

## 4. TWORZENIE MIESZANKI PALNEJ

Jednym z zasadniczych elementów właściwej organizacji procesu spalania jest racjonalnie przeprowadzone wytwarzanie mieszanki palnej, na które składa się sposób doprowadzania paliwa i utleniacza do komory spalania oraz ich wzajemny ruch w komorze połączony z dyfuzją. Wszystkie te części składowe procesu tworzenia mieszanki zależą przede wszystkim od stanu fizycznego paliwa i utleniacza. Poza silnikami raketowymi utleniacz jest zawsze w stanie gazowym, paliwo natomiast w jednym z trzech stanów fizycznych: gazowym, ciekłym lub stałym.

Z wielu powodów jednak (głównie w celu zwiększenia szybkości przebiegu poszczególnych procesów elementarnych) dąży się w przeważającej ilości przypadków, aby paliwo ciekłe — przez rozpylanie, a paliwo stałe — przez wstępne rozdrobnienie upodobnić, pod względem zdolności mieszania się z utleniaczem, do gazu.

### 4.1. Zjawisko dyfuzji w procesie tworzenia mieszanki palnej

Wymiana masy na powierzchni palących się kropeł lub cząstek paliwa stałego oraz w procesie homogenizacji mieszanek gazowych zachodzi na drodze dyfuzji molekularnej i turbulentnej.

Dyfuzja molekularna polega na samoistnym mieszaniu się dwu lub kilku nieporuszających się (w sensie makroskopowym) składników zamkniętych w określonej przestrzeni.

Mieszanie to jest spowodowane nieuporządkowanymi ruchami cieplnymi poszczególnych drobin.

Dyfuzję molekularną mogą wywołać dwie przyczyny: gradienty koncentracji składników nieprzedzielonych materialną przegrodą oraz gradienty temperatury, w wyniku działania których, przepływ masy jest zjawiskiem towarzyszącym przepływowi ciepła (termodyfuzja). Przy niewielkich gradientach temperatury dla gazów o zbliżonej gęstości wpływ termodyfuzji można zaniedbać. Wtedy szybkość dyfuzji molekularnej między dwoma warstwami gazu różniącymi się koncentracją dyfundującego składnika jest określona równaniem Ficka

$$g = \frac{dm_d}{d\tau} = -D_M \frac{dC}{dz} \quad [4.1]$$

gdzie:  $D_M$  — współczynnik dyfuzji molekularnej,

$\frac{dC}{dz}$  — gradient koncentracji dyfundującego składnika,

$m_d$  — masa dyfundująca przez jednostkę pola powierzchni,

$\tau$  — czas.

Znak minus w wyrażeniu [4.1] oznacza, że gradient koncentracji jest skierowany przeciwnie do strumienia masy. Współczynnik dyfuzji  $D_M$  jest równy ilości gazu, która zostaje przetransportowana w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni, gdy różnica koncentracji na jednostce długości jest równa jedności.

Szybkość dyfuzji gazu jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z jego masy molowej  $\mu$ . Dlatego dla dyfuzji dwu gazów w dowolnym trzecim, będzie ważna zależność

$$\frac{g_1}{g_2} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}} \quad [4.2]$$

Kinetyczna teoria gazów dostarcza następującego wyrażenia na współczynnik dyfuzji molekularnej

$$D_M = \frac{1}{3} \bar{\lambda}_d \bar{c} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad [4.3]$$

gdzie:  $\bar{\lambda}_d$  — średnia długość drogi swobodnej cząsteczki,  
 $\bar{c}$  — średnia prędkość ruchu postępowego cząsteczki.

Ponieważ średnia długość drogi swobodnej jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia, taka też zależność istnieje między współczynnikiem dyfuzji molekularnej i ciśnieniem. Z równania [4.3] wynika także, że wzrost temperatury (przez wzrost  $\bar{c}$ ) prowadzi do zwiększenia współczynnika dyfuzji molekularnej. Ogólnie więc wpływ ciśnienia i temperatury na wartość współczynnika dyfuzji jest określany zależnością

$$\frac{D_M}{D_{M0}} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^n \frac{p_0}{p} \quad [4.4]$$

Wykładnik potęgowy  $n$  w tym równaniu zmienia się od 1,5 do 2,0 (dla gazów rzeczywistych jest rzędu 1,7, dla par bliski 2,0).

Procesowi molekularnej dyfuzji mogą towarzyszyć:

- przewodzenie ciepła, gdy między warstwami, między którymi zachodzi dyfuzja, występują gradienty temperatury,
- wymiana pędu, gdy między warstwami, między którymi zachodzi dyfuzja, występują gradienty prędkości.

Wszystkie te zjawiska, objęte wspólną nazwą wymiany molekularnej, są oparte o ten sam mechanizm związany z cieplnymi ruchami cząsteczek. Dlatego opisują je równania różniczkowe analogiczne do równania [4.1]:

dla przewodzenia ciepła

$$\frac{q}{c_p \varrho} = a_M \frac{dT}{dz} \quad [4.5]$$

dla wymiany pędu

$$\tau = \nu_M \frac{dw}{dz} \quad [4.6]$$

gdzie:  $z$  — współrzędna prostopadła do kierunku przepływu laminarnego,  
 $q$  — strumień ciepła,  
 $\varrho$  — gęstość,  
 $c_p$  — ciepło właściwe,

$a_M = \frac{\lambda_M}{\varrho c_p}$  — współczynnik wyrównania temperatury,  
 $\lambda_M$  — współczynnik przewodzenia ciepła,



$\tau$  — napężenie styczne,  
 $\nu_M$  — lepkość kinematyczna (molekularna),  
 $T$  — temperatura,  
 $w$  — prędkość przepływu.

Analogia między tymi zjawiskami jest tak bliska, że współczynniki proporcjonalności w równaniach [4.1], [4.5] i [4.6], a więc współczynniki dyfuzji, wyrównania temperatury i lepkości kinematycznej, co do rzędu wartości są sobie równe i równają się pojęciowo bardziej ogólnej wielkości — współczynniki wymiany molekularnej  $A_M$

$$D_M \approx a_M \approx \nu_M \approx A_M \quad [4.7]$$

Wielkościami charakteryzującymi właściwości fizyczne czynnika oraz określającymi rzeczywiste związki między  $D_M$ ,  $a_M$  i  $\nu_M$  są liczby podobieństwa:

$$\text{Prandtla} = Pr = \nu_M / a_M$$

$$\text{Schmidta} = Sc = \nu_M / D_M$$

$$\text{Lewisa} = Le = Sc / Pr = a_M / D_M$$

Gdyby równanie [4.7] było ściśle, to znaczy, gdyby występowały w nim znaki równości zamiast znaków przybliżenia, wtedy istniałaby ważna dla wszystkich gazów zależność

$$Pr = Sc = Le = 1$$

i rozkłady prędkości, koncentracji oraz temperatury w procesie mieszania pokrywałyby się.

W ten sposób wartości tych liczb (różniące się od jedności) charakteryzują różnice odpowiednich rozkładów (na przykład liczba  $Sc$  charakteryzuje różnicę w rozkładzie prędkości i dyfuzji (rys. 4.3)).

W tablicach 4.1 i 4.2 podano wartości liczb Prandtla, Schmidta i Lewisa oraz współczynniki dyfuzji molekularnej dla różnych gazów.

Tablica 4.1

WARTOŚĆ LICZB PRANDTLA, SCHMIDTA I LEWISA

Gaz	$Pr = \frac{\nu_M}{a_M}$	$Sc = \frac{\nu_M}{D_M}$	$Le = \frac{a_M}{D_M}$
Powietrze	0,71	—	—
Tlen	0,72	0,747	1,04
Azot	0,705	—	—
Tlenek węgla	0,74	0,72	0,98
Wodór	0,69	0,218	0,31
Para wodna	0,72	0,62	0,866
Dwutlenek węgla	0,78	0,95	1,22
Metan	0,734	0,74	1,01

Tablica 4.2

WSPÓŁCZYNNIKI DYFUZJI DLA RÓŻNYCH GAZÓW W POWIETRZU  
PRZY CIŚNIENIU 1 BAR

Gaz	Temperatura °K	$D_M$ cm <sup>2</sup> /s	Gaz	Temperatura °K	$D_M$ cm <sup>2</sup> /s
Wodór	273	0,611	Etan	273	0,108
Para wodna	273	0,216	Propan	273	0,088
Tlen	273	0,178	Butan	273	0,075
Dwutlenek węgla	293	0,160	Pentan	273	0,067
Metan	273	0,196			

Rozważony powyżej przypadek dyfuzji dotyczy wyłącznie czynnika znajdującego się w bezruchu lub w poprzecznym (do kierunku dyfuzji) przepływie laminarnym.

Ogólnie jednak biorąc wymiana masy i ciepła urzeczywistnia się tak w wyniku cieplnych ruchów cząsteczek, jak i wskutek przepływu strugi, a więc ruchu o charakterze makroskopowym, zgodnym co do kierunku, z kierunkiem dyfuzji. W tym przypadku równania dyfuzji i przewodzenia przyjmują następującą postać

$$g_z = -D_M \frac{dC}{dz} + w_z c$$

$$\frac{q_z}{c_p \varrho} = -a_M \frac{dT}{dz} + w_z T$$

gdzie:  $g_z$ ,  $q_z$  — strumienie masy i ciepła w kierunku osi  $z$ ,  
 $c_p$  — ciepło właściwe,  
 $T$  — temperatura,  
 $\varrho$  — gęstość,  
 $w_z$  — składowa prędkości w kierunku osi  $z$ ,  
 $C$  — koncentracja.

W przepływie laminarnym (zgodnym co do kierunku z dyfuzją) poszczególne strugi elementarne poruszają się po ustalonych torach, a wymiana masy jest określona prędkością przepływu, gradientem koncentracji i współczynnikiem molekularnej dyfuzji.

W przepływie turbulentnym w każdym punkcie strugi prędkość zmienia się w czasie co do kierunku, i co do wartości. Miara tych zmian, o czym już była mowa w poprzednim rozdziale, jest prędkość pulsacji

$$w' = w - \bar{w}$$

gdzie:  $w$  — prędkość przepływu w danej chwili i danym punkcie,  
 $\bar{w}$  — średnia prędkość przepływu w tym punkcie.

Składowa prędkości pulsacji w poprzek przepływu przyczynia się do uintensywnienia wymiany masy ciepła i pędu z jednej warstwy poruszającej się strugi do drugiej dzięki przemieszczaniu oddzielnych elementów płynu, których rozmiar jest określony skalą turbulencji.

Miedzy wymianą molekularną i turbulentną istnieje pewna analogia. W dyfuzji molekularnej masa przenosi się wskutek nieuporządkowanego cieplnego ruchu cząsteczek charakteryzującego się średnią ich prędkością  $\bar{c}$  i średnią drogą swobodną  $\lambda_d$ . W dyfuzji turbulentnej wymiana masy zachodzi jako następstwo nieuporządkowanego ruchu elementarnych objętości płynu. Wielkościami charakteryzującymi ten ruch jest średnia kwadratowa prędkości pulsacji  $\sqrt{w'^2}$  oraz droga mieszanina  $L_M$  równa skali turbulencji Lagrange'a  $L_L$ . Przez analogię do współczynnika wymiany molekularnej (równania [4.3] i [4.7]), wprowadzono pojęcie współczynnika wymiany turbulentnej i określono go zależnością

$$A_T = \sqrt{w'^2} L_M \quad [4.8]$$

W ustalonym przepływie turbulentnym przez przewód o przekroju kołowym wielkości charakteryzujące turbulencję zmieniają się wzdłuż promienia. Zmiany te przedstawiono na wykresach rys. 4.1. Wynika z nich, że w pobliżu ścianki wartości intensywności i skali turbulencji zbliżają się do zera. Maksymalne wartości intensywności turbulencji są



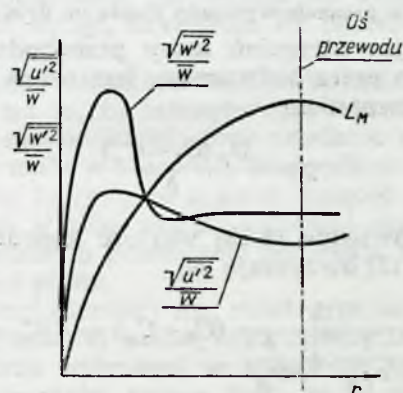
osiągane w odległości 0,2 promienia od ścianki. Skala turbulencji ma natomiast paraboliczny charakter rozkładu z maksimum w osi strugi. Średnie wartości wielkości  $A_T$  dla przepływu w przewodzie można określić z zależności

$$\frac{\bar{A}_T}{wd} = 9 \cdot 10^{-3} Re^{-0,16}; \quad \text{dla} \quad Re = 10^4 - 10^5 \quad [4.9]$$

i

$$\frac{\bar{A}_T}{wd} = 1,1 \cdot 10^{-3} = \text{const}; \quad \text{dla} \quad Re > 10^5 \quad [4.10]$$

gdzie  $d$  — średnica przewodu.



Rys. 4.1. Rozkład wielkości charakteryzujących turbulencję w przewodzie o przekroju kołowym wzdłuż promienia:  $r$  — promień,  $\frac{\sqrt{w'^2}}{w}$  — składowa osiowa intensywności turbulencji,  $\frac{\sqrt{u'^2}}{w}$  — składowa promieniowa intensywności turbulencji,  $L_M$  — droga mieszania.

Przy  $Re > 10^5$  przepływ staje się samopodobny, dzięki czemu stosunki  $\frac{\sqrt{w'^2}}{w}$  i  $\frac{L_M}{d}$  nie zależą od wartości liczby Reynoldsa.

Zjawiska dyfuzji, przewodzenia ciepła i wymiany pędu w przepływie turbulentnym opisują analogiczne równania, jak dla przepływu laminarnego (równania [4.1], [4.5] i [4.6]). Zmianie ulegają jedynie współczynniki proporcjonalności, których wartość znacznie rośnie. I w tym przypadku jest ważna zależność

$$D_T \approx a_T \approx \nu_T \approx A_T \quad [4.11]$$

gdzie:  $D_T$  — współczynnik dyfuzji turbulentnej,

$a_T$  — współczynnik turbulentnego wyrównania temperatury,

$\nu_T$  — współczynnik lepkości w przepływie turbulentnym.

W celu obliczenia ilości dyfundującego czynnika z turbulentnego strumienia do powierzchni ciała stałego (na przykład w procesie zgazowania węgla kamiennego) wprowadza się, zgodnie z uproszczonym ale przejrzystym modelem Prandtla, pojęcie podwarstwy laminarnej, która oddziela strumień turbulentny od tej powierzchni. Zakłada się przy tym, że w turbulentnej warstwie przyściennej, przylegającej bezpośrednio do laminarnej podwarstwy, wymiana masy odbywa się wy-

łącznie w wyniku występowania pulsacji turbulentnych; wymiana o charakterze molekularnym nie wchodzi w rachubę. Zakłada się też, że w podstawowym przepływie turbulentnym koncentracja jest wyrównana. Jeśli oznaczy się koncentrację w podstawowej części strugi przez  $C_0$ , koncentrację na powierzchni ciała stałego przez  $C_w$ , a koncentrację na granicy laminarnej podwarstwy o grubości  $\delta$  przez  $C_1$ , to strumień dyfundującego składnika w turbulentnej warstwie granicznej w kierunku powierzchni wyrazi się zależnością

$$g = \alpha_{TM}(C_0 - C_1) \quad [4.12]$$

$\alpha_{TM}$  — współczynnik wnikania masy, analogiczny do takiego samego współczynnika w procesie wymiany ciepła na drodze konwekcji.

Ten sam dyfuzyjny strumień masy przechodzący w kierunku powierzchni ciała stałego przez podwarstwę laminarną można zgodnie z prawem Ficka określić równaniem

$$g = \frac{D_M(C_1 - C_w)}{\delta} \quad [4.13]$$

Wyznaczając z równania [4.12] wartość koncentracji  $C_1$  i wstawiając ją do równania [4.13] otrzymuje się

$$g = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{TM}} + \frac{\delta}{D_M}} (C_0 - C_w) = \beta (C_0 - C_w) \quad [4.14]$$

gdzie

$$\beta = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{TM}} + \frac{\delta}{D_M}}$$

lub

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\alpha_{TM}} + \frac{\delta}{D_M} \quad [4.15]$$

Wielkość  $1/\alpha_{TM}$  jest miarą oporu turbulentnej wymiany masy, natomiast wielkość  $\delta/D_M$  oporem dyfuzji molekularnej. Ponieważ  $\alpha_{TM} \gg D_M/\delta$  to z równania [4.15] wynika, że

$$\beta = \frac{D_M}{\delta} \quad [4.16]$$

W ten sposób obliczenie turbulentnej wymiany masy sprowadza się do obliczenia wyłącznie dyfuzji molekularnej. Szerokość podwarstwy laminarnej związana jest z hydromechanicznymi parametrami przepływu następującą zależnością

$$\frac{\delta}{l} = f(Re, Pr) \quad [4.17]$$

gdzie:  $l$  — charakterystyczny wymiar liniowy,

$Pr = \frac{\nu}{a}$  — liczba podobieństwa Prandla.



Jeśli zamiast wielkości  $\delta$  wprowadzi się w to równanie współczynnik  $\beta$  z równania [4.16] otrzymuje się

$$\frac{D_M}{\beta l} = f(Re, Pr)$$

lub

$$\frac{\beta l}{D_M} = Sh = f(Re, Pr) \quad [4.18]$$

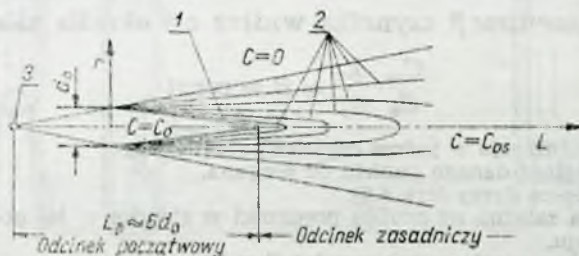
gdzie  $Sh$  — liczba podobieństwa Sherwooda.

Równanie [4.18] ma dogodną postać, przydatną przy opracowywaniu wyników doświadczalnych. Kryterium  $Re$  uwzględnia wtedy hydrodynamiczne własności strugi, kryterium  $Pr$  natomiast — fizyczne własności czynnika.

Porównując procesy molekularnej i turbulentnej wymiany masy należy zwrócić uwagę na to, że intensywność wymiany turbulentnej jest znacznie większa od molekularnej, choć prędkość pulsacji turbulentnych jest niewspółmiernie mała w stosunku do prędkości ruchu cieplnego cząsteczek. Tłumaczy się to tym, że z kolei długość swobodnej drogi cząsteczek jest niewielka w stosunku do całkowitej skali turbulencji oraz że w przepływie turbulentnym przemianie podlegają nie pojedyncze cząstki, ale określone objętości płynu.

Proces dyfuzji turbulentnej ma rozstrzygający wpływ na przebieg zjawisk tworzenia mieszanki palnej oraz mieszania strug gazu (na przykład spalin i powietrza wtórnego) w komorach spalania. Z punktu widzenia tworzenia mieszanki ważne jest, że w wymianie masy bierze udział nie tylko czynnik w stanie gazowym, ale także zawieszone w nim cząstki cieczy (w postaci kropeł) lub ciał stałych (w postaci pyłu).

W związku z tym poniżej zostanie omówiony mechanizm tworzenia mieszanki w swobodnej strudze turbulentnej (wypływającej z dyszy w nieograniczoną przestrzeń wypełnioną gazem). Schemat takiej strugi przedstawiono na rys. 4.2. Jak wykazują doświadczenia charakter roz-

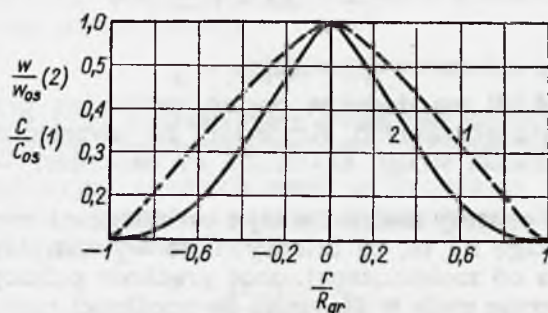


Rys. 4.2. Rozkład koncentracji w swobodnej strudze turbulentnej:  $d_0$  — średnica otworu stanowiącego o początkowym polu przekroju swobodnej strugi,  $r$  — promień,  $L$  — odległość od bieguna,  $C$  — koncentracja,  $C_0$  — koncentracja początkowa w strudze,  $C_{0s}$  — koncentracja na osi strugi, 1 — granica jądra strugi swobodnej, 2 — krzywe stałej koncentracji, 3 — biegun strugi

kładu koncentracji w strudze swobodnej jest podobny do rozkładu prędkości (co wynika z zależności [4.7]).

W jądrze początkowego odcinka strugi, gdzie stała jest prędkość przepływu (o ile nie występuje zjawisko sprężania lub rozprężania), tak samo stała jest koncentracja, równa koncentracji w przekroju wyloto-

wym dyszy. W podstawowym odcinku strugi koncentracja gazu na osi zmniejsza się w miarę oddalania się od bieguna (rys. 4.2). Z badań eksperymentalnych wynika, że krzywe bezwymiarowej prędkości  $\frac{w}{w_{os}}$  i bezwymiarowej koncentracji  $\frac{C}{C_{os}}$  dla dowolnego przekroju strugi w pełni nie pokrywają się (rys. 4.3).



Rys. 4.3. Rozkład bezwymiarowej prędkości i bezwymiarowej koncentracji w przekroju poprzecznym podstawowego odcinka swobodnej strugi turbulentnej o przekroju kołowym: 1 — bezwymiarowa koncentracja  $C/C_{os}$ , 2 — bezwymiarowa prędkość  $w/w_{os}$ ,  $r/R_{gr}$  — bezwymiarowa współrzędna (stosunek odległości danego punktu od osi do maksymalnego promienia strugi w danym przekroju)

Między tymi wielkościami zachodzi następujący związek

$$\frac{C}{C_{os}} = \sqrt{\frac{w}{w_{os}}} = 1 - \left(\frac{r}{R_{gr}}\right)^{3,2} \quad [4.19]$$

gdzie:  $C$  — koncentracja w danym punkcie przekroju,

$C_{os}$  — koncentracja w danym przekroju na osi,

$w$  — prędkość w danym punkcie przekroju,

$w_{os}$  — prędkość w danym przekroju na osi,

$r$  — odległość danego punktu od osi,

$R_{gr}$  — graniczny (maksymalny) promień w danym przekroju.

Zmianę koncentracji czynnika wzdłuż osi określa zależność

$$\frac{C_{os}}{C_0} \frac{L}{d_0} = B = \text{const} \quad [4.20]$$

gdzie:  $C_0$  — koncentracja w jądrze odcinka początkowego,

$L$  — odległość danego punktu od bieguna,

$d_0$  — średnica dyszy (rys. 4.2),

$B$  — stała zależna od profilu prędkości w strudze w jej początkowym przekroju.

W obliczeniach można przyjąć  $B = 4,8$ .

Równania [4.19] i [4.20] umożliwiają obliczenie koncentracji gazu w dowolnym punkcie swobodnej strugi turbulentnej, a dzięki temu określenie jej rozkładu w strudze. W szczególności można w ten sposób ustalić powierzchnię stechiometrycznego składu mieszanki palnej (gdy swobodną strugę stanowi gaz palny, a w otoczeniu znajduje się powietrze), która, jak o tym będzie mowa w następnym rozdziale, stanowi jednocześnie powierzchnię równowagi dla czoła płomienia dyfuzyjnego. W ten sposób znajomość przebiegu procesu mieszania pozwala określić na drodze teoretycznej kształt i wymiary (przede wszystkim długość) takiego płomienia.



## 4.2. Rozpylanie cieczy

Rozpylanie polega na nadaniu strudze cieczy odpowiedniego kształtu, a następnie na jej rozdrobieniu na krople. Mechanizm rozdrobienia jest spowodowany szeregiem zewnętrznych i wewnętrznych przyczyn. Zasadniczą przyczyną zewnętrzną jest działanie na powierzchnię strugi sił aerodynamicznych, których wartość zależy od względnej prędkości strugi i gęstości otaczającego gazu. Siły aerodynamiczne dążą do zdeformowania i rozczłonkowania strugi. Przeciwdziałają temu siły napięcia powierzchniowego.

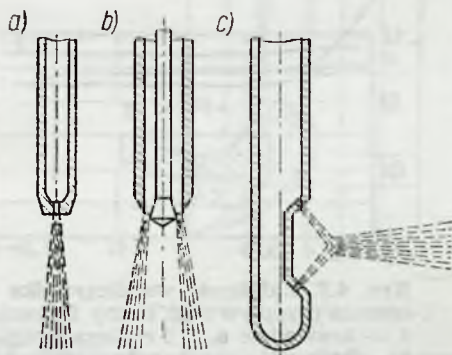
Wewnętrznymi przyczynami rozpadu są różnego rodzaju zaburzenia w strudze, wywołane na przykład naruszeniem jej cylindrycznego kształtu przy wypływie z otworu, drganiami dyszy itp.

Zaburzenia te nie są tłumione, przeciwnie, ze względu na działanie napięcia powierzchniowego, które czyni każdą postać, jaką przybrać może ciecz poza kulą, kształtem niestatecznym, pogłębiają się i prowadzą do rozpadu strugi na krople (a więc elementy zbliżone kształtem do kuli).

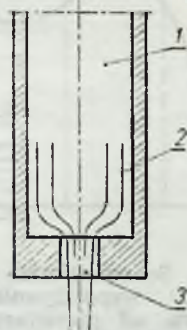
W dalszym ciągu zostaną omówione zasady działania i charakterystyki kilku najczęściej spotykanych typów rozpylaczy.

### 4.2.1. Rozpylacze strumieniowe

Rozpylacz strumieniowy w najprostszej postaci składa się z przewodu zakończonego dyszą o otworze cylindrycznym (rys. 4.4a). Wypływający z takiej dyszy, pod wpływem różnicy ciśnień, strumień cieczy zo-



Rys. 4.4. Rozpylacze strumieniowe: a) — z otworem cylindrycznym, b) szczelinowy, c) dwustrumieniowy ze zderzającymi się strugami



Rys. 4.5. Odchylenie linii prądu cieczy wchodzącej w otwór dyszy rozpylacza strumieniowego: 1 — przewód, 2 — linie prądu, 3 — dysza

staje rozdrobiony na krople, które tworzą stożkową żagiew, o małym kącie wierzchołkowym zwanym kątem rozpylania. Celem zwiększenia kąta wierzchołkowego można zamiast otworu okrągłego zastosować pierścieniową szczelinę (rys. 4.4b), lub skierować na siebie pod kątem dwie strugi wypływające z dwu dysz cylindrycznych (rys. 4.4c).

Objętościowe natężenia przepływu  $Q$  jest związane ze spadkiem ciśnienia w dyszy rozpylacza  $\Delta p$  zależnością

$$Q = \frac{\varepsilon}{\sqrt{1+\varphi}} f \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} = \mu f \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad [4.20a]$$

gdzie:  $\varepsilon$  — współczynnik przewężenia strumienia za dyszą,

$\varphi$  — współczynnik prędkości wypływu,

$\mu$  — współczynnik natężenia przepływu,

$\rho$  — gęstość cieczy,

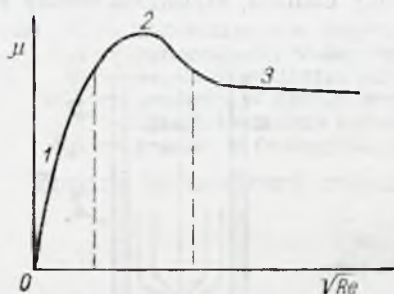
$f$  — pole powierzchni przekroju poprzecznego dyszy.

Wypływ rzeczywisty różni się od teoretycznego, to znaczy takiego, którego objętościowe natężenie przepływu zależy wyłącznie od wartości  $\Delta p$ ,  $f$  i  $\rho$ , występowaniem następujących zjawisk:

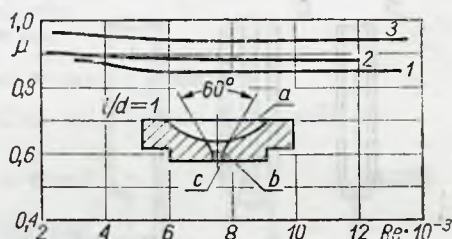
1) przewężeniem strugi wypływającej z otworu dyszy, spowodowanym odchyleniem linii prądu poszczególnych cząstek cieczy wchodzącej w otwór, wskutek zmniejszenia pola przekroju poprzecznego przy przejściu z przewodu do otworu (rys. 4.5). Miarą przewężania jest współczynnik  $\varepsilon$  określający stosunek pól przekrojów poprzecznych strugi za dyszą (w punkcie, gdzie wartość pola powierzchni przekroju strugi osiąga minimum) i dyszy;

2) zmniejszenie się prędkości przepływu strugi, wskutek tarcia między strugą a ścianką. Miarą tej zmiany jest współczynnik  $\varphi$  określony stosunkiem prędkości wypływu rzeczywistej i teoretycznej;

3) zmniejszenie rzeczywistej wartości natężenia przepływu przez dyszę w stosunku do teoretycznej, które jest następstwem dwu poprzednich zjawisk. Miarą tego zmniejszenia jest współczynnik natężenia przepływu  $\mu$ .



Rys. 4.6. Schematycznie przedstawiona zależność współczynnika natężenia przepływu od pierwiastka kwadratowego z liczby Reynoldsa: 1 — odcinek zakresu laminarnego, 2 — odcinek przejściowy, 3 — odcinek zakresu turbulentnego



Rys. 4.7. Zależność współczynnika natężenia przepływu od liczby Reynoldsa: 1 — krawędzie a, b i c niezaokrąglone, 2 — krawędź a zaokrąglona, krawędzie b i c niezaokrąglone, 3 — krawędzie a, b i c lekko zaokrąglone,  $l/d$  — stosunek długości do średnicy dyszy

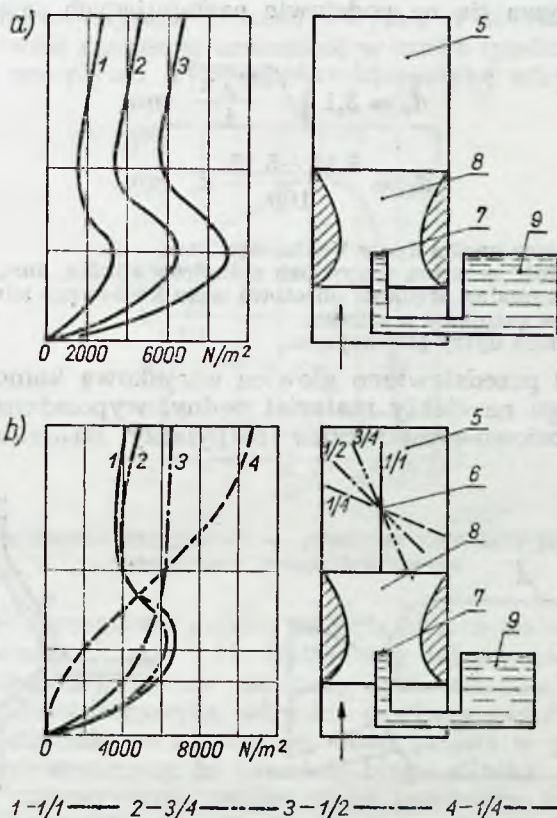
Współczynnik natężenia przepływu określa się eksperymentalnie. Jego wartość zależy od spadku ciśnienia  $\Delta p$ , przeciwcisnienia, temperatury i właściwości cieczy, a także od geometrycznych wymiarów dyszy. Zwykle na podstawie wyników doświadczalnych sporządza się wykres zależności współczynnika natężenia przepływu od kwadratu pierwiastka z liczby Reynoldsa (rys. 4.6). Odpowiadająca tej zależności krzywa składa się z trzech odcinków: laminarnego, przejściowego i turbulentnego.



go. W trzecim odcinku, najważniejszym z punktu widzenia zastosowań praktycznych, wartość współczynnika natężenia przepływu może być uważana za stałą. Konkretnie wartości współczynnika  $\mu$  dla tego zakresu przedstawiono na rys. 4.7.

