

## SILNIKI RAKIETOWE

Silnik raketowy jest najstarszym silnikiem cieplnym, odznaczającym się niezwykle prostotą funkcjonalną, a w wielu przypadkach i konstrukcyjną. Mimo to jego faktyczny rozwój zaczął się stosunkowo późno, bo dopiero w latach trzydziestych obecnego stulecia. Można to wytłumaczyć przede wszystkim trudnościami natury wykonawczej, które mogły być pokonane jedynie w wyniku dokonującego się na naszych oczach rozwoju technologii. Nie spotykane w żadnych dotychczas urządzeniach intensywności spalania zainicjowały powstanie problemów, których rozstrzygnięcie wiązało się z poważnym rozwojem szeregu dziedzin nauki i techniki.

Także dziedzina zastosowania silników raketowych zarówno w zakresie artylerii, jak i lotnictwa wymagała przed wprowadzeniem ich w użycie poważnych przeobrażeń. Wiazało się to przede wszystkim z dużymi prędkościami lotu oraz stosunkowo dużymi masami, które miały być przewożone na większe, ale ściśle określone odległości i wysokości.

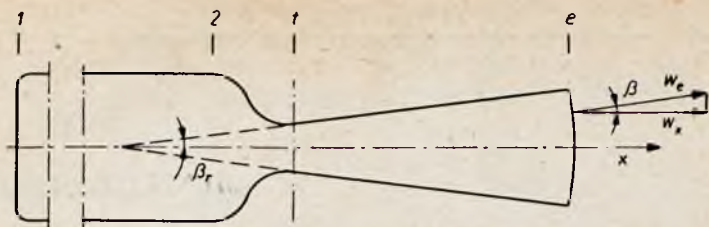
## I 9.1. TERMOODYNAMIKA SILNIKÓW RAKIETOWYCH

Podstawowymi procesami cieplnymi, w wyniku których silnik raketowy rozwija ciąg, jest egzotermiczna reakcja chemiczna i rozprężanie wytworzonych w czasie jej trwania spalin.

Cechą charakterystyczną tych procesów są wysokie temperatury oraz duże prędkości przepływu. Staje się to źródłem dodatkowych efektów termodynamicznych, z których najwięcej trudności przysparzają konstruktorowi wymiana ciepła między strumieniem gorących gazów i metalowymi ściankami silnika oraz pulsacje ciśnienia będące wynikiem niestałości procesu spalania.

## • 9.1.1. Ciąg silników raketowych

Wyprowadzoną poprzednio zależność na ciąg silnika raketowego przedstawia równanie



Rys. 9.1. Schemat ideowy silnika rakietowego

1 — przekrój początkowy komory spalania, 2 — przekrój końcowy komory spalania i początkowy dyszy, t — przekrój krytyczny dyszy, e — przekrój wylotowy dyszy,  $w_x$  — składowa osiowa prędkości wypływu  $w_e$ ,  $x$  — współrzędna osiowa

$$S = mw_e + F_e (p_e - p_0) \quad [9.1]$$

Równanie to wymaga poprawki wynikającej z faktu, że część rozbieżna dyszy silnika jest stożkiem ściętym i prędkość wypływu nie może być wszędzie równoległa do jej osi (rys. 9.1). Ściśle biorąc, równanie ciągu powinno mieć postać

$$S = \int_{F_e} w_x dm + (p_e - p_0)F_e$$

gdzie:  $w_x = w_e \cos \beta$ ,  
 $p_0$  = ciśnienie otoczenia.

Przekształcając to równanie i wprowadzając

$$\zeta = \frac{1}{2} (1 + \cos \beta_r)$$

otrzymuje się

$$S = \zeta mw_e + F_e (p_e - p_0) \quad [9.2]$$

Dla dysz powszechnie stosowanych współczynnik  $\zeta$  jest bliski jedności (np. dla  $\beta_r = 15^\circ$ ,  $\zeta = 0,983$ ) i dlatego w mniej dokładnych obliczeniach może być pominięty. Różniczkując równanie [9.1] i uwzględniając fakt, że wydatek gazu przepływającego przez dyszę nie zależy od warunków na wypływie otrzymuje się

$$dS = mdw_e + (p_e - p_0) dF_e + F_e dp_e$$

Ponieważ z zasady zachowania pędu wynika

$$mdw_e = -F_e dp_e$$

więc po podstawieniu otrzymuje się

$$dS = (p_e - p_0) dF_e$$

Ciąg osiąga wartość maksymalną, gdy

$$\frac{dS}{dF_e} = 0$$

Występuje to przy  $p_e = p_0 = 0$ .  
A zatem ciąg maksymalny uzyskuje się, gdy ciśnienie wylotowe jest równe ciśnieniu otoczenia

$$S_{max} = mw_e, \text{ gdy } p_e = p_0$$

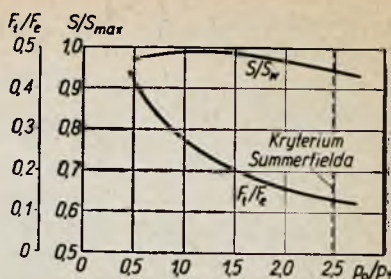
Na rys. 9.2 przedstawiono stratę ciągu  $S/S_{max}$  oraz odpowiadający jej stosunek przekrojów  $F_1/F_e$  w zależności od stosunku ciśnień  $p_0/p_e$ .

Charakterystyki te ustalono dla silnika o następujących danych:  $\kappa = 1,21$ ,  $p_2 = 20 \text{ kG/cm}^2$  i  $p_0 = 1,032 \text{ kG/cm}^2$ .

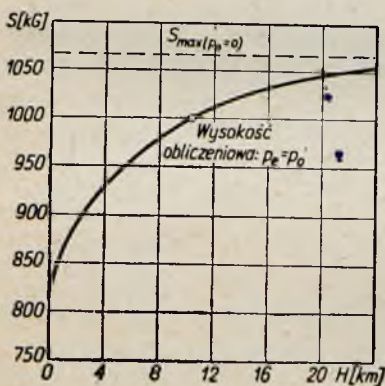
Wielkościami, które mogą ulec zmianie w czasie pracy silnika raketowego, są:

— ciśnienie otoczenia, co następuje podczas zmiany wysokości lotu;

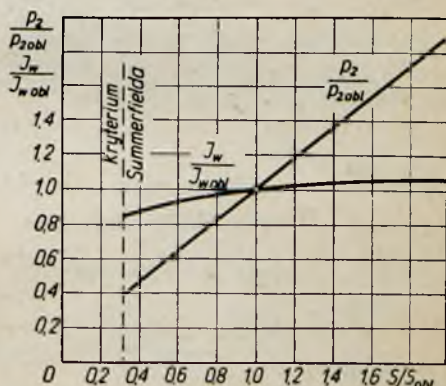
— ciśnienie panujące w komorze spalania silnika, co występuje podczas regulacji wielkości ciągu.



Rys. 9.2. Zależność ciągu od zmiany ciśnienia wylotowego:  $p_2 = 20 \text{ kG/cm}^2$ ,  $\kappa = 1,21$



Rys. 9.3. Charakterystyka wysokościowa silnika raketowego



Rys. 9.4. Charakterystyka ciśnienia silnika raketowego na ciekły materiał pędny:

$p_2$ ,  $J_w$ ,  $S$  — ciśnienie w komorze spalania, impuls właściwy, ciąg;  $p_{2obl}$ ,  $J_{wobl}$ ,  $S_{obl}$  — odpowiednie wielkości obliczeniowe



Zmiana ciągu z wysokością wynika ze zmiany wartości  $p_0$  w równaniu [9.1]. Zależność tę ilustruje rys. 9.3.

Regulację ciągu silnika raketowego na ciekły materiał pędny realizuje się przez zmianę natężenia przepływu paliwa i utleniacza (zachowując na ogół ich stały stosunek ciężarowy), co wywołuje odpowiednią zmianę ciśnienia w komorze spalania. Przy zachowaniu stałej temperatury spalania i stałej geometrii dyszy manipulacja ta powoduje tylko niewielką zmianę impulsu właściwego, zachowując proporcjonalność między zmianą ciągu i zmianą ciśnienia w komorze. Odpowiednią charakterystykę, zwaną charakterystyką dławienia, przedstawia rys. 9.4.

### 9.1.2. Wydatek czynnika przepływającego przez dyszę

Ciężarowy wydatek czynnika przepływającego przez dyszę można przedstawić za pomocą równania

$$G = \gamma_1 a_1 F_t = \gamma_2 a_2 \left( \frac{a_1}{a_2} \right) \left( \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \right) F_t$$

gdzie:  $\gamma_1, a_1, F_t$  — ciężar właściwy, prędkość dźwięku oraz powierzchnia w przekroju krytycznym dyszy,

$\gamma_2, a_2$  — ciężar właściwy i prędkość dźwięku w końcu komory spalania.

Zakładając izentropowy proces rozprężania w dyszy między przekrojami wyjściowym i krytycznym oraz podstawiając znany związek na prędkość dźwięku

$$a = \sqrt{g \kappa R T}$$

gdzie:  $g$  — przyspieszenie ziemskie [m/sek<sup>2</sup>],

$\kappa$  — wykładnik izentropy,

$R = \frac{848}{\mu}$  — stała gazowa [m/°K],

$\mu$  — ciężar molowy [kG/mol],

otrzymuje się

$$G = \Gamma \frac{\sqrt{g} p_2^* F_t}{\sqrt{R T_2}} \text{ [kG/sek]} \quad [9.3]$$

gdzie:

$$\Gamma = \sqrt{\kappa} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \quad (\text{patrz tabela 9.1}),$$

Zależność  $\Gamma$  od  $\kappa$  (równanie [9.3])

$\kappa$	$\Gamma$	$\kappa$	$\Gamma$	$\kappa$	$\Gamma$
1,14	0,6366	1,20	0,6485	1,26	0,6599
1,15	0,6386	1,21	0,6505	1,27	0,6618
1,16	0,6407	1,22	0,6524	1,28	0,6636
1,17	0,6426	1,23	0,6543	1,29	0,6655
1,18	0,6446	1,24	0,6562	1,30	0,6674
1,19	0,6466	1,25	0,6581	1,31	0,6691

$p^*$  — ciśnienie całkowite w początkowym przekroju dyszy,

$T_2^*$  — temperatura całkowita w końcu komory, równa temperaturze spalania materiału pędnego.

Podstawiając do równania [9.3]

$$m = \frac{G}{g}$$

otrzymuje się zależność na masowy wydatek czynnika przepływającego przez silnik raketowy

$$m = \Gamma \frac{p^* F_t}{\sqrt{g} \sqrt{RT_2^*}} \quad [9.4]$$

### 9.1.3. Parametry charakterystyczne silników raketowych

Wielkością charakteryzującą efektywność przepływu spalin przez dyszę silnika raketowego jest zdefiniowany w rozdziale 2 współczynnik ciągu

$$C_s = \frac{S}{p^* F_t} \quad [9.5]$$

gdzie  $p^*$  — ciśnienie całkowite w komorze spalania silnika.

Zależność tę można przekształcić wykorzystując równania [9.1] i [9.3].

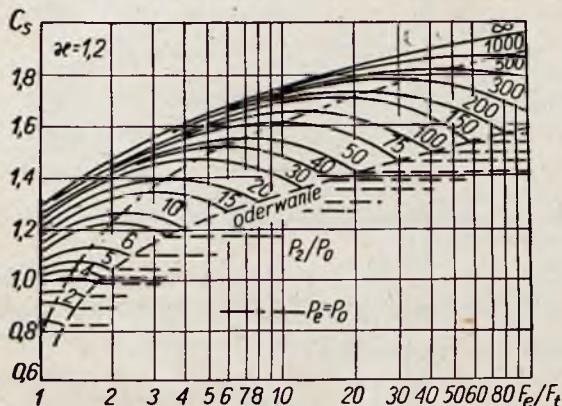
Otrzymuje się wtedy

$$C_s = \Gamma \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_e}{p^*} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} + \frac{F_e}{F_t} \left( \frac{p_e}{p^*} - \frac{p_0}{p^*} \right) \quad [9.5']$$

Równanie to zilustrowano na rys. 9.5



Obszar prawidłowości tego równania zostaje zakłócony zjawiskiem oderwania w dyszy, wywołanym rozprężaniem poniżej ciśnienia atmosferycznego. Zjawisko to stabilizuje wielkość współczynnika ciągu, ale ponieważ bywa często przyczyną niestąłych zmian kierunku strumienia, więc należy unikać jego wystę-

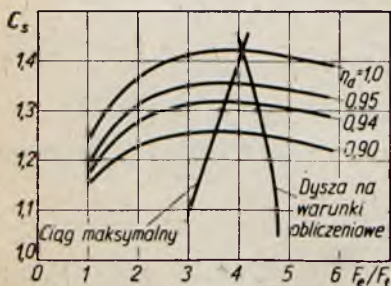


Rys. 9.5. Zmiana współczynnika ciągu w funkcji stosunku przekrojów dyszy: końcowego do krytycznego dla różnych stosunków rozprężania  $p_2/p_0$

powania. Równanie [9.5] odnosi się do przypadku izentropowego przepływu przez dyszę. Gdy sprawność dyszy  $\eta_d$  jest mniejsza od jedności, wtedy maksymalny współczynnik ciągu przesuwają się w kierunku mniejszych stosunków  $F_e/F_t$  (rys. 9.6).

