





دانشکده مهندسی مکانیک

گروه سیالات

مدل سازی جریان برشی سیال مگنتورئولوژیکال با استفاده از

روش دینامیک ذره استهلاکی

آرش جعفری غریبوند

دانشجو:

اساتید راهنما:

دکتر محمود نوروزی

دکتر محمد محسن شاه مردان

پایان نامه جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ۱۳۹۴



فرم شماره ۶: 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 آقای آرش جعفری غریبوند به شماره دانشجویی ۹۲۰۴۳۷۴ رشته مکانیک گرایش تبدیل انرژی تحت عنوان مدل سازی جریان برشی سیال مگنتورئولوژیکال با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی که در تاریخ ۱۳۹۴/۱۱/۱۷ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

قبول (با درجه: عالی) امتیاز (۱۹,۵)  دفاع مجدد  مردود

- ۱- عالی (۲۰ - ۱۹)
- ۲- بسیار خوب (۱۸ - ۱۸/۹۹)
- ۳- خوب (۱۶ - ۱۷/۹۹)
- ۴- قابل قبول (۱۴ - ۱۵/۹۹)
- ۵- نمره کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول

عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنمای اول	دکتر محمود نوروزی	استادیار	
۲- استاد راهنمای دوم	دکتر محمد محسن شاه مردان	دانشیار	
۳- استاد مشاور			
۴- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی	دکتر محسن نظری	دانشیار	
۵- استاد ممتحن اول	دکتر محمد حسن کیهانی	استاد	
۶- استاد ممتحن دوم	دکتر علی خالقی	استادیار	

رئیس دانشکده:

تقدیم بہ خانوادہ عزیزم

کہ در تمام مراحل زندگی مشوق و یاور من بوده اند...

بمشکر از اساتید بزرگوارم

که در تمامی این سالها ما از نعمت دانش برخوردار گردید.

## تعهد نامه

اینجانب آرش جعفری غریبوند دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته تبدیل انرژی دانشکده مهندسی مکانیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه مدل سازی جریان برشی سیال مگنتورئولوژیکال با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی تحت راهنمایی دکتر محمود نوروزی و دکتر محمد محسن شاه مردان 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 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 شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.

\* متن این صفحه نیز باید در ابتدای نسخه های تکثیر شده پایان نامه وجود داشته باشد .

## چکیده:

سیال مگنتورئولوژیکال<sup>1</sup> (MR) ماده‌ای هوشمند است که از توزیع ذرات جامد و مغناطیس‌پذیر در یک حلال پایه ساخته شده است. این سیال به دلیل داشتن تنش تسلیم و لزجت قابل کنترل به وسیله میدان مغناطیسی خارجی، کاربردهای فراوانی یافته است. با توجه به کاربردهای روزافزون نظیر میراگرها، کلاچ‌ها، تجهیزات پزشکی و ... محققان زیادی تمرکز پژوهش‌های خود را بر روی این سیال قرار داده‌اند تا سیالی کارآمدتر و کاربردهایی بیشتر ارائه دهند. حجم زیادی از این تحقیقات را کارهای آزمایشگاهی تشکیل می‌دهد. اما هزینه‌بر بودن ساخت سیالات و آزمون‌های آزمایشگاهی از مشکلات این پژوهش‌ها می‌باشد. از سویی دیگر مدل‌های تحلیلی نتایج کامل و جامعی را در اختیار قرار نمی‌دهند. همچنین دو روش آزمایشگاهی و تحلیلی جزئیاتی از ساختار ایجاد شده در سیال ارائه نمی‌دهند. درحالی‌که اطلاعات ساختاری می‌تواند کمک شایانی به شناخت ما از این مواد کرده و در طراحی بهینه‌تر آن‌ها مفید واقع شود.

روش‌هایی که بر مبنای ذرات تشکیل‌دهنده ماده هستند می‌توانند اطلاعات ساختاری خوبی در اختیار ما قرار دهند. یکی از این روش‌ها دینامیک ذره استهلاکی<sup>2</sup> (DPD) است، که با برقراری نیرو-های بین‌ذره‌ای یک سیال را مدل‌سازی می‌کند. این روش که حاصل درشت‌دانه کردن محیط حل در مقایسه با دینامیک مولکولی است، در گروه روش‌های مقیاس مزو قرار می‌گیرد. از کاربردهای آن می‌توان در زمینه پلیمرها، سیالات چندفازی، بایو و سوسپانسیون‌ها نام برد.

در این پژوهش با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی به بررسی رفتار سیال مگنتورئولوژیکال پرداخته شده است. برای مدل‌سازی سیال پایه از نیروهای حاکم بر روش DPD و برای مدل‌سازی ذرات مغناطیسی از مدل مغناطش ذره<sup>3</sup> استفاده شده است، همچنین برای ارتباط بین ذرات جامد و مایع

---

<sup>1</sup> Magnetorheological Fluid

<sup>2</sup> Dissipative Particle Dynamics

<sup>3</sup> Particle magnetization model

پتانسیل لنارد-جونز<sup>۱</sup> به کار رفته است. این سیال مرکب با استفاده از شرط مرزی لیز-ادواردز<sup>۲</sup> تحت جریان برشی ساده قرار گرفته و برای اولین بار پروفیل سرعت در حالت انتقال از جامد به مایع ارائه شده است. به دست آوردن خواص سیال یکی دیگر از ویژگی‌های این روش است که با محاسبه تانسور تنش برای سیال مگنتورئولوژیکال محقق شده است. تأثیر کسر حجمی ذرات مغناطیسی و مغناطیس-پذیری آن‌ها بر خواص سیال به دست آمده است که افزایش هر دو این پارامترها با افزایش لزجت سیال همراه می‌شود. همچنین تأثیر افزایش لزجت سیال پایه بر روی خواص این سیال مورد مطالعه قرار گرفته است. این در حالی است که در بسیاری از روش‌های عددی خواص سیال جزء ورودی‌های مدل‌سازی می‌باشد. علاوه بر موارد تعیین شده در پروپوزال این سیال با استفاده از شرط مرزی جریان پوازیه پریودیک<sup>۳</sup> تحت جریان پوازیه نیز مدل‌سازی شده است. همچنین با ترکیب شرایط مرزی برش ساده و پوازیه سیال MR در حالت ترکیبی<sup>۴</sup> نیز بررسی گردیده. نتایج همه این مدل‌سازی‌ها مطابق مشاهدات صورت گرفته از این سیال در تحقیقات پیشین می‌باشد.

کلیدواژه‌ها: سیال مگنتورئولوژیکال، دینامیک ذره استهلاکی، روش درشت‌دانه، پلاستیک بینگهام، رقیق شونده برشی.

---

<sup>1</sup> Lennard-Jones

<sup>2</sup> Lees-Edwards

<sup>3</sup> Periodic Poiseuille Flow

<sup>4</sup> Mixed-mode



مقالات مستخرج از پایان نامه:

- ۱- جعفری غریبوند آ. ، نوروزی م. ، شاهمردان م. ، (۱۳۹۴) "شیهه‌سازی سیال مگنتورئولوژیکال تحت جریان برشی با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی"، کنفرانس ملی رویکردهای نوین در مهندسی مکانیک، بناب، (Naame2016-02590285)
- ۲- جعفری غریبوند آ. ، نوروزی م. ، شاهمردان م. ، (۱۳۹۴) "ایجاد شرط مرزی ترکیبی در روش دینامیک ذره استهلاکی"، کنفرانس ملی رویکردهای نوین در مهندسی مکانیک، بناب، (Naame2016-02590286)

فهرست مطالب:

فصل اول:	۱
مقدمه	۱
۱-۱ پیشگفتار	۲
۲-۱ سیالات هوشمند	۲
۳-۱ عملکرد سیال MR	۳
۱-۳-۱ منابع میدان مغناطیسی	۳
۲-۳-۱ رفتار مواد مغناطیسی	۴
۳-۳-۱ ساختار سیال MR	۶
۴-۱ کاربردهای سیال MR	۷
۵-۱ پیشینه پژوهش در زمینه سیال MR	۹
۱-۵-۱ پژوهش‌های آزمایشگاهی	۹
۲-۵-۱ پژوهش‌های تحلیلی	۱۱
۳-۵-۱ پژوهش‌های عددی	۱۳
۶-۱ معرفی دینامیک ذره استهلاکی (DPD)	۱۶
۱-۶-۱ کاربردهای روش دینامیک ذره استهلاکی (DPD)	۱۷
۷-۱ معرفی تحقیق حاضر	۲۳
فصل دوم:	۲۵
روش دینامیک ذره استهلاکی (DPD)	۲۵

۲۶	پیشگفتار	۱-۲
۲۶	معادلات حاکم بر دینامیک ذره استهلاکی	۲-۲
۲۸	نیروهای دینامیک ذره استهلاکی	۱-۲-۲
۳۱	قضیه نوسان-استهلاک:	۲-۲-۲
۳۴	مدل سازی ذرات مغناطیسی	۳-۲
۳۶	مدل سازی برهم کنش بین ذرات مغناطیسی و ذرات DPD	۴-۲
۳۷	روش های یکپارچه سازی معادلات:	۵-۲
۳۸	روش اوپلر	۱-۵-۲
۳۸	الگوریتم ورله	۲-۵-۲
۳۹	الگوریتم سرعت-ورله	۳-۵-۲
۳۹	الگوریتم سرعت-ورله اصلاح شده برای DPD	۴-۵-۲
۴۱	فصل سوم:	
۴۱	روش های کاربردی در دینامیک ذره استهلاک	
۴۲	پیشگفتار	۱-۳
۴۲	شرایط اولیه	۲-۳
۴۲	مکان اولیه	۱-۲-۳
۴۳	سرعت اولیه	۲-۲-۳
۴۴	شرط مرزی پرئودیک	۳-۲-۳
۴۷	شرط مرزی لیز-ادواردز	۴-۲-۳

- ۴۹..... شرط مرزی جریان پوازیه پریودیک ۵-۲-۳
- ۵۰..... محاسبه خواص سیال ۳-۳
- ۵۱..... تعریف میکروسکوپی تنش ۱-۳-۳
- ۵۳..... روش برازش عددی ۲-۳-۳
- ۵۳..... روش‌های کاهش زمان محاسباتی ۴-۳
- ۵۴..... فاصله برش ۱-۴-۳
- ۵۵..... روش شاخص سلول ۲-۴-۳
- ۵۷..... روش فهرست همسایگی ورله ۳-۴-۳
- ۵۹..... فصل چهارم:
- ۵۹..... نتایج و بحث
- ۶۰..... مدل‌سازی ۱-۴
- ۶۱..... پارامترهای شبیه‌سازی ۲-۴
- ۶۳..... صحت سنجی ۳-۴
- ۶۳..... سیال DPD ۱-۳-۴
- ۶۶..... سیال مگنتورئولوژیکال در شرایط تعادلی ۲-۳-۴
- ۶۸..... مراحل به تعادل رسیدن سیال MR تحت میدان ۴-۴
- ۷۴..... سیال MR تحت جریان برشی ۵-۴
- ۸۱..... تاثیر مغناطیس پذیری فاز جامد بر لزجت سیال MR ۶-۴
- ۸۲..... تاثیر لزجت سیال پایه بر سیال MR ۷-۴

۸-۴ مدل‌سازی جریان پوازیه ..... ۸۴

۹-۴ مدل‌سازی جریان ترکیبی ..... ۸۷

فصل پنجم: ..... ۹۱

نتیجه‌گیری ..... ۹۱

۱-۵ پیشنهادات: ..... ۹۲

## فهرست اشکال:

- شکل ۱-۱ - شماتیک سه نوع میراگر در حالت‌های برشی، جریان و ترکیبی [۳۱]..... ۱۲
- شکل ۱-۲ - شماتیک بافت ذرات، از مقیاس نانو تا ماکرو..... ۲۷
- شکل ۲-۲ - نحوه اعمال نیروی پایستار ..... ۲۹
- شکل ۳-۱ - ساختار شبکه مکعبی ساده [۳۹]..... ۴۳
- شکل ۳-۲ - توزیع سرعت در حالت تعادلی [۳۹]..... ۴۴
- شکل ۳-۳ - شماتیک شرط مرزی پرئودیک [۳۹]..... ۴۵
- شکل ۳-۴ - جریان برشی ساده [۳۹]..... ۴۷
- شکل ۳-۵ - شرط مرزی لیز-ادواردز [۳۹]..... ۴۹
- شکل ۳-۶ - شرط مرزی جریان پوازیه پرئودیک [۷۹]..... ۵۰
- شکل ۳-۷ - پتانسیل لنارد-جونز [۳۹]..... ۵۵
- شکل ۳-۸ - روش شاخص سلول برای بدست آوردن همسایگی ذرات [۳۹]..... ۵۶
- شکل ۳-۹ - روش لیست همسایگی ورله [۳۹]..... ۵۷
- شکل ۴-۱ - نمودار لزجت سیال پایه بر حسب نرخ برش ..... ۶۴
- شکل ۴-۲ - نمودار سرعت برای سیال DPD تحت جریان برشی ..... ۶۵
- شکل ۴-۳ - نمودار سرعت سیال DPD در جریان پوازیه ..... ۶۶
- شکل ۴-۴ - سیال مغناطیسی تحت میدان خارجی (الف) شبیه‌سازی در پژوهش حاضر (ب) عکس از سیال مگنتورئولوژیکال [۸۴] (پ) شبیه‌سازی با استفاده از روش DPD (ت) شبیه‌سازی با

استفاده از روش مونت-کارلو (ث) شبیه‌سازی با روش دینامیک براونی (ج) شبیه‌سازی با استفاده از

روش دینامیک استوکسی [۴۱]..... ۶۷

شکل ۴-۵- مراحل به تعادل رسیدن یک سیال MR با کسر حجمی ۱۹,۶٪ (بر اساس واحد

زمانی)..... ۷۱

شکل ۴-۶- مراحل به تعادل رسیدن یک سیال MR با کسر حجمی ۳۳,۲٪ (بر اساس واحد

زمانی)..... ۷۳

شکل ۴-۷- پروفیل سرعت در نرخ برشی ۰,۲ برای کسرهای حجمی متفاوت..... ۷۵

شکل ۴-۸- پروفیل سرعت سیال مگنتورئولوژیکال در کسر حجمی ۳۳,۲٪ و نرخهای برشی

متفاوت..... ۷۵

شکل ۴-۹- نمودار نرخ برش برحسب X سیال مگنتورئولوژیکال با کسر حجمی ۳۳,۲٪..... ۷۶

شکل ۴-۱۰- نمودار نرخ برش برحسب X سیال مگنتورئولوژیکال با کسر حجمی ۱۹,۶٪... ۷۷

شکل ۴-۱۱- مقایسه پروفیل نرخ برش برای دو کسر حجمی متفاوت..... ۷۸

شکل ۴-۱۲- نمودار لزجت بر اساس نرخ برش برای شش کسر حجمی متفاوت و سیال پایه

نیوتنی..... ۷۹

شکل ۴-۱۳- نمودار لزجت بر حسب کسر حجمی..... ۸۰

شکل ۴-۱۴- نمودار اختلاف تنش نرمال اول بر حسب نرخ برش..... ۸۱

شکل ۴-۱۵- نمودار ویسکوزیته بر حسب نرخ برش برای سه ماده با گشتاور مغناطیسی

متفاوت..... ۸۲

شکل ۴-۱۶- نمودار لزجت سیال MR برای دو سیال پایه متفاوت در کسر حجمی ۱۹,۶٪ ۸۳

شکل ۴-۱۷- نمودار لزجت سیال MR برای دو سیال پایه متفاوت در کسر حجمی ۳۸,۵٪ ۸۴

شکل ۴-۱۸- میراگر مگنتورئولوژیکال در حالت جریان پوازیه..... ۸۵

شکل ۴-۱۹- پروفیل سرعت جریان پوازیه سیال مگنتورئولوژیکال با کسر حجمی ۱۹,۶٪... ۸۶

شکل ۴-۲۰- پروفیل سرعت جریان پوازیه سیال مگنتورئولوژیکال با کسر حجمی ۳۳,۲٪.. ۸۶

شکل ۴-۲۱- پروفیل سرعت پوازیه و ناحیه پلاگ [۱]..... ۸۷

شکل ۴-۲۲- پروفیل سرعت سیال MR در حالت ترکیبی برای کسر حجمی ۱۹,۶٪

..... (F<sub>ext</sub>=0.1) ۸۸

شکل ۴-۲۳- پروفیل سرعت سیال MR در حالت ترکیبی برای کسر حجمی ۳۳,۲٪

..... (F<sub>ext</sub>=0.1) ۸۸

شکل ۴-۲۴- پروفیل سرعت سیال MR در حالت ترکیبی برای کسر حجمی ۳۳,۲٪

..... (F<sub>ext</sub>=0.2) ۸۹



## فهرست جداول:

جدول ۱-۱ - انواع مواد مغناطیسی [۸۵] ..... ۶

جدول ۴-۱ - متغیرهای نیروی برهمکنش ذرات جامد-جامد و جامد-مایع ..... ۶۲

## فهرست علائم:

علائم لاتین	
پارامتر دافعه	$a$
قطر ذره (فاصله برش)	$d_c$
بردار یکه	$e$
نیروی پایستار	$F^C$
نیروی اتلافی	$F^D$
نیروی تصادفی	$F^R$
نیروی مغناطیسی	$F^{(m)}$
نیروی لایه پوششی	$F^{(v)}$
نیروی کل وارد بر ذره	$f$
نیروی خارجی	$f^{ext}$
نیروی داخلی (بین ذره‌ای)	$f^{int}$
تابع توزیع	$g$
ثابت بولتزمن	$k_B$
گشتاور مغناطیسی	$m$
اندازه گشتاور مغناطیسی	$m_0$
جرم ذره استهلاکی	$m_d$
جرم ذره مغناطیسی	$m_m$
فشار	$p$
مکان	$r$

تانسور تنش	<b>S</b>
دمای سیستم	<b>T</b>
زمان	<b>t</b>
انرژی پتانسیل بین ذرات و میدان مغناطیسی	$u^{(H)}$
انرژی پتانسیل بین ذرات مغناطیسی	$u^{(m)}$
انرژی پتانسیل در اثر همپوشانی لایه پوششی	$u^{(V)}$
سرعت	<b>V</b>
تابع وزن نیروی اتلافی	$w^D$
تابع وزن نیروی تصادفی	$w^R$

علائم یونانی	
ضریب نیروی اتلافی	$\gamma$
نرخ برش	$\dot{\gamma}$
دلتای دیراک	$\delta$
چگالی	$\rho$
شدت پتانسیل لنارد-جونز	$\varepsilon$
عدد تصادفی	$\zeta$
لزجت	$\eta$
تابع توزیع گوسین	$\theta$
تراکم پذیری	$\kappa$
تراکم پذیری هم‌دما	$\kappa_T$
شدت برهم‌کنش لایه پوشش و سایر ذرات	$\lambda_v$
چگالی عددی ذرات استهلاکی	$\rho$
ضریب نیروی تصادفی	$\sigma$
تنش تسلیم	$\tau_y$
کسر حجمی ذرات مغناطیسی	$\phi_v$

## فصل اول:

### مقدمه

## ۱-۱ پیشگفتار

برای شناخت بهتر سیالات هوشمند در ابتدا انواع آن‌ها معرفی می‌شود. سپس عملکرد مواد مغناطیسی و سیالات مگنتورئولوژیکال (MR) تحت میدان مغناطیسی ارائه شده و بعد از آن کاربردهای این سیال و تحقیقات صورت گرفته در این زمینه ارائه می‌گردد.

در بخش دینامیک ذره استهلاکی (DPD) معرفی مختصری درباره این روش و صورت می‌گیرد با قابلیت‌های آن معرفی می‌شود. در نهایت هدف از این تحقیق، اهمیت و چگونگی آن بیان خواهد شد.

## ۲-۱ سیالات هوشمند

انسان امروز، با پیشرفت روزافزون تکنولوژی در همه زمینه‌های، به سمت تولید ابزار و تجهیزات هوشمند گام برمی‌دارد. این رشد و شکوفایی در کنار بالابردن رفاه و آسایش زندگی نیازمند مواد اولیه جدید و همچنین هوشمند است. دسته بزرگی از این مواد را سیالات هوشمند تشکیل می‌دهند که شامل سیالات فرو<sup>۱</sup>، سیالات مگنتورئولوژیکال (MR) و سیالات الکترورئولوژیکال<sup>۲</sup> (ER) می‌شود.

سیالات فرو سوسپانسیون‌هایی کلوئیدی<sup>۳</sup> با ذرات مغناطیسی کوچکتر از ۱۰nm هستند که در یک سیال حامل مناسب مانند آب، نفت سفید، هیدروکربن‌ها، اترها و... شناور می‌باشند. در حضور یک میدان مغناطیسی خارجی لزجت<sup>۴</sup> این سیالات افزایش پیدا میکند، لزجت با شدت موضعی میدان مغناطیسی متناسب است.

---

<sup>1</sup> Ferro fluids

<sup>2</sup> Electrorheological Fluids

<sup>3</sup> Colloidal Suspensions

<sup>4</sup> Viscosity

سیالات الکترورنولوژیکیال و مگنتورنولوژیکیال سوسپانسیونهای غیر کلوئیدی با ذراتی در مقیاس میکرون ( $10-2\mu\text{m}$ ) هستند که بر خلاف سیالات فرو حرکت براونی<sup>۱</sup> در آنها دیده نمی شود. کشف این سیالات به دهه ی ۱۹۴۰ برمی گردد.

سیالات ER و MR به ترتیب به میدان های الکتریکی و مغناطیسی با تغییر شدید در رفتار رئولوژیکی پاسخ می دهند. مهمترین ویژگی این سیالات تغییر فاز از حالت مایع به نیمه جامد است، که تنش تسلیم آنها به سرعت با اعمال میدان الکتریکی و یا مغناطیسی قابل کنترل است. این سیالات در حضور میدان رفتار ویسکوالاستیک<sup>۲</sup> از خود نشان می دهند در حالی که در غیاب آن عمدتاً رفتاری نیوتنی دارند. هنگامی که میدان الکتریکی یا مغناطیسی خارجی اعمال می شود ذرات جامد دو قطبی شده و بمنظور کاهش سطح انرژی در جهت میدان خارجی قرار می گیرند و مجموعه هایی زنجیروار با سطح انرژی پایین را تشکیل می دهند. از آنجایی که میدان اعمال شده عمود بر جهت جریان است، این زنجیره ها نیز عمود بر جریان واقع شده و مانع حرکت سیال می شوند. این فرایند باعث تغییر در الگوی حرکت سیال، ایجاد تنش تسلیم و در نهایت تغییر خواص رئولوژیکی سیال می شود. انرژی مکانیکی مورد نیاز برای شکست این زنجیره ها با افزایش میدان خارجی، تا حالت اشباع، افزایش می یابد. این کنترل پذیری خواص و سرعت بالای پاسخگویی سیالات MR و ER آنها را به موادی مناسب برای ارتباط بین سیستم های مکانیکی و الکتریکی مبدل کرده است.

## ۳-۱ عملکرد سیال MR

### ۱-۳-۱ منابع میدان مغناطیسی

سه نوع آهن ربا وجود دارد که می توانند دیگر قطعات آهنی یا فولادی را جذب کنند، این آهن رباها عبارتند از آهن ربای دائمی، آهن ربای موقتی و آهن ربای الکتریکی. خاصیت مغناطیسی یک

<sup>1</sup> Brownian Motion

<sup>2</sup> Viscoelastic

آهن ربای دائمی از حرکت و برهمکنش الکترونهای آن ناشی می‌شود و دارای وادارندگی<sup>۱</sup> مغناطیسی بالا است که باعث ماندگاری خاصیت مغناطیسی آن برای مدت طولانی می‌گردد. وادارندگی مغناطیسی را می‌توان بصورت شدت میدان مغناطیسی لازم برای کاهش خاصیت مغناطیسی آن ماده به صفر بعد از رسیدن آن ماده به حالت اشباع مغناطیسی، توصیف کرد [۱]. یک آهن ربای موقتی دارای وادارندگی مغناطیسی کم است که به راحتی قابل مغناطیس شدن می‌باشد اما میدان ایجاد شده توسط آن‌ها بسیار کوچک است. این مواد به راحتی تحت تاثیر یک میدان خارجی مغناطیسی می‌شوند. آهن رباهای الکتریکی را می‌توان با پیچیدن حلقه‌ای از سیم به دور یک هسته‌ی آهن نرم تولید کرد. میدان مغناطیسی تنها در زمانی که جریان الکتریکی در داخل سیم پیچی وجود دارد ایجاد می‌گردد. قدرت این نوع آهن رباهای بوسیله‌ی گشتاور مغناطیسی<sup>۲</sup> بیان می‌شود، این گشتاور حاصل حرکت چرخشی الکترون‌ها به دور هسته است. منبع گشتاور الکترومغناطیسی بوسیله خاصیت مکانیکی کوانتومی بیان می‌گردد. گشتاور مغناطیسی کل اتم، مجموع خالص گشتاورهای مغناطیسی هر کدام از الکترون‌ها بطور مجزا می‌باشد. گشتاور مغناطیسی خالص ناشی از تمایل دوقطبی‌های مغناطیسی در ضدیت با یکدیگر جهت کاهش انرژی خالص می‌باشد.

## ۱-۳-۲ رفتار مواد مغناطیسی

رفتار مواد مغناطیسی را می‌توان بصورت زیر طبقه‌بندی کرد:

۱- دیامغناطیس<sup>۳</sup>

۲- پارامغناطیس<sup>۴</sup>

۳- فرومغناطیس<sup>۵</sup>

---

<sup>1</sup> Coercivity  
<sup>2</sup> Magnetic moment  
<sup>3</sup> Diamagnetic  
<sup>4</sup> Paramagnetic  
<sup>5</sup> Ferromagnetic



۴- غیر فرمغناطیس<sup>۱</sup>

۵- فری مغناطیس<sup>۲</sup>

در جدول ۱-۱ خواص این مواد ارائه شده است. مغناطیس پذیری<sup>۳</sup> میزان مغناطیس شدن یک ماده در اثر اعمال میدان مغناطیسی می باشد. در دمای اتاق، مواد دیامغناطیس و پارامغناطیس، هیچ کدام دارای پسماند مغناطیسی نیستند. پسماند یک خاصیت سیستم است که به هنگام اعمال نیرو به سیستم بلافاصله نسبت به آن واکنش نشان نمی دهد، در عوض بطور آهسته واکنش نشان می دهد یا بطور کامل به حالت اصلی خود باز نمی گردد. مواد دیامغناطیس، مغناطیس شوندگی منفی بسیار کوچکی از خود نشان می دهند. این مواد از اتم‌هایی تشکیل می شوند که تقریباً گشتاور مغناطیسی خالص ندارند، نفوذپذیری مغناطیسی<sup>۴</sup> توانایی ماده در مغناطیس شدن در میدان‌های مغناطیسی تقریباً ضعیف است. نفوذپذیری نسبی را می توان نسبت نفوذپذیری ماده‌ی مغناطیسی به نفوذپذیری خلا تعریف کرد. از اینرو، نفوذپذیری نسبی در مواد دیامغناطیس در پاسخ به میدان مغناطیسی خارجی اندکی کمتر از صفر است. در مقابل، مواد پارامغناطیس با بی نظمی در گشتاور اتمی، دارای مغناطیس شوندگی خالص صفر هستند. این مواد دارای نفوذپذیری مغناطیسی اندکی بزرگتر از یک هستند.

مواد فرومغناطیس موادی با نفوذپذیری مغناطیسی بالا هستند که می توانند به مقدار زیاد مغناطیسی شوند و می توانند گشتاور مغناطیسی دائمی را حفظ کنند. دوقطبی‌های مغناطیسی اولیه داخل محدوده‌ها همگی موازی یکدیگر قرار می گیرند، اما هنگامیکه محدوده‌ها همگی بر خلاف جهت یکدیگر قرار می گیرند، به این ماده غیر فرومغناطیس گفته می شود. اگر محدوده‌ی خالص یک سیستم مساوی صفر نباشد، به این ماده فری مغناطیس گفته می شود. فری مغناطیس‌ها همه ویژگی‌های

<sup>1</sup> Anti-ferromagnetic

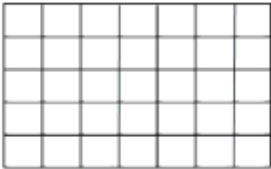
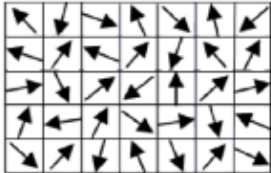
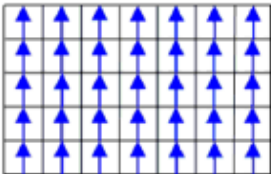
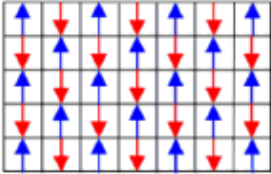
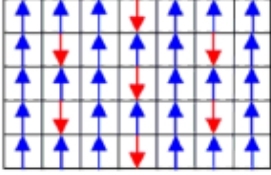
<sup>2</sup> Ferrimagnetic

<sup>3</sup> Magnetic Susceptibility

<sup>4</sup> Magnetic Permeability

رفتاری مواد فرومغناطیس را دارند اما در نظم مغناطیسی تفاوت‌های زیادی با هم دارند.

جدول ۱-۱- انواع مواد مغناطیسی [۸۵]

نوع ماده مغناطیسی	رفتار مغناطیسی	مغناطیس‌پذیری	مثال‌ها
دیامغناطیس		کم و منفی	مس، نقره، طلا و آلومینا
پارامغناطیس		کم و مثبت	آلمینیوم، تیتانیوم و آلیاژهای مس
فرومغناطیس		خیلی زیاد و مثبت، تابع میدان اعمالی، وابسته به میکروساختار	آهن، نیکل و کبالت
غیر فرومغناطیس		کم و مثبت	منگنز، کروم، اکسید منگنز و اکسید نیکل
فری مغناطیس		زیاد و مثبت، تابع میدان اعمالی، وابسته به میکروساختار	فریت‌ها

### ۳-۳-۱ ساختار سیال MR

سیال MR از ذراتی دارای نفوذپذیری مغناطیسی در اندازه میکرونی که در یک سیال حامل پراکنده

شده‌اند تشکیل شده است. برای ساخت این سیال عموماً از ذرات فرومغناطیس و فری‌مغناطیس در سیالات پایه‌ای مانند آب، روغن‌های صنعتی و سیالاتی خواه قطبی یا ناقطبی و . . . استفاده می‌شود، اما بیشتر محققین از ذرات آهن کربونایل در سیالات روغنی، مانند روغن سیلیکون [۲ - ۵]، روغن هیدروکربن [۶]، روغن معدنی و روغن هیدرولیک استفاده کرده‌اند. پودر آهن بدلیل اشباع مغناطیسی بالا متداول‌ترین ماده در ساخت سیال MR بشمار می‌رود. این ذرات در یک جهت مناسب از یک قطب تا قطب دیگر آهن‌ربا یک زنجیره‌ی بسیار قوی تشکیل می‌دهند [۷]. ابتدا در غیاب میدان مغناطیسی، ذرات آهن در فضای بین دو دیواره حرکتی بی‌قید دارند. اما در حضور میدان، این ذرات در امتداد میدان مغناطیسی اعمال شده مرتب می‌شوند [۸]. زنجیره‌های تشکیل شده در مقابل نیروهای خارجی مقاومت نشان داده و مانع حرکت سیال می‌شود. این مقاومت تا زمانی که تنش به حداکثر مقدار خود برسد ادامه دارد، که به این تنش تنش تسلیم می‌گویند. بعد از آن جریان سیال در حضور میدان مغناطیسی همچنان ادامه دارد [۹].

## ۴-۱ کاربردهای سیال MR

به‌دلیل ویژگی‌های بیان شده، سیالات هوشمند، از جمله سیال MR، کاربردهای زیادی پیدا کرده‌اند. گستره این کاربردها از مهندسی مکانیک، خودروسازی و مهندسی عمران تا پزشکی را شامل می‌شود [۱۰]. سیال MR انتخاب مناسبی برای سیستم‌های کنترل فعال ارتعاشات و انتقال گشتاور می‌باشد. کاربردهای معمول آن در کمک فنرها، ترمزها، کلاچ‌ها، شیرهای کنترل و میراگرهای ارتعاش زمین لرزه است [۱۱].

در زمینه دمپرها گردانی نژاد و همکاران [۱۲] در سال ۲۰۰۰ یک جاذب ضربه‌ی قابل کنترل نیمه‌فعال حاوی سیال مگنتورئولوژیکال برای اتومبیل‌های خارج از جاده و با قابلیت باربری بالا را مورد مطالعه قرار دادند، مطالعات تئوری و آزمایشگاهی بر روی این دمپر صورت گرفت. در سال ۲۰۰۳

گراوات<sup>۱</sup> [۱۳] کاربرد دمپر MR بر روی چرخ جلوی موتورسیکلت‌ها را مورد بررسی قرار داد. در همین سال گردانی‌نژاد و همکاران [۱۴] یک ضربه‌گیر قابل کنترل نیمه‌فعال حاوی سیال مگنتورئولوژیکال برای سیستم تعلیق چرخ عقب یک موتورسیکلت خارج از جاده را بصورت تئوری و آزمایشگاهی مورد بررسی قرار دادند. همچنین در سال ۲۰۰۸ احمدخانلو [۱۵] یک میراگر MR برای سیستم‌های تله-رباتیک طراحی و مدلسازی نمود. هدف این پژوهش توسعه‌ی نسل بعدی سیستم‌های بازخورد نیرو، بوسیله‌ی ترکیب سیستم‌های مگنتورئولوژیکال جدید با تحلیل میکروساختاری و طراحی سیستم‌های کنترل پیشرفته است. در سال ۲۰۰۹ لینگ<sup>۲</sup> و همکاران یک میراگر مگنتورئولوژیکال برای وسایل نقلیه ریلی طراحی کردند.

استفاده از میراگرهای MR در خودروهای مدرن را می‌توان تجاری‌ترین کاربرد این سیستم‌ها دانست. شرکت لُرد<sup>۳</sup> بزرگترین تولید کننده این سیستم‌ها، از سال ۲۰۰۲ با نام تجاری دلفی مگن راید<sup>۴</sup> اقدام به نسب سیستم تعلیق مگنتورئولوژیکال بر روی خودروها کرده است، که می‌توان از کارخانه‌های خودروسازی کادیلک<sup>۵</sup>، شورولت<sup>۶</sup>، آئودی<sup>۷</sup> و فراری<sup>۸</sup> بعنوان مشتریان این شرکت نام برد. همچنین شرکت لُرد از سیال MR برای ساخت سیستم تعلیق ماشین‌های سنگین، ترمزهای دیسکی با امکان تغییر نیروی ترمزی، کلاچ‌هایی با قابلیت کنترل نیروی انتقالی و همینطور دمپرهای غول‌آسا برای مقابله با زمین لرزه در سازه‌های بزرگ نام برد [۱۶].

سیال MR کاربردهای دیگری در زمینه‌های مهندسی بایو، مهندسی پزشکی، انتقال انرژی حرارتی، صیقل دادن نوری، انتشار صوت، جابجایی مغناطیسی همدم و ... دارد [۱۱].

---

<sup>1</sup> Gravatt

<sup>2</sup> Ling

<sup>3</sup> LORD Corporation

<sup>4</sup> Delphi MagneRide™

<sup>5</sup> Cadillac

<sup>6</sup> Chevrolet

<sup>7</sup> Audi

<sup>8</sup> Ferrari

در زمینه مهندسی بایو، لیو<sup>۱</sup> و همکارانش [۱۷] در سال ۲۰۰۱ به بررسی کاربرد سیالات مغناطیسی در آب‌بندی رگ‌های خونی، منعقدسازی خون و همچنین قابلیت این سیالات برای درمان سرطان پرداختند. آنها برای ساخت سیال مغناطیسی از ذرات آهن و اکسید آهن در حامل‌هایی متفاوت بهره بردند.

