

PRACE ORYGINALNE ORIGINAL PAPERS

Przegląd Naukowy – Inżynieria i Kształtowanie Środowiska nr 68, 2015: 111–119
(Prz. Nauk. Inż. Kszt. Środ. 68, 2015)
Scientific Review – Engineering and Environmental Sciences No 68, 2015: 111–119
(Sci. Rev. Eng. Env. Sci. 68, 2015)

Jakub M. GAC

Wydział Inżynierii Chemicznej i Procesowej, Politechnika Warszawska
Faculty of Chemical and Process Engineering, Warsaw University of Technology

Mezskalowe modelowanie rozkładu prędkości wody w korytach otwartych z elementami sztywnymi wielkowirową metodą gazu sieciowego Boltzmanna **Mesoscale modeling of water velocity profiles in open channel with rigid stems by means of large eddy lattice Boltzmann method**

Słowa kluczowe: rozkład prędkości przepływu, opływ elementów sztywnych, modelowanie numeryczne, metoda gazu sieciowego Boltzmanna

Key words: velocity profile, emergent flow with rigid stems, numerical modeling, lattice Boltzmann method

Wprowadzenie

Większość istniejących modeli numerycznych stosowanych do wyznaczania przepustowości koryt lub pionowego profilu prędkości w korycie to modele jednowymiarowe (Kubrak, 2006, Huai i inni, 2009). Zakładają one występowanie jednej składowej prędkości wody, której wartość może zmieniać się jedynie w kierunku pionowym. Modele takie zostały zastosowane m.in. do wyznaczenia profilu prędkości w korytach otwartych

z elementami sztywnymi (Huai i inni, 2009) oraz elastycznymi (Kubrak, 2006, Kubrak i inni, 2008).

Pomimo wielu zalet, metody jednowymiarowe przedstawione powyżej mają pewne ograniczenia. Najważniejszą z nich jest brak możliwości uwzględnienia zmienności przestrzennej elementów (np. roślinności) w korycie. Modele te w oczywisty sposób zakładają, że w całym przekroju koryta i na całej jego długości występują elementy o jednakowej wysokości i średnicy oraz że są one rozmieszczone w sposób idealnie jednorodny. Te założenia często nie są spełnione w przypadku rzeczywistych koryt otwartych.

Wszystkie te ograniczenia modeli jednowymiarowych sprawiły, że równoległe z nimi rozwijano modele trójwymiarowe, pozwalające znaleźć

pełny rozkład wszystkich składowych prędkości i ciśnień w korycie otwartym z uwzględnieniem rzeczywistego kształtu obecnych w nim elementów. Wśród tych metod, służących do wyznaczenia rozkładu prędkości wody w korycie drogą bezpośredniego rozwiązywania równań mechaniki płynów na szczególną uwagę zasługuje grupa prac wykorzystująca koncepcję gazu sieciowego Boltzmanna (ang. lattice Boltzmann method, LBM). Jest ona bardzo prosta w implementacji i charakteryzuje się stosunkowo krótkim czasem obliczeń, podobnie jak to ma miejsce w przypadku modeli jednowymiarowych. Jednak w przeciwieństwie do nich pozwala na symulacje przepływu w korycie z nierównomiernie rozmieszczoną roślinnością, z elementami o różnej wysokości i średnicy, a także na symulacje przepływów niestacjonarnych. Wykorzystanie modelu gazu sieciowego Boltzmanna do wyznaczania rozkładu prędkości w korytach otwartych przy założeniu przepływu laminarnego zostało przedstawione w Gac (2011). W artykule z 2014 roku Gac wzbogacił model o uwzględnienie burzliwości przepływu. Jako model burzliwości została tu wykorzystana metoda symulacji wielkowirowych (ang. large eddy simulation, LES). Opisywana metoda ma jednak również dość poważne ograniczenie ze względu na rozmiar domeny obliczeniowej. Aby uwzględnić opływ pojedynczego elementu (łodygi), długość boku siatki obliczeniowej powinna być kilka razy mniejsza od średnicy tego elementu, a więc rzędu kilku milimetrów. Ogranicza to możliwość symulacji przepływu wody np. w rzece o znacznej szerokości lub długości, gdyż wymagałoby to za-

stosowania siatki obliczeniowej liczącej bardzo wiele węzłów.

