

بسم الله الرحمن الرحيم



دانشکده مهندسی مکانیک و مکاترونیک

رساله دکتری مهندسی تبدیل انرژی

شبیه‌سازی جریان در میراگر MR به روش دینامیک ذره استهلاکی

نگارنده: محسن غفاریان عیدگاهی مقدم

استاد راهنما

دکتر محمد محسن شاه‌مردان

استاد مشاور

دکتر محمود نوروزی

اردیبهشت ۱۳۹۸

روح پاک شهدای اسلام

تشکر و قدردانی

اکنون که این رساله به پایان رسیده بر خود لازم می‌دانم از راهنمایی‌ها و زحمات بی‌دریغ اساتید محترم آقایان دکتر محمد محسن شاه‌مردان و دکتر محمود نوروزی سپاسگزاری نمایم.

تعهد نامه

اینجانب محسن غفاریان عیدگاهی مقدم دانشجوی دوره دکتری رشته مهندسی تبدیل انرژی دانشکده مهندسی مکانیک و مکاترونیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده رساله شبیه‌سازی جریان در میراگر MR به روش دینامیک ذره استهلاکی تحت راهنمایی دکتر محمد محسن شاه‌مردان متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این رساله 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 رساله تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد 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 رساله رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

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

چکیده

میراگر مگنتورئولوژیکال به عنوان یکی از تجهیزات پر کاربرد در صنایع مختلف برای اولین بار با رویکرد بررسی خصوصیات مولکولی سیال مغناطیسی عامل در آن و مشخصات فیزیکی میراگر با استفاده از روش مدل سازی مولکولی دینامیک ذره استهلاکی مورد مطالعه و بهینه سازی قرار گرفته است. طی مراحل انجام مطالعه از دو رویکرد مختلف بمنظور بهینه سازی استفاده شده است. در رویکرد اول یک میراگر مگنتورئولوژیکال با تمرکز بر خصوصیات سیال مغناطیسی و ساختار میراگر مورد مطالعه قرار گرفته است. برای انتخاب سیال مغناطیسی مناسب، تاثیر قطر و وزن ذرات مغناطیسی روی نیروی میراگری به اندازه ۱۰ نیوتن به عنوان مقدار نیروی مطلوب و مقرر مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می دهد با افزایش قطر ذره مغناطیسی نیروی میراگری ابتدا افزایش یافته و سپس به یک مقدار ثابت میل می کند، در حالی که با افزایش وزن ذرات مغناطیسی نیروی میراگری ابتدا افزایش و سپس کاهش می یابد. نتایج حاصل از مدل سازی ساختار فیزیکی میراگر نشان می دهد که با افزایش اندازه حفره عبور جریان نیروی میراگری زیاد می شود، در حالی که با افزایش قطر داخلی سیلندر نیروی میراگری کاهش می یابد. طراحی بهینه میراگر با بررسی چیدمان سیم پیچ های الکتریکی و اعمال تابع پله ای از شدت میدان مغناطیسی به عنوان نوآوری مطالعه انجام شد. نتایج نشان داد که بهترین شرایط عملیاتی میراگر در حالتی که حداقل مقدار مصرف انرژی الکتریکی و سطح پسماند مغناطیسی در شرایطی که سه قطعه سیم پیچ الکتریکی با ابعاد ۳، ۵ و ۷ میلی متر استفاده شود و شدت میدان مغناطیسی پایه ۴۰٪ در نظر گرفته شده و ارتفاع پله افزایش شدت میدان مغناطیسی معادل با ۱۵٪ باشد و از سیال مغناطیسی 140-CG استفاده شود، ایجاد می گردد. در دومین رویکرد بهینه سازی به بررسی خصوصیات سیال مغناطیسی همراه با بررسی شرایط زبری سطح پیستون تحت عنوان چهار چیدمان مختلف از سطوح زبر بررسی شده است. نتایج حاصل از مدل سازی با نتایج تجربی موجود در مقالات مقایسه شده اند که انطباق خوبی را نشان می دهند. بمنظور ایجاد سطح زبر روی بدنه پیستون از معادله ویرستراس-مادلبورت استفاده شده است و شرط مرزی عدم لغزش نیز توسط روش بازگشت

آینه‌ای پیاده گردیده است. نتایج حاصل از مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی نشان می‌دهد با افزایش چگالی ذرات مغناطیسی و افزایش جرم ذرات سیال حامل، نیروی میراگری ابتدا افزایش و سپس کاهش پیدا می‌کند، بنابراین لازم است تا مقادیر بهینه تعیین شوند. همچنین مشاهده شد با کاهش ضخامت لایه فعال در سطح ذرات مغناطیسی نیروی میراگری افزایش می‌یابد. با توجه به نتایج حاصل از بررسی ساختار سیال مغناطیسی، سیال مغناطیسی 140-CG به عنوان سیال مناسب برای مدل‌سازی انتخاب شد. همچنین مشخص شد با افزایش پارامتر جزئی زبری نسبی، نیروی میراگری ابتدا افزایش سپس به مقداری ثابت میل می‌کند. با استفاده از مدل بوک ون و روش ژنتیک الگوریتم و در شدت زبری ۱/۵ و در حالتی که در دو انتهای سطح پیستون قسمت‌های زبر قرار داده شوند، اگر شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ اعمال گردد، در حدود ۲ ثانیه می‌توان به نیروی میراگری مطلوب مورد نظر ۱۰ نیوتن دست پیدا کرد، در حالی که انرژی الکتریکی و زمان میراگری کمتری مورد نیاز است.

کلمات کلیدی: میراگر مگنتورئولوژیکال؛ روش دینامیک ذره استهلاکی؛ سیم پیچ الکتریکی؛ چیدمان سطوح زبر؛ نیروی میراگری.

لیست مقالات مستخرج از رساله:

1- Journal of Molecular Liquids-Dissipative particle dynamics modeling of a mini-MR damper focus on magnetic fluid-M. Ghafarian Eidgahi Moghadam, M. M. Shahmardan and M. Norouzi –vol. 283-pp.736-747.

۲- مجله مهندسی مکانیک مدرس- بررسی خصوصیات سیال مغناطیسی در داخل میراگر هیدرولیکی مغناطیسی به روش دینامیک ذره استهلاکی- محسن غفاریان عیدگاهی مقدم- محمد محسن شاهمردان- محمود نوروزی- دوره ۱۹- شماره ۴- صفحات ۹۹۱-۱۰۰۰

۳- مجله مهندسی مکانیک امیرکبیر- مدل سازی میراگر هیدرولیکی مغناطیسی با رویکرد بهینه سازی خصوصیات مولکولی سیال مغناطیسی- محسن غفاریان عیدگاهی مقدم- محمد محسن شاهمردان- محمود نوروزی-

DOI: 10.22060/MEJ.2018.14751.5930

۴- بیست و ششمین همایش سالانه بین المللی مهندسی مکانیک ایران، مدل سازی میراگر هیدرولیکی مغناطیسی به روش دینامیک ذره استهلاکی- محسن غفاریان عیدگاهی مقدم- محمد محسن شاهمردان- محمود نوروزی- سمنان

۵- کنفرانس ملی تحقیقات کاربردی در مهندسی برق، مکانیک ، کامپیوتر و فناوری اطلاعات- بررسی عملکرد بهینه میراگر هیدرولیکی مغناطیسی حالت جریانی و برشی به روش دینامیک ذره استهلاکی- محسن غفاریان عیدگاهی مقدم- محمد محسن شاهمردان- محمود نوروزی- شیراز

فهرست مطالب:

فصل ۱- مقدمه ۱

۱-۱- مقدمه ۲

۱-۲- سیالات مغناطیسی ۳

۱-۲-۱- کاربرد سیالات مغناطیسی ۷

۱-۳- میراگر مگنتورئولوژیکال ۱۰

۱-۳-۱- مدل‌های بکار رفته در مطالعات مربوط به میراگرها ۱۱

۱-۳-۲- مطالعات انجام شده در زمینه مدل‌سازی میراگر مگنتورئولوژیکال ۱۲

۱-۳-۳- مطالعات انجام شده در زمینه بهینه‌سازی میراگر مگنتورئولوژیکال ۱۴

۱-۳-۴- مطالعات انجام شده روی میراگرهای مگنتورئولوژیکال در مقیاس کوچک ۱۶

۱-۴- اهداف، ضرورت و نوآوری رساله ۱۷

۱-۵- ساختار رساله ۲۲

فصل ۲- روش دینامیک ذره استهلاکی ۲۳

۲-۱- مقدمه ۲۴

۲-۲- معادله سینماتیک ذرات استهلاکی ۲۴

۲-۳- مدل ذرات ۲۸

۲-۴- مدل پتانسیل برای برهمکنش میان ذرات استهلاکی و ذرات مغناطیسی ۳۰

۲-۵- بی‌بعدسازی معادله حرکت و کمیت‌های مرتبط ۳۱

۲-۶- استخراج گرانشی سیال دی پی دی ۳۵

فصل ۳- مدل‌سازی مولکولی ۳۹

۳-۱- مقدمه ۴۰

۳-۲- مدل‌های محاسباتی میراگر مگنتورئولوژیکال ۴۰

۴۳.....	۳-۲-۱- مدل بوک ون و مدل بوک ون اصلاح شده
۴۵.....	۳-۲-۲- محاسبه ضرایب مدل های محاسباتی به روش ژنتیک الگوریتم
۴۸.....	۳-۳- رابطه میان توان الکتریکی اعمال شده با ضریب شدت میدان مغناطیسی
۴۹.....	۳-۴- فرضیات اولیه بکار رفته در مدل سازی
۴۹.....	۳-۴-۱- موقعیت اولیه ذرات
۵۳.....	۳-۴-۲- سرعت اولیه ذرات
۵۴.....	۳-۴-۳- شعاع برش محاسبات
۵۶.....	۳-۵- شرایط مرزی
۵۶.....	۳-۵-۱- شرط مرزی دوره ای
۵۸.....	۳-۵-۲- شرط مرزی لیز ادواردز
۵۹.....	۳-۵-۳- شرط مرزی عدم لغزش
۶۲.....	۳-۶- تحلیل سرعت و فشار سیال
۶۵.....	۳-۷- سیال اولیه مناسب برای معتبرسازی
۶۶.....	۳-۷- معتبرسازی نتایج
۷۷.....	فصل ۴- مدل سازی میراگر با رویکرد بهینه سازی خصوصیات مغناطیسی
۷۸.....	۴-۱- مقدمه
۷۸.....	۴-۲- انتخاب سیال مغناطیسی مناسب
۸۸.....	۴-۳- طراحی ساختار مناسب برای میراگر مگنتورئولوژیکال
۸۸.....	۴-۳-۱- انتخاب بهینه حفره عبور جریان، قطر داخلی میراگر و طول پیستون
۹۱.....	۴-۳-۲- طراحی بهینه سیم پیچ های الکتریکی
۹۷.....	۴-۴- بررسی دامنه و فرکانس جریان سیال داخل میراگر
۱۰۱.....	فصل ۵- مدل سازی میراگر با رویکرد بهینه سازی شرایط زبری
۱۰۲.....	۵-۱- مقدمه

۱۰۲	۲-۵- انتخاب سیال مغناطیسی بهینه
۱۰۲	۵-۲-۱- بررسی اثر چگالی ذرات مغناطیسی بر نیروی میراگری
۱۰۵	۵-۲-۲- بررسی اثر ضخامت لایه فعال در سطح بر نیروی میراگری
۱۰۷	۵-۲-۳- بررسی اثر جرم ذرات استهلاکی بر نیروی میراگری
۱۱۱	۵-۳- تحلیل زبری سطح پیستون
۱۱۳	۵-۳-۱- چیدمان زبری روی سطح پیستون
۱۱۳	۵-۳-۲- بررسی خصوصیات برشی سیال مغناطیسی
۱۱۴	۵-۳-۳- تاثیر نحوه چیدمان بخش‌های زبر روی سطح پیستون
۱۱۶	۵-۳-۴- تاثیر شدت میدان مغناطیسی روی نیروی میراگری
۱۱۷	۵-۳-۵- تاثیر شدت زبری سطح پیستون بر مقدار نیروی میراگری
۱۱۹	۵-۴- مقایسه نتایج حاصل از مدل‌سازی با داده‌های تجربی موجود
۱۲۱	فصل ۶- نتیجه‌گیری و پیشنهادات
۱۲۲	۶-۱- مقدمه
۱۲۲	۶-۲- مشخصات بهینه عملکرد میراگر با رویکرد بهینه‌سازی خصوصیات مغناطیسی
۱۲۴	۶-۳- مشخصات بهینه عملکرد میراگر با رویکرد بهینه‌سازی خصوصیات زبری سطح
۱۲۶	۶-۴- پیشنهادات
۱۲۸	پیوست‌ها
۱۳۷	منابع

فهرست تصاویر:

- شکل ۱-۱- سیال مغناطیسی و اجزای تشکیل دهنده آن ۴
- شکل ۲-۱- چیدمان ذرات مغناطیسی قبل و بعد از قرار گرفتن در معرض میدان مغناطیسی [۵] ۵
- شکل ۳-۱- حالات مختلف جریان سیال مغناطیسی (الف) حالت جریانی (ب) حالت برشی (ج) حالت فشاری ۶
- شکل ۴-۱- ساختار کلی میراگر مگنتورئولوژیکال ۱۰
- شکل ۵-۱- نمای طرح‌واره از ناحیه مدل‌سازی شده ۲۰
- شکل ۱-۲- مدل برخورد میان ذرات مغناطیسی و ذرات استهلاکی ۳۰
- شکل ۱-۳- حلقه پسماند مغناطیسی حاصل از مدل بوک ون در مقادیر مختلف از ضرایب A, β, γ (الف) مقادیر مختلف A (ب) مقادیر مختلف n (ج) مقادیر مختلف γ (د) مقادیر مختلف β ۴۴
- شکل ۲-۳- تصویر چیدمان اولیه ذرات داخل مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی (الف) الگوی مربعی (ب) الگوی لوزی (ج) الگوی تصادفی ۵۰
- شکل ۳-۳- اثر چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی (الف) ضریب قدرت میدان مغناطیسی بر حسب شدت جریان الکتریکی (ب) تاثیر چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی بر نیروی میراگری (ج) تاثیر چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی بر زمان میراگری ۵۲
- شکل ۴-۳- نحوه شبکه‌بندی ناحیه محاسباتی و کاهش حجم محاسبات به روش شاخص سلولی ۵۵
- شکل ۵-۳- نحوه شبکه‌بندی ناحیه محاسباتی و کاهش حجم محاسبات به روش همسایگی ورلت ۵۶
- شکل ۶-۳- شرط مرزی دوره‌ای ۵۷
- شکل ۷-۳- جریان برشی ساده [۱۰۶] ۵۹

- شکل ۳-۸- شرط مرزی لیز-ادواردز [۱۰۶] ۵۹
- شکل ۳-۹- شرط بازگشت آینه ای روی سطح مسطح ۶۱
- شکل ۳-۱۰- شرط بازگشت آینه ای روی سطح منحنی ۶۲
- شکل ۳-۱۱- نمایی از توسعه توزیع سرعت سیال مغناطیسی در معرض میدان مغناطیسی ۶۳
- شکل ۳-۱۲- طرح‌واره ساختار کلی میراگر مگنتورئولوژیکال و جریان سیال داخل آن ۶۳
- شکل ۳-۱۳- چیدمان ذرات مغناطیسی حاصل از مدل سازی دینامیک ذره استهلاکی برای سه نوع سیال مغناطیسی مختلف (الف) سیال 140-CG (ب) سیال 132-DG (ج) سیال 122-EG ۶۶
- شکل ۳-۱۴- طرح‌واره میراگر مگنتورئولوژیکال مدل سازی شده برای اعتبارسنجی نتایج ۶۹
- شکل ۳-۱۵- معتبرسازی نتایج با استفاده از داده‌های تجربی تغییرات نیروی میراگری نسبت به زمان در شدت جریان‌های مختلف [۸۰] ۷۰
- شکل ۳-۱۶- معتبرسازی نتایج بوسیله داده‌های تجربی تغییرات نیروی میراگری نسبت به شدت جریان در اندازه حفره‌های جریان مختلف [۸۰] ۷۰
- شکل ۳-۱۷- معتبرسازی نتایج با استفاده از داده‌های تجربی مربوط به اثر پسماند مغناطیسی [۸۰] ۷۱
- شکل ۳-۱۸- نمای طرح‌واره میراگر مدل سازی شده بعنوان اعتبار سنجی ثانویه ۷۳
- شکل ۳-۱۹- توزیع سرعت حاصل از مدل سازی جریان سیال مغناطیسی داخل میراگر به روش‌های مختلف [۱۱۰] ۷۵
- شکل ۳-۲۰- تغییرات نیروی میراگری نسبت به جابجایی پیستون و بررسی اثر پسماند مغناطیسی [۱۱۰] ۷۶

شکل ۴-۱-مدل سازی سیال مغناطیسی EG ۱۲۲ در مقادیر مختلف از α و γ (الف) نمودار سطحی
(ب) نمودار کانتور. ۸۰

شکل ۴-۲-مدل سازی سیال مغناطیسی DG ۱۳۲ در مقادیر مختلف از α و γ (الف) نمودار سطحی
(ب) نمودار کانتور. ۸۱

شکل ۴-۳-مدل سازی سیال مغناطیسی CG ۱۴۰ در مقادیر مختلف از α و γ (الف) نمودار سطحی
(ب) نمودار کانتور. ۸۲

شکل ۴-۴- نیروی میراگری بر حسب قطر ذرات مغناطیسی در نقاط عملیاتی مختلف از سیال
مغناطیسی (الف) سیال مغناطیسی EG 122 (ب) سیال مغناطیسی DG 132 (ج) سیال مغناطیسی 140
CG ۸۵

شکل ۴-۵- نیروی میراگری بر حسب وزن ذرات مغناطیسی در نقاط عملیاتی مختلف از سیال
مغناطیسی (الف) سیال مغناطیسی EG 122 (ب) سیال مغناطیسی DG 132 (ج) سیال مغناطیسی 140
CG ۸۶

شکل ۴-۶- طرحواره محیط مدل سازی شده ۸۹

شکل ۴-۷- نیروی میراگری بر حسب حفره عبور جریان در قطر های داخلی مختلف از میراگر (الف)
طول پیستون ۲۰ میلی متر (ب) طول پیستون ۲۱ میلی متر (ج) طول پیستون ۲۲ میلی متر (د) طول
پیستون ۲۳ میلی متر ۸۹

شکل ۴-۸- نیروی میراگری بر حسب طول پیستون در اندازه حفره عبور جریان ۲/۳ میلی متر و قطرهای
مختلف میراگر ۹۰

شکل ۴-۹- حداقل و حداکثر نیروی میراگری برای مقدار مختلف از قطر میراگر و طول های مختلف
پیستون (۲۰، ۲۱، ۲۲ و ۲۳ میلی متر) ۹۰

- شکل ۴-۱۰- سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌های الکتریکی ۹۲
- شکل ۴-۱۱- تغییرات و حساسیت نیروی میراگری برای سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌ها با تغییر قدرت میدان مغناطیسی ۹۳
- شکل ۴-۱۲- نیروی میراگری بر حسب حفره عبور جریان در توان های مغناطیسی پایه و ارتفاع پله های مغناطیسی مختلف (الف) سناریوی B، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (ب) سناریوی C، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (ج) سناریوی B، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ (د) سناریوی C، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ (ه) سناریوی D، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (و) سناریوی E، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (ز) سناریوی D، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ (ح) سناریوی E، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ ۹۵
- شکل ۴-۱۳- محدوده نیروی میراگری بر حسب شدت میدان مغناطیسی اعمال شده در سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌ها ۹۶
- شکل ۴-۱۴- حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب جابجایی در فرکانس های مختلف ۹۸
- شکل ۴-۱۵- حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب جابجایی در سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌ها ۹۸
- شکل ۴-۱۶- حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب سرعت در فرکانس‌های مختلف ۹۸
- شکل ۴-۱۷- نیروی میراگری بر حسب عدد و مرسلی در اعداد رینولدز متفاوت حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب سرعت در فرکانس‌های مختلف ۱۰۰
- شکل ۴-۱۸- نیروی میراگری بر حسب عدد و مرسلی در اعداد استروهل متفاوت ۱۰۰

- شکل ۵-۱- نتایج حاصل از مدل سازی در تراکم ذرات مغناطیسی مختلف (الف) عدد چگالی ۰/۲ (ب) عدد چگالی ۰/۴ (ج) عدد چگالی ۰/۷ ۱۰۴
- شکل ۵-۲- تاثیر چگالی ذرات مغناطیسی بر نیروی میراگری در توان های مغناطیسی مختلف ۱۰۴
- شکل ۵-۳- حداقل و حداکثر نیروی میراگری در توان های مغناطیسی مختلف با تغییر چگالی ذرات مغناطیسی ۱۰۵
- شکل ۵-۴- نتایج حاصل از مدل سازی در ضخامت لایه فعال در سطح مختلف (الف) ضخامت ۰/۱ (ب) ضخامت ۰/۶ (ج) ضخامت ۰/۹ ۱۰۶
- شکل ۵-۵- تاثیر ضخامت بدون بعد لایه فعال در سطح بر نیروی میراگری در قطر ذرات مغناطیسی مختلف ۱۰۷
- شکل ۵-۶- محدوده شدت میدان مغناطیسی مطلوب در قطر ذرات مغناطیسی مختلف ۱۰۷
- شکل ۵-۷- نتایج حاصل از مدل سازی در جرم ذرات استهلاکی مختلف (الف) جرم ۰/۰۲ (ب) جرم ۰/۱ (ج) جرم ۰/۲ ۱۰۸
- شکل ۵-۸- تغییرات نیروی میراگری نسبت به وزن بی بعد ذرات استهلاکی در وزن بی بعد متفاوت ذرات مغناطیسی ۱۰۹
- شکل ۵-۹- درصد اختلاف نیروی میراگری نسبت به تغییر جرم بدون بعد ذرات مغناطیسی ۱۰۹
- شکل ۵-۱۰- آنالیز حساسیت شاخص های مختلف روی نیروی میراگری ۱۱۰
- شکل ۵-۱۱- توزیع زبری روی سطح با استفاده از تابع W-M در مقادیر مختلف از توزیع زبری ابعاد جزئی (الف) توزیع زبری برابر با ۱/۴ (ب) توزیع زبری برابر با ۱/۶ (ج) توزیع زبری برابر با ۱/۲ ۱۱۲
- شکل ۵-۱۲- سناریوهای مختلف از نحوه چیدمان سطوح زبر روی پیستون ۱۱۳
- شکل ۵-۱۳- توزیع تنش سیال در طول پیستون در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زبر ۱۱۴

شکل ۵-۱۴- نیروی میراگری بر حسب زمان در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زبر روی پیستون

۱۱۵

شکل ۵-۱۵- تحلیل نیروی میراگری و زمان میراگری در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زبر

روی پیستون ۱۱۶.....

شکل ۵-۱۶- نیروی میراگری بر حسب قدرت میدان مغناطیسی در سناریوهای مختلف از چیدمان

سطوح زبر روی پیستون ۱۱۷.....

شکل ۵-۱۷- نیروی میراگری بر حسب پارامتر ابعاد جزئی توزیع زبری در توان‌های مغناطیسی مختلف

اعمال شده ۱۱۸.....

شکل ۵-۱۸- نیروی میراگری بر حسب عدد ومرسلی در اعداد رینولدز متفاوت ۱۱۹.....

شکل ۵-۱۹- نیروی میراگری بر حسب عدد ومرسلی در اعداد استروهاال متفاوت ۱۱۹.....

شکل ۵-۲۰- مقایسه میان شرایط میراگری خروجی از مدل دینامیک ذره استهلاکی ارائه شده با نتایج

تجربی ۱۲۰.....

شکل ب-۱-۱- توزیع سرعت در زمان‌های و همچنین تغییر گرادیان فشار نسبت به زمان..... ۱۲۸.....

شکل ب-۲-۱- نمای طرح‌واره جریان سیال مغناطیسی با استفاده از مدل هرسل بالکی..... ۱۳۷.....

فهرست جداول:

- جدول ۱-۱- نمونه مطالعات انجام شده در ارتباط با کاربردهای جانبی سیال مغناطیسی ۹
- جدول ۱-۳- ساختار جریان شناختی میراگر مگنتورئولوژیکال برای مدل های محاسباتی مختلف ۴۲
- جدول ۲-۳- مقادیر ثوابت و معادلات مربوط به مدل بوک ون خروجی از روش ژنتیک الگوریتم ۴۷
- جدول ۳-۳- مقادیر ثوابت و معادلات مربوط به مدل بوک ون اصلاح شده خروجی از روش ژنتیک الگوریتم ۴۸
- جدول ۴-۳- شدت جریان الکتریکی اعمال شده به میراگر و ضریب معادل وارد شده به مدل دینامیک ذره استهلاکی ۴۹
- جدول ۵-۳- مشخصات رایانه مورد استفاده در مدل سازی های انجام شده در رساله ۵۴
- جدول ۶-۳- ضرایب معادل وارد شده در مدل سازی برای سه سیال مغناطیسی تجاری مرسوم ۶۵
- جدول ۷-۳- آنالیز کمی انحراف نتایج حاصل از مدل سازی با داده های تجربی ۷۱
- جدول ۱-۴- مختصات نقاط انتخابی عملیاتی سیال برای سه سیال مغناطیسی مرسوم ۷۹
- جدول ۲-۴- نتایج حاصل از بررسی استقلال نتایج از تعداد ذرات سیال قرار داده شده در یک ناحیه محاسباتی محدود ۸۴
- جدول ۳-۴- تحلیل نقطه عملیاتی مناسب سیال مغناطیسی در قطر و وزن های مختلف از ذرات مغناطیسی ۸۷
- جدول ۱-۵- مقادیر معادل پارامترهای بررسی شده در مدل سازی در سیالات مغناطیسی مرسوم ۱۱۰

فهرست علائم

A	سطح (m^2)
d	قطر ذره (m)
e	بردار یکه
E	انرژی (J)
F	نیرو (N)
h	ارتفاع (m)
H	میدان مغناطیسی (T)
k	ثابت بولتزمن (J/K)
L	طول (m)
M	جرم (kg)
m	گشتاور مغناطیسی ($A.m^2$)
n	تعداد ذرات
Q	دبی حجمی (m^3/s)
r	بردار موقعیت ذره (m)
R	شعاع (m)
S	تنش برشی نیروهای استهلاکی بقایی (N/m^2)
t	زمان (s)
T	دما (K)
u	نیروی بین ذرات (N)
v	سرعت (m/s)

علائم یونانی

α	ضریب توان نیروی دافعه
σ	ضریب توان نیروی تصادفی

γ	ضریب توان نیروی استهلاکی
ζ	متغیر تصادفی
θ	تابع توزیع یکنواخت
δ	تابع دلتای کرونکر
μ	نفوذپذیری در فضای آزاد (m.s)
τ	تنش برشی (N/m^2)
η	لزجت دینامیکی (Pa.s)

بالانویس‌ها

C	نیروی بقایی
D	نیروی استهلاکی
m	میان ذرات
R	نیروی تصادفی
V	هم پوشانی لایه های فعال در سطح

زیرنویس‌ها

c	ذره استهلاکی
d	ذره استهلاکی
H	بر اساس میدان مغناطیسی
i	نام ذره
j	نام ذره
m	میان ذرات
p	مقطع عبور جریان
R	متغیر تصادفی
V	هم پوشانی لایه های فعال در سطح
s	ذره جامد
y	ارتفاع

فصل ۱ – مقدمه

علم مکانیک یکی از شاخه‌های فیزیک است که به مطالعه حرکت ماده و نیروهایی که سبب این حرکات می‌شوند، می‌پردازد. دانش مکانیک که بر مبانی متعددی همچون زمان، مکان، نیرو، انرژی و ماده بنا گردیده است، در مطالعه تمامی شاخه‌های فیزیک، شیمی و مهندسی به کار گرفته می‌شود. علم الکترونیک از یک دیدگاه دانشی است که به موضوع عبور جریان الکتریکی از میان اجسام و آثار آن می‌پردازد. در واقع الکترونیک شاخه‌ای از فیزیک است که در زیر مجموعه خود مفاهیمی همچون میدان مغناطیسی را بررسی می‌کند. در الکترومغناطیس کلاسیک تعریف میدان مغناطیسی به صورت میدان حاصل از بار الکتریکی در حال حرکت در اطراف آن بیان می‌شود. به بیان ساده‌تر، میدان مغناطیسی حاصل تاثیر دو میدان الکتریکی به عنوان مثال دو بار مثبت و منفی بر یکدیگر است که منجر به تشکیل یک میدان مغناطیسی می‌گردد. میدان مغناطیسی از تک بارها، سیم‌های حامل جریان، جهت‌گیری دوقطبی‌های مغناطیسی (آهنرباهای دائمی)، جریان سیال رسانا (میدان مغناطیسی زمین) ایجاد می‌شود که در هر نقطه داده شده توسط هر دو پارامتر جهت و شدت (یا مقاومت) شناسایی شده و به عنوان یک میدان برداری شناخته می‌شود [۱]. در این میان علوم میان رشته‌ای تاثیر شگرفی در تولید تجهیزات مختلف در صنایع متفاوت داشته‌اند. الکترومکانیک به عنوان یکی از این رشته‌ها با تلفیق علوم مکانیکی و مفاهیم الکتریکی نقش اصلی را در ساخت تجهیزات کاربردی دارد. همواره تحقیقات در ارتباط با علوم مرتبط به این زمینه میان رشته‌ای توسط محققان انجام شده است که منجر به تولید تجهیزات کارآمدی گردیده است. تجهیزات مکانیکی که از پدیده‌های الکتریکی بصورت همزمان در ساختار خود استفاده می‌کنند از جمله این وسایل می‌باشند. در ادامه به معرفی و بررسی میراگرهای مگنتورئولوژیکال به عنوان یکی از مهمترین تجهیزاتی که با استفاده از علوم میان رشته‌ای ساخته شده و کاربردهای اساسی و نوینی در بسیاری از صنایع دارند، می‌پردازیم.

۱-۲- سیالات مغناطیسی

یکی از مهمترین موضوعاتی که امروزه توسط محققان زیادی مورد مطالعه قرار گرفته است پدیده مگنتورئولوژیکال می باشد. سیال مغناطیسی به عنوان یک مایع هوشمند برای اولین بار توسط ژاکوب رابینو^۱ [۲] در سال ۱۹۴۸ در موسسه ملی آمریکا معرفی شد. این نوع از سیال شامل ذرات مغناطیسی دو قطبی شده در ابعاد بین ۱ تا ۱۰ میکرومتر بوده که داخل یک سیال حامل از جنس روغن های معدنی، روغن سیلیکون، روغن سنتز، کروزن یا آب پراکنده شده است. ذرات معلق مغناطیسی ۲۰ تا ۴۰ درصد حجمی یا ۸۰ تا ۸۵ درصد وزنی کل سیال مغناطیسی را شامل می شوند. این ذرات معمولاً از جنس آهن، نیکل، کبالت، مس یا آلیاژهای مختلف این سه فلز بوده که ترکیب بیشتری از آلیاژ را نیکل تشکیل می دهد. یک لایه فعال در سطح^۲ از جنس اولئیک اسید، تترامتیل آمونیوم هیدرواکساید یا اسید سیتریک روی سطح ذرات مغناطیسی پوشانده شده و با نیروی دافعه ای که میان ذرات ایجاد می کند از ته نشینی آنها جلوگیری می نماید [۳]. مواد فعال در سطح از آنجایی که دارای یک سر قطبی و یک سر غیر قطبی می باشند، از یک طرف به ذرات مغناطیسی می چسبند و از طرف دیگر جذب سیال حامل می شوند که این خود سبب پایداری سیال مغناطیسی می گردد. تصویر طرحواره سیال مغناطیسی همراه با اجزای تشکیل دهنده آن در شکل ۱-۱ ارائه شده است. همانطور که مشاهده می شود سیال مغناطیسی بصورت طرحواره ارائه شده شامل ذرات معلق مغناطیسی^۳، خوشه ذرات سیال حامل یا ذرات استهلاکی^۴ و لایه فعال در سطح روی سطح ذرات مغناطیسی^۵ می باشد.

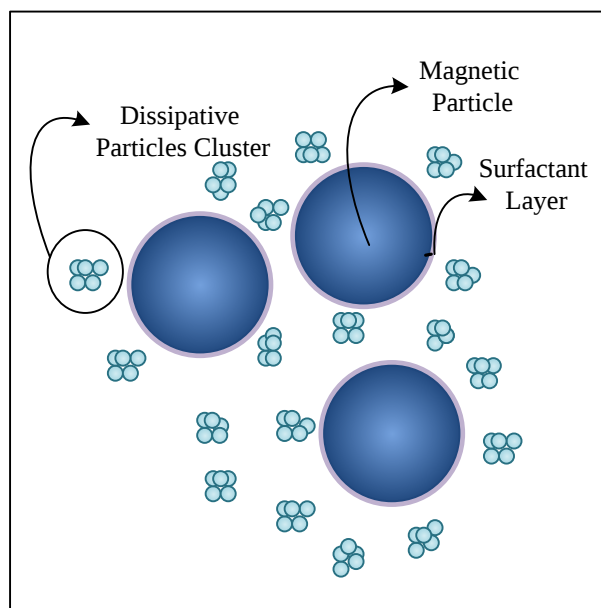
¹ Jacob Rabinow

² Surfactant layer

³ Magnetic particle

⁴ Dissipative particles cluster

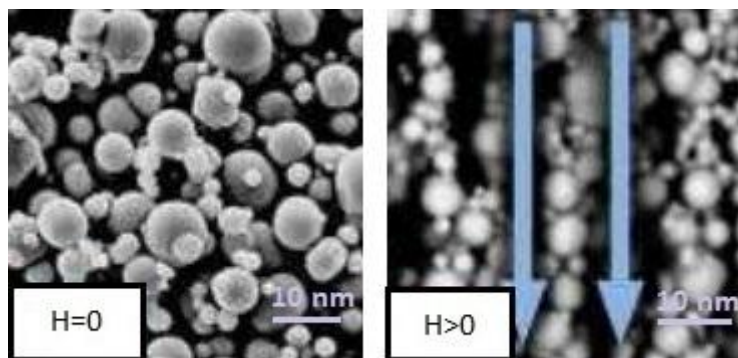
⁵ Surfactant layer



شکل ۱-۱- سیال مغناطیسی و اجزای تشکیل دهنده آن

هنگامی که سیال مغناطیسی در معرض میدان مغناطیسی قرار می‌گیرد، همانطور که در شکل ۱-۲ نشان داده شده است ذرات مغناطیسی آن دو قطبی شده و بصورت زنجیروار در جهت میدان مغناطیسی اعمال شده مرتب می‌شوند. در این شرایط سیال از حالت مایع به حالت نیمه جامد تبدیل شده و دارای یک تنش تسلیم^۱ می‌گردد که خصوصیات فیزیکی آن را تغییر می‌دهد. تنش تسلیم ایجاد شده با تغییر قدرت میدان مغناطیسی قابل تنظیم می‌باشد [۴]. تغییر حالت فیزیکی سیال در معرض میدان مغناطیسی در مقیاس میلی ثانیه رخ داده که این فرایند کنترل پذیر، برگشت پذیر و سریع نمونه‌ای شاخص از تعامل علوم میان رشته‌ای را در مهندسی مکانیک و الکترونیک نمایش می‌دهد.

^۱ Yield stress



شکل ۱-۲- چیدمان ذرات مغناطیسی قبل و بعد از قرار گرفتن در معرض میدان مغناطیسی [۵]

سیالات مغناطیسی با توجه به خصوصیات نیروی وارد شده بر سیال می‌توانند در سه حالت مختلف عمل کنند: حالت جریانی^۱، حالت برشی^۲ و حالت فشاری^۳. در حالت جریانی، سیال مغناطیسی در میان یک جفت صفحه ثابت قرار می‌گیرد و میدان مغناطیسی اعمال شده عمود بر جهت حرکت سیال مغناطیسی می‌باشد. گرانیروی^۴ سیال مغناطیسی با توجه به قدرت میدان مغناطیسی کنترل می‌شود. شیرهای سروو^۵، میراگرهای مگنتورئولوژیکال^۶، محرک‌ها^۷ و جذب کننده‌های شوک‌های مکانیکی از حالت جریانی سیال مغناطیسی در ساختار خود استفاده می‌کنند. در حالت جریان برشی، سیال مغناطیسی میان دو صفحه قابل حرکت قرار دارد که حرکت این صفحات می‌تواند در امتداد هم یا بصورت چرخشی باشد. میدان مغناطیسی اعمال شده عمود بر جهت حرکت سیال بوده و گرانیروی سیال را کنترل می‌کند. این حالت از جریان سیال مغناطیسی در کلاچ‌ها، ترمزها، تجهیزات قفل کننده و میراگرهای مگنتورئولوژیکال بکار می‌رود. در حالت جریان فشاری، سیال میان دو صفحه قابل حرکت قرار دارد که حرکت آن‌ها در خلاف جهت یکدیگر و در امتداد میدان مغناطیسی اعمال شده می‌باشد. دامنه حرکت صفحات در این حالت نسبت به دیگر حالات کم بوده و در مقیاس میلی‌متر است. کاربرد

¹ Flow mode

² Shear mode

³ Squeeze mode

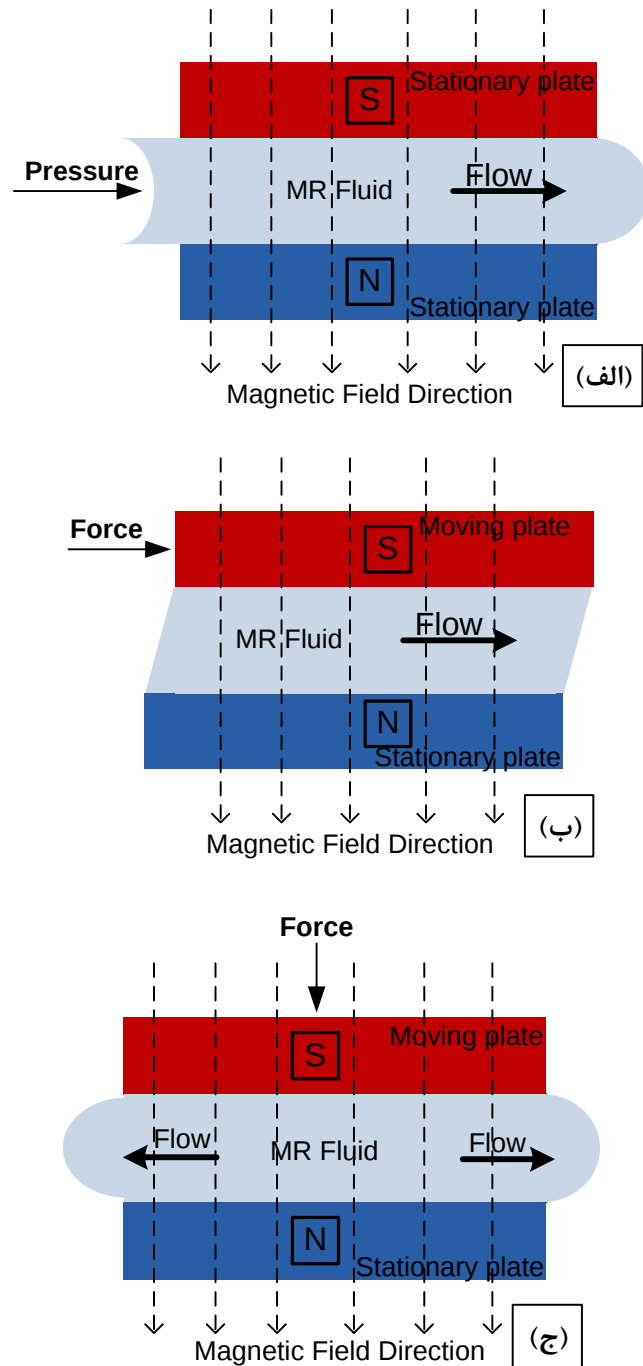
⁴ Viscosity

⁵ Servo valves

⁶ MR dampers

⁷ Actuator

این حالت از جریان سیال مغناطیسی مربوط به زمانی است که دامنه ارتعاش و جابجایی کم باشد. شکل ۳-۱-۳ نمایی از سه حالت مختلف از جریان سیال مغناطیسی را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱-۳- حالات مختلف جریان سیال مغناطیسی (الف) حالت جریان (ب) حالت برشی (ج) حالت فشاری

۱-۲-۱- کاربرد سیالات مغناطیسی

یکی از کاربردهای اصلی سیالات مغناطیسی استفاده در ساختار میراگرهای مگنتورئولوژیکال می‌باشد. در این حالت یک کنترل نیمه فعال بوسیله میراگر ایجاد شده و با تغییر گرانروی سیال مغناطیسی داخل میراگر شوک‌های مکانیکی وارد شده بر طرف می‌شود [۶]. میراگرهای مگنتورئولوژیکال در صنایع مختلفی مورد استفاده قرار می‌گیرند. صنعت خودروسازی به عنوان یکی از صنایعی که بیشترین کاربرد میراگرهای مگنتورئولوژیکال را در بر می‌گیرد شناخته می‌شود. در این حالت از میراگر به عنوان ابزاری در سیستم تعلیق خودرو استفاده می‌گردد. در واقع هنگامی که خودرو در معرض یک شوک مکانیکی قرار می‌گیرد میراگر با توجه به میدان مغناطیسی اعمال شده و با استفاده از تغییر گرانروی سیال مغناطیسی موجود در داخل خود عملکرد مطلوب سیستم تعلیق خودرو را برقرار می‌کند. این گونه کاربرد از سیال مغناطیسی برای اولین بار در سال ۱۹۹۸ به عنوان سیستم تعلیق صندلی خودرو و سپس در سال ۲۰۰۲ در سیستم تعلیق اتومبیل ایجاد شد [۷-۸]. این سیستم نیمه فعال کنترل لرزش شامل میراگر مگنتورئولوژیکال، ریز پردازنده، حسگر، انتقال دهنده‌های جریان و کابل‌های کمکی بود. میراگرهای مگنتورئولوژیکال همچنین در سیستم‌های جذب لرزش ناشی از زلزله در ساختمان‌های مرتفع بکار می‌روند. در این حالت لرزش ایجاد شده در ساختمان توسط میراگرهای بزرگی که در محل‌های مناسب نصب شده‌اند جذب شده و اثر زلزله را روی ساختمان از بین می‌برند [۹]. از دیگر کاربردهای میراگرهای مگنتورئولوژیکال استفاده در کابل‌های نگهدارنده در ساختار پل‌ها و تاسیسات به عنوان محورهای کششی می‌باشد. در این حالت با ایجاد لرزش، اغتشاش، فشار و کشش روی کابل مقدار زیادی از نیروی وارد شده به پل توسط میراگرهای نصب شده در دو سر کابل جذب می‌شود [۱۰]. کاربردهای دیگری را از جمله برطرف کننده لرزش در ماشین لباس شویی در تجهیزات خانگی برای میراگرهای مگنتورئولوژیکال می‌توان بیان کرد [۱۱]. یکی از کاربردهای مهم میراگرها استفاده در زانوی مصنوعی در علوم پزشکی و اندام مصنوعی می‌باشد. در این حالت فشار و ضربه وارد شده به زانوی مصنوعی توسط میراگر مگنتورئولوژیکال کار گذاشته شده در آن جذب شده و استفاده

کننده از اندام مصنوعی احساس راحتی بیشتری می‌کند. همچنین با توجه به حسگرهای قرار داده شده داخل زانوی مصنوعی، نیروی وارد شده به زانو، زاویه قرار گرفته شده زانو و زاویه نیروی وارد شده تعیین و بر اساس آن میراگر شروع بکار می‌کند [۱۲].

از کاربردهای دیگر سیال مغناطیسی می‌توان به استفاده در شیرهای هیدرولیک که بمنظور تنظیم جریان در فشارهای زیاد اشاره کرد [۱۳]. همچنین ترمزها و کلاچ‌های مغناطیسی از جمله تجهیزاتی هستند که از تغییر خواص جریان و گرانش سیال در داخل خود بمنظور عملکرد بهینه استفاده می‌کنند [۱۴]. از دیگر موارد کاربرد سیال مغناطیسی در صنایع صیقل‌کاری^۱ است. در این حالت با تنظیم شدت میدان مغناطیسی اعمال شده، مقدار فشار وارد شده از طرف تیغه برش به جسم همانند عدسی‌های حساس تنظیم می‌شود [۱۵]. همچنین می‌توان از این سیالات در صنایع دفاعی به عنوان جلیقه‌های ضد گلوله استفاده کرد [۱۶]. در علم رباتیک از سیال مغناطیسی به عنوان خون در بدنه روبات استفاده می‌شود [۱۷]. جدول ۱-۱ نمونه‌ای از مطالعات انجام شده در ارتباط با کاربرد سیال مغناطیسی در تجهیزات جانبی استفاده کننده از آن را نشان می‌دهد.

^۱ Polishing

جدول ۱-۱- نمونه مطالعات انجام شده در ارتباط با کاربردهای جانبی سیال مغناطیسی

مرجع	کاربرد	حالت عملکرد سیال	روش مطالعه	نوآوری
آتیا ^۱ و همکاران [۱۸]	ترمز	برشی	عددی	بررسی زمان پاسخدهی ترمز دیسکی مغناطیسی به روش دینامیک سیالات محاسباتی
کومبهار ^۲ و همکاران [۱۹]		برشی	تجربی	سنتز سیال مغناطیسی مورد استفاده
هانگ ^۳ و همکاران [۲۰]		برشی	تئوری	طراحی تحلیلی ترمز دیسکی مغناطیسی
وانگ ^۴ و همکاران [۲۱]	ساختمان	فشاری	عددی	مدل سازی نیمه فعال و تحلیل کنترل حلقه باز
فوجیتانی ^۵ و همکاران [۲۲]		برشی	تجربی	توسعه سیال مغناطیسی جدید و بررسی الگوریتم کنترل
نی ^۶ و همکاران [۲۳]		فشاری	عددی	استفاده از مدل کنترل نیمه فعال و استفاده از تحریک مدل ساختمان ۵۰ طبقه توسط باد
جین ^۷ و همکاران [۲۴]	صیقل کاری	برشی	تجربی	طراحی سیستم صیقل ساز همراه با بررسی خصوصیات سیال
شیمادا ^۸ و همکاران [۲۵]		برشی	تجربی	استفاده از ابزارهای جدید در صیقل کاری شناور
خاطری ^۹ و همکاران [۲۶]		برشی	تجربی	ترکیب صیقل کاری مغناطیسی و چرخش هیبریدی
صدیق ^{۱۰} و همکاران [۲۷]		برشی	تجربی	ترکیب حرکت رفت و برگشتی و چرخشی در صیقل کاری
وو و ^{۱۱} همکاران [۲۸]		برشی	تجربی	بررسی خصوصیات سیال مغناطیسی

¹ Attia

² Kumbhar

³ Huang

⁴ Wang

⁵ Fujitani

⁶ Ni

⁷ Jain

⁸ Shimada

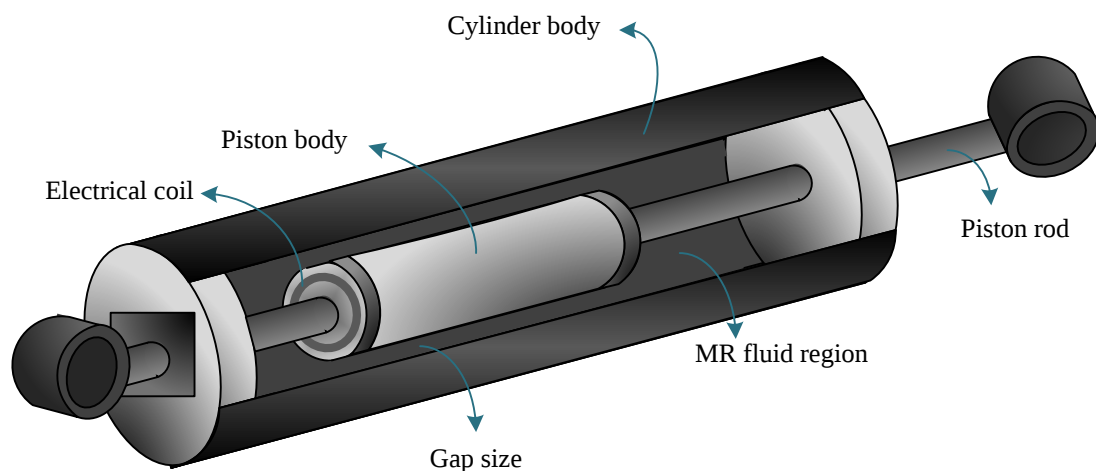
⁹ Khatri

¹⁰ Sadiq

¹¹ Wu

۱-۳- میراگر مگنتورئولوژیکال

همانطور که در بخش ۱-۲-۱ اشاره شد، کاربرد اصلی سیالات مغناطیسی استفاده در ساختار میراگر مگنتورئولوژیکال می‌باشد. این نوع از میراگرها با توجه به مقدار توان الکتریکی مصرفی کم و زمان پاسخ‌دهی کوتاه و دامنه دینامیکی زیاد از جمله تجهیزاتی هستند که بصورت ویژه‌ای در صنایع مکانیک، عمران، پزشکی، صیقل کاری و هوافضا بکار می‌روند [۲۹]. ساختار میراگر مگنتورئولوژیکال شامل سیلندر، پیستون، سیم‌پیچ الکتریکی و سیال مغناطیسی می‌باشد. در این حالت هنگامی که سیستم با یک شوک مکانیکی مواجه می‌شود جریان الکتریکی متناسب روی سیال مغناطیسی اعمال شده و با تغییر گرانروی سیال میراگری را افزایش می‌دهد. ساختار کلی یک میراگر مگنتورئولوژیکال در شکل ۱-۴ نمایش داده شده است.



