

LEPKOŚĆ WIROWA W OSIOWO-SYMETRYCZNYCH STRUGACH ZAWIROWANYCH

STANISŁAW DROBNIK (CZĘSTOCHOWA)

1. Wstęp

Problem ewolucji charakterystyk turbulencji w osiowo-symetrycznych strugach z zawirowaniem wstępnym jest zagadnieniem interesującym i wartym szczegółowych badań zarówno ze względów aplikacyjnych jak i poznawczych.

Nałożenie na przepływ główny dodatkowego pola prędkości obwodowych deformuje bowiem strukturę ruchu średniego i fluktuacyjnego intensyfikując procesy turbulentnego transportu masy, pędu i ciepła. W rozważaniach niniejszej pracy szczegółowej analizie poddano wpływ warunków początkowych przepływu (intensywności zawirowania wstępnego) na przestrzenny rozwój współczynników burzliwej dyfuzji pędu.

Wykaz oznaczeń

d	— średnica dyszy wylotowej
F	— bezwymiarowa funkcja
r^*	— charakterystyczna skala wymiaru liniowego
R_T	— turbulentna liczba Reynoldsa
s	— intensywność zawirowania
$U_x; U_r; U_\varphi$	— składowe prędkości średniej
$u_x; u_r; u_\varphi$	— składowe prędkości fluktuacyjnych
U^*	— charakterystyczna skala
$x; r; \varphi$	— współrzędne cylindryczne
η	— współrzędna względna

Indeksy

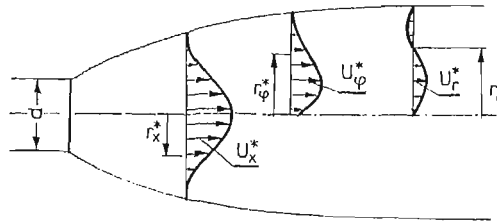
max	— wartość maksymalna w danym przekroju poprzecznym
o	wartość określona w przekroju wylotowym dyszy

2. Opis ewolucji współczynników lepkości wirowej

Analiza strug turbulentnych oparta w znacznej mierze na przyjęciu modelu pełnego lub częściowego samopodobieństwa pól prędkości prowadzi w efekcie do szeregu potęgowych zależności opisujących przestrzenny rozwój charakterystycznych wielkości przepływu. Obszerne podsumowanie otrzymanych w powyższy sposób praw potęgowej ewo-

lucji przedstawia min Schlichting [8] sugerując stałość w kierunku przepływu turbulენტnej liczby Reynoldsa (opartej o współczynnik lepkości wirowej ν_T). Do podobnego wniosku skłaniają także rezultaty prac cytowane przez Reynoldsa [7], który stwierdza ponadto, że turbulენტna liczba R_T zachowuje stałą wartość dla poszczególnych kategorii przepływu nie zależąc w ogólności od rzeczywistej liczby R_e i warunków początkowych pola prędkości. Założenie o stałości $R_T = R_T(x)$ leży także u podstaw sformułowanej po raz pierwszy przez CORRINA [1] hipotezy „niestabilności brzegowej” (marginal instability) przepływów swobodnych, w myśl której wartość R_T dla określonej kategorii przepływu (struga płaska, osiowosymetryczna) jest tego samego rzędu co dolna krytyczna wartość R_e dla odpowiedniej strugi laminarnej. Wynikające z przyjęcia tej hipotezy rozważania przedstawiono w [5], a uzyskane wyniki wykazują pełną analogię z rezultatami pracy [8].

Przyjęcie samopodobieństwa przepływu, która implikuje stałość $R_T(x)$ prowadzi jednak, jak to wykazał ELSNER w jednej ze swych prac [2] — do „zamrożenia” w otrzymanym rozwiązaniu struktury turbulencji. Wyraża się to m.in. we wzajemnej proporcjonalności wszystkich składowych tensora naprężeń burzliwych, podczas gdy doświadczenie wykazuje, że znacznie szybciej zanikają składowe niediagonalne ($i \neq j$) co jest wyrazem naturalnego dążenia przepływu do stanu izotropii.



Rys. 1

Przyjęcie samopodobieństwa sprowadza się do równań wykładników w potęgowych związkach opisujących zanik wszystkich charakterystycznych momentów korelacyjnych turbulencji i jak wykazano to m.in. w [9] struga rzeczywiście może osiągnąć ten stan w pewnej (zazwyczaj dość znacznej, $x \approx 70d$) odległości od wylotu. Zważywszy jednak, że obwodowa składowa prędkości zanika w omawianym typie przepływu znacznie szybciej niż osiowa, byłaby to więc praktycznie struga niezawierana. Poszukując więc modelu użytecznego dla potrzeb strugi z zawirowaniem wstępnym, może nim być jedynie rozwiązanie oparte o hipotezę semi-zachowawczości przepływu sformułowaną pierwotnie w [2]. Koncepcja ta zakłada, że w pewnym obszarze przepływu rozkłady wszystkich charakterystycznych parametrów strugi (rys. 1) opisane być mogą za pomocą indywidualnych skal odrębnych tak dla wielkości średnich jak i fluktuacyjnych, co ująć można następującym zapisem:

