

Janusz W. ELSNER

Marek MUSIALIK

Instytut Maszyn Ciepłych
Politechniki Częstochowskiej

BILANS ENERGII W STRUDZE ZAWIROWANEJ

Streszczenie: Praca zawiera eksperymentalną analizę wpływu, jaki na bilans kinetyczny energii swobodnej strugi kołowej wywiera stopień jej wstępnego zawirowania.

Procesy przemian energii w strudze zawirowanej stanowią interesujący problem badawczy, inspirujący od szeregu już lat zainteresowanie wielu autorów [1,2,3], co wynika z faktu, że nałożenie na przepływ główny dodatkowego pola prędkości obwodowych prowadzi do znacznej intensyfikacji procesów transportu masy, pędu i ciepła, zarówno w przepływie średnim, jak i w turbulentnym [4]. Intensyfikacja ta występuje głównie w bliskim obszarze przepływu ($x/d = 1 \div 7$ - rys. 1), prowadząc w efekcie do wyraźnego wzrostu kinetycznej energii turbulencji (rys. 2).

Dokładny opis przemian energetycznych, zachodzących w tego typu przepływie, zawarty jest w równaniach transportu energii kinetycznej, które dla potrzeb ustalonej w czasie, zawirowanej strugi kołowej, zapisane mogą być w bezwymiarowej postaci:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\bar{U}_x \bar{P}}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \bar{U}_r \bar{P}}{\bar{U}_{x0}} \right) \right) + \frac{d}{\bar{U}_{x0}} \left(\bar{U}_x \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial x^2} + \bar{U}_r \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial r^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\bar{U}_x \bar{U}_x^2}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\bar{U}_x \bar{U}_r}{\bar{U}_{x0}} \right) \\ & \text{①} \qquad \qquad \qquad \text{②} \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\bar{U}_x \bar{U}_x}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \bar{U}_x \bar{U}_r}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \bar{U}_r \bar{U}_r}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \bar{U}_r \bar{U}_x}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{d}{\bar{U}_{x0}} \left(\bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \bar{U}_r \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial r} \right) \\ & \text{③} \qquad \qquad \qquad \text{④} \qquad \qquad \qquad \text{⑤} \qquad \qquad \qquad \text{⑥} \qquad \qquad \qquad \text{⑦} \qquad \qquad \qquad \text{⑧} \qquad \qquad \qquad \text{⑨} \\ & \frac{\bar{U}_x \bar{U}_x}{\bar{U}_{x0}} \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial x} - \bar{U}_r \frac{\bar{U}_r}{r} - \frac{\bar{U}_x \bar{U}_r}{\bar{U}_{x0}} \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r} - \frac{\bar{U}_x \bar{U}_r}{\bar{U}_{x0}} \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial x} + \frac{\bar{U}_x \bar{U}_r}{r} \cdot \text{człony lepkie} = 0 \\ & \text{⑩} \qquad \qquad \qquad \text{⑪} \qquad \qquad \qquad \text{⑫} \cdot \text{⑬} \end{aligned}$$

dla ruchu średniego, oraz

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \left(\frac{d}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \bar{U}_r \bar{P}}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\bar{U}_x \bar{P}}{\bar{U}_{x0}} \right) \right) + \frac{d}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \bar{U}_x \bar{q}^2}{2 \bar{U}_{x0}} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d}{2} \frac{\bar{U}_x \bar{q}^2}{\bar{U}_{x0}} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \frac{d\bar{U}_x \bar{q}^2}{2 \bar{U}_{x0}} \\ & \text{①} \qquad \qquad \qquad \text{②} \\ & \frac{d}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{r \bar{U}_x \bar{q}^2}{2 \bar{U}_{x0}} + \frac{d}{\bar{U}_{x0}} \left(\bar{U}_x \bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r} + \bar{U}_r^2 \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \bar{U}_r^2 \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial r} + \bar{U}_x \bar{U}_r \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \bar{U}_r^2 \frac{\bar{U}_r}{r} \right) \\ & \text{③} \qquad \qquad \qquad \text{④} \qquad \qquad \qquad \text{⑤} \qquad \qquad \qquad \text{⑥} \qquad \qquad \qquad \text{⑦} \qquad \qquad \qquad \text{⑧} \\ & \frac{\bar{U}_x \bar{U}_r}{\bar{U}_{x0}} \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r} + \bar{U}_x \bar{U}_r \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial x} - \frac{\bar{U}_r \bar{U}_r \bar{U}_r}{r} + \frac{d}{\bar{U}_{x0}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \bar{q}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial r} \right) + \frac{d}{\bar{U}_{x0}} \left(\frac{F_x \cdot k}{\alpha_2} \right)^{1/2} = 0 \\ & \text{⑨} \qquad \qquad \qquad \text{⑩} \qquad \qquad \qquad \text{⑪} \qquad \qquad \qquad \text{⑫} \qquad \qquad \qquad \text{⑬} \end{aligned}$$

