

بررسی رفتار دینامیکی و الگوی جریان دوفازی قطره در حال سقوط با استفاده از روش عددی شبکه بولتزمن

محمد علی راعی*

استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد آیت الله آملی، آمل، ایران

سید اسماعیل موسوی تیله بنی

کارشناس ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل، بابل، ایران

کیوان فلاح

استادیار، عضو باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان، واحد ساری، دانشگاه آزاد اسلامی، ساری، ایران

آتنا قادری

استادیار، گروه مهندسی مکانیک، موسسه آموزش عالی روزبهان، ساری، ایران

چکیده:

در این تحقیق، سقوط آزاد قطره در یک سیال لزج در کانال دو بعدی مستطیلی بصورت عددی با روش شبکه‌ی بولتزمن مدل پتانسیل بین ذره‌ای مطالعه می‌شود. برای اعتبارسنجی شبیه‌سازی حاضر، نتایج عددی حاضر با نتایج محققان پیشین مقایسه می‌شود. مقایسه بین نتایج، دقت روش عددی حاضر در شبیه‌سازی جریان‌های دوفازی را نشان می‌دهد. اطلاعات کمی در مورد متغیرهای جریان از جمله رفتار قطره، خطوط جریان و گردابه‌های موجود در دنباله قطره در دو حالت مورد بررسی قرار می‌گیرد: الف) سقوط آزادانه یک قطره منفرد و ب) سقوط دو قطره یکسان در آرایش پشت سر هم. نتایج نشان می‌دهد که برای یک قطره در حال سقوط با افزایش عدد اتوس گردابه پشت قطره بزرگ‌تر شده می‌شود و آشفتگی جریان بیشتر می‌شود در حالیکه با افزایش عدد اونسورج عکس این روند دیده می‌شود. برای سقوط دو قطره در آرایش پشت سر هم، سرانجام دو قطره به هم برخورد کرده و منعقد می‌شوند و تشکیل قطره بزرگ‌تر تقریباً دو برابر قطره اولیه را می‌دهند. در نهایت قطره در نتیجه اینرسی زیاد قطره شکل گرفته شده، می‌شکند.

واژه‌های کلیدی: سقوط قطره؛ روش شبکه بولتزمن؛ مدل پتانسیل بین ذره‌ای.

Dynamic Behavior and Two Phase Flow Pattern of Falling Droplet Using Lattice Boltzmann Numerical Method

M. A. Raei

Department of Mechanical Engineering, Ayatollah Amoli branch, Islamic Azad University, Amol, Iran.

S. E. Mousavi Tilehboni

Department of Mechanical Engineering, Babol Noshirvani University of Technology, Babol, Islamic republic of Iran

K. Fallah

Young Researchers and Elite Club, Sari Branch, Islamic Azad University, Sari, Iran

A. Ghaderi

Department of Mechanical Engineering, University College of Rouzbahan, Rouzbahan, Iran

Abstract

In this study, falling droplet in the 2-D channel is numerically studied using the lattice Boltzmann method with the pseudo-potential model. Quantitative information about the flow variables such as behavior of droplet, stream line and wake of behind of droplet for two cases is investigated: a) of falling of single droplet and b) falling of two droplets in tandem arrangement. To validate the current numerical simulation, the result are compared with previous literature. The comparison shows a good agreement. The results show that wake region at the back of the droplet increases by increasing Eovos number while a reverse trend can be seen by increasing of Ohnesorge number. In the case of falling of two droplets in tandem arrangement, the droplets collide and soon after form a larger droplet with twice the diameter as the initial droplet. Eventually, the droplet breaks up due to high inertia of formed droplet.

Keywords: Falling Droplet, Lattice Boltzmann Method, Pseudo-potential Model.

حال سقوط تحت تاثیر اثرات جریان اطراف آن و در نتیجه خطوط جریان و گردابه‌های بالای آن قرار دارد.

از این رو تحقیقات گسترده‌ای در این مورد صورت گرفته است که می‌توان به چند مورد آن اشاره نمود. هان و تریگواسون [۲] به شبیه‌سازی سقوط یک قطره متقارن محوری در اثر نیروی ثابت وزن پرداخته‌اند. در این مطالعه رفتار قطره برای نسبت چگالی ۱/۱۵ و ۱۰ بین دو سیال بررسی شده است. در این مطالعه گردابه‌های ایجاد شده در بالای قطره در اعداد اتوس متفاوت بررسی شده است. هوا و لو [۳] مدل ردیابی پیشرو را گسترش داده و بهبود بخشیدند. با استفاده از این مدل بهبود یافته، صعود یک حباب در سیال ساکن دیگر را شبیه‌سازی

۱- مقدمه

به عنوان یکی از موضوعات اساسی جریان دوفازی، رفتار دینامیکی قطره، دارای اهمیت بسیار بالایی در کاربردهای مهندسی و پژوهش‌های علمی است [۱]. در موتورهای راکت با سوخت مایع و ماشین‌های پمپ خون، نیاز به بررسی جزئیات رفتار دینامیکی قطره در جریان دوفازی است. مکانیزم جدایش و تجزیه قطره در بسیاری از وسایل صنعتی مشاهده می‌شود. در اسپری رنگ‌ها، چاپگرهای جوهرافشان و در پدیده‌های طبیعی مانند قطرات باران این پدیده مشاهده می‌شود [۲]. بدون شک رفتارهای دینامیکی متفاوت قطره در

کردند. در این مدل یک مرحله برای تصحیح حجم معرفی شده است که حجم حباب را در هنگام ردیابی مسیر حرکت و تغییر شکل آن محاسبه می‌کند.

در سال های اخیر روش شبکه بولتزمن به عنوان یک روش محاسباتی قدرتمند، برای شبیه سازی جریان ها و پدیده های پیچیده از قبیل نانو سیال [۵،۴]، توزیع و پخش میکرو ذرات [۶]، و نانو ذرات [۷]، پدیده ذوب شدن مواد [۸،۹]، و محیط متخلخل [۱۰،۱۱] مورد استفاده قرار گرفته است. برای کسب اطلاعات بیشتر در مورد روش شبکه^۱ بولتزمن منابع [۱۲] تا [۱۶] آورده شده است.

استفاده از روش شبکه بولتزمن برای حل جریانات دوفازی و به طور خاص، تحلیل رفتار دینامیکی قطره و یا حباب بسیار مورد توجه قرار گرفته است. از مزایای روش شبکه بولتزمن می توان سادگی آن در اعمال به محیط های حل پیچیده، سرعت حل بالا، توانایی بالا در حل مسائل غیر پایا و حل جریانات چند فازی و چند جزئی و جداسازی سطح مشترک بین سیالات با استفاده از تعریف توابع توزیع مجزا نام برد.

فخاری و رحیمیان [۱۷] برای اولین بار با استفاده از روش شبکه‌ی بولتزمن به بررسی سقوط قطره در یک کانال عمودی و دو بعدی پرداخته‌اند و نتایج بر اساس اعداد بی‌بعد اتوس و اونسورج ارائه شده است. که جریان‌های گردابه‌ای و خطوط جریان سیال در اطراف قطره در اعداد اتوس و اونسورج متفاوت به نمایش گذاشته شده است. موسوی تیله بنی و همکاران [۱۸ و ۱۹] در کار خود با استفاده از مدل پتانسیل بین ذره ای به بررسی رفتار دینامیکی یک قطره منفرد تحت اثر نیروی گرانش پرداخته و پدیده هایی همچون فروپاشی قطره، اثرات دیواره های کانال، جدایش قطره از سقف کانال، زاویه تماس قطره با دیوار و رفتار جریان اطراف قطره را مورد بررسی قرار داده اند. ژنگ و همکاران [۲۰] با بهبود مدل انرژی آزاد در روش شبکه‌ی بولتزمن، به بررسی حرکت حباب در یک سیال دیگر پرداخته‌اند. در شبیه‌سازی آن-ها الگوی جریان‌های اطراف و درون قطره به خوبی نشان داده شده است و در زمان‌های متفاوت با یکدیگر مقایسه گردیده‌اند.

علاوه بر موارد ذکر شده مطالعات عددی دیگری نیز در زمینه بررسی رفتار دینامیکی قطره و حباب صورت گرفته است که برخی از آن‌ها به مطالعه‌ی خطوط جریان، میدان سرعت و گردابه‌های موجود در حرکت پرداخته‌اند که از آن جمله می‌توان به کار تریگواسون و همکاران [۲۱]، فخاری و رحیمیان [۲۲]، ستاری و همکاران [۲۳] و مطالعه‌ی آمایا و لی [۲۴] اشاره کرد.

