

## TWORZENIE MIESZANKI

Mieszanka w silnikach strumieniowych, pulsacyjnych i rakietowych na ciekły materiał pędny powstaje w wyniku elementarnych procesów, takich jak: wtrysk cieczy, rozpylenie cieczy, odparowanie kropeł oraz mieszanie się powstałych par ze sobą lub ze strumieniem powietrza.

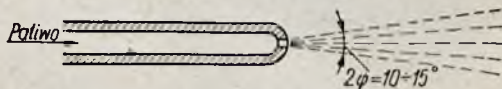
Od składu i rozkładu mieszanki w strumieniu zależy zakres statecznej pracy komory oraz jej sprawność.

### 5.1. WTRYSKIWACZE

Wtrysk cieczy realizuje się za pomocą wtryskiwaczy, które w zależności od konstrukcji i zasady działania dzielą się na wtryskiwacze strumieniowe i wirowe.

#### 5.1.1. Wtryskiwacze strumieniowe

Wtryskiwacz strumieniowy składa się z przewodu zakończonego otworem (rys. 5.1). Różnica ciśnień między ciśnieniem panującym w strumieniu przed otworem i ciśnieniem otoczenia wy-



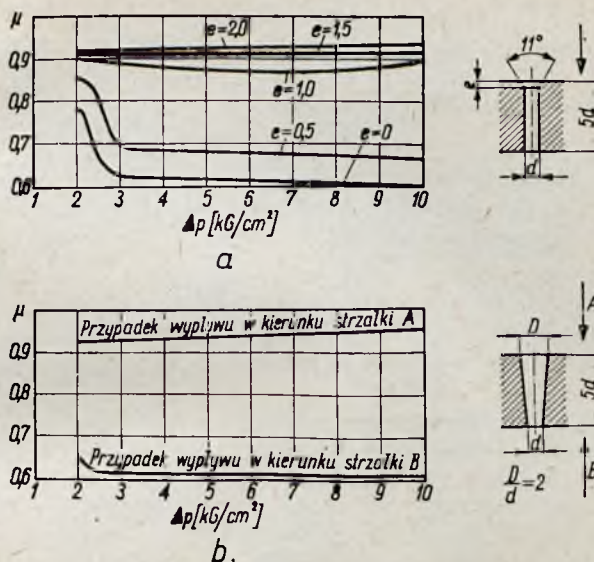
Rys. 5.1. Wtryskiwacz strumieniowy

wołuje wypływ cieczy na zewnątrz. Klasyczną zależność między wydatkiem  $G$ , spadkiem ciśnienia  $\Delta p$  i ciężarem właściwym cieczy  $\gamma$  przedstawia wzór

$$G = \mu F \sqrt{2g\gamma \Delta p} \quad [5.1]$$

gdzie:  $\mu$  — współczynnik natężenia wypływu,  
 $g$  — przyspieszenie ziemskie,  
 $F$  — powierzchnia otworu.

Współczynnik  $\mu$  zależy od kształtu otworu i od spadku ciśnienia we wtryskiwaczu (rys. 5.2).



Rys. 5.2. Zależność współczynnika natężenia wypływu od kształtu otworu oraz spadku ciśnienia we wtryskiwaczu:

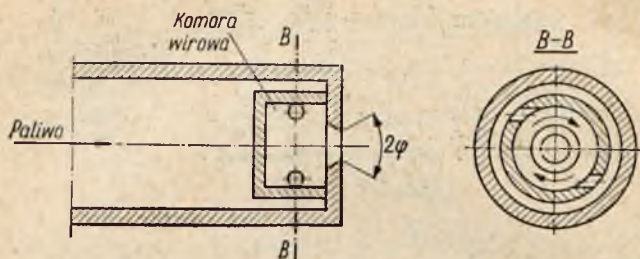
a — otwór walcowy poprzedzony stożkiem (wpływ wysokości stożka), b — otwór stożkowy

Wtryskiwacze strumieniowe znalazły zastosowanie głównie w silnikach rakietowych na ciekły materiał pędny.

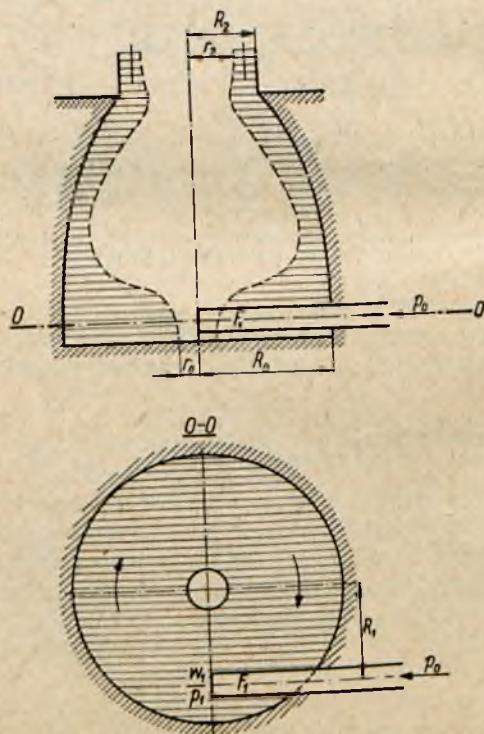
### 5.1.2. Wtryskiwacze wirowe

Zasada działania wtryskiwaczy wirowych polega na wprowadzeniu cieczy przed jej wypływem w ruch wirowy. Można tego dokonać, stosując konstrukcję z komorą wirową (rys. 5.3), do której doprowadza się paliwo stycznie do ścianek. Każda wypływająca z wtryskiwacza cząstka cieczy ma dwie składowe prędkości: osiową i promieniową. W wyniku tego otrzymuje się stożek cieczy o kącie rozwarcia zależnym od geometrii wtryskiwacza. W pierwszej fazie wypływu ciecz tworzy ciągłą błonkę, stanowiącą jak gdyby boczną powierzchnię stożka. Błonna ta w miarę oddalania się od otworu wylotowego wtryskiwacza robi się coraz cieńsza i rozpada się na coraz mniejsze płyty, które następnie

zwijają się w krople. Krople te pod wpływem ciśnienia dynamicznego ośrodka, w którym następuje rozpylanie, ulegają rozdrobnieniu.