شکل ۱-۴- ساختار کلی میراگر مگنتورئولوژیکال

۱-۳-۱- مدل‌های بکار رفته در مطالعات مربوط به میراگرها

میراگرهای مگنتورئولوژیکال به عنوان تجهیزات سیستم تعلیق^۱ با ساختار ساده دارای مصرف انرژی کم، زمان پاسخ‌دهی سریع و محدوده انطباق‌پذیری می‌باشند که از سیلندر، پیستون و سیم پیچ الکتریکی تشکیل شده‌اند و می‌توانند به رایانه متصل شوند تا یک نیروی میراگری پیوسته را ایجاد کنند [۳۰]. با توجه به ماهیت نیروی خارجی وارد شده، سیستم تعلیق می‌تواند به سه دسته غیرفعال، نیمه فعال و فعال تقسیم شود [۳۱]. سیستم تعلیق غیرفعال شامل یک فنر و یک جذب کننده شوک‌های مکانیکی می‌باشد که با وجود ساختار ساده خود، در فرکانس‌های بالا عملکرد مناسبی ندارد. بمنظور غلبه بر این محدودیت از سیستم فعال استفاده می‌شود. با بکار بردن یک نیروی فعال که به عنوان بخشی از سیستم تعلیق معرفی می‌شود، می‌توان با استفاده از الگوهای مختلف پاسخ‌دهی مناسبی به اغتشاشات خارجی اعمال کرد. در حالت کلی یک سیستم تعلیق فعال کنترل‌پذیری بالاتری را در محدوده بیشتری از فرکانس مهیا می‌کند، اما از طرفی به منبع انرژی بزرگتر و ساختار پیچیده‌تری احتیاج دارد. بنابراین سیستم تعلیق نیمه فعال مانند میراگرهای مگنتورئولوژیکال با ترکیب کردن مزایای سیستم‌های فعال و غیرفعال بدون نیاز به منبع انرژی زیاد و با ساختار ساده خود میراگری مناسبی را ایجاد می‌کند [۳۲]. مطالعات زیادی روی سیستم‌های تعلیق نیمه فعال انجام شده است. در واقع دو دسته کلی از مدل‌سازی در این سیستم‌ها ارائه شده است که دسته اول مدل‌های پارامتری و دسته دوم مدل‌های غیرپارامتری می‌باشند. مدل‌های پارامتری مرتبط به مدل‌هایی هستند که خصوصیات فیزیکی میراگر را مورد بررسی قرار می‌دهند در حالی که مدل‌های غیرپارامتری بیشتر به رفتار میراگر که با استفاده از مطالعات تجربی حاصل می‌شود می‌پردازند. مدل‌های پارامتری که بمنظور بررسی میراگرهای مگنتورئولوژیکال بکار می‌روند شامل مدل بینگهام^۲ [۳۳]، مدل بوک ون^۳ [۳۴]، مدل اصطکاکی دی حال^۴ [۳۵]، مدل اصلاح

¹ Suspension System

² Bingham

³ Bouc-Wen

⁴ Dahl

شده لاگری^۱ [۳۶]، مدل پسماند مغناطیسی دو ویسکوزیته‌ای^۲ [۳۷] و مدل اصلاح شده بوک ون^۳ می‌باشند. مدل‌های غیرپارامتری شامل مدل منطق فازی^۴ [۳۹]، مدل شبکه عصبی^۵ [۴۰]، مدل جعبه سیاه^۶ [۴۱] و مدل‌های بر مبنای منحنی‌های چند جمله‌ای [۴۲] هستند. در ادامه به بررسی نمونه‌هایی از مدل‌سازی‌های انجام شده در این ارتباط می‌پردازیم.

۱-۳-۲- مطالعات انجام شده در زمینه مدل‌سازی میراگر مگنتورئولوژیکال

مطالعات زیادی در زمینه بررسی سیستم‌های نیمه فعال بصورت پارامتری و غیرپارامتری انجام شده است. برای اولین بار کارنوپ^۷ و همکاران [۴۳] یک سیستم تعلیق نیمه فعال را به عنوان جایگزینی برای سیستم‌های فعال معرفی کردند. چيو^۸ و همکاران [۴۴] نیز با استفاده از یک مدل چند جمله‌ای رفتار غیرخطی پسماند مغناطیسی را در میراگر مگنتورئولوژیکال یک لوله‌ای مورد بررسی قرار دادند. احمدیان و پیر^۹ [۴۵] با توجه به مطالعات تجربی خود سه روش کنترلی مختلف را بمنظور حداقل‌سازی ارتعاشات در سیستم ارائه کردند. شن^{۱۰} و همکاران [۴۶] یک روش نیمه فعال را که برای محدوده مشخصی از جابجایی بکار می‌رفت معرفی کردند. ورلی^{۱۱} [۴۷] یک مدل دقیق شش پارامتری را برای بیان رفتار پسماند مغناطیسی^{۱۲} در حلقه نمودار سرعت-نیرو و جابجایی-نیرو ارائه نمود که سازوکارهای خطی را بصورت غیرخطی با یکدیگر ترکیب کرده بود. لی^{۱۳} و همکاران [۴۸] یک مدل ویسکوالاستیک-ویسکوپلاستیک^{۱۴} برای تعیین رفتار یک میراگر مگنتورئولوژیکال ارائه کردند. با این وجود مدل آن‌ها

¹ LuGre

² bi-viscous hysteretic model

³ modified Bouc-Wen

⁴ fuzzy logic

⁵ neural network

⁶ black box

⁷ Karnopp

⁸ Choi

⁹ Ahmadian and Pare

¹⁰ Shen

¹¹ Wereley

¹² Hysteresis

¹³ Li

¹⁴ viscoelastic-viscoplastic

نمی توانست شرایط گذرا از حالت پیش تسلیم^۱ به پسا تسلیم^۲ را توصیف کند. ورلی و پانگ^۳ [۴۹] یک مدل شبه استاتیک را بر مبنای مدل بینگهام پلاستیک ارائه کردند. آن‌ها عملکرد میراگر را با استفاده از پارامتر بدون بعد عدد بینگهام مورد بررسی قرار دادند. هسل بچ و آبل^۴ [۵۰] به شبیه‌سازی جریان سیال مغناطیسی با استفاده از سه مدل بینگهام، هرسل بالکی^۵ و بینگهام دوگانه پرداختند. وانگ و گردانی نژاد^۶ [۵۱] به ارائه یک مدل برای تعیین فشار داخل لوله‌ها و بین صفحات موازی در حالی که از سیال مغناطیسی استفاده می‌شد پرداختند. یثربی^۷ و همکاران [۵۲] به تحلیل جریان مغناطیسی میان سیلندر و پیستون که در معرض یک میدان مغناطیسی قرار داشت با استفاده از روش المان محدود توسط نرم افزار انسیس^۸ پرداختند. اریکسن^۹ و گردانی نژاد [۵۳] یک مدل مکانیکی بر پایه محاسبات تحلیلی بمنظور بررسی عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال ارائه نمودند. لی و دوو^{۱۰} [۵۴] به بررسی تنش تسلیم در یک ترمز مغناطیسی با استفاده از مدل بینگهام پرداختند. الام^{۱۱} و همکاران [۵۵] سیستم هم دمای جریان سیال دوبعدی میان دو صفحه موازی را بررسی کردند بطوریکه یکی از صفحات ثابت و دیگری متحرک بود. سوزان^{۱۲} [۵۶] یک مدل جریان شناسی برای سیال مغناطیسی با توجه به رفتار نیوتنی و غیرنیوتنی سیال در تنش‌های برشی کم و زیاد ارائه کرد. هیچکاک^{۱۳} [۵۷] یک مدل المان محدود سه بعدی را برای میراگر مگنتورئولوژیکال توسعه داد که نتایج حاصل از تحقیق مشخص کرد جهت میدان مغناطیسی اعمال شده باید عمود بر جریان سیال داخل میراگر باشد. ژانگ^{۱۴} و همکاران [۵۸] یک مدل‌سازی المان محدود برای میراگر مگنتورئولوژیکال ارائه کردند. آن‌ها به کمک نتایج تجربی

¹ Pre-yield

² Post-yield

³ Wereley and Pang

⁴ Hesselbach and Abel

⁵ Herschel-Bulkley

⁶ Wang and Gordaninejad

⁷ Yasrebi

⁸ ANSYS

⁹ Ericksen

¹⁰ Li and Du

¹¹ Ellam

¹² Susan

¹³ Hitchcock

¹⁴ Zhang

نشان دادند که تغییر خصوصیات فیزیکی میراگر می‌تواند روی نیروی میراگری تاثیر مستقیم بگذارد. بای^۱ و همکارانش [۵۹] با استفاده از روش المان محدود به بررسی شرایط تغییر فشار جریان سیال داخل میراگر پرداخته و نتایج خود را با مدل‌سازی عددی و همچنین نتایج تجربی مقایسه و اعتبارسنجی کردند. آن‌ها اثر شدت میدان مغناطیسی بر نیروی میراگری را مورد بررسی قرار دادند و ثابت کردند که با افزایش شدت میدان مغناطیسی، نیروی میراگری افزایش می‌یابد. مازلان^۲ و همکارانش [۶۰] با استفاده از روش عددی به بررسی رفتار برشی سیال مغناطیسی داخل میراگر مگنتورئولوژیکال پرداخته و ثابت کردند که تنش تسلیم سیال تابع شدت میدان مغناطیسی اعمال شده بر آن می‌باشد. آن‌ها در مطالعات‌شان از سیم پیچ‌های مغناطیسی متوالی بمنظور اعمال میدان مغناطیسی استفاده کردند. استرنبرگ^۳ و همکارانش [۶۱] با استفاده از روش عددی و با تغییر هندسه داخلی میراگر به بررسی عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال پرداختند. آن‌ها در مطالعات‌شان از فرض وجود تقارن محوری استفاده کرده بودند. پارباکار^۴ و همکارانش [۶۲] با استفاده از روش ژنتیک الگوریتم به بررسی مقدار نیروی میراگری توسط میدان مغناطیسی اعمال شده پرداختند.

۱-۳-۳- مطالعات انجام شده در زمینه بهینه‌سازی میراگر مگنتورئولوژیکال

در ارتباط با بهینه‌سازی عملکرد میراگرهای مگنتورئولوژیکال مطالعات محدودی انجام پذیرفته است که در ادامه به نمونه‌هایی از آن‌ها اشاره می‌کنیم. روزنفلد و ورلی^۵ [۶۳] یک روش بهینه‌سازی تحلیلی در طراحی میراگرهای مگنتورئولوژیکال بر اساس این فرضیه که برای جلوگیری از ایجاد حالت گرفتگی و اشباع مغناطیسی در مسیر حرکت سیال مغناطیسی در تمام چرخه میراسازی چگالی میدان مغناطیسی

¹ Bai

² Mazlan

³ Sternberg

⁴ Parbakar

⁵ Rosenfield and Wereley

باید ثابت باشد، ارائه کردند. پارلاک^۱ [۶۴] و همکارانش به بهینه‌سازی هندسی یک میراگر مگنتورئولوژیکال با استفاده از روش تاگوچی پرداختند که چهار پارامتر فیزیکی میراگر به عنوان پارامترهای بهینه‌سازی معرفی شده و تابع هدف فراهم کردن حداکثر محدوده دینامیک بود. پارباکار^۲ و همکارانش [۶۵] با استفاده از روش ژنتیک الگوریتم^۳ به بررسی عملکرد و بهینه‌سازی یک میراگر مگنتورئولوژیکال پرداختند. اسپنسر^۴ و همکاران [۶۶] با استفاده از یک الگوریتم شبه دینامیک به بهینه‌سازی عملکرد یک میراگر مگنتورئولوژیکال در مقیاس بزرگ پرداختند. یانگ^۵ و همکاران [۶۷] یک میراگر مگنتورئولوژیکال را بصورت دینامیک بهینه ساخته و جنبه‌های فیزیکی ساختمان میراگر را مورد مطالعه قرار دادند. وانگ و لیاو^۶ [۶۸] با تغییر پارامترهای کنترلی، میراگر مگنتورئولوژیکال را در حالت بهینه خود تنظیم کردند. اوه^۷ و همکاران [۶۹] با تغییر ساختار یک میراگر مگنتورئولوژیکال ۳۰ تنی عملکرد آن را در شرایط بهینه تعیین نمودند. دایک^۸ و همکاران [۷۰] میراگر مگنتورئولوژیکال را با در نظر گرفتن کاهش زمان پاسخ‌دهی مورد مطالعه قرار دادند. تحقیقات دیگر شامل طراحی و توسعه انواع میراگرهای مگنتورئولوژیکال با استفاده از روش شبکه عصبی مصنوعی^۹ [۷۱]، مدل پایه‌ای منطق فازی [۷۲] و انجام مطالعات تجربی و آزمایشگاهی [۷۳] می‌باشد.

¹ Parlak

² Prabakar

³ Genetic algorithm

⁴ Spencer

⁵ Yang

⁶ Wang and Liao

⁷ Oh

⁸ Dyke

⁹ artificial neural network

۱-۳-۴- مطالعات انجام شده روی میراگرهای مگنتورئولوژیکال در مقیاس

کوچک

یکی از جدیدترین زمینه‌های مطالعه میراگرهای مگنتورئولوژیکال مربوط به بررسی ساختار، مدل‌سازی و بهینه‌سازی این تجهیزات در مقیاس کوچک می‌باشد. در این ارتباط لیوتیان^۱ و همکاران [۷۴] به بررسی عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال در مقیاس کوچک با استفاده از قرار دادن سیم پیچ‌های الکتریکی بیرونی پرداختند. آن‌ها مطالعات‌شان را با استفاده از روش تجربی و همچنین روش الگوریتم ژنتیک انجام دادند. در مطالعه‌ای دیگر ژان^۲ و همکاران [۷۵] به بررسی میراگر مگنتورئولوژیکال کوچک با استفاده از سیستم نیمه فعال کنترل ارتعاش با درجه آزادی یک با بکارگیری یک جریان کنار گذر^۳ داخل میراگر پرداختند. آن‌ها مطالعات‌شان را بر اساس مدل‌های پدیده‌ای و روش تجربی انجام دادند. گولی‌انگ^۴ و همکاران [۷۶] به بررسی میراگر مگنتورئولوژیکال کوچک که در آن میدان مغناطیسی در راستای جریان چیده شده بود، پرداختند و با استفاده از تحلیل تئوری و آزمایشات تجربی عملکرد میراگر را مورد مطالعه قرار دادند. لی^۵ و همکاران [۷۷] به بررسی جایگذاری قطعات بسیار کوچک با استفاده از میراگر در مقیاس کوچک پرداخته و با استفاده از مدل‌سازی المان محدود و روش‌های آزمایشگاهی عملکرد این نوع از میراگر را مورد بررسی قرار داد. همچنین لی^۶ و همکاران [۷۸] عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال در مقیاس کوچک را برای ایجاد نیروی میراگری ۵۰ نیوتن بررسی نموده و مطالعات خود را با استفاده از روش‌های تجربی انجام دادند.

¹ Liutian

² Xian

³ By pass

⁴ Guoliang

⁵ Li

⁶ Li

۱-۴- اهداف، ضرورت و نوآوری رساله

با توسعه میکروماشین‌ها، کاربرد جدیدی از تجهیزات میراگری نیمه فعال در مقیاس کوچک بوجود آمده است [۷۹]. به عنوان نمونه در فرایند کنترل فشار بارگذاری قطعات الکترونیکی روی صفحات مغناطیسی لازم است نیروی ثابت ۵ نیوتن به سیستم اعمال شود [۸۰]. همچنین در فرایند لحیم‌کاری و نصب صفحات مغناطیسی روی یکدیگر از آنجایی که نیروی بارگذاری یک صفحه الکتریکی باید کمتر از ۱۰ نیوتن بوده و مقدار خطا در مقدار نیروی اعمال شده کمتر از ۱ درصد باشد، یک سازوکار هوشمند برای بارگذاری صفحات الکتریکی لازم است [۸۱]. علاوه بر این، در صنعت رباتیک و در ساختار روبات از میکرو میراگرها به عنوان ماهیچه‌های روبات استفاده می‌شود. در این شرایط با استفاده از میراگرهای مگنتورئولوژیکال در مقیاس کوچک می‌توان به نیروی میراگری^۱ کم و در محدوده ۱۰ نیوتن دست پیدا کرد [۸۲]. اهمیت اینگونه از میراگرها در مقیاس کوچک با توجه به نیازهای نوین در محدوده نیروی میراگری کم شرکت‌های تجاری را بر آن داشته تا به ساخت چنین تجهیزاتی بپردازند. یکی از نمونه‌های ساخته شده توسط شرکت لرد^۲ میراگر موسوم به RD-1097-01 است که با ابعاد کوچک خود نیروی میراگری در محدوده حداکثر ۱۰۰ نیوتن ایجاد می‌کند. قطر این میراگر ۴۰ میلی‌متر، طول فشرده‌سازی آن ۱۹۵ میلی‌متر و طول کل میراگر شامل دو قسمت انتهایی آن برابر با ۲۵۳ میلی‌متر می‌باشد [۸۳].

با استفاده از یک روش مدل‌سازی مولکولی می‌توان در مقیاس کوچک به بررسی خواص میراگری میراگر مگنتورئولوژیکال و سیال داخل آن پرداخت. با توجه به اینکه با بکار بردن روش‌های مولکولی می‌توان به بررسی دقیق‌تر خصوصیات سیال مغناطیسی داخل میراگر و مشخصات اجزای تشکیل دهنده آن پرداخت و همچنین ابعاد و ساختار فیزیکی میراگر را بصورت دقیق‌تری مورد بررسی قرار داد، استفاده از یک روش مدل‌سازی مولکولی برای میراگر مگنتورئولوژیکال ضروری می‌باشد.

¹ Damping force

² Lord Corporation

امروزه روش‌های مختلف مدل‌سازی مولکولی بمنظور تحلیل سیستم‌ها بصورت دقیق و در مقیاس میکروسکوپی ارائه شده‌اند. روش‌های مدل‌سازی مولکولی مرسوم شامل روش مونت کارلو^۱، دینامیک مولکولی^۲، ذرات براونی^۳ و روش لتیس بولتزمن^۴ می‌باشد [۸۴-۸۶]. روش مونت کارلو برای تحلیل شرایط تعادل ترمودینامیکی بخوبی بکار می‌رود، اما برای مدل‌سازی خصوصیات دینامیکی یک سیستم مناسب نمی‌باشد. روش دینامیک مولکولی برای بررسی تعادل ترمودینامیکی مناسب بوده اما مزیت استفاده از این روش بررسی خصوصیات دینامیکی سیستم در حالت غیرتعادلی است. استفاده از روش دینامیک مولکولی بمنظور مدل‌سازی ذرات پراکنده شده در یک مایع حامل بسیار مشکل می‌باشد، زیرا زمان مشخصه برای ذرات حامل با ذرات پراکنده تفاوت زیادی دارد. به عبارت دیگر اگر چنین ذراتی مدل‌سازی شوند، تنها حرکت ذرات مایع حامل در اطراف ذرات پراکنده مشاهده شده و ذرات پراکنده ثابت به نظر می‌رسند. بنابراین از آنجایی که سیالات مغناطیسی شامل ذرات پراکنده شده داخل یک مایع پایه می‌باشند مدل‌سازی آن‌ها با استفاده از روش دینامیک مولکولی امکان‌پذیر نیست. یکی از دیگر روش‌های مدل‌سازی مولکولی روش ذرات براونی می‌باشد که حرکت براونی ذرات پراکنده را مدل‌سازی می‌کند. این روش حرکت تصادفی ذرات پراکنده را حول ذرات سیال حامل مدل‌سازی می‌نماید که به آن‌ها ذرات براونی گفته می‌شود [۸۷]. این روش محدودیت‌های زیادی را در سیستم‌های پیچیده با شرایط مرزی متغیر ایجاد می‌کند. روش دیگر مدل‌سازی مولکولی روش لتیس بولتزمن است که سیال را بصورت ترکیبی از ذرات مجازی در نظر می‌گیرد و معمولاً برای مدل‌سازی مایعات خالص بکار می‌رود و برای بررسی پدیده پراکندگی ذرات مناسب نیست.

یک روش جدید که بمنظور مدل‌سازی در مقیاس مزو مورد استفاده قرار می‌گیرد روش دینامیک ذره استهلاکی^۵ می‌باشد [۸۸-۹۰]. در این روش از تکنیک‌هایی بمنظور مدل‌سازی سیال حامل بصورت

¹ Monte Carlo

² Molecular dynamics

³ Brownian particles

⁴ Lattice Boltzmann

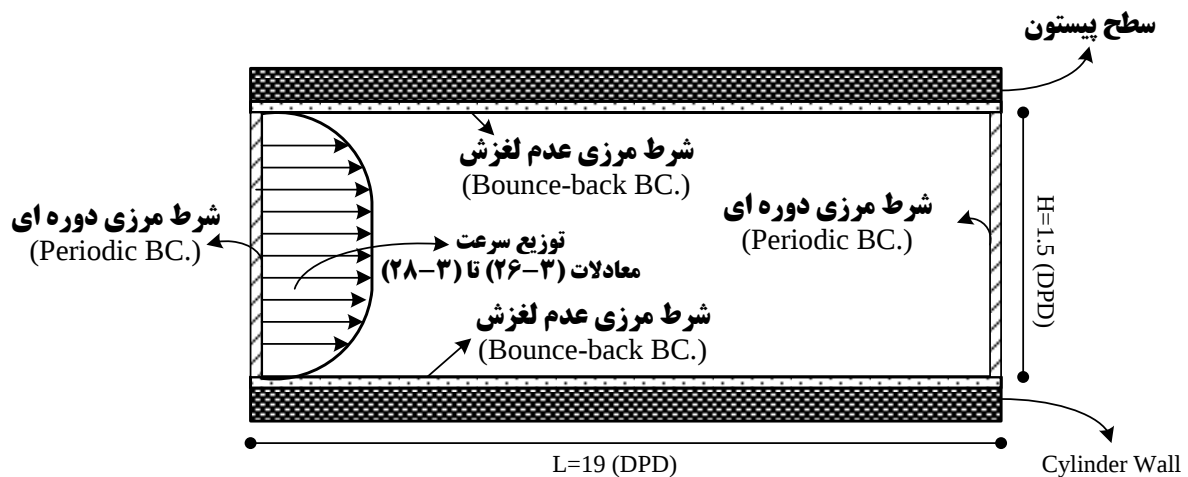
⁵ Dissipative Particle Dynamics

خوشه‌هایی^۱ از ذرات مجازی استفاده می‌شود، بطوریکه زمان مشخصه حرکت این ذرات با آنچه برای ذرات پراکنده در نظر گرفته شده است تفاوت چندانی نداشته باشد؛ بنابراین می‌توان حرکت همزمان ذرات پراکنده و خوشه‌های ذرات مایع حامل را مشاهده کرد. این گونه از ذرات بطور تصادفی به آسانی در محل خود حرکت کرده و با دیگر ذرات بر اساس پتانسیل میان دو ذره تعامل مولکولی دارند. روش دینامیک ذره استهلاکی می‌تواند بر اساس تعامل میان ذرات برای سیستم‌های دارای پراکندگی بکار رود. در این روش با استفاده از هیدرودینامیک برخورد ذرات با یکدیگر و با بررسی پاسخ جریان ذرات داخل سیستم جایگاه جدید هر ذره به‌مراه سرعت جدید آن مشخص می‌شود و این فرایند تا انتها ادامه پیدا می‌کند، در حالی که در روش‌های معمولی تحلیل پاسخ جریان برای یک سیستم دارای تعداد ذرات بسیار کم نیز دشوار می‌باشد.

در این مطالعه برای اولین بار با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی به عنوان یک روش مدل‌سازی مولکولی به بررسی خصوصیات فیزیکی سیال داخل میراگر مگنتورئولوژیکال کوچک پرداخته شده است. در مرحله اول محدوده‌ای از سیال موجود در داخل کانال عبور جریان میراگر در مقیاسی کوچک انتخاب شده و با اعمال شرایط مرزی مناسب روی آن خصوصیات سیال مغناطیسی داخل میراگر مورد بررسی قرار گرفته است. سیال مغناطیسی موجود داخل میراگر مگنتورئولوژیکال شامل مایع حامل و ذرات مغناطیسی پراکنده شده در داخل آن هستند. محدوده مدل‌سازی مربوط به بخش عبور جریان سیال داخل کانال میراگر می‌باشد که مطابق شکل ۱-۵ بصورت ناحیه‌ای مستطیلی در نظر گرفته شده است. همانطور که در شکل ۱-۵ ملاحظه می‌شود بر روی دیواره‌های ناحیه مدل‌سازی شده شرط مرزی عدم لغزش قرار گرفته شده است. در این مطالعه از شرط عدم لغزش آینه‌ای استفاده گردیده است تا هیچگونه لغزش جریان بر روی دیواره‌های جامد بالا و پایین کانال مسیر عبور جریان ایجاد نشود. در دو سوی مقطع عبور جریان معادله سرعت حاکم بر جریان سیال مغناطیسی با توجه به مدل بینگام پلاستیک ارائه شده است که توسط معادلات (۳-۲۶) تا (۳-۲۸) معادله سرعت در فصل ۳ معرفی گردیده

¹ Cluster

است. در این حالت پیستون با انجام حرکت نوسانی در داخل سیلندر جریان رفت و برگشتی با الگوی نامبرده در دو مقطع جریان برقرار می‌سازد. همچنین در دو مقطع کانال، شرط مرزی دوره‌ای قرار داده شده تا هر ذره‌ای که از دو طرف کانال خارج می‌شود از سمت دیگر وارد محیط شبیه‌سازی گردد. ابعاد محدوده مدل‌سازی شده با توجه به نمونه‌های تجربی در دسترس بر حسب واحد دی پی دی قرار داده شده است.



شکل ۱-۵- نمای طرح‌واره از ناحیه مدل‌سازی شده

بمنظور مدل‌سازی جریان سیال در محدوده مورد مطالعه با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی دو دسته از معادلات تعریف شده و با حل آن‌ها سرعت هر ذره در گام زمانی بعدی مشخص می‌شود. دسته اول معادلات مربوط به ذرات استهلاکی بوده که با توجه به نیروی‌های بقایی، استهلاکی و تصادفی در میان خود و همچنین با توجه به قانون دوم نیوتن سرعت هر ذره را در گام زمانی بعد مشخص می‌کند. معادله مورد نیاز جهت حل برای این ذرات مطابق با معادله (۲-۲۰) می‌باشد که حاصل جمعی از نیروهای بقایی، استهلاکی و تصادفی بوده که بصورت بدون بعد در قالب قانون دوم نیوتن سرعت ذره را مشخص می‌کنند. دسته دوم معادلات مربوط به ذرات مغناطیسی بوده که در این حالت نیز قانون دوم نیوتن تعیین کننده سرعت ذرات در هر گام زمانی است؛ با این تفاوت که نیروهای موجود میان این ذرات ناشی از برهمکنش ذرات مغناطیسی با یکدیگر و اثر لایه فعال در سطح بر برهمکنش ذرات مغناطیسی با یکدیگر می‌باشد. معادله مورد نیاز برای تعیین سرعت ذرات مغناطیسی مطابق با معادله

(۲-۲۴) بوده که شامل نیروی میان ذرات ناشی از برهمکنش ذرات و نیروی ناشی از وجود لایه فعال در سطح می‌باشد.

در مرحله دوم خصوصیات مختلف سیال شامل مشخصات فیزیکی ذرات استهلاکی و مغناطیسی تشکیل دهنده سیال همانند وزن ذرات، چگالی ذرات، جنس ذرات و قطر آن‌ها با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی مورد بررسی قرار گرفته است. در این حالت با تغییر ضرایب مختلف در داخل کد نوشته شده به زبان برنامه نویسی فرترن خصوصیات مختلف فیزیکی سیال اعمال می‌شود. با تغییر مشخصات اصلی سیال مغناطیسی، چند نمونه از سیالات تجاری مغناطیسی مدل‌سازی شده و از میان آن‌ها سیال مناسب برای رسیدن به نیروی میراگری مورد نظر انتخاب گردیده است. در مرحله سوم ساختار فیزیکی میراگر مگنتورئولوژیکال نیز با استفاده از روش مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی مورد بررسی قرار گرفته است. مشخصاتی از جمله بررسی اثر دامنه و فرکانس حرکت پیستون داخل سیلندر، فاصله مجرای عبور جریان^۱، طول پیستون و قطر سیلندر بر نیروی میراگری مطالعه گردیده است. از آنجایی که میراگرهای ساخته شده تجاری در مقیاس کوچک به گونه‌ای طراحی می‌شوند که ایجاد نیروی میراگری ۱۰ نیوتن نمایند، بررسی‌های انجام شده با استفاده از مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی در این مطالعه در جهت رسیدن به این مقدار نیروی میراگری در کمترین زمان ممکن و با بیشترین کیفیت مورد نظر قرار گرفته است. در مرحله چهارم طراحی‌های مختلفی از نظر تعداد سیم پیچ‌های الکتریکی و توابع متفاوتی از شدت میدان مغناطیسی اعمال شده توسط آن‌ها بررسی گردیده که با استفاده از مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی، چیدمان مناسب و توزیع شدت میدان مغناطیسی بهینه برای آن‌ها بمنظور دستیابی به نیروی میراگری مطلوب مورد نظر حاصل شده است. در مرحله پنجم خصوصیات فیزیکی سطح پیستون که در مقدار و کیفیت نیروی میراگری حاصل از میراگر تاثیر داشته بررسی شده و چیدمان مختلف از سطوح زبر دارای موانع با ارتفاع‌های متفاوت بر روی سطح پیستون قرار داده شده و شرایط دستیابی به نیروی میراگری مطلوب مورد بررسی قرار گرفته است. در نهایت با بررسی جنبه‌های مختلف طراحی

¹ Gap size

میراگر مگنتورئولوژیکال نیروی میراگری ۱۰ نیوتن با کمترین میزان مصرف انرژی الکتریکی و در کوتاه‌ترین زمان حاصل گردیده است.

۱-۵- ساختار رساله

در فصل اول این رساله به معرفی میراگرهای مگنتورئولوژیکال و سیال مغناطیسی پرداخته شده و ساختار این سیالات ارائه گردیده است. سپس انواع مدل‌های عبور جریان سیال مغناطیسی از داخل کانال‌های مختلف معرفی شده و کارهای قبلی انجام شده در این ارتباط بیان گردیده است و در ادامه نوآوری و هدف از مطالعه کنونی ارائه شده است. در فصل دوم روابط فیزیکی مورد استفاده در روش دینامیک ذره استهلاکی و معادلات مورد استفاده برای مدل‌سازی تعامل انرژی میان ذرات استهلاکی، ذرات مغناطیسی و روش حل این معادلات معرفی گردیده‌اند. همچنین روش محاسبه گرانشی در روش دینامیک ذره استهلاکی بررسی شده است. فصل سوم بیانگر روش مدل‌سازی مولکولی حاضر بوده و ساختار پایه‌ای مانند موارد اولیه مورد نیاز برای مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی از جمله شرایط اولیه موقعیت و سرعت ذرات سیستم مورد مطالعه قرار گرفته است. سپس با استفاده از شرایط مرزی مختلف و روش مناسب محاسبه نیروی میراگری، با توجه به داده‌های تجربی موجود، مدل ارائه شده معتبرسازی شده است. در فصل چهارم و پنجم این مطالعه به ارائه جنبه‌های طراحی و نوآوری مورد نظر پرداخته شده است. مواردی از جمله بهینه‌سازی عملکرد میراگر با در نظر گرفتن شرایط مغناطیسی با تغییر تعداد سیم پیچ‌های الکتریکی و الگوی اعمال شدت میدان مغناطیسی برای هر یک از آن‌ها و همچنین چیدمان سطوح زبر همراه با موانع با ارتفاع‌های مختلف در این دو فصل بیان گردیده است. فصل ششم این رساله به ارائه نتایج نهایی حاصل از مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی سیال داخل کانال عبور جریان با در نظر گرفتن طراحی‌های مختلف می‌پردازد.

فصل ۲- روش دینامیک

ذره استهلاکی

۲-۱- مقدمه

در این بخش به بررسی معادلات پایه‌ای حاکم برای مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی یک توده سیال مغناطیسی بر اساس برهمکنش متقابل میان ذرات می‌پردازیم. در این مطالعه توزیع میدان مغناطیسی در داخل کانال عبور جریان بصورت همگن و موازی در نظر گرفته شده است. از اثر القای متقابل حرکت ذرات مغناطیسی روی میدان مغناطیسی اعمال شده توسط سیم پیچ‌های الکتریکی با توجه به اندازه کوچک ذرات، فاصله زیاد با سیم پیچ‌های الکتریکی و شدت میدان مغناطیسی زیاد حاصل از سیم پیچ‌ها نیز صرف نظر شده است.

۲-۲- معادله سینماتیک ذرات استهلاکی

یک سیال مغناطیسی از ذرات جامد مغناطیسی و مولکول‌های مایع پایه تشکیل شده است. اگر مایع پایه به عنوان مجموعه‌ای از خوشه ذرات استهلاکی در نظر گرفته شود، حرکت ذرات مغناطیسی بر اساس برهمکنش بین خود ذرات مغناطیسی و همچنین بین ذرات مغناطیسی و محیط اطراف رخ می‌دهد.

روی یک ذره استهلاکی $\vec{t}$ سه نوع نیرو وارد می‌شود: نیروی دافعه‌ی بقایی^۱ $\mathbf{F}_{ij}^C$ که توسط ذرات دیگر اعمال می‌شود؛ نیروی استهلاکی^۲ $\mathbf{F}_{ij}^D$ که اثر گرانشی و نیروی درگ بین ذرات را ایجاد کرده و نیروی تصادفی^۳ $\mathbf{F}_{ij}^R$ که حرکت حرارتی ذرات را برقرار می‌کند و درجات آزادی هدر رفته بدلیل درشت باف بودن ذرات استهلاکی را جبران می‌نماید. معادله حرکت ذره $\vec{t}$ به روش دینامیک ذره استهلاکی و با استفاده از قانون دوم نیوتن بصورت زیر نوشته می‌شود:

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

¹ Conservative force

² Dissipative force

³ Random force

که

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_{ij}^C &= \alpha w_R(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \\ \mathbf{F}_{ij}^R &= \sigma w_R(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \theta_{ij} \\ \mathbf{F}_{ij}^D &= -\gamma w_D(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij}) \mathbf{e}_{ij}\end{aligned}\quad (2-2)$$

در این معادلات m_d جرم ذره استهلاکی i و $\mathbf{v}_i$ سرعت آن است. زیر نویس ها به این صورت تعبیر می شوند که مثلاً $\mathbf{F}_{ij}^C$ نیرویی است که از طرف ذره j روی ذره i اعمال می گردد. علاوه بر آن α و γ و σ ثوابتی هستند که بترتیب بیانگر قدرت نیروی دافعه، قدرت نیروی استهلاکی و قدرت نیروی تصادفی می باشند. توابع وزنی $w_D(r_{ij})$ و $w_R(r_{ij})$ بر این اساس تعریف می شوند که با افزایش فاصله میان دو ذره، نیروهای بین ذره ای کاهش پیدا می کند. تابع وزنی $w_R(r_{ij})$ بصورت زیر بیان می گردد:

$$w_R(r_{ij}) = \begin{cases} 1 - \frac{r_{ij}}{d_c} & \text{for } r_{ij} \leq d_c \\ 0 & \text{for } r_{ij} > d_c \end{cases} \quad (3-2)$$

که d_c قطر ظاهری ذره استهلاکی و $\mathbf{r}_{ij}$ وضعیت نسبی ($r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$) است و بصورت $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ بیان می گردد. $\mathbf{e}_{ij}$ بردار یکه بوده که جهت ذره i را نسبت به ذره j بیان می کند و بصورت $\mathbf{e}_{ij} = \mathbf{r}_{ij}/r_{ij}$ تعریف می شود. $\mathbf{v}_{ij}$ سرعت نسبی بوده که بصورت $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$ ارائه می گردد. همچنین θ_{ij} یک متغیر تصادفی بوده که شامل حرکت تصادفی ذرات است.

در معادله (2-2) ضریب α بعنوان ضریب قدرت نیروی بقایی از طریق انطباق تراکم پذیری بدون بعد سیال دی پی دی و سیال واقعی محاسبه می شود. در نتیجه برای محاسبه ضریب α به معادله حالت سیال نیازمندیم. گروت و وارن^۱ [۹۱] از طریق یک سلسله شبیه سازی ها نشان دادند که معادله حالت برای یک سیال دی پی دی بصورت زیر خواهد بود:

$$p = \rho k_B T + 0.11 \alpha \rho^2 \quad (4-2)$$

¹ Groot and Warren

زمانی که معادله حالت مشخص باشد، تراکم‌پذیری بدون بعد سیال دی پی دی با فرمول زیر محاسبه می‌شود:

$$\kappa^{-1} = \frac{1}{\rho k_B T \kappa_T} = \frac{1}{k_B T} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \quad (5-2)$$

در اینجا ρ چگالی عددی، k_B ثابت بولتزمن^۱، T دمای سیستم، κ_T تراکم‌پذیری هم‌دما و p فشار است. در ادامه قصد داریم گزاره نوسان-پراکنش^۲ را هنگام اعمال در روش دینامیک ذره استهلاکی تشریح کنیم. به طور کوتاه این گزاره موجب به وجود آمدن حالت تعادل بین نیروهای استهلاکی و تصادفی در روش دینامیک ذره استهلاکی می‌گردد که این حالت به نوبه خود نیاز به یک سیستم هم‌دما دارد. پیش از تشریح جزئیات بهتر است مروری کلی بر پدیده براونی^۳ و منشا این گزاره از طریق بررسی معادله فوکر پلانک^۴ داشته باشیم. همانطور که پیش از این بحث کردیم، اجزای اتلافی و تصادفی نیروها در روش دینامیک ذره استهلاکی لحاظ می‌شوند تا خواصی مشابه تاثیرات گرانشی و درجات آزادی از دست رفته در نتیجه درشت باف بودن ذرات را ایجاد نمایند. به همین جهت، دینامیک ذره استهلاکی با حرکت براونی رابطه نزدیکی دارد که در آن حرکت ذره معلق در سیال مورد مطالعه قرار می‌گیرد. حرکت برانی یک ذره بر اثر برخورد مولکول‌ها و یا اتم‌های سیال مجاور آن ایجاد می‌شود. به همین خاطر امکان تعیین مسیر دقیق یک چنین ذره‌ای میسر نخواهد شد. بدین ترتیب ناگزیر هستیم برای تحلیل حرکت اینچنین ذراتی به جای استفاده از روش‌های جبری به روش‌های آماری متوسل شویم. این گونه روش‌ها دارای یک پارامتر مخصوص برای نویز 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 بصورت آماری مشخص می‌گردد. به همین دلیل در این روش‌ها مفهوم چگالی احتمال^۵ مورد استفاده قرار می‌گیرد. این مفهوم به ما احتمال یافتن ذره در یک مکان مشخص با سرعت مشخص را می‌دهد. چگالی

¹ Boltzmann constant

² Fluctuation Dissipation

³ Brownian phenomenon

⁴ Fokker-Planck

⁵ Probability density

احتمال معمولاً از حل معادلات فوکر-پلانک بدست می‌آید. به طور کلی معادلات فوکر-پلانک برای مطالعه سیستم‌هایی مورد استفاده قرار می‌گیرند که به لحاظ ماهیتی آماری بوده و در معرض نیروهای قرار گرفته باشند که تعیین دقیق مقدارشان مقدور نباشد. اسپانول و وارن^۱ [۹۲] به مطالعه خصوصیات مکانیکی آماری دینامیک ذره استهلاکی پرداخته و اقدام به فرموله کردن معادله فوکر-پلانک برای این روش کردند. سپس از گزاره پراکنش برای بدست آوردن یک رابطه میان اندازه نیروهای اتلافی و تصادفی بهره گرفتند. مرحله استخراج معادلات از بسط معادلات لانگوین^۲ در قالب معادلات اتفاقی^۳ آغاز شده بود. آن‌ها گزاره نوسان پراکنش را برای یک سیستم دینامیک ذره استهلاکی بصورت زیر معرفی کردند که عملاً بزرگی و توابع وزنی نیروهای اتلافی و تصادفی را به یکدیگر مربوط می‌ساخت:

$$w_D(r_{ij}) = w_R^2(r_{ij}) \quad , \quad \sigma^2 = 2\gamma k_B T \quad (۶-۲)$$

اگر از معادله (۱-۲) برحسب زمان در یک بازه‌ی زمانی کوچک مانند Δt از t تا $t + \Delta t$ انتگرالگیری شود، آنگاه معادلات اختلاف محدود حاکم بر حرکت ذره در شبیه‌سازی بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{r}_i &= \mathbf{v}_i \Delta t \\ \Delta \mathbf{v}_i &= \frac{\alpha}{m_d} \sum_{j(\neq i)} w_R(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \Delta t - \frac{\gamma}{m_d} \sum_{j(\neq i)} w_R^2(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \Delta t \\ &+ \frac{(2\gamma k_B T)^{\frac{1}{2}}}{m_d} \sum_{j(\neq i)} w_R(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \theta_{ij} (\Delta t)^{1/2} \end{aligned} \quad (۷-۲)$$

در این معادلات θ_{ij} متغیر تصادفی می‌باشد که خصوصیات تصادفی زیر را باید ارضا کند:

$$\begin{aligned} \langle \theta_{ij} \rangle &= 0 \\ \langle \theta_{ij} \theta_{i'j'} \rangle &= (\delta_{ii'} \delta_{jj'} + \delta_{ij'} \delta_{ji'}) \end{aligned} \quad (۸-۲)$$

^۱ Espanol and Warren

^۲ Langevin equation

^۳ Stochastic equation

که در این عبارات، δ_{ij} دلتای کرونکر^۱ می‌باشد. در طی شبیه‌سازی، متغیر تصادفی θ_{ij} از یک توزیع یکنواخت یا نرمال با مقدار متوسط برابر با صفر و واریانس واحد نمونه‌گیری می‌شود.

۲-۳- مدل ذرات

یک ذره مغناطیسی را بصورت یک ذره کروی و با یک نقطه مرکزی دو قطبی در نظر می‌گیریم که توسط یک لایه یکنواخت از مواد فعال در سطح پوشانده شده است. از d_s برای بیان قطر ذره مغناطیسی و از δ برای بیان ضخامت لایه مواد فعال در سطح و از d که برابر است با $d_s + 2\delta$ برای بیان قطر ذره که شامل لایه مواد فعال در سطح نیز می‌باشد، استفاده می‌شود. $E_{ij}^{(m)}$ بیانگر انرژی مغناطیسی برهم کنش بین ذره i و j بوده و $E_i^{(H)}$ بیانگر انرژی برهمکنش بین ذره مغناطیسی و محیط اطراف می‌باشد. انرژی که به سبب همپوشانی لایه‌های فعال در سطح ذرات مغناطیسی ایجاد می‌شود نیز با $E_{ij}^{(V)}$ نمایش داده می‌شود. این انرژی‌ها در زیر ارائه گردیده‌اند [۹۳]:

$$E_{ij}^{(m)} = \frac{\mu_0}{4\pi r_{ij}^3} \{ \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - 3(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{t}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \} \quad (۹-۲)$$

$$E_{ij}^{(H)} = -\mu_0 \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H} \quad (۱۰-۲)$$

$$E_{ij}^{(V)} = kT\lambda_V \left\{ 2 - \frac{2r_{ij}/d_s}{t_\delta} \ln\left(\frac{d}{r_{ij}}\right) - 2 \frac{r_{ij}/d_s - 1}{t_d} \right\} \quad (۱۱-۲)$$

که در روابط بالا μ_0 نفوذپذیری فضای آزاد، $\mathbf{m}_i$ گشتاور مغناطیسی و $\mathbf{t}_{ij}$ بردار واحد است. از بردار واحد $\mathbf{t}_{ij}$ به این منظور استفاده می‌شود که با $\mathbf{e}_{ij}$ مربوط به ذرات استهلاکی اشتباه گرفته نشود. $\mathbf{H}$ میدان مغناطیسی اعمال شده ($H = |\mathbf{H}|$) و t_δ نسبت ضخامت لایه ماده فعال در سطح (δ) به اندازه شعاع بخش جامد (d_s) است و بصورت $(2\delta/d_s)$ ارائه می‌گردد. پارامتر بی بعد λ_V که در معادله (۲-۱۱) مشاهده می‌شود، بیانگر قدرت برهمکنش بین دو ذره دارای لایه‌ی فعال نسبت به انرژی حرارتی

^۱ Kronecker delta

می‌باشد که بصورت $\lambda_V = \pi d_s^2 n_s / 2$ ارائه می‌گردد که در آن n_s بیانگر تعداد مولکول‌های لایه ماده فعال در سطح در واحد سطح ذره جامد است. با اعمال گرادیان از معادله (۹-۲) تا (۱۱-۲) نیروهایی که بر ذره $\dot{\mathbf{r}}$ وارد می‌شوند بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$\mathbf{F}_{ij}^{(m)} = -\frac{3\mu_0}{4\pi r_{ij}^4} [-(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j) \mathbf{t}_{ij} + 5(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{t}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{t}_{ij} - \{(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{m}_i + (\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{m}_j\}] \quad (12-2)$$

$$\mathbf{F}_{ij}^{(V)} = \frac{kT\lambda_V}{\delta} \cdot \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} \ln\left(\frac{d}{r_{ij}}\right) \quad , \quad (d_s \leq d_{ij} \leq d) \quad (13-2)$$

با توجه به اینکه گرادیان میدان مغناطیسی در طول محیط مدل‌سازی شده وجود ندارد، تغییرات انرژی $E_{ij}^{(H)}$ در این دامنه برابر با صفر بوده و معادله (۱۰-۲) از معادلات قابل حل حذف می‌شود و اثر میدان مغناطیسی از طریق معادله (۱۲-۲) و گشتاور مغناطیسی موجود در آن لحاظ می‌گردد. حرکت ذرات مغناطیسی که توسط معادلات نیوتن مشخص می‌شود، نسبت به زمان گسسته‌سازی شده تا معادلات اختلاف محدود حاکم بر حرکت ذره در شبیه‌سازی بدست آید:

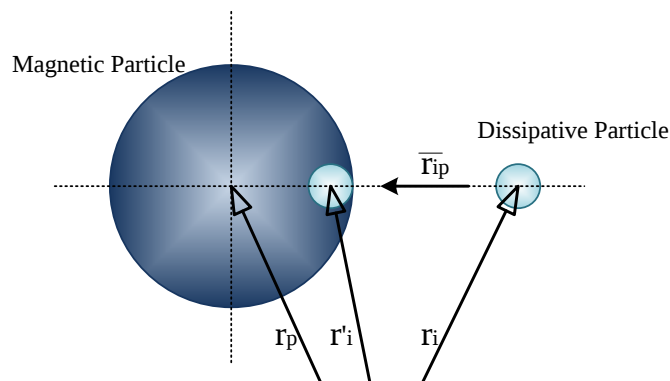
$$\Delta \mathbf{r}_i = \mathbf{v}_i \Delta t \quad (14-2)$$

$$\Delta \mathbf{v}_i = \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij} \Delta t / m_m \quad (15-2)$$

که در این معادلات m_m جرم ذرات مغناطیسی است و همچنین داریم $\mathbf{F}_{ij} = \mathbf{F}_{ij}^{(m)} + \mathbf{F}_{ij}^{(V)}$.

۲-۴- مدل پتانسیل برای برهمکنش میان ذرات استهلاکی و ذرات مغناطیسی
هر ذره کلوئیدی به عنوان گروهی از ذرات استهلاکی فرض می‌شود. در روش‌های معمول، برهم‌کنش بین یک ذره مغناطیسی با ذرات استهلاکی محیط اطراف همانند برهم‌کنش بین ذرات استهلاکی محیط اطراف با یک جزء ذره مغناطیسی در نظر گرفته می‌شود. با این وجود در حالت واقعی از پراکندگی،

برهمکنش بین ذرات کلوئیدی و مولکول‌های حلال بستگی به خصوصیات پراکندگی سیستم مورد مطالعه دارد. اینچنین برهمکنش‌هایی بشدت وابسته به نسبت جرم و قطر ذرات کلوئیدی به جرم و قطر ذرات مولکول‌های مایع حلال دارد. بنابراین، بجای اینکه یک ذره کلوئیدی را به عنوان مجموعه‌ای از ذرات استهلاکی در نظر بگیریم، می‌توان از مدل پتانسیل بمنظور توصیف برهمکنش بین ذرات مغناطیسی و ذرات محیط استفاده نمود. در ساده‌ترین حالت از مدل پتانسیل ذرات سخت^۱ استفاده می‌شود که در آن ذرات مغناطیسی به عنوان یک کره سخت فرض شده که در این حالت ذرات استهلاکی بصورت الاستیک با برخورد به ذرات سخت مغناطیسی بازگردانده می‌شوند. مدل پتانسیل ساده بعدی، مدل لنارد جونز^۲ می‌باشد. بمنظور جلوگیری از حالت همپوشانی در مدل لنارد جونز همانطور که در شکل ۱-۲ نشان داده شده است یک ذره استهلاکی محاطی با ابعاد و اندازه ذرات واقعی و در امتداد آن‌ها مماس بر سطح ذره مغناطیسی قرار می‌گیرد.



شکل ۱-۲- مدل برخورد میان ذرات مغناطیسی و ذرات استهلاکی

مدل لنارد جونز با استفاده از رابطه زیر برای محاسبه انرژی برهم کنش (u_{ip}) میان یک ذره مغناطیسی i و یک ذره استهلاکی p بکار می‌رود:

$$u_{ip} = 4\varepsilon \left\{ \left(\frac{d_c}{r_{ip}'} \right)^m - \left(\frac{d_c}{r_{ip}'} \right)^n \right\} \quad (۱۶-۲)$$

^۱ Hard sphere

^۲ Lennard-Jones potential

که در این رابطه ε یک ثابت بوده که بیانگر قدرت برهمکنش می باشد.

در این حالت ($r_{ip}' = |\mathbf{r}_{ip}'|$) که $\mathbf{r}_{ip}' = \mathbf{r}_i' - \mathbf{r}_p$ و در آن بردار وضعیت مرکز ذره مغناطیسی $\hat{i}$ بوده و $\mathbf{r}_p$ بصورت مشابه بردار وضعیت ذره استهلاکی p و $\mathbf{r}_i'$ بردار وضعیت ذره ی کروی محاطی است. داریم:

$$\mathbf{r}_i' = \mathbf{r}_i - (d - d_c/2) \bar{\mathbf{r}}_{ip} \quad (17-2)$$

که در آن ($\bar{\mathbf{r}}_{ip} = \mathbf{r}_{ip}/r_{ip}$) بوده و همچنین $\mathbf{r}_{ip} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_p$ و $r_{ip} = |\mathbf{r}_{ip}|$ می باشد. اگر در معادله (۲-۲) مقدار m را برابر ۱۲ و مقدار n را برابر ۶ در نظر بگیریم، مدل پتانسیل استفاده شده تبدیل به مدل معروف ۱۲-۶ پتانسیل لنارد جونز می شود. با توجه به اینکه معادله (۲-۱۶) برای محاسبه انرژی فعل و انفعال میان یک ذره مغناطیسی و یک ذره استهلاکی بکار رفته است، نیروی اعمال شده روی ذره استهلاکی p توسط ذره مغناطیسی $\hat{i}$ ، $\mathbf{F}_{ip}^{(int)}$ بصورت زیر بدست می آید:

$$\mathbf{F}_{ip}^{(int)} = 4n\varepsilon \left\{ \frac{m}{n} \left(\frac{d_c}{r_{ip}'} \right)^m - \left(\frac{d_c}{r_{ip}'} \right)^n \frac{\bar{\mathbf{r}}_{ip}}{r_{ip}'} \right\} \quad (18-2)$$

۲-۵- بی بعدسازی معادله حرکت و کمیت های مرتبط

برای بی بعد سازی هر کمیت، مقادیر زیر مورد استفاده قرار می گیرند:

d برای فاصله ها، m_m برای جرم ها، kT برای انرژی ها، $(kT/m_m)^{1/2}$ برای سرعت ها، $d(m_m/kT)^{1/2}$ برای زمان، kT/d برای نیروها می باشند. با استفاده از این مقادیر معادله (۲-۷) بصورت زیر بی بعد می شود:

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

(۱۹)

$$\begin{aligned}
\Delta \mathbf{v}_i^* &= \frac{\alpha^*}{m_d^* d_c^*} \sum_{j(\neq i)} w_R(r_{ij}^*) \mathbf{e}_{ij} \Delta t^* \\
&- \frac{\gamma^*}{(m_d^*)^{1/2} d_c^*} \sum_{j(\neq i)} w_R^2(r_{ij}^*) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij}^*) \mathbf{e}_{ij} \Delta t^* \\
&- \frac{(2\gamma^*)^{\frac{1}{2}}}{(m_d^*)^{3/4} d_c^{*1/2}} \sum_{j(\neq i)} w_R(r_{ij}^*) \mathbf{e}_{ij} \theta_{ij} (\Delta t^*)^{1/2} - \frac{1}{m_d^*} \sum_k \mathbf{F}_{ki}^{(int)*} \Delta t^* \quad (20)
\end{aligned}$$

که در آن

$$w_R(r_{ij}^*) = \begin{cases} 1 - \frac{r_{ij}^*}{d_c^*} & \text{for } r_{ij}^*/d_c^* \leq 1 \\ 0 & \text{for } r_{ij}^*/d_c^* > 1 \end{cases} \quad (21-2)$$

$$\alpha^* = \alpha \frac{d_c}{kT} \quad , \quad \gamma^* = \gamma \frac{d_c}{(m_d kT)^{\frac{1}{2}}} \quad (22-2)$$

قابل توجه است که در معادله (۲۰-۲) نیروی ناشی از پتانسیل لنارد جونز نیز اضافه شده است تا بر همکنش میان ذرات استهلاکی و ذرات مغناطیسی نیز در نظر گرفته شود.

