

SILNIKI PULSACYJNE

Silnik pulsacyjny jest jak dotąd silnikiem zawiedzionych nadziei. Zrodzony z pomysłu bezsprężarkowej wytwornicy gazu dla turbiny spalinowej, wydawał się początkowo nieosiągalnym szczytem uproszczenia konstrukcji silnikowej.

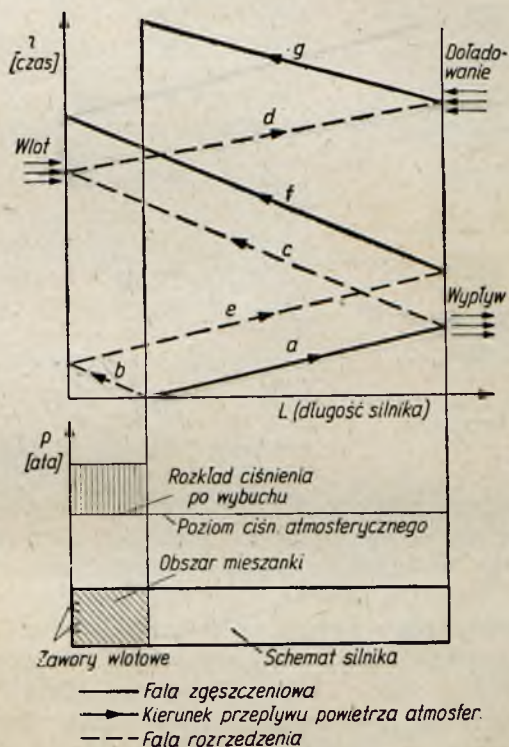
W zwykłym, odpowiednio tylko ukształtowanym przewodzie urzeczywistniają się przecież niemal wszystkie termodynamiczne procesy silnika tłokowego.

Jeszcze w 1953 roku pisano o nim jako o lotniczym silniku przelotowym (L.7.4), mającym najlepsze możliwości rozwoju. Dzisiaj panuje już jednak przekonanie, że nawet najbardziej nieoczekiwany rozwój tego silnika może mu zapewnić jedynie ograniczone zastosowanie zarówno do celów cywilnych, jak wojskowych.

Myśl wykorzystania w konstrukcjach silnikowych odkrytego przez Huygensa zjawiska powstawania podciśnienia w naczyniu pod wpływem nagłego oswobodzenia sprężonego w nim gazu powracała na przestrzeni ostatniego półwiecza kilkakrotnie. Realne kształty tym pomysłom nadał jednak dopiero w 1930 roku Paweł Schmidt. Jego silnik doskonalony przez kilkanaście lat w politechnicznych i przemysłowych laboratoriach niemieckich znalazł zastosowanie jako napęd główny pierwszego w historii na większą skalę pocisku latającego.

Zasadniczego postępu w rozwoju silnika pulsacyjnego dokonano w 1950 roku przez wprowadzenie udoskonalenia zaproponowanego przez Bertina, polegającego na zastąpieniu zaworów mechanicznych gazowym zaworem bezwładnościowym. Dalsze prace zmierzające w kierunku zmniejszenia wymiarów silnika i poprawienia jego osiągnięć, przede wszystkim przez zrealizowanie w nim spalania detonacyjnego, nie dały na razie konkretnych rezultatów.

Podstawowe procesy zachodzące w silniku pulsacyjnym najłatwiej jest opisać posługując się modelem falowym. Zakładając cylindryczny kształt silnika, natychmiastowy zapłon całej objętości mieszanki (a więc izochoryczne sprężanie czynnika termodynamicznego w obszarze wypełnionym mieszanką) izentropowe rozprężanie gazu po wybuchu oraz przyjmując za podstawę roz-

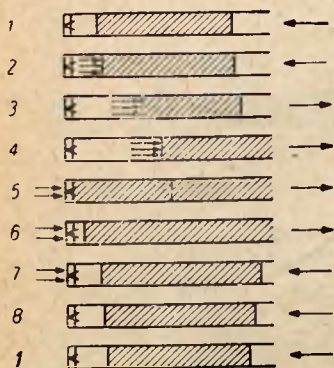


Rys. 7.1. Zasada działania silnika pulsacyjnego

ważań prawa rozchodzenia się fal płaskich w gazie doskonałym, można przedstawić następujący obraz zjawisk zachodzących w silniku podczas jednego cyklu roboczego (rys. 7.1).

W chwili zapłonu w silniku na granicy obszarów ciśnienia podwyższonego i atmosferycznego zostają zainicjowane dwie fale: zgęszczeniowa a zmierzająca do wylotu i rozrzedzeniowa b po-

suwająca się w kierunku zamkniętego zaworami wlotu. Z chwilą dojścia fali zgęszczeniowej do otwartego końca silnika rozpoczyna się wypływ. Fala zgęszczeniowa *a* odbija się od otwartego końca przewodu jako rozrzedzeniowa *c*. W tym czasie z powodu wypływu ciśnienie w przestrzeni spalania silnika spada do poziomu ciśnienia atmosferycznego, tak że nadbiegająca fala rozrzedzeniowa *c* wywołuje już podciśnienie. Na skutek podciśnienia zostają otwarte zawory wlotowe i do silnika napływa świeża mieszanka.



Rys. 7.2. Cykl roboczy w silniku pulsacyjnym

Fala rozrzedzeniowa *c* odbija się od otwierających się zaworów jako rozrzedzeniowa *d* i w otwartym końcu rury wywołuje podciśnienie. W wyniku tego następuje wtórny napływ powietrza atmosferycznego do silnika od strony jego wylotu.

Przebieg opisanych wyżej zjawisk można zobrazować na schematach (rys. 7.2) przedstawiających cykl roboczy silnika pulsacyjnego.

Szkic górny 1 przedstawia stan przy końcu cyklu; przez zawór wlotowy wpływa świeży ładunek mieszanki, środkową część rury wypełniają spaliny z poprzedniego cyklu, a w pobliżu wylotu znajduje się powietrze, które napłynęło od tyłu.

Następne szkice, 2, 3, 4, przedstawiają stan bezpośrednio po zapłonie. Małe strzałki wskazują działanie ciśnienia wywołanego przez spalanie: słup gazów zostaje pchnięty do tyłu. Wskutek bezwładności tego słupa lub (co na jedno wychodzi) wskutek działania fal rozrzedzeniowych w silniku powstaje podciśnienie (zwłaszcza w pobliżu zaworu wlotowego) powodujące zassanie nowej dawki mieszanki, co zaznaczono strzałkami na szkicu 5, 6, 7.

Powietrze wchodzi do silnika również przez otwór wylotowy i zostaje wyrzucone w następnym cyklu (szkice 7 i 8.)

7.2. NIEUSTALONY PRZEPŁYW GAZU W SILNIKU PULSACYJNYM

Równaniami wyjściowymi przy analizie izentropowego przepływu nieustalonego są równania zachowania masy, ilości ruchu oraz równanie izentropy

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial(\varrho u)}{\partial x} = 0 \quad [7.1]$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \varrho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} u \right) \quad [7.2]$$

$$p\varrho^\kappa = \text{const} \quad [7.3]$$

gdzie: p i ϱ — ciśnienie i gęstość gazu,
 u — prędkość przepływu,
 t — czas
 x — współrzędna,
 κ — wykładnik izentropy.

Wprowadzając prędkość dźwięku określoną zależnością

$$a = \sqrt{\kappa \frac{p}{\varrho}} \quad [7.4]$$

otrzymuje się następujące przekształcone równanie izentropy

$$a\varrho^{\frac{1-\kappa}{2}} = \text{const} \quad [7.5]$$

$$ap^{\frac{1-\kappa}{2\kappa}} = \text{const} \quad [7.6]$$

lub w formie różniczkowej

$$d\varrho = \frac{2}{\kappa - 1} \varrho \frac{da}{a}$$

$$dp = \frac{2\kappa}{\kappa - 1} p \frac{da}{a}$$

Po podstawieniu powyższych równań do zależności [7.1] i [7.2] otrzymuje się następujący układ

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= - \frac{2}{\kappa - 1} a \frac{\partial a}{\partial x} \\ \frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} &= - \frac{\kappa - 1}{2} a \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned} \quad [7.7]$$

Równaniami spełniającymi ten układ będą

$$\begin{aligned} u &= u_0 = \text{const} \\ a &= a_0 = \text{const} \end{aligned} \quad [7.8]$$

oraz

$$a = a_0 \mp \frac{\kappa - 1}{2} u$$

$$u = \frac{2}{\kappa + 1} \frac{x \pm a_0 t}{t + t_0}$$
[7.9]

Rozwiązanie równania [7.9] przedstawia układ liniowy fal. Prędkość fali c można określić, odpowiednio przekształcając, a potem różniczkując względem czasu równanie [7.9]. Otrzymuje się wtedy

$$\frac{dx}{dt} = c = u \mp a$$
[7.10]

Prędkość rozchodzenia się fali składa się więc z prędkości gazu u , w którym fala się porusza, oraz z prędkości dźwięku a . Ponieważ omówiony proces ma charakter izentropowy, wielkość c jest prędkością rozchodzenia się fal słabych (akustycznych). Jeżeli kierunek tej prędkości jest zgodny z dodatnim kierunkiem osi x , to wielkość $u + a$ przedstawia prędkość przemieszczania się fali względem osi x w kierunku dodatnim, natomiast wielkość $u - a$ prędkość w kierunku ujemnym (dla $u < a$).

