



POLSKA AKADEMIA NAUK

**Instytut Podstawowych Problemów
Techniki**

Zakład Mechaniki i Fizyki Płynów

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Krzysztof Dekajło

**Analiza stabilności przepływów termicznych w
pochylej geometrii**

Praca została wykonana pod kierunkiem
Prof. dr hab. Tomasza A. Kowalewskiego

Warszawa 2008

Pragnę serdecznie podziękować mojemu **Promotorowi, Prof. dr hab. Tomaszowi A. Kowalewskiemu** za cenne wskazówki i cierpliwość podczas pisania tej pracy. Za wyrozumiałość i wsparcie dziękuję mojej **Rodzinie**, w szczególności **Źonie** i **Córcie**. Natomiast wszystkim **Współpracownikom** z IPPT, ZMIFP za okazaną pomoc.

STRESZCZENIE

Niniejsza rozprawa doktorska dotyczy badań podstawowych, analizy stabilności przepływów termicznych w pochylej geometrii. Praca bazuje na wynikach samodzielnie wykonanych badań eksperymentalnych oraz symulacjach numerycznych przepływów w prostopadłościennym pochylonym kanale o wymiarach: $0.114\text{ m} \times 0.038\text{ m} \times 0.038\text{ m}$. Wybrany model laboratoryjny jest analogiem dla przepływu konwekcyjnego obserwowanego w atmosferze na zboczach wniesień. Ten typ konwekcji występuje również w wymiennikach ciepła o pochylonej geometrii stosowanych np.: w kolektorach słonecznych jak również podczas chłodzenia elementów elektronicznych.

Praca składa się z czterech rozdziałów. W części wstępnej przedstawiono motywację i opisano podstawowe zagadnienia dotyczące problematyki przepływów termicznych powstałych na zboczach i w dolinach. Przypomniane zostały także podstawowe informacje na temat atmosfery a w szczególności troposfery, tzn. warstwy gdzie kształtowane są warunki pogodowe panujące na powierzchni ziemi. Rozdział ten kończy się przeglądem literatury dotyczącej tej tematyki.

Drugi rozdział pracy poświęcony jest zagadnieniom dotyczącym pracy eksperymentalnej pochylonego modelu kanału przepływowego. W rozdziale tym znajduje się szczegółowy opis stanowiska pomiarowego oraz wykorzystywanych technik pomiarowych. Wyniki badań zaprezentowano w postaci zmierzonych pól prędkości i temperatury w zakresie zmian kątów nachylenia kanału pomiarowego od $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$. Do pomiarów pól prędkości wykorzystano metodę anemometrii obrazowej (DPIV) a do pomiaru pól temperatury analizę koloru posiewu ciekłokrystalicznego – termometrię obrazową (DPIT). Na podstawie otrzymanych wyników pracy eksperymentalnej zaproponowano podział obserwowanych struktur przepływów na trzy reżimy: reżim struktur komórkowych typu Rayleigh'a - Benarda dla kątów pochylenia kanału $\varphi = 0^\circ \div 20^\circ$, reżim oscylacyjny dla kątów pochylenia kanału $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$ oraz reżim stacjonarny dla kątów pochylenia kanału $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$. Potwierdzono występowanie tzw. wieczornego frontu, obserwowanego w polu prędkości na zboczu przy zmianie gradientu temperatury na przeciwny.

W trzecim rozdziale przedstawiono rezultaty symulacji numerycznych przepływów obserwowanych w eksperymentach. Wyniki tych symulacji porównano z eksperymentami potwierdzając przyjęty wcześniej podział na trzy reżimy. Do analizy otrzymanych struktur przepływu wykorzystano metodę POD (ang. *Proper Orthogonal Decomposition*). W rozdziale tym zamieszczono też próbę wykorzystania istniejących kodów numerycznych do modelowania przepływu na zboczu w skali atmosferycznej. Rezultaty tego modelu numerycznego porównano z wynikami eksperymentów polowych VTMX2000⁴.

Pracę kończy podsumowanie otrzymanych rezultatów badań laboratoryjnych i numerycznych, bibliografia i załączniki prezentujące test zbieżności siatek numerycznych oraz szczegółowy opis wyników wybranych symulacji.

Nowymi elementami, które wnosi niniejsza praca w zakresie poznawczym są rezultaty parametrycznych badań laboratoryjnych i numerycznych wykonanych przez autora dla przepływów termicznych generowanych w pochylonym kanale prostopadłościennym. Badania te pozwoliły na zaproponowanie podziału generowanych przepływów na trzy charakterystyczne reżimy występujące w zależności od stopnia nachylenia kanału. Przeprowadzone przez autora symulacje numeryczne potwierdziły istnienie zaobserwowanych reżimów konwekcji w pochylonym kanale i pozwoliły na zweryfikowanie badań eksperymentalnych. Wykonane w ramach pracy badania wpływu kąta nachylenia kanału przepływowego na parametry cieplne kanału funkcjonującego jako wymiennik ciepła pozwoliły na znalezienie konfiguracji optymalnej dla procesu wymiany ciepła.

Nowym i ważnym elementem pracy jest potwierdzenie w skali laboratoryjnej efektu powstawania tzw. wieczornego frontu, związanego z wieczorną zmianą gradientu temperatury i kierunku przepływu na zboczu. Zaobserwowanie tego zjawiska w skali laboratoryjnej i potwierdzenie jego jakościowej zgodności z przewidywaniami analitycznego modelu J. Hunta²² stało się możliwe dzięki zastosowaniu w badaniach nowych metod eksperymentalnych, tj. anemometrii i termometrii obrazowej.

CEL I ZAKRES PRACY

Celem powyższej pracy jest poznanie procesów konwekcyjnych występujących na płaszczyznach pochyłych (np. zboczu górskim, zboczu doliny) wykorzystując model laboratoryjny. Procesy konwekcyjne występujące w mikroskali mają duże znaczenie dla lokalnego zachowania się atmosfery. Wyniki badań laboratoryjnych mogą pomóc w rozwoju technik modelowania wpływu lokalnych konfiguracji terenu, często nieuwzględnianych w dzisiejszych modelach prognozowania pogody. Powodem jest m.in. niewystarczająca wiedza na temat charakteru przepływów zależnych od nachylenia podłoża. W modelach atmosferycznych trudno jest uwzględnić wpływ ukształtowania terenu na lokalny rozkład pola temperatury oraz prędkości. Badania modelowe w warunkach laboratoryjnych mogą dostarczyć dodatkowych narzędzi do analizy i weryfikacji założeń stosowanych w modelach atmosferycznych.

Wykonując tę pracę chcemy pogłębić wiedzę na temat termicznych przepływów atmosferycznych występujących na terenach górskich o zmiennym kącie nachylenia względem słońca, zbadać wpływ kąta nachylenia terenu na parametry takiego przepływu i sparametryzować obserwowane struktury przepływu, oraz zbadać wpływ liczby Rayleigh'a oraz wpływ kąta pochylenia zbocza na proces powstawania niestabilności przepływu.

Niewątpliwie różnica skal i liczb bezwymiarowych nie pozwoli na bezpośrednie przeniesienie rezultatów badań w skali laboratoryjnej na procesy przebiegające w atmosferze. Jednak identyfikacja mechanizmów odpowiadających za transport ciepła w obecności niestabilności przepływu pozwoli zdefiniować podobieństwo do tych, które są mierzone.

Główne cele pracy:

1. Zbudowanie modelu laboratoryjnego,
2. Znalezienie charakterystyk przepływu odpowiedzialnych za poszczególne reżimy konwekcji,
3. Wybór modelu numerycznego do opisu badanych przepływów,
4. Zweryfikowanie eksperymentu z obliczeniami numerycznymi w skali laboratoryjnej,
5. Odniesienie rezultatów laboratoryjnych do lokalnego modelu w skali atmosferycznej.

Wyżej zdefiniowane główne cele pracy można podzielić na zakresy pracy eksperymentalnej i obliczeniowej.

Zakres pracy eksperymentalnej obejmuje:

1. Zbudowanie modelu laboratoryjnego, wybór odpowiednich technik pomiarowych opartych o anemometrię obrazową DPIV i termometrię obrazową DPIT,
2. Wybór oraz kalibracja materiałów ciekłokrystalicznych TLC do pomiaru pola temperatury, oraz cząstek wskaźnikowych do pomiaru pola prędkości,
3. Przeprowadzenie wstępnych eksperymentów: przetestowanie aparatury pomiarowej, ustalenie reżimu temperaturowego, opracowanie metodyki pomiarowej,
4. Opracowanie wyników eksperymentalnych dla badanego procesu, stworzenie bazy wyników eksperymentalnych do porównań z symulacjami numerycznymi.

Zakres pracy obliczeniowej obejmuje:

1. Wybór modelu teoretycznego,
2. Wybór odpowiednich programów numerycznych, dzięki którym możliwe będzie wykonanie symulacji numerycznej przepływów modelu laboratoryjnego,
3. Opracowanie metodyki obliczeniowej, dobór odpowiedniej metody obliczeń zapewniającej zgodność obliczeń numerycznych z wynikami eksperymentalnymi,
4. Walidacja oraz weryfikacja testowanych kodów numerycznych,
5. Zastosowanie kodów numerycznej mechaniki płynów dla przepływów w skali atmosferycznej.

Cel oraz zakres pracy przedstawiony wyżej został określony na podstawie rozważań opisanych w podpunkcie 1.1 dotyczącym motywacji, oraz na podstawie przeglądu dostępnej literatury (patrz pp. 1.5) na temat problematyki atmosferycznej oraz prac eksperymentalnych i numerycznych na temat konwekcji w zamkniętych kanałach przepływowych.

SPIS TREŚCI

STRESZCZENIE	3
CEL I ZAKRES PRACY	5
SPIS TREŚCI.....	7
TABELE POMOCNICZE.....	9
ROZDZIAŁ I	11
WSTĘP I PRZEGLĄD LITERATURY	11
1. WPROWADZENIE.....	12
1.1 MOTYWACJA.....	13
1.2 PODSTAWOWE DANE DOTYCZĄCE ATMOSFERY ZIEMSKIEJ	14
1.2.1 Troposfera	15
1.3 SKALOWANIE PROCESÓW ATMOSFERYCZNYCH	20
1.4 LICZBY BEZWYMIAROWE	22
1.4.1 Liczba Reynoldsa.....	22
1.4.2 Liczba Prandtla	24
1.4.3 Liczba Nusselta.....	24
1.4.4 Liczba Richardsona	24
1.4.5 Liczba Grashofa	25
1.4.6 Liczba Rayleigh'a.....	26
1.4.7 Modyfikacje liczby Rayleigh'a.....	26
1.5 PRZEGLĄD LITERATURY	27
ROZDZIAŁ II.....	38
CZĘŚĆ EKSPERYMENTALNA.....	38
2. METODYKA BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH	39
2.1 TECHNIKI WIZUALIZACJI PRZEPŁYWU PŁYNÓW	39
2.1.1 Punktowy pomiar temperatury	41
2.1.2 Termografia ciekłokrystaliczna DPIT	42
2.1.3 Wybór oraz kalibracja materiałów TLC.....	45
2.1.4 Anemometria obrazowa DPIV.....	48
2.1.5 Tory cząstek.....	49
2.2 STANOWISKO POMIAROWE.....	50
2.3 SYSTEM AKWIZYCJI DANYCH	53
2.3.1 Akwizycja obrazów barwnych dla DPIT i DPIV.....	54
2.3.2 Akwizycja obrazów czarno - białych dla DPIV	54
2.4 ZAKRES WYKONANYCH BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH, PRZEBIEG EKSPERYMENTÓW	54
2.5 WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH.....	57
2.5.1 Eksperyment wstępny – cechowanie aparatury pomiarowej.....	57
2.5.2 Wyniki eksperymentu – badanie stabilności termicznej od kąta pochylenia ϕ kuwety pomiarowej	58
2.5.3 Wyniki eksperymentu - podział niestabilności termicznych na reżimy	61
2.5.4 Podsumowanie podziału struktur przepływu na reżimy.....	71

2.5.5	<i>Powstawanie wieczornego frontu, dobowe zmiany temperatury</i>	75
ROZDZIAŁ III		82
CZĘŚĆ OBLICZENIOWA		82
3.	METODYKA OBLICZENIOWA	83
3.1	MODEL MATEMATYCZNY	83
3.1.1	<i>Równania Naviera – Stokesa</i>	86
3.2	METODYKA OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH.....	87
3.2.1	<i>Obszar modelowania i ogólne warunki modelowania</i>	88
3.3	PROGRAMY CFD.....	88
3.3.1	<i>Program Fluent</i>	89
3.3.2	<i>Program Cav2D_av</i>	90
3.3.3	<i>Program Frecon3V</i>	91
3.4	OBLICZENIA NUMERYCZNE	92
3.4.1	<i>Test siatek numerycznych</i>	92
3.5	WYNIKI OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH.....	95
3.5.1	<i>Wyniki symulacji numerycznej, program Fluent</i>	95
3.5.2	<i>Charakterystyka cieplna modelu</i>	103
3.5.3	<i>Wybór modelu obliczeniowego pomiędzy 2D a 3D</i>	106
3.5.4	<i>Metoda POD do analizy przepływów</i>	107
3.5.5	<i>Analiza stabilności przepływów metodą POD</i>	110
3.5.6	<i>Analiza numeryczna - powstawanie wieczornego frontu</i>	123
3.5.7	<i>Wyniki symulacji numerycznej, program Frecon3V</i>	125
3.5.8	<i>Wyniki symulacji programem Cav2D_av</i>	127
3.6	ANALOGIA DO MODELI ATMOSFERYCZNYCH.....	132
3.6.1	<i>Obliczenia przepływu atmosferycznego na zboczu programem Fluent</i>	133
ROZDZIAŁ IV		138
PODSUMOWANIE		138
4.	PODSUMOWANIE I WNIOSKI	139
4.1	PORÓWNANIE WYNIKÓW EKSPERYMENTALNYCH Z WYNIKAMI NUMERYCZNYMI	139
4.2	ODNIESIENIE SKALI LABORATORYJNEJ DO SKALI ATMOSFERYCZNEJ	144
4.3	PERSPEKTYWY DALSZYCH BADAŃ	144
4.4	WNIOSKI KOŃCOWE	145
ZAŁĄCZNIK A		146
TEST ZBIEŻNOŚCI SIATEK NUMERYCZNYCH, WYZNACZENIE WSP. GCI		146
ZAŁĄCZNIK B		151
ZESTAWIENIE OBLICZEŃ PRZEPŁYWU W KANALE, PROGRAM FLUENT 2D		151
BIBLIOGRAFIA		155

Tabele pomocnicze

Tabela 1 Symbole greckie.

symbol	jednostka	opis
\vec{f}	N/kg	siła masowa
φ	°	kąt nachylenia kanału pomiarowego, modelu numerycznego
η	kg/m·s	dynamiczny współczynnik lepkości
ρ	kg/m ³	gęstość
θ	K	temperatura potencjalna
ν	m ² /s	kinematyczny współczynnik lepkości
Γ	K	adiabaticzny gradient temperatury
β	1/K	współczynnik rozszerzalności cieplnej
κ	W/m·K	współczynnik przewodnictwa cieplnego
$\Delta(T1-T2)$	°C, K	średnia różnica temperatury pomiędzy termoparą T1 i T2
$\Delta(T2-T3)$	°C, K	średnia różnica temperatury pomiędzy termoparą T2 i T3
ΔT	°C, K	różnica temperatury pomiędzy ściankami kowety pomiarowej

Tabela 2 Symbole rzymskie.

symbol	jednostka	opis
a	m ² /s	dyfuzyjność cieplna
C	-	macierz wektorów własnych
Cp	J/kg·K	ciepło właściwe pod stałym ciśnieniem dla gazu suchego
F	-	macierz danych
g	m/s ²	przyspieszenie ziemskie, przyspieszenie grawitacyjne
Gr	-	liczba Grashofa
h_{eff}	W/m ² ·K	współczynnik przejmowania ciepła
k	W/m·K	współczynnik przewodnictwa cieplnego
L	m	charakterystyczna długość
Nu	-	liczba Nusselta
Po	kPa	ciśnienie absolutne n.p.m.
Pr	-	liczba Prandtl
Prp	-	liczba Prandlta dla powietrza
Prw	-	liczba Prandlta dla wody
Pst	mb, Pa	ciśnienie standardowe, (dla T= 298,15 K, T= 25 °C)
q	W	strumień ciepła
R	-	macierz kowariancji danych
Ra	-	liczba Rayleigh'a
Ra _{zm}	-	zmodyfikowana liczba Rayleigh'a
Rd	J/kg·K	stała gazowa, gazu suchego
Re	-	liczba Reynoldsa

Ri	-	liczba Richardsona
T	°C, K	Temperatura
T1, T2, T3	°C, K	numeracja termopar pomiarowych
T2, T8, T9	°C, K	numeracja termopar kontrolnych górnej ścianki
T4, T5, T6	°C, K	numeracja termopar kontrolnych dolnej ścianki
T _B	°C, K	temperatura na brzegach obszaru
T _d	°C, K	temperatura dolnej ścianki kanału pomiarowego
T _g	°C, K	temperatura górnej ścianki kanału pomiarowego
T _{ot}	°C, K	temperatura otoczenia
T _{ścianki}	°C, K	temperatura ścianki
T _{śr}	°C, K	temperatura średnia pomiędzy ściankami
U	m/s	prędkość przepływu
U _M	m/s	prędkość prądu wstępującego
V _y	mm/s, m/s	składowa prędkości pionowej
V _y max	mm/s, m/s	wartość maksymalna składowej prędkości pionowej V _y
V _y min	mm/s, m/s	wartość minimalna składowej prędkości pionowej V _y
V _{y-av}	mm/s, m/s	wartość średnia składowej prędkości pionowej V _y

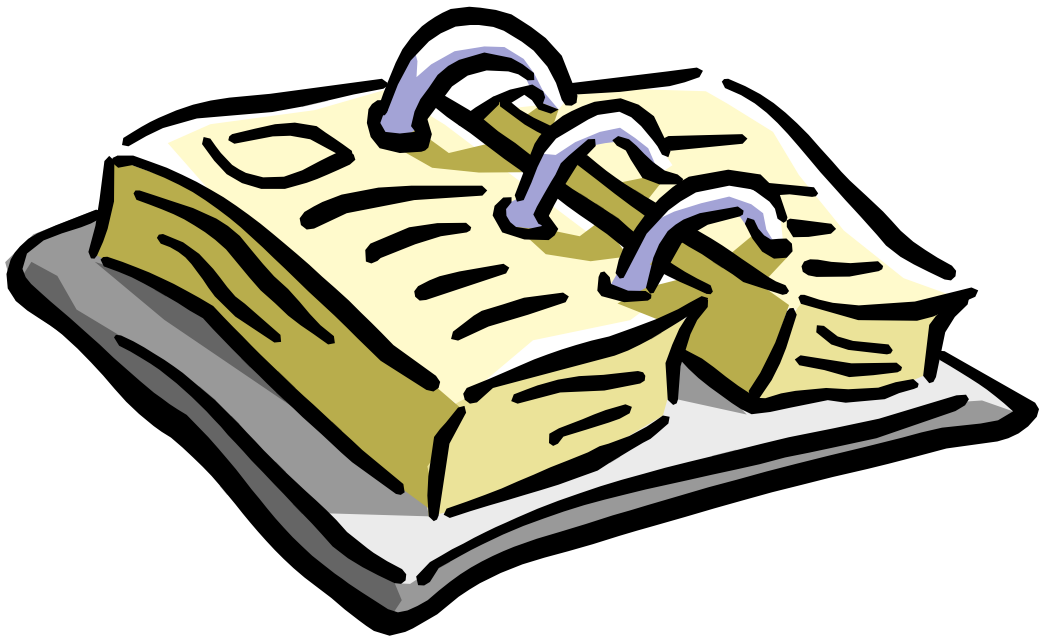
Tabela 3 Właściwości fizykochemiczne wody w temperaturze 300K ¹.

symbol	jednostka	wartość	opis
ρ	kg/m ³	10 ³	gęstość wody
ν	m ² /s	9.05 10 ⁻⁷	kinematyczny współczynnik lepkości
κ	W/m·K	0.6	współczynnik przewodzenia ciepła
β	1/K	2.77 10 ⁻⁴	współczynnik rozszerzalności cieplnej
a	m ² /s	1.43 10 ⁻⁷	dyfuzyjność termiczna
C _p	J/kg·K	4180	ciepło właściwe
Pr	-	5.42	liczba Prandtla

Tabela 4 Właściwości fizykochemiczne powietrza w temperaturze 300K ¹.

symbol	jednostka	wartość	opis
ρ	kg/m ³	1.16	gęstość powietrza suchego
ν	m ² /s	15.89 10 ⁻⁶	kinematyczny współczynnik lepkości
κ	W/m·K	26.3 10 ⁻³	współczynnik przewodzenia ciepła
β	1/K	0.347	współczynnik rozszerzalności cieplnej
a	m ² /s	22.5 10 ⁻⁶	dyfuzyjność termiczna
C _p	J/kg·K	10 ³	ciepło właściwe
Pr	-	0.7	liczba Prandtla

ROZDZIAŁ I



WSTĘP I PRZEGLĄD LITERATURY

1. Wprowadzenie

Przepływy konwekcyjne są typowymi rodzajami ruchu płynu, z którymi mamy do czynienia w naszym codziennym życiu. Konwekcja jest procesem przenoszenia ciepła wynikającym z ruchu materii w objętości dowolnego płynu: powietrza, wody, piasku itp. Przez konwekcję, lub konwekcję naturalną rozumie się również sam ruch materii związany z różnicą temperatury, który prowadzi do przenoszenia ciepła. Ruch ten precyzyjniej nazywa się prądem konwekcyjnym i jest od dawna badany i opisywany w literaturze.

W pracy tej skupiono się na badaniach podstawowych przepływów konwekcyjnych powstających w pochyłych geometriach. Lepsze zrozumienie mechanizmu takiej konwekcji może mieć wpływ na efektywniejsze wykorzystanie ciepła generowanego np. w pochyłych wymiennikach ciepła, procesorach komputera, panelach słonecznych, itp.

Bardzo ciekawym zagadnieniem jest konwekcja atmosferyczna powstająca na pochyłych zboczach. Kąt nachylenia zbocza oraz intensywność nasłonecznienia może mieć duży wpływ na lokalne warunki występujące w takim terenie. Konwekcja atmosferyczna powstaje w wyniku nagrzania ziemi promieniami słonecznymi. Rozgrzana masa powietrza o mniejszej gęstości unosi się ku górze na skutek siły wyporu. Dzięki takiej sile napędowej powstaje ruch powietrza do góry - ruch konwekcyjny zmodyfikowany geometrią zbocza. Ruch ten powoduje lokalną zmianę temperatury, następuje generacja wiatru konwekcyjnego na zboczu, odpowiedzialnego za mikroklimat typowy dla terenów o złożonej geometrii podłoża.

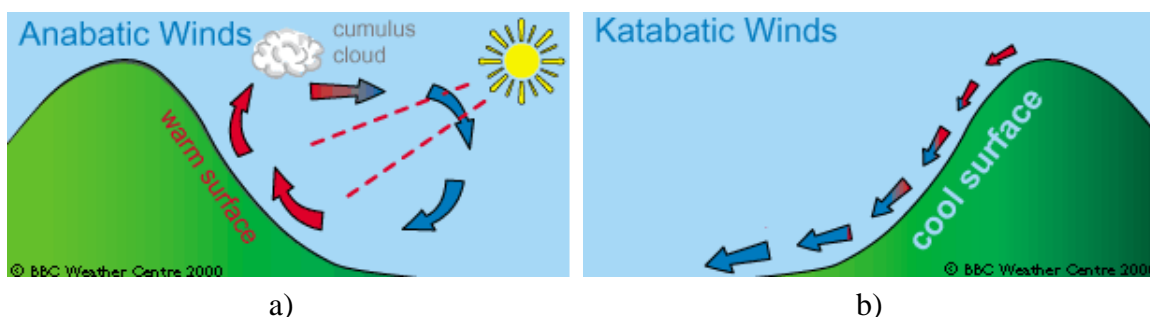
W pracy postanowiono przeprowadzić badanie stabilności przepływu termicznego powstającego w pochyłej geometrii. Do zbadania stabilności wykorzystano techniki eksperymentalne w połączeniu z numeryczną mechaniką płynów.

1.1 Motywacja

Motywacją do wykonania powyższej pracy był amerykański projekt atmosferyczny VTMX 2000 (ang. *Vertical Transport and Mixing* ^{2, 3, 4}). Był to program badawczy wykonany w dolinie Salt Lake City w 2000 roku. Międzynarodowa grupa składająca się z ponad stu osób z dziewięciu ośrodków badawczych oraz trzech uniwersytetów wykonała serie pomiarów parametrów atmosferycznych w dolinie Salt Lake, zbierając cenne dane eksperymentalne. Głównym celem tego programu było poznanie meteorologicznych procesów, jakie występują w złożonych geometriach np. takich jak dolina Salt Lake.

W obecności zbczy przepływy atmosferyczne ulegają istotnej modyfikacji. Lepsze poznanie tego zagadnienia jest cennym źródłem danych pomocnych podczas rozwoju wzorców numerycznych (ang. *numerical benchmark model*), które są wykorzystywane do walidacji przewidywań rozprzestrzeniania się zanieczyszczeń w tych regionach ⁵. Zagadnienie to ma szczególne znaczenie, gdyż większość siedlisk ludzkich, dużych miast, jest ulokowana właśnie w dolinach.

Parametry atmosferyczne takie jak temperatura, ciśnienie, prędkość i kierunek wiatru, zmieniają się w rytm dobowej penetracji słońca. Dla zbcza cykl dzienny/nocny ma szczególne znaczenie i silnie wpływa na parametry lokalne. W ciągu dnia promienie słoneczne nagrzewają zbcze, powietrze opływając, stykając się z powierzchnią ziemi nagrzewa się. Powstają ciepłe komórki powietrza o mniejszej gęstości unoszące się dzięki sile wyporu do góry. Powstająca w takim procesie konwekcja powietrza nosi nazwę przepływu anabatycznego, tworząc wiatr anabatyczny płynący w górę wzdłuż pochylego zbcza (rys. 1.1a).



Rysunek 1.1 Schemat powstawania przepływów konwekcyjnych na zbczach; a) przepływ anabatyczny generowany w ciągu dnia, b) przepływ katabatyczny we wczesnych godzinach nocnych ⁶.

W nocy sytuacja jest odwrotna. Ziemia posiadająca niższą temperaturę niż opływające ją powietrze ochładza je powodując spływanie mas powietrza wzdłuż zbcza. Ochłodzone powietrze o wyższej gęstości spływa na dno doliny. Zjawisko takie nosi nazwę przepływu katabatycznego (rys. 1.1b).

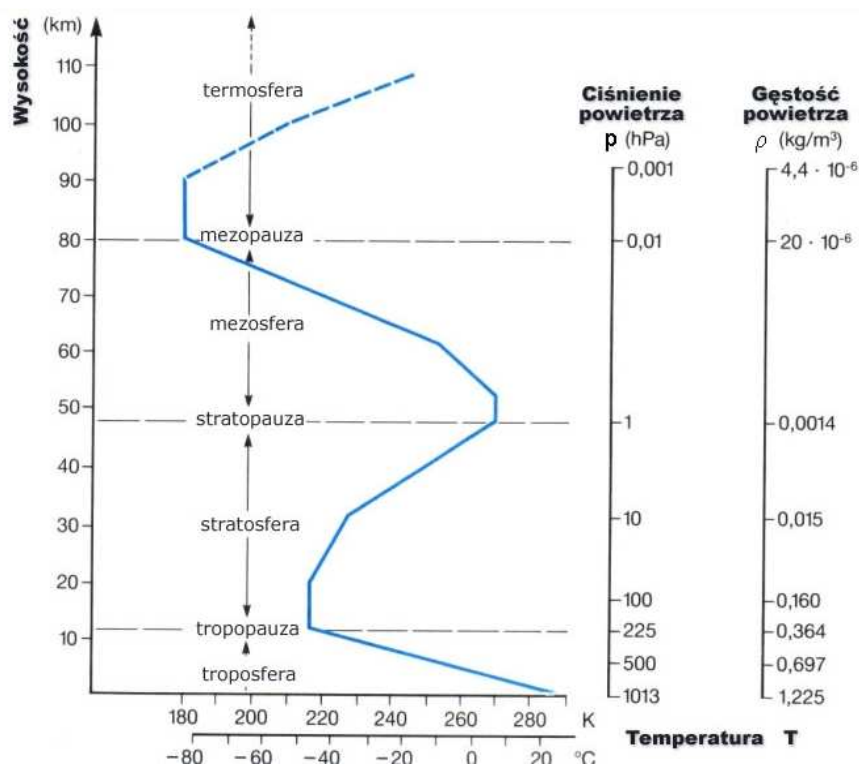
Generowany przepływ anabatyczny i katabatyczny oddziałuje z masami powietrza w niższych partiach doliny, modyfikując rozkład prędkości i temperatury. W okresach przejściowych (wschód i zachód słońca) gwałtownie zmieniający się kierunek ruchu mas powietrza powoduje powstawanie warstw oderwania i tworzenie się lokalnych frontów. Zjawiska te odgrywają ważną rolę w procesach wymiany powietrza w dolinie i ich zbadanie było między innymi celem w/w programu meteorologicznego VTMX 2000.

Badanie wpływu ukształtowania terenu dolin, pasm górskich na lokalny klimat jest celem wielu programów badawczych, a uzyskane wyniki mogą pogłębić stan naszej wiedzy i spowodować lepsze prognozowanie parametrów pogodowych. Pomiar rozprzestrzeniania się zanieczyszczeń nad miastem, czy też problem występujących w miastach tzw. wysp ciepłych (ang. *thermal island*) ma ogromne znaczenie przy szybkiej industrializacji naszej planety. Jednak z uwagi na znaczne koszty, badania eksperymentalne wykonywane podczas tak dużych projektów jak VTMX 2000 nie są zbyt często powtarzane. Dlatego istnieje duża potrzeba, aby znaleźć inny, tańszy sposób, umożliwiający analizę procesów wielkoskalowych. Takim rozwiązaniem jest na pewno wykonanie badań eksperymentalnych w skali laboratoryjnej. Dzięki zamierzonym uproszczeniom zachowującym charakter przepływu można swobodnie symulować procesy, zjawiska występujące w dużej skali atmosferycznej. Proces tworzenia się konwekcji atmosferycznej dla przepływów górskich można do celów eksperymentalnych uprościć do zamkniętej geometrii kanału przepływowego. Taki cel postawiono sobie w obecnej pracy. Dolną granicę atmosfery, powierzchnię Ziemi, oraz jej górną umowną granicę mogą symulować ogrzewane i chłodzone ścianki laboratoryjnego kanału przepływowego. Pochylając kanał i odpowiednio regulując temperaturę na każdej ze ścianek możliwe będzie odtworzenie w dużym uproszczeniu warunków panujących podczas przepływu anabatycznego lub też katabatycznego. Należy jednak zdać sobie sprawę, że jest to bardzo duże przybliżenie i wynikające z pomiarów laboratoryjnych wnioski mają charakter jakościowy w stosunku do zjawisk atmosferycznych. Warto wobec tego przypomnieć podstawowe dane dotyczące atmosfery ziemskiej, a w szczególności najniższej warstwy – troposfery, w której występują ruchy konwekcyjne.

1.2 Podstawowe dane dotyczące atmosfery ziemskiej

Atmosfera jest powłoką gazową, poruszającą się wraz z ziemią w przestrzeni kosmicznej. Jest mieszaniną gazów wraz z zawieszonymi w niej różnymi cząstkami stałymi i ciekłymi. Składa się ona głównie z mieszaniny gazów, które występują w stałym stosunku objętościowym, niezmiennym z wysokością. Podstawowymi gazami tworzącymi atmosferę są: azot, tlen, argon, w śladowych ilościach występują: wodór, hel, neon, krypton.

W pionie atmosfera ziemską sięga do kilkuset kilometrów. Prawie 50 % całej masy atmosfery mieści się w warstwie do wysokości 5 km a do 15 km około 90 % całkowitej masy atmosfery. Właściwości fizyczne atmosfery zmieniają się z wysokością i z tego powodu dzieli się ją na pięć podstawowych warstw oddzielonych czterema warstwami przejściowymi. Na rysunku 1.2 zaprezentowano zmiany podstawowych parametrów atmosferycznych z wysokością. Wyraźnie widoczna jest charakterystyczna zmiana znaku gradientu temperatury w kolejnych podstawowych warstwach atmosfery oddzielonych warstwami przejściowymi, dla których gradient ten jest bliski zeru.



Rysunek 1.2 Zmiana parametrów atmosferycznych w funkcji wysokości n. p. m.

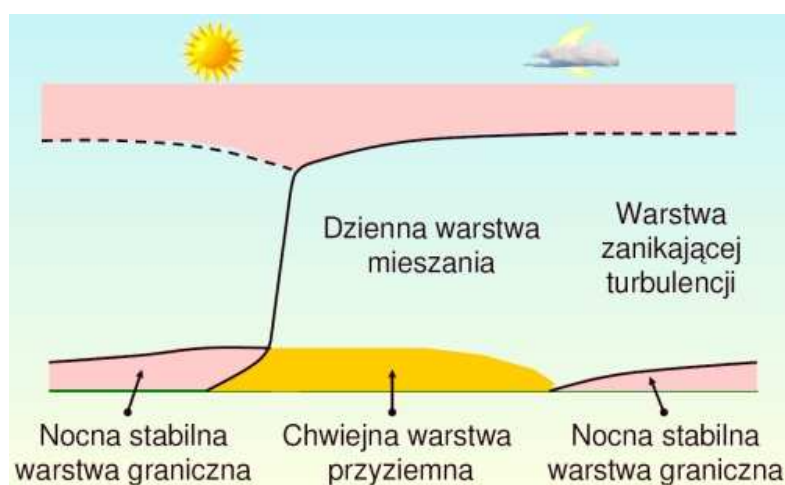
Dalszy opis parametrów atmosfery będzie dotyczył najniższej warstwy atmosfery ziemskiej: troposfery, w której występują ruchy konwekcyjne, turbulencja, tworzą się chmury, występują opady i inne zjawiska meteorologiczne.

1.2.1 Troposfera

Troposfera jest warstwą atmosfery leżącą najbliżej powierzchni Ziemi. Sięga do 7 ÷ 10 km na biegunach, do 10 ÷ 12 km w strefie szerokości umiarkowanych i do 16 ÷ 18 km w strefie międzyzwrotnikowej. W najniższej części troposfery wyróżnia się warstwę przyziemną sięgającą od podłoża do 50 ÷ 100 m i warstwę graniczną sięgającą do tzw. podstawy inwersji osiadania lub do poziomu dobowego zasięgu zmian temperatury związanych z nagrzewaniem, jej wysokość wynosi ok. 1 ÷ 1,5 km.

W warstwach tych możemy zauważyć, że na dobowe zmiany czynników atmosfery duży wpływ mają kształt powierzchni Ziemi oraz intensywność nasłonecznienia. Powyżej warstwy granicznej znajduje się atmosfera swobodna sięgająca aż do wysokości ok. 10 ÷ 18 km, powyżej której znajduje się tropopauza (patrz rys. 1.2), izotermiczna warstwa przejściowa, w której następuje zahamowanie spadku temperatury, stanowi ona warstwę hamującą pionowy rozwój chmur.

W warstwie przyziemnej i w warstwie granicznej wraz z cyklem dobowym zmienia się charakter przepływu. Podczas nocy warstwa graniczna jest stabilna, ponieważ temperatura ziemi jest mniejsza niż temperatura otaczającego go powietrza, konwekcja praktycznie zanika do zera, wymiana ciepła odbywa się jedynie na drodze przewodzenia.



Rysunek 1.3 Warstwa graniczna atmosfery w cyklu dobowym ¹⁰.

Sytuacja zmienia się, gdy ziemia pod wpływem promieni słonecznych nagrzej się. Powstaje wówczas konwekcja a w warstwie granicznej generowane będą ciepłe termale powietrza, które generują zaburzenia stabilnej struktury i powodują mieszanie się mas powietrza.

Zmiana ciśnienia powietrza atmosferycznego w troposferze

Ciśnienie atmosferyczne jest równe sile, z jaką słup powietrza naciska na jednostkę powierzchni. Co za tym idzie, w górach ciśnienie jest niższe, gdyż słup ten jest mniejszy, a na nizinach ciśnienie jest wyższe. W ujęciu molekularnym ciśnienie jest wynikiem chaotycznego ruchu cząstek atmosfery. Po odpowiednich przekształceniach równania hydrostatycznego ^{9, 12}:

$$dp = -g \cdot \rho \cdot dz \quad (1-1)$$

możemy wyznaczyć zależność opisującą wykładniczą zmianę ciśnienia p od wysokości z.

$$p = p_0 e^{-z/H_e} \quad (1-2)$$

$$H_e = \frac{RT}{g} \quad (1-3)$$

gdzie:

p – ciśnienie powietrza, Pa

p_0 – ciśnienie na wysokości morza, Pa,

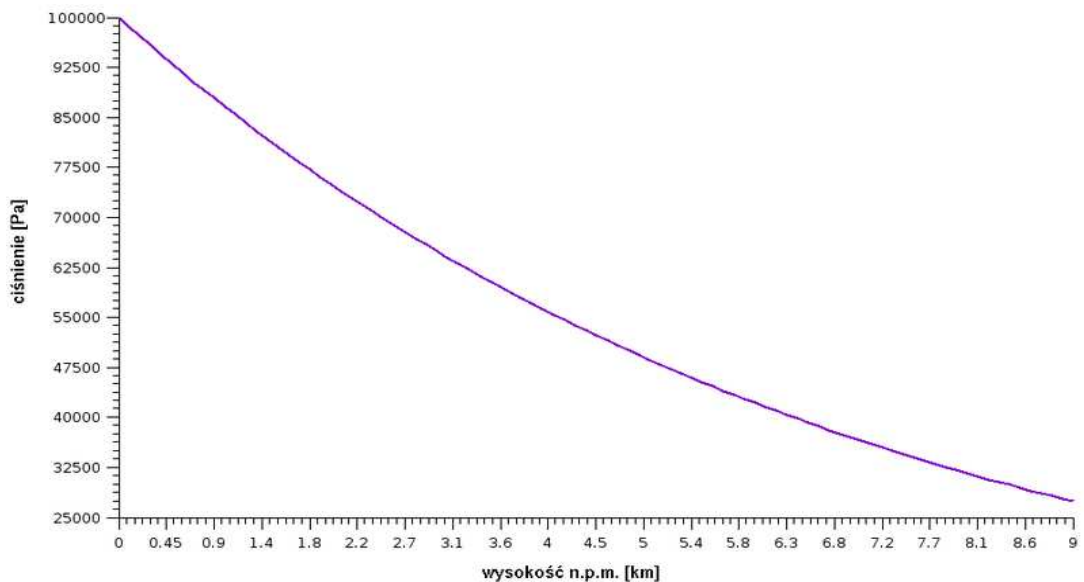
z – wysokość n.p.m., km,

ρ – gęstość powietrza, kg/m³,

T – temperatura powietrza, K,

R – uniwersalna stała gazowa, J/(mol·K).

Rysunek 1.4 prezentuje tę właśnie zależność.



a)

Rysunek 1.4 Wykres zmian ciśnienie atmosferyczne powietrza w funkcji wysokości n.p.m.⁷.

Zmiana gęstości powietrza atmosferycznego w troposferze

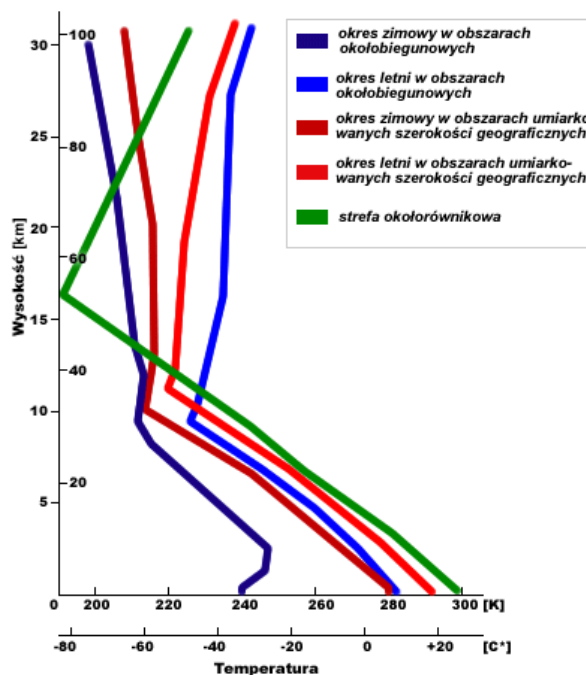
Gęstość powietrza atmosferycznego maleje logarytmicznie z wysokością i w umiarkowanych szerokościach geograficznych, przy powierzchni Ziemi wynosi ok.: 1.250 kg/m³, na wysokości 5 km wynosi ok.: 0.735 kg/m³. Na gęstość powietrza atmosferycznego ma wpływ ciśnienie atmosferyczne i temperatura. Równanie stanu gazu opisuje te zależności:

$$\rho = \frac{p}{R \cdot T} \quad (1-4)$$

Zmiana temperatury powietrza atmosferycznego w troposferze

Temperatura powietrza atmosferycznego maleje z wysokością. Masa ciepłego powietrza otoczona zimniejszym powietrzem wznosi się do góry. Ta wędrowka kończy się w tropopauzie. Średni pionowy gradient temperatury wynosi ok. $-0.65\text{ }^{\circ}\text{C}$ na 100 m a temperatura na górnej granicy troposfery wynosi ok.: $-56\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Na rysunku poniżej znajdują się zmiany temperatury powietrza atmosferycznego z wysokością dla troposfery w różnych miejscach i porach roku.



Rysunek 1.5 Zmiany temperatury powietrza atmosferycznego w troposferze z wysokością w różnych miejscach i porach roku 8.

Temperatura potencjalna

W meteorologii definiuje się dwa rodzaje temperatury powietrza. Pierwsza z nich to temperatura fizyczna, odczytywana z termometru T , druga zaś to tzw. temperatura potencjalna θ ⁹. Temperatura potencjalna θ określa wartość temperatury, którą osiągnie powietrze suche, jeżeli sprowadzimy je w procesie sucho adiabatycznym do ciśnienia standardowego, przyjętego umownie: $P_o = 100\text{ kPa}$. Opisuje to poniższe równanie:

$$\theta = T \cdot \left(\frac{P_o}{P} \right)^{\frac{R_d}{C_p}} \quad (1-5)$$

gdzie:

θ - temperatura potencjalna, K,

P_o – ciśnienie standardowe, Pa,

$R_d/C_p = 0.28571$.

Ponieważ ciśnienie powietrza maleje z wysokością, to zgodnie z definicją (1-5) temperatura potencjalna będzie zawsze wyższa od temperatury fizycznej. Temperatura potencjalna uwzględnia zmianę temperatury gazu przy jego adiabatycznym rozprężeniu i sprężaniu ze zmianami wysokości. Modyfikuje to efekt wypornościowy przy pionowych ruchach powietrza i pozwala lepiej scharakteryzować stabilność atmosfery.

Stabilność atmosfery

Stabilność atmosfery jest to stan równowagi hydrostatycznej, w którym określona objętość powietrza przemieszczona z jej początkowego poziomu podlega działaniu siły hydrostatycznej kierującej ją na poprzedni poziom lub odsuwającej ją od tego poziomu. Jeśli na przemieszczaną objętość nie działa siła hydrostatyczna, wówczas taki stan uznaje się za stabilność obojętną; jeżeli z kolei podlega ona działaniu siły przemieszczającej ją jeszcze dalej od początkowego poziomu, wówczas taki stan określa się jako niestabilność statyczną lub niestabilność hydrostatyczną¹⁰.

Stabilność jest ważnym parametrem charakteryzującym transport ciepła i masy w atmosferze. Istotne parametry stabilności atmosfery to wartość gradientu temperatury oraz inwersja. Kiedy mała porcja powietrza unosi się pionowo w górę, wchodzi w obszar mniejszego ciśnienia, ulegając ekspansji i ochłodzeniu. Wielkość spadku temperatury na jednostkę wysokości określa się jako wartość gradientu temperatury. Gdyby powietrze było suche, a proces adiabatyczny, wielkość spadku miałaby charakterystyczną wartość określaną jako adiabatyczny gradient temperatury dla suchego powietrza. Pomimo, że proces taki nie zachodzi w atmosferze, adiabatyczny gradient temperatury dla suchego powietrza stanowi punkt odniesienia dla rzeczywistych warunków atmosferycznych.

Przy opisie stabilności rozważa się zachowanie cząstki powietrza względem otoczenia i definiuje się dwa krańcowe przypadki¹²:

- a) atmosfera niestabilna, gdy siła wyporu podtrzymuje ruch pionowy
- b) atmosfera stabilna, gdy siła wyporu przeciwdziała ruchowi pionowemu.

Należy jednak zwrócić uwagę, że w warunkach laboratoryjnych rozpatrywane wysokości są bardzo małe i wprowadzanie temperatury potencjalnej nie ma tutaj zastosowania. Należy jednak o niej pamiętać przy próbach skalowania efektów transportu pionowego w atmosferze w oparciu o przepływy laboratoryjne.

1.3 Skalowanie procesów atmosferycznych

Procesy zachodzące w atmosferze charakteryzują się szerokim zakresem skal przestrzennych.. Dlatego stosuje się parametryzacje, które mają na celu uwzględnienie wpływu lokalnych efektów na zjawiska o większej skali. Przykładem zjawiska wymagającego parametryzacji jest konwekcja, która jest ważnym procesem w pionowej wymianie ciepła i wilgotności w atmosferze. Procesy atmosferyczne, są klasyfikowane w zależności od swojej skali przestrzennej oraz czasowej i wyróżnia się trzy podstawowe skale^{9, 10, 12}:

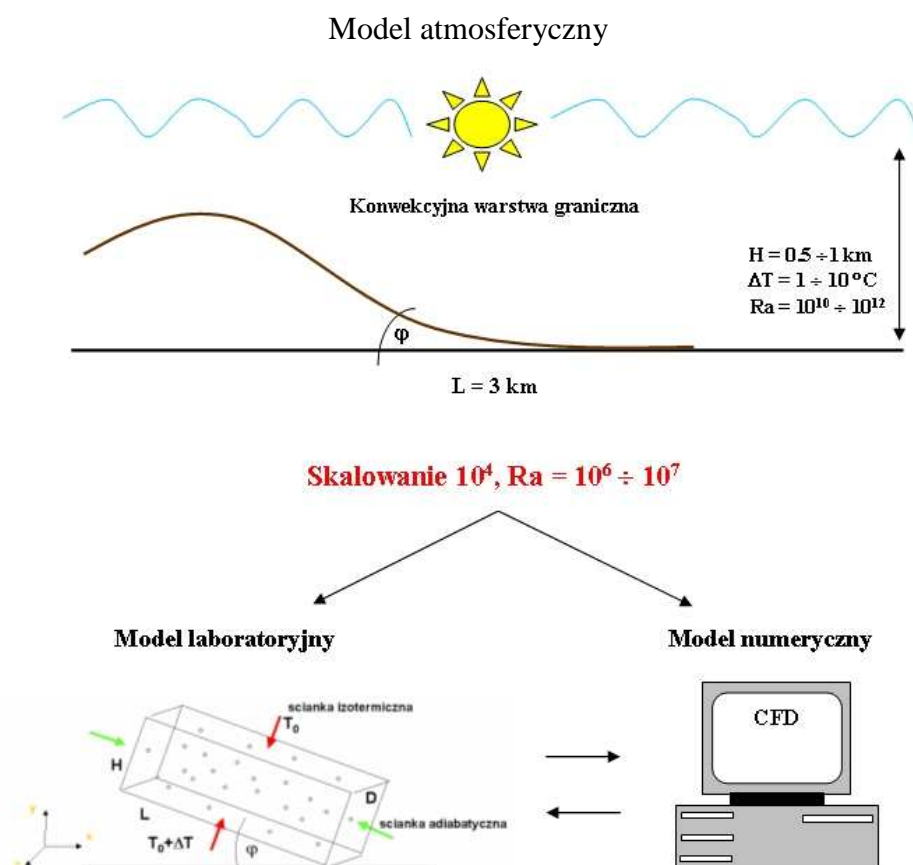
Makroskala (*typowe odległości przekraczają 1000 km*); przy tej skali, przepływ atmosferyczny jest głównie związany ze zjawiskami synoptycznymi, tj. geograficznym rozmieszczeniem ośrodków ciśnienia. Zjawiska makroskalowe są determinowane głównie wielkoskalową niejednorodnością powierzchniowej równowagi energii. Globalne i większość regionalnych zjawisk dyspersyjnych jest związana z makroskalowymi procesami atmosferycznymi, dla których można stosować tzw. przybliżenie hydrostatyczne⁹.

Mezoskala (*typowe odległości od 1 km do 1000 km*); konfiguracja przepływu w mezoskali zależy zarówno od skutków hydrodynamicznych (np. kanałowania przepływu, efektów nierówności), jak i od niejednorodności powierzchni równowagi energii (głównie z powodu przestrzennego zróżnicowania cech obszaru, np. użytkowania terenu, roślinności, wody, ale także jako skutek orientacji terenu i nachylenia zbocza). Z punktu widzenia zanieczyszczenia powietrza, skutki termiczne są najbardziej interesujące, ponieważ mają szczególną ważność w okresie słabych sił synoptycznych, tj. złych warunków przewietrzania. Minimalnym wymaganiem dla modeli mezoskalowych powinna być zdolność symulacji lokalnych systemów krążenia, jak np. bryzy morskie i lądowe. Mezoskalowe procesy atmosferyczne mają wpływ głównie na zjawiska dyspersji w skali od lokalnej do regionalnej, dla których badania miejskie są najważniejszymi przykładami.

Mikroskala (*typowe odległości nie przekraczają 1 km*); generalnie przepływ powietrza jest w tej skali bardzo złożony, ponieważ silnie zależy od specyficznych cech powierzchni tj. zróżnicowanie terenu, obecności przeszkód, budynków, ich skierowania względem wiatru itp. Mimo, że skutki termiczne mogą wpływać na tworzenie się tych przepływów, są one głównie określane przez efekty hydrodynamiczne (np. kanałowanie przepływów, efekty nierówności), które muszą zostać dobrze opisane w odpowiednim modelu symulacji. Pod kątem złożonej natury takich efektów, zjawiska dyspersji w skali lokalnej, które są w dużym stopniu związane z mikroskalowymi procesami atmosferycznymi) są opisywane głównie przy użyciu prostych modeli dla zastosowań praktycznych, jak modele ulicznego kanionu itp.

Badany w pracy proces fizyczny konwekcji atmosferycznej mimo, że dotyczy zjawisk lokalnych, nadal obejmuje bardzo duży obszar i musi zostać poddany skalowaniu, aby mógł zostać poddany wnikliwym eksperymentom oraz obliczeniom numerycznym. Oczekuje się, że zmniejszenie skali nie zmieni struktury przepływu w badanym procesie. W naszym przypadku wymiar modelu eksperymentalnego został pomniejszony dziesięć tysięcy razy (10^4), względem modelu atmosferycznego. Jest to przeskalowanie mikroskalowych zjawisk atmosferycznych do skali laboratoryjnej.

Rysunek poniżej przedstawia w sposób schematyczny procedurę tego skalowania. Zachowanie podobieństwa wymaga spełnienia wielu dodatkowych kryteriów, w większości trudnych lub niemożliwych do spełnienia w skali laboratoryjnej. Tym niemniej, jest to w wielu wypadkach jedyna metoda pozwalająca na kontrolowane badanie wybranych, charakterystycznych elementów zjawisk atmosferycznych.



Rysunek 1.6 Skalowanie modelu atmosferycznego do skali laboratoryjnej.

W tabeli nr 5 poniżej znajduje się porównanie typowych skal modeli laboratoryjnego i modelu atmosferycznego. Można zauważyć znaczące różnice, sięgające kilku rzędów wielkości między tymi modelami.

Tabela 5 Charakterystyczne skale modelu laboratoryjnego i modelu atmosferycznego.

Skale	Wymiar pionowy	Wymiar poziomy	Prędkości przepływu	Lepkość kinematyczna	Gęstość	Liczba Reynoldsa
	m	m	m/s	m ² /s	kg/m ³	-
Model laboratoryjny (woda)	$3.8 \cdot 10^{-2}$	0.114	10^{-2}	$9.05 \cdot 10^{-7}$	10^3	10^6
Model atmosferyczny (powietrze)	10^3	10^6	10	$1.6 \cdot 10^{-5}$	1.16	$10^9 \div 10^{12}$

Różnice wynikają również w wyniku stosowania innego płynu. Gęstość wody jest 1000 razy wyższa niż powietrza. Lepkość wody jest o jeden rząd wielkości mniejsza od lepkości powietrza. W związku z tym odpowiadająca za wymianę ciepła liczba Prandtla dla wody wynosi $Pr = 5.5$ i jest znacznie wyższa niż dla powietrza, $Pr = 0.7$. Największe zaś różnice występują dla skali wymiarów. W pionie różnica skal wynosi 10^5 a dla wymiaru poziomego aż 10^7 . Tak duża różnica skali wymiarów ma swoje odzwierciedlenie na wartość liczby Reynoldsa, która dla atmosfery jest w zakresie od $10^9 \div 10^{12}$. Przepływ w atmosferze jest niemal zawsze turbulentny. Przy tak dużej różnicy skal może pojawić się problem z interpretacją wyników eksperymentalnych i odniesieniem ich do wyników polowych skali atmosferycznej. Wydaje się, że możliwe będzie jedynie porównanie jakościowe tych wyników.

1.4 Liczby bezwymiarowe

W mechanice płynów podstawową rolę przy analizie różnych reżimów przepływu, interpretacji roli poszczególnych zjawisk fizycznych jak i dla definiowania analogii do badanych zjawisk przepływowych odgrywają bezwymiarowe liczby podobieństwa lub inaczej tak zwane liczby kryterialne. Liczby te pojawiają się w bezwymiarowej postaci równań Naviera - Stoksa i są powszechnie stosowane przy opisach procesów fizycznych, np. podczas analizy struktur przepływu, turbulencji czy wymiany ciepła.

1.4.1 Liczba Reynoldsa

Liczba Reynoldsa ^{1, 11, 13} oznaczana symbolem Re jest podstawową liczbą podobieństwa używaną w mechanice płynów. Dzięki tej liczbie możemy porównywać przepływy biorąc pod uwagę stosunek sił bezwładności do sił lepkości.

$$Re = \frac{\text{sily bezwładności}}{\text{sily lepkości}} = \frac{l \cdot v}{\nu} \quad (1-6)$$

gdzie:

l – wymiar charakterystyczny, m,

v – prędkość charakterystyczna płynu, m/s,

ν – współczynnik lepkości kinematycznej, m²/s.

Przy braku innych czynników (temperatura, ciśnienie, wilgotność) liczba Reynoldsa stanowi podstawową charakterystykę przepływu. Podana w definicji liczby Reynoldsa skala długości jest umowna i zależy od geometrii przepływu. Dla przepływów wewnętrznych wymiar ten wyznaczają zazwyczaj granice przepływu, np. odległość między ściankami kanału, średnicę rury, czy wysokość budynku. W naszym kanale pomiarowym za wymiar charakterystyczny długości przyjmujemy wysokość kanału H .

Liczba Reynoldsa ^{1, 13} jest liczbą kryterialną przejścia przepływu z laminarnego w turbulentny. W przybliżeniu dla przepływu w kanale cylindrycznym, można przyjąć, że dla zakresów:

$Re < 2300$ – przepływ jest laminarny, uporządkowany,

$2300 < Re < 10000$ – przepływ ma charakter przejściowy, częściowo burzliwy,

$Re > 10000$ – przepływ jest turbulentny, burzliwy.

W fizyce atmosfery liczba Reynoldsa jest zwykle bardzo duża, zarówno z uwagi na małą lepkość kinematyczną powietrza ($\nu_p \sim 10^{-5}$ m²/s) jak i rozmiary charakterystyczne analizowanych przepływów. Na przykład dla warstwy granicznej atmosfery, której wymiar charakterystyczny wynosi $H = 10^3$ m i typowa prędkość wiatru $V = 10$ m/s, liczba ta wynosi $Re = 5.5 \cdot 10^9$. W kierunku poziomym wymiar charakterystyczny może wynosić nawet 10^6 m. Prowadzi to do liczby $Re = 10^{12}$. Z tego powodu w fizyce środowiska rzadko mówi się o krytycznej liczbie Reynoldsa, przepływy w atmosferze są niemal zawsze turbulentne ¹².

Niestety skalowanie eksperymentu laboratoryjnego w oparciu o kryterium liczby Reynoldsa wydaje się możliwe tylko dla jej małych wartości. Dla przepływu atmosferycznego 10^4 krotne zmniejszenie skali geometrycznej l wymagałoby takiego samego wzrostu prędkości przepływu v , co nie wydaje się praktyczne. Z tego też względu rozpatrywane w tej pracy analogie przepływowe mają, jak to już podkreślano, jedynie charakter jakościowy.

1.4.2 Liczba Prandtla

Liczba Prandtl^{1, 13} charakteryzuje podobieństwo właściwości fizycznych substancji. Jest to stosunek lepkości kinematycznej ν do współczynnika dyfuzyjności termicznej a .

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} \quad (1-7)$$

gdzie:

ν – współczynnik lepkości kinematycznej, m²/s,

a – dyfuzyjność termiczna, m²/s.

Wartość liczby Pr dla wody w temperaturze $T = 300 \text{ K}$ wynosi $\text{Pr}_w = 5.42$, a dla powietrza $\text{Pr}_p = 0.7$. Ta stosunkowo mała różnica liczb Prandtla usprawiedliwia stosowanie wody do modelowania zjawisk termicznych w atmosferze.

1.4.3 Liczba Nusselta

Liczba Nusselta^{1, 13} wyraża stosunek transportu ciepła na drodze wnikania do transportu ciepła na drodze przewodzenia. Liczbę Nu można opisać zależnością:

$$Nu = \frac{E_{\text{konwekcji}}}{E_{\text{przewodzenia}}} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \quad (1-8)$$

gdzie:

α – współczynnik wnikania ciepła, W/m²·K,

l – charakterystyczny wymiar liniowy, m,

λ – współczynnik przewodzenia ciepła, W/m·K.

Z rozważań analizy wymiarowej wynika, że dla każdego typu ruchu konwekcyjnego liczba Nusselta jest funkcją liczby Reynoldsa i liczby Prandtla.

$$Nu = f(\text{Re}, \text{Pr}) \quad (1-9)$$

1.4.4 Liczba Richardsona

Ważną rolę w przepływach atmosferycznych odgrywa liczba Richardsona. Kiedy płyn (powietrze lub woda) jest niejednorodny, to różnice gęstości wywołują siły wyporu. Siły te mogą powodować ruch płynu, jaki nie miałby miejsca gdyby gęstość była jednorodna. Liczba Richardsona Ri ^{9, 14, 15} jest miarą względnej wielkości sił wyporu

w stosunku do sił bezwładności płynu, albo inaczej, względnej wielkości energii potencjalnej i energii kinetycznej elementów płynu:

$$Ri = \frac{g \cdot H \cdot \Delta\rho}{\rho_0 \cdot U^2} \quad (1-10)$$

gdzie:

g – przyspieszenie ziemskie, m/s^2 ,

H – wymiar charakterystyczny (wysokość), m ,

$\Delta\rho$ – różnica gęstości płynu (powietrza), kg/m^3 ,

ρ_0 – gęstość płynu (powietrza) na wysokości 0 m. n.p.m., kg/m^3 ,

U – prędkość płynu, m/s .

Liczbą Ri zwykle opisuje się warunek stabilności atmosfery. I tak dla:

$Ri \ll 1$ – stratyfikacja jest słaba i atmosfera jest podatna na mieszanie,

$Ri \approx 1$ – stratyfikacja jest istotna, ale może być zmniejszona przez mieszanie,

$Ri \gg 1$ – stratyfikacja jest silna i odporna na mieszanie.

1.4.5 Liczba Grashofa

Liczba Grashofa^{1, 13} wyraża stosunek sił wyporności do sił lepkości danej cieczy. Odgrywa ona podstawową rolę w analizie konwekcji naturalnej. Liczbę Grashofa definiujemy jako:

$$Gr = \frac{\Delta T \cdot g \cdot \beta \cdot l^3}{\nu^2} \quad (1-11)$$

gdzie:

g – przyspieszenie ziemskie, m/s^2 ,

ν – kinematyczny współczynnik lepkości, m^2/s ,

β – objętościowy współczynnik rozszerzalności temperaturowej, $1/K$,

l – charakterystyczny wymiar liniowy, m ,

ΔT – różnica temperatury pomiędzy wymiarem l , K .

Dla dostatecznie małych wartości liczby Gr konwekcja swobodna jest nieistotna dla wymiany ciepła w cieczy i wymiana ciepła zachodzi zasadniczo za pośrednictwem przewodnictwa cieplnego. Ze wzrostem liczby Grashofa wzrasta prędkość ruchu konwekcyjnego i dla pewnej wartości krytycznej charakter przepływu może ulec zmianie z laminarnego do turbulentnego. Ponieważ dla konwekcji swobodnej brak jest prędkości charakterystycznej, rolę liczby Reynoldsa przejmuje liczba Grashofa lub omówiona poniżej liczba Rayleigh'a.

1.4.6 Liczba Rayleigh'a

Liczba Rayleigh'a ^{1, 13, 14, 15} jest analogiem liczby Grashofa, opisuje zależność pomiędzy transportem konwekcyjnym a przewodnictwem ciepła w przepływach. Zasadniczo jest to liczba Grashofa skalowana liczbą Prandtla:

$$Ra = Gr \cdot Pr \quad (1-12)$$

$$Ra = \frac{\Delta T \cdot g \cdot \beta \cdot H^3}{\nu^2} \cdot Pr \quad (1-13)$$

Poniżej pewnej wartości krytycznej liczby Rayleigh'a przepływ ciepła odbywa się głównie na drodze przewodzenia. Jeżeli liczba Rayleigh'a znajduje się powyżej krytycznej wartości, przepływ ciepła odbywa się głównie na zasadzie konwekcji. Wartość tej liczby zależy od konfiguracji przepływu. I tak dla warstwy cieczy pomiędzy dwiema płaszczyznami, dolną i górną, utrzymywanymi w stałych temperaturach T_d i T_g , przepływ konwekcyjny pojawia się dla $Ra > 1710$, jeśli zaś górna powierzchnia cieczy jest swobodna to konwekcja powstaje już przy $Ra > 1100$. Dla poziomego gradientu temperatury wartości krytyczna Ra jest o rząd wielkości wyższa. Jest to jednak jedna z wielu zdefiniowanych wartości krytycznych, tzw. druga wartość krytyczna liczby Rayleigh'a dotyczy przejścia przepływu laminarnego w turbulentny i jest znacznie wyższa. Na przykład MacGregor ¹⁶ podaje pięć reżimów przepływu dla różnego zakresu liczby Ra w zakresie od $10^3 \div 10^7$:

- $Ra < 10^3$ – reżim przewodzenia,
- $10^3 < Ra < 10^4$ – reżim asymptotyczny,
- $3 \cdot 10^3 < Ra < 3 \cdot 10^6$ – reżim przepływu laminarnego,
- $3 \cdot 10^6 < Ra < 10^7$ – reżim przejściowy,
- $Ra > 10^7$ – reżim turbulentny.

