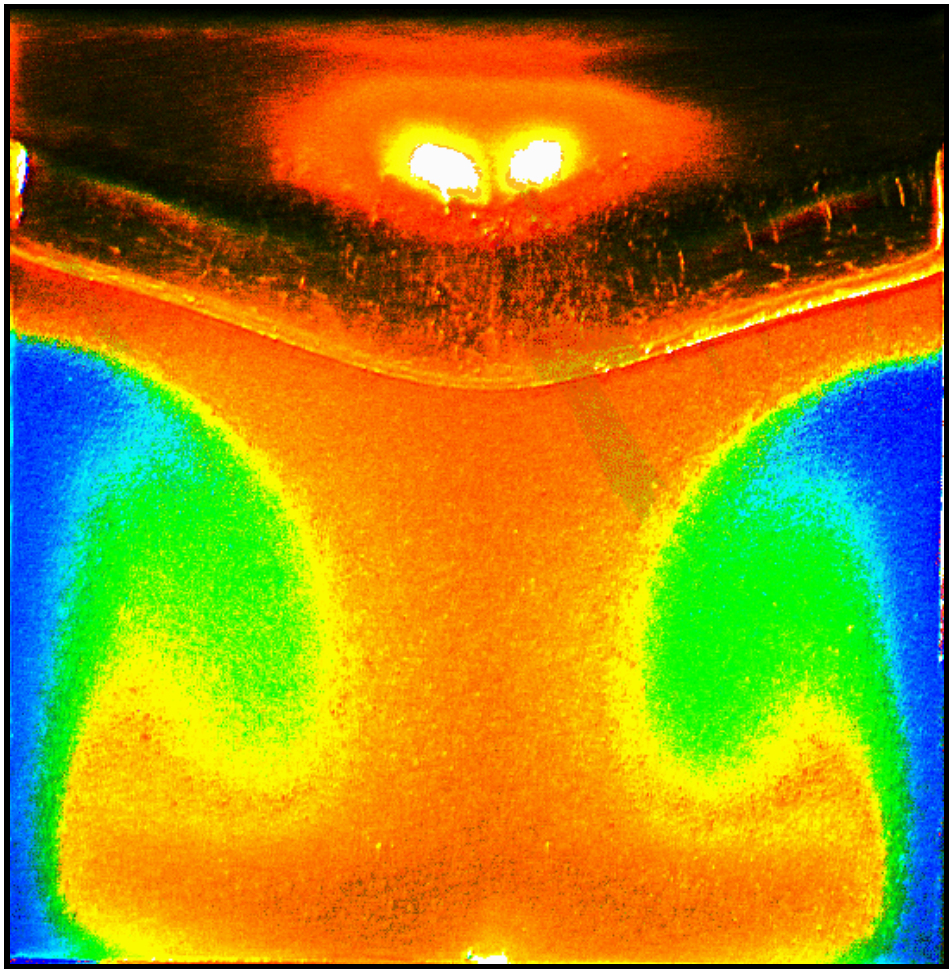
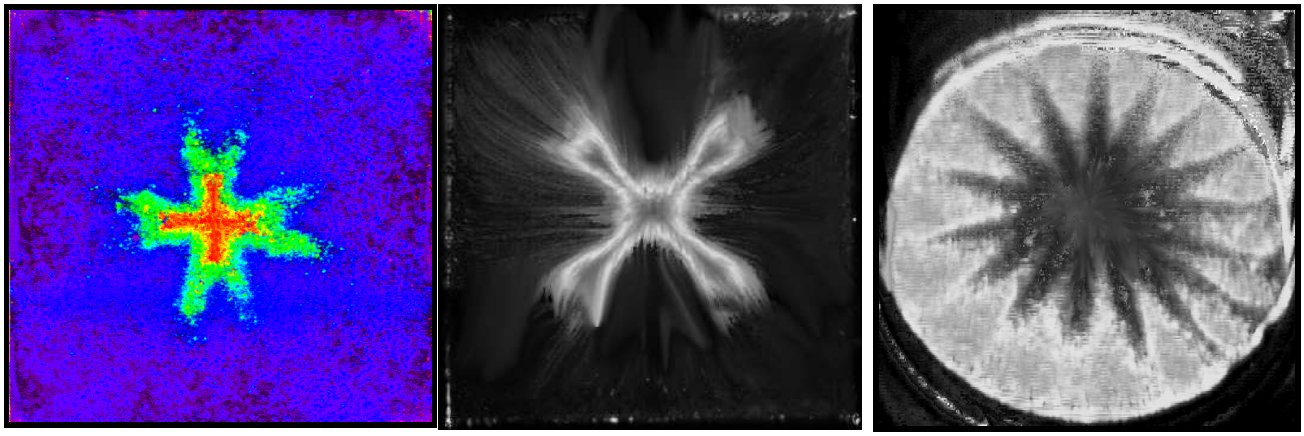
Wizualizacja temperatury przy pomocy zawiesiny ciekłokrystalicznej



Rys. A 1. Konwekcja naturalna z przemianą fazową w kanale sześciokątnym o ściankach bocznych z pleksiglasu (por. Rys. 7a).



(a) (b) (c)

Rys. A 2. Rozkład temperatury w pobliżu górnej ścianki dla kanału sześciennego z pleksiglasu (a) i ze szkła (b); dla walca szklanego (c). Por. Rys. **34** i Rys. **37**.

[24] Westerweel J., Digital Particle Image Velocimetry - Theory and Application, Delft, Delft University Press, 1993.

[25] Yarin, A., Kowalewski T.A., Hiller, W.J., Koch, St., Distribution of particles suspended in 3D laminar convection flow, Physics of Fluids, **8**, pp. 1130-1140, 1996.

[26] Yeoh, G.H., Behnia, M., de Vahl Davis, G., Leonardi E., A numerical study of three-dimensional natural convection during freezing of water, Int. J. Num. Meth. Eng., **30**, pp.899-914, 1990.

[27] Yeoh, G.H., Natural convection in a solidifying liquid, Ph.D. Thesis, University of New South Wales, Sydney 1993.

IUTAM Symposium, Cambridge UK, Aug. 13-18, 1989, (Edits. H.K. Moffat & A. Tsinober), pp 717 - 726, CUP 1990.

[10] Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A. & Stella, F., Onset of natural convection in a cube, Int. J. Heat Mass Transfer, **36**, pp 3251-3263, 1993.

[11] Huang HT; Fiedler HE; Wang JJ , Limitation and improvement of PIV. Part I: Limitation of conventional techniques due to deformation of particle image patterns. Exp Fluids **15,** pp.168-174, 1993.

[12] Knight, C.A., The freezing of supercooled liquids, D. Van Nostrand Co., Toronto 1967.

[13] Kohlrausch, F., Praktische Physik, Band 3, 22 Auflage, Table 22203, p 1.692-1.693, B.G. Teubner Stuttgart 1968.

[14] Kowalewski, T. A. Cybulski A., Experimental and numerical investigations of natural convection in freezing water, Int. Conf. on Heat Transfer with Change of Phase, Kielce (Poland), Dec. 8-10, 1996, in Mechanics, Vol. **61**/2, pp. 7-16, 1996.

[15] Kowalewski, T.A., Cybulski, A., de Vahl Davis, G., Leonardi, E., Free surface natural convection in differentially heated rectangular cavity, paper presented at 19th ICTAM Congress, Kyoto, 1996

[16] Mallison G.D., de Vahl Davis G., The method of the false transient for the solutions of coupled elliptic equations, J. Comp. Physics, **12,** pp. 435-461, 1973.

[17] Mitgau P.M., Hiller, W.J., Kowalewski T.A., Verfolgung von Teilchen in einer dreidimensionalen Strömung, ZAMM, Vol. **74**(5), pp T394-396, 1994.

[18] Müller, G., Neumann, G. & Matz, H., A Two-Rayleigh-Number model of buoyancy-driven convection in vertical melt growth configurations, J. Crystal Growth, **84**, pp. 36-49, 1987.

[19] Patankar S.V., Numerical Heat and Fluid Flow, Hemisphere, Publishing, Washington DC, 1980

[20] Quénot G. , Pakleza J. , Kowalewski T.A., Particle Image Velocimetry with Optical Flow , Experiments in Fluids, złożone do wydawnictwa 1997.

[21] Reizes, J., Leonardi, E. & de Vahl Davis, G., Natural convection near the density extremum of water, Proc. of Fourth Int. Conf. on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, pp 794-804, U.K. 1985.

[22] Söller C., Hiller W.J., Kowalewski T.A. & Leonardi E., Experimental and numerical investigation of convection in lid cooled cavities - effects of non-ideal thermal boundary conditions on three-dimensional flow, 3rd ICIAM Congress, Hamburg 1995, ZAMM 1996.

[23] Szymański Z., Badania spektroskopowe i modelowanie numeryczne plazmy podtrzymywanej laserem, Prace IPPT PAN **30**/1991, Warszawa 1991.

