

## تشکیل و جدایش قطره غیرنیوتونی در جریان دو فازی داخل یک میکروکانال هم‌محور

دانشیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران  
 استاد، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران  
 کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران

محسن نظری\*  
 محمدحسن کیهانی  
 هاجر محمدزاده‌ثانی

### چکیده

در این مقاله از روش شبکه بولتزمن دوفازی برای شبیه‌سازی تشکیل و جدایش قطره از ترکیب دو سیال مخلوط‌نشده استفاده شده است. هدف این تحقیق بررسی فرآیند تشکیل قطره سیال غیرنیوتونی در یک فاز پیوسته نیوتونی داخل یک میکروکانال هم‌محور می‌باشد. در این شبیه‌سازی، مدل غیرنیوتونی کاریاسودا برای شبیه‌سازی سیال غیرنیوتونی به کار گرفته شده است. اعداد بی‌بعد مهم در این مطالعه، عدد موینگی (نسبت بین نیروی لزجت و نیروی کشش سطحی) و نسبت سرعت ورودی دوفاز می‌باشند. در این تحقیق تاثیر ضریب کاریاسودا، عدد موینگی و نسبت سرعت بر فرآیند تشکیل قطره، اندازه، فرکانس تشکیل قطرات و طول جدایش بررسی گردیده است. صحت‌سنجی مناسبی نیز در حالت دوفاز با ارائه یک حل تحلیلی ارائه گردیده است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش ضریب غیرنیوتونی در مدل، زمان شروع جدایش قطره و طول جدایش اولین قطره کاهش می‌یابد. افزایش عدد موینگی نیز منجر به کاهش طول جدایش می‌شود. با کاهش نسبت سرعت بین دو فاز، کاهش عدد موینگی و افزایش ضریب مدل کاریاسودا، اندازه قطره تشکیل شده کاهش می‌یابد. تاثیر ضریب غیرنیوتونی بر فاصله بین قطرات نیز بررسی شد به گونه‌ای که با افزایش این ضریب، فرکانس تشکیل قطره افزایش و فاصله بین قطرات کاهش می‌یابد.

**واژه‌های کلیدی:** میکروکانال، روش شبکه بولتزمن، سیال غیرنیوتونی، قطره.

## Non-Newtonian Droplet Formation in Two-phase Flows in a Co-flowing Microchannel

M. Nazari  
 M. H. Kayhani  
 H. Mohamadzade

Department of Mechanical Eng., Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran  
 Department of Mechanical Eng., Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran  
 Department of Mechanical Eng., Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran

### Abstract

The intermolecular potential model of the lattice Boltzmann method is used to simulate the droplet formation and breakup process of mixing of immiscible fluids. The aim of this research is to investigate non-Newtonian droplet formation in Newtonian continuous phase in a co-flowing micro-channel. The dimensionless numbers such as Capillary and velocity ratio are the most important dimensionless numbers in determination of fluid flow characteristics in the micro-channel. The influences of capillary number, non-Newtonian index and velocity ratio are studied on the droplet formation. The final droplet size, droplet generation frequency and detachment point of the droplet are completely analyzed. The results reveal that with increasing the non-Newtonian index, the required time for detachment of the droplet and the formation length is decreased. Increasing the Capillary number leads to a reduction in the detachment length. The size of droplet is also decreased due to the reducing velocity ratio and Capillary number. Moreover, the effect of non-Newtonian index on the distance between the droplets is checked.

**Keywords:** micro-channel, lattice Boltzmann method, non-Newtonian fluid, droplet.

### ۱- مقدمه

بستگی دارد به‌طوری‌که با ثابت ماندن هندسه کانال و دبی جریان، اندازه قطره و فرکانس تولید قطره نیز ثابت باقی می‌ماند. تورسن و همکارانش [۵] برای نخستین بار شکل‌گیری قطرات آب در روغن را داخل میکروکانال مشاهده کردند. نتایج آنها نشان می‌دهد که تشکیل قطره به نیروهای تنش برشی و کشش سطحی بین دو سیال بستگی دارد. دی منچ و همکاران [۶] رژیم‌های مختلف چکه‌کردن<sup>۴</sup> و جتی<sup>۵</sup> را مشاهده کردند [۷-۱۴]. گارتسکی و همکاران [۹] آزمایش‌های تجربی را روی یک میکروکانال تی‌شکل انجام دادند و به این نتیجه رسیدند که تشکیل قطره از دو سیال مخلوط‌نشده در اعداد موینگی پایین به

فرآیند تشکیل قطره از دوسیال مخلوط‌نشده در میکروکانالها دارای کاربردهای فراوانی نظیر صنایع غذا و پلیمر [۱]، تولید دارو [۲]، آنالیزهای DNA [۳] و میکرورواکتورها [۴] می‌باشد. قطره‌های مجزا با روش‌های متعددی در ابزارهای میکروسیالاتی از جمله میکروکانال‌های تی‌شکل<sup>۱</sup>، هندسه متقاطع<sup>۲</sup> و جریان در کانال هم‌محور<sup>۳</sup>، تشکیل می‌شوند. فرآیند تشکیل قطره در میکروکانال‌ها به عواملی نظیر خواص سیال، دبی جریان ورودی دو سیال مخلوط‌نشده و هندسه کانال

<sup>1</sup> T-junction

<sup>2</sup> Cross-junction

<sup>3</sup> Co-flowing

<sup>4</sup> Dripping

<sup>5</sup> Jetting

خاطر اختلاف فشار در راستای باریک‌شدگی قطره می‌باشد و به عبارتی در اعداد موینگی بالا نیروی لزجت نیروی حاکم است و قطره‌ها توسط پایداری موینگی تشکیل می‌شوند. لئو و همکاران [۱۵] تاثیر عدد موینگی و نسبت لزجت بین دو فاز و نسبت دبی جریان را روی تشکیل قطرات آب در روغن در هندسه‌های متقاطع توسط روش بولتزنم بررسی کردند. تن و همکاران [۱۶] تشکیل قطرات آب در روغن و روغن در آب را به صورت آزمایشگاهی بررسی کردند و به این نتیجه رسیدند که قطرات مجزا با افزایش لزجت سیال پیوسته کاهش می‌یابد درحالی‌که با افزایش دبی سیال جداشونده به آرامی افزایش می‌یابد. فرهادی و آذرمنش [۱۷] رژیم‌های مختلف تشکیل قطره و تاثیر عدد موینگی و عدد رینولدز را بر تشکیل قطره بررسی کردند. روحی و ملک‌زاده [۱۸] رژیم‌های مختلف تشکیل قطره و تاثیر پارامترهای مختلفی نظیر زاویه تماس را بر زمان جدایش قطره بررسی کردند. آسمان هووار و همکاران [۱۹]، تانگ و شی [۲۰] و علیزاده و همکاران [۲۱] پژوهش‌هایی را در زمینه کانال‌های هم‌محور و T شکل انجام دادند. در تحقیقات پیشین هر دو سیال مورد بررسی، آب و روغن، نیوتونی فرض شده بودند درحالی‌که در بسیاری از موارد، سیال جاری داخل کانال میکرو، یک سیال غیرنیوتونی است و باید خواص رئولوژیکی برای آن در نظر گرفته شود. بنابراین کو و همکاران [۲۲] تشکیل قطرات روغن را در سیال فاز پیوسته در میکروکانال را به صورت عددی بررسی کردند و به این نتیجه رسیدند که رئولوژی سیال پیوسته در شکل‌گیری و اندازه قطره تاثیر بسزایی دارد. سانگ و همکاران [۲۳] اثرات لزجت را بر سیال توانی<sup>۱</sup> و بینگهام روی تشکیل قطره در میکروکانال تی‌شکل بررسی کردند. شی و همکاران [۲۴] و لیو و همکاران [۲۵-۲۹] تشکیل قطره در میکروکانال متقاطع و تی‌شکل را با استفاده از روش بولتزنم بررسی کردند.