W niniejszej pracy przedstawiono modyfikację metody gazu sieciowego Boltzmanna z modelem wielkowirowym burzliwości, która umożliwiła przeprowadzanie symulacji przepływu wody w korycie rzeczonym o realnych rozmiarach. Główną ideą nowego modelu będzie zastąpienie oddziaływań wody z pojedynczymi elementami np. roślinności poprzez oddziaływania uśrednione w danym obszarze.

Sformułowanie modelu

Szczegółowy opis podstawowego modelu gazu sieciowego Boltzmanna podano w literaturze (Qian i inni, 1992, Chen i Doolen 1998, Chen 2009). Sformułowanie tego modelu w zastosowaniu do przepływów w korytach otwartych, wraz z odpowiednimi warunkami brzegowymi zostało przedstawione w pracy Gac (2011). Z tego względu w niniejszej pracy ograniczymy się do skrótego opisu tej metody.

Podstawową wielkością rozważaną w metodzie gazu sieciowego Boltzmanna jest zdyskretyzowana funkcja gęstości prawdopodobieństwa – f . Opisuje ona prawdopodobieństwo znalezienia cząstki płynu w węźle o współrzędnej x w czasie t , poruszającej się w kierunku i . W metodzie gazu sieciowego występuje bowiem, obok typowej dla innych metod obliczeniowej dynamiki płynów dyskretyzacji czasu i przestrzeni, dyskretyzacje kierunku prędkości cząstek płynu. W niniejszej pracy zastosowany zostanie schemat D3Q27 o dwudziestu

siedmiu kierunkach prędkości (w tym jeden zerowy).

Funkcja gęstości prawdopodobieństwa (f) podlega ewolucji w czasie zgodnie z równaniem:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, t + 1) = f_i(\mathbf{x}, t) + \Omega_i[f_i(\mathbf{x}, t)] \quad (1)$$

gdzie:

\mathbf{e}_i – i -ty wektor siatki,

$\Omega_i[f_i(\mathbf{x}, t)]$ – dyskretny analog całki kolizji występującej w równaniu kinetycznym Boltzmann'a. Zgodnie z powszechnie stosowanym przybliżeniem Bathnagara-Grossa-Kooka (Bathnagar i inni, 1954), wyraża się on wzorem:

$$\Omega_i[f_i(\mathbf{x}, t)] = \frac{1}{\tau} [f_i^{eq} - f_i(\mathbf{x}, t)] \quad (2)$$

gdzie:

f_i^{eq} – równowagowa wartość funkcji gęstości,

τ – czas relaksacji związany ze współczynnikiem lepkości kinetycznej wzorem:

$$v = \frac{2\tau - 1}{6} \quad (3)$$

Sposób obliczania wartości f_{eq} oraz uwzględniania warunków brzegowych przedstawiono np. w pracy Chen i Doolen (1998).

Znając wartość funkcji gęstości prawdopodobieństwa w poszczególnych węzłach, możemy wyznaczyć w tych węzłach wartość ciśnienia i prędkości płynu z zależności:

$$p(\mathbf{x}, t) = c_s^2 \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \quad (4)$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{x}, t)} \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{e}_i \quad (5)$$

gdzie:

c_s – parametr zależny od geometrii siatki.

Burzliwość przepływu w niniejszej pracy zostanie uwzględniona poprzez zastosowanie metody symulacji wielkowirowych – LES (Berselli i inni, 2006). Metoda ta w ogólnym zarysie zakłada rozważanie, w miejsce wartości rzeczywistych prędkości i ciśnienia płynu, wartości „przefiltrowanych” przestrzenie (z wykorzystaniem operacji splotu), co prowadzi do równania Naviera-Stokesa dla wartości przefiltrowanych:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} = \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + v \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

W powyższym równaniu $\langle X \rangle$ oznacza przefiltrowaną wartość wielkości X ; ponadto, zastosowano konwencję sumacyjną Einsteina względem wskaźnika j .