مدل‌های مختلفی برای شبیه‌سازی جریان‌های دوفازی در روش شبکه‌ی بولتزمن، ارائه شده است که مهم‌ترین آن‌ها عبارتند از: مدل کرمودینامیک (گونسنتسن و همکاران [۲۵])، مدل انرژی آزاد (سویفت و همکاران [۲۶،۲۷])، مدل هی، شان و دولن [۲۸] و مدل پتانسیل بین ذره‌ای (شان و چن [۲۹]).

در مقاله‌ی حاضر، اثر اعداد بی بعد اتوس و اونسورج و نیز زمان بی بعد بر جریان اطراف و درون قطره مورد مطالعه قرار گرفته است. همچنین پدیده جریان در اطراف دو قطره مجاور در حال سقوط نیز نشان داده شده است. نتایج شبیه سازی با استفاده از مدل پتانسیل بین ذره‌ای در روش شبکه‌ی بولتزمن به دست آمده است که در بخش‌های

بعدی جزئیات آن مطرح شده است.

مزیت‌های اساسی این روش را می توان به صورت زیر نام برد:

- به دلیل وجود دو تابع توزیع، نیروهای برهم‌کنش فقط در سطح مشترک دو سیال بر ذرات جنس مخالف عمل می‌کنند و دینامیک سطح مشترک را تعیین می‌کنند، که این امر سبب می شود تا نیازی به اعمال معادلات پیچیده برای تعیین دینامیک سطح مشترک نباشد.
- هر چند این مدل نمی‌تواند کاملاً غیر قابل امتزاج باشد، اما به دلیل وجود تابع توزیع مجزا برای هر سیال وجود مقدار اندکی اختلاط تأثیر منفی بر تحلیل جریان نمی‌گذارد.
- به علت وجود جمله‌ی مجزای نیرو در این مدل به آسانی می‌توان نیروهای خارجی از قبیل نیروی وزن، چسبندگی دیوارهای جامد، میدان الکتریکی و غیره را در آن اعمال کرد.

۲- مدل پتانسیل بین ذره‌ای

مدل چند جزئی- چند فازی پتانسیل بین ذره‌ای توسط شان و چن در سال ۱۹۹۳ [۲۹] بر مبنای مدل برخورد BGK [۳۰] ارائه شده است. در این مدل دو جزء (هر نوع سیال بیانگر یک جزء است) با استفاده از یک رابطه‌ی نیرویی که بر مبنای پتانسیل بین ذره‌ای است با یکدیگر در ارتباط قرار می‌گیرند.

معادله‌ی گسسته‌ی بولتزمن برای هر جزء به صورت زیر می‌باشد [۳۰،۲۹]

$$f_i^\sigma(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, \delta_i, t + \delta_t) - f = -\frac{1}{\tau_\sigma} (f_i^\sigma(\mathbf{x}, t) - f_i^{\sigma(eq)}(n^\sigma, \mathbf{u}_{eq}^\sigma)) \quad (1)$$

جمله τ_σ پارامتر زمان آسایش مربوط به جزء σ می‌باشد که به صورت زیر با لزجت سینماتیکی در ارتباط است.

$$\nu^\sigma = C_s^2 (\tau^\sigma - 0.5\delta t) \quad (2)$$

ν^σ لزجت سینماتیکی جزء σ است و $C_s^2 = \frac{1}{3} \bar{RT}$ می‌باشد.

تابع توزیع تعادلی هر جزء به صورت زیر به دست می‌آید:

$$f_i^{\sigma(eq)} = w_i n^\sigma \left[1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}_{eq}^\sigma}{C_s^2} + \left(\frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}_{eq}^\sigma}{2C_s^2} \right)^2 - \frac{\mathbf{u}_{eq}^{\sigma 2}}{2C_s^2} \right] \quad (3)$$

w_i ها ضرایب وزنی می‌باشند که مانند زیر تعریف می‌گردند:

$$\mathbf{w}_i = \begin{cases} \frac{4}{9}, & i = 0 \\ \frac{1}{9}, & i = 1-4 \\ \frac{1}{36}, & i = 5-8 \end{cases} \quad (4)$$

در این مدل \mathbf{c}_i نشان دهنده سرعت شبکه در جهت \mathbf{i} بوده و به صورت زیر بیان می‌شوند:

می‌باشد.

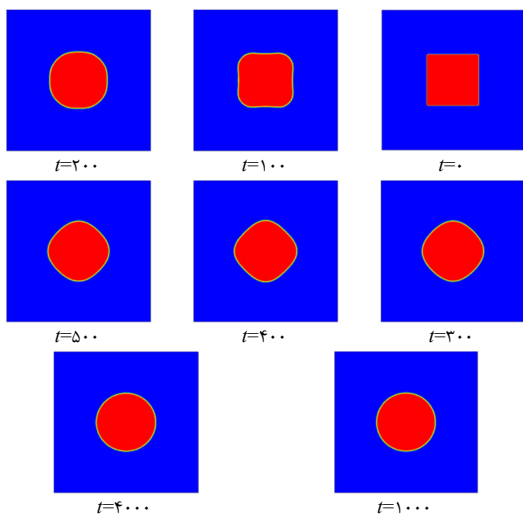
۳-۱- تغییر شکل یک قطره مربعی

در آزمون اول تغییر شکل یک قطره مربعی و دو بعدی که در یک صفحه‌ی افقی رها می‌شود نشان داده شده است (فضای حل دارای ابعاد $L_W \times L_W$ است و اندازه‌ی ضلع قطره مربعی اولیه برابر $0.5L_W$ می‌باشد).

با توجه به اثرات کشش سطحی بین دو سیال، قطره تمایل دارد که به پایدارترین شکل، با کمترین سطح مشترک تبدیل گردد. با توجه به نتایج شبیه‌سازی که در شکل ۱ نشان داده شده است، این قطره مربعی با گذشت زمان تغییر شکل داده و در نهایت به شکل یک دایره (در حالت دو بعدی) در می‌آید. این موضوع نشان می‌دهد اثرات کشش سطحی که مهم‌ترین بخش از تحلیل جریان دوفازی می‌باشد به درستی اعمال شده است. این موضوع در بسیاری از پژوهش‌ها بررسی شده و معیار اعتبار سنجی آن‌ها قرار گرفته است. (فخاری و رحیمیان [۱۷]، جلال و همکاران [۳۲]، یومی و همکاران [۳۳]).

۳-۲- به هم چسبیدن قطرات

در آزمون دوم دو قطره دایره‌ای دویعدی و یکسان که در مجاورت یک دیگر قرار دارند (فاصله‌ی مرکزین برابر $0.5D$)، در یک صفحه‌ی افقی رها می‌شوند (فضای حل دارای ابعاد $L_W \times L_W$ و اندازه‌ی ضلع دامنه‌ی حل ۳ برابر قطر هر قطره می‌باشد). با توجه به اثرات نیروهای کشش سطحی و واندروالسی، این دو قطره با یکدیگر برخورد کرده و منعقد می‌گردند و در نهایت تشکیل یک قطره پایدار دایره‌ای و بزرگ‌تر می‌دهند. نتایج شبیه‌سازی برای این پدیده در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۱- تغییر شکل قطره اولیه‌ی مربعی و تبدیل شدن آن به شکل دایره در یک صفحه‌ی افقی و در زمان‌های مختلف

۳-۳- قانون لاپلاس

قانون لاپلاس بیان کننده‌ی ارتباط بین فشار درون (P_{in}) و

$$c_i = \begin{cases} (0,0) & i=0 \\ \left(\cos\left[(i-1)\frac{\pi}{4}\right], \sin\left[(i-1)\frac{\pi}{4}\right] \right) \cdot c & i=1,2,3,4 \\ \left(\cos\left[(i-1)\frac{\pi}{4}\right], \sin\left[(i-1)\frac{\pi}{4}\right] \right) \sqrt{2}c & i=5,6,7,8 \end{cases} \quad (5)$$