1.4.7 Modyfikacje liczby Rayleigh'a

Jak wspomniano powyżej liczba Rayleigh'a charakteryzująca przepływ konwekcyjny, nie uwzględnia geometrii, w której przepływ jest realizowany. Liczbę Ra w postaci ogólnej (por. rów. 1-13) powinno się stosować tylko do opisu przepływu występującego w geometriach kwadratowych lub sześciennych. Dla prostopadłościennych kanałów pomiarowych należy uwzględnić stosunek wymiarów AR (ang. *Aspect Ratio*), tj. stosunek wysokości H do długości L tej geometrii:

$$AR = \frac{H}{L} \quad (1-14)$$

gdzie:

H – charakterystyczna wysokość, m, L – charakterystyczna długość, m.

Liczbę Rayleigh'a po uwzględnieniu stosunku wymiarów AR możemy zapisać w sposób następujący:

$$Ra_{AR} = \frac{H}{L} \cdot Ra \quad (1-15)$$

Dla kanałów przepływowych o zmiennych kącie nachylenia φ liczbę Rayleigh'a należy również odpowiednio zmodyfikować. Taką modyfikację w swoich pracach proponują np. Furii T. i inni ¹⁷ i Azevedo L. F. A. i inni ¹⁸. Liczbę Ra po uwzględnieniu kąta nachylenia φ możemy zapisać następująco:

$$Ra_{\varphi} = Ra \cdot \cos \varphi \quad (1-16)$$

Bazując na powyższych zależnościach dla prostopadłościennych kanałów przepływowych o zmiennym kącie nachylenia φ , zmodyfikowaną liczbę Ra_{zm} możemy zapisać w następujący sposób:

$$Ra_{zm} = \frac{H}{L} \cdot Ra \cdot \cos \varphi \quad (1-17)$$

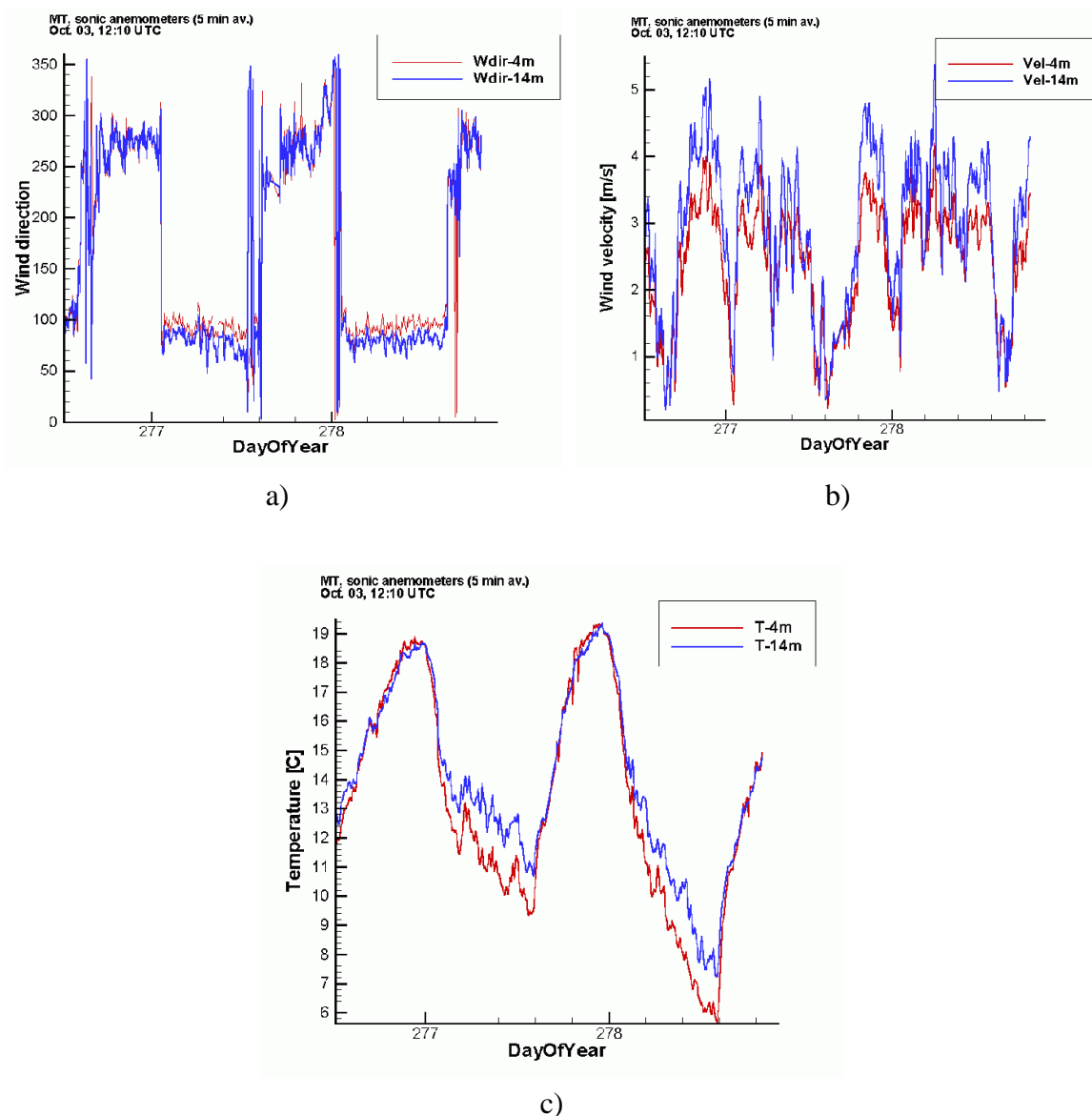
Równanie to jest słuszne dla φ z zakresu $0^{\circ} \leq \varphi < 90^{\circ}$, liczbę Ra należy wyznaczyć na podstawie wzoru (1-13).

W dalszej części pracy proponujemy weryfikację tej definicji i dostosowanie jej do wyznaczenia liczb określających granice poszczególnych reżimów przepływu.

1.5 Przegląd literatury

Podstawową motywacją niniejszej pracy są eksperymenty polowe wykonywane w ramach wspomnianego wcześniej programu atmosferycznego VTMX 2000 (pp. 1.1). Przeprowadzone wtedy badania potwierdziły dzienną periodyczność pola prędkości, charakterystyczną dla warunków pogodowych na zboczach dolin (por. Rysunek 1.1). Taki modelowy przepływ może być jednak obserwowany jedynie w warunkach stabilnej pogody, przy zanedbywanym wpływie warunków synoptycznych. Ale nawet w takiej sytuacji analiza pomiarów polowych jest problematyczna z uwagi na niewielką liczbę punktów pomiarowych, ich rzadkie i nieregularne rozmieszczenie, oraz wpływ nieprzewidywalnych zakłóceń lokalnych. W całej 30 dniowej kampanii pomiarowej wykonywanej w ramach programu VTMX 2000, jedynie 5 kolejnych dni kwalifikowało się do dokładniejszej analizy i wyliczenia strumieni transportu ². Powoduje to, że wykorzystanie danych polowych do walidacji symulacji numerycznych, a tym bardziej do weryfikacji proponowanych parametryzacji takiego przepływu jest mało wiarygodne,

obarczone dużą dowolnością interpretacji. Eksperymenty wykonane w skali lokalnej - mikroskalowej są również bardzo kosztowne i pracochłonne. Pomiar podstawowych parametrów atmosferycznych tj. zmiana temperatury wraz z wysokością lub też prędkością wiatru przysparza wiele trudności. Z tego względu poszukuje się możliwości zbadania zjawisk charakterystycznych dla takiej konfiguracji w warunkach laboratoryjnych, przy pełnej kontroli zarówno parametrów jak i dokładności pomiarów.



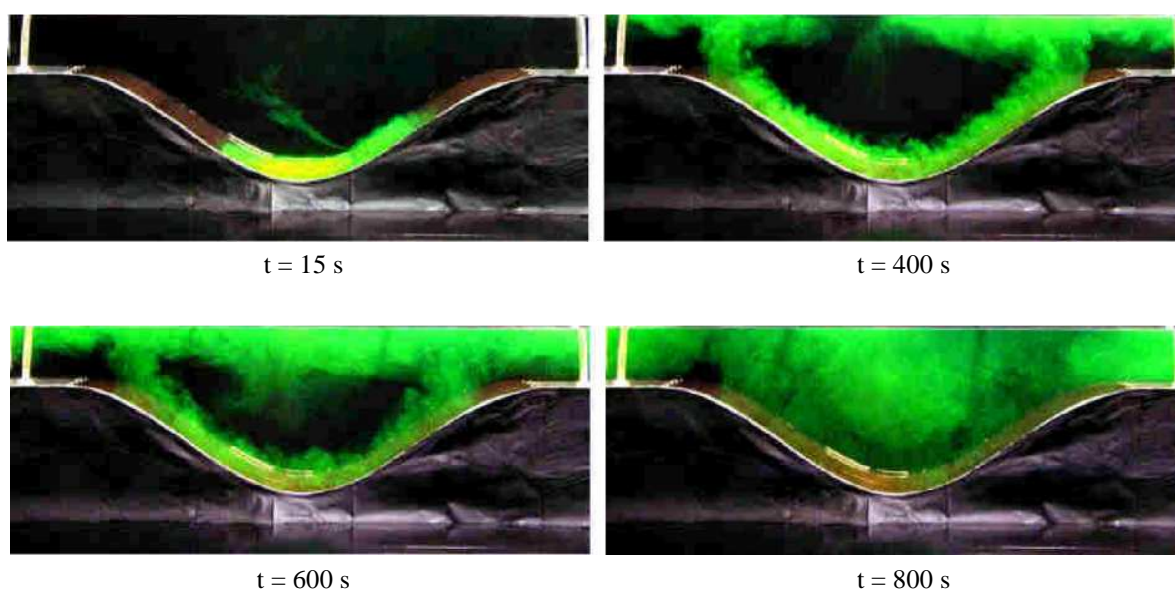
Rysunek 1.7 Obserwacje połowe VTMX 2000¹⁹; a) periodyczna zmiana kierunku wiatru rejestrowana na stoku dla wysokości (4m i 14m). Kierunek 270° odpowiada dziennemu przepływowi anabatycznemu (w górę stoku), kierunek 90° odpowiada konfiguracji nocnej (przepływ katabatyczny). Pomiar wykonany ultradźwiękowym anemometrem 3D, b) zmienność prędkości wiatru, c) zmienność temperatury.

Z uwagi na wagę problemu modelowania ruchów atmosfery w dolinach dla ekosystemów położonych tam często miast, temat ten jest w ostatnich latach

intensywnie badany przez różne zespoły naukowców. Można, więc stwierdzić, że istnieje duże zapotrzebowanie na opracowanie taniej, ale wiarygodnej, metody doświadczalnej pozwalającej na zbadanie podstawowych praw przepływu anabatycznego powstającego na pochyłych zboczach oraz w dolinach.

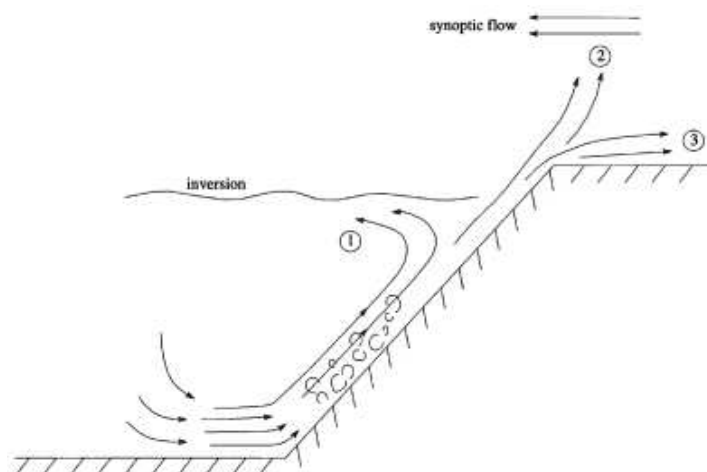
Pionierskie prace dotyczące laboratoryjnego modelowania zjawisk charakterystycznych dla przepływów atmosferycznych na zboczu pochodzą z Arizonie Uniwersytetu w Arizonie (ASU). Zbudowane pod kierunkiem H. J. S. Fernando przez M. Princevac stanowisko pomiarowe (ASU, *Laboratory and Theoretical Study – basin flow*²⁰) przypominające dolinę (patrz rys.1.8). W wypełnionym wodą akwarium, podgrzewana płyta stanowiąca dno eksperymentalnej doliny umożliwia płynną zmianę temperatury podłoża, pozwalając na odtworzenie warunków panujących na zboczu doliny. Wykorzystanie barwnika fluorescencyjnego pozwala na zobrazowanie struktury przepływu, a przy użyciu eksperymentalnych technik wizualizacyjnych daje możliwość zmierzenia pola prędkości powstałego przepływu²¹.

Podczas przeprowadzanych eksperymentów temperatura dna doliny zmieniała się w zakresie od 18 °C ÷ 26 °C, a średnia wartość strumienia ciepła wynosiła ok. 1000 W/m². Od momentu inicjacji eksperymentu mierzono czas t , który charakteryzował poszczególne fazy eksperymentu. Po podgrzaniu ścianek dna doliny widoczne jest powstawanie sił konwekcyjnych, które unoszą zielony barwnik siłami wypornościowymi do góry tworząc charakterystyczną strukturę przepływu. Barwnik, analog powietrza czy też zanieczyszczeń, wydostaje się z doliny przemieszczając się wzdłuż zbocza. Jeśli temperatura ścianek będzie się zmniejszała barwnik będzie osiadał na dno eksperymentalnej doliny. Dzięki takiemu stanowisku możliwe jest przeprowadzenie serii tanich eksperymentów oraz wykonanie próby parametryzacji wyników uzyskanych w skali laboratoryjnej i odniesienie ich do skali atmosferycznej. Na zdjęciach poniżej widoczne są przykłady rozwijającej się konwekcji uzyskane w skali laboratoryjnej.



Rysunek 1.8 Model doświadczalny „basin flow” zbudowany na Uniwersytecie w Arizonie.

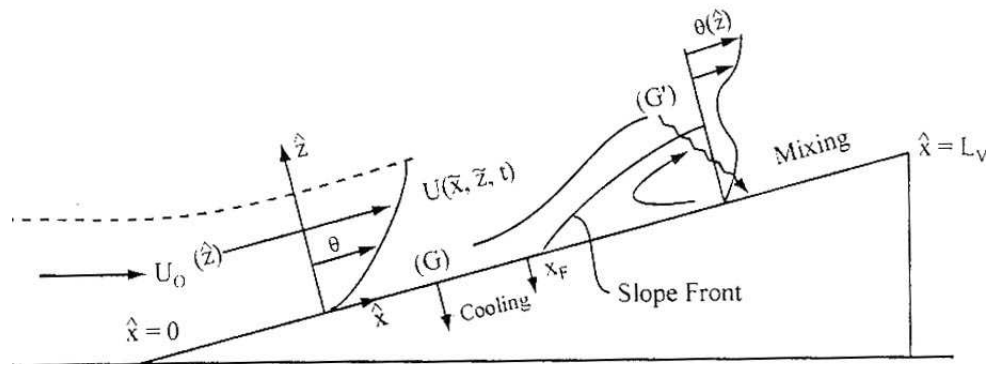
Na podstawie badań takiego właśnie modelu eksperymentalnego powstała praca autorstwa: Hunt J. C. R., Fernando H. J. S., Princevac M., „Unsteady Thermally Driven Flows on Gentle Slopes”²², w której możemy znaleźć analizę teoretyczną oraz zobaczyć wyniki eksperymentalne. Praca ta bardzo obszernie opisuje problem przepływu anabatycznego wzdłuż pochyłej ścianki doliny. Poniżej znajduje się schematyczny rysunek przedstawiający mechanizm przepływu wstępującego (anabatycznego).



Rysunek 1.9 Mechanizm przepływu anabatycznego i jego oddziaływanie z wyższymi warstwami atmosfery²².

Autorzy rozróżniają trzy przypadki. Przypadek pierwszy (1) jest charakterystyczny, kiedy prąd wstępujący jest ograniczony usytuowaną poniżej wierzchołka zbocza warstwą inwersyjną, powodując zmianę kierunku przepływu prądu wstępującego. Przypadek drugi (2) opisuje przepływ prądu wstępującego, kiedy jest on odkształcony przepływającym nad zboczem wiatrem synoptycznym. Przypadek trzeci (3) występuje, kiedy prąd wstępujący nie jest ograniczony a siła wyporu jest wystarczająco duża, aby masa powietrza znajdująca się na dnie zbocza była wypchnięta do góry. Intensywność tego przepływu jest zależna od siły wyporu.

Autorzy pracy opisują także tworzenie się tzw. wieczornego przejściowego frontu (ang. evening transition). Taki rodzaj przepływu jest typowy dla warunków występujących na suchych obszarach pustynnych, kiedy to promieniowanie słoneczne wieczorem znacząco słabnie a powierzchnia ziemi gwałtownie się ochładza ok. $2 \div 4$ °C na 30 minut (Brazel A. J.²³). Rysunek 1.10 przedstawia mechanizm powstawania tego frontu. Temperatura zbocza w dolnej jego części szybciej się ochładza niż wyższa część zbocza, która dłużej była wystawiona na działanie promieni słonecznych. W dolnej części zbocza znajduje się jeszcze front prądu wstępującego, który porusza się ku górze wzniesienia, a na górze zbocza przepływ szybko ustaje, aby następnie masy powietrza zaczęły spływać w dół do podstawy zbocza. Zderzenie obu strumieni w punkcie X_F , powoduje powstanie frontu, czyli nieciągłości pola temperatury i prędkości.



Rysunek 1.10 Mechanizm powstawania wieczornego frontu ²².

Model teoretyczny opracowany przez Hunta ²² pozwala określić dystans liczony od podstawy wzniesienia, w którym może wystąpić ten przejściowy front:

$$\hat{x}_F \approx \left(\frac{\Delta t_0 \cdot U_0^3}{\varphi \cdot \Delta b_0} \right)^{1/2} \quad (1-18)$$

gdzie:

Δt_0 – skala czasu, s,

U_0 – prędkość wiatru wstępującego, m/s,

Δb_0 – różnica wyporności, m^2/s ,

φ – kąt nachylenia zbocza, rad.

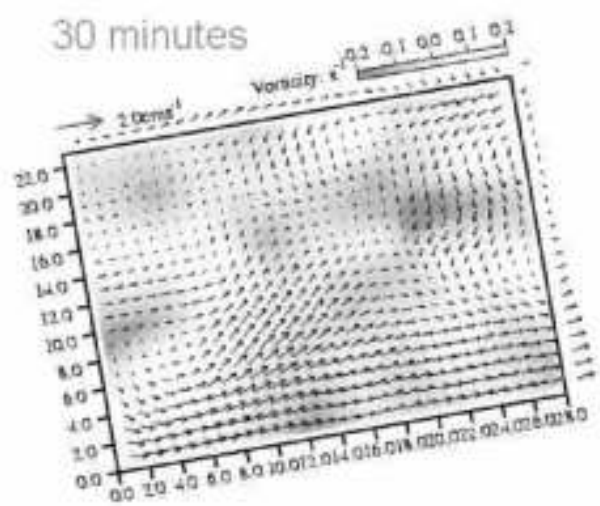
Dla typowych wartości występujących w dolinie Salt Lake np.: $\Delta t_0 \sim 10^4$ s, $U_0 \sim 2$ m/s, $\varphi \sim 10^{-2}$ oraz $\Delta b_0 \sim 1/3 \cdot 10^{-1} m^2/s$, dystans utworzenia się frontu wynosi ok. $x_F \sim 15$ km. Pozycja frontu nie jest ustalona, ponieważ wszystkie parametry oprócz kąta nachylenia φ zbocza są zależne od czasu.

W drugim interesującym eksperymencie prowadzonym przez H. J. S. Fernando, W. C. Chan, (*projekt ASU, Laboratory and Theoretical Study – anabatic flow* ²⁴) zmierzono pola prędkości metodą anemometrii obrazowej (DPIV) dla prostego zbocza. Zmieniano kąt nachylenia płyty grzejnej poszukując wartości granicznej, przy której pojawia się przepływ wstępujący.

Poniżej znajduje się fotografia zbudowanego modelu eksperymentalnego oraz przykład uzyskanego podczas eksperymentów pola prędkości.



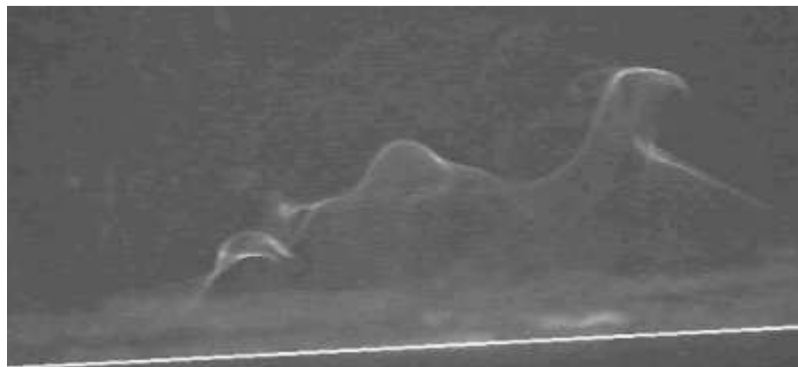
a)



b)

Rysunek 1.11 Model doświadczalny typu „akwarium” wykonany w ASU; a) stanowisko pomiarowe, b) zmierzone pole prędkości ²⁴

Na rysunku poniżej widzimy uchwycony w trakcie tego eksperymentu moment powstawania „termala” – prądu wstępującego. Podczas eksperymentu kąt nachylenia płyty grzewczej wynosił $\varphi = 3^\circ$.



Rysunek 1.12 Wizualizacja oderwania się prądu wstępującego (termala) otrzymana w ASU metodą cieniową w kanale laboratoryjnym o nachylonej powierzchni dna; kąt pochylenia $\varphi = 3^\circ$ ²⁵.

Analizując przeprowadzone w laboratorium ASU eksperymenty J. C. R. Hunt ²² zaproponował następującą zależność definiującą krytyczny kąt pochylenia zbocza φ_c umożliwiającą tworzenie się przepływu wstępującego.

$$\varphi_c = C \cdot \left(\frac{v^3 \cdot g^4}{q_0^3 \cdot a^2} \right)^{0.25} \quad (1-19)$$

gdzie:

C – stała ≈ 10 ,

φ_c – krytyczny kąt nachylenia, rad,

g – przyspieszenie ziemskie, m/s^2 ,

q_0 – wypornościowy strumień ciepła, W/m^2 ,

ν – współczynnik lepkości kinematycznej, m^2/s ,

a – współczynnik dyfuzji termicznej, m^2/s .

Średnią prędkość prądu wstępującego przepływu anabatycznego można wyrazić następującym wzorem:

$$U_M = C \cdot \varphi^{\frac{1}{3}} \cdot w_* \quad (1-20)$$

gdzie:

U_M – średnia prędkość prądu wstępującego, m/s ,

φ – kąt nachylenia, rad,

C – parametr stały ≈ 10 ,

w_* – pionowa składowa prędkość, m/s .

Przedstawione wyżej stanowiska oraz modele eksperymentalne stanowią jedne z pierwszych prób parametryzacji w warunkach laboratoryjnych zjawisk atmosferycznych występujących na zboczach. Istnieje natomiast bogata literatura dotycząca konwekcji naturalnej w pochylonych kanałach, związana z wymiennikami cieplnymi wykorzystującymi energię słoneczną. Przeprowadzone w tej pracy badania mogą być pomocne w ustalaniu korzystnych reżimów pracy takich wymienników.

Z tego względu zdecydowano się na przegląd literatury pod kątem badań realizowanych w zamkniętych kanałach przepływowych. Prezentowane opisy stanowisk eksperymentalnych, modeli atmosferycznych technik pomiarowych są niezbędnym źródłem wiedzy na temat prowadzonych badań doświadczalnych opisanych w tej pracy.

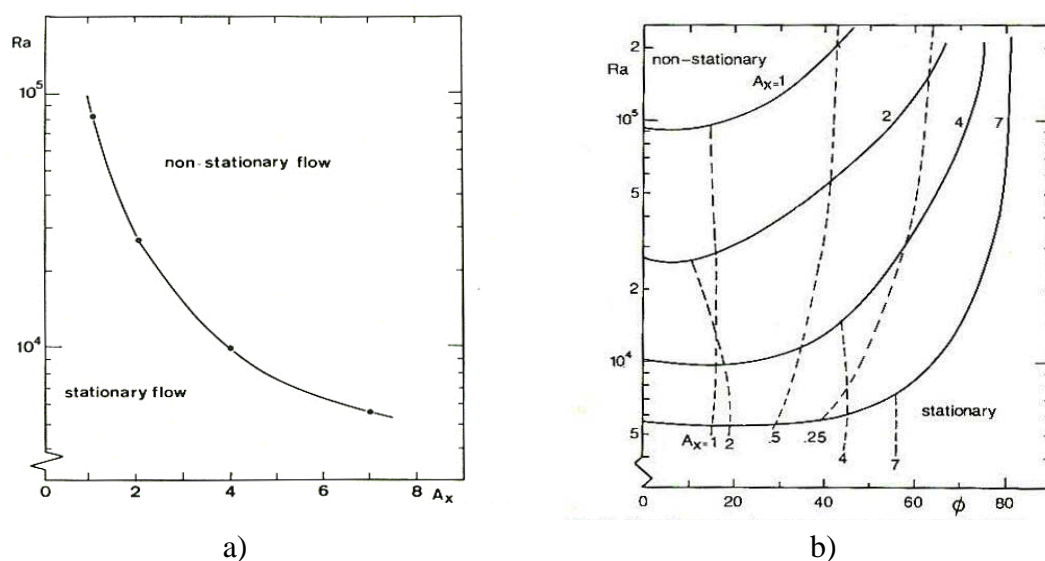
Prace Kowalewskiego T. A. i innych z początku lat 90-tych^{26, 27, 28} dostarczyły pełnych ilościowych danych dotyczących pola prędkości i temperatury uzyskanych w zamkniętych kanałach przepływowych. Zostały one otrzymane dla liczb Ra z zakresu $10^4 \div 10^6$. Wykorzystano w nich metodę cyfrowej analizy obrazów, zaproponowaną przez Hillera i Kowalewskiego²⁹, technikę jednoczesnego pomiaru prędkości i temperatury, udoskonaloną później technikami cyfrowymi DPIV, DPIT³⁰, oraz techniką potoków optycznych do analizy przemieszczeń^{31, 32}. Zastosowanie tych technik pozwoliło na pomiar pełnych dwuwymiarowych pól prędkości i temperatury, wykorzystanych do porównań z symulacjami numerycznymi konwekcji naturalnej.

Kolejną wartą uwagi pracą eksperymentalną jest „Natural Convection in Open - Ended Inclined Channels” autorstwa Azevedo L. F. A. i Sparrow E. M.¹⁸. Praca opisuje eksperymenty przeprowadzone w kanale przepływowym wypełnionym wodą. Przeprowadzono trzy główne eksperymenty: I - obie ścianki kanału,

dolna oraz górna miały taką samą, stałą temperaturę, II - grzanie odbywało się tylko przez ściankę górną, III - grzana była tylko ścianka dolna. Opisane eksperymenty zostały przeprowadzone dla dwóch kątów pochylenia kanału $\varphi = 30^\circ$, $\varphi = 45^\circ$. W kanale przepływowym zmiana temperatury izotermicznych ścianek (dolnej i górnej) była realizowana dzięki elektrycznym podgrzewaczom (miedziane płyty izolowane styropianem), wymiary kanału: $X = 73.1$ cm, $Y = 43.2$ cm, $Z = 45.3$ cm. W kanale pomiarowym zostały także zamontowane trzy termopary mierzące temperaturę wewnątrz kanału.

Praca Fujisawa N., Funatani S., Katoh N., "Scanning Liquid - Crystal Thermometry and Stereo Velocimetry for Simultaneous Three - Dimensional Measurement of Temperature and Velocimetry Field in Turbulent Rayleigh - Benard Convection" ³³ prezentuje opis prac eksperymentalnych z wykorzystaniem techniki pomiarowej stereo DPIV oraz z wykorzystaniem materiałów ciekłokrystalicznych TLC, technika DPIT. Godne polecenia są także inne prace eksperymentalne np.: Manca O. i inni ³⁴, Symons J. G., Peck M. K. ³⁵, Ozoe H., Sayama H., Churchill S ³⁶, Hollands i inni ³⁷. W pracach tych podano szczegółowe opisy aparatury eksperymentalnej oraz metodyki pomiarowej.

W pracy „Natural Convection in Enclosed Spaces – a Review of Application to Solar Energy Collection” H. Buchberg i inni ³⁸ przedstawili krytyczny przegląd problemów termicznych związanych z projektowaniu kolektorów słonecznych. Celem pracy było zminimalizowanie strat ciepła powstających w kolektorach słonecznych. Model laboratoryjny składał się z kanału pomiarowego ze zmiennym kątem nachylenia $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$. Dolną ściankę stanowił absorber promieni słonecznych a górna ścianka wykonana była z płyty szklanej.



Rysunek 1.13 Stabilność przepływu skalowana liczbą Ra i stosunkiem wymiarów ³⁹; a) Ra w funkcji stosunku wymiarów AR (A_x) kanału pomiarowego, $\varphi = 0^\circ$, b) Ra w funkcji kąta nachylenia kanału φ (ϕ) dla różnych wartości stosunku wymiarów AR (A_x).

Linthorst i inni³⁹ w pracy pod tytułem „Flow Structure with Natural Convection In Inclined Air - Filled Enclosures” prezentują wyniki pracy doświadczalnej dotyczącej konwekcji powietrza w nachylonym kanale prostopadłościennym. Zbudowane przez nich stanowisko pomiarowe pozwalało na płynną zmianę długości kanału (stosunek wymiarów $0.25 \leq AR \leq 7$) oraz na zmianę kąta nachylenia kanału w zakresie $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$. Do wyznaczenia profili prędkości używano techniki LDA (ang. *Laser Doppler Anemometry*), a do wizualizacji struktury przepływu, zabarwionego dymu. Poszczególne struktury przepływu rejestrowano aparatem fotograficznym. W pracy możemy znaleźć interesujące zależności stabilności przepływu od liczby Ra . Rysunek 1.13a przedstawia zależność liczby Ra w funkcji stosunku wymiarów AR (wysokości do długości kanału przepływowego). Co prawda wyniki te uzyskane są dla niedużej liczby Ra (max $Ra = 10^5$), to i tak pokazują dla jakich wartości liczby Ra , oraz AR mamy przepływ stacjonarny a dla jakich przepływ staje się niestacjonarny. Wykres ten dotyczy tylko układu poziomego, dla którego $\varphi = 0^\circ$. Uzupełnieniem może być rysunek 1.13b prezentujący zmianę liczby Ra w funkcji stosunku wymiarów AR (na rys. 1.13 - Ax) oraz kąta nachylenia kanału pomiarowego φ (na rys. 1.13b - ϕ).

Po zapoznaniu się z tymi rysunkami nasuwają się wnioski, które mogą być potwierdzone w naszej pracy eksperymentalno – obliczeniowej. Widoczny jest znaczny wpływ parametrów AR oraz kąta nachylenia φ na reżim przepływu (stacjonarny, niestacjonarny) występującego w kanale. Przepływy w kanale z mniejszym stosunkiem wymiarów np. $AR = 1$ (kwadrat lub sześciąt) oraz o większym kącie nachylenia φ mogą zachować swoją stacjonarność dla większych liczb Ra . Odwrotnie jest, gdy mamy duże AR (prostokąt lub prostopadłościan) oraz mały kąt nachylenia φ . Dla odpowiednio dobranej liczby Ra oraz stałego AR , podczas zwiększania kąta nachylenia φ kanału pomiarowego w zakresie $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$ powinniśmy zaobserwować, że przepływ z reżimu niestacjonarnego przechodzi w stacjonarny i odwrotnie. Struktura przepływu powstająca wewnątrz zamkniętego kanału jest, więc funkcją tych trzech parametrów tj. liczby Ra , kąta pochylenia kanału φ oraz stosunku wymiarów AR .

W oparciu o wiedzę teoretyczną uzyskaną dzięki dostępnej literaturze, parametry eksperymentu zostaną tak dobrane, aby przy stałym stosunku wymiarów AR oraz przy stałych warunkach termicznych widoczny był efekt zmiany struktury przepływu. Parametrem zmiennym będzie tylko kąt nachylenia kanału φ . Uzyskane wyniki eksperymentalne zostaną porównane z wynikami uzyskanymi na drodze symulacji komputerowej, dlatego też dalszy przegląd literatury będzie dotyczył prac numerycznych realizowanych w zamkniętych kanałach przepływowych dla geometrii dwuwymiarowej (2D) oraz trójwymiarowej (3D).

Symulacje numeryczne procesów konwekcyjnych są realizowane w oparciu o programy komputerowe pozwalające na rozwiązanie równań Naviera – Stokesa, tj. równań ciągłości i pędu, oraz równania energii dla dwu lub trój wymiarowych geometrii. Decydując się na symulacje musimy najpierw dobrze zdefiniować nasz problem i w odpowiedni sposób dobrać program – kod numeryczny, aby uzyskane wyniki były wystarczająco dokładne a czas obliczeń nie był zbyt długi.

Praca Cianfrini i innych⁴⁰, dotyczy modelowania numerycznego zamkniętego kwadratu dla geometrii dwuwymiarowej (2D) wypełnionego powietrzem w zakresie zmian liczby Rayleigh'a $10^4 < Ra < 10^6$. Autorzy tego artykułu „Natural Convection in Tilted Square Cavities with Differentially Heated Opposite Walls”, przeliczyli sześcienną konfigurację w zakresie zmian kąta pochylenia kanału obliczeniowego $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$. W pracy znajduje się także obszerny przegląd literaturowy, w którym podawane są przykłady prac innych autorów tj.: Anderson i Lauriat⁴¹, Ganzaroli i Milanez⁴², Shiralkar i Tien⁴³, Carcione⁴⁴; dla wysokich wartości liczby Ra z zakresu $10^3 \div 10^{16}$ praca Markatos N. C., Pericleous K. A.⁴⁵.

Podczas modelowania przepływów o dużych liczbach Ra, turbulentnych, niestacjonarnych w czasie może pojawić się problem ze zbieżnością kodu numerycznego. Powszechnie stosowanym rozwiązaniem jest zastosowanie przybliżonych modeli turbulencji. Modele takie jak $k-\varepsilon$, $k-\omega$, Spallart - Allmaras, Reynolds Stress są często wykorzystywane podczas takich symulacji numerycznych. Dzięki tym modelom turbulencji w sposób przybliżony możemy obliczyć przepływy burzliwe. Jednak wyniki uzyskane takimi modelami często odbiegają od wyników eksperymentalnych i wymagają szczególnej weryfikacji. Duże trudności mogą się pojawić podczas obliczeń ze stabilnością kodu numerycznego. Jedną z pierwszych prac poświęconych trójwymiarowemu modelowaniu (3D) była praca autorów: Aziz i Hellums⁴⁶. W pracy tej znajdziemy opis modelowania sześcienną geometrii grzanej od dołu. Praca dotyczy modelowania przepływu laminarnego dla niski liczb Ra oraz Pr. Warto też wymienić opublikowaną w 1976r. pracę H. Ozoe i innych⁴⁷, poświęconą trójwymiarowej analizie (3D) numerycznej dla sześcienną geometrii z ogrzewana dolną ścianką, w której potwierdzono przewidywane teoretycznie wartości liczb krytycznych przepływu Rayleigh'a - Benarda.

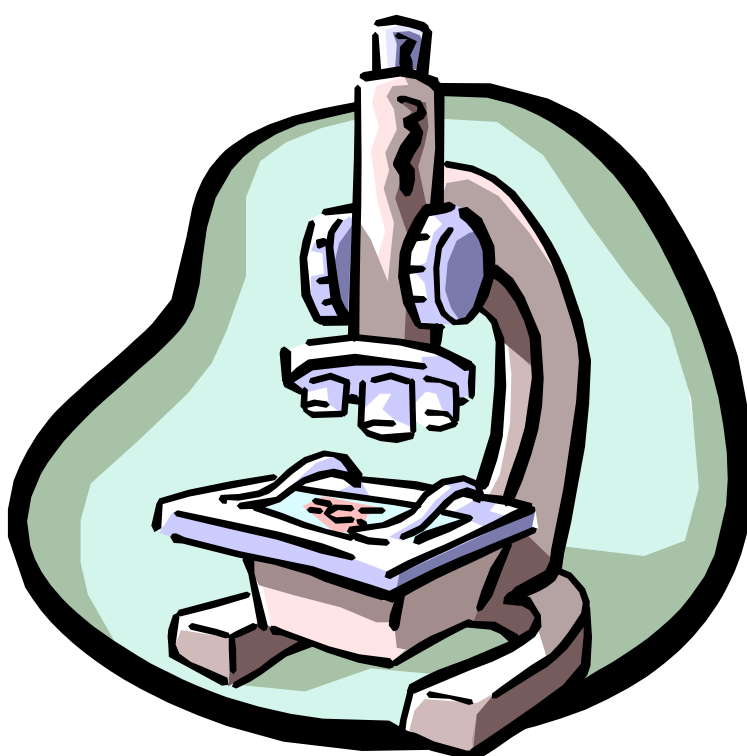
Mając do dyspozycji większe moce obliczeniowe można w symulacjach wykorzystać współczesną metodę modelowania przepływów turbulentnych tzw. LES (ang. *Large Eddy Simulation*), metodę „wielkich wirów”. Alternatywą byłoby zastosowanie modeli DNS (ang. *Direct Numerical Simulation*), rozwiązujących równania Naviera - Stokesa w sposób bezpośredni bez stosowania przybliżonych modeli turbulencji. W pracy Accary G. i innych⁴⁸ „Three – Dimensional Rayleigh - Benard Instability in a Supercritical Fluid”, znajdziemy właśnie opis zastosowania techniki DNS dla małego

sześcianu. Na obecnym etapie nie jest jeszcze możliwe stosowanie DNS dla skal przepływów atmosferycznych.

Mimo dużej liczby prac eksperymentalnych dotyczących konwekcji w zamkniętych naczyniach brak jest w literaturze konkretnych danych na temat reżimów przejściowych i odniesienia ich do wielkoskalowych przepływów atmosferycznych. Zastosowanie bezinwazyjnych technik pomiarowych tj. DPIV pozwoli na dokładne zbadanie pola prędkości badanej konfiguracji. Uzupełnieniem wyników eksperymentalnych może być współczesna technika DPIT otrzymywania pola temperatury i pola prędkości jednocześnie podczas jednej rejestracji eksperymentu. Połączenie tych dwóch technik pozwoli nam na dokładniejszą charakterystykę przepływów.

Wyniki eksperymentów zostaną porównane z symulacjami numerycznymi. Modele numeryczne mogą posłużyć do dalszego rozwoju wiedzy na temat przepływu, powstających struktur występujących w zamkniętych kanałach, a także szukaniu analogii zjawisk występujących w atmosferze. W ten sposób na podstawie zaprezentowanej wcześniej motywacji, jaką jest projekt VTMX 2000 i laboratoryjne prace wykonywane na Uniwersytecie w Arizonie, oraz w oparciu o powyższy przegląd literatury dotyczący prac eksperymentalnych i symulacji numerycznych dla zamkniętego kanału zdefiniowano cel oraz zakres niniejszej pracy.

ROZDZIAŁ II

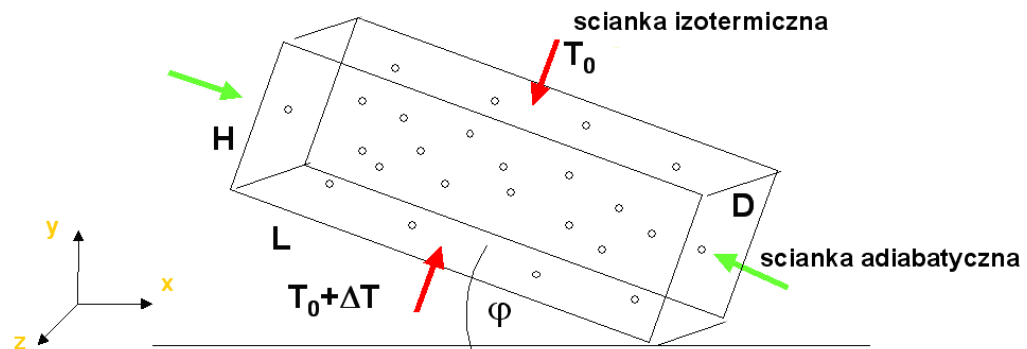


CZĘŚĆ EKSPERYMENTALNA

2. Metodyka badań eksperymentalnych

Aby lepiej poznać prawa fizyki, zjawiska otaczające każdego z nas, musimy oprzeć się na realnych wynikach, doświadczeniach, eksperymentach. Nowoczesne narzędzia pomiarowe pozwalają z coraz to większą dokładnością oraz łatwością zmierzyć interesujące nas parametry fizyczne. Ważne jest, aby eksperymenty zostały przeprowadzone z należytą dokładnością oraz według zaplanowanego harmonogramu, dzięki któremu będziemy realizować wcześniej zdefiniowany cel i zakres pracy.

W rozdziale tym opisano stanowisko eksperymentalne i badaną konfigurację, a także układy pomiarowe i systemy akwizycji danych. Przedstawiono wykorzystane metody pomiarowe wraz z dokładnym opisem analizy i obróbki uzyskanych wyników. Opisano przebieg wykonanych eksperymentów oraz zaprezentowano wyniki. Poniżej na rysunku znajduje się schematyczny widok zamkniętego kanału pomiarowego wykorzystanego podczas prac eksperymentalnych.



Rysunek 2.1 Schemat kanału pomiarowego.

Powyższy schemat ma jedynie ułatwić zrozumienie opisu technik pomiarowych. Szczegółowy opis zamkniętego kanału oraz stanowiska pomiarowego znajduje się w pp. 2.2.

2.1 Techniki wizualizacji przepływu płynów

Podstawowymi wielkościami fizycznymi, którymi jesteśmy szczególnie zainteresowani w tej pracy, są charakterystyki przepływu konwekcyjnego generowanego gradientem temperatury w kanale pomiarowym o zmiennym kącie nachylenia φ . W omawianych badaniach skoncentrowano się głównie na wyznaczeniu pól prędkości, temperatury oraz torów cząstek mierzonych w pionowej centralnej płaszczyźnie kanału pomiarowego.

Zdecydowano się na przeprowadzenie badań eksperymentalnych z zastosowaniem nowoczesnych technik pomiarowych bazujących na komputerowej analizie obrazów.

Są nimi technika bezinwazyjnego pomiaru pola prędkości oraz technika pomiaru pola temperatury. Bezinwazyjne techniki wspomagane były tradycyjną metodą: punktowym pomiarem temperatury. Dzięki tej technice łatwiej nam było kontrolować cały proces eksperymentalny.

Podsumowując, podczas wykonanych eksperymentów wykorzystano trzy techniki pomiarowe, które zostaną szczegółowiej omówione w dalszych podrozdziałach. Są nimi:

- * Punktowy pomiar temperatury (termopary, rejestrator Prema),
- * DPIT (ang. *Digital Particle Image Thermometry*), wyznaczenie pola temperatury oraz pola prędkości przepływu,
- *DPIV (ang. *Digital Particle Image Velocimetry*), wyznaczenie pola prędkości przepływu.

Punktowy pomiar temperatury został wykorzystany do kontrolowania całego eksperymentu; dzięki jego prostocie możliwe było wykonanie wstępnych eksperymentów na podstawie których powstał ostateczny harmonogram prac.

Analizę DPIV można wykonywać na obrazach czarno białych bez użycia drogich kamer kolorowych. Otrzymane tą metodą wyniki rejestracji obrazów z wykorzystaniem cząstek wskaźnikowych dodawanych do przepływu nie powodują jego zniekształcenia, pozwalają na wyznaczenie pola prędkości badanej cieczy. W połączeniu z punktowym pomiarem temperatury możemy w sposób dość dokładny opisać interesujący nas proces fizyczny. Ograniczeniem tej metody jest brak możliwości rejestrowania całego pola temperatury.

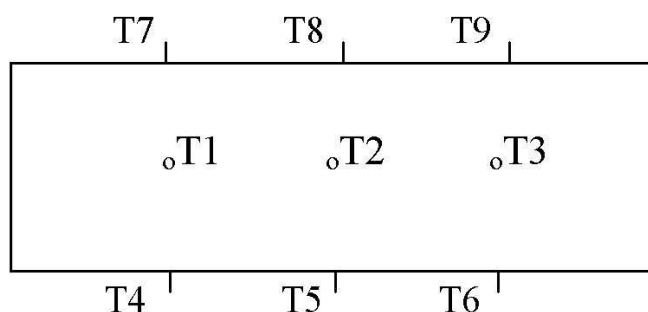
Zastosowanie metody DPIT bazującej na metodzie DPIV, pozwala na pomiar pola temperatury na podstawie cyfrowej analizy kolorowych serii obrazów danego przepływu, w którym jako cząstki wskaźnikowe stosuje się zawiesiny ciekłokrystaliczne TLC (ang. *Thermochromic Liquid Crystals*). Metoda ta jest szczególnie wszechstronna, ponieważ pozwala na otrzymanie obu interesujących nas pól: temperatury, oraz prędkości badanego przepływu. Dokładność wyznaczenia pola prędkości w tej metodzie uzależniona jest od użytych materiałów TLC. Jednak dodanie materiału TLC do badanego przepływu powoduje czasami spadek jakości rejestrowanych zdjęć.

Zdecydowano się w pracy na wykorzystanie tych trzech metod pomiarowych w celu zrealizowania założonych celów eksperymentalnych. Połączenie tych metod, pozwoli nam na osiągnięcie dużej dokładności uzyskanych wyników eksperymentalnych, które posłużą do porównania ich z wynikami uzyskanymi na drodze obliczeń numerycznych (patrz rozdział III).

2.1.1 Punktowy pomiar temperatury

Punktowy pomiar temperatury jest tradycyjną metodą polegającą na punktowym rozmieszczeniu czujników termopar na ściankach kuwety pomiarowej. Metoda ta jest łatwa w użyciu oraz zapewnia dużą dokładność wyników. Technika jest inwazyjna i teoretycznie wprowadzenie do przepływu czujników temperatury - termopar mogłoby spowodować jego zakłócenie. Biorąc pod uwagę niewielką średnicę użytych termopar ok. 1 mm (termopary NiCr - NiAl typu K) występujące tutaj zakłócenia przepływu są niewielkie i mogą być pominięte.

Rysunek 2.2 prezentuje miejsca rozmieszczenia termopar zamontowanych na stałe na ściankach kanału pomiarowego.



Rysunek 2.2 Schemat rozmieszczenia termopar na ściankach kanału pomiarowego.

Termopary przed umieszczeniem ich w ściankach naczynia pomiarowego zostały wykalibrowane poprzez umieszczenie ich w cieczy o stałej, znanej temperaturze.

Termopary oznaczone symbolami T4, T5, T6, T7, T8, T9 są termoparami służącymi do kontroli warunków eksperymentu. Umieszczone były w dolnej oraz górnej ściance kanału pomiarowego. Dzięki odczytom z tych termopar możliwa była dokładna korekta wartości temperatury ustawianej na termostatach odpowiedzialnych za utrzymywanie żądanych temperatur na ściankach kuwety pomiarowej (por. pp. 2.2.).

Termopary oznaczone symbolami T1, T2, T3 są termoparami pomiarowymi. Umieszczone były na bocznej tylnej ściance kanału pomiarowego. Odczyty z tych termopar posłużyły do dalszej analizy eksperymentów wykonywanych dla różnych konfiguracji tj. warunków cieplnych, kąta pochylenia φ kuwety pomiarowej. Dla łatwiejszej analizy posługiwano się różnicami wartości średnich temperatur zmierzonych między poszczególnymi termoparami tj.: $\Delta(T1-T2)$ (różnica temperatury pomiędzy termoparą T1 i T2), $\Delta(T2-T3)$ (różnica temperatury pomiędzy termoparą T2 i T3). Rejestracja temperatury z poszczególnych termopar odbywała się dzięki wykorzystaniu wielokanałowego rejestratora PTM3040 firmy PREMA. Urządzenie to działało w sposób sekwencyjny, odczytując temperaturę z poszczególnych

termopar. Praca rejestratora PTM3040 sterowana była przez komputer podłączonym złączem RS 232. Sterowanie pracą rejestratora temperatury odbywało się poprzez program akwizycyjny Prema. Plik wynikowy z programu akwizycyjnego rejestratora zawierał informacje o numerach termopar wraz z czasem odczytu i wartości temperatury. Plik wynikowy poddawano dalszej obróbce, dzięki której możliwe było przygotowanie statystyk rozkładu temperatury w czasie.



Rysunek 2.3 Układ do pomiaru temperatury; lampa oświetlająca, kanał pomiarowy z termoparami i rejestrator PTM3040 z komputerem rejestrującym temperaturę.

2.1.2 Termografia ciekłokrystaliczna DPIT

Do określenia lokalnej temperatury cieczy wykorzystano technikę: DPIT (ang. *Digital Particle Image Thermometry*). Technika ta pozwala wyznaczyć pole temperatury badanego przepływu za pomocą analizy barwy zawiesiny ciekłych kryształów TLC. Metoda ta pozwala w sposób praktycznie bezinwazyjny monitorować temperaturę płynu^{49, 50, 51, 52}.

Dodanie do badanej cieczy niewielkiej ilości TLC o koncentracji ok. 0.05 % w postaci zawiesiny cząsteczek o rozmiarach ok. 50 μm nie spowoduje zmiany charakteru przepływu i nie zmieni jej własności. Po oświetleniu takiego przepływu płaszczyzną świetlną możemy rejestrować kolorowy obraz powstały w wyniku selektywnego rozpraszania światła przez materiał ciekłokrystaliczny. Przemieszczająca się w przepływie zawiesina, traser TLC dostarcza informacji o polu temperatury, ale także o polu prędkości, podobnie jak klasyczny wykorzystywany w technice DPIV.

Zmiana barwy światła rozproszonego na ciekłych kryształach jest źródłem informacji o lokalnej temperaturze otaczającej je cieczy. Kolor rozpraszanego światła

zmienia się ze wzrostem temperatury, od niskoenergetycznych barw długofalowych (od czerwonego) do barwy górnego zakresu widma światła widzialnego (do niebieskiego). Poza zakresem aktywnym (poniżej oraz powyżej temperatury granicznej) zawiesina jest optycznie niemal przezroczysta. Zakres zmiany koloru tzw. (ang. *colour play range*) zależy od stosowanego materiału ciekłokrystalicznego i musi być dopasowany do warunków eksperymentu. Zależność koloru od temperatury jest silnie nieliniowa i jej ustalenie wymaga zastosowania procedury kalibracyjnej. Rejestrowane obrazy przepływu przedstawiają zbiór barwnych plamek nieregularnie rozmieszczonych w przepływie. Analiza obrazów barwnych polega w pierwszej kolejności na ustaleniu koloru dominującego tych plamek.

Rejestrowany kamerą kolorowy obraz jest reprezentowany przez trzy barwy podstawowe: czerwoną (ang. R - *Red*), zieloną (ang. G - *Green*), niebieską (ang. B - *Blue*), dając format zapisu typu RGB (zapis trzech kanałów barwnych kamery). Celem przeanalizowania koloru jako wartości fizycznej, należy przekształcić zawartą w obrazie informację barwną RGB na jej składowe w układzie HSI:

- * H (ang. *Hue*) - kolor z widma światła, kolor dominujący,
- * S (ang. *Saturation*) - nasycenie danego koloru dominującego,
- * I (ang. *Intensity*) – jasność punktu obrazu, interpretacja koloru w wersji czarno – białej.

Interesującą nas wielkością jest wartość Hue, która jest odpowiednikiem długości fali świetlnej w spektrometrii. Wyznaczenie tej wielkości jest możliwe na wiele sposobów. Ponieważ stosowana metoda pomiarowa wymaga kalibracji (zmian koloru Hue w funkcji temperatury), istotne jest konsekwentne stosowanie tej samej transformacji przestrzeni barwnej RGB do HSI.

Na potrzeby obecnych badań zastosowano następujące przekształcenie przestrzeni RGB do układu HSI:

$$S = 255 \cdot (1 - \min(R, G, B) / I) \quad (2-1)$$

$$I = \frac{\sqrt{(R^2 + G^2 + B^2)}}{\sqrt{3}} \quad (2-2)$$

$$H = \begin{cases} \frac{63 + 63 \cdot (G' - R')}{(G' + R')} & \text{dla } B' = 0 \\ \frac{189 + 63 \cdot (B' - G')}{(B' + G')} & \text{dla } R' = 0 \end{cases} \quad (2-3)$$

gdzie:

$$R' = R - \min(R, G, B),$$

$$G' = G - \min(R, G, B),$$

$$B' = B - \min(R, G, B).$$

Zaletą powyższego algorytmu jest projekcja zmiennej Hue do 8-bitowego zakresu (dokładnie $0 \div 255$) liczb całkowitych, ograniczającą się jedynie do barw spektralnych (tzn. do zakresu R-B). Czystej barwie czerwonej odpowiada, więc $Hue = 0$, zielonej $Hue = 126$ a barwie niebieskiej $Hue = 252$. Pozwala to na zwiększenie rozdzielczości metody i prostą eliminację „falszywych barw”, niemieszczących się w założonym zakresie.

Praktyka pokazała jednak, że w warunkach pomiarowych wskutek nieliniowości charakterystyk kamery, odbić i rozproszenia światła, czy niedoskonałości materiału ciekłokrystalicznego, rejestrowane przez kamerę barwy często zawierają składowe poza - spektralne, tzn. z zakresu B-R. Tego typu barwy są oczywiście powszechne w przyrodzie jako wynik nakładania się barwy czerwonej i niebieskiej. W rezultacie do analizy części obrazów zastosowano rozszerzoną wersję powyższego algorytmu, w której wartości Hue wyznaczone są dla całego „koła barw R-G-B-R”.

Dokładność pomiaru temperatury omawianą metodą zależy od szeregu czynników. W pierwszej kolejności jest ona uwarunkowana dokładnością procesu kalibracji, który należy przeprowadzić w warunkach identycznych lub bardzo zbliżonych do właściwego pomiaru. W praktyce polega to na utrzymywaniu stałej temperatury w kanale pomiarowym, rejestracji obrazów RGB i wyznaczeniu barwy dominującej Hue. Ponieważ w warunkach kalibracji małe gradienty temperatury powodują powolne ustalanie się temperatury, dla zapewnienia jej równomierności w badanej objętości konieczne jest dodatkowe wymuszenie konwekcji cieczy (mieszadło elektryczne). Poprzez skokowe zmiany temperatury, co ($0.2 \div 0.5$ °C) wyznaczono krzywą kalibracji: temperatura w funkcji wartości Hue (por. Rysunek 2.4). Dla obliczeń temperatury krzywa ta jest przybliżana wielomianem wysokiego (szóstego) stopnia. Łatwo zauważyć, że na skutek silnej nieliniowości dokładność wyznaczenia temperatury zależy od analizowanego zakresu. I tak dla skrajnych zakresów, tzn. barw na granicy czerwieni i dla barwy niebieskiej, dokładność pomiaru jest najgorsza wynosi ok. 10 %. W zakresie przejścia barwy czerwonej w zieloną do początku barwy niebieskiej czułość metody jest bardzo wysoka i pozwala wyznaczyć temperaturę z dokładnością ok. 2 %. Dodatkowe czynniki, takie jak nierównomierność barw światła padającego, pochłanianie i rozpraszanie się światła wewnątrz kanału, stałe zniekształceń barw spowodowane przez układ optyczny kamery oraz cechy przetwornika 3CCD, powodują obniżenie precyzji pomiaru.

Należy jednak podkreślić, że omawiana metoda mimo mniejszej dokładności określenia wartości temperatury w porównaniu z metodami klasycznymi (np. punktowy pomiar temperatury), ma bardzo istotną zaletę, jaką jest możliwość jednoczesnego pomiaru temperatury w całym badanym przekroju.

2.1.3 Wybór oraz kalibracja materiałów TLC

Prace eksperymentalne rozpoczęto od przetestowania czterech materiałów TLC pochodzących od różnych producentów. Cechą charakterystyczną, na którą zwracano uwagę przy wyborze TLC był zakres zmian barw. Przezroczysta zawiesina dodana do badanego płynu w temperaturze startowej zaczyna uaktywniać swój charakter świetlny, (zmienia swoją barwę) w zakresie od kilku do kilkunastu stopni. Testowane TLC posiadały różne zakresy zmian barwy; im zakres zmian barwy większy tym mniejsza dokładność, a co za tym idzie ograniczenie stosowności danego materiału. Kolejnym elementem brany pod uwagę była forma przechowywania materiału TLC tj. czy był on kapsułkowany czy niekapsułkowany. Materiały niekapsułkowane charakteryzowały się większą intensywnością barw, wymagały jednak wcześniejszego rozdrobnienia mieszadłem (rozbicie na mniejsze krople), co było trudne do zrealizowania i pracochłonne. Krople po rozdrobnieniu miały różne wielkości i czasami łączyły się w większe krople powodując, gorszą czytelność obrazu.

TLC kapsułkowane umieszczane są w niewielkich pęcherzykach np. polimerowych i charakteryzują się równomiernym rozkładem wielkości cząstek. Intensywność barwy jest, co prawda mniejsza niż materiałów niekapsułkowanych, ale są one wygodniejsze w użyciu. Tabela 6 prezentuje wszystkie testowane materiały TLC.

Tabela 6 Zestawienie testowanych zawiesin ciekłokrystalicznych TLC.

Lp.	Symbol	Producent	Temperatura startowa	Zakres zmian barwnych	Forma przechowywania
1	TCC 1001	Merck	27 °C	$\Delta T = 4$ °C	kapsułkowane
2	TM446 (R37C6W)	BDH	37 °C	$\Delta T = 6$ °C	niekapsułkowane
3	TM317 (21C)	BDH	21 °C	$\Delta T = 20$ °C	niekapsułkowane
4	BM100/R20C10W	Hallcrest Ltd	20 °C	$\Delta T = 10$ °C	kapsułkowane

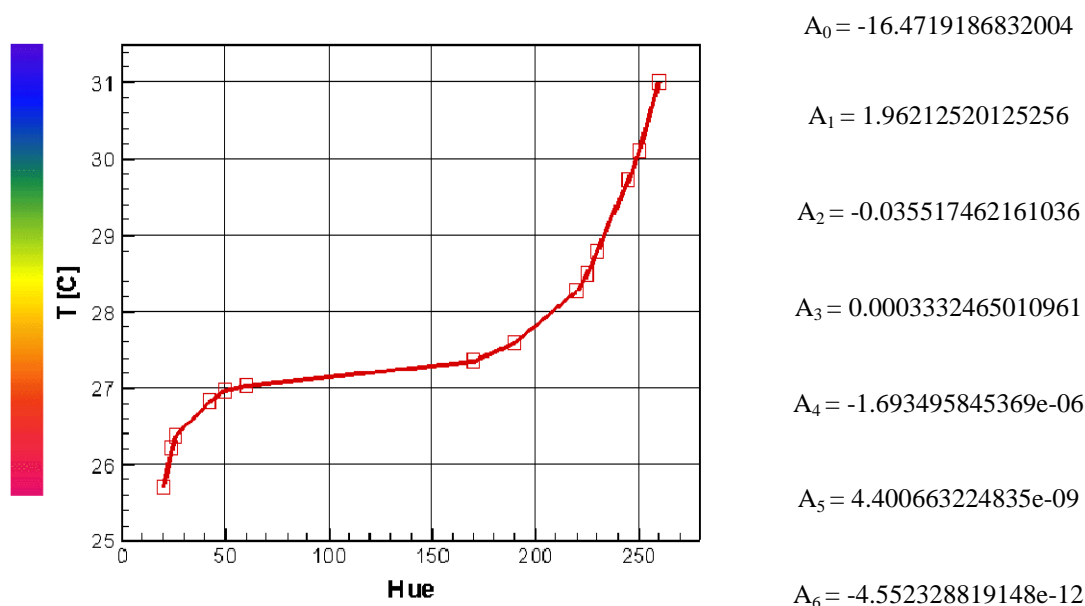
Kalibrację materiału TLC rozpoczynamy od przygotowania zawiesiny roboczej. Zawiesina ta składa się z odgazowanej wody destylowanej oraz dodatku niewielkiej ilości kryształów TLC, ok. 0.05 % obj. Tak przygotowaną zawiesinę roboczą wlewa do kanału kalibracyjnego, (por. Rysunek 2.5). Dolna oraz górna ścianka kanału pomiarowego została podłączona do termostatów, na których utrzymywana była jednakowa temperatura. Trzy termopary zamontowane na tylnej ściance kuwety mierzyły temperaturę wewnątrz kanału kalibracyjnego. Dodatkowo po trzy termopary umieszczono w dolnej i górnej ściance dla pomiaru temperatury w materiale termostatowanych ścianek. System punktowego pomiaru temperatury kontrolował cały proces kalibracji. Zmieniając (podwyższając) temperaturę w obu termostatach jednocześnie, co 0.5 °C, zmieniano temperaturę w kuwecie pomiarowej począwszy od $T = 25$ °C do $T = 35$ °C

(np. dla materiału TCC1001). W ten sposób poszukiwano temperatury startowej dla danego materiału TLC. Następnie, kiedy badany materiał uaktywnił swoje właściwości świetlne zmieniano temperaturę, co 0.1 °C. Po ustabilizowaniu się temperatury w naczyniu pomiarowym rejestrowano kolorowy obraz RGB a następnie podwyższano temperaturę powtarzając tę procedurę do momentu, kiedy kalibrowane TLC nie reagowały na zmianę temperatury i nie posiadały już cech barwnych. Rejestrację barwnych obrazów RGB wykonano przy pomocy kolorowej kamery, w której balans bieli (tzw. temperatura barwowa) został ustawiony na rodzaj zastosowanego podczas kalibracji światła. Dla źródła żarowego, wykorzystanej lampy halogenowej o mocy 1000 W, temperatura barwowa wynosiła 3200 K. Mając zarejestrowane obrazy dla różnych wartości temperatury w zakresie zmian barwnych danego materiału TLC przystąpiono do wyznaczenia krzywej kalibracji.

