Amirkabir Journal of Mechanical Engineering

Amirkabir J. Mech. Eng., 52(4) (2020) 215-218
DOI: 10.22060/mej.2019.14689.5914

Simulation of the Liquid Spraying Process in the Dripping Mode by Using the Level-Set Method

R. Khanpour, P. Pournaderi*

Department of Mechanical Engineering, Yasouj University, Yasouj, Iran

ABSTRACT: In this study, liquid spraying process and drop formation in the dripping mode is simulated using a sharp interface method and effect of important parameters on this process such as Weber number, Ohnesorge number, and the Bond number is investigated. The level-set method is used for interface tracking. Discontinuities at the interface are imposed using the ghost fluid method. It is observed that by increasing the Weber number (from 0.0027 to 0.1875), the length of the outlet liquid is increased by about 7 percent and the liquid breakup time is decreased by about 52 percent. Also, at higher Weber numbers, the liquid return toward the nozzle after droplet detachment is less. Increasing the Ohnesorge number (from 0.0002 to 0.189) increases the length of the outlet liquid about 21 percent and breakup time about 151 percent. Also, at higher Ohnesorge numbers, the liquid return toward the nozzle is higher. Increasing the Bond number (from 7 to 39) leads to the reduction of the length of the outlet liquid and breakup time about 26 and 91 percent, respectively. At higher Bond numbers, the liquid return toward nozzle is less. Another considerable result is the reduction of the size of formed droplets by enhancement of Bond number.

Review History:

Received: 4 Jul. 2018
Revised: 13 Dec. 2018
Accepted: 27 Dec. 2018
Available Online: 16 Jan. 2019

Keywords:

Drop formation
Level-set method
Ghost fluid method
Dripping regime

1- Introduction

The liquid breakup process into small droplets appears in many engineering applications such as liquid-liquid extraction process. Shibata et al. [1] simulated the breakup of the outlet liquid from a nozzle by using the Moving Particle Semi-implicit (MPS) method. They obtained the size distribution of the formed droplets and concluded that the breakup length of the jet is proportional to the Weber and Froude numbers. Homma et al. [2] studied the breakup of a laminar jet in a liquid-liquid system by using the front tracking method. They showed that increasing the Weber number, decreases the liquid breakup time. Che et al. [3] simulated the drop formation process by using a smeared out level-set approach. They studied the pressure oscillation inside the droplet. They reported that the droplet pressure changes are due to the changes in the droplet diameter during the drop formation process. Chakraborty et al. [4] studied outlet liquid from an orifice by using a combination of the level-set and volume of fluid methods. They considered the effect of the Weber number on the drop formation process in the dripping mode and found that increasing the Weber number increases the breakup length of the outlet liquid.

In the previous studies, interface mainly has been modeled by using a smeared approach. Also, to the best knowledge of the authors, there is no comprehensive study about the effect of the important parameters on the drop formation process. In this research, the liquid spraying process in the dripping mode is simulated by using a sharp interface approach and the effect of different parameters on this process is studied.

*Corresponding author's email: sp.pournaderi@yu.ac.ir

2- Methodology

In this study, the governing equations are the laminar incompressible continuity and momentum equations.

During solving these equations, the appropriate jump conditions must be applied at the interface. Applying the momentum equations at the interface leads to the following jump conditions:

$$\left[\begin{pmatrix}\mathbf{n}\\ \mathbf{t}\end{pmatrix}\left(p\mathbf{I}-(\boldsymbol{\tau})\mathbf{n}^T\right)\right]_\Gamma=\begin{pmatrix}\gamma\kappa\\ 0\end{pmatrix} \tag{1}$$

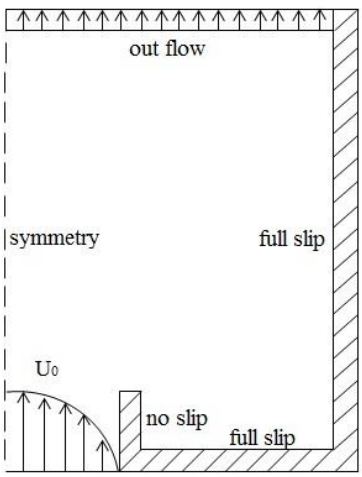


Fig. 1. The computational domain and boundary conditions

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.

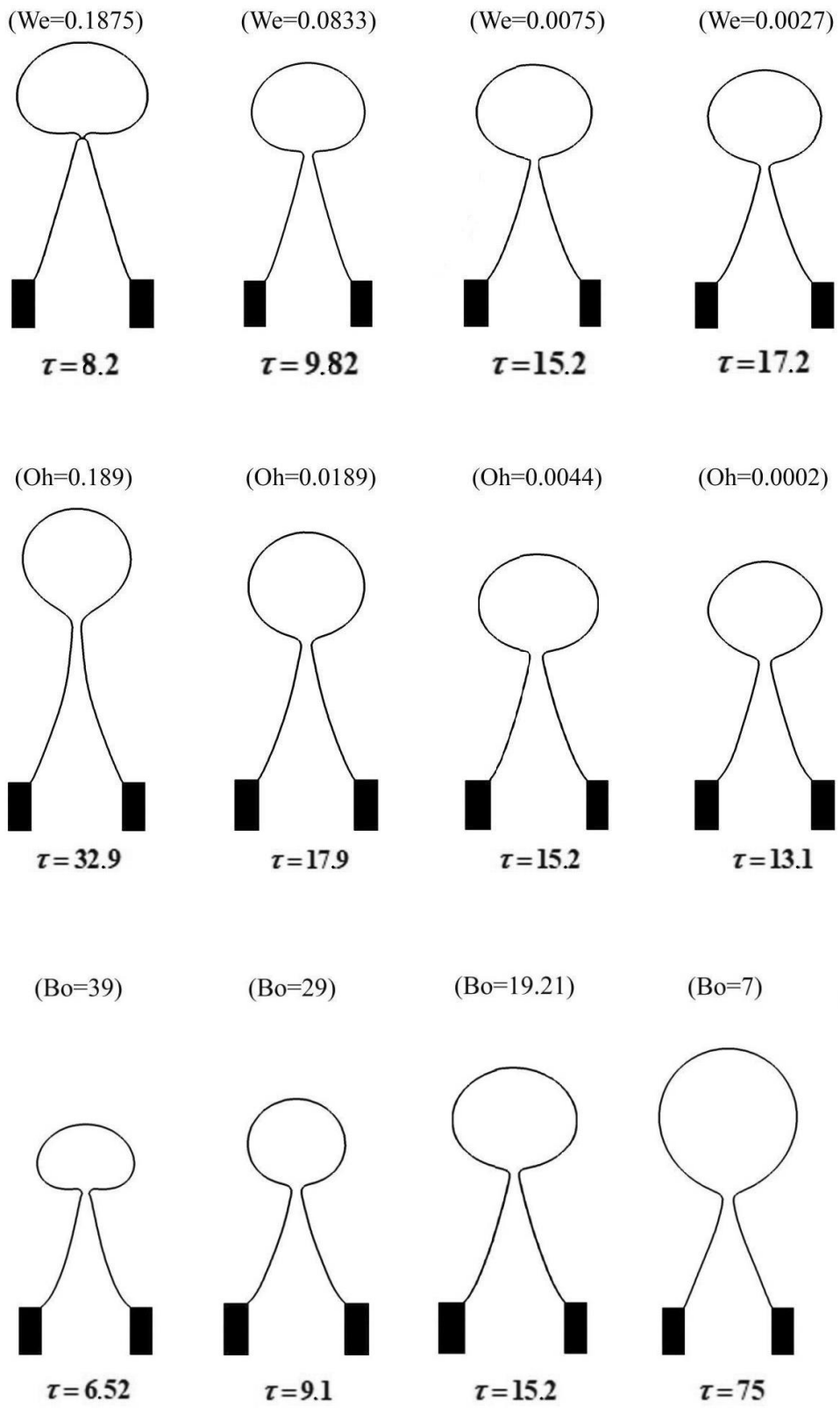


Fig. 2. The effect of the important parameters on the drop formation process

where γ and κ are surface tension and curvature, respectively. $\boldsymbol{n}$ and $\boldsymbol{t}$ represent unit normal and tangent vectors at the interface. p , τ and $\boldsymbol{I}$ are pressure, viscous stress tensor and identity tensor, respectively. Also, $[\ ]_\Gamma$ stands for the jump in a quantity at the interface.

In this study, the ghost fluid method is used to impose the jump conditions at the interface [5]. By using this approach, discontinuities of different quantities are preserved at the interface. The level-set method is used to track the interface [6]. The governing equations are discretized on a staggered grid by using the finite difference approach. The Weighted Essentially Non-Oscillatory (WENO) scheme [5] and central approximation are used to discretize the convective and central terms, respectively. Also, the Total Variation Diminishing (TVD) Runge-Kutta method [5] is used to discretize the temporal terms. The projection method is employed to solve the flow equations [5].

3- Results and Discussion

In this research, outlet liquid from a nozzle in the dripping mode is simulated. Fig. 1 shows the computational domain and boundary conditions. The nozzle inlet velocity is considered as the fully-developed velocity profile inside a tube. The liquid inside the nozzle is Kerosene and the outside liquid is water. The nozzle diameter is 0.0094m.

Fig. 2 represents the effect of the Weber, Ohnesorge and Bond numbers on the drop formation process. It is observed that by increasing the Weber number, the length of the outlet liquid is increased about and the liquid breakup time is decreased. Also, at higher Weber numbers, the liquid return toward the nozzle after droplet detachment is less.

Increasing the Ohnesorge number increases the length of the outlet liquid and breakup time. Also, at higher Ohnesorge numbers, the liquid return toward the nozzle is higher.

Increasing the Bond number leads to the reduction of the length of the outlet liquid and breakup time, respectively. Also, at higher Bond numbers, the liquid return toward nozzle is less. Another considerable result is the reduction of the size of formed droplets by enhancement of the Bond number.

4- Conclusions

In this research, the outlet liquid from a nozzle was simulated in the dripping mode. The level-set method along with the ghost fluid method was used to model the interface in a sharp manner. By increasing the Weber number, the length of the outlet liquid is increased about and the liquid breakup time is decreased. Increasing the Ohnesorge number increases the length of the outlet liquid and breakup time. Increasing the Bond number leads to the reduction of the length of the outlet liquid and breakup time, respectively. Also, the size of the formed droplets is reduced by enhancement of the Bond number.

References

[1] K. Shibata, S. Koshizuka and Y. Oka, Numerical analysis of jet breakup behavior using a particle method, Journal of Nuclear Science and Technology, 41 (2004) 715-722.

[2] S. Homma, J. Koga, S. Matsumoto, M. Song and G. Tryggvason, Breakup mode of an axisymmetric liquid jet injected into another immiscible liquid", Chemical Engineering Science, 61 (2006) 3986-3996.