Uwzględniając ponadto fakt, że krzywa zależności współczynnika ciągu od stosunku przekrojów  $F_e/F_t$  jest w pobliżu optimum bardzo płaska, korzystnie jest projektować dyszę o nieco mniejszym stosunku  $F_e/F_t$  niż obliczeniowy.

Parametrem charakteryzującym efektywność spalania w silniku jest współczynnik wydatku masowego zdefiniowany przez analogię do współczynnika ciągu



Rys. 9.6. Przesunięcie maksymalnego współczynnika ciągu w zależności od sprawności dyszy

$$C_m = \frac{m}{p^* F_t} [\text{sek/m}] \quad [9.6]$$



gdzie:  $m$  — wydatek masowy czynnika przepływającego przez silnik.

Współczynnik wydatku ma wymiar przeciwny do wymiaru prędkości, dlatego często zamiast  $C_m$  stosuje się parametr będący jego odwrotnością, tzw. prędkość charakterystyczną

$$w_c = \frac{p^* F_t}{m} \text{ [m/sek]} \quad [9.7]$$

Zastępując  $m$  jego wartością z równania [9.3] otrzymuje się

$$w_c = \sqrt{g} \frac{\sqrt{RT_2^*}}{I} \text{ [m/sek]} \quad [9.7']$$

Z równania [9.7] wynika, że prędkość charakterystyczna zależy wyłącznie od poznanego już w rozdziale 4 parametru  $RT$ , charakteryzującego przydatność materiału pędnego jako źródła zasilania silników raketowych. Określa ona będącą do dyspozycji energię spalin powstałych w komorze spalania, a tym samym jakość materiału pędnego.

Obydwa rodzaje omawianych już parametrów, z których współczynnik ciągu charakteryzuje przepływ, natomiast współczynnik wydatku (względnie prędkość charakterystyczna) spalanie, łączny poznany już poprzednio parametr charakteryzujący efektywność całego zespołu silnikowego, a mianowicie ciąg jednostkowy, zwany także impulsem właściwym  $J_w$  [sek]. Analogiczne znaczenie ma jednostkowe zużycie materiału pędnego  $b$  [kg/kgodz] oraz prędkość efektywna  $w_j$ , związana z pozostałymi parametrami charakteryzującymi silnik raketowy zależnością

$$w_j = \frac{S}{m} = J_w g = \frac{3600 g}{b} = \frac{C_s}{C_m} = C_s w_c \text{ [m/sek]} \quad [9.8]$$

#### 9.1.4. Współczynniki strat

Współczynniki strat energii w silniku raketowym określa się przez porównanie rzeczywistych wartości charakterystycznych parametrów, omówionych w poprzednim paragrafie, z ich wartościami teoretycznymi.

Są to:

— współczynnik charakteryzujący jakość dyszy, będący stosunkiem rzeczywistego współczynnika ciągu  $C_{s rz}$  do współczynnika ciągu teoretycznego  $C_{s t}$

$$\xi_s = \frac{C_{s rz}}{C_{s t}} \quad [9.9]$$

— współczynnik charakteryzujący jakość procesów zachodzących w komorze silnika, a więc jakość rozpylania, tworzenia mieszanki i przede wszystkim spalania.

Jest to stosunek prędkości charakterystycznych: rzeczywistej  $w_{cz}$  do teoretycznej  $w_{ct}$

$$\xi_w = \frac{w_{cz}}{w_{ct}} \quad [9.10]$$

— współczynnik charakteryzujący jakość pracy całego zespołu silnikowego będący stosunkiem impulsów właściwych: rzeczywistego  $J_{wcz}$  do teoretycznego  $J_{wt}$

$$\xi_J = \frac{J_{wcz}}{J_{wt}} \quad [9.11]$$

Zgodnie z równaniem [9.8], z którego wynika zależność

$$J_w g = C_s w_c$$

otrzymuje się następujący związek między tymi trzema współczynnikami strat

$$\xi_J = \xi_w \xi_s \quad [9.12]$$

## 9.2. SILNIKI RAKIETOWE NA STAŁY MATERIAŁ PĘDNY

Charakterystyczną cechą silników raketowych na stały materiał pędny jest układ konstrukcyjny, w którym komora spalania spełnia jednocześnie rolę zbiornika paliwa. Eliminuje to automatycznie niezbędny w innych silnikach układ zasilania, ale szczególnie w większych jednostkach podwyższa ciężar konstrukcji. Niezaprzeczalna jednak zaleta tych silników, a mianowicie niezwykła prostota, stale przesuwa granicę ich stosowalności ku coraz większym obiektom.

Silniki raketowe na stały materiał pędny dzielą się w zależności od kształtu ziarna i rodzaju powierzchni, na której zachodzi spalanie. W związku z tym rozróżnia się: silniki o czołowej powierzchni spalania ziarna oraz silniki o bocznej powierzchni spalania.

### 9.2.1. Silniki raketowe na stały materiał pędny o czołowej powierzchni spalania ziarna

Silnik o czołowej powierzchni spalania ziarna przedstawia szkic na rys. 9.20.D. Składa się on z cylindrycznej komory spalania zakończonej dyszą, w której znajduje się ziarno o stałym,





Rys. 9.7. Pocisk przeciwpancerny

kołowym przekroju poprzecznym. Wszystkie powierzchnie ziarna, prócz czołowej, pokryte są inhibitorem, czyli materiałem niepalnym i odpornym na działanie wysokiej temperatury. Głównym składnikiem inhibitora bywa najczęściej talk zmieszany w odpowiednich proporcjach z poliocetanem winylu w połączeniu z plastyfikatorem, takim jak na przykład ftalan butylu.

Silniki tego typu odznaczają się małym ciągiem i długim czasem pracy. Stosuje się je jako silniki marszowe np. w pociskach przeciwpancernych i samolotach-celach (rys. 9.7).

Ustalone warunki pracy silnika występują wtedy, gdy wydatek gazów wytwarzanych podczas spalania równa się wydatkowi wypływającemu z dyszy.

Wychodząc z definicyjnego równania na współczynnik wydatku [9.6] otrzymuje się

$$m = C_m p F_t$$

Ten sam wydatek spalin wytwarza palący się materiał pędny

$$m = \rho_p w_s F_s$$

gdzie:  $\rho_p$  — gęstość stałego materiału pędnego [ $\text{kgsek}^2/\text{m}^4$ ]

$w_s$  — prędkość spalania [ $\text{m/sek}$ ]

$F_s$  — powierzchnia spalania [ $\text{m}^2$ ]

Przyjmując zgodnie z równaniem [6.17]

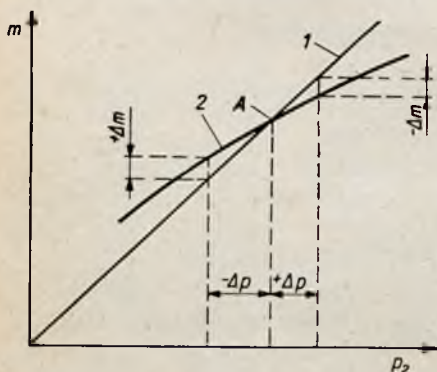
$$w_s = b p^n$$

otrzymuje się po przekształceniu zależność na ciśnienie równowagi w komorze spalania

$$p = \left( \frac{\varrho_p b K_N}{C_m} \right)^{\frac{1}{1-n}} \quad [9.13]$$

gdzie:  $K_N = \frac{F_s}{F_t}$  — stosunek powierzchni spalania i przekroju krytycznego dyszy,  
 $b$  — współczynnik temperatury przyjęty dla  $w_s$  w m/sek (w równaniu [6.17] oraz tablicy 6.1b jest on określony dla  $w_s$  w cm/sek).

Stateczność komory ilustruje rys. 9.8, na którym w punkcie równowagi przecinają się dwie charakterystyki: charakterystyka wydatku spalin przepływających przez dyszę z charakterystyką



Rys. 9.8. Stateczność komory spalania:

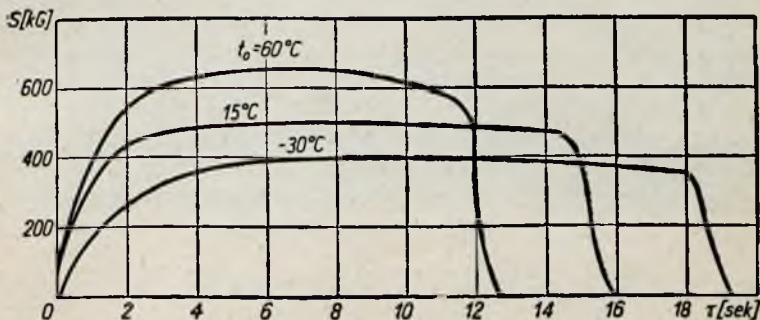
1 — charakterystyka dyszy, 2 — charakterystyka spalania, A — punkt równowagi,  $+\Delta m$  — nadmiar wydatku spalin wytwarzanych podczas spalania w stosunku do wydatku spalin wypływających z dyszy (ciśnienie musi wzrosnąć),  $-\Delta m$  — nadmiar wydatku spalin wypływających z dyszy w stosunku do wydatku spalin wytwarzanych podczas spalania (ciśnienie musi zmaleć)

wydatku spalin powstałych podczas spalania. Naruszenie równowagi przez którykolwiek z procesów (spalania lub wypływu) prowadzi z powrotem do punktu stateczności A. Wstawiając w równanie [9.13] zamiast współczynnika wydatku  $C_m$  prędkość charakterystyczną  $w_c$  otrzymuje się zgodnie z [9.6] i [9.7]

$$p = (b \varrho_p K_N w_c)^{\frac{1}{1-n}} \quad [9.14]$$

W równaniu [9.14]  $K_N$  określa geometrię silnika, natomiast  $b$ ,  $\varrho_p$ ,  $w_c$  i  $n$  własności stałego materiału pędnego. Wpływ temperatury początkowej ziarna uzewnętrznia się poprzez współczyn-

nik b, którego zmiana ze zmieniającą się temperaturą jest szczególnie wydatna dla materiałów jednorodnych. Wiąże się to oczywiście bezpośrednio ze zmianą zarówno ciągu, jak i czasu pracy silnika. Tę zmianę dla typowego silnika startowego ilustruje wykres na rys. 9.9.



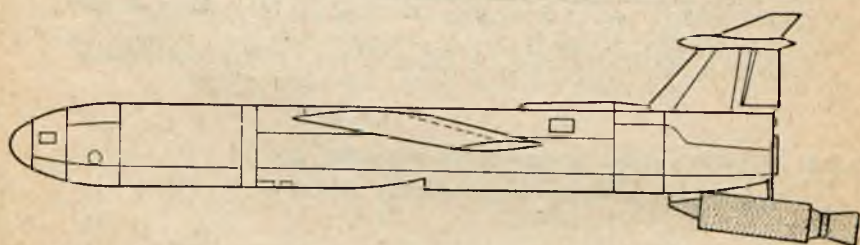
Rys. 9.9. Zależność ciągu i czasu pracy silnika rakietowego na stały materiał pędny od temperatury

### 9.2.2. Silniki rakietowe na stały materiał pędny o bocznej powierzchni spalania ziarna

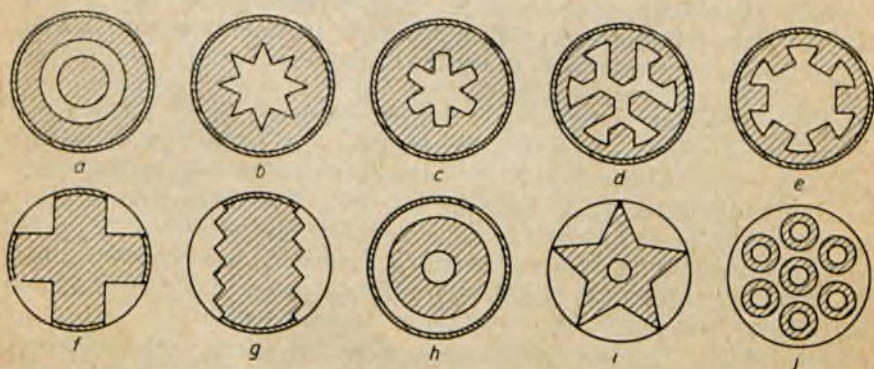
Silniki rakietowe na stały materiał pędny o bocznej powierzchni spalania stosuje się w przypadku, gdy zadaniem silnika jest rozwijanie dużego ciągu. Tego rodzaju potrzeba występuje przede wszystkim w silnikach startowych (rys. 9.10). Rys. 9.11 przedstawia najczęściej spotykane przekroje poprzeczne takich silników. Kształt przekroju poprzecznego ziarna zależy od wymaganej powierzchni palenia oraz od założonego programu pracy silnika. Największą powierzchnię palenia (największy ciąg i najkrótszy czas pracy) uzyskuje się w silniku (na rys. 9.11j), wypełnionym wieloma ziarnami rurkowymi. Wadą takiego silnika (a także silników typu f, g, i, h) jest bezpośrednie oddziaływanie gorących spalin na ścianki komory. W przeciwieństwie do tego w układach na rys. 9.11 od a do e spalanie zachodzi tylko na powierzchni wewnętrznej ziarna, powierzchnia zewnętrzna natomiast stykając się bezpośrednio ze ścianką komory izoluje ją od działania spalin. Celem zwiększenia ciągu wewnętrzną powierzchnię kształtuje się w tym przypadku przeważnie w postaci gwiazdy.