در سال ۲۰۱۱ او<sup>۲</sup> و پارک<sup>۳</sup> [۱۸] تحقیقی بر روی مواد نانو پلیمر فوق مغناطیسی بر پایه اکسید آهن انجام دادند. آنها این مواد را طراحی و تولید کرده و کاربردهای آن را در زمینه‌های مهندسی پزشکی، شامل بالابردن کیفیت تصاویر MRI<sup>۴</sup>، دارورسانی هدف‌گذاری شده، تب مصنوعی، جداسازی زیستی، عدم‌تحرك پروتئین و حسگرهای زیستی بررسی کردند.

صیقل دادن نوری که اولین بار توسط کوردونسکی<sup>۵</sup> و جاکوبس<sup>۶</sup> [۱۹] ابداع شد یکی دیگر از کاربردهای مهم سیالات MR است. این سیال MR صیقل دهنده مغناطیسی می‌باشد که تحت جریان برشی ذرات غیرمغناطیسی ساینده، سطح ماده را صیقل می‌دهند. متداول‌ترین ترکیب ماده ساینده و مایع حامل برای صیقل دادن نوری تمام شیشه‌ها و کریستالها ترکیب اکسیدسریوم و آب است. مواد ساینده‌های همچون آلومینا و الماس برای موادی به غیر از شیشه‌ها استفاده می‌شود.

## ۵-۱ پیشینه پژوهش در زمینه سیال MR

### ۱-۵-۱ پژوهش‌های آزمایشگاهی

در سال‌های اخیر به دلیل کاربردهای فراوان و رو به افزایش سیالات MR تمرکز تحقیقات بر روی این نوع از مواد هوشمند نیز افزایش یافته است. بخش عمده‌ای از این پژوهش‌ها را تحقیقات آزمایشگاهی

---

<sup>1</sup> Liu

<sup>2</sup> Oh

<sup>3</sup> Park

<sup>4</sup> Magnetic Resonance Imaging

<sup>5</sup> Kordonski

<sup>6</sup> Jacobs

تشکیل می‌دهد. این تحقیقات عمدتاً به بررسی سیالات MR با ترکیبات مختلفی از ذرات مغناطیسی، سیال پایه و افزودنی‌ها می‌پردازند، تا سیالی با قیمت مناسب و پایدار از نظر دمایی و تهنشینی و همچنین تنش تسلیم بالا در حضور میدان مغناطیسی ارائه دهند.

جولی<sup>۱</sup> و همکارانش [۲۰] در سال ۱۹۹۹ خواص مغناطیسی و رئولوژیکال چندین نوع سیال مگنتورئولوژیکال تجاری را مورد بحث و بررسی قرار دادند. این سیالات به کمک نمودارهای مختلف با یکدیگر مقایسه شده‌اند. همچنین بعضی از کاربردهای کنونی این سیالات بررسی شده است. این کاربردها نشان می‌دهند چگونه باید خواص مواد گوناگون تنظیم شوند تا عملکرد بهینه برای یک کاربرد خاص حاصل گردد. گنکالوز<sup>۲</sup> [۲۱] در سال ۲۰۰۵ رفتار سیالات مگنتورئولوژیکال را در سرعتها و نرخ های برش بالا مورد بررسی قرار داد. در این پژوهش رفتار سیال برای حالت غیرفعال و فعال بوسیله‌ی رئومتر بررسی شده است. در همین سال ویوتا<sup>۳</sup> و همکارانش [۲۲] در مورد ساخت سوسپانسیون‌های مگنتورئولوژیکال و پایداری آن‌ها تحقیق کردند. ورلی<sup>۴</sup> و همکاران [۲۳] در سال ۲۰۰۶ چند نمونه سیال MR دو جزئی با استفاده از ذرات آهن در اندازه نانومتر و میکرومتر ساختند، در حالی که سیالات مگنتورئولوژیکال متدوال فقط از ذراتی در مقیاس میکرون تشکیل می‌شود. در سال ۲۰۰۸ روز کوفسکسی<sup>۵</sup> و همکارانش [۲۴] لزجت سیال MR را تحت میدان مغناطیسی اندازه‌گیری کردند. هدف این پژوهش تعیین لزجت سیال MR در مقادیر میدانهای مختلف و تعیین پارامترهای موثر در توقف جریان سیال در یک لوله موئین بوده است. در همین سال ژانگ<sup>۶</sup> و همکارانش [۲۵] چند نمونه سیال مگنتورئولوژیکال با سیالات پایه گوناگون تهیه کردند و خواص آنها را مورد بررسی قرار دادند. مازلان<sup>۷</sup> [۱] در پایان‌نامه دکتری خویش رفتار سیالات مگنتورئولوژیکال در

---

<sup>1</sup> Jolly

<sup>2</sup> Gonclaves

<sup>3</sup> Viota

<sup>4</sup> Wereley

<sup>5</sup> Roszkowski

<sup>6</sup> Zhang

<sup>7</sup> Mazlan

مد فشاری را مورد بررسی قرار داده است. وی در این پژوهش رفتار سه نوع سیال مگنتورئولوژیکال را آزمایش کرد که یکی از آنها پایه-آبی و دو سیال دیگر پایه-هیدروکربنی بودند. نتایج آزمایشگاهی نشان دادند که رفتار سیالات MR به حرکت نسبی بین ذرات جامد مغناطیسی و سیال حامل بستگی دارد. در تحقیقی دیگر در سال ۲۰۰۸ ترکزین<sup>۱</sup> و کیوک<sup>۲</sup> [۲۶] چند نمونه سیال مگنتورئولوژیکال تهیه کردند. در این پژوهش خواص اصلی سیالات MR، مانند پاسخ آن‌ها به میدان خارجی و پایداریشان مورد بررسی قرار گرفته است. علاوه بر این، نتایج مربوط به اثر پایدارکنندگی افزودنی‌های مختلف در این پژوهش ارائه شده است. در سال ۲۰۱۲ کیم<sup>۳</sup> و همکارانش [۲۷] سیال مگنتورئولوژیکالی را به کمک ذرات آهن کربونایل پخش شده در محلول پلیمری تهیه کردند و مشخصات رئولوژیکی آن را تحت میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار دادند. در تهیه این سیال از محلول پلیمری پایه آبی ساخته شده از اکسید پلی اتیلن به‌عنوان سیال حامل و آهن کربونیل (CI) استفاده شده است. در همین سال ماهندران<sup>۴</sup> و همکارانش خواص مکانیکی سیالات MR پایه آهنی را مورد پژوهش قرار دادند. ایشان برای ساخت سیال MR از روغن سیلیکون (OKs) و پودر آهن استفاده کردند و برای جلوگیری از ته‌نشینی ذرات آهن از گریس استفاده شده است.

## ۱-۵-۲ پژوهش‌های تحلیلی

در کنار پژوهش‌های آزمایشگاهی صورت گرفته در زمینه سیالات MR، مطالعاتی تحلیلی برای مدل-سازی رفتار این سیال صورت گرفته است. به دلیل وجود تنش تسلیم در حضور میدان برای مدل‌سازی سیال از مدل‌هایی غیرنیوتنی متفاوتی (نظیر هرشل-بالکلی، بایویسکوز و پلاستیک-بینگهام) استفاده شده است [۲۸]. مدل پلاستیک-بینگهام بدلیل سادگی در حل و دقت قابل قبول در این بین به پرکاربردترین مدل مبدل شده است [۲۹]. این مدل به دلیل شباهت رفتار سیالات MR و ER برای هر

---

<sup>1</sup> Turczyn

<sup>2</sup> Kciuk

<sup>3</sup> Kim

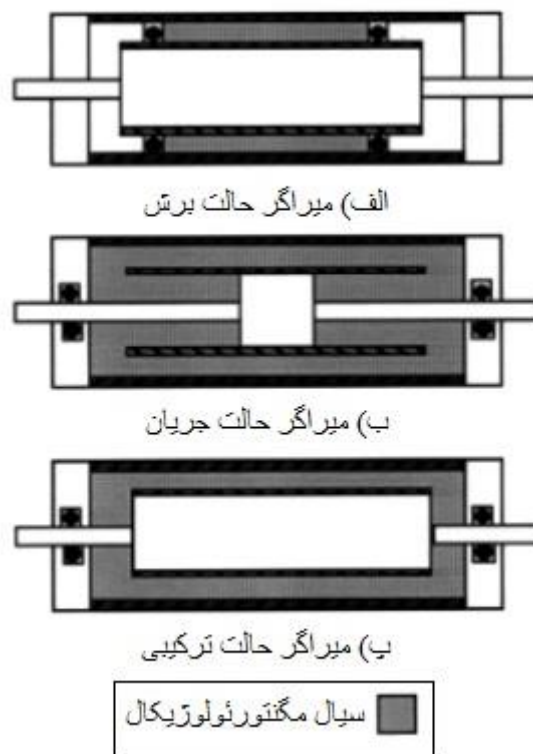
<sup>4</sup> Mahendran

دو نمونه قابل استفاده می‌باشد [۳۰].

$$\tau = \tau_y(\text{field})\text{sgn}(\dot{\gamma}) + \eta\dot{\gamma} \quad \tau \geq \tau_y \quad (1-1)$$

در رابطه (۱-۱) مقدار عددی میدان الکتریکی یا مغناطیسی،  $\dot{\gamma}$  نرخ برش سیال،  $\eta$  لزجت پلاستیک (در میدان صفر) و  $\tau_y$  تنش تسلیم است.

ورلی و پانگ<sup>۱</sup> [۳۱] در سال ۱۹۹۸ به بررسی میراگرهای MR و ER با استفاده از مدل بینگهام پرداختند. آنها با فرض شبه تعادلی حالت‌های برش، جریان و ترکیب این دو را بین دو صفحه موازی حل نمودند، شکل ۱-۱ بصورت شماتیک سه حالت ذکر شده برای میراگرها را نمایش می‌دهد.



شکل ۱-۱-۱- شماتیک سه نوع میراگر در حالت‌های برشی، جریان و ترکیبی [۳۱]

در سال ۲۰۰۴، چن<sup>۲</sup> و همکارانش [۳۲] سیال مگنتورئولوژیکال را در جریان‌های ناپایا و با دبی‌های مختلف مورد بررسی قرار دادند. آنها به این نتیجه رسیدند که در صورت صفر بودن تنش

<sup>1</sup> Pang  
<sup>2</sup> Chen



تسلیم رفتار سیال MR یک رفتار نیوتنی خواهد بود.

ورلی و همکارانش [۲۸] در سال ۲۰۰۸، سیال مگنتورئولوژیکال را در حالت برشی برای دمپره‌های خطی، استوانه‌ای دوار و دیسکی دوار بصورت تئوری بررسی کردند. آنها مدل‌های هرشل-بالکلی، بایویسکوز و بینگهام-پلاستیک را بکار برده و با یکدیگر مقایسه نمودند. در سال ۲۰۰۸، هُنْگ<sup>۱</sup> و همکارانش [۲۹] مد ترکیبی دمپره‌های مگنتورئولوژیکال را با استفاده مدل بینگهام حل کرده و کار خود را با نتایج آزمایشگاهی صحت سنجی کردند. یو<sup>۲</sup> و همکارانش [۳۳] در سال ۲۰۱۳، دمپره مگنتورئولوژیکال را با استفاده از مدل‌های هرشل-بالکلی و بینگهام پلاستیک برای جریان اسیلاتوری در حالت ناپایا تحلیل و بررسی کردند. در سال ۲۰۱۴ استکی و همکارانش [۳۴] دمپره‌های سیالات MR و ER را در مد جریان و ترکیبی تحلیل کردند. آنها علاوه بر حل تحلیل از روش المان محدود نیز در تحقیق خود بهره بردند.

### ۱-۵-۳ پژوهش‌های عددی

با توجه به هزینه‌های بالای تحقیقات آزمایشگاهی و محدودیت حل‌های تحلیلی برخی از محققین برای شبیه‌سازی سیالات مگنتورئولوژیکال و الکتروئولوژیکال از روش‌های عددی استفاده کرده‌اند، که البته این حوزه از پژوهش تا امروز سهم بسیار کمتری به نسبت پژوهش‌های آزمایشگاهی و حتی تحلیلی را به خود اختصاص داده است. دسته بندی‌های متفاوتی برای روش‌های عددی وجود دارد. یکی از آنها تقسیم‌بندی به دو گروه پیوسته و گسسته است.

### ۱-۵-۳-۱ روش‌های پیوسته

در دیدگاه پیوسته، معادلات دیفرانسیل عادی و یا جزئی را می‌توان با استفاده از بقای جرم، مومنتم و

---

<sup>1</sup> Hong  
<sup>2</sup> Yu

انرژی برای یک حجم کنترل بدست آورد. اما بدلیل محدودیت‌هایی نظیر معادلات غیرخطی، شرایط مرزی پیچیده، هندسه‌های پیچیده و ... حل آن‌ها مشکل و در بعضی شرایط امکان ناپذیر است. از این‌رو با استفاده از روش‌های عددی مانند حجم محدود<sup>۱</sup>، المان محدود<sup>۲</sup> و اختلاف محدود<sup>۳</sup> و ... معادلات دیفرانسیل با شرایط اولیه و مرزی مشخص به معادلات جبری تبدیل می‌شوند. این معادلات با روش‌های تکراری تا رسیدن به همگرایی حل می‌گردند.

در زمینه سیالات MR نیز مدل‌سازی‌هایی هرچند محدود با استفاده روش‌های ذکر شده صورت گرفته است. در سال ۲۰۰۸، گرتزوس<sup>۴</sup> و همکارانش [۳۵] یک ژورنال بیرینگ هوشمند را با استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی<sup>۵</sup> (CFD) شبیه‌سازی کردند. آنها با استفاده از مدل پلاستیک-بینگهام پاسخی منطبق بر نتایج آزمایشگاهی و همچنین تحلیلی بدست آوردند که برای طراحان این تجهیزات هوشمند مفید خواهد بود. امیدبگی و هاشم‌آبادی [۳۶] در سال ۲۰۱۲ پژوهشی با استفاده از دو روش تجربی و محاسباتی بر روی استوانه‌های دارای خروج از مرکز انجام دادند. آنها تاثیر کسر حجمی، شدت میدان مغناطیسی، نرخ برش و میزان انحراف از مرکز بر روی خواص رئولوژیکال و مغناطیسی سیال MR را بررسی کردند.

## ۱-۵-۳-۲ روش‌های گسسته

از سوی دیگر، دامنه حل را می‌توان تا ابعاد اتم‌ها و مولکول‌ها کوچک کرد به گونه‌ای که باید برای شبیه‌سازی، حرکت و برخورد این ذرات را مورد توجه قرار داد. این شیوه که در مقیاس‌های میکرومتر و نانومتر است، دینامیک مولکولی<sup>۶</sup> (MD) نام دارد. برای کار با این روش نیازمند دانستن توابع نیرویی بین ذرات تشکیل دهنده ماده هستیم تا بتوان با استفاده از قانون دوم نیوتن رفتار ذرات و در نهایت

---

<sup>1</sup> Finite Volume

<sup>2</sup> Finite Element

<sup>3</sup> Finite Difference

<sup>4</sup> Gertzos

<sup>5</sup> Computational Fluid Dynamics

<sup>6</sup> Molecular Dynamics

رفتار کلی ماده را در شرایط مسئله شبیه‌سازی کرد. روش MD در کنار نتایج صحیح و همین‌طور دقت بالا در نمایش جزئیات پدیده‌ها دارای هزینه محاسباتی زیادی است که عملاً شبیه‌سازی را برای مقیاس‌های زمانی و طولی بزرگ ناممکن می‌کند.

به همین جهت محققان رو به ابداع و استفاده از شیوه‌های درشت دانه<sup>۱</sup> برای رفع این مشکل آورده‌اند. روش‌هایی که علاوه بر نتایج فیزیکی و توجیه‌پذیر اطلاعات مفیدی از جزئیات پدیده‌ها در اختیار قرار دهد. بدین منظور روش‌های مقیاس مزو<sup>۲</sup> - بین مقیاس‌های میکرو و ماکرو- برای حل این معضل ایجاد شدند. روش شبکه گاز سلول خودکار<sup>۳</sup> (LGCA) و روش شبکه بولتزمن<sup>۴</sup> (LBM) از این دست می‌باشند که در گروه روش‌های دارای شبکه<sup>۵</sup> قرار می‌گیرند [۳۷ و ۳۸]. در هر دو این روش‌ها ذرات تشکیل دهنده سیال در مکانی محدود و مسیرهای تعیین شده به حرکت درمی‌آیند. نوع دیگری از مدل‌ها در مقیاس مزو را روش‌های بدون شبکه<sup>۶</sup> تشکیل می‌دهند. در این گروه از مدل‌سازی ذرات ماده می‌توانند حرکتی آزادانه در محیط محاسباتی داشته باشند که می‌توان از روش دینامیک براونی<sup>۷</sup> (BD) و دینامیک ذره استهلاکی (DPD) به عنوان روش‌های شاخص مدل‌سازی بدون شبکه در مقیاس مزو نام برد [۳۹].

در سال ۲۰۰۴، شیرایشی<sup>۸</sup> و همکارانش [۸] با استفاده از روش سلول خودکار سیال مگنتورئولوژیکال را مدل‌سازی کردند. آنها در ابتدا زنجیره‌های ایجاد شده توسط ذرات مغناطیسی را با نتایج آزمایشگاهی مقایسه کرده و سپس نفوذپذیری معادل سیال MR را با استفاده از نتایج بدست آوردند.

---

<sup>1</sup> Coarse Grained

<sup>2</sup> Meso Scale

<sup>3</sup> Lattice-Gas Cellular Automata

<sup>4</sup> Lattice Boltzmann Method

<sup>5</sup> On-Lattice

<sup>6</sup> Off-Lattice

<sup>7</sup> Brownian Dynamics

<sup>8</sup> Shiraishi

هان<sup>۱</sup> و همکارانش [۴۰] در سال ۲۰۱۰، سیال مگنتورئولوژیکال را با استفاده از روش شبکه بولتزمن مدل‌سازی کردند. آنها ساختارهای ایجاد شده در کسرهای حجمی ۵٪، ۱۰٪، ۲۰٪ و ۳۰٪ را در گذر زمان بررسی کردند. همچنین تاثیر میدان مغناطیسی را بر لزجت سیال گزارش دادند که نتایج نشان از کاهش لزجت سیال با افزایش نرخ برش داشته است.

از جمله مطالعات محدودی که با استفاده از روش‌های بدون شبکه انجام شده می‌توان از پژوهش ساتو<sup>۲</sup> و چنترل<sup>۳</sup> [۴۱] نام برد. آنها با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی (DPD) سیال مغناطیسی را مدل‌سازی کرده و قابلیت این روش را در مدل‌سازی پدیده‌های مغناطیسی نشان دادند. آنها تاثیر پارامترهای مختلف از جمله جرم و قطر ذرات مغناطیسی را بر زمان برخورد دو ذره مغناطیسی که در فاصله‌ای معین درون سیال غوطه‌ور بودند را بررسی کردند که در نهایت نتایج فیزیکی و قابل توجیه‌ای را ارائه دادند. البته بجز این پژوهش که در حالت تعادلی انجام شده است، فعالیت چشمگیر دیگری بر روی سیالات مغناطیسی با استفاده از روش DPD صورت نگرفته است و حال ما در نظر داریم تا با توسعه این روش گامهای جدیدی را در بررسی سیالات مغناطیسی برداریم.

## ۱-۶ معرفی دینامیک ذره استهلاکی (DPD)

همانطور که پیش‌تر نیز اشاره شد به دلیل هزینه‌های بالای آزمایشگاهی و محدودیت‌های موجود بر روش‌های تحلیلی دانشمندان بر آن شدند تا با استفاده از روش‌های عددی مسائل و پدیده‌های پیچیده فیزیکی را شبیه‌سازی کنند. یکی از این روش‌ها که ریشه در ذرات تشکیل دهنده (اتم‌ها و مولکول‌ها) مواد دارد دینامیک مولکولی است این روش با وجود قابلیت شگرف خود در شبیه‌سازی رفتار مواد دارای هزینه محاسباتی بالایی است که یکی از عوامل محدود کننده مهم در این روش محسوب می‌شود.

---

<sup>1</sup> Han

<sup>2</sup> Satoh

<sup>3</sup> Chantrell

یکی از راه‌های حل این مشکل استفاده از روش‌های درشت دانه است. بدین ترتیب که تعدادی از اتم‌ها و یا مولکول‌های سازنده ماده را در یک دسته و یا خوشه قرار داده و نیز نیروهای مناسبی برای برهم‌کنش‌های بین این دسته‌ها تعیین شود، تا با این کار از حجم محاسبات لازم برای شبیه‌سازی کاسته شود و در عین حال رفتار ذرات با جزئیات خوبی به نمایش درآید. هوگربراگ<sup>۱</sup> و کوئلمن<sup>۲</sup> [۴۲] در سال ۱۹۹۲ روش دینامیک ذره استهلاکی (DPD) را بر همین اساس پایه‌ریزی کردند. در این روش که ایده آن از ترکیب دو روش شبکه گاز خودکار (LGA) و دینامیک مولکولی (MD) به دست آمده، سیال به وسیله‌ی یک سیستم از ذرات (ذرات DPD) که تحت قانون دوم نیوتن حرکت می‌کنند مدل‌سازی می‌شود. این روش بدون شبکه<sup>۳</sup> بوده و از مشکلات ایجاد شبکه در روش‌های دارای شبکه معاف است. در ضمن نیروهای بین ذرات DPD بگونه‌ای هستند که پایستگی جرم و مومنتم بصورت همزمان رعایت می‌شود. به همین دلیل با وجود اینکه مبنای این روش ذره‌ای است اما می‌تواند منحصر به مقیاس مزو نباشد و برای گستره مقیاسی بیشتری استفاده شود. این در حالیست که در روشی مانند دینامیک براونی (BD) تضمینی بر پایستگی مومنتم وجود ندارد. روش DPD به دلیل انعطاف پذیری بالا برای مدل‌سازی ساختارهای پیچیده بسیار کارآمد است که آن را به گزینه مناسبی برای مدل‌سازی در زمینه سوسپانسیون‌ها، سیالات چند فازی، پلیمرها و بایو در سال‌های اخیر مبدل کرده است [۴۳]. در ادامه توضیحات بیشتری درباره کاربرد روش DPD ارائه می‌شود.

## ۱-۶-۱ کاربردهای روش دینامیک ذره استهلاکی (DPD)

### ۱-۱-۶-۱ سوسپانسیون‌ها

فهمیدن خواص رئولوژیکال سوسپانسیون‌های کلئیدی با ذراتی با اندازه‌های متفاوت، اشکال و ترکیباتی که در حامل‌های مختلف و شرایط متنوع معلق هستند، یکی از موضوعات کلیدی در

<sup>1</sup> Hoogerbrugge

<sup>2</sup> Koelman

<sup>3</sup> Off-lattice

شبیه‌سازی و مدل‌سازی آن‌هاست. برای کاربردهای صنعتی این محدوده از سوسپانسیون‌ها علاوه بر روش‌های مبتنی بر محیط‌های پیوسته مانند دینامیک براونی [۴۴] یا دینامیک استوکسی که هزینه محاسباتی زیادی برای نرخ برش بالا دارد [۴۵]، روش‌های جایگزین مزوسکوپیک مانند شبکه بولتزمن (LBM) و DPD وجود دارند. شبیه‌سازی DPD سوسپانسیون‌ها یکی از راه‌های ممکن به‌جای هیدرودینامیک محیط پیوسته در مقیاس‌های طولی بزرگ است که درعین حال آن را قادر به دریافت بعضی از درجات جزئیات مولکولی می‌کند.

کوئلمن و هوگربرگ [۴۶] در سال ۱۹۹۳، یک سیستم سوسپانسیونی با ذرات سخت را تحت جریان برشی شبیه‌سازی کردند. آنها با استفاده از روش DPD که خود مبدع آن بودند لزجت این نوع از سیال را تا کسر حجمی ۳۵٪ محاسبه کردند که انطباق خوبی با نتایج تجربی داشت.

بوئک و همکارانش [۴۵] در سال ۱۹۹۷، ویژگی‌های رئولوژیکال سوسپانسیون‌ها با ذرات معلق مانند کره، میله و دیسک را در یک مایع بررسی کردند. آن‌ها یک روش DPD با کارآمدی بالا برای محاسبه فعل‌وانفعالات هیدرودینامیکی در مقایسه با مدل‌های محیط پیوسته، برای حلال‌ها یافتند. در کارهای بوئک و همکاران [۴۷ و ۴۸] با استفاده از روش DPD لزجت به‌عنوان تابعی از نرخ برش و کسر حجمی ذرات معلق محاسبه شد و نتایج برای سوسپانسیون‌های رقیق میله و دیسک انطباق عالی با پیش‌بینی‌های نظری داشت. علاوه بر این، برای جریان‌های نیمه رقیق، آن‌ها رفتار مقیاسی مشابه «دویی-ادواردز»<sup>۱</sup> [۴۹] برای سوسپانسیون‌های میله‌ای مشابه یافتند. در یک توضیح برای موضوعات و پیچیدگی‌های استفاده از DPD برای شبیه‌سازی کلوئیدها، ویتل<sup>۲</sup> و دیکنسون<sup>۳</sup> [۵۰] در سال ۲۰۰۱، یادآور شدند که با افزایش در اندازه ذرات کلوئیدی در مقایسه با ذرات مایع بالا رفتن برهم‌کنش‌های هیدرودینامیکی انتظار می‌رود، اما این مسئله با افزایش تعداد کل ذرات و در نتیجه بالا رفتن هزینه محاسباتی همراه است.

<sup>1</sup> Doi-Edwards

<sup>2</sup> Whittle

<sup>3</sup> Dickinson

بوئک و وندراسکوت<sup>۱</sup> [۴۸] جریان سیال از میان یک آرایه تکراری از کره‌ها را، برای فهمیدن خواص رئولوژیکال آزمایش کردند. آن‌ها فهمیدند که برای مسئله جریان سیال از میان آرایه‌ها، اندازه سیستم تأثیری بر نیروی پسا بی‌بعد ندارد، درحالی‌که برای کسر حجمی بالاتر جامد، نیاز به افزایش اندازه سیستم برای اجتناب از تأثیرات اندازه محدود و تراکم می‌باشد.

گیسون<sup>۲</sup> و همکاران [۵۱] از DPD برای شبیه‌سازی کارآمد جذب ذرات کلئیدی بر روی یک سطح پوشش پلیمری استفاده کردند و نتایج به‌دست‌آمده انطباق خوبی با پیش‌بینی‌های تئوری داشت که با افزایش اندازه نسبت پلیمر به ذرات کلئیدی یا به‌طور مشابه افزایش چگالی پلیمر، جذب ذرات بر سطح نیز کاهش خواهد یافت. ون در کویج<sup>۳</sup> و همکاران [۵۲] نتایج خوبی برای لزجت ذاتی سوسپانسیون‌های صفحه تخت با مطالعه رئولوژی سوسپانسیون‌های رقیق این کلئیدهای صفحه مانند سخت از طریق ترکیب اندازه‌گیری‌های رئولوژیکال تثبیت‌شده با مدل‌سازی DPD برای دیسک‌ها به دست آوردند.

کیم<sup>۴</sup> و فیلیپس<sup>۵</sup> [۵۳] جریان‌های پیرامون کره‌ها و سیلندرها در عدد رینولدز محدود با یک اینرسی سیال محدود را در شبیه‌سازی DPD مورد مطالعه قرار دادند. جریان حول اجسام بی‌حرکت و جابجایی و چرخش اجسام متحرک مورد بررسی قرار گرفت و نشان داده شد شبیه‌سازی‌های DPD از نظر کمی تا رینولدز ۵۰ تا ۱۰۰ دقیق هستند و عدم دقت در اعداد رینولدز بالاتر را می‌توان به اثرات تراکم نسبت داد. پس‌از آن، چن<sup>۶</sup> و همکاران [۵۴] نیروی پسا و گشتاور یکنواخت و جریان برشی پیرامون یک کره ایستا را با به‌کارگیری شبیه‌سازی DPD برآورد کردند. آن‌ها اهمیت ضریب نیروی اتلاfi را بر روی مقادیر نتایج نیروی پسا و گشتاور را مشاهده نمودند.

---

<sup>1</sup> Van Der Schoot

<sup>2</sup> Gibson

<sup>3</sup> Van Der Kooij

<sup>4</sup> Kim

<sup>5</sup> Phillips

<sup>6</sup> Chen

در تحقیق داریاس<sup>۱</sup> و همکاران [۵۵] سوسپانسیون‌های محدودشده در هندسه‌های استوانه‌ای با استفاده از DPD بررسی شده است. در این مدل DPD، کره‌های نرم معلق از طریق یک نیروی پایستار نرم در تعامل هستند، درحالی‌که ذرات فاز محیط پیوسته از طریق نیروهای DPD برهم‌کنش می‌کنند. پریامیتسین<sup>۲</sup> و گانسان<sup>۳</sup> [۵۶] یک روش ساده با استفاده از DPD برای مدل ماکرو ذرات در حلال‌های پیچیده ابداع کردند، و بعلاوه آن‌ها قادر به ردیابی حرکت و پدیده دینامیکی مرتبط به مدل سوسپانسیونشان شدند. پس‌ازآن، دی‌پالما<sup>۴</sup> و همکاران [۵۷] روش DPD را برای شبیه‌سازی جریان به حرکت درآمده با یک میکروپمپ که شامل چندی ناحیه کلئیدی است به کار بردند و یک شرح مفصلی از ویژگی‌های محلی جریان که در مقایسه با داده‌های آزمایشگاهی منطقی و دقیق بوده ارائه کردند.

مارتیس<sup>۵</sup> [۵۸] یک سری شبیه‌سازی به‌منظور مقایسه نتایج DPD مدل‌های مختلف سوسپانسیون با سایر پیش‌بینی‌های تئوری انجام داد. او فهمید که روش اصلی DPD در بازیابی رژیم سیستم‌های سوسپانسیونی رقیق به غلیظ خوب عمل می‌کند. با این حال، در کسر حجمی و عدد پکلت<sup>۶</sup> بالاتر، متوجه شد، DPD به‌منظور در نظر گرفتن پدیده‌های مهم، حل باید در گام زمانی و طول مقیاس کم انجام گیرد. برای شبیه‌سازی سازه‌های کلئیدی خواسته‌شده، دزوینل<sup>۷</sup> و همکاران [۵۹] و دزوینل و یوئن<sup>۸</sup> [۶۰] از یک نوع تابع پتانسیل لنارد-جونز<sup>۹</sup> برای تعریف ذرات کلئیدی بهره برده و نیز ذرات DPD را برای تقلید رفتار حلال استفاده کردند. فاز گذار ذرات و ایجاد خودبه‌خودی میسل‌های<sup>۱۰</sup> کروی و کرم‌مانند<sup>۱۱</sup> و تبلور در ساختارهای شش‌ضلعی پایدار و کرم‌مانند مشاهده شد.

---

<sup>1</sup> Darias

<sup>2</sup> Pryamitsyn

<sup>3</sup> Ganesan

<sup>4</sup> De Palma

<sup>5</sup> Martys

<sup>6</sup> Pecllet

<sup>7</sup> Dzwinel

<sup>8</sup> Yuen

<sup>9</sup> Lennard-Joens

<sup>10</sup> Micelle

<sup>11</sup> Worm-Like



علاوه بر این، خواص به شدت متغیر مانند لزجت و فشار نسبی حلال DPD یافت شد که در تعیین سرعت تبلور حیاتی است.

## ۲-۱-۶-۱ سیالات چند فازی

در این بخش چندین کاربرد، مانند تجزیه جت مایع، برخورد قطره، ترکیب شدن و جریان‌های چند فازی در میکرو کانال‌ها که در آن‌ها جریان شامل فازهای مختلف است معرفی شده است. موضوع کلیدی در کاربرد جریان چند فازی فیزیک بین فازهای مختلف مایع، گاز و جامد است. روش DPD، با توجه به ویژگی‌های مزوسکوپی خود، می‌تواند یک روش شبیه‌سازی بسیار مفید در این زمینه باشد.

نوویک<sup>۱</sup> و کووینی<sup>۲</sup> [۶۱] در سال ۱۹۹۷ با تعریف ذرات DPD به عنوان قطرات ترکیب ناپذیر برای اولین بار سیالات چندفازی را مدل کردند. بر اساس تئوری میدان اصلی، تیواری<sup>۳</sup> و آبراهام<sup>۴</sup> [۶۲] یک مدل DPD برای جریان‌های دوفازی شامل گاز و مایع ارائه کرده‌اند. در اعتبار سنجی مدل پیشنهادی خود، آن‌ها شبیه‌سازی مسائل با سطح مشترک دینامیکی را انجام دادند، مانند نوسانات دامنه کوچک و بزرگ سیلندر مایع و امواج موینگی. ویزر<sup>۵</sup> [۶۳] سه روش به‌منظور بکار بردن عامل اصطکاک برای برهم‌کنش بین ذرات و سیالات در سیستم‌های چند-لزجتی ارائه داد. قابلیت DPD در ثبت اثرات کیفی در حین تزریق سرامیک توسط هلدله<sup>۶</sup> و همکاران [۶۴] گزارش شده است.

لیو<sup>۷</sup> و همکاران [۶۵] ترکیبی از برهم‌کنش‌های دافعه برد کوتاه و جاذبه برد بلند برای مدل‌سازی DPD سیستم‌های چند فازی را معرفی کردند و از این مدل برای مطالعه رفتار قطره‌های مایع در گاز استفاده نمودند. بعداً یک مدل مشابه برای شبیه‌سازی جریان مایع چند فازی در شبکه

---

<sup>1</sup> Novik

<sup>2</sup> Coveney

<sup>3</sup> Tiwari

<sup>4</sup> Abraham

<sup>5</sup> Visser

<sup>6</sup> Heldele

<sup>7</sup> Liu

میکروکانال‌ها توسط لیو و همکاران استفاده شد [۶۶]، آن‌ها برای مدل‌سازی اتصالات شکستگی غیراشباع [۶۶] و محیط متخلخل [۶۷] که به دلیل اثر لزجت، نیروهای موینگی و گرانشی، هندسه میکروکانال و شرایط جریان پیچیده است از روش DPD استفاده کردند. نرخ‌های تزریق مختلف و قدرت اثرات متقابل مایع-مایع و مایع-دیوار و نیروهای خارجی، حالت‌های مختلف جریان مانند جریان فیلم نازک، جریان‌های مرطوب‌کننده و غیر مرطوب‌کننده، توسط لئو و همکاران [۶۶] مشاهده شد. این تأیید عملی بودن استفاده از روش DPD در زمینه شبیه‌سازی چند فازی بود.

### ۱-۶-۱-۳ پلیمرها

برای اولین بار در سال ۱۹۹۷، کونگ<sup>۱</sup> و همکارانش [۶۸] با اتصال ذرات DPD توانستند رشته‌های پلیمری را مدل‌سازی کنند. آنها رفتار رشته‌هایی با طول‌های مختلف را درون یک سیال بررسی کرده و نتایجی مانند شعاع ژیراسیون رشته پلیمری و زمان آسایش دینامیکی را بدست آوردند که انطباق خوبی با نتایج آزمایشگاهی داشت.

در ادامه فعالیت این محققان پیشرو کارهای دیگری در زمینه شبیه‌سازی پلیمرها صورت گرفت. با بهبود نظریه فلوری-هاگینس<sup>۲</sup> برای پارامترهای DPD، میتی<sup>۳</sup> و همکارانش [۶۹] توانستند یک تعادل ساختارشناسی برای کامپوزیت‌های پلیمر-نانوتیوب به دست بیاورند. پس‌از آن، وستوکوت<sup>۴</sup> و همکارانش [۶۹] محاسبات ساختارشناسی مقیاس مزو این کامپوزیت‌ها را به یک شبکه المان محدود مدل کردند و رسانایی حرارتی الکتریکی فیلم‌ها را برآورد کردند. به‌منظور پیش‌بینی ساختار نانو کامپوزیت‌های پلیمر-خاک رس (PCN)، کامپوزیت‌های نانوتیوب-پلیمر و ترکیبات پلیمری (PCN)، فرمگلیا<sup>۵</sup> و پریسل<sup>۱</sup> [۷۰] و اسکوچی<sup>۲</sup> [۷۱ و ۷۲] یک روش سلسله مراتبی که پل بین شبیه‌سازی‌های

<sup>1</sup> Kong

<sup>2</sup> Flory-Huggins

<sup>3</sup> Maiti

<sup>4</sup> Westcott

<sup>5</sup> Fermeglia

اتمی و مزوسکوپي است را گزارش دادند. آن‌ها پارامترهای مدل مزوسکوپي DPD را با نداشت مقادير اندازه‌گیری شده انرژی از شبیه‌سازی MD محاسبه کردند.

