Amirkabir Journal of Mechanical Engineering

Amirkabir J. Mech. Eng., 53(Special Issue 1) (2021) 125-128
DOI: 10.22060/mej.2019.16044.6272

Simulation of Two-Phase Flow and Heat Transfer in a Channel and around a Tube by Lattice-Boltzmann Method

S. Bajalan[1], R. Kouhikamali[1*] , M. H. Rahimian[2]

[1] Faculty of Mechanical Engineering, University of Guilan, Guilan, Iran
[2] Department of Mechanical Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran

ABSTRACT: Determination of multiphase flow dynamics and thermal behavior of two-phase flow in a channel are of importance. The small-scale surface tension effect and related simulation efficiency, precision, and stability, have caused mesoscopic Lattice Boltzmann method broadening application. In the current study, the thermal-hydraulic behavior of subcooled falling flow in a vertical channel and around a single horizontal tube is simulated by using the Lee method and phase-filed model, and thermal passive scalar model. The modified curved boundary conditions and two different boundary conditions for side boundaries are investigated. The density ratio is 20 and other property's ratios of water are applied, and the outside diameter of the tube is 28.9mm. The flow, temperature, and pressure fields are presented and a detailed understanding of the movement of the three-phase contact line, circulating flow and local and average Nusselt numbers are determined. The film thickness, thermal boundary layer variation by the film thickness, Reynold number effect on Nusselt number and mass conservation are investigated as verification. The results have shown good consistency and high effectiveness in the simulation of multiphase gas-liquid flows in the presence of a circular obstacle, and for viscosity and thermal diffusivity ratios of water.

Review History:

Received: 2019-04-09
Revised: 2019-10-12
Accepted: 2019-11-05
Available Online: 2019-12-09

Keywords:

Lattice Boltzmann
Falling film
Horizontal tube
Two-phase flow
Heat transfer

1. INTRODUCTION

Falling Film Flow and heat transfer around a horizontal heated tube have significant applications in several industries. There are several interdependent mechanisms that have not been recognized yet. Narvaez and Simões [1] reviewed experimental studies and noted that the available empirical correlations are strongly dependent on operating conditions under which they had been developed.

Moreover, the dynamic behavior of microscopic phenomena at the interface is the main problem of numerical methods. Also, deficiency in the calculation of small-scale surface tension and gradients cause the formation of parasitic currents and instabilities. Mirjalali et al. [2] reviewed and evaluated the most common classic methods. They concluded that phase-filed and Volume of Fluid (VOF) are the most reliable methods. Meanwhile, there is not any comprehensive theoretical solution to this problem. Rogres [3] investigated the falling film on a single tube and applied several significant simplifications. Their results are applicable for limited ranges of non-dimensional numbers.

Mirjalali et al. [4] have done another study and showed the superiority of the phase-filed model in comparison to the volume of fluid, in terms of accuracy and stability. They concluded that the biggest remaining challenge is the development of a stable more cost-effective model. Therefore, it could be concluded that because of the application of the phase-field model in most of Lattice Boltzmann Methods (LBM), and because of the molecular kinetic nature of LBM, it is the most effective method for simulation of two-phase flows. In this regard, several studies have compared LBM with classic numerical methods [5-7]. Their results have approved the precision, stability, time-efficiency, simplicity and applicability of LBM.

Due to the kinetic instinct of LBM, instability increases with the increase of differences in properties of phases. Lee [8] in 2009 introduced a model which is stable up to a density ratio of 1000. In this paper, the thermal and flow behavior of a jet of water at 100°C that flows around a horizontal tube at 110°C under the gravity force is simulated by multiphase Lee's method and passive scalar method. The modified curved boundary treatments are used. Finally, the flow and temperature fields are presented and investigated.

2. METHODOLOGY

In Lee's method, two distribution functions h and g are used to simulate the flow behavior of two immiscible and incompressible phases. The final Discrete Boltzmann equation for the evolution of the hydrodynamic pressure and momentum, g, is

$$\bar{g}_\alpha(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_\alpha\delta t, t+\delta t)-\bar{g}_\alpha(\boldsymbol{x},t)=-\frac{1}{\tau+0.5}\left(\bar{g}_\alpha-\bar{g}_\alpha^{eq}\right)\Big|_{(\boldsymbol{x},t)}+ \delta t\left(\boldsymbol{e}_\alpha-\boldsymbol{u}\right).\left[\nabla\rho c_s^2\left(\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(0)\right)+(-C\nabla\mu+F_{ext})\Gamma_\alpha\right]_{(\boldsymbol{x},t)} \quad (1)$$

*Corresponding author's email: Kouhikamail@guilan.ac.ir

Copyrights for this article are retained by the author(s) with publishing rights granted to Amirkabir University Press. The content of this article is subject to the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY-NC 4.0) License. For more information, please visit https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode.

where $\bar{g}_\alpha$ and $\bar{g}_\alpha^{eq}$ are particle and equilibrium distribution functions respectively:

$$\bar{g}_\alpha = g_\alpha + \frac{\left(g_\alpha - g_\alpha^{eq}\right)}{2\tau} - \frac{\delta t}{2}\left(e_\alpha - u\right).\left[\nabla \rho c_s^2\left(\Gamma_\alpha - \Gamma_\alpha(0)\right) + \left(-C\nabla\mu + F_{ext}\right)\Gamma_\alpha\right] \tag{2}$$

$$\bar{g}_\alpha^{eq} = g_\alpha^{eq} - \frac{\delta t}{2}\left(e_\alpha - u\right). \left[\nabla \rho c_s^2\left(\tilde{A}_\alpha - \tilde{A}_\alpha(0)\right) + \left(-C\nabla\mu\tilde{A}_\alpha + F_{ext}\right)\right] \tag{3}$$

In the same way, the Discrete Boltzmann equation for the transport of composition (h) can be written in the following form:

$$\bar{h}_\alpha\left(x + e_\alpha\delta t, t + \delta t\right) - \bar{h}_\alpha\left(x,t\right) = -\frac{1}{\tau + 0.5}\left(\bar{h}_\alpha - \bar{h}_\alpha^{eq}\right)\Big|_{(x,t)} + \delta t\left(e_\alpha - u\right).\left[\nabla C - \frac{C}{\rho c_s^2}\left(\nabla p_h + C\nabla\mu - F_{ext}\right)\right]\Gamma_\alpha\Big|_{(x,t)} \tag{4}$$

where the modified distribution functions $\bar{h}_\alpha$ and $\bar{h}_\alpha^{eq}$ are written as follows:

$$\bar{h}_\alpha = h_\alpha + \frac{\left(h_\alpha - h_\alpha^{eq}\right)}{2\tau} - \frac{\delta t}{2}\left(e_\alpha - u\right).\left[\nabla C - \frac{C}{\rho c_s^2}\left(\nabla p_h + C\nabla\mu - F_{ext}\right)\right]\Gamma_\alpha \tag{5}$$

$$\bar{h}_\alpha^{eq} = h_\alpha^{eq} - \frac{\delta t}{2}\left(e_\alpha - u\right).\left[\nabla C - \frac{C}{\rho c_s^2}\left(\nabla p_h + C\nabla\mu - F_{ext}\right)\right]\Gamma_\alpha \tag{6}$$

where $C = \rho_{local} / \rho_l$ and $h_\alpha = (C/\rho) f_\alpha$. The Lattice Boltzmann equation for the distribution function of temperature is:

$$\bar{s}_\alpha\left(x + e_\alpha\delta t, t + \delta t\right) - \bar{s}_\alpha\left(x,t\right) = -\frac{1}{\tau_T + 0.5}\left(\bar{s}_\alpha - \bar{s}_\alpha^{eq}\right)\Big|_{x,t} \tag{7}$$

where Equilibrium distribution is presented as the following form

$$s_\alpha^{eq} = \omega_\alpha T\left(1 + \frac{e_\alpha u}{c_s^2}\right) \tag{8}$$

When a boundary is located in the middle of the fluid node f and solid node b, the post-collision unknown distribution functions are determined based on the distance from f to the curved boundary (Δ) as below:

$$\Delta = \frac{\left|x_f - x_w\right|}{\left|x_f - x_b\right|} \qquad 0 \le \Delta \le 1 \tag{9}$$

$$f_i\left(x_b + c_i\Delta t, t + \Delta t\right) = \left(1 - \chi\right) f_i\left(x_f + c_i\Delta t, t + \Delta t\right) + \chi f^*\left(x_b, t\right) \tag{10}$$

Fig. 1. Flow and temperature lines of two-phase gas-liquid Rayleigh-Benard convection for Ra=2.9×10^3

$$f^*\left(x_b, t\right) = f_i^{eq}\left(x_f, t\right) + \omega_i \rho\left(x_f, t\right)\frac{3}{c^2}e_i\left(u_{bf} - u_f\right) \tag{11}$$

$$u_{bf} = u\left(x_{ff}, t\right), \qquad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau - 2}, \ \Delta < \frac{1}{2} \tag{12}$$

$$u_{bf} = \frac{1}{2\Delta}\left(2\Delta - 3\right)u_f + \frac{3}{2\Delta}u_w, \ \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau + \frac{1}{2}}, \ \Delta \ge \frac{1}{2} \tag{13}$$

Also, post-collision temperature curved boundary conditions of Guo et al. [9] are employed.

3. DISCUSSION AND RESULTS

The efficiency of the method in calculation of the surface tension which plays a major role in multiphase problems is verified by Laplace law. The result shows less than 5% error at initial time steps.

Also, the verification of temperature-flow simulation is done by simulation of Rayleigh-Benard convection. Fig. 1 shows expected mechanical and thermal dependencies, based on rotating flows and temperature profiles.

Moreover, the effect of the side boundaries' conditions on flow and temperature behavior of falling liquid flow in a channel of gas are investigated. The order of falling flow velocity and the variation of pressure and temperature distribution are in line with expectations. Pressure changes in accordance with depth and the temperature of liquid increases as it contacts the heated wall.

The simulation of falling flow around the cylinder is done successfully and the details of flow behavior including the time evolution and location of circulating flow regarding pressure distribution and location of the three-phase interface are determined. These results show the accuracy of curved boundary conditions.

Finally, by restricting the inlet size, the falling film is simulated. The time evolution of film entrance to the domain, formation of the film around the tube, and separation of drops from the tube are presented in Fig. 2. The diameter of the separated drop is validated by the Yung equation [10].

This simulation is done by considering the Prandtl number of two phases and solving the temperature equation for both phases, without any simplification. As Fig. 3. Shows that the

Fig. 2. (a)Time evolution of falling film formation, separation and leaving the domain, (b) Falling film streamlines at t3

Fig. 3. Temperature distribution around the tube for the steady film at different circumferential angles.

thermal boundary layer thickness increase with increment of circumferential angles in accordance with theoretical results [11, 12].

