

KATEDRA TECHNIKI CIEPLNEJ
POLITECHNIKA POZNAŃSKA

Rozprawa doktorska:

mgr inż. Robert Kłosowiak

**ANALIZA PRZEPŁYWU STRUGI
OSIOWOSYMETRYCZNEJ WYPLÝWAJĄCEJ DO
NIERUCHOMEGO OŚRODKA Z WYKORZYSTANIEM
ANALIZ NUMERYCZNYCH ORAZ BADAŃ
EKSPERYMENTALNYCH**

Pod kierunkiem:

dr hab. inż. Jarosława Bartoszewicza Profesora PP

Poznań 2015

Streszczenie

Rozprawa doktorska podejmuje problematykę związaną z modelowaniem przepływu turbulentnego wewnątrz komory nawrotnej, przy użyciu metod eksperymentalnych oraz numerycznych. Przepływ turbulentny ze względu na swoją zmienność w czasie i przestrzeni jest zjawiskiem złożonym i trudnym do opisu matematycznego. Jednym z celów prowadzonych badań jest uzyskanie odpowiedzi na pytanie, w jakim stopniu metody numeryczne są w stanie odwzorować przepływ turbulentny ograniczony.

Praca składa się z dziewięciu rozdziałów i jest podzielona na dwie części – analizę teoretyczną i eksperymentalną. Pierwszy rozdział zawiera wstęp teoretyczny, uzasadnienie podjęcia tematu oraz cel i zakres pracy. Kolejny rozdział omawia podstawy mechaniki płynów. Przedstawia on podstawowe zasady zachowania oraz równanie Naviera–Stokesa. Trzeci rozdział – modelowanie turbulencji przepływu opisuje modele turbulencji. Kolejny rozdział przedstawia metody numeryczne. Omówione zostaje w nim przygotowanie do obliczeń, jakość siatki i modelowanie siatki w komorze nawrotnej. Piąty rozdział przedstawia metodę eksperymentalną opisującą zasadę działania oraz sposób prowadzenia pomiarów. Kolejne rozdziały zawierają analizę porównawczą wyników, zestawienie wyników badań oraz podsumowanie i wnioski.

Część teoretyczną pracy stanowi opis metody numerycznej symulacji przepływu gazu wewnątrz komory nawrotnej. Do badań użyto komercyjnego programu, umożliwiającego przeprowadzenie obliczeń. W pracy podjęto analizę dostępnych modeli symulacji przepływu turbulentnego oraz porównano je z wynikami eksperymentalnymi. Dodatkową część analizy numeryczne stanowi modelowanie przepływu zmiennego w czasie. Analiza numeryczna przepływu dostarcza wielu istotnych informacji o formowaniu się przepływu do czasu jego ustalenia.

Drugą część stanowią badania eksperymentalne prowadzone wewnątrz komory nawrotnej. Badania ukierunkowane są na rozpoznanie zjawisk występujących podczas przepływu oraz cech charakterystycznych dla tego typu geometrii. W metodzie eksperymentalnej do pomiaru wykorzystano termooanemometr stałotemperaturowy. Technika termooanemometryczna pozwala z dużą dokładnością określić składowe prędkości przepływu. Dzięki wynikom analizy uzyskuje się kompleksową wiedzę o zjawiskach występujących w komorze nawrotnej.

Wyniki badań eksperymentalnych oraz numerycznych zestawione zostały w postaci wykresów. Wielkości charakterystyczne przepływu przedstawione zostały, w sposób bezwymiarowy, umożliwiające jakościowe porównanie wyników. Wyniki analizy przepływu zmiennego w czasie zawierają wyniki w postaci map wielkości charakterystycznych.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH SYMBOLI I INDEKSÓW

Symbol:

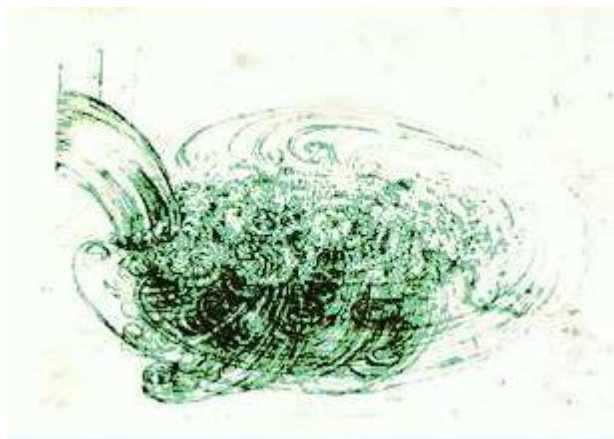
A	– pole powierzchni
A, B	– sygnał z czujnika termooanemometrycznego
C	– stałe modeli turbulencji
c_p	– ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu
D	– średnica dyszy wylotowej
E	– energia
E_k	– energia kinetyczna
e, E	– składowe fluktuacyjne napięcia
F	– jednostkowa siła masowa
g	– przyspieszenie ziemskie
k	– energia kinetyczna turbulencji
l	– liniowy wymiar długości
L	– głębokość komory nawrotnej
m	– masa
\dot{m}	– strumień masy
p	– ciśnienie
Pr	– liczba Prandtla
q	– ciepło właściwe
r	– promień
t	– czas
T	– temperatura
U, u	– energia wewnętrzna
u, v, c	– składowe wektora prędkości
V	– objętość
x, y, z	– współrzędne położenia
Φ	– dyssypacja lepkości
δ_{ij}	– delta Kroneckera
ε	– szybkość dyssypacji energii turbulencji
λ	– współczynnik przewodzenia ciepła
μ	– współczynnik lepkości dynamicznej
μ_T	– współczynnik lepkości turbulentnej
ν	– współczynnik lepkości kinematycznej
ρ	– gęstość
σ	– jednostkowe siły powierzchniowe (naprężenia)
τ_{ij}	– tensor naprężeń Reynoldsa
τ	– naprężenia styczne

Spis treści

1. WSTĘP.....	6
1.1. Uzasadnienie podjęcia tematu.....	13
1.2. Cel i zakres pracy.....	15
2. PODSTAWY MECHANIKI PŁYNÓW.....	16
2.2. Zasada ciągłości przepływu.....	18
2.3. Zasada zachowania energii.....	19
2.4. Modele płynów.....	22
2.5. Zasada zachowania pędu.....	24
2.6. Równanie Naviera–Stokesa.....	24
3. MODELOWANIE TURBULENCJI PRZEPŁYWU.....	27
3.1. Uśrednianie Reynoldsa.....	28
3.2. Modele Turbulencji.....	30
3.3. Modelowanie w obszarze przyściennym.....	40
3.4. Model naprężeń Reynoldsa (Reynolds Stress Model (RSM)).....	46
3.5. LES.....	47
3.6. Metoda wirów dyskretnych DVM.....	48
4. METODY NUMERYCZNE.....	50
4.1. Przygotowanie do obliczeń.....	50
4.2. Jakość siatki.....	52
4.3. Siatka komory nawrotnej.....	56
5. TERMOANEMOMETRIA STAŁOTEMPERATUROWA.....	58
5.1. Zasada działania – bilans energetyczny.....	59
5.2. Wzorcowanie czujnika.....	61
5.3. Zasada pomiaru sondą typu X.....	63
6. ANALIZA PORÓWNAWCZA WYNIKÓW.....	65
6.1. Analiza wyników dla modeli turbulencji.....	65
6.2. Analiza porównawcza pomiarów oraz metod numerycznych.....	66
7. WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH I NUMERYCZNYCH.....	69
7.1. Badania eksperymentalne.....	69
7.2. Wyniki dla zmiennej prędkości przepływu czynnika.....	72
7.3. Wyniki dla zmiennej geometrii komory.....	80
7.4. Analiza porównawcza zmiany geometrii oraz prędkości przepływu.....	108
7.6. Prezentacja wyników modelowania przepływu nieustalonego w czasie.....	113
8. PODSUMOWANIE I WNIOSKI.....	120
9. BIBLIOGRAFIA.....	124

1. WSTĘP

Turbulencja jest zjawiskiem od dawna intrygujących fizyków, matematyków oraz inżynierów. Źródła historyczne wskazują zainteresowanie zjawiskami natury od czasów starożytnych. Jedną z podstawowych metod badawczych jest obserwacja, już w starożytności obserwacji zjawiska turbulencji dokonywał Arystoteles, który w pracy o meteorologii opisywał struktury wirowe w przyrodzie. Kolejną znaną postacią, która dokonywała obserwacji turbulencji był Kartezjusz, próbował opisać oddziaływanie wirów na ruch ciał niebieskich. W czasach średniowiecznych Leonardo da Vinci także zainteresowany był zjawiskiem turbulencji, stworzył graficzną interpretację zjawiska turbulencji w przepływającej wodzie (Rys.1.1). Niestety badacze nie znaleźli odpowiedzi na nurtujące ich pytania, ani nie udało im się opisać zjawiska przepływu turbulentnego w sposób analityczny.



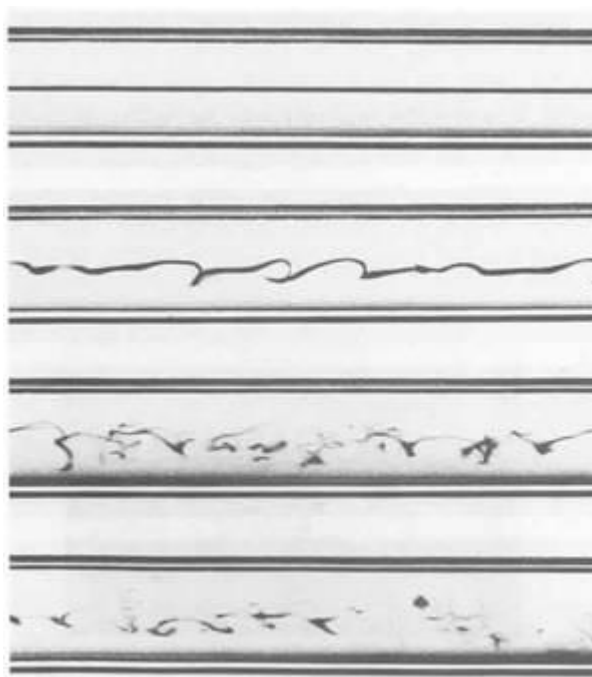
Rys. 1.1 Studium Leonarda da Vinci dotyczące turbulentnego przepływu wody (1508)

Badania nad zjawiskiem turbulencji rozpoczęły się już w latach 30-tych XIX wieku, pierwszych obserwacji dokonał Ludwig Hagen (1839, prawo Hagen-Poiseuille'a), który zauważył dwa różne rodzaje przepływu zależne od prędkości oraz lepkości. Z początkiem wieku XIX opublikowano ogólne równanie Claude-Louisa Naviera, które w 1845 zostało dopracowane i uściślone przez z George'a Gabriela Stokesa. Dziś znane jest, jako równanie Naviera-Stokesa (N-S). Również matematyk Boussinesq [9] (1877) podjął się próby opisanie zjawiska turbulentnego. Zaproponował wówczas hipotezę, w której stwierdził, że tensor średnich prędkości deformacji jest wprost proporcjonalna do naprężeń turbulentnych. Podchodził do swojej hipotezy z ostrożnością i wskazywał, że określenie współczynnika lepkości turbulentnej (stała proporcjonalności) powiązanego z naprężeniami turbulentnymi jest

bardzo trudne, albo wręcz niemożliwe. Pomimo wielu trudności badania nad opisem analitycznym przepływu turbulentnego były kontynuowane.

W 1864 roku Osborne Reynolds [52] przeprowadził eksperyment, w którym zaobserwował zmienność charakteru przepływu cieczy w zależności od prędkości i jej lepkości (Rys.1.2). Pod koniec XIX wieku pojawiła się publikacja Reynoldsa, która pozwalała określić fizycznym parametrem przejście płynu nieściśliwego z przepływu laminarnego w przepływ turbulentny dla gładkiej powierzchni. Wprowadzone zostało pojęcie tensora naprężeń Reynoldsa, a turbulencja określona została mianem przypadkowości niepowtarzalnej w czasie i przestrzeni. Eksperyment Reynoldsa to z pewnością najbardziej wpływowa praca dotycząca turbulencji.

Kontynuując twierdzenie Reynoldsa o losowości przepływu turbulentnego większość prac prowadzonych w tamtym okresie ukierunkowana była na możliwości wprowadzenia narzędzi statystycznych do opisanie tego przepływu. Pierwsze znaczące wyniki w 1925 roku uzyskał Prandtl [51], który opisał turbulencję, jako efekt przemieszczenia poprzecznego cząsteczki. W swojej teorii nazwanej drogą mieszania Prandtla twierdził, że cząsteczka przemieszczająca się poprzecznie zachowuje swoją prędkość oraz pęd. Ostatecznie model drogi mieszania Prandtla był daleki od rzeczywistości, lecz sprawdzał się w niektórych prostych przypadkach i dawał dobre wyniki.



Rys. 1.2. Wyniki doświadczenia Reynoldsa – od góry przepływ laminarny przechodzący w przepływ turbulentny.

Model ten jest aktualnie nazwany algebraicznym lub modelem zerorównaniowy. Dalsze prace ukierunkowane przekonaniem o teorii drogi mieszania trwały około 20 lat. W 1945 roku Prandtl opracował bardziej realistyczny model matematyczny naprężeń turbulentnych i wprowadził pierwszy model jednorównaniowy wskazujący, że lepkość turbulentna jest uzależniona od energii kinetycznej turbulencji k . Zastosowanie modelu jednorównaniowego pozwoliło na przewidywanie turbulencji z uwzględnieniem historii przepływu. Pozostał jednak problem z określeniem skali turbulencji. Wciąż brakowało informacji, dotyczących charakterystycznych zmiennych, takich jak wielkości zawirowań, czy zmienności przepływu. Kołmogorow [34, 35] (1942) wprowadził pierwszy kompletny model turbulencji, modelujący energię kinetyczną turbulencji k i wprowadzający dodatkowy drugi parametr ω określający szybkością dyssypacji energii turbulencji na jednostkę objętości i czasu. Model dwóch równań, zwany model k - ω , używa odwrotności ω , jako skali czasu turbulencji, a ilość $k^{1/2}/\omega$ była długością skali turbulencji, rozwiązując równanie różniczkowe dla ω w podobny sposób jak dla k .

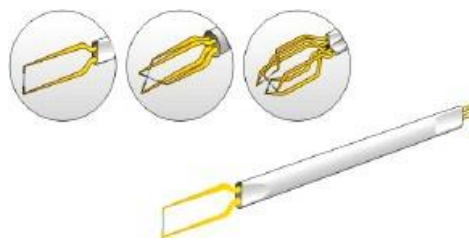
Od lat '50 rozwijane były cztery główne grupy modeli turbulencji:

- modele algebraiczne (zerorównaniowe)
- modele jednorównaniowe
- modele dwurównanie
- modele wielorównaniowe

Na przełomie ostatnich 30 lat w numerycznej mechanice płynów doszło do poprawy w jakości uzyskiwanych wyników. Wiąże się to z między innymi z rozwojem zintegrowanych sieci obliczeniowych oraz wzrostem mocy obliczeniowych pojedynczych procesorów. Rozwój ten dał początek nowym możliwościom prowadzenia złożonych analiz numerycznych i dalszemu rozwojowi obliczeniowych metod numerycznych. Analizy numeryczne to wciąż ulepszane narzędzia, wymagające wartości empirycznych, w celu prawidłowego zasymulowania rzeczywistego zjawiska. Bardzo ważne znaczenie odgrywają metody eksperymentalne, które dostarczają wielu istotnych informacji i pozwalają na głębsze zrozumienie zjawiska. Niewątpliwie metody eksperymentalne są najprostszą i najpowszechniejszą metodą poznawczą, na co wskazują również źródła historyczne. Natomiast rozwój metod numerycznych związany jest z wynalezieniem języków programowania oraz rozwojem technologii komputerowej. Szczególnie intensywny rozwój obu tych dziedzin należących do mechaniki płynów przypada na lata '70. Obie metody, mimo wykorzystania różnych aparatów

poznawczych, posiadają wspólny zbiór. Najistotniejszą cechą wspólną tych metod jest silna zależność między nimi. Zależność tą nazywamy sprzężeniem zwrotnym. Metody numeryczne są współcześnie narzędziem służącym do szybkiego, taniego i precyzyjnego projektowania maszyn i urządzeń. Aby jednak było to możliwe wymagana jest szeroka baza danych, informacji o zjawiskach i mechanizmach ich powstawania. Informacje wprowadzane do modeli numerycznych dostarczają wyniki prowadzonych badań eksperymentalnych. We współczesnych badaniach modele numeryczne są również wykorzystywane w sytuacjach odwrotnych do opisanej. Oznacza to, że w pewnym zakresie modele numeryczne można wykorzystać do określenia lokalizacji punktów pomiarowych. Niemniej jednak modele matematyczne są jedynie próbą odwzorowania zachowania płynu w rzeczywistości. Ponadto równania matematyczne mechaniki płynów mają charakter nieliniowy, co dodatkowo utrudnia uzyskanie dokładnego wyniku ilościowego. Praktykowanym podejściem w numerycznym modelowaniu przepływu jest weryfikacji zachowania modelu matematycznego badaniami eksperymentalnymi.

Istotnym postępowaniem w eksperymentalnej mechanice płynów było zastosowanie termooanemometru z grzanym włóknem w latach czterdziestych oraz anemometru laserowego Dopplera (LDA). Obie te metody są kluczowymi i tak naprawdę jedynymi stosowanymi w metrologii przepływu turbulentnego, obok kosztownej techniki PIV. Od czasu ich wynalezienia metody pomiarowe zostały uzbrojone we współczesne urządzenia pozwalające zwiększyć ich możliwości pomiarowe. Współczesne anemometry wyposażone w układy scalone, układy mikroprocesorowe, przetwarzanie sygnału analogowo-cyfrowego pozwalają na metrologię z dużą częstotliwością próbkowania. Termooanemometry drutowe (Rys.1.3.) w wersji przeznaczonej do badań mogą wykonywać pomiary z częstotliwością sięgającą nawet 400kHz przy zachowaniu bardzo dobrych parametrów jakości pomiarów o błędzie nie przekraczającym 0,1% . Zarówno LDA jak i CTA są metodami uzupełniającymi się wzajemnie pozwalają określić wielkości charakterystyczne dla przepływu turbulentnego. Termooanemometry z grzanym włóknem zostały z czasem wyparte przez termooanemometry stałotemperaturowe (Constant Temperature Anemometry – CTA).

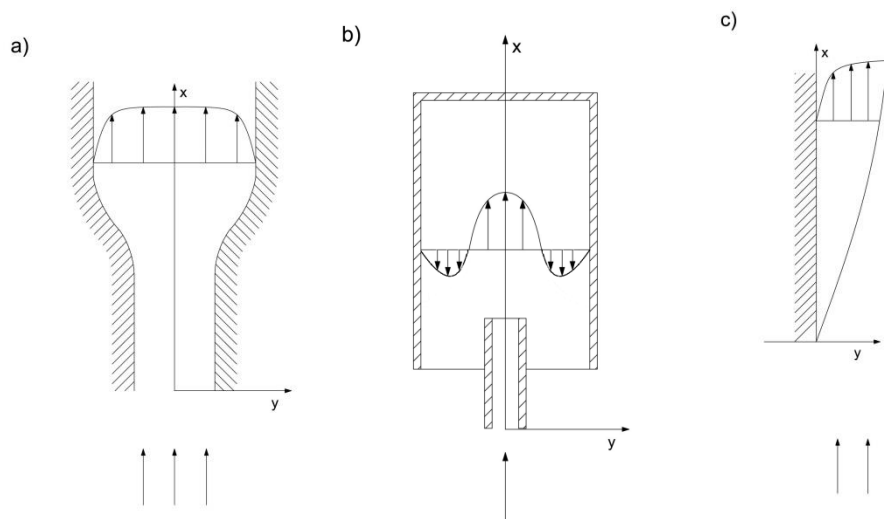


Rys. 1.3. Przykładowa sonda termooanemometru drutowego

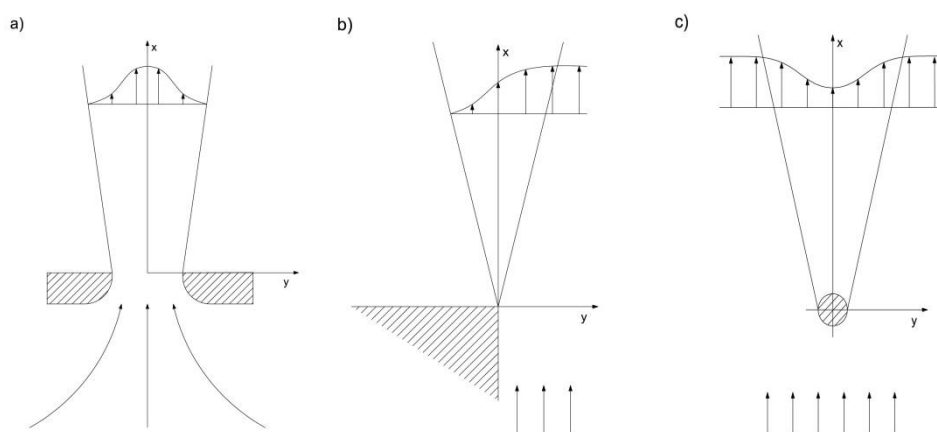
Pokrewną metodą analizy przepływu bazującą na pomiarze chwilowych pól prędkości jest PIV (Particle Image Velocimetry). Metoda polega na wykonaniu serii zdjęć w rozbłyskującej płaskiej wiązce lasera w określonych odstępach czasu (do 200kHz). Następnie na zdjęciach odczytywane jest przemieszczenie cząstki poruszającej się w przepływie. Metoda ta jest niezwykle kosztowna przez stosowanie bardzo wydajnych komputerów obliczeniowych, analizujących w krótkim czasie bardzo duże ilości zdjęć, dwóch szybkich kamer i silnego lasera. Ograniczeniem tej metody jest właśnie komputer oraz przesyłanie zdjęć z kamer. Wraz ze wzrostem mocy obliczeniowej oraz nowych interfejsów transferu danych zwiększa się częstość próbkowania oraz obszar rejestracji.

Przepływ turbulentny swój niepowtarzalny charakter zawdzięcza obecności dużej ilości wirów oraz interakcji zachodzącej między nimi i ciałami stałymi. Julius Oscar Hinze [28] scharakteryzował turbulencje w przepływach dużych liczb Reynoldsa opisując ją, jako nieuporządkowany ruch płynu. Istotną cechą przepływu turbulentnego jest intensyfikacja zjawisk transportu masy, pędu i energii w przepływie turbulentnym. Analizą turbulencji w latach 50 ubiegłego stulecia zajmowali się Batchelor [5], Townsend [59], oraz Hinze [28].

Poza opisem charakteru przepływu zdefiniowanym przez Reynoldsa w mechanice płynów, przepływy podzielić możemy na ograniczone i swobodne. Jest to uwarunkowane występującymi warunkami brzegowymi wokół strugi. W przepływach ograniczonych przy ścianach tworzą się warstwy przyścienne, charakteryzujące się zmiennym profilem prędkości. Przepływy te dzielimy na dwie kategorie. Przepływ wewnętrznie ograniczony, pokazany na rysunkach 1.4a i 1.4b, w którym ściany tworzą kanał lub zamkniętą komorę. Przepływ zewnętrznie ograniczony, pokazany na rysunku 1.4c, w którym ściana ogranicza strugę w jej niewielkiej części. O przepływach swobodnych mówimy, gdy oddziaływanie ciała stałego na strugę ogranicza się tylko do małej przestrzeni. Przepływ swobodny możemy podzielić na trzy typy: wypływ z emitera do nieruchomego otoczenia pokazany na rysunku 1.5a, spływ z powierzchni zewnętrznie ograniczającej pokazany na rysunku 1.5b oraz opływy ciał pokazane na rysunku 1.5c. W praktyce znane są liczne przypadki, gdy występuje interakcja pomiędzy strugą swobodną, a powierzchnią ciała stałego, mimo to przepływy te zwyczajowo zaliczane są do przepływów swobodnych. O takiej sytuacji możemy mówić w przypadku opływów. W sytuacji, gdy opływane ciało charakteryzuje się znacznymi gabarytami, w stosunku do poprzecznego rozmiaru strugi, przepływ staje się ograniczonym, a strugę nazywamy uderzającą. Wiele publikacji ukazujących się w czasopiśmie naukowych, opisujących badania strug, potwierdza znaczenie problematyki związanej z przepływami, [17, 67, 27, 66, 14, 50].



Rysunek 1.4. Podział przepływów ograniczonych: a) ścianami bocznymi kanału, b) zamkniętą komorą, c) ścianą boczną



Rysunek 1.5. Przepływ strugi swobodnej: a) do otoczenia, b) spływ z powierzchni ograniczającej, c) ślad aerodynamiczny

Komora nawrotna, pomimo pozornie prostej osiowosymetrycznej budowy, z punktu widzenia metrologicznego oraz symulacyjnego sprawia wiele kłopotów. W związku z tym modelowanie przepływu wewnątrz takiego naczynia jest trudnym zadaniem. Komora nawrotna jest geometrią znaną z punktu widzenia technicznego, gdyż jest stosowana, jako komora spalania dużych kotłów energetycznych opalanych gazem lub olejem opałowym. W poszukiwaniu danych literaturowych odnoszących się do tego typu geometrii trudno jest odnaleźć analizę przepływu, która poruszona została w tej pracy. Wielu autorów [13, 37, 57, 56, 21, 67, 2] w ukazujących się publikacji skupia się na bardzo zaawansowanych symulacjach numerycznych, bądź eksperymentalnych. Ich analizy są wielowątkowe, skupiające się wokół

wielu zmiennych zjawisk związanych z samą geometrią i specyfiką przepływu, przepływem z wymianą ciepła, procesem spalania z silnie zawirowanymi strugami, stosowaniem nietypowych związków palnych.

Badanie związane ze strugami swobodnymi prowadzone są na szeroką skalę. W badaniach wykorzystuje się coraz nowsze narzędzia pozwalające na prowadzenie badań z większą precyzją, na większą skalę, obserwację wielu parametrów jednocześnie, co w przypadku turbulencji przepływu jest niezwykle ważne ze względu na jej niepowtarzalność. Badania związane z przepływem turbulentnym nastawione są na obserwację charakterystycznych dla niego zjawisk transportu pędu, masy i energii. W literaturze odnaleźć możemy liczne publikacje dotyczące przepływających strug oraz ich oddziaływania przy opływie ciał. Jednocześnie dla analizy prowadzone są badania eksperymentalne, jak i badania numeryczne w tym zakresie. Duża grupa publikacji skupia się na badaniach dotyczących mechaniki płynów w zakresie rozpoznania zjawisk występujących w przepływie, walidacją wyników eksperymentalnych oraz numerycznych. W tym zakresie można przytoczyć wiele prac [42, 50, 22, 29, 63, 70, 55] w swojej pracy przedstawił analizę fluktuacji temperatury spowodowanej występowaniem wirów na powierzchni ściany uderzanej. Badania obejmowały analizę niestacjonarną przebiegu temperatury na powierzchni ściany. Wyniki zawierają kilka ważnych punktów, które mogą mieć wpływ na fluktuację temperatury. Podobna praca została też podjęta przez [68], a do analiz rozkładu temperatury na powierzchni ściany uderzanej użyto metod numerycznych. Symulacje prowadzone były dla małych liczb Reynoldsa, a przepływ osiągał znamiona laminarnego. Autorzy oprócz turbulencji określonej przez liczbę Reynoldsa zastosowali dodatkowe kryterium, którym była odległość dyszy od powierzchni uderzanej. Dla symulowanego przepływu laminarnego i małej odległości dyszy od ściany uzyskali na powierzchni ściany wiry stacjonarne. W swoim artykule wskazują na istotę liczby Reynoldsa oraz podają, że parametr ten nie jest wystarczający do określania turbulencji przepływu. Mimo symulowanego laminarnego wypływu z dysz przy powierzchni uderzanej uzyskali zarówno przepływ laminarny, jak i turbulentny. Dodatkowo określonym parametrem jest stosunek średnicy dyszy do odległości od ściany uderzanej (H/W). Posługując się dwoma parametrami (Re i H/W) można przewidywać charakter przepływu. Ponadto badania po raz kolejny potwierdziły intensyfikację wymiany ciepła przy przepływie turbulentnym oraz zostały zweryfikowane o dane eksperymentalne z literatury.

Bardzo szerokie zastosowanie w przemyśle, jako czynnik chłodniczy, mają płyny. Są używane przede wszystkim tam, gdzie intensyfikacja wymiany ciepła musi być największa. W jednym z artykułów autor [41] wskazują na zastosowanie wody, jako czynnika chłodzącego.

Poza pomiarami temperatury oraz strumienia ciepła na ścianie uderzanej autorzy zajmują się również analizą zjawisk występujących pomiędzy strugą a ścianą. Obserwacje i wnioski płynące z tych badań znajdują potwierdzenie w badaniach prezentowanych w tej pracy.

W publikacji [69] autorzy skupili się nad analizą przepływową i zjawiskami występującymi od momentu wypływu z dyszy do momentu reakcji ze ścianą. Podjęli ciekawy przypadek wypływu strumienia pierścieniowego na ścianę uderzaną. Badacze analizowali pola prędkości oraz ciśnień w obrębie ściany uderzanej. W pracy [33] także prowadzone były analizy związane z typowym strumieniem uderzającym w powierzchnię. Celem badań było uzyskanie, jak największych naprężeń stycznych na powierzchni ściany. Podjęte prace miały dostarczyć informacji o kącie natarcia strugi, przy którym uzyskano najwyższe wartości. Analizując wyniki pracy [69] oraz [33] otrzymano podobny przebieg rozkładu lokalnych strumieni ciepła oraz naprężeń stycznych na ścianie uderzanej. Porównując oba równania: gęstości strumienia ciepła oraz naprężeń stycznych możemy powiedzieć, że są one tożsame. Do podobnej zależności doszli [23] oraz [26] znajdując zależność pomiędzy transportem masy a transportem ciepła, co umożliwia prezentację lokalnych wartości gęstości strumienia ciepła. Niemniej jednak jest to zadanie trudne, a najczęściej spełnione jest dla określonych parametrów geometrycznych oraz fizycznych przepływu. W publikacji [43] przedstawił opis wymiany ciepła w obszarze ściany uderzanej dla dysz pojedynczych oraz układów dysz. Z jego badań wynika ścisła zależność pomiędzy parametrami po stronie strugi, a oszacowanym na tej podstawie współczynnikiem przejmowania ciepła.

1.1. Uzasadnienie podjęcia tematu

Pompy, wentylatory, sprężarki, turbiny, wymienniki ciepła, to maszyny i urządzenia, które przekształcają różne formy energii. Badania prowadzone w rozprawie doktorskiej są ściśle związane z poprawą pracy maszyn i urządzeń cieplnoprzepływowych. Jakość pracy tych urządzeń określa się sprawnością, na której wartość wpływają procesy i zjawiska zachodzące podczas transportu i konwersji energii. Rozprawa doktorska ukierunkowana jest na analizę zjawisk zachodzących podczas przepływu strumienia płynu pod względem jakościowym i ilościowym, mającym bezpośredni wpływ na przekazywanie energii w urządzeniach cieplnoprzepływowych. Strugi czynnika silnie wpływają na intensyfikację procesów transportu ciepła, pędu i masy, dlatego do badań wytypowana została struga osiowosymetryczna. Podjęte badania symulują przepływ gazu o szerokiej aplikacyjności, a ich wyniki można zastosować w takich dziedzinach jak:

- komory spalania (procesy spalania cieczy i gazu)

- kotły i piece energetyczne
- chłodzenie lub nagrzewanie (palniki)
- intensyfikacji zjawisk wymiany ciepła
- układy tłokowe oraz wtryskowe w silnikach spalinowych
- układy mieszalnikowe
- palisady turbinowe i sprężarkowe
- procesy wytwarzania stali i tworzyw sztucznych do utrzymywania odpowiedniej temperatury

Problemem, który od dawna wzbudza ciekawość badaczy jest charakter przepływu zdefiniowany przez liczbę Reynoldsa, jako stosunek sił bezwładności do sił tarcia wewnętrznego. Dzięki temu kryterium wyróżnia się przepływ laminarny oraz turbulentny. Informacja o charakterze przepływu determinuje zastosowanie odpowiedniej metody obliczeniowej, a wiele parametrów projektowych dobiera się w funkcji liczby Reynoldsa. Dzięki wynikom badań naukowych dowiedziono, że liczba Reynoldsa nie jest wystarczająca do pełnego opisu turbulencji, gdyż nie daje informacji o wielkościach wirów decydujących o turbulentnych procesach transportu masy, pędu i energii, dlatego w swoich badaniach zająłem się opisem zjawiska turbulencji niezwiązanym z liczbą Reynoldsa, przy użyciu metod numerycznych i eksperymentalnych.

Badania prowadzone w ramach rozprawy doktorskiej zostały zastosowane w projekcie „Wielkopowierzchniowego urządzenia myjącego” realizowanego przez Politechnikę Poznańską w ramach Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka 2007-2013.

1.2. Cel i zakres pracy

Celem niniejszej pracy jest analiza zjawisk występujących wewnątrz komory nawrotnej, przy użyciu metod eksperymentalnych oraz numerycznych. Głównym celem pracy jest uzasadnienie tezy, że intensyfikacja procesów transportu pędu, ciepła i masy jest możliwa przez zmianę odległości dyszy od dna komory nawrotnej lub przez zmianę prędkości strugi na wlocie.

Realizacja celu pracy możliwa była poprzez ustalenie celów szczegółowych:

- analiza aktualnego stanu wiedzy dotyczącego modelowania przepływu w komorze nawrotnej oraz aplikacyjności otrzymanych wyników,
- zastosowanie technik termooanemometrycznych w celu badania przepływu turbulentnego oraz ocena metody metrologicznej,
- analiza zastosowania metod numerycznych w celu modelowania przepływu,
- wyznaczenie wielkości charakterystycznych przepływu wewnątrz analizowanej geometrii oraz obszarów konwersji energii przy zmiennych warunkach brzegowych,
- analiza procesu formowania się struktur wirowych, obszarów stagnacji, oderwań strumienia, stref recyrkulacji oraz charakterystycznych cech przepływu,
- ocena wpływu zmiany prędkości strugi wlotowej na formowanie się struktur wirowych, obszarów stagnacji, oderwań strumienia, stref recyrkulacji,
- ocena wpływ odległości dyszy wylotowej od dna komory nawrotnej w celu intensyfikacji zjawiska turbulencji oraz rozkład prędkości wewnątrz komory nawrotnej
- zastosowanie modelowania przepływu niestacjonarnego w celu uzyskania informacji o jego zmienności w czasie i przestrzeni.

Niniejsza rozprawa składa się z dwóch części. Część pierwsza – teoretyczna, dotyczy modelowania przepływu powietrza wewnątrz komory nawrotnej, przy użyciu metod numerycznych. W tym celu przeanalizowane zostały dostępne metody obliczeniowe oraz przeprowadzono analizę porównawczą modeli turbulencji. Wyniki symulacji numerycznych poddane zostały weryfikacji przez zestawienie ich z wynikami badań eksperymentalnych, które stanowiły drugą część prac badawczych. W tej części pracy do pomiarów użyto termooanemometru stałotemperaturowego. Pomiary wykonano wewnątrz cylindrycznego naczynia przy użyciu sondy anemometrycznej typu X. Eksperyment badawczy prowadzony był dla kilku warunków brzegowych, zdeterminowanych przez zmiany prędkości wypływającej strugi oraz przez zmianę geometrii komory nawrotnej.

2. PODSTAWY MECHANIKI PŁYNÓW

W rozdziale przedstawione zostaną równania zachowania oraz ich interpretacja w formie zaimplementowanej w modelach numerycznych. Problematyka związana z analizowaniem przepływu płynu związana jest z zasadami zachowania masy, pędu i energii. Równania opisujące te procesy przedstawione są w postaci równań różniczkowych cząstkowych, a następnie podlegają dyskretyzacji w metodzie objętości skończonych. Nieliniowy charakter równań mechaniki płynów stwarza wiele problemów w ich rozwiązywaniu, a uzyskiwane wyniki nie są dokładne. Podczas modelowania przepływu z użyciem równań mechaniki płynów należy przyjąć pewne założenia:

- przepływ płynu odbywa się bez przemian fazowych,
- ustalić czy przepływ jest laminarny, czy turbulentny,
- ustalić czy przepływ jest ściśliwy, czy nieściśliwy.

Przedstawione założenia należą do podstawowych, jakie należy zdefiniować przed przystąpieniem do modelowania przepływu. W programie obliczeniowym konieczne jest zdefiniowanie dodatkowych warunków przepływu – warunków brzegowych. W dalszej części pracy, dotyczącej modelowania przepływu zostanie szerzej opisany sposób definiowania warunków brzegowych.

2.1. Zasada zachowania masy

Wykorzystując zależności analizy wektorowej określić można masę płynu M zawartą w pewnej objętości $V(A)$,

$$M = \int_{V(A)} \rho dV \quad 2.1$$

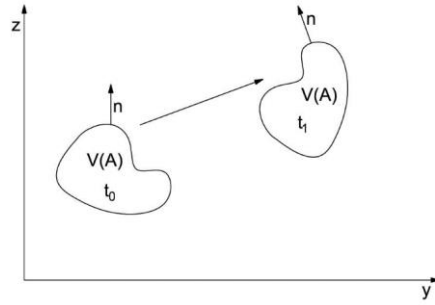
gdzie:

M – masa,

V – objętość kontrolna,

A – powierzchnia kontrolna,

ρ – gęstość.



Rys. 2.1. Schemat ruchu objętości kontrolnej V

W przedstawionej objętości V znajdują się elementy płynu, których ilość w jednostce czasu jest niezmienna. Oznacza to również, że masa M w objętości kontrolnej pozostaje niezmienna (Rys.2.1), co możemy zapisać:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(A)} \rho dV = 0 \quad 2.2$$

Ponieważ prędkość względna jest miarą zmiany objętości płynu zapisać możemy:

$$\int_{V(A)} \left(\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{c} \right) dV = 0 \quad 2.3$$

wynika z tego różniczkowa postać równania zachowania masy:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{c} = 0 \quad 2.4$$

W praktyce zasadę zachowania masy formułujemy w postaci masowego natężenia przepływu dla dwóch określonych powierzchni kontrolnych. Fakt ten wynika z rozważań analizy przepływu elementu płynu w rurce prądu,

$$\dot{m}_1 = \rho_1 \cdot c_1 \cdot A_1 \quad 2.5$$

$$\dot{m}_2 = \rho_2 \cdot c_2 \cdot A_2 \quad 2.6$$

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 \quad 2.7$$

gdzie:

\dot{m} – strumień masy,

ρ – gęstość,

A – pole przekroju poprzecznego powierzchni kontrolnej,

c – średnia prędkość czynnika w przekroju kontrolnym.

2.2. Zasada ciągłości przepływu

Zasada zachowania masy wskazuje, że masa w żadnym punkcie nie może znikać, ani się tworzyć. Aby zasada ta mogła być spełniona dla płynu nieściśliwego przez powierzchnię kontrolną A musi wpłynąć w czasie dokładnie taka sama ilość czynnika V ile w tym samym czasie z niego wypłynie (Rys.2.1). Warunek ten obowiązuje, zarówno dla przepływów ustalonych, jak i nieustalonych. W przypadku analizy przepływu cieczy ściśliwej zasada zachowania masy również musi być bezwzględnie spełniona i oznacza, że masa naszego układu jest niezmienna. Analizując przypadek zmienny w czasie tzn. nieustalony może dochodzić do zmiany masy czynnika przez lokalne zmiany gęstości lub przez dopływanie lub odpływanie przez powierzchnie kontrolną zwiększonej ilości płynu.

Uwzględniając zasadę zachowania masy przez powierzchnię kontrolną w czasie t przepływie:

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_A \rho c_n dA = 0. \quad 2.8$$

Przy założeniu $\rho = \rho(x, y, z, t)$ wzór 2.9 opisuje zasadę ciągłości przepływu w postaci różniczkowej,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z)}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad 2.9$$

gdzie:

c_x, c_y, c_z – składowe wektora prędkości w układzie kartezjańskim x, y, z ,

ρ – gęstość,

t – czas.

Zmiana gęstości w czasie może być opisana poprzez zmianę gęstości od ciśnienia,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} \quad 2.10$$

gdzie:

p – ciśnienie.

Obliczenie pochodnej gęstości w stosunku do ciśnienia pochodzi z równania stanu. Jeśli stosowany jest algorytm ściśliwy gazu doskonałego zakładane jest:

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad 2.11$$

a więc:

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} = \frac{1}{RT}, \quad 2.12$$

gdzie:

R – indywidualną stałą gazową,

T – temperatura bezwzględna.

Jeśli w programie do prowadzenia symulacji numerycznych używa się algorytmu do rozwiązywania przepływów nieściśliwych, użytkownik może kontrolować wartości współczynnika ściśliwości poprzez formułę:

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p}, \quad 2.13$$

gdzie:

β – współczynnik ściśliwości płynu.

2.3. Zasada zachowania energii

Analizując poruszający się płyn można wyznaczyć przedział czasowy, który można poddać analizie. Zmiana energii całkowitej układu w analizowanym przedziale czasowym jest zależna od sił masowych, powierzchniowych oraz od dostarczania bądź odprowadzania energii cieplnej do objętości kontrolnej, dlatego należy przeanalizować wszystkie źródła zmian energii oraz ich wzajemną konwersję.

Energia odniesiona do jednostki masy płynu nazywa się gęstością energii, a jej przykładem może być gęstość energii kinetycznej:

$$E_k = \int_V \rho \frac{c^2}{2} dV. \quad 2.14$$

Poza energią kinetyczną stan energetyczny układu opisują funkcje stanu, takie jak ciśnienie, temperatura, gęstość i inne. Analizując ośrodek w ruchu, we wspomnianych ramach czasowych, przejście ze stanu początkowego do stanu końcowego związane będzie z transformacją z jednej energii w drugą, dlatego nie można wykluczyć zmiany energii wewnętrznej układu:

$$U(t) = \int_V \rho u \, dV. \quad 2.15$$

Zakładając wpływ sił powierzchniowych wpływających na zmianę gęstości oraz ciśnienie można stwierdzić, że siły te wykonały pracę $-pdV = -pd\rho^{-1}$, przez co spowodowały zmianę energii wewnętrznej układu.

W związku z tym gęstość energii wewnętrznej wynosić będzie:

$$u = - \int p \, dV = - \int p \, d\rho^{-1} = - \int p \rho^{-2} d\rho. \quad 2.16$$

Dla gazu doskonałego w stanie równowagi termodynamicznej energia wewnętrzna zależy jedynie od temperatury zgodnie z równaniem:

$$u = \int_0^T c_v(T) \, dT. \quad 2.17$$

Energia całkowita układu jest sumą energii kinetycznej oraz energii wewnętrznej układu:

$$E_c = \int_V \rho \left(\frac{c^2}{2} + u \right) dV. \quad 2.18$$

Zmiana energii wewnętrznej może odbywać się przez następujące formy wymiany ciepła:

- przewodzenie,
- konwekcję,
- promieniowanie,

oraz przez procesy wewnętrzne, takie jak tarcie wewnętrzne, reakcji spalania lub inne procesy, w wyniku których dochodzi do zmiany energii wewnętrznej.

Pracę sił zewnętrznych w czasie dt możemy przedstawić następująco:

$$\left(\int_A \sigma \cdot v dA + \int_V \rho F \cdot v dV \right) dt, \quad 2.19$$

a energię ciepłą doprowadzoną do powierzchni kontrolnej A:

$$\int_A (\lambda \, grad \, T) n \, dA, \quad 2.20$$

gdzie:

T – temperatura płynu,

λ – współczynnik przewodnictwa cieplnego.

W postaci całkowej równanie zachowania energii całkowitej możemy zapisać w postaci:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \left(\frac{c^2}{2} + u \right) dV = \int_V \rho F \cdot c dV + \int_A \sigma \cdot c dA + \int_A (\lambda \operatorname{grad} T) n dA, \quad 2.21$$

gdzie:

F – jednostkowa siła masowa,

τ_n – siły powierzchniowe (wektor naprężenia całkowitego na powierzchni o normalnej n).

Równanie zachowania energii możemy przekształcić do formy różniczkowej, której postać przedstawiona jest poniżej:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{c^2}{2} + u \right) = \operatorname{div} (S c) + \rho F c + \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T). \quad 2.22$$

A dla płynu nielepkiego i nieprzewodzącego ciepło równanie przyjmuje postać:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{c^2}{2} + u \right) = \rho F c - \frac{\partial p}{\partial t}. \quad 2.23$$

Zasada zachowania energii dla płynu ściśliwego

W przypadku rozwiązywania ruchu płynu ściśliwego rozwiązane musi być pełne równanie zachowania energii uzupełnione o wymianę ciepła uwzględniające temperaturę całkowitą.

Równanie zachowania energii przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T_c) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho c_x c_p T_c) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho c_y c_p T_c) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho c_z c_p T_c) = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T_c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T_c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) + W + E_k + Q + \Phi + \frac{\partial p}{\partial t}, \end{aligned} \quad 2.24$$

gdzie:

c_x, c_y, c_z – składowe prędkości,

c_p – ciepło właściwe,

T_c – temperatura całkowita,

λ – współczynnik przewodności cieplnej,

W – praca lepkości, naprężenia termiczne lepkości,

Q – źródło ciepła,

Φ – dyssypacja lepkościowa,

E_k – energia kinetyczna.

Temperaturę całkowitą możemy obliczyć stosując wzór:

$$T_c = T + \frac{c^2}{2c_p}, \quad 2.25$$

gdzie:

T – temperatura statyczna,

c – prędkość.

W przypadku braku wymiany ciepła (adiabatycznym) równanie (2.25) stosuje się do obliczenia temperatury statycznej z całkowitej.

Pracę warstwy lepkiej możemy opisać za pomocą tensora w trzech składowych prostokątnego układu współrzędnych:

$$W = c_j \mu \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial c_j}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial c_k}{\partial x_j} \right]. \quad 2.26$$

Energia kinetyczna:

$$E_k = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} |c^2| \right) \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} |c^2| \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} |c^2| \right) \right]. \quad 2.27$$

Dyssypacja lepkościowa:

$$\Phi = \mu \left(\frac{\partial c_i}{\partial x_k} + \frac{\partial c_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial c_i}{\partial x_k}. \quad 2.28$$

2.4. Modele płynów

Zgodnie z zasadami kinetyki i dynamiki mechaniki płynów równania ciągłości nie tworzą zamkniętego układu równań. Przedstawione równania nie opisują fizycznych właściwości płynu, dlatego zachodzi potrzeba ich wprowadzenia. Badania eksperymentalne wykazują związki pomiędzy tensorem naprężeń, polem ciśnień i prędkością odkształceń. Należy stworzyć model matematyczny płynu, który będzie odwzorowywał płyn rzeczywisty.