6. Podziękowania

Niniejsza praca powstała w wyniku realizacji projektu „*Struktury przepływu w konwekcji swobodnej cieczy z przemianą fazową w kanale zamkniętym z chłodzoną górną powierzchnią*" finansowanego przez KBN (grant nr 3P40400107). Część obliczeń numerycznych została wykonana na komputerze CRAY-CS6400 Politechniki Warszawskiej (COI).

Realizacja tego projektu była w dużej mierze możliwa dzięki życzliwości Dyrekcji Instytutu Max Plancka w Getyndze. Pragniemy tu podziękować za udostępnienie części aparatury, umożliwiającej zapoczątkowanie budowy nowego laboratorium, jak i osobiście za współpracę koledze W. Hiller i ówczesnym studentom C. Söller, St. Koch oraz C. Abegg.

Za współpracę w zakresie symulacji numerycznych chcielibyśmy szczególnie podziękować Computer Fluid Mechanics Group z New South Wales University, Sydney w szczególności kolegom G. de Vahl Davis, E. Leonardi i G. Yeoh jak również F. Stella z Universita di Roma „la Sapianza", J. Pakleza z CNRS LIMSI oraz A. Gelfgat z Technion.

7. Literatura

[1] Abegg, C., de Vahl Davis, G., Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A., Leonardi, E., Yeoh, G.H., Experimental and numerical study of three-dimensional natural convection and freezing in water; Proc. of 10th Int. Heat Transfer Conf., **4**, pp 1-6, Edt. G.F. Hewitt, IChemE 1994.

[2] Brewster, R.A., Gebhart, B., An experimental study of natural convection effects on downward freezing of pure water, Int. J. Heat Mass Transfer, **31**, pp 331-348, 1988.

[3] Doormaal van, J.P. and G.D. Raithby, Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows, Numer.Heat Transfer, **7**, 147-163, 1984

[4] Gelfgat A. Yu., Bar-Yoseph P.Z., Solan A., Axisymmetry-breaking instabilities of axially symmetric convective flows, preprint dla 10th Symposium On Transport Process, Kyoto, 1997.

[5] Goh, L.P., Leonardi, E. & de Vahl Davis, G., FRECON3D -Users Manual. A program for the numerical solution of mixed convection in a three-dimensional rectangular cavity, Report 1988/FMT/7, University of New South Wales, Sydney 1988.

[6] Hay J.L., Hollingsworth D.K., A comparison of trichromic systems for use in the calibration of polymer-dispersed thermochromic liquid crystals, Exp. Thermal Fluid Sci. **12**, pp 1-12, 1996.

[7] Hiller, W., Kowalewski, T.A., Simultaneous measurement of the temperature and velocity fields in thermal convective flows, Flow Visualization IV, (Editor Claude Veret), pp. 617-622, Hemisphere, Paris 1987.

[8] Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A., Three-dimensional structures in laminar natural convection in a cube enclosure, Exp. Therm. and Fluid Sci., **2**, pp 34-44, 1989.

[9] Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A., de Vahl Davis, G., Behnia, M., Experimental and numerical investigation of natural convection in a cube with two heated side walls, Proc.of

cieczy w wąskiej warstwie pod powierzchnią górnej ścianki. Oznacza to że, do „uruchomienia" konwekcji w tym obszarze wystarczają te drobne fluktuacje temperatury, obecne przy ustalaniu się stanu równowagi termicznej. Taki stan przepływu może działać stabilizująco na strukturę przepływu powstającą w chwili włączenia chłodzenia ścianki górnej.

5. Wnioski końcowe

Przeprowadzone badania konwekcji naturalnej z przemianą fazową w kanale z chłodzoną górną powierzchnią wskazały na skomplikowany charakter przepływu. Podstawowe obserwacje można podsumować następującymi wnioskami:

- Termiczne warunki brzegowe dla bocznych ścianek mają dla rozpatrywanych układów istotny wpływ na charakter przepływu. Dla podobnych warunków globalnych (różnica temperatur, geometria, własności termo-fizyczne cieczy), przepływ tworzy odmienne struktury, jeśli przewodnictwo cieple ścianek się zmienia. Związane to jest z dodatkowym stopniem swobody wyboru kierunku „spiralizacji" linii prądu w tworzących się wokół osi symetrii komórek przepływu.

- Pominięcie w symulacji numerycznej, przy formułowaniu termicznych warunków brzegowych, pełnych równań (3D) przewodnictwa ścianek bocznych może prowadzić do błędnych rozwiązań. Jest to związane z wpływem przewodnictwa *wzdłuż ścianek* na struktury przepływu.

- Zmiana własności ścianek jest istotnym parametrem sterującym przepływem. Modyfikacja warunków termicznych umożliwia kontrolowanie struktur przepływu.

- Kształt i struktura powierzchni fazy stałej odzwierciedla charakter struktury przepływu. Podział pola przepływu na symetryczne komórki objawia się w postaci charakterystycznych wyżłobień powierzchni tworzącego się lodu.

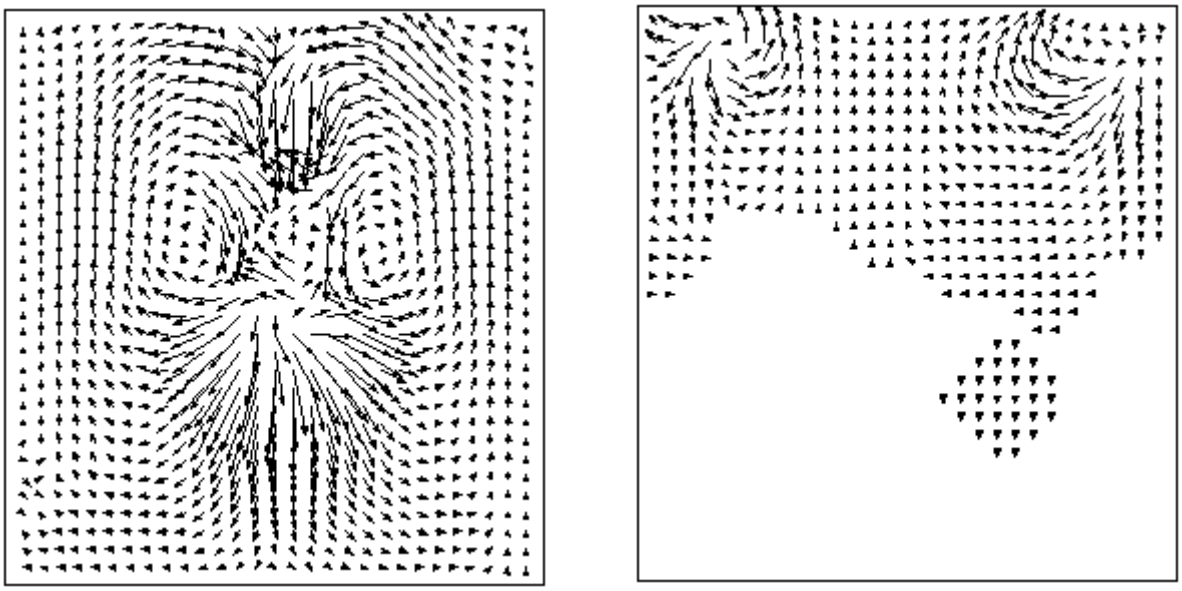
- Symetria walcowa kanału nie gwarantuje realizacji symetrycznej dwu-wymiarowej struktury przepływu. Niestabilności których źródłem jest warstwa termiczna przy górnej powierzchni prowadzą często do podziału struktury na kilkanaście symetrycznych komórek. Efekt tego podziału, widoczny na powierzchni tworzącej się fazy stałej, wydaje się być stabilizowany przez pojawiające się tam promieniste kanały.

- Sterowanie warunkami termicznymi w pobliżu górnej ścianki umożliwia w pewnych granicach kontrolowanie inicjacji przepływu i jego późniejszej struktury.

- Warunki początkowe wpływają na początkowy wzrost kryształu lodu i jego symetrię. Tzw. „ciepły start", od jednorodnego pola temperatury i zerowej prędkości, prowadzi do niestabilnych struktur przepływu przyczyniając się w efekcie do niesymetrycznego wzrostu kryształu. Rozpoczynając proces solidifikacji od ustalonej struktury przepływu konwekcyjnego, pozwala uzyskać stabilny, symetryczny wzrost kryształu lodu.

- Rezultaty symulacji numerycznej procesu zamarzania wody dobrze oddają obserwowane struktury przepływu i parametry wzrostu lodu dla niższych temperatur badanego zakresu (T_h=10^{o}C). Przy wyższych temperaturach przewidywany przyrost lodu jest wyższy niż ma to miejsce w eksperymencie.

Porównując rozwój przepływu od „startu ciepłego” (T_c=T_h=20°C) w kanale walcowym z grzałką wyłączoną i włączoną, stwierdzono stabilizujący wpływ tego dodatkowego źródła ciepła na inicjację przepływu. Podczas gdy dla grzałki wyłączonej przepływ startuje z niestabilnym termikiem (plum) przy osi przepływu (Rys. 44a), dla grzałki włączonej pojawia się toroidalny wir (Rys. 44b) na styku chłodzonej ścianki górnej i ścianki bocznej. Podobny rozruch „ciepły” jest obserwowany w symulacji numerycznej przy braku dodatkowych zaburzeń (por. Rys. 24) i prowadzi to utworzenia symetrycznej struktury przepływu.