dla ruchu turbulentnego, przy czym \bar{U}_{x0} jest uśrednioną przestrzennie prędkością osiową w płaszczyźnie wylotu z dyszy o średnicy d .

Fizyczny sens poszczególnych grup wyrażeń z obu powyższych równań interpretowany być może jako:

- I - konwekcyjny transport ciśnienia średniego
- II - konwekcja energii kinetycznej ruchu średniego $\frac{\bar{Q}^2}{2} = 0.5(\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2)$
- III - praca naprężeń turbulentnych
- IV - energia przeniesiona z ruchu średniego do turbulentnego
- $\bar{\epsilon}$ - dyssypacja energii ruchu średniego
- 1 - praca lepkich naprężeń ruchu średniego
- 1 - dyfuzja ciśnienia ruchu turbulentnego
- 2 - konwekcja energii turbulencji
- 3 - dyfuzja energii kinetycznej turbulencji
- 4 - produkcja energii turbulencji
- 1 - praca lepkich naprężeń stycznych
- ε - dyssypacja energii ruchu turbulentnego.

Człony lepkie w równaniu (1) i (2), zapisane za pomocą konwencji sumacyjnej, mają postać:

$$L = \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{U}_j \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{d}{U_{x0}}$$

$$\bar{\epsilon} = \nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \frac{d}{U_{x0}^3}$$

oraz:

$$l = \nu \frac{\partial}{\partial x_i} u_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{d}{U_{x0}^3}$$

$$\epsilon = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{d}{U_{x0}^3}$$

Zauważmy, że wyrazy (IV) i (4) mają tę samą wartość bezwzględną, występują jednak w równaniach (1) i (2) z przeciwnym znakiem. Wynika to z faktu, że strumień energii kinetycznej z przepływu średniego do fluktuacyjnego stanowi stratę w bilansie energii ruchu średniego oraz zysk w bilansie energii turbulencji.

W pracy przedstawiono wyniki eksperymentalnej analizy wpływu, jaki wstępne zawirowanie swobodnej strugi osiowo-symetrycznej wywiera na bilans energii przepływu zarówno średniego, jak i turbulentnego. Stopień zawirowania s_0 , definiowany jako stosunek krętu do pędu na wylocie z dyszy (rys. 1), zmieniany był w zakresie $s_0 < 0.2$, natomiast obszar, który objęto eksperymentem, zmieniał się w granicach $x \in (1 - 15d)$.

Zmienność poszczególnych strumieni energii ruchu średniego i turbulentnego dla dwóch płaszczyzn kontrolnych, reprezentatywnych dla strefy początkowej ($x = 3d$) oraz dla obszaru całkowicie ukształtowanej turbulencji ($x = 13d$), przedstawiona została przykładowo na rys. 3 i 4 zarówno dla przypadku strugi niezawirowanej (rys. a i c), jak i dla maksymalnej zastosowanej wartości parametru $s_0 = 0.195$ (rys. b i d).