Kilka przykładów zastosowań rozpylaczy strumieniowych zebrano niżej.

Na rys. 4.8. przedstawiono gaźnik silnika tłokowego z zapłonem iskrowym. Tworzenie mieszanki odbywa się w nim przez rozpylanie paliwa w strudze powietrza, przepływającego z otoczenia przez dyszę Venturiego, przewodem ssącym do cylindra.



Rys. 4.8. Przepływ przez gaźnik silnika tłokowego z zapłonem iskrowym a) zależność rozkładu podciśnienia w przewodzie ssącym gaźnika od prędkości obrotowej, b) zależność rozkładu podciśnienia w przewodzie ssącym gaźnika od położenia przepustnicy: 1, 2, 3, 4 — rozkłady podciśnień odpowiadające określonym prędkościom obrotowym silnika (rys. a) lub położeniom przepustnicy (rys. b), 5 — przewód ssący, 6 — przepustnica (stosunki 1/1; 3/4; 1/2; 1/4 charakteryzują stopień otwarcia przepustnicy), 7 — dysza rozpylacza strumieniowego, 8 — dysza Venturiego, 9 — komora pływakowa

Wpływ z dyszy rozpylacza strumieniowego powoduje różnica ciśnień między ciśnieniami panującymi na powierzchni paliwa w komorze pływakowej i gardle dyszy Venturiego, gdzie umieszczony jest rozpylacz.

Ciśnienie w tym miejscu reguluje właśnie (przy założeniu, że w komorze pływakowej jest ono stałe) natężenie przepływu paliwa przez rozpylacz.

Zmiany ciśnienia natomiast dokonuje się albo przez zmianę prędkości obrotowych silnika (rys. 4.8a), lub też przez zmianę położenia przepustnicy (rys. 4.8b).

Ze względu na małe wartości liczb Reynoldsa, które występują podczas wypływu paliwa z dyszy rozpylacza strumieniowego, wypływ ten jest o charakterze laminarnym i znajduje się w związku z tym na pierwszym odcinku krzywej (rys. 4.6).

Obliczenie średnicy dyszy głównej gaźnika (to jest tej, która jest omawiana) odbywa się na podstawie następujących zależności doświadczalnych

$$d_v = 3,1 \sqrt{\frac{V_{sk} n}{i}} \text{ mm} \quad [4.21]$$

$$d_G = \frac{5,12 \div 5,15}{100} d_v \text{ mm} \quad [4.22]$$

gdzie:  $d_v$  — średnica gardła dyszy Venturiego, mm,

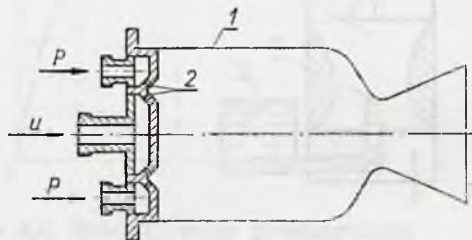
$V_{sk}$  — objętość skokowa wszystkich cylindrów silnika,  $\text{dm}^3$ ,

$n$  — maksymalna prędkość obrotowa wału korbowego silnika, obr/s,

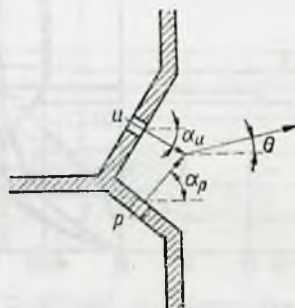
$i$  — liczba gaźników w silniku,

$d_G$  — średnica dyszy głównej mm.

Na rys. 4.9 przedstawiono głowicę wtryskową komory spalania silnika raketowego na ciekły materiał pędny, wyposażoną w szereg rozmieszczonych osiowo-symetrycznie rozpylaczy strumieniowych paliwa



Rys. 4.9. Głowica wtryskowa komory spalania silnika raketowego: 1 — za rys komory spalania i dyszy silnika raketowego,  $u$  — utleniacz,  $p$  — paliwo, 2 — dysze rozpylaczy strumieniowych



Rys. 4.10. Ukształtowanie dwustrumieniowych rozpylaczy krzyżujących się:  $u$  — utleniacz,  $p$  — paliwo,  $m_u$ ,  $m_p$  — natężenie przepływu utleniacza i paliwa,  $w_u$ ,  $w_p$  — prędkość wypływu utleniacza i paliwa  $\alpha_u$ ,  $\alpha_p$  — kąty wtrysku utleniacza i paliwa w stosunku do osi komory spalania,  $\theta$  — kąt strugi wypadkowej

i utleniacza. W celu poprawienia procesu rozpylania i mieszania wykorzystuje się efekt zderzania strug utleniacza i paliwa (para dyszek tworzy jeden element rozpylający). W ogólnym przypadku, gdy różne są kąty i prędkości wypływu oraz natężenia przepływu paliwa i utlenia-

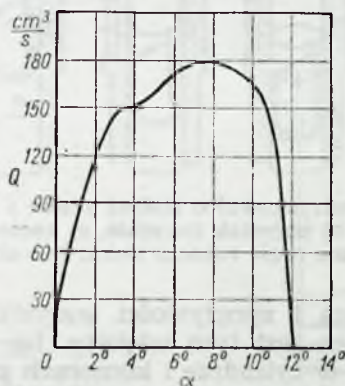


cza kąt strugi wypadkowej (rys. 4.10) określa następujące równanie

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{m_u w_u \sin \alpha_u - m_p w_p \sin \alpha_p}{m_u w_u \cos \alpha_u + m_p w_p \cos \alpha_p} \quad [4.23]$$

Najważniejsze zastosowanie znajdują rozpylacze strumieniowe w silnikach spalinowych zarówno o zapłonie iskrowym (gdy wtrysk paliwa zastępuje gaźnikowy sposób tworzenia mieszanki), jak i samoczynnym. Stosowane tam rozpylacze, nazywane powszechnie wtryskiwaczami, są zasilane paliwem za pomocą pomp tłoczkowych, które umożliwiają regulowanie objętości jednorazowej dawki oraz chwilę, w której rozpoczyna się wtrysk.

Cechą charakterystyczną procesu wtrysku w silnikach spalinowych jest jego okresowość i przez to zmienność w czasie spadków ciśnień prędkości i natężeń przepływu. Typową charakterystykę wtrysku (to jest za-



Rys. 4.11. Charakterystyka wtrysku:  $Q$  — chwilowe natężenie przepływu,  $\alpha$  — kąt obrotu wału pompy lub silnika

leżność natężenia przepływu paliwa od kąta obrotu wału korbowego silnika) przedstawiono na rys. 4.11. Optymalny jej przebieg ustala się na drodze doświadczalnej, należy się przy tym kierować następującymi wskazówkami. Charakterystyka wtrysku powinna zasadniczo zapewniać doprowadzenie stosunkowo niewielkiej ilości paliwa w pierwszym okresie spalania, gdyż zmniejszy to twardość biegu silnika. Jednak w silnikach o bardzo intensywnym zawirowaniu powietrza małe początkowo natężenie przepływu paliwa może powodować zwiększenie opóźnienia zapłonu z powodu nadmiernego zubożenia mieszanki. W końcowej fazie wtrysku, natężenie przepływu paliwa powinno być duże, gdyż nie powoduje już wzrostu twardości biegu silnika, natomiast wpływa korzystnie na jego sprawność i średnie ciśnienie indykowane.

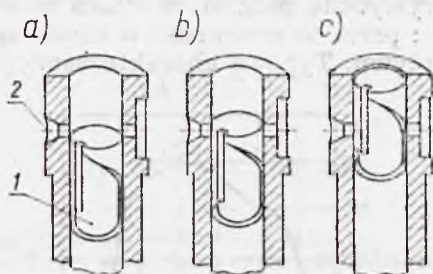
Pole powierzchni zawartej między krzywą charakterystyki i osią odciętych jest proporcjonalne do masy jednorazowego wtrysku

$$Q_w = \int_0^{t_w} Q dt \quad [4.24]$$

gdzie:  $t$  — czas,  
 $t_w$  — okres wtrysku.

Przebieg charakterystyki zależy od:

— przebiegu tłoczenia paliwa przez pompę, to jest od chwilowej prędkości jej tłoczka, zależnej od kształtu i prędkości obrotu napędzającej go krzywki oraz usytuowania użytecznej części skoku w stosunku do skoku całkowitego (rys. 4.12). Dzięki odpowiedniemu rozmieszczeniu okien dopływowych i ukształtowaniu roboczej części tłoka, obrót jego względem cylindra zmienia długość czynnego skoku, a więc i wartość dawki wtrysniętej do cylindra. Czynny skok tłoka stanowi tę część skoku rzeczywistego, podczas której cylindryczna, boczna powierzchnia tłoka zakrywa całkowicie okna dopływowe, wskutek czego może nastąpić tłoczenie paliwa;



Rys. 4.12. Schemat pompy wtryskowej o stałym skoku i regulacji przez obrót tłoka  
a) początek suwu tłoczenia, b) początek tłoczenia, c) koniec tłoczenia; 1 — odpowiednio ukształtowana część robocza tłoka, 2 — okna dopływowe

— ściśliwości paliwa i sprężystości wszystkich elementów układu wtryskowego. Wpływ ten jest tym większy im większa jest objętość paliwa znajdującego się w cylindrze i komorach pompy, przewodach wysokiego ciśnienia i wtryskiwaczu, w stosunku do objętości dawki wtryskiwanej jednorazowo do cylindra silnika. We wszystkich spotykanych konstrukcjach objętość ta jest większa kilkaset do kilku tysięcy razy. Jedyne w dość rzadko stosowanych pompowtryskiwaczach jest ona większa tylko kilkadziesiąt razy.

Uwzględniając ściśliwość paliwa oraz sprężystość części składowych układu wtryskowego można go traktować jako układ drgający. Ruch tłoka w cylindrze pompy powoduje bowiem powstanie fali ciśnienia przenoszącej się z prędkością dźwięku (1400 — 1500 m/s) wewnątrz paliwa zapełniającego pompę, przewody i wtryskiwacz. Jeżeli w chwili dojścia fali ciśnienia do wtryskiwacza jego iglica jest zamknięta (rys. 4.15), to fala ulega odbiciu i powraca z tą samą prędkością do pompy, tam ulega ponownemu odbiciu itd. Występuje przy tym interferencja poszczególnych fal. W przypadku dojścia fali do wtryskiwacza, gdy iglica jest otwarta, natężenie przepływu rośnie, przy czym w pewnych warunkach może powstać sytuacja, w której wypływ paliwa jest większy niż tłoczony w danej chwili przez pompę. Występuje przy tym spadek ciśnienia w przewodzie łączącym pompę z wtryskiwaczem, który, gdy osiągnie wartość niższą niż ciśnienie parowania, wywołuje powstawanie „korków parowych” zakłócających pracę układu wtryskowego.

Opisane zjawiska oddziałują w znacznym stopniu na charakterystykę wtrysku zmieniając niekiedy całkowicie jej przebieg w stosunku do przebiegu wynikającego z samego ruchu tłoczka w pompie. Mogą wtedy występować duże opóźnienia początku wtrysku, wahania natęże-

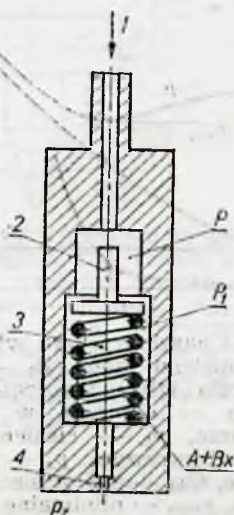


nia przepływu, aż do całkowitego przerwania (wtrysk przerywany), jak również wypływ pewnej ilości paliwa z wtryskiwacza, po zakończeniu wtrysku właściwego (dotrysk).

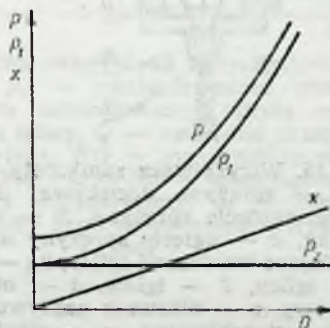
Dotrysk paliwa jest bardzo niepożądany, gdyż przyczynia się do zwiększenia zużycia paliwa (dotryśnięte paliwo dostaje się do cylindra zbyt późno, aby mogło być tam skutecznie wykorzystane). Ponadto może ono być przyczyną zarastania otworów wtryskowych wtryskiwacza osadem koksowym.

— charakterystyki wtryskiwacza.

Stosowane w silnikach spalinowych wtryskiwacze dzielą się na dwie zasadnicze grupy: otwarte i zamknięte.



Rys. 4.13. Wtryskiwacz otwarty z zaworem zwrotnym: 1 — kierunek przepływu paliwa, 2 — zawór zwrotny, 3 — sprężyna dociskowa, 4 — dysza wtryskowa,  $A$  — wstępne napięcie sprężyny,  $B$  — stała sprężyny,  $x$  — ugięcie sprężyny odpowiadające otwarciu zaworu zwrotnego,  $p$  — ciśnienie przed zaworem zwrotnym,  $p_1$  — ciśnienie między zaworem zwrotnym i otworem wtryskowym,  $p_2$  — ciśnienie zewnętrzne

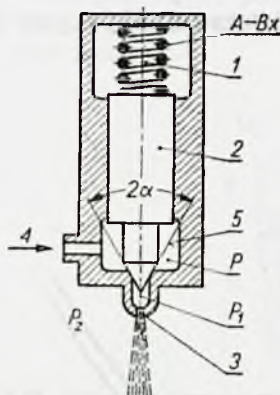


Rys. 4.14. Charakterystyka wtryskiwacza otwartego:  $p$  — ciśnienie przed zaworem zwrotnym,  $p_1$  — ciśnienie między zaworem zwrotnym i otworem wtryskowym,  $Q$  — natężenie przepływu przez wtryskiwacz,  $x$  — ugięcie sprężyny odpowiadające otwarciu zaworu zwrotnego,  $p_2$  — ciśnienie zewnętrzne

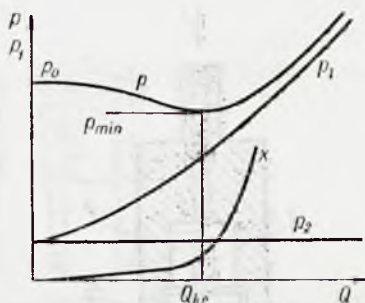
Wtryskiwacz otwarty z zaworem zwrotnym przedstawiono schematycznie na rys. 4.13. Stanowi on zakończenie przewodu wysokiego ciśnienia, którym jest połączony z cylindrem pompy wtryskowej (rys. 4.12). Charakterystykę takiego wtryskiwacza, to jest zależność ciśnienia przed i za zaworem ( $p$  i  $p_1$ ) od natężenia przepływu  $Q$  przedstawiono wykreślenie na rys. 4.14. Charakterystyka ta ( $p = f(Q)$  i  $p_1 = f(Q)$ ) odpowiada parabolicznej charakterystyce rozpylacza strumieniowego [4.20]). Liniowość funkcji  $x = f(Q)$  (to jest zależność otwarcia zaworu od natężenia przepływu) wynika z liniowej charakterystyki sprężyny zaworu zwrotnego.

Na rys. 4.15 przedstawiono schemat najprostszego wtryskiwacza zamkniętego, w którym funkcję zaworu zamykającego wejście do otwo-

ru wtryskowego spełnia iglica dociskana za pomocą sprężyny. Pod wpływem odpowiedniego ciśnienia paliwa w komorze wtryskiwacza ( $p_0$  — rys. 4.16) iglica otwiera dostęp do otworu wtryskowego, co zapoczątkowuje wtrysk. Przy zwiększaniu natężenia przepływu przez wtryskiwacz ciśnienie w komorze wtryskiwacza  $p$ , początkowo bardzo nieznacznie rośnie następnie maleje, a potem znów rośnie zbliżając się asymptotycznie do ciśnienia przed otworem wtryskowym  $p_1$ . Każdy punkt charakterystyki wtryskiwacza jest określony z warunków równowagi statycznej



Rys. 4.15. Wtryskiwacz zamknięty iglicą: 1 — sprężyna dociskowa,  $A$  — wstępne napięcie sprężyny,  $B$  — stała sprężyny,  $x$  — ugięcie sprężyny odpowiadające wzniosowi iglicy,  $2\alpha$  — kąt stożka iglicy, 2 — iglica, 3 — otwór wtryskowy,  $u$  — kierunek napływu paliwa do wtryskiwacza,  $p$  — ciśnienie w komorze wtryskiwacza,  $p_1$  — ciśnienie przed otworem wtryskowym, 5 — komora wtryskiwacza,  $p_2$  — ciśnienie zewnętrzne



Rys. 4.16. Charakterystyka wtryskiwacza zamkniętego iglicą,  $p_0$  — ciśnienie otwarcia iglicy zapoczątkowujące wtrysk,  $p$  — ciśnienie w komorze wtryskiwacza,  $p_1$  — ciśnienie przed otworem wtryskowym,  $p_2$  — ciśnienie zewnętrzne,  $Q_{kr}$  — krytyczne natężenie przepływu,  $p_{min}$  — minimalne ciśnienie panujące w komorze wtryskiwacza,  $x$  — wznios iglicy

iglicy (to jest równowagi wynikającej z działania sił ciśnienia i napięcia sprężyny). Zakres charakterystyki, dla którego  $dp/dQ < 0$ , odpowiada równowadze chwiejnej. Praca wtryskiwacza w tym zakresie jest niestateczna, wtrysk przebiega w sposób przerywany, a jakość rozpylania jest zazwyczaj niezadawalająca. Najmniejsze natężenie przepływu od którego rozpoczyna się stateczny zakres pracy wtryskiwacza, jest nazywane natężeniem krytycznym  $Q_{kr}$ . Odpowiada ono minimalnemu ciśnieniu  $p_{min}$ .

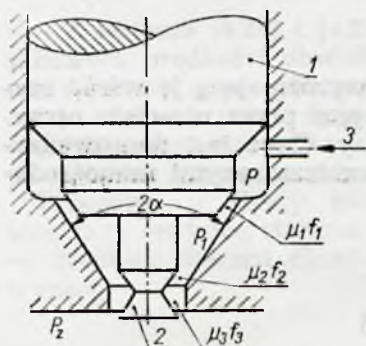
Zwiększenie napięcia wstępnego sprężyny iglicy i zwiększenie przez to ciśnienia początku wtrysku  $p_0$  zmniejsza zakres niestatecznej pracy wtryskiwacza.

Iglica wznosi się ze wzrostem natężenia przepływu (krzywa  $x$  rys. 4.16) początkowo wolno, dopiero po przekroczeniu wartości  $Q_{kr}$  znacznie szybciej. W tym obszarze maleje też różnica między ciśnieniami  $p$  i  $p_1$ .

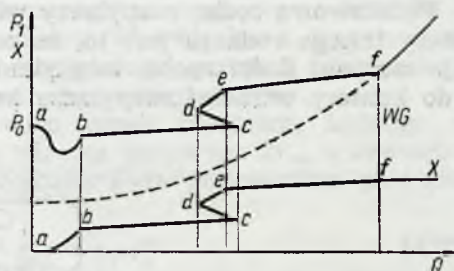
Na rys. 4.17. przedstawiono inne rozwiązanie konstrukcyjne wtryskiwacza zamkniętego, a mianowicie wtryskiwacz czopikowy. Iglica tego rozpylacza jest zakończona czopikiem, to jest odpowiednio ukształtowanym trzpieniem, służącym do kontroli przepływu przez otwór wtryskowy. Dzięki temu otrzymuje się korzystną charakterystykę wtryskiwa-



cza (rys. 4.18), w której natężenie przepływu, zmieniające się w szerokim zakresie, tylko w niewielkim stopniu (podobnie, jak i wznios iglicy) zależy od ciśnienia. O natężeniu przepływu przez ten wtryskiwacz (poza spadkiem ciśnienia i pierwszą fazą wtrysku, kiedy istotny jest wpływ dławienia w zaworze) decyduje efektywne pole powierzchni wypływu w otworze wtryskowym.



Rys. 4.17. Wtryskiwacz czopikowy: 1 — iglica, 2 — czopik, 3 — kierunek napływu paliwa do wtryskiwacza,  $\mu_1 f_1$ ,  $\mu_2 f_2$ ,  $\mu_3 f_3$  — rzeczywiste pole powierzchni przepływu w przekrojach, w których występuje dławienie ( $\mu$  — współczynnik przepływu,  $f$  — pole powierzchni)

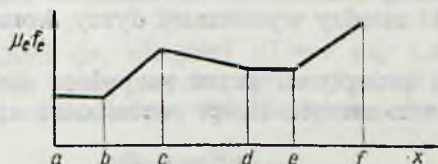
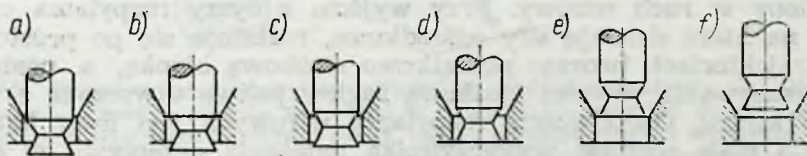


Rys. 4.18. Charakterystyka wtryskiwacza czopikowego:  $p_1$  — ciśnienie przed otworem wtryskowym kontrolowanym przez czopik,  $x$  — wznios iglicy,  $Q$  — natężenie przepływu przez rozpylacz, WG — maksymalny wznios iglicy, a-b, b-c, c-d — itd. — poszczególne zakresy pracy wtryskiwacza,  $p_0$  — ciśnienie otwarcia iglicy zapoczątkowujące wtrysk paliwa

Określa je zależność

$$\mu_e f_e = \mu_2 f_2 \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_2 f_2}{\mu_3 f_3}\right)^2}} \quad [4.25]$$

gdzie:  $\mu_2$ ,  $\mu_3$  — współczynniki przepływu w przekrojach, w których występuje dławienie w otworze wtryskowym,  
 $f_2$ ,  $f_3$  — teoretyczne pole powierzchni przekrojów, w których występuje dławienie w otworze wtryskowym.



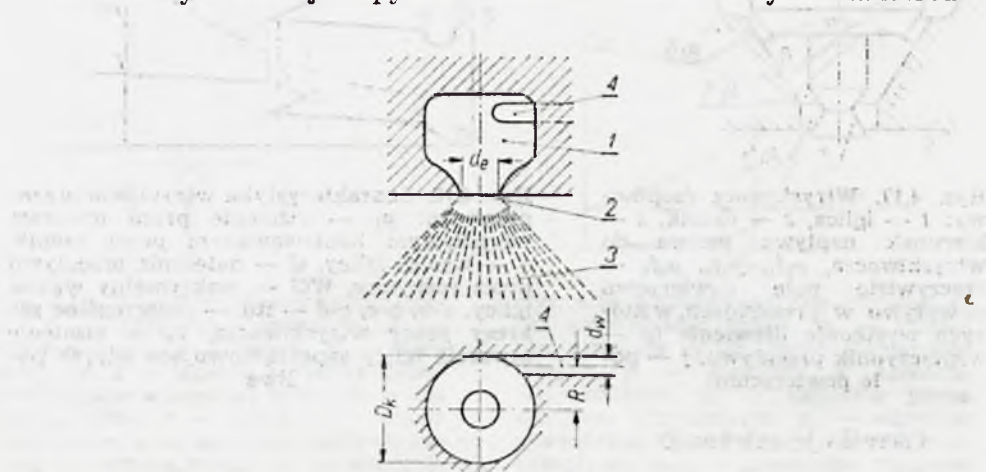
Rys. 4.19. Zależność równoważnego, rzeczywistego pola przepływu przez otwór wtryskowy  $\mu_e f_e$  od wzniosu iglicy  $x$  (położenia czopika w otworze wtryskowym): a, b, c, d, e, f — poszczególne charakterystyczne położenia czopika w otworze wtryskowym

Zmienność efektywnego pola powierzchni przepływu przez otwór wtryskowy, w zależności od położenia czopika w tym otworze, przedstawiono na rys. 4.19.

Wykres na tym rysunku ilustrujący funkcję  $\mu_{ef} = f(x)$  tłumaczy przebieg zależności  $p_1 = f(Q)$  i  $x = f(Q)$  z rys. 4.18.

#### 4.2.2. Rozpylacze wirowe

Podstawową cechą rozpylaczy wirowych wyróżniającą je wśród rozpylaczy innego rodzaju jest to, że przepływająca przez nie ciecz otrzymuje moment ilości ruchu względem osi dyszy. Ciecz jest doprowadzana do komory wirowej rozpylacza kanałami umieszczonymi mimośrodowo



Rys. 4.20. Schemat rozpylacza wirowego: 1 — komora wirowa, 2 — dysza, 3 — żagiew rozpylonej cieczy, 4 — kanał doprowadzający ciecz do komory wirowej,  $d_e$  — średnica dyszy,  $D_k$  — średnica komory wirowej

wo (rys. 4.20,) dzięki czemu prostoliniowy ruch cieczy w kanale zostaje zamieniony w ruch wirowy. Przy wyjściu z dyszy rozpylacza cząstki cieczy, na które działają siły odśrodkowe, rozlatują się po prostoliniowych trajektoriach tworząc początkowo stożkową błonkę, a następnie, po jej rozerwaniu również stożkową żagiew paliwa utworzoną z niezależnych kropeł. Osobliwością rozpylaczy wirowych jest duży kąt rozpylenia i mała wartość współczynnika natężenia przepływu w dyszy. Obydwa te parametry można niemal dowolnie regulować dobierając odpowiednie stosunki między wymiarami dyszy, komory wirowej i kanałów doprowadzających.

W przypadku przepływu przez rozpylacz cieczy idealnej ważne są prawa zachowania momentu ilości ruchu oraz energii w strudze.

$$ur = v_w R \quad [4.26]$$

$$p + \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) = p_T \quad [4.27]$$



gdzie:  $u$  — składowa obwodowa prędkości w komorze wirowej,  
 $r$  — odległość cząstki w komorze wirowej od osi,  
 $v_w$  — prędkość w kanałach doprowadzających,  
 $R$  — odległość osi kanału doprowadzającego od osi komory wirowej,  
 $p$  — ciśnienie w strudze,  
 $\varrho$  — gęstość cieczy,  
 $p_f$  — ciśnienie w strudze zahamowanej,  
 $w$  — składowa osiowa prędkości w komorze wirowej.

Z równań [4.26] i [4.27] wynika, że gdy odległość od osi maleje to składowa prędkości obwodowej rośnie, a ciśnienie spada. Ciśnienie nie może jednak spaść poniżej atmosferycznego ze względu na kontakt komory wirowej przez dyszę z otoczeniem. W związku z tym centralna część komory wirowej i dyszy jest wypełniona gazem z otoczenia (np. powietrzem lub spalinami) tworząc wirujący rdzeń gazowy.

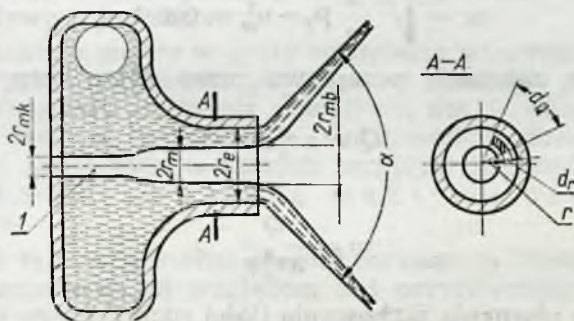
Przepływ w dyszy następuje więc przez pierścień, którego wewnętrzną średnicę stanowi średnica rdzenia gazowego  $2r_m$ , a zewnętrzną — średnica otworu dyszy  $2r_e$  (rys. 4.21). Pole powierzchni pierścienia wynosi

$$\Gamma = \pi(r_e^2 - r_m^2) = \varphi \pi r_e^2 \quad [4.28]$$

gdzie  $\varphi$  — współczynnik wypełnienia otworu dyszy

$$\varphi = 1 - \frac{r_m^2}{r_e^2} \quad [4.29]$$

Rozkład ciśnień statycznych w poprzecznym przekroju dyszy (A — A, rys. 4.21) można wyznaczyć wydzielając w nim, na promieniu  $r$ , ele-



Rys. 4.21. Przepływ przez rozpylacz wirowy: 1 — rdzeń powietrzny,  $\alpha$  — kąt rozpylania,  $r_m$  — promień rdzenia wirowego w dyszy,  $r_e$  — promień dyszy,  $r_{mb}$  — promień rdzenia wirowego na skraju dyszy,  $r_{mk}$  — promień rdzenia wirowego na tylnej ścianie komory wirowej,  $r$  — promień bieżący,  $d_r$  — grubość elementu cieczy w dyszy w przekroju A—A,  $d\theta$  — miara kątowa szerokości elementu cieczy w dyszy

ment cieczy o szerokości  $dr$ , długości  $dl = r d\theta$  i wysokości równej jednostki. Różnica ciśnień na bocznych powierzchniach tego elementu powinna równoważyć się odśrodkową wywołaną ruchem wirowym

$$dl dp = \frac{u^2}{r} dm \quad [4.30]$$

Masa elementu wynosi

$$dm = \varrho dl dr$$

Zgodnie z prawem zachowania ilości ruchu otrzymuje się

$$u = \frac{u_m r_m}{r}$$

gdzie:  $u_m$  — składowa prędkości obwodowej na granicy rdzenia gazowego,  
 $r_m$  — promień rdzenia gazowego.

Podstawiając w równanie [4.30] wyrażenie na  $dm$  i  $u$  otrzymuje się

$$dp = \rho u_m^2 r_m^2 \frac{dr}{r^3}$$

i po scałkowaniu

$$p = -\frac{\rho}{2} u_m^2 r_m^2 \frac{1}{r^2} + \text{const}$$

Stałą całkowania można określić z warunku, że na granicy rdzenia powietrznego (przy  $r = r_m$ , gdzie  $u = u_m$ ) nadciśnienie  $p_m = 0$ .

