

2. AERODYNAMIKA SPALANIA

W większości zastosowań przemysłowych procesy spalania zachodzą w warunkach przepływowych. Kształtowanie się pola przepływu w obszarze reakcyjnym nazywa się **aerodynamiką spalania**. Szybkość przebiegu reakcji chemicznych, efektywność przekazywania ciepła, stabilność płomienia, a nawet generacja niektórych zanieczyszczeń (na przykład NO_x i CO) zależą od kształtowania się pól przepływu paliwa, utleniacza i produktów spalania.

W większości urządzeń, w których zachodzą procesy spalania, paliwo i utleniacz są podawane przez **palniki**. Przestrzeń za palnikami, w której odbywa się spalanie, nazywa się **komorą spalania** lub **paleniskiem**.

Największy wpływ na formowanie się aerodynamiki spalania wywierają palniki, ich konstrukcja i usytuowanie. Zadaniem palników jest doprowadzenie w odpowiedniej proporcji paliwa i utleniacza do obszaru komory spalania lub paleniska, odpowiednie ich zmieszanie i zapewnienie stabilnego przebiegu procesu spalania. Palniki powinny także zapewnić ograniczenie emisji zanieczyszczeń w wymaganym zakresie, umożliwić odpowiednią dla danego procesu wymianę ciepła oraz bezpieczną obsługę.

Sposób podawania paliwa i utleniacza do komory paleniskowej zależy od stanu skupienia paliwa. Z zasady utleniaczem jest powietrze, jedynie w niektórych zastosowaniach przemysłowych używa się technicznego tlenu lub powietrza wzbogaconego tlenem.

W przypadku użycia tlenu należy wziąć pod uwagę, że objętość spalin zmaleje o około 80%. Paliwo i utleniacz mogą być doprowadzone przez palnik oddzielnie lub wstępnie wymieszane.

W zastosowaniach przemysłowych zwykle paliwo i powietrze są podawane oddzielnymi strumieniami lub do paliwa domieszana jest niewielka ilość powietrza, zwana **powietrzem pierwotnym**, pozostałą część podawanego powietrza nazywa się **powietrzem wtórnym**.

Paliwo gazowe jest doprowadzane bezpośrednio do płomienia, paliwo ciekłe natomiast wymaga uprzedniego rozpylenia lub odparowania. Paliwo stałe może być podane do paleniska w różnym stopniu rozdrobnienia (zob. rozdz. 5). Do palenisk pyłowych zmielony pył węglowy jest transportowany pneumatycznie, za pomocą gorącego powietrza lub spalin.

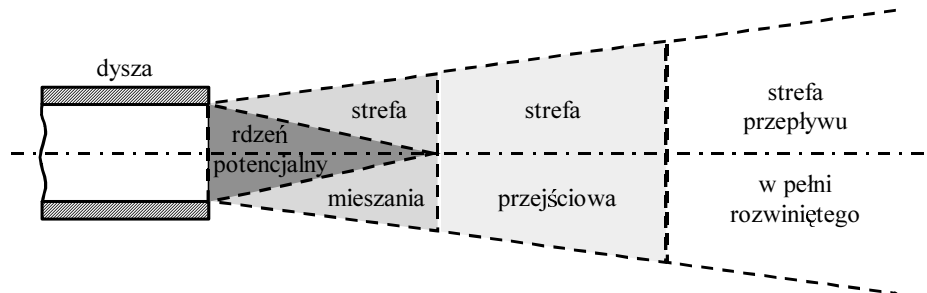
Z powodu znaczenia procesów mieszania paliwa z utleniaczem dla jakości spalania i stabilności płomienia, szczególnie istotny jest obszar w pobliżu wylotu palnika. Formowanie się przepływu w strefie przypalnikowej nazywa się **bliską aerodynamiką spalania**. Za palnikiem formuje się **płomień**, który jest nieizotermiczną strugą, dlatego do zrozumienia ważniejszych cech płomieni przydatna jest znajomość struktury strug.

2.1. Strugi

2.1.1. Strugi proste

Gaz wypływający z dyszy, oddziałując z gazem znajdującym się w otoczeniu, tworzy strugę (rys. 2.1). Przepływ w strudze może być laminarny lub turbulentny. W przypadku małych prędkości wypływu, zwłaszcza wówczas, gdy średnica wylotu jest niewielka, wypływ jest laminarny, ale wraz z oddaleniem struga może nabrać turbulentnego charakteru przepływu. W większości palników przemysłowych wypływy strumieni powietrza lub paliwa mają charakter turbulentny.

Strugi są zaliczane do przepływów swobodnych, ponieważ w ich rozwoju powierzchnie stałe nie odgrywają roli. Na rysunku 2.1 przedstawiono charakterystyczne strefy turbulentnej strugi swobodnej. Bezpośrednio za wylotem dyszy znajduje się obszar, określany jako rdzeń potencjalny, wewnątrz którego prędkość oraz koncentracja płynu wypływającego z dyszy pozostają stałe. Na zewnątrz tego obszaru rozwija się swobodna warstwa graniczna, w której pęd oraz masa są przekazywane także poprzecznie do kierunku przepływu. Obszar w pełni rozwinięty strugi jest poprzedzony obszarem przejściowym. Długość rdzenia potencjalnego oraz obszaru przejściowego wynosi odpowiednio $4\div 5$ i 10 średnic dyszy. Wartości te zależą także od warunków początkowych, jak profil prędkości oraz intensywność turbulencji na wylocie [1].



Rys. 2.1. Struktura strugi swobodnej

W pełni rozwinięte obszary strug turbulentnych są podobne i dlatego rozkłady prędkości osiowej, promieniowej i koncentracji składników chemicznych mogą być opisane względnie prostymi zależnościami matematycznymi.

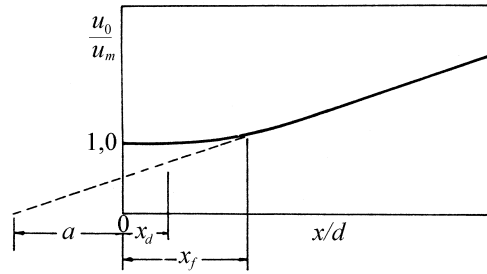
Na rysunku 2.2 przedstawiono profile prędkości osiowej w funkcji odległości od wylotu dyszy. Prędkość względna w dowolnym punkcie osi strugi jest niezależna od średnicy dyszy d_0 , jeżeli odległość od jej wylotu do danego punktu x jest odległością względną odniesioną do średnicy dyszy. Równanie prostej pokazanej na rysunku 2.2 może być zapisane jako

$$\frac{u_0}{u_m} = 0,16 \frac{x}{d_0} - 1,5 \quad (2.1)$$

Istniejąca zależność między mechanizmami transportu pędu i masy pozwala zapisać podobną relację dla rozkładu osiowego koncentracji c w strudze swobodnej

$$\frac{c_0}{c_m} = 0,22 \frac{x}{d_0} - 1,5 \quad (2.2)$$

Rys. 2.2. Ekstrapolacja prędkości w osi symetrii strugi i wyznaczenie jej bieguna: a – odległość od bieguna strugi do wylotu dyszy, x_d – odległość od wylotu dyszy do końca rdzenia potencjalnego, x_f – odległość od wylotu dyszy do początku regionu przepływu w pełni rozwiniętego



Pozioma część krzywej z rysunku 2.2 pokazuje rozkład prędkości wewnątrz rdzenia potencjalnego, a różnica pomiędzy nachyleniami linii dla prędkości i koncentracji (równania (2.1) i (2.2)) wynika z różnicy wartości turbulentnych współczynników transportu pędu i masy [4].

Ze względu na podobieństwo profili prędkości, stosunek prędkości osiowej w dowolnym punkcie do prędkości w osi symetrii w takiej samej odległości od wylotu dyszy u/u_m jest taki sam, gdy wyrazi się go w funkcji r/x , gdzie r jest współrzędną promieniową, a x jest odległością od wylotu dyszy. Zależność taka jest prawdziwa także dla rozkładów koncentracji. Znormalizowane profile prędkości i koncentracji są pokazane na rysunku 2.3, a odpowiednie równania, przy założeniu rozkładu Gaussa, mają postać

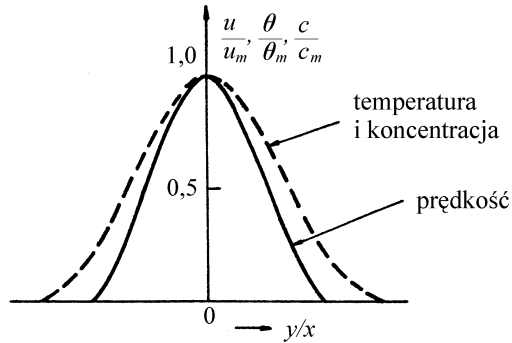
$$\frac{u}{u_m} = \exp \left[-K_u \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

gdzie $K_u = 82 \div 92$,

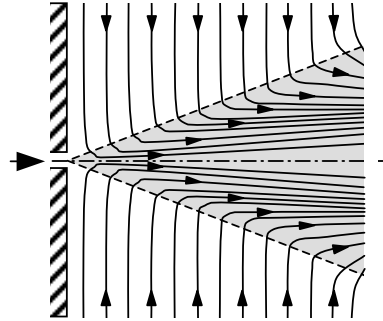
a dla profili koncentracji

$$\frac{c}{c_0} = \exp \left[-K_c \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

gdzie $K_c = 54 \div 57$.



Rys. 2.3. Bezwymiarowe profile prędkości, różnicy temperatury i koncentracji w strudze swobodnej

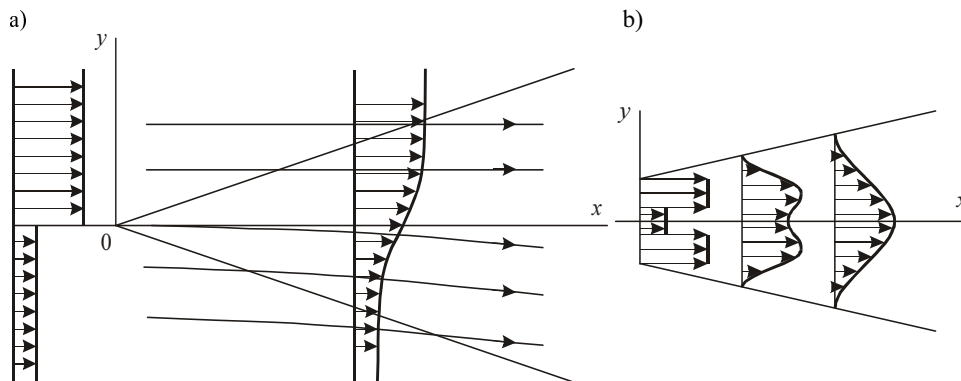


Rys. 2.4. Izolinie funkcji prądu w strudze swobodnej

Geometrię pola przepływu strumienia swobodnego dobrze obrazuje układ linii stałych wartości funkcji prądu (rys. 2.4). Zagęszczenie linii prądu ukazuje obszary dużych zmian gradientu prędkości.

2.1.2. Strugi w przepływie

Istotne znaczenie dla zrozumienia zachowania się płomienia mają strugi w ośrodku poruszającym się, zwłaszcza gdy występuje różnica między prędkościami strugi i otaczającego ośrodka. Na granicy poruszających się z różną prędkością strumieni powstaje warstwa graniczna, w której występuje intensywne przekazywanie masy i pędu między strumieniami, a w rezultacie szybkie mieszanie i wyrównywanie się prędkości (rys. 2.5a). Wymienione zjawiska są istotne w płomieniach, ponieważ decydują o szybkości mieszania się utleniacza z paliwem, gdy są one podawane oddzielnie.



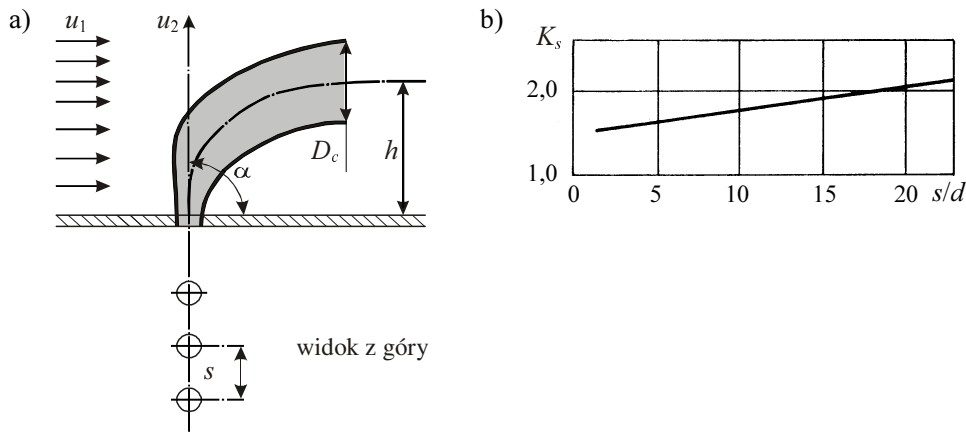
Rys. 2.5. Wyrównywanie się prędkości przepływu:
a) na granicy dwóch strumieni, b) w strudze pierścieniowej

Strugi pierścieniowe

W technice spalania często występują strugi pierścieniowe, które się tworzą za palnikiem, kiedy na przykład wewnętrzną strugę paliwa pierścieniowo otacza strumień powietrza (rys. 2.5b). W odległości kilku średnic dyszy od wylotu palnika dwie strugi się łączą, a właściwości strugi złożonej w tym obszarze mogą być opisane, z dobrym przybliżeniem, na podstawie sumarycznego strumienia masy oraz pędu strumieni składowych.

Struga poprzeczna do przepływu

W palnikach gazowych paliwo często jest podawane wieloma strugami, poprzecznie do przepływającego powietrza [23]. W takim przypadku interesujący jest zasięg strugi gazu w powietrzu zależnie od parametrów geometrycznych i przepływowych (rys. 2.6a).