Na Rysunku 2.4 przedstawiono postać funkcji kalibracyjnej. Dla każdej funkcji podano wyliczone współczynniki wielomianu kalibracyjnego ogólnej postaci:

$$T [^{\circ}\text{C}] = A_0 + A_1 \cdot H + A_2 \cdot H^2 + A_3 \cdot H^3 + A_4 \cdot H^4 + A_5 \cdot H^5 + A_6 \cdot H^6 \quad (2-4)$$

Na podstawie funkcji kalibracyjnej postaci (2-4) oraz dysponując obrazem zawierającym barwę dominującą (ang. H - Hue) wyliczono pełne pola temperatury.



Rysunek 2.4 Krzywa kalibracyjna dla materiału TLC TCC1001.

Dokładność pomiaru temperatury zależy od wartości parametru Hue i zmienia się od 3 % do 10 % pełnego zakresu i zależy od charakteru otrzymanych funkcji kalibracyjnych. Dla ciekłych kryształów używanych w niniejszych badaniach otrzymano najniższą dokładność dla dolnego i górnego zakresu temperatur (kolor czerwony i niebieski). Największa czułość metody ma miejsce przy zmianie barwy materiału ciekłokrystalicznego z czerwieni do zieleni.

Wykorzystując krzywe kalibracyjne można automatycznie przetwarzać obrazy RGB zarejestrowane podczas przeprowadzania eksperymentu. Algorytm takiego przetwarzania, który był wykorzystywany do otrzymania pól temperatury, można zapisać następująco:

- * Wczytanie obrazu RGB,
- * Wyznaczenie składowych R, G, B ($0 \leq R, G, B \leq 255$),
- * Odszumienie obrazu poprzez wycięcie wartości R, G, B, poniżej ustalonej wartości progowej (około $10 \div 25$),
- * Znalezienie składowych: barwy, nasycenia, intensywności (ang. H - Hue, S - Saturation, I - Intensity) na podstawie obrazu zapisanego w formacie RGB,
- * Uśrednienie składowej Hue poprzez zastosowanie filtrów medianowych dla całego pola,
- * Wyliczenie pola temperatury na podstawie wartości Hue korzystając ze znajomości analitycznej krzywej kalibracyjnej,
- * Zapisanie pola temperatury.

Powyższy algorytm był realizowany przy użyciu programu komputerowego Lfarbe, dzięki któremu możliwa była dalsza obróbka pól temperatury uzyskanych na drodze eksperymentalnej.

Pomiar pól temperatury techniką DPIT, choć bardzo atrakcyjny z uwagi na bezinwazyjność metody i możliwość uzyskania informacji o rozkładzie temperatury w całym przekroju przepływu, posiada jednak szereg ograniczeń. Zakres zmian barwy materiału ciekłokrystalicznego na ogół nie pokrywa całego interesującego nas zakresu zmian temperatury, zmuszając nas do dostosowania się do ograniczonego zakresu świecenia materiału TLC.

Na dokładność pomiarów ma wpływ dobór odpowiedniej koncentracji zawiesiny ciekłokrystalicznej - zawiesiny roboczej. Kolejnym negatywnym elementem jest nierównomierność padającego światła w nożu świetlnym (ang. *light sheet*), dyfuzyjność cieplna kryształów, pochłanianie oraz rozpraszanie światła wewnątrz kanału pomiarowego, zniekształcenia barw spowodowane przez optykę kamery oraz cechy przetwornika CCD. W literaturze możemy znaleźć prace opisujące metody, dzięki którym można zwiększyć dokładność kalibracji materiałów TLC^{53, 54, 55}.

Podsumowując; zastosowana metoda DPIT jest mniej dokładna w porównaniu z klasyczną metodą punktowego pomiaru temperatury – termopary. Główną zaletą tej metody jest jednoczesny pomiar temperatury w całym badanym przekroju a więc otrzymanie pełnego dwuwymiarowego pola temperatury.

2.1.4 Anemometria obrazowa DPIV

Anemometria obrazowa DPIV (ang. *Digital Particle Image Velocimetry* ^{56, 57, 58}) jest bezinwazyjną metodą pomiaru pola prędkości. Jest to ilościowa i jakościowa technika pomiaru prędkości w całych dwuwymiarowych przekrojach oparta na cyfrowej analizie obrazów. Metoda DPIV składa się z następujących etapów:

Etap I - rejestracja serii obrazów przepływu zawierającego cząsteczki wskaźnikowe. Oświetlone nożem świetlnym cząsteczki wskaźnikowe iluminują jedynie w płaszczyźnie oświetlanej. Odstęp czasowy pomiędzy wykonywanymi obrazami jest parametrem, który jest dobierany w zależności od charakteru przepływu między innymi od wartości prędkości mierzonego przepływu.

Etap II - analiza przemieszczenia się cząsteczek wskaźnikowych dla dwóch kolejnych obrazów, wyznaczenie przemieszczenia względnego cząstek znacznikowych, a następnie ich prędkości po uwzględnieniu odstępu czasowego pomiędzy wykonanymi obrazami.

Analiza przemieszczenia cząsteczek wskaźnikowych może zostać wykonana przy pomocy różnych metod przetwarzania obrazów ⁵⁹. Obszerny opis metod można znaleźć w pracach Westerweela ⁶⁰ i współautorów, Willerta i Ghariba oraz Raffela i współautorów ⁶¹. W klasycznych metodach anemometrii cyfrowej dzieli się analizowane obrazy na segmenty (tzw. okna), a następnie korzystając z cyfrowej reprezentacji każdego z segmentów szuka się dla każdego segmentu z pierwszego obrazu podobieństwa do któregoś segmentu z drugiego obrazu. Jako miarę podobieństwa przyjmują się współczynnik korelacji obliczony na podstawie cyfrowej reprezentacji dwóch analizowanych segmentów. Stosowane są również inne definicje miary podobieństwa pomiędzy segmentami obrazów oparte na analizie Fourierskiej segmentów czy też autokorelacji ⁶².

Klasyczna metoda pomiaru pól prędkości DPIV opisana powyżej ma szereg wad wynikających głównie ze sztywnego podziału analizowanych obrazów na segmenty. Zastąpienie analizy podobieństwa pomiędzy segmentami obrazu metodą potoków optycznych (ang. *optical flow*), która umożliwia wyznaczenie przemieszczenia dla każdego elementu obrazu (piksla), pozwoliło na powiększenie dokładności pomiaru w porównaniu z klasyczną analizą DPIV (Quenot, Pakleza, Kowalewski ⁶³). Wykorzystanie tej metody w niniejszych badaniach pozwoliło w wielu przypadkach na istotną poprawę dokładności pomiaru pól prędkości.

Dokładność pomiarów metodą DPIV zależna jest od wielu czynników, z których najistotniejszymi są rozdzielczość obrazu, prawidłowy dobór sekwencji korelacji i odstępu czasowego pomiędzy obrazami oraz rodzaj i rozmiar cząstek znacznikowych.

Dla zwiększenia dokładności pomiaru wykonywano obliczenia pól prędkości na podstawie serii N zdjęć (dla zdjęć wykonanych kamerą kolorową długość serii N wynosiła 45, a dla zdjęć wykonanych kamerą czarno – białą długość serii N wynosiła 150); otrzymywano w ten sposób N-1 pól prędkości. Serie zdjęć wykonywano w równych odstępach czasu $\Delta t = 100, 300, 500$ ms. Dla każdej z serii wyliczano średnie pole prędkości v_{avg} w oparciu o wartości chwilowe prędkości otrzymane na podstawie pojedynczej pary zdjęć \bar{v}_i ($i = 1 \dots N$).

$$v_{avg} = \frac{1}{N} \sum_{i=1..N} \bar{v}_i \quad (2-5)$$

Pomiary wykonywano z różnymi cząstkami znacznikowymi; pyłkami sosny, kuleczkami szklanymi, kuleczkami PSP (ang. *Polyamide Seeding Particles*), ciekłymi kryształami TLC. Średnica tych cząstek wahała się w granicach od 20 do 200 μm , a ich gęstość była zbliżona do gęstości wody. Prędkość sedymentacji dla tych cząstek jest około 1000 razy mniejsza od mierzonych wartości prędkości w przepływie. Z powyższych względów można przyjąć, że cząstki swobodnie przemieszczały się wzdłuż przepływu wywołanego różnicą temperatur i można zaniedbać efekty inercyjne.

W tabeli poniżej możemy znaleźć zestawienie cząstek wskaźnikowych wykorzystywanych podczas eksperymentów DPIV.

Tabela 7 Zestawienie cząstek wskaźnikowych wykorzystywanych podczas eksperymentów DPIV.

Lp.	Materiał	Producent	Średnica cząsteczek μm	Gęstość cząsteczek g/cm^3
1	Kuleczki szklane	b.d.	50 ÷ 200	1.1
2	Pyłki sosny	b.d.	20	0.9
3	PSP – 20	Dantec	20	1.0
4	PSP – 50	Dantec	50	1.0

2.1.5 Tory cząstek

Jednym z istotnych elementów analizy struktury przepływu jest wizualizacja torów cząstek wskaźnikowych umieszczonych w przepływie i polega na wyznaczaniu linii prądu przepływu (ang. *Particle Tracking*). Analiza torów stanowi cenne uzupełnienie obrazu pola prędkości, pozwalając zidentyfikować drobne zmiany kierunku przepływu, obszary martwe i rejony o bardzo małych prędkościach. Realizacja komputerowej rejestracji torów odbywa się przez zsumowanie kilkunastu obrazów przepływu wykonanych w znanych

odstępach czasu. Przy małej koncentracji posiewu dają się wyróżnić fragmenty pojedynczych torów, przy większych koncentracjach i przemieszczeniach widoczna jest ogólna struktura przepływu. Zmiana odstępu czasowego między poszczególnymi obrazami pozwala, podobnie jak przy pomiarach pól prędkości, bardziej uwypuklić rejony o dużych lub małych prędkościach. Sumowane obrazy wymagają wcześniejszego przygotowania, tak by zminimalizować niekorzystne narastanie jasności tła obrazu. Sam proces sumowania przeprowadzono *off-line* dla serii uprzednio zarejestrowanych pojedynczych obrazów zgromadzonych w pamięci masowej, jak i *on-line* dodając poszczególne obrazy podczas akwizycji w pamięci komputera i rejestrując jedynie wypadkową sumę. Pierwsza z metod pozwala na dodatkowe zabiegi filtracyjne, poprawiające kontrast, konieczne jest jednak wtedy zablokowanie wielu megabajtów, pamięci masowej komputera akwizycyjnego dla analizowanych obrazów cząstkowych.

Wyniki otrzymane na podstawie opisanej powyżej wizualizacji torów cząstek mogą zostać porównane z wirtualnymi torami cząstek, generowanymi na bazie otrzymanych rozwiązań numerycznych. Porównanie uzyskanych rezultatów eksperymentalnych, tzn. fizycznych torów cząstek znacznikowych pochodzących z wizualizacji przepływu oraz wirtualnych torów powstałych przez scałkowanie pól prędkości z wirtualnymi torami otrzymanymi na podstawie rozwiązań numerycznych umożliwia interpretację struktur przepływu i jakościową ocenę ich zgodności.

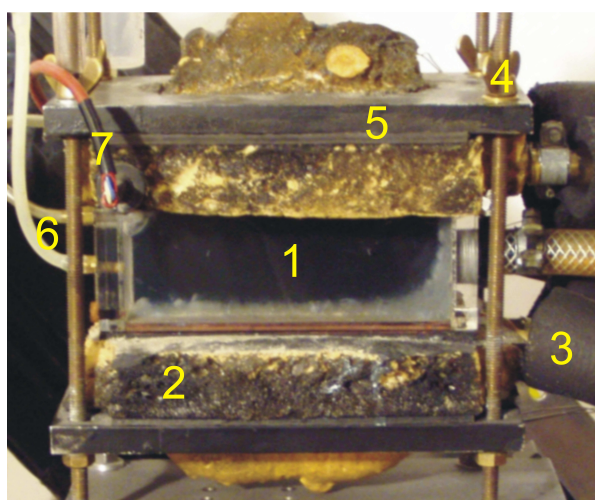
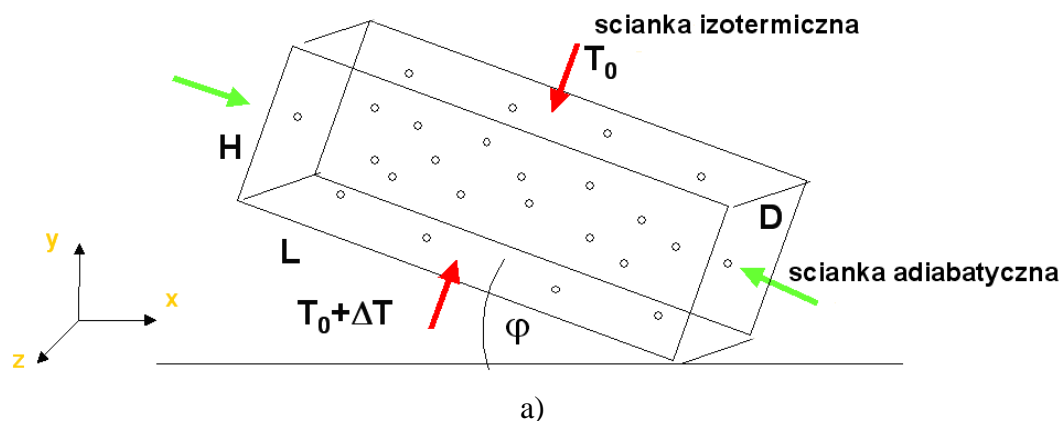
2.2 Stanowisko pomiarowe

Badania eksperymentalne przeprowadzono w prostopadłościennym kanale przepływowym wykonanym z Plexiglasu. Kanał pomiarowy miał wysokość $H = 38$ mm, długość $L = 114$ mm oraz głębokość $D = 38$ mm. Plexiglasowe ścianki kanału miały grubość 4 mm. Niskie przewodnictwo cieplne Plexiglasu pozwala nam zaniedbać efekt związany z transportem ciepła przez adiabatyczne cztery ścianki boczne a tym samym przyjąć, że przepływ w centralnym przekroju kanału jest reprezentacyjny dla całego kanału. Poczyniono założenie o dwuwymiarowości oraz symetryczności przepływu.

Kanał eksperymentalny posiada dwie przeciwległe izotermiczne ścianki, górną i dolną, wykonane z miedzi, oraz cztery boczne ścianki adiabatyczne. Temperatury ścianek izotermicznych były utrzymywane na stałym poziomie zgodnie z harmonogramem eksperymentu (por. Tabela 8). Pionowy gradient temperatury pomiędzy dolną a górną ścianką wymuszał przepływ konwekcyjny.

Kanał pomiarowy był osadzony na mechanizmie, pozwalającym na płynną regulację kąta nachylenia φ kanału pomiarowego względem poziomu. Takie rozwiązanie umożliwiało rejestrację obrazów dla kątów nachylenia kanału φ od $0^\circ \div 90^\circ$.

Na rysunku 2.5 zamieszczono schemat kanału pomiarowego i jego fotografię.



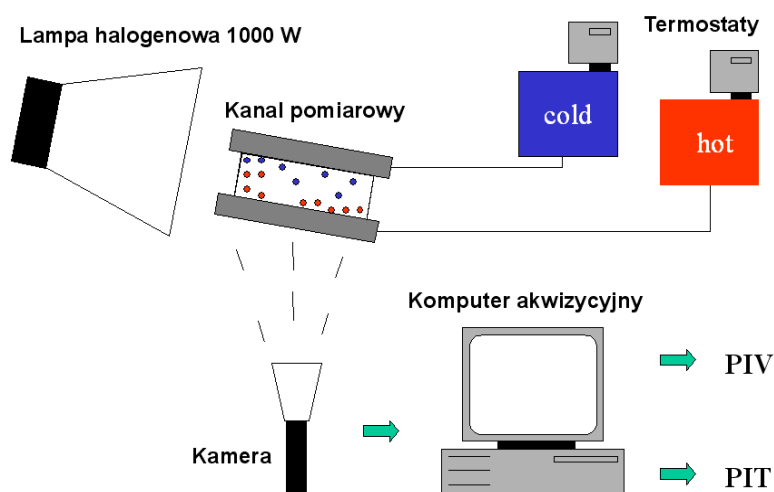
b)

Rysunek 2.5 Zamknięty kanał pomiarowy; a) schemat ogólny, b) fotografia zbudowanego kanału przepływowego.

Zamknięty kanał pomiarowy (kanał przepływowy, kuweta pomiarowa) składa się z następujących elementów:

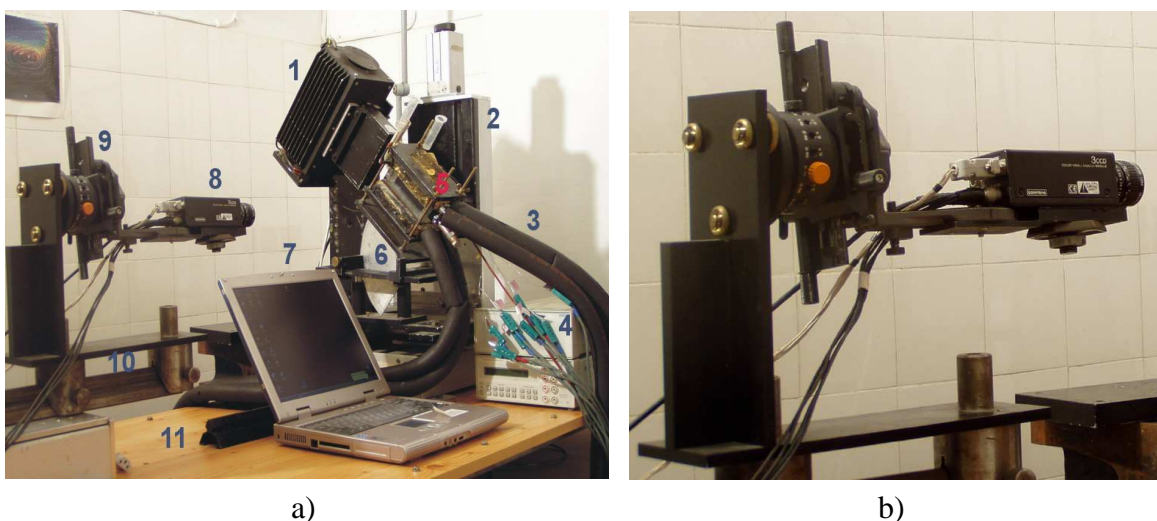
- 1 – Plexiglasowy prostopadłościenny kanał przepływowy,
- 2 – Poliuretanowa izolacja termiczna,
- 3 – Przewody doprowadzające wodę z termostatów do izotermicznych ścianek kanału pomiarowego,
- 4 – Zacisk obudowy kanału pomiarowego,
- 5 – Izotermiczna miedziana ścianka komory kanału,
- 6 – Przewody doprowadzające ciecz roboczą do wnętrza kanału pomiarowego,
- 7 – Czujnik temperatury PT-100.

Rysunek poniżej przedstawia schematycznie stanowisko pomiarowe do badań niestabilności termicznych w zamkniętym kanale o zmiennym kącie nachylenia ϕ .



Rysunek 2.6 Schemat ogólny stanowiska pomiarowego.

Przedstawione wyżej schematycznie stanowisko pomiarowe zostało wykonane i umiejscowione na stabilnym stole laboratoryjnym. Fotografie znajdujące się poniżej prezentują stanowisko podczas pracy eksperymentalnej.



Rysunek 2.7 Fotografia stanowiska pomiarowego; a) widok z przodu pochylonej kuwety i lampy oświetleniowej, b) obrotowe mocowanie kamery.

Pokazane powyżej stanowisko pomiarowe składało się z następujących elementów:

- 1 – Źródło światła - lampa halogenowa o mocy 1 KW, wytwarzającą pionową „płaszczyznę świetlną” o grubości ok. 2 mm,
- 2 – Suwnica pionowa,

- 3 – Przewody doprowadzające wodę z termostatów do izotermicznych ścianek kanału pomiarowego,
- 4 – Wielokanałowy rejestrator temperatury PTM 3040 firmy Prema Semiconductor, do którego podłączono 9-termopar, i umieszczono w ściankach kanału,
- 5 – Kanał pomiarowy (por. Rysunek 2.5),
- 6 – Układ umożliwiający płynną zmianę kąta nachylenia kanału pomiarowego,
- 7 – Komputer PC z kartą akwizycyjną typu Frame Graber,
- 8 – Kamera rejestrująca obrazy, dla DPIT: kolorowa, dla DPIV: czarno - biała,
- 9 – Układ umożliwiający płynną regulację kąta pochylenia kamery (Rysunek 2.7b),
- 10 – Pozioma suwnica kamery,
- 11 – Stół laboratoryjny.

Pod stołem laboratoryjnym nie widocznym na tych zdjęciach umieszczone były dwa stabilizatory termiczne (termostaty) firmy Julabo F-30, stabilizujące dwie izotermiczne ścianki kanału pomiarowego. W niezależnych stabilizatorach znajdowały się czujniki oporowe Pt-100, które kontrolowały temperaturę krążącej wody w układzie pomiędzy termostatem a komorami przylegającymi do izotermicznych ścianek kanału pomiarowego.

W podpunkcie 2.4 przedstawiono pełny harmonogram wykonanych prac eksperymentalnych z wyszczególnieniem użytej techniki eksperymentalnej, warunków termicznych oraz kąta nachylenia ϕ kuwety pomiarowej. Większość pomiarów wykonano przy różnicy temperatury pomiędzy górną a dolną ścianką wynoszącą $\Delta T = 6 \text{ }^\circ\text{C}$ w temperaturze otoczenia $T_{ot} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$. Ciekłym medium podczas eksperymentów była odgazowana woda destylowana z niewielką domieszką 0.05 % ciekłych kryształów TLC dla eksperymentów wykonywanych techniką DPIT, oraz innych materiałów, cząsteczek wskaźnikowych dla eksperymentów wykonywanych techniką DPIV.

2.3 System akwizycji danych

W celu uzyskania ilościowych oraz jakościowych informacji o dwuwymiarowych polach temperatury oraz prędkości, zastosowano wyżej już opisane szczegółowiej nowoczesne techniki eksperymentalne DPIT i DPIV.

Nóż świetlny przecinał kuwetę pomiarową w przekroju centralnym. Grubość „płaszczyzny świetlnej” wytworzonej przy pomocy noża świetlnego wynosiła ok. 2 mm. „Płaszczyzna świetlna” powodowała świecenie materiału TLC, lub cząstek bezbarwnego posiewu. Ruch cieczy był widoczny tylko w tej płaszczyźnie.

Kamera ustawiona była prostopadle do płaszczyzny pomiarowej. Osadzona była na obrotowym ramieniu, co umożliwiała jej podążanie za zmianami kąta pochylenia ϕ kanału pomiarowego. Rejestrację obrazów czarno białych lub barwnych wykonano przy

pomocy kamer sprzężonych z komputerem akwizycyjnym sterującym systemem oświetlenia oraz zapisującym przebieg całego eksperymentu.

Przestrzeń, z której zbierano dane pomiarowe miała wymiary; $X = 114$ mm, $Y = 38$ mm, i grubości $Z = 2$ mm, a rejestrowany obraz płaszczyzny był dwuwymiarowy. Zmiana prędkości ruchu cieczy w kierunku Z, (głębokość kuwety) była o jeden rząd wielkości mniejsza niż w płaszczyznach X i Y. Ruch płynu w kierunku prostopadłym do płaszczyzny pomiarowej został wobec tego pominięty.

2.3.1 Akwizycja obrazów barwnych dla DPIT i DPIV

Podczas eksperymentów z wykorzystaniem analizy DPIT&V wykorzystano trój - przetwornikową kolorową kamerę 3CCD typu XC003/P firmy Sony wraz z 32 bitowym modułem akwizycji obrazów AM-STD-RGB Imaging Tech. Inc. Maksymalna rozdzielczość kamery to 768 x 542 pikseli. Sterowanie tą kamerą odbywało się przy pomocy programu PCISTD pracującego w trybie DOS. Oprogramowanie to pozwalało na konfigurowanie wszystkich parametrów akwizycji danych. Zdjęcia zarejestrowane podczas eksperymentu zapisywane były w formacie RGB. Obraz kolorowy składał się z trzech plików zawierających informacje o kolejnych składowych barwy RGB. Zarejestrowane zdjęcia poddawane były dalszej obróbce, dzięki której możliwe było wyznaczenie pola temperatury metodą DPIT oraz pola prędkości metodą DPIV.

2.3.2 Akwizycja obrazów czarno - białych dla DPIV

Dla zwiększenia precyzji wyznaczania pól prędkości metodą DPIV wykorzystywano czarno-białą kamerę CMOS PCO 1200 hs firmy PCO Imaging z modułem pamięci do akwizycji obrazów o maksymalnej rozdzielczości 1280 x 1024 pikseli. Do sterowania kamerą został wykorzystany program CAM-WARE V.2.12, pracujący w systemie Windows 2000 oraz XP. Program ten umożliwia definiowanie parametrów eksperymentów takich jak: rozmiar rejestrowanego obrazu, odstęp czasowy pomiędzy zdjęciami itp. Sekwencje czarno-białych zdjęć zapisywano w formacie 16 bitowych bitmap oraz Tiff. Zarejestrowane sekwencje zdjęć posłużyły do wyznaczenia pól prędkości badanego przepływu oraz do wyznaczenia torów cząstek.

2.4 Zakres wykonanych badań eksperymentalnych, przebieg eksperymentów

Kuwetę pomiarową napełniono odgazowaną wodą destylowaną wraz z rozproszonym w niej materiałem TLC dla eksperymentów przeprowadzanych techniką DPIT, bądź cząsteczkami wskaźnikowymi dla DPIV. Ustawiono odpowiedni kąt nachylenia φ kanału pomiarowego zgodny z przyjętym harmonogramem badań (patrz Tabela 8). Kamerę rejestrującą przebieg eksperymentu należało podłączyć do komputera oraz pochylić zgodnie z kątem nachylenia kuwety pomiarowej. Pochylenie to było konieczne, aby rejestrowany obraz wykorzystał maksymalną rozdzielczość kamery. Kolejnym elementem było uruchomienie termostatów, które były odpowiedzialne za utrzymywanie założonej oraz stabilnej temperatury T_H i T_C w komorach bezpośrednio przylegających do miedzianych ścian kuwety pomiarowej. Termopary (patrz Rysunek 2.2) mierzyły temperaturę w tych komorach dając możliwość ewentualnej korekty ustawień termostatów. Po godzinnym okresie stabilizacji, odczytywano wskazania z tych termopar, aby sprawdzić czy temperatury ścianek naczynia pomiarowego są zgodne z założeniami danego eksperymentu. Jeżeli były inne należało korygować nastawy termostatu aż do osiągnięcia żądanej wartości temperatury na ściankach. Po osiągnięciu układu stabilnego stanowisko pomiarowe było gotowe do pracy.

Tabela 8 Zestawienie wykonywanych eksperymentów; parametry pomiarów.

Lp.	Nachylenie	Termiczne warunki brzegowe			Technika eksperymentalna		Parametry pomiarów	
	φ	T_H K	T_C K	ΔT K	DPIV	DPIT	Kamera/ rozdzielczość	Δt ms
1	0°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
2	10°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
3	20°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
4	30°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
5	40°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500

6	50°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
7	60°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
8	70°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
9	80°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
10	90°	305	299	6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	100, 200, 500
11	0°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
12	10°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
13	20°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
14	30°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
15	40°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
16	50°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
17	60°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
18	70°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
19	80°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
20	90°	305	299	6	PSP-20	-	CZ-B 1280×1024	100, 300
21	10°	305÷299	299÷305	6 ÷ 6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	200

22	20°	305÷299	299÷305	6 ÷ 6	TCC 1001	TCC 1001	KOL 768×542	200
----	-----	---------	---------	----------	-------------	-------------	-------------	-----

Tabela 8 prezentuje najważniejsze wykonane eksperymenty wraz z opisem parametrów eksperymentalnych. Pierwsze dziesięć eksperymentów 1 ÷ 10 wykonano rejestrując serię zdjęć w odstępach czasu $\Delta t = 100, 200, 500$ ms, kolorową kamerą (KOL) o rozdzielczości 768×542 . Poddano je analizie DPIT oraz DPIV. Dla zwiększenia rozdzielczości rejestrowanych serii zdjęć zdecydowano się na przeprowadzenie eksperymentów 11 ÷ 20 wykonanych czarno-białą kamerą (CZ-B) o rozdzielczości 1280×1024 , dla których zarejestrowano serię zdjęć w odstępach czasu $\Delta t = 100, 300$ ms. Otrzymane wyniki poddano analizie DPIV.

Eksperymenty oznaczone numerami 21 i 22 symulujące dobowe zmiany temperatury w warstwie pomiędzy podłożem a dolną warstwą graniczną atmosfery, tzn. temperatura ścianek dolnej i górnej była w trakcie eksperymentu w sposób kontrolowany zamieniana.

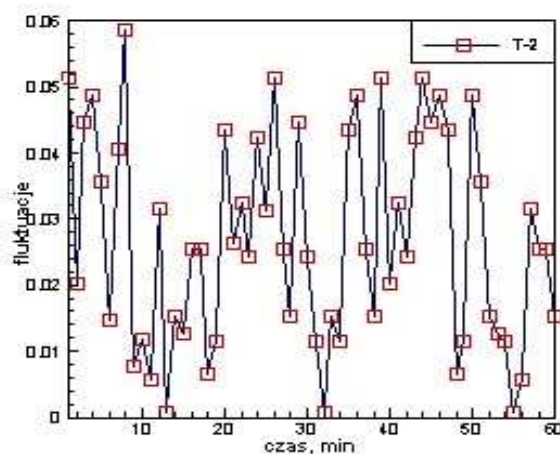
2.5 Wyniki badań eksperymentalnych

W podpunkcie tym zaprezentowane zostały najważniejsze wyniki eksperymentów przeprowadzonych w ramach realizacji założonych celów pracy. Znajdziemy tutaj dodatkowo opis eksperymentu wstępnego – cechowania aparatury pomiarowej.

2.5.1 Eksperyment wstępny – cechowanie aparatury pomiarowej

Eksperyment ten polegał na pomiarze temperatury wewnątrz kanału pomiarowego termoparami znajdującymi się na środku kanału (patrz Rysunek 2.2). Termopary oznaczone są symbolami: T1, T2, T3. Mierzono szum odczytów temperatury wyżej wymienionych trzech termopar.

Kuweta pomiarowa wypełniona była powietrzem, tak by zapewnić maksymalną czułość aparatury. Kąt pochylenia kuwety wynosił $\varphi = 0^\circ$ a temperatura otoczenia wynosiła $T_{zew} = 20^\circ\text{C}$. Odczyty temperatury z termopar rejestrowano w odstępach 60 sekundowych przez okres 30 minut. Od tak otrzymanych rozkładów temperatury w czasie odjęto wartości średnie (dla każdej termopary), dzięki czemu uzyskano fluktuację (szum) aparatury pomiarowej.



Rysunek 2.8 Szumy aparatury pomiarowej zmierzone dla termopary T2.

Rysunek 2.8 prezentuje amplitudę fluktuacji zmierzonych dla termopary T2. Wyniki z termopar T1 oraz T3 były zbliżone do T2. Średnia wartość fluktuacji zmierzona dla tych trzech termopar wyniosła ok. 0.03 stopnia.

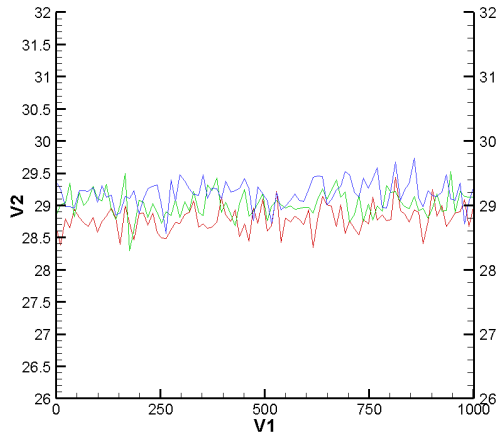
Na podstawie przeprowadzonego testu można stwierdzić, że temperatura rejestrowana przy pomocy termopar w naszym układzie pomiarowym jest obciążona błędem ok. 3 %. Błąd ten jest spowodowany szumami aparatury pomiarowej, którego źródłem są termopary oraz układ rejestrujący i przetwarzający dane rejestratora PTM 3040 PREMA.

2.5.2 Wyniki eksperymentu – badanie stabilności termicznej od kąta pochylenia φ kuwety pomiarowej

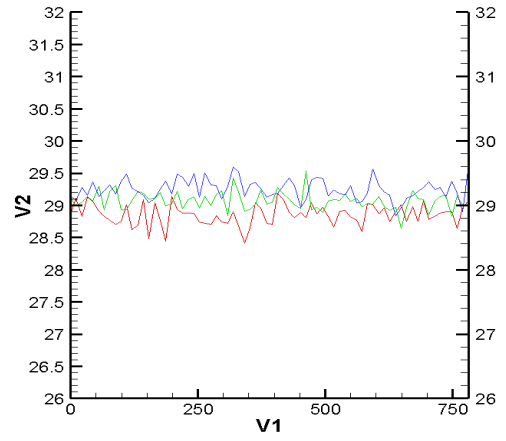
Analiza stabilności termicznej wykonana została na podstawie pomiarów temperatury uzyskanych z trzech termopar zamontowanych w kuwecie pomiarowej oznaczonych symbolami: T1, T2, T3, (patrz Rysunek 2.2). Kuweta pomiarowa wypełniona była odgazowaną wodą. Różnica temperatury pomiędzy dolną a górną ścianką wynosiła $\Delta T = 6^\circ\text{C}$, kąt nachylenia φ kuwety pomiarowej zmieniano w zakresie zmian $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$. Warunki termiczne i kąty pochylenia były zgodne z Tabelą 8.

Podczas tej analizy interesowały nas różnice, jakie powstają przy zmianie kąta pochylenia φ pomiędzy termoparami T1, T2, T3. Oznaczenie $\Delta(T1-T2)$ jest to średnia różnica temperatury pomiędzy termoparą T1 i T2 oraz oznaczenie $\Delta(T2-T3)$ jest średnią różnicą temperatur pomiędzy termoparą T2 i T3. Rysunki poniżej prezentują fluktuacje wartości temperatury odczytanych z termopar: T1, T2, T3 dla wszystkich konfiguracji w zakresie zmian φ od $0^\circ \div 90^\circ$. Pomiaru tych niestabilności trwały w granicach $750 \div 1000$ s. Na niektórych wykresach jest widoczny początkowy moment stabilizowania się przepływu wywołany zmianą kąta pochylenia φ kanału pomiarowego.

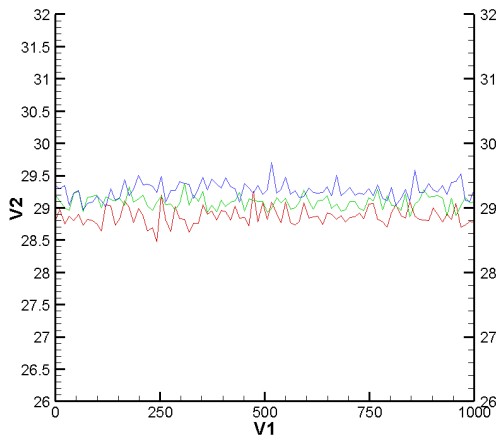
$\varphi = 0^\circ$



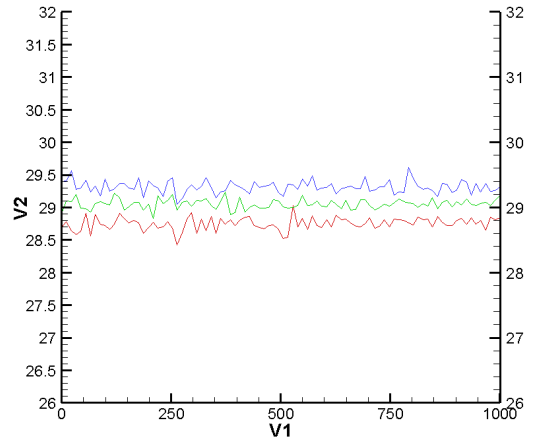
$\varphi = 10^\circ$



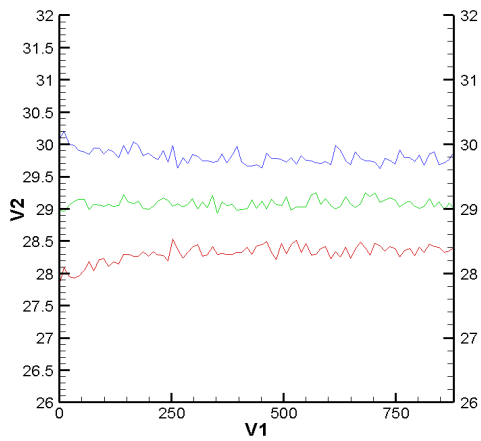
$\varphi = 20^\circ$



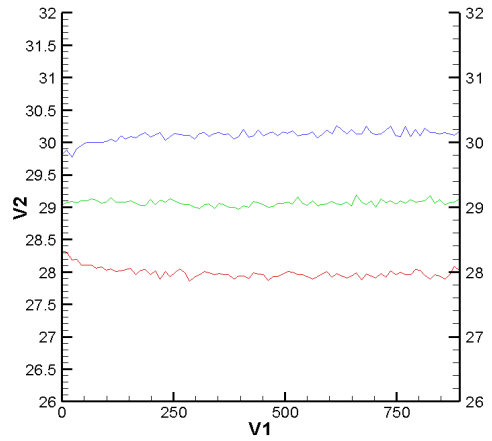
$\varphi = 30^\circ$

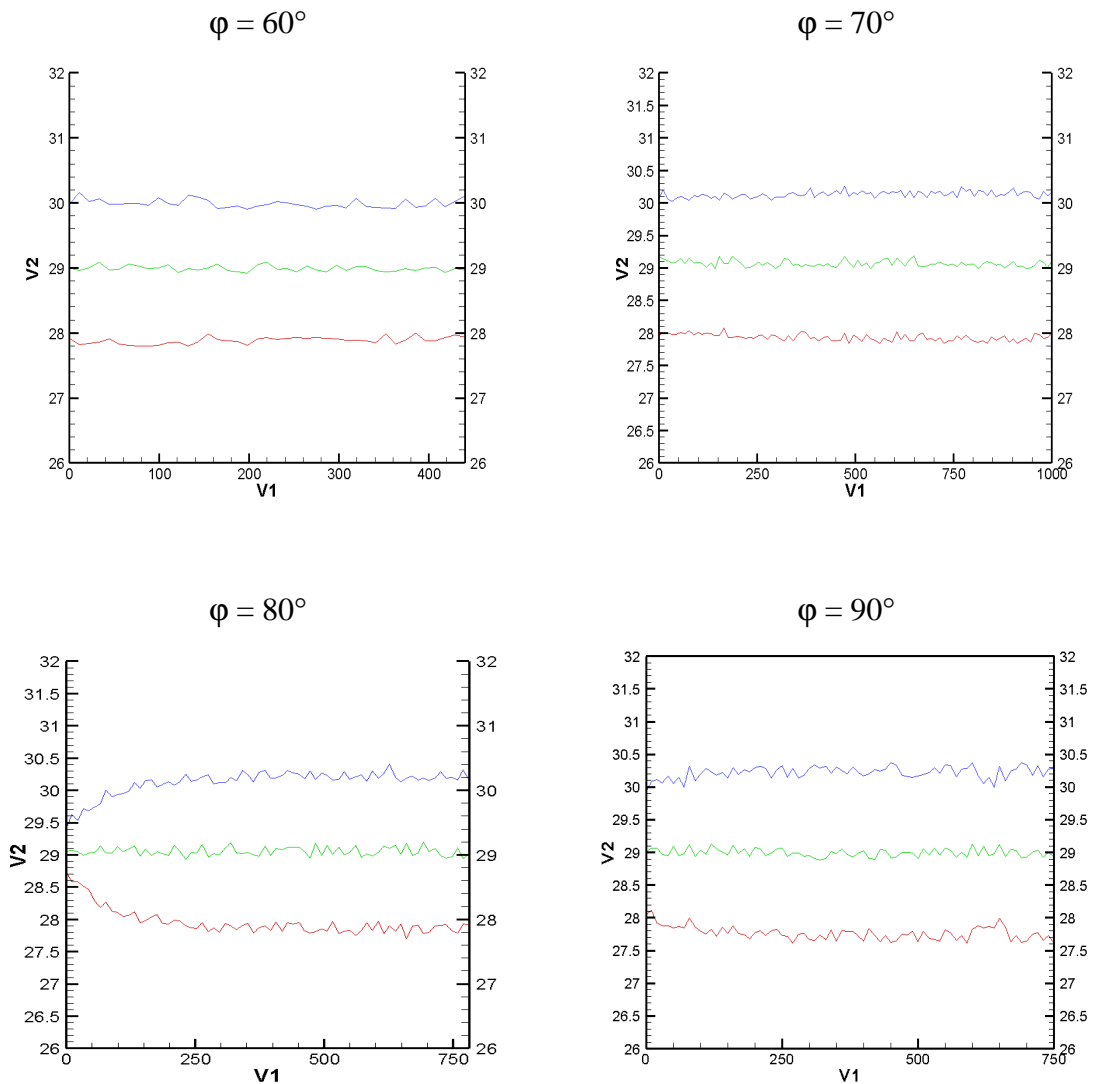


$\varphi = 40^\circ$



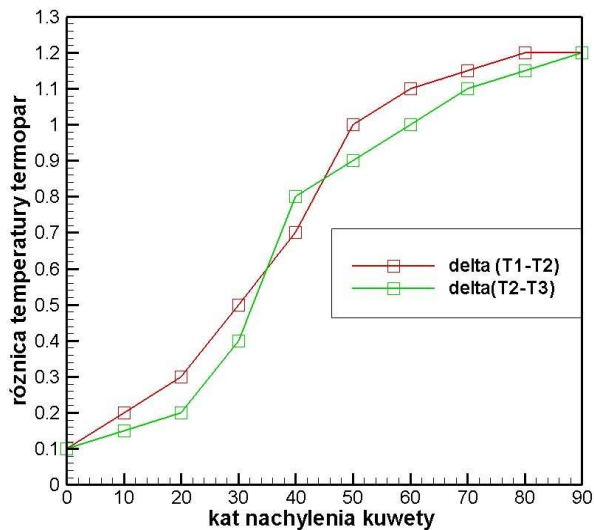
$\varphi = 50^\circ$





Rysunek 2.9 Wyniki punktowych pomiarów temperatury; $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$.

Na wykresach powyżej symbolem V1 zaznaczony jest czas pomiaru, w sekundach. Symbolem V2 oznaczono wartość temperatury poszczególnych termopar. Kolor niebieski jest to wartość temperatury zarejestrowana na termoparze T1, kolor zielony termopara T2 oraz kolor czerwony termopara T3. Widoczne oscylacje temperatury w czasie na poszczególnych termoparach są spowodowane niestabilnościami przepływu i szumami aparatury pomiarowej (pp. 2.5.1). Do celów opisowych tego eksperymentu posługiwano się średnimi wartościami różnic pomiędzy tymi termoparami tj.: $\Delta(T1-T2)$ oraz $\Delta(T2-T3)$. Poniżej znajduje się wykres oraz tabela podsumowująca przebieg tego eksperymentu.



a)

Nachylenie kuwety	$\Delta(T1-T2)$ °C	$\Delta(T2-T3)$ °C
$\varphi = 0^\circ$	0.1	0.1
$\varphi = 10^\circ$	0.2	0.15
$\varphi = 20^\circ$	0.3	0.2
$\varphi = 30^\circ$	0.5	0.4
$\varphi = 40^\circ$	0.7	0.8
$\varphi = 50^\circ$	1	0.9
$\varphi = 60^\circ$	1.05	1
$\varphi = 70^\circ$	1.1	1.1
$\varphi = 80^\circ$	1.2	1.15
$\varphi = 90^\circ$	1.2	1.2

b)

Rysunek 2.10 Wartości średnich różnic temperatury $\Delta(T1-T2)$, $\Delta(T2-T3)$, $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$; a) wykres w funkcji kąta φ , b) tabela wynikowa.

Z analizy wykresu oraz tabeli wynika, że najmniejsze różnice temperatury są dla konfiguracji $\varphi = 0^\circ$ a największe dla $\varphi = 90^\circ$. Dla kąta $\varphi > 0^\circ$ ma miejsce stratyfikacja temperatury, zwiększająca się w miarę wzrostu tego kąta. Jej wzrost hamuje początkowo silne mieszanie przepływu konwekcyjnego, uwidacznia się to we wzroście amplitudy fluktuacji temperatury dla kątów $\varphi = 0 \div 30^\circ$ (rysunek 2.9). Tam gdzie wartości $\Delta(T1-T2)$ i $\Delta(T2-T3)$ są najmniejsze, możemy stwierdzić, że przepływ konwekcyjny jest bardzo intensywny, występuje szybkie mieszanie się płynu modelowego wewnątrz kanału pomiarowego. W miarę jak zwiększamy kąt nachylenia φ kuwety pomiarowej wartości $\Delta(T1-T2)$ oraz $\Delta(T2-T3)$ rosną od ok. $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ do $1.2 \text{ }^\circ\text{C}$. Wraz ze wzrostem φ stratyfikacja temperatury w kanale rośnie i pojawia się efekt przejścia charakteru przepływu od niestacjonarnego do stacjonarnego. Efekt ten zostanie dokładniej zbadany i szczegółowiej omówiony w dalszej części pracy.

2.5.3 Wyniki eksperymentu - podział niestabilności termicznych na reżimy

Po wykonaniu wszystkich eksperymentów (patrz Tabela 8) otrzymane rezultaty podzielono na trzy reżimy. Zaproponowany podział na reżimy ma na celu wyodrębnienie z pośród wszystkich otrzymanych struktur przepływu podstawowych różnic pomiędzy nimi. Poniżej znajduje się opis poszczególnych reżimów oraz ich charakterystyki.

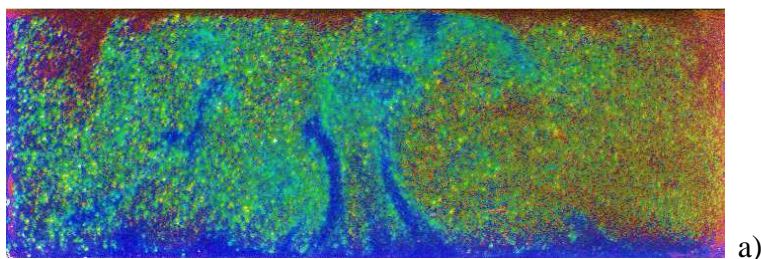
*** R-RaBa - reżim struktur przepływu typu Rayleigh'a – Benarda (φ z zakresu 0° ÷ 20°)**

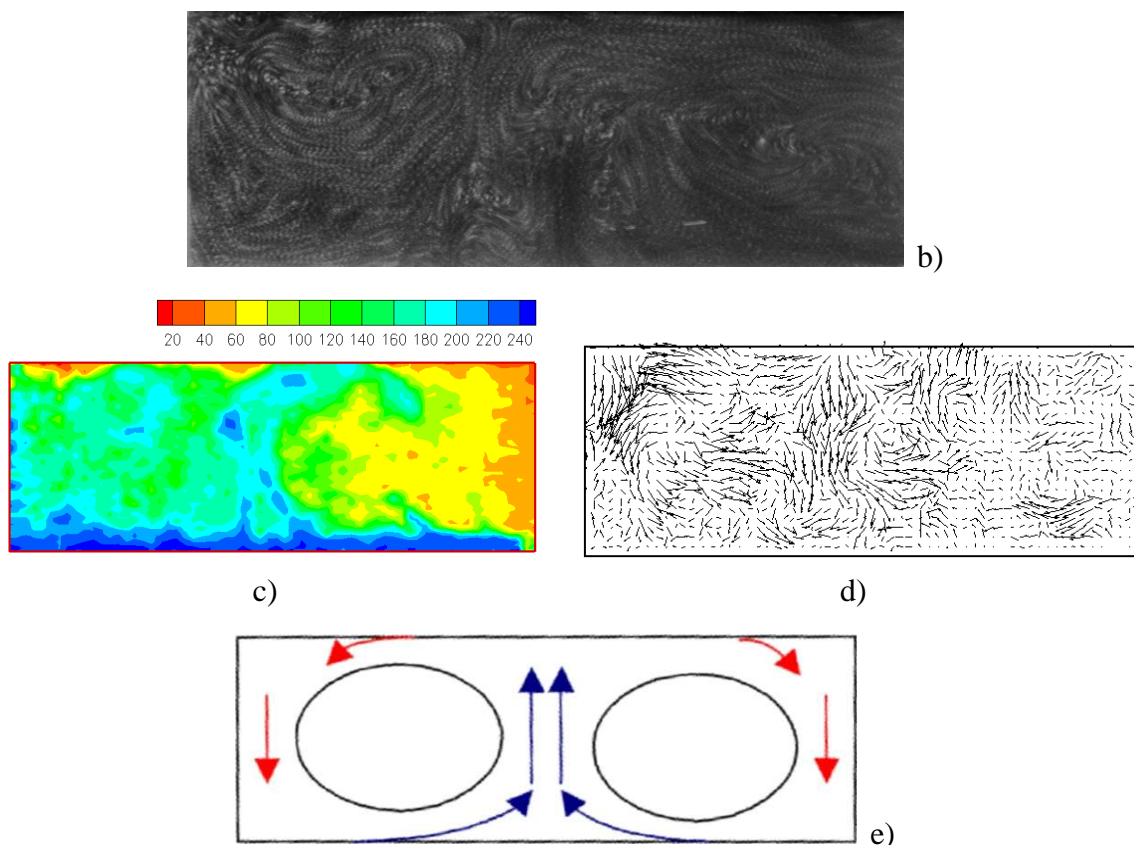
Reżim rozwiązań typu Rayleigh'a – Benarda został wyodrębniony dla przepływów z zakresu zmian kąta nachylenia kanału $\varphi = 0^\circ \div 20^\circ$. Struktury te zostały wyznaczone na podstawie przeprowadzonych eksperymentów 1 ÷ 3 oraz 11 ÷ 13 z tabeli 8. Dla przypomnienia, w kanale znajdowała się ciecz robocza, odgazowana woda destylowana z dodatkiem materiału ciekłokrystalicznego TLC lub materiału wskaźnikowego. Dolna ścianka miała temperaturę $T = 305\text{ K}$ a górna $T = 299\text{ K}$. Kolorowa kamera w płaszczyźnie środkowej rejestrowała przebieg eksperymentów.

Kąt pochylenia $\varphi = 0^\circ$

Analizę rozpoczynamy od kąta nachylenia kanału pomiarowego $\varphi = 0^\circ$. Jest to szczególny przypadek przepływu często opisywany w literaturze. Zdjęcia poniżej prezentują wyniki uzyskane dla tej konfiguracji. Na rysunkach 2.11a i 2.11c zaprezentowane jest chwilowe pole temperatury takiego przepływu. Widoczne są miejsca powstawania ciepłych termali (kolor niebieski), które odrywają się od ciepłej dolnej ścianki kanału pomiarowego i unoszą się do góry. Na górnej ściance sytuacja jest odwrotna, zimne termale spływają wzdłuż bocznych ścianek kanału. Powstawanie oraz zanikanie termali jest bardzo szybkie.

Układ ten charakteryzuje się silną konwekcją, efektem której jest powstawanie charakterystycznej struktury wirowej, której schemat przedstawiony jest na rysunku 2.11e wyznaczony na podstawie chwilowego obrazu torów cząstek (rysunek 2.11b). Przepływ jest silnie zmienny w czasie, mogą naprzemiennie powstawać struktury dwu i trój komórkowe (pole prędkości 2.11d), oscylujące pomiędzy ściankami bocznymi. Kierunek przepływu w powstałych komórkach jest przemienny. Tego typu ruch konwekcyjny jest bardzo typowy i często spotykany w przyrodzie. Często nazywany jest komórkami konwekcyjnymi Rayleigh'a – Benarda, stąd też wzięła się nazwa tego reżimu. Komórki te są jednym z podstawowych sposobów organizacji konwekcji w atmosferze. Manifestują się na przykład charakterystyczną organizacją chmur konwekcyjnych. W przypadku otwartej atmosfery w zależności od stopnia nasłonecznienia, wysokość tych komórek oraz ich prędkość ruchu się intensyfikować.



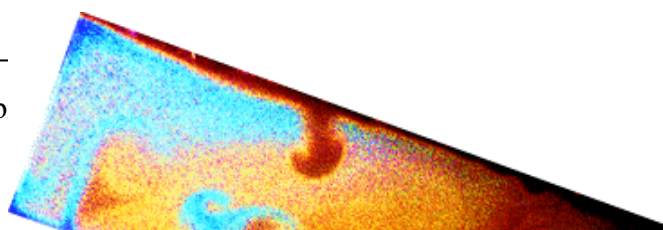


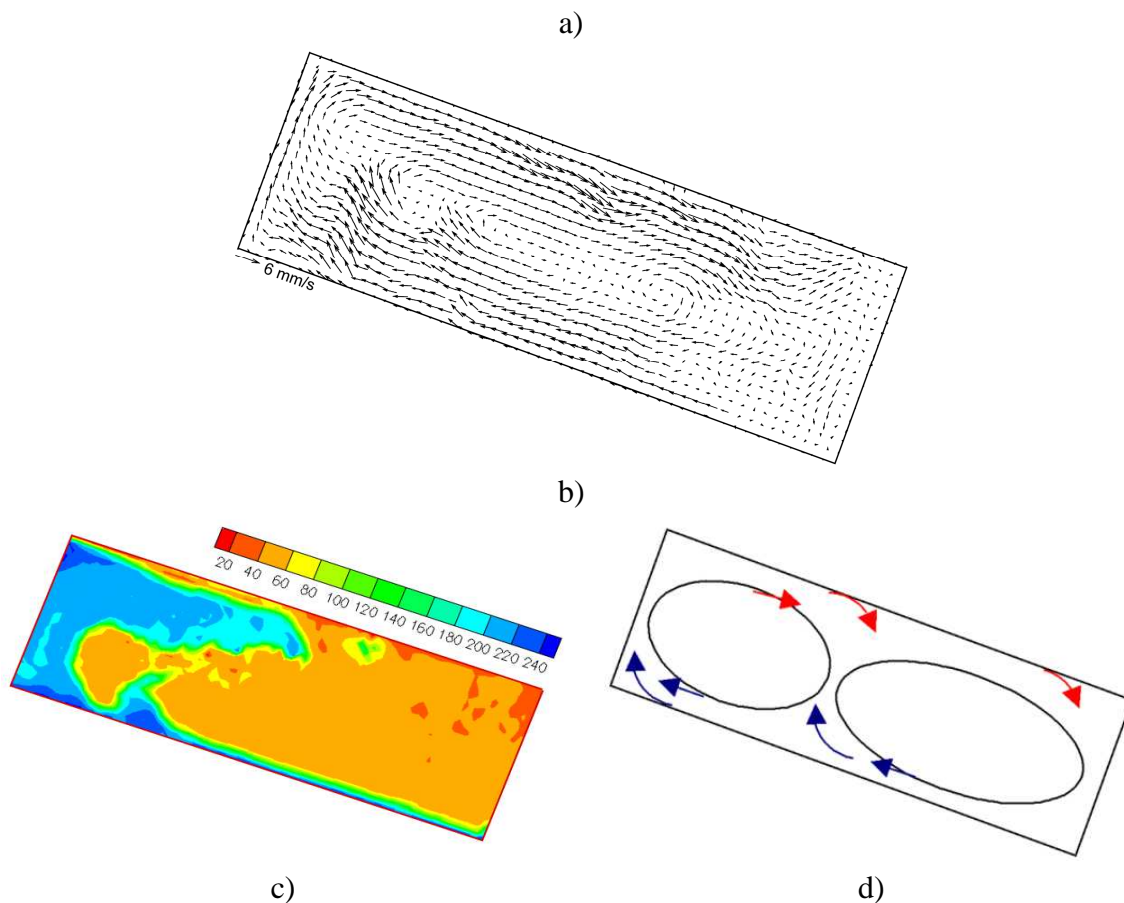
Rysunek 2.11 Eksperyment DPIT, reżim R-RaBa, $\varphi = 0^\circ$; a) pole temperatury, b) tory cząstek, c) analiza pola temperatury wyrażona w wartościach Hue, d) pole prędkości, e) struktura przepływu.

Powstawanie komórek typu Rayleigh’a – Benarda możemy także zaobserwować dla kątów nachylenia kanału $\varphi = 10^\circ$ oraz $\varphi = 20^\circ$. Niewielkie już pochylenie kanału pomiarowego wymusza na przepływie ruch w kierunku tego pochylenia. Nie zauważa się już symetrycznej struktury dwu komórkowej a jedynie strukturę niesymetryczną. Powstające ciepłe termale poruszają się w kierunku pochylenia ścianek kanału.

Kąt pochylenia $\varphi = 20^\circ$

Rysunek 2.12 prezentuje wyniki otrzymane dla konfiguracji $\varphi = 20^\circ$. Na rysunku przedstawiono pola temperatury widoczne w barwach ciekłych kryształów TLC, pola prędkości otrzymane z analizy DPIV, pola temperatury otrzymane z analizy DPIT, oraz w sposób obrazowy strukturę tego przepływu. Powstające ciepłe termale przemieszczając się wzdłuż ścianki kanału pomiarowego zwiększają zajmowaną objętość – rosną zmniejszając gęstość cieczy, aż do momentu, w którym nastąpi ich swobodne oderwanie oraz przemieszczenie się ku górze.





Rysunek 2.12 Eksperyment DPIT, reżim R-RaBa, $\varphi = 20^\circ$; a) pole temperatury, b) pole wektorowe, c) analiza pola temperatury w wartościach Hue, d) struktura przepływu.

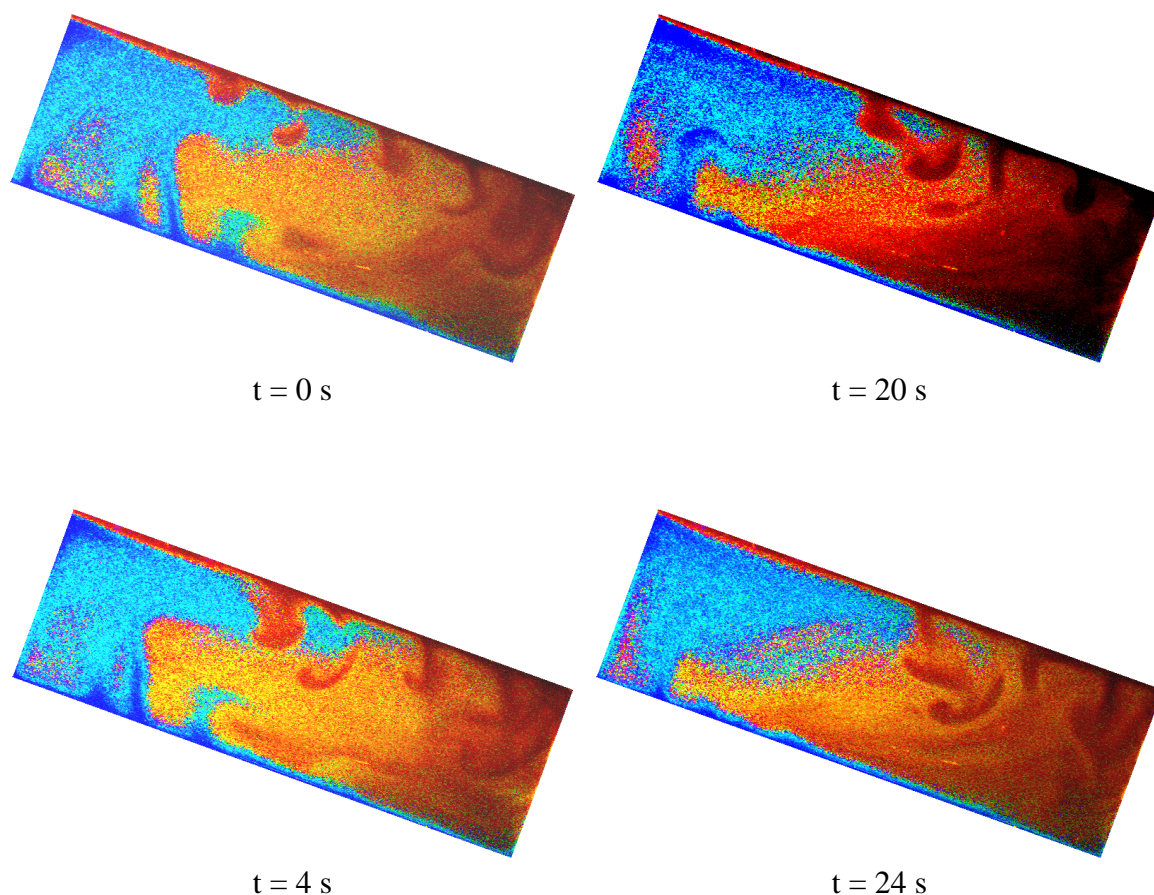
Główny mechanizm przepływu dla tej konfiguracji prezentuje rysunek 2.12d. Widzimy na nim strukturę dwu komórkową. Mniejsza komórka znajduje się w cieplejszej, górnej części kanału, widoczna w obrazie ciekłokrystalicznym jako obszar o kolorze niebieskim. Większa komórka w obszarze temperatur niższych znajduje się w dolnym obszarze kanału i jest uwidoczniona przez ciekłe kryształy kolorem czerwonym (rys. 2.12a). Przy ściankach zimnej i ciepłej występują termale, które przy ściance górnej opadają w dół do prawej dolnej przestrzeni kanału pomiarowego, a przy ściance dolnej unoszą się do góry.