W ten sposób równanie opisujące rozkład ciśnień w poprzecznym przekroju otrzymuje następującą postać

$$p = -\frac{\rho}{2} (u_m^2 - u^2) \quad [4.31]$$

Podstawiając je w równanie [4.27] otrzymuje się, że składowa prędkość osiowej w dyszy ma stałą wartość w całym przekroju poprzecznym

$$w = \sqrt{\frac{2}{\rho} p_T - u_m^2} = \text{const} \quad [4.32]$$

Objętościowe natężenie przepływu przez dyszę rozpylacza wynosi więc

$$Q = \pi r_c^2 \varphi w \quad [4.33]$$

stąd

$$w = \frac{Q}{\pi r_c^2 \varphi} \quad [4.34]$$

Wychodząc z równania zachowania ilości ruchu

$$u_m = \frac{v_w R}{r_m}$$

i wyrażając  $v_w$  przez objętościowe natężenie przepływu

$$v_w = \frac{Q}{n\pi r_w^2}$$

gdzie:  $n$  — ilość kanałów doprowadzających,  
 $r_w$  — promień kanału doprowadzającego,

otrzymuje się po wstawieniu  $u_m$  w wyrażenie [4.32]

$$w = \sqrt{\frac{2}{\rho} P_T - \frac{R^2 Q^2}{n^2 \pi^2 r_w^2 r_m^2}} \quad [4.35]$$



Porównując prawe strony równań [4.34] i [4.35] można wyznaczyć zależność na natężenie przepływu przez rozpylacz

$$Q = \frac{\pi r_e^2}{\sqrt{\frac{A^2}{1-\varphi} + \frac{1}{\varphi^2}}} \sqrt{\frac{2 p_T}{\varrho}} \quad [4.36]$$

W równaniu [4.36] oznaczono przez  $A$  bezwymiarową wielkość — stałą geometryczną wtryskiwacza

$$A = \frac{R r_e}{n r_w^2} \quad [4.37]$$

która ma duże znaczenie w teorii rozpylacza wirowego.

Z równania [4.36] wynika, że współczynnik natężenia przepływu jest określony zależnością

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{A^2}{1-\varphi} + \frac{1}{\varphi^2}}} \quad [4.38]$$

Zależność  $\mu = f(\varphi)$  ma maksimum. Przy małych wartościach współczynnika wypełnienia otworu dyszy, pole przekroju przez które przepływa ciecz jest małe. Przy dużych natomiast wartościach  $\varphi$  (mały promień rdzenia powietrznego) energia strugi zostaje zużyta przede wszystkim na nadanie cieczy dużych prędkości obwodowych w punktach bliskich osi rozpylacza, co wydatnie zmniejsza wartość składowej osiowej prędkości przepływu. W ten sposób w obu przypadkach współczynnik natężenia przepływu  $\mu$  jest mały.

Na ogół zakłada się, że w dyszy rozpylacza wirowego powstaje rdzeń powietrzny o takim promieniu, przy którym natężenie przepływu, a tym samym i współczynnik natężenia przepływu, dla określonego spadku ciśnienia osiąga wartość maksymalną. Ten promień rdzenia powietrznego odpowiada też warunkom, w których przepływ jest stateczny. Powyższe założenie zostało nazwane *zasadą maksymalnego natężenia przepływu*.

Zgodnie z tą zasadą można znaleźć maksimum funkcji  $\mu = f(\varphi)$  różniczkując równanie [4.38] względem  $\varphi$  i przyrównując  $d\mu/d\varphi$  do zera. Otrzymuje się wtedy

$$A = \frac{(1-\varphi)\sqrt{2}}{\varphi\sqrt{\varphi}} \quad [4.39]$$

Podstawiając to wyrażenie z równania [4.38] znajduje się związek między współczynnikami natężenia przepływu i wypełnienia otworu dyszy

$$\mu = \frac{\varphi^3}{2-\varphi} \quad [4.40]$$

Posługując się równaniami [4.39] i [4.40] można wykreślić krzywe  $\mu = f(A)$  i  $\varphi = f(A)$ . Krzywe takie przedstawiono na rys. [4.22].

W przypadku, gdy kanały doprowadzające ciecz do komory wirowej są o innym przekroju niż okrągły, a ich oś nie jest prostopadła do osi

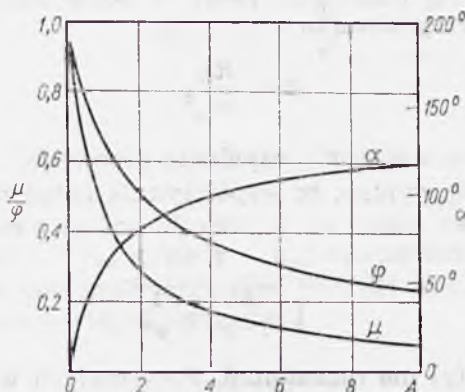
dyszy, wtedy stałą geometryczną wtryskiwacza określa równanie

$$A = \frac{Rr_c \pi}{nf_w} \sin \beta \quad [4.41]$$

gdzie:  $n$  — ilość kanałów doprowadzających,

$f_w$  — pole powierzchni przekroju poprzecznego kanału,

$\beta$  — kąt między kierunkiem kanału doprowadzającego, a osią dyszy.



Rys. 4.22. Zależność współczynnika natężenia przepływu  $\mu$ , współczynnika wypełniania otworu dyszy  $\varphi$  i kąta rozpylenia  $\alpha$  od stałej geometrycznej rozpylacza wirowego  $A$

Masowe natężenie przepływu przez rozpylacz wirowy można wyznaczyć na podstawie zależności

$$G = \pi r_c^2 \mu \sqrt{2 \varphi p_T} \quad [4.42]$$

Przyjmując, że na wyjściu z dyszy rozpylacza ciśnienie jest równe ciśnieniu atmosferycznemu z równania [4.27] otrzymuje się

$$w^2 + u^2 = \frac{2p_T}{\rho} \quad [4.43]$$

Prędkość obwodową  $u$  można określić, korzystając z zasady zachowania momentu ilości ruchu

$$ur = Rv_w$$

i wyrażając prędkość w kanale doprowadzającym  $v_w$  przez objętościowe natężenie przepływu. Dostaje się wtedy

$$u = A \frac{r_c u}{r} \sqrt{\frac{2}{\rho} p_T} \quad [4.45]$$

Podstawiając to wyrażenie na  $u$  w równaniu [4.43] otrzymuje się

$$w = \sqrt{\frac{\mu^2 A^2 r_c^2}{r^2}} \sqrt{\frac{2}{\rho} p_T} \quad [4.46]$$

Kąt rozpylenia rozpylacza wirowego określa stosunek składowych prędkości obwodowej i osiowej. Stosunek ten zmienia się w przekroju dyszy, dlatego decydujący dla wartości kąta rozpylenia będzie stosunek średnich wartości tych prędkości.



Zgodnie z tym

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{u}}{w} \quad [4.46]$$

Średnie wartości  $\bar{u}$  i  $\bar{w}$  otrzymuje się z równania [4.44] i [4.45] podstawiając w nie średnią wartość promienia (rys. 4.21)

$$\bar{r} = \frac{r_e - r_{mb}}{2} = \frac{r_e(1+S)}{2} \quad [4.47]$$

gdzie  $S = r_{mb}/r_e$

Tak więc

$$\bar{u} = \frac{2\mu A}{1+S} \sqrt{\frac{2}{\varrho} p_T}$$

$$\bar{w} = \sqrt{1 - \frac{4\mu^2 A^2}{(1+S)^2}} \sqrt{\frac{2}{\varrho} p_T}$$

i

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{2\mu A}{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu^2 A^2}} \quad [4.48]$$

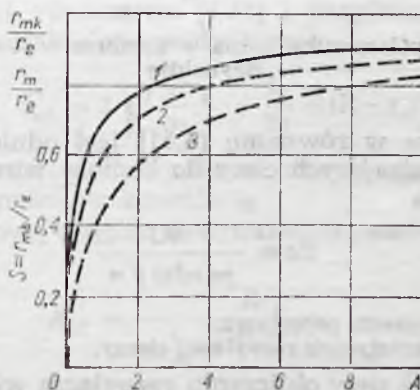
Promień rdzenia powietrznego na krawędzi dyszy można wyznaczyć wyrażając objętościowe natężenie przepływu przez rozpylacz za pomocą całki

$$Q = \int_{r_{mb}}^{r_e} 2\pi r dr = \pi r_e^2 \mu \sqrt{\frac{2}{\varrho} p_T}$$

Całkując to równanie i wykorzystując równanie [4.45] otrzymuje się

$$\mu = \sqrt{1 - \mu^2 A^2} - \sqrt{S^2 - \mu^2 A^2} - \mu^2 A^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \mu^2 A^2}}{S + \sqrt{S^2 - \mu^2 A^2}} \quad [4.49]$$

Graficznym rozwiązaniem zależności [4.49] jest krzywa na rys. 4.23. Na tym samym rysunku przedstawiono także zmienność pozostałych, charakterystycznych promieni rdzenia powietrznego  $r_m/r_e$  i  $r_{mk}/r_e$  (oznaczenia wg rys. 4.21).



Rys. 4.23. Zależność bezwymiarowych promieni rdzenia powietrznego od stałej geometrycznej rozpylacza wirowego:

$$1 - S = \frac{r_{mb}}{r_e}; \quad 2 - \frac{r_m}{r_e}; \quad 3 - \frac{r_{mk}}{r_e} \quad (\text{patrz rys. 4.21})$$

Posługując się zależnościami [4.48] i [4.49] można określić funkcję  $\alpha = f(A)$ . Jej przebieg został przedstawiony na wykresie rys. 4.22.

Przedstawiona powyżej teoria rozpylacza wirowego oparta jest na wyidealizowanym modelu przepływu cieczy przez rozpylacz. Wyniki doświadczeń wykazują pewne odstępstwa danych eksperymentalnych od tej teorii. Przyczyną tych odchyleń jest przede wszystkim nieuwzględnienie momentu ilości ruchu cieczy w komorze wirowej wskutek tarcia. Strata ta wpływa przede wszystkim na zmniejszenie wartości składowej prędkości obwodowej w dyszy, co prowadzi do zmniejszenia kąta rozpylania  $\alpha$  i zwiększenia wartości współczynnika natężenia przepływu  $\mu$ .

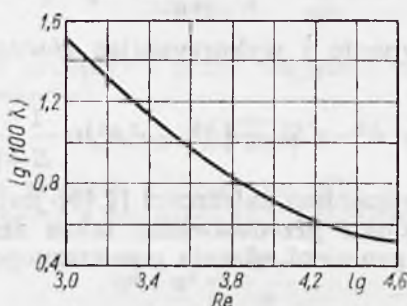
Korektę obliczenia charakterystycznych wielkości i wymiarów rozpylacza można przeprowadzić zastępując stałą geometryczną rozpylacza  $A$  jej wartością ekwiwalentną

$$A_E = \frac{R_{re}}{n r_w^2 + \frac{\lambda}{2} R(R - r_c)} \quad [4.50]$$

gdzie  $\lambda$  jest współczynnikiem tarcia określonym zależnością

$$\lg \lambda = \frac{25,8}{(\lg Re)^{2,58}} - 2 \quad [4.51]$$

zilustrowaną wykreślić rys. 4.24.



Rys. 4.24. Zależność współczynnika tarcia w komorze wirowej rozpylacza od liczby Reynoldsa

Liczba Reynoldsa w równaniu [4.51] jest odniesiona do przepływu w kanałach doprowadzających ciecz do komory wirowej i może być wyznaczona z wyrażenia

$$Re = \frac{4G}{\rho n r dw \sqrt{n}} \quad [4.52]$$

gdzie:  $G$  — masowe natężenie przepływu,  
 $\nu$  — lepkość kinematyczna rozpylanej cieczy.

Tok postępowania przy obliczaniu rozpylacza wirowego jest następujący:

— zakładając kąt rozpylania  $\alpha$  ustala się na podstawie krzywej  $\alpha = f(A)$  (rys. 4.22) wartość stałej geometrycznej  $A$  i współczynnika natężenia przepływu  $\mu$ ;



— posługując się równaniem masowego natężenia przepływu przez rozpylacz [4.42] wyznacza się średnicę dyszy rozpylacza

$$d_e = \frac{4G}{\pi \mu \sqrt{2 \rho p_T}} \quad [4.53]$$

— z równania definiującego stałą geometryczną rozpylacza [rów. 4.37] wyznacza się średnicę kanałów doprowadzających ciecz do komory wirowej

$$d_w = 2 \sqrt{\frac{R_{re}}{nA}} \quad [4.54]$$

przyjmuje się przy tym:  $n = 2 \div 4$  i  $R/r_e = 2 \div 5$ ;

— określa się wartość liczby Reynoldsa dla przepływu w kanałach doprowadzających ciecz do komory wirowej

$$R_e = \frac{4G}{\rho r \sqrt{n \pi d_w}} \quad [4.55]$$

— z wykresu na rysunku 4.24 wyznacza się wartość współczynnika tarcia  $\lambda_1$ ;

— określa się wartość ekwiwalentnej stałej geometrycznej rozpylacza

$$A_{E1} = \frac{R_{re}}{nr_w^2 + \frac{\lambda}{2} R(R-r_e)} \quad [4.56]$$

Jeśli stosunek

$$\frac{A}{A_{E1}} < 1,05 \div 1,1$$

oznacza to, że wpływ tarcia nie jest duży i wielkości charakteryzujące rozpylacz oraz jego wymiary obliczone na podstawie teorii rozpylacza idealnego mogą służyć jako podstawa do projektu. W przypadku przeciwnym dalszy tok postępowania jest następujący

— posługując się równaniem [4.56] i przyjmując, że  $A_{E1} = A$  wyznacza się średnicę kanału doprowadzającego

$$d_{w1} = 2 \sqrt{\frac{Rr_e}{nA} - \frac{\lambda_1}{2n} R(R-r_e)} \quad [4.57]$$

— określa się wartość liczby Reynoldsa dla przepływu w kanałach [4.55] i wyznacza współczynnik tarcia  $\lambda_2$

— oblicza się nową wartość ekwiwalentnej stałej geometrycznej rozpylacza

$$A_{E2} = \frac{Rr_e}{nr_{w1}^2 + \frac{\lambda_2}{2} R(R-r_e)}$$

i znów porównuje z  $A$ . Jeśli różnica jest większa od dopuszczalnej to cykl obliczenia powtarza się. Na ogół wystarczają dwa lub trzy powtórzenia.

Przy wyborze wartości  $R$  (ze stosunku  $R/r_e$ , który przyjmuje się na ogół w granicach  $2 \div 5$ ), należy pamiętać, że  $R$  powinno być tym mniejsze

im większa jest lepkość cieczy rozpylanej oraz im mniejsze jest natężenie przepływu przez rozpylacz.

Przy obliczaniu średnic kanałów doprowadzających (względnie boków w przypadku prostokąta) należy uwzględnić współczynnik przewężenia

$$\varepsilon = 0,85 \div 0,90 \quad [4.58]$$

W tym celu obliczanie średnicy kanału doprowadzającego prowadzi się nie dla  $A$  lub  $A_E$  lecz  $A_p$  lub  $A_{Ep}$ , które wyznacza się z zależności

$$A_p = \frac{A}{\varepsilon} \quad [4.59]$$

i

$$A_{Ep} = \frac{Rr_e}{\varepsilon n r_w^2 + \frac{\lambda_1}{2} R(R-r_e)} \quad [4.60]$$

Otrzymuje się wtedy w pierwszym przybliżeniu

$$d_w = 2 \sqrt{\frac{Rr_e}{\varepsilon n A_p}}$$

Pozostałe wymiary rozpylacza oblicza się następująco:

$$\text{— średnica komory wirowej } D_k = 2(R + r_w) \quad [4.61]$$

$$\text{— długość komory wirowej } \delta \approx d_w \quad [4.62]$$

$$\text{— długość cylindrycznej części dyszy } l_e = (0,25 + 1,0)d_e \quad [4.63]$$

$$\text{— długość kanałów doprowadzających } l_w = (1,5 + 3,0)d_w \quad [4.64]$$

$$\text{— kąt przejścia z komory wirowej do dyszy } \psi = 90 + 120^\circ \quad [4.65]$$

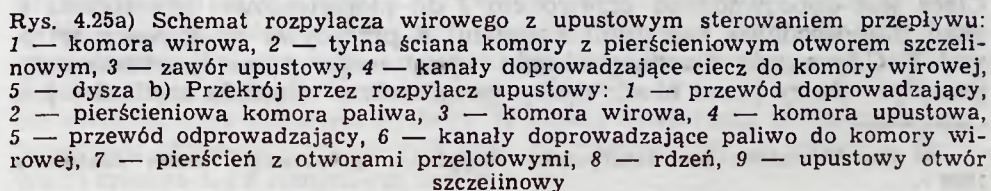
Osobliwością charakterystyki rozpylacza wirowego jest paraboliczna zależność natężenia przepływu od spadku ciśnienia (równanie [4.42]).

Innymi słowy, na przykład przy dwukrotnym wzroście natężenia przepływu dla tego samego rozpylacza musiałby nastąpić czterokrotny wzrost spadku ciśnienia.

W pewnych przypadkach dotyczy to przede wszystkim turbodrzutowych silników lotniczych, żąda się dużej wartości stosunku między maksymalnym i minimalnym natężeniem przepływu przez rozpylacz. Wynikający stąd stosunek ciśnień jest często nie do przyjęcia ze względów wytrzymałościowych, funkcjonalnych lub eksploatacyjnych. Dla silnika turbodrzutowego stosunek między maksymalnym a minimalnym natężeniem przepływu dochodzi do 30. Stosunek ciśnień byłby więc rzędu 900. Jeśli dopuszczalne ciśnienie, przy którym może pracować pompa wynosi 80 bar, to ciśnienie minimalne odpowiadające minimalnemu przepływowi wynosiłoby 0,09 bar. Tak niskie ciśnienie jest niedopuszczalne z uwagi na jakość rozpylenia (na przykład dla nafty minimalne ciśnienie zapewniające dobre rozpylanie wynosi 4 bar, dla benzyny natomiast 1 bar).

Z tego powodu istnieje potrzeba stosowania rozpylaczy, w których natężenie przepływu rośnie z ciśnieniem szybciej niż to otrzymuje się z równania [4.42] (gdzie przepływ jest proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego ze spadku ciśnienia). Takie rozpylacze umożliwiają pokrycie szerokiego zakresu natężeń przepływu przy stosunkowo niedużym zakresie ciśnień. Z równania [4.42] wynika, że można tego dokonać zmieniając równocześnie z ciśnieniem wtrysku współczynnik natężenia przepływu  $\mu$ , lub pole przekroju poprzecznego dyszy  $f_e = \pi r_e^2$ .





Przykładem rozpylacza, który jest przystosowany do regulacji współczynnika natężenia przepływu jest rozpylacz wirowy ze sterowaniem upustowym.

Schemat działania takiego rozpylacza przedstawiono na rys. 4.25a. Różnica między tym rozpylaczem, a zwykłym wirowym polega na upuszczaniu części cieczy z komory wirowej przez szczelinowy otwór pierścieniowy do przewodu upustowego, w którym jest zainstalowany zawór sterujący stosunkiem natężeń przepływu przez dyszę oraz przez upust.

Z prawa zachowania masy wynika

$$G_c = G_e + G_u \quad [4.66]$$

gdzie:  $G_c$  — masowe natężenie przepływu cieczy doprowadzanej do komory wirowej,

$G_e$  — masowe natężenie przepływu przez dyszę,

$G_u$  — masowe natężenie przepływu przez upust.

Wielkością charakteryzującą rozpylacz upustowy jest współczynnik rozdziału przepływu zdefiniowany jako

$$\eta_R = \frac{G_c}{G_e} \quad [4.67]$$

Dla  $\eta_R = \infty$  cały przepływ odbywa się przez upust; dla  $\eta_R = 1$ , rozpylacz upustowy staje się zwykłym wirowym. Zwykły rozpylacz wirowy jest więc szczególnym przypadkiem rozpylacza upustowego.

Zmieniając stosunek natężeń przepływu przez dyszę i przewód upustowy dokonuje się niejako zmiany wartości stałej geometrycznej rozpylacza (odprowadzona przez upust część paliwa zmniejsza, jak gdyby efektywny przekrój kanałów doprowadzających).

Stałą geometryczną rozpylacza upustowego określa się zależność

$$A_u = \eta_R A_0 \quad [4.68]$$

gdzie  $A_0$  jest stałą geometryczną rozpylacza z zamkniętym upustem.

To założenie umożliwia obliczanie rozpylacza upustowego w sposób jak omówiony poprzednio zwykły rozpylacz wirowy.

Przykładową charakterystykę rozpylacza upustowego przedstawiają wykresy na rys. 4.26. Zakres stosowania wtryskiwacza ograniczają dwie krzywe zależności  $G_c = f(P_T)$  (rys. 4.26a, krzywe 1 i 2). Pierwsza z nich jest sporządzona dla całkowicie zamkniętego upustu, druga natomiast — upustu całkowicie otwartego. Krzywa oznaczona numerem 3 przedstawia zależność  $G_c = f(P_T)$  dla zamykającego się, w miarę wzrostu ciśnienia, podawania zaworu upustowego w sposób, który jest określony zmianą ciśnienia w przewodzie upustowym przed zaworem (krzywa 4). Na rys. 4.26b przedstawiono zmienność poszczególnych natężeń przepływu ( $G_c$  — całkowitego,  $G_e$  — przez dyszę i  $G_u$  przez upust) oraz kąta rozpylania dla przebiegu scharakteryzowanego krzywymi 3 i 4 z rys. 4.26a.

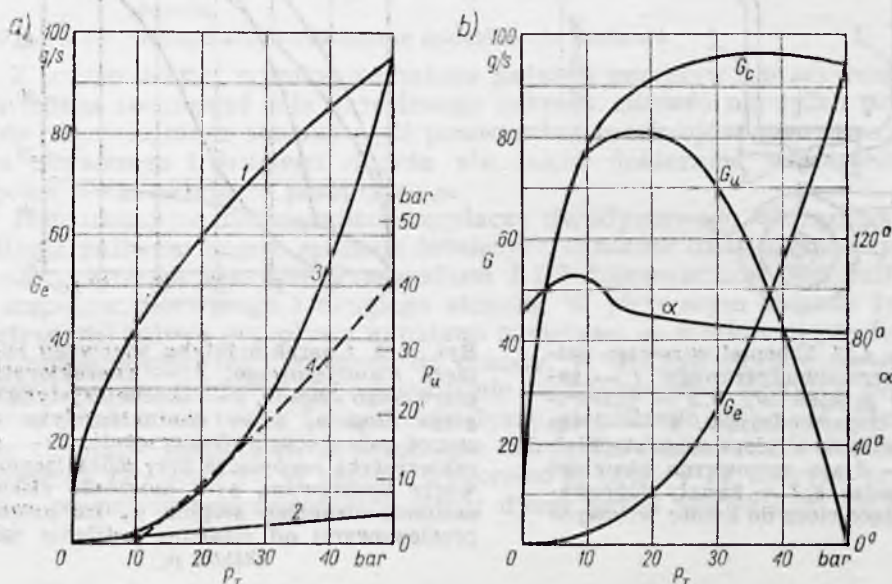
Na rys. 4.25b przedstawiono przekrój przez rozpylacz upustowy<sup>1)</sup>. Ciecz jest doprowadzana przewodem 1 do pierścieniowej przestrzeni 2, skąd mimośrodowo naciętymi kanałami 6 przepływa do komory wirowej 3. Gdy zawór dławiący układu upustowego pozostaje zamknięty, przepływ cieczy przez otwór dyszy (przy stałym ciśnieniu zasilania) jest

<sup>1)</sup> Jan Kowalski: charakterystyka rozpylacza upustowego, praca doktorska, 1968 r.



maksymalny. Po otwarciu zaworu upustowego część cieczy z komory wirowej przedostaje się przez pierścieniową szczelinę 9 (utworzoną przez elementy 7 i 8) do komory 4, a stąd do przewodu upustowego 5.

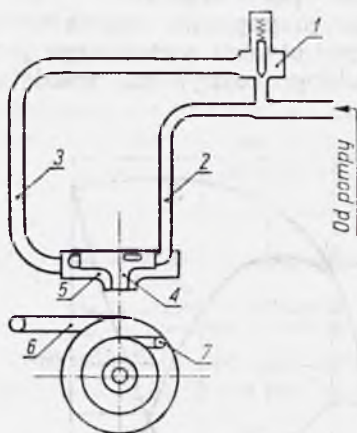
Przykładem rozpylacza wirowego, w którym poprawę charakterystyki uzyskuje się przez zmianę pola powierzchni otworu wylotowego jest rozpylacz dwudyszowy. Schemat działania takiego rozpylacza przedsta-



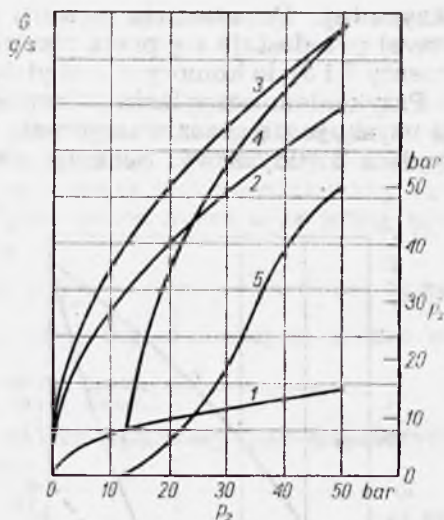
Rys. 4.26. Charakterystyka rozpylacza z upustowym sterowaniem przepływu a) zależność natężenia przepływu przez zdysę rozpylacza upustowego od ciśnienia podawania  $p_T$ : 1 — charakterystyka przy całkowicie zamkniętym upuście ( $\eta_R = 1$ ), 2 — charakterystyka przy całkowicie otwartym upuście ( $\eta_R \gg 1$ ), 3 — charakterystyka dla określonego prawa zamykania się zaworu upustowego, 4 — zależność ciśnienia w przewodzie upustowym przed zaworem  $p_u$  od ciśnienia podawania  $p_T$ , b) zależność kąta rozpylania  $\alpha$  i natężeń przepływu  $G_c$ ,  $G_u$  i  $G_e$  od ciśnienia podawania  $p_T$  dla charakterystyki 3 z wykresu a

wiono na rys. 4.27. Rozpylacz składa się z dwu zespołów, komora wirowa — dysza, ustawionych jeden w drugim i połączonych ze sobą przez zawór przelewowy. W ten sposób tworzy się układ dwustopniowy, przy czym zespół wewnętrzny stanowi pierwszy stopień, a zewnętrzny drugi. Przy małych natężeniach przepływu (czyli małych ciśnieniach zasilania) ciecz jest podawana wyłącznie przez zespół wewnętrzny. W miarę wzrostu ciśnienia zawór przelewowy otwiera się i umożliwia zasilanie zespołu zewnętrznego.

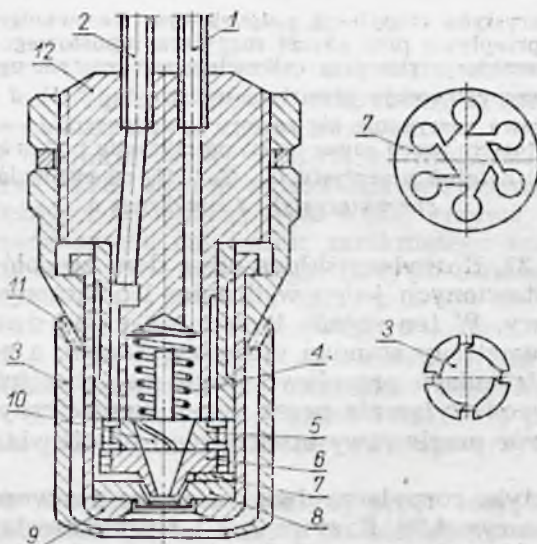
Charakterystykę rozpylacza dwudyszowego z zaworem przelewowym przedstawiono na rys. 4.28. Krzywe 1, 2 i 3 przedstawiają zależność  $G = f(p_1)$  dla układów pierwszego i drugiego stopnia oraz obu stopni razem, krzywa 4 — tę samą zależność dla zespołu z pracującym zaworem przelewowym (który włącza się przy ciśnieniu 12 bar i zostaje całkowicie otwarty przy ciśnieniu 50 bar). W czasie otwierania się zaworu przelewowego stopniowo rośnie ciśnienie za zaworem  $p_2$  aż wreszcie (krzywa 5) zrówna się z ciśnieniem zasilania  $p_1$ .



Rys. 4.27. Schemat wirowego rozpylacza dwudyszowego: 1 — zawór przelewowy, 2, 3 — przewody doprowadzające, 4 — dysza wewnętrzna (pierwszego stopnia), 5 — dysza zewnętrzna (drugiego stopnia), 6, 7 — kanały doprowadzające ciecz do komór wirowych



Rys. 4.28. Charakterystyka wirowego rozpylacza dwudyszowego: 1 — charakterystyka pierwszego stopnia, 2 — charakterystyka drugiego stopnia, 3 — charakterystyka dwu stopni pracujących równocześnie, 4 — charakterystyka rozpylacza przy działającym zaworze upustowym, 5 — zależność ciśnienia zasilania drugiego stopnia  $p_2$  (za zaworem przelewowym) od ciśnienia zasilania całego układu  $p_1$



Rys. 4.29. Przekrój przez wirowy rozpylacz dwudyszowy: 1, 2 — przewody doprowadzające, 3 — czop z naciętymi kanałami wprowadzającymi strugę wewnętrzną w ruch wirowy, 4 — sprężyna dociskająca czop, 5 — obsada czopa, 6 — kadłub dyszy zespołu pierwszego stopnia, 7 — płytka z nacięciami wprowadzającymi strugę zewnętrzną w ruch wirowy, 8 — kadłub dyszy zespołu drugiego stopnia, 9 — tuleja ściągająca elementy rozpylacza, 10 — osłona rozpylacza, 11 — otwory dla powietrza zdmuchującego nagar, 12 — kadłub rozpylacza



Stosunek natężeń przepływu maksymalnego i minimalnego oblicza się dla tego rozpylacza z zależności

$$\frac{G_{mx}}{G_{mn}} = \frac{f_1 \mu_1 + f_2 \mu_2}{f_1 \mu_1} = \sqrt{\frac{p_K}{p_N}} \quad [4.69]$$

gdzie:  $f_1, f_2$  — pola powierzchni przekroju dysz pierwszego i drugiego stopnia,  
 $\mu_1, \mu_2$  — współczynniki natężenia przepływu dla dysz pierwszego i drugiego stopnia,

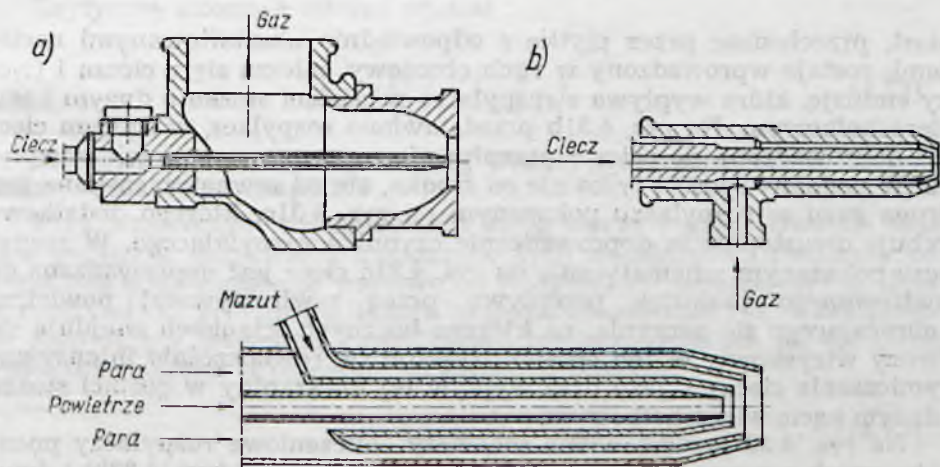
$p_K, p_N$  — maksymalne i minimalne nadciśnienie zasilania.

