

# BIULETYN INFORMACYJNY

## INSTYTUTU TECHNIKI CIEPLNEJ

### POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

WARSZAWA

TEL. 21007 w. 1232 i 1248

NOWOWIEJSKA 25

Nr 22/K.S.S.P.i L.5

lipiec 1969 r.

Dr inż. Janusz Czesław Wiśniewski  
Katedra Silników Spalinowych Przemysłowych i Lotniczych  
Politechniki Warszawskiej

#### TERMODYNAMICZNA METODA OBLICZANIA OBJĘTOŚCI KOMORY SPALANIA SILNIKA RAKIETOWEGO

##### 1. Przedmiot pracy

Przedmiotem pracy jest metoda obliczania objętości komory spalania silnika raketowego na podstawie granicznej długości charakterystycznej  $L^+$  tej komory, znalezionej przez zbadanie procesów parowania i eksplozji kropeł paliw węglowodorowych ciężkich w strumieniu gazowego tlenu.

##### 2. Przegląd dotychczasowych metod obliczania komory spalania

Metoda Sängera i Himpana [1], [2] wymagają znajomości czasu rzeczywistego przebywania mieszanki w komorze lub oceny jakości projektowanego systemu wtrysku-parametrów nieznanych. Prace [3], [4], [5], [6], [7], [8] postulują przyjęcie czasu parowania, jako kryterium kontrolnego procesu spalania. Próby obliczenia komory jako sumarycznej przestrzeni, zajętej przez spalające się pojedyncze krople [9] nie dają zadowalających wyników. Metoda Iliaszenki [10] wymaga znajomości wielu zmien-

nych parametrów np. przyspieszenia kropli. Metoda Priema i Heidmanna [11] podaje wzory empiryczne, oparte na geometrii komory doświadczalnej i wynikach badań cieczy: fluoru, heptanu, tlenu, amoniaku i nadtlenu wodoru. Metoda Williamsa [12] sprowadza się do skomplikowanych równań, dających znaczne różnice z doświadczeniami. Badania mechanizmu parowania, zapłonu, spalania kropel [13], [14], [15], [16] wyjaśniły, że większa część objętości komory spalania dla dwuskładnikowego paliwa jest zajęta procesem wymieszania i parowania. Badania [17], [18], [19], [20], [21] wykazały istnienie znacznego gradientu, temperatury w kropli zmienność tzw. stałej parowania, znacznie reprezentatywnego wymiaru kropli w obliczeniach parującej strugi. Natomiast prace [22], [23] dowiodły, że wysokie prędkości gazu powodują "strzyżenie" kropel i powstawanie mikrokropelek. Metoda Iliaszenki i Tałantowa [24] zakłada pełną jednorodność mieszanki, stabilne parowanie kropel, płonących dopiero w strefie płomienia, znajomość względnego odparowania kropel. Metoda ta nie nadaje się dla paliw węglowodorowych typu mazuty-oleje.

### 3. Analiza procesów zachodzących w komorze spalania

Budowa komory spalania ma istotny wpływ na przebieg procesów [25] w niej zachodzących. Jej istotną częścią jest głowica wtryskowa. Głowice posiadające komory mieszania cechuje wymieszanie składników w fazie ciekłej oraz częściowe ich odparowanie. Głowice zaworowe, wykorzystują spadek ciśnienia we wtryskiwaczach do nadania znacznej energii kinetycznej strumieniom, tworzą cienkie strugi kołowe lub stożkowe. Wzajemne ich przenikanie prowadzi do zderzeń na pewnej głębokości od dna komory spalania, uwarunkowanej konstrukcją wtryskiwaczy. Powstaje mgła kropel o różnej średnicy. Temperatura cieczy oraz par tych kropel wzrasta w miarę coraz dalszej drogi w komorze. Następuje samozapłon par i krople zostają otoczone płomieniem. Strefa spalania rozrasta się od pojedynczych źródeł płomienia aż do objęcia całego strumienia, dając w wyniku czoło płomienia na pewnej głębokości w komorze. Przy intensywnym odbiorze przez krople ciepła promieniowania ich temperatura szybko

zbliża się do temperatury wrzenia całej masy kropli. Krople paliw lekkich mają wówczas ustabilizowany proces wymiany masy i ciepła. Droga, na której krople ten stan osiągną, zależy od fizykochemicznych właściwości paliwa.

Różne konstrukcje głowic i wtryskiwaczy, np. wirowe, mają wspólny cel - doprowadzić ciecz do rozpadu na krople o jak najmniejszych wymiarach, na jak najkrótszej drodze. Związek pomiędzy kształtem i objętością komory a głowicą wtryskową polega na zapewnieniu niezbędnego czasu do wyparowania kropel, który stanowi największą część czasu przebywania mieszanki w komorze. Prace [26], [27], [28], [29], [30], [31], [32] wykazały, że lepkość, gęstość, spadek ciśnienia, wielkość otworów i ich usytuowanie decydują o rozmiarach kropli i ich rozkładzie w strudze. Prace [33], [34], [35] zawierają wzory empiryczne na długość nierozpadniętej strugi i czas jej rozpadu. Krople duże są niepożądane, gdyż zawierają najwięcej masy nie- spalonej i często wybuchają. Prace [36], [37] umożliwiają obliczenie maksymalnej średnicy kropli, które wykazuje różnice w zachowaniu, gdy jej ciecz jest jednorodna [38] lub złożona z ciężkich węglowodorów. Wówczas gubi ona masę w postaci mikrokropelek, rozpada się, zamiast maleć w pewnym momencie rośnie, faluje, wrze. Istniejące sposoby obliczenia komory opierają się na zachowaniu się cieczy jednorodnych. Przy niskich ciśnieniach spalania temperatura wrzenia cieczy kropel jest znacznie niższa od temperatury zapłonu ich par i wówczas krople zdążą wyparować całkowicie, zanim nastąpi zapłon ich par. Odcinek komory objęty procesem parowania będzie wielokrotnie dłuższy od odcinka zajętego przez spalającą się mieszankę. Ciecz będzie intensywniej odbierać ciepło niż jej pary i zużywać je na proces parowania. Czas nagrzewania  $t_n$  mieszanki jest wielokrotnie dłuższy od czasu jej mieszania się  $t_m$ . Suma ich stanowi tzw. opóźnienie fizyczne zapłonu, które wspólnie z opóźnieniem chemicznym wpływa na długość komory. Zakładając, że: prędkość oswabadzania energii jest proporcjonalna do częstości zderzeń cząsteczek paliwa i utleniacza, stan mieszaniny jest jednorodny, liczba skutecznych zderzeń odpowiada liczbie cząsteczek tlenu, potrzebnych na średnią cząsteczkę paliwa, zmiana objętości przy reakcji jest proporcjonalna do udziałów

objętościowych w mieszaninie, stosunek stężeń obszaru pośredniego jest około 0,25, otrzymamy wzór na prędkość objętościowego wydzielania się energii o postaci

$$(dQ/dt)_x = U_1 \frac{(1-x)(\lambda-x)}{(1+x\xi)^2} [W/s], \quad (1)$$

gdzie:  $U_1 = 2,78 \cdot 10^{13} \frac{Q_{gvm}^* \delta \delta y}{n_2 \lambda} \left(\frac{P_k}{P_o}\right)^2 \left(\frac{T_o}{T_k}\right)^2 \sqrt{\frac{a+1}{a}} T_p e^{-\frac{E_m}{R_m T_p}}$ ,

$$\xi = \frac{\beta \Delta}{\beta_o} \text{ dla } \Delta \leq \beta_o \quad \xi \leq 1,$$

gdź wielkości  $Q_{gvm}^*, n_2, P_k, T_k, P_o, T_p, a, \beta_w, \delta, y, \sigma, \lambda$  oraz  $R_m$  można traktować jako stałe. Dla warunków raketowych komór średnia wartość tej prędkości jest około 0,3 do 0,45; stąd czas spalania się mieszanki można wyrazić wzorem

$$t_s = \frac{x Q_{gvm}^*}{\beta_o \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{sr}} \left(\frac{P_k}{P_o}\right) \left(\frac{T_o}{T_k}\right) = \frac{x n_2 \lambda}{2,14 \cdot 10^8 \delta y \sigma} \left(\frac{P_o}{P_k}\right) \left(\frac{T_k}{T_o}\right) \sqrt{\frac{a}{a+1}} \frac{1}{T_p} e^{\frac{E_m}{R_m T_p}} [s]. \quad (2)$$