چگالی عددی (n^σ) و مقدار سرعت جزء σ (u^σ) در مکان x و لحظه‌ی t به ترتیب به صورت زیر به دست می‌آید:

$$n^\sigma(x, t) = \sum_i f_i^\sigma(x, t) \quad (6)$$

$$n^\sigma u^\sigma(x, t) = \sum_i e_i f_i^\sigma(x, t)$$

نیروی کل بین ذره‌ای (نیروهای بین دو سیال) که بر ذرات جزء σ در مکان x اعمال می‌شود به صورت زیر به دست می‌آید [۳۱]:

$$F_f^\sigma(x) = F^\sigma(x) = -\psi^\sigma(x) \sum_{\sigma, \bar{\sigma}} G_{\sigma\bar{\sigma}} \sum_i \psi_i^{\bar{\sigma}}(x + e_i \delta t) e_i \quad (7)$$

F_f^σ بیانگر نیروی کل وارده بر جزء σ در مکان x از طرف ذرات سیالات در نقاط همسایه است (نیروی بین ذره‌ای بین دو سیال). بعد از مرحله‌ی برخورد اندازه حرکت جدید جزء σ در هر شبکه به صورت زیر اصلاح می‌شود [۳۱]:

$$\rho^\sigma u_{eq}^\sigma = \rho^\sigma u' + \tau^\sigma F^\sigma \quad (8)$$

u_{eq}^σ سرعت تعادلی جزء σ و F^σ نیروی کل وارده بر جزء σ است. u' سرعت ترکیبی ماکروسکوپی است که برای تحلیل کل جریان بسیار مهم است. برای حفظ بقای اندازه حرکت در هر مرحله‌ی برخورد u' از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید [۳۱]:

$$u' = \frac{\sum \rho^\sigma u^\sigma / \tau^\sigma}{\sum \rho^\sigma / \tau^\sigma} \quad (9)$$

چگالی کل، اندازه حرکت ماکروسکوپی و فشار کل در هر نقطه از جریان با استفاده از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید [۳۱]:

$$\rho(x, t) = \sum_\sigma m^\sigma \sum_i f_i^\sigma(x, t)$$

$$\rho(x, t) U(x, t) = \sum_\sigma m^\sigma \sum_i e_i f_i^\sigma(x, t) + \frac{1}{2} \sum_\sigma F^\sigma(x, t) \quad (10)$$

$$P(x, t) = \bar{R}T \sum_\sigma m^\sigma n^\sigma + \frac{\bar{R}T}{2} \sum_{\sigma\bar{\sigma}} G_{\sigma\bar{\sigma}} \psi^\sigma \psi^{\bar{\sigma}}$$

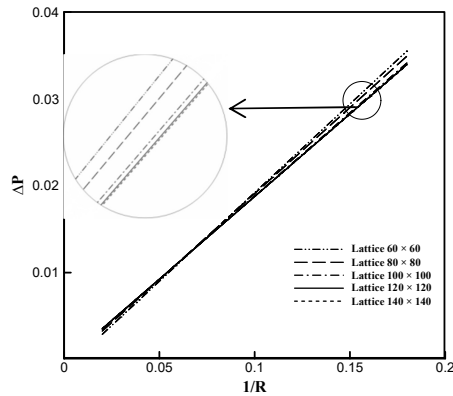
برای نیروی کل موثر بر جزء σ می‌توان نوشت:

$$F^\sigma = F_f^\sigma + F_g^\sigma + F_s^\sigma + \dots \quad (11)$$

که در این معادله F^σ نیروی کل اعمالی به جزء σ است، F_f^σ نیروی کل برهم‌کنش‌های نقاط همسایه بین سیالات که بر جزء σ اثر می‌گذارد است، F_g^σ نیروی گرانشی است و F_s^σ نیروی است که از طرف سطح جامد بر جزء σ اثر می‌گذارد که در مقاله‌ی حاضر به علت اثرات ناچیز دیواره‌ها بر رفتار قطره از آن چشم‌پوشی می‌شود.

۳-۴- اعتبار حل دوفازی

از آنجایی که مهم‌ترین و پیچیده‌ترین بخش تحلیل جریان‌های دوفازی مربوط به دینامیک سطح مشترک بین دو سیال است، اولین گام برای نشان دادن صحت شبیه‌سازی جریان، بررسی این موضوع

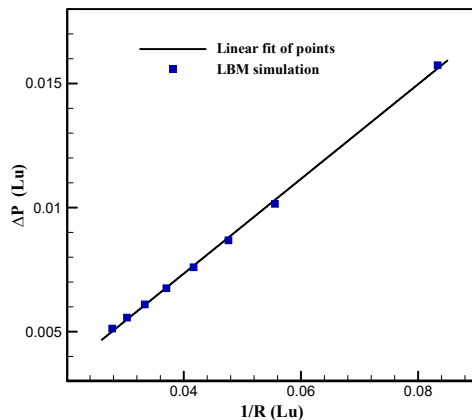


شکل ۳- خط برازش اختلاف فشار بین درون و بیرون قطره استاتیکی بر حسب معکوس شعاع تعادلی قطره در شبکه‌های مختلف

شکل ۴ نمودار اختلاف فشار بر حسب عکس شعاع می‌باشد. در واقع این شکل، همان نمودار مربوط به شکل ۳ برای اندازه‌ی شبکه‌ی 120×120 است؛ با این تفاوت که نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی با نشانه‌های مربعی به تصویر کشیده شده است و برازش این نتایج به صورت یک خط مستقیم به نمایش درآمده است. همان طور که در جدول ۱ نیز نشان داده شده است، شیب این خط 0.19 می‌باشد. بنابراین برای تمام شبیه‌سازی‌ها در مطالعه‌ی حاضر، مقدار کشش سطحی برابر 0.19 در واحد شبکه در نظر گرفته شده است.

جدول ۱- کشش سطحی به دست آمده از شبیه سازی برای شبکه بندی‌های متفاوت

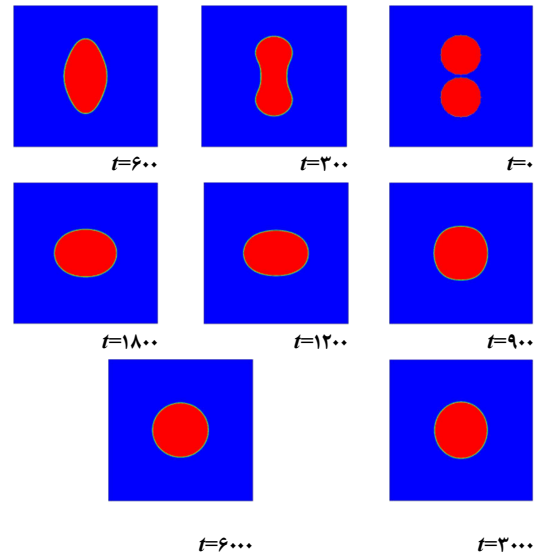
تعداد شبکه	کشش سطحی (در واحد شبکه بولتزمن)
60×60	0.204
80×80	0.198
100×100	0.192
120×120	0.190
140×140	0.189



شکل ۴- نمایش اعتبار قانون لاپلاس با نقاط، به همراه خط برازش یافته‌ی آن

بیرون (P_{out}) قطره با کشش سطحی (γ) بین دو سیال می‌باشد. بر اساس قانون لاپلاس برای یک قطره دوبعدی رابطه‌ی زیر برقرار است [۲۹،۳۱،۳۴]

$$\Delta P = P_m - P_{out} = \frac{\sigma}{R} \quad (12)$$



شکل ۲- انعقاد دو قطر مساوی در مجاورت یکدیگر و تشکیل قطره بزرگتر

از آن جایی که در جریان‌های تراکم ناپذیر و هم دما کشش سطحی یکی از خواص ثابت بین دو سیال می‌باشد، لذا می‌توان نتیجه گرفت که بین اختلاف فشار درون و بیرون قطره با معکوس شعاع آن یک رابطه‌ی خطی برقرار است. نتایج نشان می‌دهد که شبیه‌سازی انجام گرفته، به خوبی قانون لاپلاس را ارضا می‌کند و نیز به منظور دست‌یابی به نتایج غیر وابسته به شبکه، قانون لاپلاس در شبکه‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفته است.