Rys. 5.3. Wtryskiwacz wirowy



Rys. 5.4. Przekrój przez komorę wirową



Pod wpływem ruchu wirowego ciecz w komorze wirowej przybiera kształt przedstawiony na rys. 5.4. Wychodząc z równania ciągłości strugi

$$\mu' F_1 w_1 = (R_2^2 - r_2^2) \pi w \cos \varphi$$

oraz równania zachowania krętu

$$w_1 R_1 = w \sin \varphi \frac{R_2 - r_2}{2}$$

otrzymuje się zależność na kąt wtrysku i współczynnik natężenia wypływu w funkcji wielkości charakteryzującej geometrię wtryskiwacza

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R_1 R_2 \pi}{\mu' F_1} ; \quad \mu = f\left(\frac{\pi R_1 R_2}{\mu' F_1}\right) \quad [5.2]$$

gdzie:  $\mu$  — współczynnik natężenia wypływu wtryskiwacza z równania [5.1],

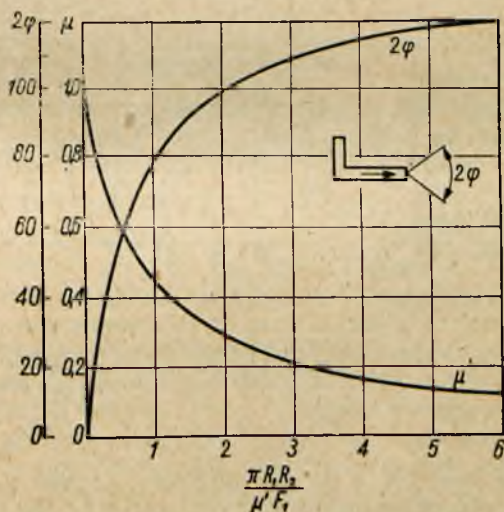
$F$  — powierzchnia otworu wylotowego wtryskiwacza,

$F_1$  — powierzchnia przekroju kanału doprowadzającego ciecz do komory wirowej,

$\mu'$  — współczynnik natężenia wypływu z tego kanału.

Inne wielkości określono na rys. 5.3 i 5.4.

Obydwie funkcje ilustruje wykres na rys. 5.5.



Rys. 5.5. Zależność współczynnika natężenia przepływu  $\mu$  i kąta wtrysku  $2\varphi$  od wielkości charakteryzującej geometrię wtryskiwacza

### 5.1.3. Wtryskiwacz upustowy

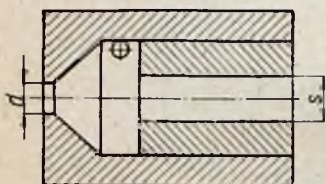
Natężenie przepływu w obu omawianych dotychczas wtryskiwaczach jest funkcją pierwiastka kwadratowego ze spadku ciśnienia. Dla tego samego wtryskiwacza i tej samej cieczy przepływającej przez wtryskiwacz otrzymuje się

$$\frac{G}{\sqrt{\Delta p}} = k = \text{const} \quad [5.3]$$

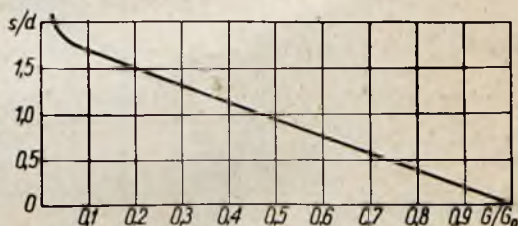
gdzie:  $k$  — stała wtryskiwacza.

Jeśli zadaniem wtryskiwacza jest praca w określonym zakresie natężeń przepływu, wtedy wymagane jest uzyskanie odpowiedniego, związanego kwadratową zależnością, zakresu ciśnień (gdy np. stosunek maksymalnego wydatku wtryskiwacza do minimalnego wynosi  $n$ , to stosunek odpowiednich spadków ciśnień we wtryskiwaczu jest  $n^2$ ).

W przypadku szerokiego zakresu stosowanych wydatków może się zdarzyć, przy określonym minimalnym ciśnieniu wtrysku, że ciśnienie maksymalne będzie wyższe od dopuszczalnego (np. ze względu na pracę pompy). Jedynym wyjściem z tej sytuacji jest taka konstrukcja wtryskiwacza, która złagodziłaby mu charakterystykę. Jedną z takich konstrukcji jest wtryskiwacz upustowy przedstawiony na rys. 5.6. Wprowadzoną do komory wirowej



Rys. 5.6. Wtryskiwacz upustowy



Rys. 5.7. Charakterystyka wtryskiwacza upustowego:

$G$  — natężenie przepływu przy otwartym upuście (średnica otworu upustu jest równa  $s$ )  
 $G_0$  — natężenie przepływu przy zamkniętym upuście

ciecz rozdziela się na dwa strumienie: jeden wypływa (jak w normalnym wtryskiwaczu wirowym) przez otwór wtryskiwacza (o średnicy  $d$ ), drugi natomiast przez otwór upustowy (o średnicy  $s$ ). Zmieniając dławienie w upuście (przez zmianę średnicy  $s$ ), można regulować natężenie wtrysku. Ciecz odpływającą upustem

kieruje się na stronę ssącą pompy. Jakościową charakterystykę wtryskiwacza upustowego przedstawia wykres na rys. 5.7.