## ۷-۱ معرفی تحقیق حاضر

همانطور که بیان شد، به دلیل اهمیت فراوان سیالات مگنتورئولوژیکال در صنعت و فناوری، تحقیقات در این زمینه رو به افزایش است. اما مسئله‌ای که در مورد آثار گذشته به چشم می‌خورد عدم فعالیت شایان توجه برای شناخت جزئیات میکروسکوپي این سیالات در حالت‌های غیرتعادلی است. همچنین با توجه به هزینه‌های بالای پژوهش‌های آزمایشگاهی بر روی سیالات مگنتورئولوژیکال و نیز محدودیت تحقیقات تئوری، نیاز به پژوهش‌های عددی احساس می‌شود. از سوی دیگر در میان روش‌های عددی، مدل‌های ذره‌ای بدلیل نمایش جزئیات میکروسکوپي اطلاعات جدیدی را در اختیار ما قرار خواهند داد. به همین جهت برآن شدیم تا از این زاویه نسبتاً پنهان به این سیالات مدرن بنگریم. همانطور که بیان شد، بررسی‌های انجام شده بر روی روش دینامیک ذره استهلاکی نشان داد این روش برای شبیه‌سازی سیالات پیچیده به ویژه سوسپانسیون‌ها کار آمد می‌باشد. ویژگی که این روش را برای تحقیق در زمینه سیالات MR به گزینه مناسبی تبدیل می‌کند.

در این پژوهش سیال MR تحت چند نرخ برش ثابت با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی مدل‌سازی می‌شود. همچنین علاوه بر مسئله ذکر شده در موضوع پایان‌نامه به بررسی این سیال در حالت‌های جریان پوازیه و ترکیبی پرداخته می‌شود. در این پژوهش سیال پایه با استفاده از دینامیک ذره استهلاکی و ذرات مغناطیسی شناور در آن با استفاده از مدل مغناطیسی ذره مدل‌سازی شده است. همچنین برای مدل‌سازی نیروهای بین ذرات جامد و مایع از پتانسیل لnard-جونز بهره برده شده است.

---

<sup>1</sup> Priel

<sup>2</sup> Scocchi

در این تحقیق سیالات مغناطیسی‌ای با کسرهای حجمی جامد ما بین ۱۵٪ تا ۳۹٪ برای بررسی این پارامتر مهم بر خواص سیال نظیر لزجت و اختلاف تنش نرمال اول<sup>۱</sup> مدل‌سازی شده است. همچنین برای اولین بار پروفیل سرعت این سیالات در بازه‌ای غیر خطی بین آغاز تسلیم و تسلیم کامل این سیالات ارائه شده است. این کار در چندین نرخ برش صورت گرفته تا نوع سیالات مورد مطالعه مشخص شود، نتیجه کار نیز مانند پژوهشهای پیشین حاکی از رقیق شونده برشی<sup>۲</sup> بودن این سیالات داشت. پس از آن با تغییر جنس ذرات مغناطیسی تاثیر این پارامتر نیز بر خواص سیالات MR بررسی گردیده است. سپس با تغییر لزجت سیال پایه نقش این پارامترها بر لزجت سیال MR بدست آمده است.

باید یاد آور شد مدل‌سازی سیال MR با استفاده از روش DPD در حالت غیرتعادلی که برای اولین بار در این پژوهش صورت گرفته که در نهایت نشان از قابلیت این روش در شبیه سازی سیالات MR می‌باشد.

در فصل دوم به معرفی معالات حاکم بر روش DPD و ذرات مغناطیسی که در این پژوهش استفاده شده‌اند بیان می‌شود. در فصل سوم روش‌ها اعمال شده برای این مدل‌سازی به مانند چگونگی محاسبه نیروهای بین ذرات، شرط مرزی و محاسبه لزجت را معرفی می‌شود. در فصل چهارم نتایج بدست آمده از مدل‌سازی و در فصل آخر نتیجه‌گیری این تحقیق ارائه خواهد شد.

---

<sup>1</sup> First Normal Stress Difference

<sup>2</sup> Shear Thinning

## فصل دوم:

### روش دینامیک ذره استهلاکی (DPD)

## ۱-۲ پیشگفتار

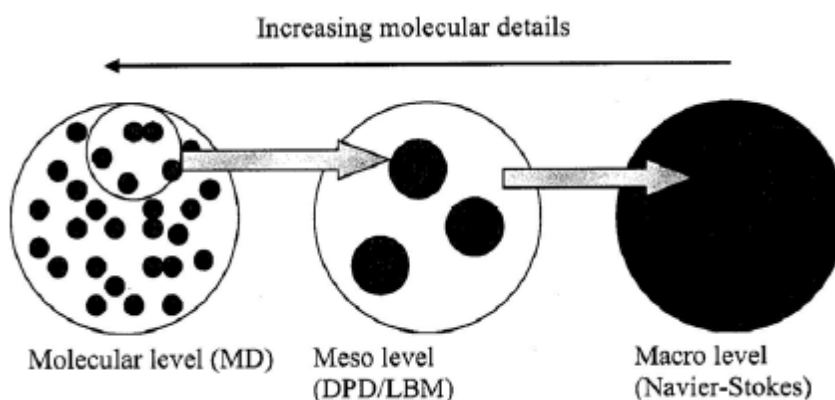
این فصل به معرفی روش استفاده شده برای مدل‌سازی سیال مگنتورئولوژیکال می‌پردازد. برای مدل‌سازی دو فاز مایع و جامد نیاز به سه دسته نیروی بین ذره‌ای هست. دسته اول که ذرات مایع را مدل می‌کند. دسته دوم که ذرات جامد مغناطیسی را مدل‌سازی می‌کند. و دسته سوم که برهمکنش‌های بین ذرات مایع و جامد را بیان می‌دارد. در این پژوهش برای مدل‌سازی ذرات مایع از معادلات استاندارد دینامیک ذره استهلاکی بهره برده شده است. از روش مدل مغناطیسی ذرات برای مدل‌سازی ذرات جامد پتانسیل لنارد-جونز به کار رفته است. در ادامه روش‌های استفاده شده در این مدل‌سازی به تفصیل بیان خواهد شد.

## ۲-۲ معادلات حاکم بر دینامیک ذره استهلاکی

دینامیک ذره استهلاکی یا DPD یک روش مبتنی بر ذرات درشت دانه است که برای حل مسائل دینامیک سیالات در مقیاس مزو مورد استفاده قرار می‌گیرد. معادلات ناویر-استوکس را می‌توان از روی معادلات DPD استخراج کرد [۷۳]. در این روش، گروهی از اتم‌ها و یا مولکول‌ها را به‌عنوان یک ذره DPD در نظر می‌گیرند. سپس این ذرات بر مبنای قوانین خاصی در تماس با یکدیگر قرار داده می‌شوند. به دلیل درشت دانه بودن ذرات، جزئیات مولکول‌ها از دست می‌رود، اما هنوز اطلاعات لازم در سطح مزو خواهد شد. دینامیک ذره استهلاکی در حقیقت نسخه‌ی درشت دانه دینامیک مولکولی است که ما را قادر به شبیه‌سازی مقیاس‌های بزرگتری از نظر طول و زمان می‌سازد. ذرات درشت دانه باعث از بین رفتن برخوردهای سخت بین ذرات شده و باعث نرم شدن هسته می‌گردند. سخت‌شدگی هسته به پتانسیل‌های بین ذره‌ای (مانند لنارد-جونز) بر می‌گردد که وقتی فاصله بین ذرات در مقایسه

با قطر اتم‌ها کوچک می‌شود، مقادیر عددی بسیار بالایی را اختیار می‌کند. نرم شدن هسته بدین معناست که چون انرژی پتانسیل نمی‌تواند از یک حد بیشینه فراتر برود نوعی پتانسیل معتدل برای نیروی بین ذره‌ای بوجود می‌آید. این در واقع از پیامدهای درشت دانه بودن ذره به شمار می‌رود. از آنجا که DPD به لحاظ ماهیتی دارای هسته نرم است، امکان استفاده از بازه‌های زمانی بزرگتر در الگوریتم یکپارچه‌سازی<sup>۱</sup> آن وجود دارد.

هرچه ذرات درشت دانه‌تر باشند رژیم مسئله مورد حل به رژیم ماکرو که در آن معادلات نویر-استوکس برقرار هستند نزدیکتر خواهد بود. توالی درشت شدن بافت ناحیه محاسباتی در شکل ۱-۲ نشان داده شده است.



شکل ۱-۲- شماتیک بافت ذرات، از مقیاس نانو تا ماکرو

در روش DPD که برای مدل‌سازی سیال پایه استفاده شده است، توجه ما عمدتاً معطوف به حل معادلات تکامل برای سیستم دارای  $N$  ذره می‌باشد. نیروی برهم کنش میان این ذرات از سه جزء تشکیل می‌شود که عبارتند از نیروی استهلاکی،  $F^D$ ، نیروی تصادفی،  $F^R$ ، و نیروی پایستار  $F^C$ . هدف از اعمال نیروی استهلاکی، کاهش سرعت نسبی بین ذرات DPD و ایجاد لزجت سیال است. نیروی تصادفی به جای درجات آزادی حذف شده اعمال می‌شود. این حذف درجات آزادی به جهت درشت دانه بودن ذرات ایجاد می‌شود. نیروی پایستار نیز به علت غیرایده‌آل بودن سیستمی که در دست

<sup>1</sup> Integrator

شبیه‌سازی شدن است، وارد می‌گردد. سیستم‌های غیر ایده‌آل به سیستم‌هایی گفته می‌شود که میان ذرات آن‌ها برهم‌کنشی غیر از برخورد برقرار است. این برهم‌کنش می‌تواند برای مثال ناشی از نیروی واندروالس میان ذرات موجود در سیستم باشد. در صورتی که اگر برهم‌کنش ذرات، مانند گاز ایده‌آل تنها در هنگام برخورد آن‌ها صورت بگیرد نیروی پایستار وجود نخواهد داشت. بطور کلی در روش استاندارد DPD می‌توان نیروهای وارد بر ذره  $i$  را اینگونه بیان کرد:

$$\mathbf{f}_i = \sum_{i \neq j} (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D + \mathbf{F}_{ij}^R) \quad (1-2)$$

نکته مهم دیگری که باید ذکر شود این است که این روش به لحاظ ماهیت، روشی با دامنه محدود به شمار می‌آید. یعنی هریک از ذرات تنها می‌تواند با ذرات مجاور خود که دارای فاصله مشخصی از یکدیگرند برهم‌کنش داشته باشد. این خاصیت باعث می‌شود تا محاسبه نیروی بین ذرات آسان‌تر شود و هزینه محاسباتی کاهش یابد. البته این فرمولاسیون با دامنه محدود در مورد سیستم‌هایی که از ذرات دارای بار تشکیل یافته‌اند مصداق ندارد.

## ۱-۲-۲ نیروهای دینامیک ذره استهلاکی

در این بخش هر یک از نیروهای دینامیک ذره استهلاکی تشریح می‌شود و سپس دستورالعمل مشخصی درباره نحوه انتخاب پارامترهایی که در این اجزا دخالت دارند، ارائه خواهد شد.

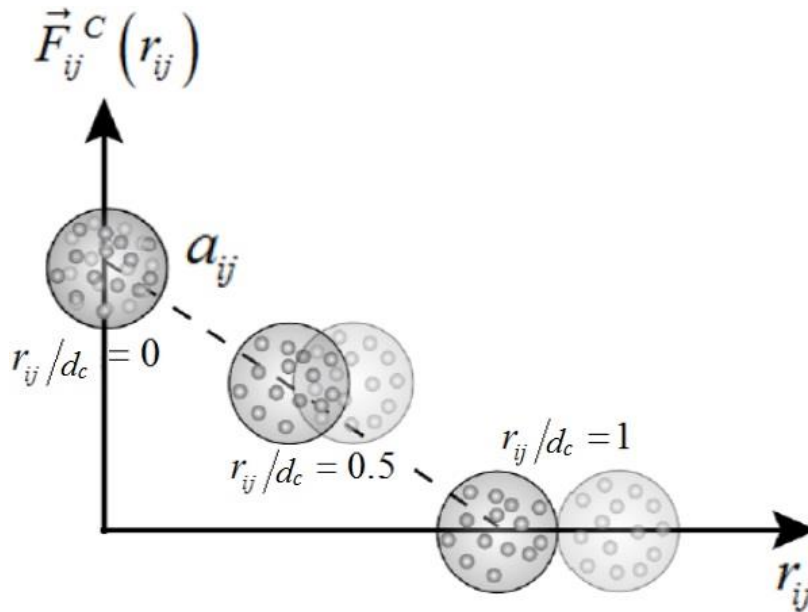
نیروی پایستار که در امتداد خط بین مرکز ذرات اعمال می‌شود به صورت زیر است:

$$\mathbf{F}_{ij}^C = \begin{cases} a_{ij} \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_c}\right) \mathbf{e}_{ij}, & r_{ij} \leq d_c \\ 0, & r_{ij} > d_c \end{cases} \quad (2-2)$$

در اینجا  $a_{ij}$  بیشینه نیروی دافعه بین ذرات  $i$  و  $j$  است.  $r_{ij}$  فاصله بین دو ذره و  $\mathbf{e}_{ij}$  بردار یکه متصل کننده ذرات است.  $d_c$  قطر ظاهری ذرات DPD و یا همان شعاع تاثیر گذاری (شعاع برش) هر



ذره می‌باشد.  $d_c$  با توجه به کارهای گذشته برابر واحد در نظر گرفته شده است. در شکل ۲-۲ نحوه اعمال نیروی پایستار بر دو ذره همسایه نشان داده شده. ارتباط خطی بین فاصله نسبی دو ذره و نیروی پایستار بیانگر نرم بودن این نیروی دافعه دارد.



شکل ۲-۲- نحوه اعمال نیروی پایستار

گروت و وارن [۷۴] از  $a_{ij}$  برای کنترل تراکم پذیری سیال استفاده کردند. آن‌ها معادله حالت سیستم را با استفاده از یک سری شبیه‌سازی‌های عددی برای اولین بار بدست آوردند:

$$p = \rho k_B T + \alpha a_{ij} \rho^2 \quad (\alpha = 0.101 \pm 0.001), \quad (۳-۲)$$

در اینجا فشار  $p$  سیستم مورد بررسی می‌باشد.  $\rho$  چگالی عددی،  $k_B$  ثابت بولتزمن،  $a_{ij}$  ضریب دافعه که در معادله (۳-۲) نیز به چشم می‌خورد و  $T$  نیز معرف دمای سیستم است. زمانی که معادله حالت معلوم باشد، تراکم‌پذیری بدون بعد سیال DPD با فرمول زیر محاسبه می‌گردد:

$$\kappa^{-1} = \frac{1}{\rho k_B T \kappa_T} = \frac{1}{k_B T} \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T, \quad (۴-۲)$$

که در این معادله  $\kappa_T$  تراکم‌پذیری همدمما است و سایر متغیرها مانند رابطه قبل هستند.

همانطور که پیش از این بیان شد، نیروی اتلافی  $\mathbf{F}^D$  به منظور کاستن از سرعت نسبی میان ذرات اعمال می‌شود. این امر باعث ایجاد اثر لزجت می‌گردد. و به بیانی دیگر می‌توان گفت این نیرو سیستم را سرد می‌کند. نیروی اتلافی میان ذرات  $i$  و  $j$  در فرمول زیر ارائه شده است:

$$\mathbf{F}_{ij}^D = -\gamma w_D(r_{ij})(\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij})\mathbf{e}_{ij}, \quad (5-2)$$

بطوریکه  $\gamma$  بزرگی نیروی اتلافی و  $w_D$  تابع وزن برای نیروی اتلافی است. و نکته مهمی که در اینجا باید متذکر شد این است که رابطه نیروی استهلاکی با سرعت نسبی ذرات  $\mathbf{v}_{ij}$  ارتباط دارد. ویژگی بارز دیگری که این روش را از دینامیک ملکولی متمایز می‌کند. تابع وزن  $w_D$  بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$w^D(r) = \begin{cases} \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_c}\right)^2, & r_{ij} \leq d_c \\ 0. & r_{ij} > d_c \end{cases} \quad (6-2)$$

نیروی تصادفی  $\mathbf{F}^R$  به علت حذف درجات آزادی در این روش اعمال می‌شود:

$$\mathbf{F}_{ij}^R = \sigma w_R(r_{ij})\theta_{ij}\mathbf{e}_{ij}, \quad (7-2)$$

در این معادله  $\sigma$  بزرگی نیروی تصادفی و  $w_R$  تابع وزن این نیرو است.  $\theta_{ij}$  متغیر تصادفی نوسان گاوسی با خصوصیات زیر می‌باشد:

$$\langle \theta_{ij}(t) \rangle = 0 \quad (8-2)$$

$$\langle \theta_{ij}(t)\theta_{kl}(t') \rangle = (\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})\delta(t - t').$$

نیروی تصادفی سیستم را گرم نگه می‌دارد. نیروهای  $\mathbf{F}^R$  و  $\mathbf{F}^C$  هردو مرکز به مرکز هستند.

باید توجه داشت مقادیر آنها را نمی‌توان بصورت مستقل و دلخواه در نظر گرفت. بلکه به شیوه‌ای دقیق با همدیگر عمل نموده تا دما را در یک مقدار معین حفظ کنند. در بخش بعد بطور مفصل این موضوع شرح داده خواهد شد.

گروت و وارن [۷۴] به مطالعه اثر تغییر در مقدار  $\sigma$  بر تعادل سیستم ذرات، در یک میدان سه بعدی پرداختند. آنها اجازه دادند تا سیستم در یک دمای مشخص به تعادل برسد. آن‌ها  $\sigma$  را در دامنه ۱ تا ۸ مورد مطالعه قرار دادند. مشخص شد که هرچه مقدار عددی  $\sigma$  به عدد ۱ نزدیکتر می‌شود، مدت زمان بیشتری طول می‌کشد تا سیستم به نقطه تعادل برسد. در حالی که هرچه این مقدار به عدد ۸ نزدیکتر می‌شود سیستم در دمایی متفاوت از دمای مورد نظر به تعادل می‌رسد. در حقیقت هرچه این مقدار بالاتر می‌رود، شبیه‌سازی کارایی خود را از دست می‌دهد. برپایه این پژوهش، گروت و وارن [۷۴] نشان دادند که مقدار عددی نزدیک به ۳ برای  $\sigma$  موجب افزایش سرعت و ثبات شبیه‌سازی می‌شود. شایان ذکر است همه این یافته‌ها تنها در مورد پارامترهای مطالعه شده در تحقیق ایشان مصداق داشته و با تغییر پارامترهای شبیه‌سازی باید شبیه‌سازی مجزایی صورت گیرد.

هر سه جزء نیروی موجود، از قانون سوم نیوتون پیروی می‌کنند. این بدین معناست که مومنتم سیستم ثابت نگه داشته می‌شود. پایستاری جرم نیز با توجه به ثابت ماندن تعداد ذرات به صورت بدیهی برقرار است. به همین جهت، انتظار داریم که روش DPD بتواند رفتار هیدرودینامیک را به خوبی به نمایش بگذارد.

## ۲-۲-۲ قضیه نوسان-استهلاک<sup>۱</sup>

در این بخش گزاره نوسان-استهلاک هنگام اعمال در روش دینامیک ذره استهلاکی تشریح می‌شود. به طور کوتاه، این گزاره موجب بوجود آمدن حالت تعادل بین نیروهای استهلاکی و تصادفی در روش DPD می‌گردد که یک سیستم همدم را ایجاد می‌کند.

همانطور که پیش از این بحث شد، اجزای استهلاکی و تصادفی در روش DPD لحاظ می‌شوند تا خواصی مشابه تاثیرات لزجت و درجات آزادی از دست رفته به علت درشت بافت بودن ذرات

---

<sup>1</sup> Fluctuation-Dissipation theorem

را اعمال کند. به دلیل وجود نیروهای تصادفی، دینامیک ذره استهلاکی با پدیده براونی رابطه نزدیکی دارد. حرکت براونی یک ذره بر اثر برخورد مولکول‌ها و یا اتم‌های سیال مجاور ایجاد می‌شود. به همین خاطر امکان تعیین مسیر دقیق یک چنین ذره‌ای میسر نخواهد شد. بدین ترتیب، باید برای تحلیل حرکت ذرات به جای استفاده از روش‌های جبری به روش‌های آماری متوسل شد. این گونه روش‌ها دارای یک پارامتر مخصوص برای اغتشاش هستند که به علت برخوردهای نامشخص مولکول‌های سیال با ذره ایجاد می‌شود. سپس با میانگین‌گیری از تکرار حرکت ذرات در موقعیت مشابه، مسیر حرکت ذره به صورت آماری مشخص می‌شود. به همین دلیل در این روش مفهوم چگالی احتمال<sup>۱</sup> مورد استفاده قرار می‌گیرد. این مفهوم احتمال یافتن ذره در یک مکان مشخص با سرعت مشخص را ارائه می‌دهد. چگالی احتمال معمولاً از حل معادلات مرسوم به فوکر-پلانک به دست می‌آید. بطور کلی، معادلات فوکر-پلانک برای مطالعه سیستم‌هایی مورد استفاده قرار می‌گیرند که به لحاظ ماهیتی آماری بوده و در معرض نیروهایی قرار گرفته باشند که تعیین مقدارشان مقدور نباشد. معادلات یاد شده در مسائل گسترده‌ای در فیزیک حالت جامد، کوانتوم، شیمی فیزیک، بیولوژی و تئوری مدارات مورد استفاده قرار می‌گیرند.

اسپانول و وارن [۷۵] به مطالعه خصوصیات مکانیک آماری DPD پرداخته و اقدام به فرموله کردن معادله فوکر-پلانک برای این روش کردند. سپس از گزاره نوسان پراکنش برای بدست آوردن یک رابطه میان اندازه نیروهای اتلافی و تصادفی بهره گرفتند. مرحله استخراج معادلات از بست معادلات لانگوین<sup>۲</sup> در قالب معادلات اتفاقی<sup>۳</sup> آغاز گردید که به ترتیب زیر هستند:

$$d\mathbf{r}_i = \mathbf{v}_i dt, \quad (۹-۲)$$

<sup>1</sup> Probability density

<sup>2</sup> Langevin equation

<sup>3</sup> Stochastic equation

$$d\mathbf{v}_i = \left[ \sum_{i \neq j} \mathbf{F}_{ij}^C(r_{ij}) - \sum_{i \neq j} \gamma W_D(r_{ij})(\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij})\mathbf{e}_{ij} \right] dt + \sum_{i \neq j} \sigma W_R(r_{ij})\mathbf{e}_{ij} dW_{ij}$$

در اینجا  $\mathbf{v}_i$  و  $\mathbf{r}_i$  نماد موقعیت ذره و سرعت،  $\mathbf{F}_{ij}^C$  نیروی پایستار،  $\gamma$  بزرگی نیروی استهلاکی و  $\sigma$  بزرگی نیروی تصادفی هستند.  $dt$  گام زمانی و  $dW_{ij} = dW_{ji}$  پیشروی مستقل فرایند وینر است. در مورد خط دوم معادله (۲-۹)، جمله نخست سمت راست، مربوط به نیروی پایستار، جمله دوم مربوط به نیروی استهلاکی و جمله سوم مربوط به نیروی تصادفی است.  $dW_{ij}$  به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$dw_{ij} = \zeta_{ij} dt^{-1/2} \quad (۱۰-۲)$$

در اینجا  $\zeta$  یک عدد تصادفی با میانگین صفر و واریانس واحد و  $dt$  اندازه گام زمانی است. گروت و وارن [۷۴] برای وجود  $dt^{-1/2}$  در معادله بالا توجیهاتی ارائه دادند که در ادامه خواهد آمد. همانطور که می‌دانیم نیروی تصادفی موجب حرکت براونی ذرات می‌شود. برای تحلیل ذره در زمان  $t$ ، زمان را به  $N$  قسمت تقسیم شده و هر قسمت را با  $i$  نمایش داده می‌شود. اگر نیروی تصادفی  $R$  باشد، در این صورت مقدار میانگین نیروی تصادفی که بر روی ذره عمل می‌کند صفر خواهد بود، اما واریانس آن مقداری غیر صفر است. به عبارت دیگر:

$$\begin{aligned} \langle R_i \rangle &= 0, \\ \langle R_i^2 \rangle &= \sigma^2 \end{aligned} \quad (۱۱-۲)$$

در اینجا  $\sigma^2$ ، واریانس نیروی تصادفی بوده و فرض می‌شود که واریانس مستقل از گام زمانی است. اکنون اگر فرض شود که ذره تنها در معرض نیروی تصادفی قرار گرفته باشد میزان تغییر در مومنتم در زمان  $t$  با انتگرال نیروی وارد بر این ذره در این زمان برابر خواهد بود. از آنجا که این تغییر مومنتوم به جابجایی ذره مربوط می‌شود، میانگین مقدار مربع این نیرو می‌باید به میانگین مقدار جابجایی مربوط شود. به عبارت دیگر:

$$\langle D^2 \rangle = \left\langle \left( \int_0^t R(t') dt' \right)^2 \right\rangle = \left\langle \left( \sum_{i=1}^N R_i \right)^2 \left( \frac{t}{N} \right)^2 \right\rangle = \frac{\sigma^2 t^2}{N} = t \sigma^2 dt \quad (12-2)$$

در اینجا  $D$  جابجایی ذره،  $R$  نیروی تصادفی،  $t$  زمان،  $N$  تعداد بازه‌های زمان و  $\sigma^2$  واریانس می‌باشد. از معادله بالا می‌توان دریافت که با افزایش تعداد بازه‌های زمانی، میانگین مربع جابجایی کاهش می‌یابد و با افزایش بازه‌ها اندازه‌ی این مقدار به صفر میل می‌کند.

این مسئله نشان می‌دهد که این فرضیه با مشکلاتی روبروست. پس اگر به جای واریانس ثابت، واریانس در عبارت  $dt^{-1/2}$  ضرب شود، میانگین مربع جابجایی با افزایش بازه‌ها به سمت صفر میل نمی‌کند. بدین ترتیب، وجود جمله  $dt^{-1/2}$  در معادله (۲-۱۰) را می‌توان توجیه کرد و با این تفاسیر نیروی تصادفی (۲-۷) را بدین صورت می‌توان بیان نمود:

$$\mathbf{F}_{ij}^R = \sigma w_R(r_{ij}) \zeta_{ij} dt^{-1/2} \mathbf{e}_{ij}. \quad (13-2)$$

در نهایت اسپانول و وارن [۷۵] با استفاده از معادله فوکر-پلانک روابط زیر را بدست آوردند:

$$w^D(r) = [w^R(r)]^2 \quad (14-2)$$

$$\gamma = \frac{\sigma^2}{2k_B T}$$

این عبارات معروف به قضیه نوسان-استهلاک برای یک سیستم DPD هستند و عملاً بزرگی و توابع وزنی نیروهای استهلاکی و تصادفی را به یکدیگر مربوط می‌سازد. و به صورت یک ترموستات برای ثابت نگه داشتن دمای سیستم عمل می‌کند.

## ۳-۲ مدل سازی ذرات مغناطیسی

یک ذره مغناطیسی ایده‌آل کره‌ای است ساخته شده از آهن و یا سایر فلزات فرومغناطیسی با مرکز

دوقطبی و یک لایه پوششی (یا سورفکتنت) در اطراف آن که از لخته شدن و ته‌نشینی ذرات جلوگیری می‌کند [۷۶]. برای مدلسازی این ذرات از مدل مغناطش ذره استفاده شده است. در این معادلات قطر هسته جامد  $d_s$ ، ضخامت لایه پوششی  $\delta$  و بطور کلی قطر هر ذره  $d(=d_s+2\delta)$  می‌باشد. انرژی پتانسیل بین ذرات  $i$  و  $j$ ،  $u_{ij}^{(m)}$  و بین ذرات و میدان مغناطیسی،  $u_i^{(H)}$  و تعامل انرژی در اثر همپوشانی لایه،  $u_{ij}^{(V)}$  پوششی هست [۴۱].

$$u_{ij}^{(m)} = \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3} \{ \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - 3(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{t}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \} \quad (۱۵-۲)$$

$$u_{ij}^{(H)} = -\mu_0 \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H} \quad (۱۶-۲)$$

$$u_{ij}^{(V)} = k_B T \lambda_V \left\{ 2 - \frac{2r_{ij}}{d_s} \ln \left( \frac{d}{r_{ij}} \right) - 2 \frac{r_{ij} - 1}{t_\delta} \right\} \quad (۱۷-۲)$$

که  $\mu_0$  نفوذپذیری فضای خالی،  $\mathbf{m}_i$  گشتاور مغناطیسی ( $m_0 = |\mathbf{m}_i|$ )،  $\mathbf{t}_{ij}$  بردار یکه داده شده در جهت مرکز دو ذره مغناطیسی،  $\mathbf{H}$  میدان مغناطیسی اعمال شده و  $t_\delta$  نسبت لایه پوششی به شعاع قسمت جامد، که برابر است با  $2\delta/d_s$ . پارامتر بدون بعد  $\lambda_V$  بیانگر شدت برهم‌کنش بین لایه پوششی و سایر ذرات نسبت به انرژی گرمایی است و بصورت  $\lambda_V = \pi d_s^2 n_s / 2$  بیان می‌شود.  $n_s$  نیز تعداد مولکول‌های سورفکتانت بر واحد سطح بر روی ذرات جامد است.

با گرادین‌گیری از معادلات پتانسیل می‌توان نیروهای اعمال شده بر هر ذره مغناطیسی را

بدست آورد:

$$\mathbf{F}_{ij}^{(m)} = -\frac{3\mu_0}{4\pi r_{ij}^4} [ -(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j) \mathbf{t}_{ij} + 5(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{t}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{t}_{ij} - \{ (\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{m}_i + (\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{m}_j \} ] \quad (۱۸-۲)$$

$$\mathbf{F}_{ij}^{(V)} = \frac{k_B T \lambda_V}{\delta} \cdot \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} \ln \left( \frac{d}{r_{ij}} \right) \quad (d_s \leq d_{ij} \leq d) \quad (۱۹-۲)$$

این دو نیرو در کنار یکدیگر بصورت  $\mathbf{F}_{ij} = \mathbf{F}_{ij}^{(m)} + \mathbf{F}_{ij}^{(V)}$  بر ذرات مغناطیسی با جرم  $m_m$

وارد می‌شوند. علاوه بر این نیروها، نیرویی از طرف ذرات DPD نیز بر ذرات مغناطیسی اعمال می‌شود که در بخش بعدی توضیح داده خواهد شد.

## ۴-۲ مدل سازی برهم‌کنش بین ذرات مغناطیسی و ذرات DPD

در مطالعات پیشین برای مدل سازی ذرات معلق در سیال از دسته ذرات DPD استفاده شده است. آنها یک گروه از ذرات DPD را در کنار یکدیگر ثابت نگه داشته تا با آن رفتار ذرات کلوئیدی در تقابل با ذرات سیال را مدل کنند. آنها از معادلات معمول DPD استفاده کرده و در بعضی از شرایط حداکثر نیروی دافعه جدیدی را تعریف کرده‌اند.

در این تحقیق می‌بایست که ذرات دارای خاصیت دو قطبی مغناطیسی را مدل سازی نمود، به همین سبب باید روشی کارآمدتر از آنچه که در بالا ذکر شد استفاده گردد. ساتو و چنترل [۴۱] دو مدل پتانسیل معمول را به جای روش‌های قدیمی پیشنهاد دادند. اولین طرح، ساده‌ترین مدل ممکن، یعنی مدل کره سخت<sup>۱</sup> است که یک برخورد الاستیک کامل بین ذرات جامد و سیال را اعمال می‌کند. دومین پیشنهاد، پتانسیل لنارد-جونز که در جهت خط مرکزی هر ذره مغناطیسی و سیال اعمال می‌شود. پیشنهاد دوم روشی منطقی‌تر و واقعی‌تر است و به نسبت مدل کره سخت دارای رفتاری نرم‌تر می‌باشد. انرژی برهم‌کنش بین ذره سیال  $p$  و ذره مغناطیسی  $i$  به صورت زیر تعریف می‌شود،  $u_{ip}$ :

$$u_{ip} = 4\varepsilon \left\{ \left( \frac{d_c}{r_{ip}} \right)^m - \left( \frac{d_c}{r_{ip}} \right)^n \right\} \quad (2-20)$$

در اینجا  $\varepsilon$  یک عدد ثابت و بیانگر شدت برهم‌کنش است.  $r_{ip}$  اندازه فاصله بین ذره سیال  $p$  و ذره مغناطیسی  $i$  می‌باشد. چندین انتخاب برای  $(m, n)$  وجود دارد، برای مثال  $(12, 6)$ ،  $(8, 4)$  و ...، ساتو و چنترل [۴۱] در این باره بحث کرده و در نهایت  $(12, 6)$  را پیشنهاد دادند. که این پیشنهاد یادآور پتانسیل معروف لنارد-جونز  $(12, 6)$  است.

<sup>1</sup> Hard sphere model



از گرادیان معادله انرژی برهم‌کنش (۲-۲۰)، نیروی جفتی اعمال شده بر روی ذره مایع  $p$  و

ذره مغناطیسی  $i$  بدست می‌آید،  $\mathbf{F}_{ip}^{(int)}$ :

$$\mathbf{F}_{ip}^{(int)} = 4n\varepsilon \left\{ \frac{m}{n} \left( \frac{d_c}{r_{ip}} \right)^m - \left( \frac{d_c}{r_{ip}} \right)^n \right\} \frac{\mathbf{e}_{ip}}{r_{ip}} \quad (2-21)$$

## ۵-۲ روش‌های یکپارچه‌سازی<sup>۱</sup> معادلات:

در بخش قبل معادلات حاکم بر دینامیک ذره استهلاکی استاندارد و همچنین معادلات لازم برای مدل‌سازی ذرات مغناطیسی بیان شد. حال برای حل این معادلات نیاز به یکپارچه ساختن آنها در امتداد زمان هست تا مکان و سرعت ذرات در هر گام زمانی بدست آید. در ادامه چندین روش یکپارچه‌سازی را بیان کرده و درباره محاسن و معایب آنها بحث می‌شود.

در این روش حرکت تمامی ذرات تحت قانون دوم نیوتون صورت می‌گیرد، و ما باید آنها را

یکپارچه کنیم:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad m \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{f}_i, \quad (2-22)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{f}_i = \mathbf{f}_i^{int} + \mathbf{f}_i^{ext}, \quad (2-23)$$

در اینجا  $m$  جرم ذره است که برای ذرات DPD از  $m_d$  و برای جرم ذرات مغناطیسی از  $m_m$

استفاده می‌شود.  $\mathbf{f}_i$  نیروی کل،  $\mathbf{f}_i^{int}$  نیروی حاصل از برهم‌کنش ذرات و  $\mathbf{f}_i^{ext}$  نیروی خارجی است که بر ذره  $i$  ام وارد می‌شود.