Porównanie naniesionych tu wyników wykazuje, że obecność zawirowania intensyfikuje procesy transportu energii w przekrojach bliższych dyszy, pod-

czas gdy w obszarze dalszym zaznacza się tendencja odwrotna. Na rysunkach tych nie zamieszczono ewolucji pracy lepkich naprężeń ruchu średniego (L) i turbulentnego (I) oraz dyfuzji ciśnienia (1) i dysypacji energii ruchu średniego (E) jako że ich wartości były pomijalnie małe w stosunku do pozostałych.

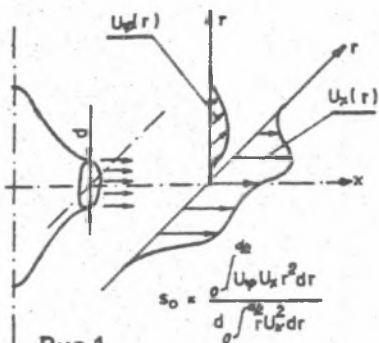
W zewnętrznym obszarze strugi (rys. 3) konwekcja energii kinetycznej ruchu średniego (II) wnosi dodatni udział do bilansu energii i równoważona jest przez pracę naprężeń stycznych (III) oraz przez produkcję energii turbulencji (IV).

O ile w obszarze zewnętrznym wszystkie trzy przedstawione na rys. 3 formy transportu energii mają porównywalny udział, o tyle w obszarze centralnym decydującą rolę odgrywają: konwekcja (II), posiadająca wartość ujemną oraz praca naprężeń stycznych, wnosząca dodatni wkład do bilansu energii przepływu średniego. Za konwekcję energii kinetycznej szczególnie odpowiedzialny jest jej transport w kierunku przepływu ($\bar{u}_x \frac{\partial}{\partial x} \frac{\bar{Q}^2}{2}$), natomiast w pracy naprężeń turbulentnych decydujące znaczenie posiada składowa promieniowa ($\frac{\partial}{\partial r} \bar{u}_x \bar{u}_r u_x$).

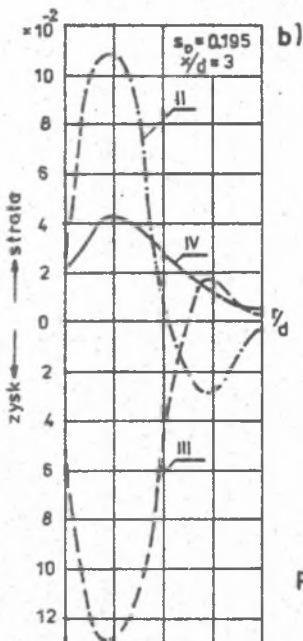
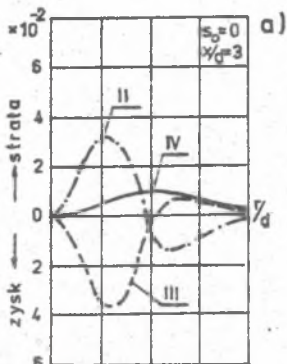
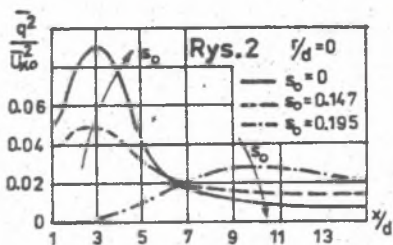
Doświadczalna analiza poszczególnych członów energii turbulencji (rys. 4) wskazuje, że podobnie jak poprzednio, zawirowanie intensyfikuje wszystkie procesy transportu w bliskim obszarze strugi, powodując ich jednoczesne osłabienie w strefie przepływu dalszego. W obszarze bliskim (rys. 4a i b) wywołany zawirowaniem wzrost członu produkcyjnego (4) spowodowany jest głównie udziałem wyrazów $\bar{u}_x u_r \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial r}$, $\bar{u}_x^2 \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x}$ oraz $\bar{u}_x u_\psi \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial r}$, oraz dodatkowo członami $\bar{u}_r^2 \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r}$ i $\bar{u}_\psi^2 \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r}$, których wpływ uzewnętrznia się głównie w pobliżu osi strugi.