Z zależności tej wynika, że zakres natężeń przepływu przez rozpylacz można rozszerzyć (dla określonego zakresu ciśnień) nie tylko przez dobór odpowiedniego stosunku pól powierzchni przekrojów poprzecznych dysz pierwszego i drugiego stopnia ale także dobierając odpowiednie współczynniki natężenia przepływu  $\mu$ .

Konstrukcyjne rozwiązanie rozpylacza dwudyszowego, służącego do zasilania paliwem komór spalania lotniczych silników turbodrzutowych, przedstawiono na rys. 4.29. Przewodami 1 i 2 doprowadzane jest paliwo do zespołów pierwszego i drugiego stopnia. W pierwszym stopniu (wewnętrznym) paliwo przepływa kanałami naciętymi na stożkowej powierzchni czopa dociskanego sprężyną do obsady. W drugim stopniu (zewnętrznym) paliwo dochodzi do odpowiednio ukształtowanej płytki 7 przez otwory w obsadzie czopa 5 i kadłubie dyszy pierwszego stopnia 6. Wszystkie elementy rozpylacza są ściągnięte tuleją 9 i dociśnięte do kadłuba rozpylacza 12 osłoną 10. W osłonie wykonane są otwory 11, którymi przepływa powietrze zabezpieczające otwór dyszy przed osadzaniem się nagaru.

### 4.2.3. Rozpylacze pneumatyczne

Tą umowną nazwą określa się wszystkie rozpylacze, w których do rozpylania cieczy wykorzystuje się energię strugi gazu lub pary. Na rys. 4.30 przedstawiono trzy najprostsze schematy działania rozpylaczy pneumatycznych. Rozpylacz pokazany na rys. 4.30a charakteryzuje się prze-

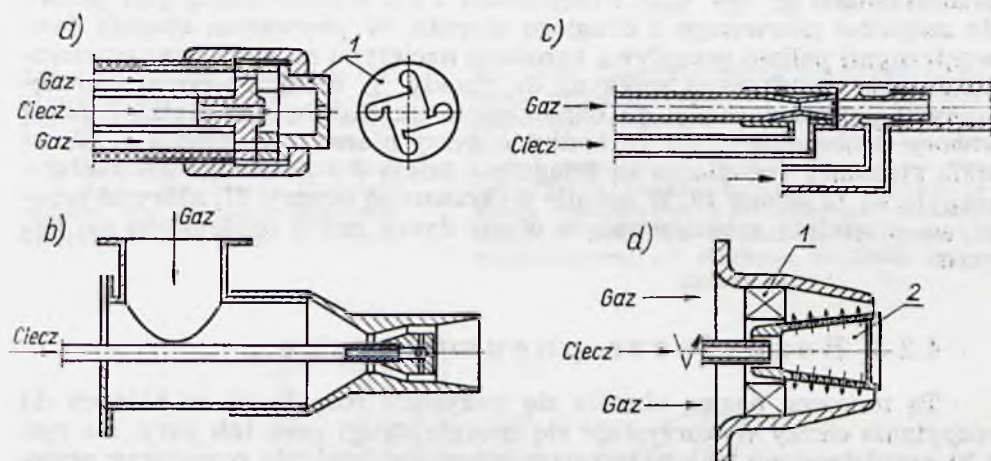


Rys. 4.30. Rozpylacze pneumatyczne o współosiowym przepływie cieczy i gazu

plywem przebiegającym wzdłuż wspólnej osi rozpylanej cieczy i rozpylającego gazu. Przepływy dzielą się na nisko i wysokociśnieniowe. Granica podziału zależy od tego czy stosunek ciśnień otoczenia i zasilania (dla czynnika rozpylającego) jest pod- czy nadkrytyczny. Rozpylacz wysokociśnieniowy jest przedstawiony na rys. 4.30b.

Aby zwiększyć intensywność rozpylania stosuje się dwustronne oddziaływanie czynnika rozpylającego na strugę cieczy. W tym celu dysza, przez którą przepływa ciecz ma pierścieniowy przekrój poprzeczny. Rozpylający gaz lub para są doprowadzane przewodami od środka i na zewnątrz. Na rys. 4.30c przedstawiono rozpylacz tego typu stosowany w piecach martenowskich, w którym czynnikiem rozpylanym jest mazut lub smoła, a rozpylającym para wodna (biorąca następnie czynny udział w świeżeniu surówki) i powietrze.

Różne sposoby intensyfikacji procesu mieszania cieczy i gazu są przedstawione na rys. 4.31. Na rys. 4.31a przedstawiono pneumatyczny rozpylacz wirowy. Środkiem, równoległe do osi płynie ciecz. Gaz nato-



Rys. 4.31. Sposoby intensyfikacji procesu mieszania cieczy i gazu; 1 — zawirowywacz, 2 — element wirujący

miast, przechodząc przez płytkę z odpowiednio ukształtowanymi nacięciami, zostaje wprowadzony w ruch obrotowy, miesza się z cieczą i tworzy emulsję, która wypływa z rozpylacza w postaci stożka o dużym kącie wierzchołkowym. Na rys. 4.31b przedstawiono rozpylacz, w którym ciecz jest doprowadzana do osiowo przepływającego gazu w poprzek przepływu. W podobny sposób, tylko nie od środka, ale od zewnątrz, zasilana jest struga gazu w rozpylaczu pokazanym na rys. 4.31c, którego dodatkowo cechuje dwustopniowe doprowadzanie czynnika rozpylającego. W rozpylaczu pokazanym schematycznie na rys. 4.31d ciecz jest doprowadzana do zawirowanego (wskutek przepływu przez zawirowywacz) powietrza z obracającego się naczynia, na którego bocznych ściankach znajdują się otwory wtryskowe. W ten sposób uzyskuje się równocześnie intensywne wymieszanie cieczy i gazu oraz wypływ tej mieszaniny w postaci stożka o dużym kącie wierzchołkowym.

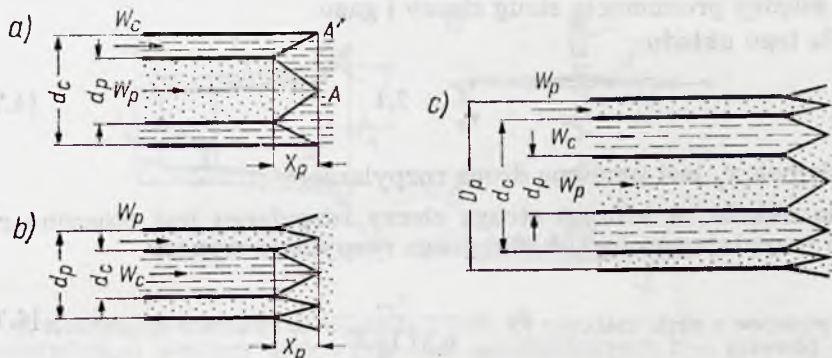
Na rys. 4.32 przedstawiono schematy obliczeniowe rozpylaczy pneumatycznych z wewnętrznym (rys. 4.32a), zewnętrznym (rys. 4.32b) i dwustronnym doprowadzeniem czynnika rozpylającego (rys. 4.32c).



Prędkość wypływu cieczy (nie przekraczającą zwykle 4 m/s) określa się z zależności

$$w_c = \sqrt{\frac{2}{\rho_c} (p - \Delta p)} \quad [4.70]$$

gdzie:  $\rho_c$  — gęstość cieczy,  
 $p$  — wartość nadciśnienia zasilania w odniesieniu do ciśnienia otoczenia,  
 $\Delta p$  — strata ciśnienia w układzie zasilającym.



Rys. 4.32. Schematy obliczeniowe rozpylaczy pneumatycznych

Prędkość wypływu gazu wyznacza się, przy założeniu, że wypływ jest izentropowy, z równania

$$w_p = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \frac{p_1}{\rho_{p1}}} \quad [4.71]$$

gdzie:  $\kappa$  — wykładnik izentropy (dla powietrza  $\kappa = 1,4$ , dla przegrzanej pary wodnej — 1,3, dla pary wodnej suchej nasyconej — 1,135),  
 $p_1, \rho_{p1}$  — ciśnienie i gęstość gazu przed dyszą rozprężającą,  
 $p_2$  — ciśnienie w przekroju końcowym dyszy.

Krytyczny stosunek ciśnień wynosi

$$\beta = \left( \frac{p_2}{p_1} \right) = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad [4.72]$$

Dla powietrza  $\beta = 0,528$ , dla pary wodnej przegrzanej 0,546, dla pary wodnej suchej nasyconej 0,577.

Przy wzajemnym oddziaływaniu strug cieczy i gazu powstaje *warstwa graniczna* stanowiąca mieszaninę tych składników. Tworzące powierzchnie oddzielające tę warstwę od czynnika niezaburzonego są liniami prostymi. W przypadku układu przedstawionego na rys. 4.32a (czynnik rozpylający wewnątrz rozpylanego) ich przecięcie się na osi strugi zachodzi w punkcie A odległym od krawędzi dyszy o

$$x_p = 6,5 \left( \lg \frac{\rho_c}{\rho_p} \right)^{-1} r_{p0} \quad [4.73]$$

gdzie  $r_{p0}$  — początkowy promień strugi czynnika rozpylającego.

Pochylenie powierzchni oddzielającej ciecz od *warstwy granicznej* wynosi

$$\frac{r}{x} = 0,48 \quad [4.74]$$

Stąd, zakładając, że punkty  $A'$  i  $A$  (rys. 4.32a) leżą na tej samej prostej prostopadłej od osi rozpylacza (wtedy maksymalnie wykorzystana jest energia czynnika rozpylającego), można wyznaczyć optymalny stosunek między promieniem strug cieczy i gazu.

Dla tego układu

$$\frac{r_c}{r_p} = 2,1 \quad [4.75]$$

Odcinek  $x_p$  jest umowną drogą rozpylania.

Dla układu, w którym struga cieczy rozpylanej jest otoczona czynnikiem rozpylającym (rys. 4.32b) droga rozpylania wynosi

$$x_p = \frac{r_{co}}{0,31 \lg \frac{\rho_c}{\rho_p}} \quad [4.76]$$

gdzie  $r_{co}$  — promień na początku strugi cieczy, natomiast średnica strugi czynnika rozpylającego zależy od jego prędkości i wynosi 1,5 do 15 średnic strugi cieczy (większe wartości stosunków odpowiadają mniejszym prędkościom). Przy określaniu tego stosunku dla prędkości nadźwiękowej można korzystać ze związku

$$r_p = (1,5 + 1,7 \alpha_0) r_c$$

gdzie  $\alpha_0$  — jest współczynnikiem struktury strugi.

Wartość  $\alpha_0$  zmienia się od 0,066 do 0,08 (patrz komentarz do równania [3.14]).

W układzie pokazanym na rys. 4.32c, gdzie czynnik rozpylający oddziałuje na strugę cieczy w przekroju pierścieniowym z obu stron, optymalne promienie strug określają następujące zależności

$$\begin{aligned} r_c &= 4,11 r_p \\ R_p &= 5,4 r_p \end{aligned} \quad [4.77]$$

#### 4.2.4. Rozpylacze obrotowe

W rozpylaczach obrotowych (rys. 4.33) ciecz jest doprowadzona na powierzchnię wirującą (wirującego bębna rys. 4.33a, lub dysku — rys. 4.33b), na której tworzy się warstwa spływająca z niej pod działaniem siły odśrodkowej. W celu zmniejszenia poślizgu między cieczą i wirującym dyskiem zaopatruje się go w promieniowo ustawione łopatki. Ten sam efekt można uzyskać wierząc w dysku promieniowe otwory, którymi przepływa rozpylona ciecz (rys. 4.33c).

Grubość warstwy cieczy w danym punkcie na wewnętrznej powierzchni wirującego bębna można wyznaczyć przekształcając odpowiednio



równanie ruchu w tej warstwie <sup>1)</sup> z zależności

$$\delta = \left( \frac{3\nu Q}{2\pi \omega^2 r^2 \sin \varphi_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad [4.78]$$

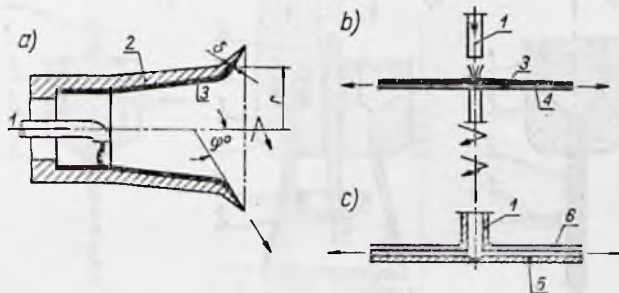
gdzie:  $\nu$  — lepkość cieczy,

$Q$  — objętościowe natężenie przepływu,

$\omega$  — prędkość kątowna,

$r$  — odległość danego elementu cieczy od osi rozpylacza,

$\varphi_0$  — kąt między styczną w danym punkcie warstwy cieczy i osią rozpylacza.



Rys. 4.33. Rozpylacze obrotowe a) wirujący bęben, b) wirujący dysk z warstwą cieczy na powierzchni, c) wirujący dysk z otworami promieniowymi; 1 — przewód doprowadzający paliwo, 2 — bęben wirujący, 3 — warstwa cieczy, 4 — dysk wirujący, 5 — dysk wirujący z otworami promieniowymi, 6 — otwory promieniowe

Grubość warstwy rośnie więc ze wzrostem lepkości, maleje natomiast ze wzrostem prędkości kątowej.

Składową prędkości promieniowej można znaleźć (znając już grubość warstwy) posługując się równaniem zachowania masy.

Prędkość promieniową w otworze w wirującym dysku  $v_r$  określa równanie empiryczne

$$v_r = \frac{\omega^{0,8} R^{0,4}}{B^{0,4}} \left( 1 - \frac{0,35}{B^{0,92} \omega^{0,42} R^{1,43}} \right)^{0,4} \quad [4.79]$$

gdzie:  $R$  — promień wirującego dysku,

$B = 0,09 r_k^{0,35} \nu^{0,25} n^{0,8} Q^{-0,8}$  — dla otworów okrągłych,

$B = 0,105 b^{0,35} \nu^{0,25} n^{0,8} Q^{-0,8}$  — dla otworów prostokątnych,

$r_k$  — promień otworu,

$b$  — szerokość otworu prostokątnego lub odległość między łopatkami umieszczonymi na dysku,

$n$  — liczba otworów lub łopatek.

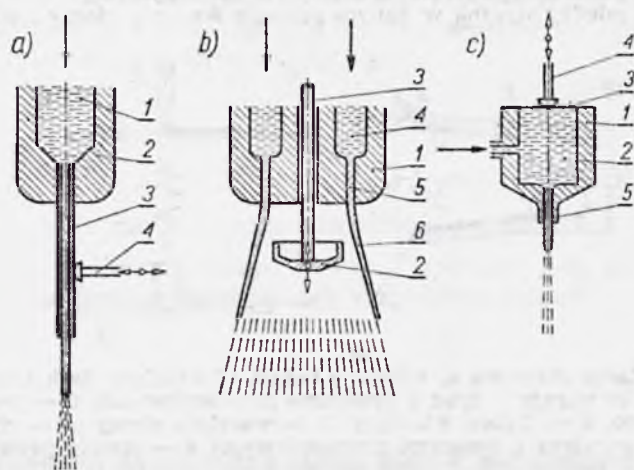
#### 4.2.5. Rozpylacze mikroimpulsowe

Zasada działania rozpylaczy mikroimpulsowych polega na okresowym zakłócaniu powierzchni strugi wypływającej z dyszy rozpylacza i wytwarzaniu na niej w ten sposób fal z rosnącą amplitudą, co prowadzi do rozpadu strugi na krople. Na rys. 4.34 podano kilka sposobów oddziaływania mikroimpulsami na powierzchnię strugi. Układ przedstawiony na rys. 4.34a składa się z kadłuba oraz dyszy, którą stanowi sprężysta rurka stalowa (np. igła lekarska). Na dyszę działa element wzbudzający drgania, związany z generatorem drgań. Drgania dyszy wytwarzają fale

<sup>1)</sup> B. A. Borodin i in.: Raspyliwanije židkostiej. Moskwa 1967. Izd. Maszynostrojenije.

na powierzchni wypływającej strugi cieczy i powodują w ten sposób jej rozpad na krople.

Na rys. 4.34b pokazano element drgający umieszczony wewnątrz parasyła utworzonego przez powłokę z cieczy wypływającej z pierścieniowej dyszy rozpylacza. Powstające w ten sposób fale akustyczne, lub ultradźwiękowe powodują zakłócenia na powierzchni powłoki, deformują ją i rozczłonkowują ostatecznie na krople.



Rys. 4.34. Rozpylacze mikroimpulsowe a) z drgającą dyszą: 1 — komora, 2 — kadłub, 3 — dysza, 4 — element wzbudzający drgania dyszy, b) — ze wzbudnikiem drgań akustycznych (lub ultradźwiękowych): 1 — kadłub, 2 — wzbudnik drgań, 3 — pręt łączący wzbudnik z generatorem drgań, 4 — komora, 5 — szczelina pierścieniowa, 6 — powłoka cieczy wypływającej z pierścieniowej szczeliny rozpylacza, rozpadająca się na krople pod wpływem fal akustycznych, c) z drgającą membraną: 1 — kadłub rozpylacza, 2 — komora wypełniona cieczą, 3 — membrana, 4 — element drgający, 5 — dysza

W układzie przedstawionym na rys. 4.34c wypływająca z rozpylacza ciecz jest poddana działaniu zmiennego ciśnienia, które wytwarza drgająca membrana zamykająca od góry komorę rozpylacza. Następstwem tej okresowej zmiany ciśnienia zasilania jest okresowo zmienna prędkość wypływu, co powoduje powstanie osiowosymetrycznych fal na powierzchni wypływającej strugi, która w konsekwencji zostaje rozdrobniona na krople.

Podstawową właściwością rozpylaczy mikroimpulsowych jest możliwość kontroli średnicy kropeł przez zmianę częstotliwości mikroimpulsów.

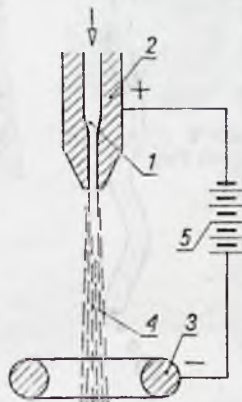
#### 4.2.6. Rozpylacze elektryczne

Schemat rozpylacza elektrycznego przedstawiono na rys. 4.35. Źródło prądu o napięciu rzędu 20 kV jest połączone z dwiema elektrodami a mianowicie, anodą, którą stanowi dysza rozpylacza i katodą wykonaną w kształcie pierścienia, przez który przepływa struga cieczy. W rozpylaczu wykorzystuje się zjawisko zmniejszania sił napięcia powierzchniowego pod wpływem ładunków elektrycznych. W naładowanej elektrycznie kropli powstają siły skierowane przeciwnie do sił napięcia powierzchniowego. Jeśli siły te są większe niż siły napięcia to kropla ulega rozczłonkowaniu, przy czym proces ten przebiega tak długo, aż wartość sił



napięcia powierzchniowego nie przekroczy sił wynikających z działania ładunku elektrycznego.

Rozpylacz elektryczny umożliwia kontrolę średnic kropeł przez zmianę wartości napięcia prądu oraz przez impulsowe wytwarzanie pola elektrycznego, przez które przepływa struga rozpylanej cieczy.



Rys. 4.35. Rozpylacz elektryczny: 1 — dysza wtryskowa, 2 — kadłub dyszy i anoda, 3 — katoda pierścieniowa, 4 — struga rozpylanej cieczy, 5 — źródło prądu

#### 4.2.7. Rozpad strug cylindrycznych i powłok, powstawanie kropeł

Z przedstawionego w poprzednich ustępach opisu działania szeregu najbardziej typowych rozpylaczy wynika, że proces rozpylania można podzielić na trzy stadia:

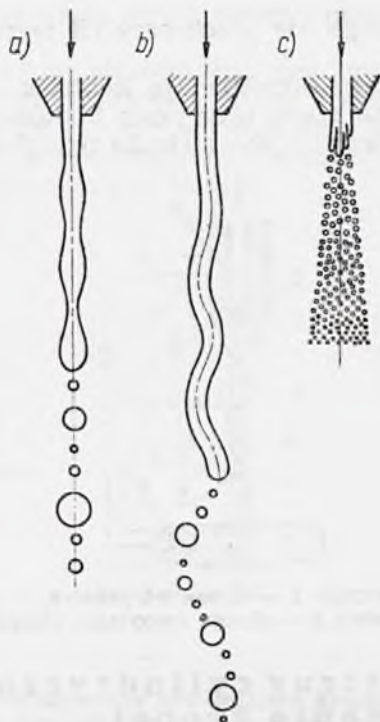
- pierwsze stadium polega na odpowiednim ukształtowaniu strugi wypływającej z rozpylacza (na ogół w postaci cylindra lub powłoki),

- w drugim stadium następuje zaburzenie powierzchni strugi, powstanie na niej fal z rosnącą amplitudą i rozpad strugi na krople (rozpad pierwotny),

- w trzecim stadium krople znajdujące się we względnym ruchu w stosunku do czynnika w otoczeniu ulegają rozcłonkowaniu pod działaniem ciśnienia dynamicznego (rozpad wtórny).

Zaburzenie powierzchni strugi następuje w wyniku działania sił wewnętrznych lub zewnętrznych. Siły wewnętrzne pochodzą od wirów turbulentnych w strudze, siły zewnętrzne natomiast są siłami aerodynamicznymi. Na mechanizm rozpadu pierwotnego wpływa działanie sił napięcia powierzchniowego. W wyniku tego działania każdy kształt, poza kulą, staje się niestateczny. Więc, gdy np. na powierzchni strugi cylindrycznej powstaje zaburzenie, pod wpływem sił wewnętrznych lub zewnętrznych, to jego amplituda będzie zawsze rosła. W ten sposób z cylindrycznej strugi zostanie odcięta pewna objętość, która następnie przyjmie kształt kuli.

Jeśli siła zaburzająca jest niewielka, co warunkuje przede wszystkim wypływ laminarny, wtedy na powierzchni strugi powstają fale osiowo-symetryczne (rys. 4.36a) i one rozcłonkują strugę. Przy większej sile zaburzającej zadanie to spełniają fale asymetryczne charakteryzujące się zniekształceniem osi strugi (rys. 4.36b). Gdy względna prędkość strugi i otaczającego czynnika jest bardzo duża, to znaczy gdy siła zaburza-



Rys. 4.36. Rozpad cylindrycznej strugi cieczy wypływającej z rozpylacza strumieniowego: a) pod wpływem fal osiowosymetrycznych, b) pod wpływem fal asymetrycznych, c) pod wpływem dużych sił aerodynamicznych

jąca jest duża, wtedy zaraz po wyjściu z dyszy struga zostaje rozszczepiona na mniejsze strużki, które z kolei rozpadają się na krople (rys. 4.36c).

W tym przypadku rozpad pod wpływem ciśnienia dynamicznego otoczenia zachodzi wcześniej niż powstałe w strudze fale rozwiną się do odpowiednio dużej amplitudy (to jest takiej, która powoduje „odcięcie” kropli).

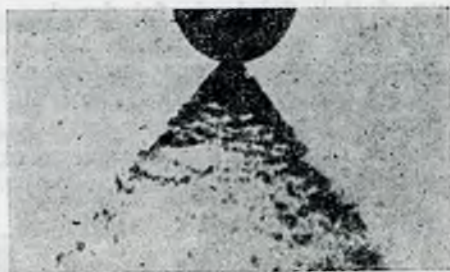
Ten ostatni typ tworzenia się żagwi rozpylanej cieczy przedstawiono na rys. 4.37.



Rys. 4.37. Powstawanie kropli w żagwi rozpylacza strumieniowego

Wprowadzając jedno tylko okresowo działające słabe zakłócenie można wytwarzać krople o stałej średnicy. Na rys. 4.38 przedstawiono powstawanie kropli jednorodnych generowanych przez okresową zmianę prędkości wypływu (rys. 4.34c).

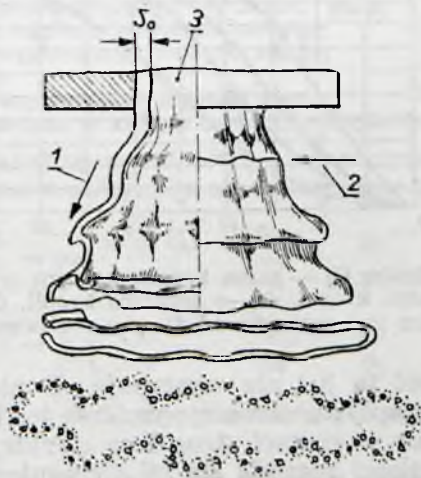




Rys. 4.39. Tworzenie się kropeł w żagwi rozpylacza wirowego

Rys. 4.38. Powstawanie kropeł jednorodnych

Powstawanie kropeł z rozpadającej się powłoki w stożku cieczy, ukształtowanym przez rozpylacz wirowy, pokazano na rys. 4.39. Mechanizm rozpadu widać wyraźniej na rys. 4.40. Na powłoce powstają dwie fale. Pierwsza podłużna skierowana współosiowo z rosnącą, w miarę oddalania się od otworu dyszy, amplitudą dąży do podzielenia stożkowej powłoki na pierścienie. Druga skierowana obwodowo w poprzek przepływu dąży do podzielenia jej na segmenty. Fala pierwszego rodzaju jest na ogół intensywniejsza i dlatego z powłoki wydzielają się najpierw pofa-



Rys. 4.40. Mechanizm powstawania kropeł w rozpylaczu wirowym: 1 — fala podłużna, 2 — fala poprzeczna, 3 — otwór dyszy rozpylacza,  $\delta_0$  — grubość powłoki cieczy na wyjściu z dyszy

lowane, na skutek działania fal drugiego rodzaju, pierścienie, które następnie rozpadają się na krople.

Przy bardzo wysokich spadkach ciśnienia w rozpylaczu i dużej względnej prędkości cieczy i ośrodka, ciśnienie dynamiczne przyspiesza proces rozpadu powłoki, to znaczy rozpylanie następuje zanim rozwiną się fale.

Tworzenie kroplel przez rozpylacz obrotowy przedstawiono na rys. 4.41. Przy niewielkim natężeniu przepływu, na skraju bębna, powstaje

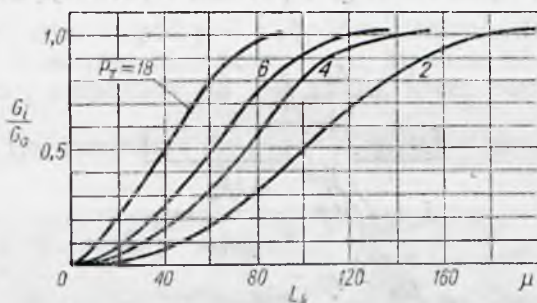


Rys. 4.41. Tworzenie się kroplel na krawędzi wirującego bębna przy niewielkim natężeniu przepływu cieczy



Rys. 4.42. Tworzenie się kroplel na krawędzi wirującego bębna przy dużym natężeniu przepływu

pierścieniowe zgrubienie z cieczy, które pod wpływem sił odśrodkowych deformuje się w ten sposób, że tworzą się na nim kuliste węzły. Wzrost tych węzłów powoduje ich odrywanie się od krawędzi bębna w postaci kroplel. Przy zwiększaniu natężenia przepływu węzły przekształcają się w strugi, które w pewnej odległości od krawędzi bębna rozpadają się na krople; to właśnie pokazano na rys. 4.41. Ilość strug rośnie ze wzrostem natężenia przepływu, ale tylko do pewnej wartości granicznej, po osiągnię-



Rys. 4.43. Widmo rozpylenia:  $G_i$  — masa kroplel, których średnica jest mniejsza od  $d_k$ ,  $G_0$  — masa wszystkich kroplel,  $d_k$  — średnica kropli,  $G_i/G_0$  — udział masowy kroplel, których średnica jest mniejsza od  $d_k$ ,  $p_T$  — ciśnienie zasilania w barach

nięciu której zależność ta już nie występuje. Dopiero przy znacznym wzroście natężenia przepływu obraz się zmienia i z krawędzi wirującego bębna spływa ciecz nie w postaci strug lecz cienkiej powłoki, która dopiero w pewnej odległości rozpada się na nieregularne nitki i następnie krople (rys. 4.42).

Proces rozpylania jest zjawiskiem statystycznym. Na jego przebieg bowiem, poza wielkościami kontrolowanymi, jak geometria rozpylacza,



własności cieczy rozpylanej, ciśnienie zasilania itp., wpływają także wielkości niekontrolowane, np. wiry turbulentne w strudze wypływającej z rozpylacza, drgania dyszy, drgania akustyczne w otoczeniu itp. W związku z tym krople jako produkt tego procesu mają niejednakowe średnice.

Segregując je na grupy właśnie według średnic (np. co 20  $\mu$ ) i określając udział masowy poszczególnych grup można otrzymamy wynik przedstawień na wykresie (rys. 4.43) charakteryzującym jakość rozpylenia.

Równaniem aproksymującym krzywe na tym wykresie jest zależność

$$\frac{G_i}{G_0} = 1 - e^{-0,693 \left(\frac{d_k}{d}\right)^n} \quad [4.80]$$

gdzie:  $G_i$  — masa kropeł, których średnica jest mniejsza od  $d_k$ ,

$G_0$  — masa wszystkich kropeł,

$d_k$  — średnica kropli,

$d$  — średnia średnica kropli,

$n$  — stała rozkładu.