$$(1) \quad \begin{aligned} U_x(x, r) &= U_x^*(x) \cdot F_x(\eta_x); & \eta_x &= \frac{r}{r_x^*}, \\ U_\phi(x, r) &= U_\phi^*(x) \cdot F_\phi(\eta_\phi); & \eta_\phi &= \frac{r}{r_\phi^*}, \\ U_r(x, r) &= U_r^*(x) \cdot F_r(\eta_r); & \eta_r &= \frac{r}{r_r^*}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{u}_x^2(x, r) &= U_{xx}^{*2} \cdot F_{xx}(\eta_{xx}); & \eta_{xx} &= \frac{r}{r_{xx}^*}, \\
 \bar{u}_\varphi^2(x, r) &= U_{\varphi\varphi}^{*2} \cdot F_{\varphi\varphi}(\eta_{\varphi\varphi}); & \eta_{\varphi\varphi} &= \frac{r}{r_{\varphi\varphi}^*}, \\
 \bar{u}_r^2(x, r) &= U_{rr}^{*2} \cdot F_{rr}(\eta_{rr}); & \eta_{rr} &= \frac{r}{r_{rr}^*}, \\
 \overline{u_x u_r}(x, r) &= U_{xr}^{*2}(x) \cdot F_{xr}(\eta_{xr}); & \eta_{xr} &= \frac{r}{r_{xr}^*}, \\
 \overline{u_r u_\varphi}(x, r) &= U_{r\varphi}^{*2}(x) \cdot F_{r\varphi}(\eta_{r\varphi}); & \eta_{r\varphi} &= \frac{r}{r_{r\varphi}^*}, \\
 \overline{u_x u_\varphi}(x, r) &= U_{x\varphi}^{*2}(x) \cdot F_{x\varphi}(\eta_{x\varphi}); & \eta_{x\varphi} &= \frac{r}{r_{x\varphi}^*}.
 \end{aligned}$$

(1 cd.)

Obecny stan wiedzy nie pozwala na jednoznaczne skorelowanie naprężeń turbulentnych z polem prędkości średnich. Z wielu zaproponowanych do tej pory hipotez, do dalszej analizy wybrano postulat Boussinesq'a wiążący naprężenia burzliwe z tensorem prędkości deformacji płynu w oparciu o lepkość wirowo definiowaną związkami

$$(2) \quad \nu_{T_{ij}} = \frac{-\overline{u_i u_j}}{\frac{\partial U_{i-}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{j-}}{\partial x_i}},$$

który dla potrzeb opisu zawirowanej strugi osiowo-symetrycznej wyrażony zostaje w postaci:

$$(3) \quad \nu_{T_{xr}} = \frac{\overline{u_x u_r}}{\frac{\partial U_{x-}}{\partial r}}; \quad \nu_{T_{r\varphi}} = -\frac{\overline{u_r u_\varphi}}{r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U_\varphi}{r} \right)} = -\frac{\overline{u_r u_\varphi}}{\frac{\partial U_\varphi}{\partial r} - \frac{U_\varphi}{r}}.$$

Jeżeli założymy, że tak zdefiniowany współczynnik lepkości wirowej $\nu_{T_{xr}}$ jest stały w poprzecznym przekroju strugi:

$$(4) \quad \nu_{T_{xr}}(r) = \text{const},$$

wówczas prawa strona pierwszego z równań ruchu (5):

$$(5) \quad \begin{cases} U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_r \frac{\partial U_x}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u_x u_r}), \\ \frac{U_\varphi^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u_r^2}) - \frac{\overline{u_\varphi^2}}{r}, \\ U_x \frac{\partial U_\varphi}{\partial x} + U_r \frac{\partial U_\varphi}{\partial r} + \frac{U_r U_\varphi}{r} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \overline{u_r u_\varphi}), \end{cases}$$

po uwzględnieniu związków (3) i (4) przyjmuje postać:

$$(6) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u_x u_r}) = -\nu_{T_{xr}} \frac{\partial^2 U_x}{\partial r^2} + \frac{\nu_{T_{xr}}}{r} \frac{\partial U_x}{\partial r}.$$

Po wprowadzeniu do powyższego związku zależności (1) otrzymujemy ostatecznie:

$$(7) \quad \frac{r_x^*}{U_x^*} F_x \left[F_x \frac{dU_x^*}{dx} - \eta_x F_x' \frac{U_x^*}{r_x^*} \frac{dr_x^*}{dx} \right] + \frac{U_r^*}{U_x^*} F_r F_x' = \frac{\nu_{T_{xr}}^{**}(x)}{r_x^* U_x^*} \left(F_x'' + \frac{F_x'}{\eta_x} \right).$$

Tak przekształcone równanie ruchu zachowuje słuszność w każdym punkcie rozpatrywanej przestrzeni, w szczególności zaś niezależne jest od współrzędnej x , co prowadzi do relacji:

$$(8) \quad \frac{r_x^*}{U_x^*} \frac{dU_x^*}{dx} \sim \frac{dr_x^*}{dx} \sim \frac{U_r^*}{U_x^*} \sim \frac{\nu_{T_{xr}}(x)}{r_x^*(U_x^*)},$$

przy czym zgodnie ze związkiem definicyjnym 3 winien być jednocześnie spełniony warunek:

$$(9) \quad \nu_{T_{xr}}(x) \sim \frac{U_{xr}^{*2, *}}{U_x^*}.$$

Zauważmy ponadto, że wyrażenie:

$$(10) \quad \frac{r_x^* U_x^*}{\nu_{T_{xr}}} = R_T,$$

jest omawianą już wcześniej turbulentną liczbą Reynoldsa, a związki (8) wskazują na znacznie bardziej złożoną postać zależności $R_T(x)$ niż wynikałoby to np. z [5].