به منظور بررسی قانون لاپلاس، در یک محیط نامحدود دوبعدی با ابعاد $L_W \times L_W$ قطره‌های استاتیکی و دایره‌ای با قطرهای $0.12L_W, 0.16L_W, 0.20L_W, 0.24L_W, 0.28L_W, 0.32L_W, 0.36L_W, 0.40L_W, 0.44L_W, 0.48L_W, 0.52L_W, 0.56L_W, 0.60L_W$ شبیه‌سازی شده است. نمودار برازش خطی اختلاف فشار درون و بیرون قطره بر حسب معکوس شعاع آن، برای شبکه بندی‌های گوناگون در 0.19 نشان داده شده است. با توجه به این که شیب خطوط برازشی در شکل ۳ بیان کننده‌ی کشش سطحی بین دو سیال است، جدول ۱ کشش سطحی محاسبه شده بین دو سیال را در شبکه‌های مختلف نشان می‌دهد. با توجه به جدول ۱ و شکل ۳ برای شبکه‌ی ریزتر از 120×120 تغییرات کشش سطحی بسیار اندک است. بنابراین برای کانال‌های عمودی مورد نظر در این مقاله از حداقل تعداد 120×120 شبکه در مقطع عرضی استفاده می‌شود.

$$t^* = \frac{t}{(D/g)^{1/2}} \quad (16)$$

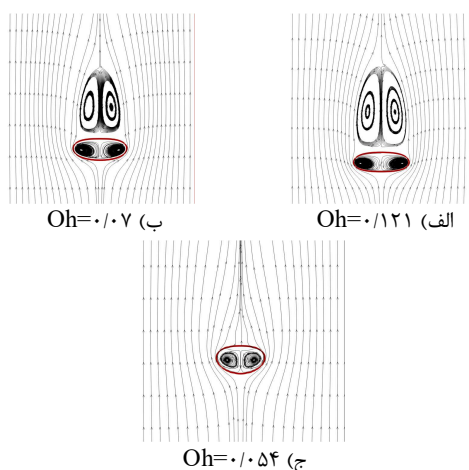
که در روابط فوق، g شتاب گرانش، ρ_d چگالی سیال تشکیل دهنده قطره، D قطر اولیه قطره، γ کشش سطحی بین دو سیال، μ_d لزجت دینامیکی سیال تشکیل دهنده قطره و t پله زمانی شبکه می‌باشد. برای تمام شبیه‌سازی‌های این مقاله در زمان اولیه، فاصله مرکز قطره از بالای کانال ۳ برابر شعاع قطره است.

۴-۱- بررسی رفتار قطره در حال سقوط و جریان اطراف آن

در این قسمت از مقاله، رفتار دینامیکی قطره در حال سقوط، در یک کانال عمودی دو بعدی با ابعاد $6D \times 24 \cdot 0D$ بررسی شده است (D قطر قطره می‌باشد).

۴-۱-۱- اثر عدد اونسورج بر خطوط جریان

خطوط جریان اطراف قطره در حال سقوط، برای عدد اتوس ۶ و در زمان بی‌بعد ۱۲، در سه عدد اونسورج مختلف در شکل ۶ نشان داده شده است. در شکل ۶-الف که بزرگ‌ترین عدد اونسورج را داراست ($Oh=0/121$) گردابه‌ها در داخل قطره محبوس شده‌اند و در جریان اطراف قطره و نیز در بالای آن، دنباله‌های گردابه‌ای وجود ندارد، اما با کاهش عدد اونسورج (شکل ۶-ب) گردابه‌هایی بالای قطره تشکیل می‌گردد و سرانجام با کاهش بیشتر آن برای شکل ۶-ج، گردابه‌ها بزرگ‌تر شده و منجر به آشفتگی بیشتر جریان اطراف قطره می‌گردد. بنابراین با افزایش عدد اونسورج و در پی آن افزایش میرایی لزجی در جریان، آشفتگی جریان کاهش یافته و در اعداد اونسورج بالا جریان اطراف قطره آرام می‌شود.



شکل ۶- خطوط جریان اطراف قطره در اعداد اونسورج متفاوت. ($t^*=12$) و $(E0=6)$

۴-۱-۲- اثر عدد اتوس بر خطوط جریان

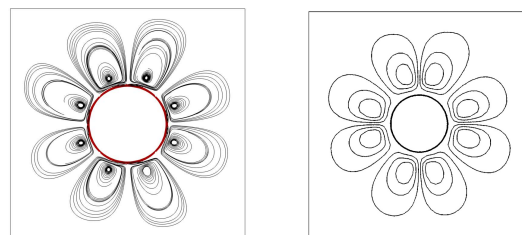
شکل ۷ خطوط جریان اطراف قطره در حال سقوط را برای عدد اونسورج ۰/۰۷ و در زمان بی‌بعد ۲۰ نشان می‌دهد. برای شکل ۷-الف

۴-۳- بررسی خطوط جریان اطراف یک قطره ساکن

اگر یک قطره ساکن در فضا قرار داشته باشد، در حالت تعادلی سرعت در تمام نقاط باید صفر باشد. اما در روش‌های عددی دو فازی یک سرعت مجازی غیر فیزیکی در اطراف سطح مشترک قطره ایجاد می‌شود. البته امروزه در راستای کاهش این سرعت‌های مجازی روش‌های عددی در حال بهبود هستند. به دلیل وجود این سرعت‌های مجازی و غیر فیزیکی در روش‌های عددی، برای یک قطره ساکن و تعادلی گردابه‌های ضعیفی در اطراف سطح مشترک قطره ایجاد می‌شود که به آن جریان پارازیتی اطراف سطح مشترک می‌گویند. شکل ۵ جریان پارازیتی اطراف قطره ساکن در حال تعادل را برای شبیه‌سازی مطالعه‌ی حاضر و شبیه‌سازی انجام گرفته توسط تریگواسون و همکاران [۲۱] که از تکنیک ردیابی استفاده کرده‌اند را نشان می‌دهد.

۴- نتایج و بحث

در این بخش رفتار دینامیکی قطره‌های در حال سقوط، در یک کانال عمودی دو بعدی، بررسی شده است. در بالا و پایین کانال از شرط مرزی تناوبی و برای طرفین کانال از شرط مرزی بونس بک استفاده شده است.



شکل ۵- جریان پارازیتی اطراف قطره. الف) نتایج مطالعه‌ی حاضر و ب) نتایج عددی تریگواسون و همکاران [۲۱]

نتایج شبیه‌سازی بر اساس اعداد بی بعد زیر نشان داده شده‌اند:

۱- عدد اتوس، که بیان‌گر نسبت نیروی گرانشی به نیروی کشش سطحی است. بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$E0 = \frac{g(\rho_d - \rho_c)D^2}{\gamma} \quad (13)$$

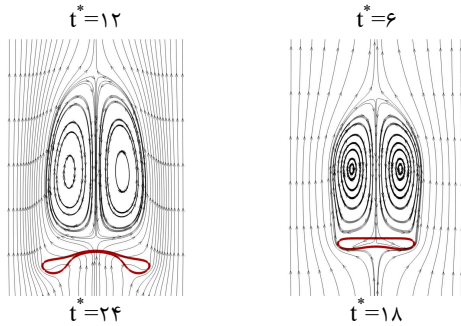
۲- عدد اونسورج (بر مبنای سیال تشکیل دهنده قطره)، که نشان دهنده نیروی لزجی (در صورت کسر)، نیروی اینرسی و نیروی کشش سطحی (در مخرج کسر) می‌باشد. بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$Oh = \frac{\mu_d}{(\rho_d D \gamma)^{1/2}} \quad (14)$$

۳- عدد رینولدز، که بیانگر نسبت نیروی اینرسی به نیروی لزجت می‌باشد. بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$Re = \frac{\rho_d V_d D}{\mu_d} \quad (15)$$

۴- زمان بی‌بعد که بصورت زیر تعریف می‌شود:



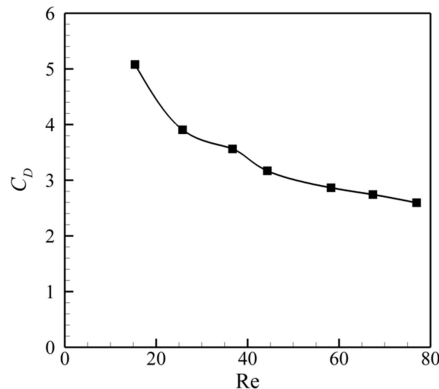
شکل ۸- خطوط جریان اطراف قطره در زمان‌های مختلف (Eo=15) و (Oh=0.07)

۴-۱-۴- ضریب پسا بر حسب عدد رینولدز

دو نیروی مهمی که بر قطره در حال سقوط اثر می‌گذارند، شامل نیروی گرانش و نیروی پسا می‌باشند. نیروی گرانش باعث به حرکت در آوردن قطره می‌شود ولی نیروی پسا در جهت عکس آن عمل می‌کند. در فرآیند سقوط قطره، در نهایت این دو نیرو به تعادل رسیده و قطره با یک سرعت ثابت که به آن سرعت حدی (U_t) می‌گویند، سقوط می‌کند. آمایا-بویر و لی [۳۵] رابطه زیر را برای محاسبه ضریب پسا پیشنهاد داده اند:

$$C_D = \frac{4\Delta\rho g D}{3U_t \rho_d} \quad (17)$$

شکل ۹ نمودار ضریب پسا بر حسب عدد رینولدز را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود با افزایش عدد رینولدز، ضریب پسا کاهش می‌یابد.