Najczęściej stawianym wymaganiem odnośnie do programu pracy silnika jest stałość ciągu. Wiąże się to oczywiście z zmiennością powierzchni podczas palenia się ziarna.





Rys. 9.10. Start samolotu-pocisku za pomocą silnika raketowego na stały materiał pędny



Rys. 9.11. Przekroje poprzeczne silników raketowych na stały materiał pędny o bocznej powierzchni spalania ziarna

Na konstrukcję silników o bocznej powierzchni spalania ziarna mają poważny wpływ typowe, wyłącznie dla tych silników zjawiska:

- spadek ciśnienia wzdłuż komory spalania,
- spalanie erozyjne,
- spalanie rezonansowe.

Pierwsze z tych zjawisk spowodowane jest zwiększaniem wydatku i odpowiadającym mu przyśpieszeniem w przepływającej strudze spalin (rys. 9.12). Ciśnienie maksymalne występuje w początkowym przekroju silnika (przekrój 1, rys. 9.12) i w pierwszej chwili pracy, kiedy stosunek powierzchni palenia do powierzchni przelotu jest największy. Jego wartość można wyznaczyć za pomocą równania [9.13], w którym parametr  $K_N$  zastępuje się parametrem  $K_{Nef}$  wyznaczanym z zależności

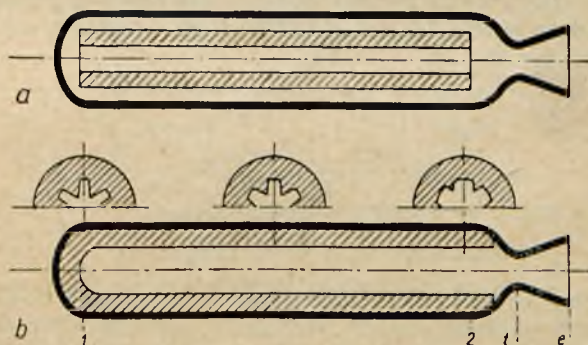
$$K_{Nef} = K_N \left[ 1 + \left( \frac{\Gamma^2}{2} \right) K_J^2 \right] \quad [9.15]$$

gdzie:  $\Gamma$  — funkcja określona równaniem [9.3], której wartości zawiera tablica 9.1,

$$K_J = \frac{F_t}{F_p},$$

$F_p$  — chwilowa powierzchnia przelotu w końcowym przekroju ziarna (przekrój 2, rys. 9.12),

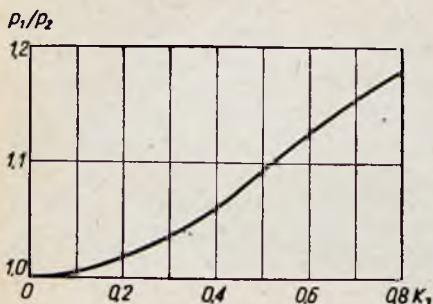
$F_t$  — powierzchnia przekroju krytycznego dyszy.



Rys. 9.12. Podłużny przekrój przez silniki rakietowe o bocznej powierzchni spalania ziarna:

a — silnik z jednym ziarnem o przekroju pierścieniowym (przekrój  $h$  z rys. 9.11), b — silnik z ziarnem o wewnętrznej powierzchni spalania w kształcie gwiazdy (przekrój  $c$  z rys. 9.11)

Wpływ  $K_J$  na stosunek ciśnień na początku i końcu komory ilustruje wykres na rys. 9.13. W celu ograniczenia zmian ciśnienia wzdłuż komory oraz w celu zmniejszenia związanych z tym nacisków osiowych, występujących w przypadku stosowania ziaren o przekroju pierścieniowym (naciski te są proporcjonalne do różnicy ciśnień na początku i końcu ziarna,  $p_1 - p_2$ ), należy przy projektowaniu komory silnika raketowego na stały materiał pędny zachować warunek



Rys. 9.13. Wpływ  $K_J$  na stosunek ciśnień na początku i końcu komory spalania  $p_1/p_2$

ren o przekroju pierścieniowym (naciski te są proporcjonalne do różnicy ciśnień na początku i końcu ziarna,  $p_1 - p_2$ ), należy przy projektowaniu komory silnika raketowego na stały materiał pędny zachować warunek

$$K_J \leq 0,5 \quad [9.16]$$

Warunek ten odnosi się oczywiście do początkowej chwili pracy silnika, w której ciśnienie na początku komory  $p_1$  osiąga swą wartość maksymalną. Efekt zmiany ciśnienia wzdłuż komory

można w pewnym stopniu skompensować takim ukształtowaniem ziarna, aby powierzchnia przelotu rosła w kierunku od początku silnika do dyszy. W rozwiązaniu przedstawionym na rys. 9.12b wielkość  $K_{Nef}$  pozostaje niezmienną podczas całego procesu spalania.

Drugim zjawiskiem, typowym dla omawianych silników raketowych, jest wzrost prędkości spalania spowodowany oddziaływaniem przepływających spalin wzdłuż płonącej powierzchni ziarna. Zjawisko to, nazywane spalaniem erozyjnym, występuje, gdy prędkość przepływu spalin jest większa od pewnej prędkości granicznej. Intensywność spalania erozyjnego określa następujący współczynnik erozji.

$$\varphi_E = \frac{w_{SE}}{w_S} = 1 + k(u - u_E) \quad [9.17]$$

gdzie:  $w_S$  — prędkość spalania bez erozji,

$w_{SE}$  — prędkość spalania erozyjnego,

$u_E$  — graniczna prędkość przepływu spalin [m/sek],

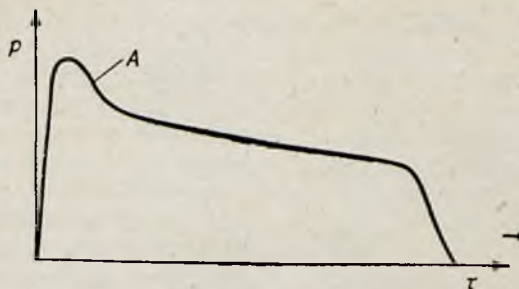
$u$  — prędkość przepływu spalin [m/sek],

$k$  — stała proporcjonalności, równa przy normalnie stosowanych ciśnieniach 0,002 sek/m.

Prędkość graniczna dla materiałów pędnych jednorodnych wynosi około 200 m/sek.



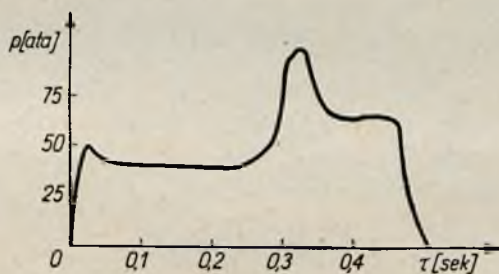
Występowanie spalania erozyjnego pociąga za sobą wzrost ciśnienia w komorze, które znika w miarę zwiększania się powierzchni przelotu i zmniejszania prędkości przepływu spalin poniżej prędkości granicznej. Związane z tym zjawiskiem powstanie tzw. szczytu erozyjnego ilustruje rys. 9.14. Uniknięcie



Rys. 9.14. Przebieg ciśnienia w czasie przy spalaniu erozyjnym:

A — szczyt erozyjny. Wykres jest charakterystyczny dla spalania regresywnego

tego niepożądanego efektu jest możliwe albo przez zwiększenie początkowej powierzchni przelotu, co jednak zmniejsza stopień wypełnienia komory materiałem pędym, albo też przez takie zaprojektowanie kształtu ziarna, który by w pierwszej fazie pracy

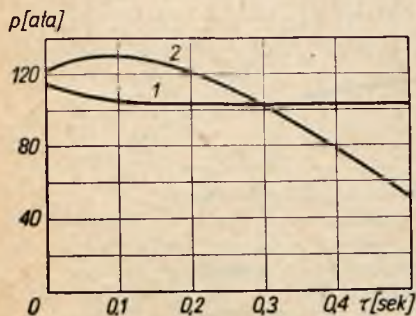


Rys. 9.15. Spalanie rezonansowe

silnika zapewniał odpowiednio dobraną progresję spalania dostosowaną do zwiększania się powierzchni przelotu. Można w ten sposób uzyskać stałe ciśnienie w komorze przez cały czas spalania.

Trzecim z omawianych obecnie charakterystycznych zjawisk typowych dla silników o bocznej powierzchni spalania jest spalanie rezonansowe. Terminem tym określa się obserwowane czasami w silnikach rakietowych powstawanie nadciśnień, których

nie można wytłumaczyć zwiększaniem się powierzchni spalania (rys. 9.15). Proces ten jest związany z istnieniem okresowych wahań ciśnienia w komorze oraz nienormalnym wzrostem szybkości spalania w niektórych miejscach na powierzchni ziarna. Te nieprawidłowości mogą być wyeliminowane przez wywiercenie w ziarnie szeregu otworów promieniowych. Wiąże się to, niestety, z powstaniem regresji w spalaniu (rys. 9.16). Otwory pro-



Rys. 9.16. Teoretyczna zmiana ciśnienia w czasie przy spalaniu się ziarna rurkowego:

1 — bez otworów (z uwzględnieniem początkowej erozji), 2 — z otworami rozmieszczonymi na powierzchni ziarna

przebieg ciśnienia i prędkości w funkcji długości komory w poszczególnych przelotach. By tego uniknąć, należy kształt ziaren oraz ich umieszczenie w komorze dobrać w ten sposób, aby stosunek powierzchni spalania do powierzchni przelotu był ten sam dla każdego ze strumieni przepływających spalin.

Dla silnika z jednym ziarnem rurkowym z warunku tego wynika następująca zależność geometryczna

$$\frac{d_w}{d_z} = \left( \frac{D}{d_z} \right)^2 - 1 \quad [9.18]$$

gdzie:  $d_z$  — zewnętrzna średnica ziarna,  
 $d_w$  — wewnętrzna średnica ziarna,  
 $D$  — wewnętrzna średnica komory.

Oczywiście warunek taki może być ściśle spełniony tylko w początkowym stadium spalania.

Przyczyną powstawania opisanych niestalości są najprawdopodobniej ruchy turbulentne przepływających spalin, które pozwa-

lają strumieniowi ciepła, jaki pochodzi ze strefy płomienia, bezpośrednio osiągnąć powierzchnię ziarna, co bardzo zwiększa szybkość spalania. Hipotezę tę potwierdza znany z doświadczenia fakt zanikania zjawiska spalania rezonansowego przy zwiększaniu ciśnienia w komorze, kiedy strefa płomienia zaczyna silniej dostarczać ciepła do powierzchni reakcji.

