

WIELKOŚCI CHARAKTERYZUJĄCE SILNIKI

Przy wyborze napędu, konstruktora interesują przede wszystkim następujące dane:

- jaki ciąg można otrzymać z będących do dyspozycji silników,
- ile zużywają one paliwa,
- jakie są ich wymiary,
- ile ważą.

Aby ułatwić pełną analizę, wprowadzono szereg wielkości charakterystycznych, które umożliwiają porównywanie różnych silników z tej samej grupy napędowej oraz różnych grup napędowych między sobą. Poniżej wymieniono najważniejsze z tych wielkości:

Parametr charakteryzujący doskonałość konstrukcji silnika jako urządzenia wytwarzającego ciąg. Jest to współczynnik ciągu

$$C_s = \frac{S}{pF} \quad [2.1]$$

gdzie: S [kG] — ciąg silnika,

p [kG/cm²] — w przypadku silnika raketowego ciśnienie w komorze spalania,
w przypadku silnika pulsacyjnego ciśnienie atmosferyczne,
natomiast w przypadku silnika strumieniowego ciśnienie dynamiczne w wolnym strumieniu przed silnikiem;

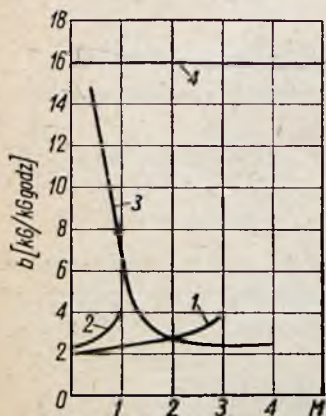
F [cm²] — w przypadku silnika raketowego i pulsacyjnego powierzchnia minimalnego przekroju dyszy,
w przypadku silnika strumieniowego powierzchnia maksymalnego przekroju silnika.

Parametr charakteryzujący efektywność paliwa zużywanego przez silnik. Jest to jednostkowe zużycie materiału pędnego, określone zależnością

$$b = \frac{B}{S} \text{ [kG/kG godz]}$$

gdzie B [kg/godz] — w przypadku silnika raketowego wydatek mieszaniny paliwa i utleniacza, natomiast w przypadku silnika pulsacyjnego i strumieniowego wydatek samego paliwa.

Na rys. 2.1 przedstawiono zależność jednostkowego zużycia paliwa dla czterech typów silników: raketowego, strumieniowego, pulsacyjnego i turbinowo-odrzutowego z dopalaniem od liczby Macha. W zakresie od $M = 0$ do $M = 2,0$ najekonomiczniejszym z rozpatrywanych napędów jest silnik turbinowo-odrzutowy z dopalaniem; powyżej $M = 2,0$ najniższe zużycie paliwa wykazuje silnik strumieniowy.



Rys. 2.1. Zależność jednostkowego zużycia paliwa silników odrzutowych od liczby Macha:

1 — silnik turbinowo-odrzutowy z dopalaniem, 2 — silnik pulsacyjny, 3 — silnik strumieniowy, 4 — silnik raketowy

Zamiast powyższego parametru używa się często pojęcia ciągu jednostkowego, zwanego inaczej impulsem właściwym. Ciąg jednostkowy jest odwrotnością jednostkowego zużycia materiału pędnego

$$J_w = \frac{S}{B_s} = \frac{3600}{b} = \frac{w}{g} [\text{sek}] \quad [2.2]$$

gdzie: B_s [kg/sek] — wydatek mieszaniny paliwa i utleniacza lub samego paliwa,
 w [m/sek] — prędkość wypływu,
 g [m/sek] — przyspieszenie ziemskie,

i może być zdefiniowany jako ciąg uzyskany z jednostki natężenia przepływu. Odnosi się go, w przypadku silników przelotowych, do wydatku samego paliwa, natomiast dla silników raketowych do paliwa wraz z utleniaczem. Innym wskaźnikiem efektywności zużywanego przez silnik paliwa jest parametr zasięgu

$$K_z = \frac{w_0}{b} [\text{km}]$$

gdzie: w_0 — prędkość lotu w km/godz.

Istnienie tego parametru wynika ze znanej zależności na zasięg statku powietrznego napędzanego silnikiem cieplnym

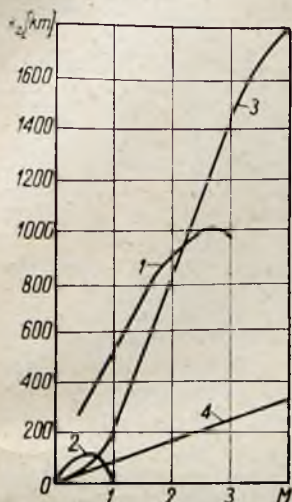
$$L = \frac{w_0}{b} \lambda \ln \frac{1}{1 - v} [\text{km}]$$

gdzie: λ — aerodynamiczna doskonałość statku;

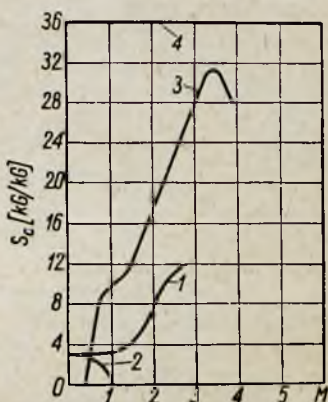
v — stosunek początkowego ciężaru materiału pędnego do całkowitego początkowego ciężaru statku.

Wielkość parametru zasięgu wpływa bezpośrednio przy określonym zapasie paliwa na zasięg statku.

Na rys. 2.2 przedstawiono zależność parametru zasięgu od liczby Macha dla rozpatrywanych tu silników. Z wykresu wynika, że powyżej $M = 2,2$ najekonomiczniejszym napędem jest silnik strumieniowy; poniżej tej prędkości największy zasięg przy tym samym ładunku paliwa zapewnia silnik turbinowo-odrzutowy z dopalaniem.



Rys. 2.2. Zależność parametru zasięgu silników odrzutowych od liczby Macha
oznaczenia wg rys. 2. 1



Rys. 2.3. Zależność ciągu przypadającego na jednostkę ciężaru silników odrzutowych od liczby Macha
oznaczenia wg rys. 2. 1

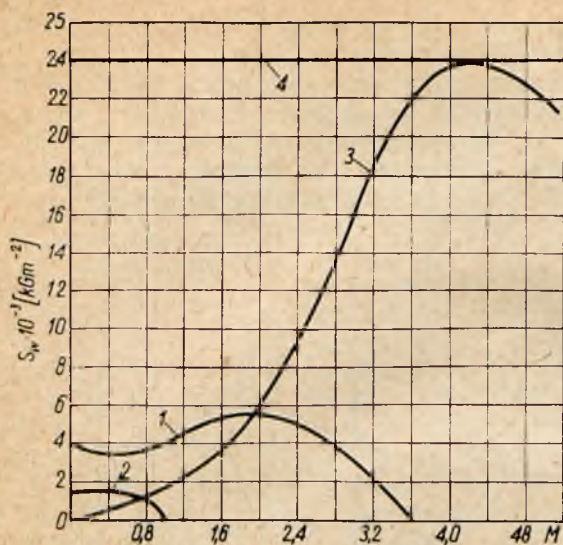
Parametr charakteryzujący ciężar silnika. Jest to ciąg przypadający na jednostkę ciężaru

$$S_c = \frac{S}{Q} [\text{kg/kg}] \quad [2.3]$$

gdzie: Q — ciężar silnika (bez paliwa).

Wartość parametru S_c cechuje konstrukcję silnika z punktu widzenia właściwego doboru i wytrzymałościowego wykorzystania tworzywa.

Rys. 2.3 przedstawia zależność parametru S_c od liczby Macha. W tym przypadku najkorzystniej przedstawia się silnik rakietowy. Ta cecha silnika rakietowego wyjaśnia częste stosowanie go w lotnictwie jako napędu pomocniczego przy starcie lub w doraźnej potrzebie zwiększenia prędkości lotu (np. w samolotach



Rys. 2.4. Zależność ciągu przypadającego na jednostkę powierzchni czołowej silników odrzutowych od liczby Macha:

oznaczenia wg rys. 2.1 z tym, że 1 — oznacza silnik turbinowo-odrzutowy bez dopalania

myśliwskich). Parametr S_c jest poza tym wielkością świadczącą w pewnym stopniu o kosztach silnika. Ponieważ koszt wyprodukowania 1 kG silnika jest mniej więcej jednakowy dla wszystkich silników lotniczych, więc jego cena maleje wraz ze wzrostem ciągu przypadającego na jednostkę ciężaru.

Parametr charakteryzujący wymiary silnika. Jest to ciąg przypadający na jednostkę powierzchni czołowej silnika F

$$S_w = \frac{S}{F} [\text{kG/m}^2] \quad [2.4]$$

Parametr S_w charakteryzuje przydatność silnika do lotów z dużą prędkością. Na rys. 2.4 porównano pod tym względem różne silniki lotnicze. Z porównania tego wynikają następujące dwa wnioski:

— najwyższy parametr S_w , i to w całym zakresie prędkości, ma silnik rakietowy;

— silnik strumieniowy przewyższa z tego punktu widzenia silnik pulsacyjny, poczynając od $M \sim 0,75$, a silnik turbinowo-odrzutowy od $M \sim 2,0$.

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 2:

- 2.1. R. Marquardt: *Future of Ramjet Engines*. American Aviation 1—11, s. 24—28, 1954.
- 2.2. B. Stieczkin: *Teoria silników odrzutowych*. Wyd. MON, Warszawa 1961.

ZAGADNIENIA PRZEPŁYWU PRZEZ SILNIKI

Charakterystyczną, wspólną cechą silników strumieniowych, pulsacyjnych i raketowych jest urzeczywistnianie zachodzących w nich procesów termodynamicznych na drodze wyłącznie gazodynamicznej.

Podstawowe zespoły tych silników pozbawione są elementów wirujących czy wykonujących ruch posuwisto-zwrotny, a wszystkie przemiany cieplne są realizowane w wyniku przepływu przez odpowiednio ukształtowane przewody.

3.1. PRZEPŁYWY TURBULENTNE .

O procesach zachodzących w jednym z najważniejszych zespołów każdego silnika o spalaniu wewnętrznym, a mianowicie komorze spalania decydują przede wszystkim zjawiska wymiany: masy, ilości ruchu i ciepła. Zasadniczy wpływ na przebieg i intensywność tych zjawisk ma turbulencja strumienia gazu przepływającego przez komorę.

Strumień turbulentny charakteryzuje się stałym, nie uporządkowanym mieszaniem się cząstek płynu, w wyniku czego występuje w nim nieregularna pulsacja prędkości, ciśnienia, temperatury i koncentracji w każdym punkcie strumienia.

3.1.1. Wielkości charakterystyczne przepływu turbulentnego

W celu ilościowej oceny turbulencji przyjęto następujące wielkości charakterystyczne:

— intensywność turbulencji; jest to stosunek średniej kwadratowej prędkości pulsacji do średniej prędkości strumienia.

$$\varepsilon_u = \frac{\sqrt{\overline{(u')^2}}}{u}$$

gdzie: $\bar{u} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} u(\tau) d\tau$,

τ_0 — czas tak dobrany, aby pozwalał uzyskać właściwą wartość prędkości średniej,

u' — prędkość pulsacji;

— skala turbulencji L ; jest to charakterystyczny wymiar mieszających się objętości płynu względnie długość, na której w turbulentnym strumieniu występuje jeszcze zależność między pulsacjami dwu różnych punktów strumienia.

Obydwie te wielkości mogą być określone w stosunku do położzeń trzech osi w spólrzędnych kartezjańskiego układu odniesienia w, v, u .

Zjawiska wymiany: ilości ruchu, ciepła i masy, są opisane formalnie tymi samymi równaniami:

— wymiana ilości ruchu

$$\frac{\tau}{\rho} = \nu_T \frac{d\bar{w}}{dy}$$

— wymiana ciepła

$$\frac{q}{c_p \gamma} = a_T \frac{d\bar{T}}{dy}$$

— wymiana masy

$$m = D_T \frac{d\bar{c}}{dy}$$

gdzie: $\frac{d\bar{w}}{dy}$, $\frac{d\bar{T}}{dy}$, $\frac{d\bar{c}}{dy}$ — gradienty średnich wartości prędkości, temperatury i koncentracji;
 ν, a, D — współczynnik lepkości, wyrównania temperatury i dyfuzji;
 τ, q, m — napięcie styczne, strumień cieplny i masowe natężenie przepływu.

Indeks T przy współczynnikach wymiany oznacza, że współczynniki odnoszą się do przepływu turbulentnego.

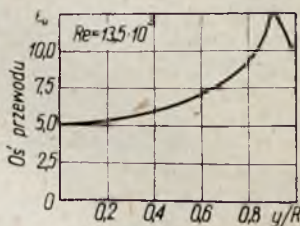
3.1.2. Charakterystyki przepływów turbulentnych

Na rys. 3.1 przedstawiono zależność składowej podłużnej intensywności turbulencji od położenia w poprzecznym przekroju przewodu.

Składowa podłużna intensywności turbulencji w miarę oddalania się od osi rośnie, osiąga maksimum, a potem maleje na skutek oddziaływania warstwy przyściennej. Podobnie kształtuje się obraz zmian pozostałych składowych.

Rys. 3.1. Zależność składowej podłużnej intensywności turbulencji od położenia w poprzecznym przekroju przewodu:

R — promień przewodu,
 y — współrzędna w kierunku promienia



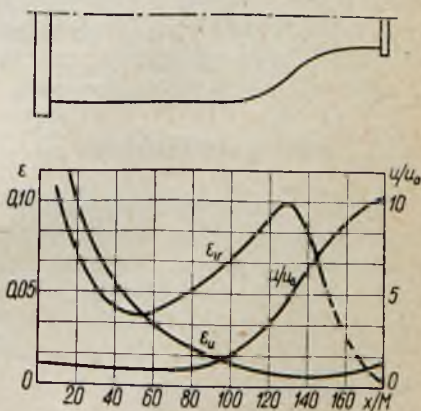
Na rys. 3.2 przedstawiono zmienność składowej podłużnej ϵ_u i poprzecznej ϵ_v intensywności turbulencji wzdłuż zwężającego się przewodu.