شکل ۹- نمودار ضریب پسا بر حسب رینولدز

۴-۲- مقایسه جریال بین حالت سقوط قطره منفرد و

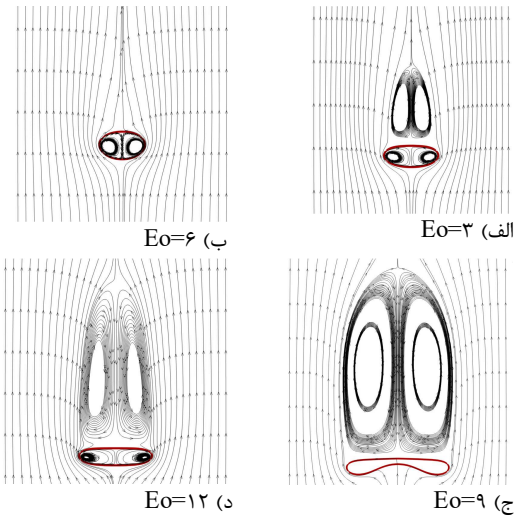
سقوط دو قطره یکسان در یک راستای عمودی

در این قسمت از مقاله، به مقایسه رفتار دینامیکی سقوط آزاد قطره منفرد و دو قطره مجاور هم در یک راستای عمودی پرداخته شده است. برای شبیه‌سازی از یک کانال عمودی با ابعاد $15D \times 5D$ ، استفاده شده است.

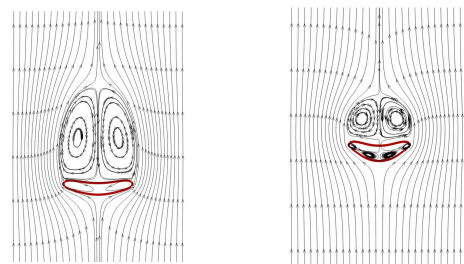
که عدد اتوس برابر ۳ است جریان اطراف قطره کاملاً آرام است و گردابه‌ها در درون قطره محبوس شده‌اند. با افزایش عدد اتوس (شکل ۷-ب)، گردابه‌ای در بالای قطره ایجاد می‌شود که به آن دنباله‌ی^۱ قطره می‌گویند. این دنباله‌ها منجر به آشفتگی جریان اطراف قطره می‌گردد. با افزایش عدد اتوس (شکل ۷-ج و شکل ۷-د) دنباله‌ها حاوی گردابه‌های بزرگ‌تری می‌گردند و جریان خارجی آشفته‌تر می‌شود. بنابراین با افزایش عدد اتوس، و در نتیجه افزایش اینرسی قطره و عدد رینولدز، اثرات میرایی لزجی کاهش یافته و جریان آشفته‌تر می‌شود.

۳-۱-۴- اثر گذشت زمان بر خطوط جریان

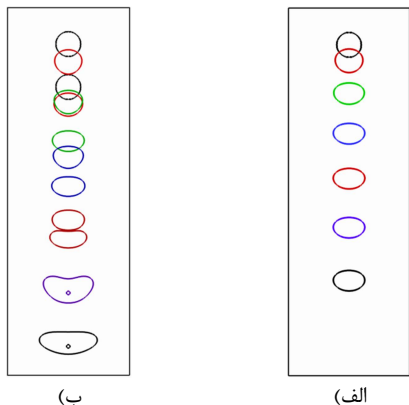
خطوط جریان برای قطره در حال سقوط در چهار زمان بی‌بعد متفاوت، برای عدد اتوس ۱۵ و عدد اونسورج ۰.۰۷ در شکل ۸ نشان داده شده است. با گذشت زمان اینرسی قطره افزایش یافته و با توجه به افزایش عدد رینولدز می‌توان نتیجه گرفت اثرات اینرسی در برابر میرایی لزجی افزایش می‌یابد و منجر به آشفتگی بیشتر جریان می‌شود. بنابراین، با گذشت زمان آشفتگی جریان اطراف قطره افزایش یافته و گردابه‌هایی که به دنبال آن می‌آید بزرگ‌تر می‌شود.



شکل ۷- خطوط جریان اطراف قطره در اعداد اتوس متفاوت ($t^*=20$) و (Oh=0.07)

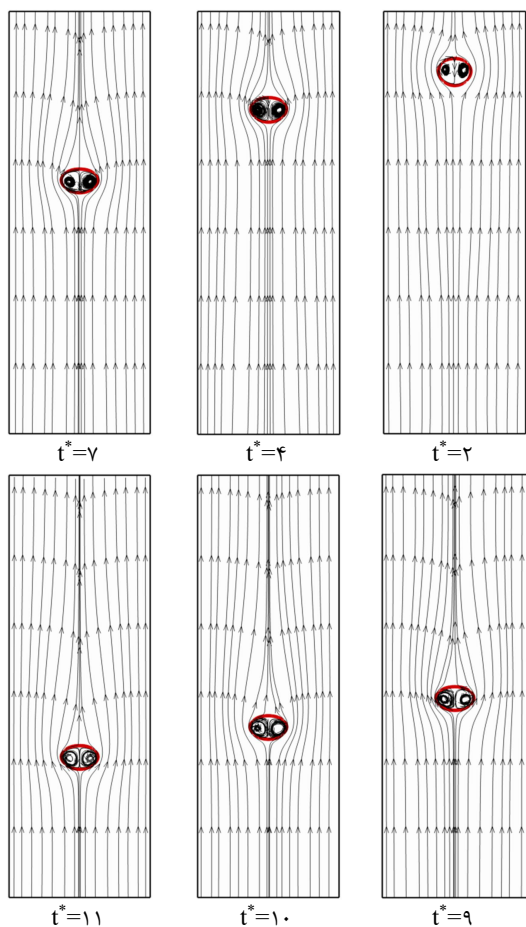


^۱ Wake



شکل ۱۰- الف: سقوط یک قطره منفرد و ب: سقوط دو قطره با قطر یکسان در آرایش پشت سر هم ($Oh=0.072$, $Eo=3$ و $\Delta t^*=2$)

به همین خاطر اختلاف فشار کمتری در اطراف قطره ایجاد شده و در پشت (دنباله) قطره ناحیه فشار پایین محسوسی ایجاد نمی گردد و در نتیجه آن جدایش جریان به وجود نمی آید و خطوط جریان منظم باقی می ماندند.



