

Janusz W. Elsner

Politechnika Częstochowska

ROLA STRUKTUR KOHERENTNYCH W PROCESACH TRANSPORTU ENERGII

W pracy opisano struktury koherentne oraz podano niezbędne korekty w uśrednionych równaniach transportu energii spowodowane występowaniem tych struktur. Rolę struktur koherentnych w procesie transportu energii w płynach przedstawiono na przykładzie lekko podgrzanej swobodnej strugi kołowej.

WSTĘP

Za podstawę statystycznej teorii turbulencji przyjmuje się powszechnie hipotezę Reynoldsa, zgodnie z którą każda charakteryzująca przepływ wielkość fizyczna F wykazuje losową zmienność w czterowymiarowej czasoprzestrzeni i może być traktowana jako suma:

$$F(\mathbf{x}, t) = \bar{F}(\mathbf{x}, t) + f'(\mathbf{x}, t), \quad (1)$$

wielkości średniej \bar{F} o zdeterminowanym charakterze oraz składowej fluktuacji f' będącej losową funkcją czasu t i wektora położenia \mathbf{x} . Pogląd ten w ostatnim trzydziestolecu musiał zostać jednakże poddany rewizji wobec stwierdzenia, iż w przepływach turbulentnych występują również pewne zjawiska powtarzalne, które – na przykład w swobodnych strugach osiowo-symetrycznych – przyjmują charakter periodyczny. Zjawiska te wywołane są istnieniem w przepływie zorganizowanych form ruchu wirowego, na ogół dużej skali, które dzięki wykazywanym przez siebie cechom spójności fazowej nazywane bywają strukturami koherentnymi. Struktury te, wnoszące znamiona porządku w chaos turbulencji, są głównym obiektem zainteresowania niniejszego wykładu.

Każdy z możliwych rodzajów przepływów stwarza własne, indywidualne warunki powstawania i rozwoju struktur koherentnych. Ograniczmy jednakże dalsze rozważania do przepływów stacjonarnych w sensie stosowanym w teorii

procesów stochastycznych, w których struktury te pojawiają się w sposób okresowy. W tym przypadku zależność (1) musi zostać uzupełniona o składową oscylacyjną \tilde{f} , która uwzględniła periodyczny charakter przepływu i która jest pewną okresową funkcją czasu. Przy tych założeniach, pomijając dla uproszczeniach zależność od współrzędnej przestrzennej x , zależność (1) przepisana zostaje w postaci:

$$F(t) = \bar{F} + \tilde{f}(t) + f'(t) = \bar{F} + f(t). \quad (2)$$

W przepływach nieizotermicznych, o niejednorodnym w przestrzeni polu temperatury, w których występuje zjawisko turbulენტnej wymiany ciepła, wyróżnić można według Fiedlera [1] następujące trzy przypadki. Należą do nich:

- przepływy ze spalaniem,
- przepływy naddźwiękowe, w których uzewnętrznia się ściśliwość płynu,
- przepływy słabo-nieizotermiczne, w których struga płynącego medium zostaje stosunkowo nieznacznie podgrzana; pozwala to na przyjęcie stałej gęstości płynu ($\rho = \text{const}$), którego temperatura θ traktowana być może jako wielkość pasywna, nie wywierająca istotnego wpływu na pole prędkości przepływu.

1. RÓWNANIA TRANSPORTU ENERGII

Sformułowanie równań transportu energii w tego typu przepływach opiera się na potrójnej dekompozycji pól prędkości U , ciśnienia P i temperatury θ

$$\begin{aligned} U_i(t) &= \bar{U}_i + \tilde{u}_i(t) + u'_i(t) = \bar{U}_i + u_i(t), \\ P(t) &= \bar{P} + \tilde{p}(t) + p'(t) = \bar{p} + p(t), \\ \theta(t) &= \bar{\theta} + \tilde{v}(t) + v'(t) = \bar{\theta} + v(t). \end{aligned} \quad (3)$$