Rys. 2.6. Struga poprzeczna do przepływu: a) geometria strugi poprzecznej, b) zależność współczynnika K_s od rozstawu dysz s/d

Zasięg strugi h można wyznaczyć z następującego wzoru:

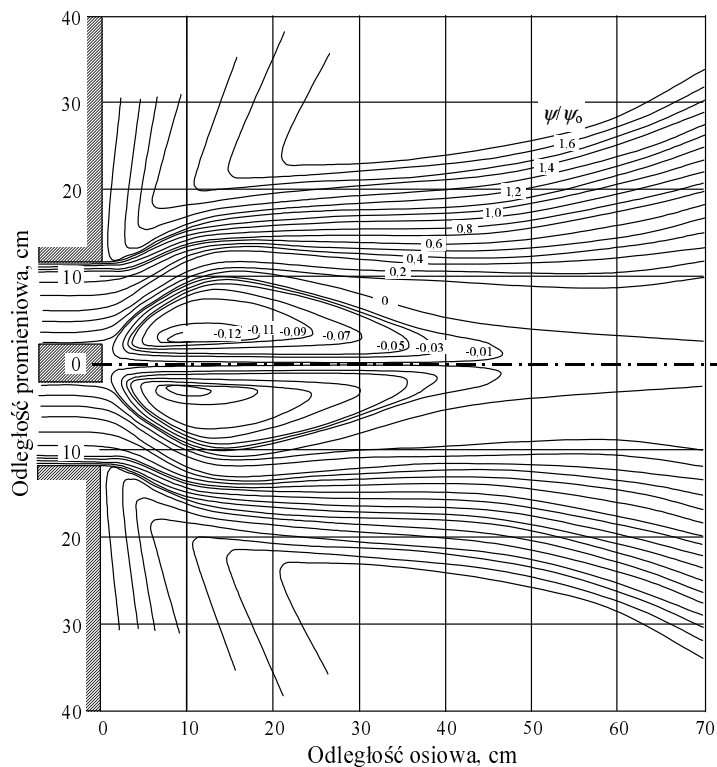
$$h/d = K_s (u_2/u_1) (\rho_2/\rho_1)^{1/2} \sin(\alpha)$$

w którym: d – średnica dyszy, u_1 i u_2 – prędkości przepływu powietrza i wypływu gazu, α – kąt wypływu strugi gazu, K_s – współczynnik zależny od sąsiedztwa innych strug (rys. 2.6b).

2.1.3. Strugi zawirowane

Jeżeli gaz wypływający z dyszy ma także składową obwodową wektora prędkości, to siła odśrodkowa zmienia kierunek jego przepływu, wywołując ruch spiralny. Typowe linie prądu w silnie zawirowanym przepływie pokazano na rysunku 2.7. Tuż za wylotem palnika powstaje **strefa recyrkulacji**, która powoduje rozszerzenie zewnętrznego

nych granic strugi. Strefa recyrkulacji, mierzona od wylotu palnika do punktu, w którym składowa osiowa przepływu zmienia kierunek, wydłuża się ze wzrostem bezwymiarowego parametru charakteryzującego intensywność zawirowania przepływu, **liczby wiru S** .



Rys. 2.7. Linie prądu w wirze recyrkulacyjnym strugi zawirowanej, $S = 1,57$

W strugach zawirowanych zachowane są zarówno strumień pędu obwodowego G_ϕ

$$G_\phi = \int_0^R (\omega r) \rho u 2\pi r dr = \text{const} \quad (2.5)$$

jak i strumień pędu osiowego G_x

$$G_x = \int_0^R u \rho u 2\pi r dr + \int_0^R P 2\pi r dr = \text{const} \quad (2.6)$$

Po oznaczeniu przez d_0 średnicy wypływu liczbę wiru S definiuje się następująco:

$$S = \frac{G_\phi}{G_x d_0/2} \quad (2.7)$$

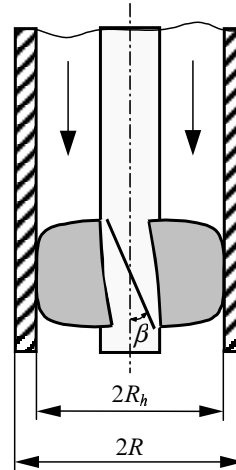
Liczba wiru stanowi kryterium podobieństwa dla strug zawirowanych wytworzonych przez geometrycznie podobne zawirowywacze. Metody zawirowywania strug można podzielić na trzy grupy, zależnie od sposobu wywołania ruchu okrężnego czynnika gazowego:

- styczne doprowadzenie strumienia gazu do cylindrycznej komory spalania,
- łopatkowe zawirowywacze umieszczone w przewodzie dolotowym,
- wirujące konstrukcje mechaniczne, które wywołują ruch wirowy przepływającego płynu.

W zastosowaniach przemysłowych najczęściej stosuje się pierwszą i drugą metodę zawirowywania, trzecia natomiast znajduje raczej zastosowanie w badaniach laboratoryjnych.

Obliczenie liczby wiru ze wzorów (2.5)–(2.7) wymaga dokładnej znajomości profili prędkości oraz ciśnienia w przekroju poprzecznym strugi zawirowanej. Takie obliczenia wykonuje się w przypadku badań laboratoryjnych, w zastosowaniach przemysłowych natomiast wyznacza się przybliżoną liczbę wiru palnika na podstawie jego danych konstrukcyjnych.

W praktyce często stosowane są w palnikach zawirowywacze łopatkowe. Na rysunku 2.8 przedstawiono zawirowywacz łopatkowy umieszczony między zewnętrznym i wewnętrznym przewodem o promieniach odpowiednio R i R_h .



Rys. 2.8. Zawirowywacz łopatkowy

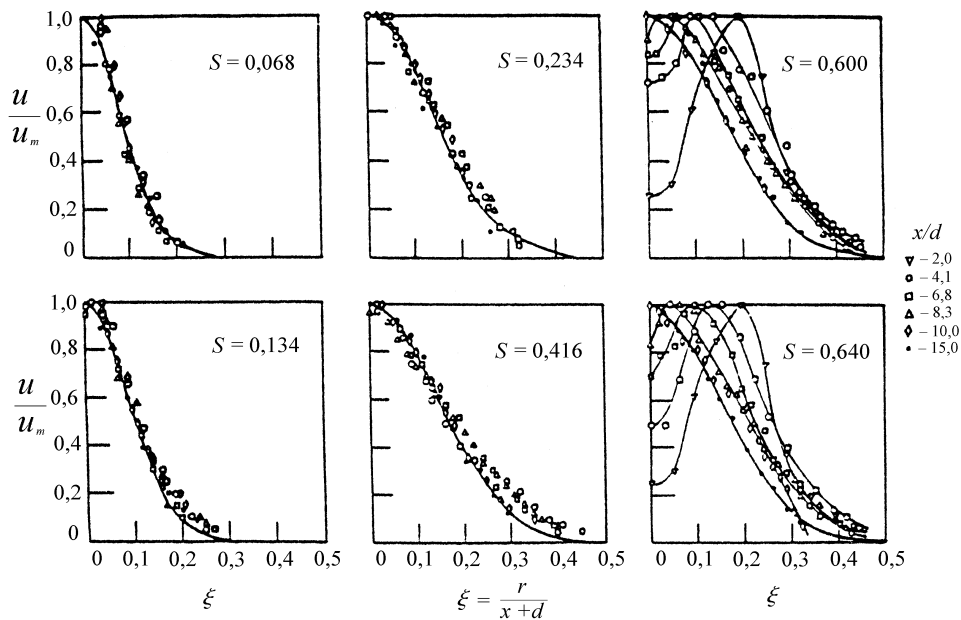
Po oznaczeniu przez β kąta nachylenia łopatek i przyjęciu, że łopatki są bardzo cienkie, można otrzymać wzór na liczbę wiru w postaci

$$S' = \frac{G_\phi}{G'_x R} = \frac{2}{3} \operatorname{tg} \beta \frac{1 - (R_h/R)^3}{1 - (R_h/R)^2} \quad (2.8)$$

Strugi słabo i silnie zawirowane

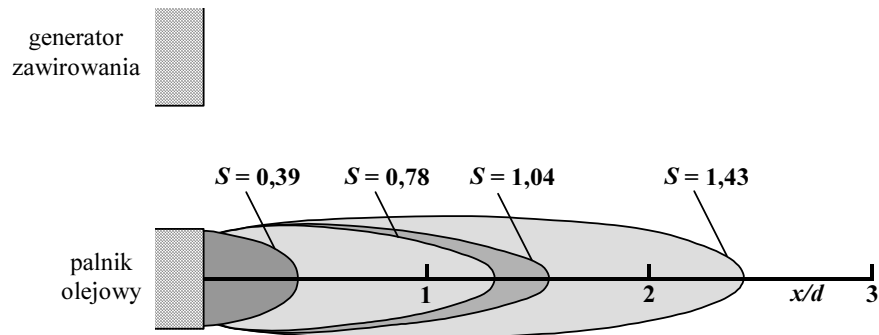
Turbulentne przepływy zawirowane dzieli się na przepływy słabo i silnie zawirowane; te ostatnie zwykle mają strefę recyrkulacji. Wskutek występowania w strumieniu zawirowanym sił odśrodkowych w części centralnej strumienia powstaje strefa niskiego ciśnienia, w której gradient ciśnienia jest skierowany przeciwnie do kierunku przepływu głównego.

Na rysunku 2.9 przedstawiono profile prędkości dla liczb wiru od 0,068 do 0,640. Dla wartości $S < 0,416$ profile mają kształt rozkładu Gaussa, dla $S > 0,50$ maksimum prędkości jest odsunięte od osi strugi, a dla $S \geq 0,60$ pojawia się strefa recyrkulacji.



Rys. 2.9. Promieniowe rozkłady prędkości osiowych w przepływie zawirowanym

W przepływach zawirowanych o małej liczbie wiru ($S < 0,60$) osiowe gradienty ciśnienia są zbyt małe na to, aby wywołać powstanie wewnętrznej recyrkulacji. Zawirowanie strugi powoduje natomiast zwiększenie intensywności zasysania masy przez strugę oraz znaczne jej rozszerzenie.



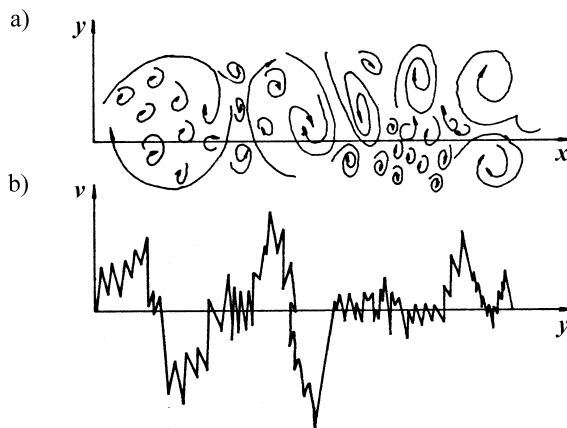
Rys. 2.10. Wielkości strefy recyrkulacyjnej w funkcji liczby wiru S

W miarę zwiększania wartości liczby wiru S osiąga się taką jej wartość, przy której gradient ciśnienia w osi symetrii skierowany przeciwnie do przepływu głównego staje się większy od energii kinetycznej elementów płynu przemieszczających się w kierunku wzdłużnym. Wówczas wytwarza się centralna strefa recyrkulacji. Strefa ta, mająca kształt wiru toroidalnego, odgrywa ważną rolę w stabilizacji płomienia, gdyż tworzy ona obszar intensywnego mieszania produktów spalania i jest akumulatorem ciepła oraz chemicznie aktywnych składników.

Na rysunku 2.10 przedstawiono zależność wymiarów wewnętrznej strefy recyrkulacyjnej od liczby wiru. Granice stref przepływu recyrkulacyjnego wyznaczono dla palnika pierścieniowego, w którym nawet w razie braku zawirowania występuje mała strefa recyrkulacyjna w śladzie za rdzeniem palnika. Dla liczby wiru $S = 0,39$ rozmiar strefy recyrkulacyjnej jest jeszcze taki sam jak dla $S = 0$.

2.2. Niektóre cechy przepływów turbulentnych

Przepływ laminarny występuje tylko przy małych prędkościach, w przypadku większych prędkości ruch płynu ma charakter turbulentny. Kryterium przejścia ruchu laminarnego w turbulentny określa krytyczna wartość liczby Reynoldsa Re_{kr} . Jeżeli $Re > Re_{kr}$ stateczność przepływu zostaje naruszona i ruch poszczególnych elementów gazu w strudze staje się nieuporządkowany (rys. 2.11).



Rys. 2.11. Schematyczny obraz pola przepływu turbulentnego:
a) wiry turbulentne, b) rozkład prędkości poprzecznych wzdłuż osi x

Mierząc w parametry stanu w przepływie turbulentnym za pomocą przyrządów o bardzo małej bezwładności (termoanemometr, termometr oporowy itp.), można się przekonać, że chwilowe wartości parametrów nie są stałe w czasie, lecz pulsują wokół wartości średnich, np.

$$u = \bar{u} + u'$$

Wartość średniej prędkości przepływu $\bar{u}$ wyznacza się następująco:

$$\bar{u} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} u d\tau \quad (2.9)$$

gdzie τ_0 – przedział czasu dostatecznie duży na to, aby przy dalszym jego zwiększaniu wartość $\bar{u}$ już się nie zmieniała.

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

$$u' = u - \bar{u} \quad (2.10)$$

Wielkością charakteryzującą ruch turbulentny jest średnia kwadratowa prędkość pulsacji

$$u'_{kw} = \sqrt{u'^2}$$

odniesiona do średniej prędkości przepływu nazywa się **intensywnością turbulencji**

$$u'_{int} = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$$

2.2.1. Struktura przepływów turbulentnych

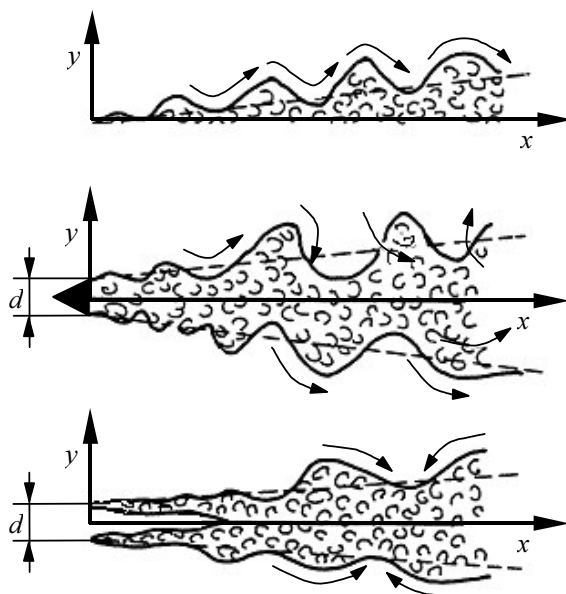
Wartości średnich kwadratowych prędkości pulsacji w danym punkcie strugi mogą się zmieniać w zależności od rozpatrywanego kierunku. Jeżeli intensywność turbulencji w danym kierunku jest stała, to turbulencję nazywa się **jednorodną**. Turbulencja jednorodna wzdłuż osi (ale niejednorodna wzdłuż promienia) występuje na przykład w rurze o przekroju kołowym w dostatecznie dużej odległości od jej wlotu.