#### 4. Wybór zjawiska kontrolującego proces spalania

Konstrukcyjną charakterystykę komory spalania reprezentuje tzw. długość charakterystyczna  $L^+$ , czyli stosunek objętości komory do prześwitu gardła dyszy. Czas przebywania mieszanki w komorze  $t_{kr}$  trwa od chwili wtrysku cieczy aż do wypływu spalin przez gardło dyszy. Czas ten występuje we wzorze na  $L^+$ . Na jego wielkość składają się czasy wtrysku, parowania, indukcji, spalania i wypływu. Na charakter zjawisk w komorze znacznie wpływają - wielkość kropeł maksymalnych i sposób pobierania ciepła przez te krople podczas okresu parowania. Przy dużych prędkościach względnych koncentracja par paliwa w utleniaczu może być zbyt niska, aby proces spalania zaczął się dość wczesnie lub zaczęty może wygasnąć, aby na dalszej drodze w strefach wyższych temperatur ponownie powstać. Wówczas powstają wahania masowej prędkości odparowania kropeł. Ciepło promieniowania docierające do kropli, ze strefy intensywnego spalania, będzie podtrzymywać parowanie i łagodzić te wahania. Proces parowania może być przerwany przez nagłą eksplozję

kropeli. Autor podjął pracę nad tym zagadnieniem w 1963 r. wobec przypadkowego odkrycia warunków eksplozji kropeł oleju opałowego N3 w tlenie. Zjawisko to było wcale niezbadane. W 1966 r. S. Wójcicki, będąc w USA badał detonację strugi ciekłego paliwa w utleniaczu [39].

Pojedyncze eksplozje kropeł mogą prowadzić do powstawania gwałtownych lokalnych gradientów temperaturowych w komorze spalania, wywołujących skokową zmianę masowej prędkości parowania kropeł nie będących w stadium eksplozji, wzrost ciśnienia i temperatury w komorze poza granice bezpieczeństwa jej pracy. Dlatego też autor przyjął proces parowania, jako zjawisko kontrolujące spalanie w komorach o dużym natężeniu cieplnym, jednak ograniczone przez eksplozję kropeł, poddając je badaniu w niniejszej pracy.

##### 5. Teoretyczne uzasadnienie wyboru zjawiska kontrolnego

Sprawność komory wiąże się z całkowitym i zupełnym spalaniem wtrysniętych do niej składników. Drogą zmiany kształtu komory uzyskujemy przyspieszenie lub przyhamowanie mieszanki. Długość komory musi być dostateczna, aby przy zmiennej konfiguracji komory i procesu parowania kropla, podlegająca zmiennemu przyspieszeniu, zdążyła wyparować. Wielkość współczynników przewodzenia ciepła, temperatury ścianek i cieczy, grubość płaszcza komory, powierzchnia omywanych ścianek przez gaz ulegają zmianom po osi. Jednostka ciężarowa mieszanki pobiera ciepło promieniowania  $q_{pr}$  od gazów spalinowych, ciepło przez przewodzenie ze strefy spalania  $q_k$ , ciepło tarcia mieszanki  $q_t$ , ciepło spalania jej par  $q_s$  i jednocześnie oddaje ciepło ściankom komory przez konwekcję  $q_o$  oraz kroplom na pokrycie ich utajonego ciepła parowania i podwyższenie temperatury par odpływających z niej -  $q_p$ .

Możemy więc zapisać

$$dq_e = dq_{pr} + dq_k + dq_t + dq_s + dq_o + dq_p \quad (3)$$

oraz wyrazić strumienie cieplne właściwe, jako funkcję najbardziej wpływowego parametru:

$$\begin{aligned} dq_{pr} &= \varphi_1 (T_f^4) \cdot dx/w, & dq_k &= \varphi_2 (T_m) \cdot dx/w, \\ dq_t &= \varphi_3 (w^3) \cdot dx/w, & dq_s &= \varphi_4 (Z_v \cdot (dQ/dt)_{sr}) \cdot dx/w, \\ dq_o &= \varphi_5 (\Delta T) \cdot dx/w, & dq_p &= \varphi_6 (dZ/dt) \cdot dx/w, \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie:  $\varphi_1 T_f^4 = \alpha_a C_o [(T_f/100)^4 - (T_m/100)^4] A_{pr} \quad [W/kg],$   
 $\varphi_2 (T_m) = C_{pm} \cdot Dt/dt \quad [W/kg],$   
 $\varphi_3 (w^3) = \lambda_o w^3 / 2g D_{ks} \quad [W/kg],$   
 $\varphi_4 (Z_v, (dQ/dt)_{sr}) = v \cdot Z_v (dQ/dt)_{sr} \quad [W/kg],$   
 $\varphi_5 (\Delta T) = \alpha (T_{śc} - T_o) \frac{4v}{D_{ks}} \quad [W/kg],$   
 $\varphi_6 (dZ/dt) = G^+ \frac{dZ}{dt} [c_{par} (T_{kp} - T_m) - 1] \quad [W/kg].$

Przebieg zmian parametrów mieszanki wzdłuż osi znajdziemy korzystając z równań: uogólnionego równania Bernoulliego [40 str. 22] zachowania energii, ciągłości strumienia, stanu oraz profilu komory, równania politropy i (3), (4). Zmiana prędkości mieszanki wzdłuż komory spalania o zmiennej powierzchni przekroju jest

$$\begin{aligned} \frac{dM}{M} = \frac{dx}{w} \left( \frac{1 + \frac{k+1}{2} M^2}{M^2 - 1} \right) & \left\{ \pm \frac{4 w \operatorname{tg} \alpha / 2}{D_{ks}} - \frac{g}{2 a^2} \left[ 2 k \varphi_3 (w^3) + \right. \right. \\ & + (k-1) \frac{1 + kM^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \left( \varphi_1 (T_f^4) + \varphi_2 (T_m) + \varphi_4 (Z_v, (dQ/dt)_{sr}) + \varphi_5 (\Delta T) + \right. \\ & \left. \left. + \varphi_6 (dZ/dt) \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

stąd otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dx} = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{M^2 - 1} & \left\{ \pm \frac{4M \operatorname{tg} \alpha / 2}{D_{ks}} - \frac{g}{2 a^2} \left[ 2k\varphi_3 (w^3) + (k-1) \frac{1 + kM^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \cdot \right. \right. \\ & \left. \left. \cdot \left( \varphi_1 (T_f^4) + \varphi_2 (T_m) + \varphi_4 (Z_v, (dQ/dt)_{sr}) + \varphi_5 (\Delta T) + \varphi_6 (dZ/dt) \right) \right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Równanie profilu komory ma postać

$$dA_{ks}/A_{ks} = \frac{dM}{M} \frac{M^2 - 1}{1 - \frac{k-1}{2} M^2} \cdot \frac{1}{\left[ 1 - \left( g D_{ks} / 8 Ma^3 \operatorname{tg} \alpha / 2 \right) F_1(\varphi) \right]}, \quad (7)$$

gdzie:

$$F_1(\varphi) = 2k \varphi_3(w^3) + (k-1) \frac{1 + kM^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \left( \varphi_1(T_f^4) + \varphi_2(T_m) + \varphi_4(Z_v, (dq/dt)_{\dot{s}r}) + \right. \\ \left. + \varphi_5(\Delta T) + \varphi_6(dZ/dt) \right) [W/kg]. \quad (8)$$