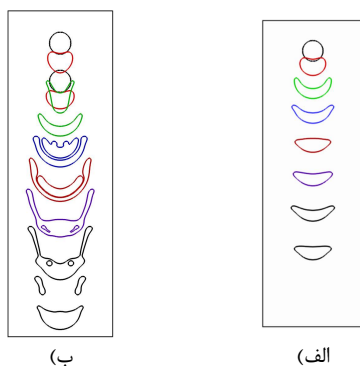
شکل ۱۱- نمایش خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون قطره آن در گام های زمانی متفاوت ($Oh=0.072$ و $Eo=3$)

شکل ۱۰- الف و ۱۰-ب، به ترتیب، سقوط یک قطره منفرد و سقوط دو قطره در آرایش پشت سر هم را برای $Oh=0.072$ و $Eo=3$ نشان می دهد. با توجه به اینکه در روی خط تقارن عمودی خود به سمت پایین کانال سقوط می کند، به علت تقارن هندسی مسئله به طرفین منحرف نمی شود و در همان راستای اولیه خود تغییر شکل می دهد. همانطور که در شکل ۱۰-الف مشاهده می شود، تغییر شکل قطره کم است. زمانی که عدد اونسورج کوچک است، اثرات کشش سطحی مهم تر از اثرات تنش های لزجی می باشد. در این صورت عدد اونسورج در تغییر شکل و فروپاشی قطره تأثیر کمتری دارد و مهم ترین پارامتر در کنترل این پدیده عدد اتوس می باشد. وقتی که قطره در اثر نیروی وزن سقوط می کند، فشار هیدرودینامیکی در اطراف آن نسبت به قسمت مرکزی بیشتر است و قطره به شکل یک بیضی پخت (پهن شده در قطبین) در می آید. این تغییر متناسب با قدرت نسبی نیروهای فشاری در مقابل اثرات کشش سطحی است که تمایل به حفظ شکل دایره ای قطره دارد. شکل ۱۰-ب نشان می دهد که دو قطره علی رغم اینکه دارای ارتفاع اولیه متفاوت هستند سرانجام با هم برخورد کرده و تشکیل یک قطره بزرگ تر می دهند. با توجه به این شکل، قطره پایینی بیشتر از قطره بالایی تغییر شکل می دهد زیرا قطره پایینی در مقابل سیال ساکن در حال حرکت است و در اثر اختلاف فشار بیشتر، نیروی درگ بیشتری به قطره اعمال می شود؛ ولی قطره پشت سر آن در داخل گردابه هایی که در بالای قطره پیشرو (قطره پایینی) ایجاد می شود در حال حرکت است که این امر موجب کاهش نیروی پسا برای قطره پیرو (قطره بالایی) می شود. به دلیل تفاوت نیروی پسا در قطره ها، با گذشت زمان فاصله ی بین دو قطره کم می شود و سرانجام دو قطره همدیگر را لمس کرده و با هم برخورد می کنند و تشکیل یک قطره بزرگ تر با حجمی دو برابر قطره های اولیه می دهند. به علت اینرسی بالا در هنگام برخورد دو قطره، پس از برخورد و درآمیختن آن ها حبابی از جنس سیال اطراف تشکیل می گردد که در اثر فشار زیاد دو قطره بر یکدیگر، این حباب از شیار نازک بین دو قطره نمی تواند به طور کامل خارج شود و بخشی از آن در قطره تشکیل شده بزرگ تر به دام می افتد و سرانجام از سطح بالای این قطره، این حباب خارج می شود. قطره جدید تشکیل شده دارای حجمی حدود دو برابر قطره های اولیه است که در این صورت عدد اتوس آن افزایش یافته و در نتیجه اثرات نیروی گرانش در برابر کشش سطحی نیز بالا می رود. این امر سبب می شود تا تغییر شکل قطره پس از به آمیختن افزایش یابد.

شکل ۱۱ خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون یک قطره منفرد در حال سقوط را در پله های زمانی متفاوت برای $Oh=0.072$ و $Eo=3$ را نشان می دهد. همانطور که در این شکل دیده می شود، جریان اطراف قطره در حال سقوط با عدد اتوس پایین ($Eo=3$) تقریباً لایه ای بوده و گردابه درون قطره محصور می شوند. همانطور که در این شکل مشاهده می شود، به دلیل بالا بودن اثرات کشش سطحی در مقابل نیروی وزن، قطره تمایل زیادی برای حفظ حالت اولیه خود دارد و تغییر شکل زیادی نمی دهد.

سقوط دو قطره بیشتر شده و دنباله قطره نیز بزرگتر می شود. پس از انعقاد دو قطره، اینرسی قطره جدید افزایش یافته و ناحیه پر فشار جلوی قطره موجب تغییر شکل بیشتر آن می شود که در نتیجه آن جریان متلاطم می گردد. در این حالت دنباله قطره دارای ناحیه فشار پایین بزرگتری می شود که گردابه های موجود در دنباله نیز وسیع تر می شوند. با گذشت زمان و افزایش سرعت سقوط، همچنان گردابه بزرگتر شده و جریان آشفته تر می شود.

شکل ۱۳- الف و ب-۱۳، به ترتیب، سقوط یک قطره منفرد و سقوط دو قطره در آرایش پشت سر هم را برای $Oh=0.072$ و $Eo=23$ را نشان می دهد. از شکل ۱۳- الف مشاهده می شود که در عدد اتوس ۲۳ پس از سقوط آزاد قطره و به وجود آمدن حرکت شتاب دار، تغییر شکل ناگهانی اولیه ی زیادی ایجاد می گردد؛ ولی کشش



شکل ۱۳- الف: سقوط یک قطره منفرد و ب: سقوط دو قطره یکسان در آرایش پشت سر هم ($Oh=0.072$, $Eo=23$, $\Delta t=2$)

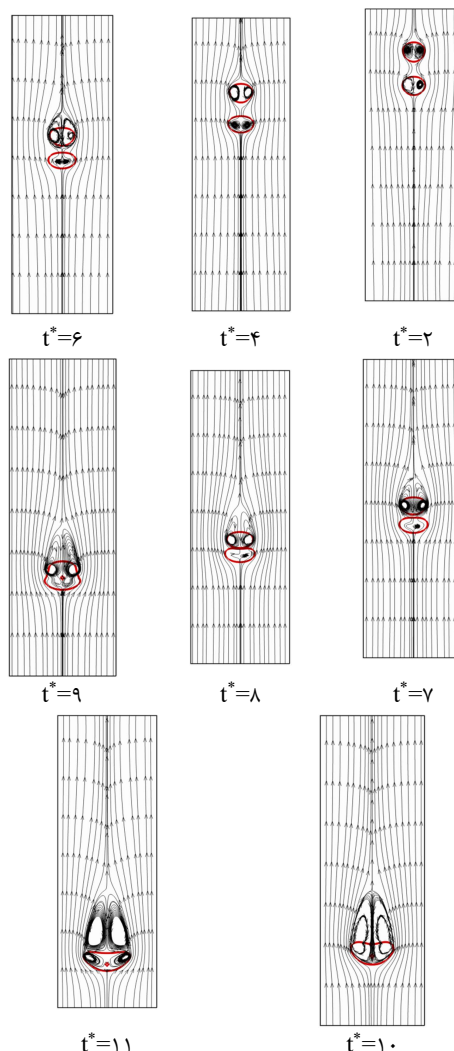
سطحی تا حدودی شکل قطره را به حالت پایدار می رساند و در نهایت با تغییر شکل کمتری که دارای نوسانات دامنه بلندی نیز هست به مسیر خود ادامه می دهد. شکل ۱۳- ب سقوط دو قطره یکسان را از ارتفاع متفاوت و در عدد اتوس ۲۳ نشان می دهد. همانند شکل ۱۲- ب دو قطره پس گذشت زمانی به یکدیگر برخورد کرده و دچار انعقاد می شوند.

در این حالت قطره بزرگتر تشکیل شده دارای عدد اتوس بزرگتری خواهد شد. با افزایش قطر قطره و در نتیجه افزایش عدد اتوس (و همچنین کاهش عدد اونسورج) می توان گفت اثرات لزجی در مقابل کشش سطحی کاهش می یابد، اما اثرات اینرسی در مقابل کشش سطحی افزایش می یابد؛ بنابراین می توان نتیجه گرفت که اثرات اینرسی نسبت به اثرات لزجی افزایش یافته و منجر به افزایش عدد رینولدز در هر لحظه می شود. این موضوع منجر به افزایش بسیار بالای فشار هیدرودینامیک اطراف قطره می گردد، در نتیجه کشش سطحی توان حفظ شکل قطره را از دست می دهد و قطره دچار فروپاشی می گردد و بخش هایی از قطره از لبه جدا شده که به آن فروپاشی برشی می گویند.

شکل ۱۴ نمایش خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون قطره در حال سقوط در پله های زمانی متفاوت برای حالت در نظر گرفته شده در شکل ۱۳- الف را نشان می دهد. در مقایسه با عدد اتوس برابر با ۳ (شکل ۱۱)، افزایش عدد اتوس قطره منفرد در حال

به دلیل پایین بودن اینرسی حرکت قطره، سرعت سقوط آن خیلی کم می باشد و با گذشت زمان همچنان جریان در حالت لایه ای قرار دارد.