Trójskładnikowa postać związków (3) powoduje ogromne komplikacje w statystycznym opisie turbulencji, co zilustrować można na przykładzie przepływu stacjonarnego, w którym dla uproszczenia przyjmuje się przestrzenną stałość jego parametrów fizycznych: ρ , μ , ν , λ itp. Pomijając energię potencjalną płynącego medium oraz zakładając, że zależne od czasu składowe periodyczne i losowe są wzajemnie nieskorelowane, chwilową energię kinetyczną w tego typu przepływie wyrazić można w postaci:

$$E_k(t) = \bar{E}_k + \tilde{e}_k(t) + e'_k(t) = \frac{1}{2} \bar{U}_i \bar{U}_i + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i + \frac{1}{2} u'_i u'_i, \quad (4)$$

która po uśrednieniu w czasie przyjmuje formę

$$\bar{E}_k + \bar{e}_k + \bar{e}'_k = \frac{1}{2} \bar{U}_i \bar{U}_i + \frac{1}{2} \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_i} + \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}. \quad (4a)$$

Każdemu z wyżej wymienionych składników całkowitej energii kinetycznej przypisać można jego własne równanie transportu. Mamy tu zatem:

– równanie energii kinetycznej ruchu średniego

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{U}_i \bar{U}_i}{2} \right) + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{U}_i \bar{U}_i}{2} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{P} \bar{U}_i) - (-\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \\ &- (-\overline{u'_i u'_j}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{U}_i (\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j})] - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{U}_i (\overline{u'_i u'_j})] + \quad (5a) \\ &+ v \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{U}_i \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] - v \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned}$$

– równanie energii kinetycznej pulsacji periodycznych

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\bar{u}}_i \bar{\bar{u}}_i}{2} \right) + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{\bar{u}}_i \bar{\bar{u}}_i}{2} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{p} \bar{\bar{u}}_i) - \overline{\bar{\bar{u}}_j \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i \bar{\bar{u}}_i / 2}{\partial x_j}} + \\ &+ (-\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - (-\langle u'_i u'_j \rangle) \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\bar{u}}_i \langle u'_i u'_j \rangle] + \quad (5b) \\ &+ v \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\bar{u}}_i \left(\frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\bar{u}}_j}{\partial x_i} \right) \right] - v \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\bar{u}}_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned}$$

– równanie kinetycznej energii turbulencji (losowych fluktuacji prędkości)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right) + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p' u'_i}) - \overline{u'_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_i} / 2}{\partial x_j}} + \\ &- \overline{\bar{\bar{u}}_j \frac{\partial \langle u'_i u'_i / 2 \rangle}{\partial x_j}} + (-\overline{u'_i u'_j}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + (-\langle u'_i u'_j \rangle) \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial x_j} + \quad (5c) \\ &+ v \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \right] - v \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} \right). \end{aligned}$$

W każdym z tych równań występuje odpowiedni strumień dyssypacji energii kinetycznej. Jej wartość całkowitą określa zależność:

$$\epsilon = \bar{\epsilon} + \bar{\bar{\epsilon}} + \epsilon', \quad (6)$$

w której poszczególne składniki

$$\bar{\epsilon} = v \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right), \quad (6a)$$

$$\bar{\epsilon} = \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (6b)$$

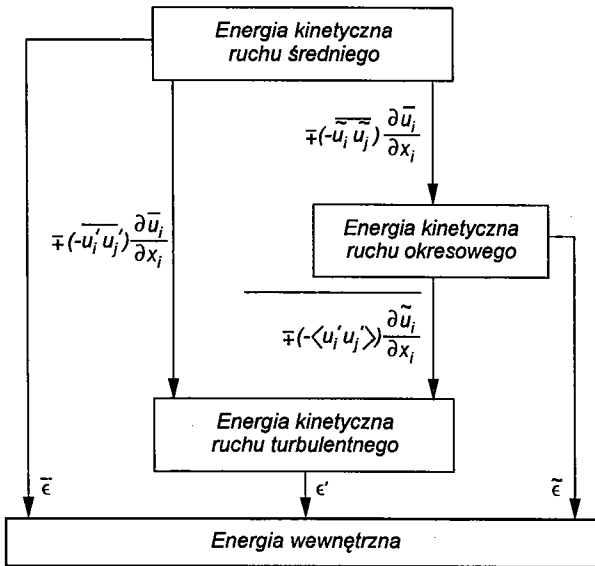
$$\epsilon' = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right), \quad (6c)$$

spełniają warunek

$$\epsilon' > \bar{\epsilon} + \tilde{\epsilon}.$$

Potwierdza to tezę, że gruboskalowe struktury koherentne mają własności wirów potencjalnych, a proces konwersji energii kinetycznej w ciepło zachodzi w obszarze najmniejszych wirów o losowym charakterze, gdzie uzewnętrznia się wpływ lepkości płynu.