Jedyną wielkością w równaniu (6), która nie jest bezpośrednio zależna od wielkości przefiltrowanych, jest tensor naprężeń burzliwych (a dokładniej – iloczyn $\langle u_i u_j \rangle$). Sposób jego wyrażenia przez przefiltrowane składowe prędkości może być zrealizowany na kilka sposobów.

W niniejszej pracy zastosujemy najprostszą i jednocześnie najczęściej stosowaną metodę lepkości wirowej, zgodnie z którą składowe tensora naprężeń

burzliwych można przedstawić za pomocą równania (7):

$$\langle u_i u_j \rangle = v_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

W równaniu tym v_t jest tzw. współczynnikiem lepkości wirowej, obliczanym na ogół ze wzoru (Smagorinsky, 1963):

$$v_t = (C_S \Delta)^2 |S| \quad (8)$$

W powyższym wyrażeniu S oznacza tensor gradientu prędkości, który może być obliczony na podstawie wartości funkcji gęstości prawdopodobieństwa (Mayer i inni, 2007):

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\sum_i (f_i - f_i^{eq}) \mathbf{e}_{i\alpha} \mathbf{e}_{i\beta}}{2(v_{ph} + v_t)} \quad (9)$$

We wzorze (9) $\mathbf{e}_{i\alpha}$ oznacza rzut wektora siatki \mathbf{e}_i na kierunek α , a C_S we wzorze (8) – stałą Lily-Smagorinskiego, która jest parametrem modelu. Wartość tej stałej jest przedmiotem licznych dyskusji. Dla przepływów w przewodach ze swobodną powierzchnią przyjmuje się na ogół 0,15–0,25. W niniejszej pracy zastosowana zostanie wartość 0,2. Jeśli znana jest wartość lepkości wirowej w danym punkcie, to efektywna lepkość, która pojawi się w algorytmie rozwiązywania równania Naviera-Stokesa (np. w równaniach schematu gazu sieciowego), dana jest wyrażeniem:

$$v_{eff} = v_0 + v_t \quad (10)$$

Wówczas wartość czasu relaksacji oblicza się ze wzoru:

$$\tau = \frac{6v_{eff} + 1}{2} \quad (11)$$

Należy podkreślić, że w tym przypadku wartość ta nie jest stała, lecz zmienia się w czasie i przestrzeni.

Oddziaływanie płynu z elementami np. roślinności zostanie uwzględnione przy użyciu siły masowej działającej na płyn. Jest to sposób inny niż przedstawiony w pracy Gac (2014), w której oddziaływanie to uwzględniono przez wprowadzenie warunku zerowej prędkości (braku poślizgu) na brzegu każdego elementu roślinności. W obecnym podejściu, aby nie analizować każdego elementu osobno, równanie (1) zostanie zmodyfikowane do postaci:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, t+1) = f_i(\mathbf{x}, t) + \Omega_i [f_i(\mathbf{x}, t)] + \omega_i \mathbf{F} \cdot \mathbf{e}_i \quad (12)$$

gdzie \mathbf{F} jest siłą masową oddziałującą na płyn, pochodzącą od roślinności zlokalizowanej w elemencie siatki obliczeniowej. Przy założeniu cylindrycznego kształtu elementów roślinności (łodygi) oraz dla liczby Reynoldsa z zakresu 800–8000 siła ta jest równa co do wartości (Kubrak i inni, 2008):

$$|\mathbf{F}| = \frac{1}{2} m \rho d h u^2 \quad (13)$$

gdzie:

m – gęstość elementów sztywnych na jednostkę powierzchni,
 ρ – gęstość wody,
 d – średnica pojedynczego elementu,
 h – wysokość elementu.