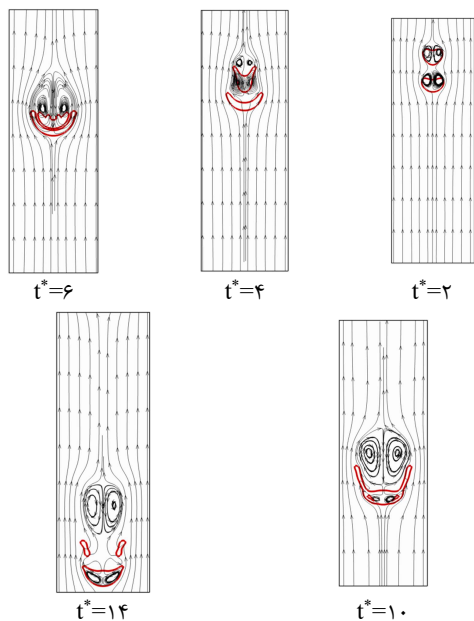
شکل ۱۲ خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون دو قطره در آرایش پشت سر هم را در گام های زمانی متفاوت برای $Oh=0.072$ و $Eo=3$ را نشان می دهد. وقتی دو قطره در عدد اتوس پایین در ارتفاع اولیه متفاوت رها می شوند، در ابتدا به دلیل پایین بودن اثرات نیروی وزن و اینرسی قطره خطوط جریان اطراف قطره منظم و لایه ای



شکل ۱۲ - سقوط دو قطره در راستای عمودی یکسان با ارتفاع متفاوت و نمایش خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون دو قطره در پله های زمانی متفاوت ($Oh=0.072$ و $Eo=3$)

بوده و گردابه ها درون قطره محبوس می شوند. به دلیل کاهش درگ در دنباله قطره پایینی (پیشرو) سرعت سقوط قطره بالایی افزایش می یابد و در نتیجه آن ناحیه ای با فشار پایین تر در دنباله قطره پیرو ایجاد می شود. همین مسئله منجر به جدایش جریان در دنباله قطره پیرو شده و گردابه هایی در دنباله آن ایجاد می گردد. با گذشت زمان سرعت

هیدوردینامیکی در ناحیه جلو قطره و کشیده شدن قطره به سمت لبه ها، پدیده فروپاشی برشی در قطره مشاهده می‌شود.

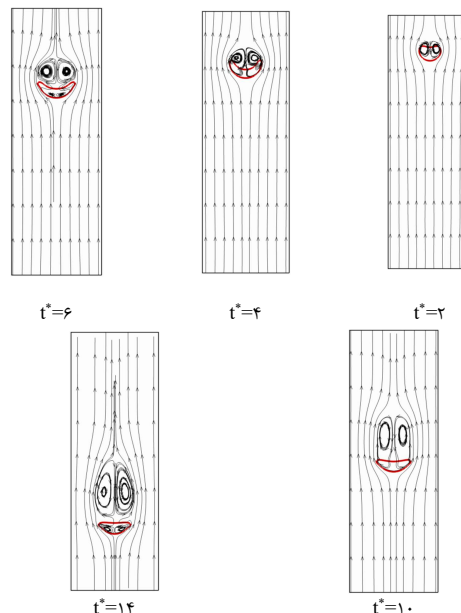


شکل ۱۵- سقوط دو قطره که از محور تقارن عمودی کانال رها شده (و نمایش خطوط جریان و گردابه های $Eo=23$ و $Oh=0.72$ است) موجود در اطراف و درون دو قطره در پله های زمانی متفاوت

۵- نتیجه گیری

در مقاله‌ی حاضر با استفاده از مدل پتانسیل بین ذره‌ای در روش شبکه‌ی بولتزمن، سقوط آزاد قطره‌ها در یک کانال عمودی شبیه‌سازی شده است و الگوهای جریان سیال اطراف و درون قطره مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش عدد اتوس اینرسی قطره نیز افزایش یافته و رژیم جریان به سمت نارامی پیش می‌رود. همچنین با افزایش عدد اونسورج، میرایی جریان افزایش می‌یابد و منجر به لایه‌ای‌تر شدن جریان می‌گردد. بخش دیگری از نتایج نشان می‌دهد که با گذشت زمان نیز اینرسی قطره افزایش یافته و منجر به متلاطم‌تر شدن جریان اطراف قطره می‌گردد و در پی آن گردابه‌های بالای قطره بزرگ‌تر می‌شود. در قسمت پایانی مقاله سقوط یک قطره منفرد و نیز سقوط دو قطره از ارتفاع متفاوت مورد بررسی قرار گرفته است. وقتی که یک قطره آزادانه سقوط می‌کند به علت اختلاف فشار در اطراف آن دچار تغییر شکل می‌شود و با افزایش عدد اتوس اثرات اینرسی آن نسبت به کشش سطحی افزایش یافته و دچار تغییر شکل بیشتری می‌گردد. در نتیجه این تغییر شکل با جدایش سریع تر جریان اطراف از سطح قطره ناحیه بازیافت فشار پایین وسیع تر شده و گردابه‌های موجود در دنباله قطره نیز بزرگ‌تر می‌شود. هنگامیکه دو قطره یکسان از ارتفاع متفاوت رها می‌شوند، به دلیل کاهش نیروی درگ در دنباله قطره پایینی (پیشرو) سرعت سقوط قطره بالایی افزایش می‌یابد و در نتیجه ناحیه‌ای با فشار پایین‌تر در دنباله قطره پیرو ایجاد می‌شود. همین مسئله منجر به جدایش جریان در دنباله قطره پیرو شده و گردابه‌هایی در دنباله آن ایجاد می‌گردد. با گذشت زمان سرعت

سقوط، تا مقدار ۲۳، سرعت سقوط قطره و در نتیجه اینرسی آن افزایش یافته و پدیده جدایش جریان در پشت آن سریع تر به وقوع می‌پیوندد. بنابر این گردابه‌های موجود در دنباله آن بزرگ تر شده و جریان آشفته تری نسبت به عدد اتوس پایین ($Eo=3$) مشاهده می‌شود. با گذشت زمان سرعت سقوط قطره افزایش یافته و آشفتگی جریان نیز بیشتر می‌شود.



شکل ۱۴- نمایش خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون قطره در حال سقوط در پله های زمانی متفاوت برای $Oh=0.72$ و $Eo=23$

شکل ۱۵ نمایش خطوط جریان و گردابه های موجود در اطراف و درون دو قطره در آرایش پشت‌سرمه در حال سقوط در پله های زمانی متفاوت برای حالت در نظر گرفته شده در شکل ۱۳-ب را نشان می‌دهد. در مقایسه با عدد اتوس برابر با ۳ (شکل ۱۲)، با افزایش عدد اتوس تا مقدار ۲۳، اینرسی سقوط قطره نسبت حالت $Eo=3$ افزایش می‌یابد و در نتیجه سرعت سقوط دو قطره نیز بالا می‌رود و برخورد آن‌ها نیز سریع تر رخ می‌دهد. قطره پیرو در دنباله پشت قطره پیشرو قرار می‌گیرد و با ایجاد ناحیه بازیافت کم فشار در این دنباله، نیروی پسا برای قطره پیرو کمتر از قطره پیشرو می‌شود. به دلیل خطی شدن جریان، جدایش جریان و گردابه‌ها به سمت پشت قطره پیرو هدایت می‌شوند. در نهایت با گذشت زمانی کمتر نسبت به حالت $Eo=3$ دو قطره با هم برخورد کرده و منعقد می‌شوند. پس از انعقاد، قطره بزرگ‌تری تشکیل می‌شود که قطر آن نسبت به قطره‌های اولیه بیشتر بوده و دارای عدد اتوس بزرگ‌تری می‌باشد. در نتیجه سرعت سقوط این قطره بزرگ‌تر افزایش یافته و با توجه به کاهش اثرات کشش سطحی قطره، تغییر شکل آن بیشتر شده و جدایش جریان زودتر اتفاق می‌افتد. ناحیه دنباله پشت قطره نیز بزرگ‌تر شده و گردابه‌های بزرگی درون آن محبوس می‌شود که باعث متلاطم تر شدن جریان می‌شود. با متلاطم تر شدن جریان و جدایی خطوط جریان از لبه‌های اطراف قطره و افزایش فشار

[16] Yu D, Mei R, Luo L S, Shyy W; Viscous flow computations with the method of Lattice Boltzmann equation, Prog Aerospace Sci, Vol 39, 329, 2003.

[17] Fakhari A., and Rahimian M. H., Simulation of falling droplet by the lattice Boltzmann method, Communication Nonlinear Science and Numerical Simulation, Vol. 14, pp. 3046–3055, 2009.

