

### 3. AERODYNAMIKA KOMÓR SPALANIA

Upraszczając komorę spalania można ją sprowadzić do przestrzeni, w której zachodzi reakcja chemiczna. Z jednej strony do tej przestrzeni są doprowadzane paliwo i utleniacz, z drugiej natomiast odprowadzane spaliny. W przeważających przypadkach utleniaczem jest powietrze atmosferyczne, paliwem natomiast: gaz, ciecz lub ciało stałe. Powstałe jednak w ten sposób układy heterogeniczne: gaz-ciecz i gaz-ciało stałe staramy się jak najbardziej zhomogenizować, przez rozpylenie cieczy i zmielenie paliwa stałego. Przyspiesza to znacznie proces spalania, gdyż ułatwia tworzenie mieszanki i zwiększa powierzchnię reakcji.

Właściwie zorganizowany przepływ przez komorę jest podstawowym warunkiem uzyskania intensywnego i równocześnie efektywnego spalania.

Zagadnienie, ogólnie rzecz biorąc, sprowadza się do tego, aby każdy element przestrzeni objętej przez komorę mógł być wykorzystany w sposób racjonalny i kontrolowany.

Zjawiska przepływu w komorze spalania są przeważnie bardzo złożone i trudne przez to do ujęcia analitycznego, dadzą się one jednak rozłożyć na pewne elementy proste, których analiza jest już obecnie możliwa. Te najczęściej powtarzające się elementy przepływu zostaną omówione w następnych rozdziałach.

#### 3.1. Swobodna struga izotermiczna

Swobodną strugą izotermiczną nazywa się strugę wypływającą z dowolnego otworu w przestrzeń nieograniczoną ściankami i wypełnioną czynnikiem o tym samym składzie i parametrach termodynamicznych co czynnik w strudze.

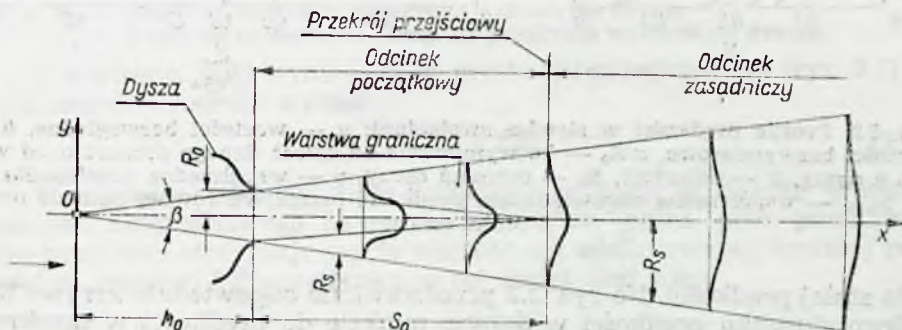
Schemat swobodnej strugi przedstawiono na rys. 3.1. Jeśli przepływ ma charakter turbulentny to na granicy strugi i otoczenia powstaje intensywna wymiana masy. W wyniku tej wymiany struga absorbuje masę z otoczenia i w ten sposób zwiększa permanentnie swoje natężenie przepływu i pole powierzchni przekroju poprzecznego, zmniejsza natomiast prędkość. Taką strugę można podzielić na dwa odcinki: odcinek początkowy, z istniejącym wewnątrz jądrem nienaruszonego jeszcze wymiany masy czynnika pierwotnego przez odcinek zasadniczy, w którym czynnik otaczający przedyfundował już strugę na wskroś. Odcinki te rozdziela przekrój przejściowy.

Tworząca powierzchni granicznej, swobodnie rozszerzającej się strugi jest linią prostą odchyloną od osi o kąt (dla zwykle spotykanych inten-

sywności turbulencji)  $\beta/2 = 7,5 - 11^\circ$ . Punkt 0 na rys. 3.1 stanowiący wierzchołek stożka powierzchni granicznej nazywa się *biegunem strugi*. Długość odcinka początkowego  $S_0$  i odległość bieguna od końcowego przekroju dyszy  $h_0$  są związane następującymi, doświadczalnymi zależnościami

$$S_0 = \frac{0,67 R_0}{\alpha_0} \quad \text{i} \quad h_0 = \frac{0,29 R_0}{\alpha_0} \quad [3.1]$$

gdzie:  $R_0$  — promień w przekroju wylotowym dyszy,  
 $\alpha_0$  — współczynnik struktury strugi uwzględniający początkową intensywność turbulencji oraz stopień nierównomierności pola prędkości w przekroju wylotowym dyszy.



Rys. 3.1. Schemat swobodnej strugi turbulentnej

W szerokim zakresie liczb Reynoldsa ( $Re = 20 \cdot 10^3 - 4 \cdot 10^6$ ) współczynnik  $\alpha_0$  zależy jedynie od stopnia nierównomierności pola prędkości  $w_m/w_{sr}$  ( $w_m$  — prędkość maksymalna na osi,  $w_{sr}$  — prędkość średnia).

I tak: przy  $w_m/w_{sr} = 1$ ,  $\alpha_0 = 0,066$ ; przy  $w_m/w_{sr} = 1,4$ ,  $\alpha_0 = 0,08$ .

W przypadku strumienia płaskiego (wypływającego z wąskiej i długiej szczeliny) odpowiednie zależności na  $S_0$  i  $h_0$  mają następującą postać

$$S_0 = \frac{1,03 b_0}{\alpha_0} \quad \text{i} \quad h_0 = \frac{0,41 b_0}{\alpha_0} \quad [3.2]$$

gdzie  $b_0$  — połowa szerokości szczeliny.

Wartość współczynnika struktury dla  $w_m/w_{sr} = 1$  wynosi  $\alpha_0 = 0,1$ .

Rozkłady prędkości pomierzone w różnych przekrojach strugi świadczą o ich ścisłym podobieństwie niezależnie od odległości od wylotu z dyszy (rys. 3.2). Profil prędkości w dowolnym przekroju może więc być opisany określoną zależnością, która dość ściśle wyraża się następującym związkiem

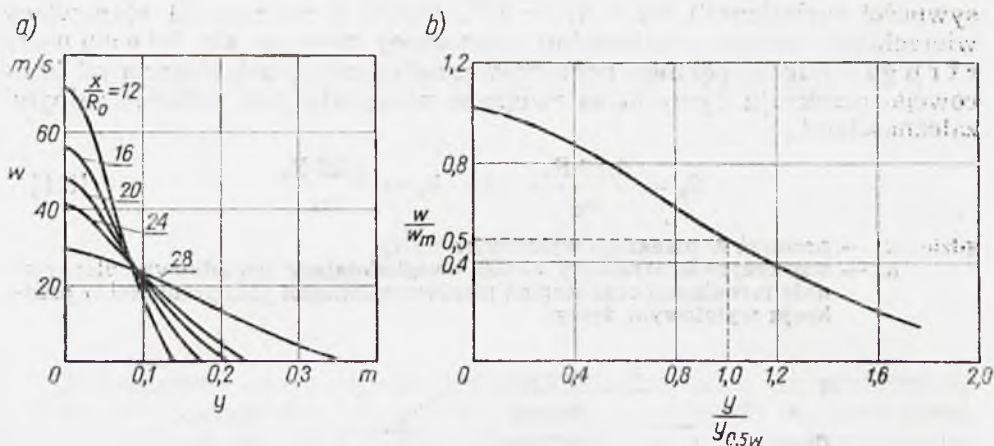
$$\frac{w}{w_m} = \left[ 1 - \left( \frac{y}{R_s} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \quad [3.3]$$

gdzie:  $R_s$  — połowa szerokości strugi w odcinku zasadniczym i szerokość warstwy granicznej w początkowym,

$y$  — współrzędna odpowiadająca prędkości  $w$ .

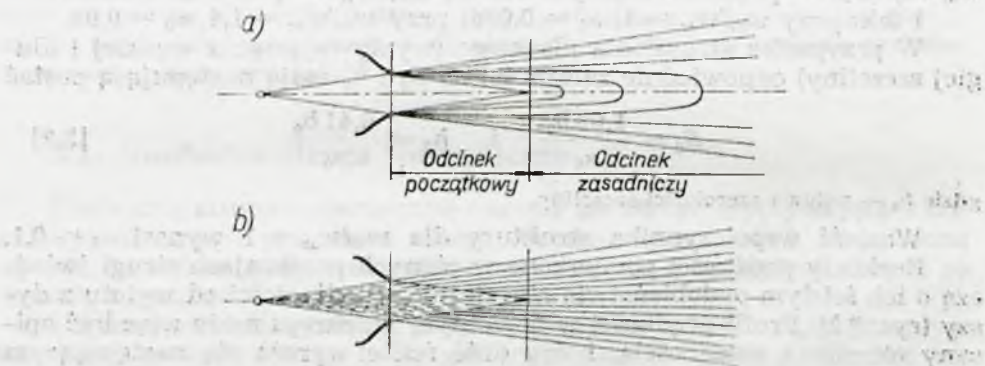
Pamiętając o rosnącym liniowo promieniu (lub szerokości) strugi swobodnej można w niej łatwo, w oparciu o równanie [3.3], wyznaczyć





Rys. 3.2. Profile prędkości w strudze swobodnej: a — wartości bezwzględne, b — wartości bezwymiarowe,  $x/R_0$  — bezwymiarowa odległość danego przekroju od wylotu z dyszy,  $x$  — odległość,  $R_0$  — promień dyszy,  $y$  — współrzędna prostopadła do osi,  $y_{0.5w}$  — współrzędna odpowiadająca prędkości przepływu równej połowie prędkości na osi

linie stałej prędkości. Na rys. 3.3 przedstawiono odpowiednie krzywe linii stałego stosunku prędkości w danym punkcie do prędkości w przekroju wylotowym dyszy  $\frac{w}{w_0}$  (a) oraz prędkości w danym punkcie do prędkości na osi strugi w przekroju poprzecznym odpowiadającym danemu punktowi  $\frac{w}{w_m}$  (b).



Rys. 3.3. Linie stałej prędkości w strudze swobodnej: a — stały stosunek prędkości w danym punkcie do prędkości w przekroju wylotowym, b — stały stosunek prędkości w danym punkcie do prędkości na osi w przekroju poprzecznym odpowiadającym danemu punktowi

Prędkość przepływu wzdłuż osi strugi jest stała w jego odcinku początkowym, a następnie stopniowo maleje w odcinku zasadniczym.

Ciśnienie w strudze jest praktycznie stałe i równe ciśnieniu otoczenia. Dzięki temu ilość ruchu masy czynnika przepływającej w sekundzie

przez dowolny przekrój strugi pozostaje niezmienny

$$\int_0^m w \, dm = \int_F \varrho w^2 \, dF = \text{const} \quad [3.4]$$

gdzie:  $dm$  — masowe natężenie przepływu przez elementarny przekrój strugi  $dF$ ;  
 $\varrho$  — gęstość czynnika w strudze.

Wychodząc z tego równania można wyznaczyć szereg ważnych zależności.

Dla zasadniczego odcinka strugi osiowosymetrycznej otrzymuje się

$$\frac{R_s}{R_0} = 3,2 \frac{w_0}{w_m} \quad [3.5]$$

gdzie:  $R_0$  — prędkość otworu w przekroju wylotowym dyszy,  
 $w_0$  — prędkość początkowa strugi (w przekroju wylotowym dyszy).

Z równania [3.5] wynika, że w przekroju przejściowym (rys. 3.1) połowa szerokości strugi wynosi

$$R_{sp} = 3,3 R_0 \quad [3.6]$$

Przyjmując jako definicję średniej prędkości w danym przekroju stosunek objętościowego natężenia przepływu przez pole powierzchni tego przekroju otrzymuje się, że wartość tak zdefiniowanej średniej prędkości  $w_{sr}$  stanowi 20% prędkości na osi strugi. Jest więc

$$w_{sr} = 0,2 w_m$$

Objętościowe natężenia przepływu przez dowolny przekrój poprzeczny określa zależność

$$Q = 2\pi \int_0^{R_s} w y \, dy = 2\pi w_m R_{sr}^2 \int_0^1 \frac{w}{w_m} \eta \, d\eta = 2\pi R_0^2 w_0 \left(\frac{w_m}{R_0}\right)^2 \int_0^1 \frac{w}{w_m} \eta \, d\eta \quad [3.7]$$

gdzie  $\eta = \frac{y}{R_s}$

Wielkość  $\pi R_0^2 w_0$  w tym równaniu jest początkowym objętościowym natężeniem przepływu strugi  $Q_0$ .

Wykorzystując charakterystyczny dla przekroju przejściowego stały stosunek promieni  $R_{sp}/R_0$  (równanie [3.6]) można określić także stałą relację między objętościowymi natężeniami przepływu w przekrojach przejściowym i początkowym

$$\frac{Q}{Q_0} = 2,13 \quad [3.8]$$

Dla dowolnego natomiast przekroju objętościowe natężenie przepływu określa związek

$$Q = 2,13 \frac{w_0}{w_m} Q_0 \quad [3.9]$$

Przedstawione zależności są ważne jedynie dla zasadniczego odcinka strugi. Umożliwiają one, w oparciu o znajomość prędkości w osi strugi, wyznaczyć jej wymiary, natężenia przepływu oraz średnią prędkość w dowolnym przekroju.

Prędkość w osi (dla przepływu osiowo-symetrycznego) określa się natomiast z zależności

$$\frac{w_m}{w_0} = 0,96 \frac{R_0}{\alpha_0 x}$$

gdzie  $x$  — odległość danego przekroju od bieguna strugi (punkt 0 na rys. 3.1).

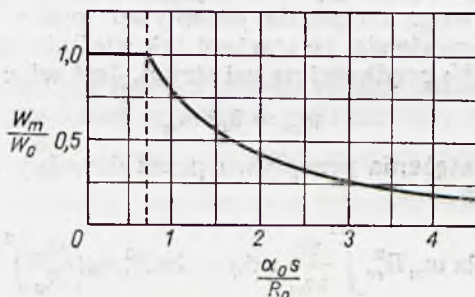
W celu ułatwienia obliczeń lepiej jest posługiwać się zależnością, w której zamiast odległości od bieguna  $x$  występuje odległość od końcowego przekroju dyszy  $S$ :

$$\frac{w_m}{w_0} = \frac{0,96}{\frac{\alpha_0 S}{R_0} + 0,29} \quad [3.10]$$

Podobnie dla strugi płaskiej otrzymuje się

$$\frac{w_m}{w_0} = \frac{1,2}{\sqrt{\frac{\alpha_0 S}{b_0} + 0,41}} \quad [3.11]$$

gdzie  $b_0$  — połowa szerokości dyszy w przekroju wylotowym.



Rys. 3.4. Rozkład prędkości wzdłuż osi dla strugi osiowo-symetrycznej (w wielkościach bezwymiarowych)

Zmianę prędkości wzdłuż osi dla osiowo-symetrycznej strugi (w wielkościach bezwymiarowych) przedstawiono na rys. 3.4.

### 3.2. Swobodna struga nieizotermiczna

W praktyce często ma się do czynienia z przypadkiem, gdy temperatura strugi swobodnej różni się od temperatury otoczenia. Zdarza się też, że czynnik w strudze zawiera domieszki, których nie ma otoczenie (lub domieszki o innej koncentracji niż otoczenie). W tej sytuacji pomiędzy strugą a otoczeniem następuje równoczesna wymiana ilości ruchu, masy (wraz z domieszką zawartą w strudze) i ciepła.

Wszystkie te trzy rodzaje wymiany realizuje ten sam mechanizm oparty na turbulentnym charakterze przepływu.

Można więc przyjąć, wraz z założeniem podobieństwa profili prędkości w poszczególnych przekrojach strugi, również podobieństwo rozkładu temperatur oraz koncentracji domieszek. Zmiana temperatury w warstwie granicznej zachodzi w następstwie wymiany czynnika z otoczeniem, dlatego w strudze należy analizować nie wartości bezwzględne



temperatur lecz różnice między miejscowymi temperaturami a temperaturą otoczenia.

Zgodnie z doświadczeniem rozkład prędkości w dowolnym przekroju poprzecznym strugi jest analogiczny do rozkładu różnic temperatury strugi w stosunku do otoczenia. Związek między tymi wielkościami jest określony równaniem:

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \sqrt{\frac{w}{w_m}} \quad [3.12]$$

gdzie:  $\Delta T = T - T_{oT}$  — różnica między temperaturą miejscową w strudze a temperaturą otoczenia;

$\Delta T_m = T_m - T_{oT}$  — różnica między temperaturą na osi strugi a temperaturą otoczenia.

Uwzględniając zależność (równanie [3.3]) na profil prędkości w dowolnym przekroju otrzymuje się

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = 1 - \left( \frac{y}{R_s} \right)^2 \quad [3.13]$$

Natomiast prawo rozkładu temperatury wzdłuż osi strugi wyraża zależność analogiczną do równania [3.10]

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{0,7}{\frac{\alpha_0 S}{R_0} + 0,29} \quad [3.14]$$

Jeśli w podobny sposób wprowadzi się pojęcie koncentracji domieszek, odniesionej do ich koncentracji w otoczeniu ( $\Delta z$ ), to można w analogiczny sposób jak rozkłady prędkości i temperatur określić rozkłady tych koncentracji

$$\frac{\Delta z_m}{\Delta z_0} = \frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{0,7}{\frac{\alpha_0 S}{R_0} + 0,29} \quad [3.15]$$

i

$$\frac{\Delta z}{\Delta z_m} = \frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \sqrt{\frac{w}{w_m}} \quad [3.16]$$

gdzie:  $\Delta z$  — koncentracja odniesiona do otoczenia w dowolnym punkcie strugi,

$\Delta z_m$  — koncentracja odniesiona do otoczenia na osi strugi,

$\Delta z_0$  — koncentracja odniesiona do otoczenia w przekroju początkowym strugi.

Równania [3.15] i [3.16] odnoszą się do strugi osiowo-symetrycznej. Równanie [3.15] określa rozkład koncentracji wzdłuż osi, równanie [3.16] natomiast, w dowolnym przekroju poprzecznym.