Analogiczny jak w związku (6) sposób postępowania w odniesieniu do drugiego współczynnika lepkości wirowej nie jest możliwy, ponieważ nie wykazuje on stałości w poprzecznym przekroju strugi.

3. Zmienność charakterystyk turbulencji w strudze z zawirowaniem wstępnym

Dla eksperymentalnej weryfikacji wyprowadzonych powyżej zależności przeprowadzono odpowiedni cykl badań doświadczalnych. Średnica wylotu dyszy wynosiła $d = 0,04$ m a charakterystyczną liczbę Reynoldsa utrzymywano na stałym w trakcie pomiarów poziomie

$$Re = \frac{U_{x0} \cdot d}{\nu} = 9,810^4.$$

Intensywność zawirowania definiowana związkiem:

$$s_0 = \frac{\int_0^{\infty} U_{x0} \cdot U_{\varphi 0} \cdot r^2 \cdot dr}{\int_0^{\infty} U_{x0}^2 \cdot r \cdot dr}$$

wynosiła odpowiednio:

$$S_0 = 0; 0,1; 0,129; 0,147; 0,164; 0,195,$$

a badaniami objęto obszar $x \in (0; 15)d$ co jest zakresem spotykanym w literaturze i umożliwia konfrontację wyników własnych badań z rezultatami prac innych autorów. Pomiar wielkości średnich wykonywano pięciootworkową sondą kulową, a składowe naprężeń

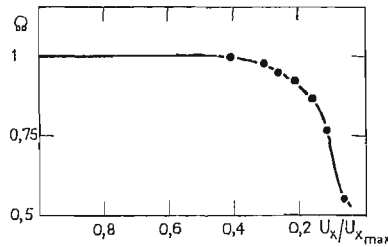
burzliwych określano dwukanałowym zestawem DISA 55 System wykorzystując metodę opisaną w [3]. Eksperymentalnie znalezione rozkłady naprężeń tak stycznych jak normalnych korygowano ze względu na wpływ intermittencji w sposób następujący:

$$(11) \quad \begin{aligned} \overline{u_{xzm}^2} &= \Omega \overline{u_{x\text{turb}}^2} + (1-\Omega) \overline{u_{r\text{pot}}^2}, \\ \overline{u_{rz}^2} &= \Omega \overline{u_{r\text{turb}}^2} + (1-\Omega) \overline{u_{r\text{pot}}^2}, \\ \overline{u_{\varphi zm}^2} &= \Omega \overline{u_{\varphi\text{turb}}^2} + (1-\Omega) \overline{u_{\varphi\text{pot}}^2}, \end{aligned}$$

$$\overline{u_x u_{rz}} = \Omega \overline{u_x u_{r\text{turb}}} + (1-\Omega) \overline{u_x u_{r\text{pot}}}; \quad \overline{u_r u_{\varphi zm}} = \Omega \overline{u_r u_{\varphi\text{turb}}} + (1-\Omega) \overline{u_r u_{\varphi\text{pot}}}$$

przy czym rozkład współczynnika intermittencji podano na rys. (2), zaś wartości tzw. potencjalnych fluktuacji strugi przyjęto za [9] jako równe:

$$(12) \quad \frac{\overline{u_{x\text{pot}}^2}}{U_{x0}^2} = \frac{\overline{u_{\varphi\text{pot}}^2}}{U_{x0}^2} \cong 3,7 \cdot 10^{-6}; \quad \frac{\overline{u_r^2}}{U_{x0}^2} \cong 7,8 \cdot 10^{-6}.$$



Rys. 2

Porównawcze zestawienie naprężeń burzliwych przed i po korekcji przedstawiono na rys. 3a ÷ d przykładowo dla $s_0 = 0,129$ i $x = 8d$. Wyniki tam zamieszczone wykazują, że w obszarze przepływu transkrytycznego (tj. w zewnętrznej strefie strugi) wielkości uzyskane bezpośrednio z pomiarów mają wartości zaniżone w stosunku do swych odpowiedników charakteryzujących rzeczywistą turbulencję przepływu.

Uwzględnienie zjawiska intermittencji w definicyjnym związku (3) daje przykładowo:

$$(13) \quad -[\Omega(\overline{u_x u_r})_{\text{turb}} + (1-\Omega)\overline{u_x u_r}_{\text{pot}}] = \nu_{T_{xr}} \frac{\partial}{\partial r} [\Omega(U_x)_{\text{turb}} + (1-\Omega)U_{x\text{pot}}],$$

a uwzględnienie w powyższym równaniu związków (12) prowadzi wprost do zależności:

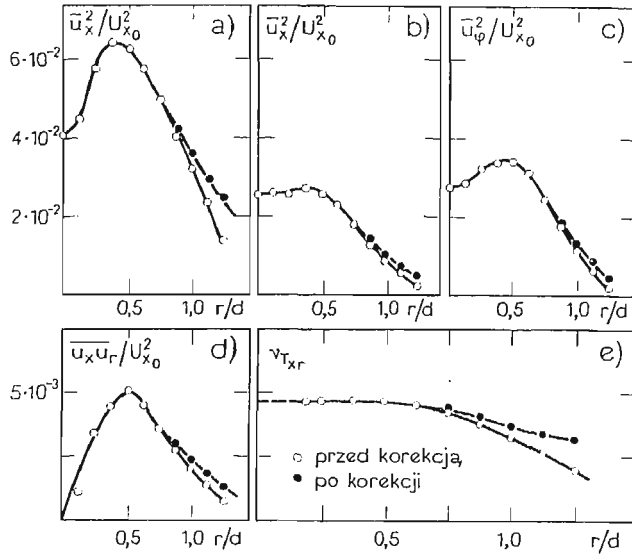
$$(14) \quad \overline{u_x u_{rz}} = -\Omega \overline{u_x u_r}_{\text{turb}} \cong \Omega \nu_{T_{xr\text{turb}}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U_x}{\Omega} \right),$$

skąd wynika:

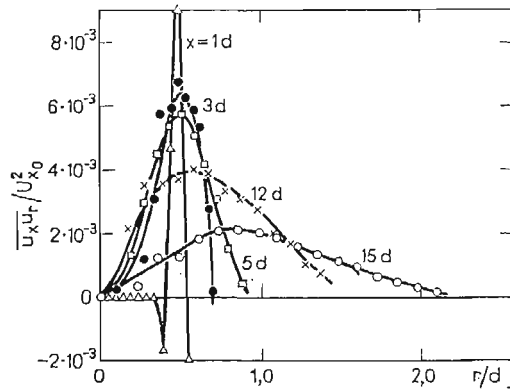
$$(15) \quad \nu_{T_{xr\text{turb}}} = \frac{\overline{u_x u_{rz}}}{\Omega \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U_x}{\Omega} \right)}.$$

Należy więc stwierdzić, że spotykany często sposób obliczania skorygowanej wartości współczynnika lepkości wirowej z zależności:

$$(16) \quad \nu_{T_{u\text{turb}}} = \frac{\nu_{T_{uzm}}}{\Omega},$$



Rys. 3



Rys. 4

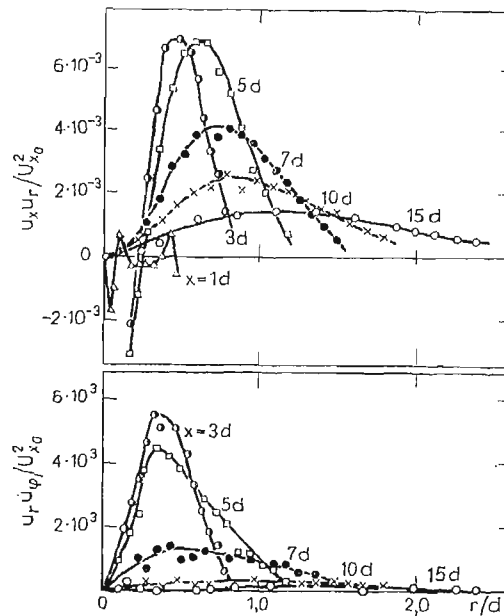
nie jest poprawny, chociaż w pewnych przypadkach błąd wynikający z przyjęcia takiego związku może być mało znaczący [4]. Z rys. 3e na którym naniesiono promieniowe rozkłady zarówno skorygowanego jak i nieskorygowanego współczynnika lepkości wirowej wynika wyraźnie, że uwzględnienie wpływu intermityencji pozwala uzyskać bardziej wyrównany rozkład

$$(17) \quad v_{T_{xr}} = v_{T_{xr}}(r),$$

co dodatkowo potwierdza dopuszczalność założenia o stałości tegoż współczynnika w poprzecznym przekroju strugi.

Na rys. 4 przedstawiono narastanie i następnie zanik w kierunku przepływu naprężeń stycznych dla strugi niezawiruwaney. W pobliżu wylotu dyszy struga niezawiruwana cha-

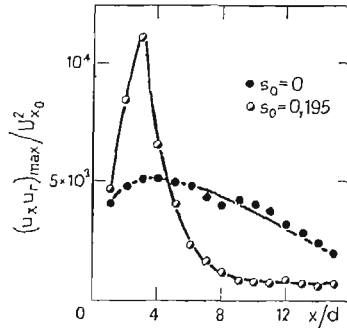
rakteryzuje się istnieniem tzw. potencjalnego jądra przepływu, w którym nie występują jakiegokolwiek naprężenia burzliwe, przy jednoczesnej obecności znacznych wartości tychże iloczynów korelacyjnych w obszarze warstwy granicznej (shear-layer) — stanowiącej powierzchnię ruchomego rozdziału między strugą i otaczającym ją ośrodkiem. W miarę oddalania się od początku przepływu zmniejsza się niejednorodność powyższych rozkładów, gdyż strefa burzliwości ogarnia stopniowo cały obszar strugi. Obecność nałożonych na strugę osiową dodatkowych pól prędkości obwodowych wywołuje wyraźne zmiany tak ilościowe jak i jakościowe turbulentnej mikrostruktury przepływu (rys. 5). Strefa rdzenia