Jak widać z rysunku, składowa podłużna maleje wraz ze wzrostem prędkości przepływu, natomiast składowa poprzeczna ma maksimum.

Maksimum składowej poprzecznej wypada w połowie dyszy.

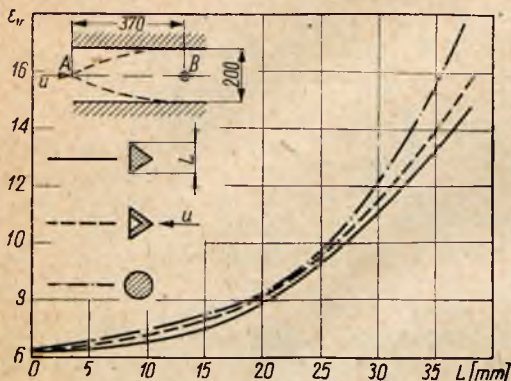
Rys. 3.2. Krzywa zmian składowych intensywności podłużnej ϵ_u i poprzecznej ϵ_v wzdłuż zwężającego się przewodu:

u — prędkość w danym przekroju, u_0 — prędkość w przekroju początkowym (0,11 m/sek), x — współrzędna w kierunku osiowym. Na wejściu przewodu zainstalowano prostownicę ulową o kwadratowych oczkach (bok kwadratu jest równy M)



Rys. 3.3 ilustruje wpływ wymiaru i kształtu ciała nieopływowego ustawionego w strumień na wartość ϵ_v , określoną na osi strumienia w ustalonej odległości. Z wykresu wynika, że kształt ciała nieopływowego ma niewielki wpływ na wartość intensywności turbulencji. Intensywność ta natomiast silnie rośnie wraz

ze zwiększeniem charakterystycznego wymiaru ciała. Takie ustawione w strumień ciało, o kształcie nieopływowym, spełnia w komorach silników strumieniowych rolę statecznika płomienia.



Rys. 3.3. Wpływ charakterystycznego wymiaru ciała L oraz jego kształtu na składową poprzeczną intensywność turbulencji ε_v w cieńiu aerodynamicznym tego ciała:

A — położenie ciała w przewodzie, B punkt pomiarowy turbulencji

3.2. DYFUZORY

Dyfuzor w silniku strumieniowym jest odpowiednikiem sprężarki w silniku turbinowo-odrzutowym.

Jego zadaniem jest zmniejszenie prędkości przepływu do prędkości umożliwiającej ustalenie płomienia w komorze spalania z jednoczesnym sprężaniem powietrza możliwie bez strat. Wielkość tego sprężania ma decydujący wpływ na sprawność i ciąg silnika strumieniowego.

3.2.1. Sprawność dyfuzora

Dyfuzor stanowi odpowiednio ukształtowany przewód, w którym następuje zamiana ciśnienia prędkości przepływającego strumienia gazu na ciśnienie statyczne. Rozróżnia się w zależności od charakteru przepływu trzy rodzaje dyfuzorów: dyfuzory poddźwiękowe, przydźwiękowe i naddźwiękowe. Straty energii w dyfuzorze mogą być określone albo współczynnikiem odzyskania ciśnienia

$$\sigma_D = \frac{p_2^*}{p_0^*} \quad [3.1]$$

gdzie p_2^* — ciśnienie całkowite na końcu dyfuzora,
 p_0^* — ciśnienie całkowite na początku dyfuzora,
 lub też sprawnością izentropową zdefiniowaną jako stosunek rzeczywistego przyrostu entalpii w dyfuzorze do teoretycznego

$$\eta_D = \frac{\Delta i_{rz}}{\Delta i_t} = \frac{\left(\frac{p_2^*}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\frac{\kappa-1}{2} M_0^2} \quad [3.2]$$

gdzie: Δi_{rz} — rzeczywisty przyrost entalpii w dyfuzorze,
 Δi_t — teoretyczny przyrost entalpii w dyfuzorze,
 M_0 — liczba Macha przed dyfuzorem w strumieniu nie-
 zaburzonym,
 p_0 — ciśnienie statyczne przed dyfuzorem,
 κ — wykładnik izentropy.

Obydwie te zależności są związane równaniem

$$\eta_D = \frac{\sigma_D^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_0^2\right) - 1}{\frac{\kappa-1}{2} M_0^2} \quad [3.3]$$

3.2.2. Jednowymiarowy przepływ ustalony przez przewód o zmiennym przekroju

Wychodząc z równania ciągłości przepływu

$$\frac{dF}{F} + \frac{dw}{w} + \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

oraz równania ruchu

$$w \frac{dw}{dx} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$$

otrzymuje się po przekształceniu — patrz (L.3.6)

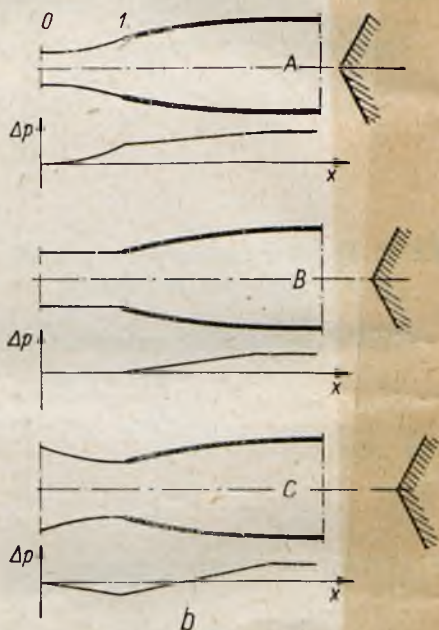
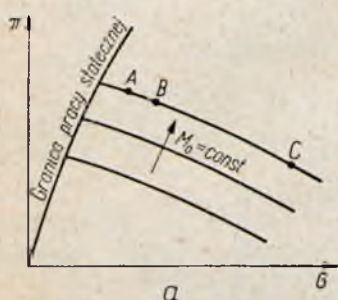
$$\frac{dF}{F} = (M^2 - 1) \frac{dw}{w} \quad [3.4]$$

gdzie: F — powierzchnia przewodu,
 w — prędkość przepływu,
 x — współrzędna długości,
 ρ — gęstość,
 p — ciśnienie statyczne.

Z otrzymanej zależności wynika, że dla przepływów poddźwiękowych ($M < 1$) ze wzrostem przekroju ($dF > 0$) prędkość przepływu maleje ($dw < 0$), natomiast gęstość i ciśnienie rosną ($d\rho > 0$, $dp > 0$); dla przepływów nadźwiękowych ($M > 1$) odwrotnie, wzrostowi przekroju przewodu odpowiada wzrost prędkości oraz zmniejszenie się gęstości i ciśnienia.

3.2.3. Przepływ przez dyfuzor poddźwiękowy

Rys. 3.4 ilustruje przepływ przez dyfuzor poddźwiękowy. Jak wynika z zależności [3.4], proces sprężania strumienia poddźwiękowego urzeczywistnia się w przewodzie rozszerzonym zgodnie z kierunkiem przepływu. Linie prądu na wejściu do dyfuzora (odcinek 0 — 1) zależą od stopnia dławienia w kanale za dyfuzorem. W przypadku silnika strumieniowego dławienie to zależy od powierzchni przekroju dyszy oraz ilości doprowadzonego ciepła w komorze spalania silnika. Lewa część rysunku 3.4 przedsta-



Rys. 3.4. Przepływ przez dyfuzor poddźwiękowy:

a — charakterystyka dyfuzora, π — spręż, G — wydatek przepływającego gazu, M_0 — liczba Macha w wolnym strumieniu przed dyfuzorem (strzałka wskazuje kierunek wzrostu M_0); b — kształt linii prądu przed dyfuzorem wraz z odpowiadającym mu rozkładem ciśnień przed dyfuzorem i w dyfuzorze, p — nadciśnienie spowodowane sprężem dynamicznym, x — współrzędna długości, 0 — początek oddziaływania dyfuzora na strumień wlotowy, 1 — przekrój wlotowy dyfuzora

wia charakterystykę dyfuzora. Krzywe charakterystyczne są sporządzone dla stałej początkowej liczby Macha M_0 przy różnych stopniach dławienia. Dyfuzor A oraz punkt A na charakterystyce odpowiadają przypadkowi, gdy dławienie jest duże (spręż π jest duży, natomiast natężenie przepływu G małe). W tym przypadku proces sprężania rozpoczyna się jeszcze przed dyfuzorem. Dyfuzor B ilustruje przypadek, gdy sprężanie zachodzi tylko w dyfuzorze. W przypadku C wylot kanału odprowadzającego gaz z dyfuzora jest tak oddławiony, że na wejściu do dyfuzora powstaje podciśnienie (dyfuzor zachowuje się jak źle ukształtowana dysza Venturiego).

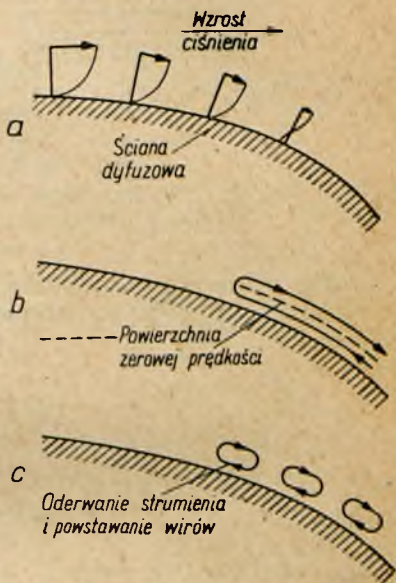
Proces sprężania w dyfuzorze jest procesem odwrotnym w stosunku do procesu rozprężania w dyszy. Jednak ze względu na różne zachowanie się warstwy przyściennej w tych dwu przypadkach proces rozprężania jest znacznie sprawniejszy od procesu sprężania.

W warstwie przyściennej prędkości strumienia w stosunku do stałej ścianki zmieniają się od zera przy ścianie do wartości praktycznie nominalnej w odległości δ od ścianki (zwanej grubością warstwy przyściennej). Ta zmiana prędkości w warstwie jest wywołana tarciem. Jeśli ciśnienie gazu rośnie w kierunku ruchu strumienia (jak to jest np. w dyfuzorze), to prędkość hamowania cieczy wywołanego tarciem w warstwie przyściennej jest większa niż hamowanie płynu poza warstwą. To może spowodować ruch płynu w warstwie przyściennej w kierunku przeciwnym do kierunku przepływu głównego strumienia i w rezultacie powstanie oderwań i zawirowań.

Gdy gradient ciśnienia między warstwą przyścienną i głównym strumieniem jest dostatecznie duży, to zawirowania zaczynają wnikać do głównego strumienia i znacznie obniżają sprawność przepływu. Zjawisko powstawania wirów na ścianie dyfuzora jest przedstawione na rys. 3.5.

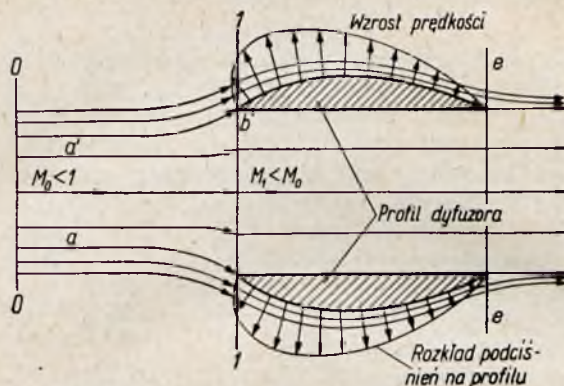
W przedstawionym na rys. 3.4. przepływie przez poddźwiękowy dyfuzor A występuje równocześnie sprężanie zewnętrzne i wewnętrzne. W skrajnych przypadkach można sprowadzić sprężanie w dyfuzorze do sprężania jednego rodzaju. Rys. 3.6 przedstawia przepływ przez dyfuzor o sprężaniu wyłącznie zewnętrznym. Sprężanie między przekrojami 0 — 0 i 1 — 1 może być spowodowane na przykład doprowadzaniem ciepła (wywołującym efekt dławienia termicznego) między przekrojami 1 — 1 i e — e.

Na zewnętrznych ściankach dyfuzora, ukształtowanych na podobieństwo profilu lotniczego, powstaje podciśnienie dające wypadkową siłę skierowaną przeciwnie do kierunku napływu strumienia. W ten sposób może działać silnik strumieniowy z dyfuzorem o sprężaniu zewnętrznym. Proces sprężania zewnętrznego



Rys. 3.5. Powstawanie oderwań i wirów na ścianie dyfuzora

można traktować jako izentropowy, a tym samym pozbawiony strat. Natomiast w dyfuzorach o sprężaniu wewnętrznym występują straty wywołane tarciem oraz powstawaniem wirów.



Rys. 3.6. Przepływ przez dyfuzor o sprężaniu wyłącznie zewnętrznym

Straty ciśnienia w wyniku tarcia odnosi się do ciśnienia dynamicznego w końcu dyfuzora i ocenia za pomocą następujących zależności

$$\Delta p_T = \zeta_1 \frac{\rho_2 w_2^2}{2}$$

$$\zeta_1 = \frac{C_t}{2 \sin \frac{\varepsilon}{2}} \left[\left(\frac{F_2}{F_1} \right)^2 - 1 \right]$$

gdzie: $C_t = 0,005 \div 0,006$ — współczynnik tarcia,
 $\varepsilon = 10 \div 20^\circ$ — kąt rozwarcia dyfuzora,
 ρ_2, w_2 — gęstość i prędkość w końcowym przekroju dyfuzora,
 F_1, F_2 — początkowa i końcowa powierzchnia przekroju dyfuzora,
 Δp_T — spadek ciśnienia w dyfuzorze spowodowany tarciem,
 ζ_1 — współczynnik strat przepływu wywołanych tarciem.