Równania

$$\frac{dx}{dt} = u + a \quad \text{ i } \quad \frac{dx}{dt} = u - a$$

przedstawiają w płaszczyźnie x, t dwie rodziny linii, wzdłuż których wyrażenia

$$\frac{a}{\kappa - 1} + \frac{u}{2} = r$$

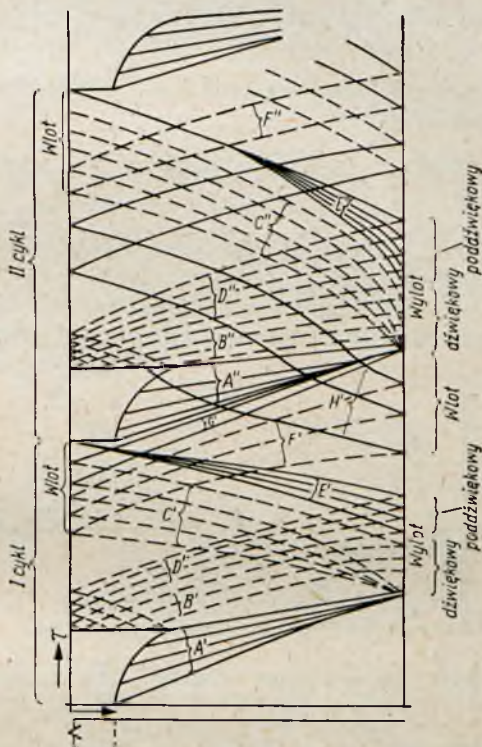
$$\frac{a}{\kappa - 1} - \frac{u}{2} = s$$
[7.11]

zwane niezmiennikami Riemanna zachowują stałe wartości. Linie te noszą nazwę charakterystyk układu równań różniczkowych. Znając przebieg dwóch charakterystyk, można na podstawie znajomości niezmienników s i r określić prędkość przepływu i prędkość dźwięku ze wzorów otrzymanych przez odjęcie i dodanie stronami równań [7.11]

$$\frac{u}{2} = \frac{r - s}{2}$$

$$\frac{a}{\kappa - 1} = \frac{r + s}{2}$$
[7.12]

Istnieje szereg propozycji analizy i obliczania silnika pulsacyjnego na podstawie metody charakterystyk (L.7.2, 7.3, 7.8). Różnią się one przede wszystkim założeniami dotyczącymi przebiegu procesu spalania. W rozdziale 7.1 spalanie sprowadzono do natychmiastowego wzrostu ciśnienia. Schultz-Grunow (L.7.2) proponuje



Rys. 7.3. Przebieg fal w silniku pulsacyjnym podczas dwu pierwszych cyklów roboczych

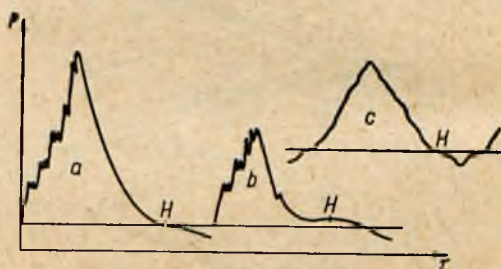
zastąpić je szeregiem izentropowych skoków rozciągniętych w czasie. Każdy taki skok ciśnienia wywoła powstanie pary fal: rozrzedzeniowej i zgęszczeniowej, które rozchodzą się wzdłuż silnika w dwu przeciwnych kierunkach.

Obraz tych fal obliczonych przez Schultza-Grunowa przedstawia rys. 7.3. Podstawą do obliczeń były następujące założenia. Silnik stanowi przewód o niezmiennym przekroju. Palna mieszanka wypełnia $1/7$ długości silnika. Powietrze atmosferyczne, mieszanka

i spaliny mają te same własności fizyczne. Wzrost ciśnienia podczas spalania odpowiada wzrostowi prędkości dźwięku (na skutek izentropowego sprężania, które w przyjętym modelu zastępuje spalanie) $\Delta a = 0,14 a_1$ i zachodzi w ciągu 1/15 czasu potrzebnego do przejścia fali przez całą długość silnika z prędkością dźwięku a_1 , odpowiadającą temperaturze powietrza atmosferycznego. Na tej podstawie wzrost ciśnienia do wartości 2,5 raza większej od ciśnienia otoczenia wymaga czasu równego około 1/5 cyklu roboczego. Stosunek maksymalnego przekroju efektywnego otwarcia zaworów wlotowych do przekroju silnika wynosi 0,4. Jako współrzędne przyjęto bezwymiarowy czas $\tau = \frac{ta_1}{L}$ i bezwymiarową dłu-

gość $\zeta = \frac{x}{L}$, gdzie L — długość silnika, x — współrzędna i t — czas.

Widoczne na rys. 7.3 fale A' i A'' , wywołane spalaniem w pierwszym i drugim cyklu, inicjują wypływ spalin z silnika początkowo z prędkością dźwięku i ciśnieniem większym od atmosferycznego. W związku z tym niektóre fale rozrzedzeniowe grupy B' i B'' , do-



Rys. 7.4. Przebieg ciśnienia w czasie w przekroju wlotowym silnika:

a i b — przebiegi teoretyczne pierwszego i drugiego cyklu, c — przebieg rzeczywisty otrzymany za pomocą oscylografu

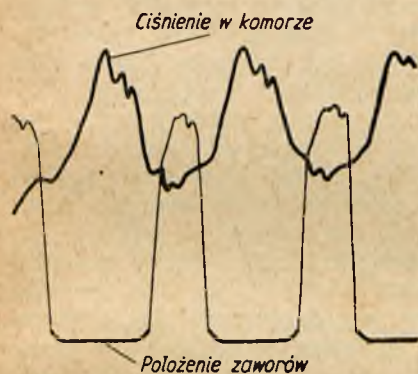
póki nie zlikwidują nadciśnienia, odbijają się od otwartego końca przewodu z takim samym znakiem. Otwarcie zaworów wywołują fale C' i C'' , które początkowo odbijają się jako fale rozrzedzeniowe F' i F'' , a następnie (gdy zawory są już całkowicie otwarte), jako zgęszczeniowe G' , przy czym fale G' występują tylko w pierwszym cyklu. Cykl pierwszy wywiera wpływ na drugi głównie przez fale E' i F' . Fale zgęszczeniowe E' zapalają świeży ładunek. Tym zapłonem zaczyna się następny cykl. Fale rozrzedzeniowe F' odbijają się od otwartego końca jako fale zgęszczeniowe H' i wywołują w tym miejscu przepływ powietrza do wnętrza sil-

nika z prędkością maksymalną $u/a_1 = 0,18$. Powietrze to zajmuje około $1/8$ długości przewodu. Na podstawie rys. 7.3 można sporządzić wykres obrazujący przebieg ciśnienia w czasie w poszczególnych przekrojach silnika. Takie wykresy dotyczące przekroju wlotowego są przedstawione na rys. 7.4.

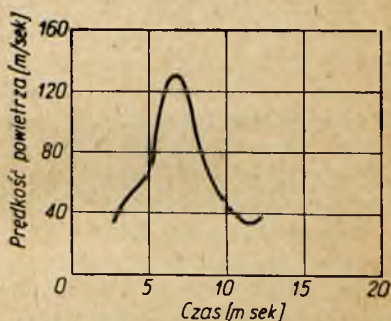
Zaznaczone na wykresach wzniesienia H pochodzą od fal H' odbijających się od początkowo przymkniętych zaworów jako fale zgęszczeniowe. Zjawisko to jest więc związane z działaniem zaworów. Im zawory są sztywniejsze i im większa jest ich masa, tym wyraźniejsze będzie to wzniesienie.