Wyróżniamy kilka modeli płynu starających się odwzorować rzeczywiste właściwości płynu, należą do nich takie jak:

- Ciecz idealna, zwana także cieczą Pascala, która w swoich właściwościach jest płynem nielepkiem i nieściśliwym. Naprężenia wewnątrz ośrodka pochodzą jedynie od ciśnień, a praca sił powierzchniowych jest równa zero.

- Ciecz niutonowska – lepka. Do tej grupy należą wszystkie gazy i wiele cieczy takich jak woda i oleje. W płynach tych będących w ruchu, a więc posiadających niejednorodne pole prędkości powstają naprężenia styczne, co jest dowodem na istnienie lepkości płynu. Według hipotezy Newtona naprężenia styczne są wprost proporcjonalne do prędkości odkształceń, co zostało potwierdzone przez badania eksperymentalne. Płynom niutonowskim przypisuje się takie właściwości jak:
 - składowe tensora naprężeń są liniowymi funkcjami składowych tensora prędkości odkształceń,
 - płyn jest jednorodny w całej objętości a więc izotropowy

Tensor naprężeń w płynie Newtonowskim możemy zapisać w następujący sposób:

$$\tau_{ij} = (-p + \lambda \nabla \cdot \mathbf{c}) \delta_{ij} + 2\mu \dot{\epsilon}_{ij}, \quad 2.29$$

gdzie:

τ_{ij} – tensor naprężeń,

$\dot{\epsilon}_{ij}$ – jest tensorem prędkości odkształceń,

δ_{ij} – tensor jednostkowy.

- Ciecz Binghama, która jest cieczą lepkoplastyczną. Tego typu ciecz zachowuje się jak ciało sztywne do pewnej granicznej wartości naprężeń stycznych τ_{xy} , po których przekroczeniu następuje zniszczenie wewnętrznej struktury, a następnie rozpoczyna się przepływ. Ciało może z powrotem wrócić do stanu początkowego tzn. znowu osiągnąć strukturę ciała sztywnego po obniżeniu naprężeń stycznych poniżej krytycznych. Tego typu zachowanie jest charakterystyczne dla glin, cementów, lakierów i past.
- Ciecze nieprzewodzące ciepła. Tego typu model cieczy jest wykorzystywany dla symulacji ruchu cieczy, w której strumień przekazywanego ciepła nie ma wpływu na jej ruch.
- Ciecze przewodzące ciepło wg. równania Fouriera. W modelu tym przyjmuje się wpływ strumienia ciepła na ruch ośrodka i zazwyczaj strumień ciepła proporcjonalny jest do gradientu temperatury:

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad 2.30$$

Dla równoważnej zależności wektorowej zapisać możemy równanie Fouriera w postaci:

$$\dot{q} = \lambda \nabla T. \quad 2.31$$

Współczynnik proporcjonalności λ nazywany współczynnikiem przewodzenia ciepła dla cieczy jest nieliniowy i w wąskim przedziale temperatur może być opisany formułą:

$$\lambda = \lambda_0 + \alpha(T - T_0) \quad 2.32$$

Indeks 0 (zero) oznacza warunki odniesienia.

2.5. Zasada zachowania pędu

Zasada zachowania pędu pochodzi z drugiej zasady Newtona i wskazuje, że prędkość zmiany pędu w poruszającej się objętości V równa się wypadkowej sił zewnętrznych działających na ten płyn. Stosując równanie ruchu dla układu wielu punktów oraz spełniając drugą zasadę dynamiki Newtona możemy zapisać równanie ruchu ośrodka ciągłego:

$$\int_V \frac{dc}{dt} \rho dV = \int_V F \rho dV + \int_A \sigma dA, \quad 2.33$$

gdzie:

$\frac{dc}{dt}$ – przyspieszenie elementu o masie ρdV ,

F – jednostkowe siły masowe,

σ – jednostkowe siły powierzchniowe (naprężenia).

Elementarna siła powierzchniowa σdA oznacza oddziaływania spoza obszaru objętości kontrolnej V . Przedstawione równanie jest zasadą zachowania pędu, która informuje, że zmiana pędu w czasie spowodowana jest przez działanie sił masowych i powierzchniowych.

2.6. Równanie Naviera–Stokesa

Do opisu ruchu płynu wykorzystano przedstawione wcześniej prawa zachowania oraz modele matematyczne płynów rzeczywistych, a przede wszystkim płyn niutoniowski oraz możliwość przekazywania ciepła wewnątrz płynu, według przedstawionego równania Fouriera.

$$\tau_{ij} = (-p + \lambda \nabla \cdot c) \delta_{ij} + 2\mu \dot{\epsilon}_{ij}, \quad 2.34$$

W równaniu tensora naprężeń płynu newtonowskiego pojawiają się dwa współczynniki: μ lepkość dynamiczna oraz λ drugi współczynnik lepkości lub współczynnik lepkości objętościowej. Określenie wartości tych współczynników pozwala na rozwiązanie tego równania. Pomiar współczynnika lepkości dynamicznej jest znany i opisany w literaturze. Jego określenie odbywa się najczęściej w funkcji temperatury, przy użyciu wiskozymetrów. Zależność współczynnika lepkości dynamicznej od ciśnienia jest niewielka. Problemатyczne jest natomiast określenie drugiego współczynnika lepkości. W przypadku cieczy o stałej gęstości, a więc nieściśliwych, biorąc pod uwagę $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ jego wartość przestaje odgrywać znaczenie. W związku z tym możemy zapisać równanie na tensor naprężeń w postaci:

$$\tau_{ij} = -\left(p + \frac{2}{3}\mu \frac{\partial c_i}{\partial x_i}\right) \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i}\right). \quad 2.35$$

Przy użyciu tensora naprężeń przekształcić możemy równanie momentu do postaci równania Naviera-Stokesa. Równanie momentu z zastosowaniem wcześniejszych równań zachowania oraz modelu płynu rzeczywistego przedstawia się następująco:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho c_x}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x c_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y c_x)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z c_x)}{\partial z} &= \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + R_x + \\ &\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial c_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial c_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial c_x}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad 2.36$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho c_y}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x c_y)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y c_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z c_y)}{\partial z} &= \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + R_y + \\ &\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial c_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial c_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial c_y}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad 2.37$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho c_z}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x c_z)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y c_z)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z c_z)}{\partial z} &= \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + R_z + \\ &\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial c_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial c_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial c_z}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad 2.38$$

gdzie:

c_x, c_y, c_z – składowe prędkości,

g_x, g_y, g_z – składowe przyspieszenia ziemskiego,

ρ – gęstość,

μ_e – lepkość skuteczna,

R_x, R_y, R_z – składowe oporów.

Dla przepływu laminarnego lepkość skuteczna odniesiona jest do lepkości dynamicznej, która określona jest właściwościami płynu. Wpływ lepkości skutecznej opisany zostanie bardziej szczegółowo w rozdziale dotyczącym modeli turbulencji.

Zwroty składowej oporów R_x, R_y, R_z są dodatkowym źródłem, które użytkownik może dodać do programu obliczeniowego. Przykładem jest modelowanie rozkładów oporów, przy opływie dowolnej geometrii bez potrzeby modelowania tej geometrii. Dla rzeczywistych obiektów może być to modelowanie przepływu przez sita, kraty, filtry lub materiały porowate.

3. MODELOWANIE TURBULENCJI PRZEPŁYWU

Jeżeli w przepływie wartości bezwładności są na tyle duże, aby pokonywać siły lepkości przepływ może stać się turbulentnym. Analizując przepływ przy użyciu metod CFD należy, przy pomocy odpowiednich funkcji zaimplementowanych w programie obliczeniowym, określić charakter przepływu. W przepływie turbulentnym wybrany element płynu, poruszający się w czasie, może osiągać dowolny punkt w polu prędkości przepływu. Stosując hipotezę Reynoldsa możemy opisać pola ciśnień i prędkości w postaci wartości średniej oraz jej fluktuacji:

$$c_x = \bar{c}_x + c_x', \quad 3.1$$

$$p_x = \bar{p}_x + p_x', \quad 3.2$$

Sposób uśredniania wartości zależy od rozwiązywanego przypadku ściśliwego, bądź nieściśliwego. Poniżej przedstawione zostaną trzy metody uśredniania, które pozwalają na dalsze przekształcanie równia Naviera-Stokesa z uwzględnieniem wartości średnich.

Uśrednianie czasowe

Uśrednianie czasowe jest charakterystyczne dla przepływów nieściśliwych dla ($\rho = const$) jednorodnych. Uśrednienie dowolnej funkcji prędkości $c(x, t)$ można przedstawić następująco:

$$\bar{c}(x, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} c(x, t) dt, \quad 3.3$$

Fluktuacja prędkości natomiast przyjmuje wartość zero.

$$c'^{(x,t)} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} c'^{(x,t)} dt = 0, \quad 3.4$$

Uśrednianie masowe – Favre’a

Uśrednianie Favre’a stosuje się dla przepływów ściśliwych. Wartość uśrednianą $\tilde{c}(x, t)$ możemy zapisać:

$$\bar{\rho} \tilde{c}(x, t) = \overline{\rho c}, \quad 3.5$$

$$\tilde{c} = \frac{\overline{\rho c}}{\bar{\rho}}, \quad 3.6$$

Pozwala to zapisać wartość chwilową $c(x, t)$ w postaci:

$$c(x, t) = \tilde{c}(x, t) + c'', \quad 3.7$$

gdzie:

$$\overline{\rho c''} = 0$$

$$\bar{c}'' = \frac{-\overline{\rho' c'}}{\bar{\rho}} \neq 0$$

Uśredniania przestrzenne

Podobnie jak dla uśredniania czasowego zdefiniować można uśrednienie objętościowe dla objętości V w postaci równania:

$$\bar{c}(t) = \frac{1}{V} \int_V c(x, t) dV. \quad 3.8$$

Równanie powiązać można z filtracją przestrzenną:

$$\bar{c}(t) = \int f(\xi) c(\xi, t) d\xi, \quad 3.9$$

$$\int f(\xi) d\xi = 1. \quad 3.10$$

3.1. Uśrednianie Reynoldsa

Po podstawieniu równania 3.1 do równania momentu pędu otrzymujemy nowe równanie z dodatkowymi członami. Parametry w równaniu momentu pędu zostaną uśrednione z zaznaczonym znakiem uśredniania nad wartościami, a brak kreski nad wartościami oznacza wartość już uśrednioną. Nowe równania wynikające z tego uśredniania przedstawiają się następująco:

$$\tau_x = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho \overline{c_x c_x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho \overline{c_x c_y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho \overline{c_x c_z}), \quad 3.11$$

$$\tau_y = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho \overline{c_y c_x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho \overline{c_y c_y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho \overline{c_y c_z}), \quad 3.12$$

$$\tau_z = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho \overline{c_z c_x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho \overline{c_z c_y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho \overline{c_z c_z}), \quad 3.13$$

gdzie:

τ_x, τ_y, τ_z – symetryczny tensor naprężeń turbulentnych.

Umieszczenie powyższych warunków w modelowaniu przepływu turbulentnego, z uwzględnieniem teorii lepkości turbulentnej oraz naprężeń lepkich (tensor naprężeń) powoduje pojawianie się nowego nieznanego parametru nazwanego naprężeniami turbulentnymi μ_T :

$$-\rho \overline{c_x c_y} = \mu_T \left(\frac{\partial c_x}{\partial y} \right) \quad 3.14$$

Zaletą takiego rozwiązania jest taka sama postać tensora naprężeń turbulentnych oraz członu dyfuzyjnego turbulencji w pierwotnym równaniu (przez analogię do dyfuzji w skali molekularnej). Naprężenia całkowite μ_C można przedstawić w postaci składowej lepkości laminarnej oraz lepkości turbulentnej.

$$\mu_C = \mu + \mu_T \quad 3.15$$

Rozwiązanie przepływu turbulentnego związane jest przede wszystkim z wyznaczeniem współczynnika naprężeń turbulentnych. Równanie na tensor naprężeń turbulentnych nie zawiera uśredniania gęstości, dzięki uśrednianiu zastosowanemu przez Favre'a (3.6.). Ten sposób uśredniania został opisany w publikacji [7]

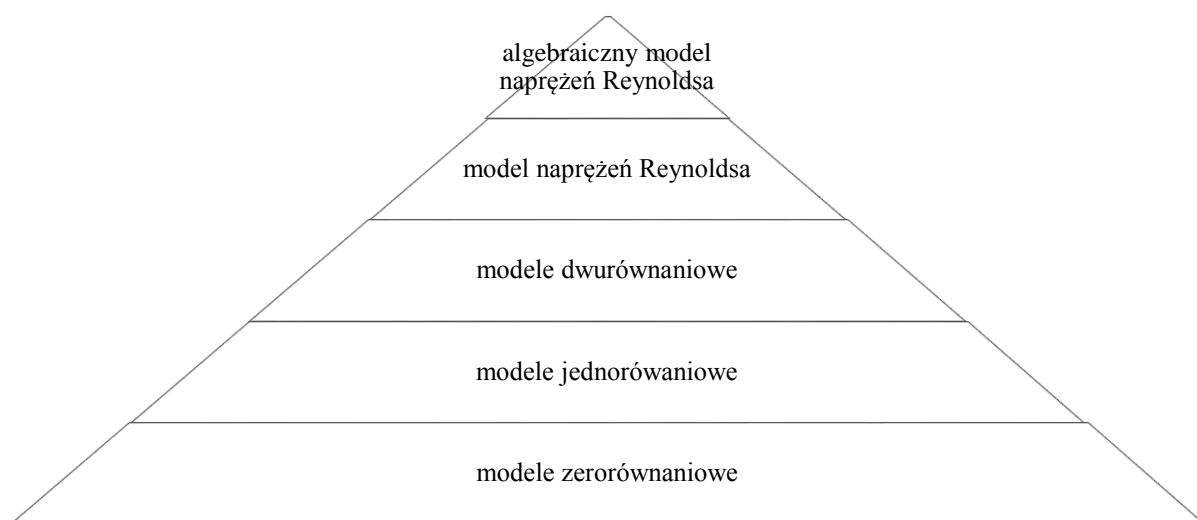
Równanie zachowania pędu, uwzględniając wcześniejsze stwierdzenia, można zapisać:

$$\frac{\partial(\rho c_i)}{\partial t} + \frac{\partial \rho c_i c_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial c_i}{\partial x_j} - \rho \overline{c_i c_j} \right) - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad 3.16$$

Teoria Reynoldsa opisująca rozkład prędkości, na składowe wartości, przedstawiony tensor naprężeń Reynoldsa oraz fluktuacje turbulencji związane z współczynnikiem dyfuzji turbulencji powodują, że układ równań staje się niedomknięty. Analizując obecną sytuację mamy 9 dodatkowych niewiadomych (6 pochodzących z tensora naprężeń Reynoldsa oraz 3 z fluktuacji turbulencji). Uzupełniając analizę przepływu o równanie pędu oraz wymianę ciepła uzyskujemy w sumie 14 niewiadomych. Metoda ta wymaga stworzenia dodatkowych równań uzupełniających, które nazywają się modelami turbulencji. Metoda bazująca na uśrednianiu Reynoldsa nazwana jest RANS, co oznacza Reynolds Averaged Navier-Stokes.

3.2. Modele Turbulencji

Do modeli opartych na hipotezie Reynoldsa oraz metodzie uśredniania w czasie należy duża grupa modeli turbulencji. Możemy je pogrupować w zależności od ilości dodatkowych równań wprowadzonych do zamknięcia układu i doprowadzenia do przybliżonego rozwiązania Naviera–Stokesa. Dynamiczny rozwój matematyki, w rozwiązywaniu równań nieliniowych, oraz współczesna technika komputerowa, charakteryzująca się dużymi mocami obliczeniowymi, powodują powstawanie nowych równań opisujących przepływ turbulentny. Inne modele turbulencji podlegają natomiast modyfikacjom i udoskonaleniom. Na rysunku 3.1. przedstawiona została piramida hierarchii modeli turbulentnych.



Rysunek 3.1. Piramida zaawansowania modeli turbulencji

Model Boussinesqua

Jest to jeden z pierwszych modeli, a właściwie uproszczenie i sposobem domknięcia równań Reynoldsa. Model Boussinesqua powstał w 1877 i w swych założeniach wprowadzał powiązanie pomiędzy tensorem naprężeń Reynoldsa τ_{ij} a tensorem prędkości odkształceń ε_{ij} :

$$\tau_{ij} = -\mu_T(c_{i,j} + c_{j,i}), \quad 3.17$$

a więc:

$$-\overline{c_i c_j} = \nu_T(c_{i,j} + c_{j,i}). \quad 3.18$$

W modelu Boussinesqua pojawiła się nowa wartość ν_T , nazwana współczynnikiem kinematycznej lepkości turbulentnej.

$$v_T = \frac{\mu_T}{\rho} \quad 3.19$$

Autor traktował tę wartość, jako skalar funkcji współrzędnych przestrzennych co, sugeruje istnienie płynu turbulentnego. Dla płynu nieściśliwego składowe tensora muszą zostać uproszczone zgodnie z równaniem ciągłości. Należy uzyskać warunki jak, dla przepływu ustalonego, gdyż tylko wtedy nie uzyska się w przepływie fluktuacji prędkości. Wiąże się z tym sprzeczność założeń w modelu Boussinesqua, ponieważ w przepływie nie uzyskuje się takich warunków, a składowe tensora naprężeń nie upraszczają się.

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{c'_i c'_j} \quad 3.20$$

Rozwiązanie tego problemu jest możliwe przez założenie, że współczynnik v_T jest funkcją tensorową. Jak wykazują badania model ten nie funkcjonuje poprawnie, dlatego dla modelu Boussinesqua można przedstawić następujące wnioski:

- próba opisu przepływu turbulentnego przy użyciu wartości średnich jest próbą idealizacji przepływu bez uwzględnienia właściwości płynu,
- tensor lepkości turbulentnej osiąga wartości różniące się o kilka rzędów w różnych obszarach przepływu, w szczególności w sąsiedztwie ściany oraz w obszarze rozwiniętej turbulencji,
- układ nadal pozostaje otwarty, pozostaje problem określenia składowych tensora.

Model Prandtla

Kontynuując twierdzenie Reynoldsa o losowości przepływu turbulentnego większość prac prowadzonych w tamtym okresie ukierunkowana była na możliwości wprowadzenia narzędzi statystycznych do opisu przepływu. Pierwsze znaczące wyniki w 1925 roku uzyskał Prandtl, który stworzył model niezawierający dodatkowych równań domykających układ. Dla przepływu jednowymiarowego przepływu ścinającego można przedstawić wzór na naprężenia ścinające jak dla modelu Boussinesqua:

$$\tau_{xy} \approx \bar{\tau}_{xy} = \bar{\mu}_{xy} \frac{dc}{dy}. \quad 3.21$$

Wprowadzając do równania na naprężenia turbulentne pulsacje, wynikające z charakteru przepływu na pewnej drodze l' przez zmiany v' zapisać możemy:

$$\bar{\tau}_{xy} = -\rho \overline{v' l'} \left| \frac{dc}{dy} \right|. \quad 3.22$$

Jeśli przyjąć że

$$v' = \frac{l' dc}{dy}, \quad 3.23$$

otrzymamy wzór na naprężenia turbulentne Prandtla

$$\bar{\tau}_{xy} = -\rho l^2 \left[\frac{dc}{dy} \right]^2, \quad 3.24$$

gdzie $l = \sqrt{l'^2}$ jest drogą mieszania Prandtla, opisuje turbulencję, jako efekt przemieszczenia poprzecznego cząsteczki. Prandtl w swojej teorii, nazwanej drogą mieszania Prandtla stwierdził, że cząsteczka przemieszczająca się poprzecznie zachowuje swoją prędkość oraz pęd. Teoria ta wzorowana była na teorii kinetycznej gazów, w której cząsteczki wzajemnie się zderzają. Dodatkowo Prandtl proponował, aby o obszarze warstwy przyściennej modyfikować l o pewną wartość empiryczną χ . Przy odpowiednio dobranej wartości tego współczynnika model daje rozkład logarytmiczny profilu prędkości przy ścianie, co jest zgodne z wynikami pomiarów.

Z powyższych zależności na naprężenia ścinające (3.21) oraz (3.24) otrzymano współczynnik lepkości turbulentnej, zależnej od gradientu prędkości:

$$\mu_T = -\rho l^2 \left[\frac{dc}{dy} \right], \quad 3.25$$

gdzie:

$$l' = l \cdot \chi$$

Ostatecznie model drogi mieszania Prandtla był daleki od rzeczywistości i sprawdzał się jedynie w niektórych prostych przypadkach, dając dobre wyniki.

Modele jednorównaniowe

Potrzeba lepszego przewidywania ruchu turbulentnego spowodowała opracowanie nowych modeli turbulencji, alternatywnych dla modeli algebraicznych, bazujących na drodze mieszania oraz modeli zerorównaniowych, dlatego wprowadzono nowe równanie transportu. W poprzednich modelach stosowano dodatkowe zmienne wprowadzane do równania transportu, z których najpopularniejszą było zastosowanie energii kinetycznej turbulencji, oznaczonej literą k :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{c'c'}) \quad 3.26$$

Modele dwurównaniowe

Modele te są najczęściej stosowane w inżynierii oraz w badaniach symulacji turbulentnego przepływu. Zawierają one równania dla dwóch skal związanych z energią kinetyczną turbulencji i prędkością dyssypacji energii kinetycznej turbulencji. Modele te prowadzą do niezależności równania transportu bez względu na skalę turbulencji oraz energii kinetycznej turbulencji. Zależność tych dwóch zmiennych powoduje, że równania są pełne i wystarczające do modelowania przepływu turbulentnego. Niepotrzebna jest informacja o historii przepływu, aby użyć modeli dwurównaniowych turbulencji. Pomimo szerokiego zastosowania tych modeli występuje wiele ograniczeń, które należy wziąć pod uwagę, aby uzyskać poprawne wyniki symulacji. Musi zostać zachowany warunek równowagi pomiędzy produkcją turbulencji a prędkością jej dyssypacji, a skala turbulencji musi być proporcjonalna do prędkości średniej w przepływie. Niespełnienie tych warunków spowoduje uzyskanie błędnych wyników symulacji.

W rozpatrywaniu modeli dwurównaniowych należy również zwrócić uwagę na drugi człon obok energii kinetycznej turbulencji. Wyróżnia się dwie zmienne ε oraz ω . Pierwszy z nich ε definiuje się, jako dyssypację lub szybkość rozbijania energii kinetycznej turbulencji w jednostce czasu. Drugi, czyli ω zdefiniowana jest, jako szybkość, z jaką jest rozpraszana energia kinetyczna turbulencji lub jako odwrotność czasu dyssypacji. Obie te zmienne są od siebie zależne oraz zależą także od wielkości skali, jak w przypadku modeli zero i jednorównaniowych. Poniżej przedstawiona jest zależność tych parametrów w formie matematycznej [36]:

$$\omega = c \frac{k^{0.5}}{l}, \quad 3.27$$

gdzie:

c jest wartością „stałą”, empiryczną.

Dla modeli dwurównaniowych przedstawiono ogólne założenia, które brzmią następująco:

- fluktuacje turbulencji c', w', u' są izotropowe bądź równe sobie. Założenie to jest słuszne dla małych zawirowań i dużych liczb Reynoldsa. Zakładamy, że normalne naprężenia Reynoldsa są równe w każdym punkcie pola prędkości,
- w większości modeli dwurównaniowych zmienne występujące w równaniu k – (ε, ω) są w przybliżeniu równe lokalnym, nazywane założeniem lokalnej równowagi. Założenie to wynika z potrzeby obliczania naprężeń Reynoldsa w każdym punkcie pola prędkości, aby było to możliwe większość modeli turbulencji zakłada, że ilość produkcji turbulencji równą jej dyssypacji:

$$\dot{\epsilon}_{ij} \cdot \tau_{ij} = \rho \epsilon, \quad 3.28$$

lub prędkość odkształceń jest równa:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{\rho \epsilon}{\tau_{ij}}. \quad 3.29$$

Zarówno przepływ turbulentny, jak i średni są proporcjonalne w każdym punkcie pola prędkości. Stosunek turbulencji do średniej ilości przepływu równy jest pewnej lokalnej ilości, a w związku z tym współczynnik lepkości turbulentnej jest zdefiniowany, jako współczynnik proporcjonalności pomiędzy naprężeniami Reynoldsa, a średnią szybkością odkształceń, co opisywał Boussinesq.

$$\overline{c'_i c'_j} = \nu_T \left(\frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad 3.30$$

Aby możliwe było prawidłowe rozwiązanie naprężeń Reynoldsa, przy braku udziału szybkości odkształceń, wprowadzone zostało k , jako drugie wyrażenie po prawej stronie równania. Kinematyczny współczynnik lepkości wyznacza się bazując na skali turbulencji i wynosi odpowiednio:

dla modelu k - ϵ

$$\mu_T \approx \frac{\rho k^2}{\epsilon}, \quad 3.31$$

oraz dla modelu k - ω

$$\mu_T \approx \frac{\rho k}{\omega}. \quad 3.32$$

Jeśli produkcja i dyssypacja nie są w równowadze (wtedy stosunek naprężeń Reynoldsa do średniej prędkości odkształceń również nie jest stały), wtedy współczynnik lepkości turbulentnej jest funkcją turbulencji oraz średniej skali. Efekt transportu jest zanedbywalny w stosunku do turbulentnych naprężeń Reynoldsa, w tym przypadku skale lokalne użyte są do wyznaczenia turbulentnych naprężeń Reynoldsa. W przeciwnym razie naprężenia Reynoldsa zależne byłyby od warunków lokalnych oraz potrzebne byłyby informacje o historii przepływu.

Model k - ϵ

Modele te opracowano [39] w celu ulepszenia symulowania przepływu turbulentnego, co pozwalało na przewidywanie ruchu cząsteczek za pomocą wprowadzonych dodatkowo równań transportu. W modelu k-ε oraz jego późniejszych modyfikacjach współczynnik lepkości turbulentnej obliczany jest jako funkcja energii kinetycznej turbulencji oraz prędkości dyssypacji energii kinetycznej. W modelach tej grupy pojawiła się stała, która przyjmuje wartość w zależności od wyników eksperymentalnych.

Energia kinetyczna turbulencji wynosi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y k)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z k)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \mu_T \Phi - \rho \varepsilon + \frac{C_4 \beta \mu_t}{\sigma_t} \left(g_x \frac{\partial T}{\partial x} + g_y \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \frac{\partial T}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad 3.33$$

Prędkość dyssypacji energii:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y \varepsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z \varepsilon)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + C_{1\varepsilon} \mu_T \frac{\varepsilon}{k} \Phi - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{C_\mu (1-C_3) \beta \rho k}{\sigma_t} \left(g_x \frac{\partial T}{\partial x} + g_y \frac{\partial T}{\partial y} + \right. \\ \left. g_z \frac{\partial T}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad 3.34$$

Końcowy człon każdego z równań zawiera wpływ grawitacji. W publikacji [60] opisano wpływ grawitacji na symulacje w zastosowanych modelach. Rozwiązanie powyższych równań stosowane jest do obliczenia lepkości skutecznej oraz skutecznego współczynnika ciepła:

$$\mu_e = \mu + C_\infty \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad 3.35$$

$$\lambda_e = \lambda + \frac{\mu_t C_p}{\sigma_t}, \quad 3.36.$$

gdzie:

μ_e – skuteczna lepkość,

λ_e – skuteczny współczynnik przewodzenia ciepła,

σ_t – turbulentna liczba Prandtla.

W standardowym modelu k-ε pojawiły się dodatkowo cztery równania rozszerzające. Nowe równania wpływają na stałą C_μ oraz na równanie dyssypacji energii. Nowe funkcje

wykorzystują także dwie niezmiennie, które zbudowane są na podstawie tensora deformacji S_{ij} oraz niesymetrycznego tensora obrotu W_{ij} . Bazują one na składowych prędkości pola prędkości przepływu:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(c_{i,j} + c_{j,i}), \quad 3.37$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}(c_{i,j} - c_{j,i}) + C_r \Omega_m \varepsilon_{mij}, \quad 3.38$$

gdzie:

C_r – stała związana z modelem turbulencji,

Ω_m – prędkość kątowna układu współrzędnych,

ε_{mij} – operator tensora przemienności.

Układ niezmiennych:

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad 3.39$$

oraz

$$\zeta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}. \quad 3.40$$

Model RNG (Re-normalized Group Model)

W modelu RNG stała $C_{1\varepsilon}$, występująca w równaniu 3.34. jest zastąpiona nową wartością równą:

$$C_{1\varepsilon} = 1,42 - \frac{\eta(1 - \frac{\eta}{\eta_\infty})}{1 + \beta\eta^3}. \quad 3.41$$

W modelu RNG używana jest stała C_μ , lecz przyjmuje ona wartość inną niż dla modelu standardowego. Taka sama sytuacja dotyczy stałej C_2 . W przedstawionych tabelach współczynniki dyfuzji mają inne wartości niż w modelu standardowym. W modelu RNG stała C_r reprezentująca ruch obrotowy przyjmuje wartość 0.

Tabela 1. Stałe używane w modelach turbulencji

	$C_1, C_{1\varepsilon}$	C_2	C_μ	σ_k	σ_ε	σ_t	C_3	C_4	β	β_∞	η_∞
Standardowy k-ε	1,44	1,92	0,09	1,0	1,3	0,85	1,0	0,0	0,0	-	-

RNG		1,68	0,085	0,72	0,72					0,12	4,38
-----	--	------	-------	------	------	--	--	--	--	------	------

Model NKE (New k-ε Model)

W modelu NKE używane są dwie zmienne C_μ oraz na nowo sformułowana źródło dyssypacji energii. Wartość przyjętej stałej do obliczeń jest funkcją podanych w równaniu 3.39. oraz 3.40. układu niezmiennych:

$$C_\mu = \frac{1}{4+1,5\sqrt{\eta^2+\zeta^2}}. \quad 3.42$$

W równaniu 3.34. człon dyssypacji energii został zastąpiony nową formą. Poprzednio został sformułowany w następujący sposób:

$$C_{1\varepsilon}\mu_T\frac{\varepsilon}{k}\Phi, \quad 3.43$$

w modelu NKE został on zastąpiony nową postacią, przedstawioną następująco:

$$\rho C_{1\varepsilon}\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\varepsilon. \quad 3.44$$

Natomiast stała w członie dyssypacji energii $C_{1\varepsilon}$ przyjmuje nową wartość opartą o jedną z systemu niezmiennych:

$$C_{1\varepsilon} = \max\left(C_{1M}\frac{\eta}{\eta+5}\right) \quad 3.45$$

W modelu NKE również stała C_2 zmienia swoją wartość w stosunku do wersji podstawowej modelu turbulencji k-ε. Poza stałymi nowe wartości przyjmują również mnożniki dyfuzji. Zestawienie nowych wartości przedstawione zostało w tabeli 2.

Tabela 2. Wartości współczynników na modelu NKE

	C_{1M}	C_2	σ_k	σ_ε
NKE	0,43	1,90	1,0	1,2

Model k-ε swoją popularność zawdzięcza wielu modyfikacją przez weryfikację wyników z danymi eksperymentalnymi. Launder Reece i Rodi 1975 [40] opracowali wersję modelu zwaną DSM (Differential Second Moment) [45] rok później [54] jego aktualizację pod nazwą Algebraic Stress Model. Należy wskazać, że ten model zbliżony jest do modeli najbardziej

zaawansowanych, w złożoności podobnych do modeli naprężeń Reynoldsa. Model doczekał się wielu poprawek wykonanych głównie przez [46] i cieszy się bardzo dużym zastosowaniem.

Model k- ω

Model k- ω zaraz po rozwiązywaniu energii kinetycznej turbulencji rozwiązuje człon nazywany właściwą prędkości dyssypacji energii. Model turbulencji został opisany w publikacji [64]. W modelu k- ω podobnie jak w k- ϵ , k oznacza energię kinetyczną turbulencji, a ω została zdefiniowana jak stosunek prędkości dyssypacji energii ϵ do energii kinetycznej k:

$$\omega = \frac{\epsilon}{c_\mu k}. \quad 3.46$$

W modelu k- ω równania przyjmują następującą postać:

– energia kinetyczna turbulencji:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho c_x k}{\partial x} + \frac{\partial \rho c_y k}{\partial y} + \frac{\partial \rho c_z k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + \mu_t \Phi - C_\mu \rho k \omega + \frac{c_4 \beta \mu_t}{\sigma_k} \left[g_x \frac{\partial T}{\partial x} + \right. \\ \left. g_y \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \frac{\partial T}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad 3.47$$

– właściwa prędkość dyssypacji energii

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho c_x \omega}{\partial x} + \frac{\partial \rho c_y \omega}{\partial y} + \frac{\partial \rho c_z \omega}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] + \gamma \rho \Phi - \beta' \rho \omega^2 + \frac{(1-c_3) \beta \rho}{\sigma_t} \left[g_x \frac{\partial T}{\partial x} + \right. \\ \left. g_y \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \frac{\partial T}{\partial z} \right]. \end{aligned} \quad 3.48$$

Stałe, charakterystyczne dla modelu turbulencji są opracowane i przedstawione przez Wilcox[64]. Niektóre wartości są podobne do tych z modelu k- ϵ i są podane w tabeli 1, a nowe wartości przypisane do tego modelu zawiera tabela 3.

Tabela 3. Wartości współczynników na modelu NKE

	β'	γ	σ_k	σ_ω
NKE	0,075	0,5555	2,0	2,0

Model k- ω znajduje zastosowanie przy prowadzeniu symulacji przy ścianie w obszarze o dużych gradientach ciśnień. Natomiast model ten nie nadaje się do symulacji przepływu w

strudze swobodnej. Wykazuje on dużą wrażliwość w przepływach swobodnych, dlatego w tych granicach powinien być stosowany model turbulencji k-ε. Z pewnych względów zmiana modelu w trakcie obliczeń nie jest możliwa, a rozbijanie geometrii na kilka obszarów i wykonywanie obliczeń modelami opisanymi powyżej znacznie komplikuje pracę. Bardzo pomocne jest zastosowanie nowego modelu turbulencji, który będzie w stanie dawać dobre wyniki w obszarze przyściennym, jak i strefie wolnego strumienia – takim modelem jest SST.

Model SST

Model turbulencji SST łączy zalety zarówno standardowego modelu k-ε i modelu k-ω. W porównaniu do równań w modelu turbulencji k-ω, model SST zmienia pojęcie produkcji turbulencji w równaniu na energię kinetyczną turbulencji. Z równania 3.47 człon odpowiedzialny za produkcję turbulencji z modelu k-ω wynosi:

$$P_t = \mu_t \Phi. \quad 3.49$$

W modelu SST zostaje on zastąpiony:

$$P_t = \min(\mu_t \Phi, C_{lmt} \epsilon). \quad 3.50$$

W równaniu 3.50 wartość C_{lmt} jest ograniczona do wartości 10^{15} , więc równanie jest zasadniczo takie samo jak równanie 3.49. Równanie 3.50 w modelu SST pozwala wyeliminować nadmierne budowanie energii kinetycznej turbulencji w obszarach stagnacji przez zastosowanie wielkości C_{lmt} . Model SST wprowadził dodatkowo nowe źródło dyssypacji energii w równaniu 3.48:

$$\frac{(1-F_1)2\rho\sigma\omega^2}{\omega} \left[\frac{\partial k}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right]. \quad 3.51$$

W nowym członie równania pojawia się oznaczenie F_1 , które jest funkcją łączącą oba modele. W pobliżu ścianki przyjmuje wartość 1, a poza obszarem przyściennym w wolnym strumieniu przyjmuje wartość 0. Użycie modelu oraz jego opis przedstawił w swojej publikacji [44], który wskazał, że model automatycznie przełącza się w funkcję obliczeń przy ścianie, a kiedy rozwiązywany jest model przepływu z dala od ściany uruchamiany jest model k-ε. Współczynniki występujące w modelu są obliczane z uwzględnieniem wartości F_1 :

$$\varphi = F_1 \varphi_1 + (1 - F_1) \varphi_2. \quad 3.52$$

Współczynnik $\varphi(\sigma_\omega, \sigma_k, \gamma, \beta')$ jest charakterystyczny dla modelu SST, a współczynniki φ_1 oraz φ_2 reprezentują odpowiednio modele k- ω i k- ϵ . Podstawowe wartości różnych stałych w modelu SST opisane są w cytowanej publikacji [44] oraz przedstawione w tabeli 4.

Tabela 4. Zestawienie wartości stałych charakterystycznych dla modelu SST

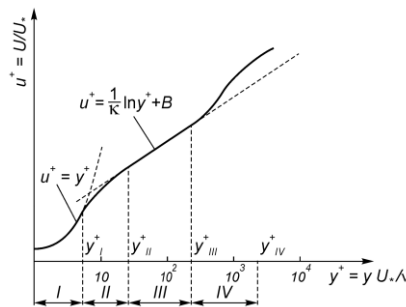
	C_{lmt}	γ_1	β'_1	σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$	γ_2	β'_2
SST	10^{15}	0,5532	0,075	1,176	2	1,0	1,168	0,4403	0,0828

3.3. Modelowanie w obszarze przyściennym

Wszystkie z wymienionych modeli turbulencji, poza modelami zerorówniowymi, umożliwiają modelowanie przepływu w warstwie przyściennej. Modelowanie przepływu w warstwie przyściennej jest nieco odmienne dla modeli k- ω oraz SST od modelowania przedstawionego w tym podrozdziale. Szczegółowe różnice możemy odnaleźć w publikacjach [64] oraz [44].

Turbulentna warstwa przyścienna

Uwzględniając Biorąc pod uwagę aktualną wartość prędkości w kierunku równoległym do ściany oraz z pewnej odległości od ściany, w przybliżeniu rozwiązania iteracyjnego, otrzymamy naprężenia ścinające ściany. Efekt ten jest znany i opisany w literaturze przez [63] oraz [39], jako turbulentna warstwa przyścienna (Rys.3.2)



Rys. 3.2. Turbulentna warstwa przyścienna

Profil prędkości w turbulentnej warstwie przyściennej przedstawiony jest w postaci uogólnionej, w której:

$$u^+ = f(y^+), \quad 3.53$$

natomiast:

$$u^+ = \frac{\bar{U}}{U_*}, \quad y^+ = \frac{U_* y}{\nu}, \quad 3.54$$

oraz:

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}, \quad 3.55$$

które określa się mianem prędkości dynamicznej bądź prędkości tarcia.

Na podstawie przeprowadzonych badań i analiz warstwy przyściennej można w niej wyróżnić kilka charakterystycznych warstw. Zgodnie z oznaczeniem na rysunku 3.2 oraz przedstawionej interpretacji wielkości uogólnionych można przedstawić następującą charakterystykę:

I – subwarstwa lepka (viscous sublayer):

$$y^+ \leq y_l^+ = 3 \div 5. \quad 3.56$$

Subwarstwa lepka nazywana też laminarną występuje w bezpośrednim kontakcie ze ścianą i wykazuje wyraźnie spadek intensywności turbulencji $-\rho \overline{u_x u_y}$. Profil prędkości w tej warstwie jest liniowy:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right) = const$$

II – warstwa buforowa:

$$y_l^+ < y^+ < y_{II}^+ = 30 \div 40. \quad 3.57$$

Stosunek naprężeń turbulentnych $-\rho \overline{u_x u_y}$ do naprężeń molekularnych $\mu \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right)$ zachowuje podobny stosunek jak w subwarstwie lepkiej.

III – strefa logarytmicznego profilu prędkości:

$$y_{II}^+ < y^+ < y_{III}^+ = 10^2 \div 10^3. \quad 3.58$$

W strefie logarytmicznego profilu prędkości jego rozkład opisuje zależność:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B. \quad 3.59$$

Stałe zawarte w równaniu w przypadku modelu płaskiej gładkiej płyty przyjmują wartość $\kappa = 0,4$, $B = 5$. W tej części turbulentnej warstwy przyściennej swój udział uwidaczniają

naprężenia turbulentne. Warstwy I II i III zajmują około 20% całkowitej grubości warstwy przyściennej.

IV – strefa śladu:

$$y_{III}^+ < y^+ < y_{IV}^+ \approx 2 \cdot 10^3. \quad 3.60$$

Profil prędkości można scharakteryzować za pomocą równania:

$$\frac{U_\infty - \bar{U}}{U_*} = f\left(\frac{y}{\delta}\right), \quad 3.61$$

oraz:

$$\frac{\bar{U}}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}, \quad 3.62$$

dla $n = 7,0 \div 7,5$.

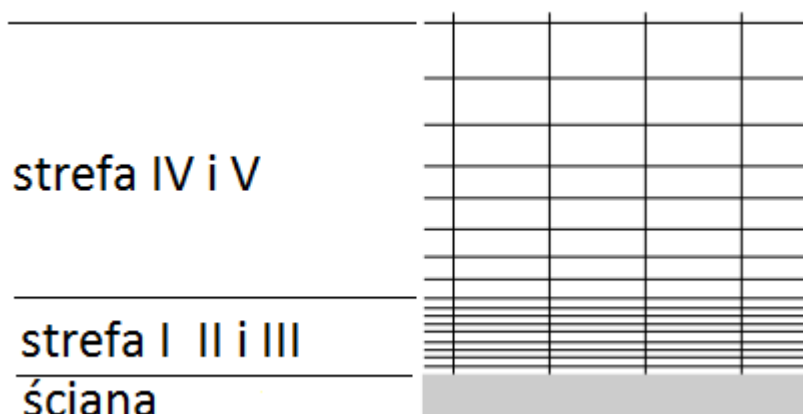
V – strefa intermitencji:

$$y^+ > y_{IV}^+. \quad 3.63$$

W strefie intermitencji wyróżnić możemy obszar przepływu charakteryzujący intermitentny charakter przepływu. Intermitencja spowodowana jest występowaniem granicy pomiędzy warstwami przepływającego płynu. Między warstwą wewnętrzną charakteryzującą się mniejszym stopniem turbulencji a warstwą zewnętrzną w pełni turbulentną. Strefy IV i V stanowią około 80% grubości całkowitej turbulentnej warstwy przyściennej.

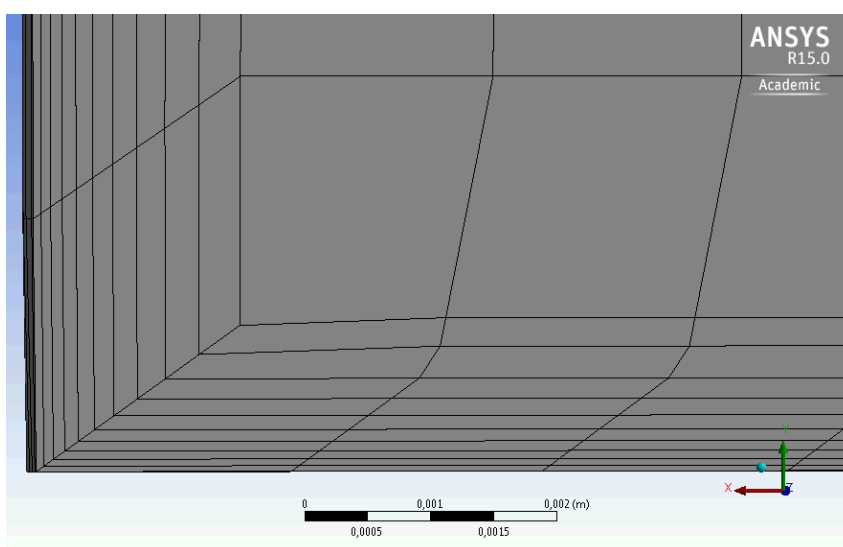
Modelowanie turbulentnej warstwy przyściennej

Przedstawiona wcześniej analiza grubości turbulentnej warstwy przyściennej narzuca w modelowaniu przepływów ograniczonych jej symulowanie. Należy zamodelować warstwę, która będzie odpowiadała schematowi przedstawionemu na rysunku 3.3.



Rysunek 3.3. Model teoretyczny siatki obliczeniowej do modelowania przepływu w obrębie turbulentnej warstwy przyściennej

W zaprojektowanym do obliczeń modelu 3D komory nawrotnej użyta została funkcja pozwalająca na odpowiednie zagęszczenie siatki w obrębie ścian. Na rysunku 3.4 zaprezentowane zostało, w przekroju, naroże komory nawrotnej. Grubość teoretyczna warstwy przyściennej została obliczona zgodnie z analizą teoretyczną przedstawioną w literaturze oraz zweryfikowana we wstępnych obliczeniach numerycznych.



Rysunek 3.4. Model turbulentnej warstwy przyściennej zamodelowane w geometrii komory nawrotnej.

Zastosowanie teorii turbulentnej warstwy przyściennej w modelach turbulencji

Model $k-\epsilon$ nie są stworzone do wykonywania obliczeń w pobliżu ściany. Modele turbulencji przyściennej używają elementów węzłów znajdujących się na ścianie. Zgodnie z literaturą [39][63] dla turbulentnej warstwy przyściennej zapisuje się następujące równanie:

$$\frac{c_r}{\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{B\delta}{\nu} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \right), \quad 3.64$$

gdzie:

c_r – prędkość równoległa do ściany,

ν – współczynnik lepkości kinematycznej,

κ – współczynnik nierówności ściany,

B – stała dla ściany,

δ – odległość od ściany.

Domyślnie wartości κ i B przyjmowane są dla ściany gładkiej i wynoszą odpowiednio 0,4 oraz 0,9. Wartość lepkości na ścianie jest większa od lepkości przepływu laminarnego i oblicza się ją z równania na naprężenia ścinające:

$$\mu_w = \delta \frac{\tau}{c_r}. \quad 3.65$$

W modelu k- ϵ w pobliżu ścianki energia kinetyczna jest obliczana na podstawie równania charakterystycznego modelu. Natomiast szybkość dyssypacji energii związana jest z długością skali i obliczana jest z równania:

$$\epsilon_{nw} = \frac{C_\mu^{0,75} k_{nw}^{1,5}}{\kappa \delta}, \quad 3.66$$

gdzie:

ϵ_{nw} – szybkość dyssypacji energii w pobliżu ścianki,

k_{nw} – energia kinetyczna turbulencji w pobliżu ścianki.

Pozostałe modele funkcji ścianki bazują na równaniu produkcji turbulencji oraz jej dyssypacji.

