



ZESZYTY ENERGETYCZNE, TOM VII

*Wyzwania naukowe w dobie światowej
transformacji energetycznej*

2020, s. 355–372

Badania numeryczne możliwości intensyfikacji wymiany ciepła z wykorzystaniem zjawiska streamingu akustycznego

Krystian Machaj, Ziemowit Malecha

Katedra Kriogeniki i Inżynierii Lotniczej,
Wydział Mechaniczno-Energetyczny,
Politechnika Wrocławska

e-mail: krystian.machaj@pwr.edu.pl

Streszczenie

W pracy przeprowadzono badania numeryczne streamingu akustycznego, wywołanego ścianą drgającą z częstotliwością 20 kHz oraz 40 kHz w kanale o przekroju prostokątnym. Częstotliwość oscylacji ściany dostosowano do długości kanału tak, aby wytworzyć sinusoidalną falę stojącą. Uśredniono przepływ w kanale i pokazano strukturę przepływu będącego streamingiem akustycznym. Dodatkowo wprowadzono różnicę temperatur między górną i dolną ścianą kanału. Pokazano, że streaming akustyczny intensyfikuje wymianę ciepła między ścianami kanału oraz że jego intensywność zwiększa się wraz z różnicą temperatury między ścianami. Wskazano również na potencjalne wykorzystanie badanego zjawiska do chłodzenia elektroniki w warunkach braku grawitacji (braku konwekcji naturalnej).

Słowa kluczowe: konwekcyjna wymiana ciepła, streaming akustyczny, Computational Fluid Dynamics, efekt barokliniczny

Oznaczenia

A	amplituda ruchu oscylacyjnego	p_0	ciśnienie w kanale w czasie $t = 0$ Pa
C_p	ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, $\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$	Pr	liczba Prandtla
C_v	ciepło właściwe przy stałej objętości, $\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$	R	stała gazowa, $\frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$
E	energia wewnętrzna płynu, J	S	Stała Sutherlanda, K
f	częstotliwość ruchu oscylacyjnego, Hz	ΔT	różnica temperatur między ścianami, K
H	wysokość kanału, mm	T	temperatura ściany, K
h	współczynnik wymiany ciepła, $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$	t	czas, s
k	współczynnik przewodności cieplnej, $\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$	t_0	stała czasowa, s
L	długość kanału, mm	U	prędkość, m/s
n	liczba moli	Um	uśredniona prędkość streamingu, m/s
Nu	liczba Nusselta	v	objętość, m^3
Δp	ciśnienie różnicowe, Pa	x	odchylenie oscylującej ściany, mm
p	ciśnienie, Pa	ρ	gęstość płynu, kg/m^3
p_1	ciśnienie w kanale wywołane oscylacjami, Pa	μ	współczynnik lepkości dynamicznej, $\text{Pa} \cdot \text{s}$
		δ	grubość lepkościowej warstwy przyściennej, mm
		ω	pulsacja, rad/s
		λ	długość fali, mm

1. Wstęp

W XXI wieku przemysł kosmiczny zyskał ogromną popularność, zwłaszcza w sektorze prywatnym. Wiele korporacji oraz jednostek naukowych pracuje nad projektami stacji kosmicznej na Księżycu czy Marsie [1]. Zasiedlaniu kosmosu przez człowieka towarzyszą projekty badawcze oraz komercyjne. W ostatnich 20 latach liczba satelit w przestrzeni kosmicznej wzrosła z 769 do 2514 [2], [3]. W XXI wieku co roku wysyłanych jest około 100 satelit [2], natomiast w 2020 r. zostało wysłanych 500 mikrosatelit przez SpaceX i jest to zaledwie początek ich aktywności [4].

Istotnym problemem związany z przemysłem kosmicznym niesie za sobą wymiana ciepła. Aktualnie stosowane są metody chłodzenia aktywnego i pasywnego, m.in. chłodziarki termoelektryczne czy powłoki termiczne [5]–[8]. Prowadzone są badania nad zastosowaniem w satelitach chłodzenia laserowego [9]. Jednym z głównych sposobów chłodzenia są rurki ciepła, któ-

re mogą pracować z różnymi czynnikami roboczymi [10]. Zwraca się na to uwagę, ponieważ ogromne gradienty temperatur skutkują wysokim naprężeniem w materiałach. Każdy satelita oraz statek kosmiczny z jednej strony wystawiony jest na promieniowanie słoneczne, a z drugiej całkowicie od niego osłonięty [7]. Głównym sposobem wytwarzania energii elektrycznej w przestrzeni kosmicznej są ogniwa fotowoltaiczne. W międzynarodowej stacji kosmicznej do ich chłodzenia używa się amoniaku, a nowoczesnych mikrosatelitach rurek ciepła czy powierzchni radiacyjnych [11], [12].

Bezpieczeństwo oraz niezawodność pracujących w przestrzeni kosmicznej urządzeń wymaga precyzyjnych pomiarów z niską bezwładnością przekazywania informacji. Jest to kluczowe zarówno w sytuacjach awaryjnych, jak i podczas działania ciągłego. Opóźnienia w określaniu temperatury panelu mogą doprowadzić do cyklicznych naprężeń, co może skutkować awarią lub krótszym czasem eksploatacji urządzenia.

Zjawisko streamingu akustycznego zostało odkryte przez Lorda Rayleigha [13]. Streaming można podzielić na dwa typy. Pierwszym z nich jest streaming Eckarta, gdy $H \gg \lambda$ gdzie H to wysokość kanału [mm], a λ długość fali akustycznej wzbudzającej ruch [mm]. W tym przypadku energia z fali akustycznej jest absorbowana przez cząstki płynu i zamieniana na energię kinetyczną, związaną z prędkością niezależną od czasu. Natomiast gdy $\delta < H < \lambda$ mamy do czynienia ze zjawiskiem streamingu Rayleigha, który związany jest z lepkościami efektami w warstwie przyściennej [14], gdzie δ to grubości lepkościowej warstwy przyściennej [mm], związana z ruchem wzbudzonym przez falę dźwiękową.

Zjawisko streamingu wykorzystywane jest w różnych dziedzinach i służy np. do pomiaru współczynnika absorpcji przy użyciu wiązek ultradźwiękowych [15], wentylacji wcześnieików [16], [17], badań ucha wewnętrznego [18], [19], transportu płynów na pokładzie statku kosmicznego [20], [21] czy w lampach o dużej intensywności wyładowań [22]. Ostatnie badania wykazują możliwość wykorzystania streamingu również w biomedycynie [23], między innymi w wychwytywaniu komórek oraz mikrocząstek [24], [25] czy w mikromieszalnikach [26]–[28]. Komarov i Yamamoto [29] wykazali, że streaming akustyczny ma wysoki wpływ na sposób rozplywu stopów aluminium w formach kęsowych. Ponadto w [30] ustalono, że zjawisko streamingu może być wykorzystywane nie tylko w kanałach o przekroju prostokątnym, ale również w tych o zakrzywionej geometrii. Natomiast Lyubimova i in. przedstawia możliwość wykorzystania w przestrzeni kosmicznej chłodzenia wibracyjnego z użyciem płynu Williamsona [31]. Chini i in. [32] przedstawili analityczne rozwiązanie streamingu akustycznego w prostym kanale. Wykazali, że jest on wywołany efektem baroklinicznym, a nie efektem lepkościowym. Używając metody DNS (ang. *direct numerical simulation*) oraz środowiska OpenFOAM potwierdzili, że intensywność streamingu akustycznego jest niezależna od częstotliwości wibracji.