[3] Z. Z. Che, T. N. Wong, N. T. Nguyen, Y. F. Yap and J. C. K. Chai, Numerical investigation of upstream pressure fluctuation during growth and breakup of pendant drops, Chemical Engineering Science, 66 (2011) 5293-5300.

[4] I. Chakraborty, M. Rubio-Rubio, A. Sevilla and J. M. Gordillo, Numerical simulation of axisymmetric drop formation using a coupled level set and volume of fluid method, International Journal of Multiphase Flow, 84 (2016) 54-65.

[5] M. Kang, R. P. Fedkiw and X. D. Liu, A boundary condition capturing method for poisson's equation on irregular domains, Journal of Computational Physics, 160 (2000) 151–178.

[6] P. Pournaderi and A. R. Pishevar, A numerical investigation of droplet impact on a heated wall in the film boiling regime, Heat and Mass Transfer, 48 (2012) 1525–1538.

This page intentionally left blank

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر، دوره ۵۲، شماره ۴، سال ۱۳۹۹، صفحات ۸۴۷ تا ۸۶۲
DOI: 10.22060/mej.2019.14689.5914

شبیه‌سازی فرآیند اسپری مایع در رژیم چکیدن با استفاده از روش سطح تراز

رضا خان‌پور، سید پدرام پورنادری*

دانشکده مهندسی، دانشگاه یاسوج، یاسوج، ایران.

خلاصه: در این پژوهش فرایند اسپری مایع و تشکیل قطره در رژیم چکیدن با استفاده از یک رویکرد نامیرا در مدل کردن سطح مشترک، شبیه‌سازی می‌گردد و تأثیر پارامترهای مؤثر بر این فرآیند مانند عدد وبر، عدد اهنسرج و عدد باند مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای دنبال کردن سطح مشترک از روش سطح تراز استفاده می‌شود. ناپیوستگی‌ها در سطح مشترک با استفاده از روش سیال مجازی اعمال می‌شوند. مشاهده می‌گردد که با افزایش عدد وبر از ۰/۰۰۲۷ به ۰/۱۸۷۵، طول مایع خروجی حدود ۷ درصد افزایش و زمان شکست مایع حدود ۵۲ درصدکاهش می‌یابد. همچنین، با افزایش عدد وبر بازگشت مایع به سمت نازل بعد از جدایش قطره کمتر است. افزایش عدد اهنسرج از ۰/۰۰۰۲ به ۰/۱۸۹ باعث افزایش طول مایع خروجی تقریباً به میزان ۲۱ درصد و افزایش زمان شکست به میزان ۱۵۱ درصد می‌شود. همچنین، در اعداد اهنسرج بزرگ‌تر بازگشت مایع به سمت نازل بیشتر است. افزایش عدد باند از ۷ به ۳۹ باعث کاهش طول مایع خروجی تقریباً به میزان ۲۶ درصد و کاهش زمان شکست به میزان ۹۱ درصد می‌شود. در اعداد باند بزرگ‌تر، بازگشت مایع به سمت نازل کمتر است. نتیجه قابل توجه دیگر، کاهش اندازه قطرات تشکیل شده با افزایش عدد باند می‌باشد.

تاریخچه داوری:
دریافت: ۱۳۹۷/۰۴/۱۳
بازنگری: ۱۳۹۷/۰۹/۲۲
پذیرش: ۱۳۹۷/۱۰/۰۶
ارائه آنلاین: ۱۳۹۷/۱۰/۲۶

کلمات کلیدی:
تشکیل قطره
روش سطح تراز
روش سیال مجازی
رژیم چکیدن

۱- مقدمه

جریان‌های دوفازی کاربرد وسیعی در صنایع مختلف دارند. مهم‌ترین علامت مشخصه جریان‌های دوفازی وجود فصل مشترک بین فازهای گاز و مایع می‌باشد. این فصل مشترک دارای اشکال مختلفی می‌باشد. عموماً تأثیر کشش سطحی بین دو فاز منجر به پیدایش فصل مشترک‌های مختلف منحنی شکل شده که نهایتاً تمامی آن‌ها تبدیل به اشکال کروی (نظیر قطره‌ها و حباب‌ها) می‌شوند. با توجه به اهمیت شناخت فرآیندهای چند فازی در صنایع مختلف از قبیل نفت، گاز و پتروشیمی، شناخت جریان‌های چند فازی و مدل کردن آن‌ها امروزه بسیار حائز اهمیت می‌باشد. شکسته شدن مایع پیوسته به قطرات ریزتر در بسیاری از کاربردهای مهندسی نظیر فرآیند جداسازی مایع-مایع ظاهر می‌شود [۱]. یکی از موضوعات جالب در زمینه مهندسی-پزشکی، استفاده از انژکتورهای نانوجت و میکروجت برای کنترل داروهای وارده به بدن است که طول شکست مایع ارتباط مستقیم با عمق نفوذ دارو در بدن بیمار دارد [۲ و ۳]. رتلند[1] و همکاران [۴] تجزیه جت مایع به ذرات کوچک را به صورت عددی و با روش انتگرال مرزی[2] و نیز به صورت تجربی مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها از یک تئوری غیرخطی برای محاسبه مشخصات امواج روی سطح جت بهره بردند. آن‌ها همچنین حجم قطرات ثانویه را پیش‌بینی کردند و ملاحظه کردند که حجم قطرات حاصل به صورت عددی با نتایج تجربی مطابقت دارد. اما در روش عددی به ازای اعداد موج بیشتر از ۰/۷ قطرات ثانویه تشکیل نمی‌گردند. آن‌ها همچنین نتیجه گرفتند که با افزایش لزجت مایع، قطرات ماهواره‌ای[3] کوچکتری ایجاد می‌شوند. منصور[4] و همکاران [۵] ناپایداری جت غیرلزج در هوا را مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها در تحقیق خود از روش انتگرال مرزی جهت شبیه‌سازی شکست قطرات و تشکیل قطرات ماهواره‌ای استفاده کردند. آن‌ها مشاهده کردند که به ازای اعداد موج مختلف قطرات ماهواره‌ای تشکیل می‌گردد و طول کشیدگی، تعداد و اندازه قطرات متناسب با عدد موج است. جهجدی[5] و همکاران [۶] بر روی شکسته شدن رشته‌ی بلند بین جت و قطره در حال جدایش از مایع خروجی از نازل به روش انتگرال مرزی و همچنین

1 Rutland

2 Boundary Integral Method
3 Satellite Droplets
4 Mansour
5 Tjahjadi

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: sp.pournaderi@yu.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.

به صورت آزمایشگاهی تحقیق کردند و تغییرات رشته مایع را با تغییر نسبت لزجت مایع‌ها بررسی کردند و نتیجه گرفتند که با افزایش نسبت لزجت مایع‌ها، طول رشته مایع بیشتر می‌شود. فلیچر[1] و همکاران [۷] یک جت سیال که به صورت آرام به یک تانک مایع در حال سکون تزریق می‌شود را به صورت عددی بررسی کردند. آن‌ها از سه کد محاسباتی مختلف المان محدود، حجم محدود و کد جریان چند فازی چیمز[2] که برای مطالعه‌ی مخلوط کردن مذاب گرم و مایع فرار سرد استفاده می‌شود، بهره بردند و نتایج را با هم مقایسه کردند و مشاهده کردند که نتایج انطباق خوبی دارند. آن‌ها همچنین حساسیت مسئله نسبت به شرایط مرزی را بررسی کردند و مشاهده کردند که در هر سه روش میدان دما به طور یکسان شبیه‌سازی می‌شود. شیباتا[3] و همکاران [۸] شکست جت مایع غیرلزج که از یک نازل خارج می‌شد را با استفاده از روش MPS[4] مطالعه کردند و توزیع اندازه‌ی قطرات تشکیل شده را بدست آوردند. آن‌ها نتیجه گرفتند که طول شکست جت متناسب با عدد وبر[5] و عدد فرود[6] است و به نتایج آزمایشگاهی بسیار نزدیک است. دسجاردین[7] و همکاران [۹] اتمیزه کردن جریان دو فازی آشفته تراکم ناپذیر را به صورت عددی مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها از روش سطح تراز[8] و روش سیال مجازی[9] استفاده کردند و نشان دادند که می‌توان از روش سطح تراز و روش سیال مجازی در جریان‌های آشفته بهره برد. هما[10] و همکاران [۱۰] بطور عددی بر روی شکسته شدن یک جت آرام در سیستم‌های مایع- مایع به وسیله‌ی روش تفاضل محدود و با استفاده از روش ردیابی جبهه تحقیق کردند. آن‌ها از سیال نیوتنی و غیرقابل تراکم استفاده کردند. آن‌ها با تغییر خصوصیات سیال رژیم‌های چکیدن[11] و تشکیل جت[12] را بررسی کردند و نشان دادند که با افزایش عدد وبر، زمان شکست قطرات سیال کمتر می‌شود. هرادا[13] و همکاران [۱۱] انتقال از رژیم جت شدن به رژیم چکیدن را برای سیال مرکب خروجی از نازل با استفاده از روش پایداری خطی تحلیل کردند. وجود سطح مشترک خارجی عموماً به ناپایداری سیال در حالت کشیدگی کمک کرده و به ایجاد رژیم چکیدن منجر می‌شود. در سیستم‌های مایع-مایع، این اثر با افزایش کشش سطحی سطح مشترک خارجی و نیز با افزایش لزجت هسته مرکزی افزایش می‌یابد. چه[14] و همکاران [۱۲] تشکیل و شکست قطره آب را با استفاده از روش سطح تراز بر مبنای رویکرد میرا در مدل کردن سطح مشترک مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها نوسان فشار درون سیال را مورد مطالعه قرار دادند و بیان کردند که به دلیل تغییر اندازه قطر قطره‌ی سیال به هنگام خروج از نازل، فشار درون قطره تغییر می‌کند. آن‌ها همچنین تأثیر کشش سطحی را بررسی کردند و به این نتیجه رسیدند که با افزایش کشش سطحی، تغییرات فشار بیشتر می‌شود و جدا شدن قطره دیرتر رخ می‌دهد. سارت[15] و همکاران [۱۳] با استفاده از روش اجزای محدود دینامیک یک جت خروجی از نازل را در حالتی که سیال اطراف نیز موازی با جت جریان دارد، مطالعه کردند. آن‌ها از روش سطح تراز بر مبنای رویکرد میرا برای مدل سازی سطح مشترک استفاده کردند. آن‌ها نشان دادند که اعمال یک اختلال اولیه در سرعت سیال خروجی از نازل به شکست سریع‌تر جت و کنترل بهتر روی اندازه قطرات منجر می‌شود. هوفلر[16] و همکاران [۱۴] شکست جت مایع که از یک مخزن بر اثر نیروی گرانش تخلیه می‌شود را با روش هیدرودینامیک ذرات هموار[17] شبیه‌سازی کردند. اثر کشش سطحی با استفاده از نیروی چسبندگی یا مدل نیروی سطحی پیوسته اعمال گردید. تطابق کیفی خوبی با نتایج تجربی مشاهده گردید. تیان[18] و همکاران [۱۵] به صورت تجربی به بررسی رفتار جت مایع در حالتی که سیال اطراف گاز است و موازی با جت مایع جریان دارد، پرداختند. آن‌ها دریافتند که یک مقدار بحرانی برای سرعت گاز وجود دارد که برای سرعتهای بیش از آن مایع به قطرات ریز تبدیل و به داخل گاز کشیده می‌شود. سالوادور[19] و همکاران [۱۶] اسپری دیزل را در جریان آشفته مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها برای انجام این کار از روش حجم سیال استفاده کردند. آن‌ها نتیجه گرفتند که با افزایش نوسانات در سرعت تزریق سیال، اتمیزه شدن سریع‌تر رخ می‌دهد. با افزایش فرکانس اغتشاشات، طولی از جت که تحت تأثیر اغتشاشات قرار گرفته افزایش می‌یابد. ترینر[20] [۱۷] به صورت تجربی خروج مایع همراه با حباب‌های هوا (رژیم حبابی) از یک نازل را مطالعه نمود. وی دریافت که با افزایش کسر حجمی هوا، طول شکست جت کاهش می‌یابد. همچنین با افزایش عدد رینولدز[21]، طول شکست جت

