

Roman Dyga

e-mail: r.dyga@po.opole.pl

Katedra Inżynierii Procesowej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Opolska, Opole

Symulacja numeryczna przepływu płynu przez przestrzeń komórkową pian metalowych

Wstęp

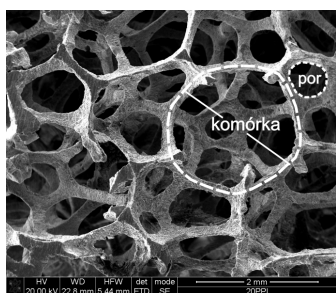
Jednym z wielu rodzajów wypełnień strukturalnych wykorzystywanych w budowie aparatury przemysłowej są piany metalowe o komórkach otwartych. Piany metalowe są specyficzną grupą materiałów komórkowych, w których materiał stały w postaci cienkich powiązanych ze sobą włókien (szkielet) tworzy stosunkowo duże i puste komórki. Komórki mają postać wielościennych przylegających do siebie przestrzeni, połączonych *przelotowymi* ściankami. Mimo prowadzonych od kilkunastu lat intensywnych prac badawczych dotyczących zastosowań otwartokomórkowych pian metalowych w aparatach przepływowych, nadal trudno jest w jednoznaczny sposób określić mechanizmy determinujące przebieg zjawisk cieplnych i hydrodynamicznych w przestrzeni komórkowej pian. W niewielkim stopniu rozpoznano m.in. wpływ warunków przepływu, w tym struktury pian oraz właściwości płynów na kształtowanie się pola prędkości oraz temperatury w obszarze wlotowym do kanałów wypełnionych pianami. Z uwagi na odmienne zachowanie się płynu w strefie wlotowej i w części kanału, gdzie przepływ ma charakter ustalony, podjęto prace ukierunkowane na określenie warunków wnikania ciepła w strefie wlotowej, w tym roli piany w transporcie ciepła oraz długości kształtowania się profilu prędkości.

Opis zjawisk zachodzących na wlocie do kanału wymaga znajomości lokalnych wartości temperatury szkieletu piany i płynu oraz lokalnych prędkości i ciśnienia płynu. Informacje te pozyskano w oparciu o numeryczne symulacje przepływu, przeprowadzone jako uzupełnienie badań doświadczalnych realizowanych na potrzeby prac poświęconych mechanizmom transportu ciepła w przestrzeni komórkowej pian metalowych [Dyga i Troniewski, 2015]. Obie formy badań (numeryczne i eksperymentalne) obejmowały zagadnienia związane z diabatycznym przepływem trzech różnych płynów przez rurę wypełnioną otwartokomórkową pianą aluminiową.

Warunki i zakres badań

Badania przeprowadzono przy przepływie powietrza, wody i oleju maszynowego Velol-9Q przez poziomą rurę o średnicy wewnętrznej 20 mm, wypełnioną pianą ze stopu aluminium AlSi7Mg (Rys. 1). Piana charakteryzowała się gęstością upakowania porów wynoszącą 20 PPI (por na cal), porowatością ε równą 0,934, średnicą komórki $d_c = 3,452$ mm oraz średnicą pora (*okna* łączącego przylegające do siebie komórki) $d_p = 1,094$ mm. Podane rozmiary porów i komórek są wielkościami średnimi wyznaczonymi graficznie w oparciu o analizę zdjęć mikroskopowych szkieletu piany.

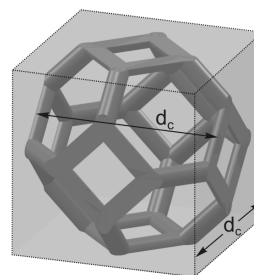
Dokładne odwzorowanie kształtu i wymiarów szkieletu komórkowego jest możliwe za pomocą skanowania tomograficznego [Michailidis i in., 2013].