7.4. TWORZENIE MIESZANKI, ZAPŁON I PRZEBIEG SPALANIA W SILNIKU PULSACYJNYM

Na rys. 7.5 przedstawiono nałożone na siebie: przebieg ciśnienia w czasie w początkowym przekroju silnika oraz ruch zaworów wlotowych. Zawory otwierają się i zamykają niemal natychmiast. W stanie otwartym zawory podlegają drganiom. Czas otwarcia zaworów wynosi około 40% całego cyklu pracy.



Rys. 7.5. Rozkład ciśnienia w czasie w początkowym przekroju silnika z nałożonym na niego przebiegiem otwarcia zaworów wlotowych



Rys. 7.6. Rozkład prędkości powietrza w czasie, w początkowym przekroju silnika

W napływający do silnika strumień świeżego powietrza jest wtryskiwane paliwo. Ze względu na mniej więcej stały wydatek wtryskiwaczy oraz zmienną prędkość gazu (rys. 7.6), skład mieszanki ulega zmianom w czasie.

Na początku napełniania mieszanka jest bardzo bogata, następnie ubożeje, aby przy końcu ładowania znów ulec wzbogaceniu.

Ponieważ każdy z parametrów decydujących o koncentracji i wielkości kropeł, jak temperatura, prędkość przepływu czynnika wokół wtryskiwacza oraz czas odparowania, zmieniają się w szerokich granicach, mieszanka jest bardzo niejednorodna. przy czym składa się wyraźnie z dwu warstw: silnie wzbogaconych paliwem spalin z poprzedniego obiegu oraz warstwy zimnej powstającej przy końcu ssania. Ta niejednorodność mieszanki powoduje znaczny spadek sprawności spalania. Poprawną pracę silnika uzyskuje się przy średnim składzie odpowiadającym współczynnikom nadmiaru powietrza $\alpha = 1,1 \div 1,4$.

Istnieją dwie teorie objaśniające mechanizm zapłonu w silnikach pulsacyjnych. Według pierwszej z nich (L.7.2) zapłon inicjują fale zgęszczeniowe zatrzymujące wlot mieszanki do silnika. Jednak jest rzeczą mało prawdopodobną, aby wzrost ciśnienia rzędu $0,3 \text{ kG/cm}^2$ mógł spowodować zapalenie się mieszanki choćby podgrzanej na skutek zmieszania ze spalinami pozostałymi z poprzedniego cyklu.

Według drugiej hipotezy (L.7.6) zapłon powstaje od płomienia dopalającej się resztki mieszanki z poprzedniego cyklu. Zdjęcia poszczególnych faz napełniania silnika zdają się potwierdzać tę hipotezę. Średnia temperatura mieszanki przed zapłonem wynosi co najmniej 600°K (a często dochodzi do 1000°C), przy czym temperaturę wyższą od średniej ma około $1/3$ objętości. Część mieszanki zapala się jeszcze przed zakończeniem napełniania. Gdy nastąpi zamknięcie zaworów, ruch mieszanki ustaje i czoło płomienia, ogarniając ze wszystkich stron (także od ścianek bocznych) świeżą mieszankę, przesuwają się ku zaworom z prędkością rzędu $50 \div 80 \text{ m/sek}$. Przy końcu spalania prędkość rozchodzenia się płomienia w stosunku do silnika maleje ze względu na rozprężanie się części mieszanki, która nie uległa jeszcze spalaniu.

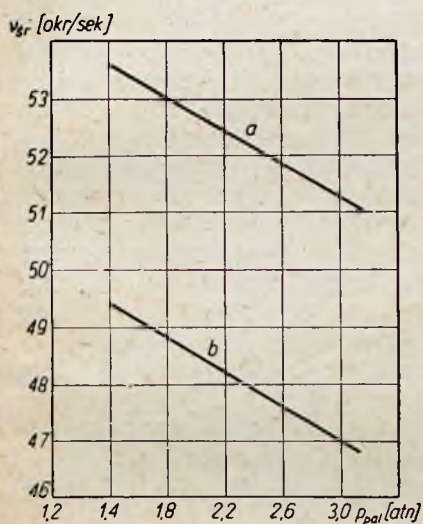
Proces spalania składa się prawdopodobnie z dwu faz: spalania wstępnego, stopniowo obejmującego całą przestrzeń komory spalania, podnoszącego temperaturę i ciśnienie w komorze, a przez to ułatwiającego odparowanie reszty nie spalanej mieszanki, oraz spalania głównego, zachodzącego niemal od razu w całej komorze i trwającego mniej więcej $0,25$ okresu całego cyklu roboczego.

Pomiary chwilowych temperatur w silnikach wykazały, że maksymalne temperatury spalania na skutek niskiej sprawności wynoszą około 2000°K . Temperatura ścianek silnika (wynosząca w okolicy komory około $400 \div 500^\circ\text{C}$) nie ma wpływu na spalanie. W czasie rozruchu otrzymuje się stabilną pracę silnika po upływie ułamka sekundy, kiedy temperatura ścianek wzrasta jeszcze niezbyt silnie.

Opisaną powyżej drugą hipotezę zapłonu w silniku (od płomienia dopalających się gazów z poprzedniego cyklu) potwierdzają dodatkowo dwa fakty:

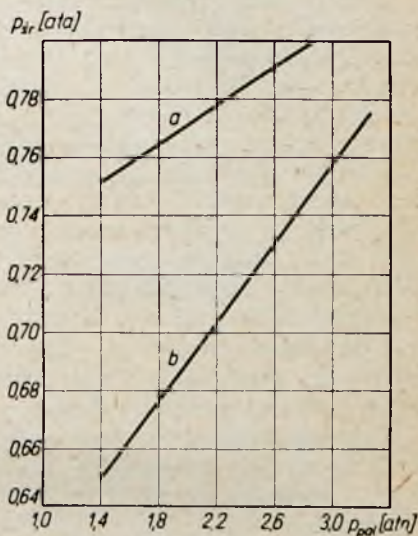
Po pierwsze, częstota pulsacji w silniku (rys. 7.7) prawie nie zależy od ilości paliwa i nie zmienia się proporcjonalnie do długości silnika, mimo dość znacznych różnic w całkowitej amplitudzie ciśnienia (rys. 7.8).

Gdyby zapłon zależał od fal zatrzymujących ruch mieszanki, częstota pulsacji powinna być odwrotnie proporcjonalna do długości silnika oraz powinna wzrastać wraz ze zwiększaniem ilości doprowadzonego paliwa (ze względu na wzrost średniego ciśnienia i temperatury gazów, a więc i prędkości poruszania się zaburzeń).



Rys. 7.7. Średnia częstota pulsacji ν_{sr} w funkcji ciśnienia paliwa p :

a — długość silnika 3350 mm, b — długość silnika 4300 mm



Rys. 7.8. Średnia amplituda pulsacji w funkcji ciśnienia paliwa:

oznaczenia jak na rys. 7.7

Po drugie, należy przyjąć jako regułę znaczne różnice w okresie trwania poszczególnych cyklów silnika, średnio wynoszące $15 \div 20\%$ okresu całkowitego, co może być tłumaczone jedynie przypadkowym powstawaniem zapłonu.

Trzeba jednak przyznać, że optymalne osiągi ma tylko taki silnik, w którym zapłon powstaje w chwili dojścia do komory spalania fal zgęszczeniowych. W przypadku braku synchronizacji tych czasów powstają długookresowe zmiany amplitud ciśnienia, prowadzące często nawet do przerw w pracy silnika.

Stosowane dość często w silnikach pulsacyjnych zawory mechaniczne typu sprężynowego (rys. 7.9) mają szereg wad, z których najważniejszymi są:

- krótki żywot, wynoszący obecnie najwyżej 50 godzin;
- dobra praca jedynie przy częstości silnika odpowiadającej częstości własnej zaworów;

- niemożność przystosowania się do dużych zmian wysokości ze względu na znaczne zmiany gęstości powietrza. Otwarcie zaworów jest spowodowane bezwzględną różnicą ciśnienia przed i za zaworem. Ponieważ wartość ta maleje wraz z wysokością lotu, spada więc też i szerokość otwarcia zaworów, co z kolei zmniejsza dawkę świeżego powietrza. Wywołuje to, poza szeregiem innych objawów, jak spadek sprawności spalania, na skutek spadku ciśnienia bezwzględnego i temperatury mieszanki w komorze, ograniczenie pułapu silników pulsacyjnych;

- przy otwarciu zaworu należy pokonywać opór wywołany jego sprężystością. Ma to znaczenie szczególnie przy krótkich silnikach (używanych np. do napędu łopat śmigłowców), pracujących przy dużych częstościach (około 150 Hz). Stosowanie zbyt cienkich zaworów dla zmniejszenia ich sztywności nie jest celowe, gdyż skraca żywot zaworu.