Średnią średnicę kropli (wg Sautera) definiuje wyrażenie

$$\bar{d} = \frac{\sum d_k^3}{\sum d_k^2} \quad [4.81]$$

Jest to więc średnica, którą miałyby krople jednakowego wymiaru, gdyby ich całkowita powierzchnia i całkowita objętość były takie same jak są w rzeczywistości.

Wartość stałej rozkładu  $n$  jest określona zakresem otrzymywanych średnic od minimalnej do maksymalnej. Jeśli  $n$  rośnie to zakres ten maleje, a przez to rośnie równomierność rozpylania.

Wielkościami charakteryzującymi jakość rozpylenia są więc średnia średnica  $d$  i stała rozkładu  $n$ . Na podstawie doświadczenia ustalono, że na wartość  $d$  i  $n$  mają wpływ (poza typem i geometrią rozpylacza) następujące wielkości:

$D$  — charakterystyczny wymiar rozpylacza, np. średnica dyszy, czy wirującego dysku, lub strugi,

$w$  — prędkość wypływu względem otoczenia,

$\sigma$  — współczynnik napięcia powierzchniowego,

$\eta_1$  — dynamiczny współczynnik lepkości cieczy,

$\rho_1$  — gęstość cieczy,

$\eta_2$  — dynamiczny współczynnik lepkości gazu,

$\rho_2$  — gęstość środowiska, w którym zachodzi rozpylanie.

Posługując się analizą wymiarową i wykorzystując znany w teorii podobieństwa teoremat  $\pi$  otrzymuje się następujące zależności

$$\frac{\bar{d}}{D} = \varphi_1 \left( \frac{w^2 \rho_2 D}{\sigma}, \frac{D \rho_1 \sigma}{\eta_1^2}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{\eta_2}{\eta_1} \right) \quad [4.82]$$

$$n = \varphi_2 \left( \frac{w^2 \rho_2 D}{\sigma}, \frac{D \rho_1 \sigma}{\eta_1^2}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{\eta_2}{\eta_1} \right) \quad [4.83]$$

Zawarte w nawiasach liczby podobieństwa mają określony sens fizyczny.

Liczba Webera  $We = \frac{w^2 \rho_2 D}{\sigma}$  jest miarą stosunku ciśnienia dynamicznego otoczenia i ciśnienia wewnętrznego kropli, wynikającego z działania napięcia powierzchniowego.

Liczba Laplace'a  $Lp = \frac{D\rho_1\sigma}{\eta_1^2}$  jest miarą stosunku sił lepkości

do sił napięcia powierzchniowego. Można ją też rozumieć jako stosunek dwu rozmiarów: charakterystycznego rozmiaru rozpylacza  $D$  i pewnego rozmiaru fikcyjnego  $\Delta = \frac{\eta_1^2}{\rho_1\sigma}$ , który zależy wyłącznie od własności fizycznych cieczy. Dla węglowodorów, dla których  $\rho_1$  i  $\sigma$  zmieniają się nieznacznie (dla ropy:  $\rho = 820 \text{ kg/m}^3$ ,  $\sigma = 2,43 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}$ ),  $\Delta$  zależy głównie od  $\eta_1$ . W tym więc przypadku liczba Laplace'a charakteryzuje wpływ lepkości. Pozostałe kryteria  $M = \rho_2/\rho_1$  i  $Ne = \eta_2/\eta_1$  określają relacje między właściwościami zachowawczymi rozpylanej cieczy i środowiska, to jest między ich gęstościami i współczynnikami lepkości.

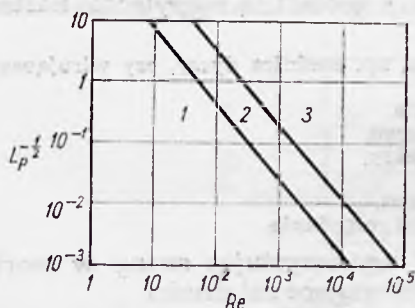
Zadanie badań eksperymentalnych rozpylania sprowadza się więc do wyznaczenia funkcji

$$\frac{d}{D} = \varphi_1(WeLp, M, Ne) \quad [4.84]$$

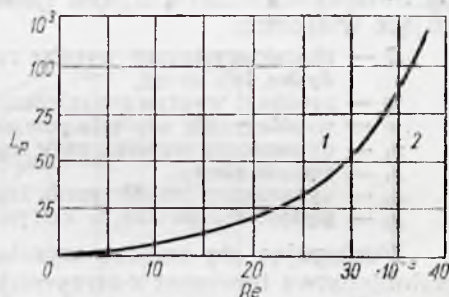
$$n = \varphi_2(WeLp, M, Ne) \quad [4.85]$$

Wymienione wyżej kryteria mogą służyć także do określenia obszarów występowania poszczególnych przypadków rozpadu strugi cylindrycznej.

Przedstawiono to wykreślnie na rys. 4.44, gdzie we współrzędnych  $Lp^{-\frac{1}{2}} - \lg Re$  (gdzie  $Re = \sqrt{Lp \frac{We}{M}}$ ) wskazano na granice między obszarami, w których następuje rozczłonkowanie strugi za pomocą fal osiowosymetrycznych, fal asymetrycznych oraz rozpylanie pod działaniem ciśnienia dynamicznego.



Rys. 4.44. Obszary rozpadu cylindrycznych strug cieczy: 1 — pod wpływem fal osiowosymetrycznych, 2 — pod wpływem fal asymetrycznych, 3 — pod wpływem ciśnienia dynamicznego otoczenia



Rys. 4.45. Obszary rozpadu powłok w stożku cieczy ukształtowanym przez rozpylacz wirowy: 1 — pod wpływem fal, 2 — pod wpływem ciśnienia dynamicznego

Podobny wykres dla rozpylaczy wirowych pokazano na rys. 4.45. Widoczna na nim linia rozgranicza obszar rozdrobnienia pod wpływem fal i ciśnienia dynamicznego.

Na podstawie badań określono konkretną postać funkcji [4.84], którą dla poszczególnych przypadków rozpylania wyrażają następujące równania



— dla rozpylaczy strumieniowych, przy  $We > 500$

$$\frac{\bar{d}}{a_0} = 0,63 We^{-\frac{2}{3}} Lp^{-\frac{1}{4}} M^{-\frac{5}{12}} (1 + 10^3 M) Ne^{\frac{1}{6}} \quad [4.86]$$

gdzie  $a_0$  — początkowa średnica strugi,

— dla rozpylaczy strumieniowych przy wtrysku w poprzek strugi powietrza dla  $M = 1,5 \cdot 10^{-3} \div 4,5 \cdot 10^{-3}$  i  $Ne = 0,9 \cdot 10^{-2} \div 1,3 \cdot 10^{-2}$

$$\frac{\bar{d}}{a_0} = 1,585 We^{-\frac{1}{2}} \quad [4.87]$$

— dla rozpylaczy wirowych w przypadku wody

$$\frac{\bar{d}}{\delta_0} = 1415 Lp^{-0,463} (WeM^{-1})^{-0,35} \quad [4.88]$$

w przypadku nafty

$$\frac{\bar{d}}{\delta_0} = 269 Lp^{-0,423} (WeM^{-1})^{-0,35} \quad [4.89]$$

przy czym

$$\delta_0 = r_e \frac{1 - \sqrt{1 - \mu \cos \alpha}}{\cos \alpha} \quad [4.90]$$

gdzie:  $\delta_0$  — grubość powłoki cieczy na wyjściu z dyszy (rys. 4.40),

$\mu$  — współczynnik natężenia przepływu,

$\alpha$  — kąt rozpylania,

$r_e$  — promień dyszy rozpylacza,

— dla rozpylaczy obrotowych

$$\frac{\bar{d}}{\delta} = 8,5 We^{-0,5} Lp^{-0,04} M^{0,5} \quad [4.91]$$

gdzie:  $\delta$  — grubość warstwy cieczy na krawędzi wirującego dysku.

W rozpylaniu za pomocą pola elektrycznego wielkością charakteryzującego proces jest kryterium

$$K_E = \frac{\sigma}{(1 - \varepsilon^2) E^2 a} \quad [4.92]$$

gdzie:  $\varepsilon$  — stała dielektryczna,

$E$  — napięcie pola elektrycznego,

$a$  — początkowa średnica strugi.

Zależność

$$\frac{\bar{d}}{a_0} = f(K_E)$$

określono wykreślnie na rys. 4.46.

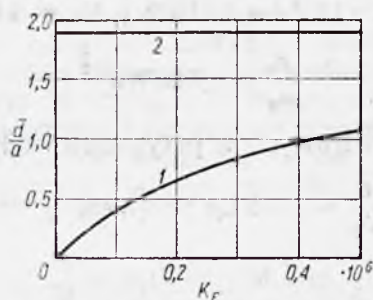
Przedstawiona na tym rysunku krzywa eksperymentalna, wyrażająca wzrost średnicy kropli ze wzrostem wartości  $K_E$  ma asymptotę  $\bar{d}/a = 1,89$  przy  $K_E = \infty$  (to znaczy przy  $E = 0$ ). Stosunek  $\bar{d}/a = 1,89$  odpowiada rozpadowi pod wpływem fal osiowosymetrycznych, gdy ich długość (odpowiadająca minimalnej energii pobudzającej) wynosi  $\lambda = 4,508 a$ .

Wytwarzane w procesie rozpylania krople mogą ulec dalszemu, wtórnemu rozpyleniu, gdy nagle dostaną się w obszar działania zwiększo-

nego ciśnienia dynamicznego, na przykład przy wyjściu z zacienionego obszaru komory spalania.

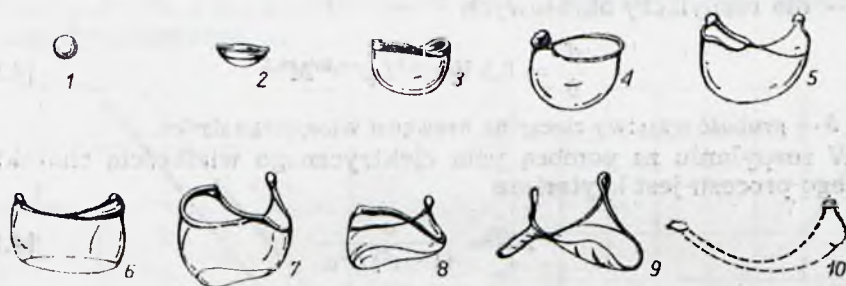
Poszczególne stadia tego zjawiska są przedstawione na rys. 4.47.

Poruszająca się względem gazowego ośrodka kropla cieczy pozostaje pod działaniem sił napięcia powierzchniowego oraz sił aerodynamicznych. Siły napięcia powierzchniowego dążą do nadania kropli kształtu



Rys. 4.46. Zależność bezwymiarowej średnicy kropli od kryterium rozpylania elektrycznego: 1 — krzywa eksperymentalna, 2 — asymptota,  $\bar{d}$  — średnia średnica kropli,  $a$  — początkowa średnica strugi,  $K_E$  — kryterium rozpylania

kulistego, natomiast siły aerodynamiczne — do jej deformacji. Kropla ulega spłaszczeniu, a następnie przyjmuje kształt spadochronu (wyobłonego w kierunku przepływu) z wyraźnie zgrubionym obrzeżem i cienkościennej czaszą. W miarę upływu czasu średnice obrzeża i czaszy powiększają się, odkształcają, pękają i wreszcie rozpadają na krople,



Rys. 4.47. Kolejne stadia wtórnego rozdrobnienia kropli

Jeśli napięcie powierzchniowe cieczy wnosi  $\sigma$ , to siła  $f$ , dzięki której jedna połówka kropli wiąże się z drugą, będzie równa

$$f = \pi d_k \sigma$$

gdzie  $d_k$  — średnica kropli.

Siła ta wywołuje ciśnienie wewnętrzne  $p$  działające na całą powierzchnię kropli. W związku z tym można napisać

$$f = \int_{F/2} p dF \cos \varphi = p \int_{\left(\frac{\pi}{2} d_k^2\right)} dF \cos \varphi = \frac{\pi}{4} d_k^2 p$$

gdzie:  $F$  — powierzchnia boczna kropli,

$\varphi$  — kąt promienia wodzącego ustalający położenie elementu  $dF$  na powierzchni kropli.



Porównując te równania ze sobą otrzymuje się ciśnienie wewnętrzne spowodowane napięciem powierzchniowym

$$p = \frac{4\sigma}{d_k} \quad [4.93]$$

Jeśli ciśnienie dynamiczne wywołane względną prędkością kropli i ośrodka  $\rho w^2/2$  jest większe od ciśnienia wewnętrznego to nastąpi rozbićcie kropli.

Z warunku

$$\frac{\rho w^2}{2} = \beta \frac{4\sigma}{d_k}$$

wynika zależność

$$\frac{\rho w^2 d_k}{\sigma} = D_k \quad [4.94]$$

gdzie:  $\beta$  — wielkość doświadczalna określająca stosunek między ciśnieniem dynamicznym i ciśnieniem wewnętrznym, przy którym następuje rozbićcie kropli,

$\rho$  — gęstość ośrodka,

$w$  — prędkość kropli względem ośrodka,

$D_k$  — kryterium rozdrobnienia.

Rozdrobnienie kropeł występuje przy  $D_k \geq 14,5$ .

Z równania [4.94] można określić maksymalną średnicę kropeł jakie wystąpią w danych warunkach przy danej prędkości kropli względem ośrodka

$$d_{kgr} = \frac{\sigma D_k}{w^2} \quad [4.95]$$

oraz minimalną prędkość potrzebną do rozdrobnienia kropeł na określoną średnicę

$$w_{gr} = \sqrt{\frac{\sigma D_k}{\rho d_k}} \quad [4.96]$$

W tych równaniach  $\sigma$  wyrażono w N/m,  $w$  w m/s,  $\rho$  w kg/m<sup>3</sup> i  $d_k$  w m.

### 4.3. Zasilanie komór spalania i palenisk paliwem stałym

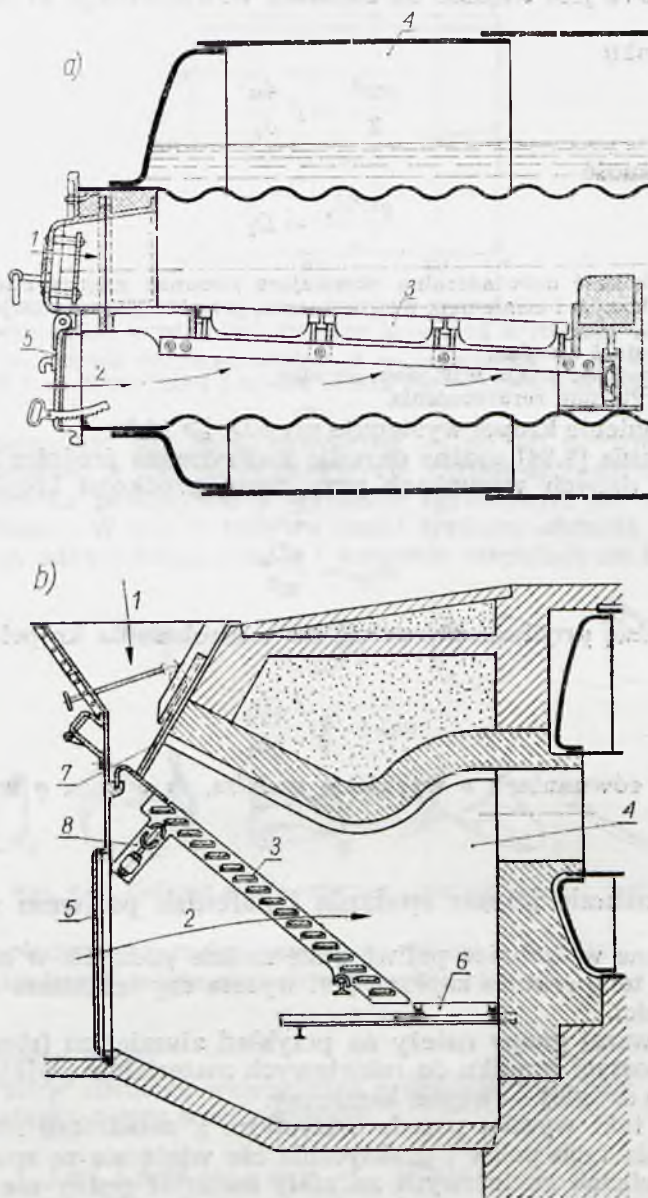
Stosowane w technice paliwa stałe można podzielić w zależności od tego czy ich temperatura zapłonu jest wyższa czy też niższa od temperatury topliwości.

Do pierwszej grupy należy na przykład aluminium (stosowane jako dodatek w postaci proszku do rakietowych materiałów pędnych, ciekłych i stałych), do drugiej — węgiel kamienny.

Podział taki wynika przede wszystkim z zasadniczo różnego przebiegu spalania tych paliw i praktycznie nie wiąże się ze sposobem zasilania. W silnikach rakietowych na stały materiał pędny nie ma problemu zasilania, gdyż komora spalania spełnia w nich równocześnie funkcję zbiornika. W silnikach rakietowych na ciekły materiał pędny sproszkowane i domieszane do ciekłego paliwa aluminium transportuje się wraz z nim przeważnie za pomocą pomp odśrodkowych.

Znacznie bardziej złożonym zagadnieniem jest zasilanie palenisk kotłowych, a obecnie już niekiedy i komór spalania turbin spalinowych, węglem kamiennym lub brunatnym.

Paliwo ciekłe jest rozdrabnianie podczas wprowadzania go do palenisk. Wtedy zabiegi przygotowawcze ograniczają się na ogół do filtrowania. Tylko niekiedy stosuje się odpowietrzanie lub podgrzewanie. Ogólnie



Rys. 4.48. Paleniska rusztowe a) palenisko z poziomym rusztem płaskim, b) palenisko z rusztem schodkowym; 1 — węgiel, 2 — powietrze, 3 — ruszt, 4 — komora spalania, 5 — kłapa regulująca dopływ powietrza, 6 — ruszt poziomy, 7 — zasuwka dozująca węgiel, 8 — regulacja pochylenia rusztu



biorąc, cały proces jest bardzo prosty, a instalacja przeważnie nieskomplikowana, z wyjątkiem przypadków, gdy wymagane są wysokie ciśnienia podawania i precyzyjne dawkowanie.

Przy zasilaniu urządzeń paliwem stałym proces rozdrabniania odbywa się poza komorą. Niezbędne są procesy przygotowawcze (wstępne rozdrobnienie, suszenie, separacja metalowych odpadków i inne), wymagające złożonych i zajmujących dużo miejsca urządzeń.

Istnieje wiele sposobów zasilania węglem palenisk i komór spalania. Zależą one przede wszystkim od żądanej intensywności spalania oraz od właściwości węgla.

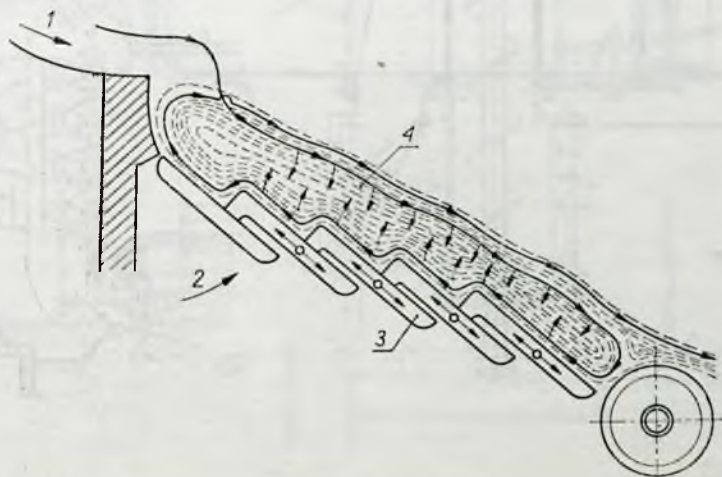
Oczywiście — najprostsze jest zasilanie ręczne stosowane w paleniskach z poziomym rusztem płaskim (rys. 4.48a). Pokład rusztowy tworzą tam proste rusztowiny, między którymi znajduje się prześwit wynoszący 0,2—0,5 powierzchni rusztu.

Prędkość powietrza w szczelinach wynosi 0,75—1,5 m/s przy pracy bez podmuchu i 2—5 m/s z podmuchiem.

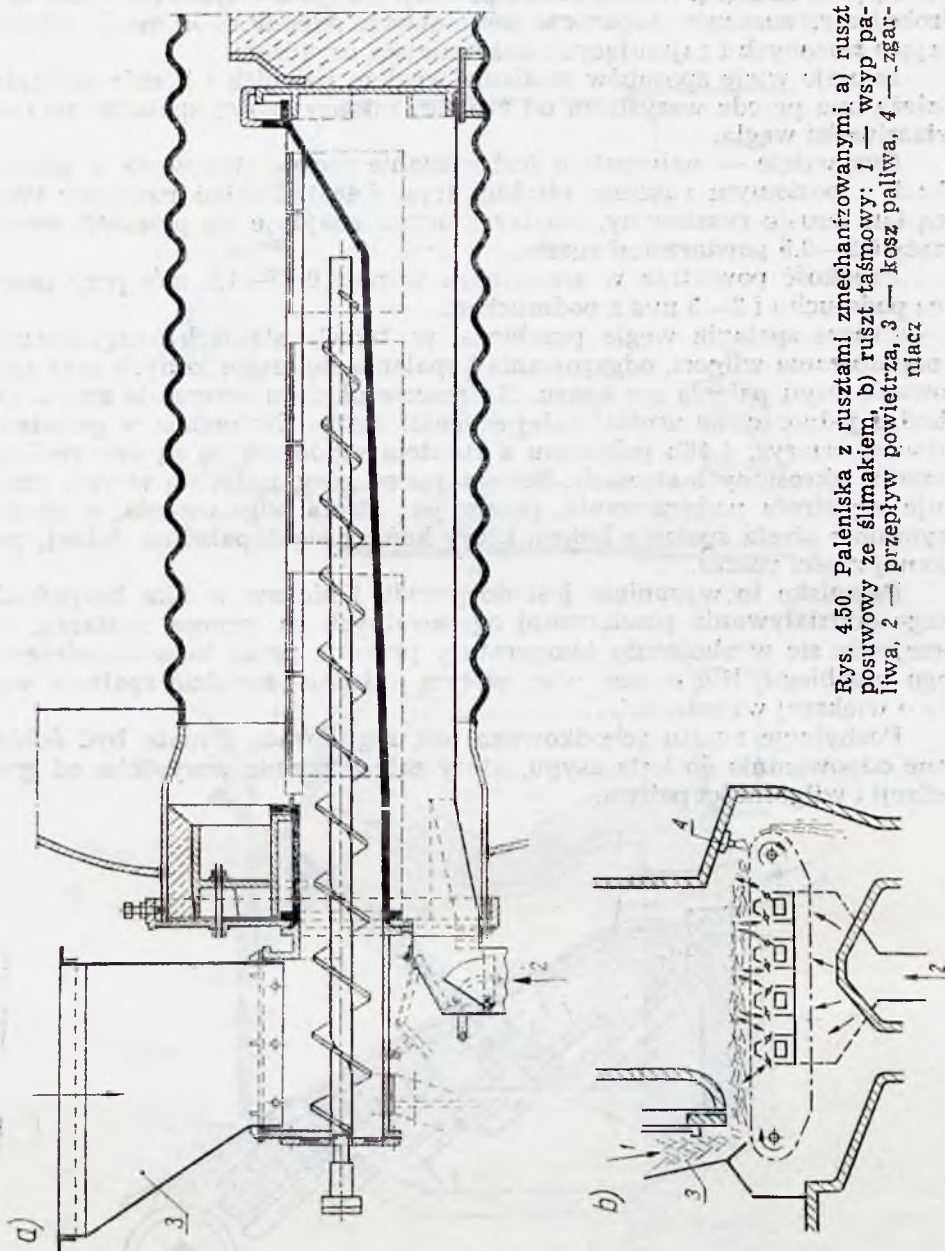
Proces spalania węgla przebiega w trzech stadiach: nagrzewania i odparowania wilgoci, odgazowania i spalania się części lotnych oraz zgazowania czyli palenia się koksu. Na ruszcie płaskim wszystkie stadia zachodzą jednocześnie wzdłuż całej długości rusztu. Natomiast w przedstawionym na rys. 4.48b palenisku z rusztem schodkowym są one realizowane w określonych strefach. Poczynając od góry, najbliżej wsypu, znajduje się strefa podgrzewania, potem jest strefa odgazowania, a na samym dole strefa spalania koksu, który kończy się dopalać na dolnej, poziomej części rusztu.

Palenisko to wysunięte jest do przodu i nie ma w nim bezpośredniego oddziaływania powierzchni ogrzewalnych na proces spalania, co przejawia się w obniżeniu temperatury procesu, przez to w utrudnieniu jego przebiegu. Nie można więc w tym układzie dopuścić spalania węgla o większej wilgotności.

Pochylenie rusztu schodkowego jest regulowane i może być dobierane odpowiednio do kąta zsypu, który zależy przede wszystkim od granulacji i wilgotności paliwa.



Rys. 4.49. Ruszt posuwo-zwrotny: 1 — zsyp węgla z kosza węglowego, 2 — przepływ powietrza, 3 — rusztowiny, 4 — warstwa palącego się węgla



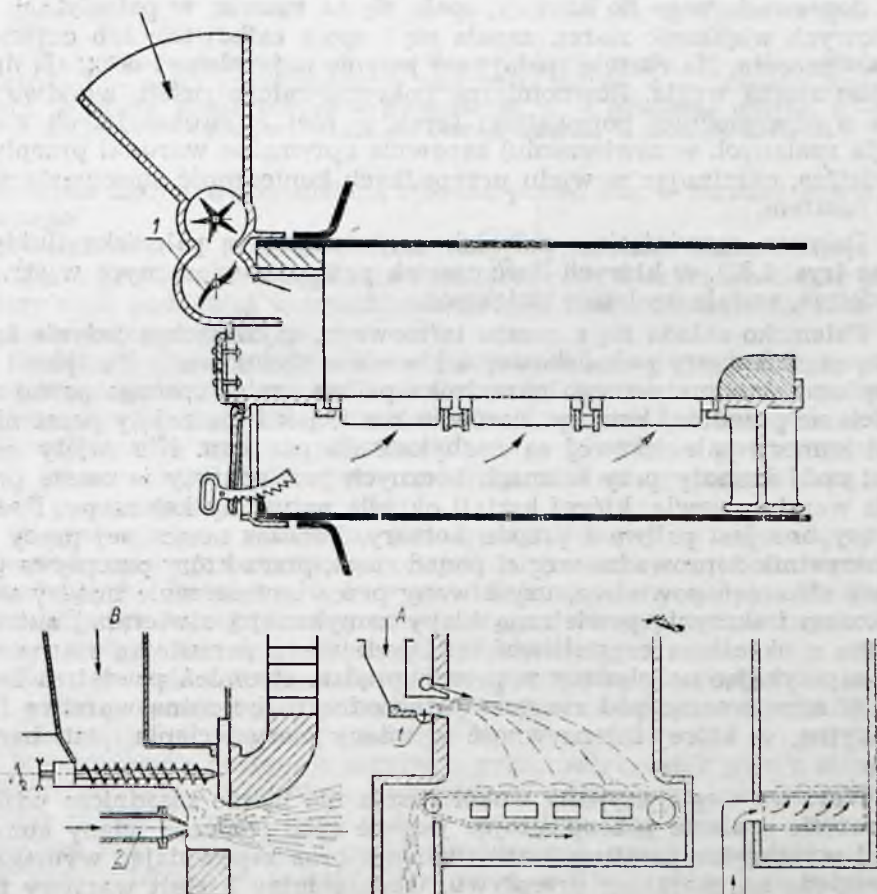
Rys. 4.50. Paleniska z rusztami zmechanizowanymi. a) ruszt posuwowy ze ślimakiem, b) ruszt taśmowy: 1 — wysyp paliwa, 2 — przepływ powietrza, 3 — kosz paliwa, 4 — zgarzacz



Udoskonaleniem rusztu schodkowego jest ruszt posuwowo-zwrotny. Paliwo dostaje się na ruszt z kosza węglowego przez podawacz mechaniczny (rys. 4.49). Wahadłowy, posuwisto-zwrotny ruch rusztowin wywołuje przegarnianie paliwa. Przy tych ruchach popiół i miął, jako lżejsze, wydostają się na powierzchnię i na końcu rusztu spadają do leja żużlowego.

Wszystkie stadia spalania zachodzą jednocześnie, wzdłuż całej długości rusztu, a więc podobnie jak na ruszcie poziomym. Zaletą tego paleniska jest jego mała wrażliwość na rodzaj paliwa. Mogą się na nim spalać paliwa niskokaloryczne o dużej zawartości popiołu i dużej wilgotności.

Udoskonaleniem rusztu płaskiego są ruszty zmechanizowane. Dwa typowe przykłady palenisk z takimi rusztami przedstawiono na rys. 4.50. Pierwsze (rys. 4.50a) z rusztem ze ślimakiem jest stosowane w małych kotłach, drugie (rys. 4.50b) z rusztem taśmowym należy do najbardziej rozpowszechnionych palenisk zmechanizowanych. Taśma rusztowa przesuwa się wraz z paliwem wzdłuż komory spalania, które w trzech kolejnych strefach przechodzi przez trzy zwykłe stadia procesu spalania.



Rys. 4.51. Paleniska narzutowe z rusztem płaskim nieruchomym i z rusztem mechanicznym taśmowym: A — narzut mechaniczny, B — narzut pneumatyczny, 1 — narzutnik mechaniczny, 2 — dysza do narztu pneumatycznego

Proces spalania w dotychczas omówionych paleniskach zachodził w stosunkowo cienkiej warstwie co ograniczało jego intensywność. Pewnym udoskonaleniem są paleniska narzutowe (rys. 4.51), najprostsze — z płaskim rusztem nieruchomym oraz z rusztem taśmowym ruchomym.

Zasadniczą i właściwie jedyną różnicą między paleniskami warstwowymi i narzutowymi stanowi sposób doprowadzania paliwa do komory paleniskowej. W palenisku narzutowym służy do tego celu narzutnik, umieszczony ponad rusztem i rozrzucający węgiel równomiernie na całej powierzchni rusztu.

W większości przypadków stosuje się ruszt mechaniczny, przy którym, przy zastosowaniu rusztów taśmowych, ruch pokładu rusztowego odbywa się w kierunku do przodu komory paleniskowej (przeciwnie niż w palenisku warstwowym), co zapewnia najdłuższą drogę spalania największym ziarnom węgla, które przy narzucie mechanicznym są wyrzucane najdalej.

Oprócz narzutu mechanicznego w małych paleniskach jest stosowany narzut pneumatyczny.