W obecnej pracy porównano otrzymane wyniki z wynikami uzyskanymi w [33] i opartymi o model numeryczny wysokiego rzędu FCT (ang. *flux-corrected transport*). W publikacji [33] wykazano, że różnica temperatur ścian kanału ma

wpływ na wartość streamingu, jednak powoduje dyskusyjną asymetrię w polu przepływu. Stwierdzono, że wygenerowany streaming polepsza wymianę ciepła, czego potwierdzeniem było uzyskanie liczb Nusselta > 1 . Liczba Nusselta ($Nu = \frac{hH}{10^{-3}k}$, gdzie h – współczynnik wymiany ciepła, $\frac{W}{m^2K}$; k – współczynnik przewodności cieplnej, $\frac{W}{mK}$; H – wysokość kanału [mm]) z definicji jest wprost proporcjonalna do wielkości charakterystycznej qqw kanałach o zmiennej szerokości. Jednak jak sami zauważyli FCT może mieć tendencje do wykazywania błędów w obszarach przyściennych, tworząc нефизyczne oscylacje.

W obecnej pracy do badań numerycznych wykorzystano metodę objętości skończonych drugiego rzędu, zaimplementowaną w oprogramowaniu OpenFOAM. Analiza została wykonana dla różnych gęstości siatki obliczeniowej. Badania rozszerzono o porównanie struktur przepływu dla dwóch różnych częstotliwości drgań.

2. Metodyka badań

2.1. Model matematyczny

Nieklasyczny streaming akustyczny [32] jest wynikiem istnienia w przepływie przecinających się linii gradientu temperatury oraz gradientu ciśnienia (tzw. układ barokliniczny). W obecnym modelu założono model gazu doskonałego:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{M} \quad (1)$$

gdzie:

p – ciśnienie, Pa,

ρ – objętość, $\frac{kg}{m^3}$,

M – masa molowa, $\frac{kg}{kmol}$,

R – stała gazowa, $\frac{J}{mol \cdot K}$,

T – temperatura, K.

Jako gaz roboczy wybrano newtonowski płyn inertyny o niskiej temperaturze skraplania – azot. Właściwości termodynamiczne zostały określone na podstawie tabeli Janaf [34] oraz równania Sutherlanda:

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (2)$$

gdzie:

μ_{ref} – referencyjny współczynnik lepkości dynamicznej, Pa · s,

T_{ref} – temperatura referencyjna, K,

S – stała Sutherlanda, K.

W przypadku zastosowania równania Sutherlanda współczynnik przewodzenia ciepła (k) jest obliczany przy pomocy zmodyfikowanej wersji korelacji Euckena:

$$k = \mu(C_p - R) \left(1,32 + 1,77 \left(\frac{R}{(C_p - R)} \right) \right) \quad (3)$$

gdzie C_p – ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu.

Ciepło właściwe aproksymowane jest wielomianem (4), bazując na współczynnikach dla azotu z tablic Janaf [34]:

$$C_p = R \left(\left((a_4 T + a_3) T + a_2 \right) T + a_1 \right) T + a_0 = 0 \left(\sum_{i=0}^4 T^{i+1} a_i \right) \quad (4)$$

Współczynnik lepkości dynamicznej liczony jest z równania Sutherlanda, natomiast liczba Prandtla zdefiniowana jest w następujący sposób $Pr = \frac{C_p \mu}{k}$.

Model ten różni się od zastosowanego przez Lina [33] lepkością dynamiczną, gdzie współczynnik przewodzenia ciepła wyliczany był za pomocą innej korelacji oraz założoną stałą wartością liczby Prandtla $Pr = 0,67$. Warto dodać, że wartość ta nie zgadza się z wartościami z tablic CoolProp. W badanym przedziale temperatur dla ciśnienia atmosferycznego liczba Prandtla dla azotu wynosi około 0,71. Zmiana temperatury na poziomie 60 K wprowadza niewielkie zmiany Pr , podobnie zmiana ciśnienia ma niezauważalny wpływ na jej wartość. Podsumowując, można stwierdzić, że model zaproponowany w obecnej pracy jest bliższy warunkom rzeczywistym przepływu.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (5)$$

gdzie:

ρ – gęstość płynu, kg/m³,

t – czas, s,

$\mathbf{U} = \mathbf{U}(U_x, U_y, U_z)$ wektor prędkości płynu.

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (6)$$

gdzie:

$$\boldsymbol{\tau} = \mu(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{U})\mathbf{I} \quad (7)$$

gdzie \mathbf{I} – tensor jednostkowy.

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} E) = \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot \left(\frac{k}{C_p} \nabla E \right) \quad (8)$$

gdzie E – energia wewnętrzna płynu, J.

2.2. Model numeryczny

Obliczenia wykonano przy pomocy solvera rhoPimpleDyMFoam zaimplementowanego w pakiecie OpenFoam, służącego do obliczeń dynamiki przepływów ściśliwych oraz umożliwiającego modelowanie obszarów o dynamicznie zmieniającej się geometrii.

Analiza numeryczna została wykonana w kanale prostokątnym z drgającą harmonicznie lewą ścianą. Drgania w pakiecie sinusoidalnej oscylacji ściany proponowane przez biblioteki OpenFOAM opisane są przy pomocy funkcji: $\Delta x = 1 + A \sin(2\pi f(t - t_0))s$, gdzie Δx – zmienne w czasie odchylenie ściany [mm], A – amplituda drgań, f – częstotliwość drgań [Hz], t_0 – przesunięcie czasowe (przyjęto = 0) [s], s – współczynnik skalowania. Wysokość kanału, w zależności od przyjętej częstotliwości, obliczana była na podstawie grubości lepkościowej warstwy przyściennej (δ) dla streamingu, zgodnie z [14], [33]:

$$\delta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho \pi f}} \quad (9)$$

Wysokość kanału przyjęto zgodnie z [33] jako $H = 40 \delta$, czego wynikiem była zmienna wysokość w zależności od częstotliwości (tab. 1). Zgodnie z (9) $\delta = 0,012$ mm dla 20 kHz oraz $\delta = 0,012$ mm dla 40 kHz.

Długość kanału dostosowano do długości fali akustycznej $\lambda = w/f$, gdzie w – prędkość dźwięku w danym ośrodku [m/s]. Biorąc pod uwagę właściwości oscylacyjne fal mechanicznych, długość kanału przyjęto jako $L = \lambda/2$, dzięki czemu uniknięto silnego rozpraszania energii fali wraz z odległością oraz obniżono zapotrzebowanie na moc obliczeniową. Rysunek 1 przedstawia geometrię obliczeniową wraz z opisem własności brzegowych.

Prędkość streamingu zdefiniowano uśredniając prędkość chwilową w czasie dla 10 cykli:

$$\mathbf{U}_m \equiv \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \mathbf{U} dt \quad (10)$$

gdzie:

$\mathbf{U}_m = \mathbf{U}(U_{mx}, U_{my}, U_{mz})$ – prędkość streamingu,

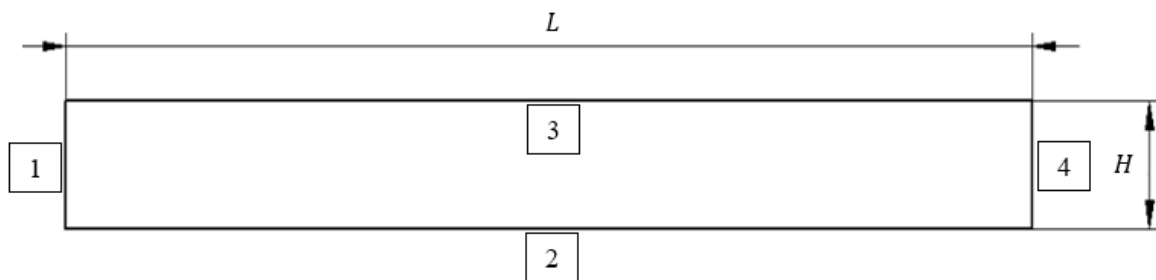
$\Delta t = \frac{1}{f} \cdot N$ – czas między pomiarami; N – liczba cykli.