Straty ciśnienia w wyniku powstawania oderwań i wirów można określić za pomocą równań

$$\Delta p_w = \zeta_2 \rho_2 \frac{w_2^2}{2}$$

$$\zeta_z = K \left[\left(\frac{F_2}{F_1} \right)^2 - 1 \right]$$

gdzie: $K = (0,015 \div 0,02) \varepsilon$, dla $\varepsilon = 10 \div 20^\circ$

Całkowita strata ciśnienia w dyfuzorze wynosi więc

$$\Delta p = \Delta p_T + \Delta p_w = \frac{\rho_2 w_2^2}{2} (\zeta_1 + \zeta_2) \quad [3.5]$$

natomiast współczynnik odzyskania ciśnienia

$$\sigma_D = \frac{p_2^*}{p_1^*} = 1 - \frac{\Delta p}{p_1^*} \approx 1 - \frac{\Delta p}{p_0^*} \quad [3.6]$$

Na sprawność dyfuzora wpływają w sposób decydujący następujące dwa czynniki: ukształtowanie tworzącej oraz liczba Macha w przekroju wejściowym. Przy tworzącej prostoliniowej (rys. 3.7) o sprawności decyduje oprócz liczby Macha kąt rozwarcia dyfuzora ε oraz współczynnik rozwarcia φ określony stosunkiem powierzchni przekroju końcowego do powierzchni przekroju początkowego.

$$\varphi = \frac{F_2}{F_1}$$

Rys. 3.8 przedstawia zależność współczynnika odzyskania ciśnienia całkowitego σ_D od M_1 oraz ε .

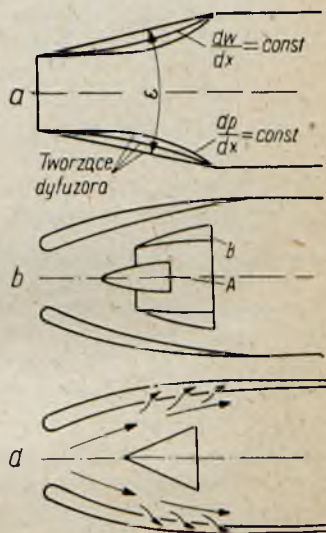
Przy małych kątach rozwarcia sprawność sprężania jest stosunkowo duża, jednak dyfuzory wypadają wtedy długie.

Istnieją następujące możliwości zaradzenia temu (rys. 3.7):

- zastosowanie odpowiednio ukształtowanej tworzącej dyfuzora,
- zastosowanie kierownic,
- zastosowanie odsysania zaburzonej warstwy przyściennej.

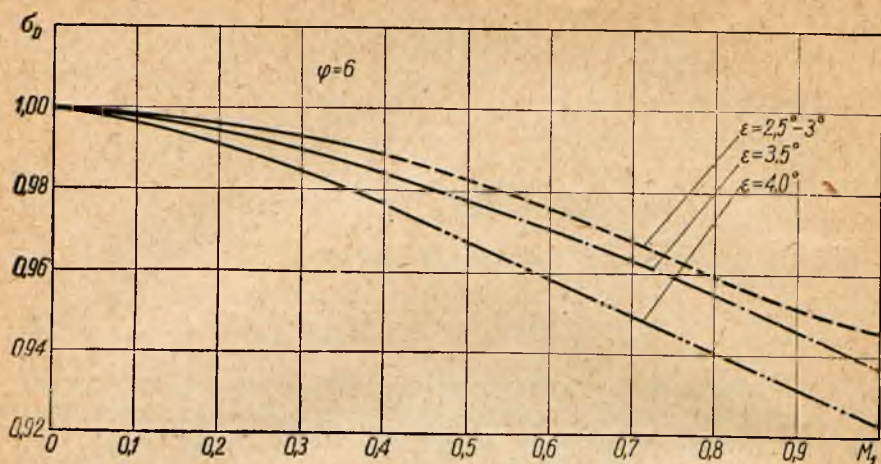
Jeśli idzie o pierwszą z wymienionych metod, to najlepsze wyniki daje kształtowanie dyfuzora wg stałego gradientu ciśnienia lub stałego gradientu prędkości.

Odpowiednie profile ścianek przedstawia rys. 3.7a. W obydwu przypadkach całą długość dyfuzora dzieli się na odcinki i przy-



Rys. 3.7. Metody skracania dyfuzora:

a — odpowiednie ukształtowanie tworzącej, b — zastosowanie przewodnic tworzących układ stateczników płomienia, c — odsysanie zaburzonej warstwy przyściennej



Rys. 3.8. Zależność współczynnika odzyskania ciśnienia σ_D od wlotowej liczby Macha M_1 i kąta rozwarcia dyfuzora ε w dyfuzorze poddźwiękowym

mując prawo zmiany ciśnienia lub prędkości oblicza się (korzystając z równań: stanu, izentropy i ciągłości oraz uwzględniając sprawność sprężania) kolejno powierzchnie określonych przekrojów. Na rys. 3.7b uwidoczniono drugą możliwość podwyższenia sprawności dyfuzora przy maksymalnie skróconej długości. W odpowiednio ukształtowany dyfuzor (wg np. $\frac{dp}{dx} = \text{const}$) ustawio-

no stanowiące integralny układ stateczniki płomienia (stożkowy A i pierścieniowy B). Tak usytuowane stateczniki stanowią pewnego rodzaju kierownice sprężanego strumienia. Zmniejsza to w znacznym stopniu powstawanie oderwań i zaburzeń.

Rys. 3.7c podaje sposób zwiększenia sprawności za pomocą odsysania zaburzonej warstwy przyściennej. Ścianka dyfuzora jest podwójna. W ścianie wewnętrznej znajdują się szczeliny połączone pierścieniowym przewodem z wylotem silnika, gdzie panuje niższe ciśnienie niż w przekrojach szczelin dyfuzora. W związku z tym następuje odprowadzenie warstwy przyściennej, a w dyfuzorze pozostaje jedynie niezaburzony strumień.

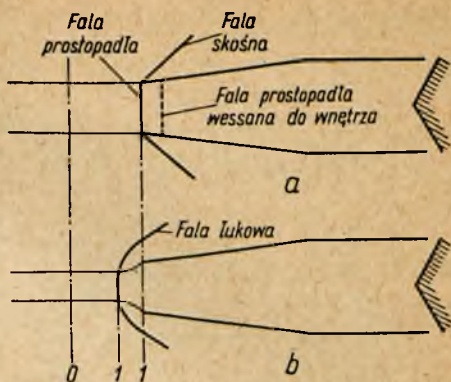
• 3.2.4. Przepływ przez dyfuzor przydźwiękowy ($M < 1,5$)

Przepływ przez dyfuzor przydźwiękowy ilustruje rys. 3.9. Dyfuzor przydźwiękowy charakteryzuje się istnieniem na wejściu do niego prostopadłej fali uderzeniowej. Prostopadła fala uderzeniowa ustala się w położeniu zależnym od stopnia dławienia przepływu: może ustalić się w przekroju wlotowym (rys. 3.9a),

może być wessana do wnętrza dyfuzora (ten sam rysunek) lub wreszcie może znajdować się przed dyfuzorem (rys. 3.9b).

W tym ostatnim przypadku strumień za falą (liczba Macha za prostopadłą falą uderzeniową jest zawsze mniejsza od jedności) zachowuje się tak jak w dyfuzorze poddźwiękowym, a mianowicie linie prądu rozchodząc się wywołują sprężanie zewnętrzne. Przy zbyt dużym dławieniu następuje przekroczenie statecznego zakresu pracy dyfuzora (ciśnienie w dyfuzorze zaczyna pulsować).

Parametry przed falą i za falą są związane następującymi zależnościami



Rys. 3.9. Przepływ przez dyfuzor przydźwiękowy:

a — przepływ bez przewężenia strugi (fala prostopadła w przekroju wlotowym lub wewnątrz dyfuzora), b — przepływ z przewężeniem strugi (fala prostopadła ustalona przed dyfuzorem przyjmuje postać fali łukowej)

$$\frac{p_{1'}}{p_0} = \frac{\varrho_{1'}(\kappa + 1) - (\kappa - 1)\varrho_0}{\varrho_0(\kappa + 1) - (\kappa - 1)\varrho_{1'}}$$

$$\frac{\varrho_{1'}}{\varrho_0} = \frac{p_{1'}(\kappa + 1) + (\kappa - 1)p_0}{p_0(\kappa + 1) + (\kappa - 1)p_{1'}}$$

$$\frac{T_{1'}}{T_0} = \frac{p_{1'}\varrho_0}{p_0\varrho_{1'}} \quad T_{1'}^* = T_0^*$$

[3.7]

$$\frac{p_{1'}^*}{p_0^*} = \frac{\left(\frac{\frac{\kappa + 1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_0^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}{\left(\frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_0^2 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}}$$

$$M_{1'} = \sqrt{\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_0^2}{\kappa M_0^2 - \frac{\kappa - 1}{2}}}$$

gdzie: ϱ_0 , M_0 , p_0 , p_0^* , T_0 i T_0^* — parametry przed falą (gęstość, liczba Macha, ciśnienie statyczne, ciśnienie całkowite, temperatura statyczna, temperatura całkowita);

ϱ_1 , M_1 , p_1 , p_1^* , T_1 , T_1^* — odpowiednie parametry za falą.

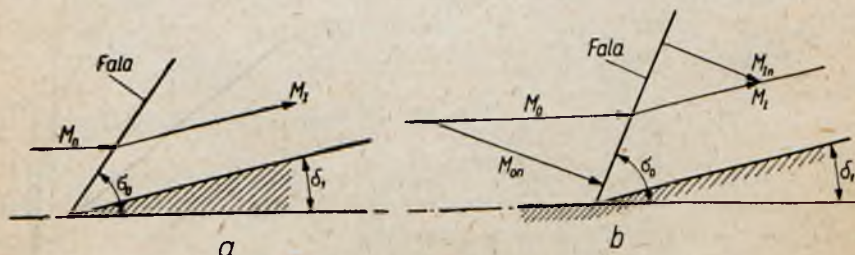
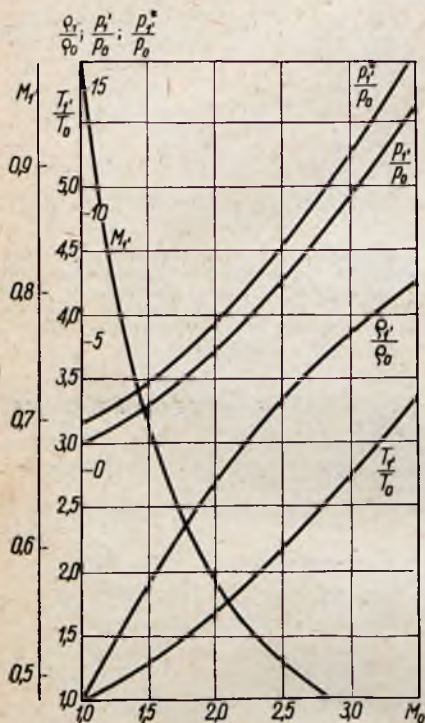
Wyniki obliczeń w zakresie liczb Macha 1 ÷ 3,5 ilustruje wykres na rys. 3.10.

Dyfuzorów z jedną prostopadłą falą uderzeniową przy wejściowych liczbach Macha większych od 1,5 ze względu na niską sprawność sprężania nie stosuje się.

3.2.5. Skośne fale uderzeniowe

Przy naddźwiękowym opływie klina (rys. 3.11a) lub załamania wklęsłego (rys. 3.11b) z punktu wierzchołkowego lub punktu załamania wychodzi odchylona w stosunku do kierunku przepływu (o kąt σ_0) fala uderzeniowa, nieruchoma względem powierzchni opływowej, zwana skośną falą uderzeniową.

Rys. 3.10. Zależność parametrów przed falą prostopadłą i za falą od liczby Macha w strumieniu przed falą



Rys. 3.11. Powstawanie skośnych fal uderzeniowych:
a — opływ klina, b — opływ załamania wklęsłego

Kierunek prędkości za falą jest równoległy do powierzchni załamania (odchylonej o kąt δ_1 w stosunku do pierwotnego kierunku przepływu).

