

اللَّهُ الرَّحْمَنُ الرَّحِيمُ



دانشگاه صنعتی شاهرود
دانشکده فیزیک

گرایش حالت جامد

عنوان :

بایاس تبدلی در دو لایه‌ای‌های نازک مغناطیسی

اعظم همت آبادی

اساتید راهنما :

دکتر محمد ابراهیم قاضی

دکتر هادی عربشاهی

پایان نامه کارشناسی ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ماه ۱۳۹۰

سر آغاز

به نام آن خدایی که نام او راحت روح است و پیغام او مفتاح فتوح است و سلام او در وقت صبح مؤمنان را صبوح است و ذکر او مرهم دل مجروح است و مهر او بلا

نشینان را کشتی نوح است

ای کریمی که بخشنده عطایی و ای حکیمی که پوشنده خطایی و ای صمدی که از ادراک خلق جدایی و ای احدی که در ذات و صفات بی همتایی و ای خالقی که راهنمایی و ای قادری که خدایی را سزایی. جان ما را صفای خود ده و دل ما را هوای خود ده و چشم ما را ضیای خود ده و ما را آن ده که ما را آن به و مگذار به که و مه. الهی، تو آنی که از احاطت او هام بیرونی و از ادراک عقول مصئونی، نه مدرک عیونی، کار ساز هر مفتونی و شاد ساز هر محزوننی، در حکم بی چرا و در ذات بی چند و در صفات بی چونی. الهی، عذر ما بپذیر و بر عیبهای ما مگیر.

(فرازی از مناجات خواجه عبدالله انصاری)

تقدیم به:

خانواده مهربانم؛

آنان که گرمای امیدبخش وجودشان در این سردترین روزگاران بهترین پشتیبان
است. دعای خالصانه‌شان بدرقه راه و محبت‌های بی دریغ‌شان هرگز فروکش
نمی‌کند.

قدردانی

حال که به لطف و رحمت لایتناهی حضرت حق، مراحل این پایان نامه رو به اتمام نهاده، بر خود لازم دانسته تا از همه دوستانی که در پیشبرد اهداف این پایان نامه اینجانب را مساعدت و یاری نموده‌اند، سپاس و قدردانی به عمل آورم.

ابتدا بر خود لازم می‌دانم تا از زحمات و پشتیبانی بی‌دریغ و بی‌شائبه اساتید محترم جناب آقای دکتر محمد ابراهیم قاضی و جناب آقای دکتر هادی عربشاهی که راهنمایی این تحقیق را بر عهده داشته‌اند و از هرگونه راهنمایی و مساعدت مضایقه ننموده‌اند، تشکر و قدردانی ویژه‌ای داشته باشم. بی‌شک بدون حمایت و پشتیبانی ایشان انجام این تحقیق مقدور نمی‌بود. هم‌چنین از جناب آقای علی بخشایشی که با راهنمایی‌های خویش، نقشی ارزنده و مکمل در انجام این پایان نامه داشتند، سپاس‌گزاری کرده و موفقیت ایشان در مقطع دکتری و دیگر مراحل زندگی را از خداوند متعال مسألت دارم. هم‌چنین از جناب آقای دکتر ولی و جناب آقای حسامی که داوری پایان نامه را به عهده گرفتند، سپاس گزارم.

در انتها سپاس‌گزار کلیه دوستان و عزیزانی هستم که در مراحل مختلف تحصیلی مرا یاری نمودند؛ رعنا و زهرا عزیز و مریم مهربان و بقیه دوستانی (هر چند) که مجالی برای بیان نام تک‌تک این عزیزان نیست؛ لیکن همیشه خود را مرهون لطف و مهربانی آن‌ها دانسته و امیدوارم به لطف الهی روزی توان جبران محبت‌هایشان را داشته باشم.

تعهد نامه

اینجانب اعظم همت آبادی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک حالت جامد دانشکده فیزیک. دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه . بایاس تبادلی در دو لایه‌های نازک مغناطیسی تحت راهنمایی جناب آقای دکتر ابراهیم قاضی و جناب آقای دکتر هادی عربشاهی متعهد می شوم .

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

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

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

چکیده

نانوذرات FePt مغناطیسی با فاز L₁₀ به دلیل مورد ناهمسانگردی مغناطو بلوری بالا توجه زیادی را به خود جلب کرده است. نانوذرات FePt به دلیل کاربرد در ضبط مغناطیسی عمودی، مغناطیس-های دائمی و سنسورهای مغناطیسی دارای اهمیت می‌باشند. در سیستم‌های با وادارندگی بالا، اطلاعات می‌تواند برای مدت زمان طولانی‌تر ذخیره گردد. به عبارتی برای ایجاد محیط مغناطیسی با ضبط پایدار در برابر اثرات گرمایی، نیاز به مغناطیس‌های با ناهمسانگردی بالا داریم. یک روش برای دستیابی به ناهمسانگردی و حاصلضرب انرژی، استفاده اثر بایاس تبادلی است. جفت‌شدگی مواد مغناطیسی سخت و نرم منجر به افزایش وادارندگی، حاصلضرب انرژی بالاتر و پایداری سیستم می‌شود. در این کار ما سیستم مغناطیسی FePt را با روش مونت کارلو شبیه‌سازی نمودیم. وجوه مختلف نانوذرات مغناطیسی FePt را مثل دمای کوری، بایاس تبادلی و وادارندگی را با تغییر ضخامت، ناهمسانگردی و درصد اتم‌های Pt را بررسی نمودیم.

کلمات کلیدی: اثر بایاس تبادلی، نانوذره FePt، روش مونت کارلو، وادارندگی.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	فصل اول : بایاس تبادلی
۲	۱-۱ ساختارهای مغناطیسی لایه‌ای شده
۳	۲-۱ ناهمسانگردی مغناطیسی
۴	۳-۱ برهم‌کنش تبادلی
۵	۱-۳-۱ برهم‌کنش تبادلی مستقیم
۶	۲-۳-۱ برهم‌کنش تبادلی غیرمستقیم $RKKY$
۶	۴-۱ همسوسازی تبادلی
۹	۵-۱ نقش ناهمسانگردی در نمودار پسماند
۱۰	۶-۱ تئوری همسوسازی تبادلی
۱۱	۱-۶-۱ مدل میکل‌جن-بین
۱۱	۱-۱-۶-۱ فرضیات مدل میکل‌جن-بین
۱۳	۲-۱-۶-۱ علامت H_{EB}
۱۴	۳-۱-۶-۱ مدل ایده‌آل میکل‌جن-بین

- ۱۶..... ۲-۶-۱ مدل مائوری
- ۱۷..... ۱-۲-۶-۱ فرض‌های مدل مائوری
- ۱۸..... ۳-۶-۱ مدل مالوزموف (میدان تصادفی)
- ۲۰..... ۱-۳-۶-۱ فرضیات مدل مالوزموف
- ۲۰..... ۴-۶-۱ مدل کیوی
- ۲۲..... ۵-۶-۱ مدل حالت حوزه
- ۲۴..... ۶-۶-۱ مدل اسپین-شیشه
- ۲۶..... ۱-۶-۶-۱ مدل اسپین-شیشه در بایاس تبادلی
- ۲۷..... ۲-۶-۶-۱ فرض‌های مدل اسپین-شیشه
- ۳۲..... فصل دوم: مدل آیزینگ
- ۳۴..... ۱-۲ مدل آیزینگ
- ۳۵..... ۱-۱-۲ معرفی مدل آیزینگ
- ۳۸..... ۲-۱-۲ معرفی اساس مونت کارلو
- ۳۹..... ۲-۲-۱-۲ فرآیندهای آماری و شبیه‌سازی مونت کارلو
- ۴۰..... ۳-۱-۲ روش شبیه‌سازی
- ۴۳..... ۲-۲ مدل آیزینگ گذارهای فاز مرتبه ۲

۴۵. ۳-۲ محاسبه مغناطش و گذار فاز لایه‌های نازک مغناطیسی با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو .
۴۵. ۱-۳-۲ محاسبه مغناطش و گذار فاز یک سیستم مغناطیسی دو بُعدی
۴۸. ۲-۳-۲ محاسبه مغناطش و گذار فاز یک سیستم مغناطیسی سه بُعدی
۴۹. ۳-۳-۲ مقایسه مغناطش و گذار فاز سیستم مغناطیسی دو بُعدی و سه بُعدی
۵۱. فصل سوم: بررسی خواص مغناطیسی FePt
۵۲. ۱-۳ معرفی ساختار FePt
۵۲. ۱-۱-۳ فاز L1۰ نانو ذره FePt
۵۴. ۲-۳ شبیه‌سازی مونت کارلو متروپلیس
۵۶. ۱-۲-۳ محاسبه مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی
۵۷. ۲-۲-۳ مقایسه سیستم‌های دو بُعدی و سه بُعدی
۶۰. ۳-۲-۳ اثر گام مونت کارلو بر روی مغناطش
۶۲. ۴-۲-۳ تأثیر بعد بر نمودار گام مونت کارلو بر حسب مغناطش
۶۳. ۳-۳ اثر اندازه بر روی مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی
۶۵. ۴-۳ اثر ناهمسانگردی بر روی مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی
۷۰. ۵-۳ بررسی اثرات ناخالصی بر روی دمای کوری
۷۶. فصل چهارم: محاسبه میدان مغناطیس زدا و میدان تبادلی

۷۷	۱-۴ شبیه‌سازی منحنی پسماند
۷۷	۱-۱-۴ روش محاسبه H_c با استفاده از روش مونت کارلو
۷۹	۲-۴ اثرات ناهمسانگردی بر روی نمودار پسماند
۸۱	۳-۴ اثرات دما بر روی H_{EB} و H_C
۸۴	۴-۴ اثرات Pt در درصد‌های متفاوت بر روی H_{EB} و H_C
۸۶	۵-۴ بررسی اثرات اندازه سیستم بر روی H_{EB} و H_C
۸۹	۶-۴ تغییرات H_{EB} و H_C بر اساس ناهمسانگردی در دماهای متفاوت
۹۰	۷-۴ مقایسه تغییرات H_{EB} و H_C در درصد‌های متفاوت
۹۲	۸-۴ مقایسه H_C به ازای ناهمسانگردی‌های متفاوت
۹۲	۹-۴ مقایسه H_{EB} و H_C نسبت به ناهمسانگردی در درصد‌های متفاوت
۹۴	نتیجه‌گیری
۹۶	مراجع
۱۰۰	پیوست ۱-۱ کد مدل آیزینگ سه بعدی

فهرست شکل‌ها

صفحه	عنوان
۵	شکل ۱-۱ برهم‌کنش تبادلی بین دو اسپین.
۶	شکل ۱-۲ برهم‌کنش تبادلی مستقیم بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها وجود دارد.
۷	شکل ۱-۳ پدیده همسوسازی تبادلی.
۹	شکل ۱-۴ تأثیر ناهمسانگردی در منحنی پسماند.
۱۰	شکل ۱-۵ انواع سطوح فصل‌مشترک.
۱۱	شکل ۱-۶ مدل میکل‌جن-بین.
۱۲	شکل ۱-۷ شکل بردارها و زوایایی در مدل ایده‌آل میکل‌جن-بین.
۱۵	شکل ۱-۸ شکل بردارها و زوایایی در مدل میکل‌جن-بین.
۱۷	شکل ۱-۹ چرخش اسپین‌ها در دیواره حوزه مدل مائوری.
	شکل ۱-۱۰ تصویری از دو لایه‌ای فرومغناطیس-آنتی‌فرومغناطیس که دیواره فرومغناطیس تحت
۱۸	تأثیر میدان اعمالی است.
۱۹	شکل ۱-۱۱ مدل مالوزموف (میدان تصادفی).
	شکل ۱-۱۲ در این شکل چرخش اسپین‌های آنتی‌فرومغناطیس در فصل‌مشترک مدل کیوی نمایش
۲۰	داده شده است.

- شکل ۱-۱۳ مدل حالت حوزه در حالت دو بعدی. ۲۲
- شکل ۱-۱۴ مدل حالت حوزه. ۲۳
- شکل ۱-۱۵ شبیه‌سازی نمودار پسماند مدل حالت حوزه. ۲۴
- شکل ۱-۱۶ سیستم‌های اسپین-شیشه. ۲۶
- شکل ۱-۱۷ منحنی پسماند مدل اسپین-شیشه. ۲۹
- شکل ۲-۱ سیستم با مدل اسپینی آیزینگ. ۳۵
- شکل ۲-۲ این شکل مجموعه‌ای از حالت‌هاست که در احتمالات متفاوت قرار گرفته‌اند. ۴۰
- شکل ۲-۳ طرح شماتیک شرایط مرزی. ۴۳
- شکل ۲-۴ مغناطش یک سیستم دوبعدی بر حسب دمای کاهش یافته. ۴۷
- شکل ۲-۵ پذیرفتاری مغناطیسی یک سیستم دو بعدی بر حسب دمای کاهش یافته. ۴۷
- شکل ۲-۶ مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در یک سیستم اسپینی سه بعدی. ۴۸
- شکل ۲-۷ پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته در یک سیستم اسپینی سه بعدی. ۴۹
- شکل ۲-۸ نمودارهای مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی. ۵۰
- شکل ۳-۱ ساختار FePt الف- ساختار Fcc، ب- ساختار Fct. ۵۳
- شکل ۳-۲ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته سیستم اسپینی سه بعدی. ۵۶
- شکل ۳-۳ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته سیستم اسپینی سه بعدی. ۵۷

- شکل ۳-۴ نمودار مغناطش بر حسب دما بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم دو بعدی. . . ۵۷
- شکل ۳-۵ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم دو بعدی. . . ۵۸
- شکل ۳-۶ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم سه بعدی. ۵۸
- شکل ۳-۷ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم سه بعدی. . . ۵۹
- شکل ۳-۸ مقایسه‌ی نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای دو بعدی و سه بعدی. . . . ۶۰
- شکل ۳-۹ (الف) اثر گام‌های مونت کارلو بر حسب مغناطش، (ب) اثر گام‌های مونت کارلو بر حسب مغناطش که در گزارشات قبلی تایید شده است. ۶۱
- شکل ۳-۱۰ نمودار دمای کوری نسبت به گام‌های مونت کارلو. ۶۲
- شکل ۳-۱۱ مقایسه مغناطش بر حسب گام‌های مونت کارلو برای سیستم‌های دوبعدی و سه‌بعدی. . ۶۳
- شکل ۳-۱۲ مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته با اندازه‌های متفاوت. ۶۴
- شکل ۳-۱۳ (الف) دمای کوری در اندازه سیستم، (ب) دمای کوری بر حسب اندازه دانه. ۶۵
- شکل ۳-۱۴ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $J = K$ ۶۶
- شکل ۳-۱۵ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $J = K$. . ۶۶
- شکل ۳-۱۶ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $J = 10K$ ۶۷
- شکل ۳-۱۶ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $J = 10K$ ۶۷
- شکل ۳-۱۸ مقایسه نمودارهای مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی‌های متفاوت. ۶۸

- شکل ۳-۱۹ مقایسه نمودارهای پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی-
های متفاوت. ۶۹.....
- شکل ۳-۲۰ نمودار دمای کوری بر حسب ناهمسانگردی. ۷۰.....
- شکل ۳-۲۱ (الف) نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناخالصی‌های متفاوت، (ب) این
نتایج در پراش نوترونی. ۷۱.....
- شکل ۳-۲۲ (الف) شبیه‌سازی نمودار دمای کوری بر حسب درصد پلاتین، (ب) نمودار دمای کوری بر
حسب درصد پلاتین در که در گزارشات قبلی اشاره شده است. ۷۲.....
- شکل ۳-۲۳ مقایسه نمودارهای دمای کوری بر حسب درصد پلاتین در سیستم‌های دو بعدی و سه -
بعدی. ۷۳.....
- شکل ۳-۲۴ مقایسه نمودارهای دمای کوری بر حسب درصد پلاتین در ناهمسانگردی‌های متفاوت. ۷۴.....
- شکل ۳-۲۵ مقایسه نمودارهای دمای کوری بر حسب درصد پلاتین در اندازه‌های متفاوت. ۷۴.....
- شکل ۴-۱ شبیه‌سازی نمودار پسماند. ۷۸.....
- شکل ۴-۲ نمودار پسماند در ناهمسانگردی‌های متفاوت. ۷۹.....
- شکل ۴-۳ نمودار میدان H_c در ناهمسانگردی‌های متفاوت. ۸۰.....
- شکل ۴-۴ نمودار میدان تبادلی در ناهمسانگردی‌های متفاوت. ۸۱.....
- شکل ۴-۵ (الف) شبیه‌سازی نمودار H_c بر حسب دمای کاهش یافته، (ب) نمودار H_c بر حسب
دمای کاهش یافته که در کارهای قبلی گزارش شده است. ۸۲.....