Równanie zmiany ciśnienia w komorze jest następujące

$$dp/p = \frac{dM}{M} \frac{k}{1 - \frac{k-1}{2} M^2} \left[ \frac{F_2(\varphi)}{\frac{4Ma^3 \operatorname{tg} \alpha / 2}{g D_{ks}} - \frac{F_1(\varphi)}{2}} - \frac{M^2}{1 - \frac{g D_{ks} F_1(\varphi)}{8Ma^3 \operatorname{tg} \alpha / 2}} \right], \quad (9)$$

a po przekształceniu przybiera postać

$$dp/dx = \frac{\delta_m}{M^2 - 1} \left[ \frac{F_2(\varphi)}{w} - \frac{4 w^2 \operatorname{tg} \alpha / 2}{g D_{ks}} \right], \quad (10)$$

gdzie

$$F_2(\varphi) = (1 + (k-1)M^2) \varphi_3(w^3) + (k-1)M^2 \left( \varphi_1(T_f^4) + \varphi_2(T_m) + \varphi_4(Z_v, (dq/dt)_{\dot{s}r}) + \right. \\ \left. + \varphi_5(\Delta T) + \varphi_6(dZ/dt) \right) [W/kg]. \quad (11)$$

Uwzględniając, że  $(4 \operatorname{tg} \alpha / 2) D_{ks} = dF/F \cdot dx = dZ_p/dx$  i  $dZ_p = dF/F$  możemy (11) napisać następująco

$$dp/dx = \frac{\delta_m}{M^2 - 1} \left[ \frac{F_2(\varphi)}{w} - \frac{dZ_p}{dx} \frac{w^2}{g} \right] \quad (12)$$

lub wprowadzając względną prędkość zmiany profilu  $dZ_p/dt$  otrzymujemy

$$dp/dx = \frac{\delta_m}{M^2 - 1} \left[ \frac{F_2(\varphi)}{w} - \frac{dZ_p}{dt} \frac{w}{g} \right]. \quad (13)$$

Wykorzystując równanie Bernoulliego, energii, ciągłości, stanu otrzymujemy wyrażenie na zmianę objętości właściwej wzdłuż komory

$$dv/v = M^2 dw/w + (gk/a^2) dl_t + (g(k-1)/2a^2) dq_e, \quad (14)$$

do którego wprowadzając względną zmianę objętości właściwej  $dZ_c = dv/v$  i zależność  $c_p = R k(k-1)$  możemy napisać (14) następująco

$$dZ_c/dx = dv/v dx = (M^2/M^2-1) \{ (dZ_p/dx) - (gF_3(\varphi)/w^3) \}, \quad (15)$$

$$\text{gdzie: } F_3(\varphi) = k \varphi_3(w^3) + (k-1)F_4(\varphi), \quad (16)$$

$$F_4(\varphi) = \varphi_1(T_f^4) + \varphi_2(T_m) + \varphi_4(Z_v, (dQ/dt)_{sr}) + \\ + \varphi_5(\Delta T) + \varphi_6(dZ/dt). \quad (17)$$

Widzimy z (6), (9), (10), (13), (15), że zmiana wielkości  $M$ ,  $A_{ks}$ ,  $p$ ,  $v$ , zależy od zachowania się funkcji  $F_1(\varphi)$ ,  $F_2(\varphi)$ ,  $F_3(\varphi)$ ,  $F_4(\varphi)$ , które wykazują podobieństwo członów:

$$F_1(\varphi) = 2k \varphi_3(w^3) + \left\{ (k-1) \cdot (1+kM^2) / \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \right\} \cdot F_4(\varphi),$$

$$F_2(\varphi) = (1 + (k+1)M^2) \varphi_3(w^3) + (k-1)M^2 F_4(\varphi).$$

W silniku na kwas azotowy i naftę prędkość mieszanki w temperaturze  $900^\circ\text{C}$  odpowiada  $M = 0,1$ , zaś  $k = 1,25$ . Dla wcześniejszych przekrojów komory  $M < 0,1$ . Dla porównania wpływu poszczególnych członów w/w funkcji wprowadzamy  $k = 1,25$  i  $M = 0,1$  otrzymując:

$$F_1(\varphi) = 2,5\varphi_3(w^3) + 0,253F_4(\varphi); \quad F_2(\varphi) = 1,0025\varphi_3(w^3) + 0,0025F_4(\varphi),$$

$$F_3(\varphi) = 1,25 \varphi_3(w^3) + 0,25F_4(\varphi).$$

Autor zbadał wartość funkcji  $\varphi_3(w^3)$  dla całego szeregu komór spalania i otrzymał ogólną zależność

$$\varphi_3(w^3) = 7,58 \cdot 10^{-3} w^3 / (D_{ks}/0,948) \text{ [W/kg]} \quad (18)$$

słuszną zarówno dla komór małych o  $Q_m = 10$  [kg/s], jak i dużych np.  $Q_m = 125$  [kg/s], których stosunek objętości jest jak 1:42.

Przyjmując te wartości jako skrajne przytaczamy wyniki obliczenia;  $\lambda_0$  obliczane było według wzoru Drew i Koo [41].



Dane	Mała komora	Duża komora
skład mieszanki palnej	nafta i kwas azotowy 96%	spirytus - tlen
masowe natężenie $Q_m$	10	125
ciśnienie w komorze $[N/m^2]$	$22,555 \cdot 10^5$	$20,4 \cdot 10^5$
temperatura spalania $[^{\circ}K]$ $T_s$	2853	3000
stała gazowa R	35,2	34,4
średnica komory $D_{ks}$ [m]	0,159	0,948
Powierzchnia $F_{ks}$ $[m^2]$	0,019885	0,705840
prędkość w przy $T=1200^{\circ}K$ [m/s]	72	90
liczba Re	$2,55 \cdot 10^6$	$5,34 \cdot 10^6$
współczynnik oporu $\lambda_o$	0,015077	0,014395
funkcja $\varphi_3(w^3)$	$4,74 w^3 \cdot 10^{-2}$	$7,58 w^3 \cdot 10^{-3}$
wartość funkcji dla $w=25$ [m/s]	743	118,5
$\varphi_3(w^3)$ dla $w=72$ [m/s]	17650	2830

Z kolei obliczamy pierwszy człon funkcji  $F_4(\varphi)$ , czyli  $\varphi_1(T_f^4)$

temperatura płomienia $[^{\circ}K]$ $T_s$	2910	3060
współczynnik absorpcji $\alpha_a$ dla $1200^{\circ}K$	0,3	
powierzchnia absorbowania ciepła na 1 kg mieszanki $A_{pr}$ $[m^2/kg]$	0,115	0,25
wartość funkcji $\varphi_1(T_f^4)$ $[W/kg]$	135500	366500

Drugi człon funkcji  $F_4(\varphi)$  wyliczymy na końcu analizy, a obecnie podamy wyniki obliczenia  $\varphi_5(\Delta T) = (\alpha(T_{śc} - T_o)4v) / D_{ks}$  dla n/w danych

temperatura strumienia całkowicie zahamowanego w warstwie granicznej $T_o = T_m + w^2 / 2gc_p$ $[^{\circ}K]$	1217	1217
temperatura gazowej warstwy przyściennej $T_{śc}$ $[^{\circ}K]$	723	723

