

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده مهندسی مکانیک
رشته مهندسی مکانیک گرایش تبدیل انرژی
پایان نامه کارشناسی ارشد

مدل سازی عددی تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در کانال میکرو

نگارنده: فاطمه عزیزی

استاد راهنما:
دکتر محمد حسن کیهانی

استاد مشاور:
دکتر محسن نظری

شهریور ۱۳۹۵



مدیریت تحصیلات تکمیلی

بسمه تعالی

شماره:

تاریخ:

ویرایش:

فرم شماره ۷: صورتجلسه دفاع از پایان نامه تحصیلی دوره کارشناسی ارشد

با تأییدات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی عصر (عج) ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد خانم فاطمه عزیزی به شماره دانشجویی ۹۲۳۸۰۰۴ رشته مهندسی مکانیک گرایش تبدیل انرژی تحت عنوان مدل سازی عددی تغییر شکل قطره غیریوتنی در کانال میکرو که در تاریخ ۱۳۹۵/۰۶/۱۵ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

قبول (با درجه : بسیار خوب امتیاز ۱۸/۸۹) ☒ دفاع مجدد ☐ مردود ☐

۲- بسیار خوب (۱۸ - ۱۸/۹۹)

۱- عالی (۱۹ - ۲۰)

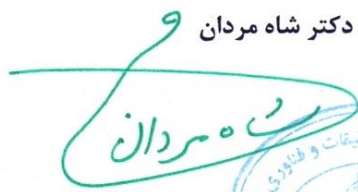
۴- قابل قبول (۱۴ - ۱۵/۹۹)

۳- خوب (۱۶ - ۱۷/۹۹)

۵- نمره کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول

عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنمای اول	دکتر محمدحسن کیهانی	استاد	
۳- استاد مشاور	دکتر محسن نظری	دانشیار	
۴- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی	دکتر محمود چهارطاقی	استادیار	
۵- استاد ممتحن اول	دکتر پوریا اکبرزاده	دانشیار	
۶- استاد ممتحن دوم	دکتر علی سر رشته داری	استادیار	

رئیس دانشکده: دکتر شاه مردان




تقدیر و تشکر:

شکر خدای را که توان انجام این پایان نامه را عطایم کرد و موانع بسیار سخت این مسیر را بر ایم آسان و حل نمود.
با تشکر فراوان از زحمات اساتید گرامی، جناب آقای دکتر کیهانی و دکتر نظری که بنده را در انجام این پایان نامه راهنمایی کردند. از خداوند متعال، توفیق و بهروزی روز افزون ایشان را خواستارم.
در پایان بر خود لازم می دانم که از همکاری صمیمانه همسر عزیزم آقای مهندس حسین همتیان در حد توان قدردانی نمایم که با به وجود آوردن شرایط مناسب زندگی، مراد انجام این پایان نامه همراهی کردند.

تقدیم به:

تقدیم به محضر مولا آقا امام زمان عجل الله

تقدیم به پدر بزرگوارم که با غیرت خود انبای زندگی را به من آموخت

تقدیم به مادر فداکارم که از اول آفرینش، هیچ واژه ای نتوانسته همراه مرا معنی کند

و تقدیم به همسرم، اسطوره زندگیم، پناه حستگیم و امید بودنم

تعهد نامه

اینجانب فاطمه عزیزی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته مهندسی مکانیک دانشکده مهندسی مکانیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه مدل سازی عددی تغییر شکل قطره غیریوتنی در کانال میکرو تحت راهنمایی دکتر محمدحسن کیهانی متعهد می شوم.

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده

بررسی سیستم‌های چندفازی از جمله قطره و حباب یکی از موضوعات تحقیقاتی مورد توجه می‌باشد. رفتار این سیستم‌ها به تنش‌های بین دوسیال، نیروی اینرسی، کشش سطحی، جاذبه و گرادیان فشار بین دو سیال وابسته است و در زمینه‌های اختلاط، فرآیند تخمیر، جداسازی، انتقال مواد در صنایع شیمیایی، استخراج نفت و گاز، خنک‌سازی، رنگ و چاپ به وسیله افشانه‌ها کاربرد دارد.

تاکنون تحقیقات مختلفی با استفاده از روش‌های عددی، تحلیلی و آزمایشگاهی در ارتباط با بررسی رفتار سیستم‌های چندفازی شامل سیالات گوناگون انجام شده‌است. مرور کارهای انجام‌شده، نشان می‌دهد که بررسی تشکیل قطره و تغییر شکل آن با در نظر گرفتن رفتار غیرنیوتنی در سیالاتی که ذرات غیرنیوتنی هستند مانند روغن‌ها و امولسیون‌ها کاربردی‌تر و معقول‌تر است. روش بولتزمن شبکه‌ای واسط دو روند اصلی پیوسته (مقیاس ماکرو) و گسسته (مقیاس میکرو) در شبیه‌سازی می‌باشد که در آن رفتار مجموعه‌ای از ذرات استفاده می‌شود.

با آزمون زاویه تماس، جریان در کانال و همچنین تحلیل جریان دوفازی در اتصال T شکل، برای سیال غیرنیوتنی باریک‌شونده با نرخ برش براساس مدل کاریو-یاسودا صحت روش بولتزمن شبکه‌ای مورد ارزیابی قرار گرفته‌است که تطابق خوبی با نتایج تحلیلی و موجود دارد. شبیه‌سازی جریان در اتصال T شکل برای فاز پخش‌شونده نیوتنی و غیرنیوتنی در فاز پیوسته غیرنیوتنی با در نظر گرفتن تغییرات عدد موینگی، توان مدل کاریو-یاسودا، نسبت نرخ جریان و نسبت لزجت بررسی شده‌است. خواص فاز پیوسته، تاثیر زیادی بر شکل‌گیری و اندازه قطره دارد. همچنین تک‌فاز نیوتنی و غیرنیوتنی و تغییر شکل قطره نیوتنی و غیرنیوتنی در سیال نیوتنی و غیرنیوتنی تحت جریان برشی ساده بین دو صفحه موازی که با سرعت‌های مخالف در حرکت هستند، شبیه‌سازی شده‌است. سپس اثر پارامترهای مختلف نظیر عدد موینگی، عدد رینولدز، توان مدل کاریو-یاسودا و نسبت لزجت بر تغییر شکل قطره مورد ارزیابی قرار گرفته‌است. با کاهش توان مدل کاریو-یاسودا (باریک‌شونده) کشیدگی قطره غیرنیوتنی در سیال نیوتنی افزایش و تغییر شکل قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی کاهش می‌یابد. نتایج حاصل تطابق خوبی با نتایج تحلیلی و عددی موجود دارد. تحقیق حاضر را می‌توان پیشرفتی در راستای به کارگیری ابزار عددی برای بررسی رفتار قطره‌های نیوتنی و غیرنیوتنی در سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی تحت جریان برشی و همچنین صحت‌سنجی در جریان‌های پیچیده‌تر دانست.

کلمات کلیدی: میکروکانال، جریان دوفازی، سیال غیرنیوتنی، مدل کاریو-یاسودا، روش بولتزمن شبکه‌ای، جریان برشی، اتصال T شکل

فهرست

فصل اول: مقدمه.....	۱
۱-۱- معرفی زمینه تحقیق.....	۲
۱-۲- مروری بر کارهای انجام شده.....	۴
۱-۳- معرفی تحقیق حاضر.....	۱۲
۱-۴- محتوای فصول بعد.....	۱۴
فصل دوم: روش تحقیق.....	۱۵
۲-۱- سیالات غیرنیوتنی.....	۱۶
۲-۱-۱- سیالات غیرنیوتنی مستقل از زمان.....	۱۶
۲-۱-۱-۱- مدل توانی.....	۱۸
۲-۱-۱-۲- مدل کاریو-یاسودا.....	۱۸
۲-۱-۲- سیالات غیرنیوتنی تابع زمان.....	۲۰
۲-۲- سیستم‌های چندفازی.....	۲۱
۲-۳- روش بولتزمن شبکه‌ای.....	۲۲
۲-۳-۱- معادله بولتزمن شبکه‌ای.....	۲۵
۲-۳-۱-۱- تقریب باتانگار-گراس-کروک.....	۲۶
۲-۳-۱-۲- تابع توزیع تعادلی.....	۲۷
۲-۳-۲- مدل بولتزمن شبکه‌ای.....	۲۷
۲-۳-۲-۱- مدل یک‌بعدی.....	۲۷
۲-۳-۲-۲- مدل دوبعدی.....	۲۸
۲-۳-۲-۳- مدل سه‌بعدی.....	۲۸
۲-۳-۳- مدل انرژی آزاد.....	۳۱
۲-۳-۳-۱- تئوری انرژی آزاد.....	۳۱
۲-۳-۳-۲- محاسبه گرادیان و لاپلاسین ϕ	۳۴
۲-۳-۳-۳- شبیه‌سازی غیرنیوتنی در مدل بولتزمن شبکه‌ای.....	۳۴
۲-۴-۳- شرایط مرزی.....	۳۶
۲-۴-۳-۱- شرایط مرزی هیدرودینامیک.....	۳۶
۲-۴-۳-۲- شرایط مرزی مدل انرژی آزاد.....	۴۳
۲-۴-۴- اعداد بی‌بعد در تحلیل قطره تحت جریان برشی.....	۴۴
۲-۴-۴-۱- نسبت لزجت.....	۴۴
۲-۴-۴-۲- عدد موینگی.....	۴۵
۲-۴-۴-۳- عدد رینولدز.....	۴۵

۴۵.....	۲-۴-۴- عدد پکلت
۴۷.....	۲-۴-۵- عدد کان
۴۹.....	فصل سوم: تغییر شکل قطره در کانال میکرو
۵۰.....	۳-۱- اعتبارسنجی
۵۰.....	۳-۱-۱- آزمون زاویه تماس
۵۲.....	۳-۱-۲- بررسی سرعت سیال نیوتنی و غیرنیوتنی در کانال
۵۵.....	۳-۱-۳- شبیه‌سازی جریان دو فازی سیال در میکروکانال T شکل
۵۶.....	۳-۱-۳-۱- شبیه‌سازی جریان دو فازی قطره نیوتنی و سیال غیرنیوتنی
۵۷.....	۳-۱-۳-۱-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر رفتار قطره
۵۹.....	۳-۱-۳-۱-۲- اثر کشش سطحی بر رفتار قطره
۶۱.....	۳-۱-۳-۱-۳- اثر لزجت فاز پیوسته و عدد موینگی بر رفتار قطره
۶۲.....	۳-۱-۳-۱-۴- اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره
۶۳.....	۳-۱-۳-۱-۳- شبیه‌سازی جریان دو فازی قطره غیرنیوتنی و سیال غیرنیوتنی
۶۳.....	۳-۱-۳-۱-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر رفتار قطره
۶۳.....	۳-۱-۳-۱-۲- اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره
۶۴.....	۳-۲- تغییر شکل قطره تحت جریان برشی ساده
۶۵.....	۳-۲-۱- بررسی سرعت و نرخ برش جریان تک‌فاز تحت جریان برشی ساده
۷۳.....	۳-۲-۳- تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال نیوتنی تحت جریان برشی ساده
۷۴.....	۳-۲-۳-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر تغییر شکل قطره
۷۶.....	۳-۲-۳-۲- اثر عدد موینگی بر تغییر شکل قطره
۷۶.....	۳-۲-۳-۳- اثر عدد رینولدز بر جدایش قطره
۷۹.....	۳-۲-۳-۴- اثر نسبت لزجت بر تغییر شکل قطره
۸۳.....	۳-۲-۴- تغییر شکل قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی تحت جریان برشی ساده
۸۴.....	۳-۲-۴-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر تغییر شکل قطره
۸۵.....	۳-۲-۴-۲- اثر عدد موینگی بر تغییر شکل قطره
۸۶.....	۳-۲-۴-۳- اثر نسبت لزجت بر تغییر شکل قطره
۸۸.....	۳-۲-۵- مقایسه تغییر شکل قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی
۹۰.....	۳-۲-۶- تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی
۹۱.....	فصل چهارم: نتیجه‌گیری
۹۹.....	مراجع

فهرست شکل ها

- شکل ۱-۱ روش‌های شبیه‌سازی ۳
- شکل ۲-۱ هندسه و تغییر شکل قطره در جریان برشی [۱۷] ۵
- شکل ۳-۱ سیستم آزمایشگاهی بررسی حرکت قطرات نیوتنی و غیرنیوتنی. الف) هوا، ب) آب [۳۱] ۶
- شکل ۴-۱ تغییر شکل و جدایش قطره نیوتنی در عدد موینگی بحرانی [۳۸] ۸
- شکل ۵-۱ تغییر شکل قطره با افزایش عدد موینگی ۹
- شکل ۶-۱ شبیه‌سازی سه‌بعدی یک قطره نیوتنی در جریان برشی یک سیال ویسکوالاستیک [۴۷] ۹
- شکل ۱-۲ منحنی‌های تنش برشی در برابر نرخ برش برای سیالات مستقل از زمان [۶۱] ۱۷
- شکل ۲-۲ نمودار لزجت بر حسب نرخ برش مدل کاریو-یاسودا [۶۴] ۱۹
- شکل ۳-۲ منحنی‌های تنش برشی در برابر نرخ برش برای سیالات غیر نیوتنی تابع از زمان [۶۱] ۲۰
- شکل ۴-۲ مدل‌های یک‌بعدی $D1Q2$ ، $D1Q3$ و $D1Q5$ [۷] ۲۸
- شکل ۵-۲ مدل‌های دو‌بعدی $D2Q4$ ، $D2Q5$ و $D2Q9$ [۷] ۲۸
- شکل ۶-۲ مدل‌های سه‌بعدی $D3Q15$ و $D3Q19$ [۷] ۲۹
- شکل ۷-۲ مولفه‌های تابع توزیع ذرات و سرعت در مدل $D2Q9$ [۶۵] ۲۹
- شکل ۸-۲ توابع توزیع در مرزهای یک ناحیه [۷۳، ۷۴] ۳۶
- شکل ۹-۲ نمونه‌ای از شرایط مرزی پرئودیک در دامنه‌ی حل [۷] ۳۸
- شکل ۱۰-۲ شرط مرزی تقارن [۷] ۴۱
- شکل ۱۱-۲ شرط مرزی بازگشت به عقب کامل [۷] ۴۲
- شکل ۱۲-۲ شرط مرزی بازگشت با دیوار میانی [۷] ۴۳
- شکل ۱۳-۲ شرط مرزی بازگشت به عقب [۷۳، ۷۴] ۴۳
- شکل ۱-۳ زاویه تماس بین مایع و سطح جامد ۵۰
- شکل ۲-۳ مربع اولیه در میدان محاسباتی ۵۱
- شکل ۳-۳ تغییر شکل قطره برای زوایای تماس مختلف ۵۱
- شکل ۴-۳ نمودار زاویه تماس به عنوان تابعی از مقدار پارامتر ϕ در سطح ۵۲
- شکل ۵-۳ پروفیل‌های سرعت تحلیلی برای توان‌های مختلف $۰/۶$ ، ۱ و $۱/۴$ ۵۳
- شکل ۶-۳ مقایسه پروفیل سرعت با حل تحلیلی برای توان $۰/۶$ ۵۴
- شکل ۷-۳ مقایسه پروفیل سرعت با حل تحلیلی برای توان ۱ ۵۴
- شکل ۸-۳ مقایسه پروفیل سرعت با حل تحلیلی برای توان $۱/۴$ ۵۴
- شکل ۹-۳ شماتیکی از تشکیل قطره در یک میکروکانال T شکل ۵۶
- شکل ۱۰-۳ اندازه قطره در شبکه‌بندی مختلف ۵۷
- شکل ۱۱-۳ تشکیل قطره در میکروکانال T شکل برای توان $۰/۴$ ۵۸
- شکل ۱۲-۳ تشکیل قطره در میکروکانال T شکل برای توان ۱ ۵۸

- شکل ۳-۱۳ اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر طول قطره ۵۹
- شکل ۳-۱۴ فاصله بین قطره‌ها در توان‌های مختلف مدل کاریو-یاسودا ۵۹
- شکل ۳-۱۵ بررسی اثر کشش سطحی در تشکیل قطره ۶۰
- شکل ۳-۱۶ اثر کشش سطحی و توان مدل کاریو-یاسودا بر نقطه جدایش قطره ۶۰
- شکل ۳-۱۷ بررسی اثر لزجت فاز پیوسته بر رفتار قطره ۶۱
- شکل ۳-۱۸ اثر عدد موینگی و توان مدل کاریو-یاسودا بر طول قطره ۶۲
- شکل ۳-۱۹ بررسی اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره ۶۲
- شکل ۳-۲۰ بررسی اثر غیرنیوتنی فاز پخش‌شونده ۶۳
- شکل ۳-۲۱ بررسی اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره ۶۴
- شکل ۳-۲۲ اثر نسبت دبی بر طول جدایش ۶۴
- شکل ۳-۲۳ جریان برشی بین دو صفحه موازی ۶۵
- شکل ۳-۲۴ سرعت بین دو صفحه موازی در جریان برشی ۶۵
- شکل ۳-۲۵ نرخ برش بین دو صفحه موازی در جریان برشی ۶۵
- شکل ۳-۲۶ تاثیر اندازه شبکه بر رفتار قطره ۶۷
- شکل ۳-۲۷ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۰۵ ۶۸
- شکل ۳-۲۸ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۱ ۶۸
- شکل ۳-۲۹ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۱۵ ۶۹
- شکل ۳-۳۰ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۲ ۶۹
- شکل ۳-۳۱ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۲۵ ۷۰
- شکل ۳-۳۲ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۳ ۷۰
- شکل ۳-۳۳ مقایسه شکل نهایی قطره ۷۱
- شکل ۳-۳۴ پارامتر تغییر شکل تیلور Df به عنوان تابعی از عدد موینگی ۷۱
- شکل ۳-۳۵ قطره تحت جریان برشی در $Ca=0/9$ در زمان‌های مختلف. الف) نتایج لیو و ژانگ ب) تحقیق حاضر ۷۲
- شکل ۳-۳۶ قطره تحت جریان برشی در $Ca=1$ در زمان‌های مختلف. الف) نتایج لیو و ژانگ ب) تحقیق حاضر ۷۳
- شکل ۳-۳۷ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $Ca=0/5$ ۷۴
- شکل ۳-۳۸ پروفیل سرعت در جریان برشی برای $Ca=0/5$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱ ۷۵
- شکل ۳-۳۹ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $Ca=0/5$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱ ۷۵
- شکل ۳-۴۰ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی ۷۶
- شکل ۳-۴۱ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda=3$ ، $Ca=1$ و $Re=0/1$ ۷۷
- شکل ۳-۴۲ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda=3$ ، $Ca=1$ و $Re=0/1$ ۷۷
- شکل ۳-۴۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda=3$ ، $Ca=1$ و $Re=0/3$ ۷۸

شکل ۳-۴۴ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$ ، $Ca = 1$ و $Re = 0.5$ ۷۸
 شکل ۳-۴۵ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$ ، $Ca = 1$ و $Re = 1/5$ ۷۹
 شکل ۳-۴۶ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی ۸۰
 شکل ۳-۴۷ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 1$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۰
 شکل ۳-۴۸ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 3$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۱
 شکل ۳-۴۹ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 6$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۱
 شکل ۳-۵۰ جدایش قطره نیوتنی تحت جریان برشی در $n = 1$ ، $Ca = 1$ و $Re = 1/5$ ۸۲
 شکل ۳-۵۱ جدایش قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $n = 0.7$ ، $Ca = 1$ و $Re = 1/5$ ۸۲
 شکل ۳-۵۲ جدایش قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $n = 0.4$ ، $Ca = 1$ و $Re = 1/5$ ۸۳
 شکل ۳-۵۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $Ca = 0.5$ ۸۴
 شکل ۳-۵۴ پروفیل سرعت در جریان برشی برای $Ca = 0.5$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۵
 شکل ۳-۵۵ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $Ca = 0.5$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۵
 شکل ۳-۵۶ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی ۸۶
 شکل ۳-۵۷ تغییر شکل قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی تحت جریان برشی ۸۷
 شکل ۳-۵۸ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 1$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۷
 شکل ۳-۵۹ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 1/3$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۸
 شکل ۳-۶۰ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 1/6$ و توان‌های مختلف $0.4/0.7$ و 1 ۸۸
 شکل ۳-۶۱ تغییر شکل قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی تحت جریان برشی..... ۸۹
 شکل ۳-۶۲ پروفیل سرعت قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی برای $Ca = 0.5$ و توان $0.4/0.7$ ۸۹
 شکل ۳-۶۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی ۹۰

فصل اول:

مقدمه

۱-۱- معرفی زمینه تحقیق

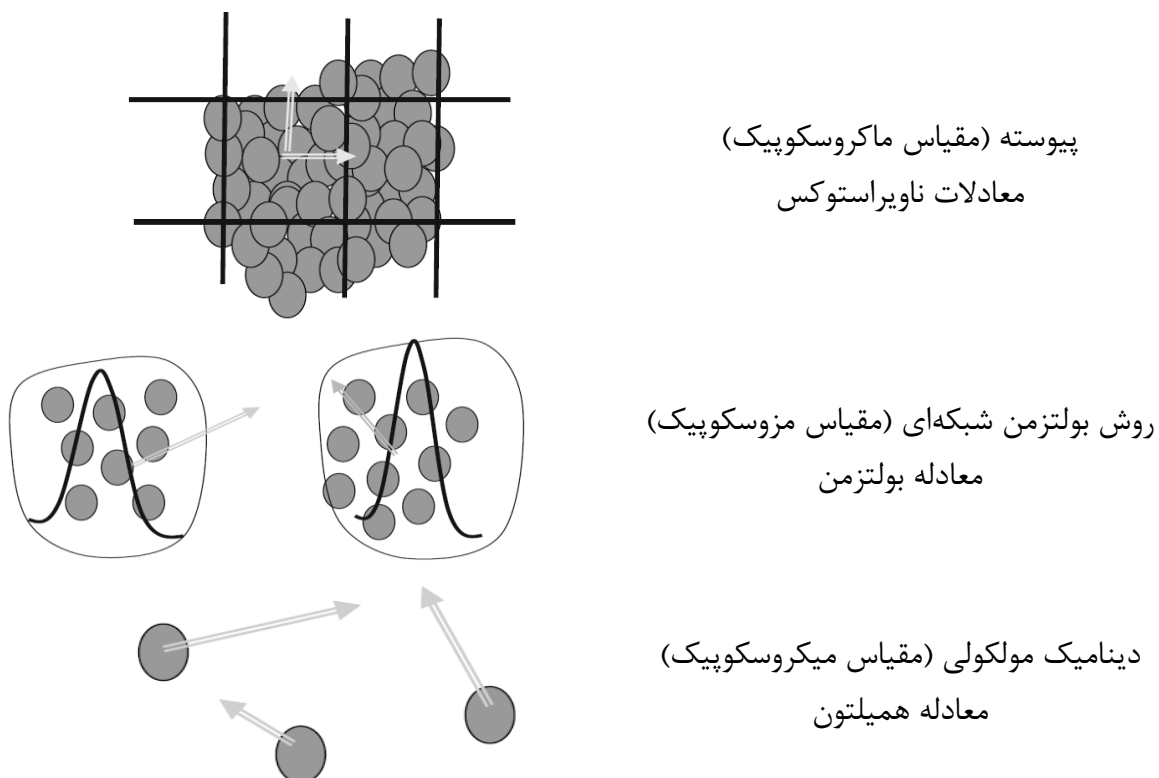
در سال‌های اخیر درک پدیده‌های مختلف در مقیاس میکرو به علت کاربرد روزافزون آن‌ها در صنعت و به ویژه علوم پزشکی از جایگاه ویژه‌ای برخوردار است. سقوط، برخورد، نفوذ و تغییر شکل قطره در سیال مخلوط نشدنی و میکروکانال‌ها یکی از مسائل مورد توجه در تحقیقات صنعتی و دانشگاهی می‌باشد. چگونگی حرکت و تغییر شکل قطره در زمینه‌های فرآیند تخمیر، اختلاط، جداسازی و وسایل انتقال حرارت مهم و اساسی است [۳-۱]. این پدیده دارای کاربردهای فراوانی نظیر صنایع غذا و پلیمر [۴]، لوازم آرایشی، آنالیزهای دی-ان-ای^۱ [۵]، آنالیزهای بیوشیمیایی، نفت و پتروشیمی، نیروگاه، داروهای پزشکی، تصفیه‌خانه‌ها [۶] و ... می‌باشد. امروزه با استفاده از دستگاه‌های میکروسیالی بستر رو به رشدی برای تولید انبوه و کنترل‌شده قطرات فراهم شده است. برای کنترل دقیق اندازه و شکل قطره‌ها از طریق دستگاه‌های میکروسیالی، آگاهی کامل از فرآیند تشکیل و تغییر شکل قطره، حائز اهمیت است. تشکیل، حرکت و تغییر شکل قطره وابسته به سرعت، تنش‌ها، نیروی اینرسی، کشش سطحی، جاذبه و گرادیان فشار بین دو سیال می‌باشد.

تاکنون تحقیقات مختلفی با استفاده از روش‌های عددی، تحلیلی و آزمایشگاهی در ارتباط با بررسی رفتار قطره در سیالات گوناگون انجام شده است. دو روند اصلی پیوسته و گسسته در شبیه‌سازی معادلات انتقالی نظیر حرارت، جرم و مومنتوم وجود دارد. در روند پیوسته، معادلات دیفرانسیل معمولی یا جزئی با اعمال بقا انرژی، جرم و مومنتوم برای یک حجم کنترل بی‌نهایت کوچک به دست می‌آید. حل این معادلات دیفرانسیل به علت غیرخطی بودن، شرایط مرزی پیچیده، هندسه پیچیده و ... دشوار است. بنابراین از روش‌های تفاضل محدود، حجم محدود، المان محدود و ... برای تبدیل آن‌ها به یک سیستم معادلات جبری استفاده می‌شود [۷].

در روش دیگر، محیط متشکل از ذرات کوچک (اتم، مولکول) می‌باشد که در حال برخورد

^۱ DNA

هستند که مقیاس میکرو نامیده می‌شود. بنابراین ما نیاز به تعیین نیروهای بین ذره‌ای (بین مولکولی) و حل معادلات دیفرانسیل معمولی قانون دوم نیوتن (بقاء مومنتوم) داریم. در هر گام زمانی موقعیت و سرعت هر ذره یعنی خط سیر ذرات تعیین می‌گردد. این روش، دینامیک مولکولی نامیده می‌شود. در این روش تعریفی از دما، فشار، خواص ترموفیزیکی نظیر لزجت، هدایت حرارتی، ظرفیت گرمایی و ... وجود ندارد. دما و فشار به ترتیب با انرژی جنبشی ذرات (جرم و سرعت) و فرکانس ذرات بمباران شده روی مرزها مرتبط می‌باشند. اساساً دینامیک مولکولی ساده است و قادر به حل هندسه‌های پیچیده و تغییر فاز بدون دشواری و معرفی اجزاء اضافی می‌باشد، ولی نیاز به پردازشگرهای رایانه‌ای قوی دارد. همان‌طور که در شکل ۱-۱ نشان داده شده، روش بولتزمن شبکه‌ای^۱ واسطه بین مقیاس میکرو و مقیاس ماکرو می‌باشد. ویژگی مجموعه ذرات با تابع توزیع بیان می‌شود. تابع توزیع به‌عنوان نماینده مجموعه ذرات عمل می‌کند. این مقیاس، مقیاس مزو^۲ نامیده می‌شود [۷].



شکل ۱-۱ روش‌های شبیه‌سازی

۱. Lattice Boltzmann Method (LBM)

۲. Meso

روش‌های بولتزمن شبکه‌ای امروزه ابزار محاسباتی قدرتمندی برای شبیه‌سازی پدیده‌های هیدرودینامیکی می‌باشد. کاربرد موفق اصلی در زمینه دینامیک سیالات محاسباتی^۱ مربوط به معادلات ناویر-استوکس با ساده شدن ناچیز و مدل‌های مرتبط با سیالات پیچیده‌تر شامل جدایش/گذار فاز می‌باشد. به‌هرحال طیف کاربردها و قدرت بولتزمن شبکه‌ای در شبیه‌سازی مسائل چالش‌برانگیز جدید در حال گسترش است. روش بولتزمن شبکه‌ای به‌طور مستقیم قادر به حل معادلات بقا هیدرودینامیکی نیست بلکه بیشتر، جریان و برخورد ذرات را مدل می‌کند، بنابراین دارای مزیت‌هایی می‌باشد [۸]. به‌دلیل مزیت‌های بسیار مانند مفاهیم فیزیکی مشخص، اعمال آسان شرایط مرزی و الگوریتم حل موازی در شبیه‌سازی مسائل پیچیده دینامیک سیالات، این روش کاربرد گسترده‌ای در حل جریان‌های چندفازی دارد.

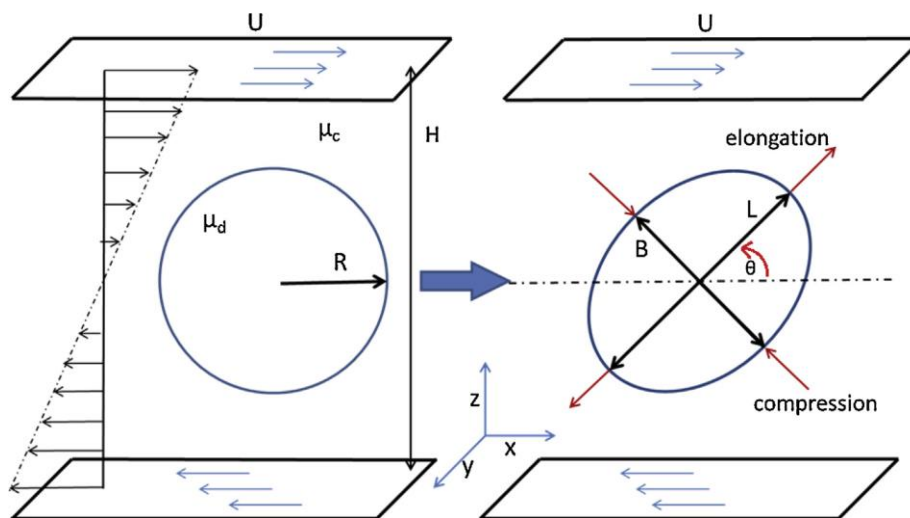
روش بولتزمن شبکه‌ای تا به‌حال در بسیاری از کاربردهای مهندسی از جمله حل جریان‌های غیر قابل تراکم، تغییر شکل و فروپاشی قطره در جریان برشی [۹]، سیال ویسکوالاستیک [۱۰-۱۲]، جریان داخل سطوح متخلخل [۱۳]، جریان‌های چندفازی [۱۴]، انتقال حرارت جابجایی آزاد [۱۵] و نیز شبیه‌سازی جریان خون [۱۶] با موفقیت مورد استفاده قرار گرفته است.

۱-۲- مروری بر کارهای انجام شده

وقتی قطرات یک سیال که در سیال حل‌نشده دیگری پراکنده شده‌اند تحت جریان برشی قرار گیرند، شروع به تغییر شکل می‌کنند. اگر نرخ برش محلی به اندازه کافی بزرگ باشد، قطرات ممکن است به چندین بخش گسسته شوند. مطالعه دینامیک و مکانیزم فروپاشی قطره در جریان برشی، اهمیتی اساسی در علم پراکندگی و فرآیندهای مخلوط‌کردن دارد (شکل ۱-۲). بررسی‌های تجربی و نظری در این حوزه بر این تحلیل‌ها متمرکز است که جریان برای فروپاشی قطره باید دارای چه

^۱ Computational fluid dynamics

ویژگی‌هایی باشد. انرژی ورودی لازم برای ایجاد شدت کافی جریان چقدر است و توزیع ابعاد قطره و تغییر شکل مخلوط به چه نحو است. نتایج به‌دست آمده در چنین مطالعاتی را می‌توان برای تشکیل امولسیون‌ها، پاشیدگی‌ها^۱ و به‌طور خاص برای طراحی تجهیزات مخلوط‌سازی موثر به‌کاربرد. کاربرد برش در یک امولسیون از پیش مخلوط‌شده قطرات با ابعاد مختلف، تکنیکی برای تولید قطرات است [۹].



شکل ۱-۲ هندسه و تغییر شکل قطره در جریان برشی [۱۷]

گستره وسیعی از مطالعات روی تغییر شکل و فروپاشی قطره انجام شده که از آزمایش‌های انجام‌شده توسط تیلور^۲ آغاز شده‌است [۱۸]. آزمایش‌هایی نیز توسط ژو^۳ برای یک امولسیون رقیق در معرض یک جریان برشی ساده انجام شده‌است. الگوی مکانیزم‌های فروپاشی قطره در جریان برشی ساده به‌عنوان تابعی از نسبت ویسکوزیته و عدد موینگی از دستاوردهای آن‌ها می‌باشد [۱۹].

یک قطره لزج تحت جریان برشی نیز به‌طور گسترده با شبیه‌سازی‌های عددی مورد بررسی قرار گرفته‌است. بیشتر مطالعات عددی با روش انتگرال مرزی انجام شده‌است [۹، ۲۰-۲۳]. همچنین این روش با موفقیت برای مطالعات تغییر شکل قطره نیز به‌کاربرده شده‌است. اما به‌کارگیری روش

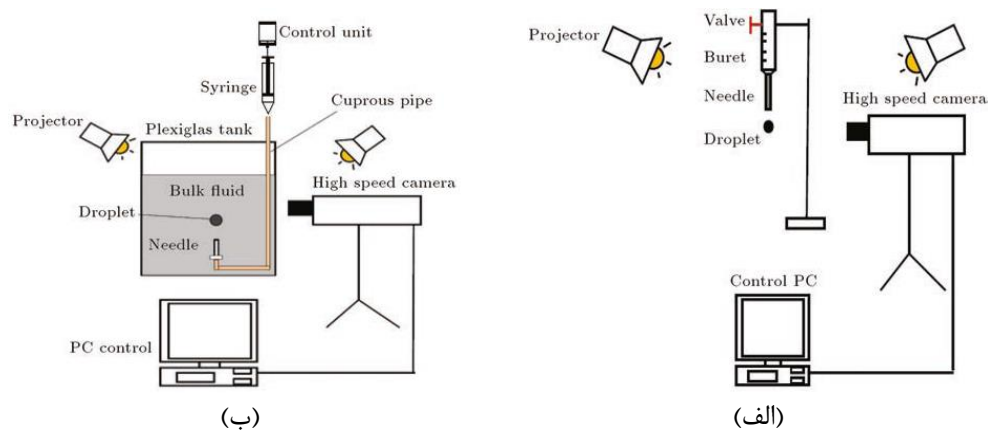
۱. Dispersion

۲. Taylor

۳. Zhao

انتگرال مرزی به محاسبات پیچیده‌ای نیاز دارد. روش حجم سیال^۱ (VOF) نیز برای بررسی فروپاشی قطره لزج در جریان برشی ساده، زیاد استفاده شده است [۲۴].

تغییر شکل و فروپاشی قطره نیوتنی و غیرنیوتنی با استفاده از مدل‌های تحلیلی [۲۵، ۲۶] و آزمایشگاهی [۲۱، ۲۷-۲۹] به‌طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین اثر نسبت چگالی روی برهم‌کنش هیدرودینامیکی بین دو قطره در جریان برشی ساده با استفاده از حل معادلات ناویر-استوکس با روش تفاضل محدود توسط بیاره و مرتضوی بررسی شده است [۳۰]. امین‌زاده و همکاران حرکت قطرات نیوتنی و غیرنیوتنی را به‌صورت آزمایشگاهی بررسی کردند. همانطور که در شکل ۳-۱ برای ارزیابی اثر سیال بیرونی^۲ که قطره در آن حرکت می‌کند از آب و هوا به‌عنوان سیالات با خواص متفاوت که دارای کاربردهای وسیع صنعتی و بیولوژیکی هستند، استفاده شده است. آنالیز تصاویر حاصل شده از دوربین سرعت بالا به‌عنوان روش آزمایش به‌کار رفته است و اثر تغییر اندازه قطره بر ضریب پسا بررسی شده است [۳۱].



شکل ۳-۱ سیستم آزمایشگاهی بررسی حرکت قطرات نیوتنی و غیرنیوتنی. الف) هوا، ب) آب [۳۱]

نتایج شبیه‌سازی بولترمن شبکه‌ای سه‌بعدی آزمایش تیلور با استفاده از مدل نیروی بین‌سطحی شان^۳ و چن^۴ روی تغییرشکل و فروپاشی قطره در یک جریان برشی ساده برای تغییرشکل‌های

۱. Volume-of-fluid

۲. External/Bulk Fluid

۳. Shan

۴. Chen

کوچک تطابق خوبی با پیش‌بینی‌های تئوری دارد [۳۲]. همچنین رفتار قطره در جریان برشی ساده با استفاده از شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای دوبعدی مدل BGK^۱ شبیه‌سازی شده و اثر عدد موینگی^۲، نسبت لزجت و نسبت قطر قطره به پهنای کانال مورد بررسی قرار گرفته‌است [۱۷].

تاکادا^۳ و همکارانش رفتار قطره را در جریان برشی با استفاده از شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای براساس تئوری انرژی آزاد واندروالس-کان-هیلیارد^۴ در حالت‌های دوبعدی و سه‌بعدی بررسی کردند [۳۳، ۳۴]. تاکاجی^۵ و همکارانش نیز بر اساس شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای مدل سوئیفت^۶ رفتار قطره با چگالی مشابه را در جریان برشی ساده تحلیل کردند [۳۵].

یک قطره در یک سیال ساکن با استفاده از مدل انرژی آزاد بولتزمن شبکه‌ای مورد بررسی قرار گرفته‌است. معیارهای عددی برای توصیف صحیحی از امولسیون بررسی شده و مدلی برای تحلیل دوبعدی تغییرشکل و فروپاشی قطره پیشنهاد شده‌است [۳۶]. کومراکووا^۷ و همکارانش روش بولتزمن شبکه‌ای انرژی آزاد که در ابتدا توسط سوئیفت و همکارانش پیشنهاد شد را برای شبیه‌سازی سه‌بعدی یک قطره سیال معلق در سیال دیگر تحت جریان برشی ساده به‌کاربرده‌اند [۹].

فرخی‌راد و همکارانش اثر اینرسی و لزجت را بر تغییر شکل قطره در جریان برشی محدودشده مطالعه کرده‌اند [۳۷]. آن‌ها با استفاده از شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای براساس نفوذ بین‌سطحی کان-هیلیارد اثر نسبت لزجت، عدد موینگی و عدد رینولدز^۸ را بر تغییر شکل و فروپاشی قطره بررسی کرده‌اند. آن‌ها دریافتند که با افزایش نسبت لزجت تغییر شکل قطره کاهش می‌یابد و قطره بیشتر در جهت جریان دوران می‌کند. همچنین با افزایش عدد رینولدز قطره بیشتر کشیده می‌شود و به سوی

۱. Bhatnagar-Gross-Krook

۲. Capillary Number

۳. Takada

۴. Cahn-Hilliard

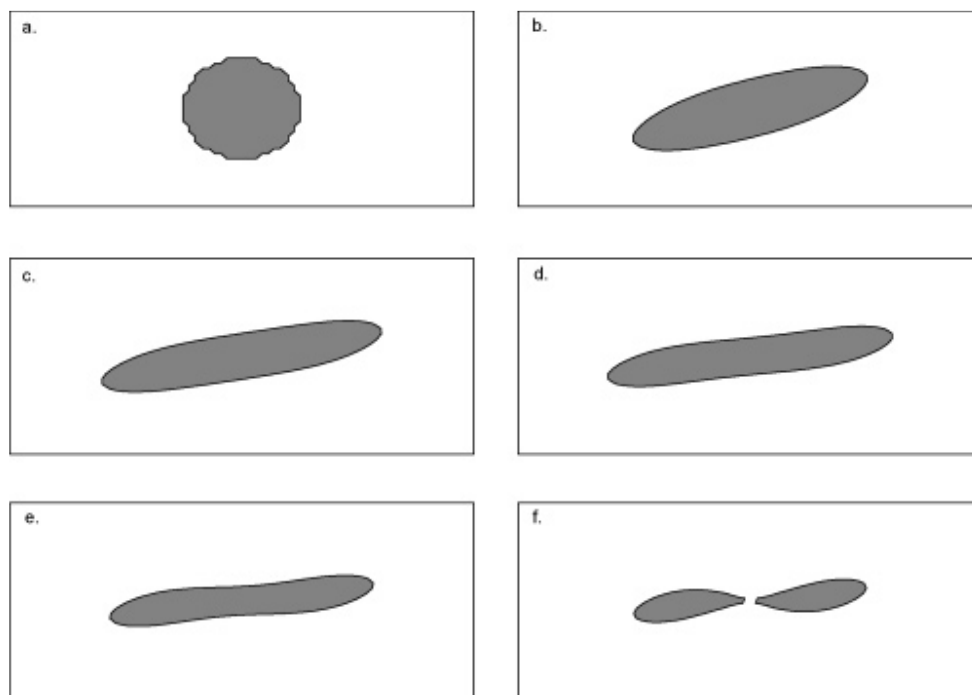
۵. Takaji

۶. Swift

۷. Komrakova

۸. Reynolds

جهت جریان انطباق می‌یابد. در تحقیق دیگری شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای تغییر شکل قطره نیوتنی تحت جریان برشی و همچنین میکروکانال اتصال T شکل مورد مطالعه قرار گرفته‌است. پارامترهای مختلفی نظیر نسبت نرخ جریان، عدد موینگی، هندسه و خاصیت ترشوندگی بررسی شده‌است [۳۸]. با افزایش عدد موینگی، کشیدگی قطره بیشتر می‌شود و در همان‌طور که در شکل ۴-۱ یک مقدار بحرانی گسیخته می‌گردد.

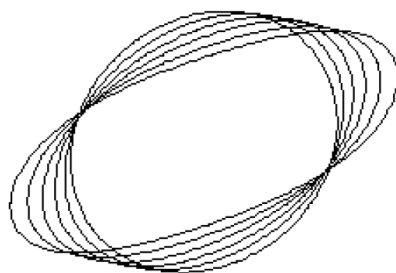


شکل ۴-۱ تغییر شکل و جدایش قطره نیوتنی در عدد موینگی بحرانی [۳۸]

لیو^۱ و ژانگ^۲ تغییر شکل قطره نیوتنی تحت برش و همچنین میکروکانال اتصال صلیبی را با استفاده از بولتزمن شبکه‌ای شبیه‌سازی کرده‌اند. پارامترهای مختلفی نظیر نسبت نرخ جریان و نسبت لزجت فاز پیوسته روی تغییر شکل قطره در محدوده وسیعی از عدد موینگی بررسی شده‌است. شکل ۵-۱ نشان می‌دهد که با افزایش عدد موینگی، کشیدگی قطره افزایش یافته است. همچنین آن‌ها عدد موینگی بحرانی را که در آن قطره دچار فروپاشی می‌شود تعیین نموده‌اند [۲].

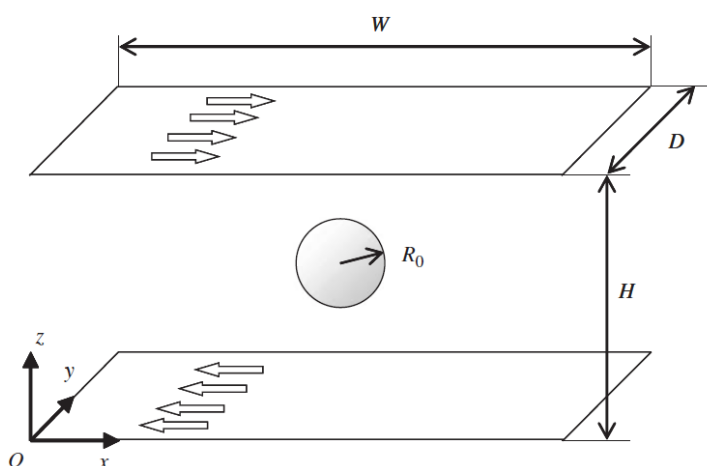
^۱ Liu

^۲ Zhang



شکل ۵-۱ تغییر شکل قطره با افزایش عدد موینگی

برای جریان غیرنیوتنی در محیط متخلخل [۳۹-۴۱، ۱۳]، کانال [۴۲، ۴۳] و شبیه‌سازی جریان پشت استوانه ثابت [۴۴] و چرخان [۴۵] نیز از شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای استفاده شده‌است. ژانگ و همکارانش با استفاده از روش بولتزمن شبکه‌ای تراکم و گسست گلبول‌های قرمز را در جریان‌های برشی شبیه‌سازی کردند. غشای سلول به‌عنوان ماده ویسکوالاستیک در نظر گرفته شده و پتانسیل مورس^۱ برای مدل‌سازی برهم‌کنش بین سلولی به کار گرفته شده‌است [۴۶]. یک مدل گسسته برای بررسی یک قطره نیوتنی در جریان برشی یک سیال ویسکوالاستیک براساس روش بولتزمن شبکه‌ای توسط اونیشی^۲ و همکارانش ارائه شده است. با شبیه‌سازی سه‌بعدی، اثرات ویسکوالاستیسیته بر تغییر شکل و جهت قطرات مورد بررسی قرار گرفته است که تطابق خوبی با نتایج آزمایشگاهی دارد (شکل ۶-۱) [۴۷].