W przeciwieństwie do palenisk warstwowych, gdzie cała masa paliwa, doprowadzonego do komory, spala się na ruszcie, w paleniskach narzutowych większość ziaren zapala się i spala całkowicie lub częściowo w zawieszeniu. Na ruszcie spalają się jedynie najgrubsze i dopalają drobniejsze ziarna węgla. Równomierne pokrycie całego rusztu warstwą paliwa o odpowiedniej porowatości (brak w niej najdrobniejszych ziaren węgla spalanych w zawieszeniu) zapewnia optymalne warunki przepływu powietrza, eliminując w wielu przypadkach konieczność stosowania stref pod rusztem.

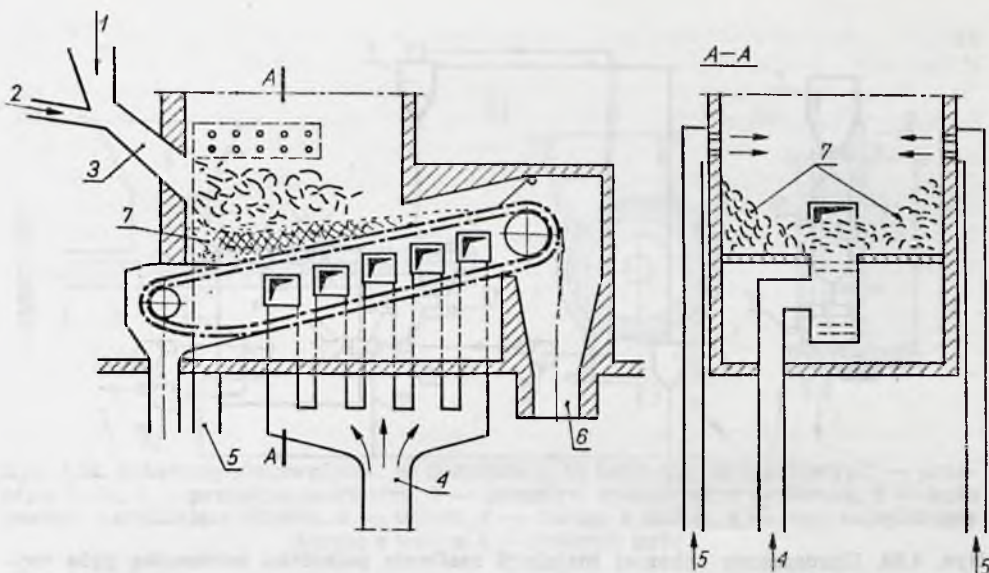
Dalszym rozwinięciem palenisk narzutowych są paleniska fluidyzacyjne (rys. 4.52), w których ilość cząstek paliwa, zawieszonych w strudze powietrza, została wydawnie zwiększona.

Palenisko składa się z rusztu taśmowego, zajmującego jedynie środkową część komory paleniskowej o kierunku ruchu taśmy ku tyłowi komory oraz pneumatycznego narzutnika paliwa umieszczonego ponad nim na ścianie przedniej komory. Zarówno ruszt, jak i nie zajęty przez niego spód komory paleniskowej są nachylone do poziomu. Nie zajęty przez ruszt spód komory przy ścianach bocznych jest pokryty w czasie pracy kotła warstwą węgla, której kształt określa naturalny kąt zsypania. Podobnie usypane jest paliwo z przodu komory. Podczas normalnej pracy kotła narzutnik doprowadza węgiel ponad ruszt, przez który przepływa pulsuje strumień powietrza, uzyskiwany przez umieszczenie między wentylatorem i skrzynią powietrzną kłapy zamykanej i otwieranej automatycznie z określoną częstotliwością. Opadające z narzutnika ziarna węgla, napotykając na płynący w przeciwnym kierunku strumień powietrza zawiśają w nim tworząc pod rusztem jednorodną turbulentną warstwę fluidyzacyjną, w której intensywność wymiany masy i ciepła jest bardzo duża.

Warstwa węgla usypana wokół rusztu nie bierze zasadniczo udziału w procesie spalania zabezpieczając jedynie spód i boczne ściany komory przed wysoką temperaturą i żużłowaniem oraz zapewniając wymagany, ze względu na charakter przepływu, trapezoidalny kształt warstwy fluidyzacyjnej.

Doprowadzone do komory ziarna węgla ulegają bardzo szybkiemu wysuszeniu, odgazowaniu i zapaleniu, przy czym części lotne oraz naj-





Rys. 4.52. Palenisko fluidyzacyjne: 1 — doprowadzenie węgla, 2 — doprowadzenie powietrza, 3 — dysza pneumatycznego narzutnika paliwa, 4 — przewód doprowadzający pulsującą strugę powietrza pierwotnego, 5 — powietrze wtórne, 6 — lej żużlowy, 7 — warstwy węgla nie biorące udziału w procesie spalania

drobniejsze ziarna węgla zostaną spalane ponad nią, w strudze powietrza wtórnego.

Powstające w warstwie fluidyzacyjnej cząstki żużla zbijają się w większe grudki i po osiągnięciu rozmiaru, przy którym ich ciężar przewyższy opór powietrza wdmuchiwanego pod ruszt, osiadają na nim i są usuwane do leja żużlowego.

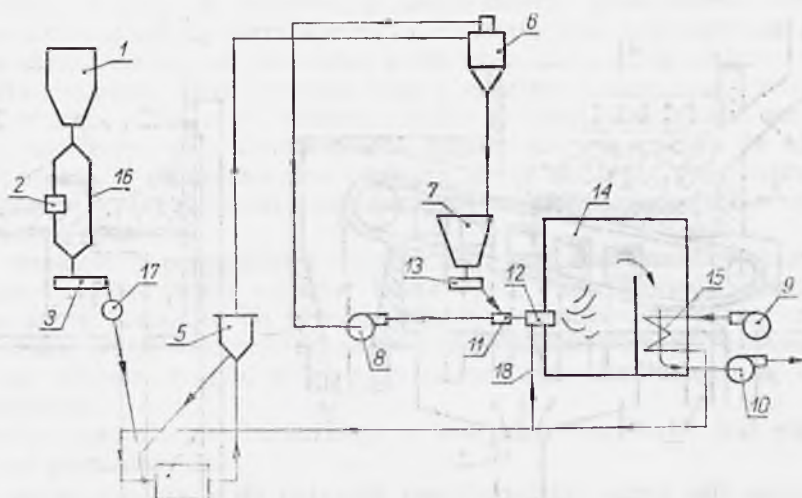
Tendencja<sup>1)</sup> do zwiększania objętości, w której zachodzi spalanie oraz zwiększania powierzchni i skuteczności kontaktu między paliwem i powietrzem doprowadziła do zastosowania palenisk komorowych, w których realizuje się spalanie mieszanek pyłu węglowego z powietrzem. Jeden z uproszczonych schematów instalacji zasilania paleniska taką mieszaniną przedstawiono na rys. 4.53.

Węgiel w stanie surowym jest transportowany ze zbiornika przez automatyczną wagę za pomocą podajników (taśmowych, talerzowych lub łańcuchowych) do młyna, w którym zostaje zmielony na pył. Po drodze oddzielacz elektromagnetyczny oczyszcza go z wtrąceń metalicznych. Najczęściej spotyka się młyny kulowe lub bijakowe.

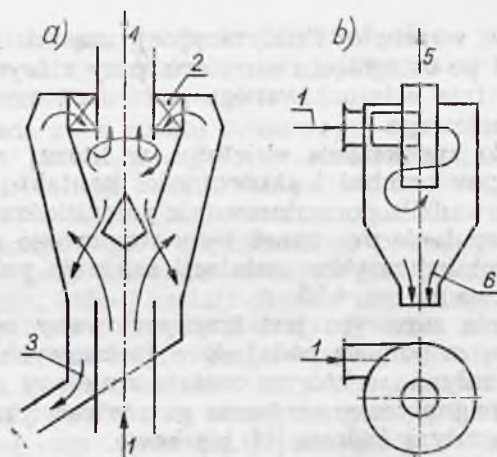
Równocześnie z węglem do młyna doprowadza się podgrzane powietrze, które przenosi wytworzony tam pył przez odsiewacz (rys. 4.54a) do oddzielacza cyklonowego (rys. 4.54b).

W odsiewaczu następuje separacja grubszych cząstek pyłu z mieszanin, które wracają z powrotem do młyna. W oddzielaczu cyklonowym natomiast zachodzi wydzielanie pyłu z powietrza. Pył spada do zbiornika powietrze zaś — zassane, a następnie sprężone przez wentylator — zostaje doprowadzone do palnika. Po drodze, w dyszy pyłu, jest ono wzbo-

<sup>1)</sup> Tendencję tę należy także rozumieć jako dążność do lepszego wykorzystania przestrzeni komory paleniska czyli do zwiększenia intensywności spalania (równanie [1.1]).



Rys. 4.53. Uproszczony schemat instalacji zasilania paleniska mieszanką pyłu węglowego i powietrza: 1 — zbiornik węgla, 2 — waga automatyczna, 3 — podajnik węgla, 4 — młyn, 5 — odsiewacz, 6 — oddzielnik cyklonowy, 7 — zbiornik pyłu, 8 — wentylator młynowy, 9 — wentylator zasilający, 10 — wentylator ciągu kotła, 11 — dysza pyłu, 12 — palnik, 13 — dozownik pyłu, 14 — komora paleniska, 15 — podgrzewacz powietrza, 16 — przewód obejściowy, 17 — oddzielnik elektromagnetyczny, 18 — powietrze wtórne

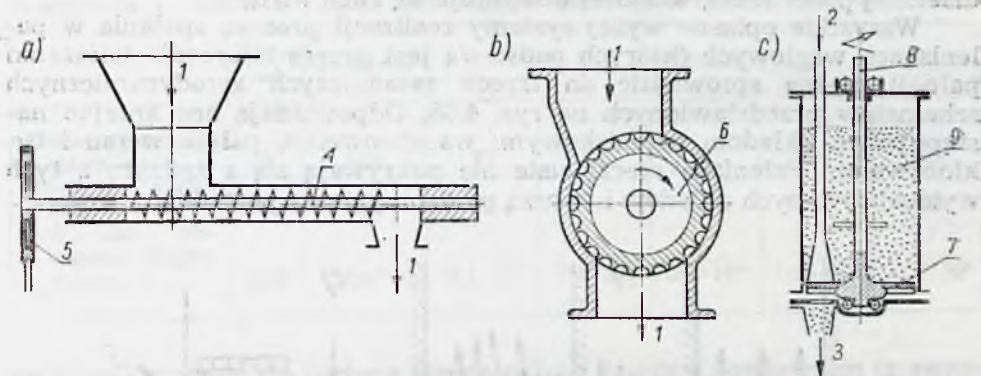


Rys. 4.54. Urządzenia do odsiewania i oddzielania pyłu: a) odsiewacz, b) oddzielnik; 1 — mieszanka, 2 — zawirowywacz, 3 — powrót odsianych grubszych ziaren węgla do młyna, 4 — mieszanka oczyszczona z grubszych ziaren węgla, 5 — powietrze oczyszczone z pyłu i odsysane przez wentylator, 6 — pył opadający do zbiornika

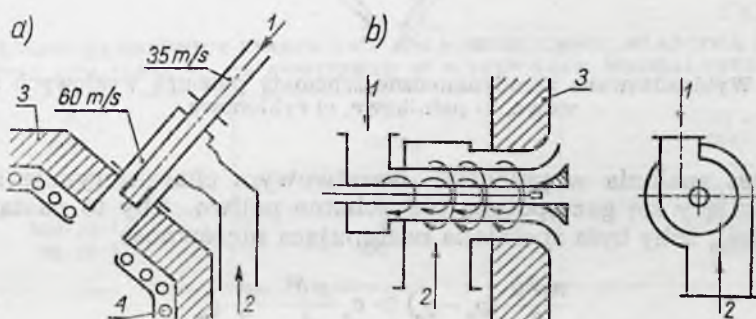
gacone przez dozownik (rys. 4.55) w pył, w stosunku właściwym dla realizacji określonego przebiegu spalania. Doprowadzona w ten sposób do palnika mieszanka zostaje następnie zubożona przez powietrze wtórne i spala się płomieniem dyfuzyjnym.

Schematy palników: strumieniowego i wirowego oraz trzy wersje palenisk cyklonowych przedstawiają rys. 4.56 i 4.57. Palenisko cyklonowe

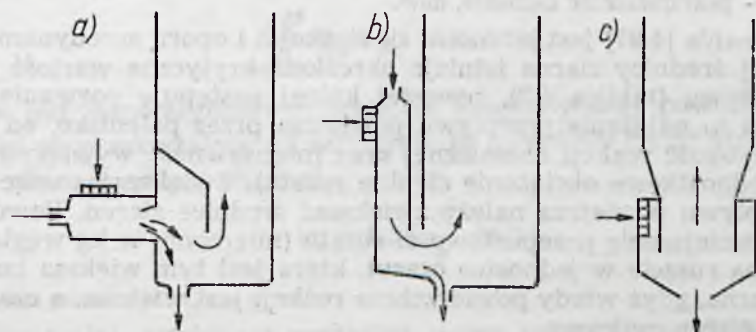




Rys. 4.55. Schematy dozowników: a) ślimakowy, b) bębnowy, c) tarczowy; 1 — przepływ pyłu, 2 — przepływ powietrza, 3 — przepływ mieszanki, 4 — ślimak, 5 — koło pasowe napędzające ślimak, 6 — bęben, 7 — tarcza z siatką, 8 — wał napędzający tarczę z siatką, 9 — zbiornik pyłu



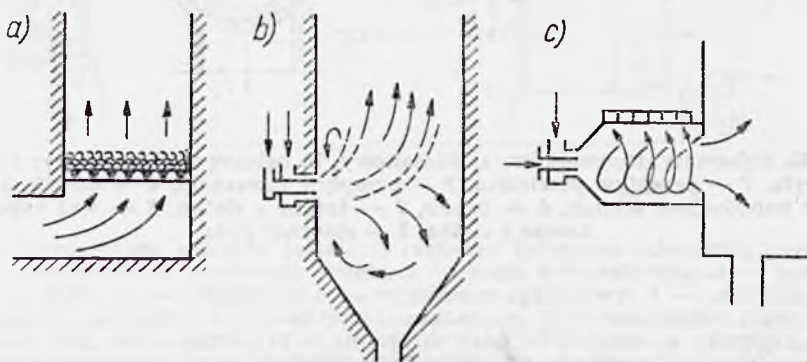
Rys. 4.56. Schematy palników: a) strumieniowego, b) wirowego; 1 — przepływ mieszanki pyłu węglowego i powietrza, 2 — przepływ powietrza, 3 — obmurze, 4 — ekrany



Rys. 4.57. Palniki cyklonowe a) poziomy, b) przedni, c) pionowy

stanowi pewną odmianę palnika wirowego zamkniętego w pewnej wydzielonej przestrzeni, w której utrzymuje się ruch wirowy.

Wszystkie opisane wyżej systemy realizacji procesu spalania w paleniskach węglowych (których podstawą jest proces tworzenia mieszanki palnej) można sprowadzić do trzech zasadniczych aerodynamicznych schematów przedstawionych na rys. 4.58. Odpowiadają one kolejno następującym układom paleniskowym: warstwowemu, palnikowemu i cyklonowemu. Paleniska rzeczywiste nie pokrywają się z żadnym z tych wyidealizowanych układów i tworzą na ogół systemy pośrednie.



Rys. 4.58. Wyidealizowane aerodynamiczne schematy palenisk węglowych a) warstwowe, b) palnikowe, c) cyklonowe

Proces spalania w palenisku warstwowym charakteryzuje się tym, że poruszający się gaz spotyka nieruchome paliwo. Aby to nastąpiło konieczne jest, żeby była spełniona następująca nierówność

$$\frac{\pi \delta^3 g}{6} (\rho_p - \rho_a) > c_x \frac{\pi \delta^2}{4} \frac{w^2}{2} \rho_a \quad [4.97]$$

gdzie:  $\delta$  — umowna średnica ziarna węgla, m,

$\rho_p$  — gęstość węgla, N/m<sup>3</sup>,

$\rho_a$  — gęstość powietrza, N/m<sup>3</sup>,

$c_x$  — współczynnik oporu aerodynamicznego ziaren węgla,

$w$  — prędkość przepływu powietrza, m/s,

$g$  — przyspieszenie ziemskie, m/s<sup>2</sup>.

Równanie [4.97] jest bilansem sił ciężkości i oporu aerodynamicznego. Dla danej średnicy ziarna istnieje określona krytyczna wartość prędkości przepływu (tablica 4.3), powyżej której następuje porwanie ziarna. Ogranicza to natężenie przepływu powietrza przez palenisko, od którego zależy szybkość reakcji chemicznej oraz intensywność wywiązywania się ciepła (jednostkowe obciążenie cieplne rusztu). Zwiększając więc natężenie przepływu powietrza należy zwiększać średnice ziaren. Powoduje to jednak zmniejszenie przepustowości rusztu (mierzonej w kg węgla zgazowanego na ruszcie w jednostce czasu), która jest tym większa im mniejsze są ziarna, gdyż wtedy powierzchnia reakcji jest większa, a czas wypalania się ziaren mniejszy.

Z powyższego wynika, że dla palenisk warstwowych istnieje optymalna średnica ziaren węgla, która zawiera się w granicach 20—30 mm. W przeciwieństwie do spalania warstwowego, spalanie typu palnikowe-



Tablica 4.3

WPLYW UMOWNEJ ŚREDNICY ZIAREN WĘGLA NA WARTOŚĆ PRĘDKOŚCI KRYTYCZNEJ POWIETRZA I ODPOWIADAJĄCEJ JEJ JEDNOSTKOWE OBCIĄŻENIE CIEPLNE RUSZTU

	Sym- bol	Jednostki	Wartości				
Umowna średnica ziaren węgla	$\delta$	mm	50	20	5	1	0,1
Prędkość krytyczna	$w_{kr}$	m/s	13	8	4	1,8	0,6
Jednostkowe obciążenie cieplne rusztu	$Q/F$	$\text{kJ}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$	$8,1 \cdot 10^3$	$5,8 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	$1,16 \cdot 10^3$	$0,35 \cdot 10^3$

go charakteryzuje się ruchem ziaren paliwa razem z powietrzem (z ewentualną domieszką spalin), które transportuje je przez komorę paleniskową. Czas przebywania ziaren w palenisku jest krótki (wynosi 1—2 sekund) i aby w tych warunkach zabezpieczyć spalanie zupełne należy je odpowiednio rozdrobnić. Miara rozdrobnienia poza umowną średnicę ziaren jest ich powierzchnia właściwa mierzona w  $\text{m}^2/\text{kg}$  (tablica 4.4).

Tablica 4.4

WPLYW UMOWNEJ ŚREDNICY ZIAREN  $\delta$  NA ICH POWIERZCHNIĘ WŁAŚCIWĄ  $F_w$  I PRĘDKOŚĆ OPADANIA  $w_s$  (W POWIETRZU W WARUNKACH NORMALNYCH)

$\delta$ mm	$F_w$ $\text{m}^2/\text{kg}$	$w_s$ m/s
30	0,05	10
$300 \cdot 10^{-3}$	5	$3,5 \cdot 10^{-3}$
$30 \cdot 10^{-3}$	50	$3,5 \cdot 10^{-5}$

Ze zmniejszeniem się średnic ziaren maleje ich prędkość opadania czyli prędkość względem powietrza wytwarzająca opór aerodynamiczny równoważący ciężar. Do obliczania tej prędkości, gdy  $Re = w_s \cdot \nu \leq 1$  — co jest zawsze spełnione dla małych cząstek — należy posługiwać się równaniem Stoksa

$$\frac{\pi \delta^3}{6} (\rho_p - \rho_a) = 3\pi \delta \nu w_s \quad [4.98]$$

gdzie  $\nu$  jest współczynnikiem lepkości kinematycznej powietrza.

Stąd po przekształceniu i założeniu, że  $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$  otrzymuje się wyrażenie na prędkość opadania

$$w_s = 0,55 \frac{\delta^2}{\nu} \text{ m/s} \quad [4.99]$$

gdzie  $\delta$  jest podane w m, a  $\nu$  w  $\text{m}^2/\text{s}$ .

Przy małej, względnej prędkości ziaren węgla i powietrza ich ruch ma charakter laminarny i wymiana masy (gdy na powierzchni cząstki zachodzi reakcja) sprowadza się wyłącznie do dyfuzji molekularnej.

Ważna jest wtedy zależność

$$Sh = \frac{\beta \delta}{D_M} = 2(1 + 0,08 Re^{2/3}) \quad [4.100]$$

gdzie:  $Sh$  — liczba podobieństwa Sherwooda,  
 $\beta$  — współczynnik wymiany masy,  
 $D_M$  — współczynnik dyfuzji molekularnej.

Gdy  $Re$  jest bardzo małe, można przyjąć, że

$$Sh = 2 \quad [4.101]$$

i

$$\beta = \frac{2D_M}{\delta} \quad [4.102]$$

Wynika stąd, że współczynnik wymiany masy rośnie, gdy maleje umowna średnica ziaren.

Pojęcie współczynnika wymiany masy zostało wprowadzone m. in. w związku z równaniem określającym objętościowe natężenie przepływu tlenu z atmosfery, otaczającej palącą się cząstkę węgla, do jego powierzchni

$$V = \beta F \bar{u}_{O_2} \tau \quad \text{m}^3/\text{s} \quad [4.103]$$

gdzie:  $F$  — powierzchnia cząstki,  $\text{m}^2$ ,  
 $\bar{u}_{O_2}$  — średni udział objętościowy tlenu w atmosferze otaczającej cząstkę,  
 $\beta$  — współczynnik wymiany masy,  $\text{m/s}$ .

Procesy zachodzące w paleniskach cyklonowych są oparte na ruchu wirowym mieszanki.

Ruch ten powinien być na tyle intensywny, aby umożliwiał przepływ zawieszonych w gazie cząstek paliwa. Warunkuje to zależność

$$\frac{\pi \delta^3 g}{6} (e_p - e_a) < c_x \frac{\pi \delta^2}{4} \frac{w^2}{2} e_a \quad [4.104]$$

gdzie  $w$  jest prędkością przepływu.

Prędkość przepływu powinna być większa od prędkości krytycznej  $w_{kr}$ , która wywołuje opór równy ciężarowi ziarna

$$w > w_{kr} = 3,62 \sqrt{\frac{e_p - e_a}{e_a}} \sqrt{\frac{\delta}{c_x}} \quad [4.105]$$

Zakłada się zwykle, że prędkość obwodowa ziarna jest równa prędkości gazu, natomiast prędkość promieniową wyprowadza się z równania równowagi sił działających w ruchu wirowym

$$m \frac{dw_r}{dt} = m \frac{w_r^2}{r} - \frac{c_x}{Re^n} F \frac{w_r^2}{2} e_a$$

gdzie:  $m$  — masa ziarna,  
 $w_r$  — prędkość promieniowa ziarna,  
 $w_T$  — prędkość obwodowa gazu (i ziarna),  
 $r$  — promień bieżący,  
 $Re$  — liczba Reynoldsa dla cząstki,  
 $n$  — wykładnik potęgi,  
 $F$  — powierzchnia czołowa cząstki.



Po przekształceniu i założeniu stałej prędkości obwodowej gazu w cyklonie ( $w_T = \bar{w}_T$ ) otrzymuje się

$$w_r = \sqrt{\frac{8\delta(\rho_p - \rho_a)\bar{w}_T^2}{6c_x \rho_a r}} \quad [4.106]$$

Wirujące wraz z gazem i zdążające ku ścianie ziarna węgla tworzą w jej pobliżu coś w rodzaju warstwy powierzchniowej. Ziarna, które zderzą się ze ścianką zostają odbite na pewną odległość, po czym wracają itd. Przy analizie tego ruchu ziaren należy uwzględnić siły wynikające z efektu Magnusa, to jest z działania siły wyporu powstałego wskutek równoczesnego ruchu wirowego i posuwistego ciał stałych zawieszonych w płynie.

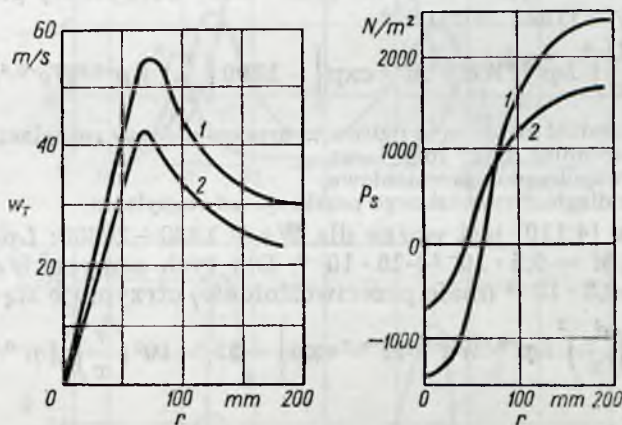
Stosunek siły Magnusa do siły odśrodkowej w cyklonie rośnie, gdy maleją średnice ziaren.

Dodatek cząstek stałych do gazu przechodzącego przez komorę wpływa na rozkład prędkości oraz opory przepływu. Wpływ ten zależy przede wszystkim od koncentracji.

Stratę ciśnienia w komorze wskutek przepływu gazu zapyłonego można wyznaczyć z zależności

$$\Delta p = \zeta_0 \frac{\rho_a w_w^2}{2} (1 - a \zeta_0 \sqrt{C_z}) \quad [4.107]$$

gdzie:  $\zeta_0$  — współczynnik strat przepływu dla czystego gazu,  
 $w_w$  — prędkość gazu w przekroju wejściowym,  
 $a$  — współczynnik doświadczalny,  
 $C_z$  — koncentracja pyłu.



Rys. 4.59. Wpływ cząstek stałych w czynniku przepływającym przez komorę cyklonową na rozkład prędkości obwodowych  $w_T$  oraz ciśnień statycznych  $p_s$  wzdłuż promienia  $r$  komory (prędkość wejściowa  $w_w = 5$  m/s, koncentracja pyłu  $C_z = 0,108$  kg/kg): 1 — przepływ czystego gazu, 2 — przepływ gazu zapyłonego

Wpływ dodatku cząstek stałych na rozkład prędkości obwodowych i ciśnień statycznych wzdłuż promienia przedstawiono na rys. 4.59. Dodatek pyłu uzewnętrznia się, jak widać z rysunku, spadkiem prędkości obwodowej, zmniejszeniem średnicy rdzenia oraz spadkiem ciśnienia statycznego przy ścianie. Z równania [4.107] wynika także, że straty ciśnienia wskutek przepływu będą również mniejsze.

#### 4.4. Rozkład rozpylanej cieczy po wyjściu z rozpylacza

Rozkład rozpylanej cieczy po wyjściu z rozpylacza w czynniku otaczającym, znajdującym się w spoczynku lub przepływie, określa się polem rozkładu gęstości strumienia zdefiniowanej zależnością

$$q_m = \frac{\Delta G}{\Delta f} \frac{g}{(\text{cm}^2 \cdot \text{s})} \quad [4.108]$$

gdzie  $\Delta G$  jest natężeniem przepływu rozpylonej cieczy przez elementarną powierzchnię  $\Delta f$  (prostopadłą do osi rozpylacza).

Jednym z czynników decydujących o tym rozkładzie jest kąt rozpylenia.

Dla rozpylaczy strumieniowych określa go równanie

$$\text{tg} \frac{\alpha}{2} = CW_e^k Lp^l M^m \quad [4.109]$$

Stałe tego równania mają następujące wartości:

$C = 0,0112$ ;  $k = 0,32$ ;  $l = 0,07$ ;  $m = 0,18$ ,

dla  $We^{1)} = 1,33 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^4$ ;  $Lp = 0,135 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^2$ ;  $M = 0,95 \cdot 10^{-2} \div 2,8 \cdot 10^{-2}$

$C = 0,00364$ ;  $k = 0,32$ ;  $l = 0,07$ ;  $m = 0$

dla tych samych wartości  $We$  i  $Lp$  oraz  $M = 1,4 \cdot 10^{-3} \div 9 \cdot 10^{-3}$ .

Pierwszy przypadek wartości stałych dotyczy wysokich (niskie wartości  $M$ ), a drugi niskich (wysokie wartości  $M$ ) przeciwcisnień. Wzór [4.109] jest ważny dla otworów dysz rozpylaczy o średnicach od 0,23 do 1,04 mm.

Pole rozkładu gęstości strumienia cieczy rozpylonej przez rozpylacz strumieniowy wyraża zależność

$$\frac{q_m}{q_{m0}} = 347 \left( \frac{d_e}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} We^{-0,6} M^{-1} \exp \left[ -1390 \left( \frac{r}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} We^{-0,6} M^{-1} \right] \quad [4.110]$$

gdzie:  $q_{m0}$  — gęstość strumienia paliwa w przekroju dyszy rozpylacza,

$d_e$  — średnica dyszy rozpylacza,

$r$  — współrzędna promieniowa,

$x$  — odległość rozważanego przekroju od rozpylacza.

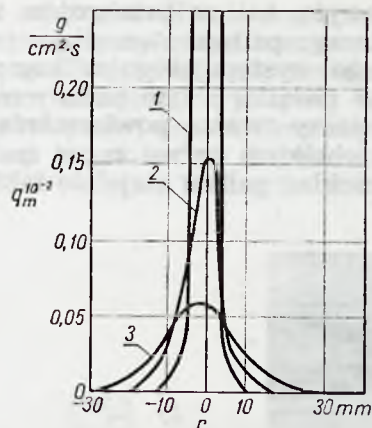
Równanie [4.110] jest ważne dla  $We = 1330 \div 20300$ ;  $Lp = 0,03 \cdot 10^4 \div 0,135 \cdot 10^4$ ;  $M = 9,5 \cdot 10^{-3} \div 28 \cdot 10^{-3}$ . Dla tych samych  $We$  i  $Lp$  i  $M = 1,4 \cdot 10^{-3} \div 9,5 \cdot 10^{-3}$  (małe przeciwcisnienie) otrzymuje się

$$\frac{q_m}{q_{m0}} = 1380 \left( \frac{d_e}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} We^{-0,6} M^{-0,2} \exp \left[ -55,5 \cdot 10^3 \left( \frac{r}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} We^{-0,6} M^{-0,2} \right] \quad [4.111]$$

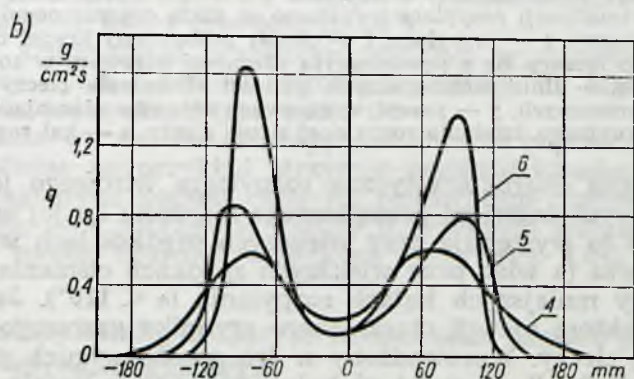
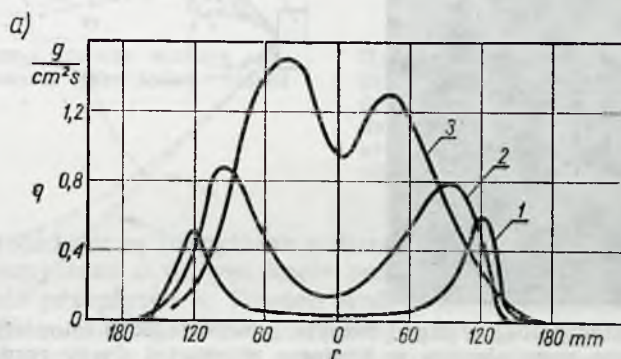
Przykładowy rozkład gęstości strumienia cieczy rozpylonej przez rozpylacz strumieniowy przedstawiono na rys. 4.60. Podobny rozkład dla rozpylacza wirowego przedstawiono na rys. 4.61. Cechą charakterystyczną tego rozkładu jest siodło w osi żagwi, które stopniowo wypełnia się w miarę oddalania od rozpylacza lub zmniejszania ciśnienia wttrysku. W rozpylaczu strumieniowym maksymalna gęstość strumienia rozpylanej cieczy we wszystkich przekrojach poprzecznych występuje zawsze w osi żagwi, przy czym największa wartość tego maksimum jest u wylotu rozpylacza i stopniowo się zmniejsza (rys. 4.60) w miarę oddalania od niego.