Pomijając dla uproszczenia wewnętrzne procesy wymiany energii drogą dyfuzji, konwekcji czy pracy naprężeń stycznych, które zachodzą niejako „wewnątrz” danej formy ruchu, mechanizm przemian energetycznych w oscylacyjnych przepływach turbulentnych zobrazować można wg [2] w sposób podany na rys. 1. Jak z niego wynika, dopływ energii kinetycznej do właściwego ruchu turbulentnego odbywa się tu dwiema równoległymi „gałęziami”, przy czym w gałęzi drugiej rolę pośrednika spełniają struktury koherentne. Bardziej szczegółowe informacje związane z powyższą tematyką znaleźć można m.in. w [3].



Rys. 1. Schemat konwersji energii w przepływie turbulentnym wykazującym cechy okresowości

Przejdźmy z kolei do transportu energii wewnętrznej. W odróżnieniu od równania (4a), chwilowa jej wartość

$$E_w(t) = \bar{E}_w + \tilde{e}_w(t) + e'_w(t) = c_V(\bar{\theta} + \tilde{v} + v') \quad (7)$$

po konwencjonalnym uśrednieniu w czasie sprowadza się wyłącznie do energii średniej

$$\bar{E}_w = c_V \bar{\theta}. \quad (7a)$$

Wielkości \tilde{e}_w i e'_w przedstawiają sobą natomiast tę część energii wewnętrznej, która oscyluje w czasie wokół jej poziomu średniego, dając w efekcie zerowy wkład do wartości \bar{E}_w . Równanie transportu średniej energii wewnętrznej bezpośrednio z równania Kirchhoffa-Fouriera, które po uwzględnieniu związków (3) wyrażone zostaje w postaci:

$$\rho c_V \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \bar{\theta} + \bar{u}_i \tilde{v} + \bar{u}'_i v') = \frac{\lambda}{\kappa} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{x_i \partial x_i} + \epsilon_c. \quad (8)$$

Wpływ periodyczności i losowości przepływu uzewnętrznia się w tym równaniu dwoma dodatkowymi wyrazami:

$$\rho c_V \bar{u}_i \tilde{v} \quad \text{oraz} \quad \rho c_V \bar{u}'_i v',$$

które przedstawiają sobą odpowiednio: koherentny i losowy (turbulentny) strumień ciepła, przypadający na jednostkę powierzchni.

2. TRANSPORT CIEPŁA W LEKKO PODGRZANEJ, SWOBODNEJ STRUDZE OSIOWO-SYMETRYCZNEJ

Przykładem testowym, ilustrującym podane wyżej rozważania, może być lekko podgrzana ($\Delta\theta = 40^\circ\text{C}$) struga swobodna wypływająca z dyszy kołowej o średnicy D do nieruchomego ośrodka. Jak wykazały liczne doświadczenia [4]–[10] w bliskim obszarze tej strugi ($x/D < 5$) pojawiają się – w postaci regularnych początkowo pierścieni wirowych – trzy odmienne formy struktur koherentnych, zróżnicowane kształtem, rozmiarami oraz częstotliwością, z którą generowane są one w strefie mieszania strugi. W pewnej odległości od wylotu z dyszy wszystkie te struktury tracą swą wewnętrzną spójność, tworząc galaktykę drobnych wirów o losowym charakterze, typowym dla właściwego ruchu turbulentnego. Nie wdając się w bliższą analizę ich własności stwierdzić można, że najbardziej istotną rolę w procesach transportu masy, pędu i energii odgrywają struktury tzw. modu podstawowego (lub preferowanego) o najniższej częstotliwości określonej liczbą Strouhala $St = 0,3 \div 0,5$. One też będą przedmiotem dalszego zainteresowania niniejszego wykładu.