شکل ۶-۱ شبیه‌سازی سه‌بعدی یک قطره نیوتنی در جریان برشی یک سیال ویسکوالاستیک [۴۷]

۱. Morse

۲. Onishi

گوپتا^۱ و همکارانش با استفاده از ترکیب روش‌های بولتزمن شبکه‌ای و تفاضل محدود برش ساده قطره ویسکوالاستیک/نیوتنی در ماتریس نیوتنی/ویسکوالاستیک را شبیه‌سازی کرده‌اند [۸].

آن‌ها همچنین در پژوهش‌هایی دیگر از روش فوق جهت بررسی اثر فروپاشی و تغییر شکل قطره‌های نیوتنی/ویسکوالاستیک در ماتریس نیوتنی [۴۸] و ویسکوالاستیک/نیوتنی [۴۹] تحت شرایط هیدرودینامیکی جریان برشی محدود شده استفاده کرده‌اند. آگراوال^۲ و سرکار تغییر شکل امولسیون قطرات ویسکوالاستیک را در برش پایدار با استفاده از معادله ساختاری اولرود-بی^۳ و روش تفاضل محدود بررسی کرده‌اند. در اعداد موینگی پایین، با افزایش خاصیت ویسکوالاستیک، لزجت برشی افزایش می‌یابد ولی در اعداد موینگی بالا کاهش می‌یابد [۵۰].

از ترکیب روش‌های بولتزمن شبکه‌ای مدل D_2Q_9 و مرزغوطه‌ور در شبیه‌سازی حرکت و تغییر شکل همراه با چرخش یک گلبول قرمز در جریان تراکم‌ناپذیر و لزج استفاده شده است. نتایج حاصل توافق خوبی را با نتایج تجربی و عددی گذشته نشان می‌دهد [۱۶]. مدل‌های غیرنیوتنی کاسون^۴ و کاریو-یاسودا^۵ جریان خون ساکن و نوسانی با استفاده از مدل بولتزمن شبکه‌ای در حالت دوبعدی تحلیل شده است [۵۱]. همچنین اشرفی‌زاده و بخشایی شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای جریان خون را براساس مدل‌های غیرنیوتنی $K-L$ ، کاسون و کاریو-یاسودا انجام داده‌اند. آن‌ها جریان کانال دوبعدی کاملاً توسعه‌یافته را ارائه کردند و به تطبیق خوبی با حل‌های دقیق دست‌یافتند [۵۲]. ونگ^۶ و هو^۷ جریان خون غیرنیوتنی باریک‌شونده^۸ توصیف‌شده با مدل‌های قانون توانی^۹، کاریو-یاسودا و کاسون را توسط بولتزمن شبکه‌ای D_2Q_9 شبیه‌سازی کرده‌اند و به بررسی اثرات مختلف پرداخته‌اند [۵۳].

۱. Gupta

۲. Aggarwal

۳. Oldroyd-B

۴. Casson

۵. Carreau-Yasuda

۶. Wang

۷. Ho

۸. Shear-thinning

۹. Power-law

چیارلو^۱ و همکاران تولید قطرات روغن در سیال نیوتنی و غیرنیوتنی را با استفاده از اتصال T شکل به صورت آزمایشگاهی انجام و نرخ برش و نسبت لزجت را مورد بررسی قرار دادند [۵۴]. کیو^۲ و همکاران نیز تشکیل قطره در سیال غیرنیوتنی را در اتصال T شکل به صورت آزمایشگاهی بررسی کرده‌اند [۵۵].

آگراوال^۳ و همکارانش جریان لغزشی سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی در هندسه‌های میکرو را با استفاده از بولتزمن شبکه‌ای شبیه‌سازی کرده‌اند. این جریان نیاز به تمهیدات خاصی دارد، زیرا زمانی که سیال با فشار یا شتاب به حرکت درمی‌آید، عدد نودسن^۴ تغییر می‌کند. از مدل‌های غیرنیوتنی قانون توانی، کروس^۵، هرشچل^۶، کاسون و کاریو-یاسودا استفاده شده و نتایج انطباق خوبی با حل عددی معادلات ناویر-استوکس دارد [۵۶]. شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای سیال شبه‌پلاستیک غیرنیوتنی در میکروکانال با استفاده از مدل قانون توانی توسط حامدی و رحیمیان انجام شده است. هندسه شامل دو حفره مربعی یا دوزنقه‌ای در بالا و پایین کانال می‌باشد. پروفیل سرعت در خط مرکزی حفره‌ها کشیده شده و فشار قطره در امتداد کانال درون حفره‌ها بیشتر است. اثر نرخ برش، نمای قانون توانی و گردابه‌های داخل حفره‌ها بررسی شده است [۵۷].

شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای تغییر شکل قطره نیوتنی و غیرنیوتنی در فاز پیوسته نیوتنی در میکروکانال‌های اتصال T شکل و صلیبی با استفاده از مدل بولتزمن شبکه‌ای انرژی آزاد توسط شی^۷ و تانگ^۸ انجام شده است. اثرات سیال غیرنیوتنی مدل قانون توانی، لزجت و تنش بین‌سطحی بر تولید قطره بررسی شده است. اندازه نهایی قطره، فرکانس تولید قطره و نقطه گسست با تغییر نمای قانون

۱. Chiarello

۲. Qiu

۳. Agarwal

۴. Nudsen

۵. Cross

۶. Herschel

۷. Shi

۸. Tang

توانی تغییر می‌کند. طول قطره با افزایش نمای قانون توانی فاز پیوسته و همچنین کاهش تنش بین‌سطحی، کاهش می‌یابد. نتایج نشان می‌دهد روش بولتزمن شبکه‌ای دارای پتانسیل بررسی تولید قطره غیرنیوتنی در جریان چندفازی می‌باشد و در شبیه‌سازی‌های عددی به‌جای ساده‌سازی و فرض سیال نیوتنی باید سیال غیرنیوتنی در نظر گرفته شود [۵۸].

بررسی آزمایشگاهی و همچنین شبیه‌سازی دوفازی بولتزمن شبکه‌ای لغزش قطره‌های محلول گزانتین^۱ انجام شده است. اثر رفتار غیرنیوتنی روی فرآیند لغزش از طریق رابطه بین سرعت بی‌بعد میانگین (عدد موینگی) و نیروهای حجمی بی‌بعد بررسی شده است. لزجت فاز غیرنیوتنی (قطره) از نوعی رابطه توانی تعیین شده است و نتایج شبیه‌سازی تطبیق خوبی با نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهد [۵۹].

۱-۳- معرفی تحقیق حاضر

بررسی سیستم‌های چندفازی شامل قطره یکی از موضوعات تحقیقاتی مورد توجه می‌باشد. این موضوع، موجب فهم بهتر حرکت و تغییر شکل ذرات سیال در بسیاری از پدیده‌های طبیعی و صنعتی می‌گردد.

در سال‌های اخیر روش بولتزمن شبکه‌ای در شبیه‌سازی جریان سیال و تئوری‌های انتقال جایگاه ویژه‌ای به‌دست آورده است. روش بولتزمن شبکه‌ای بر اساس مدل‌های میکروسکوپی و معادله مزوسکوپی می‌باشد، که در آن رفتار مجموعه‌ای از ذرات سیستم برای شبیه‌سازی جریان استفاده می‌شود. این روش به ویژه در مسائلی که دارای شرایط مرزی پیچیده و یا سطوح مشترک متحرک مانند جریان دوفاز می‌باشند، کارآمد می‌باشد. وقتی عدد ماخ (نسبت سرعت متوسط سیال به سرعت صوت) و نادسن (نسبت مسیر آزاد میانگین به طول مشخصه جریان) به اندازه کافی کوچک باشند معادلات بولتزمن تقریب خوبی برای معادلات ناویراستوکس خواهند بود.

^۱ Xanthan

روش بولتزمن شبکه‌ای برای دینامیک سیالات محاسباتی دارای الگوریتم محاسباتی ساده، صریح و کاملاً محلی می‌باشد که آن را بسیار کارآمد می‌سازد [۶۰]. مزیت بارز روش بولتزمن شبکه‌ای نسبت به روش‌های متداول دینامیک سیالات محاسباتی که در آن‌ها معادلات دیفرانسیلی حل می‌شوند، حل فقط یک معادله جبری می‌باشد.

با توجه به مرور کارهای انجام‌شده که در بخش ۱-۳ آورده‌شده، روش بولتزمن شبکه‌ای به‌طور عملی برای مطالعه سیستم‌های چندجزئی که دینامیک سطحی و جدایش فاز وجود دارد، مناسب می‌باشد. کارهای انجام‌شده در رابطه با سیالات غیرنیوتنی در مقایسه با نیوتنی کمتر می‌باشد که در این بین مطالعات چندفازی بسیار کمتر است. تاکنون به بررسی ایجاد و تغییر شکل قطره غیرنیوتنی و ویسکوالاستیک در اتصال T شکل و صلیبی با در نظر گرفتن مدل‌های مختلف غیرنیوتنی پرداخته‌است. با این حال براساس مطالعات انجام‌شده، هنوز تحقیقی پیرامون بررسی رفتار قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی تحت برش انجام نشده‌است. هدف از این رساله بررسی و تحلیل اثر پارامترهای مختلف بر تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در ماتریس نیوتنی تحت جریان برشی با استفاده از روش بولتزمن شبکه‌ای می‌باشد.

روش‌های عددی بررسی تشکیل و تغییر شکل قطره به مشخصات و پارامترهایی صریح نیاز دارند که باید مقادیر آن‌ها برای دستیابی به نتایج فیزیکی واقعی تنظیم و چگونگی اثر آن‌ها بر شبیه‌سازی‌ها بررسی شود. همچنین شبکه‌بندی کافی برای ثبت فیزیکی گسیختگی قطره با حفظ زمان منطقی شبیه‌سازی ضروری است. برای صحت‌سنجی روش بولتزمن شبکه‌ای، نتایج آن با نتایج تحلیلی موجود و یافته‌های شبیه‌سازی‌های عددی با استفاده از روش‌های دیگر مقایسه‌شده‌است. مطالعه حاضر را می‌توان پیشرفتی در راستای بکارگیری ابزار عددی برای بررسی رفتار قطره‌های نیوتنی و غیرنیوتنی در سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی تحت جریان برشی و همچنین صحت‌سنجی در جریان‌های پیچیده‌تر دانست.

۱-۴- محتوای فصول بعد

در فصل دوم توضیحات مختصری پیرامون انواع سیالات غیرنیوتنی و مدل‌های غیرنیوتنی آورده می‌شود. در ادامه جریان چندفازی توصیف و روش بولتزمن شبکه‌ای به طور کامل معرفی می‌شود. در این بخش معادله بولتزمن، مدل انرژی آزاد، شبیه‌سازی غیرنیوتنی روش بولتزمن، شرایط مرزی و نحوه اعمال آن‌ها ارائه می‌شود. در انتها اعداد بی‌بعد در تحلیل قطره تحت جریان برشی بیان می‌شود.

در فصل سوم ابتدا با شبیه‌سازی آزمون زاویه تماس جریان در کانال و همچنین تحلیل جریان دوفازی در اتصال T شکل، صحت روش بولتزمن شبکه‌ای مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. سپس اثر پارامترهای مختلف بر تغییر شکل قطره نیوتنی و غیرنیوتنی در سیال نیوتنی و غیرنیوتنی تحت جریان برشی بررسی می‌شود. نهایتاً در فصل چهارم نتیجه‌گیری و پیشنهادات ارائه می‌گردد.

فصل دوم:

روش تحقیق

۲-۱- سیالات غیرنیوتنی

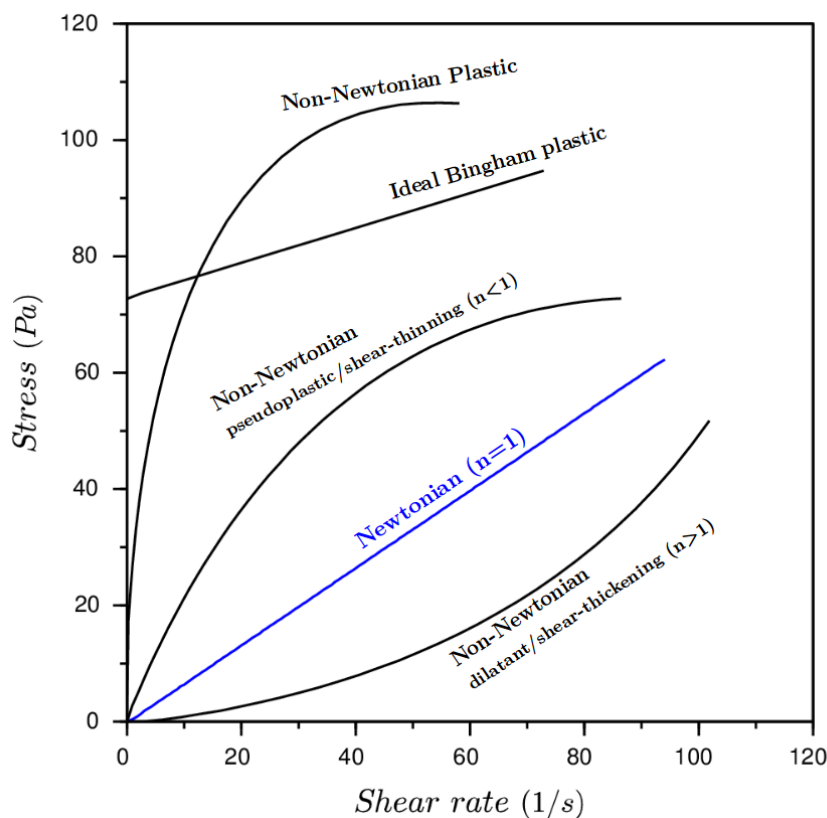
در بین موادی که به طور معمول به عنوان سیال شناخته می شوند، تفاوت بسیاری در رفتارشان با توجه به تنشی که تحمل می کنند مشاهده می شود. سیال نیوتنی، ماده ای است که در آن تنش برشی بدون وجود تنش تسلیم (صفر بودن تنش برشی در نرخ برش صفر) تنها تابعی خطی از نرخ برش است. براین اساس سیال غیرنیوتنی را می توان به سادگی به صورت سیالی که فاقد رفتار نیوتنی است، تعریف نمود. به طور کلی سیالات غیرنیوتنی به سه گروه بزرگ سیالات مستقل از زمان، سیالات تابع زمان و سیالات ویسکوالاستیک تقسیم می شوند. در ادامه دو گروه از این سیالات معرفی شدند.

۲-۱-۱- سیالات غیرنیوتنی مستقل از زمان

سیالات غیرنیوتنی مستقل از زمان سیالاتی هستند که در آن ها تنش برشی تنها تابعی غیرخطی از نرخ برش است. به عبارت دیگر در این سیالات ویسکوزیته تابعی از نرخ برش می باشد. مطابق شکل ۲-۱ این سیالات به دو دسته کلی سیالات دارا و فاقد تنش تسلیم تقسیم می شوند. در موادی که دارای تنش تسلیم هستند، شرط جریان ماده، رسیدن تنش به حد مشخصی برای شروع سیلان آن است [۶۱]. برای مثال خمیردندان نمونه بسیار مناسبی از این مواد است، تا زمانی که میزان فشردگی پوسته آن به حد مشخصی نرسد، خمیردندان از آن خارج نمی شود. علت این رفتار فیزیکی معمولاً به ساختمان سه بعدی ماده نسبت داده می شود. ساختمان این مواد قادر است که تنش برشی کمتر از حد تسلیم را بدون ایجاد جریان تحمل نماید ولی پس از آن، ساختمان داخلی شکسته شده و ماده اجازه حرکت برشی را پیدا می کند. تصور می شود که ساختمان داخلی ماده پس از کاهش تنش به مقدار کمتر از تسلیم، دوباره ترمیم می شود. پلاستیک بینگهام معروف ترین دسته از این مواد است. در واقع پلاستیک بینگهام یک سیال نیوتنی دارای تنش تسلیم است (ویسکوزیته آن ثابت است). نمونه هایی از سیالات دارای تنش تسلیم عبارتند از: برخی پلاستیکهای مذاب، گل حفاری چاه نفت، مخلوط آب و شن، دوغ آب های گچ و ماسه، شکلات مایع، کرم های طبی، خمیردندان، بتن تازه، مارگارین و گریس ها.

سیالاتی که فاقد تنش تسلیم هستند به دو دسته سیالات شبه پلاستیک^۱ و سیالات دایلاتنت^۲ تقسیم می‌شوند. این سیالات، سیالات نیوتنی^۳ تعمیم یافته^۳ نیز نامیده می‌شوند.

سیالات شبه پلاستیک عموماً در بین مواد زیر یافت می‌شوند: بسیاری از مواد با وزن مولکولی بالا، بسیاری از سوسپانسیون‌های دارای غلظت متوسط، محلول‌های لاستیک طبیعی و مصنوعی، چسب‌ها، سوسپانسیون‌های آهار، استات سلولز، محلول‌های مورد استفاده برای ساخت رایون، مایونز، بعضی مرکب‌های چاپ و رنگ‌ها. در سیالات دایلاتنت با افزایش شدت برش، ویسکوزیته سیال افزایش می‌یابد. در بین مواد زیر رفتار سیال دایلاتنت مشاهده شده است: برخی سوسپانسیون‌های آبی اکسید تیتانیوم، برخی محلول‌های پودر ذرت - شکر، برخی محلول‌های بوراکس - صمغ عربی، نشاسته، سیلیکات پتاسیم، شن مرطوب ساحل و بعضی رنگ‌ها.



شکل ۱-۲ منحنی‌های تنش برشی در برابر نرخ برش برای سیالات مستقل از زمان [۶۱]

۱. Pseudoplastic

۲. Dilatant

۳. Generalized Newtonian fluids

۲-۱-۱-۱-مدل توانی

تاکنون مدل‌های متعددی به‌عنوان قانون پایه برای شبیه‌سازی سیالات غیرنیوتنی ارائه شده است، اما پرکاربردترین و ساده‌ترین مدل حاکم بر آن‌ها مدل توانی است که در آن تنش برشی تابعی از توان n ام نرخ برش است و معادله ساختاری آن به صورت زیر است [۶۲]:

$$\mu = \mu_0 \dot{\gamma}^{n-1} \quad (۱-۲)$$

پارامتر بی‌بعد n ، درجه رفتار غیرنیوتنی را بیان می‌کند. در $n = ۱$ سیال نیوتنی با لزجت μ_0 است. برای سیالاتی با $n > ۱$ لزجت مؤثر با افزایش نرخ برش زیاد می‌شود و رفتار ضخیم‌شونده^۱ نسبت به برش دارند. سیالات با $n < ۱$ لزجت مؤثر با افزایش نرخ برش کاهش می‌یابد و سیال رفتار باریک‌شونده^۲ نسبت به برش خواهد داشت. یکی از اشکالات این مدل، پیش‌بینی ویسکوزیته در نرخ برش بی‌نهایت و صفر است [۶۳].

وارگنولو^۳ و همکارانش برای اجتناب از این اشکال برای تعیین لزجت فاز غیرنیوتنی از نوعی رابطه توانی به صورت زیر استفاده کرده‌اند:

$$\eta_a(\dot{\gamma}) = \begin{cases} \eta_0 + a\dot{\gamma}_0^{-b} & \dot{\gamma} \leq \dot{\gamma}_0 \\ \eta_0 + a\dot{\gamma}_0^{-b} & \dot{\gamma} > \dot{\gamma}_0 \end{cases} \quad (۲-۲)$$

که در واحد شبکه $a = ۰/۰۱$ ، نرخ برش $\dot{\gamma}_0 = ۱۰^{-۵}$ در نظر گرفته شده است. این نرخ برش از واگرایی لزجت در نرخ برش‌های کوچک جلوگیری می‌کند. مقدار η_0 برای پرهیز از لزجت صفر در محدوده نرخ برش زیاد می‌باشد [۵۹].

۲-۱-۱-۲-مدل کاریو-یاسودا

مدل کاریو-یاسودا از جمله مدل‌هایی است که مشکل مدل توانی را برطرف می‌نماید. معادله ساختاری این مدل به صورت زیر است [۶۳]:

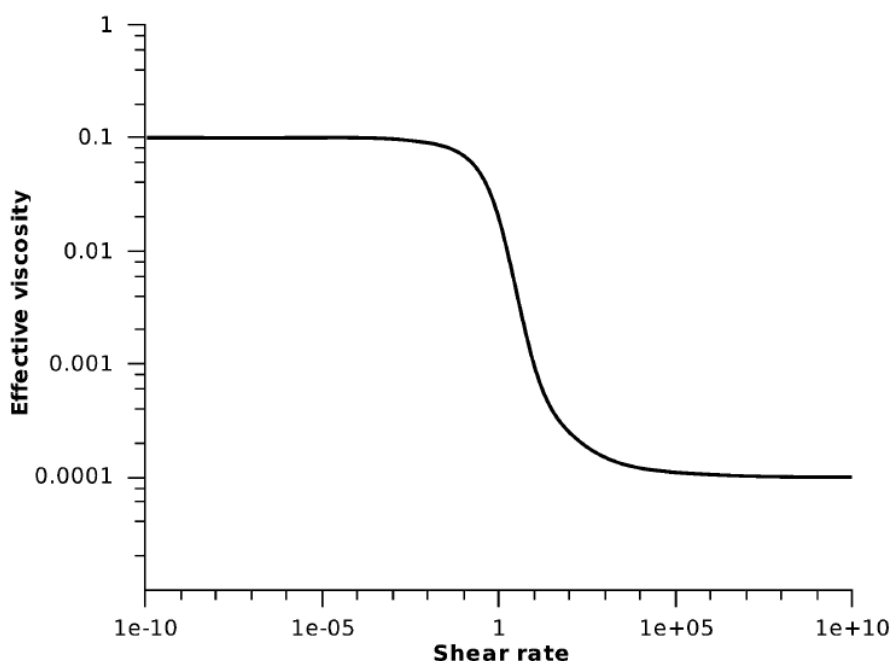
۱. Shear thickening

۲. Shear thinning

۳. Varagnolo

$$\frac{\mu - \mu_{\infty}}{\mu_0 - \mu_{\infty}} = (1 + (\lambda \dot{\gamma})^a)^{\frac{n-1}{a}} \quad (3-2)$$

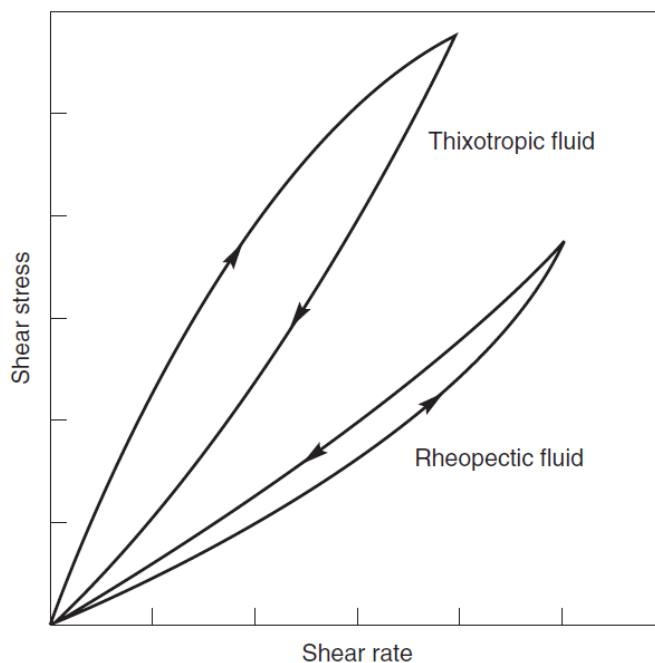
در رابطه فوق $n \leq 1$ می‌باشد. پارامتر بی‌بعد n ، درجه رفتار غیرنیوتنی را بیان می‌کند و در $n = 1$ سیال نیوتنی با لزجت μ_0 می‌باشد. μ_0 و μ_{∞} به ترتیب لزجت‌های دینامیکی در نرخ برشی صفر و بی‌نهایت می‌باشند. همان‌طور که در شکل ۲-۲ مشاهده می‌شود، در نرخ‌های برش خیلی زیاد و خیلی کم، سیال خاصیت نیوتنی دارد و لزجت ضرورتاً ثابت می‌ماند. در ناحیه میانی نمودار لگاریتمی لزجت برحسب نرخ برش تقریباً خطی است و به‌عنوان رابطه قانون توانی توصیف می‌شود [۶۴]. $\dot{\gamma}$ نرخ برش و λ زمان مشخصه سیال است. پیوستگی این مدل در نرخ‌های برشی پایین باعث شده تا کاربرد این مدل در شبیه‌سازی‌های عددی بیشتر باشد. با اعمال این مدل به دلیل وجود پنج ثابت مجهول، برازش بهتری روی داده‌ها صورت می‌گیرد و رفتار وابستگی تنش به نرخ برش بهتر مدل می‌شود. مشاهدات تجربی نشان می‌دهد که در اکثر مواد مقدار a حدود ۲ است، به همین دلیل در برخی مراجع مقدار این ضریب مستقیماً در مدل اعمال شده‌است.



شکل ۲-۲ نمودار لزجت برحسب نرخ برش مدل کاریو-یاسودا [۶۴]

۲-۱-۲- سیالات غیرنیوتنی تابع زمان

در بعضی از سیالات غیرنیوتنی، ویسکوزیته علاوه بر این که تابعی از شدت برش است، تابعی از زمان نیز می‌باشد. به عبارت دیگر در این سیالات، در یک نرخ برش ثابت، ساختمان مولکولی ماده به‌طور مداوم در حال تغییر است، لذا مقدار ویسکوزیته و تنش برشی نیز تابعی از زمان خواهد بود. به‌طور کلی این مواد به دو دسته سیالات تیکسوتروپیک^۱ و سیالات رئوپکتیک^۲ (آنتی تیکسوتروپیک^۳) تقسیم می‌شوند. در شکل ۳-۲ منحنی تنش در برابر نرخ برش برای مواد رئوپکتیک و تیکسوتروپیک نشان داده شده است.



شکل ۳-۲ منحنی‌های تنش برشی در برابر نرخ برش برای سیالات غیر نیوتنی تابع از زمان [۶۱]

در سیالات تیکسوتروپیک، چنانچه ماده در معرض یک شدت برش ثابت و دمای معین قرار داده شود، تنش برشی یک کاهش برگشت‌پذیر نسبت به زمان پیدا می‌کند. البته در نهایت ویسکوزیته به سمت یک مقدار حدی میل خواهد کرد. از دیدگاه مولکولی چنانچه یک سیال تیکسوتروپیک تحت یک

۱ Thixotropic

۲ Rheopectic

۳ Antithixotropic

برش ثابت قرار گیرد، به تدریج ساختمان مولکول‌های آن شروع به شکستن می‌کند و لذا با افزایش زمان ویسکوزیته سیال کاهش می‌یابد. مولکول‌های شکسته‌شده در صورت برخورد در جهت مناسب امکان بازگشت به ساختار اولیه خود را دارند و از آنجاکه با گذشت زمان بر تعداد مولکول‌های شکسته‌شده افزوده می‌شود، بنابراین امکان برخورد مولکول‌ها و فعال‌تر شدن مکانیزم ترمیم افزایش می‌یابد. به همین دلیل پس از گذشت مدت زمان مشخصی تعادلی بین فرآیندهای شکست و ترمیم به وجود می‌آید و ویسکوزیته به سمت مقدار ثابتی میل می‌کند [۶۱]. به عنوان نمونه برخی پلیمرهای درشت مولکول و محلول‌های مواد غذایی دارای این رفتار هستند. سیالات رئوپکتیک مواد بسیار نادری هستند که رفتار آن‌ها کاملاً برعکس مواد تیکسوتروپیک است. از دیدگاه مولکولی، این مواد ساختار مولکولی اولیه‌ای ندارند ولی با ایجاد برش و برخورد مولکول‌ها به یکدیگر شانس تشکیل یک ساختار را پیدا می‌کنند. بنابراین تحت برش ثابت و در شرایط ایزوترمال، یک افزایش برگشت‌پذیر در تنش برشی و ویسکوزیته آن‌ها مشاهده می‌شود. در بعضی سیالات نظیر سوسپانسیون‌های رسی بنتونیت، سوسپانسیون‌های وانادیوم پنتا اکسید، خمیر گچ و سوسپانسیون‌های رقیق اولئات آمونیوم رفتار رئوپکتیک مشاهده شده‌است.

۲-۲- سیستم‌های چندفازی

جریان‌ها را می‌توان به چهار دسته تک‌جزئی تک‌فاز، تک‌جزئی چندفاز مثل (آب و بخار آب)، چندجزئی تک‌فاز مثل (محلول آب و اتانول) و چندجزئی چند فاز مثل (آب و روغن) تقسیم کرد [۱۴]. پیچیدگی اساسی جریان‌هایی که حداقل شامل دوفاز هستند، چه از لحاظ فیزیکی و چه از لحاظ عددی، چالش بزرگی را پیش روی توسعه‌دهندگان برنامه‌های رایانه‌ای تجاری برای تولید برنامه‌هایی جامع در این زمینه به وجود آورده‌است. پیچیدگی فرمول‌بندی ریاضی معادلات حاکم بر جریان‌های دوفازی و وابسته بودن آن به کمیت‌های مختلف از مهم‌ترین دلایل کمبود دانش کلی در مورد

جریان‌های دوفازی است [۱۴]. در بسیاری از تحقیقات انجام‌گرفته رفتار قطره با استفاده از جریان دوفازی تحلیل شده‌است.

همان‌طور که در بخش مرور بیان شد، یکی از ویژگی‌های روش بولتزمن شبکه‌ای، توانایی آن در مدل‌سازی جریان‌های چندفازی است. در این رساله با استفاده از مدل انرژی آزاد، قابلیت این روش در مدل‌سازی جریان‌های چندفازی نشان داده شده‌است.

۲-۳- روش بولتزمن شبکه‌ای

روش بولتزمن شبکه‌ای از روش گاز شبکه‌ای نشأت گرفته است. روش گاز شبکه‌ای ارائه‌دهنده مدلی از برخورد ذرات مجازی بر روی یک شبکه منظم است. معادله بولتزمن شبکه‌ای اولیه در سال ۱۹۸۸ توسط مک نامارا^۱ و زانتی^۲ برای پاسخ‌گویی به یکی از مشکلات اصلی روش گاز شبکه‌ای که اغتشاشات آماری بود، ایجاد شد. اندکی بعد آشکار شد که بولتزمن شبکه‌ای می‌توان اکثر مشکلات دیگر روش گاز شبکه‌ای را نیز به طور طبیعی برطرف کند. بنابراین روش بولتزمن شبکه‌ای به سرعت به یک موضوع مستقل تحقیقاتی تبدیل شد و معایب باقیمانده روش گاز شبکه‌ای یک‌به‌یک برطرف گردید. در این روش همانند روش‌های گاز شبکه‌ای، ذرات مجازی در روی یک شبکه منظم برخورد داده می‌شوند. ولی این بار به‌جای مشخص نمودن آرایش ذرات مجازی، احتمال حضور این ذرات در مسیرهای مختلف معرفی و استفاده می‌شود. یعنی این سوال مطرح می‌شود که احتمال حضور یک ذره اطراف موقعیت x در زمان t چقدر است. $f_{\alpha}(\vec{x}, t)$ چگالی احتمال و یا به طور ساده‌تر تابع توزیع نامیده می‌شود [۱۵].

در تحلیل جریان سیال سه دیدگاه میکروسکوپی، مزوسکوپی و ماکروسکوپی به کار می‌رود.

۱. McNamara

۲. Zanetti

از دیدگاه میکروسکوپی، حرکت منفرد ذرات در مسافت آزاد متوسط^۱ آن‌ها بررسی می‌شود. این روش مدل‌سازی برای حل مسایل مهندسی غیرممکن بوده و یا مقرون به صرفه نیست. دیدگاه مزوسکوپیکی میان دو دیدگاه میکروسکوپیکی و ماکروسکوپیکی قرار دارد و به جای یک مولکول یا یک ذره منفرد از سیال، مجموعه‌ای از مولکول‌ها به عنوان یک ذره در نظر گرفته می‌شوند. این ذرات می‌توانند در هر جهتی حرکت کنند، به طوری که معادله حرکت آن‌ها (برخورد و ارتباطشان) به صورت آماری و به وسیله معادلات توزیع بیان می‌گردد. روش شبکه بولتزمن یکی از مهم‌ترین روش‌های مزوسکوپیکی در تحلیل جریان سیالات می‌باشد. در این روش، تعداد ذرات توزیع شده در میدان، با تعداد ملکول‌ها نسبتی ندارد و فقط به شبکه و تعداد گره‌ها بستگی دارد [۶۵].

روش بولتزمن شبکه‌ای دارای مزایای هر دو روند ماکروسکوپیکی و میکروسکوپیکی با منابع رایانه‌ای قابل کنترل می‌باشد. کاربرد آن برای میدان‌های پیچیده و همچنین رفتار جریان‌های چندفازی و چندجزئی بدون نیاز به اثر بین سطحی بین فازهای مختلف آسان است. علاوه بر این روش ذاتاً با فرآیندهای محاسباتی موازی تطبیق می‌یابد. همچنین نیاز به حل معادله لاپلاس در هر مرحله برای ارضاء معادله پیوستگی تراکم‌ناپذیر، جریان‌های ناپایدار، همان‌طور که معادله ناویر-استوکس را حل می‌کند، ندارد. با این حال به حافظه رایانه‌ای بیشتری در مقایسه با حل کننده ناویر-استوکس احتیاج دارد که محدودیت بزرگی نیست. همچنین قادر به حل مسائل میکرومقیاس و ماکرومقیاس با دقت قابل اطمینان می‌باشد [۷].

مدل‌های بولتزمن شبکه‌ای برای تحلیل جریان و انتقال حرارت به دو دسته تقسیم می‌شود. در دسته اول، تابع توزیع تعادلی چگالی با یک ترم اضافی سرعت برای به دست آوردن معادله انرژی و توزیع تعادلی دما استفاده می‌شود که به مدل چند سرعت معروف است. دسته دوم شامل مدل‌های چندگانه توزیع تعادلی می‌باشد که علاوه بر تابع توزیع تعادلی چگالی، تابع توزیع دیگری نیز برای دما ارائه شده است [۱۵].

^۱. Mean free path

در سال‌های اخیر روش شبکه بولتزمن به‌عنوان یک نگرش جدید برای حل مسائل پیچیده دینامیک سیالات مورد توجه قرار گرفته‌است. برنامه‌نویسی ساده و قابلیت ترکیب تعاملات میکروسکوپی، موجب جذابیت این روش برای شبیه‌سازی جریان سیالات با هندسه پیچیده شده‌است. استفاده از این روش در بسیاری از مسایل مهم و پیچیده مهندسی از جمله جریان‌های تراکم ناپذیر، جریان‌های چندفازی، جریان‌های حباب‌دار، جریان‌های عبورکننده از محیط‌های متخلخل و غیره رواج یافته‌است.

درعین‌حال استفاده از روش بولتزمن شبکه‌ای علی‌رغم دارا بودن مزایای زیادی، محدودیت نیز دارد. این روش برای شبکه‌های یکنواخت و سازمان‌یافته بنا شده‌است این درحالی است که استفاده از شبکه یکنواخت در بسیاری از مسایل مهندسی مشکل و شاید غیرممکن باشد. محققان بسیاری سعی نمودند تا از شبکه‌های بی‌سازمان به‌نحوی برای غلبه بر این مشکل استفاده کنند. هی^۱ و همکاران مدلی برای شبکه‌بندی مربعی دلخواه ارائه کردند که به‌واسطه الگوریتم ارائه شده، یک گام میان‌یابی به روش استاندارد بولتزمن اضافه گردیده‌است [۶۶].

بنزی^۲ و همکاران برای اولین بار فرمول‌بندی حجم محدود را در ترکیب با بولتزمن شبکه‌ای پیشنهاد کردند [۶۷, ۶۸]. در این فرمول‌بندی اگرچه نقاط شبکه تشکیل یک شبکه مربعی را نمی‌دهند اما از دیدگاه توپولوژیک، روش‌های فوق احتیاج به شبکه‌سازی باسازمان دارند. پنگ^۳ انتگرال‌گیری از فرم دیفرانسیلی معادله شبکه بولتزمن را در ترکیب با روش حجم محدود در اطراف گره‌های شبکه پیشنهاد کرد [۶۹]. خطای این روش در بیشترین حالت به ۱٪ می‌رسید. اما با وجود دقت خوب، زمان محاسبه در این روش بسیار زیاد می‌باشد. همچنین این روش دارای اشکالات زیادی در پایداری عددی نیز هست.

تمایز اصلی روش بولتزمن شبکه‌ای در مقایسه با دینامیک سیالات محاسباتی، تئوری جنبشی

۱. He

۲. Benzi

۳. Peng

است. طبیعت جنبشی روش بولتزمن شبکه‌ای برای مدل‌سازی پدیده‌های پیچیده مشاهده شده در سیستم‌های سیالاتی واقعی، نظیر رفتارهای فازهای پیچیده سیالات چندجزئی مانند امولسیون‌ها، فوم‌ها و ترکیب‌های پلیمری سودمند می‌باشد [۴۷].

۲-۳-۱- معادله بولتزمن شبکه‌ای

روش بولتزمن شبکه‌ای مرتبط با نسخه معادله انتقالی بولتزمن می‌باشد که در فضا، زمان و مومنتوم گسسته شده‌است. در روش شبکه بولتزمن متغیرهای بولین با متغیرهای حقیقی $f_i = \langle n_i \rangle$ جایگزین شده‌است که $\langle \rangle$ بیانگر میانگین مجموع می‌باشد. یعنی مجموعه‌ای از تابع توزیع سرعت ذرات به جای یک شبه ذره به کار می‌رود و محاسبات دینامیکی بر روی این مجموع انجام می‌شود. معادله بولتزمن یک معادله آماری از حرکت و برخورد ذرات می‌باشد که در واقع خصوصیات میکروسکوپی ملکول‌ها را بیان می‌کند.

در اینجا برای توصیف ذرات از یک متغیر اسکالر نامنفی در فضای فازی، به نام تابع توزیع ذرات $f(\vec{x}, \vec{v}, \vec{t}) = f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$ استفاده می‌شود. تابع توزیع نشان‌دهنده تعداد ذراتی است که در زمان t ، در مکان x با سرعت v در حال حرکت هستند. سرعت ذرات در این روش متغیرهای بولین نبوده بلکه اعداد حقیقی می‌باشند [۶۵].

معادله انتقالی بولتزمن در حضور نیروی خارجی F به صورت معادله زیر است [۷]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = \Omega \quad (۴-۲)$$

که Ω اپراتور برخورد و تابعی از f می‌باشد که باید برای حل معادله بولتزمن تعیین گردد. برای یک سیستم بدون نیروی خارجی، معادله بولتزمن به صورت معادله (۲-۴) زیر نوشته می‌شود که v و ∇f بردار می‌باشند [۷].

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f = \Omega \quad (۵-۲)$$

۲-۳-۱-۱- تقریب باتانگار-گراس-کروک

باتانگار، گراس و کروک در سال ۱۹۵۴ مدل ساده شده رابطه زیر را برای اپراتور برخورد پیشنهاد داده‌اند [۷]:

$$\Omega = \omega(f^{eq} - f) = \frac{1}{\tau}(f^{eq} - f) \quad (۶-۲)$$

که ω فرکانس برخورد و τ زمان آرامش نامیده می‌شود. تابع توزیع تعادلی محلی با f^{eq} نشان داده شده که تابع توزیع ماکسول-بولتزمن می‌باشد [۷].

با توجه به این موارد شکل گسسته معادله جنبشی توزیع ذرات بولتزمن به صورت معادله زیر می‌باشد [۶۵].

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \nabla f_i = -\frac{1}{\tau}(f_i - f_i^{eq}) \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (۷-۲)$$

سمت راست معادله فوق، اپراتور برخورد بوده که بیانگر نرخ تغییر f_i در اثر برخورد می‌باشد. که τ زمان آرامش^۱ بوده و تابعی از لزجت سیال می‌باشد. در معادله ۱، n تعداد جهت‌های ممکن سرعت را برای شبکه موردنظر نشان می‌دهد و dt گام زمانی و v_i سرعت گسسته در فضای فازی می‌باشد [۶۵]. این معادله اساس روش بولتزمن شبکه‌ای است و جایگزین معادله ناویر-استوکس در شبیه‌سازی‌های دینامیک سیالات محاسباتی می‌گردد که دارای خواص زیر می‌باشد:

۱- یک معادله دیفرانسیل جزئی خطی است.

۲- این معادله شبیه معادله فرارفت^۲ با ترم منبع می‌باشد.

۳- سمت چپ معادله، فرارفت (جریان) را نشان می‌دهد.

۴- سمت راست معادله، عامل برخورد (ترم منبع) را بیان می‌کند.

فرم گسسته شده به صورت معادله ۷-۲ است [۷]:

۱. Relaxation time

۲. Advection equation

$$f_i(r + v_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(r, t) + \frac{\Delta t}{\tau} [f_i^{eq}(r, t) - f_i(r, t)] \quad (۸-۲)$$

۲-۳-۱-۲- تابع توزیع تعادلی

المان کلیدی در اعمال روش بولتزمن شبکه‌ای برای مسائل مختلف، تابع توزیع تعادلی^۱ f_i^{eq} است. در واقع، مسائل فیزیکی مختلف با روش بولتزمن شبکه‌ای که تابع توزیع تعادلی مناسب استفاده شده باشد، قابل حل است. فرم کلی تابع توزیع تعادلی به صورت زیر می‌باشد [۷]:

$$f_i^{eq} = \Phi w_i [A + B(\vec{v}_i \cdot \vec{u}) + C(\vec{v}_i \cdot \vec{u})^2 + D(u \cdot u)] \quad (۹-۲)$$

که u بردار سرعت جریان ماکروسکوپیک و A, B, C و D ثوابتی هستند که باید براساس قوانین بقاء (جرم، مومنتوم و انرژی) تعیین شوند. Φ نشان‌دهنده پارامتر اسکالر نظیر چگالی، دما یا تمرکز اجزاء است که برابر با مجموع همه توابع توزیع می‌باشد [۷]:

$$\Phi = \sum_{i=0}^n f_i^{eq} \quad (۱۰-۲)$$

که n تعداد لینک‌های شبکه است.

۲-۳-۲- مدل بولتزمن شبکه‌ای

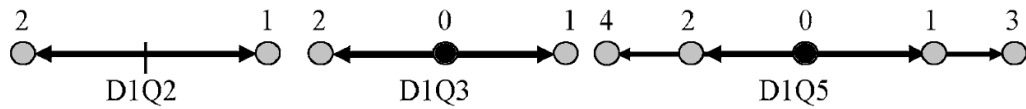
گام اول در استفاده از روش بولتزمن شبکه‌ای برای شبیه‌سازی، معرفی مدل شبکه مناسب است [۶۵]. مدل شبکه با بعد مساله و تعداد سرعت با استفاده از $D_n Q_m$ مشخص می‌شود که n نشان‌دهنده بعد مساله (۱ برای یک‌بعدی، ۲ برای دوبعدی و ۳ برای سه‌بعدی) و m نشان‌دهنده سرعت، تعداد اتصالات می‌باشد [۷].

۲-۳-۱-۲- مدل یک‌بعدی

مدل‌های یک‌بعدی $D_1 Q_2$ ، $D_1 Q_3$ و $D_1 Q_5$ برای آرایش شبکه استفاده می‌شوند (شکل ۲-۴) که

^۱ Equilibrium distribution function

D_1Q_3 رایج‌ترین مدل است. گره^۱ مشکی، نشان‌دهنده گره مرکزی و گره‌های مجاور، خاکستری هستند [۷].