در معادلات بالا بالانویس * بیانگر صورت بدون بعد کمیت است. معادله (۱۸-۲) شامل نیروهای ناشی از برهمکنش ذرات مغناطیسی می باشد.

بصورت مشابه، صورت بدون بعد معادلات (۱۲-۲)، (۱۳-۲)، (۱۴-۲) و (۱۵-۲) بصورت زیر بیان می شود:

$$\Delta \mathbf{r}_i^* = \mathbf{v}_i^* \Delta t^* \quad (23-2)$$

$$\Delta \mathbf{v}_i^* = \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij}^* \Delta t^* + \sum_p \mathbf{F}_{ip}^{(int)*} \Delta t^* \quad (24-2)$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}_{ij}^{(m)*} &= -3\lambda \frac{1}{r_{ij}^*} [-(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_j) \mathbf{t}_{ij} + 5(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{t}_{ij})(\mathbf{n}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{t}_{ij} - \{(\mathbf{n}_j \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{n}_i \\
&+ (\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{t}_{ij}) \mathbf{n}_j\}] \quad (25-2)
\end{aligned}$$

$$\mathbf{F}_{ij}^{(V)*} = \lambda_V \frac{1}{t_\delta^*} \cdot \mathbf{t}_{ij} \ln \left(\frac{1}{r_{ij}^*} \right) \quad , \quad (d_s^* \leq r_{ij}^* \leq 1) \quad (26-2)$$

که در آن‌ها $\mathbf{F}_{ij}^* = \mathbf{F}_{ij}^{(m)*} + \mathbf{F}_{ij}^{(V)*}$ و بردار یکه‌ی بیان کننده‌ی جهت گشتاور مغناطیسی $\mathbf{m}_i$ بوده و بصورت $\mathbf{n}_i = \mathbf{m}_i / |\mathbf{m}_i|$ بیان می‌شود. بصورت مشابه با معادله (۲۰-۲)، در معادله (۲۴-۲) نیز اثر نیروی پتانسیل لنارد جونز اضافه شده و در نظر گرفته شده است. پارامتر بدون بعد λ در معادله (۲۰-۲) بیانگر مقدار قدرت برهمکنش ذره مغناطیسی نسبت به انرژی حرارتی می‌باشد و بصورت $\lambda = \mu_0 m_0^2 / 4\pi d^3 kT$ بیان می‌گردد.

صورت بدون بعد نیروی بین یک ذره‌ی استهلاکی و یک ذره مغناطیسی بصورت زیر ارائه می‌شود:

$$\mathbf{F}_{ip}^* = \lambda_\varepsilon \left\{ \frac{m}{n} \left(\frac{d_c^*}{r_{ip}^*} \right)^m - \left(\frac{d_c^*}{r_{ip}^*} \right)^n \right\} \frac{\bar{\mathbf{r}}_{ip}}{r_{ip}^* / d_c^*} \quad (27-2)$$

که در آن λ_ε پارامتری بدون بعد و بیانگر قدرت برهمکنش بوده و بصورت $\lambda_\varepsilon = 4n\varepsilon / (kTd_c^*)$ تعریف می‌شود.

در مجموع با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی مقادیر اولیه سرعت و موقعیت ذرات وارد شده و با استفاده از نیروهای مختلفی که به ذرات مغناطیسی و استهلاکی وارد می‌شوند، سرعت ذرات در مرحله بعد محاسبه شده و خروجی حاصل از حل معادله (۲۰-۲) که برای ذرات استهلاکی بکار می‌رود و معادله (۲۴-۲) که برای ذرات مغناطیسی بکار می‌رود، سرعت ذرات می‌باشد.

بمنظور حل معادلات (۲۰-۲) و (۲۴-۲) از الگوریتم سرعت ورلت^۱ استفاده شده است. این روش در حالت استاندارد خود بصورت مستقیم از بسط تیلور پیروی می‌کند:

$$\mathbf{r}(t + \Delta t) = \mathbf{r}(t) + \Delta t \dot{\mathbf{r}}(t) + \frac{1}{2} \Delta t^2 \ddot{\mathbf{r}}(t) + \frac{1}{6} \Delta t^3 \dddot{\mathbf{r}}(t) \quad (28-2)$$

که در آن $\mathbf{r}$ یک تابع مشخص است که با محاسبه نیروی کل معین می‌شود. بصورت مشابه داریم:

$$\mathbf{r}(t - \Delta t) = \mathbf{r}(t) - \Delta t \dot{\mathbf{r}}(t) + \frac{1}{2} \Delta t^2 \ddot{\mathbf{r}}(t) - \frac{1}{6} \Delta t^3 \dddot{\mathbf{r}}(t) \quad (29-2)$$

¹ Velocity Verlet algorithm

با استفاده از آن الگوی بروز رسانی ورلت بصورت زیر حاصل می‌شود:

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

از آنجایی بمنظور دستیابی به برآوردی از نیروها مقدار فعلی میدان سرعت مورد نیاز است، نسخه‌ای تغییر یافته از معادله (30-2) بصورت زیر مورد نیاز است:

$$\mathbf{r}(t + \Delta t) = \mathbf{r}(t) + \Delta t \mathbf{v}(t) + \frac{1}{2} \Delta t^2 \dot{\mathbf{v}}(t) \quad (31-2)$$

$$\tilde{\mathbf{v}}(t + \Delta t) = \mathbf{v}(t) + \lambda \Delta t \dot{\mathbf{v}}(t) \quad (32-2)$$

$$\dot{\mathbf{v}}(t + \Delta t) = \dot{\mathbf{v}}(\mathbf{r}(t + \Delta t), \tilde{\mathbf{v}}(t + \Delta t)) \quad (33-2)$$

$$\mathbf{v}(t + \Delta t) = \mathbf{v}(t) + \frac{1}{2} \Delta t [\dot{\mathbf{v}}(t) + \dot{\mathbf{v}}(t + \Delta t)] \quad (34-2)$$

در این شرایط ترم شتاب $\dot{\mathbf{v}}(t)$ که در واقع نیروی خالص کل می‌باشد، یک تابع معلوم بوده که موقعیت و سرعت را در لحظه t مشخص می‌کند و $\tilde{\mathbf{v}}(t + \Delta t)$ برابر با سرعت پیشگویی شده در لحظه $t + \Delta t$ است. λ یک پارامتر تجربی است که اثر برخی برهم‌کنش‌های تصادفی را لحاظ می‌کند. اگر نیروهای کل مستقل از سرعت باشند مقدار λ در بهترین شرایط برابر با ۰/۵ در نظر گرفته می‌شود. گروت و وارن^۱ [۹۱] دریافتند که مقدار بهینه λ برابر با ۰/۶۵ می‌باشد. در این شرایط گام زمانی تا ۰/۰۵ بدون از دست رفتن کنترل دما می‌تواند کاهش یابد.

در بخشی از مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی به توصیف سیستم دو بعدی در تعادل ترمودینامیکی پرداخته شده است و بنابراین رابطه میان دمای سیستم و انرژی جنبشی متوسط یک ذره استهلاکی توسط اصل هم بخشی انرژی بصورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{1}{2} m_d v_d^2 = 2 \frac{kT}{2} \quad (35-2)$$

با استفاده از این معادله، متوسط مربع سرعت ذره استهلاکی $\overline{v_d^{*2}}$ بصورت زیر نوشته می‌شود:

¹ Groot and Warren

$$\overline{v_d^{*2}} = 2/m_d^* \quad (۳۶-۲)$$

بصورت مشابه، متوسط مربع سرعت ذره‌ی مغناطیسی نیز بصورت زیر بیان می‌گردد:

$$\overline{v_m^{*2}} = 2 \quad (۳۷-۲)$$

عدد چگالی ذرات استهلاکی بصورت زیر بی‌بعد می‌شوند:

$$n_d^* = n_d d^2 = n_d d_c^2 (d/d_c)^2 = \hat{n}_d^* / d_c^{*2} \quad (۳۸-۲)$$

علاوه بر n_d^* چگالی بی‌بعد $\hat{n}_d^*$ بر مبنای قطر ذرات استهلاکی می‌تواند برای کمی‌سازی خصوصیات

کلی ذرات استهلاکی مفید باشد. شکل بی‌بعد عدد چگالی ذرات مغناطیسی بصورت $n_m^* = n_m d^2$ بیان می‌شود [۹۴].

۲-۶- استخراج گرانیوی سیال دی پی دی

در این بخش به استخراج عبارتی که بیانگر میزان گرانیوی یک سیال دی پی دی باشد، می‌پردازیم. این عبارات توسط گروت و وارن [۹۱] استخراج شدند. به طور کلی گرانیوی سیال از دو جزء تشکیل شده است. جزء اول حاصل از نیروهای اتلافی است که موجب اثرات اصطکاکی بین ذراتی می‌شوند که در خطوط جریان متفاوت قرار دارند. جزء دوم حاصل از حرکت گرمایی ذرات می‌باشد. جزء اول به طور صریح از رابطه موجود برای نیروی استهلاکی استخراج می‌شود، در حالی که جزء دوم با استخراج ضریب دیفیوژن با حل معادلات لانگوین^۱ به دست می‌آید. از آنجایی که در استخراج گرانیوی سیال جزء پایستار نیرو لحاظ نمی‌گردد، میان گرانیوی حاصل از مدل‌سازی و گرانیوی تئوری مقداری اختلاف وجود دارد. وارد نمودن جزء پایستار به گرانیوی تئوری بسیار چالش‌انگیز است. زیرا استخراج خواص انتقالی بر اساس تئوری سینتیک اتفاق می‌افتد. فرض اساسی برای چنین استخراجی وجود برخوردهای باینری

¹ langevin equations

است. اما در اینجا به علت وجود نیروهای پایستار برخوردیها به صورت پتانسیلی صورت می‌گیرند و فرض حاکم بر تئوری مذکور نقص می‌گردد. ساختار جزء استهلاکی تانسور تنش در رابطه زیر بیان شده است:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{V} \left\langle \sum_{i>j} r_{ij\alpha} F_{ij\beta}^D \right\rangle \quad (39-2)$$

اندیس‌های یونانی به کار رفته در نشان دهنده اجزا فضایی می‌باشند. فرض می‌کنیم سیال دی پی دی تحت یک جریان برشی قرار گرفته باشد. در نتیجه عبارت نیروی اتلافی به صورت زیر خواهد بود:

$$F_{ij\beta}^D = \gamma \omega^D(r_{ij}) e_{ij\beta} e_{ij\gamma} u_{\gamma\delta} r_{ij\delta} \quad (40-2)$$

فرض می‌کنیم چگالی به صورت یکنواخت باشد، در نتیجه جمع بر روی اندیس‌های i و j به صورت یک انتگرال بیان می‌شود:

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\beta} &= \frac{\rho^2}{2} \int \gamma \omega^D(r) r_{\alpha} e_{\beta} e_{\gamma} r_{\delta} u_{\gamma\delta} d^3r \\ &= \frac{2\pi\gamma\rho^2}{15} \int_0^{\infty} r^4 \omega^D(r) [u_{\alpha\beta} + u_{\beta\alpha} + \delta_{\alpha\beta} u_{\gamma\gamma}] d^3r \end{aligned} \quad (41-2)$$

با استفاده از عبارت بالا، ویسکوزیته سینماتیکی سیال دی پی دی که ناشی از جزء استهلاکی است، از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\vartheta_D = \frac{2\pi\gamma\rho}{15} \int_0^{r_c} r^4 \omega^D(r) dr \quad (42-2)$$

رابطه بالا بسته به آنکه چه نوع تابع وزنی برای نیروی اتلافی استفاده شود، تغییر می‌نماید.

به منظور استخراج بخش گرمایشی گرانیوی سیال، باید معادلات لانگوین را مد نظر قرار داد. با صرف نظر کردن از نیروهای پایستار در سیستم معادلات، حرکت ذرات به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{dv_i}{dt} = \sum_{i \neq j} F_{ij}^D + \sum_{i \neq j} F_{ij}^R \quad (43-2)$$

در نتیجه معادله لانگوین برای یک ذره به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{dv_i}{dt} + \frac{v_i}{\tau} = F^R \quad (44-2)$$

که در آن

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{i \neq j} \gamma \omega^D(r_{ij}) \frac{e_{ij} \cdot e_{ij}}{3} \quad (45-2)$$

حل معادله لانگوین منتج به ضریب دیفیوژنی به صورت زیر خواهد گشت:

$$D = \tau k_B T = \frac{45 k_B T}{2\pi\gamma\rho r_c^3} \quad (46-2)$$

گرانروی سینماتیکی دارای رابطه مستقیمی با ضریب دیفیوژن است و ثابت تناسب توسط مارش^۱ و همکاران [۹۰] و به میزان ۰/۵ استخراج شده است. در نتیجه گرانروی گرمایشی فرم نهایی زیر را خواهد داشت:

$$\vartheta_k = \frac{45 k_B T}{4\pi\gamma\rho r_c^3} \quad (47-2)$$

گرانروی نهایی سیال از جمع دو جزء استهلاکی و گرمایشی که در روابط (۴۲-۲) و (۴۷-۲) بیان شده‌اند بدست می‌آید.

تنسور تنش نیز با استفاده از مدل ایروینگ و کرکود^۲ [۹۵] بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$S = -\frac{1}{V} \left\langle \sum_i m u_i u_i + \sum_i \sum_{j>i} r_{ij} F_{ij} \right\rangle \quad (48-2)$$

در این معادله u_i سرعت ظاهری ذره i می‌باشد که بصورت $u_i = v_i - u(r_i)$ تعریف می‌شود (v_i برابر با سرعت ذره i و $u(r_i)$ سرعت جریان در موقعیت r_i است) و F_{ij} نیروی برهمکنش میان ذرات i و j است. علامت $\langle \rangle$ نیز متوسط جمعی برای عبارت داخل خود را ارائه می‌دهد.

¹ Marsh

² Irving and Kirkwood

فصل ۳ – مدل سازی

مولکولی

۳-۱- مقدمه

در این بخش از مطالعه به بررسی ملزومات اولیه لازم جهت مدل سازی میراگر مگنتورئولوژیکال می پردازیم. بمنظور شروع فرآیند مدل سازی یک سیستم، مرحله اول تعیین سازوکار مدل سازی از جمله الگوی محاسبات، فرضیات و روش های بکار رفته، شرایط اولیه حاکم بر سیستم و در نهایت اعتبارسنجی نتایج حاصل از مدل سازی می باشد. در این فصل پارامترها و روش های بکار گرفته شده در مدل سازی شرح داده شده که در بخش های بعدی نیز از این تنظیمات، فرضیات و روش ها استفاده گردیده است.

۳-۲- مدل های محاسباتی میراگر مگنتورئولوژیکال

مدل های پارامتری میراگرها با استفاده از فرمولاسیون ساختار جریان سیال مغناطیسی شرایط فرآیند را مورد بررسی قرار می دهند. انتخاب مدل مناسب نقش اصلی در تعیین دقیق عملکرد میراگر را دارد.

یکی از مدل های محاسباتی ارائه شده برای میراگرهای مگنتورئولوژیکال مدل بینگهام^۱ می باشد [۹۶]. این مدل بمنظور ایده آل سازی جریان داخل ساختار میراگر از تشابهات میان رفتارهای جریان شناسی سیالات دارای خاصیت الکتریکی و سیالات دارای خاصیت مغناطیسی استفاده کرده و از روش های مشابهی بمنظور مدل سازی استفاده می کند. در این روش مدل بینگهام به عنوان پایه در نظر گرفته شده و یک المان اصطکاکی کولن^۲ f_c به عنوان نیروی اصطکاکی بصورت موازی با میراکننده ضربه^۳ C_0 به عنوان پارامتر گرانروی میراگری قرار داده شده است. F برابر با نیروی میراگری و f_0 به سبب حضور جمع کننده می باشد.

مدل محاسباتی دیگر که مرتبط با خصوصیات ویسکوالاستیک و ویسکوپلاستیک سیال مغناطیسی برای مدل سازی میراگر مگنتورئولوژیکال است، مدل ارائه شده توسط لی^۴ می باشد [۹۷]. این مدل به دو بخش تقسیم می شود که بخش اول مربوط به شرایط پیش تسلیم و بخش دوم شرایط پسا تسلیم را

¹ Bingham Model

² Coulomb friction element

³ Dashpot

⁴ Li Model

توصیف می‌کند. در این بخش‌ها سیال مغناطیسی بترتیب رفتار ویسکوالاستیک و ویسکو پلاستیک از خود نشان می‌دهد. در بخش مربوط به پسا تسلیم علاوه بر نیروی اصطکاکی ناشی از تنش برشی f_c نیروی اینرسی و گرانو نیز در نظر گرفته شده‌اند. در این حالت c_2 فاکتور همزمان اصطکاک گرانو و m جرم سیال مغناطیسی می‌باشد.

یکی از مدل‌های محاسباتی معروف در ارتباط با مدل‌سازی میراگرهای مگنتورئولوژیکال مدل بوک ون^۱ می‌باشد [۹۸]. در مدل بوک ون نیروی پسماند به دو بخش تقسیم می‌گردد که شامل بخش خطی و بخش پسماند مغناطیسی بوده و بخش دوم از یک معادله دیفرانسیل مرتبه دوم استفاده می‌کند. مدل بوک ون بدلیل دامنه بالای انطباق‌پذیری آن بصورت وسیعی مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این مدل k_0 برابر با سختی میراگر و c_0 به عنوان ضریب میراگری در نظر گرفته می‌شود.

بمنظور تعیین عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال در شرایطی که شتاب و سرعت دارای علامت‌های مختلف بوده و مقدار سرعت نیز کم باشد، یک مدل محاسباتی توسط اسپنسر^۲ [۹۹] ارائه شده است. این مدل که به مدل اصلاح یافته بوک ون^۳ نیز مشهور است شامل مدل بوک ون بوده که بصورت سری به یک میراگر با پارامتر میراگری c_1 مجهز شده و موازی با یک فنر با سختی k_1 قرار دارد. ساختار جریان شناختی میراگر مگنتورئولوژیکال برای مدل‌های نامبرده در بالا در جدول ۳-۱ ارائه گردیده است.

¹ Bouc-Wen

² Spencer

³ Modified Bouc-Wen

جدول ۱-۳- ساختار جریان شناختی میراگر مگنتورئولوژیکال برای مدل های محاسباتی مختلف

نام مدل	ساختار جریان شناختی
مدل بینگهام	
مدل لی	
مدل بوک ون	
مدل اسپنسر (بوک ون اصلاح شده)	

۳-۲-۱- مدل بوک ون و مدل بوک ون اصلاح شده

در این بخش با معادلات و رویه استفاده از مدل بوک ون و مدل بوک ون اصلاح شده می‌پردازیم. مدل بوک ون برای اولین بار توسط ون [۱۰۰] ارائه گردید که دامنه وسیعی از بررسی رفتار پسماند مغناطیسی میراگر را شامل می‌شد. معادلات حاکم بر مدل بوک ون در زیر ارائه شده‌اند:

$$F(x(\tau), \dot{x}(\tau), 0 \leq \tau \leq t; t) = c_0 \dot{x} + k_0 x + \alpha z \quad (۱-۳)$$

که در آن z با استفاده از معادله دیفرانسیل زیر محاسبه می‌شود:

$$\dot{z} = -\epsilon |\dot{x}| |z|^{(n-1)} z - \beta \dot{x} |z|^{(n)} + A \dot{x} \quad (۲-۳)$$

در این معادلات $c_0, k_0, \alpha, \beta, \epsilon, n, A$ پارامتری‌های شکلی بوده و جزو مشخصات مدل می‌باشند که وابسته به میدان وارد شده، دامنه و فرکانس اعمال شده می‌باشند. در معادله (۲-۳) جمله اول نیروی اعمال شده به سبب گرانیروی استهلاکی بوده، جمله دوم یک نیروی خطی ناشی از گاز داخل کلکتور است و جمله آخر نیروی دینامیک ناشی از پسماند جزئی نیروی بازتابی کننده می‌باشد. با توجه به محدوده z و $\dot{x}$ ، معادله (۱-۳) بصورت زیر بیان می‌شود:

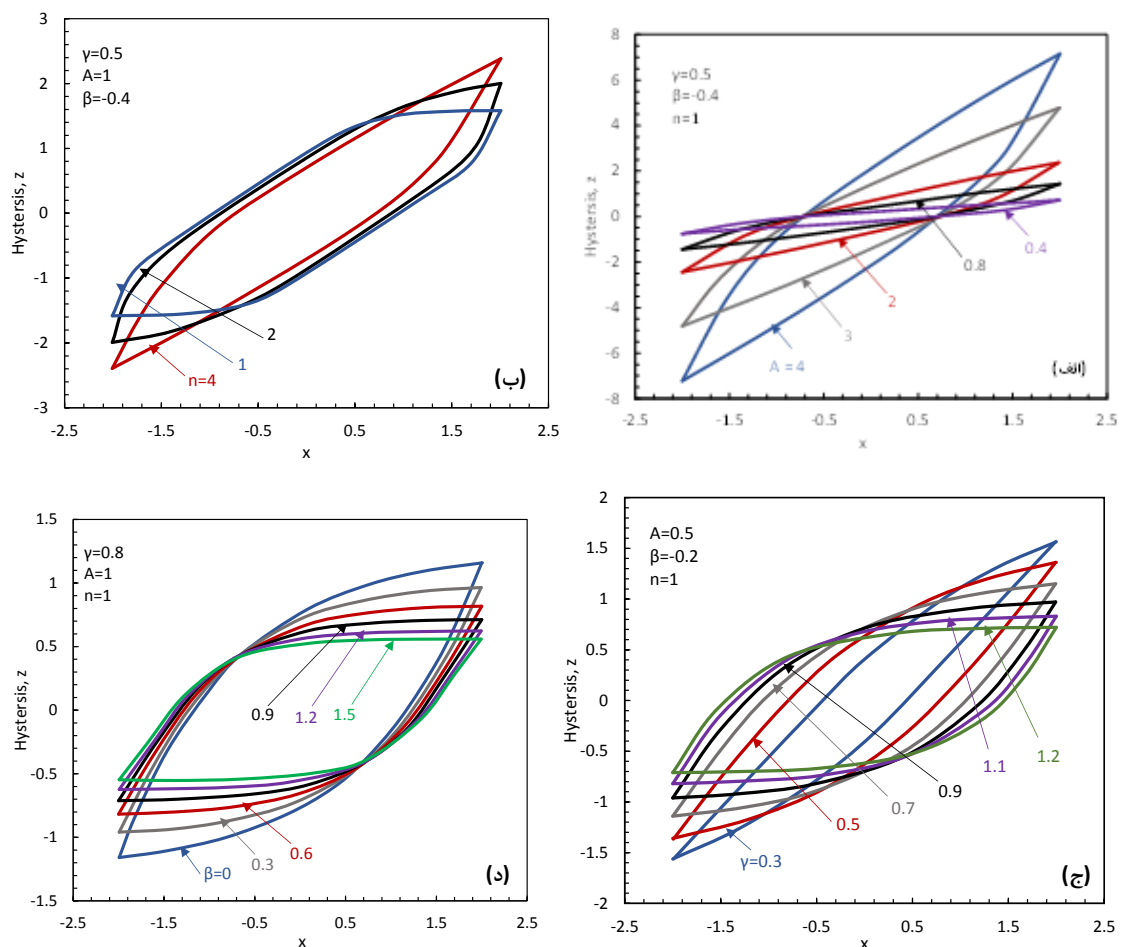
$$\frac{dz}{dx} = A - (\epsilon + \beta) z^n \text{ for } z \geq 0; \dot{x} \geq 0 \quad (۳-۳)$$

$$\frac{dz}{dx} = A - (\epsilon - \beta) z^n \text{ for } z \geq 0; \dot{x} < 0 \quad (۴-۳)$$

$$\frac{dz}{dx} = A + (-1)^{n+1} (\epsilon + \beta) z^n \text{ for } z < 0; \dot{x} < 0 \quad (۵-۳)$$

$$\frac{dz}{dx} = A + (-1)^{n+1} (-\epsilon + \beta) z^n \text{ for } z < 0; \dot{x} \geq 0 \quad (۶-۳)$$

تاثیر پارامترهای شکلی موجود در مدل بوک ون روی پیکربندی حلقه پسماند مغناطیسی در شکل ۳-۱ ارائه شده است:



شکل ۳-۱- حلقه پسماند مغناطیسی حاصل از مدل بوک ون در مقادیر مختلف از ضرایب γ , β , A , (الف) مقادیر مختلف A (ب) مقادیر مختلف n (ج) مقادیر مختلف γ (د) مقادیر مختلف β

همانطور که اشاره شد علی‌رغم اینکه مدل بوک ون مزایایی همچون دقت بیشتر در تعیین رفتار غیرخطی سیستم داشت و ارتباط بهتری میان نیرو، جابجایی و انرژی برقرار می‌کرد، اما رفتار کاهشی ناشی از ارتباط میان سرعت و نیروی میراگری را هنگامی که شتاب و سرعت بصورت ناگهانی تغییر پیدا می‌کردند و سرعت و دامنه حرکت کم بود نمی‌توانست مدل‌سازی نماید. به این منظور مدل بوک ون اصلاح یافته ارائه شد تا جملات گرانو و مدل اصلی بوک ون میراگر را بصورت سری به یکدیگر متصل نماید و همچنین جملات الاستیک خطی را بصورت موازی ایجاد کند. مدل اصلاح یافته بوک ون می‌توانست پاسخ دینامیک میراگر را در شرایطی که اغتشاش‌های کوچک حضور داشتند بر نتایج حاصل از مطالعات تجربی بخوبی مطابقت دهد. معادلات مربوط به این مدل در زیر ارائه شده است:

$$F_D = c_1 \dot{y} + k_1(x - x_0) \quad (7-3)$$

$$\dot{y} = \frac{1}{c_0 + c_1} [az + k_0(x - y) + c_0 \dot{x}] \quad (8-3)$$

$$\dot{z} = -b|\dot{x} - \dot{y}||z|^{n-1}z - s(\dot{x} - \dot{y})|z|^n + J(\dot{x} - \dot{y}) \quad (9-3)$$

در این معادلات F_D نیروی میراگری، $\dot{y}$ سرعت پیستون، z جزء پسماند، k_1 سختی جمع کننده، c_0 و c_1 ضرایب میراگری گرانو، k_0 کنترل سختی در سرعت‌های بالا، x_0 جابجایی اولیه فنر جمع کننده، a پارامتر سختی و s ، b و J پارامترهای ملایم کننده شیب نمودار نیرو-سرعت می‌باشند.

یانگ و همکارانش [۱۰۱] با توجه به حالت برشی و حالت ترکیبی جریان، رابطه‌ای را برای محاسبه نیروی میراگری بصورت زیر ارائه کردند:

$$F = \frac{12\eta l A_p^2}{\pi D_p h^3} \vartheta + \frac{3l A_p}{h} \tau_y \quad (10-3)$$

در این معادله $A_p = \pi(D^2 - D_p^2)/4$ مقطع حلقوی شکل عبور جریان است که حد فاصل بدنه سیلندر تا پیستون می‌باشد. همچنین D_p قطر پیستون، η ویسکوزیته سیال در حالتی که هیچ میدان مغناطیسی خارجی وارد نشود، l طول اوریفیس، h ارتفاع اوریفیس و τ_y تنش برشی تسلیم است.

۳-۲-۲- محاسبه ضرایب مدل‌های محاسباتی به روش ژنتیک الگوریتم^۱
یکی از روش‌های مرسوم جهت محاسبه ضرایب موجود در مدل‌های محاسباتی از جمله مدل بوک ون و مدل بوک ون اصلاح شده، استفاده از روش ژنتیک الگوریتم می‌باشد. ژنتیک الگوریتم یک روش بهینه‌سازی تصادفی است که بر مبنای زندگی طبیعی انسان طراحی شده است. در این روش والدین^۲

^۱ Genetic algorithm

^۲ Parents

(انتخاب یک اپراتور) یک فرزند را به دنیا می‌آورند که ژن‌های آن‌ها را به ارث می‌برد (اپراتور تقاطع^۱). سپس یک تغییر ناگهانی در ژن‌ها به وجود می‌آید (اپراتور جهش^۲) و بعضی از ژن‌های بهتر بدون هیچ گونه تغییری انتقال پیدا می‌کنند (اپراتور نخبه^۳).

یکی از اصلی‌ترین قسمت‌ها در استفاده از روش ژنتیک الگوریتم تعیین اندازه جمعیت^۴ می‌باشد. به منظور تعیین اندازه جمعیت از معادله زیر استفاده می‌شود:

$$\frac{FE}{N} \log \left(1 - \frac{1}{N} \right) = -M - \log \sqrt{\frac{l}{12}} \quad (11-3)$$

در معادله (۱۱-۳) تنها کافیسیت تعداد برآورد تابع هدف (FE) را مورد بررسی قرار دهیم که در اینجا مقدار آن برابر با مقدار ثابت ۴ می‌باشد، بطوریکه از صفر شدن لگاریتم جلوگیری کند که بیانگر تعداد پارامترها است. همچنین FE در محدوده ۱۰۳ تا ۱۰۴ در نظر گرفته می‌شود.

اپراتور نخبه بمنظور انتقال بهترین ژن‌ها به نسل بعد برابر با ۲ قرار داده می‌شود. انتخاب یک اپراتور مناسب در این مرحله با جایگزینی ژن‌های بهتر با ژن‌های معیوب سبب کاهش انحراف تابع هدف می‌گردد. اپراتور مورد نظر انتخاب شده در این مرحله اپراتور مسابقه‌ای^۵ می‌باشد. اپراتور بعدی تقاطع است که با ترکیب کروموزوم‌های والدین، کروموزوم‌های فرزندان را می‌سازد. در این مرحله اپراتور پراکنده^۶ انتخاب می‌شود. اپراتور بعدی جهش است که با تغییر ناگهانی در برخی ژن‌ها فضای بیشتری را پوشش می‌دهد. در اینجا اپراتور یکنواخت^۷ انتخاب شده است.

تعداد نسل‌های مورد نیاز بمنظور همگرایی سریع به عنوان معیار روش ژنتیک الگوریتم قرار می‌گیرد. در این حالت با استفاده از تعداد برآورد تابع و اندازه جمعیت معیار بصورت زیر ارائه می‌شود:

¹ Crossover

² Mutation

³ Elite

⁴ Population size

⁵ Tournament

⁶ Scattered operator

⁷ Uniform

$$g_{Conv} = \frac{FE}{N} \quad (12-3)$$

در اینجا مقدار ریشه مربع متوسط خطا به عنوان معیار روش ژنتیک الگوریتم در نظر گرفته می‌شود:

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (BM_i - Model_i)^2} \quad (13-3)$$

در معادله (۱۳-۳)، BM_i معادل با $\hat{t}$ امین داده خروجی و $Model_i$ معادل با i امین داده ارائه شده توسط مدل و n اندازه داده‌ها می‌باشند. در جدول ۲-۳ و ۳-۳ اپراتورهای انتخاب شده در روش الگوریتم ژنتیک و مقادیر ثوابت معادلات مربوط به مدل بوک ون و مدل بوک ون اصلاح شده استفاده شده در این مطالعه ارائه گردیده است [۱۰۲-۱۰۳].

جدول ۲-۳- مقادیر ثوابت و معادلات مربوط به مدل بوک ون خروجی از روش ژنتیک الگوریتم

	α	ϵ	c_0	A	k_0	n	β
ثوابت مدل بوک ون	۲۸ (N/m)	۱۴۲ (m ⁻²)	۶۱ (N.s/m)	۸۷۴	۰/۰۰۲۸ (N/m)	۲	۹۷ (m ⁻²)
اپراتور تقاطع	پراکنده						
اپراتور جهش	یکنواخت						
اپراتور نخبه	مسابقه ای						
اندازه جمعیت	$\frac{FE}{N} \log \left(1 - \frac{1}{N} \right) = -M - \log \sqrt{\frac{l}{12}}$						
معیار الگوریتم	$g_{Conv} = \frac{FE}{N}$						
تابع هدف	$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (BM_i - Model_i)^2}$						

جدول ۳-۳- مقادیر ثوابت و معادلات مربوط به مدل بوک ون اصلاح شده خروجی از روش ژنتیک الگوریتم

ثوابت مدل بوک ون	a	b	c_0	c_1	J	k_0	k_1	n	s
اصلاح شده	۳۰ (N/m)	۱۳۸ (m ⁻²)	۸۴ (N.s/m)	۱۹۸ (N.s/m)	۹۵۱	۰/۰۰۱۱ (N/m)	۰/۰۲ (N/m)	۲	۱۱۹ (m ⁻²)
اپراتور تقاطع	پراکنده								
اپراتور جهش	گوسی								
اپراتور نسخه	مسابقه ای								
اندازه جمعیت	$\frac{FE}{N} \log \left(1 - \frac{1}{N} \right) = -M - \log \sqrt{\frac{l}{12}}$								
معیار الگوریتم	$g_{Conv} = \frac{FE}{N}$								
تابع هدف	$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (BM_i - Model_i)^2}$								

۳-۳- رابطه میان توان الکتریکی اعمال شده با ضریب شدت میدان مغناطیسی در روش دینامیک ذره استهلاکی شدت میدان مغناطیسی و توان الکتریکی اعمال شده نمی‌تواند مانند آنچه در آزمایشات تجربی وجود دارد و بر حسب آمپر وارد مدل‌سازی شود. با این وجود با مقایسه نیرویی که ذرات مغناطیسی در توان‌های الکتریکی مختلف به یکدیگر وارد می‌کنند و آنچه در مدل‌سازی رخ می‌دهد در دامنه تغییرات محدودی از توان الکتریکی می‌توان ارتباط بین آمپر ورودی به سیستم و ضریب شدت میدان مغناطیسی معادل با آن را در کد نوشته شده تعیین نمود. با بررسی بعمل آمده در شدت جریان‌های الکتریکی صفر تا ۳ آمپر و انطباق نیروی میراگری با حالت واقعی، ضریب معادل شدت میدان مغناطیسی ورودی به مدل در جدول ۳-۴ ارائه شده و عبارت چند جمله‌ای برازش شده برای این دسته از داده‌ها تعیین گردیده‌اند.

جدول ۳-۴- شدت جریان الکتریکی اعمال شده به میراگر و ضریب معادل وارد شده به مدل دینامیک ذره استهلاکی

شدت جریان الکتریکی (آمپر)	۰	۰/۱۵	۰/۲۵	۰/۴۹	۰/۸	۱/۳	۱/۸۷	۲/۲۳	۲/۶۴	۲/۷۸	۳
ضریب مغناطیسی معادل در مدل	۰	۰/۱	۰/۲	۰/۳	۰/۴	۰/۵	۰/۶	۰/۷	۰/۸	۰/۹	۱

$$y = -0.015x^4 + 0.1689x^3 - 0.5397x^2 + 0.8366x + 0.0009 \quad (۳-۱۴)$$

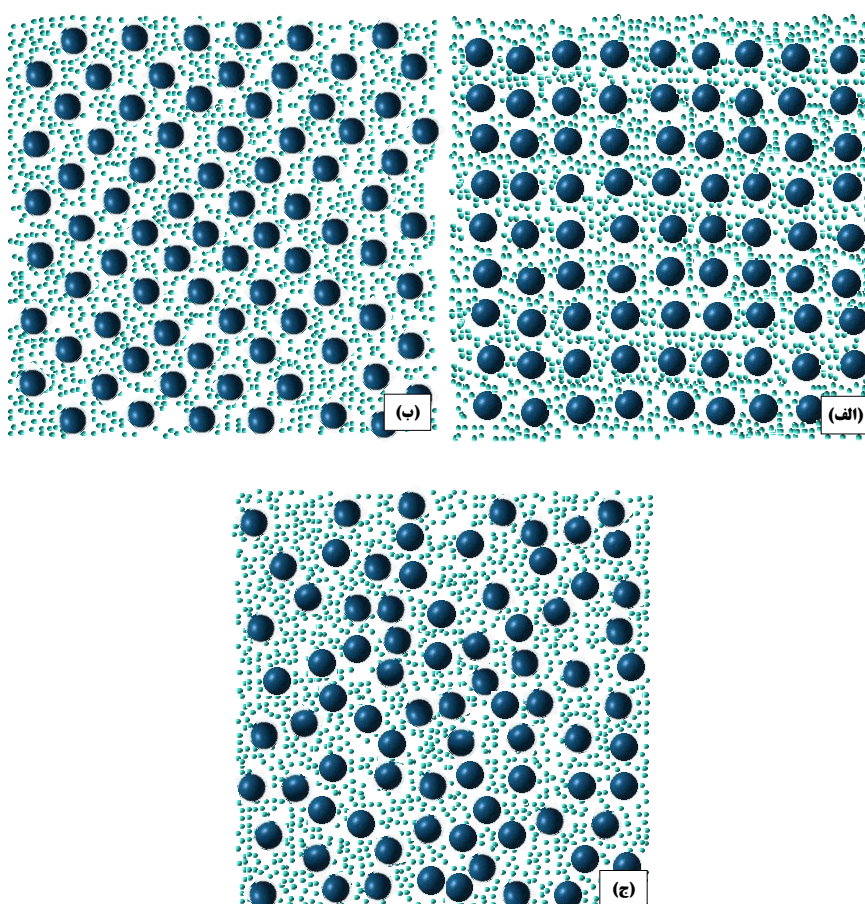
۳-۴- فرضیات اولیه بکار رفته در مدل سازی

در انجام هر مدل سازی تعدادی از پارامترها و فرضیات وجود دارند که به عنوان شرایط اولیه به سیستم داده می شوند و کلیه مراحل مدل سازی بر اساس آن ها پیش می رود. اگر این شرایط و فرضیات به درستی انتخاب شوند و روش اعمال آن ها بصورت صحیحی انجام شود، در مراحل بعدی انجام مدل سازی بسیاری از عوامل واگرایی بر طرف می گردد. در ادامه به مواردی که در ابتدای مدل سازی مورد توجه قرار گرفته اند، می پردازیم.

۳-۴-۱- موقعیت اولیه ذرات

یکی از مهمترین شرایطی که در ابتدای هر مدل سازی باید مشخص شود، تعیین موقعیت اولیه ذرات است. ساده ترین چیدمان برای ذرات در حالت اولیه مدل مربعی می باشد که در این شرایط ذرات با الگوی مربعی در فواصل یکسان از یکدیگر قرار می گیرند. اگر فاصله میان ذرات را برابر با a در نظر بگیریم و تعداد ذرات در هر ردیف برابر با Q باشد، تعداد کل ذرات موجود در سیستم برابر با Q^2 خواهد بود و طول هر ضلع از ناحیه محاسباتی برابر با $L = Qa$ خواهد شد. یکی دیگر از الگوهای چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی که می تواند مورد استفاده قرار گیرد، مدل لوزی می باشد. در این حالت محل

اولیه ذرات با توجه به فاصله طولی و عرضی و مورب از یکدیگر تعیین می‌شوند و با چیدمان لوزی در کنار یکدیگر قرار می‌گیرند. همچنین می‌توان با تعریف یک تابع تصادفی و با قرار دادن قیدهایی از جمله عدم همپوشانی و حفظ نمودن عدد چگالی ذرات، چیدمان ذرات مغناطیسی را بصورت تصادفی در داخل سیال پایه قرار داد. در این شرایط الگوی مشخصی برای پیش بینی محل ذرات در ابتدای مدل‌سازی وجود ندارد. نمونه‌ای از الگوهای چیدمان مختلف از ذرات مغناطیسی با اعمال قیدهایی ذکر شده در شکل ۳-۲ نمایش داده شده است.

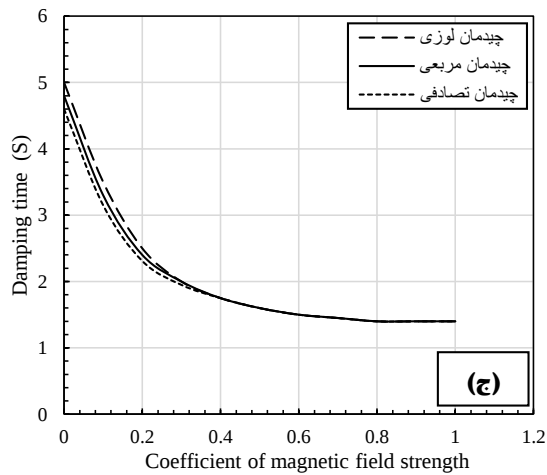
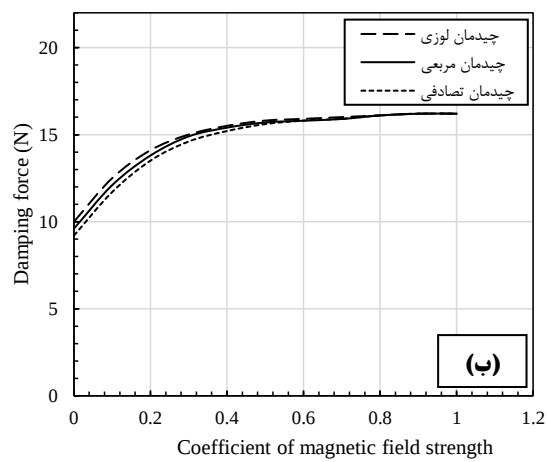
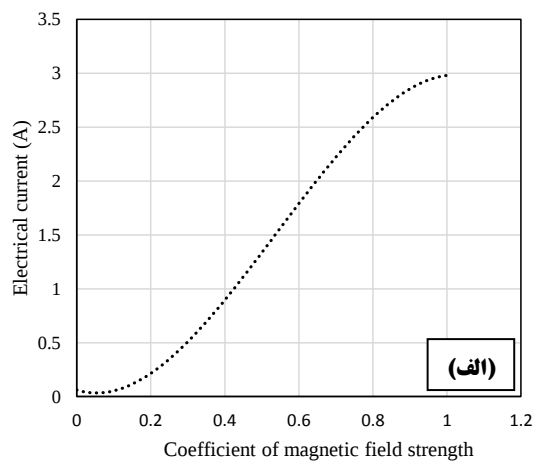


شکل ۳-۲- تصویر چیدمان اولیه ذرات داخل مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی (الف) الگوی مربعی (ب) الگوی لوزی (ج) الگوی تصادفی

بمنظور بررسی شرایط استقلال از موقعیت اولیه ذرات، نمونه‌ای از مدل‌سازی سیال با اعمال میدان مغناطیسی یکسان به سیال با خصوصیات فیزیکی و مشخصات برابر انجام گردیده است. در این حالت

از سه چیدمان مختلف مربعی، لوزی و تصادفی استفاده شده و نیروی میراگری حاصل و زمان رسیدن به نیروی میراگری پایدار در هر سه چیدمان با یکدیگر مقایسه شده است. در این شرایط ضرایب نیروهای بقای، استهلاکی و تصادفی برای هر سه سیال بصورت یکسان و بترتیب برابر با ۲، ۳/۵ و ۰/۷۵ قرار داده شده است و قطر ذرات مغناطیسی نیز معادل با ۰/۸ می باشد. ضریب شدت میدان مغناطیسی اعمال شده به سیال در مقادیر متفاوت مورد بررسی قرار گرفته است.

همانطور که در شکل ۳-۳ نشان داده شده است، اختلاف در مقدار نیروی میراگری در بیشترین حالت کمتر از ۰/۸٪ و برای زمان میراگری در بیشترین حالت کمتر از ۰/۲٪ می باشد. همچنین مشخص می شود که این اختلاف ناچیز در شدت میدان مغناطیسی های زیاد، کمتر است. در واقع هنگامی که شدت میدان مغناطیسی زیاد اعمال می شود، چیدمان اولیه ذرات هیچ نقشی در زمان میراگری و نیروی میراگری نداشته و میدان مغناطیسی وارد شده الگوی چیدمان اولیه متفاوت ذرات را جبران می کند. با توجه به این نتایج مشخص می شود که موقعیت چیدمان اولیه ذرات تاثیر زیادی بر نیروی میراگری و زمان میراگری نداشته و بنابراین در این مطالعه از چیدمان اولیه ذرات با الگوی مربعی استفاده شده است.



شکل ۳-۳- اثر چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی (الف) ضریب قدرت میدان مغناطیسی بر حسب شدت جریان الکتریکی (ب) تاثیر چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی بر نیروی میراگری (ج) تاثیر چیدمان اولیه ذرات مغناطیسی بر زمان میراگری

۳-۴-۲- سرعت اولیه ذرات

در شبیه سازی‌های مولکولی موقعیت هر ذره با بررسی موقعیت و سرعت آن در مرحله قبلی تعیین می‌شود. در واقع در این نوع از مدل سازی‌ها و بخصوص مدل سازی به روش دینامیک ذره استهلاکی، ورودی به مدل سرعت اولیه و موقعیت ذرات بوده و خروجی از آن سرعت در هر لحظه از زمان به همراه موقعیت جدید می‌باشد. در این میان با تعریف توابع و مدل‌های محاسباتی می‌توان خروجی‌هایی از قبیل نیروی میراگری، مقدار تنش و یا ویسکوزیته را استخراج نمود. بنابراین دو پارامتر موقعیت و سرعت در ابتدای شبیه سازی باید مشخص شوند. اگر دمای سیستم مورد مطالعه در حالت تعادل ترمودینامیکی برابر با T در نظر گرفته شود، توزیع بولتزمن بصورت زیر بیان می‌گردد [۲۸]:

$$f(\mathbf{v}_i) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m}{2kT}(v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2)\right\} \quad (۱۵-۳)$$

که در آن K ثابت بولتزمن، m جرم ذرات و $\mathbf{v}_i^2 = (v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2)$ برابر با بردار سرعت ذره i می‌باشد. تابع توزیع احتمال چگالی $\chi(v_i)$ برای سرعت $v_i^2 = (v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2)$ ذره i با توجه به معادله (۱۵-۳) بصورت زیر ارائه می‌شود:

$$\chi(v_i) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v_i^2 \exp\left(-\frac{m}{2kT} v_i^2\right) \quad (۱۶-۳)$$

برای یک سیستم داده شده در دمای T سرعت اولیه ذرات بر اساس معادلات (۱۵-۳) یا (۱۶-۳) و با توجه به تابع توزیع سرعت ماکسول تعیین می‌شوند. فرم نهایی این معادلات سرعت بصورت زیر بیان می‌گردد:

$$v_{ix} = \left(-2 \frac{kT}{m} \ln R_1\right)^{1/2} \cos(2\pi R_2) \quad (۱۷-۳)$$

$$v_{iy} = \left(-2 \frac{kT}{m} \ln R_3\right)^{1/2} \cos(2\pi R_4) \quad (۱۸-۳)$$

$$v_{iz} = \left(-2 \frac{kT}{m} \ln R_5\right)^{1/2} \cos(2\pi R_6) \quad (۱۹-۳)$$

در این شرایط هر ذره به یک عدد تصادفی جدیدی نیاز دارد.

۳-۴-۳- شعاع برش محاسبات

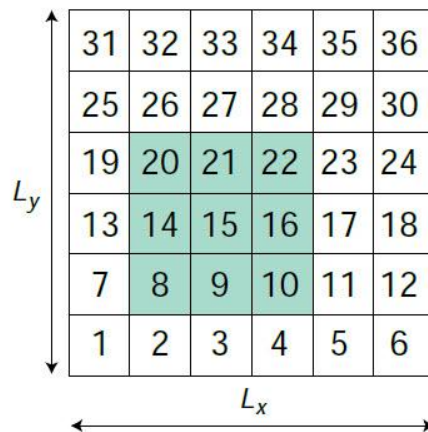
زمان محاسباتی یکی از مهم‌ترین پارامترها بمنظور فراهم آوردن نتایج منطقی از شبیه‌سازی مولکولی می‌باشد. در برخی موارد بدلیل محدودیت‌های سخت افزاری و زمانی، مدل‌سازی در مقیاس کوچک و یا بصورت دو بعدی در نظر گرفته می‌شود. در مدل‌سازی‌های مولکولی توسط رایانه بیشترین زمان محاسبات صرف تعیین نیروهای برهمکنش میان ذرات می‌شود. مشخصات رایانه مورد استفاده برای مدل‌سازی‌های انجام شده در این رساله در جدول ۳-۵ ارائه شده است.