Przytoczona metoda analizy i obliczania strugi swobodnej dokładnie pokrywa się z wynikami doświadczenia jedynie w przypadku, gdy gęstość czynnika strugi i ośrodka są takie same, co przy nieizotermicznej strudze jest możliwe tylko dla płynu nieściśliwego (lub niewielkich różnic temperatur).

W zastosowaniach technicznych ważny jest jednak przypadek różnej gęstości czynników strugi i ośrodka. Ze względu na prawo zachowania ilości ruchu w strudze należy przewidywać, że przy ośrodku gęstszym niż struga nastąpi szybsze, a przy rzadszym wolniejsze zahamowanie strugi niż to następuje, gdy gęstość strugi i ośrodka są takie same.

W celu rozwiązania tego zagadnienia postawiono wiele hipotez, z których niestety tylko hipoteza o podobieństwie rozkładu pędu w przekrojach poprzecznych strugi znalazła pełne potwierdzenie eksperymentalne. Hipoteza ta przy równoczesnym spełnieniu warunku

$$\int_F \varrho w^2 dF = \text{const}$$

prowadzi do ogólnie ważnych zależności dla osiowo-symetrycznego, ściśliwego i nieizotermicznego przepływu

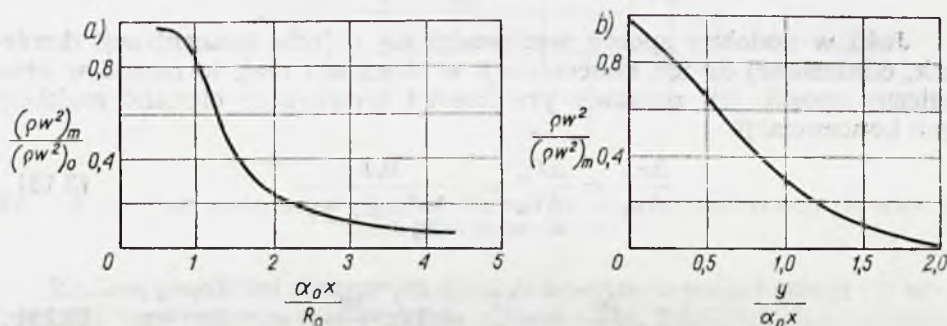
$$\frac{(\varrho w^2)_m}{(\varrho w^2)_0} = \frac{0,92}{\left(\frac{\alpha_0 x}{R_0}\right)^2} \quad [3.17]$$

i

$$\frac{\varrho w^2}{(\varrho w^2)_0} = e^{-1,42 \left(\frac{y}{\alpha_0 x}\right)^2} \quad [3.18]$$

Równanie [3.17] opisuje zmienność pędu wzdłuż osi strugi, równanie [3.18] natomiast — zmienność tę w przekroju poprzecznym.

Mogą one być pomocne przy korygowaniu obliczeń wg metody podanej dla przepływu nieściśliwego. Ilustracją tych równań są wykresy na rys. 3.5.



Rys. 3.5. Zmienność pędu w osiowo-symetrycznej strudze nieizotermicznej: a — rozkład pędu wzdłuż osi strugi, b — rozkład pędu w przekroju poprzecznym,  $(\varrho w^2)_m$  — pęd na osi,  $(\varrho w^2)_0$  — pęd w przekroju końcowym dyszy,  $\varrho w^2$  — pęd w dowolnym punkcie profilu

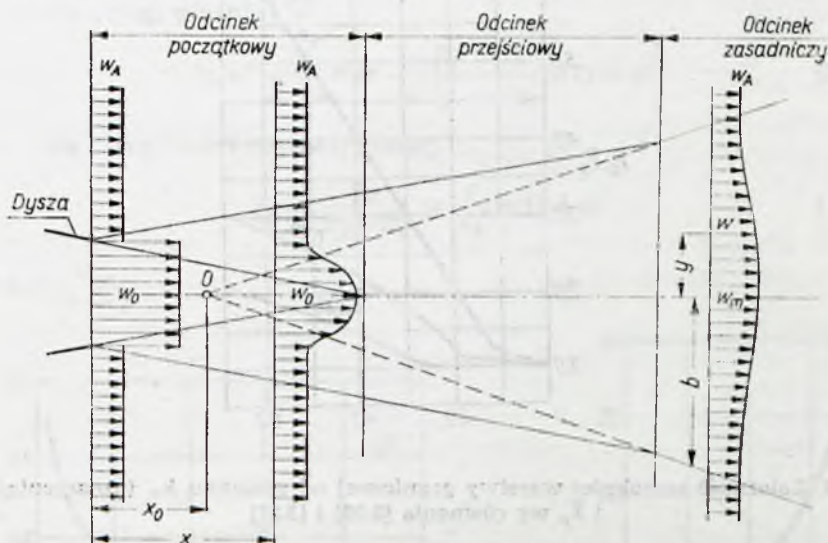
### 3.3. Struga w nieograniczonym ośrodku poruszającym się współosiowo

Schemat wypływu strugi w ośrodek poruszający się współosiowo przedstawiono na rys. 3.6. Charakterystycznym dla takiego przypadku jest istnienie odcinka przejściowego, w którym zanika jądro strumienia pierwotnego, ale prędkość na osi zmienia się tylko bardzo nieznacznie. Na końcu tego odcinka ustala się profil prędkości właściwy dla dalszej części strugi oraz zwiększa się kąt odchylenia tworzącej jej powierzchni granicznej od osi. W związku z tym biegun strugi jest przesunięty o odległość  $x_0$  od krawędzi dyszy w kierunku przepływu.

Prędkość wzrostu szerokości warstwy granicznej wzdłuż osi określić można zależnością

$$\frac{db}{dx} = C \frac{w_m - w_A}{|w_m| + |w_A|} \quad [3.19]$$

gdzie:  $w_A$  — prędkość ośrodka otaczającego strugę,  
 $b$  — szerokość warstwy granicznej,  
 $w_m$  — prędkość na osi strugi.



Rys. 3.6. Schemat strugi swobodnej w ośrodku poruszającym się: O — biegun strugi, b — szerokość warstwy granicznej

Jeśli kierunki przepływu strugi i ośrodka są przeciwne to jest, gdy  $w_A < 0$ , wtedy

$$w_m - w_A = |w_m| + |w_A|$$

i prawo wzrostu szerokości strugi staje się analogiczne jak w przypadku ośrodka nieruchomego

$$b_{pp} = Cx \quad [3.20]$$

Wartość współczynnika C jest w tym przypadku jednak większa (0,3 zamiast 0,22) i w związku z tym szerokość strugi rośnie szybciej.

Przy ruchu współprądowym istotne znaczenie ma stosunek prędkości strugi i otoczenia. Dla odcinka początkowego, gdzie  $w_m = w_0 = \text{const}$ , otrzymuje się liniowy wzrost szerokości warstwy granicznej z odległością

$$b_{PO} = C \frac{1 - k_w}{1 + k_w} x \quad [3.21]$$

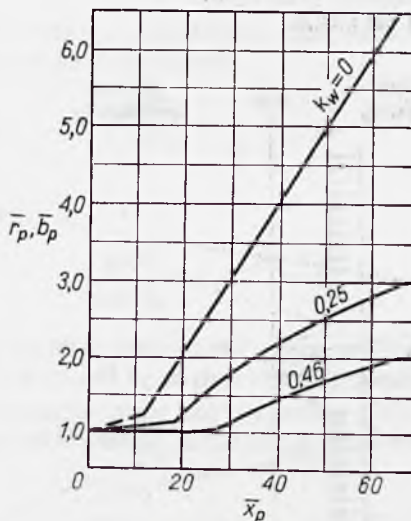
gdzie  $k_w = w_A/w_0$ .

Na rys. 3.7 pokazano krzywe wzrostu szerokości warstwy granicznej w zależności od stosunku  $k_w$ . Wynika z nich podstawowy wniosek, że ruch ośrodka działa w kierunku zmniejszenia szerokości warstwy granicznej.



Wartość współczynnika  $C$  w równaniu [3.22] jest taka sama jak dla przypadku ośrodka nieruchomego.

Dla odcinka przejściowego prędkość w osi strugi zmienia się bardzo nieznacznie ( $w_m \approx w_0$ ) i w związku z tym można przyjąć, w celu określenia jej granic, tę samą zależność co i dla odcinka początkowego (równanie [3.21]).



Rys. 3.7. Zależność szerokości warstwy granicznej od stosunku  $k_w$  (oznaczenia  $\bar{x}_p$  i  $\bar{b}_p$  wg równania [3.26] i [3.27])

Dla odcinka zasadniczego tworząca powierzchnię granicznej nie jest linią prostą. Zmianę szerokości warstwy granicznej z odległością opisuje równanie

$$C \frac{dx}{db} = 1 + 2 \frac{w_A}{\Delta w_m} \quad [3.22]$$

gdzie  $\Delta w_m = w_m - w_A$ .

Wartość  $\Delta w_m$  ustala się przy założeniu, że jest ona określoną funkcją bezwymiarowej współrzędnej

$$\bar{x} = \frac{x - x_0}{x_p - x_0} \quad [3.23]$$

gdzie:  $x$  — odległość (rys. 3.6) od przekroju początkowego strugi do przekroju danego,

$x_p$  — odległość od początkowego przekroju strugi do przekroju, w którym różnica prędkości na osi i w otoczeniu wynosi 50% wartości tej różnicy na początku ( $\Delta w_m = 0,5 \Delta w_0$ ).

$x_0$  — odległość od początkowego przekroju strugi do jej bieguna (punkt 0 na rys. 3.11);

Odpowiednie zależności funkcjonalne mają następującą postać — dla strugi płaskiej

$$\frac{\Delta w_m}{\Delta w_0} \sqrt{\bar{x}} = 0,5 \quad [3.24]$$

— dla strugi osiowosymetrycznej

$$\frac{\Delta w_m}{\Delta w_0} \bar{x} = 0,5 \quad [3.25]$$

Tę ostatnią zależność ilustruje wykres na rys. 3.8.

W celu określenia wartości  $\bar{x}$  (równanie [3.23]) należy ustalić odległość  $x_0$  i  $x_p$ . Odległości te są związane z odpowiadającymi im szerokościami warstwy granicznej następującymi zależnościami

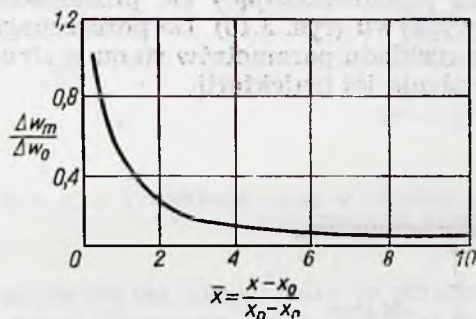
— dla strugi płaskiej

$$b_p = \frac{b_p}{\bar{x} - x_0} = \frac{2c}{\alpha_0} \left[ 1 - \frac{1}{\alpha_0} \ln(1+a) \right] \quad [3.26]$$

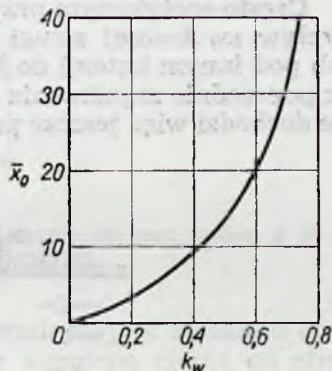
— dla strugi osiowosymetrycznej

$$\bar{r}_p = \frac{r_p}{\bar{x}_p - x_0} = \frac{c}{\alpha_0} \ln(1+a) \quad [3.27]$$

gdzie  $a = \frac{4k_w}{1-k_w}$ .



Rys. 3.8. Zmiana względnej prędkości na osi w zasadniczym odcinku strugi osiowosymetrycznej (oznaczenia wg równania [3.39])



Rys. 3.9. Wpływ stosunku  $k_w$  na względną odległość bieguna od początkowego przekroju strugi

W tych równaniach wielkości oznaczone odpowiednią literą z kreską stanowią ich bezwymiarowy stosunek z początkowym promieniem  $r_0$  lub szerokością strugi  $b_0$  (np.  $\bar{b}_p = b_p/b_0$ ,  $\bar{x}_0 = x_0/b_0$  itd.).

Wielkości  $\bar{b}_p$  i  $\bar{r}_p$  można dla strugi izotermicznej określić z zależności

$$\bar{b}_p = \frac{1}{0,079 + 0,145 k_w} \quad [3.28]$$

$$\bar{r}_p = \frac{1}{0,0335 + 0,085 k_w} \quad [3.29]$$

Wpływ prędkości otoczenia na wartość  $\bar{x}_0$  dla przypadku strugi osiowosymetrycznej przedstawia krzywa na rys. 3.9.

W przypadku strugi nieizotermicznej równania [3.28] i [3.29] przyjmują postać



— dla strugi płaskiej

$$\bar{b}_p = \frac{1 + 0,375 \frac{1 + 1,84 k_w}{1 + 2,27 k_w} (\Theta - 1)}{\Theta (0,079 + 0,145 k_w)} \quad [3.30]$$

— dla strugi osiowosymetrycznej

$$\bar{r}_p = \frac{1 + 0,287 \frac{1 + 2,86 k_w}{1 + 3,76 k_w} (\Theta - 1)}{\Theta (0,0335 + 0,085 k_w)} \quad [3.31]$$

gdzie  $\Theta = T_0/T_A$  — stopień podgrzania strugi,

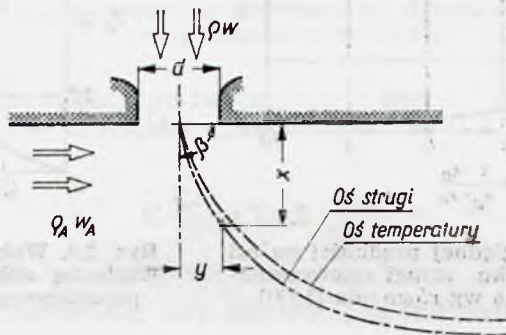
$T_A$  — temperatura otoczenia,

$T_0$  — temperatura w przekroju wejściowym (zakłada się stałą temperaturę w tym przekroju)

Należy zwrócić uwagę, że podane zależności ściśle zgadzają się z wynikami pomiarów jedynie w zakresie  $0 < k_w < 0,5$ .

### 3.4. Struga w nieograniczonym ośrodku przemieszczającym się pod kątem do jej osi

Często spotykanym przypadkiem w aerodynamice komór spalania jest wypływ swobodnej strugi w ośrodek przemieszczający się prostopadle (lub pod innym kątem) do kierunku wypływu (rys. 3.10). Do poruszonego już poprzednio zagadnienia określenia rozkładu parametrów stanu w strudze dochodzi więc jeszcze problem ustalenia jej trajektorii.



Rys. 3.10. Struga w nieograniczonym ośrodku przemieszczającym się pod kątem  $\beta$  do początkowego ich kierunku przepływu

Trajektorię osi strugi można wyznaczyć z następujących zależności:

— dla strugi osiowosymetrycznej

$$\frac{\alpha_0 y}{d} = 1,95 \left( \frac{\rho_A w_A^2}{\rho w^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\alpha_0 x}{d} \right)^3 - \frac{\alpha_0 x}{d} \operatorname{tg} (\beta - 90^\circ) \quad [3.32]$$

— dla strugi o przekroju prostokątnym

$$\frac{\alpha_0 y}{b} = 1,9 \frac{\rho_A w_A^2}{\rho w^2} \left( \frac{\alpha_0 x}{b} \right)^{2,5} - \frac{\alpha_0 x}{b} \operatorname{tg} (\beta - 90^\circ) \quad [3.33]$$

gdzie:  $d$  — średnica dyszy,

$b$  — szerokość szczeliny,

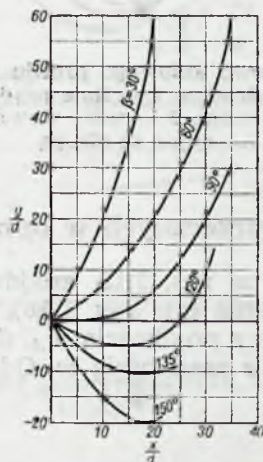
$h$  — wysokość szczeliny.

Równanie [3.33] jest ważne dla  $h/b > 30$ . Dla dysz o przekroju kwadratowym lub zbliżonym można stosować równanie [3.32].

Współczynnik struktury strumienia  $\alpha_0$  przyjmuje się równy 0,06 do 0,08.

Na rys. 3.11 przedstawiono przepływ strugi określony równaniem [3.32].

Równania trajektorii strugi są ważne tak dla strug izotermicznych jak i nieizotermicznych. Wpływ temperatury jest uwzględniony w stosunku pędów strugi i otoczenia. Należy zwrócić uwagę (rys. 3.10) na przesu-



Rys. 3.11. Trajektorie strug w ośrodku przemieszczającym się pod kątem  $\beta$  do początkowego kierunku ich przepływu

nięcie się osi temperatury (w strudze nieizotermicznej) w stosunku do osi strugi. Tłumaczy się to bardziej intensywną wymianą ciepła od strony napływającego ośrodka.

Głębokość penetracji strugi w poruszającym się ośrodku (maksymalna wartość  $x$ ) może być określona z zależności

$$L_{PN} = K_{PN} \frac{w}{w_A} \sqrt{\frac{T}{T_A}} \quad [3.34]$$

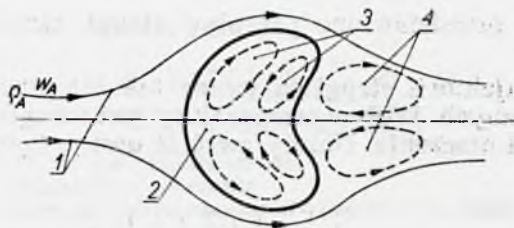
Wartość współczynnika  $K_{PN}$  zależy od kąta  $\beta$  (rys. 3.10). Przy  $\beta = 90^\circ$ ,  $K_{PN} = 2$  i wtedy głębokość penetracji strugi  $L_{PN}$  osiąga wartość maksymalną. Dla  $\beta = 45^\circ$ ,  $K_{PN} = 1,85$ .