Turbulencja jest **izotropowa**, jeżeli intensywność turbulencji we wszystkich kierunkach jest jednakowa, co oznacza, że poszczególne wiry są statystycznie równomiernie zorientowane we wszystkich kierunkach. Dzięki rejestracji w danym punkcie przepływu zmian prędkości (np. termoanemometrem) można określić czasy przemieszczania się wirów przez punkt, w którym znajduje się włókno sondy termoanemometru, a więc tym samym częstotliwości pojawiania się wirów.

Pulsacje turbulentne występują wskutek okresowo powstających w strudze i zanikających oraz chaotycznie poruszających się wirów o bardzo zróżnicowanych rozmiarach.

W przepływach swobodnych źródłem wirów jest warstwa graniczna wywołana naprężeniami stycznymi w obszarach z wysokimi gradientami prędkości. Źródłem wirów turbulentnych w przewodach jest warstwa przyścienna przy powierzchni ścianek. Przy dostatecznie dużych liczbach Reynoldsa wiry zmieniają swoje rozmiary od wartości rzędu promienia przewodu do wirów najmniejszych o średnicach rzędu ułamka milimetra, których energia pod działaniem sił lepkości jest szybko rozpraszana (dyssypuje) i przemieniana w ciepło.

Na rysunku 2.12 przedstawiono schematycznie trzy struktury przepływu turbulentnego, będącego następstwem trzech źródeł powstawania niestabilności: warstwy przyściennej, ciała nieopływowego i strugi wypływającej do otoczenia.



Rys. 2.12. Obrazy przepływu turbulentnego będącego następstwem trzech źródeł jego powstania:
a) warstwy przyściennej, b) ciała nieopływowego, c) strugi wypływającej do otoczenia
(- - - granica obszaru turbulentnego)

W tych trzech przypadkach charakter zmienności parametrów charakteryzujących turbulencję jest bardzo podobny. Podobna jest także struktura turbulencji. We wszystkich przypadkach powstaje obszar o podwyższonej intensywności turbulencji oddzielony od obszaru niesturbulizowanego mniej lub bardziej ostro zarysowaną powierzchnią graniczną.

2.2.2. Turbulentne skale długości, czasu i prędkości

Pole turbulencji może być lokalnie scharakteryzowane przez średniokwadratową prędkość pulsacji u'_{kw} , turbulentną makroskalę l i turbulentną skalę czasu $\tau = l/u'_{kw}$.

W modelowaniu numerycznym przepływów turbulentnych ważną rolę pełni uśredniona wartość energii turbulencji k i szybkość jej dyssypacji ε , są one związane w następujący sposób ze skalami turbulencji:

$$u'_{kw} = (2k/3)^{0,5}, \quad l = u'^3_{kw}/\varepsilon, \quad \tau = k/\varepsilon$$

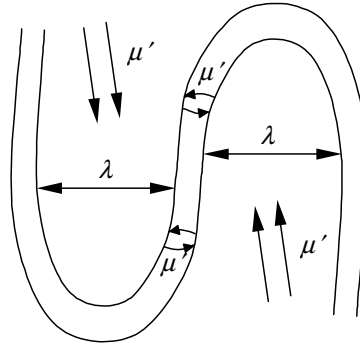
Według Chomiaka [5] dla dużych liczb Reynoldsa w przepływie występują obszary dużej koncentracji wirów małych rozmiarów, decydujących o przebiegu dyssypacji energii kinetycznej na poziomie molekularnym. Prawie cała dyssypacja energii kinetycznej zachodzi w tych wydzielonych obszarach, których sumaryczna objętość stanowi tylko niewielką część całkowitej objętości przepływu. W przepływie występują zatem duże obszary o ruchu prawie potencjalnym, które sąsiadują z małymi obszarami o skoncentrowanej wirowości. Obszary te zawierają struktury wirowe o skali zbliżonej do mikroskali Kolmogorowa η , które są generowane i podtrzymywane energetycznie przez wiry o skali Taylora λ (rys. 2.13). Udział objętościowy struktur dyssypacyjnych w całym przepływie jest rzędu η^2/λ^2 , a więc intensywność procesów molekularnych w obszarach dyssypacyjnych jest λ^2/η^2 razy większa od średniej dla całego przepływu.

Mikroskalę Kolmogorowa długości η , czasu t_η i prędkości u_η wyraża się z użyciem współczynnika lepkości kinematycznej ν

$$\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{0,25}, \quad t_\eta = (\nu/\varepsilon)^{0,5}, \quad u_\eta = (\nu\varepsilon)^{0,25}$$

Pośrednią skalą między makroskalą turbulencji l i mikroskalą Kolmogorowa η jest skala Taylora λ

$$\lambda = (15\nu u'^2_{kw}/\varepsilon)^{0,5} \sim u'_{kw} t_\eta$$



Rys. 2.13. Model obszaru o skoncentrowanej wirowości

2.3. Modele turbulentnego spalania

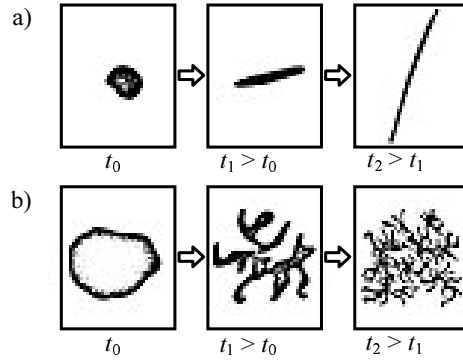
Spalanie turbulentne to najbardziej skomplikowany i niezamknięty rozdział nauki o spalaniu. Brakuje w nim pełnego modelu matematycznego, jest natomiast wiele hipotez. Przedstawia się charakterystyczne dla spalania turbulentnego zjawiska, wprowadza się pomocne do ich interpretacji pojęcia, dokonuje się klasyfikacji form spalania turbulentnego i opisuje się niektóre modele płomieni turbulentnych.

2.3.1. Dyfuzja turbulentna

Najistotniejszą cechą ruchu turbulentnego, w porównaniu z ruchem laminarnym, jest wielka **intensywność procesów mieszania**. Chociaż spalanie ma charakter molekularny, to jednak ruchy o dużej skali turbulencji odgrywają w nim ważną rolę w procesie kaskadowego przekazywania masy i energii [5, 10]. Wszelkie niejednorodności pól skalarnych o skali makro szybko są rozdrabniane do niejednorodności o skali mikro, a następnie rozpraszane w wyniku procesów molekularnych (lepkości, dyfuzji i przewodnictwa cieplnego).

W przepływie turbulentnym zwiększają się długości włókien wirowych oraz pola powierzchni ograniczających obszary zawierające paliwo, utleniacz i produkty spalania. Powoduje to zwiększenie gradientów wszystkich wielkości skalarnych, a co za tym idzie – zwiększenie intensywności całkowitego transportu molekularnego.

Na rysunku 2.14 przedstawiono ewolucję wyróżnionej objętości płynu pod wpływem turbulencji o skalach (a) większej oraz (b) mniejszej od charakterystycznego wymiaru objętości.



Rys. 2.14. Zmiany kształtów wydrebnionej objętości kontrolnej pod wpływem turbulencji:
a) o skali większej, b) o skali mniejszej od charakterystycznego wymiaru objętości

Współczynnik dyfuzji całkowitej D w przepływach turbulentnych jest sumą współczynników dyfuzji turbulentnej D_t , dyfuzji molekularnej D_m oraz dyfuzji molekularnej przyspieszonej przez ruch turbulentny D_{mt}

$$D = D_t + D_m + D_{mt} \quad (2.11)$$

Współczynnik dyfuzji turbulentnej D_t jest zależny od położenia punktu w przepływie i jest proporcjonalny do średniej kwadratowej pulsacji prędkości oraz czasu trwania pulsacji turbulentnej t_t

$$D_t \cong \overline{u'^2} t_t \quad (2.12)$$

natomiast współczynnik przyspieszonej przez ruch turbulentny dyfuzji molekularnej

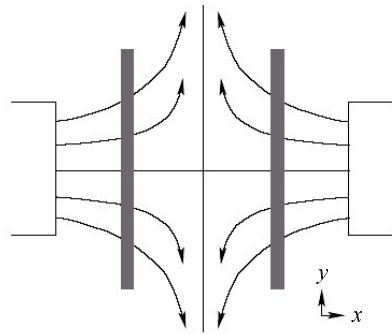
$$D_{mt} = D_m \left(1 + \frac{2Re_t Pr^2}{1 + Pr} \right) \quad (2.13)$$

gdzie: Re_t – liczba Reynoldsa turbulencji obliczona dla średniej kwadratowej pulsacji prędkości i makroskali turbulencji, Pr – liczba Prandtla.

Dla powietrza $D_{mt} \approx 0,6 Re_t (Pr = 0,7)$, a więc w przepływach silnie turbulentnych, w których $Re_t > 100$, przyspieszona przez ruch turbulentny dyfuzja molekularna D_{mt} odgrywa istotną rolę w procesach spalania. Istnieje kilka modeli spalania turbulentnego opartych na postulowanych mechanizmach propagacji płomienia w przepływie turbulentnym.

2.3.2. Gaszenie płomienia przez rozciąganie w polu przepływu

W tym podrozdziale wprowadzone zostanie kryterium wygasania płomienia na skutek *rozciągającego* działania pola przepływu na płomień. Jest ono ważne dla pojęcia gaśnięcia płomienia turbulentnego. Trzeba jednak zacząć od płomienia laminarnego.



Rys. 2.15. Rozciąganie płomienia w niejednorodnym polu prędkości

Płomień laminarny w jednorodnej mieszance palnej jest falą reakcji chemicznej poruszającą się w kierunku prostopadłym do powierzchni płomienia. W takim płomieniu nie ma gradientów w kierunku stycznym.

Gdy płomień porusza się w niejednorodnym polu prędkości u (rys. 2.15), wtedy występuje składowa styczna pola przepływu do płomienia, która rozciąga płomień, powodując przenoszenie ciepła i masy (substratów i produktów).

Przenoszenie w kierunku propagacji płomienia można scharakteryzować stałą czasową $t_n = l_F / S_L$, gdzie l_F jest grubością płomienia, S_L jest prędkością rozprzestrzeniania się płomienia.

Odpowiednio wprowadza się stałą czasową

$t_s = \partial u / \partial x$ dla kierunku stycznego. Stosunek obu czasów daje tzw. *liczbę Karlovitza* Ka , która charakteryzuje rozciąganie płomienia laminarnego

$$Ka = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{l_F}{S_L}$$

Ze zwiększaniem się wartości liczby Karlovitza Ka płomień laminarny jest bardziej rozciągany (dla $Ka = 0$ nie ma rozciągania) i może być zgaszony [9].

Zbyt intensywna turbulencja także powoduje gaszenie płomienia, mechanizm gaszenia jest skomplikowany i wymaga wnikięcia w strukturę płomienia turbulentnego. Można jednak, przez analogię do płomienia laminarnego, sformułować kryterium gaśnięcia (turbulentna liczba Karlovitza Ka') jako stosunek charakterystycznego czasu

reakcji chemicznej $t_F = l_F/S_L$ do charakterystycznego czasu mieszania przepływu turbulentnego $\tau = l/u'_{kw}$

$$Ka' = \frac{u'_{kw}}{l} \frac{l_F}{S_L} \quad (2.14)$$

Należy zwrócić uwagę, że w tym sformułowaniu turbulentnej liczby Karlovitza czas mieszania został określony z użyciem makroskali turbulencji l , wówczas kryterium gaśnięcia płomienia turbulentnego zawiera się w zakresie od 7 do 20 [9].

2.3.3. Model spalania turbulentnego z płomykami (*flamelets*)

Jeżeli kinetyka chemiczna spalania jest szybka, w porównaniu z procesami transportu (czyli charakterystyczny czas reakcji w płomieniu jest krótszy od charakterystycznego czasu transportu reagentów), to spalanie turbulentne przebiega w małych, lokalnych płomieniach laminarnych – *płomykach* (ang. *flamelets*).

Płomień turbulentny może być interpretowany jako zbiór wielu *płomyków*. Ich struktura i lokalizacja decyduje o szybkości propagacji płomienia, gaśnięciu oraz intensywności spalania. Model z *płomykami* należy rozpatrywać oddzielnie dla dwóch kategorii spalania: wymieszanego (płomień dyfuzyjny) i niewymieszanego (płomień kinetyczny).

Płomyki dyfuzyjne

Ta kategoria płomieni charakteryzuje się rozdzielnym wprowadzaniem strumieni paliwa i utleniacza (płomień dyfuzyjny opisano w rozdz. 3). Jeżeli kinetyka chemiczna jest szybka (typowe dla spalania w fazie gazowej), to spalanie jest kontrolowane przez procesy transportu (w równym stopniu przez konwekcję i dyfuzję).

W niewymieszanym płomieniu turbulentnym obszary, w których udział paliwa jest w granicach stężeniowych zapłonu, podlegają fluktuacjom przestrzennym i czasowym. Podstawowa idea modelu polega na założeniu, że spalanie zachodzi w tych niewielkich obszarach w formie małych, laminarnych płomieni dyfuzyjnych (*płomyków*), które lokują się na powierzchniach o stechiometrycznym składzie paliwa i utleniacza. Reakcje spalania zachodzą tylko w *płomykach* i w ich bezpośrednim otoczeniu, ponieważ tam temperatura jest najwyższa.

W celu analizy struktury *płomyków* dyfuzyjnych rozpatruje się uproszczony schemat kinetyki chemicznej spalania:

$$1 \text{ kg paliwa} + s \text{ kg utleniacza} = (1 + s) \text{ spaliny}$$

Zakładając dla ułatwienia równość współczynników transportu w płomieniu, wprowadza się pomocniczą zmienną (Shvaba–Zeldowicza) φ_{pu}

$$\varphi_{pu} = Y_{pal} - Y_{utl}/s$$

która znika dla składu stechiometrycznego mieszanki ($\varphi_{pu, stoch} = 0$).