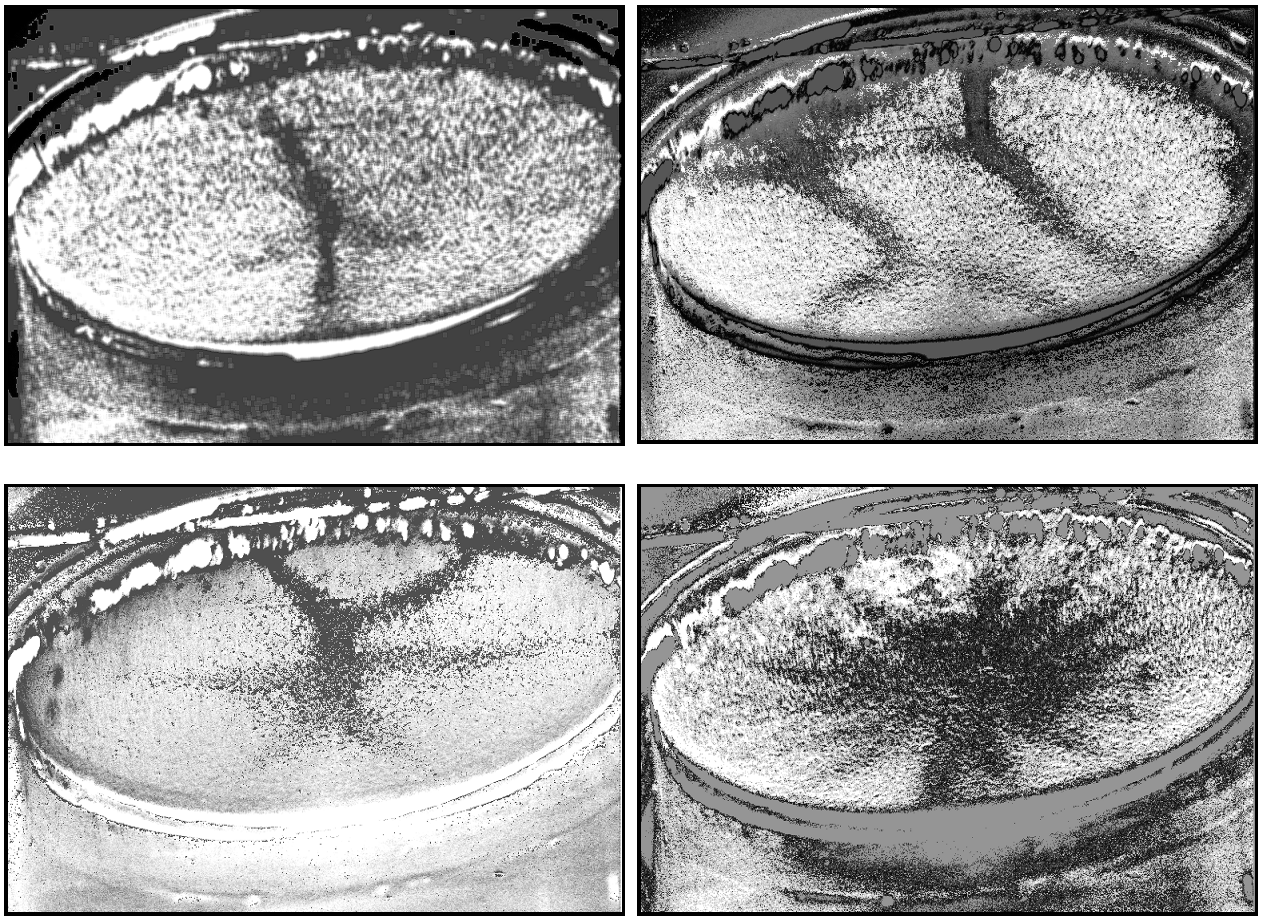
(a) (b)

Rys. 44. Wpływ dodatkowego źródła ciepła na inicjację konwekcji w walcu szklanym (W2), T_h = 20°C; wektorowe pole prędkości (PIV) zmierzone dla pionowego przekroju centralnego. (a) - wyłączona grzałka, typowy „plum” zimnej cieczy opadający od górnej ścianki; (b) - włączona grzałka w pobliżu górnej ścianki.

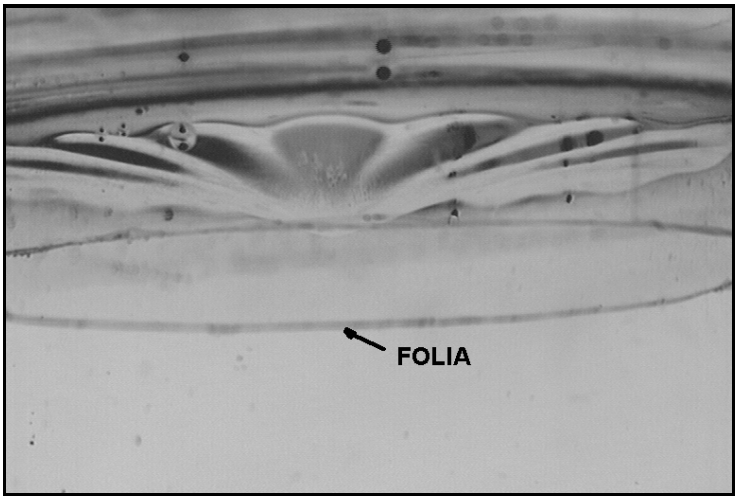
Wpływ tego dodatkowego strumienia ciepła zanika w miarę rozwoju przepływu i dla rozwiniętego przepływu staje się niezauważalny. Umieszczenie wewnątrz kanału podgrzewanego pręta pozwalało w znacznym stopniu wytłumić początkowe fluktuacje struktur przepływu, obecne zawsze przy tzw. *„ciepłym”* rozruchu. Obecność tego dodatkowego źródła ciepła nie miała natomiast istotnego wpływu na przepływ ustalony i na strukturę powierzchni lodu.

Całkowite wyeliminowanie struktur na powierzchni lodu było możliwe przez globalne zaburzenie struktury przepływu umieszczonym w kanale walcowym mieszadłem magnetycznym. Kryształ lodu hodowany w warunkach wymuszonej konwekcji wykazuje znacznie powolniejszy wzrost (większa wymiana ciepła), tworząc na powierzchni górnej cienką płasko-równoległą płytkę. Wstrzymanie konwekcji wymuszonej powodowało natychmiast gwałtowny przyrost lodu i uformowanie bryły lodu stycznej do izotermy krystalizacji ustalającej się w przepływie.

Interesujący efekt wpływ gradientu temperatury w ściankach bocznych na postać przepływu wywołuje wprowadzenia dodatkowej osłony termicznej górnego fragmentu ścianki bocznej, przy braku istotnej różnicy temperatur między górna powierzchnią a kąpielą zewnętrzną (stan początkowy dla „startu ciepłego”). Zaobserwowano, że zarówno izolacja termiczna w postaci cienkiej folii, czy obecność umieszczonej tam grzałki (wyłączonej), powoduje generacje regularnej cyrkulacji

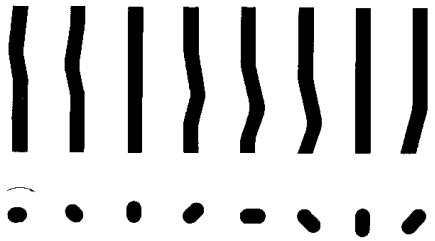


Rys. 42. Niestabilności struktury przepływu w kanale walcowym (W1); T_h=25°C, T_c=-10°C. Fluktuacje pola temperatury obserwowane pod górną powierzchnią widoczne w postaci zmian zabarwienia zawiesiny ciekłokrystalicznej. Ciemny kolor (czerwony) odpowiada niższej temperaturze.



Rys. 43. Struktura powierzchni lodu w walcu szklanym (W2) z paskiem folii izolacyjną (4mm) w górnej części; T_h=20°C.

Badania w kanale walcowym pokazują, że scenariusz procesu ustalania się przepływu dla temperatur zewnętrznych T_h nieprzekraczających 10°C jest analogiczny do obserwowanego w kanałach sześciennych. Dla wyższych temperatur zewnętrznych (T_h = 15°- 25°C) przepływ nie osiąga stanu ustalonego. Zarówno dla „startu zimnego" jak i „ciepłego" widoczny w przekroju poziomym centralny strumień cieczy ma postać fluktuującego barwnego koła, które zaciskając zewnętrzny czerwony pierścień (chłodny) zamyka w swoim wnętrzu obszar zielony (cieplejszy). W przekroju pionowym pojawiają się silne fluktuacje pola przepływu i temperatury, dobrze widoczne jako periodyczne (ok. 1.2Hz) fluktuacje barwy zawiesiny ciekłokrystalicznej. Efekt ten ilustruje Rys. 40, gdzie przepływ zimnej cieczy w dół, widoczny w postaci ciemniejszego słupa, wykazuje charakterystyczne oscylacje. Mają one charakter odchyleń strugi chłodnej cieczy, podobnych do niestabilności strugi lepkiej opadającej na płaszczyznę (tzw. „jet buckling"). Obserwowane wyboczenie strugi obraca się wzdłuż osi przepływu i jednocześnie propaguje w dół dając wypadkową oscylację jako ruch śrubowy (por. Rys. 41).