Określenie głębokości penetracji nie jest precyzyjne, gdyż teoretycznie struga osiąga wartość maksymalnego zanurzenia w poruszającym się ośrodku w nieskończoności ( $y = \infty$ ). Doświadczalnie stwierdzono jednak, że zanurzenie odpowiadające  $y = (7 \div 8)d$  może być z dużym przybliżeniem uważane za maksymalne. Umożliwia to w celu określenia głębokości penetracji wykorzystywanie zależności [3.32] i [3.33] wstawiając w nie wartość  $y/d$  (lub  $y/b$ ) = 8.

Wprowadzona w poruszający się ośrodek struga nie tylko zostaje zagięta w kierunku ruchu ośrodka, ale także ulega deformacji jej począt-



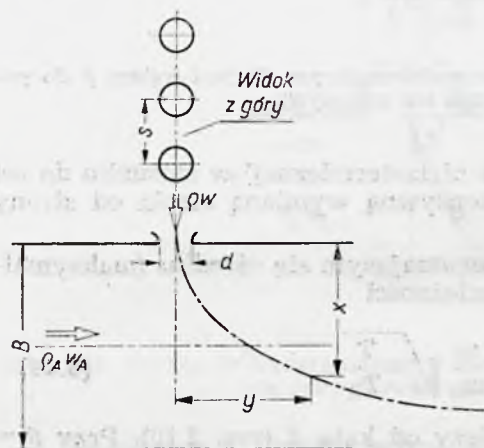
kowy kształt przekroju poprzecznego (rys. 3.12). W pewnej odległości od dyszy struga zostaje spłaszczona, a jej boki odchylone do tyłu. Za strugą powstają wiry cyrkulacyjne. Podobne wiry powstają też w samej strudze.



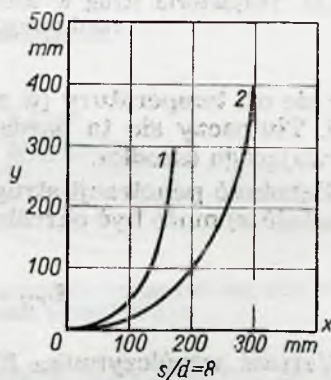
Rys. 3.12. Deformacja początkowo kołowego profilu strugi pod wpływem oddziaływania przemieszczającego się ośrodka: 1 — linie prądu przemieszczającego się ośrodka, 2 — zdeformowany profil strugi, 3 — wiry wewnątrz strugi, 4 — wiry cyrkulacyjne za strugą

### 3.5. Układ strug poprzecznych w ograniczonej przestrzeni

Układ przedstawiony na rys. 3.13 znajduje szerokie zastosowanie w konstrukcji komór spalania (np. rys. 1.16). Do kanału o szerokości  $B$ , przez który płynie czynnik z prędkością  $w_A$ , doprowadza się szereg strug przez otwory o średnicy  $d$  z prędkością  $w$ . Odstęp między otworami wynosi  $S$ .



Rys. 3.13. Schemat układu strug równoległych w przestrzeni ograniczonej



Rys. 3.14. Wpływ średnicy na trajektorie strugi w przestrzeni zamkniętej: 1 —  $d = 5$  mm, 2 —  $d = 10$  mm

Wielkościami charakteryzującymi ten układ są: stosunek pędów strugi i czynnika w kanale  $\rho_A w_A^2 / \rho w^2$ , stosunek połowy szerokości kanału do średnicy otworów doprowadzających strugi  $B/2d$  oraz stosunek odstęp między otworami do ich średnicy  $S/d$ .

Jeśli  $B/2d \geq 20$  to strugi zachowują się jak w ośrodku nieograniczonym.

Dla stosunku  $\frac{S}{d} \geq 22$  o trajektorii strugi decyduje stosunek pędów i wtedy jej równanie ma następującą postać

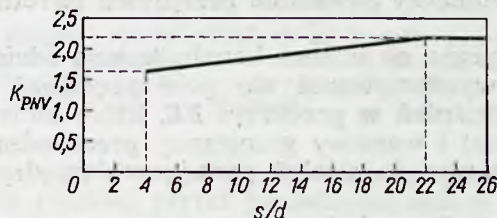
$$\frac{y}{d} = 0,104 \left( \frac{\varrho_A w_A^2}{\varrho w^2} \right) \left( \frac{x}{d} \right)^{3,25} \quad [3.35]$$

W przypadku, gdy  $S/d < 22$  wtedy na trajektorię strug zaczyna wpływać wartość ich początkowej średnicy. Wpływ ten przedstawiono na rys. 3.14, z którego wynika, że głębokość penetracji rośnie ze wzrostem średnicy. Odpowiednią zależność przedstawia wzór

$$\frac{L_{PN}}{d} = K_{PNV} \frac{w}{w_A} \sqrt{\frac{\varrho}{\varrho_A}} \quad [3.36]$$

gdzie:  $L_{PN}$  — głębokość penetracji,

$K_{PNV}$  — współczynnik proporcjonalności zależny od  $S/d$  (rys. 3.15).

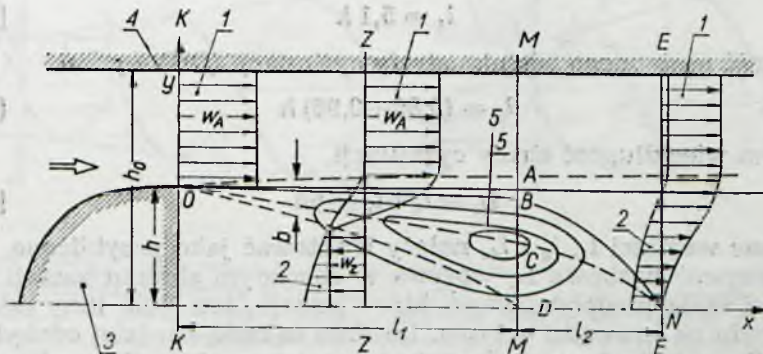


Rys. 3.15. Zależność współczynnika proporcjonalności  $k_{PNV}$  (równanie [3.36]) od stosunku  $S/d$

### 3.6. Przepływ w kanale za ciałem o kształcie nieopływowym

Powszechnie stosowana metoda ustępcznienia płomienia w komorze spalania jest oparta na transporcie ciepła ze strefy spalin do strefy świeżej mieszanki za pośrednictwem wirów cyrkulacyjnych. Najprostszym generatorem tych wirów jest ciało o kształcie nieopływowym wstawione w strugę przepływającego powietrza.

Na rys. 3.16 przedstawiono rozkłady prędkości w charakterystycznych przekrojach strugi za takim ciałem oraz linie prądu w wirze cyr-



Rys. 3.16. Schemat przepływu za ciałem o kształcie nieopływowym: 1 — rozkłady prędkości w trzech charakterystycznych przekrojach, 2 — rozkłady podciśnień statycznych, 3 — ciało nieopływowe, 4 — ścianka kanału, 5 — strefa cyrkulacji, b — szerokość warstwy granicznej



kulacyjnym. Jedną z nich, mianowicie linię *OBN*, ogranicza obszar (tzw. strefę cyrkulacji), w którym wiruje pewna stała masa gazu. Znaczący to, że w dowolnym przekroju poprzecznym tego obszaru średnie natężenie przepływu w jednym kierunku jest równe takiemuż natężeniu w drugim. Wszystkie linie prądu znajdujące się poniżej linii *OBN* są zamknięte i usytuowane symetrycznie względem osi. Charakteryzują one wir pierścieniowy utworzony za osiowosymetrycznym ciałem nieopływowym lub dwa wiry równoległe w przepływie dwuwymiarowym.

Linia *OCN* jest miejscem geometrycznym punktów o zerowej prędkości. Ogranicza ona z góry strefę przepływów zwrotnych. Linie *OA* i *OD* obejmują warstwę graniczną, której szerokość *b* rośnie i osiąga maksimum w przekroju *MM*, a następnie, w miarę wyrównywania się prędkości, znów stopniowo maleje do zera.

W strefie cyrkulacji i w pewnej odległości za nią występuje podciśnienie statyczne. To istnienie właśnie gradientu ciśnienia statycznego w tym obszarze tłumaczy powstanie przepływu zwrotnego i ruchu wirowego.

Ciśnienie statyczne na ścianie kanału jest na odcinku *KM* stałe, następnie w miarę wyrównywania się pola prędkości stopniowo rośnie (patrz rozkład podciśnień w przekroju *EE*, które mniej więcej na styku strugi niezaburzonej i warstwy granicznej przechodzą w nadciśnienia, oczywiście w stosunku do ciśnień panujących między przekrojami *KK* i *MM*).

Przepływ w strefie cyrkulacji można z pewnym przybliżeniem traktować jak ruch dwu strug w przeciwnych kierunkach. Prędkość jednej strugi wynosi (przekrój *ZZ*)  $+w_A$ , prędkość drugiej  $-w_z$ ; między strugami natomiast znajduje się warstwa graniczna o zmiennej prędkości od  $+w_A$  do  $-w_z$ . Prędkość zwrotna  $-w_z$  osiąga wartość maksymalną w przekroju *MM*, który odpowiada położeniu punktu przecięcia linii *OD* obejmującej warstwę graniczną od dołu z osią symetrii *x* (punkt *D*).

Prędkość zwrotna w tym przekroju wynosi

$$(w_z)_{mx} = -0,4 w_A \quad [3.37]$$

Odległość punktu *D* od tylnej krawędzi ciała nieopływowego zależy od jego wymiaru charakterystycznego (pół szerokości w układzie dwuwymiarowym lub promień w osiowo-symetrycznym):

$$l_1 = 5,1 h \quad [3.38]$$

Długość następnego odcinka strefy cyrkulacji (*DN*) wynosi

$$l_2 = (0,85 \div 0,98) h \quad [3.39]$$

Razem więc długość strefy cyrkulacji

$$L_c = l_1 + l_2 \cong 6h \quad [3.40]$$

Podane wartości  $l_1$ ,  $l_2$  i  $L_c$  należy traktować jako przybliżone.

Na wartość liczbową  $L_c$  wpływa w znacznym stopniu kształt przedniej części ciała nieopływowego, który nadaje ten lub inny kierunek liniom prądu na krawędzi spływu. Im linie te będą bardziej odchylone od osi tym długość strefy cyrkulacji będzie większa. Np. dla następujących ciał: współosiowo ustawionego walca, stożka i płaskiej płytki długości strefy cyrkulacji będą najkrótsze dla walca, dłuższe dla stożka, a najdłuższe dla płytki (rys. 3.17).

Pewien wpływ na  $L_c$  ma także stosunek wymiarów kanału i ciała nieopływowego  $B/h$ .

W przypadku przepływu płaskiego maksimum  $L_c$  (właśnie równe  $6h$ ) osiąga się przy  $B/h = 1,35$ . Przy  $B/h = 2,5$ ,  $L_c = 2h$ . Z doświadczeń wynika poza tym, że prędkość strugi nie wpływa na wartość  $L_c$ , gdy  $Re > 10^5$ .

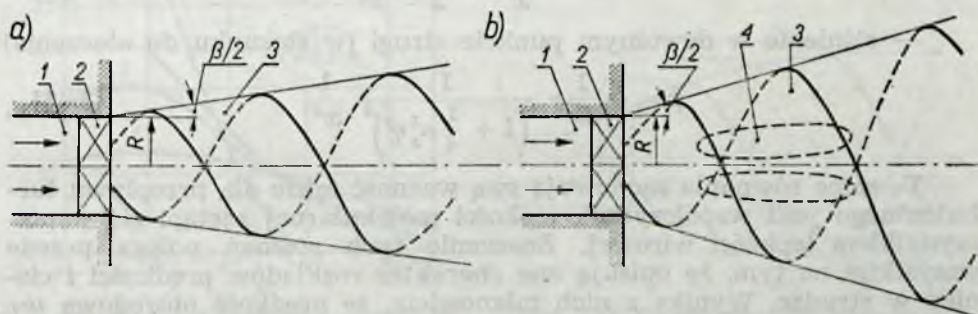


Rys. 3.17. Zależność długości strefy cyrkulacji od kształtu przedniej części ciała nieopływowego (statecznika płomienia) a — walec, b) stożek, c) płaska płytki: 1 — ciało nieopływowe, 2 — linie prądu, 3 — strefa cyrkulacji,  $L_c$  — długość strefy cyrkulacji

W przypadku przepływu osiowo-symetrycznego długość strefy cyrkulacji wynosi dla płaskiej płytki (w zakresie  $B/h = 2 \div 5$ )  $L_c = 4h$ . Tę samą wartość  $L_c$  otrzymuje się dla walca wstawionego współosiowo i  $B/h = 1,15$ . Zależności te ulegają poważnej zmianie ( $L_c$  znacznie rośnie), gdy w strefie cyrkulacji zostanie zainicjowane spalanie.

### 3.7. Struga zawirowana w przestrzeni nieograniczonej

Często w celu polepszenia warunków tworzenia mieszanki wprowadza się strugę osiowo-symetryczną w ruch wirowy. Takie zawirowanie strugi przedstawiono na rys. 3.18. Struga może być zawirowana słabo lub



Rys. 3.18. Struga zawirowana w nieruchomej przestrzeni nieograniczonej a) struga słabo zawirowana, b) struga silnie zawirowana: 1 — kanał doprowadzający strugę równoległą, 2 — zawirowywacz (układ kierownic nadających strudze ruch wirowy), 3 — struga wprowadzona w ruch wirowy, 4 — wir cyrkulacyjny

silnie. Uzewnętrznia się to w wartości kąta rozszerzenia strugi  $\beta$ . Przy pewnej odpowiednio dużej wartości kąta  $\beta$  wewnątrz strugi w pobliżu zawirowywacza powstaje wir cyrkulacyjny.



Wielkością charakteryzującą strugę zawirowaną jest stopień zawirowania określony zależnością

$$\alpha_z = \frac{L_0}{K_0 \frac{R}{2}} \quad [3.41]$$

gdzie:  $K_0 = \int_0^r 2\pi(p + \rho w_x^2) r dr$  — ilość strugi w kierunku osi,

$p$  — różnica ciśnień w danym punkcie strugi i w otoczeniu,

$r$  — odległość punktu w strudze od osi,

$L_0 = 2\pi\rho \int_0^r r^2 w_T w_x dr$  — moment ilości ruchu strugi zawirowanej względem jej osi,

$w_T$  — prędkość obwodowa,

$w_x$  — prędkość osiowa,

$R_c$  — promień zawirowywacza (rys. 3.18).

Dla przepływu laminarnego i strugi o niskim stopniu zawirowania otrzymano następujące zależności analityczne [L 20]:

— natężenie przepływu w przekroju odległym o  $x$  od początku strugi

$$m = 2\pi\mu(4x + \beta_z) \quad [3.42]$$

gdzie:  $\mu$  — lepkość dynamiczna;  $\beta_z$  — stała,

— prędkość obwodowa w dowolnym punkcie strugi

$$w_T = \gamma_z \frac{\alpha_z \eta}{\left(1 + \frac{1}{4} \alpha_z^2 \eta^2\right)^2} \frac{1}{x^2} \quad [3.43]$$

gdzie:  $\gamma_z$  — stała;  $\eta = \frac{r}{x\sqrt{\nu}}$ ;  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ ;  $\rho$  — gęstość;  $\alpha_z$  — stała,

— prędkość na osi strugi

$$w_x = \frac{2\alpha_z^2}{x} - \frac{1}{2} \beta_z \frac{\alpha_z^2}{x^2} \quad [3.44]$$

— ciśnienie w dowolnym punkcie strugi (w stosunku do otoczenia)

$$p = -\frac{1}{3} \gamma_z \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{4} \alpha_z^2 \eta^2\right)^3} \frac{1}{x^4} \quad [3.45]$$

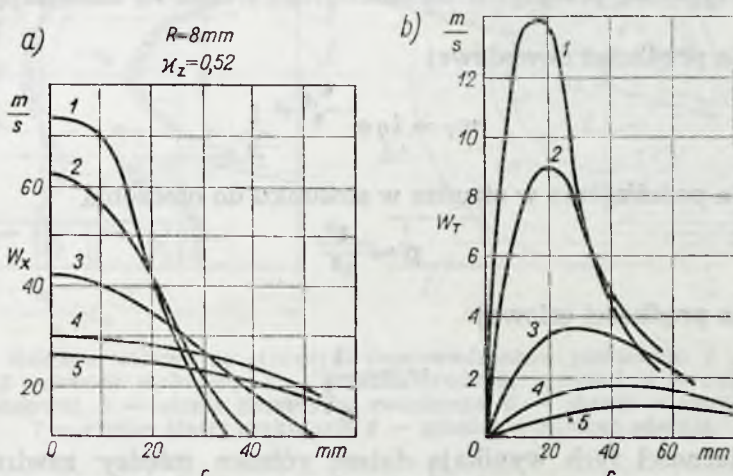
Te same równania zachowują swą ważność także dla przepływu turbulentnego jeśli współczynnik lepkości molekularnej zastąpi się współczynnikiem lepkości wirowej. Znaczenie tych równań polega przede wszystkim na tym, że opisują one charakter rozkładów prędkości i ciśnień w strudze. Wynika z nich mianowicie, że prędkość obwodowa  $w_T$  maleje w kierunku osi  $x$  z kwadratem odległości od zawirowywacza, wzdłuż promienia natomiast, rośnie od zera na osi do pewnej wartości maksymalnej i następnie maleje.