Local Nusselt number is calculated by $Nu = \frac{h_l D}{\kappa_l} = \frac{\partial T / \partial r|_{r=0} D}{T_w - T_{in}}$ and the average Nusselt number is equal to $\overline{Nu} = \frac{1}{\pi}\sum_{0}^{\pi} \mathrm{Nu} = 2.18$. This value is equal to 3.66 for single-phase flow in constant temperature tubes and 4.36 for constant heat flux. Also, based on Peclet and Prandtl number of simulations, the comparison of results with the similarity solution of the natural convention is considerable. This value is $\overline{Nu_D} = \left\{0.6 + \frac{0.387 Ra_D^{1/6}}{\left[1+(0.559/\mathrm{Pr})^{9/16}\right]^{8/27}}\right\}^2 = 4.1$ for flooded cylinder in the pool of liquid [13]. The main reason for deviations could be the application limitations of correlations.

4. CONCLUSIONS

In this study, the flow and temperature behavior of two-phase falling flow around a horizontal tube has been simulated by the state-of-the-art Lattice Boltzmann method. The performance of boundary conditions and stability of models for determined geometrical and physical parameters have been concluded. The verifications including Laplace law, Rayleigh-Benard convection, and falling flow in the vertical channel have shown the accuracy of the method. By presenting the flow and temperature field of falling film, the formation and separation of film, and the local and average heat transfers are captured correctly. In Conclusion, despite the limitation of stability due to property ratios and gradients, this method presents reliable results.

REFERENCES

[1] B. Narváez-Romo, J.R. Simões-Moreira, Falling Film Evaporation: An Overview, in: Proceedings of 22nd International Congress of Mechanical Engineering–COBEM, 2013, pp. 3-7.

[2] S. Mirjalili, S.S. Jain, M. Dodd, Interface-capturing methods for two-phase flows: An overview and recent developments, Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, (2017) 117-135.

[3] J. Rogers, Laminar falling film flow and heat transfer characteristics on horizontal tubes, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 59(2) (1981) 213-222.

[4] S. Mirjalili, C.B. Ivey, A. Mani, Cost and accuracy comparison between the diffuse interface method and the geometric volume of fluid method for simulating two-phase flows, in: APS Meeting Abstracts, 2016.

[5] L. Scarbolo, D. Molin, P. Perlekar, M. Sbragaglia, A. Soldati, F. Toschi, Unified framework for a side-by-side comparison of different multicomponent algorithms: Lattice Boltzmann vs. phase field model, Journal of Computational Physics, 234 (2013) 263-279.

[6] S. Ryu, S. Ko, A comparative study of lattice Boltzmann and volume of fluid method for two-dimensional multiphase flows, Nuclear Engineering and Technology, 44(6) (2012) 623-638.

[7] S. Mukherjee, A. Zarghami, C. Haringa, K. van As, S. Kenjereš, H.E. Van den Akker, Simulating liquid droplets: A quantitative assessment of lattice Boltzmann and Volume of Fluid methods, International Journal of Heat and Fluid Flow, 70 (2018) 59-78.

[8] T. Lee, Effects of incompressibility on the elimination of parasitic currents in the lattice Boltzmann equation method for binary fluids, Computers & Mathematics with Applications, 58(5) (2009) 987-994.

[9] Z. Guo, C. Zheng, B. Shi, An extrapolation method for boundary conditions in lattice Boltzmann method, Physics of fluids, 14(6) (2002) 2007-2010.

[10] R. Mei, D. Yu, W. Shyy, L.-S. Luo, Force evaluation in the lattice Boltzmann method involving curved geometry, Physical Review E, 65(4) (2002) 041203.

[11] Z.-H. Liu, Q.-Z. Zhu, Heat transfer in a subcooled water film falling across a horizontal heated tube, Chemical Engineering Communications, 192(10) (2005) 1334-1346.

[12] A. Kumar, Numerical Study of Falling Film Thickness on Horizontal Circular Tube-A CFD Approach, Int J Adv Technol, 7(169) (2016) 2.

[13] A. Bejan, Convection heat transfer, John wiley & sons, 2013.

HOW TO CITE THIS ARTICLE

S. Bajalan, R. Kouhikamali, M.H. Rahimian, Simulation of Two-Phase Flow and Heat Transfer in a Channel and around a Tube by Lattice-Boltzmann Method, Amirkabir J. Mech Eng., 53(Special Issue 1) (2021) 125-128.

DOI: 10.22060/mej.2019.16044.6272

This page intentionally left blank

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر

نشریه مهندسی مکانیک، دوره ۵۳، شماره ویژه ۱، سال ۱۴۰۰، صفحات ۴۹۹ تا ۵۱۶
DOI: 10.22060/mej.2019.16044.6272

مدل‌سازی جریان و انتقال حرارت دوفازی در داخل کانال و اطراف لوله با روش لتیس بولتزمن

سیما باجلان[۱]، رامین کوهی کمالی*[۱]، محمد حسن رحیمیان[۲]

[۱]دانشکده فنی، دانشگاه گیلان، رشت، ایران
[۲]دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران

خلاصه: تعیین مشخصه‌های دینامیکی و دمایی جریان دوفازی داخل کانال و فیلم‌ریزان روی لوله از اهمیت بالایی برخوردار است. با توجه به تأثیر عمده نیروی کشش سطحی و حجم محاسبات مرتبط با دقت و پایداری محاسبه نیروهای ریزمقیاس، کاربرد روش مسکوسکوپیک لتیس بولتزمن در حال گسترش است. در این مطالعه با استفاده از روش لی و مدل میدان فازی و همچنین روش اسکالر منفعل دمایی، جریان و انتقال حرارت فیلم مادون‌سرد ریزان داخل کانال بخار و اطراف لوله افقی مدل‌سازی شده است. شرط‌های مرزی بهینه برای سطوح منحنی و مرزهای جانبی در حالت باز و بسته بررسی شده است. نسبت چگالی مدل‌سازی ۲۰، نسبت سایر خواص مطابق با سیال آب و قطر خارجی لوله ۲۸/۹میلی‌متر است. میدان جریان، دما، و فشار ارائه و جزئیات رفتاری از جمله روند پیشروی مرز مشترک، جریان‌های چرخشی و ناسلت مشخص شده است. اعتبار روش بر اساس قانون لاپلاس، مدل همرفت دوفازی رایلی-بنارد، تغییرات لایه مرزی حرارتی با ضخامت فیلم‌ریزان روی لوله، اثر رینولدز بر ناسلت، و بقای جرم دامنه تعیین شده است. بر اساس نتایج، این روش در مدلسازی جریان و انتقال حرارت دوفازی اطراف سطوح منحنی با حفظ پایداری در نسبت پارامترهای فیزیکی ارائه شده از دقت مناسب برخوردار است.

تاریخچه داوری:
دریافت: ۲۰-۰۱-۱۳۹۸
بازنگری: ۲۰-۰۷-۱۳۹۸
پذیرش: ۱۴-۰۸-۱۳۹۸
ارائه آنلاین: ۱۸-۰۹-۱۳۹۸

کلمات کلیدی:
لتیس-بولتزمن
فیلم‌ریزان
لوله افقی
جریان دوفازی
انتقال حرارت

۱- مقدمه

جریان و انتقال حرارت دوفازی اطراف موانع منحنی دارای کاربرد گسترده در صنایع مختلف است. طراحی و بهینه‌سازی سیستم‌های شامل این نوع جریان، وابسته به شناسایی جزئیات رفتار جریانی و دمایی آن‌هاست. جریان تک‌فاز افقی اطراف لوله توسط روش‌های مختلف تجربی، عددی و تحلیلی مورد مطالعه قرار گرفته است [۳-۱]. ولی شناخت جامع پدیده‌های مختلف درگیر در جریان و انتقال حرارت فیلم‌ریزان اطراف لوله گرم واقع در میدان گازی در محدوده وسیع پارامترهای فیزیکی و هندسی کماکان با محدودیت‌هایی روبرو می‌باشد. مطالعات تجربی علاوه بر هزینه‌بر بودن، با دشواری‌های فراهم‌سازی شرایط دقیق مسأله و با نتیجه‌گیری‌های مبنی بر مشاهده همراه است. تعداد محدودی مطالعه تجربی به بررسی فیلم‌ریزان روی تک لوله افقی در محدوده مشخصی از پارامترها پرداخته‌اند [۴]. در همین تعداد مطالعات نیز، عموماً از تجهیزات مربوط به دسته لوله استفاده شده است و ضرایب و تخمین‌هایی برای تک لوله اعمال شده است.

در خصوص حل عددی جریان دوفازی، مشکل اصلی تشخیص صحیح مرز مشترک است. این مرز از فرآیندهای میکروسکوپیک در مقیاس مولکولی ناشی می‌شود. بنابراین ماهیت این جریان از هیدرودینامیک پیوسته فاصله گرفته و مکانیزم‌های پیچیده‌ای بوجود می‌آید. به همین دلیل، روش‌های ماکروسکوپیک نیاز به ریزتر شدن

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: kouhikamali@guilan.ac.ir

حقوق مؤلفین به نویسندگان و حقوق ناشر به انتشارات دانشگاه امیرکبیر داده شده است. این مقاله تحت لیسانس آفرینندگی مردمی (Creative Commons License) در دسترس شما قرار گرفته است. برای جزئیات این لیسانس، از آدرس https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode دیدن فرمائید.