<sup>1</sup> Inregration methods

## ۲-۵-۱ روش اویلر<sup>۱</sup>

ساده‌ترین روش یکپارچه‌سازی روش اویلر است که برای اولین بار هوگبرگ و کوئلمن [۴۲] برای یکپارچه سازی معادلات دینامیک ذره استهلاکی از آن استفاده کردند. بطوریکه مکان و سرعت ذرات در زمان  $t$  از موقعیت و سرعت در زمان  $t + \Delta t$  بدست می‌آید.

$$\mathbf{r}_i(t + \Delta t) = \mathbf{r}_i(t) + \Delta t \mathbf{v}_i(t) \quad (24-2)$$

$$\mathbf{v}_i(t + \Delta t) = \mathbf{v}_i(t) + \Delta t \mathbf{f}_i(t) \quad (25-2)$$

نیرو در گام  $t + \Delta t$  با استفاده از مکان و سرعتی که از معادلات بالا بدست آمده‌اند، محاسبه می‌شود:

$$\mathbf{f}_i(t + \Delta t) = \mathbf{f}_i(\mathbf{r}_i(t + \Delta t), \mathbf{v}_i(t + \Delta t)) \quad (26-2)$$

مشکل عمده این الگوریتم دقت پایین آن به لحاظ مرتبه اول بودن است. انباشته شدن خطاهای برش در این الگوریتم منجر به تغییر در انرژی سیستم می‌شود. اما در روش‌هایی مانند DPD که نیروهای اتلافی و تصادفی به طور مرتب برای ایجاد دمای ثابت با یکدیگر متعادل می‌شوند، این خطا موجب حصول نتایج غیر واقعی نمی‌گردد. زیرا سیستم به طور دائمی به دمای مطلوب میل می‌نماید.

## ۲-۵-۲ الگوریتم ورله<sup>۲</sup>

روشی دیگر الگوریتم ورله است. این روش فقط از مکان ذرات در گام زمانی جدید برای محاسبه نیرو-های بین ذره‌ای استفاده می‌کند. همچنین برای محاسبه مکان در زمان  $t + \Delta t$  از مکان در زمان‌های  $t$  و  $t - \Delta t$  بهره می‌برد.

---

<sup>1</sup> Euler's method

<sup>2</sup> Verlet algorithm

$$\mathbf{r}_i(t + \Delta t) = 2\mathbf{r}_i(t) + \mathbf{r}_i(t - \Delta t) + \frac{1}{m}(\Delta t)^2 \mathbf{f}_i(t) \quad (27-2)$$

$$\mathbf{f}_i(t + \Delta t) = \mathbf{f}_i(\mathbf{r}_i(t + \Delta t)) \quad (28-2)$$

در اینجا  $m$  جرم ذره است.

در این طرح سرعت محاسبه نمی‌شود و نیرو فقط تابع مکان است. به همین دلیل، این روش

برای مدل‌سازی DPD که سرعت در تعیین نیروها حیاتی است، مناسب نمی‌باشد.

## ۲-۵-۳ الگوریتم سرعت-ورله<sup>۱</sup>

روش سرعت-ورله یک بسط از الگوریتم ورله است که برای پیش‌بینی سرعت ذرات در مکان جدید از

سرعت در زمان  $t$  و نیروهای محاسبه شده استفاده می‌کند. برای محاسبه نیروها فقط از مکان جدید

استفاده می‌کند و به دلیل وابسته نبودن نیروها به سرعت، همانند روش الگوریتم ورله برای مدل‌سازی

DPD مناسب نمی‌باشد.

$$\mathbf{r}_i(t + \Delta t) = \mathbf{r}_i(t) + \Delta t \mathbf{v}_i(t) + \frac{1}{2}(\Delta t)^2 \frac{1}{m} \mathbf{f}_i(t) \quad (29-2)$$

$$\mathbf{f}_i(t + \Delta t) = \mathbf{f}_i(\mathbf{r}_i(t + \Delta t)) \quad (30-2)$$

$$\mathbf{v}_i(t + \Delta t) = \mathbf{v}_i(t) + \frac{1}{2} \Delta t \frac{1}{m} [\mathbf{f}_i(t) + \mathbf{f}_i(t + \Delta t)] \quad (31-2)$$

## ۲-۵-۴ الگوریتم سرعت-ورله اصلاح شده<sup>۲</sup> برای DPD

گروت و وارن [۷۴] با ایجاد تغییرات در الگوریتم سرعت-ورله روش جدیدی را برای یکپارچه‌سازی

معادلات DPD ارائه دادند که الگوریتم سرعت-ورله اصلاح شده نام گرفت. آنها با افزودن یک مرحله

<sup>1</sup> Velocity-Verlet Algorithm

<sup>2</sup> Modified Velocity-Verlet

برای پیش‌بینی سرعت و استفاده از سرعت پیش‌بینی شده در محاسبه نیروها روشی کارآمد برای محاسبه معادلات DPD در امتداد زمان بدست آوردند. محاسبه سرعت در دو مرحله نتایج دقیق‌تری را از این متغیر بدست می‌دهد که در نتیجه دقت محاسبه نیروها و سایر متغیرها را در پی دارد. در ادامه معادلات حاکم بر این روش را ملاحظه می‌کنید:

$$r_i(t + \Delta t) = r_i(t) + \Delta t v_i(t) + \frac{1}{2} (\Delta t)^2 \frac{1}{m} f_i(t) \quad (32-2)$$

$$\tilde{v}_i(t + \Delta t) = v_i(t) + \lambda \frac{1}{m} f_i(t) \quad (33-2)$$

$$f_i(t + \Delta t) = f_i(r_i(t + \Delta t), \tilde{v}_i(t + \Delta t)) \quad (34-2)$$

$$v_i(t + \Delta t) = v_i(t) + \frac{1}{2} \Delta t \frac{1}{m} [f_i(t) + f_i(t + \Delta t)] \quad (35-2)$$

در معادله (33-2)  $\lambda$  یک متغیر تجربی است که گروت و وارن [74] در پژوهش خود به مقدار بهینه 0.65 برای آن دست یافتند. این مقدار بالاترین گام زمانی ممکن با حفظ دقت مورد قبول را برای آن‌ها بدست آورد. اگر  $\lambda = 0.5$  باشد، الگوریتم مشابه الگوریتم سرعت-ورله استاندارد می‌شود. در الگوریتم بالا  $\tilde{v}_i$  سرعت تخمین زده شده برای محاسبه نیروهاست. سرعت‌های نهایی در انتهای الگوریتم محاسبه می‌گردند. اگر نیروی تصادفی و اتلافی وجود نداشت این الگوریتم در  $\lambda = 0.5$  دقیقاً دقتی از مرتبه دوم می‌داشت، اما به دلیل طبیعت اتفاقی این فرآیند، مرتبه الگوریتم ناواضح است. خواص سیستم مانند دما و سرعت‌های میدانی در آخرین مرحله الگوریتم محاسبه می‌شوند. روش‌های محاسبه خواص در فصل بعد بیان می‌شود.

در این بخش چندین نمونه از روش‌های یکپارچه‌سازی معرفی شد، روش‌های دیگری نیز برای این امر وجود دارند. اما بدلیل دقت مناسب و هزینه محاسباتی پایین الگوریتم سرعت-ورله اصلاح شده از مقبولیت خوبی برخوردار است. در این تحقیق نیز از این الگوریتم محاسبه شده است.

## فصل سوم:

روش‌های کاربردی در دینامیک ذره استهلاکی

## ۱-۳ پیشگفتار

شبیه‌سازی هر مسئله‌ای علاوه بر یک روش نظام‌مند نیاز به شرایط اولیه و مرزی منطبق با فیزیک مسئله دارد. همچنین بدست آوردن خواص در روش‌های ذره‌ای مانند DPD خود نیازمند روش‌های دیگری است که در این فصل مرور می‌شوند. همچنین به دلیل بالا بودن هزینه‌ی محاسباتی روش‌های ذره‌ای شیوه‌هایی کارآمد برای پایین آوردن هزینه‌های محاسباتی ابداع شده است که در انتهای این فصل به آنها پرداخته خواهد شد.

## ۲-۳ شرایط اولیه

### ۱-۲-۳ مکان اولیه

ذرات موجود در شبیه‌سازی را می‌توان بصورت تصادفی در محیط محاسباتی قرار داد که البته باید مواظب همپوشانی غیر فیزیکی آن‌ها بود. روش‌های منظمی نیز برای قرار دادن ذرات وجود دارد که می‌توان از شبکه مکعبی ساده<sup>۱</sup>، شبکه مکعبی مرکز-صفحه<sup>۲</sup> و شبکه مکعبی مرکز-جسم<sup>۳</sup> نام برد. این ساختارهای سه‌بعدی را می‌توان برای حالت دوبعدی نیز به کار برد [۳۹].

در این مدل‌سازی برای شرایط اولیه ذرات سیال (ذرات DPD) از چیدمان تصادفی استفاده شده است اما جهت رفع مشکل همپوشانی زمان مناسب برای به تعادل رسیدن سیستم در نظر گرفته شده است. بدلیل وجود دافعه نرم در روش DPD همپوشانی ذرات موجب واگرا شدن سیستم نمی‌شود و ذرات به آرامی از یکدیگر فاصله گرفته و در مکان مناسب قرار می‌گیرند.

اما برای تعیین مکان اولیه ذرات مغناطیسی با توجه به شرایط مسئله از شبکه مکعبی ساده

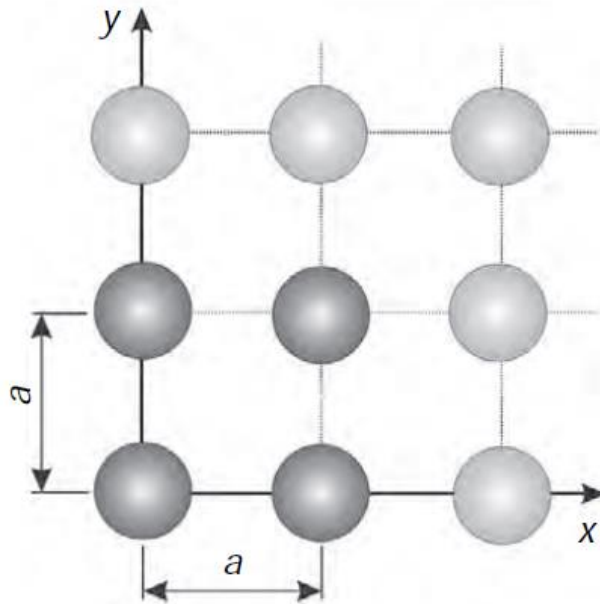
---

<sup>1</sup> Simple cubic lattice

<sup>2</sup> Face-centered cubic lattice

<sup>3</sup> Body-centered cubic lattice

استفاده شده است. همانطور که در شکل ۳-۱ مشاهده می‌شود، در این ساختار ذرات با فاصله 'a' از یکدیگر جدا شده‌اند. برای یک سیستم با N ذره، تعداد ذرات می‌بایست برابر مربع یک عدد طبیعی باشد-مانند: ۱ و ۴ و ۹ و ... چگالی عددی ذرات با تقسیم تعداد ذرات بر مساحت ناحیه محاسباتی بدست می‌آید.



شکل ۳-۱- ساختار شبکه مکعبی ساده [۳۹]

### ۲-۲-۳ سرعت اولیه

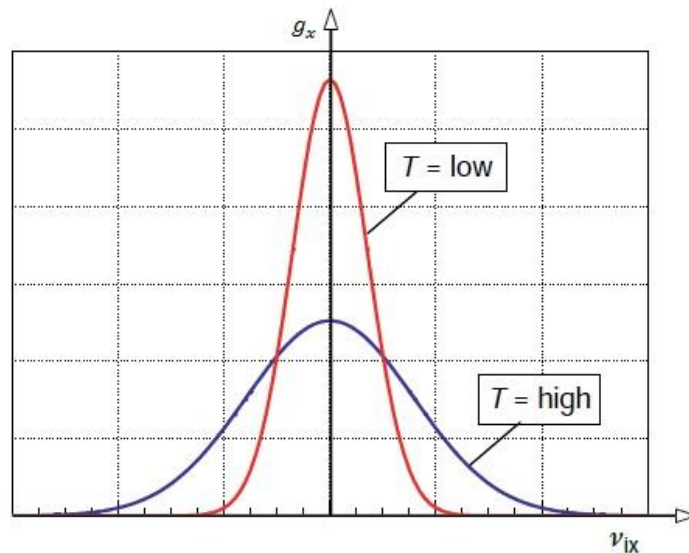
سرعت اولیه ذرات سیال و ذرات مغناطیسی به صورت تصادفی و با استفاده از توزیع ماکسولوی<sup>۱</sup> تعیین می‌شود. این توزیع، سرعت را با متوسط صفر ارائه می‌دهد و یک سیستم با دمای ثابت T بوجود می‌آورد [۳۹]:

$$g(\mathbf{v}_i) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m}{2k_B T} (v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2) \right\} \quad (۱-۳)$$

در اینجا  $k_B$  ثابت بولتزمن،  $T$  دما،  $m$  جرم هر ذره،  $\mathbf{v}_i = (v_{ix}, v_{iy}, v_{iz})$  بردار سرعت و  $g$

<sup>۱</sup> Maxwellian distribution

تابع توزیع چگالی احتمال سرعت ذره  $i$  است. در شکل ۳-۲ این تابع توزیع برای دو دمای متفاوت رسم شده است.



شکل ۳-۲- توزیع سرعت در حالت تعادلی [۳۹]

با توجه به نوع سیستم می‌توان از چندین روش برای اعمال شرایط مرزی بر ناحیه محاسباتی و بدست آوردن خواص فیزیکی سیستم استفاده کرد.

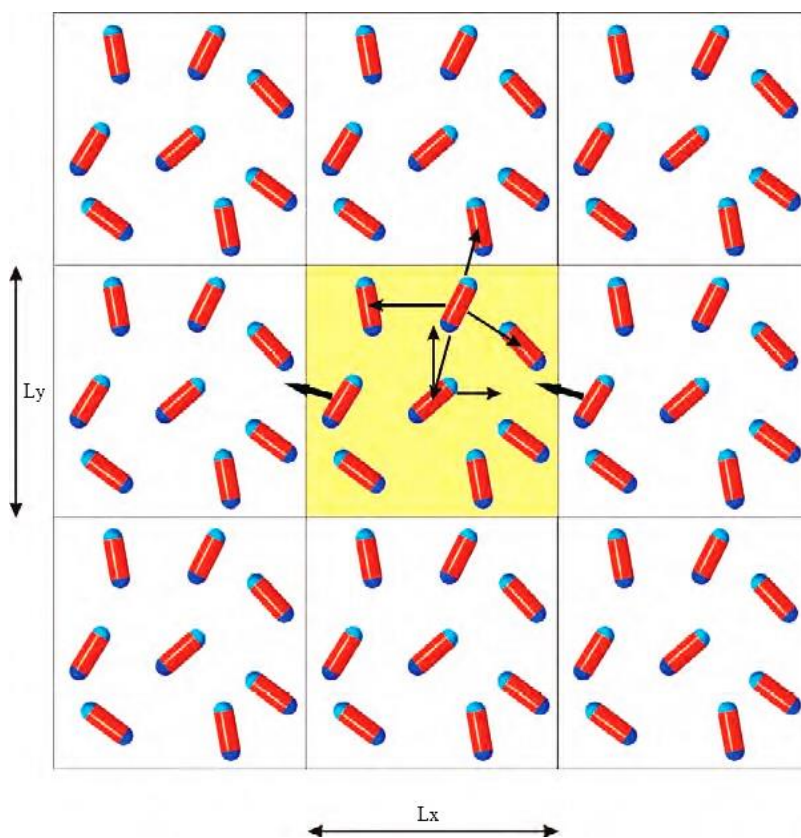
### ۳-۲-۳ شرط مرزی پریودیک<sup>۱</sup>

یک سیستم به اندازه یک مول، شامل  $6 \times 10^{23}$  ذره است. اما خوشبختانه برای مدل‌سازی این سیستم نیاز به شبیه‌سازی رفتار تمام این ذرات نیست (در حقیقت این امری غیر ممکن است). استفاده از شرط مرزی پریودیک این امکان را فراهم می‌سازد تا با یک سیستم نسبتاً کوچک شامل ۱۰۰ تا ۱۰۰۰۰ ذره، نتایج منطقی و با دقت مناسب از شبیه‌سازی بدست آورد. این روش تنها محدود به DPD نبوده و برای سایر روش‌های ذره‌ای مانند دینامیک مولکولی نیز کاربرد دارد.

<sup>1</sup> Periodic boundary condition



شکل ۳-۳ بصورت شماتیکی مفهوم شرط مرزی پریودیک را برای یک سیستم دو بعدی نشان می‌دهد. مربع وسط ناحیه شبیه‌سازی و مربع‌های اطراف نواحی شبیه‌سازی مجازی هستند. که با تکرار ناحیه شبیه‌سازی اصلی بوجود آمده‌اند. در استفاده از شرط مرزی پریودیک دو روش خاص نیاز است، اولین مورد برخورد با ذراتی که از مرز ناحیه محاسباتی اصلی خارج می‌شوند و دومی محاسبه برهم‌کنش انرژی و یا نیروها با ذرات مجازی که در نواحی محاسباتی اطراف قرار دارند.



شکل ۳-۳- شماتیک شرط مرزی پریودیک [۳۹]

همانطور که در شکل ۳-۳ می‌بینید یک ذره که از مرز سمت چپ خارج می‌شود باید از ناحیه مجازی سمت راست وارد شود. این رفتار را می‌توان با کد متلب<sup>۱</sup> زیر بیان کرد:

```
if r(i,1) >= Lx
    r(i,1) = r(i,1) - Lx;
```

<sup>۱</sup> MATLAB®

```
elseif r(i,1)<= 0
    r(i,1)= r(i,1)+Lx;
end
```

این کد برای حالتی است که مبدا مختصات بر روی منتهی الیه پایین سمت چپ ناحیه محاسباتی واقع شده باشد و  $r(i,1)$  موقعیت ذره  $x$  نام باشد. این کد برای جهت‌های دیگر نیز قابل اعمال می‌باشد.

البته در این مدل‌سازی برای بالا بردن سرعت محاسباتی از روش ماتریسی زیر استفاده شده است:

$$r(:,1)=r(:,1)-(r(:,1)> Lx)*( Lx)+(r(:,1)<0)*(Lx);$$

با اجتناب از حلقه‌ها و استفاده از معادلات ماتریسی در متلب می‌توان زمان محاسبات را کاهش داد و سرعت اجرای کد را بالا برد.

علت آنکه شرط مرزی پریودیک در روش DPD قابل اعمال می‌باشد این حقیقت است که DPD دارای نیروهایی با دامنه اثر محدود است. برای شبیه‌سازی سیستم‌هایی که اندازه آنها دو برابر شعاع قطع نیروها بیشتر می‌باشد شرط حداقل تصویر<sup>۱</sup>، قابل اعمال است [۷۷]. شرط حداقل تصویر بدین گونه است که هر ذره موجود در دامنه حل تنها با نزدیک‌ترین تصویر سایر ذرات موجود در دامنه حل برهم‌کنش نشان می‌دهد. کد مطلب این شرط بصورت زیر است:

```
if diff(r(i,1)) > Lx/2
    diff(r(i,1))=diff(r(i,1))-Lx;
elseif diff(r(i,1)) < (-Lx/2)
    diff(r(i,1))=Lx - abs(diff(r(i,1)));
```

---

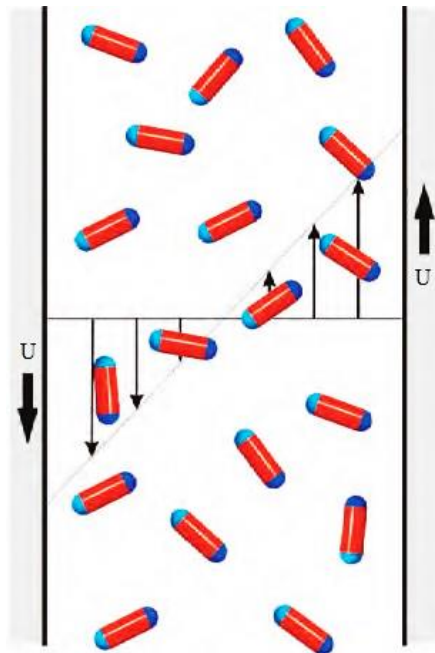
<sup>1</sup> Minimum image

end

در اینجا  $\text{diff}(i,1)$  فاصله مرکز به مرکز ذره  $i$  تا ذره  $j$  است.

### ۳-۲-۴ شرط مرزی لیز-ادواردز

شرط مرزی پرئودیک برای شبیه‌سازی مولکولی سیستم‌هایی در تعادل ترمودینامیکی کاملاً مناسب می‌باشد، اما این شرط مرزی برای وضعیت غیرتعادلی کارآمد نیست. در بررسی خواص دینامیکی یک سیستم غیرتعادلی، اساسی‌ترین و مهم‌ترین جریان، جریان برشی ساده است. همانطور که در شکل ۳-۴ مشاهده می‌شود، پروفیل سرعت با استفاده از حرکت سطوح در طرفین ناحیه محاسباتی ایجاد می‌شود. صفحه سمت راست با سرعت  $U$  و صفحه سمت چپ با همین سرعت در خلاف جهت حرکت کرده و برش را بر سیال اعمال می‌کنند.



شکل ۳-۴- جریان برشی ساده [۳۹]

برای ایجاد جریان برشی ساده در یک شبیه‌سازی مولکولی واقعی، نواحی مجازی تکرار شده در اطراف ناحیه محاسباتی اصلی در خلاف جهت یکدیگر و با سرعت ثابت معین شده‌ای به حرکت

درمی‌آیند. به این شرط مرزی پریودیک برشی، "شرط مرزی لیز-ادواردز" گفته می‌شود [۷۸]. شکل ۳-۵ مفهوم این شرط مرزی را بصورت شماتیکی نشان می‌دهد. نواحی تکراری طرفین در جهت خودشان با فاصله  $\Delta Y$  نسبت به ناحیه اصلی می‌لغزند. اگر ذره‌ای از مرزهای عمودی ناحیه شبیه‌سازی خارج شوند از مرز دیگر در سمت مقابل وارد می‌شوند و این فرایند دقیقاً مشابه شرط مرزی پریودیک است. مهمترین بخش شرط مرزی لیز-ادواردز عبور ذرات از مرزهای عمودی و یا همان دیوارهای متحرک است. تعیین مولفه  $X$  ذرات خروجی از دیواره‌های متحرک براساس همان شرط مرزی پریودیک صورت می‌گیرد، اما مولفه  $Y$  ذره نمونه شکل ۳-۵ باید از  $Y$  به  $(Y - \Delta Y)$  تغییر کند. علاوه بر این، مولفه  $Y$  سرعت  $v_y$  باید به  $(v_y - U)$  تغییر کند اما  $v_x$  نیاز به اصلاح ندارد. فرایند گفته شده در بالا بصورت کد متلب در ادامه می‌آید:

```

if r(i,1)>= Lx
    r(i,2)= r(i,2) -delY;
    if r(i,2)<= 0
        r(i,2)= r(i,2)+Ly;
    end
    v(i,2)= v(i,2)-U;
elseif r(i,1)<= 0
    r(i,2)= r(i,2)+delY;
    if r(i,2)=> Ly
        r(i,2)= r(i,2)-Ly;
    end
    v(i,2)= v(i,2)+U;
end

```

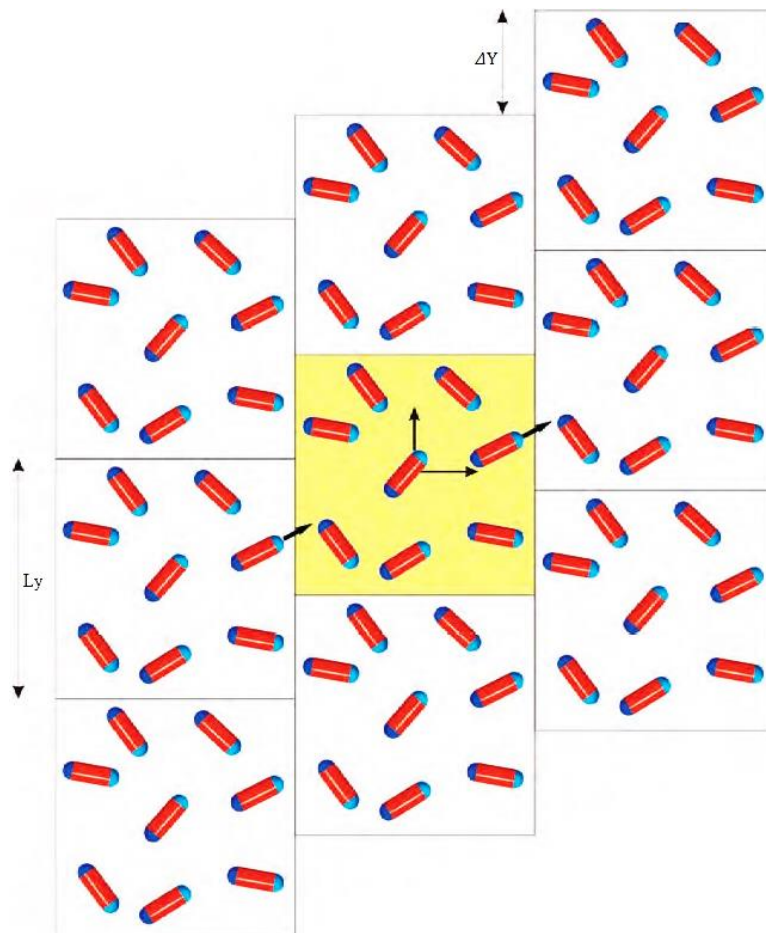
همچنین می‌توان از روش ماتریسی برای بالابردن سرعت محاسباتی در متلب استفاده کرد:

```
u(:,2)=u(:,2)-((r(:,1)>.Lx)*(U))+((r(:,1)<0)*(U));
```

$$r(:,2)=r(:,2)-(r(:,1)>Lx)*(delY)+(r(:,1)<0)*(delY);$$

$$r(:,2)=r(:,2)-(r(:,2)>Ly)*(Ly)+(r(:,2)<0)*(Ly);$$

سایر جهت‌های مختصات طبق شرط مرزی پرئودیک رفتار کرده و نیازی به اصلاح سرعت ندارند.

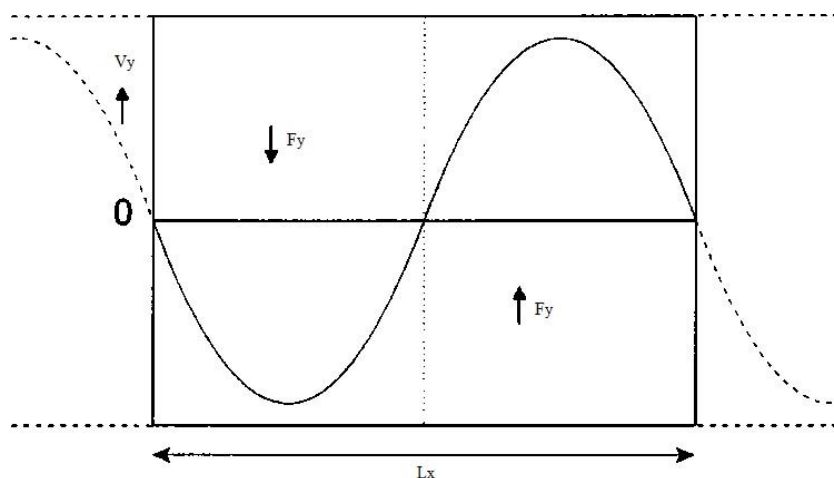


شکل ۳-۵- شرط مرزی لیز-ادواردز [۳۹]

### ۳-۲-۵ شرط مرزی جریان پوازیه پرئودیک

یکی از حالت‌های غیر تعادلی در مطالعه سیالات، جریان از میان دو صفحه موازی و ثابت یا همان جریان پوازیه است. در روش DPD راه‌های متفاوتی برای اعمال این شرط مرزی وجود دارد که می‌توان آن‌ها را به دو دسته بدون دیواره و دارای دیواره تقسیم کرد.

بیکر<sup>۱</sup> و همکارانش [۷۹] با استفاده از روشی هوشمندانه توانستند بدون استفاده از دیواره شرط مرزی پوازیه را با دقت خوبی مدل سازی کنند. آن‌ها محیط محاسباتی را به دو قسمت مساوی تقسیم کرده و دو نیروی برابر اما در خلاف جهت یکدیگر به سیال وارد ساختند. با این کار توانستند دو جریان پوازیه در کنار یکدیگر ایجاد کنند. شماتیک این طرح را می‌توان در شکل ۳-۶ مشاهده کرد.



شکل ۳-۶- شرط مرزی جریان پوازیه پرپودیک [۷۹]

کاربرد اصلی این روش در بدست آوردن لزجت سیالات نیوتنی و یکنواخت است که در آینده درباره آن توضیح داده خواهد شد. در ضمن می‌توان با ترکیب این روش با شرط مرزی لیز-ادواردز حالت ترکیبی را نیز برای سیال مدل سازی کرد.

### ۳-۳ محاسبه خواص سیال

اغلب روش‌های عددی در مقیاس ماکرو و مزو برای شبیه‌سازی نیازمند دریافت خواص سیال مورد مطالعه نظیر معادله حالت، لزجت، دما و رسانایی حرارتی در ورودی برنامه هستند. اما روش DPD در علاوه بر نمایش جزئیات قابلیت ارائه این خواص را در خروجی دارد. ویژگی که می‌تواند این روش را

<sup>1</sup> Backer

به عنوان یک مکمل برای پژوهش‌های آزمایشگاهی مطرح کند.

شاید مورد توجه‌ترین خاصیت در میان سیالات لزجت باشد که در روش دینامیک ذره استهلاکی چندین شیوه برای محاسبه آن وجود دارد. بطور کلی این روش‌ها را می‌توان به دو دسته تقسیم‌بندی کرد. دسته اول با استفاده از تعریف میکروسکوپی تنش<sup>۱</sup> و دسته دوم روش برازش عددی<sup>۲</sup> که در ادامه به توضیح آن‌ها پرداخته می‌شود [۸۰].

### ۳-۳-۱ تعریف میکروسکوپی تنش

در دسته اول با داشتن نیروهای بین ذرات و سرعت هر کدام از آن‌ها می‌توان تانسور تنش یک سیستم DPD را بدست آورد. در ابتدا ناحیه محاسباتی را تقسیم‌بندی کرده و داده‌های هر قسمت در یک بسته جمع‌آوری می‌شود. در این حالت تانسور تنش با استفاده از رابطه ایروینگ<sup>۳</sup>-کرکوود<sup>۴</sup> [۸۱] محاسبه می‌گردد:

$$\mathbf{S} = -\frac{1}{V} \left\langle \sum_i m \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i + \sum_i \sum_{j>i} \mathbf{r}_{ij} \mathbf{F}_{ij} \right\rangle \quad (۲-۳)$$

که در آن  $\mathbf{u}_i$  سرعت ویژه ذره  $i$  ام است و به صورت  $\mathbf{u}_i = \mathbf{V}_i - \mathbf{u}(\mathbf{r}_i)$  تعریف می‌شود،  $\mathbf{V}_i$  سرعت ذره  $i$  و  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_i)$  سرعت جریان در موقعیت  $\mathbf{r}_i$  است.  $\mathbf{F}_{ij}$  نیروی برهم‌کنش میان ذرات  $i$  و  $j$  می‌باشد. براکت شکسته (...) در معادله (۲-۳) نشان دهنده میانگین مجموعه در طول زمان است. اولین جمله موجود در سمت راست این معادله معرف سهم تنش ذرات از طریق انتقال مومنتم بوده و دومین جمله معرف نیروهای بین ذره‌ای است. اگر ذره  $i$  یک عنصر از یک جزء پیچیده سیال باشد، مقدار نیروی کل موجود در دومین جمله سمت راست معادله باید شامل نیروهای قیدی نیز باشد. فشار

<sup>1</sup> Microscopic definition of stress

<sup>2</sup> Numerical fitting procedure

<sup>3</sup> Irving

<sup>4</sup> Kirkwood

متشکله می‌تواند از طریق اثر<sup>۱</sup> تانسور تنش محاسبه شود:

$$p = -\frac{1}{3} \text{tr}(\mathbf{S}) \quad (۳-۳)$$

همچنین لزجت برشی سیال با تقسیم مولفه  $S_{12}$  تانسور تنش به نرخ برش بدست می‌آید:

$$\eta = \frac{S_{12}}{\dot{\gamma}} \quad (۴-۳)$$

از دیگر خواصی که با استفاده از این روش به دست می‌آید می‌توان اختلاف تنش نرمال اول<sup>۲</sup>

( $N_1$ ) و اختلاف تنش نرمال دوم<sup>۳</sup> ( $N_2$ ) را نام برد:

$$N_1(\dot{\gamma}) = S_{11} - S_{22} \quad (۵-۳)$$

$$N_2(\dot{\gamma}) = S_{22} - S_{33} \quad (۶-۳)$$

در اینجا  $S_{11}$  تنش درجهت جریان،  $S_{22}$  تنش در جهت پروفیل سرعت و البته  $S_{33}$  تنش در جهت عمود بر صفحه است که البته در حالت دو بعدی  $S_{33}$  برابر صفر است. این روش که از دینامیک مولکولی به DPD رسیده می‌تواند برای محاسبه تانسور تنش انواع سیالات از ساده تا چند جزئی کاربرد داشته باشد.

مارش و همکارانش [۸۲] با استفاده از روشهای تحلیلی یک معادله برای پیش‌بینی لزجت

سیال DPD ارائه دادند:

$$\eta = \frac{45k_B T}{4\pi\gamma} + \frac{2\pi\rho^2\gamma}{1575} \quad (۷-۳)$$

این معادله برای یک سیال DPD بدون در نظر گرفتن نیروی پایستار آمده که با این

فرض سیال را به یک سیال تراکم پذیر تبدیل کرده است و با ماده مورد مطالعه تحقیق حاضر متفاوت

<sup>1</sup> Trace

<sup>2</sup> First normal stress difference

<sup>3</sup> Second normal stress difference



می‌باشد، اما می‌توان به کمک این معادله تاثیر نسبی متغیرهای متفاوت بر لزجت سیال را سنجید [۸۰]. جمله اول در سمت راست معادله (۳-۷) نشان از تاثیر دما بر لزجت داشته بگونه‌ای که افزایش دما افزایش لزجت را نیز در پی دارد و این مشخصه یادآور ارتباط دما با لزجت گازها می‌باشد. اما با افزایش پارامتر استهلاکی  $\gamma$  جمله دوم سمت راست معادله نقش اساسی در تعیین لزجت سیال ایفا خواهد کرد. همچنین افزایش چگالی عددی  $\rho$  ذرات DPD تاثیر زیادی بر روی لزجت این سیال خواهد داشت. بخش دوم معادله به ویسکوزیته مایعات مرتبط است.

### ۲-۳-۳ روش برازش عددی

در حالی که اندازه‌گیری تنش یک راه مرسوم برای بدست آوردن لزجت در شبیه‌سازی‌های دینامیک مولکولی به حساب می‌آید، برازش عددی نیز روش دیگری برای تحقق این امر است. یکی از این روش‌های برازش عددی، جریان پوازیه پرئودیک است. همانطور که در بخش ۳-۲-۵ بیان شد بیکر و همکارانش [۸۳] با ارائه روش جریان پوازیه پرئودیک این نوع از جریان را به وجود آوردند. آن‌ها با انطباق پروفیل سرعت بدست آمده از مدل‌سازی DPD و نتایج حل تحلیلی معادلات ناویر-استوکس لزجت سیال DPD را بدست آوردند. این روش نسبت به روش‌های دیگر دارای دقت بالایی است. اما صرفاً برای سیالاتی با رفتار نیوتنی و ساختاری یکنواخت کاربرد دارد. از این رو نمی‌توان از این روش در مدل‌سازی پیش‌رو به‌رمند شد. به همین دلیل از همان تعریف میکروسکوپی تنش در پژوهش استفاده شده است.