Wymienione wady zaworów sprężynowych skłoniły konstruktorów do poszukania innej, pozamechanicznej metody regulacji przepływu w tych silnikach.

Zaproponowano dwa rozwiązania, które całkowicie wyeliminowały z silnika pulsacyjnego elementy ruchome. Są to: zawory typu „zapadki hydraulicznej” oraz gazowe zawory bezwładnościowe.

Pierwszy przypadek wyjaśnia szkic na rys. 7.10.

Świeża mieszanka (lub świeże powietrze atmosferyczne) wpływa do silnika tak, jak pokazuje strzałka. Gdy natomiast w silniku panuje nadciśnienie, spaliny w czasie wypływu zostają wprowadzone w ruch obrotowy, o coraz mniejszym promieniu. Wiąże się to, zgodnie z zasadą zachowania krętu, ze wzrostem prędkości, a więc przyspieszeniem czynnika roboczego. Jako następstwo tego zjawiska powstaje siła, która działa hamująco na strumień wypływających gazów. Konstrukcję opartą na tej samej zasadzie, lecz bardziej przystosowaną do zastosowań praktycznych, przedstawia rys. 7.11.

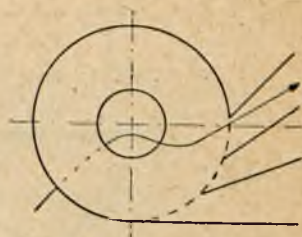
Zasadę działania gazowego zaworu bezwładnościowego ilustruje szkic na rys. 7.12.

Powietrze napływając do silnika przez przewód wlotowy ma w końcu napełniania prędkość u .

Aby odwrócić przepływ, to znaczy, aby cząstka, która w chwili wybuchu znajdowała się w punkcie A (i dla której punkt B jest punktem zwrotnym), znalazła się w tym samym punkcie po za-

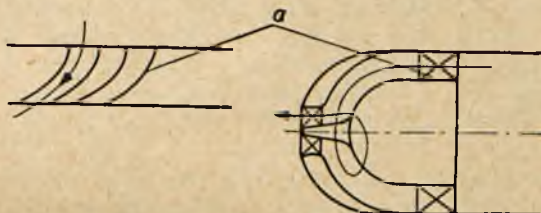


Rys. 7.9. Zawory sprężynowe



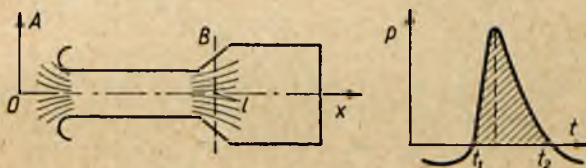
Rys. 7.10. Zasada działania „zapadki hydraulicznej”

kończeniu procesu spalania, w komorze powinno powstać odpowiednie ciśnienie p . Ciśnienie to musi wytworzyć impuls (którego



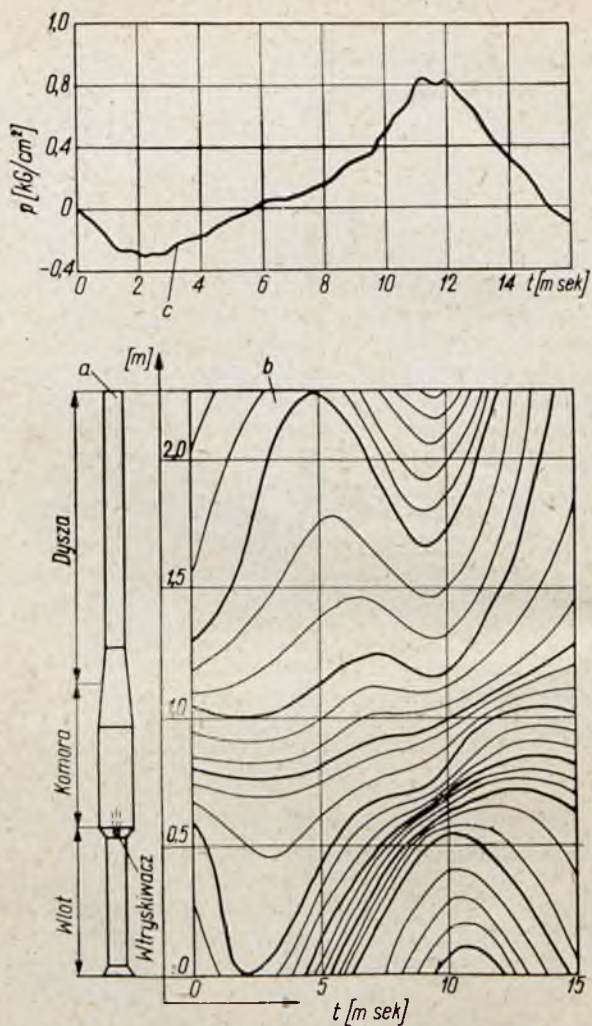
Rys. 7.11. Wlot silnika pulsacyjnego z „zapadką hydrauliczną”:

a — palisada kierownic nadających ruch wirowy strumieniowi wypływającym spalin (zgodnie z kierunkiem strzałek)



Rys. 7.12. Zasada działania gazowego zaworu bezwładnościowego

miarą jest pole zakreskowane na wykresie na rys. 7.12) zdolny do zrównoważenia zmiany ilości ruchu, jaka nastąpi w przewodzie wlotowym silnika w czasie od t_1 do t_2 , to znaczy w okresie spalania.



Rys. 7.13. Pulsacyjny silnik bezzaworowy:

a — schemat silnika, b — obraz przepływu w silniku,
c — przebieg ciśnień w komorze w czasie

Wychodząc z równania zachowania ilości ruchu oraz równania ciągłości strugi (dla przewodu o stałym przekroju)

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \varrho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = 0 \quad [7.13]$$

$$\varrho \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

otrzymuje się po przekształceniu i całkowaniu zależność

$$p(t_2) = \varrho l (u_1 - u_2) \quad [7.14]$$

gdzie: ϱ — gęstość,

u_1 i u_2 — prędkości w chwilach t_1 i t_2 .

Z podstawienia: $\varrho = 0,12 \text{ kGsek}^2/\text{m}^4$, $u_1 = u_2 = 100 \text{ m/sek}$ oraz $l = 0,5 \text{ m}$, wynika:

$$p(t_2) = 12 \text{ kGsek/m}^2$$

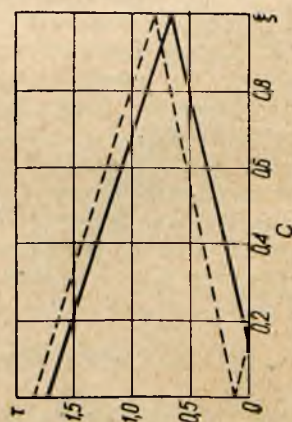
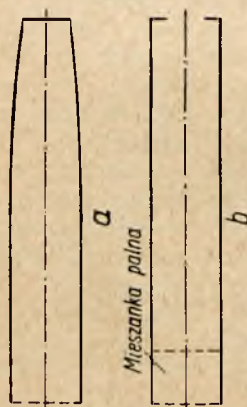
Zakładając: $t_2 - t_1 = 0,005 \text{ sek}$, można wyznaczyć średnie nadciśnienie w komorze wynoszące $0,24 \text{ at}$, co odpowiada ciśnieniu maksymalnemu około $0,5 \text{ at}$. Bertin wykorzystał tę zasadę w 1950 roku do konstrukcji pulsacyjnego silnika bezzaworowego (to znaczy pozbawionego zaworów mechanicznych). Schemat takiego silnika wraz z obrazem zjawisk przepływu i typowym dla niego przebiegiem ciśnień w czasie (w komorze spalania) przedstawia rys. 7.13 (L.7.4).