شبکه در نزدیک مرز به دلیل ضعف در ردیابی مرز مشترک و نیروی کشش سطحی دارند. از دو دهه قبل، مطالعات عددی گسترده‌ای به منظور یافتن روش حل عددی بهینه صورت پذیرفته است. علاوه بر این خطا در محاسبه کشش سطحی و محاسبه مشتق آن عامل ایجاد جریان‌های غیرفیزیکی (جریان پارازیتی) در مدل‌سازی عددی جریان‌های دوفازی می‌گردد. این جریان جعلی باعث تشکیل میدان سرعت با ساختاری مشخص در نزدیک مرز مشترک می‌گردد که با دور شدن از مرز مشترک اثر آن کاهش می یابد. با توجه به حجم و سرعت بالای انتشار پژوهش‌های عددی، میرجلالی و همکاران [۵] به مروری جامع بر ارزیابی روش‌های کلاسیک عددی متداول در این زمینه پرداختند. آن‌ها نتیجه گرفتند که روش میدان فازی و روش حجم محدود قابل اعتمادترین روش‌ها برای سرمایه‌گذاری در آینده هستند. همچنین آن‌ها برتری مدل میدان فازی را در پیش‌بینی کشش سطحی، ردیابی انحنای مرز و حفظ بقای جرم نشان دادند. از جمله مطالعات عددی مرتبط، لیو و ژو [۶] به بررسی تجربی و عددی انتقال حرارت در فیلم‌ریزان مادون‌سرد روی تک لوله افقی در محدوده مشخص رینولدز و پرانتل پرداختند. ریبیرو و همکاران [۷] نیز جریان آرام ریزان روی لوله داخل کانال را به‌صورت تجربی و عددی برای رینولدزهای کمتر از ۴۰ بررسی کردند. نتایج آن‌ها نشان داد که، روش‌های کلاسیک عددی کماکان با چالش‌های مربوط به تخمین شبکه مناسب و محاسبه دقیق اثر کشش سطحی و همچنین مشکل پایداری مدل همراه است. برخی مطالعات [۸ و ۹] با بهبود روش‌های عددی حجم محدود به مطالعه فیلم‌ریزان روی دو یا سه لوله در رژیم‌های جریانی مختلف تا رینولدز ۳۰۰۰ پرداختند. هدف آن‌ها ارزیابی روش با بررسی تغییرات ضخامت فیلم با قطر لوله بوده است. این مطالعات با ساده‌سازی‌هایی از جمله فرض فیلم‌ریزان پایدار اولیه تشکیل شده اطراف سیلندر همراه است. همچنین در این مطالعات بدون درنظر گرفتن میدان دما، تنها به اعتبارسنجی نتایج اثرات رینولدز و پارامترهای هندسی بر ضخامت فیلم پرداخته شده است. همچنین روابط ریاضی و تحلیلی جامعی برای تعیین رفتارهای جریانی دو دمایی وجود ندارد. به عنوان مثال، فلیپووا [۱۰] با اعمال ساده‌سازی‌هایی از جمله فرض فیلم هموار با ضخامت کم در مقایسه با شعاع لوله و با صرف‌نظر از تنش برشی مرز، اثرات مومنتم فیلم و چگالی فاز گاز، به بررسی تحلیلی جریان ریزان مایع روی لوله پرداخت. وی با استفاده از روش انتگرالی روابطی برای ضخامت، سرعت، توزیع دما، ضریب انتقال حرارت و ناسلت بر اساس موقعیت زاویه محیطی لوله در معرض فیلم‌ریزان استخراج نمود. بر اساس فرضیات و ساده‌سازی‌های اعمال، نتایج آن‌ها تنها در محدوده مشخصی از اعداد بی‌بعد شامل رینولدز و پرانتل معتبر است.

میرجلالی و همکاران [۱۱] در مروری دیگر بر کارآمدی روش‌ها نشان دادند که، به جای استفاده از روش حجم سیال با میدان محاسباتی کمتر، می‌توان به نتایج دقیق‌تر با زمان حل عددی کمتر با استفاده از میدان فازی دست پیدا کرد. آن‌ها دریافتند که بزرگترین چالش باقی‌مانده در این زمینه توسعه مدلی پایدار با هزینه و مقیاس‌پذیری بهینه‌تر از روش میدان فازی است. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که به دلیل استفاده از مدل میدان فازی در اکثر روش‌های لتیس بولتزمن[1] و اساس جنبشی مولکوکی معادلات، رفتار ماکروسکوپیک جریانی و دمایی در بهینه‌ترین حالت خود با روش‌های لتیس بولتزمن مدل خواهد شد. این روش در سال‌های اخیر به دلیل مقیاس مسوسکوپیک و دقت بالا، به عنوان جایگزینی کارآمد برای روش‌های کلاسیک عددی در حل مسائل چندفازی معرفی شده است. در این راستا مطالعاتی با هدف مقایسه روش‌های مختلف کلاسیک با روش لتیس بولتزمن انجام شده است. سانکارانارایانان و همکاران [۱۲] به مقایسه روش ردیابی مرز اختلاف محدود با روش لتیس بولتزمن برای حرکت حباب در حالت پایدار و نوسانی پرداختند. نتایج آن‌ها نشان داد که هر دو روش از نظر کیفی مشابه هستند. همچنین از نظر کمی نتایج برای حباب با حرکت نوسانی تا ۶ درصد اختلاف دارند. آن‌ها نتیجه‌گرفتند که روش لتیس بولتزمن روشی قابل اعتماد حتی در مسائل پیچیده و از نظر برنامه‌نویسی ساده‌تر است. اسکاربولو و همکاران [۱۳] به مقایسه مدل میدان فازی و روش لتیس بولتزمن پرداختند. نتایج آن‌ها نشان داد که هزینه محاسبات روش کلاسیک حداقل ۳ برابر روش لتیس بولتزمن است. همچنین در مواردی که روش لتیس بولتزمن نتایج غیرواقعی دارد، روش کلاسیک نیز رفتاری مشابه دارد. مقایسه روش المان محدود و لتیس بولتزمن توسط دزیکوواسکی و همکاران [۱۴] برای جریان تک‌فازی اطراف چند سیلندر انجام شده است. اختلاف نتایج گزارش شده حداکثر ۱ درصد است. طبق نظر محققین، این امر می‌تواند به دلیل شبکه‌بندی

1 Lattice Boltzmann Method

ساختاریافته روش لتیس بولتزمن باشد. همچنین آن‌ها نشان دادند که، هر دو روش توانایی حل مطالعه جریان‌های گردابه‌ای پیچیده را دارند. روش المان محدود سرعت همگرایی پایین‌تری در حل موانع مستطیلی دارد که می‌تواند به دلیل ضعف همگرایی در مدل‌سازی لبه‌های تیز باشد. ریو و کو [۱۵] به مقایسه دو روش لتیس بولتزمن و حجم سیال برای مدل‌سازی جریان‌های دوفازی پرداختند. طبق نتایج گزارش شده توسط آن‌ها روش لتیس بولتزمن نتایج معتبرتری ارائه می‌دهد. همچنین در مقادیر بالای کشش سطحی برای حرکت فاز بخار جواب‌های دقیق‌تری دارد. در نهایت موخرجی و همکاران [۱۶] در سال ۲۰۱۸ به مقایسه روش بهبودیافته روش کلاسیک حجم سیال و روش لتیس بولتزمن به منظور تعیین نقاط ضعف و قوت هر یک از آن‌ها پرداختند. در این مطالعه جریان چندفازی قطره در حال حرکت بررسی شده است. طبق نتایج گزارش شده، مرتبه بزرگی جریان پارازیتی روش لتیس بولتزمن حداقل ۱ تا ۳ مرتبه کمتر از روش حجم سیال است. همچنین سرعت محاسبات روش لتیس بولتزمن به صورت تقریبی ۱۰ برابر روش حجم سیال است. از طرف دیگر لتیس بولتزمن نیاز به حجم بیشتری برای ذخیره‌سازی اطلاعات دارد. از دیگر نتایج قابل توجه آن‌ها افزایش میزان جریان پارازیتی و ناپایداری عددی روش حجم سیال با اصلاح شبکه‌بندی برای ردیابی فاکتورهای ریزمقیاس است.

از سوی دیگر، اساس جنبشی روش لتیس بولتزمن عامل ناپایداری آن و ایجاد کننده جریان‌های پارازیتی است. به همین دلیل در سال‌های اخیر با تمرکز بر یافتن حل پایدار با دقت و کارآیی مناسب، پدیده‌های مختلف فیزیکی توسط این روش مدل‌سازی شده است. شرط پایداری در اکثر مدل‌ها نسبت چگالی کمتر از ۱۰ و لزجت‌های یکسان دوفاز است. یکی از پایدارترین و دقیق‌ترین روش‌ها برای جریان‌های دوفازی با توجه به مرتبه جریان‌های پارازیتی و سرعت همگرایی روش لی [۱۷] است. پایداری این روش بدون مرزهای منحنی و برای قطره ساکن تا نسبت چگالی ۱۰۰۰ و نسبت لزجت ۱۰۰ تأیید شده است. از دیگر مسائل کلیدی روش لتیس بولتزمن، وابستگی شرط مرزی، پایداری و دقت نتایج است. با توجه به تفاوت در توابع توزیع مدل‌های مختلف، امکان استفاده از شرط‌های مرزی مدل‌های تک‌فازی در مدل دوفازی لی به‌صورت کامل وجود ندارد. در برخی مطالعات دوفازی لتیس بولتزمن [۱۸ و ۱۹] از شرط‌های مرزی منحنی بهبود یافته فیلپووا و هانل [۱۰] برای جریان‌های چندفازی استفاده شده است. می و همکاران [۲۰] به بهبود این شرط‌های مرزی برای پایداری و دقت بیشتر در حل میدان جریان پرداخته‌اند. همچنین گوآ و همکاران [۲۱] روشی برای تعیین شرط مرزی با دقت بالاروی سطوح منحنی برای روش اسکالر منفعل معرفی نمودند.

در این مطالعه به مدل‌سازی رفتار جریانی و دمایی یک جت آب با دمای ۱۰۰درجه سانتی‌گراد که از بالا به‌طور قائم تحت وزن خود روی یک استوانه افقی با قطر ۲۸/۹ میلی‌متر در دمای ۱۱۰درجه سانتی‌گراد جریان می‌یابد، پرداخته می‌شود. بدین منظور از روش شبکه بولتزمن دوفازی لی و مدل میدان فازی و مدل دمایی اسکالر منفعل اینامورا و همکاران [۲۲] استفاده می‌شود. همچنین شرط‌های مرزی بهبود یافته جریانی و دمایی سطوح منحنی [۲۰ و ۲۱] اعمال شده است. فاصله محل سقوط در بالای سطح استوانه H=۲۸/۹mm است. جریان آب پس از عبور از روی سطح استوانه به شکل یک فیلم نازک از پایین آن جدا می شود. فیلم مایع پس از جدا شدن از استوانه در اثر پدیده ناپایداری هلمهولتز به‌شکل قطراتی ظاهر و به‌طرف پایین سقوط میکند. شکل‌گیری و اندازه قطرات به نرخ جریان مایع، قطر استوانه، نرخ تبخیر، سرعت نسبی بین سطح فیلم و محیط اطراف و به دنبال آن تنش برشی بین این دو محیط بستگی دارد. در این پژوهش ضمن استفاده از روش دوفازی با مقیاس مزوسکوپیک به منظور ردیابی اثرات عوامل مختلف، خواص فازهای مدل‌سازی مطابق خواص سیال آب با نسبت چگالی ۲۰، نسبت لزجت ۴/۲ و نسبت هدایت حرارتی ۹ می‌باشد. پیش از مدل‌سازی فیلم‌ریزان اطراف لوله، به منظور اعتبارسنجی روش و مقایسه شرط‌های مرزی جریان و دما، ابتدا جریان ریزان داخل کانال بخار بدون حضور مانع، مدل می‌شود.