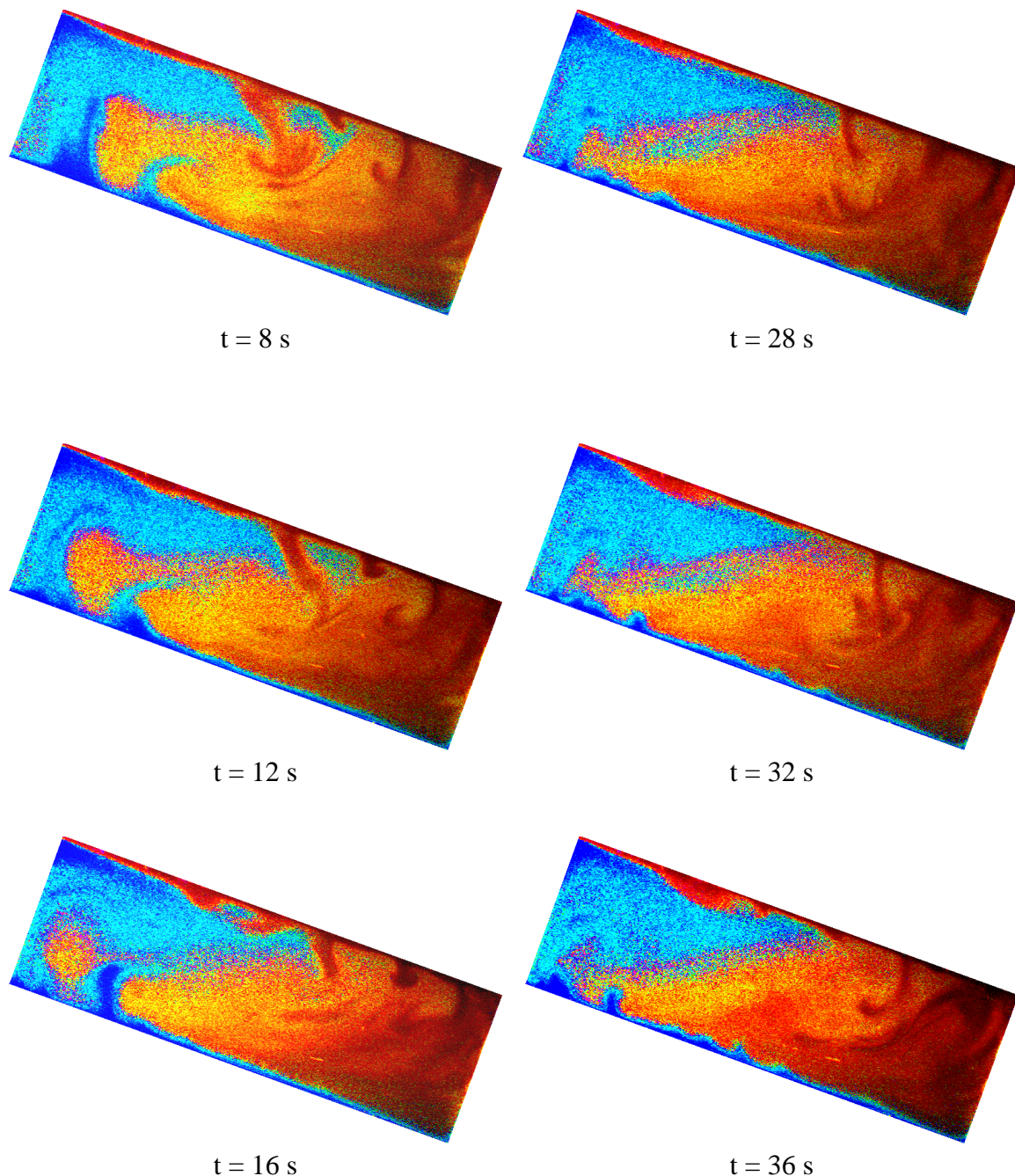
Uzupełnieniem analizy struktury przepływu sklasyfikowanego w reżimie R-RaBa rozwiązań typu Rayleigh'a - Benarda jest kolejna analiza dynamiki powstawania niestabilności termicznych, która szczegółowiej omawia mechanizm powstawania termali wewnątrz kanału pomiarowego.

Dynamika obserwowanych niestabilności termicznych

Prezentowane poniżej wyniki oparte są na eksperymencie nr 3 z tabeli 8. Rysunek 2.13 przedstawia serię pól temperatury zarejestrowanych dla konfiguracji $\phi = 20^\circ$. Zaprezentowano 10 pól temperatury dla łącznego czasu serii $t = 36$ s. Odstęp między zdjęciami w serii wynosił 4s. Gradient temperatury pomiędzy dolną ciepłą ścianką ($T = 305$ K) i górną zimną ścianką ($T = 299$ K) wynosił $\Delta T = 6$ K.

Zdjęcia należy porównywać między sobą zaczynając od zdjęcia pierwszego oznaczonego $t = 0$ s do ostatniego $t = 36$ s. Prezentowane wyniki eksperymentalne składają się z wizualizacji pionowych centralnych płaszczyzn X-Y przepływu, wykonanych zgodnie z procedurą eksperymentalną. Pomiary poprzedzono ok. godzinnym okresem stabilizowania się temperatury izotermicznych ścianek kanału. Stan początkowy $t = 0$ s odpowiada ustalonym warunkom termicznym na izotermicznych ściankach.





Rysunek 2.13 Dynamika niestabilności termicznych, reżim R-RaBa, kąt nachylenia kanału $\varphi = 20^\circ$.

Z powyższego zestawienia serii obrazów widać, jak powstają termale konwekcyjne, prądy wstępujące. Kolor niebieski oznaczona obszary cieplejsze o maksymalnej temperaturze $T = 305$ K, zaś kolor czerwonym obszary, gdzie ciecz była zimniejsza o wartości minimalnej $T = 299$ K. Prądy wstępujące generowane są na dolnej, cieplej ściance kanału pomiarowego. Nagrzana ścianka ogrzewa ciecz w warstwie przyściennej, dając energię do tworzenia się ciepłego termala. Rozgrzana masa cieczy o mniejszej gęstości przemieszcza się wzdłuż pochylnej kanału. Podczas swojego

przemieszczenia, termale rosną a następnie odrywają się od dolnej ścianki i siłą wyporu przesuwają się do góry, powstaje wówczas tzw. ciepły termal (kolor niebieski).

Odwrotną sytuację możemy zaobserwować na górnej, zimnej ścianie kanału pomiarowego. Zimniejsze termale, których gęstość podczas wzrostu zwiększa się spływają w dół wzdłuż kanału pomiarowego, powstaje wówczas tzw. termal zimny (kolor czerwony).

Dla ustalonych warunków termicznych sytuacja ta powtarza się periodycznie, powstają ciepłe i zimne termale. Procesowi powstawania termali towarzyszy intensywne mieszanie się płynu wewnątrz kanału pomiarowego.

R-OS - reżim struktur oscylacyjnych (φ z zakresu $30^\circ + 60^\circ$)

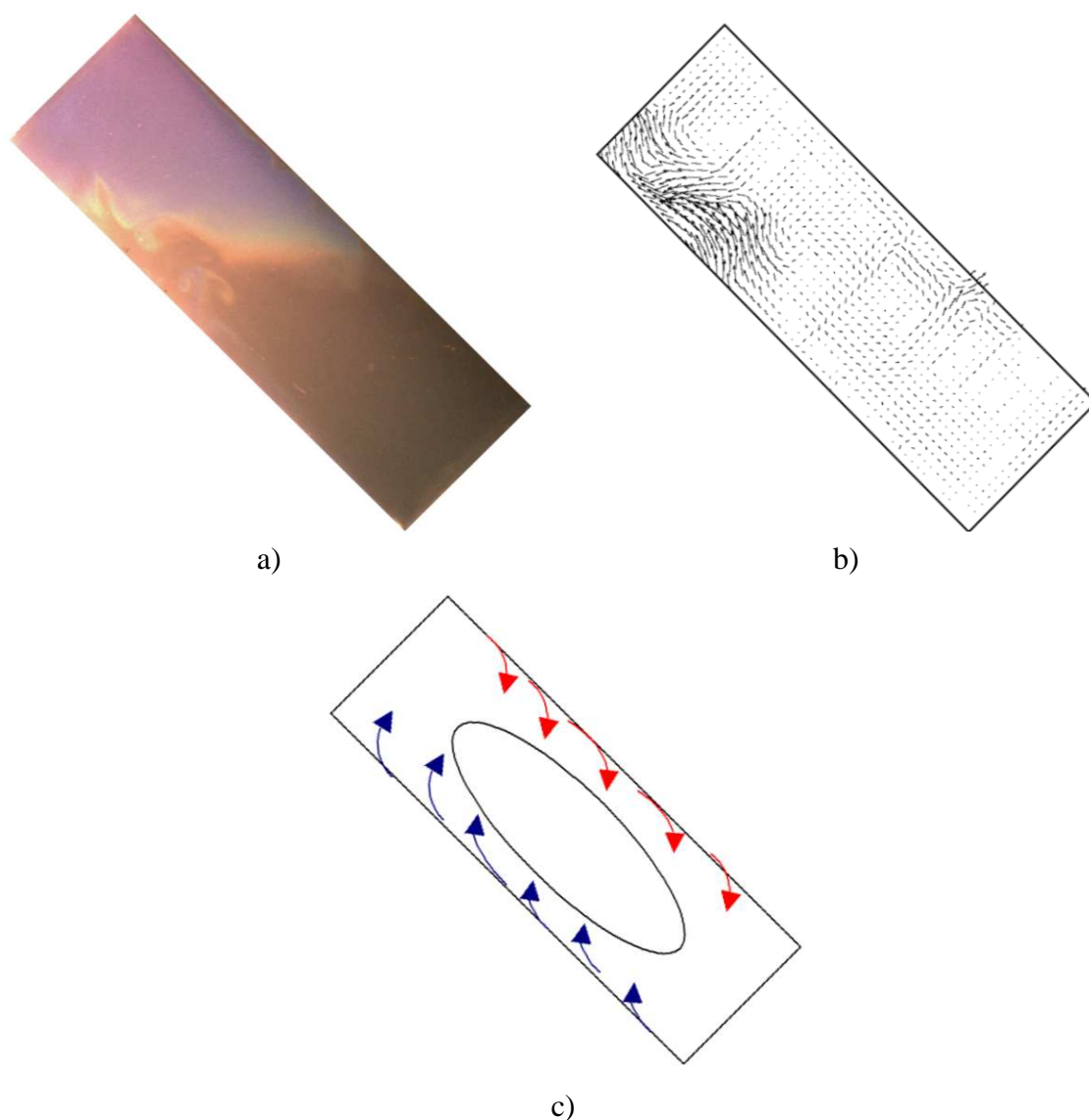
Reżim oscylacyjny R-OS został wyodrębniony dla przepływów z zakresu zmian kąta nachylenia kanału $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$. Zakres ten został wyznaczony na podstawie przeprowadzonych eksperymentów 4 ÷ 7 oraz 14 ÷ 17 z tabeli 8.

Podstawową różnicą pomiędzy rozwiązaniami z reżimu R-RaBa i R-OS jest występowanie tylko jednej pętli cyrkulacyjnej wewnątrz kanału pomiarowego. W miarę zwiększania kąta nachylenia φ kanału pomiarowego dla tego reżimu, pętla cyrkulacyjna zmniejsza na tyle swoją prędkość, że widoczna jest jej struktura bliska stacjonarnej. Charakterystyczne natomiast jest intensywne powstawanie ciepłych i zimnych termali, które rosnąc przemieszczają się wzdłuż izotermicznych ścianek kanału pomiarowego. Część z nich zdąży na tyle urosnąć, aby siłami wypornościowymi oderwać się i przemieścić ku górze, część z nich wpadnie w obszar zimniejszego obszaru i po prostu wygaśnie. Powstawanie oraz zanikanie termali jest głównym mechanizmem tego przepływu.

Kąt pochylenia $\varphi = 50^\circ$

Rysunek 2.14 znajdujący się poniżej dla $\varphi = 50^\circ$ dobitnie pokazuje, że w części centralnej kuwety pomiarowej dochodzi do zaniku przepływu. Ruch płynu roboczego jest tylko widoczny blisko ścianek kanału pomiarowego oraz w górnej jego części. Na rysunku 2.14a widoczna jest stratyfikacja temperatury pomiędzy górnym ciepłym obszarem zaznaczonym na niebiesko a zimnym obszarem wyznaczonym przez ciekłe kryształy na czerwono. Blisko tej ostrej granicy rozdziału obszaru ciepłego i zimnego widoczne są miejsca powstawania niestabilności termicznych (termali). Wraz ze wzrostem nachylenia kanału miejsca pojawiania się tych niestabilności przemieszczają się bliżej górnej części kanału (dolnej dla zimnych termali), i dla kąta $\varphi = 60^\circ$ lokalizują się głównie

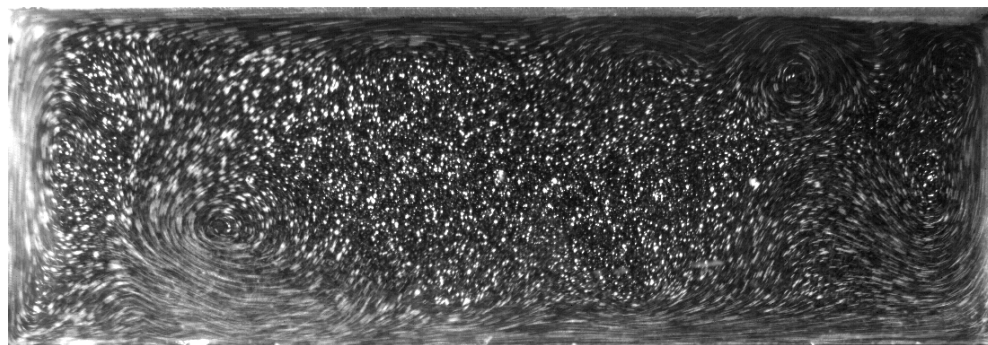
w narożnikach. W centralnej części kanału widoczny przepływ jest niemal stacjonarny i charakteryzuje się wyrównaną temperaturą i małymi prędkościami.



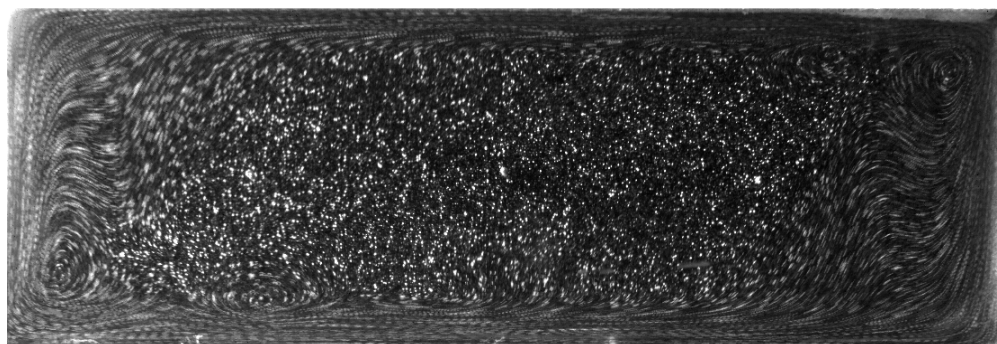
Rysunek 2.14 Eksperyment DPIT, reżim R-OS, $\varphi = 50^\circ$; a) pole temperatury, b) pole prędkości, c) struktura przepływu.

Na rysunku 2.15 poniżej znajdują się tory cząstek otrzymane dla konfiguracji $\varphi = 40^\circ$, 50° , 60° (eksperymenty oznaczone numerami 15, 16, 17 z tabeli 8). Do wyznaczenia torów cząstek zastosowano obrazy zarejestrowane czarno białą kamerą typu PCO o rozdzielczość 1280 x 1024. W roboczym płynie znajdują się cząsteczki wskaźnikowe PSP-20.

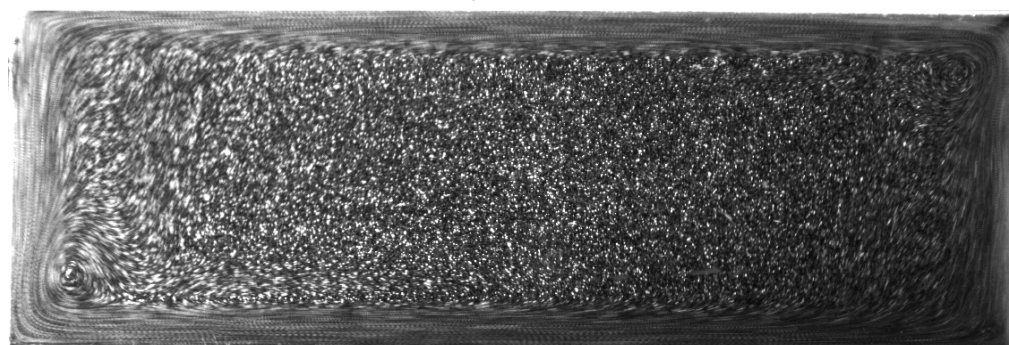
$\varphi = 40^\circ$



$\varphi = 50^\circ$



$\varphi = 60^\circ$



Rysunek 2.15 Tory cząstek obserwowane dla przepływu w reżimie R-OS, w zakresie kąta nachylenia kanału $\varphi = 40^\circ \div 60^\circ$ (zdjęcia zostały wypoziomowane).

Reżim R-OS został nazwany oscylacyjnym, ponieważ występują w nim obszary stacjonarne widoczne na zdjęciach powyżej w środkowej części kanału pomiarowego oraz niestabilności widoczne wzdłuż ścianek kanału pomiarowego. W tych miejscach są generowane ciepłe i zimne termale przepływu.

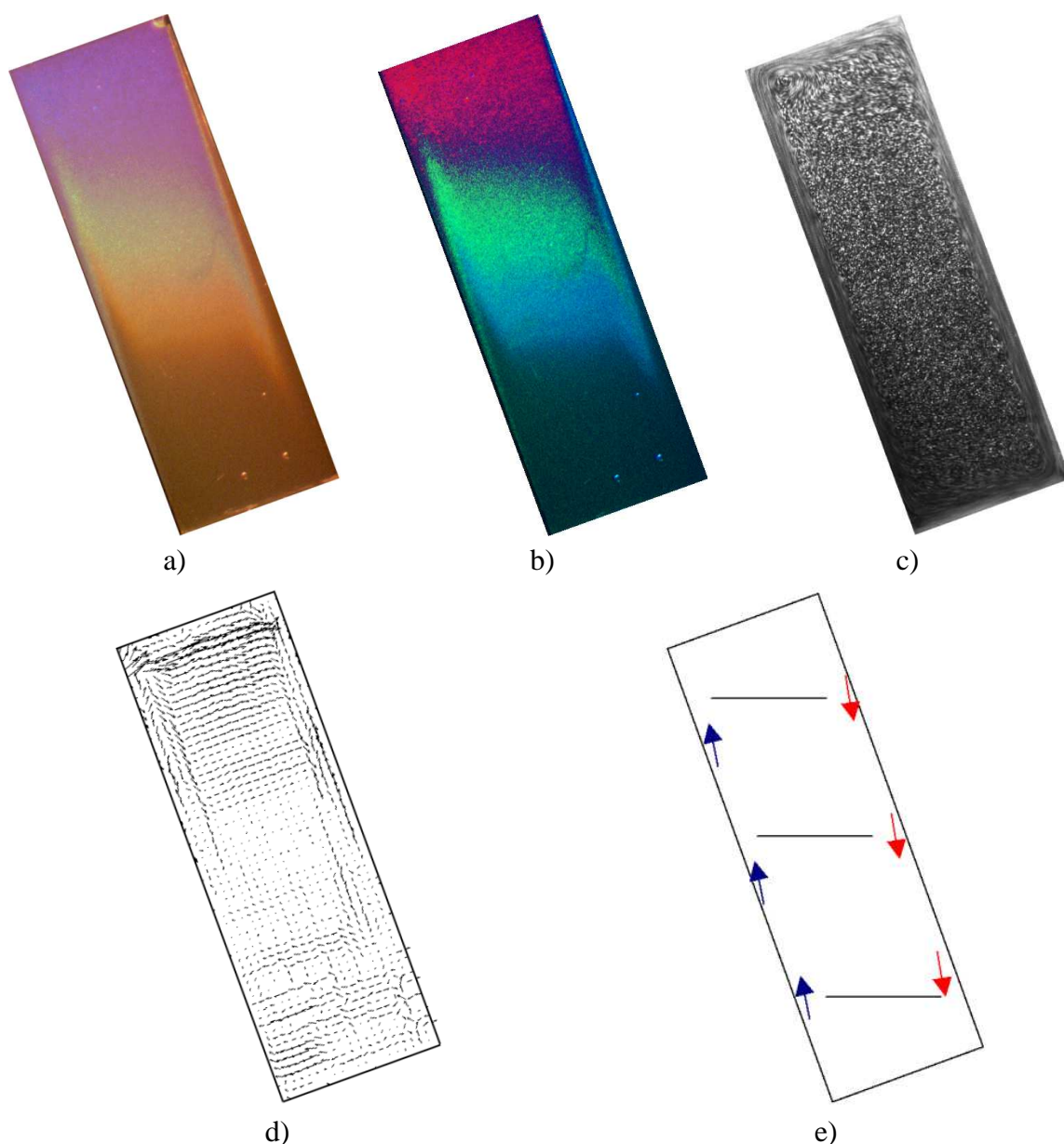
Główny ruch płynu dla tego reżimu R-OS odbywa się wzdłuż ścianek kanału pomiarowego i związany jest z powstawaniem tych niestabilności.

*** R-ST - reżim struktur stacjonarnych (φ z zakresu $70^\circ \div 90^\circ$)**

Reżim struktur stacjonarnych (R-ST) został wyodrębniony dla przepływów z zakresu kątów nachylenia $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$. Zakres ten został wyznaczony na podstawie przeprowadzonych eksperymentów nr 8 ÷ 10, 18 ÷ 20 z tabeli 8.

Kąt pochylenia $\varphi = 70^\circ$

Poniżej przedstawiono otrzymane obrazy struktur przepływu i temperatury dla kanału pochylonego pod kątem $\varphi = 70^\circ$. Rysunki 2.16c i 2.16d wskazują, że w części centralnej kanału pomiarowego nie występują ruchy konwekcyjne.



Rysunek 2.16 Eksperyment DPIT, reżim R-ST $\varphi = 70^\circ$; a) pole temperatury, b) pole temperatury - odwrócone kolory, c) torry cząstek, d) pole prędkości, e) struktura

przepływu.

Struktura przepływu dla tego kąta nachylenia charakteryzuje się tym, że nie posiada struktur wirowych przemieszczających się wewnątrz kanału pomiarowego tak jak to miało miejsce dla poprzednich reżimów (R-RaBa oraz R-OS). Nie są widoczne także miejsca powstawania ciepłych i zimnych termali. Prędkość przepływu w centralnej części kanału zanika niemal do zera. Pole prędkości wygląda bardzo charakterystycznie, jest to uwarstwiona, niemieszająca się struktura. Zauważa się dużą stratyfikację temperatury takiego przepływu.

Bardzo słaby ruch widoczny jest jedynie w cienkiej warstwie wzdłuż izotermicznych ścianek kanału. Dla konfiguracji $\varphi = 90^\circ$ ruch w centralnej części kanału praktycznie zamiera.

2.5.4 Podsumowanie podziału struktur przepływu na reżimy

W tabeli poniżej, w której zaprezentowane są wyniki wszystkich wykonanych eksperymentów, znajduje się podsumowanie podziału na wyznaczone reżimy. Dla każdego z reżimów zaprezentowane są średnie różnice temperatur $\Delta(T1-T2)$ oraz $\Delta(T2-T3)$ zmierzone termoparami: T1, T2, T3 oraz wartości składowej prędkości V_y max, V_y min wyznaczone dla „poziomego profilu” prędkości z pomiarów DPIV („poziomym” nazywamy profil prędkości wzdłuż linii równoległej do ścianek izotermicznych kanału, w połowie odległości między nimi).

Tabela 9 Wyniki eksperymentów; podział na reżimy.

Reżimy	R-RaBa			R-OS				R-ST		
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\Delta(T1-T2)$ °C	0.10	0.2	0.3	0.5	0.7	1.0	1.0	1.05	1.10	1.20
$\Delta(T2-T3)$ °C	0.10	0.15	0.20	0.4	0.8	0.9	1.0	1.10	1.15	1.20
V_y max mm/s	5.0	5.0	5.0	4.5	3.8	3.2	2.5	1.6	1.2	0.8
V_y min mm/s	- 5.0	- 5.0	- 4.5	- 4.3	- 3.5	- 3.0	- 2.0	- 1.5	- 1.2	- 0.8
komórki konwekcyjne	2-3	2	1-2	1	1	1	1	0	0	0

Jedną z podstawowych cech każdego z wyodrębnionych reżimów jest charakter widocznych niestabilności. I tak dla:

- * R-RaBa – przepływ jest niestacjonarny w całym kanale,
- * R-OS – przepływ jest niestacjonarny przy ściankach, w środku kanału stacjonarny,
- * R-ST – przepływ jest stacjonarny w całym kanale.

Reżim R-RaBa

Absolutne maksymalne wartości zmierzonych składowych pionowych prędkości V_y są dla tego reżimu zbliżone i osiągają wartość ok. 5 mm/s. Możemy wnioskować, że dla tego reżimu ruchy konwekcyjne są bardzo intensywne – następuje duże mieszanie się płynu wewnątrz kanału. Prędkości przepływu dla reżimu R-RaBa są także największe z pośród wyodrębnionych reżimów. Zmierzone wartości średnich różnic temperatur na ściankach kanału pomiarowego $\Delta(T1-T2)$, $\Delta(T2-T3)$, dla zakresu kątów $\varphi = 0^\circ \div 20^\circ$, są do siebie zbliżone. Świadczy to o dużej intensywności mieszania konwekcyjnego dla rozwiązań należących do tego reżimu. Nie występuje stratyfikacja temperatury.

Reżim R-OS

Wartości składowych prędkości $V_y \max$, $V_y \min$ mierzone w centralnej płaszczyźnie zależą od kąta nachylenia φ ; zauważa się spadek ich wartości ze wzrostem kąta φ kanału. Wartości absolutne zmieniają się w granicach od 4.5 mm/s do 2.5 mm/s. Ważnym elementem jest pojawienie się niesymetryczności pola prędkości, wartości $V_y \max$ (przepływ wstępujący) różnią się od wartości $V_y \min$ (przepływ zstępujący). Jak widać intensywniejszy jest przepływ wstępujący czyli powstawanie termali ciepłych niż przepływ zstępujący, powstawanie termali zimnych.

Dla przepływów z zakresu $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$, różnice temperatur $\Delta(T1-T2)$, $\Delta(T2-T3)$ mają wartości rosnące z kątem φ . Świadczy to o pojawiającej się pionowej stratyfikacji temperatury zwiększającej się wraz ze wzrostem kąta nachylenia φ badanego kanału.

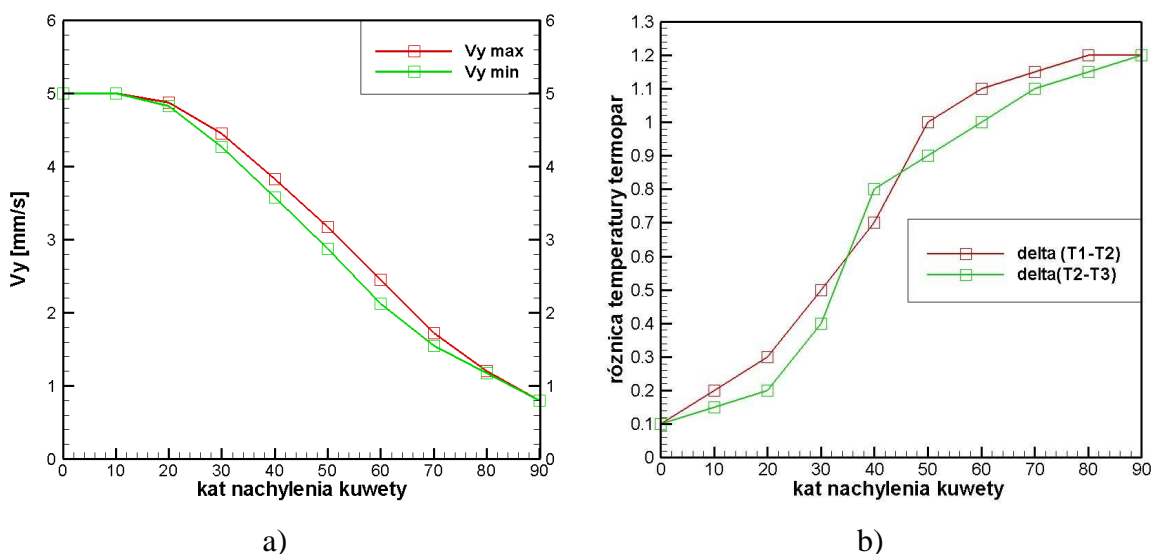
Reżim R-ST

Dla przepływów z zakresu $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$, wartości $\Delta(T1-T2)$, $\Delta(T2-T3)$ mają coraz to większe wartości. Świadczy to o silnej stratyfikacji zwiększającej się wraz ze wzrostem kąta nachylenia φ . Dla tego reżimu nie występuje już ruch konwekcyjny w części centralnej, w przeciwieństwie do dwóch poprzednich reżimów, gdzie obserwowano generowanie komórek konwekcyjnych dla R-RaBa, oraz niestabilności termicznych (termali) dla R-OS.

Wartości składowych prędkości zmierzone w centralnej płaszczyźnie także różnią się od siebie. Wartości składowej pionowej prędkości V_y zmieniają w granicach 1.6 \div 0.8 mm/s. Zauważa się także, że wartości składowych prędkości są identyczne co by potwierdzało fakt o tym, że przepływ jest niemal symetryczny. Główną cechą tego przepływu jest pionowa stratyfikacja temperatury oraz zanik ruchu konwekcyjnego

w centralnej części kanału pomiarowego. Cały ruch konwekcyjny jest ograniczony do cienkiej warstwy przyściennej.

Poniżej znajdują się wykresy podsumowujące podział struktur przepływu na reżimy.



Rysunek 2.17 Zmiany prędkości i różnic temperatur w badanych reżimach; a) zmiana wartości składowych prędkości V_y max, V_y min w funkcji kąta nachylenia ϕ , b) zmiana wartości $\Delta(T1-T2)$, $\Delta(T2-T3)$ w funkcji kąta nachylenia ϕ (por. 2.5.2).

Na wykresie 2.17a zaprezentowane są wartości składowych prędkości V_y max, V_y min (wartość bezwzględna) w funkcji kąta nachylenia ϕ kanału. Wraz ze wzrostem pochylenia ϕ kanału pomiarowego składowe prędkości maleją. Przebieg zmienności jest bliski funkcji cosinus. Wartość absolutnych prędkości maksymalnych jest parametrem charakteryzującym intensywność konwekcji występującej wewnątrz kanału pomiarowego.

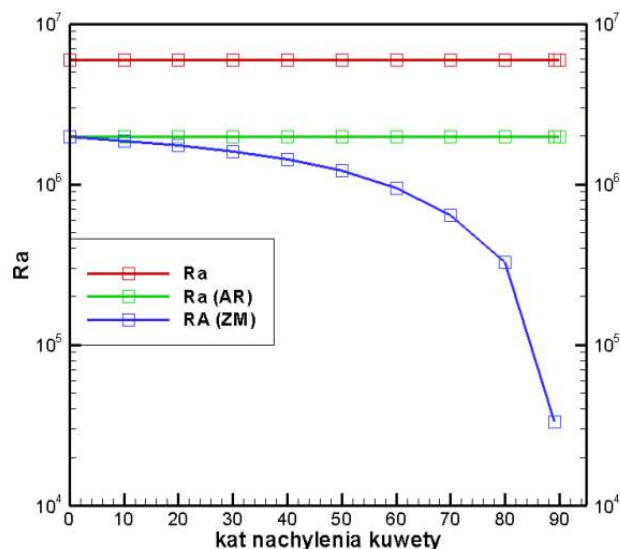
Zaprezentowane reżimy pokazują, w jaki sposób przepływ w pełni rozwinięty niestacjonarny w czasie przechodzi pod wpływem zmiany kąta nachylenia w przepływ całkowicie stacjonarny. Pojawia się pytanie, w jaki sposób można opisać powyższy proces zmodyfikowaną liczbą bezwymiarową Ra . Zaproponowany wcześniej (patrz pp. 1.7.7) sposób wyznaczenia zmodyfikowanej liczby Ra uwzględniający kąt pochylenia ϕ i stosunek wymiarów AR wydaje się właściwy, jeśli popatrzymy jak zmienia się prędkość przepływu wraz ze zmianą ϕ pokazaną na rysunku 2.17a. Zależność ta przypomina właśnie funkcję cosinus.

Tabela 10 znajdująca się poniżej przedstawia wartości liczb Ra , Ra_{AR} oraz zmodyfikowanej liczby Ra_{zm} w funkcji kąta nachylenia ϕ . Obliczenia zostały wykonane na podstawie wzorów (patrz wzory 1-15, 1-17), a właściwości fizykochemiczne wody wzięte do obliczeń znajdują się w tabeli nr 3 na stronie 8.

Tabela 10 Zestawienie wartości liczb Ra w funkcji kąta nachylenia φ kanału.

Nachylenie φ	Ra	Ra_{AR}	R_{zm}	$\cos \varphi$	Reżim przepływu	Charakter przepływu
0°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	1	R-RaBa	komórki konwekcyjne, niestacjonarny
10°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$1.93 \cdot 10^6$	0.98	R-RaBa	komórki konwekcyjne, niestacjonarny
20°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$1.71 \cdot 10^6$	0.94	R-RaBa	komórki konwekcyjne, niestacjonarny
30°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$1.69 \cdot 10^6$	0.87	R-OS	przejściowy, zanik komórek konwekcyjnych
40°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$1.52 \cdot 10^6$	0.77	R-OS	oscylacje termiczne (termale)
50°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$1.26 \cdot 10^6$	0.64	R-OS	oscylacje termiczne (termale)
60°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$9.85 \cdot 10^5$	0.50	R-OS	oscylacje termiczne (termale)
70°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$6.67 \cdot 10^5$	0.34	R-ST	przejściowy, zanik oscylacji (termale)
80°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$3.35 \cdot 10^5$	0.17	R-ST	przepływ stacjonarny, stratyfikacja
89°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	$3.35 \cdot 10^4$	0.017	R-ST	przepływ stacjonarny, stratyfikacja
90°	$5.92 \cdot 10^6$	$1.97 \cdot 10^6$	0	0	R-ST	przepływ stacjonarny, stratyfikacja

Jak widać z powyższej tabeli dwa pierwsze sposoby parametryzacji liczbami Ra oraz Ra_{AR} są nie zależne od zmian kąta φ , zatem nie mogą charakteryzować zmian struktur przepływu obserwowanych podczas eksperymentów. Rysunek 2.18 przedstawia w sposób graficzny zależność efektywnej liczby Rayleigh'a od kąta φ dla trzech omówionych wcześniej definicji tej liczby.



Rysunek 2.18 Zależność liczb Ra , Ra_{AR} oraz Ra_{zm} od kąta nachylenia ϕ .

Z powyższego widać, że do scharakteryzowania przepływu konwekcyjnego w nachylonym kanale nadaje się jedynie zmodyfikowana liczba Rayleigh'a, Ra_{zm} , gdyż tylko ona zależy od kąta nachylenia kanału. Nasze eksperymenty wskazują, iż w reżimie R - RaBa zmodyfikowana liczba Rayleigh'a praktycznie nie zmienia swojej wartości. Widoczne zmniejszenie wartości Ra_{zm} następuje w reżimie R-OS. W obszarze stacjonarnym R-ST liczba Ra_{zm} zmniejsza się najbardziej i dla $\phi = 90^\circ$ dąży do zera. Ta ostatnia wartość nie oznacza jednak całkowitego braku konwekcji w kanale, a jedynie fakt jej ograniczenia do cienkiej warstwy przyściennej. W części centralnej kanału ruch ciepła odbywa się jedynie na drodze przewodzenia.

Porównując powyższe wyniki eksperymentalne z zjawiskami w skali atmosferycznej, należy pamiętać, że wymiar charakterystyczny naszego układu laboratoryjnego jest mniejszy o 4 rzędy wielkości w stosunku do rzeczywistego przypadku. Z tego względu powyższe uwagi mają charakter jakościowy i poszukiwanie analogii wymaga uwzględnienia dodatkowych parametrów fizyko - termicznych.

2.5.5 Powstawanie wieczornego frontu, dobowe zmiany temperatury

W podrozdziale tym zaprezentowane zostały rezultaty eksperymentu symulującego dobowe zmiany temperatury. Dzięki temu eksperymentowi można się przekonać, jakie struktury powstają podczas dobowych zmian temperatury w warstwie pomiędzy podłożem a dolną warstwą graniczną atmosfery. Możemy zauważyć, że grubość tej warstwy wynosi ok. 1 km. Ruch płynu w tej warstwie (w atmosferze powietrze w doświadczeniu woda) generowany jest różnicą temperatury ΔT występującej pomiędzy granicami tej warstwy (eksperyment 21 z tabeli nr 8).

W tabeli poniżej zaprezentowane są cztery najważniejsze struktury zmian dobowych. Dla $\Delta T > 0$, temperatura podłoża jest wyższa od temperatury podstawy

warstwy granicznej i obserwuje się przepływ konwekcyjny (I - konwekcja rozwinięta). Temperatura podłoża nagrzewa się od promieni słonecznych, powstaje dodatnia różnica temperatur. Intensywność tego procesu zależy od siły napędowej konwekcji; im ΔT ma większą wartość tym konwekcja jest intensywniejsza. Analogicznie patrząc, taki stan w atmosferze możemy obserwować od pojawienia się pierwszych promieni słonecznych i może on się utrzymywać nawet przez kilka godzin w ciągu dnia, dopóki $\Delta T \gg 0$.

Kolejna struktura, którą możemy wyodrębnić tworzy się w chwili, kiedy słońce zachodzi i różnica temperatury pomiędzy podłożem a swobodną atmosferą zmniejsza się stopniowo do wartości bliskiej zera ($\Delta T \sim 0$). Wcześniejszy układ konwekcji rozwiniętej słabnie i powstaje struktura konwekcji tłumionej (II - konwekcja tłumiona).

Dalej, kiedy temperatura podłoża staje się niższa od temperatury otaczającej jej masy powietrza powstaje tzw. wieczorny przejściowy front (III - powstawanie wieczornego frontu), którego teorię szerzej opisano w pp. 1.5 (przegląd literatury, model Hunta). Układ ten jest niestabilny i trwa bardzo krótko, ok. kilkunastu minut.

Ostatnią strukturą, którą możemy wyodrębnić, jest układ z pionową stratyfikacją temperatury (IV – układ inwersyjny). Różnica temperatur między podłożem a dolną granicą warstwy granicznej wzrasta ($\Delta T \ll 0$). Nie występuje już żadna z form konwekcji a transport ciepła odbywa się na drodze przewodzenia. Powstaje układ stabilnej pionowej stratyfikacji temperatury, trwający kilka godzin począwszy od zmierzchu do świtu dnia.

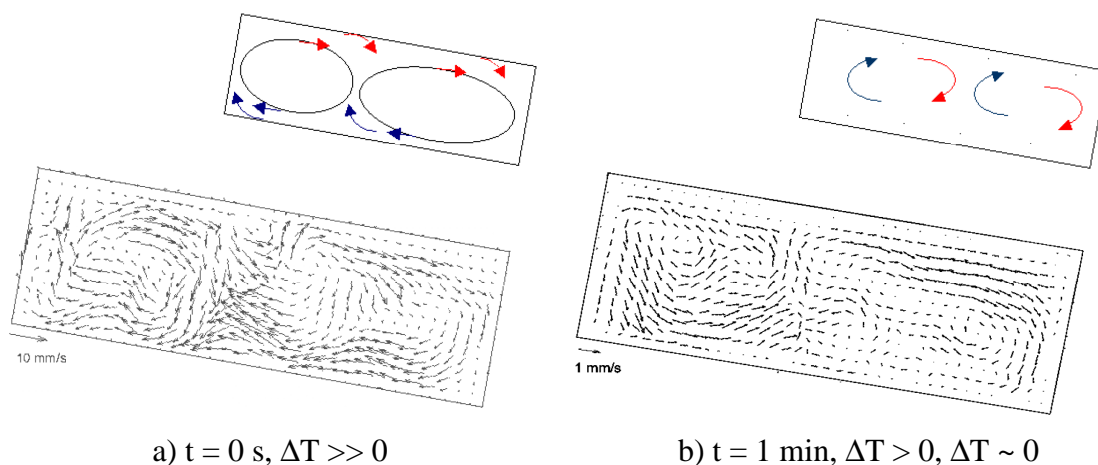
Tabela 11 Struktury przepływu podczas dobowych zmian temperatury w atmosferze.

Struktura przepływu	I - konwekcja rozwinięta	II - konwekcja tłumiona	III - powstawanie frontu	IV - układ inwersyjny
temperatura	$\Delta T \gg 0$	$(\Delta T \sim 0)$	$\Delta T < 0$	$\Delta T \ll 0$
czas trwania	kilka godzin	ok. godziny	kilka minut	kilka godzin

Dla symulacji tego zjawiska wykonano eksperyment nr 21; jego warunki zostały opisane w tabeli nr 8. Efekt powstawania wieczornego frontu badano w kanale ustawionym pod kątem $\varphi = 10^\circ$. Początkowa faza eksperymentu polegała na otrzymaniu pełnej konwekcji wewnątrz kanału pomiarowego, realizowanej poprzez ustawienie na dolnej ścianie temperatury $T = 305$ K a na górnej $T = 299$ K. Powstała dodatnia różnica temperatury ($\Delta T = 6$ K) była siłą napędową konwekcji. Taki układ stabilizował się ok. 1 godziny, co było konieczne dla wyeliminowania fluktuacji temperatury związanych z pracą termostatów. Po tym okresie czasu rozpoczęto rejestrację obrazów i zmieniono nastawy na termostatach na przeciwne, tzn. temperatura dolnej ścianki spadała od temperatury $T = 305$ K do $T = 299$ K a odwrotnie zmieniała się temperatura ścianki górnej. Obserwowany efekt dobowych zmian temperatury trwał w naszej skali

ok. 4 minut. Rejestrowano zdjęcia wizualizujące poszczególne etapy eksperymentu. Na rysunkach zaprezentowanych poniżej wyodrębniono cztery podstawowe etapy występujące podczas tego eksperymentu. Widoczne są pola prędkości dla poszczególnych etapów oraz poglądowe rysunki przedstawiające struktury tych przepływów.

Rysunek 2.19a przedstawia strukturę przepływu oraz pole temperatury powstałej konwekcji rozwiniętej. Widoczne są dwie pętle cyrkulacyjne, ruch cieczy rozpoczyna się na dolnej ścianie i jest zgodny z ruchem wskazówek zegara, charakterystyczny dla układu $\varphi = 10^\circ$. Dla tego kąta nachylenia oraz zadanych warunków termicznych struktura przepływu jest niestabilna w czasie i ma charakter dwu wirowy - dwukomórkowy. Podana wartość prędkości chwilowej zmierzona w środkowej płaszczyźnie kanału pomiarowego wynosi ok. $V = 10$ mm/s. Jest to układ początkowy, rozpoczynający ten eksperyment. Bazując na zaproponowanym podziale przepływów na reżimy układ ten możemy sklasyfikować jako reżim typu R-RaBa.

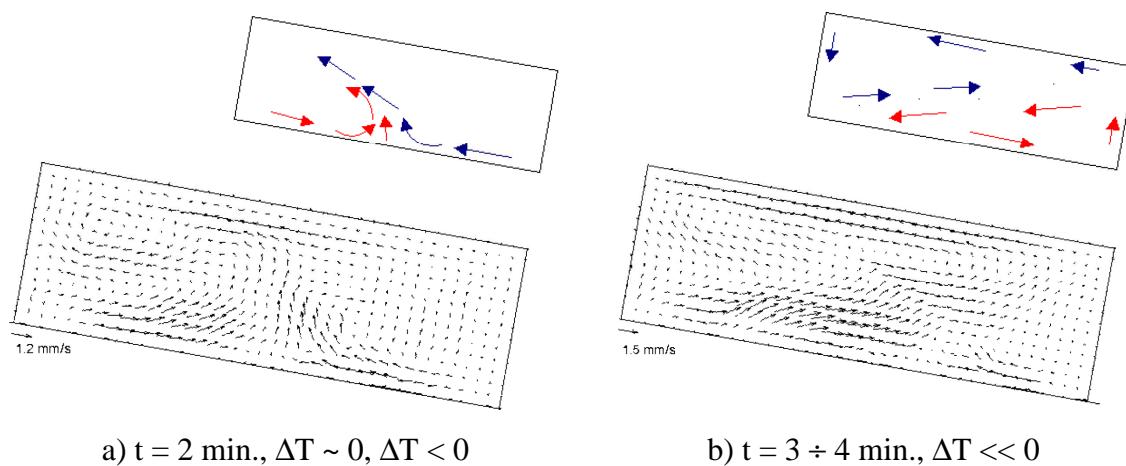


Rysunek 2.19 Struktury przepływu, dobowe zmiany temperatury; $\varphi = 10^\circ$, pole wektorowe oraz struktura przepływu; a) konwekcja rozwinięta, b) konwekcja tłumiona obserwowana po 1 min od zmiany nastaw termostatów.

Kolejnym elementem tego eksperymentu była zmiana nastaw termostatów w sposób przeciwny. Temperatura dolnej ścianki stopniowo się ochładzała od wartości początkowej $T = 305$ K do wartości $T = 299$ K, temperatura zaś na górnej ścianie wzrastała od $T = 299$ K do $T = 305$ K. Przepływ przy dolnej i górnej ścianie został wyhamowany a ruch cieczy odbywał się głównie w centralnej części kanału pomiarowego. Przy ściankach znikły miejsca powstawania ciepłych i zimnych termali. Konwekcja stopniowo słabła, prędkość chwilowa wynosiła już tylko ok. 1 mm/s. Temperatury dolnej i górnej ścianki zrównały się i przyjęły wartość bliską $T = 302$ K, ($\Delta T \sim 0$). Nastąpiło to po upływie 1 minuty od momentu rozpoczęcia eksperymentu (rysunek 2.19b).

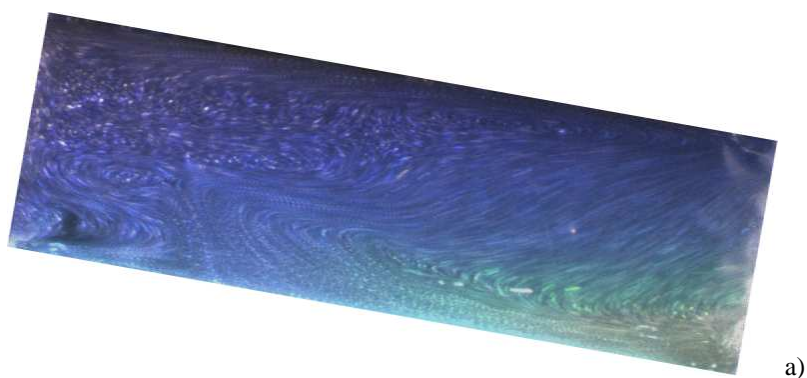
Poniżej na rysunku 2.20a widoczny jest moment formowania się frontu. Efekt ten występuje po ok. 2 minutach od zmiany nastaw na termostatach doprowadzających ciecz grzewczo-chłodzącą do okładzin ścianek kanału pomiarowego.

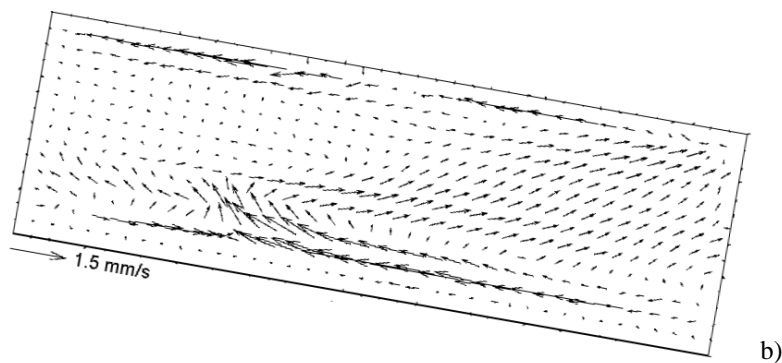
Wartość ΔT pomiędzy dolną a górną ścianką zmienia znak na ujemny. W centralnej części kanału cieczone ma temperaturę wyższą niż temperatura dolnej ścianki, która stopniowo się ochładza do temperatury $T = 299$ K. Górna ścianka ogrzewa się w tym czasie do temperatury $T = 305$ K. Ciecz stopniowo wpływająca na dolną ściankę ochładza się i spływa w dół kanału pomiarowego. Masy cieczy cyrkulującej wewnątrz kanału opływają spływającą masę zimniejszej cieczy i tworzą front widoczny w polu wektorowym na rysunku 2.20a.



Rysunek 2.20 Struktury przepływu, dobowe zmiany temperatury: pole wektorowe oraz struktura przepływu; a) formowanie się frontu, b) układ inwersyjny.

Na rysunkach poniżej zaprezentowany jest moment powstawania frontu na przykładzie pola temperatury (rys. 2.21a) oraz pola wektorowego prędkości (rys. 2.21b).



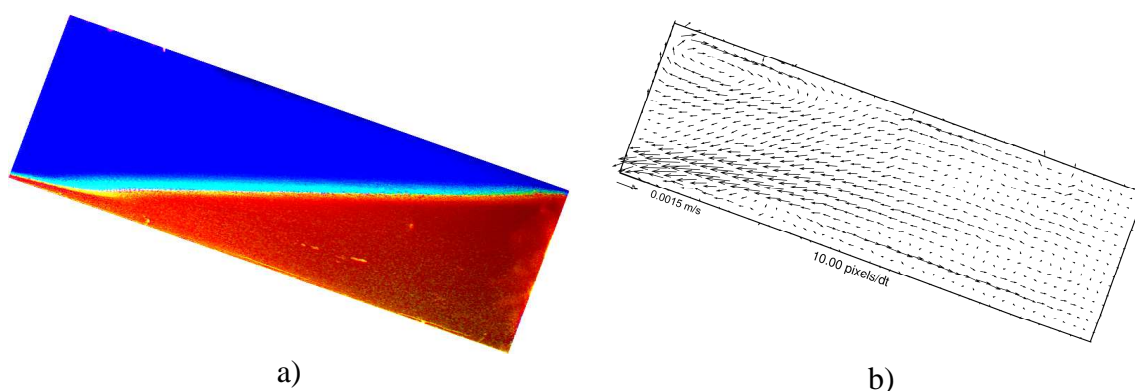


Rysunek 2.21 Formowanie się frontu dla kąta pochylenia $\phi = 10^\circ$ i czasu $t = 2$ min; a) pole temperatury (DPIT) i widoczne tory cząstek, b) pole prędkości (DPIV). Inny eksperyment w warunkach takich jak na rys. 2.20.

Średnia wartość prędkości mierzona w środkowej płaszczyźnie kanału pomiarowego w momencie formowania się frontu wynosiła ok. 1.5 mm/s. Wyraźnie widoczne jest powstawanie frontu, kiedy przepływy w przeciwnych kierunkach spotykają się w jednym miejscu. Na rysunkach; 2.20a, 2.21a i 2.21b widoczne są różne fazy rozwoju tego frontu. Front powstawał w odległości ok. 1cm od dolnej krawędzi⁶⁴, co jest zgodne z przewidywaniami modelu teoretycznego zaproponowanego przez Hunta²².

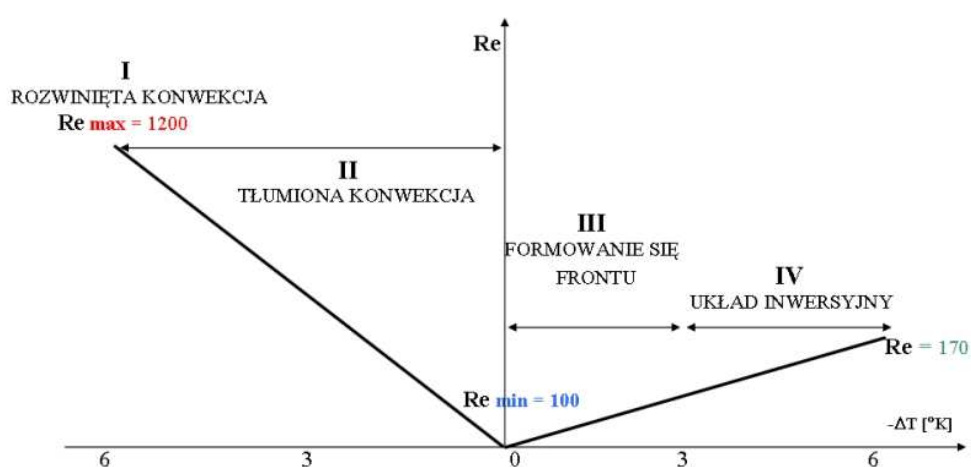
Ostatnim etapem eksperymentu widocznym na rysunkach: 2.20b oraz 2.22 jest pojawienie się układu inwersyjnego. Charakterystycznym elementem tej struktury jest pojawiająca się warstwa inwersyjna pomiędzy obszarem zimnym (kolorem czerwony) i ciepłym (kolor niebieski). Granica inwersji jest dobrze widoczna na rysunku 2.22a jako jasno-żółta warstwa dzieląca obszar ciepły (niebieski) i zimny (czerwony). Prędkość przepływu w tej warstwie inwersyjnej obliczona metodą DPIV wynosiła $V = 1.5$ mm/s.

Na rysunku 2.22 poniżej widać pole temperatury oraz pole prędkości, dla kąta nachylenia $\phi = 20^\circ$ kanału pomiarowego przedstawiającego układ inwersyjny. Nie występują tutaj ruchy konwekcyjne a wymiana ciepła odbywa się jedynie na drodze przewodzenia.



Rysunek 2.22 Układ inwersyjny, $\phi = 20^\circ$; a) pole temperatury widoczne jako zmiana barwy zawiesiny ciekłokrystalicznej TLC, b) pole prędkości wyznaczone metodą DPIV.

Jest to typowy układ inwersyjny występujący w przyrodzie. Nagrzane podczas dnia masy powietrza od dołu ochładzane są od powierzchni ziemi a w górnej ich części izolowane są chmurami, gdzie jest wyższa temperatura. Prędkość wiatru podczas takiej inwersji zanika prawie do zera. Układ ten jest stabilny i konwekcja nie występuje. Struktura ta zostaje zmieniona, kiedy rano promienie słoneczne przebijają się przez warstwę chmur i nagrzeją podłoże tak, aby powstała dodatnia różnica temperatur pomiędzy ziemią a masą ochłodzonego przez noc powietrza; powstaje wówczas konwekcja poranna. Cykl ten się powtarza wraz ze zmianą temperatury podłoża względem dolnej części warstwy granicznej atmosfery i jest związany z dobową penetracją słońca. Uzupełnieniem zaprezentowanego schematu podziału struktur przepływu powstających w dobowym cyklu zmian temperatury mogą być poglądowe rysunki znajdujące się poniżej, rysunek 2.23 oraz 2.24. Rysunki te przedstawiają wpływ zmian temperatury ścianek kanału pomiarowego na wartości liczb Reynoldsa Re i zmodyfikowanej liczby Rayleigh'a Ra_{zm} .



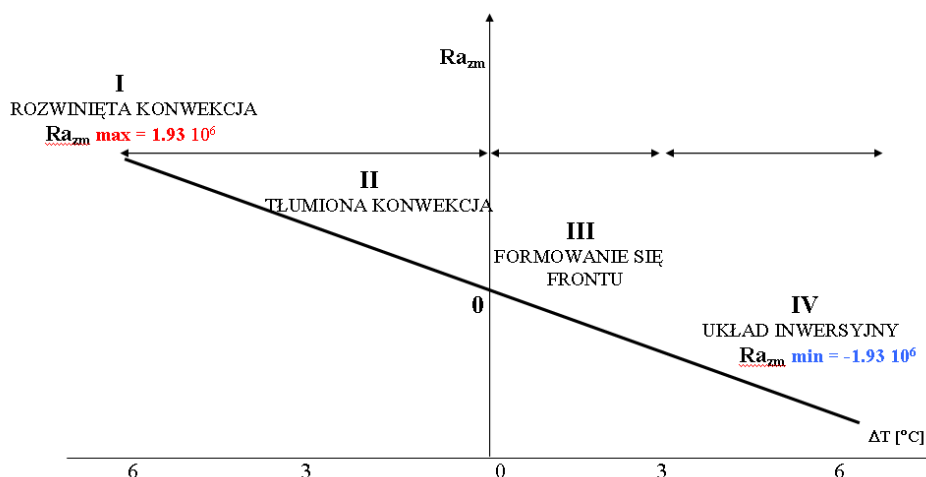
Rysunek 2.23 Ilustracja zmian liczby Re w funkcji zmiany temperatury ścianek kanału pomiarowego dla dobowych zmian temperatury, dla $\phi = 10^\circ$. Liczba Re zdefiniowana w oparciu o wysokość kanału $H = 38$ mm i maksymalną zmierzoną prędkość.

Dla początkowej fazy eksperymentu (I - rozwinięta konwekcja), wartość liczby Re (analogia do siły wiatru, konwekcji) ma największą wartość i dla badanego kanału wyniosła ok. $Re_{max} = 1200$.

Po zmianie temperatury w nastawach termostatów w ciągu ok. 2 minut temperatury ścianek zrównały się na poziomie ok. $T = 302$ K, ($\Delta T \sim 0$). Liczba Re spadła do wartości minimalnej ok. $Re_{min} = 100$. Po okresie ok. 2 minut zaobserwowano powstawanie wieczornego przejściowego frontu, proces ten był widoczny przez ok. 1 minutę. Temperatura dolnej ścianki była niższa od temperatury górnej ścianki. Różnica temperatur wynosiła ok. $\Delta T = -2$ K, ($\Delta T < 0$). Po upływie ok. 3 minut od momentu rozpoczęcia eksperymentu proces konwekcji został całkowicie zahamowany i utworzył się układ inwersyjny. Przy układzie inwersyjnym liczba Re osiągnęła wartość nieco wyższą od minimalnej, ok. $Re = 170$.

Podobną analizę możemy przeprowadzić dla zmian wartości liczby Ra_{zm} (por. rysunek 2.24). Liczba Ra_{zm} w pierwszym etapie eksperymentu miała wartość

maksymalną i wyniosła według obliczeń $Ra_{zm} = 1.93 \cdot 10^6$. Od momentu zmiany nastaw temperatury na przeciwny, różnica temperatur ścianek dążyła do zera ($\Delta T \sim 0$). Liczba Ra_{zm} powoli spadała poniżej wartości krytycznej powstawania konwekcji $Ra_{kr} = 10^3$, podczas kolejnych etapów III i IV, kiedy to obserwujemy formowanie się wieczornego frontu przejściowego i powstawanie układu inwersyjnego. Zmodyfikowana liczba Rayleigh'a Ra_{zm} była tutaj ujemna (uwzględniamy znak gradientu temperatury), co wskazuje na brak konwekcji. Jednak inercja układu powodowała widoczny ruch związany z powstawaniem tego frontu przejściowego. Ten stan trwał około 1min, po czym ruch całkowicie zanikł.



Rysunek 2.24 Ilustracja zmian liczby Ra_{zm} w funkcji zmiany temperatury ścianek kanału pomiarowego ΔT , dla dobowych zmian temperatury symulowanych w eksperymentach dla kanału pochylonego pod kątem $\varphi = 10^{\circ}$.

Przedstawiona część eksperymentalna i wynikające z niej wnioski pozwoliły nam na scharakteryzowanie podstawowych reżimów przepływu konwekcyjnego w pochylonym naczyniu. Dalsza analiza zjawiska, oparta na wynikach kilkudziesięciu wykonanych eksperymentów jest przedmiotem dalszych badań struktur przepływu oraz tworzenia się przejściowego, wieczornego frontu narzędziami numerycznymi.

ROZDZIAŁ III



CZEŚĆ OBLICZENIOWA

3. Metodyka obliczeniowa

Wyniki otrzymane na drodze eksperymentalnej możemy porównać z wynikami otrzymanymi na drodze symulacji komputerowej, stosując najnowsze techniki obliczeniowe mechaniki płynów (CFD - ang. *Computational Fluid Dynamics*).

Punkt ten został poświęcony opisowi modelu matematycznego przepływów konwekcyjnych. Opis modelu matematycznego został przygotowany dla przepływów lepkich, termicznych dla dwóch oraz trzech wymiarów. W kolejnych podrozdziałach zostały opisane równania Naviera – Stokesa, które będą rozwiązywane metodami numerycznymi. Zaprezentowane zostały programy numerycznej mechaniki płynów CFD wykorzystane do symulacji oraz zaprezentowane zostały wyniki tych obliczeń.

3.1 Model matematyczny

Numeryczny model numeryczny w części literaturowej

Punktem wyjścia dla omawianej klasy przepływów stanowią zasady zachowania masy, pędu i energii. Opisują je: równanie ciągłości, równania Naviera – Stokesa i równanie transportu ciepła. Zakłada się, że płyn jest nieściśliwy, newtonowski, jego właściwości termofizyczne są stałe, nie występują reakcje chemiczne ani przemiany fazowe. Ruch płynu charakteryzują zmienne prymitywne tj.: trzy składowe prędkości $\vec{v} = (v_1, v_2, v_3)$, ciśnienie p oraz temperatura T . Rozważany układ równań różniczkowych można przedstawić następująco:

Prawo zachowania masy - równanie ciągłości

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = 0 \quad (3-1)$$

Prawo zachowania pędu - równanie Naviera – Stokesa

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f} \quad (3-2)$$

Prawo zachowania energii - równanie transportu ciepła

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\nabla T) \vec{v} = \kappa \Delta T \quad (3-3)$$

gdzie:

ρ – gęstość płynu,

\vec{f} – siła masowa, κ – współczynnik przewodnictwa cieplnego,

c_p – ciepło właściwe pod stałym ciśnieniem, ν - współczynnik lepkości kinematycznej.

Aproksymacja Boussinesqa

Układy równań (3-1, 3-2, 3-3) stanowią punkt wyjścia dla metod numerycznych opisanych w następnych podrozdziałach. Założenie nieściśliwości płynu oznacza, że gęstość płynu jest wielkością stałą. Zmiany gęstości uwzględniane są jedynie przez modyfikacje sił masowych \vec{f} odpowiedzialnych za efekty wypornościowe i ewentualnie za zmiany ciśnienia odniesienia (ciśnienia atmosferycznego). Jest to tzw. aproksymacja Boussinesqa opisująca zależność gęstości płynu od temperatury poprzez współczynnik rozszerzalności cieplnej β (w temp. T_0) i przybiera postać równania:

$$\rho(T) = \rho_0(T_0) - \beta \cdot \rho(T_0) \cdot (T - T_0) \quad (3-4)$$

Wektor sił masowych \vec{f} przyjmuje postać liniowej zależności zmian gęstości od temperatury:

$$\vec{f} = \beta \vec{g} (T - T_0) \quad (3-5)$$

gdzie:

β – współczynnik rozszerzalności cieplnej,

\vec{g} – przyspieszenie ziemskie.

