p_1}{p}$ , a nie od samych ciśnień.

Wielkość tych kątów dla stosunku  $\frac{p_1}{p}$  (w rzeczywistym wypadku należy  $p$  zastąpić przeciwnością  $p_2$ ) od 0 do 0,577 podano na rys. 65, na którym znajdują się także krzywe



Rys. 63.



Rys. 64.







nieważ cały sposób obliczenia jest oparty na założeniu, że przy przepływie nie powstają wiry.

Rozważyć teraz należy zastosowanie poprzednio podanych wzorów do dysz i do kierownic, w których ciśnienie  $p'_2$  w przekroju  $DH$  jest większe od przeciwpężności  $p_2$  w przekroju  $DE$ .

W dyszy (rys. 58) obliczamy ciśnienie  $p'_2$  z wymiarów dyszy oraz ze stosunku  $F_m$  i  $F_2$ . Jeśli  $p'_2 = p_2$ , nie zachodzi w trójkącie wylotowym  $DHE$  dalsza ekspansja, natomiast jeśli  $p'_2 > p_2$ , para rozpręża się w trójkącie wylotowym, lecz dalsza ekspansja przy przepływie bez strat rozpoczyna się dopiero przy osi  $DII'$  i odbywa się w trójkącie  $DII'E$  (rys. 64). Wynika z tego, że tylko mała część trójkąta wylotowego w dyszy może służyć do dalszej ekspansji pary, a to z tej przyczyny, ponieważ para wchodzi do trójkąta wylotowego z prędkością większą od krytycznej.

Gdyby w przekroju  $DE$  nie uzyskało się pożądanej przeciwpężności  $p_2$ , to para musiałaby rozprężać się także w szczelinie pomiędzy dyszą i łopatkami wirnika oraz w samym wieńcu łopatkowym wirnika; — ekspansja pary w tym ostatnim jest oczywiście tylko wtedy możliwa, jeśli wolne przekroje są dostatecznie duże.

Wzory (73) do (75) dają możliwość przekonania się, czy w pewnym wypadku osiągnięć się żądaną przeciwpężność  $p_2$  przed przekrojem  $DE$  lub w przekroju  $DE$ . Z rys. 65 znajdujemy przy  $\frac{p_2}{p_1}$  kąt  $\rho_2$  i położenie krańcowej izobary przy pomocy osi  $DO$  (rys. 64), którą oznaczamy z kątów  $\gamma'_2$  i  $\rho'_2$ , znalezionych z rys. 65 przy  $\frac{p'_2}{p_1}$ . W celu oznaczenia ciśnienia  $p$ , które można osiągnąć w przekroju  $DE$ , obliczamy kąt:

$$\rho_{DE} = \rho'_2 + \angle [II'DE] \quad (78)$$

i znajdujemy z rys. 65 największy spadek ciśnienia  $\frac{p}{p_1}$ , który można zamienić w dyszy aż do przekroju  $DE$  przy  $\rho_{DE}$  na energię kinetyczną.

Zboczenie strumienia pary, o ile osiąga się przeciwpężność  $p_2$  w trójkącie wylotowym dyszy, można obliczyć podług wzoru (75) przy pomocy rys. 65.

*Przykład.*

Obliczyć  $\omega_1$  przy przepływie pary nasyconej przez dyszę, w której przekroje  $F_2$  i  $F_m$  tak oznaczono, że  $\frac{p'_2}{p_1} = 0,09$ ; stosunek  $\frac{p_2}{p_1}$  ma wynosić  $\frac{p_2}{p_1} = 0,08$ , a kąt  $\alpha_1 = 19,7^\circ$ .

Przy  $\frac{p_2}{p_1} = 0,08$  znajdujemy z rys. 65 kąt  $\rho_2 = 108,5^\circ$ , a przy  $\frac{p'_2}{p_1} = 0,09$  kąty  $\gamma_2 = 63,6^\circ$  i  $\rho'_2 = 105^\circ$ ;  $\angle [II'DE] = 90^\circ - \gamma'_2 - \alpha_1 = 90^\circ - 63,6^\circ - 19,7^\circ = 6,7^\circ$ ;  $\rho_{DE} = 105^\circ + 6,7^\circ = 111,7^\circ$ . Ponieważ  $\rho_{DE} > \rho_2$ , to przeciwpężność  $p_2$  osiągnie się jeszcze w dyszy. Z rys. 65 znajdujemy dalej przy  $\frac{p_2}{p_1} = 0,08$  wartości  $\nu_2 \approx 45^\circ$ , a przy  $\frac{p'_2}{p_1} = 0,09$  wartość  $\nu'_2 = 42^\circ$  czyli  $\omega_1 = 45^\circ - 42^\circ = 3^\circ$ .