- شکل ۴-۶ (الف) نمودار میدان تبدالی بر حسب دمای کاهش یافته، (ب) گزارش منتشر شده. . . . ۸۳
- شکل ۴-۷ (الف) نمودار H_c بر حسب درصد پلاتین H_c ، (ب) نمودار H_c بر حسب درصد پلاتین که در کارهای گذشته گزارش شده است. . . . ۸۵
- شکل ۴-۸ نمودار میدان تبدالی بر حسب درصد پلاتین. . . . ۸۶
- شکل ۴-۹ (الف) نمودار H_c نسبت به اندازه سیستم. (ب) H_c بر حسب اندازه که در کارهای قبلی گزارش شده است. . . . ۸۷
- شکل ۴-۱۰ (الف) H_{eb} بر حسب اندازه، (ب) H_{eb} بر حسب اندازه که در کارهای قبلی گزارش شده است. . . . ۸۸
- شکل ۴-۱۱ نمودار H_c بر حسب ناهمسانگردی در دماهای متفاوت. . . . ۸۹
- شکل ۴-۱۲ نمودار میدان تبدالی بر حسب ناهمسانگردی در دماهای متفاوت. . . . ۹۰
- شکل ۴-۱۳ نمودار H_c بر حسب به دمای کاهش یافته در ناخالصی‌های متفاوت. . . . ۹۱
- شکل ۴-۱۴ نمودار میدان تبدالی بر حسب به دمای کاهش یافته در درصدهای متفاوت. . . . ۹۱
- شکل ۴-۱۵ نمودار H_c بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی‌های متفاوت. . . . ۹۲
- شکل ۴-۱۶ H_c بر حسب ناهمسانگردی درصدهای متفاوت پلاتین. . . . ۹۳

فهرست جداول

صفحه

عنوان

جدول ۱-۱ مروری بر مدل‌های همسوسازی تبادلی ۳۱

فصل اول : باياس تبادلې

۱-۱ ساختارهای مغناطیسی لایه‌ای شده

لایه‌های نازک مغناطیسی در سال‌های اخیر به سبب کاربرد وسیعشان در حیطه تکنولوژی بسیار مورد توجه دانشمندان قرار گرفته‌اند. این لایه‌ها دارای خواص ویژه‌ای هستند که متفاوت از خواص حجمی آنهاست. خصوصیات متمایز از حالت حجمی چنین سیستم‌هایی سبب ایجاد ابزارهای جدیدی نظیر حسگرهای مغناطیسی در حیطه تکنولوژی ذخیره‌سازی اطلاعات شده است. از دهه ۱۹۸۰ می‌توان با استفاده از رشد لایه به لایه، لایه‌های نازک مغناطیسی در حدود چند لایه اتمی با کیفیت بالا را تهیه کرد [۱ و ۲]. ساخت لایه‌ای نازک مغناطیس سبب ایجاد پدیده جالبی نظیر جفت‌شدگی تبادلی بین لایه‌های^۱ و مغناطو مقاومت زیاد^۲ و بایاس تبادلی^۳ شده است. در یک چند لایه‌های مغناطیسی تغییر در نوع جفت‌شدگی از حالت پادفرومغناطیس به فرومغناطیسی در نتیجه اعمال میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند تغییر در مقاومت را به همراه داشته باشد. چنین پدیده‌ای را اثر مغناطو مقاومت زیاد می‌نامند که برای اولین بار در سال ۱۹۸۷ جهت ساخت هدهای مغناطیسی مورد استفاده قرار گرفت. امروزه از چنین ساختارهایی در ساخت حسگرهای مغناطیسی که بر اساس پدیده تونل‌زنی مغناطیسی^۴ یا مغناطو مقاومت زیاد ساخته می‌شوند، استفاده می‌شود. از این حسگرها می‌توان در خواندن داده‌ها از نوارهای مغناطیسی و دیسک‌های کامپیوتری استفاده کرد.

در جامدهای مغناطیسی انواعی از نیروهای بین اتمی وجود دارند که باعث هم‌ردیفی گشتاور مغناطیسی اتم‌ها در حوزه‌های مغناطیسی می‌شوند [۳]، در یک ماده فرومغناطیسی اسپین تمام اتم-های همسایه در یک حوزه با یکدیگر موازی‌اند. با توجه به توضیحات داده شده به نظر می‌رسد که اگر

¹ Interlayer Exchange Coupling

² Giant Magneto Resistance

³ Exchange Bias

⁴ Tunneling MagnetoResistance

آهن متشکل از حوزه‌ای کاملاً مغناطیسی باشد در این صورت باید حتی بدون اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی دارای خاصیت آهنربایی باشد. اما در واقع چنین نیست زیرا در یک ماده فرومغناطیسی غیرمغناطیده این حوزه‌ها به صورت تصادفی جهت‌گیری کرده‌اند و محورهای مغناطیسی‌شان به جهت‌های مختلف اشاره دارند به گونه‌ای که اثر مغناطیسی برآیند، صفر است. اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی، سبب هم‌جهت شدن گشتاور مغناطیسی حوزه‌ها در راستای میدان می‌شود، از این رو منجر به ایجاد اثر مغناطیسی در یک ماده فرومغناطیسی می‌شود. هنگامی که در یک آهن سخت، میدان خارجی حذف می‌شود حوزه‌ها به راحتی به مواضع قبلی خود برنمی‌گردند و بعد از حذف میدان همچنان خاصیت آهنربایی‌شان را حفظ می‌کنند. چنین موادی را مواد مغناطیسی سخت می‌نامیم. در دسته دیگر از مواد فرومغناطیسی، موادی هستند که پس از حذف میدان خارجی، خاصیت آهنربایی نسبتاً از بین می‌رود، چنین موادی را مواد مغناطیسی نرم می‌نامند. افزایش قابل توجه دمای یک ماده فرومغناطیسی باعث ایجاد آشفتگی بین اتم‌ها می‌گردد تا هنگامی که در دمای بحرانی T_C آشفتگی آن قدر شدید می‌شود که توازن موجود در بین گشتاورهای مغناطیسی اتم‌های مجاور، حوزه را تخریب می‌کند و از این رو باعث از بین رفتن خاصیت مغناطیسی آن می‌شود. دمایی که در آن این پدیده رخ می‌دهد دمای کوری نامیده می‌شود.

۱-۲ ناهمسانگردی مغناطیسی

ناهمسانگردی مغناطیسی خاصیتی است که در آن خواص مغناطیسی بلور به جهت وابسته می‌باشند. انرژی جامد مغناطیسی به جهت‌گیری مغناطش با توجه به محورهای بلوری بستگی دارد، که به عنوان ناهمسانگردی مغناطیسی نامیده می‌شود. مگنت‌های دائمی به یک ناهمسانگردی مغناطیسی بالا نیاز دارد. مواد مغناطیس نرم دارای ناهمسانگردی پایین هستند.

اگر یون مغناطیسی را به صورت کروی در نظر بگیریم، انرژی ناشی از برهم‌کنش‌های اسپین-مدار و دوقطبی-دوقطبی یون مغناطیسی با یون‌های مجاور، باعث کشیده شدن اوربیتال یون مغناطیسی و خارج شدن آن از حالت کروی می‌شود. در این حالت انرژی آن به جهت‌گیری اوربیتال مغناطیسی در فضا بستگی خواهد داشت. بنابراین در یک بلور مغناطیسی جهت‌های مرجعی در شبکه بلوری ایجاد می‌شوند که باعث قرار گرفتن مغناطش کل ماده در جهت‌های مرجع می‌شود. در نتیجه انرژی سیستم در جهت‌های مختلف در یک بلور متفاوت خواهد بود که به انرژی ناهمسانگردی موسوم است. جهت‌های مرجع را می‌توان به دو صورت سخت و آسان طبقه‌بندی کرد. انرژی در راستای محور آسان کمینه است، به عبارتی برای قرار دادن مغناطش در این راستا نیاز به میدان‌های بسیار قوی نیست، درحالی‌که انرژی در راستای محور سخت بیشینه است، و برای قرار دادن مغناطش در راستای محور سخت می‌بایست از میدان اعمال شده قوی‌تری استفاده کرد.

نوعی از ناهمسانگردی موسوم به ناهمسانگردی تک محوری داریم که توسط یک تک محور در جهت آسان و یک تک محور در جهت سخت شناخته می‌شود. به علت تقارن موجود در ناهمسانگردی تک محوری، انرژی آن می‌بایست به ازای مغناطش بالا و پایین یکسان باشد.

۱-۳ برهم‌کنش تبادل

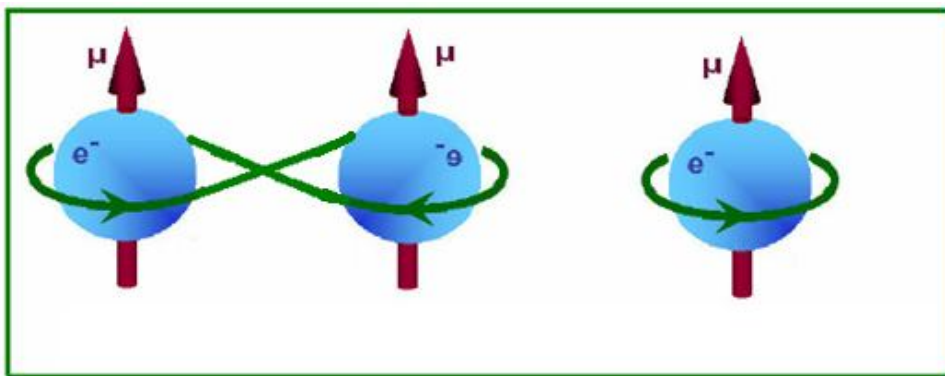
در یک اتم مغناطیسی اوربیتال الکترون تحت تأثیر مؤلفه الکتریکی میدان‌های ناشی از یون‌های مجاور، تغییر شکل می‌یابد. در نتیجه خواص مغناطیسی در یک ماده مغناطیسی به اسپین‌های جفت نشده در اوربیتال آن بستگی پیدا می‌کند. به علت پیچیده بودن محاسبات، می‌توان به جای اسپین-های جفت نشده در یک اتم مغناطیسی، یک اسپین معادل قرار داد و هر اتم مغناطیسی را معادل یک اسپین در نظر گرفت (مدل هایزنبرگ). اگر یک الکترون بین دو یون به صورت شکل (۱-۱) قرار داشته

باشد، با توجه به مسیر حرکت الکترون می‌توان ادعا کرد که الکترون به طور مشترک متعلق به هر دو یون است. در این صورت برهم‌کنش بین دو یون به صورت برهم‌کنش تبادلی خواهد بود.

در حالت کلی دو نوع برهم‌کنش تبادلی داریم:

الف) برهم‌کنش تبادلی مستقیم

ب) برهم‌کنش تبادلی غیرمستقیم



شکل ۱-۱ برهم‌کنش تبادلی بین دو اسپین.

۱-۳-۱ برهم‌کنش تبادلی مستقیم

انرژی مربوط به برهم‌کنش تبادلی مستقیم برای دو اسپین می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

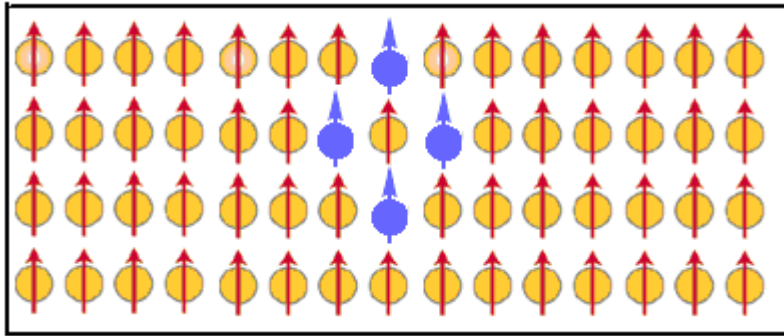
$$E_{exch} = \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij}(r_{ij}) S_i(r_i) \cdot S_j(r_j) \quad (1-1)$$

که در آن S_i و S_j اسپین الکترون‌های i ام و j ام دو الکترون و J_{ij} ثابت تبادلی است. علامت $\langle i,j \rangle$ یعنی برهم‌کنش تبادلی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها را در نظر بگیریم (شکل (۱-۲)).

[۴].

وقتی ثابت تبادلی مثبت باشد ماده به صورت فرومغناطیس و وقتی منفی باشد ماده به صورت پاد فرومغناطیس است [۵]. J_{ij} بستگی به فاصله بین دو اسپین دارد و می‌توان آن را از دمای کوری به

دست آورد [۶].



شکل ۱-۲ برهم‌کنش تبادلی مستقیم بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها وجود دارد [۴].

۱-۳-۲ برهم‌کنش تبادلی غیرمستقیم RKKY

این برهم‌کنش می‌تواند بین اسپین الکترون‌های آزاد ماده غیر مغناطیسی و اسپین‌های چند لایه-ای‌های مغناطیسی وجود داشته باشد. یک لایه مغناطیسی می‌تواند اسپین الکترون‌های آزاد را قطبیده کند. موج قطبیده‌شده الکترون آزاد داخل ماده غیر مغناطیسی حرکت می‌کند و به لایه دوم می‌رسد. این قطبش روی مغناطش لایه دوم به صورت فرومغناطیسی یا پادفرومغناطیسی اثر می‌کند. این برهم‌کنش را برهم‌کنش تبادلی غیرمستقیم می‌نامند [۷].

انرژی مربوط به برهم‌کنش تبادلی غیرمستقیم برای دو اسپین به صورت زیر است:

$$E_{exch} = \frac{1}{\Omega} \int J(|r - r'|) S_i(r) \cdot S_j(r') d^3 r' \quad (2-1)$$

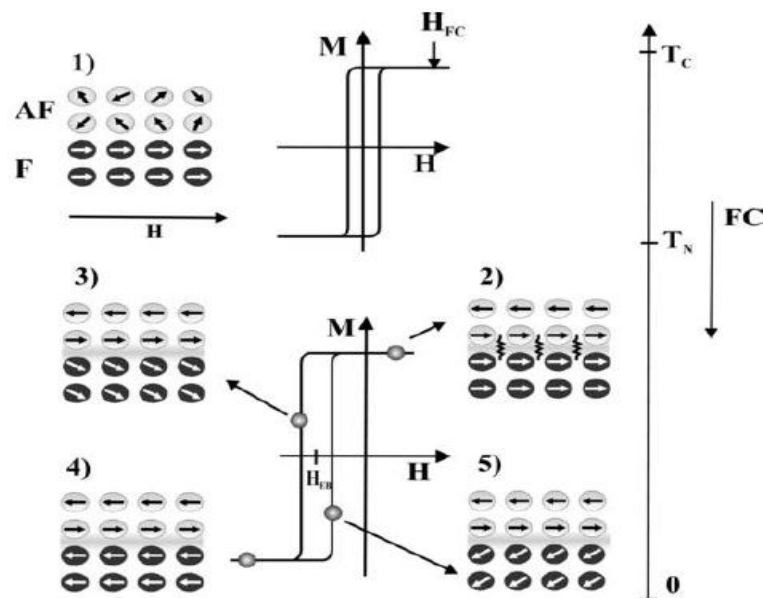
در این رابطه $J(|r - r'|)$ انتگرال تبادلی و Ω حجم مورد نظر برای انتگرال‌گیری است.

۱-۴ همسوسازی تبادلی

اولین بار آقای میک‌ل‌جن و آقای بین^۱ که در حال آزمایش بر روی کبالت بودند، جابه‌جایی در حلقه پسماند آن مشاهده کردند، که این جابه‌جایی را به وجود یک لایه اکسید بر روی کبالت نسبت دادند.

¹ Meikeljohn & Bean

اکسید کبالت بر روی کبالت یک دو لایه‌ای ماده فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس را تشکیل می‌دهد [۸،۹]. آنها سیستم را تا $T = 77^{\circ}K$ سرد کردند ($T_N(\text{CoO}) = 291^{\circ}K$) و یک جابه‌جایی در حلقه پسماند مشاهده کردند. همسوسازی تبدلی - که از جفت‌شدگی فرومغناطیس و آنتی-فرومغناطیس به وجود می‌آید- به علت کاربردهای متفاوت آن، حائز اهمیت است. وقتی دو لایه فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس در تماس با یکدیگر قرار دارند، با سرد کردن سیستم در حضور یک میدان^۱ باعث به وجود آمدن یک تغییر جهت (مثبت یا منفی) در حلقه پسماند می‌شود، که منشأ آن به جفت‌شدگی دو لایه‌ای فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس، مربوط می‌شود. از فرومغناطیس به خاطر اندازه بزرگی اسپین برای ضبط داده‌ها و ذخیره‌سازی اطلاعات استفاده می‌شود و از آنتی-فرومغناطیس به خاطر ناهمسانگردی بالایی که دارد و باعث پهن‌شدگی نمودار پسماند می‌شود، مورد استفاده قرار می‌گیرد.



شکل ۱-۳ پدیده همسوسازی تبدلی [۸].