Rys. 1. Obraz mikroskopowy szkieletu piany

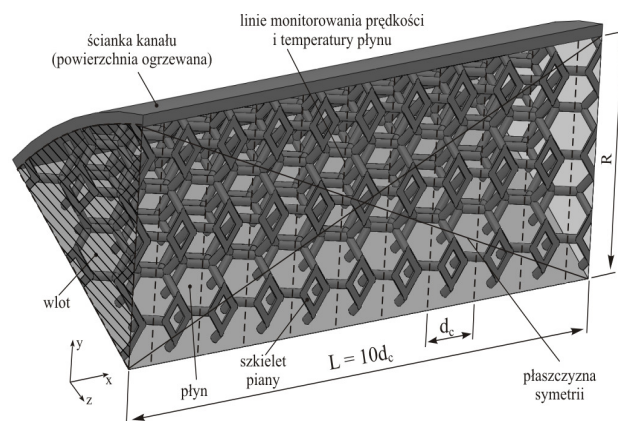
W symulacji numerycznej przepływu konieczne jest wtedy stosowanie bardzo gęstej siatki dyskretyzacyjnej oraz wymagana jest duża moc obliczeniowa komputera. Satisfakcjonujące rezultaty analizy numerycznej można również uzyskać wykorzystując uproszczone modele geometryczne pian, w których komórki mają postać regularnych brył [Boomsma i in. 2003; Bai i Chung, 2011; Dyga i in., 2013].

Na rys. 2 przedstawiono model pojedynczej komórki piany w postaci czternastościanu foremego (tetrakaidekahedronu), wykorzystany na potrzeby realizowanych prac numerycznych. Przylegające do siebie tetrakaidekahedrony tworzą tak zwaną strukturę *Kelvina*, która stosunkowo dobrze odzwierciedla geometrię szkieletu pian metalowych. Bok sześcianu w który wpisano tetrakaidekahedron przyjęto równy średniej średnicy komórki. Średnicę włókna szkieletu biegnącego po krawędziach tetrakaidekahedronu dobrano tak, aby uzyskać porowatość struktury *Kelvina* równą porowatości rzeczywistej piany.



Rys. 2. Model geometryczny komórki

Długość podlegającego analizie obszaru przy wlocie kanału ustalono kierując się informacjami literaturowymi. Mostafid [2007] stwierdził, że jednostkowy opór przepływu przez pianę o gęstości upakowania porów 20 PPI i różnej grubości osiąga wartość stałą jeżeli grubość piany przekracza 30 mm, co wskazuje, że jest to wartość wystarczająca do hydrodynamicznej stabilizacji przepływu. Dukhan i Suleiman [2014] w badaniach numerycznych obejmujących hydrodynamicznie przepływ przez pojedyncze występujące po sobie komórki tetrakaidekahedronalne piany 10 PPI wykazali, że przepływ stabilizuje się na długości obejmującej sześć kolejnych komórek. Wobec tego jako długość kanału podlegającego analizie przyjęto 34,52 mm, czyli długości obejmującą 10 kolejnych komórek piany (Rys. 3).



Rys. 3. Obszar symulacji strefy wlotowej

Periodyczny układ struktury *Kelvina* pozwolił dodatkowo ograniczyć modelowany obszar dwoma płaszczyznami symetrii – płaszczyzną XY oraz płaszczyzną usytuowaną do niej pod kątem 45°. Płaszczyzny te przenikają się wzdłuż osi X, która wyznacza kierunek przepływu. Dyskretyzację obszaru obliczeniowego przeprowadzono z wykorzystaniem siatki niestrukturalnej w postaci elementów czworosiecznych. W przestrzeni płynu przy powierzchni szkieletu piany utworzono pięciowarstwowy obszar przyścienny. W wyniku dyskretyzacji obszaru płynu, szkieletu komórkowego i ścianki kanału uzyskano prawie 3,9 mln węzłów obliczeniowych dla niespełna 16 mln czworosieczników.