1 Fletcher
2 CHYMES
3 Shibata
4 Moving Particle Semi-implicit Method
5 Weber
6 Froude
7 Desjardins
8 Level set
9 Ghost Fluid Method
10 Homma
11 Dripping
12 Jetting
13 Herrada
14 Che
15 Sauret
16 Hoefler
17 Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)
18 Tian
19 Salvador
20 Trainer
21 Reynolds Number

افزایش می‌یابد. چاکرابورتی[1] و همکاران [۱۸] خروج مایع از یک اریفیس[2] را به صورت عددی و با ترکیب روش‌های سطح تراز و حجم سیال و بر اساس رویکرد میرا در مدل‌سازی سطح مشترک مطالعه کردند. آن‌ها تأثیر عدد وبر را بر روی فرآیند تشکیل قطره در رژیم چکیدن بررسی کردند و نتیجه گرفتند که با افزایش عدد وبر میزان کشیدگی مایع خروجی قبل از تشکیل قطره، افزایش می‌یابد.

در تحقیقات عددی موجود در زمینه فرآیند خروج مایع از نازل غالباً از رویکرد میرا در مدل‌سازی سطح مشترک استفاده شده است. این رویکرد بر اساس در نظر گرفتن ضخامت برای سطح مشترک و اعمال نیروی کشش سطحی به صورت یک نیروی حجمی می‌باشد. همچنین، بر اساس اطلاع نویسندگان، تاکنون بررسی جامعی در خصوص پارامترهای تاثیرگذار بر این فرآیند در رژیم چکیدن انجام نشده است. به طور خاص، تأثیر عدد باند که در فرآیند تشکیل و جدا شدن قطره در رژیم چکیدن بسیار مؤثر می‌باشد بررسی نشده است. در این پژوهش فرآیند خروج مایع از نازل در رژیم چکیدن با استفاده از یک رویکرد نامیرا در مدل کردن سطح مشترک شبیه‌سازی و سپس تأثیر پارامترهای مختلف روی این فرآیند بررسی می‌شود. با استفاده از رویکرد نامیرا در مدل‌سازی سطح مشترک، شرایط پرش در سطح مشترک به صورت دقیق اعمال و ناپیوستگی کمیت‌ها در سطح مشترک حفظ می‌گردد.

۲- معادلات حاکم

۲- ۱- معادلات جریان

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + \boldsymbol{u}.\nabla \boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{1}{\rho}\nabla.\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{g} \qquad (۲)$$

با فرض تراکم ناپذیری همه فازها، معادلات بقای جرم و ممنتوم به صورت زیر بیان می‌شوند [۱۹]:

$$\tau = \mu(\nabla \boldsymbol{u} + \nabla \boldsymbol{u}^T) \qquad (۳)$$

در رابطه بالا $\boldsymbol{u} = (u, v)$ بردار سرعت، ρ چگالی، p فشار، $\boldsymbol{g}$ بردار جاذبه، t زمان، $\hat{\boldsymbol{o}}$ تانسور تنش لزجت است که به صورت معادله (۳) بیان می‌شود:

μ لزجت دینامیکی است و بالانویس T عملگر ترانهاده[3] است.

۲- ۲- شرایط پرش در سطح مشترک

در مسائل دو فازی مقدار پارامترهای فیزیکی در دو طرف سطح مشترک دارای اختلاف بوده که این اختلاف منجر به ایجاد پرش در سطح مشترک می‌شود. پرش کمیت A در سطح مشترک Γ به صورت معادله (۴) تعریف می‌شود [۱۹]:

$$[A]_\Gamma = A^+ - A^- \qquad (۴)$$

که بالانویس مثبت نشان‌دهنده ناحیه بیرون سطح مشترک و بالانویس منفی ناحیه داخل سطح مشترک را نشان می‌دهد. با اعمال بقای مومنتوم در سطح مشترک، شرایط پرش در جهت عمود بر سطح مشترک برای سطح مشترکی که با سرعت موضعی سیال حرکت می‌کند به صورت زیر بیان می‌شوند [۱۹]:

$$\left[\begin{pmatrix} \boldsymbol{n} \\ \boldsymbol{t} \end{pmatrix}\left(p\boldsymbol{I} - (\boldsymbol{\tau})\boldsymbol{n}^T\right)\right]_\Gamma = \begin{pmatrix} \gamma\kappa \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (۵)$$

κ انحنا و γ کشش سطحی است. n و t بترتیب بردارهای یکه عمود و مماس بر سطح مشترک و I تانسور همانی می‌باشد. با جایگذاری تانسور تنش در معادله (۵) می‌توان این معادله را به صورت دو معادله مجزا بازنویسی کرد [۱۹]:

$$\left[p - 2\mu\left(\nabla u.\boldsymbol{n}, \nabla v.\boldsymbol{n}\right).\boldsymbol{n}\right]_\Gamma = \gamma\kappa \qquad (۶)$$

$$\left[\mu\left(\nabla u.\boldsymbol{n}, \nabla v.\boldsymbol{n}\right)\boldsymbol{t} + \mu\left(\nabla u\boldsymbol{t}, \nabla v\boldsymbol{t}\right).\boldsymbol{n}\right]_\Gamma = 0 \qquad (۷)$$

با توجه به لزج بودن جریان مؤلفه‌های سرعت در سطح مشترک پیوسته هستند:

$$[u]_\Gamma = [v]_\Gamma = 0 \qquad (۸)$$

مشتقات مماسی مؤلفه‌های سرعت نیز پیوسته می‌باشند:

1 Chakraborty
2 Orifice
3 Transpose

$$[\nabla u\,\boldsymbol{t}]_\Gamma = [\nabla v\,\boldsymbol{t}]_\Gamma = 0 \tag{۹}$$

با استفاده از معادلات (۹) و به کمک اتحاد

$$(\nabla u.\boldsymbol{n}, \nabla v.\boldsymbol{n})\boldsymbol{n} + (\nabla u\,\boldsymbol{t}, \nabla v\,\boldsymbol{t})\boldsymbol{t} = \nabla\cdot\boldsymbol{u} = 0 \tag{۱۰}$$

رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\left[(\nabla u.\boldsymbol{n}, \nabla v.\boldsymbol{n})\boldsymbol{n}\right]_\Gamma = 0 \tag{۱۱}$$

با استفاده از معادله بالا، معادله (۶) به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$[p]_\Gamma - 2[\mu]_\Gamma (\nabla u.\boldsymbol{n}, \nabla v.\boldsymbol{n})\boldsymbol{n} = 0 \tag{۱۲}$$

معادله (۷) را نیز به کمک معادلات (۹) و (۱۱) و پس از انجام عملیات ریاضی می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد [۱۹]:

$$\begin{bmatrix} \mu u_x & \mu u_y \\ \mu v_x & \mu v_y \end{bmatrix}_\Gamma = [\mu]_\Gamma \begin{pmatrix} \nabla u \\ \nabla v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \boldsymbol{t} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 0 \\ \boldsymbol{t} \end{pmatrix} + [\mu]_\Gamma \boldsymbol{n}^T\boldsymbol{n} \begin{pmatrix} \nabla u \\ \nabla v \end{pmatrix} \boldsymbol{n}^T\boldsymbol{n} - \begin{pmatrix} 0 \\ \boldsymbol{t} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 0 \\ \boldsymbol{t} \end{pmatrix} \left([\mu]_\Gamma \begin{pmatrix} \nabla u \\ \nabla v \end{pmatrix}^T \right) \boldsymbol{n}^T\boldsymbol{n} \tag{۱۳}$$

معادله (۱۲) بیانگر شرط پرش فشار و معادله (۱۳) بیان کننده شرط پرش مربوط به جملات لزجت روی سطح مشترک است.

۳- روش‌های عددی

برای انجام شبیه‌سازی‌ها یک کد فرترن توسط نویسندگان توسعه داده شده است. معادلات حاکم با به کارگیری روش تفاضل محدود[1] بر روی شبکه جابجاشده[2] گسسته‌سازی می‌شوند. جملات جابجایی در معادلات، با روش وینو[3] با دقت مرتبه پنج و جملات پخش، با تقریب مرکزی مرتبه دو گسسته‌سازی می‌شوند. گسسته‌سازی جملات زمانی با روش رانگ-کوتا[4] با دقت مرتبه سه انجام می‌شود. معادلات جریان به کمک روش تصویرسازی[5] حل می‌شوند. برای ردیابی سطح مشترک از روش سطح تراز استفاده می‌گردد و شرایط پرش در سطح مشترک به کمک روش سیال مجازی اعمال می‌شوند.