Dane	Mała komora	Duża komora
objętość właściwa $v$ m <sup>3</sup> /kg	0,0612	0,133
wartość funkcji $\varphi_5(\Delta T)$ [W/kg]	-810000	-94900

Funkcję  $\varphi_4(Z_v, (dQ/dt)_{\dot{s}r}) = v \cdot Z_v (dQ/dt)_{\dot{s}r}$  obliczamy poniżej

górne ciepło spalania mieszanek $Q_{gvm}^*$ J/m <sup>3</sup>	$17,3 \cdot 10^6$	$12,5 \cdot 10^6$
$\lambda$ - nadmiar utleniacza	0,8	1
$\gamma$ - stechiometryczny stosunek utleniacza do paliwa [cm <sup>3</sup> /cm <sup>3</sup> ]	6,57	3
$\delta$ - udział objętościowy tlenu w utleniaczu	0,831	1
$n_2$ - liczba cząsteczek tlenu na średnią cząsteczkę paliwa	10,8	3
$a$ - stosunek masy paliwa do masy tlenu	3,12	1,44
wydatek [kg/s] paliwa	nafty 1,94	spirytusu 18,35
wydatek utleniacza [kg/s]	HNO <sub>3</sub> 8,06	tlenu 70,6
średnia prędkość objętościowego wydzielania energii $(dQ/dt)_{\dot{s}r}$ [W/m <sup>3</sup> ]	$3,74 \cdot 10^5$	$5,1 \cdot 10^5$
względne odparowanie $Z_v$	0,0638	0,03
wartość funkcji $\varphi_4(v, Z_v (dQ/dt)_{\dot{s}r})$ [W/kg]	6110000	8460000

Funkcja  $\varphi_6(dZ/dt)$  wyraża ciepło odparowania i podgrzania par

temperatura kropli w komorze ( $T_g = 1200^\circ\text{K}$ )	623	456
liczba Nu	10	6,5

Dane	Mała komora	Duża komora
liczba Re	344	144
średnica zauterowska kropli $d_{z0} / [m]$	$55 \cdot 10^{-6}$	$60 \cdot 10^{-6}$
wartość funkcji $\varphi_6(dZ/dt) [W/kg]$	$-4,28 \cdot 10^6$	$-5,19 \cdot 10^6$

Strumień ciepła  $\varphi_2$  wyliczamy dla temperatury  $T = 1200^\circ K$   
wg [42 str.254]

ciepło właściwe izobaryczne utleniacza $c_{pm}$	1341	1100
wartość funkcji $\varphi_2(T_m) [W/s]$	756000	528000

Wyliczamy wartości funkcji  $F(\varphi)$  i zestawiamy w tabelę

wartość funkcji $F_4(\varphi) [W/s]$	401000	2970100
$F_3(\varphi) [W/s]$	122800	7450000
$F_2'(\varphi) [W/s]$	20950	12900
$F_1(\varphi) [W/s]$	143000	762000

Funkcja  $F_4(\varphi)$ , która zależy od procesu parowania stanowi odpowiednio dla małej komory spalania udział w funkcji  $F_1(\varphi)$  - 70,6% i 93,4%, w funkcji  $F_2(\varphi)$  - 5% i 59%, zaś w  $F_3(\varphi)$  - 81,6% i 99%, czyli praktycznie funkcja  $F_1(\varphi)$  zależy głównie od procesu parowania.

Jeszcze więcej proces ten rzutuje na  $F_3(\varphi)$ . Podstawiając wartości funkcji do (6) mamy:

$$\begin{aligned} \text{dla małej komory } dM/dx &= \pm 2,25 \operatorname{tg} \alpha / 2 - 9,55 \cdot 10^{-4}, \\ \text{dla dużej komory } dM/dx &= \pm 0,1462 \operatorname{tg} \alpha / 2 - 6,7 \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (19)$$

W normalnych konstrukcjach zmiana kąta  $\alpha$  zawiera się w granicach  $0^\circ$  do  $45^\circ$ , czyli wartość pierwszego wyrazu jest od 0 do 1,125. Już przy  $5^\circ$  wyraz pierwszy wyrażenia (19) jest 100 razy większy od drugiego, czyli prędkość zmiany liczby Macha zależy głównie od chwilowej wartości kąta profilu.

Chwilowa zmiana ciśnienia może być zapisana następująco:  
 dla małej komory  $dp/dx = 1,1 [\delta_m^{32} - (dZ_p/dx)360]$ , (20)  
 dla dużej komory  $dp/dx = 1,1 [\delta_m^{21,5} - (dZ_p/dx)360]$ .

Z wyrażenia tego wynika, że zmiana ciśnienia jest funkcją względną zmiany profilu  $dZ_p$  oraz procesu parowania, gdyż funkcja  $F_2(\varphi)$  będąca w pierwszym członie wyrażenia (2) zależy od  $F_4(\varphi)$ .

Względna zmiana objętości właściwej kształtuje się następująco:

dla małej komory  $dZ_c/dx = 0,011(dZ_p/dx) - 0,00626$ , (21)  
 dla dużej komory  $dZ_c/dx = 0,011(dZ_p/dx) - 0,0381$ .

Z (21) wynika, że zależy ono od zmiany profilu komory i hamującego wpływu procesu parowania. Jak więc widzimy z przytoczonej analizy wynika, że proces parowania wpływa na przebieg zmian parametrów stanu czynnika termodynamicznego w komorze spalania zwłaszcza gęstości, objętości właściwej, temperatury oraz na wymianę ciepła w łonie samego strumienia mieszanki i pomiędzy tym strumieniem a ściankami komory. Wyobraźmy sobie wzorcową komorę mającą jednorodny rozkład kropeł tej samej wielkości, których parowanie kończy się tuż przed zbieżną częścią dyszy, na wejściu do strefy spalania. Ponieważ czas spalania reszty par, tuż po zakończeniu parowania kropeł plus czas przepływu mieszanki o objętości komory spalania przez zbieżną część dyszy aż do jej gardła, trwa nie więcej niż 15% czasu parowania, to możemy napisać wyrażenie na idealną długość charakterystyczną komory spalania

$$L_1^+ = V_k/A' = 1,15 t_p \sqrt{g^+ k R T_k} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/2(k-1)}, \quad (22)$$

a wprowadzając  $k = c_p/c_v = 1,2$  otrzymujemy wyrażenie

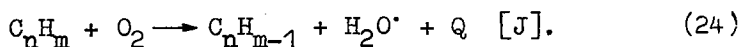
$$L_1^+ = 2,336 t_p (RT_k)^{1/2} \quad (23)$$

wskazujące, że im czas parowania jest krótszy, czyli im proces parowania szybciej przebiega, tym  $L_1^+$  jest mniejsze.

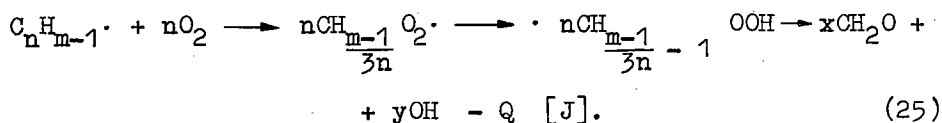
Lecz ten proces parowania, jak wspomnieliśmy wyżej, może być przerwany zwłaszcza dla kropeł dużych przez ich rozpad,

wybuch lub detonację. Z dotychczasowych badań w tej dziedzinie wynika, że proces spalania może się już zacząć w fazie ciekłej, a proces parowania ma bezpośredni związek z wielkością sumarycznej prędkości reakcji i powstawaniem niezbędnej ilości rodników, tworzących nowe łańcuchy, nieraz w sposób lawinowy, które powodują samoprzyspieszenie reakcji aż do utworzenia się fali detonacyjnej. Im większa prędkość parowania kropli w tlenie, tym więcej powstaje produktów reakcji, krakowania takich jak nadtlenki wodoru i inne, na skutek odwodornienia węglowodorowej molekuly.