Na jej podstawie tworzy się tzw. **współczynnik (stopień) zmieszania** f

$$f = \frac{\varphi_{pu} - \varphi_{pu, utl}}{\varphi_{pu, pal} - \varphi_{pu, utl}} \quad (2.15)$$

Najważniejsze cechy współczynnika f to fakt, że równanie różniczkowe jego bilansu jest *bezźródłowe* oraz że jego relacje ze stężeniami paliwa, utleniacza i spalin są liniowe [17]. Dla składu stechiometrycznego mieszanki współczynnik zmieszania f przyjmuje wartość: $f_s = (1 + sY_{pal,0}/Y_{utl,0})$, gdzie indeks 0 odnosi się do wartości na wlocie. Znaczenie współczynnika zmieszania f dla analizy *plomyków* wynika stąd, że to funkcja $f = f_s$

$$f_s = f(x_i, t)$$

określa położenie płomienia dyfuzyjnego.

Reakcje spalania zachodzą zatem tylko lokalnie w obszarach przepływu turbulentnego, w cienkiej warstwie w otoczeniu *plomyka*, którego położenie wyznacza funkcja $f_s(x_i, t)$. Jeżeli w równaniach różniczkowych transportu składników, energii i pędu wybrać lokalnie taki układ współrzędnych, żeby jedną z współrzędnych był współczynnik zmieszania f , to po odpowiednim skalowaniu [16] równania te redukują się do prostszej postaci, na przykład dla temperatury

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \rho \frac{\chi_s}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial f^2} = -\frac{1}{c_p} \sum_{i=1}^n h_i \omega_i$$

gdzie ω_i oznacza człon źródłowi i -tego reagenta, natomiast współczynnik χ_s

$$\chi_s = 2D_s \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_s^2$$

jest miarą szybkości dyssypacji na powierzchni płomienia (1/s), odpowiada więc kryterium Karlovitza. Znaczenie współczynnika χ_s wynika stąd, że po przekroczeniu jego wartości krytycznej $\chi_s = \chi_q$ płomień gaśnie. Jest to więc lokalne kryterium gaśnięcia płomienia turbulentnego [16].

Podsumowując, *plomyki* to małe (o skali turbulencji l) lokalne, laminarne płomienie pojawiające się w obszarach mieszanki palnej płomienia turbulentnego, zlokalizowane na powierzchniach składu stechiometrycznego f_s , które mogą ulegać zgaszeniu w wyniku rozciągania.

Plomyki kinetyczne

W obszarze spalania wymieszanego *plomyki* nie są związane z powierzchnią wynikającą z przenikania się pól koncentracji paliwa i utleniacza, ale mogą propagować

w kierunku świeżej mieszanki. Dlatego ich lokalizacja bardziej zależy od konwekcji niż od szybkości mieszania. *Płomyki* kinetyczne nie gasną tak szybko, jak *płomyki* dyfuzyjne, ponieważ płomień kinetyczny oddziela obszar o wysokiej temperaturze (spaliny) od obszaru o niskiej temperaturze (świeża mieszanka), a więc straty ciepłe są tylko w jednym kierunku.

Fakt, że *płomyki* mogą propagować, prowadzi do określenia skali prędkości (prędkość propagacji płomienia laminarnego S_L) i skali długości (grubość płomienia laminarnego l_F), które dla spalania turbulentnego powinny być porównywane z odpowiednimi skalami turbulencji. Relacje skal płomienia laminarnego oraz skal turbulencji pozwalają wyróżnić charakterystyczne formy spalania turbulentnego.

2.3.4. Formy turbulentnego spalania

Formy turbulentnego spalania, które zależą przede wszystkim od intensywności turbulencji i szybkości kinetyki chemicznej, można wyróżnić, wprowadzając znane już liczby bezwymiarowe, ale sformułowane dla spalania turbulentnego.

Turbulentne spalanie *wymieszane* (kinetyczne)

Wprowadza się więc turbulentną liczbę Reynoldsa, w której występuje tzw. lepkość referencyjna $\nu_{ref} = S_L l_F$, gdzie S_L i l_F oznaczają odpowiednio prędkość propagacji i grubość płomienia laminarnego

$$Re_l = \frac{u'_{kw} l}{S_L l_F}$$

Charakteryzująca prędkość spalania turbulentna liczba Damköhlera ma postać

$$Da_l = \frac{\tau}{t_F} = \frac{S_L l}{u'_{kw} l_F}$$

natomiast turbulentna liczba Karlovitza zdefiniowana jest następująco:

$$Ka_\eta = \frac{t_F}{t_\eta} = \frac{l_F^2}{\eta^2} = \frac{u_\eta^2}{S_L^2} \quad (2.16)$$

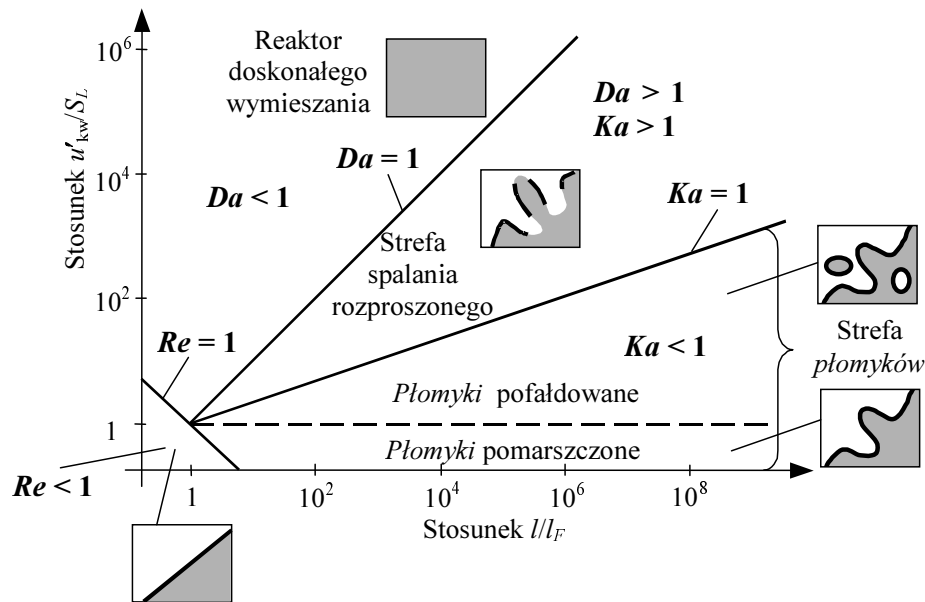
Należy zwrócić uwagę, że liczba Karlovitza (2.16) odnosi się obecnie do skali Kołmogorowa η , a nie do makroskali l , jak w definicji (2.14). W rezultacie takiego skalowania płomień turbulentny gaśnie dla wartości $Ka_\eta = 1$.

Tak zdefiniowane Re , Da i Ka (dla uproszczenia pominięto indeksy) pozwalają określić następujące związki między stosunkiem średniokwadratowej pulsacji turbulentnej prędkości i prędkości propagacji płomienia laminarnego u'_{kw}/S_L oraz stosunkiem skali turbulencji i grubości płomienia laminarnego l/l_F

$$u'_{kw}/S_L = Re(l/l_F)^{-1} = Da^{-1}(l/l_F) = Ka_\eta^{2/3}(l/l_F)^{2/3}$$

Podane związki umożliwiają wyróżnienie obszarów charakterystycznych form turbulentnego spalania wymieszanego. Granice między tymi obszarami ustalają linie $Re = 1$, $Da = 1$ i $Ka = 1$ (rys. 2.16). Inną granicą jest linia $u'_{kw}/S_L = 1$, oddzielająca obszary płomieni *pomarszczonych* i *pofałdowanych*.

Płomienie laminarne „lokują się” w rogu tego diagramu ($Re < 1$). Pozostałą część płaszczyzny dzieli się na trzy obszary spalania turbulentnego. Płomienie *po-*



marszczone i *pofałdowane* należą do obszaru *płomyków (flamelets)*, ograniczonego liniami $Re > 1$ (turbulencja), $Da > 1$ (szybka kinetyka chemiczna) i $Ka < 1$ (stosunkowo słabe rozciąganie płomienia). Linia $Ka = 1$ odpowiada kryterium Klimowa–Williamsa równości grubości płomienia i skali Kołmogorowa ($l_F = \eta$). Oddziela ono obszar *płomyków nierozciąganych* od obszaru *pofałdowanych płomyków rozciąganych* (strefa spalania *rozproszonego*: $Re > 1$, $Da > 1$ i $Ka > 1$).

Rys. 2.16. Diagram Borghi form turbulentnego spalania wymieszanego [16]

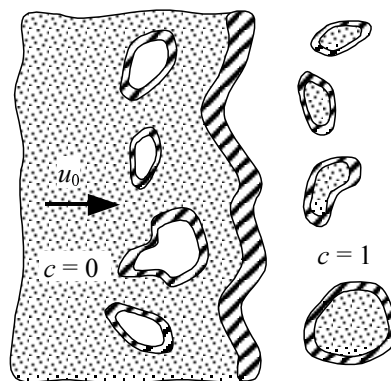
Mechanizm Klimowa i Williamsa [16] rozciągania *płomyków* polega na tym, że najmniejsze wiry, mające rozmiar mniejszy od grubości płomienia ($l_F > \eta$), naruszają jego strukturę, wywołując silne naprężenia mogące powodować lokalne gaśnięcie płomieni. W strefie tej ustala się równowaga generacji i gaśnięcia *płomyków (flamelets)*.

I w końcu obszar doskonale wymieszanego reaktora dla $Re > 1$, $Ka > 1$ oraz $Da < 1$ oznaczający, że kinetyka chemiczna jest wolna w stosunku do procesów mieszania. W takich warunkach płomień nie może istnieć, ponieważ jest gaszony przez intensywne mieszanie i spalanie ma charakter reagowania w całej objętości. Nie ma interakcji między turbulencją i procesem spalania.

W obszarze *płomyków* ($Ka < 1$) linia $S_L = u'_{kw}$ dzieli dwa podobszary. W podobszarze *płomyków pomarszczonych* prędkość propagacji płomienia jest większa od prędkości największych wirów ($S_L > u'_{kw}$), dlatego prędkość płomienia jest czynnikiem dominującym w jego rozwoju w stosunku do oddziaływania turbulencji. W podobszarze *płomyków pofałdowanych* ($u'_{kw} > S_L > u_\eta$) duże wiry oddziałują na ewolucję płomienia. W zrozumieniu mechanizmu działania struktur wirowych na rozwój *płomyków* pomoże wprowadzenie skali Gibsona

$$l_G = S_L^3 / \varepsilon$$

Oznacza ona charakterystyczny rozmiar wirów przenoszonych w przepływie turbulentnym. Tą drogą przenoszone są objętości płomienia, *wyspy* (z ang. *islands*), w obszar świeżej mieszanki. Wyspy mają tendencję do zwiększania objętości z godnie z kierunkiem propagacji płomienia, ale ich rozmiary ulegają redukcji przez wstępujące wiry o rozmiarach l_G . Wpadające do obszaru płomienia objętości świeżej mieszanki ulegają szybkiemu spalaniu w wyniku rozpadu i przyspieszonej dyfuzji turbulentnej (rys. 2.17)



Rys. 2.17. Model propagacji płomienia w obszarze płomyków pofałdowanych, nierozciąganych

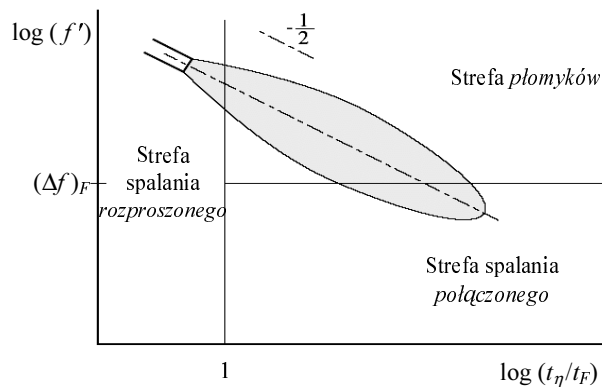
Turbulentne spalanie *niewymieszane* (dyfuzyjne)

W niehomogenicznym polu mieszanki strefa reakcji należy do wysokotemperaturowego obszaru otaczającego powierzchnię składu stechiometrycznej mieszanki f_s i wraz z tym obszarem jest przenoszona oraz dyfunduje. W odróżnieniu od spalania wymieszanego (płomień kinetyczny), w spalaniu niewymieszanym (płomień dyfuzyjny) nie ma prędkości rozprzestrzeniania się płomienia. Istnieje skala czasu (czas chemicznego reagowania), nie ma natomiast znaczenia skala prędkości czy skala długości w odniesieniu do grubości płomienia dyfuzyjnego. Z tego powodu średniokwadratowa wartość fluktuacji prędkości u'_{kw} nie jest odpowiednim parametrem do definiowania form turbulentnego spalania niewymieszanego. Ponieważ przestrzenne rozkłady paliwa i utleniacza określają położenie płomienia dyfuzyjnego, zatem to fluktu-

acje współczynnika mieszania f' są odpowiedzialne za pofałdowanie powierzchni płomienia.

W niehomogenicznym polu mieszanki palnej szybkość reakcji spalania jest duża tylko dla stechiometrycznego składu mieszanki $f = f_s$, dlatego rozpatruje się fluktuacje współczynnika mieszania f w pobliżu jego wartości stechiometrycznej f_s . Dla małych wartości wariancji współczynnika mieszania, która może wynikać z intensywnego mieszania lub z częściowego wymieszania paliwa z utleniaczem, duża szybkość reakcji powoduje łączenie się stref reakcji. Wówczas spalanie odpowiada raczej warunkom spalania częściowego wymieszanego aniżeli spalaniu niewymieszanemu. Jeżeli natomiast fluktuacje współczynnika mieszania f są dostatecznie duże, to wydziela się dyfuzyjne struktury płomienia. Kryterium dyfuzyjnej formy spalania opiera się na grubości płomienia w przestrzeni współczynnika mieszania $(\Delta f)_F$: jeżeli fluktuacje współczynnika mieszania będą większe niż $(\Delta f)_F$, to wystąpi spalanie w *płomykach*, w przeciwnym razie nastąpi połączenie stref spalania.