Maksymalną prędkość obwodową oraz współrzędną promieniową, na której ona występuje określają równania

$$w_{Tmx} = \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{\gamma_z}{x^2}; \quad \eta = \frac{2\sqrt{3}}{3\alpha_z} \quad [3.46]$$

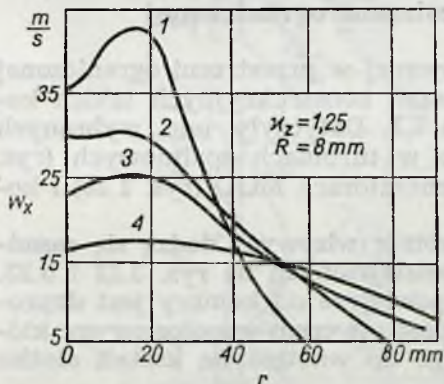
Na rys. 3.19 przedstawiono otrzymane doświadczalnie zależności  $w_x$  i  $w_T$  od  $x$  oraz  $r$ . Krzywe teoretyczne wykreślone na podstawie podanych powyżej równań wykazują zgodność z krzywymi doświadczalnymi przy założeniu następujących wartości stałych:

$$\alpha_z = 2,26; \quad \beta_z = 0,132 \quad \text{ i } \quad \gamma_z = 0,5$$

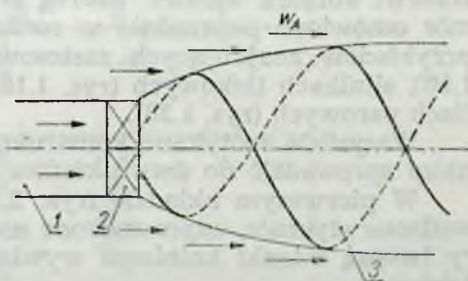


Rys. 3.19. Rozkład prędkości osiowej  $w_x$  i obwodowej  $w_T$  w zależności od odległości od osi  $r$  i początku strugi  $x$ : a — zależność  $w_x$  od  $r$  przy różnych  $x$ , b — zależność  $w_T$  od  $r$  przy różnych  $x$ , 1 —  $x = 90$  mm, 2 —  $x = 120$  mm, 3 —  $x = 200$  mm, 4 —  $x = 300$  mm, 5 —  $x = 400$  mm

Ze wzrostem stopnia zawirowania  $\kappa_z$  obraz rozkładu prędkości (szczególnie w przekrojach w pobliżu początku strugi) ulega zmianie (rys. 3.20). W tym przypadku krzywa zmian prędkości osiowej wzdłuż promienia ma



Rys. 3.20. Rozkład prędkości osiowej  $w_x$  w strudze o wysokim stopniu zawirowania: 1 —  $x = 120$  mm, 2 —  $x = 200$  mm, 3 —  $x = 250$  mm, 4 —  $x = 400$  mm



Rys. 3.21. Struga zawirowywana w nieograniczonym ośrodku przemieszczającym się współprądowo: 1 — kanał doprowadzający strugę równoległą, 2 — zawirowywacz, 3 — struga zawirowywana

maksimum. Przy jeszcze większym  $\kappa_z$  prędkość  $w_x$  w pobliżu osi może przybrać wartości ujemne, co będzie odpowiadało powstaniu przepływów zwrotnych wewnątrz strugi (rys. 3.18b).



Na rys. 3.21 przedstawiono schematycznie strugę zawirowaną, zanurzoną w przemieszczającym się współosiowo ośrodku z prędkością  $w_A$ . Ruch ośrodka uzewnętrznia się przede wszystkim przez wpływ na kształt powierzchni granicznej strugi, której tworząca w tym przypadku staje się parabolą.

W przypadku przepływu turbulentnego ważne są następujące zależności:

— dla prędkości obwodowej

$$w_T = \lambda \eta e^{-\frac{w_A}{6} \eta^2} \frac{1}{x} \quad [3.47]$$

— dla podciśnienia w strudze w stosunku do otoczenia

$$p \approx \frac{1}{x^2} \quad [3.48]$$

— dla prędkości osiowej

$$w_x \approx \frac{1}{x^{\frac{2}{3}}} \quad [3.49]$$

Z zależności tych wynikają dalsze różnice między zawirowanymi strugami zanurzonymi w ośrodku ruchomym i nieruchomym. Polegają one na wolniejszym spadku wartości parametrów wzdłuż strugi:

— prędkość obwodowa spada proporcjonalnie do  $x$  zamiast do  $x^2$ ,

— podciśnienie proporcjonalnie do  $x^2$  zamiast do  $x^4$ ,

— prędkość osiowa proporcjonalnie do  $x^{\frac{2}{3}}$  zamiast do  $x$ .

### 3.8. Struga zawirowana w przestrzeni ograniczonej

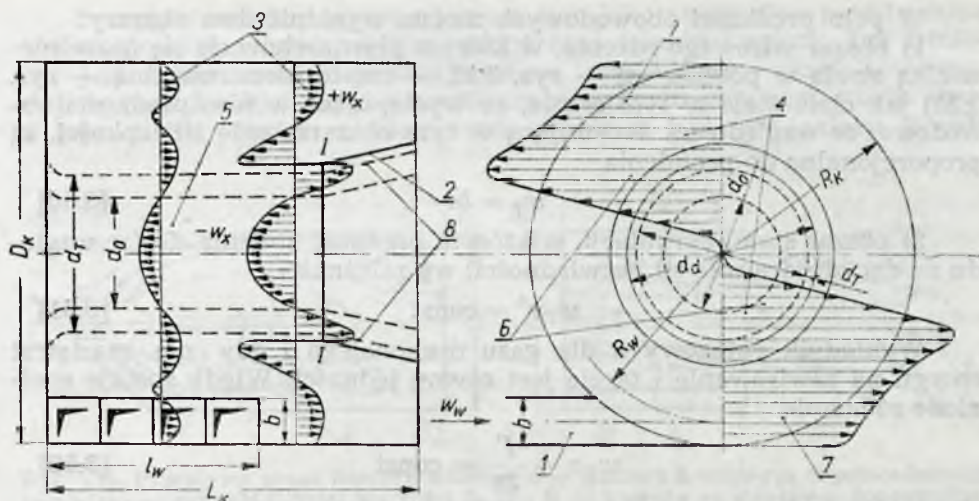
Techniczną realizację strugi zawirowanej w przestrzeni ograniczonej stanowi komora wirowa. Szereg rozwiązań konstrukcyjnych takich komór omówiono poprzednio w rozdziale 1.1. Dotyczyły one wybranych przykładów znajdujących zastosowanie w turbinach spalinowych (rys. 1.16), silnikach tłokowych (rys. 1.19), generatorach MGD (rys. 1.25) i kołach parowych (rys. 1.30).

Wszystkie spotykane konstrukcje komór wirowych dadzą się zasadniczo sprowadzić do dwu układów przedstawionych na rys. 3.22 i 3.23.

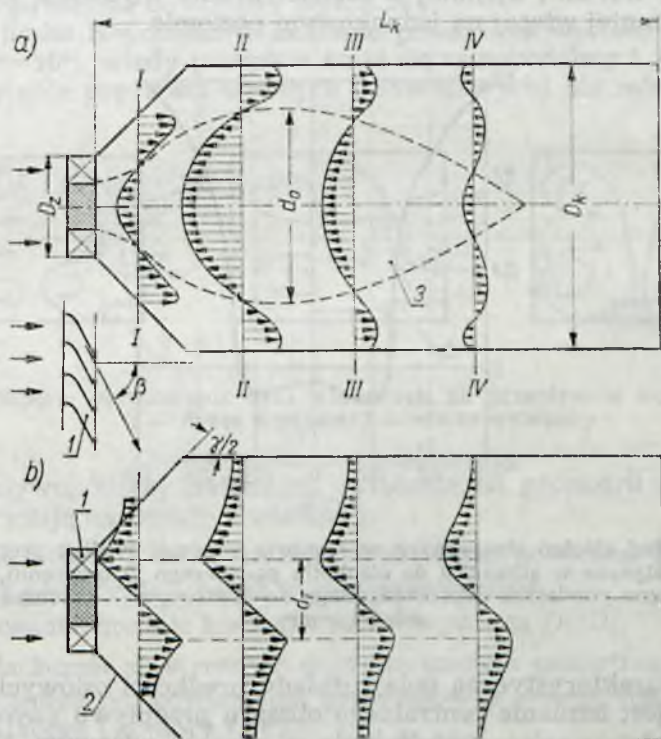
W pierwszym układzie (rys. 3.22) powietrze do komory jest doprowadzone stycznie, odprowadzone natomiast otworem współosiowym, który tworzą ścianki kołnierza wywiniętego do wnętrza na kształt stożka ściętego.

W układzie drugim, w przedniej, stożkowej ścianie komory cylindrycznej jest umieszczony zawirowywacz ukształtowany z łopatek kierowniczych ustawionych promieniowo, które nadają ruch wirowy osiowo napływającemu powietrzu.

Prędkość przepływu w dowolnym punkcie komory można oczywiście rozłożyć na trzy składowe: obwodową, promieniową i osiową. Rozkłady prędkości obwodowych i osiowych jako najbardziej charakterystycznych zostały podane na rys. 3.22 i 3.23.



Rys. 3.22. Komora wirowa ze stycznym doprowadzeniem powietrza: 1 — przewód wlotowy, 2 — otwór wylotowy, 3 — rozkład prędkości osiowej, 4 — rozkład prędkości obwodowej, 5 — strefa przepływu zwrotnego, 6 — obszar wirowego rdzenia, 7 — obszar stałej cyrkulacji, 8 — granica wirowego rdzenia



Rys. 3.23. Komora wirowa z osiowym doprowadzeniem powietrza a — rozkład prędkości obwodowych, b — rozkład prędkości osiowych; 1 — zawirowywacz, 2 — dyfuzor, 3 — strefa przepływu zwrotnego



W polu prędkości obwodowych można wyróżnić dwa obszary:

1) obszar wirowego rdzenia, w którym płyn zachowuje się (poza niewielką strefą w pobliżu osi — rys. 3.22 — często niezauważalną — rys. 3.23) jak ciało stałe w tym sensie, że występujące w nim prędkości obwodowe, ze względu na decydującą w tym obszarze rolę sił lepkości, są proporcjonalne do promienia

$$w_r = br \quad [3.50]$$

2) obszar stałej cyrkulacji, w którym prędkość zmienia się (ze względu na decydującą rolę sił bezwładności) wg zależności

$$w_r r^n = \text{const} \quad [3.51]$$

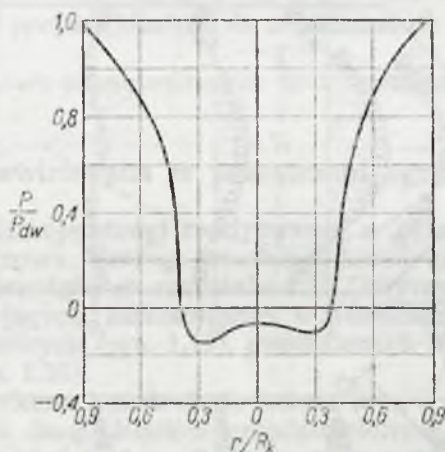
Wykładnik potęgowy  $n$  dla gazu doskonałego i gdy nie ma strat energii na zawirowanie i tarcie jest równy jedności. Wtedy zostaje spełnione równanie

$$w_r r = \frac{\Gamma}{2\pi} = \text{const} \quad [3.52]$$

gdzie  $\Gamma$  — cyrkulacja.

W przypadkach rzeczywistych  $n = 0,5 \div 0,8$ .

Temu rozkładowi prędkości obwodowej wzdłuż promienia odpowiada rozkład ciśnień statycznych (rys. 3.24). Maksymalne ciśnienie statyczne występuje przy ścianie, następnie szybko spada w obszarze stałej cyrkulacji aż do wartości ujemnej w strefie rdzenia wirowego, gdzie utrzymuje się już mniej więcej na jednakowym poziomie.

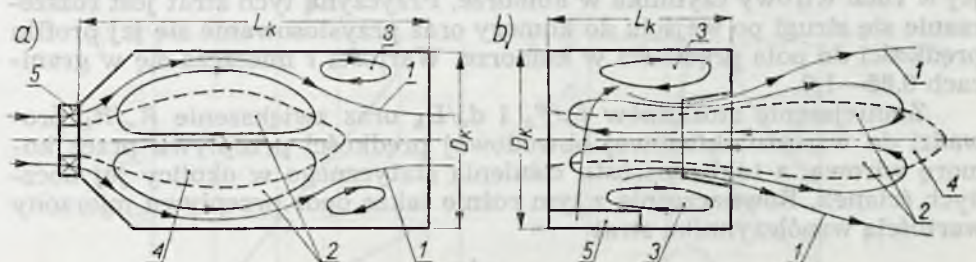


Rys. 3.24. Rozkład ciśnień statycznych w komorze wirowej wzdłuż promienia:  $p$  — nadciśnienie statyczne w stosunku do ciśnienia panującego w otoczeniu,  $p_{dw}$  — ciśnienie dynamiczne powietrza doprowadzonego do komory,  $r$  — promień,  $R_k$  — promień komory

Cechą charakterystyczną pola rozkładu prędkości osiowych w komorze wirowej jest istnienie centralnego obszaru przepływu zwrotnego wywołanego występowaniem podciśnienia w rdzeniu wirowym. W zależności od stosunku długości komory do jej średnicy (rys. 3.25) obszar przepływu zwrotnego albo jest zamknięty całkowicie w komorze (rys. 3.25a), albo też częściowo wystaje na zewnątrz (rys. 2.25b).



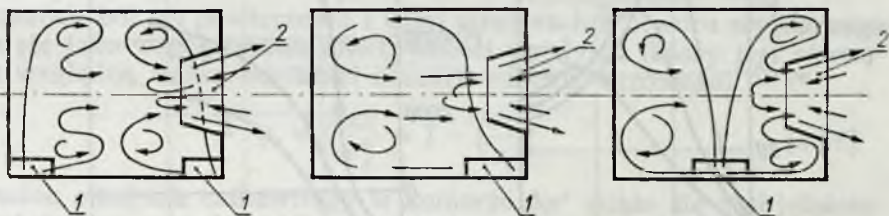
Przepływ zwrotny występuje poza tym jako następstwo powstawania wirów toroidalnych w pobliżu zewnętrznej ścianki komory. Ich istnienie jest spowodowane oddziaływaniem odpowiednio ukształtowanego wylotu (rys. 3.25b) lub też kierunkiem przepływu głównego nurtu strugi (rys. 3.25a). Ilość i rozmieszczenie wirów w komorze zależy przede



Rys. 3.25. Przepływy przez komory wirowe: a — komora z osiowym doprowadzeniem powietrza — przykład dużej wartości  $L_k/D_k$ , b — komora ze stycznym doprowadzeniem powietrza — przykład małej wartości  $L_k/D_k$ ; 1 — główny nurt strugi, 2 — centralny wir toroidalny, 3 — wir toroidalny zewnętrzny, 4 — strefa przepływu zwrotnego, 5 — doprowadzenie powietrza do komory

wszystkim od usytuowania względem otworu wylotowego dysz doprowadzających powietrze do komory (rys. 3.26).

Jeśli liczba Reynoldsa w komorze przekracza wartość graniczną (na ogół  $Re_{gr} \approx 10^5$ ), wtedy przepływ staje się samopodobny i jego charakter (to znaczy pole prędkości osiowych i obwodowych) nie zależy od natęż-



Rys. 3.26. Wpływ usytuowania dysz wlotowych na przepływ w komorze wirowej: 1 — dysze wlotowe, 2 — otwór wylotowy

nia przepływu, zależy natomiast wyłącznie od geometrii komory, którą charakteryzują następujące wielkości:

- dla komór z osiowym doprowadzeniem powietrza (rys. 3.23);
  - 1) kąt pochylenia łopatek w zawirowywaczu  $\beta$ ,
  - 2) stosunek średnic komory i zawirowywacza  $D_k/D_z$ ,
- dla komór ze stycznym doprowadzeniem powietrza (rys. 3.22):
  - 1) stosunek pól powierzchni przekrojów poprzecznych przewodu doprowadzającego i komory  $f_w/F_k$ ,
  - 2) stosunek średnic otworu wylotowego i komory  $d_d/D_k$ ,
  - 3) stosunek odległości między osiami strugi napływającej i komory do promienia komory  $R_w/R_k$ ,

W obu przypadkach ważny jest także stosunek długości komory do jej średnicy  $L_k/D_k$ .

Stosunek  $f_w/F_k$  wiąże się ze stosunkiem średniej prędkości osiowej w komorze do efektywnej prędkości strugi w przekroju wejściowym do komory  $f_w/F_k = \bar{w}_x/\varepsilon w_w$  [3.53]

gdzie  $\varepsilon$  — współczynnik strat przepływu strugi w czasie włączania się jej w ruch wirowy czynnika w komorze. Przyczyną tych strat jest rozszerzanie się strugi po wejściu do komory oraz przystosowanie się jej profilu prędkości do pola prędkości w komorze. Wartości  $\varepsilon$  mieszczą się w granicach 0,85—1,0.

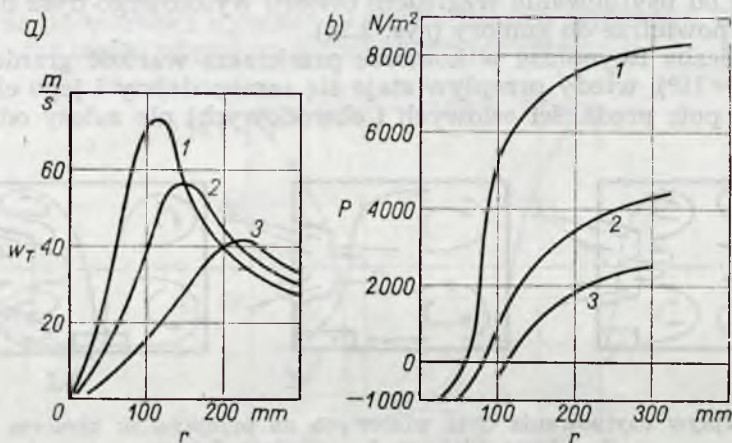
Zmniejszenie stosunków  $f_w/F_k$  i  $d_d/D_k$  oraz zwiększenie  $R_w/R_k$  prowadzi do wzrostu składowej obwodowej prędkości przepływu przez komorę wirową, a także wzrostu ciśnienia statycznego w okolicy jej bocznych ścianek. Równocześnie z tym rośnie także opór przepływu mierzony wartością współczynnika strat

$$\eta = \frac{\Delta p}{p_{dw}} \quad [3.54]$$

gdzie:  $\Delta p$  — spadek ciśnienia całkowitego w komorze,

$p_{dw}$  — ciśnienie dynamiczne powietrza doprowadzanego do komory.