<sup>1)</sup> Oznaczenia wg równania [4.83].



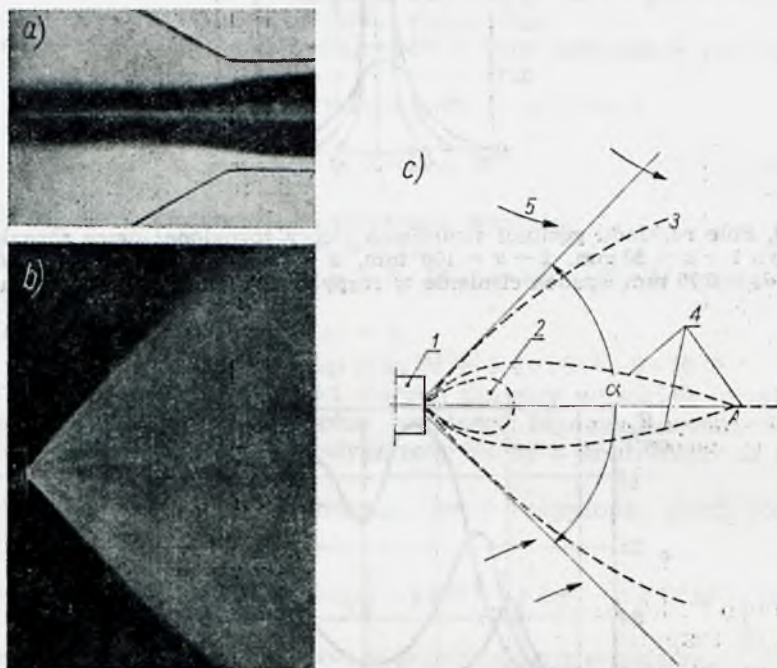


Rys. 4.60. Pole rozkładu gęstości strumienia cieczy rozpylonej przez rozpylacz strumieniowy: 1 –  $x = 80$  mm, 2 –  $x = 180$  mm, 3 –  $x = 280$  mm; średnica rozpylacza  $d_e = 0,75$  mm, spadek ciśnienia w rozpylaczu 100 bar, ciecz — nafta



Rys. 4.61. Pole rozkładu gęstości strumienia cieczy rozpylonej przez rozpylacz wirrowy a) przy różnych spadkach ciśnienia w rozpylaczu (w odległości  $H = 150$  mm od rozpylacza, b) w różnych odległościach od rozpylacza (przy spadku ciśnienia w rozpylaczu  $\Delta p = 40$  bar, 1 –  $\Delta p = 5$  bar, 2 –  $\Delta p = 20$  bar, 3 –  $\Delta p = 40$  bar, 4 –  $H = 200$  mm, 5 –  $H = 150$  mm, 6 –  $H = 120$  mm

W rozpylaczu wirowym, tuż za przekrojem wylotowym, powstaje obszar wolny od rozpylonego paliwa, stanowiący jakby przedłużenie gazowego rdzenia wirowego występującego w komorze wirowej i dyszy rozpylacza (rys. 4.62). W związku z tym punkty maksymalnych gęstości strumienia rozpylonej cieczy tworzą powierzchnię obejmującą ten obszar (rys. 4.62c) z wierzchołkiem na osi żagwi (punkt A na rys. 4.62c), od którego począwszy rozkład paliwa staje się taki sam, jak w rozpylaczu strumieniowym.



Rys. 4.62. <sup>1)</sup> Rozkład paliwa w żagwi rozpylacza wirowego: a) fotografia powietrznego rdzenia wirowego powstającego w komorze wirowej i dyszy rozpylacza (w celu umożliwienia wizualizacji rozpylacz wykonano ze szkła organicznego), b) fotografia żagwi, c) szkic żagwi; 1 — rozpylacz, 2 — obszar pozbawiony kropeł rozpylanej cieczy bezpośrednio łączący się z powietrznym rdzeniem wirowym w rozpylaczu, 3 — granica żagwi, 4 — linie maksymalnych gęstości strumienia cieczy w kolejnych przekrojach poprzecznych, 5 — przepływ gazowego czynnika otaczającego pod wpływem efekcyjnego działania rozpylonej strugi cieczy,  $\alpha$  — kąt rozpylania

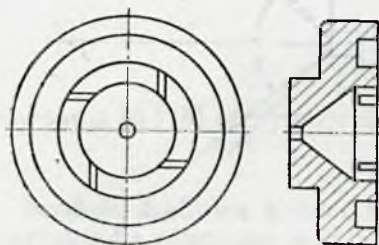
Drugą cechą charakterystyczną rozpylacza wirowego jest odchylenie się tworzących żagwi od początkowego kierunku ku jej osi (rys. 4.62b i c). Zjawisko to występuje przy większych prędkościach wypływu cieczy z rozpylacza (a więc przy większych spadkach ciśnienia w rozpylaczu) oraz przy mniejszych kątach rozpylania ( $\alpha < 110^\circ$ ). Jest ono spowodowane efektem ejekcji otaczającego czynnika gazowego przez strugę rozpylonej cieczy. Wprowadzony w ten sposób w ruch gaz z otoczenia przenika do środka żagwi i odchyła poszczególne krople od ich pierwotnego kierunku.

Ważnym problemem z punktu widzenia zastosowań technicznych jest występowanie w rozpylaczach wirowych nierównomierności rozkładu roz-

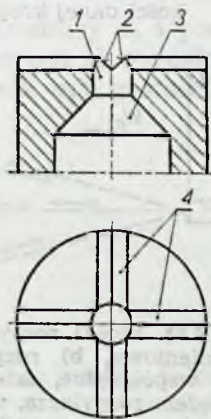
<sup>1)</sup> Kowalski J.: Przepływ przez upustowy rozpylacz wirowy. Dysertacja. Politechnika Warszawska 1969.



pylonej cieczy wokół osi żagwi. Nierównomierność ta może być spowodowana mimośrodowością dyszy rozpylacza w stosunku do komory wirowej, niedostateczną gładkością ścianek, zowalizowaniem otworu i niedokładnym wykonaniem krawędzi wyjściowej dyszy, która powinna leżeć w płaszczyźnie prostopadłej do osi, oraz zbyt małą ilością i nierównomiernym rozłożeniem na obwodzie kanałów doprowadzających ciecz do komory wirowej. Stwierdzono także, że bardziej skłonne do nierów-



Rys. 4.63. Dysza i komora wirowa rozpylacza wykonana jako jeden zespół



Rys. 4.64. Rozpylacz wirowy wytwarzający żagiew rozpylonego paliwa o kwadratowym przekroju poprzecznym: 1 — dysza rozpylacza, 2 — wykarbowana krawędź wyjściowa dyszy, 3 — komora wirowa, 4 — kanały karbujące krawędź wyjściową

nomiernego rozkładu są rozpylacze o dużej wartości stałej geometrycznej  $A$ , a więc rozpylacze o dużym kącie rozpylenia  $\alpha$  i małym współczynniku natężenia przepływu  $\mu$ . Pewien wpływ na tę nierównomierność ma też kąt przejścia między komorą wirową i dyszą, który z tego powodu powinien być możliwie mały (ze względów wykonawczych nie stosuje się jednak mniejszych kątów przejścia niż  $60^\circ$ ).

W celu zmniejszenia prawdopodobieństwa wystąpienia mimośrodowości między dyszą i komorą wirową wykonuje się często obydwie te elementy jako jeden zespół (rys. 4.63).

Rozpylacze wirowe umożliwiają profilowanie poprzecznego przekroju żagwi. Można na przykład otrzymać przekrój kwadratowy, z lekko tylko zaokrąglonymi rogami, jeśli na powierzchni czołowej rozpylacza wyfrezuje się dwa poprzeczne kanały o przekroju trójkątnym „karbując” w ten sposób krawędź wyjściową dyszy (rys. 4.64).

#### 4.5. Balistyka nieparujących kropel oraz cząstek paliwa stałego w ośrodku gazowym

Za początkową prędkość kropel, powstających wskutek rozpadu strugi cylindrycznej wytworzonej przez rozpylacz strumieniowy oraz rozpadu błonki cieczy wytworzonej przez rozpylacz wirowy, można uważać prędkość wypływu z rozpylacza. Krople poruszają się ruchem bezwładnym uwzględniającym działanie sił aerodynamicznych, ciężkości oraz

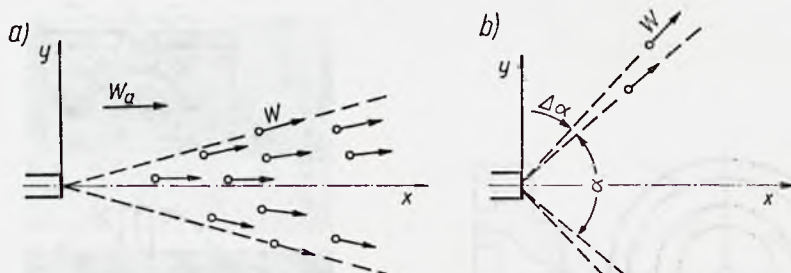
w przypadku obrotowych ruchów komory spalania, sił odśrodkowych i sił Coriolisa <sup>1)</sup>.

Składowe początkowej prędkości kropeł względem osi  $x$  i  $y$  (rys. 4.65) wynoszą

$$w_x = w_0 \cos \frac{\alpha}{2}; \quad w_y = w_0 \sin \frac{\alpha}{2}$$

gdzie:  $w_0$  — początkowa prędkość kropeł w odniesieniu do komory,

$\alpha$  — kąt rozpylania lub ogólnie podwojony kąt jaki tworzy wektor prędkości danej kropli z osią  $x$ .



Rys. 4.65. Stożki rozpylania: a) rozpylacz strumieniowy, b) rozpylacz wirowy;  $x$ ,  $y$  — współrzędne,  $w$  — prędkość kropeł względem rozpylacza,  $w_a$  — prędkość otaczającego gazu względem rozpylacza

Kąt rozpylania zmienia się wprawdzie w przedziale  $\Delta\alpha$  (ze względu na skończoną grubość błonki), ale z dużym przybliżeniem może być uważany za stały.

Krople cieczy w otoczeniu gazowym częściowo odparowują. Jednak dla paliw cięższych, takich jak nafta, olej silnikowy czy olej opałowy, stopień odparowania jest niewielki, tak że średnia średnica kropeł nie zmniejsza się na ogół więcej niż o 10%. Z tego powodu, w analizie ruchów kropeł w gazie można założyć z dużym przybliżeniem (dla cięższych węglowodorów), że ich średnica nie ulega zmianie.

Jeśli komora nie wykonuje ruchów obrotowych i nie uwzględnia się działania sił grawitacji, wtedy jedyną siłą hamującą lub przyspieszającą początkową prędkość kropeł jest opór aerodynamiczny.

Współczynnik oporu aerodynamicznego określa się z zależności

$$C_x = \frac{a_k}{\sqrt{R_e}} \quad [4.112]$$

Dla kuli (przy  $R_e \approx 100$ )  $a_k = 10 \div 12$ . Dla kropeł drgających  $a_k = 18$ .

Ruch kropeł więc w ogólnym przypadku, przy uwzględnieniu powyższych założeń, wyrażają następujące równania

$$\frac{dw_x}{dt} = -\frac{3}{4} C_x \frac{\rho_a}{\rho_p} \frac{u_x^2}{d_k} \quad [4.113]$$

$$\frac{dw_y}{dt} = -\frac{3}{4} C_x \frac{\rho_a}{\rho_p} \frac{u_y^2}{d_k} \quad [4.114]$$

gdzie:  $u$  — prędkość kropeł w odniesieniu do otaczającego gazu,  
 $d_k$  — średnica kropli.

<sup>1)</sup> Obrotowe ruchy komory spalania występują, na przykład, przy bezpośrednim napędzie wirnika śmigłowca przez silniki odrzutowe zainstalowane na końcu jego łopat.



Przyjmując dla wygody za oś  $x$  tworzącą stożka żagwi oraz zakładając, że prędkość gazu względem komory  $w_a = 0$  (czyli  $w_x = u = w$ ) otrzymuje się, po przekształceniu, z równania [4.113] zależność na zasięg kropli w nieruchomym otoczeniu

$$x_R = \frac{8}{3a_k} \frac{\rho_p d_k^{3/2}}{\rho_a \sqrt{\nu_a}} \sqrt{w_0} \quad [4.115]$$

Zasięg kropli rośnie więc ze wzrostem jej średnicy  $d_k$  i początkowej prędkości  $w_0$  oraz gęstości cieczy  $\rho_p$ , maleje natomiast ze wzrostem współczynnika oporu (miarą którego jest współczynnik  $a_k$ ), gęstości  $\rho_a$  i lepkości  $\nu_a$  otaczającego czynnika.

Jeśli oznaczyć

$$\frac{8}{3a_k} \frac{\rho_p}{\rho_a \sqrt{\nu_a}} = A_a \quad [4.116]$$

z równania [4.115] otrzymuje się

$$x_R = A_a d_k^{3/2} \sqrt{w_0} \quad [4.117]$$

Średnia średnica kropeł może być określona (mniej dokładnie niż na przykład z równania [4.89]) z zależności

$$\frac{\bar{d}}{d_c} = \left[ \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{0,77} + \left( \frac{\nu_p}{\nu_0} \right)^{0,44} \right]^3 \sqrt{\frac{p_0}{p_a}} \frac{\mu}{A_1 Ma^{0,187}} \quad [4.118]$$

gdzie:  $d_c$  — średnica dyszy rozpylacza,

$\sigma$  — współczynnik napięcia powierzchniowego rozpylonej cieczy,

$\nu_p$  — współczynnik lepkości kinematycznej rozpylonej cieczy,

$\sigma_0$  —  $250 \cdot 10^{-4}$  N/m<sup>2</sup> (napięcie standardowe),

$\nu_0$  —  $2 \cdot 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s (lepkość standardowa),

$p_a$  — przeciwcisnienie,

$p_0$  — 1,01 bar przeciwcisnienie standardowe,

$A_1$  — doświadczalny współczynnik rozpylenia (dla rozpylaczy wirowych  $A_1 = 40$ ),

$Ma$  — liczba Macha odniesiona do początkowej prędkości paliwa względem powietrza,

$\mu$  — współczynnik natężenia przepływu w dyszy rozpylacza.

Z zależności [4.118] wyraźnie wynika jakie wielkości wpływają na średnią średnicę kropeł, a przez to pośrednio na zasięg żagwi rozpylanego paliwa.

Wprowadzając pojęcie parametru rozpylania

$$x_R = \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{0,77} + \left( \frac{\nu_p}{\nu_0} \right)^{0,44} \quad [4.119]$$

i wstawiając w równanie [4.115] zamiast  $d_k$  średnią średnicę kropli (z równania [4.118]) otrzymuje się zależność na zasięg żagwi rozpylanego paliwa w nieruchomym ośrodku

$$x_R = \frac{8 \left( \frac{d_{mx}}{\bar{d}} \right)}{3a_k A_1^{1,5}} x_R \sqrt{\frac{p_0}{\eta_a \rho_a p_a}} \frac{a^{1,22} \mu^{1,5} d_c^{1,5}}{w_0^{0,72}} \quad [4.120]$$

gdzie:  $a$  — prędkość dźwięku w otaczającym gazie,

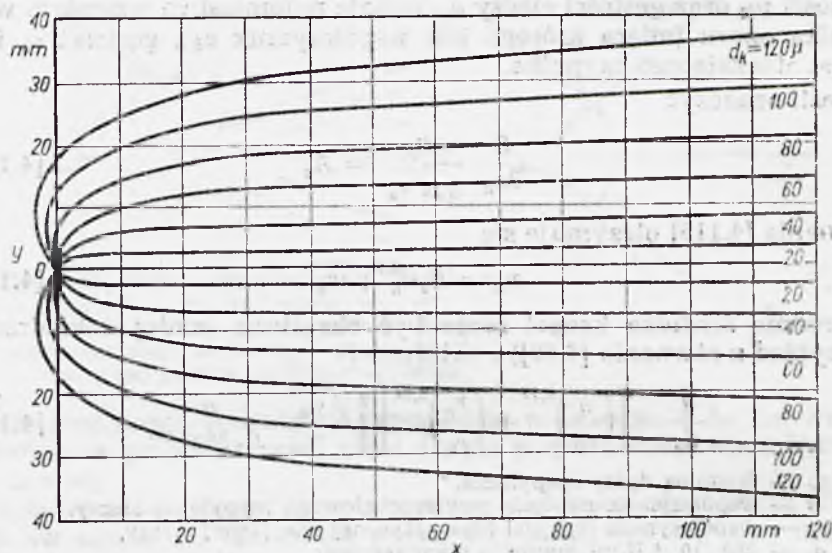
$d_{mx}$  — maksymalna średnica kropeł w żagwi,

$\eta_a$  — współczynnik lepkości dynamicznej otaczającego gazu.

Stosunek  $d_{mx}/\bar{d}$  zależy od stałej rozkładu (wykładnika równomierności rozpylania)  $n$  (rów. [4.80]). Zwykle  $n = 3$  i wtedy  $d_{mx}/\bar{d} = 2$ .

Z równań [4.115] i [4.120] wynikają dwa ważne wnioski:

1) Ponieważ zasięg kropeł zależy od średnicy, więc w strudze rozpylonej cieczy nastąpi ich segregacja według średnic i to w ten sposób, że w miarę oddalania się od osi średnice kropeł będą rosły. Na rys. 4.66 przedstawiono taki właśnie rozkład w żagwi cieczy rozpylonej przez rozpylacz wirowy ustawiony przeciwwąadowo.



Rys. 4.66 Rozkład kropeł według średnic w żagwi cieczy rozpylonej przez wstawiony przeciwwąadowo rozpylacz wirowy

W celu obliczenia toru kropli o określonej średnicy służą następujące wzory

$$y = \frac{w_0 \sin \frac{\alpha}{2}}{\frac{\sqrt{u_0}}{A_a d_k^{3/2}} + \frac{1}{\tau}} \quad [4.121]$$

$$x = \frac{w_0 \cos \frac{\alpha}{2} \pm w_a}{\frac{\sqrt{u_0}}{A_a d_k^{3/2}} + \frac{1}{\tau}} + w\tau \quad [4.122]$$

gdzie:  $w_0$  — początkowa prędkość wypływu cieczy z dyszy rozpylacza,

$w_a$  — prędkość otaczającego czynnika względem komory,

$\alpha$  — kąt rozpylenia,

$A_a$  — wielkość zdefiniowana przez równanie [4.116],

$\tau$  — czas,

$u_0$  — początkowa prędkość kropeł względem czynnika otaczającego.

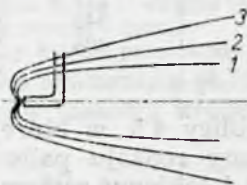
Wartość prędkości  $u$  w chwili  $t$  określa się z zależności

$$u = \frac{u_0}{\left( \frac{\tau \sqrt{u_0}}{A_a d_k^{3/2}} - 1 \right)^2} \quad [4.123]$$



Znak minus w równaniu [4.122] występuje przy przeciwnym ustawieniu rozpylacza, znak plus natomiast przy współprądowym.

2) Ponieważ zasięg kropeł zależy od parametru rozpylania  $\kappa_R$  (równanie [4.120]) więc na profil żagwi i przez to na jej maksymalny promień wpływa rodzaj rozpylanej cieczy (rys. 4.67) oraz temperatura cieczy.



Rys. 4.67. Wpływ rodzaju cieczy (przy zachowaniu innych warunków) na profil żagwi: 1 — benzyna ( $\kappa_R = 1,6$ ), 2 — nafta ( $\kappa_R = 2,16$ ), 3 — olej napędowy ( $\kappa_R = 2,8$ )

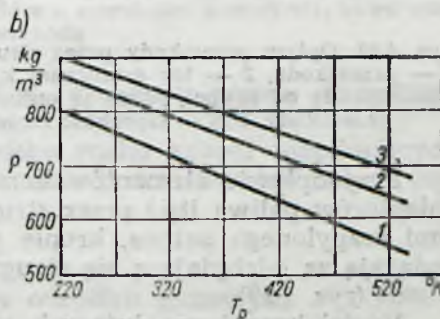
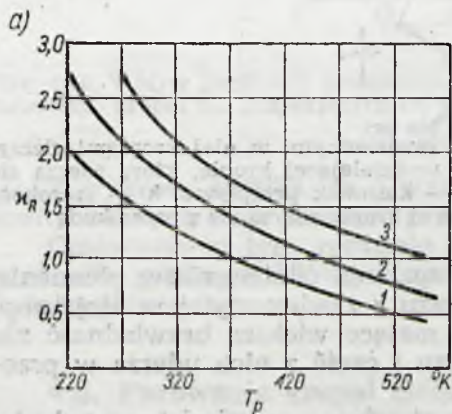
Własności niektórych paliw oraz wpływ na nie temperatury przedstawiono w tablicy 4.5 i na rys. 4.68.

Zmieniając odpowiednio temperaturę można rekompensować zmianę rodzaju paliwa.

Tablica 4.5

WŁASNOŚCI NIEKTÓRYCH PALIW CIEKŁYCH

Paliwo	Benzyna B-70	Nafta T-1	Olej napędowy	Pentaboran $B_5H_9$
Gęstość, $\rho$ kg/m <sup>3</sup> (przy 273°K)	760	830	860	590
Napięcie powierzchniowe, $\sigma$ N/m	$250 \cdot 10^{-4}$	$290 \cdot 10^{-4}$	$300 \cdot 10^{-4}$	$220 \cdot 10^{-4}$
Lepkość kinematyczna, $\nu$ m <sup>2</sup> /s	$1 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Temperatura krzepnięcia, °K	213	223	223	226,5
Temperatura wrzenia, °K	318	393	483	335



Rys. 4.68. Wpływ temperatury na własności paliwa: 1 — benzyna, 2 — nafta, 3 — olej napędowy, a) wpływ temperatury na parametr rozpylania (równanie [4.119]), b) wpływ temperatury na gęstość,  $T_p$  — temperatura paliwa

### Tablica 4.6

Paliwo	Temperatura, °K			
Benzyna	288	273	258	223
Nafta	363	343	338	278
Olej napędowy	423	403	383	333

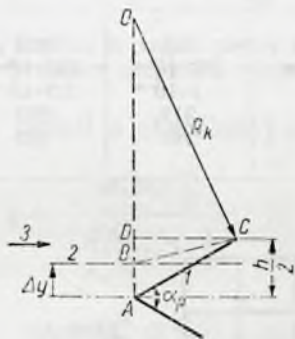
Przedstawiono to w tablicy 4.6, w której podano zastępcze temperatury (w przypadku zmiany rodzaju paliwa) odpowiadające takiemu samemu rozpyleniu, a więc i takiemu samemu profilowi żagwi.

Wstawiając do równania [4.121],  $\tau = \infty$  otrzymuje się maksymalny zasięg kropli w kierunku osi  $y$ , a przez to, gdy będzie to największa kropla w rozpylonej strudze — promień żagwi

$$y_{mx} = R_z = \frac{A_0 w_0 d_k^{3/2} \sin \alpha/2}{\sqrt{u_0}} \quad [4.124]$$

Wstawiając do równania [4.124] zamiast  $d_k$  średnią średnicę kropli  $\bar{d}$  i pamiętając przy tym, że na jej wartość wpływa względna prędkość  $u$ , która przy stałej wartości  $w_a$  zależy od  $w$ , stwierdza się istnienie optymalnego stosunku  $w_0/w_a$ , który odpowiada największemu w danych warunkach promieniowi  $R_2$ .

Stosunek ten wynosi dla rozpylaczy współprądowych — 1,06 dla przeciwpądowych 1,32.



Rys. 4.69. Opływ przeszkody przez strugę z zawieszonymi w niej kroplami cieczy: 1 — przeszkoda, 2 — tor granicznej kropli rozdzielającej krople, które zderzą się z przeszkodą od kropli, które ją ominą, 3 — kierunek przepływu,  $h$  — szerokość przeszkody,  $2\Delta h$  — szerokość strugi, której krople zderzą się z przeszkodą

Przy opływie elementów komory spalania (stateczników płomienia, kolektorów paliwa itp.) przez strugę gazu z zawieszonymi w niej kropkami rozpylonego paliwa, krople jako mające większą bezwładność nie nadążają za odchylającą się strugą gazu i część z nich uderza w przeszkodę (rys. 4.69).

Udział kropeł znajdujących się w strudze o szerokości przeszkody, które zderzą się z przeszkodą, zależy od promienia krzywizny toru kropeł odchylanych od ich pierwotnego kierunku pod wpływem odchylenia się strugi gazu.



Promień ten określa równanie

$$R_k = \frac{KA_a \sqrt{wd_k^3}}{2 \left[ 2 \left( 1 - \cos \frac{\alpha_p}{2} \right) \right]^{3/4}} \quad [4.125]$$

gdzie:  $K$  — współczynnik (w pierwszym przybliżeniu można założyć  $K = a_k/24$ ).

$A_a$  — wielkość zdefiniowana przez równanie [4.116],

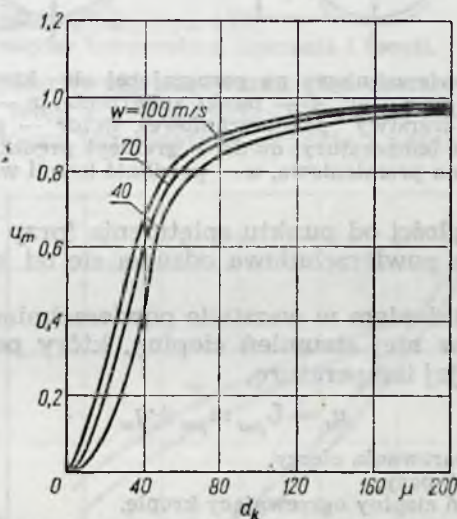
$w$  — prędkość przepływu kropeł i gazu,

$\alpha_p$  — kąt charakteryzujący kształt przeszkody (rys. 4.69).

Posługując się rys. 4.69 i równaniem [4.125] można wyprowadzić następującą zależność na udział masowy kropeł, które zderzą się z przeszkodą

$$u_m = \frac{2\Delta y}{h} = 1 - \frac{2R_k}{h} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{h^2}{4R_k^2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\alpha_p}{2}} \right) \quad [4.126]$$

Wykres na rys. 4.70 przedstawia wpływ prędkości przepływu i średnicy kropeł na wartość  $u_m$ .



Rys. 4.70. Wpływ prędkości przepływu  $w$  i średnicy kropeł  $d_k$  na wartość udziału masowego kropeł  $u_m$ , znajdujących się w strudze o szerokości przeszkody, które zderzą się z przeszkodą

Z wykresu wynika, że o wartości  $u_m$  decydują przede wszystkim średnice kropeł, a nie prędkość przepływu.

Omówione w tym rozdziale zjawisko ruchu kropeł nieparujących w ośrodku gazowym dotyczy oczywiście także i ruchu cząstek stałych (np. pyłu węglowego).

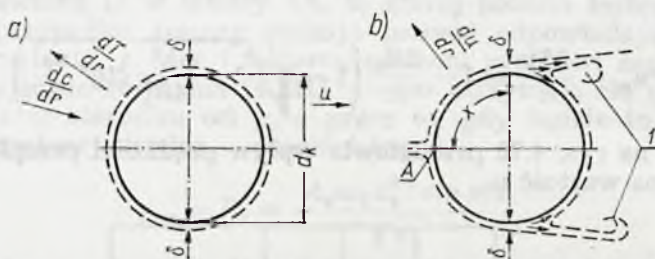
## 4.6. Parowanie kropeł cieczy w ośrodku gazowym

Wokół zawieszonej w ośrodku gazowym i parującej kropli powstaje warstwa powierzchniowa, którą charakteryzuje gradient koncentracji skierowany ku powierzchni kropli oraz przeciwnie skierowany gradient

temperatury. Jeśli między kroplą i otoczeniem istnieje prędkość  $u$  to w warstwie powierzchniowej (rys. 4.71) występuje dodatkowo gradient prędkości. W tym przypadku grubość warstwy zmienia się w miarę oddalania od punktu spiętrzenia

$$\delta = k \sqrt{\frac{rx}{u}} = k' \frac{d_k}{\sqrt{Re}} \quad [4.127]$$

gdzie:  $k$  — współczynnik proporcjonalności zależny od liczby Reynoldsa i kształtu kropli,  
 $x$  — odległość od punktu spiętrzenia (A na rys. 4.71),  
 $\nu$  — współczynnik lepkości kinematycznej gazu otaczającego kroplę.



Rys. 4.71. Warstwa powierzchniowa na poruszającej się kropli cieczy: a) kropla w bezruchu, b) kropla w ruchu: A — punkt spiętrzenia,  $x$  — odległość od punktu spiętrzenia,  $\delta$  grubość warstwy powierzchniowej,  $dc/dr$  — gradient koncentracji pary,  $dT/dr$  — gradient temperatury,  $du/dr$  — gradient prędkości,  $l$  — wir toroidalny,  $r$  — współrzędna promieniowa,  $u$  — prędkość kropli względem otoczenia

W pewnej odległości od punktu spiętrzenia (przy większych liczbach Reynoldsa) warstwa powierzchniowa odsuwa się od kropli i tworzy wir toroidalny.

W związku z istnieniem w warstwie powierzchniowej gradientu temperatury powstaje w niej strumień cieplny, który powoduje parowanie kropli oraz podnosi jej temperaturę,

$$q_t = L_{par} m_{par} + q_w \quad [4.128]$$

gdzie:  $L_{par}$  — ciepło parowania cieczy,  
 $m_{par}$  — strumień pary,  
 $q_w$  — strumień cieplny ogrzewający kroplę.