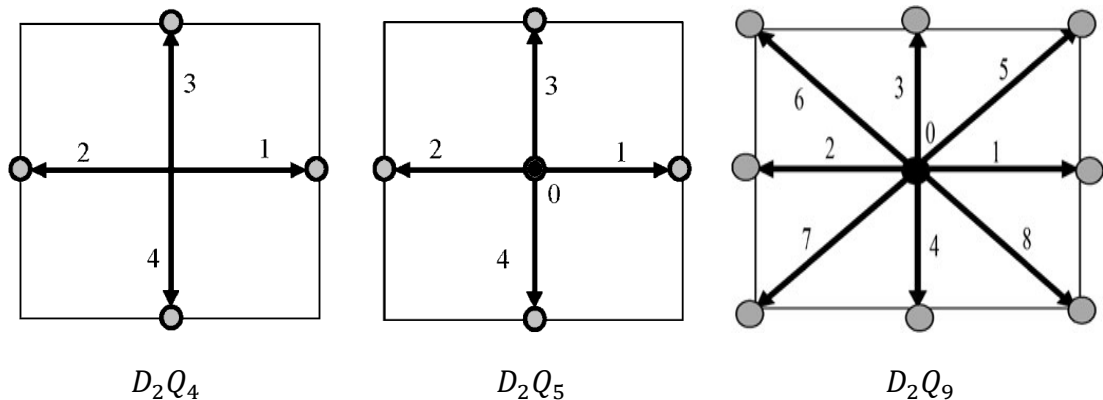


شکل ۴-۲ مدل‌های یک‌بعدی D_1Q_2 ، D_1Q_3 و D_1Q_5 [۷]

این ذرات ساختگی از گره مرکزی با یک سرعت خاص، که سرعت شبکه نامیده می‌شود، به گره‌های مجاور از طریق اتصالات جریان می‌یابند.

۲-۲-۲-۲ مدل دوبعدی

مدل‌های دوبعدی D_2Q_4 ، D_2Q_5 و D_2Q_9 برای آرایش شبکه استفاده می‌شود (شکل ۵-۲) که D_2Q_9 رایج‌ترین مدل می‌باشد. مدل D_2Q_4 برخلاف دو مدل دیگر دارای گره مرکزی نمی‌باشد. عددگذاری لینک‌های شبکه دلخواه می‌باشد، ولی نام‌گذاری مناسب موجب سادگی الگوریتم برنامه رایانه‌ای می‌گردد [۷].



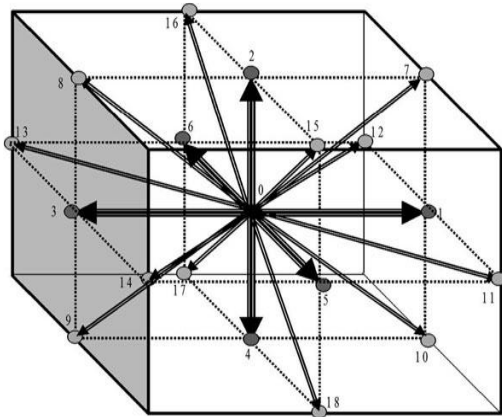
شکل ۵-۲ مدل‌های دوبعدی D_2Q_4 ، D_2Q_5 و D_2Q_9 [۷]

۲-۳-۲-۳ مدل سه‌بعدی

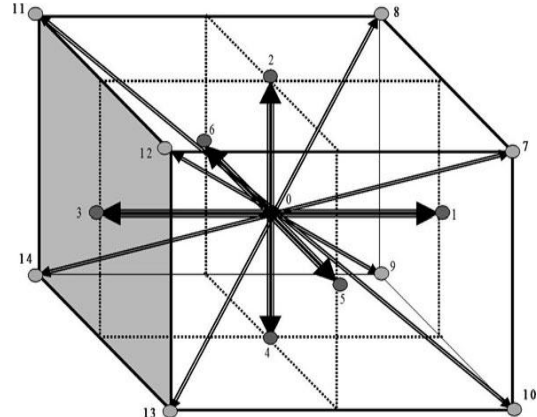
به‌طور کلی، دو مدل D_3Q_{15} و D_3Q_{19} برای شبیه‌سازی مسائل سه‌بعدی شبکه استفاده می‌شود

^۱ Nodes

که D_3Q_{15} متداول تر است (شکل ۶-۲) [۷].



D_3Q_{19}



D_3Q_{15}

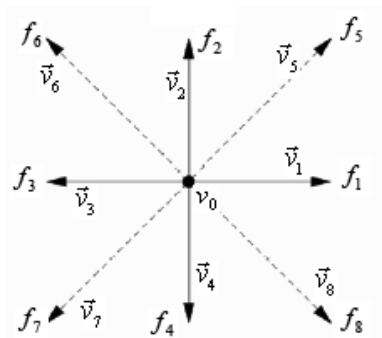
شکل ۶-۲ مدل های سه بعدی D_3Q_{15} و D_3Q_{19} [۷]

در ادامه گسسته سازی مدل D_2Q_9 ارائه شده است. شکل ۷-۲ شکل ۵-۲ شبکه D_2Q_9 را نشان

می دهد که بیان گر یک شبکه دو بعدی با ۹ مولفه سرعت به صورت رابطه زیر می باشد [۶۵].

$$v_i = \begin{cases} (0,0) & i = 0 \\ \left[\cos\left(\frac{i-1}{2}\pi\right) \cdot \sin\left(\frac{i-1}{2}\pi\right) \right] c & i = 1,2,3,4 \\ \sqrt{2} \left[\cos\left(\frac{i-5}{2} + \frac{1}{4}\right)\pi \cdot \sin\left(\frac{i-5}{2} + \frac{1}{4}\right)\pi \right] c & i = 5,6,7,8 \end{cases} \quad (۱۱-۲)$$

که در آن $c = \sqrt{3RT} = \frac{\delta x}{\delta t}$ سرعت صوت، R ثابت عمومی گازها و $\bar{T}$ دمای متوسط می باشد.



شکل ۷-۲ مولفه های تابع توزیع ذرات و سرعت در مدل D_2Q_9 [۶۵]

در حل عددی، تابع f^{eq} نیز گسسته می شود که برای مدل D_2Q_9 به صورت رابطه زیر خواهد

بود [۶۵].

$$f_i^{eq}(\vec{x}, t) = w_i \rho [c_1 + c_2(\vec{v}_i \cdot u) + c_3(\vec{v}_i \cdot u)^2 + c_4(u \cdot u)] \quad (12-2)$$

در عبارت فوق ضرایب $c_1 = 1$ ، $c_2 = \frac{1}{2c_s^2}$ ، $c_3 = \frac{1}{2c_s^4}$ و $c_4 = -\frac{1}{2c_s^2}$ ثابت‌های شبکه می‌باشند و $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$ سرعت صوت در شبکه می‌باشد. همچنین توابع وزنی w_i به صورت زیر تعریف می‌شوند [۶۵].

$$w_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & i = 0 \\ \frac{1}{9} & i = 1.2.3.4 \\ \frac{1}{36} & i = 5.6.7.8 \end{cases} \quad (13-2)$$

در روش بولتزمن متغیرهای ماکروسکوپی چگالی ρ ، سرعت u و انرژی درونی e ، با انتگرال گیری از تابع توزیع ذره به دست می‌آیند [۶۵، ۷].

$$\begin{aligned} \rho(x, t) &= \int m f(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v} \\ \rho(x, t) \vec{u}(x, t) &= \int m \vec{v} f(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v} \\ \rho(x, t) e(x, t) &= \frac{1}{2} \int m \vec{u}_a^2 f(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v} \end{aligned} \quad (14-2)$$

که m جرم مولکولی و u_a سرعت ذره نسبت به سرعت سیال، $u_a = v - u$ است [۷].

در این نمونه، فشار با توجه با رابطه $p = \rho c_s^2$ بدست می‌آید و ویسکوزیته $\tau = c_s^2 \delta t$ (0.5) می‌باشد [۶۵].

می‌توان ملاحظه نمود در صورتی که $\tau < 1/2$ باشد، برای لزجت عدد منفی خواهیم داشت، بنابراین باید عدد آرامش بزرگتر از 0.5 در نظر گرفته شود. با نزدیک شدن این پارامتر به 0.5 مشکلاتی در روند حل عددی ایجاد می‌گردد. بهترین مقدار برای زمان آرامش $\tau = 1$ است که برای مدل D_2Q_9 ، لزجت $v = 1/6$ ، $\tau = 1$ را نتیجه می‌دهد.

۲-۳-۳- مدل انرژی آزاد

مدل انرژی آزاد توسط سوئیفت [۳] توسعه یافت و سپس توسط ژانگ [۷۰] تکمیل شد. یکی از ویژگی‌های بارز این مدل استفاده از تابع انرژی آزاد است که نه تنها خواص تعادلی سیستم‌های چند فاز را کنترل می‌کند بلکه دینامیک سیستم‌های چند فاز را نیز تحت تأثیر قرار می‌دهد. مزیت این روش ابقای مومنتوم محلی، سرعت‌های کاذب پایین به‌خصوص در اطراف فصل مشترک و فصل مشترک با ضخامت کم است. همچنین برای فازهای مخلوط نشدنی، نفوذ در فصل مشترک تدریجی اتفاق می‌افتد.

سازگاری ترمودینامیکی، مستقیماً با تعریف تانسور فشار غیرمحلی در اپراتور برخورد، برقرار می‌شود. همچنین، چگونگی به‌کارگیری یک پتانسیل شیمیایی خارجی برای ارضای شرایط مرزی استاندارد، به‌منظور بررسی اثر ترشوندگی روی جدایی فاز و جریان سیال در هندسه‌های محدود نشان داده می‌شود. این روش، مزیت‌های اضافی از جمله کاهش تعداد زیادی از مشکلات غیرفیزیکی متداول در روش‌های دیگر شبکه بولتزمن را دارا می‌باشد. این مدل به خاطر اساس فیزیکی قوی به طور گسترده در شبیه‌سازی تغییر شکل، اتصال و فروپاشی قطرات استفاده می‌شود.

۲-۳-۳-۱- تئوری انرژی آزاد

تابع انرژی آزاد گینزبرگ-لاندا^۱ به صورت زیر است:

$$F = \int dr \left[\rho c_s^2 \ln \rho + \frac{a}{2} \phi^2 + \frac{b}{4} \phi^4 + \frac{\kappa}{2} (\nabla \phi^2)^2 \right] \quad (۱۵-۲)$$

که ρ چگالی کلی و ϕ پارامتر مرتبه‌ای است که اختلاف نرمالایز شده چگالی دو فاز را توصیف می‌کند. ترم گرادیان به کشش بین‌سطحی و κ به خواص بین‌سطحی، سطح مشترک دو فاز مخلوط نشدنی مرتبط است. پارامترهای b و κ همواره مثبت هستند، درحالی‌که پارامتر a همواره منفی است. جدایش فاز زمانی اتفاق می‌افتد که پارامتر a منفی باشد و زمانی که پارامتر a مثبت است جدایش

^۱. Ginzburg-Landau

فازی نخواهیم داشت. دو فاز خالص با $\phi = \pm\sqrt{-a/b}$ در کنار هم وجود دارد که با قرار دادن $a = -b$ مقادیر تعادلی پارامتر مرتبه برابر $\phi_0 = \pm 1$ بدست می‌آید [۵۸].

پتانسیل شیمیایی μ ، کشش بین‌سطحی σ و ضخامت بین‌سطحی ξ با روابط زیر داده شده‌است:

$$\mu = \frac{\delta F}{\delta \phi} = a\phi + b\phi^3 - \kappa \nabla^2 \phi \quad (۱۶-۲)$$

$$\sigma = \frac{4\kappa\phi_0^2}{3\xi} \quad (۱۷-۲)$$

$$\xi = \xi = \sqrt{\frac{2\kappa}{-a}} \quad (۱۸-۲)$$

هیدرودینامیک^۱ دو سیال مخلوط‌نشده با معادله پیوستگی، ناویراستوکس و کان-هیلیارد مطابق زیر توصیف می‌شود:

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (۱۹-۲)$$

$$p \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla p + \nabla \cdot [\eta(\nabla u + \nabla u^T)] + F_s \quad (۲۰-۲)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \cdot \nabla \phi = \nabla \cdot (M \nabla \mu) \quad (۲۱-۲)$$

که M ضریب تحریک‌پذیری^۲ کان-هیلیارد است. در مدل بولتزمن شبکه‌ای، فشار p با اصلاح تابع توزیع تعادلی در نظر گرفته می‌شود، درحالی‌که نیروی سطح مشترک F_s به سادگی به‌عنوان یک عبارت نیرویی اعمال می‌گردد [۵۸].

به جای حل مستقیم معادلات (۱۹-۲) - (۲۱-۲) از روش بولتزمن شبکه‌ای برای محاسبه خواص ماکروسکوپی استفاده می‌گردد. دو تابع توزیع $f_i(x, t)$ و $g_i(x, t)$ برای مدل کردن چگالی

۱. Hydrodynamics

۲. Mobility

کلی ρ و پارامتر مرتبه‌ای ϕ در هر موقعیت x و زمان t به کار برده می‌شود. تغییرات هر دو تابع توزیع براساس معادلات بولتزمن زمان آرامش نوع BGK می‌باشد [۵۸]:

$$f_i(x + e_i \delta_t, t + \delta_t) - f_i(x, t) = -\frac{\delta t}{\tau_f} [f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t)] + F_i(x, t) \quad (22-2)$$

$$g_i(x + e_i \delta_t, t + \delta_t) - g_i(x, t) = -\frac{1}{\tau_g} [g_i(x, t) - g_i^{eq}(x, t)] \quad (23-2)$$

که f_i^{eq} و g_i^{eq} تابع توزیع محلی هستند و به صورت زیر نمایش داده می‌شوند:

$$f_i^{eq}(x, t) = \omega_i \left[A_i + \rho \left(\frac{3(e_i \cdot u)}{c^2} + \frac{9(e_i \cdot u)^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right) \right] \quad (24-2)$$

$$g_i^{eq}(x, t) = \omega_i \left[B_i + \phi \left(\frac{3(e_i \cdot u)}{c^2} + \frac{9(e_i \cdot u)^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right) \right] \quad (25-2)$$

$$A_0 = \left(\rho - \frac{3(1-\omega_0)p}{c^2} \right) \frac{1}{\omega_0}, \quad A_{1-8} = \left(\rho - \frac{3p}{c^2} \right) \quad (26-2)$$

$$B_0 = \left(\phi - \frac{3(1-\omega_0)\Gamma\mu}{c^2} \right) \frac{1}{\omega_0}, \quad B_{1-8} = \left(\rho - \frac{3\Gamma\mu}{c^2} \right) \quad (27-2)$$

که $p = \rho c_s^2 + \phi\mu$ فشار اصلاح شده [۲] و $F_i(x, t)$ تابع توزیع کننده بیان گر عبارت نیرو می‌باشد.

$$F_i(x, t) = \omega_i \left(1 - \frac{\delta t}{2\tau_v} \right) \left(\frac{e_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{e_i \cdot u}{c_s^4} e_i \right) \cdot F_s \delta t \quad (28-2)$$

که $F_s = \mu \nabla \phi$ نیروی سطح مشترک بین دو سیال است. τ_g و τ_f پارامترهای آرامش مستقل

از هم هستند. مقدار $\tau_g = 1/(3 - \sqrt{3})$ قرار می‌دهیم تا میزان خطای عددی طرح انتقالی-پخشی^۱

را به حداقل برسانیم. ضرایب وزنی برابر $\omega_0 = 4/9$ ، $\omega_{1-4} = 1/9$ و $\omega_{5-8} = 1/36$ می‌باشند. با

استفاده از طریق تقریب چاپمن-انسکوگ^۲ معادلات (۱۹-۲) - (۲۱-۲) با معادلات (۲۲-۲) و (۲۳-۲)

مرتبط می‌شوند. در صورتی که لزجت دو فاز مساوی نباشد، لزجت متوسط هارمونیک به عنوان لزجت

مخلوط و لزجت ظاهری از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۵۸]:

۱. Convection-diffusion

۲. Chapman-Enskog

$$\frac{\phi_0}{v(\phi)} = \frac{\phi_0 - \phi}{2v_1} + \frac{\phi_0 + \phi}{2v_2} \quad (29-2)$$

$$\eta(\phi) = \frac{1 - \phi}{2} \eta_A + \frac{1 + \phi}{2} \eta_B \quad (30-2)$$

که v_1 و v_2 لزجتهای سینماتیکی دو فاز هستند. زمان آرامش محلی مطابق رابطه زیر با استفاده از لزجت $v(\phi)$ محاسبه می‌شود [۵۸]:

$$\tau_v = 3v(\phi) \frac{\delta_t^2}{\delta_x^2} + 0.5\delta_t \quad (31-2)$$

در انتها نیز کمیت‌های ماکروسکوپیک توسط روابط زیر به دست می‌آیند.

$$\phi(\vec{x}, t) = \sum_i g_i(\vec{x}, t) \quad (32-2)$$

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_i f_i(\vec{x}, t) \quad (33-2)$$

$$\rho \vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_i f_i(\vec{x}, t) \vec{e}_i + \mu \nabla \phi \delta_t / 2 \quad (34-2)$$

۲-۳-۳-۲- محاسبه گرادیان و لاپلاسیان ϕ

برای محاسبه گرادیان و لاپلاسیان ϕ می‌توان از روش تفاضل محدود استفاده کرد اما بهترین روش محاسبه آن‌ها استفاده از مدل بولتزمن شبکه‌ای استاندارد به صورت زیر می‌باشد که از مرتبه چهار است [۷۱]. در این مدل برای محاسبه گرادیان و لاپلاسیان ϕ به جای استفاده از نقاط در راستای گرادیان از تمامی نقاط شبکه استفاده شود.

$$\bar{\partial}_x = \frac{1}{12\Delta x} \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -4 & 0 & 4 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \bar{\nabla}^2 = \frac{1}{6\Delta x^2} \begin{bmatrix} 1 & 4 & 1 \\ 4 & -20 & 4 \\ 1 & 4 & 1 \end{bmatrix} \quad (35-2)$$

۲-۳-۳-۲- شبیه‌سازی غیرنیوتنی در مدل بولتزمن شبکه‌ای

در هر دو مدل غیرنیوتنی توصیف‌شده در قسمت ۲-۱-۱ نیاز به محاسبه تانسور نرخ برش می‌باشد. $\dot{\gamma}$ اندازه نرخ برش محلی است که از ناوردای دوم تانسور نرخ کرنش $S_{\alpha\beta}$ به صورت زیر به دست می‌آید [۵۸]:

$$\dot{\gamma} = \sqrt{2S_{\alpha\beta}S_{\alpha\beta}} \quad (36-2)$$

$$S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} + \frac{\partial u_{\beta}}{\partial x_{\alpha}} \right) \quad (37-2)$$

در مدل بولتزمن شبکه ای تانسور نرخ کرنش $S_{\alpha\beta}$ به صورت زیر محاسبه می شود:

$$S_{\alpha\beta} = -\frac{3}{2\rho c^2 \tau_v} \sum_{i=1}^3 f_i^{(1)} e_{i\alpha} e_{i\beta} \quad (38-2)$$

که $f_i^{(1)}$ قسمت غیرتعادلی تابع توزیع می باشد و به صورت های متفاوتی نظیر $f_i^{(1)} = f_i - f_i^{eq}$ تعریف شده است [۵۸، ۷۲]. در اینجا $f_i^{(1)}$ به صورت ذیل در نظر گرفته شده:

$$f_i^{(1)} = -\tau_v \frac{f_i^{eq}(\vec{r}, t) - f_i^{eq}(\vec{r} - \vec{e}_i \Delta t, t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (39-2)$$

از مزایای محاسبه برش با استفاده از رابطه (۳۸-۲) عدم نیاز به محاسبه مشتقات سرعت است و

نرخ برش به صورت محلی محاسبه می شود. با جایگذاری رابطه (۳۸-۲) در (۳۹-۲) داریم [۵۸]:

$$S_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2\rho c_s^2 \Delta t} \sum_{i=1}^9 e_{i\alpha} e_{i\beta} \left(f_i^{eq}(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x} - \vec{e}_i \Delta t, t - \Delta t) \right) \quad (40-2)$$

$f_i^{eq}(\vec{x}, t)$ تابع تعادلی در شبکه و زمان جاری می باشد، درحالی که $f_i^{eq}(\vec{x} - \vec{e}_i \Delta t, t - \Delta t)$

تابع تعادلی گره های شبکه های مجاور در گام زمانی قبل است. با استفاده از رابطه (۴۰-۲)، نرخ کرنش

صرفاً از توابع توزیع تعادلی ذره قابل محاسبه است.

در سیال نیوتنی زمان آرامش در هر نقطه شبکه مقدار ثابتی می باشد، اما در سیال غیرنیوتنی

به دلیل اینکه گرادیان سرعت در هر نقطه از کانال متفاوت از سایر نقاط شبکه است، لزجت هر نقطه

نیز می تواند متفاوت از نقاط مجاور باشد. در الگوریتم حل عددی در هر تکرار طبق رابطه (۴۰-۲) $S_{\alpha\beta}$

محاسبه و سپس عناصر تانسور نرخ برش تعیین می شود. حال با توجه به مدل انتخابی، با استفاده از

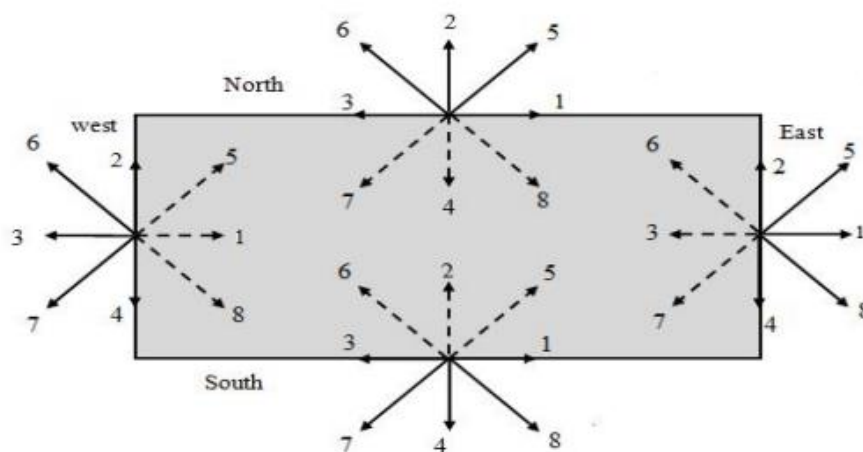
تانسور نرخ برش، لزجت ظاهری محاسبه شده و متعاقباً زمان آرامش جدید هم محاسبه می شود و از

این زمان آرامش جدید در گام زمانی بعدی استفاده می گردد.

۲-۳-۴- شرایط مرزی

۲-۳-۴-۱- شرایط مرزی هیدرودینامیک

دینامیک واقعی سیال به شدت به محیط احاطه‌کننده‌ی آن وابسته است. این وابستگی از دیدگاه ریاضی با بیان مناسب شرایط مرزی توصیف می‌شود. همان‌طور که در بخش‌های قبل بیان شد در روش بولتزمن شبکه‌ای خواص ماکروسکوپیک مانند سرعت و فشار به وسیله‌ی معادلات شامل توابع توزیع محاسبه می‌گردند و این توابع توزیع هستند که در محاسبات این روش شرکت می‌کنند. بنابراین در این روش مانند سایر روش‌های مرسوم دینامیک سیالات محاسباتی، نمی‌توان شرایط مرزی را به وسیله کمیت‌های ماکروسکوپیک اعمال کرد. به‌عنوان مثال برای دیواره‌ای با سرعت معلوم، در روش‌های مرسوم دینامیک سیالات محاسباتی، شرط مرزی با برابر قرار دادن سرعت سیال روی دیواره، با سرعت دیواره، اعمال می‌شود، اما در روش شبکه بولتزمن باید توابع توزیع را به‌گونه‌ای تعریف کرد تا سرعت مورد نظر برای سیال روی دیواره به‌دست‌آید. در واقع اعمال شرایط مرزی در روش شبکه بولتزمن به تعیین توابع توزیع مجهول روی مرزها خلاصه می‌شود. به‌عنوان مثال در شکل ۲-۸ توابع توزیعی که با خطوط پیوسته نشان داده شده‌اند از مرحله جاری‌شدن به‌دست آمده و مشخص هستند. اما توابع توزیعی که با خط‌چین نشان داده شده‌اند نامعین می‌باشند که براساس شرایط مرزی مختلف تعیین می‌شوند.



شکل ۲-۸ توابع توزیع در مرزهای یک ناحیه [۷۴, ۷۳]

در واقع این توابع توزیع در مرحله جاری شدن به گره‌های داخلی منتقل می‌شوند، بنابراین نحوه‌ی اعمال شرایط مرزی به طور مستقیم بر جواب نهایی اثر می‌گذارد. در روش بولتزمن شرایط مرزی تأثیر به‌سزایی در شبیه‌سازی دارند و به همین دلیل تلاش‌های فراوانی برای ارائه شرایط مرزی بهتر با دقت بالاتر انجام شده [۷۷-۷۵] که در زیر به تعدادی از آن‌ها اشاره می‌شود.

الف) شرایط مرزی باز

شرایط مرزی باز به‌طور کلی شامل ورودی‌ها، خروجی‌ها، مرزهای پریودیک، خطوط تقارن و نامحدود می‌باشند. پرکاربردترین شرایط مرزی باز در ادامه معرفی می‌شوند.

۱) شرط مرزی پریودیک

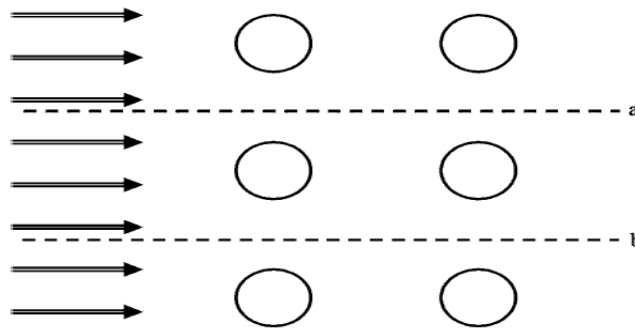
هنگامی که روند جریان به گونه‌ای کاملاً مشابه تکرار می‌شود می‌توان به جای تحلیل کل جریان، بخشی از جریان را تحلیل کرد و نتیجه را به کل جریان بسط داد. در این مواقع شرط مرزی پریودیک کاربرد دارد. برای مثال شکل ۲-۹ جریانی را نشان می‌دهد که از روی تعدادی لوله می‌گذرد. فرض کنید شرایط جریان در بالای خط a و پایین خط b کاملاً مشابه باشند. در این شرایط برای شبیه‌سازی جریان بین دو خط a و b استفاده از شرایط مرزی پریودیک ضروری است. در واقع توابع توزیعی که خط a را ترک می‌کنند دقیقاً برابر توابع توزیعی است که وارد خط b می‌شوند و برعکس. در واقع توابع توزیع f_4, f_7, f_8 روی خط a و توابع توزیع f_5, f_2, f_6 روی خط b نامشخص هستند که با توجه به شرایط مرزی پریودیک به صورت زیر محاسبه می‌شوند [۷]:

• در طول خط a

$$f_{4,a} = f_{4,b}; \quad f_{7,a} = f_{7,b}; \quad f_{8,a} = f_{8,b} \quad (۴۱-۲)$$

• در طول خط b

$$f_{2,a} = f_{2,b} \quad f_{6,a} = f_{6,b}; \quad f_{5,a} = f_{5,b} \quad (۴۲-۲)$$



شکل ۹-۲ نمونه‌ای از شرایط مرزی پریودیک در دامنه‌ی حل [۷]

۲) شرط مرزی با سرعت معلوم

در بسیاری از مسائل کاربردی مؤلفه‌های سرعت ثابتی در طول زمان برای مرز وجود دارد. روش‌های مختلفی برای محاسبه توابع توزیع مجهول روی این نوع مرزها ارائه شده‌است. مدل زو^۱ و هی^۲ یکی از این روش‌ها می‌باشد. فرض کنید روابط مقادیر ماکروسکوپیک برای مرز غربی نوشته شده‌است [۷۳]:

$$\rho_w = f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 + f_7 + f_8 + f_0 \quad (۴۳-۲)$$

$$\rho_w u_w = f_1 + f_5 + f_8 - (f_6 + f_3 + f_7) \quad (۴۴-۲)$$

$$\rho_w v_w = f_5 + f_2 + f_6 - (f_7 + f_4 + f_8) \quad (۴۵-۲)$$

از آنجا که سرعت‌ها معلوم هستند، سه معادله و چهار مجهول داریم؛ مجهولات شامل سه تابع توزیع و چگالی می‌باشد. معادله چهارم شرط تعادل عمودی روی مرز است که توسط زو و هی پیشنهاد شد:

$$f_1 - f_1^{eq} = f_3 - f_3^{eq} \quad (۴۶-۲)$$

با جایگذاری f_1^{eq} و f_3^{eq} در معادله (۴۶-۲) داریم:

$$f_1 = f_3 + \frac{2}{3} \rho_w u_w \quad (۴۷-۲)$$

با ترکیب معادلات (۴۳-۲) - (۴۵-۲) و معادله (۴۷-۲) سه مجهول ρ_w ، f_5 و f_8 به صورت زیر

۱. Zou

۲. He

محاسبه خواهند شد:

$$\rho_w = \frac{1}{1-u_w} [f_4 + f_2 + f_9 + 2(f_3 + f_6 + f_7)] \quad (48-2)$$

$$f_5 = f_7 - \frac{1}{2}(f_2 - f_4) + \frac{1}{6}\rho_w u_w + \frac{1}{2}\rho_w v_w \quad (49-2)$$

$$f_8 = f_6 - \frac{1}{2}(f_2 - f_4) + \frac{1}{6}\rho_w u_w - \frac{1}{2}\rho_w v_w \quad (50-2)$$

با مشخص شدن مقدار ρ_w مقدار f_I از معادله (47-2) قابل محاسبه خواهد بود. به همین ترتیب برای سایر مرزها در صورت داشتن سرعت معلوم می توان توابع توزیع را محاسبه نمود.

۳ شرط مرزی دیریکله (فشار ثابت)

شرط مرزی دیریکله، فشار یا چگالی را بر روی مرز مقید می کند. حل برای آن مرزها بسیار شبیه مرزهای سرعت می باشد. با داشتن مقدار چگالی، ρ_0 ، سرعت قابل محاسبه می باشد (به این دلیل که معادله حالت، چگالی را به فشار مربوط می کند، دانستن مقدار چگالی به معنای دانستن مقدار فشار است). در این جا فرض می گردد که سرعت مماس بر مرز صفر بوده (مرز ورودی و خروجی) و معادلات برای مؤلفه های سرعت عمود به مرز حل می شود. مثلاً اعمال شرط مرزی فشار بر روی دیواره بالایی یک محفظه را در نظر بگیرید؛ سه تابع توزیع f_4 ، f_7 و f_8 که از سمت دیواره خارج و وارد ناحیه محاسباتی می شوند و مقدار سرعت عمود بر دیواره، مجهول می باشند [73، 74].

$$\rho_N = f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 + f_7 + f_8 + f_9 \quad (51-2)$$

$$\rho_N v_N = f_5 + f_2 + f_6 - (f_7 + f_4 + f_8) \quad (52-2)$$

$$\rho_N u_N = f_1 + f_5 + f_8 - (f_6 + f_3 + f_7) = 0 \quad (53-2)$$

با جمع کردن روابط فوق خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \rho_N + \rho_N v_N &= f_1 + f_2 + f_3 + f_5 + f_6 + f_9 + f_5 + f_2 + f_6 \\ v_N &= \frac{f_1 + f_3 + f_9 + 2(f_5 + f_2 + f_6)}{\rho_N} - 1 \end{aligned} \quad (54-2)$$

مانند قبل:

$$f_2 - f_2^{eq} = f_4 - f_4^{eq} \quad (55-2)$$

$$f_4 = f_2 - \frac{2}{3} \rho_N v_N$$

با جایگذاری معادله (55-2) در معادله (52-2) و با استخراج f_8 از معادله (53-2) و جایگذاری

در معادله (52-2) خواهیم داشت:

$$\rho_N v_N = f_2 + f_5 - f_7 + f_6 - f_2 + \frac{2}{3} \rho_N v_N - \frac{(f_3 - f_1 - f_5 + f_6 + f_7)}{f_8} \Rightarrow \quad (56-2)$$

$$f_7 = f_5 + \frac{1}{2} (f_1 - f_3) - \frac{1}{6} \rho_N v_N$$

با تکرار مراحل فوق این بار برای f_8 خواهیم داشت:

$$f_8 = f_6 + \frac{1}{2} (f_1 - f_3) - \frac{1}{6} \rho_N v_N \quad (57-2)$$

در نتیجه تمام توابع توزیع مجهول و بنابراین سرعت به دست می‌آید.

خلاصه کار به این صورت است که مقدار چگالی در مرز مشخص می‌گردد و سپس با استفاده از

چهار معادله، سرعت ماکروسکوپیک و سه تابع توزیع مجهول را حساب می‌کنیم. این معادلات از روابط

عادی متغیرهای ماکروسکوپیک و این فرض که شرط مرزی پرش به عقب در راستای عمود بر مرز

دیریکله برقرار است، به دست آمده‌اند.

۴) شرط مرزی تقارن

بسیاری از مسائل کاربردی حول یک خط یا صفحه، تقارن دارند. بنابراین پیدا کردن راه‌حلی

که فقط نیمی از دامنه‌ی حل را شامل شود در کاهش هزینه‌ی محاسباتی مفید است. به عنوان مثال

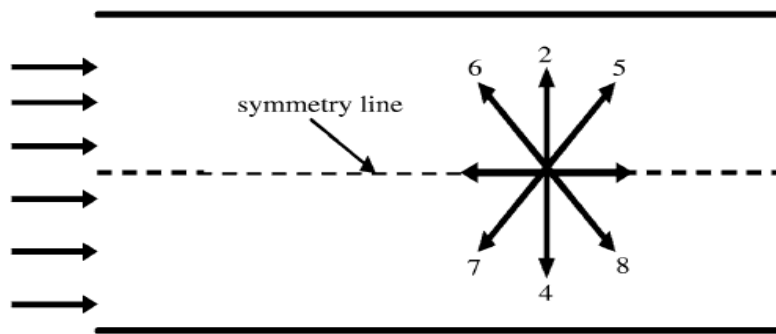
شکل ۲-۱۰ جریان در کانالی را نشان می‌دهد که جریان زیر خط تقارن تصویر جریان بالای خط

تقارن می‌باشد. به عنوان مثال برای این شکل می‌توان فقط قسمت بالا را تحلیل کرد. راه اعمال شرط

مرزی تقارن این است که مقادیر توابع توزیع مجهول را برابر قرینه آنها حول خط تقارن قرار دهیم.

یعنی در طول خط تقارن خواهیم داشت [۷]:

$$f_6 = f_8; \quad f_2 = f_4; \quad f_5 = f_7 \quad (58-2)$$



شکل ۱۰-۲ شرط مرزی تقارن [۷]

۵) شرط مرزی گرادیان صفر

برای اعمال این شرط در خروجی کافی است مجهولات در ستون آخر شبکه برابر مقادیر آن در ستون یکی مانده به آخر قرار داده شود. در ورودی هم مقادیر ستون دوم در مجهولات ستون اول قرار گیرند.

$$f_{\alpha}(i=1, j) = f_{\alpha}(i=2, j) \quad (۵۹-۲)$$

$$f_{\alpha}(i=nx, j) = f_{\alpha}(i=nx-1, j) \quad (۶۰-۲)$$

ب) شرط مرزی دیواره جامد

برای اعمال شرط مرزی عدم لغزش در روش شبکه بولتزمن معمولاً از طرح بازگشت به عقب^۱ استفاده می‌شود. نحوه‌ی اعمال این طرح با توجه به موقعیت قرارگیری دیوار نسبت به گره‌های شبکه متفاوت است. در صورتی که مرز مورد نظر دقیقاً روی نقاط شبکه قرار گیرد از طرح بازگشت به عقب کامل^۲ و در صورتی که در بین نقاط شبکه قرار گیرد از طرح بازگشت به عقب با دیوار میانی^۳ استفاده می‌شود.

• طرح بازگشت به عقب کامل

بر اساس این طرح، تابع توزیع ذره که از گره سیال در امتداد لینک شبکه جریان می‌یابد بعد از برخورد با گره دیوار در همان امتداد در جهت مخالف باز می‌گردد. به زبان ساده‌تر می‌توان گفت تمام

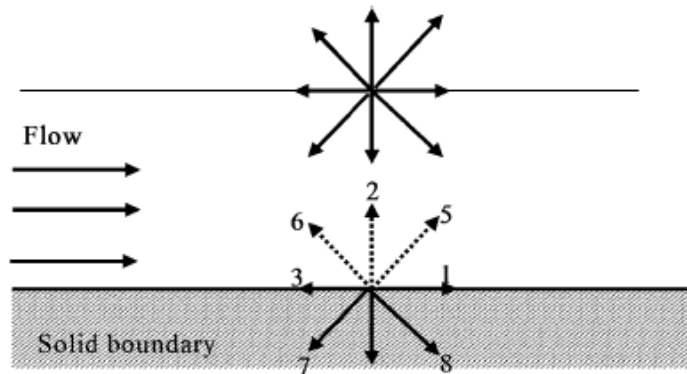
۱. Bounce Back

۲. Complete bounceback scheme

۳. Half way bounceback scheme

توابع توزیع روی گره دیوار معکوس می‌شوند. شکل ۱۱-۲ نشان‌دهنده‌ی این شرایط مرزی است. در این شکل یک مرز جنوبی با توابع مجهول f_5 ، f_2 و f_6 به نمایش درآمده است. براساس طرح بازگشت به عقب کامل خواهیم داشت [۷]:

$$f_2 = f_4; \quad f_6 = f_8; \quad f_5 = f_7 \quad (۶۱-۲)$$



شکل ۱۱-۲ شرط مرزی بازگشت به عقب کامل [۷]

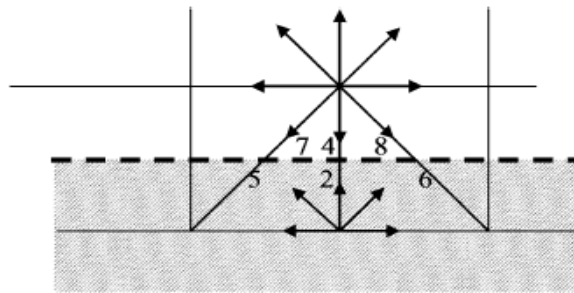
هرچند این طرح دارای دقت مرتبه اول است، اما به دلیل سادگی استفاده از آن بسیار رایج است.

• طرح بازگشت به عقب با دیوار میانی

همان‌طور که گفته شد طرح بازگشت به عقب کامل دارای دقت مرتبه اول است. لاد^۱ پیشنهاد کرد مرز جسم را به جای قرار دادن در روی نقاط شبکه، در بین نقاط شبکه قرار دهیم و اثبات کرد که به این ترتیب می‌توان به دقت مرتبه دوم دست یافت [۷۸، ۷۹]. در این طرح توابع توزیع جاری شده از سیال به سمت دیوار، در دیوار ذخیره شده و در گام زمانی بعد به سیال بازگردانده می‌شود. از لحاظ ریاضی می‌توان این طرح را به عنوان مثال برای دیوار جنوبی نمایش داده شده در شکل ۱۲-۲، به صورت زیر نمایش داد که (x, y) بیانگر موقعیت گره جامد درون مرز است [۷].

$$\begin{aligned} f_2(x, y) &= f_4(x, y + 1) \\ f_5(x, y) &= f_7(x + 1, y + 1) \\ f_6(x, y) &= f_8(x - 1, y + 1) \end{aligned} \quad (۶۲-۲)$$

^۱ Ladd

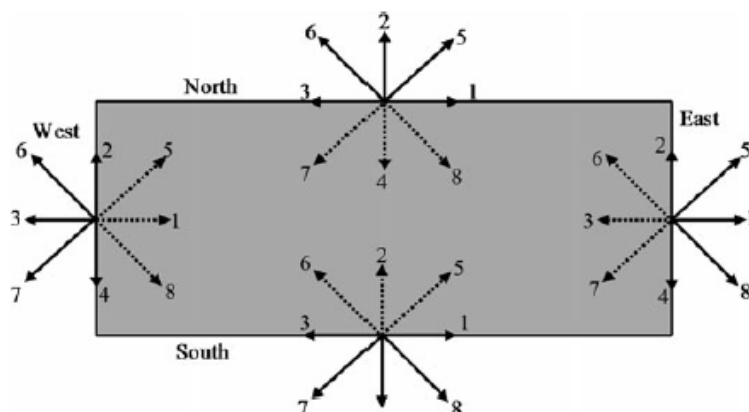


شکل ۲-۱۲ شرط مرزی بازگشت با دیوار میانی [۷]

۲-۳-۴-۲- شرایط مرزی مدل انرژی آزاد

در مدل انرژی آزاد دو تابع توزیع f برای توزیع هیدرودینامیک و g برای توزیع تابع تحرک وجود دارد و به همین علت به دو گروه شرط مرزی، نیاز است. شرایط مرزی مربوط به هیدرودینامیک مسئله، به عبارتی شرایط مرزی برای f می باشد که در قسمت شرایط مرزی هیدرودینامیک گفته شد و شرایط مرزی مربوط به تابع g در این قسمت بیان خواهد شد.

شرط مرزی دیواره، شرط مرزی بازگشت به عقب، برای تابع f باعث عدم لغزش و عدم انتقال ممثوم خواهد شد به همین طریق اعمال آن برای تابع توزیع g باعث عدم انتقال جرم از مرزها خواهد شد. در شرایط مرزی ورودی و خروجی مانند شرط مرزی سرعت ثابت یا فشار ثابت می توان از مدل ارائه شده توسط هو^۱ و چنگ^۲ استفاده کرد [۸۰].



شکل ۲-۱۳ شرط مرزی بازگشت به عقب [۷۳، ۷۴]

۱. Hao

۲. Cheng

برای مثال با در نظر گرفتن مرز سمت چپ در شکل ۲-۱۳، g_1, g_5 و g_8 توابع توزیعی هستند که بعد از مرحله جاری شدن نامعلوم هستند. برای مشخص شدن آنها کافی است مقدار ϕ را در ورودی با علم به اینکه چه سیالی در این مرز داریم تعیین کرده و با داشتن مقدار ϕ و رابطه (۲-۳۲) خواهیم داشت [۲]:

$$\phi_{in} = g_1 + g_2 + g_3 + g_4 + g_5 + g_6 + g_7 + g_8 + g_0 \quad (۲-۶۳)$$

$$g_1 + g_5 + g_8 = \phi_{in} - (g_2 + g_3 + g_4 + g_6 + g_7 + g_0) \quad (۲-۶۴)$$

$$\phi_* = \phi_{in} - (g_2 + g_3 + g_4 + g_6 + g_7 + g_0) \quad (۲-۶۵)$$

طبق معادله (۲-۶۵) در این روش باید مقادیر g_1, g_5 و g_8 به شکلی انتخاب گردند که مجموع آنها برابر ϕ_* گردد. با فرض زیر برای این توابع رابطه (۲-۶۴) نیز ارضا می‌شود.

$$g_i = \frac{w_i \phi_*}{w_1 + w_5 + w_8} \quad i = 1, 5, 8 \quad (۲-۶۶)$$

برای سایر مرزها نیز به همین شکل عمل می‌شود یعنی توابع مجهول با دانستن مقدار ϕ در آن مرزها و رابطه (۲-۳۲) با در نظر گرفتن مقادیر مناسب برای g_i ها به دست خواهد آمد.

خواص ترشوندگی در مرزهای جامد-سیال نیز حائز اهمیت است. کان طبق مدل شرط مرزی که ارائه داد، ابتدا برای سطح تر، یک زاویه تماس θ_s در نظر گرفته و سپس با استفاده از رابطه زیر مقدار ϕ_s به دست می‌آید [۸۱].

$$\cos(\theta_s) = \frac{1}{2} \phi_s (3 - \phi_s^2) \quad (۲-۶۷)$$

۲-۴- اعداد بی‌بعد در تحلیل قطره تحت جریان برشی

۲-۴-۱- نسبت لزجت

عدد بی‌بعد $\lambda = \frac{\eta_d}{\eta_c}$ نسبت لزجت قطره به ماتریس است که از صفر (با صرف نظر از لزجت قطره، مثلاً حباب) تا بی‌نهایت (برای یک ذره صلب) تغییر می‌کند. شاخص c نشان‌دهنده فاز پیوسته (ماتریس) و شاخص d نشان‌دهنده قطره است.