Parametry stanu przed falą i za falą są związane następującymi równaniami

$$\frac{\rho_I}{\rho_0} = \frac{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}{1 + \frac{1}{M_0^2 \sin^2 \sigma_0} \frac{2}{\kappa - 1}}$$

$$\frac{p_I}{p_0} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_0^2 \sin^2 \sigma_0 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \quad [3.8]$$

$$\frac{T_I}{T_0} = \frac{\rho_0 p_I}{\rho_I p_0}$$

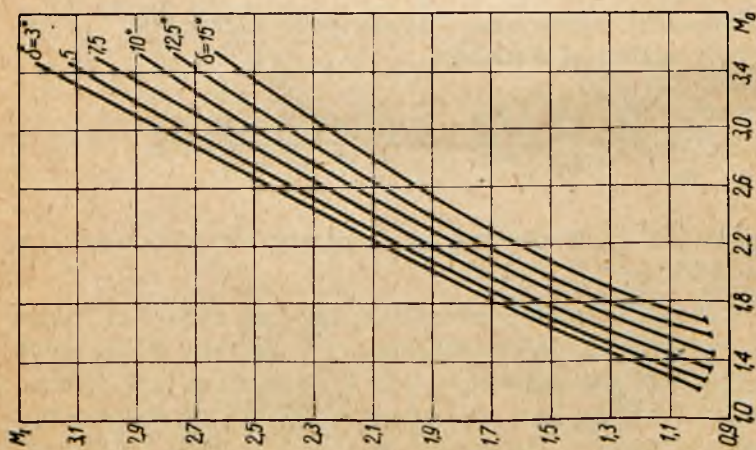
$$\frac{M_I}{M_0} = \sqrt{\frac{(\kappa + 1)^2 \cos^2 \sigma_0 + \sin^2 \sigma_0 \left[\kappa - 1 + \frac{2}{M_0^2 \sin^2 \sigma_0} \right]^2}{(\kappa - 1) \left[2 \kappa M_0^2 \sin^2 \sigma_0 - \frac{2}{M_0^2 \sin^2 \sigma_0} + \frac{4\kappa}{\kappa - 1} - \kappa + 1 \right]}}$$

Kąt fali oraz kąt odchylenia strumienia od pierwszego kierunku przepływu uzależnia równanie

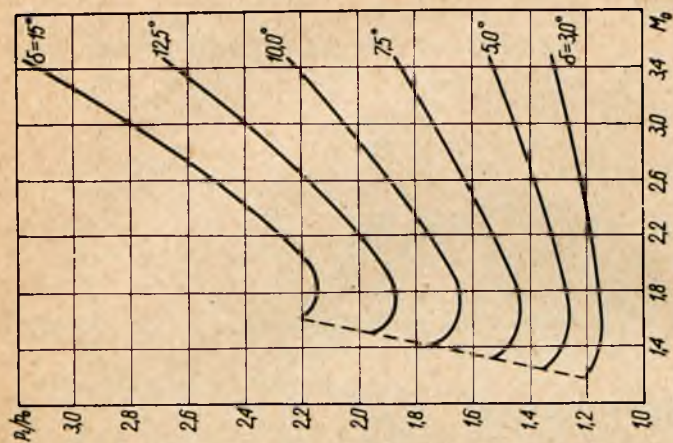
$$\operatorname{tg}(\sigma_0 - \delta) = \left[\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} + \frac{2}{\kappa + 1} \frac{1}{M_0^2 \sin^2 \sigma_0} \right] \operatorname{tg} \sigma_0 \quad [3.9]$$

Zilustrowaniem tych równań są wykresy przedstawione na rys. 3.12 ÷ 3.16.

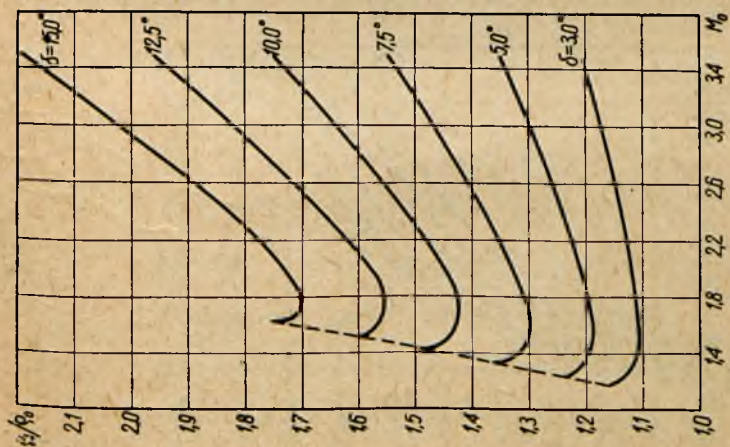
Skośne fale uderzeniowe przedstawione na rys. 3.11 noszą nazwę fal związanych (gdyż wychodzą z punktu załamania). W przypadku gdy kąt załamania $\delta > \delta_{gr}$, wówczas fala odsuwa się od ścianki, tworząc falę uderzeniową (rys. 3.17) wyprzedzającą załamanie ścianki. Zależność granicznego kąta odchylenia ścianki od liczby Macha przed falą uderzeniową podaje wykres na rys. 3.18.



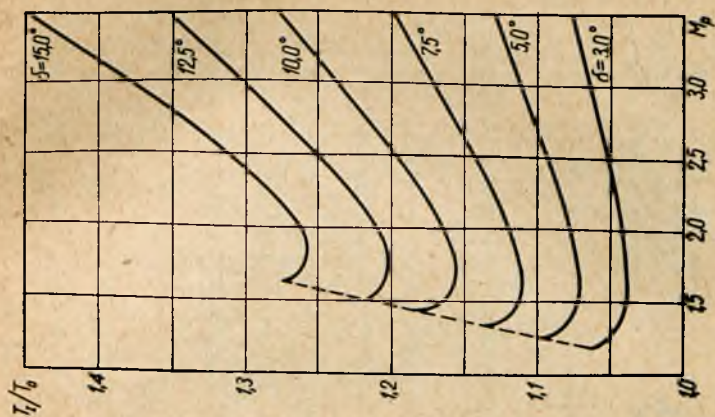
Rys. 3.12. Zależność liczby Macha za falą skośną M_1 od liczby Macha przed falą M_0



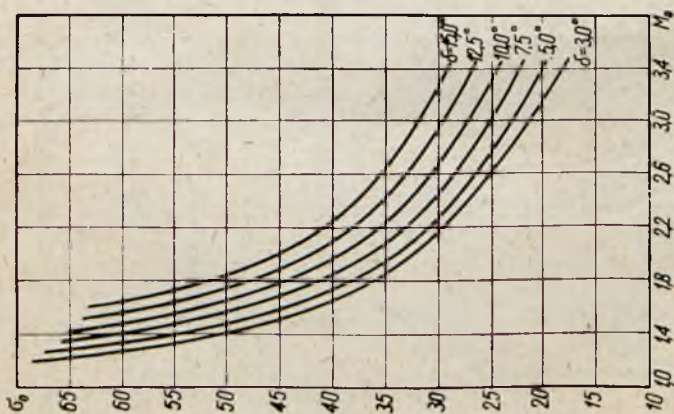
Rys. 3.13. Zależność ciśnienia za falą skośną od liczby Macha napływającego strumienia



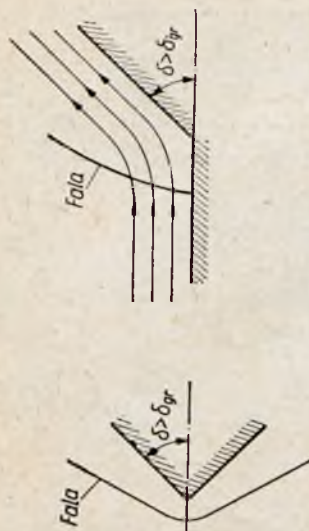
Rys. 3.14. Zależność gęstości za falą skośną od liczby Macha napływającego strumienia



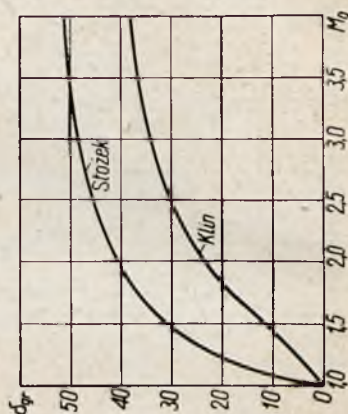
Rys. 3.15. Zależność temperatury za falą skośną od liczby Macha napływającego strumienia



Rys. 3.16. Zależność kąta fali α_0 od liczby Macha napływającego strumienia



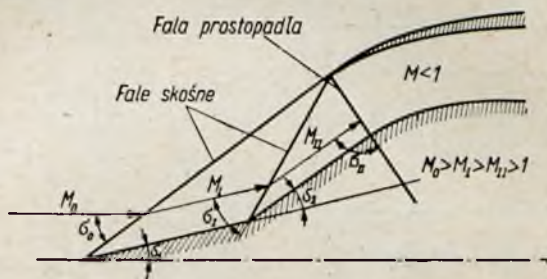
Rys. 3.17. Powstawanie odsuniętej fali uderzeniowej



Rys. 3.18. Zależność granicznego kąta odchylenia strugi od liczby Macha napływającego strumienia dla stożka i kłuna

3.2.6. Naddźwiękowe dyfuzory dwuwymiarowe

Przy dużych liczbach Macha ($M > 1,5$), w celu poprawienia sprawności sprężania, zamiast jednej silnej prostopadłej fali uderzeniowej stosuje się szereg mniej intensywnych fal skośnych zakończonych słabą falą prostopadłą (rys. 3.19).

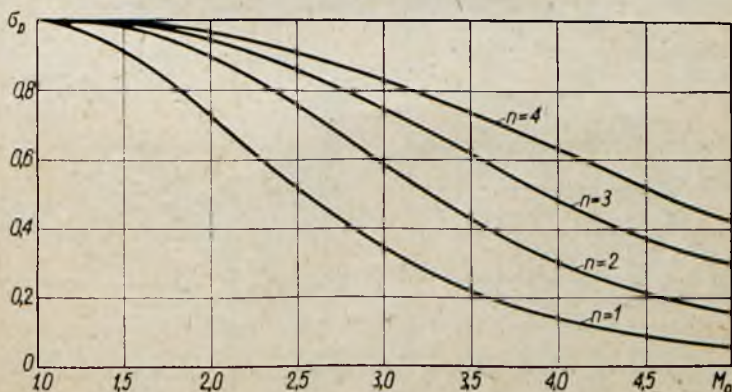


Rys. 3.19. Układ fal skośnych

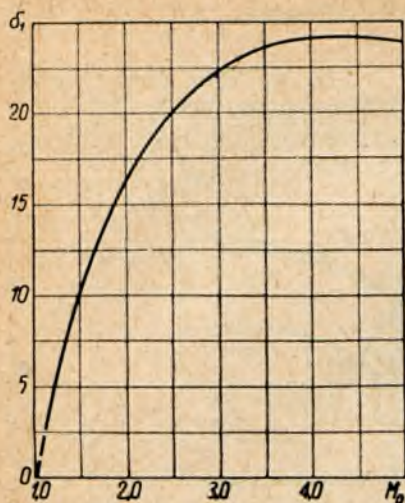
Zgodnie z teorią Oswatitscha najkorzystniejszy układ fal jest taki, w którym składowa normalna liczby Macha przed każdą z fal pozostaje nie zmieniona.

$$M_0 \sin \sigma_0 = M_I \sin \sigma_I = M_{II} \sin \sigma_{II} \quad [3.10]$$

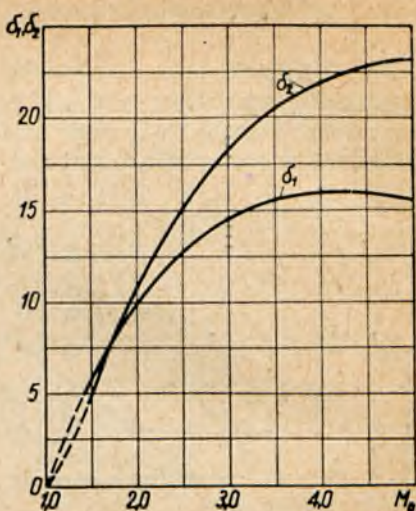
W tym układzie dyfuzor osiąga maksymalny współczynnik odzyskania ciśnienia σ_D , zależny już tylko od M_0 i liczby fal uderzeniowych



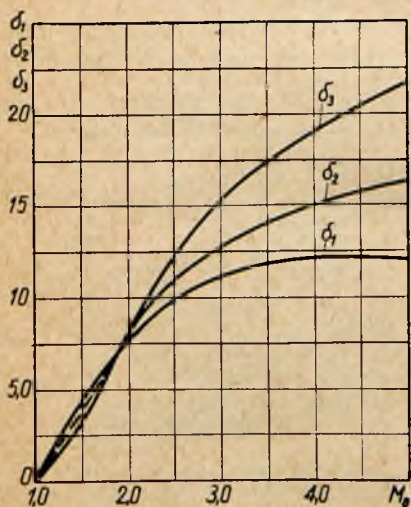
Rys. 3.20. Zależność współczynnika odzyskania ciśnienia w dyfuzorze σ_D od liczby Macha napływającego strumienia M_0 oraz od liczby fal uderzeniowych (stopni) n



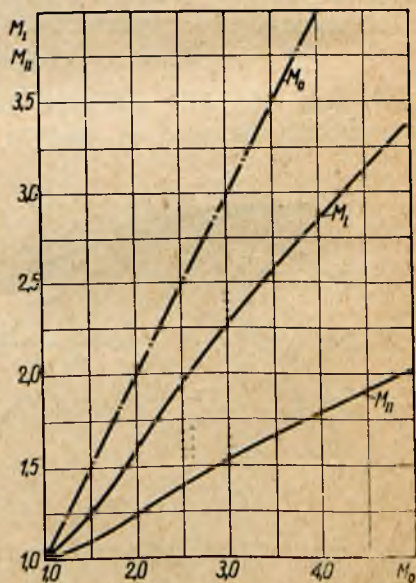
Rys. 3.21. Zależność kąta odchylenia strumienia δ_1 od liczby Macha napływającego strumienia M_0 dla dyfuzora dwustopniowego



Rys. 3.22. Zależność kątów odchylenia strumienia δ_1 i δ_2 od liczby Macha napływającego strumienia M_0 dla dyfuzora trójstopniowego



Rys. 3.23. Zależność kątów odchylenia strumienia δ_1 , δ_2 i δ_3 od liczby Macha napływającego strumienia M_0 dla dyfuzora czterostopniowego

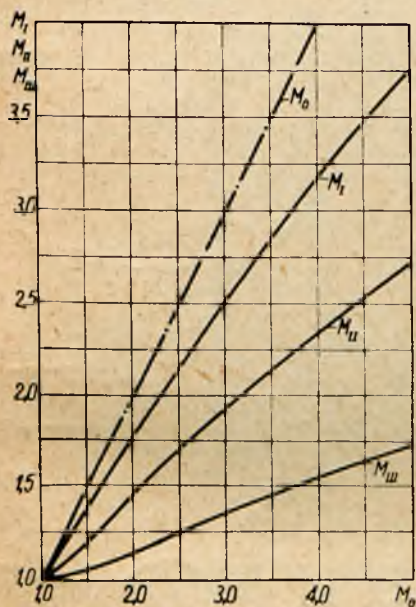


Rys. 3.24. Zależność liczb Macha za falą skośną M_1 i M_{II} od liczby Macha napływającego strumienia M_0 dla dyfuzora trójstopniowego

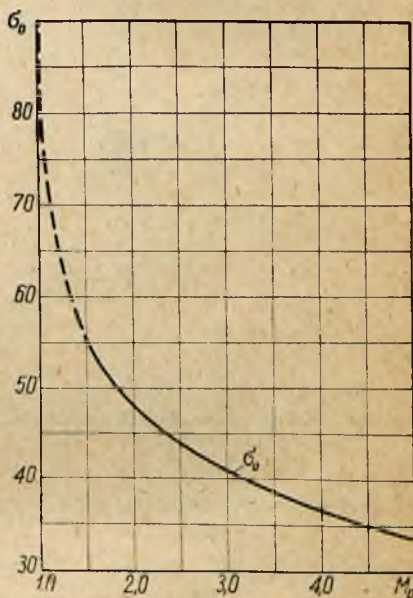
rzeniowych n , które mogą być traktowane jako liczba stopni dyfuzora. Te właśnie zależności przedstawia wykres na rys. 3.20.