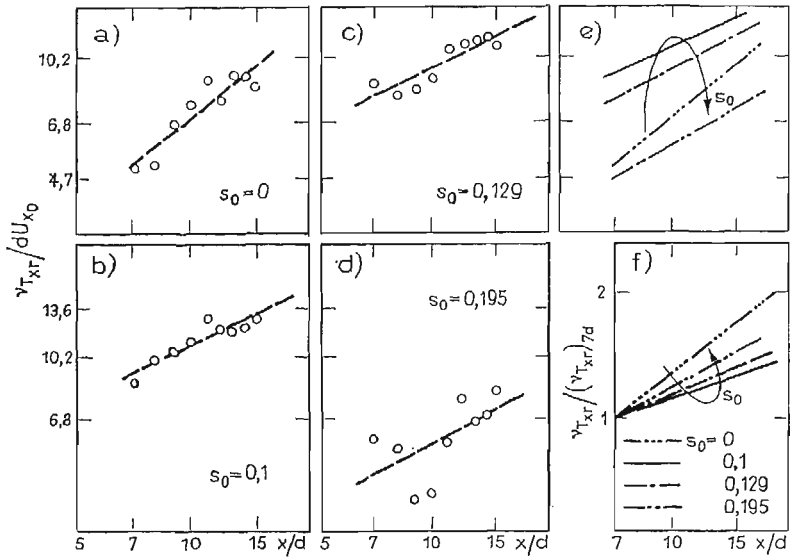
Rys. 5

potencjalnego praktycznie zanika, a struga jest w pełni turbulentną poczynając już od wylotu z dyszy. Występująca w początkowych przekrojach znaczna niejednorodność rozkładu naprężeń stycznych ulega w miarę wyrównania się profilu prędkości średniej wyraźnej redukcji, a w obszarze w pełni rozwiniętego przepływu turbulentnego ($x \geq 7d$) profile naprężeń stają się podobne do tych, które zaobserwować można w strudze niezawirowanej. Obecność zawirowania wywołując z jednej strony w początkowym obszarze przepływu wyraźny wzrost wartości naprężeń burzliwych powoduje jednocześnie przyspieszenie procesu ich zaniku (co zilustrowano na rys. 6) w dalszym rejonie strugi.

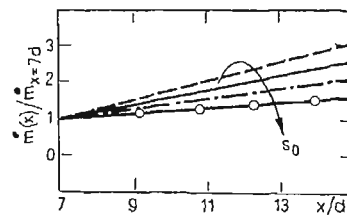
Przeprowadzony eksperyment wykazał (vide rys. 7), że w analizowanym obszarze strugi obserwuje się tendencję narastania wartości współczynnika lepkości wirowej $\nu_{T,rx}$ w kierunku przepływu, przy czym możliwym jest przyjęcie potęgowego charakteru zmienności $\nu_{T,rx}(x)$. Wpływ zawirowania na ewolucję współczynnika ma (podobnie jak poprzednio) wyraźnie niejednoznaczny charakter. W zakresie najmniejszych intensywności zawirowania wzrost s_0 powoduje początkowo zwiększenie wartości $\nu_{T,rx}$ (rys. 7e) przy jedno-



Rys. 6



Rys. 7

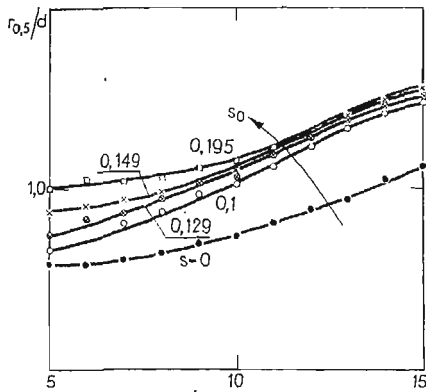


Rys. 8

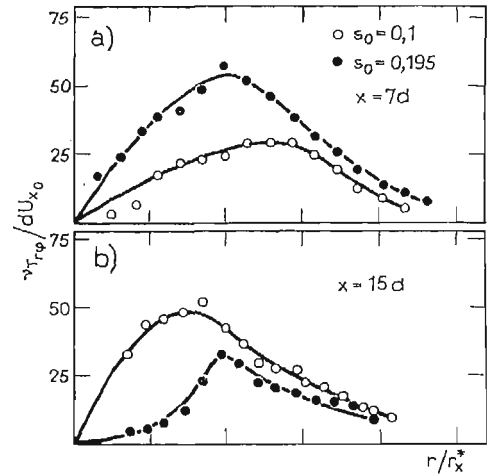
czesnym wyraźnym spadku stopnia narastania wielkości $\left(\frac{\partial v_{T_{xr}}}{\partial x}\right)$ w kierunku przepływu.

W zakresie większych wartości s_0 wpływ ten staje się natomiast przeciwny (rys. 7f). Zaobserwowany efekt jest sumą dwóch jednocześnie występujących w przepływie oddziaływań. Najmniejsze z zastosowanych wartości s_0 powodują zwiększenie intensywności

podsysania czynnika z otoczenia, podczas gdy dalszy wzrost s_0 wywołuje tendencję przeciwną, co zilustrowano na rys. 8. Wzmoczone zasysanie czynnika o znikomej burzliwości oprócz intensyfikacji procesów mieszania wywołuje także istotny przyrost efektywnej szerokości strugi wyraźny zwłaszcza dla małych wartości s_0 (rys. 9). Prowadzi do spadku promieniowego gradientu prędkości osiowej wywołując tym samym wzrost wartości współczynnika lepkości burzliwej. Większe wartości s_0 powodują już tylko nieznaczne przyrosty szerokości strugi (rys. 9) co przy jednoczesnej wyraźnej redukcji naprężeń stycznych (rys. 10) prowadzi w efekcie do zauważalnego spadku wartości $\nu_{T, \tau}$.