۲- معادلات حاکم

در مدل لی هر دو فاز مایع و گاز تراکم‌ناپذیر فرض می‌شوند. همچنین از مدل میدان فازی بر اساس معادله جابجایی کان-هیلیارد[1] برای ردیابی مرز فازها استفاده می‌شود. بر این اساس نرخ جریان جرمی نفوذی بر اساس گرادیان پتانسیل شیمیایی ($j=-M\nabla\mu$) تعریف می‌شود. در این رابطه j نفوذ جرم[2]، M ضریب تحرک‌پذیری[3] و

1 Convective Cahn-Hilliard Equation
2 Diffusive Flow Rate
3 Mobility

μ پتانسیل شیمیایی در حالت حداقل انرژی است. معادلات پیوستگی برای فاز i مخلوط دوفازی با چگالی به‌صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_i}{\partial t}+\nabla.\tilde{\rho}_i u_i=0,(i=L,G) \quad (۱)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{u})+\nabla.(\rho\vec{u}\vec{u})=-\nabla P+\nabla.\tau+\rho\vec{g}+\vec{F} \quad (۲)$$

استخراج معادلات لتیس بولتزمن دوفازی از معادله گسسته بولتزمن برای سیالات غیرایده‌آل شروع شده است [۱۷] ؛

$$\frac{\partial f_i}{\partial t}+e_i.\nabla.f_i=\frac{1}{\tau}(f_i-f_i^{eq})+\frac{1}{\rho C_s{}^2}(e_i-u).Ff_i^{eq} \quad (۳)$$

در این رابطه $\tau=\lambda/\partial t$ زمان استراحت، e_i بردار جهت ذرات و C_s سرعت صوت در مختصات لتیس می‌باشد. مدل لی با معرفی ترم نیرویی جدید، شامل اثر عوامل مختلف داخلی و خارجی بر میدان فشار، موفق به بهبود میدان سرعت و فشار و حذف جریان‌های پارازیتی و کاهش زمان پایداری شده است. این روش دارای دو تابع توزیع h و g برای انتقال جرم و مومنتم است، که برآیند گسسته‌سازی آن‌ها در سیستم $D2Q9$ برای مخلوط دوفازی در ادامه ارائه شده است. برای تابع توزیع انتقال جرم، با معرفی نسبت ترکیب $C=\rho_{local}/\rho_l$، تابع توزیع $h_\alpha=(C/\rho)f_\alpha$ معرفی شده است. در این رابطه α جهت برداری در مختصات لتیس و f_α تابع توزیع ذرات است. رابطه (۱) تابع توزیع نسبت ترکیب در مرحله برخورد می‌باشد [۱۷]:

$$\bar{h}_\alpha(x+e_\alpha\delta t,t+\delta t)-\bar{h}_\alpha(x,t)=-\frac{1}{\tau+0.5}\left(\bar{h}_\alpha-\bar{h}_\alpha^{eq}\right)+\delta t(e_\alpha-u).\left[\nabla C-\frac{C}{\rho c_s^2}\left(\nabla p_h+C\nabla\mu-F_{ext}\right)\right]\Gamma_\alpha\Big|_{(x,t)} \quad (۴)$$

در این رابطه $\Gamma_\alpha=\Gamma_\alpha(\boldsymbol{u})=f_\alpha^{eq}/\rho$ می‌باشد. رابطه زمان استراحت با لزجت به‌صورت $\nu=c_s^2\tau\delta t$ است. همچنین $\bar{h}_\alpha^{eq}$ و $\bar{h}_\alpha$ تابع توزیع تعادلی و تابع توزیع ذره می‌باشند [۱۷] ؛

$$\bar{h}_\alpha=h_\alpha+\frac{\left(h_\alpha-h_\alpha^{eq}\right)}{2\tau}-\frac{\delta t}{2}(e_\alpha-u).\left[\nabla C-\frac{C}{\rho c_s^2}\left(\nabla p_h+C\nabla\mu-F_{ext}\right)\right]\Gamma_\alpha \quad (۵)$$

$$\bar{h}_\alpha^{eq}=h_\alpha^{eq}-\frac{\delta t}{2}(e_\alpha-u).\left[\nabla C-\frac{C}{\rho c_s^2}\left(\nabla p_h+C\nabla\mu-F_{ext}\right)\right]\Gamma_\alpha \quad (۶)$$

و تابع توزیع سرعت و فشار g در مرحله برخورد توسط لی [۱۷] به‌صورت رابطه (۷) تعریف شده است؛

$$\bar{g}_\alpha(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_\alpha\delta t,t+\delta t)-\bar{g}_\alpha(\boldsymbol{x},t)=-\frac{1}{\tau+0.5}\left(\bar{g}_\alpha-\bar{g}_\alpha^{eq}\right)+\delta t(\boldsymbol{e}_\alpha-\boldsymbol{u}).\left[\nabla\rho c_s^2\left(\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(0)\right)+(-C\nabla\mu+F_{ext})\Gamma_\alpha\right]_{(\boldsymbol{x},t)}\Bigg|_{(\boldsymbol{x},t)} \quad (۷)$$

که $\bar{g}_\alpha^{eq}$ و $\bar{g}_\alpha$ تابع توزیع تعادلی و تابع توزیع ذره هستند [۱۷]؛

$$\bar{g}_\alpha=g_\alpha+\frac{\left(g_\alpha-g_\alpha^{eq}\right)}{2\tau}-\frac{\delta t}{2}(e_\alpha-u).\left[\nabla\rho c_s^2\left(\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(0)\right)+\left(-C\nabla\mu+F_{ext}\right)\Gamma_\alpha\right] \quad (۸)$$

$$\bar{g}_\alpha^{eq}=g_\alpha^{eq}-\frac{\delta t}{2}(e_\alpha-u).\left[\nabla\rho c_s^2\left(\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(0)\right)+\left(-C\nabla\mu\Gamma_\alpha+F_{ext}\right)\right]$$
$$g_\alpha=f_\alpha c_s^2+\left(p_h-\rho c_s^2\right)\Gamma_\alpha(0) \quad (۹)$$

ترم نیروی خارجی که در این مطالعه همان نیروی جاذبه است به‌صورت رابطه (۱۰) تعریف می‌شود [۱۸]؛

$$F_{ext}=(\rho-\rho_g)g \quad (۱۰)$$

با صرف‌نظر از اثرات حرارتی کار فشار و اتلاف گرما به دلیل ماخ پایین جریان و فرض تراکم‌ناپذیری، مدل اسکالر منفعل برای حل میدان دما به‌کار برده می‌شود. با گسسته‌سازی معادله انرژی (رابطه (۱۱)) در سیستم لتیس، تابع توزیع s_α در مرحله برخورد، توسط اینامورا و همکاران [۲۲] به‌صورت رابطه (۱۲) معرفی شده است:

$$\frac{\partial T}{\partial t}+u.\nabla.T=\alpha\nabla^2T \quad (۱۱)$$

$$\bar{s}_\alpha(x+e_\alpha\delta t,t+\delta t)-\bar{s}_\alpha(x,t)=-\frac{1}{\tau_T+0.5}\left(\bar{s}_\alpha-\bar{s}_\alpha^{eq}\right)\Big|_{x,t} \quad (۱۲)$$

جدول ۱. مقادیر پارامترهای فیزیکی و مقادیر معادل واحد لتیس

Table 1. Physical parameters and lattice unit values cross reference

پارامتر فیزیکی	نماد	واحد	مقدار واقعی	مقدار لتیس
چگالی مایع	ρ_l	kg/m³	۷۳۹	۱
چگالی گاز	ρ_g	kg/m³	۳۶/۶	۰/۰۵
دمای لوله	T_{wall}	K	۳۷۳/۱۵	۳۷۳/۱۵
دمای فیلم ورودی	T_{in}	K	۳۸۳/۱۵	۳۸۳/۱۵
نسبت لزجت	μ_l / μ_g	--	۴/۸	۴/۸

جدول ۲. مشخصات هندسی و مقادیر معادل واحد لتیس

Table 2. Geometrical parameters and lattice unit values cross reference

پارامتر هندسی	نماد	واحد	مقدار واقعی	مقدار لتیس
عرض ورودی فیلم	W	mm	۱/۱۶	۲
قطر لوله	D	mm	۲۸/۹	۵۰
ارتفاع ورودی فیلم	H	mm	۲۸/۹	۵۰

در این رابطه $\tau_T = \lambda_T / \delta t$ زمان استراحت دمایی است و به‌صورت $\acute{a} = c_s^2 \tau_T \delta t$ با نفوذ حرارتی ارتباط دارد. تابع توزیع تعادلی دما به‌صورت رابطه (۱۳) معرفی شده است [۲۲]:

$$s_\alpha^{eq} = \omega_\alpha T \left(1 + \frac{e_\alpha . u}{c_s^2} \right) \tag{۱۳}$$

در این رابطه ω_α ضریب وزنی ساختار لتیس است. در نهایت مقادیر ماکروسکوپیک جریانی و دمایی با استفاده از روابط (۱۴) تا (۱۷) محاسبه می‌شوند [۱۷ و ۲۲]؛

$$T = \sum_\alpha \bar{s}_\alpha \tag{۱۴}$$

$$C = \sum_\alpha \bar{h}_\alpha \tag{۱۵}$$

$$\rho u = \frac{1}{c_s^2} \sum_\alpha e_\alpha \bar{g}_\alpha - \frac{\delta t}{2} C \nabla \mu \tag{۱۶}$$

$$p_h = \sum_\alpha \bar{g}_\alpha + \frac{\delta t}{2} u . \nabla \rho \tag{۱۷}$$

۳- پارامترهای هندسی و فیزیکی در واحد لتیس و اعداد بی بعد مدلسازی

از مراحل مهم مدل‌سازی چندفازی لتیس بولتزمن، تعیین ضرایب تبدیل واحد لتیس است. اکثر مطالعات برای شرایط پایدار و صرف‌نظر از خواص سیال صورت می‌پذیرد. رعایت همزمان نسبت چگالی بالا، نسبت لزجت و نسبت نفوذ حرارتی برای سیال‌های واقعی از اصلی‌ترین چالش‌های پایداری این روش است. همچنین ابعاد هندسی مسائل فیلم‌ریزان در عمل در لوله‌های حدود ۱ اینچ و دهانه ورودی در مرتبه میلی‌متر است. این مرتبه عددی، در پایداری و کنترل سایر نسبت‌ها محدودیت ایجاد می‌کند. از سوی دیگر فرض تراکم‌ناپذیری هر دوفاز در مدل لی اعمال کننده محدودیت بر سرعت ورودی جریان و سایر پارامترهای مؤثر است. در این پژوهش، با بررسی جنبه‌های مختلف پایداری، مدل‌سازی در نسبت چگالی ۲۰، با حفظ نسبت لزجت و هدایت حرارتی سیال آب انجام شده است. شبکه‌بندی یکنواخت و با نسبت برابر در دوبعد درنظرگرفته شده است. پارامترهای فیزیکی، ابعاد هندسی و اعداد بی‌بعد تأثیرگذار در بررسی دینامیکی و دمایی جریان در جداول ۱ تا ۳ ارائه شده است. برای کنترل مقدار عددی

جدول ۳. اعداد بی‌بعد مدل‌سازی

Table 3. Non-dimensional numbers of simulation

پارامتر	s	T	h	ρ	g	U_y	U_x
جانبی	تناوبی	---	تناوبی	--	تناوبی	--	--
بالا	تعادلی	T_{inlet}	تعادلی	ρ_l	تعادلی	U_0	0
پایین	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۱	--	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۱	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲

شکل ۱. طرحواره مشخصات هندسی و شرط‌های مرزی مدل‌سازی

Fig. 1. Schematic of geometry and boundary condition of model

شکل ۲. نقاط و فواصل اطراف مرز منحنی

Fig. 2. Definition of points and distances around curved boundary

ریچاردسون[1] $Ri<۱$(تعریف شده در جدول ۳) به منظور غالب شدن جابجایی اجباری، اختلاف دما ۱۰ درجه سانتی‌گراد در نظر گرفته شده است. عدد پکله فیلم[2]، نشان‌دهنده نسبت انتقال حرارت جابجایی فیلم به انتقال حرارت هدایتی به داخل فیلم می‌باشد. به عبارت دیگر با افزایش عدد پکلت، اثر انتقال حرارت جابجایی افزایش می‌یابد.