¹ Field Cooling

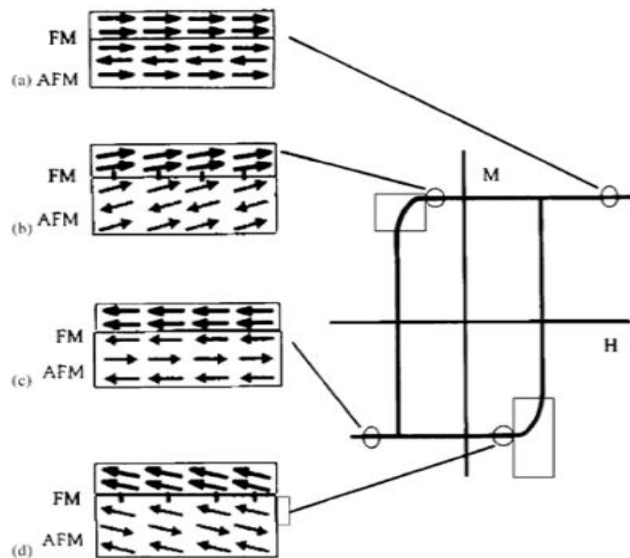
همسوسازی تبادلی در شکل (۳-۱) نشان داده شده است که در چهار مرحله اتفاق می‌افتد. بعد از جفت‌شدگی دو لایه فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس، سیستم را در دمای T قرار داده که در بازه $T_N < T < T_c$ قرار دارد. در این حالت آنتی‌فرومغناطیس به پارامغناطیس تبدیل می‌شود (آنتی-فرومغناطیس بالای دمای نیل به پارامغناطیس تبدیل می‌شود و فرومغناطیس بالای دمای کوری به پارامغناطیس تبدیل می‌شود) و فرومغناطیس نظم اسپینی خود را حفظ می‌کند و در جهت میدان اعمال‌شده باقی می‌ماند (شکل (۳-۱)). سپس یک میدان خارجی به اندازه کافی بزرگ به فرومغناطیس اعمال کرده و آن را به حالت اشباع در می‌آوریم و بدون تغییر بزرگی یا جهت میدان اعمالی، دو لایه‌ای را تا حدود کمتر از دمای T_N سرد می‌کنیم. در این روش که در طی سرد کردن سیستم، میدان نیز اعمال می‌کنیم، به علت تغییر در برهم‌کنش‌های فصل‌مشترک، تک لایه اول آنتی-فرومغناطیس به صورت موازی (پادموازی) با اسپین‌های فرومغناطیس هم خط خواهند شد. تک لایه بعدی از آنتی‌فرومغناطیس با لایه قبلی به صورت پادموازی است (شکل (۳-۱)). توجه کنید که اسپین‌های فصل‌مشترک به‌صورت خنثی نشده^۱ (مغناطش غیر صفر) هستند که منجر به یک مغناطش در این تک لایه می‌شود. در این مرحله، میدان را در جهت عکس اعمال می‌کنیم. اگر فقط لایه فرومغناطیس باشد، این میدان بر اسپین‌های آن اثر می‌گذارد و چنانچه میدان اعمالی به اندازه کافی باشد که بتواند بر برهم‌کنش‌های بین اسپین‌ها غلبه کند، باعث چرخش آنها می‌شود. اما در اینجا یک دو لایه‌ای جفت شده بین فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس داریم، که اسپین‌های فرومغناطیس سعی می‌کنند که در صفحه بچرخند که با جفت‌شدن با اسپین‌های آنتی‌فرومغناطیس، نیازمند به اعمال یک میدان بزرگ‌تر است، که به علت ناهمسانگردی زیاد آنتی‌فرومغناطیس و برهم‌کنش نسبتاً قوی بین فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس است. این باعث بوجود آمدن یک نمودار پهن‌تر می‌شود (شکل (۳-۱)). اسپین‌های فرومغناطیس، به یک میدان اعمالی کمتر برای چرخش به سمت

¹ Uncompensated

جهت اولیه‌اش نیاز دارد (شکل (۱-۳) (۵)). در نتیجه، منحنی مغناطش با اعمال میدان در جهت منفی، تغییر جهت پیدا می‌کند. در نتیجه جابجایی حلقه پسماند از مرکز را، میدان همسوسازی تبادلی^۱ می‌نامند. در شکل (۱-۳) مراحل بالا نمایش داده شده است [۸].

۱-۵ نقش ناهمسانگردی در نمودار پسماند

وقتی که میدان در جهت عکس اسپین‌های فرومغناطیس اعمال می‌شود، اسپین‌های فرومغناطیس در جهت آن به حرکت در می‌آیند. اسپین‌های آنتی‌فرومغناطیس هم همراه اسپین‌های فرومغناطیس می‌چرخند. چنانچه ناهمسانگردی آنتی‌فرومغناطیس زیاد، باید نیروی بیشتری اعمال شود تا بر برهم‌کنش بین اسپین‌ها غلبه کند، بنابراین نمودار پهن‌تر می‌شود. شکل (۱-۴) تأثیر ناهمسانگردی را در منحنی پسماند نشان می‌دهد [۱۱].

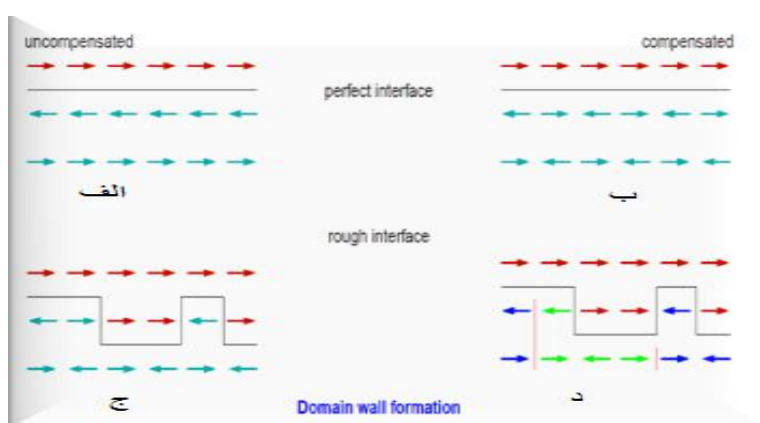


شکل ۱-۴ تأثیر ناهمسانگردی در منحنی پسماند [۱۱].

^۱ Exchange Bias Field

۶-۱ تئوری همسوسازی تبادلی

همسوسازی تبادلی در مدل‌های متنوع مورد بررسی قرار گرفته است. عمده این مدل‌ها بر اساس تنوع در نحوه قرارگیری اسپین‌ها در فصل مشترک بین فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس است. که در شکل (۱-۵) تعدادی از سطوح فصل مشترک نمایش داده شده است. اولین فصل مشترک خنثی نشده^۱ است (شکل (۱-۵-الف)). مشخصه آن این است که لایه آنتی‌فرومغناطیس واقع در فصل مشترک دارای $M \neq 0$ است. دیگری فصل مشترک خنثی شده^۲ را نشان می‌دهد (شکل (۱-۵-ب)) که لایه آنتی‌فرومغناطیس در فصل مشترک دارای $M = 0$ است. دو شکل دیگر دارای فصل مشترک‌های ناهموار^۳ هستند که لایه آنتی‌فرومغناطیس در فصل مشترک دارای $M \neq 0$ است. که در شکل (۱-۵-ج) فصل مشترک دارای ناهمواری‌هایی است و در شکل (۱-۵-د) علاوه بر ناهمواری در فصل مشترک دارای دیواره در آنتی‌فرومغناطیس نیز است.



شکل ۱-۵ انواع سطوح فصل مشترک.

در ادامه به شش مدل اشاره خواهیم کرد.

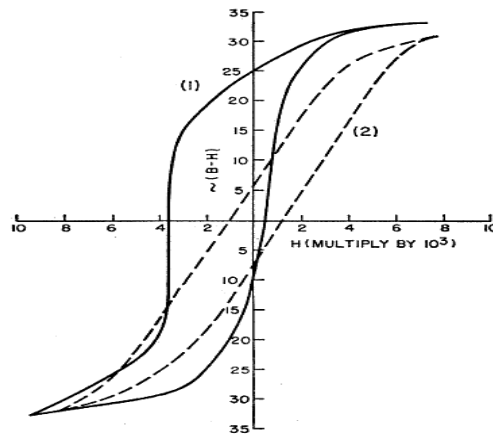
¹ Uncompensated

² Compensated

³ Rough Interface

۱-۶-۱ مدل میکل جن-بین^۱

این مدل توسط آقای میکل جن و آقای بین ارائه شد [۹،۸] (شکل (۱-۶)). این دو در حال آزمایش بر روی کبالت بودند که مشاهده نمودند به علت به وجود آمدن یک لایه اکسید بر روی کبالت، آن به یک دو لایه‌ای فرومغناطیس - آنتی فرومغناطیس (Co-CoO) تبدیل شده است. آنها با اعمال شرایطی خاص، تغییر جهت در نمودار پسماند مشاهده کردند.



شکل ۱-۶ مدل میکل جن-بین [۹].

۱-۱-۶-۱ فرضیات مدل میکل جن-بین

- (۱) اسپین‌های لایه فرومغناطیس به طور کاملاً انعطاف پذیر می چرخد.
- (۲) فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس به صورت تک حوزه هستند.
- (۳) فصل مشترک فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس به صورت صاف اتمی است.
- (۴) لایه آنتی فرومغناطیس به لحاظ مغناطیسی سخت^۱ است. به این معنی که اسپین‌های آنتی-فرومغناطیس در طی چرخش بدون تغییر می ماند.

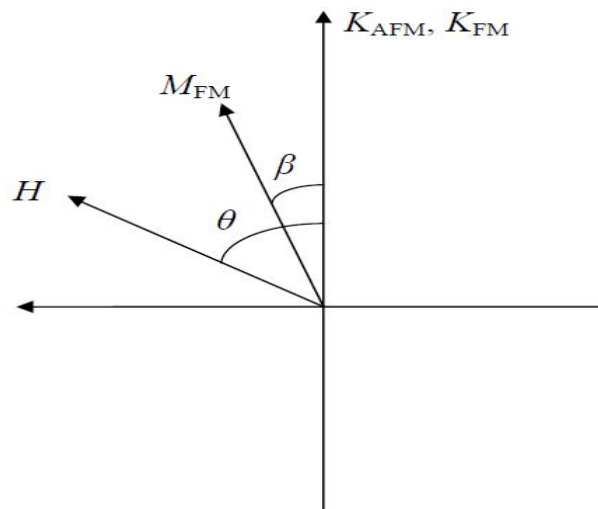
¹ Meikeljon-Bean Model

(۵) لایه‌های فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس با یک برهم‌کنش تبادلی به هم جفت شده‌اند.

(۶) لایه آنتی فرومغناطیس یک ناهمسانگردی تک محور در صفحه دارد [۸،۹].

انرژی سیستم فرومغناطیس را با ثابت در نظر گرفتن اسپین‌های آن، و با توجه به شکل (۷-۱) می‌توان به فرم زیر نوشت [۸،۹]:

$$E_A = -\mu_0 H M_F t_F \cos(-\beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) - J_{EB} \cos(\beta) \quad (3-1)$$



شکل ۷-۱ بردارها و زوایایی در مدل ایده‌آل میکل‌جن-بین [۸].

جمله اول انرژی مربوط به انرژی زیمن است، جمله دوم به انرژی ناهمسانگردی فرومغناطیس اشاره دارد که t_F به ضخامت فرومغناطیس دلالت دارد و جمله آخر به فصل مشترک برهم‌کنشی

فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس مربوط است. شرط ثابت $\frac{\partial E_A}{\partial \beta} = 0$ در دو زاویه $(\beta = 0, \pi)$ برقرار

است. بر این اساس داریم:

$$\frac{\partial E_A}{\partial \beta} = \mu_0 H M_F t_F \sin(\beta) + K_F t_F \sin(2\beta) + J_{EB} \sin(\beta) = 0 \quad (4-1)$$

¹ Rigid

$$\frac{\partial^2 E_A}{\partial \beta^2} = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\beta) + 2 K_F t_F \cos(2\beta) + J_{EB} \cos(\beta) = 0 \quad (5-1)$$

$$\beta = \cos^{-1} \left[\frac{(J_{EB} - \mu_0 H M_F t_F)}{(2K_F)} \right] \rightarrow \begin{cases} \beta=0 \Rightarrow H_{c1} = \frac{J_{EB} - 2K_F t_F}{\mu_0 M_F t_F} \\ \beta=\pi \Rightarrow H_{c2} = \frac{2K_F t_F + J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \end{cases} \quad ((\text{الف})5-1)$$

که H_c مربوط به پهنای نمودار پسماند است و H_{EB} به تغییر جهت نمودار پسماند اشاره می-کند. با توجه به معادلات بالا H_c و H_{EB} را می توان محاسبه کرد:

$$H_c = \frac{(-H_{c1} + H_{c2})}{2} \Rightarrow H_c = \frac{2K_F}{\mu_0 M_F} \quad (6-1)$$

$$H_{EB} = \frac{H_{c1} + H_{c2}}{2} \Rightarrow H_{EB} = \frac{-J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (7-1)$$

۱-۶-۱-۲ علامت H_{EB}

تقریباً تمام حلقه های پسماند در جهت مخالف میدان اعمالی، جابجا می شوند. علامت میدان برهم-کنشی به J_{EB} - برهم کنش دو لایه ای فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس در فصل مشترک - بستگی دارد [۸].

- مدلی که این دو دانشمند ارائه دادند، دارای نقص هایی بود که در اینجا به آن اشاره می کنیم.
- ۱- در این مدل، مشخص نیست که چطور ثابت جفت شدگی J_{EB} را در فصل مشترک با درجات متغیر پیچیده ارزیابی کنیم.
 - ۲- فصل مشترک به لحاظ اتمی هرگز صاف نمی شود.
 - ۳- از لحاظ بزرگی مقداری که برای مدل میکل-جن در تجربه بدست آمد با مقدار تئوری هم خوانی نداشت (مقدار EB تئوری بزرگ تر از تجربی است).
 - ۴- برای سطوح خنثی شده کاربرد ندارد.

۵- EB برای مواد نرم^۱ خیلی کاربردی نیست. اما برای مواد سخت خیلی مفید است. جایجایی حلقه انرژی حاصله را افزایش می دهد و بنابراین یک ماده مغناطیسی دائمی تولید می کند.

۶- در این مدل اثر میدان بر آنتی فرومغناطیس محاسبه نشده است.

۳-۱-۶-۱ مدل ایده آل میکل جن-بین

آقای میکل جن و آقای بین آنتی فرومغناطیس را با ناهمسانگردی بالا در نظر گرفتند، طوری که آنتی فرومغناطیس به راحتی تحت تأثیر میدان اعمالی قرار نمی گیرد. در این قسمت ناهمسانگردی آنتی فرومغناطیس به گونه ای در نظر گرفته می شود که تحت تأثیر میدان اعمالی قرار گیرد. در اینجا آنتی فرومغناطیس هنوز سخت است که می تواند در طی عکس شدن مغناطش، مثل یک کل بچرخد. چرخش لایه آنتی فرومغناطیس با انعطاف ناپذیر بودن آنتی فرومغناطیس در تضاد نیست چون اسپین ها تنها اجازه یافته اند به عنوان یک کل بچرخند. چهارمین شرط مدل میکل جن-بین حذف شد. در این حالت انرژی به شکل زیر نوشته می شود (شکل (۸-۱)) [۹،۸]:

$$E_A = -\mu H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2 \beta + K_{AF} t_{AF} \sin^2 \alpha - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) \quad (۸-۱)$$

t_{AF} و t_F به ترتیب به ضخامت فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس اشاره دارد.

$$\frac{\partial E}{\partial \beta} = 0 \quad (۹-۱)$$

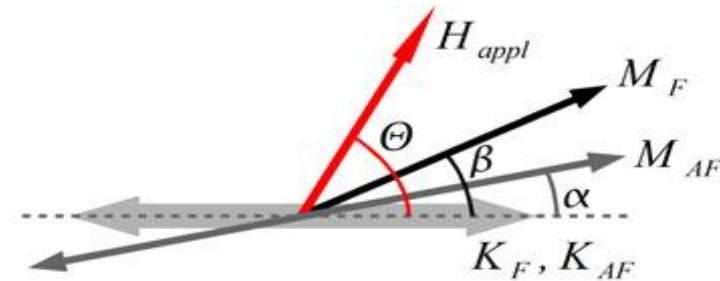
$$\mu H M_F t_F \sin(\theta - \beta) + K_F t_F (-\cos(2\beta)) - J_{EB} \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (۱۰-۱)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha} = 0 \quad (۱۱-۱)$$

$$K_{AF} t_{AF} \sin 2\alpha + J_{EB} \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (۱۲-۱)$$

^۱ Soft

$$(10-1) \rightarrow H \sin(\theta-\beta) + \frac{K_F}{\mu M_F} (-\cos 2\beta) - \frac{J_{EB}}{\mu M_F t_F} \sin(\beta-\alpha) = 0$$



شکل ۸-۱ بردارها و زوایایی در مدل میکال جن- بین [۱۰].

$$K_F = 0$$

$$H \sin(\theta - \beta) - \frac{J_{EB}}{\mu M_F t_F} \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (13-1)$$

$$H_{EB} = -\frac{J_{EB}}{\mu M_F t_F} \quad (14-1)$$

$$\frac{H}{H_{EB}} \sin(\theta - \beta) + \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (15-1)$$

$$(1-12) \rightarrow R \sin(2\alpha) - \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (16-1)$$

$$R \equiv \frac{K_{AF} t_{AF}}{J_{EB}} \quad (17-1)$$

که R یک پارامتر نسبی بین انرژی ناهمسانگردی و J_{EB} (انرژی تبدالی فصل مشترک) است. زمانی همسوسازی تبدالی اتفاق می افتد که $K_{AF} > J_{EB}$ (انرژی تبدالی K_{AF} ، انرژی ناهمسانگردی) است. α به جهت گیری اسپین های لایه آنتی فرومغناطیس مربوط می شود که تابعی از میدان اعمالی در طی اندازه گیری نمودار پسماند است. β به جهت گیری اسپین های لایه فرومغناطیس مربوط می شود که بطور پیوسته در طی عکس شدن می چرخند.

بر اساس پارامتر R سه ناحیه فیزیکی تعریف می شود [۸، ۱۲، ۱۳]:

۱- ناحیه اول در $R \geq 1$ است

$$R \geq 1 \rightarrow \frac{K_{AF} t_{Af}}{J_{EB}} \geq 1 \rightarrow K_{AF} t_{AF} \geq J_{EB}$$

انرژی ناهمسانگردی آنتی فرومغناطیس از انرژی برهم کنشی بیشتر است.