Domena wypełniona azotem ogrzewana była z góry oraz z dołu stałotemperaturowymi źródłami ciepła. Analiza numeryczna przeprowadzona zosta-

ła dla 3 różnic temperatur. Ponadto wykonano badania niezależności siatki numerycznej (ang. *mesh independance study*) dla 4 różnych zagęszczeń siatek. Tabela 1 przedstawia listę badanych przypadków. Liczba elementów dla przypadków 3A oraz 3B została odpowiednio przeskalowana w porównaniu do 1C, czyli siatki dającej najlepsze wyniki w stosunku do długości obliczeń.

Tabela 1. Zestawienie przypadków poddanych analizie numerycznej

Przypadek	f [kHz]	ΔT [K]	Liczba objętości skończonych	H [mm]	L [mm]
1A	20	60	4500	0,64	8,825
1B	20	60	18000	0,64	8,825
1C	20	60	72000	0,64	8,825
2A	20	0	72000	0,64	8,825
2B	20	20	72000	0,64	8,825
3	40	60	27000	0,48	4,413



Rys. 1. Schemat geometrii obliczeniowej: 1 – ściana oscylująca: 20 kHz, 40 kHz, $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$; 2 – ściana sztywna dolna: $U = 0$, $T = 300$ K; 3 – ściana sztywna górna: $U = 0$, $T = \{300, 320, 360\}$ K; 4 – ściana boczna: $U = 0$, $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$

3. Wyniki oraz dyskusja

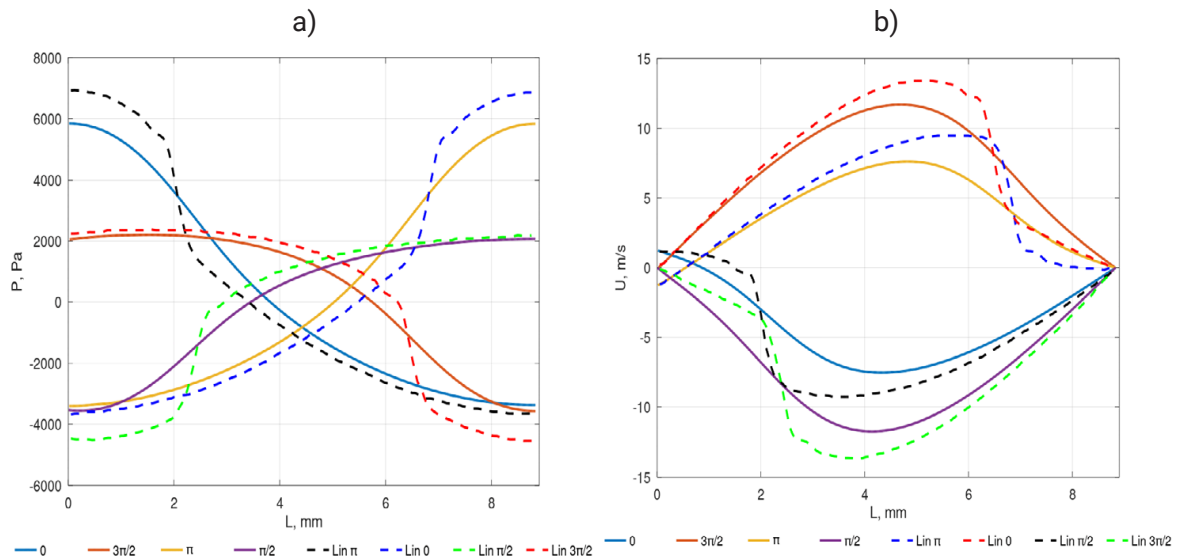
Porównanie streamingu wykonano w warunkach izotermicznych zgodnie z Linem [33] w cyklach $\omega t = 2\pi ft = \left\{0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}\right\}$. Podejście to umożliwiło określenie warunków panujących wewnątrz kanału, wzdłuż horyzontalnej linii środkowej ($y = H/2$, $x \in <0; L>$). Wybrane wartości odnoszą się do maksymalnych wychyleń ($0, \pi$) drgającej ściany oraz do momentów, gdy ściana znajduje się w minimalnym wychyleniu ($\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$). Odpowiada to fali akustycznej o maksymalnych oraz minimalnych amplitudach. Różnica w wartościach dla momentów $\frac{\pi}{2}$ oraz $\frac{3\pi}{2}$ związana jest z powrotem ściany z maksymalnego wychylenia z lewej lub prawej strony do stanu minimalnego wychylenia.

Otrzymane dla przypadku 2A wyniki, przeprowadzone w tych samych warunkach, wykazują podobną charakterystykę ciśnienia różnicowego ($\Delta p = p_1 - p_0$, $p_0 = 100\ 000$ Pa) do wyników porównawczych (rys. 2a). Wyniki te charakteryzują się większą gładkością w porównaniu do wyników [33], co wydaje się bardziej fizycznym zachowaniem. Największe różnice, związane z nieregularnościami pojawiającymi się w wynikach [33], widoczne są w pobliżu oscylującej ściany oraz ściany krańcowej. Jak wspomniano wcześniej, metoda FCT może dawać нефизyczne rezultaty właśnie w pobliżu ścian [33]. W punktach największej różnicy wyników zaobserwowano różnicę ciśnienia na poziomie ok. 1500 Pa, dla $x = 1,9$ mm oraz $x = 6,8$ mm (rys. 2a) dla maksymalnych wychyleń ścianek między badaniami a artykułem porównawczym. W skali ciśnienia całkowitego różnica ta jest pomijalna, w przypadku ciśnienia różnicowego wynosi około 27%. Dodatkowo w artykule [33] nie dokonano porównania wyników dla różnych gęstości siatek obliczeniowych, użyto siatkę składającą się z 150×98 (14 700) elementów obliczeniowych, natomiast w obecnej pracy użyto siatki składającej się z 72 000 elementów.

W przypadku chwilowej prędkości całkowitej (U) płynu w kierunku osi x wykazuje się podobne rezultaty. Dla Lina [33] silne spadki prędkości U pokrywały się z silnymi wzrostami ciśnienia. W przypadku analizy numerycznej w środowisku OpenFOAM®, charakterystyki ponownie mają łagodniejszy przebieg. Z rysunku 2b wynika, że dla charakterystyki $\frac{\pi}{2}$ wartość maksymalna prędkości to $U = -12$ m/s dla $x = 4,2$ mm, a w przypadku Lina [33] $U = -14$ m/s dla $x = 3,9$ mm. W zakresie prędkości największa różnica między wynikami [33] a obecną analizą numeryczną to około 4 m/s, co daje wartość około 40%.