هدف این مقاله مطالعه فرآیند تشکیل قطره غیرنیوتونی در سیال نیوتونی با روش شبکه بولتزنم دوفازی در میکروکانال‌های هم‌محور است. از آنجایی که تاکنون کارهای کمی در رابطه با استفاده از شبکه بولتزنم برای جریان‌های چندفازی غیرنیوتونی انجام شده، تلاش ما بر این بوده تا قابلیت روش شبکه بولتزنم دوفازی را برای شبیه‌سازی تشکیل و جدایش قطره غیرنیوتونی در داخل سیال نیوتونی در یک میکروکانال هم‌محور نشان دهیم که در ادبیات مساله به آن پرداخته نشده است و کاربردهای فراوانی در حوزه میکرو دارد. در قسمت بعد، تئوری روش بولتزنم و مدل شبکه بولتزنم چندفازی برای جریان‌های چندفازی غیرنیوتونی معرفی شده است. در قسمت سوم، صحت‌سنجی کامل مساله و یک حل تحلیلی انجام شده و در قسمت چهارم تشکیل قطره غیرنیوتونی در سیال نیوتونی و تاثیر پارامترهای مختلف بر این فرآیند، مورد بررسی قرار گرفته است. نتیجه‌گیری و خلاصه‌ای از کارهای انجام گرفته در این پژوهش هم در قسمت پنجم آورده شده است.

## ۲- تئوری روش بولتزنم

### ۲-۱- معادله شبکه بولتزنم جریان سیال

روش شبکه بولتزنم روش جدیدی در حل‌های عددی می‌باشد که برخلاف روش‌های رایج دینامیک سیالات محاسباتی، بر اساس مدل‌های میکروسکوپی و معادله سینیتیک مزوسکوپی می‌باشد که در آن رفتار

مجموعه‌ای از ذرات سیستم برای شبیه‌سازی جریان استفاده می‌شود. از مزیت‌های ویژه این روش توانایی آن در شبیه‌سازی مسایلی با شرایط مرزی پیچیده و یا سطوح مشترک متحرک و جریان‌های چندفازی می‌باشد [۳۰]. در این مقاله از معادله بولتزنم شبکه‌ای مدل دوفازی دومولفه‌ای شان‌وچن استفاده شده است [۳۱-۳۰]. در این مدل برای هر فاز طبق رابطه (۱) تابع توزیع مجزایی تعریف می‌شود که در آن  $f_i^\sigma(x, t)$  تابع توزیع مولفه  $\sigma$ ام در جهت  $\vec{u}$  می‌باشد،  $\sigma$  می‌تواند مقادیر یک یا دو را اختیار کند.

$$f_i^\sigma(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = \frac{f_i^\sigma(\vec{x}, t) - f_i^{\sigma, eq}(\vec{x}, t)}{\tau_\sigma} \quad (1)$$

معادله (۱) از دو بخش تشکیل می‌شود: قسمت نخست مربوط به مرحله جاری‌شدن و قسمت دوم مربوط به مرحله برخورد است. براین اساس مرحله جاری‌شدن طبق رابطه (۲) نوشته می‌شود که در آن مقادیر  $f_i^\sigma$ ها را در یک لحظه پس از جاری‌شدن در نقاط مجاور بدست می‌دهد که ترتیب این عملیات اهمیتی نداشته و تنها توالی آنها مهم است.

$$f_i^\sigma(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i^\sigma(\vec{x}, t + \Delta t) \quad (2)$$

لزجت سینماتیکی سیال طبق رابطه (۳) تعریف می‌شود که در آن  $\tau_\sigma$  زمان رهاسازی منفرد مولفه  $\sigma$ ام می‌باشد.

$$\nu_\sigma = (\tau_\sigma - 0.5)/3 \quad (3)$$

تابع توزیع تعادلی  $f_i^{\sigma, eq}(x, t)$  طبق رابطه (۴) بدست می‌آید که در  $w_i$  و  $\vec{c}_i$ ها به ترتیب ضرایب وزنی و سرعت‌های گسسته برای شبکه  $D_2Q_9$  می‌باشد که طبق معادلات (۵) تعریف می‌شود.

$$f_i^{\sigma, eq}(\vec{x}, t) = w_i \rho_\sigma \left[ \begin{array}{c} 1 + 3\vec{e}_i \cdot \vec{u}^{\sigma, eq} + \frac{9}{2} (\vec{e}_i \cdot \vec{u}^{\sigma, eq})^2 \\ - \frac{3}{2} \vec{u}^{\sigma, eq} \cdot \vec{u}^{\sigma, eq} \end{array} \right] \quad (4)$$

$$w_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & , i = 0 \\ \frac{1}{9} & , i = 1, 2, 3, 4 \\ \frac{1}{36} & , i = 5, 6, 7, 8 \end{cases}$$

$$c_0 = 0 \\ c_i = \left[ \cos\left((i-1)\frac{\pi}{2}\right), \sin\left((i-1)\frac{\pi}{2}\right) \right] \\ c_i = \sqrt{2} \left[ \cos\left((2i-1)\frac{\pi}{4}\right), \sin\left((2i-1)\frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (5)$$

در معادله (۴)  $\vec{u}$  و  $\rho$  کمیت‌های سرعت و چگالی ماکروسکوپی هستند که از رابطه (۶) و (۷) بدست می‌آیند.

$$\rho = \sum_i f_i = \sum_i f_i^{eq} \quad (6)$$

$$\rho \vec{u} = \sum_i \vec{c}_i f_i = \sum_i \vec{c}_i f_i^{eq} \quad (7)$$

سرعت تعادلی  $\vec{u}^{\sigma, eq}$  در رابطه (۴) طبق معادله (۸) بدست می‌آید که در آن  $\vec{u}$  سرعت ترکیبی نامیده می‌شود و مطابق معادله (۹) تعریف می‌شود.

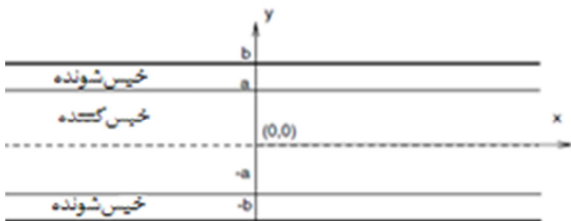
$$\vec{u}^{\sigma, eq} = \vec{u} + \tau_\sigma \vec{F}_\sigma / \rho_\sigma \quad (8)$$

$$\vec{u} = \frac{\sum_i \left( \sum_j \frac{f_j^\sigma \vec{e}_j}{\tau_\sigma} \right)}{\sum_i \frac{\rho_\sigma}{\tau_\sigma}} \quad (9)$$

<sup>1</sup> Power law

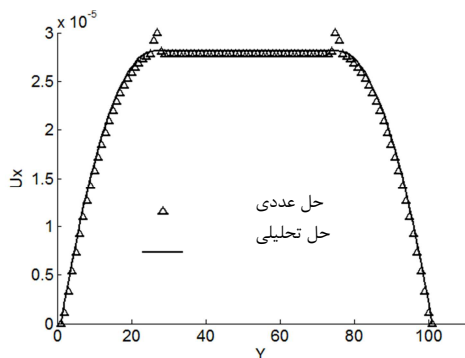
موازی پرداخته و سپس با شرایط مرزی مناسب به معترسازی کد می‌پردازیم. عامل حرکت در این کانال گرادیان فشاری است که به سیال اعمال می‌شود. در این صورت با وارد کردن گرادیان فشاری به سیال اول، باعث حرکت آن شده، در نتیجه سیال دوم هم به واسطه حرکت سیال اول کشیده می‌شود و یا بلعکس. در روش بولترمن با افزودن نیروی  $G$  به نیروهایی که در راستای حرکت سیال می‌باشند، می‌توان گرادیان فشار را اعمال نمود. در ابتدا ناحیه محاسباتی با تعداد شبکه  $10 \times 100$ ، با اعمال شرایط مرزی تناوبی به مرزهای ورودی و خروجی و اعمال شرط مرزی دیواره ثابت<sup>۱</sup> به دیواره‌های بالا و پایین، در نظر گرفته شد. مطابق شکل ۱ سیال خیس‌کننده<sup>۲</sup> در ناحیه  $0 < |y| < |a|$  و سیال خیس‌شونده<sup>۳</sup> در ناحیه  $|a| < |y| < |b|$  قرار دارد. لزجت دینامیکی و نسبت چگالی برای هر دو سیال خیس‌کننده و خیس‌شونده به ترتیب  $v_{nw} = u_w = v_w = u_w = v_w = u_w = v_w$  و  $M = \rho_{nw} / \rho_w$  و  $C_s^2(\tau - 0.5)$  و  $\rho_w$  به ترتیب لزجت و چگالی سیال خیس‌کننده و  $\rho_{nw}$  و  $v_{nw}$  به ترتیب لزجت و چگالی سیال خیس‌شونده می‌باشد. عامل حرکت، نیروی حجمی  $G = 1/5 \times 10^{-4}$  است. حل تحلیلی این مساله مطابق زیر به دست می‌آید:

$$\left\{ \begin{array}{l} U_i = -A_i * y^2 + D_i \quad 0 \leq y \leq a \\ U_o = -A_o * y^2 + C_o * y + D_o \quad a \leq y \leq b \\ A_i = \frac{G_i}{2 * v_i}, A_o = \frac{G_o}{2 * v_o}, \\ C_o = 2(A_o - M A_i)a, \\ D_o = A_o b^2 - C_o b, \\ D_i = (A_i - A_o)a^2 + C_o a + D_o \end{array} \right. \quad (15)$$