Badania eksperymentalne przeprowadzone w Instytucie Maszyn Ciepłych Politechniki Częstochowskiej wykazały [11], że maksymalny udział energetycz-

ny tych struktur w całkowitej energii kinetycznej periodycznych i losowych fluktuacji przepływu

$$\overline{e'_k} / (\overline{e_k} + \overline{e'_k}) = \overline{u_i u_i} / (\overline{u_i u_i} + \overline{u'_i u'_i})$$

osiągnięty zostaje (rys. 2) w odległości $x/D = 2,5$ od wylotu z dyszy. Wyniki późniejszych badań [12] potwierdziły również, że w odległości tej swoje apogeum osiągają również oscylacje energii wewnętrznej, określone stosunkiem $\sqrt{\overline{e^2}} / \overline{U_e^2}$.

Z punktu widzenia dynamiki rozwoju tych struktur, za szczególnie interesujący uznany może być obszar ich intensywnego wzrostu. Z tego powodu, do dalszej analizy wybrano przekrój $x/D = 1,5$, w którym – stosując technikę wizualizacji komputerowej opartą na hipotezie Taylora – określono [13]:

- obraz periodycznej składowej pola prędkości (rys. 3),
- warstwiczne rozkłady uśrednionej fazowo prędkości promieniowej (rys. 4),
- warstwiczne rozkłady koherentnych strumieni ciepła w kierunku odpowiednio wzdłużnym (rys. 5a) jak i promieniowym (rys. 5b).

Na wszystkich ww. rysunkach na osi odciętej odłożono bezwymiarowy parametr $\Delta x/D$, gdzie $\Delta x = T\overline{U_k}$ jest drogą, którą w czasie jednego okresu T przebywa dana struktura wirowa unoszona z prędkością konwekcji $\overline{U_k}$.

Rys. 3 lokalizuje centrum wiru (znak \otimes na wykresie) w położeniu określonym współrzędną $r/D \approx 0,55$. Ten sam punkt usytuowany jest w obszarze między maksymalnymi (pagórek) i minimalnymi (dolina) wartościami uśrednionej fazowo prędkości $\langle U_r \rangle$ (rys. 4) co jest oczywistym wynikiem faktu, iż w centrum wiru zanika składowa obwodowa prędkości wirowania.

Wykres warstwiczny przedstawiony na rys. 5a pozwala oczekiwać, że promieniowy rozkład uśrednionego w czasie (lub liniowo na odcinku $\Delta x = \overline{U_k} T$) koherentnego strumienia ciepła $\overline{u_x \tilde{v}}$ wykazywać będzie minimum w przyosiowej strefie strugi ($r/D \approx 0,34$) oraz maksimum w jej bardziej zewnętrznej obszarze ($r/D \approx 0,55$). Fakt ten potwierdza rys. 6a, na którym dla porównania naniesiono również rozkłady losowego ($\overline{u'_x v'}$) i całkowitego ($\overline{u_x \tilde{v}} + \overline{u'_x v'}$) strumienia ciepła. Wynika stąd wniosek, że udział strumienia koherentnego jest stosunkowo nieznaczny a ponadto o zmiennym znaku.

Bardziej interesująca jest natomiast promieniowa wymiana ciepła, realizowana przez strumień $\overline{u_r \tilde{v}}$, którego zamrożone w czasie warstwie przedstawiono na rys. 5b. Jego analiza prowadzi do następujących wniosków:

- koherentny, promieniowy transport ciepła w przedniej części struktury wirowej zachodzi w kierunku od osi na zewnątrz strugi ($\overline{u_r} > 0$; $\tilde{v} > 0$; $\overline{u_r \tilde{v}} > 0$); zimniejsze cząstki płynu z otoczenia ($\tilde{v} < 0$) transportowane są natomiast do wnętrza strugi dzięki rotacji struktury wirowej, która swą tylną częścią ($\overline{u_r} < 0$) „zasysa” te cząstki w kierunku doosiowym ($v < 0$ ale $\overline{u_r \tilde{v}} > 0$),
- obszar maksymalnych wartości strumienia $\overline{u_r \tilde{v}}$ zawarty jest w środkowej części strefy zmieszania ($r/D = 0,33 \div 0,58$).