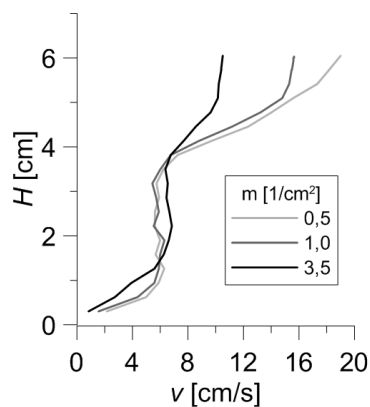
Wyniki symulacji numerycznych

Symulacje numeryczne przedstawione w niniejszym rozdziale zostały wykonane przy użyciu modelu gazu sieciowego Boltzmanna D3Q27. Oznacza to, że jest to model trójwymiarowy o dwudziestu sześciu kierunkach wektorów siatki oraz, dodatkowo, jednym wektorze zerowym (Chen i Doolen, 1998). Warunki brzegowe dla symulacji przyjęto następujące: na brzegach koryta założono zerową prędkość płynu, na powierzchni swobodnej – warunek znikania naprężeń stycznych, a warunki brzegowe dla wlotu i wylotu wynikały ze zdefiniowanego natężenia przepływu lub różnicy ciśnień (którą można uzależnić od średniego spadku koryta). Sposoby implementacji tych warunków do wieloskalowego modelu gazu sieciowego Boltzmanna (ang. large eddy lattice Boltzmann, LELB) przedstawiono w pracy (Gac, 2014). Krok przestrzenny (odległość między najbliższymi węzłami w siatce) była przyjęta we wszystkich symulacjach jako 0,5 cm, a krok czasowy – 0,2 s.

Na rysunku 1 przedstawiono trzy przykładowe profile prędkości wody w korycie otwartym dla różnych gęstości elementów liniowych (roślin), otrzymane za pomocą algorytmu opisanego w poprzednim rozdziale. Wysokość i średnica roślin oraz głębokość koryta w każdym przypadku była taka sama i wynosiła, odpowiednio, 4,1, 0,1 oraz 6,31 cm – dane takie same, jak dla eksperymentu R31 z pracy Shimizu i Tsujimoto (1994). Długość kanału przyjęto jako równą 50 cm. Ponadto przyjęto, że w każdym przypadku natężenie przepływu przez koryto było takie samo.

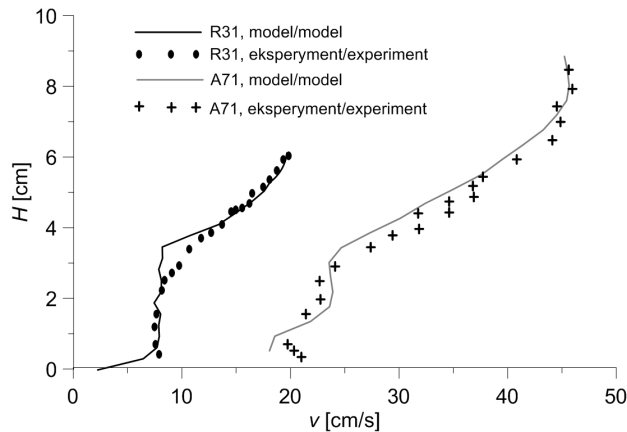
Zgodnie z ideą modelu, nie rozważano tu interakcji między przepływem a pojedynczymi elementami sztywnymi, w przeciwieństwie do metody opisanej w Gac (2014). Założono jedynie określoną gęstość powierzchniową rozmieszczenia tych elementów (m), a następnie uwzględniono ich wpływ na rozkład prędkości poprzez wprowadzenie dodatkowej siły masowej przy użyciu równań (12) i (13).

Na podstawie zależności przedstawionych na rysunku 1 można stwierdzić, że im większa jest gęstość elementów sztywnych w korycie, tym profil prędkości jest bardziej wyrównany. Tę samą prawidłowość zaobserwowali Kubrak i Wielgosz (2008) dla elementów sprężystych.