جدول ۳-۵- مشخصات رایانه مورد استفاده در مدل‌سازی‌های انجام شده در رساله

Operating system	Windows 7 Ultimate 32-bit
Processor	Intel(R) Core(TM) i7-4790K CPU @ 4.00GHz (8 CPUs), ~ 4.0GHz
Memory	8192MB RAM
Display	NVIDIA GeForce 7025 / NVIDIA nForce 630a

طبق قانون عمل و عکس‌العمل در هر گام از واحد زمانی برای سیستمی که دارای N ذره است نیاز به محاسبه تعداد $N(N-1)/2$ پارامتر نیرو و انرژی می‌باشد. بنابراین اگر بتوانیم تعداد محاسبات این پارامترها را محدود کنیم، زمان محاسباتی بشدت کاهش پیدا می‌کند. دو روش مرسوم جهت کاهش محاسبات غیرضروری نیروی میان ذرات در نظر گرفته می‌شود. روش اول روش شاخص سلولی بوده که یکی از ساده‌ترین روش‌های برش محاسبات غیرضروری است. فرض کنید که یک سیستم دو بعدی شامل ذرات کروی می‌باشد. طول ناحیه شبیه‌سازی را L_x و L_y در نظر می‌گیریم که این طول به (Q_x, Q_y) عدد بخش‌های هم‌اندازه تقسیم می‌گردند. هر سلول دارای ابعاد $(L_x/Q_x, L_y/Q_y)$ بوده، بطوریکه (Q_x, Q_y) با توجه به بیشترین مقداری که می‌توانند داشته باشند تا رابطه‌ی $L_x/Q_x \geq r_{cutoff}$ و $L_y/Q_y \geq r_{cutoff}$ برقرار گردد، انتخاب شوند. از آنجایی که هر ضلع از سلول‌ها بزرگتر از فاصله‌ی برش می‌باشد، ذرات در هر کدام از آن‌ها قرار می‌گیرند. مثلاً در شکل ۳-۴ ذرات موجود در سلول ۱۵ام احتمال برخورد با ذرات موجود در سلول‌های همسایه‌اش از جمله سلول ۸ام، ۹ام، ۱۰ام، ۱۴ام، ۱۶

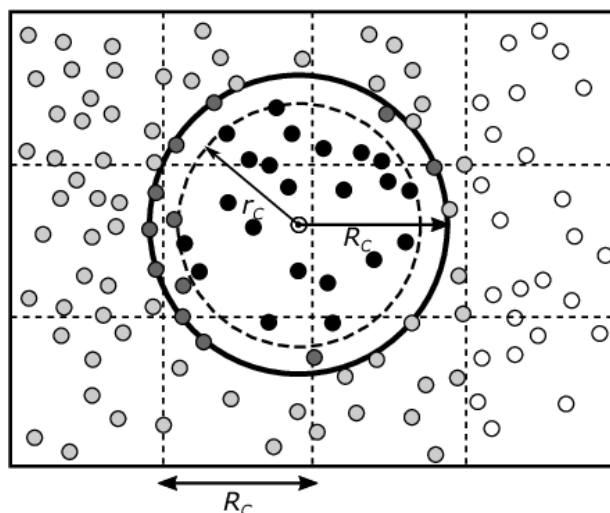
ام، ۲۰ ام و ۲۱ ام و ۲۲ ام را دارد. ذراتی که در سلول‌های دیگر قرار دارند در ناحیه برش محاسبات قرار می‌گیرند و برای آن‌ها محاسبه‌ای با ذره‌ی سلول ۱۵ ام در نظر گرفته نمی‌شود. بنابراین برای هر سلول باید سلول‌های محتمل اطرافش در نظر گرفته شوند.



شکل ۳-۴- نحوه شبکه‌بندی ناحیه محاسباتی و کاهش حجم محاسبات به روش شاخص سلولی

روش دیگر برش محاسبات که در این مطالعه نیز از آن استفاده شده است، روش لیست همسایگی ورلت^۱ می‌باشد. در روش لیست همسایگی ورلت [۱۰۴]، R_c فاصله‌ای می‌باشد که از شعاع برش بزرگ‌تر در نظر گرفته می‌شود و هر ذره‌ای که در فاصله کمتر از R_c قرار دارد، معین می‌گردد. با توجه به شکل ۳-۵ واضح است که ذراتی که دارای موقعیت $r < r_c$ هستند، قطعاً در محدوده $r < R_c$ نیز قرار دارند. در این حالت لیست ذراتی که در محدوده $r < r_c$ قرار دارند مشخص شده و آن‌ها با ذره مورد نظر برهمکنش خواهند داشت و ذراتی که در محدوده $r > r_c$ هستند از محاسبات حذف می‌شوند. برای هر ذره شعاع برش در اطراف آن تشکیل شده و ذراتی که در محدوده $r < r_c$ هستند مورد محاسبه قرار گرفته و دیگر ذرات از محاسبات مربوط به آن ذره و همسایگانش حذف می‌گردند. توجه شود که شعاع برش برای ذرات معمولاً بر اساس $r_c < L/2$ در نظر گرفته می‌شود، که طول ناحیه شبیه‌سازی L است.

¹ Verlet Neighbor List Method



شکل ۳-۵- نحوه شبکه‌بندی ناحیه محاسباتی و کاهش حجم محاسبات به روش همسایگی ورلت

۳-۵- شرایط مرزی

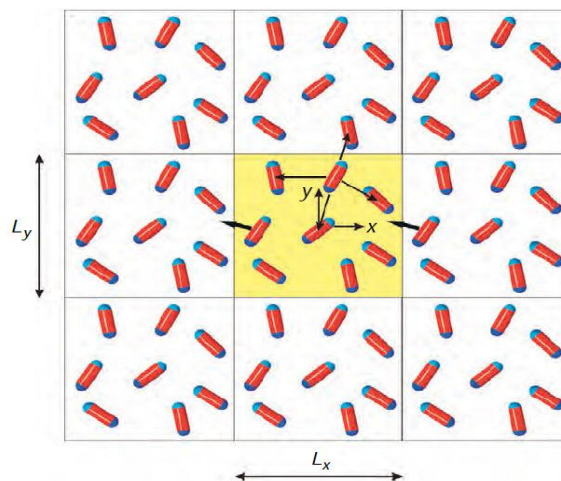
بمنظور انجام مدل‌سازی و ایجاد شرایط واقعی در مدل ارائه شده استفاده از شرایط مرزی مناسب ضروری می‌باشد. در واقع پس از تعیین شرایط اولیه سیستم با شروع بکار فرآیند اجرا در مرزهای ناحیه محاسباتی شرایط بصورتی تعریف می‌شوند که مدل ایجاد شده را هر چه بیشتر به حالت واقعی نزدیک کنند. در این بخش از مطالعه به انواع شرایط مرزی که مورد استفاده قرار گرفته است می‌پردازیم و نحوه عملکرد هر کدام از آن‌ها را شرح می‌دهیم.

۳-۵-۱- شرط مرزی دوره‌ای^۱

یک سیستم که شامل یک مول ماده دارای 6×10^{23} ذره می‌باشد، هیچگاه احتیاج ندارد که بصورت مستقیم برای بررسی تعادل ترمودینامیکی شبیه‌سازی مولکولی شود. استفاده از شرط مرزی دوره‌ای برای سیستم‌هایی که نسبتاً کوچک بوده و در مقیاس ۱۰۰ تا ۱۰۰۰۰ مولکول را دارا می‌باشند، مناسب بوده و نتایج حاصل از آن منطبق با نتایج آزمایشگاهی است.

^۱ Periodic

شکل ۳-۶ تصویری از شرط مرزی دوره‌ای را برای یک سیستم دو بعدی نشان می‌دهد. جعبه مرکزی بخشی است که مورد شبیه‌سازی قرار گرفته و جعبه‌های اطراف جعبه‌های ظاهری و مجازی در شبیه‌سازی می‌باشند. همانطور که در شکل ۳-۶ نشان داده شده است، مبدا در مرکز جعبه شبیه‌سازی شده قرار دارد و طول منطقه شبیه‌سازی شده برابر با L_x و L_y در نظر گرفته می‌شود. دو راهکار برای اعمال شرط مرزی دوره‌ای وجود دارد؛ روش اول بررسی ذراتی که از جعبه شبیه‌سازی و مرز شبیه‌سازی عبور می‌کنند و روش دوم بررسی نیروها و انرژی‌هایی که با ذرات موجود در جعبه‌های ظاهری و مجازی اطراف قرار دارند.



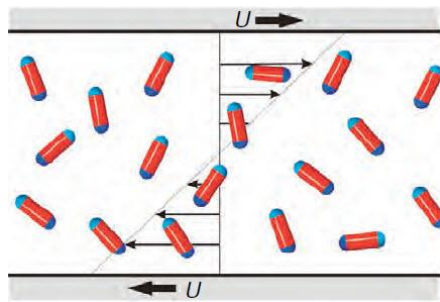
شکل ۳-۶- شرط مرزی دوره‌ای

همانطور که در شکل ۳-۶ نشان داده شده است، ذره‌ای که حرکت می‌کند و از سمت چپ جعبه اصلی خارج می‌شود، از سمت راست جعبه و توسط جعبه‌های ظاهری دوباره با همان سرعت و جهت وارد سیستم می‌گردد. هنگامی که انرژی برهمکنش یا نیروهای ذره i روی دیگر ذرات تاثیر می‌گذارد، مثلاً روی ذره j ، این نیروها محاسبه شده و ذره j را باید به دو صورت ذره واقعی و مجازی j در نظر گرفت. این روش بدین صورت انجام می‌شود که فاصله بین ذره i و j حداقل باشد.

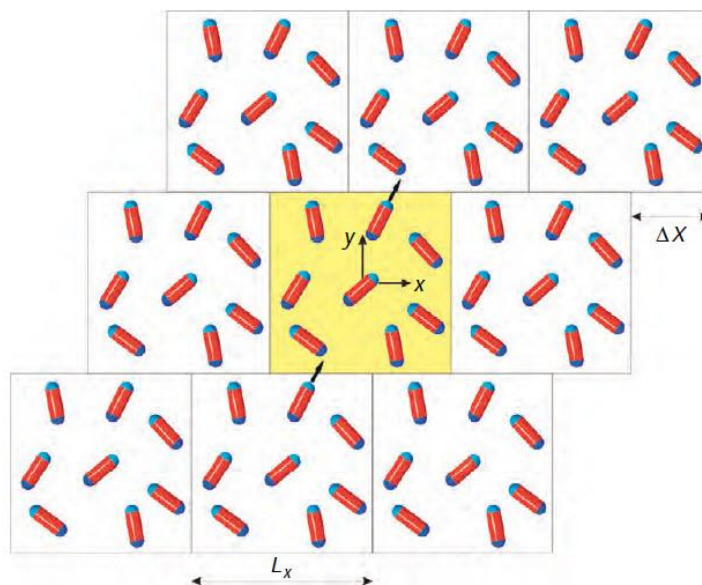
۳-۵-۲- شرط مرزی لیز ادواردز^۱

شرط مرزی دوره‌ای برای شبیه‌سازی مولکولی سیستم‌هایی که در تعادل ترمودینامیکی هستند بسیار مفید می‌باشد، اما در شرایط غیرتعادلی از شرط مرزی متفاوتی استفاده می‌شود. در بررسی خصوصیات دینامیکی یک سیستم در شرایط غیرتعادلی، پایه‌ای‌ترین مثالی که می‌توان زد بررسی جریان برشی ساده است که در شکل ۳-۷ نشان داده شده است. پروفایل سرعت بصورت خطی از صفحه‌ی پایینی با سرعت U - تا صفحه بالایی با سرعت U + تغییر می‌کند. در این حالت از شبیه‌سازی مولکولی جعبه‌های مجازی بالای جعبه شبیه‌سازی شده در بالا به یک سمت و در پایین به سمت دیگر با یک سرعت ثابت حرکت می‌کنند که در شکل ۳-۸ نشان داده شده است. در این شرایط از یک شرط مرزی دوره‌ای لغزشی که در آن به عنوان شرط لیز ادواردز نام می‌بریم، استفاده می‌شود [۱۰۵]. شکل ۳-۶ مفهوم این شرط مرزی را نمایش می‌دهد. جعبه‌های مجازی در بالا و پایین در جهات مخالف هم به فاصله‌های ΔX جابجا می‌شوند. اگر ذره‌ای از مرز جعبه‌ی شبیه‌سازی اصلی در جهت عمود بر محور افقی x خارج شود بصورت همزمان از مرزی که در مقابل آن قرار گرفته است وارد جعبه‌ی اصلی می‌گردد و از این دیدگاه شبیه شرط مرزی دوره‌ای می‌باشد. در این حالت ذرات در جهت عمود بر محور عمودی y عبور می‌کنند. برای جهات عمود بر محور y از شرط مرزی دوره‌ای نیز استفاده می‌شود، با این تفاوت که برای حالت خروج عمود بر محور افقی x ، ورود از مرز مقابل در جایگاه $(x - \Delta X)$ می‌باشد که در شکل ۳-۸ نشان داده شده است. در حالی که سرعت ذره خروجی از محور عمودی y در ورودی از سمت مقابل ثابت و برابر با همان اولیه خروجی v_y است، در خروج عمود بر محور افقی x ، سرعت ذره‌ی وارد شده از محور مقابل برابر $(v_x - U)$ قرار داده می‌شود.

¹ Lees Edwards



شکل ۳-۷- جریان برشی ساده [۱۰۵]



شکل ۳-۸- شرط مرزی لیز-ادواردز [۱۰۵]

برای حالتی که به برآورد انرژی‌ها و نیروهای برهمکنشی می‌پردازیم، روش مشابهی ارائه می‌گردد که در این حالت ذرات با ذرات مجازی برخورد داشته و از سمت بالا و پایین به محیط اصلی وارد می‌شوند.

۳-۵-۳- شرط مرزی عدم لغزش

یکی از چالش‌های اصلی در استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی تعیین راهکار مناسب برای اعمال شرایط مرزی از جمله شرط مرزی عدم لغزش به دامنه محاسباتی می‌باشد. در واقع برقرار نمودن شرط مرزی عدم لغزش روی یک دیواره جامد که در تماس با یک مایع قرار دارد باید بصورتی انجام شود که شرایط عدم لغزش روی سطح را بصورت واقعی و فیزیکی پیاده کند. مطالعات زیادی در ارتباط با اعمال

شرایط مرزی عدم لغزش در روش دینامیک ذره استهلاکی توسط محققان انجام شده است. یک روش مرسوم استفاده از ذرات جامد ثابت شده روی دیواره است، بطوریکه این ذرات قادر به جابجایی و حرکت روی سطح جامد نیستند؛ اما با ذرات سیالی که در مجاورت آن‌ها قرار دارند به سبب نیروهای دافعه میان‌شان برهمکنش دارند. با این وجود ماهیت برهمکنش ملایم میان ذرات در مدل‌های دینامیک ذره استهلاکی باعث می‌شود تا ذرات سیال به آرامی و به مرور زمان به داخل ذرات ثابت قرار داده شده روی دیواره نفوذ کنند. یکی از راهکارهای ارائه شده برای جلوگیری از این مشکل استفاده از دیواره ذرات جامد با تراکم چیدمان بیشتر می‌باشد، هر چند که این روش خود باعث بوجود آمدن نوسان شدیدی از چگالی ذرات در نزدیکی دیواره می‌شود. رونجا^۱ و همکاران [۱۰۶] با استفاده از یک روش پیشنهادی توانستند حالت مناسبی از شرط مرزی عدم لغزش را در مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی پیاده کنند که در آن چگالی ذرات در نزدیکی دیواره مشابه با چگالی ذرات در توده سیال بود. اما در روش آن‌ها مقدار کمی لغزش در نزدیکی دیواره مشاهده می‌شد و برای از بین بردن آن نیاز به افزایش چگالی ذرات جامد ثابت شده بود. ویلمسن^۲ و همکاران [۱۰۷] شرط مرزی عدم لغزش را بصورتی اعمال نمودند که یک لایه با ضخامت r_c از ذرات جامد را خارج از مرزهای محاسباتی تعریف کرده و هیچ نیروی دافعه‌ای میان این ذرات با ذرات سیال موجود در دامنه محاسباتی وجود نداشت. اما بدلیل نبودن نیروی دافعه میان ذرات شرط مرزی عدم لغزش بصورت کامل برقرار نمی‌شد. دونگ هونگ^۳ و همکاران [۱۰۸] با استفاده از یک روش جدید توانستند شرط مرزی عدم لغزش را در مدل‌سازی های دینامیک ذره استهلاکی پیاده نمایند. آن‌ها با قرار دادن دو لایه مختلف از ذرات جامد با ضخامت و عمق‌های متفاوت در خارج از ناحیه محاسباتی که می‌توانستند با ذرات سیال مجاور خود برهمکنش داشته باشند و نیروهای دافعه به یکدیگر اعمال کنند، شرط مرزی عدم لغزش را برقرار نمودند. استفاده از دو لایه ذرات جامد نه تنها استحکام دیواره را افزایش می‌داد بلکه سبب می‌شد تا نیروهای دافعه بصورت یکنواخت‌تری

¹ Revenga

² Willemsen

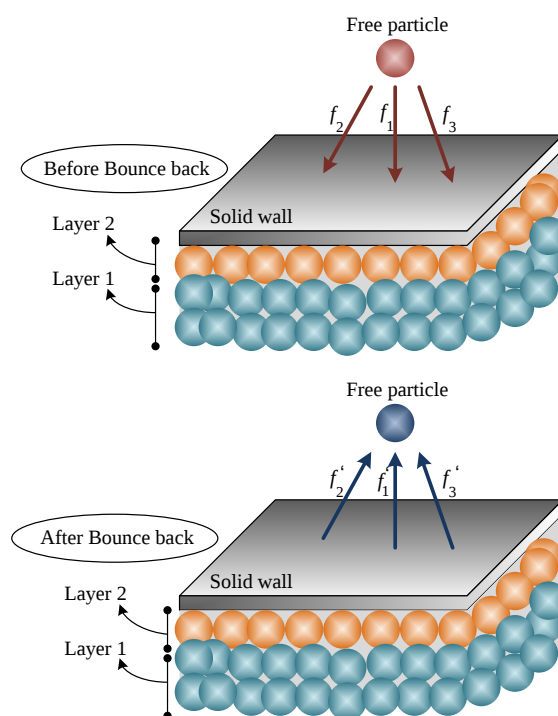
³ Duong-hong

به ذرات اعمال شوند و در نزدیکی دیواره نوسان تراکم ذرات شدیدی رخ ندهد. در این حالت هنگامی که یک ذره آزاد با دیواره جامد برخورد می‌کند تحت تاثیر سرعت دیواره طبق معادله (۳-۲۰) سرعت جدیدی پیدا کرده و بر اساس معادله (۳-۲۱) با موقعیت جدید خود به ناحیه محاسباتی بازگردانده می‌شود.

$$\bar{\mathbf{V}}_{new} = 2\bar{\mathbf{V}}_{wall} - \bar{\mathbf{V}}_{old} \quad (۳-۲۰)$$

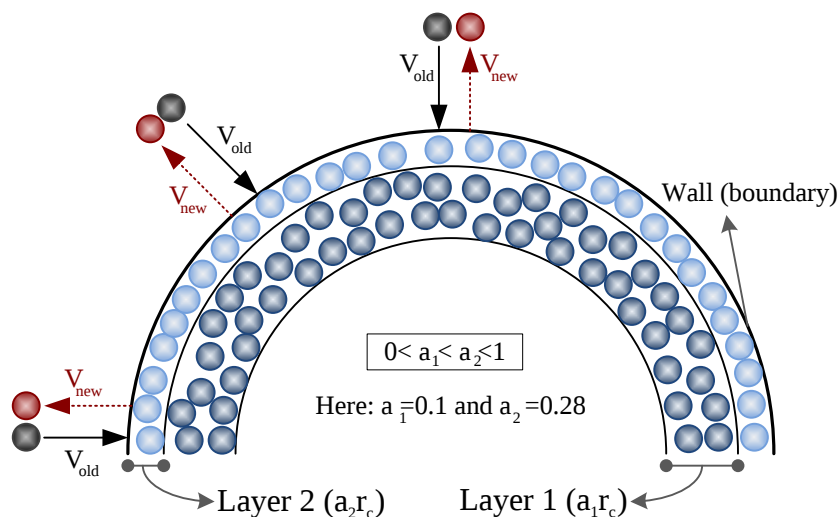
$$\bar{\mathbf{r}}_{new} = 2\bar{\mathbf{r}}_{old} - 2d_r\bar{\mathbf{n}}_w \quad (۳-۲۱)$$

در این معادلات $\bar{\mathbf{V}}_{wall}$ بردار سرعت دیواره و d_r فاصله ذرات آزاد از مرز سیستم و $\bar{\mathbf{n}}_w$ بردار نرمال عمود بر دیواره در جهت دامنه محاسباتی می‌باشد. در مدل‌سازی انجام شده در این مطالعه از روش ارائه شده توسط آن‌ها که با عنوان بازگشت آینه‌ای^۱ نام برده می‌شود، استفاده شده است. شکل ۳-۹ و ۳-۱۰ نمایشی از شرط مرزی بازگشت آینه‌ای روی دیواره‌های جامد مسطح و منحنی را به ترتیب نمایش می‌دهد.



شکل ۳-۹- شرط بازگشت آینه‌ای روی سطح مسطح

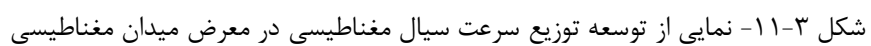
^۱ Bounce back



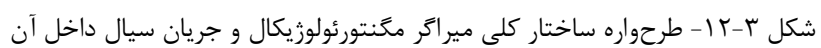
شکل ۳-۱۰- شرط بازگشت آینه ای روی سطح منحنی

۳-۶- تحلیل سرعت و فشار سیال

هنگامی که سیال مغناطیسی در معرض یک میدان مغناطیسی قرار می گیرد، زمان اقامت سیال در آن ناحیه تعیین کننده تاثیر میدان مغناطیسی روی آن می باشد. همانطور که در شکل ۳-۱۰ و در محدوده ۱ در عدم حضور میان مغناطیسی نشان داده شده است، توزیع سرعت سیال داخل کانال بصورت سهموی توسعه پیدا می کند. پس از اینکه سیال به منطقه دارای اثر میدان مغناطیسی می رسد، سیال تحت تاثیر قرار گرفته و ناحیه راس در منحنی سهموی به حالت مسطح تغییر پیدا می کند که این ناحیه در شکل ۳-۱۰ و در محدوده ۲ نشان داده شده است. سپس سیال وارد محدوده کامل از اعمال میدان مغناطیسی شده و زنجیره ذرات مغناطیسی تشکیل می شوند و توزیع سرعت سیال تا عمق بیشتری به حالت قالبی نزدیک می گردد که در شکل ۳-۱۱ و در محدوده ۳ نشان داده شده است. در مجموع توزیع سرعت سیال مغناطیسی در معرض میدان مغناطیسی می تواند با استفاده از دو مدل بینگهام پلاستیک و یا مدل هرسل بالکی توصیف شود که نمای ارائه شده در شکل ۳-۱۰ را تایید می کند [۱۰۹].



شکل ۳-۱۲ نشان داده شده است.



توزیع سرعت سیال داخل یک میراگر از سه بخش تشکیل شده است که دو بخش مربوط به محل پیش تسلیم و یک بخش محل پسا تسلیم است. اگر حرکت پیستون در داخل سیلندر را با یک الگوی سینوسی در نظر بگیریم، داریم:

$$x(t) = \frac{A}{\omega} \sin(\omega t) \quad (22-3)$$

که در آن A برابر با دامنه نوسان و ω سرعت زاویه‌ای در دایره نوسان پیستون می‌باشد. از آنجایی که جابجایی پیستون بصورت رفت و برگشتی رخ می‌دهد، انتظار می‌رود که گرادیان فشار نیز الگوی نوسانی داشته باشد که بصورت زیر ارائه می‌شود و در آن B یک ثابت بوده که نسبت به زمان تغییر می‌کند.

$$\frac{\Delta P(t_i)}{L} = B_i \cos(\omega t_i) \quad (23-3)$$

با توجه به قیدها و محدودیت‌هایی که برای هریک از سه ناحیه مختلف جریان وجود دارد، با استفاده از مدل بینگهام پلاستیک^۱ معادلات دیفرانسیل سرعت حاکم بر هر یک از این نواحی را با استفاده از روش تفکیک متغیرها حل می‌کنیم که در ضمیمه (ب) رساله ارائه شده است. با ارائه ضرایب K_{B3} و K_{B1} بصورت زیر توزیع سرعت سیال در نواحی مختلف بصورت زیر بیان می‌شود [۱۰۹]:

$$K_{B1} = \left[\frac{(2n-1)\pi}{2y_{pi}} \right]^2 v \quad (24-3)$$

$$K_{B3} = \left[\frac{(2n-1)\pi}{2(d-y_{pi})} \right]^2 v, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (25-3)$$

$$u_{B1}(y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-4B}{(2n-1)\pi(K_{B1}^2 + \omega^2)} \times [K_{B1} \cos \omega t + \omega \sin \omega t] \sin \frac{(2n-1)\pi y}{2y_{pi}} \quad (26-3)$$

$$u_{B2}(y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-4B}{(2n-1)\pi(K_{B1}^2 + \omega^2)} \times [K_{B1} \cos \omega t + \omega \sin \omega t] \quad (27-3)$$

¹ Bingham plastic

$$u_{B3}(y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4B}{(2n-1)\pi(K_{B3}^2 + \omega^2)} \times [K_{B3} \cos \omega t + \omega \sin \omega t] \sin \frac{(2n-1)\pi(y-d)}{2(d-y_{po})} \quad (28-3)$$

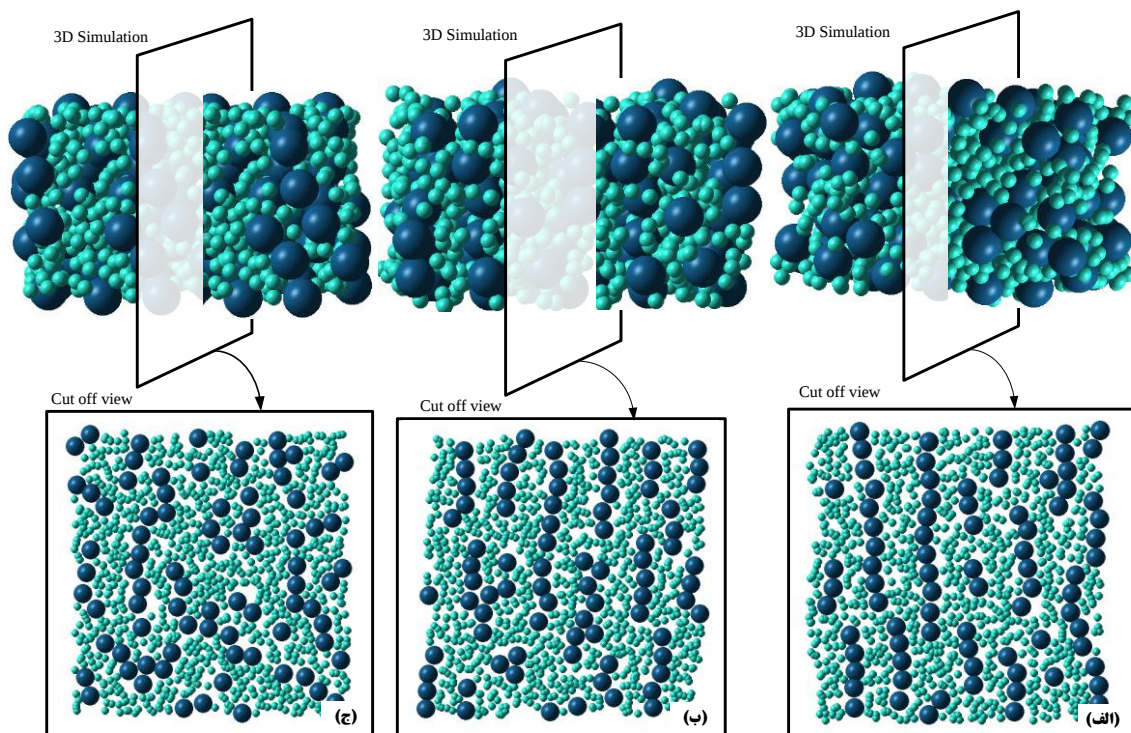
۷-۳- سیال اولیه مناسب برای معتبرسازی

اساس عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال، تاثیر میدان مغناطیسی روی سیال مغناطیسی می باشد. بنابراین یکی از مهم ترین پارامترها در تعیین عملکرد بهینه میراگر انتخاب سیال مغناطیسی مناسب است. در حالت کلی سه نوع سیال مغناطیسی تجاری مرسوم در داخل میراگرها مورد استفاده قرار می گیرند که بنا بر نام تجاری شان عبارتند از: 122-EG ، 132-DG و 140-CG . در ابتدا با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی و اعمال شرط مرزی دوره ای روی مرزهای یک ناحیه محاسباتی محدود سه نوع سیال مغناطیسی تجاری با ضرایب معادل بکار رفته در مدل که در جدول ۳-۶ ارائه شده است، تحت یک میدان مغناطیسی یکنواخت و مشابه قرار می گیرند تا نحوه چیدمان آن ها در یک زمان مشخص مورد بررسی قرار بگیرد. بمنظور ساختن سیال مغناطیسی مورد استفاده برای اعتبارسنجی از ذرات آهن بعنوان ذرات مغناطیسی استفاده شده و سیال پایه روغن سیلیکون در نظر گرفته شده است. در یک ابعاد مشخص تعداد ذرات مغناطیسی و استهلاکی شمرده شده و بر اساس جرم کل موجود در حجم مشخص، چگالی آن ها مشخص می شود. ضرایب بی بعد جرم و قطر ذرات استهلاکی و مغناطیسی در داخل جدول ۳-۶ با مقادیری قرار داده شده اند که مقدار چگالی محاسبه شده ایجاد گردد.

جدول ۳-۶- ضرایب معادل وارد شده در مدل سازی برای سه سیال مغناطیسی تجاری مرسوم

سیال مغناطیسی	قطر معادل ذرات مغناطیسی	ضخامت لایه فعال در سطح	چگالی ذرات مغناطیسی	جرم ذرات استهلاکی	جرم ذرات مغناطیسی
122-EG	۰/۱	۰/۲	۰/۵۵	۰/۰۴	۰/۰۳
132-DG	۰/۱۷	۰/۳۱	۰/۶۷	۰/۰۹	۰/۰۵
140-CG	۰/۲۵	۰/۳۶	۰/۷۳	۰/۱۳	۰/۰۶

همانطور که در شکل ۳-۱۳ مشاهده می‌شود، چیدمان ذرات مغناطیسی در زمان یکسان تحت میدان مغناطیسی با قدرت مشابه در سیال 140-CG طولانی‌تر و الگوی چیدمان بیشتر در راستای میدان اعمال شده می‌باشد و بنابراین نیروی میراگری قدرتمندتر و با کیفیت‌تری را ایجاد می‌کند. با توجه به نتایج سیال 140-CG به عنوان سیال مغناطیسی مناسب بمنظور انجام اعتبارسنجی مورد استفاده قرار می‌گیرد.



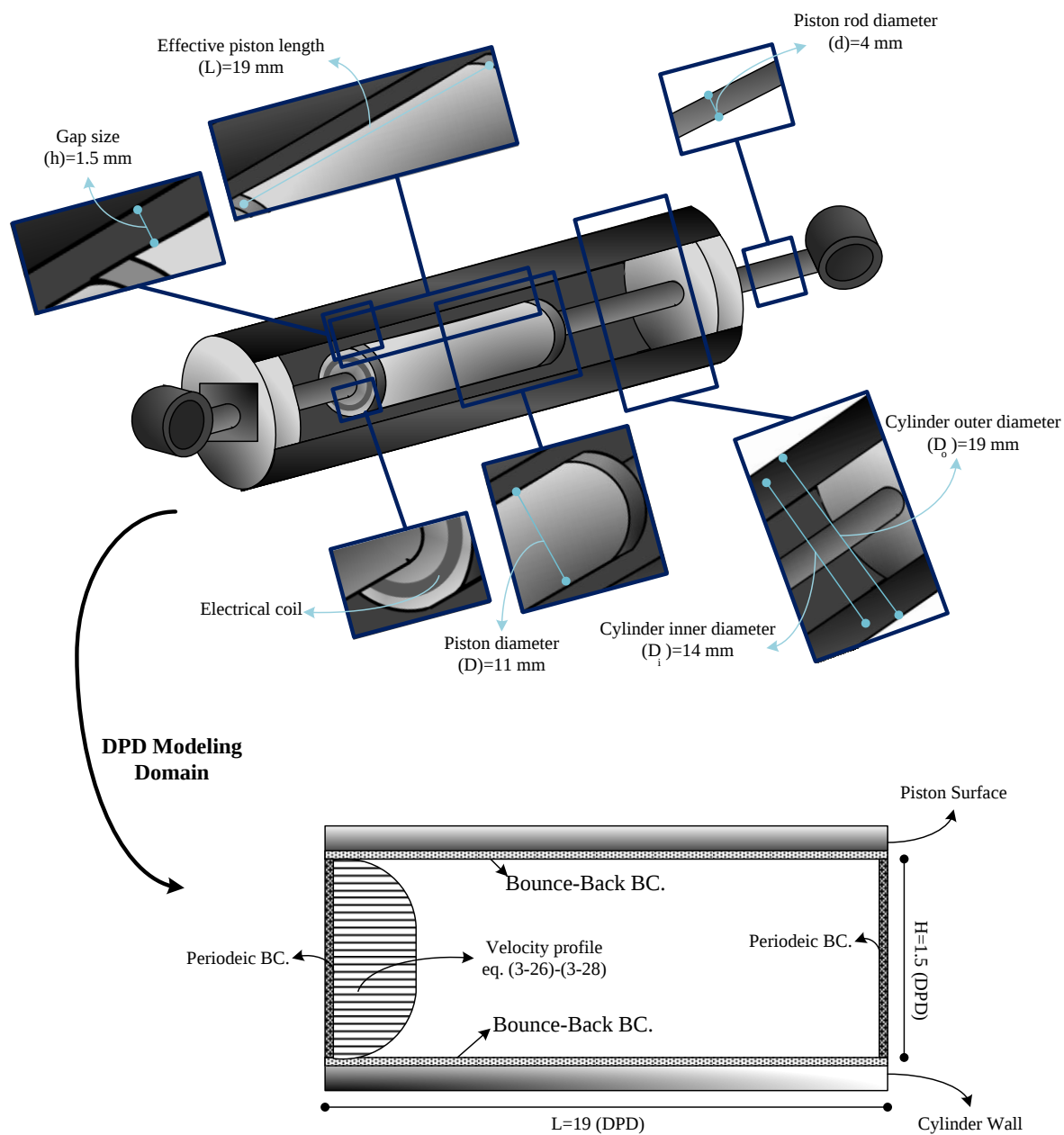
شکل ۳-۱۳- چیدمان ذرات مغناطیسی حاصل از مدل سازی دینامیک ذره استهلاکی برای سه نوع سیال مغناطیسی مختلف (الف) سیال 140-CG (ب) سیال 132-DG (ج) سیال 122-EG

۳-۸- معتبرسازی نتایج

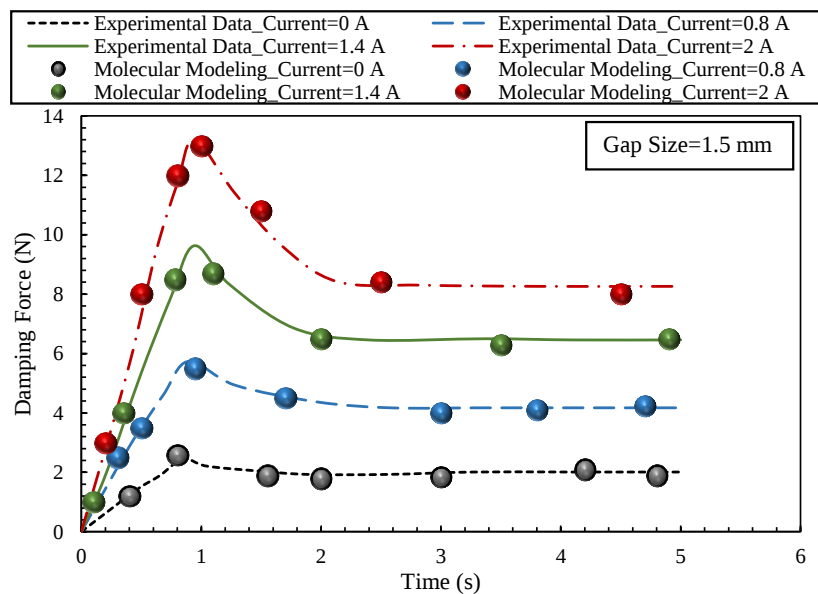
در انجام اعتبارسنجی نتایج از داده‌های حاصل از آزمایشات تجربی انجام شده توسط لی و همکارانش [۸۰] استفاده شده است. میراگر مگنتورئولوژیکال ساخته شده توسط آن‌ها دارای قطر داخلی ۱۴ میلی‌متر، قطر پیستون ۱۱ میلی‌متر، طول ۱۹ میلی‌متر، اندازه حفره عبور جریان سیال ۱/۵ میلی‌متر و قطر خارجی سیلندر ۱۹ میلی‌متر بود که طرح‌واره آن در شکل ۳-۱۴ نشان داده شده است. الگوی

حرکت سیال در داخل میراگر بصورت جریانی بوده و توزیع سهمی دارد. در انجام مطالعات تجربی سیال مغناطیسی بکار رفته از نوع CG-140 می باشد که مقدار چگالی این سیال $3/64$ گرم بر سانتی متر مکعب است. سیال انتخاب شده بمنظور مدل سازی شامل ذرات مغناطیسی آهن، سیال حامل روغن سیلیکون و لایه فعال در سطح سیتریک اسید بوده که با توجه به عدد چگالی وارد شده در مدل سازی و با داشتن چگالی هر یک از ذرات مقدار چگالی حاصل معادل با مقدار واقعی تنظیم می شود. عدد چگالی در این حالت برابر با ۸ در نظر گرفته شده است تا مقدار چگالی سیال واقعی بدست آید. همچنین از معادلات (۲۴-۳) تا (۲۸-۳) بمنظور ارائه شرط مرزی در دو مقطع ورودی و خروجی مسیر عبور جریان استفاده گردیده است. علاوه بر آن در این ناحیه ها شرط مرزی دوره ای قرار داده شده است تا هر ذره ای که از محدوده مدل سازی خارج شد از سمت دیگر وارد شود. در ناحیه بالا و پایین منطقه شبیه سازی از مسیر عبور جریان شرط مرزی عدم لغزش بازگشت آینه ای قرار داده شده است. شکل ۳-۱۴ نمایی از محدوده مدل سازی شده برای اعتبارسنجی را نشان می دهد. محدوده مدل سازی با توجه به نسبت کوچک ارتفاع کانال عبور جریان به طول کانال بصورت مسطح در نظر گرفته شده و از انحنای کانال صرف نظر شده است. نحوه تغییر نیروی میراگری با استفاده از مدل بوک-ون محاسبه شده و الگوی تغییر آن بر نتایج تجربی انطباق داده شده است. شکل ۳-۱۵ نمودار تغییرات نیروی میراگری با گذشت زمان را در توان های مغناطیسی مختلف برای داده های تجربی و نتایج حاصل از مدل سازی نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود در ابتدای اعمال نیرو به میراگر، نیروی میراگری پاسخ داده شده به یک مقدار حداکثر رسیده و سپس به یک مقدار ثابت میل می کند. علاوه بر آن، با توجه به روند تغییرات نمودار مشخص می شود که با افزایش شدت میدان مغناطیسی اعمال شده مقدار نیروی میراگری حداکثر دیرتر رخ داده و همچنین مقدار آن با مقدار نیروی میراگری پایا تفاوت بیشتری دارد. در حالتی که میدان مغناطیسی اعمال نمی شود، تفاوت مقدار نیروی میراگری حداکثر با نیروی میراگری پایا اختلاف کمی دارند که مدل سازی انجام شده این شرایط را با دقت مناسبی نمایش می دهد. شکل ۳-۱۶ اثر تغییر شدت میدان مغناطیسی اعمال شده بر سیال مغناطیسی را در اندازه حفره های عبور جریان مختلف

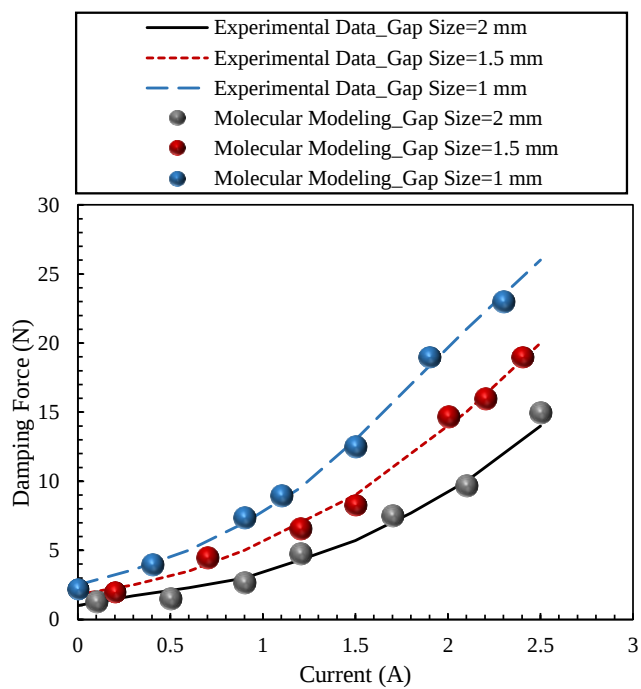
نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌شود با افزایش شدت میدان مغناطیسی نیروی میراگری حداکثر با الگوی تابع نمایی تغییر می‌کند. همچنین مشخص می‌شود که تاثیر حفره عبور جریان بر مقدار نیروی میراگری در جریان‌های الکتریکی بالاتر از $1/5$ آمپر، بیشتر می‌باشد و نمودارها بصورت معناداری از یکدیگر فاصله می‌گیرند که این شرایط با استفاده از مدل‌سازی نیز تایید شده است. در شکل ۳-۱۷ نمودار تغییر نیروی میراگری بر حسب جابجایی پیستون داخل سیلندر همراه با میزان پسماند مغناطیسی در شدت جریان‌های الکتریکی مختلف نمایش داده شده است. در این حالت توانایی مدل‌سازی انجام شده در ارائه نتایج معتبر از اثر پسماند مغناطیسی بر نیروی میراگری مورد بررسی قرار گرفته است. همانطور که ملاحظه می‌شود نتایج حاصل از مدل‌سازی مولکولی انطباق خوبی با داده‌های تجربی داشته و در بیان دقیق اثر پسماند مغناطیسی از دقت بالایی برخوردار است.



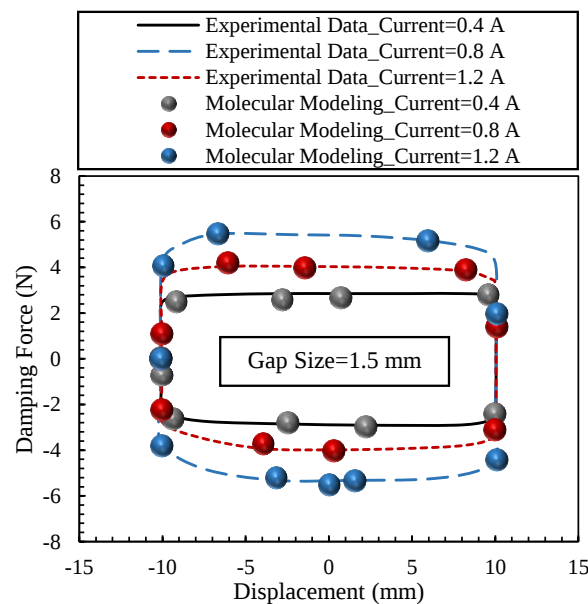
شکل ۳-۱۴- طرحواره میراگر مگنتورئولوژیکیال مدل سازی شده برای اعتبارسنجی نتایج



شکل ۳-۱۵- معبترسازی نتایج با استفاده از داده‌های تجربی تغییرات نیروی میراگری نسبت به زمان در شدت جریان‌های مختلف [۸۰]



شکل ۳-۱۶- معبترسازی نتایج بوسیله داده‌های تجربی تغییرات نیروی میراگری نسبت به شدت جریان در اندازه حفره‌های مختلف [۸۰]



شکل ۳-۱۷- معتبرسازی نتایج با استفاده از داده‌های تجربی مربوط به اثر پسماند مغناطیسی [۸۰]

با توجه به نمودارهای حاصل از مقایسه داده‌های تجربی با نتایج مدل‌سازی، بررسی کمی مقدار اختلاف موجود در جدول ۳-۷ ارائه شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، حداقل انحراف از نتایج تجربی در بیشتر حالات برابر صفر بوده و اختلافی مشاهده نمی‌شود. در حالی که حداکثر انحراف بجز یک مورد که از مرتبه دو بوده در دیگر شرایط از مرتبه یک می‌باشد و انحراف متوسط در مجموع کمتر از یک درصد گزارش شده است.

جدول ۳-۷- آنالیز کمی انحراف نتایج حاصل از مدل‌سازی با داده‌های تجربی

انحراف نتایج مدل‌سازی از مقادیر تجربی (%)	شکل ۳-۱۴ (نمودارهای چهارگانه از بالا به پایین)	شکل ۳-۱۵ (نمودارهای سه گانه از بالا به پایین)	شکل ۳-۱۶ (نمودارهای سه گانه از بالا به پایین)
حداقل انحراف	۰	-۱/۱۴۲	۰
حداکثر انحراف	۷/۸۴۳	-۷/۲۳۴	-۳/۸۴۶
انحراف متوسط	۲/۰۸۰	۰/۲۰۲	-۰/۸۹۷
	۲/۴۶۵	۱/۷۰۲	۱۶/۰۷۱
	۰/۳۰۹	۰	۰
	۱/۲۳۴	-۰/۷۸۱	۰
	۰	۰	۰
	۵/۵۸۱	۵/۸۹۷	۸/۸۲۳
	۱۵	۱۶/۰۷۱	۱۵
	۰/۸۶۰	۰/۰۹۱	۰/۸۱۶
	۱/۵۱۹	۰/۳۳۰	-۰/۰۳۹
	-۰/۲۲۲	-۰/۸۹۷	-۰/۰۳۹

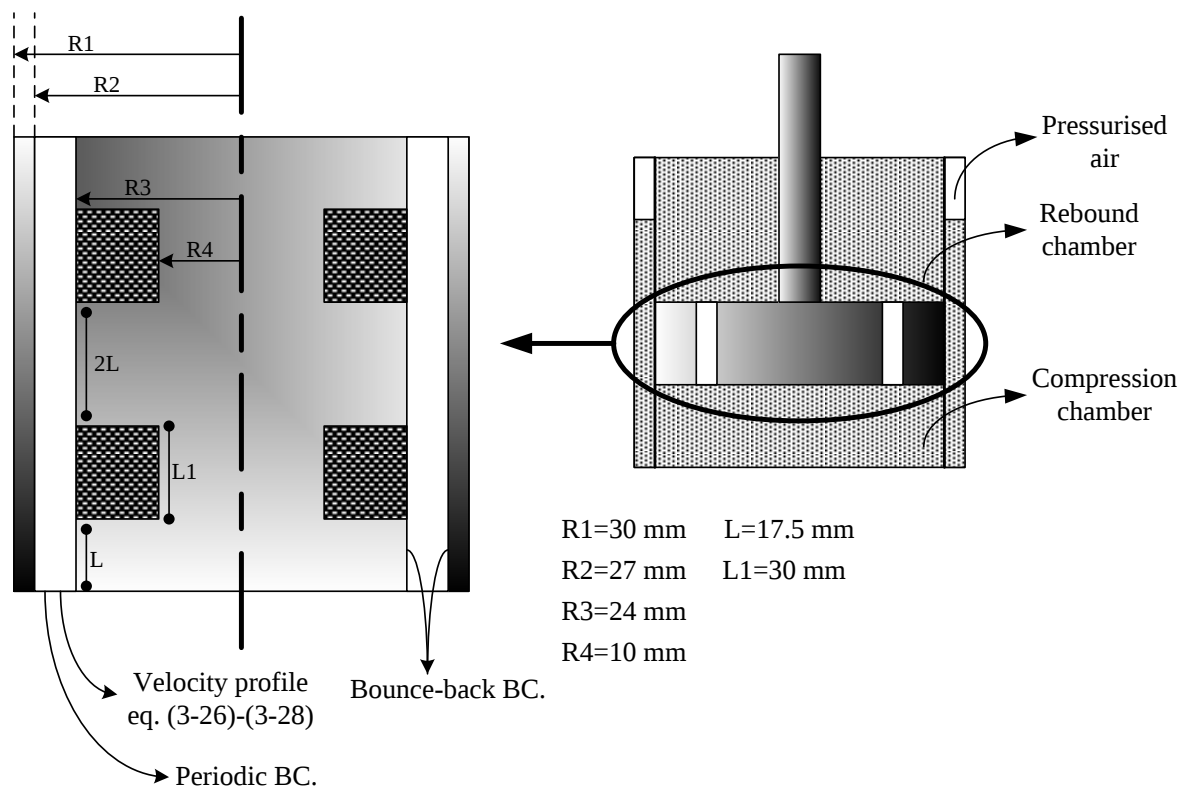
در بخش دوم از اعتبارسنجی نتایج، به مدل‌سازی میراگر شبیه‌سازی شده توسط چوی^۱ و همکاران [۱۱۰] می‌پردازیم. میراگر مدل‌سازی شده توسط آن‌ها دارای دو حفره عبور جریان بود که حالت جریانی سیال مغناطیسی را داخل میراگر مورد بررسی قرار می‌داد. آن‌ها برای بدست آوردن توزیع سرعت در داخل حفره‌های عبور جریان برای سیال مغناطیسی از مدل هرسل-بالکی^۲ استفاده کردند. سپس با توجه به اینکه ارتفاع حفره عبور جریان نسبت به طول کانال ناچیز بود، نتایج خود را با جریان از میان دو صفحه موازی تخمین زده و با یکدیگر مقایسه کردند. مطالعات انجام شده توسط آن‌ها در فرکانس ۰/۳ هرتز و دامنه ۳ میلی‌متر از حرکت پیستون داخل سیلندر انجام شده بود. شدت جریان الکتریکی اعمال شده برای دو سیم پیچ الکتریکی قرار داده شده نیز در محدوده ۰/۵ تا ۲ آمپر تغییر می‌کرد.

در این رساله بمنظور اعتبارسنجی ثانویه از مدل ارائه شده توسط چوی و همکاران [۱۱۰] استفاده شده است. سیال مغناطیسی استفاده شده در این قسمت سیال 140-CG تنظیم شده در بخش‌های گذشته بوده است. در این شرایط قطر معادل وارد شده برای ذرات مغناطیسی در کد فرترن برابر با ۰/۲۵ و جرم آن ۰/۰۶ قرار داده شده است. عدد چگالی برای سیال ساخته شده برابر با ۰/۷۳ و ضخامت لایه فعال در سطح ۰/۳۶ در نظر گرفته شده است. در این حالت سیال ساخته شده در کمترین زمان لازم تشکیل زنجیره طولانی ذرات مغناطیسی خواهد داد. گام زمانی مناسب در نظر گرفته شده برابر با ۰/۰۵ ثانیه بوده که در این حالت پاسخ حل معادلات حرکت به فرکانس جابجایی پیستون همگرا می‌شود.

شکل ۳-۱۸ نمای طرح‌واره کانال مدل‌سازی شده از میراگر مورد مطالعه را نشان می‌دهد.