۳- ۱- روش تصویرسازی

از روش تصویرسازی برای حل معادلات جریان استفاده می‌شود. این روش ابتدا توسط چورین[6] [۲۰] پیشنهاد شد. نسخه صریح این روش در واقع یک روش گام جزئی[7] با دقت مرتبه اول در زمان است [۲۱]. در گام اول یک شبه سرعت $\boldsymbol{u}^*$ به صورت صریح از طریق معادله زیر محاسبه می‌شود:

$$\frac{\boldsymbol{u}^* - \boldsymbol{u}^n}{\Delta t} + \boldsymbol{u}^n\cdot\nabla\boldsymbol{u}^n = \frac{\nabla\cdot\left[\mu\left(\nabla\boldsymbol{u}^n + \left(\nabla\boldsymbol{u}^n\right)^T\right)\right]}{\rho} + g \tag{۱۴}$$

معادله بالا در واقع معادله مومنتوم بدون گرادیان فشار است. توجه کنید که تنها گسسته‌سازی زمانی در معادله (۱۴) اعمال شده است. در مرحله بعد سرعت‌های واقعی در گام جدید با استفاده از معادلات زیر به دست می‌آیند:

$$\frac{\boldsymbol{u}^{n+1} - \boldsymbol{u}^*}{\Delta t} + \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} = 0 \tag{۱۵}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}^{n+1} = 0 \tag{۱۶}$$

توجه کنید که ترکیب معادلات (۱۴) و (۱۵) به معادله مومنتوم منجر می‌شود. با اعمال اپراتور دیورژانس[8] به معادله (۱۵) و استفاده از معادله (۱۶)، معادله پواسون[9] زیر برای فشار به دست می‌آید:

$$\nabla\cdot\left(\frac{\nabla p^{n+1}}{\rho}\right) = \frac{\nabla\cdot\boldsymbol{u}^*}{\Delta t} \tag{۱۷}$$

به طور خلاصه در این روش، ابتدا شبه سرعت $\boldsymbol{u}^*$ توسط معادله (۱۴) محاسبه می‌شود. سپس از معادله (۱۷) برای محاسبه فشار استفاده می‌شود. سرانجام سرعت در گام زمانی جدید با استفاده از معادله (۱۵) محاسبه می‌شود.

1 Finite difference
2 Staggered grid
3 Weighted essentially non-oscillatory
4 Runge-Kutta method
5 Projection method

6 Chorin
7 Fractional step method
8 Divergence Operator
9 Poisson

شرط مرزی برای فشار با تصویر کردن معادله برداری (۱۵) در راستای بردار یکه عمود بر مرز $\boldsymbol{n}$ (به سمت خارج) به دست می‌آید. بنابراین، شرط نیومن[1] برای فشار به صورت زیر خواهد بود:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial n}\right)_{\Gamma}^{n+1} = -\frac{\rho\left(\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{n+1} - \boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*}\right).\boldsymbol{n}}{\Delta t} \tag{۱۸}$$

زیرنویس Γ مرز را نشان می‌دهد.

ویژگی اصلی روش تصویرسازی این است که حل عددی مستقل از مقدار $\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*}$ است. این ادعا بر اساس دو نکته می‌باشد: ۱) $\boldsymbol{u}^{*}$ در نقاط داخلی مستقل از $\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*}$ است. زیرا توسط یک روش صریح محاسبه می‌شود. ۲) مقدار $\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*}$ در سمت راست معادله پواسون (معادله (۱۷)) و نیز در سمت راست شرط نیومن (معادله (۱۸)) ظاهر می‌شود. با گسسته‌سازی این معادلات و ترکیب آن‌ها می‌توان نشان داد که اثر $\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*}$ در معادله پواسون حذف می‌گردد [۲۱]. با توجه به استقلال حل عددی از مقدار $\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*}$ می‌توان $\boldsymbol{u}_{\Gamma}^{*} = \boldsymbol{u}_{\Gamma}^{n+1}$ را انتخاب و شرط گرادیان فشار صفر را روی مرز Γ اعمال نمود. واضح است که این شرط صرفاً یک شرط عددی است و بدین مفهوم نیست که گرادیان فشار واقعی صفر است [۲۱].

در این تحقیق، برای حل معادله پواسون فشار از حلگر پاردیسو[2] که مربوط به کتابخانه MKL فرترن می‌باشد، استفاده می‌گردد. این حلگر از روش تجزیه ماتریس برای حل دستگاه معادلات خطی استفاده می‌کند.

۳- ۲- روش سطح تراز

در روش سطح تراز موقعیت سطح مشترک توسط یک تابع اسکالر نظیر ϕ (تابع سطح تراز) بیان می‌شود که مشخص می‌کند هر نقطه در فضا به کدام فاز تعلق دارد. شکل ۱ ناحیه محاسباتی Ω را به نواحی Ω^{+} و Ω^{-} تقسیم می‌کند و تابع سطح تراز را در نواحی مختلف نشان می‌دهد. همان طور که در شکل ۱ مشخص است، در ناحیه داخل علامت ϕ منفی، در بیرون علامت آن مثبت و روی سطح مشترک این مقدار صفر است.

در این روش مقدار تابع در هر دو ناحیه به صورت کمترین فاصله تا سطح مشترک تعریف می‌شود. بنابراین مقدار صفر این تابع مشخص کننده مکان سطح مشترک Γ است که به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۲ و ۲۳]:

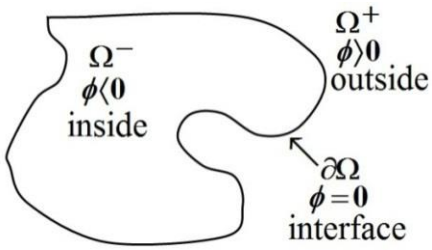


Fig. 1. The level-set function in different regions

شکل ۱: تابع سطح تراز در نواحی مختلف

$$\Gamma = \left\{x \in \Omega \middle| \phi(x) = 0\right\} \tag{۱۹}$$

معادله اساسی تابع سطح تراز به صورت زیر است [۲۲ و ۲۳]:

$$\frac{d}{dt}(\phi(\mathrm{x(t)}, \mathrm{t})) = 0 \tag{۲۰}$$

با استفاده از تعریف مشتق مادی می‌توان نوشت:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \boldsymbol{u}_{\Gamma} \cdot \nabla \phi = 0 \tag{۲۱}$$

در معادله بالا $\boldsymbol{u}_{\Gamma}$ سرعت سطح مشترک است. با استفاده از معادله سطح تراز موقعیت جدید سطح مشترک که تحت تأثیر سرعت آن است به دست می‌آید. با استفاده از تابع ϕ بردار عمود بر سطح به صورت زیر به دست می‌آید:

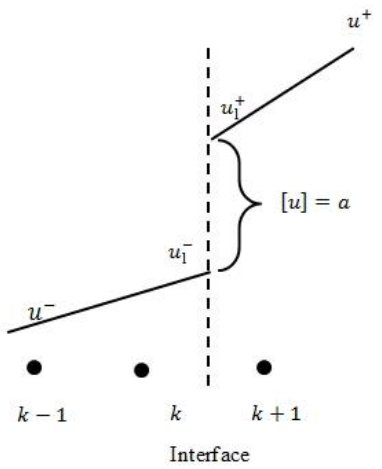
$$\boldsymbol{n} = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \end{pmatrix} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \tag{۲۲}$$

بردار مماس بر سطح که با $\boldsymbol{t}$ نمایش داده می‌شود به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\boldsymbol{t} = \begin{pmatrix} n_2 \\ -n_1 \end{pmatrix} \tag{۲۳}$$

همچنین انحنا نیز از رابطه زیر به دست می‌آید:

1 Neumann
2 Parallel Sparse Direct Solver (PARDISO)



شکل ۲: پرش کمیت u در سطح مشترک

Fig. 2. The jump in quantity u at the interface

$$\kappa = -\nabla \cdot \boldsymbol{n} \tag{۲۴}$$

با وجود مقداردهی اولیه تابع سطح تراز به صورت تابع فاصله علامت‌دار، با حل عددی معادله (۲۱) خاصیت تابع فاصله حفظ نمی‌شود. بروز چنین رفتاری سبب می‌شود که محاسبات مربوط به بردار عمود بر سطح و انحنا، دقت خود را از دست دهند. راه حل رفع این مشکل بازمقداردهی تابع سطح تراز است به گونه‌ای که حل متوقف و با ثابت نگه داشتن مکان سطح یا به عبارتی مقدار صفر تابع، کمترین فاصله هر نقطه تا مکان سطح مشترک جدید محاسبه می‌شود. این کار بایستی به صورت متناوب در طول حل انجام گیرد تا تابع سطح تراز در طول حل همواره به صورت تابع فاصله باقی بماند. برای این منظور از معادله (۲۵) استفاده می‌شود [۲۲ و ۲۳]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = S(\phi_0)\left(1 - |\nabla \phi|\right) \tag{۲۵}$$

در معادله بالا ϕ_0 مقدار تابع سطح تراز قبل از اصلاح، $S(\phi_0)$ تابع علامت میرا و τ زمان مجازی است. اگر حل این معادله تا به دست آوردن جواب پایا ادامه یابد، معادله $|\nabla \phi| = 1$ ارضا می‌گردد که از ویژگی‌های تابع فاصله است. تابع علامت میرا به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۲ و ۲۳]:

$$S(\phi_0) = \frac{\phi_0}{\sqrt{\phi_0^2 + \varepsilon^2}} \tag{۲۶}$$

در رابطه بالا مقدار $\varepsilon = \max(\Delta x, \Delta y)$ است.

۳- ۳- روش سیال مجازی

با استفاده از روش سیال مجازی، شرایط پرش در سطح مشترک دو سیال اعمال می‌شود. با استفاده از این روش، می‌توان پرش کمیت‌ها در سطح مشترک را بدون در نظر گرفتن ضخامت برای سطح مشترک اعمال نمود. بنابراین، ناپیوستگی کمیت‌ها در سطح مشترک حفظ می‌شود [۲۴]. با توجه به شکل ۲ در سطح مشترک Γ، کمیت u به اندازه a پرش دارد که بصورت معادله (۲۷) بیان می‌شود:

$$u^+(x) - u^-(x) = a(x_\Gamma) \tag{۲۷}$$

بالانویس مثبت و منفی به ترتیب نشان‌دهنده کمیت در ناحیه Ω^+ و Ω^- می‌باشند. با به کار بردن این معادله در نقطه x_k با استفاده از u_k^- در ناحیه Ω^- مقدار u_k^+ را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد.

$$u_k^+ = u_k^- + a_\Gamma \tag{۲۸}$$

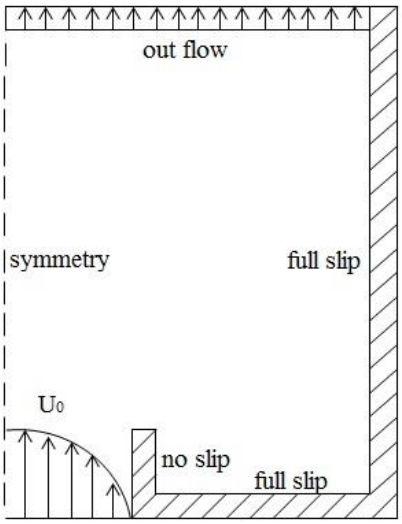
برای نقطه x_{k+1} نیز به همین ترتیب عمل می‌شود. با استفاده از u_{k+1}^+ در ناحیه Ω^+ مقدار u_{k+1}^- را می‌توان به شکل زیربه دست آورد:

$$u_{k+1}^- = u_{k+1}^+ - a_\Gamma \tag{۲۹}$$

۴- نتایج و بحث

۴- ۱- تعریف مسئله

در این تحقیق خروج مایع از نازل و ورود آن به مایع محیط و تشکیل قطرات شبیه‌سازی می‌گردد. شکل ۳ دامنه محاسباتی و شرایط مرزی را نشان می‌دهد. ابعاد دامنه در راستای محور افقی، ۵ برابر شعاع نازل و در راستای محور عمودی، ۳۰ برابر شعاع نازل در نظر گرفته می‌شود. سیال درون نازل و سیال محیط مخلوط نشدنی هستند و این موضوع باعث ایجاد



شکل ۳: دامنه محاسباتی و شرایط مرزی

Fig. 3. The computational domain and boundary conditions

یک سطح مشترک بین دو سیال می‌شود. در این پژوهش از یک مدل دو بعدی تقارن محوری استفاده می‌شود. شرط مرزی تقارن در سمت چپ دامنه محاسباتی، شرط لغزش کامل در سمت راست و پایین بیرون از نازل، شرط مرزی جریان خروجی در بالا دامنه محاسباتی و شرط عدم لغزش در دیواره‌ی نازل به کار گرفته می‌شود. همچنین سرعت در ورودی نازل به صورت پروفیل توسعه یافته اعمال می‌شود:

$$V=2V_0(1-(\frac{x}{R})^2) \qquad 0 \le x \le R \qquad (۳۰)$$

در معادله (۳۰)، R شعاع نازل، V_0 سرعت میانگین سیال در ورود به نازل و x فاصله هر نقطه تا محور تقارن است.