۲-۴-۲- عدد موینگی

عدد موینگی، عدد بی‌بعدی است که از نسبت نیروی ویسکوز به نیروی کشش بین سطحی به‌دست می‌آید. مقدار آن در تحلیل قطره بین دو صفحه موازی تحت برش توسط رابطه زیر به‌دست می‌آید [۴۸، ۲]:

$$Ca = \frac{\dot{\gamma} R \eta_c}{\sigma} \quad (۶۸-۲)$$

در این رابطه R قطر اولیه قطره، η لزجت ظاهری، σ کشش سطحی بین دو فاز و $\dot{\gamma}$ نرخ برش است. مقدار نرخ برش به‌صورت $\dot{\gamma} = 2U/H$ تعریف می‌شود که U سرعت حرکت صفحات و H فاصله بین دو صفحه است [۴۸]. فروپاشی قطره در عدد موینگی بحرانی Ca_{cr} رخ می‌دهد، یعنی زمانی که نیروی ویسکوز بر نیروی کشش سطحی غلبه می‌کند، که وابسته به نسبت لزجت λ می‌باشد. همچنین عدد موینگی قطره در سیال غیرنیوتنی تحت برش به عنوان تابعی از توان n به صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$Ca = \frac{\eta_{0c} U^n H^{1-n}}{\sigma} \quad (۶۹-۲)$$

برای ثابت‌ماندن عدد موینگی باید نسبت R/H ثابت در نظر گرفته‌شود. در مقالاتی که شبیه‌سازی جهت مقایسه براساس اطلاعات آن‌ها انجام‌شده از رابطه (۶۸-۲) استفاده شده‌است.

۲-۴-۳- عدد رینولدز

نسبت نیروی اینرسی به نیروی ویسکوز را با عدد رینولدز نشان می‌دهند. کاربرد مهم این عدد در تعیین آرام یا آشسته بودن جریان است که ρ چگالی می‌باشد [۲].

$$Re = \frac{\gamma R^2 \rho_c}{\eta_c} \quad (۷۰-۲)$$

همچنین عدد رینولدز قطره در سیال غیرنیوتنی تحت برش به عنوان تابعی از توان n به صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$Re = \frac{\rho U^{2-n} H^n}{\eta_{0c}} \quad (۷۱-۲)$$

برای ثابت ماندن عدد رینولدز باید نسبت R/H ثابت در نظر گرفته شود. در مقالاتی که شبیه سازی جهت مقایسه براساس اطلاعات آنها انجام شده از رابطه (۷۰-۲) استفاده شده است.

۲-۴-۴- عدد پکلت

عدد پکلت؛ نسبت بین مقیاس زمانی مرتبط با نفوذ بین سطحی و مقیاس زمانی جابه جایی می باشد [۴۸]. مدل سازی روش بولتزمن شبکه ای جریان دوفازی ذاتاً یک روش نفوذ بین سطحی است. این روش شامل یک ضخامت ξ محدود در سطح بین دو مایع است که با پارامترهای مدل انرژی آزاد مرتبط می باشد.

اندازه ξ باید طوری باشد که فصل مشترک بین فازها کمترین ضخامت را داشته باشد، پس باید مقدار ξ کوچک باشد. اما اگر این مقدار بسیار کوچک انتخاب شود می تواند باعث ناپایداری در فصل مشترک شود. در یک ضخامت محدود انتخاب شده، جریان های کششی می توانند ضخامت فصل مشترک را کم یا زیاد کنند که با نفوذ متعادل گردد. این موضوع بدین معنی است که نفوذ زیاد می تواند به شدت جریان را مستهلک کند. بنابراین بالانس مناسب بین نفوذ و جابجایی در فصل مشترک مهم است که توسط عدد پکلت Pe بیان می شود. عدد پکلت به صورت زیر تعریف می شود [۱]:

$$Pe = \frac{\dot{\gamma} R \xi}{Ma} \quad (۷۲-۲)$$

که M ضریب تحریک پذیری کان- هیلارد طبق رابطه زیر به دست می آید:

$$\Gamma = \frac{M}{(\tau - 0.5)\delta t}$$

Γ ضریبی است که با ضریب تحریک پذیری کان- هیلارد مرتبط است. در این شبیه سازی ξ برابر با ۱/۵ در نظر گرفته شده که نتیجه آن فصل مشترکی با ضخامت ۴ تا ۵ واحد شبکه می باشد و عدد پکلت بین ۱۰ تا ۱۰۰ خواهد بود.

۱. Peclet

۲-۴-۵- عدد کان

عدد کان؛ به عنوان نسبت ضخامت بین سطحی به شعاع قطره به صورت زیر تعریف می شود

[۹].

$$Ch = \frac{\xi}{R} \quad (۷۳-۲)$$

فصل سوم:

تغییر شکل قطره در کانال میکرو

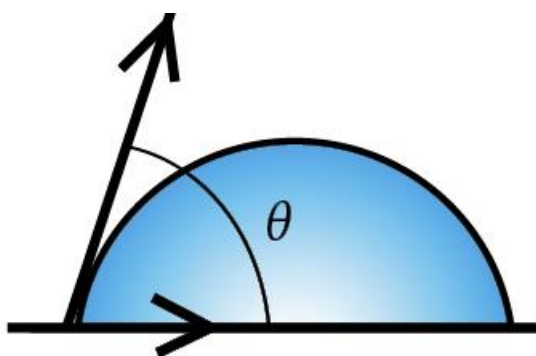
۳-۱- اعتبارسنجی

کد عددی برای شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای دوبعدی با استفاده از متلب^۱ نسخه *R2016 a* نوشته شده است. از یک رایانه ۸ هسته‌ای برای اجرای برنامه‌ها استفاده شده است. بسته به ابعاد ناحیه محاسباتی، مدت زمان شبیه‌سازی از چند دقیقه تا ۷ ساعت متغیر بود.

۳-۱-۱- آزمون زاویه تماس

هنگامی که یک قطره در تماس با سطح جامد قرار می‌گیرد، میان سیال و سطح جامد خط تماسی ایجاد می‌شود (شکل ۳-۱). ترشوندگی یک سطح نسبت به سیال، وابسته به زاویه تماس (θ) می‌باشد [۱]. برای زوایای کمتر از ۹۰ درجه، سیال تمایل به خیس کردن سطح دارد. چنین سطوحی آب‌دوست^۲ نامیده می‌شوند. برای زوایای بیشتر از ۹۰ درجه، سیال به شکل فشرده درمی‌آید و چنین سطوحی آب‌گریز^۳ نامیده می‌شوند.

در سیستم‌های دوفازی چنانچه ϕ دیواره (ϕ_{wall}) برابر با ϕ یکی از فازها انتخاب شود، آن فاز کاملاً دیواره را خیس می‌کند و فاز دیگر از آن فاصله می‌گیرد. برای ترشندگی طبیعی، ϕ دیواره، میانگین ϕ دو فاز در نظر گرفته می‌شود [۳۸].



شکل ۳-۱ زاویه تماس بین مایع و سطح جامد

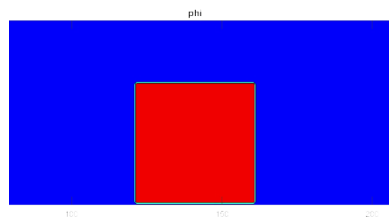
برای محاسبه زاویه تماس، مطابق شکل ۳-۲ مربعی با ضلع ۴۰ واحد در میدان محاسباتی به

^۱ Matlab

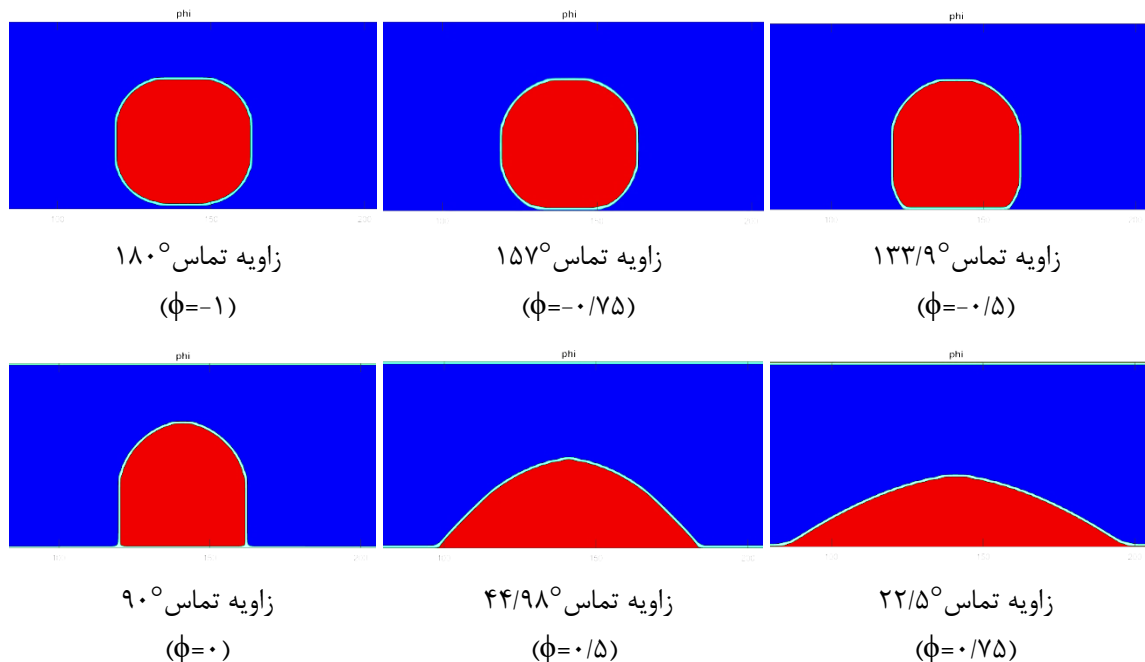
^۲ Hydrophilic

^۳ Hydrophobic

ابعاد 60×280 به صورت مماس بر دیواره پایینی قرار داده شده است. چگالی قطره (مربع) و سیال یکسان و نسبت لزجت دینامیکی به صورت $\eta_d/\eta_c = 1$ در نظر گرفته شده است. شاخص های d و c به ترتیب سیال فاز پخش شونده و سیال فاز پیوسته را نشان می دهد. مقادیر چگالی و لزجت دو فاز $\rho_c = 1$ و $\rho_d = 0.8$ می باشند. با گذشت زمان قطره اولیه مربع شکل به علت نیروی کشش سطحی، شکل مدور به خود می گیرد. با توجه به مقدار ϕ ، زاویه تماس قطره با سطح تغییر می کند. شکل ۳-۳ وضعیت قطره در زاویه های تماس مختلف را نشان می دهد. در $\phi = -1$ قطره هیچ تماسی با سطح ندارد و با آن زاویه صفر درجه می سازد. با افزایش ϕ تا $\phi = 1$ قطره کاملاً به سطح می چسبد و دارای زاویه تماس 180° درجه می باشد. قطره با رنگ قرمز و سیال پیوسته با رنگ آبی در شکل مشخص شده است.



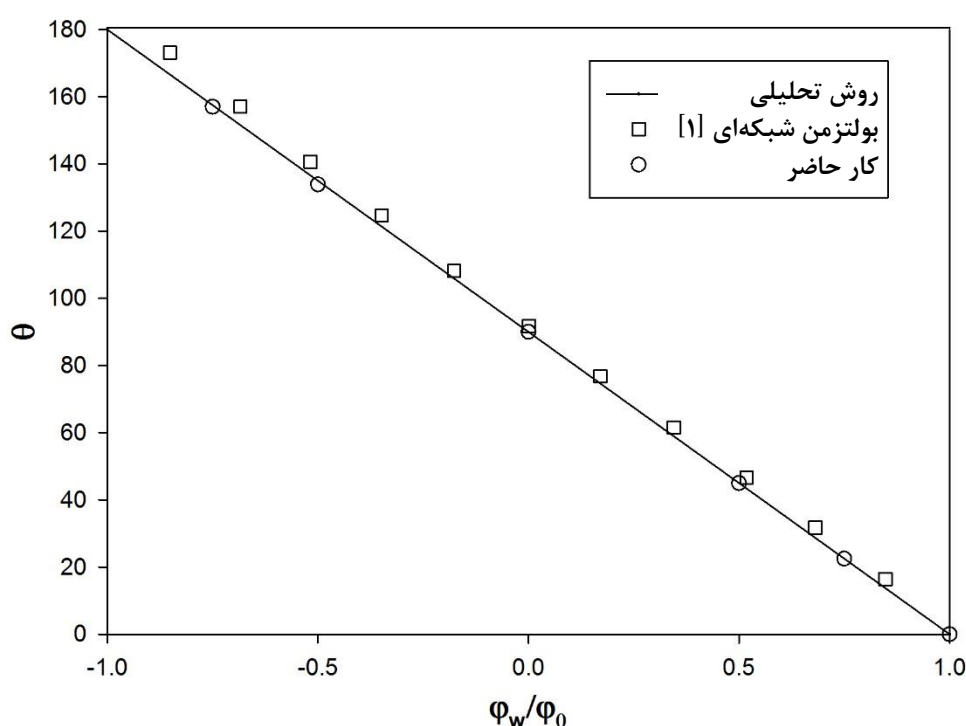
شکل ۳-۲ مربع اولیه در میدان محاسباتی



شکل ۳-۳ تغییر شکل قطره برای زوایای تماس مختلف

بین زاویه تماس و پارامتر ϕ ، رابطه خطی (۱-۳) وجود دارد [۸۲]. شکل ۳-۴ نمودار زاویه تماس بدست‌آمده از نتایج عددی را در مقایسه با نتایج تئوری و روش بولتزمن شبکه‌ای [۱] نشان می‌دهد که مطابقت خوبی دارد. در صورت عدم گزارش زاویه تماس در شبیه‌سازی‌های انجام‌شده، مقدار آن ۱۸۰ درجه می‌باشد.

$$\cos(\theta) = \frac{3}{2} \frac{\phi_{wall}}{\phi_0} \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\phi_{wall}}{\phi_0} \right)^2 \right) \quad (1-3)$$



شکل ۳-۴ نمودار زاویه تماس به عنوان تابعی از مقدار پارامتر ϕ در سطح

۳-۱-۲- بررسی سرعت سیال نیوتنی و غیرنیوتنی در کانال

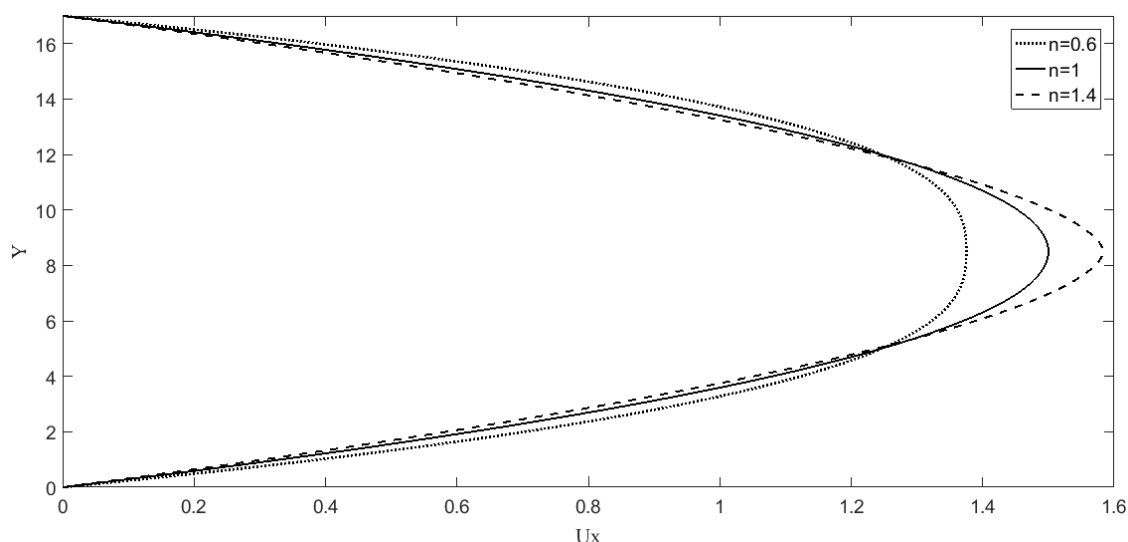
به‌منظور اعتبارسنجی، سرعت جریان در یک کانال ساده برای سیال نیوتنی و غیرنیوتنی محاسبه شده‌است. در ناحیه کاملاً توسعه‌یافته کانال، ماکزیمم سرعت سیال نیوتنی، در مرکز کانال ۱/۵ برابر سرعت اولیه است. در سیال غیرنیوتنی مدل توانی، سرعت ماکزیمم تابعی از توان n است. با افزایش n مقدار سرعت ماکزیمم از حالت نیوتنی بیشتر و با کاهش n ، سرعت ماکزیمم نسبت به حالت نیوتنی کمتر می‌گردد. برای محاسبه سرعت تحلیلی از رابطه (۲-۳) استفاده شده‌است [۵۷]. $\bar{U}$

سرعت متوسط ورودی و H ارتفاع کانال است.

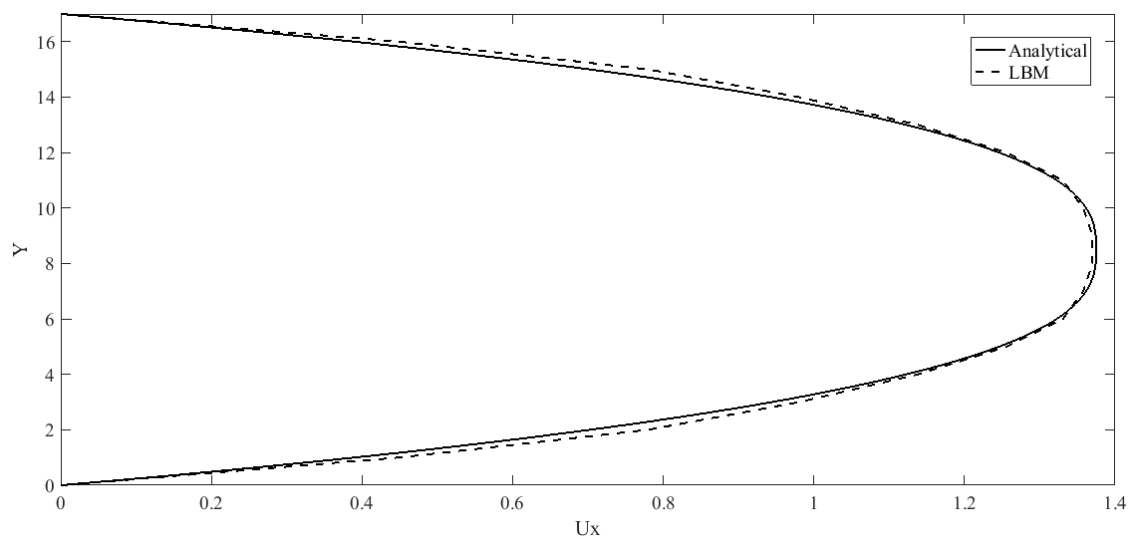
$$u(y) = \bar{U} \left(\frac{2n+1}{n+1} \right) \left[1 - \left| 1 - \frac{2y}{H} \right|^{\frac{n+1}{n}} \right], 0 \leq y \leq H \quad (2-3)$$

برای شبیه‌سازی کانالی با ابعاد 20×20 در نظر گرفته شده است. شرایط مرزی استفاده شده در این شبیه‌سازی، شامل سرعت مشخص در ورودی، شرط مرزی فشار ثابت در خروجی و شرط مرزی بازگشت به عقب در دیوارها می‌باشد. مقادیر چگالی و سرعت سیال به ترتیب برابر با ۱ و ۰/۰۵ می‌باشند. پروفیل‌های سرعت برای توان‌های مختلف ۰/۶، ۱ و ۱/۴ در شکل ۳-۵ و مقایسه نتایج به دست آمده با رابطه (۲-۳) شکل ۳-۶ تا شکل ۳-۸ آورده شده است. نتایج روش بولتزمن شبکه‌ای تطابق خوبی با نتایج حل تحلیلی دارد.

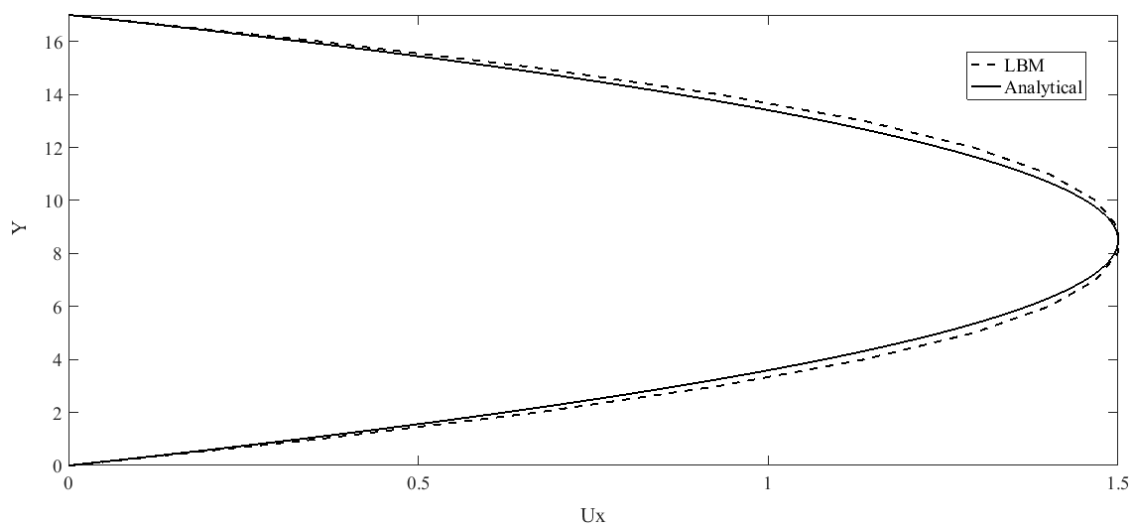
با افزایش n نرخ برش کاهش یافته است. البته در جریان غیرنیوتنی، نرخ برش وابسته به عدد رینولدز و هندسه می‌باشد. بنابراین هدف این شبیه‌سازی نشان دادن اختلاف بین سیال نیوتنی و غیر نیوتنی است.



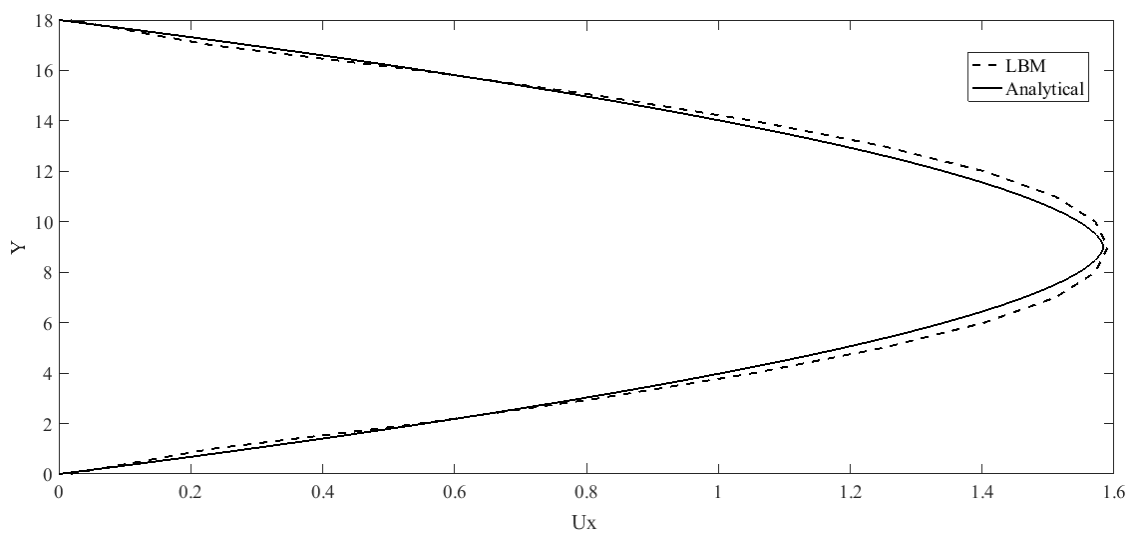
شکل ۳-۵ پروفیل‌های سرعت تحلیلی برای توان‌های مختلف ۰/۶، ۱ و ۱/۴



شکل ۳-۶ مقایسه پروفیل سرعت با حل تحلیلی برای توان ۰/۶



شکل ۳-۷ مقایسه پروفیل سرعت با حل تحلیلی برای توان ۱



شکل ۳-۸ مقایسه پروفیل سرعت با حل تحلیلی برای توان ۱/۴

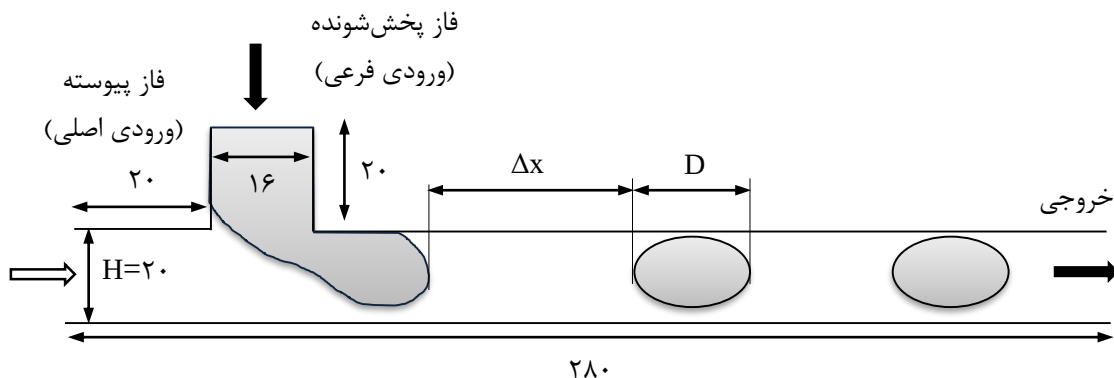
۳-۱-۳- شبیه‌سازی جریان دو فازی سیال در میکروکانال T شکل

هدف این بخش بررسی مکانیزم تشکیل قطره در میکروکانال می‌باشد. برای بررسی، میکروکانال T شکل انتخاب شده، که شامل دو ورودی و یک خروجی است (شکل ۳-۹). همان‌طور که در شکل ۳-۹ مشخص شده است فاز پیوسته از کانال اصلی و فاز پخش‌شونده از کانال فرعی به داخل میکروکانال تزریق می‌شود. تشکیل قطره در یک میکروکانال T شکل تحت تأثیر چندین عدد بی‌بعد است، که اغلب توسط متغیرهای قابل اندازه‌گیری آزمایشگاهی نظیر کشش سطحی، دبی جریان‌های ورودی (Q_c و Q_d) و لزجت‌های دو جریان (η_c و η_d) تعریف می‌شوند. یکی از مهم‌ترین اعداد بی‌بعد استفاده‌شده در این مسئله، عدد موینگی (Ca) است، که به صورت نسبت نیروی ویسکوز به کشش سطحی $Ca = \frac{U_c \eta_c}{\sigma}$ تعریف می‌شود، که U_c میانگین سرعت ورودی فاز پیوسته، η_c لزجت فاز پیوسته و σ کشش سطحی بین دو سیال می‌باشد. از دیگر پارامترهای بی‌بعد مهم، عدد رینولدز $Re = \frac{\rho U_c w_c}{\eta_c}$ ، نسبت دبی جریان‌های ورودی $Q = \frac{Q_d}{Q_c}$ و نسبت لزجت‌های دو فاز $\lambda = \frac{\eta_d}{\eta_c}$ است. الگوهای جریان به سه رژیم مختلف فشرددگی، چکه کردن^۱ و جتی^۲ تقسیم می‌شود. در رژیم فشرددگی، سیال فاز جداشونده تمام عرض کانال اصلی را اشغال می‌کند و گوشه تیز قسمت T شکل، نقطه جدایش قطره است. در این حالت، فشار فاز پیوسته بر روی فاز جداشونده نقش اساسی در این مسئله دارد. در رژیم چکه کردن نیروهای تنش ویسکوز نقش مهمی دارند و در نسبت نرخ جریان‌های کوچک، نقطه جدایش همان نقطه تیز کانال T شکل است. با افزایش نسبت نرخ جریان، نقطه جدایش از گوشه تیز قسمت T شکل به طرف پایین دست جریان حرکت می‌کند. در نتیجه در اعداد موینگی بالا و نسبت نرخ جریان بالا نقطه جدایش به سمت پایین دست حرکت کرده و حالت جت پایداری را به وجود آورده است. با ورود فاز جداشونده به کانال اصلی به دلیل جهت جریان فاز پیوسته، تنش برشی و فشار وارده به آن به‌نحوی است که، به سمت پایین حرکت می‌کند. بعد از اینکه فاز جداشونده در راستای y

^۱ Dripping

^۲ Jetting

عرض کانال را اشغال کرد، گلوئی در فاز جداشونده ایجاد می‌شود، شروع به باریک شدن می‌کند و سرانجام جدایش رخ می‌دهد. با افزایش عدد موینگی و نسبت لزجت، زمان جدایش افزایش می‌یابد.

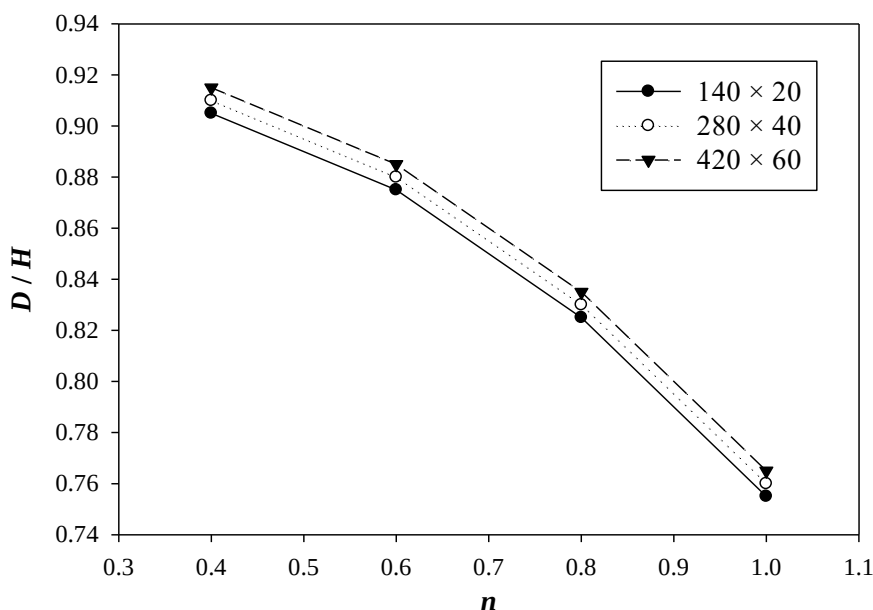


شکل ۳-۹ شماتیکی از تشکیل قطره در یک میکروکانال T شکل

۳-۱-۳-۱ شبیه‌سازی جریان دو فازی قطره نیوتنی و سیال غیرنیوتنی

برای شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای جریان دو فازی در میکروکانال T شکل سه اندازه مختلف شبکه 20×140 ، 40×280 و 60×420 در نظر گرفته شده‌است. شبیه‌سازی در عدد موینگی 0.5 ، نسبت لزجت 0.5 ، کشش سطحی 0.2 و نسبت دبی جریان 0.2 برای توان‌های 0.4 ، 0.6 ، 0.8 و 1 (نیوتنی) با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده‌است. ورودی اصلی غیرنیوتنی و ورودی فرعی نیوتنی در نظر گرفته شده‌است. شرایط مرزی، شامل سرعت مشخص در ورودی‌ها، شرط مرزی فشار ثابت در خروجی و شرط مرزی بازگشت به عقب در دیوارها می‌باشد.

متغیرها برای شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای باید در واحد شبکه تعریف شوند. متغیرهای طول، جرم و زمان در واحد شبکه به ترتیب با lu ، lm و lt نشان داده می‌شوند. در این شبیه‌سازی $1 lu = 5 \mu m$ و $1 lm = 0.625 \times 10^{-12} kg$ در نظر گرفته شده‌است. در مدل کاریو-یاسودا برای سیالات مختلف مقدار μ_∞ از 0.001 تا $5 Pas$ و λ از 0.36 تا $100 s$ گزارش شده‌است [۵۱، ۸۵-۸۳]. در شبیه‌سازی میکروکانال T شکل $a = 2$ ، $\mu_\infty = 0.1$ و $\lambda = 4 \times 10^3$ در واحد شبکه در نظر گرفته شده‌است. شکل ۳-۱۰ نسبت اندازه قطره به عرض کانال را برای توان‌های مختلف کاریو-یاسودا در سه اندازه مختلف شبکه نشان می‌دهد.

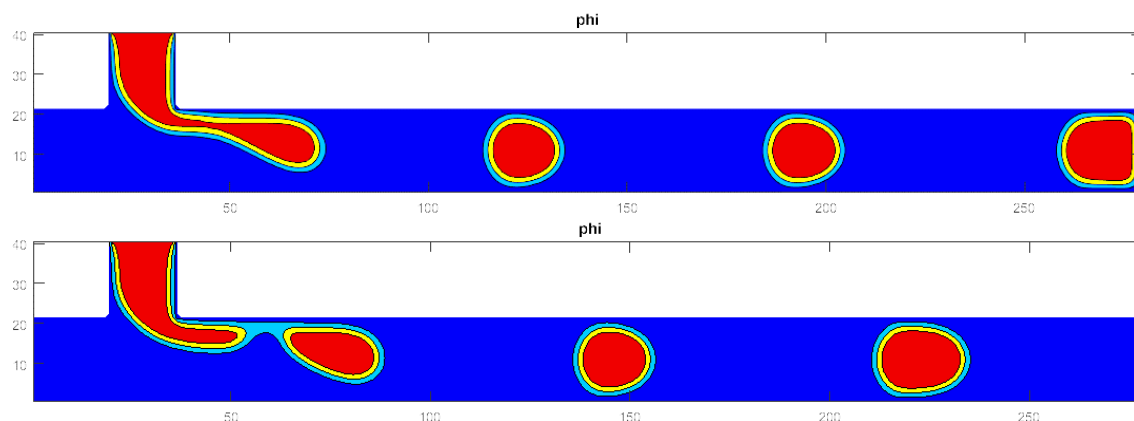


شکل ۳-۱۰ اندازه قطره در شبکه بندی مختلف

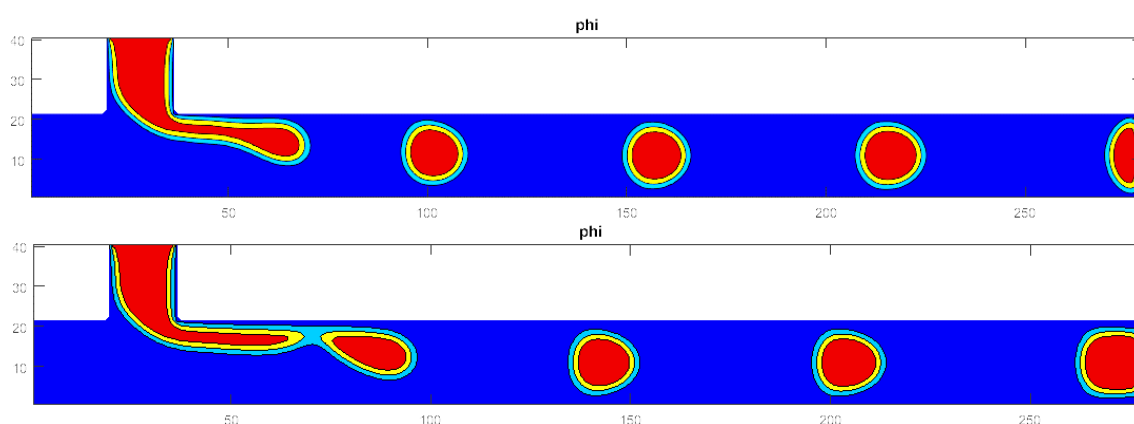
همان طور که مشاهده می شود اختلاف اندازه قطره در سه شبکه بندی زیاد نیست و می توان اندازه شبکه را 280×40 در نظر گرفت که مشابه اندازه شبکه در نظر گرفته شده توسط شی و تانگ می باشد [۱]. شبیه سازی با ابعاد نشان داده شده در شکل ۳-۹ انجام شده است.

۳-۱-۳-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر رفتار قطره

شبیه سازی برای عدد موینگی 0.05 ، نسبت لزجت 0.5 ، کشش سطحی 0.2 و نسبت دبی جریان 0.2 برای توان های 0.4 ، 0.6 ، 0.8 و 1 (نیوتنی) با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده است. تشکیل قطره در میکروکانال T شکل، در شکل ۳-۱۱ و شکل ۳-۱۲ برای توان 0.4 و 1 نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود، با کاهش توان، که موجب پیدایش سیال غیرنیوتنی باریک شونده با افزایش نرخ برش می گردد، فاز پخش شونده تمایل دارد تمام عرض کانال را پر کند. زیرا در $n = 0.4$ لزجت فاز پیوسته به طور قابل توجهی کاهش می یابد و موجب رشد بیشتر قطره می شود. بدین ترتیب تشکیل قطره به تاخیر می افتد و قطر آن افزایش می یابد. همچنین با کاهش توان به دلیل بزرگ تر شدن قطره، فاصله بین قطره ها افزایش می یابد، به طوری که فرکانس تولید قطره کاهش می یابد.



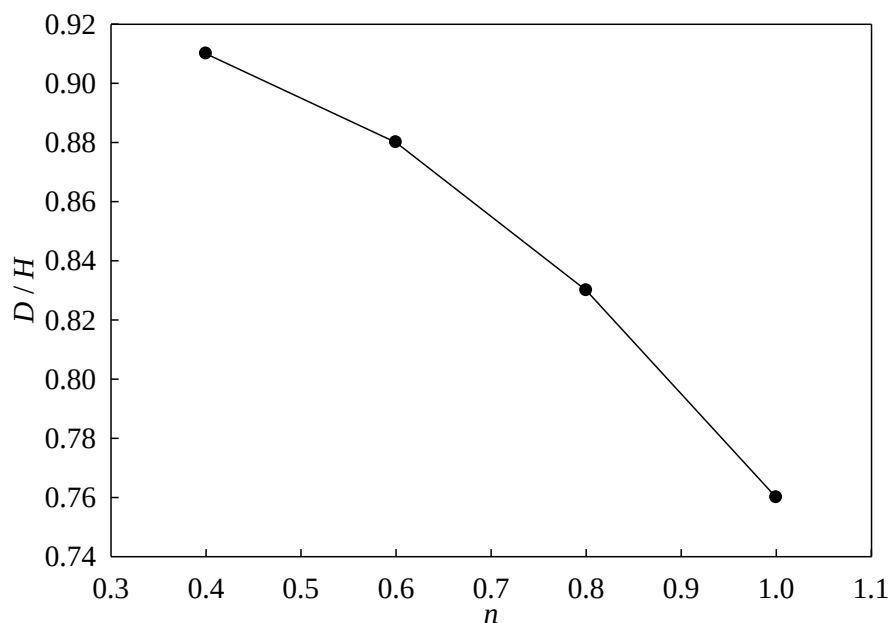
شکل ۳-۱۱ تشکیل قطره در میکروکانال T شکل برای توان ۰/۴



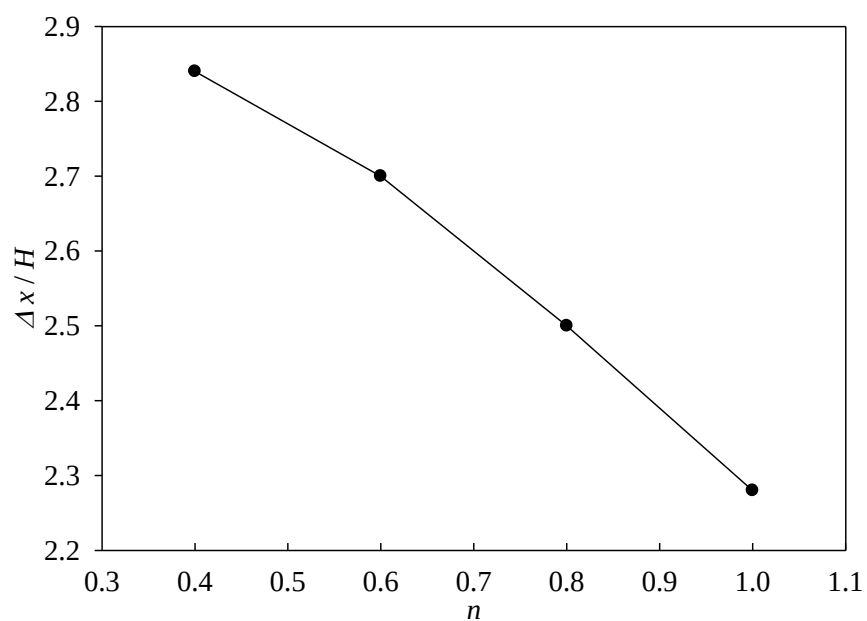
شکل ۳-۱۲ تشکیل قطره در میکروکانال T شکل برای توان ۱

شکل ۳-۱۳ طول قطره در جهت جریان (D) نسبت به عرض کانال اصلی (H) را برحسب توان (n) نشان می‌دهد. با کاهش توان، لزجت سیال فاز پیوسته کاهش می‌یابد و قطرات بزرگتری شکل می‌گیرد و در نتیجه طول قطره افزایش می‌یابد. فاصله قطره‌ها (Δx) نسبت به عرض کانال (H) برحسب توان (n) نیز در شکل ۳-۱۴ آورده شده‌است.

همان‌طور که مشاهده می‌شود با کاهش توان، طول قطره افزایش می‌یابد و فاصله قطره‌ها بیشتر می‌شود، بنابراین فرکانس تولید قطره کاهش می‌یابد. همچنین بررسی‌های انجام‌شده توسط شی و تانگ نیز نشان می‌دهد با کاهش توان اندازه قطره بزرگ‌تر می‌شود و شکل‌گیری آن دیرتر رخ می‌دهد [۱].



شکل ۳-۱۳ اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر طول قطره

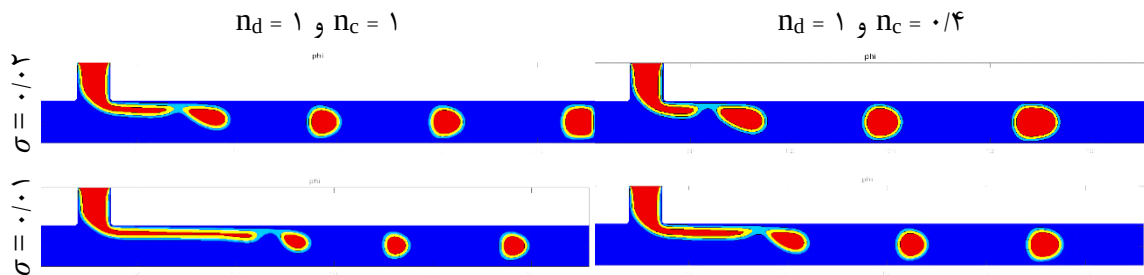


شکل ۳-۱۴ فاصله بین قطره‌ها در توان‌های مختلف مدل کاریو-یاسودا

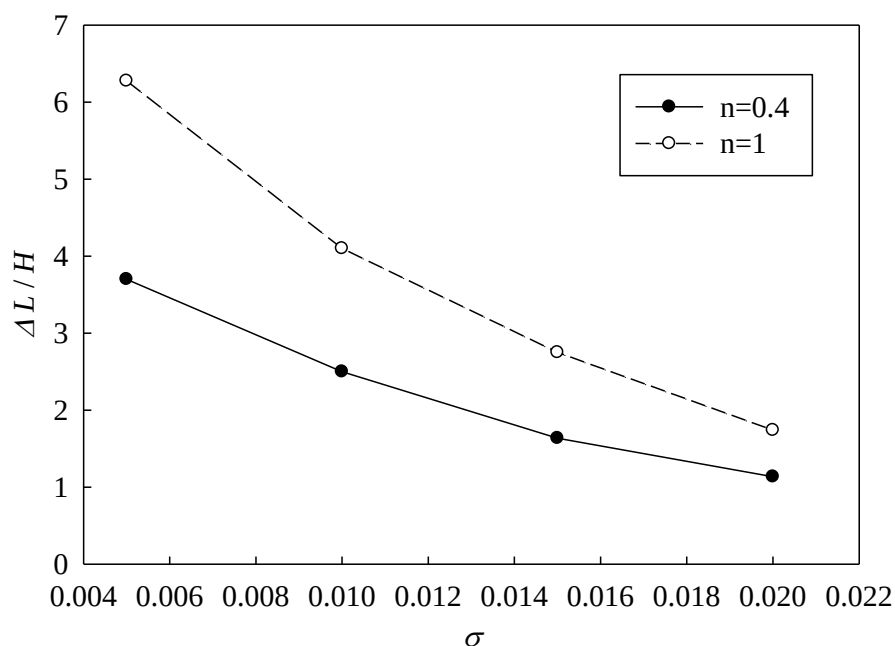
۳-۱-۳-۲- اثر کشش سطحی بر رفتار قطره

شبیه‌سازی برای نسبت لزجت ۰/۵ و نسبت دبی جریان ۰/۲ و توان‌های ۰/۴ و ۱ (نیوتنی) برای کشش سطحی ۰/۰۰۵، ۰/۰۱، ۰/۰۱۵ و ۰/۰۲ با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده است. شکل ۳-۱۵ تشکیل و تغییر شکل قطره را برای کشش سطحی ۰/۰۱ و ۰/۰۲ نشان می‌دهد. همچنین اثر

کشش سطحی و توان مدل کاریو-یاسودا بر جدایش قطره در شکل ۱۶-۳ آورده شده است.