شکل ۱- جریان دوفازی مخلوط‌نشده بین دو صفحه موازی

شکل ۲ نمودار سرعت را برای  $M=1$  و با در نظر گرفتن  $b=75$ ،  $a=25$  و تعریف  $S_w = 1 - \frac{a}{b} = 0.5$  در  $\rho_1 = \rho_2 = 1$  و  $S_w = 1 - \frac{a}{b} = 0.5$  نشان می‌دهد که مطابقت خوبی با حل تحلیلی دارد.



<sup>1</sup> Bounce-back  
<sup>2</sup> wetting  
<sup>3</sup> non wetting

در رابطه (۸)،  $\vec{F}_\sigma = \vec{F}_{c,\sigma} + \vec{F}_{ads,\sigma} + \vec{F}_{body,\sigma}$  کل نیروهای وارد بر سیال مولفه  $\sigma$  می‌باشد که  $\vec{F}_{c,\sigma}$  نیروی مربوط به اندرکنش داخلی دو سیال و  $\vec{F}_{ads,\sigma}$  نیروی بین سیال و جسم جامد و  $\vec{F}_{body,\sigma}$  نیروهای حجمی می‌باشند. مقادیر  $\vec{F}_{c,\sigma}$  به کمک معادله (۱۰) بدست می‌آید.

$$\vec{F}_{c,\sigma} = -G_c \rho_\sigma(\vec{x}, t) \sum_i w_i \rho_\sigma(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t, t) \vec{e}_i \quad (10)$$

که در آن  $\Psi^\sigma$  برابر با چگالی انتخاب می‌شود و  $G_{\sigma\sigma}$  نشان‌دهنده قدرت برهمکنش دو سیال می‌باشد.  $\vec{F}_{ads,\sigma}$  نیروی بین سیال-جامد است که توسط رابطه (۱۱) بدست می‌آید.

$$\vec{F}_{ads,\sigma} = -G_{ads} \rho(\vec{x}, t) \sum_i w_i s(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t) \vec{e}_i \quad (11)$$

در رابطه (۱۱) مقدار پارامتر  $s(\vec{x} + \vec{e}_i \Delta t)$  هنگامی که روی سطح جامد قرار دارد، برابر با یک، و هنگامی که در سیال باشد برابر با صفر خواهد بود. پارامتر  $G_{ads}$  قدرت برهمکنش بین جامد و سیال می‌باشد.

## ۲-۲- مدل سیال غیر نیوتونی

در سیال نیوتونی ضریب لزجت در نرخ برش، ثابت است در حالیکه در سیالات غیرنیوتونی رابطه‌ای غیرخطی بین تنش برشی و نرخ کرنش برشی وجود دارد. به طور کلی سیالات غیرنیوتونی به سه گروه بزرگ سیالات مستقل از زمان، سیالات تابع زمان و سیالات ویسکوالاستیک تقسیم می‌شوند [۳۲-۳۵]. در این مقاله از مدل کاریاسودا که برای شبیه‌سازی سیالات مستقل از زمان به کار می‌رود، استفاده شده است. معادله ساختاری این سیالات به صورت زیر است [۳۶]:

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = (1 + (\lambda \dot{\gamma})^a)^{\frac{n-1}{a}} \quad (12)$$

که در آن  $\mu_0$  و  $\mu_\infty$  به ترتیب لزجت‌های دینامیکی در نرخ برشی صفر و بینهایت می‌باشند و  $\lambda$  نرخ برش و  $\dot{\gamma}$  زمان مشخصه ویسکوالاستیک سیال است. در نرخ برش بحرانی  $1/\lambda$ ، لزجت سیال شروع به کاهش می‌کند. پارامتر  $n$  درجه رفتار غیرنیوتونی را بیان می‌کند و هنگامی که  $n=1$  می‌باشد، در واقع سیال نیوتونی با لزجت  $\mu_0$  می‌باشد.  $\dot{\gamma}$  اندازه نرخ برش محلی می‌باشد که با تغییرناپذیر دوم تانسور نرخ کرنش  $S_{\alpha\beta}$  به صورت زیر مرتبط است [۳۸]:

$$\dot{\gamma} = 2 \sqrt{S_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta}} \quad (13)$$

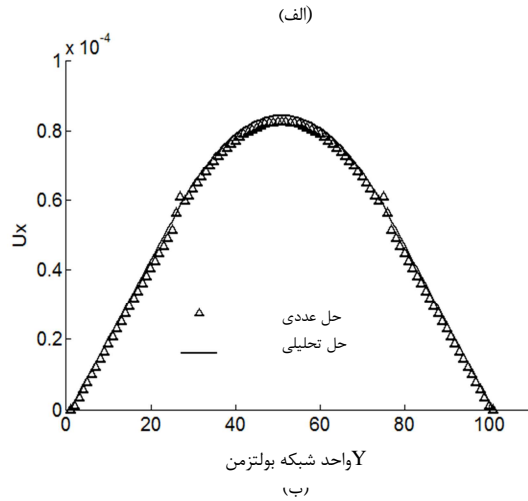
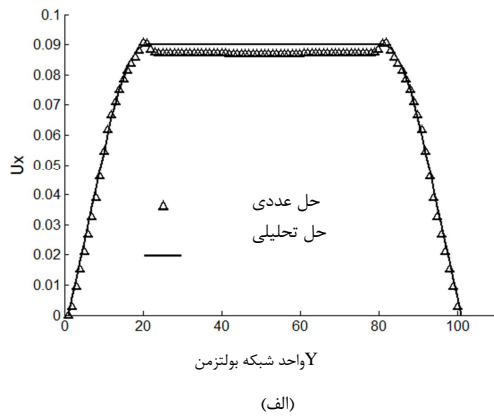
$$S_{\alpha\beta} = \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} \quad (14)$$

در سیال نیوتونی مقدار زمان آرامش (معادله ۱) در هر نقطه شبکه مقدار ثابتی می‌باشد، اما در سیال غیرنیوتونی به دلیل اینکه گرادیان سرعت در هر نقطه کانال متفاوت از سایر نقاط شبکه است، لزجت نیز در هر نقطه متفاوت از نقطه مجاور است. در الگوریتم حل عددی در هر تکرار ابتدا گرادیان سرعت در هر نقطه محاسبه شده، سپس زمان آرامش جدید بدست می‌آید و از این زمان آرامش جدید در گام زمانی بعد (در هر نقطه) استفاده می‌شود.