W publikacji [63] można odnaleźć inne sformułowanie na parametr ścianki y^+ :

$$y^+ = \frac{C_\mu^{0,25} \rho k_{nw}^{0,5} \delta}{\mu}. \quad 3.67$$

Parametry, takie jak lepkość oraz przewodność cieplna w elementach na ścianie są związane z parametrem y^+ . Laminarna subwarstwa lepka rozciąga się do wartości $y_l^+ = 11,5$.

Jeżeli $y^+ < y_l^+$ to:

$$\begin{aligned} \mu_e &= \mu, \\ \lambda_e &= \lambda. \end{aligned} \quad 3.68$$

Lecz jeśli $y^+ \geq y_l^+$ to wyznaczane są nowe wartości lepkości oraz przewodności cieplnej w warstwie:

$$\mu_e = \frac{\mu y^+}{\frac{1}{\kappa} \ln(B y^+)}, \quad 3.69$$

$$\lambda_e = \frac{c_p}{\sigma_t} \frac{\mu y^+}{\left(\frac{1}{\kappa} \ln(B y^+) + P_f\right)}. \quad 3.70$$

W równaniu na zastępczy współczynnik przewodzenia ciepła parametr P_f przyjmuje postać:

$$P_f = \frac{\frac{\pi}{4}}{\sin\left(\frac{\pi}{4}\right)} \left(\frac{A}{\kappa}\right)^{0,5} \frac{\left(\frac{Pr}{\sigma_t} - 1\right)}{\left(\frac{Pr}{\sigma_t}\right)^{0,25}}, \quad 3.71$$

gdzie:

Pr – liczba Prandtla,

A – parametr Van Driest.

Zakres stosowania modeli dwurównaniowych

Modele turbulencji dwurównaniowe znalazły szerokie zastosowanie w technice, dzięki możliwości szybkiego uzyskania przybliżonego rozwiązania. W zależności od złożoności modelu przepływowego wyniki obliczeń uzyskuje się w ciągu kilkudziesięciu lub kilkuset iteracji. W przypadku modeli rozbudowanych, jak modele naprężeń Reynoldsa, LES lub bezsiatkowych DVM, dają rozwiązanie w czasie kila a nawet kilkanaście razy dłuższym niż modele dwurównaniowe. Stosując modele dwurównaniowe należy jednak pamiętać, aby spełnić pewne warunki wynikające z konstrukcji modeli.

Zakres stosowania:

- przepływ jest zrównoważony, powolnie się zmieniający, wtedy duże skale turbulencji są w przybliżeniu równe lokalnym skalą turbulencji oraz warunek równowagi jest spełniony,
- jeśli turbulencja ewoluuje w szybkim tempie, lecz w taki sposób, że historia przepływu nie wpływa na dynamikę przepływu to warunki oparte o lokalną skalę turbulencji będą działały.

Modele dwurównaniowe mają bardzo szerokie zastosowanie, lecz trzeba je stosować z rozwagą. Przede wszystkim w przepływach, w których warunek równowagi nie jest spełniony mogą one dawać słabe wyniki. Istnieje grupa przepływów dla których udowodniono słabe wyniki symulacji. Należą do nich:

- przepływy z szybkimi zmianami prędkości odkształceń,
- powierzchnie zakrzywione,
- ruchy wtórne,
- ruch obrotowy oraz efekt stratyfikacji,
- przepływ z separacją,
- przepływy trójwymiarowe.

3.4. Model naprężeń Reynoldsa (Reynolds Stress Model (RSM))

Model turbulencji RSM bazuje na równaniu transportu związanym ze wszystkimi składowymi tensora naprężeń Reynoldsa oraz na szybkości dyssypacji energii. Pominięta została natomiast hipoteza Boussinesq dotycząca lepkości turbulentnej. W modelu RSM równanie transportu rozwiązywane jest dla każdej składowej tensora naprężeń Reynoldsa.

Równanie transportu Reynoldsa możemy zapisać następująco:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] = - \frac{\partial p''}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_i u_j}) + S_{Mi}, \quad 3.72$$

gdzie:

p'' – ciśnienie,

S_{Mi} – siły działające na ciało,

$\rho \overline{u_i u_j}$ – fluktuacja Reynoldsa.

Odwrotnie niż w modelu lepkości turbulentnej, nowa wartość ciśnienia p'' oparta jest o wartość ciśnienia statycznego:

$$p'' = p + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k}. \quad 3.73$$

W modelu różniczkowym naprężeń człon $\rho \overline{u_i u_j}$ jest wprowadzony w celu dopełnienia równania transportu. Równanie transportu rozwiązywane jest dla każdego z sześciu składowych tensora naprężeń Reynoldsa $\rho \overline{u_i u_j}$ i możemy je zapisać w postaci:

$$\frac{\partial \rho \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k \rho \overline{u_i u_j}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) + D_{T,ij} \right] + P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij}, \quad 3.74$$

gdzie:

$$P_{ij} = -\rho \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \rho \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad 3.75$$

jest produkcją naprężeń:

$$G_{ij} = -\rho \beta g_j \overline{u_i t} = -\rho \beta g_i \overline{u_j t}, \quad 3.76$$

jest siłą grawitacji:

$$D_{T,ij} = C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right), \quad 3.77$$

jest dyfuzją turbulencji.

Stała C_s wyznaczana jest eksperymentalnie.

Dodatkowe siedem równań oraz możliwość modelowania anizotropii turbulencji sprawiają, że model może być stosowany do symulowania złożonych przepływów. Praktyka wskazuje jednak, że nie są one lepsze od modeli dwurównaniowych.

3.5. Large Eddy Simulation – LES

Nowy model symulacji odróżniający się od modeli RANS zaproponował w 1963[58]. Symulacja dużych wirów (Large Eddy Simulation) to prosta symulacja polegająca na przestrzennym uśrednianiu pola przepływu, co odróżnia go od dotychczasowego modelu Reynoldsa k-ε. Model turbulencji znalazł szerokie zastosowanie od początku jego wynalezienia. Jednak duży wpływ na rozwój i popularyzację modelu miała publikacja [19].

Model LES można opisać równaniami:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + (\overline{u_i u_j})_j = -p_i - (\nu + \nu_{SGS})_j (\overline{u_{i,j}} + \nu \overline{u_{j,i}}), \quad 3.78$$

$$\bar{u}_{ii} = 0, \quad v_{SGS} = C_s \bar{\Delta} \sqrt{\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i}}, \quad \bar{\Delta} = (h_1 h_2 h_3)^{0,33}, \quad 3.79$$

gdzie:

C_s – stała $0,1 \div 0,25$, $h_1 h_2 h_3$ – wymiar siatki dyskretyzującej.

Metoda charakteryzuje się możliwością symulowania wirów o wielkości odpowiadającej wielkości oczka siatki. Model ten daje możliwość symulacji wirów mniejszej wielkości przez uśrednianie przestrzenne. Wartość stałej C_s w modelu LES jest przyjmowana dowolnie w podanym zakresie i aktualizowana w trakcie obliczeń w zależności od rodzaju prowadzonej symulacji. Model LES, jak każdy doczekał się modyfikacji, które obejmowały na początku udoskonalenie stałej C_s . W roku 1998 pojawiła się publikacja [25], który zaproponował model LES DS. Nowy model miał w sposób dynamiczny zmiennie w czasie i przestrzeni dobierać wartość stałej C_s . Niestety nowe możliwości modelu ograniczone były możliwościami jednostek obliczeniowych. Model był na tyle wymagający, że czas obliczeń wzrósł pięciokrotnie w stosunku standardowego modelu LES [47]. Germano kontynuował swoje badania związane z optymalizacją dynamicznej zmiany stałej.

Modele LES są bardzo wymagającymi narzędziami modelowania przepływu turbulentnego [8]. Model wymaga odpowiedniego zadania warunków brzegowych dla przepływów nieustalonych. W przypadku turbulencji jest to skomplikowane. Odpowiednie sformułowanie warunków brzegowych dla równania N-S dla przepływu nieustalonego związane jest z dużym doświadczeniem w modelowaniu. Ponadto model LES wymaga dużej mocy obliczeniowej, współczesne komputery klasy PC już pozwalają na modelowanie turbulencji przy użyciu tego modelu, lecz jest to bardzo czasochłonne. Rozwiązaniem tej sytuacji może być korzystanie z centrów obliczeniowych dysponujących znacznie większymi mocami obliczeniowymi oraz zasobami pamięci roboczej.

3.6. Metoda wirów dyskretnych DVM

Do tej pory wszystkie omówione modele turbulencji bazowały na metodzie dyskretyzacji rozwiązań przy użyciu siatki. Metoda DVM (Discrete Vortex Method) jest bezsiatkowa, rozwiązuje równanie N-S w postaci wirowej przez bezpośrednie symulowanie zjawisk. Metody lagranżowskie służące bezpośredniemu śledzeniu cząstek są znane w dziedzinach mechaniki płynów, fizyki, przenikania cieczy w ośrodkach porowatych. Metoda posiada wiele zalet do których możemy zaliczyć [16, 60]:

– wykorzystanie uproszczonych modeli turbulencji,

- stabilność numeryczna,
- brak ograniczeń geometrii,
- mniejsza liczba niewiadomych niż w modelach RANS i LES.

4. METODY NUMERYCZNE

Symulacje numeryczne są bardzo popularną i dynamicznie rozwijającą się dziedziną mechaniki płynów dzięki prawie nieograniczonym możliwościom projektowania. Metody numeryczne wykorzystywane są w przemyśle, gdyż dzięki nim tanio i precyzyjnie projektowane są maszyny i urządzenia. W związku z możliwością dokładnego poznania pól prędkości, ciśnień rozkładów temperatury, strumieni masy oraz przepływu ciepła znalazły zastosowanie przy projektowaniu turbin, kotłów energetycznych, samolotów czy silników rakietowych. Ze względu na powszechność zjawisk przepływu masy oraz zjawiska turbulencji mają one zastosowanie wszędzie tam, gdzie możemy je rozpoznać.

Dynamika przepływu cieczy opisana jest przez nieliniowe równania różniczkowe, wyrażające zasady zachowania masy, pędu i energii. Specjalne narzędzia umożliwiają budowę modeli wirtualnych, które odwzorowują rzeczywiste urządzenia, dzięki programom opisującym geometrię, za pomocą równań matematycznych, a następnie przewidują ruch płynu oraz inne parametry fizyczne. Pozwala to znacznie skrócić proces projektowania oraz szybciej uzyskać gotowy model i przejść do etapu produkcji. Jest to chyba najważniejsza z zalet technik CFD.

Proces modelowania numerycznego można podzielić zasadniczo na trzy etapy:

- przygotowanie obliczeń (pre-processing),
- obliczenia (solving),
- prezentacja wyników (postprocessing).

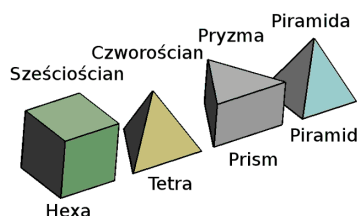
Większość dostępnych na rynku komercyjny programów do symulacji numerycznych zbudowana jest w ten sposób. Poniżej zostanie krótko omówiony każdy z etapów:

4.1. Przygotowanie do obliczeń

To pierwsze zadanie, jakie należy wykonać, aby możliwe było przejście do kolejnych etapów modelowania. W przygotowaniach do obliczeń należy zaprojektować geometrię obliczeniową, wygenerować siatkę obliczeniową, zadać warunki brzegowe, parametry fizyczne płynu (lepkość, współczynnik przewodności cieplnej, gęstość, ciepło właściwe), określić rodzaj modelu turbulencji (laminarny, turbulentny) oraz parametry z nim związane, jak ściśliwość, nieściśliwość lub modelowanie z przewodnictwem ciepła. Wymienione parametry są podstawowymi, a w zależności od złożoności modelu i zjawisk występujących należy odpowiednio je uzupełnić. Spośród najważniejszych czynności tego etapu należy wyróżnić generowanie siatki obliczeniowej. Etap ten nazywamy dyskretyzacją, która polega na opisanu

nieliniowych równań różniczkowych równaniami algebraicznymi. Należy tutaj zwrócić uwagę na fakt nieliniowości równań ruchu płyny. Powoduje to, że uzyskane rozwiązanie nie jest dokładnym, a jedynie przybliżonym. Proces dyskretyzacji odbywa się przez stworzenie siatki obliczeniowej. Rozróżniamy kilka metod generowania siatki: metoda różnic skończonych (MRS), metoda elementów skończonych (MES), metoda objętości skończonych (MOS). W zależności od metody dyskretyzacji siatka zbudowana jest z komórek w MRS, elementów w MES lub objętości w MOS, a otrzymywane rozwiązanie jest w węzłach siatki. Siatka numeryczna jednocześnie odwzorowuje geometrycznie model płynu i w zależności od jego złożoności możemy podzielić je na :

- siatki strukturalne – to siatki o regularnej strukturze równoważne siatce kartezjańskiej, której punkty przecięcia linii (węzły) mogą być opisane przez wskaźniki i, j, k .
- siatka blokowo-strukturalna – składająca się z bloków o innej strukturze siatki oraz ze siatki strukturalnej. Ilość bloków o innej strukturze wynika z geometrii modelowanego elementu.
- siatki niestrukturalne – są to siatki najbardziej złożone służące do opisu najbardziej skomplikowanych geometrii. W przypadku siatek dwuwymiarowych elementami są najczęściej trójkąty lub czworoboki, a w siatkach trójwymiarowych są to sześciany, czworościany, graniastosłupy oraz piramidy (Rys.4.1).



Rys.4.1. Elementy siatki obliczeniowej w modelowaniu 3D [1]

Proces tworzenia siatki nie jest zadaniem prostym. Wymaga on poświęcenia wiele czasu, aby uzyskać dobrej jakości siatki. Do określenia jakości siatki służą narzędzia zaimplementowane w programach obliczeniowych. Wydaje się, że dobra siatka to gęsta siatka, jednak nie zawsze jest to dobre rozwiązanie. Po pierwsze stworzenie bardzo gęstej siatki wymaga użycia bardzo dużej ilości pamięci RAM komputera. Taka siatka powoduje także powstanie bardzo dużej ilości węzłów, w których następnie program obliczeniowy musi wygenerować wyniki. Efektem takiego zabiegu jest znaczne wydłużeniem czasu obliczeń. W między czasie może się również okazać, że solver obliczeniowy nie jest w stanie dokończyć obliczeń. Aby uniknąć takich problemów siatka obliczeniowa musi spełniać pewne kryteria, które określają jakość

siatki. Weryfikację siatki można przeprowadzić zaimplementowanymi w programie narzędziami. Minimalizuje się w ten sposób problemy z oscylacją parametrów w trakcie obliczeń oraz stabilnością programu obliczeniowego.

4.2. Jakość siatki

Siatka w modelu obliczeniowym odgrywa bardzo ważne znaczenie. Na jej podstawie przeprowadzone będą obliczenia numeryczne, a więc dokładność odwzorowania rzeczywistego modelu przekłada się bezpośrednio na jakościowy wynik prowadzonych obliczeń. Jednakże nie zawsze jest to możliwe, w budowanym modelu 3D nie sposób pozbyć się elementów o ostrych krawędziach takich jak naroża. Modelując siatkę, dla tego obszaru, należy użyć odpowiednich narzędzi w celu jej zagęszczenia. Zbyt duże zagęszczenie siatki, czyli stworzenie wielu elementów o bardzo małych wymiarach spowoduje znaczne wydłużenie prowadzonych obliczeń oraz wpłynie na pogorszenie jakości siatki.

Problem odwzorowania modelu 3D oraz jakości siatki dotyczy całej geometrii. Najłatwiejszym sposobem jest stworzenie tak wielu (małych) elementów, aby siatka odwzorowywała niemal idealnie model 3D. Wiąże się to przede wszystkim z bardzo dużymi wymaganiami obliczeniowymi komputerów. Wymaganiom tym mogą sprostać jedynie centra obliczeniowe wyposażone w superkomputery¹. W celu optymalizacji ilości elementów oraz jakości siatki stosuje się narzędzia, przy użyciu których możemy je kontrolować. Jakość siatki ma znaczący wpływ na dokładność obliczeń oraz stabilność procesu obliczeniowego. W analizowanym przypadku minimalna wielkość oczka siatki zdeterminowana jest zjawiskami występującymi w analizowanym przepływie. Zgodnie z kaskadą wirów Kołmogorowam najmniejsze z nich mają rozmiar 0,1 mm. Niezależnie od rodzaju siatki niezbędne jest sprawdzenie jej jakości. W programie obliczeniowym wyróżnić można trzy podstawowe narzędzia analizy:

- prostopadłość siatki (orthogonal quality),
- skośność (skewness),
- współczynnik kształtu (aspect ratio).

Prostopadłość siatki

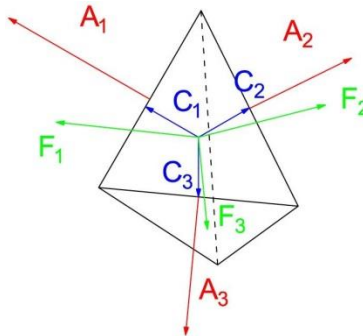
Prostopadłość siatki oblicza się dla komórek przy użyciu wektora normalnego od powierzchni komórki At, wektora ze środka ciężkości komórki skierowanego do środka ciężkości komórki

¹ Pojęcie superkomputer pojawiło się w raz z rozwojem techniki i informatyki. Komputery tego segmentu przewyższają wielokrotnie mocą obliczeniową komputery używane powszechnie. Dynamiczny rozwój w tej dziedzinie powoduje, że superkomputery w ciągu kilku lata stają się przestarzałe.

sąsiadującej CI oraz wektora ze środka ciężkości skierowanego ze środka ciężkości komórki skierowanego do środka ściany F_t .

W celu określenia prostopadłości komórki oblicza się następujące wielkości (Rys.4.2):

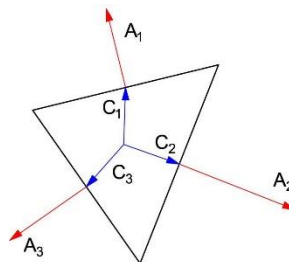
- cosinus kąta zawartego pomiędzy wektorem normalnym do powierzchni komórki a wektorem ze środka ciężkości skierowanym do środka ciężkości sąsiedniej komórki,
- cosinus kąta zawartego pomiędzy wektorem normalnym do powierzchni, a wektorem środka ciężkości skierowanym do środka ściany.



Rys.4.2. Określenie prostopadłości komórki 3D

Opisana powyżej metoda mówi o jakości komórki w każdej zastosowanej siatce. Najgorsze elementy będą posiadały wartość współczynnika prostopadłości wynoszącego 0, a najlepsze komórki osiągną wartość 1.

Dla siatek dwuwymiarowych (Rys.4.3.) jakość siatki określana jest w bardzo podobny sposób, z tym że uwzględnia się kąt zawarty pomiędzy wektorem normalnym z powierzchni bocznej komórki, a wektorem ze środka ciężkości ścianki do środka jej boku.

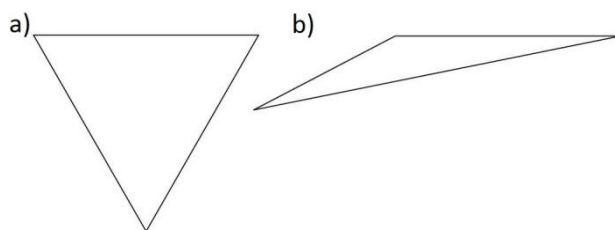


Rys.4.3. Określenie prostopadłości komórki 2D

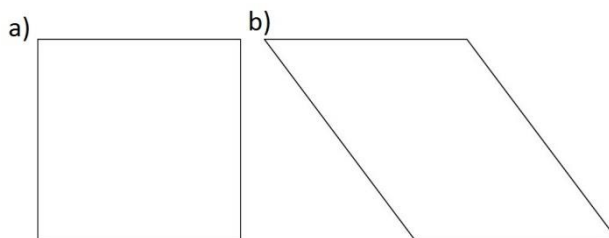
Skośność

Skośność jest jednym z podstawowych narzędzi do oceny jakości wygenerowanej siatki. Narzędzie zaimplementowane w programie CFX wskazuje na to, jak wygenerowana siatka

zbliżona jest do ideału. Najlepsze efekty obliczeń uzyskuje się dla siatek regularnych np. sześciennych, a elementy wydłużone, bądź skośne dają gorsze efekty. W przypadku analizy jakości siatki za pomocą narzędzia skewness wyróżnić możemy dwie geometrie równoboczną oraz równokątną (prostokątną) (Rys.4.4 i 4.5).



Rys.4.4. Kształt trójkąta równobocznego (idealnego) oraz trójkąta zdeformowanego.



Rys.4.5. Kształt idealnego oraz zdeformowanego kwadratu.

$$skewness = \frac{\text{optymalna wielkość komórki} - \text{wielkość komórki wygenerowanej}}{\text{optymalna wielkość komórki}}$$

Optymalna wielkość komórki oznacza komórki równoboczne o tym samym promieniu okręgu wpisanego. Siatki geometrii 2D powinny zawierać się w przedziale 0,25 – 0,5, a najlepiej poniżej tej wartości. Jeżeli siatka zawiera komórki o skośności większej sięgającej 0,9 będzie miało to wpływ na jakość obliczeń. W przypadku siatek 3D skośność powinna również zawierać się w przedziale 0,25 – 0,5. Ponieważ mechanizm tworzenia siatki 3D jest znacznie bardziej złożony możemy otrzymujemy niewielką część komórek charakteryzujących się kiepskimi i bardzo złymi parametrami (tabela 5). Średnia arytmetyczna oraz odchylenie standardowe powinny osiągać wartość poniżej 0,5. Dla siatek wysokiej jakości parametr skośności powinien wynosić 0,1 dla geometrii 2D oraz 0,4 dla 3D.

Metoda obliczania skośności bazująca na zmianie objętości komórki stosowana jest dla wszystkich siatek zawierających elementy trójkątne oraz prostokątne. Dla elementów piramidalnych, pryzmatycznych lub w kształcie klina zawierających kombinację figur trójkątnych oraz prostokątnych stosowana jest metoda opisana powyżej (bazująca na objętości

równobocznych figur) oraz metoda bazująca na pomiarze kątów figur równokątnych. Program zwraca nam wartość maksymalną obliczoną z tych dwóch metod.

Tabela 5. Zależność parametru skośności od jakości siatki.

Skośność (skewness)	Jakość
1	„Beznadziejna”
$0,9 - < 1$	„Bardzo zła”
$0,75 - 0,9$	„Kiepska”
$0,5 - 0,75$	„Zrównoważona”
$0,25 - 0,5$	„Dobra”
$> 0 - 0,25$	„Doskonała”
0	„Równoboczna” (idealna)

Druga metoda bazuje natomiast na kątach figur równokątnych. Metoda ta jest stosowana dla wszystkich kształtów, między innymi przymatycznych oraz piramidalnych. W tym przypadku parametr skośności obliczany jest w następujący sposób:

$$skewness = \left[\frac{\theta_{max} - \theta_f}{180 - \theta_f}, \frac{\theta_f - \theta_{min}}{\theta_f} \right],$$

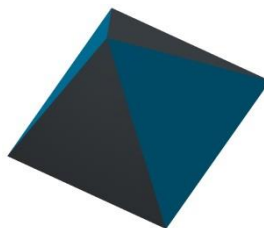
gdzie:

θ_{max} – największy kąt w komórce,

θ_{min} – najmniejszy kąt w komórce,

θ_f – kąt komórki równokątnej, w przypadku trójkątów wynosi on 60° , a w przypadku kwadratów 90° .

Dla piramidalnych elementów oblicza się maksymalną skośność, która w przypadku idealnej piramidy (Rys.4.6) zbudowanej z czterech trójkątów równobocznych o podstawie kwadratu wynosić będzie zawsze 1.



Rys.4.6. Idealna piramida o skośności równej 1

W przypadku oceny jakości siatki skomplikowanych geometrii program bazuje na objętościach figur równobocznych, analizuje geometrię dla elementów pryzmatycznych, piramidalnych oraz w kształcie klina stosuje metodę bazującą na kontach figur równokątnych.

Współczynnik proporcjonalności (Aspect Ratio)

Współczynnik kształtu sprawdzany jest dla elementów zbudowanej siatki dyskredytacyjnej. Narzędzie analizuje wszystkie elementy znajdujące się stworzonym modelu i przedstawia wartość informującą o jakości siatki. Wartość parametru kształtu rozpoczyna się od wartości jeden odpowiadającej idealnej geometrii. W większości analiz numerycznych wartość współczynnika kształtu powinna być mniejsza niż 50, lecz w przypadku modelowania warstwy przyściennej dopuszczane są wartości większe od 50. W publikacji [53] znaleźć można analizę zmiany współczynnika kształtu oraz jego wpływu na obliczenia.



Rys.4.7. Schemat wyznaczenia współczynnika kształtu prostokąta

Współczynnik kształtu figur definiuje się, jako stosunek najdłuższego boku figury do najkrótszego boku figury. Zgodnie z rysunkiem 4.7 program oblicza wartość współczynnika kształtu i zwraca informację w postaci średnie arytmetycznej oraz odchylenia standardowego dla całej geometrii.

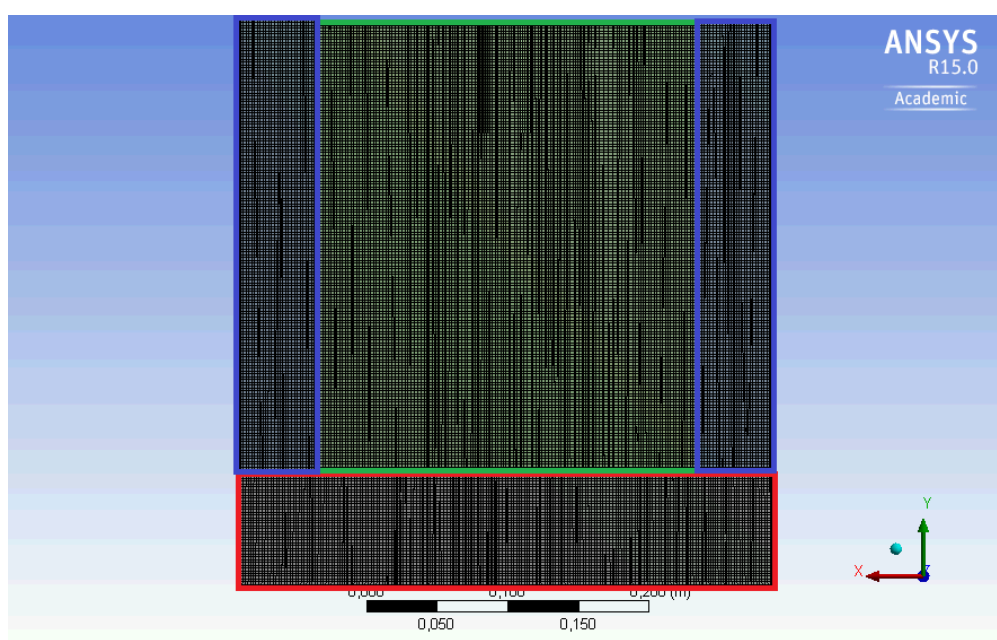
4.3. Siatka komory nawrotnej

Siatka obliczeniowa komory nawrotnej analizowanej w tej pracy doktorskiej wygenerowana została przy użyciu narzędzi zaimplementowanych w programie CFX. Jest to siatka generowana w oparciu o model MOS. Maksymalna wielkość zamodelowanego elementu wynosi 0,5 mm. W pracy podjęto analizę jakości siatki wygenerowanej czterema różnymi metodami zaimplementowanymi w programie obliczeniowym. Optymalizacja jakości siatki polegała na uzyskaniu jak najlepszych parametrów siatki przy jak największej ilości węzłów. Pozwoliło to uzyskać optymalne rozwiązanie pomiędzy długością obliczeń, a gęstością siatki. Zestawienie informacji dotyczące siatki zostało przedstawione w tabeli 6. W zestawieniu wyróżnia się siatka nr 4, ale był to model bez zamodelowanej warstwy przyściennej i z tego powodu został odrzucony. Najlepsze parametry reprezentuje siatka nr 2, dla której wykonano symulacje.

Tabela 6. Zestawienie parametrów jakościowych siatki obliczeniowej.

	Skośność	Współczynnik proporcjonalności	Prostopadłość	Ilość węzłów
1	0,73	8,29	0,99	8994547
2	0,50	9,26	0,95	5658931
3	0,73	8,28	0,98	8944547
4	0,45	2,11	0,99	1864757

Docelowa siatka nr 2 komory nawrotnej została podzielona na trzy obszary w celu uzyskania lepszej jakości siatki. W pobliżu dna komory nawrotnej w obszarze strugi uderzającej zamodelowana została gęstsza siatka ze względu na występowanie największych gradientów prędkości. Pozostała część komory została podzielona na dwie części – wewnętrzną oraz zewnętrzną (Rys.4.6).

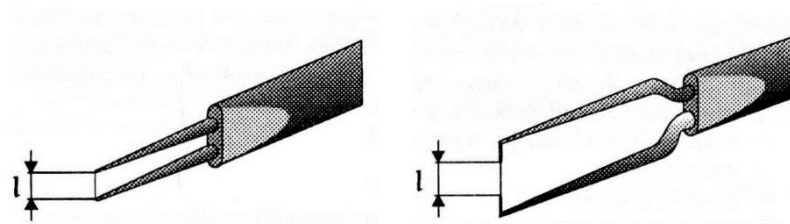


Rys.4.6. Geometria komory nawrotnej z podziałem siatki na trzy bloki obliczeniowe

Do symulacji wykonane zostało 6 siatek obliczeniowych (dla przekrojów 10D, 8D, 6D, 4D, 2D, 1D), na podstawie których przeprowadzone zostały obliczenia prezentowane w pracy. Generowanie siatki jest czynnością czasochłonną. Stanowi ono około 80% całego procesu prowadzenia obliczeń numerycznych. Podczas modelowanie siatki obliczeniowej oprócz wiedzy potrzebne jest również doświadczenie.

5. TERMOANEMOMETRIA STAŁOTEMPERATUROWA

Podstawy związane ze sposobem pomiaru, przy użyciu termoanemometru wiążą się ze zjawiskami wymiany ciepła. Intensywny rozwój termoanemometrii oraz metrologii przepływu turbulentnego możliwy był dzięki publikacji opisującej wymianę ciepła wzdłuż walca nieskończenie długiego ogrzewanego elektrycznie [30]. Elementem pomiarowym w termoanemometrze jest bardzo cienki drucik w postaci włókna o średnicy d od 1 do 6 μm i długości w zakresie $l = 0,3$ do 2,0 mm. Materiał, z którego wykonane jest włókno musi charakteryzować się dużą wartością współczynnika rezystywności cieplnej. W przypadku zastosowania materiału silnie zmieniającego swoją rezystancję, przy małych zmianach temperatury, w łatwy sposób można odróżnić sygnał pomiarowy od szumu. Najczęściej wykonuje się włókno z wolframu lub platyny, które rozpinane jest pomiędzy stalowymi wspornikami. Sondy termoanemometryczne wykonuje się przede wszystkim w dwóch wersjach przedstawionych na rysunku 5.1.



Rys. 5.1. Jednowłóknowa sonda termoanemometryczna: a) wersja standardowa,
b) ze złożonymi końcówkami włókna

Włókno ze wspornikami połączone jest, w wersji standardowej, przez spawanie, bądź zgrzewanie. W drugim typie czujnika (Rys.5.1b) końce włókna są dodatkowo pokrywane – izolowane cienką warstwą miedzi lub złota. Zastosowanie izolacji wpływa na zmniejszenie efektywnej długości czujnika, przez co poprawia się jego czułość. Dodatkowo wsporniki zostają odsunięte od obszaru pomiarowego, dzięki czemu nie zaburzają pola prędkości.

Pomiaru pola prędkości cieczy można dokonać za pomocą sond foliowych, w których element pomiarowy stanowi cienka warstwa napyłonego niklu lub platyny, izolowane od przewodzącego płynu filmem kwarcowym. Niestety sondy tego typu charakteryzują się gorszymi parametrami pomiarowymi poprzez niższy stosunek sygnału do szumu [24].

5.1. Zasada działania – bilans energetyczny

W praktyce pomiarów przepływów turbulentnych najczęściej używa się termooanemometrów stałotemperaturowych ze względu na małą bezwładność układu. Włókno sondy termooanemometru stałotemperaturowego nagrzewane jest z reguły do temperatury 250°C, kontrolowanej przez układ mostkowy Wheatstone’a. Zjawiska wymiany ciepła oddziałujące na czujnik to przede wszystkim konwekcja wymuszona. Pozostałe zjawiska takie jak promieniowanie oraz przewodzenie, ze względów konstrukcyjnych, są pomijalnie małe. Odprowadzenia ciepła na drodze przewodzenia do stalowych wsporników może zostać pominięte dla odpowiednio dobranego współczynnika kształtu $l/d > 1000$. W tym przypadku dla odpowiednio dużego stosunku długości włókna do jego średnicy efekt spowodowany przez wsporniki może zostać pominięty. Szczegółowe informacje dotyczące tego uproszczenia odnaleźć możemy w publikacji [12]. Biorąc pod uwagę informacje zawarte powyżej można dokonać bilansu energetycznego włókna.

Moc elektryczna dostarczona do układu:

$$Q = I^2 R_w = \frac{E_w^2}{R_w}, \quad 5.1$$

natomiast moc po stronie strumienia przepływającego czynnika wynosi:

$$Q = \alpha \pi l d (T_w - T_p). \quad 5.2$$

Przyrównując równania otrzymamy:

$$I^2 R_w = \frac{E_w^2}{R_w} = \alpha \pi l d (T_w - T_p), \quad 5.3$$

gdzie:

R_w – rezystancja włókna,

E_w – spadek napięcie włókna,

I – natężenie prądu płynącego przez włókno,

α – współczynnik przejmowania ciepła,

T_w – temperatura włókna,

T_p – temperatura płynu.

Rezystancja włókna jest funkcją temperatury, dlatego należy ją uwzględnić i wyznaczyć. Temperatura włókna jest ograniczona ze względów technologicznych do około 330°C. W równaniu na rezystancję włókna pomija się człon nieliniowy ze względu na jego bardzo małą

wartość. Dla przykładu w przypadku stosowanego w pomiarach czujnika z włóknem wolframowym wynosi około $0,037 \left[\frac{1}{K^2} \right]$.

$$R_w = R_0 \left[1 + b_0(T_w - T_p) + c_0(T_w - T_p)^2 \right] \quad 5.4$$

Kolejnym krokiem bilansu energetycznego jest wprowadzenie liczb kryterialnych służących oszacowaniu wymiany ciepła. Na podstawie liczby Nusselta wyznaczamy współczynnik przejmowania ciepła wprowadzany do równania bilansowego. Należy tutaj wspomnieć, że liczba Nusselta ma charakter empiryczny i jest funkcją innych zmiennych charakterystycznych dla wymiany ciepła. Z punktu widzenia metrologicznego, prowadzonych w pracy pomiarach szczególnie ważny jest kąt zawarty pomiędzy wektorem napływającej strugi a osią włókna.

Dalsze przekształcenia prowadzą do równań empirycznych i oszacowania strumienia ciepła, w tym miejscu można przywołać wiele prac [38, 20, 48, 6, 15, 18, 11]. Tematyka z tym związana nie jest tematem tej pracy, a podane informacje wskazują jedynie na ważny aspekt związany z pomiarami w przepływie. Spośród przywołanych prac należy wyróżnić formułę Kramersa, jako najbardziej przystępną i stosowaną w pomiarach:

$$I^2 R_w = \frac{E_w^2}{R_w} = (A_T + B_T U^n)(T_w - T_p), \quad 5.5$$

gdzie wartość współczynników A_T i B_T opisujących liczbę Nusselta została zestawiona w tabeli 7.

Tabela 7. Zestawienie współczynników charakterystycznych opisujące liczbę Nusselta

Formuła	A_T	B_T	n
Kramers	$0,42\pi l \lambda Pr^{0,2}$	$0,57\pi l \lambda Pr^{0,33}$	0,5
Kramers (uproszczony)	$0,39\pi l \lambda$	$0,51\pi l \lambda \left(\frac{d}{v}\right)^{0,5}$	0,5
Collisa	$0,24\pi l \lambda \left(\frac{T_p}{T_w}\right)^{0,17}$	$0,56\pi l \lambda \left(\frac{d}{v}\right)^{0,45} \left(\frac{T_p}{T_w}\right)^{0,45}$	0,45
Collisa (uproszczona)	$0,24\pi l \lambda$	$0,56\pi l \lambda \left(\frac{d}{v}\right)^{0,45}$	0,45

Zgodnie z przedstawionym bilansem energetycznym włókna, można krótko scharakteryzować zasadę działania układu pomiarowego anemometru stałotemperaturowego. Główną cechą układu pomiarowego jest utrzymywanie stałej temperatury, która zapewnia stałą

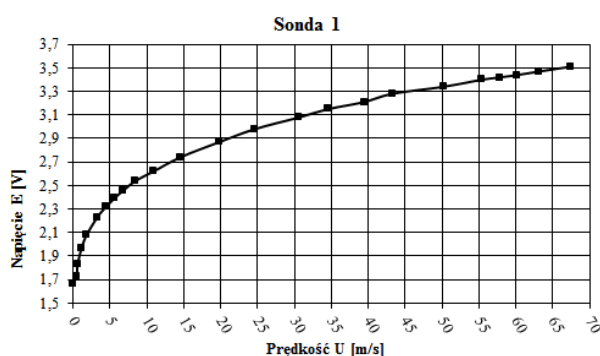
wartość rezystancji włókna. W czasie przepływu zmienny strumień czynnika powoduje pojawienie się chwilowej zmiany rezystancji włókna. Taka sytuacja prowadzi do wytrącenia układu z równowagi, a informacja w postaci błędu przekazywana jest przez wzmacniacz na wejście do układu mostkowego, który przywraca stan równowagi. Dzięki takiemu sprzężeniu zwrotnemu utrzymywana jest stała temperatura włókna oraz uzyskuje się małą bezwładność czujnika.

5.2. Wzorcowanie czujnika

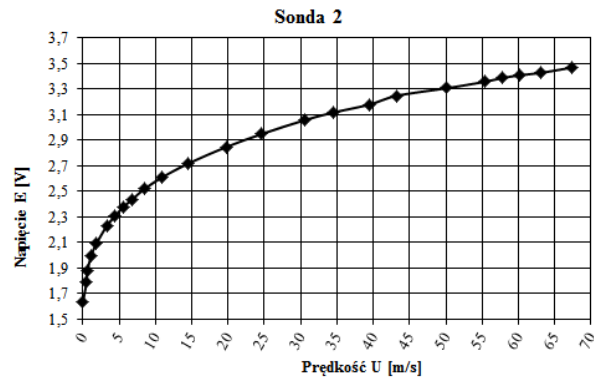
Podczas pomiarów prowadzony w rozprawie doktorskiej wzięto pod uwagę odpowiedź całego układu pomiarowego, a nie samej sondy. W pracy wykorzystana została sonda typu X, posiadająca dwa włókna pomiarowe przecinające się pod kątem prostym. Sygnał z sondy przekazywany został do mostka kompensującego, gdzie zmierzone zostało napięcie na wyjściu z tego układu. Uprozczone równanie pomiaru prędkości oraz sygnału wyjściowego można zapisać następująco:

$$E^2 = A + BU^n. \quad 5.6$$

Zawarte w równaniu stałe A, B i n należy wyznaczyć empirycznie na podstawie kalibracji czujnika pomiarowego. Aby współczynniki mogły być traktowane, jako stałe, przy wzorcowaniu wzięto pod uwagę przewidywany zakres prowadzonych pomiarów prędkości. Wzorcowaniu podlegały oba włókna, na podstawie przeprowadzonych pomiarów możliwe było wyznaczenie wspomnianych wcześniej współczynników. W wyniku wzorcowania otrzymujemy zależność napięcia od prędkości przepływu. Wyniki wzorcowania przedstawione są rysunkach 5.1 i 5.2.

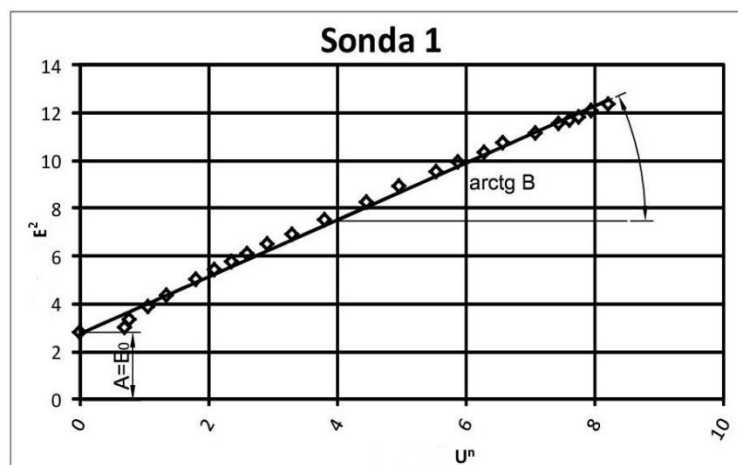


Rys. 5.1. Krzywa wzorcowania włókna pierwszego sondy typu X

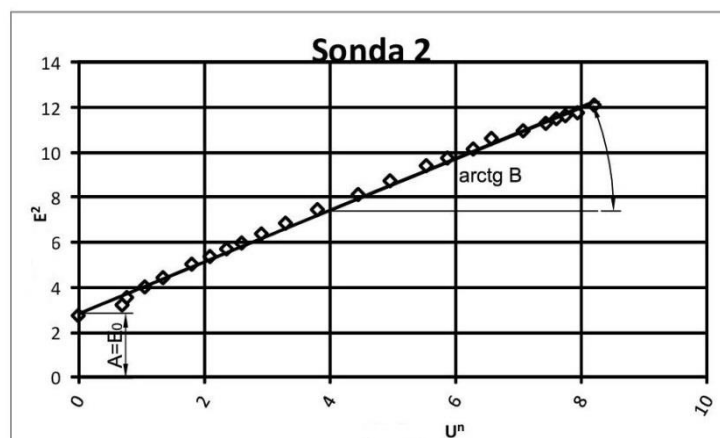


Rys. 5.2. Krzywa wzorcowania włókna drugiego sondy typu X

Pomiary jednoznacznie określają zależności parametrów, jednak uzyskane wyniki przedstawia się w układzie zależnych E^2, U^n . Następnie ekstrapolowano otrzymaną zależność liniową przez funkcję najmniejszych kwadratów. Współczynniki A i B mogą zostać odczytane bezpośrednio z danych przedstawionych na rysunkach 5.3 i 5.4.



Rys. 5.3. Liniowa zależność parametrów wzorcowania włókna pierwszego



Rys. 5.4. Liniowa zależność parametrów wzorcowania włókna drugiego

Przedstawiony sposób wzorcowania jest najpowszechniejszym z dostępnych. Możliwe są także poruszanie czujnika w ośrodku nieruchomym lub metoda wielomianowa wyższych stopni. W starszych wersjach anemometrów (analogowych) prezentowane wykresy podlegały dalszej linearyzacji, w nowych (cyfrowych) pomiarach proces ten został zautomatyzowany programem sterującym wręcz pominięty dla użytkownika.

5.3. Zasada pomiaru sondą typu X

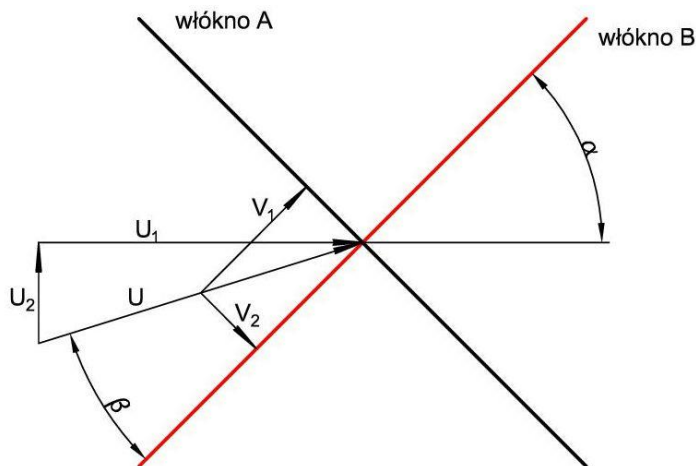
Pomiary układem CTA sprowadzają się do pomiaru spadku napięcia na włóknie sondy. Zgodnie z hipotezą Reynoldsa prędkość przepływu można przedstawić w postaci sumy wartości średniej oraz jej fluktuacji. Wprowadzając tę zależność do pomiarów napięcia, można zapisać ją w postaci sumy wartości średniej oraz jej fluktuacji:

$$c_x = \bar{c}_x + c_x'. \quad 5.7$$

Przez analogię sygnał napięciowy zapiszemy:

$$E = \bar{E} + e. \quad 5.8$$

W przeprowadzonych pomiarach użyto sondę typu X umożliwiającą pomiary składowej osiowej oraz promieniowej. Została ona umieszczona w strumieniu powietrza pod kątem 45° względem napływającego strumienia, co pozwoliło wyznaczyć wartości składowych prędkości oraz fluktuacji. Na rysunku 5.5. przedstawiono schemat włókna sondy drutowej w układzie X z naniesionymi wektorami prędkości.



Rysunek 5.5. Schemat napływu strugi na czujnik podczas pomiarów

Symbole przedstawione na rysunku 5.5 oznaczają:

U – wypadkową prędkość osiową przepływu,

U_1 i U_2 – składowe prędkości osiowej napływu,

V – wypadkowa prędkość promieniowa napływu,

V_1 i V_2 – składowe prędkości promieniowej.