[18] Mousavi Tilehboni S. E., Sedighi k., Farhadi M. and Fattahi E., Lattice Boltzmann Simulation of Deformation and Breakup of a Droplet under Gravity Force Using Interparticle Potential Model, International Journal of Engineering, Vol 26, pp 781-794, 2013.

[19] Mosavi Tilehboni S. E., Fattahi E., Hassanzadeh Afrouzi H., Farhadi M., "Numerical simulation of droplet detachment from solid walls under gravity force using lattice Boltzmann method," Journal of Molecular Liquids, pp 544–556, 2015

[20] Zheng H W, Shu C, Chew Y T, "A lattice Boltzmann model for multiphase flows with large density ratio," Journal of Computational Physics, vol. 218, pp. 353–371, 2006.

[21] Tryggvason G., Bunner B., Esmaeeli A., Juric D., Al-Rawahi N., Tauber W., Han J., Nas S., and Jan Y. J., "A Front-Tracking Method for the Computations of Multiphase Flow," Journal of Computational Physics, vol. 169, pp. 708–759, 2001.

[22] Fakhari A., and Rahimian M. H., "Investigation of deformation and breakup of a falling droplet using a multiple-relaxation-time lattice Boltzmann method," Journal of Computers & Fluids, vol. 40, pp. 156–171, 2011.

[23] Sattari E., Aghajani Delavar M., Fattahi E. and Sedighi K., "Two and Three Dimensional Investigation of Bubble Rising in High Density Ratio," Physics Journal, vol 1, pp 1-9, (2015).

[24] Amaya Bower L., Lee T., "Single bubble rising dynamics for moderate Reynolds number using Lattice Boltzmann Method," Computers & Fluids, vol. 39, pp. 1191–1207, 2010.

[25] Gunstensen A. K, Rothman D. H., Zaleski S., and Zanetti G., "Lattice Boltzmann model of immiscible fluids," Physical Review A, vol. 43, pp. 4320–4327, 1991.

[26] Swift M. R., Osborn W. R., and Yeomans J. M., Lattice Boltzmann simulation of nonideal fluids, Physical Review Letters, Vol. 75, pp. 830–833, 1995.

[27] Swift M. R., Orlandini E., Osborn W. R., and Yeomans J. M., Lattice Boltzmann simulations of liquid-gas and binary fluid systems, Physical Review E, Vol. 54, pp. 5041-5052, 1996.

[28] He X., Shan X., and Doolen G. D., Discrete Boltzmann equation model for nonideal gases, Physical Review E, Vol. 57, pp. R13-R16, 1998.

[29] Shan X., and Chen H., Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components, Physical Review E, Vol. 47, pp. 1815-1819, 1993.

[30] Bhatnagar P. L., Gross E. P., and Krook M., A model for collision process in gases, I. Small amplitude processes in charged and one-component system, Physical Review A, Vol. 94, pp. 511-525, 1954.

[31] Shan X., and Doolen G. D., "Multi-component lattice-Boltzmann model with interparticle interaction," Journal of Statistical Physics, Vol. 81, pp. 9503001(1-18), 1995.

[32] Jalaal M, Mehravaran K, Fragmentation of falling liquid droplets in bag breakup mode, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 47, pp. 115–132, 2012.

[33] Yu Mei Y., Chao Y., Yi J., Ameya J., YouChun S., Long Y. X., Numerical simulation of immiscible liquid-liquid flow in microchannels using lattice Boltzmann method," Science China Chemistry, Vol. 54, pp. 244–256, 2011.

[34] Huang H., Thorne D. T., Schaap M G., and Sukop M., Proposed approximation for contact angles in Shan-and-Chen-type multicomponent multiphase lattice Boltzmann models, Journal of Physical Review E, Vol. 76, pp. 066701(1-6), 2007.

[35] Amaya-Bower L., and Lee T., Single bubble rising dynamics for moderate Reynolds number using Lattice Boltzmann Method, Computers & Fluids, Vol. 39 , pp. 1191–1207, 2010.

سقوط دو قطره بیشتر شده و دنباله قطره نیز بزرگتر می شود. همانطور که در شکل مشاهده می شود، پس از انعقاد دو قطره، اینرسی آن دو برابر شده و ناحیه پر فشار جلوی قطره موجب تغییر شکل بیشتر آن می شود که در نتیجه آن جریان متلاطم می گردد. در این حالت دنباله قطره دارای ناحیه فشار پایین بزرگتری می شود که گردابه های موجود در دنباله نیز وسیع تر می شوند. در $Eo=23$ دو قطره سریع تر به هم برخورد می کنند و با ایجاد قطره بزرگتر تغییر شکل آن بیشتر شده و جدایش جریان زودتر اتفاق می افتد. ناحیه دنباله پشت قطره نیز بزرگتر شده و گردابه های بزرگی درون آن محبوس می شود که باعث متلاطم تر شدن جریان می شود و در نهایت پدیده فروپاشی برشی در قطره مشاهده می شود.

۶- سپاسگزاری

از دانشگاه آزاد اسلامی واحد آیت اله آملی به عنوان حمایت کننده مالی این طرح پژوهشی کمال تشکر را داریم.

۷- مراجع

[1] Briant A. J., Wagner A. J., and Yeomans J. M., Lattice Boltzmann simulations of contact line motion. I. Liquid-gas systems, Phys. Rev. E., Vol. 69, 031602_2004.

[2] Han J., and Tryggvason G., Secondary breakup of axisymmetric liquid drops. I: Acceleration by a constant body force, Journal of Physics of Fluids, Vol. 11, pp. 3650-3667, 1999.

[3] Hua J., Lou J., Numerical simulation of bubble rising in viscous liquid, Journal of Computational Physics, Vol. 222, pp. 769–795, 2007.

[4] Nemati H., Farhadi M., Sedighi K., Fattahi E., and Darzi A., Lattice Boltzmann simulation of nano fluid in lid-driven cavity, Int. Commun. Heat Mass Transfer, Vol. 37, pp. 1528-1534, 2010.

[5] Mehrizi A.A., Farhadi M., Afrouzi H.H., Sedighi K., Darz A.R., Mixed convection heat transfer in a ventilated cavity with hot obstacle: effect of nanofluid and outlet port location, Int. Commun. Heat Mass Transfer, Vol. 39, pp. 1000–1008, 2012.

[6] Afrouzi H.H., Farhadi M., and Mehrizi A.A., Numerical simulation of microparticles transport in a concentric annulus by lattice Boltzmann method, Adv. Powder Technol., Vol. 24, pp. 584–575, 2013.

[7] Pormirzaagha H., Hassanzadeh Afrouzi H., and Abouei Mehrizi A., Nano-particles transport in a concentric annulus: a lattice-Boltzmann approach, J. Theor. Appl. Mech. , 2015.

[8] Yan C., Hao L., Hussein A., and Raymond D., Evaluations of cellular lattice structures manufactured using selective laser melting, Int. J. Mach. Tools Manuf., Vol. 62, pp. 38-32, 2012.

[9] Jourabian M., Farhadi M., and Darzi A.A.R., Outward melting of ice enhanced by Cu nanoparticles inside cylindrical horizontal annulus: lattice Boltzmann approach, Appl. Math. Model. Vol. 37, pp.8813–8825, 2013.

[10] Mehrizi A.A., Farhadi M., Sedighi K., Delava M.A., Effect of fin position and porosity on heat transfer improvement in a plate porous media heat exchanger, J. Taiwan Inst. Chem. Eng., Vol. 44, pp. 420–431, 2013.

[11] Mehrizi A.A., Farhadi M., Sedighi K., Aghili A.L., Lattice Boltzmann simulation of heat transfer enhancement in a cold plate using porous medium, J. Heat Transf., Vol.135, pp. 111006, 2013.

[12] Chen S., Doolen G. D.; Lattice Boltzmann method for fluid flows, Annu Rev Fluid Mechanics, Vol 30, 329-3 64, 1998

[13] Wolf-Gladrow D. A., Lattice gas cellular automata and Lattice Boltzmann method, an introduction. Berlin: Springer, 2000.

[14] Succi S., The Lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond, Oxford, Clarendon Press, 2001.

[15] Sukop M. C., Thorne D. T.; Lattice Boltzmann modeling, an introduction for geoscientists and engineers, Berlin, Springer, 2005