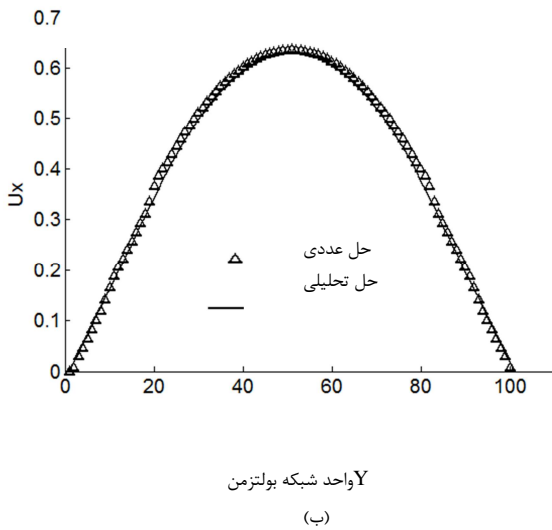
## ۳- صحت سنجی کد توسعه داده شده

### ۳-۱- جریان دوفازی لایه‌ای مخلوط‌نشده

جریان دوفازی لایه‌ای مخلوط‌نشده را بین دو صفحه موازی مطابق شکل ۱ در نظر می‌گیریم. ابتدا به حل تحلیلی این جریان بین دو صفحه



شکل ۲- نمودار سرعت برای  $M=1$  و  $G=1/5 \times 10^{-4}$  و  $S_w=0/5$  و  $\tau_1 = \tau_2 = 1$   
 (الف)  $G$  به سیال ۱ وارد می شود (ب)  $G$  به سیال ۲ وارد می شود



شکل ۳- نمودار سرعت برای  $M=1$  و  $G=1 \times 10^{-4}$   
 (الف)  $G$  به سیال ۲ وارد می شود (ب)  $G$  به سیال ۱ وارد می شود

### ۳-۳- آزمون لاپلاس

در جریان‌های چندفازی مدل‌سازی دینامیک سطح مشترک بین دو سیال بسیار مهم است. آزمون لاپلاس و آزمون زاویه تماس از جمله آزمون‌های معروفی هستند که به بررسی شبیه‌سازی این موضوع می‌پردازند. آزمون لاپلاس از جمله مهم‌ترین آزمون‌ها در صحت‌سنجی کدهای چندفازی است تا صحت‌سنجی کد در شبیه‌سازی دینامیک سطح مشترک دوسیال مورد بررسی قرار گیرد. برطبق قانون لاپلاس رابطه بین اختلاف فشار داخل و خارج قطره  $(P_{in}-P_{out})$  طبق رابطه  $P_{in}-P_{out}=\sigma/R_d$  محاسبه می‌شود که در آن،  $\sigma$  کشش سطحی بین دوفاز و  $R_d$  شعاع قطره می‌باشد.

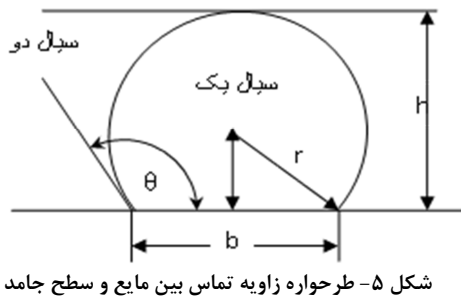
در مدل شبه‌پتانسیل [۲۰]، کشش سطحی توسط ضریب  $G_{12}$  (رابطه ۱۰) که نشان‌دهنده قدرت برهمکنش بین دوفاز است، تعیین می‌شود. برای صحت‌سنجی روش و اندازه‌گیری کشش سطحی، در مرکز یک ناحیه محاسباتی  $100 \times 100$  با مرزهای تناوبی، قطراتی با شعاع‌های مختلف در نظر گرفته می‌شود. در این آزمون مقادیر به صورت  $v_1=v_2=0/15$ ،  $\rho_1=\rho_2=1$ ،  $G_{11}=G_{22}=0$ ،  $G_{12}=G_{21}=0/2$  انتخاب می‌شوند که اندیس ۱ مربوط به فاز پیوسته و اندیس ۲ مربوط به فاز جداشونده می‌باشد. شکل ۴ نشان می‌دهد که نمودار  $\Delta p$  (اختلاف فشار) بر حسب  $1/R_d$  به صورت خط راست است و شیب این خط نشان‌دهنده

### ۳-۲- جریان سه فازی لایه‌ای مخلوط‌نشده

حال همان کانال را در نظر گرفته اما این بار، سه‌فاز در آن جریان دارد. در اینجا سه‌فاز را با چگالی‌های برابر در نظر می‌گیریم. حل تحلیلی این مساله مطابق رابطه (۱۶) می‌باشد که در آن  $G_i$  گرادیان‌های فشاری است که به فازهای مختلف وارد می‌شود.

$$\left\{ \begin{array}{l} u_1 = G_1 \frac{y^2}{2\mu_1} + \frac{c_1}{\mu_1} y + c_2 \\ u_2 = G_2 \frac{y^2}{2\mu_2} + \frac{c_3}{\mu_2} y + c_4 \\ u_3 = G_3 \frac{y^2}{2\mu_3} + \frac{c_5}{\mu_3} y + c_6 \\ A_1 = -\frac{G_1}{(2\mu_1)}, \quad A_2 = -\frac{G_2}{(2\mu_2)}, \quad A_3 = -\frac{G_3}{(2\mu_3)} \\ c_1 = 0.0, \quad c_3 = a(G_1 - G_2) \\ c_6 = -A_3 c^2 - c_5 \left( \frac{c}{\mu_3} \right) \\ c_4 = (A_3 - A_2) b^2 + b \left( \frac{c_5}{\mu_3} \right) - \left( \frac{c_3}{\mu_2} \right) + c_6, \\ c_2 = (A_2 - A_1) a^2 + a \left( \frac{c_3}{\mu_2} \right) + c_4 \\ c_5 = b(G_2 - G_3) + c_3 \end{array} \right. \quad (16)$$

مشابه بالا، شکل ۳ نمودار سرعت بر حسب  $y$  را در  $x=0/5$  نشان می‌دهد.



شکل ۵- طرحواره زاویه تماس بین مایع و سطح جامد



شکل ۶- زاویه‌های تماس مختلف بر حسب درجه متناسب با:  $G_{ads2} = 0.05, 0.1, 0.15$

برای نشان دادن اثر ترشوندگی به ازای زوایای مختلف، قطره را در حالت تعادل در ناحیه محاسباتی قرار می‌دهیم به طوری که با دیواره بالا و پایین در تماس باشد [۱۱]. شکل ۷ تغییر شکل قطره را به ازای ۰/۱۵، ۰/۱۰، ۰/۰۵  $G_{ads2}$  که متناسب با سه زاویه تماس مختلف ۱۷۹، ۱۳۹، ۱۱۹/۵  $\theta$  می‌باشد، را نشان می‌دهد.



شکل ۷- حالات قطره در سه زاویه تماس مختلف  $G_{ads2} = 0.1, 0.1, 0.0$

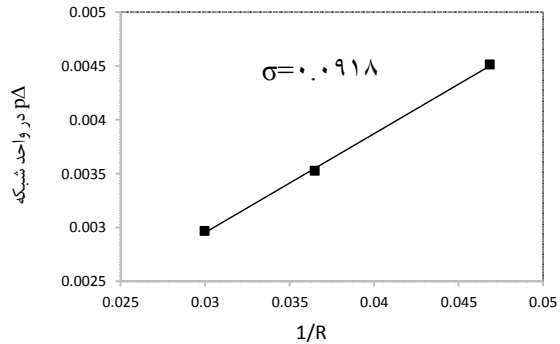
شکل ۷- حالات قطره در سه زاویه تماس مختلف  $\theta = 119.5, 139, 179$  میکروکانال

برای ادامه کار  $G_{ads2} = 0.15$  در نظر گرفته می‌شود که مطابق شکل ۷، قطره در این زاویه تماس، به صورت خیس‌نشونده بر روی دیوار قرار می‌گیرد.

#### ۴- نتایج و بحث

شکل ۸ نمایی از یک میکروکانال دوبعدی به طول  $L = 480$  و عرض  $W = 24$  است. تمامی ابعاد در واحد شبکه بولتزمن هستند. در ورودی، فاز پیوسته از طریق دو زیرکانال و فاز جداشونده از طریق یک زیرکانال میانی به صورت جت به داخل فاز پیوسته فرستاده می‌شود. زیرکانال‌ها هر یک دارای عرض  $W_1 = W_2 = 8$  و طول  $L_g = 31$  می‌باشند. شرایط مرزی به صورت زیر تنظیم شده است: در ورودی کانال  $(x=0)$  سرعت فاز جداشونده و پیوسته به ترتیب  $U_d$  و  $U_c$  و دبی سیال تزریقی  $Q_d$  و دبی سیال پیوسته  $Q_c$  هستند و در خروجی کانال  $(x=L)$  شرط مرزی فشار ثابت است و سرعت در دیواره‌ها نیز به صورت شرط مرزی برگشت به عقب در نظر گرفته شده است [۳۱]. از اعداد بی‌بعد مهم در میکروکانال‌ها عدد موینگی است که نسبت نیروی لزجت به نیروی کشش سطحی است و به صورت رابطه (۴) تعریف می‌شود که در آن  $h_c$ ، لزجت دینامیکی فاز پیوسته و  $U_c$ ، سرعت ورودی فاز پیوسته و  $\sigma$ ، کشش

کشش سطحی می‌باشد. با تغییر  $G_{ads2}$ ، شیب این خط و در نتیجه مقدار کشش سطحی تغییر می‌کند. با افزایش  $G_{ads2}$  کشش سطحی کاهش می‌یابد، در واقع نیروی جاذبه بین ملکولی کاهش می‌یابد. با توجه به شکل ۴ کشش سطحی ۰/۰۹۱۸ برای ادامه کار در نظر گرفته می‌شود.