W kierownicy (rys. 60) można w przekroju  $DH$  osiągnąć najwyższą prędkość krytyczną, a z istoty kierownicy i ze wzorów (73) i (74) wynika, że  $(c, \gamma)_{II} = c'_2$  [patrz wzór (72)],  $\delta'_2 = \frac{\pi}{2}$  oraz  $\gamma'_2 = 0$ , wreszcie, że, ponieważ w kierownicy trójkąt wylotowy będzie całkowicie wyzyskany dla dalszego rozprężania, musi  $\rho'_2 = 0$ . Zatem osie  $DII'$  i  $DO$  leżą w przekroju  $DH$ , a ekspansja dalsza rozpoczyna się już w tym przekroju (rys. 64).





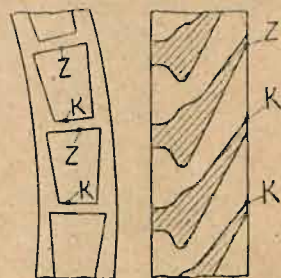


kowego strumienia pary w dyszy w miejscu przecięcia z krawędzią  $DE$  (więc na rys 58 przeprowadzony przez punkt  $K$ ). Inni konstruktorzy starają się opanować ekspansję w trójkacie wylotowym, np. Escher i Wyss wykonywa końcowy przekrój dyszy o kształcie trapezu (rys. 66), aby strumień pary, który przy wewnętrznej krawędzi  $K$  rozszerza się więcej niż przy zewnętrznej  $Z$ , wypełniał całkowicie kanałki łopatkowe wirnika. Dalej spotykamy konstrukcję, w której krótsza strona dyszy jest ścięta podług rys. 67, aby skłonić parę do wydatniejszego rozprężania się w tym kierunku.

## § 22. Jednostopniowe osiowe turbiny akcyjne.

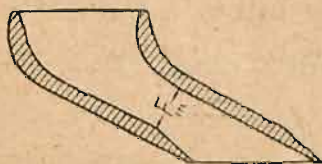
Opis tych turbin podano w § 3 i 5. Do opisu tego należy dodać jeszcze pewne uzupełnienia, które po przedstawieniu strat, zachodzących w turbinie, będą lepiej zrozumiałe.

W przeciwstawieniu do rys. 1, na którym dysze są równomiernie rozdzielone na obwodzie wieńca, umieszcza się obecnie dysze tuż obok siebie, aby wieńiec wirnika był zasilany możliwie złączonym strumieniem pary, w celu zmniejszenia strat, spowodowanych wentylacją. Opór wentylacji jest bowiem tem większy, im częściej próżny, więc nienapełniony parą kanałek łopatkowy stanie przed dyszą, im częściej zmieniają się napełnione i próżne kanałki, czyli wtedy, jeśli dysze są równomiernie rozdzielone na całym obwodzie wirnika. Jeśli umieści się dysze tuż obok siebie, to na tej części obwodu wirnika, przed którą znajdują się dysze, będą kanałki łopatkowe wciąż napełnione parą, a próżne kanałki będą dochodziły przed dyszę tylko w jednym miejscu.



Rys. 66.

Końcowa wysokość dyszy  $W$  zależy od wysokości łopatek  $l_1$  po stronie wlotowej (rys. 68); — ze względu na niedokładności wykonania warsztatowego przyjmuje się zwykle  $l_1 = W + 1$  do  $2\text{ mm}$ , aby możliwie wszystka para przepływała przez wieńiec łopatkowy wirnika, a nie mogła uchodzić poza nim. Ponieważ  $l_1 > W$ , para zostaje do kanałku łopatkowego wessana ze szczeliny, znajdującej się pomiędzy dyszą a wieńcem łopatek, którą ze względu na niezawodność biegu turbiny wykonywa się  $h = 2$  do  $4\text{ mm}$ . Ssanie tego rodzaju powstaje także z powodu grubości ścianek dysz; — na rys. 68 czarno zaznaczone przekroje w szczelinie musi wypełnić para, znajdująca się w szczelinie. W większej jeszcze mierze zachodzi ssanie pary ze



Rys. 67.

szczeliny przez te kanałki łopatkowe, które przy częściowym zasilaniu wirnika opróżniają się (rys. 68 przy C). Skutkiem zaznaczonego ssania powstają pewne straty i różnica ciśnień po obu stronach wirnika nawet w turbinach akcyjnych; — różnicę ciśnień można usunąć przez wywiercenie kilku otworów w tarczy wirnikowej.

Oprócz jednostronnego nacisku z powodu ssania pary ze szczeliny, powstaje w turbinach akcyjnych nacisk, równoległy do osi turbiny, także z innych przyczyn, mianowicie ponieważ para, wychodząca z dyszy względnie z kierownicy, uderza o krawędzie łopatek i ponieważ w pierwszej części łopatki wirnika panuje większa prędkość względna i większe tarcie pary o ścianki niż w drugiej części. Chociaż nacisk wymieniony jest niewielki w turbinach akcyjnych, należy stosować przy końcu wału łożo stopowe.