۴- شرایط اولیه و شرایط مرزی

طرحواره مدل‌سازی برای دو حالت مختلف مرز جانبی تناوبی و مرز جانبی بازگشت به عقب در شکل ۱ ارائه شده است.

شرط مرزی دیریکله[3] برای اعمال مقدار مشخص سرعت و چگالی در مرز ورودی بالا و شرط مرزی نیومن[4] با بسط مرتبه اول ($\partial A/\partial y=۰ : A(y)=A(y-۱)$) برای توابع توزیع و مقادیر میکروسکوپیک جرم و مومنتم و فشار در مرز پایین خروجی استفاده شده است. از شرط مرزی نیومن با بسط مرتبه دوم ($\partial A/\partial y=۰ : A(y)=\left(۴A(y-۱)-A(y-۲)\right)/۳$) برای تعریف شرط مرزی‌های ماکروسکوپیک جریان و دما استفاده شده است. همچنین شرط مرزی بازگشت به عقب تابع غیر تعادلی برای اعمال دمای ثابت دیواره‌های جانبی به‌کار برده می‌شود. گرادیان صفر دما و سرعت عمودی و افقی برای مرز پایین به‌کار برده شده است. علاوه بر شرط عدم لغزش در مرزهای جامد، در روش میدان فازی کان-هیلیارد دو شرط مرزی دیگر نیز مورد نیاز است. این دو شرط مرزی طبق روابط (۱۸) و (۱۹) مربوط به تعادل نیرویی سطح تماس و عدم شار پتانسیل شیمیایی عمود بر سطح است:

1 Richardson Number
2 Film Peclet Number
3 Dirichlet Boundary Condition
4 Von Neumann Boundary Condition

$$\vec{\mathbf{n}}.\nabla C\big|_w = \Omega\sqrt{2\beta/\kappa}\left(C - C^2\right) \quad (۱۸)$$

$$\vec{\mathbf{n}}.\nabla \mu\big|_w = 0 \quad (۱۹)$$

ابعاد کانال با بررسی استقلال نتایج خطوط جریان و میدان فشار برابر $(NX,\ NY)$=(R۱۴R,۶) می‌باشد. مرکز لوله افقی با قطر ۲۸/۹ (Lu[1]۵۰ میلی‌متر) در (۳R,۱۲R) قرار دارد. برای شرط مرزی روی سطح منحنی لوله مطابق شکل ۲ و با هدف حداقل شدن نشتی جرم از روش درون‌یابی بهبود یافته می و همکاران [۲۰] برای میدان جریان و از روش گو و همکاران [۲۱] برای میدان دما طبق روابط (۲۰) تا (۳۰) استفاده شده است.

زمانی‌که مرز منحنی در محلی بین نقطه واقع در جریان (f) و نقطه واقع در مرز جامد (b) قرار می‌گیرد، فاصله بی‌بعد شده از مرز به‌صورت رابطه (۲۰) تعریف می‌شود:

$$\Delta = \frac{\left|x_f - x_w\right|}{\left|x_f - x_b\right|} \qquad 0 \le \Delta \le 1 \quad (۲۰)$$

و بر اساس این فاصله، تابع توزیع پس از برخورد از رابطه (۲۱) تعیین می‌شود:

$$f_i\left(x_b + c_i\Delta t, t+\Delta t\right) = \left(1-\chi\right) f_i\left(x_f + c_i\Delta t, t+\Delta t\right) + \chi f^*\left(x_b, t\right) \quad (۲۱)$$

که در این رابطه:

$$f^*\left(x_b,t\right) = f_i^{eq}\left(x_f,t\right) + \omega_i\rho\left(x_f,t\right)\frac{3}{c^2}e_i\left(u_{bf} - u_f\right) \quad (۲۲)$$

$$u_{bf} = u\left(x_{ff},t\right), \qquad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau - 2},\ \Delta < \frac{1}{2} \quad (۲۳)$$

$$u_{bf} = \frac{1}{2\Delta}\left(2\Delta - 3\right)u_f + \frac{3}{2\Delta}u_w\ , \qquad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau + \frac{1}{2}},\ \Delta \ge \frac{1}{2} \quad (۲۴)$$

همچنین تابع توزیع پس از برخورد دما طبق رابطه (۲۵) استخراج می‌گردد:

$$s_i\left(X_b + c_i\Delta t, t+\Delta t\right) = s_i^{eq}\left(x_b,t\right) + \left(1 - \frac{1}{\tau_T}\right)s_i^{neq}\left(x_b,t\right) \quad (۲۵)$$

و روش محاسبه بخش تعادلی به صورت روابط (۲۶) تا (۳۰) می‌باشد:

$$s_i^{eq}\left(x_b,t\right) = \omega_i^T T_b^*\left(1 + \frac{3}{c^2}e_i u_b\right) \quad (۲۶)$$

$$T_b^* = T_{b1}, \qquad \Delta \ge 0.75 \quad (۲۷)$$

$$T_b^* = \Delta T_{b1} + \left(1-\Delta\right)T_{b2}, \quad \Delta < 0.75 \quad (۲۸)$$

$$T_{b1} = \frac{T_w + \left(\Delta - 1\right)T_f}{\Delta} \quad (۲۹)$$

$$T_{b2} = \frac{2T_w + \left(\Delta - 1\right)T_{ff}}{\Delta + 1} \quad (۳۰)$$

۵- نتایج و بحث‌ها

در این بخش بررسی استقلال شبکه و اثر پارامترهای مدل لی بر پایداری و دقت نتایج، اعتبارسنجی روش با قانون لاپلاس، و اعتبارسنجی میدان جریان و دمای دوفازی با ناپایداری رایلی-بنارد انجام شده است. سپس مدل‌سازی جریان‌ریزان بدون حضور مانع، و با حضور مانع در میدان گازی ساکن و همچنین مدل‌سازی فیلم‌ریزان با حضور مانع انجام شده است. این مدل‌سازی‌ها توسط کامپیوتر شخصی

شکل ۳. مقایسه اثر سایز شبکه بر رفتار فیلم‌ریزان با ارائه خط نسبت ترکیب C=۰/۹

Fig. 3. Comparison of grid size effect on falling film behavior for c=0.9

1 Lattice Unit

شکل ۴. تغییرات کشش سطحی با ضخامت مرز مشترک در $t/t0=1$

Fig. 4. Variation of surface tension with interface thickness at $t/t0=1$

شکل ۵. تغییر مرتبه سرعت پارازیتی با تغییر پارامتر ضریب تحرک‌پذیری

Fig. 5. Variation of parasitic current with mobility factor

با مشخصات پردازشگر *Intel Core-i3- CPU 2/2 GHz* با حافظه *4G-RAM* با استفاده از کد فرترن با دقت مضاعف و پردازش سری استفاده شده است. سرعت اجرای کد عددی در حدود ۰/۸ میلیون نقطه شبکه لتیس در هر ثانیه است.

۵-۱- استقلال شبکه

بررسی استقلال از شبکه، برای ۳ شبکه‌بندی مختلف با تغییر عرض و ارتفاع دامنه و مطابق شکل ۳ انجام شده است. در یک گام زمانی برابر، ضخامت فیلم در هر سه شبکه‌بندی برابر است. از طرفی با افزایش عرض شبکه از $5R$ به $6R$ محل و ابعاد قطره جدا شده از سطح لوله تغییر می‌کند. با افزایش بیشتر سایز شبکه در هر دو بعد عرض و ارتفاع تغییری در رفتار فیلم‌ریزان مشاهده نمی‌شود. لذا از شبکه‌بندی (۶R,۱۴R) برای محاسبات بخش‌های بعدی استفاده شده است.

۵-۲- بررسی و تعیین اثر پارامترهای مدل لی

پارامترهای مدل بولتزمن لی، شامل ضخامت مرز مشترک (D) و ضریب تحرک‌پذیری (M) بر پایداری و دقت نتایج تأثیرگذار است. در مدل مرز مشترک کان هیلیارد پارامترهای فیزیکی در لایه مشترک بین دو فاز توزیع می‌شود. ضخامت این لایه با توجه به ضابطه توابع توزیع لی و از طریق ترم مشتق نسبت ترکیب (∇C)، بر نتایج تأثیرگذار است. با کاهش ضخامت مرز مشترک مقدار حداکثر مشتق افزایش می‌یابد. پیش از این صفری و همکاران [۲۳] نشان دادند که، به منظور مدل‌سازی پایدار، با افزایش نسبت چگالی می‌بایست ضخامت مرز مشترک افزایش یابد. همچنین گوگالتون و مکدانیل [۲۴] نشان دادند که برای ضخامت بیشتر از ۶ در مرتبه جریان‌های پارازیتی و خطای محاسبه فشار تغییر چشم‌گیری ایجاد نمی‌شود. لذا در این مطالعه با تغییر ضخامت از ۱ تا ۶، خطای محاسبه کشش سطحی بررسی و بر این اساس ضخامت مناسب انتخاب گردیده است. بر اساس شکل ۴، با افزایش ضخامت خطای گسسته‌سازی کاهش می‌یابد. همچنین دقت محاسبه کشش سطحی افزایش می‌یابد و به مقدار تئوری نزدیک می‌شود. از طرفی با افزایش دقت محاسبه کشش سطحی، مرتبه جریان پارازیتی نیز کاهش می‌یابد. روند تغییرات برای ضخامت‌های بیشتر از ۴ کمتر از ۲درصد است. بنابراین در این مطالعه از ضخامت مرز مشترک ۴ استفاده شده است.

همچنین با ثابت نگه داشتن ضخامت و کشش سطحی، اهمیت ضریب تحرک پذیری با تغییر ثابت A طبق رابطه $M\times\beta\ A=$ بررسی می‌شود. β ضریب انرژی شیمیایی ($\beta=$ ۱۲ σ/D) است. طبق نتایج، مطالعات قبلی [۱۷] محدوده پایداری ضریب A از ۰/۰۱ تا ۰/۰۶ تعیین شده است. مقدار بالای ضریب تحرک‌پذیری باعث ایجاد مرز مشترک تیز و مقدار کم آن باعث تشکیل مرز ضخیم می‌باشد. این ضریب در واقع زمان آسایش نفوذ پتانسیل شیمیایی از حالت غیرتعادلی به حالت تعادلی است. همانطور که در شکل ۵ مشاهده می‌شود، با افزایش ضریب تحرک‌پذیری مرتبه سرعت پارازیتی با نرخ بیشتری کاهش می‌یابد.