شکل ۴- آزمون لاپلاس جهت محاسبه کشش سطحی بین دوفاز

#### ۳-۴- آزمون زاویه تماس

هنگامی که یک قطره انحلال‌ناپذیر<sup>۱</sup> در تماس با یک سطح جامد قرار می‌گیرد، آنگاه میان سیال ترشونده<sup>۲</sup> و سیال ترشونده<sup>۳</sup> و سطح جامد خط تماسی ایجاد می‌شود (شکل ۵). ترشوندگی یک سطح نسبت به سیال، بستگی به زاویه تماس  $\theta$  دارد. برای زاویه کم‌تر از ۹۰ درجه، سیال تمایل به خیس کردن سطح دارد، بنابراین سطح ترشونده می‌باشد و برای زاویه بزرگ‌تر از ۹۰ درجه، سیال به شکل سیال فشرده در می‌آید، بنابراین سطح ترشونده است. برای محاسبه زاویه تماس، ابتدا قطره با قطر ۶۰ واحد را در میدان محاسباتی به ابعاد  $60 \times 120$  بصورت مماس بر دیواره پایینی قرار داده می‌شود (شکل ۶). با در نظر گرفتن  $G_{ads1} = 0$  و مقدار معینی برای  $G_{ads2}$ ، که قدرت برهمکنش بین سطح جامد و سیال را کنترل می‌کند (رابطه ۱۱)، و بعد از ۴۰۰۰ مرحله که میدان به حالت پایا درآمد، مقدار زاویه تماس محاسبه خواهد شد. به منظور تعیین رابطه بین ضریب برهمکنش سیال-جامد و زاویه تماس، یک سری قطره آزمون شده‌اند. شرایط مرزی دیواره بالا و پایین شرط بازگشت به عقب و شرط مرزی دیواره‌های جانبی شرط مرزی تناوبی می‌باشد. زاویه تماس به کمک پارامترهای هندسی شکل‌های حاصل و با استفاده از معادله (۱۷) قابل محاسبه خواهد بود، که  $h$  ارتفاع قطره و  $b$  طول پخش شده قطره روی سطح می‌باشد.

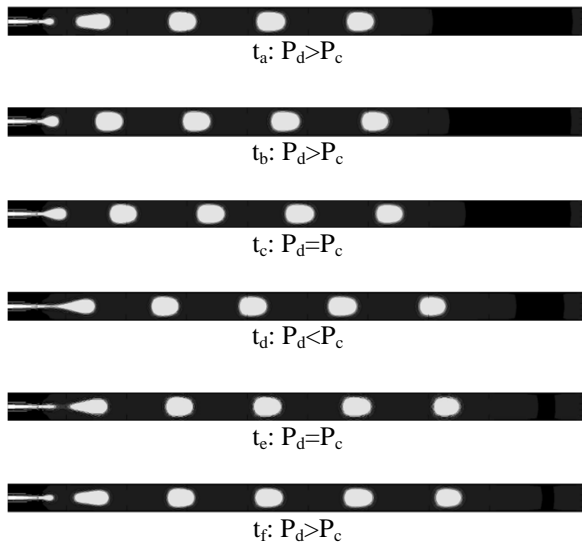
$$\theta = \pi - \arctan \left[ \frac{b}{2(r-h)} \right] \quad (17)$$

در این رابطه مقدار  $r = h/2 + b^2/8h$  خواهد بود. با تغییر مقادیر  $G_{ads2}$ ، زوایای مختلف بدست خواهند آمد [۳۷].

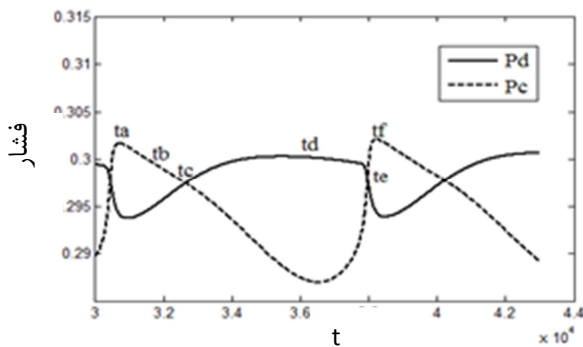
<sup>1</sup> Immiscible

<sup>2</sup> Wetting

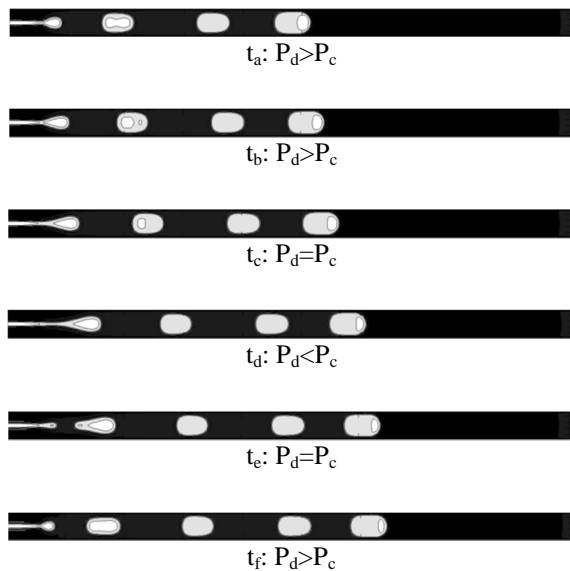
<sup>3</sup> Non Wetting



(الف)



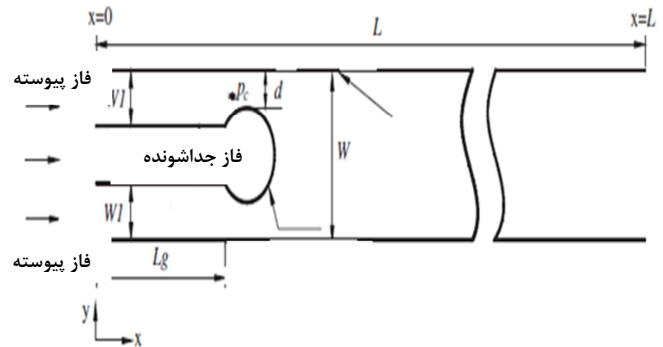
(ب)



(ج)

سطحی بین دوفاز است. عدد بی بعد مهم دیگر در این مساله نسبت سرعت‌های ورودی دو فاز است که به صورت  $R=U_d/U_c$  تعریف می‌شود.

در این مقاله سعی شده است تا فرآیند تشکیل قطره سیال جداشونده غیرنیوتونی در یک فاز پیوسته نیوتونی بررسی گردد. برای مدل‌سازی سیال غیرنیوتونی از مدل کاریاسودا طبق رابطه (۱۲) استفاده شده است. در ادامه تاثیر ضریب  $n$  مدل کاریاسودا و عدد موپینگی و نسبت سرعت بر سایز و فرکانس قطره بررسی شده است.