Składowe prędkości U_1 i U_2 przyjmują wartość:

$$U_1 = U \cdot \cos(\alpha - \beta) = U(\cos \alpha \cdot \cos \beta + \sin \alpha \cdot \sin \beta),$$

$$U_2 = U \cdot \sin(\alpha - \beta) = U(\sin \alpha \cdot \cos \beta - \cos \alpha \cdot \sin \beta),$$

a składowe V_1 i V_2 :

$$V_1 = U \cdot \cos \beta,$$

$$V_2 = U \cdot \sin \beta,$$

$$\cos \alpha = \sin \alpha = 0,707 \quad \text{dla} \quad \alpha = 45^\circ$$

a więc:

$$U_1 = 0,707 \cdot (V_A + V_B) = 0,707 \cdot K \cdot (A + B),$$

$$U_2 = 0,707 \cdot (V_A - V_B) = 0,707 \cdot K \cdot (A - B).$$

Natomiast fluktuacje prędkości przyjmują postać:

$$u_1 = 0,707 \cdot K \cdot (e_A + e_B),$$

$$u_2 = 0,707 \cdot K \cdot (e_A - e_B),$$

gdzie:

u_1 i u_2 – fluktuacje składowych prędkości w kierunku osiowym i promieniowym,

e_A – fluktuacje napięcia A z włókna A,

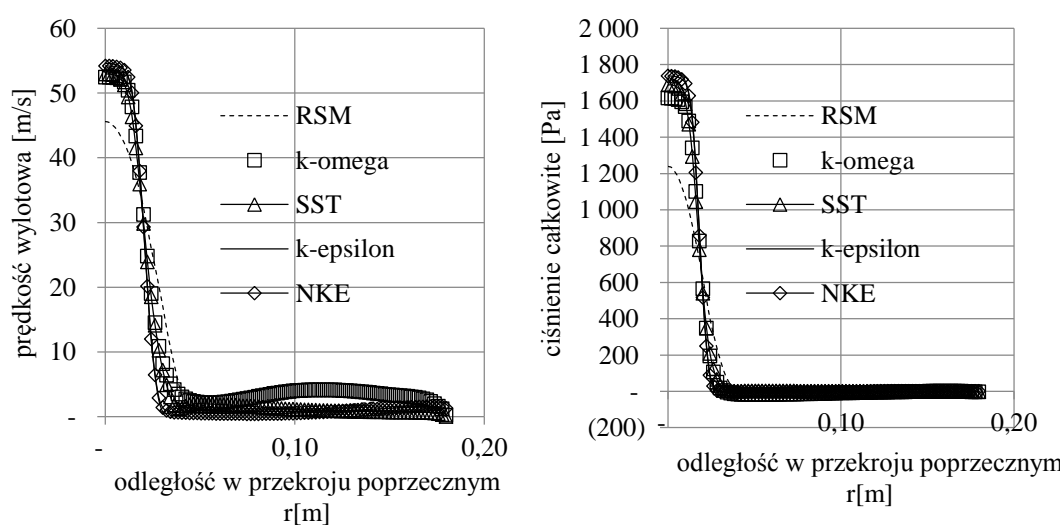
e_B – fluktuacje napięcia B z włókna B.

6. ANALIZA PORÓWNAWCZA WYNIKÓW

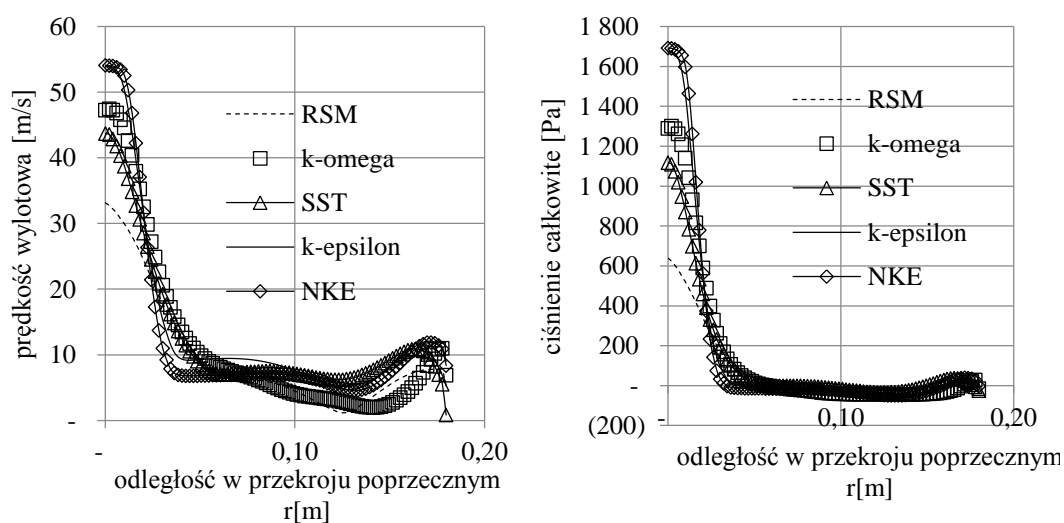
W celu porównania wyników pomiarów eksperymentalnych z wynikami modelowania numerycznego przepływu wytypowane zostały trzy przekroje pomiarowe odpowiednio: 10D 6D oraz 2D.

6.1. Analiza wyników dla modeli turbulencji

W pierwszym etapie analizy porównano modele matematyczne, opisane w części teoretycznej pracy. Wyniki zostały zaprezentowane dla wartości prędkości oraz ciśnienia całkowitego występującego podczas przepływu.

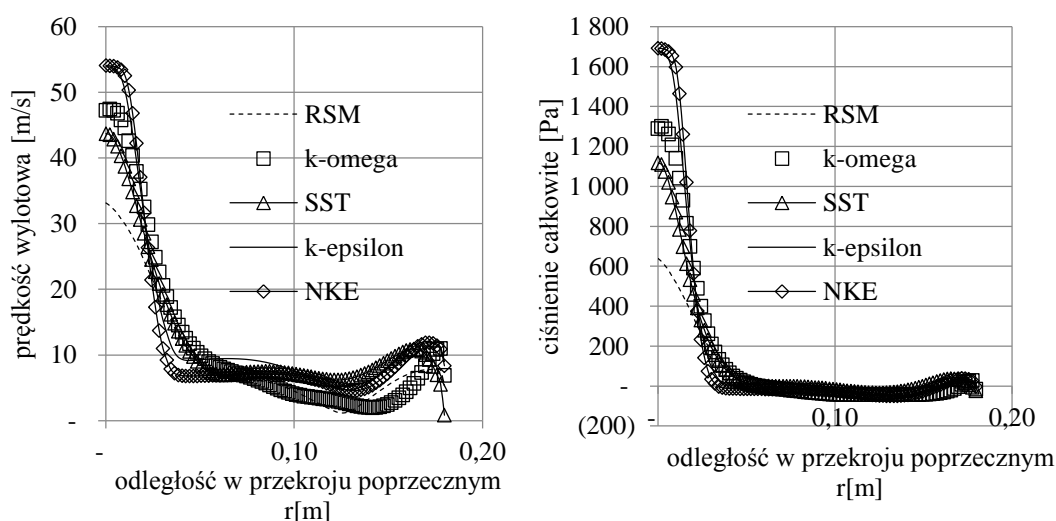


Rys. 6.1. Porównanie obliczeń numerycznych dla przekroju pomiarowego 10D



Rys. 6.2. Porównanie obliczeń numerycznych dla przekroju pomiarowego 6D

Na wykresach przedstawione zostały rozbieżności w wynikach pomiędzy poszczególnymi metodami. Największymi odchyłkami od pozostały charakteryzują się modele RSM oraz NKE. W przypadku analizy ciśnienia całkowitego oba modele w osi strugi osiągnęły maksima wartości. Model RSM w osi strugi przyjął wartości najniższe, a model NKE uzyskał wartości najwyższe spośród analizowanych modeli. Tendencja ta utrzymała się we wszystkich analizowanych przypadkach. W przypadku analizy wyników dla prędkości jedynie model RSM w osi strugi wyraźnie uzyskał odmienne wartości. Sytuacja bardzo się zmieniła się, kiedy dokonano analizy kolejnych przekroi pomiarowych, w których zaobserwowano wyraźne zróżnicowanie pomiędzy wynikami, szczególnie w osi strugi. Modele RSM oraz NKE ponownie uzyskały skrajne wartości. Dalsza analiza i wybór odpowiedniego modelu zweryfikowany został z wykorzystaniem wyników eksperymentalnych.

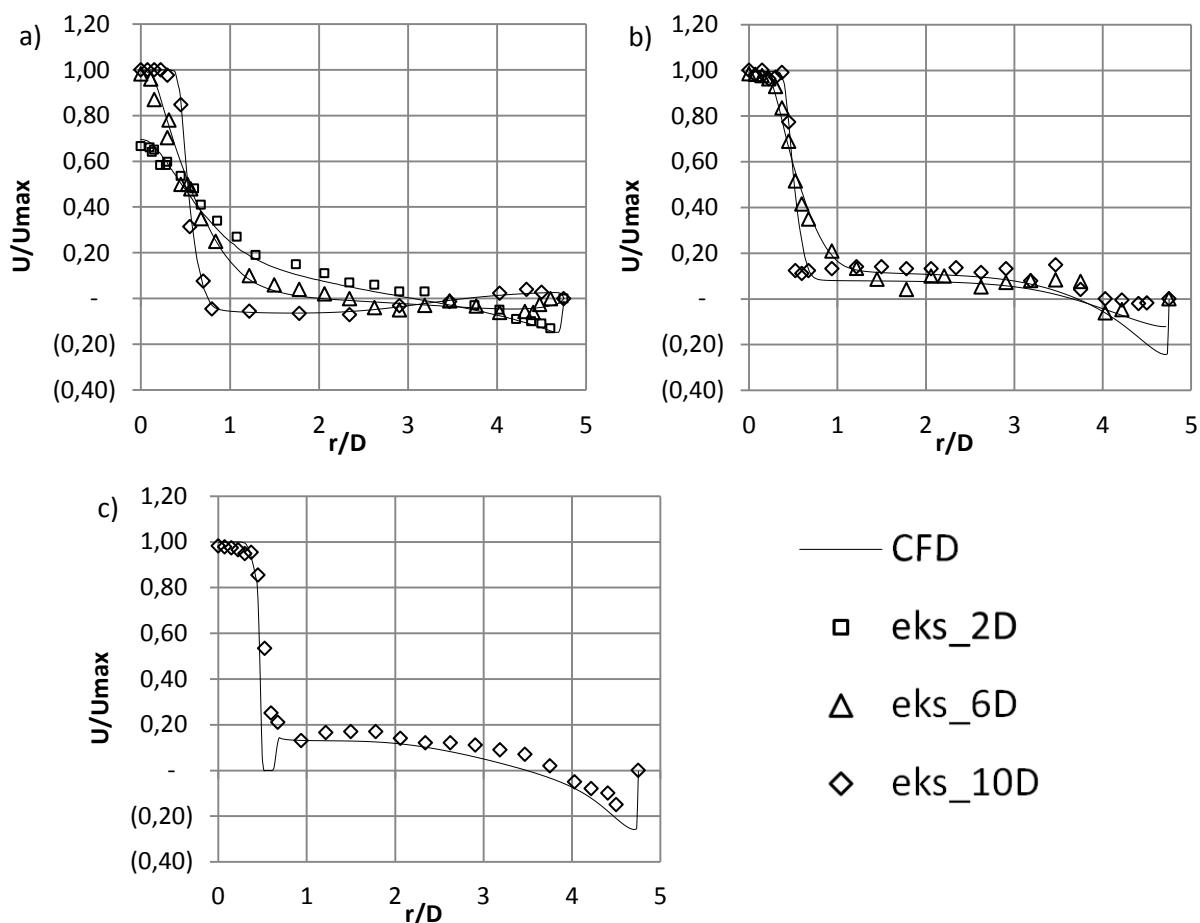


Rys. 6.3. Porównanie obliczeń numerycznych dla przekroju pomiarowego 2D

6.2. Analiza porównawcza pomiarów oraz metod numerycznych

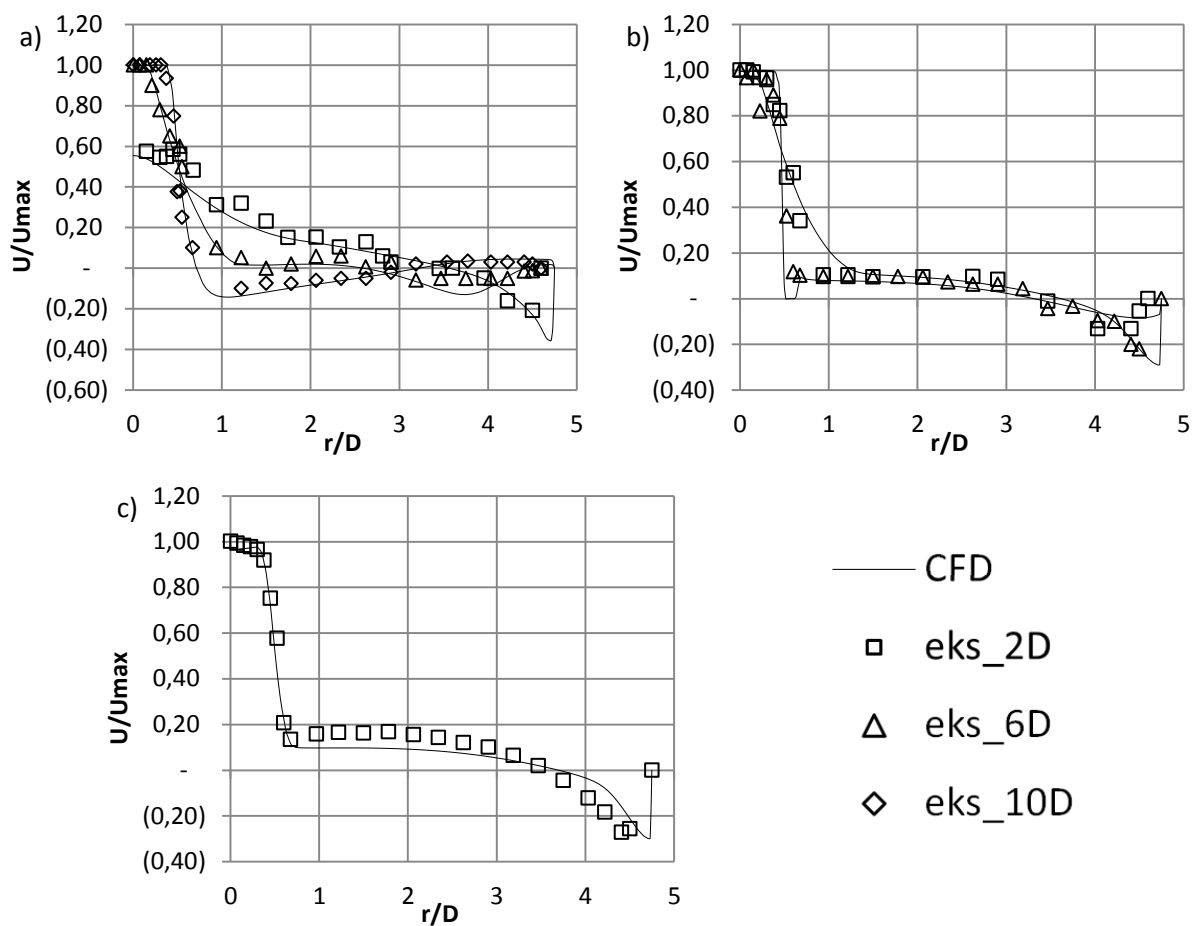
Wyniki analizy numerycznej każdego z modeli zostały zestawione z pomiarami eksperymentalnymi. Po przeprowadzeniu analiz porównawczych model SST wykazał najlepsze rezultaty zbieżności. Na rysunku 6.4 zaprezentowane zostały wyniki dla prędkości 10 m/s w reprezentatywnych przekrojach pomiarowych. Z zestawionych wyników odczytano wysoką zgodność modelu matematycznego z wynikami eksperymentu. W przekroju 2D około $r/D=0,8$ w wynikach obliczeń numerycznych pojawił się osobliwy uskok wartości, spowodowany występowaniem na tym odcinku ściany dyszy wylotowej, przez co wartości w tym przedziale wynoszą zero. Z powodów technicznych nie możliwe było przeprowadzenie pomiarów bezpośrednio przy ścianie dyszy wylotowej metodami pomiarowymi. W związku z tym pomiar doświadczalny jest przesunięty o podwójną

grubość sondy termooanemometrycznej wynoszącą 4 mm. Nie ma to jednak wpływu na jakość prezentowanych wyników.

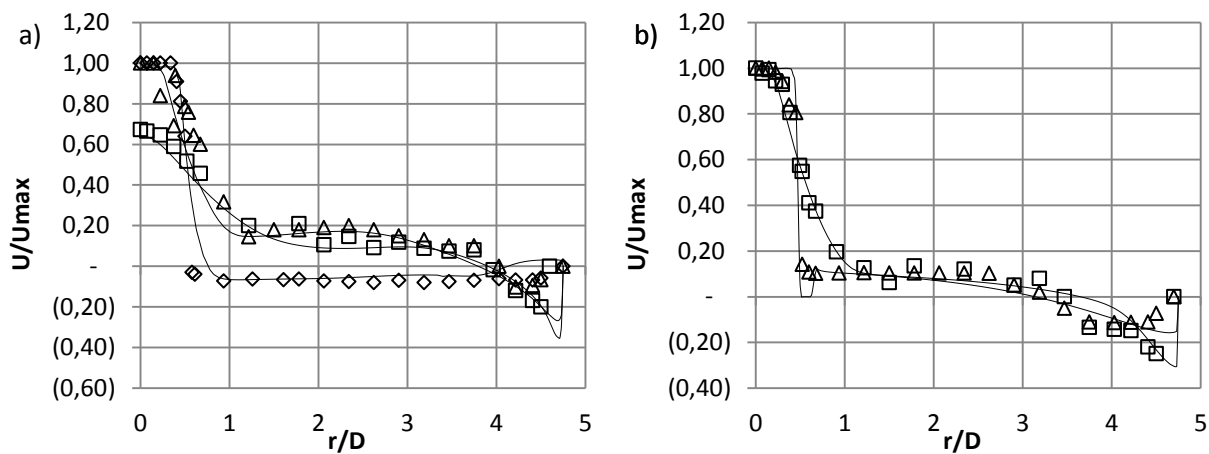


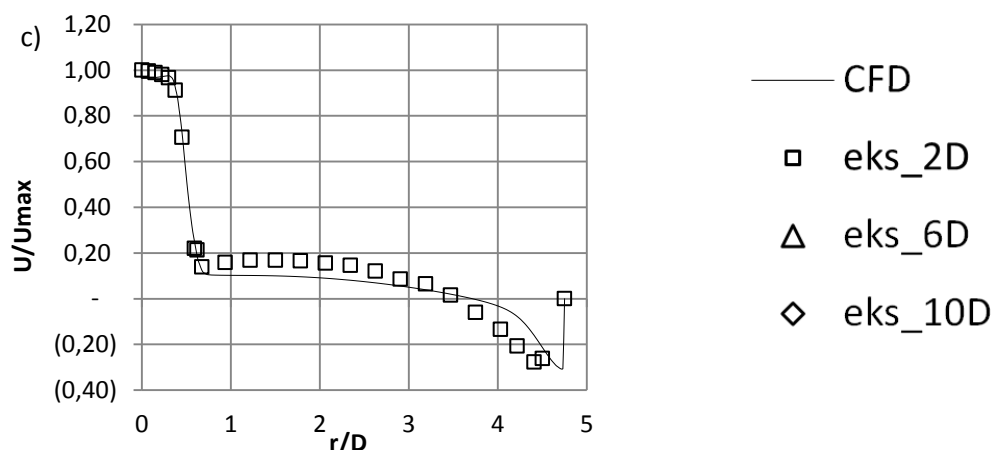
Rys.6.4. Porównanie wyników eksperymentalnych oraz numerycznych dla prędkości 10 m/s w przekrojach: a) 10D, b) 6D, c) 2D

Na rysunku 6.5 przedstawione zostały wyniki dla prędkości 30 m/s i podobnie jak dla poprzedniej prędkości strugi uzyskano zadowalającą zgodność pomiarów. Należy zwrócić uwagę, że wyniki pomiarów wykonanych tuż przy ścianie ($r/D = 4,25 - 4,75$) mogą się nieco różnić ze względu na występowanie wzdłuż komory nawrotnej otworu technologicznego do wprowadzenia sondy pomiarowej. Z tego powodu pomiary wzdłuż tego otworu są nieuzasadnione. Ponadto ze względów technicznych niemożliwy jest pomiar bezpośredni na ścianie komory nawrotnej spowodowany zabudową sondy w oprawie. Próba dokonania tych pomiarów może spowodować uszkodzenie włókna sondy. W obszarze przyściennym symulacje numeryczne dostarczają kilku dodatkowych punktów pomiarowych.



Rys.6.5. Porównanie wyników eksperymentalnych oraz numerycznych dla prędkości 30 m/s w przekrojach:
a) 10D, b) 6D, c) 2D





Rys.6.6. Porównanie wyników eksperymentalnych oraz numerycznych dla prędkości 50 m/s w przekrojach: a) 10D, b) 6D, c) 2D

Na rysunku 6.6 zaprezentowane zostały wyniki dla prędkości 50 m/s. Uzyskano zadowalającą zbieżność wyników. Analiza porównawcza modelu SST i wyników eksperymentalnych pod względem jakościowej oceny wyników jest zbieżna. W większości przepływu wyniki analizy numerycznej oraz eksperymentu są podobne. Najlepsze efekty uzyskano dla rdzenia strumienia, gdzie można powiedzieć o 100% zgodności w wynikach. Występują też obszary o widocznych rozbieżnościach. W analizowanym przepływie w komorze nawrotnej są to przede wszystkim obszary zlokalizowane w pobliżu ściany oraz dużych obszarów recyrkulacji powietrza. Rozbieżności pomiędzy zastosowanymi wynikami można oszacować na poziomie nie przekraczającym 5%.

7. WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH I NUMERYCZNYCH

Wyniki pracy podzielone zostały na podrozdziały, w których zaprezentowano wyniki pochodzące zarówno z badań eksperymentalnych, jak i numerycznych. Ze względu na fakt, że uzyskano dobrą zbieżność pomiarów i metod numerycznych wyniki zaprezentowano zamiennie. W związku z tym w rozdziale 7.2 i 7.4 przedstawiono wyniki pomiarów, a w rozdziałach 7.3 i 7.5 zaprezentowano wyniki symulacji numerycznych.

7.1. Badania eksperymentalne

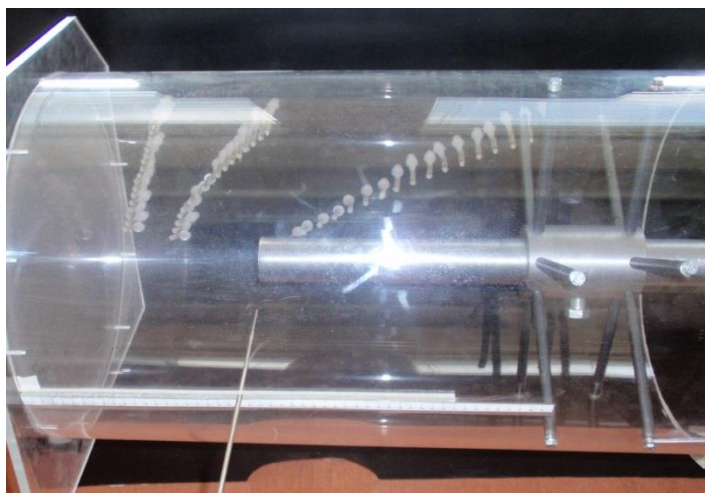
Analiza badań eksperymentalnych dotyczy pomiarów przeprowadzonych z użyciem termoanemometrii stałotemperaturowego firmy TSI. Badania prowadzone były w komorze nawrotnej przedstawionej na rysunku 7.1. Ogólna charakterystyka przepływu wewnątrz komór została przybliżona we wstępie teoretycznym, natomiast w tym rozdziale przybliżone zostaną szczegółowo profile prędkości w jej wnętrzu. W analizowanej komorze nawrotnej czynnik

wpływa do jej wnętrza przez dyszę o średnicy $D = 40$ mm, która jest współosiowa z komorą. Powietrze przepływa przez komorę docierając do przeciwległej ściany wzdłuż, której rozplywa się promieniowo zmieniając kierunek przepływu o 90° . Następnie struga spływa wzdłuż dna komory nawrotnej docierając do kolejnej ściany ograniczającej. W tym miejscu następuje kolejna zmiana głównego kierunku przepływu, w efekcie czego struga ukierunkowana jest przeciwnie do pierwotnego wypływu. W dalszej części strumień powoli kieruje się ku wylotowi z komory nawrotnej. Bardzo ważnym elementem powodującym dużą złożoność zagadnienia jest wielokrotna konwersja energii wewnątrz komory nawrotnej. Przy każdej zmianie kierunku przepływu następuje transformacja energii kinetycznej ciśnienia w postać energii potencjalnej ciśnienia w punktach stagnacji. W dalszej części pracy omówione zostaną szczegółowo miejsca charakterystyczne przepływu, jak tworzenie struktur wirowych, występowanie punktów stagnacji, przekształcanie energii oraz opis charakterystycznych dla turbulencji parametrów jak energia kinetyczna turbulencji oraz jej dyssypacja.

Wyniki prowadzonych analiz zestawione zostały w postaci wykresów prezentujących zmiany charakterystycznych wielkości w wyznaczonych przekrojach pomiarowych komory nawrotnej. Zarówno w pomiarach eksperymentalnych, jak i analizie numerycznej prezentowane wyniki przedstawione są dla tych samych przekrojów komory nawrotnej.

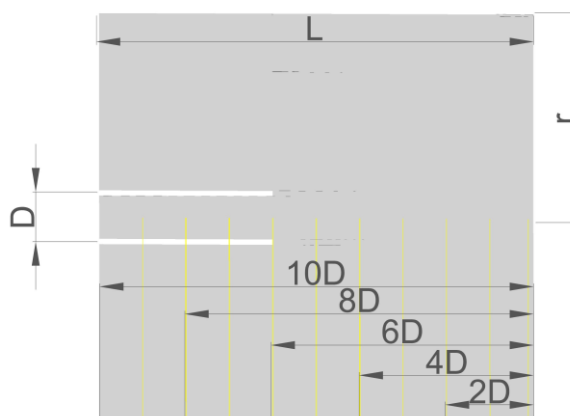
Przebieg eksperymentu

Pomiary wewnątrz komory nawrotnej wykonane zostały za pomocą techniki termooanemometrycznej opisanej we wcześniejszym rozdziale. W bocznej krawędzi komory wykonany został otwór technologiczny do pomiarów. Jest to jedną z wad tej metody pomiarowej ponieważ jest metodą inwazyjną wymagającą odpowiednio przystosowania do pomiarów. Przykładowy sposób pomiarów przedstawiony jest na rysunku 7.1 z widocznym otworem technologicznym. W celu przeprowadzenia badań został zaplanowany sposób ich prowadzenia. Komora nawrotna podzielona została na przekroje poprzeczne, w których prowadzono pomiary.



Rys. 7.1. Zdjęcie prezentujące umiejscowienie czujnika pomiarowego oraz jego przejście przez otwór technologiczny

Komora nawrotna została podzielona na 10 przekrojów pomiarowych zaprezentowanych na rysunku 7.2. Każdemu z przekrojów przypisana została wartość odniesiona do średnicy dyszy wylotowej. Dla przykładu przekrój 10D ($D = 40\text{mm}$) oznacza odległość dna komory nawrotnej od dyszy D równą 40cm. Pomiary prowadzone były w wyznaczonych przekrojach pomiarowych równych 10D, 9D, 8D...1D. W każdym z tych przekrojów dokonano pomiaru profili prędkości oraz ich fluktuacji zmieniając położenie czujnika pomiarowego wzdłuż promienia r . Przesunięcie czujnika w tym kierunku również zostało przedstawione w sposób bezwymiarowy przez stosunek r/D . Wartość r/D zmienia się od zera w osi komory nawrotnej do wartości 4,6 na ścianie komory nawrotnej. Opisany sposób pomiaru dotyczy jednego przekroju pomiarowego. Po wykonaniu wszystkich pomiarów w przekroju 10D następnym krokiem było przesunięcie komory nawrotnej wzdłuż osi na odległość 8D i w analogiczny sposób jak dla poprzedniego przekroju przeprowadzone zostały pomiary.



Rys. 7.2. Schemat komory nawrotnej z przekrojami pomiarowymi

Odległość dna komory nawrotnej od dyszy wylotowej w prowadzonych pomiarach ustalona była na 10D, 8D, 6D, 4D i 2D. Przedstawiona analiza zmiany odległości dna komory nawrotnej od dyszy związana jest z postawionym celem pośrednim pracy oraz częścią przedstawionej hipotezy badawczej. Aby uzupełnić brakującą część postawionej tezy badawczej kolejnym krokiem jest zmiana prędkości powietrza wpływającego do komory nawrotnej. W tym przypadku wytypowane zostały prędkości przepływu równe 10m/s, 30m/s oraz 50m/s. Aby udowodnić postawioną tezę pomiary zostały uzupełnione według opisanego wcześniej schematu, dla wszystkich odległości dna komory nawrotnej od dyszy i pomiarów w każdym z ustawionych przekrojów. Warunki brzegowe przyjęte w badaniach eksperymentalnych są zgodne z warunkami brzegowymi założonymi w symulacji komputerowej.

Wyniki badań dają dużą bazę informacji o przepływie w komorze nawrotnej przy zmiennej prędkości oraz dla zmiennej odległości dna komory od dyszy. W kolejnych podrozdziałach przedstawione zostaną wyniki wpływu odległości oraz prędkości strugi.

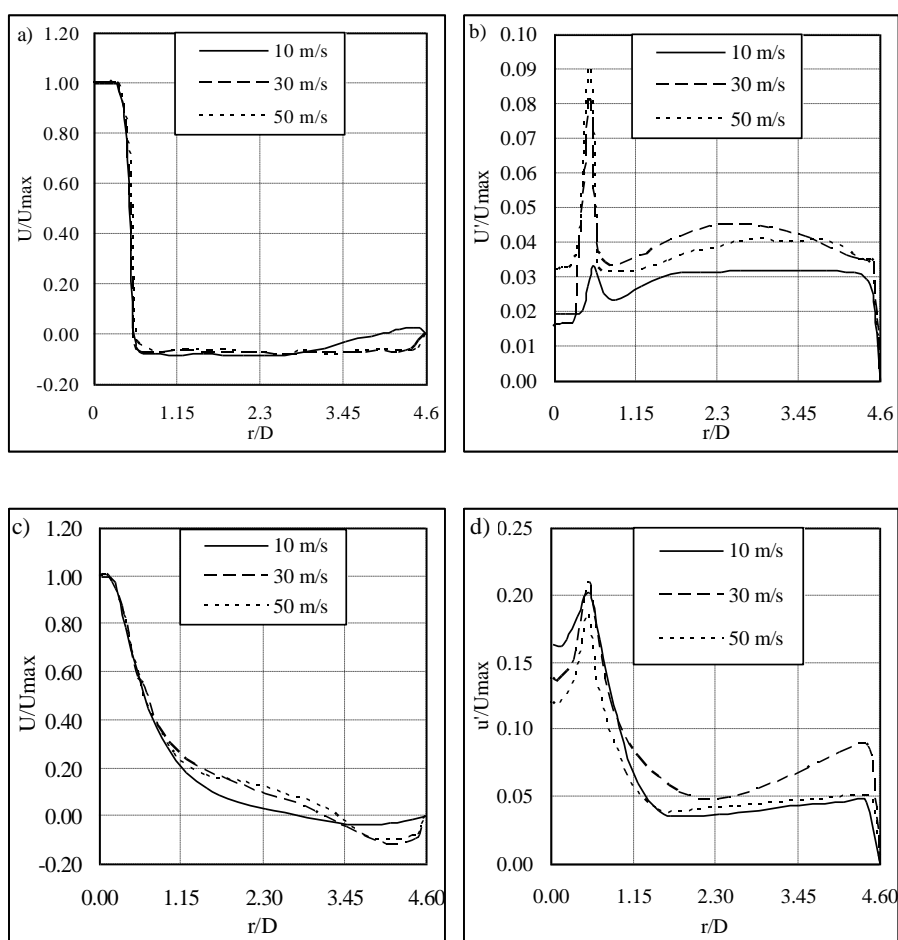
7.2. Wyniki dla zmiennej prędkości przepływu czynnika

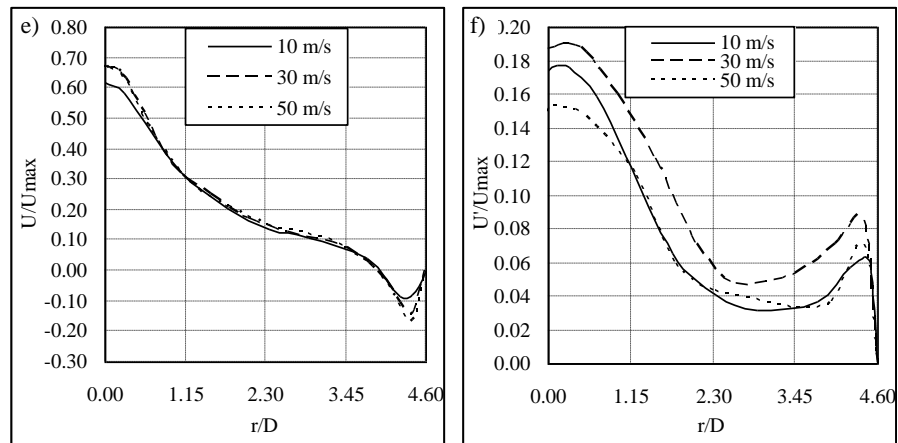
Wyniki zostały zestawione w postaci wykresów dla składowych prędkości osiowej, promieniowej oraz ich fluktuacji. W badaniach porównany jest wpływ prędkości przepływu na zmiany profili prędkości oraz ich fluktuacji. Aby było to możliwe wartości poszczególnych wielkości zostały odniesione do maksymalnej występującej dla danego przepływu. Uzyskane w ten sposób wyniki dają możliwość ich jakościowego porównania. Pomiary przeprowadzone zgodnie z wcześniej opisaną procedurą zawierają dużą ilość danych. Aby ograniczyć ilość wyników przedstawione zostaną tylko te wskazujące na zachowanie pewnego trendu.

Analiza osiowej składowej prędkości

Na rysunku 7.3 przedstawione są wyniki pomiarów eksperymentalnych dla składowej osiowej prędkości w przekroju 10D, 6D oraz 2D dla maksymalnej odległości od dna komory. Przedstawione wyniki wskazują na trend charakterystyk zmieniających się w kierunku dna komory. Dla przekroju pomiarowego 10D wyróżnić możemy charakterystyczny obszar istnienia rdzenia potencjalnego objawiającego się maksymalną wartością w osi strugi. Następnie dochodzi do gwałtownego spadku mierzonej wartości do wartości ujemnych co wskazuje na przeciwny kierunek przepływu. Intensywność przepływu utrzymuje się na stałym poziomie dążąc do zera na ścianie spływu komory. Ważnym parametrem pod względem oceny turbulencji jest fluktuacja prędkości, która jest składową energii kinetycznej turbulencji. Dla analizowanych prędkości największą intensywność fluktuacji wykazuje najwyższa prędkość

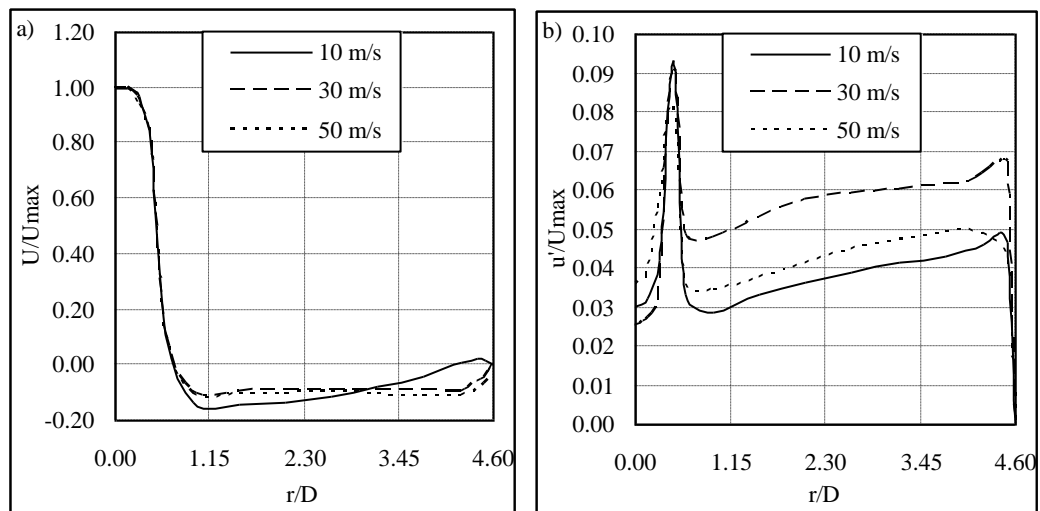
przepływu. Różnica pomiędzy parametrami utrzymuje się na stałym poziomie do granicy przepływu. W przekroju pomiarowym równym $6D$, któremu odpowiada rysunek 7.3 c) i d) zaobserwować można istnienie rdzenia potencjalnego w osi. W odróżnieniu od profilu $10D$ dalszy przebieg charakterystyki jest łagodniejszy. Przy wartości promienia względnego równego $r/D = 3,45$ parametry osiągają wartości ujemnie, co znaczy, że struga uzyskała kierunek przeciwny przepływu. Wartości fluktuacji w osi strugi mają dużą intensywność osiągając maksimum na granicy rdzenia potencjalnego przepływu. Poza rdzeniem, w połowie drogi, w kierunku ściany splotu wartości powoli opadają osiągając minimum. Zmiana kierunku przepływu strugi przy ścianie powoduje wzrost fluktuacji. W ostatnim przekroju pomiarowym zlokalizowanym w

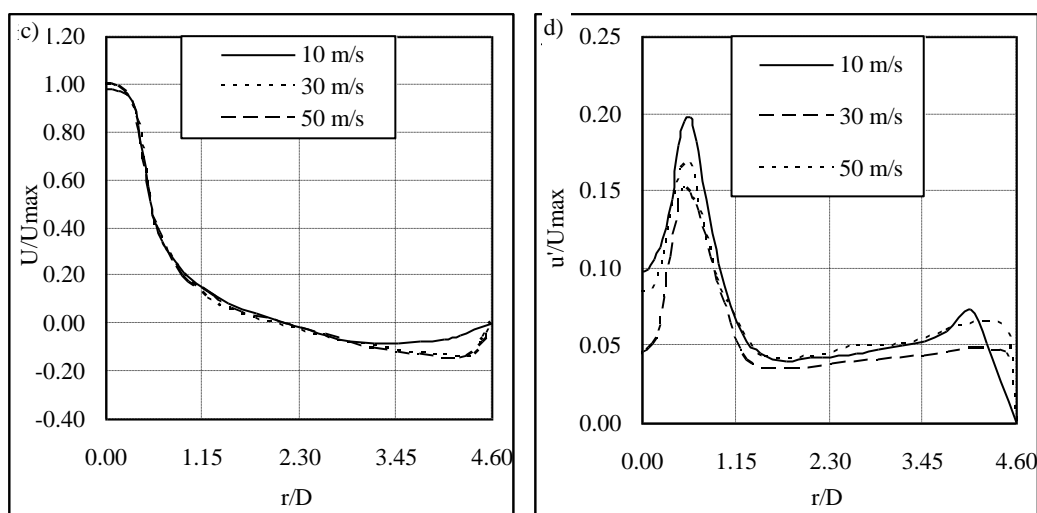




Rysunek 7.3. Rozkład składowej poosiowej prędkości względnej oraz fluktuacji w komorze nawrotnej w odległości $10D$ w przekrojach: a), b) $10D$; c), d) $6D$; e), f) $2D$.

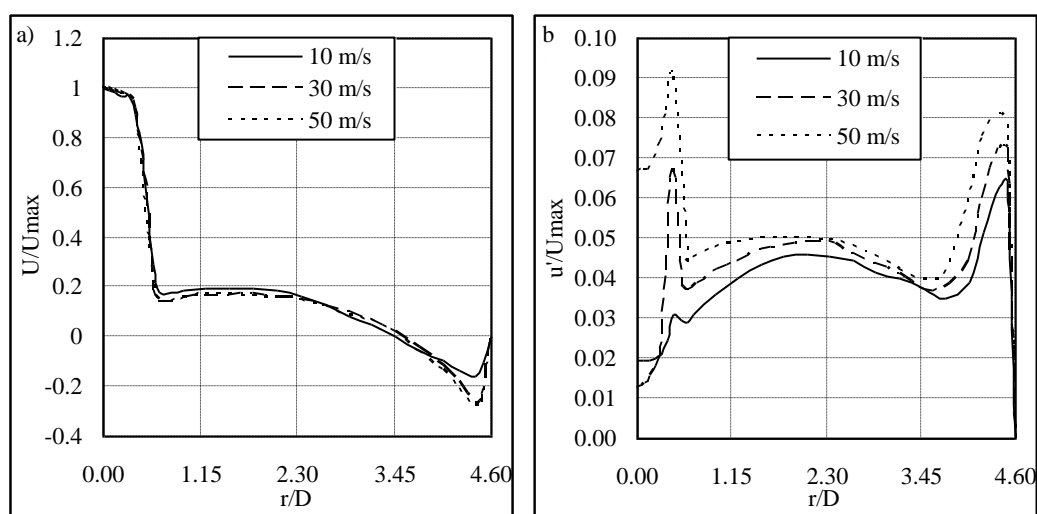
odległości $2D$ prędkość osiowa w osi komory zawiera się w przedziale 60–70%. Wartości prędkości powoli opadają w kierunku ściany spływu przekraczając oś odciętych w punkcie $r/D = 4$ a następnie dążą do minimum w tym przekroju. W zależności od prędkości wartość ta zmienia się od -0,2 do -0,05. Fluktuacja prędkości w tym przekroju jest mniejsza niż w poprzednim, maksymalnie osiągając wartość $u'/U_{max} = 0,19$. W pozostałym zakresie co do wartości fluktuacja jest mniejsza niż w przekroju $6D$.





Rysunek 7.4. Rozkład składowej poosiowej prędkości względnej oraz fluktuacji w komorze nawrotnej w odległości 6D.

Z każdym kolejnym analizowanym przekrojem ilość danych się zmniejsza. W odległości 6D od dna komory nawrotnej analizowane będą dwa przekroje. Pierwszy z nich pokrywa się z ustawieniem komory i również wynosi 6D, a drugi położony jest w odległości 2D. W pierwszym przekroju zaraz u wylotu z dyszy odczytać można maksymalne wartości składowej osiowej prędkości. Rdzeń potencjalny w tym ustawieniu utrzymuje się bardzo krótko, już przy nie wielkiej odległości promienia względnego $r/D = 0,5$ następuje gwałtowna zmiana wartości. Dla promienia względnego $r/D = 1$ charakterystyka przecina oś Ox i utrzymuje ten stan do obszaru ściany spływu. W pobliżu ściany spływu jedynie charakterystyka prędkości 10m/s ponownie przekracza oś rzędnych i zaraz po tym dąży do zera na ścianie spływu.



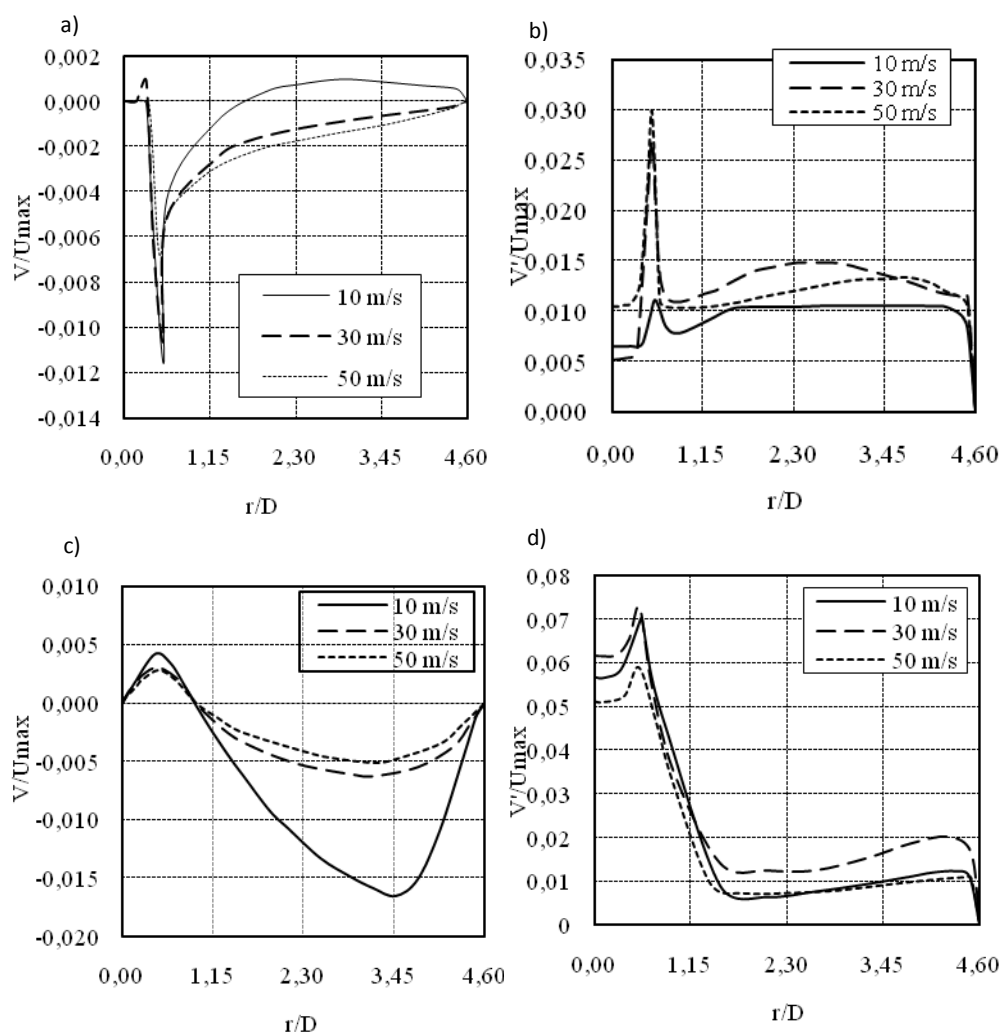
Rysunek 7.5. Rozkład składowej poosiowej prędkości względnej oraz fluktuacji w komorze nawrotnej w odległości 2D.