شکل ۶. بررسی قانون لاپلاس و مرتبه میدان سرعت پارزیتی اطراف قطره ساکن $t/t0$= ۰/۱

Fig. 6. Laplace law and parasitic velocity investigation around stangnant drop at $t/t0$=1

۵-۳- اعتبارسنجی روش لی با قطره ساکن داخل کانال

کشش سطحی از جمله عوامل اصلی تأثیرگذار بر جریان‌های دوفازی است. به دلیل ماهیت ریزمقیاس این نیرو مدل‌های مختلف عددی سعی بر بهبود نتایج در ردیابی کشش سطحی دارند. علاوه بر این دلیل اصلی جریان‌های پارازیتی در مدل‌سازی عددی جریان‌های دو فازی، خطا در محاسبه کشش سطحی و محاسبه مشتق آن می‌باشد. قانون لاپلاس یک روش تست بنیادی برای ارزیابی مدل‌های دوفازی در ردیابی اثر کشش سطحی است. فشار داخل قطره به دلیل انحنای مرز مشترک که در اثر کشش سطحی ایجاد می‌شود، بیشتر از فشار خارجی است. طبق قانون لاپلاس برای حالت دوبعدی ($\Delta P = \sigma / R$)، نسبت اختلاف فشار مایع و گاز به شعاع قطره برابر کشش سطحی است. در اکثر مطالعات لتیس بولتزمن [۱۵، ۱۷، ۲۵، ۲۶] از این روش برای اعتبارسنجی مدل استفاده می‌شود. با قرار دادن قطره نزدیک به مرز بالا (عدم تقارن مدل) در داخل میدان گازی ساکن و بدون اثر جاذبه، با استفاده از پارامترهای جداول ۱ تا ۳ و شرط مرزی‌های کانال، بر عملکرد روش صحه‌گذاری شده است. زمان بی‌بعد برای قطره ساکن به صورت $t_0 = \rho_g \nu_g R_0 / \sigma$ تعریف می‌شود. مدل‌سازی با کشش سطحی مدل‌سازی ۴×۱۰^{-۵} انجام شده است. مقدار اختلاف فشار مدل‌سازی برای شعاع‌های مختلف در شکل ۶ ارائه شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، رابطه خطی بین اختلاف فشار و شعاع برقرار است و شیب خط که همان کشش سطحی است، در گام زمانی ابتدایی $t/t_0 =$ ۰/۱ با خطای کمتر از ۵ درصد برابر $۴/۱۹\times۱۰^{-۵}$ می‌باشد. همچنین خطوط جریان و مرتبه سرعت عمودی جریان پارازیتی مدل‌سازی نشان‌دهنده سرعت همگرایی بالا $O(۱۰^{-۸})$ و مرتبه انرژی جنبشی قابل اغماض $O(۱۰^{-۱۶})$ در گام‌های زمانی ابتدایی است. لذا همانطور که در بخش‌های پیشین ذکر شد، از برتری‌های روش لی کاهش و حدف سرعت پارازیتی و افزایش پایداری روش لتیس بولتزمن برای نسبت چگالی و لزجت بالاتر است.

۵-۴- اعتبارسنجی مدل لی و مدل اسکالر منفعل به روش همرفت رایلی-بنارد[1] دو فازی

در این بخش جابجایی جریان دو فازی بین دو دیوار غیرهمدما (جابجایی رایلی-بنارد) به منظور اعتبارسنجی جریانی و دمایی انجام شده است. هدف این مدل‌سازی، بررسی عمکلرد مدل لی و مدل اسکالر منفعل دمایی در ردیابی مکانیزم جریان و انتقال حرارت در سیستم دو سیالی گاز-مایع بدون انتقال جرم در مرز مشترک است. در مسأله جابجایی رایلی-بنارد بر اساس اعداد بی‌بعد رایلی $Ra = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu_L \alpha_L}$، کاپیلاری $Ca = \frac{\rho_L \nu_L \sqrt{g\beta\Delta TH}}{\sigma}$ و پرانتل $\Pr_L = \frac{\nu_L}{\alpha_L}$، رژیم‌های مختلف جریانی و دمایی ایجاد می‌شود. در این اعتبارسنجی دو لایه سیال غیرقابل اختلاط در محفظه مستطیلی محصور شده‌اند. سیال بالایی با چگالی کمتر و در فاز گازی (G) و سیال پایین با چگالی بیشتر و در فاز مایع (L) قرار دارند. ارتفاع دو لایه سیال برابر و ابعاد دامنه برابر ۲۰۱×۴۰۱ واحد لتیس در نظر گرفته شده است. بدون

1 Rayleigh-Benard Convection

شکل ۷. خطوط جریان و دما برای جابجایی رایلی-بنارد دو فازی گاز-مایع در رایلی $۲/۹\times۱۰^{۳}$

Fig. 7. Flow and temperature lines of two-phase gas-liquid rayleigh-benard convection for $Ra=10^3\times2.9$

شکل ۸. تغیرات زمانی خطوط توزیع دما بین دو دیواره گرم و سرد در جابجایی رایلی-بنارد دوفازی گاز-مایع

Fig. 8. Time evolution of temperature distribution of two-phase gas-liquid rayleigh-benard convection between hot and cold walls

جدول ۴. شرط‌های مرزی میکروسکوپیک و ماکروسکوپیک برای مرزهای جانبی باز

Table 4. Microscopic and macroscopic boundary conditions for open side boundaries

پارامتر	s	T	h	ρ	g	U_y	U_x
جانبی	تناوبی	---	تناوبی	--	تناوبی	--	--
بالا	تعادلی	T_{inlet}	تعادلی	ρ_l	تعادلی	U_0	0
پایین	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۱	--	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۱	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲

جدول ۵. شرط‌های مرزی میکروسکوپیک و ماکروسکوپیک برای مرزهای جانبی به‌صورت دیواره گرم

Table 5. Microscopic and macroscopic boundary conditions for heated side walls

پارامتر	s	T	h	ρ	g	U_y	U_x
جانبی	برگشت به عقب S^{neq}	$T=T_{wall}$	برگشت به عقب	--	برگشت به عقب	0	0
بالا	تعادلی	T_{inlet}	تعادلی	ρ_l	تعادلی	U_0	0
پایین	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۱	--	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۱	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲	$\partial/\partial y=۰$ مرتبه ۲

شکل ۹. مقایسه توزیع سرعت، دما فشار برای شرط مرزی‌های حالت a و b

Fig. 9. Comparison of velocity, temperature and pressure for boundary conditions a and b

شکل ۱۰. تغییرات زمانی توزیع چگالی و خطوط جریان برای $\tau_l / \tau_h =$ ۴/۲، $g =$ ۳×۱۰^-۶، $\rho_h / \rho_l =$ ۲۰، $\sigma =$ ۲×۱۰^-۵

Fig. 10. Time evolution of density and streamline for $\tau_l / \tau_h = 4.2$، $g = 3\times10^{-6}$، $\rho_h / \rho_l = 20$، $\sigma = 2\times10^{-5}$

اعمال فرض بر مرز مشترک، شرط مرزی دمای ثابت T_H=۴۰°C و T_C=۴۰ C° به ترتیب به دیواره‌های پایین و بالا ، شرط مرزی بازگشت به عقب و آدیاباتیک به دیواره‌های جانبی، و شرط مرزی عدم لغزش و عدم نفوذ پتانسیل شیمیایی به تمام مرزها اعمال شده است. در شکل ۷ خطوط جریان و دما برای رایلی ۲/۹×۱۰^۳ ارائه شده است. همچنین توزیع دمای بی‌بعد در راستای عمودی و در مرکز طولی، برای چهار گام زمانی مختلف در شکل ۸ ارائه شده است. مطابق با مطالعات پیشین [۲۷-۲۹]، در محدوده رایلی ۱۰۰۰ گذار از رژیم هدایت حرارتی به جابجایی طبیعی اتفاق می‌افتد. برای مقادیر رایلی کمتر از ۱۰^۴ عدد ناسلت تقریبا نزدیک به یک می‌باشد. در این‌حالت حرارت از سیال گرم به سیال سرد توسط هدایت حرارتی منتقل می‌شود. با افزایش رایلی، گذار به افزایش پیچیدگی زمانی و مکانی اتفاق می‌افتد. اولین مرحله پیچیدگی مشاهده اثر همبستگی مکانیکی یا به عبارتی چرخش غیرهم‌جهت در دو لایه سیال است.

این چرخش از سمت سیال سرد به سیال گرم اتفاق می‌افتد. همانطور که مشاهده می‌شود نتایج مدل‌سازی با نتایج عددی و تجربی پیشین به خوبی مطابق دارد.

۵-۵- مدل‌سازی جریان‌ریزان داخل کانال

در این بخش مدل‌سازی جریان ریزان بدون حضور سیلندر با اعمال شرط مرزی‌های جدول‌های ۴ و ۵ برای دوحالت تناوبی (a) و بازگشت به عقب (b) انجام شده است. شرط مرزی پریودیک باعث کاهش حجم محاسبات می‌شود و شرط مرزی بازگشت به عقب در واقع همان شرط مرزی عدم لغزش است.

نتایج مدل‌سازی برای دوحالت a و b در شکل ۹ نشان داده شده است. توزیع سرعت داخل کانال متناسب با فاصله از دیواره‌های جانبی افزایش می‌یابد. مرتبه حداکثر سرعت جریان پیش‌رونده در $y/H=$ ۰/۴ برابر $U0$ ۱/۸ است که با مقدار ۱/۵ برابر جریان افقی پوازی تناسب دارد. فشار متناسب با عمق سیال تغییر می‌کند. در جریان دو فاز نسبت چگالی و لزجت و مقدار کشش سطحی بر سرعت و شکل سطح تماس حرکت مایع در فاز بخار تأثیرگذار است. برای بررسی میدان دما و قابلیت مدل اسکالر منفعل در حل میدان دما، نتایج مدل‌سازی برای دو حالت مختلف دیواره دما ثابت و آدیاباتیک در شکل ۹ نشان داده شده است. در مدل اسکالر منفعل تابع تعادلی دما ارتباط مستقیم با بردار سرعت از طریق ترم $e_\alpha \cdot u$ دارد. از این طریق اثر جابجایی بر میدان دما و توزیع دما توسط حرکت ذرات تعیین می‌گردد.

۵-۴- مدل‌سازی جریان ریزان اطراف لوله افقی واقع در کانال بخار

در این بخش با قرار دادن لوله افقی در داخل میدان گازی ساکن، تغییرات میدان جریان و خطوط جریان در مراحل زمانی از ورود جریان تا خروج آن در شکل ۱۰ نشان داده شده است. با توجه به مقیاس مسوسکوپیک روش لتیس بولتزمن، جزئیات محل و زمان تشکیل جریان چرخشی با نزدیک شدن مرز مشترک دو فاز به سطح انتهایی لوله قابل ردیابی می‌باشد.