Ogólne wymiary silnika raketowego na stały materiał pędny z bocznią powierzchnią spalania ziarna wyznacza się najczęściej w taki sposób, aby uzyskać minimalny ciężar konstrukcji. Punktem wyjścia w obliczeniach są zwykle następujące dane: ciężar  $S$  [kG], czas pracy  $\tau$  [sek], własności materiału pędnego określone za pomocą prędkości charakterystycznej  $w_c$  [m/sek] oraz dopuszczalne naprężenia rozciągające materiału, z którego wykonana jest komora spalania  $\sigma$  [kG/cm<sup>2</sup>]. Zakładając ciśnienie panujące w komorze spalania  $p$  można określić na podstawie równania [9.5] współczynnik ciągu  $C_s$ , a następnie całkowitą objętość materiału pędnego, niezbędną do zrealizowania założonego ciągu i czasu pracy silnika

$$V_p = \frac{1,1 S \tau}{\rho_p C_s w_c} [\text{m}^3] \quad [9.19]$$

gdzie: 1,1 — współczynnik uwzględniający stratę na niezupełne spalanie,

$$\rho_p \text{ — gęstość materiału pędnego } \left[ \frac{\text{kG sek}^2}{\text{m}^4} \right]$$

Przyjęcie następnie parametru  $K_J$  umożliwia wyznaczenie początkowej powierzchni przelotu w końcowym przekroju ziarna

$$F_p = \frac{1,05 \cdot S}{K_J p C_s} [\text{cm}^2] \quad [9.20]$$

gdzie: 1,05 — współczynnik uwzględniający straty w dyszy.

Przekrój krytyczny dyszy

$$F_t = F_p K_J [\text{cm}^2] \quad [9.21]$$

Drugi parametr geometryczny silnika  $K_N$  oblicza się z równania [9.14].

W ten sposób zostaje określona powierzchnia palenia się

$$F_s = K_N F_t [\text{m}^2] \quad [9.22]$$

Zasadniczą długość komory spalania  $L$  o promieniu  $R_k$  wiąże zależność

$$L = \frac{V_p \cdot 10^6}{\pi R_k^2 - F_p} [\text{cm}] \quad [9.23]$$



Równanie to przy zachowaniu określonej powierzchni spalania pozwala na wyznaczenie zasadniczych wymiarów komory.

Ciężar silnika  $G_s$  składa się z ciężaru dyszy  $G_b$ , komory spalania  $G_k$  oraz ciężaru materiału pędnego  $G_p$

$$G_s = G_p + G_b + G_k$$

Poszczególne składowe ciężaru wyznacza się w przybliżeniu z następujących równań:

— ciężar dyszy z równania empirycznego

$$G_b = 2,5 \cdot 10^{-4} S_T \text{ [kG]} \quad [9.24]$$

— ciężar materiału pędnego z oczywistej zależności

$$G_p = V_p \gamma_p \text{ [kG]}$$

— ciężar komory

$$G_k = \gamma_s \frac{p}{\sigma} (2\pi R_k^2 L + 2\pi R_k^3 - F_p R_k) \quad [9.25]$$

gdzie:  $\gamma_s$  [kG/cm<sup>3</sup>] — ciężar właściwy materiału ścianek komory,

$\sigma = \frac{PR_k}{Z}$  [kG/cm<sup>2</sup>] — dopuszczalne naprężenie dla materiału

ścianki komory,

$Z$  [cm] — grubość ścianki komory.

Z przedstawionych powyżej zależności wynika, że wzrost ciśnienia w komorze spalania silnika rakietowego wywołuje:

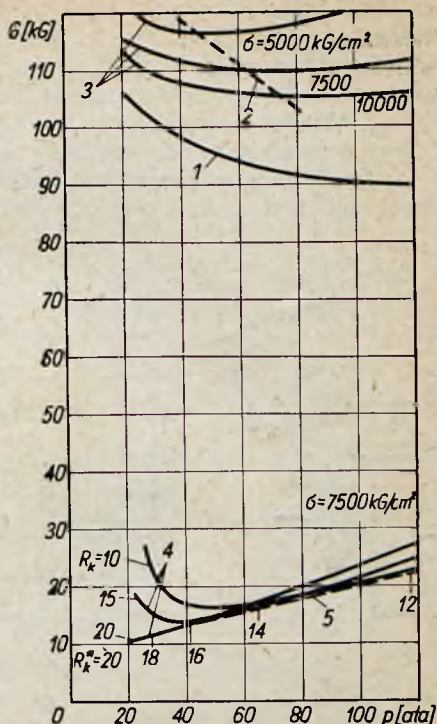
— zmniejszenie się objętości materiału pędnego potrzebnego do zrealizowania założonego programu pracy silnika;

— zmniejszenie się charakterystycznych powierzchni  $F_t$ ,  $F_p$  i  $F_s$ .

Wszystkie te zmiany wpływają dodatnio na zmniejszenie się gabarytowych wymiarów silnika. Ciężar silnika zależy jednak nie tylko od wymiarów gabarytowych, ale także od grubości ścianek, które z kolei są uzależnione od ciśnienia, dopuszczalnego naprężenia i średnicy komory. Wynika stąd wniosek, że istnieje pewne optymalne ciśnienie oraz optymalna średnica komory, przy których ciężar silnika osiąga minimum. Wynik takiej analizy przeprowadzonej dla silnika o ciągu 500 kG i czasie pracy 4 sek przedstawia wykres na rys. 9.17. W części dolnej wykresu przedstawiono przebieg trzech krzywych 4, obrazujących zmianę ciężaru pustego silnika przy zmieniającym się ciśnieniu dla trzech średnic komory spalania (10, 15 i 20 cm). Obwiednią tych krzywych jest krzywa 5 określająca zmienność optymalnej średnicy komory  $R_k^*$  (to jest takiej średnicy, dla której przy danym ciśnieniu wypada najmniejszy ciężar pustego silnika). Część górna przedstawia wpływ ciśnienia oraz wytrzymałości tworzywa, z którego wy-

konana jest komora na całkowity minimalny ciężar silnika (to jest taki ciężar, który odpowiada optymalnej średnicy komory).

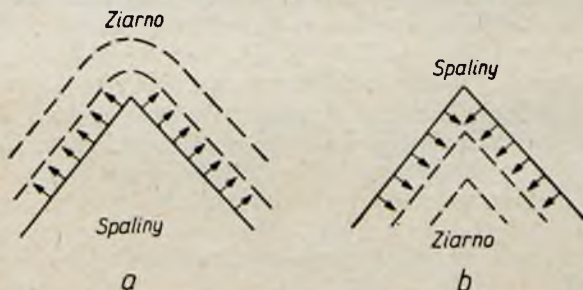
Ziarno stałego materiału pędnego spala się w taki sposób, że każdy punkt na jego powierzchni spalania przemieszcza się w kierunku normalnym do stycznej w tym punkcie. W związku z tym elementy ziarna zwróco-



Rys. 9.17. Zależność ciężaru pustego silnika, minimalnego ciężaru załadowanego silnika oraz ciężaru materiału pędnego od ciśnienia panującego w komorze spalania:

1 — ciężar materiału pędnego, 2 — krzywa minimalnego ciężaru silników załadowanych, 3 — ciężar silnika załadowanego, 4 — ciężar silnika pustego, 5 — krzywa minimalnego ciężaru pustych silników,  $R_k^*$  — optymalna średnica komory spalania dająca minimalny ciężar pustego silnika przy danym ciśnieniu

ne wypukłością do spalin zachowują swój kształt, natomiast elementy wklęsłe ulegają przekształceniu i przyjmują kształt łukowy o zwiększającym się promieniu w miarę postępu procesu spalania



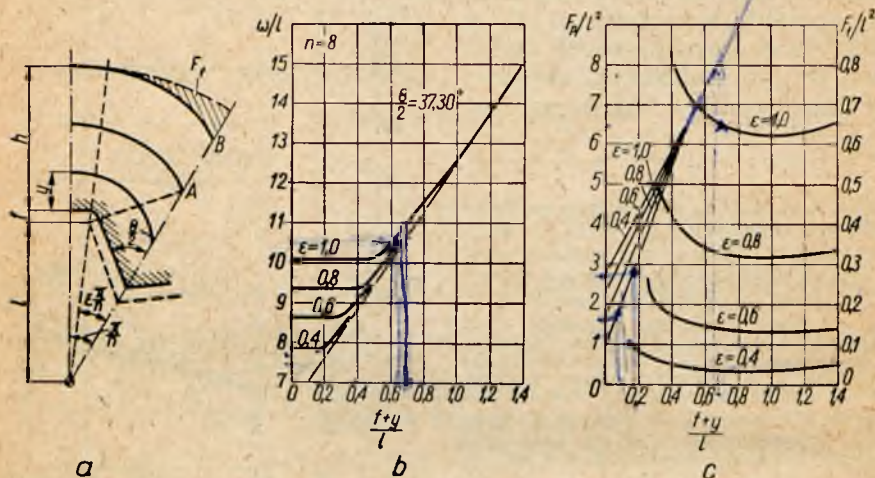
Rys. 9.18. Przebieg spalania elementów materiału pędnego:

a — wklęsłych, b — wypukłych

(rys. 9.18). Najodpowiedniejszym kształtem ziarna z punktu widzenia ciężaru silnika jest ziarno przylegające zewnętrzną po-



wierzchnią do ścianek komory, a spalające się od wewnątrz. Zapobiega to ścianki od bezpośredniego styku ze spalinami i umożliwia stosowanie w nich wyższych naprężeń. Ponieważ spalanie od wewnątrz zwykłego ziarna rurkowego ma charakter progresywny, należy powierzchnię wewnętrzną tak kształtować, by możliwie nie ulegała ona zmianie podczas procesu spalania. Najczęściej spotykanym kształtem spełniającym w pewnym stopniu ten warunek jest kształt gwiazdy. W przedstawionym na rys. 9.19 wy-



Rys. 9.19. Geometria ziarna o przekroju poprzecznym w kształcie gwiazdy ośmioramiennej

cinu gwiazdy 8-ramiennej można wydzielić trzy stadia spalania. W pierwszym stadium proces charakteryzuje się na ogół stałą powierzchnią reakcji. Trwa to tak długo, dopóki czoło płomienia nie osiągnie punktu A. Dalsze spalanie ma już charakter progresywny. Z chwilą osiągnięcia punktu B następuje gwałtowny spadek powierzchni spalania, z równoczesnym spadkiem ciągu. Żeby uniknąć zaburzeń w tej końcowej fazie pracy silnika, stosuje się często wypełnienie zakreskowanej powierzchni  $F_f$  materiałem obojętnym.

Przebieg procesu w pierwszym stadium spalania zależy od doboru kąta  $\frac{\bar{\theta}}{2}$ . Dla kąta  $\frac{\bar{\theta}}{2}$  określonego zależnością

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{n} = \frac{\bar{\theta}}{2} + \operatorname{ctg} \frac{\bar{\theta}}{2} \quad [9.26]$$

gdzie:  $n$  — liczba ramion gwiazdy, powierzchnia spalania nie ulega zmianie.



Zależność  $\frac{\theta}{2}$  od  $n$  zawiera tabela 9.2.

Tabela 9.2

Zależność  $\frac{\bar{\theta}}{2}$  od  $n$  (równanie [9.26])

$n$	4	5	6	7	8	9	10	11
$\frac{\bar{\theta}}{2} [^\circ]$	28,21	31,12	33,53	35,55	37,30	38,83	40,20	42,52

Jeśli kąt  $\frac{\theta}{2}$  jest mniejszy od kąta  $\frac{\bar{\theta}}{2}$ , wtedy w spalaniu występuje regresja. Spalanie progresywne zachodzi w przypadku  $\frac{\theta}{2} > \frac{\bar{\theta}}{2}$ . Na rys. 9.19 przedstawiono wykresy określające wszystkie wielkości charakteryzujące geometrię ziarna, to jest  $\frac{\omega}{l}$ ,

$\frac{F_p}{l^2}$  i  $\frac{F_f}{l^2}$  w zależności od bezwymiarowej drogi spalania  $\frac{f+y}{l}$  oraz od współczynnika katowego  $\epsilon$ . Wielkość  $\omega$ , tzw. parametr spalania, stanowi długość tworzącej wewnętrznej powierzchni ziarna.