Oba wyrazy wchodzące w skład członu konwekcyjnego (2) posiadają przeciwne znaki, przy czym zawirowanie zwiększa znacznie konwekcyjny transport w kierunku promieniowym. Podobną tendencję zauważa się także w odniesieniu do członu dyfuzyjnego (3), w którym przewaga dyfuzji promieniowej powodującej transport energii do osi strugi zaznacza się szczególnie wyraźnie w centralnej strefie przepływu. Z rys. 4a, b i c wynika ponadto, że w pewnej odległości od osi strugi człon konwekcji i dyfuzji osiągają wartość zerową, natomiast produkcja i dysypacja równoważą się wzajemnie, co świadczyć może o występowaniu w tym obszarze stanu równowagi energetycznej.

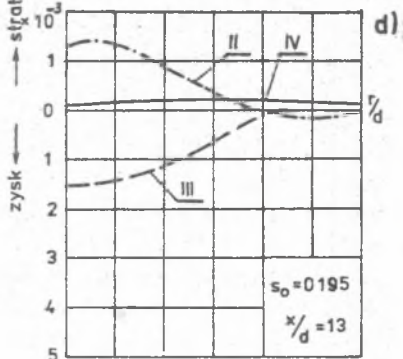
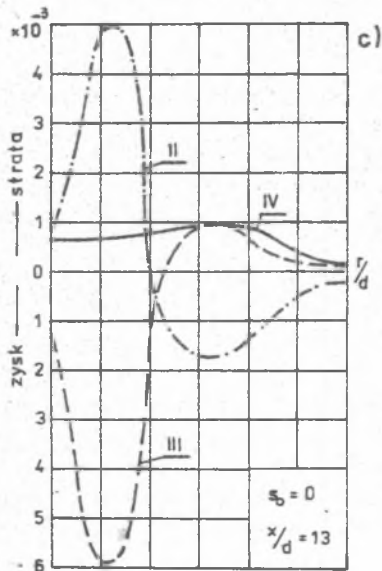
Ilustrację zmienności w kierunku przepływu całkowych parametrów: energii kinetycznej turbulencji $\hat{Q}^2/2$, produkcji \hat{P} i dysypacji \hat{D} przedstawiono wraz z podaniem odpowiednich definicji na rys. 5. Jak można zauważyć, w bliskim obszarze przepływu obserwuje się nadwyżkę produkcji nad dysypacją ($\hat{P} > \hat{D}$), które to zjawisko odpowiedzialne jest za wzrost ogólnego poziomu kinetycznej energii turbulencji (rys. 2). W obszarze dalszym przewagę osiąga dysypacja ($\hat{D} > \hat{P}$), w związku z czym dopływ energii z ruchu średniego nie nadąża już za szybkością jej rozpraszania, w konsekwencji czego energia kinetyczna turbulencji ulega zmniejszeniu. Maksymalna wartość funkcji $\hat{Q}^2/2(x)$ określana współrzędną x^0 odpowiada stanowi równowagi energetycznej pomiędzy produkcją i dysypacją. Zauważyć

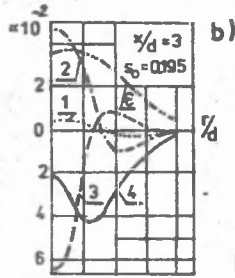
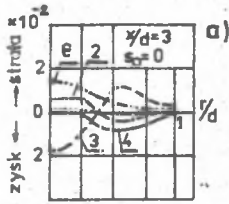


Rys.1

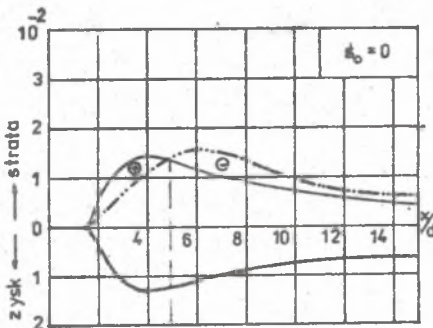
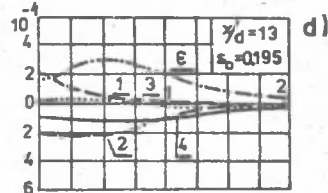
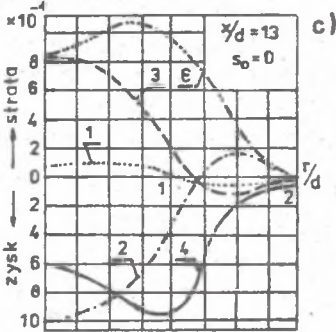