RYSUNEK 1. Obliczone pionowe rozkłady prędkości wody w korycie z elementami sztywnymi dla trzech wartości gęstości elementów
FIGURE 1. Calculated vertical velocity profiles in channel with rigid stems for three values of stems density

Rysunek 2 przedstawia porównanie wyników symulacji numerycznych przy użyciu modelu opisanego w poprzednim rozdziale oraz wyników doświadczalnego pomiaru profilu prędkości



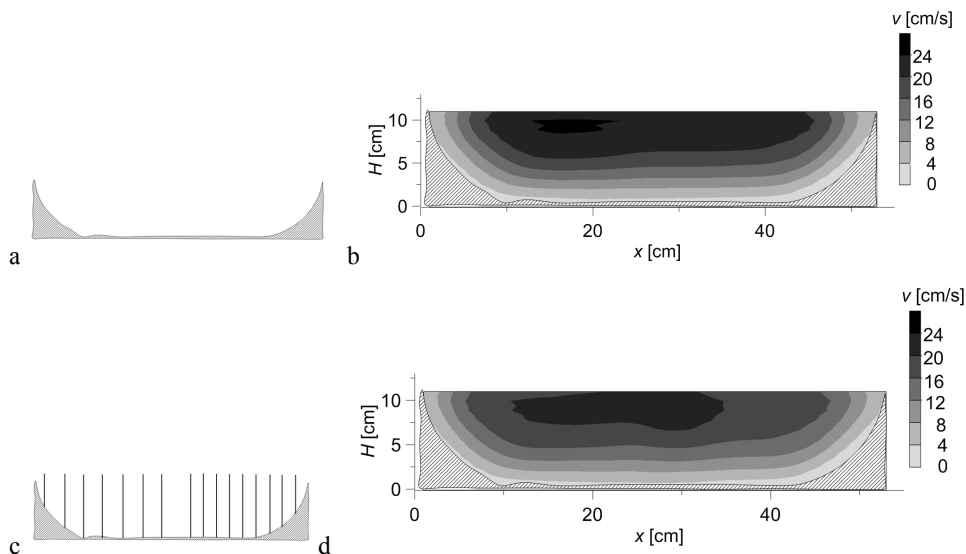
RYSUNEK 2. Porównanie pionowego dwóch profili prędkości wyznaczonych przy użyciu modelu mezoskalowego – LES LBM oraz uzyskanych eksperymentalnie przez Shimizu i Tsujimoto (1994)
 FIGURE 2. Comparison of two vertical velocity profiles calculated by means of mesoscale – LES LBM model and obtained experimentally by Shimizu and Tsujimoto (1994)

w korytach z elementami sztywnymi, wykonanego przez Shimizu i Tsujimoto (1994). Można zaobserwować bardzo dobrą zgodność między wynikami obliczeń numerycznych oraz pomiarów dla obu wybranych przypadków, różniących się dość znacznie zarówno głębokością koryta, wysokością elementów sztywnych umieszczonych w korycie oraz natężeniem przepływu przez koryto. Na tej podstawie można wnioskować, że opisany model może być zastosowany do różnych przypadków przepływu przez koryta otwarte w szerokim zakresie zmian parametrów.

Opisane powyżej wyniki można jednak uzyskać nie tylko przy użyciu modelu zaproponowanego w niniejszej pracy, ale również przy użyciu innych istniejących modeli, np. wspomnianego we wstępie modelu jednowymiarowego, opartego na hipotezie drogi mieszania. Model LES LBM ma jednak znacznie

szerszy obszar zastosowań. Przykładem jest problem wyznaczenia rozkładu prędkości w przekroju poprzecznym koryta otwartego. Zagadnienie takie nie może być rozwiązane za pomocą modelu jednowymiarowego, gdyż w tym przypadku na wartość prędkości wpływa nie tylko wysokość punktu nad dnem zbiornika, lecz również odległość od brzegu.

Zagadnienie to może być jednak rozwiązane za pomocą opisywanego tutaj mezoskalowego modelu LBM LES. Przykład takiego rozwiązania przedstawiony jest na rysunku 3. Rysunki 3a i 3c przedstawiają profile rozważanych koryt otwartych. Oba koryta mają szerokość równą 55 cm oraz maksymalną głębokość równą 12 cm. W korycie przedstawionym na rysunku 3a nie występuje roślinność, natomiast koryto z rysunku 3c porośnięte jest roślinnością wysoką o zmiennej gęstości (najmniejsza gęstość występuje w środkowej części koryta, co jest zgodne z obserwacjami