Wpływ geometrii komory wirowej na parametry przepływu przedstawiono na rys. 3.27 i 3.28.



Rys. 3.27. Wpływ stosunku średnic otworu wylotowego i komory wirowej ( $d_d/D_k$ ) na parametry przepływu: a — rozkład prędkości obwodowej wzdłuż promienia, b — rozkład nadciśnień statycznych względem ciśnienia otoczenia, wzdłuż promienia, 1 —  $d_d/D_k = 0,3$ ; 2 —  $d_d/D_k = 0,4$ ; 3 —  $d_d/D_k = 0,5$

Wyznaczenie związku między parametrami geometrycznymi i przepływowymi w komorze wirowej ze stycznym doprowadzeniem powietrza opiera się na następujących założeniach:

- 1) przepływ jest nieściśliwy,
- 2) dla obszaru stałej cyrkulacji ważna jest zależność

$$w_T r = \varepsilon w_w R_w \quad [3.55]$$

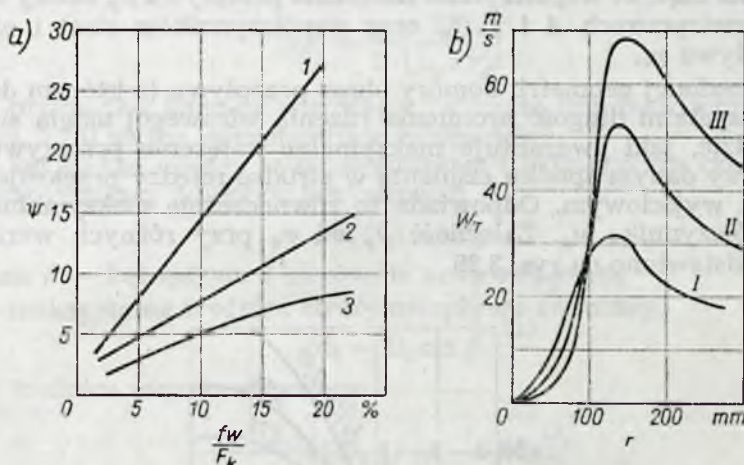
3) nie ma wymiany masy między obszarem wirowego rdzenia i strugą wypływającą z komory wirowej. Znaczy to, że rdzeń wirowy składa



się stale z tych samych cząstek gazu, a wypływ z komory odbywa się wyłącznie przez pole powierzchni (przekrój I-I — rys. 3.22).

$$F_{def} = \pi(r_d^2 - r_T^2)$$

gdzie:  $r_d$  — promień otworu wylotowego (w przekroju I—I — rys. 3.22),  
 $r_T$  — promień rdzenia wirowego (w tym samym przekroju).



Rys. 3.28. Wpływ stosunku pól powierzchni przekrojów poprzecznych przewodu doprowadzającego i komory  $f_w/f_k$  na współczynnik strat przepływu  $\psi$  (rys. a) oraz rozkład prędkości obwodowej wzdłuż promienia  $w_T$  (rys. b): 1 —  $d_d/D_k = 0,3$ ;  
 2 —  $d_d/D_k = 0,4$ ; 3 —  $d_d/D_k = 0,5$

I —  $f_w/F_k = 0,124$ ; II —  $f_w/F_k = 0,035$ ; III —  $f_w/F_k = 0,0135$

Stosunek pól tej powierzchni i całej powierzchni otworu wylotowego określa się jako współczynnik efektywności wypływu (który jest równocześnie względną miarą wielkości obszaru rdzenia wirowego)

$$\varphi_e = \frac{F_{def}}{\pi r_d^2} = 1 - \left(\frac{r_T}{r_d}\right)^2 \quad [3.56]$$

Spadek ciśnienia całkowitego w komorze  $\Delta p^*$  wiąże się z objętościowym natężeniem przepływu  $Q_w$  przez zależność

$$Q_w = \mu_p \pi r_d^2 \sqrt{\frac{2\Delta p^*}{\rho}} \quad [3.57]$$

gdzie:  $\rho$  — gęstość czynnika w strudze,  
 $\mu_p$  — współczynnik natężenia przepływu.

Równanie [3.57] można przekształcić zakładając, że prędkość osiowa strugi przepływającej przez otwór wylotowy ma stałą wartość.

Otrzymuje się wtedy

$$Q_w = \frac{\pi r_d^2 \sqrt{\frac{2\Delta p^*}{\rho}}}{\sqrt{\frac{1}{\varphi_e^2} + \frac{\varepsilon^2 A^2}{(1-\varphi_e)} + (1-\varepsilon) \frac{F_k}{f_w}}} \quad [3.58]$$

gdzie  $A = \frac{\pi r_d R_w}{f_w}$  — wielkość charakteryzująca geometrię komory wirowej ze stycznym doprowadzeniem powietrza.

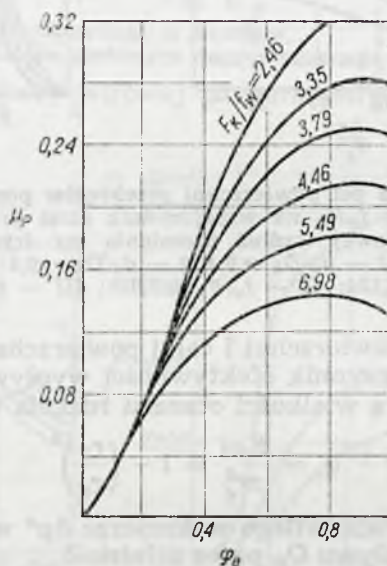


Oznaczając  $\varepsilon A = A'$  otrzymuje się z połączenia równań [3.57] i [3.58]

$$\mu_p = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varphi_e^2} + \frac{A'^2}{(1+\varphi_e)} + (1-\varepsilon^2) \frac{F_k}{f_w}}} \quad [3.59]$$

Wynika stąd, że współczynnik natężenia przepływu  $\mu_p$  zależy od wielkości geometrycznych  $A$  i  $F_k/f_w$  oraz współczynników strat i efektywności wypływu  $\varphi_e$ .

W określonej geometrii komory obraz przepływu (o którym decyduje przede wszystkim długość promienia rdzenia wirowego) ustala się w takim układzie, jaki gwarantuje maksymalne natężenie przepływu przez komorę przy danym spadku ciśnienia w strudze między przekrojem wejściowym i wyjściowym. Odpowiada to równocześnie maksymalnej wartości współczynnika  $\mu_p$ . Zależność  $\mu_p$  od  $\varphi_e$  przy różnych wartościach  $F_k/f_w$  przedstawiono na rys. 3.29.



Rys. 3.29. Zależność współczynnika natężenia przepływu  $\mu_p$  od współczynnika efektywności wypływu  $\varphi_e$  przy różnych wartościach stosunku pól powierzchni poprzecznego przekroju komory i otworu wylotowego  $F_k/f_w$

Posługując się tym wykresem można dla danego  $F_k/f_w$  wyznaczyć wartość  $\varphi_e$ , która będzie odpowiadać maksymalnemu  $\mu_p$ .

Znajomość  $\varphi_e$  i  $\mu_p$  pozwala obliczyć:

— promień rdzenia wirowego (z równania [3.56])

$$r_T = r_d \sqrt{1 - \varphi_e} \quad [3.60]$$

— średnią prędkość wypływu

$$w_{xd} = \frac{Q_w}{\varphi_e \pi r_d^2} \quad [3.61]$$

— maksymalną prędkość obwodową (z równania [3.55])

$$w_{Tm} = \varepsilon w_w \frac{R_w}{r_T} \quad [3.62]$$

— spadek ciśnienia całkowitego w komorze wirowej (z równania [3.57])

$$\Delta p^* = \frac{\rho}{2} \left( \frac{Q_w}{\mu_p \pi r_d^2} \right)^2 \quad [3.63]$$

W przypadku komory wirowej z osiowym doprowadzeniem powietrza (rys. 3.23) ważne są następujące zależności:

— kąt stożka między zawirowywaczem i cylindryczną częścią komory, zabezpieczający przepływ bez oderwań

$$\gamma \leq (2\beta - 10^\circ) \quad [3.64]$$

gdzie  $\beta$  — kąt spływu z kierownic zawirowywacza

— maksymalna średnica strefy przepływu zwrotnego

$$d_0 = D_k \sin \beta \quad [3.65]$$

— średnica rdzenia wirowego

$$d_T = 1,41 D_k \sqrt{1 - 0,66 \frac{D_k}{D_s}} \quad [3.66]$$

gdzie

$$D_s = \sqrt{\frac{d_0^2 + D_k^2}{2}}$$

Rozkład prędkości obwodowych określa się wychodząc z równań

— dla rdzenia wirowego

$$w_T = b_1 r$$

— dla obszaru stałej cyrkulacji (z równania [3.52])

$$w_T = \frac{b_2}{r} = \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

stąd

$$b_2 = \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad [3.67]$$

Na granicy między rdzeniem wirowym i obszarem stałej cyrkulacji będzie spełniona równość

$$b_1 r_T = \frac{b_2}{r_T}$$

i po przekształceniu

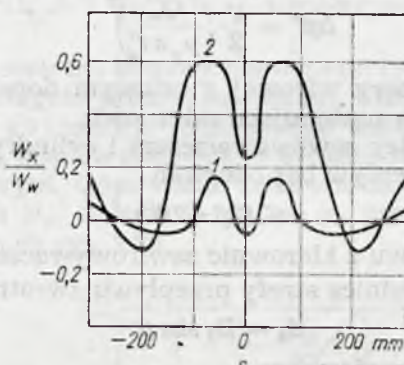
$$b_1 = \frac{b_2}{r_T^2} \quad [3.68]$$

Znając  $b_1$ ,  $b_2$  oraz  $r_T = d_T/2$  można określić rozkład prędkości obwodowych w komorze wzdłuż promienia.

Zagadnienie staje się bardziej złożone, gdy w czasie przepływu przez komorę wirową zachodzi spalanie. Jakościowy obraz przepływu (charak-



ter rozkładu prędkości obwodowych, istnienie strefy przepływu zwrotnego itp.) pozostaje wtedy bez zmian. Ulegają natomiast zmianie bezwzględne wartości prędkości obwodowych i osiowych oraz zmieniają się stosunki między nimi w poszczególnych punktach komory. Charakter zmiany pola temperatur w strudze izotermicznej i z uwzględnieniem spalania przedstawiono na rys. 3.30. Z rysunku wynika, że przy bardzo



Rys. 3.30 Rozkład prędkości osiowych (odniesionych do prędkości początkowych) w komorze wirowej dla strugi izotermicznej i z uwzględnieniem spalania: 1 — struga izotermiczna, 2 — struga nieizotermiczna

przybliżonych obliczeniach można założyć podobieństwo rozkładu prędkości w obu przypadkach. Wtedy ważna będzie zależność

$$\frac{w_x}{w_{xs}} = \frac{\rho}{\rho_s} = \frac{T_s}{T} \quad [3.69]$$

gdzie:  $w_x$ ,  $\rho$ ,  $T$  — prędkość osiowa, gęstość i temperatura w strudze izotermicznej  
 $w_{xs}$ ,  $\rho_s$ ,  $T_s$  — prędkość osiowa, gęstość i temperatura w strudze ze spalaniem.

Przy znanym więc rozkładzie prędkości dla strugi izotermicznej oraz przy założeniu określonej zmiany temperatury podczas spalania w komorze można wyznaczyć pole prędkości dla strugi nieizotermicznej.

### 3.9. Charakterystyczne cechy przepływu turbulentnego

Przebieg zjawisk zachodzących w komorach spalania (tworzenie mieszanki, zapłon, stabilizacja i rozprzestrzenianie się płomienia, wymiana ciepła między spalinami i ściankami komory), w znacznym stopniu zależy od charakteru przepływu, to jest przede wszystkim od tego, czy jest on laminarny, czy turbulentny. Urzeczywistnienie przepływu laminarnego jest możliwe tylko przy małych prędkościach. Wtedy cząstki płynu poruszają się w sposób uporządkowany po torach równoległych.

Kryterium przejścia ruchu laminarnego w turbulentny jest liczba Reynoldsa. Przy  $Re > Re_{kr}$  stateczność przepływu zostaje naruszona i ruch poszczególnych objętości gazu w strudze staje się nieuporządkowany (rys. 3.31).

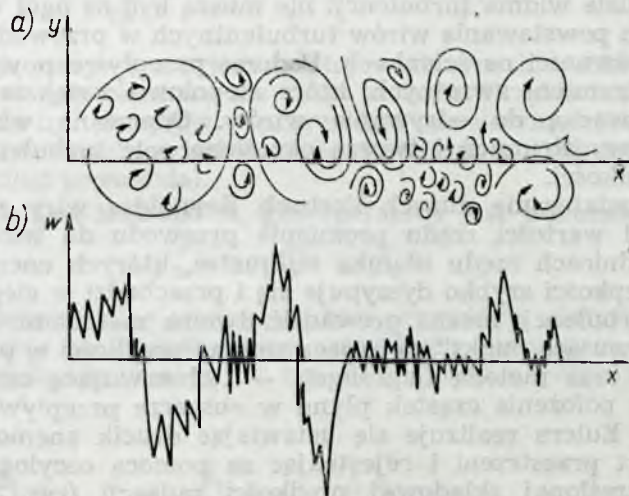
Mierzac w tych warunkach parametry stanu strugi za pomocą przyrządów o bardzo małej bezwładności (termoanemometr, termometr oporowy itp.) można się przekonać, że chwilowe wartości parametrów nie

są stałe w czasie (także i w strudze stacjonarnej) lecz pulsują wokół wartości średniej, np.

$$w = \bar{w} + w' \quad T = \bar{T} + T' \text{ itd.}$$

gdzie:  $\bar{w}, \bar{T}, w', T'$  — odpowiednio: średnie i pulsacyjne wartości prędkości i temperatury w rozpatrywanym punkcie strugi.

W strudze swobodnej mogą istnieć w ogóle dwa źródła tego rodzaju pulsacji: fale akustyczne i ruch turbulentny. Fale akustyczne występują jako przypadkowe fale podłużne. To one właśnie wywołują szum, który



Rys. 3.31. Schematyczny obraz pola przepływu turbulentnego: a — wiry turbulentne, b — rozkład prędkości poprzecznych wzdłuż osi x

zawsze towarzyszy strugom płynu poruszającym się w przewodach lub wypływającym w atmosferę. Fale akustyczne nie przemieszczają elementarnych objętości czynnika, lecz poruszają je tylko wokół średniego położenia z amplitudą nie przewyższającą zwykle części milimetra. Swoje powstanie zawdzięczają one ściśliwości płynu, w którym się rozprzestrzeniają.

Pulsacje turbulentne występują w strudze wskutek okresowo powstających w niej i zanikających oraz chaotycznie poruszających się wirów o bardzo zróżnicowanych rozmiarach. Powstawanie tych wirów nie jest związane ze ściśliwością czynnika. Swoje istnienie zawdzięczają one wyłącznie podstawowej właściwości płynu, a mianowicie brakowi sprężystości postaciowej. Właściwość ta jest ograniczona w pewnym stopniu przez lepkość, przy czym efektywność tego ograniczenia zależy od bezwładności poruszających się elementów płynu, a więc od ich prędkości. Ten fakt jest przyczyną oddziaływania na charakter przepływu zmian wartości liczby Reynoldsa (która jest miarą stosunku sił bezwładności do sił lepkości działających na element płynu).

Pulsacje akustyczne i turbulentne istnieją w przepływie równocześnie i nierozdzielnie. Każdemu tworzeniu się lub rozpadowi wiru towarzyszy powstawanie lub zanikanie drgań akustycznych, rozprzestrzeniających się w całym polu turbulentnym. Drgania te są wytwarzane przez zmieniające się w czasie rozkłady ciśnień statycznych panujących w wirze turbulentnym.



Wszystkie anemometryczne metody pomiaru pulsacji nie prowadzą do rozróżniania ich typu. Drucik anemometru rejestruje pulsacje turbulentne i akustyczne niezależnie od ich pochodzenia. Metodami dyfuzyjnymi, natomiast opartymi na prawidłowościach procesów turbulentnego transportu masy, mierzy się w zasadzie tylko charakterystyki pulsacji turbulentnych. Pulsacje akustyczne bowiem praktycznie nie wpływają na proces dyfuzji w skali makroskopowej. Porównanie pomiarów pulsacji prędkości tymi dwoma metodami wskazuje, że w przypadkach spotykanych w technice pulsacje akustyczne nie mają istotniejszego znaczenia i w analizie widma turbulencji nie muszą być na ogół wyodrębnione.

Zródłem powstawania wirów turbulentnych w przewodach są między innymi nierówności na ściankach. Podczas przepływu powstają tam mikrostrefy strumieni zwrotnych, które stopniowo zwiększają się i ostatecznie prowadzą do odrywania wirów. Oderwane wiry dyfundują w podstawowy strumień i tworzą określone pole turbulencji w postaci pulsacji prędkości.

Przy dostatecznie dużych liczbach Reynoldsa wiry zmieniają swe rozmiary od wartości rzędu promienia przewodu do wirów najmniejszych o średnicach rzędu ułamka milimetra, których energia pod działaniem sił lepkości szybko dyssypuje się i przechodzi w ciepło.

Opis turbulencji można prowadzić dwoma metodami: metodą Eulera — „obserwującą punkt”, opisującą zmiany prędkości w pewnym punkcie obszaru oraz metodą Lagrange’a — „obserwującą cząstkę”, opisującą zmiany położenia cząstek płynu w obszarze przepływu w czasie.