۲- ناحیه دوم در $0.5 \leq R \leq 1$ است که اسپین‌های آنتی فرومغناطیس بطور غیر قابل برگشت با

اسپین‌های فرومغناطیس بچرخند.

۳- برای ناحیه سوم $R \leq 0.5$ ، اسپین‌های آنتی فرومغناطیس به طور پیوسته با اسپین‌های

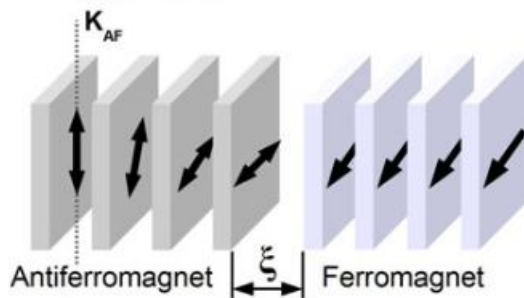
فرومغناطیس می‌چرخند و جهشی در نمودار پسماند اتفاق نمی‌افتد.

۱-۲-۶ مدل مائوری^۱

در مدل میکل‌جن-بین، مقدار EB از لحاظ تجربی با مقدار پیش‌بینی شده در تئوری هم‌خوانی نداشت و تئوری چندین مرتبه از مقدار تجربی بزرگ‌تر بود. برای غلبه بر این اختلاف انرژی، فرضی در نظر گرفته شد که یک دیواره حوزه نسبی در لایه آنتی فرومغناطیس وجود دارد که در طی عکس شدن مغناطش گسترش می‌یابد (شکل (۱-۹)) [۸، ۱۴]. دیواره حوزه، یک کسر عمده از انرژی جفت-شدگی تبادلی را ذخیره خواهد کرد، که باعث کاهش EB حلقه پسماند می‌شود.

در این مدل از فرض آنتی فرومغناطیس با ناهمسانگردی بالا صرف‌نظر شده است و اسپین‌های دیواره حوزه موازی با سطح میانی گسترش می‌یابد.

¹ Maurie Model



شکل ۱-۹ چرخش اسپین‌ها در دیواره حوزه مدل مائوری [۱۰].

۱-۲-۶-۱ فرض‌های مدل مائوری

- ۱- فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس تک حوزه هستند.
- ۲- اسپین‌های فرومغناطیس به عنوان یک کل می‌چرخند.
- ۳- لایه آنتی‌فرومغناطیس در یک حوزه موازی با فصل مشترک گسترش می‌یابد.
- ۴- فصل مشترک خنثی نشده است.
- ۵- لایه آنتی‌فرومغناطیس دارای ناهمسانگردی تک محور است.

برای این مدل، انرژی به فرم زیر می‌باشد:

$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) - 2\sqrt{A_{AF} K_{AF}} (1 - \cos(\alpha)) \quad (18-1)$$

جمله‌ی اول به انرژی زمین مربوط است، دومین جمله مربوط به لایه فرومغناطیس است و سومین جمله برهم‌کنشی لایه فرومغناطیس و لایه آنتی‌فرومغناطیس است و آخرین جمله به انرژی دیواره حوزه اشاره می‌کند.

این مدل، توصیف خوبی از بزرگی EB را می‌دهد و اختلاف EB بین تجربه و تئوری در مدل میکل-

جن-بین را از بین می‌رود.

این مدل نقص‌هایی نیز دارد که به آنها اشاره می‌کنیم:

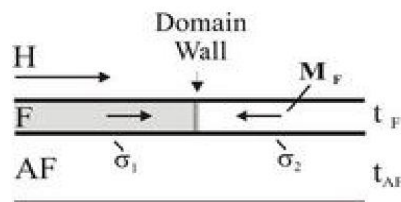
- ۱- لایه آنتی‌فرومغناطیس باید به اندازه کافی ضخیم باشد تا دیواره حوزه در آن تشکیل شود.

- ۲- برای ایجاد EB، به لایه آنتی فرومغناطیس با ناهمسانگردی بالا نیاز است، اما در اینجا به خاطر تشکیل دیواره حوزه، ناهمسانگردی پایین در نظر گرفته شده است.
- ۳- در این مدل فقط سطوح خنثی نشده بررسی می شود.

۱-۶-۳ مدل مالوزموف^۱ (میدان تصادفی)

یک مکانیزم جدید برای ناهمسانگردی تبادلی پیشنهاد شد که لازمه آن یک ذات تصادفی از برهم کنش های تبادلی در فصل مشترک آنتی فرومغناطیس و فرومغناطیس است. در این مدل فصل-مشترک فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس خنثی شده در نظر گرفته می شود [۸، ۱۵، ۱۶].

فرضی که در این مدل در نظر گرفته شده است این است که ناهمواری یا آلیاژ شیمیایی در فصل-مشترک - برای هر سیستم ایده آل وجود دارد- باعث تغییرات نقش میدان تبادلی بر روی لایه های آنتی فرومغناطیس و فرومغناطیس می شود.



شکل ۱-۱۰ تصویری از دو لایه ای فرومغناطیس - آنتی فرومغناطیس که دیواره فرومغناطیس تحت تاثیر میدان اعمالی است [۱۵].

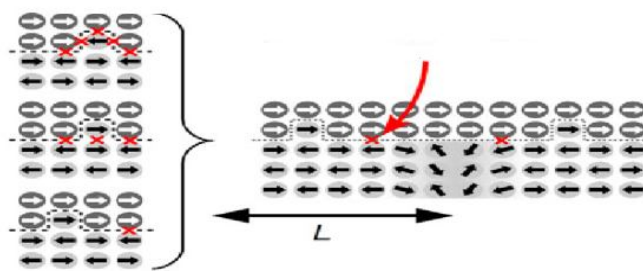
این میدان تصادفی منتهی به باعث می شود که آنتی فرومغناطیس به حوزه های مغناطیسی که ناشی از کاهش انرژی است، تقسیم شود. با فرض اینکه انرژی فصل مشترک در حوزه σ_1 با انرژی حوزه مجاور σ_2 ، خود متفاوت است، میدان تبادلی می تواند به وسیله شرط تساوی بین فشار میدان اعمالی

¹ Malozemoff Model

تبادلی اشاره دارند) و فشار موثر انرژی فصل مشترک $\Delta\sigma$ تخمین زده شود (شکل (۱-۱۰)).

$$2H_{EB}M_F t_F = \Delta\sigma \quad (19-1)$$

$$H_{EB} = \frac{\Delta\sigma}{2M_F t_F} \quad (20-1)$$



شکل ۱-۱۱ مدل مالوزموف (میدان تصادفی) [۱۰].

چنانچه فصل مشترک خنثی شده باشد $H_{EB} = 0$ است و اگر فصل مشترک خنثی نشده باشد

$$H_{EB} = \frac{\Delta\sigma}{2M_F t_F} \text{ است، که:}$$

$$\Delta\sigma = \frac{2J_i}{a^2} \quad (21-1)$$

$$H_{EB} = \frac{J_i}{a^2 M_F t_F} \quad (22-1)$$

۱-۳-۶-۱ فرضیات مدل مالوزموف

- ۱- ناهموازی یا آلیاژ شیمیایی در فصل مشترک باعث تغییراتی در میدان تبادلی اعمالی بر روی لایه‌های آنتی فرومغناطیس و فرومغناطیس می‌شود. میدان تصادفی منتهی به باعث می‌شود که لایه - آنتی فرومغناطیس به علت مینیمم شدن انرژی، به حوزه‌های مغناطیسی شکسته می‌شود.

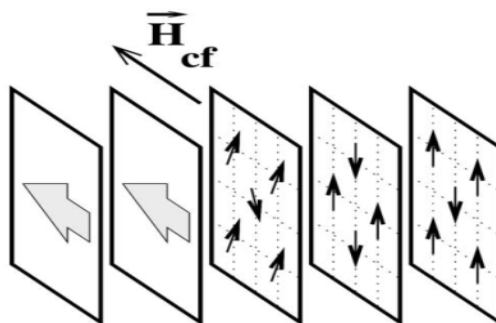
۲- فصل مشترک خنثی شده است.

۳- در لایه آنتی فرومغناطیس دیواره حوزه وجود دارد.

از نقص های این مدل می توان به ایجاد دیواره حوزه در لایه آنتی فرومغناطیس اشاره کرد و این که این مدل مربوط به فصل مشترک خنثی شده است. شکل (۱-۱۱)، مدل مالوزموف را نمایش می دهد.

۱-۶-۴ مدل کیوی ۱

این مدل بر پایه وجه کریستالی (۰ ۱ ۱) خنثی شده متمرکز شده است که بیشترین EB را نشان می دهد (شکل (۱-۱۲)). در این مدل فرض می شود که اولین لایه فصل مشترک آنتی فرومغناطیس دارای پیکربندی اسپینی شیب دار ثابت است [۱۷].



شکل ۱-۱۲ در این شکل چرخش اسپین های آنتی فرومغناطیس در فصل مشترک مدل کیوی

، نمایش داده شده است [۱۷].

انرژی سیستم را به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$H = H_{AF} + H_{F/AF} + H_F \quad (۱-۲۳)$$

¹ Kiwi Model

$$\begin{aligned}
 H_{AF} = & -J_{AF} [S\hat{e}_{AF} \cdot (\vec{S}^{(\alpha)} - \vec{S}^{(\beta)}) + 2\vec{S}^{(\alpha)} \cdot \vec{S}^{(\beta)}] \\
 & - (1/2)K_{AF} [(\vec{S}^{(\alpha)} \cdot \hat{e}_{AF})^2 + (\vec{S}^{(\beta)} \cdot \hat{e}_{AF})^2] \\
 & - (1/2)\mu_B g (\vec{S}^{(\alpha)} + \vec{S}^{(\beta)}) \cdot \vec{H}
 \end{aligned} \tag{۲۴-۱}$$

$$H_{F/AF} = -J_{F/AF} (\vec{S}^{(\alpha)} + \vec{S}^{(\beta)}) \cdot \vec{S}_1 \tag{۲۵-۱}$$

$$H_F = -2J_F \sum_{k=1}^{N-1} \vec{S}_k \cdot \vec{S}_{k+1} - \sum_{k=1}^N \left[\frac{K_F}{H^2} (\vec{S}_k \cdot \vec{H})^2 + \mu_B g S_k \cdot \vec{H} \right] \tag{۲۶-۱}$$

N تعداد لایه‌های فرومغناطیس، g ضریب ژیرومغناطیسی، H میدان مغناطیسی اعمالی خارجی و \hat{e}_{AF} راستای ناهمسانگردی تک محور است.

$\vec{S}^{(\alpha)}$ و $\vec{S}^{(\beta)}$ بردارهای اسپین شیب‌دار در فصل مشترک آنتی فرومغناطیس در زیر لایه‌های α و β که متعلق به آنتی فرومغناطیس است. منظور از S_k ، بردارهای اسپینی لایه k ام فرومغناطیس است که در فصل مشترک $k=1$ است. K_{AF} و K_F ، به ترتیب مربوط به ناهمسانگردی فرومغناطیس و آنتی فرومغناطیس است و μ_B به مگنتون بوهر اشاره دارد. نقص این مدل را می‌توان به اسپین‌های با ناهمسانگردی پایین در لایه آنتی فرومغناطیس در فصل-مشترک اشاره کرد.

۱-۶-۵ مدل حالت حوزه^۱

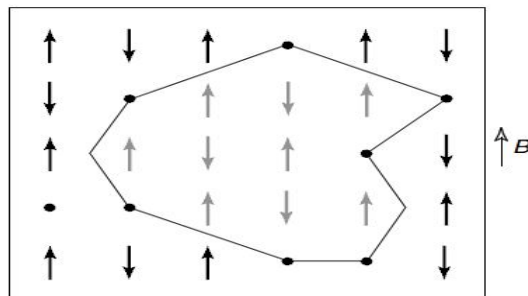
در یک کار تجربی آقای میلتنی^۲ و همکارانش، اثر EB را در یک دولایه ای Co/CoO بررسی کردند که لایه آنتی فرومغناطیس CoO رقیق شده بود. آنها نشان دادند که رقیق‌شدگی که با جانشینی یک

¹ Domain State

² Miltenyi

ماده غیرمغناطیسی یا وجود نقص ایجاد می‌شود نه تنها در فصل مشترک آنتی‌فرومغناطیس و فرومغناطیس - که در حجم آنتی‌فرومغناطیس نیز وارد می‌شود (شکل (۱-۱۳)) [۱۸].

مدل تئوری آن " مدل حالت حوزه " نامیده می‌شود و بر پایه شبیه سازی مونت کارلو بنا شده است. این مدل توسط نوواک^۱ و همکارانش ارائه شد که با نتایج تجربی در توافق خوبی است [۸، ۱۹، ۲۰، ۲۱].



شکل ۱-۱۳ مدل حالت حوزه در حالت دوبعدی [۱۸].

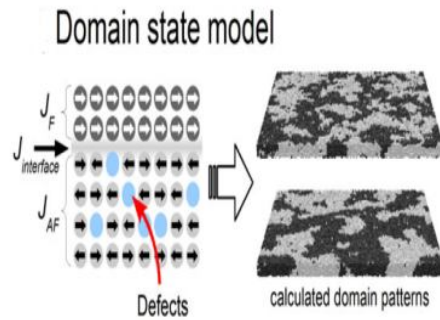
این یک مدل میکروسکوپی بی‌نظم است و نقص‌هایی که در آنتی‌فرومغناطیس وجود دارد باعث حوزه شدن آن می‌شود (شکل (۱-۱۴)).

بر طبق این یافته‌ها، منشأ همسوسازی تبدالی مشاهده شده در مدل حالت حوزه، مغناطش خالصی است که در کل آنتی‌فرومغناطیس و فصل مشترک آنتی‌فرومغناطیس به واسطه رقیق شدگی وجود دارد.

در این مدل یک آنتی‌فرومغناطیس رقیق شده آیزینگ در یک میدان مغناطیسی خارجی^۲ (DAFF) در نظر گرفته می‌شود. این مدل برای مواد آنتی‌فرومغناطیسی با ناهمسانگردی بالایی در نظر گرفته می‌شود و به همین دلیل به مدل آیزینگ محدود شده است.

¹ Nowak

² Diluted Ising In An External Magnetic Field



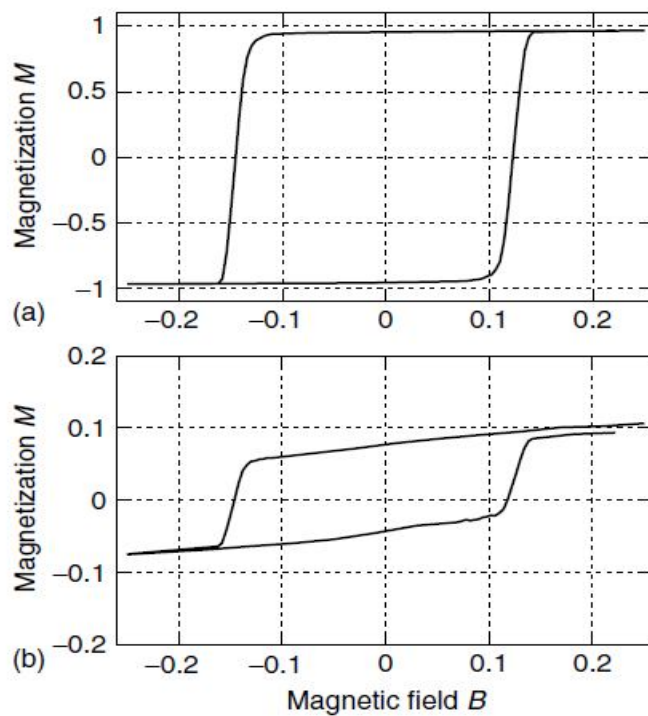
شکل ۱-۱۴ مدل حالت حوزه [۱۰].

هامیلتونی DAFF می‌تواند به این صورت نوشته شود :

$$\begin{aligned}
 H = & -J_F \sum_{\langle i,j \rangle \in F} S_i S_j - \sum_{i \in F} (d_z S_{iz}^2 + d_x S_{ix}^2 + \mu B S_i) \\
 & - J_{AF} \sum_{\langle i,j \rangle \in AF} \varepsilon_i \varepsilon_j \sigma_i \sigma_j - \sum_{i \in AF} \mu B_z \varepsilon_i \sigma_i \\
 & - J_{INT} \sum_{\langle i \in AF, j \in F \rangle} \varepsilon_i \sigma_i S_{jz}
 \end{aligned}
 \tag{۲۷-۱}$$

خط اول به فرومغناطیس مربوط است که جمله اول انرژی برهم‌کنشی بین اسپین‌های فرومغناطیس است و جمله دوم و سوم انرژی ناهمسانگردی و جمله آخر مربوط به انرژی زمین است. خط دوم مربوط به آنتی‌فرومغناطیس است، جمله اول انرژی برهم‌کنشی بین اسپین‌های آنتی-فرومغناطیس است و $\varepsilon_i \varepsilon_j$ مربوط به شبیه‌سازی است. جمله بعدی انرژی زمین است. خط آخر مربوط به انرژی برهم‌کنشی بین اسپین‌های آنتی‌فرومغناطیس و فرومغناطیس در فصل مشترک است. منحنی پسماند این مدل توسط نوواک و همکارانش شبیه‌سازی شده است (شکل (۱-۱۵)).

نقص این مدل این است که علت رقیق‌شدگی آنتی‌فرومغناطیس، ناهمسانگردی آن کاهش یافته است.