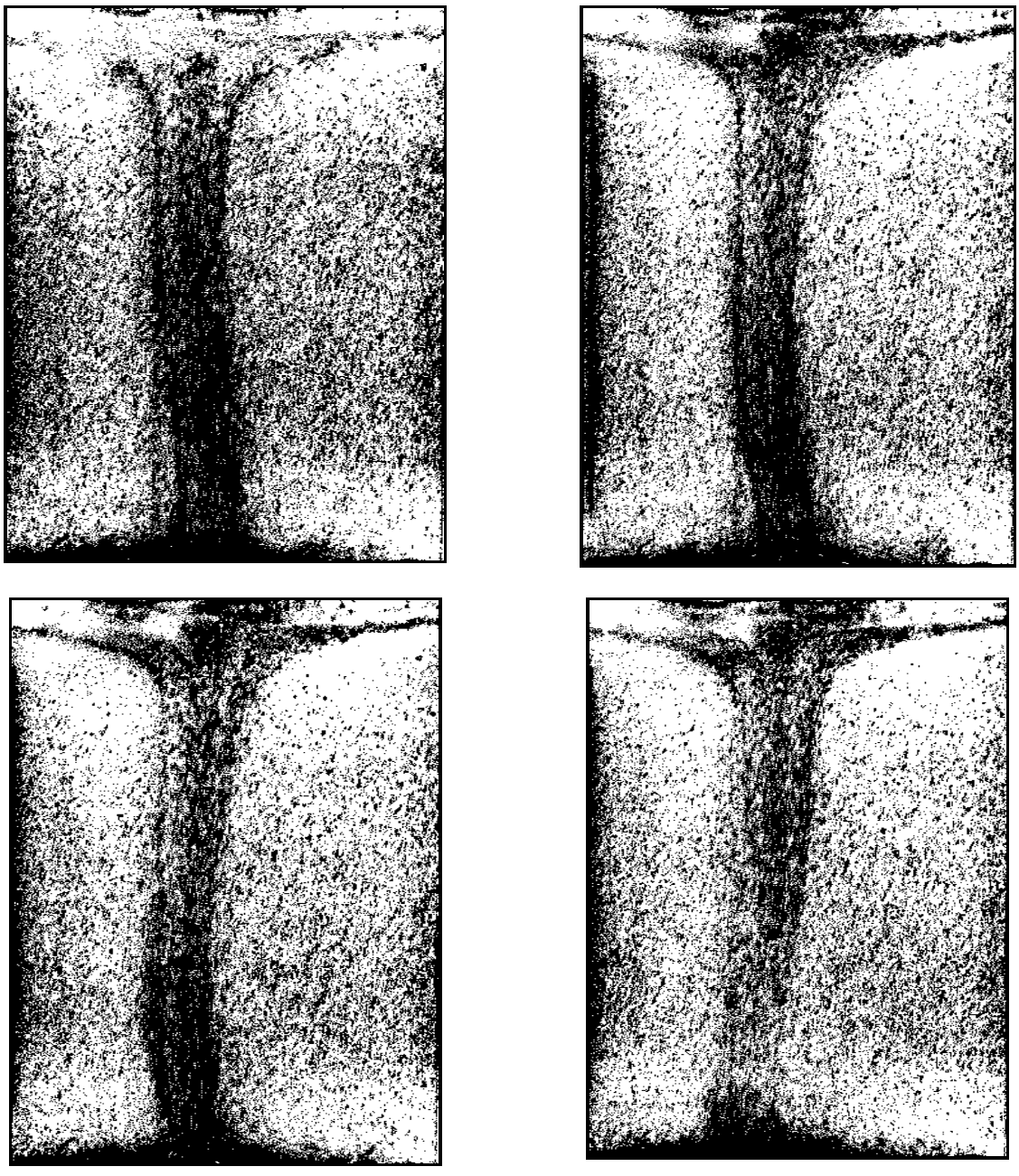
Rys. 41 Schemat ilustrujący charakter obserwowanych niestabilności strugi zimnej cieczy w przekroju pionowym kanału walcowego.

Obserwowany w płaszczyźnie pionowej ruch niewątpliwie wiąże się z niestabilnością tworzących się struktur przepływu. Rys. 42 ilustruje widoczne w przekroju poziomym fluktuacje linii podziału, odpowiadają obszarom o niskiej temperaturze, które tworzą się na granicach wydzielonych struktur przepływu. Zmiany tych struktur wskazują, że przepływ bezpośrednio pod ścianką górną, ulega kolejnym podziałom na mniej, lub bardziej niesymetryczne komórki. Nawet po pojawieniu się stosunkowo stabilnej warstwy lodu wspomniane oscylacje położenia frontu chłodnego dla wyższych temperatur zewnętrznych (T_h = 15°- 25°C) nie zanikają całkowicie.

4.6 Wpływ dodatkowych zaburzeń TWB

Celem zbadania wpływu regularności termicznych warunków brzegowych na obserwowane struktury przepływu przeprowadzono dla kanału walcowego szereg eksperymentów z wykorzystaniem urządzeń wspomagających takich jak elektryczna spirala grzejna nawinięta w górnej części ścianki bocznej na wysokości ok. 4mm, cienka folia izolująca termicznie górną (4mm) część ścianki bocznej czy też cienka (1mm) rurka grzejna wsunięta do wnętrza kuwety wzdłuż jej osi przez dolną ściankę, do 2/3 wysokości kanału. Wszystkie te urządzenia miały pomóc w ustaleniu natury powstawania charakterystycznych wyżłobień w lodzie (por. Rys. 37b). Stwierdzono, że dodatkowy strumień ciepła dostarczany przez podgrzewanie spiralą grzejną górnej części kanału częściowo eliminował wyżłobienia, lecz nie usuwał ich całkowicie. Odwrotne znaczenie miała folia umieszczona na zewnątrz, która częściowo izolowała górną część kuwety od zewnętrznego płaszcza wodnego. Jej obecność powodowała tworzenie się głębszych wyżłobień (Rys. 43).

stałej. Z drugiej strony geometria struktury fazy stałej wyznacza nowe warunki brzegowe dla przepływu, wpływając tym samym na jego transformację. W sześcianie z pleksiglasu wskutek mniejszego strumienia ciepła tworzący się lód przez większą grubość przy ściankach kanału ma stosunkowo płaski kształt. Powoduje to, że jego wpływ na stabilizację struktur przepływu jest stosunkowo niewielki. Dla kanału sześciennego ze szkła w tych samych warunkach temperaturowych na górnej ściance i w płaszczu zewnętrznym proces „wysmuklania" się struktury lodu przebiega znacznie wyraźniej (por. Rys. 31a), co istotnie przyspiesza symetryzację struktur przepływu.



Rys. 40. Niestabilności przepływu podczas procesu zamarzania wody w kanale walcowym (W1); T_h=25°C, T_c=-10°C, Δt=800ms. Wizualizacja temperatury przy pomocy zawiesiny ciekłokrystalicznej w pionowym przekroju centralnym. Ciemniejsze rejony (kolor czerwony) odpowiadają niższej temperaturze.

NISA dla konwekcji swobodnej bez przemiany fazowej. Zakładając warunki geometryczne i fizyczne analogiczne do eksperymentalnych, przeprowadzono obliczenia stanu przepływu od „ciepłego startu". Rys. 39a przedstawia pole temperatury będące rezultatem obliczeń dla chwili czasowej wynoszącej 70s. Widoczna na rysunku periodyczna struktura gwiaździsta izoterm wydaje się potwierdzać przeprowadzone obserwacje.