Zasada działania bezzaworowego silnika pulsacyjnego jest następująca. Powstałe po wybuchu spaliny wypływają równocześnie tak przez przewód wlotowy (nazywany detektorem), jak i przez dyszę. Na skutek bezwładności obu tych strumieni w komorze spalania silnika powstaje podciśnienie. Ale bezwładność strumienia wypływającego przez dyszę jest większa, tak że wpływ przez przewód wlotowy zakończy się wcześniej i tamtędy też zacznie do silnika napływać świeże powietrze. Powietrze to, mieszając się ze stale wtryskiwanym do komory paliwem, tworzy mieszkankę palną, która w odpowiedniej chwili, po zakończonym okresie napełniania, zostaje zapalona od resztek tłących się jeszcze spalin pozostałych z poprzedniego cyklu.

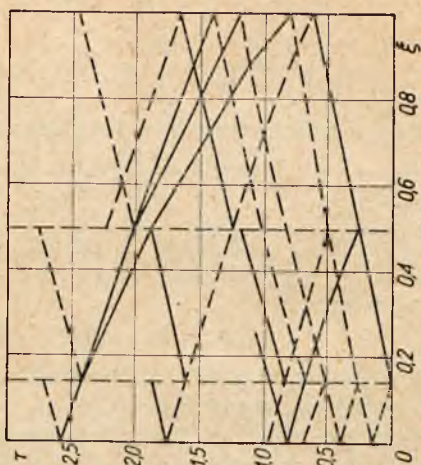
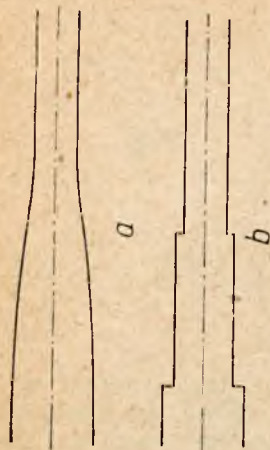
7.6. CHARAKTERYSTYKI SILNIKÓW PULSACYJNYCH

7.6.1. Wpływ kształtu silnika na jego pracę

Z aerodynamicznego punktu widzenia korzystnie byłoby nadać silnikowi pulsacyjnemu kształt cygara (rys. 7.14). Można jednak udowodnić, posługując się omawianą powyżej teorią falową, że



Rys. 7.14. Przebieg fal w silniku o kształcie opływowym:
 a — silnik opływowy, b — kształt zastępczy (przewód cylindryczny z półotwartym wylotem), c — przebieg fal



Rys. 7.15. Praca silnika pulsacyjnego z rozszerzoną komorą spalania:
 a — silnik z rozszerzoną komorą spalania, b — kształt zastępczy, c — przebieg fal

prawidłowa praca takiego silnika jest wątpliwa. Z teorii falowej wynika, że warunkiem prawidłowej pracy jest powstanie, w wyniku odbicia od otwartego końca przewodu, dwu fal, z których pierwsza jest falą rozrzedzeniową, a druga zgęszczeniową. Jeśli zastąpić, w celu ułatwienia sobie analizy falowej, opływowy kształt silnika przewodem cylindrycznym z półotwartym wyłotem, to zgodnie z wykresem na rys. 7.14 nastąpi odwrócenie kolejności tych fal.

Uniemożliwi to oczywiście zarówno zassanie, jak zapalenie w odpowiednim czasie świeżej mieszanki i naruszy ciągłość pracy silnika.

Powyższy wywód został poparty badaniami stoiskowymi, w których próba uruchomienia silnika o opływowym kształcie, przedstawionym na rys. 7.14, dała wynik negatywny (L.7.2).

Kształt umożliwiający prawidłową pracę z niewygórowanym jednocześnie współczynnikiem oporu aerodynamicznego przedstawia rys. 7.15.

Cechami charakterystycznymi takiego silnika (z rozszerzoną w stosunku do wylotu komorą spalania) jest dłuższy okres napełniania (przy mniejszej różnicy ciśnień powodującej zassanie) oraz występowanie słabszej niż w silniku cylindrycznym fali zgęszczeniowej. Jak wiadomo jednak z analizy procesów zapłonu i spalania, zjawiska te nie powinny w poważniejszym stopniu wpływać na tok pracy silnika.

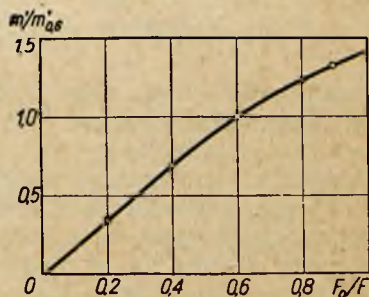
Silniki o powyższym kształcie znalazły powszechne zastosowanie użytkowe.

7.6.2. Wpływ wielkości przekroju wlotowego na pracę silnika

Ze wzrostem przekroju wlotowego wzrasta wielkość dawki mieszanki zassanej podczas jednego cyklu (rys. 7.16).

Rys. 7.16. Zależność dawki świeżej mieszanki zassanej podczas jednego cyklu od stosunku powierzchni przekroju wejściowego silnika F_0 do powierzchni przekroju przewodu wylotowego F :

$m_{0,6}$ — dawka mieszanki odpowiadająca $F_0/F = 0.6$; m' — dawka przy danym stosunku F_0/F



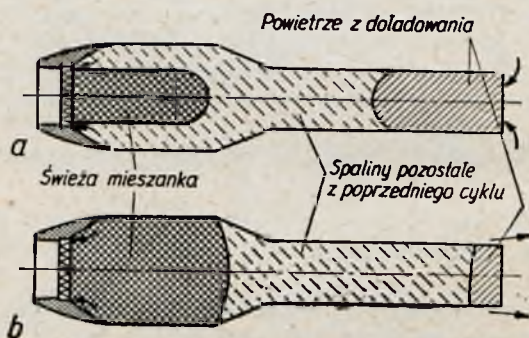
Równocześnie jednak pogarszają się warunki zapłonu i spalania. Zwiększenie ładunku mieszanki powoduje obniżenie przyro-

stu jej temperatury wywołanego oddziaływaniem spalin pozostałych z poprzedniego cyklu. Zmniejsza się też powierzchnia bezpośredniego styku z mieszanką, resztkowego płomienia wywołującego zapłon. W tych warunkach, gdy stosunek F_0/F rośnie, mieszanka spala się coraz leniwiej, a proces spalania coraz bardziej nabiera charakteru spalania izobarycznego (co oczywiście wpływa na zmniejszenie się sprawności silnika).

Te dwie przeciwstawne tendencje: wzrost wydatku czynnika pracującego oraz spadek sprawności silnika, prowadzą do istnienia optymalnego stosunku F_0/F równego tak dla silników zaworowych, jak i bezzaworowych $0,2 \div 0,4$.

7.6.3. Charakterystyka prędkościowa silnika pulsacyjnego

Rys. 7.17 przedstawia schematycznie charakterystyczne cechy pracy silnika pulsacyjnego w miejscu oraz przy dużej prędkości lotu. Wpływ prędkości lotu przejawia się zwiększeniem napełnienia oraz zmniejszeniem doładowania.



Rys. 7.17. Silnik pulsacyjny:

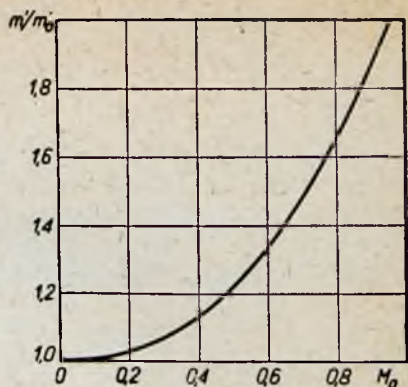
a — podczas pracy w miejscu, b — w locie.
Schematy obrazują stan tuż przed zapłonem

Napełnienie silnika (rys. 7.18) rośnie wraz ze wzrostem prędkości lotu: początkowo wolno, a następnie, poczynając od $M_0 = 0,5$, coraz szybciej.