شکل ۱- ۱۵ شبیه‌سازی نمودار پسماند مدل حالت حوزه [۲۱].

۱-۶-۶ مدل اسپین-شیشه^۱

اسپین-شیشه یک سیستم اسپینی پیچیده‌ای است که داری خواص منحصر به فردی است که بعضی مواد به صورت ذاتی دارا هستند و بعضی مواد در اثر تغییر شرایط (در شرایط خاص) رفتاری مانند رفتار اسپین-شیشه از خود نشان می‌دهند (شکل (۱-۱۶)) [۲۲،۸].

یک بلور مکعبی را در نظر می‌گیریم که مکان‌های^۲ آن به صورت نقطه مشخص شده است. و کسری (x) از این جاها، به وسیله گشتاورهای مغناطیسی یا اسپین اشغال شده‌اند. گشتاورهای مغناطیسی به طور تصادفی در داخل شبکه قرار گرفته‌اند. کسر x را کوچک نگه می‌داریم تا از اشغال

¹ Spin Glass

² Sites

خیلی زیاد همسایه‌های نزدیک جلوگیری کنیم. چنانچه دو گشتاور مغناطیسی که کنار یکدیگر قرار گرفته‌اند، به صورت موازی باشد فرومغناطیس و در صورت پادموازی بودن آنتی فرومغناطیس می‌باشد. در این سیستم هر بی‌نظمی گرمایی را توسط کاهش دما تا یک مقدار ناچیز حذف می‌کنیم.

از خصوصیات اصلی این سیستم می‌توان به تصادفی بودن برهم‌کنش‌ها در بین جاها اشاره کرد. گشتاورهای مغناطیسی به صورت تصادفی در جای خود قرار گرفته‌اند و دیگر اینکه برهم‌کنش‌ها به صورت منجمد^۱ هستند. آلیاژهای اسپین-شیشه، از ناخالصی‌های مغناطیسی تشکیل شده‌اند که یک اسپین جایگزیده را در جاهای تصادفی در یک ماده میزبان غیر مغناطیسی اشغال می‌کند.

منشأ اسپین-شیشه کوانتومی است. اسپین-شیشه یک سیستم با گشتاورهای مغناطیسی جایگزیده است که برهم‌کنش‌هایشان به صورت تصادفی^۲ و خاموش شده^۳ مشخص شده است که یک جفت از گشتاورهای جایگزیده (به طور خلاصه اسپین) یک احتمال نسبی تقریباً مساوی، را برای داشتن برهم‌کنش آنتی فرومغناطیس و یا فرومغناطیس را دارند.

مواد اسپین-شیشه یک آلیاژ مغناطیسی رقیق شده هستند که با یک مقدار کوچک از ناخالصی مغناطیسی که به طور تصادفی در شبکه میزبان فلزی غیر مغناطیسی جانشین شده‌اند. برای مثال CuMn که در $(0/1 < x < 0/5)$ رفتار اسپین شیشه از خود نشان می‌دهند.

جفت‌شدگی تبادلی می‌تواند برهم‌کنش RKKY باشد که:

$$H = - J_{ij} S_i S_j \quad (28-1)$$

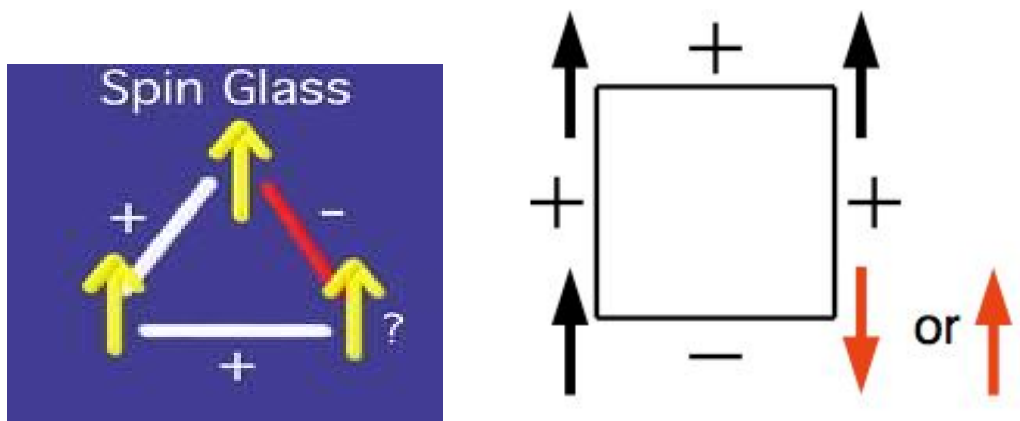
i, j مکان ناخالصی‌های مغناطیسی تصادفی هستند. با این فرض که، اتم‌های مغناطیسی به طور تصادفی جاهایی از یک شبکه را اشغال می‌کند. مدل اسپین-شیشه می‌تواند به عنوان یک مدل

¹ Frustration

² Randomness

³ Quenched

هایزبرگ با جای رقیق شده با یک پیچیدگی اضافی با این حقیقت که، برهم کنش RKKY با فاصله بین اتم‌های مغناطیسی نوسان می‌کند، در نظر گرفت، که می‌تواند فرومغناطیس یا آنتی‌فرومغناطیس باشد. بنابراین، قدرت و علامت جفت‌شدگی $J_{i,j}$ ، به طور تصادفی در نمونه تغییر می‌کند. به طور تجربی اسپین-شیشه‌های رقیق شده است، که در مدل‌های تئوری باندهای تصادفی فرض کرده‌اند [۲۳].



شکل ۱-۱۶ سیستم‌های اسپین-شیشه •

۱-۶-۶-۱ مدل اسپین-شیشه‌ای در بایاس تبادلی

برای حل مشکلات تئوری در توضیح ارتباط بین همسوسازی تبادلی^۱ و وادارندگی^۲، یک حالت مغناطیسی از فصل مشترک میان لایه فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس در نظر گرفته شد که به لحاظ مغناطیسی رفتار بی‌نظمی دارد که شبیه به یک سیستم اسپین-شیشه است [۸].

۱-۶-۶-۲ فرض‌های مدل اسپین-شیشه

(۱) فصل مشترک فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس یک سیستم منجمد است.

(۲) اسپین‌های خنثی نشده منجمد (ثابت)^۱ مسئول جابجایی^۲، نمودار پسماند هستند.

^۱ Exchange Bias

^۲ Coerscivity

۳) ناهمسانگردی پایین فصل مشترک آنتی فرومغناطیس در وادارندگی سهمیم است.

در این مدل لایه آنتی فرومغناطیس دو حالت دارد: یک قسمت، توسط اسپین‌های آنتی فرومغناطیس با جهت‌گیری‌های با قاعده که ناهمسانگردی بالا دارند. قسمت دیگر با ناهمسانگردی ضعیف‌تر که به بعضی اسپین‌ها اجازه می‌دهد که با اسپین‌های فرومغناطیس جهت‌گیری کنند. این قسمت آنتی-فرومغناطیس ناحیه منجمد است (شبیه اسپین-شیشه) و وادارندگی افزایشی را ناشی می‌شود.

حضور ناحیه آنتی فرومغناطیس که ناهمسانگردی پایین دارد می‌تواند این‌گونه توجیه شود: فصل-مشترک آنتی فرومغناطیس و فرومغناطیس هرگز کامل نیست، ممکن است فرض شود که مخلوط شیمیایی، انحرافات، ناهمگونی‌های ساختاری، نظم پایین و در فصل مشترک اتفاق می‌افتد که به شکل‌گیری ناحیه گذار از حالت آنتی فرومغناطیس خالص به حالت فرومغناطیس خالص منجر می‌شود. به طور میانگین، ناهمسانگردی ناحیه سطح میانی (فصل مشترک) کاهش داده می‌شود. به علاوه، ناهمواری‌های مغناطیسی و ساختاری یک ناحیه فصل مشترک، آنتی فرومغناطیس ضعیف را ایجاد می‌کند. بنابراین ما فرض می‌کنیم که اسپین‌های فصل مشترک منجمد شده تقریباً در فاز با اسپین-های فرومغناطیس می‌چرخند و اینکه آنها واسطه وادارندگی افزایشی می‌شوند. ما آنها را به وسیله ناهمسانگردی تک محور موثر K_{SG}^{eff} توصیف می‌کنیم، چون آنها با لایه تک محور آنتی فرومغناطیس به طور نسبی جفت شده‌اند. عموماً چیزی را که می‌توان مجسم کرد این است که سیستم اسپین‌شیشه به عنوان یک مجموعه از اسپین‌هایی است که از یک حالت بی‌نظم شده منجمد (حتی در دماهای پایین) باقی می‌ماند.

بدین منظور برای به نتیجه رسیدن این حالت، دو جزء ضروریست:

¹ Frozen-in

² shift

الف) یک رقابت بین برهم کنش‌های مختلف گشتاورها وجود داشته باشد و هیچ برهم کنشی در پیکربندی سیستم، بر برهم کنش‌های دیگر ارجحیت ندارد.

ب) این برهم کنش‌ها حداقل به طور نسبی تصادفی باشد. این حالت نسبتاً تصادفی در مدل میکال-جن-بین به عنوان یک ناهمسانگردی تک محور موثر نامیده می‌شود.

با اضافه شدن این ناهمسانگردی موثر با مدل میکال-جن-بین، انرژی سیستم این‌گونه نوشته می‌-

شود [۲۲]:

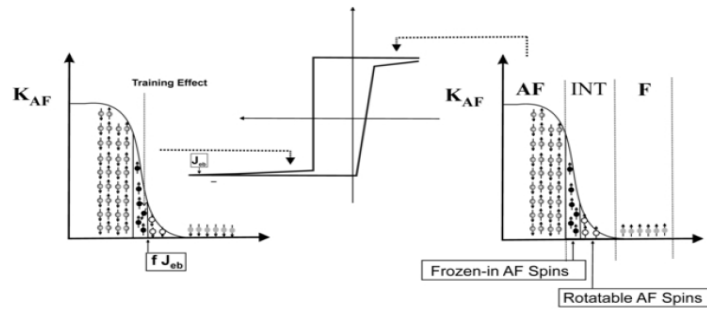
$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\beta - \theta) + K_F t_F \sin^2(\beta) + K_{AF}(t_{AF}) t_{AF} \sin^2(\alpha) + K_{SG}^{eff} \sin^2(\beta - \gamma) - J_{EB}^{eff} \cos(\beta - \alpha) \quad (29-1)$$

K_{SG}^{eff} ناهمسانگردی اسپین-شیشه موثر تک محور به اسپین‌های آنتی فرومغناطیس منجمدشده که به ناحیه با ناهمسانگردی بالا مربوط می‌شود. J_{eb}^{eff} انرژی تبدالی فصل مشترک کاهش یافته است، γ زاویه میانگین ناهمسانگردی موثر اسپین-شیشه، $K_{AF}(t_{AF})$ ثابت ناهمسانگردی لایه آنتی-فرومغناطیس است. برای شبیه‌سازی‌های عددی، وابستگی ضخامت ناهمسانگردی K_{AF} را از t_{AF} نادیده می‌گیریم.

اسپین‌های سطح میانی آنتی فرومغناطیس را که آنها معمولاً در مقایسه با انرژی زمین لایه فرومغناطیس کوچک‌تر هستند، نادیده گرفته می‌شود. بدین منظور آنها می‌توانند به عنوان یک جابجایی عمودی از حلقه پسماند و به عنوان یک سهم اضافی برای مغناطش کل باشد.

در آنتی فرومغناطیس دو نوع اسپین داریم: اسپین‌های آنتی فرومغناطیس قابل چرخش و اسپین‌های محکم شده (یخ‌زده). بعد از عکس کردن میدان مغناطیسی، اسپین‌های قابل چرخش آنتی فرومغناطیس، از اسپین‌های فرومغناطیس پیروی می‌کنند و با یک وادارندگی متوسط می‌چرخند.

اسپین‌های منجمد شده در میدان‌های متوسط غیرقابل تغییر باقی می‌مانند. اما بعضی از آنها می‌توانند از آن حالت سرد شده اولیه‌شان منحرف شوند.



شکل ۱-۱۷ منحنی پسماند مدل اسپین-شیشه [۸].

ما به لحاظ عددی حلقه‌های پسماند منتهی به ارزیابی می‌کنیم (شکل (۱-۱۷)).

در روابط زیر f فاکتور تبدیل^۱ است که نظم کسری در فصل مشترک توصیف می‌کند. $f=1$ فصل مشترک کامل اشاره دارد و $f=0$ معرف بی‌نظمی کامل است.

$$\begin{cases} K_{eff} = (1-f) J_{eb} \\ J_{eff} = f J_{eb} \end{cases} \quad (30-1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \beta} = 0 \quad (31-1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha} = 0 \quad (32-1)$$

با توجه به معادلات (۳۱-۱) و (۳۲-۱) داریم:

$$h \sin(\theta - \beta) + \left(\frac{1-f}{f}\right) \sin(2(\beta - \gamma)) + \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (33-1)$$

$$R \sin(2\alpha) - \sin(\beta - \alpha) = 0 \quad (34-1)$$

¹ Conversion Factor

که در معادلات بالا h میدان کاربردی کاهش یافته است و نسبت R به استحکام لایه آنتی-

فرومغناطیس را اشاره می‌کند که با استفاده از معادلات زیر بدست می‌آیند:

$$h = \frac{H}{\left(-\frac{J_{EB}^{eff}}{\mu_0 M_{FF}}\right)} = \frac{H}{\left(-\frac{f J_{EB}}{\mu_0 M_{FF}}\right)} \quad (35-1)$$

$$R \equiv \frac{K_{AF} t_{AF}}{J_{EB}^{eff}} = \frac{K_{AF} t_{AF}}{f J_{EB}} \quad (36-1)$$

در ادامه مدل‌هایی که در این فصل اشاره شد به همراه نتایج و نواقص آنها را در جدول (۱-۱) نشان

داده شده است.

مدل	مشخصه	ساختار فصل مشترک	نتیجه اصلی	نقص
میکل جن-بین	مغناطش فرومغناطیس و آنتی- فرومغناطیس بطور پیوسته می چرخند.	فصل مشترک در آنتی- فرومغناطیس به صورت Uncompensated (mF mAF)	HE تئوری بزرگ تر از HE تجربی بدست آورد.	EB محاسبه شده با EB مشاهده شده برابر نبود.
مانوری	در آنتی- فرومغناطیس دیواره حوزه در نظر گرفته شد.	فصل مشترک در آنتی- فرومغناطیس به صورت Uncompensated (mF mAF)	HE تئوری با HE تجربی در توافق است.	فرض دیواره حوزه در آنتی فرومغناطیس اشتباه بود.
مالوزموف (میدان- رندوم)	نقص های رندوم ، میدان رندوم ایجاد می کند.	فصل مشترک در آنتی- فرومغناطیس به صورت Uncompensated (mF mAF)	HE تئوری با HE تجربی در توافق است که به تمرکز نقص ها وابسته است.	فرض دیواره حوزه در آنتی فرومغناطیس اشتباه بود
کیوی	اسپین های فصل مشترک آنتی- فرومغناطیس به صورت شیب دار است.	فصل مشترک لایه آنتی- فرومغناطیس به صورت Compensated (mF \perp mAF)	ساختار مغناطیسی فصل مشترک به صورت ایده- آل است.	ناهمسانگردی آنتی- فرومغناطیس در فصل- مشترک پایین است.
حالت حوزه	لایه آنتی- فرومغناطیس رقیق شده است.	فصل مشترک لایه آنتی- فرومغناطیس به صورت Compensated (mF mAF)	مدلی ایده آل برای مگنت های رقیق شده است.	به دلیل رقیق شدگی فصل مشترک ناهمسانگردی می تواند پایین باشد.
اسپین-شیشه	یک سیستم اسپینی پیچیده است.	فصل مشترک آن به صورت تصادفی است.	ساختار مغناطیسی فصل مشترک به صورت ایده- آل است.	

جدول ۱-۱ مروری بر مدل های همسوسازی تبادلی.

فصل دوم: مدل آیزینگ

به دلیل ویژگی‌هایی منحصر به فرد ناحیه بحرانی گذار فاز تلاش ما در فصل‌های بعدی به بررسی رفتار دستگاه‌ها در این ناحیه متمرکز خواهد بود. گذار فاز همان‌گونه که در ادامه خواهیم دید، نتیجه برهم‌کنش بین مولکول‌های دستگاه است. معمولاً وقتی یک شاره از حالت مایع به حالت گازی گذار فاز انجام دهد در واقع شدت و احتمالاً نوع برهم‌کنش‌های غالب بین اجزای آن تغییر می‌کند. در طی قرون گذشته، مطالعات نظری و تجربی زیادی بر روی فرضیه بحرانی در فیزیک، به ویژه در ساختارهای مغناطیسی انجام گرفته است [۲۴، ۲۵]. در گذار فاز یک فرومغناطیس، خواص مغناطیسی یک دستگاه به طور ناگهانی از حالت فرومغناطیس به حالت پارامغناطیس در یک دمای مشخص تغییر می‌کند. در مواد مغناطیسی، این دما را دمای کوری می‌نامیم [۲۶]. در فصل آینده به بررسی خواص مغناطیسی FePt خواهیم پرداخت. FePt به خاطر ناهمسانگردی عمودی بالایی که دارد - که ضبط عمودی نسبت به ضبط افقی کم حجم‌تر است - این ماده حائز اهمیت است. برای بررسی FePt، از مدل اسپینی آیزینگ استفاده می‌کنیم. علت این که مدل آیزینگ - با این که مدل ساده‌ای است - را بررسی می‌کنیم، این است برای FePt که ناهمسانگردی تک محوری دارد، بسیار مناسب است. بررسی‌های نظری [۲۷، ۲۸] و تجربی [۲۹] نشان می‌دهند، مدل آیزینگ یک مدل بسیار مفید در مطالعه لایه‌های نازک مغناطیسی است [۳۰].