شکل ۱۵-۳ بررسی اثر کشش سطحی در تشکیل قطره

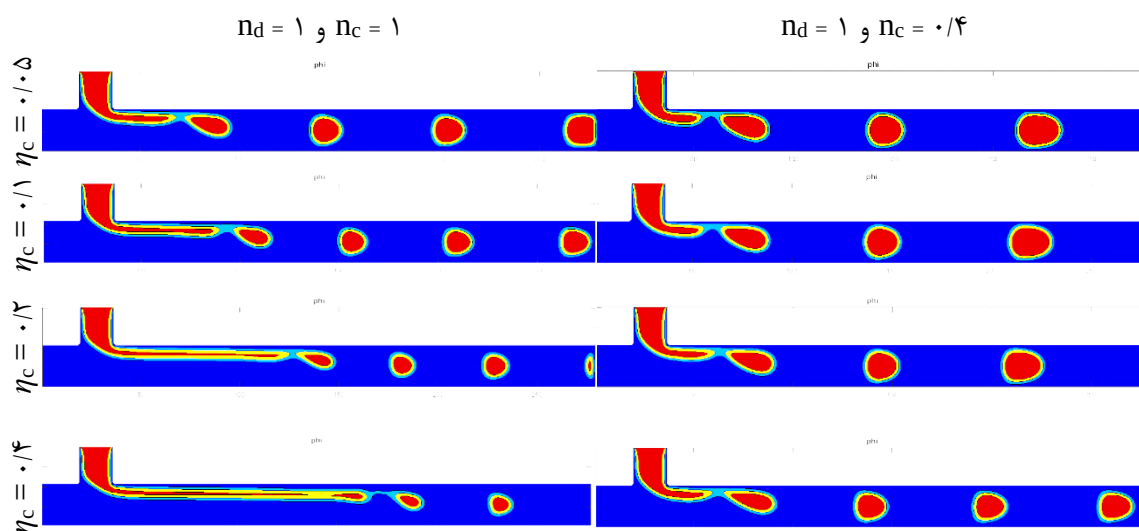


شکل ۱۶-۳ اثر کشش سطحی و توان مدل کاریو-یاسودا بر نقطه جدایش قطره

با کاهش کشش سطحی در یک توان مشخص، همان‌طور که مشاهده می‌شود، فاز پیوسته توانایی نگهداری فاز پخش‌شونده در گوشه را ندارد تا موجب رشد سیال در آن ناحیه گردد. بلکه فاز پخش‌شونده باریک شده و طویل می‌گردد، به‌طوری که دارای جریان جتی می‌باشد که مشابه نتایج شبیه‌سازی شی و تانگ است [۱]. همچنین با کاهش کشش سطحی، از قطر قطره کاسته می‌شود و طول جدایش آن افزایش می‌یابد. با افزایش کشش سطحی، اختلاف طول جدایش و اندازه قطره کاهش می‌یابد. در کشش سطحی کمتر، با تغییر توان، اختلاف بیشتری در رفتار فاز پخش‌شونده و قطره مشاهده می‌شود.

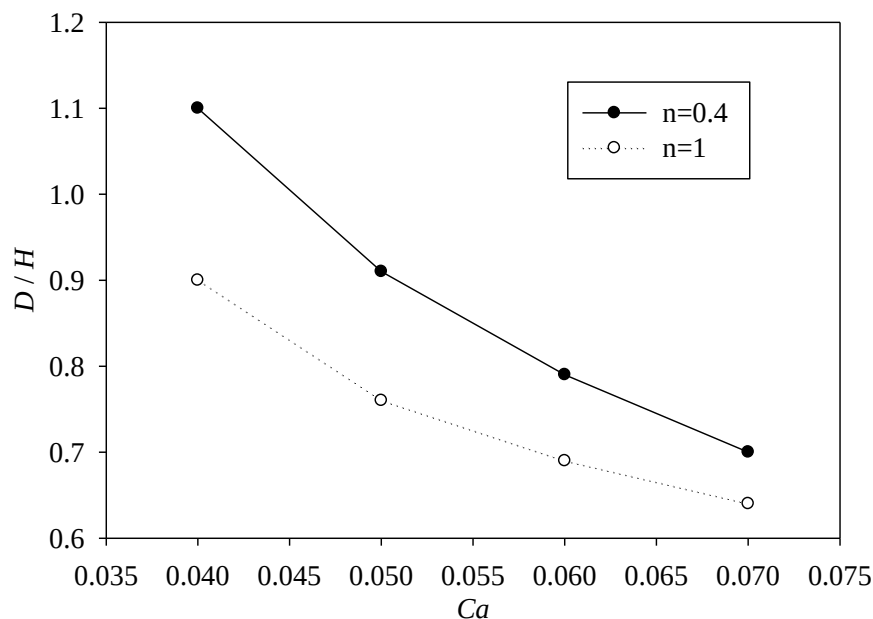
۳-۱-۳-۱-۳- اثر لزجت فاز پیوسته و عدد موینگی بر رفتار قطره

شبیه‌سازی با نسبت دبی جریان ۰/۲، توان‌های فاز پیوسته ۰/۴ و ۱ (نیوتنی)، کشش سطحی ۰/۰۲ برای لزجت فاز پیوسته ۰/۰۵، ۰/۱، ۰/۲ و ۰/۴ و فاز پخش‌شونده ۰/۰۲۵ با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده‌است. همان‌طور که در شکل ۳-۱۷ نشان داده‌شده، در لزجت فاز پیوسته کمتر، قطره تمام عرض کانال را پر کرده و جدایش نزدیک نقطه تیز قسمت T شکل اتفاق می‌افتد. با افزایش لزجت فاز پیوسته و عدد موینگی در یک توان مشخص با عبور از رژیم فشرده‌گی، فاز پیوسته توانایی نگهداری فاز پخش‌شونده در گوشه را ندارد تا موجب رشد سیال در آن ناحیه گردد.



شکل ۳-۱۷ بررسی اثر لزجت فاز پیوسته بر رفتار قطره

فاز پخش‌شونده باریک شده و طولی می‌گردد، به‌طوری‌که دارای جریان جتی می‌باشد و موقعیت نقطه جدایش را به سمت پایین دست جریان هل می‌دهد. همچنین با افزایش لزجت فاز پیوسته، از قطر قطره کاسته می‌شود. در لزجت‌های بیشتر، با تغییر توان، اختلاف بیشتری در رفتار فاز پخش‌شونده و قطره مشاهده می‌شود. با افزایش عدد موینگی، قطره در جهت جریان بیشتر کشیده شده، قطر آن کاهش و طول جدایش افزایش می‌یابد. شی و تانگ نیز دریافتند که با افزایش لزجت فاز پیوسته، اندازه قطره کاهش می‌یابد [۱]. شکل ۳-۱۸ طول قطره (D) نسبت به عرض کانال (H) را برای توان‌های ۰.۴ و ۱ برحسب عدد موینگی نشان می‌دهد.

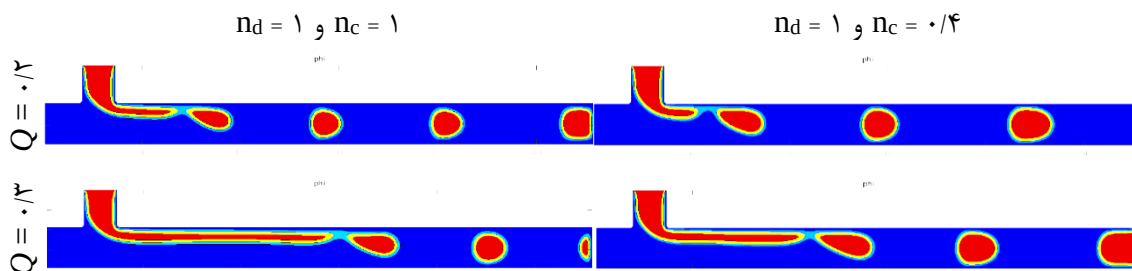


شکل ۳-۱۸ اثر عدد موینگی و توان مدل کاریو-یاسودا بر طول قطره

با کاهش توان، لزجت سیال فاز پیوسته کاهش و طول قطره افزایش می‌یابد. در اعداد موینگی پایین، قطره تمام عرض کانال را پر کرده و با عبور از رژیم فشردگی، فاز پخش‌شونده باریک شده و طویل می‌گردد، و منجر به افزایش طول قطره می‌شود.

۳-۱-۳-۱-۴- اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره

شبیه‌سازی برای عدد موینگی ۰/۰۵، نسبت لزجت ۰/۵ و نسبت دبی جریان ۰/۲ و ۰/۳ برای توان‌های ۰/۴ و ۱ (نیوتنی) با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده است. تشکیل قطره در میکروکانال T شکل در شکل ۳-۱۹ نشان داده شده است. با افزایش نسبت نرخ جریان طول جدایش افزایش می‌یابد و به رژیم جتی نزدیک می‌شود.



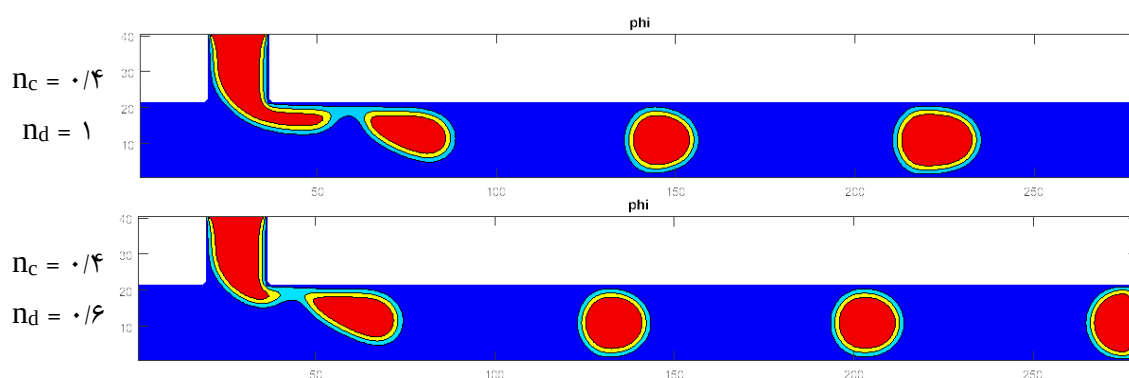
شکل ۳-۱۹ بررسی اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره

۳-۱-۳- شبیه‌سازی جریان دو فازی قطره غیرنیوتنی و سیال غیرنیوتنی

شبیه‌سازی برای عدد موینگی 0.05 ، نسبت لزجت 0.5 ، کشش سطحی 0.02 با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده‌است.

۳-۱-۳-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر رفتار قطره

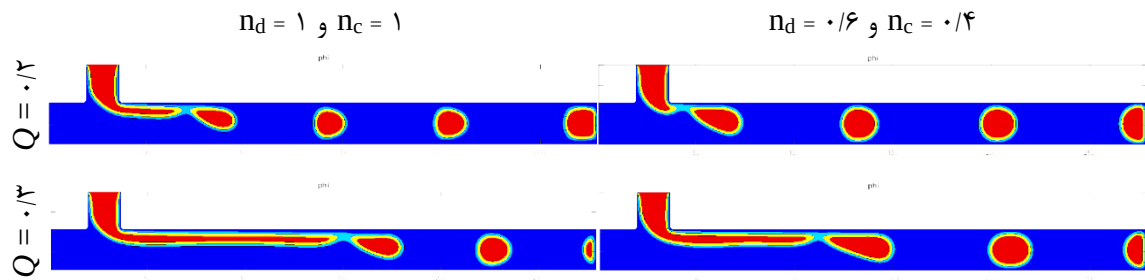
در این قسمت جریان دو فازی فاز پخش‌شونده نیوتنی و غیرنیوتنی با توان 0.6 و فاز پیوسته غیرنیوتنی با توان 0.4 و نسبت دبی جریان 0.2 مورد بررسی قرار گرفته‌است. تشکیل قطره در میکروکانال T شکل در شکل ۳-۲۰ نشان داده شده‌است. با غیرنیوتنی شدن فاز پخش‌شونده، لزجت آن تحت جریان کاهش می‌یابد و تشکیل قطره زودتر رخ می‌دهد. اندازه قطره، طول جدایش و فاصله بین قطره‌ها مشابه نتایج شی و تانگ کاهش می‌یابد [۱].



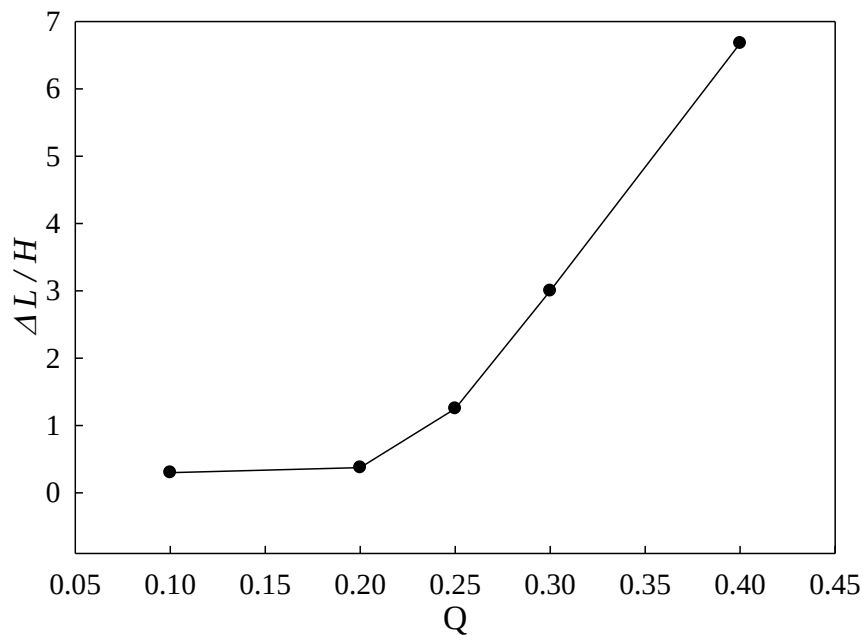
شکل ۳-۲۰ بررسی اثر غیرنیوتنی فاز پخش‌شونده

۳-۱-۳-۲- اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره

شبیه‌سازی برای نسبت دبی جریان 0.2 و 0.3 برای توان 0.4 فاز پیوسته و 0.6 فاز پخش‌شونده با استفاده از مدل کاریو-یاسودا انجام شده‌است. تشکیل قطره در میکروکانال T شکل در شکل ۳-۱۹ نشان داده شده‌است. با افزایش نسبت نرخ جریان طول جدایش افزایش می‌یابد و به رژیم جتی نزدیک می‌شود. همچنین اثر نسبت دبی بر طول جدایش در شکل ۳-۲۲ آورده شده‌است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش نسبت دبی، طول جدایش افزایش می‌یابد.



شکل ۲۱-۳ بررسی اثر نسبت نرخ جریان بر رفتار قطره



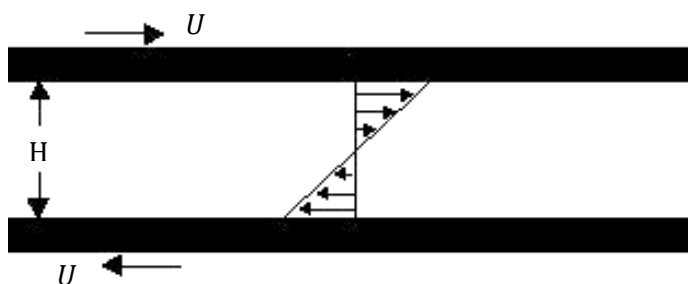
شکل ۲۲-۳ اثر نسبت دبی بر طول جدایش

۳-۲- تغییر شکل قطره تحت جریان برشی ساده

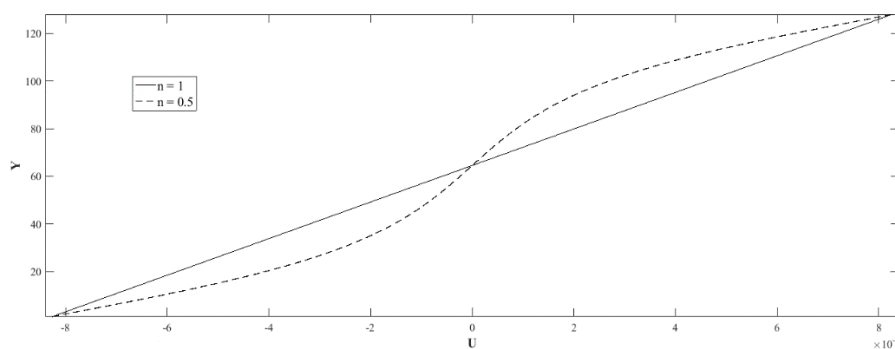
جریان بین دو صفحه موازی که با سرعت‌های مخالف در حرکت هستند، جریان برشی ساده می‌باشد. در این نوع جریان، سرعت خطی و نرخ برش ثابت است. ابتدا سرعت و نرخ برش جریان تک‌فاز نیوتنی و غیرنیوتنی ارائه و در ادامه رفتار و تغییر شکل قطره نیوتنی و غیرنیوتنی در جریان برشی ساده بررسی می‌شود. در شبیه‌سازی جریان برشی ساده $a = 2$ ، $\mu_{\infty} = 0.01$ و $\lambda = 10^5$ در واحد شبکه در نظر گرفته شده است. کد متلب جریان برشی در پیوست آورده شده است.

۳-۲-۱- بررسی سرعت و نرخ برش جریان تک فاز تحت جریان برشی ساده

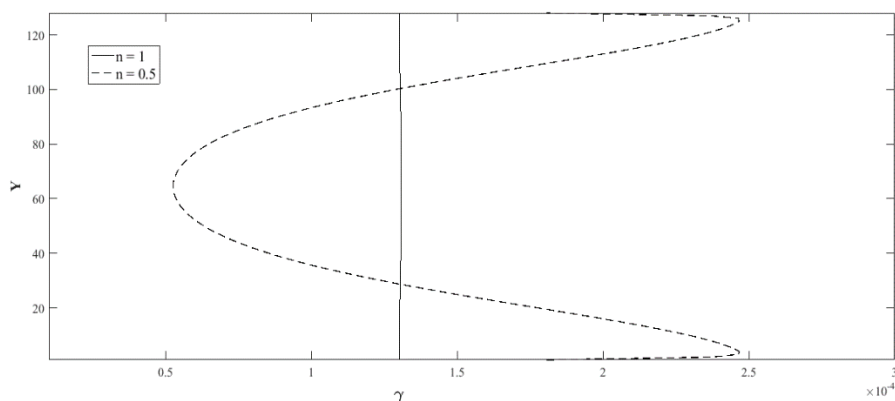
در جریان برشی بین دو صفحه موازی همان طور که در شکل ۳-۲۳ نشان داده شده سرعت خطی و نرخ برش ثابت است. مقدار نرخ برش برابر با $2U/H$ می باشد. شبیه سازی برای ناحیه محاسباتی به ابعاد 200×128 و با سرعت حرکت صفحات 0.0084 انجام شده است. شرایط مرزی استفاده شده در جریان برشی شامل شرط سرعت ثابت در دیواره ها و شرط پیرویدیک در ورودی و خروجی می باشد. شکل ۳-۲۴ تغییرات سرعت و شکل ۳-۲۵ نرخ برشی را برای سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی بر حسب γ ، در عرض کانال نشان می دهد.



شکل ۳-۲۳ جریان برشی بین دو صفحه موازی



شکل ۳-۲۴ سرعت بین دو صفحه موازی در جریان برشی



شکل ۳-۲۵ نرخ برش بین دو صفحه موازی در جریان برشی

برای سیال نیوتنی ($n = 1$) تغییرات سرعت خطی است و نرخ برش تقریباً ثابت باقی می ماند که برابر با مقدار تحلیلی $2U/H = 0.0013$ می باشد. درحالی که در حالت غیرنیوتنی ($n = 0.5$) که باریک شونده است، با افزایش نرخ برش، لزجت کاهش می یابد. این موضوع موجب افزایش تغییرات سرعت نزدیک دیواره ها می شود و نرخ برش در مقایسه با حالت نیوتنی بیشتر می گردد.

۳-۲-۲- تغییر شکل قطره نیوتنی تحت جریان برشی ساده

برای درک توانایی مدل چند فازی در حل مسائل دینامیکی، اغلب از تغییر شکل تیلور استفاده می شود [۳۸]. تغییر شکل قطره در رژیم استوکس (عدد رینولدز پایین) تابعی از نرخ برش (بیان شده به صورت عدد موینگی) می باشد. برای این منظور یک قطره بین دو صفحه موازی که در دو جهت مخالف برای ایجاد نرخ برش ثابت حرکت می کنند، قرار داده شده و تغییر شکل قطره به عنوان تابعی از نرخ برش (عدد موینگی) مورد بررسی قرار گرفته است. در حالت تعادلی، برای محدوده ای از اعداد موینگی قطره به شکل یک بیضی درمی آید که معمولاً با پارامتر تغییر شکل Df مشخص می گردد. این پارامتر به صورت زیر تعریف می شود:

$$Df = \frac{L - B}{L + B} \quad (3-3)$$

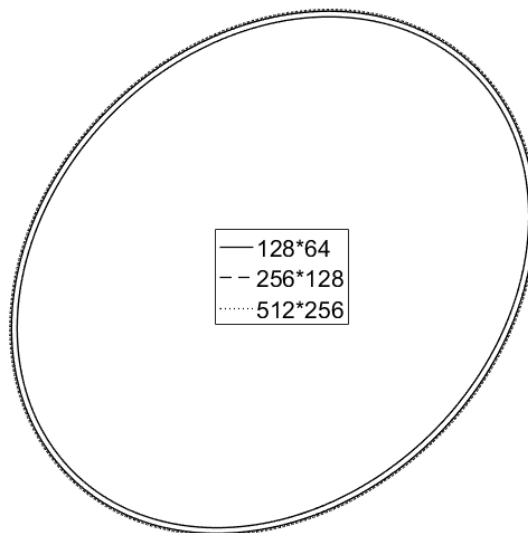
که L و B به ترتیب نصف قطر بزرگ و کوچک بیضی است. در حالت دوبعدی Df از رابطه تیلور (۳-۴) و برای اعداد موینگی کوچک از رابطه (۳-۵) تبعیت می کند [۸۶]. λ نسبت لزجت قطره به سیال می باشد.

$$Df = f(\lambda)Ca \quad (4-3)$$

$$Df = \frac{3}{2}Ca \quad (5-3)$$

برای انتخاب شبکه بندی مناسب در سه اندازه مختلف شبکه 128×64 ، 256×128 و 512×256 و برای شعاع قطره به ترتیب ۱۶، ۳۲ و ۶۴ تحت شرایط یکسان (عدد موینگی ۰/۱) رفتار قطره بررسی شده است. همان طور که در شکل ۳-۲۶ مشخص است، کشیدگی قطره در اندازه شبکه 128×64 کم تر

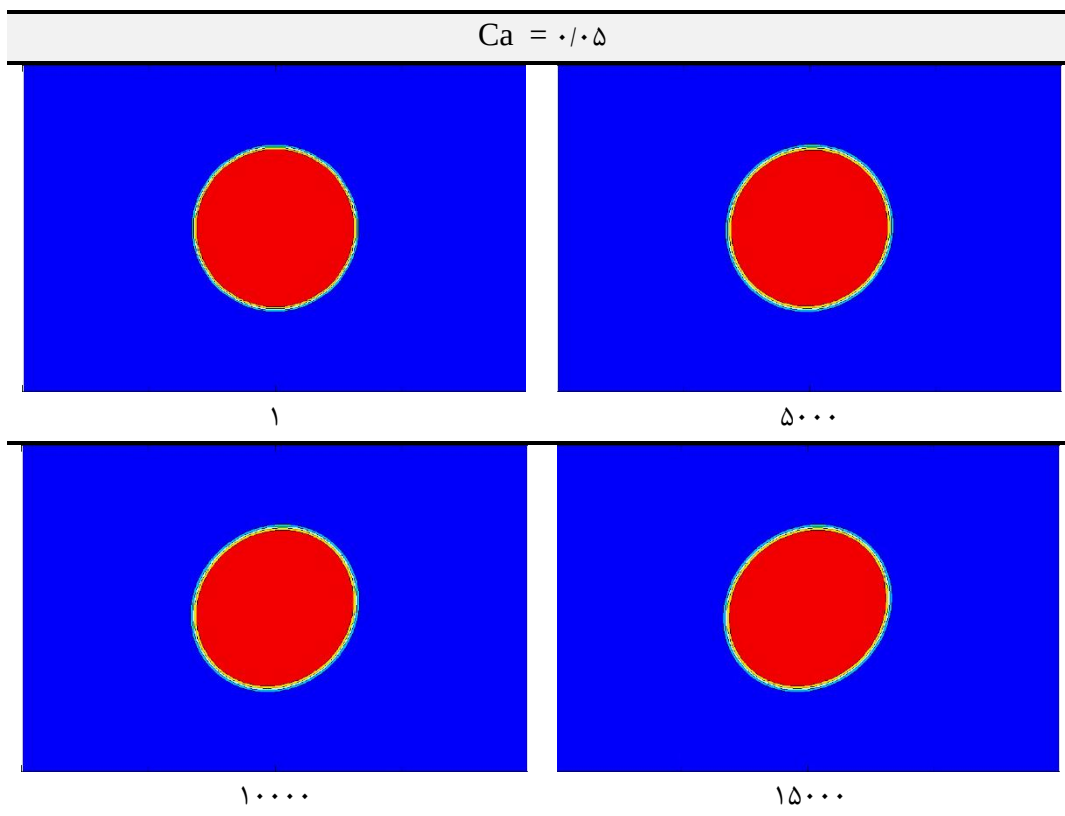
است و برای اندازه شبکه بزرگ‌تر کشیدگی قطره ثابت است. اندازه شبکه در این مطالعه 128×256 برای قطره به شعاع ۳۲ واحد در نظر گرفته شده است که مشابه اندازه بررسی شده توسط ليو و ژانگ است [۲].



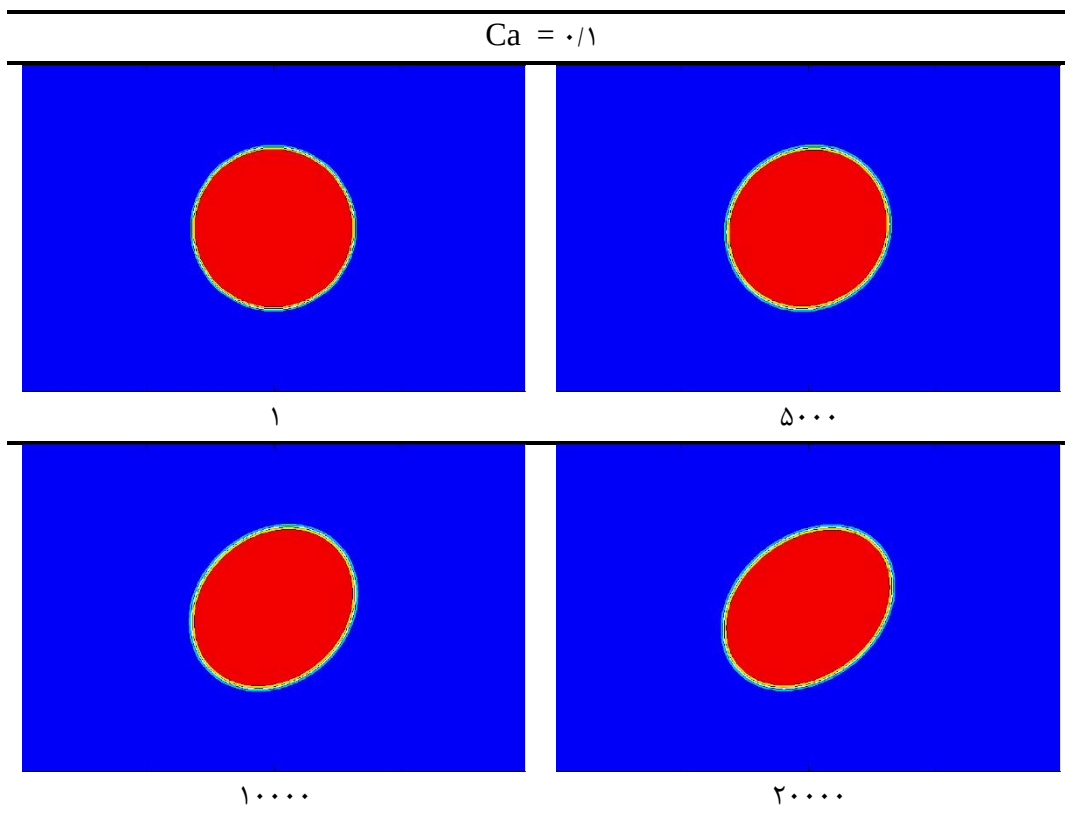
شکل ۳-۲۶ تاثیر اندازه شبکه بر رفتار قطره

برای اعتبارسنجی و بررسی صحت نتایج تحقیق حاضر، شبیه‌سازی قطره بین دو صفحه موازی براساس پارامترهای مدل انرژی آزاد توسعه یافته توسط سوئیفت [۳] و همچنین روش VOF و بولتزمن شبکه‌ای انرژی آزاد اجرا شده توسط ليو و ژانگ [۲] انجام شده است. شبیه‌سازی در عدد رینولدز $Re=0.1$ ، عدد پکلت و نسبت لزجت ثابت بررسی شده است. همچنین چگالی و لزجت دو فاز برابر می‌باشد. شکل ۳-۲۷ تا شکل ۳-۳۲ به ترتیب روند تغییر شکل قطره نیوتنی تحت جریان برشی را به‌ازای عدد موینگی $0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25$ و 0.3 در مراحل زمانی متفاوت نشان می‌دهد. گام زمانی آخر، حالت تعادل است.

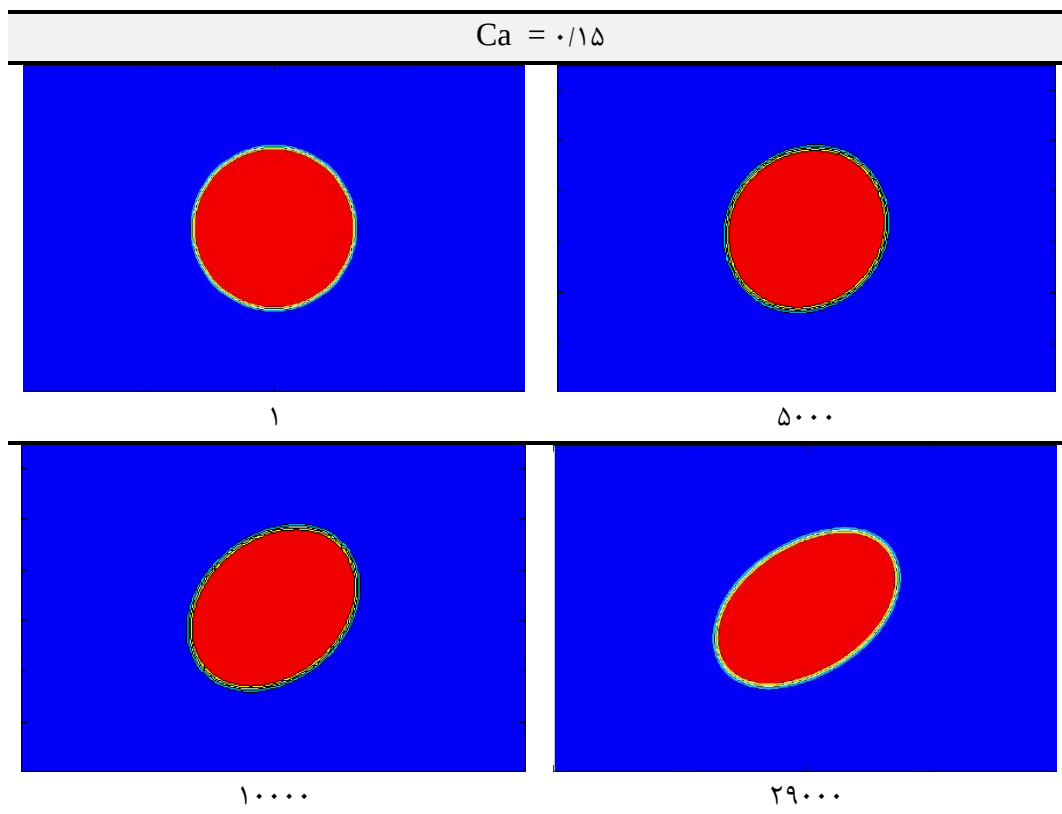
با افزایش عدد موینگی دوران و کشیدگی قطره بیشتر می‌شود. هرچه عدد موینگی زیادتر شود زمان رسیدن به حالت تعادل افزایش می‌یابد. تصویر نهایی قطره در عدد موینگی متفاوت در شکل ۳-۳۳ نشان داده شده و در هر عدد موینگی مقدار Df محاسبه شده است. تغییرات Df بر حسب عدد موینگی در شکل ۳-۳۴ رسم شده است.



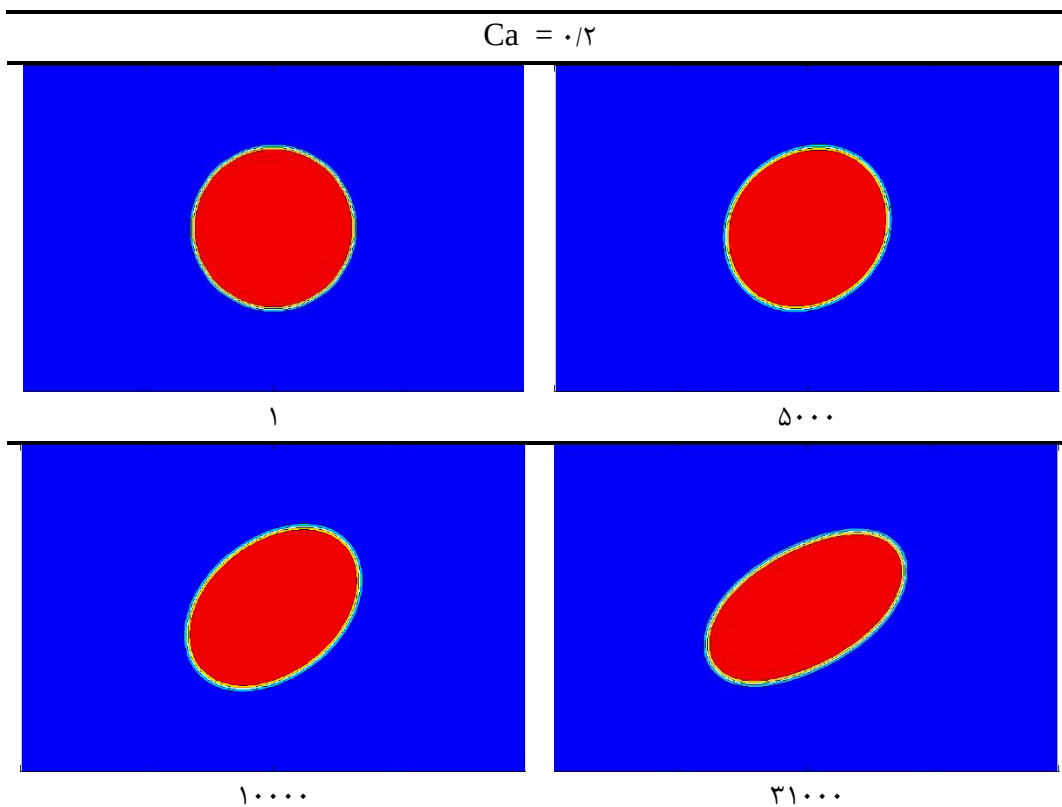
شکل ۳-۲۷ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۰۵