(a) **(b)**

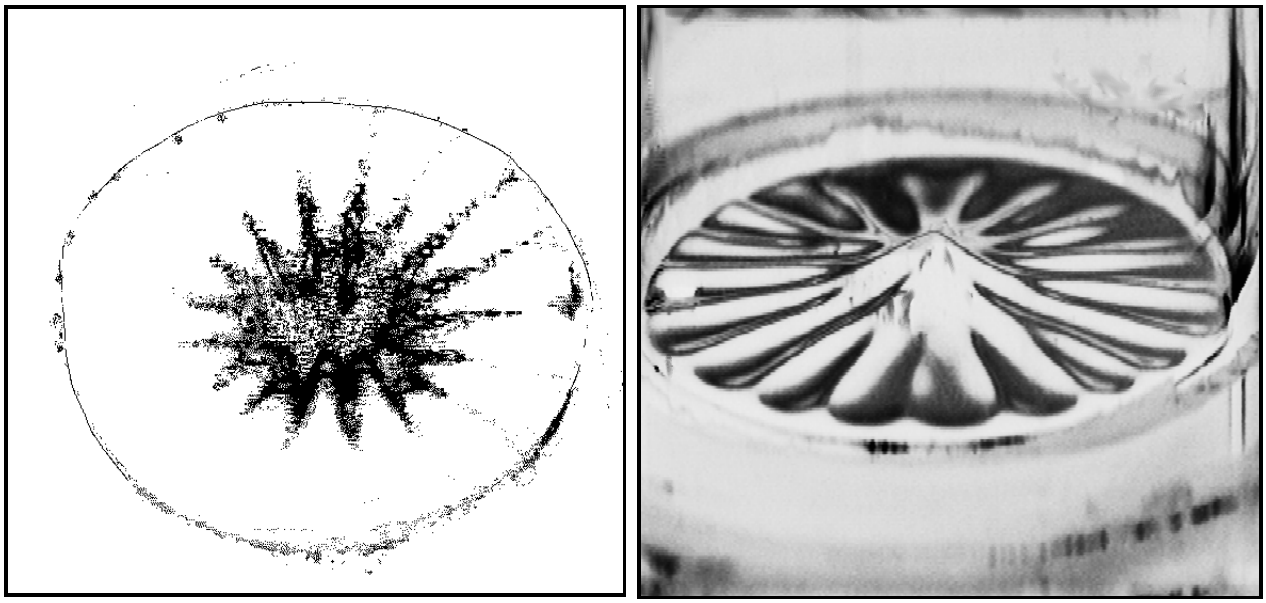
Rys. 39. Konwekcja naturalna w kanale walcowym (W1). (a) - rozkład temperatury pod powierzchnią górnej ścianki obliczony programem NISA dla czasu t=70s od „startu ciepłego". (b) - azymutalne fluktuacje temperatury dla stanu ustalonego znalezione przez Gelfgat'a i innych [4].

Sprowokowana obecnymi rezultatami analiza stabilności warstwy termicznej wykonana metodą spektralną Galerkina przez Gelfgat'a i innych [4] dla szklanego walca o górnej chłodzonej ściance wskazuje, że faktycznie w badanych warunkach pod powierzchnią górnej ścianki mogą występować azymutalne mody przepływu. Liczba tych modów wynosi kilkanaście - podobnie do liczby ramion obserwowanej na powierzchni ścianki „gwiazdy" izoterm (Rys. 39b).

Wpływ geometrii kanału na szybkość wzrostu kryształu lodu można zauważyć porównując krzywe wzrostu w sześcianie ze szkła (Rys. 33b) oraz w walcu szklanym (Rys. 33c) zarejestrowane przy tych samych warunkach termicznych. W początkowym okresie czasu charakterystyki narastania lodu są podobne bez względu na rodzaj naczynia. Różnice pojawiają się dopiero po ok. 1000 sec, kiedy to szybkość narastania lodu w naczyniu sześciennym staje się wyraźnie wyższa niż w naczyniu walcowym.

4.5 Wpływ warunków początkowych

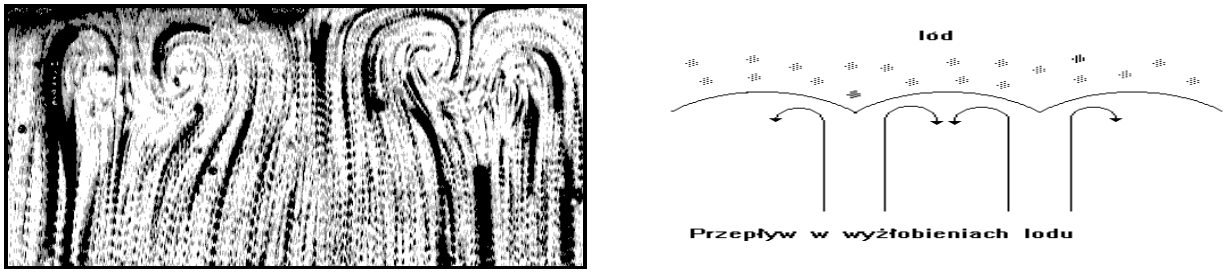
W przypadku startu procesu konwekcji z przemianą fazową od stanu zerowego („start ciepły"), osiągnięcie przez przepływ quasi-stacjonarnego stanu rozwiniętego poprzedza szereg przypadkowych fluktuacji i niejednorodnych form przepływu. Ten stan przejściowy obserwowany w większości eksperymentów trwa dosyć długo (od 4 do 20min), wpływając na proces tworzenia się struktury



(a) (b)

Rys. 37. Konwekcja naturalna w szklanym naczyniu walcowym (W1) o izotermicznej górnej ściance. (a) - rozkład temperatury widoczny w postaci zmiany zabarwienia zawiesiny ciekłokrystalicznej (ciemny kolor, odpowiadający barwie czerwonej wskazuje rejony zimniejsze - por. Rys. A 2); (b) - wpływ struktury przepływu na powierzchnię tworzącego się lodu.

Istnienie promienistych struktur wskazuje na tworzenie się pod powierzchnią górnej ścianki dodatkowych cyrkulacji cieczy wywołanych niestabilnością termicznej warstwy przyściennej. Interesujące jest poznanie przyczyny powstania w przybliżeniu stałej liczby takich struktur (16-18). Struktury te tworzą się w cienkiej warstwie cieczy w pobliżu górnej ścianki. Występujący tam silny pionowy gradient temperatury stwarza warunki zbliżone do tych, które charakteryzuje przepływ Rayleigha-Benarda, z charakterystycznymi komórkami w postaci spiral czy rolek linii prądu. Wielkość tych komórek zależy od grubości warstwy termicznej, a to definiuje ich liczbę na obwodzie koła. Tę roboczą hipotezę wydają się potwierdzać obserwacje torów cząstek bezpośrednio przy krawędzi bocznej ścianki. Rys. 38 pokazuje fragmenty spiral o średnicy rzędu 2mm, wzdłuż których ciepła ciecz transportowana jest od ścianek bocznych cylindra do jego osi. Spirale te w przekroju poziomym tworzą znaną nam już strukturę gwiaździstą.



Rys. 38. Tory cząstek w kanale walcowym (W1) bezpośrednio pod górną ścianką widoczne w przekroju pionowym w odległości 5mm od ścianki bocznej.

Identyfikacja numeryczna omawianych struktur wymaga przyjęcia pełnego trójwymiarowego opisu przepływu. Próbę takich obliczeń przeprowadzono wykorzystując komercyjny trójwymiarowy kod

komórki, gdzie odbywa się cyrkulacja cieczy. Podstawowy kierunek cyrkulacji wzdłuż osi symetrii od ścianki górnej do ścianki dolnej jest narzucona przez pionowy gradient temperatury. Dla tworzących się między płaszczyzną przekroju centralnego i płaszczyzną diagonalną zamkniętych komórek przepływu istnieją dwie możliwości „powrotu" linii prądu z płaszczyzny przekroju centralnego do płaszczyzny diagonalnej. Albo poprzez spiralę „rozwijającą się" na pierwszej z płaszczyzn i „zwijającą" się na płaszczyźnie diagonalnej lub też w odwrotnej kolejności. Zmiana kierunku tej cyrkulacji wpływa na zmianę rozkładu temperatur obserwowanych w górnych przekrojach kanału. Obecność różnych struktur przepływu realizowanych w symulacji komputerowej przy zmianie własności termicznych ścianek bocznych, potwierdziły uważne obserwacje torów cząstek wykonanych dla płaszczyzn przekroju centralnego i diagonalnych kanału sześciennego.

Rys. 36 ilustruje rozkłady temperatur i struktury torów cząstek uzyskanych w rezultacie obliczeń wykonanych dla pełnych 3-D TWB. Dzięki uwzględnieniu w obliczeniach pełnych warunków przewodnictwa w ściankach poważnej modyfikacji uległo rozwiązanie dla kanału wykonanego z pleksiglasu. Pierwotna, „krzyżowa" forma symetrii struktury (analogicznej jaka występuje dla ścianek szklanej) uległa zmianie na symetrię „ośmio-ramienną", obserwowaną w eksperymencie. Również struktura torów obliczonych przy powierzchni ścianki stała się porównywalna do obserwowanej.