در اینجا به تعریف بعضی اصطلاحات می‌پردازیم.

فاز^۱، به حالت‌های معینی از یک ماده می‌گوییم که توسط مرزهای معینی از دیگر بخش‌های آن جدا می‌شود. مثلاً حالت‌های مایع، بخار آب که با مرز حبابی شکل از هم جدا می‌شوند. نقطه بحرانی^۲ در یک دستگاه معین به مقادیری از متغیرهای ترمودینامیکی (مثل دمای بحرانی) خواهیم گفت که با رسیدن به آن مقادیر، دستگاه دچار یک گذار فاز پیوسته می‌شود.

¹ Phase

² Critical Point

گذار فاز: نتیجه‌ای از برهم‌کنش بین مولکول‌های دستگاه است. مثلاً تغییر حالت یک شاره از حالت مایع به حالت گاز را گذار فاز می‌نامند. که شدت و احتمالاً نوع برهم‌کنش‌ای غالب بین اجزای آن تغییر کرده است. برای دستگاهی که از برهم‌کنش بین اجزای آن صرف نظر شده انتظار تغییر حالت نداریم.

در این فصل مدل آیزینگ را برای یک سیستم اسپینی ساده (با اسپین یک) بررسی می‌کنیم و در فصل بعد، این مدل را به FePt تعمیم می‌دهیم.

۲-۱ مدل آیزینگ^۱

مدل آیزینگ اولین بار توسط لنز^۲ و به عنوان رساله دکتری به دانشجویش، آیزینگ، ارائه شد [۳۱]. لازم به ذکر است که این مدل در یک بعد گذار فازی نشان نمی‌دهد و به همین دلیل آیزینگ پس از حل آن در یک بعد، چون هیچ گذار فازی مشاهده نکرد، این مسئله را رها کرد. مدل آیزینگ به خاطر شکل ساده و جالب آن، در بخش‌های مختلفی از فیزیک استفاده می‌شود (شکل ۲-۱).^(۱)

معادله (۱-۲) هامیلتونی برهم‌کنش مستقل از زمان هایزنبرگ را بین اسپین‌های مغناطیسی در یک شبکه بلوری نشان می‌دهد. در صورتی که فاصله اتم‌ها در سه جهت x , y , z با یکدیگر برابر نباشد، هامیلتونی فوق عبارت است از:

$$H = -\sum_{i,j} J_{X_{i,j}} S_{X_i} S_{X_j} + \sum_{i,j} J_{Y_{i,j}} S_{Y_i} S_{Y_j} + \sum_{i,j} J_{Z_{i,j}} S_{Z_i} S_{Z_j} \quad (1-2)$$

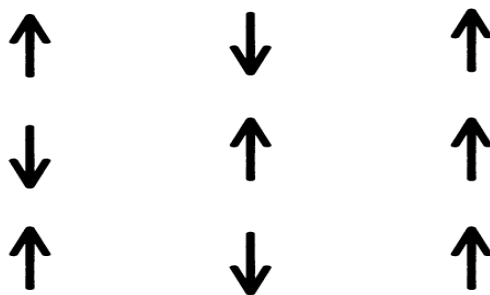
¹ Ising Model

² Lense

برای $J_{X_{i,j}}, J_{Y_{i,j}}, J_{Z_{i,j}}$ به ترتیب جفت‌شدگی تبادلی در راستای x, y, z را نشان می‌دهد. برای ساده‌سازی مسئله فرض می‌کنیم فاصله اتم‌ها در سه جهت x, y, z با یکدیگر برابر باشد و همچنین همه اسپین‌ها در راستای Z جهت‌گیری کنند. بنابراین معادله (۲-۱) به صورت زیر تقلیل می‌یابد:

$$H = -\sum_{i,j} J_{Z_{i,j}} S_{Z_i} S_{Z_j} \quad (2-2)$$

در رابطه فوق جمع بر روی نزدیک‌ترین اتم‌های همسایه است. در این حالت J_{ij} برای همه برهم-کنش‌ها یکسان در نظر گرفته می‌شود و به صورت یک ثابت از جمع بیرون می‌آید. رابطه فوق مدل آیزینگ فرومغناطیس را نشان می‌دهد. چنین مدلی برای اولین بار توسط آیزینگ در سال ۱۹۲۵ ارائه شد [۳۱]. این مدل یکی از معروف‌ترین مدل‌ها جهت توضیح پدیده گذار فاز در سیستم‌های فرومغناطیسی است (شکل ۲-۱).



شکل ۲-۱ سیستم با مدل اسپینی آیزینگ [۳۴].

۲-۱-۱ معرفی مدل آیزینگ

یکی از خاصیت‌های مهم دستگاه‌های ماکروسکوپی وجود پدیده گذار فاز در آنهاست. به عنوان مثال یک دستگاه شامل گاز آرگون می‌تواند به صورت گاز، مایع، یا جامد باشد که در هر یک از این حالت‌ها برهم‌کنش بین اتم‌ها با حالت دیگر تفاوت دارد. گذار از یک حالت به حالت دیگر را در چنین دستگاه‌هایی گذار فاز می‌گویند (البته تعریف دقیق ریاضی گذار فاز را با توجه به پارامترهای مهم

دستگاه و تغییرات آنها در نقطه گذار فاز انجام می‌دهند). یکی از مهم‌ترین هدف‌های فیزیک آماری بررسی و طبقه بندی گذارهای فاز در دستگاه‌های مختلف است [۳۲]. در بررسی رفتار بحرانی یک دستگاه چیزی که همیشه جالب است، رفتار پارامترهای مشاهده‌پذیر دستگاه مثل پارامتر نظم، مغناطش (در مدل اسپینی)، پارامترهای مشابه در حول و حوش نقطه گذار فاز است.

مدل آیزینگ یکی از مدل‌هایی است که بررسی‌های زیادی، هم تحلیلی و هم عددی روی آن انجام شده است و با ریاضیاتی نه چندان پیچیده می‌توان به طور تقریبی گذار فاز آن را بررسی کرد و نقاط بحرانی را به دست آورد. شکل پتانسیل به کار برده شده در این مدل در بسیاری از مدل‌سازی‌ها حتی دستگاه‌های زیستی کاربرد دارد. این مدل، در d بعد، شامل یک شبکه d بعدی است که در هر نقطه شبکه یک اسپین قرار گرفته است و هر اسپین می‌تواند در جهت بالا یا پایین باشد. هامیلتونی این دستگاه را در حالت کلی می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$H = -J \sum_i \sum_{j=nn(i)} S_i S_j - B \sum_i S_i \quad (۳-۲)$$

در این هامیلتونی جمع زنی J ، روی همسایه‌های اول نقطه i ام شبکه است و جمله دوم اثر میدان خارجی روی اسپین‌های شبکه را نشان می‌دهد. S_i اسپین در نقطه i ام شبکه، B نشانگر میدان مغناطیسی خارجی و J ثابت J به نام ضریب جفت‌شدگی می‌باشد.

چند نکته در مورد این هامیلتونی قابل توجه است. اول اینکه عمل جمع زنی بر روی نزدیک‌ترین همسایه‌ها است. در نتیجه شکل دقیق این جمع زنی و جواب آن بستگی به هندسه شبکه ای دارد که اسپین‌ها روی آن قرار گرفته‌اند. نکته دوم اینکه ثابت J که در این هامیلتونی مشاهده می‌شود ثابت جفت‌شدگی است و معیاری از قدرت برهم‌کنش همسایه‌های نزدیک است. اگر فرض کنیم که میدان خارجی صفر است، پارامتر تعیین کننده در این دستگاه، J خواهد بود (البته نباید از نقش افت و خیزهای گرمایی غافل شویم). در حالتی که $J > 0$ است اگر اسپین‌ها هم جهت باشند انرژی آنها

کمتر خواهد بود. پس انتظار داریم در دماهای کم، که سهم افت و خیز و آنتروپی کم باشد، اکثر اسپین‌ها هم جهت باشند. این حالت نظیر مواد فرومغناطیس است. از طرف دیگر وقتی که $J < 0$ است. اسپین‌ها تمایل دارند که در خلاف جهت هم باشند و حالت پایه یک آنتی‌فرومغناطیس است. مدل آیزینگ در یک و دو بعد حل دقیق و تحلیلی دارد. حل دو بعدی آن توسط انزاگر^۱ برای شبکه مربعی انجام شده است [۳۱]. ولی حل سه بعدی تحلیلی دقیقی برای آن موجود نیست و نتیجه‌های موجود مربوط به روش‌های عددی و شبیه‌سازی رایانه‌ای می‌باشند. در نتیجه به کار بردن روش‌های عددی برای بررسی این مدل بسیار مفیدند. در مدل آیزینگ نکته جالب، وجود گذار فاز فرومغناطیس در یک دمای بحرانی T_C است. برای بررسی خاصیت‌های بحرانی یک دستگاه، پارامتری به نام پارامتر نظم^۲ برای آن دستگاه تعریف می‌کنند که مقدار این پارامتر به نوعی بیان کننده این است که آیا گذار فاز در آن دستگاه اتفاق افتاده است یا نه و این گذار فاز در کجا روی داده است. برای دستگاه آیزینگ پارامتر نظم متناسب با مغناطش بر تعداد اسپین‌های آن دستگاه است که به صورت رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$m = \frac{M}{N} \quad (۴-۲)$$

$$M = \sum_{i=1}^N S_i$$

در بالای دمای گذار، دستگاه اصطلاحاً بی‌نظم و جهت‌گیری اسپین‌ها کاتوره‌ای است و در نتیجه مغناطش متوسط آن صفر است. از طرفی در زیر دمای بحرانی مغناطش دستگاه غیر صفر و اسپین‌ها

^۱ Onzager

^۲ Order Parameter

جهت‌های یکسان دارند. به این ترتیب می‌توان نقطه بحرانی را نقطه‌ای در نظر گرفت که مغناطش دستگاه از صفر به یک مقدار غیر صفر تغییر می‌کند.

در اینجا، ما طی شبیه‌سازی این دستگاه اسپینی، به بررسی گذار فاز، رفتار مغناطش دستگاه، پذیرفتاری مغناطیسی و تغییرات آن با دما می‌پردازیم. در این قسمت ابتدا این مدل را معرفی می‌کنیم [۳۲].

۲-۱-۲ معرفی اساس مونت کارلو^۱

یک مدل روشی است که بعضی فرایندها یا پدیده‌ها را سعی می‌کنیم درک کرده و سپس آن را توصیف کنیم. هر فرآیندی که ماهیت تصادفی داشته باشد یک فرآیند آماری است. بسیاری از فرآیندها در طبیعت ماهیت آماری دارند، نظیر انداختن سکه، ریختن تاس، حرکت اتم‌ها در گاز [۳۳]. اغلب روش‌های محاسباتی وابسته به کاربرد اعداد تصادفی را روش مونت کارلو می‌نامند. کلمه مونت کارلو توسط روش متروپلیس^۲ در سال ۱۹۴۹ انتخاب شد. روش‌های مونت کارلو از ابتدا برای تخمین انتگرال‌های غیرقابل حل استفاده شد.

به طور کلی در یک شبیه‌سازی مونت کارلو با تغییر تصادفی موقعیت ذاتی موجود در دستگاه همراه با تغییر در جهت‌گیری و انجام حرکات داخلی، پیکربندی‌هایی از دستگاه تولید می‌شود که میانگین‌گیری روی آنها اساس کار را تشکیل می‌دهند. در شبیه‌سازی مونت کارلو هیچ وقت زمان واقعی در کار نیست [۳۲].

مدل‌های مونت کارلو یا مدل‌های تصادفی، مدل‌هایی هستند که بر پایه احتمالات هستند. برای معادلات غیر احتمالی داریم: $a = f(b)$ یعنی برای مقادیر مشابه a , b نیز یکسان است. اما برای

¹ Monte Carlo

² Metropolis

معادلات احتمالی $a = P(b)$ داریم که برای مقادیر مشابه b ، احتمال a می‌تواند متفاوت باشد و بستگی به تابع احتمال $P(b)$ دارد. این قبیل معادلات برای شبیه‌سازی مناسب هستند [۳۳].

۲-۱-۲-۲ فرآیندهای آماری و شبیه‌سازی مونت کارلو

سازوکار روش مونت کارلو به یکی از دو روش زیر است:

(۱) در صورت امکان خود شبکه شبیه‌سازی می‌شود.

(۲) ابتدا یک مدل آماری مناسب که با مسئله مورد نظر توافق داشته باشد ساخته و سپس آن مدل شبیه‌سازی می‌شود.

در هر حالت، پارامترهای تصادفی مورد نیاز بر اساس توزیع آماری موجود در مسئله چندین بار نمونه‌گیری و سرانجام نتایج بدست آمده تحلیل آماری می‌شوند. در شبیه‌سازی مونت کارلو، فرآیند مورد نظر همانند آنچه در واقعیت اتفاق می‌افتد شبیه‌سازی می‌شوند، می‌توان آن را یک آزمایش نظری دانست [۳۲].

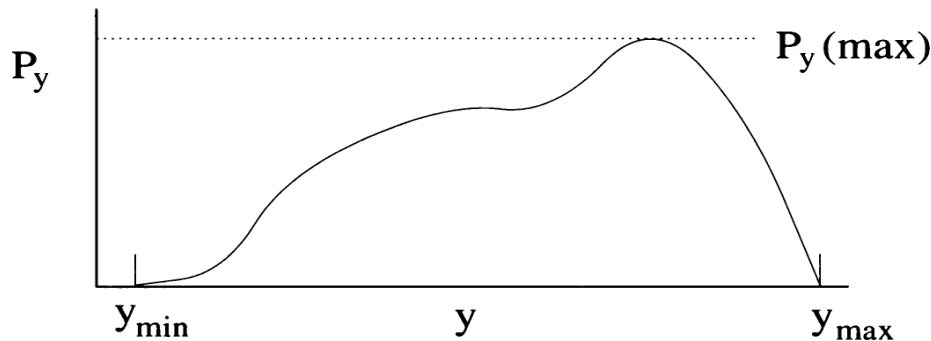
در این فصل حالت متفاوتی را در نظر می‌گیریم که به عنوان سیستم‌های احتمالی یا تصادفی شناخته شده‌اند. چنانچه بخواهیم معادلات حرکت را برای تمام مولکول‌ها بنویسیم حدود 10^{23} معادله باید حل کنیم که به دو دلیل مشکل است:

۱- این محاسبات به طور کلی امکان‌پذیر نیست و نیازمند به یک کامپیوتر به اندازه کافی نیرومند برای محاسبات است.

۲- حتی اگر چنین کامپیوتری داشته باشیم، نتایج این محاسبه موقعیت‌ها و سرعت‌های 10^{23} مولکول را به عنوان تابعی از زمان خواهد داشت.

چنانچه مجموعه‌ای از حالت‌ها داشته باشیم که y_1 حالت اول آن باشد که با احتمال $P(y_1)$ اتفاق می‌افتد ($P(y)$ احتمال نسبی). یک عدد تصادفی P_{test} بین $[0, P(y_{max})]$ تولید می‌کنیم و چنانچه

شکل ۲-۲. $P(y_1) \sim P_{test}$ را محاسباتمان کنار می‌گذاریم، در غیر این صورت آن را نگه می‌داریم (شکل ۲-۲).^(۲)



شکل ۲-۲ این شکل مجموع‌ای از حالت‌هاست که در احتمالات متفاوت قرار گرفته‌اند [۳۴].

برای راحتی در ابتدا بلور را کامل فرض می‌کنیم. در مدل آیزینگ، اسپین‌ها دو حالت (بالا یا پایین) را دارند. پس در کل سیستم 2^N میکرو حالت اتفاق می‌افتد. اگر N خیلی بزرگ باشد حل سخت است اما منجر به رفتارهای جالبی می‌شود. از نقطه‌نظر میکروسکوپی، برهم‌کنش اسپین با یک منبع گرمایی^۱ است که باعث می‌شود این میکرو حالت به حالت دیگر سیستم گذار پیدا کند یعنی اسپین از $+1$ به -1 یا برعکس تغییر جهت^۲ دهد مانند اینکه از منبع گرمایی انرژی بدست می‌آورد یا از دست می‌دهد.

۳-۱-۲ روش شبیه‌سازی

تئوری میدان متوسط که یک گذار ناگهانی بین فازهای فرومغناطیس و پارامغناطیس را پیش‌بینی می‌کند که در مدل آیزینگ وجود دارد. همچنین تقریب میدان متوسط در پیش‌بینی رفتار منحصر به فرد در نزدیک T_c ، صحیح است.

¹ Heat bath

² Flip

هدف این است که یک سیستم که با محیط اطراف برهم‌کنش دارد (در زبان آماری محیط اغلب به فضای منبع گرمایی گفته می‌شود) را شبیه‌سازی کنیم.

بر طبق مکانیک آماری، نقش منبع گرمایی تبادل انرژی با سیستم اسپینی است که بدین وسیله موجب می‌شود که در بعضی دماها در حال تعادل باشد. به طور مثال سیستمی که انرژی را از محیط می‌گیرد یا از دست می‌دهد باعث می‌شود که سیستم به سمت یک میکروحالت جدید حرکت کند که مقادیر اندازه‌گیری شده مثل مغناطش با احتمال‌های یافت شده این سیستم در میکرو حالت‌های مختلف بستگی دارد.