Istnienie mechanizmów tego typu już udowodniono metodą Paneta, w której stosuje się metaliczne lustro [43], przy użyciu spawalniaczy i katalizatorów, a w niektórych wypadkach drogą obserwacji (fotochemicznie) [44]. Typ reakcji dehydrogenizacji cząsteczki węglowodorowej możemy zapisać następująco:



Utworzony rodnik  $HO_2 \cdot$  może tworzyć na ściance wodę lub nadtlenek wodoru, podczas gdy rodnik  $C_nH_{m-1}$  albo dysocjuje albo reaguje z tlenem. Przypuszczalnie proces egzotermiczny będzie przebiegał według wzoru



Potrzebne ciepło do krakowania paliwa będą dostarczać reakcje cząsteczki węglowodorowej z tlenem, które ogólnie możemy zapisać

$$- \frac{d(C_nH_m)}{dt} = K (C_nH_m)^a (O_2)^b. \quad (26)$$

Procesy egzotermiczne prowadzą po okresie indukcji ku szybkiemu miejscowemu podniesieniu temperatury cieczy, w której już egzystują nadtlenki skłonne do zainicjowania gwałtownego samoprzyspieszenia reakcji, aż do prędkości występującej przy wybuchu, a nawet detonacji. Autor uważa, że krakowanie węglowodorów nie jest jedyną przyczyną wybuchu kropli. Obser-

wacje parowania kropli wykazały, że kropla podczas parowania drga, faluje, czyli powstają tak wewnątrz niej, jak i na zewnątrz gwałtowne lokalne wzrosty ciśnienia, powodujące lokalne wyższe temperatury, przyspieszenie procesu parowania, zwłaszcza gdy kropla osiąga temperaturę wrzenia w całej masie. Wokół powierzchni kropli tworzy się ustawicznie zmienny układ prądów dyfundującego tlenu, produktów krakowania, spalania, par cieczy, które dzięki wielkim różnicom prędkości reakcji w samej cieczy i otaczającej ją otoczce gazowej, mogą wzajemnie na siebie oddziaływać; może wówczas powstawać czoło fali narastającej na skutek wciąż nakładających się fal elementarnych. Powierzchnia kropli będzie odbijała biegnące ku niej fale, a sama drgając wytwarzała nowe. Można więc przypuszczać, że w okresie chłodnego spalania samoprzyspieszenie reakcji następuje nie tylko w wyniku podgrzewania jej masy, lecz także na skutek przekazywania energii falowej, wytworzonej między otoczką gazów a samą kroplą. Wewnątrz kropli istnieje intensywny ruch wirowy, tym większy, im większe występują gradienty temperatur wnętrza kropli i ośrodka ją otaczającego. Małe wymuszenia, jakie powstają wokół kropli i w jej wnętrzu pod wpływem różnych objętości cząsteczek przed krakowaniem i po nim, odwodornienia, częściowego utlenienia, impulsów zmian ciśnienia w ośrodku gazowym, otaczającym kroplę, powodują niestabilność kształtu kropli. Siły inercji, nateżenia powierzchniowego, aerodynamiczne, reakcji, wynikającej z nierównomiernego spływania par z różnych części powierzchni kropli rzadko znoszą się wzajemnie. Do tego może dołączyć się działanie pulsacyjne opływającego kroplę turbulentnego strumienia [45]. Powstają zaburzenia miejscowych prędkości parowania, powodujące rodzaj rezonansu w udziale masy utleniacza, ciepła reakcji w odniesieniu do entalpii swobodnego strumienia, przy czym występują jednocześnie zmiany ciśnienia w polu stojącej fali dźwięku [46]. Po przekroczeniu granicznej częstotliwości oscylacji lokalna prędkość parowania dąży do nieskończoności. Dyfuzja wówczas nie jest zdolna wyrównać pola temperatur. Powstają duże gradienty temperatur w sąsiedztwie powierzchni kropli i duże prędkości parowania. Pulsacyjne wahania temperatur, wywołane niestabilnymi gradientami ciśnienia prowadzą ku

punktowi spiętrzenia [47]. Kropla eksploduje. Im większe będą prędkości parowania, tym mniejszy powinien być okres indukcji, po którym następuje detonacja kropli. Im większa kropla, tym łatwiej u niej o powstanie opisanych zjawisk niestabilnego parowania, więc powinna ona wybuchać przy niższej temperaturze strumienia ją opływającego. Zjawisko detonacji kropli określonych rozmiarów powinno występować po uprzednio zauważonych słabych wybuchach w temperaturach niższych. Dla kropeł małych czas indukcji i temperatura detonacji mogą znacznie odbiegać od zaobserwowanych dla kropeł dużych. Wprowadzając ciecz obojętną, np. wodę, autor zamierzał sprawdzić, czy reakcja chemicznego spalania w cieczy kropli jest jedynym i istotnym czynnikiem wywołującym eksplozję. Jeśli opisane wyżej zjawiska rezonansu grają decydującą rolę, kropla wody powinna tak samo wybuchać, jak to ma miejsce w przypadku kropeł paliwa, gdyż będzie ona podlegała uderzeniu cieplnemu tego samego rzędu, a zmiany w poziomie energii wirowania i wibracji cząsteczek niekoniecznie muszą być wywołane przez doprowadzenie ciepła. Wydaje się prawdopodobne, że eksplozję kropli można wywołać przez doprowadzenie pewnego niezbędnego kwantum energii w bardzo krótkim czasie. Rodzaj tej energii może być różny (falowy, cieplny), byle jej natężenie w czasie było dostateczne na osiągnięcie takiego poziomu energetycznego jej atomów, iż dalej siły międzycząsteczkowe nie są w stanie zabezpieczyć spójności jej materii.

#### 6. Parametry procesu parowania i eksplozji kropeł będącego przedmiotem badań doświadczalnych i teoretycznych

Złożoność zjawisk w procesie parowania kropli spowodowała powstanie licznych empirycznych wzorów, opartych na badaniach paliw jednorodnych i nie uwzględniających pracy komory w warunkach eksplozji kropeł. Przez badania kropeł w strefach ich eksplozji zamierzamy znaleźć zależności, umożliwiające obliczanie prawidłowej i bezpiecznej komory spalania. Parametry badane to: czas życia kropli  $t_{pk}$ , masowa prędkość parowania  $w^+$ , graniczna temperatura strumienia  $t_{gr}$ , w której kropla eksploduje mając masę graniczną  $m_{gr}$ . Wykorzystując wzór

Johnstone [48] i Fróslinga [49] możemy przedstawić czas życia kropli jak następuje:

$$m_k^{1/2}/z - 3m_k^{1/3}/2z^2 + 3m_k^{1/6}/z^3 - 3 \ln(1+zm_k^{1/6})/z^4 = U_p \cdot t_{pk}, \quad (27)$$

gdzie:  $U_p = 3,898(M_a \Delta p D P^+) / (R_m T_s r^p b z \gamma_c^{1/3})$ ,

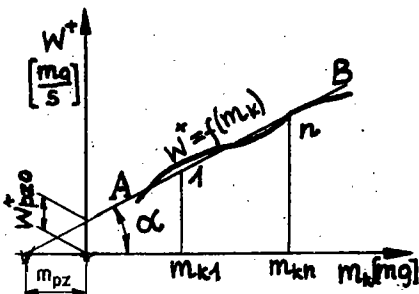
$$z = 0,30857 S_c^{1/3} [(u_g \gamma_p) (\delta_c^{1/3} \eta_g \epsilon)]^{1/2}.$$