Poprawne sformułowanie zadania wymaga dodatkowo podania odpowiednich warunków brzegowych na granicy $\partial\Omega$, które ogólnie mogą zostać sklasyfikowane następująco:

warunek brzegowy I rodzaju (warunek Dirichleta)

$$T = T_B \quad na \quad \partial\Omega \quad (3-6)$$

$$\vec{v} = 0 \quad na \quad \partial\Omega \quad (3-7)$$

gdzie:

T_B – temperatura na brzegach obszaru.

warunek brzegowy II rodzaju (warunek von Neumanna)

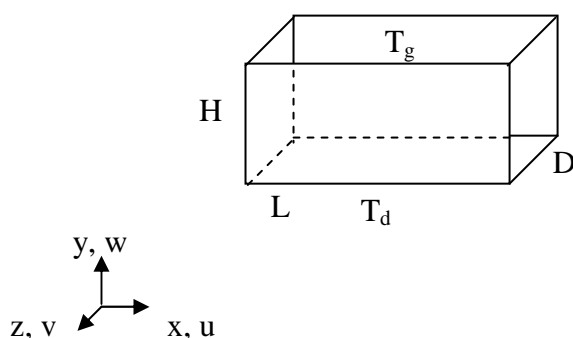
$$\frac{\partial T}{\partial n} = const. \quad na \quad \partial\Omega \quad (3-8)$$

Typ warunków brzegowych jest dostosowany do wykorzystywanej geometrii obliczeniowej i fizycznego charakteru problemu. Termiczne warunki brzegowe

oraz warunki brzegowe na prędkość zdefiniowane na pewnych podobszarach $\partial\Omega$ pokrywają cały brzeg domeny obliczeniowej $\partial\Omega$.

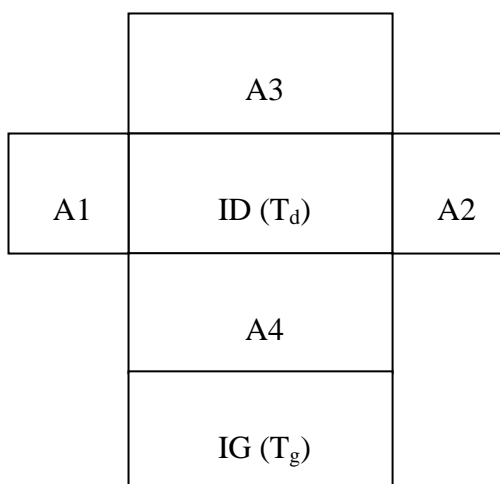
Równania różniczkowe z warunkami brzegowymi oraz warunkami początkowymi na prędkość v_0 i temperaturę T_0 wewnątrz obszaru Ω stanowią problem początkowo - brzegowy, który jest przedmiotem rozważań numerycznej mechaniki płynów dla omawianej klasy przepływów.

Rysunek poniżej przedstawia trójwymiarową domenę obliczeniową wraz z oznaczeniami osi układu kartezjańskiego prostokątnego, składowych prędkości i temperatur ścianek izotermicznych: T_d – temperatura dolnej ścianki, T_g - temperatura górnej ścianki. Dla pozostałych czterech ścianek zakładamy adiabatyczny warunek brzegowy, czyli prawa strona równania (3-8) jest zerem.



Rysunek 3.1 Domena obliczeniowa; x, y, z - współrzędne geometryczne, u, v, w - składowe prędkości, T_g i T_d - temperatury ścianek.

Do definiowania warunków brzegowych wyodrębnione zostały płaszczyzny poszczególnych ścianek kanału (rysunek 3.2). Płaszczyzny ID – izotermiczna dolna ścianka, IG - izotermiczna górna ścianka. Pozostałe cztery ścianki są adiabatyczne i zostały oznaczone jako A1 ÷ A4.



Rysunek 3.2 Płaszczyzny brzegowe domeny obliczeniowej.

3.1.1 Równania Naviera – Stokesa

Zgodnie z oznaczeniami osi na rysunku 3.1 zostały rozpisane równania N – S dla przypadku trójwymiarowego (3D) wraz z warunkami brzegowymi dla badanej przestrzeni, domeny obliczeniowej:

równanie zachowania masy

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3-9)$$

równania zachowania pędu

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \rho_0 \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \Delta u - \rho_0 \beta (T - T_0) g \cos \varphi \\ \rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \rho_0 \left[u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \Delta w + \rho_0 \beta (T - T_0) g \sin \varphi \end{aligned} \quad (3-10)$$

$$\rho_0 \frac{\partial z}{\partial t} + \rho_0 \left[u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + w \frac{\partial z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \Delta w$$

równanie zachowania energii

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k}{\rho \cdot c_p} \Delta T \quad (3-11)$$

Przyjęto, że badany model jest pochylony wzdłuż osi (z) pod kątem φ w stosunku do wektora grawitacji \vec{g} .

Warunki brzegowe

W przypadku rozpatrywanym w pracy zastosowano w obliczeniach dwa typy warunków brzegowych. Warunek I rodzaju, warunek Dirichleta zastosowano dla ścianek izotermicznych ID, IG. Dla ścianek adiabatycznych A1 ÷ A4 oba warunki I i II rodzaju, tzn. dla prędkości warunek Dirichleta oraz dla temperatury warunek von Neumanna. Wobec tego dla ścianek izotermicznych zdefiniowanych jako:

$$\begin{aligned} ID: \quad & 0 \leq x \leq L, \quad y = 0, \quad 0 \leq z \leq D \\ IG: \quad & 0 \leq x \leq L, \quad y = H, \quad 0 \leq z \leq D \end{aligned} \quad (3-12)$$

Możemy zapisać warunki brzegowe dla składowych prędkości i temperatury:

$$\begin{aligned} ID, IG: \quad & u = v = w = 0 \\ ID: \quad & T = T_d \\ IG: \quad & T = T_g \end{aligned} \quad (3-13)$$

Natomiast dla ścianek adiabatycznych zdefiniowanych jako:

$$\begin{aligned} A1: & \quad x = 0, 0 \leq y \leq H, 0 \leq z \leq D \\ A2: & \quad x = L, 0 \leq y \leq H, 0 \leq z \leq D \\ A3: & \quad 0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq H, z = D \\ A4: & \quad 0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq H, z = 0 \end{aligned} \quad (3-14)$$

przyjmujemy:

$$\begin{aligned} A1 \div A4: & \quad u = v = w = 0 \\ A1, A2: & \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ A3, A4: & \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (3-15)$$

Równanie N - S dla geometrii 2D

Dla przyspieszenia obliczeń część symulacji numerycznych wykonano dla modelu dwuwymiarowego 2D reprezentującego przekrój centralny badanej geometrii. Przyjmując te same równania N-S (3-9 ÷ 3-15) możemy je rozpisać dla dwuwymiarowego obszaru obliczeniowego przez pominięcie składowej z (opuszczamy wszystkie człony zawierające składową z).

3.2 Metodyka obliczeń numerycznych

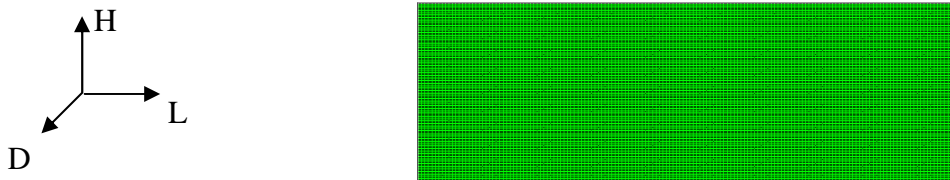
Zastosowanie kodów CFD ma coraz szersze zastosowanie w nauce. Kody numeryczne są bardzo dobrym narzędziem do pogłębienia analizy wyników uzyskanych drogą eksperymentalną. Celem symulacji numerycznych przeprowadzonych w tej pracy jest potwierdzenie istnienia reżimów przepływu zauważonych w badaniach eksperymentalnych. Wymaga to doboru odpowiedniego kodu numerycznego, oraz opracowanie metodologii obliczeniowej.

W omówionych wyżej badaniach eksperymentalnych zaobserwowano trzy reżimy przepływu: Rayleigh'a – Benarda R-RaBa, reżim oscylacyjny R-OS oraz reżim stacjonarny R-ST. Do ich analizy istnieje konieczność zastosowania kodów numerycznych umożliwiających obliczenia procesów zarówno stacjonarnych – niezależnych od czasu jak i niestacjonarnych – zależnych od czasu.

Na wstępie wybrano rozwiązanie wzorcowe, które zostanie szczegółowo porównane z badaniami eksperymentalnymi. Uzyskane potwierdzenie wiarygodności modelu numerycznego, tzw. walidacja, pozwala na rozszerzenie zakresu badań zjawisk na obszary zmian parametrów i skale nieosiągalne w laboratorium.

3.2.1 Obszar modelowania i ogólne warunki modelowania

Domenę obliczeniową stanowił prostopadłościan, kanał obliczeniowy o wymiarach takich jak w eksperymencie: $L = 0.114$ m, $H = 0.038$ m dla modeli 2D oraz dla modeli 3D $L = 0.114$ m, $H = 0.038$ m, $D = 0.038$ m. Zastosowano strukturalną siatkę numeryczną.



Rysunek 3.3 Obszar modelowania; strukturalna siatka numeryczna 2D, 800×240 .

Obliczenia były prowadzone w oparciu o parametry fizykochemiczne wody lub powietrza w temperaturze $T = 300$ K (patrz tabela 3, 4). Kąt nachylenia φ prostopadłościenną domeny obliczeniowej był parametrem zmienianym w zakresie od $\varphi = 0^\circ$ do $\varphi = 90^\circ$. Wpływ tego parametru uwidacznia się przez zmianę składowych x i y sił masowych związanych ze stałą przyspieszenia ziemskiego g . Podczas modelowania numerycznego rozwiązywano równania zachowania masy, pędu oraz równanie energii przytoczone w punkcie 3.1 i 3.1.1. Rozwiązywano przypadki przepływu dwuwymiarowego (2D) oraz trójwymiarowego (3D), stacjonarnego i niestacjonarnego.

3.3 Programy CFD

Do obliczeń numerycznych skali laboratoryjnej wybrano trzy kody numeryczne: kompletny pakiet komercyjny Fluent 2D, 3D⁶⁵ oraz dwa kody akademickie Cav2D_av⁶⁷ i Frecon3V⁶⁸. Każdy z tych kodów jest oparty na odmiennej metodzie numerycznej. Poniżej w tabeli 12 znajduje się ogólna charakterystyka wykorzystywanych do obliczeń programów numerycznych.

Tabela 12 Ogólna charakterystyka wykorzystanych programów CFD.

Program CFD	Fluent	Cav2D_av	Frecon3V
parametry modelu	metoda objętości skończonych (ang. FVM)	Metoda spektralna	metoda różnic skończonych (ang. FDM)
stacjonarny	2D, 3D	2D	2D, 3D
niestacjonarny	2D, 3D	2D	-
dyskretyzacja przestrzenna	metoda QUICK	metoda Chebysheva	półjawna metoda Samarskii -Andreev ADI (ang. Alternating

			Direction Implicit Scheme)
dyskretyzacja czasowa	metoda SIMPLEC	schemat Eulera drugiego rzędu Adamsa-Bashforda	metoda nad-relaksacji całkowania w czasie (ang. false transient)

Program Fluent jest niewątpliwie najbardziej wszechstronny, umożliwia obliczenia stacjonarne oraz niestacjonarne, dwu oraz trójwymiarowych geometrii modelu. Cav2D_av jest doskonałym uzupełnieniem obliczeń wykonywanych programem Fluent. Program jednak umożliwia obliczenia tylko dwu wymiarowej geometrii. Trzecim z używanych programów jest Frecon3V, nadający się jedynie do obliczeń przepływów stacjonarnych. Jego niewątpliwą zaletą jest duża szybkość i najwyższa dokładność obliczeń potwierdzona *benchmarkiem* przez Michałka i Kowalewskiego⁷³.

3.3.1 Program Fluent

Tabela 13 Zestawienie wykonanych obliczeń numerycznych; termiczne warunki brzegowe, parametry obliczeń dla programu Fluent.

Lp.	Nachylenie	Warunki brzegowe			L. bezwymiarowe		Geometria				
		φ	Td K	Tg K	ΔT K	Pr -	Ra _{zm} -	model 2ddp		model 3ddp	
								stacjonarny	niestacjonarny	stacjonarny	niestacjonarny
1	0°	305	299	6	5.48	1.97E6	1600×400	1600×480	300×100×100	300×100×100	
2	10°	305	299	6	5.48	1.93E6	1600×480	1600×480	300×100×100	300×100×100	
3	20°	305	299	6	5.48	1.71E6	1600×400	1600×480	300×100×100	300×100×100	
4	30°	305	299	6	5.48	1.69E6	1600×480	1600×480	300×100×100	300×100×100	
5	40°	305	299	6	5.48	1.52E6	1600×480	1600×480	300×100×100	300×100×100	
6	50°	305	299	6	5.48	1.26E6	1600×480	1600×480	300×100×100	300×100×100	
7	60°	305	299	6	5.48	9.85E5	1600×480	1600×480	300×100×100	300×100×100	
8	70°	305	299	6	5.48	6.67E5	800×240	800×240	300×100×100	300×100×100	
9	80°	305	299	6	5.48	3.35E5	800×240	800×240	150×50×50	150×50×50	
10	90°	305	299	6	5.48	3.35E4	800×240	800×240	150×50×50	150×50×50	

Pierwszym z testowanych kodów numerycznych był powszechnie stosowany pakiet obliczeniowy Fluent⁶⁵. Dzięki zastosowaniu metody objętości skończonych i całkowego sformułowania zasad zachowania masy i pędu, możliwy jest elastyczny wybór niestrukturalnych i nieortogonalnych siatek obliczeniowych. Zaletą tego programu jest możliwość definiowania własnych modułów UDF (ang. *User Defined Function*), odpowiedzialnych za odwzorowanie własności materiałowych, warunków brzegowych czy też modyfikacje samego algorytmu numerycznego. Program ten daje możliwości

wykonania obliczeń dla geometrii 2D oraz 3D, stacjonarnych oraz niestacjonarnych w czasie. W obecnych symulacjach przepływu płynu opisują równania Naviera - Stokesa otrzymane metodą projekcji SIMPLEC przy założeniu modelu Bousinesq'a (stałe własności materiałowe). Pochodne przestrzenne zostały wyznaczone z użyciem schematu QUICK. Obliczenia wykonywano z podwójną precyzją zmiennoprzecinkowej reprezentacji liczb. Do obliczeń numerycznych wykorzystana została jednorodna strukturalna siatka numeryczna wykonana programem do generacji siatek Gambit ⁶⁶, z rodziny programu Fluent.

Obliczenia programem Fluent zostały wykonane dla wszystkich wymienionych wyżej wartości kąta nachylenia ϕ domeny obliczeniowej w zakresie od 0° ÷ 90° . Liczba Prandtla była stała, wartość liczby Rayleigh'a została wyznaczona na podstawie wzoru (1-17), definiującego zmodyfikowaną liczbę Ra_{zm} .

3.3.2 Program Cav2D_av

Drugim z badanych kodów numerycznych był kod akademicki Cav2D_av ⁶⁷ napisany przez Xin Shihe. Dwuwymiarowy kod dedykowany dla obliczeń konwekcyjnych o ograniczonej geometrii siatek (wielokrotności kwadratów). Dyskretyzacja przestrzenna oparta jest na metodzie spektralnej Chebysheva. Dyskretyzacja czasowa opiera się na schemacie Eulera drugiego rzędu Adamsa - Bashforda. Dzięki zastosowanej metodzie spektralnej kod ten należy do tzw. solverów typu DNS (ang. *Direct Numerical Simulation*), rozwiązuje równania N-S bez stosowania przybliżonych modeli turbulencji. W oparciu o współpracę z autorem programu zostały wprowadzone modyfikacje zmiennych prymitywnych (T, v, p). Zmieniona została także siatka obliczeniowa na strukturalną. W zmienionym kodzie Cav2D_av zostały przygotowane statystyki wartości średnich pól prędkości i temperatury. Program ten jako kod typu DNS dostarczał nam rozwiązań referencyjnych dla przepływów niestacjonarnych (turbulentnych).

Tabela 14 Zestawienie wykonanych obliczeń numerycznych; termiczne warunki brzegowe, parametry obliczeń dla programu Cav2D_av.

Lp.	Nachylenie	Warunki brzegowe			Liczby bezwymiarowe			Geometria 2D
	ϕ	Td K	Tg K	ΔT K	Pr -	Ra -	Ra_{zm} -	model niestacjonarny
1	0°	305	299	6	5.48	1.97 E6	1.97 E6	600×200
2	10°	305	299	6	5.48	1.97 E6	1.93 E6	600×200
3	20°	305	299	6	5.48	1.97 E6	1.71 E6	600×200
4	30°	305	299	6	5.48	1.97 E6	1.69 E6	600×200
5	40°	305	299	6	5.48	1.97 E6	1.52 E6	600×200
6	50°	305	299	6	5.48	1.97 E6	1.26 E6	600×200

7	60°	305	299	6	5.48	1.97 E6	9.85 E5	600 × 200
8	70°	305	299	6	5.48	1.97 E6	6.67 E5	300 × 100
9	80°	305	299	6	5.48	1.97 E6	3.35 E5	300 × 100
10	90°	305	299	6	5.48	1.97 E6	3.35 E4	300 × 100

W programie Cav2D_av w danych wejściowych jest zadawana liczba Ra wyznaczona według wzoru 1-13. W kolumnie obok podano liczbę zmodyfikowaną przez uwzględnienie stosunku wymiarów AR oraz kąta nachylenia ϕ .

3.3.3 Program Frecon3V

Trzecim z przetestowanych kodów numerycznych był trójwymiarowy program Frecon3V^{68, 69} oparty na metodzie różnic skończonych. Frecon3V jest zmodyfikowaną wersją kodu, który powstał w University of New South Wales w Sydney i został wykorzystany w pracy do stworzenia bazy porównawczej rozwiązań dla stacjonarnych i laminarnych reżimów przepływu. Obliczenia programem Frecon3V wykonywano zarówno dla geometrii 3D jak i 2D. W tym drugim wypadku problem 2D symulowano na siatce 3D zakładając symetrię przepływu w przekroju centralnym (5 punktów siatki w kierunku prostopadłym do z). Algorytm programu pozwala na rozwiązywanie równań przepływu i energii dla stałej, ortogonalnej siatki obliczeniowej. Ogranicza to praktycznie stosowalność programu jedynie do różnych wariantów geometrii prostopadłościanu. Dla uniknięcia problemów z członem ciśnieniowym algorytm programu rozwiązuje układ równań przepływu płynu nieściśliwego w zmiennych wirowości i potencjału prędkości⁷⁰.

Zastosowanie półjawnej metody Samarskii - Andreev ADI (ang. *Alternating Direction Implicit Scheme*) dla zmiennych przestrzennych i nad-relaksacji całkowania w czasie (ang. *False Transient*), pozwala na szybkie rozwiązywanie problemów przepływowych w trzech wymiarach. Prosta struktura programu, duża szybkość i dokładność obliczeń to podstawowe zalety omawianego kodu.

Tabela 15 Zestawienie wykonanych obliczeń numerycznych; termiczne warunki brzegowe, parametry obliczeń dla programu Frecon3V.

Lp.	Nachylenie ϕ	Warunki brzegowe			Liczby bezwymiarowe			Geometria	
		T_d K	T_g K	ΔT K	Pr -	Ra -	Ra_{zm} -	2ddp	3ddp
1	0°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 3 E5	3 E4 ÷ 1 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
2	10°	30	299	6	5.48	1 E5 ÷ 3 E5	3 E4 ÷ 0.98 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
3	20°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 4 E5	3 E4 ÷ 1.25 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
4	30°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 5 E5	3 E4 ÷ 1.45 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
5	40°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 7 E5	3 E4 ÷ 1.8 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
6	50°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 1 E6	3 E4 ÷ 2.1 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
7	60°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 2 E6	3 E4 ÷ 3.3 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81

8	70°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 3 E6	3 E4 ÷ 3.4 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
9	80°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 4 E6	3 E4 ÷ 2.26 E5	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81
10	90°	305	299	6	5.48	1 E5 ÷ 5 E6	3 E4 ÷ 2.8 E4	241 × 81 × 5	241 × 81 × 81

Frecon3V wykorzystuje do reprezentacji zmiennych tzw. potencjał wektorowy, sprawiający problemy przy definicji warunków brzegowych w złożonych geometriach, i jest też często przyczyną kłopotów ze spełnieniem równania ciągłości. Okazało się jednak, że Frecon3V^{71, 72, 73} jest najefektywniejszym ze względu na czas obliczeniowy i najdokładniejszym, jeśli chodzi o odwzorowanie struktury przepływu.

W programie Frecon3V w danych wejściowych jest zadawana liczba Ra . W tabeli 15, w kolumnie obok podano zmodyfikowaną liczbę Ra_{zm} uwzględniając stosunek wymiarów AR oraz kąt nachylenia φ .

3.4 Obliczenia numeryczne

Obliczenia numeryczne wykonywane zostały w IPPT PAN na komputerach klasy PC pracujących w 32-bitowym systemie operacyjnym Linux Slackware w wersji 12.0 wyposażonych w procesory Pentium IV HT/3GHz Dual, 3GB pamięci RAM. Komputery pracowały w systemie klastra Open Mosix, składających się z 20 komputerów podobnej klasy⁷⁴.

Dzięki zastosowaniu techniki klastrowej możliwe było wykonywanie dużej ilości obliczeń sterowanych z jednego komputera „matki”. Procesy uruchamiane na komputerze głównym systemu Open Mosix przenoszone były automatycznie na inne komputery klastra obciążając ich procesory. System Open Mosix umożliwiał także realizację obliczeń równoległych wykonywanych programem Fluent jednocześnie dla domen podzielonych na partycje, co było szczególnie pomocne dla obliczeń wykonywanych dla trójwymiarowej geometrii

3.4.1 Test siatek numerycznych

Obliczenia numeryczne rozpoczęto od przeprowadzenia testu sprawdzającego poprawność uzyskiwanych wyników. W celu ujednoczenia sposobu estymacji błędów dyskretyzacyjnych posłużono się metodą wyznaczenia indeksu zbieżności siatki GCI (ang. *Grid Convergence Index*⁷⁵).

Roache⁷⁶ twórca metody *GCI* opartej na ekstrapolacji Richardsona, zdefiniował współczynnik, który wylicza się według zaproponowanej przez niego procedury i nazwał go indeksem zbieżności siatki w postaci:

$$GCI_{(uh1)} = F_s \left(\left| \frac{u_{h2} - u_{h1}}{u_{h1}} \right| / (r^p - 1) \right) \quad (3-16)$$

gdzie:

F_s - współczynnik bezpieczeństwa (ma on funkcję normującą; przyjęto $F_s = 1.25$),

r - stopień zagęszczenia siatki, (przyjęto $r = 2$, zagęszczenie dwukrotne),

p - rząd aproksymacji, (przyjęto $p = 2$),

u_{h1} - rozwiązanie uzyskane na siatce nr1 (rzadszej),

u_{h2} - rozwiązanie uzyskane na siatce nr2 (zagęszczonej).

Roache zaleca, aby dla obliczenia wykonanego tylko przy użyciu dwóch siatek przyjmować współczynnik bezpieczeństwa $F_s = 3$, natomiast dla obliczenia wykonanego przy użyciu trzech lub większej liczby siatek przyjęć $F_s = 1.25$. W dalszej analizie przyjęto $F_s = 1.25$.

Do oszacowania zbieżności siatki po wstępnych obliczeniach numerycznych wybrano rozwiązania dla kąta nachylenia $\varphi = 70^\circ$ jako wzorcowe i dla niego będziemy szukali optymalnej gęstości siatki numerycznej. Wybrana gęstość siatki nie może być zbyt duża, ponieważ obliczenia numeryczne będą trwały zbyt długo. Gęstość siatki numerycznej musi być dobrana optymalnie tak, aby obliczenia przebiegały w dość szybkim tempie oraz aby dawały zadowalająco wysoką dokładność. Szczegółowa analiza zbieżności siatek GCI dla poszczególnych kodów numerycznych znajduje się w załączniku A.

W tabeli poniżej znajduje się podsumowanie tego testu. Dla każdego badanego modelu wybrana została maksymalna gęstość siatki, na której wykonywane były dalsze obliczenia.

Tabela 16 Wykaz wybranych siatek numerycznych po teście GCI .

Kod numeryczny	Model 2D		Model 3D	
	stacjonarny	niestacjonarny	stacjonarny	niestacjonarny
Fluent	1600 × 480 *	1600 × 480	300 × 100 × 100 *	300 × 100 × 100
Cav2D_av	600 × 200 *	600 × 200	–	
Frecon3V	241 × 81 × 5 **	–	241 × 81 × 81	–

* - również siatki o mniejszych rozmiarach mogły być stosowane dla kątów $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$ (przepływ stacjonarny, laminarny)

** - problem 2D symulowano na siatce 3D zakładając symetrię przepływu w przekroju centralnym (5 punktów siatki w kierunku prostopadłym z).

Zaproponowane gęstości siatek numerycznych zostały wybrane na podstawie kompromisu pomiędzy dokładnością a szybkością obliczeń. Dla siatek modeli 2D nie zauważono potrzeby stosowania jeszcze większych rozmiarów niż te zaprezentowane w tabeli 16. Siatki zaproponowane dla modelu Fluent 3D mogłyby być bardziej gęste (np. 2 lub 3 krotnie). Jednakże na ich zastosowanie nie pozwalały ograniczenia wynikające z zasobów pamięci RAM oraz szybkości obliczeniowej dostępnych komputerów.

3.5 Wyniki obliczeń numerycznych

W podpunkcie tym zaprezentowane zostały wyniki uzyskane na drodze obliczeń numerycznych CFD. Opisano przeprowadzone symulacje numeryczne wyżej wymienionymi programami.

3.5.1 Wyniki symulacji numerycznej, program Fluent

Modelowanie numeryczne różnych reżimów przepływu dla pochylonego kanału rozpoczęto od obliczeń wykonanych programem Fluent 2D dla modelu niestacjonarnego i dla warunków wymienionych w tabeli 13. Wykonano obliczenia w zakresie kątów nachylenia $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$, przy zmianach kąta nachylenia, co 10° .

Uzyskane wyniki dla pól temperatury i prędkości umieszczono na rysunku 3.4 znajdującym się poniżej. Jak widać, dla małych kątów pochylenia pojawiają się struktury komórkowe, dobrze widoczne w polu prędkości. Wraz ze wzrostem kąta nachylenia φ stają się widoczne niestabilności termiczne w postaci prądów wstępujących i zstępujących (termale). Dla kątów powyżej $\varphi > 70^\circ$ powstaje wyraźna stratyfikacja temperatury i przepływ ma charakter laminarny. Potwierdza to wcześniej zdefiniowany w eksperymentach podział na charakterystyczne struktury przepływu według trzech klas kątów pochylenia kanału przepływowego:

* R-RaBa - reżim rozwiązań typu Rayleigh'a – Benarda dla kątów $\varphi = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$,

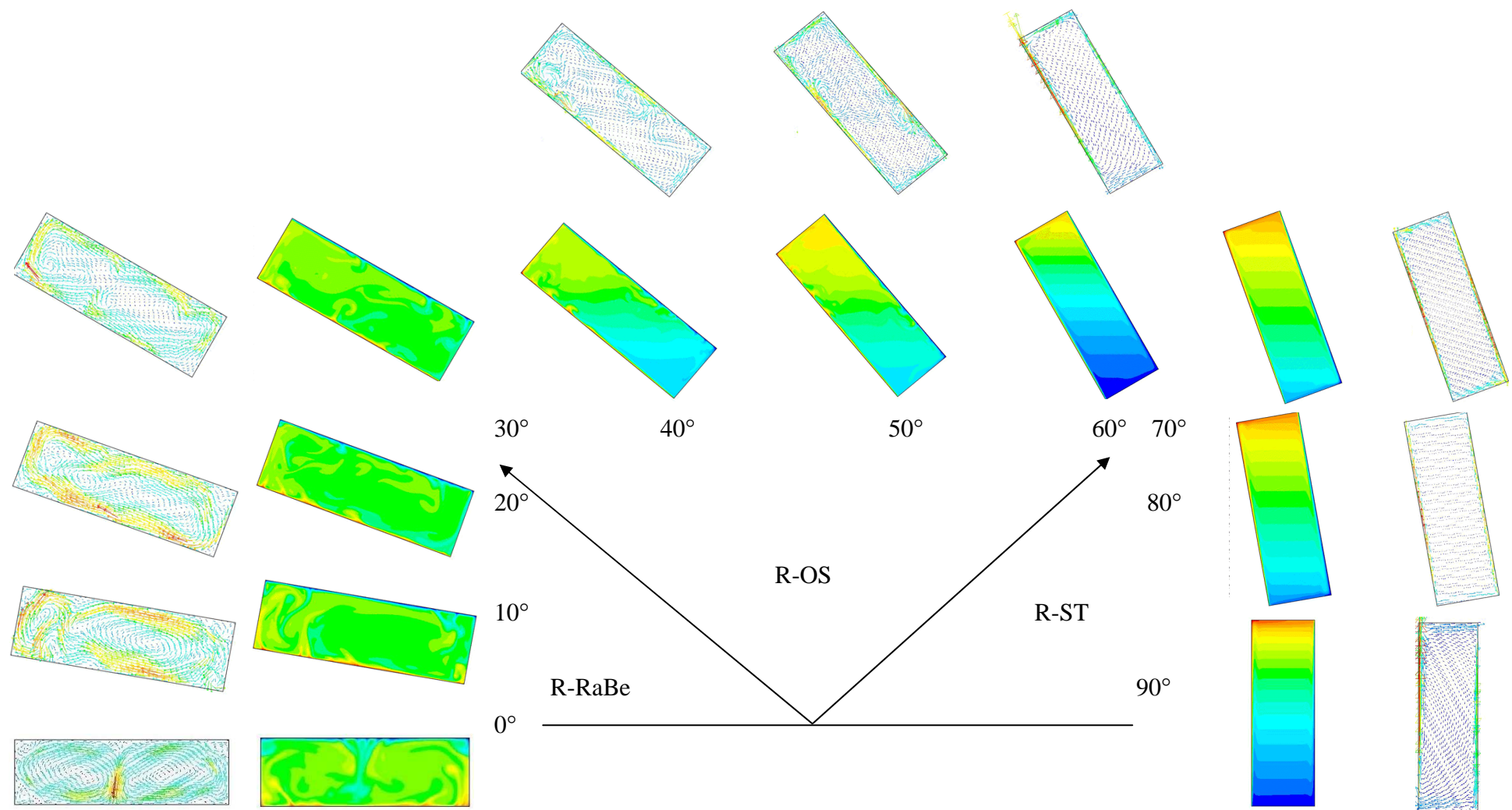
* R-OS - reżim rozwiązań oscylacyjnych dla kątów $\varphi = 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$,

* R-ST - reżim rozwiązań stacjonarnych dla kątów $\varphi = 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$.

Wykonane obliczenia umożliwiły wybór parametrów, które posłużyły do porównania użytych kodów numerycznych i tym samym ich weryfikacji. Parametrami tymi są obrazy pól temperatury i prędkości.

Poniżej podajemy przykładowe pola prędkości oraz pola temperatury reprezentujące poszczególne reżimy obliczeniowe. Oprócz nich w tabelach zamieszczono wartości maksymalne i minimalne składowej prędkości V_y i różnice temperatur w wybranych punktach. Wartości prędkości do tych porównań wyznaczono dla „poziomego” profilu centralnego (dla $Y = 0.5$).

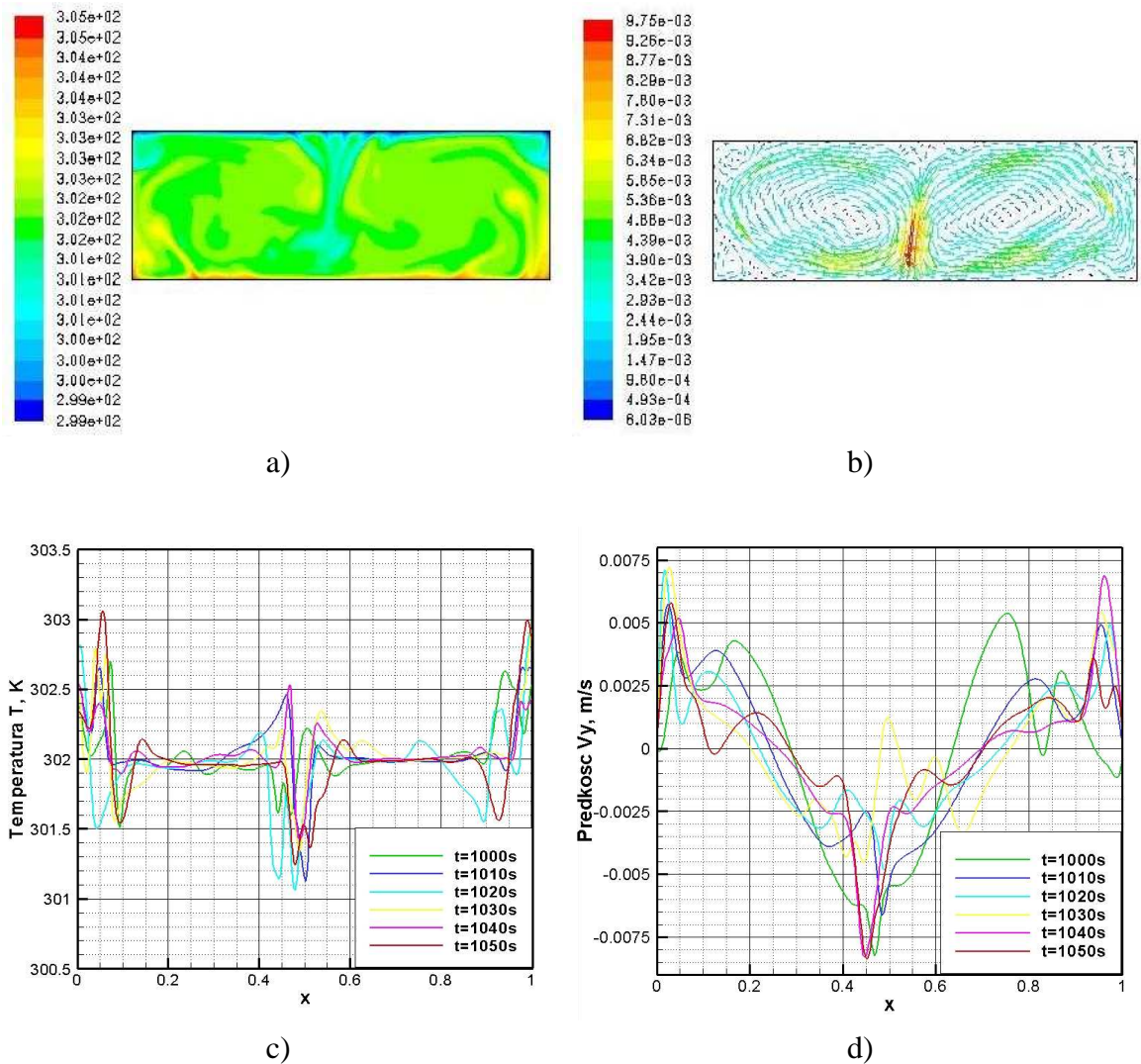
W załączniku B znajdują się opisywane pola temperatury i prędkości wyznaczone programem Fluent 2D.



Rysunek 3.4 Wyniki obliczeń numerycznych programem Fluent 2D; podział przepływu na reżimy zdefiniowane w badaniach eksperymentalnych 77.

*** Reżim rozwiązań typu Rayleigh'a – Benarda R-RaBa (ϕ z zakresu $0^\circ + 20^\circ$)**

W zakresie $\phi = 0^\circ \div 20^\circ$ przepływ charakteryzuje strukturę komórkową typową dla przepływu typu Rayleigh'a – Benarda. W tym zakresie przepływ posiada charakterystyczną strukturę cyrkulacyjną z widoczną strukturą dwukomórkową. Jest to dobrze widoczne zwłaszcza dla konfiguracji $\phi = 0^\circ$. Przepływ jest silnie zaburzony, charakteryzuje się silnym mieszaniem i wymaga poszukiwania rozwiązań niestacjonarnych. Poniżej na rysunku 3.5 znajdują się pola prędkości i temperatury oraz ich poziome profile wyznaczone na poziomej osi symetrii.



Rysunek 3.5 Wyniki symulacji Fluent 2D dla reżimu R-RaBa; $\phi = 0^\circ$, a) chwilowe pole temperatury, b) chwilowe pole prędkości, c) profile temperatury dla 6 chwil czasowych, d) profile składowej V_y prędkości dla 6 chwil czasowych.

Powyższe chwilowe poziome profile składowej prędkości V_y oraz profile temperatury wyznaczone na wysokości $Y = 0.5$ odzwierciedlają fluktuacje pola prędkości oraz pola temperatury powstające wewnątrz kanału. Fluktuacje te spowodowane są

przemieszczaniem się gorącego termala powstającego na dolnej ścianie kanału. Położenie tego termala zmienia się periodycznie w zakresie $x = 0.4 \div 0.6$, gdzie x jest bezwymiarową długością. Efektem tych przemieszczeń jest także zmiana wartości chwilowej prędkości oraz temperatury w obszarze bliskim obu bocznych adiabatycznych ścianek kanału. Gdyby podczas obliczeń stosowano periodyczne warunki brzegowe na ściankach bocznych prawdopodobnie zakres przemieszczenia się ciepłego termala byłby większy. Dla kątów większych ($\varphi > 0^\circ$) fluktuacje są ukierunkowane wzdłuż pochylenia kanału.

W tabeli poniżej znajdują się wartości średnie podstawowych wielkości charakteryzujących przepływy w tym reżimie (R-RaBa) otrzymane na drodze obliczeń numerycznych programem Fluent 2D i 3D dla wybranego profilu.

Tabela 17 Rozwiązania Fluent; 2D i 3D dla reżimu R-RaBa, $\varphi = 0^\circ \div 20^\circ$, parametry przepływu i temperatury w wybranych punktach kontrolnych dla wybranego profilu.

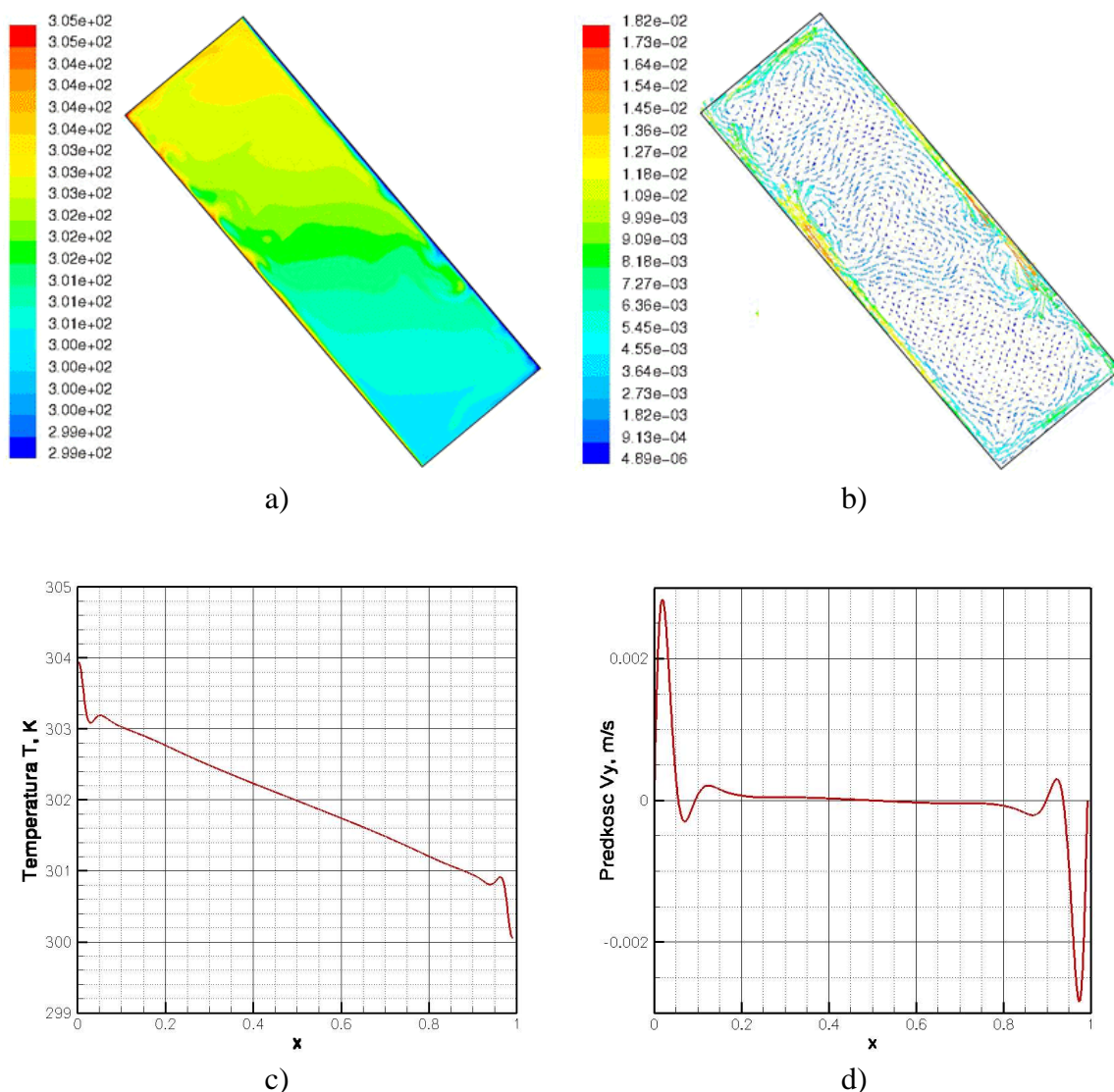
Nachylenie	2D	3D	Nachylenie	2D	3D
$\varphi = 0^\circ$			$\varphi = 20^\circ$		
Vy max mm/s	5.6	5.8	Vy max m/s	4.8	4.6
Vy min mm/s	-5.6	- 5.8	Vy min m/s	- 3.5	- 3.6
$\Delta(T1-T2)$ K	0.2	0.2	$\Delta(T1-T2)$ K	0.4	0.4
$\Delta(T2-T3)$ K	0.25	0.1	$\Delta(T2-T3)$ K	0.45	0.4
$\varphi = 10^\circ$					
Vy max mm/s	5.2	5.3			
Vy min mm/s	- 5.2	- 5.3			
$\Delta(T1-T2)$ K	0.3	0.35			
$\Delta(T2-T3)$ K	0.3	0.3			

*** Reżim rozwiązań oscylacyjnych R-OS (φ z zakresu $30^\circ \div 60^\circ$)**

Pola przepływu otrzymywane dla konfiguracji $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$ reprezentują reżimy rozwiązań oscylacyjnych R-OS. Wyniki obliczeń wykonanych modelami stacjonarnymi i niestacjonarnymi są różne, co wskazuje na konieczność badania tych przepływów modelami niestacjonarnymi. W uzyskanych polach temperatury i prędkości, występują oscylacje związane z odrywaniem się ciepłych i zimnych termali na ściankach.

Poniżej na rysunku 3.6 znajdują się pola temperatury i prędkości wraz z chwilowymi poziomymi profilami dla konfiguracji $\varphi = 50^\circ$ a w tabeli 18

znajdują się podstawowe wielkości charakteryzujące przepływ w reżimie oscylacyjny R-OS.



Rysunek 3.6 Wyniki symulacji numerycznych dla programu Fluent 2D dla reżimu R-OS; $\varphi = 50^\circ$, a) chwilowe pole temperatury, b) chwilowe pole prędkości, c) chwilowy profil temperatury, d) chwilowy profil składowej prędkości V_y .

Tabela 18 Rozwiązania Fluent; 2D i 3D dla reżimu R-OS, $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$, parametry przepływu i temperatury w wybranych punktach kontrolnych dla wybranego profilu.

Nachylenie	2D	3D
$\varphi = 30^\circ$		
V_y max mm/s	4.4	4.5
V_y min mm/s	- 3.5	- 3.5
$\Delta(T1-T2)$ K	0.5	0.5
$\Delta(T2-T3)$ K	0.6	0.5

Nachylenie	2D	3D
$\varphi = 50^\circ$		
V_y max mm/s	3.0	2.8
V_y min mm/s	- 3.0	- 2.8
$\Delta(T1-T2)$ K	0.9	1
$\Delta(T2-T3)$ K	0.9	0.9

$\varphi = 40^\circ$			$\varphi = 60^\circ$		
Vy max mm/s	3.4	3.6	Vy max mm/s	2.14	1.9
Vy min mm/s	- 3.3	- 3.8	Vy min mm/s	-2.14	-1.9
$\Delta(T1-T2)$ K	0.7	0.8	$\Delta(T1-T2)$ K	1.02	1
$\Delta(T2-T3)$ K	0.8	0.7	$\Delta(T2-T3)$ K	1.02	1

*** Reżim rozwiązań stacjonarnych R-ST ($\varphi = 70^\circ + 90^\circ$)**

Dla reżimu rozwiązań stacjonarnych R-ST zaprezentowano rozwiązanie dla kąta nachylenia $\varphi = 90^\circ$. Obliczenia, wykonane zarówno modelami stacjonarnymi jak i modelami niestacjonarnymi były identyczne - struktura przepływu jest stacjonarna.

Badania stacjonarności przepływu były realizowane w oparciu o porównywania zrównoważenia się chwilowych strumieni ciepłych przez obie ścianki izotermiczne. Uznano, że przepływ jest stacjonarny, kiedy te różnice zmaleją do jednego procenta. Kryterium stacjonarności rozwiązania, ST, zostało wyznaczone na podstawie następującej zależności:

$$ST = \frac{\Delta Q}{Q_{\max}} \cdot 100\% \leq 1 \quad (3-17)$$

gdzie:

ΔQ - różnica strumieni ciepła;

Q_{\max} - wartość maksymalna strumieni ciepła.

W tabeli 19 zaprezentowane zostały wartości parametru ST dla kątów nachylenia kanału pomiarowego w zakresie $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$ (reżim R-ST) obliczone programem Fluent 2D. Gwiazdkami zaznaczone zostały czasy relaksacji (czas obliczeń, po którym $ST = 1$). Dla $\varphi = 90^\circ$ czas ten jest najkrótszy i rośnie ze spadkiem wartości φ .

Tabela 19 Parametr stacjonarności ST dla kątów z reżimu R-ST dla $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$ w funkcji czasu obliczeń.

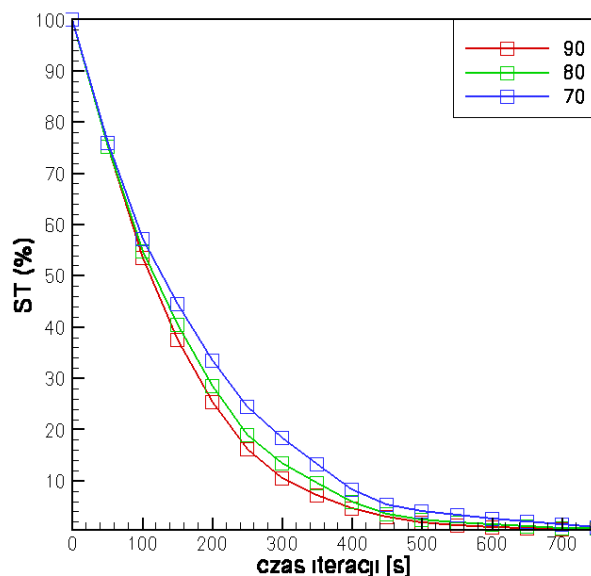
Czas obliczeń s	ST [%]	ST [%]	ST [%]
	$\varphi = 90^\circ$	$\varphi = 80^\circ$	$\varphi = 70^\circ$
50	75	75	75
100	50	50	50
150	40	39	42
200	28	27	28
250	18	17.5	20
400	5	4.9	6
450	3	3.2	4

500	1.9	2	2.8
550	1.3	1.3	2
570 *	1	1.1	1.3
580 **	0.9	1	1.2
600	0.8	0.9	1.1
650 **	0.48	0.6	1

* czas relaksacji dla $\varphi = 90^\circ$, ** czas relaksacji dla $\varphi = 80^\circ$, *** czas relaksacji dla $\varphi = 70^\circ$.

Dla rozwiązań należących do reżimów, R-OS oraz R-RaBa, parametr ST jest zawsze dużo większy od jedności ($ST \gg 1$). W tych reżimach rozwiązania są zawsze niestacjonarne. Oczywiście podane poniżej czasy są charakterystyczne dla używanego programu i stosowanego procesora i mają charakter pogładowy.

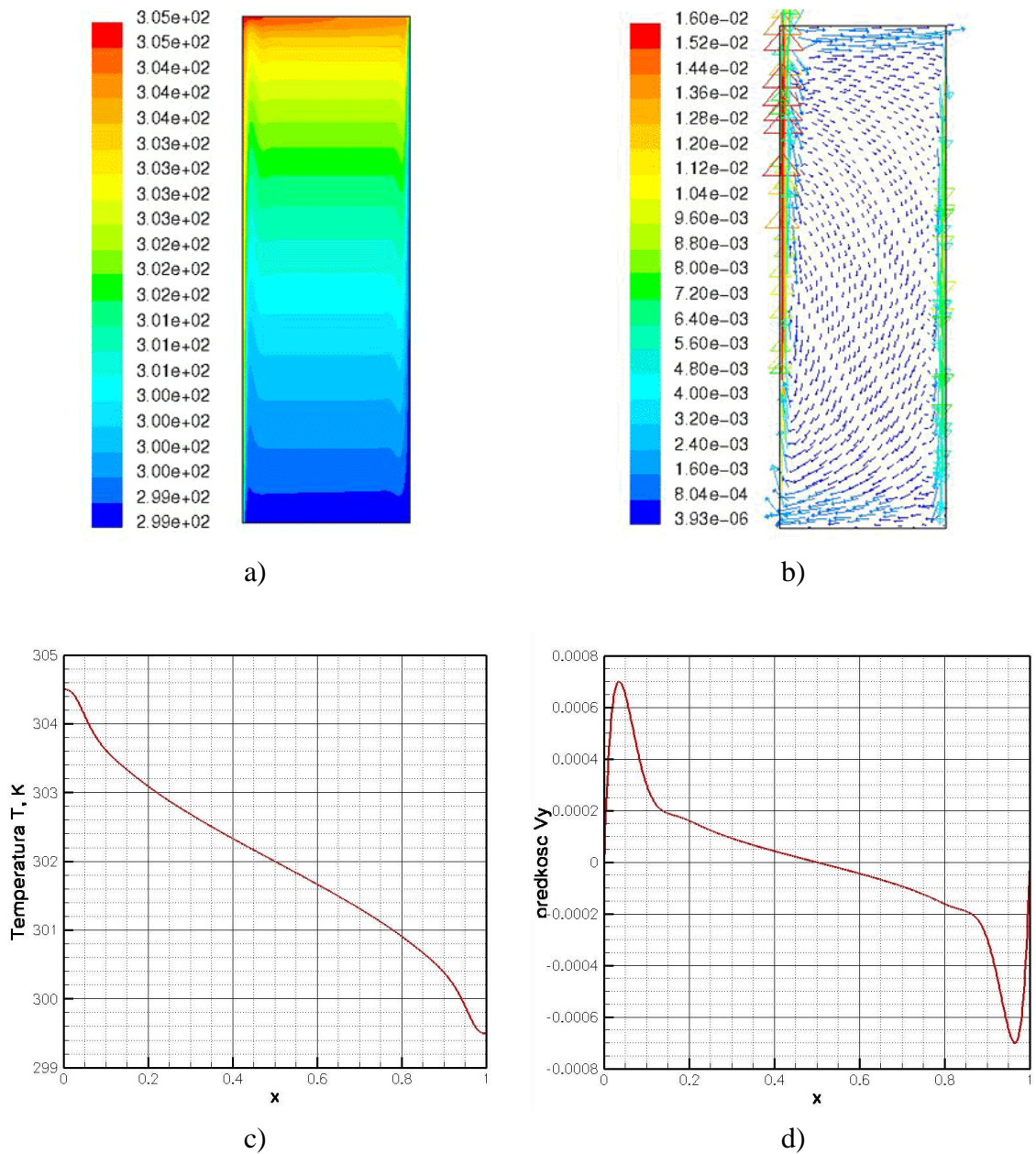
Rysunek 3.7 przedstawia graficznie wyniki zaprezentowane w tabeli 19.



Rysunek 3.7 Parametr stacjonarności ST dla kątów z reżimu R-ST dla $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$ w funkcji czasu obliczeń.

Rozwiązania dla reżimu stacjonarnego R-ST są istotnie niezmiennie w czasie dla kąta nachylenia $\varphi = 90^\circ$. Dla kątów $\varphi = 70^\circ$ i $\varphi = 80^\circ$ pojawiają się pierwsze efekty niestabilności. Wzdłuż izotermicznych ścianek możemy zauważyć cienką warstwę przyścienną o małych prędkościach przepływu. W centralnej części kanału nie występuje ruch konwekcyjny, wymiana ciepła pomiędzy ściankami jest realizowana głównie na drodze przewodzenia.

Na rysunku 3.8b przedstawiającym pole temperatury widoczna jest charakterystyczna stratyfikacja termiczna.



Rysunek 3.8 Wyniki symulacji numerycznych programem Fluent 2D dla reżimu R-ST; $\varphi = 90^\circ$, a) stacjonarne pole temperatury, b) stacjonarne pole prędkości, c) profil temperatury, d) profil składowej V_y prędkości.

Podstawowe wielkości charakteryzujące przepływy w reżimie R-ST otrzymane w rozwiązaniach numerycznych zostały zebrane w tabeli 20.

Tabela 20 Rozwiązania programem Fluent 2D i 3D dla reżimu R-ST, $\varphi = 70^\circ \div \varphi = 90^\circ$; parametry przepływu i temperatury w wybranych punktach kontrolnych dla wybranego profilu.

Nachylenie	2D	3D
$\varphi = 70^\circ$		
Vy max mm/s	1.48	1.5
Vy min mm/s	-1.48	-1.5
$\Delta(T1-T2)$ K	1.09	1.1
$\Delta(T2-T3)$ K	1.09	1.1
$\varphi = 80^\circ$		
Vy max mm/s	1.2	1.2
Vy min mm/s	-1.2	-1.2
$\Delta(T1-T2)$ K	1.17	1.1
$\Delta(T2-T3)$ K	1.17	1.2

Nachylenie	2D	3D
$\varphi = 90^\circ$		
Vy max mm/s	7.0	7.9
Vy min mm/s	-7.0	-7.9
$\Delta(T1-T2)$ K	1.25	1.2
$\Delta(T2-T3)$ K	1.25	1.3

3.5.2 Charakterystyka cieplna modelu

Analiza niestabilności termicznych badanego eksperymentalnie i numerycznie modelu (pochylnego modelu wymiennika ciepła) dostarczyła nam cennych informacji o powstających strukturach przepływu i pozwoliła na podział tych struktur na trzy reżimy. Kolejnym elementem analizy jest wyznaczenie charakterystyki cieplnej modelu z podziałem na zdefiniowane wcześniej trzy reżimy. Badany eksperymentalnie i numerycznie układ możemy potraktować jako model pochylonego wymiennika ciepła ⁷⁸.

W pasywnych wymiennikach ciepła podstawowym mechanizmem transportu ciepła jest konwekcja naturalna. Głównymi parametrami, dzięki którym można sterować efektywnością wymiany ciepła jest powierzchnia wymiany i wartość strumienia ciepła przepływającego przez wymiennik. W wielu przypadkach przemysłowych wymienników ciepła można by zastosować kolejny parametr ich optymalizacji, a mianowicie kąt pochylenia powierzchni wymiany. Przykładem pochylonych wymienników ciepła są np. kolektory słoneczne. Zmiana kąta pochylenia powierzchni wymiany powoduje zmianę struktury przepływu płynu roboczego znajdującego się wewnątrz wymiennika, tak jak to zostało opisane wyżej przy omawianiu charakterystyk przepływu dla danego reżimu.

Do opisu parametrów przepływowych naszego modelu zastosowano liczbę Rayleigh'a (Ra) w zmodyfikowanej formie (Ra_{zm}), uwzględniającą stosunek

wymiarów wysokości do długości ($AR = H / L$) i zmianę kąta pochylenia φ kanału przepływowego w zakresie $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$. Zmodyfikowana liczba Ra_{zm} wyraźnie maleje i dla $\varphi = 0^\circ$ do $\varphi = 90^\circ$ zmniejsza się o dwa rzędy wielkości w zakresie od $2 \cdot 10^6$ do $3 \cdot 10^4$ (rys. 2.18 i tabela 10). Można się wobec tego spodziewać, że tak duża zmiana Ra_{zm} od kąta nachylenia φ będzie miała także duży wpływ na zmianę parametrów cieplnych badanego przez nas modelu (pochyłego wymiennika ciepła).

Na podstawie obliczeń numerycznych wykonanych programem Fluent 2D obliczono ilości ciepła Q , jakie są transportowane przez izotermiczne ścianki kanału obliczeniowego. W tabeli 21 znajduje się zestawienie średnich wartości strumieni $Q_{sr,d}$ (na ściance dolnej) oraz $Q_{sr,g}$ (na ściance górnej) i wartość uśredniona tych strumieni Q_{sr} . Wartości strumieni cieplnych dla trzech wcześniej zdefiniowanych reżimów przepływu zastały wyznaczone na podstawie 20 ostatnich rozwiązań otrzymanych w odstępach 10 sekundowych czasu rzeczywistego symulacji w pełni rozwiniętego przepływu po ok. 1000 s obliczeń wykonanych modelem niestacjonarnym w czasie. Do opisu efektywności wymiany ciepła badanego modelu wybrano bezwymiarową liczbę Nusselta, (Nu), która wyraża stosunek transportu ciepła na drodze wnikania do jego transportu na drodze przewodzenia.

Liczba Nu została wyliczona na podstawie następujących zależności:

$$Nu = \frac{h_{eff} \cdot L}{k} \quad (3-18)$$

$$h_{eff} = \frac{Q_{sr}}{T_{ścianki} - T_{sr}} \quad (3-19)$$

gdzie:

h_{eff} – efektywny współczynnik przejmowania ciepła, $W/m^2 \cdot K$,

k – współczynnik przewodnictwa cieplnego, $W/m \cdot K$,

Q_{sr} – średni strumień ciepła, W/m^2 ,

$T_{ścianki}$ – temperatura ścianki, K ,

T_{sr} – temperatura średnia pomiędzy izotermicznymi ściankami, K ,

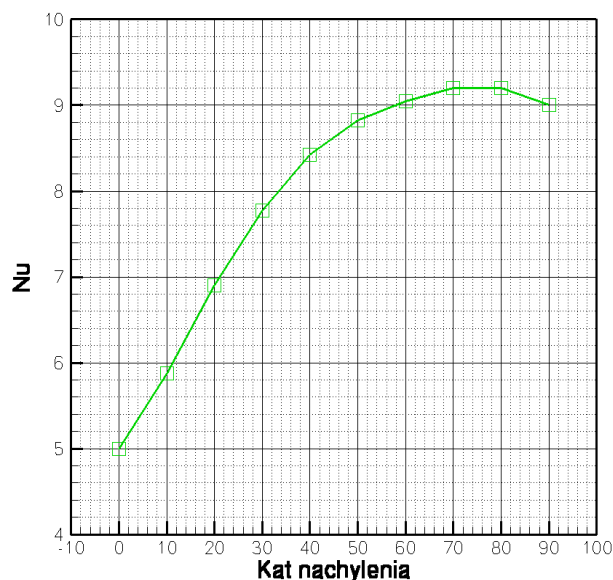
L – charakterystyczny wymiar; długość ścianki, m .

Tabela 21 Parametry cieplne modelu w funkcji kąta nachylenia φ kanału przepływowego wyznaczone na podstawie obliczeń programem Fluent 2D.

Param. cieplne	R-RaBa			R-OS				R-ST		
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Q W/m ²										
Q _{sr,g}	90.0	100.5	113. 7	122. 7	136. 5	141. 4	144. 6	146. 4	146.5	143.1

$Q_{\text{sr}d}$	70.0	80.5	111. 7	122. 0	135. 5	140. 4	144. 0	146. 0	146.3	142.9
Q_{sr}	80.0	90.5	112. 7	122. 4	136. 0	140. 9	144. 3	146. 2	146.4	143.0
Nu	5.0	5.7	7.1	7.7	8.6	8.8	9.1	9.2	9.3	9.0

Na rysunku 3.9 pokazano wykres obliczonych zmian liczby Nu w funkcji kąta nachylenia φ kanału pomiarowego (pochylnego modelu wymiennika ciepła).



Rysunek 3.9 Zależności liczby Nusselta (Nu) od kąta nachylenia φ kanału pomiarowego.

Z powyższego wykresu widać, że wartość liczby Nusselta (Nu) rośnie wraz ze wzrostem kąta nachylenia φ badanego kanału. Dla $\varphi = 0^\circ \div 30^\circ$ (reżim R-RaBa) obserwujemy liniową zmianę liczby Nu , zwiększa się ona o 1 na każde 10° zwiększającego kąta φ . W zakresie zmian $\varphi = 40^\circ \div 60^\circ$ (reżim R - OS) obserwujemy nieliniową zmianę liczby Nu , zmienia się ona ok. 0.5 na każde 10° zwiększającego kąta φ . Maksymalną wartość liczby Nu zaobserwowano dla $\varphi = 70^\circ$ (reżim R - ST). Dla pozostałych kątów $\varphi = 80^\circ$ i $\varphi = 90^\circ$ z reżimu stacjonarnego zauważa się zmianę trendu wzrostowego i powolny spadek wartości Nu ze wzrostem pochylenia kanału pomiarowego.

Z przeprowadzonych badań wynika, że przy zmianie kąta nachylenia od $\varphi = 0^\circ$ do $\varphi > 60^\circ$ liczba Nu wzrasta niemal dwukrotnie. Oznacza to prawie 100 % możliwości regulacyjne zwiększania efektywności wymiany ciepła przez zmiany kąta nachylenia wymiennika. Interesujące jest, że maksymalne strumienie ciepła występują dla kątów zbliżonych do $\varphi = 70^\circ$. Oznacza to, że lekkie pochylenie pionowo ustawionego wymiennika może poprawić jego efektywność cieplną o około 5 %.

Podsumowując możemy stwierdzić, że wszędzie tam gdzie nie ma możliwości na okresowe zwiększanie powierzchni wymiany ciepła lub na zmianę strumienia przepływu płynu roboczego (czynnika chłodzącego) możemy zastosować pochyłe wymienniki ciepła. Dzięki zmianie kąta pochylenia powierzchni wymiany ciepła możemy dodatkowo sterować ich wydajnością.