Metodę Eulera realizuje się ustawiając drucik anemometru w dowolny punkt przestrzeni i rejestrując za pomocą oscylografu przebieg wartości określonej składowej prędkości pulsacji (rys. 3.32). Średnia prędkość przepływu  $\bar{w}$  (wzdłuż osi  $x$ ) może być określona z zależności

$$\bar{w} = \frac{\int_0^{\tau_0} w d\tau}{\tau_0} \quad [3.70]$$

gdzie:  $w$  — prędkość w danej chwili wzdłuż osi  $x$ ,

$\tau$  — czas,

$\tau_0$  — określony przedział czasu dostatecznie duży, aby przy dalszym jego zwiększeniu wartość  $\bar{w}$  już się nie zmieniała.

Prędkością pulsacji nazywa się różnicę prędkości w danej chwili i prędkości średniej

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

Wielkością charakteryzującą ruch turbulentny jest średnia kwadratowa prędkości pulsacji

$$w'_{kw} = \sqrt{w'^2} = \sqrt{\frac{\int_0^{\tau_0} (w - \bar{w})^2 d\tau}{\tau_0}} \quad [3.71]$$

Odnosi się ją często do średniej prędkości przepływu i nazywa intensywnością turbulencji lub liczbą Karmana

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{w'^2}}{\bar{w}} \quad [3.72]$$

Wartości średnich kwadratowych prędkości pulsacji w danym punkcie strugi mogą się zmieniać w zależności od rozpatrywanego kierunku. Podobnie jak w innych przypadkach bierze się pod uwagę trzy charakterystyczne kierunki odpowiadające trzem osiom współrzędnych układu kartenzjańskiego  $x, y, z$ , którym z kolei odpowiadają trzy składowe prędkości pulsacji  $w', u', v'$ , trzy średnie kwadratowe tych pulsacji  $\sqrt{w'^2}, \sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}$  oraz trzy wartości intensywności turbulencji

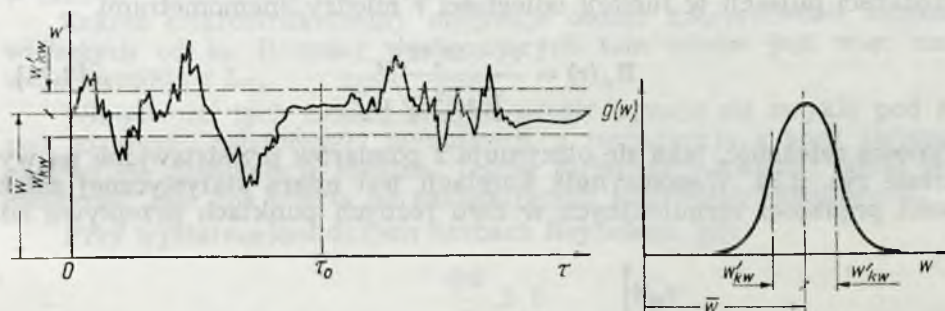
$$\frac{\sqrt{w'^2}}{\bar{w}}; \quad \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}; \quad \frac{\sqrt{v'^2}}{\bar{v}}$$

Turbulencję nazywa się jednorodną w danym kierunku jeżeli jej intensywność w tym kierunku nie ulega zmianie. Przykładem tego typu turbulencji może być przepływ w przewodzie osiowosymetrycznym, gdzie w warunkach ustalonych turbulencja jest jednorodna wzdłuż osi (ale niejednorodna wzdłuż promienia).

Turbulencja jest izotropowa, gdy spełniony jest warunek

$$\sqrt{w'^2} = \sqrt{u'^2} = \sqrt{v'^2} \quad [3.73]$$

to znaczy, że poszczególne wiry są w tym przypadku, statystycznie biorąc, równomiernie zorientowane we wszystkich kierunkach. Z oscylogramów typu przedstawionego na rys. 3.32 można określić czasy prze-



Rys. 3.32. Graficzna interpretacja średniej prędkości przepływu  $\bar{w}$  i średniej kwadratowej prędkości pulsacji  $w'_{kw}$ :  $g(w)$  — gęstość prawdopodobieństwa rozkładu prędkości chwilowej  $w$ ,  $\tau$  — czas;  $\tau_0$  — przedział czasu wystarczającego do określenia  $\bar{w}$

chodzenia wirów przez punkt, w którym znajduje się drucik anemometru, a tym samym i częstotliwości ich pojawiania się  $k$ . Można też wyznaczyć rozkład wielkości

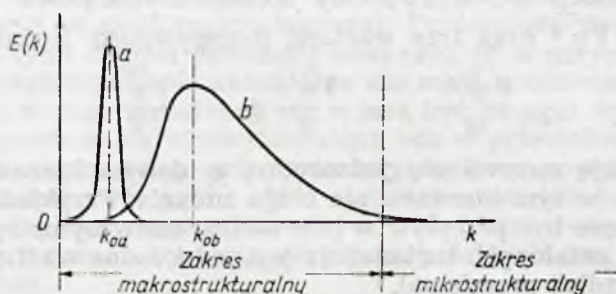
$$\frac{1}{2} \frac{dc'^2}{dk} = E(k)$$

w funkcji częstotliwości  $k$ , gdzie  $c'^2 = w'^2 + u'^2 + v'^2$ .

Wielkość  $E(k)$  jest gęstością energii pulsacji i charakteryzuje wartość energii turbulencji o określonej częstotliwości, przypadającą na jednostkę masy przepływającego płynu. Typowy wykres funkcji  $E(k) = f(k)$  przedstawiono na rys. 3.33. Z tego wykresu wynika, że charakter rozkładu energii turbulencji według częstotliwości pulsacji zależy przede wszystkim od wartości liczby Reynoldsa.



Maksimum gęstości energii odpowiada określonej wartości częstotliwości  $k_0$ , która rośnie wraz ze wzrostem  $Re$ . Ponieważ częstotliwość pulsacji jest odwrotnie proporcjonalna do odpowiadających jej rozmiarów wirów znaczy to, że ze wzrostem  $Re$  maleje rozmiar wiru, który odpowiada maksymalnej gęstości energii.

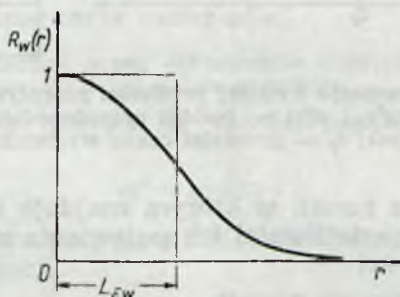


Rys. 3.33. Rozkład gęstości energii turbulencji w funkcji częstotliwości pulsacji dla a — małych liczb Reynoldsa i b — dużych liczb Reynoldsa

W teorii turbulencji zamiast rozmiaru wiru wprowadzono pojęcie skali turbulencji, którą dla danego przepływu określa się w następujący sposób. Za pomocą dwu termomanometrów ustawionych w strudze wyznacza się wartości współczynnika korelacji dla prędkości pulsacji w funkcji odległości  $r$  między anemometrami

$$R_w(r) = \frac{w'_x w'_{x+r}}{\sqrt{w'^2_x} \sqrt{w'^2_{x+r}}} \quad [3.74]$$

Typową zależność, jaką się otrzymuje z pomiarów przedstawiono na wykresie rys. 3.34. Współczynnik korelacji jest miarą statystycznej zależności prędkości turbulentnych w dwu różnych punktach przepływu od-



Rys. 3.34. Zależność współczynnika korelacji dla składowej osiowej prędkości pulsacji  $R_w(r)$  od odległości między punktami pomiaru (drucikami anemometrów)  $r$

ległych od siebie o  $r$ . Zmienia się on od jedności, gdy  $r = 0$  (jest to przypadek pełnej zależności tych prędkości), do zera, gdy ze wzrostem  $r$  ( $r \rightarrow \infty$ ) ta zależność zanika.

Im większe, średnio biorąc, są rozmiary wirów tym większe jest prawdopodobieństwo występowania w dwu różnych punktach przepływu prędkości z tym samym znakiem, a przez to, tym łagodniej spada

wartość funkcji  $R_u(r)$  od jedności do zera. Dlatego też za miarę średniej skali turbulencji można przyjąć wielkość określoną zależnością

$$L_{Ew} = \int_0^{\infty} R_w(r) dr \quad [3.75]$$

$L_{Ew}$  nazywa się całkową (lub zewnętrzną) eulerowską skalą turbulencji. Indeks  $w$  oznacza, że odnosi się ona do kierunku współosiowego. Podobnie można wyznaczyć skalę turbulencji w poprzek przepływu

$$L_{Ev} = \int_0^{\infty} R_v(r) dr \quad [3.76]$$

Dla turbulencji jednorodnej i izotropowej

$$L_{Ew} = 2L_{Ev} \quad [3.77]$$

Całe widmo turbulentnych pulsacji można umownie rozdzielić na dwa zakresy (rys. 3.33): zakres makrostrukturalny i zakres mikrostrukturalny.

Zakres makrostrukturalny odpowiada częstotliwościom mniejszym i równym co do rzędu wielkości częstotliwości  $k_0$ .

Wartości wielkości  $\bar{w}^2$  i  $L_{Ew}$  są w zasadzie określone przez wiry w zakresie makrostrukturalnym.

Zakres mikrostrukturalny obejmuje obszar częstotliwości znacznie większych od  $k_0$ . Rozmiar występujących tam wirów jest więc mały w porównaniu z  $L_{Ew}$ .

Właściwości tych bardzo małych wirów ujmuje się zwykle pod nazwą lokalnych właściwości turbulencji, a turbulencja z nimi związana nazywa się turbulencją lokalną. Teorię turbulencji lokalnej podał Kolmogorow. Jest ona oparta na następujących fizycznych podstawach.

Przy wystarczająco dużych liczbach Reynoldsa, gdy

$$\frac{\bar{w}d}{\nu} \gg 1$$

gdzie:  $\bar{w}$  — średnia prędkość przepływu,

$d$  — średnica przewodu,

$\nu$  — lepkość kinematyczna.

Siły bezwładności płynu są znacznie większe od sił lepkości, przepływ staje się niestateczny i zaczynają tworzyć się w nim wiry o rozmiarach  $l$  porównywalnych ze średnicą przewodu  $d$ . Rozkład gęstości energii turbulencji odpowiada wtedy przedstawionemu na rys. 3.33 wykresowi a), częstotliwości pulsacji natomiast grupują się wokół częstotliwości równej  $k_{0a} \approx d/\bar{w}$ . Przy dalszym wzroście średniej prędkości przepływu powstałe poprzednio wiry także tracą stateczność, gdyż spełniona jest wtedy nierówność

$$\frac{w'l}{\nu} \gg 1$$

gdzie:  $w'$  — prędkość pulsacji w kierunku przepływu.

$l$  — rozmiar wiru.

Wiry te rozpadają się na mniejsze itd.



Rozdrabnianie się wirów przebiega tak długo, aż osiągnięte zostaną rozmiary, przy których lepkość zaczyna odgrywać istotną rolę, to znaczy jest spełniona zależność

$$\frac{w'l}{\nu} \leq 1$$

W tym kaskadowym procesie przekazywania energii, każdy wir otrzymuje energię od wiru większego, z którego powstał, a wiry największe bezpośrednio z uśrednionego ruchu strugi.

Czym wir jest mniejszy, tym mniej jest on związany z zasadniczym, uśrednionym ruchem strugi (jej geometrią i kierunkiem przepływu). Z tego powodu można oczekiwać, że w miarę zmniejszania się rozmiarów wirów ich statystyczne właściwości będą zbliżać się do warunków w których przepływ turbulentny stanie się jednorodny i izotropowy. Dlatego też warunki te są coraz lepiej spełniane w miarę oddalania się od powierzchni ścian przewodu, lub innych przeszkód wstawionych w strugę.

Energia z dużych wirów do mniejszych zostaje przekazywana praktycznie bez strat. Z tego wynika, że prędkość dyssypacji energii w małych wirach na skutek lepkości jest określona właściwościami dużych wirów

$$\varepsilon_k = \frac{(\sqrt{w'^2})^3}{L_{Ew}} \quad [3.78]$$

gdzie  $\varepsilon_k$  jest energią dyssypacji przypadającą na jednostkę masy i czasu.

Występowanie więc i charakter turbulencji lokalnej są ściśle związane ilościowo z procesem dyssypacji energii dużych wirów. Z tego powodu można wielkości charakteryzujące turbulencję lokalną, prędkość  $w_k$  i skalę  $\eta_k$ , zwaną skalą wewnętrzną lub skalą Kolmogorowa, wyrazić przez  $\varepsilon_k$

$$w_k = (\nu \varepsilon_k)^{\frac{1}{4}} \quad \text{ i } \quad \eta_k = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon_k} \right)^{\frac{1}{4}} \quad [3.79]$$

Wielkości  $w_k$  i  $\eta_k$  są charakterystyczną prędkością i rozmiarem wirów, dla których siły lepkości równają się siłom bezwładności

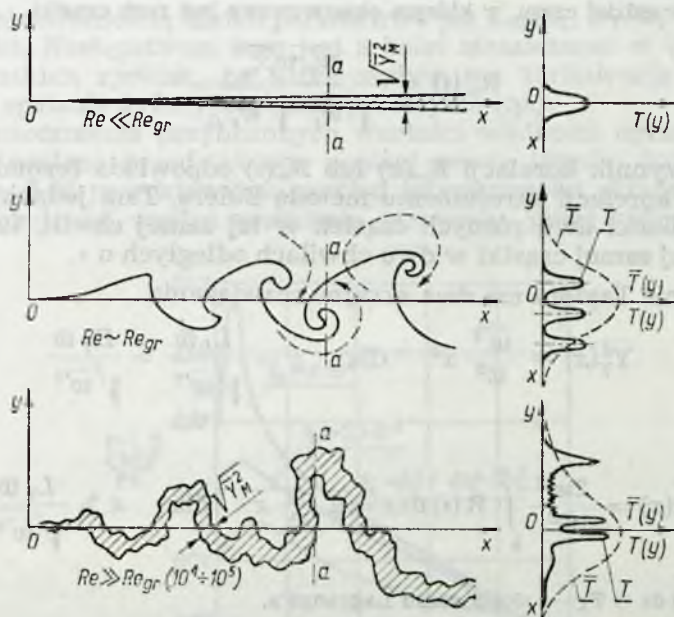
$$\frac{w_k \eta_k}{\nu} = \frac{(\nu \varepsilon_k)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon_k} \right)^{\frac{1}{4}}}{\nu} = 1 \quad [3.80]$$

Wynika z tego, że mogą istnieć wiry o rozmiarach mniejszych od  $\eta_k$ , ale znikają one szybciej wskutek lepkości niż zdążą przekazać energię następnym mniejszym wirom.

Opis turbulencji metodą Lagrange'a można zilustrować za pomocą szkiców przedstawionych na rys. 3.35. W punkcie 0 na osi  $x$  wstawiony jest gorący drucik w chłodną strugę przepływającego płynu. Gdy nie ma turbulencji ( $Re < Re_{gr}$ ) za drucikiem rozciąga się stabilna, rozszerzająca się warstwa o podwyższonej temperaturze. Profil temperatury w odległości  $x$  od źródła ciepła w warstwie określa rozkład Gaussa

$$\frac{T - T_1}{T_2 - T_1} = \frac{a_0}{\sqrt{2\pi Y_M^2}} e^{-\frac{y^2}{2Y_M^2}} \quad [3.81]$$

gdzie:  $a_0$  — średnica drucika (początkowa szerokość warstwy),  
 $T$  — temperatura w danym punkcie odległym od osi o  $y$ ,  
 $T_1$  — temperatura chłodnej strugi,  
 $T_2$  — temperatura drucika,  
 $\overline{Y}_M^2 = \frac{2D_M}{w} x$  — dyspersja warstwy w przepływie laminarnym,  
 $D_M$  — współczynnik dyfuzji molekularnej.



Rys. 3.35. Przenoszenie się temperatury przy różnych liczbach Reynoldsa dla punktowego źródła ciepła

Gdy liczba Reynoldsa wzrośnie powyżej wartości granicznej ( $Re > Re_{gr}$ ), to przepływ z laminarnego przekształci się w turbulentny, ale i wtedy profil uśrednionych w czasie temperatur jest podporządkowany rozkładowi Gaussa

$$\frac{\overline{T} - T_1}{T_2 - T_1} = \frac{a_0}{2\pi \overline{Y}^2} e^{-\frac{y^2}{2\overline{Y}^2}} \quad [3.82]$$

gdzie:  $\overline{T}$  — średnia w czasie temperatura w punkcie odległym od osi o  $y$ ,  
 $\overline{Y}^2$  — dyspersja warstwy w przepływie turbulentnym uwzględniająca dyspersję spowodowaną dyfuzją molekularną  $\overline{Y}_M^2$ , przepływem turbulentnym  $\overline{Y}_T^2$  oraz wzajemnym oddziaływaniem na siebie dyfuzji molekularnej i turbulencji  $\overline{Y}_{MT}^2$ .

Wartość dyspersji warstwy spowodowanej przepływem turbulentnym można określić z równania Taylora

$$\frac{1}{2} \frac{d\overline{Y}_T^2}{dt} = \int_0^t \overline{w'_i w'_{i+\tau}} dt = \overline{w'^2} \int_0^t R_w(\tau) d\tau \quad [3.83]$$



lub

$$\frac{1}{2} \frac{d\bar{Y}_T^2}{dx} = \frac{\bar{w}'^2}{w^2} \int_0^x R_w(x) dx \quad [3.84]$$

gdzie:  $t = t' + \tau$ ,

$t'$  — chwila początkowa,

$\tau$  — przedział czasu, w którym obserwowany jest ruch cząstki

$$R_w(\tau) = \frac{\bar{w}'_t \bar{w}'_{t'+\tau}}{\sqrt{\bar{w}'_t^2} \sqrt{\bar{w}'_{t'+\tau}^2}}$$

Współczynnik korelacji  $R_w(x)$  lub  $R_w(\tau)$  odpowiada formalnie współczynnikowi korelacji określonego metodą Eulera. Tam jednak brano pod uwagę prędkości dwu różnych cząstek w tej samej chwili, tu natomiast prędkości tej samej cząstki w dwu chwilach odległych o  $\tau$ .