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla przepływu stacjonarnego płynów nieściśliwych przy czym powietrze traktowano jako gaz doskonały. Właściwości płynów oraz przewodność cieplną i ciepło właściwe szkieletu piany uzależniono od zmian temperatury. Jako warunki brzegowe na wlocie do analizowanego obszaru deklarowano stały strumień masowy $m = \text{const.}$ oraz stałą temperaturę płynów $t = \text{const.}$ Na wylocie przyjęto wypływ płynu do przestrzeni pod znanym ciśnieniem, tym samym gradient składowych prędkości $\frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_y}{\partial x} = \frac{\partial u_z}{\partial x} = 0$.

Powierzchnię wewnętrzną kanału oraz powierzchnię szkieletu piany traktowano jako hydraulicznie gładkie i omywane przez płyn w sposób bezpośredni (składowe prędkości na ścianie $u_x = u_y = u_z = 0$). Dla płaszczyzn symetrii przyjęto warunek *Neumanna*, zgodnie z którym gradient prędkości w kierunku normalnym do płaszczyzny symetrii ma wartość zero $\frac{\partial u_x}{\partial n} = \frac{\partial u_y}{\partial n} = \frac{\partial u_z}{\partial n} = 0$. Na zewnętrznej powierzchni ścianki kanału

zadawano stałą wartość gęstości strumienia ciepła $q_h = \text{const.}$ Przy powierzchni kontaktu ciała stałego z płynem obowiązywała ciągłość temperatury i gęstości strumienia ciepła q .

Wartości deklarowane jako warunki początkowe oraz na brzegach analizowanego obszaru odpowiadały warunkom prowadzenia badań doświadczalnych. Badania te realizowano w stosunkowo szerokim zakresie zmian prędkości płynów, tak aby uzyskać przepływ laminarny i burzliwy oraz przyrost temperatury płynu o co najmniej 10 K (Tab. 1).

Tab. 1. Warunki prowadzenia badań doświadczalnych

Płyn, f	Prędkość płynu w_f , m/s	Liczba <i>Reynoldsa</i> Re_f , –	Temperatura płynu t_f , °C
powietrze, a	0,028÷9,88	23÷13244	21÷95
olej, ol	0,003÷0,167	3÷293	19÷93
woda, w	0,003÷0,270	30÷4509	24÷88

Prędkość płynu w_f należy rozumieć jako prędkość średnią w przekroju poprzecznym kanału pomiarowego, liczoną z pominięciem obecności piany w kanale, a liczba *Reynoldsa* Re_f zdefiniowana została równaniem

$$Re_f = \frac{w_f d_p \rho_f}{(1 - \varepsilon) \eta_f}, \quad f \equiv a, ol, w \quad (1)$$

Najistotniejsze właściwości oleju *Velol-9Q* w temperaturze 20°C wyniosły: lepkość $\eta_{ol} = 0,0086$ Pa·s, gęstość $\rho_{ol} = 859,8$ kg/m³, ciepło właściwe $c_{ol} = 1848,8$ J/(kg·K), współczynnik przewodzenia ciepła $k_{ol} = 0,128$ W/(m·K), a stopu *AlSi7Mg* odpowiednio: $c_s = 1848,8$ J/(kg·K), $k_s = 150,4$ W/(m·K).

Równania zastosowane w modelu

Symulacje numeryczne opierały się na rozwiązywaniu równania ciągłości,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho x_j) = 0, \quad (2)$$

oraz równań *Naviera-Stokesa* w postaci uśrednionej w czasie, w oparciu o koncepcję *Reynoldsa*,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (3)$$

gdzie: tensor naprężeń *Reynoldsa* $(-\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)$ opisany z wykorzystaniem hipotezy *Boussinesqa* przyjmuje postać

$$-\rho \bar{u}_i \bar{u}_j = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4)$$