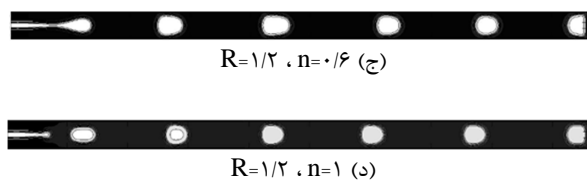


شکل ۸- طرحواره از میکروکانال هم‌محور تشکیل شده از دو فاز پیوسته و فاز جداشونده

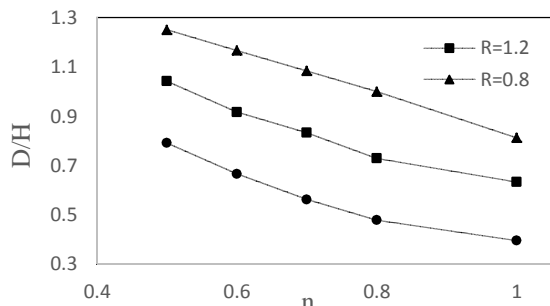
#### ۴-۱-۴- تشکیل و جدایش قطره غیرنیوتونی در سیال نیوتونی در میکروکانال هم‌محور

##### ۴-۱-۱- تاثیر ضریب مدل کاریاسودا ( $n$ ) بر تشکیل قطره

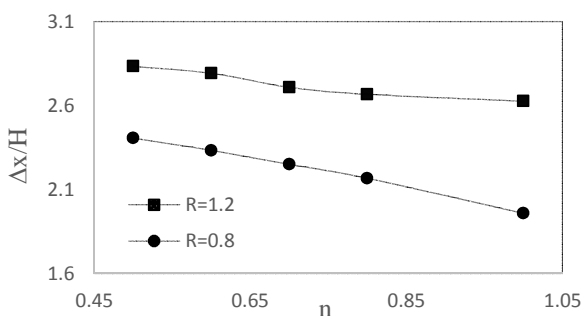
شکل ۹- (الف) فرآیند تشکیل قطره در زمان‌های مختلف در یک چرخه را با در نظر گرفتن نسبت سرعت  $R=0.8$  که متناسب است با  $Ca=0.13307$  و به ازای  $n=1$  نشان می‌دهد. طبق رابطه (۱۲) وقتی  $n$  برابر یک باشد، سیال نیوتونی می‌شود. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود قطره (فاز جداشونده) از  $t_a$  تا  $t_e$  شروع به پیشروی می‌کند تا در زمان  $t_d$  فرآیند جدایش قطره رخ می‌دهد و بعد از زمان  $t_d$  تا  $t_e$  قطره جدا می‌شود و در سیال پیوسته پیش می‌رود. شکل ۹- (ب) تغییرات  $P_c$  و  $P_d$  را بر حسب زمان نشان می‌دهد که  $P_c$  و  $P_d$  به ترتیب فشار فاز پیوسته و فاز جداشونده در مقطع میانی کانال بیرونی و کانال مرکزی، در فاصله یک واحد از خروجی زیرکانال‌ها می‌باشد. رشد قطره به وسیله اختلاف فشار مثبت ادامه می‌یابد تا زمانی که اختلاف فشار از بین برود. شکل ۹- (الف) در واقع فرآیند تشکیل قطره نیوتونی در یک سیال نیوتونی می‌باشد که نتایج آن در مقایسه با مرجع [۲۰] تایید شده می‌باشد. شکل ۹- (ج) فرآیند تشکیل قطره در زمان‌های مختلف در یک چرخه را به ازای  $n=0.6$  نشان می‌دهد. شکل ۹- (د) نمودار  $P_d$  برای دو سیال نیوتونی ( $n=1$ ) و سیال رقیق ( $n=0.6$ ) می‌باشد. همان‌طور که در شکل ۹- (د) مشاهده می‌شود و در شکل ۹- (ب) توضیح داده شد، نقاط بیشینه نمودار  $P_d$  زمان جدایش قطره ( $t_d$ ) است. بنابراین چون اولین نقطه بیشینه  $P_d$  طبق شکل ۹- (د) به ازای  $n=1$  زودتر رخ می‌دهد، بنابراین تشکیل قطره در سیال نیوتونی ( $n=1$ ) زودتر رخ می‌دهد و به همین خاطر تعداد قطرات تشکیل شده در یک زمان مشخص در  $n=1$  بیشتر از  $n=0.6$  است.



شکل ۱۰- تأثیر ضریب مدل کاریاسودا و نسبت سرعت  $R$  بر طول قطره در جهت جریان (D)



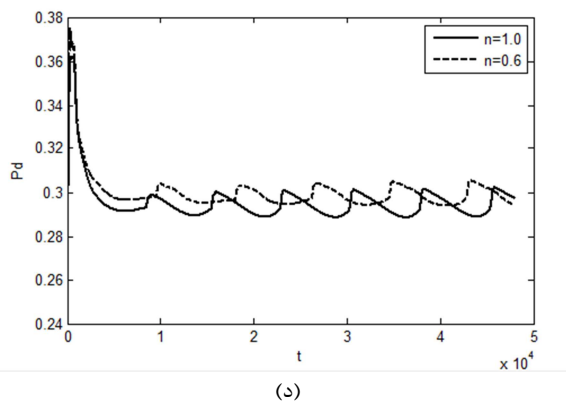
شکل ۱۱- اثر ضریب  $n$  و نسبت سرعت ( $R$ ) بر اندازه قطره (D)



شکل ۱۲- تأثیر ضریب  $n$  بر فاصله بین قطرات به ازای  $R=1/2$  و  $R=0/8$

#### ۴-۱-۳- تأثیر عدد مویینگی بر تشکیل قطره

عدد بی بعد مویینگی همان طور که قبلا به آن اشاره شد نسبت نیروی لزجی به کشش سطحی می باشد و از جمله مهم ترین پارامترها در فرآیند شکل گیری قطره است. در این بخش تأثیر عدد مویینگی بر اندازه قطره به ازای  $n$  های مختلف مورد مطالعه قرار می گیرد. در شکل ۱۳ اندازه قطره به ازای اعداد مویینگی مختلف و کشش سطحی ثابت  $0/0918$ ، به ازای  $n$  های مختلف نشان داده شده است. با تغییر سرعت فاز پیوسته و نسبت بین سرعت های دو فاز، عدد مویینگی تغییر کرده است. همان طور که مشاهده می شود با افزایش عدد مویینگی در یک  $n$  مشخص، نیروی لزجی بر نیروی کشش سطحی بین دو فاز غلبه کرده و این منجر به کاهش اندازه قطره می شود. در یک عدد مویینگی ثابت با کاهش  $n$  لزجت کاهش می یابد و در نتیجه قطره تمایل دارد، تمام عرض کانال را اشغال کند. بنابراین قطرات بزرگتری تشکیل می شود.



شکل ۹- الف) چرخه زمانی شکل گیری یک قطره در یک سیال نیوتونی ( $n=1$ )

ب) تغییرات  $P_d$  و  $P_c$  در یک چرخه زمانی شکل گیری یک قطره  
ج) چرخه زمانی شکل گیری یک قطره در یک سیال غیر نیوتونی ( $n=0/6$ )

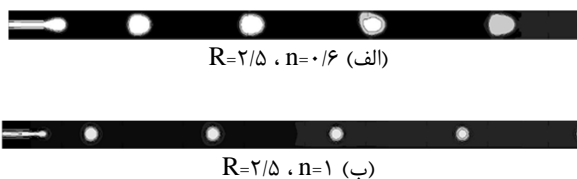
د) نمودار مقایسه  $P_d$  به ازای  $n=1$  و  $n=0/6$

#### ۴-۱-۲- تأثیر ضریب مدل کاریاسودا ( $n$ ) بر اندازه قطره

در این بخش فرآیند تشکیل قطره به ازای  $n$  های مختلف فاز تزریق شونده و به ازای نسبت سرعت های ( $R$ ) مختلف و تأثیر این پارامترها بر اندازه قطره مورد مطالعه قرار می گیرد. در شکل ۱۰ تغییرات رفتار جریان به ازای نسبت سرعت های  $R=1/2$  و  $R=2/5$  و به ازای  $n$  های مختلف،  $n=1$  و  $n=0/6$  مدل کاریاسودا، بررسی می شود. مطابق شکل ۱۰ در یک  $R$  مشخص در  $n$  های کوچک ( $n=0/6$ )، قطره مطابق شکل ۱۰-الف تمایل دارد تمام عرض کانال را اشغال کند و قطرات بزرگتری شکل می گیرد که در اصطلاح به آن رژیم پوشی<sup>۱</sup> گفته می شود، اما در  $n$  های بزرگتر ( $n=1$ ) قطره فقط قسمتی از عرض کانال را اشغال می کند و به همین دلیل قطرات کوچکتری تشکیل می شود که رژیم چکه کردن<sup>۲</sup> نامیده می شود.