Równanie Taylora ma dwa skrajne rozwiązania

$$\bar{Y}_T^2(x) = \frac{\bar{w}'^2}{\bar{w}^2} x^2 \quad \text{dla} \quad x = \frac{L_L \bar{w}}{\sqrt{\bar{w}'^2}} = \frac{D_T \bar{w}}{\sqrt{\bar{w}'^2}} \quad [3.85]$$

oraz

$$\bar{Y}_T^2(x) = \frac{2\bar{w}'^2}{\bar{w}^2} \int_0^\infty R(\tau) d\tau x = 2 \frac{D_T}{\bar{w}} x \quad \text{dla} \quad x \gg \frac{L_L \bar{w}}{\sqrt{\bar{w}'^2}} \quad [3.86]$$

gdzie:  $\int_0^\infty R_w(\tau) d\tau = T_L$  — skala czasu Lagrange'a,

$\sqrt{\bar{w}'^2} T_L = L_L$  — całkowita skala turbulencji Lagrange'a (droga mieszania)

$\sqrt{\bar{w}'^2} L_L = D_T$  — współczynnik dyfuzji turbulentnej

Wielkość  $\bar{Y}^2$ , a tym samym i profil średnich temperatur w strudze turbulentnej, prócz zależności od turbulentnego transportu  $\bar{Y}_T^2$  i molekularnej dyfuzji zależy dodatkowo od wzajemnego wpływu tych czynników (turbulencji i molekularnej dyfuzji).

Wpływ ten uzewnętrznia się przez wzrost współczynnika dyfuzji molekularnej, który określa się za pomocą zależności

$$\frac{D_{MT}}{D_M} \approx (Re_T)^m \left( \frac{D_M}{\nu} \right)^n \quad [3.87]$$

gdzie:  $D_{MT}$  — współczynnik dyfuzji molekularnej zwiększony wskutek oddziaływania turbulencji,

$$Re_T = \sqrt{\bar{w}'^2} \frac{L_L}{\nu},$$

$m, n$  — wykładniki określane doświadczalnie.

W obliczeniach w pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że  $D_{MT} = D_M$  i wtedy ważna jest zależność

$$\bar{Y}^2 = \bar{Y}_T^2 + \bar{Y}_M^2 \quad [3.88]$$

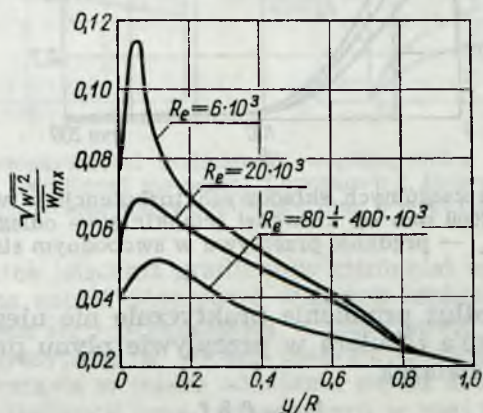
W przypadku przepływu przez komory spalania, poziom turbulencji jest bardzo wysoki, tak że wartość  $D_T$  jest znacznie większa od  $D_M$ . Można wtedy z dużym przybliżeniem założyć że

$$\overline{Y^2} = \overline{Y_T^2} \quad [3.89]$$

Cechą charakterystyczną strug turbulentnych przy dużych liczbach Reynoldsa ( $Re > 10^5$ ) jest samopodobieństwo przepływu, które charakteryzuje się niezależnością takich parametrów jak  $L_E$ ,  $L_L$ ,  $D_T/\bar{w}$ ,  $\sqrt{w'^2}/\bar{w}$  itp. od prędkości. Następstwem tego jest z kolei niezależność w tych warunkach wszystkich zjawisk, na które wpływ ma turbulencja (tworzenie mieszanek, spalanie dyfuzyjne, obraz przepływu itp.).

Dla unaocznienia przybliżonych wartości wielkości uprzednio zdefiniowanych zostaną przedstawione poniżej pewne wyniki doświadczalne.

Na rys. 3.36 przedstawiono rozkład intensywności składowej współosiowej turbulencji wzdłuż promienia przewodu, przez który przepływa



Rys. 3.36. Rozkład składowej współosiowej intensywności turbulencji wzdłuż promienia dla różnych liczb Reynoldsa w strudze przepływającej przez przewód o przekroju kołowym:  $y$  — odległość od ścianki,  $R$  — promień przewodu

struga turbulentna dla różnych wartości liczb Reynoldsa. Z wykresu wynika, że w pobliżu osi intensywność turbulencji nie zależy od liczby Reynoldsa. W miarę natomiast zbliżania się do ścianek intensywność turbulencji rośnie i to tym szybciej im liczba Reynoldsa jest mniejsza. Składowe poprzeczne intensywności  $\epsilon_v$  i  $\epsilon_u$  zmieniają się w mniejszym stopniu niż składowa współosiowa (rys. 3.37).

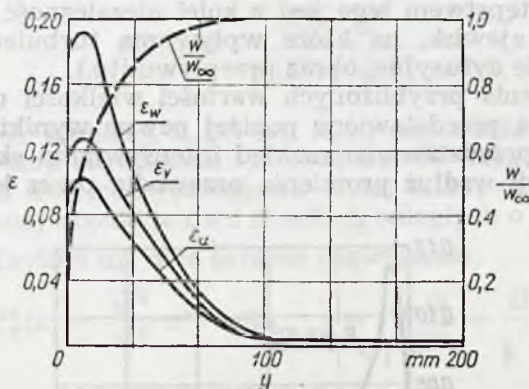
Ich pokrywanie się co do wartości ze składową osiową w pewnym oddaleniu od ścianki świadczy o izotropowości turbulencji w przepływie. Występujące normalnie w przewodach w rdzeniu przepływającej strugi intensywności turbulencji są rzędu 4 do 5%. Sprawdzono, że tego rodzaju wartości są ważne także i dla spalin aż do temperatury 2300°K.

W pełni rozwiniętą i jednorodną turbulencję uzyskuje się w przewodzie w przepływie o ustalonym profilu prędkości co występuje dopiero w odległości odpowiadającej 40 do 50 średnic przewodu od przekroju wlotowego. Odległość tę można skrócić wstawiając w przewód kratownice turbulizujące przepływ i to tym znacznie im większy współczynnik dyfuzji daje kratownica.



Na rys. 3.38 przedstawiono zależność współczynnika dyfuzji turbulentnej od prędkości i średnicy przewodu dla dwu zakresów liczb Reynoldsa: mniejszego i większego od  $10^5$ . Współczynnik dyfuzji turbulentnej, jak to wynika z wykresu, odpowiada warunkom przepływu samopodobnego, przy czym dla  $Re > 10^5$  spełnione są następujące zależności:

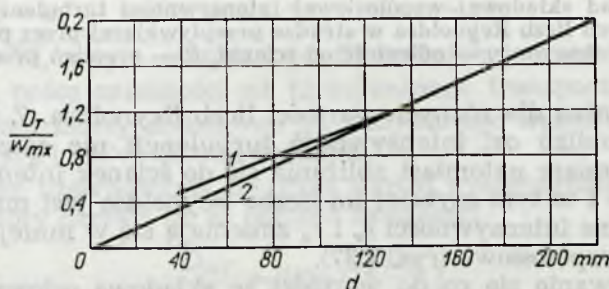
$$\varepsilon = 0,02; \quad \frac{D_T}{w_{mx}} d = 0,0009 \quad \text{ i } \quad \frac{L_L}{d} = 0,018$$



Rys. 3.37. Rozkład poszczególnych składowych turbulencji w warstwie powierzchniowej (w odległości 2600 mm od krawędzi ścianki):  $y$  — odległość od powierzchni ścianki,  $w_{\infty}$  — prędkość przepływu w swobodnym strumieniu

Wartość  $D_T$  wzdłuż promienia praktycznie nie ulega zmianie. Skalę turbulencji Lagrange'a i Euler'a w przepływie płynu przez przewód wyraża doświadczalny związek

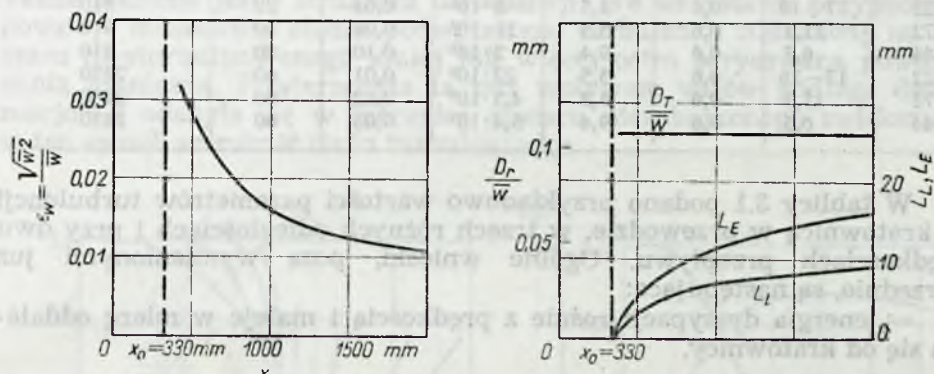
$$L_L = 0,5 L_E \quad [3.90]$$



Rys. 3.38. Zależność współczynnika turbulentnej dyfuzji w osi strugi od średnicy przewodu i prędkości przepływu:  $D_T$  — współczynnik dyfuzji turbulentnej,  $w_{mx}$  — prędkość w osi strugi,  $d$  — średnica przewodu, 1 —  $Re \leq 10^5$ , 2 —  $Re > 10^5$

Poziom turbulencji można znacznie zwiększyć wstawiając w strugę jakieś elementy zaburzające przepływ, np. przesłony z otworami czy odpowiednio ukształtowane kratownice. Kratownice wykonuje się z prętów o średnicy  $b$  ustawionych przeważnie w dwu prostopadłych rzędach, tak że tworzą one kwadratowe prześwity o boku  $M$ . Wyniki pomiaru turbulencji w przepływie za kratownicą przedstawiają wykresy na rys. 3.39.

Przepływ ten można podzielić na trzy obszary: obszar formowania się turbulencji oraz obszar początkowy — szybkiego i końcowy — powolnego jej tłumienia. Długość obszaru formowania się turbulencji wynosi  $x_0 = (5 - 15)M$ . Wiry turbulentne tworzą się w warstwach stanowiących cień aerodynamiczny za prętami kratownicy. Tam bowiem występują największe gradienty i stąd wiry rozprzestrzeniają się w poprzek strugi. W tym obszarze turbulencja nie jest ani jednorodna ani też izotropowa. W końcu tego obszaru dopływ energii do wirów turbulentnych



Rys. 3.39. Rozkład intensywności turbulencji, współczynnika dyfuzji turbulentnej oraz skali turbulencji określonej metodami *Lagrange'a* i *Eulera* za kratownicą turbulizującą przepływ:  $M = 25,4$  mm,  $b = 4,77$  mm

z przepływu (wskutek istnienia gradientów ciśnienia) ustaje i turbulencja pozostawiona „sama sobie” stopniowo wskutek lepkości podlega wytłumieniu, ujednodzi się i przekształca w izotropową. Najszybciej energia wirów ulega dyssypacji w wirach małych. Dlatego średnia wartość skali turbulencji wzrasta w miarę oddalania się od kratownicy. Ten proces wytłumiania turbulencji oraz zachodzących w niej zmian parametrów charakteryzujących ją, dobrze opisują następujące zależności

$$\begin{aligned} \frac{w'^2}{w} &= B(x-x_0)^{-n} \\ L_E &= \frac{A\sqrt{B}}{n}(x-x_0)^{1-\frac{n}{2}} \\ \frac{D_T}{w} &= B(x-x_0)^{1-n} \end{aligned} \quad [3.91]$$

gdzie:  $A$  i  $B$  — stałe doświadczalne,  
 $n$  — wykładnik potęgowy,  
 $x_0$  — długość obszaru formowania się turbulencji.

Wartość  $n$  w obszarze  $x = (15 - 200)M$  jest równe 1, w dalszej odległości  $n$  rośnie do  $10/7$ , w końcowym natomiast odcinku tłumienia turbulencji do  $5/2$ .

Należy zwrócić uwagę na to, że absolutna wartość intensywności turbulencji za kratownicą zależy od średnicy przewodu. Dla tej samej kratownicy uzyskuje się większe intensywności przy większej średnicy. Podobnie ze wzrostem średnicy rośnie też i skala turbulencji.



Tablica 3.1

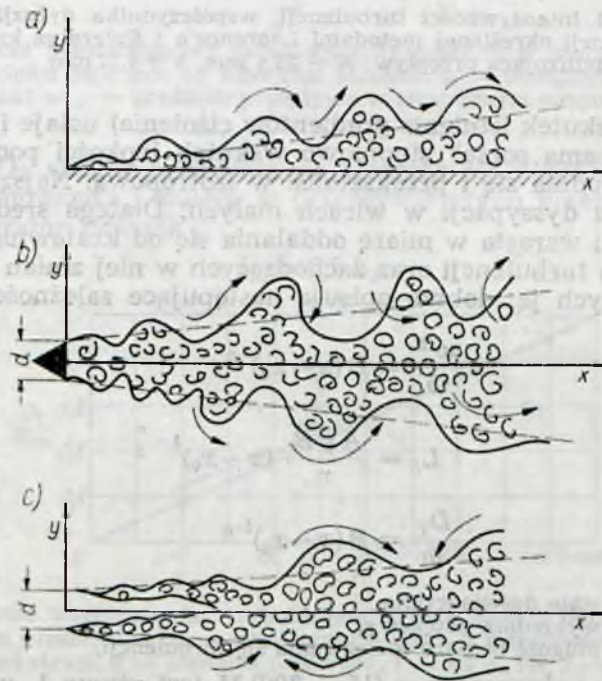
## PARAMETRY TURBULENCJI ZA KRATOWNICĄ

 $M = b = 18 \text{ mm}$ ,  $\nu = 0,15 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $d = 100 \text{ mm}$ 

$x$ mm	$\varepsilon_w$ ‰	$D_T/\bar{w}$ mm	$L_L$ mm	$\varepsilon_k$ $\text{cm}^2/\text{s}^3$	$\eta_k$ mm	$\bar{w}$ m/s	$Re = \sqrt{\frac{w'^2 L_L}{\nu}} = \frac{D_T}{\nu}$
122	17–18	0,6	3,5	$8 \cdot 10^7$	0,03	20	810
172	11,5	0,6	5,3	$11 \cdot 10^6$	0,04	20	810
344	6,5	0,6	9,4	$2 \cdot 10^6$	0,10	20	810
122	17–18	0,6	3,5	$22 \cdot 10^8$	0,01	60	2430
172	11,5	0,6	5,3	$4,5 \cdot 10^8$	0,02	60	2430
344	6,5	0,6	9,4	$5,4 \cdot 10^7$	0,03	60	2430

W tablicy 3.1 podano przykładowo wartości parametrów turbulencji za kratownicą w przewodzie, w trzech różnych odległościach i przy dwu prędkościach przepływu. Ogólne wnioski, poza wymienionymi już uprzednio, są następujące:

— energia dyssypacji rośnie z prędkością i maleje w miarę oddalania się od kratownicy,



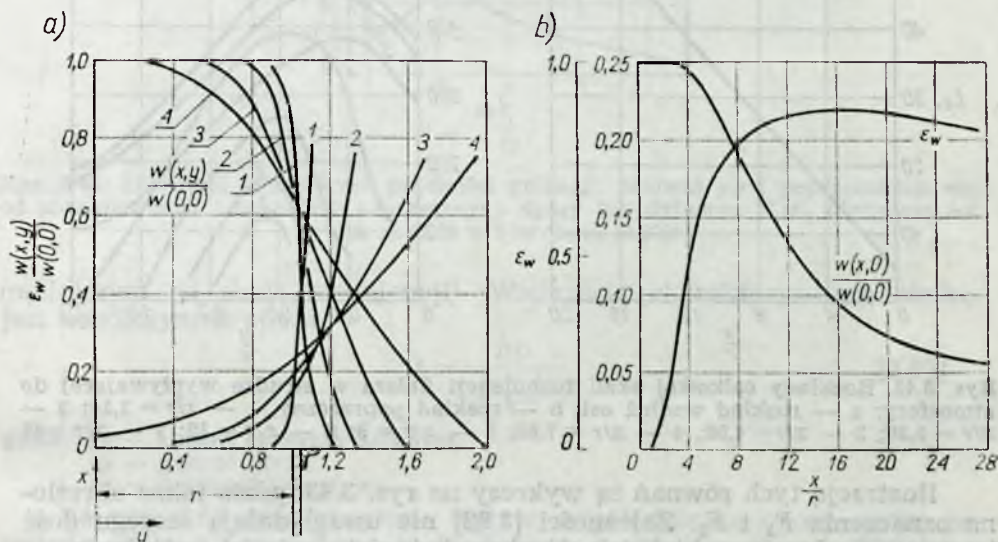
Rys. 3.40 Trzy obrazy przepływu turbulentnego będącego następstwem trzech źródeł jego powstania: a — warstwy przyściennej, b — ciała nieopływowego, c — strugi wypływającej do otoczenia

— skala Kolmogorowa jest o dwa rzędy wielkości mniejsza od skali całkowitej (w tym przypadku Lagrange'a) i podobnie, jak ta rośnie z odległością od kratownicy,

— skala całkowita nie zależy od prędkości, skala Kołomogorowa natomiast rośnie z prędkością,

— intensywność turbulencji nie zależy od prędkości.

Na rys. 3.40 przedstawiono schematycznie trzy obrazy przepływu turbulentnego będącego następstwem trzech źródeł zaburzeń: warstwy przyściennej, ciała nieoptywowego i strugi wypływającej do otoczenia. W tych trzech, różnych na pierwszy rzut oka, przypadkach charakter zmienności parametrów cechujących turbulencję jest bardzo podobny. Także podobna jest i struktura turbulencji. We wszystkich przypadkach powstaje mianowicie obszar podwyższonej turbulencji oddzielony od obszaru niesturbulizowanego mniej lub więcej ostro zarysowaną powierzchnią graniczną. Powierzchnia ta pod wpływem wirów podlega deformacji i odchyła się w kierunku obszaru niezaburzonego zwiększając w ten sposób szerokość śladu turbulentnego.