Dodatkowe zmienne w tensorze naprężeń *Reynoldsa* wymusiły domknięcie rozwiązywanego układu równań odpowiednim modelem turbulencji, na który składają się równania transportu uzupełniające równania *Naviera-Stokesa*. Analiza wyników badań doświadczalnych wykazała, że warunki modelowanego przepływu właściwie pozwoli odzworować model turbulencji *realizable k-ε* z uwzględnieniem zjawisk przyściennych. Ten model turbulencji dobrze oddaje zjawiska hydrodynamiczne w przypadkach przepływów z niewielkim stopniem burzliwości oraz w przepływach z recyrkulacją czynnika i odrywaniem się strugi płynu w obszarach o znacznych krzywiznach powierzchni, co może mieć miejsce przy włóknach szkieletu piany. Wykorzystano model *realizable k-ε* zaimplementowany w komercyjnym programie *ANSYS Fluent*. Podstawą tego modelu są równania transportu opisujące energię kinetyczną turbulencji k

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \rho k u_j \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (5)$$

i jej dyssypację ε

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \rho k u_j \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon + \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (6)$$

Stałe występujące w równ. (5) i (6) przyjmują wartości wyznaczone empirycznie i zwykle wynoszą: turbulentna liczba *Prandtla* dla energii kinetycznej $\sigma_k = 1,0$; dla dyssypacji energii $\sigma_\varepsilon = 1,2$, stałe $C_{1\varepsilon} = 1,44$; $C_2 = 1,9$; natomiast $C_1 = \max[0,43; \eta / (\eta + 5)]$. Parametr η wyznaczany jest zgodnie z równaniem

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} = \frac{k}{\varepsilon} S \quad (7)$$

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (8)$$

Parametry G_k i G_b oznaczają odpowiednio generację energii kinetycznej turbulencji na skutek uśredniania gradientów prędkości oraz wyporności hydraulicznej i są opisane zależnościami

$$G_k = \mu_t S^2, \quad (9)$$

$$G_b = b g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial t}{\partial x_i}, \quad (10)$$

Parametr Y_M ujmuje udział dyatacji turbulencji w szybkości rozpraszania energii oraz określa wpływ ściśliwości płynu na turbulencję w przepływach o wysokiej liczbie *Macha*.

Lepkość turbulentna μ_t , która obok k i ε uzupełnia opis rozpraszania energii w kaskadzie wirów zdefiniowana jest zależnością

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (11)$$

Jest to zależność obowiązująca we wszystkich modelach turbulencji $k - \epsilon$, przy czym w modelu *realizable k - ε*, w dość złożony sposób wyznaczana jest bezwymiarowa wielkość C_{μ} . Sposób wyznaczania C_{μ} oraz innych nie wyjaśnionych w tekście tej pracy parametrów modelu turbulencji, w wyczerpujący sposób przedstawiony jest w dokumentacji pakietu *ANSYS Fluent Theory Guide* oraz wielu pozycjach literaturowych z zakresu mechaniki płynów.

W przypadku przepływów diabadycznych rozwiązywane były również równania energii dla płynu,

$$\rho c_f \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i t_f) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_f \frac{\partial t_f}{\partial x_j} \right), \quad (12)$$

oraz dla szkieletu piany i ścianki kanału,

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_s \frac{\partial t_s}{\partial x_j} \right) = 0. \quad (13)$$

Występujące w równaniach (12) oraz (13) wielkości k_f i k_s oznaczają przewodność cieplną płynu i ciała stałego. W przypadku przepływu burzliwego, k_f zastępowana jest efektywną przewodnością cieplną płynu k_{eff} opisaną równaniem,

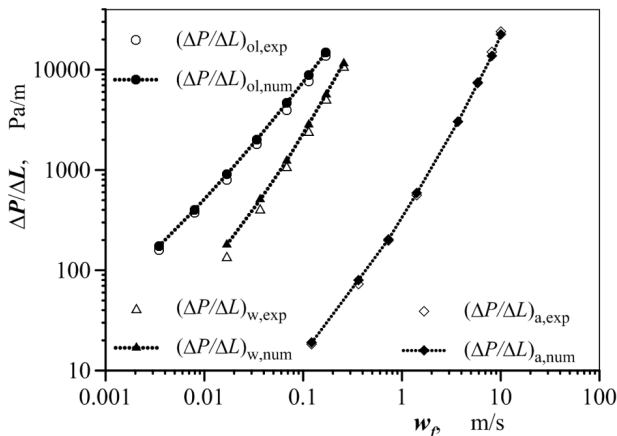
$$k_{eff} = k_f + \frac{c_f \mu_t}{Pr_t}. \quad (13)$$