Drugie kryterium, opierające się na skali czasu, powinno uwzględnić stosunek czasu reakcji chemicznej i skali Kołmogorowa $t_\eta = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$, która jest najkrótszym, charakterystycznym czasem turbulencji. Jeżeli kinetyka chemiczna jest szybka w odniesieniu do skali t_η , to można uznać, że koncepcja spalania turbulentnego oparta na pojęciu *płomyków* (*flamelets*) jest uzasadniona. Jeżeli jednak skala czasu Kołmogorowa jest porównywalna ze skalą kinetyki chemicznej, lub mniejsza od niej, to forma *płomyków* zanika i pojawia się forma spalania rozproszonego. Na rysunku 2.18 przedstawiono diagram form niewymieszanego spalania turbulentnego na płaszczyźnie: fluktuacja współczynnika mieszania f i stosunku skal czasowych. Zamieszczony schemat płomienia dyfuzyjnego ilustruje zmiany formy spalania turbulentnego po długości płomienia. Występująca u wylotu palnika forma spalania rozproszonego przechodzi w formę *płomyków*, a następnie płomień sięga obszaru, w którym następuje ich łączenie się [15].



Rys. 2.18. Diagram niewymieszanego spalania turbulentnego

2.3.5. Modele rozprzestrzeniania się płomienia turbulentnego

W przypadku spalania wymieszanego centralnym problemem jest prędkość propagacji płomienia turbulentnego. Jej weryfikacja z danymi doświadczalnymi jest prawdziwym testem każdej teorii spalania turbulentnego.

Model powierzchniowy

W zakresie *pomarszczonych*, nierozciąganych płomieni turbulentnych (rys. 2.16) najpowszechniejsze są modele „powierzchniowe”. Zakłada się w nich, że powierzchnia płomienia turbulentnego pozostaje ciągła, natomiast działające na nią zaburzenia turbulentne o skali znacznie większej od grubości płomienia laminarnego powodują jedynie deformację powierzchni płomienia (rys. 2.19). Pierwszym twórcą teorii był Damköhler, który podał formułę ujmującą zwiększenie powierzchni płomienia

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_L}{A_T}$$

gdzie A_L i A_T to odpowiednio powierzchnia pomarszczonego płomienia laminarnego i uśredniona powierzchnia płomienia turbulentnego.

Z geometrycznych rozważań wynika, że gdy $A_L/A_T = 1 + u'_{kw}/S_L$, otrzymuje się

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'_{kw}}{S_L} \quad (2.17)$$

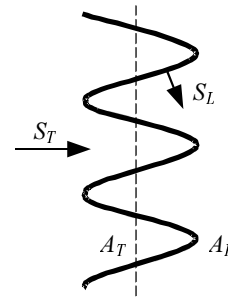
Ideę Damköhlera rozwinął Szczelkin, który na podstawie bardziej szczegółowych rozważań geometrycznych *pomarszczonych*, nierozciąganych płomieni laminarnych otrzymał formułę na prędkość turbulentną propagacji płomienia [9]

$$\frac{S_T}{S_L} = \left[1 + \left(2 \frac{u'_{kw}}{S_L} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Późniejsze, bardziej złożone modele, jak Clavina i Williamsa [3], prowadzą do podobnych relacji. Abdel-Gayed i Bradley [2] podjęli wysiłek korelacji formuły dla prędkości propagacji płomienia turbulentnego z wieloma wynikami badań doświadczalnych, otrzymując zależność typu (2.17)

$$\frac{S_T}{S_L} = A + B \frac{u'_{kw}}{S_L}$$

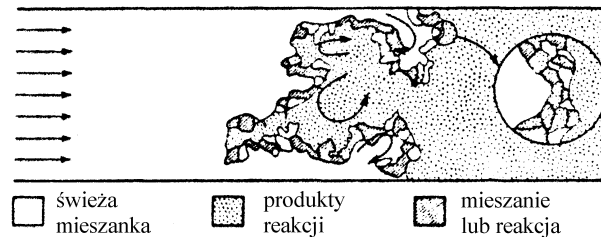
gdzie współczynniki A i B nie zależą znacznie od Re .



Rys. 2.19. Schemat frontu płomienia wymieszanego w mieszaninie turbulentnej

Model mikroobjętościowy a koncepcja płomyków

W modelu mikroobjętościowym zakłada się, że prędkość spalania jest wynikiem pochłaniania przez obszar spalin objętości (*kieszeni*) świeżej mieszanki, które w wyniku procesu kaskadowego rozpadu zostają rozdrobnione, a otoczone przez gorące gazy szybko przereagowują (rys. 2.20) [5].



Rys. 2.20. Model spalania mikroobjętościowego

Prędkość spalania będzie w tym przypadku znacznie przewyższała prędkość spalania laminarnego, ze względu na przyspieszenie procesów molekularnych przez ruch turbulentny. Model ten przypomina model powierzchniowy, w którym uwzględniono przyspieszenie prędkości spalania laminarnego przez turbulencję o małej skali. Między modelami tymi istnieje jednak zasadnicza różnica. Prędkość rozprzestrzeniania się płomienia turbulentnego w modelu mikroobjętościowym nie tylko zależy od prędkości płomienia laminarnego, mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia ma także charakter hydromechaniczny. Na diagramie Borghii (rys. 2.16) ta forma spalania dotyczy *płomyków pofaldowanych* ($Ka < 1$, $Da > 1$, $u'_{kw} > S_L > u_\eta$). Analiza prędkości rozprzestrzeniania się płomieni takiego typu jest bardzo trudna.

Jeżeli ograniczyć analizę do efektów hydromechanicznych, to otrzymujemy się relację pokazującą, że turbulentna prędkość propagacji płomienia nie zależy od laminarnej prędkości propagacji

$$\frac{S_T}{S_L} = 1,5 \frac{u'_{kw}}{S_L}$$

a jedynie od intensywności turbulencji [2].

2.3.6. Modele szybkości spalania turbulentnego stosowane w obliczeniach numerycznych

W ostatnich trzech dekadach nastąpił znaczny rozwój metod komputerowego modelowania procesów ciepło-przepływowych według modeli matematycznych turbulentnego spalania. Zapotrzebowanie na takie narzędzia zgłaszają m.in. konstruktorzy kotłów pyłowych, turbin gazowych i spalinowych silników tłokowych.

Model płomienia dyfuzyjnego z „szybką kinetyką chemiczną”

Paliwo i utleniacz są dostarczane do płomienia dyfuzyjnego odrębnymi strumieniami, dlatego jeżeli czas reakcji chemicznej spalania będzie krótki, to szybkość spalania będzie zależała przede wszystkim od procesów transportu. Dla takich płomieni zastosowanie znajduje model z *szybką* kinetyką chemiczną (ang. *fast chemistry*), w którym zakłada się, że: *zmieszać* znaczy *spalić*.

W modelu tym kinetyka chemiczna zredukowana jest do prostego schematu

$$1 \text{ kg paliwa} + s \text{ kg utleniacza} = (1 + s) \text{ spaliny}$$

Ważną rolę pełni w nim wprowadzony w p. 2.3.3 współczynnik zmieszania f (2.15), którego podstawową cechą są liniowe relacje między f i koncentracjami: paliwa Y_{pal} , utleniacza Y_{utl} i produktów reakcji Y_{prod}

$$\text{dla } 0 \leq f \leq f_s \quad Y_{\text{pal}} = 0, \quad Y_{\text{utl}} = Y_{\text{utl},0} (f - f_s) / f_s$$

$$\text{dla } f_s \leq f \leq 1 \quad Y_{\text{utl}} = 0, \quad Y_{\text{pal}} = Y_{\text{pal},0} (f - f_s) / (1 - f_s)$$

gdzie $f_s = (1 + s Y_{\text{pal},0} / Y_{\text{utl},0})$ jest wartością f dla stechiometrycznego składu mieszanki.

Wystarczy zatem wyznaczyć rozkład współczynnika zmieszania f , żeby określić rozkłady koncentracji reagentów w obszarze spalania. Jeżeli złożyć adiabatyczność płomienia, to można z podobnej relacji wyznaczyć w nim rozkład temperatury [17].

Rozkład współczynnika zmieszania $f(x)$ w obszarze spalania wyznacza się, rozwiązując równania przepływu (ciągłości, Naviera–Stoksa lub w przypadku przepływu turbulentnego równania Reynoldsa) oraz dodatkowo równanie transportu dla współczynnika f , które ma postać (zastosowano dla uproszczenia zapisu notację Einsteina)

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_i \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \frac{\nu_t}{Sc} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} \right) \quad (2.18)$$

gdzie: Sc – liczba Schmidta, $\bar{\rho}$ – wartość uśredniona po czasie, $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$ nazywa się wartością uśrednioną Favre.

Powyższe równanie transportu ujawnia jeszcze jedną ważną właściwość współczynnika zmieszania f , mianowicie równanie (2.18) jest bezźródłowe. Oznacza to, że nie jest konieczne podanie w nim członu określającego szybkość reakcji chemicznych, co jest najtrudniejszym problemem podczas modelowania spalania turbulentnego.

Jest to bardzo uproszczony sposób modelowania, szczególnie adiabatyczność płomienia może być kwestionowana. Dla wielu jednak zastosowań, zwłaszcza jeżeli spalanie zachodzi w skomplikowanych geometriach, takie przybliżenie bywa bardzo pomocne w działalności inżynierskiej. Dalszym krokiem ku poprawie wierności modelowania jest wyznaczenie wariancji współczynnika zmieszania $\overline{f''^2}$, gdzie $f''(x,t) = f(x,t) - \tilde{f}(x,t)$, dla lepszej oceny szybkości i temperatury spalania [17].

Model $k-\varepsilon$ (reaktorowy)

W modelowaniu numerycznym przepływów turbulentnych zasadnicze znaczenie ma model turbulencji Laundera i Spaldinga [13], zwany modelem k - ε (energia kinetyczna turbulencji–szybkość dyssypacji energii kinetycznej turbulencji). Jego istota polega na rozwiązywaniu układu równań ciągłości, bilansu składników, zachowania pędu i energii dla wartości uśrednionych oraz dodatkowo dwóch równań dla parametrów k i ε , charakteryzujących intensywność turbulencji, mających postać typu (2.18)

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varphi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + S_\varphi$$

w którym: φ – jedna z wymienionych zmiennych, Γ_φ – odpowiadający jej współczynnik transportu turbulentnego, S_φ – człon źródłowy.

Wprowadzono lepkość efektywną $\mu_{ef} = \mu_l + \mu_t$, gdzie μ_t oznacza współczynnik lepkości turbulentnej

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

w którym: k – energia kinetyczna turbulencji, m^2/s^2 ; ε – szybkość dyssypacji energii kinetycznej turbulencji, m^2/s^3 ; c_μ – stała, wynosząca 0,09 [13].

Model k - ε umożliwia określenie turbulentnej szybkości spalania, w której szybkość ubywania paliwa jest obliczana w funkcji lokalnych parametrów przepływu. Szybkość reakcji chemicznej jest wyrażona z zastosowaniem turbulentnej skali czasowej k/ε . Turbulentna szybkość ubywania paliwa, utleniacza i powstawania produktów zapisana jest w sposób następujący:

$$R_{pal} = -A \rho \tilde{Y}_{pal} \frac{\varepsilon}{k}, \quad R_{O_2} = -A \rho \frac{\tilde{Y}_{utl}}{s} \frac{\varepsilon}{k}, \quad R_{prod} = -B \rho \frac{\tilde{Y}_{prod}}{1+s} \frac{\varepsilon}{k}$$

gdzie: A , B – stałe modelowe, $\tilde{Y}_{pal}$, $\tilde{Y}_{utl}$, $\tilde{Y}_{prod}$ – odpowiednio: udział masowy paliwa, utleniacza i produktów, s – współczynnik stechiometrii dla reakcji paliwa i utleniacza.

Szybkość spalania paliwa S_{pal} jest obliczana jako najmniejsza wartość z trzech powyższych dyssypacji turbulentnych oraz szybkości chemicznego reagowania [13]:

$$S_{pal} = -\min[R_{pal}, R_{O_2}, R_{prod}, -R_{pal,kin}]$$

gdzie $R_{pal,kin}$ jest szybkością spalania obliczaną ze wzoru Arrheniusa

$$R_{pal,kin} = m_{pal} m_{O_2} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$$

Nazwa *model reaktorowy* wynika stąd, że nie oblicza się w nim prędkości propagacji płomienia, lecz intensywność reakcji chemicznych w obszarze spalania w postaci członów źródłowych dla równań transportu reagentów S_{pal} i energii S_h .

Model turbulentnego spalania z pdf

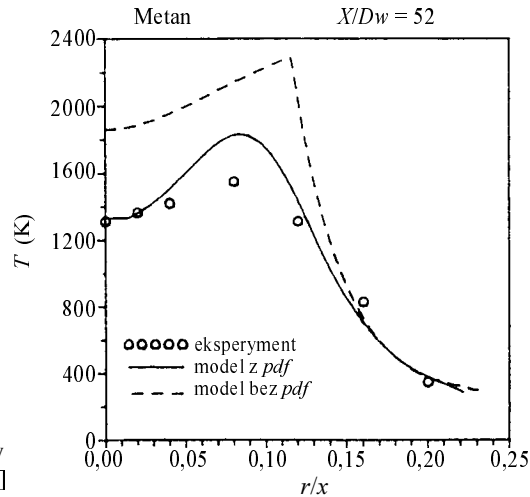
Charakter turbulentnego spalania powoduje, że wartości parametrów określających ten proces (temperatura i koncentracje reagentów) zmieniają się w czasie, co czyni je mało przydatne w praktyce. Dopiero zastosowanie pewnych miar statystycznych pozwala pozbyć się nadmiaru danych chwilowych. Turbulentny charakter spalania w modelu z *szybką* kinetyką najlepiej wyrazić przez wprowadzenie funkcji gęstości prawdopodobieństwa *pdf* (ang. *probability density function*). Jej istota leży w założeniu, że wszystkie zmienne pozostają w takim samym stosunku do współczynnika zmieszania f , jak w płomieniu laminarnym, oraz mają ten sam probabilistyczny charakter [10, 22].

Mając więc w każdym punkcie płomienia x_i określoną funkcję *pdf*: $P(f, x_i)$, można wyznaczyć wielkość każdego parametru w płomieniu $\tilde{\phi}$, w tym również temperatury

$$\tilde{\phi}(x_i) = \int_0^1 \phi(x_i, f) P(f) df$$

Postać *pdf* jest arbitralnie określana jako dwuparametrowa funkcja wartości średniej $\tilde{f}$ i wariancji $\overline{f'^2}$ współczynnika zmieszania, których rozkłady oblicza się tak, jak inne zmienne przepływu turbulentnego, z równań Reynoldsa (2.18) [10].