Rys. 3.41. Rozkłady prędkości oraz intensywności turbulencji w strudze wypływającej do atmosfery: a — rozkład poprzeczny, 1 —  $x/r = 1,14$ ; 2 —  $x/r = 2,27$ ; 3 —  $x/r = 4,58$ ; 4 —  $x/r = 7,6$ ; b — rozkład wzdłuż osi

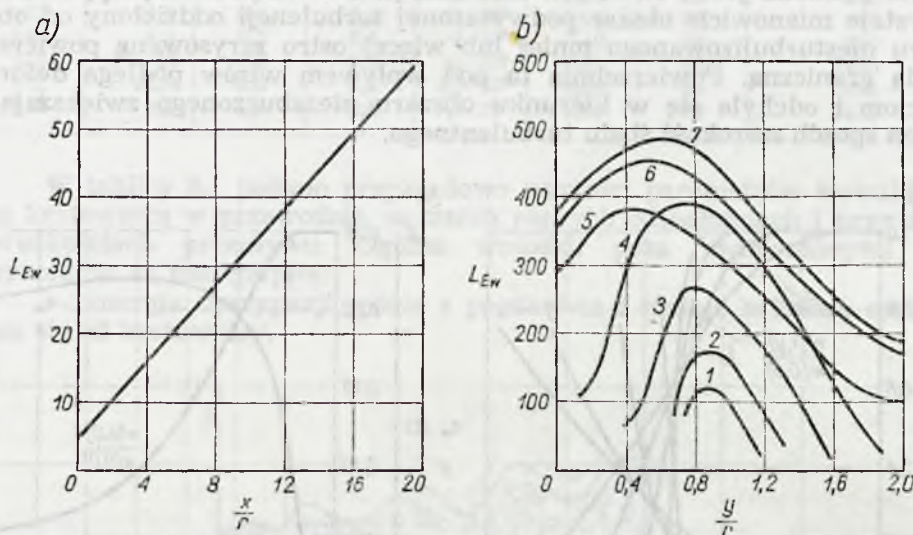
Wykresy na rys. 3.41 przedstawiają rozkłady prędkości i rozkłady intensywności turbulencji w szeregu przekrojach poprzecznych oraz rozkłady prędkości i intensywności turbulencji wzdłuż osi w strudze wypływającej w atmosferę. Dla tej samej strugi na rys. 3.42 przedstawiono rozkłady całkowitej skali turbulencji Eulera wzdłuż i w poprzek strumienia.

Przy przepływie przez przewód o zmiennym przekroju (dyfuzor, dysza) struga a także wszystkie jej elementy (w tym i wiry turbulentne) ulegają deformacji. Na przykład przy przepływie przez dyszę poszczególne, średnio biorąc, kuliste wiry przyjmują kształt elipsoidy. Skala turbulencji  $L_{Ew}$  zwiększa się wtedy w kierunku osiowym, zmniejszając się natomiast skale w kierunku poprzecznym  $L_{Ev}$  i  $L_{Eu}$ . Z prawa zachowania ilości ruchu wynika, że muszą wtedy zwiększyć się składowe poprzeczne prędkości pulsacji, a zmniejszyć — składowa podłużna. Zwią-



zek między zmianą przekroju a zmianą składowych prędkości pulsacji przedstawiają zależności

$$\left. \begin{aligned} \mu_B &= \frac{\overline{w_2^2}}{\overline{w_1^2}} = \frac{3}{4} \left( \frac{F_2}{F_1} \right)^2 \left[ \ln 4 \left( \frac{F_1}{F_2} \right)^3 - 1 \right] \\ \nu_B &= \frac{\overline{v_2^2} + \overline{u_2^2}}{\overline{v_1^2} + \overline{u_1^2}} = \frac{3}{4} \frac{F_1}{F_2} \end{aligned} \right\} \quad [3.92]$$



Rys. 3.42. Rozkłady całkowitej skali turbulencji Eulera w strudze wypływającej do atmosfery: a — rozkład wzdłuż osi, b — rozkład poprzeczny, 1 —  $x/r = 1,14$ ; 2 —  $x/r = 2,29$ ; 3 —  $x/r = 4,58$ ; 4 —  $x/r = 7,80$ ; 5 —  $x/r = 8$ ; 6 —  $x/r = 12$ ; 7 —  $x/r = 18$

Ilustracją tych równań są wykresy na rys. 3.43, gdzie także określono oznaczenia  $F_1$  i  $F_2$ . Zależności [3.92] nie uwzględniają szeregu dość istotnych wpływów takich jak siły bezwładności, lepkości i ciśnienia.

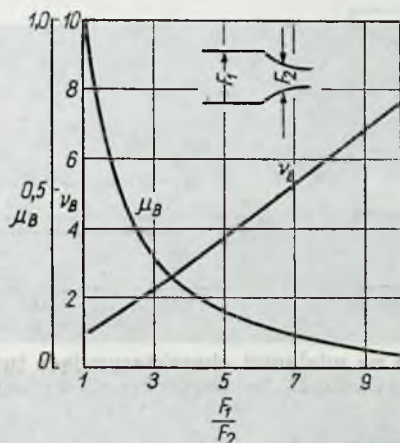
Działanie tych sił prowadzi do tego, że przyrost prędkości pulsacji poprzecznych jest mniejszy niż to wynika z wykresu na rys. 3.43, gdyż część energii tych pulsacji zostaje przekazana pulsacjom podłużnym (przez co spadek ich energii jest mniejszy niż na rys. 3.43) część zaś zamieniona na ciepło.

Wpływ sił bezwładności, ciśnienia i lepkości uwidoczni się tym bardziej im większa będzie prędkość deformacji strugi. Mimo wzrostu absolutnej wartości składowej poprzecznej prędkości pulsacji, intensywność turbulencji poprzecznej  $\varepsilon_v$  i  $\varepsilon_u$  maleje odwrotnie proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego ze stosunku pól powierzchni  $F_1/F_2$  (ze względu na przyrost prędkości przepływu), intensywność natomiast turbulencji osiowej w jeszcze większym stopniu. Tę właściwość wykorzystuje się w praktyce, stosując odpowiednio ukształtowane dysze (np. dysze o profilu Witoszyńskiego) do tłumienia turbulencji w przepływie.

Turbulencja w dyfuzorze o małym kącie rozwarcia (do  $7^\circ$ ) będzie się zachowywać przeciwnie. Przy większych natomiast kątach rozwarcia dyfuzora, przepływ staje się w nim nieustalony, następują oderwania strugi od ścianek i tworzenia się w związku z tym dużych wirów. Oby-

dwa te efekty (deformacja strugi i oderwania) prowadzą do zwiększenia intensywności turbulencji w dyfuzorze w kierunku przepływu.

Jedną z metod tłumienia turbulencji w strudze, poza stosowaniem dyszy, jest umieszczenie w przewodzie siatek o małym wymiarze oczek



Rys. 3.43. Zależność składowych prędkości pulsacji: osiowej  $\mu_B$  i poprzecznych  $\nu_B$ , od stosunku pola przekrojów poprzecznych dyszy lub dyfuzora  $F_1/F_2$  (definicje  $\mu_B$  i  $\nu_B$  są podane w równaniu [3.92])

(mniejszym od skali turbulencji). Wielkością charakteryzującą siatkę jest współczynnik oporu

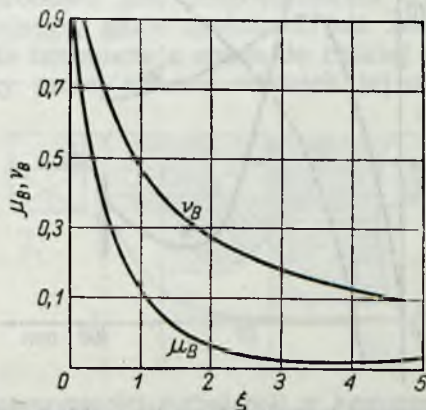
$$\xi = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho w^2} \quad [3.93]$$

gdzie:  $\Delta p$  — spadek ciśnienia na siatce,

$\rho$  — gęstość płynu,

$w$  — prędkość przepływu.

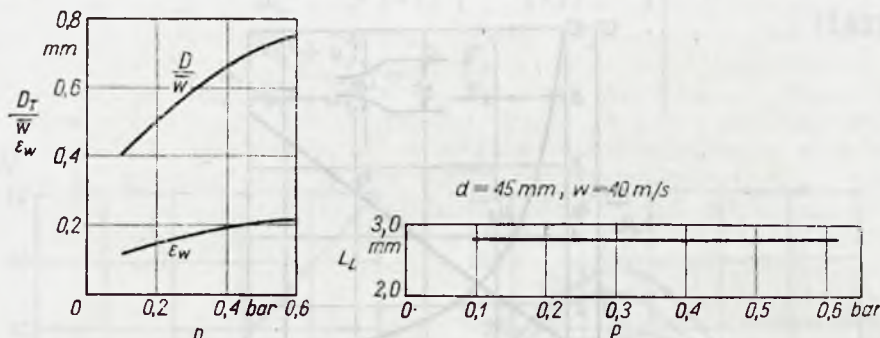
Na rys. 3.44 przedstawiono wpływ współczynnika oporu siatki na zmianę osiowej i poprzecznych składowych prędkości pulsacji. Widać na nim, że siatka silniej tłumia pulsacje osiowe niż poprzeczne.



Rys. 3.44. Wpływ współczynnika oporu siatki na zmianę osiowej i poprzecznych składowych prędkości pulsacji



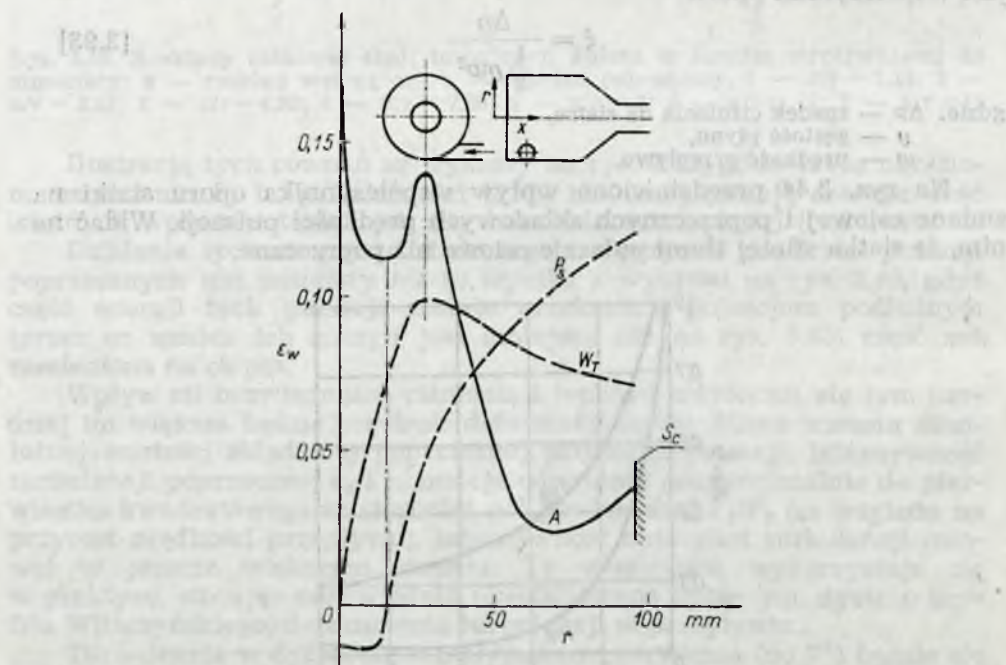
Wpływ ciśnienia na wielkości charakteryzujące turbulencję ilustrują wykresy na rys. 3.45. Wynika z nich wzrost intensywności turbulencji i współczynnika dyfuzji ze wzrostem ciśnienia oraz niezależności skali turbulencji od ciśnienia.



Rys. 3.45. Wpływ ciśnienia na wielkości charakteryzujące turbulencję:  $d$  — średnica przewodu,  $D_T$  — współczynnik dyfuzji

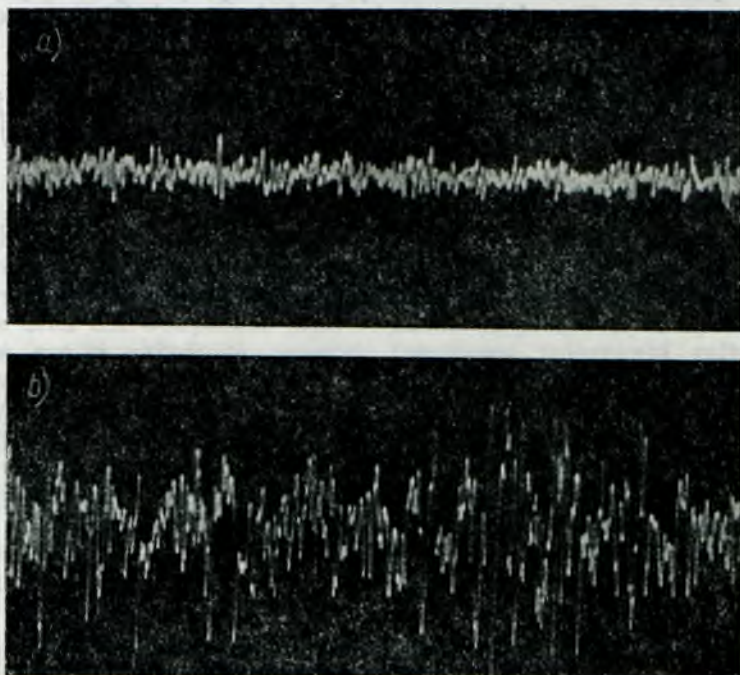
Zmiana ciśnienia działa głównie przez zmianę lepkości, która rośnie gdy ciśnienie maleje. Znaczy to, że zmiany lepkości nie wpływają na wartości skali całkowitej, silnie natomiast oddziałują (równanie 3.79) na mikroskalę Kolmogorowa.

Na rys. 3.46 przedstawiono rozkład intensywności turbulencji w komorze wirowej wzdłuż promienia, na tle rozkładu ciśnienia statycznego



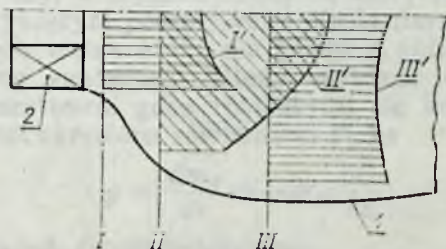
Rys. 3.46. Rozkład intensywności turbulencji na tle rozkładu ciśnienia statycznego  $P_s$  i prędkości obwodowej  $w_r$  w komorze wirowej wzdłuż promienia:  $A$  — punkt minimalnej intensywności turbulencji,  $S_c$  — powierzchnia ścianki

i prędkości obwodowej. Maksimum intensywności turbulencji występuje w osi komory. Następnie, w miarę wzrostu promienia intensywność maleje i osiąga pierwsze minimum w punkcie odpowiadającym mniej więcej zerowej wartości ciśnienia statycznego.



Rys. 3.47. Oscylogramy pomiaru prędkości pulsacji w funkcji czasu w dwu charakterystycznych punktach: a — prędkości pulsacji w punkcie minimalnej turbulencji (punkt A na rys. 3.46), b — prędkości pulsacji w punkcie maksymalnej turbulencji (w osi komory)

Drugie maksimum intensywności wypada na granicy dwu stref przepływu w komorze wirowej: strefy gdzie płyn zachowuje się jak ciało stałe (prędkość obwodowa jest proporcjonalna do promienia) i strefy przepływu potencjalnego, gdzie spełniona jest zasada stałej cyrkulacji. W tej drugiej strefie turbulencja spada do niskiej wartości ( $\sim 2\%$ ), aby, nieco wzrosnąć przy samej ścianie wskutek jej oddziaływania. Oscylo-



Rys. 3.48. Rozkłady intensywności turbulencji w komorze wirowej z osiowosymetrycznym zawirowywaczem: 1 — ścianka komory, 2 — zawirowywacz, I, II, III — przekroje, w których mierzono rozkład turbulencji, I', II', III' — rozkład intensywności turbulencji w poszczególnych przekrojach



gramy z pomiaru prędkości pulsacji w funkcji czasu dla punktów odpowiadających minimalnej i maksymalnej intensywności turbulencji przedstawiono na rys. 3.47.

Bezwzględne wartości intensywności turbulencji w komorze wirowej są w pobliżu osi kilkakrotnie wyższe od spotykanych w przepływie turbulentnym w przewodzie o przekroju kołowym (gdzie są rzędu 5%), w obszarze przepływu potencjalnego spadają natomiast do wartości mniej więcej dwukrotnie mniejszej.

Dużo silniejsza turbulencja występuje w komorze wirowej z ustawionym współosiowo zawirowywaczem (rys. 3.48), w której jej wartość dochodzi do 75%.



Rys. 3.47. Wykresy pomiaru prędkości pulsacji w funkcji czasu w dwóch charakterystycznych punktach: a — przy minimalnej, b — przy maksymalnej intensywności pulsacji. a — przy minimalnej, b — przy maksymalnej intensywności pulsacji.

Wzrost intensywności pulsacji w komorze wirowej wynika z faktu, że w tej komorze występuje silny efekt wirowy, który powoduje zwiększenie prędkości obrotowej i tym samym zwiększenie intensywności pulsacji. W tej chwili nie ma jeszcze danych o tym, jak bardzo silnie pulsacje są zwiększone w komorze wirowej z zawirowywaczem.



Rys. 3.48. Schemat komory wirowej z zawirowywaczem. a — komora wirowa, b — zawirowywacz. a — komora wirowa, b — zawirowywacz.