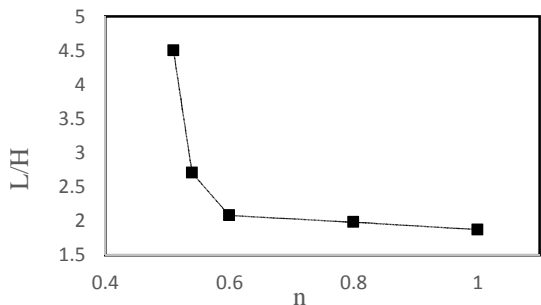
شکل ۱۱ نمودار  $D/H$  بر حسب  $n$  را در نسبت سرعت ( $R$ ) های مختلف نشان می دهد که  $D$ ، اندازه قطره و  $H$ ، عرض کانال است. با افزایش  $n$ ، لزجت سیال تزریقی افزایش یافته که منجر به تشکیل قطرات با اندازه کوچک تر می شود و با افزایش نسبت سرعت ( $R$ ) در یک  $n$  مشخص، کاهش طول قطره را خواهیم داشت.

طبق شکل ۱۲ فاصله بین قطرات ( $\Delta x$ ) به ازای تغییر پارامتر  $n$  مدل کاریاسودا در دو نسبت سرعت ثابت  $R=1/2$  و  $R=0/8$  بررسی می شود. با افزایش  $n$ ، اندازه قطرات کاهش یافته و فرکانس تشکیل قطره افزایش می یابد که در نتیجه فاصله بین قطرات کاهش می یابد.

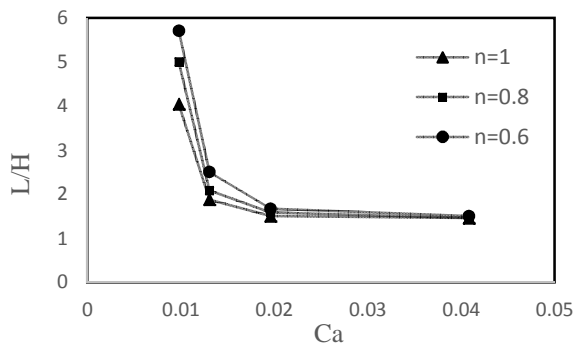


<sup>1</sup> plug  
<sup>2</sup> dripping

$n=1$  نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش عدد مویینگی، نیروی ویسکوز نسبت به نیروی کشش سطحی افزایش می‌یابد و در نتیجه قطره سریع‌تر جدا شده و طول جدایش کاهش می‌یابد.



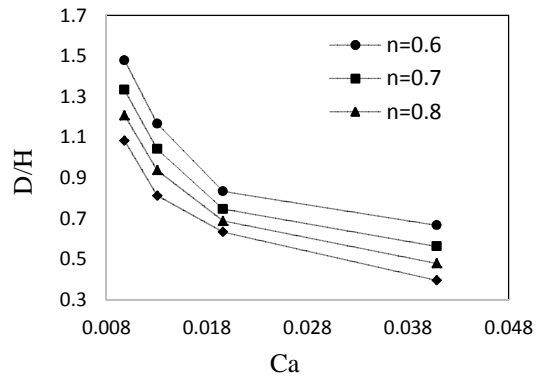
شکل ۱۵- تغییرات طول جدایش در میکروکانال هم‌محور برای نسبت سرعت  $R=0/8$ ،  $Ca=0/1307$  و به ازای  $n$  های مختلف



شکل ۱۶- تغییرات طول جدایش در میکروکانال هم‌محور به ازای  $n$  های مختلف و به ازای اعداد مویینگی مختلف

## ۵- نتیجه‌گیری

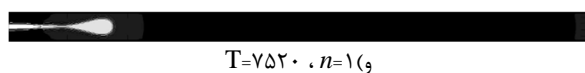
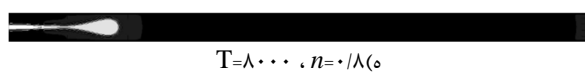
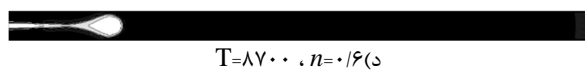
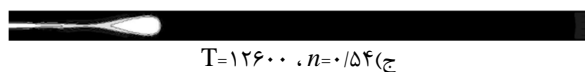
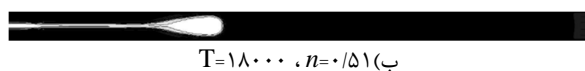
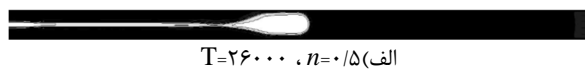
در این مقاله از روش شبکه بولتزمن با مدل شبه پتانسیل (شان و چن) برای شبیه‌سازی فرآیند تشکیل قطره غیرنیوتونی در یک سیال نیوتونی در میکروکانال هم‌محور (شامل دوسیال مخلوط‌نشده) استفاده شده است. در ابتدا از دو آزمون لاپلاس و زاویه تماس برای اعتبارسنجی کد استفاده شده و برای صحت‌سنجی اعمال صحیح مدل، از مقایسه نتایج کد با نتایج تحلیلی جریان دوفازی و سه‌فازی بین دو صفحه موازی استفاده شده است. برای سیال غیرنیوتونی مدل کاریاسودا انتخاب شده است. در ادامه تاثیر ضریب  $n$  مدل کاریاسودا، نسبت سرعت‌های دوفاز و تاثیر عدد مویینگی بر تشکیل قطره مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش ضریب  $n$  مدل کاریاسودا، لزجت سیال افزایش می‌یابد و زمان شروع جدایش قطره کاهش یافته و قطره سریع‌تر شروع به جدایش می‌کند و طول آغاز جدایش اولین قطره کاهش می‌یابد و افزایش عدد مویینگی هم منجر به کاهش طول جدایش می‌شود. با کاهش  $n$  و رقیق‌تر شدن سیال، لزجت سیال نیز کاهش می‌یابد و قطره تمایل دارد تمام عرض کانال را اشغال کند و قطرات بزرگتری با کاهش  $n$  تشکیل می‌شوند. با کاهش نسبت سرعت ( $R$ ) و کاهش عدد مویینگی، طول و اندازه قطره کاهش می‌یابد. تاثیر ضریب  $n$  مدل کاریاسودا بر فاصله بین قطرات نیز بررسی شد. با افزایش  $n$ ، اندازه قطرات کاهش



شکل ۱۳- اثر عدد مویینگی بر اندازه قطره

## ۴-۱-۴- تاثیر ضریب مدل کاریاسودا ( $n$ ) بر طول جدایش<sup>۱</sup>

طول جدایش، فاصله از شروع کانال تا محل جدایش اولین قطره است. به ازای نسبت سرعت  $R=0/8$  و چگالی دوفاز  $\rho_2 = \rho_1 = 1$ ، طبق آزمون لاپلاس کشش سطحی برابر  $0/918$  می‌شود. شکل ۱۴ طول جدایش و زمان جدایش اولین قطره را به ازای  $n$  های مختلف در کشش سطحی  $0/918$  و در یک نسبت سرعت ثابت  $R=0/8$  متناسب با  $Ca=0/1307$  را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل ۱۴ مشاهده می‌شود با افزایش  $n$ ، زمان شروع جدایش کاهش می‌یابد، قطره سریع‌تر جدا شده و طول جدایش کم می‌شود. به عبارتی با رقیق شدن سیال، لزجت سیال کاهش یافته، طول و زمان جدایش قطره افزایش می‌یابد.



شکل ۱۴- تغییرات طول جدایش و زمان جدایش در میکروکانال هم‌محور برای نسبت سرعت  $R=0/8$  و به ازای  $n$  های مختلف

شکل ۱۵ طول جدایش را به صورت تابعی از  $n$  در نسبت سرعت  $R=0/8$  نشان می‌دهد که نموداری کاهشی می‌باشد. شکل ۱۶ طول جدایش را به ازای اعداد مویینگی مختلف و به ازای  $n=0/8$ ،  $n=0/6$  و

<sup>۱</sup>Detachment



[20] Shi Y., Tang G.H., Lattice Boltzmann Simulation of Droplet Formation in Non-Newtonian Fluids. *Communications in Computational Physics*, vol. 17, pp. 1056-1072, 2015.