Porównanie profili temperatury w swobodnym turbulentnym płomieniu metanowym obliczonych bezpośrednio z równań Reynoldsa oraz za pomocą modelu z *pdf* [6], wskazuje, że ten ostatni model lepiej przybliża wyniki pomiarów (rys. 2.21).



Rys. 2.21. Porównanie profili temperatury w swobodnym płomieniu turbulentnym [6]

Nie wszystkie reakcje chemiczne w płomieniu można zaliczyć do *szybkich*, na przykład dopalanie CO i powstawanie NO_x należą do reakcji stosunkowo wolnych i ich reagowanie wymaga uwzględnienia rzeczywistej kinetyki chemicznej. Reakcje powstawania zanieczyszczeń nie mają jednak istotnego wpływu na wydzielanie ciepła i aerodynamikę płomienia, dlatego ich prędkości można wyznaczać z określonego na podstawie modelu z *szybką* kinetyką chemiczną „obrazu” płomienia.

Występujące w turbulentnym płomieniu pulsacje temperatury oraz silnie nieliniowy charakter funkcji Arrheniusa ($S = Y_1 Y_2 k_0 \exp(-E/RT)$) powodują gwałtowne zmiany intensywności reagowania. Z tego samego względu użycie wartości średniej temperatury powoduje duże błędy w określeniu szybkości reakcji. Analiza równania zachowania składników wskazuje, że najbliższe prawdy jest wyrażenie szybkości reagowania w turbulentnym płomieniu $S(Y_i, T)$ z użyciem *pdf*, która umożliwia uwzględnienie probabilistycznego charakteru zmian szybkości reagowania

$$\tilde{S}(x_i) = \int_0^1 S(x_i, f) P(x_i, f) df$$

Sposób opisu procesów turbulentnego spalania z użyciem różnego kształtu funkcji *pdf* znalazł zastosowanie nie tylko do modelowania spalania paliw gazowych, ale także do komputerowej symulacji procesów spalania pyłu węglowego w kotłach energetycznych, a przede wszystkim do poprawnego przewidywania poziomu emisji NO_x i poziomu CO w palinach [7, 11].

Model spalania turbulentnego z *płomykami*

W większości płomieni turbulentnych reakcje chemiczne ograniczają się do bliskiego otoczenia pofałdowanych, ale lokalnie płaskich powierzchni, nazwanych w p. 2.3.3 *płomykami*. Mogą one mieć charakter kinetyczny lub laminarny. Płomień turbulentny można rozpatrywać jako zbiór *płomyków*.

Matematycznie biorąc, koncepcję *płomyków* można wykorzystać do modelowania turbulentnego przez przejście z równaniami zachowania składników i energii do nowego układu współrzędnych, w którym jedna ze zmiennych przestrzennych pokrywa się lokalnie ze współczynnikiem zmieszania f

$$\varphi(t, x_1, x_2, x_3) \rightarrow \varphi(\tau, f, x_2, x_3)$$

W wyniku równania zachowania składników i energii przyjmują lokalnie, w pobliżu powierzchni stechiometrycznej ($f = f_s$), prostszą, jednowymiarową postać

$$\rho \frac{\partial Y_{i,F}}{\partial \tau} = \frac{\rho}{Le_i} \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 Y_{i,F}}{\partial f^2} + M_i \dot{\omega}_i \quad (2.19a)$$

$$\rho \frac{\partial T_F}{\partial \tau} = \frac{\rho \chi}{2} \frac{\partial^2 T_F}{\partial f^2} + \sum_i^N \frac{h_i M_i \dot{\omega}_i}{c_p} \quad (2.19b)$$

gdzie: indeks F odnosi się do *płomyka*, a $\chi = 2D(\nabla f)^2$ jest miarą szybkości dyssypacji na powierzchni *płomyka*.

Po przyjęciu stanu ustalonego dla równań (2.19a, b) otrzymuje się

$$\frac{\rho}{Le_i} \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 Y_{i,F}}{\partial f^2} + M_i \dot{\omega}_i = 0 \quad (2.20)$$

Równania typu (2.20) można rozwiązać dla udziałów składników $Y_{i,F}$ i temperatury płomyka T_F , otrzymując dla różnych wartości χ tzw. *bibliotekę płomyków stacjonarnych* (kilkaset struktur *płomyków*). Korzystając z niej można symulować metodą *SLFM* (*Stationary Laminar Flamelet (library) Model*) dyfuzyjne płomienie turbulentne, z zastosowaniem dodatkowo poznanej już funkcji gęstości prawdopodobieństwa *pdf*. W tym przypadku *pdf* jest jednak funkcją dwuparametrową: $P = P(\chi, f)$ [22]. Algorytm obliczeń jest więc następujący:

- (1) oblicza się rozkłady współczynnika zmieszania $\tilde{f}(x, t)$ (z równania (2.18)) i jego wariancji $\overline{f'^2}$,
- (2) oblicza się rozkład współczynnika dyssypacji $\chi(x, t)$,
- (3) dalej podobnie, jak w metodzie *pdf*, oblicza się korzystając z biblioteki *płomyków*:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(x) &= \int_0^1 \int_0^\infty \rho_F(\chi, f) \tilde{P}(\chi, f, x) d\chi df \\ \tilde{Y}_i(x) &= \int_0^1 \int_0^\infty Y_{i,F}(\chi, f) \tilde{P}(\chi, f, x) d\chi df \\ \tilde{T}(x) &= \int_0^1 \int_0^\infty T_F(\chi, f) \tilde{P}(\chi, f, x) d\chi df \end{aligned}$$

gdzie: $\tilde{Y}_i, \tilde{T}_i$ oznaczają średnie Favre, podobnie $\tilde{P}(\chi, f, x)$ jest *pdf* uśrednioną Favre, a wielkości $\rho_F, Y_{i,F}$ i T_F to parametry *płomyków*, pochodzące z ich *biblioteki* [22].

Zastosowanie koncepcji *płomyków* do modelowania dyfuzyjnego płomienia turbulentnego umożliwia także określenie warunków gaśnięcia płomienia. Jak podano w p. 2.3.3, jeżeli współczynnik dyssypacji χ przekroczy wartość krytyczną, to laminarny *płomyk* zgaśnie. Pozytywnym testem dla sprawdzenia tej koncepcji do płomienia turbulentnego było modelowanie dyfuzyjnych płomieni uniesionych, dla których udało się określić wysokość uniesienia płomienia turbulentnego [22].

2.4. Aerodynamika swobodnych płomieni

2.4.1. Przejście od płomienia laminarnego do turbulentnego

Przejście od płomienia laminarnego do turbulentnego jest zazwyczaj charakteryzowane liczbą Reynoldsa ($Re = ud/\nu$), która jest odwrotnie proporcjonalna do współczynnika lepkości kinematycznej gazu. Tymczasem wartość współczynnika lepkości kinematycznej ν bardzo zależy od temperatury i w regionie spalania zwiększa się od 15 do 20 razy w stosunku do wartości ν w temperaturze pokojowej. Ma to istotne konsekwencje dla struktury płomienia turbulentnego.

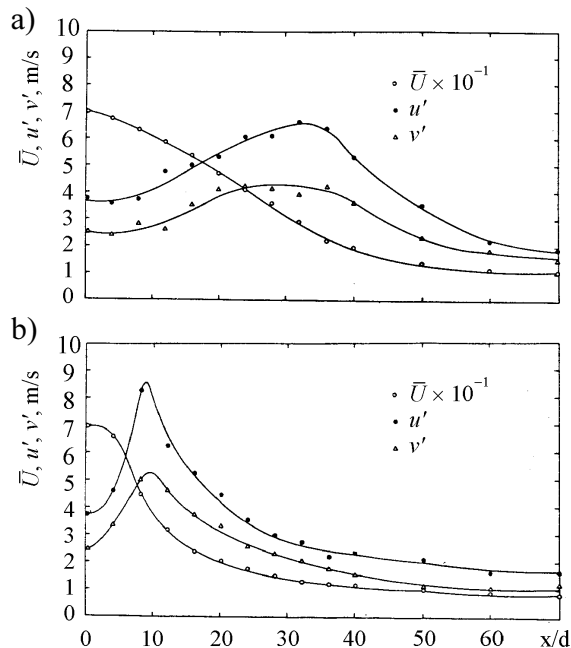
Przed wszystkim krytyczna wartość liczby Reynoldsa Re_{kr} przejścia od płomienia laminarnego do turbulentnego, określona w odniesieniu do warunków wypływu gazu, znacznie różni się od Re_{kr} dla przepływu w przewodzie kołowym ($Re_{kr} \approx 2300$). Wartości liczb Reynoldsa, przy których zachodzi przejście od płomienia laminarnego do turbulentnego, zmierzone dla warunków izotermicznych na wylocie palnika dla różnych paliw, przedstawiają się odpowiednio:

– wodór:	2000	– wodór + powietrze pierwotne:	5500÷8500
– gaz miejski:	3000÷4000	– gaz miejski + powietrze pierwotne:	5500÷8500
– tlenek węgla:	5000	– propan, acetylen:	9000÷10000
– metan:	3000		

To zaskakujące zwiększenie Re_{kr} dla płomienia jest spowodowane zjawiskiem **laminaryzacji** płomienia, polegającej na tłumieniu turbulencji na skutek znacznej lepkości spalin. Mimo więc turbulentnego charakteru wypływu z palnika i dużej wartości liczby Reynoldsa, wewnątrz płomienia może wystąpić region przepływu laminarnego, w którym procesy przekazywania nie mają charakteru turbulentnego, lecz molekularny. Laminaryzacja opóźnia wstępowanie powietrza do płomienia, co skutkuje wolniejszym wyrównywaniem prędkości osiowej oraz wydłużeniem płomienia, a przede

wszystkim przesunięciem zakresu turbulentnego spalania ku większym liczbom Reynoldsa. Płomień ulega laminaryzacji zwłaszcza wtedy, kiedy paliwo gazowe zawiera powietrze, wówczas turbulentne pulsacje są tłumione przez początkowy, kinetyczny odcinek spalania.

Na rysunku 2.22 porównano osiowe profile prędkości i amplitudy pulsacji prędkości w płomieniu i izotermicznym strumieniu ($Re = 11000$), paliwem była mieszanka $H_2 + N_2$ [20]. Strumień



Rys. 2.22. Porównanie profili osiowych prędkości ($\bar{U}$) i pulsacji prędkości osiowej (u') oraz radialnej (v') w:
a) płomieniu wodorowym, b) w strumieniu izotermicznym [20]

izotermiczny po około 10 średnicach przechodzi w odcinek zasadniczy, natomiast wyrównywanie profilu prędkości w płomieniu trwa kilkakrotnie dłużej. Istotna różnica występuje także w przypadku intensywności turbulencji, która dla strumienia osiąga maksimum w miejscu przejścia strumienia w strefę przepływu rozwiniętego ($x/d \approx 10$), w płomieniu natomiast maksimum przesunęło się aż do $x/d \approx 30$.

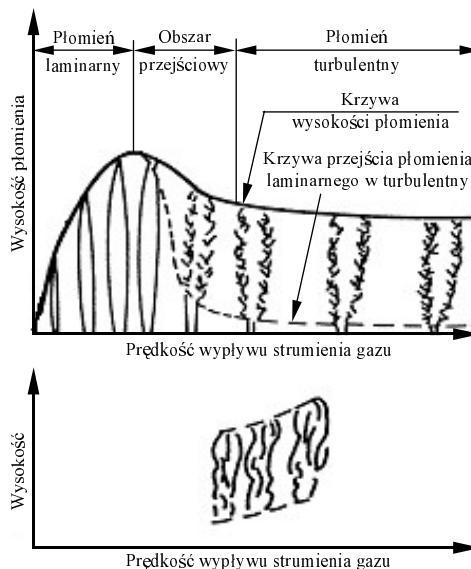
2.4.2. Wpływ prędkości wypływu na strukturę dyfuzyjnego płomienia

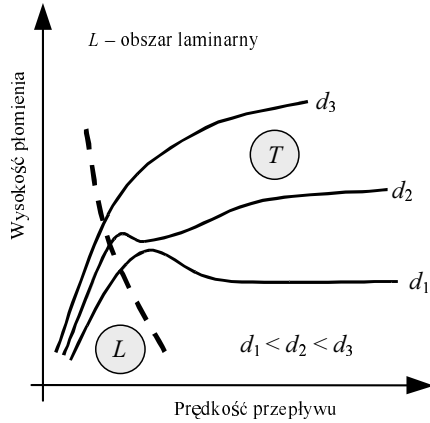
Wpływ turbulencji na proces spalania powoduje, że zmiana prędkości wypływu paliwa gazowego z dyszy może wywołać znaczną zmianę cech płomienia. Jeżeli prędkość wylotowa gazu jest mniejsza od wartości odpowiadającej krytycznej liczbie Reynoldsa Re_{kr} , to dyfuzyjny płomień ma charakter laminarny, a mieszanie się gazu i powietrza zachodzi wskutek dyfuzji molekularnej w cienkim froncie spalania, mającym ustalone, wynikające ze stechiometrii, położenie. Zwiększanie prędkości wylotowej gazu z dyszy powoduje wydłużanie płomienia, aż do pewnej prędkości krytycznej, po której przekroczeniu końcowa część płomienia traci stabilność [19].

Dalsze zwiększanie prędkości wypływu prowadzi do ukształtowania się płomienia turbulentnego. W punkcie tym następuje zatem przejście od płomienia laminarnego do płomienia turbulentnego. Odległość od wylotu dyszy do początku obszaru płomienia turbulentnego jest nazywana odległością **punktu załamania** [19].

Na rysunku 2.23 przedstawiono wpływ prędkości wylotowej gazu na długość i strukturę płomienia. Wraz ze zwiększeniem prędkości początkowo obserwuje się prawie proporcjonalny wzrost długości płomienia o stałym kształcie i ostrym brzegu. Gdy gazy osiągną dostatecznie dużą prędkość, część płomienia zmienia swój pierwotny kształt, przybierając kształt krzewu, charakterystyczny dla płomienia turbulentnego. Przy dalszym zwiększaniu prędkości punkt, w którym załamuje się struktura laminarna, przemieszcza się w kierunku wylotu dyszy. Płomień staje się w pełni turbulentny, gdy punkt załamania struktury laminarnej przemieści się w pobliże wylotu dyszy. Dalsze zwiększanie prędkości nie wpływa już na zmianę kształtu płomienia. Powoduje jedynie wzrost hałaśliwości oraz zmniejszenie intensywności świecenia płomienia.