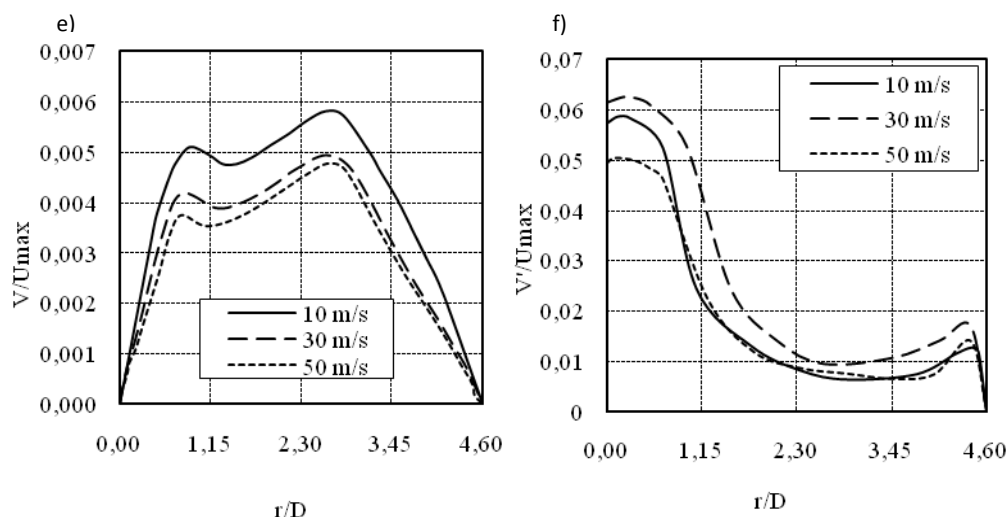
Na rysunku 7.5 a) i b) przedstawione zostały wyniki dla przekroju 2D. W tym przekroju pomiarowym rdzeń potencjalny strugi utrzymuje się w szerokości dyszy wylotowej, po czym gwałtownie maleje do wartości 0,18 przy promieniu względnym $r/D = 0,8$. Następnie wartość prędkości powoli opada w kierunku ściany spływu, osiągając tuż przed nią minimum. Rozkład fluktuacji w ostatnim przekroju przybiera charakterystyczną formę. Zarówno w obszarze osi strugi jak i obszarze przyściennym występują bardzo duże fluktuacje prędkości. Środkowa część wykresu od $r/D = 0,8$ do 4,0 charakteryzuje się mały zmianami wartości.

Analiza składowej promieniowej prędkości

Na rysunku 7.6a zaobserwować można, że prędkość w pobliżu osi ma stałą wartość równą zero, która zaczyna nieznacznie wzrastać przy względnym promieniu równym 0,15, osiągając lokalne maksimum przy $r/D = 0,3$. Zauważyć należy również, że to maksimum charakterystyczne jest dla prędkości początkowej równej 30 m/s. Po osiągnięciu maksimum względna prędkość gwałtownie maleje, aż do osiągnięcia kolejnego ekstremum w punkcie $r/D = 0,53$. Następnie prędkość wzrasta do osiągnięcia zera na ścianie spływu. W strefie wypływu struga największe wartości osiąga dla prędkości 10 m/s. Rysunek 7.6b ilustruje względną fluktuację składowej promieniowej prędkości dla pomiaru 10D od dna komory nawrotnej. Fluktuacja osiąga wartość maksymalną na promieniu względnym 0,5. Po czym wartość ta spada osiągając minimum w punkcie $r/D = 0,85$. Dalszy przepływ powoduje wzrost fluktuacji, aż do ściany spływu gdzie osiąga zero. Struga swobodna największe wartości fluktuacji osiąga dla prędkości 50 m/s. Natomiast w strefie zmian głównego przepływu największą wartość osiąga dla 30 m/s. Przebieg zmian względnego profilu składowej promieniowej prędkości pokazany na rysunku 7.6c podobnie jak pozostałe rozpoczyna się od obszaru w pobliżu osi gdzie prędkość jest równa zero dla $r/D = 0,07$, po czym zaczyna rosnąć do względnego promienia 0,41 gdzie osiąga najwyższą wartość. Po osiągnięciu tej wartości spada, aż do punktu $r/D = 2,34$ dla prędkości 10 m/s, a dla pozostałych prędkości dla $r/D = 2,82$. Po osiągnięciu minimum prędkości te dążą do zera w strefie spływu. Dominującą rolę odgrywa prędkość 10 m/s. Na rysunku 7.6c pokazana została względna fluktuacja składowej promieniowej fluktuacji dla przekroju pomiarowego 6D. Fluktuacja osiąga maksimum dla $r/D = 0,53$ po okresie wzrostu od osi strugi, a później spada osiągając kolejne ekstremum dla względnego promienia równego 1,23. W ostatnim etapie przepływu fluktuacja dąży do zera. Największe maksimum mamy dla 10 m/s, natomiast minimum dla 50 m/s. Ostatni rysunek 7.6e przedstawia względny promieniowy profil prędkości składowej promieniowej dla 2D, największy skok prędkości utrzymuje dla 10 m/s. Punkt ten występuje

przy względnym promieniu równym 0,89. Później następuje delikatny spadek wartości do punktu $r/D = 1,3$, który jest minimum. W następnej kolejności następuje wzrost prowadzący do osiągnięcia maksymalnej wartości przy $r/D = 2,65$. Po przekroczeniu tego punktu następuje gwałtowny spadek do zera. Rysunek 7.6f przedstawia fluktuację składowej promieniowej prędkości dla 2D.

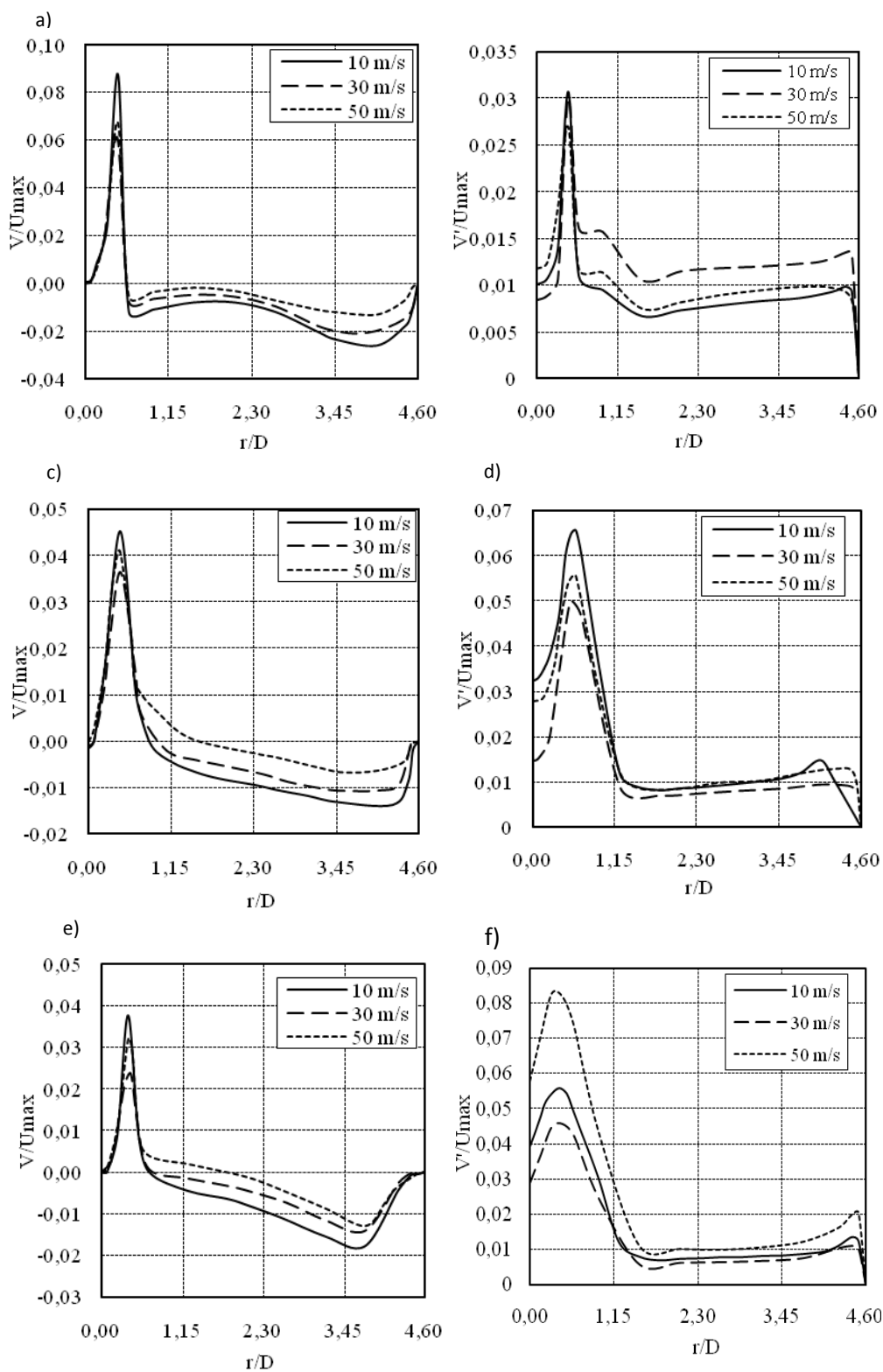




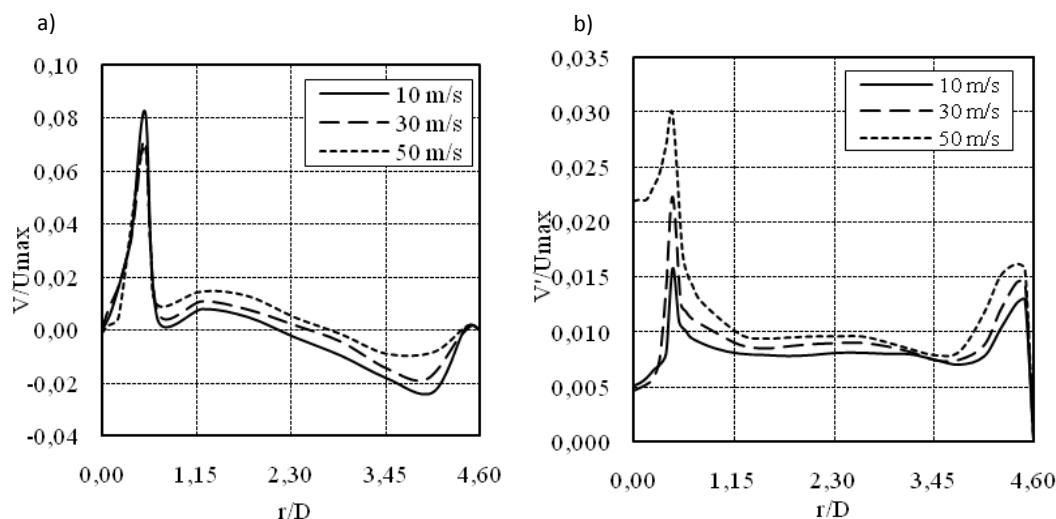
Rys. 7.6. Względne profile składowej promieniowej prędkości i fluktuacji dla 10D

Rysunek 7.7a przedstawia względne profile składowej promieniowej prędkości. Prędkość w pobliżu osi ma stałą wartość równą 0, która zaczyna rosnąć przy względnym promieniu równym 0,8. Podobnie jak w pozostałych przekrojach, wpływu rdzenia strugi zaczyna się zmniejszać. Z analizy całego obszaru 6D, w kolejnych przekrojach zaobserwować można, że rdzeń strugi utrzymuje się coraz krócej, aż do momentu, gdy prędkości gwałtownie rośnie. Następnie zaobserwować można wzrost względnej prędkości prowadzący do maksimum, które na rysunku 7.7a osiągnięte jest, przy względnym promieniu równym 0,45. Dla kolejnych przekrojów pomiarowych ekstremum to zbliża się do osi strugi. Po osiągnięciu maksimum zaobserwować można spadek wartości na długości do $r/D = 0,6$. Później następuje nieznaczny wzrost utrzymujący się do względnego promienia równego 2,6 po którym następuje spadek do minimalnej wartości przy $r/D = 4,05$, a następnie wzrost do zera na ścianie spływu. Kolejne przekroje pokazują, że zaraz po osiągnięciu maksimum następuje gwałtowny spadek, a następnie, wartości łagodnie opadają do osiągnięcia minimum znajdującego się w pobliżu ściany na wysokości około $r/D = 4,15$. Dalszy przepływ prowadzi do wzrostu składowej promieniowej prędkości do wartości równej zero na ścianie spływu. We wszystkich pomiarach największe wartości maksimum oraz minimum reprezentuje dla prędkości 10 m/s. Wyniki przedstawiające względną fluktuację składowej promieniowej prędkości zestawione zostały na rysunku 7.7.b,d,f. W początkowej fazie przepływu następuje wzrost fluktuacji, kończący się osiągnięciem największej wartości. Tendencja ta zauważalna jest we wszystkich profilach pomiarowych. Największe wartości maksimum osiągnęte są dla prędkości 50 m/s dla promienia względnego oscylującego wokół wartości $r/D=0,5$. Po przekroczeniu maksimum fluktuacja maleje, dążąc do osiągnięcia wartości najmniejszych około $r/D = 1,5$. W strefie zmian

głównego kierunku przepływu, po przekroczeniu minimum, następuje wzrost wartości fluktuacji, który kończy się tuż przy ścianie spływu.



Rys. 7.7 Względne profile prędkości i fluktuacji składowej promieniowej dla 6D



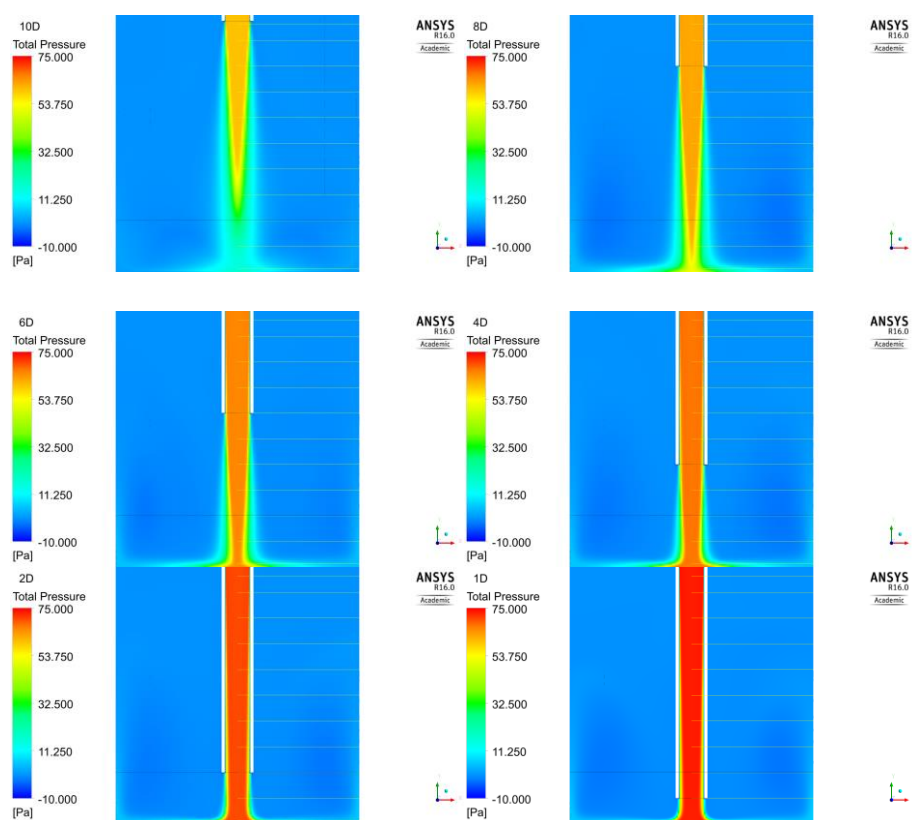
Rys. 7.8 Względne profile prędkości i fluktuacji składowej promieniowej dla 2D

Dla ostatniego przekroju pomiarowego 2D wyniki zaprezentowano na rysunku 7.8 a i b. Na rysunek 7.8a składowa promieniowa prędkości rośnie do momentu, w którym osiąga maksimum przy względnym promieniu równym 0,5. Następnie, prędkość raptownie maleje przy $r/D = 1,21$. Tworzy się w tym obszarze charakterystyczny wzrost prędkości obserwowany dla wszystkich prędkości przepływu. Około wartości promienia względnego $r/D = 4$, wartość prędkości spada w kierunku ściany spływu, osiągając minimum tuż przed nią. Ponownie największe wartości maksimum i minimum zaobserwować można dla prędkości 10 m/s. Na 7.8b pokazano względne fluktuacje składowej promieniowej prędkości. W pierwszej fazie wypływu obserwuje się wpływ rdzenia strugi, a następnie wzrost fluktuacji do wartości największych, przy r/D równym 0,43. Po przekroczeniu maksimum, w strefie dużych gradientów następuje ponownie raptowny spadek fluktuacji do promienia względnego $r/D = 1$. Wartość fluktuacji stabilizuje się do wysokości obszaru przyściennego, w którym ponownie wzrasta do wartości 50% maksimum w przepływie. Największe wartości maksimum otrzymujemy dla 50 m/s, minima natomiast są na podobnym poziomie dla wszystkich prędkości.

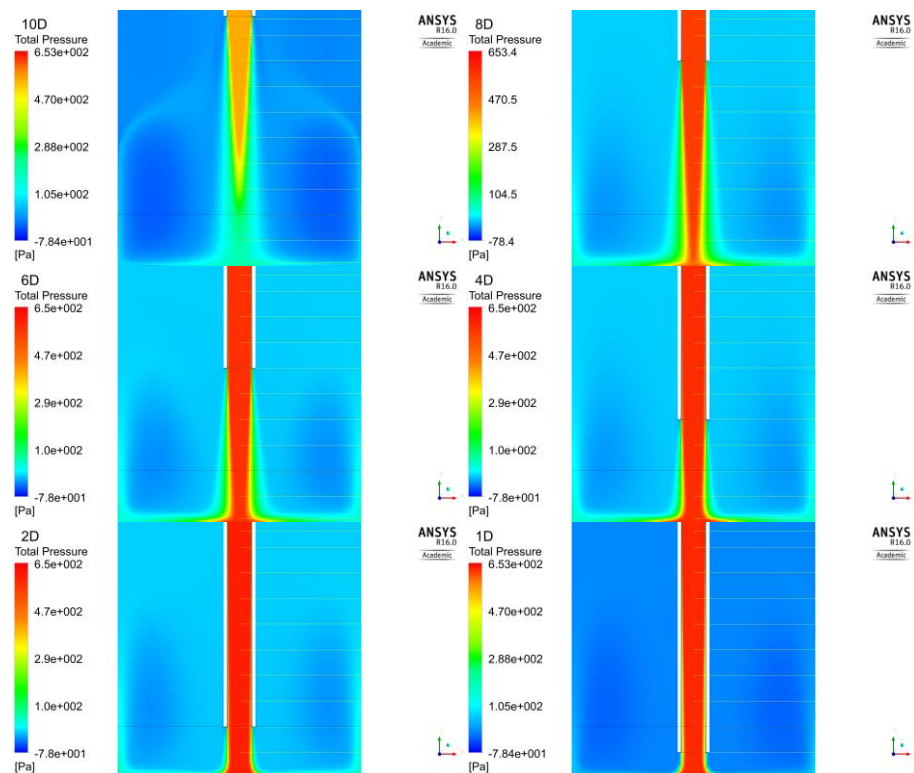
7.3. Wyniki dla zmiennej geometrii komory

W tym rozdziale przedstawione zostaną wyniki badań przeprowadzone z wykorzystaniem metod numerycznych. Zgodnie z postawionym celem pośrednim pracy, rozdział ten będzie zawierał analizę zmian charakteru przepływu czynnika przez zmianę geometrii komory nawrotnej. Zmiana geometrii odbywa się przez zmienianą odległość dyszy wylotowej strumienia od dna komory nawrotnej, a w kolejnych iteracjach pomiary zostaną powtórzone dla pozostałych prędkości przepływu.

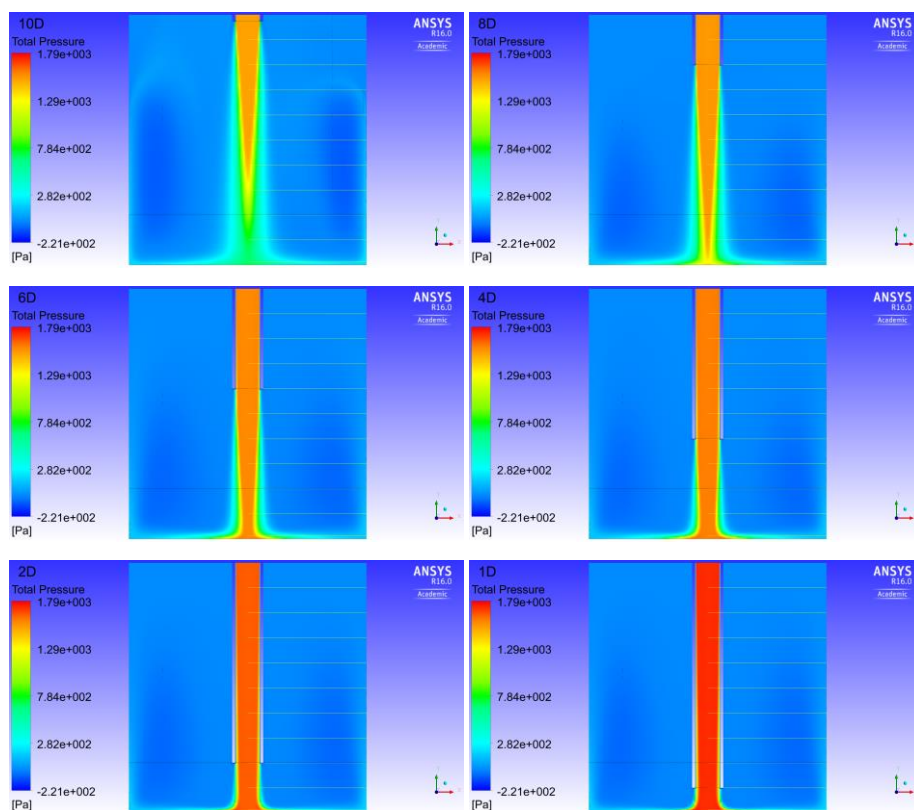
Na rysunkach od 7.9 do 7.19 przedstawione są wyniki analizy numerycznej dla wytypowanych przekrojów pomiarowych oraz dla analizowanych trzech prędkości przepływu. Wyniki przedstawione w na rysunkach 7.9 – 7.11 dotyczą rozkładu ciśnienia całkowitego w komorze nawrotnej. Dla prędkości 10 m/s maksymalne ciśnienie całkowite wynosi około 75Pa i jest ono zlokalizowane w obrębie rdzenia potencjalnego strugi i jest związane energią kinetyczną. W miarę zbliżania się do dna komory nawrotnej na ścianie uderzanej pojawia się charakterystyczny obszar ciśnienia. W tym miejscu zlokalizowany jest punkt stagnacji, który utrzymuje się na stałym obszarze. Zwiększenie prędkości powoduje przyrost ciśnienia całkowitego, które maksymalnie wynosi 1790 Pa dla prędkości 50 m/s (rysunek 7.11). Wzrost prędkości przepływu powoduje usytuowanie się obszaru stagnacji przy większych odległościach. Dla prędkości 10 m/s punkt stagnacji osiągany jest dla przekroju 6D, a w przypadku pozostałych prędkości występuje on już dla przekroju pomiarowego 8D odległości do dna komory.



Rys.7.9 Rozkład ciśnienia całkowitego dla prędkości 10 m/s



Rys. 7.10 Rozkład ciśnienia całkowitego dla prędkości 30 m/s

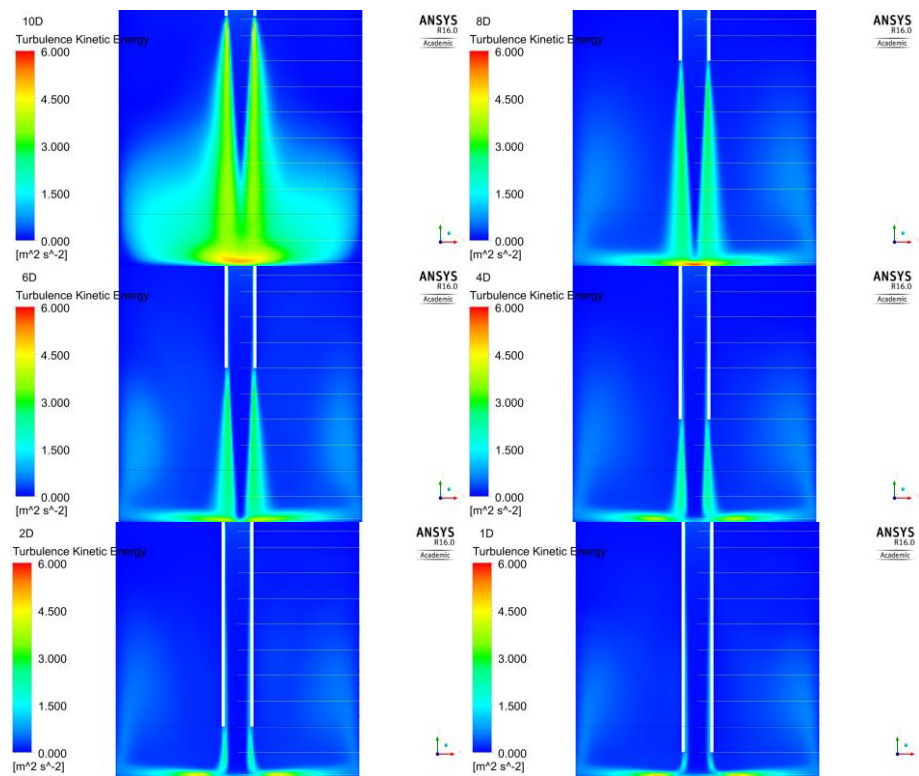


Rys. 7.11. Rozkład ciśnienia całkowitego dla prędkości 50 m/s

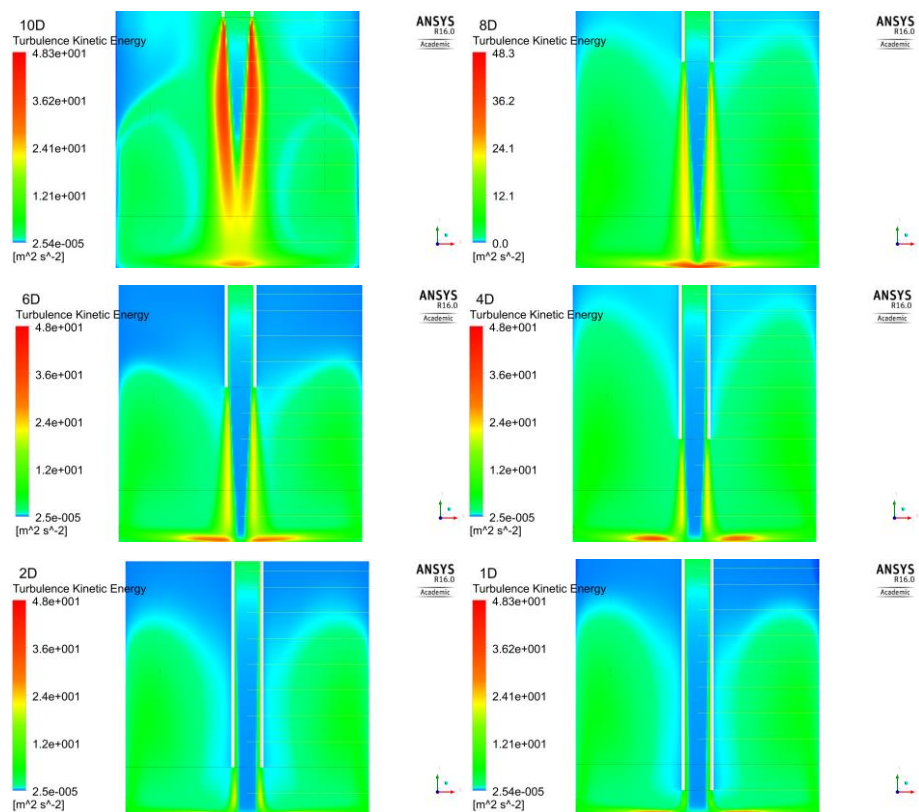
Dalsza ewolucja strugi powoduje subtelne zmiany w wartości ciśnienia całkowitego. Dla wyższych prędkości można zaobserwować obszary niższego ciśnienia zlokalizowane w strefach recyrkulacji. Największe podciśnienie w strefie wirowej odpowiada prędkości 50 m/s i jest równe -220 Pa. W przypadku prędkości 30 i 50 m/s na rysunku 7.10 i 7.11 dla największej odległości (10D) uwidacznia się charakterystyczny obszar oderwania strumienia od krawędzi spływu.

Na kolejnych rysunkach od 7.12 do 7.14 przedstawione zostały wyniki zmiany energii kinetycznej turbulencji. Wartość tego parametru informuje o produkcji turbulencji w przepływie. Definicja wartości energii kinetycznej turbulencji wskazuje, że wynika ona z poziomu fluktuacji prędkości dla trzech składowych prędkości. W analizowanym przypadku przepływu nie występuje składowa wirowa, a więc wartości energii kinetycznej turbulencji są efektem fluktuacji składowej promieniowej i osiowej przepływu. W części eksperymentalnej wykonane zostały pomiary składowych wartości fluktuacji, a w części numerycznej zestawione zostaną w postaci energii kinetycznej turbulencji (E_k). Porównując wyniki pod względem jakościowym i ilościowym stwierdzono, że największa produkcja turbulencji następuje dla największej odległości dna komory nawrotnej. Dla poszczególnych prędkości przyrost zgodny jest z przyrostem prędkości strugi. Pod względem jakościowym dla wszystkich analizowanych prędkości, zmniejszenie odległości do dna powoduje zmniejszenie E_k w głównym strumieniu. Strumień gazu po kilku konwersjach energii w części spływu tworzy wir, który jest zdeterminowany odległością. Dla odległości 8D strefa podciśnienia zlokalizowana nad ścianą uderzaną utrzymuje obszar wirowy. Powoduje to powstanie oddziaływania na główny strumień gazu ze strefy recyrkulacji. Zjawisko to jest niekorzystne w przypadku komór spalania, w których taka sytuacja powoduje ponowne napłynięcie spalin w strefę wysokiej temperatur. Skutkiem tego jest intensyfikacja produkcji tlenków azotu. Zdarza się również, że zjawisko to jest wykorzystane w celu dopalenia części palnych zawartych w spalinach przez skierowanie strumienia gazu w strefę odpowiedniej temperatury.

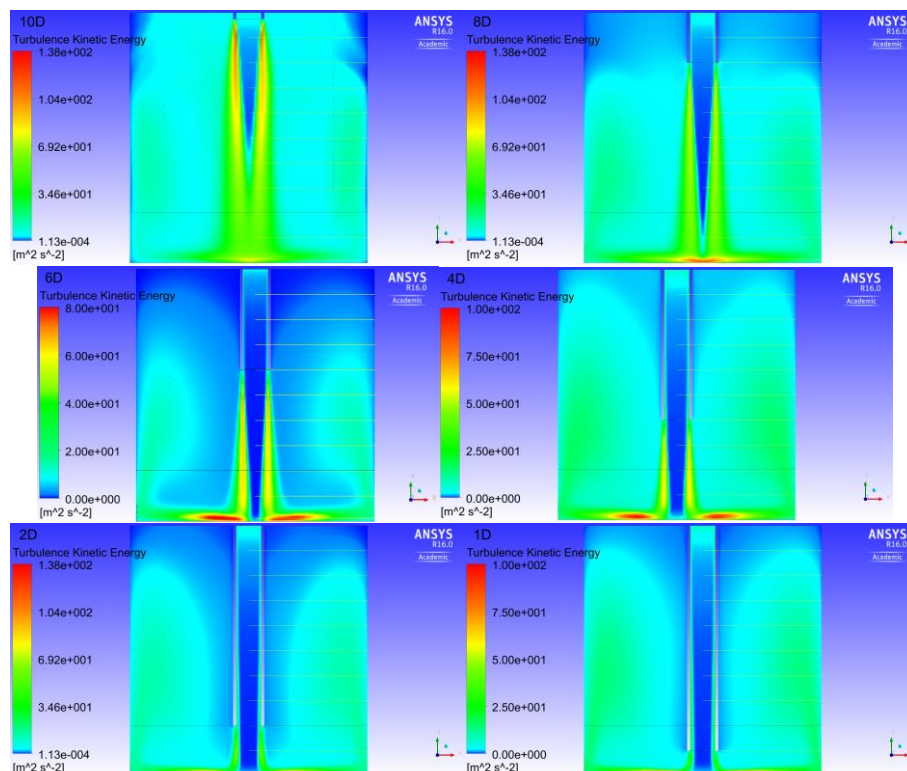
W miarę zmniejsza odległości do dna komory nawrotnej wir ulega rozciągnięciu i przemieszcza się ku wylotowi. Przy najmniejszych odległościach smukłość wiru może wynikać z jego porywania przez strumień wypływający. Stwierdzenie wydaje się słuszne ponieważ zwiększenie prędkości przepływu powoduje przeniesienie zmian energii kinetycznej turbulencji ku wylotowi z komory nawrotnej.



Rys. 7.12. Rozkład energii kinetycznej turbulencji dla prędkości 10 m/s



Rys. 7.13. Rozkład energii kinetycznej turbulencji dla prędkości 30 m/s

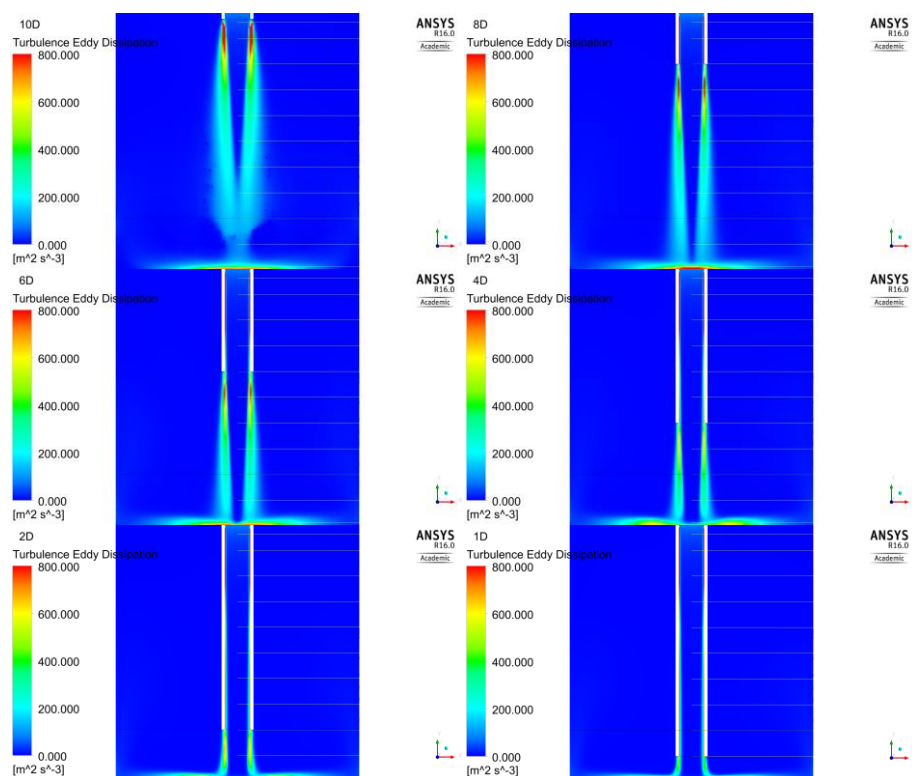


Rys. 7.14. Rozkład energii kinetycznej turbulencji dla prędkości 50 m/s

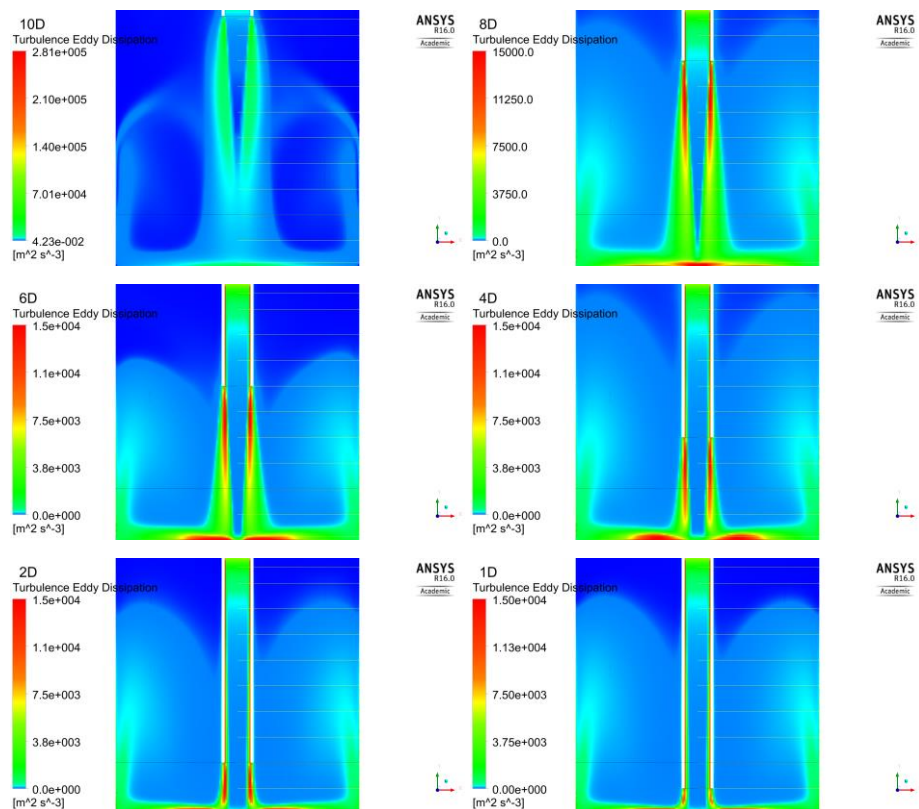
Na rysunku 7.13 zwiększona została intensywność barw w celu wizualizacji najmniejszych zmian energii kinetycznej turbulencji. Pod względem ilościowym zakres pomiarowy pozostał bez zmian. Dzięki takiej wizualizacji dostrzec można dodatkowe zjawiska. Dla prędkości 30 m/s i maksymalnej odległości pojawia się granica zawirowania w postaci niższej energii kinetycznej turbulencji. Dla prędkości 50 m/s oraz odległości 1D uwidacznia się również obszar o niskiej wartości energii kinetycznej zlokalizowany wzdłuż ściany dyszy wylotowej.

Przy analizowaniu rozkładu energii kinetycznej turbulencji należy przedstawić szybkości dyssypacji energii kinetycznej turbulencji. Na rysunkach od 7.15 do 7.17 zaprezentowane zostały wyniki, w sposób analogiczny do poprzednich wizualizacji. Ze względu na fakt, że parametry te są ze sobą powiązane oraz zgodnie z definicją Kołmogorowa o istnieniu kaskady energii następuje transformacja energii kinetycznej. Rozpraszanie energii kinetycznej turbulencji następuje do najmniejszych skal wirowych sięgających wymiarem 0,5 – 0,1 mm. Najmniejsze z nich rozpraszane są do postaci ciepła. Dla analizowanych przekrojów poprzecznych dyssypacja energii jest najintensywniejsza dla największej odległości, tuż u wylotu na granicy pomiędzy rdzeniem potencjalnym strugi, a otaczającym ją płynem. Następne maksimum pojawi się na ścianie uderzanej. W porównaniu do ciśnienia całkowitego obszar ten nie wskazywał jeszcze na istnienie punktu stagnacji. Dla przekrojów 10D i 8D niezależnie od prędkości pojawia się obszar intensywnej dyssypacji energii z osiowo

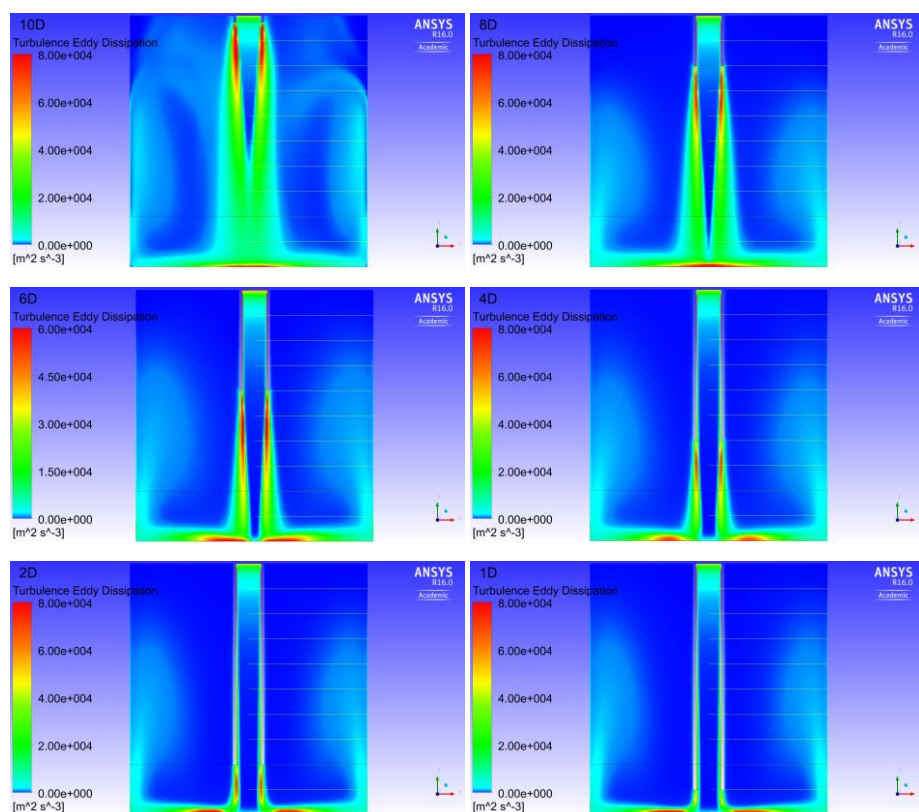
usytuowanym ekstremum. Kolejne zmniejszanie odległości do dna komory nawrotnej powoduje zanikanie osiowego maksimum szybkości dyssypacji energii. Maksima przesuwają się promieniowo wzdłuż ściany spływu. Ich wartości zmieniają się od $800 \text{ m}^2/\text{s}^3$ dla prędkości 10 m/s do wartości $8000 \text{ m}^2/\text{s}^3$ dla prędkości 50 m/s . Dalej przepływ dla 10 m/s nie wykazuje znaczących obszarów dyssypacji energii. Natomiast obserwowalne zmiany są widoczne dla prędkości 30 i 50 m/s . Przepływ po osiągnięciu kolejnego punktu stagnacji na ścianie zmienia swój kierunek przepływu. W obszarze konwersji energii na ciśnienie, ani naroża komory nawrotnej nie są obserwowane istotne zmiany w szybkości zmiany energii kinetycznej turbulencji. Struga spływając wzdłuż ściany o niskiej energii kinetycznej rozprasza mało energii. Dla odległości $10D$ w każdym z przypadków szybkość dyssypacji energii kinetycznej jest pomijalnie mała. Natomiast w pozostałych przekrojach stosunek wartości lokalnej na ścianie do maksimum dla każdej z prędkości zmienia się od 10 do 20% . Obszar występowania intensywnej dyssypacji energii kinetycznej pokrywają się z obszarami produkcji turbulencji o dużej intensywności. Energia kinetyczna turbulencji propaguje w obszar recyrkulacji związany z istnieniem dużych wirów, natomiast dyssypacja swoim zasięgiem obejmuje jedynie ściany spływu.