głośnik akustyczny

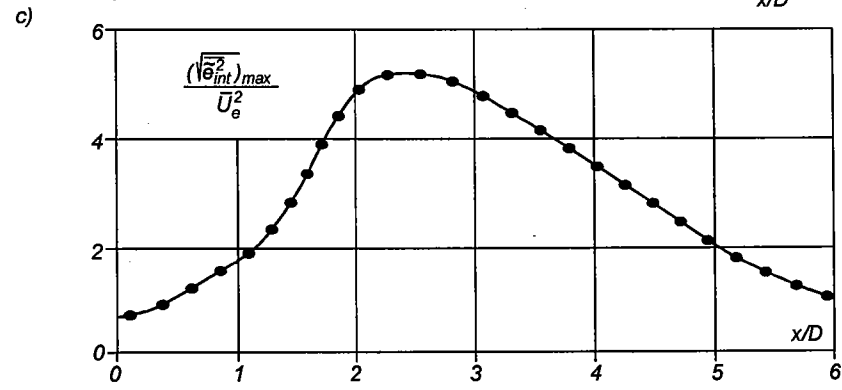
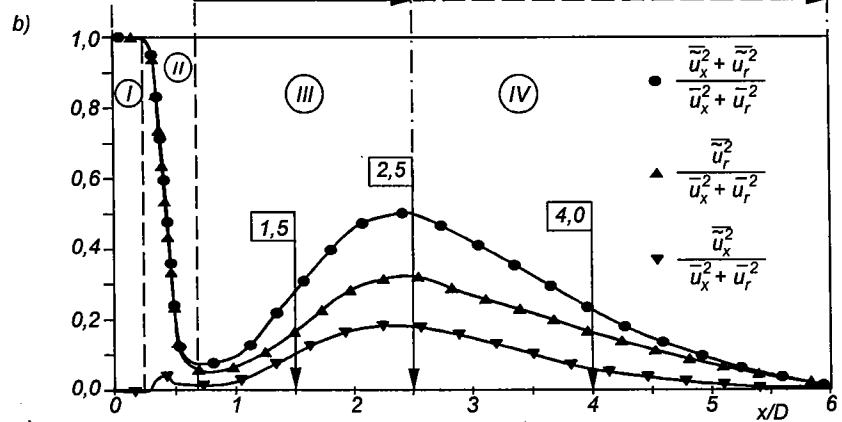
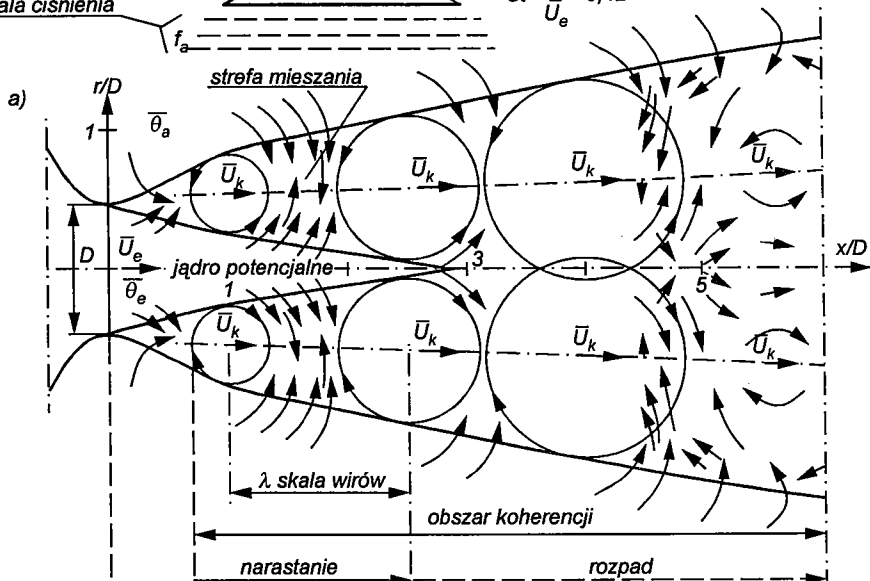
sinusoidalna
fala ciśnienia