¹ Chooi

² Herschel-Bulkley



شکل ۱۸-۳- نمای طرحواره میراگر مدل سازی شده بعنوان اعتبار سنجی ثانویه

همانطور که در شکل ۱۸-۳ نشان داده شده است، در مرز جامد از شرط مرزی عدم لغزش بازگشت آینه‌ای استفاده شده است. در این قسمت به بررسی شرایط لغزشی ذرات سیال روی سطح جامد می‌پردازیم. یکی از معیارهای مناسب که می‌تواند احتمال لغزش سیال روی دیواره سیلندر را مشخص کند، عدد نادسن^۱ می‌باشد. عدد نادسن عددی بی‌بعد بوده که از نسبت مسافت آزاد میانگین مولکولی به مقیاس طول فیزیکی حاصل می‌شود. این مقیاس طول فیزیکی می‌تواند شعاع ذرات یک سیال در نظر گرفته شود. در صورتی که عدد نادسن برای سیستم مورد مطالعه کمتر از ۰/۰۰۱ باشد، می‌توان جریان را پیوسته و غیرلغزشی در نظر گرفت. عدد نادسن با استفاده از رابطه زیر تعریف می‌شود:

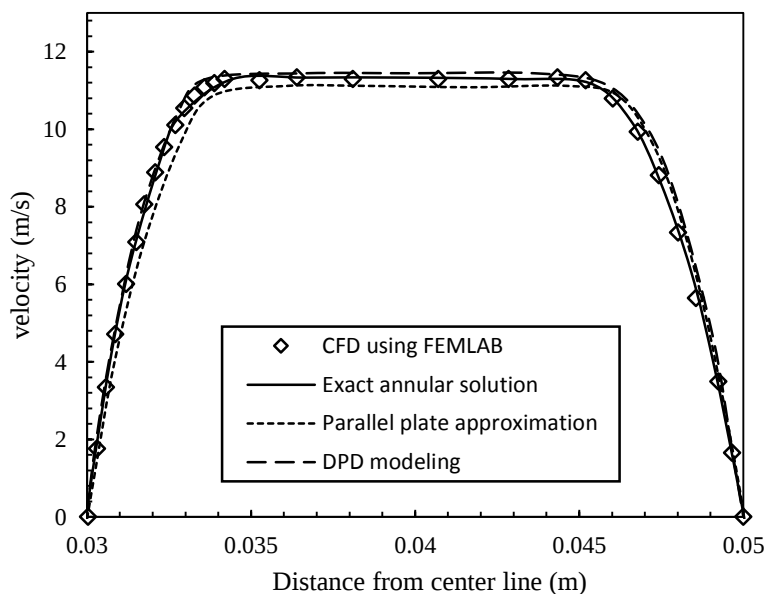
$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad (۲۹-۳)$$

^۱ Knudsen number

در این معادله λ مسافت آزاد میانگین و L مقیاس طول فیزیکی است. همچنین عدد نادسن را می‌توان با استفاده از رابطه زیر محاسبه کرد:

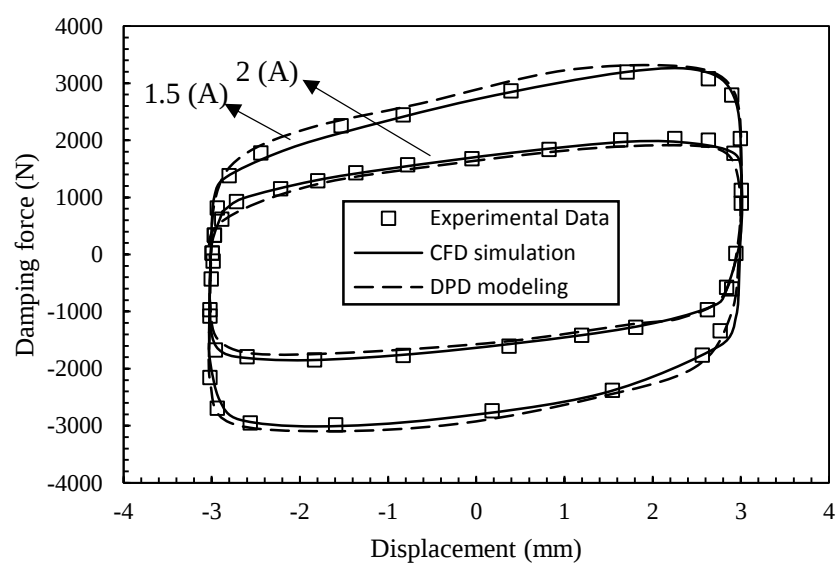
$$Kn = \frac{\mu}{\rho L} \sqrt{\frac{\pi m}{2k_B T}} \quad (۲۹-۳)$$

که در این معادله T دمای سیستم، ρ گرانشی دینامیک سیستم، m جرم مولکولی، k_B ثابت بولتزمن و ρ چگالی سیال است. با توجه به معادله بالا عدد نادسن محاسبه شده در سیستم مورد مطالعه برابر با $۰/۰۰۰۰۴$ بوده و بنابراین می‌توان جریان سیال را در مرز جامد بصورت غیرلغزشی در نظر گرفت. با توجه به نتایج بدست آمده از توزیع سرعت داخل کانال میراگر، مشخص می‌شود که الگوی تغییر سرعت در میانه کانال در مدل دینامیک ذره استهلاکی بر نتایج حاصل از حل معادله سرعت با استفاده از مدل هرسل-بالکی و تقریب دو صفحه موازی و شبیه‌سازی یارانه‌ای منطبق می‌باشد. در واقع در مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی شرایط مرزی عدم لغزش قرار داده شده بر روی دیواره‌های کانال عبور جریان و ضریب شدت میدان مغناطیسی $۰/۵$ که معادل با $۱/۳$ آمپر می‌باشد، توزیع سهموی در دو طرف دیواره و حالت قالبی را در میانه کانال ایجاد می‌کند. شکل ۳-۱۹ توزیع سرعت در داخل کانال میراگر را برای مدل‌سازی دینامیک ذره استهلاکی با نتایج ارائه شده توسط چوی و همکاران [۱۱۰] نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱۹- توزیع سرعت حاصل از مدل سازی جریان سیال مغناطیسی داخل میراگر به روش های مختلف [۱۱۰]

در ادامه اعتبارسنجی نتایج به بررسی حلقه های پسماند مغناطیسی حاصل از حرکت پیستون داخل سیلندر و اعمال میدان مغناطیسی به سیال مغناطیسی می پردازیم. چوی و همکاران [۱۱۰] با استفاده از روابط تحلیلی و همچنین داده های آزمایشگاهی به محاسبه نیروی میراگری و بررسی شرایط پسماند مغناطیسی داخل میراگر پرداختند. در این بخش از مطالعه از مدل بوک ون با ضرایب ارائه شده در جدول ۳-۲ بمنظور محاسبه نیروی میراگری استفاده شده است. این مطالعه در شدت میدان مغناطیسی ۱ و ۱/۵ آمپر انجام گرفته است و نتایج با داده های تجربی و تحلیلی مقایسه شده است. همانطور که در شکل ۳-۲۰ مشاهده می شود، داده های حاصل از مدل بوک ون انطباق خوبی با داده های تجربی و تحلیلی داشته که صحت انجام مدل سازی را تایید می کند.



شکل ۳-۲۰- تغییرات نیروی میراگری نسبت به جابجایی پیستون و بررسی اثر پسماند مغناطیسی [۱۱۰]

فصل ۴ – مدل سازی

میراگر با رویکرد

بهینه سازی خصوصیات

مغناطیسی

۴-۱- مقدمه

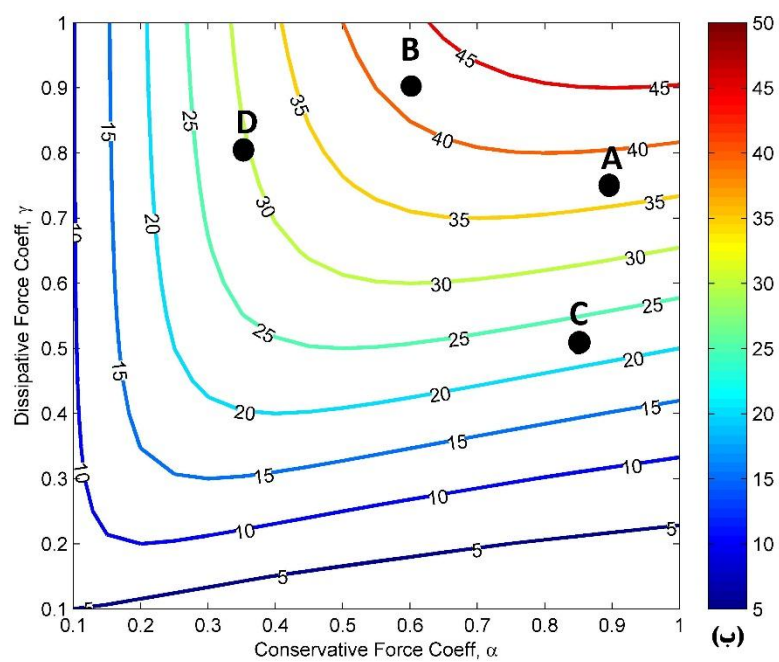
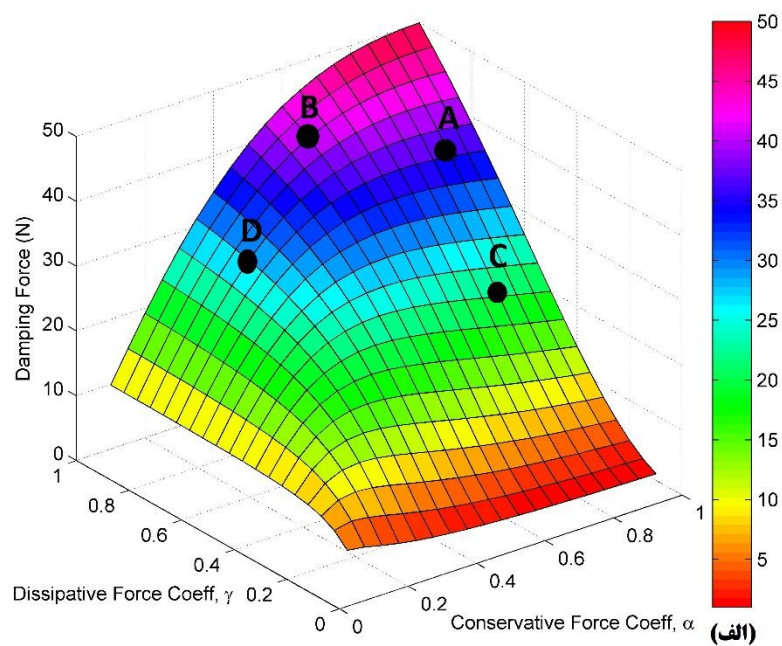
در این بخش به توسعه و مدل سازی یک میراگر مگنتورئولوژیکال کوچک با انتخاب سیال مغناطیسی مناسب و ساختار میراگر بهینه بمنظور رسیدن به نیروی میراگری ۱۰ نیوتن می پردازیم. در مرحله اول سیال مغناطیسی مطلوب انتخاب شده و سپس ساختار میراگر مورد بررسی قرار می گیرد. در واقع میراگر مدل سازی شده نهایی، نسخه بهینه سازی شده میراگر ساخته شده توسط لی و همکاران [۸۰] می باشد که سیال مغناطیسی، ساختار میراگر و الگوی شدت میدان مغناطیسی اعمال شده در آن بصورتی بهینه تعیین شده اند تا با کمترین مقدار مصرف انرژی الکتریکی نیروی میراگری ۱۰ نیوتن با کیفیت بالا ایجاد شود.

۴-۲- انتخاب سیال مغناطیسی مناسب

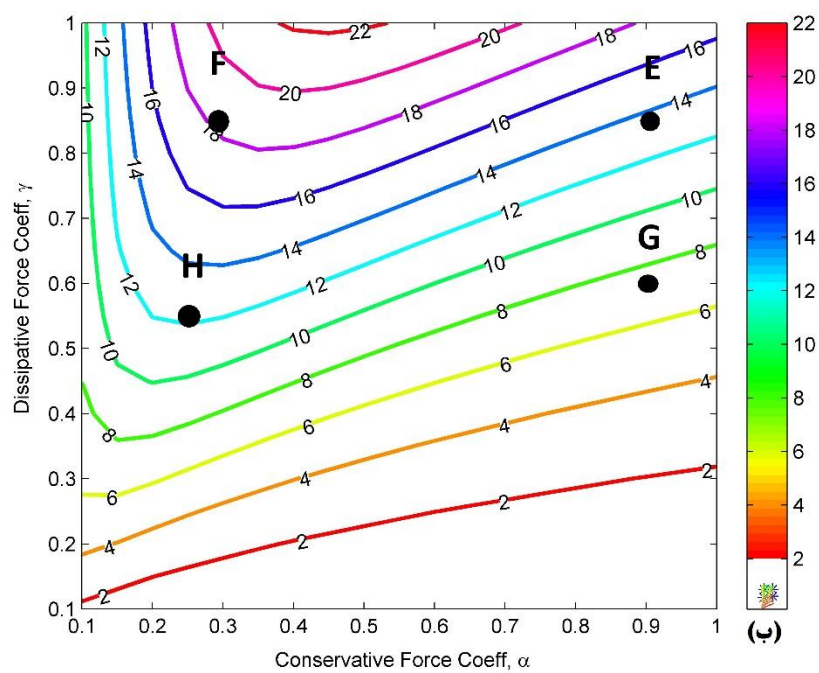
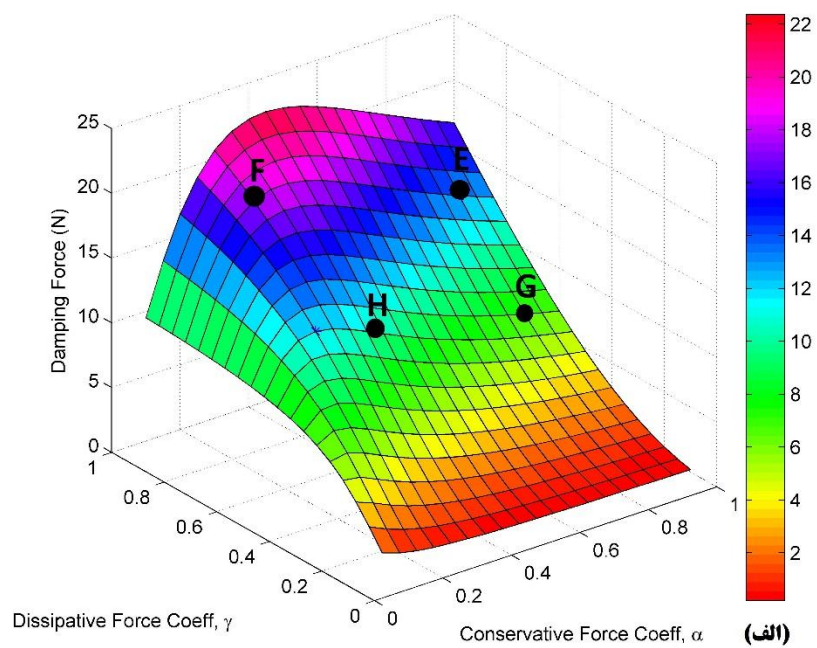
ضرایب نیروی بقای α و نیروی استهلاکی γ دو پارامتر حساس در مدل سازی به روش دینامیک ذره استهلاکی هستند. در این بخش تاثیر این پارامترها روی نتایج مدل سازی مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۴-۱ تا ۴-۳ نتایج حاصل از مدل سازی برای سه نوع سیال مغناطیسی تجاری 122-EG ، 132-DG و 140-CG در مقادیر مختلف از ضرایب α و γ ارائه شده است. بمنظور نمونه گیری مناسب از هر سطح ارائه شده در داخل شکل ها، چهار نقطه عملیاتی به عنوان نمونه شرایط عملیاتی سیال از روی هر سطح انتخاب شده اند و مطالعات روی این نقاط انجام می گردد. با توجه به مقایسه شرایط عملکرد میراگر در هر یک از این نقاط، نقطه عملیاتی سیال مورد نظر بمنظور مدل سازی انتخاب می شود. مختصات هر یک از نقاط انتخاب شده در جدول ۴-۱ بیان شده اند.

جدول ۴-۱- مختصات نقاط انتخابی عملیاتی سیال برای سه سیال مغناطیسی مرسوم

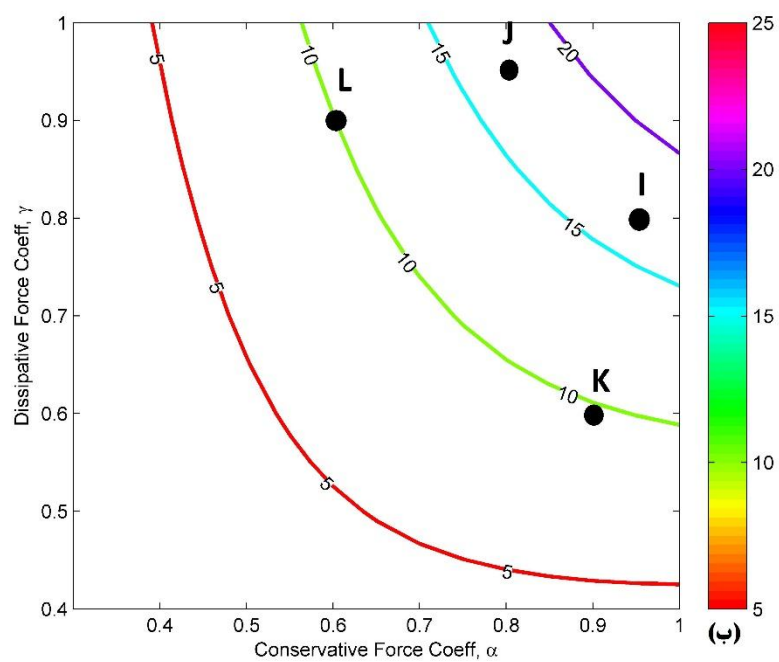
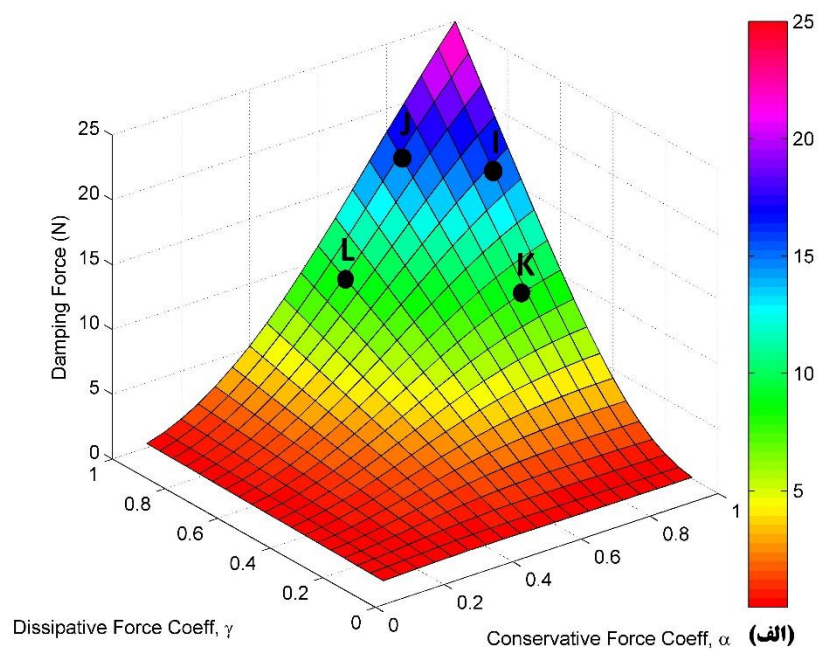
سیال مغناطیسی	پارامتر مطالعه شده	مختصات			
		A	B	C	D
سیال 122 EG مغناطیسی	نقاط				
	α	۰/۹	۰/۶	۰/۸۵	۰/۳۵
	γ	۰/۷۵	۰/۹	۰/۵	۰/۸
	(N) نیروی میراگری	۳۶/۸۹	۴۱/۵۴	۲۱/۸۵	۲۹/۳۸
سیال 132 DG مغناطیسی	نقاط	E	F	G	H
	α	۰/۹	۰/۳	۰/۹	۰/۲۵
	γ	۰/۸۵	۰/۸۵	۰/۶	۰/۵۵
	(N) نیروی میراگری	۱۳/۶۲	۱۸/۴۹	۷/۳۴	۱۲/۳۰
سیال 140 CG مغناطیسی	نقاط	I	J	K	L
	α	۰/۹۵	۰/۸	۰/۹	۰/۶
	γ	۰/۸	۰/۹۵	۰/۶	۰/۹
	(N) نیروی میراگری	۱۶/۶۴	۱۷/۰۴	۹/۶۷	۹/۹۱



شکل ۴-۱-مدل سازی سیال مغناطیسی 122 EG در مقادیر مختلف از α و γ (الف) نمودار سطحی (ب) نمودار کانتور



شکل ۴-۲-مدل سازی سیال مغناطیسی 132 DG در مقادیر مختلف از α و γ (الف) نمودار سطحی (ب) نمودار کانتور



شکل ۴-۳ مدل سازی سیال مغناطیسی 140 CG در مقادیر مختلف از α و γ (الف) نمودار سطحی (ب) نمودار کانتور

پس از انتخاب نقاط مورد نظر روی سطوح، تاثیر تغییر در قطر و وزن ذرات مغناطیسی روی نیروی میراگری مورد بررسی قرار گرفته است. از آنجایی که بیشتر ذرات مغناطیسی مورد استفاده از آلیاژهای

آهن تهیه می‌شوند و دامنه تغییر قطر آن‌ها محدود می‌باشد، مطالعات را در بازه ۱ تا ۱۰ میکرومتر از قطر ذرات مغناطیسی انجام داده‌ایم. همچنین محدوده مورد مطالعه وزن ذرات در بازه ۰/۰۰۰۰۰۰۰۱ تا ۰/۰۰۰۰۰۰۰۱ کیلوگرم در نظر گرفته می‌شود.

در مدل‌سازی‌های مولکولی فضای مورد مطالعه شامل ذرات قرار گرفته در دامنه محاسباتی می‌باشد. در این حالت تراکم و تعداد ذرات موجود در یک محدوده معین سهم زیادی در تعیین زمان محاسباتی داشته و حتی می‌تواند نتایج مدل‌سازی را تحت تاثیر قرار دهد. با افزایش تعداد ذرات تشکیل دهنده سیال در یک محدوده مشخص هر چند به حالت واقعی محیط فیزیکی نزدیک می‌شویم، اما زمان محاسباتی بشدت افزایش پیدا می‌کند. حساسیت نتایج به تراکم ذرات از پارامترهایی است که در صورت تنظیم می‌تواند در زمان محاسباتی کمتر نتایج دقیق را ارائه دهد. بمنظور تعیین مقدار عدد چگالی مطلوب در مدل‌سازی انجام شده یک محدوده ثابت با ابعاد ۲ در ۴ واحد دی پی دی انتخاب شده و تعداد ذرات مغناطیسی مختلف در این دامنه قرار می‌گیرند. بر اساس تعداد ذرات مغناطیسی تعریف شده، با توجه به فاصله هم‌پوشانی، ذرات استهلاکی در اطراف ذرات مغناطیسی قرار می‌گیرند. بنابراین با افزایش تعداد ذرات مغناطیسی، تعداد ذرات استهلاکی نیز افزایش پیدا می‌کند. جدول ۲-۴ نتایج حاصل از بررسی انجام شده در ارتباط با استقلال نتایج از تعداد ذرات تشکیل دهنده سیال را ارائه داده است. در این حالت نیروی میراگری و زمان محاسباتی برای رسیدن به نتایج نهایی با توجه به تعداد ذرات متفاوت اندازه‌گیری شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، هنگامی که ۱۰۰۰۰ عدد ذره مغناطیسی در یک محدوده ۲ در ۴ در واحد دی پی دی قرار داده شود، نیروی میراگری حساسیت خود را به تعداد ذرات از دست داده و زمان محاسباتی کمتری صرف اجرای مدل می‌گردد. قابل توجه است که تعداد ذرات استهلاکی قرار داده شده در این حالت از مرتبه ۱۰۰۰۰ می‌باشند. بنابراین جهت انجام مدل‌سازی‌های مورد نظر در این مطالعه، از عدد چگالی کلی ۰/۶۷ بمنظور تعیین تعداد ذرات موجود در ناحیه محاسباتی استفاده می‌شود.

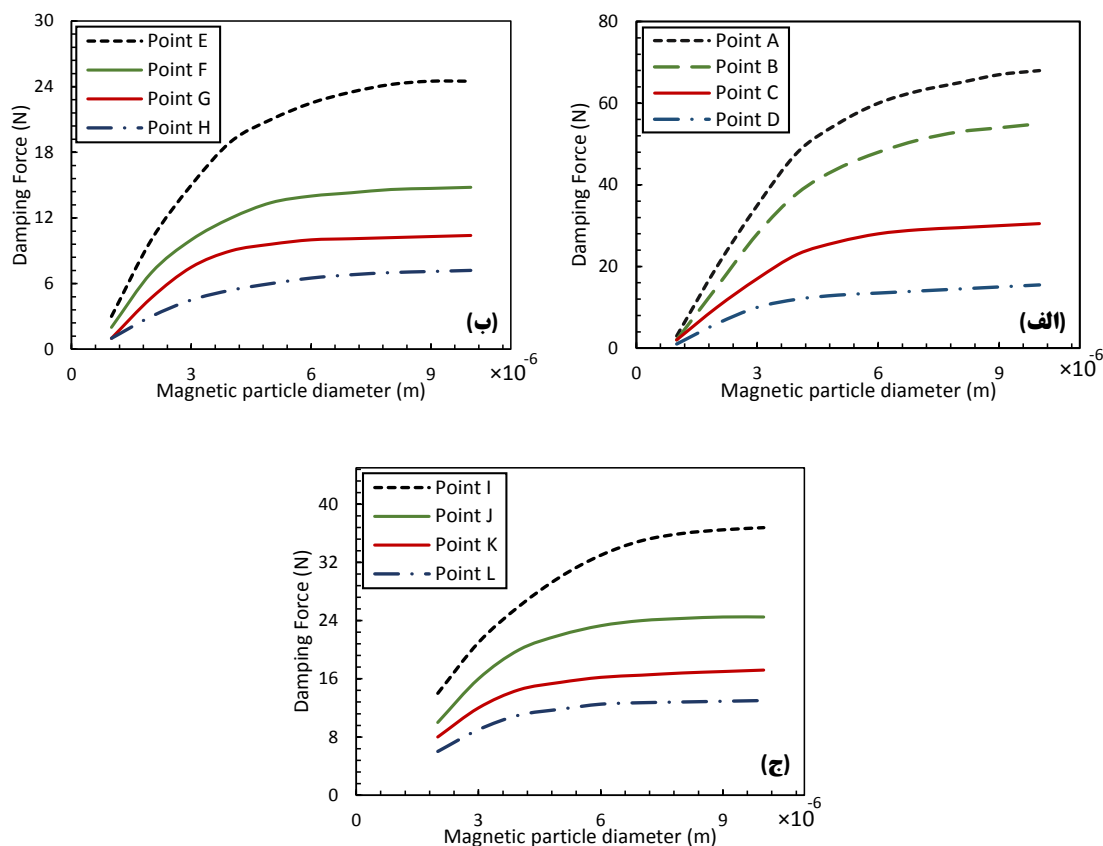
جدول ۴-۲- نتایج حاصل از بررسی استقلال نتایج از تعداد ذرات سیال قرار داده شده در یک ناحیه محاسباتی محدود

تعداد ذرات مغناطیسی	مرتبه تعداد ذرات استهلاکی	زمان اجرای مدل سازی (ساعت)	نیروی میراگری (نیوتن)	عدد چگالی کل
۱۰۰	۱۰.۳	۰/۵	۲۰/۷۵	۰/۳۱
۲۵۰۰	۱۰.۳	۱/۵	۳۱/۳۷	۰/۵۳
۱۰۰۰۰	۱۰.۴	۲/۵	۳۷/۵۱	۰/۶۷
۲۲۵۰۰	۱۰.۴	۴	۳۷/۷۲	۰/۸۹
۴۰۰۰۰	۱۰.۵	۵	۳۷/۸۱	۱/۳
۶۲۵۰۰	۱۰.۵	۶	۳۷/۸۱	۱/۸
۹۰۰۰۰	۱۰.۵	۷	۳۷/۸۲	۲/۲

در این مطالعه یکی از پارامترهای حساس در انجام مدل سازی دینامیک ذره استهلاکی، تعیین گام زمانی مناسب جهت وارد کردن در کد فرترن می باشد. همانطور که در معادله (۲-۲۰) نشان داده شده است، فاصله جابجایی یک ذره استهلاکی در یک واحد از گام زمان با کاهش مقادیر m_d^* و d_c^* افزایش می یابد و به همین دلیل مقدار بازه زمانی بدون بعد Δt^* نسبت به حاصلضرب پارامتر m_d^* و d_c^* تنظیم می گردد. در این حالت مقادیر پایین تر از بازه زمانی Δt^* بکار گرفته می شود تا اینکه مقدار $d_c^* . m_d^*$ کاهش پیدا کند. هنگامی که حاصلضرب تعداد گام های مدل سازی در بازه زمانی $(N_{timex} . \Delta t^*)$ برابر ۱۰۰۰۰ در نظر گرفته شود، انتظار می رود که مدل سازی به موقعیت پایدار خود رسیده باشد. بنابراین در این مطالعه تعداد گام های مدل سازی N_{timex} برابر با ۱۰۰۰۰۰۰ و اندازه گام زمانی بدون بعد Δt^* برابر با ۰/۰۱ در نظر گرفته می شود.

شکل ۴-۴ نتایج حاصل از مدل سازی برای سه نوع سیال مغناطیسی در نقاط انتخابی روی سطح در قطرهای مختلف را نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود با افزایش قطر ذرات مغناطیسی نیروی میراگری افزایش یافته و سپس به یک مقدار ثابت میل می کند. با توجه به اینکه ذرات مغناطیسی

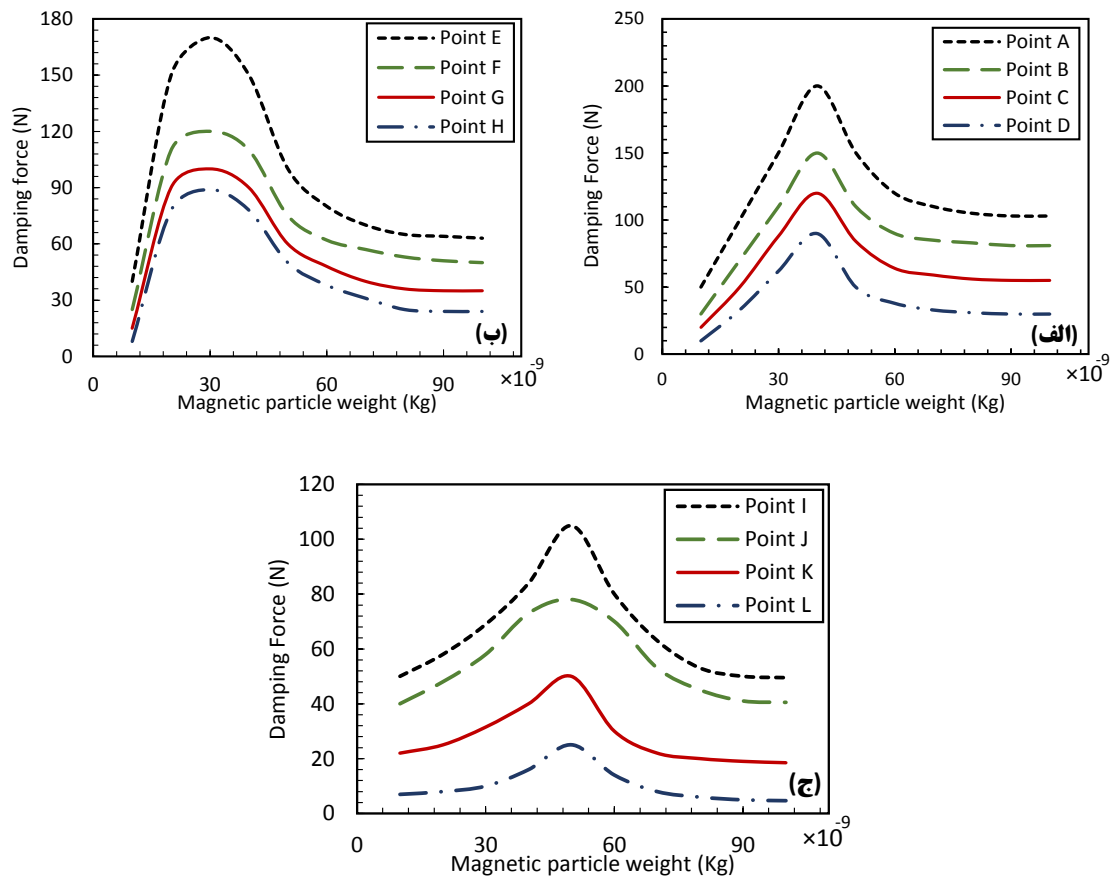
با اعمال میدان مغناطیسی به یکدیگر نزدیک شده و تشکیل زنجیره ذرات می‌دهند، مشخص می‌شود که با افزایش اندازه ذرات زنجیره تشکیل شده بزرگتر بوده و با تاثیر مستقیم روی گرانشی سیال نیروی میراگری افزایش یافته است. با توجه به نتایج، افزایش نیروی میراگری با افزایش قطر ذرات تا حد مشخصی رخ داده و از یک مقدار مشخصی به بعد تاثیر افزایش قطر کم شده و نیروی میراگری به مقداری ثابت میل می‌کند.



شکل ۴-۴- نیروی میراگری بر حسب قطر ذرات مغناطیسی در نقاط عملیاتی مختلف از سیال مغناطیسی (الف) سیال مغناطیسی 122 EG (ب) سیال مغناطیسی 132 DG (ج) سیال مغناطیسی 140 CG

همانطور که در شکل ۴-۵ مشاهده می‌شود، مطالعات همچنین روی وزن ذرات مغناطیسی انجام شده است. با توجه به تغییر نیروی جذب‌کننده ذرات به یکدیگر مشخص است که بخش‌هایی از زنجیره ذرات که دارای وزن بیشتری می‌باشند مسیر عبور و جابجایی سیال حامل را با قدرت بیشتری مسدود کرده و با افزایش گرانشی سیال نیروی میراگری را تا یک حد ماکزیمم افزایش می‌دهند. سپس با عبور

از مقدار ماکزیمم نیروی میراگری، افزایش وزن بیشتر سبب ناپایدار شدن ذرات شده و نیروی میراگری تا یک مقدار ثابتی کاهش پیدا می‌کند.



شکل ۴-۵- نیروی میراگری بر حسب وزن ذرات مغناطیسی در نقاط عملیاتی مختلف از سیال مغناطیسی (الف) سیال مغناطیسی 122 EG (ب) سیال مغناطیسی 132 DG (ج) سیال مغناطیسی 140 CG

بمنظور پیدا کردن بهترین نقطه عملیاتی برای انتخاب سیال مغناطیسی مناسب لازم است تا نیروی میراگری پایدار بر حسب قطر و وزن ذرات مغناطیسی بصورت همزمان مورد بررسی قرار گیرد. همانطور که در جدول ۴-۲ ملاحظه می‌شود، انحراف از مقدار نیروی میراگری مقرر ۱۰ نیوتن بر حسب قطر و وزن ذرات مغناطیسی محاسبه شده و مقدار انحراف کلی نیز گزارش گردیده است. با توجه به اینکه در مرحله بعد به بررسی ساختار میراگر مگنتورئولوژیکال و الگوی شدت میدان مغناطیسی اعمال شده

پرداخته خواهد شد، در این مرحله نقطه عملیاتی که در آن کمترین انحراف از نیروی میراگری مقرر ۱۰ نیوتن ایجاد شده است به عنوان نقطه عملیاتی مناسب و سیال مطلوب در نظر گرفته می‌شود.

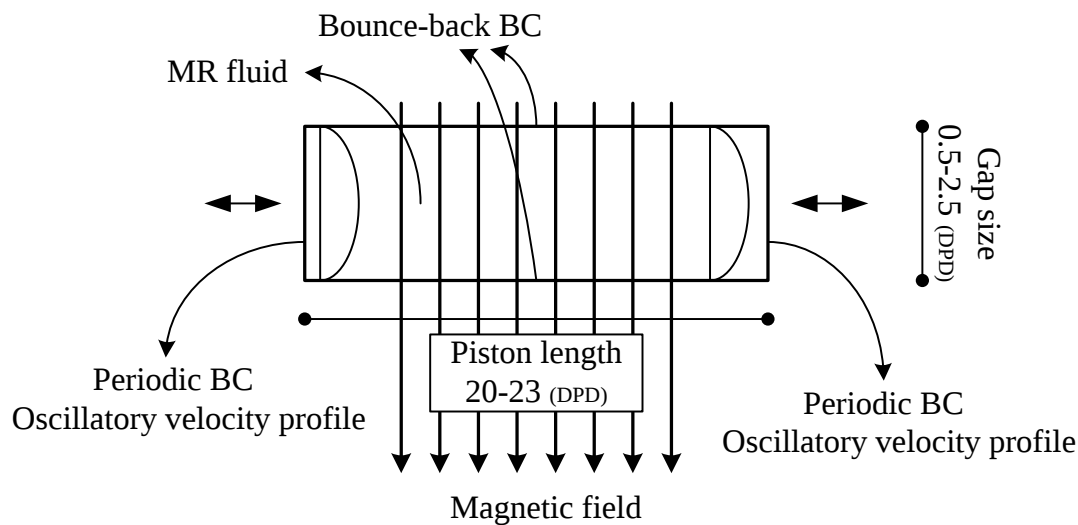
با بررسی جدول ۳-۴ مشخص می‌گردد که نقطه عملیاتی L دارای انحراف ۲۳ درصد از نیروی میراگری مقرر بوده و کمترین انحراف را نسبت به دیگر نقاط انتخابی دارد و بنابراین به عنوان سیال مطلوب برای مدل‌سازی در نظر گرفته می‌شود. بنابراین سیال مغناطیسی 140-CG که در آن ضریب نیروی بقایی برابر با ۰/۶ بوده و ضریب نیروی استهلاکی معادل با ۰/۹ در نظر گرفته می‌شود، در شرایطی که قطر و جرم ذرات مغناطیسی بترتیب ۷ میکرومتر و ۰/۰۰۰۰۰۰۰۹ کیلوگرم باشد به عنوان سیال مغناطیسی مطلوب مورد انتخاب می‌گردد.

جدول ۳-۴- تحلیل نقطه عملیاتی مناسب سیال مغناطیسی در قطر و وزن‌های مختلف از ذرات مغناطیسی

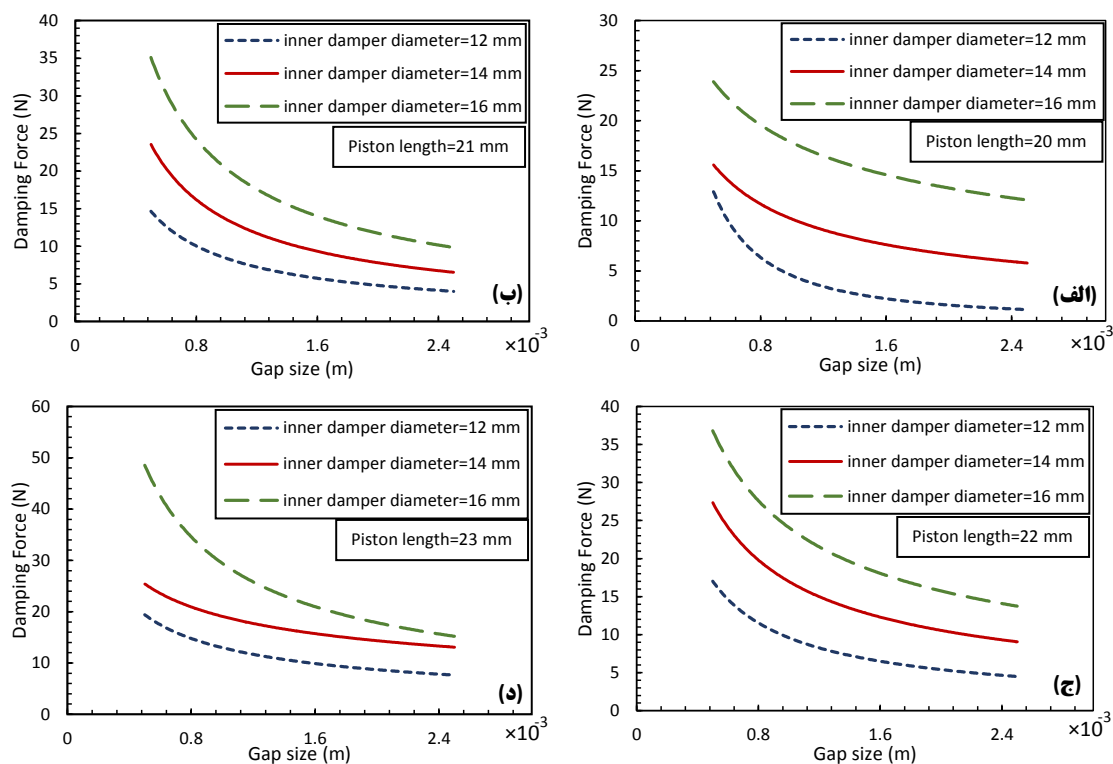
سیال مغناطیسی	نقطه انتخابی	نیروی میراگری پایدار در وزن‌های مختلف (N)	نیروی میراگری پایدار در قطرهای مختلف (N)	انحراف از نیروی مقرر ۱۰ نیوتن در وزن‌های مختلف (%)	انحراف از نیروی مقرر ۱۰ نیوتن در قطرهای مختلف (%)	انحراف کلی از نیروی مقرر ۱۰ نیوتن (%)
سیال مغناطیسی 122 EG	A	۱۰۳	۶۸	۹۳۰	۵۸۰	۱۵۱۰
	B	۸۱	۵۵	۷۱۰	۴۵۰	۱۱۶۰
	C	۵۵	۳۰/۵	۴۵۰	۲۰۵	۶۵۵
	D	۳۰	۱۵/۵	۲۰۰	۵۵	۲۵۵
سیال مغناطیسی 132 DG	E	۶۳	۲۴/۵	۵۳۰	۱۴۵	۶۷۵
	F	۵۰	۱۴/۸	۴۰۰	۴۸	۴۴۸
	G	۳۵	۱۰/۴	۲۵۰	۴	۲۵۴
	H	۲۴	۷/۲	۱۴۰	-۲۸	۱۱۲
سیال مغناطیسی 140 CG	I	۴۹/۵	۳۶/۸	۳۹۵	۲۶۸	۶۶۳
	J	۴۰/۵	۲۴/۵	۳۰۵	۱۴۵	۴۵۰
	K	۱۸/۵	۱۷/۲	۸۵	۷۲	۱۵۷
	L	۴/۷	۱۳	-۵۳	۳۰	-۲۳

۴-۳- طراحی ساختار مناسب برای میراگر مگنتورئولوژیکال

۴-۳-۱- انتخاب بهینه حفره عبور جریان، قطر داخلی میراگر و طول پیستون
پس از انتخاب سیال مغناطیسی مناسب بمنظور دستیابی به نیروی میراگری مورد نظر، در این بخش
اجزای اصلی ساختار فیزیکی میراگر مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در این مطالعه پارامترهای مختلفی از
جمله اندازه حفره جریان، طول پیستون، قطر میراگر، تعداد سیم پیچ‌های الکتریکی، الگول اعمال شدت
میدان مغناطیسی و چیدمان سیم پیچ‌های الکتریکی مورد بررسی شده‌اند. هر یک از پارامترهای نامبرده
در بهینه‌سازی عملکرد میراگر نقش داشته و بنابراین باید مورد مطالعه قرار گیرند. محدوده بررسی حفره
عبور جریان در این مطالعه در بازه ۰/۵ تا ۲/۵ میلی‌متر بوده و قطر میراگر در بازه ۱۲ تا ۱۶ میلی‌متر
مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین طول پیستون در محدوده ۲۰ تا ۲۳ میلی‌متر مورد مطالعه قرار
گرفته است. نمای طراح‌واره محیط مدل‌سازی شده در شکل ۴-۶ نشان داده شده است. در ابتدا تاثیر
حفره عبور جریان، قطر داخلی سیلندر و طول پیستون روی نیروی میراگری بررسی شده است. نتایج
حاصل از مدل‌سازی میراگر با استفاده از سیال مغناطیسی 140-CG با خصوصیات مورد نظر تعیین شده
در بخش قبلی با در نظر گرفتن ساختارهای فیزیکی مختلف در شکل ۴-۷ نشان داده شده است.
همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش حفره عبور جریان نیروی میراگری کاهش پیدا کرده و در نهایت
با الگوی تابع توانی به یک مقدار ثابت میل می‌کند، در حالی که با افزایش طول پیستون و قطر داخلی
سیلندر نیروی میراگری افزایش می‌یابد.



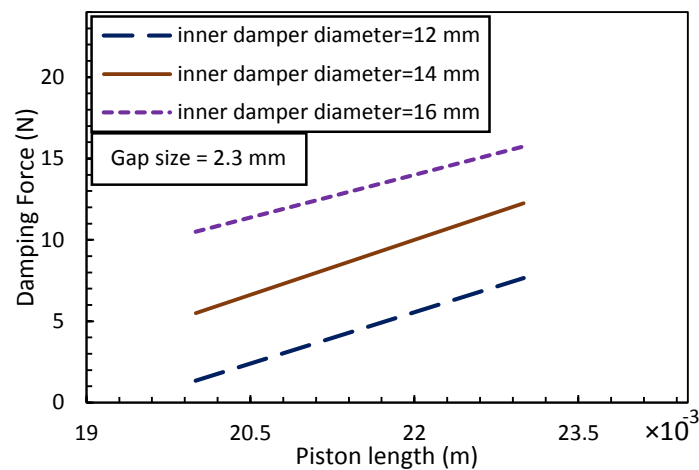
شکل ۴-۶- طرحواره محیط مدل سازی شده



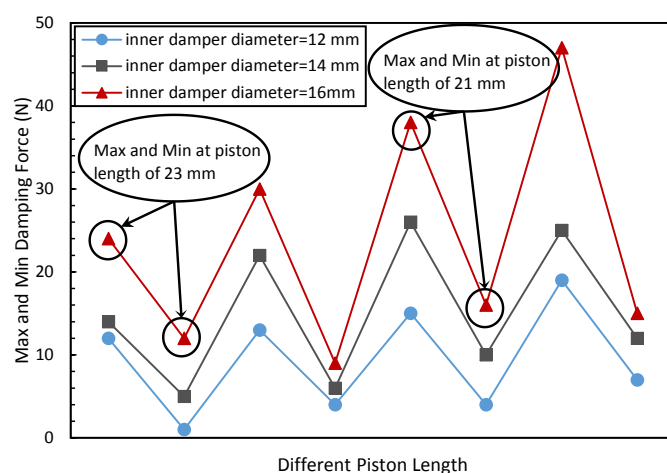
شکل ۴-۷- نیروی میراگری بر حسب حفره عبور جریان در قطر های داخلی مختلف از میراگر (الف) طول پیستون ۲۰ میلی متر (ب) طول پیستون ۲۱ میلی متر (ج) طول پیستون ۲۲ میلی متر (د) طول پیستون ۲۳ میلی متر

از آنجایی که مقدار نیروی میراگری پایدار در محدوده $\frac{2}{1}$ تا $\frac{2}{5}$ میلی متر از اندازه حفره جریان رخ می دهد، به حفره عبور جریان بطور متوسط مقدار $\frac{2}{3}$ اختصاص داده می شود. بمنظور انتخاب اندازه بهینه قطر داخلی سیلندر و طول پیستون مطالعات به بررسی چهار طول سیلندر متفاوت و سه قطر

پیستون مختلف اختصاص داده شده که در شکل ۴-۸ ارائه گردیده است. نتایج حاصل از مقدار نیروی میراگری حداقل و حداکثر برای تمامی حالات در شکل ۴-۹ نشان داده شده است. با توجه به اینکه نیروی میراگری مقرر برابر با ۱۰ نیوتن می‌باشد با انتخاب قطر داخلی میراگر برابر با ۱۴ میلی‌متر و طول پیستون برابر با ۲۲ میلی‌متر مقدار نیروی میراگری حاصل شده در بیشترین حالت از نزدیکی به مقدار مقرر قرار می‌گیرد و بنابراین مقادیر نامبرده به عنوان مقادیر اولیه بهینه در ساختار میراگر مگنتورئولوژیکال استفاده می‌شوند.



شکل ۴-۸- نیروی میراگری بر حسب طول پیستون در اندازه حفره عبور جریان ۲/۳ میلی‌متر و قطرهای مختلف میراگر

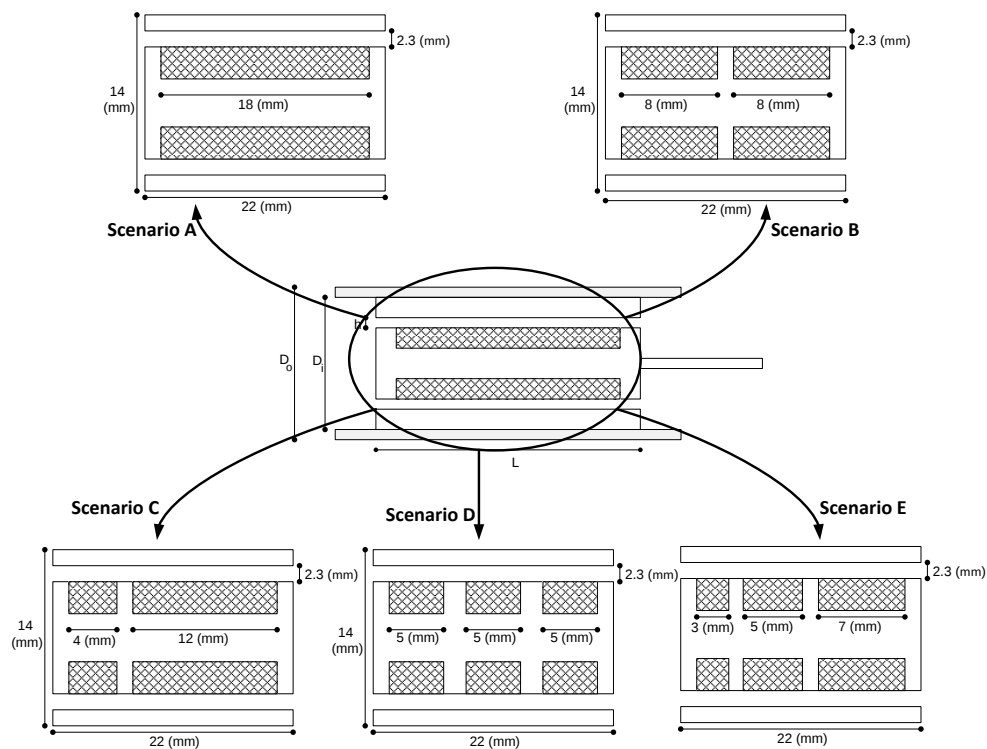


شکل ۴-۹- حداکثر نیروی میراگری برای مقدار مختلف از قطر میراگر و طولهای مختلف پیستون (۲۰، ۲۱، ۲۲ و ۲۳ میلی‌متر)

۴-۳-۲-طراحی بهینه سیم پیچ‌های الکتریکی

یکی از مهم‌ترین پارامترهای بررسی شده به عنوان یکی از نوآوری‌های مطالعه کنونی، طراحی چیدمان سیم‌پیچ‌های الکتریکی و تنظیم شدت میدان مغناطیسی آن‌ها است. در میراگرهای مگنتورئولوژیکال مرسوم از یک سیم پیچ الکتریکی با شدت میدان مغناطیسی ثابت استفاده می‌شود، در حالی که طراحی‌های مختلفی از آن‌ها را می‌توان در نظر گرفت. در اینجا چیدمان‌های مختلف سیم پیچ‌های الکتریکی را با در نظر گرفتن تعداد سیم پیچ‌ها و طول هر قطعه و توزیع توان الکتریکی در هر کدام مورد مطالعه قرار داده‌ایم.