Rys. 7.15. Rozkład szybkości dyssypacji energii kinetycznej turbulencji dla prędkości 10 m/s



Rys. 7.16. Rozkład szybkości dyssypacji energii kinetycznej turbulencji dla prędkości 30 m/s

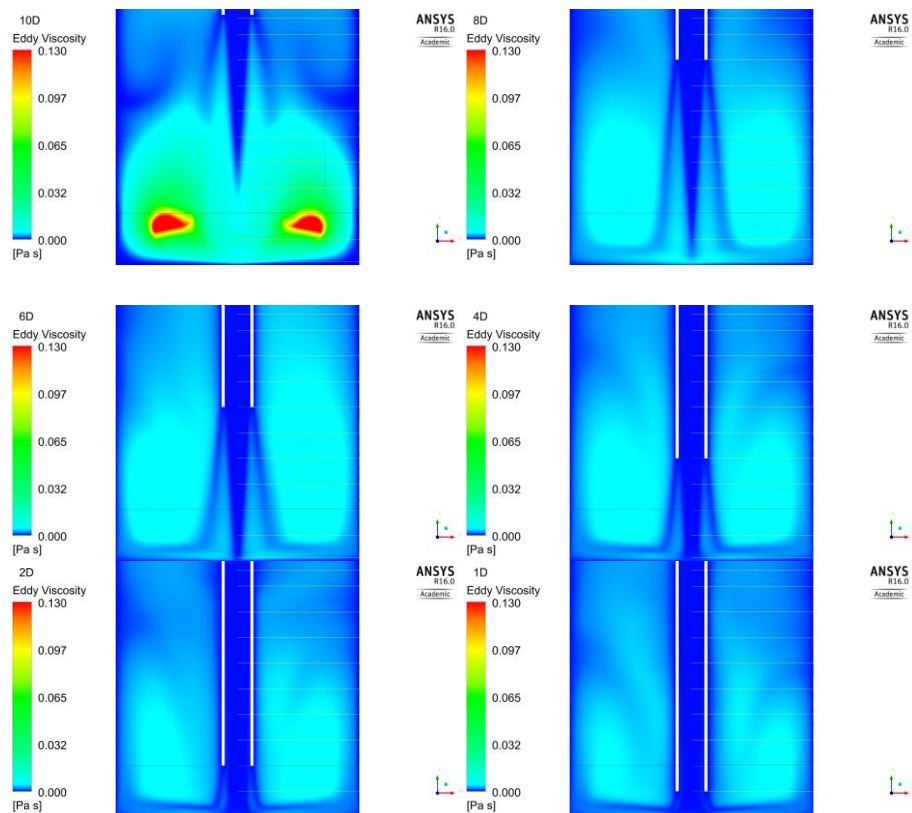


Rys. 7.17. Rozkład szybkości dyssypacji energii kinetycznej turbulencji dla prędkości 50 m/s

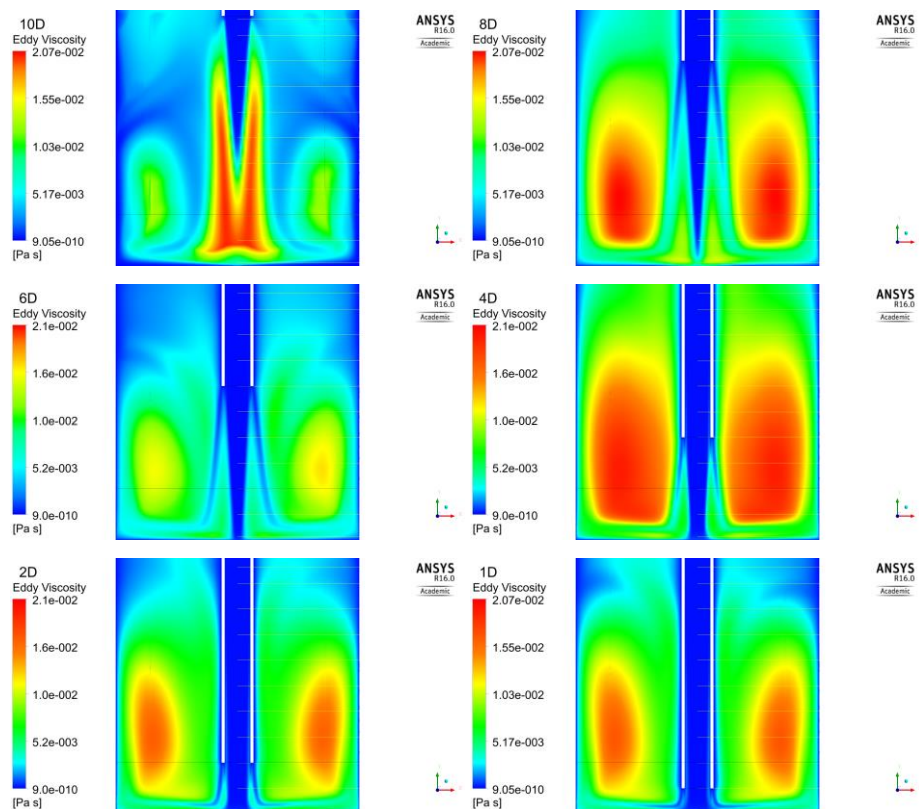
Ostatnią wielkością zwizualizowaną w analizie numerycznej, z pośród parametrów opisujących turbulencję jest lepkość turbulentna zdefiniowana następująco:

$$\mu_T = \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

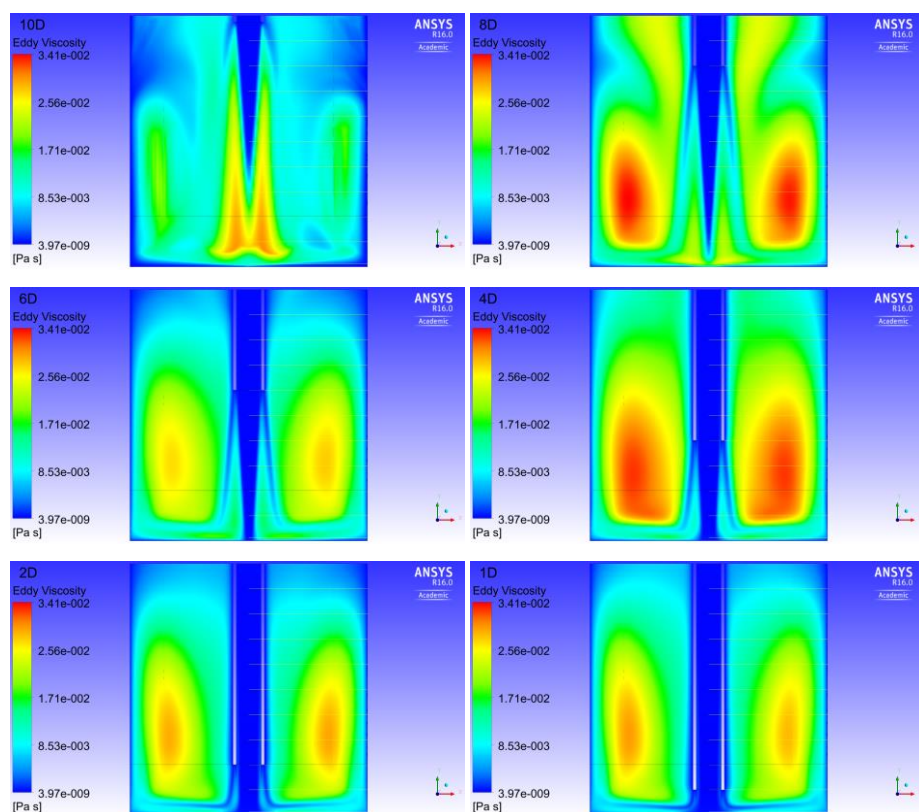
dla modelu k-epsilon. W odróżnienie do lepkości molekularnej, nie jest ona cechą fizyczną płynu, ale miarą poziomu turbulencji. Opisuje ona transport pędu w przepływie turbulentnym. Na rysunkach od 7.18 do 7.20 zaprezentowano wyniki symulacji numerycznej. W związku z przeanalizowanymi wcześniej wynikami parametrów charakterystycznych przepływu można domniemać, które z rozwiązań geometrycznych charakteryzuje się największą intensywnością turbulencji. Analizując wpływ odległości od dna komory nawrotnej w odległość 10D dla prędkości 30 i 50 m/s zaobserwować można obszar o dużej intensywności turbulencji zlokalizowany przed kontaktem ze ścianą uderzaną. Obszar ten narasta od momentu wylotu z dyszy wzdłuż rdzenia potencjalnego strugi. Na wysokości zanikania rdzenia strugi (4D – 6D) tworzy się w tym miejscu front o dużej intensywności turbulencji trwający do wyraźnego obszaru stagnacji. Jedynie dla prędkości 10 m/s w przepływie tworzy się strefa intensywnej turbulencji w pobliżu ściany z wyraźnymi obszarami o maksymalnych wartościach.



Rys. 7.18. Rozkład lepkości turbulentnej dla prędkości 10 m/s



Rys. 7.19. Rozkład lepkości turbulentnej dla prędkości 30 m/s



Rys. 7.20. Rozkład lepkości turbulentnej dla prędkości 50 m/s

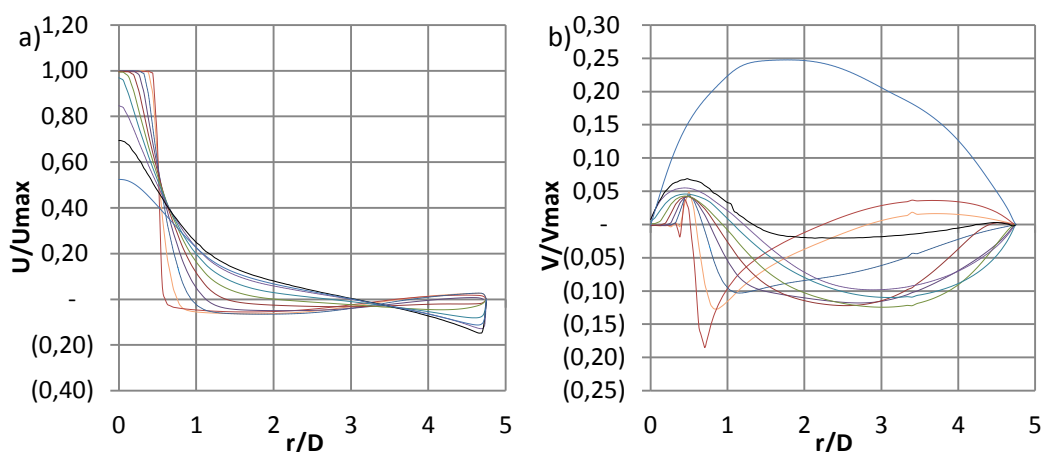
W pozostałych przekrojach efekt ten zanika, strefa frontu o dużej wartości lepkości turbulentnej zostaje rozdzielona symetrycznie przez obszar punktu stagnacji. Zmniejszając odległość do ściany uderzanej tworzy się charakterystyczny obszar, który prezentowały wyniki dla ciśnienia całkowitego. W obszarze punktu stagnacji nie występuje wymiana masy, a turbulencja osiąga w tym miejscu najmniejszą wartość. Miejsce to jest obszarem konwersji energii kinetycznej na energię potencjalną ciśnienia. Struga spływając wzdłuż ściany dociera do kolejnej przeszkody zmieniając kierunek przepływu oraz ponownie transformując energię w punkcie stagnacji. Dalsza ewolucja strugi zdeterminowana jest odległością od dna komory. Najmniejsze odległości charakteryzują się wydłużonymi obszarami wirowymi o dużej intensywności zmian lepkości turbulentnej, sięgającej 80% maksymalnej wartości występującej w przepływie. W miarę oddalania się, aż do przekroju 8D obszar wirowy obejmuje większą część objętości komory nawrotnej i wyróżnia się w nim obszary o większej intensywności turbulencji.

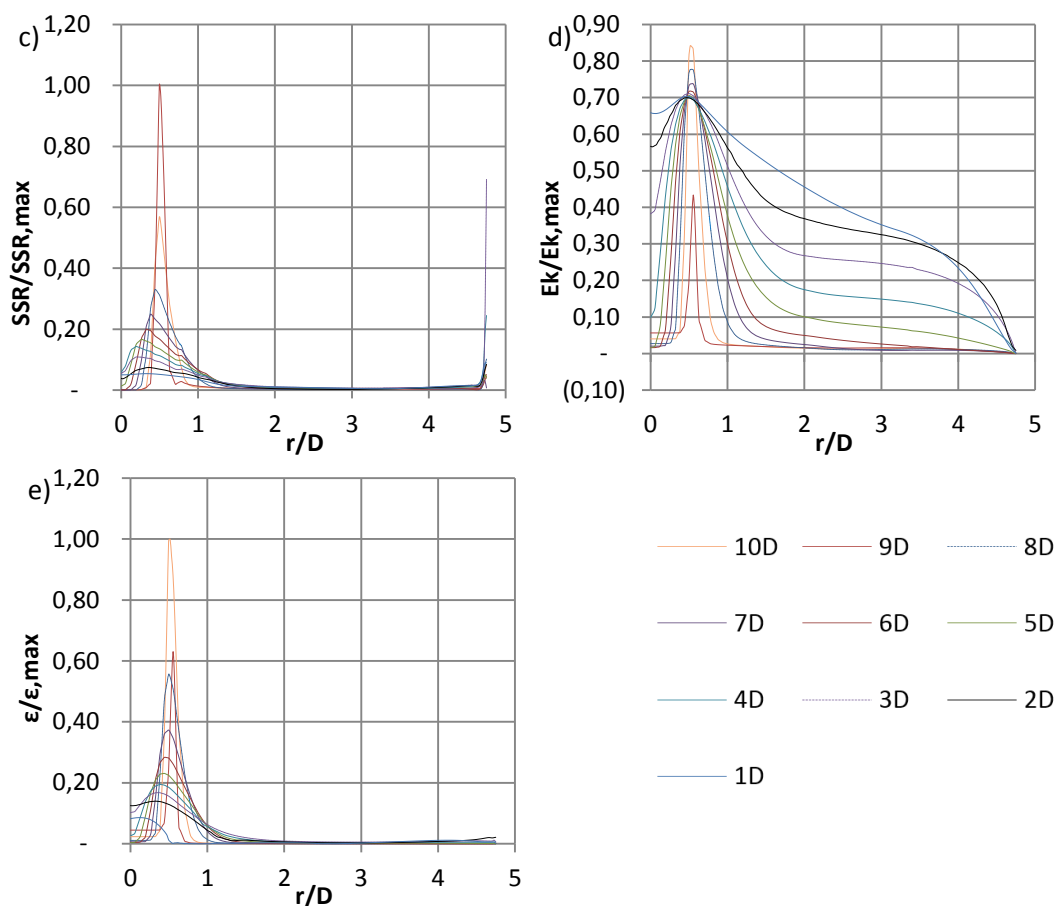
Analiza jakościowa

Wyniki analizy numerycznej zestawiono w postaci wartości względnych przez odniesienie wartości lokalnej do wartości maksymalnej występującej w całym przepływie. Do analizy wytypowane zostały przekroje 10D, 6D oraz 2D. Na wszystkich wykresach związanych z modelowaniem numerycznym utrzymano stałą konwencję oznaczenia serii pomiarowych co znacznie ułatwiło odnalezienie interesujących wartości. Wykresy przedstawiają rozkłady prędkości osiowej (U) i promieniowej (V), naprężeń stycznych (SSR), energii kinetycznej turbulencji (E_k), oraz szybkości dyssypacji energii (ϵ). Przedstawiono również mapę rozkładu prędkości wypadkowej rozpatrywanego przekroju.

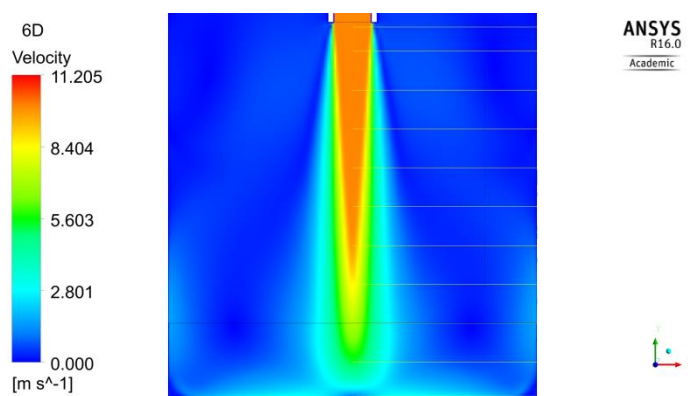
W prezentowanych wynikach symulacji numerycznych przedstawione są charakterystyczne wielkości przepływu turbulentnego. Rysunek 7.21 ilustruje charakter przepływu strugi przepływającej z prędkością 10 m/s. Z przebiegu krzywych odczytać można pewne wartości charakterystyczne. Struga rozpoczynająca wypływ z dyszy charakteryzuje się maksymalną wartością składowej osiowej, natomiast wartość składowej promieniowej, w stosunku do głównego nurtu, jest znikoma. Wartość maksymalna składowej osiowej utrzymuje się jednak tylko do wartości $r/D = 0,5$, następnie gwałtownie opada, aż do osiągnięcia ekstremum w odległości $r/D = 0,8$. W kolejnych przekrojach poprzecznych znajdujących się dalej od wlotu wartość maksymalna w osi jest coraz mniejsza aż do osiągnięcia minimum dla przekroju 1D wartości osiowej prędkości równej 0,5. Oddalając się od wlotu przebieg wszystkich przekrojów poprzecznych zmienia się w analogiczny sposób. Charakterystyki

wypłaszczają się, a minimum przesuwa się w stronę ściany bocznej spływu. Charakterystyki najbliższej wlotu strugi osiągają maksimum zlokalizowane przy ścianie spływu, a wszystkie krzywe dążą do wartości zera na ścianie spływu. Profile prędkości dla składowej promieniowej charakteryzują się dużym zróżnicowaniem. W rdzeniu strumienia, dla największych odległości, utrzymują się zerowa wartość prędkości. W miarę zbliżania się do dna komory nawrotnej rdzeń potencjalny zanika, a wartości analizowanej prędkości dynamicznie wzrastają. Wyróżniającą się charakterystyką jest przekrój 1D znajdujący się tuż przy ścianie uderzanej. Pozostałe wartości naprzemiennie się przemijają zgodnie z przekrojem pomiarowym. Na rysunku 7.21c prezentowane są wyniki dla naprężeń ścinających. W obszarze, największych gradientów prędkości, zlokalizowanym w pobliżu rdzenia potencjalnego oraz ściany spływu uzyskuje się największe wartości. Dla przekrojów najbardziej oddalonych od dna komory nawrotnej, maksimum SSR, uzyskane jest w pobliżu wylotu z dyszy. Dla małych odległości od dna komory nawrotnej transformacja energii (SSR) przenosi się w obszar ściany spływu. Energia kinetyczna przepływu dla 10 m/s zajmuje znaczną część komory nawrotnej. Gwałtowny wzrost energii kinetycznej występuje na granicy rdzenia potencjalnego i intensyfikują się w miarę jego zanikania.





Rysunek 7.21. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 10 m/s w odległości 10D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii

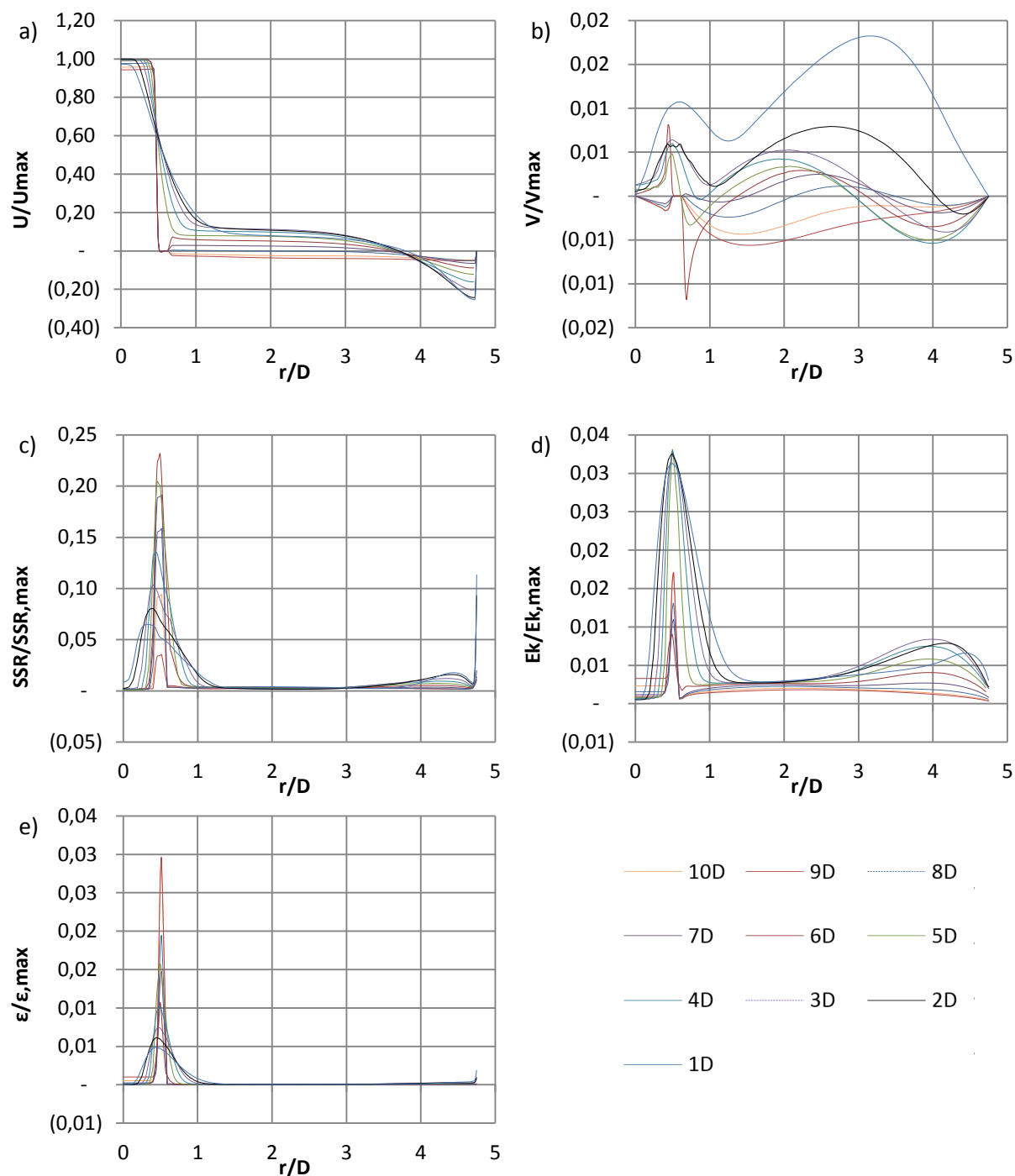


Rysunek 7.22. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 10 m/s w odległości 10D

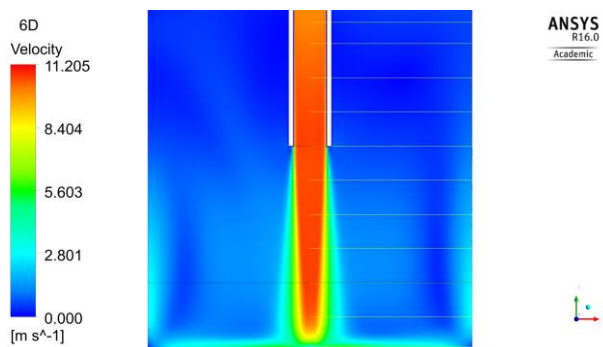
Wszystkie przekroje uzyskały maksymalną wartość w odległość $r/D = 0,5$. Przebiegi zlokalizowane najbliżej dyszy wylotowej, szybko opadają i stabilizują swoją wartość w kierunku ściany spływu. Zbliżając się do ściany uderzanej przekroje pomiarowe od 5D uzyskują coraz większą wartość w całej komorze nawrotnej. Największą intensywnością charakteryzuje się przekrój 1D. Najintensywniejsza dyssypacja energii kinetycznej turbulencji

występuje w obszarze $r/D = 5$ dla przekrojów usytuowanych najbliżej dyszy wylotowej. Na rysunku 7.22 przedstawiony jest przekrój poprzeczny komory nawrotnej w rozpatrywanym przekroju pomiarowym. Obraz został umieszczony w celu ułatwienie analizy rozpatrywanego przekroju. Dodatkowo zdjęcie 7.22 przedstawia rozkład wypadkowej prędkości przepływu. Na rysunkach 7.23. oraz 7.24 przedstawiono kolejne przekroje pomiarowe odpowiadające odległości 6D od dna komory nawrotnej. Charakterystyka prędkości prezentuje podobną tendencję jak dla przekroju 10D. W osi strugi wszystkie charakterystyki uzyskały maksymalną wartość głównego kierunku przepływu, raptownie opadają z końcem rdzenia potencjalnego. Charakterystyczny przebieg posiadają przekroje 10D, 9D, 8D, 7D znajdujące się za emitерem strugi. Wartości im odpowiadające nie mają kontaktu ze strugą wypływającą z dyszy i przedstawiają wypływ z komory nawrotnej. Charakterystyka składowej osiowej przedstawia dominację wartości dwóch przekrojów pomiarowych 2D oraz 1D. Pozostałe profile wykazały intensywny rozptył w kierunku promieniowym w zakresie $r/D = 1-3$. Wartości naprężeń stycznych (SSR) powtórnie uzyskały największe wartość w odległości $r/D=0,5$ oraz na ścianie spływu. Maksymalną wartość SSR uzyskał profil 6D, a kolejne do 1D miały niższe wartości. Przekroje znajdujące się poza obszarem dużych gradientów 10D, 9D, 8D, 7D charakteryzują się najmniejszymi wartościami SSR. Energia kinetyczna turbulencji charakteryzuje się mniejszą intensywnością niż w odległości 10D. Charakteryzuje ją obszar o dużych wartościach w pobliżu rdzenia potencjalnego, a maksymalne wartości E_k uzyskuje profil 5D. Intensyfikacja transportu energii wzrasta w obszarze strumienia przyściennego. Wartość dyssypacji energii kinetycznej turbulencji, podobnie jak dla energia kinetyczna turbulencji największe wartości osiąga od 6D do 1D. W osi strugi tylko profile początkowe wykazały intensywną dyssypację energii, te bliżej ściany nie wskazują na rozpraszanie energii turbulentnej, a ich wartość w osi równa jest zero. Rysunek 7.24 przedstawia rozkład prędkości wypadkowej w przekroju pomiarowym strugi. Przekrój uwypukla istotę problemu modelowania numerycznego związaną z konwersją energii kinetycznej w energię ciśnienie w punkcie stagnacji. Następnie konwertowana jest ona ponownie do energii kinetycznej.

Na rysunku 7.25 przedstawiono wyniki analizy dla odległości dna komory nawrotnej równej 2D. Charakterystyka profili prędkości zawiera dwa przekroje 2D, 1D znajdujące się pomiędzy emitерem a dnem komory. Pozostałe prezentują rozkład prędkości za emitерem.



Rysunek 7.23. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 10 m/s w odległości 6D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii



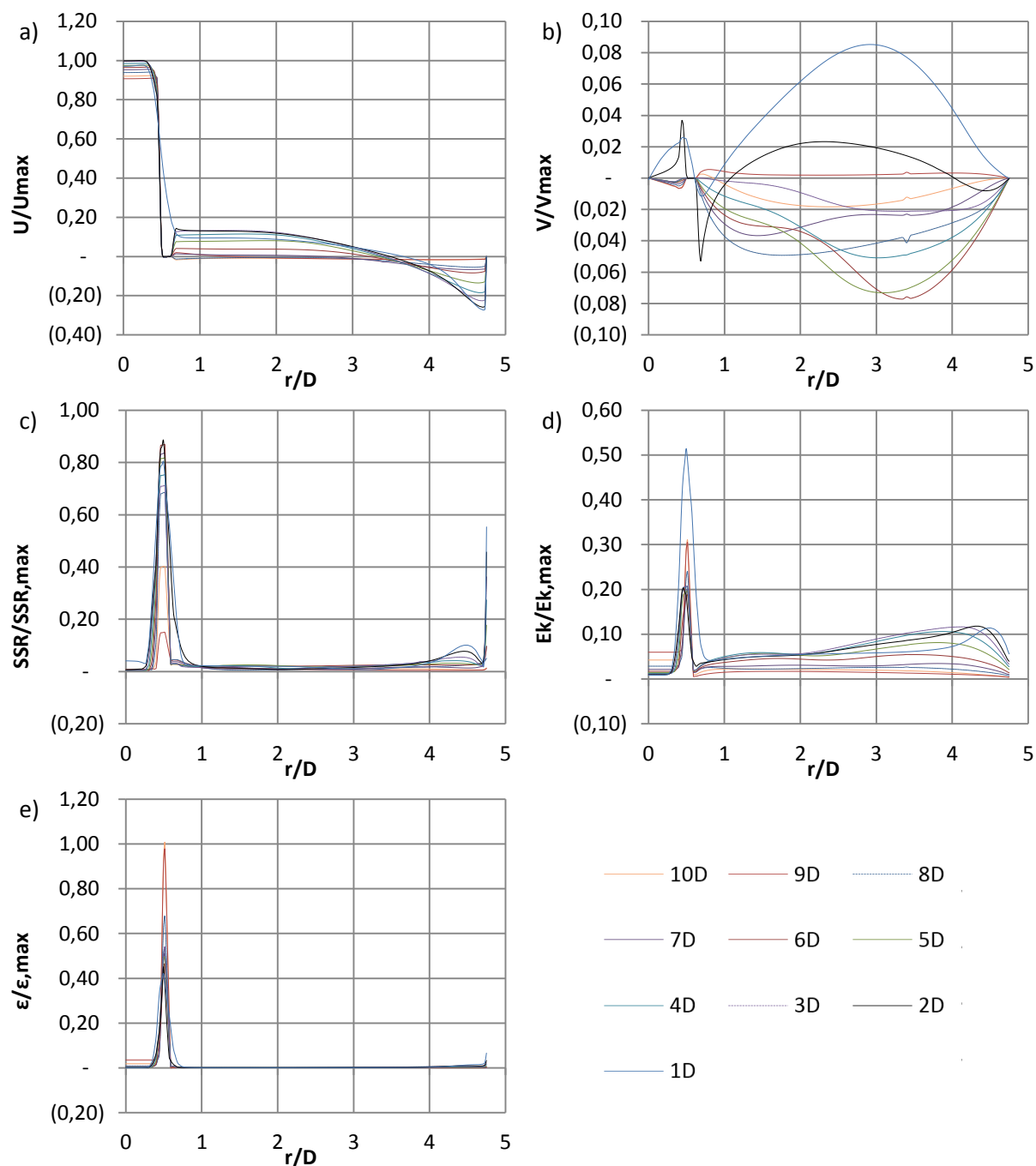
Rysunek 7.24. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 10 m/s w odległości 6D

Wszystkie przekroje wykazują istnienie rdzenia potencjalnego do względnego promienia $r/D = 0,5$, a w końcowej fazie, przy ścianie, uzyskują wartości ujemne. Maksimum odpowiada przekrojom znajdującym się między dyszą, a ścianą uderzaną. Profile składowej prędkości promieniowej podzielone są na wartości dodatnie i ujemne. Dodatnie reprezentowane są przez intensywny przepływ przy ścianie dla profili 2D oraz 1D. Pozostałe uzyskują wartości ujemne, świadczące o istnieniu cyrkulacji przepływu i zawracania części gazu w obszar strumienia głównego gazu. Naprężenie styczne, jak poprzednio, osiągają największe wartości dla obszaru $r/D=0,5$ oraz w pobliżu ściany. Dominują wartości naprężeń dla profili 2D oraz 1D. Energia kinetyczna turbulencji najsilniejsza jest dla przekroju pomiarowego 1D osiągając wartość 50% maksymalnego i jest to największa wartość. Pik wartości maksymalnych szybko zanika a wartości minimalne narastają powoli w kierunku ściany spływu. W odległości $r/D = 4,5$ uzyskują maksimum dla przekroju 2D. Wzdłuż ściany spływu energia kinetyczna turbulencji wyróżnia się aż do profilu 5D. Szybkość dyssypacji energii kinetycznej najintensywniejsza jest, jak poprzednio $r/D = 0,5$. W pozostałej części komory nawrotnej nie wykazuje żadnych zmian. W obszarze przyściennym następuje niewielki wzrost dyssypacji. Na rysunku 7.26. przedstawiony jest rozkład wypadkowej prędkości przepływu. W przekroju wyróżnić można miejsca o małej wymianie masy, obszary przyścienne oraz punkty stagnacji.

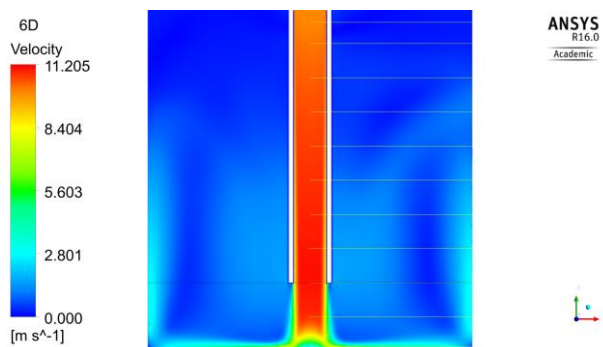
Kolejnej analizie poddana jest prędkość przepływu w komorze nawrotnej równa 30 m/s w przekrojach 10D, 6D oraz 2D. Wyniki zestawione w postaci wykresów ubezwymiarowanych umożliwiają porównanie jakościowe danych.

Na rysunku 7.28 odpowiadającym rozkładowi prędkości osiowej przedstawiona jest charakterystyka w dziesięciu przekrojach pomiarowych. Przekroje znajdujące się najbliżej dyszy charakteryzują się istnieniem rdzenia potencjalnego, a w miarę zbliżania się do ściany rdzeń potencjalny zanika. Od przekroju 5D zaobserwować można zanikanie rdzenia potencjalnego. Dla przekrojów charakteryzujących się istnieniem rdzenia potencjalnego

następuje raptowna zmiana poza nim. Pozostałe łagodnie zmieniają swój przebieg wzdłuż promienia komory nawrotnej drastycznie zmieniając kierunek przepływu przy ścianie spływu.



Rysunek 7.25. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 10 m/s w odległości 2D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii

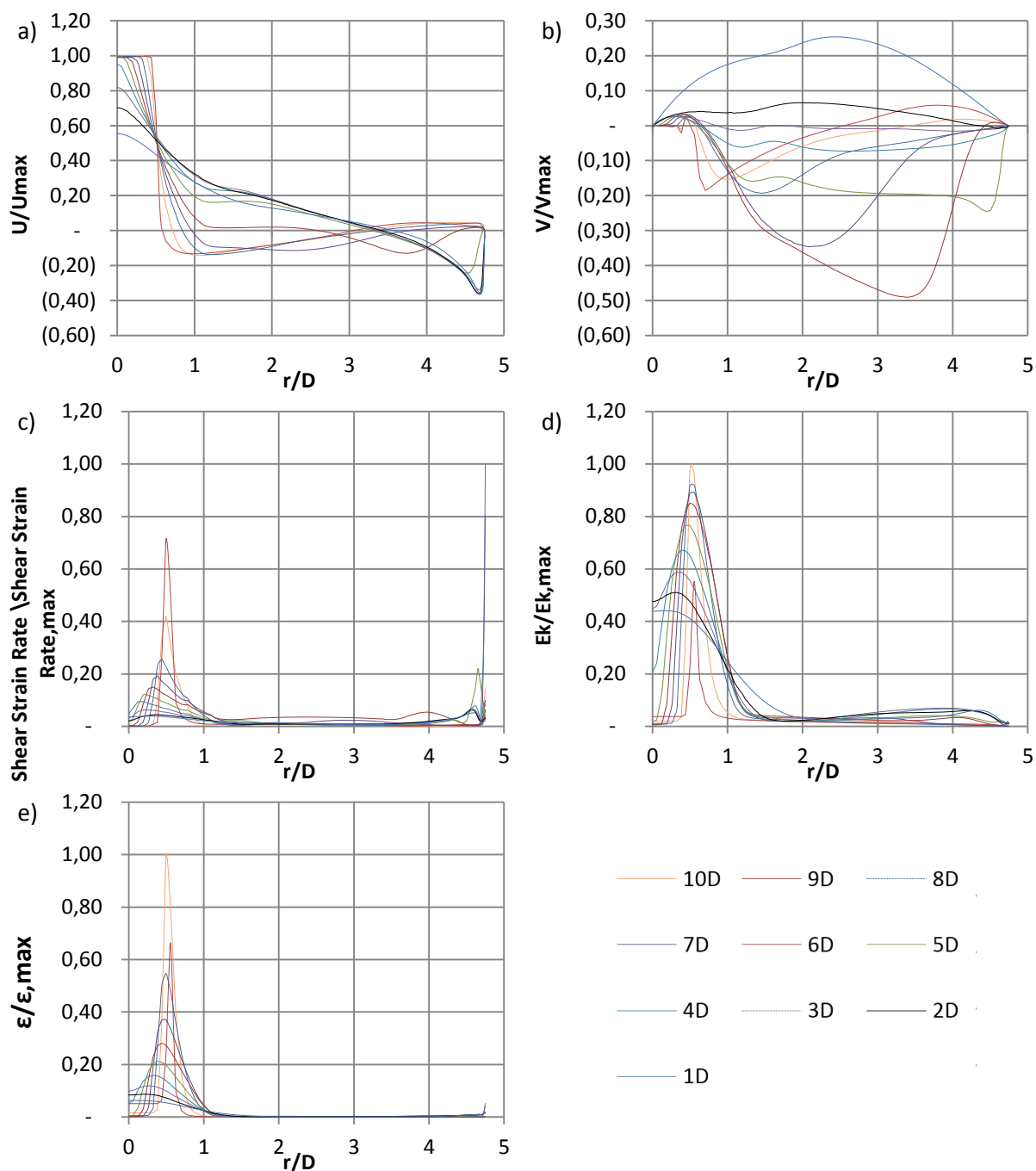


Rysunek 7.26. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 10 m/s w odległości 2D

Składowe promieniowe dla przekrojów 2D oraz 1D charakteryzują się wartościami dodatnimi, a pozostałe wartościami ujemnymi. Naprężenie styczne strugi osiąga maksimum wartości w odległości $r/D = 0,5$, dla przekroju 9D, a każde kolejne charakteryzuje mniejsza energia kinetyczna turbulencji. Ek strugi, dla profili znajdujących się najbliżej dyszy jest największa. W obszarze istnienia rdzenia potencjalnego Ek charakteryzuje się jednak małą wartością. W kolejnych przekrojach pomiarowych zmierzających w kierunku ściany uderzanej energia kinetyczna turbulencji wzrasta w osi komory nawrotnej. Największą wartość w przepływie uzyskano dla przekroju 10D i wyniosła 100%. Podobnie jak dla Ek, dyssypacja energii kinetycznej, swoje ekstrema osiąga w odległości $r/D = 0,5$. Maksimum dyssypacji wykazuje profil 10D, a pozostałe, w kierunku ściany uderzanej uzyskują mniejsze wartości. Dla 1D dyssypacja energii kinetycznej turbulencji wynosi około 5% maksimum. Na rysunku 7.28 przedstawiony jest profil wypadkowej prędkości przepływu powietrza wewnątrz komory nawrotnej. Z rysunku odczytać można charakterystyczne oderwanie strumienia od ściany spływu, występujące w przekroju 6D.

Rysunek 7.29 przedstawia wyniki dla odległości 6D i prędkości przepływu 30m/s. Z wykresu prezentującego rozkład prędkości osiowej odczytać można istnienie rdzenia potencjalnego w osi komory nawrotnej dla wszystkich profili pomiarowych. Charakterystyki prędkości gwałtownie opadają dla profili pomiarowych od 6D do 1D. Przy wartości $r/D = 3,3$ przecinają one oś Ox i uzyskują wartości ujemne. Tuż przy ścianie wszystkie uzyskują minima, po czym dążą do zera na ścianie spływu. Składową promieniową prędkości podzielić można na profile osiągające wartości dodatnie oraz ujemne. Wartości dodatnie uzyskują przekroje 2D oraz 1D. Pozostałe charakteryzują się intensywnym przepływem zwrotnym. Wykres prezentujący naprężenia styczne SSR, wskazuje, że naprężania na ścianie uzyskują większe wartości, niż w obszarze rdzenia potencjalnego. Na ścianie spływu 100% wartości uzyskuje profil 1D. Energia kinetyczna turbulencji zmienia się w obszarze dużych gradientów prędkości, a najwyższą

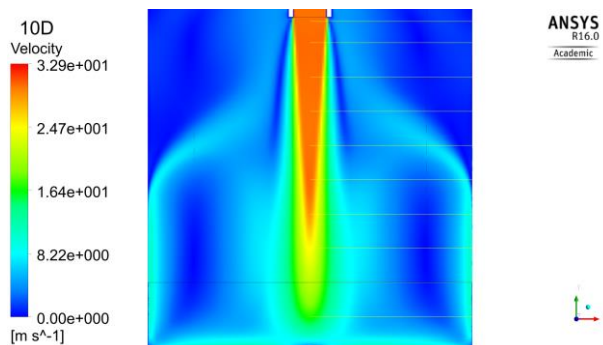
wartość uzyskują przekroje znajdujące się między wlotem, a ścianą uderzaną (6D, 5D, 4D, 3D, 2D, 1D). Przekroje te mają największe wartości w pobliżu ściany spływ.



Rysunek 7.27. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 30 m/s w odległości 10D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii

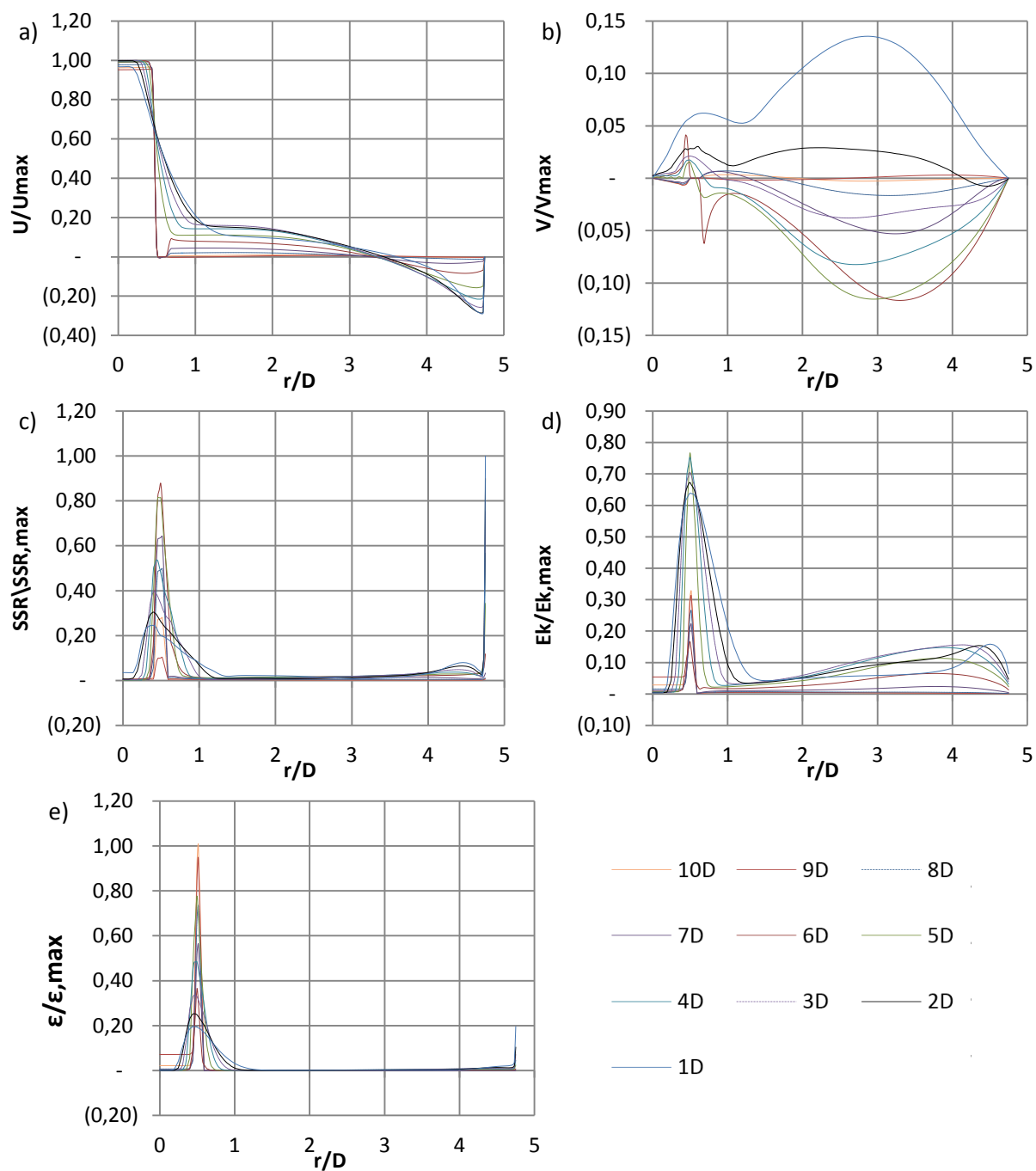
Dyssypacja energii kinetycznej turbulencji charakteryzuje się największą wartością w obszarze dużych gradientów. Jej wartość wzrasta także obszarze przyściennym. Na rysunku 7.30

przedstawiono mapę prędkości wypadkowej strugi. W odróżnieniu od poprzedniego przekroju, nie występują duże oderwanie warstwy przyściennej od ściany.

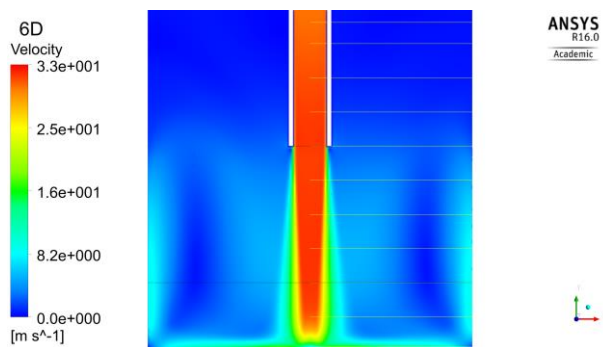


Rysunek 7.28. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 30 m/s w odległości 10D

Rysunek 7.31 przedstawia wyniki symulacji dla odległości 2D od dna komory nawrotnej. Na wykresie prezentującym charakterystyki składowej osiowej (U) odczytać możemy istnienie rdzenia potencjalnego dla wszystkich przekrojów pomiarowy. W całym zakresie przebiegi charakterystyk są do siebie podobne. W obszarze dużych gradientów następuje gwałtowny spadek wartości do promienia względnego równego $r/D = 0,8$. Dalej charakterystyki ułożone w kolejności od 1D do 10D przecinają oś Ox w miejscu $r/D = 3,6$. Profile prędkości odpowiadające najmniejszej odległości od dna uzyskują najmniejsze wartości tuż przy ścianie spływu i uszeregowane są od 10D do 1D (od największego do najmniejszego) przekroju pomiarowego. Charakterystyka promieniowa prędkości wskazuje, że prędkości dla profili 1D oraz 2D są zgodne z kierunkiem promieniowym. Natomiast pozostałe mają przeciwny zwrot, co sugeruje, że w pozostałej części komory następuje recyrkulacja powietrza. Naprężenia ścinające osiągają największe wartości na ścianie spływu. Dla profilu 1D wynoszą one 100%. W obszarze rdzenia potencjalnego przekrój pomiarowy 2D osiąga 50% naprężeń ścinających. Energia kinetyczna turbulencji największą wartość uzyskuje dla przekroju 1D. Pozostałe przekroje uwidaczniają swoją obecność w obszarze przyściennym w kolejności od największej wartości dla 1D do najmniejszej 10D. Dyssypacja energii kinetycznej turbulencji największą wartość uzyskuje w obszarze rdzenia potencjalnego. Następnie jej mała wartość jest niezmienna, aż do obszaru przyściennego w którym osiąga maksimum równe 20% dla profil 1D.