جدول ۱ خواص فیزیکی سیال خروجی از نازل (نفت سفید)، سیال محیط (آب)، قطر نازل و سرعت میانگین سیال در ورود به نازل را ارائه می‌دهد.

تمرکز این تحقیق بر خروج مایع از نازل و ورود آن به مایع محیط و تشکیل قطرات می‌باشد. همان‌گونه که در بخش مقدمه اشاره شد، این پدیده در بسیاری از کاربردهای مهندسی نظیر فرآیند جداسازی مایع-مایع اتفاق می‌افتد. با این حال، هیچ محدودیتی برای انجام شبیه‌سازی با استفاده از روش عددی ارائه شده از نظر میزان نسبت چگالی (یا لزجت) سیال خروجی

Table 1. Simulation parameters

جدول ۱: پارامترهای شبیه سازی

کمیت	مقدار
چگالی سیال خروجی از نازل (ρ_j)	۸۰۹ kgm^{-3}
چگالی سیال محیط (ρ_c)	۹۹۲ kgm^{-3}
لزجت سیال خروجی از نازل (μ_j)	۰/۰۰۲۳ $kgm^{-1}s^{-1}$
لزجت سیال محیط (μ_c)	۰/۰۰۱۰۴ $kgm^{-1}s^{-1}$
کشش سطحی (γ)	۰/۰۳۶۵ Nm^{-1}
قطر نازل (D)	۰/۰۰۹۴ m
سرعت میانگین سیال در نازل (V_0)	۰/۰۰۶ ms^{-1}

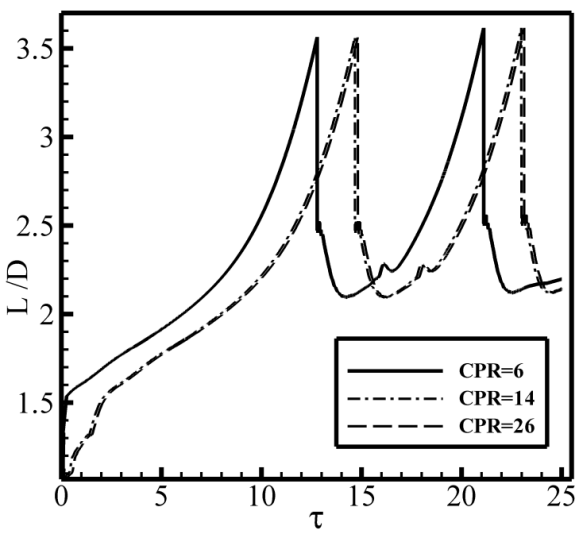
از نازل به سیال محیط وجود ندارد. به عنوان نمونه، پورنادری و پیشه‌ور [۲۳] با استفاده از این تکنیک عددی فرآیند برخورد قطره آب به سطح داغ را در رژیم لیدن‌فراست[1] با موفقیت شبیه‌سازی کردند. چاکرابورتی[2] و همکاران [۱۸] نیز با ترکیب روش‌های سطح تراز و حجم سیال و بر اساس رویکرد میرا در مدل‌سازی سطح مشترک خروج مایع از یک اریفیس و ورود آن به هوا را در رژیم چکیدن شبیه‌سازی کردند که شباهت زیادی به مسئله مورد بررسی در این پژوهش دارد.

۴- ۲- شبکه محاسباتی

به منظور کسب اطمینان از دقت شبیه‌سازی، لازم است شبکه مورد استفاده به قدر کافی ریز باشد تا اندازه شبکه تاثیری بر روی نتایج حاصل نداشته باشد. شبکه‌های مورد بررسی به گونه‌ای انتخاب شده‌اند که تعداد سلول‌های موجود در شعاع نازل[3] $(CPR=\frac{R}{\Delta x})$ برابر ۶، ۱۴ و ۲۶ باشد. Δx اندازه شبکه است.

شکل ۴ اثر شبکه‌های مختلف را بر روی طول بی بعد مایع خروجی از نازل نشان می‌دهد. برای بی‌بعدسازی طول مایع خروجی از قطر نازل (D) استفاده می‌شود. زمان بی‌بعد τ نیز از رابطه زیر بدست می‌آید:

1 Leidenfrost
2 Chakraborty
3 Cell per radius



شکل ۴: طول مایع خروجی بر حسب زمان به ازای شبکه های مختلف

Fig. 4. The length of the outlet liquid versus time for different grids

$$\tau = \frac{t}{\sqrt{\frac{\rho_j R^3}{\gamma}}} \qquad (۳۱)$$

ρ_j چگالی مایع خروجی از نازل است. همانطور که در شکل ۴ مشخص است طول مایع خروجی مربوط به شبکه‌ی با $CPR=۱۴$ انطباق بسیار خوبی با نمودار مربوط به شبکه‌ی $CPR=۲۶$ دارد. بنابراین شبکه با $CPR=۱۴$ برای انجام شبیه‌سازی‌ها مناسب می‌باشد.

۴- ۳- اعتبار مدل عددی

در این بخش به منظور اعتبارسنجی نتایج حاصل، روند تشکیل و جدا شدن قطره از نازل از طریق مقایسه نتایج شبیه‌سازی با نتایج آزمایشگاهی سانگ[1] و همکاران [۲۵] بررسی می‌شود. در شکل ۵ ردیف بالا نتایج آزمایشگاهی و ردیف پایین نتایج کار حاضر است. مقایسه نتایج، دقت روش عددی در تحقیق حاضر را تأیید می‌نماید. همانطور که در شکل ۵ نشان داده شده است، سیال درون نازل بر اثر نیروی اینرسی به سمت بالا حرکت می‌کند. در مرحله اول یک سطح مشترک گنبدی شکل ظاهر می‌شود ($t=۰s$). در ادامه یک سطح مشترک گردنی شکل تشکیل می‌گردد ($t=۰/۶s$). با غلبه نیروی اینرسی بر نیروی کشش سطحی یک قطره از سیال خروجی از نازل جدا می‌شود. بلافاصله پس از جدا شدن اولین قطره در پشت آن سطح مشترک نوکتیزی (مربوط به مایع خروجی از نازل) تشکیل می‌گردد ($t=۰/۶۸s$). به علت نیروی کشش سطحی قوی در قسمت نوک‌تیز، مایع خروجی از نازل به سمت نازل برمی‌گردد ($t=۰/۷s$). در ادامه قطره به دلیل نیروهای اینرسی و شناوری به سمت بالا حرکت می‌کند ($t=۰/۷۸-۱/۲s$).

در ادامه نتایج تحقیق حاضر با نتایج عددی ریچاردز[2] و همکاران [۲۶] مقایسه می‌شود. سیال خروجی از نازل هپتان و سیال محیط آب می‌باشد. شعاع داخلی و خارجی نازل بترتیب ۰/۳۴۴ و ۰/۵۱ سانتی‌متر و سرعت متوسط سیال درون نازل ۱۵/۴۸ سانتی‌متر بر ثانیه است. نتایج شبیه‌سازی‌ها در شکل ۶ ارائه شده است. چنانچه مشاهده می‌گردد، تطابق بین نتایج رضایتبخش است. اختلاف کمی که بین شکل‌ها در لحظه ۰/۲ ثانیه مشاهده می‌شود را می‌توان به اختلاف روش‌های عددی نسبت داد. ریچاردز و همکاران از ترکیب روش‌های حجم سیال و نیروی سطحی پیوسته[3] برای مدل‌سازی سطح مشترک استفاده کردند. در روش مورد استفاده آن‌ها کمیت‌های ناپیوسته در عرض سطح مشترک میرا می‌شوند. در تحقیق حاضر از ترکیب روش‌های سطح تراز و سیال مجازی برای مدل کردن سطح مشترک استفاده شده است. بنابراین، ناپیوستگی کمیت‌ها در سطح مشترک حفظ می‌گردد. همچنین، در روش سطح تراز به علت استفاده از یک تابع پیوسته هموار (برخلاف روش حجم سیال)، نیروی کشش سطحی با دقت بالایی محاسبه می‌گردد.