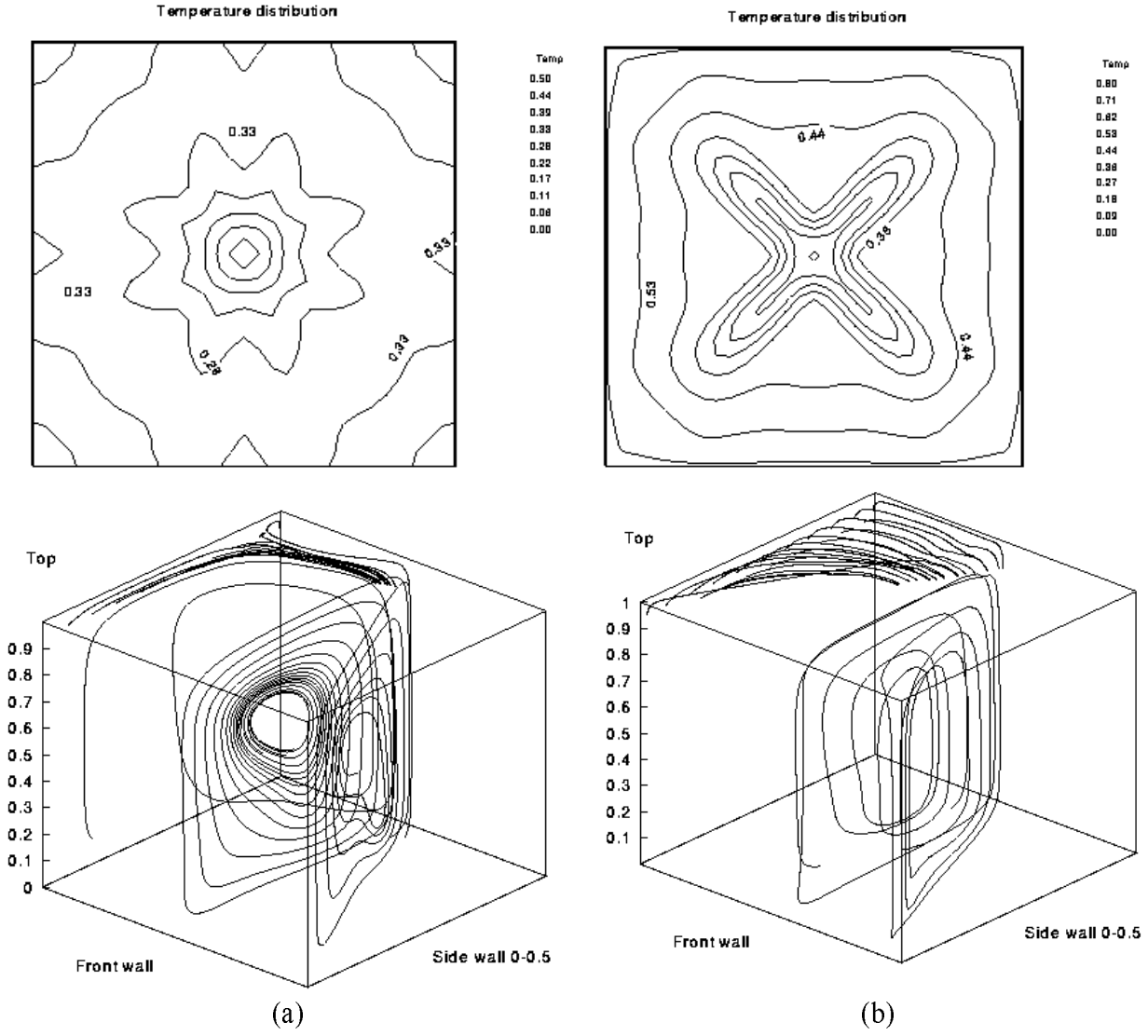
Struktura przepływu utrwala się w strukturze powierzchni tworzącej się fazy stałej. Uwidacznia to się w postaci symetrycznych wgłębień i zafalowań, widocznych w przezroczystym lodzie przy odpowiednim oświetleniu jako odbicia lub zniekształcenia (por. Rys. 31).

4.4 Wpływ geometrii kanału

Geometria naczynia, w którym odbywa się przepływ, ma oczywiście istotny wpływ na formę i strukturę rozwijającego się tam przepływu. Proste geometrie charakteryzuje na ogół jedna lub więcej płaszczyzn symetrii. Badania przeprowadzono dla dwu „klasycznych" geometrii kanałów: sześcianu - bryły o 4 podstawowych płaszczyznach symetrii oraz walca o wysokości zbliżonej do średnicy. Wpływ płaszczyzn symetrii na struktury przepływu i fazy stałej w sześcianie widoczny jest dla omawianych wyżej przypadków. Geometria kanału powoduje tworzenie się szeregu zamkniętych komórek przepływu, jednak na ogół nie tylko rozdzielonych głównymi płaszczyznami symetrii ale również komórek pośrednich, których liczba wydaje się silnie zależeć od TWB na ściankach bocznych.

Symetria walcowa jest szczególnie interesująca, nie tylko ze względu na jej częste występowanie w praktyce. Posiada ona pełną symetrię osiową, co wskazywało by na istnienie warunków dla powstania przepływu osiowo-symetrycznego, znacznie prostszego, ze względu na dwu-wymiarowość problemu, do interpretacji matematycznej i fizycznej. Obecne badania eksperymentalne wskazały jednak, że symetria przepływu generowanego pionowym gradientem temperatury, wskutek zaburzeń strumienia ciepła w pobliżu górnej ścianki horyzontalnym strumieniem ciepła od ścianek bocznych, ulega degradacji. Objawia się to przede wszystkim w postaci promienistych zaburzeń pola temperatury, wywołujących później podobne zaburzenia powierzchni tworzącej się fazy stałej (por. Rys. 37).

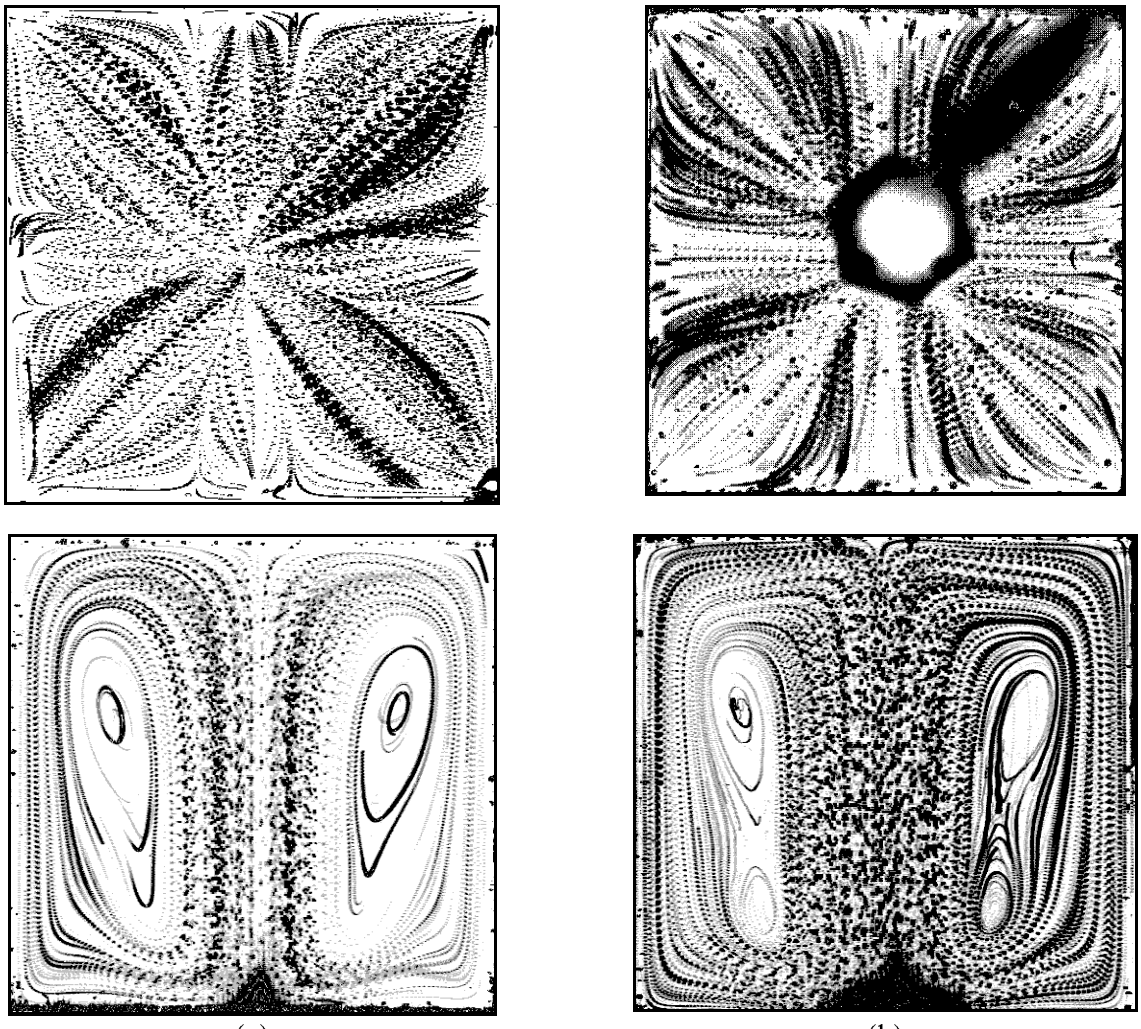
dostarczanego do kanału z zewnątrz. Okazuje się, że również przewodnictwo cieplne wzdłuż ścianek może w istotny sposób modyfikować ten strumień i tym samym zmieniać pole przepływu w kanale. Potwierdzają to badania numeryczne. Wprowadzenie w obliczeniach numerycznych „kompletnych" warunków brzegowych w postaci równania energii dla trójwymiarowej ścianki (3D-TWB) pozwoliło na uzyskanie wyników zgodnych z eksperymentem, zarówno dla „grubych" ścianek z pleksiglasu jak i dla cienkich ścianek ze szkła. Potwierdza to przypuszczenie, że powszechnie stosowane jednowymiarowe uproszczone termiczne warunki brzegowe mogą prowadzić do niedokładnych rozwiązań, jeśli przewodnictwo ścianki jest małe a ścianki są stosunkowo grube. Okazuje się, że w takim wypadku nie można pominąć wpływu na realizowaną strukturę przepływu strumienia ciepła wzdłuż ścianek bocznych. Jest to między innymi efektem pewnej „dowolności" wyboru struktury przepływu dla geometrii o dużym stopniu symetrii. Geometria sześcianu narzuca podstawową symetrię w postaci ośmiu płaszczyzn. Obszary między tymi płaszczyznami stanowią zamknięte



Rys. 36. Obliczone rozkłady temperatury pod górną ścianką i tory cząstek (pokazana połowa kanału) dla ścianek wykonanych z pleksiglasu - (a) i szkła - (b).