Ponieważ ruch płynu wymuszony był regularnymi oscylacjami, głównym czynnikiem powodującym zmianę ciśnienia było wychylenie ściany. Z uwagi na fakt, że wychylenie ściany opisane zostało funkcją sinusoidalną, nie ma przesłanek co do występowania skokowych zmian własności dynamicznych płynu. Przyczyną rozbieżności w wynikach są różne modele numeryczne. Autorzy [33] określili, że ich model może wykazywać błędy. Ponadto jak wykazano, autorzy [33] zastosowali inny model matematyczny, w którym liczba Prandtla nie zależy od temperatury i odbiega od rzeczywistej wartości, a współczynniki związane z lepkością i przewodzeniem ciepła nie bazują na podstawowych funkcjach określających związanych z właściwościami gazu (tablice Janfa), tylko na funkcjach empirycznych. W badaniach równanie Navier-Stoksa rozwiązywane było w sposób bezpośredni, bez przybliżeń współczynnikami korygującymi, co wraz ze zwiększeniem rozdzielczości siatki powoduje lepsze oddanie rzeczywistych zjawisk, zachodzących wewnątrz geometrii obliczeniowej w porównaniu do [33].

Na rysunku 3 porównano prędkość streamingu wzdłuż wertykalnej linii w odległości $0,75 L$ (rys. 3a i 3c) oraz w odległości $0,5 L$ (rys. 3b i 3d).

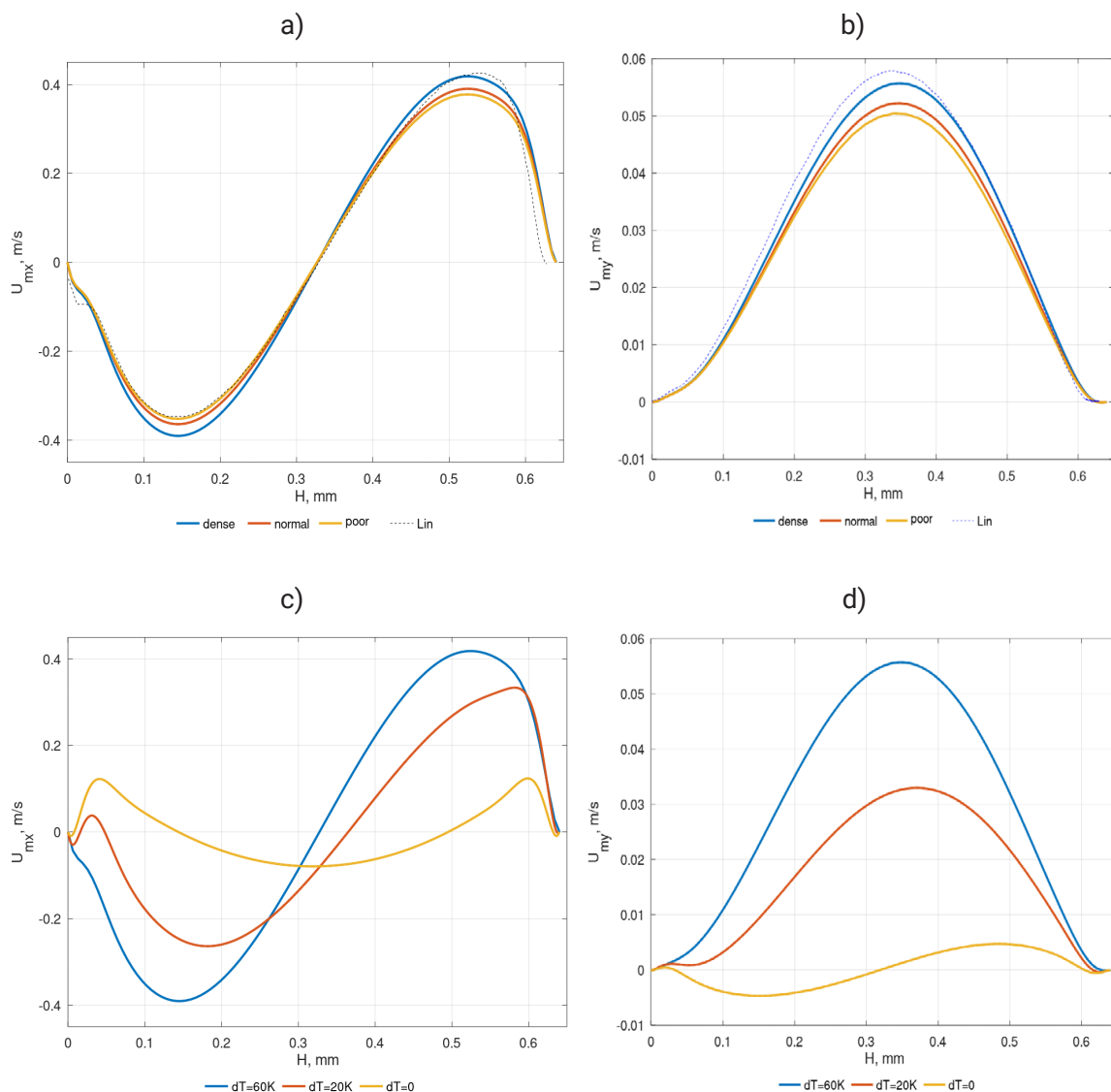


Rys. 2. Porównanie wyników dla przypadku 2A wzdłuż horyzontalnej linii środkowej ($y = H/2$, $x \in <0; L>$) w warunkach izotermicznych: a) porównanie różnic ciśnieniowych, b) porównanie chwilowej prędkości całkowitej

W odległości pomiar wykonany został przez środek wiru, aby określić prędkość streamingu w kierunku osi $x(U_{mx})$. Jak widać na rys. 3a, wyniki pokrywają się z rezultatami z [33] dla rzadkiej siatki w pobliżu dolnej krawędzi oraz gęstej siatki w pobliżu górnej krawędzi. Istotnym jest, że krzywe uzyskane w analizie są bardziej symetryczne, gdy u L ina prędkości w górnej części kanału są wyraźnie wyższe. Ponadto uzyskane wyniki ponownie wykazują bardziej gładki charakter pola prędkości. Rozkład prędkości wykazuje, że w dolnej części płyn porusza się w przeciwnym kierunku niż w górnej, co sugeruje ruch wirowy wewnątrz domeny. Na rysunku 3d pokazano, że prędkość streamingu zwiększa się wraz ze wzrostem różnicy temperatur. Rysunki 3c oraz 3d wykazują, że zjawisko streamingu akustycznego, uwzględniającego proces wymiany ciepła, ma znaczący wpływ na profil oraz wartość prędkości streamingu. Z jednej strony prędkość jest znacząco większa, a z drugiej charakterystyka przyjmuje inny kształt. Maksymalna wartość prędkości streamingu (rys. 3c) dla $\Delta T = 20$, mierzona w odległości $0,75 L$, wzrosła z $0,15$ do $0,31$ m/s, czyli o ok. 110% względem maksymalnej wartości prędkości streamingu dla przypadku izotermicznego. Wzrost różnicy temperatury z 20 do 60 K przyniósł efekt ok. 35% wzrostu maksymalnej prędkości streamingu. Nie jest to zatem wzrost wprost proporcjonalny do wzrostu temperatury. W odległości $0,5 L$ pomiar został wykonany w przestrzeni między wirami i przedstawia średnią prędkość streamingu w kierunku $Y(U_{my})$. Na rysunku 3b przedstawiono zmianę rezultatów wraz z zagęszczaniem siatki oraz porównanie z wynikami z [33]. Wyniki uzyskane w obecnej pracy dla najgęstszej siatki są najbardziej zbliżone do wyników z [33]. Można zauważyć, że największa wartość (U_{my}) występuje w środku kanału.