۴- ۴- بررسی اثر پارامترهای مختلف بر رفتار سیال

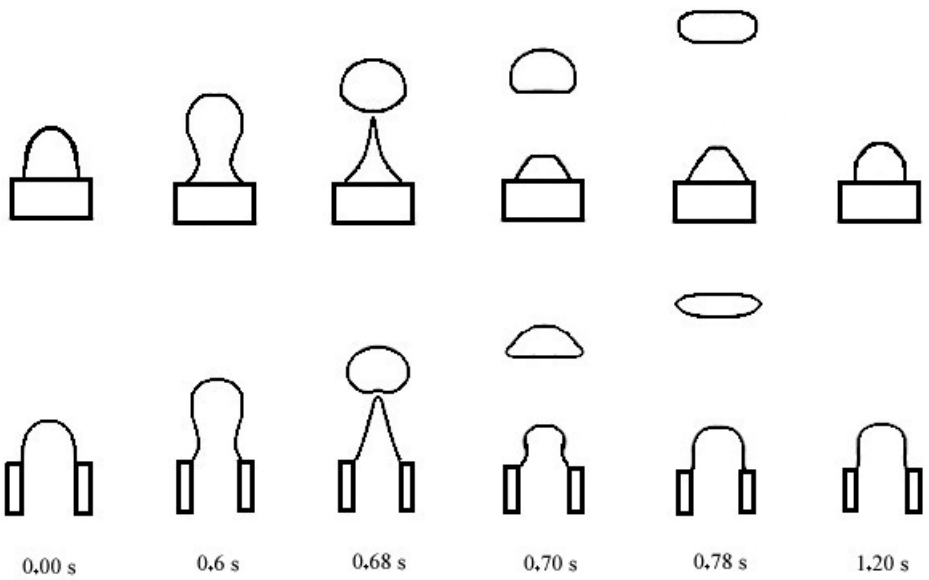
هنگامی که سیال از درون نازل وارد یک محیط مخلوط نشدنی دیگری می‌شود، با توجه به سرعت جریان، خواص سیال و اندازه نازل رفتارهای متفاوتی از خود نشان می‌دهد. در این بخش تأثیر پارامترهای بی‌بعد مختلف بر روی فرآیند تشکیل و جدا شدن قطره مطالعه می‌شود. تشکیل و جدا شدن قطره نتیجه تقابل نیروهای اینرسی، کشش سطحی، لزجت و گرانش است. در این فرآیند، اعداد بی‌بعدی که نقش اساسی در تعیین رفتار سیال دارند شامل موارد زیر هستند:

- عدد وبر: نسبت نیروی اینرسی به کشش سطحی سیال ($We=\frac{r_j V_0^2 D}{\gamma}$)

1 Song

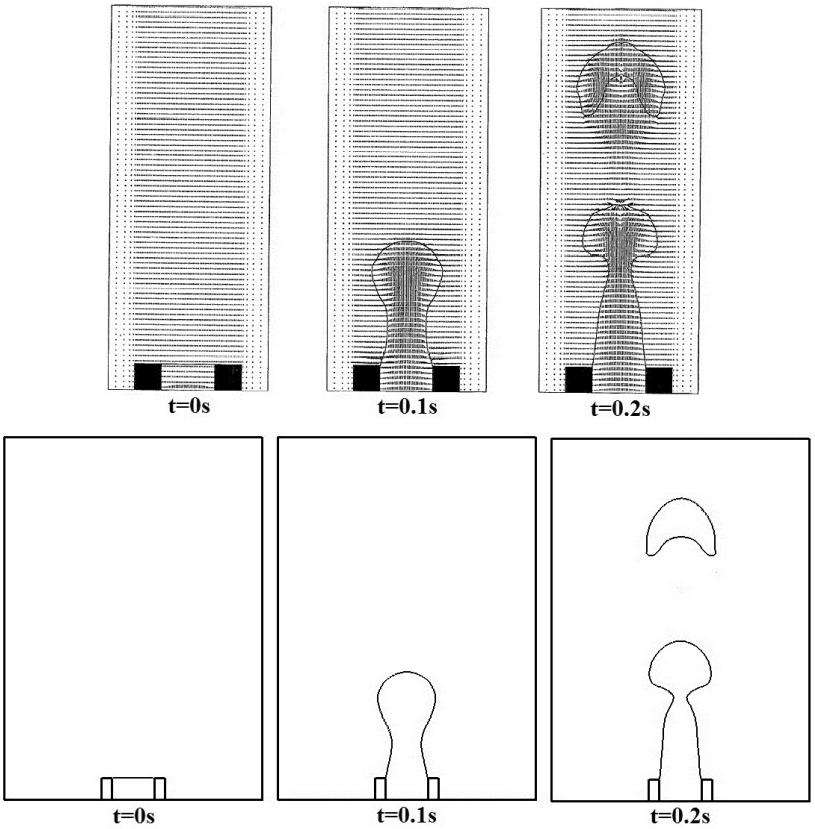
2 Richards

3 Continuous surface force



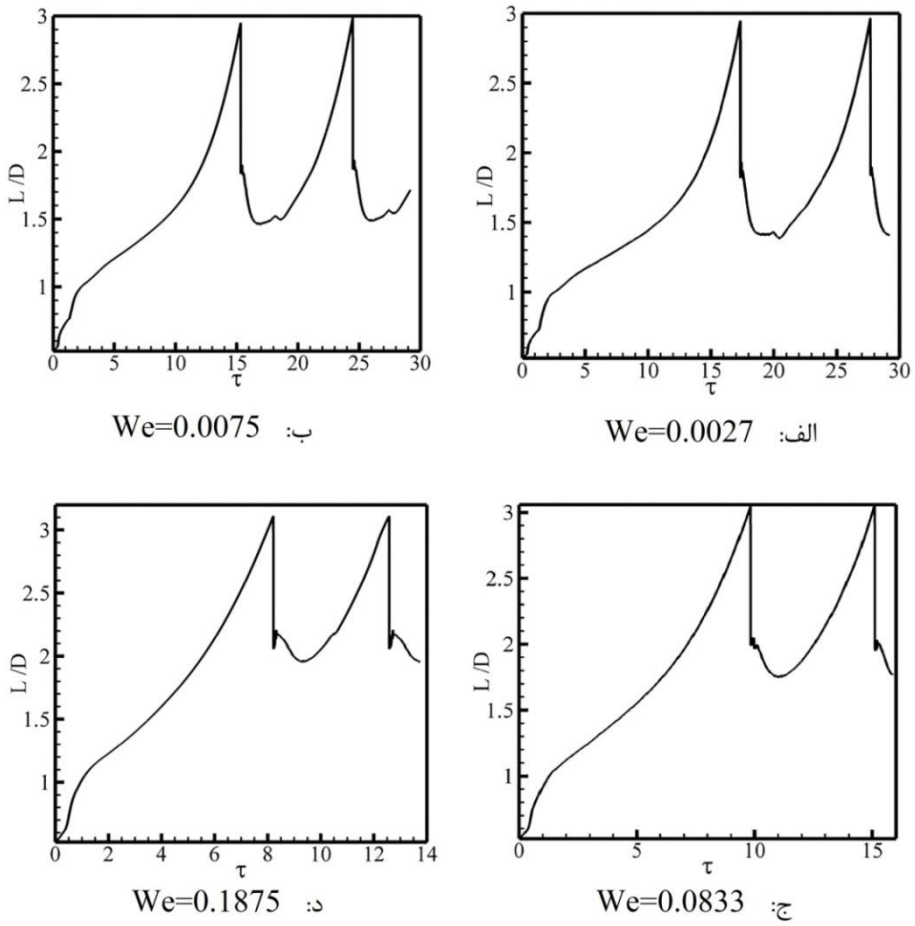
شکل ۵: مقایسه نتایج شبیه‌سازی (ردیف پایین) با نتایج آزمایشگاهی [۲۵] (ردیف بالا)

Fig. 5. . The comparison between the simulation (the below row) and experimental [25] (the above row) results



شکل ۶: مقایسه نتایج شبیه‌سازی (ردیف پایین) با نتایج عددی [۲۶] (ردیف بالا)

Fig. 6. The comparison between the simulation (the below row) and numerical [26] (the above row) results



شکل ۷: طول مایع خروجی بر حسب زمان به ازای اعداد وبر مختلف

Fig. 7. The length of the outlet liquid versus time for different Weber numbers

- عدد اهنسرج[1]: ارتباط نیروی لزجت با نیروهای اینرسی و کشش سطحی $(Oh = \frac{\mu_j}{\sqrt{r_j D g}})$
- عدد باند[2]: نسبت نیروی گرانش به نیروی کشش سطحی $(Bo = \frac{r_j g D^2}{\gamma})$
- نسبت لزجت: نسبت لزجت سیال محیط به سیال درون نازل $(\lambda = \frac{\mu_c}{\mu_j})$
- نسبت چگالی: نسبت چگالی سیال محیط به سیال درون نازل $(\eta = \frac{\rho_c}{\rho_j})$

در روابط بالا زیرنویس j نشان دهنده‌ی سیال درون نازل و زیرنویس c بیانگر سیال محیط می‌باشد. D نیز قطر داخلی نازل را نمایش می‌دهد.

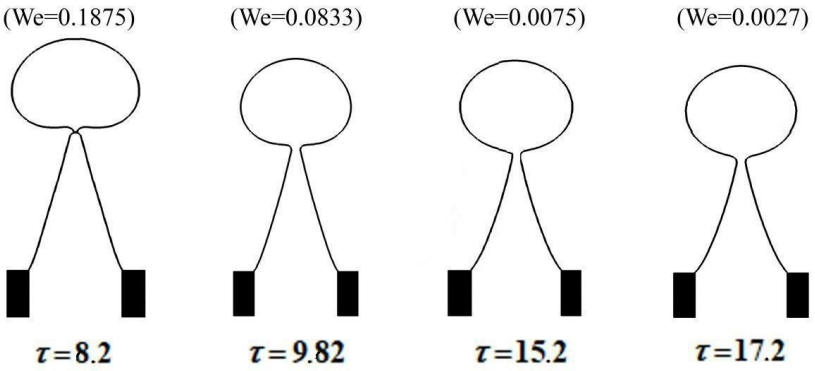
در ادامه برای نسبت لزجت و نسبت چگالی ثابت، تأثیر اعداد بدون بعد وبر، اهنسرج و باند روی رفتار هیدرودینامیکی مایع خروجی از نازل بررسی می‌شود.

1 Ohnesorge number
2 Bond number

۴- ۴- ۱- بررسی تأثیر عدد وبر

در این قسمت، تأثیر عدد وبر مایع خروجی از نازل بررسی می‌شود. شکل ۷ طول بی‌بعد مایع خروجی بر حسب زمان بی‌بعد را برای اعداد وبر مختلف نمایش می‌دهد. با افزایش عدد وبر نیروی اینرسی نسبت به نیروی کشش سطحی افزایش پیدا می‌کند. این امر منجر به افزایش طول مایع خروجی می‌گردد. همچنین مقایسه نتایج حاصل نشان می‌دهد که با افزایش عدد وبر، زمان شکست مایع (زمان جدا شدن اولین قطره) بدلیل غلبه سریع‌تر نیروی اینرسی بر نیروی کشش سطحی کاهش می‌یابد. چنانچه مشاهده می‌شود، قله‌های نمودارها نیز در شکل ۷ به هم نزدیک می‌شوند که معنای آن کمتر شدن فاصله زمانی جدا شدن قطره‌ها می‌باشد.

همچنین با توجه به شکل ۷ می‌توان مشاهده کرد که سیال خروجی بعد از جدا شدن قطره کمتر به سمت نازل کشیده می‌شود که دلیل آن افزایش نیروی اینرسی در مقابل نیروی کشش سطحی می‌باشد. در واقع بازگشت



شکل ۸: شکل سیال در حال خروج از نازل در آستانه جدا شدن قطره به ازای اعداد وبر مختلف

Fig. 8. The outlet liquid at the instant of the droplet breakup for different Weber numbers

سیال به سمت نازل به دلیل نیروی کشش سطحی قوی در قسمت نوک تیز مایع خروجی (بعد از جدا شدن قطره) می‌باشد که افزایش نسبی نیروی اینرسی از میزان بازگشت سیال به سمت نازل می‌کاهد. شکل ۸ نیز شکل سیال خروجی از نازل در لحظه جدا شدن اولین قطره را نمایش می‌دهد. کشیدگی بیشتر سیال با افزایش عدد وبر و کاهش زمان جدا شدن قطره در این شکل نیز قابل مشاهده است.