Wykres ilustruje zależność między stosunkiem średnic otworu wtryskowego i upustowego oraz stosunkiem natężeń wtrysku przy otwartym i zamkniętym upuście. Gdy stosunek średnic otworu wtryskiwacza i upustu rośnie, wtedy stosunek natężeń przepływu, w dwu skrajnych przypadkach, przy otwartym i zamkniętym upuście, maleje.

Rozpylacze upustowe stosuje się w silnikach strumieniowych przewidzianych do pracy w dużym zakresie prędkości i wysokości lotu.

## 5.2. ROZPYLANIE CIECZY

Wtrysnięty w gazowy ośrodek strumień cieczy zostaje najpierw rozerwany na różnego kształtu niezależne człony, a następnie rozdrobniony na krople o coraz mniejszej średnicy. Mechanizm rozerwania zwartej strugi jest następujący. Niezaburzona powierzchnia zetknięcia cieczy i ośrodka znajduje się w równowadze dynamicznej. Jeśli pod wpływem turbulentnych ruchów poszczególnych elementów cieczy lub ośrodka na powierzchni cieczy powstanie zaburzenie, wtedy na powierzchnię tę zaczynają działać dwa rodzaje sił:

— siły wynikające z napięcia powierzchniowego, które dążą do przywrócenia stanu równowagi,

— siły aerodynamiczne (istniejące na skutek tego, że powietrze ma prędkość względem cieczy), które dążą do powiększenia zaburzenia i dają w wyniku równowagę niestabilną.

Powstałe w ten sposób fale o potęgowo rosnącej amplitudzie prowadzą do rozczłonkowania cieczy na coraz mniejsze odcinki, które ostatecznie przybierają kształt kropeł. Poruszające się względem gazowego ośrodka krople cieczy znajdują się pod działaniem podanych wyżej sił napięcia powierzchniowego oraz sił aerodynamicznych. Siły napięcia powierzchniowego dążą do nadania kropli kształtu kulistego, natomiast siły aerodynamiczne dążą do „rozpłaszczenia” kropli. Przy istnieniu dostatecznie dużego ciśnienia dynamicznego następuje jej rozerwanie. Poszczególne fazy tego procesu w sposób wyidealizowany przedstawia rys. 5.8. Jeśli napięcie powierzchniowe kropli o średnicy  $d_k$  wynosi  $\sigma$ , to siła  $f$ , dzięki której jedna połówka kropli wiąże się z drugą, będzie równa

$$f = \pi d_k \sigma$$



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

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

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 wywołane napięciem powierzchniowym

$$p = \frac{4\sigma}{d_k}$$

Jeśli ciśnienie dynamiczne wywołane względną prędkością kropli i ośrodka  $\frac{\gamma u^2}{2g}$  jest większe od ciśnienia wewnętrznego,

to nastąpi rozbitcie kropli.

Z warunku

$$\frac{\gamma u^2}{2g} = \beta \frac{4\sigma}{d_k}$$

wynika zależność

$$\frac{\gamma u^2 d_k}{g\sigma} = D_k \quad [5.4]$$

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

$\gamma$  — ciężar właściwy ośrodka;

$u$  — prędkość kropli względem ośrodka;

$D_k$  — kryterium rozdrobnienia.

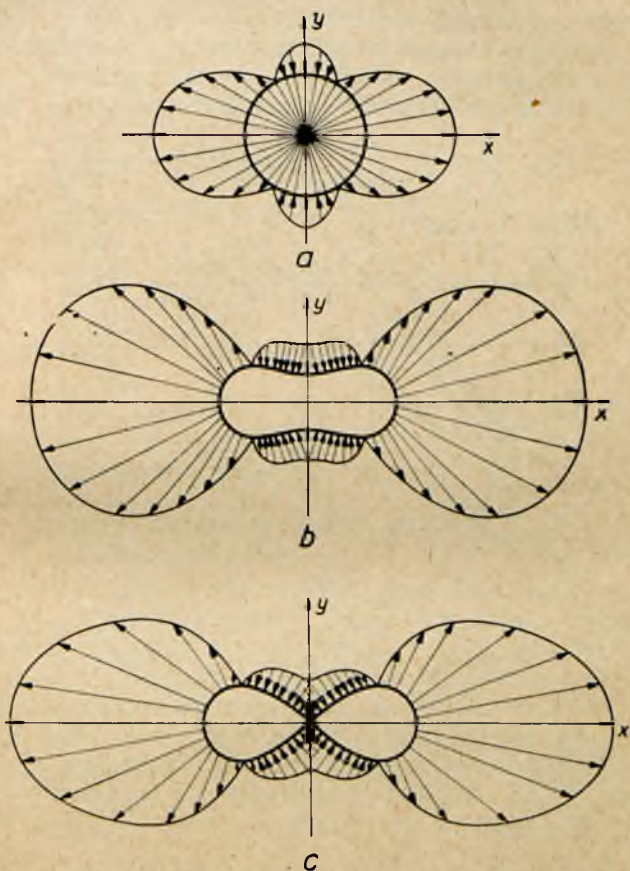
Według badań Ditjakina i Borodina (L.5.2) poczynając od  $D_k = 8,5$  następuje rozdwojenie kropli, natomiast od  $D_k = 11,3$  równoczesne rozbitcie kropli na szereg mniejszych. Z powyższego równania można określić maksymalną średnicę kropel, jakie wystąpią w danych warunkach przy danej prędkości kropli względem ośrodka

$$d_{gr} = \frac{g\sigma D_k}{\gamma u^2} \quad [5.5]$$

oraz minimalną prędkość potrzebną do rozdrobnienia kropeł na określoną średnicę

$$u_{gr} = \sqrt{\frac{g \sigma D_k}{\gamma d_k}} \quad [5.6]$$

W równaniach tych  $u$  wyrażono w m/sek,  $\sigma$  w kG/m,  $\gamma$  w kG/m<sup>3</sup>,  $d_k$  w m i  $g = w$  w m/sek<sup>2</sup>.