Ciepło parowania wyznacza się doświadczalnie (rys. 4.72) lub w przybliżeniu — z zależności

$$L_{par} \approx 84 \frac{T_{wrz}}{\mu_p} \text{ kJ} \quad [4.129]$$

gdzie:  $T_{wrz}$  — temperatura wrzenia, °K,  
 $\mu_p$  — masa molowa pary, kg/mol.

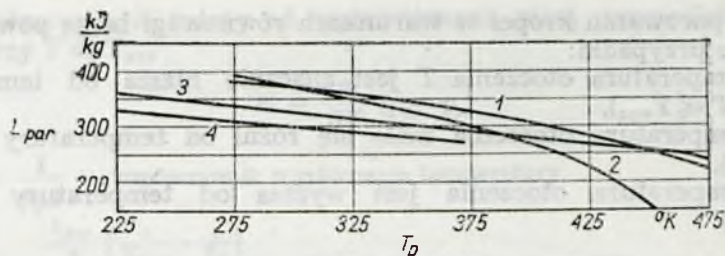
Strumień cieplny ogrzewający kroplę wyraża równanie

$$q_w = -\lambda_c \frac{dT}{dr} \quad [4.130]$$

gdzie  $\lambda_c$  jest współczynnikiem przewodzenia ciepła cieczy.

W miarę nagrzewania się kropli strumień  $q_w$  maleje, tak że przy pewnej temperaturze (nazywanej temperaturą równowagi parowania) całe ciepło doprowadzone do powierzchni kropli zostaje użyte na odparowanie.





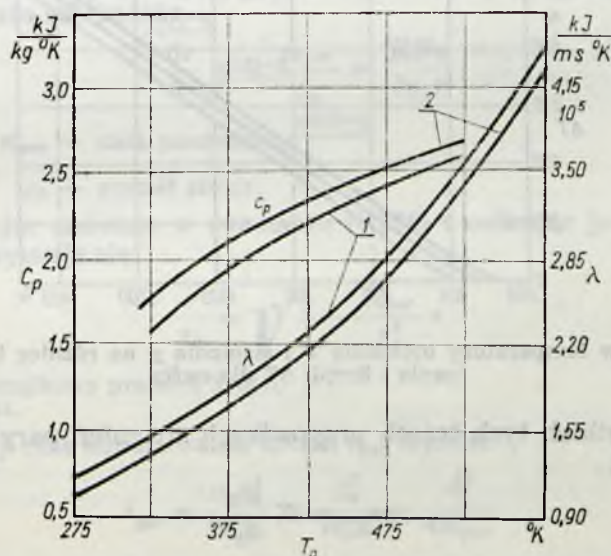
Rys. 4.72. Ciepło parowania niektórych paliw w zależności od temperatury:  $T_p$  — temperatura paliwa, 1 — heptan, 2 — pentan, 3 — benzyna, 4 — nafta

Przekształcając odpowiednio równanie [4.128], przy założeniu, że  $q_w = 0$ , otrzymuje się zależność na temperaturę równowagi parowania

$$T_{rów} = \frac{T_{wrz}}{1 + 42,7 \ln \left[ 1 + \frac{L_{par}}{c_p \Delta T} \right]} \quad [4.131]$$

gdzie:  $c_p$  — ciepło właściwe pary (rys. 4.73),  
 $\Delta T$  — różnica między temperaturą otoczenia i kropli.

Temperatura równowagi parowania jest zawsze niższa od temperatury wrzenia, tak więc  $T_{rów}/T_{wrz} < 1$ . Czym wyższe jest ciśnienie otoczenia, tym jest wyższa temperatura wrzenia i przez to wyższa tempera-

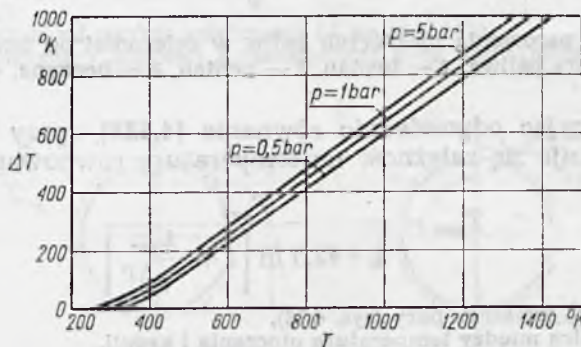


Rys. 4.73. Wpływ temperatury na ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu  $c_p$  i współczynnik przewodzenia ciepła  $\lambda$ : 1 — benzyna, 2 — nafta

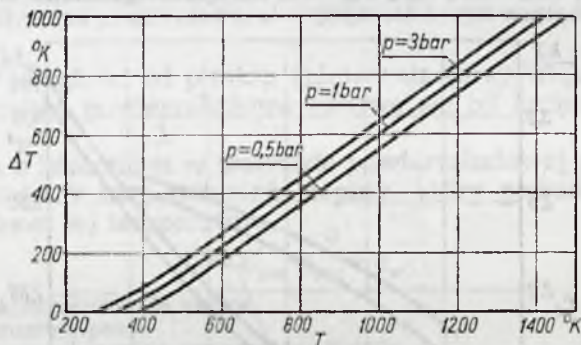
tura równowagi. Rośnie ona również ze wzrostem temperatury otoczenia. Ponieważ jednak granicą dla niej jest temperatura wrzenia, dlatego wzrost temperatury otoczenia zwiększa różnicę temperatur między otoczeniem i kroplą (rys. 4.74 i 4.75).

Przy parowaniu kropeł w warunkach równowagi mogą powstać trzy zasadnicze przypadki:

- temperatura otoczenia  $T$  jest znacznie niższa od temperatury wrzenia ( $T \ll T_{wrz}$ ),
- temperatura otoczenia mało się różni od temperatury wrzenia ( $T \approx T_{wrz}$ ),
- temperatura otoczenia jest wyższa od temperatury wrzenia ( $T > T_{wrz}$ ).



Rys. 4.74. Wpływ temperatury otoczenia  $T$  i ciśnienia  $p$  na różnicę temperatur otoczenia i kropli  $\Delta T$  dla benzyny



Rys. 4.75. Wpływ temperatury otoczenia  $T$  i ciśnienia  $p$  na różnicę temperatur otoczenia i kropli  $\Delta T$  dla nafty

We wszystkich tych trzech przypadkach strumień pary jest określony zależnością

$$m_{par} = K \frac{Nu}{d_k} \quad [4.132]$$

gdzie liczbę Nusselta można wyznaczyć ze wzoru

$$Nu = 2 + 0,16 Re^{2/3} \quad [4.133]$$

W równaniu [4.133] liczba Reynoldsa jest zdefiniowana przez średnicę kropli  $d_k$  i prędkość względem otoczenia  $u$

$$Re = \frac{u d_k}{\nu} \quad [4.134]$$



Współczynnik  $K$  zależy od wymienionych niżej przypadków

1) przy  $T \ll T_{wrz}$

$$K = \frac{a}{RT} (p_s - p_c) \quad [4.135]$$

gdzie:  $a = \frac{\lambda}{c_p \varrho}$  — współczynnik wyrównania temperatury,

$$\frac{L_{par}}{R} \left( \frac{1}{T_{wrz}} - \frac{1}{T_k} \right)$$

$p_s = p_e$  — ciśnienie nasycenia,

$R$  — stała gazowa pary,

$T_k$  — temperatura powierzchni kropli (w przypadku małych kropli  $d_k < 200 \mu$  —  $T_k = T_{rdw}$ ),

$p$  — ciśnienie otoczenia,

$\varrho$  — gęstość pary,

$p_c$  — ciśnienie cząstkowe pary w otoczeniu,

$\lambda$  — współczynnik przewodzenia ciepła pary (rys. 4.73),

2) przy  $T \approx T_{wrz}$

$$K = \frac{ap}{RT} \ln \frac{p - p_c}{p - p_s} \quad [4.136]$$

3) przy  $T > T_{wrz}$

$$K = \frac{\lambda}{c_p} \ln \left[ 1 + \frac{c_p}{L_{par}} (T - T_{rdw}) \right] \quad [4.137]$$

Prędkość zmniejszania się promienia parującej kropli (przy  $Nu = \text{const}$ ) wyraża zależność

$$\frac{dr}{d\tau} = - \frac{m_{par}}{\varrho_p} = \frac{KNu}{2\varrho_p \tau} \quad [4.138]$$

gdzie:  $\frac{KNu}{\varrho_p} = K_{par}$  — stała parowania,

$\varrho_p$  — gęstość cieczy.

Rozdzielając zmienne w równaniu [4.138] i całkując je w przedziale od  $r_0$  do  $\tau$  otrzymuje się

$$\frac{\tau}{r_0} = \sqrt{1 - \frac{K_{par}}{r_0^2} \tau} \quad [4.139]$$

gdzie:  $r_0$  — początkowy promień kropli,  
 $\tau$  — czas.

Całkowity czas odparowania kropli  $\tau_{par}$  wynosi

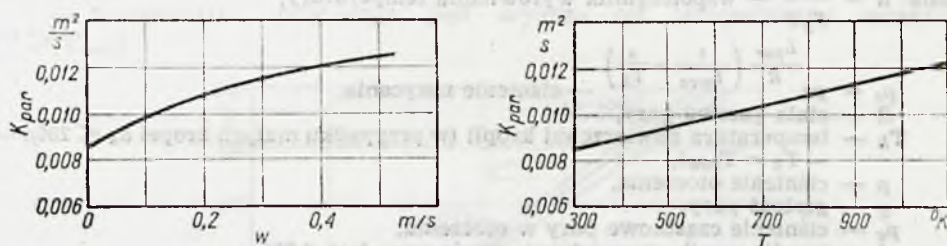
$$\tau_{par} = \frac{\varrho_p r_0^2}{NuK} = \frac{r_0^2}{K_{par}} = \frac{d_0^2}{4K_{par}} \quad [4.140]$$

Czas istnienia kropli przy parowaniu w warunkach ustalonych (to znaczy  $Nu = \text{const}$  i  $T_k = T_{rdw}$ ) jest wprost proporcjonalny do kwadratu początkowej średnicy kropli i odwrotnie proporcjonalny do iloczynu  $NuK$ .

Wpływ prędkości przepływu oraz temperatury otoczenia na wartość  $K_{par}$  przedstawiają wykresy na rys. 4.76.

Powstałe w wyniku procesu rozpylania krople poruszają się po torach balistycznych, ogrzewają się, gdyż na ogół temperatura otoczenia jest wyższa od początkowej temperatury kropli i parują.

Prędkość parowania kropeł zależy od ich początkowej średnicy (parowanie jest tym intensywniejsze im średnica jest mniejsza), początkowej temperatury oraz od temperatury otoczenia. Należy przy tym zwrócić uwagę, że początkowa temperatura kropeł ma większy wpływ na szybkość parowania niż temperatura otoczenia.



Rys. 4.76. Wpływ prędkości przepływu  $w$  (wykres a) i temperatury otoczenia  $T$  (wykres b) na wartość stałej parowania  $K_{par}$  dla nafty w powietrzu

Parowanie kropli podczas ruchu wpływa, ze względu na zmniejszanie się jej średnicy, na zmianę toru, po którym się porusza (rys. 4.77).

Udział masy kropli, która ulega odparowaniu w czasie  $\tau$  (czyli stopień odparowania) wyraża równanie

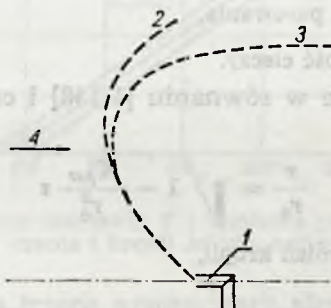
$$\Delta z = \frac{\Delta m}{m_0} = \frac{6m_{par}}{\rho_p d_0} \left( \frac{d_k}{d_0} \right)^2 \tau \quad [4.141]$$

gdzie:  $\Delta m$  — masa kropli, która odparowała w czasie  $\tau$ ,

$m_0$  — początkowa masa kropli,

$d_0$  — początkowa średnica kropli,

$\rho_p$  — gęstość cieczy odparowywanej.

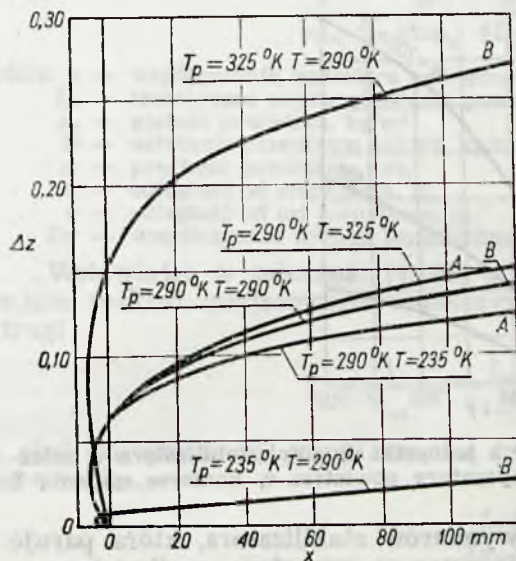


Rys. 4.77. Zmiana toru kropli pod wpływem parowania: 1 — rozpylacz ustawiony przeciwpłądowo, 2 — tor kropli nieodparującej, 3 — tor kropli parującej, 4 — kierunek przepływu powietrza

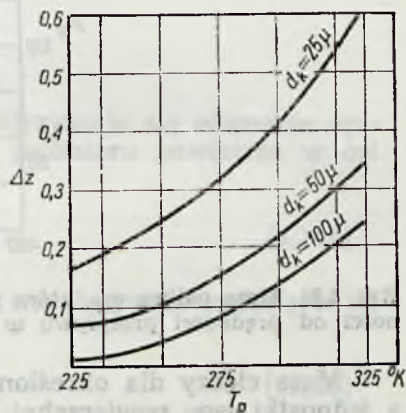
Wpływ temperatury cieczy i otoczenia oraz średnicy kropli na stopień jej odparowania przedstawiają wykresy na rysunkach 4.78 i 4.79. Na rys. 4.78 przedstawiono zmianę stopnia odparowania wzdłuż komory spalania przy przeciwpłądowym wtrysku nafty. Dwie grupy krzywych A i B dają wyobrażenie o wpływie temperatury paliwa (krzywe B) i temperatury powietrza na wartość  $\Delta z$ . Wpływ temperatury paliwa na stopień odparowania (dla określonego stałego czasu trwania procesu) przy różnych średnicach kropeł pokazano na rys. 4.79.



Krople, które trafią na przeszkodę (na przykład jak na rys. 4.80 na stabilizator płomienia) osadzają się na niej i tworzą warstwę, która w miarę upływu czasu odparowuje lub, gdy szybkość osadzania się jest większa od szybkości parowania, zostaje częściowo zdmuchiwana z krawędzi przeszkody.



Rys. 4.78. Zmiana stopnia odparowania  $\Delta z$  wzdłuż komory w zależności od temperatury powietrza (krzywe A) i temperatury paliwa (krzywe B):  $T_p$  — temperatura paliwa,  $T$  — temperatura powietrza,  $x$  — współrzędna odpowiadająca odległości od punktu wtrysku (przeciwnieprądowego)



Rys. 4.79. Zależność stopnia odparowania kropeł od ich średnicy i temperatury paliwa

Masa cieczy, która paruje z jednostki długości stabilizatora wynosi

$$m_p = \frac{F_{st} m_{par}}{L_{st}} = 2 \frac{Nu\lambda}{c_p} \ln \left( 1 + \frac{c_p}{L_{st}} \Delta T \right) \quad [4.142]$$

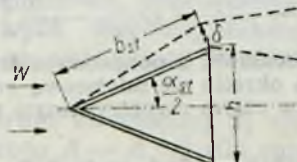
gdzie:  $F_{st} = 2 b_{st} l_{st}$  — powierzchnia stabilizatora,

$l_{st}$  — długość stabilizatora,

$c_p$  — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu pary,

$\lambda$  — współczynnik przewodzenia ciepła pary,

$\Delta T = T - T_{wrz}$  — różnica temperatury otoczenia i cieczy na stabilizatorze, zakładając, że równa się ona temperaturze wrzenia.



Rys. 4.80. Warstwa cieczy na stabilizatorze płomienia powstała z osadzonych na nim kropeł:  $w$  — prędkość przepływu względem stabilizatora,  $\alpha_{st}$  — kąt stabilizatora,  $\delta$  — grubość warstwy cieczy na krawędzi spływu

Liczbę Nusselta we wzorze [1.142] oblicza się z zależności

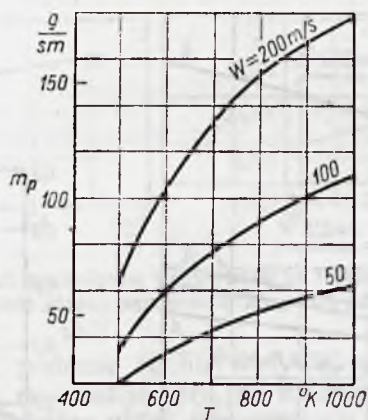
$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad [4.142]$$

gdzie:  $Re = w b_{st}/\nu$  — liczba Reynoldsa,

$Pr = \nu/a$  — liczba Prandtla,

$\nu$  — współczynnik lepkości kinematycznej dla powietrza,

$a$  — współczynnik wyrównania temperatury dla powietrza.

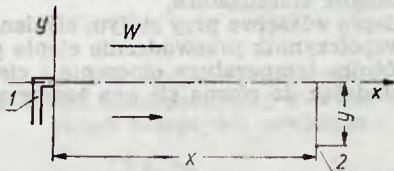


Rys. 4.81. Masa paliwa  $m_p$ , która paruje z jednostki długości stabilizatora w zależności od prędkości przepływu  $w$  i temperatury powietrza w komorze spalania  $T$

Masa cieczy dla określonych wymiarów stabilizatora, która paruje z jednostki jego powierzchni, rośnie wraz ze wzrostem prędkości przepływu powietrza oraz jego temperatury. Wpływ ten przedstawia wykres na rys. 4.81.

#### 4.7. Określenie pola koncentracji mieszanki paliwa i powietrza w komorze spalania

W ustępie 4.1 przedstawiono sposób określenia miejscowych koncentracji przy swobodnym, turbulentnym wypływie gazu palnego z dyszy w przestrzeń wypełnioną powietrzem. Obecnie zostaną omówione inne przypadki modelowe. Najprostszym z nich jest rozpylacz umieszczony w strudze powietrza o stałej prędkości, traktowany jako punktowe źródło



Rys. 4.82. Model tworzenia mieszanki z punktowym źródłem par paliwa: 1 — rozpylacz, 2 — punkt, w którym określa się miejscową koncentrację par paliwa,  $w$  — prędkość powietrza (stała w całym rozpatrywanym polu),  $y$ ,  $x$  — współrzędne

dło par paliwa (rys. 4.82). Taki układ może być modelem dla systemu zasilania paliwem gazowym lub ciekłym, na tyle wstępnie podgrzanym, aby szybko odparowało zaraz po wtrysnięciu do komory.



Całkując równanie dyfuzji [4.1] i wstawiając w nie zamiast współczynnika dyfuzji molekularnej  $D_M$ , współczynnik dyfuzji turbulentnej  $D_T$ , otrzymuje się, po odpowiednich przekształceniach, wyrażenie, z którego można określić wartości miejscowego współczynnika nadmiaru powietrza

$$\frac{1}{\alpha L_t} = \frac{B}{\pi w \rho_s} \frac{w}{4 D_T x} e^{-\frac{w y^2}{4 D_T x}} \quad [4.143]$$

gdzie:  $\alpha$  — współczynnik nadmiaru powietrza,  
 $L_t$  — teoretyczne zapotrzebowanie powietrza,  
 $\rho_s$  — gęstość powietrza, kg/m<sup>3</sup>,  
 $B$  — natężenie przepływu paliwa, kg/s,  
 $w$  — prędkość powietrza, m/s,  
 $x$  — odległość od rozpylacza, m,  
 $y$  — odległość od osi rozpylacza, m,  
 $D_T$  — współczynnik dyfuzji turbulentnej, m<sup>2</sup>/s.

Wstawiając w zależność [4.143]  $y = 0$ , otrzymuje się równanie opisujące rozkład miejscowego współczynnika nadmiaru powietrza w osi strugi

$$\frac{1}{\alpha_{os}} = \frac{L_t B}{4 \pi D_T \rho x} \quad [4.144]$$

a stąd odległości od rozpylacza, na której współczynnik nadmiaru na osi strugi  $\alpha_{os} = 1$

$$x = \frac{L_t B}{4 \pi \rho D_T} \quad [4.145]$$

Współczynnik nadmiaru powietrza w dowolnym punkcie rozpatrywanego obszaru określa się z zależności otrzymanej przez proste przekształcenie równanie [4.143]

$$\alpha = \frac{4 \pi \rho D_T x}{L_t B} e^{-\frac{w y^2}{4 D_T x}} \quad [4.146]$$

Wartości współczynnika dyfuzji turbulentnej wyznacza się eksperymentalnie. Dla przepływu w przewodzie cylindrycznym można korzystać z zależności [4.8] i [4.9] (w oparciu o równanie [4.10]).

W przypadku przepływu laminarnego w wyrażeniu [4.146] wystąpi zamiast  $D_T$  współczynnik dyfuzji molekularnej  $D_M$ . Wartości tego współczynnika dla par niektórych paliw w powietrzu przedstawiono na rys. 4.83.

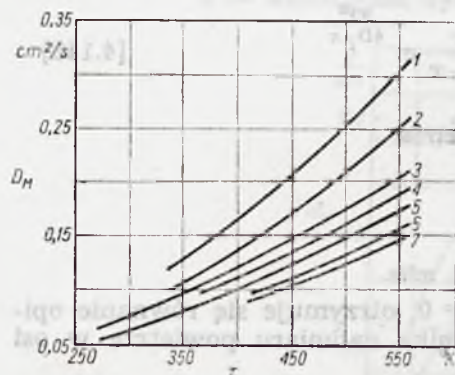
Przypadek, w którym mieszanina tworzy się wskutek wtrysku paliwa ciekłego w strugę powietrza za pomocą rozpylacza wirowego, ustawionego współ lub przeciwpłdowo, przedstawia schemat na rys. 4.84. Sposób określania miejscowych współczynników nadmiaru powietrza w tym układzie opiera się na analogii ze swobodną strugą turbulentną opisaną w rozdziale 3.

Odcinek początkowy strugi swobodnej  $x_1$  odpowiada odległości od wylotu rozpylacza do przekroju  $A - A$  ( $x_1'$  dla rozpylacza współprądowego i  $x_1''$  dla rozpylacza przeciwpłdowego), w którym żagiew rozpylonego paliwa przechodzi w „swobodny ruch turbulentny” tworząc obszar zamknięty powierzchnią stożkową rozszerzającą się w kierunku ruchu.

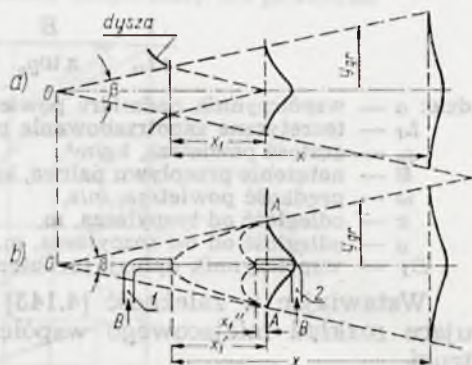
Wartość  $x_1'$  i wartość  $x_1''$  zostały określone doświadczalnie

$$x_1' = 2y_{gro} \quad \text{ i } \quad x_1'' = y_{gro}$$

gdzie  $y_{gro}$  jest maksymalną odległością od osi rozpylacza największej kropli poruszającej się po torze balistycznym (równanie [4.124]).



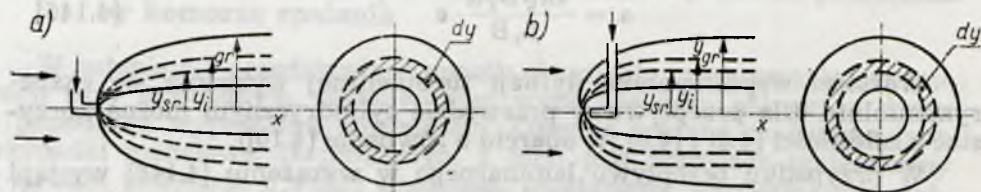
Rys. 4.83. Zależność współczynnika dyfuzji molekularnej od temperatury dla par różnych paliw w powietrzu: 1 — benzol, 2 — cykloheksan, 3 — heksan, 4 — heptan, 5 — oktan, 6 — nonan, 7 — dekan



Rys. 4.84. Model tworzenia mieszanki z wtryskiem paliwa ciekłego w strumień powietrza o stałej prędkości a) swobodna struga turbulentna, b) przepływ z wtryskiem paliwa ciekłego: 1 — rozpylacz współprądowy, 2 — rozpylacz przeciwprądowy

Żagiew rozpylonego paliwa między rozpylaczem i przekrojem A — A można umownie podzielić na obszary przedzielone powierzchnią, której tworzącą stanowi tor balistyczny kropli o średniej średnicy (rys. 4.85).

W obszarze wewnętrznym będą zawarte małe, szybko odparowujące krople, których mieszanina z powietrzem podlega niemal ściśle prawom przepływu turbulentnego.



Rys. 4.85. Podział żagwi paliwa rozpylacza wirowego na dwa obszary: a) rozpylacz współprądowy, b) rozpylacz przeciwprądowy,  $y_{sr}$  — współrzędna promieniowa toru balistycznego kropli o średniej średnicy będącego tworzącą powierzchni dzielącej żagiew na dwa obszary

W obszarze zewnętrznym występują duże krople, wolno odparowujące i poruszające się (aż do przekroju A — A) po torach balistycznych.

Rozkład gęstości strumienia paliwa w tym obszarze określa zależność

$$g_p = \frac{dB}{dF} = \frac{dB}{2\pi y_i dy} = q_0 K \quad [4.147]$$

gdzie:  $B$  — masowe natężenie przepływu paliwa,  
 $F$  — pole powierzchni,  
 $y_i$  — odległość od osi (między  $y_{sr}$  i  $y_{gr}$ ),



natomiast

$$q_0 = \frac{0,693}{3\pi} \frac{B}{y_{sr}^2} \quad [4.147]$$

oraz

$$Z = \frac{n \left( \frac{y_i}{y_{sr}} \right)^{\frac{2n}{3}-2}}{10^{0,301} \left( \frac{y_i}{y_{sr}} \right)^{\frac{2n}{3}}} \quad [4.148]$$

W równaniach [4.147] i [4.148] oznaczono

$y_{sr}$  — odległość średniej kropli od osi,

$n$  — stała rozkładu (równanie [4.80]).

Miedzy odległością od osi  $y_i$  dowolnej kropli o średnicy  $d_i$ , a odległością  $y_{gr}$  dla kropli o maksymalnej średnicy  $d_{mx}$  istnieje zależność

$$\frac{y_{gr}}{y_i} = \left( \frac{d_{mx}}{d_i} \right)^{\frac{3}{2}} \quad [4.149]$$

Współczynnik nadmiaru powietrza w dowolnym punkcie strugi, w którym gęstość strumienia paliwa jest  $q_p$ , wynosi

$$\alpha = \frac{w \rho_a}{L_t q_p} \quad [4.150]$$

gdzie:  $w$  — prędkość powietrza,

$\rho_a$  — gęstość powietrza,

$L_t$  — teoretyczne zapotrzebowanie powietrza.

Wielkość  $q_0$  nazwano umownie początkową gęstością strumienia paliwa. Dla tej wartości, umowny, początkowy współczynnik nadmiaru powietrza wynosi

$$\alpha_0 = \frac{w \rho_a}{L_t q_0} \quad [4.151]$$

Gęstość strumienia na osi a tym samym i współczynnik nadmiaru powietrza w tym miejscu określa równanie

$$\frac{\alpha_{os}}{\alpha_0} = \frac{q_0}{q_{os}} = 1 + K A_B \varepsilon \left( \frac{x}{y_{sro}} - \frac{x_1}{y_{sro}} \right) \quad [4.152]$$

gdzie:  $y_{sro}$  — maksymalna odległość od osi rozpylacza kropli o średniej średnicy  $\bar{d}$  poruszającej się torem balistycznym

$$y_{sro} = y_{gro} \left( \frac{\bar{d}}{d_{mx}} \right)^{\frac{3}{2}}$$

$K$  — współczynnik określony doświadczalnie (na ogół  $K = 0,8$ ),

$\varepsilon$  — intensywność turbulencji,

$A_B$  — współczynnik określający zależność między kątem swobodnej strugi  $\beta$  i intensywnością turbulencji.

Kąt swobodnej strugi zawiera się w granicach  $10-20^\circ$ . W obliczeniach przyjmuje się na ogół  $\beta = 14^\circ$ . W tym wypadku wychodząc z założenia

$$\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = A_B \varepsilon$$

otrzymuje się,  $A_B \varepsilon = 0,123$ .

Stosunek  $x_1/y_{tro}$  przyjmuje się  
dla rozpylacza współprądowego 6  
dla rozpylacza przeciwprądowego 3.

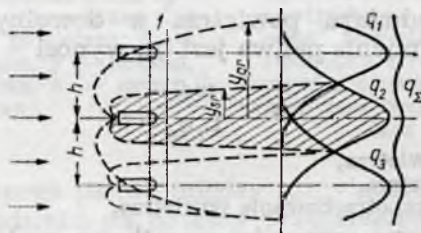
Przyjmując, że promień strugi w przekroju A-A wynosi  $y_0$  otrzymuje się zależność na wartość promienia w dowolnej odległości od rozpylacza

$$y = y_0 \left[ 1 + \frac{x+x_1}{y_0} \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right] \quad [4.153]$$

Rozkład gęstości strumienia paliwa i współczynnika nadmiaru powietrza wzdłuż promienia, w dowolnym przekroju poza przekrojem A-A określa równanie (analogicznie do równania [4.19])

$$\frac{q}{q_{os}} = \frac{\alpha_{os}}{\alpha} = 1 - \left( \frac{y}{y_{gr}} \right)^{3/2}$$

W celu uzyskania wyrównanego rozkładu gęstości strumienia paliwa w większych komorach spalania, stosuje się często większą ilość rozpylaczy umieszczonych na wspólnym kolektorze (rys. 4.86).



Rys. 4.86. Wyrównanie pola gęstości strumienia paliwa w komorze spalania przez zastosowanie szeregu rozpylaczy: 1 — kolektor z umieszczonymi rozpylaczami wirowymi ustawionymi przeciwprądowo,  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $q_3$  — rozkłady gęstości strumienia paliwa za poszczególnymi rozpylaczami,  $q_x$  — rozkład wypadkowy,  $h$  — odstęp między rozpylaczami

Przy określaniu wypadkowego rozkładu gęstości obowiązuje zasada algebraicznego sumowania gęstości cząstkowych. Optymalny odstęp między rozpylaczami zależy od wymagań co do odległości, na której oczekuje się rozkładu o zadanej równomierności. Na ogół odstęp ten jest rzędu dwu do czterech wartości  $y_{tro}$ .