مطابق شکل ۱۱، چرخش در فاز بخار قبل از رسیدن جریان مایع

شکل ۱۱. تغییر زمانی اثر کشش سطحی بر جدایش و چرخش جریان اطراف سیلندر

Fig. 11. Time evolution of surface tension effect on seperationa and rotation of flow around the cylinder

شکل ۱۲. تغییرات زمانی کانتور فشار در مرز سه فاز

Fig. 12. Time evolution of pressure contours at three-phase interface

شکل ۱۴. (a) تکامل زمانی تشکیل و جدایش فیلم ریزان و خروج از ناحیه و (b) خطوط جریان فیلم ریزان در t۳

Fig. 14. (a) Time evolution of falling film formation, seperation and leaving the domain, (b) falling film streamlines at t3

شکل ۱۳. شماتیک جریان فیلم ریزان و معرفی زاویه محیطی

Fig. 13. Schematic of Falling Film Flow and Definition of Circumferential Angle

شکل ۱۵. بررسی میدان جریان فیلم ریزان با افزایش رینولدز جریان ورودی

Fig. 15. Investigation of falling film's flow field with increase of reynolds number

به نقطه انتهایی سیلندر در $t = ۵$ آغاز و با رسیدن جریان مایع به انتهای سیلندر ($t = ۶$) متوقف می‌شود. پس از آن تشکیل دو ناحیه چرخشی در هر دو فاز مایع و بخار در $t = ۸$ و کشیده شدن آن به سمت مایع تا $t = ۱۲$ تا حذف شدن آن قابل مشاهده است.

کانتورهای فشار شکل ۱۲ نشان می‌دهد که در اثر انحنای مرز پیش‌رونده مایع در تماس با جدار لوله، ناحیه کم فشار تشکیل شده زیر این انحنا باعث ایجاد جریان چرخشی می‌شود. شناسایی این نوع مکانیزم‌های ریزمقیاس و جریان‌های چرخشی بر پیش‌بینی رفتار حرارت نیز می‌تواند تأثیرگذار باشد.

۵-۵- مدل‌سازی فیلم ریزان مایع روی لوله افقی واقع در کانال بخار

در این بخش با محدود کردن مجرای ورودی مایع در سطح

بالا، فیلم‌ریزان روی سطوح منحنی مدل‌سازی شده است. طرحواره میدان محاسباتی و تعریف زاویه محیطی در شکل ۱۳ ارائه شده است. بالاترین نقطه سیلندر θ=۰° و پایین‌ترین نقطه θ=۱۸۰° تعریف شده است. تفاوت شرط مرزی‌های این بخش با بخش قبلی اعمال شرط مرزی دیوار به محل‌های غیر از مجرای ورودی در مرز بالاست. پارامترهای مدل‌سازی مطابق جداول ۱ تا ۳ می‌باشد. سرعت حرکت فیلم تابعی از قطر هیدرولیکی دهانه ورودی است که بر اساس شرط تراکم‌ناپذیری و با پیش‌بینی افزایش سرعت در بخش (۵-۴)، تعیین می‌شود.

مراحل زمانی ورود فیلم تا پوشش سیلندر و خروج قطره از دامنه و همچنین خطوط جریان در گام زمانی $t3$ در شکل ۱۴ نشان داده شده است. بی‌بعدسازی زمان افتادن قطره بر اساس $t_0 = \sqrt{l_0 / g}$ است. در این رابطه l_0 ضخامت فیلم در ناحیه توسعه یافته است. همانطور که مشاهده می‌شود، اولین قطره جدا شده از فیلم ریزان با گذشت زمان و تا خروج از مرز تغییر شکل می‌دهد. تغییر شکل به نسبت نیروهای کشش سطحی، جاذبه، اختلاف چگالی دو فاز، اینرسی حرکت مطابق اعداد بی‌بعد مورتون و اوتوس و همچنین شرط‌های مرزی بستگی دارد. به منظور صحت‌سنجی، حداکثر قطر در $t4$ با رابطه تجربی یونگ و همکاران [۳۰] مقایسه شده است. در این رابطه ضریب ثابت C_1 برای آب در نسبت چگالی ۱۰۰۰ برابر عدد ۳ می‌باشد. بر این اساس قطر قطره برابر (۱۲/۵mm) ۲۱/۷Lu خواهد بود. در حالی‌که طبق نتایج مدل‌سازی حداکثر قطر برابر (۸/۳mm) ۱۴/۴Lu است. مطابق بودن مرتبه نتایج نشان‌دهنده عملکرد صحیح مدل‌سازی و اختلاف می‌تواند ناشی از ثابت C_1 و شرایط فیزیکی آزمایش‌های انجام شده است.

$$D_{drop} = C_1\sqrt{\sigma / \rho_l g} \qquad (۳۱)$$

همچنین مطابق خطوط جریان ارائه شده در شکل ۱۴، پیشروی جریان مایع اطراف سیلندر تا خروج قطره از ناحیه به صورت آرام و بدون اغتشاش می‌باشد.

افزایش جریان ورودی و رینولدز با تغییر سایز ورودی جریان صورت پذیرفته است. در شکل ۱۵ اثر رینولدز و جریان ورودی بر رفتار فیلم ریزان در دو گام زمانی مشابه نشان داده شده است. با افزایش رینولدز سایز قطره جدا شده در $t/t0$= ۴۷/۳ از ۱۲/۵Lu به ۱۰/Lu۵ کاهش می‌یابد و زمان جدایش حدود $t0$ /۱۵ ۲افزایش می‌یابد. مطابق انتظار با کاهش سرعت جریان، زمان جدایش قطره و در نتیجه سایز قطره جدا شده از فیلم افزایش می یابد. با این‌حال در ضخامت فیلم تغییری مشاهده نمی‌شود.

کانتور توزیع دما در حالت دمای ثابت فیلم ورودی و انتقال حرارت از لوله افقی گرم و همچنین توزیع دمای بی‌بعد اطراف لوله برای سه زاویه محیطی مختلف و در راستای فاصله عمودی از دیواره لوله در شکل ۱۶ ارائه شده است. این مدل‌سازی با رعایت پرانتل و نسبت هدایت حرارتی دو فاز انجام شده است. بی‌بعدسازی فاصله از سطح لوله بر اساس ضخامت فیلم در ناحیه توسعه یافته انجام شده است.

شکل ۱۶. توزیع دمایی اطراف لوله در حالت پایدار فیلم‌ریزان در زوایای محیطی مختلف

Fig. 16. Temperature distribution around the tube for steady film at different circumferential angles

شکل ۱۷. تغییرات ناسلت محلی با افزایش رینولدز

Fig. 17. Local nusselt number variation by reynolds number

شکل ۱۸. مقایسه تغییرات جرم داخل ناحیه و مومنتم عبوری از مرزها

Fig. 18. Comparison of mass variation of domain with boundaries momentum

لایه مرزی حرارتی از محل سکون $\theta=0^\circ$ آغاز و با افزایش θ تا سطح بیرونی فیلم مایع افزایش می‌یابد. این رفتار کاملاً مطابق با مطالعات روگرس [۲۱] است. با افزایش بیشتر زاویه لایه مرزی حرارتی در تمام فیلم گسترش می‌یابد و هدایت حرارتی فاز بخار باعث انتقال حرارت با نرخ کمتر از جابجایی به داخل بخار می‌گردد.

مطابق شکل ۱۶ نرخ انتقال حرارت در نقطه سکون بالای سیلندر دارای حداکثر مقدار است. مطابق کانتور دما با افزایش زاویه محیطی گرادیان دما کاهش می‌یابد. کاهش گرادیان دمای محلی به دلیل افزایش ضخامت لایه مرزی و کاهش اثرات فشاری انحنای سطح اتفاق می‌افتد. عدد ناسلت محلی بر اساس رابطه $Nu=\frac{h_l D}{\kappa_l}=\frac{\partial T/\partial r|_{r=0} D}{T_w-T_{in}}$ تعیین و در شکل ۱۷ نشان داده شده است. همچنین مقدار ناسلت میانگین برابر $\overline{Nu}=\frac{1}{\pi}\sum_0^{\pi} Nu=$ ۲/۱۸ می‌باشد. این عدد در محدوده ناسلت جریان توسعه‌یافته تک‌فاز داخل لوله برای جریان آرام (۳/۶۶) برای دمای ثابت دیواره و (۴/۳۶) برای شار ثابت دیواره است. محدوده عدد ناسلت مطابق با نتایج لیو و ژو [۶] و روند تغییر عدد ناسلت بر اساس زاویه محیطی مطابق با منابع معتبر [۶ و ۸] است. همچنین با توجه به مقدار پکله و پرانتل فیلم ارائه شده در جدول ۳، می‌توان به مقایسه ناسلت مدل‌سازی با حل تشابهی همرفت طبیعی اطراف صفحه عمودی برای اعتبارسنجی پرداخت [۳۱]. نتایج عددی حل تشابهی در پرانتل ۲/۵ به صورت $Nu=0/439Ra_y^{1/4}$ است. با مطالعات تجربی صورت گرفته در راستای بهبود رابطه مذکور، مقدار ناسلت میانگین اطراف استوانه افقی غوطه‌ور در مایع برابر $\overline{Nu_D}=\left\{0/6+\frac{0.387Ra_D^{1/6}}{\left[1+(0/559/\Pr)^{9/16}\right]^{8/27}}\right\}^2=4/1$ می‌باشد. که عدد رایلی فیلم‌ریزان برابر $Ra_D=\frac{g\beta\Delta TD^2}{\alpha\nu}=Gr\times\Pr$ است. علت اصلی اختلاف نسبت چگالی سیال آب در روابط تجربی و مقدار لزجت و هدایت حرارتی مدل‌سازی با رعایت می باشد. این مدل‌سازی برای رینولدز ۱/۸ به منظور مقایسه اثر جریان ورودی انجام شده است. طبق نتایج مدل‌سازی، عدد ناسلت با افزایش رینولدز حدود ۳درصد افزایش می‌یابد.

بقای جرم ناحیه محاسباتی یکی از اعتبارسنجی‌های مهم روش‌های عددی و شرط‌های مرزی است. بررسی بقای جرم از مقایسه تغییر جرم داخل ناحیه محاسباتی در گام‌های زمانی متوالی با برآیند جرم ورودی به دامنه مطابق رابطه (۳۲) حاصل می‌شود.

$$\sum(m)_{t+1}-\sum(m)_t=\dot{m}_{inlet}-\dot{m}_{outlet} \qquad (۳۲)$$

با ورود جریان به ناحیه و پرشدن کانال از سیال با چگالی بیشتر، سمت چپ معادله یا نرخ انباشتگی جرم فزایش می‌یابد. شکل ۱۸ این دو پارامتر و برآیند آن‌ها را نشان می‌دهد. همانطور که شکل ۱۸ نشان می‌دهد، بقای جرم در دامنه با به‌کارگیری شرط‌های مرزی بهبود یافته و مشتقات مکانی مناسب برقرار است.