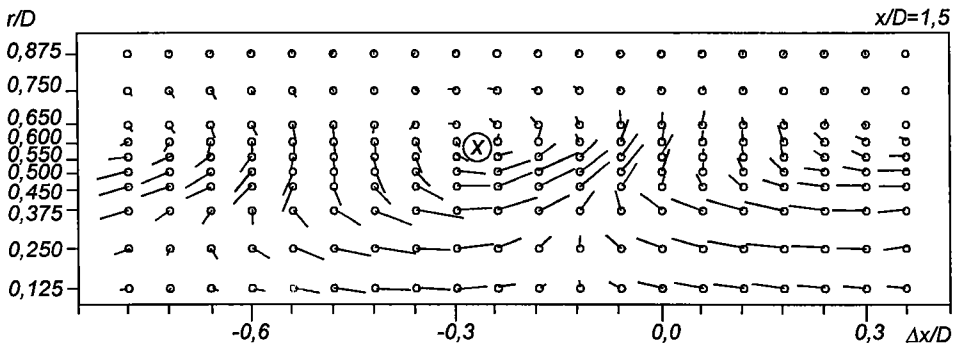
$$Re = \frac{U_e D}{\nu_e} = 40000$$

$$\Delta \bar{\theta}_e = \bar{\theta}_e - \bar{\theta}_a = 40 \text{ K}$$

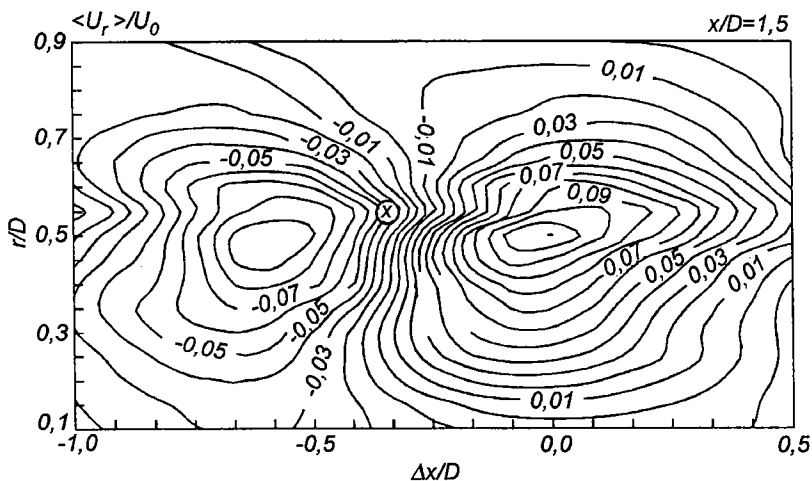
$$St = \frac{f_a D}{U_e} = 0,42$$



Rys. 2. Ewolucja koherentnych struktur wirowych typu modu kolumnowego ($St = 0,42$) w kołowej strudze swobodnej: a) schematyczny obraz przepływu, b) rozkłady energii kinetycznej oscylacji, c) rozkład oscylacji energii wewnętrznej