Poszczególne etapy obliczania dyfuzora naddźwiękowego należy prowadzić następująco:

- z wykresu na rys. 3.20 wybiera się liczbę stopni dyfuzora n ;
- z wykresów na rys. 3.21, 3.22 i 3.23 znajduje się kąty odchylenia prędkości od kierunku pierwotnego przed falą (z rys. 3.21 dla $n = 2$, z rys. 3.22 dla $n = 3$ i z rys. 3.23 dla $n = 4$);



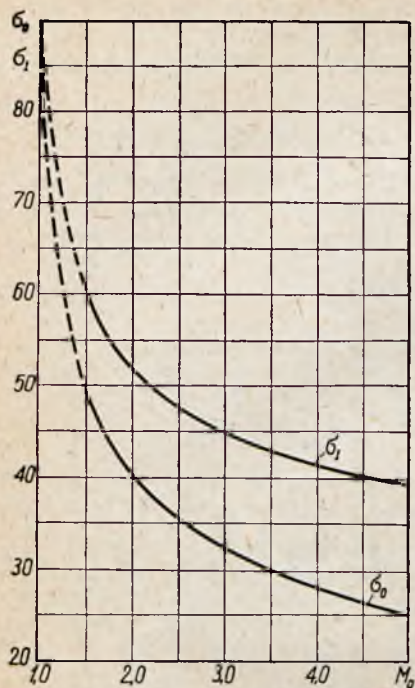
Rys. 3.25. Zależność liczb Macha za falą skośną M_I , M_{II} i M_{III} od liczby Macha napływającego strumienia M_0 dla dyfuzora czterostopniowego



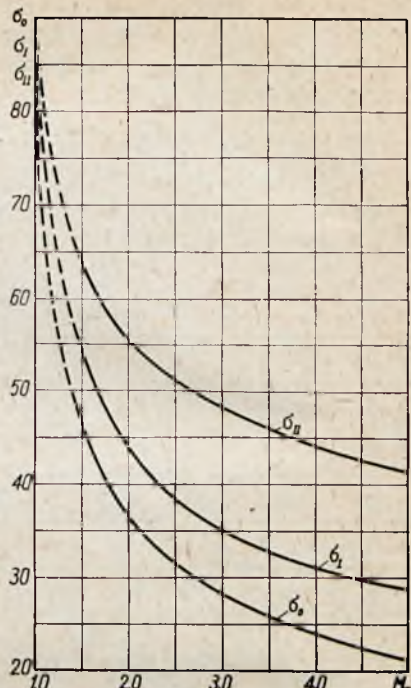
Rys. 3.26. Zależność kąta odchylenia fali od M_0 dla dyfuzora dwustopniowego

— z wykresów na rys. 3.24 i 3.25 odczytuje się liczby Macha za falą;

— z wykresów na rys. 3.26, 3.27 i 3.28 wyznacza się kąty odchylenia fali.



Rys. 3.27. Zależność kątów odchylenia fal od M_0 dla dyfuzora trójstopniowego

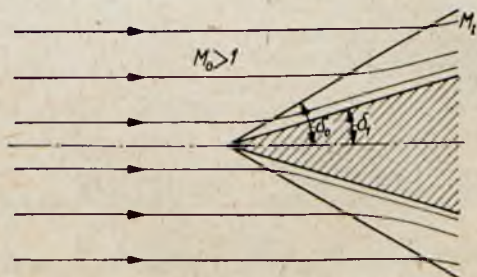


Rys. 3.28. Zależność kątów odchylenia fal od M_0 dla dyfuzora czterostopniowego

✓ 3.2.7. Dyfuzory osiowosymetryczne

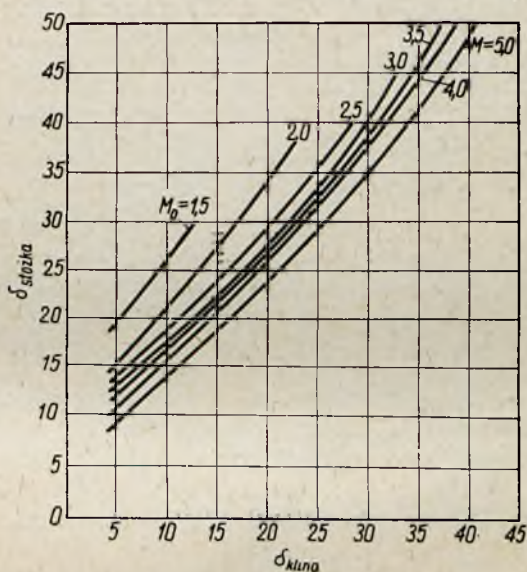
Przedstawiona powyżej metoda obliczania dyfuzorów odnosi się jedynie do dyfuzorów dwuwymiarowych.

Różnica między dyfuzorem płaskim a osiowosymetrycznym sprowadza się do różnicy w opływie klina i stożka kołowego.



Rys. 3.29. Naddźwiękowy opływ stożka

Podobnie jak przed czołem klina, również i przed stożkiem powstaje fala uderzeniowa, jednak w tym przypadku w postaci powierzchni stożkowej o wspólnym wierzchołku ze stożkiem opływowym. Linie prądu przy przejściu przez czoło fali uderzeniowej ulegają załamaniu, jednakże nie przybierają od razu kierunku stycznego do powierzchni stożka, lecz są krzywymi zbliżającymi się do niej asymptotycznie (rys. 3.29). Kąt pochylenia fali uderzeniowej σ jest w przypadku stożka mniejszy niż w przypadku klina o tym samym kącie δ . Odwrotnie, przy tym samym kącie pochylenia fali uderzeniowej kąt stożka jest większy od kąta klina. Podobnie i graniczny kąt stożka jest większy od granicznego kąta klina (rys. 3.18). Linie prądu podczas opływu stożka ulegają zagęszczeniu, co pociąga za sobą nierównomierny rozkład liczb Macha w poprzecznym przekroju strumienia



Rys. 3.30. Kąty odchylenia skośnych fal uderzeniowych o równej intensywności powstających przy opływie klina i stożka

(wzrost liczb Macha w miarę zbliżania się do powierzchni stożka) oraz izentropowe sprężanie gazu za falą. W związku z tym sprawność sprężania przy tym samym stosunku ciśnień jest nieco wyższa w przypadku stożka niż w przypadku klina. Wykorzystując fakt, że przepływ za falą o tej samej intensywności dla klina i stożka jest podobny, obliczenie dyfuzorów osiowosymetrycz-

nych prowadzi się w taki sam sposób jak dyfuzorów płaskich, uwzględniając tylko poprawkę na kąt stożka (rys. 3.30).

Kolejność obliczeń dyfuzora osiowosymetrycznego trójstopniowego przebiega zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 3.31.

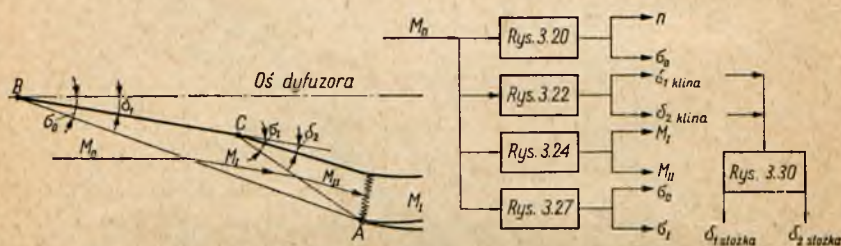
Dyfuzor rysuje się, wyznaczając najpierw punkt A jako odległy od osi dyfuzora o R_0 (promień powierzchni wlotowej dyfuzora); powierzchnię tę określa się z równania ciągłości

$$F_0 w_0 \gamma_0 = G$$

gdzie: G — wydatek ciężarowy gazu,

F_0 — powierzchnia wlotu,

γ_0 — prędkość i ciężar właściwy gazu przed dyfuzorem;



Rys. 3.31. Schemat obliczania osiowosymetrycznego dyfuzora trójstopniowego

następnie punkt B jako leżący na przecięciu prostej, wyprowadzonej z A pod kątem σ_0 z osią dyfuzora i w końcu punkt C jako przecięcie prostych wyprowadzonych z B (pod kątem δ_1) i A pod kątem $\sigma_1 + \delta_1$.

Z równania ciągłości przepływu wynika też, że

$$G = w_1 F_1 \gamma_1$$

gdzie: w_1 , γ_1 — prędkość i ciężar właściwy gazu za ostatnią (prostopadłą) falą uderzeniową,

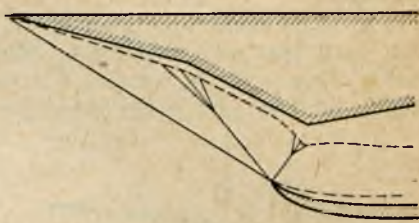
F_1 — powierzchnia prostopadłej fali uderzeniowej.

✓ 3.2.8. Wpływ lepkości na pracę dyfuzora naddźwiękowego

Na rys. 3.32 zobrazowano przepływ gazu lepkiego przez trójstopniowy dyfuzor naddźwiękowy. Grubiejąca w miarę oddalania się od wierzchołka stożka dyfuzora warstwa przyścienna łagodzi przejście na granicy załamania wklęsłego, wywołując szereg sła-

bych fal uderzeniowych, przechodzących następnie w jedną silną falę skośną. Położenie tych słabych fal nie jest ustabilizowane, w związku z czym stają się one źródłem pulsacji w przepływającym strumieniu.

Podobnie zachowuje się fala prostopadła. Ze wzrostem liczby stopni dyfuzora wpływ warstwy przyściennej na jego pracę rośnie. Zmniejsza to znacznie korzyści ze stosowania takich dyfuzorów. Dlatego szczególnie przy mniejszych liczbach Macha stosowanie dyfuzorów wielostopniowych jest niecelowe.

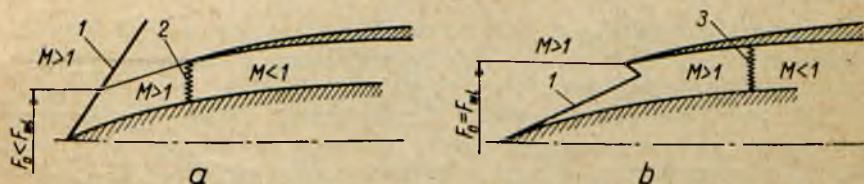


Rys. 3.32. Przepływ gazu rzeczywistego przez osiowoosymetryczny dyfuzor nadźwiękowy

~ 3.2.9. Przepływ przez dyfuzor w warunkach pozaobliczeniowych

Charakter przepływu przez dyfuzor zależy od układu fal uderzeniowych w jego części wlotowej. Z kolei na układ fal wpływają: liczba Macha w strumieniu wejściowym i stopień dławienia w kanale za dyfuzorem.

Rys. 3.33 przedstawia przypadek, gdy dyfuzor pracuje przy obliczeniowej liczbie Macha, natomiast dławienie jest większe (a) lub mniejsze (b) od obliczeniowego. Wielkość dławienia ma wpływ, jak widać z rysunku, na położenie prostopadłej fali uderzeniowej, a tym samym na powierzchnię strumienia wejściowego. W przypadku obliczeniowym cały strumień o przekroju równym powierzchni przekroju wlotu wchodzi do dyfuzora. Gdy dławienie jest mniejsze od obliczeniowego (rys. 3.33b), natężenie przepływu przez dyfuzor nie zmienia się, występuje natomiast wessanie prostopadłej fali uderzeniowej do wnętrza dyfuzora.

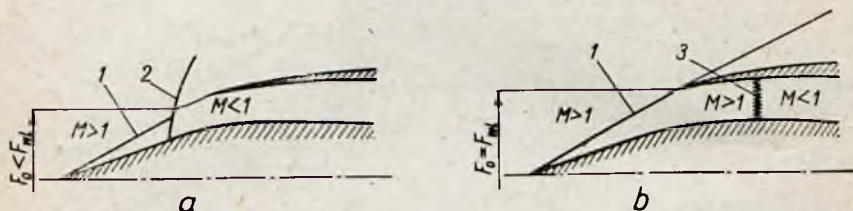


Rys. 3.33. Przepływ przez dyfuzor w warunkach pozaobliczeniowych. Przypadek przepływu przy obliczeniowej liczbie Macha, lecz nadkrytycznym (a) względnie podkrytycznym (b) dławieniu:

1 — fale skośne, 2 — wypchnięta do przodu (na skutek zwiększonego dławienia) fala prostopadła, 3 — wessana do wnętrza dyfuzora (na skutek zmniejszonego dławienia) fala prostopadła, F_0 — powierzchnia strumienia napływającego do dyfuzora, F_{wl} — powierzchnia wlotowa dyfuzora

W związku z rozszerzaniem się przewodu, przez który przepływa strumień naddźwiękowy, występuje rozprężanie strumienia, zwiększanie liczby Macha, a tym samym zwiększanie intensywności prostopadłej fali uderzeniowej i zmniejszenie sprawności sprężania.