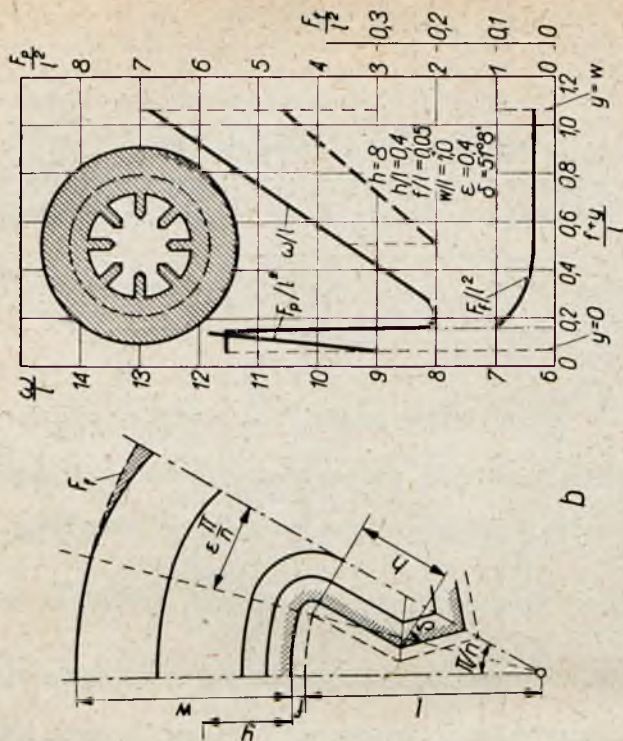
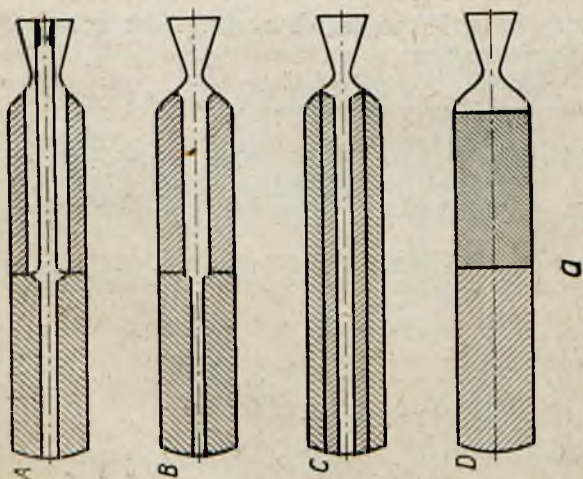
Jeśli całkowita długość ziarna oznaczona jest przez  $L$ , to powierzchnia spalania wynosi

$$F_s = L\omega$$

Z rys. 7c wynika, że minimalne straty wywołane istnieniem powierzchni  $F_f$  występują w przypadku, gdy  $f+y=l$  oraz przy małych  $\epsilon$ . Wiąże się to jednak z dużą (albo w przypadku małego  $\epsilon$  wczesną) progresją w drugim stadium spalania  $\left(\frac{\omega}{l}\right.$  wzrasta z 10,1 do 12,6).

Poważnym problemem w silnikach rakietowych na stały materiał pędny rozwijających duże ciągi jest regulacja ciągu. Łącząc równanie [9.5] i [9.14] otrzymuje się

$$S = C_s F_t (w_c \rho_p b K_N)^{\frac{1}{1-n}} \quad [9.27]$$

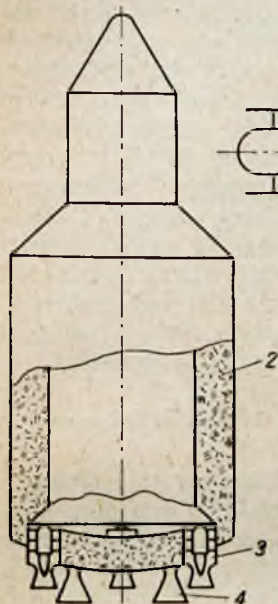


Rys. 9.20. Silniki o ciągu dwuzakresowym

Z powyższych zależności wynika, że ciąg silnika zmienia się w wyniku zmiany:

- rodzaju materiału pędnego ( $w_c$ ,  $\rho_p$ ,  $b$ ,  $n$ ),
- powierzchni palenia się ziarna  $F_s$  ( $K_N$ ),
- powierzchni krytycznego przekroju dyszy  $F_t$ .

Dwa pierwsze sposoby sprowadzają się do programowania pracy silnika, sposób trzeci umożliwia zmianę ciągu w miarę doraźnych potrzeb. Najczęstszy przypadek programowania występuje wtedy, gdy zadaniem silnika jest rozwijanie dużego ciągu w pierwszej fazie lotu



Rys. 9.21. Silnik rakietowy na stały materiał pędny o regularnym ciągu:

1 — dysza o regulowanym przekroju, 2 — stały materiał pędny, 3 — dysze regulowane, 4 — dysze o stałym przekroju

w celu umożliwienia startu, a następnie już tylko podtrzymanie prędkości, co wymaga znacznie mniejszego ciągu. Przykłady rozwiązań konstrukcyjnych silników, w których zastosowano dwa różne materiały pędne, przedstawiają szkice na rys. 9.20a. Silnik o kształcie poprzecznego przekroju ziarna, umożliwiającym programowanie ciągu, pokazano na rys. 9.20b. Linia przerywaną zaznaczono przypadek, gdy materiał pędny składa się z dwu warstw, z których druga spala się wolniej.

Rys. 9.21 przedstawia schemat silnika rakietowego służącego do napędu dalekosiężnych pocisków balistycznych i ewentualnie pojazdów kosmicznych. W silniku tym zrealizowano programowanie ciągu przez zmianę powierzchni spalania oraz jego regulację za pomocą zmiany powierzchni przekroju krytycznego dyszy.

### 9.3. SILNIKI RAKIETOWE NA CIEKŁY MATERIAŁ PĘDNY

W silnikach rakietowych na stały materiał pędny komora spalania spełnia podwójną rolę, jest ona równocześnie zbiornikiem materiału pędnego i reaktorem.

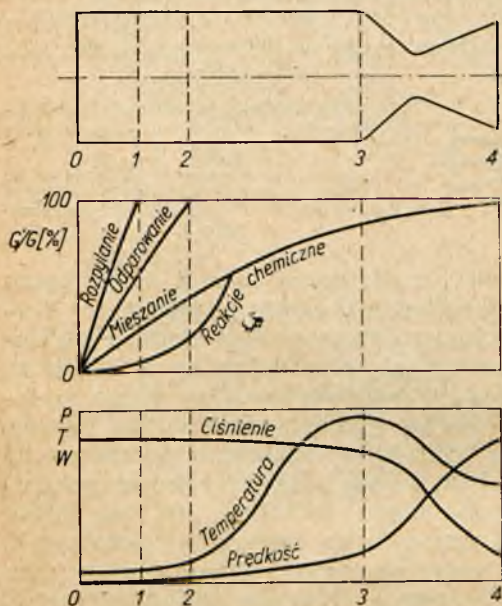
W silnikach rakietowych na ciekły materiał pędny te zadania są rozdzielone. Utleniacz i paliwo znajdują się w osobnych zbiornikach i zostają podawane do komory-reaktora za pomocą specjalnego układu transportowego. Taka komora-reaktor składa



się z trzech zasadniczych stref (rys. 9.22): rozpylania, odparowania i spalania.

Strefa rozpylania znajduje się bezpośrednio obok wtryskiwaczy umieszczonych w przedniej części komory, zwanej głowicą wtryskową. Długość strefy rozpylania zależy przede wszystkim od rodzaju wtryskiwaczy oraz od sposobu ich rozmieszczania.

W następnej strefie rozpylany materiał pędny zostaje podgrzany przez gorące spaliny, odparowany oraz częściowo wymieszany, a nawet w pewnym procencie spalony. W strefie trzeciej kontynuowany jest proces mieszania i uintensywniana reakcja spalania. W części końcowej tej strefy szybkość spalania jest uwarunkowana szybkością procesu tworzenia się mieszanek.



Rys. 9.22. Schemat przebiegu procesów w komorze silnika na ciekły materiał pędny:

$G'/G$  — względna ilość rozpylonego, odparowanego, zmieszanego lub spalonego materiału pędnego

### 9.3.1. Układ wtryskowy

Podstawowym elementem układu wtryskowego jest zespół wtryskiwaczy utleniacza i paliwa o tak dobranej ich liczbie lub średnicach, by tworzyły mieszanekę o pożądanym składzie. Kilka takich elementów zespółów przedstawia rys. 9.23.

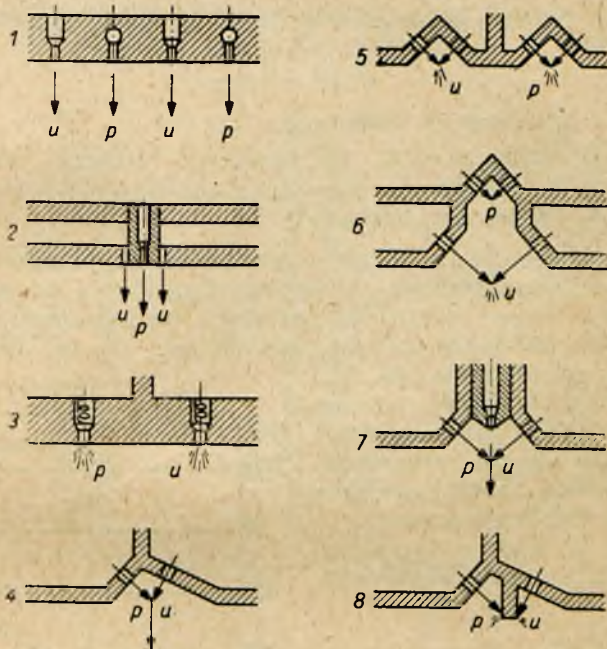
W zespole 1 i 2 rozpylanie

uzyskuje się tylko na drodze rozdrobnienia wywołanego oddziaływaniem ośrodka. Wadą tego układu jest długa droga mieszania. W rozwiązaniu 3 wtryskiwacze strumieniowe zastąpiono wirowymi, co oczywiście komplikuje konstrukcję, ale przyspiesza wymieszanie. W rozwiązaniach od 4 do 7 rozpylanie zachodzi w następstwie zderzenia się strumieni paliwa i utleniacza. Kąt wynikowy zderzenia określa równanie

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{m_u w_u \sin \alpha_u - m_p w_p \sin \alpha_p}{m_u w_u \cos \alpha_u + m_p w_p \cos \alpha_p} \quad [9.28]$$

gdzie:  $m_u, m_p$  — wydatek utleniacza i paliwa,  
 $w_u, w_p$  — prędkość wypływu utleniacza i paliwa,  
 $\alpha_u, \alpha_p$  — kąty podane na rys. 9.24.

Pewną odmianę tej metody stanowi układ 8, w którym rozdrobnienie cieczy uzyskuje się na skutek zderzenia się jej ze ścianką metalową.



Rys. 9.23. Elementarne zespoły wtryskujące głowic wtryskowych:

$u$  — utleniacz,  $p$  — paliwo, 1 i 2 — wtryskiwacze strumieniowe współosiowe, 3 — wtryskiwacze wirowe, 4 + 7 — wtryskiwacze strumieniowe o krzyżujących się strumieniach, 8 — wtryskiwacze rozbryzgowce

Cechy charakterystyczne rozpylania zależą przede wszystkim od średnicy otworów, kąta, pod jakim strumienie się zderzają, nadciśnienia wtrysku oraz ciśnienia panującego w komorze spalania.

Wymiary otworów wtryskowych wynoszą od 0,8 do 2 mm. Zbyt małe otwory grożą częstym zatykaniem się, natomiast zbyt duże dają gorsze rozpylenie. Stosowane nadciśnienie wtrysku jest rzędu  $4 \div 10 \text{ kg/cm}^2$ . O wyborze właściwego nadciśnienia rozstrzyga znalezienie kompromisu między odpowiednim rozpyleniem i względami wytrzymałościowymi.



Zależność średniej średnicy kropli rozpylonej cieczy od nadciśnienia rozpylania przedstawia związek

$$d_m \Delta p^r = \text{const}$$

gdzie:  $d_m$  — średnia średnica kropli,

$r$  — stała zależna od ciśnienia w komorze ( $r = 1,0$  przy  $p = 20 \text{ kG/cm}^2$ ).

Podobny wpływ na rozpylenie ma ciśnienie panujące w komorze spalania

$$d_m p^n = \text{const}$$

gdzie  $p$  — ciśnienie w komorze,

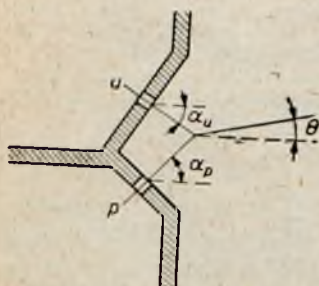
$n$  — stała zależna od średnicy otworu wtryskowego ( $n = 0,35$  przy  $d_0 = 1,2$  i  $n = 0,16$  przy  $d_0 = 0,8$ ),

$d_0$  — średnica otworu.