Rys. 5.8. Rozkład ciśnień działających na powierzchnię kropki w poszczególnych fazach jej rozpadu

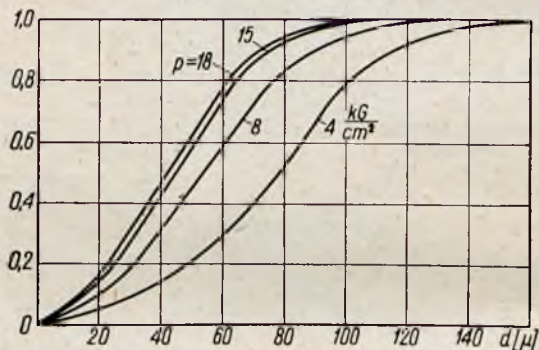
Podana teoria rozpylania znajduje zastosowanie przy określaniu średnic kropeł rozpylonej strugi cieczy, wytworzonej przez wtryskiwacz strumieniowy.



W przypadku wtryskiwaczy wirowych warunki rozdrobnienia są korzystniejsze (zamiast prawie cylindrycznej strugi cienka powierzchnia stożkowa) i prędkości potrzebne do uzyskania danej średnicy kropli są dużo mniejsze.

### 5.3. WIDMO ROZPYLANIA

Widmem rozpylania nazywa się otrzymany na drodze doświadczalnej rozkład kropeł według średnic. Wszystkie wytworzone w danym przedziale czasu krople segreguje się według wielkości (np. co 20  $\mu$ ) na grupy i określa ich udział ciężarowy. Ilustracją widma rozpylania jest wykres przedstawiony na rys. 5.9. Na osi



Rys. 5.9. Widmo rozpylania

odciętych wykresu odłożono średnice kropeł, na osi rzędnych natomiast udział ciężarowy kropeł, których średnica jest mniejsza od danej średnicy. Wykres został sporządzony dla kilku ciśnień. Można z niego wyciągnąć oczywisty wniosek, że ze wzrostem ciśnienia wtrysku rośnie udział kropeł o mniejszej średnicy. Widmo charakteryzuje jakość rozpylania, a takim bezpośrednim wskaźnikiem tej jakości jest średnia średnica kropli określona przez Sautera jako średnica, którą miałyby krople jednakowego wymiaru, gdyby ich całkowita powierzchnia  $\Sigma \pi d_i^2$  i całkowita objętość

$\Sigma \frac{\pi}{6} d_i^3$  były takie same jak w strumieniu składającym się z kropeł o różnych wymiarach. Zgodnie z tą definicją średnia średnica kropli wynosi

$$d_m = \frac{\Sigma d_i^3}{\Sigma d_i^2}$$

W obu przypadkach, hipotetycznym i rzeczywistym, ilość kropeł jest ta sama.

Istnieje szereg doświadczalnych wzorów, które umożliwiają określenie dla wtryskiwacza wirowego zarówno średniej średnicy kropli, jak i widma rozpylania. Powszechnie używane są zależności podane przez Longwella [L.5.4]

$$\frac{d_m}{d_0} = \frac{0,32 e^{0,7\nu}}{p^{0,37} \sin \varphi} \text{ oraz } \kappa = \frac{G_{d \div d_{max}}}{G} = e^{-0,693 \left( \frac{d}{d_m} \right)^K} \quad [5.7]$$

gdzie:  $d_0$  — średnica otworu wyjściowego wtryskiwacza wirowego,

$\nu$  — lepkość cieczy,

$\varphi$  — półkął wtrysku,

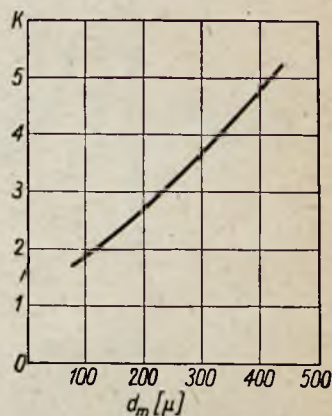
$p$  — nadciśnienie wtrysku,

$G_{d \div d_{max}}$  — ciężar kropeł, których średnica jest większa od  $d$ ,

$G$  — ciężar wszystkich kropeł,

$K$  — doświadczalny wykładnik równomierności rozkładu zależny od  $d_m$  (rys. 5.10),

$\kappa$  — udział ciężarowy kropeł, których średnica jest większa od  $d$ .



Rys. 5.10. Zależność wykładnika równomierności rozkładu od średniej średnicy kropli

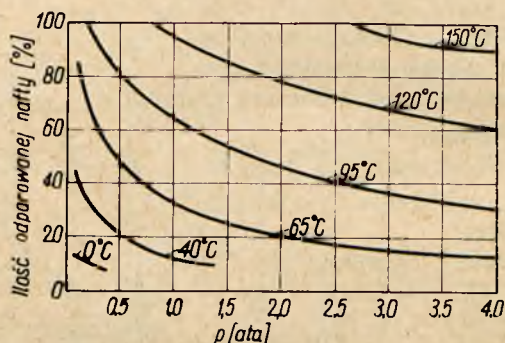
Z przytoczonych zależności wynika, że średnia średnica kropeł rośnie ze wzrostem lepkości cieczy rozpylonej i maleje ze wzrostem spadku ciśnienia we wtryskiwaczu.