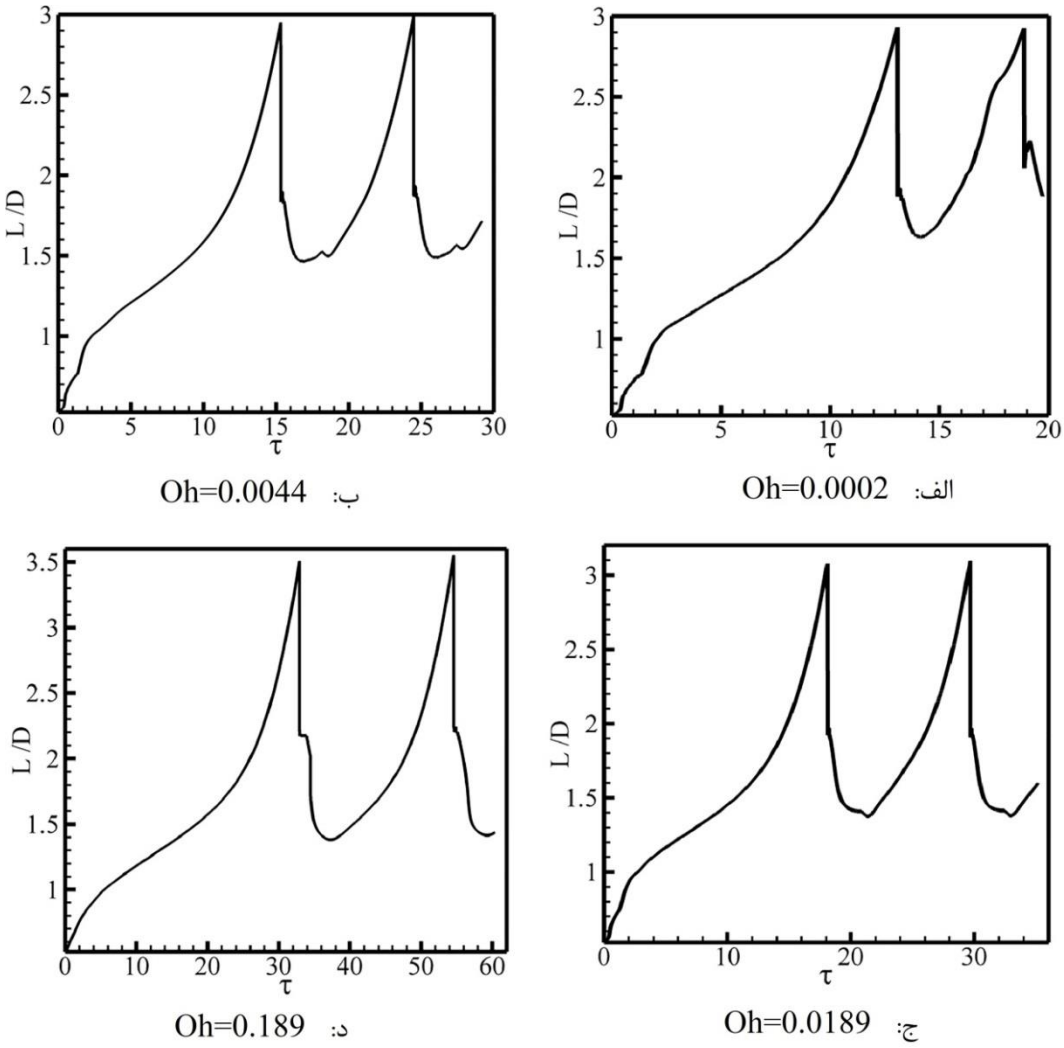
۴- ۴- ۲- بررسی تأثیر عدد اهنسرج

در این قسمت، تأثیر عدد اهنسرج مایع خروجی از نازل بررسی می‌شود. شکل ۹ طول بی‌بعد مایع خروجی بر حسب زمان بی‌بعد برای اعداد اهنسرج مختلف را نمایش می‌دهد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود، با افزایش عدد اهنسرج و افزایش تأثیر نیروهای لزجت، مایع خروجی بیشتر کشیده می‌شود. همچنین، با افزایش عدد اهنسرج زمان شکست مایع خروجی از نازل افزایش می‌یابد. دور شدن فاصله قله‌ها در نمودار طول مایع خروجی نیز اثر نیروی لزجت می‌شود. با توجه به شکل ۹، افزایش نسبی نیروهای لزجت همچنین سبب می‌شود مایع خروجی پس از جدا شدن قطره بیشتر به سمت نازل کشیده شود. همانطور که قبلاً اشاره شد، افزایش نیروی در قسمت نوک تیز مایع خروجی (پس از جدا شدن قطره) منجر به بازگشت مایع به سمت نازل می‌شود. نیروی مقاوم لزجت نیز هماهنگ با نیروی کشش سطحی عمل می‌کند و افزایش آن سبب کشیدگی بیشتر مایع به سمت نازل می‌گردد.

شکل ۱۰ نیز شکل سیال خروجی از نازل در لحظه جدا شدن اولین قطره را نمایش می‌دهد. در این شکل نیز کشیدگی بیشتر سیال و نیز افزایش زمان جدا شدن قطره با افزایش عدد اهنسرج را می‌توان مشاهده کرد.

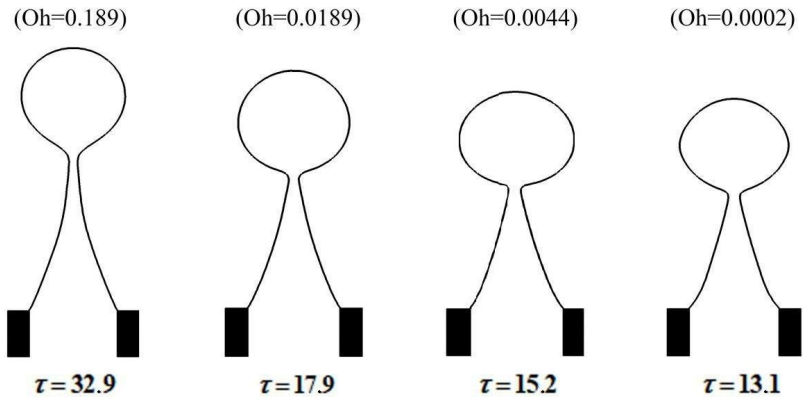
۴- ۴- ۳- بررسی تأثیر عدد باند

اگرچه در شرایط خاص می‌توان از اثرات گرانش صرف نظر کرد ولی در حالت کلی این نیرو تأثیر بسیاری بر روی رفتار هیدرودینامیکی مایع خروجی از نازل دارد. شکل ۱۱ طول بی‌بعد مایع خروجی بر حسب زمان بی‌بعد برای اعداد باند مختلف را نمایش می‌دهد. با افزایش نیروی گرانش نسبت به نیروی کشش سطحی و در نتیجه افزایش عدد باند، طول مایع خروجی کم می‌شود. در واقع، افزایش نسبی نیروی گرانش موجب افزایش نیروی بازدارنده در مقابل حرکت مایع خروجی می‌گردد. در این حالت، زمان شکست مایع نیز به علت کاهش نسبی نیروی کشش سطحی کاهش می‌یابد. کم شدن فاصله بین قله‌های نمودار طول مایع خروجی از نازل نیز بیانگر کم شدن فاصله زمانی جدا شدن قطره‌هاست. همچنین بر اساس شکل ۱۱ پس از جدا شدن قطره، میزان برگشت سیال به سمت نازل کمتر می‌شود. بازگشت مایع به سمت نازل (پس از جدا شدن قطره) به شدت تحت تأثیر نیروی کشش سطحی می‌باشد. کاهش نسبی این نیرو منجر به برگشت کمتر سیال به سمت نازل می‌شود. نکته قابل توجه دیگر کاهش اندازه قطره‌ها با افزایش عدد باند می‌باشد. کاهش نسبی نیروی کشش سطحی در اعداد باند بزرگ، موجب جدایش سریع‌تر قطرات با اندازه‌های کوچک‌تر می‌شود. در واقع در این حالت با خروج حجم مایع کمتری از نازل، جدا شدن قطره اتفاق می‌افتد. این امر منجر به تولید قطره با اندازه کوچک‌تر می‌شود. شکل ۱۲ نیز شکل سیال خروجی از نازل در لحظه جدا شدن اولین قطره را ارائه می‌دهد. کاهش کشیدگی قطره، کاهش زمان جدا شدن قطره و نیز کاهش اندازه قطره با



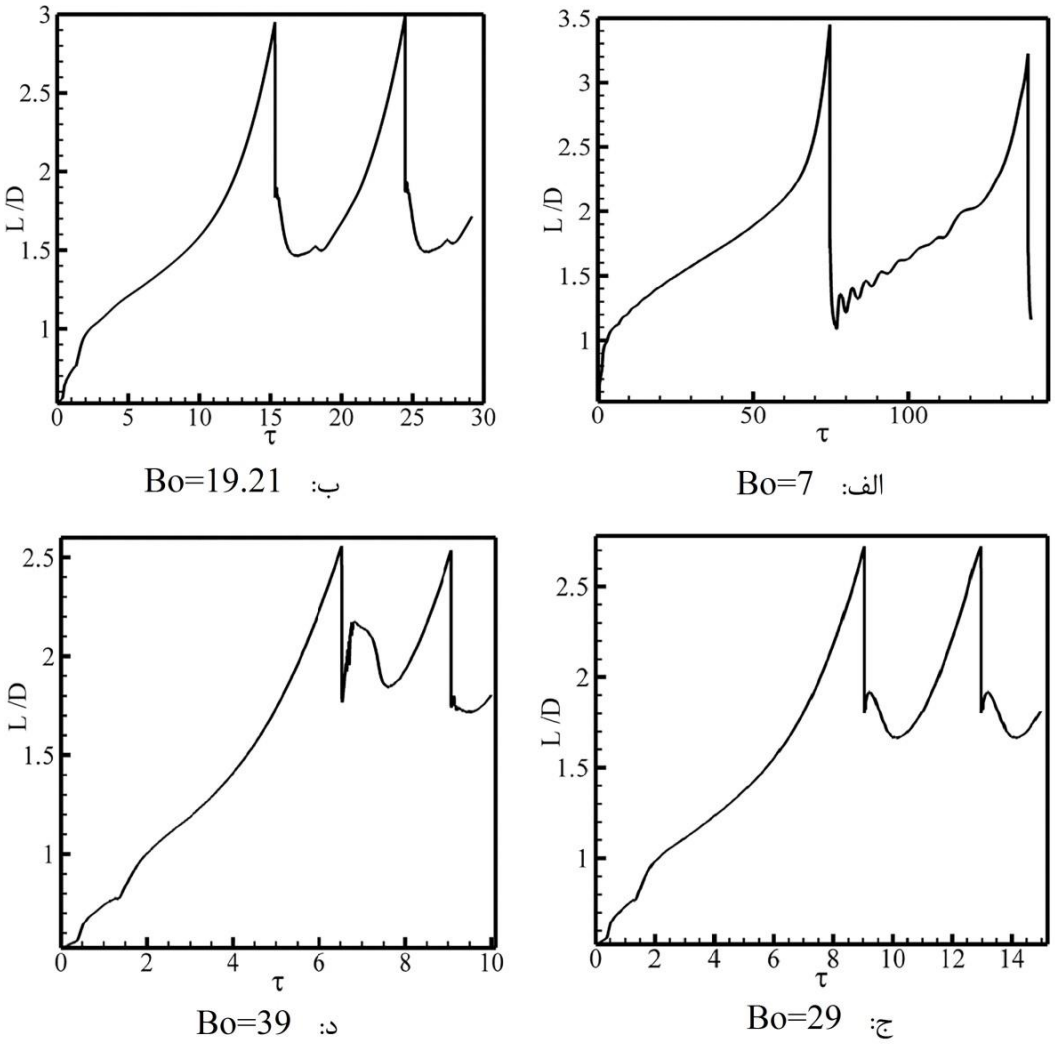
شکل ۹: طول مایع خروجی بر حسب زمان به ازای اعداد اهنسرج مختلف