Wyniki i ich analiza

Zastąpienie rzeczywistego szkieletu komórkowego piany jego wyidealizowanym modelem geometrycznym powoduje nieuniknione różnice między wartościami uzyskanymi na drodze symulacji i odpowiadającymi im danymi pomiarowymi. Postępowanie takie jest wykorzystywane przez wielu autorów prac dotyczących pian metalowych [Boomsma i in., 2003; Xu i in. 2008; Habisreuther i in. 2009; Kopanidis i in. 2010; Wu i in. 2010; Bai i Chung, 2011; Dukhan i Suleiman, 2014]

Oporo przepływu wyznaczone numerycznie i zmierzone w trakcie badań doświadczalnych różnią się maksymalnie o kilkanaście procent (średni błąd wynosi 11,3%). Mimo tych różnic, w przypadku wszystkich trzech płynów charakter zmian oporów przepływu uzyskanych w wyniku przeprowadzonych symulacji jest taki sam jak oporów zmierzonych, co zobrazowano na rys. 4. Z uwagi na fakt że, celem prowadzonych prac było określenie długości strefy stabilizowania się przepływu przy wlocie do kanału, przyjęto że zachowanie podobieństwa jakościowego wyników analizy numerycznej z danymi eksperymentalnymi jest wystarczającym kryterium walidacji wyników. O stabilizacji przepływu świadczy bowiem ustalenie się wartości (a nie sama wartość) takich wielkości jak, prędkość płynu, jednostkowe opory przepływu czy też współczynnik wnikańia ciepła.

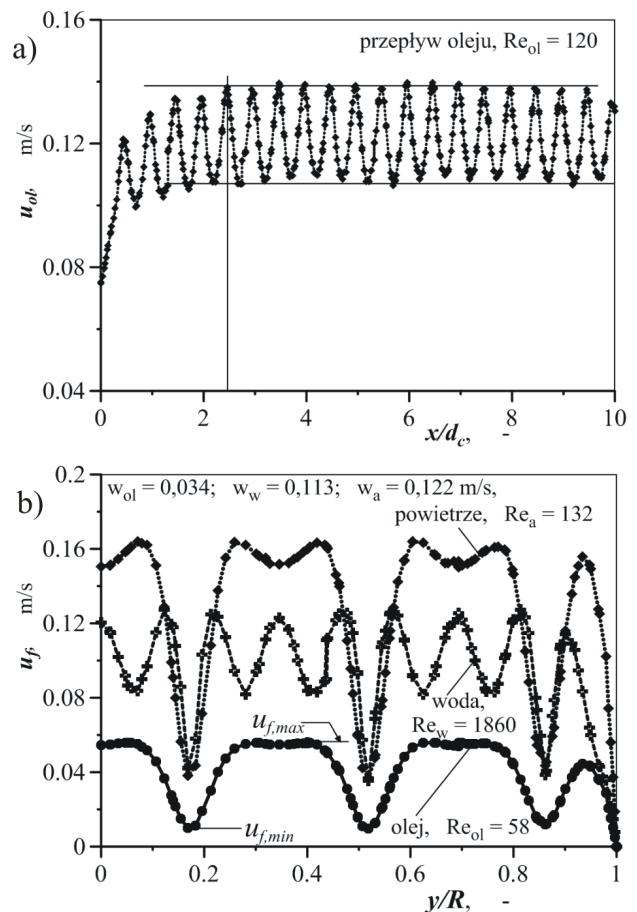
Prędkość lokalna płynu u_f przepływającego przez kolejne komórki piany wzdłuż osi środkowej kanału (oś x) jest cyklicznie zmienna z powodu periodycznych zmian przekroju komórek, przy czym, jak