Średnia średnica maleje poza tym ze wzrostem kąta wtrysku. Wykładnik równomierności rozkładu  $K$  charakteryzuje szerokość rozkładu wielkości kropeł. Ze wzrostem wykładnika  $K$  następuje zwężenie szerokości rozkładu i tym samym wzrost jego równomierności.

#### ✓ 5.4. PAROWANIE KROPEŁ CIECZY W OŚRODKU GAZOWYM

Przebieg procesu spalania zachodzącego w strumieniu mieszanki poważnie zależy od stopnia odparowania kropeł. Na ilość ciekłych składników materiału pędnego, która ostatecznie odparuje, wpływa przede wszystkim ich lotność oraz entalpia. Choć

rzadko udaje się osiągnąć stan równowagi przed rozpoczęciem procesu spalania, warto jednak obliczyć stopień odparowania odpowiadającego stanowi równowagi, by móc w przybliżeniu określić, jakiej maksymalnej ilości odparowanych składników można się z góry spodziewać. Najprościej w tym przypadku posługiwać się gotowymi wykresami. Przykładowy wykres obrazujący odparowanie nafty w strumieniu powietrza przedstawia rys. 5.11, na którym podano zależność między udziałem nafty



Rys. 5.11. Odpowiadająca stanowi równowagi część nafty, która przeszła w stan pary, wyrażona w funkcji ciśnienia i temperatury

odparowanej w % a ciśnieniem i temperaturą powietrza dla mieszanki stechiometrycznej. Rozważając lot wznoszący np. silnika strumieniowego przy stałej liczbie Macha obserwuje się interesujące zjawisko. Przy wzroście wysokości wpływ zmniejszonej temperatury jest większy od wpływu zmniejszonego ciśnienia, przez co możliwość odparowania paliwa maleje. Gdy samolot osiągnie stratosferę, wówczas temperatura ustala się, natomiast ciśnienie maleje nadal, a to powiększa ilość odparowanego paliwa. Wynika stąd, że warunki najuboższego odparowania zachodzą w zakresie wysokości 9 ÷ 12 km.

Do obliczenia szybkości odparowania potrzebna jest znajomość rozkładu wielkości kropeł oraz znajomość fizycznych charakterystyk cieczy i par składników materiału pędnego. Metoda obliczenia jest oparta na uproszczonym modelu fizycznym procesu parowania. Przyjmuje się przede wszystkim, że szybkość parowania zależy od szybkości, z jaką ciepło może być dostarczone do kropli. Ciepło to zużywa się na pokrycie utajonego ciepła parowania. Szybkość parowania jest tak powolna, że pary w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni kropli znajdują się w równowadze z cie-



czą kropli. Kropla osiąga temperaturę stanu równowagi niższą od punktu wrzenia cieczy, przy czym temperatura ta wynika przede wszystkim z warunków wymiany ciepła.

Szybkość wymiany ciepła  $dq/d\tau$  na danym promieniu  $r$  wyznacza równanie

$$\frac{dq}{d\tau} = -\lambda F \frac{dT}{dr} + m_0 c_p T$$

gdzie:  $\lambda$  — współczynnik przewodzenia w kropli,

$m_0$  — wydatek ciężarowy parowania,

$c_p$  — ciepło właściwe pary,

$T$  — temperatura pary,

$F$  — powierzchnia kropli.

Pierwszy wyraz w tym równaniu określa ilość ciepła wymienionego na drodze przewodzenia, a drugi ciepło unoszone przez dyfundujące pary paliwa.

Po przekształceniach otrzymuje się

$$m_0 = \frac{4\pi r_0}{q_p} \lambda_0 (T_1 - T_0)$$

$$\tau = \frac{c_p \varrho_c [r_1^2 - r_0^2]}{2\lambda \ln \left[ 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{c_p}{q_p} (T_1 - T_0) \right]}$$

gdzie:  $\varrho_c$  — gęstość cieczy,

$r_1$  — promień początkowy kropli,

$r_0$  — promień w chwili  $\tau$ ,

$q_p$  — ciepło parowania,

$c_p$  i  $\lambda$  — wartości średnie ciepła właściwego i współczynnika przewodzenia w zakresie temperatur od  $T_1$  do  $T_0$ ,

$\tau$  — czas odparowania kropli od promienia  $r_1$  do  $r_0$ ,

$\lambda_0$  — wartość współczynnika przewodzenia przy temperaturze kropli  $T_0$ ,

$T_1$  — temperatura otoczenia.