Rysunek 4a przedstawia streaming klasyczny Rayleigha wywołany istnieniem lepkiej warstwy przyściennej, w której generowana jest wirowość

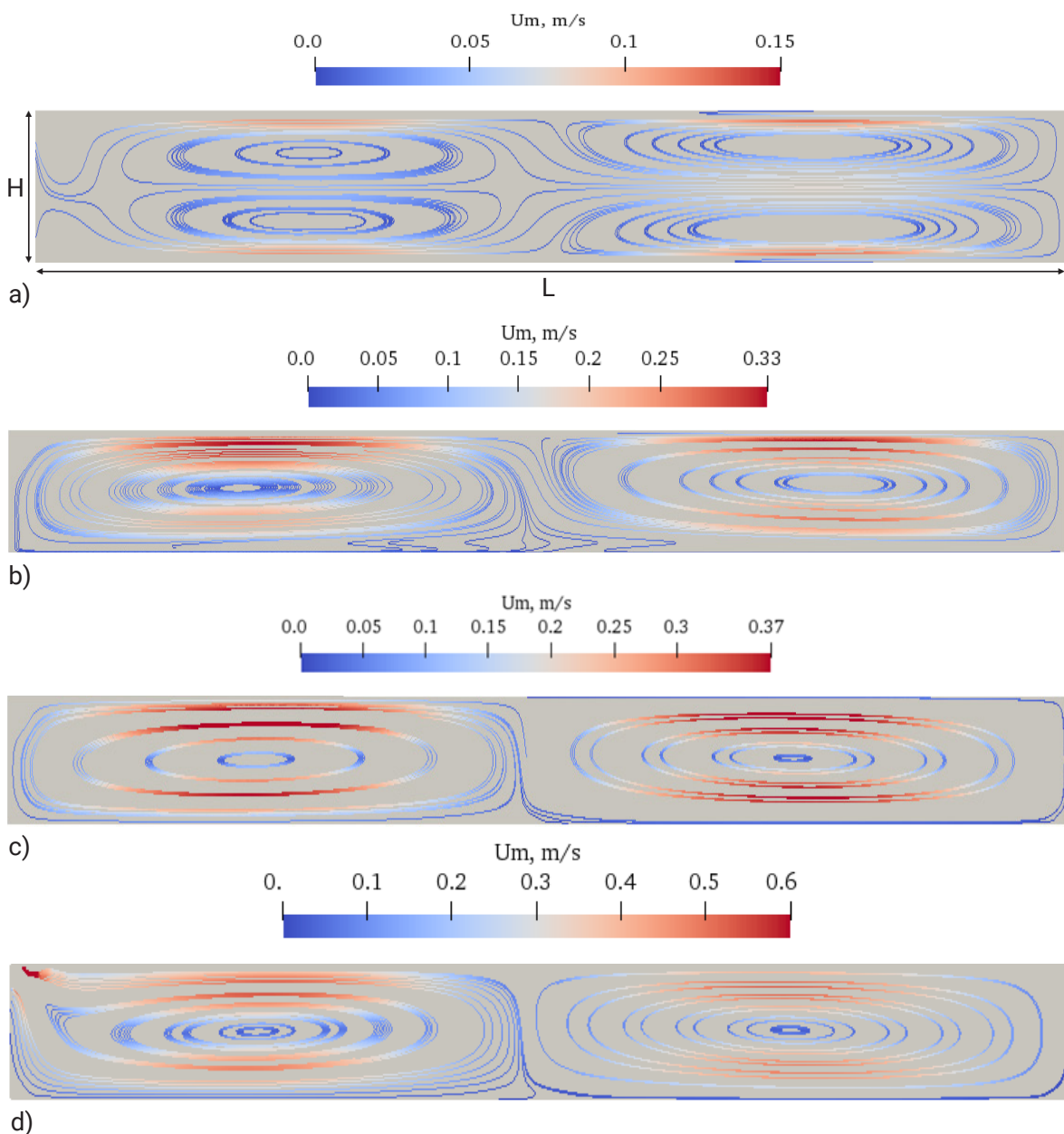
niezbędna do uformowania się streamingu. W przypadku istnienia różnicy temperatur między górną i dolną ścianką, w przepływie ustala się gradient temperatury, który jest prostopadły do gradientu ciśnienia. Taka konfiguracja tworzy środowisko barokliniczne, które generuje wirowość w przepływie, a w konsekwencji ustalenie się streamingu ruchu wirowego zgodnie z równaniem Helmholtza, uwzględniającym efekt barokliniczny zdefiniowany jest przez człon $\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p$ [35]. Należy dodać, że streaming wywołany baroklinicznie jest zjawiskiem nielepkiem, tzn. jego istnienie nie zależy od istnienia lepkiej warstwy przyściennej [32]. Ponadto streaming wywołany



Rys. 3. Porównanie wyników wpływu różnicy temperatur na wartość prędkość streamingu U_m : a) porównanie przypadków 1A–1C z [33], pomiar dla linii wertykalnej (U_{mx} , $x = 0,75 L$, $y \in <0; H>$), b) porównanie przypadków 1A–1C z [33], pomiar dla linii wertykalnej (U_{my} , $x = 0,5 L$, $y \in <0; H>$), c) wpływ różnicy temperatur na kształt oraz wartości U_{mx} (1C, 2A, 2B), d) wpływ różnicy temperatur na kształt oraz wartości U_{my} (1C, 2A, 2B)

baroklinicznie charakteryzuje się znacząco większą intensywnością niż streaming klasyczny, co widać na rys. 3c oraz 3d.

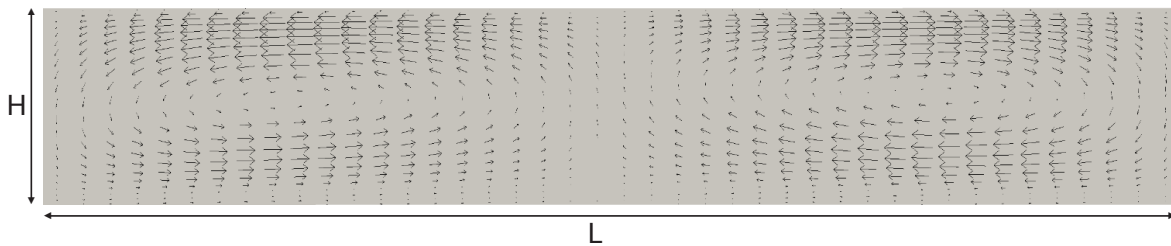
Rysunek 4 przedstawia wyniki uśrednionych wartości prędkości dla całego kanału. Na rysunku 4a dla przypadku 2A widać powstawanie dwóch głównych wirów streamingu po każdej stronie oraz dwóch spłaszczonych przy horyzontalnych ścianach. Spłaszczone wiry są widoczne tylko dla przepływu izotermicznego, który na rys. 4a widać tylko po prawej stronie domeny. Różnica temperatur podnosi energię kinetyczną płynu oraz wprowadza różnicę gęstości, doprowadzając do połączenia wirów po każdej ze stron w jeden duży wir. Zjawisko to zachodzi już dla $\Delta T = 20$ K (przypadek 2B). Im większa różnica temperatur, tym wiry streamingu obejmują większą część



Rys. 4. Linie prądu przedstawiające prędkości streamingu U_m w geometrii całej obliczeniowej: a) przypadek 2A, przepływ izotermiczny, b) przypadek 2B, $\Delta T = 20$ K, c) przypadek 1C, $\Delta T = 60$ K, d) przypadek 3, $\Delta T = 60$ K, $f = 40$ kHz

obszaru obliczeniowego, a przepływ ujednocila się (rys. 4b i 4c). Nie wykazuje się zmiany w charakterystyce przepływu wraz ze wzrostem częstotliwości. Na rysunku 5 przedstawiono wektory prędkości streamingu dla przypadku 2B. Płyn porusza się ruchem wirowym, wznosząc się ku górnej ścianie w środku obszaru obliczeniowego, a następnie opada przy ścianach. Efektem tego zjawiska jest uzyskanie gradientów temperatur, przedstawionych na rys. 6 i omówionych w dalszej części pracy.