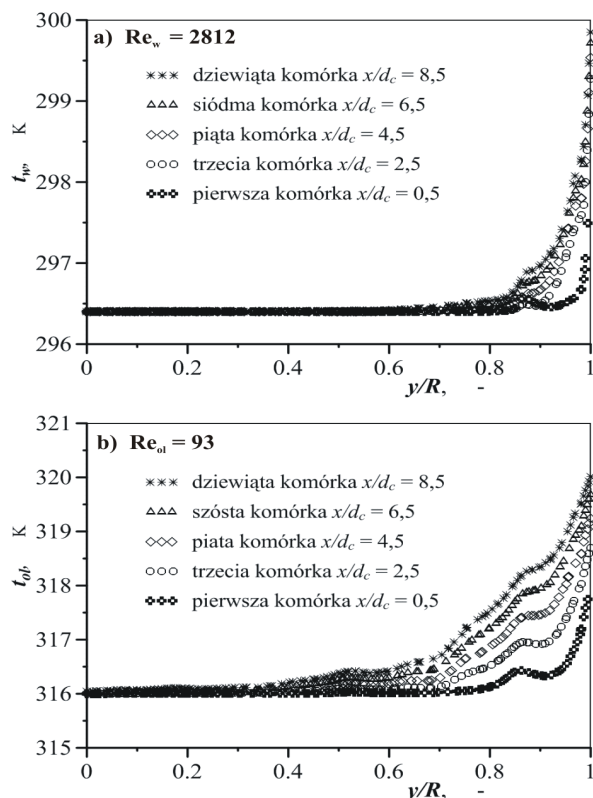
Rys. 4. Porównanie obliczonych i zmierzonych oporów przepływu

można zaobserwować na rys. 5a, widoczny jest trend zwiększania się prędkości wraz z oddalaniem się od wlotu kanału ($x/d_c = 0$). Odległość od wlotu, przy której prędkość lokalna w osi kanału przestaje się zwiększać i utrzymuje się na określonym poziomie przyjęto jako długość hydrodynamicznej stabilizacji przepływu. W przepływie laminarnym stabilizacja następuje już w trzeciej komórce piany przy $x/d_c \approx 2,5$ (x/d_c – długość bezwymiarowa odpowiada krotności rozmiary komórki). Wzrost burzliwości wydłuża odcinek stabilizacji przepływu, jednak nawet dla w pełni rozwiniętej burzliwości przepływu stabilizuje się przy $x/d_c \approx 4,5$. Bez względu na charakter przepływu płynu długość stabilizacji hydrodynamicznej jest mniejsza od rozmiaru poprzecznego rury. Wraz z ustaleniem się prędkości osiowej ustala się również promieniowy profil prędkości płynu $u_f(y/R)$. Charakterystyczny kształt tego profilu pozwala określić obszar oddziaływania ścianki na płyn. Podobnie jak w przypadku zmian prędkości osiowej $u_f(x/d_c)$, tak i dla prędkości promieniowej $u_f(y/R)$ (w funkcji bezwymiarowego promienia kanału y/R) widoczne są liczne ekstrema związane ze zmiennym przekrojem przepływu. Niemniej na rys. 5b można zauważyć, że w pobliżu ścianki kanału ($y/R > 0,85$), górne ekstrema prędkości osiąga mniejsze wartości niż w środkowej części kanału. Oddziaływanie ścianki uwidacznia się w odległości równej kilkunastu procentom średnicy kanału. Tym samym można powiedzieć, że w pozostałej części kanału obejmującej około 80% średnicy przepływ zdeterminowany jest przez zjawiska związane z wpływem szkieletu piany.