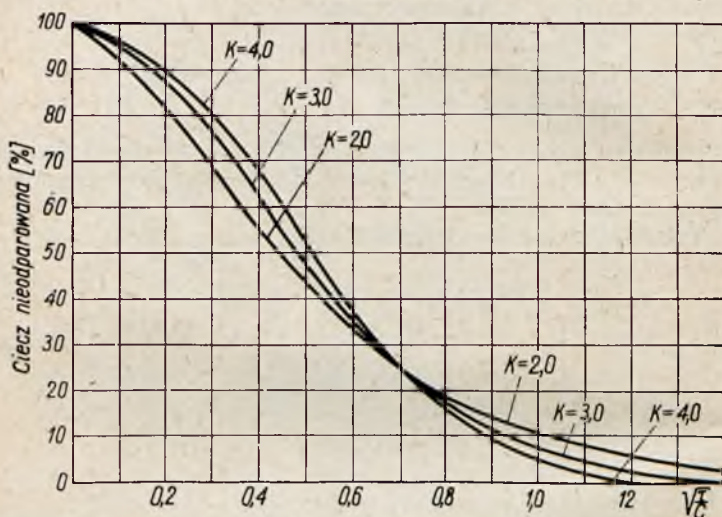
Pierwsze z otrzymanych równań określa szybkość parowania w zależności od szybkości wymiany ciepła. Z równania drugiego wynika, że czas potrzebny do odparowania jest proporcjonalny do kwadratu początkowego promienia kropli

$$\tau = C (\tau_1^2 - r_0^2) \quad [5.8]$$

gdzie

$$C = \frac{c_p \varrho_c}{2\lambda \ln \left[ 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{c_p}{q_p} (T_1 - T_0) \right]}$$

W rzeczywistym przypadku do komory spalania wtryskuje się normalnie krople bardzo różnej wielkości. Interesujące jest zagadnienie, jak zmienia się w czasie odparowanie takiego strumienia kropeł o różnych średnicach. Jak wiadomo z poprzedniego paragrafu, o jakości rozkładu kropeł decyduje wykładnik równomierności  $K$ . Małe wartości tego wykładnika oznaczają rozkład szeroki. Rys. 5.12 przedstawia odparowanie cieczy w strumieniach o jednakowej średniej średnicy kropeł, ale o różnym rozkładzie.



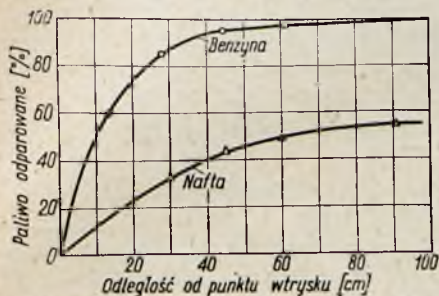
Rys. 5.12. Odparowanie cieczy w strumieniach o jednakowej średniej średnicy kropeł, ale o różnym rozkładzie

Największą początkową szybkość parowania daje rozpylony strumień o najszerszym rozkładzie. Na ogół tego rodzaju rozkład jest korzystny w uzyskaniu zapłonu. Po odparowaniu jednak 75% cieczy sytuacja się odwraca. W strumieniach o szerokim rozkładzie pozostają duże krople, które zmniejszają szybkość parowania.

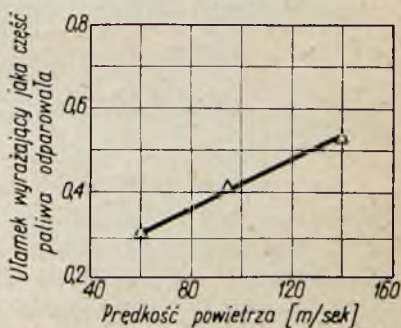
Ma to poważny wpływ na przebieg spalania, któremu to zjawisko nadaje charakter procesu wielofazowego. Znaczenie poszczególnych czynników wpływających na szybkość parowania zmienia się w bardzo szerokich granicach. W celu zobrazowania wpływu najważniejszych parametrów na odparowanie kropeł paliwa przedstawiono na rys. 5.13 i 5.14 wpływ odległości od miejsca wtrysku oraz wpływ prędkości przepływu.

W obu przypadkach wtrysk paliwa był przeciwpływowy. Z rys. 5.13 wynika, że przy prędkości powietrza 150 m/sec odpa-

rowanie jest właściwie zakończone już w odległości około 0,5 m od miejsca wtrysku. Benzyna w tym punkcie odparowała niemal całkowicie, natomiast nafta jedynie w około 50%. Dalsze zwiększenie odległości ma jednak już tylko niewielki wpływ na odparowanie nafty. Na rys. 5.14 widać, że wzrost prędkości przepływu zwiększa stopień odparowania. Wynika to ze zwiększonych współczynników wymiany masy i ciepła, które zależą przede wszystkim od prędkości.



Rys. 5.13. Odparowanie strumienia rozpylonego paliwa w zależności od odległości od punktu wtrysku



Rys. 5.14. Wpływ prędkości przepływu na stopień odparowania

## 5.5. MIESZANIE SIĘ STRUMIENI ROZPYLONEGO PALIWA I POWIETRZA

Dla prawidłowego przebiegu procesu spalania cząsteczki paliwa i powietrza powinny być dokładnie zmieszane w skali molekularnej. Zadanie to ostatecznie wykonuje dyfuzja cząsteczkowa, ale jej oddziaływanie jest skuteczne tylko na bardzo małą odległość. W praktyce punkty wtrysku paliwa są od siebie dość znacznie odsunięte, tak że przy mieszaniu można polegać jedynie na rozpyleniu paliwa i turbulencji strumienia powietrza. Ten ostatni sposób mieszania nazywa się mieszaniem za pomocą dyfuzji turbulentnej. Nie ogranicza się on tylko, jak to dzieje się w dyfuzji molekularnej, do mieszania cząstek par paliwa z cząstkami powietrza, ale wywołuje mieszanie całych partii kropeł. Dyfuzję turbulentną opisuje równanie

$$\frac{\partial M}{\partial \tau} = - D_T F \frac{\partial f}{\partial r}$$



gdzie:  $\frac{\partial M}{\partial \tau}$  — szybkość wymiany masy,  
 $F$  — powierzchnia wymiany,  
 $\frac{\partial f}{\partial r}$  — gradient koncentracji paliwa w strumieniu,  
 $D_T$  — współczynnik dyfuzji turbulentnej,  
 $f = \frac{B}{G}$  — stosunek wydatku paliwa do wydatku powietrza  
w strumieniu mieszanki.