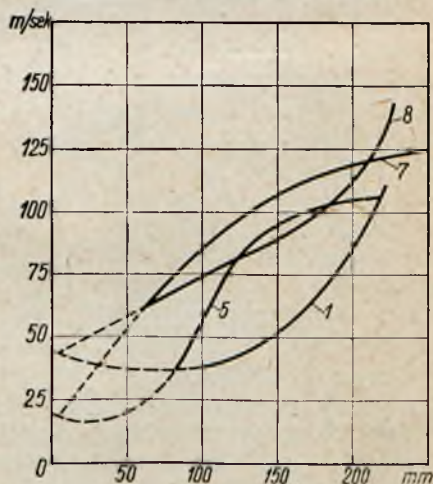
W celu stwierdzenia jakości elementarnych układów wtryskowych określono prędkości, z jakimi przesuwają się w komorze rozpalone cząstki materiału pędnego, poczynając od głowicy wtryskowej aż do płaszczyzny wejściowej dyszy. Wyniki tych pomiarów przedstawia rys. 9.25.

Miejscowa szybkość przesuwania się kropeł jest oczywiście miarą stopnia zaawansowania odparowania i reakcji spalania w danym przekroju komory.

Kształt głowicy wtryskowej oraz rozmieszczenie elementar-



Rys. 9.24. Geometria wtryskiwaczy krzyżujących się



Rys. 9.25. Rozkład prędkości przepływu palących się cząstek wzdłuż komory spalania. Numery krzywych odpowiadają poszczególnym elementarnym układom wtryskowym

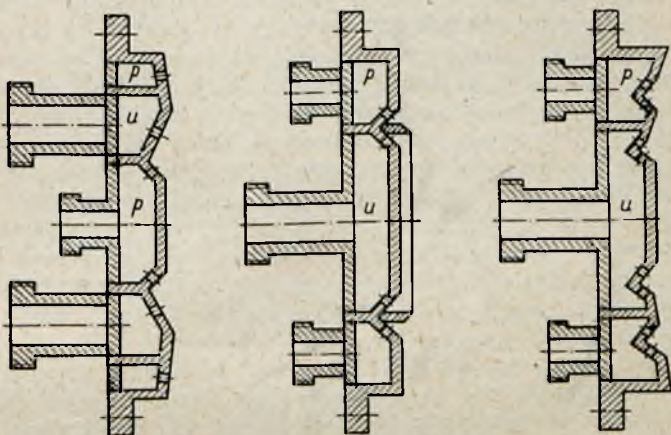


nych zespołów wtryskowych powinny być wybierane w sposób spełniający następujące warunki:

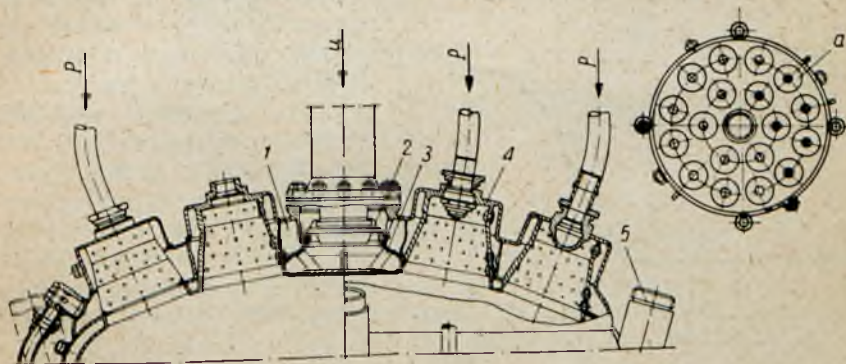
— ochrona ścianek od gwałtownej wymiany ciepłej przez rozmieszczenie otworów wtryskiwaczy utleniacza i paliwa w ten sposób, aby w pobliżu ścianek komory znalazła się strefa bogata w paliwo;

— wzmocnienie wymiany ciepła między spalinami i wtryskiwanym materiałem pędnym;

— stworzenie w pobliżu głowicy wtryskowej strefy niejednorodnej w celu złagodzenia niestaości spalania;



Rys. 9.26. Głowice płaskie



Rys. 9.27. Głowica sferyczna z komorami wstępnymi:

a — rozmieszczenie komór wstępnych na głowicy, 1 — górny kolektor paliwa, 2 — zawór paliwa, 3 — dolny kolektor paliwa, 4 — komora wstępna, 5 — wspornik do przekazywania ciągu, u — utleniacz, p — paliwo

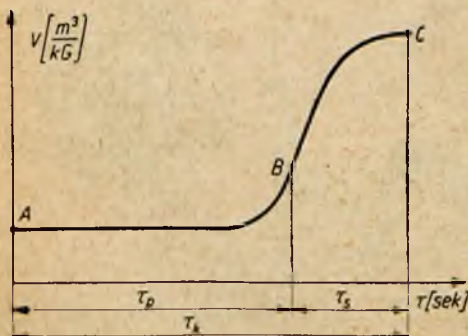
— wydzielenie w przedniej części komory wstępnych komór spalania w przypadku silników o dużym ciągu (powyżej 10 tys. kG).

Przykładowe rozwiązania głowic przedstawiają rys. 9.26 i 9.27.

### 9.3.2. Komory spalania

Wszystkie podstawowe procesy zachodzące w komorze spalania, a mianowicie parowanie, wymiana masy, wymiana ciepła i reakcja chemiczna, są do tego stopnia współzależne, że nie można wśród nich wydzielić żadnego procesu kierującego przebiegiem innych. Ta współzależność zmienia się od przypadku do przypadku i uniemożliwia stworzenie ścisłej analitycznej metody obliczania komór spalania. Najbardziej typowy obraz zjawisk zachodzących w komorze spalania przedstawia się następująco. Wtryskiwane do komory strugi rozpylonego paliwa i utleniacza mieszając się ze sobą i odparowując przemieszczają się w kierunku strefy spalania. Wokół powierzchni każdej z kropeł tworzy się warstwa pary nasyconej, a szybkość odparowania jest regulowana szybkością dyfuzji. W rezultacie wymiany ciepła ze strefą spalania temperatura powierzchni kropeł wzrasta, co przyspiesza ich odparowanie. Jeśli krople nie zdążą odparować, nim osiągną strefę spalania, wtedy reakcja chemiczna rozpocznie się na ich powierzchni, i to niezależnie od tego, czy to będzie kropla utleniacza, czy też paliwa. Te wyszczególnione powyżej przemiany mieszanki palnej od chwili jej wtrysnięcia aż do chwili wylotu w postaci gorących spalin charakteryzuje czas przebywania w komorze, będący sumą czasów pojedynczych procesów.

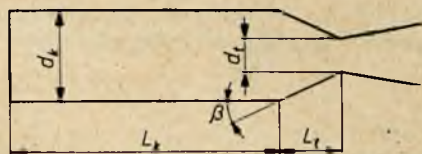
Jeśli założyć, że miarą postępu procesu jest wzrost objętości właściwej mieszanki, to przedstawiony na rys. 9.28 wykres obrazuje szybkość przemian w komorze. W punkcie A materiał pędny zostaje wtrysnięty, następnie miesza się, paruje i zapala w punkcie B. Między punktami B i C zachodzi spalanie, przy czym punkt C oznacza moment wypływu gorących spalin z komory. Całkowity czas przebywania w komorze  $\tau_k$  można więc traktować jako sumę czasów: przygotowania  $\tau_p$  i



Rys. 9.28. Zmiana objętości właściwej mieszanki w komorze spalania w funkcji czasu



spalania  $\tau_s$ . Wielkość tych czasów zależy od układu wtryskowego, własności mieszanki oraz od parametrów termodynamicznych panujących w komorze. Mają one istotny wpływ na podstawowy parametr konstrukcyjny silnika, a mianowicie objętość komory spalania.

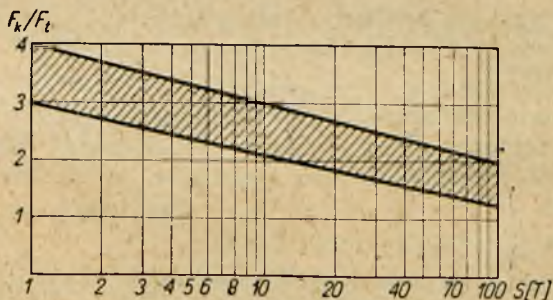


Rys. 9.29. Oznaczenia charakterystycznych wielkości geometrycznych komory spalania

W obliczeniach objętości komory cylindrycznej dolicza się objętość części poddźwiękowej dyszy (rys. 9.29). W tym przypadku całą objętość komory spalania wyznacza równanie

$$V_k = F_t \left\{ L_k \left( \frac{F_k}{F_t} \right) + \frac{1}{3} \sqrt{\frac{F_t}{\pi}} \operatorname{ctg} \beta \left[ \left( \frac{F_k}{F_t} \right)^{3/2} - 1 \right] \right\} \quad [9.29]$$

Stosunek powierzchni przekroju komory  $F_k$  do powierzchni przekroju krytycznego dyszy  $F_t$  wybiera się w zależności od wielkości ciągu silnika (rys. 9.30). Obecnie istnieje tendencja do przyj-



Rys. 9.30. Zależność stosunku powierzchni przekroju komory spalania do przekroju krytycznego dyszy od ciągu silnika rakietowego

mowania niższych wartości tego stosunku (dolne partie zakresowanego pola na wykresie rys. 9.30).



Przekształcając zależność [9.29]

$$L^* = \frac{V_k}{F_t} = L_k \left( \frac{F_k}{F_t} \right) + \frac{1}{3} \sqrt{\frac{F_t}{\pi}} \operatorname{ctg} \beta \left[ \left( \frac{F_k}{F_t} \right)^{3/2} - 1 \right] \quad [9.30]$$

otrzymuje się równanie definicyjne tzw. charakterystycznej długości komory.

Przyjmując wartość  $L^*$  z danych statystycznych (tabela 9.3) można w łatwy sposób określić wymiary komory.

Tabela 9.3

**Typowe wartości charakterystycznej długości komory spalania przy ciśnieniu w komorze  $p = 20 \text{ kg/cm}^2$**

Materiał pędny	$L^*$ [m]
Ciekły tlen + spirytus etylowy . . . . .	1,25 ÷ 2,00
Kwas azotowy + anilina . . . . .	1,00 ÷ 1,25
Kwas azotowy + nafta . . . . .	1,25 ÷ 1,50

Miedzy charakterystyczną długością komory a czasem przebywania czynnika w komorze istnieje zależność

$$\tau_k = \frac{1}{\Gamma^2} \frac{L^*}{w_c} \quad [9.31]$$

gdzie:  $\Gamma$  — funkcja podana w tabeli 9.1,

$w_c$  — prędkość charakterystyczna określona równaniem [9.7'].

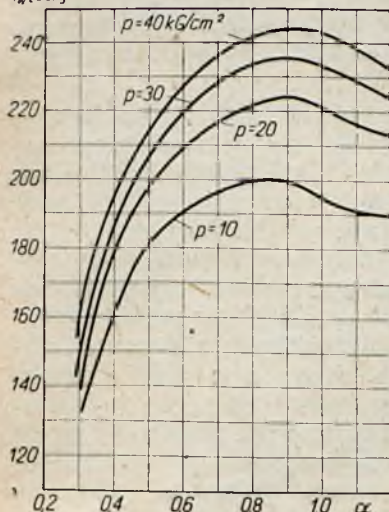
Termodynamiczne parametry komory, to jest współczynnik nadmiaru utleniacza (który określa skład spalin i temperaturę spalania) oraz ciśnienie, dobiera się mając na uwadze optymalne osiągi silnika.

Wpływy te obrazują rys. 9.31 i 9.32.

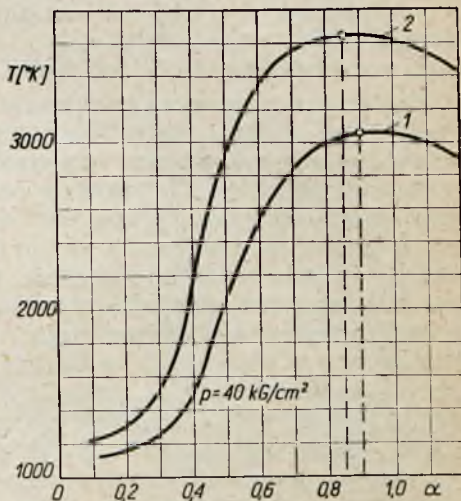
Z wykresów na tych rysunkach wynika, że maksymalne osiągi silnika uzyskuje się przy nieco przeboganych mieszankach. Pochodzi to stąd, że mieszanki takie w mniejszym stopniu ulegają dysocjacji. Polepszanie się osiągnięć ze wzrostem ciśnienia panującego w komorze można tłumaczyć z jednej strony jego ograniczającym wpływem na dysocjację, z drugiej zaś wzrostem współczynnika ciągu, który zależy głównie od stosunku ciśnień panujących wewnątrz i na zewnątrz komory. Ale i w tym przypadku istnieje górna granica ciśnienia wynikająca z jego wpływu

na zmniejszanie się stałej dyfuzji, co pogarsza warunki wymiany masy. Wzrost ciśnienia wywołuje poza tym wzmożenie wymiany ciepła między gorącymi spalinami i ściankami komory oraz zwiększa grubość tych ścianek ze względów wytrzymałościowych.