W charakterystyczny sposób zmienia się rozkład temperatury w strefie wlotowej. W rdzeniu kanału w zasadzie nie występuje podgrzewanie płynu (Rys. 6). Płyn ogrzewa się jedynie w sąsiedztwie ścianki kanału, gdzie jego temperatura wyraźnie wzrasta na drodze przepływu (w funkcji x/d_c). W przepływie burzliwym temperatura płynu pozostaje stała w rdzeniu kanału obejmującym



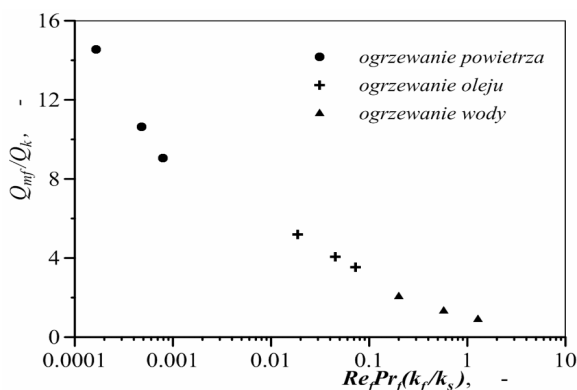
Rys. 5. Zmiany prędkości lokalnej płynu, a) stabilizacja prędkości lokalnej przepływu na długości kanału, b) profil prędkości płynu w przekroju promieniowym rury



Rys. 6. Profil temperatury płynu w przekroju poprzecznym kanału dla różnych odległości od wlotu x/d_c . a) przepływ burzliwy wody, b) przepływ laminarny oleju

do 70 % promienia kanału ($y/R < 0,7$ – rys 6a). W przypadku przepływu laminarnego obszar ten jest znacznie mniejszy i obejmuje przedział $y/R = 0 - 0,4$ (Rys. 6b). Płyn poruszający się ruchem laminarnym odbiera ciepło od ścianki kanału z mniejszą intensywnością niż w przepływie burzliwym, ciepło w większym stopniu transportowane jest zatem przez przewodzenie w szkielecie piany, przez co wzrasta temperatura piany w rdzeniu kanału, a w konsekwencji następuje również przyrost temperatury omywającego ją płynu. Potwierdzeniem tego jest przedstawiony na rys. 7 stosunek ciepła przekazywanego do płynu przez szkielet piany Q_{mf} do ciepła oddawanego przez ściankę kanału Q_k . Im mniejsza jest burzliwość przepływu oraz stosunek przewodności cieplnej płynu i materiału piany k_f/k_s , tym większy jest udział piany w transporcie ciepła.

W przypadku powietrza strumień ciepła przekazywanego do płynu za pośrednictwem piany jest kilkunastokrotnie większy niż strumień ciepła oddanego przez powierzchnię wewnętrzną kanału, mimo że powierzchnia szkieletu piany jest tylko 3,48 razy większa od powierzchni kanału. Udział piany w transporcie ciepła jest znacznie mniejszy w przypadku wody, wartość stosunku Q_{mf}/Q_s jest nie większa niż 2 (w warunkach prowadzonych badań).



Rys. 7. Udział piany w transporcie ciepła

Dla każdej z dziesięciu warstw komórek piany składających się na całkowitą długość analizowanego obszaru wyznaczono wartość współczynnika wnikania ciepła. Współczynnik ten monotonicznie zmniejsza się wraz z oddalaniem się od wlotu kanału, ale nie osiąga stałej wartości świadczącej o termicznej stabilizacji przepływu. W przepływie z wymianą ciepła strefa wlotowa obejmuje zatem znacznie większą długość kanału niż w przypadku przepływu adiabatycznego.

Wnioski

W kanale wypełnionym otwartokomórkową pianą metalową wielkości charakteryzujące przepływ płynu wykazały lokalnie dużą zmienność, głównie na skutek ciągłych zmian przekroju przestrzeni komórkowej. Rozkład prędkości i temperatury płynu rozpatrywany w odniesieniu do rozmiaru kanału wykazywał podobieństwo do przepływu przez ośrodki porowate, tzn. prędkość płynu może być traktowana jako stała w centralnej części kanału, a profil prędkości był wyraźnie zmienny jedynie przy ściance kanału w odległości nie przekraczającej połowy rozmiaru komórki.