Współczynnik dyfuzji turbulentnej określa zależność

$$D_T = L \sqrt{(u')^2} \quad [5.9]$$

gdzie:  $L$  — skala turbulencji,

$\sqrt{(u')^2}$  — średnia kwadratowa prędkość pulsacji będąca miarą intensywności turbulencji.

Współczynnik dyfuzji turbulentnej jest przeszło sto razy większy od współczynnika dyfuzji molekularnej.

Rozwiązując równanie dyfuzji przy założeniu, że paliwo wypływa z punktu bez początkowej prędkości, otrzymuje się zależność

$$f = \frac{B}{\pi G} \cdot \frac{u}{4 D_T x} e^{-r^2 \frac{u}{4 D_T x}} \quad [5.10]$$

gdzie:  $x$  — odległość od punktu wtrysku,

$r$  — odległość od osi wtrysku,

$u$  — prędkość przepływu,

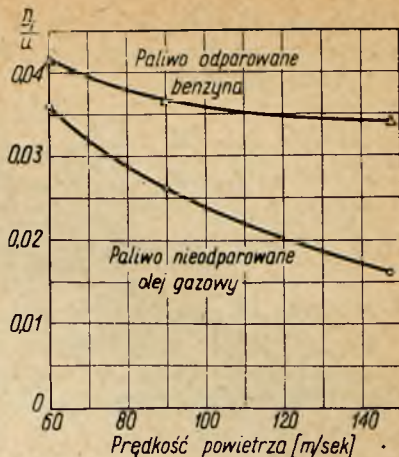
$f$  — stosunek paliwa do powietrza w danym punkcie  $(x, r)$ .

Z zależności powyższej wynika, że o rozkładzie stężenia mieszanki w strumieniu decyduje parametr  $D_T/u$ . Wiadomo z doświadczeń, że intensywność turbulencji stanowi stały ułamek średniej prędkości przepływu ( $\sim 30\%$ ). W związku z tym (patrz równanie [5.9]) parametr  $D_T/u$  nie powinien zależeć od prędkości. Podobnie, ze względu na wysokie liczby Reynoldsa ( $10^5 \div 10^6$ ) panujące w silnikach odrzutowych, nie należy się spodziewać dużych zmian stałej dyfuzji w wyniku zmieniającej się temperatury i gęstości mieszanki. Stąd okazuje się, że dla danych kształtów geometrycznych układu parametr  $D_T/u$  jest w przybliżeniu stały. Oznacza to, że rozkład paliwa będzie w zasadzie niezależny od warunków pracy, jeśli przyjąć, że nie ulega zmianie sposób wtrysku paliwa. Powyższe wnioski odnoszą się do paliwa odparowanego. W przypadku występowania w mieszanke kropel paliwa dyfuzyjność strumienia będzie tym mniejsza, w porównaniu z dyfuzyjnością par, im kropel te będą większe, a częstotliwość

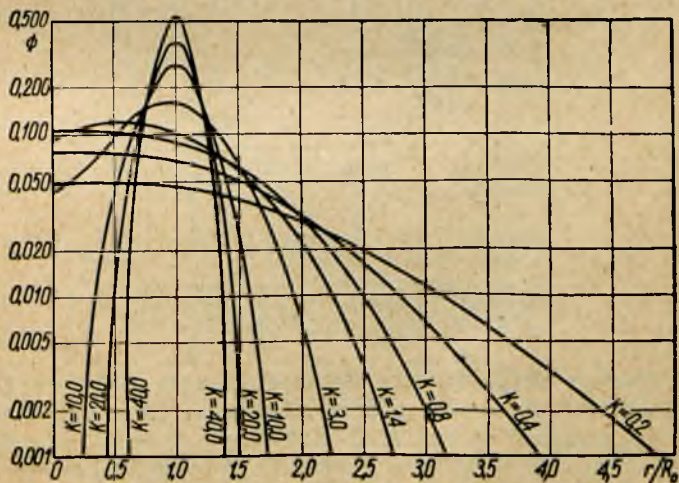
turbulentnych pulsacji prędkości mniejsza. Zależność stosunku  $D_T/u$  od prędkości dla mieszanek z paliwem odparowanym i nie odparowanym przedstawia rys. 5.15.

Z wykresu wynika, że przy małych prędkościach dyfuzyjności mieszanek odparowanych i nie odparowanych różnią się niewiele. Różnica występuje dopiero przy większych prędkościach przepływu na skutek wyraźnego obniżenia się dyfuzyjności mieszanki nie odparowanej. Dyfuzyjność mieszanek wzrasta (nawet dwukrotnie), gdy przepływ jest zaburzony przez przeszkody.

Opisany powyżej model źródła punktowego stanowi dobre przybliżenie do warunków rzeczywistych, jeśli paliwo z bardzo małą prędkością wpływa w strumień powietrza przez małą rurkę. Przy przeciwpłdowym doprowadzeniu paliwa za pomocą wtryskiwacza strumieniowego lub współpłdowym względnie także przeciwpłdowym wtrysku za pomocą wtryskiwacza wirowego dogodniej jest przyjmować źródło pier-



Rys. 5.15. Wpływ prędkości przepływu na parametr dyfuzji  $D_T/u$ : średnica przewodu 150 mm, temperatura powietrza 150°C