Zmienność parametrów  $U_p$  i  $z$  ze zmianą temperatury strumienia pozwala jedynie orientacyjnie ocenić, że dla obranej masy kropli czas parowania jest odwrotnie proporcjonalny do temperatury i prędkości względnej strumienia. Praktycznie zależność  $t_{pk} = f(T)$  można uzyskać badając każde nowe paliwo; dzieląc masę kropli przez czas życia kropli w komorze spalania otrzymujemy: wzór: na masową prędkość parowania  $w^+$

$$w^+ = m_k/t_{pk} = m_k B / (m_k^{1/2} z^3 - 3m_k^{1/3} z^2 / 2 - 3m_k^{1/6} z - 3 \ln(1-m_k^{1/6})), \quad (28)$$

gdzie:  $B = U_p z^4$ .

Z analizy tego wzoru wynika, że prędkość masowa jest prawie że liniową funkcją początkowej masy kropli i temperatury



Rys.1

strumienia. Przez eksperymentalne ustalenie masowych prędkości parowania dla kropek o masach

$m_{k1}, \dots, m_{kn}$  otrzymamy krzywą

$w^+ = f(m_k)$ , dla której znajdziemy taką prostą AB, iż różnice w odczycie  $w^+$  z tej prostej będą mało różniły się od odczytów z krzywej. Ta prosta AB (rys.1)

odetnie nam na rzędnej pozorną masową prędkość zerową  $w_{pzo}^+$  dla masy nieskończenie małej, a na odciętej  $-m_{pz}$  masę pozorną. Stąd otrzymujemy

$$w^+ = (m_k + m_{pz}) U_a \operatorname{tg} \alpha = w_{pzo}^+ + m_k U_a \operatorname{tg} \alpha. \quad (29)$$

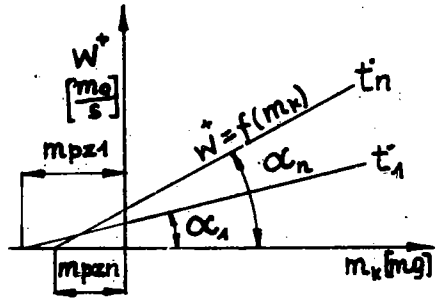
Możemy również ustalić  $m_{pz}$  i  $\operatorname{tg} \alpha$  śr analitycznie: znajdujemy dla małego przyrostu  $\Delta m_k$  odpowiadające im  $\Delta w^+$



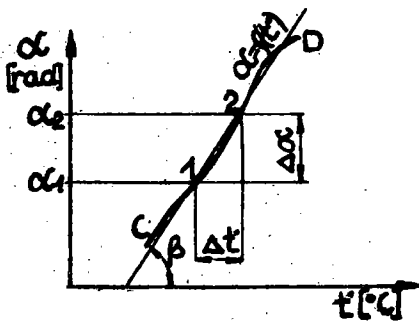
i wyliczamy  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta w^+}{\Delta m_k}$ ; następnie obieramy coraz dalsze przedziały  $\Delta m_k$  otrzymując  $\operatorname{tg} \alpha_1, \dots, \operatorname{tg} \alpha_n$ . Odrzucając skrajne wartości uzyskujemy średnią wartość  $\operatorname{tg} \alpha_{\text{sr}}$ . Następnie obliczamy kilka wartości masy pozornej  $-m_{\text{pzi}} = m_{\text{ki}} - w_i^+ / \operatorname{tg} \alpha_{\text{sr}}$  ( $i=1, \dots, n$ ) i znajdujemy jej średnią wartość. Interesujące nas masowe prędkości parowania będziemy wyliczać według wzoru

$$w^+ = (m_k + m_{\text{pz}}) \operatorname{tg} \alpha_{\text{sr}} \quad (30)$$

Obliczenia powyższe dotyczą pomiarów dla jednej temperatury strumienia gazu, omywającego badane krople. Eksperymentując w innych temperaturach strumienia dla tego samego zakresu mas krotek otrzymamy dla każdej temperatury inną krzywą i jak poprzednio dobierzemy odpowiednie proste. Jeśli okaże się, że wartości  $m_{\text{pz}}$ , zebrane dla poszczególnych temperatur strumienia, leżą bardzo blisko siebie, będziemy mogli znaleźć jedną masę pozorną paliwa badanego dla pewnego zakresu temperatur strumienia, omywającego krople o masach badanych (rys.2). Kąty pochylenia prostych AB, zebrane w funkcji temperatury strumienia omywającego krople, mogą wykazać pewną pre-



Rys.2



Rys.3

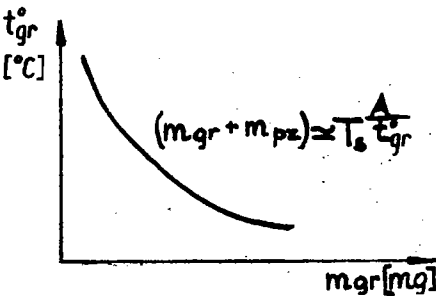
średnią wartość współczynnika kierunkowego i znaleźć na wykresie  $w^+ = f(m_k)$  średnią masową prędkość parowania w obranym przedziale temperatur  $\Delta t^0$ , dla danej masy początkowej krop-

temperatury strumienia omywającego krople, mogą wykazać pewną przewidywalność, dla każdego paliwa inną, która stanie się dla naszej metody charakterystyczną cechą paliwa badanego (rys.3). Znając zależność  $\alpha = f(t^0)$  będziemy mogli dla danego przedziału temperatur, założonego w projektowanej komorze spalania, wyliczyć

li. Następnie wyliczamy czas parowania tej kropli w tym przedziale  $t_{pk}$ , którego wartość wchodzi do wyrażenia na charakterystyczną długość komory spalania  $L^+$ . W ten sposób będziemy mogli uniezależnić się od poszukiwania zmienności: średnicy kropli, dyfuzji masowej, ciężaru właściwego cieczy itp., jednocześnie uwzględniając je dzięki oparciu parametru  $t_{pk}$  na rzeczywistych warunkach, panujących w obranym przedziale temperatur podczas parowania kropli. W obszarach mas kropel i temperatur strumieni, niebezpiecznych dla pracy komory wobec pojawiających się eksplozji kropel, zwłaszcza przy ich parowaniu w czystym tlenie, będziemy szczególnie starannie badać stany graniczne; ustalone masy i temperatury w tych stanach nazwiemy granicznymi. Według autora wzajemna zależność masy kropli i temperatury granicznej strumienia, w której ona eksploduje może być wyrażona wzorem

$$(m_{gr} + m_{pz}) \simeq T_s^{A/t_{gr}^o} \quad (31)$$

Badając konkretne paliwo o znanej ze stabilnego parowania masie pozornej znajdziemy krzywą stanów granicznych eksplozji



Rys.4

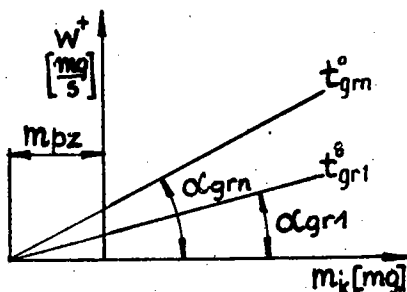
kropel w funkcji ich masy i temperatury strumienia, z której wyliczymy stałą  $A$  (rys.4).