### ۴-۳ روش‌های کاهش زمان محاسباتی

زمان محاسباتی یک عامل مهم در موفقیت یک شبیه‌سازی دینامیک مولکولی محسوب می‌شود. در بعضی از موارد بدلیل هزینه بر بودن شبیه‌سازی، سیستم در ابعاد کوچک و دوبعدی مدل‌سازی می‌-

شود. در روش‌های دینامیک مولکولی بیشترین زمان برای محاسبه نیروهای برهم‌کنش بین ذرات صرف می‌شود. برای یک سیستم دارای  $N$  ذره در هر گام زمانی نیاز به  $N(N-1)/2$  محاسبه لازم است. بنابراین در صورت کاهش تعاملات جفتی بین ذرات، زمان محاسبات کاهش چشمگیری خواهد داشت. خوشبختانه پتانسیل‌های بین ذره‌ای زیادی وجود دارند که دارای برد کوتاه هستند، که با دور شدن دو ذره از یکدیگر فقط به اندازه چند برابر قطر آن‌ها، برهم‌کنش بین ذرات کاهش چشمگیری خواهد داشت. این روش‌ها برای نیروهای برد بلند مانند نیروی مغناطیسی و نیروی الکتروستاتیک قابل اجراست اما به شرطی که معیار فاصله بین ذرات به اندازه کافی بلند باشد [۳۹].

### ۳-۴-۱ فاصله برش<sup>۱</sup>

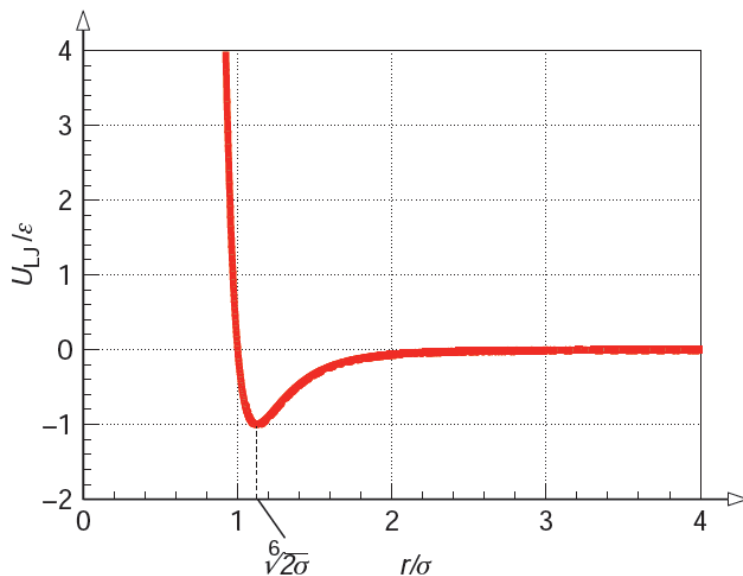
یک مفهوم مهم در روش شبیه‌سازی، تعیین یک محدوده مشخص برای محاسبه برهم‌کنش انرژی یا نیروهای بین ذرات برای کاهش زمان شبیه‌سازی است. برای درک بهتر این مفهوم می‌توان از برهم‌کنش بین ذرات و یا منحنی‌های پتانسیل استفاده کرد. برای مثال پتانسیل لِنارد-جونز به این صورت بیان می‌شود:

$$U_{LJ} = 4\varepsilon \left\{ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right\} \quad (۳-۸)$$

در این رابطه  $\sigma$  قطر ذره، و  $r$  فاصله بین ذرات است. شکل ۳-۷ منحنی پتانسیل لِنارد-جونز را نشان می‌دهد که  $U_{LJ}$  و  $r$  با استفاده از  $\varepsilon$  و  $\sigma$  بی‌بعد شده‌اند. این منحنی در فاصله  $r < \sigma$  یک شیب تند را نشان می‌دهد که حاکی از نیروی دافعه قوی بین ذرات در این فاصله است و مانع همپوشانی آن‌ها با یکدیگر می‌شود. همچنین نیروی جاذبه بین ذرات در دامنه  $r > \sigma$  وجود دارد اما به سرعت کاهش می‌یابد. این منحنی پتانسیل نشان می‌دهد که می‌توان از برهم‌کنش انرژی بعد از فاصله  $r = 3\sigma$  چشم‌پوشی کرد. بنابراین نیازی به محاسبه برهم‌کنش بین ذرات در گستره  $r > 3\sigma$  نمی‌باشد

<sup>1</sup> Cutoff Distance

و می‌توان این فاصله را فاصله برش  $d_c$  یا همان شعاع برش  $r_{c\text{off}}$  برای محاسبه این نیرو در نظر گرفت، که در این پژوهش نیز اینگونه بوده است. در مورد نیروهای DPD فاصله برش مطابق روش DPD استاندارد برابر واحد در نظر گرفته شده و تمام طول‌ها در این شبیه‌سازی بر واحد فاصله برش  $d_c$  می‌باشند.



شکل ۳-۷- پتانسیل لنارد-جونز [۳۹]

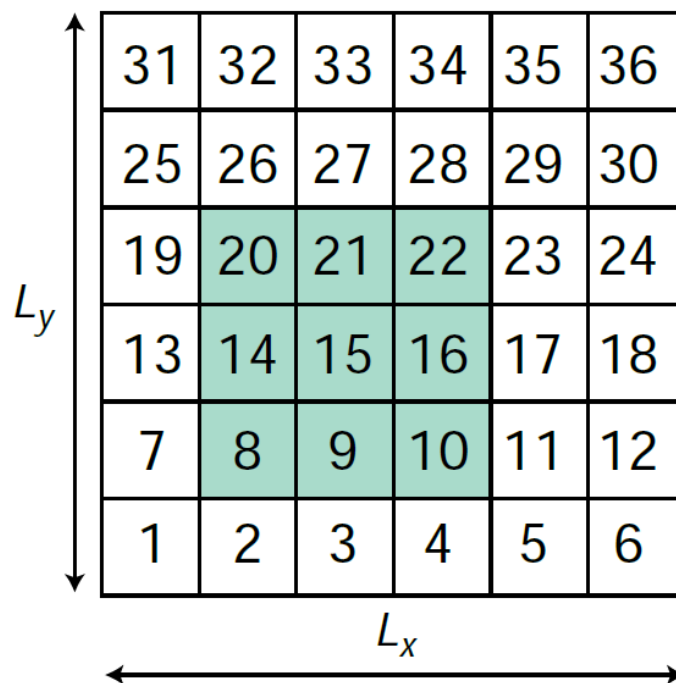
اما باید توجه داشت که تعریف شعاع برش به تنهایی کاهش چشم‌گیری در هزینه محاسباتی ایجاد نخواهد کرد، زیرا باز هم باید  $N(N-1)/2$  محاسبه به منظور بدست آوردن فاصله بین ذرات انجام داد. بنابراین روش شاخص سلول و یا روش لیست همسایگی ورله که در ادامه خواهد آمد در کنار روش فاصله برش برای کاهش زمان محاسباتی استفاده خواهد شد.

### ۳-۴-۲ روش شاخص سلول<sup>۱</sup>

اگر بتوان با استفاده از روشی نام هر ذره که در محدوده برش ذره‌ای دیگر قرار دارد را بدست آورد، دیگر نیازی به محاسبه فاصله بین ذرات در تمام گام‌های نیست. چندین روش برای دستیابی به نام

<sup>1</sup> Cell index method

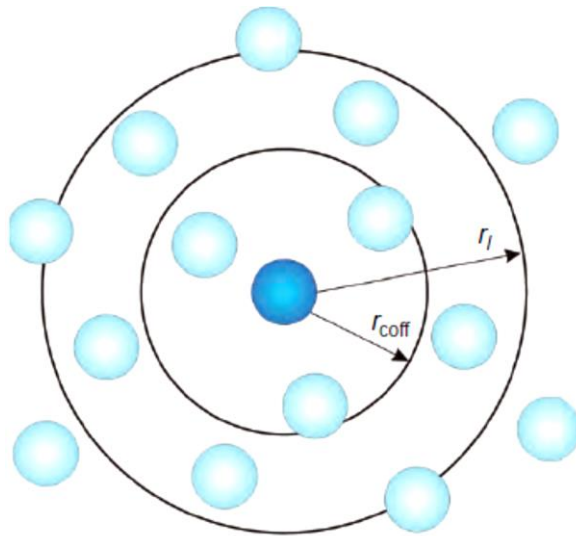
ذرات ابداع شده است که در ابتدا روش شاخص سلولی در این بخش معرفی می‌شود. همانطور که در شکل ۳-۸ مشاهده می‌شود، ناحیه محاسباتی دو بعدی با ابعاد  $(L_x, L_y)$  به  $(Q_x, Q_y)$  قسمت در هر جهت تقسیم‌بندی می‌شود. هر سلول کوچک دارای ابعاد  $(L_x/Q_x, L_y/Q_y)$  می‌باشد که باید از شرط  $L_x/Q_x \geq d_c$  و  $L_y/Q_y \geq d_c$  پیروی کند. از آنجایی که هر وجه سلول کوچک از فاصله برش بلندتر است، ذرات قرار گرفته در آن، برای مثال سلول ۱۵م در شکل ۳-۸، فقط با سلول‌های همسایه در ارتباط است، که در اینجا سلول‌های ۸م، ۹م، ۱۰م، ۱۱م، ۱۴م، ۱۶م، ۲۰م، و ۲۲م هستند. ذرات دیگر سلول‌ها دورتر از ناحیه برش خواهند بود و دیگر نیازی به محاسبه فاصله بین آن ذرات نخواهد بود. در این روش باید ذرات متعلق به هر سلول را به حافظه سپرد. در این شبیه‌سازی از این روش برای بالا بردن سرعت محاسبات استفاده شده است. روش شاخص سلولی برای برنامه‌نویسی به سبک پردازش موازی مناسب نیز مناسب گزینه مناسبی می‌باشد که می‌توان هر بخش از ناحیه محاسباتی را به یک هسته از پردازشگر سپرد.



شکل ۳-۸- روش شاخص سلول برای بدست آوردن همسایگی ذرات [۳۹]

### ۳-۴-۳ روش فهرست همسایگی ورله<sup>۱</sup>

در روش فهرست همسایگی ورله، یک فاصله  $r_l$  که بلندتر از شعاع برش  $r_{coff}$  است، تعیین می‌شود، و هر ذره نام ذراتی را که در این ناحیه قرار دارند نگه می‌دارد. روشن است که ذرات درون دامنه  $r < r_{coff}$  مطمئناً درون ناحیه  $r < r_l$  قرار دارند و دیگر نیازی به محاسبه فاصله بین ذرات برای تمامی گام‌های زمانی نیست. بنابراین اگر لیست همسایگی ذرات بصورت دوره‌ای (برای مثال هر ۱۰ گام زمانی) به‌روز شود. حجم قابل توجهی از محاسبات کاسته شده و زمان آن کاهش می‌یابد. باید توجه داشت شعاع فهرست همسایگی به اندازه کافی بزرگ بوده و همچنین فاصله بین به‌روز رسانی‌ها زیاد نباشد زیرا که باعث ایجاد خطا در محاسبات می‌شود. این روش برای دینامیک مولکولی و دینامیک ذره استهلاکی قابل استفاده است.



شکل ۳-۹- روش لیست همسایگی ورله [۳۹]

<sup>1</sup> Verlet neighbor list method



## فصل چهارم:

### نتایج و بحث

## ۱-۴ مدل سازی

همانطور که بیان شد هدف از این پژوهش بررسی رفتار سیال مگنورئولوژیکال با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی است. در ابتدا نتایج شبیه سازی این سیال تحت برش و در حالت دوبعدی ارائه می شود که این امر بر اساس پروپوزال مصوب تحقق یافته است. سپس این پژوهش فراتر رفته و سیال در شرایط جریان پوازیه و جریان ترکیبی شبیه سازی شده است.

کدنویسی با استفاده از نرم افزار متلب انجام شده است. دلیل این انتخاب وجود توابع کاربردی در این نرم افزار، سرعت بالای کد نویسی و همچنین قابلیت بالای آن در تصویرسازی نتایج بوده است. ناحیه شبیه سازی در ابعاد  $L_x = L_y = 20$  تعیین شده و مبدا مختصات در منتهی الیه پایین سمت چپ این ناحیه قرار دارد. در ادامه بطور خلاصه ویژگی های این کد بیان می شود:

- ۱- استفاده از نیروهای DPD برای مدل سازی سیال
- ۲- به کار بردن ترموستات DPD برای کنترل دمای سیستم
- ۳- بهره بردن از مدل مغناطش ذره جهت مدل سازی برهم کنش ذرات مغناطیسی
- ۴- استفاده از نیروی لنارد-جونز ما بین ذرات مایع و ذرات مغناطیسی
- ۵- تعیین مکان اولیه ذرات مغناطیسی با استفاده از یک شبکه مربعی، جهت ایجاد سیال همگن.
- ۶- تعیین مکان اولیه ذرات مایع با رعایت عدم همپوشانی با ذرات مغناطیسی.
- ۷- استفاده از توزیع مکسول-بولتزمن برای سرعت اولیه.
- ۸- الگوریتم یکپارچه سازی سرعت-ورله اصلاح شده.
- ۹- شرط مرزی پریودیک در جهت  $y$  (دیواره های افقی)
- ۱۰- شرط مرزی لیز-ادواردز در جهت  $x$  (برای حالت برش)



۱۱- شرط مرزی جریان پوازیه پریودیک در جهت  $y$  (برای حالت پوازیه)

۱۲- استفاده از فاصله برش برای کاهش هزینه محاسباتی

۱۳- استفاده از روش شاخص سلول برای کاهش هزینه محاسباتی

## ۲-۴ پارامترهای شبیه‌سازی

شبیه‌سازی دینامیک ذره استهلاکی یک روش درشت دانه است که در کنار مزایا و امکانات خود، در حال حاضر دارای نواقصی نیز هست. یکی از این مسائل متغیرهای متعددی هست که برای آنها مقادیری تعریف نشده است. محققان تعدادی از متغیرهای سیال DPD را استانداردسازی کرده‌اند اما با این وجود در مسائل پیچیده نظیر تحقیق پیش‌رو همچنان مجهولات زیادی وجود دارد که می‌بایست با آزمایش و بررسی نتایج، مقادیری منطقی برای آن‌ها بدست آید.

برای شبیه‌سازی سیال حامل از متغیرهای استاندارد DPD استفاده شده است. در این روش معمولاً جرم ذره و فاصله برش (شعاع برش) برابر یک فرض می‌شود ( $m_d=d_c=1$ )، و این مقادیر به عنوان واحد جرم و واحد طول شبیه‌سازی در نظر گرفته می‌شوند. دمای بولتزمن سیستم  $k_B T$  نیز به سمت واحد میل داده می‌شود. همچنین در این پژوهش چگالی دانه‌ای سیال برابر ۴ در نظر گرفته شده است [۴۳]. برای یک مایع با تراکم‌پذیری مشابه آب، گروت و وارن [۷۴] رابطه زیر را برای بیشینه نیروی دافعه پیشنهاد کردند:

$$a_{ij} = \frac{75k_B T}{\rho d_c^4} \quad (۱-۴)$$

آن‌ها همچنین برای شدت نیروی تصادفی مقادیر ۱ تا ۸ را آزمایش کردند که در نهایت،

مقدار بهینه  $\sigma = 3$  را پیشنهاد دادند. سپس با استفاده از قضیه نوسان-استهلاک  $\gamma = 4.5$  بدست می‌آید.

از سویی دیگر برای تعیین متغیرها در معادلات نیرویی ذرات مغناطیسی و نیروهای مابین ذرات سیال و ذرات جامد، مقادیر استاندارد معرفی نشده و از آنجایی که ارتباط مستقیمی بین واحدهای DPD و واحدهای فیزیکی وجود ندارد، می‌بایست تا با کمک پژوهش ساتو و چنترل [۴۱] و تعداد زیادی آزمایش به مقادیری مناسب و منطقی برای این متغیرهای مجهول دست یافت. که در جدول زیر مقادیر این پارامترها مشاهده می‌شود:

جدول ۴-۱- متغیرهای نیروی برهمکنش ذرات جامد-جامد و جامد-مایع

مقدار	نماد	نام پارامتر
۲۵	$m_m$	جرم ذره مغناطیسی
۱	$d$	قطر ذره مغناطیسی
۰,۷	$d_s$	قطر قسمت جامد ذره مغناطیسی
۰,۱۵	$\delta$	ضخامت لایه پوششی
۲۵	$m_0$	گشتاور مغناطیسی ذرات مغناطیسی
۰,۱۴	$\mu_0$	نفوذپذیری خلاء
۱۰۰	$\lambda_V$	شدت برهم‌کنش بین لایه پوششی و سایر ذرات
۰,۰۳۳	$\varepsilon$	شدت برهم‌کنش بین ذرات مایع و جامد

برای هر حالت از مدل‌سازی ۱۰۰,۰۰۰ گام زمانی محاسبه صورت گرفته است که هر گام زمانی  $\Delta t = ۰.۰۱$  بوده است به عبارتی  $\Delta t \cdot N = ۱۰۰۰$  واحد زمانی هر شبیه‌سازی به طول انجامیده است. برای به تعادل رسیدن سیستم و تشکیل زنجیره‌ها ۱۵۰ واحد زمانی (۱۵۰۰۰ گام زمانی) محاسبه انجام می‌شود، سپس جریان به سیستم اعمال شده و ۱۵۰ واحد زمانی محاسبه صورت می‌گیرد تا از پایداری پاسخ اطمینان حاصل شود، و در نهایت ۷۰۰ گام زمانی حل صورت

می‌گیرد و اطلاعات از این مرحله به‌دست می‌آید. هر ۲۵ گام زمانی برداشت اطلاعات صورت می‌گیرد. شایان ذکر است برای اطمینان از پایداری مومنتم سیستم، هر ۱۰۰ گام زمانی مومنتم در جهت‌های  $x, y$  برابر صفر قرار داده می‌شود.

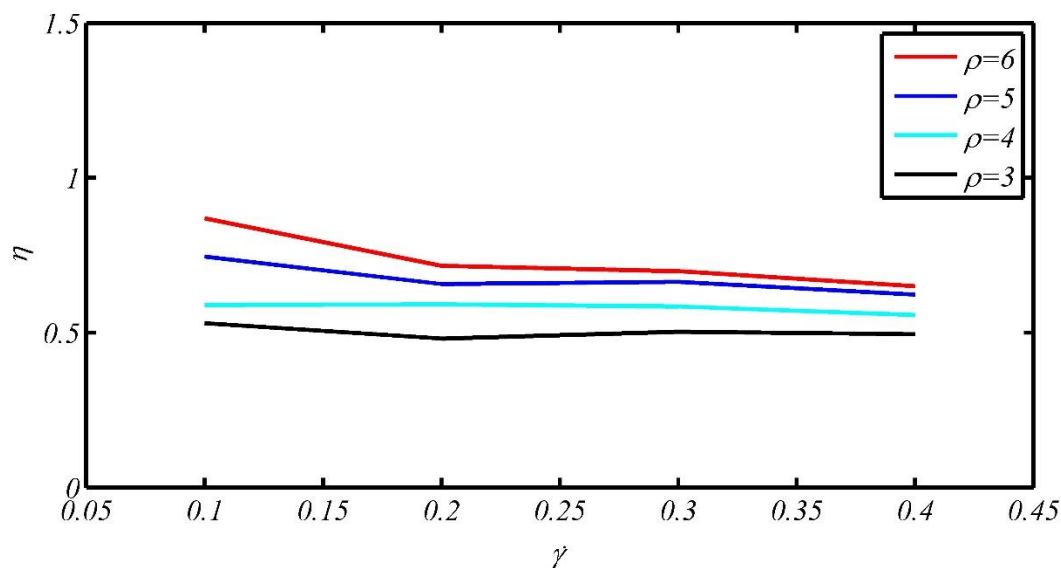
## ۳-۴ صحت سنجی

در مطالعات عددی برای اطمینان از درستی شبیه‌سازی نیاز به مقایسه نتایج با نتایج تایید شده می‌باشد. در این پژوهش نیز مانند سایر موارد نیاز به بررسی صحت شبیه‌سازی وجود دارد. روش این صحت‌سنجی وابسته به نوع پژوهش و اطلاعات در دسترس برای این امر است که می‌تواند شامل مطالعات معتبر آزمایشگاهی، تحلیلی و عددی باشد و از دیدگاه کمی و کیفی مورد مطالعه قرار گیرد.

### ۱-۳-۴ سیال DPD

### ۱-۱-۳-۴ جریان برشی ساده

در ابتدا سیال DPD به تنهایی و بدون حضور ذرات مغناطیسی، تحت جریان برشی ساده شبیه‌سازی شده که نتایج آن با تحقیقات گذشته مقایسه می‌شود. پژوهش‌های متعدد در زمینه سیال DPD گواه بر نیوتنی بودن این سیال در چگالی عددی ۳ و ۴ هستند [۴۳ و ۷۹]. در این پژوهش نیز سیال DPD ساده با چگالی‌های عددی ۳، ۴، ۵ و ۶ در نرخ‌های برشی ( $\dot{\gamma}$ ) مدنظر بررسی شده و لزجت ( $\eta$ ) آن‌ها به صورت نمودار زیر بدست آمده است. می‌توان با تقریب خوبی سیال DPD با چگالی عددی ۴ را یک سیال نیوتنی در نظر گرفت، و از آنجایی که سیال پایه در سیالات MR عمدتاً نیوتنی هستند این چگالی عددی مبنای این پژوهش قرار گرفته است. همینطور مشاهده می‌شود با افزایش چگالی عددی لزجت افزایش یافته و نیز سیال مقداری خاصیت رقیق‌شوندگی برشی پیدا می‌کند.



شکل ۴-۱- نمودار لزجت سیال پایه بر حسب نرخ برش

نیوتنی بودن سیال DPD تحت برش بدین معناست که، این ماده پروفیلی کاملاً خطی از خود نشان خواهد داد و با حل تحلیلی جریان کوئت تطابق خواهد داشت. پروفیل‌های سرعت برای نرخ‌های برش ۰,۱ تا ۰,۴ در شکل ۴-۲ نشان داده شده است، و با حل تحلیلی جریان کوئت مقایسه شده است. معادله این حل با توجه به هندسه به صورت زیر می‌باشد:

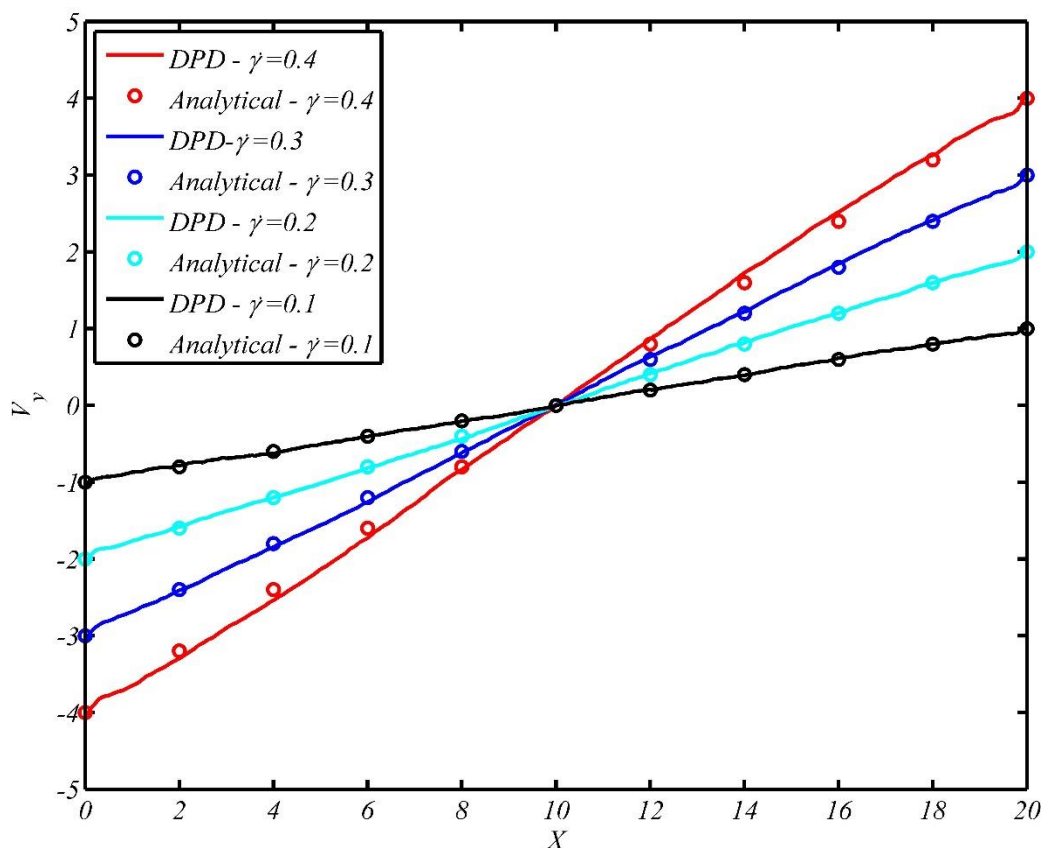
$$v_y = \frac{v_w}{L_x} (2x - L_x) \quad (۲-۴)$$

$v_w$  سرعت دیواره،  $v_y$  سرعت سیال در جهت جریان و  $L_x$  عرض کانال می‌باشد.

همانطور که در بخش ۳-۲-۴ درباره شرط مرزی جریان برشی ساده توضیح داده شد، دو صفحه در سمت چپ و راست ناحیه محاسباتی با سرعتی برابر و در خلاف جهت یکدیگر به حرکت در آمده و جریان برشی را بر سیال اعمال می‌کند. سرعت دیواره بر اساس نرخ برش اعمال شده بر سیال بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$v_w = \pm \frac{\dot{\gamma} L_x}{2} \quad (۳-۴)$$

میزان انحراف از حل تحلیلی کمتر از ۰,۵٪ است که خطای قابل قبولی می‌باشد.

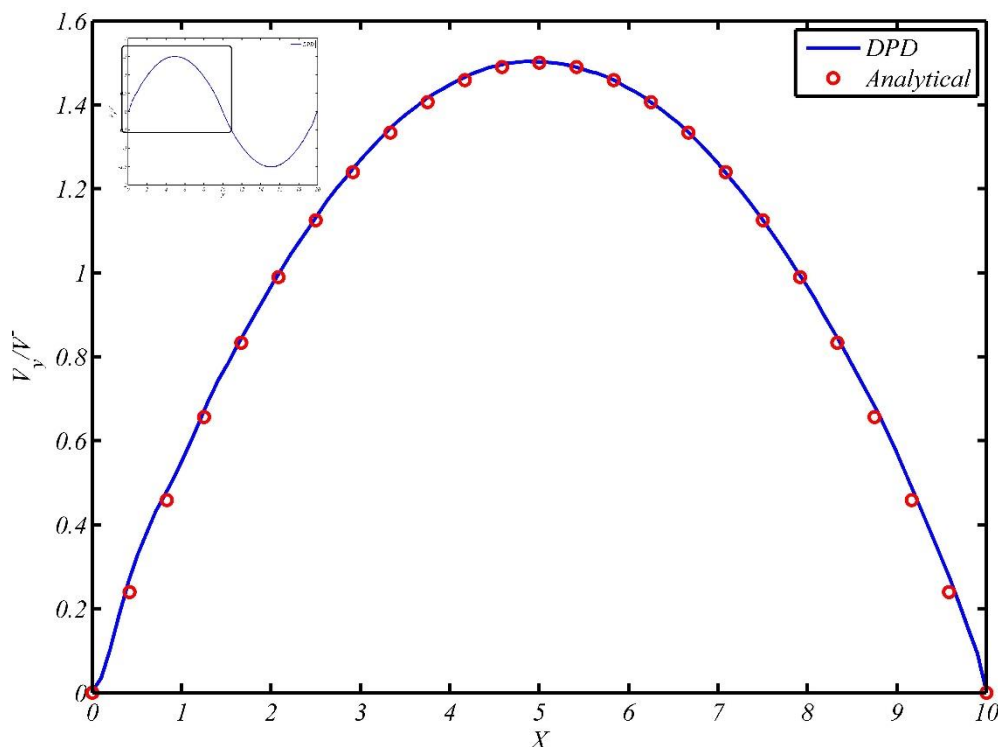


شکل ۴-۲- نمودار سرعت برای سیال DPD تحت جریان برشی

### ۲-۱-۳-۴ جریان پوازیه

در گامی دیگر برای صحت‌سنجی این مدل‌سازی، سیال DPD تحت شرط مرزی جریان پوازیه پرپودیک قرار گرفته است. در شکل ۴-۳ نتیجه این کار با حل تحلیلی جریان پوازیه مقایسه شده است. این شرط مرزی دارای دو ناحیه متقارن است که برای بررسی ساده‌تر نیمی از آن با پاسخ تحلیلی انطباق داده شده است. سرعت‌های هر دو روش بصورت بی‌بعد و بر مبنای سرعت متوسط گزارش شده است.

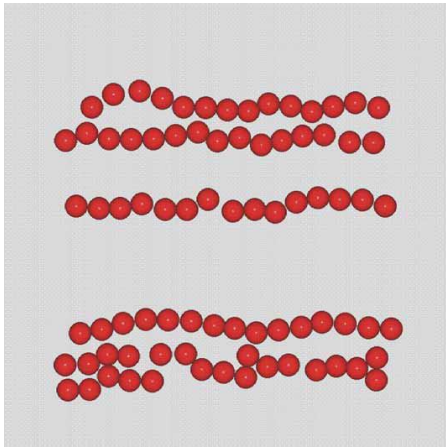
$$\frac{v_y}{\bar{v}} = 6 \frac{x}{L_x} \left( 1 - \frac{x}{L_x} \right) \quad (4-4)$$



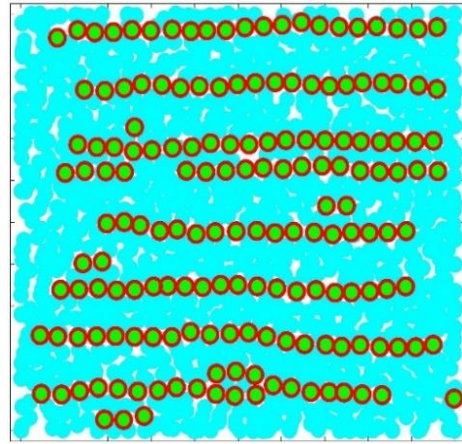
شکل ۴-۳- نمودار سرعت سیال DPD در جریان پوازیه

## ۲-۳-۴ سیال مگنتورئولوژیکال در شرایط تعادلی

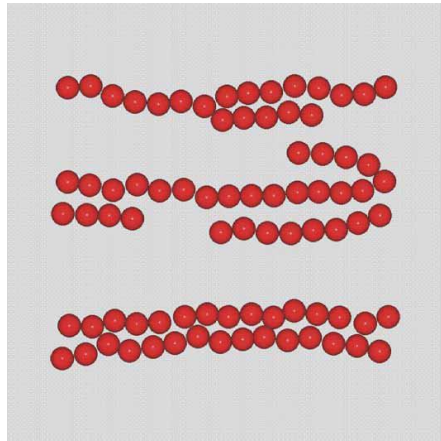
در این بخش سیال DPD حاوی ذرات مغناطیسی تحت یک میدان مغناطیسی قوی در جهت  $x$  قرار می‌گیرد. طبق مشاهدات پیشین، ذرات مغناطیسی در جهت میدان به یکدیگر متصل شده و زنجیره تشکیل می‌دهند. ساتو و چنترل [۴۱] در پژوهش خود سیال مغناطیسی را با استفاده از روش DPD در شرایط تعادلی بررسی کردند. آن‌ها شبیه‌سازی خود را با نتایج شبیه‌سازی مونت کارلو، دینامیک براونی و دینامیک استوکسی مقایسه کرده و از صحت آن اطمینان حاصل کردند. نتایج این پژوهش در حالتی مشابه با نتایج عددی پیشین مقایسه می‌شود. در کنار روش‌های مختلف عددی برای اطمینان بیشتر از رفتار درست شبیه‌سازی، نتایج بدست آمده با عکس حاصل از مطالعات آزمایشگاهی مقایسه می‌شود. تمامی این نتایج در حالت اشباع مغناطیسی سیال مگنتورئولوژیکال ارائه شده‌اند.



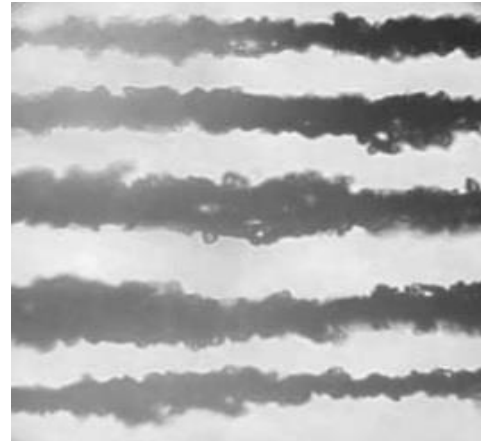
(ت)



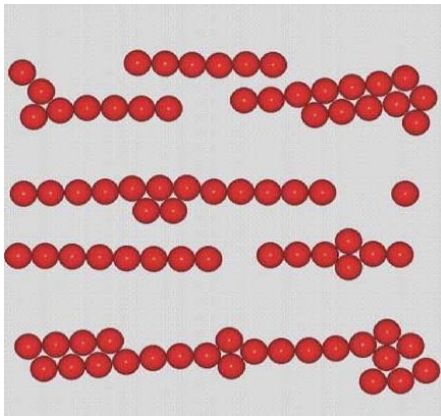
(الف)



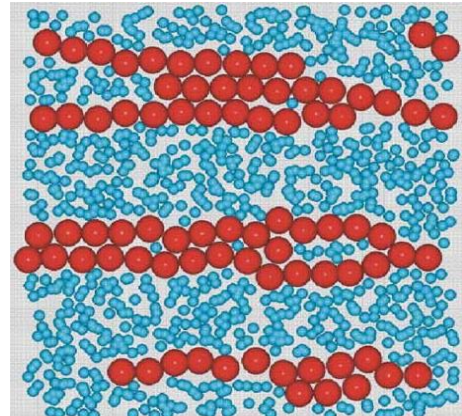
(ث)



(ب)



(ج)



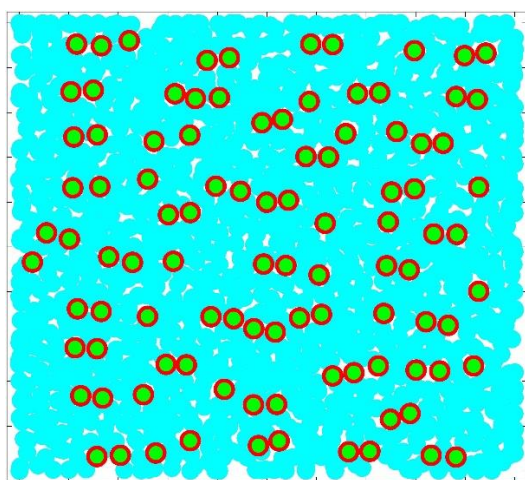
(پ)

شکل ۴-۴- سیال مغناطیسی تحت میدان خارجی (الف) شبیه‌سازی در پژوهش حاضر (ب) عکس از سیال مگنتورئولوژیکال [۸۴] (پ) شبیه‌سازی با استفاده از روش DPD (ت) شبیه‌سازی با استفاده از روش مونت-کارلو (ث) شبیه‌سازی با روش دینامیک براونی (ج) شبیه‌سازی با استفاده از روش دینامیک استوکسی [۴۱].