Piana powodowała stosunkowo szybką stabilizację hydrodynamiczną przepływu przy wlocie do kanału. W przypadku przepływu burzliwego profil prędkości kształtował się na długości obejmującej zaledwie 5 komórek piany, dla przepływów laminarnych odcinek ten był jeszcze krótszy. Ustalenie się warunków wymiany ciepła przy wlocie do kanału odbywało się na długości znacznie większej niż stabilizacja hydrodynamiczna przepływu. Wymiana ciepła w strefie wlotowej odbywała się głównie przy ściance kanału, a udział piany w transporcie ciepła istotnie zależał od burzliwości przepływu i właściwości cieplnych szkieletu piany oraz płynu.

LITERATURA

- ANSYS Fluent Theory Guide, Ansys Inc., 17.2, (2016)
- Bai M. i Chung J.N., (2011). Analytical and numerical prediction of heat transfer and pressure drop in open-cell metal foams. *Int. J. Thermal Sci.*, 50, 869-880. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2011.01.007
- Boomsma K., Poulikakos D., Ventikos Y., (2003). Simulations of flow through open cell metal foams using an idealized periodic cell structure. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 24, 825-834. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2003.08.002
- Coquard R., Bailis D. (2009). Numerical investigation of conductive heat transfer in high-porosity foams. *Acta Materialia*, 57, 5466-5479. DOI: 10.1016/j.actamat.2009.07.044
- Dukhan N., Suleiman A.S., (2014). Simulation of entry-region flow in open-cell metal foam and experimental validation. *Transp. Porous Med.*, 101, 229-246. DOI: 10.1007/s11242-013-0241-z
- Dyga R., Troniewski L., (2015). Convective heat transfer for fluids passing through aluminum foams. *Arch. Thermodyn.*, 36(1), 139-156. DOI: 10.1515/aoter-2015-0010
- Dyga R., Witczak S., Filipczak G., (2013). Symulacja przepływu cieczy przez pianę metalową FEC z wykorzystaniem periodycznego modelu geometrycznego piany. *Inż. Ap. Chem.*, 52(44), 410-411
- Habisreuther P., Djordjevic N., Zarzalis N. (2009). Statistical distribution of residence time and tortuosity of flow through open-cell foams. *Chem. Eng. Sci.*, 64, 4943-4954. DOI: 10.1016/j.ces.2009.07.033
- Kopanidis A., Theodorakakos A., Gavaises E., Bouris D., (2010). 3D numerical simulation of flow and conjugate heat transfer through a pore scale model of high porosity open cell metal foam. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 53, 2539-2550. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.12.067
- Michailidis N., Stergioudi F., Omar H., Missirlis D., Vlahostergios Z., Tsipas S., Albanakis C., Granier B., (2013). Flow, thermal and structural application of Ni-foam as volumetric solar receiver. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 109, 185-191. DOI: 10.1016/j.solmat.2012.10.021
- Mostafid A.M., (2007). Entrance and exit effects on flow through metallic foams. *Master Thesis*, Dep. of Mech. and Ind. Eng., Concordia University, Montreal, Canada
- Wu Z., Caliot C., Bai F., Flamant G., Wang Z., Zhang J., Tian C. (2010). Experimental and numerical studies of the pressure drop in ceramic foams for volumetric solar receiver applications. *Applied Energy*, 87, 504-513. DOI: 10.1016/j.apenergy.2009.08.009
- Xu W., Zhang H., Yang Z., Zhang J., (2008). Numerical investigation on the flow characteristics and permeability of three-dimensional reticulated foam materials. *Chem. Eng. J.*, 140, 562-569, DOI: 10.1016/j.cej.2007.12.010