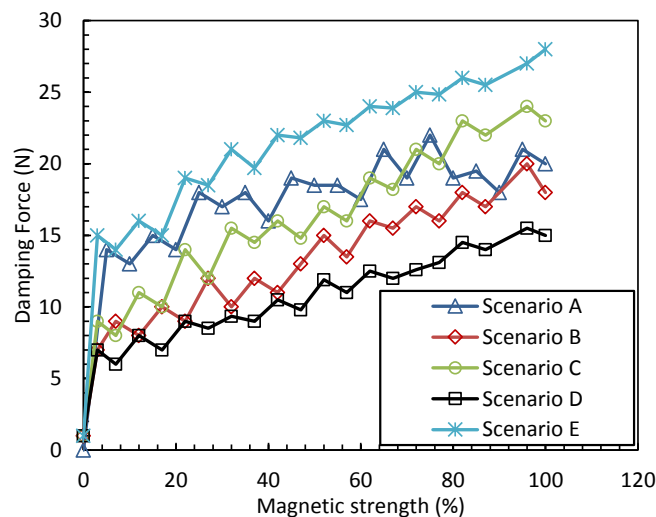
همانطور که ذکر شد طول پیستون برابر با ۲۲ میلی‌متر بوده که بخشی از آن شامل سیم پیچ الکتریکی می‌شود که این سیم پیچ بصورت پیوسته قرار داده شده است. همانطور که در شکل ۴-۱۰ مشاهده می‌شود نقشه اولیه میراگر شامل یک قطعه پیوسته از سیم پیچ الکتریکی به طول ۱۸ میلی‌متر روی پیستون می‌باشد. از این چیدمان ساده اولیه تحت عنوان سناریوی A نام می‌بریم. در حالت دیگر سیستم دارای دو سیم پیچ با اندازه‌های یکسان برابر با ۸ میلی‌متر می‌باشد که در فاصله‌ای مشخص از یکدیگر نصب شده‌اند و سناریوی B را ایجاد می‌کنند. سناریوی C مربوط به حالتی می‌باشد که از دو سیم پیچ مجزا با اندازه‌های ۴ و ۱۲ میلی‌متر تشکیل شده که بصورت گسسته از یکدیگر قرار گرفته‌اند. حالت بعدی از چیدمان مربوط به شرایطی است که در آن سه سیم پیچ با اندازه یکسان ۵ میلی‌متر در فواصل مشخص از یکدیگر تحت عنوان سناریوی D کار گذاشته شده‌اند. در نهایت در سناریوی E از سه سیم پیچ با ابعاد ۳، ۵ و ۷ میلی‌متر استفاده شده است.



شکل ۴-۱۰- سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌های الکتریکی

در شکل ۴-۱۱ نیروی میراگری حاصل از اعمال جریان‌های مختلف مغناطیسی با استفاده از سناریوهای متفاوت ارائه شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود در حالتی که از یک سیم پیچ الکتریکی پیوسته استفاده می‌کنیم، نیروی میراگری زیادی ایجاد می‌شود، اما با تغییر میدان مغناطیسی نوسانات شدیدی داشته و حالت پایدار و با کیفیت ایجاد نمی‌گردد. در حالتی که از سناریوی B استفاده می‌شود، مقدار نیروی میراگری و نوسانات حاصل از تغییر قدرت میدان مغناطیسی کاهش داشته که این نوسانات با افزایش شدت میدان مغناطیسی کاهش پیدا می‌کند و در نهایت نیروی میراگری با حالتی که از یک سیم پیچ الکتریکی پیوسته استفاده شده بود تقریباً برابر می‌شود. در شرایطی که سناریوی C پیاده شود، نیروی میراگری در توان‌های مغناطیسی پایین مقدار کمتری نسبت به دو حالت قبلی داشته اما با افزایش شدت میدان مغناطیسی، نیروی میراگری بیشتر از دو حالت سناریوی قبلی شده و سطح نوسانات این نیرو نیز در توان‌های مغناطیسی مختلف کاهش می‌یابد. اگر مطابق با سناریوی D از سه سیم پیچ الکتریکی با ابعاد یکسان استفاده شود نیروی میراگری از تمام حالات قبلی نامبرده کمتر بوده و سطح

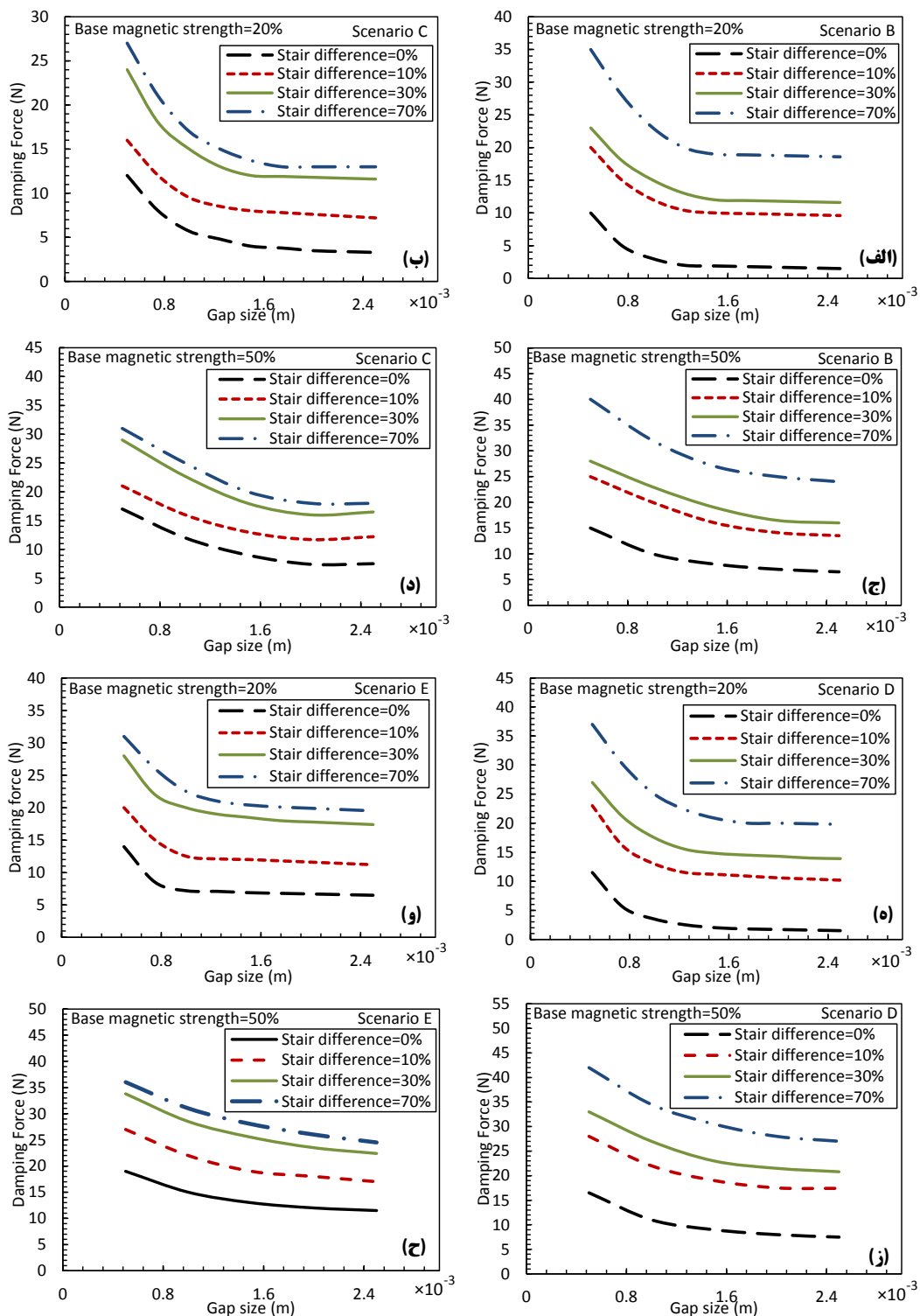
نوسان نیروی میراگری نیز کمتر است. در سناریوی E به عنوان آخرین طرح چیدمان سیم پیچ‌های الکتریکی، هنگامی که از سه سیم پیچ با ابعاد مختلف استفاده می‌شود، علاوه بر اینکه بیشترین نیروی میراگری نسبت به سناریوهای قبلی حاصل می‌گردد، سطح نوسانات نیروی میراگری نیز در کمترین مقدار خود قرار دارد. در حالت کلی مشخص می‌گردد که با افزایش تعداد قطعات سیم پیچ مورد استفاده، مقدار نیروی میراگری و سطح نوسانات آن هر دو کاهش پیدا می‌کنند اما با توزیع اندازه آن‌ها در طول پیستون می‌توان با حفظ حالت پایدار و در کمترین سطح از نوسانات به نیروی میراگری بالایی دست یافت.



شکل ۴-۱۱- تغییرات و حساسیت نیروی میراگری برای سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌ها با تغییر قدرت میدان مغناطیسی

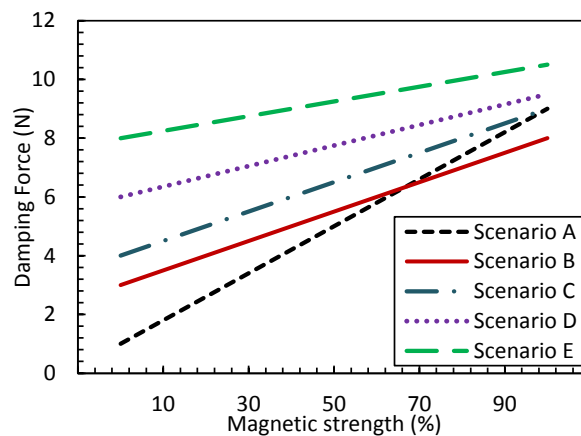
یکی از ایده‌های اصلی در بهینه‌سازی عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال تنظیم توان‌های مغناطیسی اعمال شده در قطعات مختلف سیم پیچ‌های الکتریکی است، به این مفهوم که با توجه به جهت حرکت پیستون در داخل سیلندر شدت میدان مغناطیسی اعمال شده توسط هر سیم پیچ متفاوت در نظر گرفته شود و با توجه به حرکت رفت و برگشتی پیستون توزیع توان الکتریکی بصورت متقارن و معکوس تغییر کند. به این صورت که سیم پیچی که در محدوده ورود جریان سیال به حفره پیستون قرار داد دارای کمترین قدرت میدان مغناطیسی و سیم پیچ قرار داده شده در سوی دیگر پیستون که جریان سیال از حفره مربوط به آن خارج می‌شود دارای بیشترین نیروی میراگری باشد. این مدل از توزیع شدت میدان

مغناطیسی برای سناریوهایی که در آن ها از ۲ یا سه قطعه سیم پیچ الکتریکی استفاده می شود قابل پیاده سازی است. همچنین می توان در نظر گرفت که توزیع شدت میدان مغناطیسی از یک سیم پیچ به سیم پیچ مجاور خود بصورت تابع پله ای بوده و این روند تا آخرین سیم پیچ ادامه پیدا کند. در این شرایط ارتفاع پله در نظر گرفته شده نیز باید تنظیم گردد. مطالعات روی دو گروه از توان های مغناطیسی پایه انجام شده است. در دسته اول شدت میدان مغناطیسی پایه برابر با ۰/۲۵ آمپر در نظر گرفته شده است که معادل با ضریب شدت میدان مغناطیسی ۲۰ درصد داخل مدل سازی می باشد و در گروه دوم شدت میدان مغناطیسی اعمال شده ۱/۲ آمپر است و معادل با آن ضریب مغناطیسی ۵۰٪ وارد کد نوشته شده می گردد. در هر دو گروه توان پایه در نظر گرفته شده، نرخ افزایش شدت جریان از هر پله به پله بعدی با افزایش ۰٪، ۱۰٪، ۳۰٪ و ۷۰٪ نسبت به توان پایه مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج حاصل از شکل ۴-۱۲ نشان می دهد که کمترین مقدار نیروی میراگری زمانی رخ می دهد که هیچ میدان مغناطیسی به سیستم وارد نشود. همچنین مشاهده می شود با اعمال جریان الکتریکی ۰/۲۵ آمپر و با استفاده از سناریوی B، مقدار نیروی میراگری حاصل شده برای حالتی که اختلاف شدت میدان مغناطیسی بین دو سیم پیچ ۱۰٪ باشد با حالتی که این اختلاف ۳۰٪ در نظر گرفته شود تفاوت چشمگیری ندارد. با این وجود در همین سناریو اگر از اختلاف شدت میدان مغناطیسی ۷۰٪ در هر پله نسبت به پله دیگر استفاده شود، نیروی میراگری بشدت افزایش می یابد. در حالتی که از سناریوی C استفاده می شود اختلاف شدت میدان مغناطیسی ۳۰٪ و ۷۰٪ تغییر چندانی در نیروی میراگری ایجاد نمی کند. مطابق آنچه در شکل ۴-۱۲ مشاهده می شود الگوی تغییر شدت میدان مغناطیسی و تاثیر آن بر نیروی میراگری برای سناریو های D و E مشابه حالات نامبرده می باشد. مطالعات انجام شده برای توان های مغناطیسی پایه ۱/۲ آمپر نیز نتایج یکسانی را ارائه می دهد. تنها تفاوت موجود در نمودارهای ارائه شده به این صورت است که در توان های مغناطیسی پایه ۱/۲ آمپر انحنای منحنی تغییرات نیروی میراگری به شدت میدان مغناطیسی کمتر بوده و لذا حساسیت نیروی میراگری به حفره عبور جریان کمتر است.



شکل ۴-۱۲- نیروی میراگری بر حسب حفره عبور جریان در توان های مغناطیسی پایه و ارتفاع پله های مغناطیسی مختلف (الف) سناریوی B، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (ب) سناریوی C، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (ج) سناریوی B، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ (د) سناریوی C، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ (ه) سناریوی D، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (و) سناریوی E، شدت میدان مغناطیسی پایه ۲۰٪ (ز) سناریوی D، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪ (ح) سناریوی E، شدت میدان مغناطیسی پایه ۵۰٪

در این قسمت تاثیر جداسازی سیم پیچ‌های الکتریکی و مقدار شدت میدان مغناطیسی اعمال شده توسط هر یک از آن‌ها روی نیروی میراگری مورد مطالعه قرار گرفته است. همانطور که در شکل ۴-۱۳ نشان داده شده است، هنگامی که از سیم پیچ‌های مجزا با تنظیم توان الکتریکی اعمال شده توسط هر کدام از آن‌ها استفاده می‌شود، نوسانات موجود در مقدار نیروی میراگری حذف شده و می‌توان نتیجه گرفت که تنظیم هوشمند شدت میدان مغناطیسی و توزیع مطلوب آن میان سیم پیچ‌های گسسته از یکدیگر عامل از بین برنده نوسانات می‌باشد.



شکل ۴-۱۳- محدوده نیروی میراگری بر حسب شدت میدان مغناطیسی اعمال شده در سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌ها

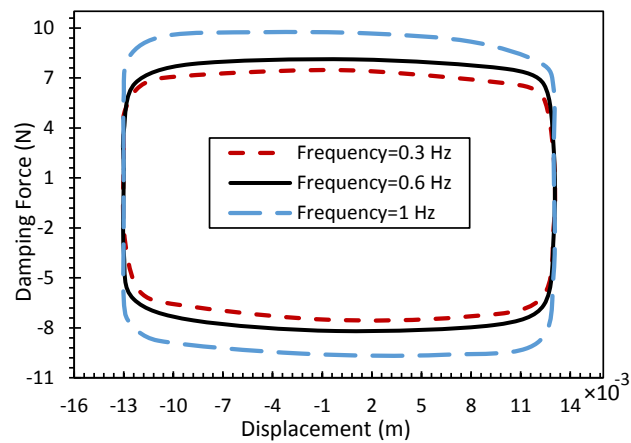
اکنون پس از بررسی سناریوهای مختلف با استفاده از روش سعی و خطا برای مقدار توان اعمال شده به سیم پیچ‌ها حالت بهینه تعیین می‌شود. پس از انجام محاسبات بهترین سناریویی که می‌تواند با کمترین مقدار مصرف انرژی الکتریکی نیروی میراگری با کیفیت ۱۰ نیوتن را ایجاد نماید مشخص می‌شود. نتایج حاصل از محاسبات سعی و خطا مشخص می‌کند، بهترین چیدمان حالتی رخ می‌دهد که از سه قطعه سیم پیچ با ابعاد مختلف بصورت گسسته مطابق سناریوی E در میراگر مگنتورئولوژیکال استفاده می‌شود. همچنین شدت میدان مغناطیسی پایه مورد نظر معادل با ضریب مغناطیسی ۴۰٪ بوده و لازم است اختلاف توان الکتریکی هر قطعه با قطعه سیم پیچ بعدی با پله ۱۵٪ در نظر گرفته شود. در این شرایط چیدمان بهینه سیم پیچ‌های الکتریکی به همراه توزیع شدت میدان مغناطیسی بهینه تعیین می‌گردد.

۴-۴- بررسی دامنه و فرکانس جریان سیال داخل میراگر

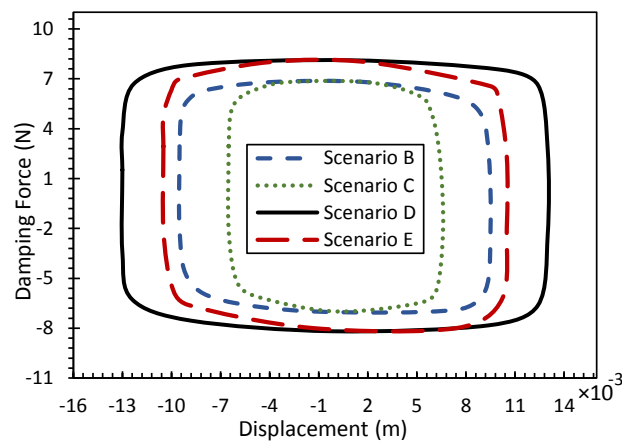
پس از تعیین شرایط عملکرد بهینه میراگر مگنتورئولوژیکال با توجه به سیال انتخابی و طراحی ساختاری میراگر، تاثیر دامنه و سرعت حرکت پیستون در داخل سیلندر در فرکانس‌های مختلف روی نیروی میراگری با استفاده از مدل محاسباتی بوک ون اصلاح شده مورد بررسی قرار گرفته است. اگر میراگر بهینه‌سازی شده در فرکانس‌های ۰/۳، ۰/۶ و ۱ عمل نماید، با توجه به محدوده جابجایی پیستون داخل سیلندر نیروی میراگری و شرایط پسماند مغناطیسی تعیین می‌شوند. مطابق نتایج ارائه شده در شکل ۴-۱۴ با افزایش فرکانس، نیروی میراگری و سطح پسماند مغناطیسی افزایش پیدا می‌کند.

همچنین مطالعات بمنظور بررسی اثر اعمال شدت میدان مغناطیسی بصورت پله‌ای روی حلقه پسماند مغناطیسی با استفاده از سناریوهای B، C، D و E انجام شده است. همانطور که در شکل ۴-۱۵ نشان داده شده است، هنگامی که از الگوی اعمال شدت میدان مغناطیسی بصورت پله‌ای استفاده می‌شود سطح پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری ثابت کاهش پیدا می‌کند، بنابراین شرایط عملیاتی مناسب‌تری ایجاد می‌شود، در حالی که هنگامی که میدان مغناطیسی بصورت مقدار ثابت وارد می‌شود سطح پسماند مغناطیسی افزایش می‌یابد.

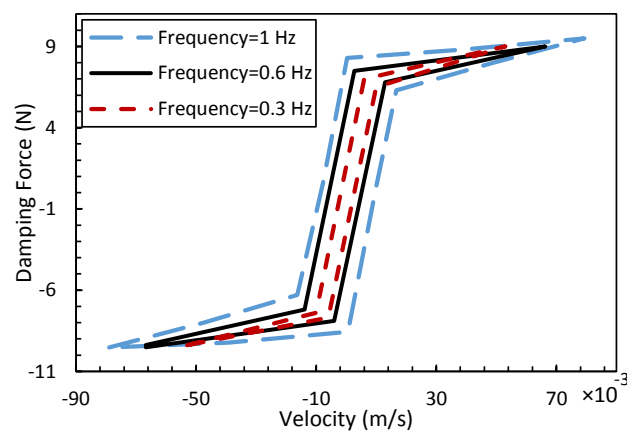
مطالعات روی تاثیر سرعت پیستون روی نیروی میراگری در فرکانس‌های مختلف انجام شده است. نتایج ارائه شده در شکل ۴-۱۶ نشان می‌دهد هر گاه پیستون با سرعت بیشتری بازگردانده شود، نیروی میراگری و سطح پسماند مغناطیسی زیاد می‌شود. بنابراین اگر یک استفاده خاص از میراگر مگنتورئولوژیکال مورد نظر باشد و مقدار فرکانس و سرعت پیستون قابل تنظیم باشد، می‌توان شرایط عملیاتی را بصورتی تنظیم کرد که سطح پسماند مغناطیسی و نیروی میراگری در مقادیر مطلوب مورد نظر قرار داده شوند.



شکل ۴-۱۴- حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب جابجایی در فرکانس‌های مختلف



شکل ۴-۱۵- حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب جابجایی در سناریوهای مختلف از چیدمان سیم پیچ‌ها



شکل ۴-۱۶- حلقه پسماند مغناطیسی در نیروی میراگری بر حسب سرعت در فرکانس‌های مختلف

از نمونه اعداد بدون بعد که می‌تواند خصوصیات فرکانس جریان سیال و گرانیوی آن را بصورت همزمان مورد بررسی قرار دهد، عدد ومرسلی^۱ می‌باشد. عدد ومرسلی نشان دهنده رابطه میان فرکانس جریان و گرانیوی آن بوده و بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\alpha = R\left(\frac{\omega}{g}\right)^{\frac{1}{2}} = R\left(\frac{\omega\rho}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (۱-۴)$$

در این معادله R مقیاس طول مناسب (به عنوان مثال ارتفاع حفره عبور جریان)، ω فرکانس زاویه‌ای نوسانات حرکت پیستون، ρ چگالی سیال و μ گرانیوی دینامیک سیال است.

همچنین می‌توان عدد ومرسلی را از ضرب عدد رینولدز^۲ و عدد استروهل^۳ بدست آورد:

$$\alpha = (2\pi \cdot Re \cdot St)^{\frac{1}{2}} \quad (۲-۴)$$

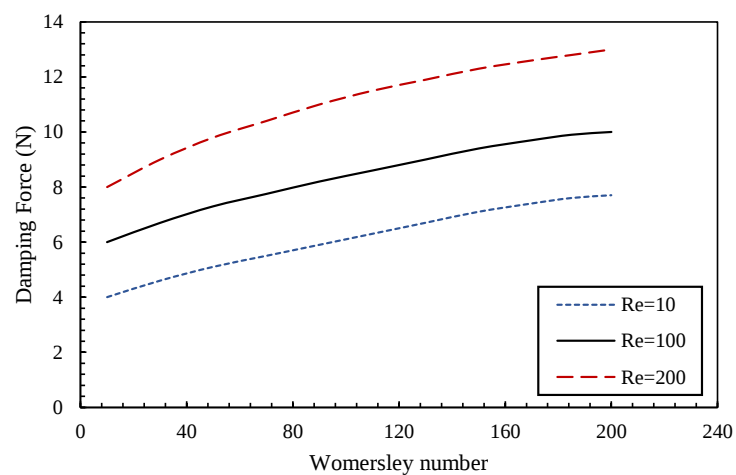
در این معادله عدد رینولدز بصورت $Re = \frac{\rho u L}{\mu}$ تعریف شده و عدد استروهل بصورت $St = \frac{fL}{u}$ بیان می‌گردد.

با بررسی اثر عدد ومرسلی جریان سیال داخل کانال میراگر مگنتورئولوژیکال مطابق شکل‌های ۴-۱۷ و ۴-۱۸ مشخص می‌شود که با افزایش عدد ومرسلی، نیروی میراگری افزایش پیدا می‌کند. در این شرایط افزایش عدد رینولدز نیروی میراگری را افزایش می‌دهد. افزایش عدد استروهل نیز سبب کاهش نیروی میراگری می‌گردد. بنابراین با تنظیم جریان بصورتی که اعداد رینولدز، استروهل و مرسلی در مقادیر مناسب خود بترتیب برابر با ۱۰۰، ۸۰ و ۲۰۰ قرار داده شوند، می‌توان به نیروی میراگری مورد نظر دست پیدا کرد.

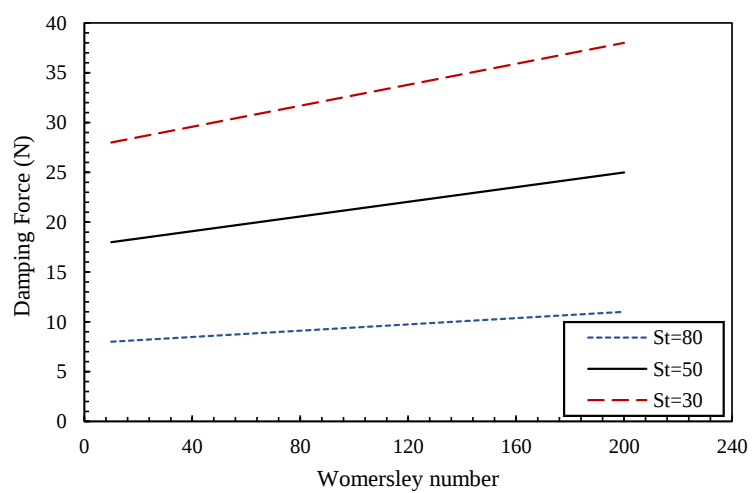
^۱ Womersley number

^۲ Reynolds number

^۳ Strouhal number



شکل ۴-۱۷- نیروی میراگری بر حسب عدد ومرسلی در اعداد رینولدز متفاوت



شکل ۴-۱۸- نیروی میراگری بر حسب عدد ومرسلی در اعداد استروهال متفاوت

فصل ۵ – مدل سازی

میراگر با رویکرد

بهینه سازی شرایط زبری

۵-۱- مقدمه

یکی از ایده‌هایی که در این بخش مورد بررسی قرار گرفته است، مطالعه تاثیر شرایط زبری سطح پیستون روی نیروی میراگری و عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال در مقیاس کوچک می‌باشد. در این بخش از مطالعه ابتدا پارامترهای مختلف دیگری از سیال مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته و تاثیر آن بر نیروی میراگری مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. انواع مختلف از شرایط زبری با چیدمان مختلف روی سطح پیستون قرار داده شده و با توجه به نتایج حاصل شده از مدل‌سازی، میزان مصرف انرژی بمنظور دستیابی به نیروی میراگری ۱۰ نیوتن با نمونه آزمایشگاهی ارائه شده توسط لی و همکارانش [۸۰] مقایسه می‌گردد.

۵-۲- انتخاب سیال مغناطیسی بهینه

از مهمترین مراحل برای مدل‌سازی میراگر مگنتورئولوژیکال می‌توان به انتخاب سیال مغناطیسی مناسب به عنوان سیال عامل داخل میراگر اشاره کرد. در این بخش از مطالعه دیگر ابعاد سیال مغناطیسی با تمرکز روی چگالی ذرات مغناطیسی، ضخامت لایه فعال در سطح و جرم ذرات استهلاکی مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در نهایت سیال بهینه با توجه به انواع سیالات مرسوم مغناطیسی مورد استفاده در میراگرها انتخاب می‌شود. سپس با انجام آنالیز حساسیت روی پارامترهای تاثیر گذار سیال، این خصوصیات فیزیکی شناسایی می‌شوند.

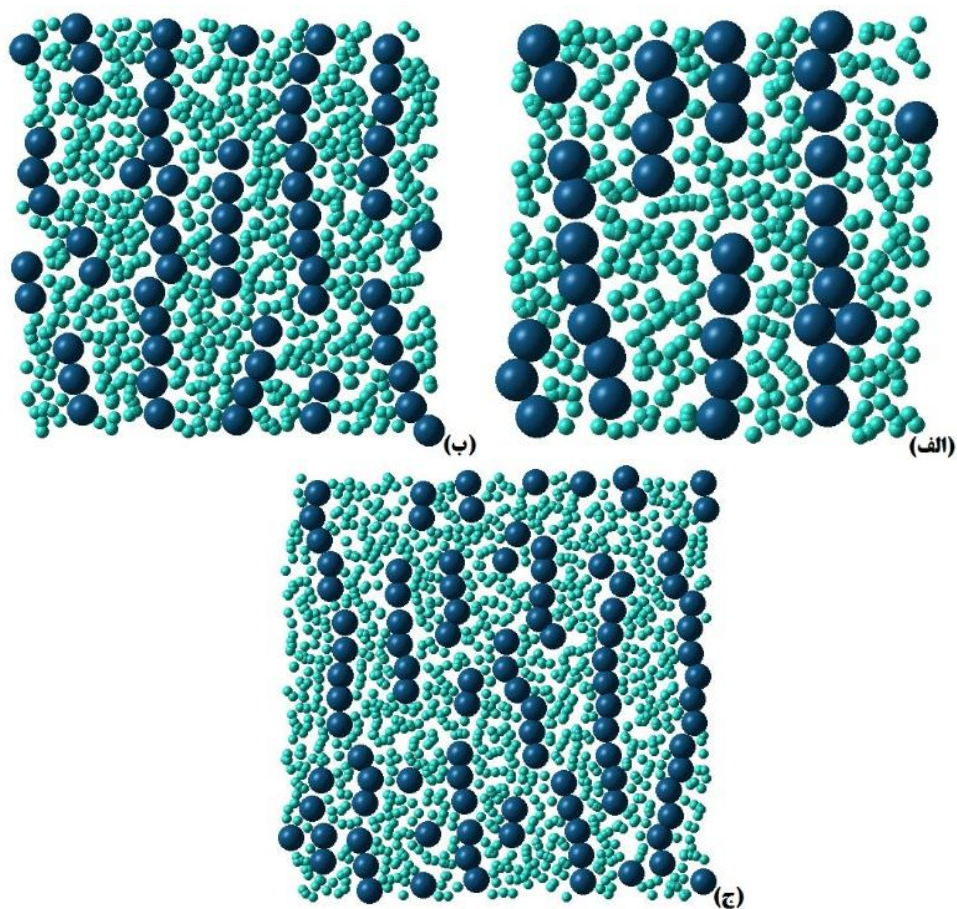
۵-۲-۱- بررسی اثر چگالی ذرات مغناطیسی بر نیروی میراگری

در این بخش از مطالعه به بررسی اثر چگالی ذرات مغناطیسی موجود در سیال حامل پایه بر نیروی میراگری می‌پردازیم. با توجه به اینکه سه نوع سیال مغناطیسی با نام‌های تجاری 122-EG ، 132-DG و 140-CG در میراگرهای مگنتورئولوژیکال مورد استفاده قرار می‌گیرند، مدل‌سازی در محدوده خصوصیات این سه نوع سیال انجام شده است. مطالعات در اعداد چگالی ۰/۱ تا ۰/۸ مورد بررسی قرار گرفته و سه نمونه از نتایج اجرای مدل در اعداد چگالی ۰/۲، ۰/۴ و ۰/۷ در شکل ۵-۱ نشان داده شده است. در انجام مدل‌سازی عدد چگالی بصورت حاصلضرب مربع قطر بی‌بعد ذرات مغناطیسی در تعداد

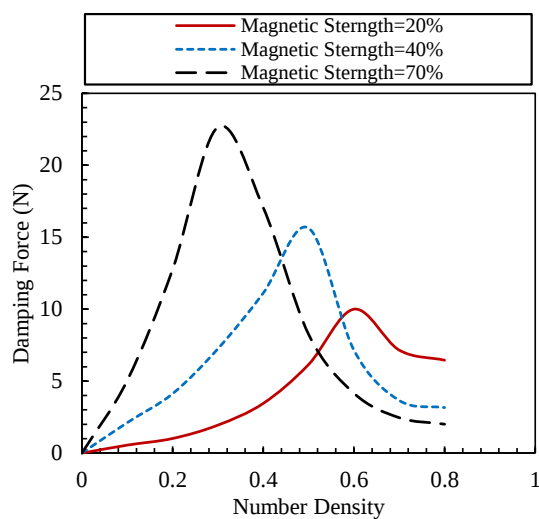
ذرات موجود تعریف می‌شود. همانطور که ملاحظه می‌گردد، در اعداد چگالی پایین تعداد زنجیره‌های کامل ذرات مغناطیسی کمتر می‌باشند، در حالی که با افزایش عدد چگالی تعداد زنجیره‌ها و طول آن‌ها افزایش می‌یابد. همچنین فاصله میان زنجیره‌های ذرات کمتر بوده و متوسط ضخامت زنجیره در چگالی ذرات بالا بیشتر می‌باشد.

مطالعات در توان‌های مغناطیسی ۲۰٪، ۴۰٪ و ۷۰٪ انجام شده تا اثر میدان مغناطیسی نیز مورد بررسی قرار گیرد. با توجه به شکل ۵-۲ ملاحظه می‌شود با افزایش شدت میدان مغناطیسی نیروی میراگری حداکثر افزایش و نیروی میراگری پایدار کاهش پیدا می‌کند. این در حالی است که با افزایش چگالی ذرات مغناطیسی نیروی میراگری ابتدا افزایش یافته و در ادامه پس از کاهش به مقداری ثابت میل می‌کند.

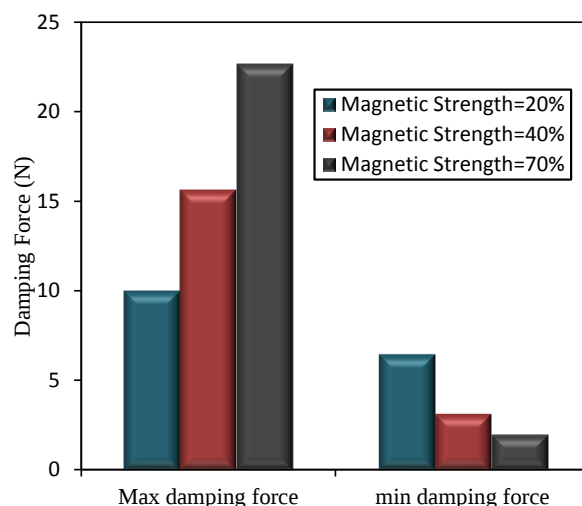
همانطور که در شکل ۵-۳ نشان داده شده است حداکثر نیروی میراگری در توان‌های مغناطیسی بالاتر بیشتر بوده در حالی که نیروی میراگری پایدار در شدت میدان مغناطیسی پایین‌تر بیشتر می‌باشد. با توجه به مقدار مطلوب ۱۰ نیوتن بمنظور انجام میراگری مورد نظر، با حفظ دیگر شرایط سیال با چگالی ذرات مغناطیسی ۰/۶ و شدت میدان مغناطیسی اعمال شده ۴۰ درصد به عنوان مقادیر بهینه انتخاب شده و در طول مدل‌سازی ثابت نگه داشته می‌شود.



شکل ۵-۱- نتایج حاصل از مدل سازی در تراکم ذرات مغناطیسی مختلف (الف) عدد چگالی ۰/۲ (ب) عدد چگالی ۰/۴ (ج) عدد چگالی ۰/۷



شکل ۵-۲- تاثیر چگالی ذرات مغناطیسی بر نیروی میراگری در توان های مغناطیسی مختلف

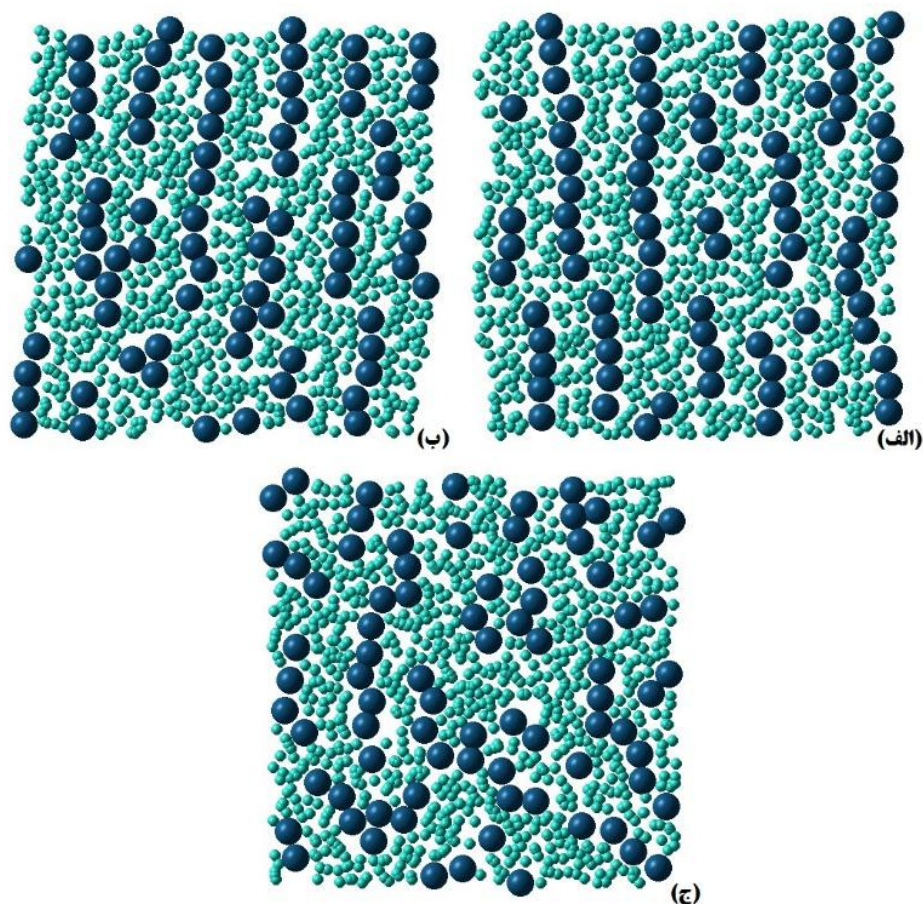


شکل ۵-۳- حداقل و حداکثر نیروی میراگری در توان‌های مغناطیسی مختلف با تغییر چگالی ذرات مغناطیسی

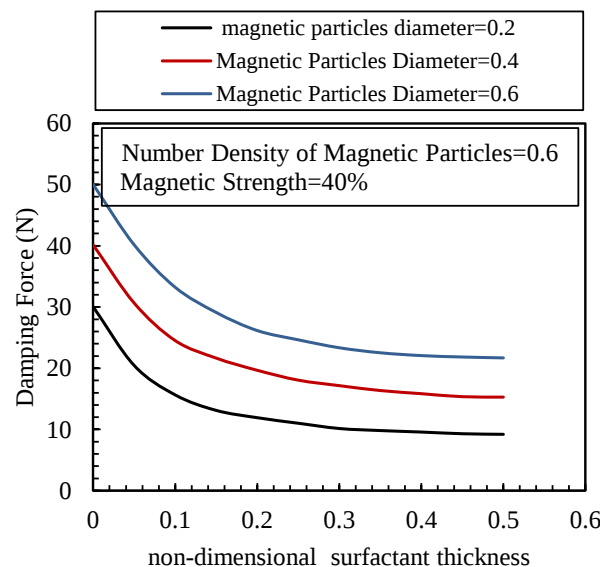
۵-۲-۲- بررسی اثر ضخامت لایه فعال در سطح بر نیروی میراگری

با توجه به اینکه لایه فعال در سطح ذره مغناطیسی یکی از عوامل اصلی در پایدار نگهداشتن سیال مغناطیسی می‌باشد، در این قسمت از مطالعه به بررسی اثر ضخامت این لایه روی نیروی میراگری می‌پردازیم. مدل‌سازی انجام شده در سه ضخامت بدون بعد از لایه فعال در سطح برابر با ۰/۱، ۰/۶ و ۰/۹ در شکل ۵-۴ نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود اگر چه با افزایش ضخامت لایه فعال سیال مغناطیسی پایدارتر شده و عمر مصرف طولانی‌تری پیدا می‌کند، اما نیروی مازاد دافعه ایجاد شده سبب می‌شود زنجیره ذرات ناپایدار شده و به تدریج سیال مغناطیسی حالت نیمه جامد خود را از دست دهد که منجر به کاهش عملکرد بهینه میراگر می‌شود. در این حالت همانطور که در شکل ۵-۵ نشان داده شده است با افزایش ضخامت لایه فعال در سطح و کاهش قطر ذرات مغناطیسی، نیروی میراگری کاهش پیدا می‌کند. بمنظور تعیین ضخامت بهینه لایه فعال در سطح با تحلیل نمودار مشخص می‌شود که با استفاده از لایه فعال در سطح به ضخامت بدون بعد ۰/۳ و استفاده از ذرات مغناطیسی با قطر بدون بعد ۰/۲ بیشترین محدوده از نیروی میراگری ۱۰ نیوتن به عنوان توان مقرر مورد نظر حاصل می‌گردد. با توجه به آنچه در شکل ۵-۶ نشان داده شده است، در این شرایط ۷۰ درصد از سطح نمودار در محدوده نیروی میراگری ۱۰ نیوتن با خطای ۲۰ درصد قرار دارد، در حالی که سهم دیگر نمودارها

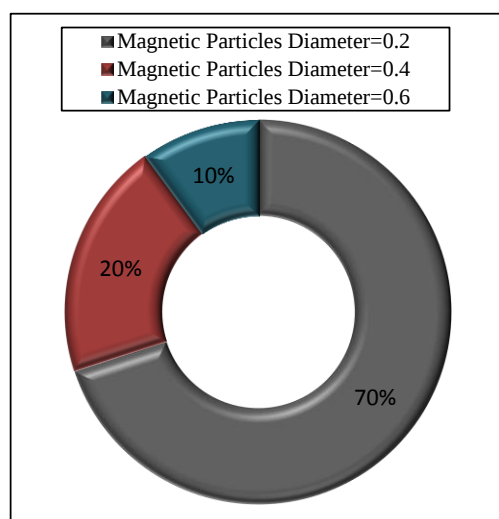
در ضخامت‌های دیگر لایه فعال و قطره‌های متفاوت ذرات مغناطیسی کمتر می‌باشد. بنابراین علاوه بر شدت میدان مغناطیسی ۰/۴۰٪ و چگالی ذرات مغناطیسی ۰/۶، قطر بدون بعد ذرات مغناطیسی و ضخامت لایه فعال در سطح بهینه را به ترتیب برابر با ۰/۲ و ۰/۳ در نظر می‌گیریم.



شکل ۴-۵- نتایج حاصل از مدل‌سازی در ضخامت لایه فعال در سطح مختلف (الف) ضخامت ۰/۱ (ب) ضخامت ۰/۶ (ج) ضخامت ۰/۹



شکل ۵-۵- تاثیر ضخامت بدون بعد لایه فعال در سطح بر نیروی میراگری در قطر ذرات مغناطیسی مختلف



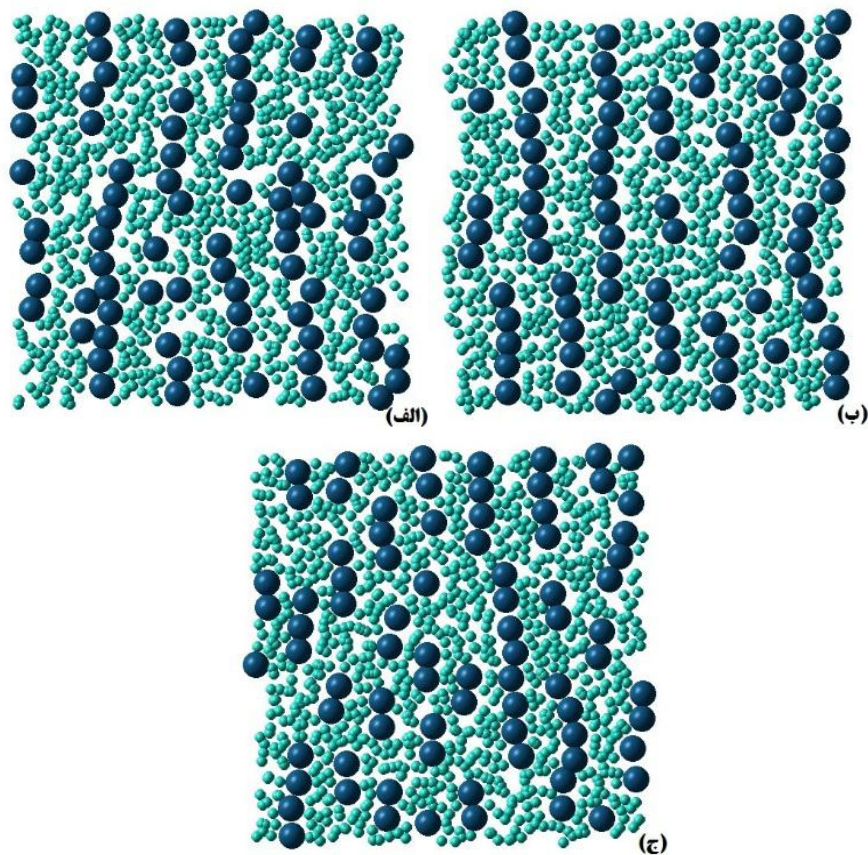
شکل ۵-۶- محدوده شدت میدان مغناطیسی مطلوب در قطر ذرات مغناطیسی مختلف

۵-۲-۳- بررسی اثر جرم ذرات استهلاکی بر نیروی میراگری

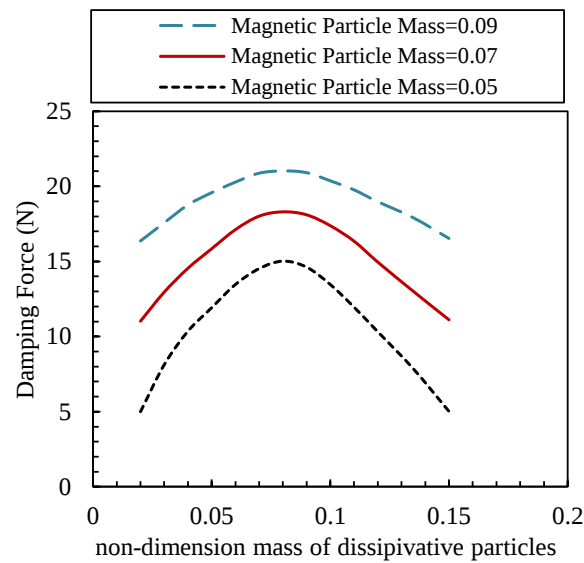
ذرات استهلاکی حمل کننده ذرات مغناطیسی بوده و در نحوه چیدمان آن ها نقش مستقیم دارند. همانطور که در شکل ۵-۷ نشان داده شده است، هنگامی که ذرات استهلاکی در پایین ترین جرم خود قرار دارند زنجیره ذرات مغناطیسی نسبتاً کامل می باشد، با این حال ضخامت زنجیره ها بیشتر بوده و انحراف نسبتاً زیادی با جهت میدان مغناطیسی دارند. این انحراف به این دلیل رخ می دهد که جرم کم ذرات استهلاکی قادر به کنترل و حفظ ذرات مغناطیسی نبوده و بنابراین ذرات مغناطیسی به سمت

چپ یا راست منحرف می‌شوند. در حالتی که از جرم متوسط ذرات استهلاکی استفاده می‌شود، زنجیره کامل ذرات مغناطیسی بدون انحراف از جهت میدان مغناطیسی تشکیل می‌گردد. هنگامی که ذرات استهلاکی با جرم زیاد مورد استفاده قرار بگیرد، هر چند انحراف به چپ و راست کم بوده اما به دلیل عدم جابجایی آسان ذرات مغناطیسی زنجیره ذرات با طول کوتاه‌تری تشکیل می‌شود.

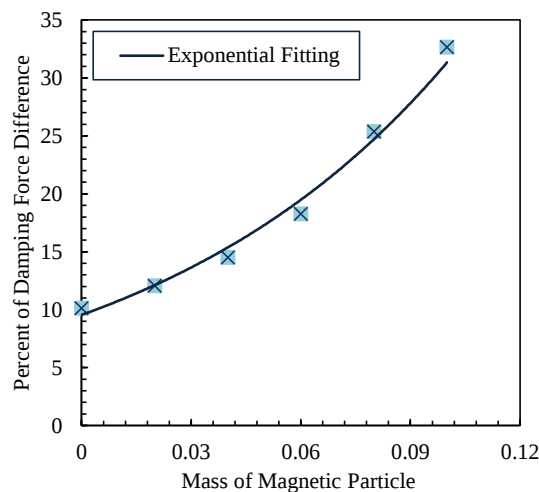
با توجه به نتایج ارائه شده در شکل ۵-۸ با افزایش جرم ذرات استهلاکی، نیروی میراگری ابتدا افزایش و سپس کاهش پیدا می‌کند. همچنین ملاحظه می‌شود که با افزایش جرم ذرات مغناطیسی نیروی میراگری افزایش یافته و تغییرات این نیرو نسبت به جرم ذرات استهلاکی کاهش می‌یابد. با توجه به مقدار نیروی میراگری مورد نظر جرم بهینه ذرات مغناطیسی و استهلاکی بترتیب برابر با ۰/۵ و ۰/۱ انتخاب می‌شود. با تحلیل نتایج حاصل شده مطابق شکل ۵-۹ مشاهده می‌شود تغییر نیروی میراگری با افزایش جرم ذرات مغناطیسی با الگوی تابع نمایی و بصورت افزایشی می‌باشد.



شکل ۵-۷- نتایج حاصل از مدل‌سازی در جرم ذرات استهلاکی مختلف (الف) جرم ۰/۰۲ (ب) جرم ۰/۱ (ج) جرم ۰/۲



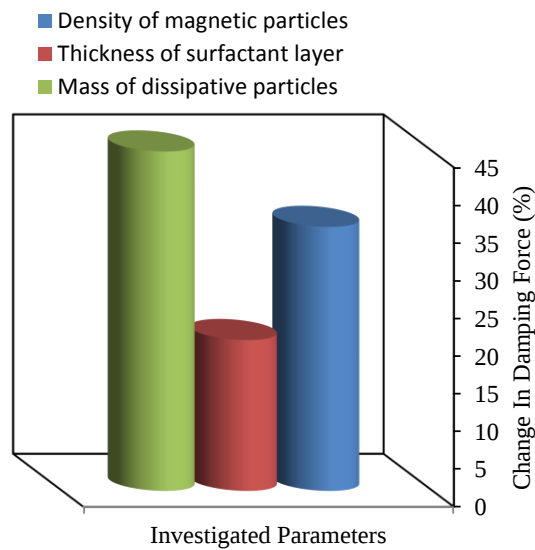
شکل ۵-۸- تغییرات نیروی میراگری نسبت به وزن بی‌بعد ذرات استهلاکی در وزن بی‌بعد متفاوت ذرات مغناطیسی



شکل ۵-۹- درصد اختلاف نیروی میراگری نسبت به تغییر جرم بدون بعد ذرات مغناطیسی

آنالیز حساسیت بمنظور بررسی میزان تاثیرپذیری شاخص‌های چگالی ذرات مغناطیسی، ضخامت لایه فعال در سطح و جرم ذرات استهلاکی روی نیروی میراگری با استفاده از ابزار مرتبط داخل نرم افزار متلب^۱ انجام شده است. همانطور که در شکل ۱۹ نشان داده شده است جرم ذرات استهلاکی بیشترین تاثیر در تغییر نیروی میراگری را داشته در حالی که ضخامت لایه فعال در سطح کمترین اثر را دارد.