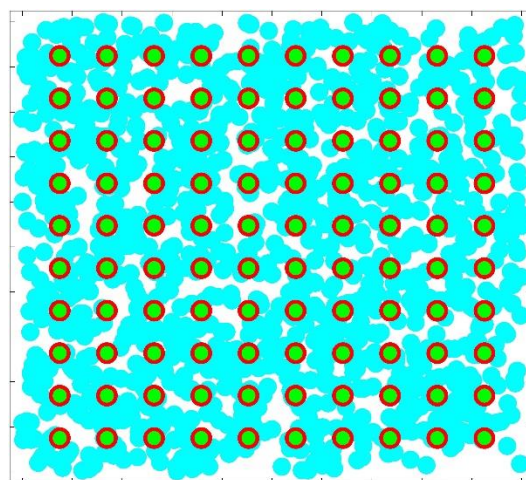
## ۴-۴ مراحل به تعادل رسیدن سیال MR تحت میدان

در بخش قبل صحت شبیه‌سازی این پژوهش در حالت تعادلی سیال مگنتورئولوژیکال با مقایسه مطالعات پیشین مسجل شد. حال بصورت دقیق‌تر و گام به گام مراحل به تعادل رسیدن این سیال در طی زمان ارائه می‌شود. برای این منظور از دو سیال با کسرهای حجمی ۱۹,۶٪ و ۳۳,۲٪ جهت نمایش مراحل تشکیل زنجیره‌ها استفاده شده است.

همانطور که در شکل‌های ۴-۵ و ۴-۶ به ترتیب برای سیالاتی با کسر حجمی ۱۹,۶٪ و ۳۳,۲٪ نشان داده شده است، با افزایش کسر حجمی طبیعتاً تعداد ذرات مغناطیسی افزایش یافته و بر همین اساس زنجیره‌های بیشتری از این ذرات بوجود می‌آید. این اتفاق باعث می‌شود سیال شباهت بیشتری به حالت جامد داشته و همین اتفاق به معنی افزایش تنش تسلیم سیال مگنتورئولوژیکال است. از سوی دیگر با بررسی تصاویر زیر مشاهده می‌شود سیال ۱۹,۶٪ در محدوده زمانی ۱۴۰-۱۵۰ به حالت نهایی خود از نظر تشکیل زنجیره می‌رسد، در حالی که این امر برای سیال با کسر حجمی ۳۳,۲٪ در زمانی کمتر و در محدوده ۷۰-۸۰ اتفاق می‌افتد. به عبارت دیگر افزایش کسر حجمی باعث می‌شود پاسخ‌گویی سیال به میدان مغناطیسی و رسیدن به حداکثر تنش تسلیم تسریع شود.

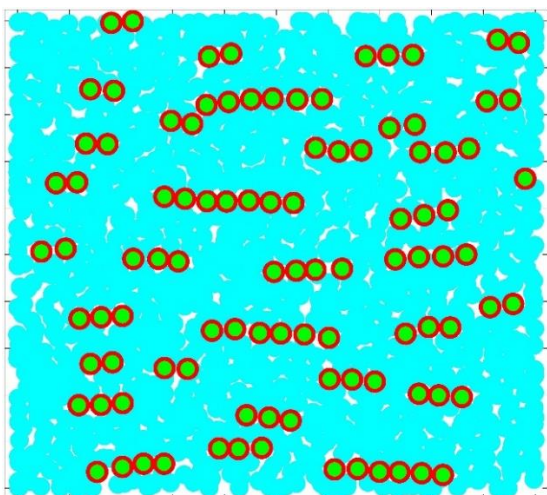


ب) ۱۰

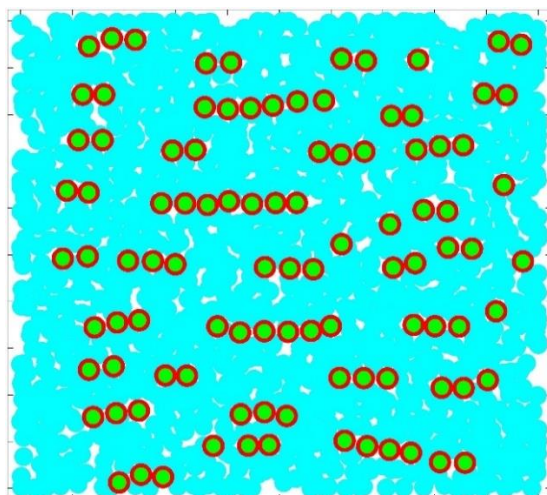


الف) زمان آغازین

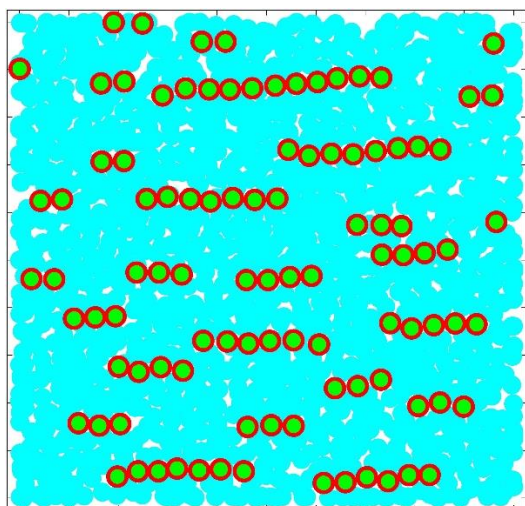




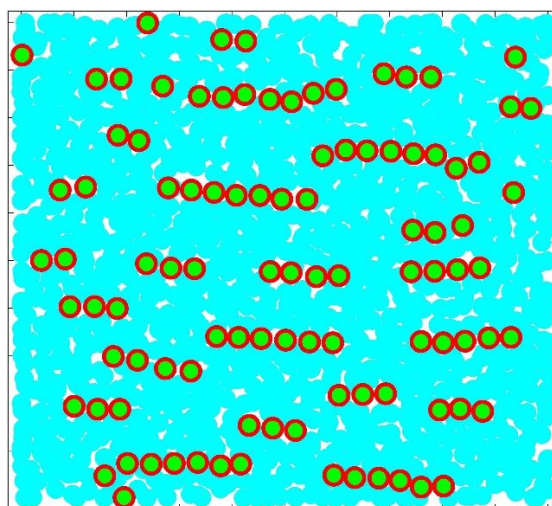
۳۰ (ت)



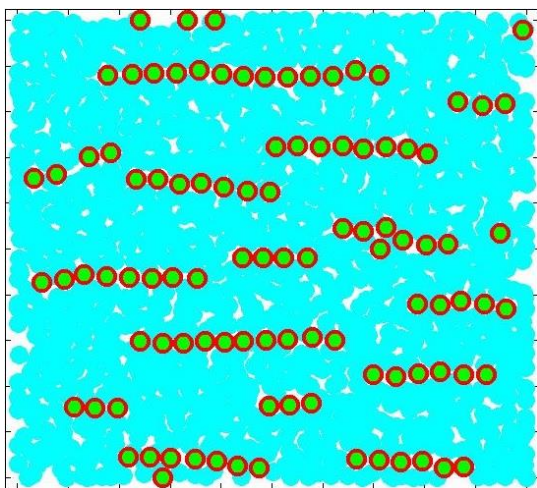
۲۰ (پ)



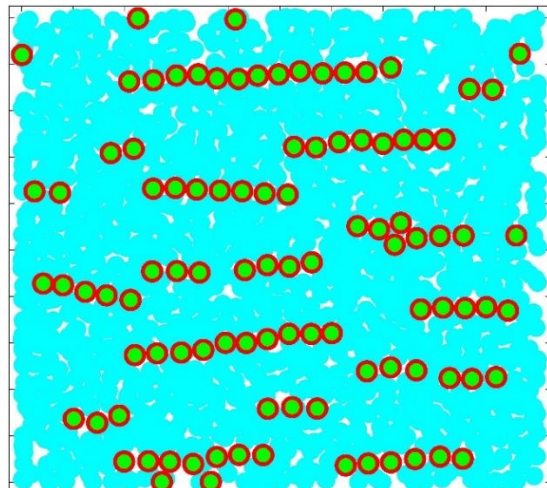
۵۰ (ج)



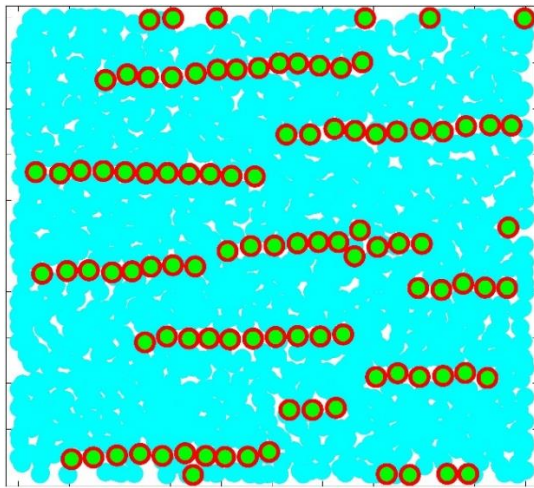
۴۰ (ث)



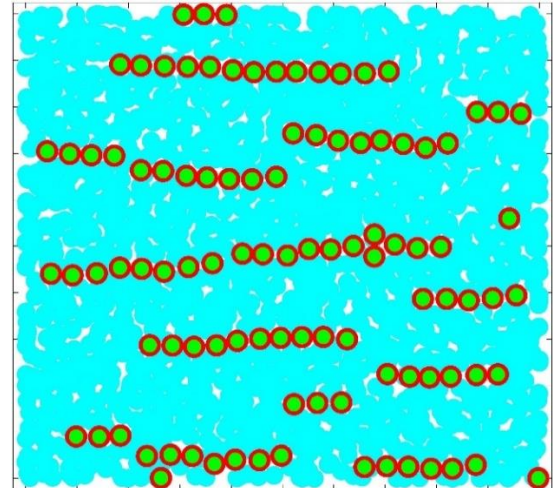
۷۰ (ح)



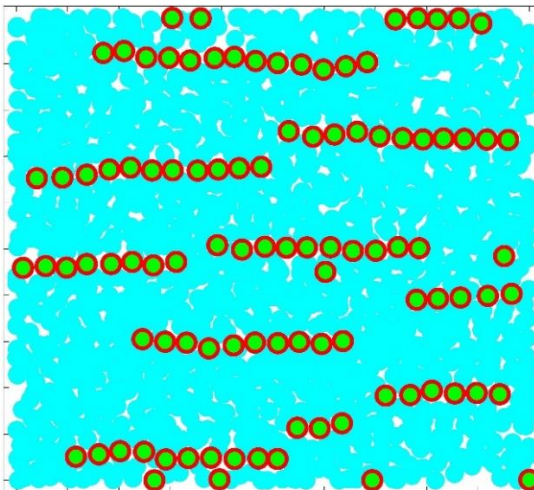
۶۰ (چ)



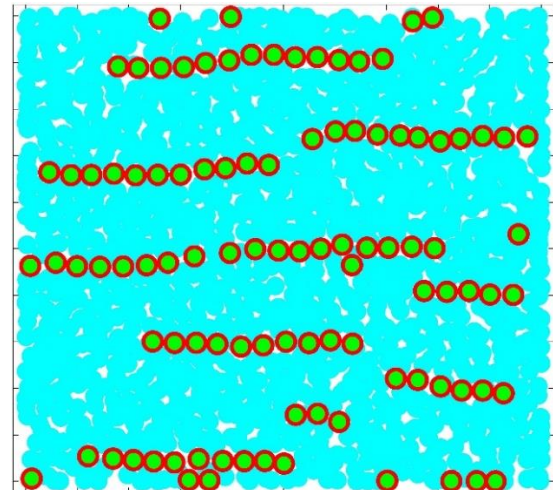
۹۰(د)



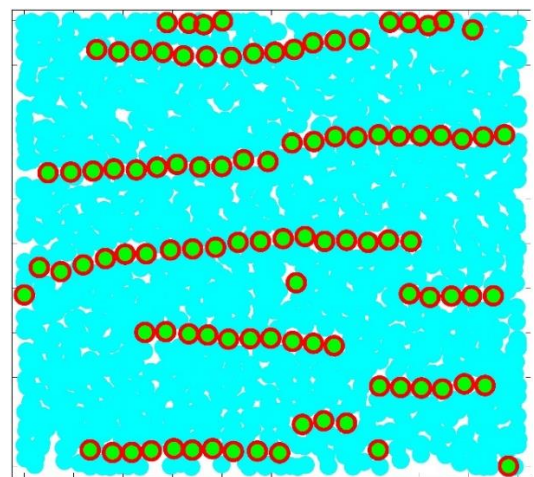
۸۰(خ)



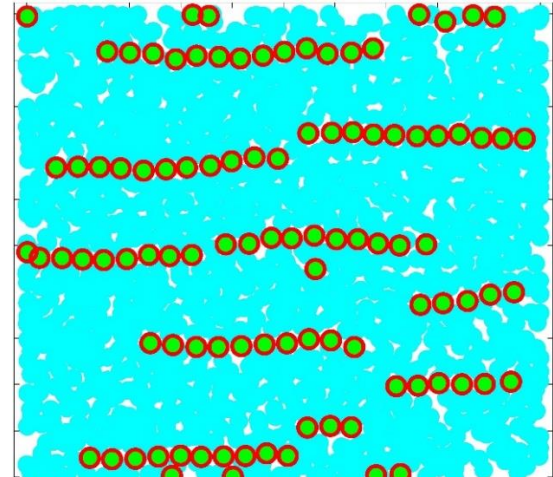
۱۱۰(ج)



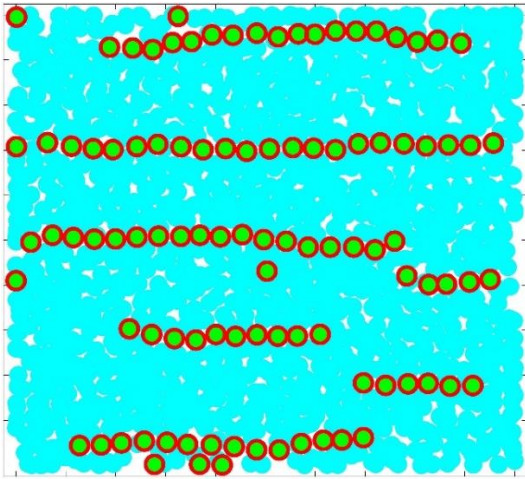
۱۰۰(ب)



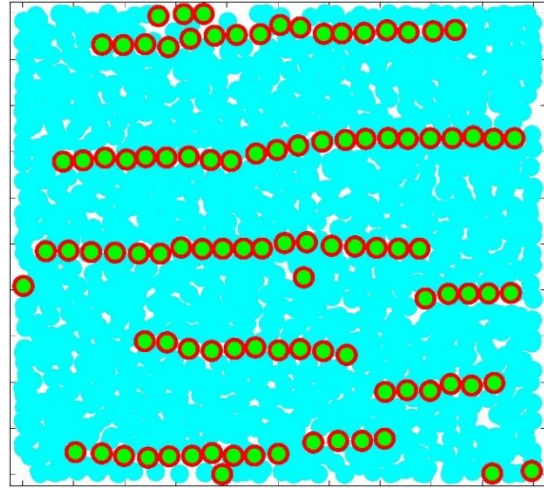
۱۳۰(ز)



۱۲۰(س)

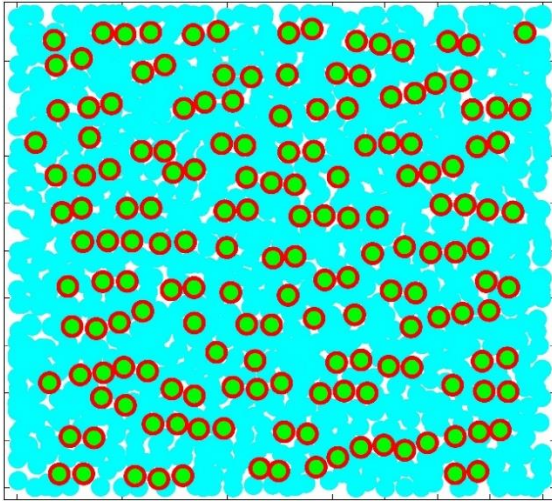


ش (۱۵۰)

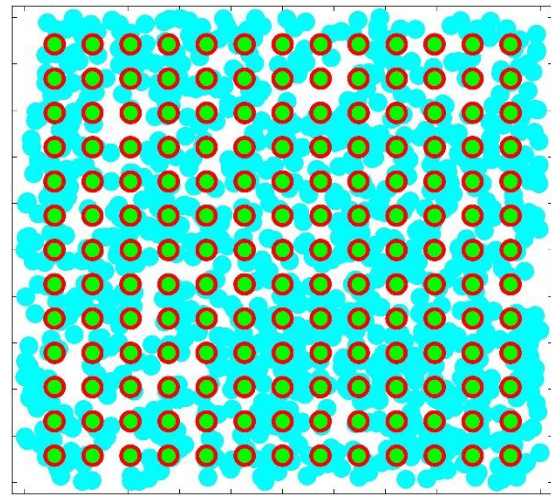


س (۱۴۰)

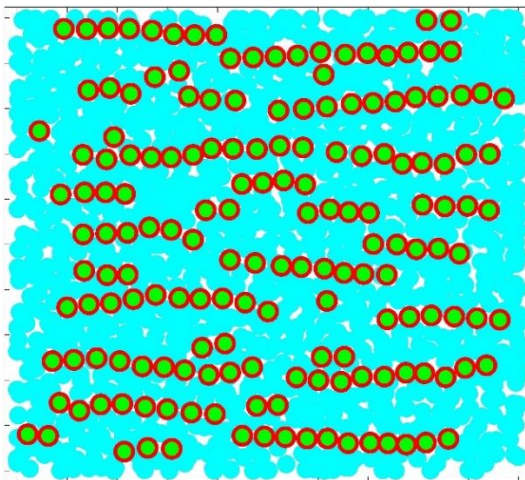
شکل ۴-۵- مراحل به تعادل رسیدن یک سیال MR با کسر حجمی ۱۹,۶٪ (بر اساس واحد زمانی)



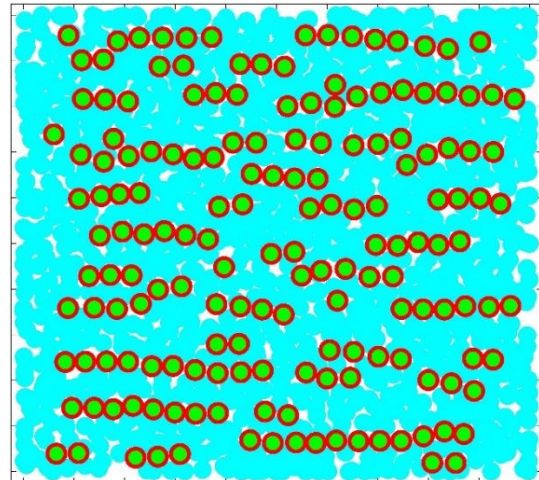
ب (۱۰)



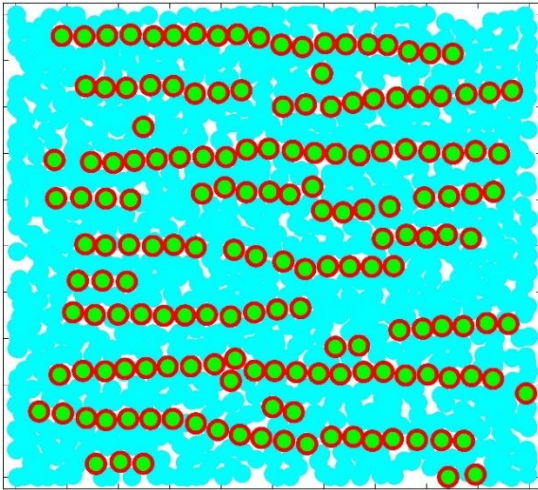
الف زمان آغازین



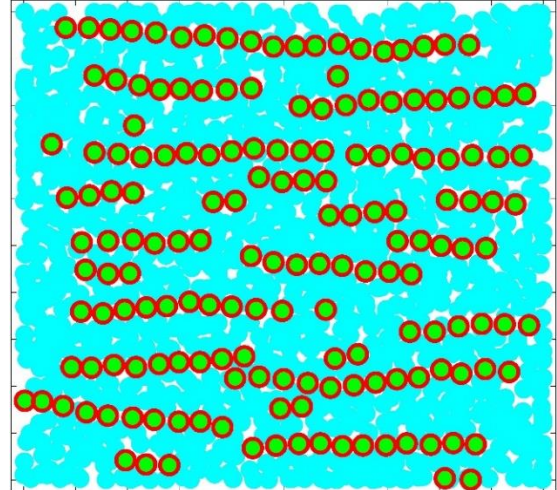
ت (۳۰)



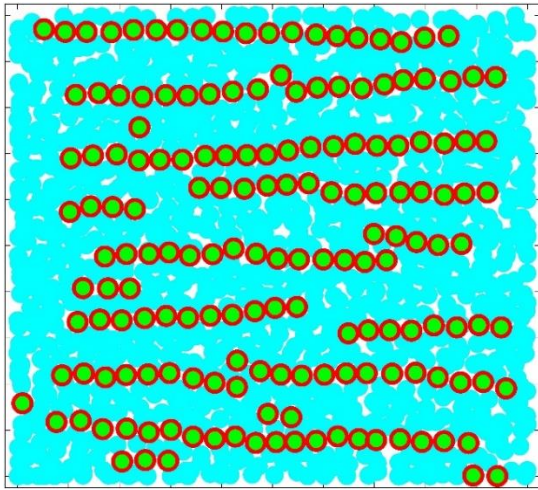
پ (۲۰)



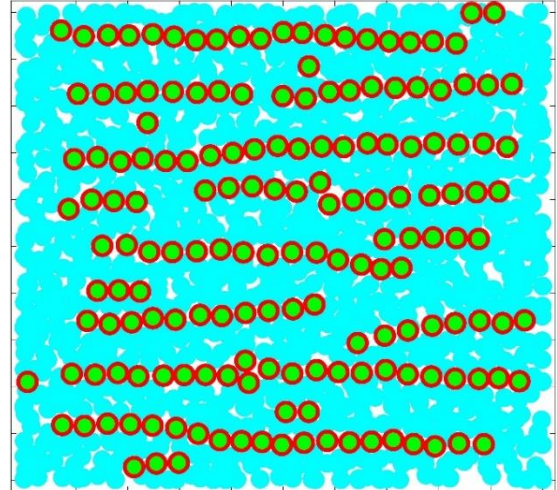
۵۰ (ج)



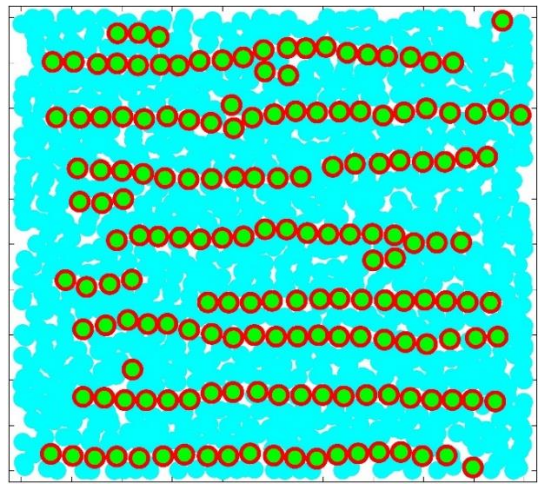
۴۰ (ث)



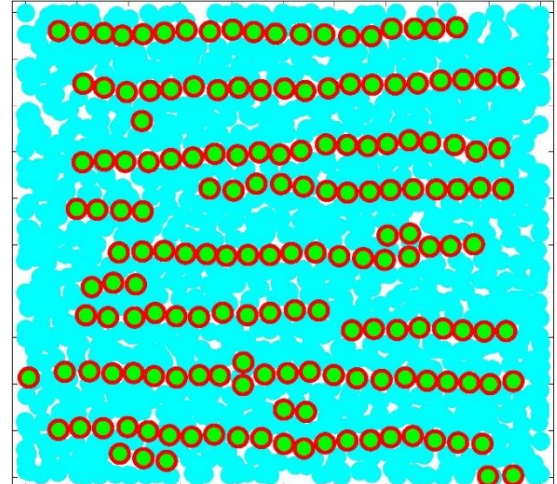
۷۰ (ح)



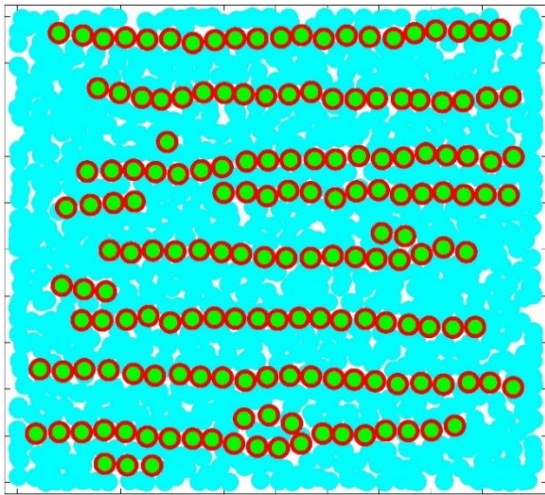
۶۰ (چ)



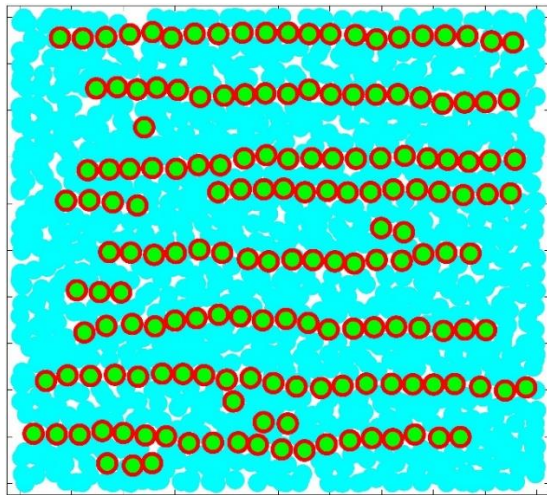
۹۰ (س)



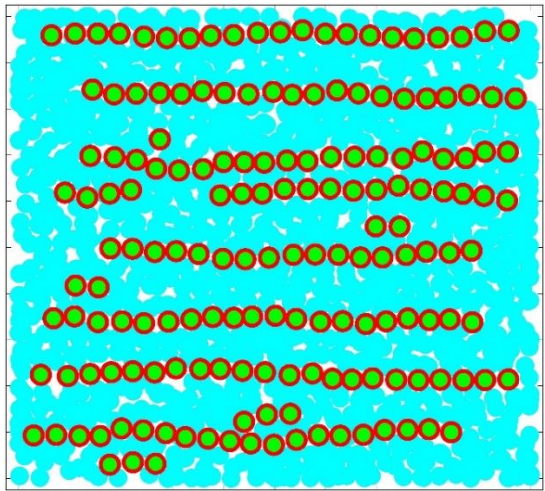
۸۰ (خ)



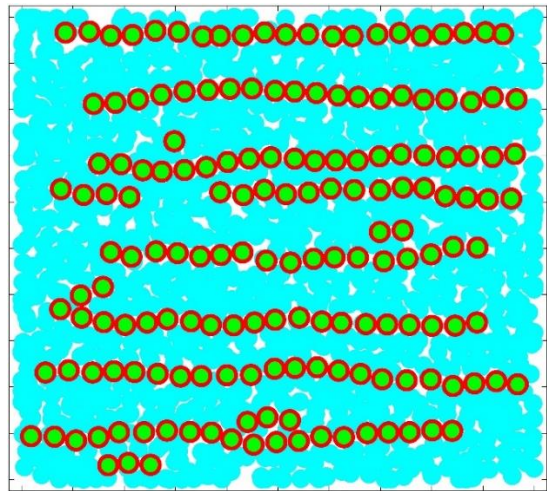
۱۱۰(ج)



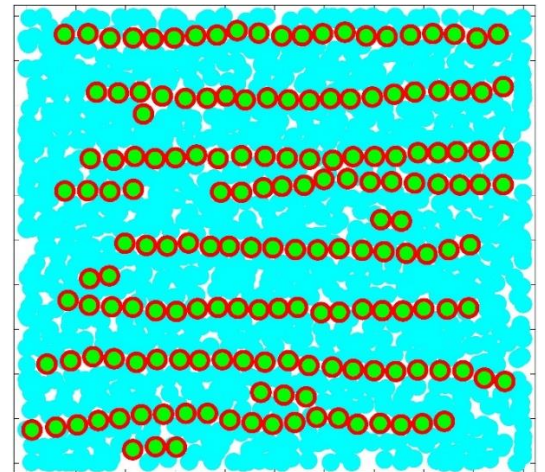
۱۰۰(د)



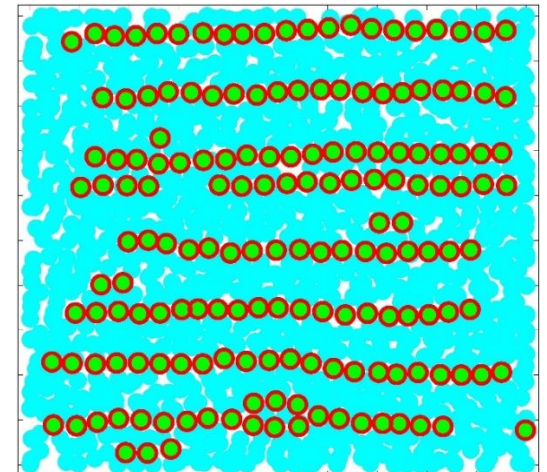
۱۳۰(ه)



۱۲۰(ز)



۱۵۰(ش)



۱۴۰(س)

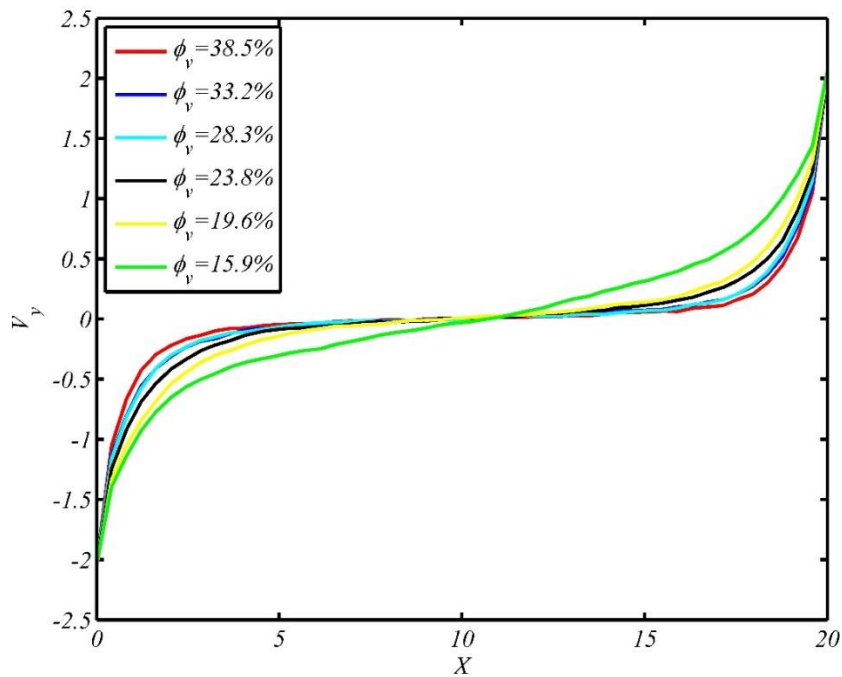
شکل ۴-۶- مراحل به تعادل رسیدن یک سیال MR با کسر حجمی ۲،۳۳٪ (بر اساس واحد زمانی)

## ۴-۵ سیال MR تحت جریان برشی

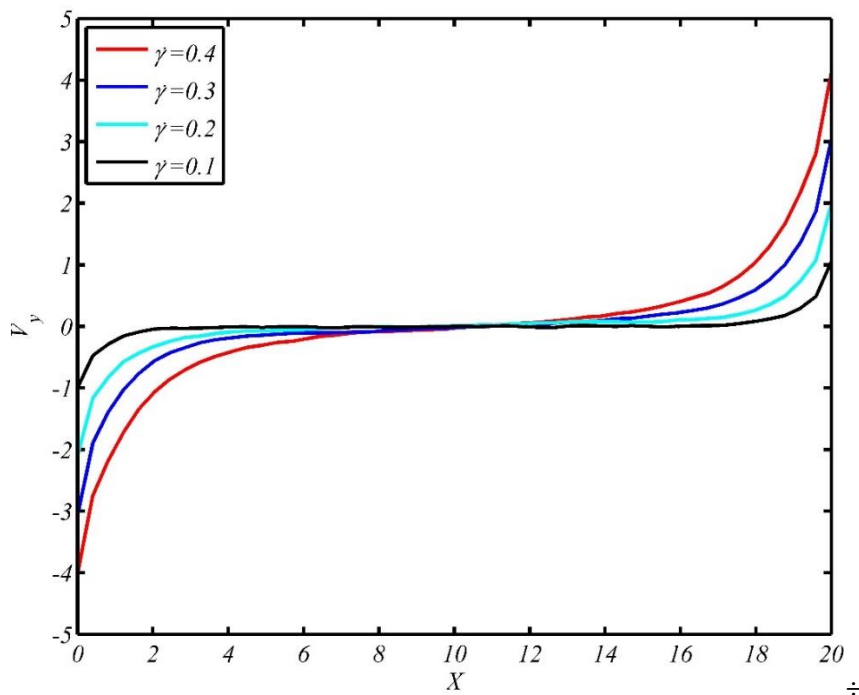
پس از اطمینان از صحت کد نوشته شده برای سیال نیوتنی تحت برش و همچنین سیال مگنتورئولوژیکال در حالت تعادلی، این سیال هوشمند تحت جریان برشی قرار می‌گیرد. بدین وسیله رفتار سیال در این حالت و همچنین خواص رئولوژیکال آن بررسی می‌شود. از این رو سیال MR تحت نرخ‌های برشی ۰,۱ تا ۰,۴ قرار داده شده است. انتخاب نرخ برشی ۰,۱ برای حداقل برش به این جهت بوده که، مقادیر کمتر به جهت هم مرتبه شدن سرعت برشی اعمال شده بر سیال با سرعت نوسان ذرات میزان خطای شبیه‌سازی را افزایش می‌دهد. همچنین در نرخ‌های برشی بالاتر از ۰,۴ میزان خطای دمایی سیستم از حد قابل قبول فراتر رفته و نتایج اعتبار خود را از دست می‌دهند به همین دلیل بازه ۰,۱ تا ۰,۴ از نرخ برش، انتخاب شده است. این شبیه‌سازی برای شش کسر حجمی  $\phi_v$  متفاوت ۰,۱۵,۹، ۰,۱۹,۶، ۰,۲۳,۸، ۰,۲۸,۳، ۰,۳۳,۲ و ۰,۳۸,۵ در حالت اشباع مغناطیسی صورت گرفته است. پروفیل سرعت برای کسرهای حجمی گفته شده در نرخ برش ثابت ۰,۲ در شکل ۴-۷ نشان داده شده است. با توجه به عرض کانال اندازه حداکثر سرعت دیواره در این نرخ برشی برابر ۲ می‌باشد. همانطور که در شکل ۴-۷ مشاهده می‌شود، در کسرهای حجمی بیشتر سیال در قسمت میانی کانال، سرعتی نزدیک به صفر دارد که این امر نشان از عدم تسلیم سیال در این ناحیه است. اما با کاهش کسر حجمی سیال مگنتورئولوژیکال زودتر تسلیم می‌شود و ذرات در ناحیه میانی نیز شروع به حرکت می‌کنند.

شکل ۴-۸ پروفیل سرعت را برای یک نمونه از سیال در نرخ‌های برشی ۰,۱ تا ۰,۴ نمایش می‌دهد. در نرخ برش ۰,۱ ناحیه تسلیم نشده تقریباً از  $X=2$  تا  $X=18$  را پوشش می‌دهد که با افزایش سرعت دیواره‌ها این ناحیه کوچکتر می‌شود. در واقع سیال مگنتورئولوژیکال تسلیم شده و از حالت جامد به مایع میل می‌کند. شایان ذکر است پروفیل‌های سرعت که در شکل‌های ۴-۷ و ۴-۸ ارائه

شده‌اند، مراحل تحول این ماده هوشمند از جامد به مایع را نشان می‌دهند، برای اولین بار در این پژوهش ارائه شده و نویسنده در هیچ پژوهشی نمونه‌ای مشابه مشاهده نکرده است.