$\tau_w [\text{sek}]$



Rys. 9.31. Zależność impulsu właściwego od ciśnienia w komorze oraz od współczynnika nadmiaru utleniacza dla mieszaniny: 96% kwas azotowy + nafta



Rys. 9.32. Zależność temperatury spalania od współczynnika nadmiaru utleniacza:

1 — kwas azotowy + nafta, 2 — ciekły tlen + nafta

W sumie za górną granicę ciśnień należy przyjąć  $p = 60 \text{ kg/cm}^2$ . Obecnie jednak najczęściej spotykanymi wartościami są ciśnienia rzędu  $20 \div 30 \text{ kg/cm}^2$ .

### 9.3.3. Procesy niestabilne

W pracy silników na ciekły materiał pędny obserwuje się w pewnych warunkach powstanie niestabilności spalania. Następstwem tych niestabilności są wahania ciśnień, temperatur i wydatków czynnika przepływającego przez silnik, wzmożona wymiana ciepła ze ściankami komory i dyszy wylotowej oraz w niektórych przypadkach spadek sprawności spalania. Odbija się to bardzo niekorzystnie na współpracy silnika z napędzanym urządzeniem, co stało się nawet w pewnym stopniu czynnikiem hamującym rozwój pocisków kierowanych. W procesach niestabilnych można



wydzielić dwa rodzaje niestałości: niestałość małej częstości i wielkiej częstości pulsacji. Podział taki wynika z czasu przebywania czynnika w komorze spalania [9.31]. Czas ten dla silników na ciekły materiał pędny jest rzędu  $\tau_k = 3 \cdot 10^{-6}$  sek.

Jeśli więc okres niestałości jest większy od tego czasu, to jest gdy częstość pulsacji jest mniejsza od odpowiadającej mu częstości  $\nu = 333 \text{ sek}^{-1}$ , wtedy w wahaniach bierze udział cała komora. W przypadku przeciwnym, gdy  $\nu > 333 \text{ sek}^{-1}$ , w komorze występuje rozchodzenie się fal ciśnienia.

Zasadniczą przyczyną powstania zaburzeń małej częstości jest opóźnienie zapłonu materiału pędnego spowodowane czasem potrzebnym na zmieszanie, odparowanie i podgrzanie składników materiału pędnego. Zjawiają się one zazwyczaj przy niskich nadciśnieniach wtrysku. Niskie nadciśnienie w układzie zasilającym czyni go bardzo czułym na zmianę ciśnienia w komorze, co objawia się zmianą wydatku materiału pędnego podawanego do komory. Jak wiadomo, ciśnienie w komorze ustala się w wyniku równowagi między wydatkiem spalin wypływających z komory i powstających w komorze jako skutek reakcji spalania. Jeśli z jakichś przyczyn równowaga ta zostanie zachwiana i ciśnienie w komorze wzrośnie, wtedy wydatek materiału pędnego podawany przez układ zasilający zmaleje. W tym czasie następuje opróżnienie komory ze spalin, gdyż wtrysnięty materiał pędny nie zdąży się spalić na skutek opóźnienia zapłonu; gdy jednak dojdzie wreszcie do spalania, proces ten przebiega szybciej niż w warunkach równowagi i ciśnienie wzrasta gwałtownie powyżej poziomu średniego. W ten sposób pierwszy cykl zostaje zamknięty, a zapoczątkowany następny.

Na podstawie przeprowadzonych badań zaobserwowano następujące cechy niestałości spalania przy niskiej częstości:

- częstość zakłóceń zmniejsza się, gdy długość komory spalania rośnie;

- wzrost ciśnienia w komorze wywołuje spadek amplitudy pulsacji ciśnienia oraz wzrost jego częstości;

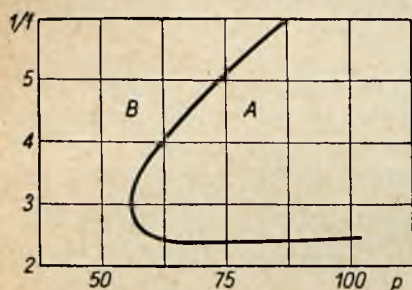
- wzrost nadciśnienia wtrysku zmniejsza częstość;

- dla każdego silnika raketowego na ciekły materiał pędny można określić doświadczalnie obszar stosunków paliwa do utleniacza  $f$  oraz ciśnień panujących w komorze  $p$ , który jest wolny od niestałości (rys. 9.33). Minimalne ciśnienie w komorze, powyżej którego praca komory ma charakter ustalony, występuje przy stechiometrycznym składzie mieszanki; ciśnienie to następnie wzrasta gwałtownie w kierunku mieszanki ubogiej i stopniowo w kierunku mieszanki bogatej;

- sprawność spalania w obszarze niestatecznej pracy komory zmniejsza się (w pewnych przypadkach nawet do 20%).

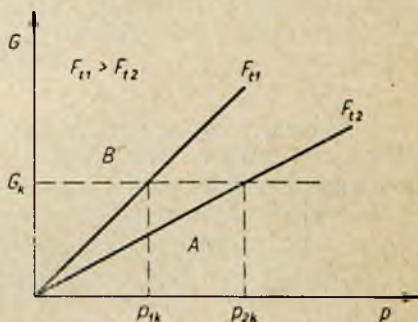


Procesy niestabilne wielkiej częstości odznaczają się dużymi amplitudami ciśnienia. Wtórny efekt tego typu niestabilności spalania jest około dwukrotny wzrost intensywności wymiany ciepła ze ściankami komory. Przyczyną tych niestabilności jest chemiczne opóźnienie zapłonu oraz jego odwrotnie proporcjonalna zależność od ciśnienia panującego w komorze (równanie [4.4]).



Rys. 9.33. Przykładowa charakterystyka stałości spalania silników rakietowych na ciekły materiał pędny:

A — praca stateczna, B — praca niestateczna



Rys. 9.34. Niestabilności wysokiej częstotliwości w funkcji natężenia przepływu i ciśnienia w komorze spalania:

A — obszar pracy statecznej, B — obszar pracy niestatecznej

W wyniku powstałych zakłóceń w komorze wytwarza się poprzeczna lub podłużna fala stojąca, która w przypadku fal podłużnych może przerodzić się w silną falę uderzeniową. Częstość tych niestabilności jest określona w pierwszym przybliżeniu długością fali stojącej oraz prędkością dźwięku w komorze.

Z przeprowadzonych doświadczeń wynikają następujące wnioski dotyczące wpływów różnych parametrów na przebieg niestabilności spalania wielkiej częstości:

— występowanie niestabilności zależy od wydatku materiału pędnego oraz ciśnienia (rys. 9.34) w komorze. Dla danego silnika o określonej powierzchni przekroju krytycznego dyszy istnieje pewien wydatek i ciśnienie, powyżej którego niestabilności spalania nie występują. Jeśli w tym samym silniku zwiększymy przekrój krytyczny, wtedy to graniczne ciśnienie zmaleje ( $p_{1k} < p_{2k}$ , gdy  $F_{11} > F_{12}$ );

— częstość pulsacji ciśnienia  $\nu$  zależy od długości komory  $L$ , przy czym ważna jest zależność

$$L \nu = \text{const}$$

w przypadku fal poprzecznych otrzymuje się

$$D_k \nu = \text{const}$$

gdzie:  $D_k$  — średnica komory;

— na częstość pulsacji poważny wpływ ma także rodzaj materiału pędnego. Charakteryzując materiał pędny za pomocą prędkości  $w_c$  (równanie [9.7]) otrzymuje się zależność

$$\nu = 0,36 \frac{w_c}{L}$$

— poważny wpływ na rozchodzenie się zaburzeń wielkiej częstości ma głowica wtryskowa. Niejednorodny wtrysk materiału pędnego oraz sferyczny kształt głowicy z wgłębieniami wpływa tłumiąco na rozchodzenie się tych niestałości;

— sprawność spalania pod wpływem pulsacji o wielkiej częstości rośnie na skutek lepszych warunków wymiany masy.

#### ♥ 9.4. SILNIKI RAKIETOWE O NIECHEMICZNYM ŹRÓDLE ENERGII

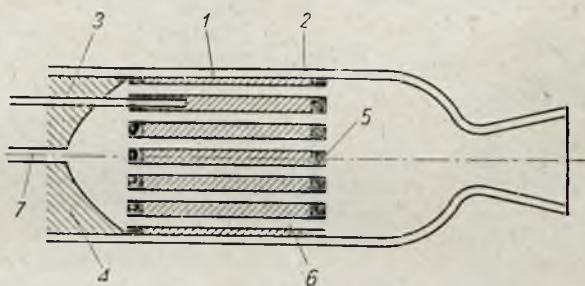
Silnik raketowy na chemiczny materiał pędny jest już u kresu swoich możliwości rozwojowych. Maksymalne impulsy, jakie będą mogły być uzyskane w tym silniku, nigdy nie przekroczą 450 sek. Wystarczy to w zupełności do realizacji wszystkich zadań związanych z napędem pocisków kierowanych i balistycznych, ale jest za mało, aby sprostać przyszłym potrzebom, które wynikną w związku z rozwojem lotów kosmicznych. W tym przypadku od silnika marszowego żądać się będzie nie tyle wielkiego ciągu (który jest potrzebny jedynie przy starcie), ile długiego czasu pracy. Przy tak postawionym zagadnieniu o przydatności silnika do tych celów decydować będzie przede wszystkim wielkość impulsu właściwego. Z zależności [3.11] wynika, że o prędkości wpływu termodynamicznego czynnika roboczego, a tym samym i o jego impulsie właściwym decyduje stosunek  $T/\mu$  ( $T$  — początkowa temperatura strumienia,  $\mu$  — ciężar molowy czynnika).

Wzrost impulsu można więc uzyskać przez podwyższenie temperatury oraz przez obniżenie ciężaru molowego gazu wypływającego z dyszy. Temperatura gazu ma poważny wpływ na jego strukturę chemiczną. Już temperatury rzędu kilku tysięcy stopni wywołują dysocjację cząstek na atomy. Przy jeszcze wyższych temperaturach na skutek oddania przez atom części elektronów następuje jego podział na elektrony i dodatnio naładowaną resztę.

W miarę wzrostu temperatury liczba oddzielonych elektronów w gazie rośnie i gaz staje się przez to coraz bardziej zjonizowany. Taką mieszaninę wysokojonizowanych atomów i wolnych elektronów, powstałą w wyniku działania wysokiej temperatury, nazywa się plazmą. Wykorzystując przewodność elektryczną plazmy można na nią wpływać za pomocą pola elektromagnetycznego. Ma to bardzo poważne zalety, gdyż do przyspieszania i ukształtowania wypływu niepotrzebne są wtedy materialne ścianki dysz. Na gruncie tych właśnie rozważań powstały idee silników jądrowych, plazmowych i jonowych.

#### 9.4.1. Termiczny silnik jądrowy

W termicznym silniku jądrowym (rys. 9.35) czynnik roboczy jest podgrzewany przez wydzielaną energię cieplną podczas procesu rozszczepieniowego. Podstawowym problemem przy opracowywaniu założeń do projektu tego silnika jest znalezienie kompromisu między impulsem właściwym i temperaturą.



Rys. 9.35. Termiczny silnik jądrowy:

- 1 — reaktor rozszczepieniowy, 2 — powłoka nośna,  
3 — pręt regulacyjny, 4 — ekran, 5 — reflektor, 6 —  
kanały przepływowe, 7 — przewód doprowadzający  
czynnik roboczy

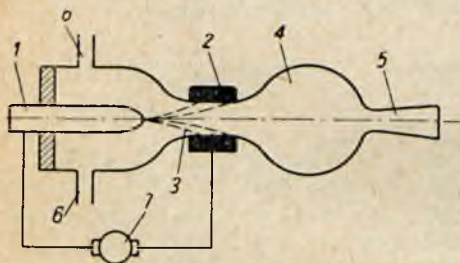
Najkorzystniejszy z punktu widzenia impulsu właściwego jest wypływ gazu zdysocjowanego na atomy, gdyż wtedy jego ciężar molowy jest najmniejszy (np. dla wodoru atomowego  $\mu = 1$ ). Niestety temperatura pełnej dysocjacji drobin gazowych wynosi około  $5000^{\circ}\text{C}$ , natomiast temperatura topliwości najbardziej odpornych na jej działanie materiałów, jak węgliki hafnu i tantalu nie dochodzi do  $4000^{\circ}\text{C}$ . Z tego powodu maksymalną temperaturę czynnika roboczego można ustalić na  $3300^{\circ}\text{C}$ , co daje impuls właściwy około 1000 sek. W tych najwyższych temperaturach zawarty w reaktorze uran powinien znajdować się w stanie



ciekłym lub gazowym. Przy takim impulsie i ciągu silnika rzędu  $10^6$  kG wydatek czynnika pracującego powinien wynosić 1000 kG/sek, co odpowiada jednostkowemu zużyciu 3,6 kG/kGgodz<sup>2</sup>, a więc  $\sim 4,5$  raza mniej niż w obecnych silnikach rakietowych o chemicznym źródle energii. Termiczne silniki jądrowe znajdują w przyszłości zastosowanie jako silniki startowe dla pojazdów kosmicznych.