¹ Matlab



شکل ۵-۱۰- آنالیز حساسیت شاخص‌های مختلف روی نیروی میراگری

با توجه به ضرایب معادل پارامترهای مختلف بررسی شده در سیالات مغناطیسی تجاری مرسوم مطابق آنچه در جدول ۵-۱ ارائه شده است داده‌های معادل سیال مغناطیسی 140-CG بیشترین نزدیکی به مقادیر بهینه انتخاب شده در مطالعه کنونی را داشته و به عنوان سیال مطلوب جهت فراهم آوردن نیروی میراگری مورد نظر مورد استفاده قرار می‌گیرد.

جدول ۵-۱- مقادیر معادل پارامترهای بررسی شده در مدل‌سازی در سیالات مغناطیسی مرسوم

جرم ذرات مغناطیسی	جرم ذرات استهلاکی	چگالی ذرات مغناطیسی	ضخامت لایه فعال در سطح	قطر معادل ذرات مغناطیسی	سیال مغناطیسی
۰/۰۳	۰/۰۴	۰/۵۵	۰/۲	۰/۱	۱۲۲-ای جی
۰/۰۵	۰/۰۹	۰/۶۷	۰/۳۱	۰/۱۷	۱۳۲-دی جی
۰/۰۶	۰/۱۳	۰/۷۳	۰/۳۶	۰/۲۵	۱۴۰-سی جی

۵-۳- تحلیل زبری سطح پیستون

تمام مطالعات انجام شده روی رفتار میراگر با این فرض انجام شده است که سطح پیستون کاملاً صاف در نظر گرفته شود؛ بنابراین شرایط مرزی و توزیع سرعت سیال با توجه به این فرض توسعه پیدا کرده است. از آنجایی که وجود زبری سطحی روی بدنه پیستون می‌تواند خصوصیات و سرعت عبور سیال را تحت تاثیر قرار دهد، امکان تغییر شرایطی همانند تنش تسلیم با در نظر گرفتن زبری نسبی و تغییر در نیروی میراگری امکان‌پذیر می‌باشد. در این بخش تاثیر چیدمان مختلف زبری نسبی بدنه پیستون روی کیفیت و کمیت نیروی میراگری ایجاد شده مورد بررسی قرار گرفته است. بمنظور اعمال شرایط فیزیکی زبری روی سطح از معادله ویرستراس-ماندلبروت^۱ (W-M) استفاده شده است. این معادله بصورتی تعریف شده است که می‌تواند زبری موجود روی یک سطح را به صورت مناسبی ترسیم نماید. معادله W-M بصورت زیر تعریف می‌شود [۱۱۰]:

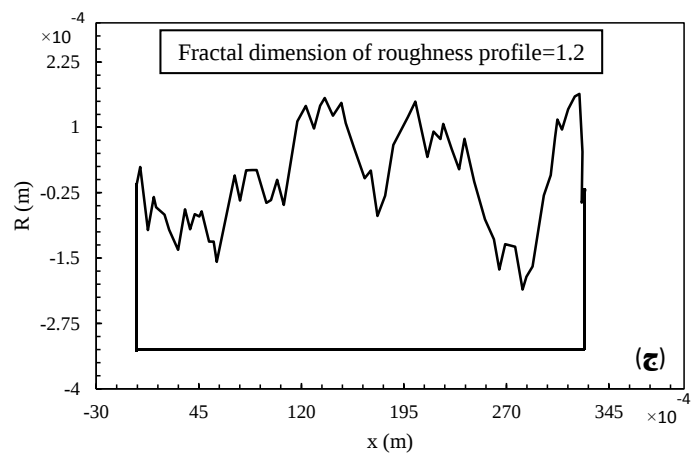
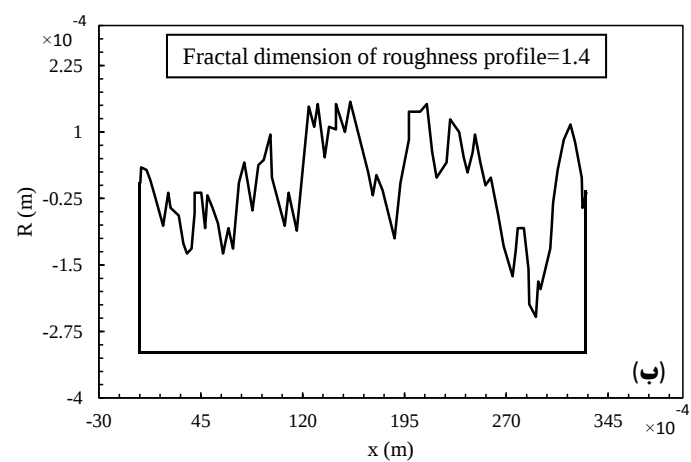
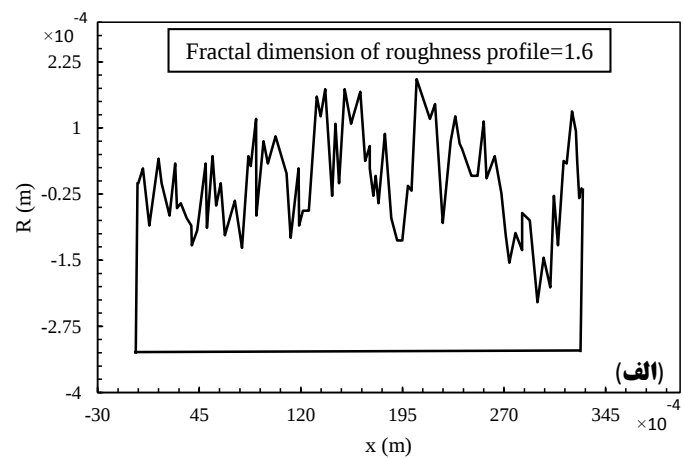
$$R(x) = G^{(E-1)} \sum_{n=n_1}^{\infty} \frac{\cos(2\pi\varphi^n x)}{\varphi^{(2-E)n}} \quad \begin{matrix} 1 < E < 2 \\ \varphi > 1 \end{matrix} \quad (۱-۵)$$

در این معادله، G مقیاس طول مشخصه، E توزیع زبری ابعاد جزئی، φ پارامتر مقیاس‌بندی و $R(x)$ ارتفاع هر نقطه از سطح می‌باشد.

سازوکار اعمال شده برای شرط مرزی عدم لغزش که پیش از این مورد استفاده قرار گرفته بود روی زبری نسبی نیز پیاده می‌شود؛ به این صورت که لایه‌ای از ذرات خارج از دامنه محاسباتی ثابت می‌شوند و ذرات آزاد سیال با مرز مختصات زبری برخورد کرده و بازگشت آینه‌ای رخ می‌دهد.

شکل ۵-۱۱ توزیع زبری روی یک سطح را در شرایط زبری مختلف با استفاده از معادله W-M نمایش می‌دهد.

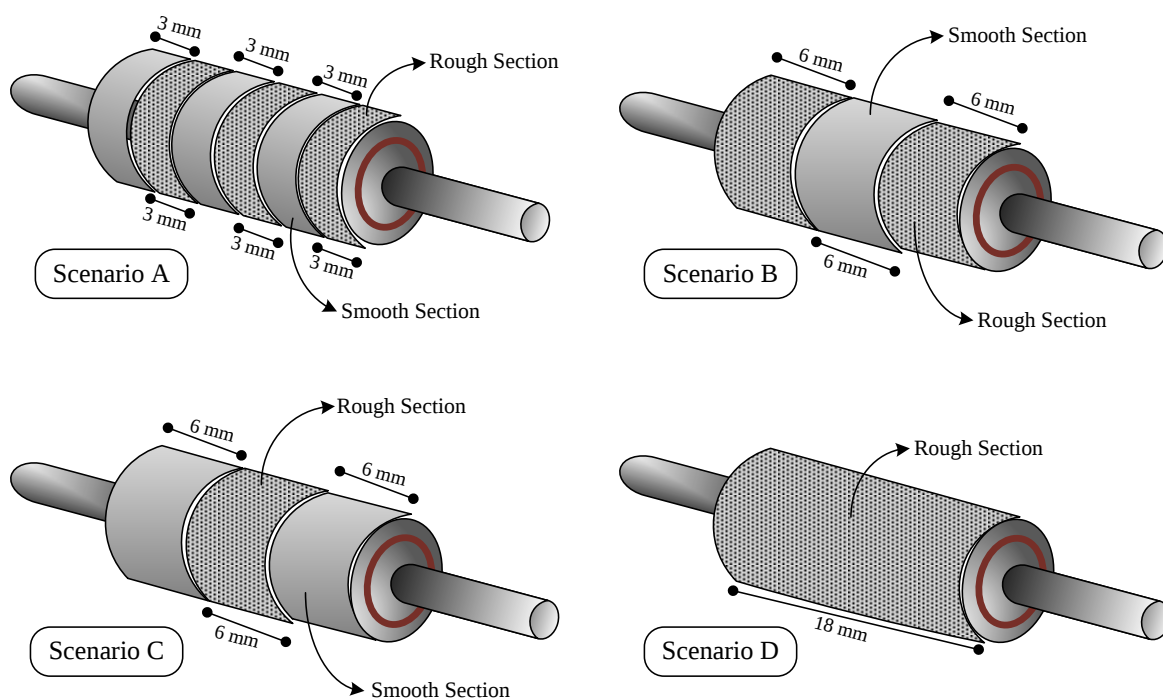
^۱ Weierstrass-Mandelbrot



شکل ۵-۱۱- توزیع زبری روی سطح با استفاده از تابع $W-M$ در مقادیر مختلف از توزیع زبری ابعاد جزئی (الف) توزیع زبری برابر با $1/6$ (ب) توزیع زبری برابر با $1/4$ (ج) توزیع زبری برابر با $1/2$

۵-۳-۱- چیدمان زبری روی سطح پیستون

از آنجایی که طول فعال پیستون برابر با ۱۹ میلی‌متر در نظر گرفته شده است، سناریوهای مختلفی بمنظور تعیین چیدمان بخش‌های زبر روی سطح پیستون وجود دارد. در این شرایط سطح پیستون به شش قسمت مساوی تقسیم می‌شود و تمام حالات چیدمان متقارن از بخش‌های زبر تحت عنوان سناریوهای A، B، C و D روی آن مطابق شکل ۵-۱۲ قرار می‌گیرند. هر یک از این سناریوهای چیدمان، سرعت و تنش برشی متفاوتی را ایجاد می‌کنند که متناسب با آن‌ها نیروی میراگری متفاوتی برقرار می‌شود. بنابراین نیروی میراگری مورد نظر ۱۰ نیوتن با انتخاب سناریوی مناسب حاصل می‌گردد.

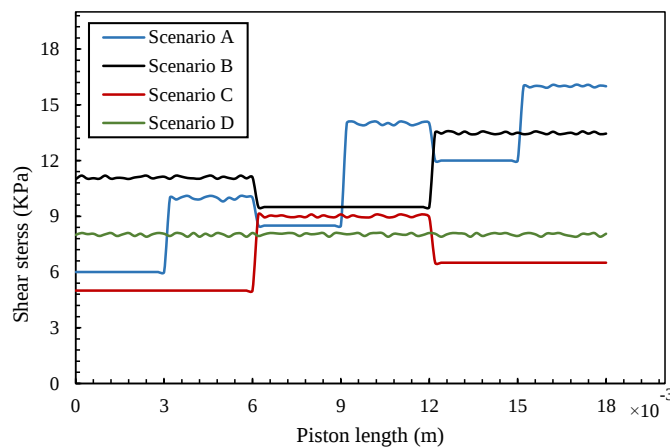


شکل ۵-۱۲- سناریوهای مختلف از نحوه چیدمان سطوح زبر روی پیستون

۵-۳-۲- بررسی خصوصیات برشی سیال مغناطیسی

یکی از پارامترهای مهمی که نیروی میراگری را تحت تاثیر قرار می‌دهد، تنش برشی می‌باشد که به سبب حضور سیال مغناطیسی در داخل میراگر بوجود می‌آید. با استفاده از روابط بدست آمده در فصل‌های گذشته می‌توان تنش برشی را برای سیال مغناطیسی تعیین نمود. همانطور که در شکل ۵-

۱۳ نشان داده شده است، تنش برشی برای چهار سناریوی مختلف از زبری سطح پیستون رسم شده است که مشاهده می‌شود در نواحی دارای زبری نسبی مقدار تنش برشی بصورت نوسانی تغییر کرده و الگوی یکنواختی ندارد، در حالیکه در قسمت‌های مسطح و صاف الگوی تغییر تنش بصورت مسطح می‌باشد. اگر چه توزیع تنش در تمامی سناریوها بصورت افزایشی می‌باشد، اما تغییرات آن در سناریوی D کمتر از دیگر سناریوها بوده؛ زیرا این سناریو حالت یکنواخت‌تری از چیدمان را برقرار می‌کند و در سناریوی مانند A بیشترین حد تغییرات وجود دارد. در طراحی بهینه میراگر مگنتورئولوژیکال حالت مناسب مربوط به زمانی می‌شود که کمترین میزان اغتشاش و نوسان را در تنش برشی رخ دهد. با این وجود باید توجه داشت که شرایط برشی سیال داخل میراگر تنها پارامتر مهم بمنظور طراحی بهینه نبوده و پارامترهای دیگری از میراگر همانند کمیت و کیفیت نیروی میراگری ایجاد شده نیز باید مورد بررسی قرار گیرند.

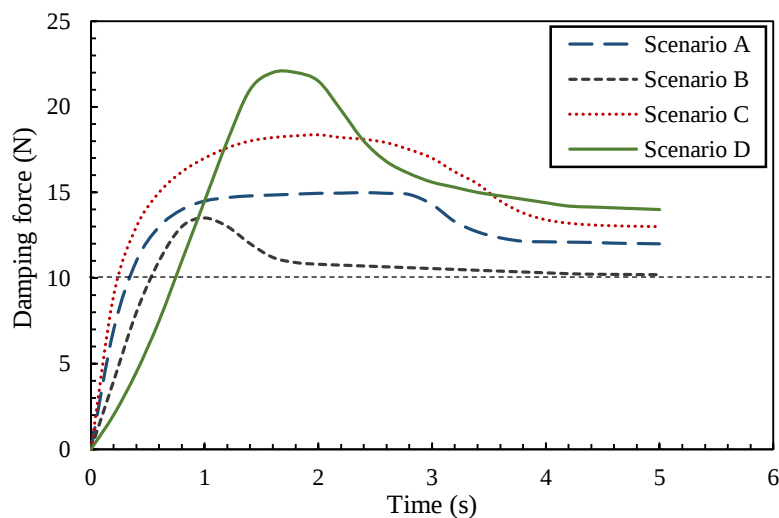


شکل ۵-۱۳- توزیع تنش سیال در طول پیستون در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زبر

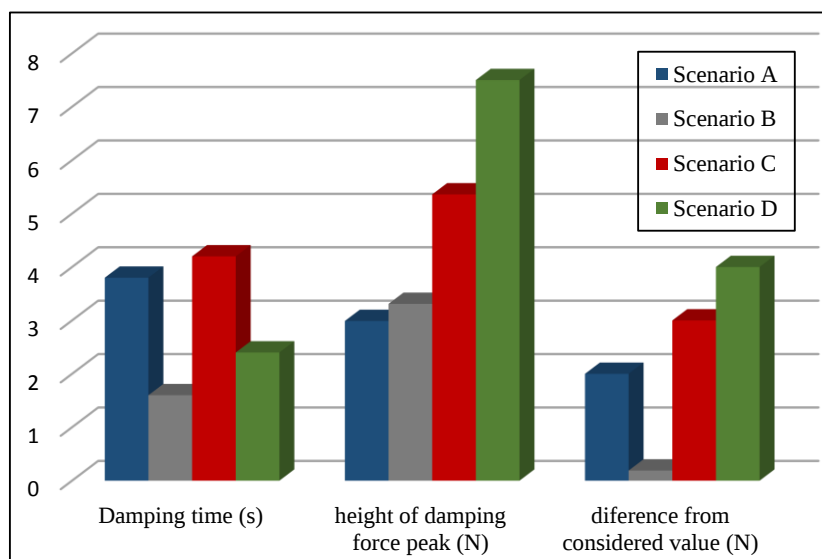
۵-۳-۳- تاثیر نحوه چیدمان بخش‌های زبر روی سطح پیستون

یکی از مرسوم‌ترین روش‌هایی که در آن به بررسی عملکرد میراگر مگنتورئولوژیکال می‌پردازند، بررسی تغییرات نیروی میراگری از نظر کمیت و کیفیت نسبت به زمان می‌باشد. همانطور که در شکل ۵-۱۴ نشان داده شده است، تغییرات نیروی میراگری نسبت به زمان در چیدمان‌های مختلف از سطوح زبر روی سطح پیستون ارائه گردیده است. همانطور که ملاحظه می‌شود هنگامی که از سناریوی A استفاده

می‌گردد، نیروی میراگری مقدار کمی داشته و ماکزیمم مقدار نیروی میراگری اولیه مدت زیادی از فرآیند را شامل می‌شود و عملکرد کامل میراگری زمان بسیاری را صرف می‌کند. در حالی که هنگام استفاده از سناریوی B در چیدمان سطوح، فرآیند میراسازی زمان کوتاهی داشته و ارتفاع مقدار ماکزیمم نیروی میراگری اولیه نیز کوتاه می‌باشد. سناریوی C یک فرآیند زمان‌بر برای ایجاد یک میراسازی پایدار داشته و نیروی میراگری حداکثر اولیه با ارتفاع زیادی ایجاد می‌کند. در نهایت در سناریوی D نیز میراگری طولانی با ارتفاع اولیه نیروی میراگری بالا رخ می‌دهد. همانطور که در شکل ۵-۱۵ نشان داده شده است، خصوصیات نیروی میراگری بر حسب زمان نسبت به ارتفاع نقطه ماکزیمم ایجاد شده، زمان میراگری و انحراف از مقدار مقرر ۱۰ نیوتن در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زیر روی پیستون با یکدیگر مقایسه شده‌اند. با توجه به نتایج تا کنون سناریوی B به عنوان الگوی مناسب چیدمان سطوح زیر روی سطح پیستون انتخاب می‌شود؛ زیرا کمترین میزان نوسان اولیه از مقدار مقرر ۱۰ نیوتن را داشته و در کوتاه‌ترین زمان به این مقدار میل می‌کند.



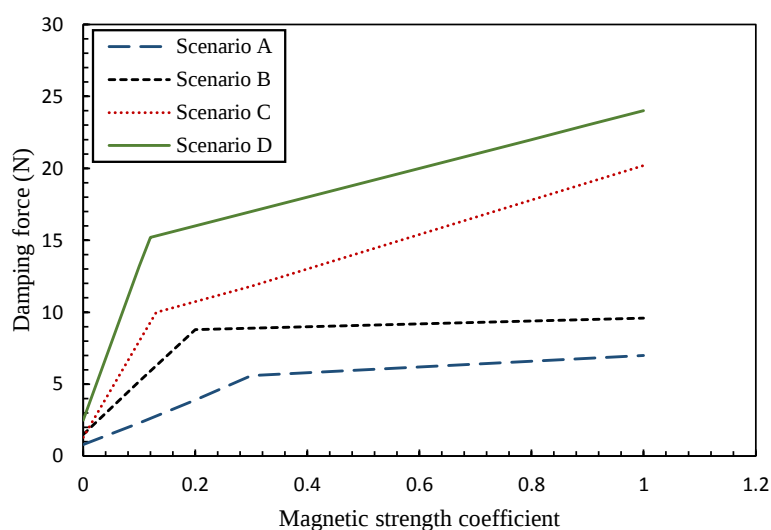
شکل ۵-۱۴- نیروی میراگری بر حسب زمان در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زیر روی پیستون



شکل ۵-۱۵- تحلیل نیروی میراگری و زمان میراگری در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زیر روی پیستون

۵-۳-۴- تاثیر شدت میدان مغناطیسی روی نیروی میراگری

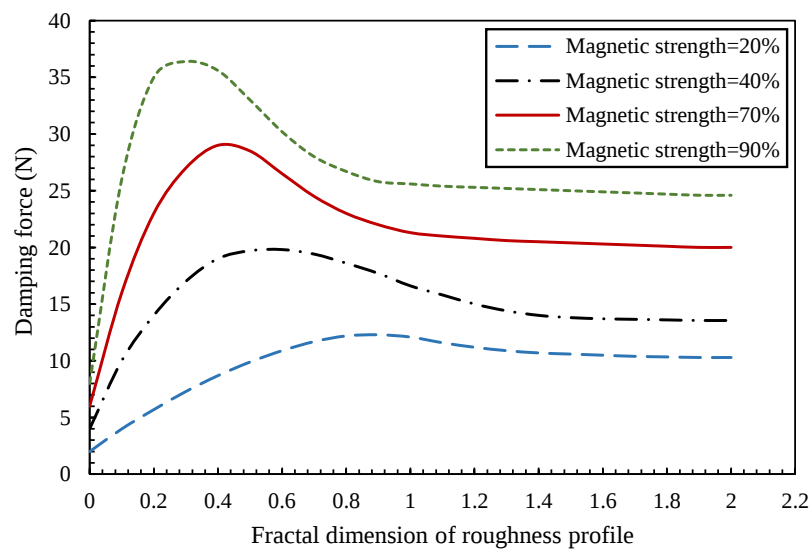
در این بخش تاثیر شدت میدان مغناطیسی اعمال شده روی نیروی میراگری برای چهار سناریوی چیدمان سطوح زیر روی پیستون مورد مطالعه قرار گرفته است. الگوی افزایش نیروی میراگری با افزایش شدت میدان مغناطیسی اعمال شده برای سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زیر بصورت متفاوتی می‌باشد. همانطور که در شکل ۵-۱۶ نشان داده شده است با افزایش شدت میدان مغناطیسی اعمال شده در تمام سناریوها، نیروی میراگری در ابتدا بشدت افزایش می‌یابد که این افزایش در محدوده ۰ تا ۳۰ درصد از قدرت میدان مغناطیسی است. پس از این افزایش اولیه نیروی میراگری با شیب ملایم‌تری افزایش پیدا می‌کند که با توجه به نزدیک شدن به حد تنش تسلیم قابل پیش بینی می‌باشد. نتایج نشان می‌دهد که محدوده نیروی میراگری در سناریوی B بیشتر از دیگر سناریوها به مقدار مقرر مورد نظر ۱۰ نیوتن نزدیک بوده و کمترین شیب و تغییرات در نیروی میراگری در این سناریو رخ می‌دهد و بنابراین از سناریوی چیدمان سطوح زیر B به عنوان سناریوی مناسب برای رسیدن به نیروی میراگری با کیفیت مقرر ۱۰ نیوتن با صرف کمترین میزان انرژی الکتریکی مصرفی استفاده می‌کنیم.



شکل ۵-۱۶- نیروی میراگری بر حسب قدرت میدان مغناطیسی در سناریوهای مختلف از چیدمان سطوح زبر روی پیستون

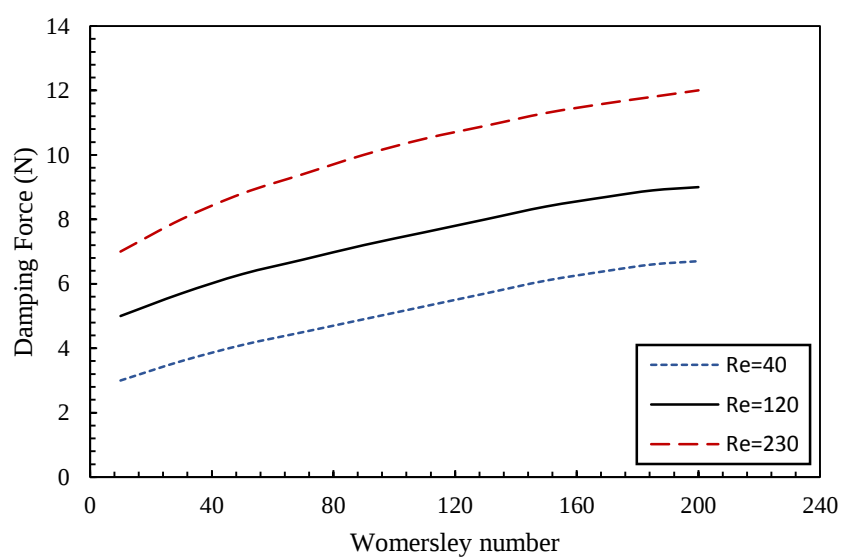
۵-۳-۵- تاثیر شدت زبری سطح پیستون بر مقدار نیروی میراگری

با توجه به نتایج حاصل از بخش‌های قبلی، سناریوی B به عنوان سناریوی مناسب برای چیدمان سطوح زبر روی سطح پیستون انتخاب گردید. در این بخش تاثیر شدت زبری سطوح مورد نظر روی نیروی میراگری ایجاد شده در توان‌های مغناطیسی اعمال شده مختلف می‌پردازیم. با توجه به معادله W-M که بمنظور تعیین توزیع زبری روی سطح از این معادله استفاده می‌شد و پارامتر ابعاد جزئی توزیع زبری (E) که بیان‌کننده شدت زبری مورد نظر است، تغییرات نیروی میراگری را در اثر تغییر این پارامتر مورد بررسی قرار می‌دهیم. همانطور که در شکل ۵-۱۷ نشان داده شده است با افزایش ابعاد جزئی توزیع زبری نیروی میراگری ابتدا افزایش یافته و سپس کاهش پیدا کرده تا به یک مقدار ثابتی میل کند. همچنین مشخص می‌شود که با اعمال شدت میدان مغناطیسی ۲۰٪ در حالتی که از سناریوی چیدمان زبری B استفاده شود و ابعاد جزئی توزیع زبری برابر با ۱/۵ در نظر گرفته شود بهترین نقطه عملیاتی میراگر مگنتورئولوژیکال بدست آمده و در بهترین شرایط به نیروی میراکننده مورد نظر ۱۰ نیوتن دست پیدا خواهیم کرد.

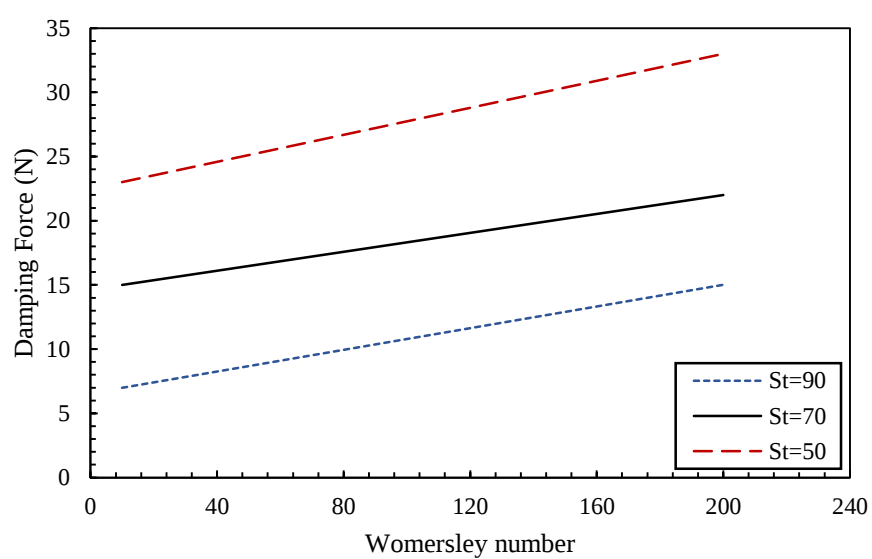


شکل ۵-۱۷- نیروی میراگری بر حسب پارامتر ابعاد جزئی توزیع زبری در توان‌های مغناطیسی مختلف اعمال شده

بمنظور بررسی اثر اعداد بی‌بعد رینولدز، استروهال و ومرسلی بر نیروی میراگری، مطالعات در این ارتباط نیز انجام شده است. همانطور که در فصل ۴ مشخص شد، با افزایش عدد رینولدز، کاهش عدد استروهال و افزایش عدد ومرسلی نیروی میراگری افزایش پیدا می‌کند. در شرایطی که از سطح دارای موانع جریان استفاده می‌شود، بهترین مقادیر برای این اعداد بی‌بعد بمنظور دستیابی به نیروی میراگری ۱۰ نیوتن تعیین شده‌اند. همانطور که در شکل ۵-۱۸ و ۵-۱۹ مشخص شده است، در عدد رینولدز ۲۳۰، عدد استروهال ۹۰ و عدد ومرسلی برابر با ۸۸ مقدار نیروی میراگری معادل با مقدار مطلوب مورد نظر می‌باشد.



شکل ۴-۱۸- نیروی میراگری بر حسب عدد ومرسلی در اعداد رینولدز متفاوت

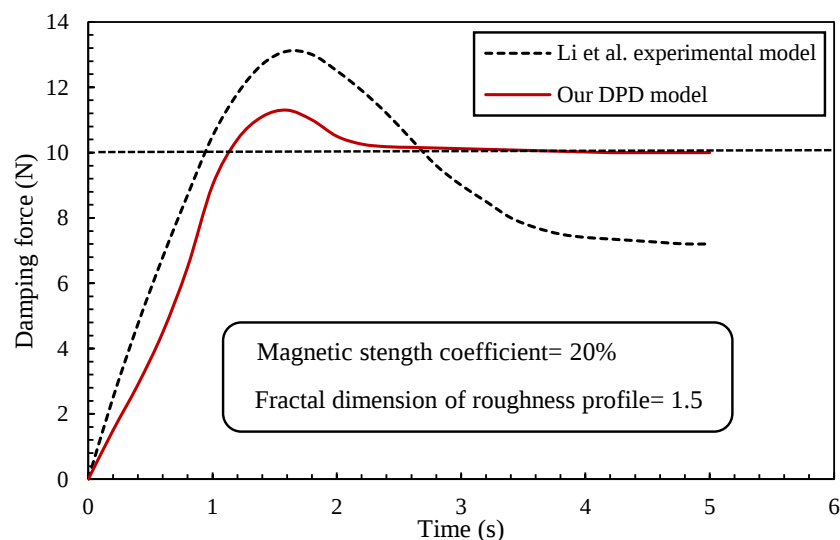


شکل ۴-۱۹- نیروی میراگری بر حسب عدد ومرسلی در اعداد استروهال متفاوت

۴-۵- مقایسه نتایج حاصل از مدل سازی با داده های تجربی موجود

در این بخش از مطالعه یک طراحی جدید از چیدمان سطوح زبر روی سطح پیستون مورد بررسی قرار گرفته است. در طراحی نهایی بمنظور دستیابی به نیروی میراگری ۱۰ نیوتن با استفاده از کمترین

مصرف انرژی الکتریکی سناریوی چیدمان B با ابعاد جزئی توزیع زبری معادل با ۱/۵ و اعمال شدت میدان مغناطیسی با قدرت ۲۰٪ انتخاب گردیده است. در ادامه نتایج حاصل از مدل ارائه شده با داده‌های تجربی موجود حاصل از آزمایشات لی و همکاران [۸۰] از نظر کمیت و کیفیت نیروی میراگری حاصل و مقدار مصرف انرژی الکتریکی مقایسه شده‌اند. همانطور که در شکل ۵-۲۰ نشان داده شده است با استفاده از مدل پیشنهاد شده نیروی میراگری ماکزیمم اولیه کاهش یافته و شدت میدان مغناطیسی کمتری بکار رفته است و در زمان کوتاه‌تری نسبت به نمونه تجربی به مقدار نیروی میراگری مورد نظر ۱۰ نیوتن دست یافته‌ایم. در حالی که در نمونه تجربی نوسان اولیه نیروی میراگری زیاد بوده و با اعمال چنین قدرتی از شدت میدان مغناطیسی نه تنها زمان میراگری افزایش یافته بلکه به مقدار توان مورد نظر دست پیدا نخواهیم کرد.



شکل ۵-۲۰- مقایسه میان شرایط میراگری خروجی از مدل دینامیک ذره استهلاکی ارائه شده با نتایج تجربی

فصل ۶- نتیجه‌گیری و پیشنهادهات

در این مطالعه به مدل سازی میراگر مگنتورئولوژیکال کوچک به روش دینامیک ذره استهلاکی به عنوان یک روش مدل سازی مولکولی پرداخته شد. سپس شرایط بهینه عملکرد میراگر بمنظور دستیابی به نیروی میراگری با کیفیت ۱۰ نیوتن با صرف کمترین مقدار انرژی الکتریکی و زمان میراگری مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین خصوصیات سیال مغناطیسی به عنوان یکی از مهمترین عوامل تاثیر گذرا در میراگر مطالعه شده و سیال مغناطیسی مناسب همراه با مشخصات فیزیکی مورد نظر تعیین گردید. در این بخش به نتایج حاصل از بررسی ها پرداخته و خروجی نهایی از مطالعات انجام شده تحت عناوین مختلف بیان شده است و در نهایت پیشنهاداتی جهت ادامه و توسعه مطالعه کنونی ارائه خواهد شد.

۶-۲- مشخصات بهینه عملکرد میراگر با رویکرد بهینه سازی خصوصیات مغناطیسی

در این بخش از مطالعه برای اولین بار به طراحی بهینه میراگر مگنتورئولوژیکال کوچک با استفاده از روش دینامیک ذره استهلاکی به عنوان یک روش مدل سازی مولکولی برای دستیابی به نیروی میراگری با کیفیت ۱۰ نیوتن که در بسیاری از صنایع و میکروماشین ها بکار می رود پرداخته ایم. نتایج حاصل از مدل سازی با داده های حاصل از بررسی نمونه های تجربی موجود در مقالات مقایسه و اعتبارسنجی شده اند. در ابتدا به بررسی خصوصیات سیال مغناطیسی از جمله نیروهای بین مولکولی، قطر ذرات مغناطیسی و وزن این ذرات و تاثیر آنها بر نیروی میراگری برای سه سیال مغناطیسی مرسوم تجاری پرداخته شده است. نتایج حاصل از مدل سازی نشان می دهد با افزایش قطر ذرات مغناطیسی، نیروی میراگری افزایش می یابد در حالی که با افزایش وزن این ذرات نیروی میراگری ابتدا افزایش یافته و سپس کاهش پیدا کرده و به یک مقدار ثابت میل می کند. در این شرایط سیال مغناطیسی CG-140 به عنوان سیال مناسب برای مدل سازی میراگر و فراهم کردن نیروی میراگری ۱۰ نیوتن انتخاب می شود.

در قسمت بعدی به بررسی ساختار فیزیکی میراگر مگنتورئولوژیکال از جمله اندازه حفره عبور جریان، طول پیستون، قطر داخلی میراگر، تعداد سیم‌پیچ‌های الکتریکی و توزیع اندازه و قدرت آن‌ها، دامنه و فرکانس جریان مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج حاصل از مدل‌سازی نشان می‌دهند، با افزایش طول پیستون و قطر داخلی میراگر، نیروی میراگری افزایش پیدا می‌کند در حالی که با افزایش اندازه حفره عبور جریان نیروی میراگری کم می‌شود. بمنظور دستیابی به نیروی میراگری مطلوب ۱۰ نیوتن مقادیر بهینه قطر داخلی میراگر، طول پیستون و اندازه حفره عبور جریان بترتیب ۱۴، ۲۲ و ۲/۳ میلی‌متر انتخاب می‌شوند.

با تنظیم تعداد، چیدمان و توزیع شدت میدان مغناطیسی میان سیم‌پیچ‌های الکتریکی می‌توان با بهینه‌سازی مصرف انرژی الکتریکی به نیروی میراگری مطلوب ۱۰ نیوتن دست پیدا کرد. نتایج حاصل از بررسی انواع چیدمان سیم‌پیچ‌های الکتریکی نشان می‌دهد کمترین مقدار مصرف انرژی مربوط به حالتی می‌شود که از سه سیم‌پیچ الکتریکی با اندازه‌های مختلف ۳، ۵ و ۷ میلی‌متری استفاده می‌شود و توزیع شدت میدان مغناطیسی روی آن‌ها با اعمال شدت میدان مغناطیسی پایه ۴۰٪ و با الگوی تابع پله‌ای بصورت ۱۵٪ افزایش در هر پله اعمال گردد.

در مرحله آخر به بررسی اثر دامنه و فرکانس رفت و برگشت پیستون داخل سیلندر پرداخته شده است و شرایط پسماند مغناطیسی مطالعه گردیده است. نتایج حاصل از مدل‌سازی نشان می‌دهد با افزایش دامنه و فرکانس حرکت پیستون، شدت میدان مغناطیسی و سطح پسماند مغناطیسی افزایش پیدا می‌کند. هر چند که با اعمال شدت میدان مغناطیسی با الگوی تابع پله‌ای سطح پسماند مغناطیسی تا مقدار قابل توجهی کم می‌شود.

۶-۳- مشخصات بهینه عملکرد میراگر با رویکرد بهینه‌سازی خصوصیات زبری

سطح

در این بخش از مطالعه چهار بخش زبر با چیدمان‌های مختلف روی بدنه پیستون قرار می‌گیرند و تاثیر حضور آن‌ها روی توزیع تنش برشی و رفتار میراگر در ایجاد نیروی میراگری مورد بررسی قرار می‌گیرد. با استفاده از چیدمان‌های مختلف سطوح زبر روی بدنه پیستون می‌توان طی زمان کوتاه‌تری نسبت به دیگر حالات به نیروی مورد نظر میراگری ۱۰ نیوتن رسید، در حالی که مقدار مصرف انرژی الکتریکی نیز کاهش پیدا می‌کند. توزیع زبری روی سطوح با استفاده از تابع W-M انجام شده است و شرط مرزی عدم لغزش با استفاده از شرط مرزی بازگشت آینه‌ای روی این سطح زبر اعمال گردیده است. ثوابت معادله بوک ون به عنوان مدل محاسباتی در این تحقیق با استفاده از روش ژنتیک الگوریتم ارائه شده است. نتایج حاصل از مدل‌سازی با نمونه تجربی موجود در مقالات مقایسه شده که انطباق خوبی را نشان می‌دهد.

نتایج حاصل از مدل‌سازی نشان می‌دهد با افزایش قطر ذرات مغناطیسی، نیروی میراگری افزایش پیدا می‌کند، در حالی که افزایش ضخامت لایه فعال در سطح روی این ذرات نیروی میراگری را کاهش می‌دهد. با توجه به مقدار نیروی میراگری حاصل شده قطر بدون بعد ذرات مغناطیسی و ضخامت بدون بعد لایه فعال در سطح بترتیب برابر با $0/2$ و $0/3$ در نظر گرفته می‌شود. مطالعات روی چگالی ذرات مغناطیسی نشان می‌دهد با افزایش چگالی بدون بعد این ذرات، نیروی میراگری ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. افزایش جرم بدون بعد ذرات استهلاکی نیز چنین روندی را داشته و سبب افزایش نیروی میراگری و سپس کاهش آن می‌شود. در این شرایط چگالی بدون بعد بهینه ذرات مغناطیسی، جرم ذرات مغناطیسی و ذرات استهلاکی بهینه بترتیب $0/6$ ، $0/05$ و $0/1$ در نظر گرفته می‌شود. با توجه به مقادیر بدست آمده سیال مغناطیسی 140-CG به عنوان سیال مغناطیسی مناسب انتخاب می‌شود.

همچنین با بررسی شرایط برشی روی سطح پیستون مشخص می‌شود که تنش برشی روی بخش‌هایی که دارای الگوی زبر می‌باشند از سایر بخش‌ها بیشتر بوده و بصورت نوسانی تغییر می‌کند، در حالی که در قسمت‌های کاملاً صاف از پیستون تنش برشی مقداری ثابت دارد. نتایج حاصل از مدل‌سازی نشان می‌دهد هنگامی که از دو برش سطح زبر در ابتدا و انتهای پیستون استفاده می‌شود نیروی میراگری مورد نظر ۱۰ نیوتن در زمان کوتاه‌تر و با نوسانات کمتری ایجاد می‌گردد. همچنین با بررسی‌های انجام شده مشخص شد که هر چند افزایش شدت میدان مغناطیسی روی تمامی حالات چیدمان سطوح زبر اثر یکسانی داشته و سبب افزایش نیروی میراگری می‌شود اما تاثیر آن روی چیدمانی که در آن ابتدا و انتهای میراگر با قسمت‌های زبر جایگزین شده‌اند کمتر است.

تاثیر شدت زبری نیز از پارامترهایی است که مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج حاصل از مدل‌سازی مولکولی به روش دینامیک ذره استهلاکی نشان می‌دهد با افزایش شدت زبری سطح نیروی میراگری ابتدا افزایش یافته و سپس به یک مقدار ثابت میل می‌کند که این تغییر در محدوده ۱/۵ از پارامتر زبری موجود در معادله W-M رخ می‌دهد.

در نهایت با توجه به بررسی‌های بعمل آمده مشخص می‌شود هنگامی که از شدت میدان مغناطیسی پایه‌ای ۲۰٪ و شدت زبری معادل با ۱/۵ استفاده شود، در حالتی که در ابتدا و انتهای سطح پیستون قسمت‌های زبر کار گذاشته شده باشد، در طول کمترین زمان و با مصرف کمترین مقدار انرژی الکتریکی به نیروی میراگری با کیفیت ۱۰ نیوتن دست پیدا خواهیم کرد. در حالی که با استفاده از نمونه‌های تجربی موجود در مقالات با در شرایط یکسان زمان میراگری بیشتر و مصرف انرژی الکتریکی بالاتری مورد نیاز است.

۴-۶- پیشنهادات

با توجه به مختصات مطالعه کنونی مورد زیر پیشنهاد می‌شود تا در ادامه کار مورد مطالعه قرار بگیرد:

- بررسی خصوصیات و معادلات انرژی داخل میراگر مگنتورئولوژیکال با استفاده از روش مولکولی eDPD
- مدل‌سازی میراگر با ساختارهای فیزیکی مختلف بصورت سه بعدی با استفاده از روش‌های مولکولی
- بررسی ساختار سیال مغناطیسی دارای ذرات مغناطیسی نامتقارن و بیضوی
- پیاده‌سازی الگوها و توابع مختلف شدت میدان مغناطیسی روی سیم پیچ‌های الکتریکی در ابعاد مختلف

پیوست‌ها

(الف) تنش و گرانیروی در

سیال دی پی دی

الف-۱- محاسبه تانسورهای تنش با استفاده از نیروهای برهمکنش

معادله بقای ممنتوم می‌تواند بصورت زیر بیان شود:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle Q \rangle = \langle L' Q \rangle = -\nabla \cdot \sum_i \langle m \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle + \sum_{i,j} \langle \mathbf{F}_{ij}^C \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle + \sum_{i,j} \langle \mathbf{F}_{ij}^D \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle \quad (\text{الف-۱-۱})$$

جملات دوم و سوم موجود در سمت راست معادله (۲-۳۰) می‌توانند بصورت زیر نوشته شوند:

$$\sum_{i,j} \langle (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \langle (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) (\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)) \rangle \quad (\text{الف-۱-۲})$$

که در این شرایط از طبیعت غیرمتقارن نیروهای برهمکنش بین ذره i و j استفاده شده است. ابروین و کرکود نشان دادند که چگونه می‌توان قالب جدیدی از سمت راست معادله بالا را بفرم دیورژانس^۱ ارائه کرد و این روش را بصورت زیر خلاصه نمودند [۹۵].

ابتدا بیان کردند که:

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}_i = \mathbf{r} - \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{ij} \quad (\text{الف-۱-۳})$$

از عبارت $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ حول $\mathbf{r} - \mathbf{r}_j$ می‌توان بسط تیلور گرفت:

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) - \nabla \cdot \left[\mathbf{r}_{ij} \left(1 - \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla + \dots \right) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \right] \quad (\text{الف-۱-۴})$$

نشان داده می‌شود که:

$$\sum_{i,j} \langle (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle = -\frac{1}{2} \nabla \cdot \sum_{i,j} (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) \mathbf{r}_{ij} \left(1 - \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla + \dots \right) \times \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) = \nabla \cdot \mathbf{S} = \nabla \cdot (\mathbf{S}_C + \mathbf{S}_D) \quad (\text{الف-۱-۵})$$

که تنش ناشی از برهمکنش ذرات بصورت زیر ارائه می‌گردد:

^۱ divergence

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \langle (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) \mathbf{r}_{ij} (1 - \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla + \dots) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rangle$$

$$= \mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) + \mathbf{S}_D(\mathbf{r}, t) \quad (\text{الف-۱-۶})$$

در اینجا، سهم تنش نیروهای بقایی بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \langle \mathbf{F}_{ij}^C \mathbf{r}_{ij} (1 - \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla + \dots) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rangle \quad (\text{الف-۱-۷})$$

با استفاده از نیروهای استهلاکی، تنش بصورت زیر بیان می‌شود:

$$\mathbf{S}_D(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \langle \mathbf{F}_{ij}^D \mathbf{r}_{ij} (1 - \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla + \dots) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rangle \quad (\text{الف-۱-۸})$$

سپس، بقای ممنتوم خطی بفرم معمول خودش ظاهر می‌گردد:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (\text{الف-۱-۹})$$

که در این حالت تنش کل برابر است با :

$$\mathbf{T}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) + \mathbf{S}_D(\mathbf{r}, t) \quad (\text{الف-۱-۱۰})$$

الف-۲- محاسبه تنش با توجه به نیروهای بقایی

ابتدا سهم تنش نیروی‌های بقایی در معادلات بالا را بصورت زیر می‌نویسیم:

$$\mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \langle \int \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{F}^C \mathbf{R} (1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) d\mathbf{R} \rangle \quad (\text{الف-۲-۱})$$

که هرگونه وابستگی $\mathbf{r}_{ij}$ به $\mathbf{F}^C$ با وابستگی به $\mathbf{R}$ جایگزین شده است، زیرا تابع دلتای پیش ضرب شده

$\delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{ij})$ در انتگرال نقش $\mathbf{r}_{ij}$ را به $\mathbf{R}$ واگذار می‌کند. سپس می‌توان یک جمع کلی در داخل

انتگرال گرفت:

$$\mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \mathbf{F}^C \mathbf{R} \left(1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots\right) \sum_{i,j} \langle \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{ij}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rangle \quad (\text{الف-۲})$$

بعلاوه، حاصل $\delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{ij}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ به عنوان معادل با $\delta(\mathbf{R} + \mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ شناخته می‌شود، از خاصیت توابع دلتا نتیجه می‌گردد که :

$$\mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \mathbf{F}^C \mathbf{R} \left\{1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots\right\} \times \sum_{i,j} \langle \delta(\mathbf{R} + \mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rangle \quad (\text{الف-۲})$$

تابع زیر را به عنوان تابع توزیع احتمال^۱ دو نقطه قرار می‌دهیم:

$$\sum_{i,j} \langle \delta(\mathbf{R} + \mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \rangle = \bar{f}_2(\mathbf{r} + \mathbf{R}, \mathbf{r}, t) \quad (\text{الف-۲})$$

و بنابراین از نیروهای بقایی، سهم تنش بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\mathbf{S}_C(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \mathbf{F}^C \mathbf{R} \left\{1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots\right\} \bar{f}_2(\mathbf{r} + \mathbf{R}, \mathbf{r}, t) \quad (\text{الف-۲})$$

الف-۳- محاسبه تنش با توجه به نیروهای استهلاکی

سهم تنش نیروهای استهلاکی می‌تواند به روش مشابه بدست آید:

$$\mathbf{S}_D(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \left\langle \int \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{F}^D(\mathbf{R}, \mathbf{v} - \mathbf{v}') \mathbf{R} \times \left\{1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots\right\} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) d\mathbf{R} \right\rangle \quad (\text{الف-۳})$$

که عبارت زیر را بصورت قراردادی مورد استفاده قرار می‌دهیم:

$$\mathbf{F}^D(\mathbf{R}, \mathbf{v} - \mathbf{v}') = \gamma \omega^D(R) \hat{\mathbf{R}} \hat{\mathbf{R}} \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}')$$

$$\hat{\mathbf{R}} = \frac{\mathbf{R}}{R}, \quad R = |\mathbf{R}| \quad (\text{الف-۳})$$

^۱ probability distribution function

پیچیدگی اضافه در اینجا ناشی از حضور حالات گردابی و گردابه ها است. می دانیم که:

$$\begin{aligned} S_D(\mathbf{r}, t) &= -\frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \int d\mathbf{v} \int d\mathbf{v}' \mathbf{F}^D(\mathbf{R}, \mathbf{v} - \mathbf{v}') \mathbf{R} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots \right\} \\ &\times \sum_{i,j} \langle \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{ij}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_j) \delta(\mathbf{v}' - \mathbf{v}_j) \rangle = \\ &-\frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \int d\mathbf{v} \int d\mathbf{v}' \mathbf{F}^D(\mathbf{R}, \mathbf{v} - \mathbf{v}') \mathbf{R} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots \right\} \\ &\times \sum_{i,j} \langle \delta(\mathbf{R} + \mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_j) \delta(\mathbf{v}' - \mathbf{v}_j) \rangle \end{aligned} \quad (\text{الف-۳-۳})$$

مقدار مجموع به عنوان تابع توزیع احتمال دو نقطه شناخته می شود و بنابراین داریم:

$$\begin{aligned} S_D(\mathbf{r}, t) &= -\frac{1}{2} \int d\mathbf{R} \int d\mathbf{v} \int d\mathbf{v}' \mathbf{F}^D(\mathbf{R}, \mathbf{v} - \mathbf{v}') \mathbf{R} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \mathbf{R} \cdot \nabla + \dots \right\} \\ &\times f_2(\mathbf{r} + \mathbf{R}, \mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{v}', t) \end{aligned} \quad (\text{الف-۳-۴})$$

ایروین و کرکوود شناسایی کردند که با توجه به این حقیقت که تمامی جملات موجود در پرانتزها در معادلات بالا از مراتب بالاتر هستند (در مرتبه $O(R)$), جملات موجود در پرانتز بجز اولی می توانند در نظر گرفته نشوند.