Wówczas dla każdej temperatury strumienia będziemy mogli odczytać masę graniczną kropli lub ją wyliczyć z zależności

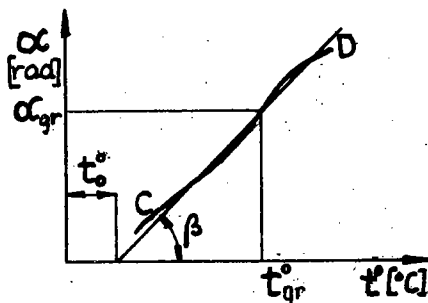
$$m_{gr} \simeq T_s^{A/t_{gr}^o} - m_{pz} \quad (32)$$

Jeśli granica parowania stabilnego i eksplozyjnego dla różnych paliw węglowodorowych ułoży się w postaci krzywej ciągłej postaramy się wzór (31) zmodyfikować, aby był słuszny dla kilku paliw węglowodorowych. Dla znanych stanów granicznych (masy i temperatury) odczytamy z wykresu  $w^+ = f(m_k)$ , sporządzonych dla parowania kropel w czystym tlenie, masowe graniczne prędkości parowania  $w_{gr}^+$  oraz kąty  $\alpha_{gr}$  (rys.5). Zestawiając otrzymane wartości kątów  $\alpha_{gr}$  w funkcji tempera-

tury strumienia otrzymamy krzywą, która według analizy wielkości rzutujących na zależność  $\alpha^{\circ} = f(t^{\circ})$  powinna oscylować wokół prostej o stałym pochyleniu  $\beta^{\circ}$  względem osi temperatury



Rys. 5



Rys. 6

strumienia. Załóżmy, że znaleźliśmy taką prostą, to (rys. 6) wówczas będziemy mogli napisać

$$\alpha_{gr}^{\circ} = U_{\beta} \Delta t^{\circ} \operatorname{tg} \beta, \quad (33)$$

gdzie  $\Delta t^{\circ} = t_{gr}^{\circ} - t_0^{\circ}$ ,

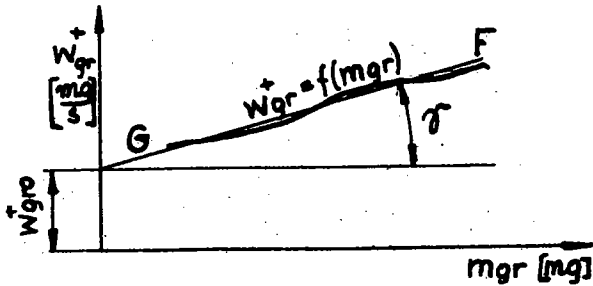
$U_{\beta}$  - stała.

Dla dowolnej temperatury granicznej z wykresu  $\alpha^{\circ} = f(t_{gr}^{\circ})$  będziemy mogli odczytać  $\alpha_{gr}^{\circ}$ , a przechodząc na wykres  $w^+ = f(m_k)$  sporządzony dla czystego tlenu, znajdziemy  $w_{gr}^+$  dla określonej masy granicznej kropli. Nanosząc znalezione w wyniku badań wartości  $w_{gr}^+$  w funkcji masy granicznej  $m_{gr}$  otrzymamy nową krzywą. O jej charakterze możemy wnioskować z przekształcenia wzoru (31) do postaci

$$A \log T_s / \log(m_{gr} + m_{pz}) = t_{gr}^{\circ}, \quad (34)$$

ponieważ  $T_s$ ,  $A$ ,  $m_{pz}$  są stałymi więc wzrost masy kropli badanej i eksplodującej w strumieniu tlenu wymaga mniejszej granicznej temperatury strumienia tlenu. Obniżenie tej temperatury wywołuje spadek masowej granicznej prędkości parowania. Może więc okazać się, że zmiana masowej prędkości parowania w funkcji masy granicznej jest niewielka (rys. 7) i będzie ją można przedstawić jako funkcję liniową według wzoru

$$w_{gr}^+ = w_{gro}^+ + m_{gr} \left( \frac{dw_{gr}^+}{dm_{gr}} \right). \quad (35)$$



Rys.7

Graniczna masowa prędkość parowania  $w_{gro}^+$  określona jest przez przecięcie się prostej GF z rzędną wykresu (rys.7). Zmiennosc  $w_{gr}^+$  wyrazimy następująco

$$w_{gr}^+ = w_{gro}^+ + m_{gr} U_{\delta} \operatorname{tg} \delta. \quad (36)$$

Wstawiając do wzoru (29) graniczne wartości masy i kąta  $\alpha$  z (31) i (33) otrzymamy wyrażenie na graniczną masową prędkość parowania w innej postaci:

$$w_{gr}^+ = (m_{gr} + m_{pz}) U_{\alpha} \operatorname{tg} [U_{\beta} \Delta t^{\circ} \operatorname{tg} \beta] \quad (37)$$

lub

$$w_{gr}^+ = T_s^A / t_{gr} U_{\alpha} \operatorname{tg} [U_{\beta} \Delta t^{\circ} \operatorname{tg} \beta] \quad (38)$$

Podobnie jak poprzednio możemy analitycznie wyznaczyć współczynnik kierunkowy prostej GF (rys.7). W tym celu obieramy przedziały mas granicznych  $m_{gr}$  dla różnych przedziałów im odpowiadających temperatur granicznych i wyliczamy różnice masowych prędkości granicznych parowania  $w_{gr}^+$ , a następnie wartości współczynnika kierunkowego  $\operatorname{tg} \delta_1 \dots \operatorname{tg} \delta_n$  według zależności

$$(w_{gr1}^+ - w_{gr2}^+) / (m_{gr1} - m_{gr2}) = \operatorname{tg} \delta_1. \quad (39)$$

Dla określonego przedziału mas granicznych znajdziemy średnią wartość współczynnika kierunkowego prostej, spełniającego warunek dokładności przez nas założony. Wówczas dla tego przedziału będziemy mogli wyliczyć z (36) graniczną prędkość zerową  $w_{gro}^+$  i wyniki nanieść na wykresie, który umożliwi nam odczyt  $w_{gr}^+$  dla kropeł o masach innych niż badane. Dla

projektowanej komory spalania z samych założeń znane są temperatury na początkowej drodze kropli w komorze, kiedy jej masa jest największa. Określając z rys.4 lub wzoru (32) masę graniczną  $m_{gr}$  możemy, ustalić  $w_{gr}^+$ , przy której praca komory będzie jeszcze bezpieczna. Dzieliąc masę graniczną przez masową prędkość graniczną parowania otrzymamy niezbędny, tj. graniczny czas parowania kropli w komorze  $t_{pgr}$ , który wstawiamy do wzoru (23) i określamy graniczną charakterystyczną długość komory  $L_{gr}^+$  spalania, niezbędną do obliczenia jej objętości.