Rys. 5.16. Rozkład paliwa za źródłem pierścieniowym

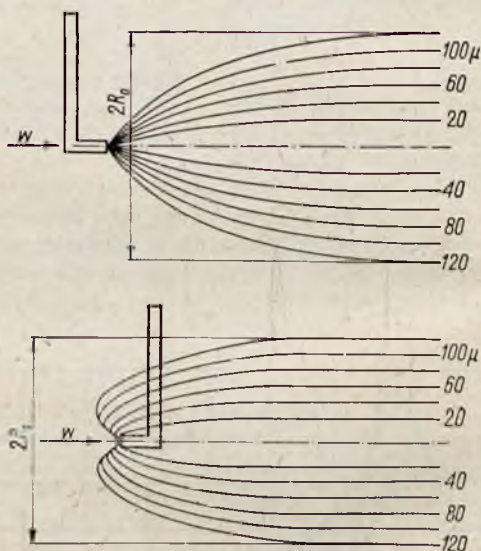
ścieniowe zakładając, że źródła punktowe są rozmieszczone równomiernie na obwodzie koła o promieniu  $R_0$ . W tym przypadku równanie ma postać

$$n = \frac{B}{GR_0^2} \frac{K}{\pi} \left[ J_0 2K \frac{r}{R_0} \right] e^{-K \left( 1 + \frac{r^2}{R_0^2} \right)} = \frac{B}{GR_0^2} \Phi$$

$$K = \frac{uR_0^2}{4D_T x}$$

Funkcję  $\Phi$  przedstawia wykres na rys. 5.16.

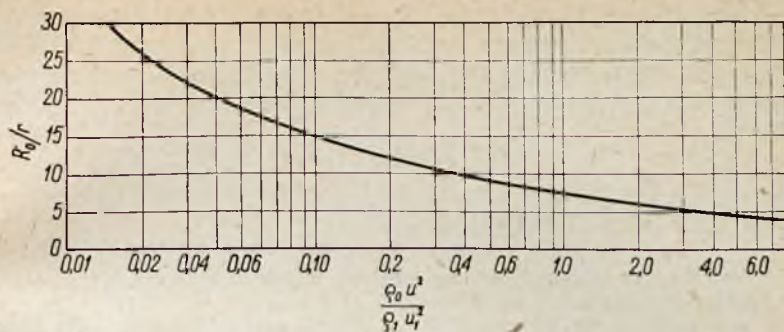
Na podstawie doświadczeń stwierdzono, że za  $R_0$  można przyjąć promień strumienia rozpylonego paliwa zaobserwowany wzrokowo lub też zmierzony ze zdjęć fotograficznych (rys. 5.17).



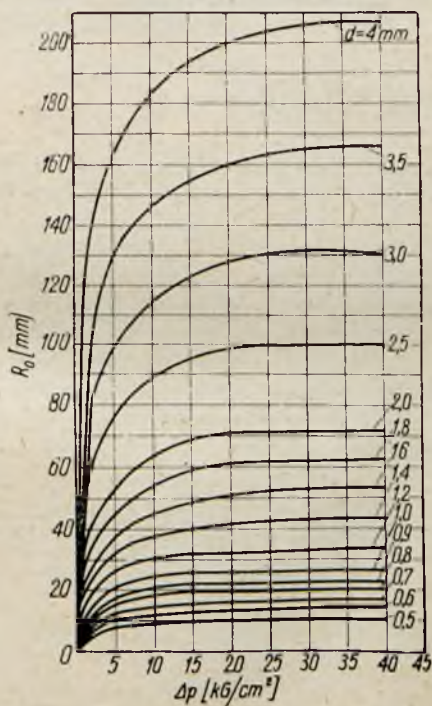
Rys. 5.17. Tory kropelek paliwa rozpylonego przez wtryskiwacz wirowy:  
a — współprądowy, b — przeciwproudowy.  
Rozkład kropelek paliwa wg wielkości  
w przekroju rozpylonego strumienia

W przypadku wtryskiwacza strumieniowego ustawionego przeciwproudowo wartość promienia  $R_0$  można określić z doświadczalnej krzywej podanej na rys. 5.18. Krzywa ta przedstawia stosunek promieni: strumienia paliwa i otworu wtryskiwacza w funkcji pędu strumienia powietrza podzielonego przez pęd strumienia paliwa.





Rys. 5.18. Promieniowa penetracja rozpylonego paliwa wtrysniętego przeciwpłądowo przez wtryskiwacz strumieniowy



Rys. 5.19. Promieniowa penetracja rozpylonego paliwa wtrysniętego przeciwpłądowo przez wtryskiwacz wirowy

Podobną zależność dla przeciwpądowych wtryskiwaczy wiro-  
wych zobrazowano na rys. 5.19. Rysunek ten ilustruje wpływ  
nadciśnienia wtrysku  $\Delta p$  oraz średnicy otworu wyjściowego wtry-  
skiwacza  $d$  na maksymalną promieniową penetrację kropel  
paliwa  $R_0$ .

#### LITERATURA DO ROZDZIAŁU 5:

- 5.1. E. Sängér: *Smieseobrazowanije w kamierach sgoranija*. Woprosy  
Rakietnoj Tiechniki, nr 5(17) 1953.
- 5.2. J. Ditjakin, W. Borodin: *K tieorii razrywa żydkoj niti i kapli  
w potokie wozducha*. M.A. P. Trudy, nr 192.
- 5.3. B. Lewis, R. Pease, H. Taylor: *Combustion Processes*. Prin-  
ceton University Press, 1956.
- 5.4. M. Barrère, B. Veubeke, A. Jaumotte, J. Vadenkerck-  
hove: *La Propulsion par Fussées*. Dunod, Paris 1957.
- 5.5. M. Bondariuk, S. Iljaszenko: *Priamotocznyje wozduszno-  
rieaktywnyje dwigatieli*. G.J. O.P., 1958.