#### 9.4.2. Elektrotermiczne i magnetohydrodynamiczne silniki plazmowe

Schemat plazmowego silnika elektrotermicznego przedstawia szkic na rys. 9.36. Podgrzewanie czynnika roboczego odbywa się w tym silniku za pomocą łuku elektrycznego. Maksymalna temperatura łuku wynosi około  $50\,000^\circ\text{K}$ . Przepływający przez łuk gaz zostaje podgrzany do  $3 \div 12$  tys.  $^\circ\text{K}$ . Jeśli jako czynnika użyjemy wodoru, otrzymamy impulsy do 2500 sek. Graniczna wartość impulsu wynika ze wzrostu przewodności gazu wraz ze wzrostem temperatury. Gdy przewodność ta zbliży się do przewodności miedzi, wtedy na skutek dużych strat w obwodzie zewnętrznym sprawność silnika spada. Zaletą tego silnika jest łatwość regulacji ciągu przez zmianę wydatku gazu, co wpływa bezpośrednio na zmianę jego temperatury.



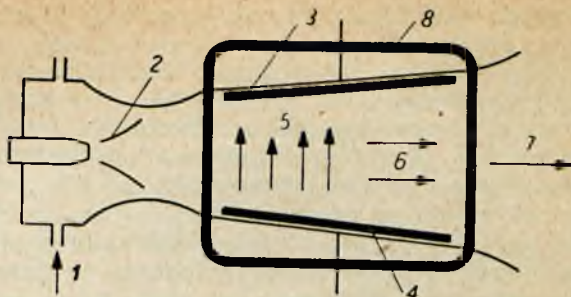
Rys. 9.36. Elektrotermiczny silnik plazmowy:

1 — katoda, 2 — anoda, 3 — łuk elektryczny, 4 — komora mieszania, 5 — dysza nadźwiękowa, 6 — przewody doprowadzające gazowy czynnik roboczy, 7 — generator prądu 200 V

Wadą silnika jest szybkie zużywanie się elektrod. Ciągi, jakie otrzymywać się będzie z tych silników, są rzędu dziesiątych części kilograma. Dalszym etapem rozwoju silnika elektrotermicznego jest silnik magnetohydrodynamiczny, w którym przyśpieszenie plazmy uzyskuje się nie przez rozprężanie w odpowiednio ukształtowanym przewodzie, ale przez oddziaływanie na nią pola magnetycznego. Unika się w ten sposób bezpośredniego kontaktu plazmy z metalowymi ściankami silnika. Schemat przykładowego rozwiązania silnika magnetohydrodynamicznego przedstawia szkic na rys. 9.37. W silniku takim można osiągnąć impulsy właściwe do 25 tys. sek.

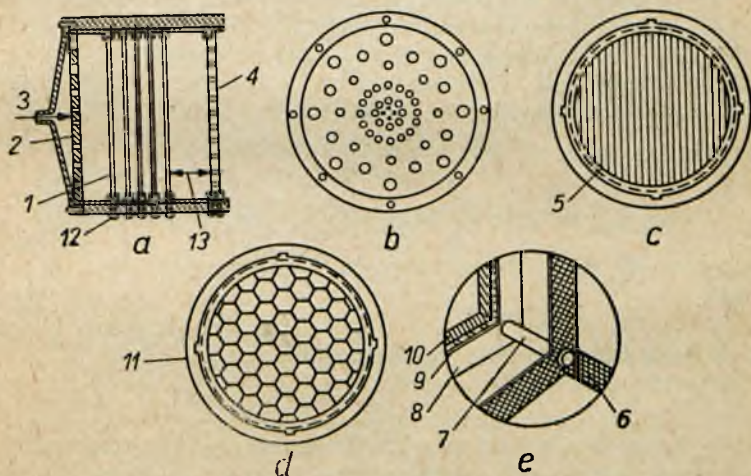
Rys. 9.37. Magneto-  
dynamiczny silnik  
plazmowy:

1 — przewód doprowadzający czynnik roboczy, 2 — łuk elektryczny, 3 — katoda, 4 — anoda, 5 — prąd elektryczny przepływający prostopadle do kierunku przepływu plazmy, 6 — przyspieszenie plazmy, 7 — wypływ plazmy, 8 — cewka wytwarzająca pole magnetyczne skierowane prostopadle do powierzchni rysunku



### 9.4.3. Silnik jonowy

Silnik jonowy (rys. 9.38) składa się z trzech zasadniczych elementów: wytwórni jonów, akceleratora elektrostatycznego i neutralizatora. Czynnikiem roboczym w silniku jonowym są pary cezu 3 podawane poprzez odpowiednio ukształtowany rozdzielacz 2 na jonizujące palisady 1. Palisady wykonane są z poro-



Rys. 9.38. Silnik jonowy:

a — przekrój silnika, b — rozdzielacz par cezu, c — palisada jonizująca, d — siatka katodowa, e — perspektywiczny widok węzła siatki katodowej wytwarzającej elektrony;

1 — palisady jonizujące, 2 — rozdzielacz, 3 — przewód doprowadzający pary cezu, 4 — siatka katodowa, 5 — pierścień izolacyjny, 6 — siatka przyspieszająca jony, 7 — wspornik, 8 — termoelektryczny generator elektronów, 9 — element ogrzewczy, 10 — siatka katodowa, 11 — stalowa ścianka zewnętrzna, 12 — końcówki przewodów elektrycznych, 13 — odcinek przyspieszający jony



watego wolframu. Przy zetknięciu się z nimi pary cezu jonizują się. Sprawność takiej powierzchniowej jonizacji dochodzi do 100%. Powstałe w ten sposób dodatnio naładowane cząstki zostają przyspieszone na odcinku 13 za pomocą pola elektrostatycznego wytworzonego przez katodową siatkę 4, ukształtowaną w postaci ulownicy, co pozwala uzyskać równomierność natężenia pola w kierunku promieniowym. Aby zabezpieczyć urządzenie przed ujemnym naładowaniem, co nastąpiłoby w szybkim czasie na skutek wysyłania tylko dodatnich cząstek, jony neutralizuje się przed ostatnią siatką katodową 10 przez zmieszanie ich ze strumieniem elektronów wytworzonych na powierzchni termoelektrycznego generatora 8. Ciąg silnika jonowego jest równy, podobnie jak ciąg każdego silnika raketowego

$$S = m w_e$$

gdzie:  $m = \frac{\mu I}{1000 n q N_A}$

$$w_e = \sqrt{\frac{2000 n q N_A V}{\mu}}$$

- $\mu$  — ciężar atomowy,  
 $n$  — stopień jonizacji,  
 $q$  — elementarny ładunek jonu,  
 $N_A$  — liczba Avogadra,  
 $V$  — napięcie,  
 $I$  — natężenie prądu jonów.

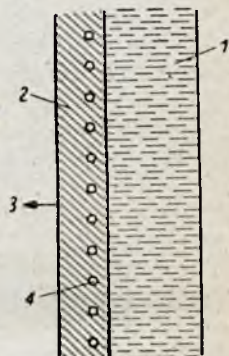
W przypadku cezu, tj. dla  $\mu = 133$ , otrzymuje się

$$S = 1,6 \cdot 10^{-4} I \sqrt{V} \text{ [kG]} \quad [9.32]$$

Wytworzone w tym silniku impulsy są rzędu  $3 \cdot 10^7$  sek.

#### 9.4.4. Silniki bezpośrednio zamieniające energię jądrową na odrzut

Można sobie wyobrazić powstanie ciągu jako bezpośredni wynik rozszczepienia jąder atomowych. Reaktor jądrowy spełniałby w tym przypadku rolę generatora odpowiednio przyspieszonych cząstek. Rys. 9.39 przedstawia zasadę działania takiego silnika. Warstwa materiału rozszczepieniowego (U235) jest osłonięta z jednej strony masą ze sztucznego tworzywa spełniającą rolę reflektora i absorbera. Elementy jądra i neutrony powstałe w wyniku reakcji rozszczepieniowej uranu wytwarzają ciąg. Uzyskiwany w tym silniku impuls może osiągnąć wartość  $10^7$  sek.



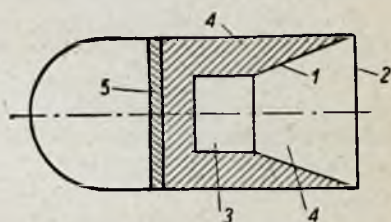
Rys. 9.39. Silnik bezpośrednio zamieniający energię jądrową na ciąg:

- 1 — refleksor, 2 — materiał rozszczepieniowy, 3 — rozszczepione jądra atomowe i neutrony, 4 — przewody chłodzące



### 9.4.5. Silniki fotonowe

Rys. 9.40 przedstawia szkic hipotetycznego silnika stanowiącego obecnie szczytowe osiągnięcie zracjonalizowanej fantazji umysłu ludzkiego. Podstawowym elementem silnika jest lampa jądrowa wypełniona gazem i związana z reaktorem łączeniowym lub rozszczepieniowym, w której następowałoby transformowanie energii promieniowania korpuskularnego i elektromagnetycznego (pochodzącego z reakcji jądrowych) w energię świetlną. Wysyłane w wyniku tych procesów przez gaz wypełniający lampę fotony wytwarzają ciąg silnika. Ścianki lampy jądrowej wykonane są z hipotetycznych materiałów: hipotetycznego doskonałego zwierciadła 1, odbijającego wszystkie fotony i skierowującego je współosiowo w stronę „wypływu” oraz hipotetycznego ciała doskonale przezroczystego 2 przepuszczającego te wszystkie fotony. Tylko takie hipotetyczne materiały pozwalają prawidłowo pracować silnikowi fotonowemu. Jakakolwiek niedoskonałość tych ciał powoduje natychmiastowe zniszczenie silnika przez stopienie się ścianek. Ciąg silnika fotonowego można wyprowadzić, wychodząc z równania Einsteina określającego związek między energią i masą fotonu



Rys. 9.40. Silnik fotonowy:  
1 — reflektor, 2 — ściana przezroczysta, 3 — reaktor, 4 — gaz świecący, 5 — ściana biologiczna

$$E = mc^2$$

oraz równania de Broglie określającego impuls fotonu

$$J_F = mc = \frac{vh}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{c}{g} = 3.06 \cdot 10^7 \text{ sek}$$

gdzie:  $h$  — stała Plancka,

$\nu$  — częstotliwość promieniowania fotonowego,

$c$  — prędkość światła,

$\lambda$  — długość fali promieniowania fotonowego,

$E$  — energia fotonu,

$m$  — masa spoczynkowa fotonu,

$g$  — przyspieszenie ziemskie.

Z tych dwu równań otrzymuje się

$$S = \frac{dJ_F}{dt} = \frac{d(vh/c)}{dt} = \frac{dE}{cdt} = \frac{N_F}{c} [\text{kG}] \quad [9.33]$$

gdzie:  $N_F$  — moc strumienia wypływających fotonów.

Silnik fotonowy stał się w ostatnich latach urządzeniem napędowym najbardziej pobudzającym wyobraźnię techników i naukowców. Nastąpiło to ze względu na może odległe, ale realne możliwości stworzone przez ten silnik urzeczywistnienia lotów kosmicznych z prędkością bliską prędkości światła.

#### LITERATURA DO ROZDZIAŁU 9:

- 9.1. M. Zucrow: *Propulsion*. 1956.
- 9.2. M. Barrere, F. de Venbeke, A. Jaumotte, J. Vedenkerchhowe: *La Propulsion par Fussees*. 1957.
- 9.3. H. Mebus: *Berechnung von Raketentriebwerken*. 1957.
- 9.4. W. Corlis: *Propulsion Systems for Space Flight*. 1960.