Oznaczenia brakujące w tekście i objaśnienia

- $A_{ks}$  - powierzchnia przekroju komory [ $m^2$ ];  $a$  - prędkość dźwięku [ $m/s$ ],  
 $A'$  - powierzchnia prześwitu gardła dyszy silnika raketowego [ $m^2$ ],  
 $D$  - współczynnik dyfuzji [ $cm^2/s$ ];  $E_m$  - energia aktywacji molowa [ $J/mol$ ],  
 $R_m$  - stała molowa gazów [ $J/mol^{\circ}K$ ];  $T_p$  - temperatura obszaru pośred. [ $^{\circ}K$ ],  
 $T_k$  - temperatura w komorze [ $^{\circ}K$ ];  $M_a$  - ciężar molowy par w filmie [ $kg$ ],  
 $S_c$  - liczba Schmidta;  $g$  - przyspieszenie ziemskie [ $m/s^2$ ],  
 $P^+$  - ciśnienie całkowite [ $N/cm^2$ ];  $u_g$  - względna prędkość gazu [ $m/s$ ],  
 $P_{bz}$  - ciśnienie cząstkowe medium nie dyfundującego [ $N/m^2$ ],  
 $U_{\alpha, \beta, \delta}$  - stała skali wykresu;  $\delta_{g, c, p}$  - ciężar właściwy gazu, cieczy, par [ $\frac{kg}{m^3}$ ],  
 $x$  - część spalonego paliwa;  $\sigma$  - udział palnych składników w  $1 m^3$ ,  
 $\beta_o$  - łączna ilość utleniacza i paliwa na  $m^3$  paliwa [ $m^3/m^3$ ],  
 $\Delta$  - współczynnik molekularnej zmiany objętości,  
 $P_o$  - ciśnienie 9,806 65 [ $N/m^2$ ];  $T_o$  - temperatura odniesienia  $295^{\circ}K$ .

Bibliografia

- [1] Sanger, Raketenflugtechnik, Munchen und Berlin, 1933.
- [2] Himpan Joseph The Calculation of the Volume of Rocket Combustion Chambers, Paryż 1950.
- [3] Wiśniewski J.: Podstawy teoretyczne konstrukcji broni rakietowej GIM, 1951 t.II, Broń rakietowa (dzieło zbiorowe).
- [4] Wiśniewski J.: Współczesna artyleria rakietowa, t.I. Teoria, IMP, 1953.
- [5] Baxter A.: Komory spalania silników rakietowych, Journal of the British Interplanetary Society, 13, no 3, 1956.
- [6] Sutton G.P. Rocket Propulsion Elements John Willey Sons Inc 1956.
- [7] Heidmann M.F.: Propellant Vaporization as Criterion for Rocket Engine Design, NACA RM E57 EO3, 1957.
- [8] Priem R.I.: Propellant Vaporization as Criterion, NASA TN 3883/58.
- [9] Isoda H., Kumagai S.: New Aspect of Droplet Combustion, Seventh Symposium (International) on Combustion, London 1959.
- [10] Iliaszenko S.M.: Izw, wysz. uczebn. zawied. Aviac. techn. 1960 s.72.
- [11] Priem R.J., Heidmann M.F.: NACA TR R-67, 1960.
- [12] Williams F.A.: Liquid Rockets and Propellants, Ac. Press MY 1960.
- [13] Ross P.A., El-Wakil M.M.: Issledowanije rakietnych dwigatelej na židkom topliwie MIR, Moskwa 1964.
- [14] Dykema O.W., Gréene S.A. Issledowanije rakietnych dwigatelej na židkom topliwie MIR, Moskwa 1964 (Londyn 1960).
- [15] Sanchez Tarifa C. Perez del Notario, Garcia Moreno F.: Eight Symposium (International) on Combustion Londyn 1961.
- [16] Siemienow N.N.: Kinytika chemiczna i reakcja łańcuchowa, Wiadomości Akademii Nauk ZSRR IV no 4, 1957.
- [17] Hall A.R.: Eight Symposium (International) on Combustion Londyn 1961.
- [18] Reichenbach R., Squires D., Penner S.S.: Eight Symposium (International) on Combustion. Butterworth and Company Ltd Londyn 1961.

- [19] Ingebo R.D.: Eight Symposium (International) on Combustion, Williams and Wilkins Baltimore 1960.
- [20] Webber W.T.: Eight Symposium..., Baltimore 1960.
- [21] Rabin E, Schollenmuller A.R.: OSR 60-75, 1960.
- [22] Cramer F.B.: Ninth Symposium on Combustion A.P.N.Y., London 1963.
- [23] Lambriris S., Combs L.P., Levine R.S.: Fith Colloquium of the Combustion and Propulsion Panel AGARD, Germany 1962.
- [24] Iliaszenko S.M., Tałantow A.W.: Teoria i rasczet priamotocznych kamier sgoranija. Moskwa 1964.
- [25] Wójcicki S.: TWT Warszawa 1957.
- [26] Watson E., Clarke J.: Jour. of Institue of Fuel, 21, HE 116, 1947.
- [27] Taylor G.J.: Quort. J. Mech. and Appl. Math. 3, s.129-139, 1950.
- [28] Fraser R.P.: Inst. Mech. Engrs. and Am.Soc.Mech.Engrs 2.32.1955.
- [29] Longwell J.P.: Chem. Eng. Sc. D. Thesis, Mass. Inst. Technol. 1943.
- [30] Joyce J.R.: J.Inst. Fuel 22, 150, 1949.
- [31] Radcliffe A.: Proc. Inst. Mech. Engrs. 169, s.93-100, 1955.
- [32] Carlisle D.R.: Proc. Inst. Mech. Engrs. 169, s.101-103, 1955.
- [33] Baron T.: Chem. Eng. Progr. 50 s.73-76, 1954.
- [34] Wiśniewski J.: Termodynamiczna zależność pomiędzy objętością komory spalania w silniku raketowym a powierzchnią gardła dyszy. Praca zgłoszona na PW Warszawa 1953.
- [35] Weber K.: Silniki wewnętrzznego spalania, ONTJ NKGB, SSSR, 1936.
- [36] Boładaniuk W.: Technika raketowa, Warszawa czerwiec 1957.
- [37] Troesch H.: Chemia Ingenieur-Technik, 26, no 6, (suppl) s.510, 1954.
- [38] Priem R.I.: NACA TN 3988, 1957.
- [39] Morris D.H., Wójcicki S., Oppenheim A.K.: NASA Grant NsG-702. 1966.
- [40] Guhman A.A., Iliuhin N.W.: GNT IML, Moskwa, 1951.
- [41] Ciborowski J.: Inżynieria Chemiczna, Warszawa 1955.

- [42] Siniariew G., Dobrowolski M.: Sil. rakiet. na paliwo ciekłe. Moskwa, 1955.
- [43] Paneth F., Hofeditz W.: Ber Deut. Chem. Ges. 62, 1955.
- [44] Rice F.O., Johston W.R., Evering B.L.J.: Am. Chem. Soc. 54, 3329. 1932.
- [45] Rauszenbach B.G., Bielyj S.A., Biecpałow J.W., Borodaczew W., Wołyńskij M.S., Prudnikow A.G.: Moskwa, Maszynostrojnie 1964.
- [46] Stefanowski B., Staniszewski B.: Termodynamika techniczna. PWN. Warszawa 1959 r.
- [47] Szymanik R.: Analiza pracy niechłodzonego sil. rak. Biul. WAT 1960.
- [48] Johstone H.F.: Ind. Eng. Chem. 42, 2293 (1950).
- [49] Frosling E.: Beitr. Geophys. 52,170 (1938).

#### Резюме

#### Термодинамический метод исчисления объема камеры сгорания ракетного двигателя

Содержанием диссертации является теория исчисления объема камеры сгорания на основании изобретенного свойства ракетных топлив в процессе испарения и взрыва капли этих топлив. Предоставляется возможность строительства безопасных и наиболее экономических камер.

#### Summary

#### Thermodynamic Method of Calculation of the Volume of the Combustion Chamber of a Rocket Engine

This work contains the theory of calculation of the volume of the combustion chamber of a rocket engine on the basis of the discovered property of rocket fuels in the evaporation process and explosion of the drops of these fuels. This method enables the construction of safe and most economical chambers.