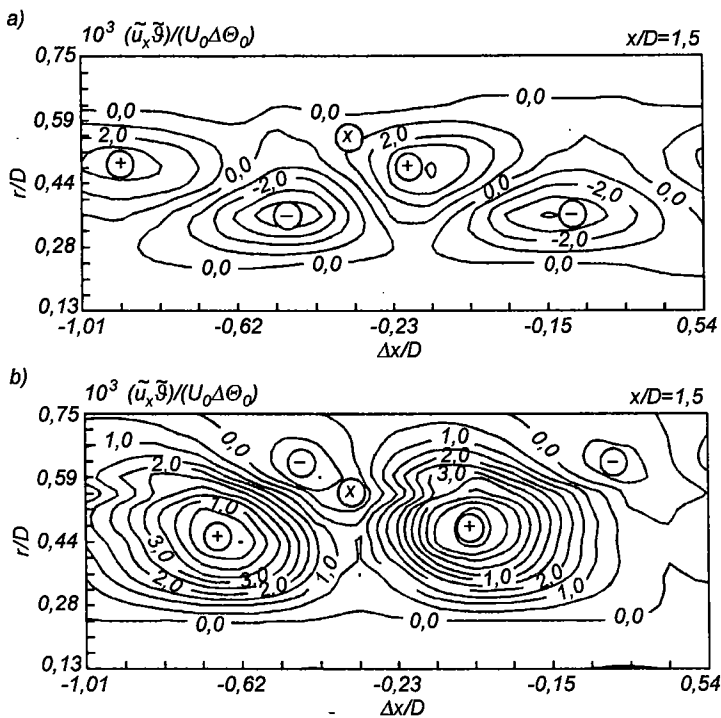


Rys. 3. Obraz periodycznej składowej pola prędkości w przekroju $x/D = 1,5$ swobodnej strugi kołowej (⊗ – położenie centrum wiru)

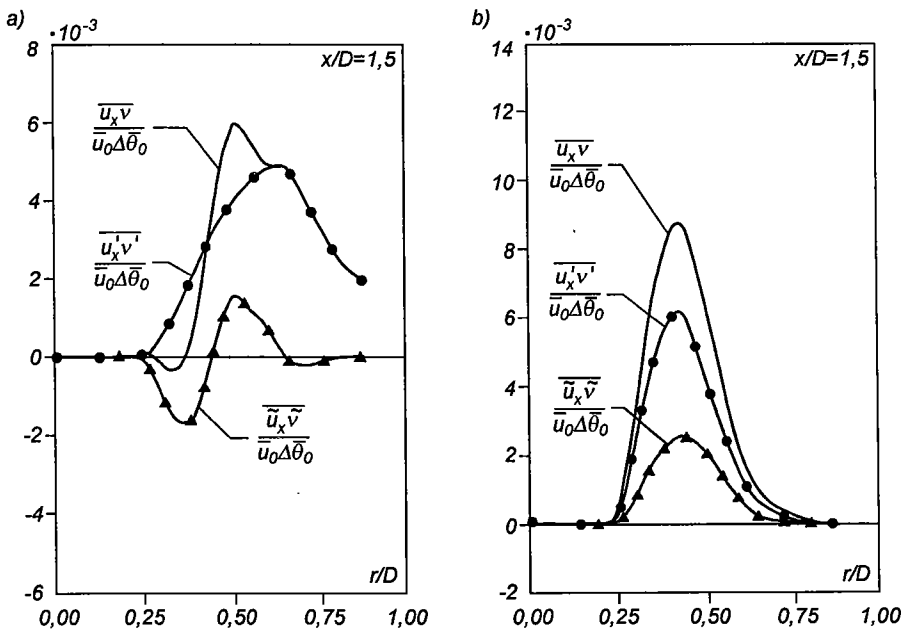


Rys. 4. Warstwiczne rozkłady uśrednionej fazowo prędkości promieniowej w przekroju $x/D = 1,5$ swobodnej strugi kołowej (⊗ – położenie centrum wiru)

Ostatni wniosek potwierdza również rys. 6, według którego maksimum uśrednionej wartości $\overline{u_r, v}$ określone jest współrzędną $r/D = 0,44$. Promieniowy rozkład tej wielkości wykazuje jej zerową wartość w strefie jądra potencjalnego strugi ($r/D < 0,25$) oraz prawie symetryczny (względem linii $r/D = 0,44$) profil w strefie zmieszania strugi, zgodny jakościowo z rozkładem $\overline{u_r, v}$. Udział koherentnego strumienia ciepła $\overline{u_r, v}$ w strumieniu całkowitym $\overline{u_r, v}$ jest tu wprawdzie rzędu zaledwie 30%, warto jednak podkreślić, że w przekroju $x/D = 2,5$ określającym miejsce maksymalnego wzrostu struktur koherentnych ich udział w procesie transportu ciepła wzrasta do 50% [13].