Fig. 9. The length of the outlet liquid versus time for different Ohnesorge numbers



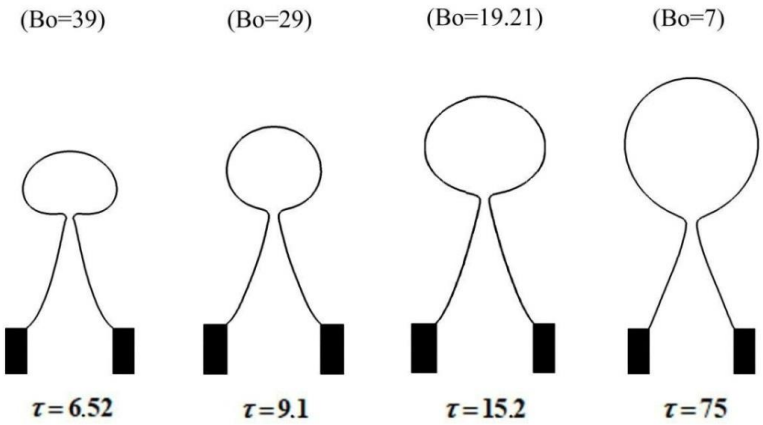
شکل ۱۰: شکل سیال در حال خروج از نازل در آستانه جدا شدن قطره به ازای اعداد اهنسرج مختلف

Fig. 10. The outlet liquid at the instant of the droplet breakup for different Ohnesorge numbers



شکل ۱۱: طول مایع خروجی بر حسب زمان به ازای اعداد باند مختلف

Fig. 11. The length of the outlet liquid versus time for different Bond numbers



شکل ۱۲: شکل سیال در حال خروج از نازل در آستانه جدا شدن قطره به ازای اعداد باند مختلف

Fig. 12. The outlet liquid at the instant of the droplet breakup for different Bond numbers

افزایش عدد باند در این شکل قابل مشاهده است.

۵- نتیجه‌گیری

در این پژوهش، خروج سیال از یک نازل در رژیم چکیدن با استفاده از یک رویکرد نامیرا در مدل کردن سطح مشترک شبیه‌سازی می‌شود. معادلات حاکم بر مسئله شامل معادلات بقای جرم، ممنتوم در حالت تراکم‌ناپذیر است. برای دنبال کردن سطح مشترک از روش سطح تراز و برای اعمال شرایط پرش در سطح مشترک از روش سیال مجازی استفاده می‌شود. ابتدا فرآیند خروج سیال از نازل شبیه‌سازی و نتایج حاصل با نتایج آزمایشگاهی مقایسه می‌شود. سپس تأثیر اعداد بی‌بعد وبر، اهنسرج و باند بر رفتار هیدرودینامیکی سیال مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج حاصل به شرح زیر می‌باشند:

- با افزایش عدد وبر از ۰/۰۰۲۷ به ۰/۱۸۷۵ و در واقع با افزایش نیروی اینرسی نسبت به نیروی کشش سطحی، طول مایع خروجی حدود ۷ درصد افزایش و زمان شکست مایع خروجی از نازل حدود ۵۲ درصد کاهش می‌یابد و قطرات زودتر جدا می‌شوند. همچنین با افزایش عدد وبر، سیال خروجی بعد از جدا شدن هر قطره، کمتر به سمت نازل کشیده می‌شود.
- افزایش عدد اهنسرج از ۰/۰۰۰۲ به ۰/۱۸۹ سبب افزایش طول مایع خروجی تقریباً به میزان ۲۱ درصد و افزایش زمان شکست مایع به میزان ۱۵۱ درصد می‌شود. همچنین افزایش عدد اهنسرج سبب می‌شود که سیال خروجی بعد از جدا شدن قطره، بیشتر به سمت نازل کشیده شود.
- با افزایش عدد باند از ۷ به ۳۹، طول مایع خروجی حدود ۲۶ درصد و زمان شکست مایع خروجی از نازل حدود ۹۱ درصد کاهش می‌یابد. همچنین با افزایش عدد باند میزان برگشت مایع به سمت نازل پس از شکست کمتر می‌شود. اندازه قطرات تشکیل شده نیز با افزایش عدد باند، به میزان قابل توجهی کاهش می‌یابد.

منابع

[1] J. Eggers and E. Villermaux, Physics of liquid jets, Reports on Progress in Physics, 71 (2008),.532-537.

[2] O. Rabinovych, R. Pedrak, I. W. Rangelow, H. Ruehling and M. Maniak, Nanojet as a chemical scalpel for accessing the internal 3-D structure of biological cells, Microelectronic Engineering, 73 (2004) 843-846.

[3] T. Han and J. J. Yoh, A laser based reusable microjet injector for transdermal drug delivery, Journal of Applied Physics, 107 (2010) 103-110.

[4] D. F. Rutland and G. J. Jameson, Theoretical prediction of the sizes of drops formed in the breakup of capillary jets, Chemical Engineering Science, 25(1970) 1689-1698.

[5] N. N. Mansour and T. S. Lundgren, Satellite formation in capillary jet breakup, Physics of Fluids A: Fluid Dynamics2, 1141 (1990) 215-222.

[6] M. Tjahjadi, H. A. Stone and J. M. Ottino, Satellite and subsatellite formation in capillary breakup, Journal of Fluid Mechanics, 243 (1992) 297-317.

[7] D. F. Fletcher, M. Mccaughe, and R. W. Hall, Numerical simulation of a laminar jet flow: a comparision of three CFD models, Computer Physics Communications, 78 (1993) 113-120.

[8] K. Shibata, S. Koshizuka and Y. Oka, Numerical analysis of jet breakup behavior using a particle method, Journal of Nuclear Science and Technology, 41 (2004) 715-722.

[9] O. Desjardins, V. Moureau and H. Pitsch, An accurate conservative level set/ ghost fluid method for simulating turbulent atomization, Journal of Computational Physics, 227 (2008) 8395-8416.

[10] S. Homma, J. Koga, S. Matsumoto, M. Song and G. Tryggvason, Breakup mode of an axisymmetric liquid jet injected into another immiscible liquid", Chemical Engineering Science, 61 (2006) 3986-3996.

[11] M. A. Herrada, J. M. Montanero, C. Ferrera and A. M. Ganan-Calvo, Analysis of the dripping-jetting transition in compound capillary jets, Journal of Fluid Mechanics, 649 (2010) 523-536.

[12] Z. Z. Che, T. N. Wong, N. T. Nguyen, Y. F. Yap and J. C. K. Chai, Numerical investigation of upstream pressure fluctuation during growth and breakup of pendant drops,

Chemical Engineering Science, 66 (2011) 5293-5300.

[13] A. Sauret and H. C. Shum, Beating the jetting regime, Journal of Fluid Mechanics, 13 (2012) 351-362.

[14] C. Hoefler, S. Braun, R. Koch and H. J. Bauer, Modeling spray formation in gas turbines-a new meshless approach, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 135 (2013) 11503-11508.

[15] X. S. Tian, H. Zhao, H. F. Liu, W. F. Li and J. L. Xu, Liquid entrainment behavior at the nozzle exit in coaxial gas-liquid jets, Chemical Engineering Science, 107 (2014) 93-101.

[16] F. J. Salvador, J. V. Romero, M. D. Rosello and D. Jaramillo, Numerical simulation of primary atomization in diesel spray at low injection pressure, Journal of Computational and Applied Mathematics, 291 (2016) 94-102.

[17] D. Trainer, Breakup length and liquid splatter characteristics of air-assisted water jet, International Journal of Multiphase Flow, 81(2016) 77-87.

[18] I. Chakraborty, M. Rubio-Rubio, A. Sevilla and J. M. Gordillo, Numerical simulation of axisymmetric drop formation using a coupled level set and volume of fluid method, International Journal of Multiphase Flow, 84 (2016) 54-65.

[19] M. Kang, R. P. Fedkiw and X. D. Liu, A boundary condition capturing method for multiphase incompressible flow, Journal of Scientific Computing, 15 (2000) 323-360.

[20] A. J. Chorin, Numerical solution of the Navier-Stokes equations, Mathematics of Computation, 22 (1968) 745-762.

[21] R. Peyret and T. D. Taylor, Computational methods for fluyid flow, Springer-Verlag, New York, 1983.

[22] S. Osher and R. P. Fedkiw, Level set methods and dynamic implicit surfaces, Springer-Verlag, New York, 2003.

[23] P. Pournaderi and A. R. Pishevar, A numerical investigation of droplet impact on a heated wall in the film boiling regime, Heat and Mass Transfer, 48 (2012) 1525–1538.

[24] M. Kang, R. P. Fedkiw and X. D. Liu, A boundary condition capturing method for poisson's equation on irregular domains, Journal of Computational Physics, 160 (2000) 151–178.

[25] M. Song, S. Homma and K. Hong, Formation of oil drops discharged underwater, Proceedings of the Ninth International Offshore and Polar Engineering Conference, 1(1999) 390-396.

[26] J. R. Richards, A. N. Beris and A. M. Lenhoff, Drop formation in liquid-liquid systems before and after jetting, Physics of Fluids, 7 (1995) 2617.

این صفحه عمداً خالی است