RYSUNEK 3. Profile koryt otwartych (a, c) i rozkłady prędkości w korytach otwartych obliczone za pomocą modelu mezoskalowego – LES LBM (b, d) dla koryta bez roślinności (a, b) i z roślinnością wynurzoną o zróżnicowanej gęstości (c, d)

FIGURE 3. Open channel profiles (a, c) and velocity profiles computed by means of mesoscale – LES LBM model (b, d) for a channel without vegetation (a, b) and with emerged stems with differentiated density (c, d)

rzeczywistych koryt rzecznych; gęstość roślinności w lewej części koryta wynosi $1,5 \text{ cm}^{-2}$, a w prawej – 1 cm^{-2}). Gęstość występowania roślinności została schematycznie przedstawiona na rysunku 3c za pomocą pionowych linii. Długość rozważanego odcinka koryta otwartego w obu przypadkach wynosiła 250 cm. W obu przypadkach przyjęto ten sam spadek ciśnienia 22,5 Pa (na całej długości koryta), co odpowiada nachyleniu dna koryta równemu $1,15 \cdot 10^{-3}$.

Rysunki 3b i 3d przedstawiają rozkłady prędkości wody, odpowiednio, w korycie pustym i porośniętym roślinnością, w przekroju prostopadłym do osi koryta, w odległości 200 cm od jego początku (w takiej odległości można uznać, że efekty wlotowe nie wpływają na rozkład

prędkości w korycie). Wyraźnie widać różnice między obydwoimi rozkładami. Przede wszystkim, prędkość przepływu w korycie bez roślinności osiąga większe wartości niż w przypadku koryta z roślinnością. Ponadto wzrost wartości prędkości od dna i brzegów do środkowej części koryta, gdzie osiąga wartość maksymalną, jest bardziej równomierny w przypadku koryta bez roślinności niż tego z roślinnością. Jest to zgodne z wynikami analizy pionowego profilu prędkości, przedstawionymi powyżej oraz otrzymanymi przy użyciu modeli jednowymiarowych. Wreszcie, w przypadku koryta z roślinnością, nurt jest przesunięty w obszar, gdzie gęstość roślinności jest najmniejsza, co pozostaje w zgodzie z przewidywaniami.

Podsumowanie

Opisany model gazu sieciowego Boltzmanna, uwzględniający burzliwość przepływu przez wprowadzenie lepkości burzliwej i wyznaczenie jej z użyciem metody stymulacji wielkowirowych – LES, jest obiecującym narzędziem obliczeniowej mechaniki płynów w zastosowaniu do obliczania przepustowości koryt rzecznych z uwzględnieniem występującej w nich roślinności oraz wyznaczania rozkładów prędkości w tych korytach. Charakteryzuje się on prostotą implementacji oraz stosunkowo dużą szybkością obliczeń. Zastosowany sposób uwzględnienia oddziaływań między przepływającym płynem a roślinnością poprzez wprowadzenie dodatkowej siły masowej do schematu gazu sieciowego rozszerza zakres zastosowań tego modelu i umożliwia przeprowadzenie z jego użyciem symulacji przepływu w relatywnie długich i szerokich odcinkach koryt rzecznych. Umożliwia również prowadzenie symulacji w sytuacjach, gdy występowanie roślinności w korycie otwartym jest w przestrzeni niejednorodne.

Przedstawiony model wymaga dalszej weryfikacji doświadczalnej na podstawie pomiarów prędkości w rzekach i kanałach. Porównanie wyników działania modelu z wynikami pomiarów pozwoli opracować dokładniejszą metodę wyznaczania wartości stałej Lily-Smagorinskiego, głównego parametru modelu.