۶- نتیجه‌گیری

در این مطالعه به مدل‌سازی جریان جابجایی و انتقال حرارت دو فازی در داخل کانال و اطراف سطوح منحنی واقع در میدان گازی به روش لتیس بولتزمن لی و مدل میدان فازی و مدل دمایی منفعل پرداخته شده است. نتایج نشان می‌دهد که این روش در مدل‌سازی

برای نسبت چگالی ۲۰، و مقادیر لزجت و هدایت حرارتی متفاوت دو فاز موفق عمل می‌نماید. در این مطالعه با تعیین شرایط مرزی بهبود یافته سطوح منحنی و صاف و هموارسازی گرادیان‌ها پایداری تا حد حفظ نسبت لزجت و هدایت حرارتی سیال آب حاصل شده است. صحت نتایج مدل‌سازی‌ها از طریق قانون لاپلاس با حداکثر خطای ۵ درصد در گام‌های زمانی اولیه، بررسی مسأله جابجایی رایلی-بنارد و ردیابی همبستگی مکانیکی و مکانیزم انتقال حرارت غالب در رایلی ۲۰۰۰ و بررسی بقای جرم مدل‌سازی فیلم ریزان اطراف لوله نشان داده شده است.

مدل‌سازی‌های این مطالعه در سه بخش انجام شده است. در بخش اول با مدل‌سازی جریان ریزان داخل کانال گازی ساکن، قابلیت روش در ردیابی رفتار دمایی و جریانی با شرط مرزی‌های مختلف بررسی گردید. مرزهای جانبی جریان به دو صورت دیوار و مرز متناوب و شرط دما به دو صورت دیواره‌گرم و مرز متناوب بررسی شد. نتایج این بخش به‌صورت بردارهای سرعت و کانتور چگالی با هم مقایسه و بر این اساس روند تغییرات فشار و سرعت و دما صحه‌گذاری شده است. در بخش دوم به مدل‌سازی و بررسی رفتار جریان ریزان اطراف لوله پرداخته شده است. در این حالت جریان‌های چرخشی تشکیل شده تحت اثر میدان‌های نیرویی مختلف با ارائه کانتورهای فشار و خطوط جریان توضیح داده شده است. بر این اساس قابلیت این روش در تشخیص جزئیات دینامیکی نشان داده شده است. در مرحله آخر با کاهش سایز مجرای ورودی جریان از مرز بالا، تغییرات زمانی رفتار جریانی و دمایی در مراحل ورود فیلم‌ریزان، پوشش اطراف سیلندر، تشکیل و جدایش جریان از لوله و خروج قطره از میدان محاسباتی نشان داده شده است. مرتبه سایز قطره جدا شده با نتایج رابطه تجربی-تحلیلی (استخراج شده در محدوده اعداد بی‌بعد متفاوت از مدل‌سازی جاری) مطابقت دارد. همچنین لایه مرزی حرارتی بر اساس کانتورهای دما تعیین شده است. بر این اساس روند کاهشی ناسلت محلی اطراف لوله مطابق با سایر مطالعات نشان داده شده است. همچنین مقدار ناسلت میانگین برابر ۲/۱۸ محاسبه شده است. در نهایت با افزایش رینولدز جریان ورودی، اثر افزایشی رینولدز بر مقدار انتقال حرارت نشان داده شده است.

بر اساس قابلیت‌های این روش امکان بررسی اثر پارامترهای مختلف بر رفتار جریان و دما توسط گروه‌های مختلف اعداد بی‌بعد و اندازه‌گیری نیروهای هیدرودینامیکی وجود دارد. همچنین می‌توان با افزایش تعداد لوله‌ها توانمندی و محدودیت‌های روش برای موارد پیچیده‌تر را تعیین نمود. این امر در طراحی مبدل‌ها و مطالعات مختلف تجربی و همچنین در ارزیابی روش لتیس بولتزمن اهمیت زیادی خواهد داشت.

منابع و مراجع

[1] S.M. Hosseini, J.J. Feng, Pressure boundary conditions for computing incompressible flows with SPH, Journal of Computational physics, 7487-7473 (2011) (19)230.

[2] A. Mussa, P. Asinari, L.-S. Luo, Lattice Boltzmann simulations of 2D laminar flows past two tandem cylinders, Journal of computational physics, (2009) (4)228 999-983.

[3] P. Wang, Z. Guo, A semi-implicit gas-kinetic scheme for smooth flows, Computer Physics Communications, 205 31-22 (2016).

[4] B. Narváez-Romo, J.R. Simões-Moreira, Falling Film Evaporation: An Overview, in: Proceedings of 22nd International Congress of Mechanical Engineering–COBEM, 2013, pp. 7-3.

[5] S. Mirjalili, S.S. Jain, M. Dodd, Interface-capturing methods for two-phase flows: An overview and recent developments, Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, (135-117 (2017.

[6] Z.-H. Liu, Q.-Z. Zhu, Heat transfer in a subcooled water film falling across a horizontal heated tube, Chemical Engineering Communications, 1346-1334 (2005) (10)192.

[7] V. Ribeiro, P. Coelho, F. Pinho, M. Alves, Laminar Flow Past a Confined Cylinder, in: Conferência Nacional em Mecânica de Fluidos, 2009.

[8] A. Kumar, Numerical Study of Falling Film Thickness on Horizontal Circular Tube-A CFD Approach, Int J Adv Technol, 2 (2016) (169)7.

[9] I. Hassan, A. Sadikin, N.M. Isa, The numerical modelling of falling film thickness flow on horizontal tubes, in: AIP Conference Proceedings, AIP Publishing, 2017, pp. 020020.

[10] O. Filippova, D. Hänel, Boundary-fitting and local grid refinement for lattice-BGK models, International Journal

of Modern Physics C, 1279-1271 (1998) (08)9.

[11] S. Mirjalili, C.B. Ivey, A. Mani, Cost and accuracy comparison between the diffuse interface method and the geometric volume of fluid method for simulating two-phase flows, in: APS Meeting Abstracts, 2016.

[12] K. Sankaranarayanan, I. Kevrekidis, S. Sundaresan, J. Lu, G. Tryggvason, A comparative study of lattice Boltzmann and front-tracking finite-difference methods for bubble simulations, International Journal of Multiphase Flow, 116-109 (2003) (1)29.

[13] L. Scarbolo, D. Molin, P. Perlekar, M. Sbragaglia, A. Soldati, F. Toschi, Unified framework for a side-by-side comparison of different multicomponent algorithms: Lattice Boltzmann vs. phase field model, Journal of Computational Physics, 279-263 (2013) 234.

[14] M. Dzikowski, L. Jasinski, M. Dabrowski, Depth-averaged Lattice Boltzmann and Finite Element methods for single-phase flows in fractures with obstacles, Computers & Mathematics with Applications, 3470-3453 (2018) (10)75.

[15] S. Ryu, S. Ko, A comparative study of lattice Boltzmann and volume of fluid method for two-dimensional multiphase flows, Nuclear Engineering and Technology, 638-623 (2012) (6)44.

[16] S. Mukherjee, A. Zarghami, C. Haringa, K. van As, S. Kenjereš, H.E. Van den Akker, Simulating liquid droplets: A quantitative assessment of lattice Boltzmann and Volume of Fluid methods, International Journal of Heat and Fluid Flow, 78-59 (2018) 70.

[17] T. Lee, Effects of incompressibility on the elimination of parasitic currents in the lattice Boltzmann equation method for binary fluids, Computers & Mathematics with Applications, 994-987 (2009) (5)58.

[18] M.A. Hatani, M. Farhadzadeh, M.H. Rahimian, Investigation of vapor condensation on a flat plate and horizontal cryogenic tube using lattice Boltzmann method, International Communications in Heat and Mass Transfer, 225-218 (2015) 66.

[19] K. Fallah, A. Fardad, N. Sedaghatizadeh, E. Fattahi, A. Ghaderi, Numerical simulation of flow around two rotating circular cylinders in staggered arrangement by multi-relaxation-time lattice Boltzmann method at low Reynolds number, World Applied Sciences Journal, (4)15 554-544 (2011).

[20] R. Mei, D. Yu, W. Shyy, L.-S. Luo, Force evaluation in the lattice Boltzmann method involving curved geometry, Physical Review E, 041203 (2002) (4)65.

[21] Z. Guo, C. Zheng, B. Shi, An extrapolation method for boundary conditions in lattice Boltzmann method, Physics of fluids, 2010-2007 (2002) (6)14.

[22] T. Inamuro, M. Yoshino, H. Inoue, R. Mizuno, F. Ogino, A lattice Boltzmann method for a binary miscible fluid mixture and its application to a heat-transfer problem, Journal of Computational Physics, -201 (2002) (1)179 215.

[23] H. Safari, M.H. Rahimian, M. Krafczyk, Extended lattice Boltzmann method for numerical simulation of thermal phase change in two-phase fluid flow, Physical Review E, 013304 (2013) (1)88.

[24]S. Gokaltun, D. McDaniel, A lattice Bo Simulation of Gas Bubble in Multiphase Flows With high DensityRatios, WM2011 Conference, Phoneis., (2011).

[25] H. Zheng, C. Shu, Y.-T. Chew, A lattice Boltzmann model for multiphase flows with large density ratio, Journal of Computational Physics, 371-353 (2006) (1)218.

[26] S. Tilehboni, K. Sedighi, M. Farhadi, E. Fattahi, Lattice Boltzmann simulation of deformation and breakup of a droplet under gravity force using interparticle potential model, International Journal of Engineering-Transactions A: Basics, 781 (2013) (7)26.

[27] J. Szekely, M. Todd, Natural convection in a rectangular cavity transient behavior and two phase systems in laminar flow, International Journal of Heat and Mass Transfer, 482-467 (1971) (3)14.

[28] R.D. Haberstroh, R.D. Reinders, Conducting-sheet model for natural convection through a density-stratified interface, International Journal of Heat and Mass Transfer, 311-307 (1974) (2)17.

[29] C. Wang, M. Sen, P. Vasseur, Analytical investigation of Bénard-Marangoni convection heat transfer in a shallow cavity filled with two immiscible fluids, Applied Scientific

Research, 53-35 (1991) (1)48.

[30] D. Yung, J. Lorenz, E. Ganic, Vapor/liquid interaction and entrainment in shell-and-tube evaporators, Argonne National Lab., Ill.(USA), 1978.

[31] A. Bejan, Convection heat transfer, John wiley & sons, 2013.

چگونه به این مقاله ارجاع دهیم

S. Bajalan, R. Kouhikamali, M.H. Rahimian, Simulation of Two-Phase Flow and Heat Transfer in a Channel and around a Tube by Lattice-Boltzmann Method, Amirkabir J. Mech Eng., 53(Special Issue 1) (2021) 499-516.

DOI: 10.22060/mej.2019.16044.6272