Rys. 3.34 ilustruje przypadek, gdy liczba Macha w strumieniu jest mniejsza (a) względnie większa (b) od obliczeniowej, natomiast dławienie w kanale za dyfuzorem nie ulega zmianie. Gdy liczba Macha jest mniejsza od obliczeniowej, wtedy kąty odchy-



Rys. 3.34. Przepływ przez dyfuzor w warunkach pozaobliczeniowych. Przypadek przepływu przy obliczeniowym dławieniu, lecz mniejszej (a) względnie większej (b) od obliczeniowej liczbie Macha:

oznaczenia jak na rys. 3.33

lenia skośnych fal uderzeniowych są większe, natomiast natężenie przepływu przez dyfuzor mniejsze. W przypadku odwrotnym (rys. 3.34b) kąty odchylenia skośnych fal uderzeniowych są mniejsze od obliczeniowych i fale przenikają do wnętrza dyfuzora.

Fala prostopadła zostaje wtedy cofnięta w głąb i sprawność dyfuzora zmniejsza się.

3.3. DYSZE

Zadanie dysz silników odrzutowych polega na przetworzeniu energii cieplnej wyzwolonej w komorze spalania na energię kinetyczną. Zasadniczym procesem, w którym zachodzi ta przemiana energii, jest rozprężanie spalin. Temu podstawowemu zjawisku towarzyszy jednak szereg efektów ubocznych. Są to: wymiana ciepła z otoczeniem, asocjacja zdysocjowanych w komorze spalania cząstek gazu, zamiana części energii na straty hydromechaniczne oraz wywiązywanie się ciepła, spowodowane dopalaniem się nie spalonych w komorze cząstek mieszanek. W celu ułatwienia analizy procesu upraszcza się go do izentropowego rozprężania, traktując przy tym spaliny jako gaz doskonały.

3.3.1. Przepływ przez dyszę

Równaniami wyjściowymi w analizie przepływu przez dyszę są:
— równanie energii

$$A \frac{w_0^2}{2g} + c_p T_0 = A \frac{w^2}{2g} + c_p T$$

— równanie zachowania wydatku

$$G = \gamma_0 w_0 F_0 = \gamma w F$$

— równanie izentropy

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{\kappa - 1}$$

gdzie: w_0, T_0, p_0, γ_0 — prędkość, temperatura, ciśnienie i ciężar właściwy gazu w początkowym przekroju dyszy;

w, T, p, γ — odpowiednie parametry w końcowym przekroju dyszy;

c_p, κ — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu oraz wykładnik izentropy (stałe podczas całej przemiany rozprężania);

A — cieplny równoważnik pracy.

Z powyższych równań po przekształceniu otrzymuje się zależność

$$\frac{G}{F} = \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa - 1} p_0 \gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}}}$$

gdzie: F — powierzchnia końcowego przekroju dyszy.

Stosunek $\frac{G}{F}$ osiąga wartość maksymalną przy określonym stosunku ciśnień $\frac{p}{p_0}$ zwanym stosunkiem krytycznym. Krytyczny stosunek ciśnień określa związek

$$\left(\frac{p}{p_0} \right)_{kr} = \frac{p_{kr}}{p_0} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}$$

Odpowiednio krytyczny stosunek temperatur wynosi

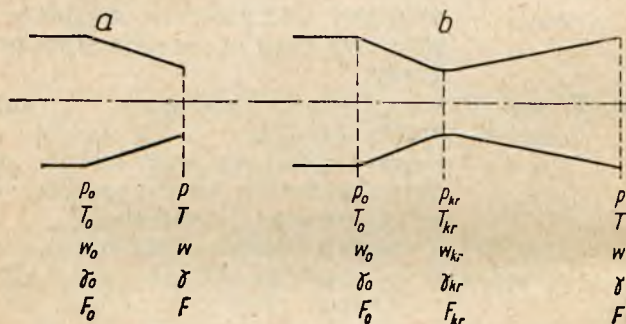
$$\frac{T_{kr}}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1}$$

Prędkość odpowiadająca parametrom krytycznym też nazywa się prędkością krytyczną i jest równa prędkości dźwięku w tym przekroju.

Wartość $\frac{p_{kr}}{p_0}$ rozgranicza dwie kategorie dysz:

— przy $\frac{p}{p_0} > \frac{p_{kr}}{p_0}$ dysza jest zbieżna i prędkość wypływu jest mniejsza od prędkości dźwięku (rys. 3.35a);

— przy $\frac{p}{p_0} < \frac{p_{kr}}{p_0}$ dysza jest zbieżno-rozbieżna i prędkość wypływu jest większa od prędkości dźwięku. Dyszę taką nazywa się dyszą Lavalą (rys. 3.35b).



Rys. 3.35. Dysze:
a — zbieżna, b — zbieżno-rozbieżna (Laval)

Przekrój dyszy odpowiadający parametrom krytycznym nosi nazwę przekroju krytycznego.

Wychodząc z równania energii, można określić prędkość graniczną w_{max} , czyli prędkość, którą otrzyma się przy rozprężaniu izentropowym aż do bezwzględnej próżni

$$w_{max} = \sqrt{2g c_p T_0^*}$$

gdzie: T_0^* — temperatura całkowita w początkowym przekroju dyszy.

Prędkość, którą otrzymuje się rozprężając gaz do ciśnienia otoczenia p , określa równanie

$$w = \sqrt{\frac{2g\kappa B}{\kappa - 1} \frac{T_0}{\mu} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \quad [3.11]$$

gdzie: B — stała gazowa bezwzględna,
 u — ciężar molowy.

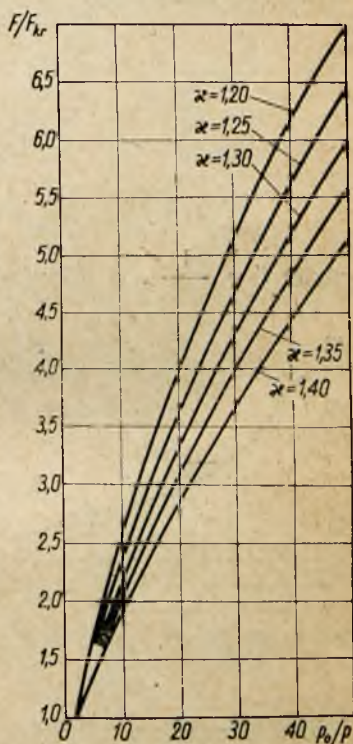
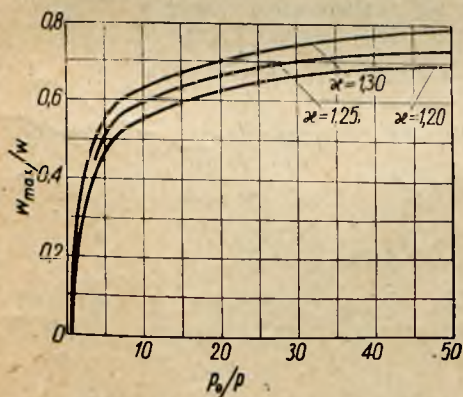
Dwa ostatnie równania wiąże zależność

$$w = w_{max} \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad [3.12]$$

Zależność tę przedstawia wykres na rys. 3.36.

Prędkość wypływu jest więc tym większa, im wyższa jest temperatura gazu na wejściu do dyszy oraz im mniejsze są ciężar molowy gazu i stosunek ciśnień na końcu i początku dyszy.

Przekształcając odpowiednio podane wyżej równania wyjściowe można określić zależność między stosunkiem przekroju wylotowego i krytycznego $\frac{F}{F_{kr}}$ a stosunkiem ciśnień — $\frac{p}{p_0}$



Rys. 3.36. Zależność w_{max}/w od stosunku rozprężania przy różnych wartościach wykładnika izentropy κ : oznaczenia wg rys. 3.35

Rys. 3.37. Zależność $\frac{F}{F_{kr}}$ od stosunku rozprężania przy różnych wartościach κ : oznaczenia jak na rys. 3.35.

$$\frac{F}{F_{kr}} = \frac{\sqrt{\kappa} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}{\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}} \quad [3.13]$$

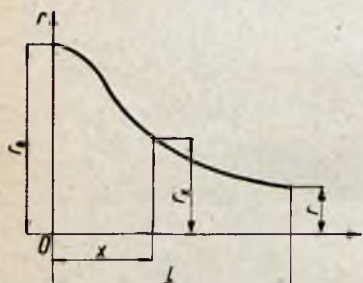
Zależność tę ilustruje wykres na rys. 3.37.

3.3.2. Kształt dysz

Profil dyszy zbieżnej poddźwiękowej jest najkorzystniej kształtować wg wzoru Witoszyńskiego

$$r_x = \frac{r}{1 - \left[1 - \frac{r}{r_0} \right]^2 \frac{\left(1 - \frac{3x^2}{l'^2} \right)^2}{\left(1 + \frac{x^2}{l'^2} \right)^3}} \quad [3.14]$$

gdzie: $l' = \frac{1}{\sqrt{3}}$, a pozostałe wielkości są oznaczone na rys. 3.38.



Rys. 3.38. Profil dyszy wg Witoszyńskiego

Współczynnik strat prędkości dla tak ukształtowanej dyszy

$$\eta_p = \frac{w_{rz}}{w_t}$$

gdzie: w_{rz} — rzeczywista prędkość wypływu,

w_t — teoretyczna prędkość wypływu

wynosi $0,985 \div 0,99$.

Dla dysz o profilu stożkowym współczynnik ten równa się $\sim 0,97$

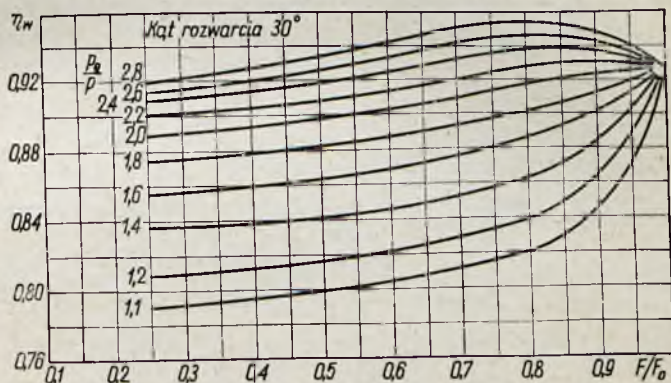
Współczynnik wypływu

$$\eta_w = \frac{G_{rz}}{G_t}$$

gdzie: G_{rz} — wydatek rzeczywisty,

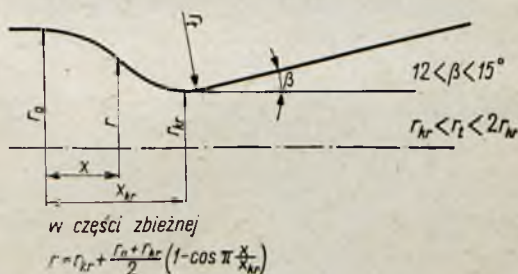
G_t — wydatek teoretyczny

uwzględniający straty natężenia przepływu przez dyszę na skutek nierównomierności rozkładu prędkości w przekroju wyjściowym oraz na skutek strat tarcia, zależy od kąta rozwarcia dyszy, stosunku przekrojów F/F_0 oraz stosunku rozprężania p_0/p . Zależność powyższą ilustruje wykres na rys. 3.39.



Rys. 39. Zależność współczynnika wypływu z dyszy zbieżnej od stosunku rozprężania oraz stosunku przekrojów F/F_0 :
oznaczenia wg rys. 3.35

Profil dyszy Laval'a najlepiej kształtować zgodnie z zależnościami podanymi na rys. 3.40.



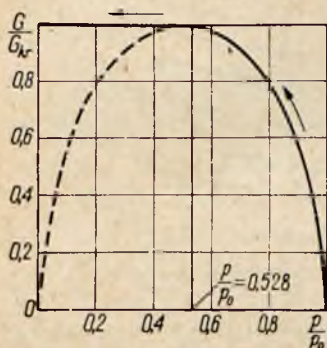
Rys. 3.40. Profil dyszy Laval'a

Współczynnik strat prędkości dla dyszy tego typu wynosi

$$\eta_p = 0,97 \div 0,99$$

✓ 3.3.3. Praca dysz w warunkach pozaobliczeniowych

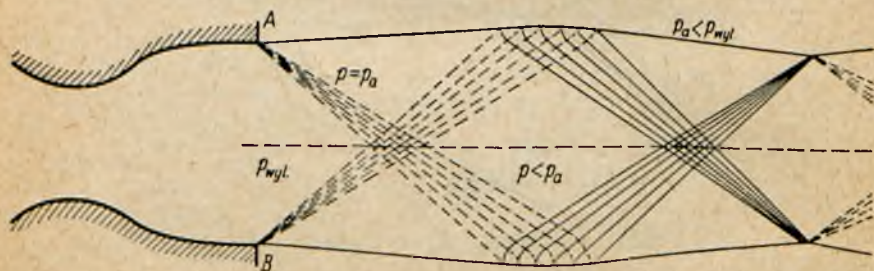
Wydatek gazu przepływającego przez dyszę zbieżną jest jednoznacznie związany ze stosunkiem ciśnień panujących na początku i końcu dyszy. Ciśnienie na końcu dyszy zbieżnej (pomijając efekt przewężenia strumienia wywołanego oddziaływaniem skośnie skierowanych strug przyściennych) jest równe w przybliżeniu (zawsze nieco wyższe) ciśnieniu zewnętrznemu. Zjawisko to ilustruje wykres na rys. 3.41. Chcąc zwiększyć wydatek gazu



Rys. 3.41. Zmiana wydatku przy wypływie z dyszy zbieżnej w zależności od stosunku ciśnienia zewnętrznego do ciśnienia początkowego

przepływającego przez dyszę zbieżną, należy zwiększyć ciśnienie na wejściu do dyszy lub zachowując to ciśnienie zwiększyć powierzchnię przekroju wylotowego. Zmiana przeciwcisnienia w przypadku dyszy zbieżnej wywołuje równoczesną zmianę wydatku i ciśnienia w przekroju wejściowym dyszy.