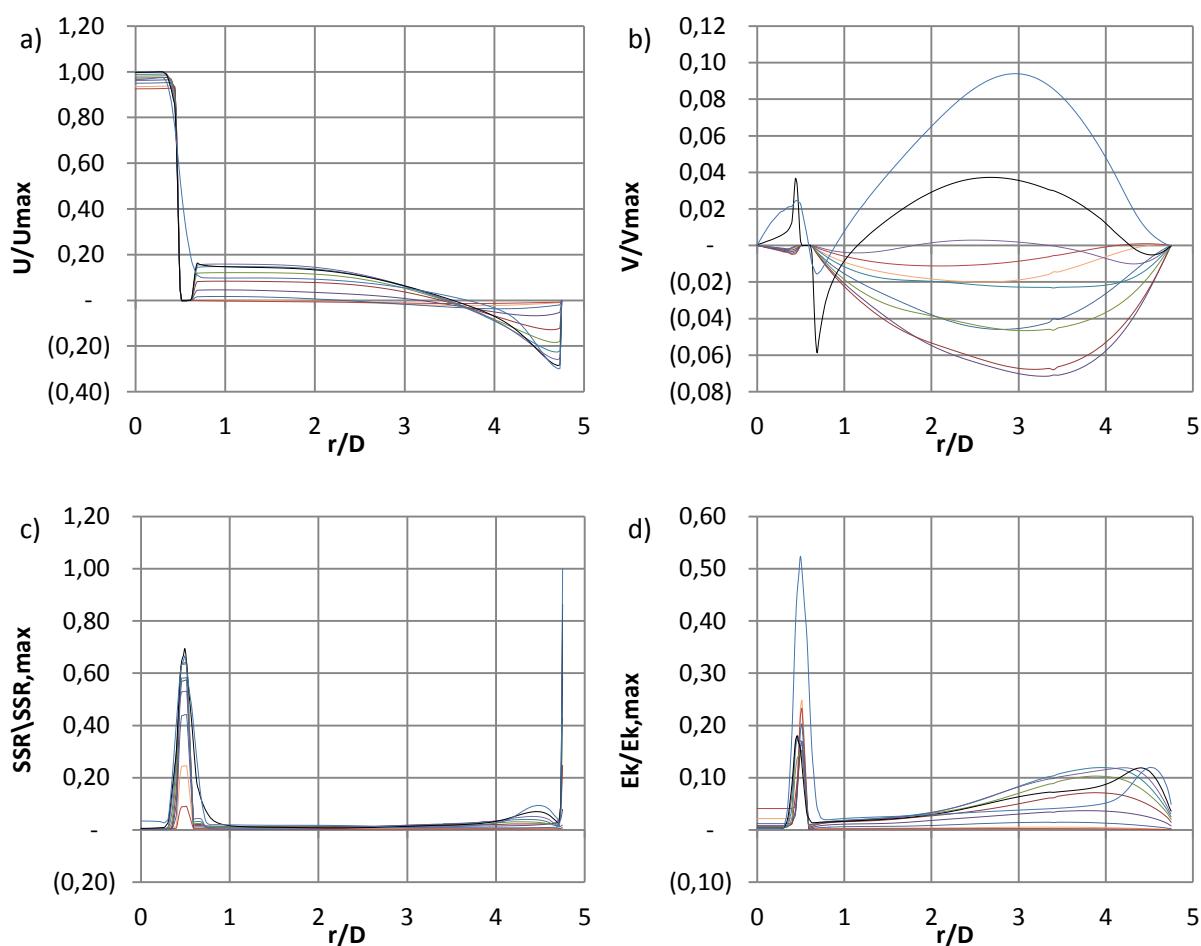


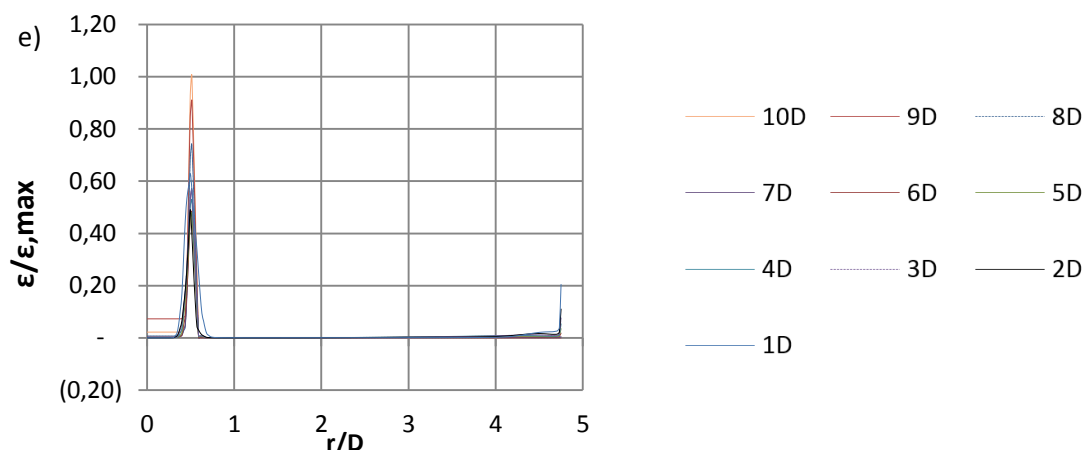
Rysunek 7.29. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 30 m/s w odległości 6D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii



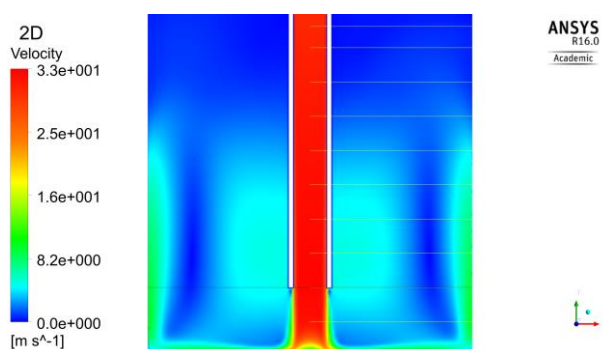
Rysunek 7.30. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 30 m/s w odległości 6D

Na rysunku 7.32 przedstawiony jest rozkład wypadkowej prędkości przepływu. Obraz prezentuje ustabilizowane warunki prędkości. Przy małej odległości od dna komory nawrotnej oraz dużej energii kinetycznej strugi uwidaczniają się obszary transformacji energii. Na wysokości przekroju 4D, w pobliżu ściany dyszy wylotowej, pojawia się obszar niskiego ciśnienia. Na ścianach spływu komory obserwujemy obszar strugi przysięennej.





Rysunek 7.31. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkości 30 m/s w odległości 2D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii

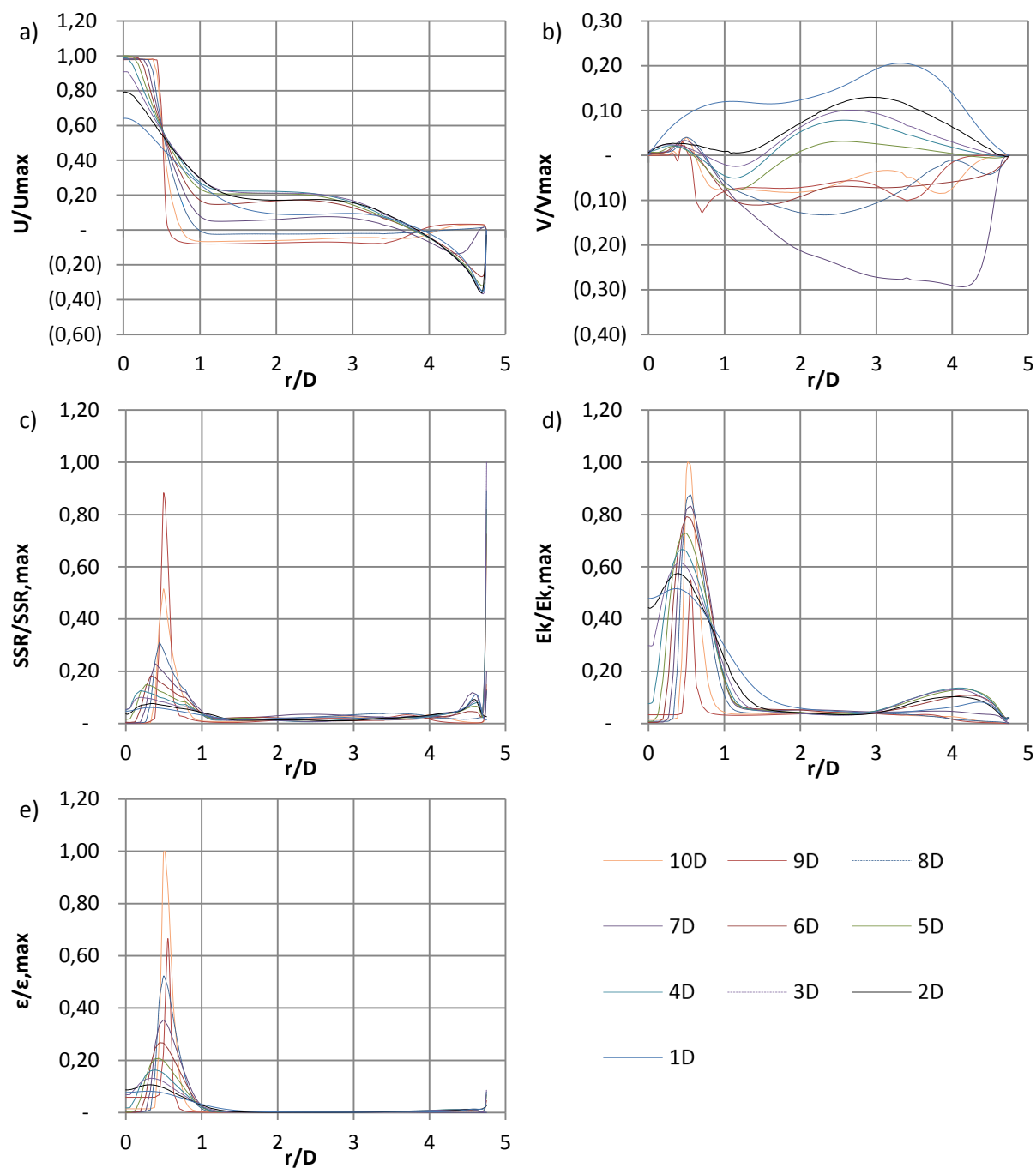


Rysunek 7.32. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 30 m/s w odległości 2D

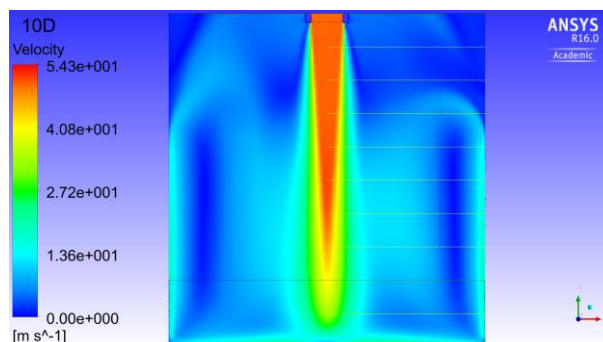
Rysunki od 7.33 do 7.38 przedstawiają wyniki analizy numerycznej dla prędkości 50 m/s, w przekrojach 10D, 6D oraz 2D. Na rysunku 7.33 przedstawiono wykres odpowiadający charakterystyce składowej osiowej (U). Odczytać z niego można przebiegi składowej prędkości w poszczególnych przekrojach pomiarowych. Profile zlokalizowane najbliżej dyszy charakteryzują się istnieniem rdzenia potencjalnego. Jego zasięg odpowiada profilom uzyskującym w osi 100% prędkości. Od przekroju 4D wartość w osi spada, co świadczy o zanikaniu rdzenia. Profile znajdujące się najbliżej dyszy w odległości $r/D = 0,5$ charakteryzują się raptownym spadkiem wartości na ujemne. Profile od 10D do 8D uzyskują wartości ujemne, a od 7D do 1D osiągają wartości dodatnie. Przy promieniu względnym $r/D = 3,8$ profile o wartościach ujemnych przechodzą przez oś Ox i jako dodatnie zmierzają w stronę ściany spływu. Profile o wartościach dodatnich przechodzą w ujemne, osiągając ekstremum przy ścianie spływu. Charakterystyka składowej promieniowej, w chaotyczny sposób, przebiega wzdłuż całej szerokości komory. Profile pomiarowe od 10D do 6D charakteryzują się w większości przepływu wartościami ujemnymi, a profile bliżej ściany uderzanej od 5D do 1D

posiadają wartości dodatnie. Rysunek prezentujący naprężenia styczne wskazuje na ich dużą wartość w obszarze dużych gradientów. Przy maksymalnej odległości od dna komory najmniejsze wartości uzyskiwane są dla profili zlokalizowanych przy ścianie uderzanej i narastają kolejno od profilu 1D do 10D. Energia kinetyczna turbulencji dla profili znajdujących się w pobliżu wylotu z dyszy dynamicznie wzrasta i równie szybko spada. Natomiast w kolejnych profilach pomiarowych, zlokalizowanych dalej od dyszy, wartość energii kinetycznej wzrasta w osi strugi. Dla profilu pomiarowego 1D wartość w osi wynosi 50%. Maksimum natomiast odpowiada profilowi pomiarowemu 10D, a wartość energii kinetycznej turbulencji dla tego profilu wynosi 100%. Dla wszystkich profili pomiarowych wartość stabilizują się w obszarze mieszania. W strefie przyściennej narasta energia kinetyczna turbulencji. Największe wartości uzyskują profile od 1D do 5D. Dyssypacja energii kinetycznej turbulencji jest największa w obszarze rdzenia potencjalnego strugi. Najwyższą wartość (100%) uzyskuje profil pomiarowy 10D, a każdy kolejny posiada mniejszą wartość, aż do 1D (10%). Wszystkie profile pomiarowe zbiegają się do jednej wartości około zera, następnie na ścianie spływu następuje wzrost wartości dyssypacji energii kinetycznej turbulencji. Na rysunku 7.34 przedstawiony jest przekrój poprzeczny komory z zaprezentowanym rozkładem wypadkowej prędkości.

Na rysunku 7.35 odpowiadającemu przekrojowi 6D zestawiono wyniki dla prędkości 50 m/s. Z wykresu prędkości osiowej (U), odczytać można, że wartość składowej osiowej prędkości w osi strugi, dla wszystkich profili pomiarowych, równa jest 100%. Przy wartości promienia względnego $r/D = 0,5$ charakterystyki raptownie opadają. Dla $r/D = 1$ największe wartości reprezentują profile zlokalizowane najbliżej ściany i układają się kolejno od 1D do 10D. Przy wartości promienia względnego $r/D = 3,5$ profile przecinają oś Ox , osiągając wartości ujemne przy ścianie. Najniższe wartości reprezentują profile 1D i kolejno 2D aż do 10D. Charakterystyka składowej promieniowej, w większości profili pomiarowych posiada wartość ujemną, jedynie profil 1D oraz 2D, znajdujące się najbliżej ściany uderzanej, posiadają wartości dodatnie. Układ ten wskazuje na istnienie dużego obszaru recyrkulacji reprezentowanego przez profile od 3D do 10D. Największe naprężenia ścinające(SSR) występują dla obszaru rdzenia potencjalnego i w tym obszarze największa wartość uzyskuje profil 5D oraz 6D. Wartości naprężeń stycznych zanikają szybko i nie występują w obszarze mieszania. Maksima osiągnięte są przez profile 1D i 2D na ścianie spływu. Ekstremum w tym miejscu wynosi 100% i jest reprezentowane przez profil 1D.



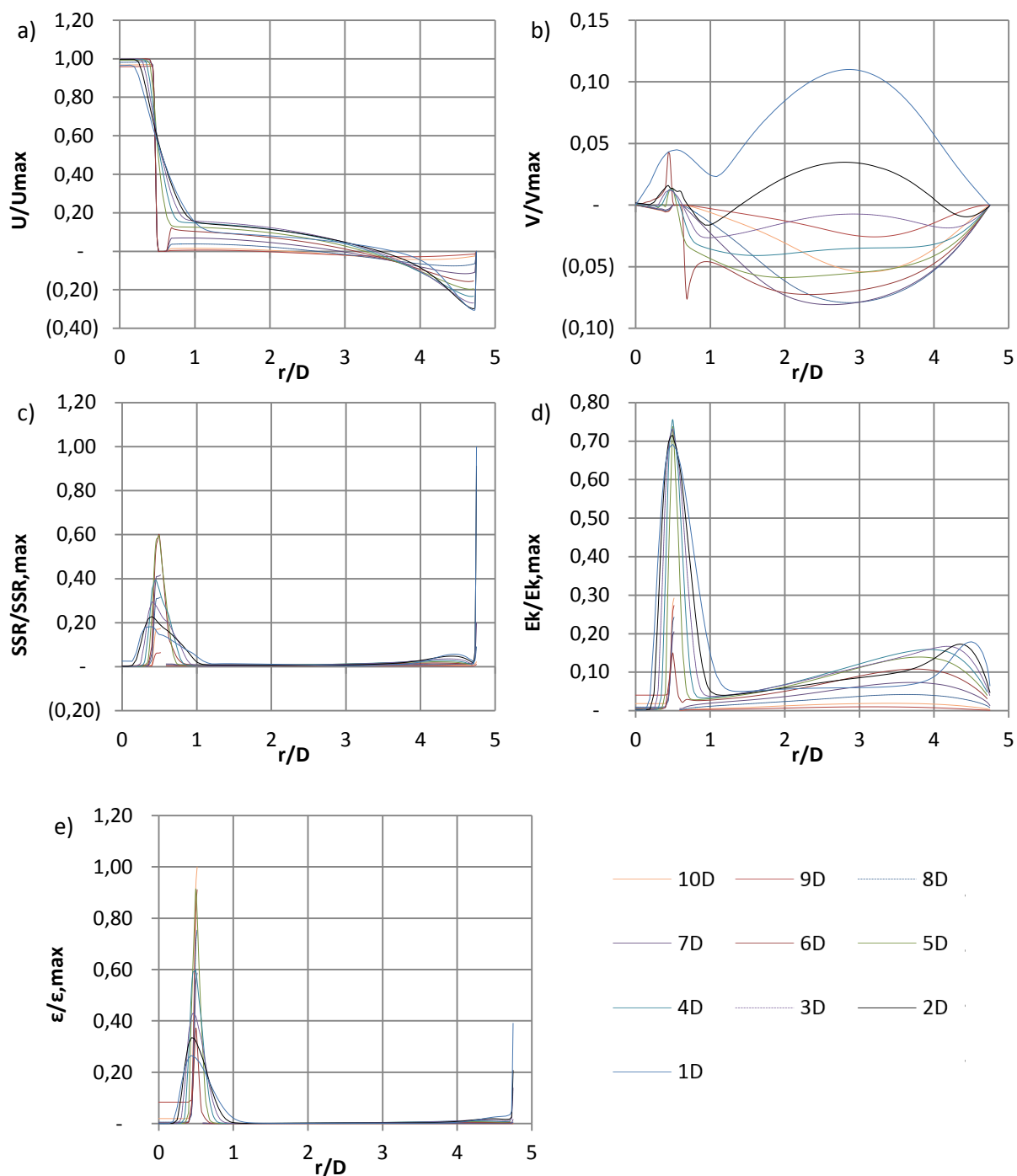
Rysunek 7.33. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 50 m/s w odległości 10D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii



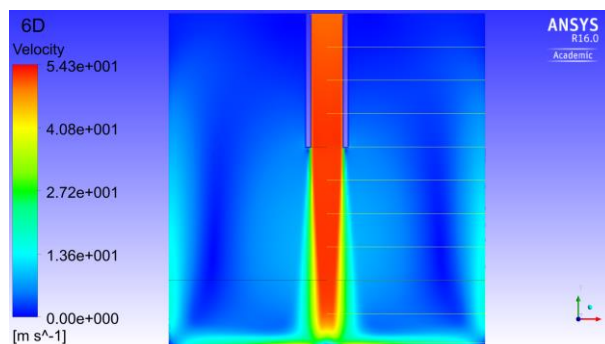
Rysunek 7.34. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 50 m/s w odległości 10D

Na rysunku 7.37. zestawione zostały wartości dla odległości od dna komory nawrotnej równej 2D oraz prędkości 50 m/s. W zestawieniu wyników odnaleźć można charakterystykę dla prędkości osiowej (U), odczytać można, że prędkość w osi strugi dla wszystkich przekrojów pomiarowych wynosi 100%. W odległości $r/D = 0,5$ wartości dla wszystkich profili pomiarowych gwałtownie spadają. Ich wartości stabilizują się, w określonej kolejności, od największych dla profilu 1D do najmniejszych dla profilu 10D. W dalszej części przepływu największe wartości opadają swobodnie i w odległości $r/D = 3,5$ przekraczają oś Ox , uzyskując wartości ujemne. Tuż przed ścianą wszystkie profile osiągają swoje minima, od najmniejszych dla 1D do większych wartości 10D. Składowa osiowa prędkości (V), tak jak dla poprzednich przekrojów pomiarowych, podzielona jest na profile reprezentujące wartości dodatnie i ujemne. Wartości dodatnie przedstawia przekrój pomiarowy 1D, 2D oraz w pewnej części przepływu 3D. Pozostałe profile osiągają wartości ujemne. Naprężenia styczne znaczące wartości osiągają jedynie w obszarze rdzenia potencjalnego oraz na ścianie spływu. W obszarze rdzenia potencjalnego maksima wartości reprezentowane są przez profile 1D oraz 2D tak samo jak na ścianie spływu. Osiągają one jednak odmienne wartości w obu strefach. W strefie rdzenia potencjalnego maksimum wynosi około 50%, natomiast na ścianie spływu 100%. Energia kinetyczna turbulencji osiąga znaczącą wartość sięgającą 60% dla profilu 1D w obszarze rdzenia potencjalnego. Pozostałe piki E_k są znacznie mniejsze (maksymalnie 20%). Struga kierując się w obszar ściany spływu osiąga coraz większe wartości energii kinetycznej turbulencji. Tuż przy ścianie wszystkie profile osiągają kolejne maksimum. Największe wartości odnotowuje się dla profilu 1D oraz 2D, a kolejne uzyskują stopniowo mniejszą E_k . Ostatnim znaczącym profilem, jednocześnie świadczącym o zasięgu przepływu jest przekrój pomiarowy 7D. Dyssypacja energii kinetycznej turbulencji zmienia się w dwóch obszarach – obszarze rdzenia strugi oraz przyściennym, a największe wartości uzyskuje w obszarze rdzenia potencjalnego. Maksimum wartości osiąga przekrój pomiarowy 10D i kolejno 9D, aż do najmniejszych wartości dla 1D. Pik dyssypacji energii występuje w bardzo wąskim zakresie

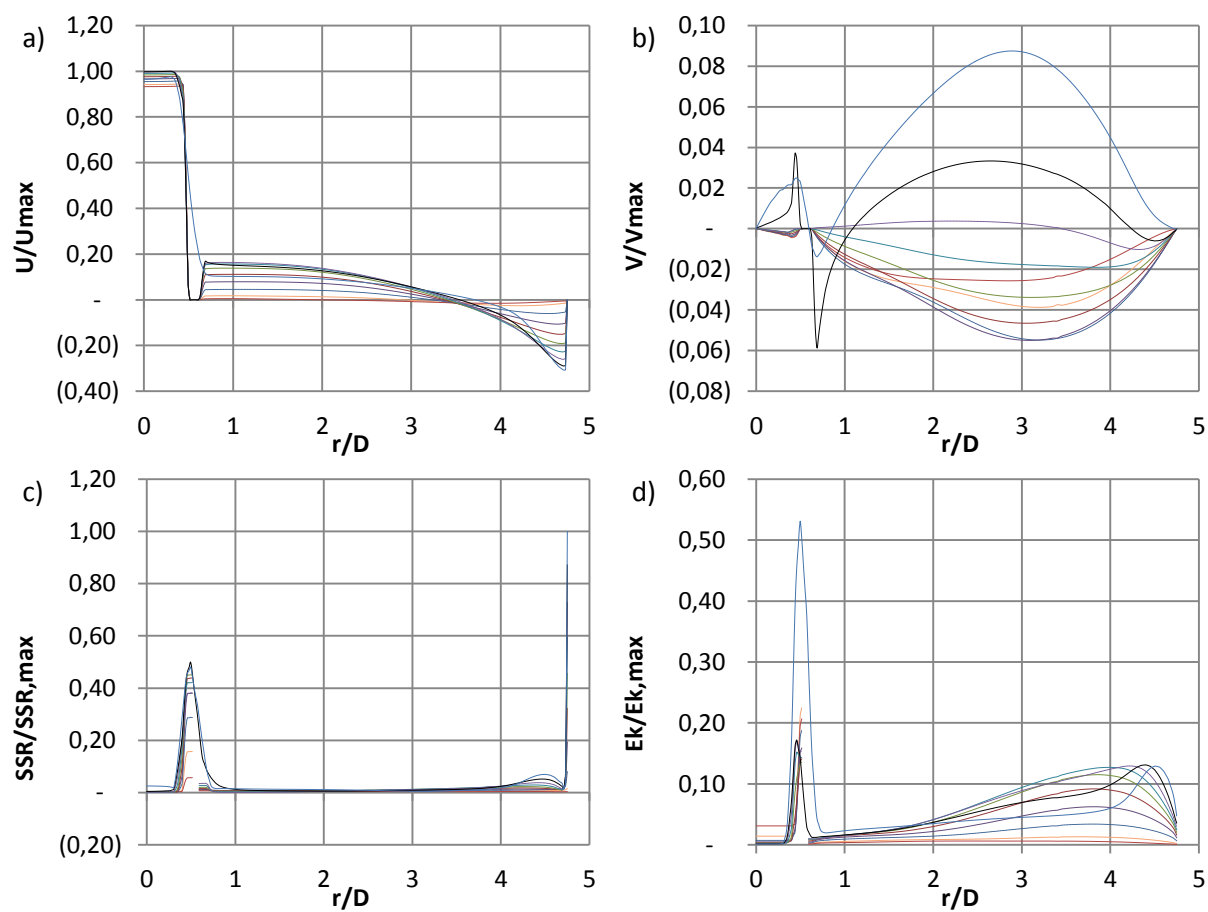
$r/D = 0,4 - 0,7$. Kolejny wzrost obserwowany jest w obszarze ściany spływu, na której maksymalna wartość 30% osiąga przekrój 1D.

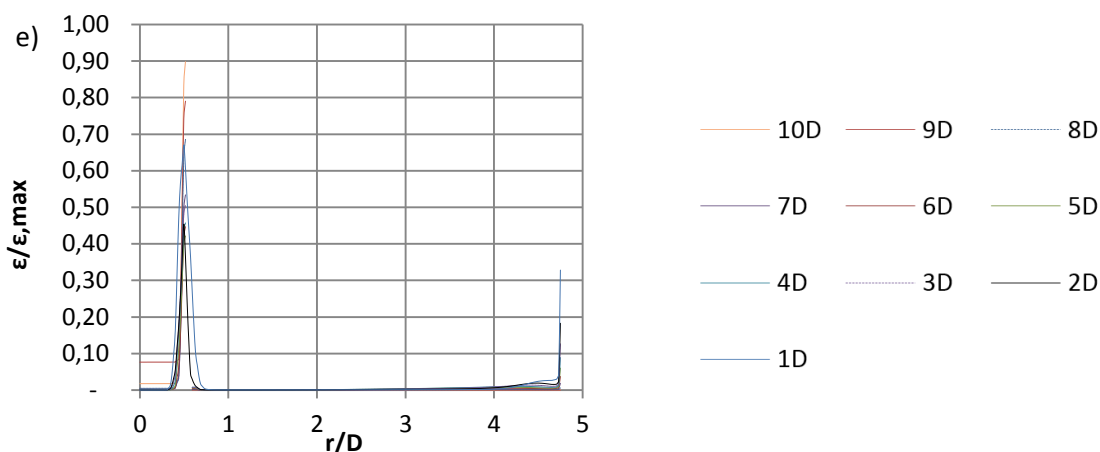


Rysunek 7.35. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkość 50 m/s w odległości 6D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii

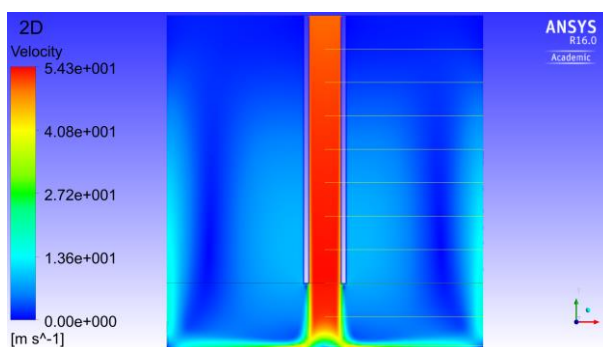


Rysunek 7.36. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 50 m/s w odległości 6D





Rysunek 7.37. Wyniki symulacji numerycznych dla prędkości 50 m/s w odległości 2D, dla rozkładów :a) składowej osiowej prędkości, b) składowej promieniowej prędkości, c) naprężeń stycznych, d) energii kinetycznej turbulencji, e) szybkości dyssypacji energii



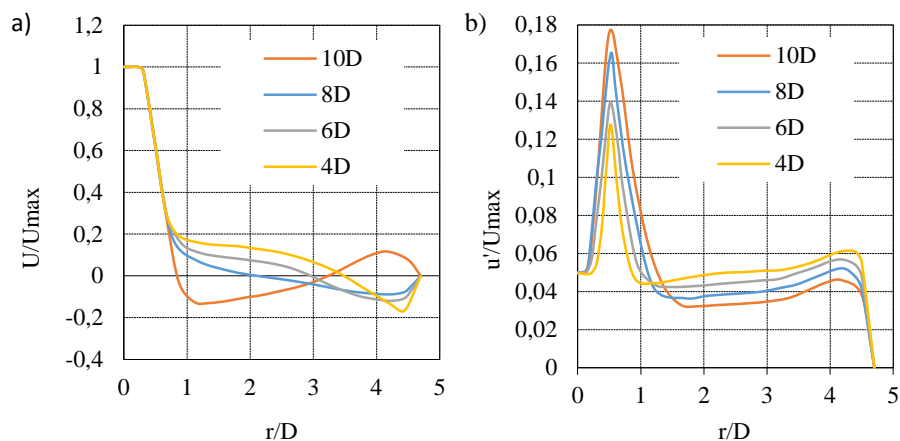
Rysunek 7.38. Rozkład wypadkowej prędkości przepływu powietrza dla 50 m/s w odległości 2D

Rysunek 7.38 prezentuje rozkład wypadkowej prędkości przepływu dla odległości 2D. Z przekroju odczytać można ekstremalne wartości energii kinetycznej przepływu oraz miejscach konwersji energii na ciśnienie. Na ścianie uderzanej prezentuje się punkt stagnacji, z którego emitowana jest duża energia kinetyczna skierowana wzdłuż ściany spływu. Następnie struga dociera do miejsca kolejnej zmiany kierunku przepływu, gdzie osiąga kolejny punkt stagnacji. Struga spływając wzdłuż ściany kieruje się do wylotu z komory.

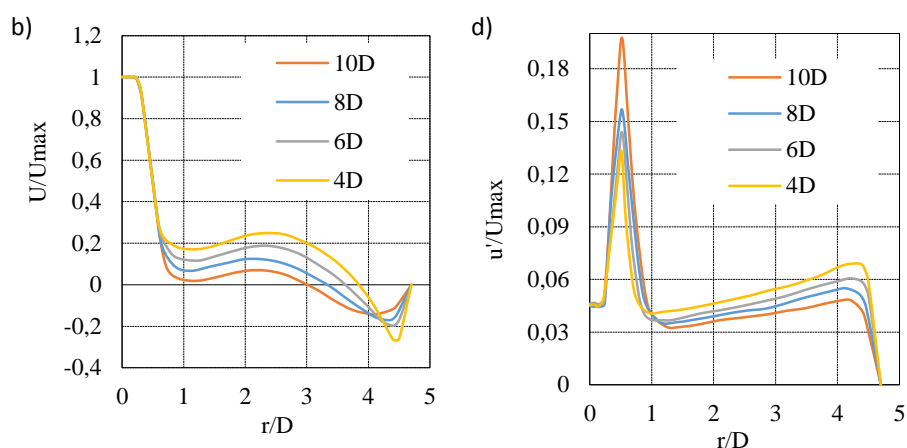
7.4. Analiza porównawcza zmiany geometrii oraz prędkości przepływu

Wyniki badań eksperymentalnych podstawiono w formie znormalizowane dla dwóch analizowanych prędkości oraz czterech położów wylotu rury wewnętrznej od dna komory nawrotnej. Rezultaty przedstawione zostały w trzech częściach pozwalających na porównanie kształtów profili, prędkości i fluktuacji prędkości, przy tych samych względnych odległościach od wylotu rury wewnętrznej. Wytypowano trzy względne odległości mierzone od wylotu rury wewnętrznej: 25%, 50% i 75%. W celu znalezienia odpowiedniego profilu prędkości

posłużono się następującym schematem. Dla odległości 10D profil przy 50% zlokalizowany jest w odległości 5D od wyloty rury wewnętrznej, a dla odległości 6D profil przy 50% zlokalizowany jest w odległości 3D od wylotu rury wewnętrznej. Porównując ze sobą wybrane profile możemy dokonać ilościowej i jakościowej oceny różnic w strukturach strug.



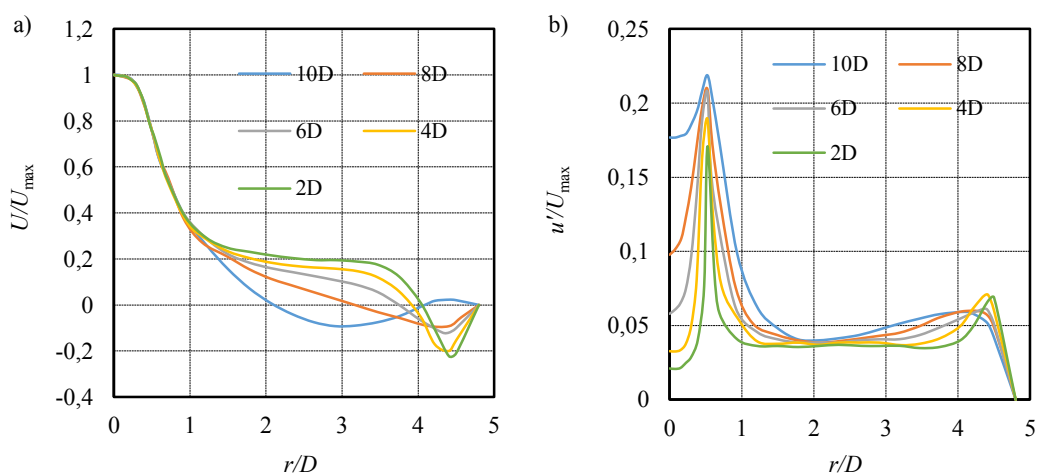
Rys. 7.39. Rozkład składowej osiowej prędkości 10 m/s w przekroju 25%



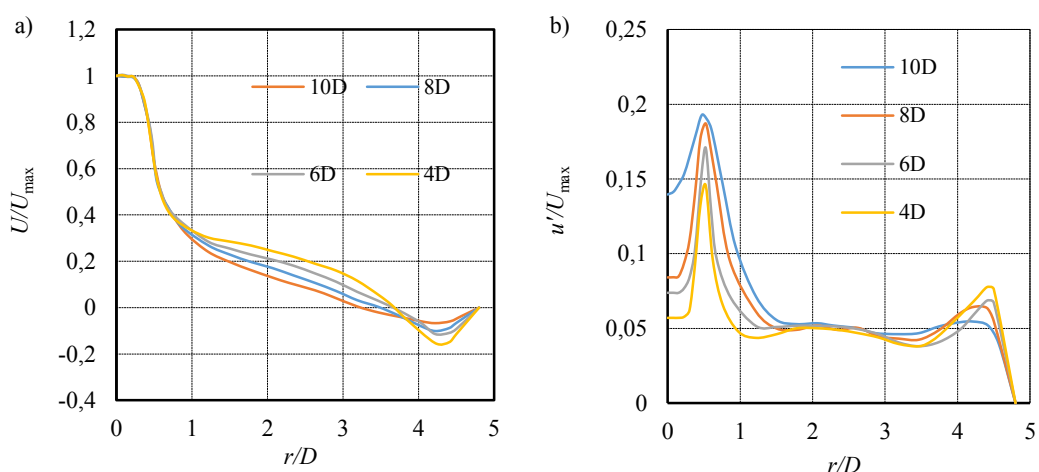
Rys. 7.40. Rozkład składowej osiowej prędkości 30 m/s w przekroju 25%

Na rysunkach 7.39a i 7.40a przedstawione zostały promieniowe profile składowej poosiowej prędkości dla czterech różnych odległości wylotu rury wewnętrznej od powierzchni uderzanej dla odległości względnej 25%. W przypadku prędkości 10 m/s zauważalna jest istotna różnica w jakościowym wyglądzie profilu prędkości. Przy odległości 10D struga opuszcza komorę nawrotną w sąsiedztwie strugi wypływającej z rury wewnętrznej, a nie jak w pozostałych przypadkach oraz dla prędkości 30 m/s, jako struga przyścienna. Struktura strugi i jej rozkład dla 30 m/s są we wszystkich przypadkach podobne. Przebiegi odznaczają się powolnym zmniejszaniem się prędkości w kierunku promieniowym, z możliwym lokalnym maksimum przy odległości $r/D = 2,5$ dla 30 m/s. Struga przemieszcza się wzdłuż ściany spływu z prędkościami rosnącymi w miarę skracania się dystansu pomiędzy wylotem rury wewnętrznej i

powierzchnią uderzaną. Przedstawione na rysunkach 7.39b i 7.40b promieniowe profile znormalizowanej fluktuacji składowej poosiowej prędkości mają podobne przebiegi. Ze wzrostem prędkości nieznacznie rosną wartości lokalnych maksimów na promieniu $r/D \approx 0,5$. Analogicznie wraz ze wzrostem odległości od wylotu rury do uderzanej ściany maksima osiągają większe wartości. Odmienna sytuacja występuje w strudze wypływającej po zmianie głównego kierunku przepływu. Poziomy turbulencji są stabilne w przekroju komory i tym większe im mniejsza jest odległość od wylotu rury do ściany. Wpływ zmian prędkości jest niewielki podobnie jak lokalizacja strumienia po zmianie kierunku przepływu. W całej komorze utrzymuje się stabilny poziom fluktuacji prędkości z lokalnym maksimum w sąsiedztwie ściany spływu.

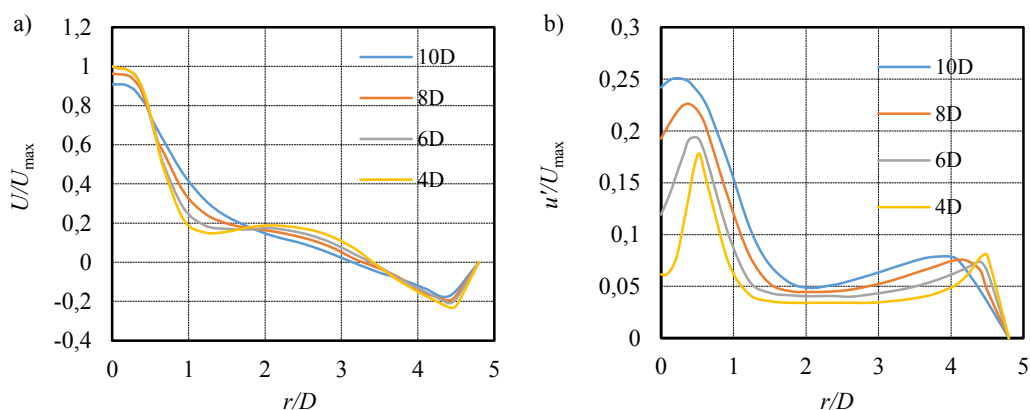


Rys. 7.41. Rozkład składowej osiowej prędkości 10 m/s w przekroju 50%

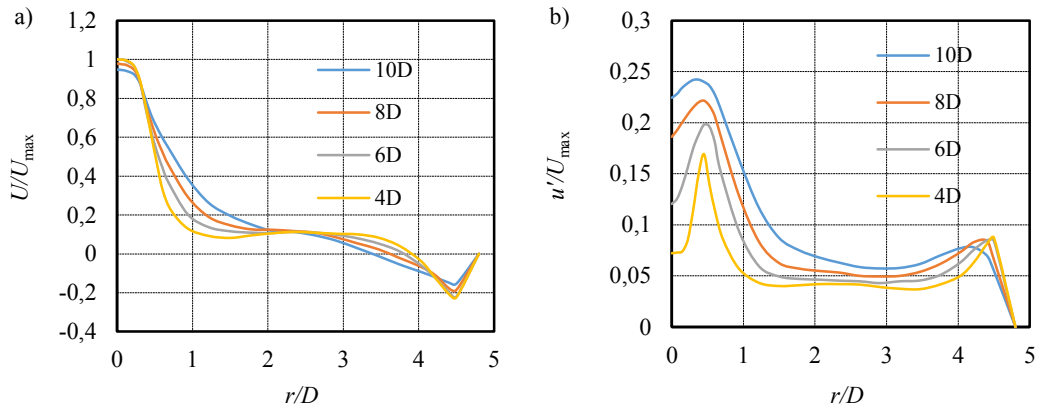


Rys. 7.42. Rozkład składowej osiowej prędkości 30 m/s w przekroju 50%

Na rysunkach 7.41, 7.42 przedstawiono wyniki dla względnej odległości wynoszącej 50%. Porównano wyniki rozkładu składowej poosiowej i promieniowej prędkości oraz znormalizowane fluktuacje składowej poosiowej prędkości. Ocena jakościowego kształtu krzywych przedstawionych na rysunku 7.41 jest zgodna z przedstawionymi na rysunku 7.39. W przypadku małych prędkości i dużych odległości od wylotu rury do uderzanej powierzchni obserwowalny jest odmienny przebieg zmian prędkości. Struga przemieszcza się w strefie r/D od 2 do 4 w kierunku wylotu komory nawrotnej. Przy powierzchni spływu mamy przepływ wsteczny wywołany zawirowaniem. Potwierdzenie tego stanu jest rozkład składowej promieniowej prędkości o dodatniej wartości do ściany spływu. Oznacza to, że struga przemieszcza się w kierunku od osi do ściany spływu, aby wzdłuż niej wypłynąć z komory, co pokazuje rysunek 7.41a. W pozostałych przypadkach struga kieruje się w stronę powierzchni uderzanej, a strumień wylotowy zajmuje niewielką część komory nawrotnej. Rozkłady fluktuacji składowej poosiowej prędkości mają zbliżony przebieg do obserwowanych przy odległości względnej 25%. Dostrzegalne różnice na wszystkich wykresach rysunków 7.41, 7.42 mimo niewielkich wartości, oznaczają brak jakościowej zgodności. Spowodowane jest to położeniem lokalnych ekstremów, które ulegają przesunięciom wraz ze zmianą położenia rury wewnętrznej oraz zmianą prędkości powietrza z niej wypływającego.



Rys. 7.43. Rozkład składowej osiowej prędkości 10 m/s w przekroju 75%

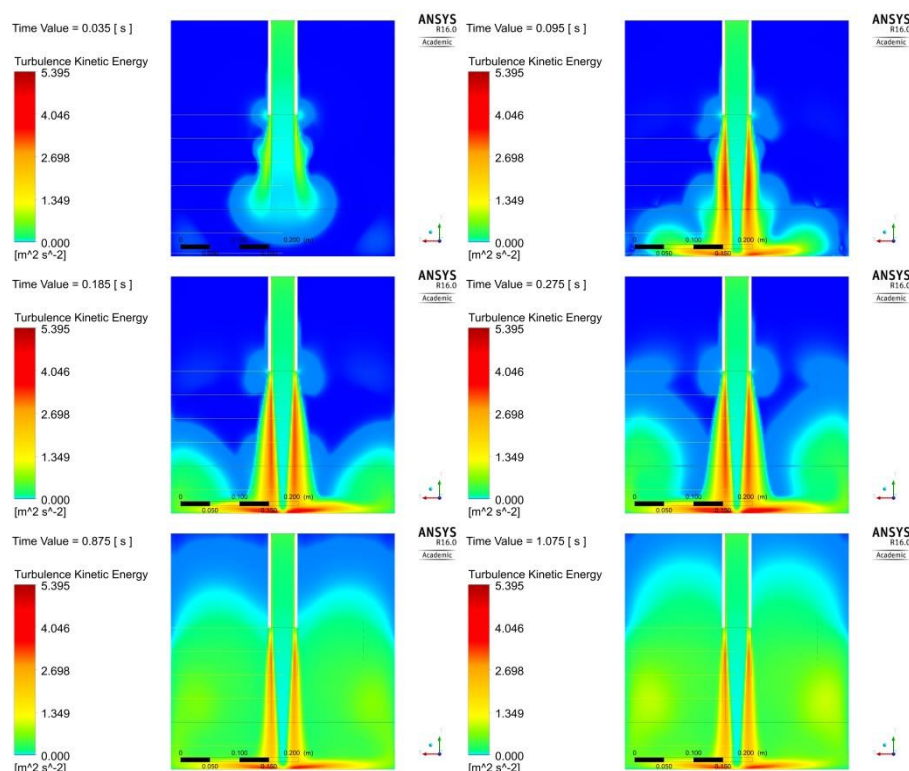


Rys. 7.44. Rozkład składowej osiowej prędkości dla prędkości 10 m/s w przekroju 75%

Na rysunkach 7.43 i 7.44 przedstawiono rozkłady znormalizowanej składowej poosiowej prędkości oraz jej fluktuacji dla odległości względnej 75% przy czterech położeniach rury wewnętrznej w stosunku do powierzchni uderzanej. Z zaprezentowanych rozkładów wynika, że w sąsiedztwie ściany uderzanej wpływ prędkości oraz położenia rury wewnętrznej minimalizuje się. Wszystkie przebiegi mają charakter podobny mimo niewielkich różnic jakościowych i ilościowych. Przedstawione na rysunku 7.43a i 7.44a promieniowe profile składowej poosiowej prędkości cechują się zróżnicowaniem w okolicach osi strugi. Wynika to z faktu, że dla dużych odległości od wylotu rury do uderzanej powierzchni odległość 75% nie obejmuje pęcherza podwyższonego ciśnienia, a dla małych obejmuje. Skutkiem konwersji energii kinetycznej ruchu średniego w ciśnienie statyczne w osi napływającej strugi obserwuje się spadek wartości prędkości do zera w punkcie stagnacji, czyli przy odległości względnej równej 100%. Prędkość w kierunku promieniowym maleje aż do osiągnięcia zera przy promieniach $r/D \approx 3,2$ dla prędkości 10 m/s i $r/D \approx 3,7$ dla prędkości 30 m/s. Oznacza to, że przy tej odległości struga opuszczająca komorę nawrotną jest ściśle związana z powierzchnią spływu, wzdłuż której przepływa. Podobne różnice występują na rysunkach 7.43b i 7.44b. W okolicach osi komory poziom turbulencji zależny jest od lokalnie zachodzących procesów konwersji energii i ulega stopniowemu tłumieniu wraz ze wzrostem promienia. Widoczne są niewielkie jakościowe różnice w przebiegach fluktuacji prędkości w sąsiedztwie powierzchni spływu. Istotnym z punktu opisu znormalizowanego jest fakt, że przy odległości względnej 75% brak jest zgodności jakościowych w przebiegach zarówno wartości średnich w czasie jak również parametrów turbulencji. Nie jest więc możliwy zunifikowany opis rozkładów prędkości i jej fluktuacji w części komory nawrotnej sąsiadującej z powierzchnią uderzaną przy zmiennych położeniach rury wewnętrznej.