الف-۴-نتایج مارش^۱ برای محاسبه تنش ها

مارش از تکنیک متفاوتی برای استنتاج تنش استفاده نمود، که شامل بیانی از تابع دلتا به عنوان یک انتگرال بود. می توان نشان داد که تانسور تنش های ناشی از برهمکنش نیروها می توانند بصورت زیر بیان شوند :

$$\begin{aligned} S_C(\mathbf{r}, t) &= -\frac{1}{2} \int d\mathbf{v}' \int d\mathbf{v}'' \int \mathbf{F}^C \mathbf{R} \bar{W}_2(X', X'', t; \mathbf{r}) d\mathbf{R} \\ S_D(\mathbf{r}, t) &= -\frac{1}{2} \int d\mathbf{v}' \int d\mathbf{v}'' \int \mathbf{F}^D(\mathbf{R}, \mathbf{v}' - \mathbf{v}'') \end{aligned} \quad (\text{الف-۴-۱})$$

^۱ Marsh

$$\mathbf{R}\bar{W}_2(X', X'', t; \mathbf{r}) \quad (\text{الف-۴-۲})$$

که داریم:

$$\bar{W}_2(\mathbf{r}', \mathbf{v}', \mathbf{r}'', \mathbf{v}'', t; \mathbf{r}) = \int_0^1 f_2(\mathbf{r} + \lambda \mathbf{R}, \mathbf{r} - (1 - \lambda) \mathbf{R}, \mathbf{v}', \mathbf{v}'', t) d\lambda \quad (\text{الف-۴-۳})$$

الف-۵-محاسبه تنش با استفاده از معادلات پیوستگی و ممنوم

در این بخش به بررسی تنش حاصل از سیال مغناطیسی با استفاده از معادلات پیوستگی، ممنوم و حرکت می‌پردازیم. اگر یک کمیت دلخواه فیزیکی $A(\mathbf{r}^N, \mathbf{v}^N)$ بصورت صریح به زمان وابسته نباشد، متوسط زمانی $\langle A \rangle$ با استفاده از تابع احتمال چگالی W می‌تواند بیان شود که معادله فوکر پلانک^۱ به فرم زیر را باید ارضا کند:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + \sum_i \mathbf{v}_i \cdot \frac{\partial W}{\partial \mathbf{r}_i} + \sum_i \sum_j \frac{\mathbf{F}_{ij}^C}{m} \cdot \frac{\partial W}{\partial \mathbf{v}_i} \\ = \sum_i \sum_j \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \left\{ \frac{1}{m} \gamma w_D(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_i) W \right\} \\ + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{1}{m^2} \sigma^2 w_R^2(r_{ij}) \times \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} (\mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} - \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_j}) W \end{aligned} \quad (\text{الف-۵-۱})$$

$$\langle A \rangle = \int \int A W(\mathbf{r}^N, \mathbf{v}^N, t) d\mathbf{r}^N d\mathbf{v}^N \quad (\text{الف-۵-۲})$$

که در آن

$$\int \int W(\mathbf{r}^N, \mathbf{v}^N, t) d\mathbf{r}^N d\mathbf{v}^N = 1 \quad (\text{الف-۵-۳})$$

^۱ Fokker-Planck

همچنین با استفاده از معادله فوکر پلانک تغییرات زمانی $\langle A \rangle$ می تواند بصورت زیر ارائه شود:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle A \rangle = & \int \int A \frac{\partial W}{\partial t} d\mathbf{r}^N d\mathbf{v}^N \int \int A \left[- \sum_i \mathbf{v}_i \cdot \frac{\partial W}{\partial \mathbf{r}_i} - \sum_i \sum_j \frac{\mathbf{F}_{ij}^C}{m} \cdot \frac{\partial W}{\partial \mathbf{v}_i} \right. \\ & + \sum_i \sum_j \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \left\{ \frac{1}{m} \gamma w_D(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_i) W \right\} + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{1}{m_2} \sigma^2 w_R^2(r_{ij}) \\ & \left. \times \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} (\mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} - \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_j}) W \right] d\mathbf{r}^N d\mathbf{v}^N \end{aligned} \quad (\text{الف-۵-۴})$$

با انجام انتگرال گیری از عبارت فوق داریم:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \langle A \rangle = & \left\langle \sum_i \frac{\partial A}{\partial \mathbf{r}_i} - \sum_i \sum_j \frac{\mathbf{F}_{ij}^C}{m} \cdot \frac{\partial A}{\partial \mathbf{v}_i} \right. \\ & - \sum_i \sum_j \frac{\gamma}{m} w_D(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_i) \cdot \frac{\partial A}{\partial \mathbf{v}_i} \\ & \left. + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{1}{m_2} \sigma^2 w_R^2(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \times (\mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} - \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_j}) A \right\rangle \end{aligned} \quad (\text{الف-۵-۵})$$

(۵)

در این مرحله به استخراج معادله پیوستگی و معادله ممنوم بوسیله معادله بالا و بر اساس تعریف A

بصورت پارامتر زیر می پردازیم:

$$A = \sum_{i=1}^N m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (\text{الف-۵-۶})$$

در این مرحله مقدار متوسط $\langle A \rangle$ را که از معادله (۵۳-۲) حاصل شده است برابر با چگالی موضعی

$\rho(\mathbf{r})$ قرار می دهیم. اگر A بصورت زیر داده شود:

$$\langle A \rangle = \sum_{i=1}^N m \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (\text{الف-۵-۷})$$

آنگاه مقدار متوسط زمانی آن بصورت زیر ارائه می گردد:

$$\langle A \rangle = \rho(\mathbf{r}) \mathbf{u}(\mathbf{r}) \quad (\text{الف-۵-۸})$$

که در اینجا $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ سرعت ماکروسکوپیک سیال در موقعیت $\mathbf{r}$ می‌باشد. با جایگذاری معادله (الف-۵-۷)

در (الف-۵-۵) معادله پیوستگی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{الف-۵-۹})$$

سپس با جایگذاری معادله (۲-۵۸) در معادله (۲-۵۶)، معادله زیر حاصل می‌شود:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \cdot (\rho \mathbf{u}) = & \left\langle \sum_i m \mathbf{v}_i \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_i} (\mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)) \right. \\ & + \sum_i \sum_j \mathbf{F}_{ij}^C \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} (\mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)) \\ & - \sum_i \sum_j \gamma w_D(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij} \left\{ \mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} (\mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)) \right\} \\ & + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{1}{m} \sigma^2 w_R^2(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i}) \\ & \left. \times \mathbf{e}_{ij} \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} (\mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)) \right\} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_j} (\mathbf{v}_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)) \right\} \end{aligned} \quad (\text{الف-۵-۱۰})$$

اکنون با در نظر گرفتن معادلات (الف-۵-۹) معادله بالا بفرم زیر ساده می‌شود:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \cdot (\rho \mathbf{u}) = & \left\langle - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \{ m \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \} \right. \\ & \left. + \sum_i \sum_j (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \right\rangle \end{aligned} \quad (\text{الف-۵-۱۱})$$

همچنین داریم:

$$\begin{aligned} \sum_i \sum_j \mathbf{F}_{ij}^D \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) &= \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \{ \mathbf{F}_{ij}^D \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \mathbf{F}_{ji}^D \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \} \\ &= \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \mathbf{F}_{ij}^D \mathbf{e}_{ij} \{ \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \} \end{aligned} \quad (\text{الف-۵-۱۲})$$

اگر رابطه زیر را در ارتباط با تابع دلتای دریکله^۱ در نظر بگیریم:

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i + \mathbf{r}_{ij})$$

$$= \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \mathbf{e}_{ij} \int_0^{r_{ij}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i + \xi' \mathbf{e}_{ij}) d\xi' \right\} \quad (\text{الف-۵-۱۳})$$

آنگاه معادله (الف-۵-۱۲) می‌تواند بفرم زیر نوشته شود:

$$\sum_i \sum_j \mathbf{F}_{ij}^D \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) =$$

$$- \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \mathbf{F}_{ij}^D \mathbf{e}_{ij} \mathbf{e}_{ij} \int_0^{r_{ij}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i + \xi' \mathbf{e}_{ij}) d\xi' \right\} \quad (\text{الف-۵-۱۴})$$

اکنون با تعریفی که از $\mathbf{F}_{ij}^C$ داریم معادله (الف-۵-۱۲) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot (\rho \mathbf{u}) = - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\tau^K + \tau^U) \quad (\text{الف-۵-۱۵})$$

که در آن

$$\tau^K = - \left\langle \sum_i m(\mathbf{v}_i - \mathbf{u})(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \right\rangle \quad (\text{الف-۵-۱۶})$$

$$\tau^U = - \frac{1}{2} \left\langle \sum_i \sum_j (\mathbf{F}_{ij}^C + \mathbf{F}_{ij}^D) \mathbf{e}_{ij} \mathbf{e}_{ij} \int_0^{r_{ij}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i + \xi \mathbf{e}_{ij}) d\xi \right\rangle \quad (\text{الف-۵-۱۷})$$

با توجه به معادله پیوستگی که در قسمت قبلی بدست آمد با در نظر گرفتن معادله (الف-۵-۱۵)، معادله

ممنتوم بصورت زیر ارائه می‌شود:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}} \right) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\tau^K + \tau^U) \quad (\text{الف-۵-۱۸})$$

که τ^K و τ^U تانسورهای تنش می‌باشند که با توجه ممنتوم ذرات و نیروی برهمکنش میان ذرات ایجاد می‌شود [۹۳].

^۱ Dirac delta function

(ب) توزیع سرعت تحلیلی

و ینگهام پلاستیک در

سیال دی پی دی

ب-۱- توزیع سرعت تحلیلی در سیال دی پی دی

یکی از دیگر روش‌های موجود بمنظور بررسی توزیع سیال داخل میراگر در حالت رفت و برگشت پیستون استفاده از حل تحلیلی می‌باشد. در این حالت با در نظر گرفتن فرضیات لازم بمنظور ساده‌سازی تحلیل می‌توان جریان سیال داخل میراگری که دارای حجم سیال V و قطر D می‌باشد را بصورت زیر مورد بررسی قرار داد.

همانطور که مشخص است با حرکت سیلندر به سمت چپ، جریان سیال موجود در کانال به سبب فشاری که ایجاد می‌شود به سمت راست حرکت می‌کند و با بازگشت سیلندر به سمت راست جهت حرکت جریان معکوس می‌گردد. این تغییر جهت حرکت به دلیل گرادیان فشاری است که در دو سوی کانال عبور جریان ایجاد می‌شود. برای تعیین این گرادیان فشار ابتدا لازم است با استفاده از معادله ممنتوم توزیع سرعت را بدست آوریم. شکل ساده شده معادله ممنتوم در مجرای عبور جریان در داخل میراگر بصورت زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{ب-۱-۱})$$

سرعت را به دو جمله مجزا تفکیک می‌کنیم:

$$u(y, t) = v(y, t) + w(y) \quad (\text{ب-۱-۲})$$

با توجه به اینکه صفحه‌ی بالایی نقش دیواره سیلندر و صفحه پایینی نقش پیستون که حرکت رفت و برگشتی دارد را بازی می‌کند، شرایط مرزی را بصورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$u(h, t) = 0 \quad (\text{ب-۱-۳})$$

$$u(0, t) = A \cos(\omega t) \quad (\text{ب-۱-۴})$$

اکنون که معادلات (ب-۱-۲) تا (ب-۱-۴) را اعمال می‌کنیم. داریم:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \vartheta \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \quad (\text{ب-۱-۵})$$

$$v(h, t) = 0 \quad (\text{ب-۱-۶})$$

$$v(0, t) = A \cos(\omega t) \quad (\text{ب-۱-۷})$$

و همچنین

$$\vartheta \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (\text{ب-۱-۸})$$

$$w(h, t) = 0 \quad (\text{ب-۱-۹})$$

$$w(0, t) = 0 \quad (\text{ب-۱-۱۰})$$

اکنون با انتگرالگیری از معادله (ب-۱-۸) با اعمال شرایط مرزی (ب-۱-۹) و (ب-۱-۱۰) داریم:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{ب-۱-۱۱})$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} y + C_1 \quad (\text{ب-۱-۱۲})$$

$$w = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} y^2 + C_1 y + C_2 \quad (\text{ب-۱-۱۳})$$

$$C_2 = 0 \quad (\text{ب-۱-۱۴})$$

$$C_1 = -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h \quad (\text{ب-۱-۱۴})$$

$$w(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} (y^2 - hy) \quad (\text{ب-۱-۱۵})$$

اکنون برای جمله بعدی سرعت یک حدس اولیه قرار می‌دهیم تا بعد از آن پارامترهای مربوط به حدس اولیه تعیین شوند.

$$v(y, t) = f(y) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{ب-۱-۱۶})$$

در این حالت شرایط مرزی بصورت زیر مشخص می‌شوند:

$$y = 0 \quad v = A \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{ب-۱-۱۷})$$

$$y = h \quad v = 0 \quad (\text{ب-۱-۱۸})$$

با اعمال معادله (ب-۱-۱۶) در معادله (ب-۱-۵) داریم:

$$i\omega \cdot f \cdot e^{i\omega t} = \vartheta \cdot f'' \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{ب-۱-۱۹})$$

$$f'' - \frac{i\omega}{\vartheta} f = 0 \quad (\text{ب-۱-۲۰})$$

$$r^2 - \frac{i\omega}{\vartheta} = 0 \quad (\text{ب-۱-۲۱})$$

$$r = \pm \sqrt{\frac{i\omega}{\vartheta}} \quad (\text{ب-۱-۲۲})$$

می‌دانیم

$$i = \cos \frac{\pi}{2} + i \sin \frac{\pi}{2} = e^{i\frac{\pi}{2}} \quad (\text{ب-۱-۲۳})$$

$$\sqrt{i} = e^{i\frac{\pi}{4}} = \cos \frac{\pi}{4} + i \sin \frac{\pi}{4} \quad (\text{ب-۱-۲۴})$$

$$\sqrt{i} = \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{i}{\sqrt{2}} \quad (\text{ب-۱-۲۵})$$

چنانچه در نظر بگیریم که

$$\varphi = \sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} \cdot y \quad (\text{ب-۱-۲۶})$$

آنگاه داریم

$$v(y, t) = \sum_{j=1}^2 C_j e^{\pm \varphi} e^{\pm i\varphi} \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{ب-۱-۲۷})$$

$$C_1 e^{\sqrt{\frac{i\omega}{\vartheta}} y} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{\vartheta}} y} = C_1 e^{(\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} y + i\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} y)} + C_2 e^{-(\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} y + i\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} y)} \quad (\text{ب-۱-۲۸})$$

اکنون شرایط مرزی را اعمال می‌کنیم:

$$C_1 \cdot e^{i\omega t} + C_2 \cdot e^{i\omega t} = A e^{i\omega t} \quad (\text{ب-۱-۲۹})$$

$$C_1 + C_2 = A \quad (\text{ب-۱-۳۰})$$

$$C_1 e^{\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h} \cdot e^{i\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h} = -C_2 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h} \cdot e^{-i\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h} \quad (\text{ب-۱-۳۱})$$

$$-C_1 e^{2\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h} \cdot e^{2i\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h} = C_2 \quad (\text{ب-۱-۳۲})$$

$$C_1 - C_1 e^{2\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h(1+i)} = A \quad (\text{ب-۱-۳۳})$$

$$C_1 = \frac{A}{1 - e^{2\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h(1+i)}} \quad (\text{ب-۱-۳۴})$$

$$C_2 = \frac{-A}{1 - e^{2\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h(1+i)}} e^{2\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} h(1+i)} \quad (\text{ب-۱-۳۵})$$

$$v(y, t) = \left(C_1 e^{\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) y} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) y} \right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{ب-۱-۳۶})$$

بنابراین توزیع سرعت نهایی بصورت زیر بیان می شود:

$$u(y, t) = v(y, t) + w(y) \quad (\text{ب-۱-۳۷})$$

$$= \left(C_1 e^{\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) y} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) y} \right) \cdot e^{i\omega t} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} (y^2 - hy) \quad (\text{ب-۱-۳۸})$$

در واقع توزیع سرعت برابر با بخش واقعی معادله (ب-۱-۳۸) می باشد.

با توجه به شکل کلی کانال حجم سیال مغناطیسی موجود در خارج از کانال بصورت زیر تعریف می شود:

$$V = \frac{\pi D^2}{4} X \quad (\text{ب-۱-۳۹})$$

با یک بار مشتق گیری، دبی سیال گذرکننده از کانال تعیین می شود. در این حالت پیستون بصورت

نوسانی رفت و برگشت می نماید:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\pi D^2}{4} \dot{X} \quad (\text{ب-۱-۴۰})$$

$$Q = \frac{dV}{dt} = \frac{\pi D^2}{4} U = \frac{\pi D^2}{4} A \cos \omega t \quad (\text{ب-۱-۴۱})$$

با توجه به داشتن توزیع سرعت رابطه زیر نوشته می شود:

$$\int_0^h u(y, t) dA^* = Q = \frac{\pi D^2}{4} A \cos \omega t \quad (\text{ب-۱-۴۲})$$

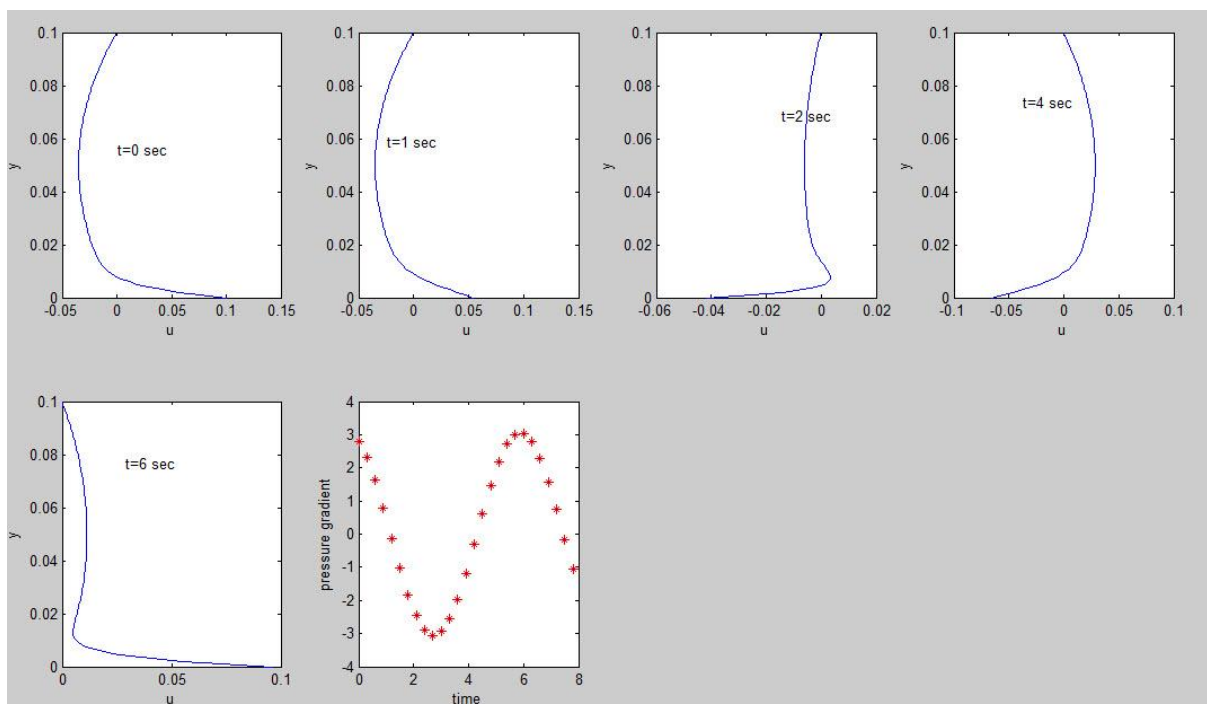
با داشتن توزیع سرعت و انتگرالگیری گرادیان فشار را استخراج می‌کنیم:

$$\int_0^h \left(C_1 e^{\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i)y} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i)y} \right) \cdot e^{i\omega t} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} (y^2 - hy) dy = \frac{\pi D^2}{4} A \cos \omega t \quad (\text{ب-۱-۴۳})$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \left\{ \frac{\pi D^2}{4} A \cos \omega t - \left[C_1 \sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) e^{\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i)h} - C_2 \sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i)h} - C_1 \sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) + C_2 \sqrt{\frac{\omega}{2\vartheta}} (1+i) \right] \cdot e^{i\omega t} \right\} \times \left(-\frac{12\mu}{h^3} \right) \quad (\text{ب-۱-۴۴})$$

نتایج حاصل از رسم توزیع سرعت در زمان‌های مختلف و همچنین گرادیان فشار نسبت به زمان در

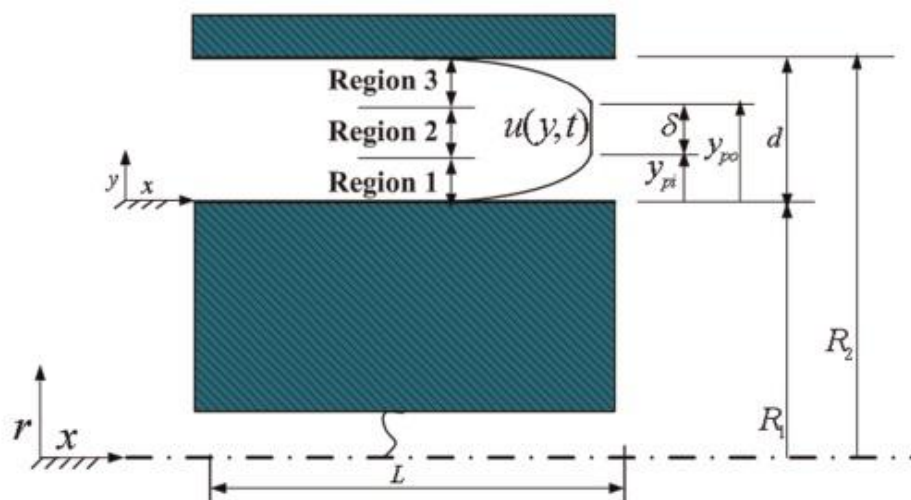
شکل ب-۱-۱ ارائه شده است.



شکل ب-۱-۱- توزیع سرعت در زمان‌های مختلف و همچنین تغییر گرادیان فشار نسبت به زمان

ب-۲- توزیع سرعت بینگام پلاستیک در سیال دی پی دی

در این بخش از مطالعه به بررسی توزیع سرعت سیال مغناطیسی در داخل کانال یک میراگر مگنتورئولوژیکال در معرض میدان مغناطیسی با استفاده از مدل جریان هرسل بالکی پرداخته شده است. در این کانال سیال حرکت رفت و برگشتی داشته و توزیع سرعت در ارتفاع مختلف با استفاده از روش تفکیک متغیرها بدست آمده است. شکل ب-۲-۱ نمای طراحی طرحواره محدوده مورد مطالعه را نشان می‌دهد. با توجه به ارتفاع مختلف داخل، کانال توزیع سرعت سیال به سه منطقه تقسیم شده است.



شکل ب-۲-۱- نمای طرحواره جریان سیال مغناطیسی با استفاده از مدل هرسل بالکی

در منطقه (۱) معادلات حاکم بصورت زیر ارائه می‌شوند:

$$\begin{cases} u_{1t}(y, t) = \vartheta \cdot u_{1yy}(y, t) + B \cos(wt) \\ u_1(0, t) = 0, \quad u_{1y}(y_{pi}, t) = 0 \\ u_1(y, 0) = -u_1\left(y, \frac{T}{2}\right) \end{cases} \quad (\text{ب-۲-۱})$$

فرض می‌شود که:

$$u_1(y, t) = Y(y) T(t) \quad (\text{ب-۲-۲})$$

که در آن $Y(y)$ و $T(t)$ توابعی از متغیرهای y و t هستند. در ابتدا با توجه به شرایط مرزی داده شده مقادیر ویژه برای معادله بالا بصورت $u_{1t}(y, t) = \vartheta \cdot u_{1yy}(y, t)$ بیان می‌شود. در این حالت داریم:

$$\begin{cases} Y_{yy} + \lambda Y = 0 \\ Y(0) = 0, \quad Y(y_{pi}) = 0 \end{cases} \quad (\text{ب-۲-۳})$$

با توجه به معادله اشتروم لیوویل $\lambda > 0$ ، بنابراین $\lambda = \mu^2 (\mu > 0)$. پاسخ عمومی در این حالت برابر می‌شود با:

$$Y(y) = \alpha \cos \mu y + \beta \sin \mu y \quad (\text{ب-۲-۴})$$

که در آن α و β ثابت هستند و $\alpha\beta \neq 0$. با جایگزینی معادله (ب-۲-۴) در معادله (ب-۲-۳) داریم:

$$\begin{cases} \alpha = 0 \\ \beta \cos \mu y_{pi} = 0 \end{cases} \quad (\text{ب-۲-۵})$$

که در آن $\beta \neq 0$ ، بنابراین مقدار ویژه برابر است با $\lambda_n = \mu_n^2 = [(2n-1)\pi/(2y_{pi})]^2$ و تابع ویژه متناظر با $Y_n(y)$ برابر است با $\mu_n y$.

فرض می‌کنیم:

$$B \cos(wt) = \sum f_n(t) Y_n(y) \quad (\text{ب-۲-۶})$$

که در آن $f_n(t)$ برابر است با:

$$f_n(t) = \frac{2}{y_{pi}} \int_0^{y_{pi}} B \cos(wt) \sin \mu_n y \, dy \quad (\text{ب-۲-۷})$$

با جایگزینی مقدار ویژه λ_n در داخل معادله داریم:

$$T_{tn} + \lambda \vartheta T_n(t) = f_n(t) \quad (\text{ب-۲-۸})$$

همچنین داریم:

$$T_n(t) = -\frac{4B}{(2n-1)\pi[K_{B1}^2 + w^2]} \times [K_{B1} \sin wt - w \cos wt + C e^{-K_{B1}t}] \quad (\text{ب-۲-۹})$$

که در آن داریم:

$$K_{B1} = [(2n-1)\pi/(2y_{pi})]^2 \vartheta \quad (\text{ب-۲-۱۰})$$

و داریم:

$$u(y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} u_{1n}(y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} Y_n(y) T_n(t) \quad (\text{ب-۲-۱۱})$$

با استفاده از مقدار اولیه $u_1(y, 0) = -u_1 T/2$ ، توزیع سرعت در منطقه (۱) با توجه به مدل بینگام

پلاستیک بصورت زیر ارائه می شود:

$$u_{B1}(y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-4B}{(2n-1)\pi(K_{B1}^2 + \omega^2)} \times [K_{B1} \cos \omega t + \omega \sin \omega t] \sin \frac{(2n-1)\pi y}{2y_{pi}} \quad (\text{ب-۲-۱۲})$$

معادلات سرعت برای دو بخش دیگر نیز بصورت مشابه ارائه می شود.

منابع

- [1] Orłowska-Kowalska T. and Szabat K. (2008) "Damping of torsional vibrations in two-mass system using adaptive sliding neuro-fuzzy approach" **IEEE Trans. Ind. Informat.**, 4, pp 47-57.
- [2] Rabinow J. (1948) "The magnetic fluid clutch" **Transactions of the American Institute of Electrical Engineers**, 67, pp 1308–1315.
- [3] Spencer Jr. B. F., Dyke S. J., Sain M. K. and Carlson J. D. (1997) "Phenomenological model for a magnetorheological damper" **ASCE J. Eng. Mech.**, 123, pp 230–238.
- [4] Bossis G., Lacis S., Meunier A. and Volkova O. (2002) "Magneto rheological fluids" **J. Magnt and Magnc. Mater.**, 252, pp 224–228.
- [5] Kciuk M. and Turczyn R. (2006) "Properties and Application of Magnetorheological Fluids" **JAMME**, Volume 18, Issue 12, pp 127-130.
- [6] Macosko C. W. (1994) "Rheology: principles, measurements, and applications" New York: **VCH Publishers Inc.**
- [7] Winslow W. M. (1949) "Induced vibration of suspensions" **Journal of Applied Physics**, 20, pp 1137-1140.
- [8] Kciu M. and Turczyn R. (2006) "Properties and application of magnetorheological fluid" **Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering**, 18, pp 1–2.
- [9] Bogdan Sapinski, (2009) "Magnetorheological Dampers in Vibration Control of Mechanical Structures" **Mechanics**, vol. 28 No. 1. pp 18-25.
- [10] Muhammad A., Yao X. and Deng Z. (2006) "Magnetorheological (MR) fluids and its applications in vibration control" **Journal of Marine Science and Application**, Vol.5, No.3, pp. 17-29.
- [11] Ghorbani-Tanha A.K., Salahshoor H. and Mohammadzadeh S. (2009) "Semi-active vibration control of a washing machine using magneto rheological dampers" **3rd International Conference on Integrity, Reliability and Failure**, Porto/Portugal, 20-24 Paper Ref: S1510_P0339.
- [12] Kolhe V.P. (2012) "Advanced Vibration Control Using Magneto rheological Fluid" **International Journal of Innovation in Mechanical and Automobile Engineering**, ISSN: 2249- 2968, ISSUE-II, pp. 115-121.

- [13] Carlson D., Marjoram B., Toscano J., Leroy D., Burson K., St Clair K. and Kintz A. (2008) “Magneto-Rheological Technology and Applications” **LORD Corporation**
- [14] Huang J. Q., Zhang Y., Yang Y. Q. and Wei (2014) “Analysis and design of a cylindrical magneto-rheological fluid brake” **Journal of Materials Processing Technology**, 129, pp 559– 562.
- [15] Jacob S. D. (1995) “Magneto rheological finishing: A deterministic process for optics manufacturing” in **Optical Fabrication and Testing**, Vol. 2576, pp. 372382.
- [16] Pinkos A., Shtarkman E. and Fitzgerald T. (1993) “An actively damped passenger car suspension system with low voltage electro rheological magnetic fluid” **SAE Technical Paper**, Series 930268.
- [17] Kordonsky W. (1993) “Elements and devices based on magnetorheological effect” **J. Intelligent Mater. Systems and Struct.**, 4, pp 65–69.
- [18] Attia E. M., Elsodany N. M., El-Gamal H. A. and Elgohary M. A. (2017) “theoretical and experimental study of magneto rheological fluid disc brake” **Alexandria engineering journal**, 56, pp 189-200.
- [19] Kumbhar B. K., Patil S. R. and Sawant S. M. (2015) “synthesis and characterization of magneto-rheological (MR) fluids for MR brake application” **engineering science and technology journal**, 18, pp 432-438.
- [20] Huang J., Zhang J. Q., Yang Y. and Wei Y. Q. (2002) “analysis and design of a cylindrical magneto-rheological fluid brake” **Computers and structures**, 129, pp 559-562.
- [21] Wang H. Y., Ni Y. Q., Ko J. M. and Spencer B. F. (2005) “Magneto-rheological tuned liquid column dampers (MR-TLCDs) for vibration mitigation of tall buildings: modelling and analysis of open-loop control” **Computers and structures**, 83, pp 2023-2034.
- [22] Fujitani J., Shiozaki Y., Hiwatashi T., Hata K., Tomura T., Sodeyama H. and Soda S. (2010) “A research and development of smart building structures by magneto-rheological damper” **advances in building technology**, 1, pp 473-480.

- [23] Wang J. Y., Ni Y. Q., Ko J. M. and Spencer B. F. (2011) “semi-active TLCDS using magneto-rheological fluids for vibration mitigation of tall buildings” **advances in building technology**, 2, pp 537-544.
- [24] Jain V. K., Ranjan P., Suri V. K. and Komanduri R. (2010) “chemo-mechanical magneto-rheological finishing (CMMRF) of silicon for microelectronics applications” **Manufacturing Technology**, 59, pp 323-328.
- [25] Shimada K., Wu Y., Matsuo Y. and Yamamoto K. (2005) “Float polishing technique using new tool consisting of micro magnetic clusters” **journal of material processing technology**, 162, pp 690-695.
- [26] Khatri N., Mishra V., Sharma R., Garg H. and Karar V. (2017) “improving the surface finish of diamond turned silicon with magneto-rheological finishing” **material today proceedings**, 4, pp 10158-10162.
- [27] Sadiq A. and Shunmugam M. S. (2010) “A novel method to improve finish on non-magnetic surfaces in magneto- rheological abrasive honing” **process Tribology**, 43, pp 1122-1126.
- [28] Wu Y., Shimada K. and Wong Y. C. (2003) “Effect of magnetic cluster and magnetic field on polishing using magnetic compound fluid (MCF)” **journal of magnetism and magnetic materials**, 262, pp 242-247.
- [29] Claracq J., Sarrazin J. and Montfort J. P. (2004) “Viscoelastic properties of magnetorheological fluids” **Rheologica Acta**, 43, pp 38-49.
- [30] Li J., Han L., Duan J. and Zhong J. (2007) “Interface mechanism of ultrasonic flip chip bonding” **Appl. Phys. Lett.**, 90, pp 242902-3.
- [31] Korenev B. G. and Reznikov L. M. (1993) “Dynamic Vibration Absorbers: Theory and Technical Applications” **Chichester: Wiley**, vol. 1, pp 234.
- [32] Uys P. E., Els P. S. and Thoresson M. (2007) “Suspension settings for optimal ride comfort of off-road vehicles travelling on roads with different roughness and speeds” **Journal of Terra mechanics**, 44, pp 163–175.
- [33] Peng G. R., Li W. H., Du H. and Alici G. (2014) “Modeling and identifying the parameters of a magneto-rheological damper with a force-lag phenomenon” **App. Math. Model**, 38, pp 3763-3773.

- [34] Wen Y. K. (1976) “Method of random vibration of hysteretic systems” **ASCEJ. Eng. Mech.**, 102, pp 249–263.
- [35] Dahl P. R. (1968) “A solid friction model” **Technical Report TOR**, 158, pp 3107–3118.
- [36] Jimenez R. and Alvarez-Icaza L. (2005) “LuGre friction model for a magnetorheological damper” **Struct. Cont. Health Monit**, 12, pp 91–116.
- [37] Guo S., Yang S. and Pan C. (2006) “Dynamic modeling of magnetorheological damper behaviors” **J. Int. Mater. Syst. Struct.**, 17, pp 3–14.
- [38] Ikhoulane F. and Rodellar J. (2007) “Systems with hysteresis: analysis, identification and control using the Bouc–Wen model” **John Wiley and Sons Inc.**, Vol. 1, pp 432.
- [39] Kim G. C. and Kang J. W. (2011) “Seismic response control of adjacent building by using hybrid control algorithm of MR damper” **Procedia Engineering**, 14, pp 1013–1020.
- [40] Sergio B., Sergio M. and Mauro M. (2004) “Neutral-Network model of a magnetorheological damper” **IFAC Proceeding**, 16, pp 55–60.
- [41] Li W. H., Du H., Chen G., Yeo S. H. and Guo N. (2003) “Nonlinear viscoelastic properties of MR fluids under large-amplitude-oscillatory-shear” **Rheologica. Acta.**, 42, pp 280–286.
- [42] Jinping O. and Guan X. (1999) “Experimental study the performance of magnetorheological dampers” **Earthquake Engineering and Engineering Vibration**, 19, pp 76–81.
- [43] Karnopp D., Crosby M. J. and Harwood R. A. (2010) “Vibration control using semi-active force generators” **ASME Journal of Engineering for Industry**, 97, pp 619–626.
- [44] Choi S. B., Lee S. K. and Park Y. P. (2001) “A hysteresis model for the field dependent damping force of a magnetorheological damper” **Journal of Sound and Vibration**, 245, pp 375–383.
- [45] Ahmadian M. and Pare C. A. (2000) “A quarter-car experimental analysis of alternative semi active control methods” **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, 11, pp 604–612.

- [46] Shen Y., Golnaraghi M. F. and Heppler G. R. (2006) "Semi-active vibration control schemes for suspension systems using magnetorheological dampers" **Journal of Vibration and Control**, 12, pp 3–24.
- [47] Du L., Shi T., Su L., Xue D. and Liao G. (2015) "A novel bottom-up copper filling of blind silicon vias in 3D electronic packaging" **J. Micromech. Micro eng.**, 25, pp 1–7.
- [48] Li W. H., Yao G. Z., Chen G., Yeo S. H. and Yap F. F. (2000) "Testing and steady state modeling of a linear MR damper under sinusoidal loading" **J. Smart Mater. Struct.**, 9, pp 95–102.
- [49] Wereley N. M. and Pang L. (1999) "Non-dimensional analysis of semi-active electrorheological and magnetorheological dampers using approximate parallel plate models" **Smart Mater. Struct.**, 7, pp 732–743.
- [50] Hesselbach H. and Abel-Keilhack C. (2003) "Finite element flow analysis of magnetic fluids with yield stress" **Book of Abstracts des 5 Deutschen Ferro fluid-Workshop**, Muhlheim/Ruhr, pp 15–26.
- [51] Wang X. and Gordaninejad F. (1999) "Flow analysis and modeling of field-controllable electro and magneto-rheological fluids using Herschel-Bulkley model" **J. intel. Mat. Sys. Struc.**, 10, pp 601-608.
- [52] Yasrebi N., Ghazavi A. and Mashhadi M. M. (2006) "Magneto-rheological fluid dampers modeling: numerical and experimental" **17th IASTED international conference modeling and simulation**, May 24–26 Montreal Canada.
- [53] Ericksen E. O. and Gordaninejad F. (2003) "A magneto-rheological fluid shock absorber for an off-road motorcycle" **Int. J. Vehicle Design**, 33, pp 139–152.
- [54] Li W. H. and Du H. (2003) "Design and experimental evaluation of a magnetorheological brake" **Int. J. Adva. Manuf. Technol.**, 21, pp 508–515.
- [55] Ellam D. J., Atkin R. J. and Bullough W. A. (2005) "Analysis of a smart clutch with cooling flow using two-dimensional Bingham plastic analysis and computational fluid dynamics" **Proc. Ins. Mech. Eng. Part: A Power and energy, Power Energy**, 219, pp 639–652.
- [56] Susan-Resiga D. (2009) "A rheological model for magneto-rheological fluids" **J. Intell .Mater. Syst. Struct.**, 20, pp 1001–1010.

- [57] Hitchcock GH. (2002) “A novel magneto-rheological fluid damper” **Master thesis Mechanical Engineering**, Department Reno University of Nevada.
- [58] Zhang H. H., Liao C. R., Chen W. M. and Huang S. L. (2006) “A magnetic design method of MR fluid dampers and FEM analysis on magnetic saturation” **J. Intell. Mater. Syst. Struct.**, 17, pp 813–818.
- [59] Bai X., Wang D. and Fu H. (2013) “Principle, modeling, and testing of an annular-radial-duct magneto rheological damper” **Sensor and Actuator Physical**, 201, pp 302-309.
- [60] Mazlan S., Iryani I., Kikuchi T. and Zamuzuri H. (2014) “Design of magnetorheological damper with a combination of sheat and squeeze modes” **Materials and design**, 54, pp 87-96.
- [61] Sternberg A., Zemp R. and Carlos J. (2014) “Multiphysics behavior of a magneto-rheological damper and experimental validation” **Engineering Structures**, 64, pp 194-204.
- [62] Prabakar R. S., Sujatha C. and Narayanan S. (2013) “Response of a quarter car model with optimal magnetorheological damper parameters” **Journal of Sound and Vibration**, 332, pp 2191–2206.
- [63] Rosenfield N.C. and Wereley N. M. (2004) “Volume-constrained optimization of magnetorheological and electrorheological valves and dampers” **Smart Mater. Struct.**, 13, pp 1303–1313.
- [64] Parlak Z., Engin T. and Calli I. (2012) “Optimal design of MR damper via finite element analyses of fluid dynamic and magnetic field” **Mechatronics**, 22, pp 890–903.
- [65] Prabakar R.S., Sujatha C. and Narayanan S. (2013) “Response of a quarter car model with optimal magnetorheological damper parameters” **Journal of Sound and Vibration**, 332, pp 2191–2206.
- [66] Spencer Jr. B. F., Johnson E. A. and Ramallo JC (2000) “Smart isolation for seismic control” **JSME Int. J.: Special Issue on Frontiers of Motion and Vibration Control, Series C**, 43, pp 704-711.

- [67] Yang G., Spencer Jr. B. F., Carlson J. D. and Sain M. K. (2002) “Large-scale MR fluid dampers: Modeling and dynamic performance consideration” **Eng. Struct.**, 24, pp 309-323.
- [68] Wang D. and Liao W. (2001) “Neural network modeling and controllers for magnetorheological fluid Dampers” **IEEE Int. Fuzzy Sys. Conf.**, Melbourne Australia, pp 1323-1326.
- [69] Oh J., Roschke P., Lin P., Carlson J. and Sunakoda K. (2004) “Experimental behavior and neuro-fuzzy modeling of 30-ton magnetorheological damper” **KSCE J. Civil Eng.**, 8, pp 213-219.
- [70] Dyke S. J., Spencer Jr. B. F., Sain MK and Carlson JD (1996) “Modeling and control of magnetorheological dampers for seismic response reduction” **Smart Mater. Struct.**, 5, pp 565-575.
- [71] Wang D. H. and Liao W. H. (2002) “Neural network modeling and controllers for magnetorheological fluid dampers” **International Conference on Fuzzy Systems**, Melbourne, Australia, July, pp 1433–1456.
- [72] Schurter K. C. and Roschke P. N. (2000) “Fuzzy modeling of a magnetorheological damper using ANFIS” **International Conference on Fuzzy Systems**, San Antonio, TX, pp 122–127.
- [73] Tse T. and Chang C. C. (2004) “Shear-mode rotary magnetorheological damper for small-scale structural control experiments” **J. Struct. Eng.**, 130, pp 904–911.
- [74] Huang L., Junhui L. and Wenhui Zh. (2017) “Mathematical model of a novel small agnetorheological damper by using outer magnetic field” **AIP advances**, 7, pp 035114-12.
- [75] Xian-Xu B., Wereley N. M. and Hu W. (2015) “Maximizing semi-active vibration isolation utilizing a magnetorheological damper with an inner bypass configuration” **J. of applied physics**, 117, pp 711-4.
- [76] Hu G., Yun L., Shuaishuai S., and Weihua L. (2017) “Development of a self-sensing magnetorheological damper with magnets in-line coil mechanism” **Sensors and Actuators A**, 17, pp 30019-5.

- [77] Li J., Wang W., Xia Y., He H., and Zhu W. (2015) “The soft-landing features of a micro-magnetorheological fluid damper” **Applied Physics Letters**, 106, pp 014104-5.
- [78] Li J., Wang D., Duan J., He H., Xia Y. and Zhu W. (2015) “Structural design and control of a small-MRF damper under 50N soft-landing applications” **IEEE Transactions on Industrial Informatics** 11, pp 612 – 619.
- [79] Liu Z., Sun B., Shi T., Tang Z. and Liao G. (2016) “Enhanced photovoltaic performance and stability of carbon counter electrode based perovskite solar cells encapsulated by PDMS” **J. Mater. Chem. A.**, 4, pp 10700–10709.
- [80] Li J., Wang W., Xia Y., He H. and Zhu W. (2015) “The soft-landing features of a micro-magnetorheological fluid damper” **Appl. Phys. Lett.** 106, pp 014104-4.
- [81] Li K., Tian G., Cheng L., Yin A., Cao W. and Crichton S. (2014) “State detection of bond wires in IGBT modules using eddy current pulsed thermography” **IEEE Trans. Power Electron.**, 29, pp 5000–5009.
- [82] Lu X., Liao G., Zha Z., Xia Q. and Shi T. A. (2011) “novel approach for flip chip solder joint inspection based on pulsed phase thermography” **NDTE Int.** 44, pp 484-489.
- [83] Mark R. J., Jonathan W. B. and Carlson J. D. (1999) “Properties and applications of commercial magnetorheological fluids” **Thomas Lord Research Center Lord Corporation**.
- [84] Allen M. P. and Tildesley D. J. (1987) “Computer Simulation of Liquids” **Oxford Clarendon Press**, oxford, 2, pp 32-35.
- [85] Rapaport D. C. (1995) “The Art of Molecular Dynamics Simulation” **Cambridge University Press**, 3, pp 54-57.
- [86] Haile J. M. (1992) “Molecular Dynamics Simulation Elementary Methods” New York. **John Wiley and Sons**, 1, pp 23-32.
- [87] Hoogerbrugge P. J. and Koelman J. M. V. A. (1992) “Simulating microscopic hydrodynamic phenomena with dissipative particle dynamics” **Europhys. Lett.**, 19, pp 155-160.
- [88] Koelman J. M. V. A. and Hoogerbrugge P. J. (1993) “Dynamic simulations of hard-sphere suspensions under steady shear” **Europhys. Lett.**, 21, pp 363-368.

- [89] Espanol P. (1995) “Hydrodynamics from dissipative particle dynamics” **Phys. Rev.**, 52, pp 1734-1742.
- [90] Marsh C. A., Backx G. and Ernst M. H. (1997) “Static and dynamic properties of dissipative particle dynamics” **Phys. Rev.**, 56, pp 1676-1691.
- [91] Groot R. D. and Warren P. B. (1997) “Dissipative particle dynamics: Bridging the gap between atomistic and mesoscopic simulation” **J. Chem. Phys.**, 107, pp 4423-4435.
- [92] Espanol P. and Warren P. (1995) “Statistical Mechanics of Dissipative Particle Dynamics” **Europhysics Letters**, 30, pp 191-196.
- [93] Satoh A. and Majima T., (2005) “Comparison between theoretical values and simulation results of viscosity for the dissipative particle dynamics method” **Journal of Colloid and Interface Science**, 283, pp 251–266.
- [94] Rosensweig R.E. (1985) “Ferrohydrodynamics” **Cambridge University Press**, Cambridge, Vol. 1, pp 434-454.
- [95] Irving J. H. and Kirkwood J. G. (1950) “The Statistical Mechanical Theory of Transport Processes. IV. The Equations of Hydrodynamics” **J. Chem. Phys.**, 18, pp 817–829.
- [96] Sapinski B., Filus J. (2003) “Analysis of Parametric Models of MR Linear Damper” **Department of Process Control University of Mining and Metallurgy**, 3, pp 26-33.
- [97] Li W. H., Yao G. Z., Chen G., Yeo S. H. and Yap F. F. (2000) “Testing and steady state modeling of a linear MR damper under sinusoidal loading” **Nanyang Technological University**, 3, pp 32-36.
- [98] Wen Y. K. (1976) “Method for random vibration of hysteretic systems” **ASCE Journal of the Engineering Mechanics Division**, 102, pp 249-263.
- [99] Spencer B. F., Dyke S. J., Sain M. K. and Carlson J. D. (1996) “Phenomenological Model of a Magneto-rheological Damper” **ASCE Journal of Engineering Mechanic**, 12, pp 23-26.
- [100] Wen Y. K. (1976) “Method of random vibration of hysteretic systems” **J. Eng. Mech. Div.**, 102, pp 249-263.

- [101] Zhen Y., Hui W., Xiaoming H. and Wei F. (2011) “Damping force of MR damper Analysis and Experimental” **International Conference on Electronic & Mechanical Engineering and Information Tech**, 32, pp 32-44.
- [102] Gibbs M. S., Dandy G. C. and Maier H. R. (2008) “A genetic algorithm calibration method based on convergence due to genetic drift” **Info. Sci.**, 178, pp 2857-2869.
- [103] Arabas J., Michalewicz Z. and Mulawka J. J. (1994) “a genetic algorithm with varying population size” **Int. Conf. on Evolutionary Computation**, pp 73–78.
- [104] Thompson S. M. (1983) “Use of neighbour lists in molecular dynamics” **CCP5 Quarterly**, 8, pp 20-32.
- [105] Lees A. W. and Edwards S. F. (1972) “The computer study of transport processes under extreme conditions” **J. Phys.**, 5, pp 1921-1934.
- [106] Revenga M., Zuniga I. and Espanol P. (1999) “boundary condition in dissipative particle dynamics” **Comp. Phys. Commun.**, 121, pp 309-311.
- [107] Willemsen S. M., Hoefsloot H. C. J. and Iedema P. D. (2000) “No-slip boundary condition in dissipative particle dynamics” **Int. J. Mod. Phys. C**, 11, pp 881–890.
- [108] Doung-Hong D., Phan-Thien N. and Fan X. (2004) “An implementation of no-slip boundary condition in DPD” **Comput. Mech.**, 35, pp 24-29.
- [109] Yu M., Wang S., Fu J. and Peng Y. (2013) “Unsteady analysis for scillatory flow of magnetorheological fluid dampers based on Bingham plastic and Herschel–Bulkley models” **Int. Matr. Sys. Stru.**, 14, pp 1-12.
- [110] Chooi W. W. and Oyadiji S. O. (2008) “Design, modelling and testing of magnetorheological (MR) dampers using analytical flow solutions” **Comp. and Struc.**, 86, pp 473-482.

Abstract

Magneto rheological damper, as a widely used equipment in various industries for the first time has investigated and optimized by using dissipative particle dynamics method as a molecular modeling approach in aspects of molecular properties of magnetic fluid in it and its physical structures. During the studies, optimization process has performed with two approach; the first view point is investigation of a magneto rheological damper by focus on MR fluid and physical structure of damper. In order to selecting a suitable the effect of diameter and weight of magnetic particles on considered damping force of 10 N as favorite damping force is studied. Results show that by increasing in diameter of magnetic particles, damping force firstly increases then trends to a constant value; while, by enhancement in weigh of them damping force firstly increases and then decreases. Results of physical structures of damper modeling show that by increasing in gap size of fluid flow, damping force increases; while, while by enhancement of inner diameter of cylinder damping force decreases. Optimum design of MR damper has probed by investigation on arrangement of electrical coils and step wise magnetic field strength distribution as an innovation. The best operating conditions of MR damper occurs when the electrical energy consumption and hysteresis level are minimum and three electrical coils with length of 3, 5 and 7 mm are employed which the base magnetic strength fixed in 40% and height of steps is in 15% and 140-CG MR fluid is utilized. In the second view point of optimization of operating, in addition of study of the characteristics of MR fluid, different four scenarios of arrangements of rough sections on piston surface are investigated. Results of modeling have compared with available experimental data which show good conformity. Weierstrass-Mandelbrot function is used to applying rough surface profile on the piston's body and bounce back boundary condition is utilized as no-slip boundary condition. Results of dissipative particle dynamics modeling show that by increasing in number density of these particles and increasing mass of carrier fluid particles, damping force firstly increases and then decreases; therefore, It is necessary to set optimal values. It is also observed that by decreasing thickness in surfactant layer at the surface of the magnetic particles, damping force increases. According to the results of investigation on MR fluid's structure, 140-CG MR fluid is selected as the suitable agent fluid to DPD modeling. Also, it specifies that by increasing in fractal dimension of roughness profile, damping force has initial enhancement and then trends to a constant value. By utilizing Bouc-Wen model and genetic algorithm method and by employing

fractal dimension of roughness profile of 1.5 using at the beginning and the end of the piston, by applying 20% of basic magnetic field strength, considered damping force of 10 N achieved within 2 seconds; while, less damping time and electrical energy is required.

Keywords: Magneto rheological damper; dissipative particle dynamics method; electrical coil; arrangement of rough surfaces; damping force



Shahrood University of Technology

Faculty of Mechanical and Mechatronics Engineering

PhD Dissertation in Energy Conversion Engineering

**Simulation of flow inside MR damper by using dissipative
particle dynamics method**

By: Mohsen Ghafarian Eidgahi Moghadam

Supervisor:

Dr. Mohammad Mohsen Shahmardan

Adviser:

Dr. Mahmood Norouzi

April 2019