Rys. 2.23. Zmiany długości i struktury płomienia dyfuzyjnego ze wzrostem prędkości wypływu





Należy jednak zaznaczyć, że wpływ prędkości wypływu paliwa gazowego na długość płomienia turbulentnego zależy również od średnicy dyszy palnika (rys. 2.24). Przy małych średnicach i dużych prędkościach długość płomienia nie zależy od prędkości, natomiast przy dużych średnicach dyszy palnika intensywnie rośnie wraz ze wzrostem prędkości wypływu.

Rys. 2.24. Wpływ średnicy dyszy palnika gazowego na charakter zależności wysokości płomienia od prędkości przepływu

2.4.3. Długość laminarnych pło-

mieni dyfuzyjnych

Długość płomieni laminarnych może być obliczona ze wzoru

$$L = A \log_{10} (35,320 Q \Theta_f) + B \quad (2.24)$$

w którym: A i B – stałe niezależne od prędkości wypływu i średnicy dyszy, Q – strumień objętości, Θ_f – współczynnik obliczony ze wzoru

$$\Theta_f = \frac{1}{4 \ln \left(\frac{1 + a_t}{a_t - a_0} \right)} \quad (2.25)$$

w którym: a_0 – stosunek molowy strumienia powietrza pierwotnego do strumienia paliwa gazowego w mieszaninie wypływającej z dyszy, a_t – współczynnik stechiometryczny [1].

Wartości stałych A i B są zależne od rodzaju spalanego gazu oraz od wartości a_0 . Jeżeli L i Q będą wyrażone w metrach oraz w metrach sześciennych na sekundę, to w temperaturze pokojowej, dla $a_0 = 0$, stałe wynoszą: $A = 4,56$ i $B = 16,70$.

2.4.4. Długość turbulentnego płomienia dyfuzyjnego

Długość swobodnego, turbulentnego płomienia dyfuzyjnego zależy przede wszystkim od rodzaju spalanego paliwa oraz od średnicy wylotu palnika. Długość L może być wyznaczona ze wzoru [1]

$$\frac{L}{d} = 6 (R + 1) \left(\frac{\rho_e}{\rho_f} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

w którym: R – masowy stosunek stechiometryczny powietrza do paliwa (dla metanu 17,25), ρ_e – gęstość gazu palnego (dla CH_4 w 15°C , $\rho_e = 0,667 \text{ kg/m}^3$), ρ_f – średnia gęstość gazu w płomieniu (w temperaturze 1400°C , $\rho_f = 0,205 \text{ kg/m}^3$).

Gęstość gazu w płomieniu jest bardzo zbliżona dla większości paliw gazowych, dlatego stosunek L/d zależy głównie od R i ρ_f . Dla gazu ziemnego otrzymuje się

Turbulentne płomienie dyfuzyjne są znacznie krótsze od strug izotermicznych. W wyniku spalania biegun strugi jest przesuwany od $a/d = 2$ do $a/d = 40$ w kierunku przeciwnym do wylotu dyszy. W płomieniu turbulentnym zarówno profile gęstości strumienia masy, jak i gęstości strumienia pędu są jakościowo podobne i można je wyrazić wzorami:

- gęstość strumienia masy

$$\frac{\rho u C_0}{(\rho u C_0)_m} = \exp\left(\frac{-\ln 2r}{r_{0,5}}\right) \quad (2.29)$$

- gęstość strumienia pędu

$$\frac{\rho u^2}{(\rho u^2)_m} = \exp\left(\frac{-\ln 2r}{r_{0,5}}\right) \quad (2.30)$$

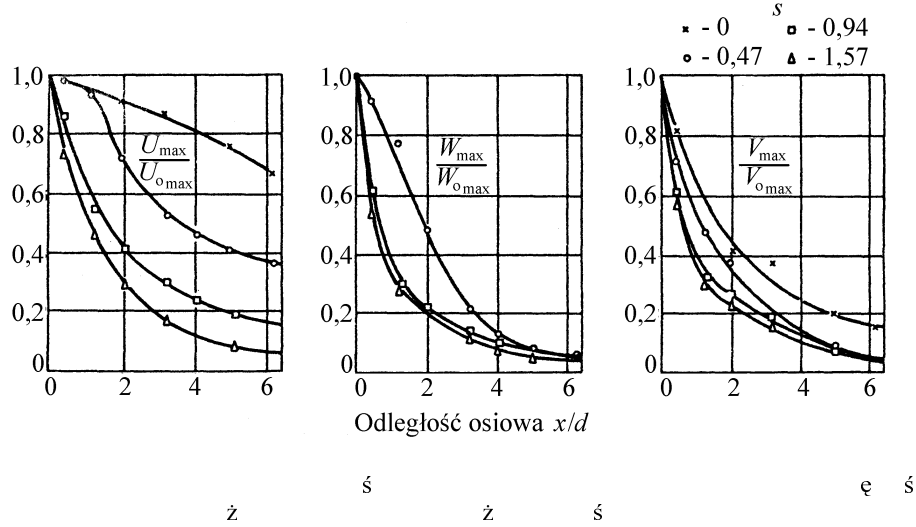
gdzie $r_{0,5}$ – promień, dla którego prędkość jest równa połowie prędkości maksymalnej w osi strugi dla tej samej odległości x .

2.4.6. Płomienie w przepływach zawirowanych

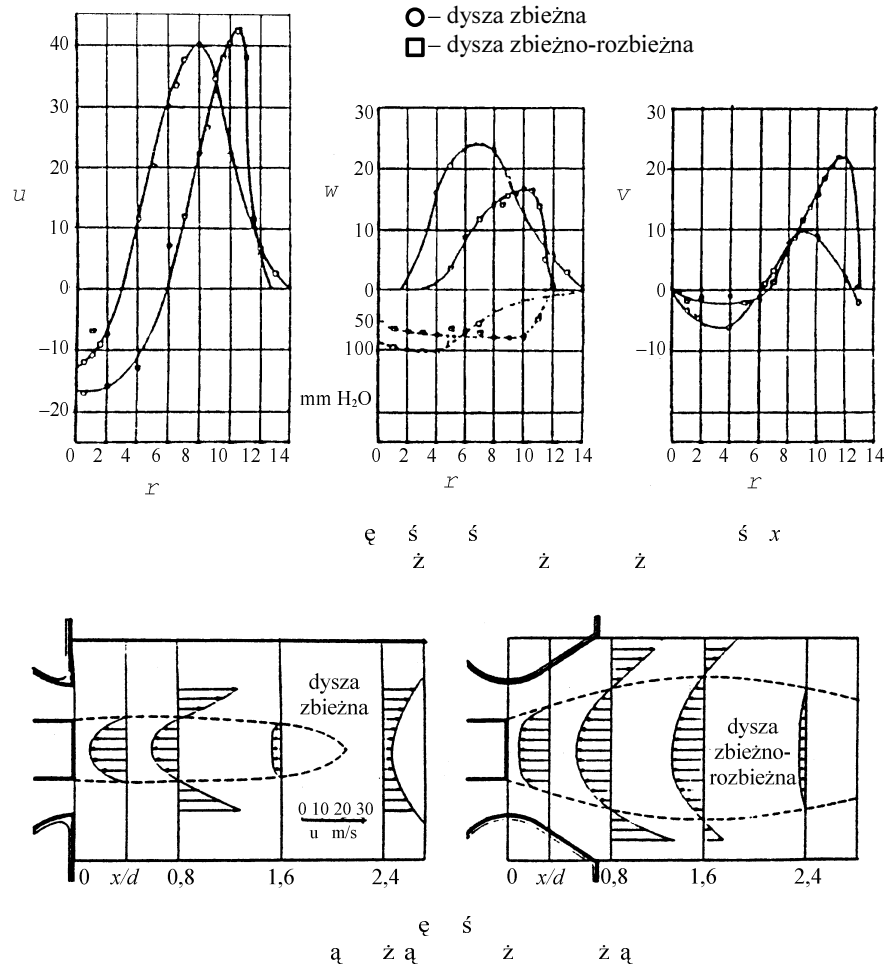
Strugi zawirowane są często stosowane w technice spalania, ponieważ umożliwiają wytworzenie intensywnego i stabilnego płomienia. Zdolność strug zawirowanych do szybkiego mieszania paliwa i powietrza u wylotu palnika zapewnia dużą szybkość spalania, a zdolność mieszania z otaczającym czynnikiem i występująca w strugach silnie zawirowanych wewnętrzna recyrkulacja stabilizują płomień.

Należy jednak rozróżnić płomienie słabo i silnie zawirowane. Płomienie słabo zawirowane nie mają praktycznego zastosowania z powodu ich skłonności do niestabilności. Powszechne zastosowanie w technice spalania znalazły tylko płomienie silnie zawirowane, w których występuje strefa recyrkulacji. Mająca kształt wiru toroidalnego strefa recyrkulacji odgrywa ważną rolę w stabilizacji płomienia, gdyż tworzy obszar intensywnego mieszania produktów spalania i jest akumulatorem energii cieplnej oraz chemicznie aktywnych składników.

Cechy płomienia, takie jak stabilność, intensywność spalania oraz czasy przebywania w komorach spalania, zależą od rozmiarów palnika i liczby wiru przepływu zawirowanego. Charakterystyki spalania wyznacza się w funkcji geometrii dyszy oraz warunków wylotowych z palnika. Na rysunku 2.25 przedstawiono maksymalne składowe – osiową, obwodową i promieniową – wzdłuż strugi i dla różnych liczb wiru. Rozkład prędkości osiowej i promieniowej przebiega według funkcji $1/x$, natomiast składowej obwodowej według $1/x^2$.



Kształt wylotu dyszy, a zwłaszcza jej zbieżność lub rozbieżność, oraz umieszczenie w osi symetrii rdzenia lub dysku stabilizującego istotnie wpływają na uzyskiwany obraz przepływu za palnikiem wirowym. Na rysunkach 2.26 i 2.27 przedstawiono profile promieniowe składowych osiowej, obwodowej i promieniowej prędkości w strudze oraz położenie centralnej strefy recyrkulacyjnej dla dwóch strug o tej samej liczbie wiru, ale dla różnych geometrii dyszy. Użycie dyszy zbieżno-rozbieżnej powoduje rozszerzenie wewnętrznej strefy recyrkulacyjnej oraz zwiększenie ilości masy recyrkulującej. Obraz przepływu w wewnętrznej strefie recyrkulacyjnej zależy także od stabilizatora umieszczonego na wylocie dyszy lub od kształtu rozpylacza paliwa ciekłego. Dla małych liczb wiru ($S < 0,60$) do wytworzenia przepływu recyrkulacyjnego niezbędny jest stabilizator przepływu. Przy zwiększaniu liczby wiru wpływ stabilizatora na przepływ staje się coraz mniej istotny, ale dla bardzo dużych liczb wiru stabilizator może mieć nawet wpływ niekorzystny na moc oraz rozmiar wiru recyrkulacyjnego w osi symetrii strugi.



Promieniowe profile temperatury mają maksima położone w głównej strefie reakcyjnej na obrzeżu strefy recyrkulacyjnej, a nie w osi symetrii strugi, ponieważ temperatura w rdzeniu centralnym wzrasta wskutek mieszania paliwa i utleniacza z gorącymi produktami spalania. Szybkość zmian prędkości osiowej w strudze ze spalaniem zwiększa się ze wzrostem stopnia zawirowania.

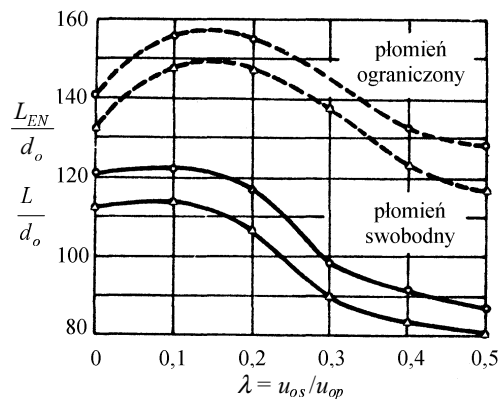
2.5. Aerodynamika spalania w obszarze ograniczonym

W praktycznych zastosowaniach spalanie odbywa się najczęściej w przestrzeni ograniczonej, na przykład w palenisku kotłowym albo w komorze spalania turbiny gazowej. Obecność ścian lub sąsiedztwo innych płomieni zmienia aerodynamikę spa-

lania, dlatego wykształciło się wiele konstrukcji palenisk i komór spalania, które przez odpowiednią aerodynamikę spalania umożliwiają kontrolę szybkości spalania, przekazywanie ciepła oraz emisję zanieczyszczeń.

Przede wszystkim w przestrzeni ograniczonej ilość tlenu dostarczanego do spalania jest ograniczona (spalanie ze skończonym nadmiarem powietrza). Jeżeli na przykład płomień dyfuzyjny jest ograniczony ścianami komory cylindrycznej, to jego długość zwiększa się wskutek powstającej recyrkulacji oraz na skutek zmniejszania się koncentracji utleniacza w gazie zasysanym przez strugę. Długość płomienia dyfuzyjnego zależy od współczynnika nadmiaru powietrza. Jeżeli założyć się, że koniec płomienia znajduje się w punkcie 99% wypalenia paliwa, to dostarczenie powietrza w ilości stechiometrycznej powoduje, że długość płomienia dąży teoretycznie do nieskończoności. Ograniczenie obszaru spalania powoduje nie tylko wydłużenie płomienia, ale także zwiększenie jego szerokości. Pomiedzy granicą obszaru spalania a ścianą komory powstają obszary dużych stężeń CO i CO₂ wskutek obecności recyrkulujących gazów o niewielkiej zawartości tlenu. Powoduje to powstanie płomienia dłuższego w porównaniu z płomieniem swobodnym oraz istotne ujednorodnienie profilu temperatury.

Na rysunku 2.28 porównano długość płomienia swobodnego i płomienia ograniczonego ścianami komory spalania.

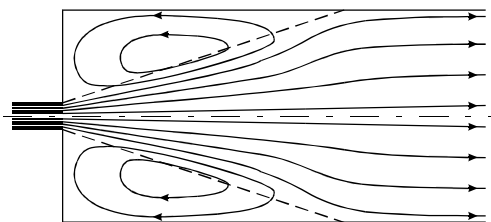


Zaznaczono długości płomieni uzyskane na podstawie obserwacji wizualnych oraz pomiarów otrzymanych metodą analizy chemicznej produktów spalania [1].