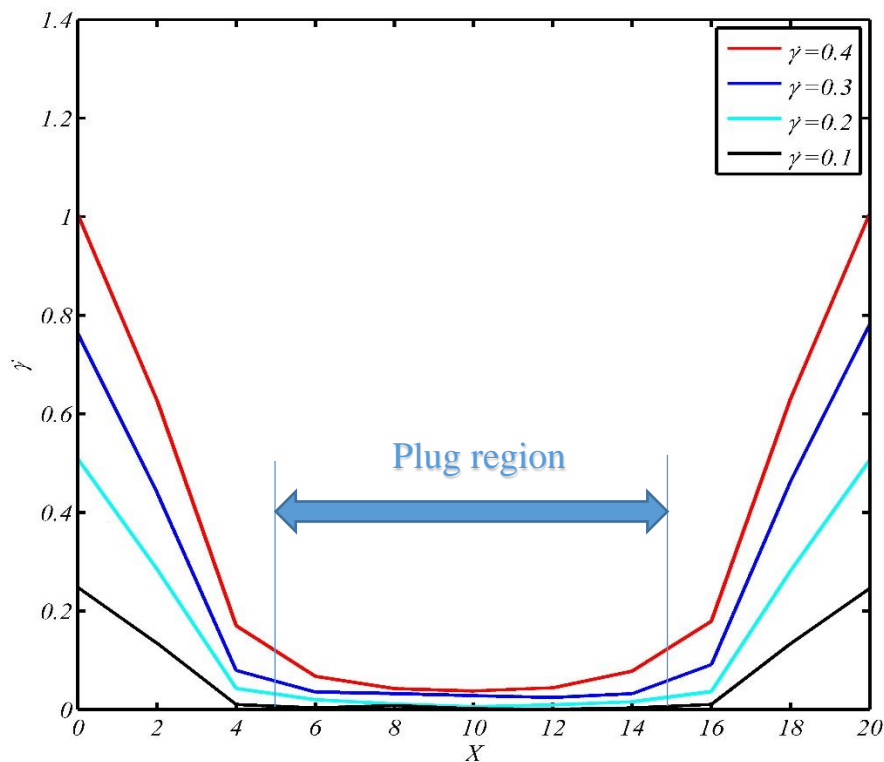


شکل ۴-۷- پروفیل سرعت در نرخ برشی ۰٫۲ برای کسرهای حجمی متفاوت



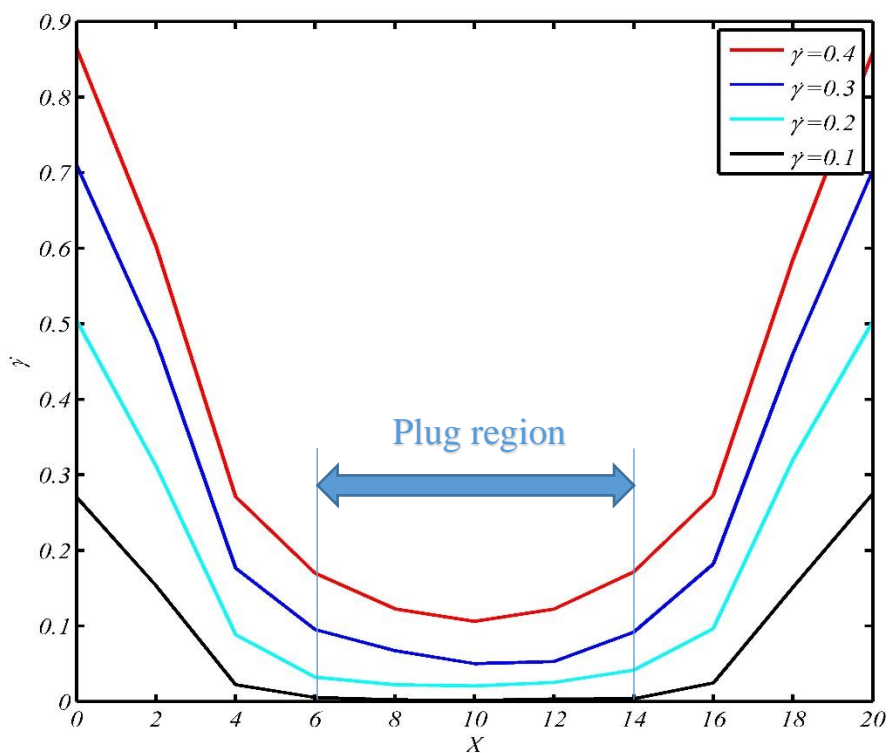
شکل ۴-۸- پروفیل سرعت سیال مگنتورئولوژیکال در کسر حجمی ۰٫۳۳، ۲ و نرخ‌های برشی متفاوت

یکی دیگر از معیارهای بررسی وضعیت ماده در حالت برشی، نرخ برش در عرض کانال می- باشد. به طوری که مقادیر نرخ برش کم نشان از حالت شبه جامد ماده دارد. شکل ۴-۹ این نمودار را برای کسر حجمی ۳۳,۲٪ نمایش می دهد. مشاهده می شود که با افزایش نرخ برش اعمال شده بر سیستم ناحیه مرکزی که دارای نرخ برشی نزدیک به صفر است کوچکتر می شود. برای کسر حجمی ۱۹,۶٪ این فرایند به صورت شکل ۴-۱۰ روی می دهد. همانطور که مشهود است در کسر حجمی کمتر ماده با نیروی کمتری شروع به تسلیم شدن می کند. ناحیه جامد ماده برای نرخ برش ۰,۱ با نام Plug region نمایش داده شده است. این ناحیه با افزایش نرخ برش اعمال شده از بین می رود.



شکل ۴-۹- نمودار نرخ برش بر حسب X سیال مگنتورئولوژیکال با کسر حجمی ۳۳,۲٪





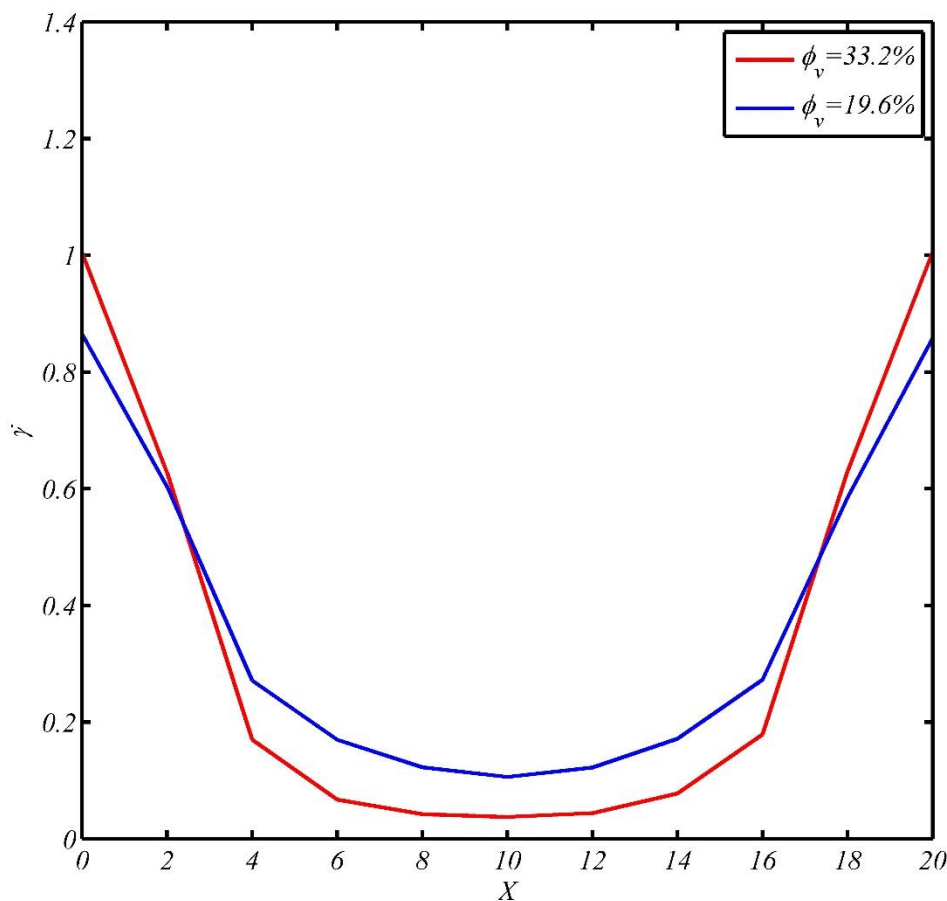
شکل ۴-۱۰- نمودار نرخ برش بر حسب X سیال مگنتورئولوژیکال با کسر حجمی ۱۹,۶٪

برای مقایسه بهتر تاثیر کسر حجمی بر روی پروفیل نرخ برش، مقایسه دو کسر حجمی

متفاوت در نرخ برش ۰,۴، شکل ۴-۱۱ آورده شده است. همانطور که مشاهده می شود سیال با کسر

حجمی بالاتر دارای نرخ برش کمتری در ناحیه مرکزی است. که این نشان از مقاومت بیشتر آن در

مقابل جریان برشی است.

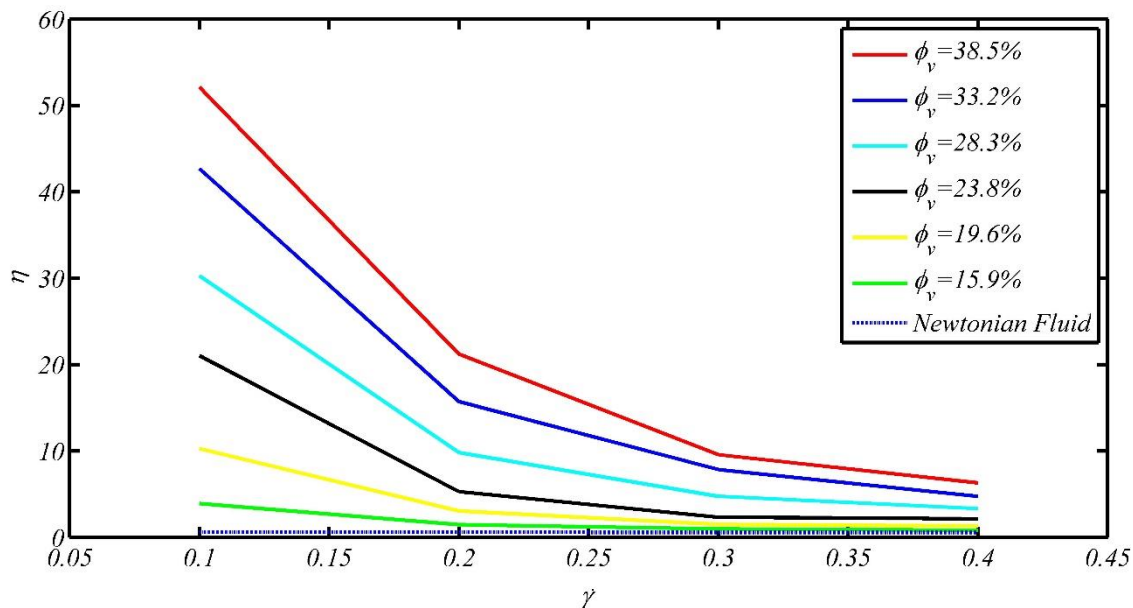


شکل ۴-۱۱- مقایسه پروفیل نرخ برش برای دو کسر حجمی متفاوت

حال بهتر است تا با پارامترهای کمی رفتار این سیالات مورد مطالعه قرار گیرد. از این رو نمودار لزجت  $\eta$  بر اساس نرخ برش  $\dot{\gamma}$  سیالات مگنتورئولوژیکال در کسرهای حجمی متفاوت به همراه سیال حامل نیوتنی در شکل ۴-۱۲ ارائه شده است.

با افزایش کسر حجمی ذرات مغناطیسی، لزجت سیال مگنتورئولوژیکال افزایش می‌یابد که این پدیده به دلیل افزایش زنجیره‌های ذرات مغناطیسی در جهت عمود بر جریان سیال صورت می‌پذیرد. در نرخ برشی ۰,۱ سیال لزجی به مراتب بالاتر از نرخ‌های برشی بیشتر دارد این اختلاف نشان دهنده وجود رفتار رقیق شونده‌گی برشی در این سیال است. البته در کسرهای حجمی کم، نظیر ۱۵,۶٪ و ۱۹,۶٪ این رفتار نمود زیادی ندارد. اما این ویژگی با افزایش کسر حجمی مقدار چشم‌گیرتری پیدا می‌کند. البته با افزایش کسر حجمی در مقادیر بالا نظیر ۳۳,۲٪ و ۳۸,۵٪ این رشد تنش

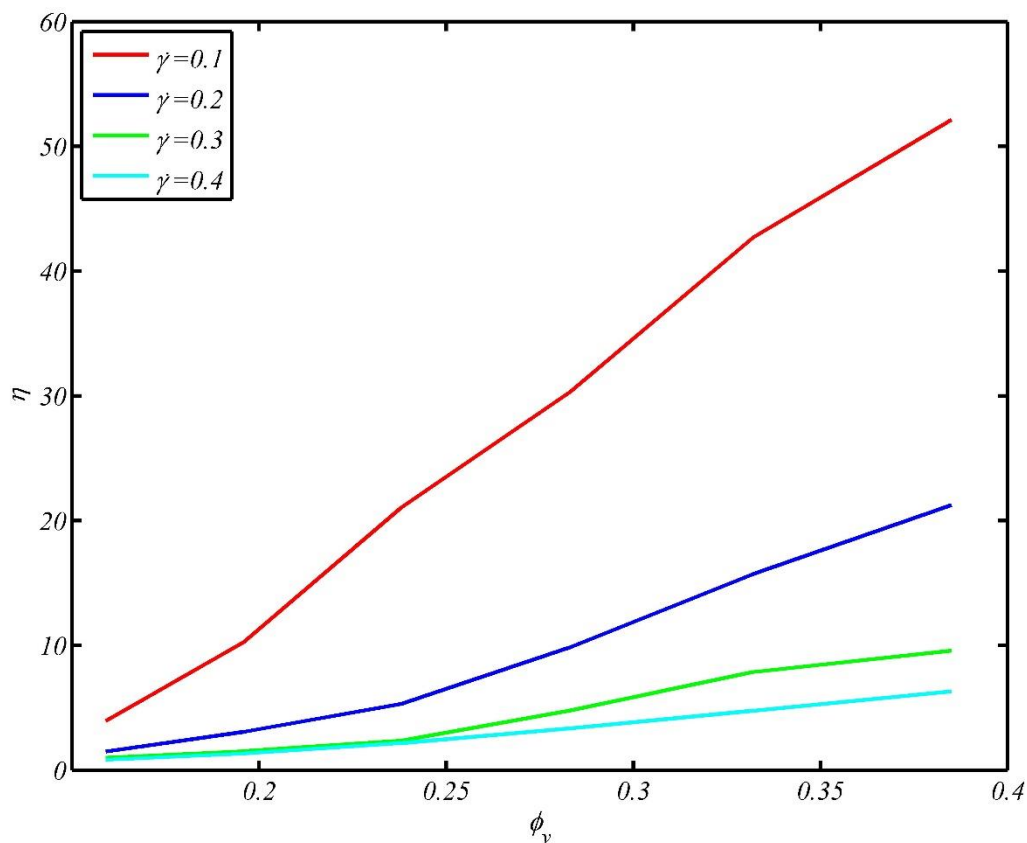
تسلیم، آهنگ کندتری پیدا می‌کند. با افزایش نرخ برش سیال بیش از پیش تسلیم شده و رفتار سیال از حالت جامد به یک مایع نیوتنی میل می‌کند. این فرایند در کسرهای حجمی پایین‌تر زودتر اتفاق می‌افتد. بطور کلی می‌توان رفتار رقیق شونده برشی را از این سیال شبیه‌سازی شده مشاهده کرد، رفتاری که در پژوهش‌های پیشین نیز گزارش شده است.



شکل ۴-۱۲- نمودار لزجت بر اساس نرخ برش برای شش کسر حجمی متفاوت و سیال پایه نیوتنی

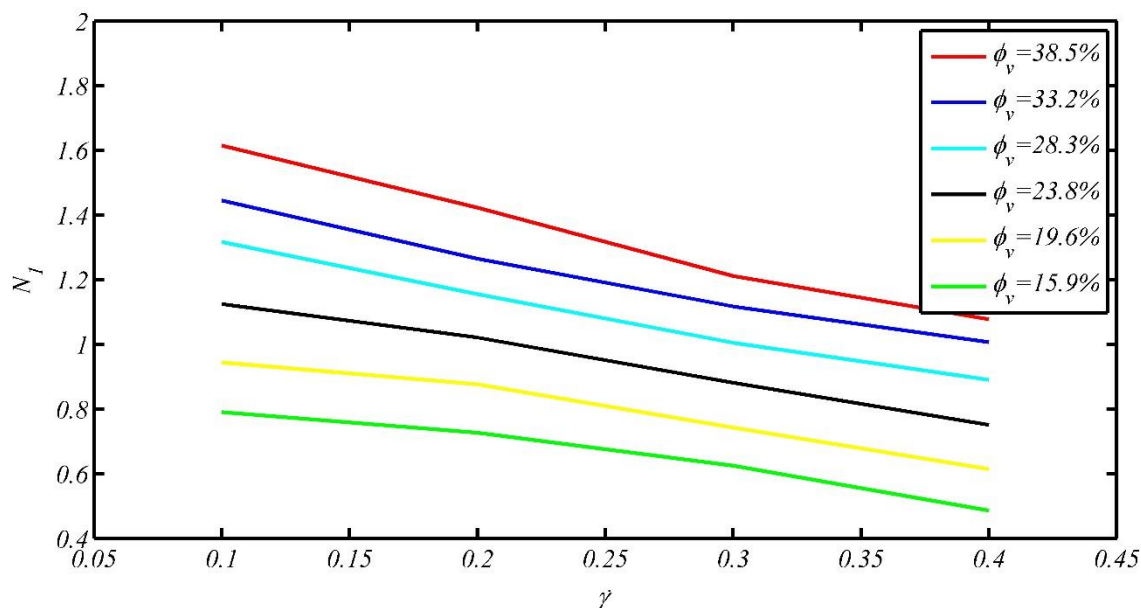
منحنی لزجت بر حسب کسر حجمی در شکل ۴-۱۳ نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد که لزجت با کسر حجمی رابطه خطی دارد. همانطور که در شکل بالا نیز نشان داده شد افزایش نرخ برش کاهش شدید لزجت را در پی دارد، بگونه‌ای که حتی کسر حجمی تاثیر چشمگیری بر روی لزجت ندارد. جهت پیش‌بینی رفتار سیال، رابطه لزجت بر حسب نرخ برش و کسر حجمی بصورت زیر بدست آمده:

$$\eta = \left( (6.828\phi_v) - 0.9975 \right) (\dot{\gamma}^{-1.514}) \quad (۴-۵)$$



شکل ۴-۱۳- نمودار لزجت بر حسب کسر حجمی

در نمودار بعدی اختلاف تنش نرمال اول سیالات مگنتورئولوژیکیال ارائه شده است. با افزایش نرخ برش اختلاف تنش نرمال اول سیالات مگنتورئولوژیکیال کاهش می‌یابد و این نتیجه نیز گواه دیگری بر میل سیال به رفتار نیوتنی با افزایش نرخ برش می‌باشد. همچنین با افزایش کسر حجمی اختلاف تنش نرمال اول نیز افزایش می‌یابد که نتیجه بدست آمده منطقی و فیزیکی است.



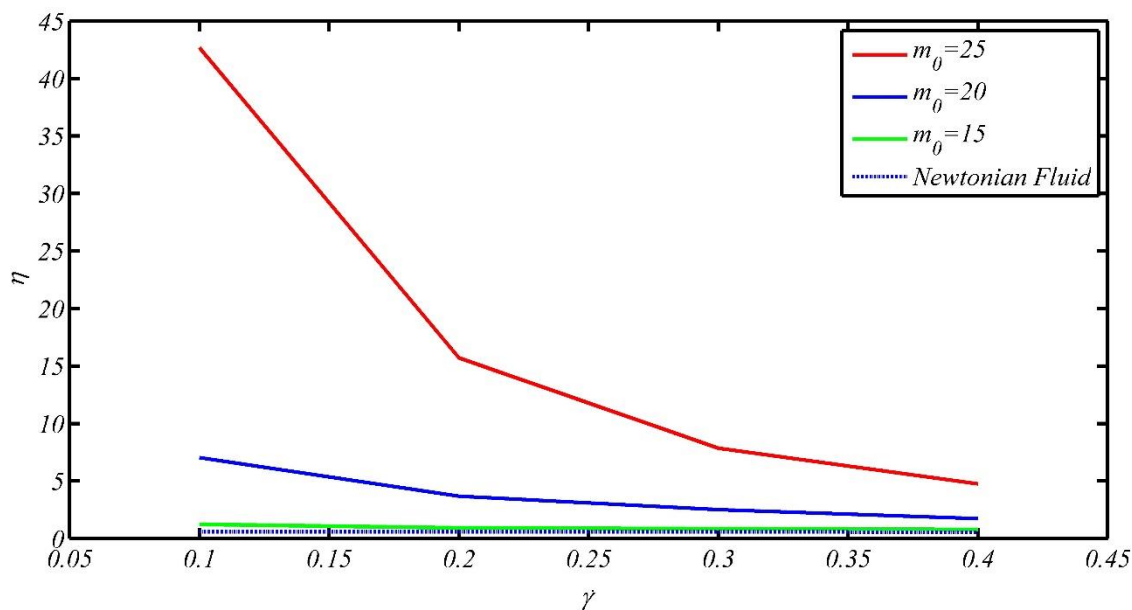
شکل ۴-۱۴- نمودار اختلاف تنش نرمال اول بر حسب نرخ برش

## ۶-۴ تاثیر مغناطیس پذیری فاز جامد بر لزجت سیال MR

مواد دارای مغناطیس پذیری متفاوتی هستند که این ویژگی در حالت اشباع مغناطیسی ارتباطی مستقیم با گشتاور مغناطیسی  $m_0$  دارد. در این بخش با تغییر گشتاور مغناطیسی مواد تاثیر این پارامتر بر لزجت سیال مگنتورئولوژیکال بررسی شده است.

در شکل ۴-۱۵ لزجت بر حسب نرخ برش برای سه سیال با مواد مغناطیسی متفاوت اما در کسر حجمی یکسان ۳۳٫۲٪ به دست آمده است. برای مقایسه صحیح تر تاثیر نیروی دافعه پوشش ذرات مغناطیسی بصورت برابر در نظر گرفته شده است. همانطور که مشاهده می شود با کاهش ۲۰٪ گشتاور مغناطیسی ( $m_0=20$ ) لزجت در نرخ برش ۰٫۱ در حدود ۸۵٪ کاهش نشان داده و این امر با کاهش ۴۰٪ گشتاور مغناطیسی ( $m_0=15$ ) به حدود ۹۷٪ رسیده است. عملاً تاثیر این ماده در  $m_0 < 15$  بر لزجت صرفاً به دلیل حضور فیزیکی ذرات جامد بوده و نشانی از اثر مگنتورئولوژیکال<sup>۱</sup> ندارد. همچنین با کاهش گشتاور مغناطیسی تنش تسلیم نیز به تدریج ماهیت خود را از دست خواهد داد.

<sup>1</sup> Magnetorheological effect



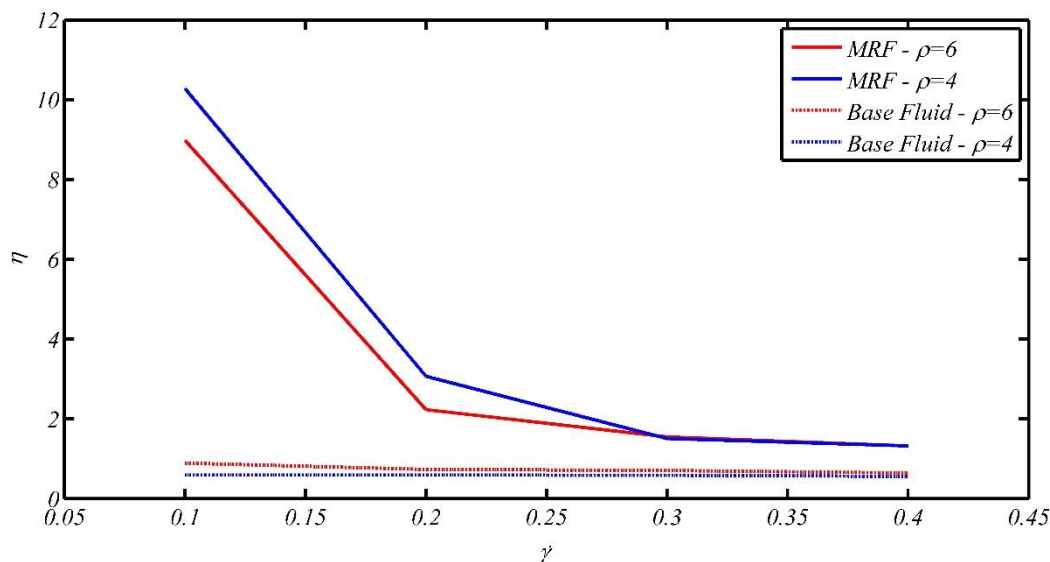
شکل ۴-۱۵- نمودار ویسکوزیته بر حسب نرخ برش برای سه ماده با گشتاور مغناطیسی متفاوت

#### ۷-۴ تاثیر لزجت سیال پایه بر سیال MR

یکی از پارامترهای تاثیر گذار بر سیال MR، خواص سیال پایه می باشد. استفاده از سیالاتی با لزجت-های متفاوت می تواند یک سیال MR جدید و با کاربردی نو عرضه کند. در این پژوهش نیز با تغییر چگالی عددی ذرات DPD، سیالات جدیدی ایجاد گردیده است که نمودار لزجت آنها در شکل ۴-۱۶ ارائه شده است. حال با ثابت نگه داشتن کسر حجمی ذرات مغناطیسی و تغییر سیال پایه این پارامتر مهم بررسی می شود.

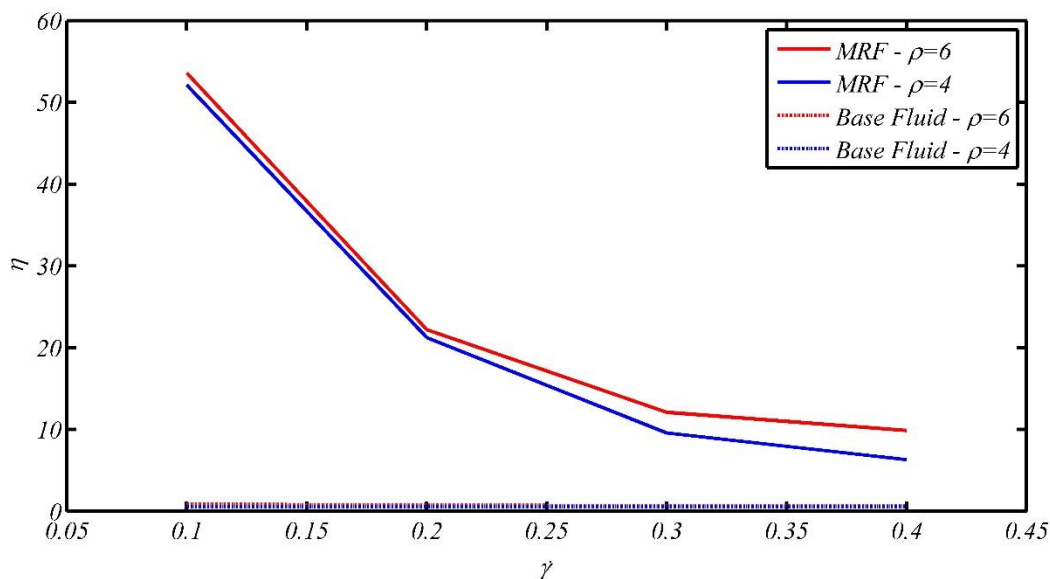
در ابتدا برای کسر حجمی ۱۹,۶٪ از ذرات مغناطیسی در دو سیال با چگالی عددی ۴ و ۶، نمودار لزجت بر حسب نرخ برش رسم می شود. برای یادآوری نمودار هر دو سیال پایه نیز ارائه شده است. همانطور که در شکل ۴-۱۶ مشاهده می شود، در نرخ برشی ۰,۱ لزجت سیال MR با چگالی سیال پایه ۴ بیشتر از نوع دیگر است، که این امر به دلیل بالا بودن لزجت سیال با چگالی عددی ۶ بوده به طوری که این امر مانع تشکیل زنجیره های ذرات مغناطیسی می شود. تشکیل نشدن رنجیره ها به میزان کافی باعث افت تنش تسلیم شده است، اما با افزایش نرخ برش لزجت دو سیال به یک مقدار

تقریباً برابر میل می‌کند. این پدیده به دلیل شکسته شدن زنجیره‌ها در هر دو سیال بوده به شکلی که ذرات مغناطیسی تاثیر خود را بر لزجت سیال از دست داده و لزجت سیال پایه نقش پررنگ‌تری بازی می‌کند.



شکل ۴-۱۶- نمودار لزجت سیال MR برای دو سیال پایه متفاوت در کسر حجمی ۱۹,۶٪.

این بررسی برای کسر حجمی ۳۸,۵٪ ذرات مغناطیسی نیز صورت گرفته است. سیالات پایه با چگالی عددی ۴ و ۶ استفاده شده‌اند و نتایج این مدل‌سازی در شکل ۴-۱۷ به تصویر درآمده است. در نرخ برش ۰,۱ لزجت سیال MR که سیال پایه با چگالی عددی ۶ دارد بیشتر از سیال MR دیگر است. این پدیده بر خلاف کسر حجمی ۱۹,۶٪ روی داده و دلیلش مقدار کافی ذرات جامد در سیال برای تشکیل زنجیره است. هرچند که تفاوت زیادی بین لزجت سیال MR با چگالی عددی ۴ و ۶ در نرخ برش ۰,۱ وجود ندارد اما با افزایش نرخ برش این تفاوت آشکارتر شده و سیال پایه تسلط خود را بر تعیین لزجت سیال MR نشان می‌دهد.



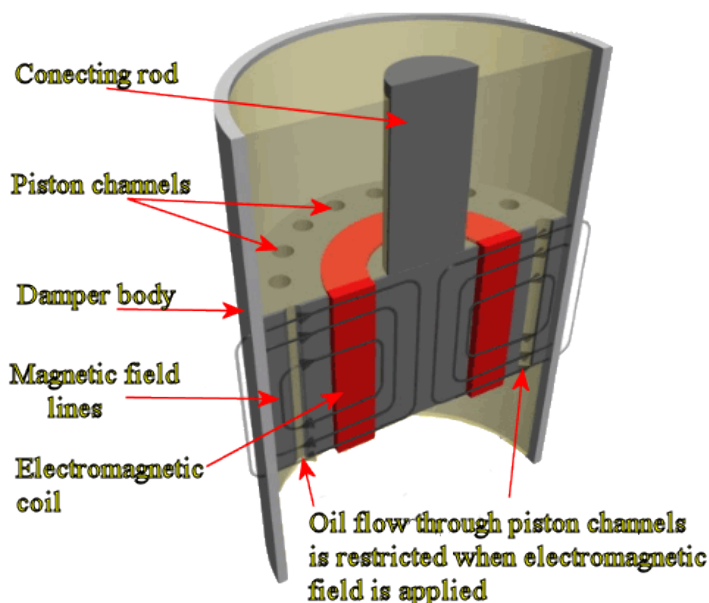
شکل ۴-۱۷- نمودار لزجت سیال MR برای دو سیال پایه متفاوت در کسر حجمی ۰,۵٪

## ۴-۸ مدل سازی جریان پوازیه

یکی دیگر از حالت‌های حرکتی سیال، جریان پوازیه است. کاربرد این حالت در بعضی از میراگرها و شیرهای کنترلی بیشتر به چشم می‌خورد. در شکل ۴-۱۸ یک نوع از میراگرهای مگنتورئولوژیکال که تحت این نوع از جریان عمل می‌کند نشان داده شده است. به همین جهت پژوهش حاضر فراتر از پروپوزال رفته و این شرط مرزی را نیز مدلسازی نموده است.

به منظور شبیه‌سازی این حالت از جریان، شرط مرزی جریان پوازیه پرئودیک که در بخش ۳-۲-۵ تشریح شده، به کار رفته است. این شرط مرزی بر روی دو کسر حجمی متفاوت اعمال شده که برای هر سیال شش نیروی خارجی  $F_{ext}$  از ۰,۱ تا ۰,۸ آزمایش شده است.

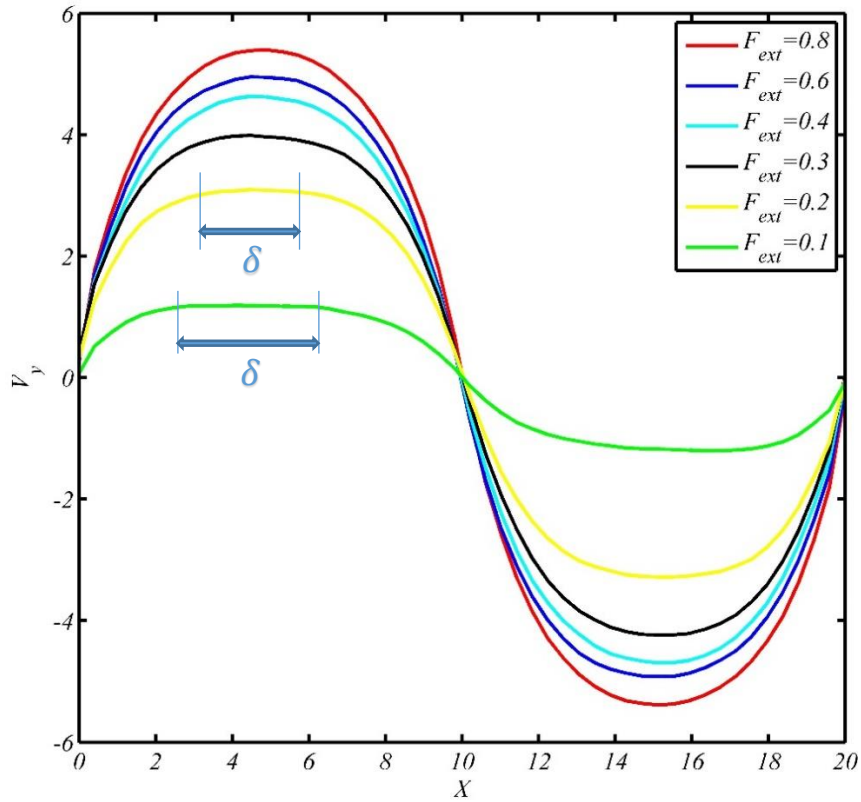




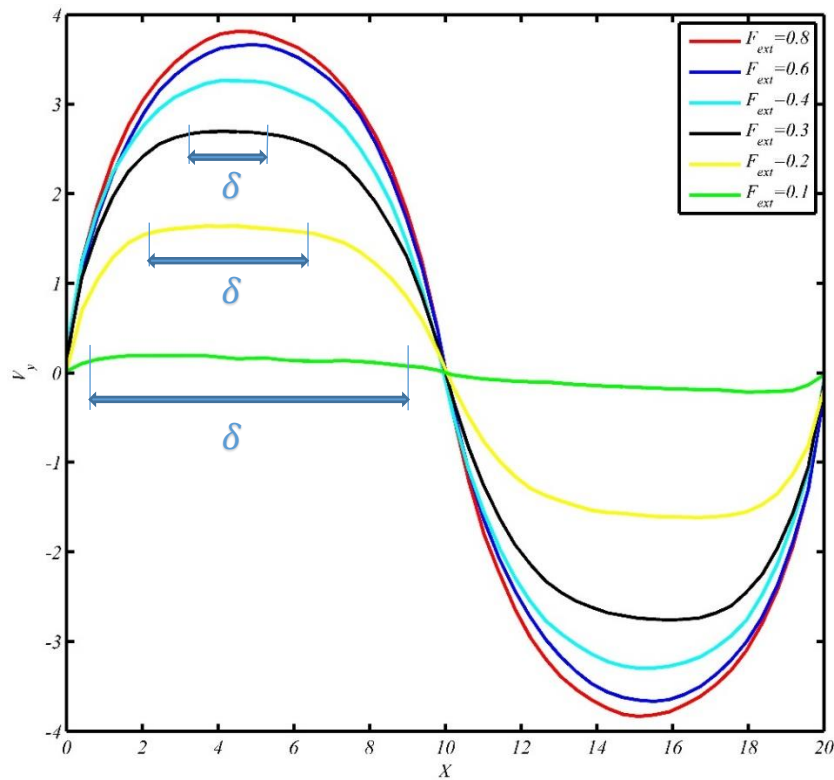
شکل ۴-۱۸- میراگر مگنتورئولوژیکال در حالت جریان پوزیو

در شکل ۴-۱۹ جریان پوزیو بر سیالی با کسر حجمی ۱۹,۶٪ اعمال شده است که می‌توان در نیروهای خارجی پایین، نظیر  $F_{ext}=0.1$  عدم تسلیم کامل سیال را مشاهده کرد. در ناحیه میانی این پروفیل، سرعت ثابت بوده و مشتق آن نسبت به  $X$  صفر است. در پژوهش‌های پیشین وجود چنین ناحیه‌ای با نام ناحیه پلاگ<sup>۱</sup> گزارش شده است [۳۲ و ۳۳]. که تصویر آن بصورت شماتیک در شکل ۴-۲۱ آمده، ناحیه پلاگ با  $\delta$  نمایش داده شده است (این ناحیه بخشی از سیال مگنتورئولوژیکال که هنوز تسلیم نشده است را نشان می‌دهد). با افزایش کسر حجمی به ۳۳,۲٪ شاهد این پدیده با شدت بیشتری خواهیم بود، شکل ۴-۲۰، بطوری که سیال به وسیله نیروی خارجی بیشتری تسلیم می‌شود و همچنین در یک نیروی برابر دارای ناحیه پلاگ بزرگتری نسبت به کسر حجمی ۱۹,۶٪ است.