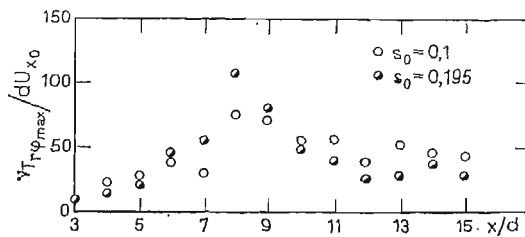


Rys. 9



Rys. 10

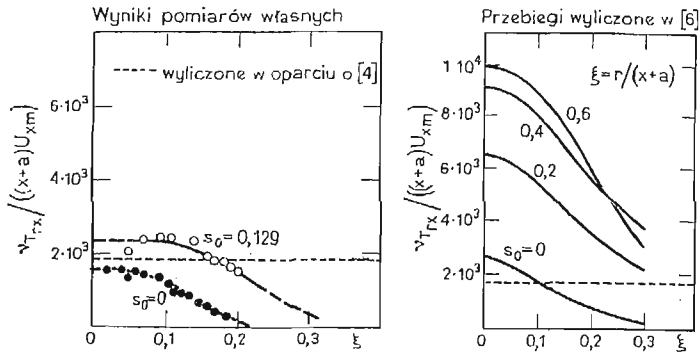
Drugi z analizowanych współczynników lepkości burzliwej $\nu_{T, r_{\phi}}$ wykazuje zupełnie odmienny charakter przebiegu (rys. 10a i b). W miarę wzrostu odległości osiowej x współczynnik ten początkowo narasta, następnie zaś zaczyna zanikać (rys. 11) wykazując tendencję podobną do obserwowanej przy omawianiu turbulentnych charakterystyk strugi.



Rys. 11

Na rys. 12 zamieszczono zestawienie własnych danych eksperymentalnych z rezultatami obliczeń LILLEY'A i CHIGIER'A [6], wykazujące jakościowe podobieństwo porównywanych przebiegów. Uzyskana w ramach niniejszego eksperymentu wartość $\nu_{T, \tau}$ jest dla strugi niezawieranej znacznie bliższa empirycznym danym HINZE'A [4] niż cytowane wyniki [6], co dodatkowo potwierdzać może wiarygodność uzyskanego materiału doświadczalnego.

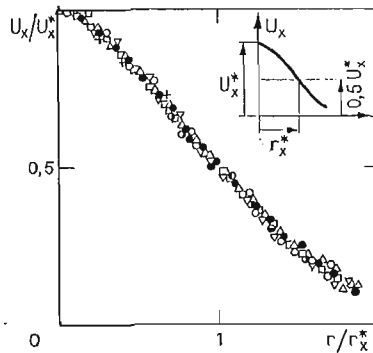
Zgodnie z zamieszczonymi poprzednio rozważaniami, założenie istnienia w omawianym przepływie obszaru semi-zachowawczego wymaga łowprowadzenia charakterystycznych skal prędkości U^* i wymiaru liniowego takich, że eksperymentalnie określone rozkłady wszystkich parametrów strugi po ich zredukowaniu względem U^* i r^* winny z możliwie dobrym przybliżeniem grupować się wokół wspólnych krzywych. Zastosowanie powyższej procedury po rozpatrzeniu szeregu wariantów pozwoliło na znalezienie odpowiednich



Rys. 12

skal tak dla ruchu średniego (rys. 13) jak i fluktuacyjnego (rys. 14), a sens fizyczny przyjętych skal wyjaśniono na rysunkach zamieszczonych w narożnikach odpowiednich wykresów. Dla ułatwienia weryfikacji związków semi-zachowawczości wyrażono rozpatrywane skale w postaci:

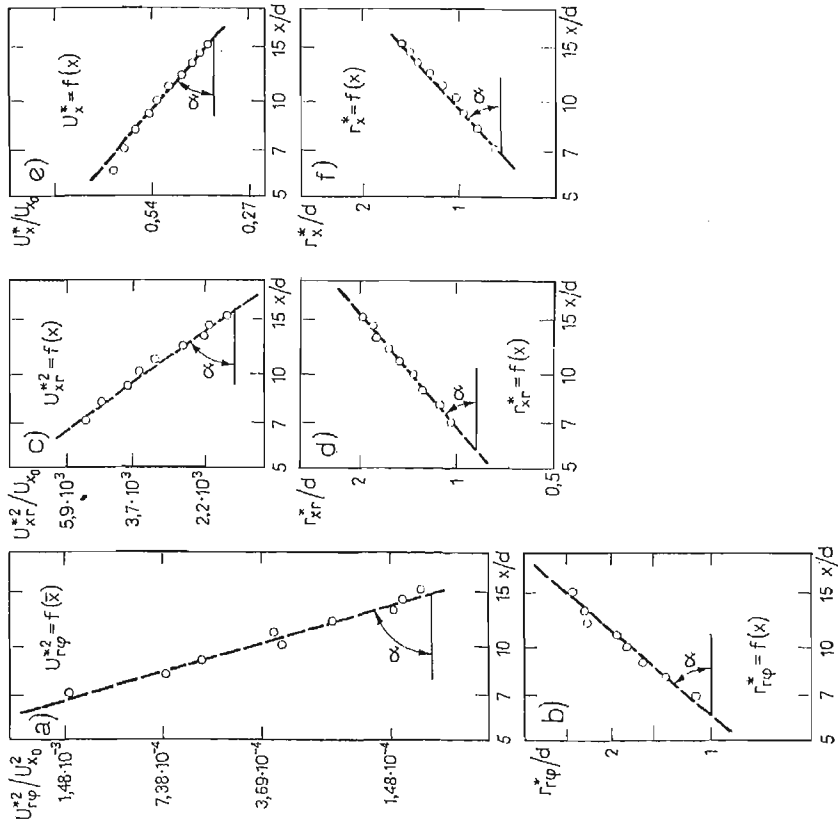
$$(18) \quad U_l^* = U_l^*(x) = C_{U_l} \bar{x}^{-\alpha_{U_l}}; \quad r_l^* = r_l^*(\bar{x}) = C_{r_l} \bar{x}^{\alpha_{r_l}},$$



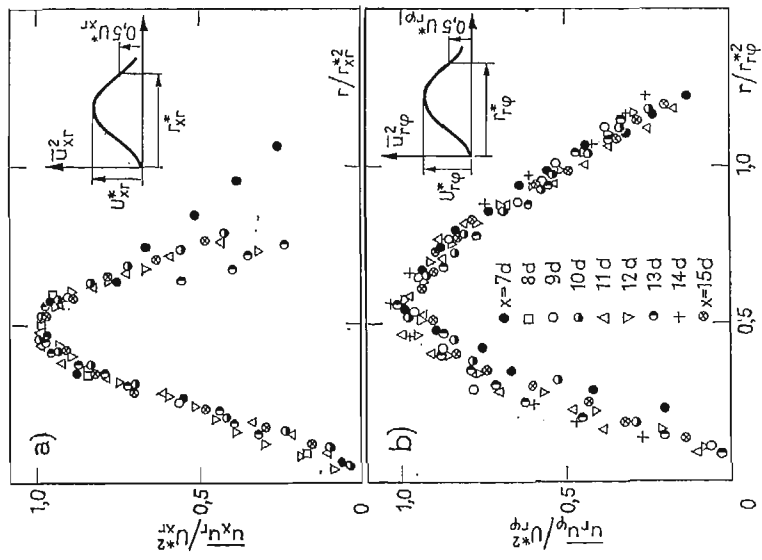
Rys. 13

traktowano je więc jako potęgowe funkcje współrzędnej x . Jest to założenie często spotykane w analizie przepływów burzliwych, a graficzną ilustrację jego dopuszczalności przedstawiono na rys. 15. Matematycznym wyrazem spełnienia warunków semi-zachowawczości jest zatem równość wykładników potęgowych obydwu stron związków typu (9):

$$X^{*L} \sim X^{*p}$$



Rys. 15



Rys. 14

czyli

$$\kappa_L = \kappa_p$$

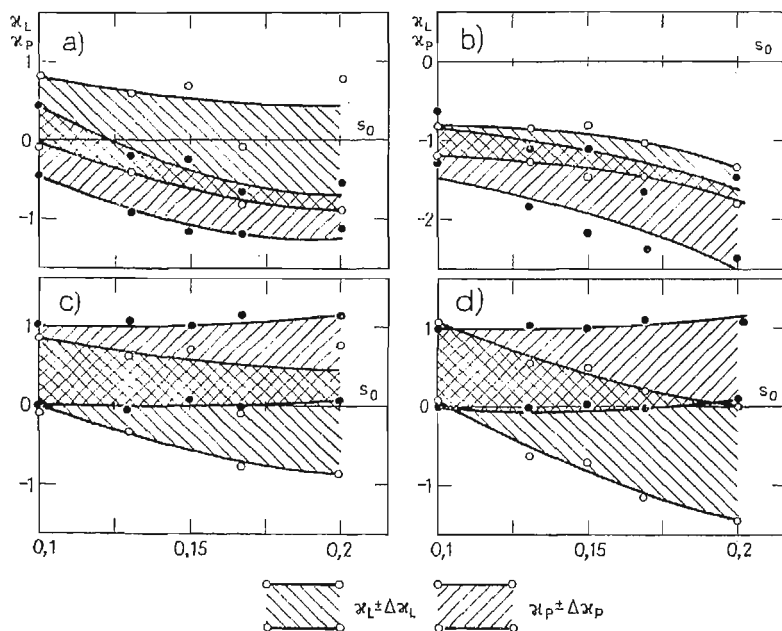
Szczegółowej analizie poddano następujące, wyprowadzone uprzednio związki:

Postać pierwotna	Relacja potęgowa	Warunek
$\frac{U_r^{*2} r_x^*}{U_x^*} \sim r_x^{*2} \frac{dU_x^*}{dx}$	$X^{\kappa_{U_{xr}} + \kappa_{r_x} - \kappa_{U_x}} \sim X^{2\kappa_{r_x} - \kappa_{U_x} - 1}$	„a”
$U_{xr}^{*2} \sim U_r^* U_x^*$	$X^{\kappa_{U_{xr}}} \sim X^{\kappa_{U_r} + \kappa_{U_x}}$	„b”
$v_{r,xr} \sim \frac{U_{xr}^{*2} r_x^*}{U_x^*}$	$X^{\kappa_{v_T}} \sim X^{\kappa_{U_{xr}} + \kappa_{r_x} - \kappa_{U_x}}$	„c”
$v_{T,xr} \sim U_r^* U_x^*$	$X^{\kappa_{v_T}} \sim X^{\kappa_{U_r} + \kappa_{r_x}}$	„d”

Jako kryterium pozwalające ocenić stopień zgodności koncepcji semi-zachowawczości z doświadczeniem uznano pokrywanie się przedziałów ufności wykładników

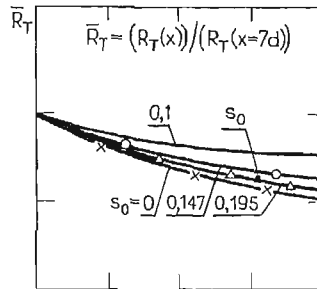
$$[\kappa_L - \Delta\kappa_L; \kappa_L + \Delta\kappa_L] \quad \text{oraz} \quad [\kappa_p - \Delta\kappa_p; \kappa_p + \Delta\kappa_p]$$

wyznaczonych na ustalonym poziomie ufności (np. $\alpha = 0,95$). Rys. 16a - d wykazują, że przedziały ufności odpowiednio prawej i lewej strony powyższych związków pokrywają się wzajemnie w całym zastosowanym zakresie intensywności zawirowania wstępnego, co świadczy o istnieniu w omawianym przepływie obszaru semi-zachowawczego. Zastoso-



Rys. 16

wanie zatem do opisu ewolucji strugi zawirowanej skal prędkości i wymiaru liniowego oddzielnych dla ruchu średniego i fluktuacyjnego, pozwala w sposób pełniejszy (niż ma to miejsce w przypadku samopodobieństwa) ocenić sposób rozwoju tak istotnego parametru jakim jest współczynnik lepkości burzliwej. Wykres 17 ilustruje dodatkowo zmienność



Rys. 17

turbulentnej liczby Reynoldsa, która zgodnie z przewidywaniami nie zachowuje stałości w kierunku przepływu, zanikając tym szybciej im wyższa jest wartość zastosowanego zawirowania wstępnego s_0 .

4. Zakończenie

W przedstawionej pracy omówiono sposób ewolucji współczynników lepkości wirowej i zaproponowano analityczny ich opis w oparciu o hipotezę semi-zachowawczego obszaru przepływu. Prowadzone w pracy rozważania wykazały, że rozwiązanie powyższe może być jedynie użytecznym dla przypadku strugi z zawirowaniem. Koncepcję semi-zachowawczości traktować można jako hipotezę stanu przejściowego strugi, po którym wystąpić może równowaga typu samopodobieństwa, ale ze względu na znacznie szybszy proces zaniku składowej obwodowej będzie to już przepływ praktycznie niezawirowany.

Wykaz literatury

1. S. CORRSIN, *Some current problems in turbulent shear flows*, Noval Hydrodynamics 1957.
2. J. W. ELSNER, *Uogólnione prawo rozwoju pola prędkości w turbulentnym anizotropowym strumieniu*, Ciepłota Maszyny Przepływowe Nr 71/72.
3. J. W. ELSNER, S. DROBNIĄK, *Metoda wyznaczania tensora naprężeń burzliwych w przepływie przestrzennym*, Turbulencja 78 — III KKMCiG — 1978.
4. Hinze — *Turbulence*. Mc Graw — Hill, N. Y. 1975.
5. M. LESSEN, *On the power laws for turbulent jets, wakes and shearing layers and their relationship to the principle of marginal instability*, J. Fluid Mech. vol. 88, 1978.
6. D. LILLEY, N. A. CHIGIER, *Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean — value distributions*, Inst. J. Heat and Mass Transfer, vol. 38, 1971.
7. A. J. REYNOLDS, *Turbulent flows in engineering* John Wiley and Sons, 1974.
8. H. SCHLICHTING, *Teoria pogrniczno sloja* wyd. Nauka, 1974.
9. J. WYGNAŃSKI, H. FIEDLER, *Some measurements in the self — preserving jet*, J. Fluid Mech. vol. 38, 1969.

Резюме

ТУРБУЛЕНТНАЯ ВЯЗКОСТЬ ОСЕ СИММЕТРИЧЕСКОЙ ЗАКРУЧЕНОЙ СТРУИ

Для определения развития турбулентной вязкости свободной закрученной струи проведено серию экспериментальных исследований.

Доказано, в течениях данного типа, существование автомодельной области. Проведено также развитие турбулентного числа Рейнольдса.

Summary

EDDY VISCOSITY IN AXIALLY SYMMETRIC, SWIRLING JETS

The results are presented of the experiments carried out in order to find the evolution of eddy viscosity in swirling jets.

The existence of semi — preserving region has been proved in this kind of flows and the behaviour, of turbulent Reynolds number has also been checked.

POLITECHNIKA CZĘSTOCHOWSKA

Praca została złożona w Redakcji dnia 25 listopada 1980 roku