Rys. 5. Warstwicowe rozkłady koherentnych strumieni ciepła w kierunku: a) wzdłużnym, b) promieniowym w przekroju $x/D = 1,5$ swobodnej strugi kołowej (\otimes – położenie centrum wiru)



Rys. 6. Promieniowe rozkłady uśrednionych w czasie losowych, koherentnych i całkowitych strumieni ciepła w kierunku: a) wzdłużnym, b) promieniowym (\otimes – położenie centrum wiru)

3. WNIOSKI KOŃCOWE

Przytoczone tu rozważania, poparte przykładowym materiałem doświadczalnym, prowadzą do następujących stwierdzeń:

- w przepływach turbulentnych, w których pojawiają się zjawiska okresowe wywołane na przykład (choć nie wyłącznie) istnieniem struktur koherentnych, klasyczna, dwuskładnikowa superpozycja Reynoldsa (1) zastąpiona być winna superpozycją trójskładnikową (2); nie tylko komplikuje to w istotny sposób postać opisujących taki przepływ równań transportu (obok konwencjonalnego uśrednienia w czasie koniecznym się tu staje zastosowanie procedury uśrednienia warunkowego), ale również zwiększa to liczbę niezbędnych równań,
- struktury koherentne odgrywać mają znaczącą rolę we wszystkich zachodzących w przepływie procesach transportu; tezę tę w trakcie wykładu zilustrowano na przykładzie transportu ciepła w lekko podgrzanej, swobodnej strudze kołowej.

BIBLIOGRAFIA

- [1] H.E. Fiedler: *Coherent structures. Survey Lecture*. 1 st. European Turbulence Conf., Lyon, July 1986.
- [2] J.W. Elsner, S. Drobnik, R. Klajny: *Mechanizmy transportu w przepływach turbulentnych wykazujących cechy okresowości*. Mat. konf. XV Zjazdu Termodynamików, Gliwice-Kokotek 1983, 163–168.
- [3] R. Klajny: *Dynamika struktur koherentnych w swobodnych strugach kołowych*. Praca habilitacyjna (w redakcji), Politechnika Częstochowska 1994.
- [4] S.C. Crow, F.H. Champagne: *Orderly structure in jet turbulence*. J. Fluid Mech., vol. 48, pp. 547–591, 1971.
- [5] S. Drobnik: *Struktury koherentne swobodnej strugi osiowo-symetrycznej*. Rozprawa habil., Politechnika Częstochowska, seria Monografie, Nr 1, 1986.
- [6] S. Drobnik, J.W. Elsner: *Coherent structures and their relation to Instability Processes in a round free jet*. Advances in Turbulence, Springer-Verlag 1986.
- [7] J.W. Elsner, S. Drobnik, R. Klajny: *Behaviour of column-mode vortex structures in the near flow region of a round free jet*. Turbulence, vol. 1, pp. 35–50, 1989.
- [8] J.W. Elsner, S. Drobnik, R. Klajny: *Metody identyfikacji struktur koherentnych w kołowej strudze swobodnej*. Proc. of IX Nat. Conf. on Fluid Mechanics, Kraków 1990.
- [9] J.W. Elsner, S. Drobnik, R. Klajny: *An analysis of energy transport processes in the presence of coherent structures*. Advances in Turbulence IV, Kluwer Acad. Publications, 1993.
- [10] J.W. Elsner, S. Drobnik, R. Klajny: *Formation of helical structures in a round free jet*. Advances in Turbulence 2, Springer-Verlag 1989.
- [11] Raport IMC pod red. J.W. Elsnera, Częstochowa 1994.
- [12] El-Sayed Khalaf Ahmed Abou El-Kassem: *An analysis of heat transfer processes in the coherence region of a round free jet*. PhD. Thesis, Technical University of Częstochowa 1995.

ROLE OF COHERENT STRUCTURES IN PROCESSES OF ENERGY TRANSPORT

S u m m a r y

In the paper coherent structures were described and the necessary corrections in the averaged equations of energy transport were given. The role of the coherent structures in the process of energy transport in fluids presented on an example of a slightly heated free stream of circular cross-section.

РОЛЬ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ

Краткое содержание

В работе описаны когерентные структуры и поданы необходимые корректуры в усредненных уравнениях переноса энергии, вызванные выступанием этих структур. Роль когерентных структур в процессе переноса энергии в жидкостях представлена на примере легко подогретой свободной круговой струи.