3.5.3 Wybór modelu obliczeniowego pomiędzy 2D a 3D

Po przeprowadzeniu testu zbieżności GCI i wykonaniu wstępnych obliczeń pojawiło się pytanie, czy model dwuwymiarowy 2D może poprawnie opisać charakter badanego przez nas przepływu. Wskazywałaby na to symetria problemu. Oparcie naszych rozważań o model 2D byłoby bardzo wygodne, przyspieszyłoby bowiem obliczenia kilkakrotnie i potwierdziłoby możliwość wykorzystania do dalszych symulacji operującego jedynie w wersji dwuwymiarowej programu Cav2D_av.

Celem przeprowadzenia porównania, wykonano testowe obliczenia programem Fluent 2D oraz Fluent 3D. Tabela 22 obrazuje przykładowe czasy obliczeń wykonywane programem Fluent dla różnych rozmiarów siatki numerycznej.

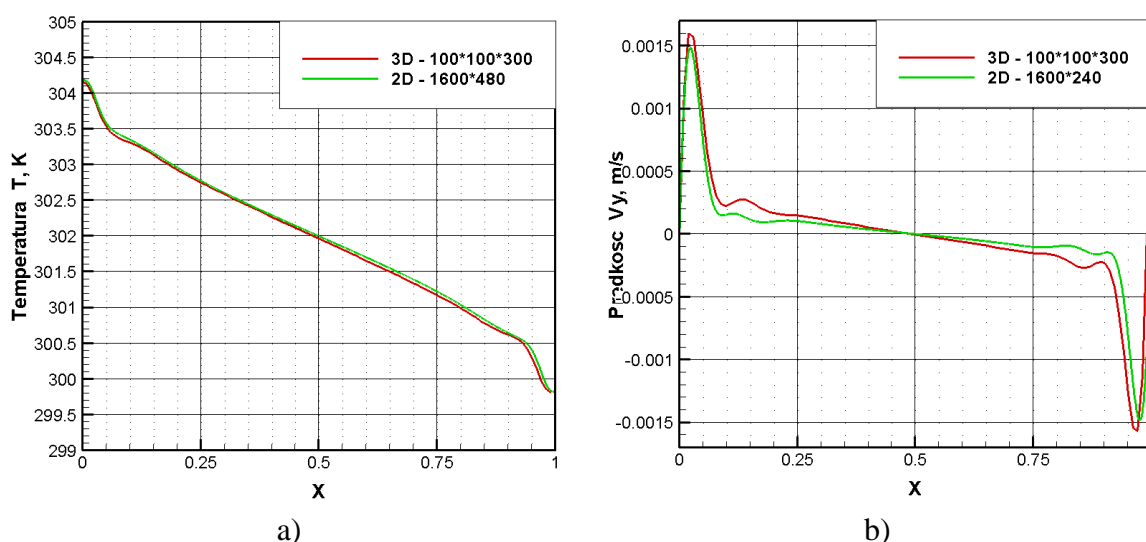
Tabela 22 Zestawienie czasów obliczeń dla programu Fluent 2D oraz Fluent 3D, $\phi = 70^\circ$.

Rozmiar siatki numerycznej		Czas obliczeń dla 1000 iteracji	Przybliżone czasy obliczeń do osiągnięcia pełnej zbieżności
Fluent 2D	400 × 120	10 minut	0.5 dnia
	800 × 240	80 minut	3 dni
	1600 × 480	340 minut	10 dni
Fluent 3D	75 × 25 × 25	70 minut	3 dni
	150 × 50 × 50	360 minut	10 dni
	300 × 100 × 100	1000 minut	1 miesiąc

Czas obliczeń numerycznych jest jak widać silnie zależny od rozmiaru siatki numerycznej i wydłuża się z trzecią potęgą liczby komórek (rozmiaru). Przy wyborze gęstości siatki obliczeniowej trzeba sugerować się oczywiście dokładnością obliczeń, ale także realnością ich wykonania. Należy zauważyć, że testowany pakiet numeryczny Fluent przy dużych możliwościach obliczeniowych charakteryzuje długi - znacznie dłuższy niż dla pozostałych programów. Z uwagi na symetrię problemu możemy oczekiwać, że dla większości przypadków obliczenia wykonywane dla geometrii 2D będą wystarczające. Ze wstępnych obliczeń wynika, że prędkość w kierunku (z) jest dużo mniejsza od prędkości w pozostałych kierunkach, zatem może zostać pominięta, bez wpływu na struktury przepływu.

W badaniach numerycznych wykonano ponad czterdzieści cykli obliczeniowych (patrz tabela 13) zmieniając kąt nachylenia φ od $0^\circ \div 90^\circ$ i model obliczeń. Dla większości kątów nachylenia φ stwierdzono, że rozwiązania w geometrii 2D i 3D były niemal identyczne.

Poniżej na rysunku 3.10 znajduje się porównanie profili otrzymanych modelami Fluent 2D i Fluent 3D dla konfiguracji $\varphi = 70^\circ$. Porównane zostały poziome profile temperatury oraz poziome profile prędkości składowej V_y . Mimo dużej zbieżności obu rozwiązań, można zauważyć, że profile temperatury nie są tak wrażliwe na zmiany pomiędzy modelami 2D i 3D jak profile prędkości. Prawdopodobnie większe zagęszczenie siatki modelu 3D mogłoby spowodować zniwelowanie tych różnic. Uznano, że dalsze obliczenia programem Fluent dla przeprowadzenia analizy POD mogą być realizowane dla dwuwymiarowej geometrii, zapewniającej dużo większą szybkość obliczeń.



Rysunek 3.10 Poziome profile otrzymane modelami Fluent 2D i 3D, $\varphi = 70^\circ$; a) profile temperatury, b) profile składowej prędkości V_y .

3.5.4 Metoda POD do analizy przepływów

Na użycie metody POD (w wersji snapshot POD – patrz niżej) do analizy otrzymanych rezultatów numerycznych zdecydowano się na podstawie literatury omówionej w tym rozdziale. Metoda ta wydaje się być wygodnym narzędziem umożliwiającym analizę niestabilności przepływów.

W podpunkcie 2.5.3 zaprezentowano wyniki badań eksperymentalnych – w szczególności zaproponowano otrzymanych struktur przepływu na trzy reżimy R-RaBa, R-OS, R-ST, których charakterystyki zostały określone na podstawie danych eksperymentalnych. Ten podział potwierdzają zamieszczone wyżej rezultaty symulacji numerycznych programem Fluent 2D. Uzupełnieniem tej analizy może być analiza turbulencji metodą POD (ang. *Proper Orthogonal Decomposition*)^{79, 80} wykonana na podstawie danych symulacji numerycznej (program Fluent 2D). Dane eksperymentalne były zbyt rzadkie oraz zawierały zbyt dużo szumów, aby poddać je analizie POD.

Historia analizy POD ma już blisko 100 lat; jako pierwszy wspominał o niej Pearson⁸¹. Metodę tą wielokrotnie modyfikowano, w literaturze możemy znaleźć ją pod następującymi nazwami: KLD (ang. *Karhunen – Loeve Decomposition*), PCA (ang. *Principal Component Analysis*) oraz SVD (ang. *Singular Value Decomposition*)^{82, 83}.

Metoda POD pozwala na analizę przepływów nieliniowych, mocno zmiennych w czasie, turbulentnych (PCA – analiza głównych składowych, EOF – empiryczne funkcje ortogonalne). Podczas analizy wyników eksperymentalnych oraz numerycznych używane są aproksymacje danych wejściowych przez ich rozkład w ortogonalnej bazie np.: baza Fouriera, wielomiany Legendre’a, wielomiany Chebysheva. Dla pewnego pola $u(\vec{x}, t)$ zdefiniowanego w pewnej podprzestrzeni Ω szuka się aproksymacji w postaci:

$$u(\vec{x}, t) \approx \sum_{k=1}^K a^k(t) \phi^k(\vec{x}) \quad (3-20)$$

gdzie:

$a^k(t)$ – współczynniki skalarne,

$\phi^k(\vec{x})$ – funkcje bazowe.

Funkcje bazowe muszą spełniać warunek ortogonalności:

$$\int \phi^{k_1}(\vec{x}) \phi^{k_2}(\vec{x}) d\vec{x} = \delta_{k_1 k_2} \quad (3-21)$$

$$\delta_{k_1 k_2} = \begin{cases} 0 & \text{dla } k_1 \neq k_2 \\ 1 & \text{dla } k_1 = k_2 \end{cases} \quad (3-22)$$

Dla badanej bazy, wartości współczynników $a^k(t)$ znajduje się przez obliczenie odpowiednich iloczynów skalarnych:

$$a^k(t) = \int_{\Omega} u(\bar{x}, t) \phi^{(k)}(\bar{x}) dx \quad (3-23)$$

Metoda POD polega na rozkładzie danych wejściowych na struktury koherentne CS (ang. *Coherent Structures*). Holmes i Lumley⁸⁴ zaproponowali definicję struktury koherentnej przez funkcje, które zawierają maksimum energii. Są one liniowymi kombinacjami $\sigma(\bar{x})$, które maksymalizują następujące wyrażenie:

$$\arg \max_{\sigma(\bar{x})} \langle (\sigma(\bar{x}), u(\bar{x}, t))^2 \rangle \quad (3-24)$$

Wyrażenie $\langle \sigma(\bar{x}), u(\bar{x}, t) \rangle$ oznacza tutaj iloczyn skalarny $\int_x \sigma u dx$. Jeśli $\sigma(\bar{x})$ maksymalizuje powyższe wyrażenie 3-24 to oznacza, że pole rzutowane na $\sigma(\bar{x})$ ma największą energię w porównaniu do rzutowania na jakąkolwiek inną strukturę.

Do dalszej analizy, ze względu na charakter danych pochodzących z obliczeń wykonanych dla kolejnych punktów czasowych wykorzystano tzw. metodę *snapshot*. W metodzie *snapshot* POD zaproponowanej przez Sirovicha^{85, 86, 87} analizuje się zbiór N pomiarów chwilowych $u_n(x)$ fluktuującego pola prędkości wykonanych w ustalonych chwilach czasu.

Macierz danych wejściowych możemy zapisać w następujący sposób:

$$F = \begin{pmatrix} u_1(x_1) & u_1(x_2) & \dots & u_1(x_p) \\ u_2(x_1) & u_2(x_2) & \dots & u_2(x_p) \\ \cdot & \dots & \dots & \dots \\ u_N(x_1) & u_N(x_2) & \dots & u_N(x_p) \end{pmatrix} \quad (3-25)$$

Macierz danych wejściowych F należy przekształcić do macierzy kowariancji danych R:

$$R = F^T F \quad (3-26)$$

Dalsza analiza sprowadza się do zagadnienia własnego:

$$RC = CA \quad (3-27)$$

gdzie:

C – macierz wektorów własnych,

Λ – macierz wartości własnych,

R – macierz kowariancji danych,

F – macierz danych.

Macierz Λ zawiera wartości własne, które są ułożone na diagonalni w kolejności rosnącej. Kolumny macierzy C są wektorami własnymi – szukanymi funkcjonalami ortogonalnymi (EOF). I oznacza identyczność. Macierz ta ma następującą własność:

$$C^T C = C C^T = I \quad (3-28)$$

Wynika z tego, że otrzymane wektory są nieskorelowane, inaczej mówiąc są ortogonalne względem siebie. Aby zbadać jak na przykład pierwszy mod, np. \bar{c}_1 ewoluuje w czasie wystarczy obliczyć następujące wyrażenie:

$$\bar{a}_1 = F \bar{c}_1 \quad (3-29)$$

Gdzie c_1 jest wektorem własnym odpowiadającym pierwszej wielkości własnej a wektor a_1 jest wektorem o długości N odpowiadającej liczbie rejestracji (*snapshotów*). Dla każdego c_j możemy policzyć a_j , czyli główne składowe czasowe. Macierz danych może być zrekonstruowana przez obliczenie:

$$F = \sum_{j=1}^P \bar{a}_j \bar{c}_j \quad (3-30)$$

3.5.5 Analiza stabilności przepływów metodą POD

Analiza POD polega na wyodrębnieniu z przepływu najważniejszych jego struktur, nazwanych modami. Analizę przeprowadzono dla rezultatów symulacji numerycznych dla kątów nachylenia φ kanału obliczeniowego w zakresie $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$. Analizie POD poddano 10 rozwiązań, generowanych programem Fluent 2D, dla modelu laminarnego (model DNS), niestacjonarnego w czasie. Analizowano serie od 300 do 600 całych pól prędkości i pól temperatury przepływu. Interwał czasowy pomiędzy poszczególnymi polami wynosił 10 s. Po utworzeniu macierzy danych z rozrzedzonych pól prędkości dokonano rozkładu na mody i przeanalizowano ich struktury, rozkłady energii. Powyższy algorytm został zaimplementowany do programu Matlab. Wynikiem analizy POD jest seria N modów (300 \div 600), charakterystyk badanego przepływu. Pierwsze mody analizy posiadają najwięcej energii. Na podstawie pola prędkości otrzymanego dla każdego z poszczególnych modów możemy stwierdzić

jaka jest dominująca struktura takiego przepływu i czy energia modów zmienia się w czasie. Na podstawie analizy energii wybranego modu możemy stwierdzić jak istotny dla badanej struktury jest dany mod. Im większa energia modu tym struktura pola prędkości otrzymana dla tego modu ma większe znaczenie dla pełnego opisu analizowanego pola. Analizując zaś dla wszystkich modów fluktuacje ich energii w czasie możemy stwierdzić czy dana struktura przedstawiona analizowanym modem jest stacjonarna czy też jest zmienna w czasie.

Poniżej znajdują się wyniki przeprowadzonej analizy POD. Mimo pochylenia kanału, rysunki pokazujące poszczególne mody są zaprezentowane w poziomej konfiguracji dla większego wykorzystania powierzchni strony. Dla ułatwienia, wszystkie rozwiązania zostały podzielone na wcześniej zaproponowane trzy reżimy struktur przepływu: R-RaBa, R-OS, R-ST. Na rysunkach pokazano fluktuacje pola prędkości otrzymane dla poszczególnych modów i fluktuacje pola temperatury. Skala amplitudy fluktuacji na rysunkach ma charakter umowny. Jednostka skali czasowej na rysunkach odpowiada 0.1 sekundowym interwałom. W nagłówkach rysunków podano całkowitą amplitudę (energię) dla każdego pola prędkości. Suma energii wszystkich modów wynosi 1. Największą energię posiada zawsze pierwszy mod. Im większy jest udział tej energii w całkowitym bilansie energii, tym bardziej struktura pierwszego modu jest zbliżona do wartości średniej pola prędkości.

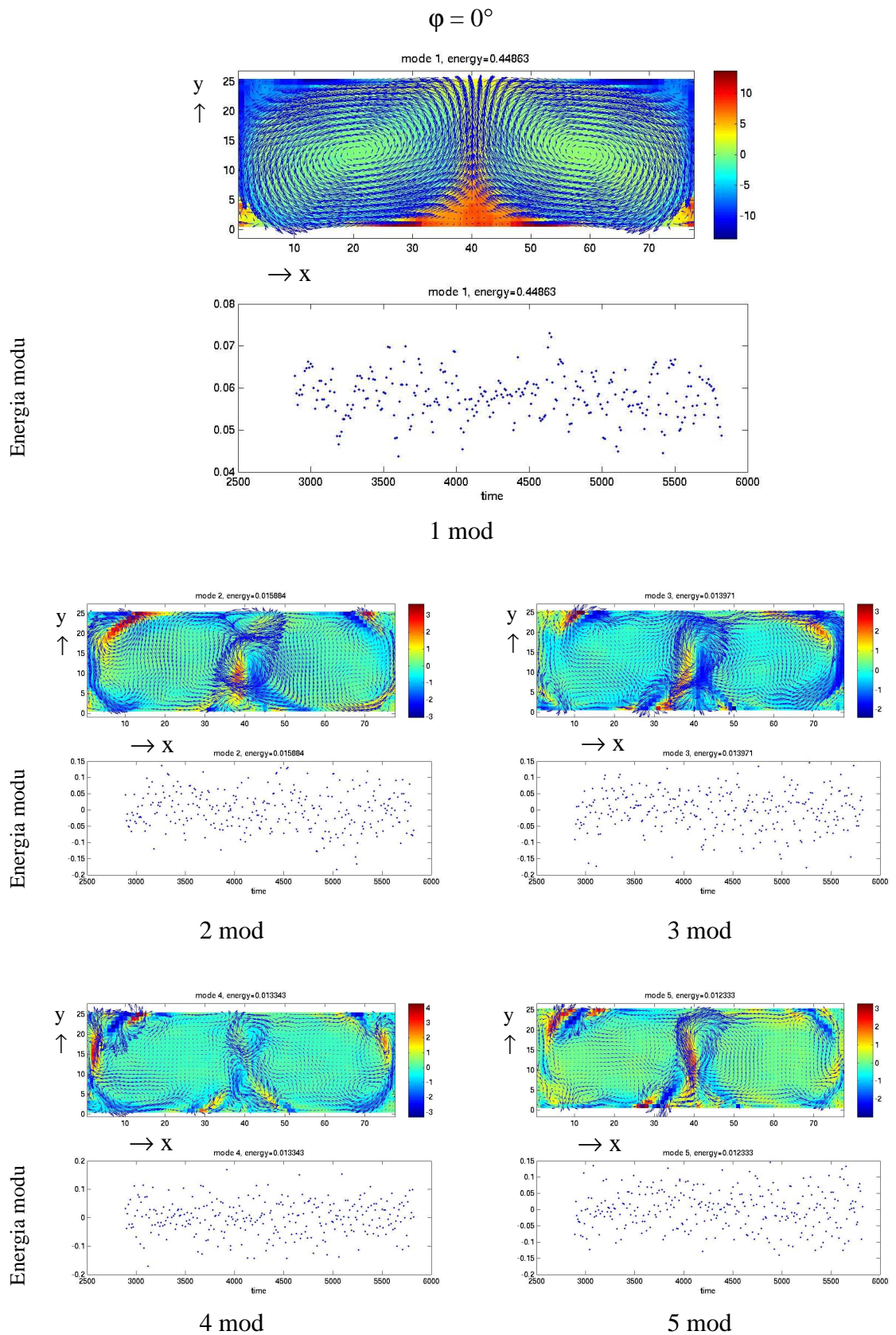
Analiza POD reżimu struktur przepływu typu Rayleigh'a – Benarda, R-RaBa (φ z zakresu $0^\circ \div 20^\circ$)

Kąt nachylenia $\varphi = 0^\circ$

Poniżej znajduje się analiza POD wyników symulacji numerycznej programem Fluent 2D otrzymanej dla konfiguracji $\varphi = 0^\circ$. Widzimy 5 kolejnych modów reprezentujących podstawowe struktury przepływu dla tego reżimu. Pierwszy mod posiada 45 % energii całkowitej wszystkich modów. Poszczególne mody prezentują dwa główne wiry przepływu (komórki Rayleigh'a – Benarda).

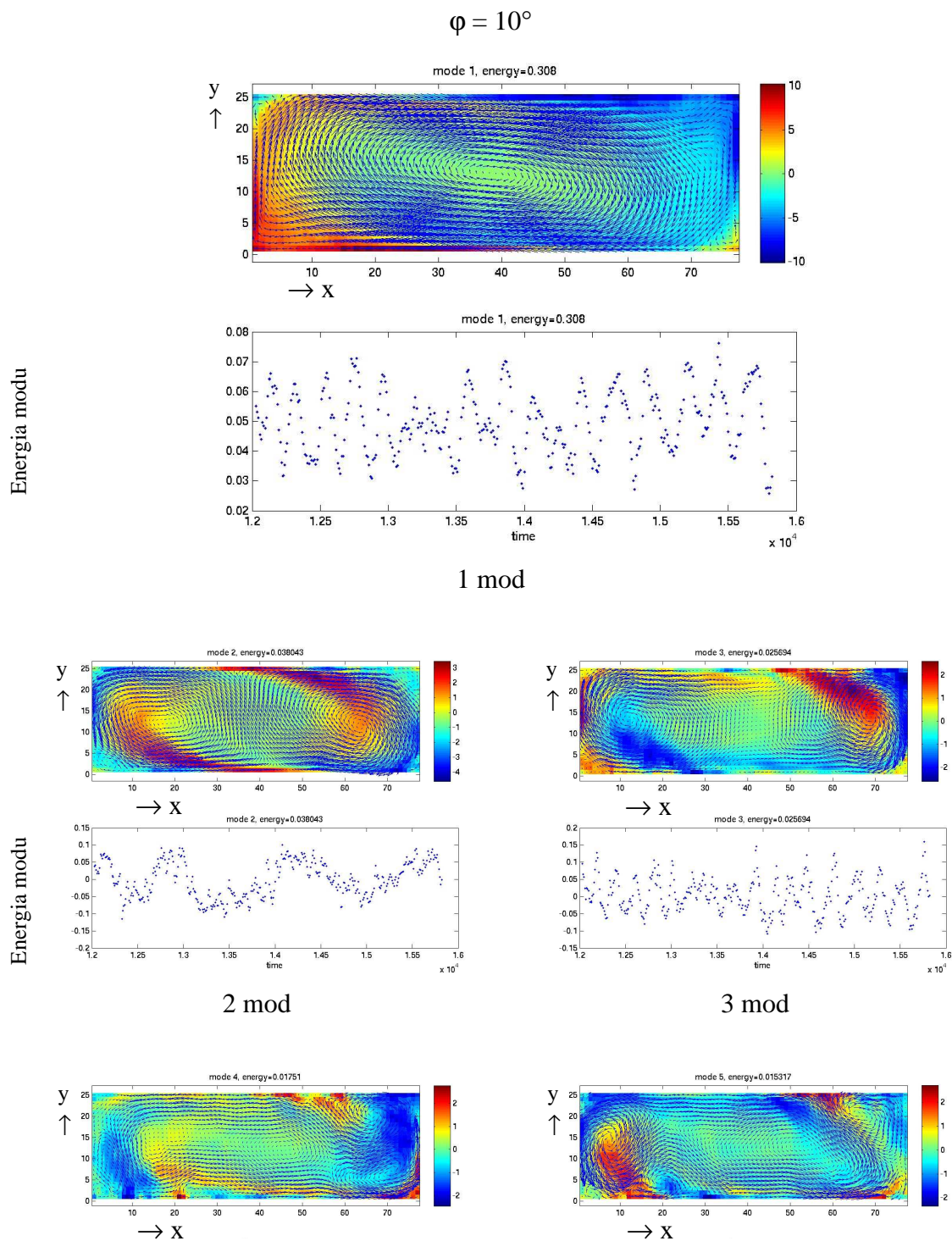
Kolejne, wyższe mody, mimo że posiadają już znacznie mniej energii to nadal dominuje w nich struktura dwu komórkowa. Widoczne są dodatkowe zaburzenia przepływu, małe wirki na obrzeżach ścianek kanału obliczeniowego. Cechą charakterystyczną widocznej dla większości modów struktury jest niewątpliwie jeden główny termal powstający w środkowej dolnej części kanału oraz symetryczna struktura przepływu. Energia kolejnych modów uwidoczniła w dolnych wykresach oscyluje z dużą częstością, przypominając szum. Częstotliwość i amplituda tych oscylacji zmieniają się w czasie i przyjmują różne wartości dla różnych modów. Ten typ fluktuacji

energii może być wynikiem turbulizacji ruchu, pojawiającej się w małych strukturach wirowych.



Rysunek 3.11 Analiza POD dla $\varphi = 0^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny kolorowy rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

Kąt nachylenia $\varphi = 10^\circ$



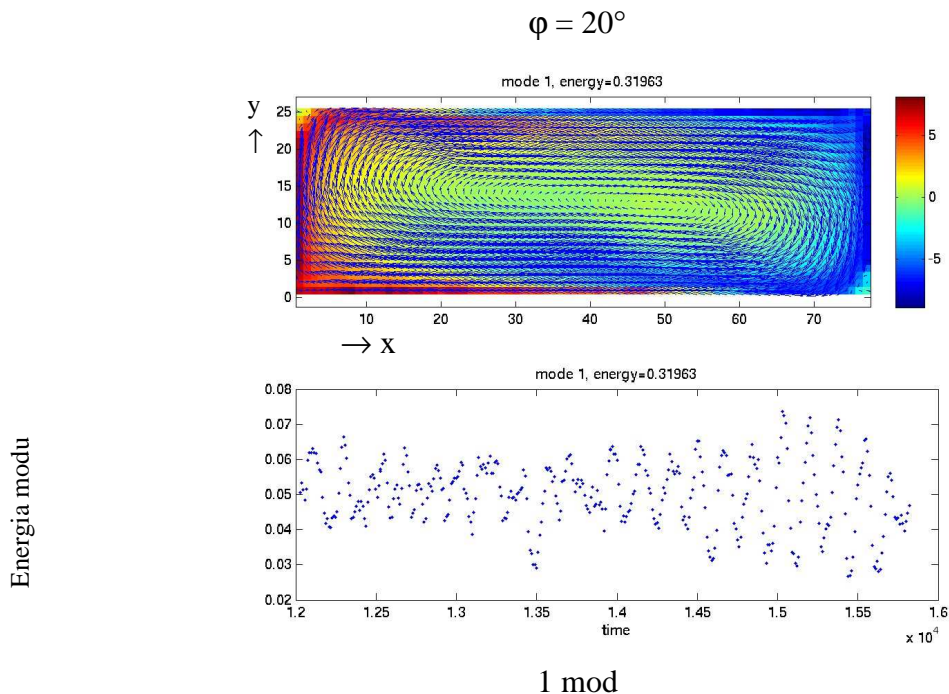
4 mod

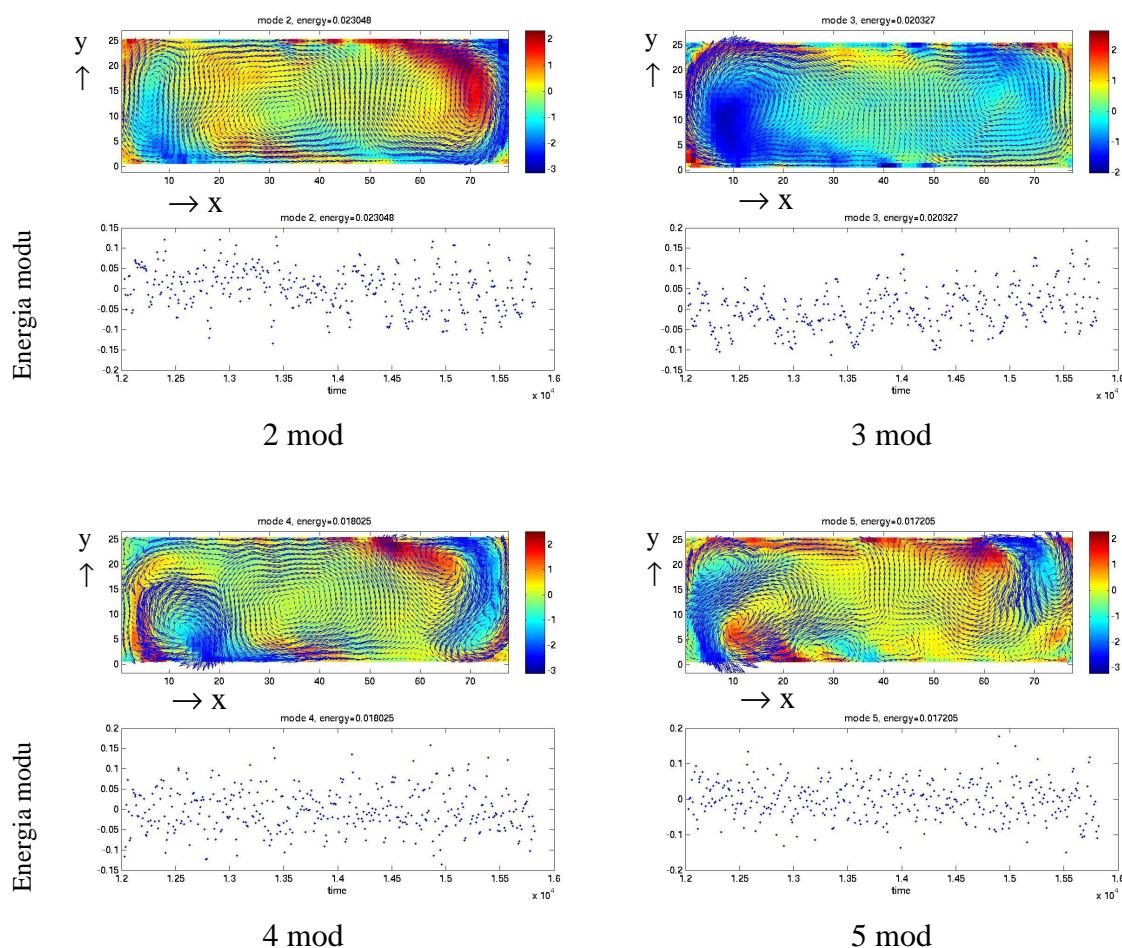
5 mod

Rysunek 3.12 Analiza POD dla $\varphi = 10^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

Kolejna analiza POD dla reżimu R-RaBa została wykonana dla kąta $\varphi = 10^\circ$ (por. rys. 3.12). Pierwszy mod pola prędkości reprezentuje większą część energii całkowitej (ok. 30 %). Charakterystyczna jest struktura jedno wirowa przemieszczająca się wewnątrz kanału obliczeniowego. Energia kolejnych modów oscyluje i przypomina funkcję sinusoidalną. Dużo energii ma nadal drugi oraz trzeci mod tj. 3.8 % i 2.6 %, odpowiadają im widoczne w polu prędkości dwa symetryczne wiry znajdujące się po przeciwległych stronach kanału. Energia tych modów zmienia się sinusoidalnie w czasie. Ten sinusoidalny charakter zmian energii świadczy o periodycznej niestabilności, związanej z przemieszczaniem się komórek konwekcyjnych i odrywających się od ścianek niestabilności termicznych.

Kąt nachylenia $\varphi = 20^\circ$





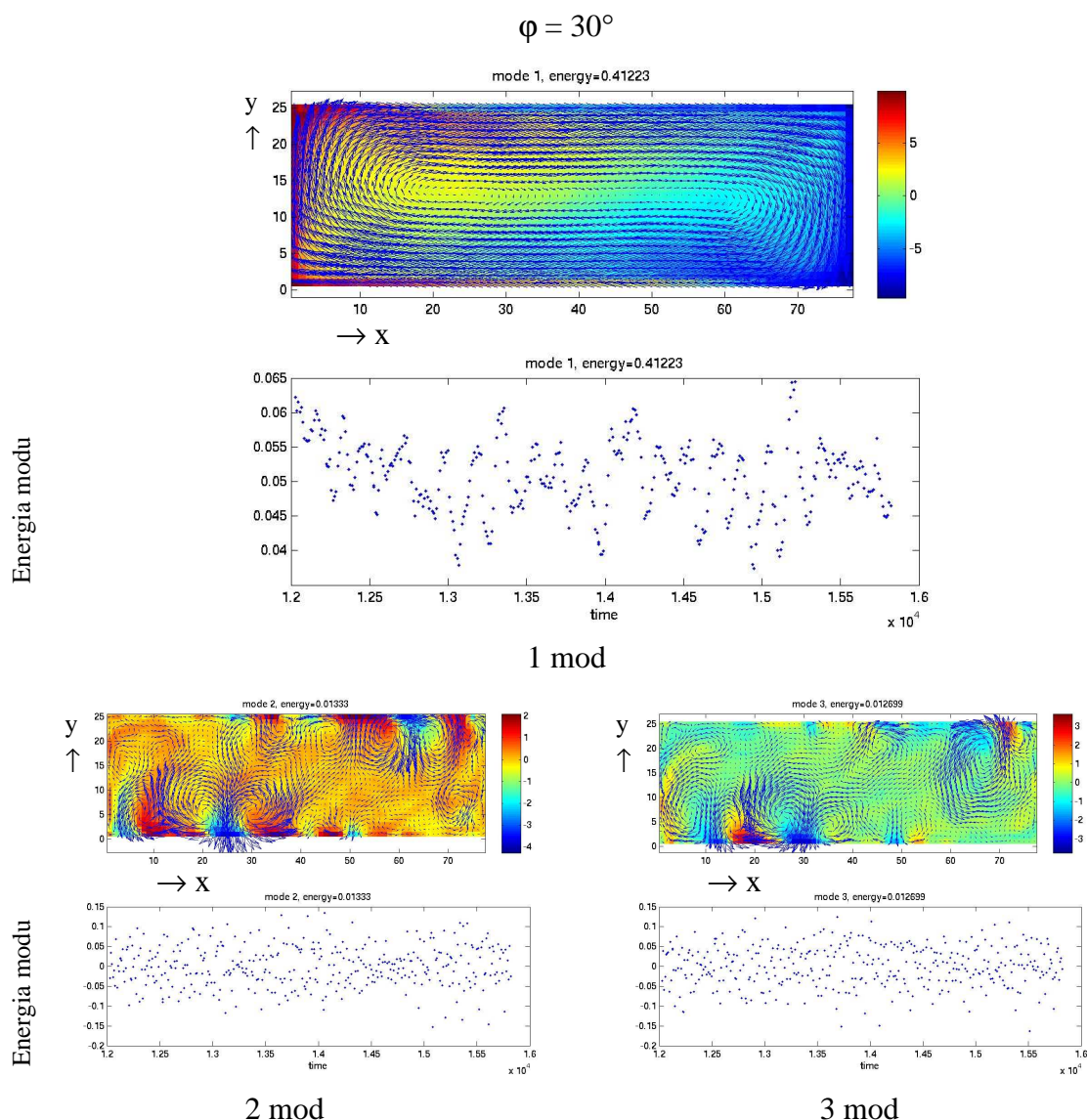
Rysunek 3.13 Analiza POD dla $\varphi = 20^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

Kolejnym punktem analizy POD jest przypadek $\varphi = 20^\circ$ (por. rys. 3.13). Energia pierwszego modu wynosi 31.9 % energii całkowitej wszystkich modów. Widoczna jest struktura jedno wirowa przemieszczająca się wewnątrz kanału obliczeniowego. Kolejne mody od 2 do 5 są bardzo podobne do konfiguracji poprzedniej, z tą różnicą, że fluktuacje energii są mniej regularne, szczególnie dla wyższych modów. Na wykresach zmian energii modów w funkcji czasu można dopatrzeć się, że oscylacje energii wyższych modów zaczynają mieć charakter nieuporządkowany, trudno tu zauważyć ich sinusoidalną zmienność w czasie.

Analiza POD reżimu struktur przepływu typu oscylacyjnego R-OS (φ z zakresu $30^\circ \div 60^\circ$)

Kąt nachylenia $\varphi = 30^\circ$

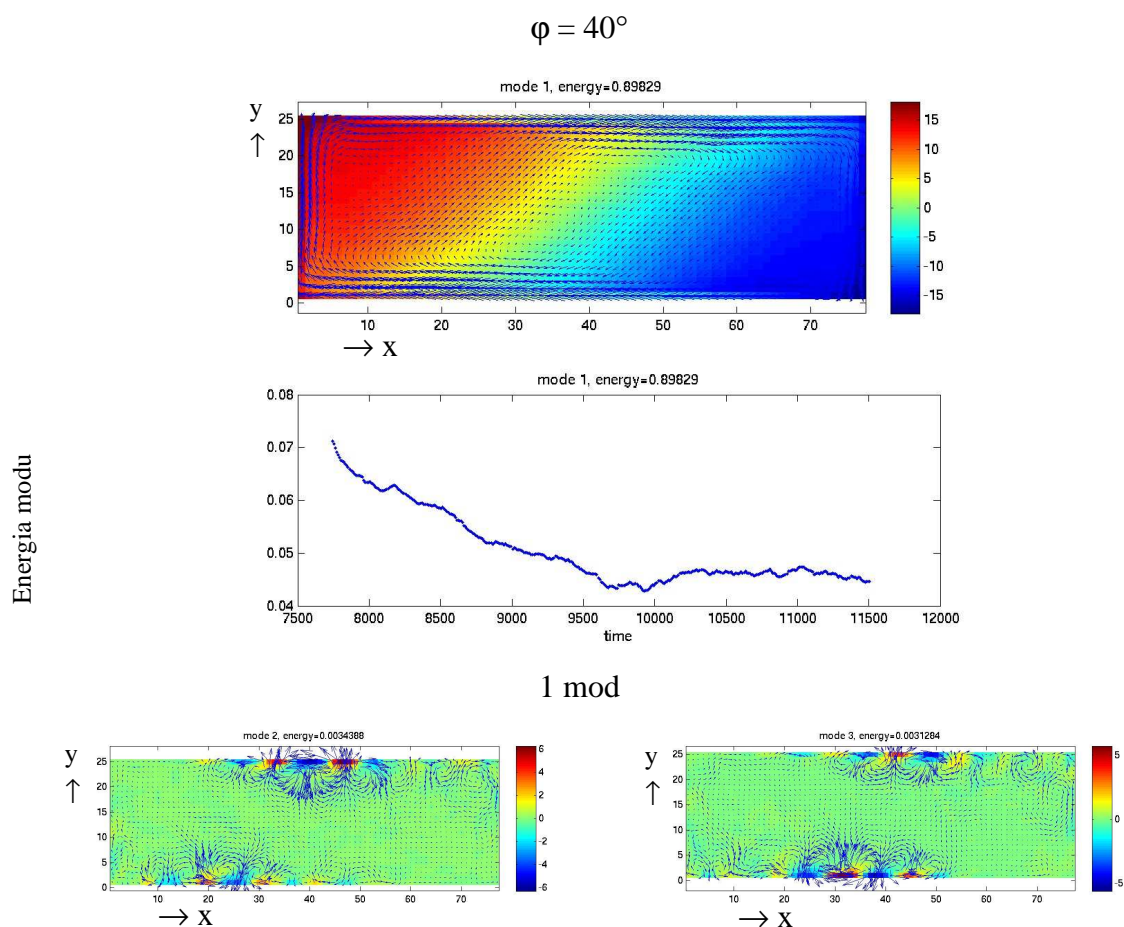
Cechą charakterystyczną struktur reżimu R-OS j jest powstawania oraz zanikanie ciepłych i zimnych termali powstających na dolnej oraz górnej ściance kanału obliczeniowego. Analizę POD dla tego reżimu zaczynamy od konfiguracji $\varphi = 30^\circ$ (por. rys. 3.14). Energia pierwszego modu osiąga wartość 41 %. Struktura przepływu pierwszego modu przypomina jeden duży wir wewnątrz kanału. Energia tego modu zmienia się periodycznie, co świadczy o tym, że struktura tego przepływu zmienia się oscylacyjnie. Kolejne mody 2 ÷ 4 przedstawiają zaburzenia struktury przepływu wewnątrz kanału, czyli generowanie termali. Na ściankach górnej i dolnej, naprzemiennie pojawiają się zaburzenia związane z wyrzutami płynu w postaci termali. Lokalizacja tych zaburzeń jest ograniczona do zakresu ok. 80 % długości kanału. Przepływ przyspieszając wzdłuż dolnej i górnej ścianki destabilizuje się po przebyciu już pierwszych 20 % długości ścianki. Dla pierwszego modu jest dobrze zauważalna pozostałość dużej, rozciągniętej struktury wirowej, która charakteryzowała poprzedni reżim. Rozwiązanie dla $\varphi = 30^\circ$ można sklasyfikować jako przejściowe pomiędzy reżimami R-RaBa oraz R-OS.



Rysunek 3.14 Analiza POD dla $\varphi = 30^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

Kąt nachylenia $\varphi = 40^\circ$

Kolejna analiza struktury jest przeprowadzona dla konfiguracji $\varphi = 40^\circ$ (por. rys. 3.15). Energia pierwszego modu osiąga tu wartość aż 89.6 %. Oznacza to, że pierwszy mod reprezentuje większość energii pola prędkości. Na wykresie zmian energii w czasie dla tego modu wyraźnie widać stabilizowanie się przepływu. Struktura pola prędkości dla pierwszego modu jest już zupełnie inna niż wcześniej analizowane i wskazuje na ograniczenie pola przepływu do warstwy przyściennej. Widoczna jest również stratyfikacja temperatury występująca w większości obszaru kanału. Dla modów od 2 do 3 pojawia się bardzo wyraźna struktura przedstawiająca miejsca powstawania termali. Na dolnej ścianie ciepłe termale pojawiają się w węższym niż poprzednio zakresie, od 50 % do 80 % długości ścianki, licząc od dolnego narożnika dla ścianki dolnej i odpowiednio dla ścianki górnej.



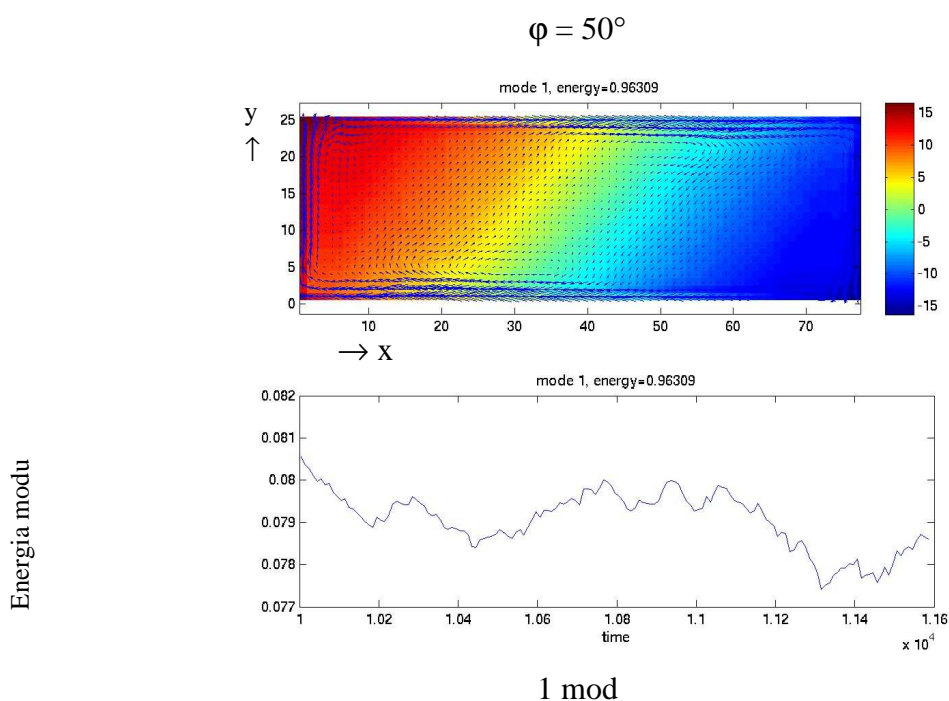
2 mod

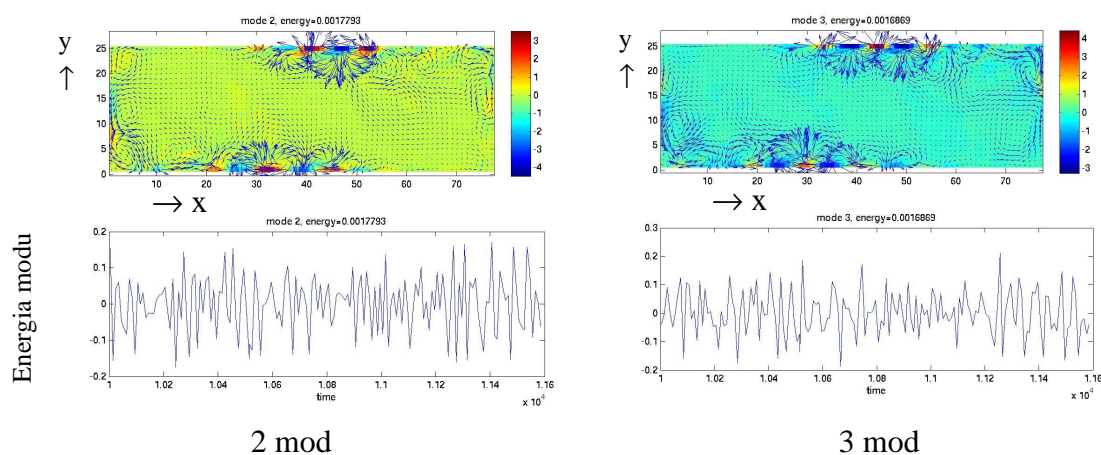
3 mod

Rysunek 3.15 Analiza POD dla $\varphi = 40^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

Kąt nachylenia $\varphi = 50^\circ$

Poniżej, na rysunku 3.16 przedstawiono mody POD dla kolejnej konfiguracji, $\varphi = 50^\circ$, pokazane już po całkowitym ustabilizowaniu się przepływu. Dla tej konfiguracji struktury, są bardzo zbliżone do pokazanych poprzednio dla $\varphi = 40^\circ$, jednak wartość całkowitej energii pierwszego modu osiąga aż 96 %, co świadczy o niemal jednomodowym charakterze tego przepływu. Dla lepszego pokazania zmian energii modów w czasie, poszczególne punkty na wykresach połączono linią ciągłą.

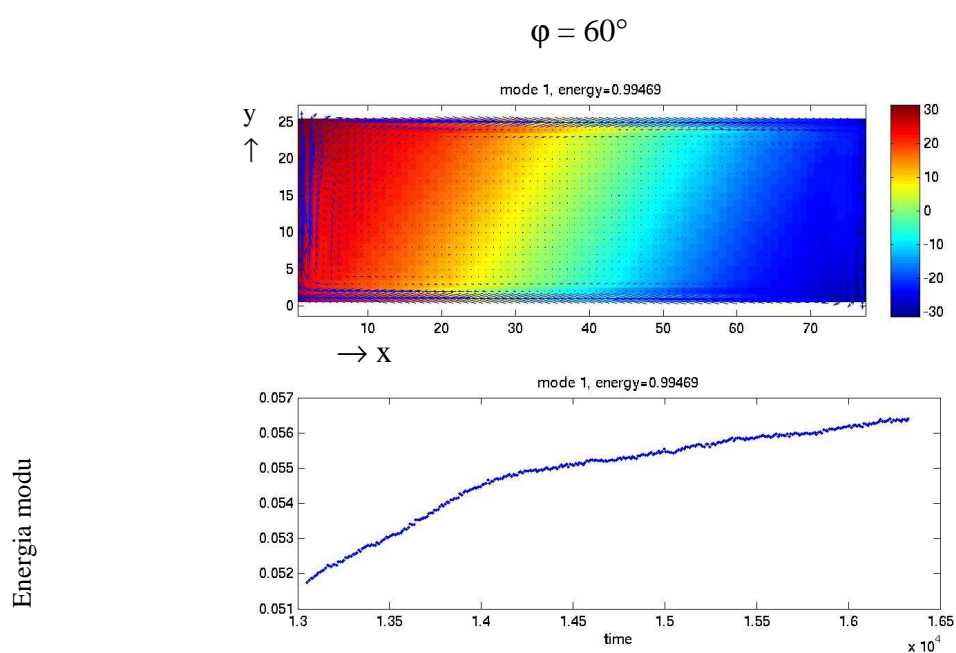




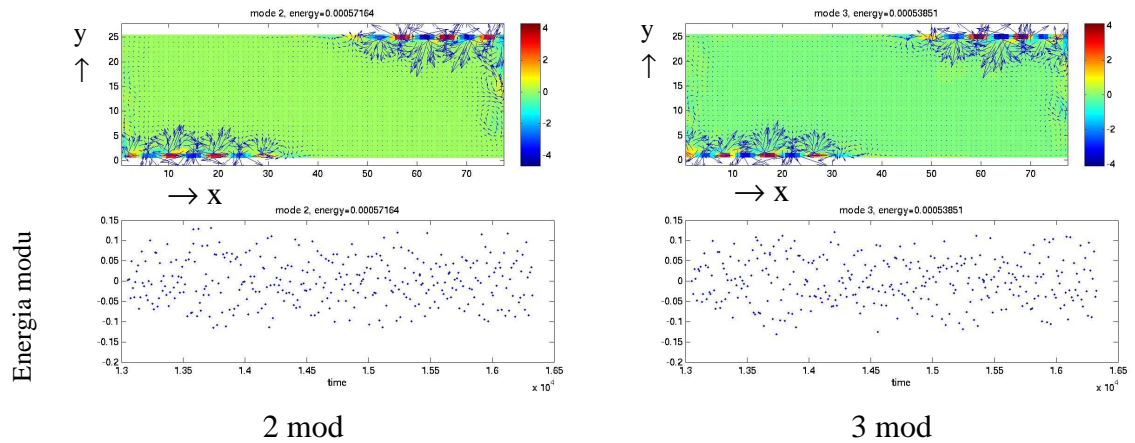
Rysunek 3.16 Analiza POD dla $\varphi = 50^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek), punkty odpowiadające zmianie energii połączone linią ciągłą.

Kąt nachylenia $\varphi = 60^\circ$

Ostatnia analizowana konfiguracja dla reżimu R-OS miała kąt nachylenia $\varphi = 60^\circ$ (rys. 3.17). Konfiguracja dla $\varphi = 60^\circ$ jest przejściowa, ponieważ dla 1 modu energia jest już na poziomie ok. 99.5 %, a struktura przepływu jest podobna do pokazywanych we wcześniejszych analizach. Widać zmianę położenia termali, które pojawiają się głównie w górnym i dolnym narożniku kanału, przemieszczając się w kierunku ścianek adiabatycznych zamykających kanał. Należy zwrócić uwagę, że energia pozostałych modów (4 lub większych) jest pomijalnie mała i nie ma istotnego udziału w całkowitej strukturze przepływu.



1 mod

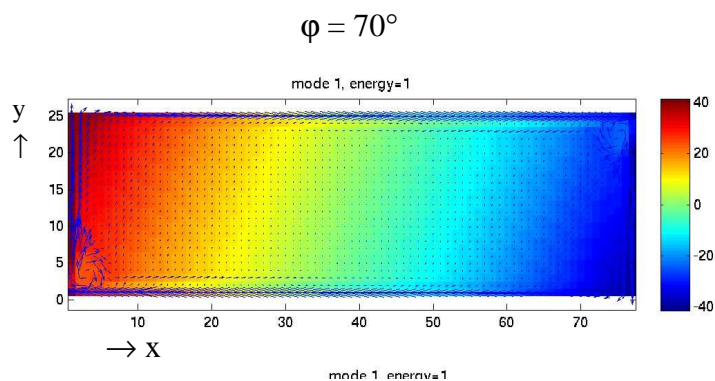


Rysunek 3.17 Analiza POD dla $\varphi = 60^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

Analiza POD reżimu struktur przepływu typu stacjonarnego R-ST (φ z zakresu $70^\circ \div 90^\circ$)

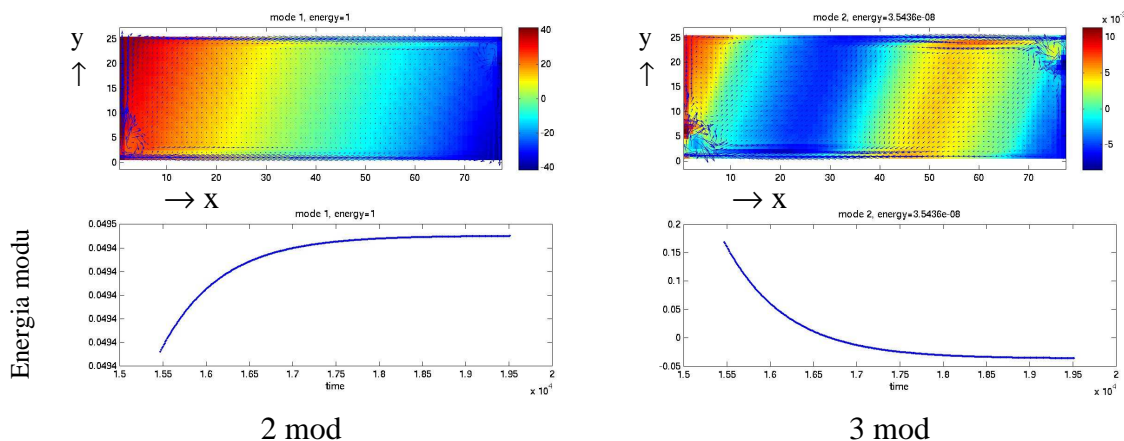
Kąt nachylenia $\varphi = 70^\circ$

Analizę rozpoczynamy od konfiguracji $\varphi = 70^\circ$. Energia pierwszego modu wynosi prawie 99.99 %. Widać na niej silną stratyfikację temperatury oraz to, że ruch płynu ogranicza się praktycznie do cienkiej warstwy przyściennej. Na rysunkach ograniczono się do pokazania tylko pierwszych dwóch modów. Przepływ jest całkowicie opisany pierwszym modem, a niewielkie zaburzenia widoczne dla drugiego modu ograniczają się jedynie do narożników kanału. Dla pierwszego oraz drugiego modu widoczne są zawirowania w narożnikach kanału.



Energia modu

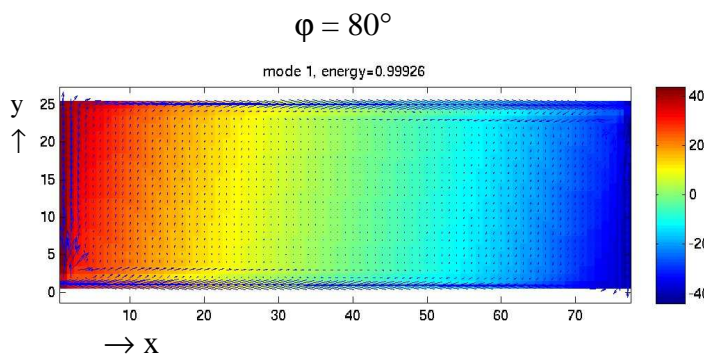
1 mod



Rysunek 3.18 Analiza POD dla $\varphi = 70^\circ$; poszczególne mody struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

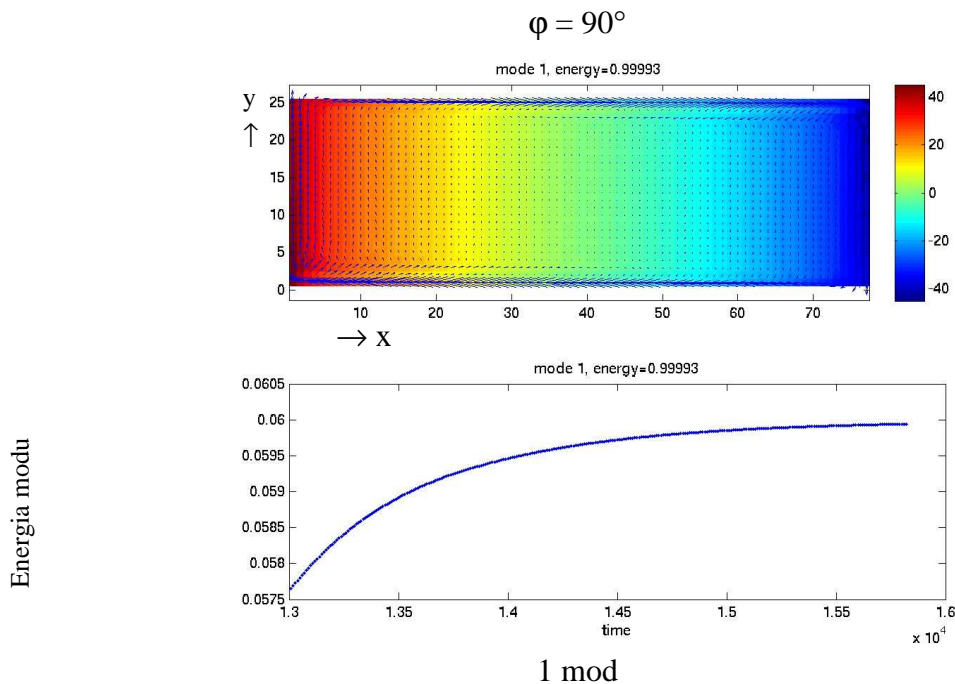
Kąt nachylenia $\varphi = 80^\circ$ i $\varphi = 90^\circ$

Ostatnie analizy POD dotyczą konfiguracji dla $\varphi = 80^\circ$ (rys. 3.19) i $\varphi = 90^\circ$ (rys. 3.20). W zasadzie struktury pola prędkości i temperatury są niemal identyczne jak dla konfiguracji $\varphi = 70^\circ$. Jedyna widoczna różnica to zmiana kąta nachylenia izoterm. Ruch płynu wewnątrz kanału dla tych konfiguracji ($\varphi = 80^\circ$ i $\varphi = 90^\circ$) ogranicza się do warstwy przyściennej i jest słabo widoczny na przedstawionych obrazach pól prędkości. Całkowita energia rozkładu POD przypada na pierwszy mod. Oznacza to, że przepływ jest całkowicie laminarny i bliski stacjonarnemu. Analiza dalszych modów pokazuje tylko błędy wynikające z niedokładności obliczeń numerycznych i nie została tutaj zamieszczona.



1 mod

Rysunek 3.19 Analiza POD dla $\varphi = 80^\circ$; Pierwszy mod struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).



Rysunek 3.20 Analiza POD dla $\varphi = 90^\circ$; pierwszy mod struktury pola prędkości (górny rysunek) i zmiana energii (amplitudy) modu w czasie (dolny rysunek).

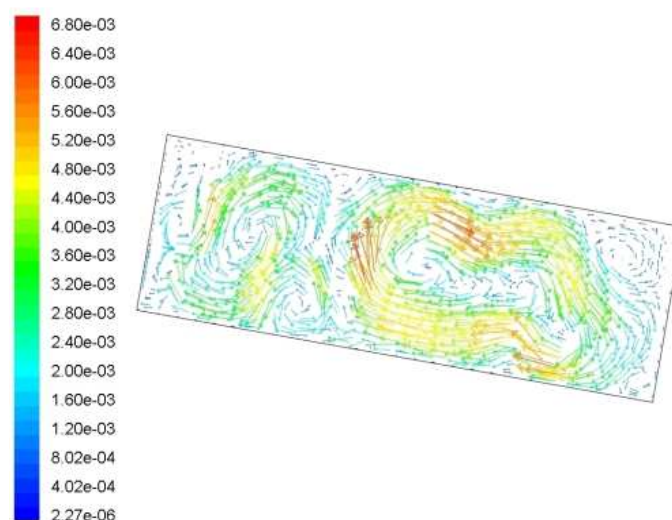
Przeprowadzona powyżej analiza POD struktur przepływu jest uzupełnieniem wcześniejszej analizy eksperymentalnej. Potwierdziły się zaobserwowane w eksperymencie charakterystyki przepływu takie jak widoczne dla wyższych modów lokalne zaburzenia pola, zlokalizowane w eksperymencie jako termale, oraz podział na reżim stacjonarny i dwa reżimy niestacjonarne. Analiza POD ułatwiła wyznaczenie ilościowych charakterystyk zaburzeń pola, takich jak czasowo - przestrzenne jego zmiany, co w przyszłości może pomóc w planowaniu bardziej precyzyjnych badań eksperymentalnych. Można też oczekiwać, że analiza POD dla przepływu w skali atmosferycznej mogłaby się okazać pomocna w planowaniu pomiarów polowych, wyboru lokalizacji wież meteorologicznych i innych przyrządów.

3.5.6 Analiza numeryczna - powstawanie wieczornego frontu

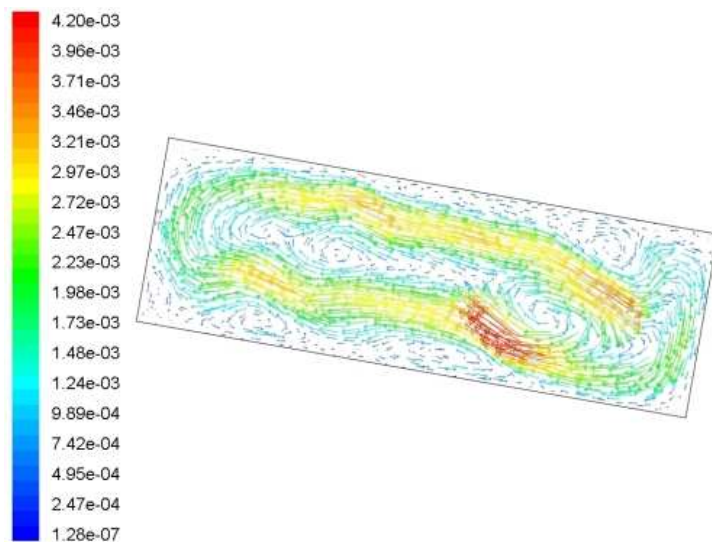
We wcześniejszych rozdziałach wspomniano o efekcie pojawiania się tzw. wieczornego frontu, który omawiano już w części eksperymentalnej w podpunkcie 2.5.4. Obecnie przedstawimy rezultaty symulacji numerycznej tego zjawiska dla naszej skali laboratoryjnej. Obliczenia wykonano programem Fluent 2D. Teoria powstawania tego frontu jest szczegółowiej opisana w podpunkcie 1.5 (przegląd literatury). Poniżej na rys. 3.21 pokazano obliczone pola prędkości przedstawiające poszczególne etapy tworzenia się tego frontu. Kąt nachylenia kanału przyjęty do obliczeń wynosił $\varphi = 10^\circ$.

Początkowa faza obliczeń polegała na otrzymaniu pełnej konwekcji wewnątrz kanału, realizowanej poprzez ustawienie na dolnej ścianie temperatury $T_d = 305$ K a na górnej $T_g = 299$ K i obliczeniom ok. 1000 s czasu rzeczywistego. Następnie zmieniono temperatury ścianek doprowadzając do przeciwnego gradientu. Temperatura dolnej ścianki stopniowo się ochładzała od wartości początkowej $T_d = 305$ K do wartości $T = 299$ K, temperatura zaś górnej ścianki wzrastała od $T_g = 299$ K do $T = 305$ K. W trakcie obliczeń na każde 30 sekund fizycznego czasu, zmieniano temperaturę ścianek o 1 K.

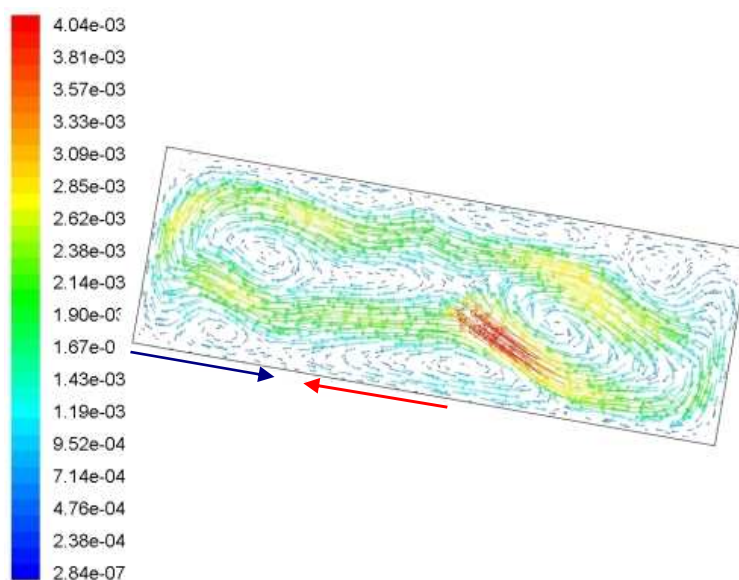
Rysunek 3.21 ilustruje zmiany pola prędkości przy zmianie temperatur ścianek. Stan początkowy ilustruje strukturę przepływu rozwiniętej konwekcji (rys. 3.21a) przechodzi przez stan konwekcji tłumionej (rys. 3.21b), w momencie zrównania się temperatur obu ścianek, do odwrócenia się konfiguracji przy zamianie gradientu temperatury na przeciwny (rys. 3.21c), gdzie w dolnej części kanału widoczny jest moment tworzenia się frontu. Front powstaje w miejscu gdzie spotykają się zimny prąd spływający w dół (strzałka niebieska) z ciepłym prądem konwekcyjnym (strzałka czerwona).



a) Rozwinięty przepływ konwekcyjny.