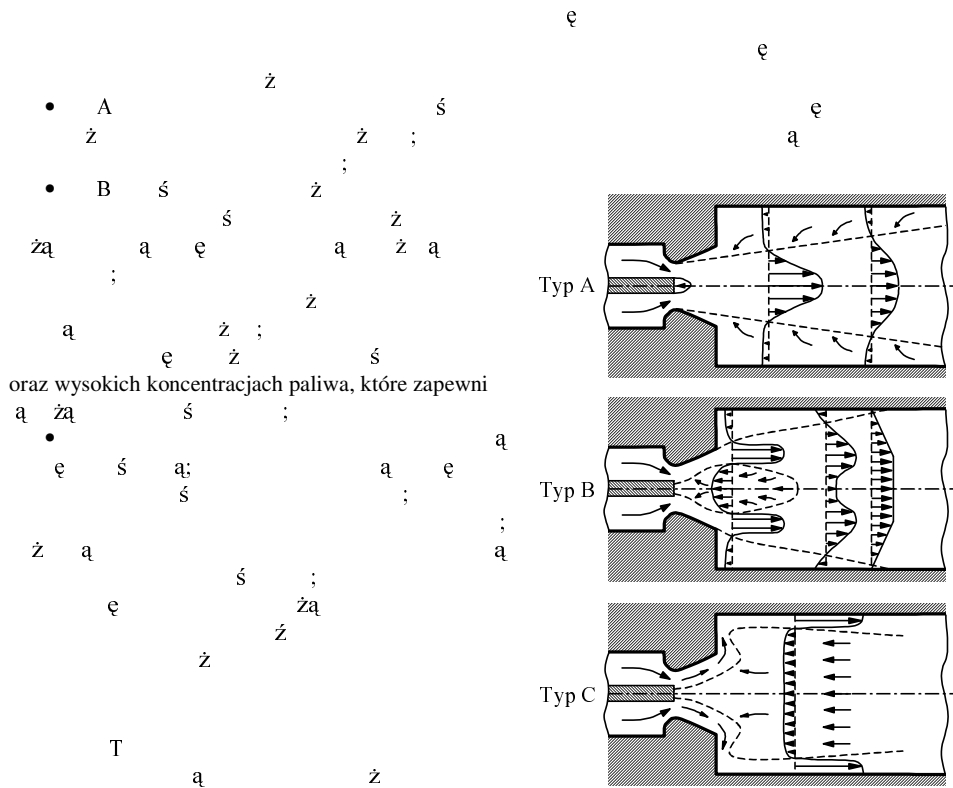
8 ś
ę ś
ku podwójnie
Δ – 99%

Obecność ścian komory spalania także istotnie wpływa na aerodynamikę płomieni, ponieważ strugi w obszarach ograniczonych indukują przepływy recyrkulacyjne (rys. 2.29). Intensywność tej recyrkulacji jest tym większa, im struga znajduje się bliżej ściany. Jeżeli w pobliżu ściany znajduje się rząd strug, to może wystąpić efekt Coanda, polegający na przyleganiu strugi do ściany.

W technice kotłowej znany jest efekt wzajemnego oddziaływania płomieni. Stwierdzono, że jeżeli płomienie są w grupie, to najbardziej wydłuża się płomień „wewnętrzny” [23].



Szczególnie intensywne jest oddziaływanie na siebie strug zawirowanych. W kotłach pyłowych recyrkulacja między płomieniem pyłowym a ścianami kotła może być przyczyną szlakowania ekranów.



2.6. Stabilizacja płomieni

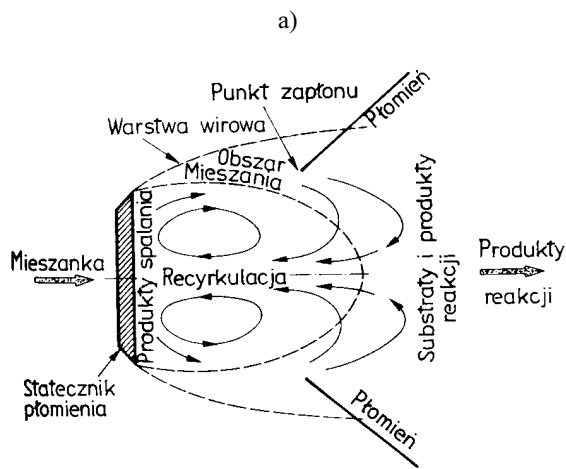
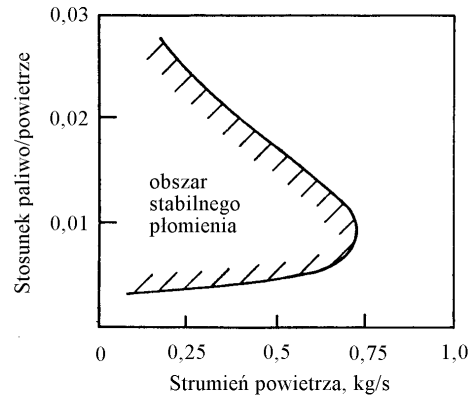
W większości systemów spalania prędkość strumienia mieszanki wielokrotnie przekracza prędkość rozprzestrzeniania się płomienia (na przykład dla metanu prędkość rozprzestrzeniania się laminarnego płomienia wynosi około 45 cm/s), dlatego niezbędne jest stosowanie różnych sposobów stabilizacji płomieni.

Wyróżnia się trzy sposoby stabilizacji płomieni [9]:

- stabilizacja płomienia w warstwie przyściennej,
- stabilizacja ciałem nieopływowym,
- stabilizacja przez zawirowanie płomienia.

Stabilizacja płomieni w warstwie przyściennej polega na lokalnym zmniejszeniu prędkości wypływu mieszanki palnej poniżej prędkości propagacji płomienia [9, 12]. Jest to możliwe dlatego, że prędkość mieszanki na „ściance palnika” jest równa zeru i zwiększa się w kierunku osi palnika. Analizę stabilizacji płomienia laminarnego w warstwie przyściennej przedstawiono w następnym rozdziale (p. 3.5.1).

Mechanizm stabilizacji płomieni ciałem nieopływowym i przez silne zawirowanie płomienia jest podobny: w obu przypadkach powstaje strefa recyrkulacji, w której spalanie ma w przybliżeniu adiabatyczny charakter. Stabilizujące oddziaływanie strefy recyrkulacji polega na przekazywaniu ciepła od gorących spalin z tej strefy do strumienia świeżej mieszanki (rys. 2.31). Możliwe jest też stabilizowanie płomienia przez dodanie płomienia pilotującego [12, 18]. Nie jest to jednak wygodny sposób stabilizacji, a ponadto taki płomień może też być zdmuchnięty.



S
a
e
n
λ
e
e
ś
a
λ

Stabilizacja płomieni za pomocą ciał nieopływowych

Strefa recyrkulacji można w przybliżeniu traktować jak adiabatyczny reaktor doskonałego wymieszania, ponieważ temperatura wewnątrz strefy recyrkulacji osiąga około 90% wartości adiabatycznej temperatury spalania, a intensywność turbulencji sięga 50% [9]. W warstwie granicznej strefy recyrkulacji i strumienia świeżej mieszanki następuje intensywna wymiana masy i przekazywanie ciepła (rys. 2.31).

W kontakcie z gorącymi spalinami mieszanka palna nagrzewa się, a do strefy recyrkulacji dostaje się świeże paliwo. W zależności od prędkości przepływu u oraz rozmiaru geometrycznego statecznika L czas przebywania w strefie recyrkulacji τ_p jest w zakresie $\tau_p \cdot u/L = 30 \div 40$ [9].

Wielkość strefy recyrkulacji za statecznikiem płomienia zależy od liczby Reynoldsa opartej na jego charakterystycznym wymiarze geometrycznym L . Dopiero po przekroczeniu krytycznej wartości liczby $Re \geq Re_{kr}$ następuje pełne ukształtowanie się strefy recyrkulacji. Ze względu na występujący podczas spalania efekt laminaryzacji przyjmuje się na przykład dla stateczników o cylindrycznym kształcie, $Re_{kr} \geq 10^4$ [8].

Zakres stabilności płomienia za statecznikiem można znacznie zwiększyć przez:

- zwiększenie wymiarów stabilizatora,
- zwiększenie temperatury początkowej mieszaniny,
- zbliżenie się do stechiometrycznych warunków spalania,
- zwiększenie ciśnienia statycznego przepływu,
- zmniejszenie intensywności turbulencji w przepływie głównym,

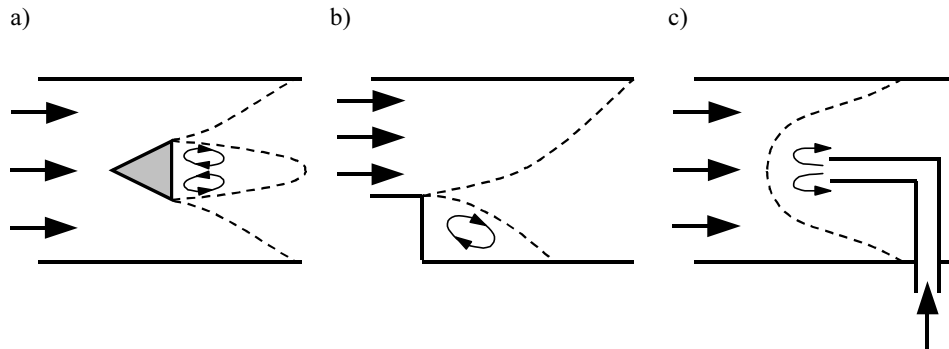
ponadto w przypadku spalania paliw ciekłych i stałych:

- lepsze rozdrobnienie paliwa,
- większy udział lotnych składników w oleju,
- większy udział części lotnych w węglu.

W technice spalania istnieje co najmniej kilka sposobów wytwarzania stref recy

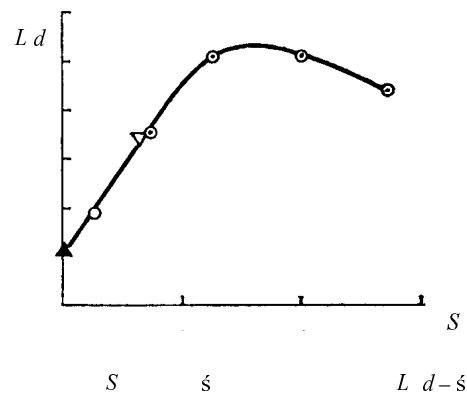
ż S

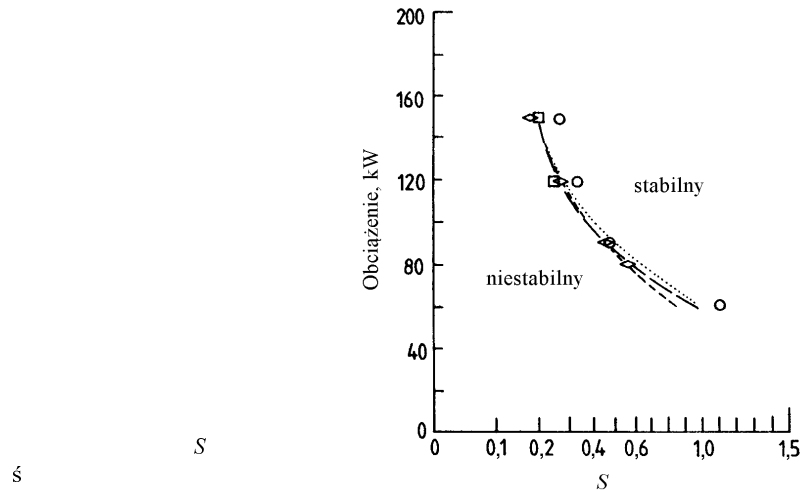
ą ż



Stabilizacja płomieni za pomocą zawirowania strumienia

Zawirowanie strumienia jest jedną z częściej stosowanych metod stabilizacji płomienia [1, 9, 12, 23]. Silnie zawirowane płomienie ($S \geq 0,6$) mają strefę recyrkulacji, która stabilizuje proces spalania w podobny sposób, jak za pomocą ciała nieopływowego. W zakresie stopnia zawirowania stosowanego w technice spalania ($S < 1$) strefa recyrkulacji zawirowanego płomienia ulega wydłużeniu ze zwiększeniem liczby wiru S (rys. 2.34), co objawia się wzrostem zakresu stabilności płomienia (rys. 2.35).





Zasada stabilizacji płomieni przez zawirowanie znalazła powszechne zastosowanie w konstrukcji palników, palenisk i komór spalania turbin gazowych. Palniki wytwarzające zawirowany płomień nazywa się **wirowymi**. W energetyce stosuje się wirowe komory spalania, zwane **paleniskami cyklonowymi** [14]. Palniki wirowe, paleniska cyklonowe oraz wirowe komory spalania turbin gazowych charakteryzują się stabilnym spalaniem w dużym zakresie zmian obciążenia, nadmiaru powietrza i prędkości przepływu.

Literatura

- B M A C b t d c A S L L 9
 B H f t c b th S I T
 I 99
 B K T b t f th x d ct t, w: "Turbulent Reacting Flows", eds.
 A L F A S V Y 98
 A E g, C b t, d E t M Y 98
 P d t b 9
 F M d g z z t b t
 99
 F v A A N c d f d ct g f c f th -d
 z d-f f df c E T V 988
 8 I C b t A S 99
 9 ń T ch cz t g T 99
 C c t th d f ct g t b tf :
 F V 8 98
 K F M ń d f d ct gf t d d ct fNO_x
 t t b f c F - S 99
 K A P d t c T

L	B E S	B	Th	c c	t t	f t b	t f	M	A
M	E V	9	9–89						
O		ń	S	E K t		T	9 9		
S	S	F ft	ct		d t b	t c b t	T A	E	S
		– 8	99						
	L	f	t c c t	t b	t c b t		st S		I
	M	–8 A	98						
	A	A	M N	cz	b cz	t b	t g		d f z j-
g	z t z	g	cz j I ž			IX	9 9	9	
8	K C	b t	St b t A		K	B	98		
9 S	A C	b t	F d t	M		Y	98		
T	T	P	t f t b	t d ff	f			F	V 98
T	v S		M	t d d	g f c f	t b t	t c c b -		
t	S		I	T	I		99 9		
	M	U	C b t	; Ph	c d Ch	c F d	t , M d g d		
S	t Ex	t P	t t F	t S	V	B			
Wójcicki S., S		T	9 9						