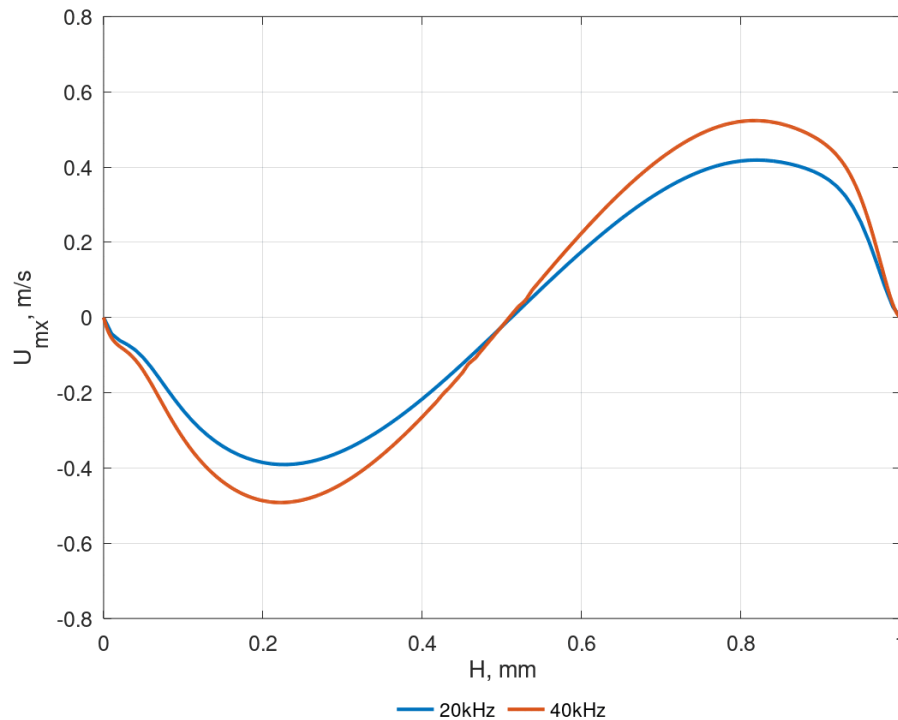
$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \nabla)u - \omega(\nabla \cdot u) + \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \cdot \nabla p \quad (11)$$



Rys. 5. Wektory prędkości streamingu U_m dla przypadku 2B w całej geometrii obliczeniowej

W drugiej części badań porównano wpływ częstotliwości na wartości prędkości streamingu U_m . Dwukrotny wzrost częstotliwości spowodował wzrost prędkości streamingu o około 25%. Maksymalna U_{\max} dla 40 kHz to około 0,5 m/s, w przypadku 20 kHz wyniosła około 0,4 m/s (rys. 4). Wzrost prędkości spowodowany jest szybszymi zmianami ciśnienia. Choć częstotliwość wzrosła dwukrotnie, zmiana wzrostu prędkości nie jest proporcjonalna. Może to być spowodowane zmniejszeniem wysokości kanału, czego efektem jest wzrost oporów związanych z przepływem. Dodatkowo z rys. 3a i 3b można wywnioskować, że wprowadzenie różnicy temperatur miało silniejszy wpływ na prędkość streamingu, niż sam efekt oscylacji ściany. Zatem wnioskuje się, że silniejszy wpływ na wymianę ciepła będzie miał wzrost różnicy temperatur, niż wzrost częstotliwości, choć oba zjawiska wpływają na uśrednioną prędkość cieczy.

Jak wykazali Chin i in. [32], wzrost intensywności streamingu związany jest z efektem baroklinicznym. Wykonane badania numeryczne w obecnej pracy potwierdzają ten wniosek. W tabeli 2 przedstawiono wartości uśrednionej liczby Nusselta dla górnej i dolnej ściany. Porównano rezultaty uzyskane obecnie z otrzymanymi przez Lina i in. [33]. Stwierdzono różnicę w uśrednionej liczbie Nusselta, jednak wartości mają ten sam rząd. Dla dolnej ściany błąd wynosi 16% natomiast dla górnej zaledwie 3%. Warto dodać, że uśredniona liczba Nusselta przyjmuje różne wartości wzdłuż ścian horyzontalnych. Ponadto ruch oscylacyjny może powodować różnice w uzyskanych wynikach, w zależności od sposobu uśredniania cyklu. Na rysunku 7 przedstawiony został rozkład uśrednionej temperatury w całej geometrii obliczeniowej. Zauważalny jest nieregularny rozkład uśrednionej temperatur wzdłuż każdej ze



Rys. 6. Wpływ częstotliwości na średnią prędkość streamingu. Porównanie przypadków 1C oraz 3 pomiar dla linii wertykalnej (U_{mx} , $x = 0,75 L$, $y \in <0; H>$)

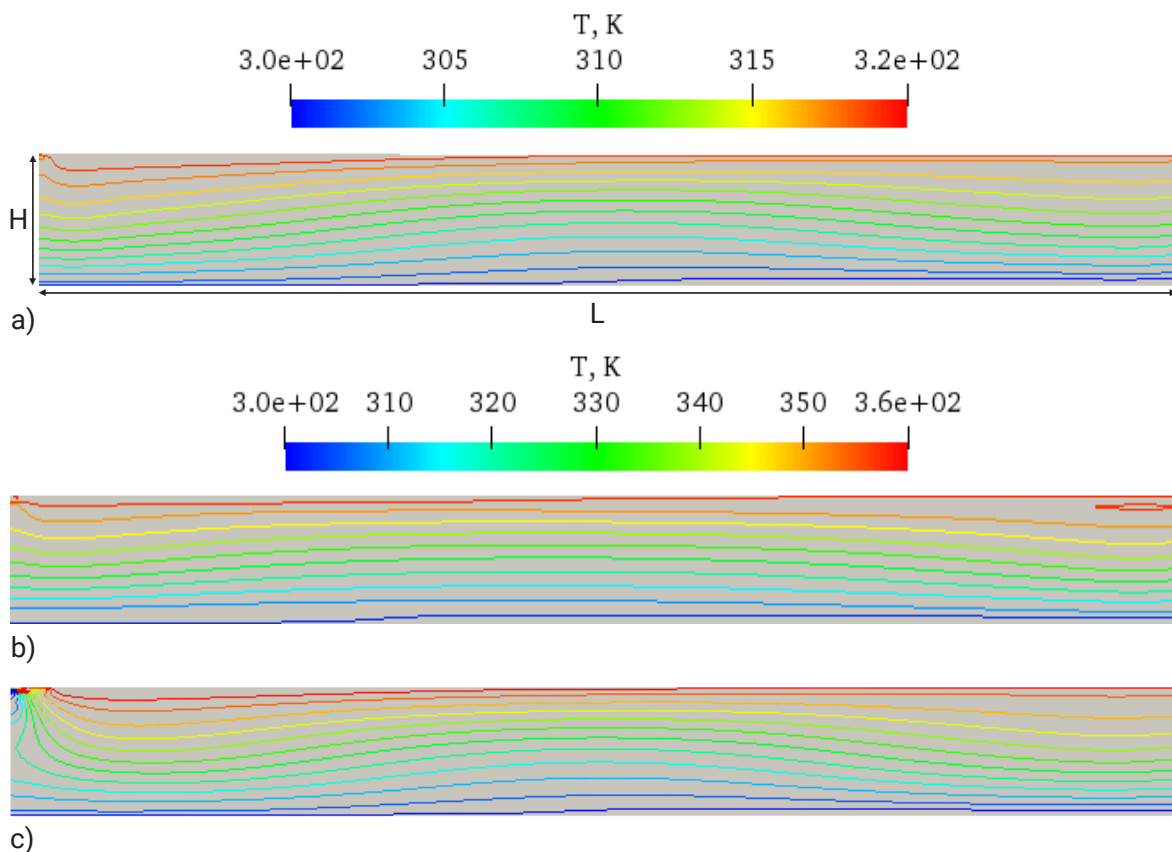
ścian. Przy górnej ścianie mniejszy gradient występuje przy ścianach wertykalnych, natomiast dla dolnej ściany w okolicy środka obszaru obliczeniowego. Nieregularność temperatury wynika z prędkości streamingu i jego kierunku (rys. 5), który w przestrzeni środkowej płynie w stronę górnej krawędzi ochładzając wyższe warstwy płynu, a w rogach obszaru opada ku dolnej krawędzi, oddając energię cieplną. Efektem są zróżnicowane własności fizyczne płynu, określające liczbę Nusselta. Na rysunku 7c zauważyć można artefakt numeryczny, związany z ruchem oscylacyjnym dla przypadku 3. Związane jest to z dużą prędkością zmian położenia oscylującej ścianki oraz z faktem, że dla wyższych oscylacji obszar obliczeniowy jest odpowiednio niższy. Według autorów dokładna obserwacja wyników wskazuje minimalny wpływ tego zaburzenia na uzyskane wyniki.