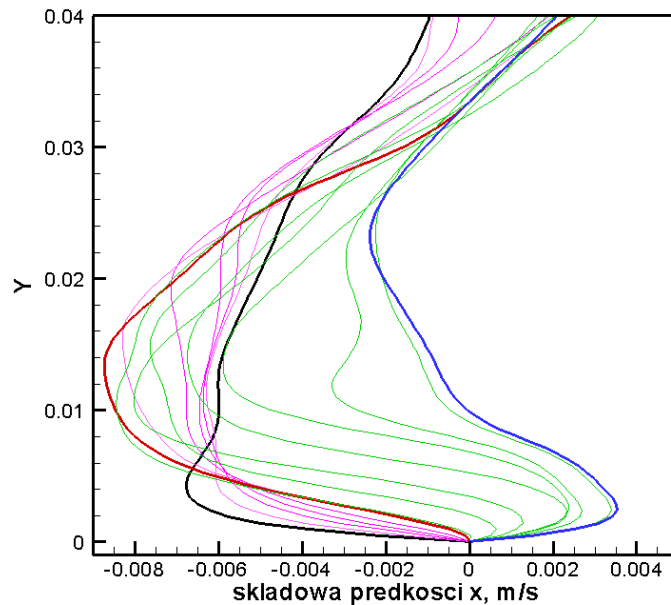
b) Przepływ konwekcyjny - tłumiony, zrównane temperatury ścianek.



c) Tworzenie się frontu, odwrócony gradient temperatury pomiędzy dolną a górną ścianką. Strzałkami zaznaczono prądy: niebieską – zimny prąd zstępujący, czerwoną – ciepły prąd konwekcyjny.

Rysunek 3.21 Wyniki symulacji programem Fluent 2D; $\varphi = 10^\circ$; pola prędkości ilustrujące formowanie się wieczornego frontu.

Uzupełnieniem analizy powstawania wieczornego frontu jest znajdujący się poniżej rysunek 3.22, przedstawiający chwilowe pionowe profile składowej prędkości V_x wyznaczone dla poszczególnych etapów tworzenia się tego frontu na podstawie symulacji numerycznych.



Rysunek 3.21 Wyniki symulacji programem Fluent 2D; $\phi = 10^\circ$; profile składowej prędkości V_x dla kolejnych etapów formowania się wieczornego frontu (dolny fragment kanału).

Na rysunku 3.22 zamieszczono chwilowe pionowe profile składowej prędkości V_x przedstawiające poszczególne etapy formowania się wieczornego frontu zaprezentowane dla dolnego fragmentu kanału. Kolorem czarnym zaznaczony profil prędkości reprezentujący rozwinięty przepływ początkowy, widoczny na rysunku 3.21a. W miarę upływu czasu prędkość maksymalna maleje pojawia się widoczna na rysunku 3.21b konwekcja tłumiona (profil czerwony), by w końcowym etapie (profil niebieski) zmienić znak. Powstaje wówczas wieczorny front, widoczny w polu prędkości na rysunku 3.21c.

3.5.7 Wyniki symulacji numerycznej, program Frecon3V

Programem Frecon3V wykonano serię obliczeń dla wszystkich kątów pochylenia badając stacjonarność przepływu. Program ten jest szybkim solverem przeznaczonym tylko do obliczeń przepływów stacjonarnych. Zatem tylko dla takich przepływów uzyskiwano stabilne rozwiązania. Poza zakresem rozwiązań stacjonarnych program generował wynik w sposób oczywisty niefizyczny albo nie osiągał zbieżności.

Obliczenia wykonano zmieniając kąt pochylenia i szukając krytycznej wartości liczby Rayleigh'a odpowiadającej utracie stacjonarności przepływu. Do obliczeń stosowano maksymalną osiągalną gęstość siatki obliczeniowej, tzn. siatki: $241 \times 81 \times 81$ dla obliczeń 3D i siatki: $241 \times 81 \times 5$ dla modelu 2D.

Wykonano obliczenia dla wszystkich kątów pochylenia ϕ kanału obliczeniowego szukając krytycznej liczby Ra rozwiązania stacjonarnego. Założono stałą

różnicę temperatury między dolną (ciepłą) a górną (zimną) ścianką wynoszącą $\Delta T = 6$ K. Wykonano obliczenia dla nachylenia kątów φ w zakresie od 0° do 90° , zmieniając kąt co 10° . Zadawana w programie Frecon3V liczba Ra obliczana jest według wzoru 1-13, bez uwzględnienia stosunku wymiarów AR oraz parametru φ .

Tabela 23 Granice stacjonarności przepływów wyznaczone na podstawie programu Frecon3V w funkcji kątów nachylenia kanału i zmian liczby Ra obliczone dla wersji 2D.

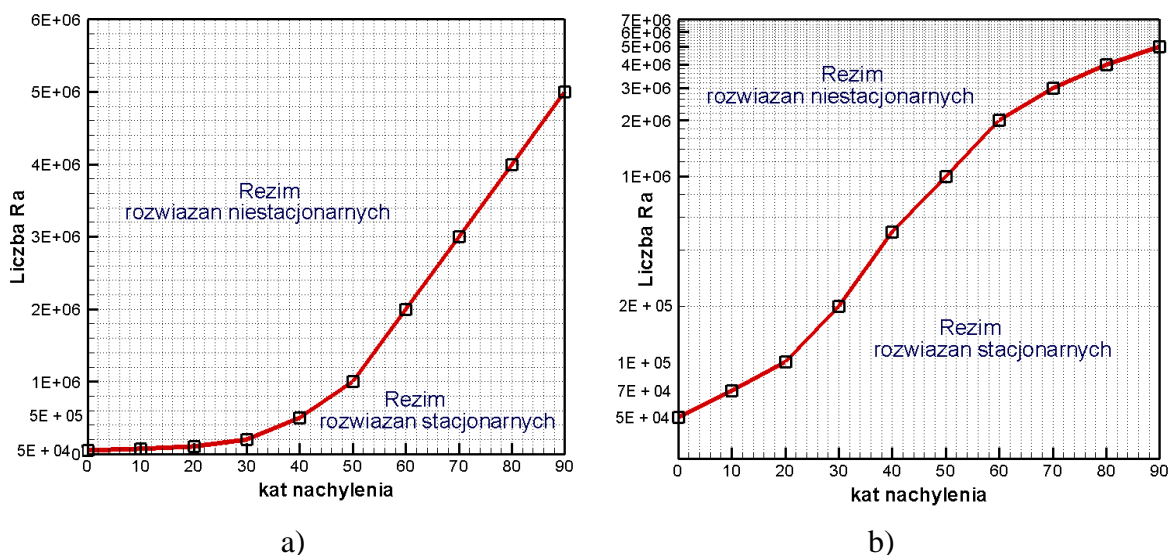
Ra	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$1 \cdot 10^7$	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
$6 \cdot 10^6$	o	o	o	o	o	o	o	o	≈	≈
$5 \cdot 10^6$	o	o	o	o	o	o	o	≈	≈	•
$4 \cdot 10^6$	o	o	o	o	o	o	o	≈	•	•
$3 \cdot 10^6$	o	o	o	o	o	o	≈	•	•	•
$2 \cdot 10^6$	o	o	o	o	≈	≈	•	•	•	•
$1 \cdot 10^6$	o	o	o	≈	≈	•	•	•	•	•
$7 \cdot 10^5$	o	o	≈	≈	•	•	•	•	•	•
$5 \cdot 10^5$	o	≈	≈	•	•	•	•	•	•	•
$4 \cdot 10^5$	o	≈	•	•	•	•	•	•	•	•
$3 \cdot 10^5$	o	≈	•	•	•	•	•	•	•	•
$2 \cdot 10^5$	≈	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$1 \cdot 10^5$	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$5 \cdot 10^4$	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$1 \cdot 10^4$	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•

• otrzymane rozwiązania stacjonarne

≈ otrzymane rozwiązania oscylacyjne, нефизyczne

o brak rozwiązania

Analizując wyniki zaprezentowane w tabeli 23 możemy zauważyć, że dla największej liczby Ra przepływ stacjonarny osiągamy dla kąta $\varphi = 90^\circ$. Dla tego kąta wartość krytyczna liczby Rayleigh'a wynosi $Ra = 5 \cdot 10^6$. Dla najmniejszego kąta pochylenia $\varphi = 0^\circ$ krytyczna wartość liczby Rayleigh'a wynosi $Ra = 1 \cdot 10^5$. Wyniki te, co do rzędu wielkości są w zgodzie z dostępnymi danymi literaturowymi. Uzupełnieniem powyższej analizy są znajdujące się poniżej wykresy 3.22a, 3.22b przedstawiające wyniki tego testu w skali liniowej i logarytmicznej.



Rysunek 3.22 Krytyczna wartość liczby Rayleigh'a definiująca granicę stacjonarności przepływu w funkcji pochylenia kanału ϕ wyznaczona programem Frecon3V; a) skala liniowa, b) skala logarytmiczna.

Z powyższych wykresów wynika jednoznacznie 3.23a i 3.23b, że wpływ zmiany kąta nachylenia ϕ kanału pomiarowego na stacjonarność przepływu przy stałych warunkach termicznych jest duży. Uzasadnia to zastosowanie do opisu przepływów termicznych występujących w pochylonych kanałach przepływowych zmodyfikowanej liczby Ra_{zm} (omawianej wcześniej).

3.5.8 Wyniki symulacji programem Cav2D_av

Dla uzupełnienia i sprawdzenia obliczeń niestacjonarnych wykonanych wcześniej kodem Fluent 2D, powtórzono je stosując akademicki kod klasy DNS, specjalnie przystosowany do analizy przepływów konwekcyjnych, również turbulentnych. Z uwagi na zastosowany solver spektralny⁶⁷, otrzymane rozwiązania możemy traktować jako wzorcowe.

Na podstawie przeprowadzonego testu zbieżności siatki GCI zdecydowano, że modelowanie przy użyciu tego kodu numerycznego zostanie wykonane na siatce o gęstości 600×200 .

W tabeli poniżej podano zestawienie uzyskanych wyników. Porównano tam wyniki dla wartości chwilowych (2D) z wartościami uśrednionymi w czasie (2D_av). Czas uśredniania dobierano analizując moment ustalenia się wartości średniej. Porównanie wartości chwilowych oraz wartości uśrednionych, wydaje się dobrym kryterium dla zweryfikowania obliczeń i stwierdzenia, w którym reżimie

dana konfiguracja się znajduje. Jeżeli wartości chwilowe nie różnią się od wartości średnich znaczy to, że znajdujemy się w reżimie rozwiązań stacjonarnych; jeśli się różnią to znaczy, że przepływ jest oscylacyjny, niestacjonarny w czasie.

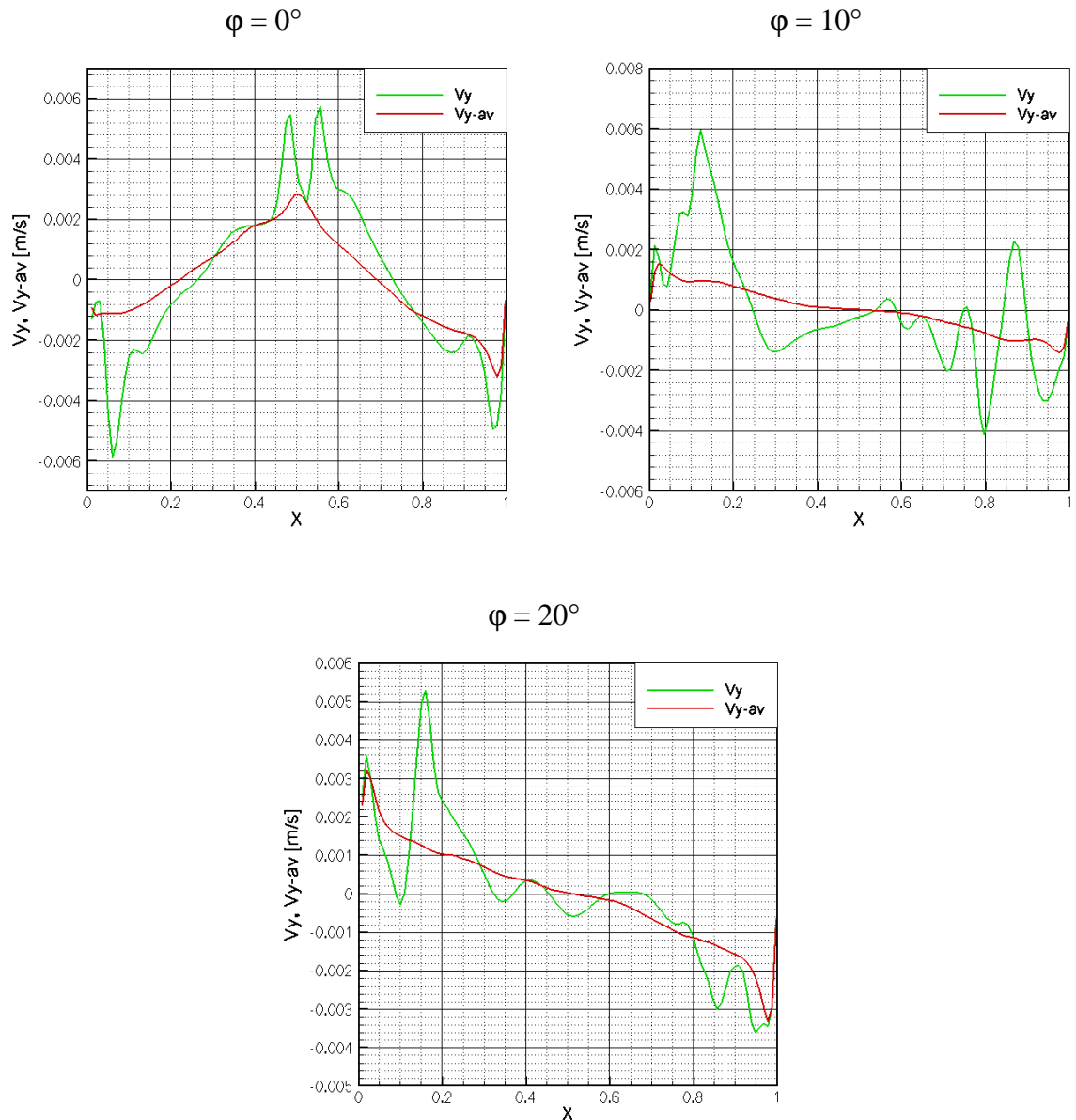
Tabela 24 Wyniki obliczeń programem Cav2D_av, $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$.

Nachylenie	2D	2D_av
$\varphi = 0^\circ$		
Vy max mm/s	5.8	$2.2 \cdot 10^{-3}$
Vy min mm/s	-5.8	$-3 \cdot 10^{-3}$
$\Delta(T1-T2)$ K	0.2	0.25
$\Delta(T2-T3)$ K	0.15	0.25
$\varphi = 10^\circ$		
Vy max mm/s	6.0	1.7
Vy min mm/s	-4.0	-1.7
$\Delta(T1-T2)$ K	0.4	0.5
$\Delta(T2-T3)$ K	0.25	0.3
$\varphi = 20^\circ$		
Vy max mm/s	5.0	3.1
Vy min mm/s	-3.6	-3.1
$\Delta(T1-T2)$ K	0.5	0.65
$\Delta(T2-T3)$ K	0.4	0.5
$\varphi = 30^\circ$		
Vy max mm/s	4.6	3.2
Vy min mm/s	-3.2	-3.5
$\Delta(T1-T2)$ K	0.6	0.7
$\Delta(T2-T3)$ K	0.55	0.6
$\varphi = 40^\circ$		
Vy max mm/s	3.8	3.0
Vy min mm/s	-2.3	-3.0
$\Delta(T1-T2)$ K	0.8	0.9
$\Delta(T2-T3)$ K	0.7	0.9
Nachylenie	2D	2D_av
$\varphi = 50^\circ$		
Vy max mm/s	3.7	2.88
Vy min mm/s	-2.3	-2.95
$\Delta(T1-T2)$ K	1	1.05
$\Delta(T2-T3)$ K	0.9	1
$\varphi = 60^\circ$		
Vy max mm/s	1.8	2.22
Vy min mm/s	-1.9	-2.26
$\Delta(T1-T2)$ K	1.05	1.1
$\Delta(T2-T3)$ K	1	1.05
$\varphi = 70^\circ$		
Vy max mm/s	1.50	1.69
Vy min mm/s	-1.50	-1.69
$\Delta(T1-T2)$ K	1.1	1.15
$\Delta(T2-T3)$ K	1.1	1.15
$\varphi = 80^\circ$		
Vy max mm/s	1.08	1.17
Vy min mm/s	-1.09	-1.15
$\Delta(T1-T2)$ K	1.2	1.25
$\Delta(T2-T3)$ K	1.2	1.2
$\varphi = 90^\circ$		
Vy max mm/s	0.7	0.73
Vy min mm/s	-0.7	-0.73
$\Delta(T1-T2)$ K	1.3	1.25
$\Delta(T2-T3)$ K	1.3	1.3

Rysunki poniżej przedstawiają porównanie wyników obliczeń wykonanych programem Cav2D_av. Porównanie zostało przygotowane dla chwilowych poziomych profili prędkości V_y oraz dla profili wartości średnich V_{y-av} . Kolorem zielonym zaznaczony został profil chwilowy, zaś kolorem czerwonym profil uśredniony.

Reżim rozwiązań typu Rayleigh'a – Benarda R-RaBa (φ z zakresu $0^\circ + 20^\circ$)

Poniżej znajdują się rozwiązania dla reżimu R-RaBa, czyli rozwiązania niestacjonarne w czasie charakteryzujące się intensywnym mieszaniem.



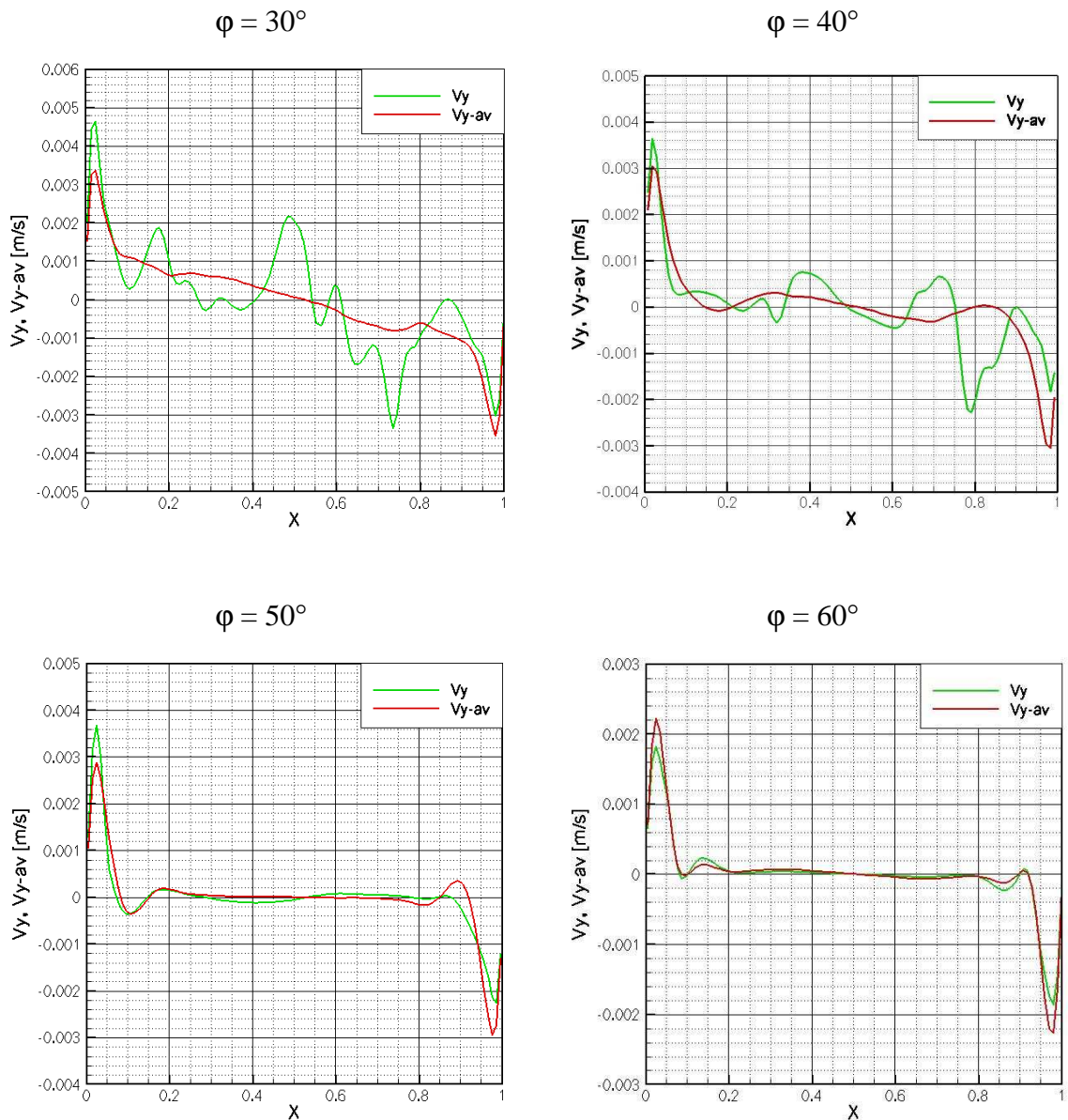
Rysunek 3.23 Porównanie poziomego profilu składowej prędkości V_y oraz profilu wartości średnich V_{y-av} obliczonych programem Cav2D_av dla trzech kątów pochylenia; reżim przepływu R – RaBa.

Z powyższych porównań widać, że profile chwilowe składowej prędkości V_y znacząco różnią się od profilu dla wartości średniej V_{y-av} . Świadczy to o dużej zmienności tych przepływów w czasie. Potwierdza to wcześniejsze obserwacje, że są to przepływy niestacjonarne.

Poniżej znajdują się porównania wykonane dla reżimu rozwiązań oscylacyjnych R - OS.

Reżim rozwiązań oscylacyjnych R-OS (φ z zakresu $30^\circ + 60^\circ$)

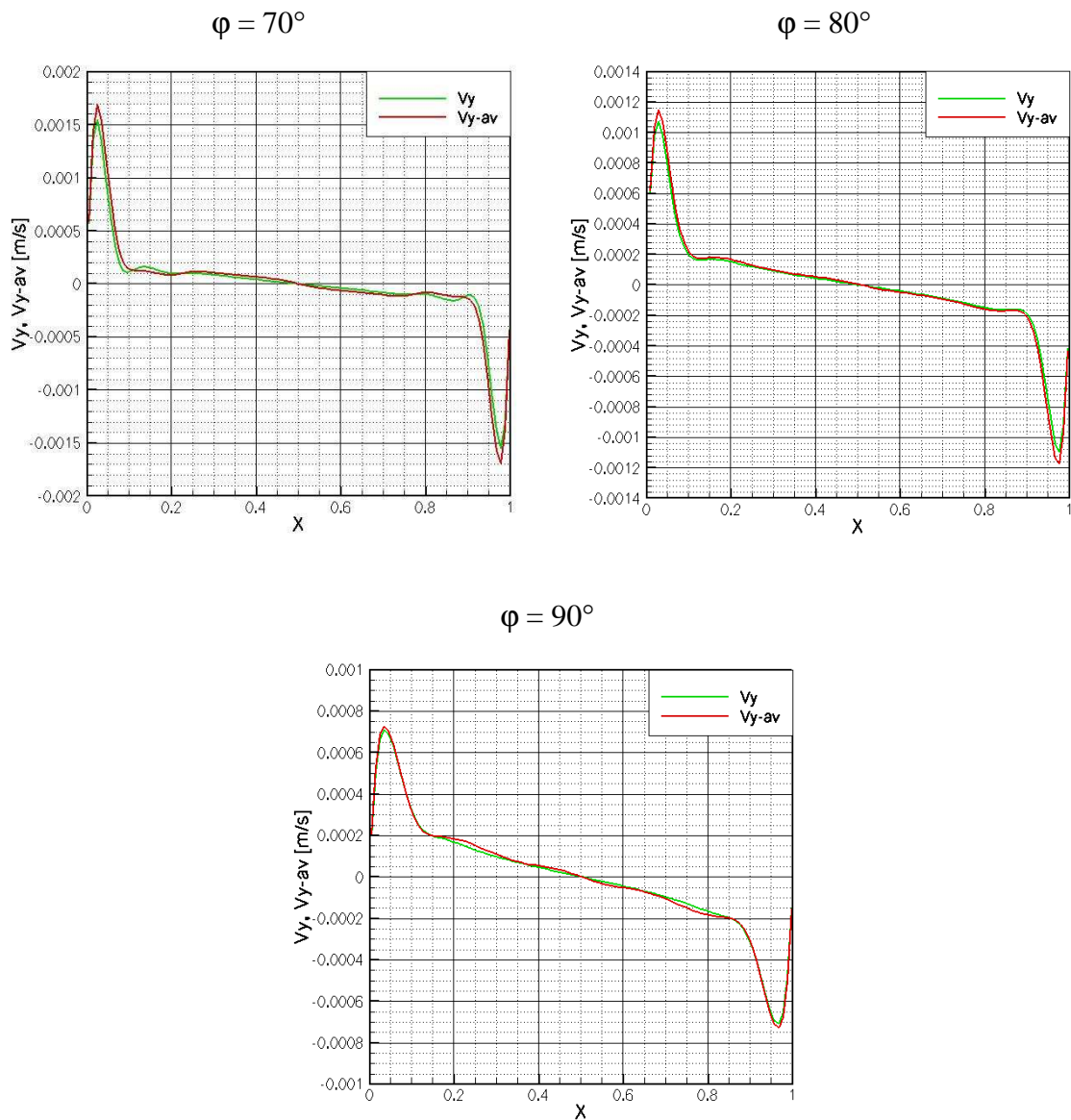
Rozwiązania uzyskane dla kątów nachylenia kanału $\varphi = 30^\circ$ oraz $\varphi = 40^\circ$ w dalszym ciągu charakteryzują się dużą niestacjonarnością. Chwilowe profile prędkości składowej V_y różnią się znacząco od profili uśrednionych. Zauważa się jednak, że wraz ze wzrostem kąta nachylenia φ kanału obliczeniowego różnice się zmniejszają i przepływ z niestacjonarnego przechodzi stopniowo w stacjonarny, co jest widoczne dla rozwiązań konfiguracji $\varphi = 50^\circ$ oraz $\varphi = 60^\circ$.



Rysunek 3.24 Porównanie poziomego profilu składowej prędkości V_y oraz profilu wartości średnich V_{y-av} obliczonych programem Cav2D_av dla 4 kątów nachylenia; reżim rozwiązań R-OS.

Reżim rozwiązań stacjonarnych R-ST ($\varphi = 70^\circ + 90^\circ$)

Ostatnie porównania profili prędkości, chwilowej składowej prędkości V_y z wartością średnią V_{y-av} zostało wykonane dla reżimu stacjonarnego R-ST.

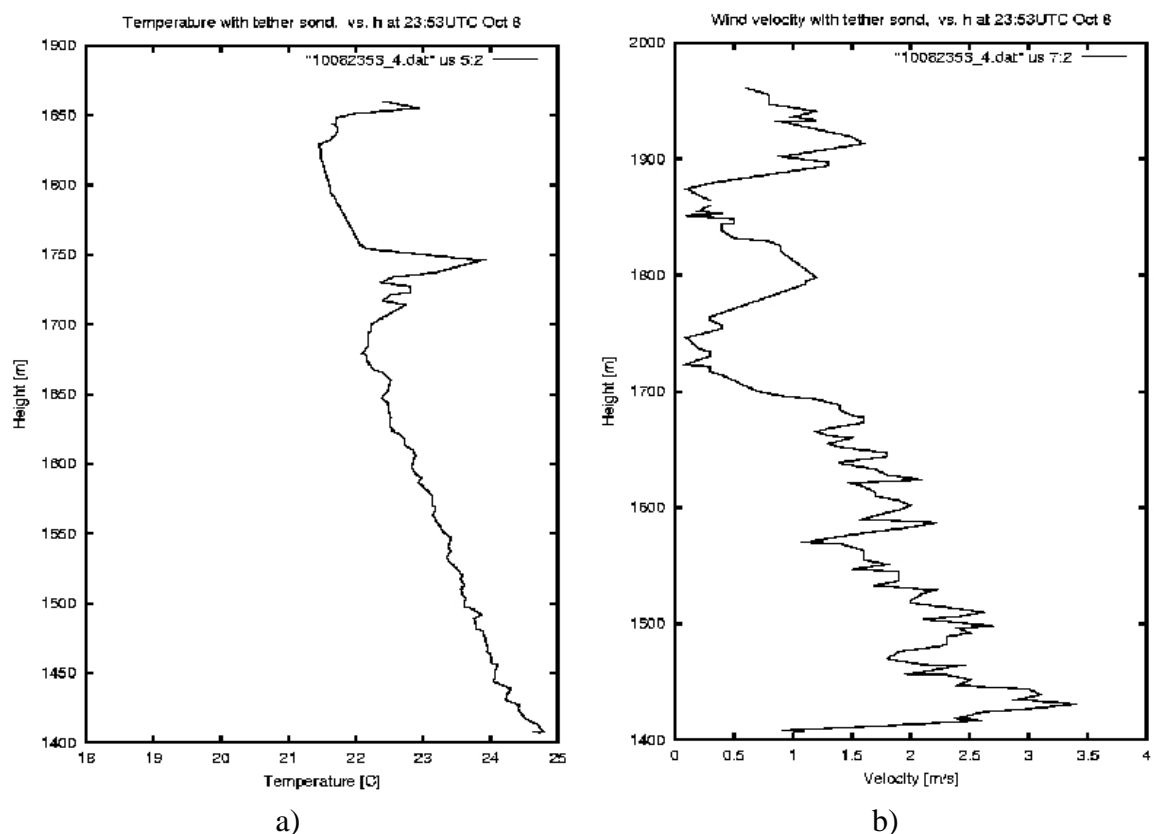


Rysunek 3.25 Porównanie poziomego chwilowego profilu składowej prędkości V_y oraz profilu wartości średnich V_{y-av} obliczonych programem Cav2D_av dla trzech kątów nachylenia; reżim rozwiązań R-ST.

Poziome profile prędkości składowej V_y oraz V_{y-av} dla kątów nachylenia kanału obliczeniowego w zakresie zmian $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$ pokazują niewielkie różnice wartości chwilowych profili w stosunku do wartości uśrednionych. Można przyjąć, że dla tych przypadków rozwiązania nie są zależne od czasu, są to rozwiązania stacjonarne.

3.6 Analogia do modeli atmosferycznych

W poprzednich punktach dotyczących modelu laboratoryjnego wskazano na istnienie trzech różnych reżimów przepływu w pochylonej geometrii i stwierdzono, że wymiana ciepła (liczba Nusselta) silnie zależy od kąta pochylenia. Z uwagi na wybraną konfigurację i skalę badanego obiektu otrzymane rezultaty mogą być interesujące głównie przy projektowaniu wymienników ciepła. Przeniesienie tych rezultatów do warunków atmosferycznych, jak już wcześniej wielokrotnie podkreślano, z uwagi na różnice skal może mieć tylko charakter jakościowy. Znalezienie parametrów umożliwiających przeskalowanie rezultatów laboratoryjnych na skale atmosferyczną wydaje się na tym etapie niemożliwe. Z drugiej strony zgodność rezultatów pomiarów w skali laboratoryjnej z prezentowanymi wyżej symulacjami numerycznymi pozwala nam przyjąć, że modelowanie ruchu na powierzchni zbocza można zrealizować stosując standardowe kody numeryczne. Dlatego w tym rozdziale podjęto próbę jakościowego porównania rezultatów symulacji numerycznej efektów typowych dla strefy mieszania i porównania przepływu na zboczu z wybranym pomiarem rozkładu pola prędkości i temperatury uzyskanym w ramach kampanii pomiarowej VTMX 2000⁴.



Rysunek 3.26 Dane eksperymentalne VTMX 2000 zarejestrowane dnia 08.10.2000 o godzinie 23:53 UTC; a) profil temperatury, b) profil prędkości⁴.

Na rysunku 3.27 zaprezentowano przykładowe wyniki eksperymentów VTMX 2000 zarejestrowane w dniu 08.10.2000 o godzinie 23:53 UTC w dolinie Salt Lake. Są nimi zmierzone sondą meteorologiczną pionowe profile temperatury i prędkości w funkcji wysokości n.p.m. Profile zmierzono w zakresie od powierzchni ziemi (1400 m n.p.m.) do wysokości 1900 m n.p.m. Gradient zmian temperatury z wysokością wynosi 10 K na 1 km a gradient prędkości w warstwie (przyziemnej) wynosi ok. 10 m/s na 100 m. Na wysokości 30 metrów gradient prędkości zmienia znak i przyjmuje wartości w zakresie od $-0.5 \div -1$ m/s na 100 m.

W oparciu o rzeczywiste dane eksperymentalne otrzymane podczas eksperymentów VTMX 2000 wykonano symulacje numeryczne dla bardzo uproszczonego modelu i znaleziono analogie do rzeczywistych przepływów atmosferycznych. Przedstawione poniżej przykładowe rezultaty obliczeń dotyczą rozwiązań numerycznych przeprowadzonych dla skali atmosferycznej. Oznacza to, że wymiary charakterystyczne domeny obliczeniowej wynoszą kilkaset metrów a przepływ jest niemal zawsze turbulentny w stosunku do badań modelowych. Powoduje to drastyczną zmianę liczby Rayleigh'a i związane z tym konsekwencje dla struktur przepływu.

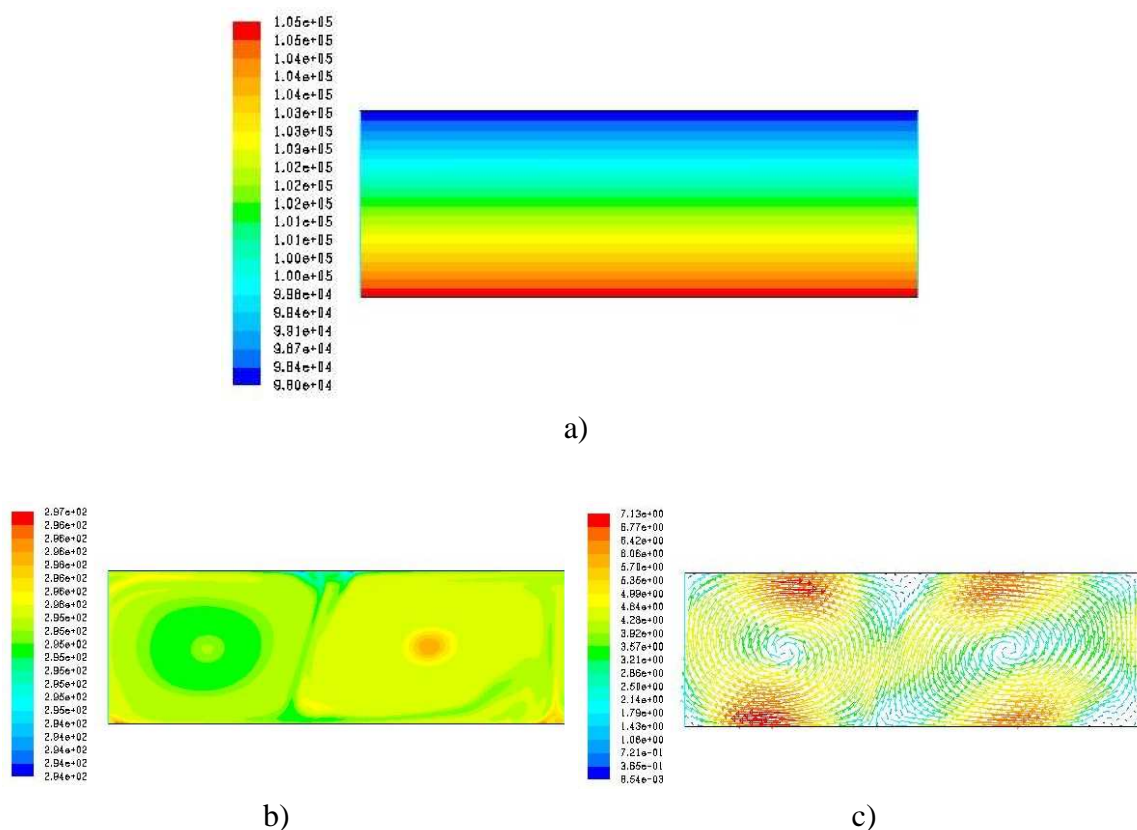
Celem niniejszego punktu jest wstępne zbadanie, w jakim stopniu wnioski z badań w skali laboratoryjnych mogą być wykorzystane dla przepływów wielkoskalowych. Do tych obliczeń wykorzystano program Fluent 2D, który ma duże wymagania sprzętowe i czasowe – jak omówiono to w poprzednich rozdziałach. Obliczenia wykonano dla referencyjnej konfiguracji poziomej $\varphi = 0^\circ$ i dla nachylenia stoku w eksperymencie połowym VTMX 2000 - $\varphi = 7.5^\circ$. Obliczenia te mają charakter pilotażowy i stanowią jedynie uzupełnienie tej pracy nakreślające kierunek dalszych badań.

3.6.1 Obliczenia przepływu atmosferycznego na zboczu programem Fluent

Jak wskazują testy porównawcze wykonane przez Li Lei i innych⁸⁸ oraz Riddle A. i innych⁸⁹, symulacje atmosferyczne mogą być z powodzeniem przeprowadzone przy wykorzystaniu kodu numerycznego Fluent i przyjęciu modelu turbulencji RANS. Użycie programu Fluent znacznie upraszcza modelowanie geometrii domeny obliczeniowej i pozwala na modelowanie jej pochylenia. Przybliża to możliwość porównania struktur przepływu, obserwowanych w skali atmosferycznej z rezultatami w skali laboratoryjnej. Z uwagi na ograniczenia mocy obliczeniowych i czasu obliczeń, w niniejszej pracy przeprowadzono jedynie obliczenia testowe, wskazujące na możliwość przeprowadzenia głębszej analizy wpływu pochylenia terenu planowanej w przyszłości.

Konfiguracja pozioma $\varphi = 0^\circ$

Pierwsza analiza przepływu atmosferycznego w dużej skali została przeprowadzona dla płaszczyzny poziomej $\varphi = 0^\circ$. Celem jej było porównanie charakterystyk przepływu w dużej skali z charakterystykami obserwowanymi w laboratorium dla poziomej konfiguracji. Symulacje przeprowadzono programem Fluent 2D dla domeny $600\text{ m} \times 1800\text{ m}$. Na rysunku 3.28 znajdują się obrazy pól ciśnienia, temperatury i prędkości. Wartość ciśnienia zmienia się wraz z wysokością licząc od dolnej granicy od $1.05 \cdot 10^5\text{ Pa} \div 9.80 \cdot 10^4\text{ Pa}$. Wartości gęstości zmieniały się w granicach od $1.25\text{ kg/m}^3 \div 1.12\text{ kg/m}^3$. Odpowiada to w przybliżeniu standardowym warunkom panującym w atmosferze.



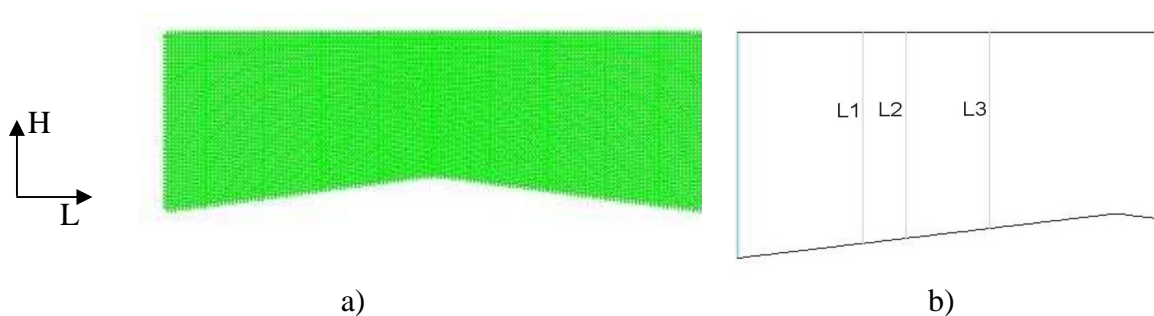
Rysunek 3.27 Modelowanie atmosfery programem Fluent 2D, $\varphi = 0^\circ$; a) pole ciśnienia, b) chwilowe pole temperatury, c) chwilowe pole prędkości.

Zaprezentowane na rysunkach 3.28b i 3.28c chwilowe pola temperatury i prędkości wykazują charakterystyczną strukturę komórek Rayleigh'a – Benarda. Bliższa analiza zmian czasowych tej struktury wykazała powolne przemieszczanie się tych komórek w poziomie z okresem ok. 250 s. Wydaje się, że otrzymane pola ciśnienia, gęstości, temperatury i prędkości są w dużym uproszczeniu zgodne z warunkami panującymi w atmosferze. Kolejna analiza będzie dotyczyła konfiguracji pochylonej $\varphi = 7.5^\circ$, odpowiadającej warunkom opisywanym wcześniej (eksperyment polowy VTMX 2000).

Konfiguracja pochylona $\phi = 7.5^\circ$

W obliczeniach przyjęto wymiary modelu atmosferycznego opisanego powyżej tzn. wymiar pionowy 300 m a wymiar poziomy 900 m, oraz model o podwojonym wymiarze do 600 m w pionie i 1800 m w poziomie. Założono okresowe warunki brzegowe w kierunku poziomym. Gęstość siatki numerycznej wynosiła 600×200 . W obliczeniach stosowano sugerowany w pracach ^{88, 89} model turbulencji k- ϵ . Zmienność gęstości z wysokością i temperaturą wynikała z równania Clapeyrona. Dla uproszczenia przyjęto (podobnie jak w modelu laboratoryjnym) kinematyczny warunek brzegowy braku poślizgu dla dolnej i górnej granicy domeny obliczeniowej. Podobnie przyjęto dla tych granic izotermiczne warunki brzegowe, zakładając temperatury zmierzone w wybranym do porównań eksperymencie połowym VTMX 2000; dla dolnej granicy $T = 25^\circ\text{C}$ (temperatura powierzchni ziemi) i dla granicy górnej $T = 22^\circ\text{C}$ (temperatura powietrza na wysokości 300 m) oraz $T = 19^\circ\text{C}$ (temperatura powietrza na wysokości 600 m) dla modelu o wymiarach $600\text{ m} \times 1800\text{ m}$.

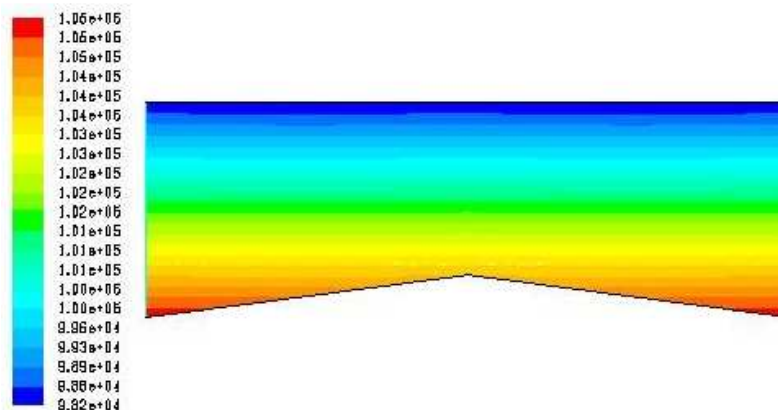
Poniżej na rysunku 3.29a pokazany jest kształt siatki obliczeniowej z wyciętym na dole trójkątem mającym symulować nachylenia wzniesienia (projekt VTMX 2000). Ze względu na okresowe warunki brzegowe w kierunku poziomym, przyjęto symetryczny model wzniesienia.



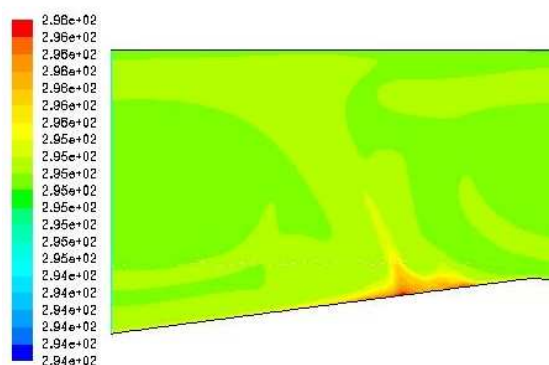
Rysunek 3.28 Modelowanie atmosfery programem Fluent 2D, $\phi = 7.5^\circ$; a) kształt siatki obliczeniowej, b) położenia trzech analizowanych pionowych profili.

Na rysunku 3.29b zaprezentowane zostały położenia trzech analizowanych pionowych profili temperatury i prędkości. Począwszy od strony lewej profile te są oddalone od początku zbocza o $L1 = 150\text{ m}$, $L2 = 200\text{ m}$, oraz $L3 = 300\text{ m}$ dla siatki o wymiarach $300\text{ m} \times 900\text{ m}$, oraz o $L1 = 300\text{ m}$, $L2 = 400\text{ m}$, $L3 = 600\text{ m}$ dla siatki o powiększonych wymiarach domeny obliczeniowej $600\text{ m} \times 1800\text{ m}$.

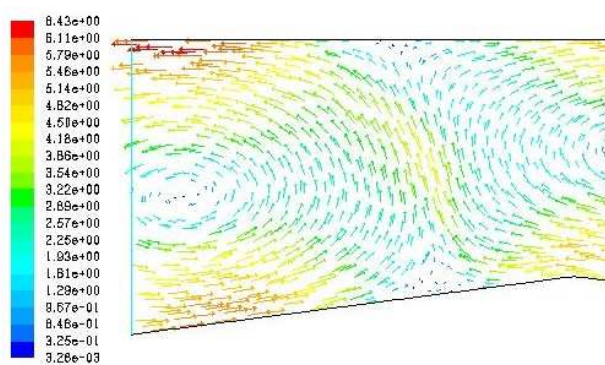
Poniżej na rysunku 3.30a znajduje się obliczone pole ciśnienia atmosferycznego w funkcji wysokości. Wartość ciśnienia atmosferycznego maleje wraz z wysokością od wartości $1.05 \cdot 10^5$ Pa przy powierzchni ($H = 0$) do wartości $9.98 \cdot 10^4$ Pa dla górnej granicy $H = 300$ m oraz $9.80 \cdot 10^4$ Pa dla $H = 600$ m. Wartości gęstości powietrza zmieniały się odpowiednio w granicach od 1.22 kg/m^3 do 1.18 kg/m^3 lub 1.14 kg/m^3 .



a)



b)



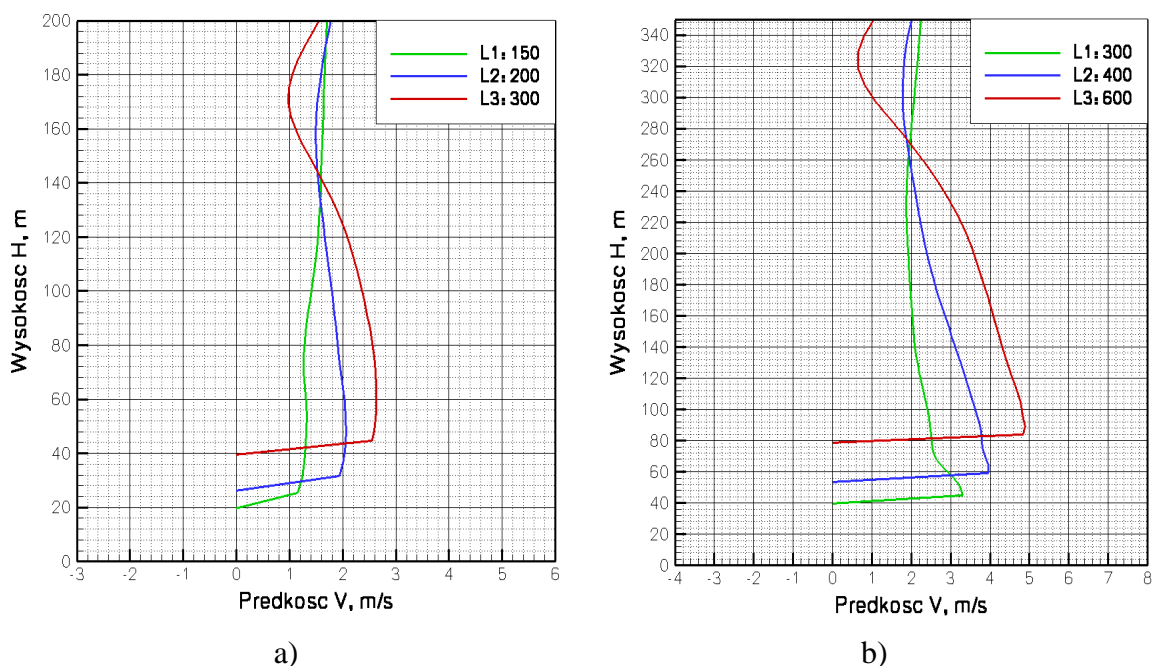
c)

Rysunek 3.29 Modelowanie atmosfery na zboczu programem Fluent 2D, $\phi = 7.5^\circ$; dla domeny obliczeniowej $600\text{m} \times 1800\text{m}$, a) pole ciśnienia, b) chwilowe pole temperatury, c) chwilowe wektorowe pole prędkości (kolory odpowiadają różnym wartościom bezwzględnych prędkości).

Jak możemy zauważyć na rysunku 3.30b przepływ charakteryzuje się periodycznymi oderwaniami termicznej warstwy przyściennej oraz strukturą wirową pola prędkości (rys. 3.30c) analogicznie do omawianych w rozdziale II niestabilności termicznych obserwowanych dla kątów nachylenia kanału w zakresie $\phi = 10^\circ \div 50^\circ$ dla reżimów niestacjonarnych: R-RaBa i R-OS.

Poniżej na rysunku 3.31 znajdują się chwilowe profile prędkości; dla modelu o wymiarze $300 \text{ m} \times 900 \text{ m}$ (rys. 3.31a) oraz dla modelu o powiększonej domenie $600 \text{ m} \times 1800 \text{ m}$ (rys. 3.31b). Ze wstępnych obliczeń numerycznych wynika, że pionowe

profile prędkości są porównywalne jakościowo z profilami zmierzonymi podczas kampanii VTMX 2000 zaprezentowanymi na rysunku 3.27b.



Rysunek 3.30 Modelowanie atmosfery programem Fluent 2D, $\varphi = 7.5^\circ$; chwilowe profile prędkości, a) dla modelu 300 m \times 900 m, b) dla modelu 600 m \times 1800 m.

Wartości prędkości dla poszczególnych profili L1, L2 i L3 zaznaczono innymi kolorami. Pionowe profile prędkości obliczone dla powiększonej domeny o wymiarach 600 m x 1800 m a zaprezentowane na rysunku 3.31b lepiej odzwierciedlają pole prędkości w górnych warstwach atmosfery. Powodem tego jest mniejszy wpływ oddziaływania górnej granicy domeny obliczeniowej na powstający przepływ.

Na podstawie wstępnych symulacji wykonanych programem Fluent 2D i porównaniu wyników z eksperymentem polowym VTMX 2000 można wnioskować, że są one jakościowo zgodne. Do rozwiązywania przepływu w skali atmosferycznej przepływów turbulentnych konieczne jest stosowanie modeli 3D. Program Fluent 3D wymaga bardzo wydajnych komputerów. Konieczna jest duża szybkość obliczeń związana z szybkością procesorów a także z ilością pamięci RAM dostępnej w komputerze lub klastrze obliczeniowym. Dalsze prace w tym zakresie zostały wstrzymane z uwagi na ograniczenia sprzętowe.

ROZDZIAŁ IV



PODSUMOWANIE

4. Podsumowanie i wnioski

W niniejszej pracy przeprowadzono analizę stabilności termicznej przepływów w prostokątnym kanale przepływowym o kącie nachylenia φ zmiennym w zakresie od 0° do 90° .

Analiza została poprzedzona (rozdział I) określeniem motywacji oraz celu i zakresu wykonanych prac. Przypomniane zostały podstawowe informacje dotyczące atmosfery, zależności zmian podstawowych parametrów fizycznych opisujących troposferę od wysokości.

W drugim rozdziale opisano wykonane eksperymenty. Rozdział ten rozpoczyna się od opisu wykorzystanych technik pomiarowych oraz zaprezentowania stanowiska umożliwiającego badanie stabilności termicznych w zamkniętym kanale przepływowym. W podsumowaniu opisane zostały uzyskane wyniki w postaci pól prędkości i temperatury. Zaproponowano podział obserwowanych struktur przepływów na trzy reżimy biorąc pod uwagę zmianę kąta nachylenia φ rozpatrywanego kanału przepływowego.

W rozdziale trzecim znajduje się opis wykorzystanego podczas symulacji numerycznych modelu matematycznego. Opisane zostały wykorzystywane programy CFD oraz analiza uzyskanych wyników. Rozdział ten kończy się próbą wykorzystania istniejących kodów numerycznych do modelowania przepływu na zboczu w skali atmosferycznej i porównaniem rezultatów z pomiarami polowymi.

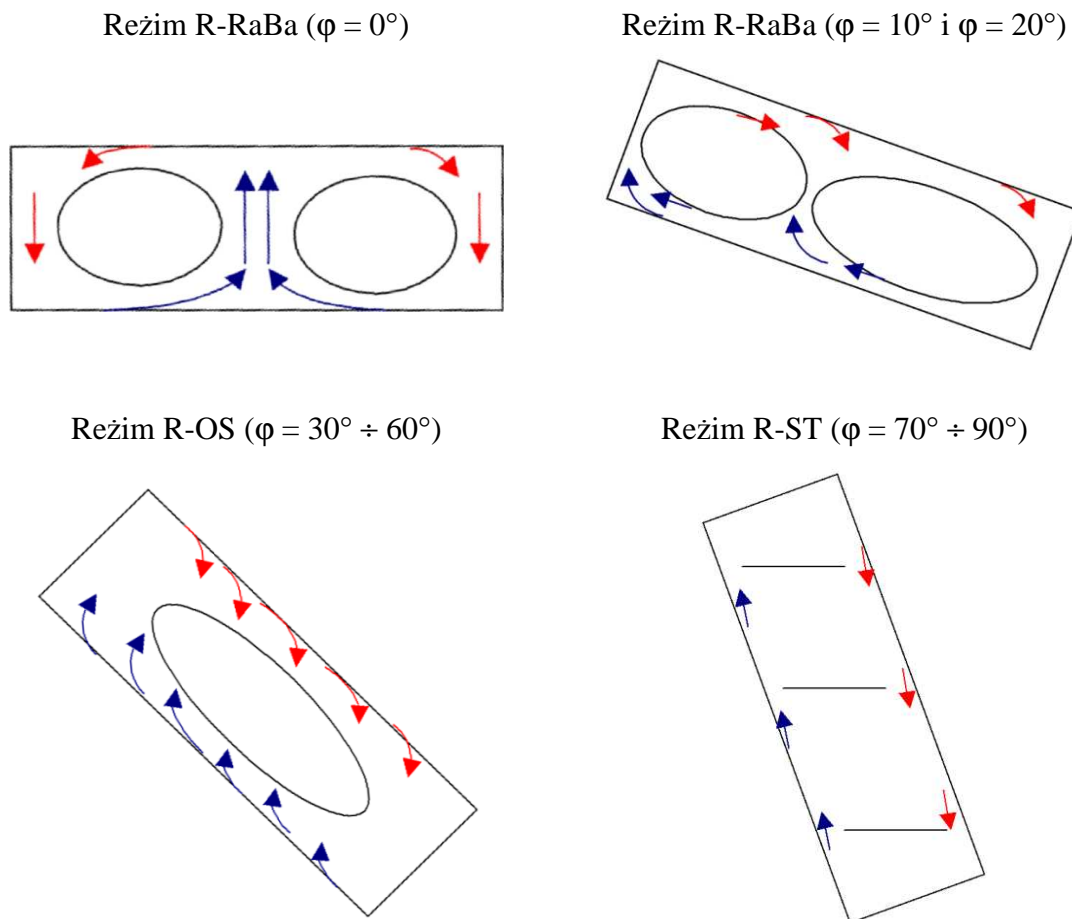
4.1 Porównanie wyników eksperymentalnych z wynikami numerycznymi

Wyniki uzyskane na podstawie przeprowadzonych eksperymentów zostały porównane z obliczeniami uzyskanymi na drodze przeprowadzonych symulacji numerycznych.

Podział na reżimy

Dla przypomnienia w pracy zaproponowano podział otrzymanych struktur przepływu na trzy reżimy:

- * reżim rozwiązań typu Rayleigh'a – Benarda, R-RaBa, $\varphi = 0^\circ \div 20^\circ$,
- * reżim rozwiązań oscylacyjny, R-OS, $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$,
- * reżim rozwiązań stacjonarnych, R-ST, $\varphi = 70^\circ \div 90^\circ$.



Rysunek 4.1 Struktury przepływów termicznych dla poszczególnych reżimów.

Dla reżimu R-RaBa występują charakterystyczne komórki konwekcyjne, dla reżimu R-OS obserwujemy termale generowane na izotermicznych ściankach kanału oraz dla reżimu R-ST widoczna jest struktura przepływu stacjonarnego z charakterystyczną stratyfikacją pola temperatury.

Obok analizy struktur przepływu, podziału ich na reżimy i porównań wyników eksperymentalnych z numerycznymi do analizy przepływu zaproponowano metodę POD. Analiza POD została wykonana dla wyników obliczeń numerycznych programem Fluent 2D. Analizę tę wykonano zgodnie z zaproponowanym podziałem na trzy reżimy. Dzięki tej technice możliwa była wizualizacja struktur przepływu oraz wychwycenie cech charakterystycznych dla poszczególnych reżimów.

Podsumowując, można stwierdzić, że wykonana analiza stabilności przepływów termicznych w pochylej geometrii dostarczyła nam informacji o powstających strukturach i reżimach przepływów, które do tej pory nie były prezentowane w dostępnej literaturze.

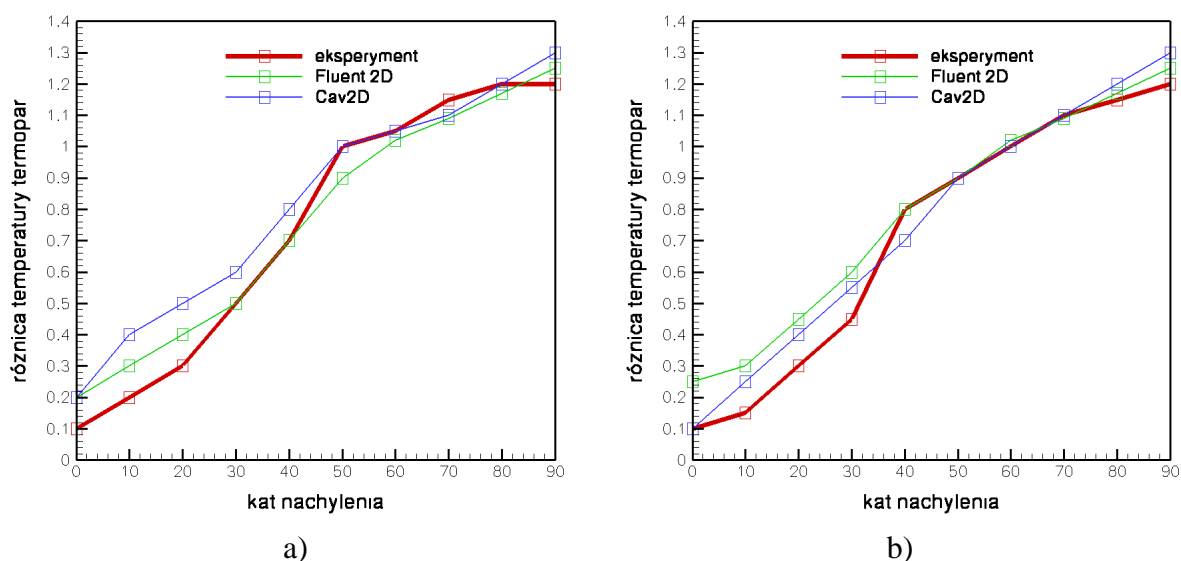
Tabela 25 Porównanie uśrednionych parametrów przepływu; wyniki eksperymentalne oraz wyniki symulacji numerycznych.