Rys.3



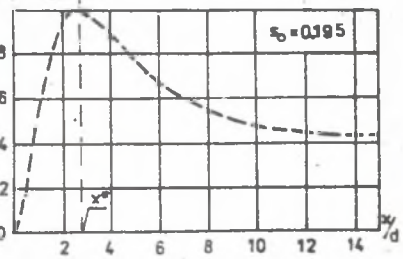
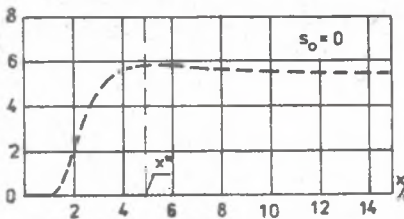
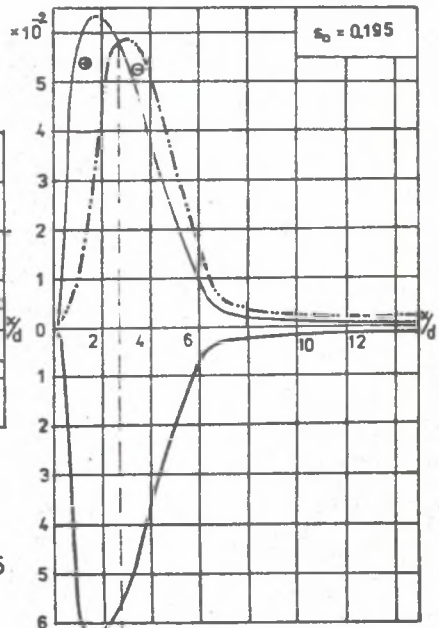


Rys. 4



$$\begin{aligned} \text{---} & \quad A = \frac{2\pi}{U_{x0}d} \int_0^R Pr dr \\ \text{- - -} & \quad D = \frac{2\pi}{U_{x0}d} \int_0^R \epsilon r dr \\ \text{- - -} & \quad \frac{A}{2} = \frac{2\pi}{U_{x0}d} \int_0^R \frac{r}{2} dr \end{aligned}$$

Rys. 5



warto, że położenie tego maksimum znajduje się pod wpływem intensywności zawirowania s_0 i wraz z jego wzrostem przesuwa się w kierunku wylotu z dyszy.

Przedstawione w pracy rozważania wskazują na istotny wpływ zawirowania strugi na zachodzące w niej procesy transportu energii zarówno ruchu średniego, jak i fluktuacyjnego, pozwalając jednocześnie na pogłębioną analizę towarzyszących im zjawisk.

Literatura

- [1] Kerr N.M., Fraser D.: Swirl of I,II Effect on axisymmetrical turbulent jet. I. of Inst.Fuel, vol. 38, Nr 299, 1955.
- [2] Wygnański J., Fidler H.: Some measurement in the self-preserving jet. J.Fluid.Mech. vol. 38, 1909.
- [3] Elsner J.W., Drobniak S.: Semi-preserving region in coaxial swirling jets. ZIMM, Transportprozesse in Turbulenten Stromungen, Heft I, Berlin, 1979.
- [4] Elsner J.W., Musiałik M.: Energy Transport Processes in Free Turbulent Swirling Jets. Turbulenzmodelle und ihre Anwendung in der Technik Berlin, 1982.

БИЛАНС ЭНЕРГИИ В ЗАВИХРЕННОЙ СТРУЕ

Резюме

В работе представлено экспериментальный анализ влияния степени предварительного завихрения осесимметричной свободной струи на баланс ее кинетической энергии.

THE TURBULENCE [ENERGY BALANCE OF THE SWIRLING JET

Summary

The paper presents an experimental analysis of the influence exerted by the initial swirl of the jet upon the turbulence energy balance.