Wraz ze wzrostem różnicy temperatur nie zaobserwowano wzrostu średniej liczby Nusselta. Rośnie natomiast strumień ciepła transportowany przez przewodzenie. Wzrost konwekcyjnego transportu ciepła, związany ze zwiększeniem intensywności streamingu, równoważony jest przez wzrost ciepła wymienionego przez przewodzenie między warstwami płynu. Hipoteza ta może tłumaczyć stałość liczby Nusselta wraz ze wzrostem różnicy temperatur między górną i dolną ścianką. Nie zauważono również wpływu zwiększenia częstotliwości na wartość liczby Nusselta. Wraz ze wzrostem częstotliwości zmniejszała się także wysokość kanału H będąca wielkością charakterystyczną przyjętą w obliczeniach liczby Nusselta, co jest zgodne z założonymi kryteriami grubości lepkościowej warstwy przyściennej (δ). Wpływa to na zwiększenie intensywności przewodzenia. Można stwierdzić,

że zwiększenie częstotliwości wpływa na poziom konwekcji wewnątrz kanału, gdyż mimo zmniejszenia jego wysokości wartość uśrednionej liczby Nusselta utrzymała się poziomie wartości uzyskanych dla przypadków 1C oraz 2B.

Tabela 2. Zestawienie wartości liczby Nusselta

Przypadek	Nu_{top}	Nu_{bottom}
Lin ($\Delta T = 20$ K, $f = 20$ kHz)	0,998	1,231
2B ($\Delta T = 20$ K, $f = 20$ kHz)	1,178	1,267
1C ($\Delta T = 60$ K, $f = 20$ kHz)	1,110	1,214
3 ($\Delta T = 60$ K, $f = 40$ kHz)	1,053	1,277



Rys. 7. Rozkład temperatury w całej geometrii obliczeniowej: a) przypadek 2B ($\Delta T = 20$ K, $f = 20$ kHz), b) przypadek 1C ($\Delta T = 60$ K, $f = 20$ kHz), c) przypadek 3 ($\Delta T = 60$ K, $f = 40$ kHz)

3. Podsumowanie

W artykule przedstawiono obliczenia DNS streamingu akustycznego w oparciu o oprogramowanie OpenFOAM®. Uzyskane wyniki porównano z modelem numerycznym wysokiego rzędu FCT [33]. Porównanie zostało wykonane dla prędkości streamingu, chwilowej prędkości całkowitej oraz różnicy

ciśnięć chwilowych. Analizując badany przepływ nie zauważono podstaw fizycznych, które mogłyby potwierdzić istnienie skokowych zmian ciśnienia oraz prędkości chwilowych.

- Potwierdzono wpływ temperatury na prędkość streamingu. Maksymalna wartość prędkości streamingu wzrosła o 180% dla $\Delta T = 60$ K w porównaniu do przypadku izotermicznego. Już wprowadzenie $\Delta T = 20$ K przyniosło wzrost maksymalnej wartości prędkości streamingu o 110% w porównaniu do przypadku izotermicznego. Stwierdza się, że wprowadzenie większych gradientów temperatur intensyfikuje streaming, jednak wzrost maksymalnej prędkości jest mniejszy.
- Porównano również wyniki liczby Nusselta. Analiza liczby Nusselta wykazała, że wpływ konwekcji jest silniejszy od wpływu przewodzenia, uzyskując wartości większe od $Nu = 1$. W pracy Lina [33] dla $\Delta T = 20$ K liczba Nusselta < 1 przy dolnej ścianie, co oznacza, że wpływ konwekcji jest mniejszy niż przewodzenia, natomiast obecna analiza numeryczna wykazała $Nu = 1,178$.

Zwiększanie różnicy temperatury między górną ścianą nie wprowadziło dużych zmian w liczbie Nusselta. Wnioskuje się, że jest to efekt jednoczesnego zwiększenia się wpływu konwekcji oraz przewodzenia, które niwelują się, utrzymując liczbę Nusselta na zbliżonym poziomie. Dużo większy wpływ konwekcji zauważalny jest na dolnej ścianie obszaru, czyli przy niskotemperaturowym źródle, jednak na wyniki może mieć wpływ uśrednianie oscylacji.

- W porównaniu do stanu, gdy wpływ przewodzenia jest równy wpływowi konwekcji ($Nu = 1$), na górnej krawędzi mamy wartość wyższą o prawie 18%, na dolnej o około 30%. W przypadku większej częstotliwości drgań ściany liczba Nusselta przyjmuje wartości ponad 1,27. Dodatkowo zmniejszenie szerokości kanału z 0,64 mm na 0,46 mm, dostosowując go do przyjętej grubości lepkościowej warstwy przyściennej (δ), dla większej częstotliwości (40 kHz) powinno obniżyć liczbę Nusselta. Im mniejsza odległość między ścianami, tym wpływ przewodzenia jest silniejszy, a konwekcji mniejszy. Stwierdza się, że efekty przewodzenia oraz konwekcji niwelują się wraz ze wzrostem temperatur. Zgodnie z [33] wysokość kanału można dostosowywać do częstotliwości w zakresie $H \in (30\delta; 50\delta)$, co umożliwia elastyczne zastosowanie zjawiska streamingu. Zwiększając wysokość kanału z 40δ do 50δ można doprowadzić do zwiększania wpływu konwekcji w badanym zjawisku.

Podsumowując można stwierdzić, że streaming akustyczny pozwala na zwiększenie intensywności wymiany ciepła w kanałach zamkniętych, w warunkach braku grawitacji. Stwarza to okazję wykorzystania zjawiska w przestrzeni kosmicznej lub innych miejscach, gdzie zjawisko konwekcji naturalnej jest ograniczone.