شکل ۳-۲۸ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۱

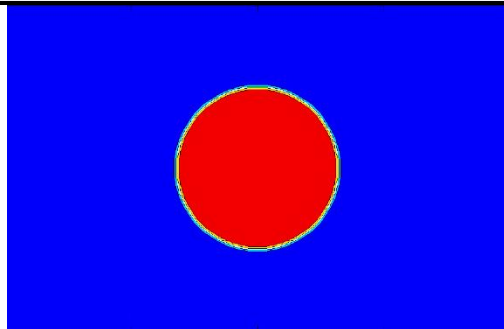


شکل ۳-۲۹ روند تغییر شکل قطره در عدد مویینگی ۰/۱۵

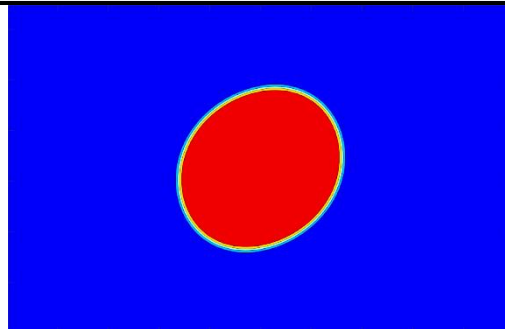


شکل ۳-۳۰ روند تغییر شکل قطره در عدد مویینگی ۰/۲

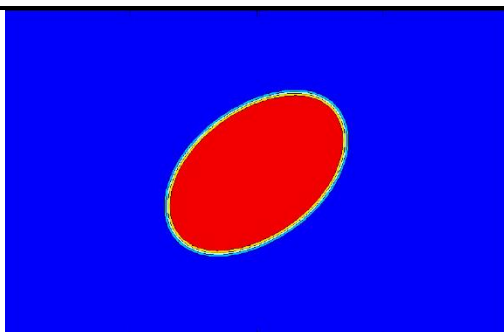
Ca = ۰/۲۵



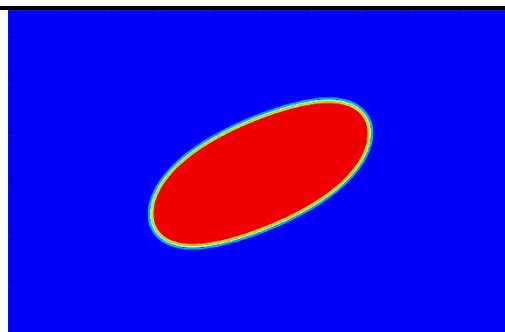
۱



۵۰۰۰



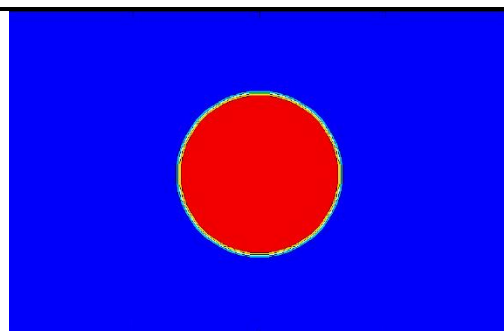
۱۰۰۰۰



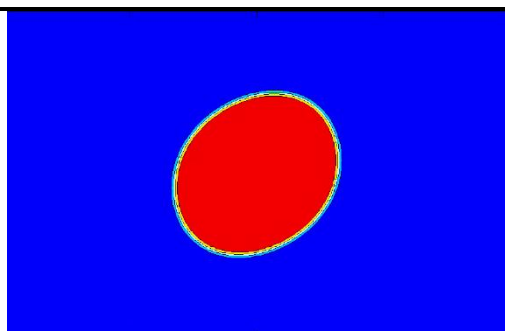
۳۳۰۰۰

شکل ۳-۳۱ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۲۵

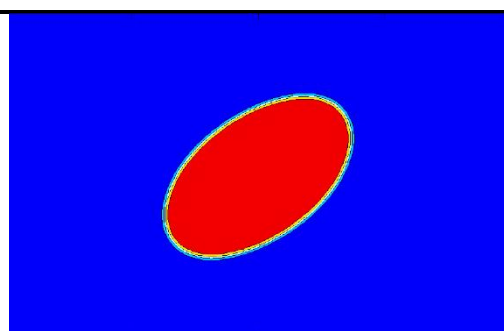
Ca = ۰/۳



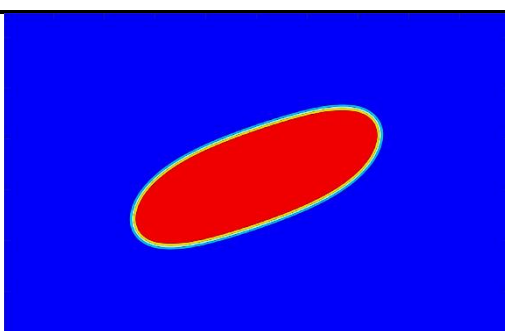
۱



۵۰۰۰

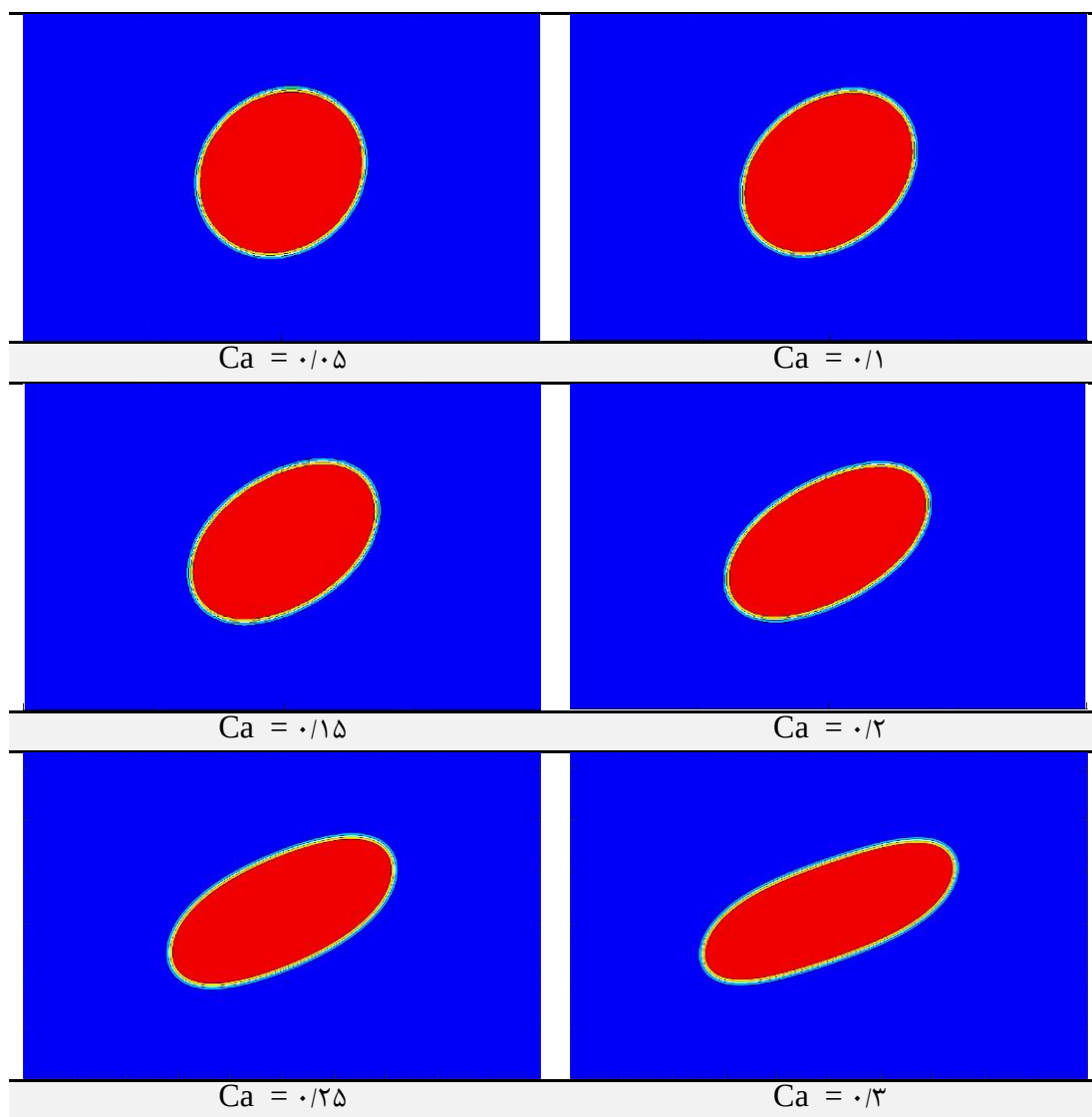


۱۰۰۰۰

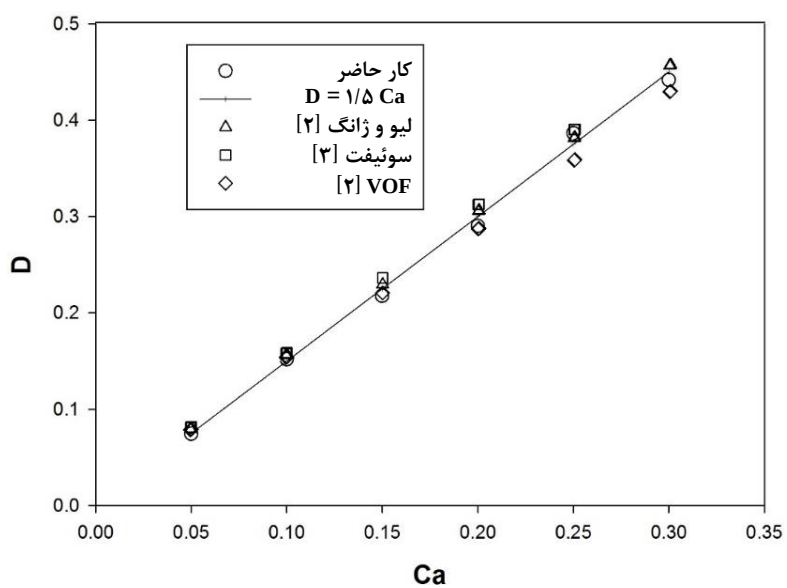


۳۹۰۰۰

شکل ۳-۳۲ روند تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۰/۳

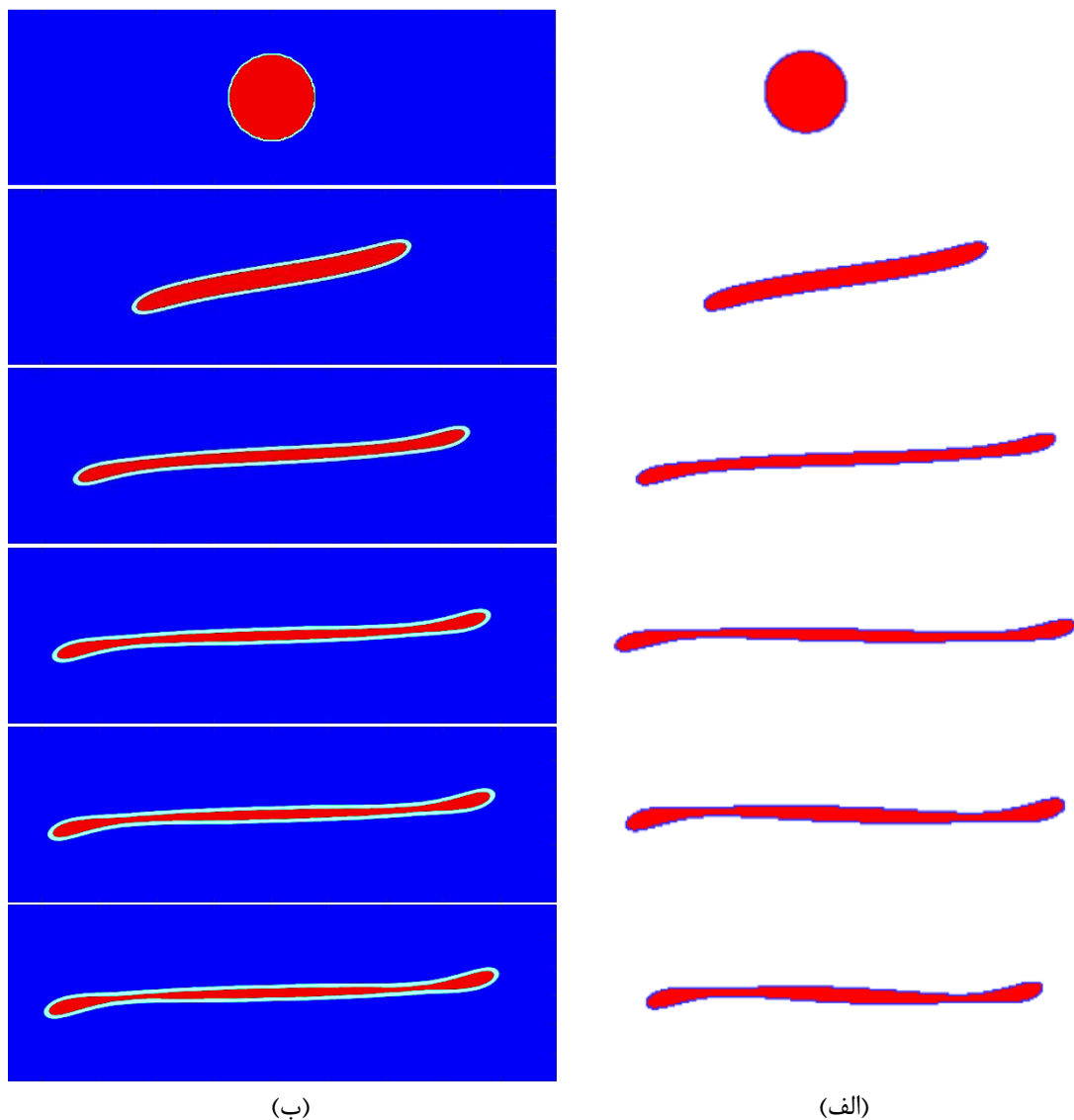


شکل ۳-۳۳ مقایسه شکل نهایی قطره



شکل ۳-۳۴ پارامتر تغییر شکل تیلور Df به عنوان تابعی از عدد موینگی

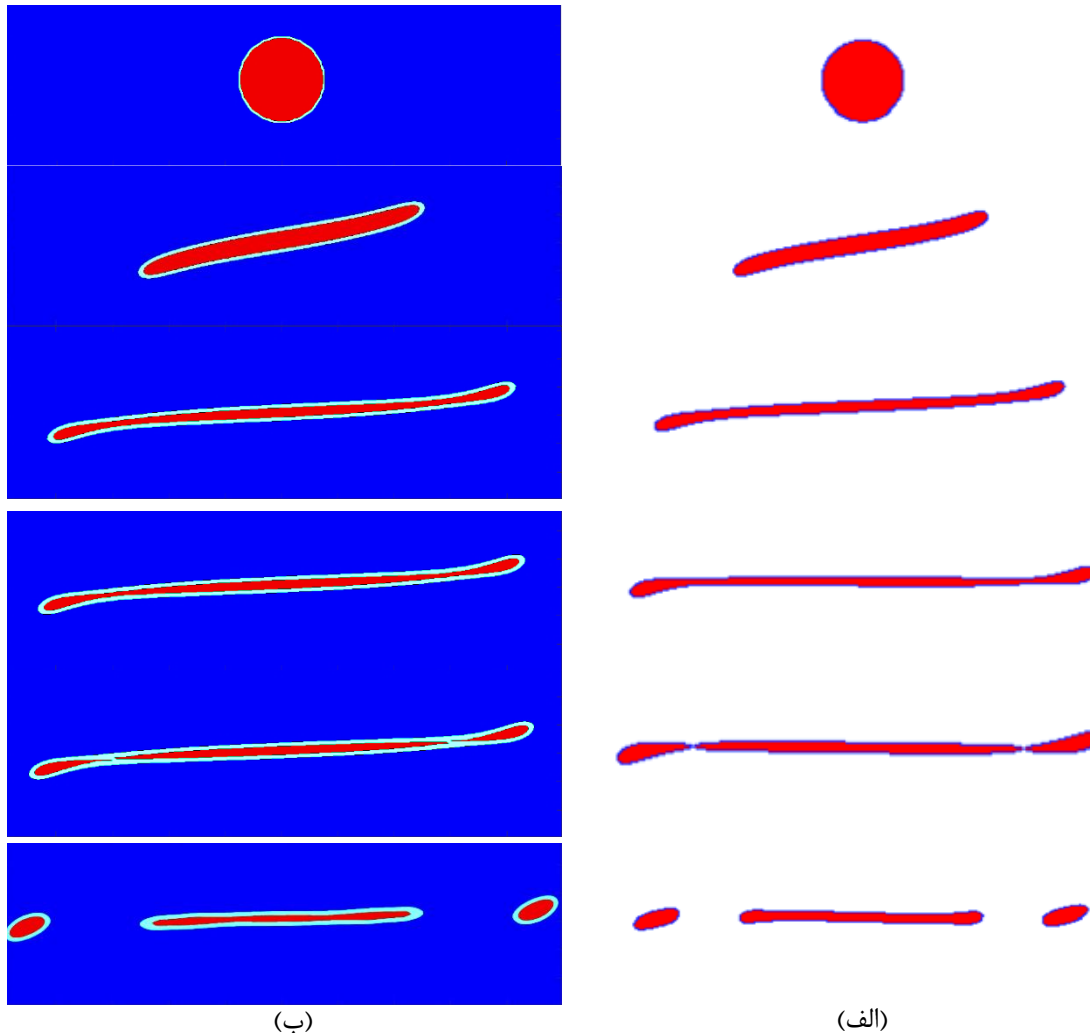
در اعداد موینگی پایین همان‌طور که از رابطه (۳-۴) انتظار می‌رود رابطه خطی می‌باشد. از شکل ۳-۳۴ مشخص است که نتایج شبیه‌سازی تحقیق حاضر انطباق مناسبی با مدل سوئیفت و روش VOF دارد. جدایش قطره در عدد موینگی بین $0/9$ و 1 ، در عدد رینولدز $Re=1$ اتفاق می‌افتد. شکل ۳-۳۵ و شکل ۳-۳۶ تغییر شکل قطره را تحت جریان برشی ساده به ترتیب در $Ca=0/9$ و $Ca=1$ در مقایسه با نتایج لیو و ژانگ [۲] نشان می‌دهد.



شکل ۳-۳۵ قطره تحت جریان برشی در $Ca=0/9$ در زمان‌های مختلف. (الف) نتایج لیو و ژانگ (ب) تحقیق حاضر

همان‌طور که از شکل مشخص است در عدد موینگی $Ca=1$ ، قطره باریک می‌گردد تا جایی که قطره‌هایی با حجم کمتر از دو سمت رشته میانی جدا شوند. در عدد موینگی $Ca=0/9$ در گام‌های

زمانی مشابه، تغییر شکل به اندازه کافی نیست که باعث جدا شدن قطره گردد. نتایج حاصل هم‌خوانی خوبی با نتایج ارائه شده توسط ليو و ژانگ دارد.



شکل ۳-۳۶ قطره تحت جریان برشی در $Ca = 1$ در زمان‌های مختلف. الف) نتایج ليو و ژانگ ب) تحقیق حاضر

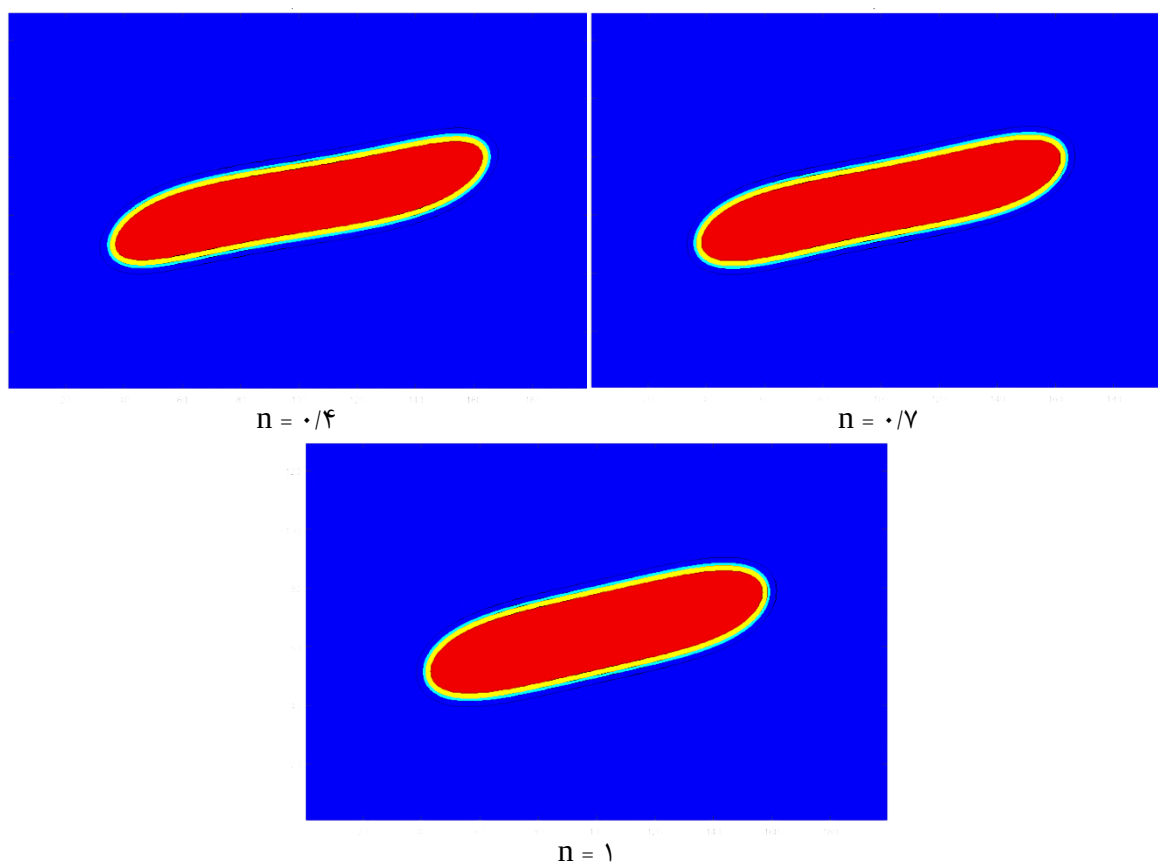
۳-۲-۳- تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال نیوتنی تحت جریان برشی ساده

فرض سیال نیوتنی برای سیالات غیرنیوتنی چون روغن، در شبیه‌سازی‌های عددی فرض مناسبی نیست و باید رئولوژی غیرنیوتنی در محاسبات عددی در نظر گرفته شود. سیال غیرنیوتنی رفتار متفاوتی نسبت به سیال نیوتنی از خود نشان می‌دهد. در این بخش به بررسی رفتار قطره غیرنیوتنی در سیال نیوتنی تحت جریان برشی ساده پرداخته می‌شود. با کاهش توان n ، لزجت قطره کاهش می‌یابد و باعث کشیدگی بیشتر قطره نسبت به حالت نیوتنی می‌شود. برای شبیه‌سازی باید نسبت

لزجت $\lambda = \frac{\eta_d}{\eta_c}$ به نحوی انتخاب شود که با کاهش لزجت قطره و رسیدن آن به لزجت سیال، قطره امکان باریک شدن داشته باشد تا تاثیر توان n به خوبی مشخص گردد. شبیه سازی قطره ای به شعاع ۳۲ واحد بولتزمن در یک ناحیه محاسباتی 128×256 در عدد رینولدز و پکلت ثابت، نسبت چگالی ۱، نسبت لزجت های ۱، ۳ و ۶ و اعداد موینگی $0/3$ ، $0/5$ و $0/8$ برای توان های $0/4$ ، $0/7$ و ۱ مدل کاریو-یاسودا انجام شده است.

۳-۲-۳-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر تغییر شکل قطره

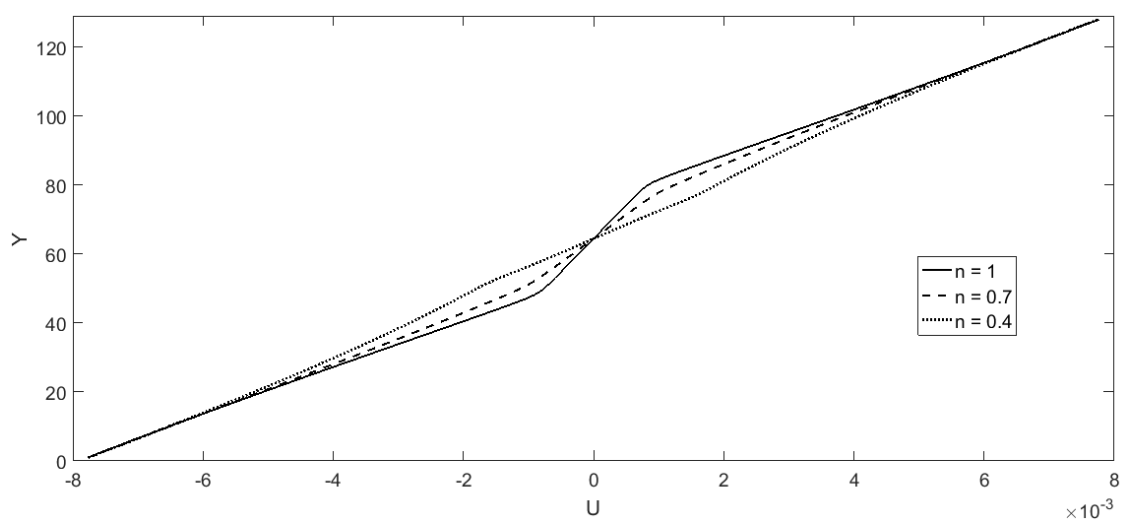
تغییر شکل قطره برای نسبت لزجت ۳ و عدد موینگی $0/5$ برای توان های $0/4$ ، $0/7$ و ۱ در شکل ۳۷-۳ آورده شده است. همان طور که مشاهده می شود با کاهش توان n در یک عدد موینگی ثابت، به علت رفتار باریک شونده و کاهش لزجت قطره، کشیدگی آن در کانال افزایش می یابد.



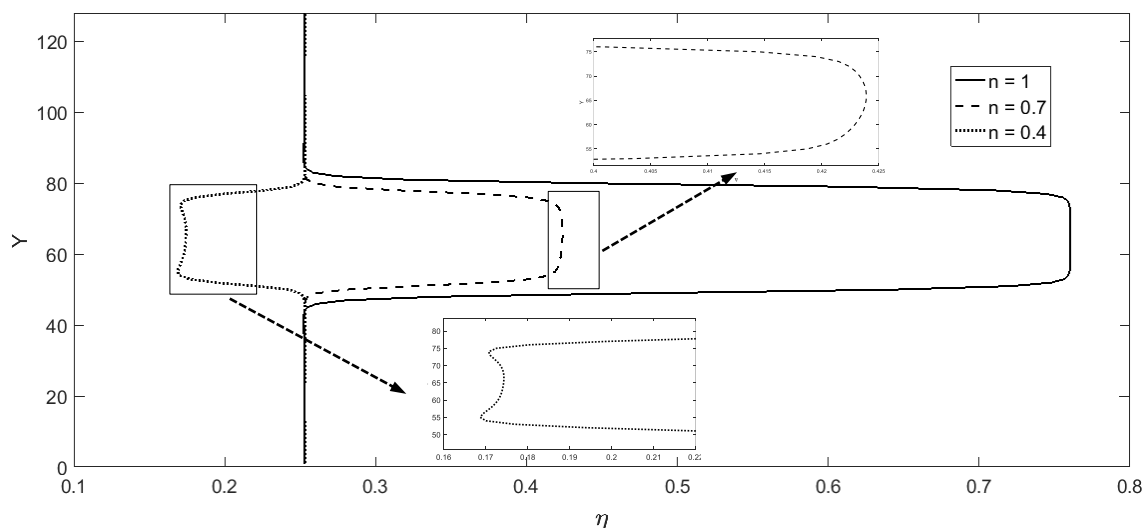
شکل ۳۷-۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $Ca = 0/5$

شکل ۳۸-۳ تغییرات سرعت و شکل ۳۹-۳ تغییرات لزجت را برای توان های مختلف $0/4$ ، $0/7$ و

۱ برحسب γ ، در عرض کانال نشان می‌دهد. در حالت غیرنیوتنی که باریک‌شونده است، با افزایش نرخ برش، لزجت قطره کاهش می‌یابد. با کاهش توان، لزجت قطره کاهش یافته و در توان 0.4 به لزجت فاز پیوسته نزدیک می‌شود. به همین دلیل نمودار سرعت در توان 0.4 تقریباً خطی و مشابه حالت تک‌فاز نیوتنی می‌باشد. همان‌طور که در شکل ۳-۳۹ نشان داده شده لزجت قطره تابعی از نرخ برش است و در امتداد قطره نیز ثابت نمی‌ماند، به‌طوری‌که لزجت قطره نزدیک سیال، به علت نرخ برش بیشتر، کاهش بیشتری داشته است.



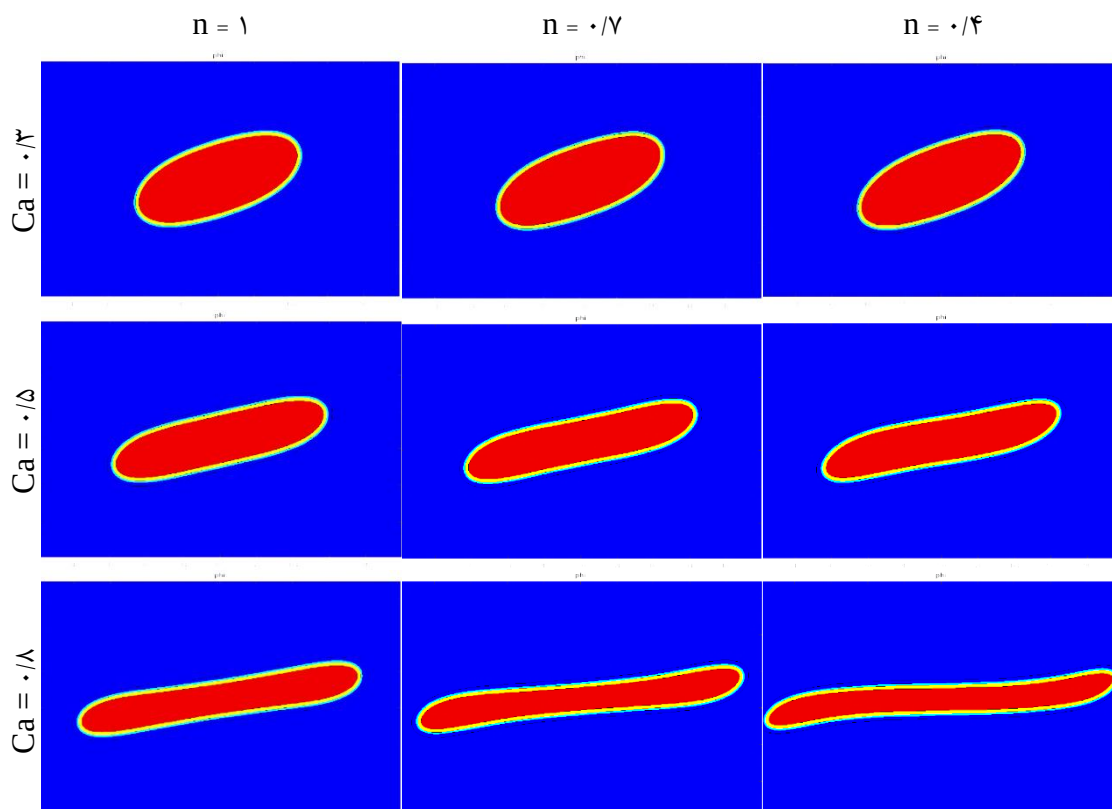
شکل ۳-۳۸ پروفیل سرعت در جریان برشی برای $Ca = 0.5$ و توان‌های مختلف 0.4 ، 0.7 و 1



شکل ۳-۳۹ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $Ca = 0.5$ و توان‌های مختلف 0.4 ، 0.7 و 1

۳-۲-۲-۳- اثر عدد موینگی بر تغییر شکل قطره

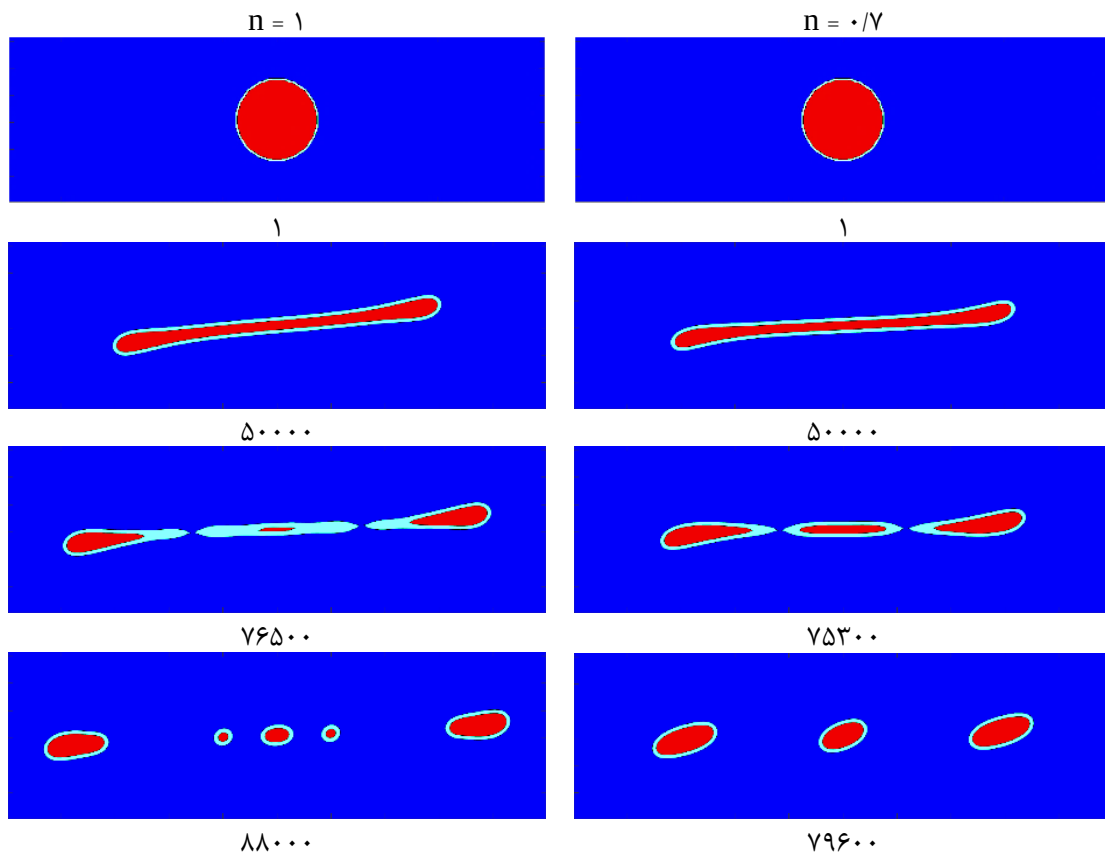
تغییر شکل قطره برای نسبت لزجت ۳ و توان‌های ۰/۴، ۰/۷ و ۱ برای اعداد موینگی ۰/۳، ۰/۵ و ۰/۸ در شکل ۳-۴۰ آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در یک توان ثابت، با افزایش عدد موینگی، اثر نیروی ویسکوز افزایش یافته و کشیدگی قطره در جهت جریان بیشتر می‌شود. عدد موینگی بزرگتر، اختلاف تغییر شکل قطره با تغییر توان آشکارتر است.



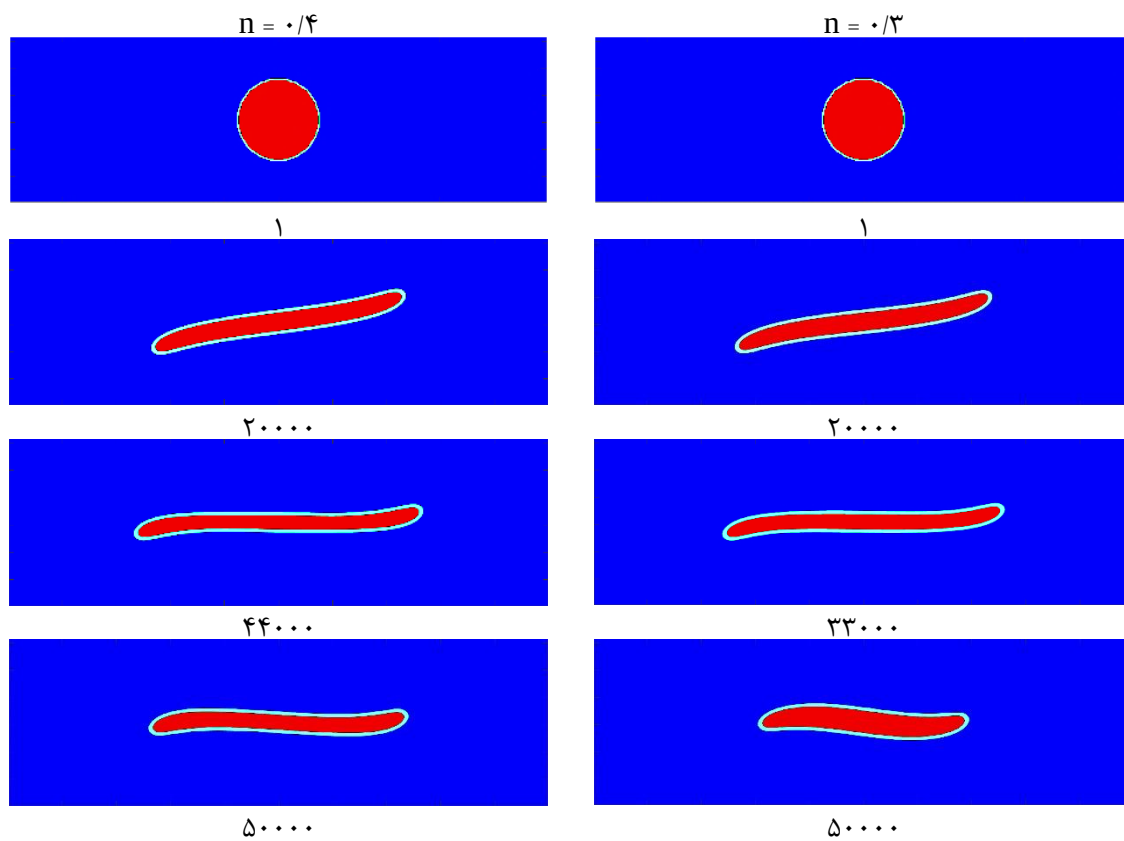
شکل ۳-۴۰ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی

۳-۲-۳-۳- اثر عدد رینولدز بر جدایش قطره

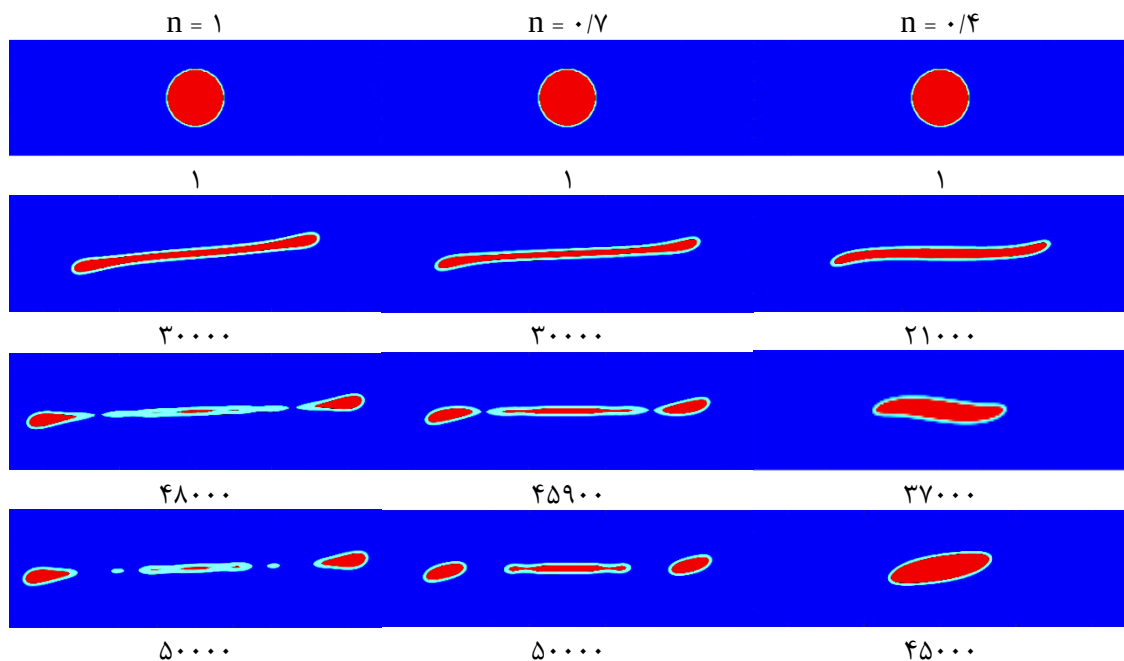
تغییر شکل قطره در عدد موینگی ۱، نسبت لزجت ۳ و توان‌های ۰/۳، ۰/۴، ۰/۷ و ۱ با اعداد رینولدز ۰/۱، ۰/۳، ۰/۵ و ۱/۵ به ترتیب در شکل ۳-۴۱ تا شکل ۳-۴۵ آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با کاهش توان n در یک رینولدز ثابت، به علت رفتار باریک‌شوندگی و کاهش لزجت قطره، کشیدگی و دوران آن در کانال افزایش می‌یابد و همچنین جدایش زودتر رخ می‌دهد.



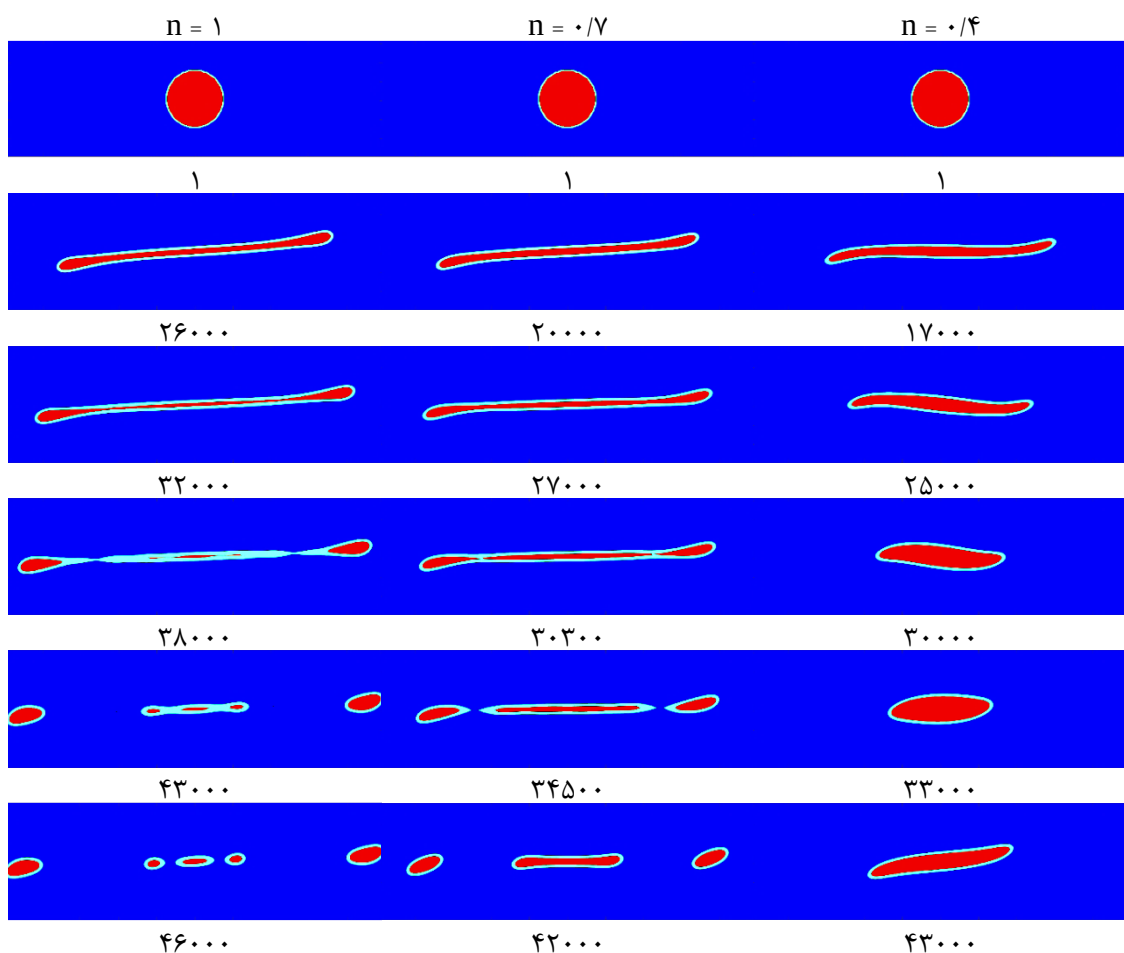
شکل ۳-۴۱ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$ و $Ca = 1$ و $Re = 0.1$



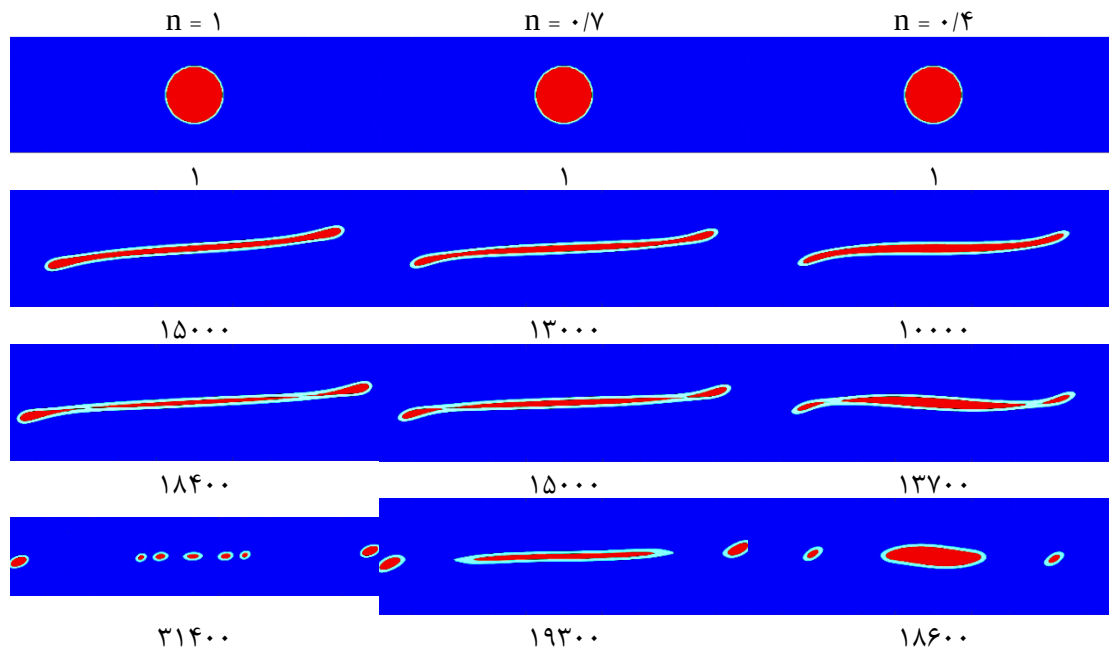
شکل ۳-۴۲ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$ و $Ca = 1$ و $Re = 0.1$



شکل ۴۳-۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$, $Ca = 1$ و $Re = 0.3$



شکل ۴۴-۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$, $Ca = 1$ و $Re = 0.5$

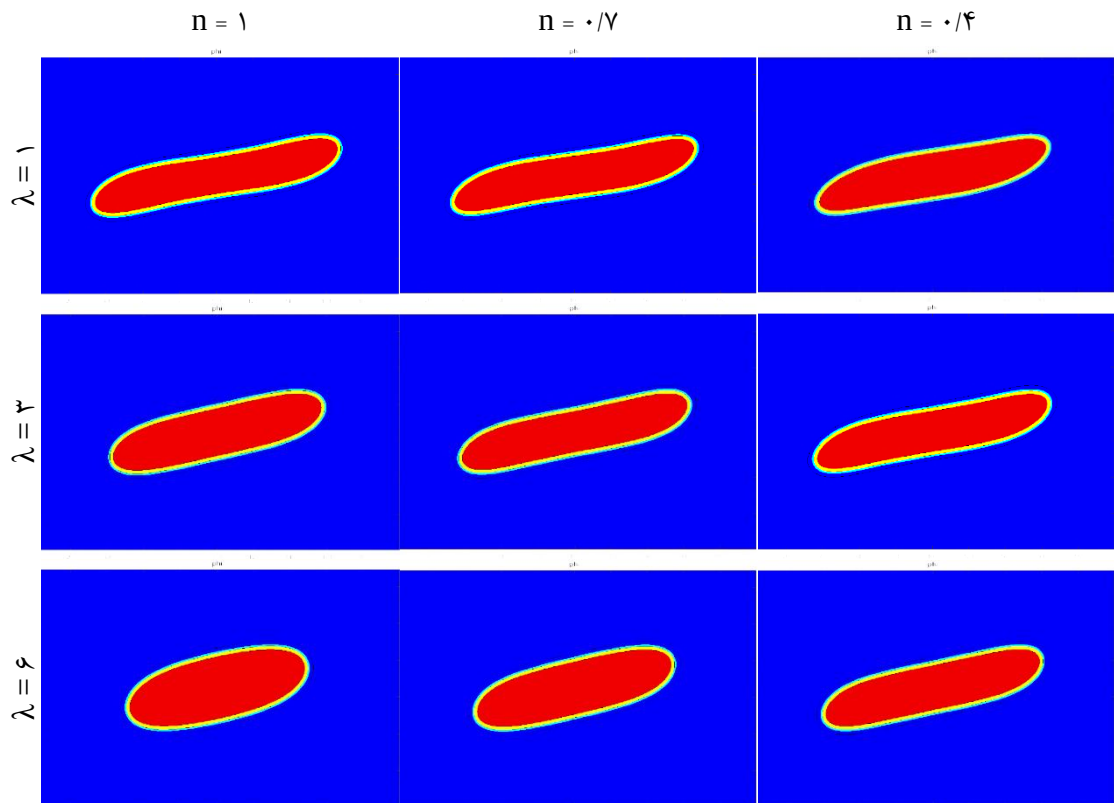


شکل ۳-۴۵ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $\lambda = 3$ و $Ca = 1$ و $Re = 1/5$

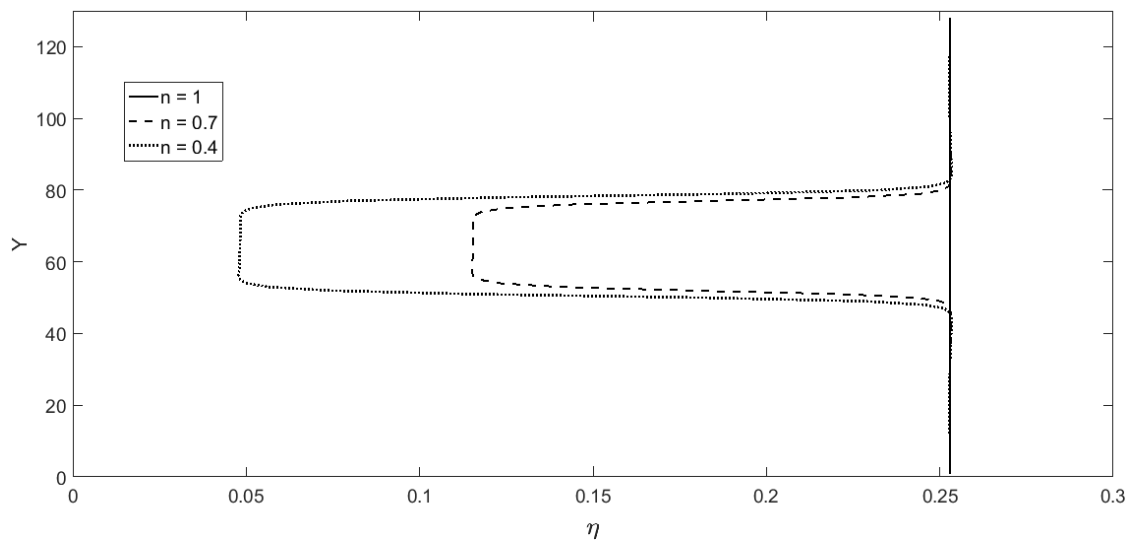
همچنین با افزایش توان، قسمت میانی به چند قطره کوچکتر گسسته می‌شود و با افزایش عدد رینولدز تعداد قطرات میانی افزایش می‌یابد. در $n = 0.7$ و $n = 0.4$ برخلاف تصور رفتار متفاوتی مشاهده می‌گردد. این قطره در زمان کمتری به بیشینه کشیدگی می‌رسد، سپس به علت دورانی که رخ می‌دهد، قطره به نحوی در کانال قرار می‌گیرد که تحت جریان برشی دچار انقباض می‌شود. این روند ادامه می‌یابد و جدایش رخ نمی‌دهد.