Nachylenie / Reżim	Mierzona wielkość	Eksperyment	Fluent 2D	Cav2D_av
R-RaBe				
$\varphi = 0^\circ$	Vy max mm/s	5.0	5.6	5.8
	Vy min mm/s	- 5.0	- 5.6	-5.8
	$\Delta(T1-T2)$ K	0.10	0.2	0.2
	$\Delta(T2-T3)$ K	0.10	0.25	0.15
$\varphi = 10^\circ$	Vy max mm/s	5.0	5.2	6.0
	Vy min mm/s	- 5.0	- 4.5	-4.0
	$\Delta(T1-T2)$ K	0.2	0.3	0.4
	$\Delta(T2-T3)$ K	0.15	0.3	0.25
$\varphi = 20^\circ$	Vy max mm/s	5.0	4.8	5.0
	Vy min mm/s	- 4.5	-3.5	-3.6
	$\Delta(T1-T2)$ K	0.3	0.4	0.5
	$\Delta(T2-T3)$ K	0.20	0.45	0.4
R-OS				
$\varphi = 30^\circ$	Vy max mm/s	4.5	4.4	4.6
	Vy min mm/s	- 4.3	-3.5	-3.2
	$\Delta(T1-T2)$ K	0.5	0.5	0.6
	$\Delta(T2-T3)$ K	0.4	0.6	0.55
$\varphi = 40^\circ$	Vy max mm/s	3.8	3.4	3.8
	Vy min mm/s	- 3.5	-3.3	-2.3
	$\Delta(T1-T2)$ K	0.7	0.7	0.8
	$\Delta(T2-T3)$ K	0.8	0.8	0.7
$\varphi = 50^\circ$	Vy max mm/s	3.2	3.0	3.7
	Vy min mm/s	- 3.0	-3.0	-2.2
	$\Delta(T1-T2)$ K	1.0	0.9	1
	$\Delta(T2-T3)$ K	0.9	0.9	0.9
$\varphi = 60^\circ$	Vy max mm/s	2.5	2.14	1.8
	Vy min mm/s	- 2.0	-2.14	-1.9
	$\Delta(T1-T2)$ K	1.0	1.02	1.05
	$\Delta(T2-T3)$ K	1.0	1.02	1

R-ST				
$\varphi = 70^\circ$	Vy max mm/s	1.6	1.48	1.50
	Vy min mm/s	- 1.5	-1.48	-1.50
	$\Delta(T1-T2)$ K	1.05	1.09	1.1
	$\Delta(T2-T3)$ K	1.10	1.09	1.1
$\varphi = 80^\circ$	Vy max mm/s	1.2	1.2	1.08
	Vy min mm/s	- 1.2	-1.2	-1.09
	$\Delta(T1-T2)$ K	1.10	1.17	1.2
	$\Delta(T2-T3)$ K	1.15	1.17	1.2
$\varphi = 90^\circ$	Vy max mm/s	0.8	0.70	0.70
	Vy min mm/s	- 0.8	-0.70	-0.70
	$\Delta(T1-T2)$ K	1.2	1.25	1.3
	$\Delta(T2-T3)$ K	1.2	1.25	1.3

W Tabeli nr 25 znajdują się rezultaty eksperymentów i symulacji numerycznych. Możemy więc porównać dokładności obliczeń wykonanych programem Fluent 2D, Cav2D z danymi eksperymentalnymi. Największe rozbieżności pojawiają się dla pierwszego reżimu rozwiązań typu Rayleigh'a - Benarda R-RaBe. Związane jest to z fluktuacjami prędkości i temperatury obserwowanymi zarówno w eksperymencie jak i w obliczeniach. Ze względu na trudność jednoznacznego określenia uśrednionej wartości mierzonego parametru generuje to pewien element przypadkowości przy wyborze wartości prędkości i temperatury użytych do porównań.

Dla większych kątów nachylenia $\varphi > 30^\circ$, w pozostałych reżimach (R-OS i R-ST) przepływu zgodność rezultatów obliczeń z eksperymentem jest bardzo dobra. Maksymalne rozbieżności są na poziomie ok. 5% czyli na poziomie dokładności pomiarów.

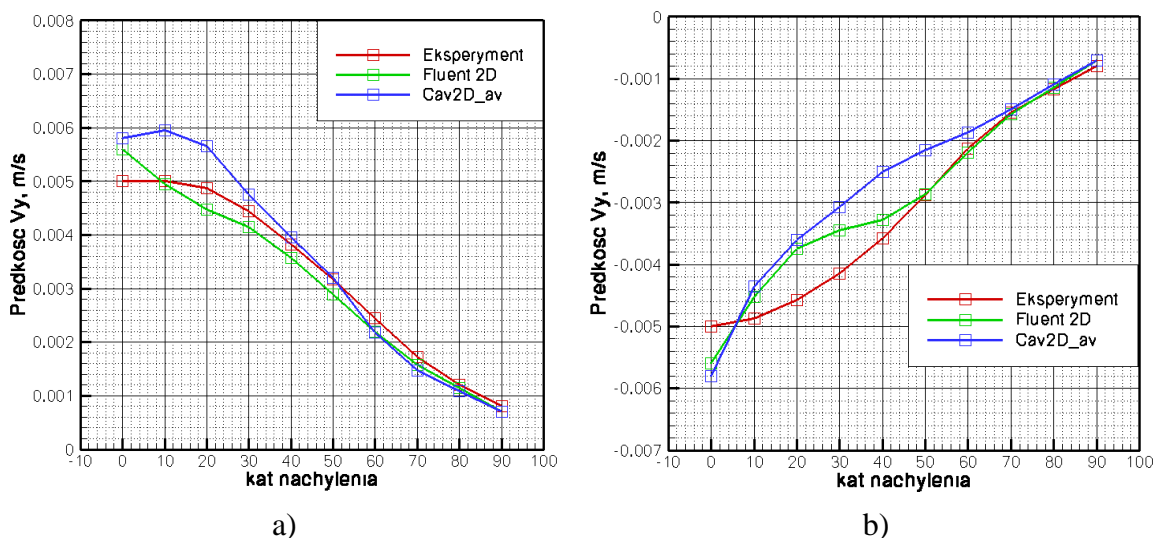


Rysunek 4.2 Średnie różnice temperatur mierzone w punktach kontrolnych przez termopary

T1, T2, T3, w funkcji zmian kąta nachylenia ϕ kanału przepływowego. Porównanie danych obliczeniowych z eksperymentalnymi; a) różnica temperatur $\Delta(T1-T2)$, b) różnica temperatur $\Delta(T2-T3)$.

Uzupełnieniem do powyższej tabeli jest rysunek 4.2, gdzie kolorem czerwonym zaznaczone są krzywe eksperymentalne, kolorem zielonym wyniki uzyskane modelem Fluent 2D, oraz kolorem niebieskim dane uzyskane modelem Cav_2D_av. Jak widać, uzyskane tymi trzema metodami wartości $\Delta(T1-T2)$ oraz $\Delta(T2 - T3)$ nie różnią się znacząco od siebie i pozostają w granicach błędu pomiaru temperatury rzędu 0.1° .

Kolejne porównanie wyników eksperymentalnych z wynikami numerycznymi dotyczy maksymalnej i minimalnej wartości pionowej składowej prędkości $V_y \max$ i $V_y \min$ uzyskanej na poziomych profilach. Prędkości te zaprezentowane są w funkcji kąta nachylenia ϕ kanału pomiarowego. Rysunki poniżej przedstawiają te zależności.



Rysunek 4.3 Składowe prędkości V_y w funkcji kąta nachylenia ϕ kanału pomiarowego. Porównanie danych obliczeniowych z eksperymentalnymi; a) dla wartości maksymalnej składowej prędkości $V_y \max$, b) dla wartości minimalnej składowej prędkości $V_y \min$.

Jak można zauważyć, dla mniejszych kątów nachylenia ϕ rozbieżności między prędkościami maksymalnymi, jak również minimalnymi są większe zarówno w porównaniu z eksperymentem jak i między stosowanymi kodami obliczeniowymi. Różnice te wynikają ze wspomnianych wcześniej fluktuacji pola przepływu i niejednoznaczności procesu uśredniania w eksperymencie (zbyt krótkie serie pomiarowe).

W wyniku obliczeń numerycznych wyznaczono granice stacjonarności przepływów dla różnych liczb Ra oraz kątów nachylenia ϕ kanału przepływowego (rozdział 3.7). Pozwoliło to na wyznaczenie krytycznej liczby Ra dla geometrii pochylonych.

Zmiana kąta nachylenia φ kanału pomiarowego wyraźnie wpływa na granice stacjonarności przepływu przy stałych warunkach termicznych. Uzasadnia to zastosowanie zmodyfikowanej liczby Rayleigh'a (Ra_{zm}) do opisu przepływów termicznych w pochylonych kanałach przepływowych.

4.2 Odniesienie skali laboratoryjnej do skali atmosferycznej

Dla zbadania analogii z przepływami atmosferycznymi przeprowadzono eksperyment symulujący dobowe zmiany temperatury. Wykonano analizę, której odniesieniem jest teoria Hunta²² mówiąca o powstawaniu przejściowego wieczornego frontu na zboczu (rozdział 2.5.5) Porównując warunki eksperymentalne powstawania frontu z modelem teoretycznym Hunta, otrzymano zbliżone położenie frontu w polu prędkości przepływu na zboczu pojawiającego się w reżimie wieczornych zmian kierunku prędkości.

Wstępne badania numeryczne w skali atmosferycznej wykonane programem Fluent 2D pokazały ich przydatność do analizy struktur przepływu i temperatury w warstwie mieszania i dla symulacji pochylonego zbocza $\varphi = 7.5^\circ$ uzyskano profile prędkości jakościowo zgodne z eksperymentem polowym (VTMX 2000). Stwarza to podstawy do przyszłych badań nad skalowaniem przepływów laboratoryjnych do skali atmosferycznej. Jest to naszym przyszłym zamierzeniem.

4.3 Perspektywy dalszych badań

D przyszłych prac na podstawie analizy stabilności przepływów termicznych w pochylej geometrii można zaproponować kilka kierunków działań. Można je podzielić na obszary prac eksperymentalnych i obliczeń numerycznych:

Eksperyment

Przeprowadzone eksperymenty wskazały na konieczność zastosowania większego modelu eksperymentalnego, co umożliwiłoby zweryfikowanie hipotezy skalowania przepływów atmosferycznych modelem laboratoryjnym. Do zbadania takiego modelu należałoby zastosować dokładniejsze kamery o większej rozdzielczości. Dzięki temu zwiększyłaby się dokładność otrzymywanych pól temperatury oraz pól prędkości.

W pracy wykorzystywano halogenową lampę oświetleniową o mocy 1000 W. Efektywniejsze będzie użycie do oświetlenia głowicy laserowej o trzech długościach światła. Poprawi się dzięki temu geometria płaszczyzny świetlnej, co pozwoli na uzyskanie dokładniejszych rozkładów temperatury i prędkości oraz zniweluje problem nierównomiernego oświetlenia kanału pomiarowego.

Obliczenia numeryczne

Dotychczasowe doświadczenia wskazują, że do obliczeń wykonywanych programem Fluent dla geometrii 3D trzeba zastosować dużo większą gęstość siatki obliczeniowej oraz zastosować komputery szybsze od stosowanych dotychczas. Umożliwi to realniejsze symulacje uwzględniające efekty tworzenia się przestrzennych komórek typu Rayleigh'a – Benarda dla małych kątów pochylenia φ . Zastosowanie obliczeń równoległych na siatce obliczeniowej podzielonej na partycję i wykonywanie ich na osobnych procesorach pozwoli na obliczenia w skalach atmosferycznych i zrealizowanie zamiarów porównania i skalowania tych przepływów do skal laboratoryjnych.

4.4 Wnioski końcowe

W ramach niniejszej pracy zbudowano stanowisko pomiarowe pozwalające na badanie stabilności termicznych występujących w zamkniętym kanale przepływowym. Stanowisko to umożliwi płynną zmianę kąta nachylenia φ kanału. W badaniach zastosowano nowoczesne techniki pomiarowe, DPIV, DPIT, oraz punktowy pomiar temperatury. Opracowano metodykę eksperymentalną, która może być wykorzystana do dalszych badań przepływów termicznych.

Podsumowaniem pracy eksperymentalnej oraz numerycznej jest podział otrzymanych struktur przepływu na trzy reżimy pod kątem występowania niestabilności termicznych. Zaproponowana klasyfikacja pozwoliła na wyodrębnienie cech charakterystycznych dla tych reżimów. W pracy wyznaczono krytyczną liczbę Ra dla przejścia ze stanu przepływu stacjonarnego w niestacjonarny dla pochyłonych kanałów przepływowych.

Przeprowadzona analiza stabilności przepływów termicznych w pochyłych geometriach dała użyteczne informacje dla przyszłych badań zarówno w zakresie optymalizacji geometrii wymienników ciepła jak i dla modelowania przepływów atmosferycznych na zboczach. Temat ten jest jednak nadal otwarty i wymaga dalszych prac eksperymentalnych i numerycznych.

Załącznik A

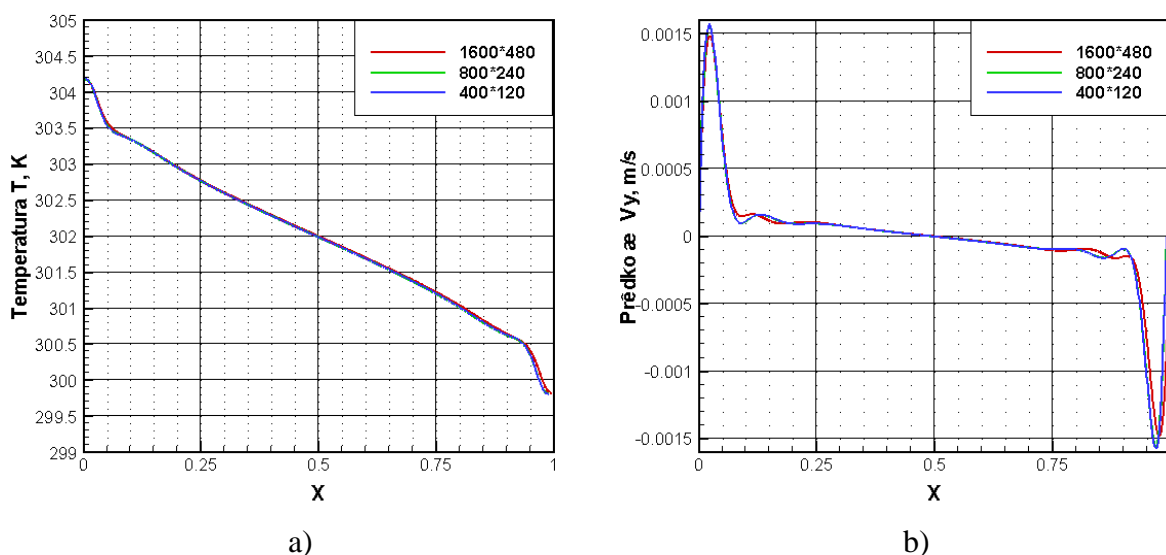
Test zbieżności siatek numerycznych, wyznaczenie wsp. GCI

Załącznik ten dotyczy testu zbieżności siatek numerycznych GCI (patrz pp. 3.5.1). Przetestowane zostały siatki wykorzystywane podczas modelowania programami CFD: Fluent 2D, Fluent 3D, Cav2D_av. Celem tego testu jest zweryfikowanie wyników obliczeń uzyskanych dla poszczególnych gęstości siatek numerycznych i wybranie siatki referencyjnej, na której będą wykonywane dalsze obliczenia.

Do analizy jakościowej porównywano poziomy profil temperatury oraz poziomy profil składowej prędkości V_y . Dla analizy ilościowej porównywane były trzy wartości temperatury; TP1, TP2, TP3 odczytane z poziomego profilu temperatury ($Y = 0.5$). Miejsca odczytu temperatury odpowiadają rozmieszczeniu termopar w naczyniu pomiarowym (patrz rys. 2.2). Porównywano także maksymalną oraz minimalną wartość składowych prędkości V_y max, V_y min odczytanych również z poziomego profilu.

GCI – Fluent 2D

Analizie poddano trzy siatki numeryczne o następujących wymiarach: 400×120 , 800×240 , 1600×480 . Poniżej na rysunku 4.4, zaprezentowane zostały profile temperatury oraz składowej prędkości V_y uzyskane z obliczeń na tych siatkach.



Rysunek 4.4 Porównanie poziomych profili ($Y = 0.5$) wyznaczonych na podstawie wyników uzyskanych na testowanych siatkach numerycznych; Fluent 2D, $\phi = 70^\circ$, a) profil temperatury, b) profil składowej prędkości V_y .

Na podstawie rysunku 4.4 widać, że wyniki dla poszczególnych siatek nie różnią się znacząco od siebie. Porównywane profile temperatury są niemal identyczne. Pełny obraz dokładności obliczeń będzie jednak możliwy po analizie współczynników GCI. Poniżej znajduje się tabela 26 przedstawiająca wyliczenie wartości współczynników GCI dla poszczególnych siatek numerycznych.

Tabela 26 Zestawienie współczynników GCI wyznaczony dla temperatury dla poszczególnych siatek numerycznych; model Fluent 2D; $\varphi = 70^\circ$.

Siatka numeryczna	TP1	TP2	TP3	GCI TP1	GCI TP2	GCI TP3
400 × 120	303.096	302.004	300.904	-	-	-
800 × 240	303.098	302.002	300.902	$2.8 \cdot 10^{-6}$	$6.6 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
1600 × 480	303.099	302.000	300.901	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$

Wyznaczone współczynniki, GCI dla temperatury są rzędu $10^{-5} \div 10^{-6}$; oznacza to, że zadowalająco poprawne rozwiązanie otrzymano już dla siatki o wymiarze 800 × 240. Dalsze zagęszczanie siatki obliczeniowej powoduje zwiększenie czasu obliczeń i nie przekłada się na znaczący wzrost dokładności obliczeń.

Jednak sama temperatura nie jest wystarczającym kryterium dokładności obliczeń. Pełniejsze informacje otrzymano analizując pola prędkości. Na podstawie analizy jakościowej profili składowej prędkości V_y zauważono większe różnice niż to miało miejsce podczas porównań dla temperatury. W tabeli 27 znajdują się wyniki testu przeprowadzonego dla wartości minimalnej i maksymalnej poziomej składowej prędkości.

Tabela 27 Zestawienie współczynników GCI wyznaczony dla prędkości dla poszczególnych siatek numerycznych; model Fluent 2D; $\varphi = 70^\circ$.

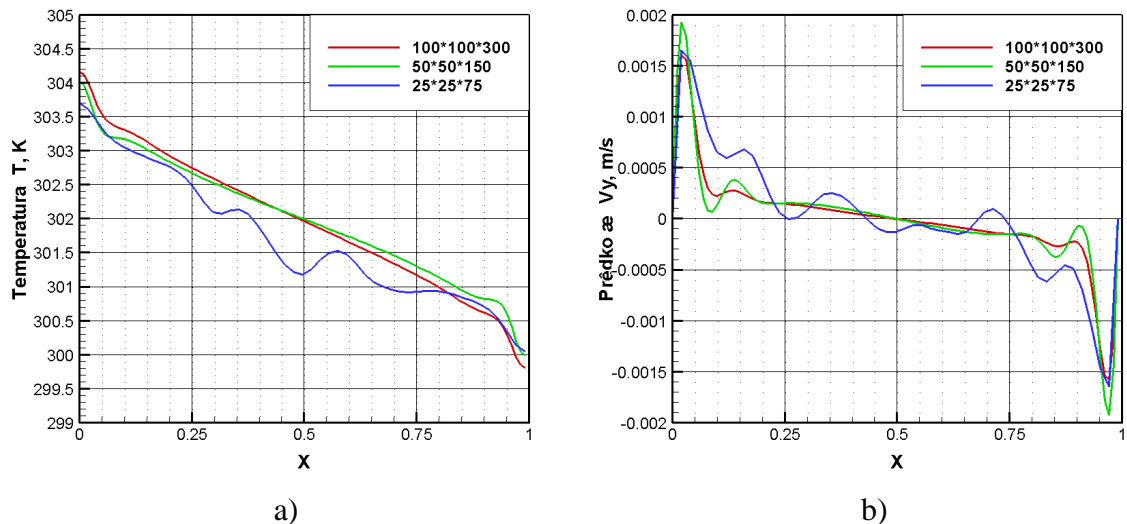
Siatki numeryczna	V_y max m/s	V_y min m/s	GCI V_y max	GCI V_y min
400 × 120	$1.573 \cdot 10^{-3}$	$- 1.573 \cdot 10^{-3}$	-	-
800 × 240	$1.511 \cdot 10^{-3}$	$- 1.511 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$
1600 × 480	$1.482 \cdot 10^{-3}$	$- 1.482 \cdot 10^{-3}$	$7.9 \cdot 10^{-3}$	$7.9 \cdot 10^{-3}$

Wyznaczone współczynniki GCI dla maksymalnej oraz minimalnej wartości składowej prędkości V_y są rzędu $10^{-2} \div 10^{-3}$. Prawdopodobnie dalsze zagęszczanie siatki obliczeniowej zmniejszyłoby wsp. GCI do poziomu, poniżej 10^{-3} lecz wiązałoby się to z wydłużeniem czasu obliczeń, który dla siatki o wymiarach 1600 × 480 i tak jest dość długi (ok. tygodnia). Ostatecznie dla obliczeń wykonywanych programem Fluent 2D wybrano siatkę o wymiarach 1600 × 480 dającą największą dokładność obliczeń.

Siatka o wymiarach 1600×480 jest, więc kompromisem pomiędzy zadowalającą dokładnością obliczeń a czasem obliczeń.

GCI – Fluent 3D

Analizie poddano trzy siatki numeryczne o następujących wymiarach: $75 \times 25 \times 25$, $150 \times 50 \times 50$, $300 \times 100 \times 100$. Poniżej na rysunku 4.5 zaprezentowane zostały profile temperatury oraz składowej prędkości V_y dla tych siatek.



Rysunek 4.5 Porównanie poziomych profili ($Y = 0.5$) wyznaczonych na podstawie wyników uzyskanych na testowanych siatkach numerycznych; Fluent 3D, $\varphi = 70^\circ$, a) profile temperatury, b) profile składowej prędkości V_y .

Profile dla różnych rozmiarów siatek numerycznych różnią się znacząco między sobą. Jest to widoczne zwłaszcza dla profili uzyskanych na siatce najrzadszej o wymiarze $75 \times 25 \times 25$. Zarówno profil temperatury jak i prędkości mocno odbiega od profili dla siatek gęstszych. Rozwiązanie otrzymane na tej siatce jest błędne i zagęszczenie siatki obliczeniowej jest niezbędne do osiągnięcia poprawnego rozwiązania. W tabeli 28 znajdują się wyliczenia wartości współczynników GCI dla poszczególnych siatek numerycznych.

Tabela 28 Zestawienie współczynników GCI wyznaczony dla temperatury dla poszczególnych siatek numerycznych; model Fluent 3D; $\varphi = 70^\circ$.

Siatka numeryczna	TP1	TP2	TP3	GCI TP1	GCI TP2	GCI TP3
$75 \times 25 \times 25$	302.860	301.123	300.901	-	-	-

150 × 50 × 50	303.059	301.980	300.934	2.73 10 ⁻⁴	1.2 10 ⁻³	4.6 10 ⁻⁵
300 × 100 × 100	303.102	302	300.909	5.9 10 ⁻⁵	2.8 10 ⁻⁵	3.5 10 ⁻⁵

Wyznaczone współczynniki, GCI dla temperatury są rzędu 10⁻³ ÷ 10⁻⁵; oznacza to, że biorąc jako kryterium temperaturę zadowalająco poprawne rozwiązanie otrzymano dla siatki o wymiarze 150 × 50 × 50. Dalsze badania współczynnika GCI przeprowadzono dla prędkości. W tabeli 29 poniżej znajdują się wyniki testu GCI dla wartości maksymalnej i minimalnej składowej prędkości V_y .

Tabela 29 Zestawienie współczynników GCI wyznaczony dla prędkości dla poszczególnych siatek numerycznych; model Fluent 3D; $\phi = 70^\circ$.

Siatka numeryczna	V_y max m/s	V_y min m/s	GCI V_y max	GCI V_y min
75 × 25 × 25	1.563 10 ⁻³	1.563 10 ⁻³	-	-
150 × 50 × 50	1.925 10 ⁻³	1.925 10 ⁻³	9.7 10 ⁻²	9.7 10 ⁻²
300 × 100 × 100	1.523 10 ⁻³	1.523 10 ⁻³	8.7 10 ⁻²	8.7 10 ⁻²

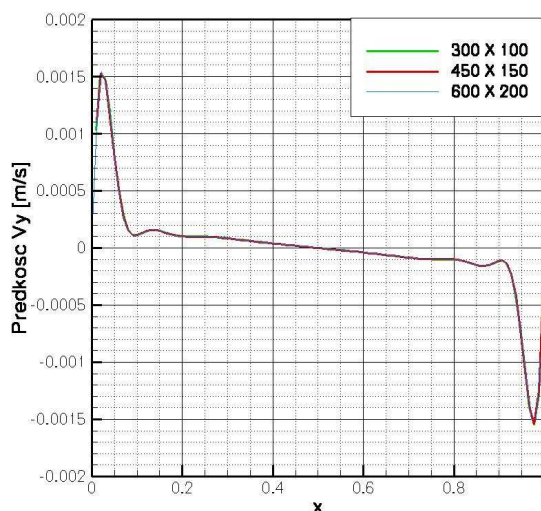
Wyznaczone współczynniki, są rzędu 10⁻², czyli powyżej 10⁻³. Dalsze zagęszczanie siatki obliczeniowej zmniejszyłoby współczynnik GCI do poziomu, poniżej 10⁻³. Siatka o największym wymiarze tj. 300 × 100 × 100 posiada 3 miliony komórek i zajmuje ok. 2 GB pamięci RAM. Jest więc bardzo duża i dalsze zagęszczenie wymagałoby stosowania silniejszych komputerów oraz dzielenie tak dużej siatki na mniejsze partycje i obliczanie na osobnych komputerach. Wydłużyłoby to znacząco czas obliczeń. Zdecydowano więc, że obliczenia programem Fluent 3D będą realizowane na siatce o wymiarach 300 × 100 × 100.

GCI – Cav2D_av

Na podstawie przeprowadzonych już wcześniej analiz dla programu Fluent 2D oraz Fluent 3D zauważono, że wymiar siatki obliczeniowej ma największe znaczenie dla dokładności wyznaczenia pola prędkości. Przy wyznaczaniu współczynnika GCI dla kolejnego programu Cav2D_av zdecydowano się przeprowadzić tę analizę tylko poprzez porównanie wartości prędkości dla następujących wymiarów siatki obliczeniowej: 300 × 100, 450 × 150, 600 × 200.

Poniżej na rysunku 4.6 znajdują się profile składowej pionowej prędkości otrzymane dla trzech siatek obliczeniowych. W tabeli 30 zebrano otrzymane dla tych siatek współczynniki zbieżności siatki GCI. Okazuje się, że program Cav2D_av jest stosunkowo

mało wrażliwy na rozmiar siatki obliczeniowej w badanym zakresie. Z uwagi na krótkie czasy obliczeń charakteryzujące kod Cav2D_av, do dalszych obliczeń przyjęto jako optymalną siatkę obliczeniową o wymiarze 600 x 200.



Rysunek 4.6 Porównanie poziomych profili składowej prędkości V_y ($Y = 0.5$) na podstawie wyników uzyskanych na testowanych siatkach numerycznych; Cav2D_av, $\varphi = 70^\circ$.

Tabela 30 Zestawienie współczynników GCI wyznaczony dla prędkości dla poszczególnych siatek numerycznych; model Cav2D_av; $\varphi = 70^\circ$.

Siatka numeryczna	V_y max m/s	V_y min m/s	GCI V_y max	GCI V_y min
300 × 100	$1.51 \cdot 10^{-3}$	$1.51 \cdot 10^{-3}$	-	-
450 × 150	$1.53 \cdot 10^{-3}$	$1.53 \cdot 10^{-3}$	$1.32 \cdot 10^{-2}$	$1.32 \cdot 10^{-2}$
600 × 200	$1.54 \cdot 10^{-3}$	$1.54 \cdot 10^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$

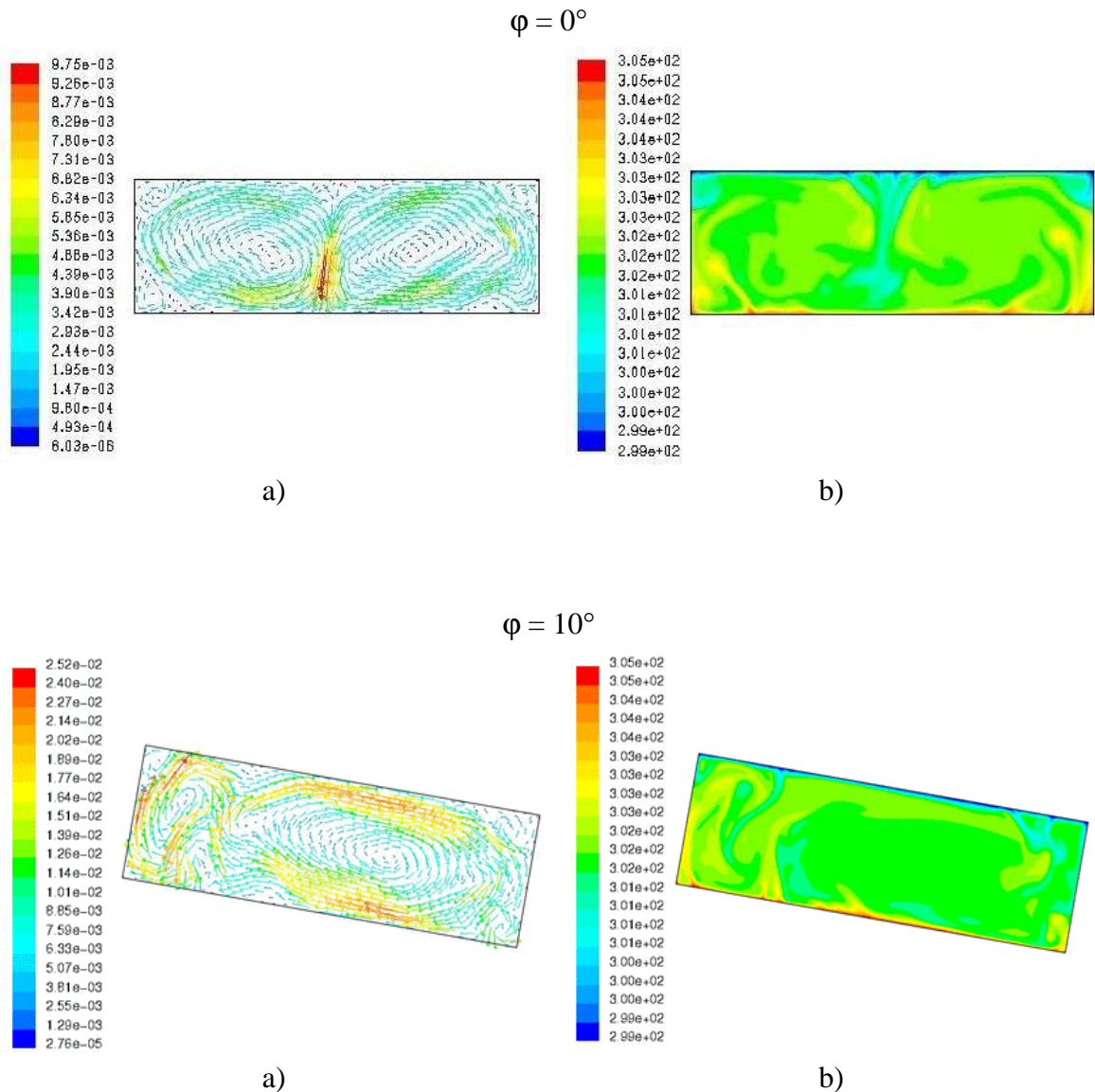
GCI – Frecon3V

Niewątpliwą zaletą programu Frecon3V jest szybkość obliczeń. Z tego względu zdecydowano się, że nie będzie on podlegał weryfikacji współczynnika GCI i do obliczeń zostaną zastosowane siatki o możliwie największych rozmiarach, wynikające jedynie z ograniczeń systemu operacyjnego. Maksymalny wymiar dla obliczeń 3D wynosi $241 \times 81 \times 81$ a dla modelu 2D wynosi $241 \times 81 \times 5$.

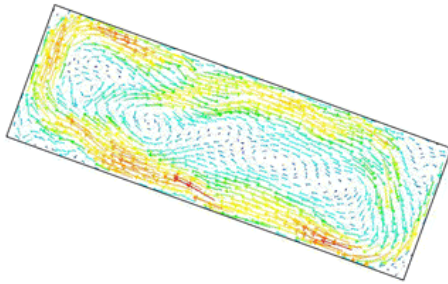
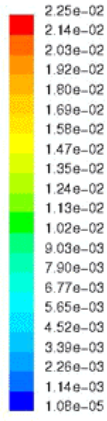
Załącznik B

Zestawienie obliczeń przepływu w kanale, program Fluent 2D

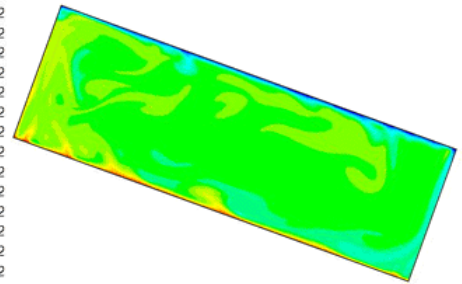
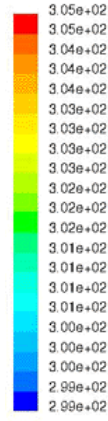
Załącznik ten zawiera zestawienie wyników modelowania numerycznego wykonanego programem Fluent 2D. Zakres zmian kąta nachylenia kanału obliczeniowego zawierał się w zakresie $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$. Różnica temperatur pomiędzy dolną a górną ścianką wynosiła $\Delta T = 6^\circ\text{C}$. Pokazano chwilowe pola temperatury (lewa kolumna rysunku) i prędkości (prawa kolumna) dla rozwiązań otrzymanych po okresie ok. 1000 s czasu rzeczywistego.



$\varphi = 20^\circ$

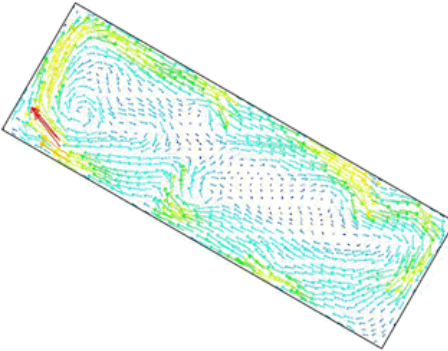
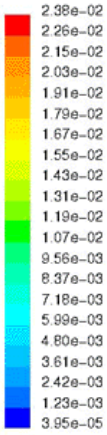


a)

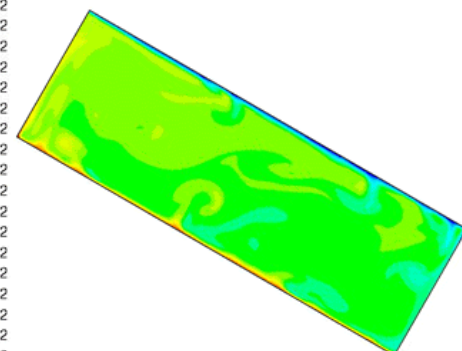
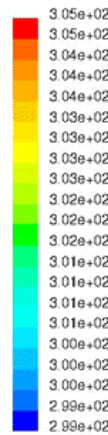


b)

$\varphi = 30^\circ$

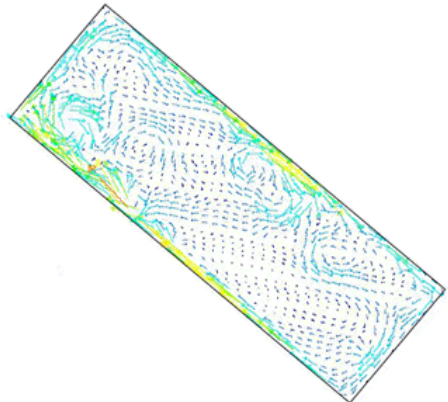
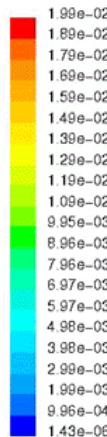


a)

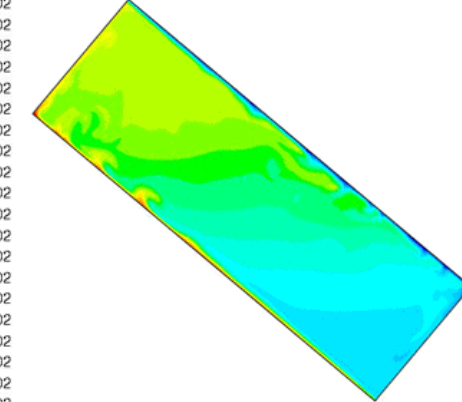


b)

$\varphi = 40^\circ$

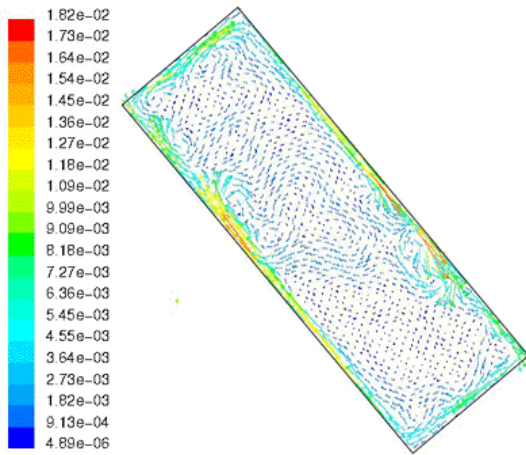


a)

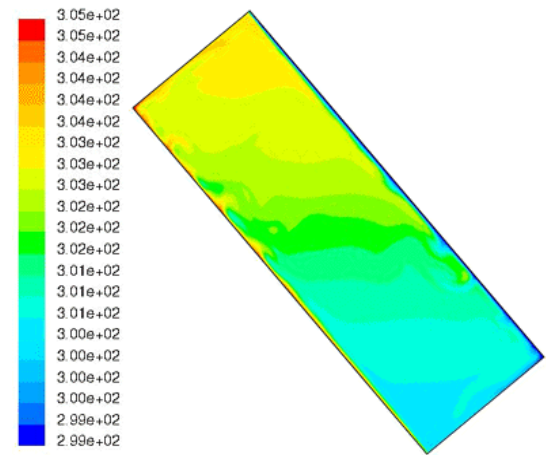


b)

$\varphi = 50^\circ$

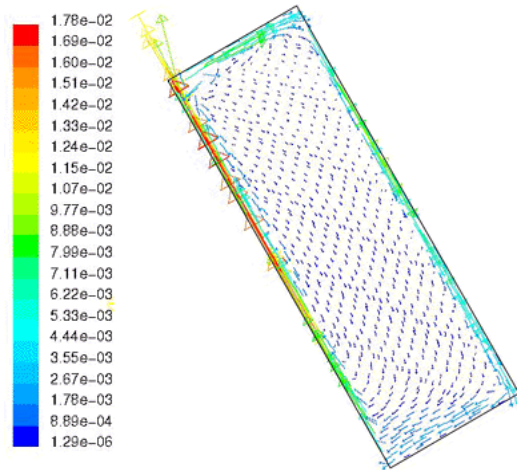


a)

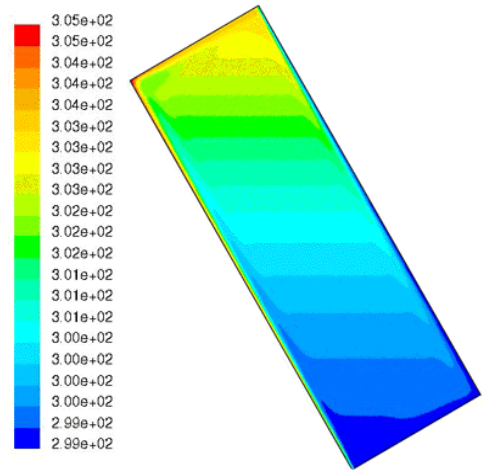


b)

$\varphi = 60^\circ$

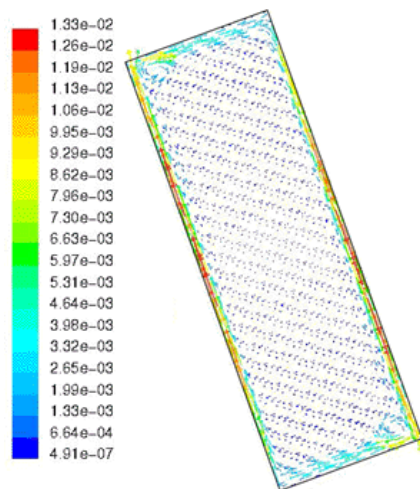


a)

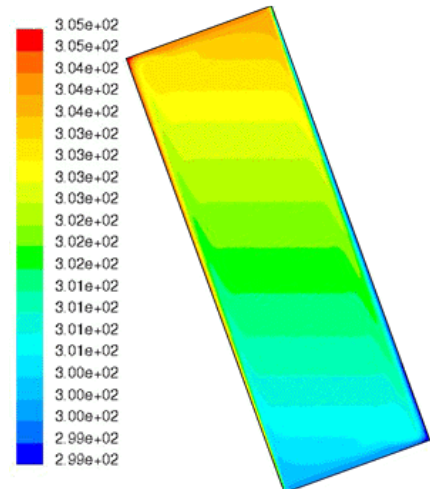


b)

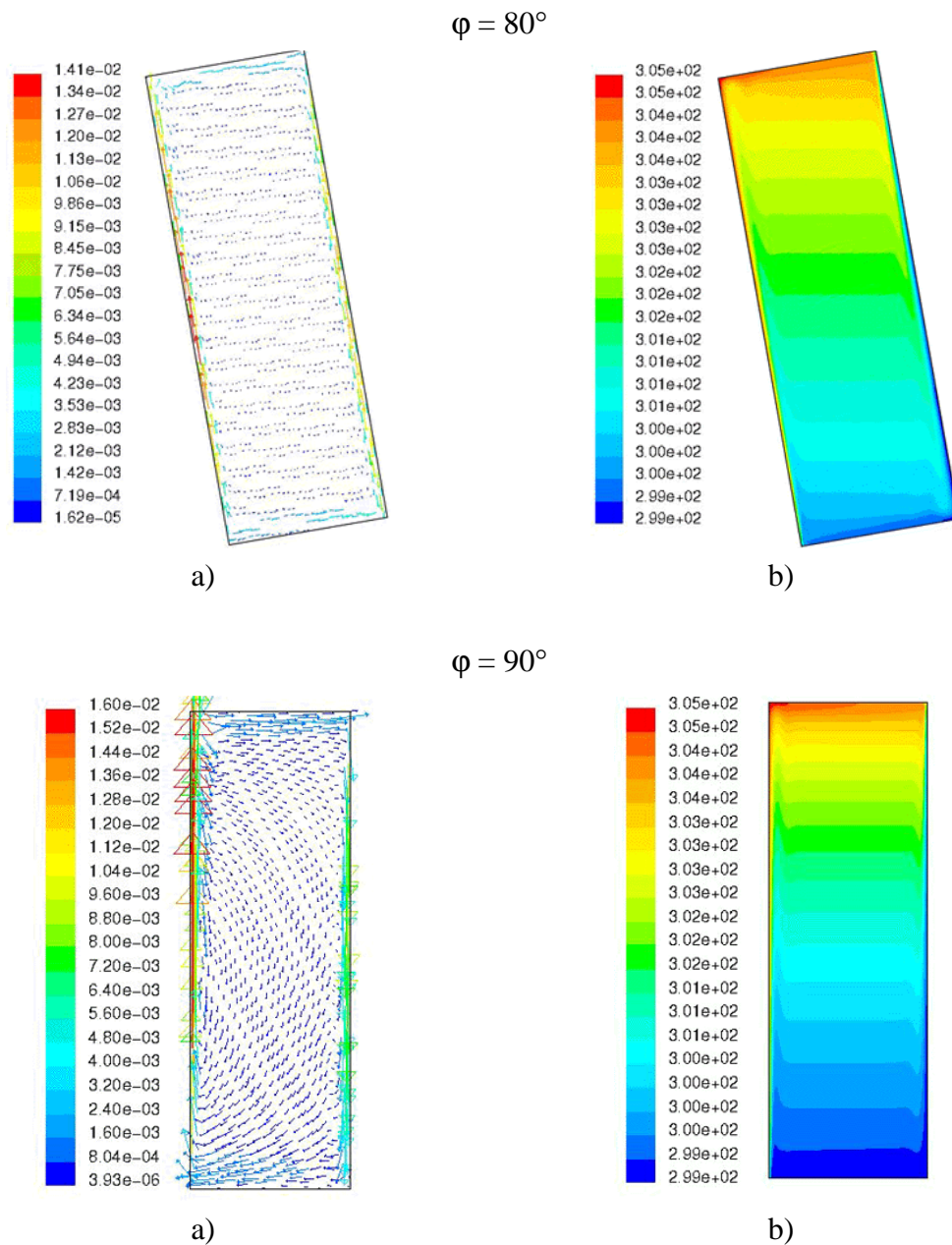
$\varphi = 70^\circ$



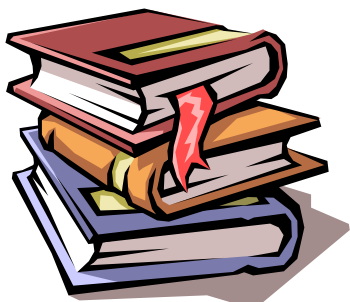
a)



b)



Rysunek 4.7 Wyniki modelowania programem Fluent 2D; a) chwilowe pola prędkości, b) chwilowe pola temperatury.



Bibliografia

¹ Incropera F. P., De Witt D. P., “Fundamentals of Heat and Mass Transfer”, Third Edition, Wiley 1990.

² Kowalewski T. A., Monti P., Chan W. C., Princevac M., Fernando H. J. S., “Vertical Transport and Mixing in the Salt – Lake Basin” Proceedings of the 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics, ISEH 2001.

³ Princevac M., Fernando H. J. S., Chan W. C., Kowalewski T. A., Monti P., Anderson J., “Slope Flow Measurements During Vertical Transport and Mixing (VTMX) Field Experiment, Salt Lake City, 2000”, Proceedings of the 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics, ISEH 2001.

⁴ Program badawczy VTMX <http://www.pnl.gov/VTMX>, <http://fluid.ippt.gov.pl/vtmx>.

⁵ Alexandrowa O. A., Anderson J., Fernando H. J. S., “Aerosol Transport by Vertical Driven Winds in the Salt Lake Valley”, 3d Int. Symp. on Environmental Hydraulics, CD ROM Proc, pp. 00003.1-6, Edts. D. Boyer & R. Rankin, ASU, Tempe 2001.

⁶ http://www.bbc.co.uk/weather/weatherwise/factfiles/basics/wind_localwinds.shtml.

⁷ http://www.enc.visiontec4.info/link-Ci%C5%9Bnienie_atmosferyczne.

⁸ <http://www.atmosphere.mpg.de/media/archive/6090.gif>.

⁹ Stull R. B., “Meteorology for Scientists and Engineers”, Brooks/Cole 2000.

¹⁰ <http://manhaz.cyf.gov.pl>.

-
- ¹¹ Reynolds O., „On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion”, Philosophical Transactions of the Royal Society, London 1895.
- ¹² Boeker E., Rienk van Grondelle, „Fizyka Środowiska”, PWN Warszawa 2002.
- ¹³ Wiśniewski S., Wiśniewski T. S., „Wymiana Ciepła”, WNT Warszawa 1997.
- ¹⁴ Garratt J. R., “The Atmospheric Boundary Layer”, Cambridge University Press 1992.
- ¹⁵ Atkinson B. W., “Meso - Scale Atmospheric Circulations”, Academic Press 1981.
- ¹⁶ MacGregor R. K., Emery A. F., “Free Convection Through Vertical Plane Layers – Moderate and High Prandtl Number Fluids”, Am. Soc. Mech. Engrs., series C, J. of Heat Transfer, vol. 91, pp. 391-403, 1969.
- ¹⁷ Fujii T., Imura H., “Natural – Convection Heat Transfer from a Plate with Arbitrary Inclination”, “Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 15, pp. 755-767, 1972.
- ¹⁸ Azevedo L. F. A., Sparrow E. M., “Natural Convection in Open-Ended Inclined Channels”, Am. Soc. Mech. Engrs, J. Heat Transfer, vol. 107, 893-901, 1985.
- ¹⁹ Monti P., Fernando H. J. S., Princevac M., Chan W. C., Kowalewski T. A., Pardyjak E. R., “Observation of Flow and Turbulence in the Nocturnal Boundary Layer over Slope”, J. of the Atmospheric Sciences, vol. 59, no 17, pp. 2513-2534, 2002.
- ²⁰ <http://www.eas.asu.edu/~pefdhome/projects03/atm-rsrch.html>.
- ²¹ <http://www.eas.asu.edu/~pefdhome/projects03/basinflow.html>.
- ²² Hunt J. C. R., Fernando H. J. S., Princevac M., „Unsteady Thermally Driven Flows on Gentle Slopes”, American Meteorological Society, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 60, pp. 2169-2182, 2003.
- ²³ Brazel A. J., Fernando H. J. S., Hunt J. C. R., Selover N., Hedquist B. C., Pardyjak E., “Evening Transition Observation in Phoenix, Arizona”, Journal of Applied Meteorology, vol. 44, pp. 99-112, 2005.
- ²⁴ www.eas.asu.edu/~pefdhome/projects03/anabatic.html.

-
- ²⁵ Fernando H. J. S., Princevac M., Hunt J. C. R., Chan W. C., "Studies on Up-Slope Flows in Complex Topographies", oral presentation, 54th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics, November 18 San Diego, California 2001.
- ²⁶ Kowalewski T. A., Cybulski A., "Experimental and Numerical Investigation of Natural Convection in Freezing Water", Proc. of Conf. On Heat Transfer with Change of Phase, 61 (2), pp. 7-16, Kielce 1996.
- ²⁷ Kowalewski T. A., Rebow M., „Freezing of Water in a Differentially Heated Cubic Cavity”, International Journal on Computational Fluid Dynamics, vol. 11, pp.193-210, 1999.
- ²⁸ Giangi M., Kowalewski T. A., Stella F., Leonardi E., "Natural Convection During Ice Formation: Numerical Simulation vs. Experimental Results", Comp. Assisted Mech. and Eng. Scs., vol. 7, pp. 321-342, 2000.
- ²⁹ Hiller W., Kowalewski T. A., "Simultaneous Measurement of the Temperature and Velocity Fields In Thermal Convective Flows", Flow Visualization IV, Hemisphere, pp. 617-622, Paris 1987.
- ³⁰ Hiller W. J., Koch St., Kowalewski T. A., Stella F., "Onset of Natural Convection in a Cube", International Journal Heat and Mass Transfer, vol. 36, pp. 3251-3263, 1993.
- ³¹ Quénot G. M., "Image Matching Using Dynamic Programming: Application to Stereovision and Image Interpolation", Proc. IMAGE' COM, pp. 265-270, 1996.
- ³² Quénot G. M., Pakleza J., Kowalewski T. A., "Particle Image Velocimetry Using Optical Flow for Image Analysis", Proc. 8th International Symposium on Flow Visualization, Sorrento, Italy, 1998.
- ³³ Fujisawa N., Funatani S., Katoh N., "Scanning Liquid-Crystal Thermometry and Stereo Velocimetry for Simultaneous Three - Dimensional Measurement of Temperature and Velocimetry Fidel in Turbulent Rayleigh - Benard Convection", Springer, Experiments in Fluids, vol. 38, pp. 291-303, 2005.
- ³⁴ Manca O., Nardini S., Naso V., "Effect of Natural Convection of the Distance Between an Inclined Discretely Heated Plate and a Parallel Shroud Below", ASME, Journal of Heat Transfer, vol. 124, pp. 441-451, 2002.
- ³⁵ Symons J. G., Peck M. K., "Natural Convection Heat Transfer Through Inclined Longitudinal Slots", ASME, Journal of Heat Transfer, vol. 106, pp. 824-829, 1984.

-
- ³⁶ Ozoe H., Sayama H., Churchill S., “Natural Convection in a Long Inclined Rectangular Box Heated from Below”, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, vol. 20, pp. 123-129, 1977.
- ³⁷ Hollands K. G. T., Raithby G. D., Konicek L., “Correlation Equation for Free Convection Heat Transfer in Horizontal Layers of Air and Water”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, pp. 879-884, Pergamon Press 1975.
- ³⁸ Buchberg H., Catton I., Edwards D. K., “Natural Convection in Enclosed Spaces – a Review of Application to Solar Energy Collection”, *ASME, Journal of Heat Transfer*, pp. 182-188, 1976.
- ³⁹ Linthors S. J. M., Schinkel W. M. M., Hoogendoorn C. J., “Flow Structure with Natural Convection In Inclined Air - Filled Enclosures”, *Am. Soc. Mech. Engrs, J. Heat Transfer*, vol. 103, pp. 535-539, 1981.
- ⁴⁰ Cianfrini C., Carcione M., Dell’Omo P. P., “ Natural Convection in Tilted Square Cavities with Differentially Heated Opposite Walls”, *Int. J. of Thermal Sciences*, vol. 44, pp. 441-451, Elsevier 2005.
- ⁴¹ Anderson R., Lauriat G., “The Horizontal Natural Convection Boundary Layer Regime in a Closed Cavity”, *Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conferences*, vol. 4, pp. 1453-1458, San Francisco 1986.
- ⁴² Ganzarolli M. M., Milanez L. Z., “ Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated From Below and Symmetrically Cooled from the Sides”, *Internat. J. Heat Mass Transfer*, vol.38, pp. 1063-1073, 1995.
- ⁴³ Shiralkar G. S., Tien L., “A Numerical Study of the Effect of a Vertical Temperature Difference Imposed on a Horizontal Enclosure”, *Numerical Heat Transfer* vol. 5, pp. 185-197, 1982.
- ⁴⁴ Corcione M., “ Effects of the Thermal Boundary Conditions at the side-walls upon natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled from above”, *International J. Thermal Sci.*, vol. 42, pp. 199-208, 2003.
- ⁴⁵ Markatos N. C., Pericleous K. A., “ Laminar and Turbulent natural Convection in an Enclosed Cavity”, *International Journal Heat Mass Transfer*, vol. 27, No. 5, pp. 755-772, Pergamon Press Ltd. 1984.
- ⁴⁶ Aziz K., Hellums J. D., “Numerical Solution of the Three-Dimensional Equations of Motion for Laminar Convection”, *Physics of Fluids*, vol. 10, pp. 314-324, 1967.

-
- ⁴⁷ Ozoe H. Yamamoto K., Churchill SW, Sayama H., “Three Dimensional, Numerical Analysis of Laminar Natural Convection In A Confined Fluid Heated From Below”, ASME J. Heat Trans. 98, p.202-207, 1976
- ⁴⁸ Accary G., Raspo I., Bontoux P., Zappoli B., “Three – Dimensional Rayleigh - Benard Instability in a Supercritical Fluid”, C. R. Mech. 332, pp. 209-216, 2004.
- ⁴⁹ Kowalewski T. A., “Particle Image Velocimetry and Thermometry Using Liquid Crystals”, invited paper FLUVISU 99, 8me Collque Nationale de Visualisation et de Traitement d’images en Mecanique des Fluids, Toulouse, June 1-4, ENSICA, pp. 33-48, Image Service 1999.
- ⁵⁰ Kowalewski T. A., “Measurement of Temperature and Velocity of Freezing Water Using Liquid Crystal Tracers in Advances in Cold-Region Thermal Engineering and Sciences, eds., Hutter K., Wang Y., Beer H., Lecture Notes in Physics vol. 533, pp. 83-90, Springer Verlag, Berlin 1999.
- ⁵¹ Kowalewski T. A., Cybulski A., “Particle Image Velocimetry and Thermometry in Freezing Water”, frontspice (colour page) in J. of Visualization, vol. 1, pp. 335, 1999.
- ⁵² Kowalewski T. A., Cybulski A., Rebow M., “Particle Image Velocimetry and Thermometry in Freezing Water Particle”, w 8th Int. Symposium on Flow Visualization, Sorrento, eds. G.M. Carlomagno, I. Grant, CD ROM Proceedings ISBN 0953399109, pp. 24.1-24.8, Edinburgh 1998.
- ⁵³ Hay J., Hollingsworth D., “A Comparison of Trichromic Systems for Use in the Calibration of Polymer-Dispersed Thermochromic Liquid Crystals”, Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 12, pp. 1-12, 1996.
- ⁵⁴ Dabiri D., Gharib M., “Digital Particle Image Thermometry: The Method and Implementation”, Experiments in Fluids, vol. 11, pp. 77-86, 1991.
- ⁵⁵ Sun J. H., Leaong K. C., Liu C. Y., “Influence of Hue Origin on the Hue - Temperature Calibration of Thermochromic Liquid Crystals”, Heat and Mass Transfer, vol. 33, pp. 121-127, 1997.
- ⁵⁶ Westerweel J., ”Digital Particle Image Velocimetry – Theory and Application”, Delft University Press, 1993.
- ⁵⁷ Hesselink L., “Digital Image Processing in Flow Visualization”, Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 20, pp. 421-485, 1988.

-
- ⁵⁸ Kowalewski T. A., "Particle Image Velocimetry and Thermometry for Two – Phase Flow Problem", Visualization and Imaging in Transport Phenomena, Annals of the New York Academy of Scs., 972, pp. 213-219, 2002.
- ⁵⁹ Westerweel J., Nieuwstadt F. T. M., Flor J. B., "Measurement of Dynamics of Coherent Flow Structures Using Particle Image Velocimetry", Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, pp. 476-499, 1990.
- ⁶⁰ Willert C. E., Gharib M., "Digital Particle Image Velocimetry", Experiments in Fluids, 10, pp. 181-193, 1991.
- ⁶¹ Raffel M., Willert C., Kompenhans J., "Particle Image Velocimetry", A Practical Guide, Springer, Berlin 1998.
- ⁶² Gouriet J. B., Stitou A., Riethmuller M. L., "Practical Implications Of Camera Resolution And Peak Locking In Actual Measurements", 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry, paper 1012, PIV 01, 2/3, September 17-19, Göttingen 2001.
- ⁶³ Quénot G. M., Pakleza J., Kowalewski T. A., "Particle Image Velocimetry Using Optical Flow for Image Analysis", Proc. 8th International Symposium on Flow Visualisation, Sorrento Italy 1998.
- ⁶⁴ Dekajło K., T. A. Kowalewski, Fernando H. J. S., "Experiments on Up - slope to Down Slope Transition in an Inclined Filled with Water", In: ICTAM04 CD-ROM Proceedings IPPT PAN, ed. by W. Gutkowski, T. A. Kowalewski, Springer, Springer Verlag. 2005.
- ⁶⁵ Fluent 6.0., "Users Guide", *Fluent Inc.*, Lebanon, NH 2002.
- ⁶⁶ Gambit 2.0., "Users Guide", *Fluent Inc.*, Lebanon, NH 2002.
- ⁶⁷ Shihe Xin, "Simulations Numeriques de Convection Naturelle Turbulente", These de Doctorant en Sciences de l' Universite Paris VI, LIMSI-CNRS, 1993.
- ⁶⁸ Goh L. P., Leonardi E., De Vahl Davis G., "FRECON3D – User's Manual", Report 1988/FMT/7, December 1988.
- ⁶⁹ Leonardi E., Kowalewski T. A., Timchenko V., De Vahl Davis G., "Effects of Finite Wall Conductivity on Flow Structures in Natural Convection", Proc. of Int. Conf. Comp. Heat and Mass Transfer, Eds. A.A. Mohamad & I. Sezai, pp. 182-188, Eastern Mediterranean University Printinghouse, Cyprus 1999.

-
- ⁷⁰ Mallinson G. D., De Vahl Davis G., “Three Dimensional Natural Convection in a Box: a Numerical Study”, J. Fluid Mech., 1983, pp. 1-31.
- ⁷¹ Michałek T., Kowalewski T. A., “Numerical Benchmark Based on Natural Convection of Freezing Water”, Proc. of 4th International Conference on Computational Heat and Mass Transfer, Cachan, Paris 2005.
- ⁷² Michałek T., Kowalewski T. A., “Simulations of the Water Freezing Process – Numerical Benchmarks”, TASK Quartely, 7 (3), pp. 389-408, 2003.
- ⁷³ Michałek T., Kowalewski T. A., Sarler B., Natural Convection for Anomalous Density Variation of Water: Numerical Benchmark, Progress in Computational Fluid Dynamics, vol. 5 (3-5), pp. 158-170, 2005.
- ⁷⁴ Klaster Open Mosix w ZMiFP IPPT-PAN, <http://fluid.ippt.gov.pl/mosix/>
- ⁷⁵ Michałek T., “Metoda Oceny Wiarygodności Symulacji Numerycznych Przepływów Lepkich i Termicznych”, Praca doktorska, IPPT PAN, Warszawa 2005.
- ⁷⁶ Roache P. J., “Verification and Validation in Computational Science and Engineering”, Hermosa Publishers, Albuquerque, NM, 1998.
- ⁷⁷ Dekajło K., Kowalewski T. A., “Experimental and Numerical Investigation of Natural Convection in Rectangular Inclined Enclosure”, Numerical Heat Transfer 2005, Eurotherm 82, pp. 953 - 962, Sept. 13-16, 2005, Krakow, Polit. Gliwicka 2005.
- ⁷⁸ Dekajło K., „Eksperymentalna i numeryczna analiza niestabilności termicznych pochylonego modelu wymiennika ciepła”, Polska Energetyka Słoneczna, Polskie Towarzystwo Energetyki Słonecznej – ISES, w druku 2008.
- ⁷⁹ <http://www.utdallas.edu/~herve/Abdi-SVD2007-pretty.pdf>.
- ⁸⁰ <http://www.vedur.is/~halldor/TEXT/eofsvd.html>.
- ⁸¹ Pearson K., “On Lines Planes of Closes Fit to System of Points in Space”, Philosophical Magazine and J. Sci., pp. 559-572, London, Edinburgh and Dublin (1901).
- ⁸² Wu C. G., Liang Y. C., Lin W. Z., Lee H. P., Lim S. P., “A Note on Equivalence of Proper Orthogonal Decomposition Methods”, J. Sound Vibr., vol. 265, pp. 1103-1110, 2003.

-
- ⁸³ Liang Y. C., Lee H. P., Lim S. P., Lin W. Z., Lee K. H., Wu C. G., “Proper Orthogonal Decomposition and its Applications”, Part I: Theory. *J. Sound Vibr.*, vol. 252 (3), pp. 527-544, 2002.
- ⁸⁴ Holmes P., Lumley J. L., Berkooz G., “Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry”, *Cambridge Monographs on Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge 1996.
- ⁸⁵ Sirovich L., “Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, Part 1: Coherent Structures”, *Q. Appl. Math.*, vol. 45 (3), pp. 561-571, 1987.
- ⁸⁶ Sirovich L., “Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, Part 2: Symmetries and Transformations”, *Q. Appl. Math.*, vol. 45 (3), pp. 573-582, 1987.
- ⁸⁷ Sirovich L., “Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, Part 3: Dynamic and Scaling”, *Q. Appl. Math.*, vol. 45 (3), pp. 583-590, 1987.
- ⁸⁸ Li Lei, Hu Fei, Jiang Jinhua, Cheng Xeuling, “An Application on the RAMS/FLUENT System on the Multi-Scale Numerical Simulation of the Urban Surface Layer – A Preliminary Study”, *Advances in Atmospheric Sciences*, vol. 24, no. 2, pp. 271-280, 2007.
- ⁸⁹ Riddle A., Carruthers D., Sharpe A., McHugh C., Stocker J., “Comparisons Between FLUENT and ADMS for Atmospheric Dispersion Modelling”, *Atmospheric Environment*, vol. 38, pp. 1029-1038, 2004.