Poczynając jednak od krytycznego stosunku ciśnień (gdy przekrój końcowy dyszy zbieżnej staje się przekrojem krytycznym), wydatek przepływający przez dyszę ustala się, a zmiana prze-

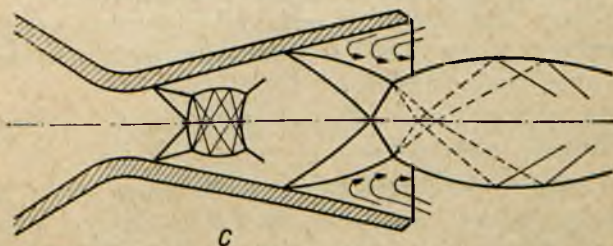
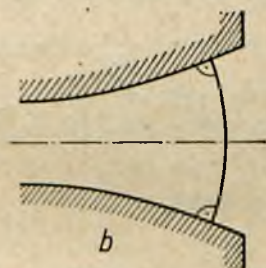
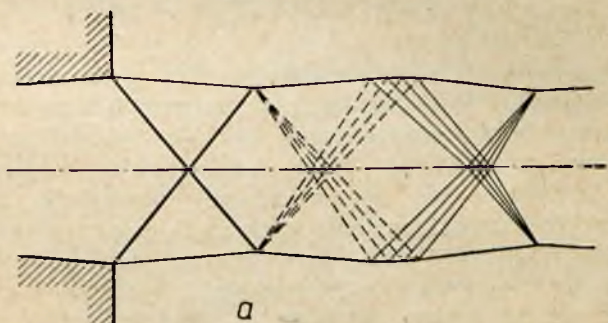


Rys. 3.42. Wypływ z dyszy Lavalą przy ciśnieniu zewnętrznym niższym od wylotowego:

p_{wyl} — ciśnienie wylotowe (w końcowym przekroju dyszy), p_a — ciśnienie zewnętrzne (atmosferyczne), p — ciśnienie panujące w danym obszarze

ciśnienia nie wpływa na jego wartość. Jeśli w tym przypadku obliczeniowe ciśnienie w końcowym przekroju dyszy różni się od ciśnienia zewnętrznego, wtedy mówi się, że dysza pracuje w warunkach pozaobliczeniowych.

Jeśli ciśnienie zewnętrzne jest niższe od ciśnienia panującego w końcowym przekroju dyszy, wtedy rozprężanie gazu odbywa się także w strumieniu za dyszą. Na krawędzi spływu powstaje szereg fal rozrzedzeniowych (linie przerywane na rys. 3.42, które odbijają



Rys. 3.43. Wypływ z dyszy przy ciśnieniu zewnętrznym wyższym od wylotowego:

a — wypływ przy małej różnicy ciśnień, b — powstanie cofniętej krzywoliniowej fali zgęszczeniowej, c — powstanie oderwań przy dużej różnicy ciśnień

się na granicy strumienia jako fale zgęszczeniowe itd.), dając znany obraz układu utworzonego z kolejnych rozprężeń i sprężeń. Procesy te mają charakter nieizentropowy, a tym samym związane są ze stratami energii.

W przypadku gdy ciśnienie zewnętrzne jest większe od ciśnienia na wylocie z dyszy naddźwiękowej, występują zjawiska zilustrowane na rys. 3.43. Przy małym nadciśnieniu (rys. 3.43a) na krawędzi spływu dyszy powstają skośne fale zgęszczeniowe, które odbijają się na granicy strumienia w postaci szeregu fal rozrzedzeniowych itd.

Przy zwiększającym się nadciśnieniu fale zgęszczeniowe cofają się w głąb dyszy, a w środkowej części strumienia powstaje silna krzywoliniowa fala zgęszczeniowa, za którą przepływ staje się poddźwiękowy (rys. 3.43b). Wzrost ciśnienia spowodowany powstaniem cofniętej fali zgęszczeniowej wywołuje oderwanie warstwy przyściennej strumienia gazu za falą, co znacznie zwiększa straty energii (rys. 3.43c). Moment występowania tego zjawiska określa się za pomocą empirycznego kryterium Summerfieldda. Kryterium to można wyrazić w następujący sposób: dla naddźwiękowej części dyszy Laval'a o półkacie rozwarcia rzędu 15° i dla stosunku rozprężania $\frac{p_0}{p}$ większym od 16 istnieje niebezpieczeństwo oderwania, gdy stosunek nominalnego ciśnienia na wylocie do ciśnienia otoczenia jest niższy od 0,4.

3.4. TEORIA EŻEKTORA GAZOWEGO

Eżektor w najprostszej postaci (rys. 3.44) składa się z dyszy, z której wypływa strumień pierwotny gazu o dużym ciśnieniu całkowitym, oraz komory, w której następuje przekazanie energii strumieniowi wtórnemu przez strumień pierwotny na drodze turbulentnego mieszania.

W wyniku tego procesu następuje zwiększenie ciśnienia całkowitego strumienia wtórnego.

Eżektory znalazły zastosowanie w technice jako sprężarki, pozwalające podać większą ilość gazu o mniejszym ciśnieniu na poczet energii niewielkiej ilości gazu o ciśnieniu większym, oraz jako pompy próżniowe do obniżania ciśnienia w zbiornikach lub kanałach. W lotnictwie wiąże się z nimi poważne nadzieje ze względu na możliwość zwiększenia przy ich pomocy ciągu silników odrzutowych.

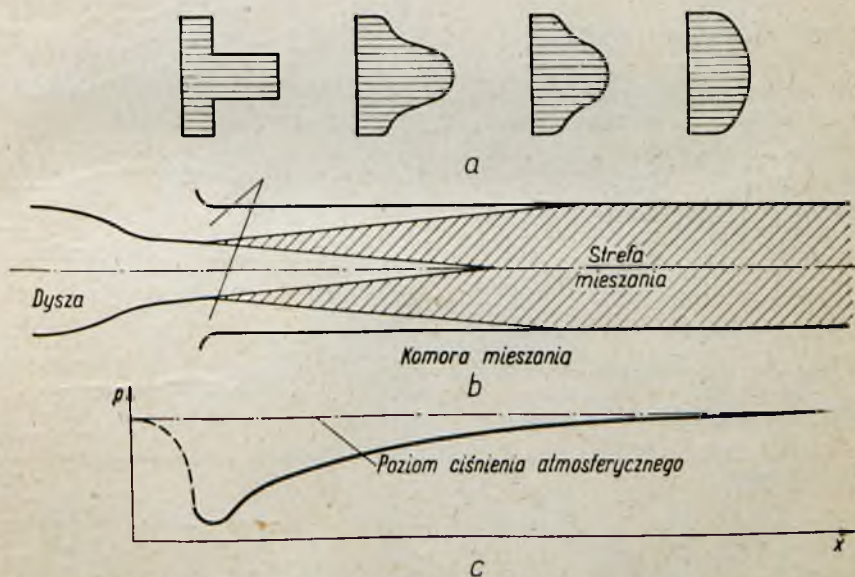
3.4.1. Zasada działania eżektora

Zasada działania eżektora jest następująca. W ustalonych warunkach pracy, w przekroju wlotowym komory mieszania ustala się ciśnienie p_2 niższe od ciśnienia całkowitego strumienia wtórnego p_2^* równe natomiast statycznemu ciśnieniu strumienia pierwotnego w końcowym przekroju dyszy. Pod wpływem różnicy ciśnień strumień wtórny przyspiesza mieszając się ze strumieniem pierwotnym. Podczas mieszania następuje wyrównywanie się parametrów w poprzecznym przekroju komory. Długość komory mieszania wynosi $6 \div 10$ jej średnic. W procesie eżekcji występują straty energii spowodowane nie tylko oporami aeromechanicznymi, ale także samym procesem mieszania, który z termodynamicznego punktu widzenia jest przemianą nieodwracalną.

Oznaczając przez:

w_1, w_2, w_3 — prędkości strumienia pierwotnego i wtórnego na wejściu do komory mieszania oraz prędkość mieszanki na jej wyjściu,

G_1, G_2, G_3 — odpowiednie wydatki gazu,



Rys. 3.44. Zasada działania eżektora:

a — profile prędkości w charakterystycznych przekrojach komory, b — eżektor, c — rozkład ciśnienia wzdłuż komory mieszania

można przedstawić kinetyczną energię strumienia wyjściowego w postaci następującego równania (przy założeniu, że proces mieszania zachodzi przy stałym ciśnieniu)

$$E_3 = \frac{G_1 + G_2}{2g} w_3^2 = \frac{1}{2g} \frac{(G_1 w_1 + G_2 w_2)^2}{G_1 + G_2}$$

Suma energii kinetycznych strumieni na wejściu do komory wynosi

$$E_1 + E_2 = \frac{1}{2} (G_1 w_1^2 + G_2 w_2^2)$$

Odejmując od siebie powyższe zależności, otrzymuje się wartość straconej energii

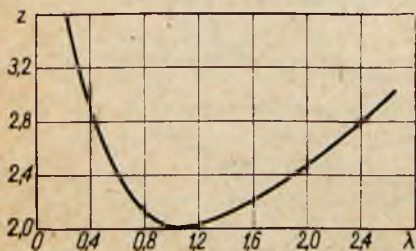
$$\Delta E = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \frac{(w_1 - w_2)^2}{2g} = G_1 \frac{n}{1+n} \frac{(w_1 - w_2)^2}{2g} \quad [3.15]$$

gdzie: $n = \frac{G_2}{G_1}$ — stopień eżekcji.

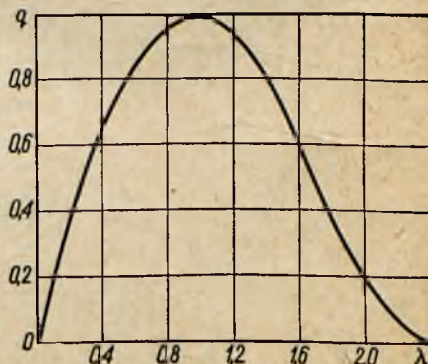
Energia stracona na mieszanie zależy więc przede wszystkim od kwadratu różnicy prędkości strumienia pierwotnego i wtórnego.

3.4.2. Obliczanie eżektora

Podstawowym zagadnieniem przy obliczaniu eżektora jest wyznaczenie parametrów stanu strumienia na końcu komory mieszania. Punktem wyjścia jest, jak prawie zawsze w dynamice gazów, układ trzech równań zachowania: masy, energii i ilości ruchu.



Rys. 3.45. Wykres zależności $z = z(\lambda)$



Rys. 3.46. Wykres zależności $q = q(\lambda)$

Przyjmując, że proces mieszania ma charakter adiabatyczny oraz że ciepła właściwe strumieni są takie same i niezmiennie podczas całej przemiany, otrzymuje się następujący układ równań

$$\frac{T_3^*}{T_1^*} = \frac{n\Theta + 1}{n + 1}$$

$$z(\lambda_1) + n\sqrt{\Theta} \cdot z(\lambda_2) = \sqrt{(n+1)(n\Theta+1)} z(\lambda_3)$$

$$\frac{p_3^*}{p_1^*} = \frac{\sqrt{(n+1)(n\Theta+1)}}{1 + \frac{1}{\alpha}} \cdot \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)} \quad [3.16]$$

$$n = \frac{p_2^*}{p_1^*} \frac{q(\lambda_2)}{q(\lambda_1)} \frac{1}{\alpha\sqrt{\Theta}}$$

gdzie: T_1^*, T_2^*, T_3^* — całkowite temperatury strumieni: pierwotnego, wtórnego i końcowego;

p_1^*, p_2^*, p_3^* — odpowiednie ciśnienia całkowite;

$$\Theta = \frac{T_2^*}{T_1^*};$$

$z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda}$ — zależność podana na wykresie (rys. 3.45)

$q(\lambda) = \left(\frac{\alpha+1}{2}\right)^{\frac{1}{\alpha-1}} \lambda \left(1 - \frac{\alpha-1}{\alpha+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\alpha-1}}$ — zależność podana na wykresie (rys. 3.46)

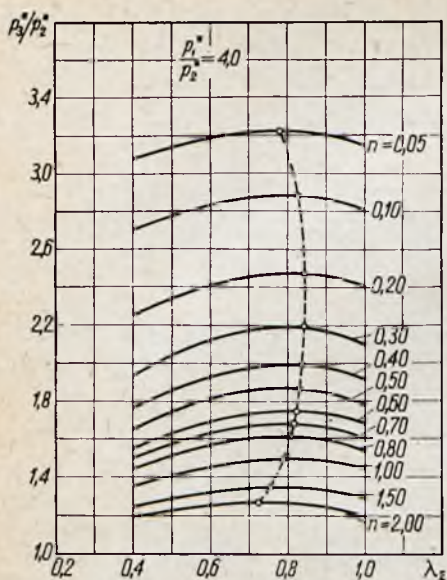
$\lambda = \frac{w}{c^*}$ — współczynnik prędkości (liczba Lavalà);

c^* — prędkość krytyczna (prędkość przepływu równa miejscowej prędkości dźwięku);

$$\alpha = \frac{F_1}{F_2};$$

$$F_3 = F_1 + F_2.$$

Gdy dane są: całkowite ciśnienia i temperatury oraz współczynniki prędkości w wejściowym przekroju komory mieszania, to wykorzystując powyższe równania można określić brakujące parametry.



Rys. 3.47. Charakterystyka eżektora

Pewną trudność sprawia określenie współczynników prędkości λ_1 i λ_2 , które zależą od statycznego ciśnienia w wejściowym przekroju komory mieszania ($p_1 = p_2$). Ciśnienie to nie należy do danych wyjściowych i uzależnione jest od przyjętych warunków pracy eżektora. W celu określenia tych warunków należy sporządzić charakterystykę eżektora (zadając szereg wartości $p_1 = p_2$, a tym samym szereg wartości λ_1 i λ_2), wyliczając np. stosunek p_3^*/p_2^* jako funkcję λ_2 przy $n = \text{const}$. Taką przykładową charakterystykę podano na rys. 3.47. Mając charakterystykę eżektora, można wyznaczyć optymalne warunki jego pracy (optymalne λ_2).