Wynika to ze wzrostu różnicy ciśnienia po obu stronach zaworów. Z tego powodu, podobnie jak w przypadku niewłaściwego stosunku przekrojów wlotowego i wylotowego, występuje spadek sprawności silnika spowodowany „leniwym” spalaniem. Zmniejszenie się doładowania, czyli wydatku powietrza, które zostaje zassane do silnika od tyłu, jest spowodowane eżektorowym efektem strug powietrza opływających silnik. W sumie te dwa zjawiska wywołują wraz ze wzrastającą prędkością lotu spadek ciągu

Rys. 7.18. Wpływ liczby Macha M_0 w wolnym strumieniu przed silnikiem na jego napełnienie:

m' — napełnienie przy danej liczbie Macha, m_0 — napełnienie przy $M_0 = 0$

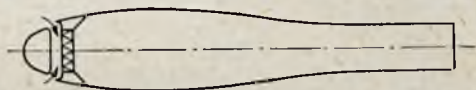


i wzrost jednostkowego zużycia paliwa silnika pulsacyjnego. Charakterystykę prędkościową zaworowego silnika pulsacyjnego przedstawia wykres na rys. 7.22a. Poczynając od $M_0 =$

$0,5 \div 0,8$ (zależnie od sto-

sunku F_0/F) ciąg zaworowego silnika pulsacyjnego zaczyna silnie spadać, a jego jednostkowe zużycie paliwa rosnąć.

Pulsacyjne silniki bezzaworowe są jeszcze bardziej czułe na wpływ prędkości niż zaworowe (rys. 7.24a). Efekt spadku ciągu przy rosnącej prędkości lotu można w pewnym stopniu zmniejszyć, umieszczając na wejściu do silnika odpowiednio ukształto-



Rys. 7.19. Silnik pulsacyjny z osłoną wlotową zmniejszającą wpływ prędkości lotu na jego osiągi

wane osłony (rys. 7.19). Kanał wlotowy w tej osłonie powinien być tak umieszczony, aby przed zaworami, niezależnie od prędkości lotu, panowało mniej więcej to samo średnie ciśnienie dynamiczne.

7.7. CIĄG SILNIKA PULSACYJNEGO

Termodynamicznym obiegiem porównawczym silników pulsacyjnych jest najczęściej obieg Lenoira (rys. 7.20).

Teoretyczną sprawność tego obiegu określa zależność

$$\eta_t = 1 - \frac{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right) - 1} \quad [7.15]$$

Ponieważ przemiana 0 — 1 jest izochorą, więc

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0}$$

Izochoryczny spręż, który decyduje o sprawności porównawczego obiegu silnika pulsacyjnego, zależy od stosunku temperatur spalania i napływającego świeżego powietrza. Ponieważ temperatura spalania zależy od współczynnika nadmiaru powietrza, korzystnie jest w silniku pulsacyjnym stosować mieszanki o składzie bliskim do stechiometrycznego. Dla normalnych warunków technicznych i mieszanki stechiometrycznej sprawność obiegu Lenoira wynosi

$$\eta_i = 0,28$$

Teoretyczną pracę, jaką wykona ładunek zassany podczas jednego cyklu, określa równanie

$$L'_i = 427 B' W u \eta_i \quad [7.16]$$

gdzie B' — ciężar paliwa zawartego w jednym ładunku,
 $W u$ — wartość opałowa paliwa.

W silniku, podczas rzeczywistego cyklu pracy, występuje szereg strat energii. Straty te wywołane są niezupełnym spalaniem, wymianą ciepła z otoczeniem, tarciami między strumieniem i ściankami oraz nierównomiernym rozkładem prędkości w strumieniu. Wszystkie te straty ujemnie sprawność, nazywana przez analogię do sprawności silników tłokowych, sprawnością indykowaną η_i .

Użytkową pracę wykonaną przez poszczególne ładunki można więc wyznaczyć z zależności

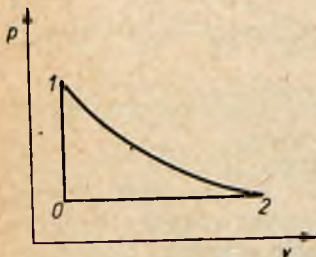
$$L'_e = \eta_i L'_i \quad [7.17]$$

Praca użytkowa jest równoważna przyrostowi energii kinetycznej strumienia spalin wypływających z dyszy silnika

$$L'_e = \frac{G'_1 + G'_2}{2g} (\bar{w}_e)^2 \quad [7.18]$$

gdzie: G'_1 — ciężar mieszanki (ciężar ładunku) zassanej przez wlot silnika podczas jednego cyklu,

G'_2 — ciężar powietrza zassanego przez wylot silnika podczas jednego cyklu (ciężar powietrza doładowanego).



Rys. 7.20. Obieg Lenoira

Stąd średnia prędkość wypływu

$$\bar{w}_e = \sqrt{2g\eta_i \frac{L'_i}{G'_1 + G'_2}} \quad [7.19]$$

Wprowadzając:

$$\text{współczynnik doładowania } \lambda = \frac{G'_2}{G'_1}$$

$$\text{oraz pracę uzyskaną z 1 kg mieszanki } L_i = \frac{L'_i}{G'_1}$$

otrzymuje się zależność na średnią prędkość wypływu w postaci

$$\bar{w}_e = \sqrt{\frac{2}{1 + \lambda} g\eta_i L_i} \quad [7.20]$$

Wydatek czynnika roboczego w silniku pulsacyjnym wynosi

$$G = (G'_1 + G'_2)\nu = \nu G'_1 (1 + \lambda) = G_1 (1 + \lambda) \quad [7.21]$$

gdzie: ν — częstotliwość pulsacji,

G_1 — wydatek mieszanki (ładunku).

Z powyższych równań wynika równanie na ciąg silnika pulsacyjnego w miejscu

$$S = \frac{G}{g} \bar{w}_e = G_1 \sqrt{\frac{2(1 + \lambda)}{g}} \eta_i L_i \quad [7.22]$$

Na podstawie danych doświadczalnych można przyjąć do obliczeń: $\eta_i = 0,2 \div 0,3$ i $\lambda = 0,25 \div 0,5$.

7.8. OBLICZANIE CHARAKTERYSTYCZNYCH WYMIARÓW SILNIKA

Charakterystyczne wymiary silnika oblicza się na podstawie danych statystycznych. Parametrem wyjściowym jest współczynnik ciągu

$$C_s = \frac{S}{pF} \quad [7.23]$$

gdzie: S — ciąg [kG],

p — ciśnienie atmosferyczne [kG/cm²],

F — powierzchnia przekroju dyszy [cm²].

Stwierdzono, że współczynnik ciągu jest w przybliżeniu równy maksymalnemu podciśnieniu w komorze spalania (wyrażonemu w atmosferach). Wynosi on średnio $0,25 \div 0,35$.

Przyjmując C_s i znając ciąg, można wyznaczyć średnicę dyszy silnika d .

Średnicę komory spalania D i długość silnika L przyjmuje się na podstawie zależności

$$\frac{D}{d} = 1,5 \div 1,7 \quad \text{ i } \quad \frac{L}{d} = 8 \div 10$$

Długość komory spalania wyznacza się tak, aby jej objętość wynosiła $1/7 \div 1/5$ objętości całego silnika. Czynna powierzchnia zaworów wlotowych powinna wynosić około 30% powierzchni dyszy.

Częstotliwość pulsacji w silniku oblicza się traktując go jako piszczałkę z jednej strony otwartą. W związku z tym założeniem ważne są następujące zależności

$$\nu = \frac{a}{4L}; \quad a = \sqrt{g \kappa R T}; \quad T = \frac{2}{\kappa + 1} T_s$$

gdzie: ν — częstotliwość,

R — stała gazowa,

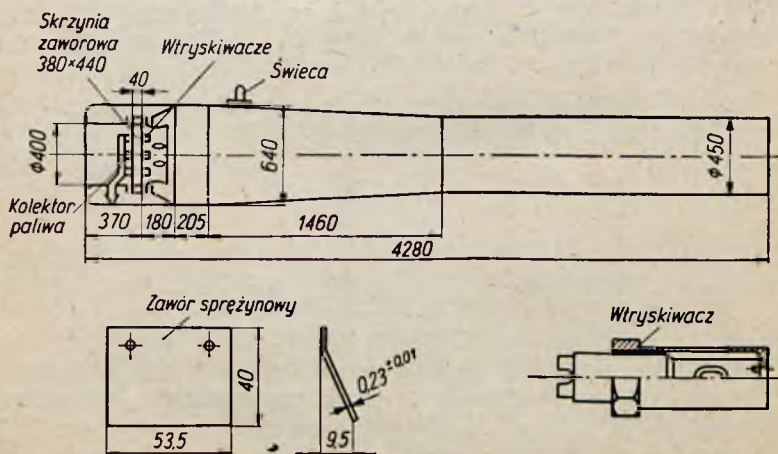
a — prędkość dźwięku w dyszy,

T_s — temperatura spalania (równa około 2000°K).