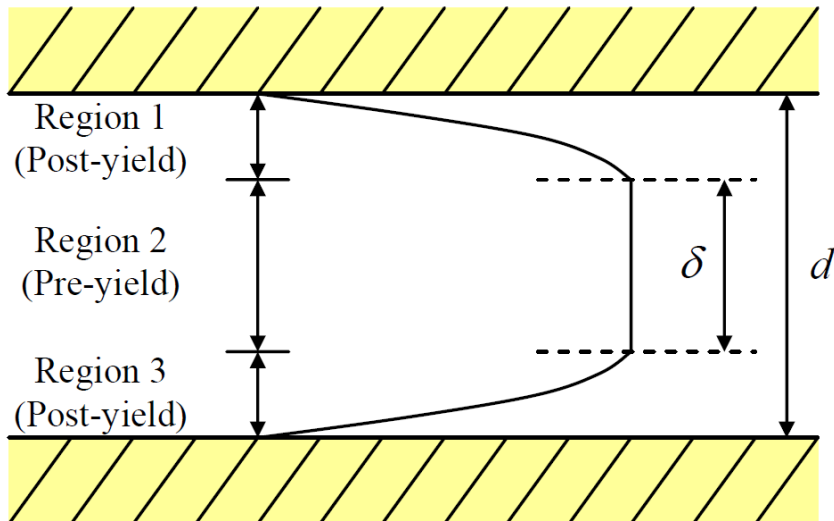
<sup>1</sup> Plug region



شکل ۴-۱۹- پروفیل سرعت جریان پوازیه سیال مگنتورئولوژیکیال با کسر حجمی ۱۹,۶٪



شکل ۴-۲۰- پروفیل سرعت جریان پوازیه سیال مگنتورئولوژیکیال با کسر حجمی ۳۳,۲٪

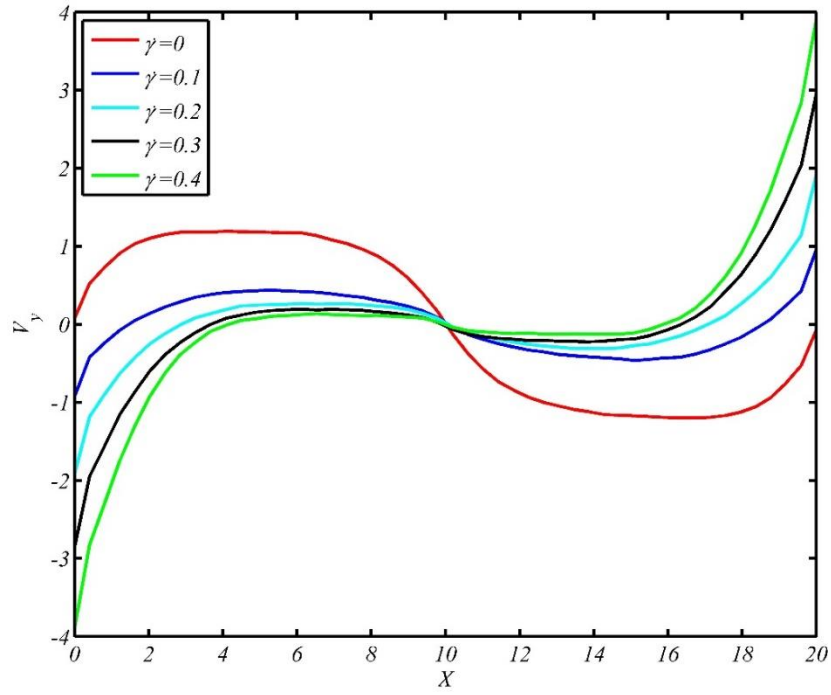


شکل ۴-۲۱- پروفیل سرعت پوازیه و ناحیه پلاگ [۱]

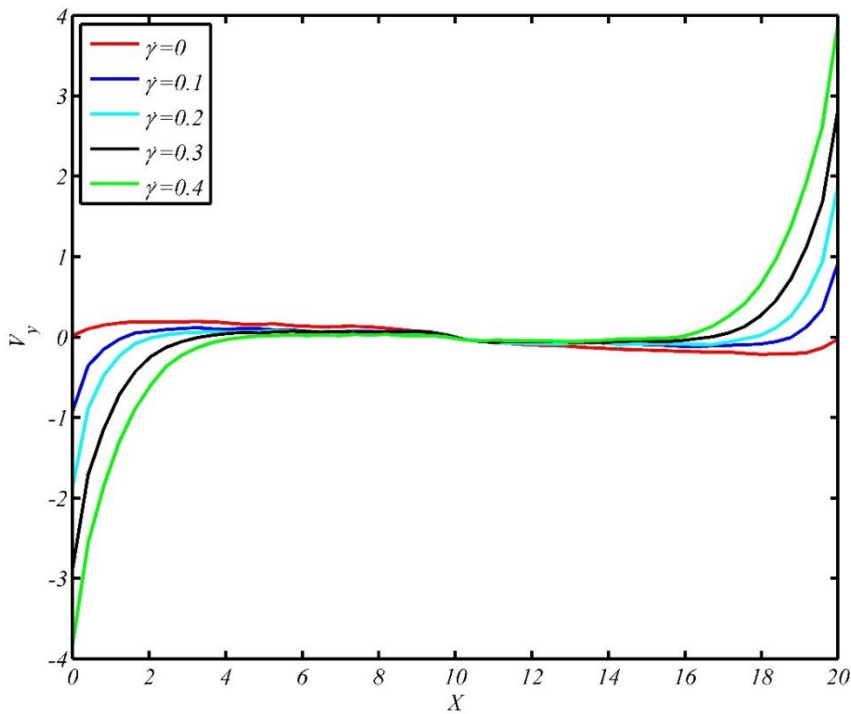
## ۹-۴ مدل سازی جریان ترکیبی

در بعضی از کاربردهای سیال MR یک حالت مشخص مانند برش و یا جریان پوازیه اعمال نمی شود و ترکیبی از این دو بر سیال حکم فرماست که حالت ترکیبی نامیده می شود (شکل ۱-۱-پ). حال در این پژوهش قابلیت روش DPD در شبیه سازی جریان ترکیبی نیز بررسی می شود. برای تحقق این امر دو روش لیز-ادواردز و جریان پوازیه پریودیک بصورت هم زمان استفاده شده اند.

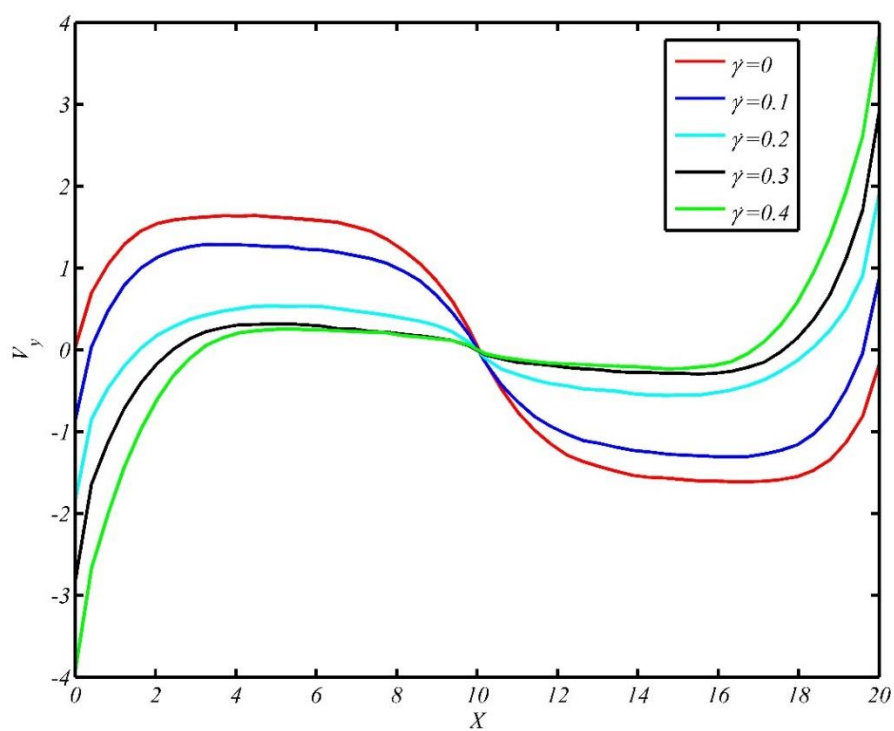
در شکل ۴-۲۲ سیال MR با کسر حجمی ۱۹,۶٪ و تحت نیروی خارجی  $F_{ext} = 0,1$  و چهار نرخ برش ۰,۱ تا ۰,۴ قرار گرفته و پروفیل سرعت آنها با حالت نرخ برشی صفر مقایسه شده است. در شکل ۴-۲۳ همین شرایط با کسر حجمی بیشتر (۳۳,۲٪) آزموده شده است. به دلیل افزایش کسر حجمی ذرات مغناطیسی نسبت به حالت اول، ناحیه کوچکتري از ماده تسلیم شده است. در شکل نهایی این بخش کسر حجمی ثابت نگه داشته شده ولی نیروی خارجی افزایش پیدا کرده است ( $F_{ext} = 0,2$ ). با افزایش نیروی اعمال شده، سیال رو به تسلیم می آورد. نکته مشترک در بین تمامی نتایج این است که با افزایش نرخ برش ناحیه پلاگ به سمت مرکز کانال سوق داده می شود.



شکل ۴-۲۲- پروفیل سرعت سیال MR در حالت ترکیبی برای کسر حجمی ۱۹,۶٪ ( $F_{ext}=0.1$ )



شکل ۴-۲۳- پروفیل سرعت سیال MR در حالت ترکیبی برای کسر حجمی ۳۳,۲٪ ( $F_{ext}=0.1$ )



شکل ۴-۲۴- پروفیل سرعت سیال MR در حالت ترکیبی برای کسر حجمی ۰.۲، ۰.۳۳ (F<sub>ext</sub>=0.2)



## فصل پنجم:

### نتیجه گیری

در این پژوهش با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی و با کمک نیروی لنارد-جونز و مدل مغناطش ذره، سیال مگنتورئولوژیکال مدل‌سازی شد. لزجت این سیال با افزایش نرخ برش، کاهش می‌یابد و در واقع رفتار رقیق شونده‌ی برشی را از خود نشان می‌دهد، که این امر به دلیل شکست زنجیره‌های ذرات مغناطیسی است. با افزایش کسر حجمی میزان ذرات مغناطیسی در سیال افزایش یافته و زنجیره‌های بیشتری تشکیل می‌شود. این ویژگی باعث بالا رفتن تنش تسلیم و لزجت سیال مگنتورئولوژیکال می‌شود.

یکی دیگر از پارامترهای مهم در سیالات مگنتورئولوژیکال، گشتاور مغناطیسی ذرات جامد است که بیانگر مغناطیس شونده‌ی این ذرات می‌باشد. مدل‌سازی‌ها نشان داد که کاهش میزان این پارامتر در ذرات مغناطیسی باعث افت شدید تنش تسلیم و همچنین لزجت می‌شود.

سیال مگنتورئولوژیکال در حالت جریان پوازیه نیز قرار گرفت و ناحیه پلاگ که در پژوهش‌های پیشین هم پیش بینی شده بود مشاهده شد. البته با افزایش نیروی خارجی این ناحیه رفته رفته از بین می‌رود، و یک پروفیل سرعت یکنواخت ایجاد می‌شود.

بطور کلی مشاهده شد که روش دینامیک ذره استهلاکی روشی کارآمد برای مدل‌سازی سیال مگنتورئولوژیکال می‌تواند باشد. روشی که علاوه بر نمایش جزئیات رفتار ذرات سازنده این سیال، می‌تواند پیش‌بینی خوبی از خواص آن داشته باشد. روش DPD این امکان را ایجاد می‌کند تا با کاستن از هزینه‌های آزمایشگاهی هنگفت و با صرف زمان کمتر پیش‌بینی مناسبی از رفتار سیال مگنتورئولوژیکال داشت.

## ۱-۵ پیشنهادات

این پژوهش نخستین گام برای مدل‌سازی غیرتعدالی سیال مگنتورئولوژیکال با استفاده از



روش DPD محسوب می‌شود و امید است گام‌های مفیدی در پی آن برداشته شود. نویسنده پیشنهاداتی نیز در این زمینه دارد.

۱- این پژوهش را می‌توان در حالت سه‌بعدی و همچنین سایر دستگاه‌های مختصات ارائه داد.

۲- با استفاده از روش‌های نوین DPD می‌توان در آینده به حل حرارتی این مسئله در کنار حل سیالاتی پرداخت.

۳- مشکلی کلی که در اکثر قریب به اتفاق تحقیقات DPD وجود دارد عدم ارتباط معنا دار میان واحدهای DPD و واحدهای فیزیکی است که با رفع این نقیصه می‌توان نتایج کاربردی‌تری از شبیه‌سازی‌های DPD گرفت.

۴- همچنین محققان می‌توانند از دیواره‌های جامد برای ایجاد شرایط مرزی استفاده کنند که البته این موضوع باید با حساسیت و دقت زیادی اعمال شود زیرا که روش‌های ایجاد دیواره متنوع و احتمال دریافت پاسخ نادرست زیاد است.

۵- می‌توان برای شبیه‌سازی بهتر سیال MR از ذرات جامدی با اندازه‌های متفاوت استفاده کرد. این شرط به فیزیک مسئله نزدیک‌تر است.

- [1] S. A. Mazlan, "THE BEHAVIOUR OF MAGNETORHEOLOGICAL FLUIDS IN SQUEEZE MODE," Dublin City University, 2008.
- [2] S. Genç and P. P. Phulé, "Rheological properties of magnetorheological fluids," *Smart Mater. Struct.*, vol. 11, no. 1, pp. 140–146, 2002.
- [3] J. Wang, G. Meng, N. Feng, and E. J. Hahn, "Dynamic performance and control of squeeze mode MR fluid damper–rotor system," *Smart Mater. Struct.*, vol. 14, no. 4, pp. 529–539, 2005.
- [4] J. H. Park, B. D. Chin, and O. O. Park, "Rheological Properties and Stabilization of Magnetorheological Fluids in a Water-in-Oil Emulsion.," *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 240, no. 1, pp. 349–354, Aug. 2001.
- [5] J. Claracq, J. Sarrazin, and J. P. Montfort, "Viscoelastic properties of magnetorheological fluids," *Rheol. Acta*, vol. 43, pp. 38–49, 2004.
- [6] G. Song and M. Zeng, "A thin-film magnetorheological fluid damper/lock," *Smart Mater. Struct.*, vol. 14, no. 2, pp. 369–375, 2005.
- [7] M. Hagenbüchle and J. Liu, "Chain formation and chain dynamics in a dilute magnetorheological fluid.," *Appl. Opt.*, vol. 36, pp. 7664–7671, 1997.
- [8] T. Shiraishi, S. Morishita, and H. P. Gavin, "Estimation of Equivalent Permeability in Magnetorheological Fluid Considering Cluster Formation of Particles," *J. Appl. Mech.*, vol. 71, no. 2, p. 201, 2004.
- [9] G. Bossis, S. Lacis, a. Meunier, and O. Volkova, "Magnetorheological fluids," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 252, no. 1–3 SPEC. ISS., pp. 224–228, 2002.
- [10] Y. Rabbani, M. Ashtiani, and S. H. Hashemabadi, "An experimental study on the effects of temperature and magnetic field strength on the magnetorheological fluid stability and MR effect.," *Soft Matter*, vol. 11, no. 22, pp. 4453–4460, Jun. 2015.

- [11] J. de Vicente, D. J. Klingenberg, and R. Hidalgo-Alvarez, "Magnetorheological fluids: a review," *Soft Matter*, vol. 7, no. 8, p. 3701, 2011.
- [12] F. Gordaninejad and S. P. Kelso, "Magneto-rheological fluid shock absorbers for HMMWV," *Smart Struct. Mater. 2000 Damping Isol.*, vol. 3989, no. 2000, pp. 266–273, 2000.
- [13] J. W. Gravatt, "Magneto-Rheological Dampers for Super-sport Motorcycle Applications by Virginia Polytechnic Institute and State University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Masters of Science In Mechanical Engineering Approved: Magneto-Rheolog," Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
- [14] E. O. Ericksen and F. Gordaninejad, "A magneto-rheological fluid shock absorber for an off-road motorcycle," *Int. J. Veh. Des.*, vol. 33, no. 1/2/3, p. 139, 2003.
- [15] F. Ahmadkhanlou, "Design , Modeling and Control of Magnetorheological Fluid-Based Force Feedback Dampers for Telerobotic Systems," The Ohio State University, 2008.
- [16] D. Carlson, B. Marjoram, J. Toscano, and D. Leroy, "Magneto-Rheological Technology and Applications," 2007.
- [17] J. Liu, G. A. Flores, and R. Sheng, "In-vitro investigation of blood embolization in cancer treatment using magnetorheological fluids," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 225, no. 1–2, pp. 209–217, 2001.
- [18] J. K. Oh and J. M. Park, "Iron oxide-based superparamagnetic polymeric nanomaterials: Design, preparation, and biomedical application," *Prog. Polym. Sci.*, vol. 36, no. 1, pp. 168–189, Jan. 2011.
- [19] W. Kordonski and S. Jacobs, "Model of Magnetorheological Finishing," *J. Intell. Mater. Syst. Struct.*, vol. 7, pp. 131–137, 1996.
- [20] M. R. Jolly, J. W. Bender, and J. D. Carlson, "Properties and applications of commercial magnetorheological fluids," *J. Intell. Mater. {...}*, vol. 149, p. 12044,

Feb. 1999.

- [21] F. D. Goncalves, "Characterizing the behavior of magnetorheological fluids at high velocities and high shear rates," no. January, p. 114, 2005.
- [22] J. L. Viota, J. de Vicente, J. D. G. Durán, and A. V Delgado, "Stabilization of magnetorheological suspensions by polyacrylic acid polymers," *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 284, no. 2, pp. 527–541, 2005.
- [23] N. M. Wereley, "Bidisperse Magnetorheological Fluids using Fe Particles at Nanometer and Micron Scale," *J. Intell. Mater. Syst. Struct.*, vol. 17, no. 5, pp. 393–401, 2006.
- [24] a. Roszkowski, M. Bogdan, W. Skoczynski, and B. Marek, "Testing Viscosity of MR Fluid in Magnetic Field," *Meas. Sci. Rev.*, vol. 8, no. 3, pp. 58–60, 2008.
- [25] J. Zhang, Z. Jin-qiu, and J. Jin-feng, "Characteristic analysis of magnetorheological fluid based on different carriers," *J. Cent. South Univ. Technol. (Engl. Ed.)*, vol. 15, no. 6, pp. 830–834, 2008.
- [26] R. Turczyn and M. Kciuk, "Preparation and study of model magnetorheological fluids," *J. Achiev. Mater. Manuf. Eng.*, vol. 27, no. 2, pp. 131–134, 2008.
- [27] M. S. Kim, Y. D. Liu, B. J. Park, C. Y. You, and H. J. Choi, "Carbonyl iron particles dispersed in a polymer solution and their rheological characteristics under applied magnetic field," *J. Ind. Eng. Chem.*, vol. 18, no. 2, pp. 664–667, 2012.
- [28] N. M. Wereley, J. U. Cho, Y. T. Choi, and S. B. Choi, "Magnetorheological dampers in shear mode," *Smart Mater. Struct.*, vol. 17, no. 1, p. 15022, Feb. 2008.
- [29] S. R. Hong, N. M. Wereley, Y. T. Choi, and S. B. Choi, "Analytical and experimental validation of a nondimensional Bingham model for mixed-mode magnetorheological dampers," *J. Sound Vib.*, vol. 312, no. 3, pp. 399–417, May 2008.

- [30] M. R. Jolly, “Properties and Applications of Magnetorheological Fluids,” *MRS Proc.*, vol. 604, 1999.
- [31] N. M. Wereley and L. Pang, “Nondimensional analysis of semi-active electrorheological and magnetorheological dampers using approximate parallel plate models,” *Smart Mater. Struct.*, vol. 7, no. 5, pp. 732–743, Oct. 1998.
- [32] C.-I. Chen, C.-K. Chen, and Y.-T. Yang, “Unsteady unidirectional flow of Bingham fluid between parallel plates with different given volume flow rate conditions,” *Appl. Math. Model.*, vol. 28, no. 8, pp. 697–709, Aug. 2004.
- [33] M. Yu, S. Wang, J. Fu, and Y. Peng, “Unsteady analysis for oscillatory flow of magnetorheological fluid dampers based on Bingham plastic and Herschel-Bulkley models,” *J. Intell. Mater. Syst. Struct.*, vol. 24, no. 9, pp. 1067–1078, Feb. 2013.
- [34] K. Esteki, A. Bagchi, and R. Sedaghati, “Dynamic analysis of electro- and magneto-rheological fluid dampers using duct flow models,” *Smart Mater. Struct.*, vol. 23, no. 3, p. 35016, Mar. 2014.
- [35] K. P. Gertzog, P. G. Nikolakopoulos, and C. a. Papadopoulos, “CFD analysis of journal bearing hydrodynamic lubrication by Bingham lubricant,” *Tribol. Int.*, vol. 41, no. 12, pp. 1190–1204, Dec. 2008.
- [36] F. Omidbeygi and S. H. Hashemabadi, “Experimental study and CFD simulation of rotational eccentric cylinder in a magnetorheological fluid,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 324, no. 13, pp. 2062–2069, Jul. 2012.
- [37] D. a. Wolf-Gladrow, “Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models - An Introduction,” *PoLAR*, p. 308, 2000.
- [38] A. A. Mohammed, *Lattice Boltzmann Method: Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes*. London: Springer London, 2012.
- [39] A. Satoh, *Introduction to Practice of Molecular Simulation*. Elsevier, 2011.
- [40] K. Han, Y. T. Feng, and D. R. J. Owen, “Three-dimensional modelling and

- simulation of magnetorheological fluids,” *Int. J. Numer. Methods Eng.*, vol. 84, no. 11, pp. 1273–1302, 2010.
- [41] A. Satoh and R. W. Chantrell, “Application of the dissipative particle dynamics method to magnetic colloidal dispersions,” *Mol. Phys.*, vol. 104, no. 20–21, pp. 3287–3302, 2006.
- [42] P. J. Hoogerbrugge and J. M. V. A. Koelman, *Simulating Microscopic Hydrodynamic Phenomena with Dissipative Particle Dynamics.*, vol. 19, no. June. 1992.
- [43] N. Phan-Thien, *Understanding Viscoelasticity*, Second. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [44] R. C. Ball and J. R. Melrose, “A simulation technique for many spheres in quasi-static motion under frame-invariant pair drag and Brownian forces,” *Phys. A Stat. Mech. its Appl.*, vol. 247, no. 1–4, pp. 444–472, 1997.
- [45] E. S. Boek, P. V Coveney, H. N. W. Lekkerkerker, and P. van der Schoot, “Simulating the rheology of dense colloidal suspensions using dissipative particle dynamics,” *Phys. Rev. E*, vol. 55, no. 3, pp. 3124–3133, 1997.
- [46] J. M. V. A. Koelman and P. J. Hoogerbrugge, “Dynamic Simulations of Hard-Sphere Suspensions Under Steady Shear,” *Europhys. Lett.*, vol. 21, no. 3, pp. 363–368, 1993.
- [47] E. S. Boek, P. V Coveney, and H. N. W. Lekkerkerker, “Computer simulation of rheological phenomena in dense colloidal suspensions with dissipative particle dynamics,” *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 8, no. 47, p. 9509, 1996.
- [48] E. S. Boek and P. van der Schoot, “Resolution effects in Dissipative Particle Dynamics simulations,” *Int. J. Mod. Phys. C*, vol. 9, no. 8, pp. 1307–1318, 1998.
- [49] M. Doi, S. F. S. F. Edwards, M. Doi, and S. F. S. F. Edwards, *The theory of polymer dynamics*. Newyork: Oxford University Press, 1986.
- [50] M. Whittle and E. Dickinson, “On Simulating Colloids by Dissipative Particle

- Dynamics: Issues and Complications,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 242, no. 1, pp. 106–109, Oct. 2001.
- [51] J. B. Gibson, K. Chen, and S. Chynoweth, “Simulation of particle adsorption onto a polymer-coated surface using the dissipative particle dynamics method,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 206, no. 2, pp. 464–474, 1998.
- [52] F. M. van der Kooij, E. S. Boek, and A. P. Philipse, “Rheology of Dilute Suspensions of Hard Platelike Colloids,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 235, no. 2, pp. 344–349, 2001.
- [53] J. M. Kim and R. J. Phillips, “Dissipative particle dynamics simulation of flow around spheres and cylinders at finite Reynolds numbers,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 59, no. 20, pp. 4155–4168, 2004.
- [54] S. Chen, N. Phan-Thien, X.-J. Fan, and B. C. Khoo, “Dissipative particle dynamics simulation of polymer drops in a periodic shear flow,” *J. Nonnewton. Fluid Mech.*, vol. 118, no. 1, pp. 65–81, 2004.
- [55] J. R. Darias, M. Quiroga, E. Medina, P. J. Colmenares, and V. R. Paredes, “Simulation of suspensions in constricted geometries by dissipative particle dynamics,” *Mol. Simul.*, vol. 29, no. 6–7, pp. 443–449, 2003.
- [56] V. Pryamitsyn and V. Ganesan, “A coarse-grained explicit solvent simulation of rheology of colloidal suspensions,” *J. Chem. Phys.*, vol. 122, no. 10, p. 104906, 2005.
- [57] P. De Palma, P. Valentini, and M. Napolitano, “Dissipative particle dynamics simulation of a colloidal micropump,” *Phys. Fluids*, vol. 18, no. 2, p. 27103, 2006.
- [58] N. S. Martys, “Study of a dissipative particle dynamics based approach for modeling suspensions,” *J. Rheol. (N. Y. N. Y.)*, vol. 49, no. 2, pp. 401–424, 2005.
- [59] W. Dzwinel, D. a. Yuen, and K. Boryczko, “Mesoscopic dynamics of colloids simulated with dissipative particle dynamics and fluid particle model,” *J. Mol. Model.*, vol. 8, pp. 33–43, 2002.

- [60] W. Dzwiniel and D. a Yuen, “A Two-Level, Discrete-Particle Approach for Simulating Ordered Colloidal Structures.,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 225, no. 1, pp. 179–190, 2000.
- [61] K. E. Novik and P. V Coveney, “USING DISSIPATIVE PARTICLE DYNAMICS TO MODEL BINARY IMMISCIBLE FLUIDS,” *Int. J. Mod. Phys. C*, no. 2, pp. 1–10, 1997.
- [62] A. Tiwari and J. Abraham, “Dissipative-particle-dynamics model for two-phase flows,” *Phys. Rev. E*, vol. 74, no. 5, p. 56701, 2006.
- [63] D. C. Visser, H. C. J. Hoefsloot, and P. D. Iedema, “Modelling multi-viscosity systems with dissipative particle dynamics,” *J. Comput. Phys.*, vol. 214, no. 2, pp. 491–504, 2006.
- [64] R. Heldele, M. Schulz, D. Kauzlaric, J. G. Korvink, and J. Haußelt, “Micro powder injection molding : process characterization and modeling,” *Microsyst. Technol.*, vol. 12, no. 10–11, pp. 941–946, 2006.
- [65] M. Liu, P. Meakin, and H. Huang, “Dissipative particle dynamics with attractive and repulsive particle-particle interactions,” *Phys. Fluids*, vol. 18, no. 1, p. 17101, 2006.
- [66] M. Liu, P. Meakin, and H. Huang, “Dissipative particle dynamics simulation of multiphase fluid flow in microchannels and microchannel networks,” *Water Resour. Res.*, vol. 43, no. August 2006, pp. 1–14, 2007.
- [67] M. Liu, P. Meakin, and H. Huang, “Dissipative particle dynamics simulation of pore-scale multiphase fluid flow,” *Water Resour. Res.*, vol. 43, no. 4, pp. 1–14, 2007.
- [68] Y. Kong, C. W. Manke, W. G. Madden, and A. G. Schlijper, “Effect of solvent quality on the conformation and relaxation of polymers via dissipative particle dynamics,” *J. Chem. Phys.*, vol. 107, no. 2, p. 592, 1997.
- [69] A. Maiti, J. Wescott, and P. Kung, “Nanotube–polymer composites: insights from Flory–Huggins theory and mesoscale simulations,” *Mol. Simul.*, vol. 31, no.



- 2–3, pp. 143–149, 2005.
- [70] M. Fermeglia and S. Pricl, “Multiscale modeling for polymer systems of industrial interest,” *Prog. Org. Coatings*, vol. 58, no. 2–3, pp. 187–199, 2007.
- [71] G. Scocchi, P. Posocco, A. Danani, S. Pricl, and M. Fermeglia, “To the nanoscale, and beyond!,” *Fluid Phase Equilib.*, vol. 261, no. 1–2, pp. 366–374, 2007.
- [72] G. Scocchi, P. Posocco, M. Fermeglia, and S. Pricl, “Polymer-clay nanocomposites: a multiscale molecular modeling approach,” *J. Phys. Chem. B*, vol. 111, no. 9, pp. 2143–2151, 2007.
- [73] A. Satoh and T. Majima, “Comparison between theoretical values and simulation results of viscosity for the dissipative particle dynamics method,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 283, no. 1, pp. 251–266, 2005.
- [74] R. D. Groot and P. B. Warren, “Dissipative particle dynamics: Bridging the gap between atomistic and mesoscopic simulation,” *J. Chem. Phys.*, vol. 107, no. 11, p. 4423, 1997.
- [75] P. Espanol, P. Warren, M. Road, P. Sunlight, and Q. R. East, “Statistical Mechanics of Dissipative Particle Dynamics,” *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 30, no. May, pp. 191–196, 1995.
- [76] M. Ashtiani, S. H. Hashemabadi, and A. Ghaffari, “A review on the magnetorheological fluid preparation and stabilization,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 374, pp. 716–730, 2015.
- [77] M. P. Allen and D. J. Tildesley, *Computer Simulation of Liquids*, vol. 38. Oxford, 1988.
- [78] A. W. Lees and S. F. Edwards, “The computer study of transport processes under extreme conditions,” *J. Phys. C Solid State Phys.*, vol. 5, pp. 1921–1929, 1972.
- [79] J. a. Backer, C. P. Lowe, H. C. J. Hoefsloot, and P. D. Iedema, “Poiseuille flow to measure the viscosity of particle model fluids,” *J. Chem. Phys.*, vol. 122, pp.

1–6, 2005.

- [80] A. Boromand, S. Jamali, and J. M. Maia, “Viscosity measurement techniques in Dissipative Particle Dynamics,” *Comput. Phys. Commun.*, no. 0, p. —, 2015.
- [81] J. H. Irving and J. G. Kirkwood, “The statical mechanical theory of transport Processes. IV. The equations of hydrodynamics,” *J. Chem. Phys.*, vol. 18, no. 6, p. 817, 1950.
- [82] C. Marsh, G. Backx, and M. Ernst, “Static and dynamic properties of dissipative particle dynamics,” *Phys. Rev. E*, vol. 56, no. 2, pp. 1676–1691, 1997.
- [83] J. a. Backer, C. P. Lowe, H. C. J. Hoefsloot, and P. D. Iedema, “Combined length scales in dissipative particle dynamics,” *J. Chem. Phys.*, vol. 123, no. 11, p. 114905, 2005.
- [84] A. Spaggiari, “Properties and applications of Magnetorheological fluids,” *Frat. ed Integrit{à} Strutt.*, vol. 23, pp. 57–61, 2013.
- [85] S. Mohammadi, “Design and fabrication of smart damper with hydraulic oil based magnetorheological fluid,” Shahrood University of Thechnology, 1393.

## **Abstract:**

Magnetorheological Fluid (MRF) is a smart material that made by dispersion of magnetizable particles in a base fluid. Because of controllable yield stress and viscosity, there are many applications for MRFs. Some of the applications are in dampers, clutches, medical equipments and stuff.

Most of researches in MRF field are including experimental tests, but expensive materials and tools are problem of this kind of researches. In other hand, analytical models can't present complete and closed answer. Moreover, structural information helps us to know better this material but both of those models can't present any information about that.

The particle-based methods can introduce useful structural information. One of these methods is Dissipative Particle Dynamics (DPD), that model fluid by special forces. DPD is a coarse grained method proportion to molecular dynamics (MD), and that is a meso-scale method. Polymers, multiphase fluids, bio and suspensions are some of applications of DPD method.

In the present study, the behavior of magnetorheological fluid is modeled by dissipative particle dynamics method. For modeling of base fluid the forces of DPD and for modeling of magnetic particles, particle magnetization model are used. The interaction between DPD particles and magnetic particles is modeled by Lennard-Jones potential. The MRF is simulated under simple shear flow by Lees-Edwards boundary condition. The velocity profile in transmit mode from solid to fluid is presented for the first time. The properties of the fluid are achieved by the tensor of stress. The effects of volume fraction and magnetization of magnetic particles are obtained, growth of these parameters increase the viscosity of the MRF. The effect of viscosity of base fluid is investigated, too. Furthermore approved proposal, the fluid in flow mode is modeled by periodic Poiseuille flow (PPF). In addition, the mixed-mode is showed by mixing simple shear flow and Poiseuille flow. The result of simulations are according to the past researches.

**Keywords:** Magnetorheological fluids, Dissipative Particle Dynamics, Coarse grained method, Bingham-plastic, Shear thinning





Shahrood University of Technology

School of Mechanical Engineering

**Magnetorheological fluid shear flow modeling by using  
dissipative particle dynamics method**

Student:

**Arash Jafari Gharibvand**

Dissertation directors:

**Dr. Mahmood Norouzi**

**Dr. Mohammad Mohsen Shahmardan**

The dissertation for degree of Master of science

February 2016