Bardziej szczegółowe obserwacje wskazały na istnienie istotnych różnic w samej realizacji struktury przepływu. Różnice te najłatwiej było zaobserwować porównując pola temperatur zmierzone dla poziomych przekrojów w pobliżu górnej ścianki. Dla ścianki o małym przewodnictwie cieplnym (Rys. 34a) izotermy tworzą w górnej płaszczyźnie kształt ośmio-ramiennej „gwiazdy", co sugeruje powstanie dodatkowych komórek przepływu. Dla dobrze przewodzącej ścianki szklanej struktura izoterm jest zgodna z oczekiwaną z obliczeń numerycznych i odpowiada strukturze komórek przepływu ograniczonych czterema głównym osiami symetrii kanału.

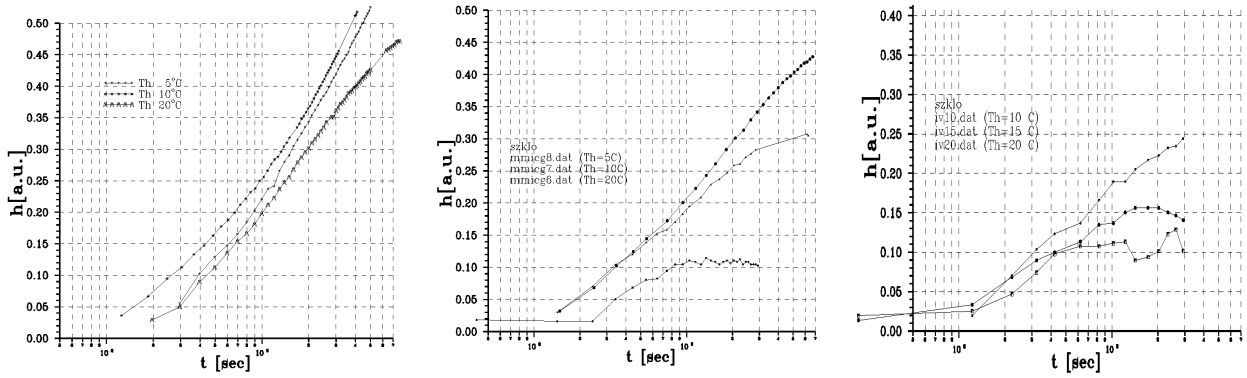
Na istnienie wyraźnych różnic w strukturze przepływu, których najbardziej ewidentnym efektem są widoczne na Rys. 34 zmiany rozkładu temperatury, wskazuje obserwacja torów cząstek. Typowe różnice struktur, widoczne zarówno w przekrojach poziomych jak i pionowych, ilustruje Rys. 35. W przekrojach poziomych tory cząstek dla kanału o małym przewodnictwie cieplnym ścianek (Rys. 35a), wskazują na istnienie dodatkowych linii rozdziału, potwierdzając przypuszczenie o utworzeniu się dodatkowych struktur zamkniętych (komórek), poza głównymi osiami symetrii układu.



(a) (b)

Rys. 35. Tory cząstek rejestrowane dla przekroju poziomego pod górną powierzchnią (Y=0.92), oraz dla centralnego przekroju pionowego (Z=0.5); (a) - sześcian-pleksi (P), (b) - sześcian-szkło (S).

Obserwowane zmiany struktury przepływu dla ścianek wykonanych z materiału o małym przewodnictwie cieplnym (pleksiglas) i o stosunkowo dużym przewodnictwie (szkło) wskazują na to, że wpływ przewodnictwa ścianek nie ogranicza się jedynie do zmiany wielkości strumienia ciepła

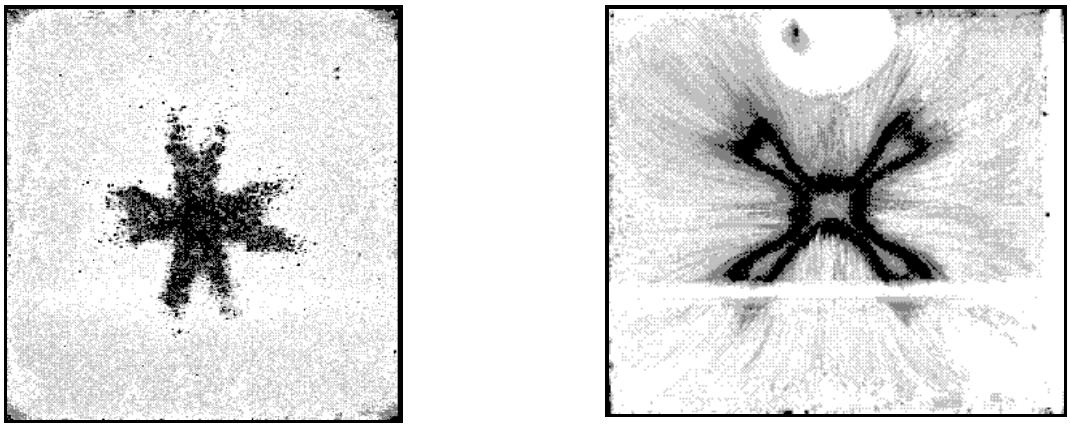


(a) (b) (c)

Rys. 33. Krzywe wzrostu kryształu lodu zmierzone na osi kanału dla temperatur zewnętrznych T_h=5°C, 10°C i 20°C; (a) - kanał sześcienny pleksiglas (P), (b) - kanał sześcienny szkło (S), (c) - kanał cylindryczny szkło (W1).

Wydaje się również interesująca, widoczna na Rys. 33a, słaba zależność tempa wzrostu kryształu lodu od zewnętrznej temperatury w przypadku dobrze izolującej ścianki bocznej z pleksiglasu. Należy jednak zauważyć, że wykres ten pokazuje maksymalny wzrost kryształu, rejestrowany na osi przepływu. W pobliżu ścianek różnice tempa wzrostu lodu dla różnych temperatur zewnętrznych są już znaczne. Ilustruje to Rys. 31, gdzie można zauważyć, że ze wzrostem temperatury zewnętrznej kształt lodu zmienia się ze stosunkowo płaskiego na stożkowy, chociaż wysokość tego stożka ulega niewielkiej modyfikacji.

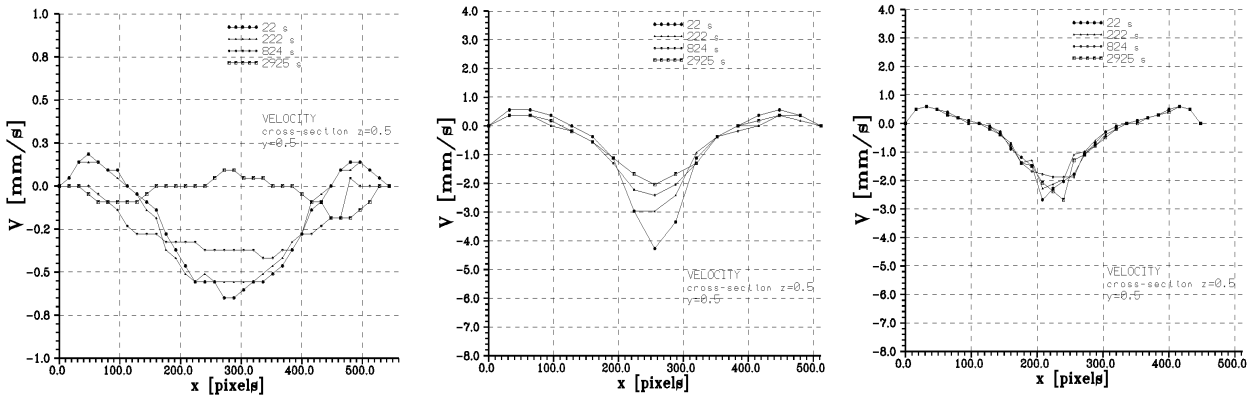
Symulacja numeryczna wykazuje najlepszą zgodność obliczeń numerycznych z eksperymentem dla sześcianu ze szkła i temperatur zewnętrznych nieprzekraczających T_h=10°C. Dla tego przypadku obliczone pola prędkości i temperatury mają podobną do obserwowanej strukturę, zarówno dla uproszczonych warunków brzegowych (1-D TWB) jak i dla rozwiązań otrzymanych dla domeny rozszerzonej (3-D TWB). Tak dobrej zgodności nie wykazują badania numeryczne dla grubej ścianki z pleksiglasu, jeśli przyjąć w nich uproszczone warunki brzegowe (1-D TWB) [1,22]. Okazuje się, że tego typu warunki powodują wygenerowanie struktury pola przepływu analogicznej do tej obserwowanej dla ścianek szklanych, choć eksperyment wskazuje na istotne różnice.