▼ 7.9. ROZWIĄZANIA KONSTRUKCYJNE SILNIKÓW PULSACYJNYCH

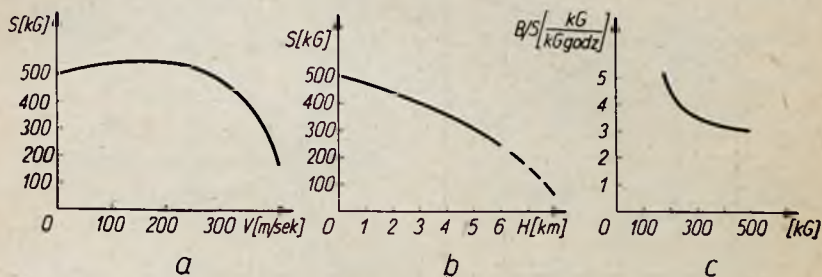
Rys. 7.21 przedstawia zwymiarowany schemat zaworowego silnika pulsacyjnego o nominalnym ciągu 500 kG.

Silnik składa się z korpusu, skrzyni zaworowej z wtryskiwaczami oraz odpowiednio ukształtowanego wlotu. W korpusie moż-



Rys. 7.21. Konstrukcyjny schemat pulsacyjnego silnika zaworowego

na wydobyć cylindryczną dyszę i stożkową komorę spalania. Na ścianie komory znajduje się obsada świecy iskrowej. W skrzyni zaworowej oprócz wtryskiwaczy umieszczono przewody, które doprowadzają sprężone powietrze ułatwiające rozruch. Skrzynia zaworowa ma kształt prostokąta i składa się z żeber, na których opierają się przynitowane do stalowych listew sprężynowe zawory. Charakterystyki tego silnika: prędkościową, wysokościową i dławienia, przedstawia rys. 7.22.

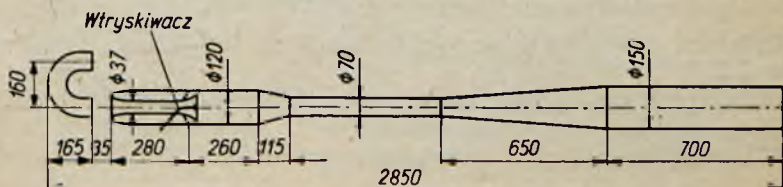


Rys. 7.22. Charakterystyki silnika zwymiarowanego na rys. 7.21:
a — prędkościowa, b — wysokościowa, c — dławienia

Silnik jest przeznaczony do napędu samolotów-celów względnie pocisków kierowanych i jego nominalna prędkość lotu wynosi 900 km/godz. Korpus silnika jest wykonany ze stalowej blachy falistej (3 mm). Całość waży 190 kG.

Rys. 7.23 przedstawia schemat konstrukcyjny pulsacyjnego silnika bezzaworowego o nominalnym ciągu 10 kG. Silnik służy do napędu szybowców. Jego ciężar wynosi 4,8 kG. Składa się z korpusu, oprofilowanego przewodu wlotowego oraz odpowiednio wygiętej rury umieszczonej przed wlotem, a służącej do odzyskania ciągu spalin wydmuchiwanych przez wlot podczas spalania w komorze.

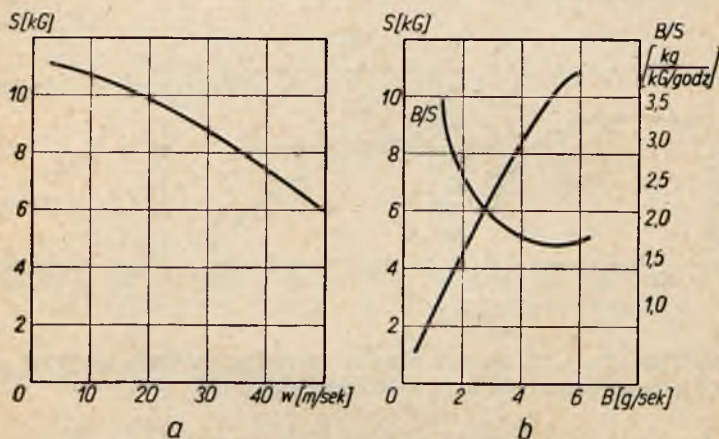
Dysza wylotowa silnika jest kielichowo rozszerzona w celu zwiększenia wpływu doładowania.



Rys. 7.23. Pulsacyjny silnik bezzaworowy o ciągu 10 kG

Charakterystyki tego silnika: prędkościowa i dławienia, przedstawione są na rys. 7.24.

Z charakterystyki prędkościowej wynika, że silnik z dyszą rozszerzoną jest bardzo czuły na wzrost prędkości lotu. Jednak przy małych prędkościach jednostkowe zużycie paliwa w tym silniku jest stosunkowo małe (1,8 w stosunku do 3).



Rys. 7.24. Charakterystyki bezzaworowego silnika pulsacyjnego:
a — prędkościowa, b — dławienia

7.10. PULSACYJNY SILNIK DETONACYJNY

Najważniejszy, jak się w tej chwili wydaje, kierunek rozwoju silników pulsacyjnych wyznaczają próby realizacji w nich spalania detonacyjnego.

Istota działania pulsacyjnego silnika detonacyjnego opiera się na oczywistym fakcie, że przebiegająca wzdłuż przewodu o stałym przekroju fala detonacyjna może być źródłem ciągu. Ciąg powstaje wskutek różnicy ciśnień przed i za falą i odpowiada przyrostowi ilości ruchu gazu przepływającego przez ten przewód.

Schemat przepływu ze spalaniem w fali detonacyjnej podaje rys. 7.25.

Odbijająca się od otwartego końca fala detonacyjna wytwarza falę rozrzedzeniową. Uwarunkowane to jest jednak poddźwiękowym wypływem spalin sprężonych przez falę (musi być spełnio-

ny warunek: $\frac{p_2}{p_1} \leq 1,94$).

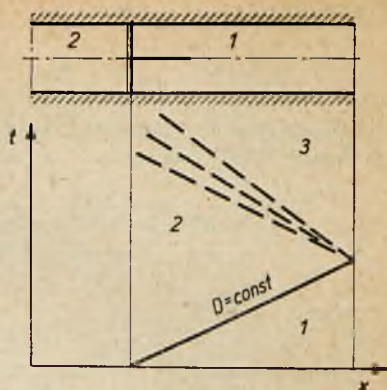
Realizacja okresowego spalania detonacyjnego w rurze o stałym przekroju, w której przy zamkniętym końcu znajduje się świeca wywołująca zapłon, a drugi koniec pozostaje otwarty, przebiega podobnie jak w zwykłych silnikach pulsacyjnych. W jednorazowym cyklu pracy można wydzielić następujące procesy: wprowadzenie mieszanki, zapłon mieszanki od iskry elektrycznej, powstanie i ruch fali detonacyjnej, powstanie i ruch fali rozrzedzeniowej, wypływ spalin i wreszcie napełnienie silnika świeżą mieszanką.

Rys. 7.26 przedstawia pulsacyjny silnik detonacyjnych pracujący według powyższego opisu.

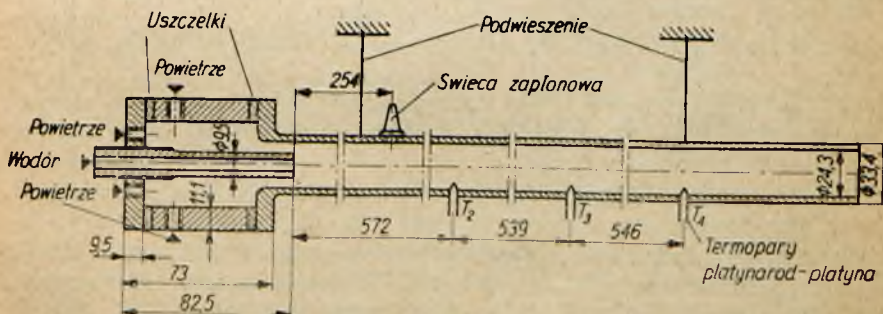
Charakter zmian ciągu w czasie w tym silniku pokazany jest na rys. 7.27.