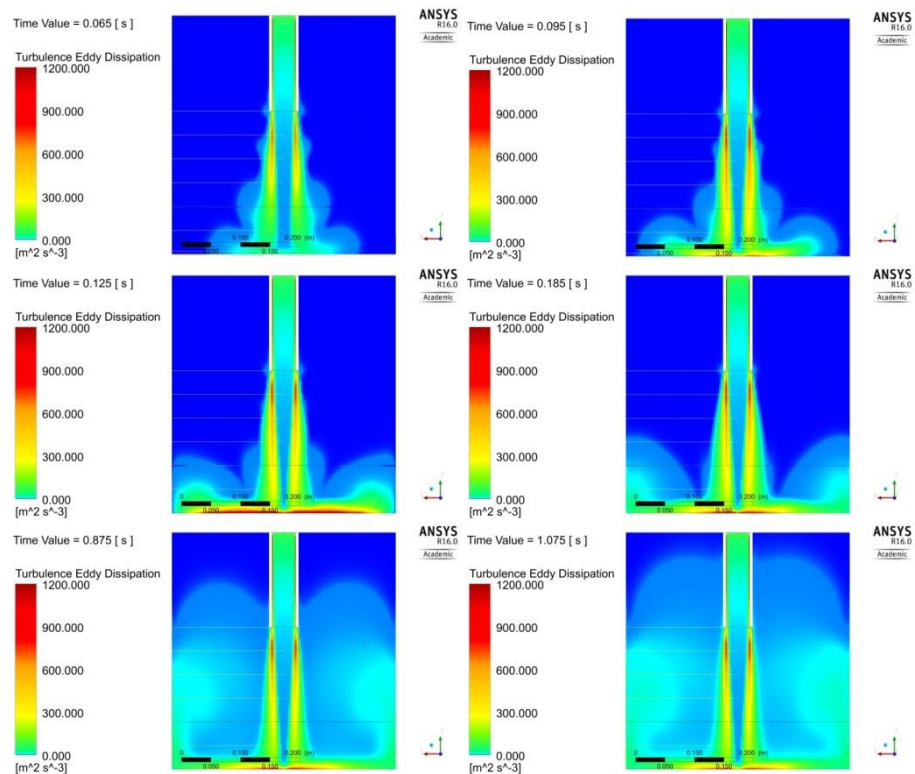
7.6. Prezentacja wyników modelowania przepływu nieustalonego w czasie

Rozdział ten jest poświęcony prezentacji wyników modelowania numerycznego zmiennego w czasie. Symulacje zostały przeprowadzone przy użyciu programu Ansys-CFX, dla tych samych warunków brzegowych, które użyto do modelowania przepływu stacjonarnego. Modelowanie zmienne w czasie przeprowadzono dla wszystkich geometrii analizowanych w obliczeniach ustalonych w czasie. Wyniki zawarte w rozdziale przedstawione zostaną dla reprezentatywnego profilu 6D oraz dla prędkości 10 m/s, 30 m/s i 50 m/s.

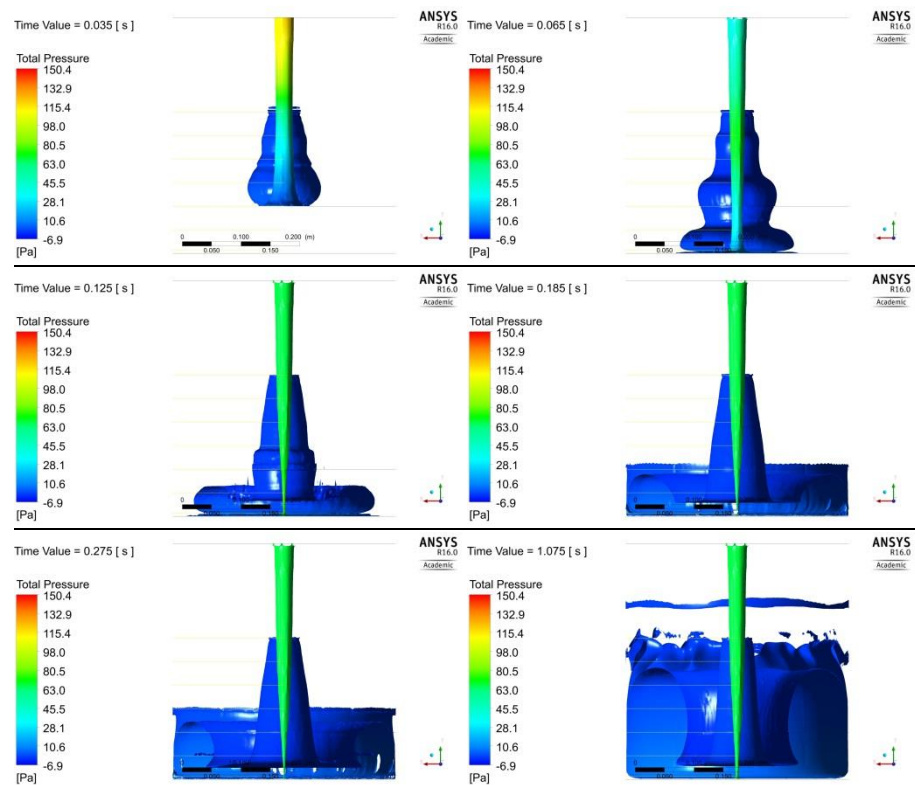


Rysunek 7.45. Wyniki dla energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego przy prędkości 10 m/s

Wyniki analizy zmiennej w czasie dla prędkości 10 m/s zestawiono dla charakterystycznych wielkości turbulentnych oraz tworzących się struktur wirowych. Analiza zawiera sześć kroków czasowy przedstawiających zmienność przepływu w czasie. Modelowanie prowadzone było do momentu ustalenia się przepływu i osiągnięcia wartości, jak dla modelowania stacjonarnego oraz wyników eksperymentu. Z rysunku 7.45 przedstawiającego zmienność energii kinetycznej turbulencji odczytać można, w pierwszym kroku czasowym ($t = 0,035[s]$), zmiany występujące tuż u wypływu z dyszy wylotowej. Tworzą się trzy charakterystyczne obszary przemieszczające się wzdłuż osi strugi. W narożach komory nawrotnej zaobserwować można pojawiające się zmiany energii kinetycznej turbulencji.



Rysunek 7.46. Wyniki dla dyssypacji energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego przy prędkości 10 m/s

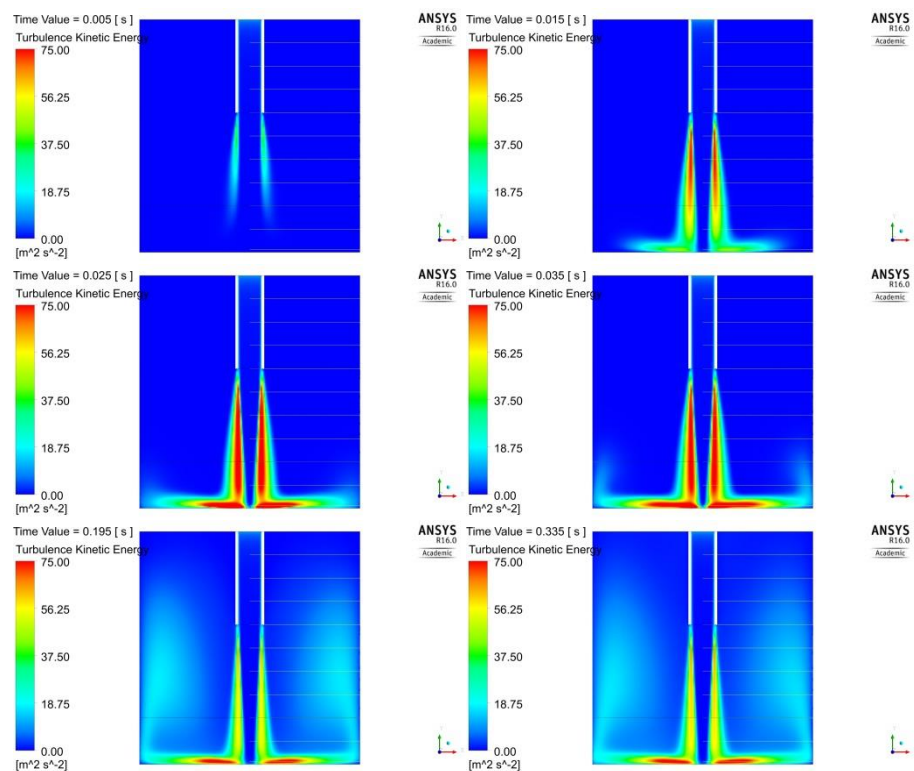


Rysunek 7.47. Wyniki dla struktur wirowych w przepływie nieustalonego przy prędkości 10 m/s

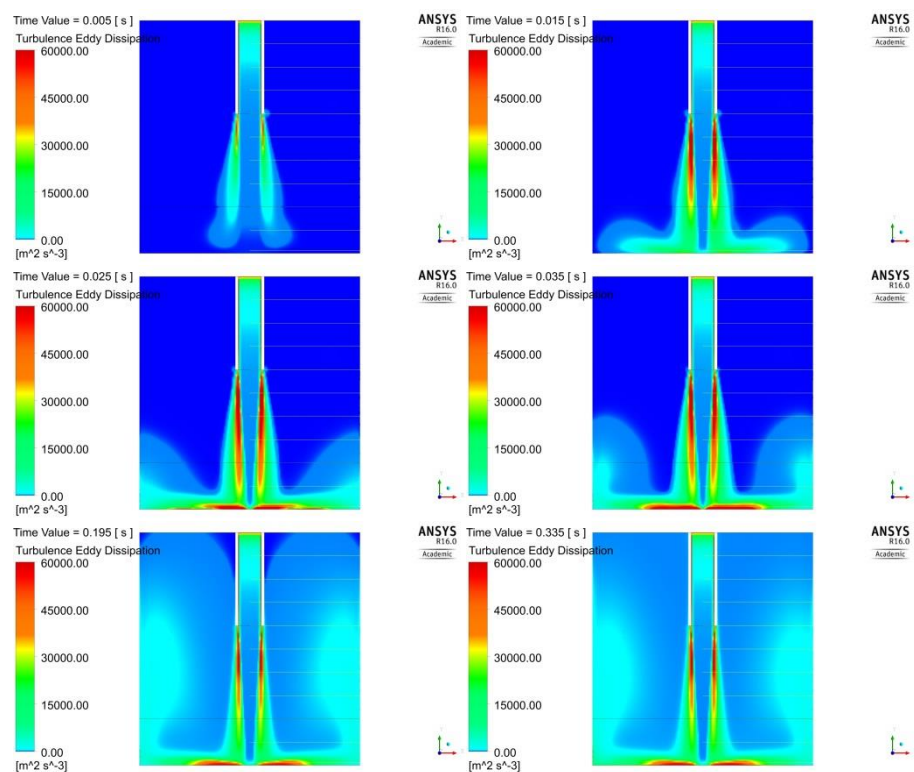
W kroku czasowym $t = 0,095[s]$ zaobserwować można ekspansję strumienia z charakterystycznymi trzema obszarami zmiany energii kinetycznej turbulencji. Tworzy się

wyraźny obszar rdzenia potencjalnego, na którego krawędzi występuje silna produkcja turbulencji. W następnych krokach czasowych narasta turbulencja w obszarze przysięnnym, wypełniając komorę w 1/3 wysokości. Kolejne kroki czasowe prowadzą do rozprzestrzeniania się turbulencji w komorze i stabilizacji strugi w kroku czasowym $t = 1,075[s]$. Podobny przebieg zaobserwować można na rysunku 7.46, dla dyssypacji energii kinetycznej turbulencji. Energia kinetyczna turbulencji stanowi front zmian, a następnie dochodzi do dyssypacji. Rysunek 7.47 prezentuje tworzenie się wiru w kolejnych krokach czasowych. Charakterystyczny obszar widoczny na poprzednich dwóch rysunkach w kroku czasowym $t = 0,065[s]$ obserwowany jest również dla tworzącego się wiru. Struga uderzając w ścianę zaczyna rozpływać się promieniowo, tworząc wir. Obszar zawirowania przemieszcza się wraz ze strugą do ściany spływu, przy której zaczyna wzrastać w kierunku wylotu z komory nawrotnej. W ostatnim kroku czasowym dostrzec można w pełni rozwinięty wir powyżej, którego tworzy się strefa oderwania od ściany. Na wysokości około $8D$ również zaobserwować można niewielki wir znajdujący się na ścianie spływu.

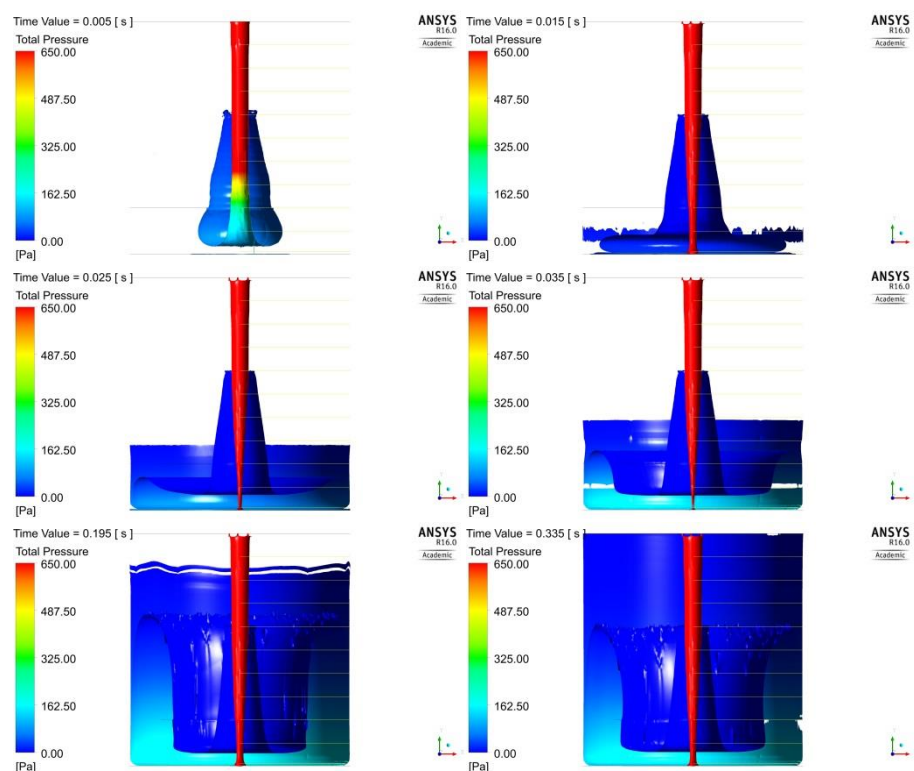
Na rysunku 7.48 zaprezentowano rozkład energii kinetycznej w czasie dla prędkości 30 m/s. Czas ustalenia się przepływu dla prędkości 30 m/s jest mniejszy niż dla prędkości 10 m/s, a wyniki prezentowane są w innych krokach czasowych. W czasie $t = 0,005[s]$ zaobserwować można tworzące się obszary produkcji turbulencji, a w następnym kroku czasowym zarysowuje się rdzeń potencjalny strugi oraz punkt stagnacji. Intensywność turbulencji u wylotu z dyszy jest największa w całym przekroju. Dla kroku czasowego $t = 0,025[s]$ struga rozpływa się wzdłuż dna komory tworząc obszar o intensywnej produkcji turbulencji. W kroku czasowym $t = 0,035[s]$ struga dociera do ścian spływu, przy których możemy obserwować obszary stagnacji zlokalizowane w narożach. Energia kinetyczna turbulencji ustala się w kroku czasowym równym $t = 0,335[s]$. Na rysunku 7.49 przedstawiona jest dyssypacja energii kinetycznej turbulencji. Przebieg frontu dyssypacji energii kinetycznej turbulencji jest analogiczny do energii kinetycznej turbulencji. Osiąga maksima w miejscach największej produkcji turbulencji.



Rysunek 7.48. Wyniki dla energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego przy prędkości 30 m/s



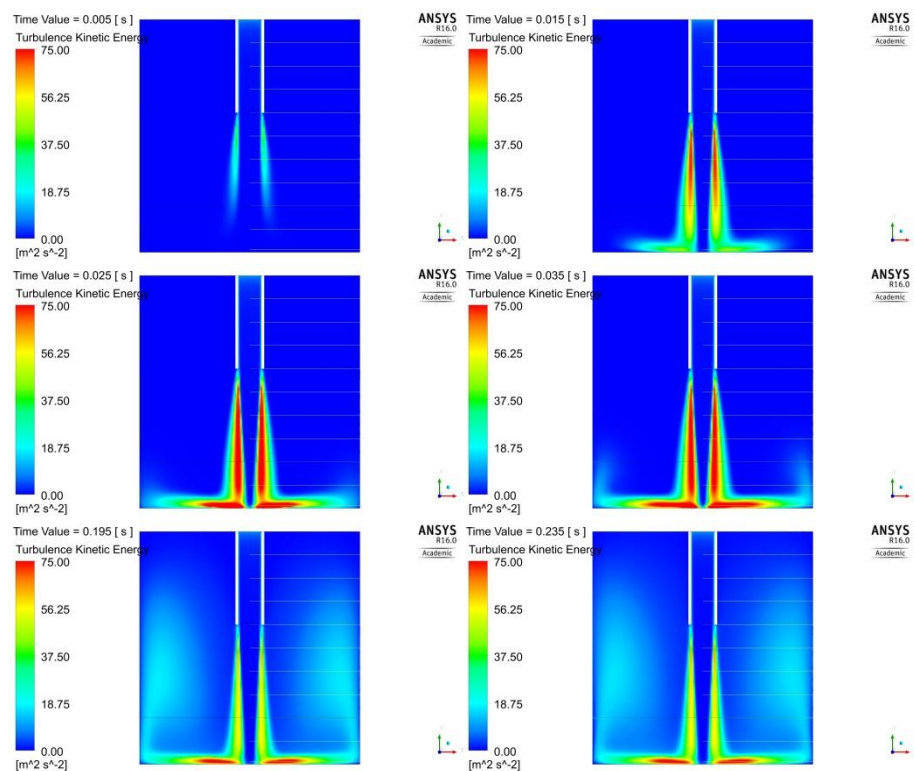
Rysunek 7.49. Wyniki dla dyssypacji energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego przy prędkości 30 m/s



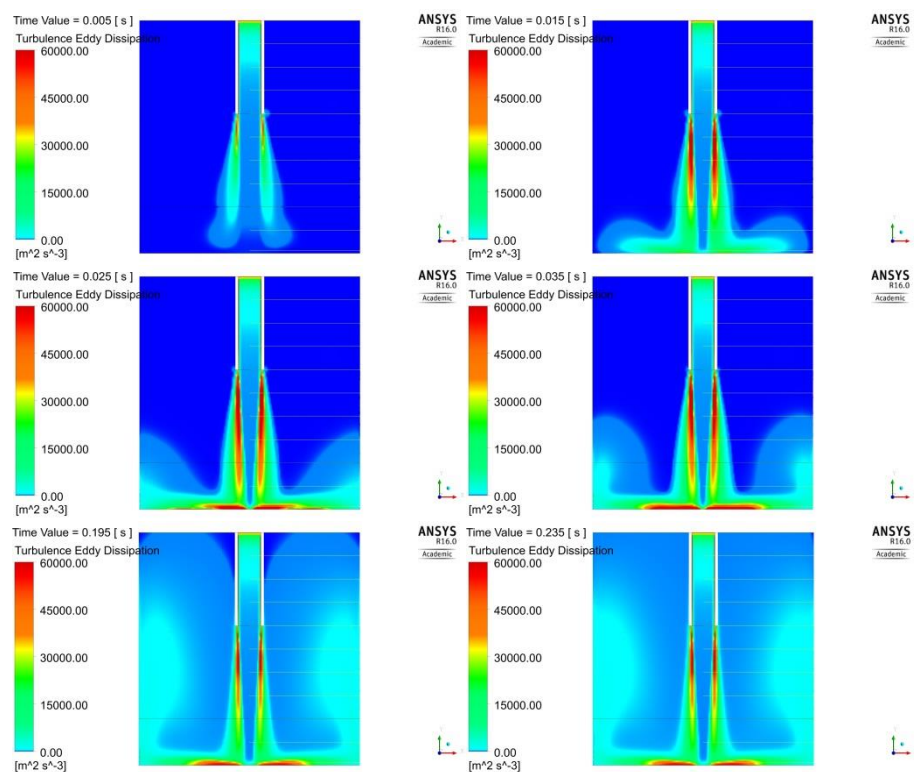
Rysunek 7.50. Wyniki dla struktur wirowych w przepływie nieustalonego przy prędkości 30 m/s

Na rysunku 7.50 zaprezentowane jest tworzenie się wiru. W pierwszym kroku czasowym zaobserwować można istnienie struktury podobnej do tej dla prędkości 10m/s. W przypadku tej prędkości struga szybko dociera do ściany uderzanej tworząc na niej wir, przemieszczający się wzdłuż ściany. Obszar zawirowań przenosi się wzdłuż ściany spływu wypełniając komorę w 1/2 jej objętości. Przepływ stabilizuje się w kroku czasowym $t = 0,335[s]$.

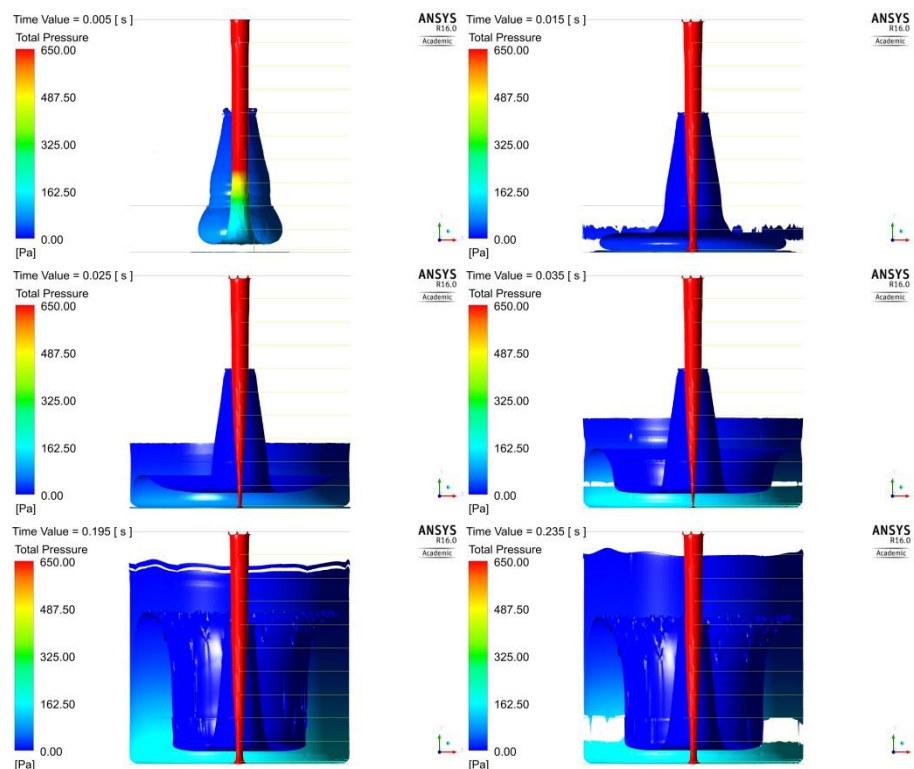
Na rysunku 7.51 zaprezentowane zostały wyniki dla energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego. Rozkład wartości energii kinetycznej turbulencji w pierwszym kroku czasowym podobny jest do zaprezentowanego dla prędkości 30 m/s. W kolejnych krokach czasowych turbulencja rozwija się w obszarze przyściennym i narasta razem z frontem przepływającej strugi. Obszary o maksymalnej wartości energii kinetycznej turbulencji są większe niż w przypadku prędkości 30 m/s. Krok czasowy, przy którym otrzymano warunki ustalone to $t = 0,235[s]$. Na rysunku 7.52 przedstawiona jest dyssypacja energii kinetycznej turbulencji. Analogicznie do energii kinetycznej turbulencji, dyssypacja tworzy się w obszarach największej produkcji turbulencji. W pierwszym kroku czasowym obszar dyssypacji zlokalizowany jest w pobliżu wypływającego strumienia. W kolejnych krokach czasowych zauważalny jest obszar rdzenia potencjalnego, maksimum dyssypacji zlokalizowane jest u wylotu z dyszy. Struga docierając do ściany uderzanej tworzy tam kolejny obszar o intensywniej dyssypacji energii kinetycznej.



Rysunek 7.51. Wyniki dla energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego przy prędkości 50 m/s



Rysunek 7.52. Wyniki dla dyssypacji energii kinetycznej turbulencji w przepływie nieustalonego przy prędkości 50 m/s



Rysunek 7.53. Wyniki dla struktur wirowych w przepływie nieustalonego przy prędkości 50 m/s.

Na rysunku 7.53. przedstawiono model tworzenia się zawirowań w komorze nawrotnej przy prędkości 50 m/s. W pierwszym kroku czasowym zaobserwować można charakterystycznie podążający front strugi i tworzący się wir. Struga docierając do ściany uderzanej rozplywa się promieniowo. Kolejny raz następuje zmiana kierunku przepływu w pobliżu ścian spływu. Wir przenosi się wzdłuż ściany w kierunku wylotu z komory. W ostatnim kroku czasowym wir obejmuje 2/3 objętości komory nawrotnej. Przepływ ustala się w kroku czasowym $t = 0,235[s]$.

8. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Rozprawa doktorska dotyczy rozpoznania i analizy zjawisk występujących wewnątrz komory nawrotnej przy użyciu metod eksperymentalnych oraz numerycznych. Głównym celem pracy było udowodnienie, że jest możliwa zmiana parametrów transportu pędu i masy, a przez to również ciepła. Aby możliwe było osiągnięcie wyznaczonego celu ustalone zostały zadania szczegółowe rozwiązywane w trakcie pracy:

- zweryfikowana została wiedza dotycząca przepływów w mechanice płynu, ze szczególnym uwzględnieniem rozpatrywanej geometrii komory nawrotnej. Z przeprowadzonej analizy literaturowej wynika bardzo duże zainteresowanie tą klasą przepływów. Mają one szerokie zastosowanie w wielu dziedzinach techniki, ponieważ charakteryzuje je intensyfikacja zjawisk transportu pędu, ciepła i masy. Wiele publikacji dotyczy analizy przepływu czynnika dla różnych konfiguracji, szeroko analizowane są strugi swobodne i ograniczone. W wyniku analizy literaturowej stwierdzono małą ilość publikacji dotyczących analizy przepływu w komorach nawrotnych. Aktualny stan wiedzy wskazuje na ich niepełny opis wymagający uzupełnienia. W zakresie badania przepływu wewnątrz komory nawrotnej odnaleźć można prace [4, 3, 32, 31]. Innym ważnym aspektem, który pojawił się w trakcie realizacji badań eksperymentalnych jest mała ilość wyników doświadczalnych, prowadzonych w geometriach cylindrycznych, dokonanych przy użyciu CTA. Spowodowane jest to konstrukcyjnymi ograniczeniami metody pomiarowej.

- Dokonano analizy zastosowania techniki termooanemometrycznej do pomiaru składowych prędkości oraz ich fluktuacji. Stanowisko pomiarowe, które składało się z otwartego tunelu aerodynamicznego, z zamontowaną komorą nawrotną, wyposażone było w termooanemometr stałotemperaturowy firmy TSI. Jest to aparatura wysokiej klasy służąca do badań naukowych. Charakteryzuje się bardzo dużą częstotliwością próbkowania umożliwiającą rejestrowanie niewielkich zmian w przepływie gazu. Czujnikiem pomiarowym była sonda typu X, posiadająca dwa włókna pomiarowe ułożone względem siebie pod kątem 90° . Zastosowana technika termooanemometryczna pozwala na wykonanie pomiarów z dużą klasą dokładności, a możliwościami przekracza potrzeby analizowanego przepływu. Dlatego można powiedzieć, że jakość wykonanych pomiarów stanowi wzorzec do dalszych analiz. Nie można jednak zapomnieć, metoda posiada wady. Największą z nich jest potrzeba przystosowania obiektu do pomiarów przy użyciu CTA. Wymaga ona wprowadzenie do analizowanej przestrzeni elementu pomiarowego, przez otwór technologiczny. Ruch sondy w obszarze pomiarowym jest ograniczony przez otwór technologiczny. W przypadku prowadzonych badań ruch sondy

ograniczony był do obszaru pomiędzy dyszą wylotową strugi, a dnem komory nawrotnej. Kolejną wadą, na którą należy zwrócić uwagę to wrażliwość włókna sondy pomiarowej na zanieczyszczenia w powietrzu. Podczas prowadzenia badań wielokrotnie zdarzało się, że do włókna sondy przykleił się pył z powietrza.

- przeanalizowane zostały metody modelowania numerycznego. W tym celu zapoznano się z budową modeli turbulencji i ich ograniczeniami. Wytypowano do analizy porównawczej pięć modeli turbulencji. Wyniki analizy zostały zestawione w formie wykresów i porównane z wynikami pomiarów eksperymentalnych. Po weryfikacji otrzymanych danych od dalszej pracy wytypowany został model SST. Metody numeryczne w znacznym stopniu uzupełniły informacje o przepływie czynnika wewnątrz komory nawrotnej. Ponadto udało się uzyskać informacje o strukturze przepływu za emitery strugi (w kierunku wylotu). Metoda eksperymentalna nie pozwalała wykonać pomiarów w tym obszarze przez ograniczenia techniczne. Kolejną ważną cechą modelowania numerycznego jest możliwość symulacji przepływu niestacjonarnego. Modelowanie numeryczne jest próbą odwzorowania rzeczywistego przepływu cieczy. W związku z tym uważam, że pierwszym etapem prowadzenia takich symulacji jest uzyskanie zbieżności eksperymentu z metodami numerycznymi. Warto również przypomnieć o istotnej zależności pomiędzy obiema metodami, które wzajemnie się uzupełniają.

- Wyznaczone zostały wielkości charakterystyczne przepływu wewnątrz analizowanej geometrii oraz obszary konwersji energii przy zmiennych warunkach brzegowych. Było to możliwe dzięki zastosowaniu obu metod analizy przepływu. Metoda eksperymentalna pozwoliła na zmierzenie prędkości strugi w kierunku osiowym oraz promieniowym. Dodatkowo zmierzona została ich fluktuacja, co bezpośrednio przełożyło się na oszacowanie energii kinetycznej turbulencji lub stopnia turbulencji. Pomiary uzupełnione o analizę numeryczną dostarczają kompleksowych informacji o przepływie. Problematicznym elementem w modelowaniu numerycznym przepływu wewnątrz komory jest wielokrotność transformacji energii potencjalnej ciśnienia i kinetycznej. Jest to problem znany w modelach numerycznych, z tego powodu zastosowano współczynnik ograniczający narastanie energii kinetycznej w punkcie stagnacji tzw. limiter.

- Przeanalizowane zostały charakterystycznych cech przepływu, formowania się struktur wirowych, obszarów stagnacji, oderwań strumienia, stref recyrkulacji. Wyniki dostarczone dla tego przepływu pochodzą przede wszystkim z analiz numerycznych przepływu. Możliwość wizualizacji danych w postaci map z rozkładami charakterystycznych cech daje kompleksowy obraz o zjawiska występujących w przepływie.

○ Ocenione zostały wpływy zmiany prędkości strugi wlotowej na formowanie się struktur wirowych, obszarów stagnacji, oderwań strumienia, stref recyrkulacji. Wpływ prędkości początkowej istotnie wpływa na charakter przepływu wewnątrz komory. Przy większej prędkości wyraźnie odznaczają się miejsca konwersji energii kinetycznej oraz potencjalnej ciśnienia. Między innymi w postaci punktów stagnacji, które są następnie źródłem generowania energii kinetycznej. Należy pamiętać, że obszary te mają charakter dynamiczny. Efekt zmiany prędkości przenosi się w obszar strugi przyściennej gdzie obserwowane były różnice. Przy niższej prędkości wypływu zauważyć można, że powracający strumień rozprzestrzenia się w całej komorze, a przy prędkości najwyższej odrywa się od ściany spływu, napływając na strumień wypływający z emitera. W trakcie badań stwierdzono, że długość rdzenia potencjalnego wynosi około $6D$. Oznacza to, że energia transportowana z rdzenia strugi w kierunku promieniowym do obszaru mieszania jest mniejsza. W przeprowadzonych badaniach zaobserwowano, że największe fluktuacje występowały w obszarze dużych gradientów, znajdujących się obszarze rdzenia potencjalnego oraz strefie spływu. Prędkość początkowa strumienia wpływa na wartości fluktuacji osiowej oraz promieniowej. We wszystkich przypadkach fluktuacja największa była dla prędkości 50 m/s w obszarze dużych gradientów prędkości. Pomiędzy dwoma ekstremami fluktuacji, znajdującymi się w obszarze rdzenia potencjalnego oraz ścianie spływu, występuje strefa mieszania. Ekstremum fluktuacji dla składowej osiowej oraz promieniowej odsuwało się od osi strugi do połowy długości komory po czym ponownie przesunęło się w stronę osi.

○ oceniono wpływ odległości dyszy wylotowej od dna komory nawrotnej w celu intensyfikacji zjawiska turbulencji oraz zmiany rozkładu prędkości wewnątrz komory nawrotnej. Biorąc pod uwagę odległość emitera od dna komory nawrotnej wywnioskować możemy, że energia strumienia uderzającego w dno komory jest większa. Konsekwencją tego jest spływ strumienia wzdłuż ściany bocznej lub jego oderwanie. Prezentowały to wyniki dla wszystkich prędkości w strumienia gazu zwizualizowane przez naprężenia ścinające na ścianie spływu. W każdym przypadku dla małej odległości od dna komory nawrotnej $1D$ oraz $2D$ wyniki prezentowały spływ wzdłuż ściany. Parametrem opisującym intensywność turbulencji jest lepkość turbulentna odpowiedzialna za transport masy i pędu. W komorze nawrotnej dla małych odległości od dna, w pobliżu ściany uderzanej, następuje intensyfikacja procesów konwersji energii. Natomiast dla maksymalnej odległości od dna komory w przekroju $10D$, charakterystyczna była intensyfikacja energii kinetycznej turbulencji. Biorąc pod uwagę zmiany energii kinetycznej turbulencji oraz szybkości jej dyssypacji, największą intensyfikację turbulencji wykazują przekroje w przedziale $4D$ – $6D$ niezależnie od prędkości.

○ analiza przepływu niestacjonarnego z zastosowaniem numerycznych rozwiązań modelowania przepływu nieustalonego dostarcza informacje o jego zmienności w czasie i przestrzeni. Dzięki temu możliwa była obserwacja zmian przepływu strugi z bardzo małym krokiem czasowym oraz obserwacja wyżej wymienionych parametrów w sposób dynamiczny. Dzięki zastosowaniu symulacji zmiennej w czasie zaobserwowano zjawiska tuż u wylotu strugi z dyszy, które nie są mierzalne metodami eksperymentalnymi. Modelowanie przepływu niestacjonarnego w geometrii trójwymiarowej wykazało, że przepływ do uzyskania parametrów ustalonych jest symetryczny w kierunku obwodowym.

Rozwiązano wszystkie postawione na wstępie cele szczegółowe wynikające z uzasadnienia tezy, że intensyfikacja procesów transportu pędu, ciepła i masy jest możliwa przez zmianę odległości dyszy od dna komory nawrotnej lub przez zmianę prędkości strugi na wlocie.

Rozwiązano zagadnienia niestacjonarnego transportu masy, pędu i energii w modelowej komorze nawrotnej, co poszerzyło stan wiedzy w obszarze przepływów osiowosymetrycznych i ograniczonych.

Wyniki badań przeprowadzonych w pracy doktorskiej metodami numerycznymi oraz eksperymentalnymi wskazują na realizację postawionego zadania. Możliwa jest intensyfikacja zjawisk transportu ciepła, pędu i masy w komorze nawrotnej.

9. BIBLIOGRAFIA

- 1) Ansys Manual
- 2) Bartoszewicz J., Kłosowiak R., Bogusławski L., The analysis of the flow structure in a jet at variable geometry of the reverse chamber, *International Journal of Heat and Mass Transfer* Volume 55, Issues 11-12, Pages 3239-3245, May 2012
- 3) Bartoszewicz J., Kłosowiak R., The static pressure redistributions on the surfaces of reverse chamber, 14th European Turbulence Conference, 1-4 september 2013, Lyon, France
- 4) Bartoszewicz J., Kłosowiak R., Urbaniak R. The study of turbulence structure in the closed channel, 21st International Congress of Chemical and Process Engineering CHISA 23-27 August 2014 Prague
- 5) Batchelor, G. K. . The Theory of Homogeneous Turbulence, Cambridge University Press, Cambridge, 1953.
- 6) Bearman P. W.: Corrections for the effect of ambient temperature drift on hot-wire measurements in incompressible flow, *DISA, Inf.*, no 11, 1971, 25-30.
- 7) Bilger, R.W. "A Note on Favre Averaging in Variable Density Flows". *Combustion Science and Technology*. Vol. 11. 215-217. 1975.
- 8) Bogusławski, A. Drobniak, S. Tyliczszak, A. Turbulencja - od losowości do determinizmu *Modelowanie Inżynierskie*, T. 5, nr 36 ,2008
- 9) Boussinesq. J. Essai sur la th'eorie des eaux courantes, M'em. pr'es. par div. savant `a l'Acad. Sci. 23, 1-680, 1877.
- 10) Brown F.K., Roshko A., On the density effects and large structure in turbulent mixing layers, *Journal of Fluid Mechanics*. 64 (1974) 775-816.
- 11) Bru n H. H.: On the temperature dependence of constant temperature hot-wire probes with smali wire aspect ratio, *J. Phys.*, ser. E, vol. 8, 1975, 942-951.
- 12) Champagne F. H.: The temperature sensitivity of hot-wires, *Proc. Dynamie Flow Conf. Tokyo* 1978, 101-115.
- 13) Cho Y. et al. Theoretical and experimental investigation of wall confluent jets ventilation and comparison with wall displacement ventilation, *Building and Environment*. 43 (2008) 1091-1100.
- 14) Cohen, J., Wygnanski, I., The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle, *Journal of Fluid Mechanics*. 176 (1987) 191-219.
- 15) Collis D. C., Williams M. J. : Two-dimensiona convection from heated wires at law Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, vol. 6, 1959, 367-384.
- 16) Cottet G.H., Koumoutsakos P.D., *Vortex Method: Theory and Practice*, Cambridge University Press, 2000.
- 17) Crow S.C., Champagne F.M., Orderly structure in jet turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 48, 547-591, 1970.
- 18) Dav les P. O. A. L., Fisber M. J.: Heat transfer from electrical/y heated cylinders, *Proc. R. Soc. London, sec. A*, vol. 280, 1964, 486-527.
- 19) Deardorff J.W.: A numerical study of three dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number. "J.Fluid Mech." 1970, Vol. 41,
- 20) Delie u r J. W., To e b s G. H., Li u C. L.: The steady and dynamie heat transfer from turbulencesensors in liquids, *Proc. 12th Cong. IAHR*, vol. 2, Fort Collins 1967, 227.
- 21) Deo R.C. et al. Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls, *Experimental Thermal and Fluid Science*. 32 (2007) 596-606
- 22) Downs, S., James, E., 1987. Jet impingement heat transfer – a literature survey. *ASME Paper 87-HT-35*, pp. 1-11.

- 23) Dyban, E. P., and Mazur, A. I., Convection Heat Transfer in Impinging Jets (Konvektivnyj teploobmen pri strujnom obtekanii tel), Naukova dumka, Kiev, Russia, 1982 (in Russian).
- 24) Freymuth P.: A comparative study of the signal-to-noise ratio for hot-film and hot-wire anemometers, J. Phys., ser. E, vol. 11, 1978, 915-918.
- 25) Germano, M. (1998): Fundamentals of large-eddy simulation. (Advanced Turbulent Flows Computations, Peyret and Krause eds.), CISM Courses and Lectures 395, Springer, 81-130
- 26) Goldstein, R. J., and Cho, H. H., A Review of Mass Transfer Measurements Using Naphthalene Sublimation, Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 10, pp. 416–434, 1999.
- 27) Gutmark E., Wygnanski I., The planar turbulent jet, Journal of Fluid Mechanics, 73, 465–495, 1976.
- 28) Hinze J. O. Turbulence. 2nd ed. New York: Mc Graw- Hill 1975.
- 29) Jambunathan, K., Lai, R., Moss, A., Button, B., 1992. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. Int. J. Heat Fluid Flow 13, 106–115.
- 30) King L. V.: On the convection heat from small cylinders in a stream on fluid: determination on the convection constants of small platinum wires with application to hot-wire anemometry, Phil. Trans. R. Soc., 214A, 1914, 373-432.
- 31) Kłosowiak R., Bartoszewicz J., Bogusławski L., Influence of temperature changes at nozzle outlet on distribution of energy in cylindrical chamber, Part 2, Thermodynamics in Science and Technology, 593-602 , 2011
- 32) Kłosowiak R., Bartoszewicz J., Bogusławski L., The numerical and experimental analysis of velocity fields and turbulence in the reverse chamber, Conference on Modelling Fluid Flow, Budapest, Hungary, September 4-7, 2012
- 33) Kłosowiak R., Bogusławski L., Shear stress distribution on flat surface impinged by jets, 21st International Congress of Chemical and Process Engineering CHISA 23-27 August 2014 Prague
- 34) Kolmogorov A. N.. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number, J. Fluid Mech. 13,82–85, 1962.
- 35) Kolmogorov A. N.. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number, Dokl. Acad. Nauk. SSSR 30, 9–13, 1941; On degeneration (decay) of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid, Dokl. Acad. Nauk. SSSR 31, 538–540, 1941; Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, Dokl. Acad. Nauk. SSSR 32,16–18, 1941.
- 36) Kolmogorov, A. N. (1942), "Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid," Izvestia Academy of Sciences, USSR; Physics, Vol. 6, Nos. 1 and 2, pp. 56-58.
- 37) Koseoglu M.F., Baskaya S., Experimental and numerical investigation of natural convection effects on confined impinging jet heat transfer, International Journal of Heat and Mass Transfer. 52 (2009) 1326-1336.
- 38) Kramers H.: Heat transfer from spheres to flowing media, Physics, vol. 12, no 2-3, 1946, 61-80.
- 39) Launder B.E. and D.B. Spalding, The Numerical Computation of Turbulent Flows" Computer Methods In Applied Mechanics and Engineering. Vol. 3. pp 269-289. 1974.
- 40) Launder, B., Reece, G. & Rodi, W. (1975). Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, Journal of Fluid Mechanics 68(3): 537–566
- 41) M. Y. Abdelsalam, M. M. Kamal, and M. Aboelnasr, Flat Surface Heat Transfer Enhancement By an Impinging Circular Free Water Jet, Experimental Heat Transfer, 27:276–295, 2014

- 42) Mallinson, S. G., Reizes, J. A., and Hong, G., An Experimental and Numerical Study of Synthetic Jet Flow, *Aeronautical Journal*, vol. 105, no. 1043, pp. 41–49, 2001.
- 43) Martin, H., 1977. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. *Adv. Heat Transfer* 13, 1–60.
- 44) Menter F. R.. “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”. *AIAA Journal*. Vol. 32. 1598–1605. 1994.
- 45) Mochida, A., Tominaga, Y., Murakami, S., Yoshie, R., Ishihara, T., Ooka, R., 2002. Comparison of various k- ϵ model and DSM applied to flow around a high-rise building - report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment -, *Wind & Structures* 5, No.2-4, 227-244
- 46) Murakami S., A. Mochida, K. Hibi J. *Wind Engrg. Industrial Aerodynamics*, 25 (1987), p. 291
- 47) Murakami, S., Iizuka, S., Ooka, R. (1999): CFD analysis of turbulent flow past square cylinder using dynamic LES. *Journal of Fluids and Structures* 13, 1097-1112
- 48) Perry A. E.: *Hot-wire anemometry*, Clarendon Press Oxford, 1982.
- 49) Popiel Cz.O., Boguslawski L., Mass or heat transfer in impinging single, round jets emitted by a bell-shaped nozzle and sharp-ended orifice, *Proceeding of the 8th International Heat Transfer Conference*, 3, 1187-1192, 1986.
- 50) Popiel, C., Trass, O., 1991. Visualization of a free and impinging round jet. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 4, 253–264.
- 51) Prandtl L. Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz, *Zs. angew. Math. Mech.* 5, 136–139, 1925.
- 52) Reynolds. On the dynamical theory of turbulent incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Phil. Trans. R. Soc. London A* 186, 123–161, 1894.
- 53) Robinson, J. . Basic and Shape Sensitivity Tests for Membrane and Plate Bending Finite Elements. Robinson and Associates. January 1985.
- 54) Rodi W (1976) A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses. *ZAMM* 56: T219–T221
- 55) S. Roux a, M. Fénot b, G. Lalizel b, L.-E. Brizzi c, E. Dorignac Evidence of flow vortex signatures on wall fluctuating temperature using unsteady infrared thermography for an acoustically forced impinging jet, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2014
- 56) Sara O.N. et al., Electrochemical mass transfer between an impinging jet and a rotating disk in a confined system, *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 35 (2008) 289-298.
- 57) Shi Y., Mujumdar A.S., Ray M.B., Effect of large temperature difference on impingement heat transfer under a round turbulent jet, *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 31 (2004) 251-260.
- 58) Smagorinsky J., General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment, *Mon. Weather Rev.* 91, 1963, 99 - 165
- 59) Townsend. A. A. , *The Structure of Turbulent Shear Flow*, Cambridge University Press, Cambridge, 1956.
- 60) Turkiyyah G., Reed D., Yang J., Fast vortex methods for predicting wind – induced pressures on buildings, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 58, 1995.
- 61) Viollet P.L.. "The Modelling of Turbulent Recirculating Flows for the Purpose of Reactor Thermal-Hydraulic Analysis". *Nuclear Engineering and Design*. 99. 365-377. 1987.
- 62) Viskanta, R., 1993. Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 6, 111–134.
- 63) White F.M. *Viscous Fluid Flow*. Second Edition. McGraw-Hill. New York. 1991.

- 64) Wilcox David C.. “Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models”. AIAA Journal. Vol. 26. 1299–1310. 1988.
- 65) Winant C.D., Browand F.K., Vortex pairing-the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number, Journal of Fluid Mechanics. 63 (1974) 237-255.
- 66) Wygnanski I., Peterson R.A., Coherent motion in excited free shear flows, AIAA Journal, 25, 201–213, 1974.
- 67) Yeh Y.-L. et al., Vertical structure evolutions and spreading characteristics of a plane jet flow under anti-symmetric long-wave excitation, Experimental Thermal and Fluid Science. 33 (2009) 630-641.
- 68) Yue-Tzu Yang, Shing-Cheng Chang, Chu-Shiang Chiou, Lattice Boltzmann method and large-eddy simulation for turbulent impinging jet cooling, International Journal of Heat and Mass Transfer, 543-553, 2013.
- 69) Zdeněk Trávníček a , Václav Tesař a , Zuzana Broučková a & Kazimierz Peszyński, Annular Impinging Jet Controlled by Radial Synthetic Jets, Taylor & Francis, Heat Transfer Engineering, 35(16–17):1450–1461, 2014
- 70) Zuckerman, N., Lior, N., 2006. Jet impingement heat transfer: physics, correlations, and numerical modeling. Adv. Heat Transfer 39, 565–631.