روش مونت‌کارلو برای مدل آیزینگ، از یک روش تصادفی استفاده می‌کند که این تبادل بین سیستم اسپینی و منبع گرمایی را شبیه‌سازی می‌کند.

برای حل مسئله از الگوریتم متروپلیس استفاده می‌کنیم. در این الگوریتم یک پیکربندی اولیه از اسپین‌های بالا یا پایین (+1) برای اسپین بالا و -1 برای اسپین پایین را به صورت تصادفی می‌سازیم، در این حالت چون تمام اسپین‌ها حالت تصادفی دارند، مانند این است که دمای دستگاه بی‌نهایت است. در مرحله بعدی یکی از اسپین‌ها را به تصادف انتخاب کرده و انرژی آن را با چهار تا همسایه اول آن حساب می‌کنیم، سپس جهت این اسپین را عکس کرده، اگر انرژی این اسپین و چهارهمسایه‌اش، پس از معکوس کردن اسپین، کمتر از حالت اولیه باشد، این وضعیت اسپین را به عنوان وضعیت جدید قبول کرده و مجدداً همین کارها را روی اسپین دیگری که به تصادف انتخاب می‌کنیم انجام می‌دهیم. ولی اگر با معکوس کردن اسپین مورد نظر انرژی دستگاه افزایش پیدا کند، طبق الگوریتم متروپلیس، یک عدد تصادفی بین صفر و یک تولید می‌کنیم. اگر این عدد کمتر از $\exp(-\frac{\Delta E}{K_B T})$ باشد حالت جدید اسپین را به عنوان پیکربندی جدید دستگاه قبول می‌کنیم. در غیر این صورت اسپین جدید دیگر را به صورت تصادفی انتخاب می‌کنیم و این کارها را برای آن تکرار

می‌کنیم. چنانچه دفعات تکرار زیاد باشد، به هر اسپین فرصت‌های زیادی برای عکس شدن، داده می‌شود. ما می‌توانیم هر گام مونت کارلو را مانند یک برهم‌کنش با منبع گرمایی در نظر بگیریم.

بر طبق احتمال بولتزمن، هر چه دما کمتر باشد احتمال عکس شدن اسپین یا گذار به یک حالتی با انرژی بالاتر، کم است طوری که وقتی دما پایین است انرژی E_f بیشتر است در نتیجه احتمال بولتزمن کاهش می‌یابد. در دمای بالا، انرژی کاهش یافته، پس احتمال بولتزمن به سمت عدد یک میل می‌کند که نشان دهنده این است که نظم سیستم به سمت پارامگناطیس می‌رود [۳۴].

در سیستم‌های حقیقی، مرز شبکه اسپین داریم. در سیستم‌های کوچک اثر اسپین‌های لبه در مقایسه با تعداد کل اسپین‌ها، خیلی بیشتر است، بنابراین مهم است که در شبیه‌سازی این اثرات لبه را تا جایی که ممکن است کاهش دهند. برای این کار می‌توان از شرایط مرزی دوره‌ای استفاده کرد. در این الگوریتم از شرایط مرزی دوره‌ای استفاده شده که توسط روابط زیر بیان می‌شوند. فرض می‌کنیم $S_{i,j}$ ، اسپین یک شبکه دو بعدی است.

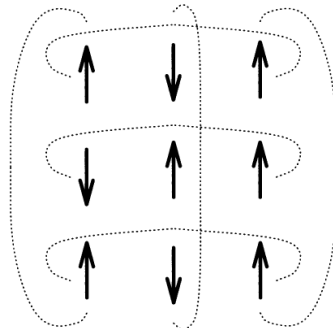
$$S_{i+L_x,j} = S_{i,j} \quad (۵-۲)$$

$$S_{i,j+L_y} = S_{i,j} \quad i, j = 0, 1, 2, \dots$$

که در این رابطه L_x طول شبکه اسپینی در راستای X و L_y طول شبکه در راستای Y است. باید توجه کنیم که این رابطه تنها برای اسپین‌های روی مرز شبکه برقرار است. با اعمال شرایط مرزی اثرات مرز را از بین می‌بریم [۳۲].

در توصیف اصلی از مدل آیزینگ، تعیین می‌کنیم که با نزدیک‌ترین همسایه‌ها برهم‌کنش دارند. شرایط مرزی دوره‌ای به گونه‌ای است اسپین‌های لبه‌ای مخالف با هم برهم‌کنش دارند. در این روش اسپین‌ها را به صورت یک زنجیره در نظر گرفتیم و به این صورت اثرات لبه را حذف می‌کنیم. هر اسپین با چهار اسپین همسایه نزدیک خود برهم‌کنش دارد که در موقعیت‌های مساوی قرار دارند.

بنابراین شرایط مرزی به ما این اجازه را می‌دهد که به طور وسیع اثرات مرزی را حذف می‌کنیم [۳۴].
در شکل (۳-۲) طرحی شماتیک از شرایط مرزی در یک سیستم اسپینی نمایش داده شده است.



شکل ۲-۳ طرح شماتیک شرایط مرزی [۳۴].

در این شبیه‌سازی برای سادگی و با انتخاب واحد یکای مناسب، ثابت جفت‌شدگی J و ثابت بولتزمن K_B یک در نظر گرفته شده‌اند ($J = 1, K_B = 1$). همچنین ثابت شبکه به عنوان واحد طول انتخاب شده است. چون از الگوریتم مونت کارلو استفاده می‌کنیم، نمی‌توانیم دینامیک را بررسی کنیم و زمان مطرح نیست. بنابراین یکای زمان همان یکای SI است. چون دستگاه اسپینی است برای یکای دما از دمای کاهیده ($T^* = \frac{K_B}{J} T$) استفاده می‌کنیم. مقدار واقعی J بستگی به مدلی دارد که انتخاب می‌کنیم و معمولاً آن را طوری انتخاب می‌کنیم که دستگاه مورد نظر را به خوبی توصیف کند [۳۲].
برنامه را برای شبکه‌های با ابعاد ۲۰ و ۳۰ در دو بعد و سه بعد انجام داده‌ایم. طریقه اجرا هم به این‌گونه است که پس از ساختن پیکربندی تصادفی اولیه، با انجام تعداد کافی عملیات متروپلیس روی اسپین‌ها، دستگاه در بالای دمای بحرانی به حالت تعادل رسانده شده است.

۲-۲ مدل آیزینگ گذارهای فاز مرتبه ۲

مجموعه‌ای از اسپین‌های آیزینگ که بر روی یک بلور مربعی قرار گرفته است در نظر می‌گیریم. این اسپین‌ها با همدیگر و با میدان برهم‌کنش دارند. برای شروع میدان B را صفر در نظر می‌گیریم.

حل میدان متوسط برای مغناطش خود بخودی را بررسی می‌کنیم. هدف اول اینست که نتایج مونت کارلو را با پیش‌بینی مقایسه کنیم.

در طی هر گام یک اسپین را انتخاب می‌کنیم. انرژی لازم برای عکس کردن اسپین بر طبق آن چیزی که توضیح داده شد محاسبه می‌کنیم. عکس شدن یا ثابت ماندن اسپین، بستگی به این دارد که مقایسه فاکتور بولتزمن و عددی که توزیع یکنواختی در رنج ۱-۰ قرار دارد، چه نتیجه‌ای خواهد داشت.

در برنامه اسپین‌ها را به طور تصادفی انتخاب می‌کنیم. مادامی که گام‌های زیادی قابل بررسی است، فرصت‌های بیشتری به اسپین‌ها برای عکس شدن می‌دهد، که این نتایج به چگونگی انتخاب اسپین بستگی ندارد. به طور ایده‌آل تمایل داریم که رفتارهای سیستم‌های خیلی بزرگ را محاسبه کنیم. یک مگنت حقیقی مثل یک قطعه خیلی کوچک آهن، معمولاً شامل تعداد زیادی اسپین (از مرتبه 10^{23}) می‌شود. یکی از هدف‌هایمان است که رفتار سیستم حقیقی را بفهمیم و این گذارهای فاز توصیف شده در بالا را تولید کند که تنها در سیستم‌های خیلی بزرگ اتفاق می‌افتد.

برهم‌کنش تبدالی برهم‌کنشی است که باعث می‌شود اسپین همسایه تمایل به جهت‌گیری در مسیر مشابه داشته باشد و بنابراین اسپین‌هایی که تعداد همسایه کمتری دارند، تمایل کمتری برای گرایش به هم خط شدن به دیگر اسپین‌ها دارند.

شبیه‌سازی را در دمای پایین که سیستم در حالت فرومغناطیس است در نظر می‌گیریم. یک ساختار اسپینی اولیه را با اسپین‌های جهت مثبت انتخاب می‌کنیم که یک حالت کاملاً هم خط است. در پایین‌ترین دما، حالت مغناطش خیلی نزدیک به مقدار اشباع می‌ماند. قوانین مونت کارلو باعث می‌شود که در اثر عکس شدن اسپین مغناطش کوچک شود و درجه نظم سیستم نسبت به دمای پایین‌تر کاهش می‌یابد و مقدار نوسانات به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد. این سیگنال‌های نوسانی افزایشی که به گذار فاز مرتبه دوم می‌رسیم به عنوان نقطه بحرانی شناخته شده است.

هنگامی که دما را بالا می‌بریم، نوسانات بزرگ‌تر می‌شود مثل اینکه سیستم بین مقادیر مغناطش نوسان می‌کند. بنابراین نوساناتی وجود دارد که گشتاور مغناطیسی یک سیستم کامل را تغییر می‌دهد. در دمای بالا نوسانات به لحاظ بزرگی کاهش می‌یابد و در اطراف $M = 0$ متمرکز می‌شود که در فاز پارامغناطش هستیم.

در شبیه‌سازی، می‌توانیم در دماهای متفاوت مقادیر میانگین مغناطش در تمام لحظات محاسبه کنیم تا مغناطش را بر حسب دما بدست آوریم.

۲-۳ محاسبه مغناطش و گذار فاز لایه‌های نازک مغناطیسی با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو

در این بخش با استفاده از روش مونت کارلو یک سیستم مغناطیسی آیزینگ را شبیه‌سازی می‌کنیم و سپس خصوصیات مغناطیسی سیستم نظیر گذار فاز و مغناطش مورد نظر را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۳-۱-۳ محاسبه مغناطش و گذار فاز یک سیستم مغناطیسی دو بُعدی

یک شبکه مربعی آیزینگ از اتم‌های فرومغناطیسی را به ابعاد $N_X * N_Y$ در نظر می‌گیریم. ساختار

شبکه، که N_X و N_Y به ترتیب سطر و ستون ماتریس می‌باشند.

با در نظر گرفتن نزدیک‌ترین اتم‌های همسایه در برهم‌کنش‌های تبادلی، هامیلتونی انرژی به صورت

زیر نوشته می‌شود:

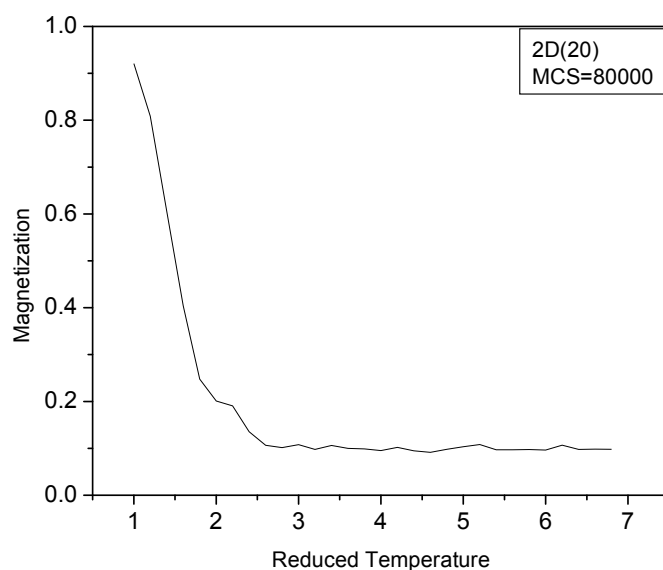
$$E = -J_1 \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} S_{i,k} S_{j,k+1} - J_2 \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} S_{j,k} S_{j+1,k} \quad (۲-۶)$$

اندیس اول S ردیف و اندیس دوم آن ستون یک سیستم مغناطیسی را در شبکه مربعی نشان می‌دهد و J جفت‌شدگی تبادلی در ردیف و ستون می‌باشند.

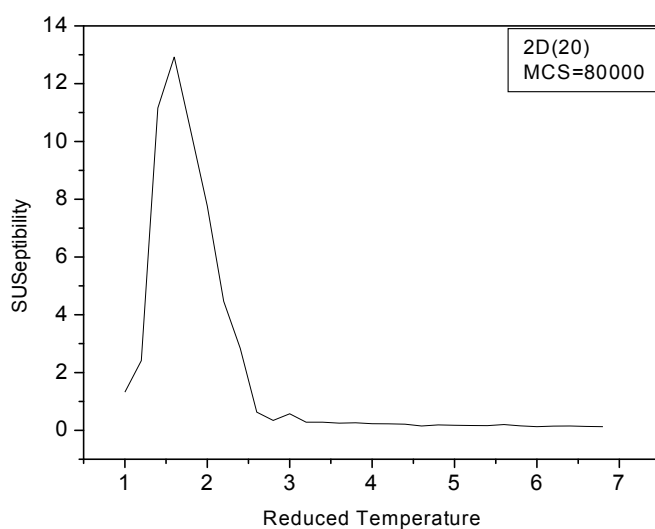
با افزایش دمایی یک سیستم (تک لایه مغناطیسی) به ابعاد N_X و N_Y مشاهده می‌شود که با افزایش دما مغناطش کاهش می‌یابد. ثابت جفت‌شدگی تبادلی (در شبیه‌سازی) و برهم‌کنش تبادلی بین اسپین‌ها، فرومغناطیسی در نظر گرفته شده است و اندازه هر اسپین ۱ در نظر گرفته شده است.

مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی را از روش مونت‌کارلو با استفاده از زبان برنامه‌نویسی فرترن محاسبه کرده‌ایم. یک ماتریس مربعی به ابعاد 20×20 را که تمام عناصر آن یک است، در نظر می‌گیریم. سیستم را با منبع گرمایی در تماس قرار می‌دهیم سپس یک اسپین را به طور تصادفی انتخاب می‌کنیم و چنانچه در الگوریتم متروپلیس - همان طور که در بخش (۲-۱-۳) توضیح داده شده است - صدق کرد آن را عکس می‌کنیم در غیر این صورت اسپین انتخاب شده را به حالت اول بر می‌گردانیم و به سراغ اسپین دیگری می‌رویم. هدف از این کار این است که سیستم از حالت فرومغناطیس به حالت پارامغناطیس تغییر فاز دهد. مغناطش در دمای پایین در حالت اشباع قرار دارد که با افزایش دما، مغناطش کاهش می‌یابد و سیستم به صورت پارامغناطیس در می‌آید. شکل (۲-۴) نمودار مغناطش را برحسب دمای کاهش یافته نشان می‌دهد. این برنامه در گام مونت‌کارلو ۸۰۰۰۰ اجرا شده است، یعنی در هر بار اجرای برنامه، هر اسپین ۸۰۰۰۰ بار فرصت می‌یابد - چنانچه در الگوریتم متروپلیس صدق کند - عکس شود. با توجه به فرمول زیر، دمای سیستم را برای ماده مورد نظر (J های متفاوت) را محاسبه می‌کنیم:

$$T = \frac{J}{K_B} T_{reduced} \rightarrow \frac{J(\text{erg})}{1.3807 \cdot 10^{-16} \left(\frac{\text{erg}}{K} \right)} * 1.6$$



شکل ۲-۴ مغناطش یک سیستم دو بعدی بر حسب دمای کاهش یافته.



شکل ۲-۵ پذیرفتاری مغناطیسی یک سیستم دو بعدی بر حسب دمای کاهش یافته.

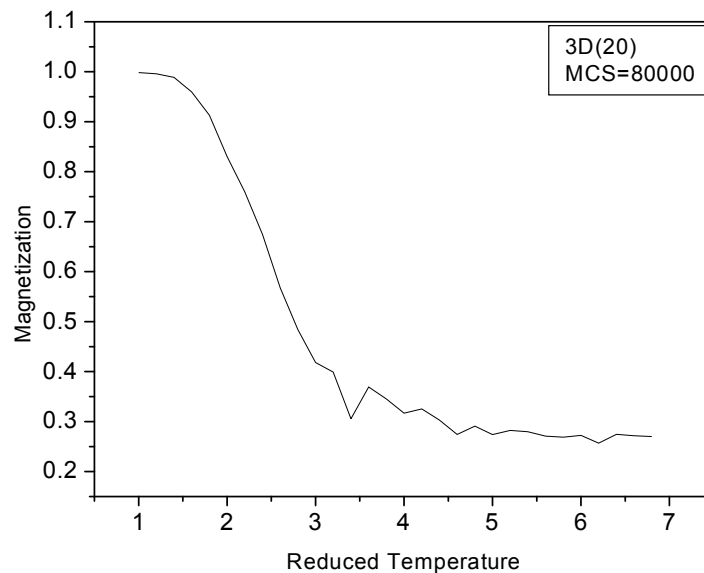
مشاهده می‌شود که با افزایش دما، مغناطش کاهش می‌یابد، به طوری که در یک نقطه (دما) مغناطش به صفر می‌رسد که آن را دمای کوری می‌نامیم. دمای کوری این سیستم در $1/6$ دمای کاهش یافته اتفاق می‌افتد و سیستم اسپینی در این دما تغییر فاز داده است. دمای کوری بر حسب

دمای کاهش یافته است که بدون بعد است که با روش زیر و با توجه به J بین اسپین‌ها، دمای کوری را به کلوین تبدیل می‌شود.