Literatura

- Bathnagar, P.L., Gross, E.P. i Krook, M. (1954). A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical Review*, 94, 511-525. doi:10.1103/PhysRev.94.511.
- Berselli, L.C., Iliescu, T. i Layton, W.J. (2006). *Mathematics of large eddy simulation of turbulent flows*. Berlin: Springer-Verlag.
- Chen, S. (2009). A large-eddy-based lattice Boltzmann model for turbulent flow simulation. *Applied Mathematics and Computation*, 215, 591-598. doi:10.1016/j.amc.2009.05.040.
- Chen, D. i Doolen, D.G. (1998). Lattice Boltzmann method for fluid flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30, 329-364. doi:10.1146/annurev.fluid.30.1.329.
- Gac, J.M. (2011). Numeryczne modelowanie rozkładu prędkości przepływu wody w korycie z elementami sztywnymi przy użyciu metody gazu sieciowego Boltzmanna. *Przegląd Naukowy Inżynieria i Kształtowanie Środowiska*, 54, 294-303.
- Gac, J.M. (2014). A large eddy based lattice-Boltzmann simulation of velocity distribution in an open channel flow with rigid and flexible vegetation. *Acta Geophysica*, 62, 180-198. doi:10.2478/s11600-013-0178-1.
- Huai, W.X., Zeng, Y.H., Xu, Z.G. i Yang, Z.H. (2009). Three-layer model for vertical velocity distribution in open channel flow with submerged rigid vegetation. *Advances in Water Resources*, 32, 487-492. doi:10.1016/j.advwatres.2008.11.014.
- Kubrak, E. (2006). Opis rozkładu prędkości przepływu wody w korycie z elementami sprężystymi. *Przegląd Naukowy Inżynieria i Kształtowanie Środowiska*, 34, 90-98.
- Kubrak, E., Kubrak, J. i Rowiński, P.M. (2008). Vertical velocity distributions through and above submerged, flexible vegetation. *Hydrological Science Journal*, 53, 905-920. doi:10.1623/hysj.53.4.905.
- Kubrak, E. i Wielgosz, P. (2008). Rozkłady prędkości wody w korytach z elementami sprężystymi. *Przegląd Naukowy Inżynieria i Kształtowanie Środowiska*, 41, 3-11.
- Mayer, G., Páles, J. i Házi, G. (2007). Large eddy simulation of subchannels using the lattice Boltzmann method. *Annals of Nuclear Energy*, 34, 140-149. doi: 10.1016/j.anucene.2006.10.002.
- Qian, Y.H., d'Humieres, D. i Lallemand, P. (1992). Lattice BGK models for Navier-Stokes equation. *Europhysics Letters*, 17, 479-484. doi:10.1209/0295-5075/17/6/001.

- Shimizu, Y. i Tsujimoto, T. (1994). Numerical analysis of turbulent open-channel flow over a vegetation layer using a $k-\epsilon$ turbulence model. *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, 11, 57-67.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91, 99-164.

Streszczenie

Mezoskalowe modelowanie rozkładu prędkości wody w korytach otwartych z elementami sztywnymi wielkowirową metodą gazu sieciowego Boltzmana. Zaprezentowano model numeryczny, będący wielkowirowym wariantem modelu gazu sieciowego Boltzmana, pozwalający wyznaczyć rozkład prędkości przepływu w korytach otwartych z elementami sztywnymi. Szczególną właściwością przedstawionego modelu jest uwzględnienie wpływu elementów sztywnych na rozkład prędkości w sposób uśredniony, w miejsce analizy wpływu pojedynczych elementów. Takie podejście umożliwia zastosowanie modelu do obliczania rozkładu prędkości w korytach o rozmiarach charakterystycznych znacznie przekraczających rozmiar pojedynczego elementu.

Summary

Mesoscale modeling of water velocity profiles in open channel with rigid stems by means of large eddy lattice Boltzmann method. A numerical model, a variant of the large eddy lattice Boltzmann model, has been presented and applied to computation of the flow velocity distribution in open channels with rigid elements. A special property of the model is taking into account the influence of rigid stems on the velocity distribution in averaged manner instead of analysis of the influence of single stems. This approach allows us to use the model for computation of the velocity profiles in the area which is significantly greater than the typical size of a single stem.

Author's address:

Jakub M. Gac
Politechnika Warszawska, Wydział Inżynierii
Chemicznej i Procesowej
Katedra Inżynierii Procesów Zintegrowanych
ul. L. Waryńskiego 1, 00-645 Warszawa, Poland
e-mail: J.Gac@ichip.pw.edu.pl