Wprowadzając oznaczenia podane pod rys. 7.27, można średni ciąg wyrazić zależnością

$$\bar{S} = \frac{\int_0^t S dt}{t_c} = \frac{F(t_d + t_r)}{t_c}$$



Rys. 7.25. Schemat przepływu ze spalaniem detonacyjnym: 1 — obszar przed falą detonacyjną, 2 — obszar za falą detonacyjną, 3 — obszar za falą rozrzedzeniową



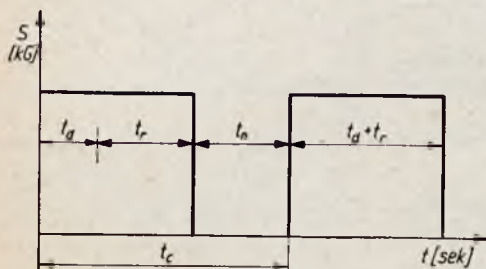
Rys. 7.26. Pulsacyjny silnik detonacyjnych pracujący na mieszance powietrzno-wodorowej

zaś ciąg S

$$S = F(p_3 - p_1) = F p_1 \left(\frac{p_3}{p_1} - 1 \right)$$

Odpowiednio przekształcając to równanie, otrzymuje się wyrażenie na średni ciąg

$$\bar{S} = F p_1 \frac{t_d + t_r}{t_c} \left[\frac{1 + \kappa_1 M_1^2}{1 + \kappa_2} \left(1 - \frac{\kappa_2 - 1}{2} M_2 \right)^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_2 - 1}} \right] \quad [7.24]$$



Rys. 7.27. Wykres ciągu w funkcji czasu:

t_c — czas jednego cyklu,
 t_d — czas przejścia fali detonacyjnej, t_r — czas przejścia fali rozrzedzeniowej,
 t_n — czas napelnienia silnika świeżą mieszanką

oraz impuls właściwy

$$I = \frac{\bar{S}}{W_p + W_o} = \frac{p_1 (t_c + t_r) \left[\frac{1 + \kappa_1 M_1^2}{1 + \kappa_2} \left(1 - \frac{\kappa_2 - 1}{2} M_2 \right)^{\frac{2\kappa_2}{\kappa_2 - 1}} \right]}{L [\gamma_p f + \gamma_o (1 - f)]} \quad [7.25]$$

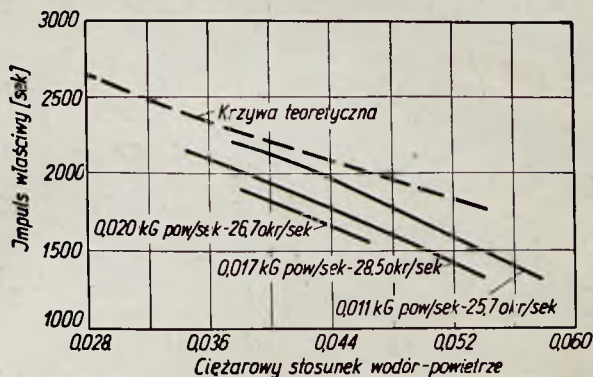
gdzie: F — powierzchnia przekroju silnika,
 κ_1, κ_2 — wykładnik izentropy mieszanki i spalin,
 M_1, M_2 — liczby Macha przed i za falą,
 γ_p, γ_o — ciężar właściwy paliwa i utleniacza (wodoru i powietrza),
 f — udział ciężarowy paliwa w mieszance,
 W_p, W_o — ciężarowy wydatek paliwa i utleniacza,
 L — długość silnika.

Wyniki badań silnika detonacyjnego wykonanego według rys. 7.26 przedstawia wykres na rys. 7.28.

Wykres ten umożliwia ilościowe porównanie omawianego silnika z innymi silnikami odrzutowymi. Uderzająco duża jest wielkość impulsu, który przy optymalnej częstotliwości detonacji i optymalnym składzie mieszanki palnej wynosi 2100 sek. Odpowiada to jednostkowemu zużyciu mieszanki 1,72 kg/kGgodz, a samego wodoru rzędu 0,07 kg/kGgodz. Wynika z tego, że pulsacyjny

silnik detonacyjny ma najniższe zużycie paliwa ze wszystkich silników odrzutowych.

Niewiele gorzej przedstawia się sprawa z ciągiem przypadającym na jednostkę powierzchni czołowej silnika. Otrzymany ciąg 3000 kG/m² jest mniej więcej równy ciągowi uzyskiwanemu w silnikach turbinowo-odrzutowych, a 4 ÷ 5-krotnie większy niż w zwykłych silnikach pulsacyjnych.



Rys. 7.28. Zależność impulsu właściwego detonacyjnego silnika pulsacyjnego od stosunku wodoru do powietrza

✓ 7.11. ZASTOSOWANIE SILNIKÓW PULSACYJNYCH

Zastosowanie silników pulsacyjnych jest, jak dotąd, ograniczone. Trudny do stłumienia hałas, nie najlepsze osiągi, szczególnie przy większych prędkościach, mały ciąg z jednostki przekroju czołowego — oto przyczyny tego stanu rzeczy.

Pamiętając jednak o zaletach tego silnika, takich jak wytwarzanie ciągu w miejscu oraz prosta i lekka konstrukcja, można sądzić, że zakres jego stosowalności nie będzie się zwężał. Przemawiają za tym nie wykorzystane jeszcze w pełni jego możliwości rozwoju.

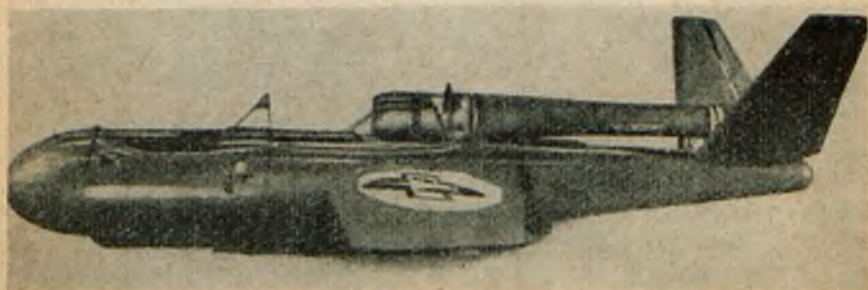
Rys. 7.29 i 7.30 przedstawiają przykłady dotychczasowego zastosowania tych silników.

Na rys. 7.29 widać, jak silniki pulsacyjne (po dwa z każdej strony) napędzają dwumiejscowy szybowiec typu „Bocian”.

Rys. 7.30 podaje fotografię samolotu-celu, który ma umieszczony z tyłu nad kadłubem zaworowy silnik pulsacyjny. Silnik ten jest zaopatrzony w osłonę wlotową przystosowaną do pracy przy dużych prędkościach lotu (rys. 7.21).



Rys. 7.29. Szybowiec *Bocian* w locie silnikowym napędzany przez 4 bez-zaworowe silniki pulsacyjne (zdjęcie z prospektu reklamowego Szybowco-wych Mistrzostw Świata w Lesznie Wlkp)



Rys. 7.30. Samolot-cel napędzany zaworowym silnikiem pulsacyjnym

LITERATURA DO ROZDZIAŁU 7:

- 7.1. A. Busemann: *Bericht über den Paul Schmidtschen Strahlrörh-Antrieb*. F.B. 530, 1936.
- 7.2. K. S c h u l t z — G r u n o w: *Gas-Dynamic Investigation of the Pulse-Jet tube*. NACA T.M. nr 1131, 1947.
- 7.3. L. P o g g i: *Contributo allo studio della pullsoreazione — L'aeroteca*, Nr 5 i 6/1949.
- 7.4. M. Bertin: *Das Pulso-Düsentrriebwerk SNECMA Interaria*. Nr 6/1953.
- 7.5. S. W ó j c i c k i: *Możliwości rozwojowe silników pulsacyjnych*. *Technika Lotnicza*, nr 6/1953.
- 7.6. H. Staab: *Vorgänge in pulsierenden Strahltriebwerken* *Zeitschrift für Flugwissenschaften*. Nr 3/1957.
- 7.7. A. K o w a l e w i c z: *Przepływy ze spalaniem detonacyjnym*. *Technika Lotnicza*, nr 4/1958.
- 7.8. J. Chomiak: *Zastosowanie teorii nieustalonego jednowymiarowego ruchu płynu ściśliwego do obliczania silników pulsacyjnych bez-zaworowych*. *Technika Lotnicza*, nr 3/1958.
- 7.9. R. Foa: *Intermittend Jets*. 1959.
- 7.10. R. S z y m a n i k: *Silniki pulsacyjne*. C.M.P., nr 29 i 30/1960.