(a) (b)

Rys. 34. Rozkład temperatury rejestrowany przy pomocy zawiesiny ciekłokrystalicznej w pobliżu górnej ścianki kanału sześciennego; (a) - 8mm ścianka boczna z pleksiglasu (P) ; (b) - 2mm ścianka ze szkła (S). Ciemniejsze zabarwienie (kolor czerwony) odpowiada niższej temperaturze (por. Rys. A 2).

prędkości wyekstrahowanym z pola wektorowego zmierzonego dla przekroju centralnego metodą PIV.



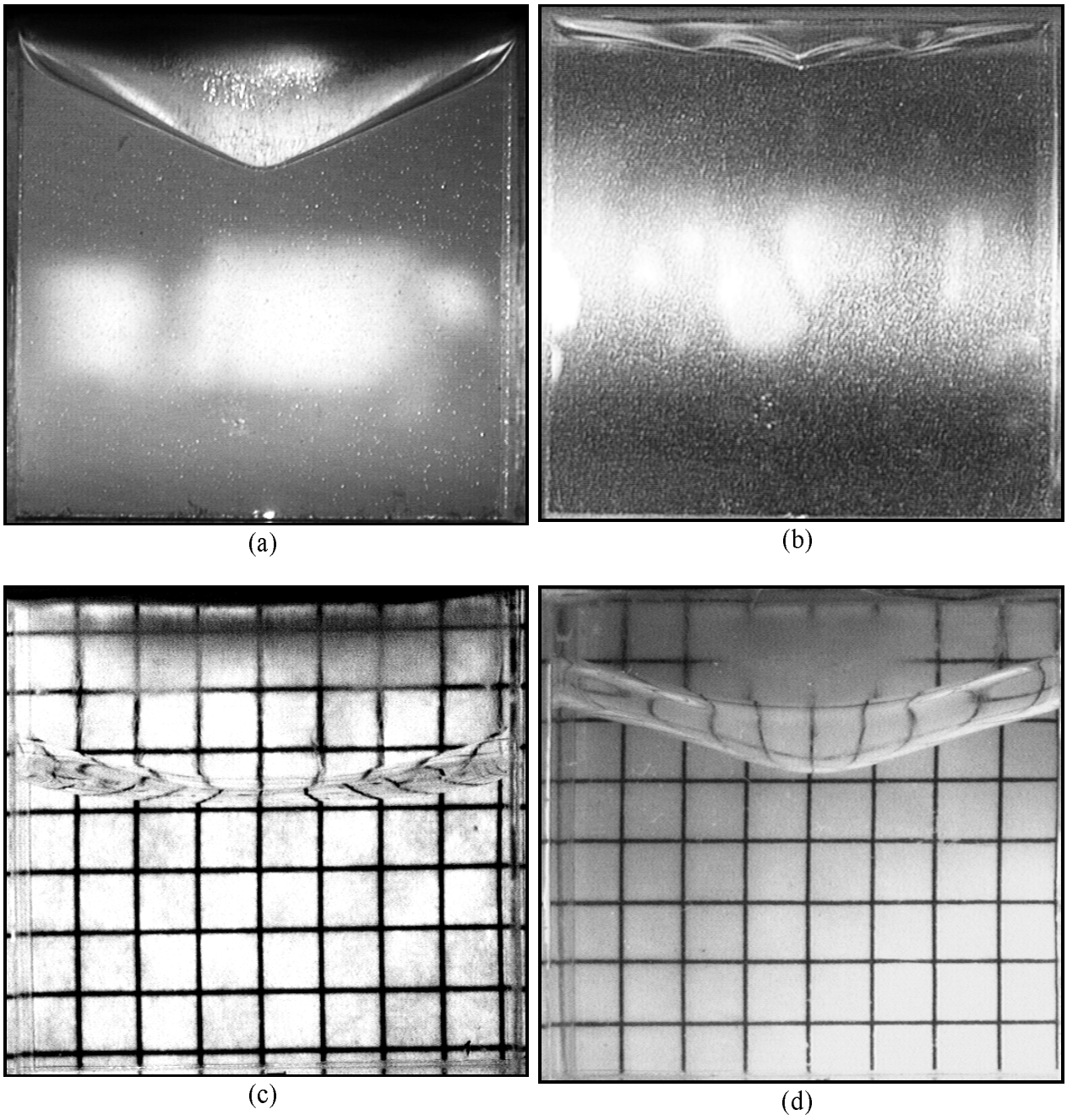
(a) (b) (c)

Rys. 32. Rozwój pola prędkości w czasie na podstawie profili pionowej składowej prędkości w przekroju centralnym (Z=0.5), w połowie wysokości kanału (y=0.5). Temperatura zewnętrzna T_h=10°C, T_c=-10°C, „ciepły start"; (a) - kanał sześcienny z pleksiglasu (P) t= 96s, 295s, 795s i 3095; (b) - kanał sześcienny ze szkła (S), t= 42s, 242s, 842s i 2842s; (c) - kanał cylindryczny ze szkła (W1), t= 22s, 222s, 824s i 2925s.

Porównując pole przepływu dla T_h=10°C w kuwecie sześciennej o ściankach z pleksiglasu (P) i ściankach ze szkła (S) możemy zauważyć, że w podobnych fazach rozwoju przepływu prędkości maksymalne w kanale szklanym są 3 do 10 razy większe niż w kanale o ściankach ze słabo przewodzącego pleksiglasu (Rys. 32), zaś obszar zajmowany przez przepływ osiowy jest znacznie węższy dla przepływu w kanale szklanym. Większy strumień ciepła przez ścianki szklane powoduje, że dla przepływu ustalonego występowanie wyraźnie wyodrębnionego obszaru inwersji gęstości obserwuje się dla tego kanału dopiero przy obniżeniu temperatury zewnętrznej do T_h=5°C.

Dla kanału sześciennego o ściankach z pleksiglasu (P) porównanie pola przepływu obserwowanego dla temperatur zewnętrznych dla T_h=10°C i T_h=20°C pokazuje, że maksymalna prędkość przepływu dla temperatury T_h=20°C jest w początkowym okresie rozwoju nawet pięciokrotnie większa niż dla temperatury zewnętrznej T_h=10°C. Jednocześnie dla wyższej temperatury zewnętrznej (T_h=20°C) strefa osiowego przepływu w kierunku dna ulega wyraźnemu zawężeniu. Po dojściu do stanu ustalonego w obu przypadkach, tzn. zarówno dla temperatury zewnętrznej T_h=10°C jak i T_h= 20°C, maksymalna prędkość przepływu maleje do ok. 30% jej wartości początkowej. Dla T_h=10°C w stanie ustalonym strefa inwersji pola przepływu związana z anomalią gęstości wody powiększa się i obejmuje blisko połowę objętości cieczy.

Silny wpływ przewodnictwa cieplnego ścianek uwidacznia się wyraźnie w tempie wzrostu kryształu lodu. Porównując charakterystyki narastania lodu w kanale o ściankach z pleksiglasu i ze szkła zauważymy, że przy temperaturze zewnętrznej T_h=20°C charakterystyka narastania frontu lodu dla kanału z pleksiglasu jest w przybliżeniu taka sama jak dla kanału ze szkła i temperatury zewnętrznej T_h=5°C (por. Rys. 33).



Rys. 31. Wpływ temperatury zewnętrznej na kształt powierzchni lodu. Widoczne nierówności powierzchni odzwierciedlają wpływ struktury przepływu. Górny wiersz - kanał sześcienny ze szkła(a) - T_h=10^oC, (b) - T_h=20^oC; dolny wiersz - kanał sześcienny z pleksiglasu (c) - T_h=10^oC, (d) - T_h=20^oC.

Stwierdzono szereg ogólnych prawidłowości. Dla „startu zimnego" prędkość maksymalna w osi przepływu maleje w miarę rozwoju przepływu i wzrostu warstwy lodu. Dla startu „ciepłego", po początkowym okresie „rozruchu" i ustaleniu się ostatecznej struktury, przepływ (300-500s) zachowuje się analogicznie jak dla „zimnego startu". Zarówno szybkość wzrostu kryształu lodu jak i prędkości przepływu stają się bardzo zbliżone.

Rys. 32 ilustruje zmiany pola prędkości w czasie dla trzech rozpatrywanych kanałów na przykładzie wybranego profilu prędkości pionowej. Punkty na wykresie odpowiadają składowym wektorów