Literatura

- [1] Maggi F., Pallud C., *Space agriculture in micro- and hypo-gravity: A comparative study of soil hydraulics and biogeochemistry in a cropping unit on Earth, Mars, the Moon and the space station*, Planetary and Space Science 2010, 58(14–15), 1996–2007. DOI: 10.1016/j.pss.2010.09.025.
- [2] Mazareanu E., *Number of active satellites by year 1957-2019*, Statista, 23 January 2020.
- [3] McDowell J., *Space Activities in 2019*, <https://www.planet4589.org/space/papers/space19.pdf> (dostępny 12.01.2020).
- [4] Potrivitu G.C., Sun Y., Rohaizat M.W.A., Cherkun O., Xu L., Huang S., Xu S., *A review of low-power electric propulsion research at the Space Propulsion Centre Singapore*, Aerospace 2020, 7(6), 67. DOI: 10.3390/aerospace7060067.
- [5] Swanson T.D., *Thermal control technologies for complex spacecraft*, 13th International Heat Pipe Conference, 1 January 2004.
- [6] Raj C.R., Suresh S., Bhavsar R.R., Singh V.K., Govind K.A., *Influence of fin configurations in the heat transfer effectiveness of Solid solid PCM based thermal control module for satellite avionics: Numerical simulations*, Journal of Energy Storage 2020, 29, 101332, 1996–2007. DOI: 10.1016/j.est.2020.101332.
- [7] Liu T., Sun Q., Meng J., Pan Z., Tang Y., *Degradation modeling of satellite thermal control coatings in a low earth orbit environment*, Solar Energy 2016, 139, 467–474. DOI: 10.1016/j.solener.2016.10.031.
- [8] von Lukowicz M., Abbe E., Schmiel T., Tajmar M., *Thermoelectric generators on satellites – an approach for waste heat recovery in space*, Energies 2016, 9(7), 541. DOI: 10.3390/en9070541.
- [9] Vicente R., Nogues G., Niot J.M., Wiertz T., Contini P., Gardelein A., *Impacts of laser cooling for low earth orbit observation satellites: An analysis in terms of size, weight and power*, Cryogenics 2020, 105, 103000. DOI: /10.1016/j.cryogenics.2019.103000.
- [10] Czajkowski C., Nowak A.I., Błasiak P., Ochman A., Pietrowicz S., *Experimental study on a large scale pulsating heat pipe operating at high heat loads, different adiabatic lengths and various filling ratios of acetone, ethanol, and water*, Applied Thermal Engineering 2020, 165, 114534. DOI: 10.1016/j.appltherm.2019.114534.
- [11] Delgado A., *Performance modeling of the early external active thermal control system for the international space station*, [w:] *IECEC-97 Proceedings of the Thirty-Second Intersociety Energy Conversion Engineering Conference (Cat. No.97CH6203)*, Honolulu, HI, USA, 1997, 1997, 1, 232–236. DOI: 10.1109/IECEC.1997.659190.
- [12] Baturkin V., *Micro-satellites thermal control – concepts and components*, Acta Astronautica 2005, 56(1–2), 161–170. DOI: 10.1016/j.actaastro.2004.09.003.
- [13] Rayleigh L., *On the circulation of air observed in Kundt's tube, and on some allied acoustic problem*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 1884, 175, 1–21.

- [14] Wu J., *Acoustic streaming and its applications*, Fluids 2018, 3(4), 108. DOI: 10.3390/fluids3040108.
- [15] Piercy J.E., Lamb J., *Acoustic streaming in liquids*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 1954, 226, 1164, 43–50.
- [16] Grotberg J.B., *Volume-cycled oscillatory flow in a tapered channel*, Journal of Fluid Mechanics 1984, 141, 249–264. DOI: 10.1017/S0022112084000823.
- [17] Gaver D.P., Grotberg J.B., *An experimental investigation of oscillating flow in a tapered channel*, Journal of Fluid Mechanics 1986, 172, 47–61. DOI: 10.1017/S0022112086001647.
- [18] Lighthill M.J., *Biomechanics of hearing sensitivity*, Journal of Vibrations and Acoustic 1991, 113, 1–13. DOI: 10.1115/1.2930149.
- [19] Lighthill M.J., *Acoustic streaming in the ear itself*, Journal of Fluid Mechanics 1992, 239, 551–606. DOI: 10.1017/S0022112092004531.
- [20] Amin N., *The effect of g-jitter on heat transfer*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 1988, 419, 1856, 151–172.
- [21] Riley N., *Steady streaming*, Annual Review of Fluid Mechanics 2001, 33, 43–65. DOI: 10.1146/annurev.fluid.33.1.43.
- [22] Dreeben T.D., Chini G.P., *Two-dimensional streaming flows in high-intensity discharge lamps*, Physics of Fluids 2011, 23, 056101. DOI: 10.1063/1.3584816.
- [23] Lu H.F., Tien W.H., *Comparison of acoustic streaming flow patterns induced by solid, liquid and gas obstructions*, Micromachines 2020, 11(10), 891. DOI: 10.3390/mi11100891.
- [24] Lieu V.H., House T.A., Schwartz D.T., *Hydrodynamic tweezers: Impact of design geometry on flow and microparticle trapping*, Analytical Chemistry 2012, 84(4), 1963–1968. DOI: 10.1021/ac203002z.
- [25] Chen Y., Fang Z., Merritt B., Strack D., Xu J., Lee S., *Onset of particle trapping and release via acoustic bubbles*, Lab on a Chip 2016, 16, 3024–3032. DOI: 10.1039/C5LC01420D.
- [26] Ahmed D., Mao X., Juluri B.K., Huang T.J., *A fast microfluidic mixer based on acoustically driven sidewall-trapped microbubbles*, Microfluidics and Nanofluidics 2009, 7, 727–731. DOI: 10.1007/s10404-009-0444-3
- [27] Wang C., Jalikop S.V., Hilgenfeldt S., *Efficient manipulation of microparticles in bubble streaming flows*, Biomicrofluidics 2012, 6, 012801. DOI: 10.1063/1.3654949.
- [28] Huang P.H., Xie Y., Ahmed D., Rufo J., Nama N., Chen Y., Huang T.J., *An acoustofluidic micromixer based on oscillating sidewall sharp-edges*, Lab on a Chip 2013, 13, 3847–3852. DOI: 10.1039/C3LC50568E.
- [29] Komarov S., Yamamoto T., *Role of acoustic streaming in formation of unsteady flow in billet sump during ultrasonic DC casting of aluminum alloys*, Materials 2019, 12(21), 3532. DOI: 10.3390/ma12213532.

-
- [30] Lei J., Cheng F., Li K., *Numerical simulation of boundary-driven acoustic streaming in microfluidic channels with circular cross-sections*, *Micromachines* 2020, 11(3), 240. DOI: 10.3390/mi11030240.
- [31] Lyubimova T.P., Perminov A.V., Kazimardanov M.G., *Stability of quasi-equilibrium states and supercritical regimes of thermal vibrational convection of a Williamson fluid in zero gravity conditions*, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2019, 129, 406–414. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.09.112.
- [32] Chini G., Malecha Z., Dreeben T., *Large-amplitude acoustic streaming*, *Journal of Fluid Mechanics* 2014, 744, 329–351. DOI:10.1017/jfm.2014.61
- [33] Lin Y., Farouk B., *Heat transfer in a rectangular chamber with differentially heated horizontal walls: Effects of a vibrating sidewall*, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2008, 51(11–12), 3179–3189. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.005.
- [34] Chase M.W., *NIST-JANAF Thermochemical Tables*, *Journal of Physical and Chemical Reference Data Monographs*, American Institute of Physics 1998, 9. DOI: 10.18434/T42S31.
- [35] Gill A.E., Donn W.L. (ed.), *Atmosphere-Ocean Dynamics. International Geophysical Series. 30*, CA: Academic Press, San Diego 1982.