3.3.3. Eżektor jako urządzenie zwiększające ciąg silników odrzutowych

Wychodząc z równania ilości ruchu, można określić zgodnie z oznaczeniami podanymi na schemacie (rys. 3.48):

— ciąg silnika odrzutowego bez eżektora

$$S_0 = \frac{G_1}{g} (w'_1 - w_0)$$

— ciąg silnika odrzutowego z eżektorem

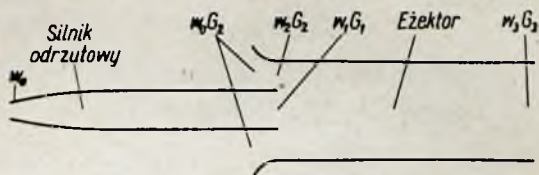
$$S = \frac{G_3}{g} (w_3 - w_0)$$

oraz stosunek tych ciągów, który po przekształceniu wynosi

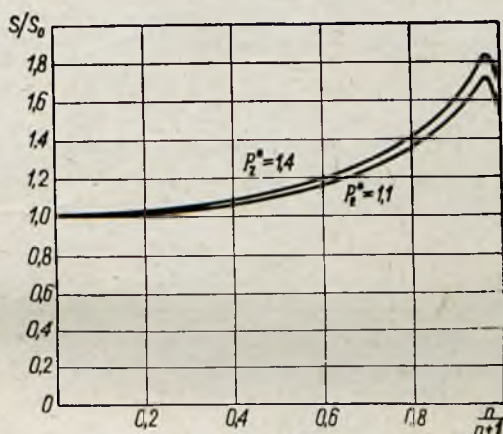
$$\frac{S}{S_0} = \frac{w_3 - w_0}{w'_1 - w_0} \frac{w_1 - w_2}{w_0 - w_2} \quad [3.17]$$

gdzie: w'_1 — prędkość wypływu z dyszy silnika bez eżektora.

Wynik obliczeń przedstawiono na wykresie (rys. 3.49). Dla udogodnienia wprowadzono zamiast n jako zmienną niezależną wielkość $\frac{n}{n+1}$ zwaną współczynnikiem eżekcji. Z wykresu wi-



Rys. 3.48. Schemat silnika odrzutowego z eżektorem



Rys. 3.49. Przyrost ciągu spowodowany zastosowaniem eżektora w funkcji współczynnika eżekcji

dać, że maksymalny przyrost ciągu w wyniku zastosowania eżektora wynosi $\sim 80\%$. Wartość ta zależy od stopnia eżekcji i ma maksimum przy $n \sim 40$.

✓ 3.5. PRZEPŁYWY Z DOPROWADZENIEM CIEPŁA

Model przepływu przez idealną komorę spalania ilustruje rys. 3.50. Przez cylindryczny kanał płynie palna mieszanka gazowa. W pewnym przekroju następuje jej spalanie. Przekrój ten nazywa się czołem płomienia. Jeśli prędkość rozchodzenia się

płomienia równa się prędkości przepływu palnej mieszanki, wtedy położenie czoła płomienia jest ustalone w stosunku do kanału, w którym zachodzi przepływ:

Wychodząc z równań:

— zachowania masy

$$\varrho_1 w_1 = \varrho_2 w_2,$$

— zachowania ilości ruchu

$$\varrho_1 w_1^2 - \varrho_2 w_2^2 = p_2 - p_1,$$

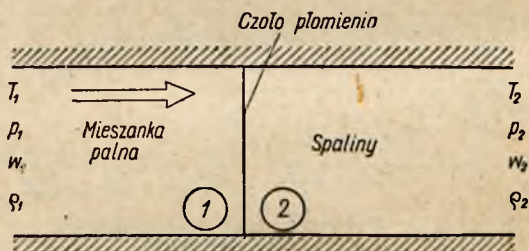
gdzie: T_1, w_1, p_1, ϱ_1 — temperatura, prędkość, ciśnienie i gęstość mieszanki;

T_2, w_2, p_2, ϱ_2 — temperatura, prędkość, ciśnienie i gęstość spalin;

po przekształceniu otrzymuje się

$$\varrho_1^2 w_1^2 = \varrho_2^2 w_2^2 = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho_2}} \quad [3.18]$$

Z tej zależności wynika, że ciśnienie i gęstość przy przejściu czoła płomienia mogą albo rosnać, albo maleć. Możliwe są więc dwa typy procesów spalania, w których zarówno ciśnienie, jak



Rys. 3.50. Przepływ ze spalaniem

i gęstość rosnać oraz w których następuje spadek ciśnienia i gęstości. Pierwszy typ spalania nosi nazwę spalania detonacyjnego, drugi — spalania powolnego lub deflagacyjnego.

Równanie energii dla przepływu ze spalaniem przybiera następującą postać

$$\frac{1}{2} w_1^2 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\varrho_1} = \frac{1}{2} w_2^2 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\varrho_2} - Q$$

gdzie: Q — energia cieplna, wywiązana podczas reakcji chemicznej (wyrażona w jednostkach mechanicznych),
 κ — współczynnik izentropy.

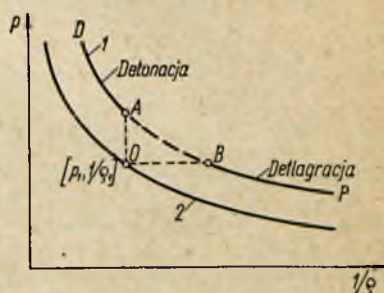
Z powyższego równania po przekształceniu otrzymuje się

$$p_2 \left(\frac{1}{\varrho_2} \frac{x+1}{x-1} - \frac{1}{\varrho_1} \right) - 2Q - p_1 \left(\frac{1}{\varrho_1} \frac{x+1}{x-1} - \frac{1}{\varrho_2} \right) = 0 \quad [3.19]$$

Wykresem tego równania w układzie $p - \frac{1}{\varrho}$ jest krzywa Hugoniota dla spalania (rys. 3.51). Przy $Q = 0$ krzywa Hugoniota dla spalania przechodzi w krzywą dla prostopadłej fali uderzeniowej.

Punkt o współrzędnych $\left(p_1, \frac{1}{\varrho_1}\right)$

leży właśnie na tej krzywej (0). Jeśli poprowadzić z punktu 0 izochorę do punktu A i izobarę do punktu B (przy czym wyzwoli się w tych przemianach tę samą ilość ciepła Q), to obydwie te punkty będą leżeć na tej samej krzywej Hugoniota. Odcinek A — D krzywej stanowi zakres detonacji, natomiast odcinek B — P zakres spalania powolnego. Odcinek A — B nie ma znaczenia fizycznego.



Rys. 3.51. Krzywe Hugoniota: 1 — dla spalania, 2 — dla fali uderzeniowej

Związek między parametrami stanu, przed i za deflagacyjnym czołem płomienia dla strumienia przepływającego przez przewód o stałym przekroju, można wyrazić za pomocą odpowiednich liczb Macha. Wyrażenia te mają następującą postać

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + x M_1^2}{1 + x M_2^2}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{M_2^2}{M_1^2} \left(\frac{1 + x M_1^2}{1 + x M_2^2} \right)^2$$

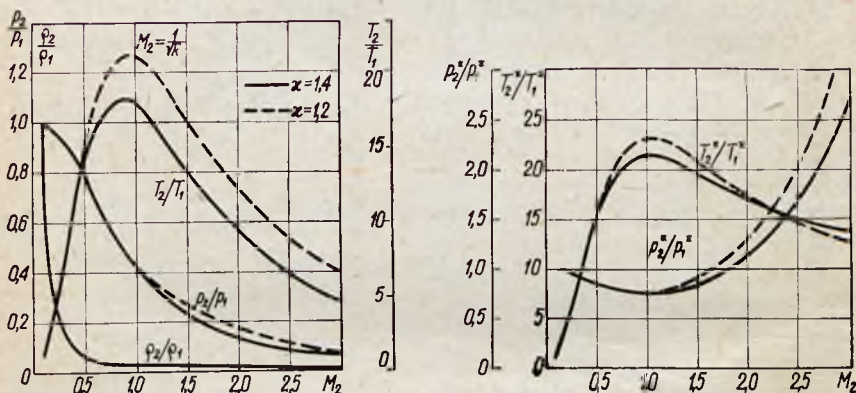
$$\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \frac{M_1^2}{M_2^2} \frac{1 + x M_2^2}{1 + x M_1^2} \quad [3.20]$$

$$\frac{T_2^*}{T_1^*} = \frac{M_2^2}{M_1^2} \left(\frac{1 + x M_1^2}{1 + x M_2^2} \right)^2 \frac{1 + \frac{x-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{x-1}{2} M_1^2}$$

$$\frac{p_2^*}{p_1^*} = \frac{1 + \kappa M_1^2}{1 + \kappa M_2^2} \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}$$

gdzie: T_1^*, p_1^* — temperatura i ciśnienie całkowite mieszanki,
 T_2^*, p_2^* — temperatura i ciśnienie całkowite spalin,
 M_1, M_2 — liczba Macha mieszanki i spalin.

Zależności te są przedstawione na wykresach na rys. 3.52.

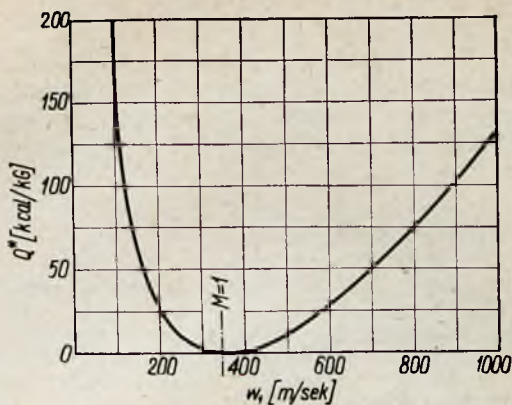


Rys. 3.52. Zmiana termodynamicznych parametrów stanu w idealnej komorze spalania

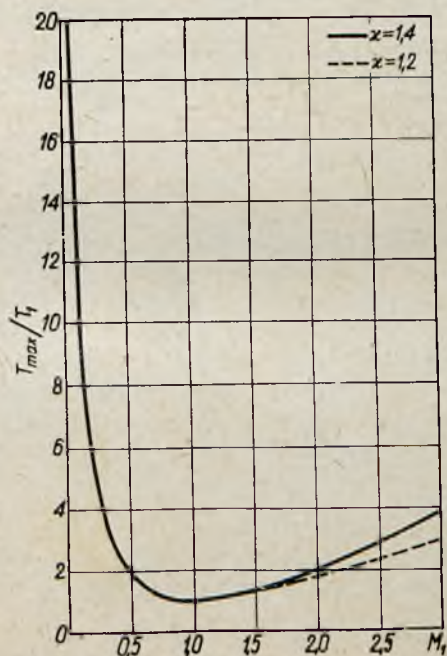
Wykresy ilustrują zmianę parametrów termodynamicznych w zależności od liczby Macha na końcu przewodu przy początkowej prędkości przepływu odpowiadającej $M_1 = 0,1$.

Doprowadzając ciepło do poddźwiękowego strumienia gazu, przepływającego przez cylindryczny przewód, wywołuje się spadek ciśnienia statycznego i całkowitego, spadek gęstości oraz wzrost liczby Macha.

Gdy strumień jest naddźwiękowy, ciśnienia statyczne i całkowite rosną, natomiast liczba Macha i gęstość maleją. To zachowanie się liczby Macha prowadzi do wniosku, że liczba $M = 1$ jest wartością ograniczającą doprowadzanie ciepła tak w strumieniu naddźwiękowym, jak i poddźwiękowym. Mówi się wtedy, że strumień gazu jest nasycony cieplnie. Ilość ciepła, którą można doprowadzić do przepływającego strumienia gazu, zależy więc



Rys. 3.53. Zmiana ciepła nasycającego strumień w zależności od początkowej prędkości strumienia



Rys. 3.54. Zmiana maksymalnej temperatury strumienia w zależności od początkowej liczby Macha:
 T_1 — temperatura początkowa

od początkowej liczby Macha względnie prędkości w tym strumieniu. Zależność tę ilustruje wykres na rys. 3.53. Nasycenie cieplne strumienia prowadzi do istnienia maksymalnej temperatury, do której może być doprowadzony gaz przepływający przez przewód cylindryczny. Wartość temperatury maksymalnej oczywiście zależy także od początkowej liczby Macha (rys. 3.54).

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 3:

- 3.1. K. Oswatitsch: *Der Wirkungsgrad von Stossdifusoren*. NACA, TM 1140, 1947.
- 3.2. G. Abramowicz: *Prikladnaja gazowaja dinamika*. 1953.
- 3.3. Shih, J. Pai: *Fluid Dynamics of Jets*. 1954.
- 3.4. A. Bonney, M. Zucrow, C. Besserer: *Principles of Guided Missile Design — Propulsion*. 1956.
- 3.5. O. Lutz: *Schuberrhöhung durch Strahlbeimischung*. 1957.
- 3.6. J. Rościszewski: *Aerodynamika stosowana*. Wyd. MON, Warszawa 1957.
- 3.7. M. Barrere, A. Jaurnotte, B. Fraeip de Venbeke: *La Propulsion par Fussees*. 1957.
- 3.8. B. Stieczkin: *Teoria silników odrzutowych*. Wyd. MON, Warszawa 1961.
- 3.9. R. Hermann: *Supersonic Inlet Diffusers*. 1959.
- 3.10. A. Kowalewicz: *Praca dyfuzorów wlotowych w zmiennych warunkach*. Technika Lotnicza nr 5 i 6, 1960.