۳-۲-۳-۴- اثر نسبت لزجت بر تغییر شکل قطره

تغییر شکل قطره برای عدد موینگی 0.5 ، توان‌های 0.4 ، 0.7 و 1 برای نسبت لزجت‌های 1 ، 3 و 6 در شکل ۳-۴۶ آورده شده‌است. همچنین نمودار تغییرات لزجت در عرض کانال برای نسبت لزجت‌های فوق به ترتیب در شکل ۳-۴۷ تا شکل ۳-۴۹ نشان داده شده‌است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد، با افزایش نسبت لزجت در یک توان مشخص، لزجت قطره افزایش یافته و تغییر شکل آن کمتر می‌شود. با کاهش توان در یک نسبت لزجت معین، به جز نسبت لزجت 1 ، کشیدگی قطره بیشتر شده‌است. در نسبت لزجت بزرگتر، اختلاف تغییر شکل قطره با تغییر توان واضح‌تر است.



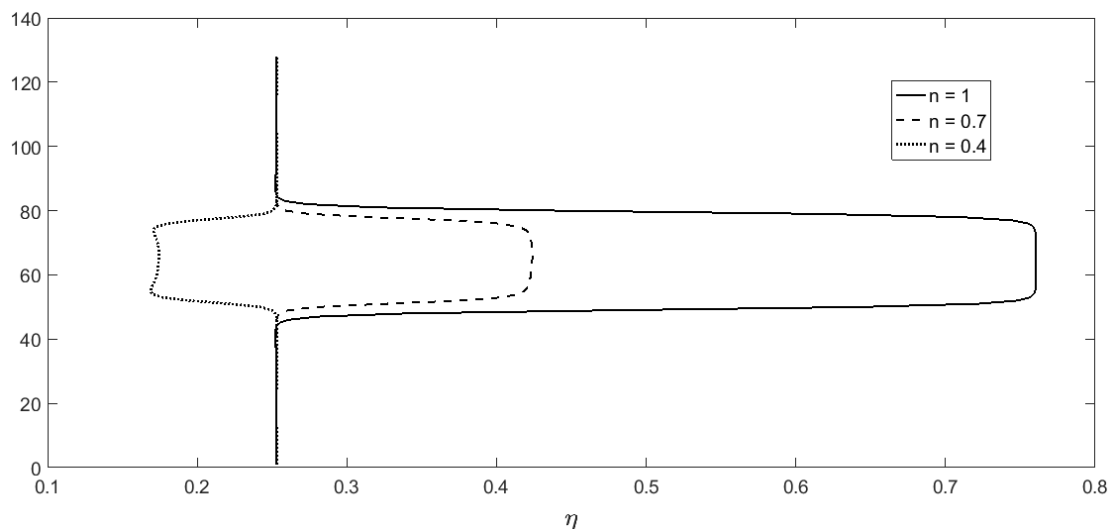
شکل ۴۶-۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی



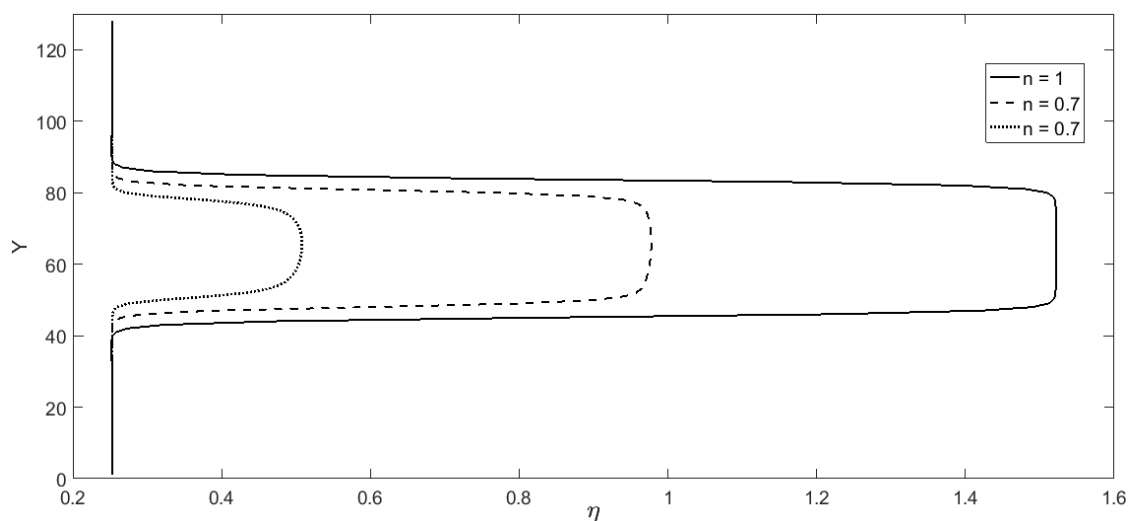
شکل ۴۷-۳ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda=1$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱

همان‌طور که در شکل ۴۹-۳ مشاهده می‌شود، برای نسبت لزجت ۶ با کاهش توان، لزجت قطره کاهش می‌یابد، ولی کماکان بیشتر از لزجت سیال است. این رفتار موجب چیرگی لزجت قطره بر سیال می‌گردد و تغییر شکل آن برای توان‌های مختلف را متمایزتر می‌کند. نسبت لزجت ۱، تنها

حالتی است که با تغییر توان، لزجت سیال از قطره بیشتر می‌باشد. این امر موجب می‌شود رفتار قطره، تحت الشعاع سیال قرار می‌گیرد و اختلاف چشمگیری در تغییر شکل آن با تغییر توان مشاهده نمی‌شود.

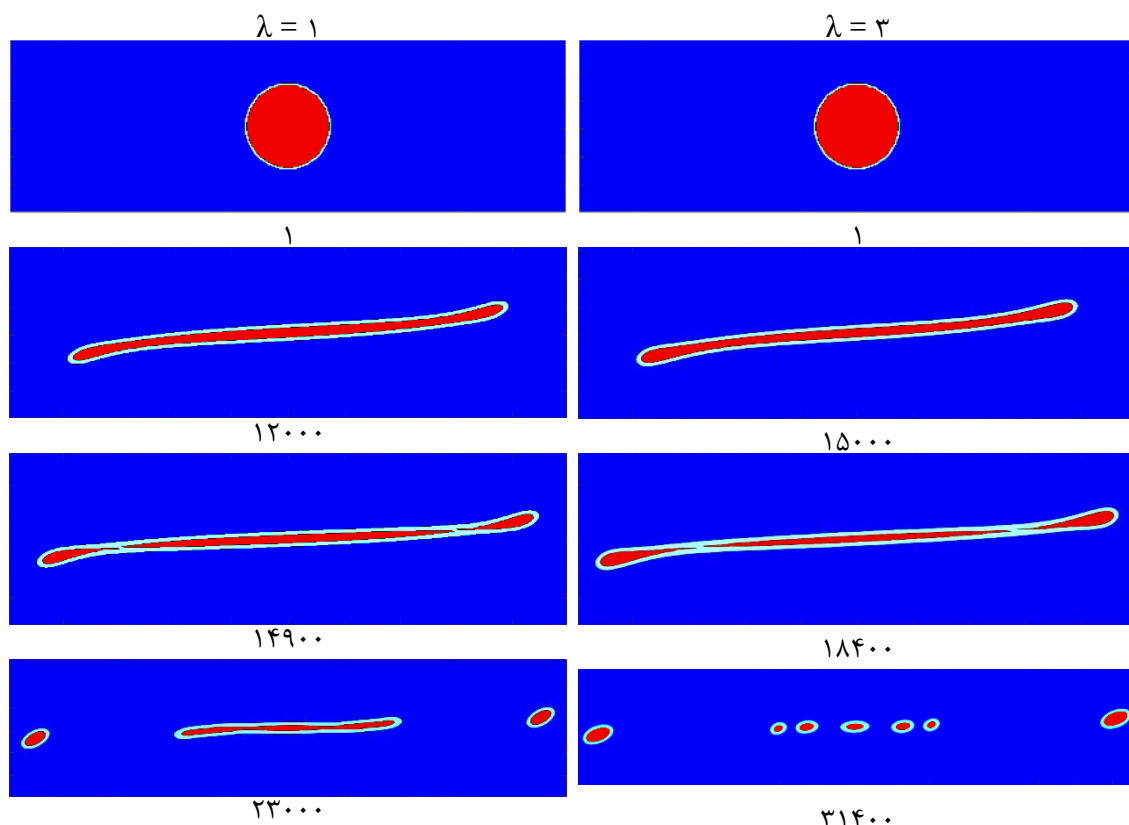


شکل ۳-۴۸ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 3$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱

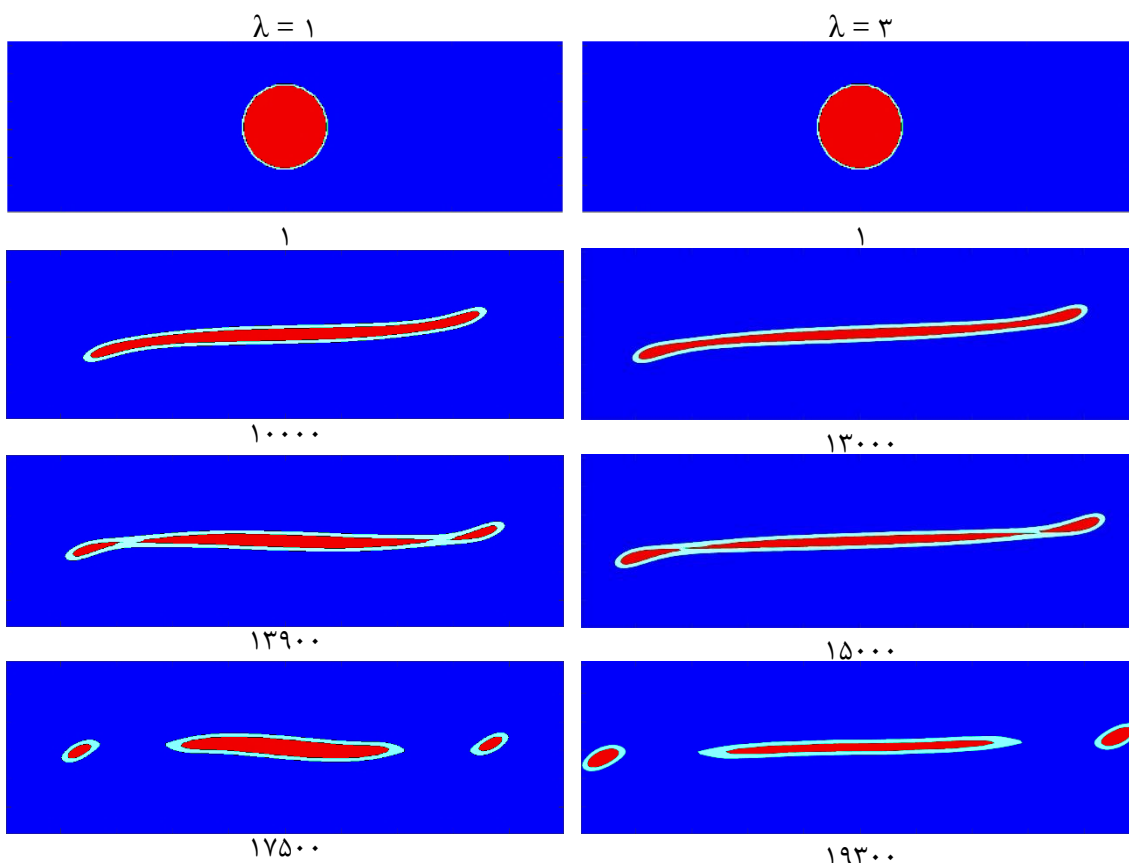


شکل ۳-۴۹ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 6$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱

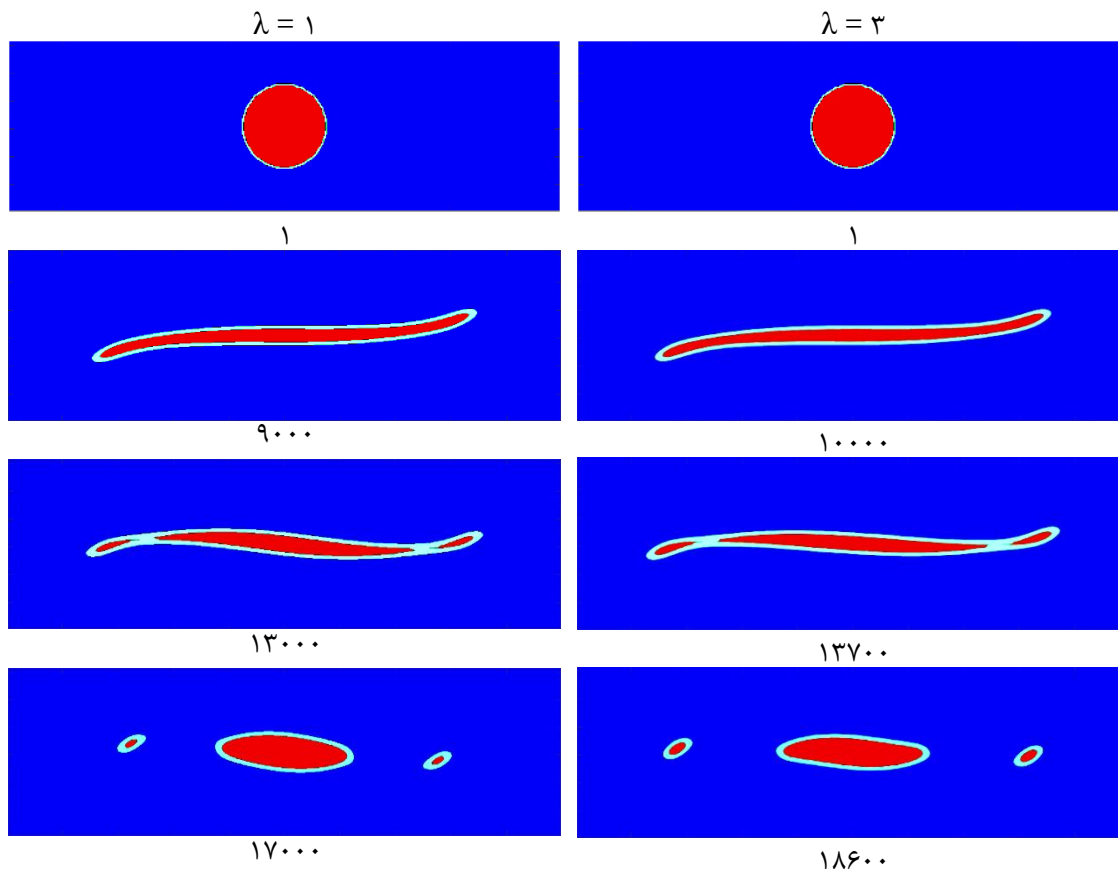
تغییر شکل قطره برای عدد موینگی ۱، عدد رینولدز ۱/۵ و نسبت لزجت‌های ۱ و ۳ برای توان‌های ۰/۴، ۰/۷ و ۱ به ترتیب در شکل ۳-۵۰ تا شکل ۳-۵۲ آورده شده‌است. با افزایش نسبت لزجت در توان‌های مختلف زمان جدایش قطره به تعویق می‌افتد.



شکل ۳-۵ جدایش قطره نیوتنی تحت جریان برشی در $n = 1$ ، $Ca = 1$ و $Re = 1/5$



شکل ۳-۵ جدایش قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $n = 0.7$ ، $Ca = 1$ و $Re = 1/5$



شکل ۳-۵۲ جدایش قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $n = 0.4$ و $Ca = 1$ و $Re = 1/5$

۳-۲-۴- تغییر شکل قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی تحت جریان برشی ساده

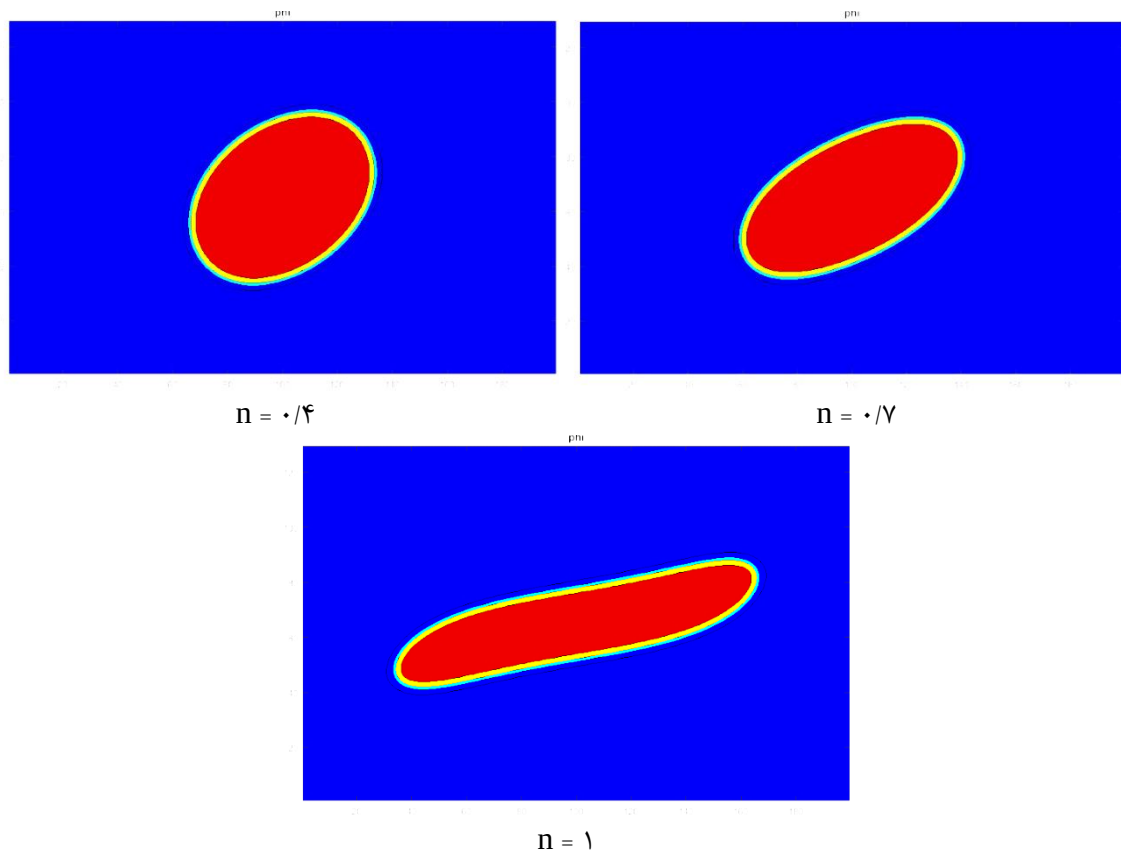
از آنجاکه برای بررسی اثر غیرنیوتنی بر رفتار قطره ممکن است سیال غیرنیوتنی و قطره نیوتنی باشد، در این بخش به بررسی رفتار قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی تحت جریان برشی ساده پرداخته می‌شود.

در این حالت با کاهش نمای n ، لزجت سیال کاهش می‌یابد. تغییرات سرعت نزدیک دیواره زیاد است و با دور شدن از دیواره کم می‌شود. متعاقباً نرخ برش نزدیک دیوار افزایش و پیرامون قطره کاهش می‌یابد و کشیدگی قطره کمتر می‌شود. پس زمانی که سیال غیرنیوتنی باشد کشیدگی قطره نسبت به حالت سیال نیوتنی کمتر می‌شود. برای شبیه‌سازی باید نسبت لزجت $\lambda = \frac{\eta_d}{\eta_c}$ به نحوی انتخاب شود که با کاهش لزجت سیال و رسیدن آن به لزجت قطره، مانع از باریک شدن قطره شود و تاثیر توان n به خوبی مشخص گردد.

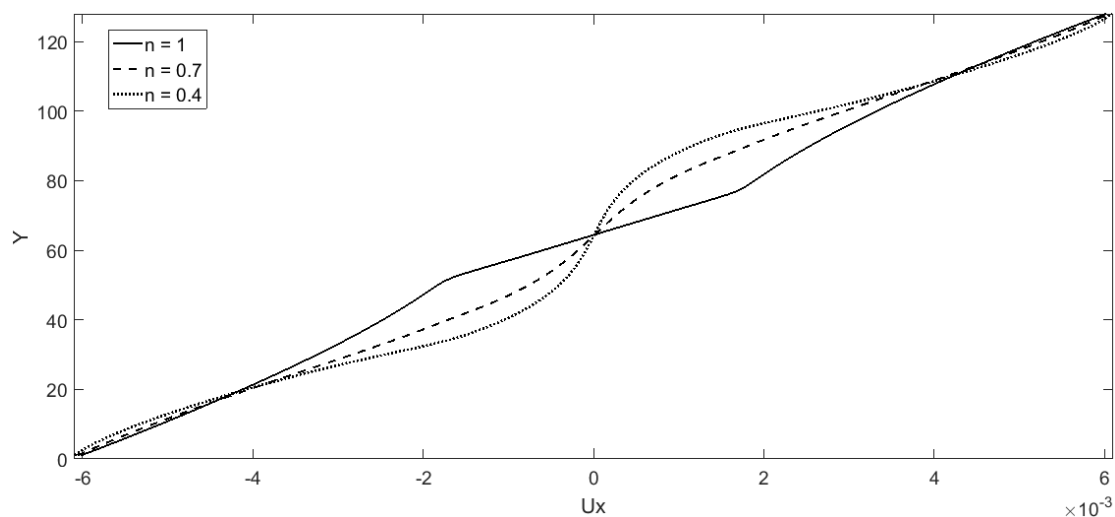
شبیه‌سازی در عدد رینولدز و پکلت ثابت، نسبت چگالی ۱، نسبت لزجت‌های ۱، ۳ و ۶ و اعداد موینگی ۰/۳، ۰/۵ و ۰/۸ برای توان‌های ۰/۴، ۰/۷ و ۱ مدل کاریو-یاسودا انجام شده‌است.

۳-۲-۴-۱- اثر توان مدل کاریو-یاسودا بر تغییر شکل قطره

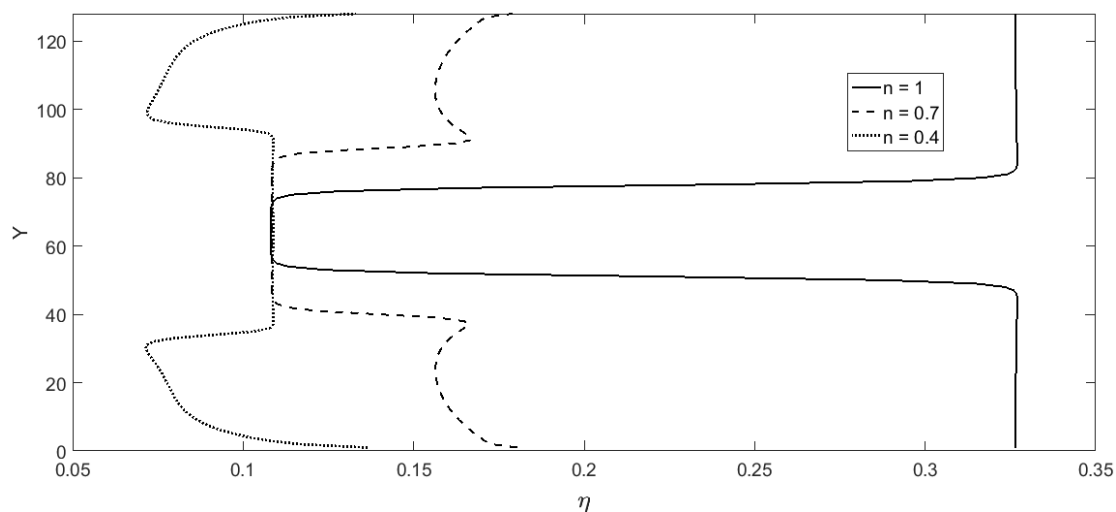
تغییر شکل قطره برای نسبت لزجت $\frac{1}{3}$ و عدد موینگی ۰/۵ برای توان‌های ۰/۴، ۰/۷ و ۱ در شکل ۵۳-۳ آورده شده‌است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با کاهش توان n در یک عدد موینگی ثابت، به‌علت رفتار باریک‌شوندگی و کاهش لزجت سیال، کشیدگی قطره در کانال کاهش می‌یابد. شکل ۵۴-۳ تغییرات سرعت و شکل ۵۵-۳ تغییرات لزجت را برای توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱ برحسب y در عرض کانال نشان می‌دهد. در حالت سیال غیرنیوتنی، با افزایش نرخ برش، لزجت سیال کاهش می‌یابد.



شکل ۵۳-۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی در $Ca = 0.5$



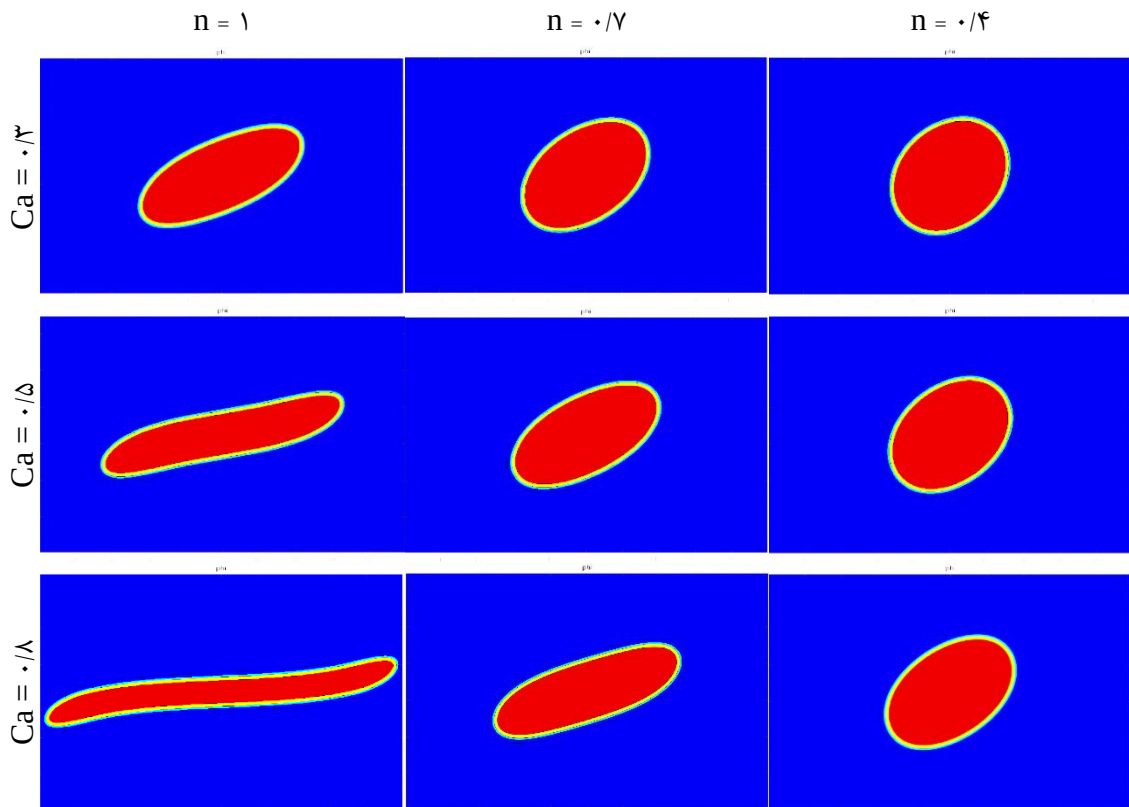
شکل ۳-۵۴ پروفیل سرعت در جریان برشی برای $Ca = 0.5$ و توان‌های مختلف 0.4 ، 0.7 و 1



شکل ۳-۵۵ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $Ca = 0.5$ و توان‌های مختلف 0.4 ، 0.7 و 1

۳-۲-۴-۲- اثر عدد موینگی بر تغییر شکل قطره

تغییر شکل قطره برای نسبت لزجت $1/3$ و توان‌های 0.4 ، 0.7 و 1 برای اعداد موینگی 0.3 ، 0.5 و 0.8 در شکل ۳-۵۶ آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در یک توان ثابت، با افزایش عدد موینگی، اثر نیروی ویسکوز افزایش یافته و کشیدگی قطره در جهت جریان بیشتر می‌شود. در عدد موینگی بزرگ‌تر، اختلاف تغییر شکل قطره با تغییر توان آشکارتر است.

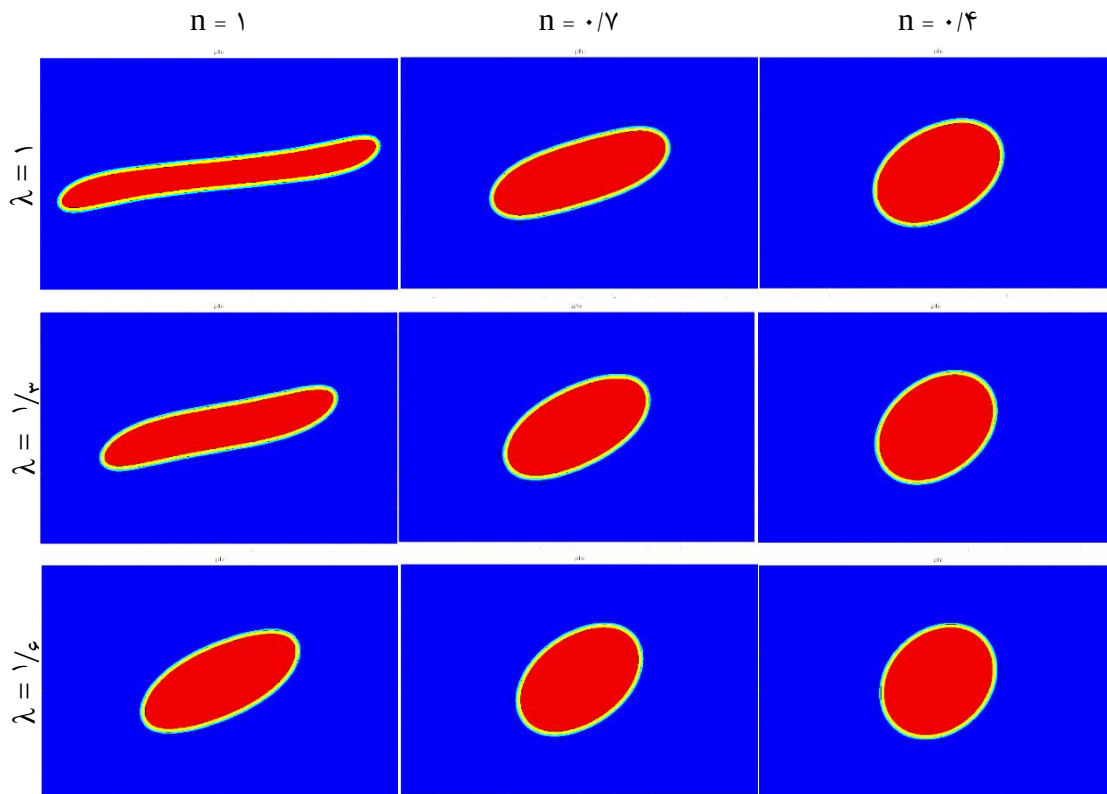


شکل ۳-۵۶ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی تحت جریان برشی

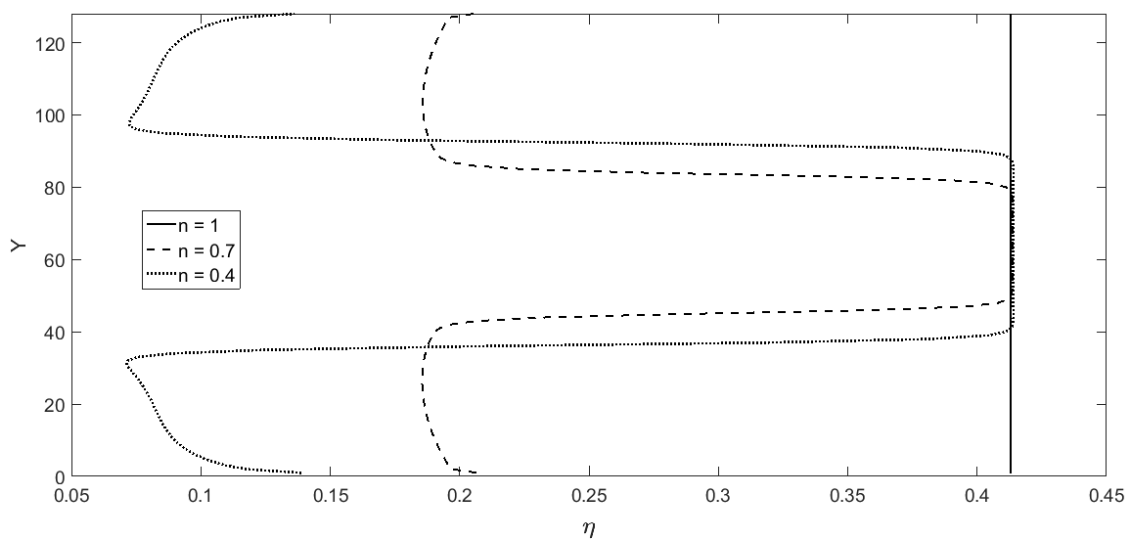
۳-۲-۴-۳- اثر نسبت لزجت بر تغییر شکل قطره

تغییر شکل قطره برای عدد موینگی ۰/۵، توان‌های ۰/۴، ۰/۷ و ۱ برای نسبت لزجت‌های ۱، ۱/۳ و ۱/۶ در شکل ۳-۵۷ آورده شده‌است. همچنین نمودار تغییرات لزجت در عرض کانال برای نسبت لزجت‌های فوق به ترتیب در شکل ۳-۵۸ تا شکل ۳-۶۰ نشان داده شده‌است.

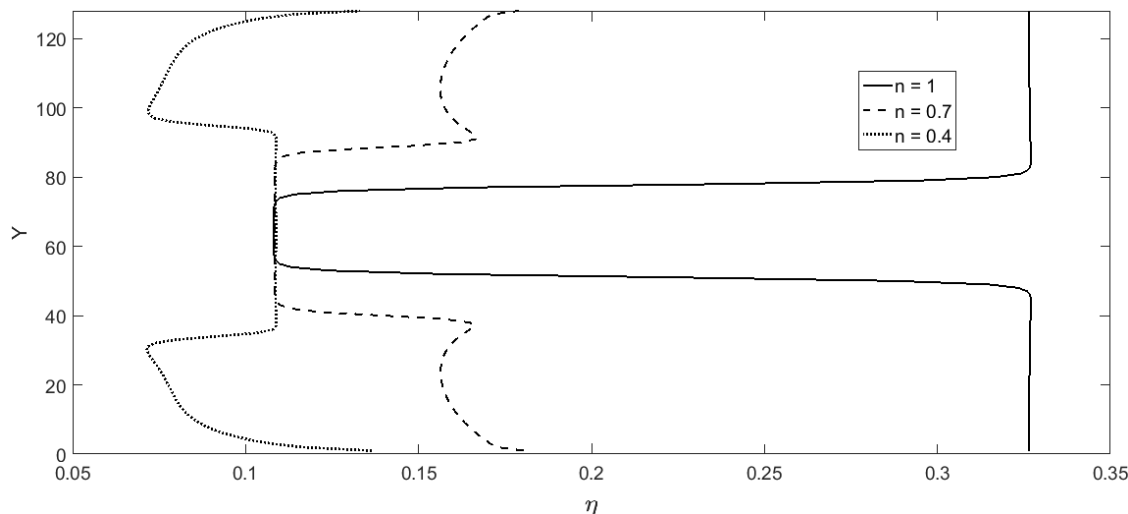
مقایسه نتایج نشان می‌دهد، با کاهش نسبت لزجت در یک توان مشخص، کشیدگی قطره کمتر می‌شود. با افزایش توان در یک نسبت لزجت معین، کشیدگی قطره بیشتر شده‌است. در نسبت لزجت بزرگ‌تر، اختلاف تغییر شکل قطره با تغییر توان واضح‌تر است.



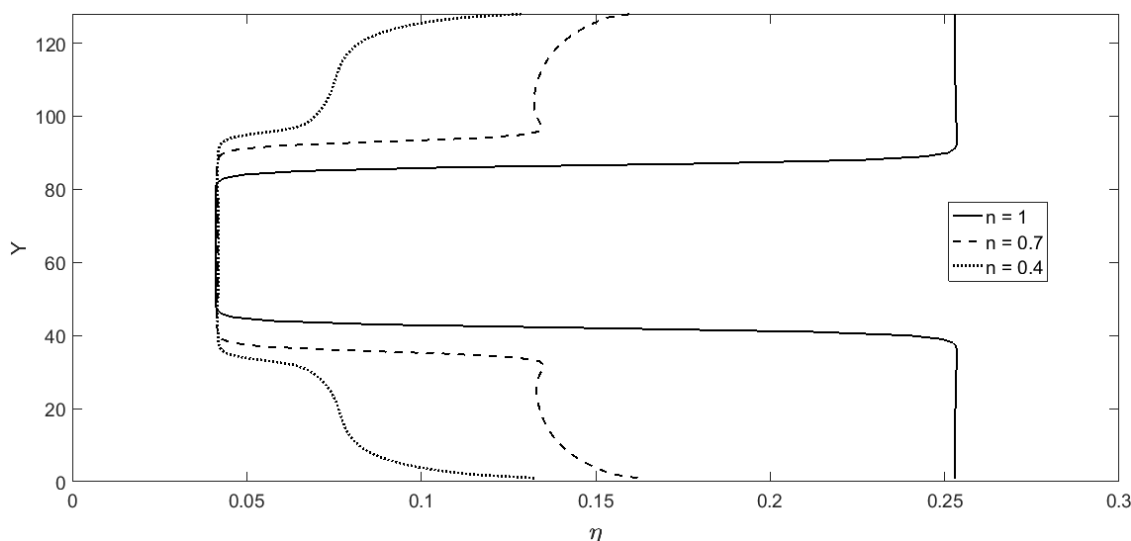
شکل ۵۷-۳ تغییر شکل قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی تحت جریان برشی



شکل ۵۸-۳ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda=1$ و توان‌های مختلف $n=1$ و 0.7 و 0.4



شکل ۳-۵۹ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 1/3$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱

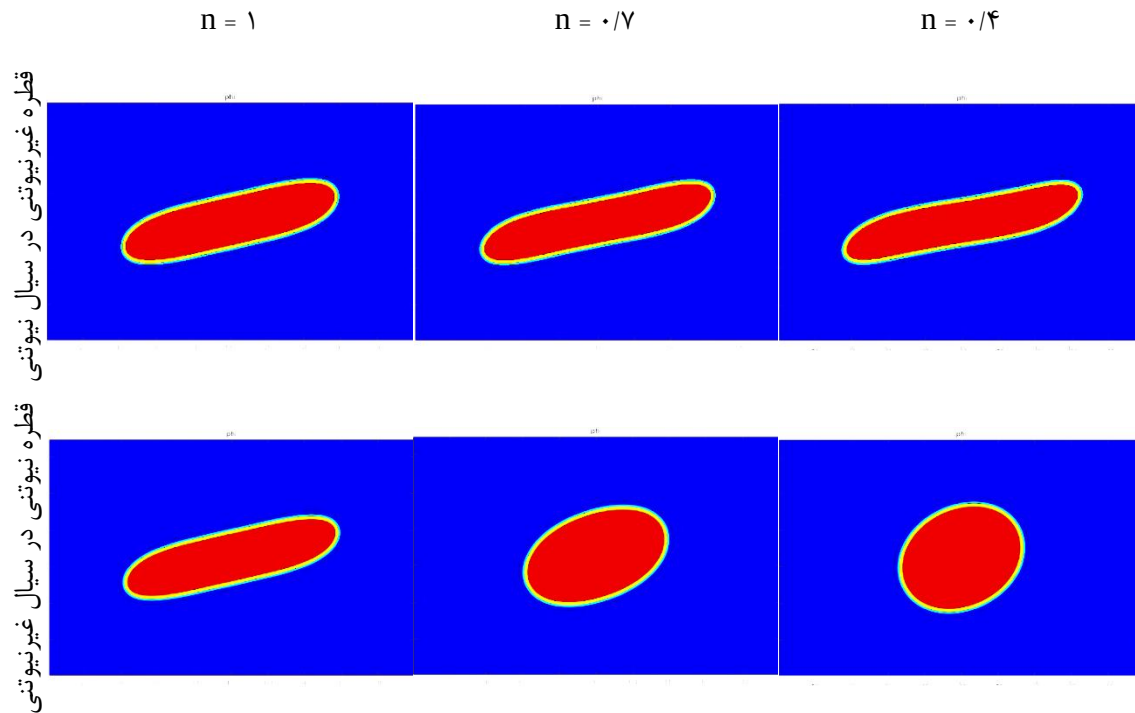


شکل ۳-۶۰ پروفیل لزجت در جریان برشی برای $\lambda = 1/6$ و توان‌های مختلف ۰/۴، ۰/۷ و ۱

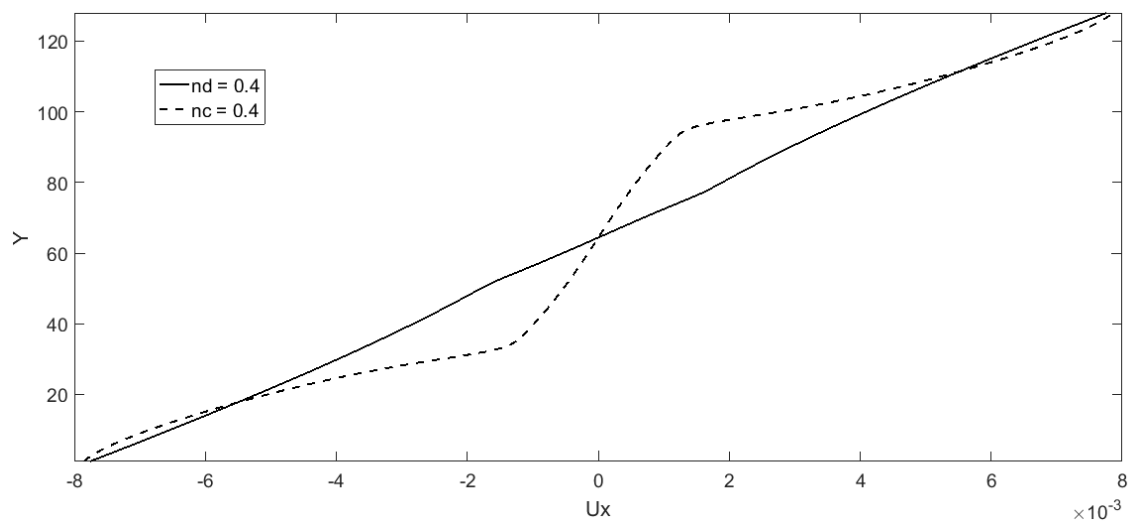
۳-۲-۵- مقایسه تغییر شکل قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی

تغییر شکل قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی برای عدد موینگی ۰/۵ و نسبت لزجت ۳ برای توان‌های ۰/۴، ۰/۷ و ۱ در شکل ۳-۶۱ آورده شده است. اثر غیرنیوتنی شدن سیال در مقایسه با قطره برای توان‌های مختلف قابل ملاحظه است. در توان ۱، هر دو سیال نیوتنی در نظر گرفته شده و نتایج مشابهی به دست آمده است. با کاهش توان، لزجت سیال در حالت سیال غیرنیوتنی کاهش می‌یابد ولی در حالت قطره غیرنیوتنی لزجت سیال ثابت است. اثر توان غیرنیوتنی در حالت سیال غیرنیوتنی بهتر قابل درک است زیرا عامل انتقال نرخ برش می‌باشد و با کاهش توان

نرخ برش حول قطره کاهش می‌یابد و کشیدگی آن کمتر می‌شود. سرعت در عرض کانال در برای توان 0.4 نشان داده شده‌است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در حالت سیال غیرنیوتنی، لزجت در نزدیکی دیواره کاهش می‌یابد و متعاقباً شیب نمودار سرعت و نرخ برش کمتر می‌شود.