[21] Alizadeh M., Taeibi Rahni M., Eftekhari Yazdi M., Numerical investigation of emulsion process in microchannels, using index-function lattice Boltzmann method. *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 15, No. 4, pp. 13-22, 2015 (In Persian).

[22] Qiu D.M., Silva L., Tonkovich A.L., Arora R., Micro-droplet formation in non-Newtonian fluid in a microchannel. *Microfluid. Nanofluid.*, Vol. 8, pp. 531-548, 2010.

[23] Sang L., Hong Y.P., Wang F.J., Investigation of viscosity effect on droplet formation in T-shaped microchannels by numerical and analytical methods. *Microfluidics and Nanofluidics*, Vol. 6, pp. 621-635, 2009.

[25] Lio H., Zhang Y., Lattice Boltzmann simulation of droplet generation in a microfluidic cross-junction. *Communications in Computational Physics*, Vol. 9, No. 5, pp.1235-1256, issn 1815-2406, 2011.

[26] Gupta A., Kumar R., Effect of geometry on droplet formation in the squeezing regime in a microfluidic T-junction. *Microfluidic Nanofluid.*, Vol. 8, pp.799-812, 2010.

[27] Nie Z., Seo M., Xu S., Lewis P., Mok M.E., Whitesides G., Garstecki P., Stone H., Emulsification in a microfluidic flow-focusing device: effect of the viscosities of the liquids. *Microfluid Nanofluid.*, Vol. 5, pp. 585-594, 2008.

[28] Xu J.H., Li S.W., Tan J., Luo G.S., Correlations of droplet formation in T-junction microfluidic devices: from squeezing to dripping. *Microfluidic Nanofluid.*, Vol. 5, pp.711-717, 2008.

[29] Liu H., Zhang Y., Droplet formation in a T-shaped microfluidic junction. *Journal of applied physics*, Vol. 106, pp. 034906, 2009.

[30] Zhao Y., A Novel lattice Boltzmann method for direct numerical simulation of multiphase flows. Phd thesis, *The ohio state university*, 2009.

[31] Nabovati A., Sousa A. C. M., Fluid flow simulation in random porous media at pore level using the lattice Boltzmann method. *Journal of Engineering Science and Technology*, Vol. 2, No. 3, pp. 226-237, 2007.

[32] Gabbanelli S., Drazer G., Koplik J., Lattice Boltzmann method for non-Newtonian fluid Flows. *Phy Rev E72*, Vol. 046312, 2006.

[33] Toms B.A., Some observation on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers. In *Proc. 1st Intl Congr. Rheol.* Vol. 2, pp. 135-141, 1949.

[34] Emerson A., Model experiments using dilute polymer solutions instead of water. *Trans N.E Coast Inst Eng Shipbuilders*, Vol. 81, 1965.

[35] Delplace F., Leuliet J.C., Generalize Reynolds number for the flow of power law fluid in cylindrical ducts of arbitrary cross-section. *The Chemical Engineering Journal and The Biochemical Engineering Journal*, Vol. 56, pp. 33-37, 1995.

[36] Yoshino M., Hotta Y., Hirozane T., Endob M., A numerical method for incompressible non-Newtonian fluid flows based on the lattice Boltzmann method. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, Vol. 147, pp. 69-78, 2007.

[37] Taghilou M., Rahimian M.H., Simulation of 2D droplet penetration in porous media using lattice Boltzmann method. *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 13, No. 13, pp. 43-56, 2013 (In Persian).

[38] Bird R.B., Dynamics of polymeric liquids. *Fluid mechanics*, Vol. 1, 1987.

یافته و فرکانس تشکیل قطره افزایش می‌یابد و این باعث می‌شود فاصله بین قطرات کاهش یابد.

## ۶- مراجع

[1] Cal K., How does the type of vehicle influence the in vitro skin absorption and elimination kinetics of terpenes. *Archives of dermatological research*, Vol. 297, No.7, pp. 311-315, 2006.

[2] Richter M., Woias P., Wei D., Microchannels for applications in liquid dosing and flow-rate measurement. *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 62, No.1, pp. 480-483, 1997.

[3] Burns M.A., Johnson B.N., Brahmasandra S.N., Handique K., Webster J.R., Krishnan M., Sammarco T.S., Man P.M., Jones D., Heldsinger D., Mastrangelo C.H., Burke D.T, An integrated nanoliter DNA analysis device. *Science*, Vol. 282, No. 5388, pp. 484-487, 1998.

[4] Losey M.W., Jackman R.J., Firebaugh S.L., Schmidt M.A., Jensen K.F., Design and fabrication of microfluidic devices for multiphase mixing and reaction. *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol. 11, No. 6, pp. 709-717, 2002.

[5] Thorsen T., Roberts R.W., Arnold F.H., Quake S.R., Dynamic pattern formation in a vesicle-generating microfluidic device. *Physical review letters*, Vol. 86, No. 18, pp. 4163-4166, 2001.

[6] Menech M.D., Garstecki P., Jousse F., Stone H.A., Transition from squeezing to dripping in a microfluidic T-shaped junction. *Journal of fluid mechanics*, Vol. 595, pp. 141-161, 2008.

[7] Cramer C., Fischer P., Windhab E.J., Drop formation in a co-flowing ambient fluid. *Chemical Engineering Science*, Vol. 59, No. 15, pp. 3045-3058, 2004.

[8] Fu B.R., Pan C., Flow pattern transition instability in a microchannel with CO2 bubbles produced by chemical reactions. *International journal of heat and mass transfer*, Vol. 48, No. 21, pp. 4397-4409, 2005.

[9] Garstecki P., Fuerstman M.J., Stone H.A., Whitesides G.M., Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction: scaling and mechanism of break-up. *Lab on a Chip*, Vol. 6, No. 3, pp. 437-446, 2006.

[10] Gunther A., Jensen K.F., Multiphase microfluidics: from flow characteristics to chemical and materials synthesis. *Lab on a Chip*, Vol. 6, No. 12, pp. 1487-1503, 2006.

[11] Waelchli S., Rudolf von Rohr P., Two-phase flow characteristics in gas-liquid microreactors. *International journal of multiphase flow*, Vol. 32, No. 7, pp. 791-806, 2006.

[12] Weber M., Shandas R., Computational fluid dynamics analysis of microbubble formation in microfluidic flow-focusing devices. *Microfluidics and Nanofluidics*, Vol. 3, No. 2, pp. 195-206, 2007.

[13] Wu L., Tsutahara M., Kim L.S., Ha M., Three-dimensional lattice Boltzmann simulations of droplet formation in a cross-junction microchannel. *International journal of multiphase flow*, Vol. 34, pp. 852-864, 2008.

[14] Yu Z., Hemminger O., Fan L.S., Experiment and lattice Boltzmann simulation of two-phase gas-liquid flows in microchannels. *Chemical Engineering Science*, Vol. 62, No. 24, pp. 7172-7183, 2007.

[15] Liu H.H., Zhang Y.H., Droplet formation in microfluidic cross-junctions. *Physics of Fluids*, Vol. 23, No. 8, pp. 082101, 2011.

[16] Tan J., Xu J.H., Li S.W., Luo G.S., Drop dispenser in a cross-junction microfluidic device: Scaling and mechanism of break-up. *Chemical Engineering Science*, Vol. 136, No. 2, pp. 306-311, 2008.

[17] Azarmanesh M., Farhadi M., The effect of weak-inertia on droplet formation phenomena in T-junction microchannel. *Meccanica*, Vol. 51, No.4, pp. 819-834, 2015.

[18] Malekzadeh S., Roohi E., Investigation of Different Droplet Formation Regimes in a T-junction Microchannel Using the VOF Technique in OpenFOAM. *Microgravity Science and Technology*, vol. 27, pp. 231-243, 2015.

[19] Umbanhowar P.B., Prasad V., Weitz D.A., Monodisperse Emulsion Generation Via Drop Break Off in a Coflowing Stream. *Langmuir*, Vol. 16, No. 2, pp. 347-351, 2000.