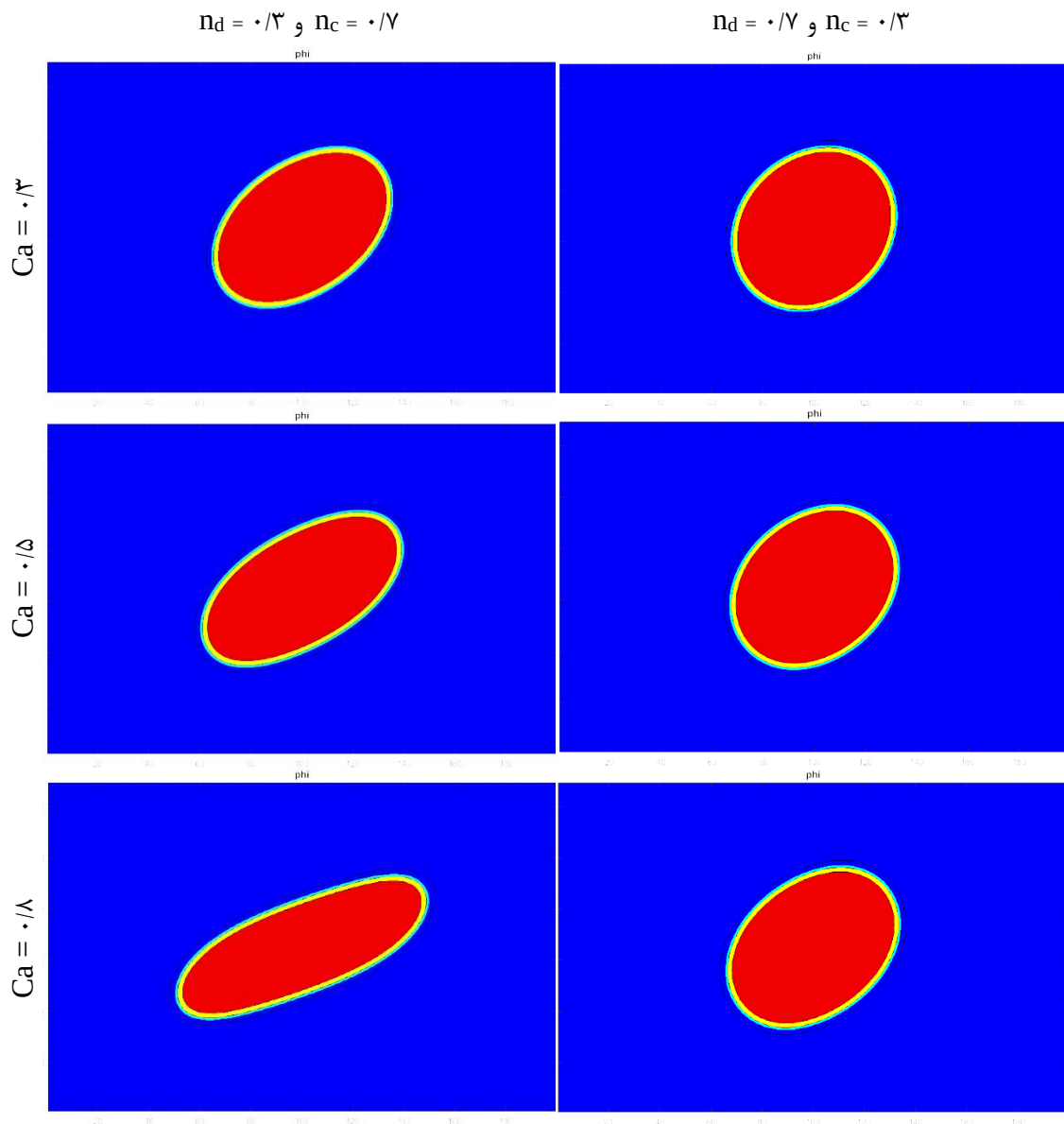
شکل ۶۱-۳ تغییر شکل قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی تحت جریان برشی



شکل ۶۲-۳ پروفیل سرعت قطره نیوتنی/غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی/نیوتنی برای $Ca = 0.5$ و توان 0.4

۳-۲-۶- تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی

تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی در نسبت لزجت ۱ و اعداد موینگی 0.3 ، 0.5 و 0.8 انجام شده است. در شبیه‌سازی از توان 0.3 برای قطره و 0.7 برای سیال و بالعکس استفاده شده‌است. هرچه توان فاز پیوسته نسبت به قطره کمتر باشد، تغییر شکل قطره کمتر است و با افزایش عدد موینگی تغییر شکل ناچیزی در قطره مشاهده می‌شود.



شکل ۳-۶۳ تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی

فصل چهارم:

نتیجہ گیری و مشہدات

شکل‌گیری قطره روغن در آب یا بالعکس با فرض نیوتنی بودن روغن به طور گسترده‌ای با روش‌های عددی تحلیل شده‌است. درحالی‌که روغن ذاتاً یک سیال غیرنیوتنی است و نیروی تنش برشی سیال غیرنیوتنی قابل صرف نظر نمی‌باشد. علاوه‌براین، خواص تغییر شکلی امولسیون‌ها نیز متفاوت از سیالات مولکولی با لزجت نیوتنی است. بنابراین در نظر گرفتن فاز روغن و امولسیون به عنوان سیال غیرنیوتنی کاربردی‌تر و معقول‌تر است.

محققان در دو دهه اخیر به روش‌هایی نظیر بولتزمن شبکه‌ای برای شبیه‌سازی ریزمقیاسی و ارتباطی بین دینامیک مولکولی در سطح میکروسکوپی و روش‌های مرسوم عددی در سطح ماکروسکوپی دست یافته‌اند. این روش‌ها در زمینه‌های مختلف نظیر سیستم‌های چندفازی، دینامیک سیالات تراکم‌پذیر و ... با موفقیت به‌کاربرده شده‌اند. در روش بولتزمن شبکه‌ای به‌جای یک ذره، مجموعه‌ای از ذرات در نظر گرفته می‌شود که می‌توانند با هم برخورد کنند. بنابراین روش بولتزمن قادر به مدل‌سازی روابط بین ذرات است که اساس جریان‌های چندفازی می‌باشد. از مزیت‌های این روش، سادگی نسبی در پیاده‌سازی و سازگاری با هندسه‌های دلخواه و شرایط مرزی پیچیده است.

برای اعتبارسنجی شبیه‌سازی بولتزمن شبکه‌ای، آزمون زاویه تماس و جریان در کانال مورد بررسی قرار گرفت. هنگامی‌که یک قطره در تماس با سطح جامد قرار می‌گیرد، میان سیال و سطح جامد خط تماسی ایجاد می‌شود. ترشوندگی یک سطح نسبت به سیال، وابسته به زاویه تماس می‌باشد که با پارامتر ϕ ، رابطه خطی دارد. با تغییر ϕ از -1 تا 1 زاویه تماس از 180° تا 0° درجه تغییر می‌کند. در ناحیه کاملاً توسعه‌یافته کانال نیز مشاهده شد که ماکزیمم سرعت سیال نیوتنی، در مرکز کانال $1/5$ برابر سرعت اولیه است. همچنین در سیال غیرنیوتنی مدل توانی، سرعت ماکزیمم تابعی از توان n است. با افزایش n ، مقدار سرعت ماکزیمم از حالت نیوتنی بیشتر و با کاهش n ، سرعت ماکزیمم نسبت به حالت نیوتنی کمتر می‌گردد.

شبیه‌سازی جریان در اتصال T شکل برای فاز پخش‌شونده نیوتنی و غیرنیوتنی در فاز پیوسته غیرنیوتنی براساس مدل کاریو-یاسودا با د نظرگرفتن تغییرات عدد موینگی، توان مدل، نسبت نرخ

جریان و نسبت لزجت بررسی شده است. نتایج نشان داد که خواص فاز پیوسته، تاثیر زیادی بر شکل گیری و اندازه قطره دارد. در حالت فاز پیوسته غیرنیوتنی و فاز پخش شونده نیوتنی با کاهش توان، فاز پخش شونده تمام عرض کانال را پر می کند و موجب رشد بیشتر قطره می شود. بدین ترتیب جدایش قطره به تاخیر می افتد، اندازه آن و همچنین فاصله بین قطره ها افزایش می یابد. همچنین با کاهش کشش سطحی، اندازه قطره کاهش و طول جدایش آن افزایش می یابد و با تغییر توان، اختلاف بیشتری در رفتار فاز پخش شونده و قطره مشاهده می شود. با افزایش لزجت فاز پیوسته و عدد موینگی در یک توان، فاز پیوسته توانایی نگهداری فاز پخش شونده در گوشه را ندارد، فاز پخش شونده باریک شده به طوری که دارای جریان جتی می باشد. موقعیت نقطه جدایش را به سمت پایین دست جریان هل می دهد و از اندازه قطره کاسته می شود. همچنین مشاهده گردید که با افزایش نسبت نرخ جریان، طول جدایش افزایش می یابد و به رژیم جتی نزدیک می شود. در حالت فاز پیوسته و پخش شونده غیرنیوتنی با کاهش توان لزجت آن تحت جریان کاهش می یابد. همچنین با افزایش نسبت نرخ جریان، طول جدایش بیشتر می شود و به رژیم جتی نزدیک می گردد.

همچنین بررسی جریان برشی تک فاز نیوتنی و غیرنیوتنی در کانال نشان داد که با افزایش نرخ برش، لزجت کاهش می یابد. این موضوع موجب افزایش تغییرات سرعت نزدیک دیواره ها می شود و نرخ برش در مقایسه با حالت نیوتنی بیشتر می گردد. با افزایش عدد موینگی دوران و کشیدگی قطره نیوتنی در سیال نیوتنی بیشتر می شود. هرچه عدد موینگی زیاده تر شود زمان رسیدن به حالت تعادل افزایش می یابد. جدایش قطره نیز در عدد موینگی بین 0.9 و 1 ، در عدد رینولدز $Re = 1$ اتفاق می افتد. تغییر شکل قطره نیوتنی و غیرنیوتنی در سیال نیوتنی و غیرنیوتنی تحت جریان برشی ساده نیز شبیه سازی شد. اثر پارامترهای مختلف نظیر عدد موینگی، عدد رینولدز، توان مدل کاریو-یاسودا و نسبت لزجت بر تغییر شکل قطره مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج نشان داد که با کاهش توان، کشیدگی قطره غیرنیوتنی در سیال نیوتنی افزایش و کشیدگی قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی کاهش می یابد. برای قطره غیرنیوتنی در سیال نیوتنی در یک توان ثابت، با افزایش عدد موینگی، اثر

نیروی ویسکوز افزایش یافته و کشیدگی در جهت جریان بیشتر می‌شود. همچنین با کاهش توان در یک رینولدز ثابت، به علت رفتار باریک‌شوندگی، کشیدگی و دوران قطره در کانال افزایش می‌یابد و زودتر گسیخته می‌شود. همچنین با افزایش توان، قسمت میانی به چند قطره کوچک‌تر گسسته می‌شود و با افزایش عدد رینولدز تعداد قطرات میانی افزایش می‌یابد. نتایج نشان می‌دهد، با افزایش نسبت لزجت در یک توان مشخص، لزجت قطره افزایش یافته و تغییر شکل آن کمتر می‌شود. با افزایش نسبت لزجت در عدد رینولدز ثابت و توان‌های مختلف، زمان جدایش قطره به تعویق می‌افتد. برای قطره نیوتنی در سیال غیرنیوتنی در یک توان ثابت، با افزایش عدد موینگی، اثر نیروی ویسکوز افزایش یافته و کشیدگی قطره در جهت جریان بیشتر می‌شود. با کاهش نسبت لزجت در یک توان مشخص، کشیدگی قطره کمتر می‌شود. اثر توان غیرنیوتنی در حالت سیال غیرنیوتنی بهتر قابل درک است زیرا عامل انتقال نرخ برش می‌باشد و با کاهش توان نرخ برش حول قطره کاهش می‌یابد و کشیدگی آن کمتر می‌شود. در بررسی تغییر شکل قطره غیرنیوتنی در سیال غیرنیوتنی هرچه توان فاز پیوسته نسبت به قطره کمتر باشد، تغییر شکل قطره کمتر است و با افزایش عدد موینگی تغییر شکل ناچیزی در قطره مشاهده می‌شود.

تحقیق حاضر را می‌توان پیشرفتی در راستای به‌کارگیری ابزار عددی برای بررسی رفتار قطره‌های نیوتنی و غیرنیوتنی در سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی تحت جریان برشی و همچنین صحت‌سنجی در جریان‌های پیچیده‌تر دانست. برای کارهای آتی پیشنهادات زیر ارائه می‌گردد:

۱- بررسی سیالات غیرنیوتنی دیگر نظیر، سیالات تابعی از زمان یا ویسکوالاستیک

۲- تحلیل جریان در هندسه‌های دیگر نظیر اتصال صلیبی

۳- بررسی برخورد دو قطره غیرنیوتنی در جریان نیوتنی و غیرنیوتنی

۴- تحلیل و مقایسه نتایج با استفاده از نرم‌افزارهای محاسباتی مانند کامسول

۵- تحلیل سه‌بعدی کارهای انجام‌شده

پیوست

کد متلب جریان برشی

گام اول: مقادیر اولیه

```
% sound speed on lattice
c = dx/dt;
s = 1/sqrt(3);

% weight function
w = [4/9 1/9 1/9 1/9 1/9 1/36 1/36 1/36 1/36];

% particle velocity vectors
e = [0 0; 1 0; 0 1; -1 0; 0 -1; 1 1; -1 1; -1 -1; 1 -1];

% inflow velocity and density
U = zeros(nx*ny, 2);
U(topwall,1) = 0.0061;    U(topwall,2) = 0;
U(downwall,1) = -0.0061;  U(downwall,2) = 0;

% initial density
r = zeros(nx*ny, 1);
r(c_phase, :) = 1;        r(d_phase, :) = 1;
r(topwall,:) = 1;         r(downwall,:) = 1;

% initial Phi
phi = zeros(nx*ny, 1);
phi(c_phase, :) = -1;     phi(d_phase, :) = 1;
phi(topwall,:) = -1;      phi(downwall,:) = -1;

% initial eta (eta0)
eta0_c = 0.32;            eta0_d = (1/3)*eta0_c;

% power law (n)
n_c = 0.4;                n_d = 1;

% compute a & kp
sigma = 0.002;            kesi = 1.5;
phi0 = 1;                 Gama = 4;
kp = 3*sigma*kesi/(4*phi0^2);
a = -2*kp/(kesi^2);      b = -a;

% compute equilibrium distribution to start flow
f = r*w;                  g = phi*w;
feq = f;                  geq = g;

% relaxation parameter
tau_g = 1/(3-sqrt(3));
eta = 0.5*(1-phi)*eta0_c + 0.5*(1+phi)*eta0_d;
tau_f = (3*(eta./r)*dt^2/dx^2) + 0.5*dt;
```

گام دوم: محاسبه کمیت‌های ماکروسکوپیک

```
% sum up distributions to obtain density & phi
r = sum(f, 2);
phi = sum(g, 2);

% sum up first momentum
Fs=(mu*ones(1,2)).*grad_phi;
rU = f*e+Fs*dt/2;

% compute velocities from momentum and density
U = rU./(r*ones(1,2));
```

گام سوم: محاسبه گرادیان، لاپلاسیان، پتانسیل شیمیایی (μ) و نیرو

```
% compute gradient phi
grad_phi=zeros(nx,ny,2);
for j=2:ny-1
    for i=1:nx
        jn=j-1;    jp=j+1;    in=i-1;    ip=i+1;
        if i==1
            in=nx;
        elseif i==nx
            ip=1;
        end
        grad_phi(i,j,1)=(1/3)*(phi(ip,j)-phi(in,j))+(1/12)*(phi(ip,jp)-phi(in,jn)+phi(ip,jn)-phi(in,jp))/dx;
        grad_phi(i,j,2)=(1/3)*(phi(i,jp)-phi(i,jn))+(1/12)*(phi(ip,jp)-phi(in,jn)+phi(in,jp)-phi(ip,jn))/dy;
    end
end

% compute Nubla phi
Nub2_phi=zeros(nx,ny);
for j=2:ny-1
    for i=1:nx
        jn=j-1;    jp=j+1;    in=i-1;    ip=i+1;
        if i==1
            in=nx;
        elseif i==nx
            ip=1;
        end
        Nub2_phi(i,j)=(20*phi(i,j)+4*(phi(ip,j)+phi(in,j)+phi(i,jp)+phi(i,jn))+phi(ip,jp)+phi(in,jn)+phi(ip,jn)+phi(in,jp))/(6*dx^2);
    end
end

% compute  $\mu$ 
mu= a*phi+b*phi.^3-kp*Nub2_phi;

% compute Force
for j=1:nx*ny
    for i=1:9
        F1=9*(e(i,1)*U(j,1)+e(i,2)*U(j,2));
        F(j,i)=w(i)*(1-(dt/(2*tau_f(j))))*((3*(e(i,1)-U(j,1))+F1*e(i,1))*Fs(j,1))+((3*(e(i,2)-U(j,2))+F1*e(i,2))*Fs(j,2))*dt;
    end
end
```

گام چهارم: محاسبه توابع توزیع تعادلی و پارامتر برخورد

```
% equilibrium distribution function of particles
feq = (r*w).*(3*Udote+(9/2)*(Udote.^2)/(c^2)-
(3/2)*U2*ones(1,9)/(c^2))+
A.*(ones(nx*ny,1)*w);
geq = (phi*w).*(3*Udote+(9/2)*(Udote.^2)/(c^2)-
(3/2)*U2*ones(1,9)/(c^2))+
B.*(ones(nx*ny,1)*w);

% right hand side for update
rhsf = f - (dt./tau_f*ones(1,9)).*(f - feq)+F;
rhsg = g - (dt./tau_g).*(g - geq);
```

گام پنجم: مرحله جاری شدن

```
% propagate rhs to distribution densities
for i=1:nx
    for j=1:ny
        f(i, j,1)= rhsf(i,j,1);
        g(i, j,1)= rhsg(i,j,1);
        if i~=nx
            f(i+1, j,2)= rhsf(i,j,2);
            g(i+1, j,2)= rhsg(i,j,2);
        end
        if j~=ny
            f(i, j+1,3)= rhsf(i,j,3);
            g(i, j+1,3)= rhsg(i,j,3);
        end
        if i~=1
            f(i-1, j,4)= rhsf(i,j,4);
            g(i-1, j,4)= rhsg(i,j,4);
        end
        if j~=1
            f(i, j-1,5)= rhsf(i,j,5);
            g(i, j-1,5)= rhsg(i,j,5);
        end
        if i~=nx && j~=ny
            f(i+1, j+1,6)= rhsf(i,j,6);
            g(i+1, j+1,6)= rhsg(i,j,6);
        end
        if i~=1 && j~=ny
            f(i-1, j+1,7)= rhsf(i,j,7);
            g(i-1, j+1,7)= rhsg(i,j,7);
        end
        if i~=1 && j~=1
            f(i-1, j-1,8)= rhsf(i,j,8);
            g(i-1, j-1,8)= rhsg(i,j,8);
        end
        if i~=nx && j~=1
            f(i+1, j-1,9)= rhsf(i,j,9);
            g(i+1, j-1,9)= rhsg(i,j,9);
        end
    end
end
end
```

گام ششم: اعمال شرایط مرزی

```
% apply Boundary Condition for down wall
r(downwall)=(1/(1-Uywd))*(f(downwall,1)+f(downwall,2)+
f(downwall,4)+2*(f(downwall,5)+f(downwall,8)+f(downwall,9)));
f(downwall,3)=f(downwall,5)+(2/3)*r(downwall)*Uywd;
```

```

f(downwall,6)=f(downwall,8)-0.5*(f(downwall,2)-f(downwall,4))+
0.5*r(downwall)*Uxwd+(1/6)*r(downwall)*Uywd;
f(downwall,7)=f(downwall,9)+0.5*(f(downwall,2)-f(downwall,4))-
0.5*r(downwall)*Uxwd+(1/6)*r(downwall)*Uywd;
PhiSum=phi(downwall,:)-(g(downwall,1)+ g(downwall,2)+g(downwall,4)+
g(downwall,5)+g(downwall,8)+g(downwall,9));
wsum=w(3)+w(6)+w(7);
g(downwall,3)=(w(3)/wsum)*PhiSum;
g(downwall,6)=(w(6)/wsum)*PhiSum;
g(downwall,7)=(w(7)/wsum)*PhiSum;

% apply Boundary Condition for topwall
r(topwall)=(1/(1+Uywt))*(f(topwall,1)+f(topwall,2)+f(topwall,4)+
2*(f(topwall,3)+f(topwall,6)+f(topwall,7)));
f(topwall,5)=f(topwall,3)-(2/3)*r(topwall)*Uywt;
f(topwall,8)=f(topwall,6)+0.5*(f(topwall,2)-f(topwall,4))-
0.5*r(topwall)*Uxwt-(1/6)*r(topwall)*Uywt;
f(topwall,9)=f(topwall,7)-0.5*(f(topwall,2)-f(topwall,4))+
0.5*r(topwall)*Uxwt-(1/6)*r(topwall)*Uywt;
PhiSum=phi(topwall,:)-(g(topwall,1)+ g(topwall,2)+g(topwall,3)+
g(topwall,4)+g(topwall,6)+g(topwall,7));
wsum=w(5)+w(8)+w(9);
g(topwall,5)=(w(5)/wsum)*PhiSum;
g(topwall,8)=(w(8)/wsum)*PhiSum;
g(topwall,9)=(w(9)/wsum)*PhiSum;

% apply periodeic boundary conditions
f(inflow, [2 6 9]) = f(outflow, [2 6 9]);
f(outflow, [4 7 8]) = f(inflow, [4 7 8]);
g(inflow, [2 6 9]) = g(outflow, [2 6 9]);
g(outflow, [4 7 8]) = g(inflow, [4 7 8]);

```

گام هفتم: محاسبه نرخ برش و ویسکوزیته

```

% compute shear rate
Sab=zeros(nx*ny,4); ee=[1 1;1 2;2 1;2 2]; gamad=zeros(nx*ny,1);
for i=1:nx*ny
    for j=1:4
        sumS=0;
        for k=1:9
            sumS=sumS+(feq(i,k)-feql1(i,k))*e(k,ee(j,1))*
            e(k,ee(j,2))/dt;
        end
        Sab(i,j)=(-1.5/(r(i,1)*c^2))*sumS;
    end
    gamad(i,1)=1*sqrt(2*((Sab(i,1)^2+Sab(i,2)^2+Sab(i,3)^2+Sab(i,4)^2)));
end
feql=feq; feql = reshape(feql, nx, ny, 9); feql1=feql;
feql_p=[feql(nx,:,:);feql;feql(1,:,:)];
for i=1:nx
    for j=2:ny-1
        for k=1:9
            feql1(i,j,k)=feql_p(i+1-e(k,1),j-e(k,2),k);
        end
    end
end
% compute eta
etaINF=0.01; landa=1e5; aa=2;
etaa =etaINF+(eta0_c-etaINF)*((1+(landa*gamad).^aa).^(n_c-1)/aa));
eta=0.5*(1-phi).*etaa+0.5*(1+phi).*eta0_d;

```

مراجع

- [۱] Shi Y., Tang G. H., Xia H. H. (2014) "Lattice Boltzmann simulation of droplet formation in T-junction and flow focusing devices" **Computers & Fluids**, **90**, pp 155-63.
- [۲] Liu H., Zhang Y. (2015) "Lattice Boltzmann Simulation of Droplet Generation in a Microfluidic Cross-Junction" **Communications in Computational Physics**, **9**, **05**, pp 1235-56.
- [۳] Swift M. R., Orlandini E., Osborn W. R., Yeomans J. M. (1996) "Lattice Boltzmann simulations of liquid-gas and binary fluid systems" **Phys. RevE**, **54**, **5**, pp 5041-52.
- [۴] Cal K. (2006) "How does the type of vehicle influence the in vitro skin absorption and elimination kinetics of terpenes?" **Arch. Dermatol. Res**, **297**, **7**, pp 311-5.
- [۵] 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. (1998) "An Integrated Nanoliter DNA Analysis Device" **Sci**, **282**, **5388**, pp 484-7.
- [۶] نوروژی م., زارع و امرزانی ب., فیروزآبادی ب. (۱۳۹۳) "آنالیز حرکت و شکل سقوط خزشی قطرات غیرنیوتنی در سیال لزج" **مهندسی مکانیک مدرس**, شماره ۱۳, دوره ۱۴: ص ۱۸۳-۱۹۰.
- [۷] Mohamad A. A. (2011), "**Lattice Boltzmann method: fundamentals and engineering applications with computer codes**", Springer, London Dordrecht Heidelberg New York.
- [۸] Gupta A., Sbragaglia M., Scagliarini A. (2015) "Hybrid Lattice Boltzmann/Finite Difference simulations of viscoelastic multicomponent flows in confined geometries" **J. Com. Phys**, **291**, pp 177-97.
- [۹] Komrakova A. E., Shardt O., Eskin D., Derksen J. J. (2014) "Lattice Boltzmann simulations of drop deformation and breakup in shear flow" **International Journal of Multiphase Flow**, **59**, pp 24-43.
- [۱۰] Ispolatov I., Grant M. (2002) "Lattice Boltzmann method for viscoelastic fluids" **Phys. RevE**, **65**, **5**, pp 1-4.
- [۱۱] صداقت م., شاه مردان م., نظری م., نوروژی م. (۱۳۹۳) "روش مرز غوطه ور- شبکه بولتزمن جهت مدلسازی جریان سیال غیرنیوتنی بر روی مرزهای منحنی" **مهندسی مکانیک مدرس**, شماره ۸, دوره ۱۴: ص ۱۴۶-۱۵۶.
- [۱۲] Malaspinas O., Fiétier N., Deville M. (2010) "Lattice Boltzmann method for the simulation of viscoelastic fluid flows" **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **165**, **23-24**, pp 1637-53.

[۱۳] تقیلو م.، رحیمیان م. (۱۳۹۲) "شبیه سازی نفوذ قطره دو بعدی در داخل محیط متخلخل با استفاده از روش بولتزمن شبکه ای" **مهندسی مکانیک مدرس**, شماره ۱۳, دوره ۱۳: ص ۵۶-۴۳.

[۱۴] بیجارچی م.، رحیمیان م. (۱۳۹۳) "شبیه سازی عددی برخورد دو قطره در داخل میدان دوفازی با استفاده از روش بولتزمن شبکه ای دوفازی" **مهندسی مکانیک مدرس**, شماره ۲, دوره ۱۴: ص ۸۵-۹۶.

[۱۵] نظری م.، شگری ح. (۱۳۹۲) "جابه جایی آزاد در محفظه های نیم بیضی با نسبت شعاعی متغیر به روش بولتزمن شبکه ای" **مهندسی مکانیک مدرس**, شماره ۳, دوره ۱۳: ص ۱-۱۳.

[۱۶] دادوند ع.، نویدبخش م.، قریشی نجف آباد س.، بقال نژاد م. (۱۳۹۲) "شبیه سازی عددی حرکت و تغییر شکل گلبول قرمز در جریان ویسکوز" **مهندسی مکانیک مدرس**, شماره ۱۱, دوره ۱۳: ص ۹۸-۸۸.

[۱۷] Ioannou N., Liu H., Zhang Y. H. (2016) "Droplet dynamics in confinement" **Journal of Computational Science**, 17, pp 463–474.

[۱۸] Taylor G. I. (1932) "The viscosity of a fluid containing small drops of another fluid" **Proc. Roy. Soc. Lond. A**, 138, pp 41–8.

[۱۹] Zhao X. (2007) "Drop breakup in dilute newtonian emulsions in simple shear flow: new drop breakup mechanisms" **J. Rheol**, 51, pp 367–92.

[۲۰] Kennedy M. R., Pozrikidist C., Skalak R. (1994) "Motion and Deformation of Liquid Drops, and the Rheology of Dilute Emulsions in Simple Shear Flow" **Computers Fluids**, 23, Pp 251-27.

[۲۱] Cristini V., Guido S., Alfani A., Bławdziewicz J., Loewenberg M. (2003) "Drop breakup and fragment size distribution in shear flow" **J. Rheo**, 47, 5, pp 1283.

[۲۲] Janssen P. J. A., Anderson P. D. (2008) "Surfactant-covered drops between parallel plates" **Chem. Eng. Res. Des**, 86, 12, pp 1388-96.

[۲۳] Zhou H., Pozrikidis C. (1993) "The flow of suspensions in channels: Single files of drops" **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, 5, 2, pp 311.

[۲۴] Li J., Renardy Y. Y., Renardy M. (2000) "Numerical simulation of breakup of a viscous drop in simple shear flow through a volume-of-fluid method" **Phys. Flu**, 12, 2, pp 269.

[۲۵] Stegeman W., Chesters A. K., Vosse F. N. V., Meijer H. E. H. (1999) "Breakup of (non-) Newtonian droplets in a time-dependent elongational flow". PPS-15. s-Hertogenbosch, Netherlands.

[۲۶] Chang-Zhi L., Lie-Jin G. (2007) "Numerical simulation of drop deformation and breakup in shear flow" **Heat Transfer—Asian Research**, 36, 5, pp 286-94.

- [۳۷] Chen Y., Liu X., Zhang C., Zhao Y. (2015) “Enhancing and suppressing effects of an inner droplet on deformation of a double emulsion droplet under shear” **Lab Chip**, 15, 5, pp 1255-61.
- [۳۸] Chen Q., Yu W., Zhou C. (2008) “Transient stresses and morphology of immiscible polymer blends under varying shear flow” **Colloids Surf. Physicochem Eng. Aspects**, 326, 3, pp 175-۸۳-
- [۳۹] Verhulst K., Moldenaers P., Minale M. (2007) “Drop shape dynamics of a Newtonian drop in a non-Newtonian matrix during transient and steady shear flow” **J. Rheo**, 51, 2, pp 261.
- [۳۰] Bayareh M., Mortazavi S. (2011) “Effect of Density Ratio on the Hydrodynamic Interaction Between Two Drops in Simple Shear Flow” **Transactions of Mechanical Engineering**, 35, pp 121-32.
- [۳۱] Aminzadeh M., Maleki A., Firoozabadi B., Afshin H. (2012) “on the motion of Newtonian and non-Newtonian liquid drops” **Scientia Iranica B**, 19, 5, pp 1265-78.
- [۳۲] Xi H., Duncan C. (1999) “Lattice Boltzmann simulations of three-dimensional single droplet deformation and breakup under simple shear flow” **Phys. Rev E**, 59, pp 3022-6.
- [۳۳] Takada N., Tomiyama A., Hosokawa S. (2003) “LATTICE BOLTZMANN SIMULATION OF DROPS IN A SHEAR FLOW”. 4TH ASME_JSME Joint Fluids Engineering Conference. Honolulu, Hawaii, USA.
- [۳۴] Takada N., Tomiyama A., Hosokawa S. (2003) “Numerical Simulation of Drops in a Shear Flow by a Lattice-Boltzmann Binary Fluid Model ” **Computational Fluid Dynamics**, 12, 3, pp 475-81.
- [۳۵] Inamuro T., Miyahara T., Ogino F. Lattice Boltzmann Simulations of Drop Deformation and Breakup in a Simple Shear Flow. In: Satofuka N, editor. Computational Fluid Dynamics 2000: Proceedings of the First International Conference on Computational Fluid Dynamics, ICCFD, Kyoto, Japan, 10–14 July 2000. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg; 2001. p. 504-499.
- [۳۶] Van der Sman R. G. M., van der Graaf S. (2008) “Emulsion droplet deformation and breakup with Lattice Boltzmann model” **Comput. Phys. Commun**, 178, pp 492–504.
- [۳۷] Farokhirad S., Lee T., Morris J. F. (2015) “Effects of Inertia and Viscosity on Single Droplet Deformation in Confined Shear Flow” **Communications in Computational Physics**, 13, 3, pp 706-24.
- [۳۸] Graa S. v. d., Nisisako T., Schroe“n C. G. P. H., Sman R. G. M. v. d., Boom R. M. (2006) “Lattice Boltzmann Simulations of Droplet Formation in a T-Shaped Microchannel” **Langmuir**, 22, 9, pp 4144-52.

- [۳۹] Shi Y., Tang G. H. (2016) "Non-Newtonian rheology property for two-phase flow on fingering phenomenon in porous media using the lattice Boltzmann method" **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, 229, pp 86-95.
- [۴۰] Psihogios J., Kainourgiakis M. E., Yiotis A. G., Papaioannou A. T., Stubos A. K. (2007) "A Lattice Boltzmann study of non-newtonian flow in digitally reconstructed porous domains" **Transport in Porous Media**, 70, 2, pp 279-92.
- [۴۱] Tang G. H. (2011) "Non-Newtonian flow in microporous structures under the electroviscous effect" **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, 166, 14-15, pp 875-81.
- [۴۲] Boyd J., Buick J., Green S. (2006) "A second-order accurate lattice Boltzmann non-Newtonian flow model" **J. Phys. A: Math Gen**, 39, 46, pp 14241-7.
- [۴۳] Tang G., Lu Y., Shi Y. U. (2014) "Non-Newtonian Flow in Microchannels" **International Journal of Modern Physics: Conference Series**, 34, pp 1-11.
- [۴۴] Nejat A., Abdollahi V., Vahidkhah K. (2011) "Lattice Boltzmann simulation of non-Newtonian flows past confined cylinders" **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, 166, ۱۲-۱۳, pp 689-97.
- [۴۵] Fallah K., Khayat M., Borghei M. H., Ghaderi A., Fattahi E. (2012) "Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann simulation of non-Newtonian flows past a rotating circular cylinder" **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, 177-178, pp 1-14.
- [۴۶] Zhang J., Johnson P. C., Popel A. S. (2008) "Red blood cell aggregation and dissociation in shear flows simulated by lattice Boltzmann method" **J. Biom**, 41, 1, pp 47-55.
- [۴۷] Onishi J., Chen Y., Ohashi H. (2006) "Dynamic simulation of multi-component viscoelastic fluids using the lattice Boltzmann method" **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, 362, 1, pp 84-92.
- [۴۸] Gupta A., Sbragaglia M. (2014) "Deformation and breakup of viscoelastic droplets in confined shear flow" **Phys. Rev E**, 90, 023305, pp 1-17.
- [۴۹] Gupta A., Sbragaglia M. (2015) "Deformation and break-up of Viscoelastic Droplets Using Lattice Boltzmann Models" **Procedia IUTAM**, 15, pp 215-27.
- [۵۰] Aggarwal N., Sarkar K. (2008) "Rheology of an emulsion of viscoelastic drops in steady shear" **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, 150, 1, pp 19-31.
- [۵۱] Boyd J., Buick J. M., Green S. (2007) "Analysis of the Casson and Carreau-Yasuda non-Newtonian blood models in steady and oscillatory flows using the lattice Boltzmann method" **Phys. Flu**, 19, 9, pp 93-103.

- [۵۲] Ashrafizaadeh M., Bakhshaei H. (2009) “A comparison of non-Newtonian models for lattice Boltzmann blood flow simulations” **Computers & Mathematics with Applications**, *58*, 5, pp 1045-54.
- [۵۳] Wang C.-H., Ho J.-R. (2011) “A lattice Boltzmann approach for the non-Newtonian effect in the blood flow” **Computers & Mathematics with Applications**, *62*, 1, pp 75-86.
- [۵۴] Chiarello E., Derzsi L., Pierno M., Mistura G., Piccin E. (2015) “Generation of Oil Droplets in a Non-Newtonian Liquid Using a Microfluidic T-Junction” **Micromachines**, *6*, 12, pp 1825-35.
- [۵۵] Qiu D., Silva L., Tonkovich A. L., Arora R. (2010) “Micro-droplet formation in non-Newtonian fluid in a microchannel” **Microfluid Nanofluid**, *8*, 4, pp 531-48.
- [۵۶] Agarwal R. K., Chusak L., Morgan B. (2009) “Lattice Boltzmann Simulations of Slip Flow of Newtonian and Non-Newtonian Fluids in Microgeometries”. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida.
- [۵۷] Hamed H., Rahimian M. H. (2011) “Numerical Simulation of Non-Newtonian Pseudo-Plastic Fluid in a Micro-Channel Using the Lattice Boltzmann Method” **World Journal of Mechanics**, *1*, 5, pp 231-42.
- [۵۸] Shi Y., Tang G. H. (2015) “Lattice Boltzmann Simulation of Droplet Formation in Non-Newtonian Fluids” **Communications in Computational Physics**, *17*, 4, pp 1056-72.
- [۵۹] Varagnolo S., Mistura G., Pierno M., Sbragaglia M. (2015) “Sliding droplets of Xanthan solutions: A joint experimental and numerical study” **The European Physical Journal E**, *38*, 11, pp 1-8.
- [۶۰] Spencer T. J., Halliday I., Care C. M. (2011) “A local lattice Boltzmann method for multiple immiscible fluids and dense suspensions of drops” **Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, *369*, 1944, pp 2255-63.
- [۶۱] Chhabra R. P., Richardson J. F. (2008), “**Non-Newtonian Flow and Applied Rheology**”. Second Edition ed. Butterworth-Heinemann: Oxford;.
- [۶۲] Tan J., Xu J. H., Li S. W., Luo G. S. (2008) “Drop dispenser in a cross-junction microfluidic device: Scaling and mechanism of break-up” **Chem. Eng. J**, *136*, 2, pp 306-11.
- [۶۳] Yoshino M., Hotta Y., Hirozane T., Endo M. (2007) “A numerical method for incompressible non-Newtonian fluid flows based on the lattice Boltzmann method” **Non-Newtonian Fluid Mechanics**, *147*, 1–2, pp 69-78.

- [۶۴] Phillips T. N., Roberts G. W. (2011) "Lattice Boltzmann models for non-Newtonian flows" **J. App. Mat**, 76, 5, pp 790-816.
- [۶۵] ضرغامی ا., مغربی م. ج., قاسمی ج. (۱۳۸۹) "شبیه سازی جریان های لزج با استفاده از روش حجم محدود-شبکه بولتزمن" **مهندسی مکانیک مجلسی**, شماره ۲, دوره ۴: ص ۱۹-۱.
- [۶۶] He X., Luo L. S., Dembo M. (1996) "Some Progress in Lattice Boltzmann Method: part i. Nonuniform Mesh Grids" **J. Comput. Phys**, 129, pp 357-63.
- [۶۷] Benzi R., Succi S., Vergassola M. (1992) "The Lattice Boltzmann equation: Theory and Applications" **Phys. Rep**, 222, pp 145-97.
- [۶۸] Higuera F., Succi S., Benzi R. (1989) "Lattice Gas Dynamics with Enhanced Collisions" **Euro. Phys. Lett**, 9, pp 345-9.
- [۶۹] Peng G., Xi H., Duncan C., Chou S. H. (1999) "Finite Volume Scheme for the Lattice Boltzmann Method on Unstructured Meshes" **Phys. Rev**, 59, pp 4675-82.
- [۷۰] Anna S. L., Bontoux N., Stone H. A. (2003) "Formation of dispersions using "flow focusing" in microchannels" **App. Phys. Lett**, 82, 3, pp 364-6.
- [۷۱] Pooley C. M., Furtado K. (2008) "Eliminating spurious velocities in the free-energy lattice Boltzmann method" **Phys. Rev E**, 77, 4, pp 1-8.
- [۷۲] BUICK J. M., BOYD J. (2007) "Simulation of Non-Newtonian Fluid Mixing Using the Lattice Boltzmann Model". 4th WSEAS International Conference on Fluid Mechanics. Gold Coast, Queensland, Australia. pp. 143-6.
- [۷۳] Zou Q., He X. (1997) "On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model" **Phys. Flu**, 9, 6, pp 1591-8.
- [۷۴] Sukop M. C., D.T. Thorne J. Lattice Boltzmann Modeling (An Introduction for Geoscientists and Engineers). Verlag Berlin Heidelberg New York: Springer; 2007.
- [۷۵] Bao J. (2010), **PhD. thesis**, "High density ratio multi-component lattice Boltzmann flow model for fluid dynamics and CUDA parallel computation", University of Pittsburgh.
- [۷۶] Inamuro T., Yoshino M., Ogino F. (1995) "A non-slip boundary condition for lattice Boltzmann simulations" **Phys. Flu (1994-present)**, 7, 12, pp 2928-30.
- [۷۷] Yuan P. (2006), **PhD. thesis**, "Thermal lattice Boltzmann two-phase flow model for fluid dynamics", University of Pittsburgh.
- [۷۸] Ladd A. J. C. (1994) "Numerical simulations of particulate suspensions via a discretized Boltzmann equation. Part 1. Theoretical foundation" **Journal of Fluid Mechanics**, 271, pp 285-309.

- [۷۹] Ladd A. J. C. (1994) "Numerical simulations of particulate suspensions via a discretized Boltzmann equation. Part 2. Numerical results" **Journal of Fluid Mechanics**, 271, pp 311-39.
- [۸۰] Hao L., Cheng P. (2009) "Lattice Boltzmann simulations of liquid droplet dynamic behavior on a hydrophobic surface of a gas flow channel" **Journal of Power Sources**, 190, 2, pp 435-46.
- [۸۱] Cahn J. W (1977) "Critical point wetting" **The Journal of Chemical Physics**, 66, 8, pp 3667.
- [۸۲] Van der Graaf S., Nisisako T., Schroen C., Van Der Sman R. G. M., Boom R. M. (2006) "Lattice Boltzmann simulations of droplet formation in a T-shaped microchannel" **Langmuir**, 22, 9, pp 4144-52.
- [۸۳] Lashgaria I., Pralitsa J. O., Giannettia F., Brandt L. (2012) "First instability of the flow of shear-thinning and shear-thickening fluids past a circular cylinder" **Journal of Fluid Mechanics**, 701, pp 201- 27.
- [۸۴] Pingen G., Maute K. (2010) "Optimal design for non-Newtonian flows using a topology optimization approach" **Computers & Mathematics with Applications**, 59, 7, pp 2340-50.
- [۸۵] شاه مردان م. م.، نوروزی م.، نقیخانی ا. (۱۳۹۳) "شبیه سازی عددی جریان سیال غیرنیوتنی از میان کانال با یک حفره" **مهندسی مکانیک مدرس**، شماره ۶، دوره ۱۴: ص ۳۵-۴۰.
- [۸۶] Roths T., Friedrich C., Marth M., Honerkamp J. (2002) "Dynamics and rheology of the morphology of immiscible polymer blends—on modeling and simulation" **Rhe. acta**, 41, 3, pp 211-22.

Abstract

Investigation of multi-phase systems such as drop and bubble is one of the research topics of interest. This behavior of these systems is dependent on tensions between the two fluids, inertial force, surface tension, gravity and pressure gradient between the two fluids and is used in the fields of mixing, fermentation, separation, transfer of materials in the chemical industry, oil and gas extraction, cooling, color and print by jet.

So far, several research using numerical, analytical and experimental methods in relation to the behavior of multi-phase systems consisting of various fluids are done. Literature review shown that, the investigation of the drop formation and deformation with regard to non-Newtonian behavior of inherent non-Newtonian fluids like oil and emulsion is more practical and reasonable. Lattice Boltzmann method is interface of two major trends of continuum (Macroscopic scale), and discrete (Microscopic scale) in simulating which the behavior of a set of particles can be used.

Lattice Boltzmann simulations are validated by using the contact angle test, the flow in the channel as well as two-phase flow analysis in the T-junction for non-Newtonian shear thinning fluid based on Carreau-Yasuda model. Results have a good agreement with the analytical and available results.

Newtonian and non-Newtonian dispersed phase and Newtonian and non-Newtonian continuous phase are simulated in T-junction micro-channel. The influence of various parameters including the capillary number, power of Carreau-Yasuda model, the flow rate ratio and viscosity ratio on drop formation was investigated. Results shown that the properties of the continuous phase have a great influence on the formation and droplet size.

Newtonian and non-Newtonian single phase fluid and deformation of Newtonian and non-Newtonian drop in Newtonian and non-Newtonian fluid under simple shear flow between two parallel plates that are moving at opposite speeds, have been simulated. Then, the influence of various parameters including the capillary number, Reynolds number, power of Carreau-Yasuda model, viscosity ratio on drop deformation was investigated. By reducing the the power of Carreau-Yasuda model, the elongation of non-Newtonian drop in Newtonian fluid increases and deformation of Newtonian drop in non-Newtonian fluid decreases. Good agreement with literature data and results is observed.

The present study can be considered as a development towards a numerical tool to investigate the behavior of Newtonian and non-Newtonian drops in Newtonian and non-Newtonian fluid in shear flow and as a verification and validation step for further applications in more complex flows.

Keywords: Microchannel, Multi-phase flow, Non-Newtonian fluid, Carreau-Yasuda model, Lattice Boltzmann method, Shear flow, T-junction



Faculty of Mechanical Engineering

MSc Thesis in Mechanical Engineering - Energy Conversion

**Numerical modeling of deformation of non-Newtonian droplet in a
microchannel**

By: Fatemeh Azizi

Supervisor:
Dr. Mohammad Hassan Kayhani

Advisor:
Dr. Mohsen Nazari

September 2016