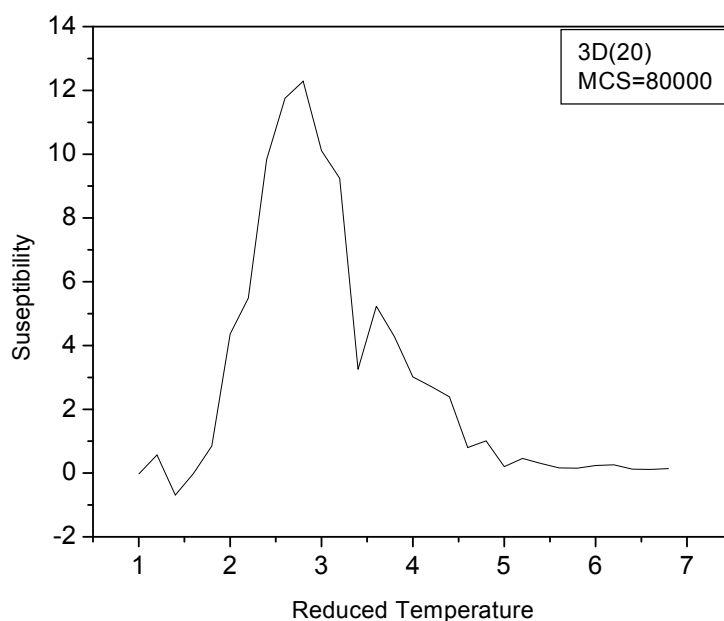
شکل (۲-۵) نیز نشان‌دهنده پذیرفتاری مغناطیسی است یک سیستم دوبعدی است که برنامه در گام مونت کارلو ۸۰۰۰۰ اجرا شده است. در این شکل نیز پذیرفتاری در همان دمای کوری (دمای کاهش یافته) ماکزیمم شده است.

۲-۳-۲ محاسبه مغناطش و گذار فاز یک سیستم مغناطیسی سه بُعدی

این برنامه برای یک سیستم اسپینی سه بُعدی با گام مونت کارلو ۸۰۰۰۰ اجرا شده است. نتایج بدست آمده به شرح زیر می‌باشد. دمای کوری در $2/8$ دمای کاهش یافته اتفاق می‌افتد. نمودار مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی در سیستم سه بُعدی را به ترتیب در شکل‌های (۲-۶) و (۲-۷) رسم کرده‌ایم. کد مربوط به آیزینگ سه بُعدی در پیوست ۱-۱ آورده شده است.



شکل ۲-۴ مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در یک سیستم اسپینی سه بُعدی •

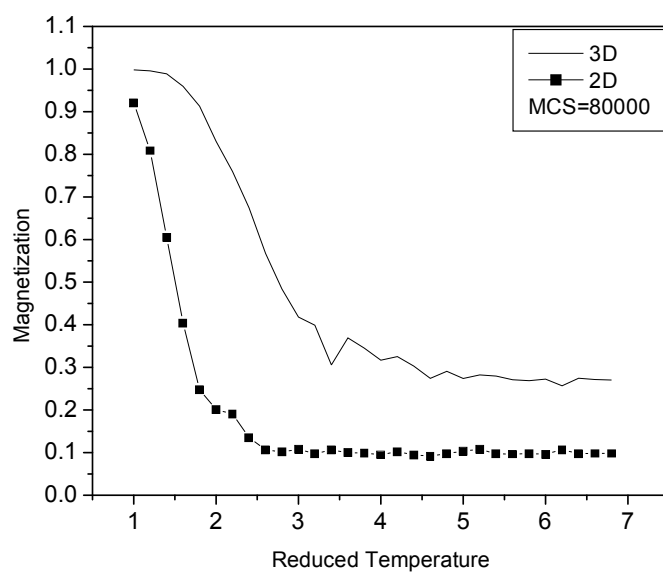


شکل ۲-۵ پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته در یک سیستم اسپینی سه بعدی •

۳-۳-۲ مقایسه مغناطش و گذار فاز سیستم مغناطیسی دو بُعدی و سه بعدی

برای مقایسه سیستم‌های دو بُعدی و سه بعدی نمودارهای تغییرات مغناطش بر حسب دمای - کاهش یافته در شرایط یکسان در شکل (۲-۸) نشان داده شده است. چنانچه از نمودار مشاهده می-شود هر چه ابعاد سیستم بیشتر باشد، دمای کوری بیشتر می‌شود. علت آن را می‌توان این‌گونه بیان کرد که وقتی ابعاد بیشتر می‌شود، تعداد اسپین‌ها بیشتر است. برای رفتن به فاز پارامغناطیس، باید تعداد اسپین‌های بیشتری بی‌نظم شوند. بنابراین دمای کوری سیستم سه‌بعدی، بیشتر از سیستم دوبعدی است که در شکل (۲-۸) مشاهده می‌شود. دمای کوری را می‌توان با استفاده از دمای

$$\text{کاهش یافته} \left(T = \frac{J}{K_B} T_{reduced} \right) \text{ که از نمودار بدست می‌آید، محاسبه کرد.}$$



شکل ۲-۶ نمودارهای مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی •

فصل سوم: بررسی خواص مغناطیسی FePt

۳-۱ معرفی ساختار FePt

خواص مغناطیسی سیستم‌های فلزی حجمی که به طور همزمان مشخصات رفتار اسپین-شیشه مانند بی‌نظمی و رقیق‌شدگی را دارند، به طور گسترده‌ای از نقطه‌نظرهای متفاوت تجربی، تئوری و شبیه‌سازی عددی مطالعه شده‌اند [۳۵، ۳۶، ۳۷].

نانو ذرات، خواص منحصر به فرد اپتیکی، الکتریکی، مغناطیسی و بلوری را نشان می‌دهند که به طور کل، از مواد حجمی متناظر و اتم‌های جداگانه‌ی که از آنها تشکیل شده‌اند، متفاوت است [۴۰، ۳۸، ۳۹].

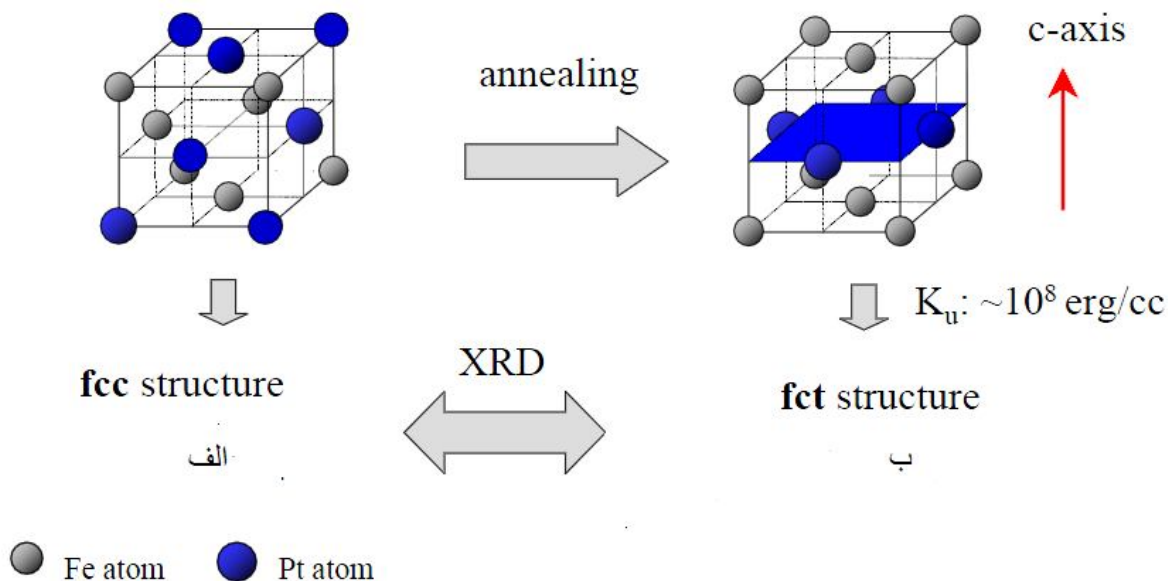
آلیاژهای FePt به خاطر کاربردهای مهم‌شان در مغناطیس‌های دائم در سال‌های اخیر مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۴۱، ۴۲، ۳۸]. نانو ذره FePt به علت خواص مغناطیسی سخت بسیار خوب و کاربردی، برای ضبط مغناطیسی اطلاعات، مورد توجه محققین بسیاری است [۴۳، ۴۴، ۳۸].

اخیراً، به علت نیاز به کاربردهای فنی، برای ضبط مغناطیسی اطلاعات با چگالی بالا [۴۵، ۴۶] آلیاژ Fe_xPt_{1-x} به طور وسیعی مورد بررسی قرار گرفته است. به خصوص، آلیاژ FePt که به علت ناهمسانگردی مغناطیسی است که خاطر ساختار بلوری در فاز منظم $L1_0$ است [۴۷، ۴۸، ۴۶] و نیروی وادارندگی مغناطیسی بالایی که در نانو ذرات FePt وجود دارد مورد توجه قرار گرفته است [۴۵، ۴۹]. نیروی وادارندگی مغناطیسی که در ساختار منظم $L1_0$ مشاهده می‌شود، از ترکیباتی است که به لحاظ مغناطیسی نرم و سخت هستند [۴۵، ۵۰، ۵۱].

۳-۱-۱ فاز $L1_0$ نانو ذره FePt

یکی از کاندیدهای بسیار امیدبخش برای ضبط مغناطیسی چگالی بالا، فاز تتراگونال مرکز سطحی (fct) FePt است. آلیاژ FePt از درصد اتمی تقریباً مساوی از اتم‌های Fe و Pt تشکیل شده است و در دمای پایین در فاز مکعب مرکز سطحی نامنظم قرار دارد که در شکل ((الف) ۳-۱) نمایش داده

شده است. فاز مکعبی یک ناهمسانگردی مغناطیسی خیلی کوچک دارد و خواص مغناطیسی نرم نشان می‌دهد. یک باز پخت در دمای بالا می‌تواند باعث تغییر فاز از شبکه Fcc به شبکه Fct می‌شود. که ساختار منظم (به لحاظ شیمیایی) Fct، در شکل ((ب) ۱-۳) نشان داده شده است.



شکل ۱-۳ ساختار FePt الف- ساختار Fcc، ب- ساختار Fct [۵۲].

ساختار مکعبی در دمای بالا تغییر شکل می‌دهد که با شکستن تقارن ساختار مکعبی، یک ساختار تتراگونال با تقارن پایین‌تر نتیجه می‌دهد.

فاز منظم L_{10} به لحاظ شیمیایی انرژی ناهمسانگردی بالایی دارد که ثابت ناهمسانگردی مرتبه اول

آن $k_1 \sim 10^8 \frac{erg}{cc}$ است [۵۳، ۵۴، ۵۵] و وقتی درصد پلاتین وارد شده در حدود $(0.40 < x < 0.60)$

است [۵۶].

نانو ذرات مغناطیسی، سیستم‌های پیچیده‌ای هستند که خواص فیزیکی منحصر به فردی دارد که به

طور واضح از اتم‌ها و مواد حجمی متفاوت است. کاربردهای تکنولوژی مربوط به آن را از ضبط

اطلاعات با چگالی بالا یافتند. علت اصلی مطالعه نانو ذرات، که علاوه بر کوچک بودن اندازه، به پایداری گرمایی آنها می‌توان اشاره کرد [۵۷].

در ادامه، ما نتایج شبیه‌سازی مونت کارلو را برای مقیاس مدل اتمی مان بر روی یک فرومغناطیس، آنتی فرومغناطیس بررسی می‌کنیم. وابستگی مغناطش به پارامترهای خارجی (دما و میدان اعمالی) و خواص ذاتی ذره (اندازه، اندازه و نوع ناهمسانگردی، ساختار مغناطیسی) مطالعه شده است.

۲-۳ شبیه‌سازی مونت کارلو متروپلیس

تکنیک شبیه‌سازی مونت کارلو MC یک روش استاندارد است که سیستم‌های ترمودینامیکی متعادل یا غیر متعادل با درجات آزادی زیاد را مورد مطالعه قرار می‌دهد. نقطه شروع شبیه‌سازی‌ها، انتخاب مناسب یک مدل هامیلتونی است و سپس استفاده از عددهای تصادفی که نوسانات آماری را شبیه‌سازی می‌کند، بدین منظور توزیع احتمالی ترمودینامیکی صحیح تولید می‌کند. در این روش ممکن است که شکل میکروسکوپیکی سیستم‌های پیچیده را بدست آورد که به طور محاسباتی نمی‌تواند مطالعه شود و یا این که در یک سیستم حقیقی قابل دسترس نیست.

شبیه‌سازی نانو ذره FePt را با استفاده از مدل آیزینگ بررسی می‌کنیم. در این مدل ما، برای سادگی، شبکه را به صورت یک شبکه مکعبی ساده با برهم‌کنش نزدیک‌ترین همسایه‌ها در نظر می‌گیریم [۵۸، ۵۹، ۶۰].

انرژی سیستم را می‌توان به صورت زیر نوشت [۵۸]:

$$H = - \sum_{i < j} (J_{ij} S_i \cdot S_j + d_{ij}^{(2)} s_i^z s_j^z) - \sum_i d^{(0)} (s_i^z)^2 - \sum_{i < j} \frac{\mu_0 \mu^2}{4\pi} \frac{3(S_i \cdot e_{ij})(e_{ij} \cdot S_j) - S_i \cdot S_j}{r_{ij}^3} - \sum_i \mu B \cdot S_i \quad (1-3)$$

S_i و S_j مربوط به اسپین‌های Fe و Pt است که $S_{Fe} = 3/0.1$ و $S_{Pt} = 0/3.8$ در نظر گرفته شده

است [۶۲]. J_{ij} ثابت جفت‌شدگی تبادلی است که با توجه به برهم‌کنش‌های اسپین‌های Fe و Pt، J_{ij} می‌تواند مقادیر زیر را داشته باشد که [۶۳]:

$$J_{Pt-Pt} = 85/63 \text{ meV}, J_{Fe-Pt} = -67/5 \text{ meV}, J_{Fe-Fe} = 11/45 \text{ meV}$$

در هامیلتونی بالا، جمله اول به برهم‌کنش بین اسپین‌ها اشاره دارد و در جمله دوم ناهمسانگردی تک محوری (در طول محور z) برهم‌کنش Fe-Pt اشاره دارد. جمله سوم به ناهمسانگردی یون‌های مشابه (Pt-Pt, Fe-Fe) اشاره می‌کند که از آن صرف‌نظر کردیم و جمله چهارم برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی بیان می‌کند- به دلیل مرتبه کوچکی که دارد- که در محاسبات از آن صرف‌نظر کرده‌ایم. جمله آخر بیان‌کننده انرژی زیمن است.

شبیه‌سازی مونت‌کارلو شامل گام‌های زیادی می‌شود. در هر گام یک اسپین S_{iold} ، به طور تصادفی از یک سیستم اسپینی N ذره‌ای انتخاب می‌شود و سپس این اسپین مورد نظر را عکس کرده^۱ و تغییر جهت می‌دهد (S_{inew}). سپس اختلاف انرژی بین حالت قدیم و جدید سیستم را محاسبه می‌کنیم (ΔE). در الگوریتم مونت‌کارلو متروپلیس اگر $\Delta E \leq 0$ ، جهت‌گیری جدید پذیرفته می‌شود، اگر $\Delta E > 0$ یک عدد تصادفی R، که به طور یکنواخت در بازه (۰ و ۱) تولید شده است را در

نظر می‌گیریم. اگر این عدد از احتمال بولتزمن $\exp(-\frac{\Delta E}{K_B T})$ کوچک‌تر باشد، حالت جدید اسپین پذیرفته می‌شود در غیر این صورت اسپین به حالت اولیه خودش برمی‌گردد. با این الگوریتم، حالت‌ها

با یک احتمال قطعی تولید می‌شوند و گام‌های مونت‌کارلو که متناظر با عمل گرمایشی است [۶۱].

در شبیه‌سازی $K_B = 1$ و $J = 1$ قرار می‌دهیم و $\mu H = 0.1 J$ و $k = J$ در نظر می‌گیریم و محاسباتمان را انجام می‌دهیم.

¹ Flipping

۳-۲-۱ محاسبه مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی

ابتدا، با استفاده از الگوریتم متروپلیس و در گام مونت کارلو ۱۶۰۰۰، در شکل‌های (۳-۳) و (۲-۳) به ترتیب مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی FePt را نسبت به دما رسم کرده‌ایم. با توجه به الگوریتم متروپلیس نانو ذره FePt را با یک منبع گرمایی در تماس قرار می‌دهیم تا این سیستم گذار فاز پیدا کند. این نمودار برای یک سیستم سه‌بعدی با سایز ۲۰ رسم شده که درصد پلاتین وارد شده در آهن برابر ۵۰٪ است و ناهمسانگردی نیز برابر J (ثابت جفت‌شدگی آهن) است، رسم شده است.

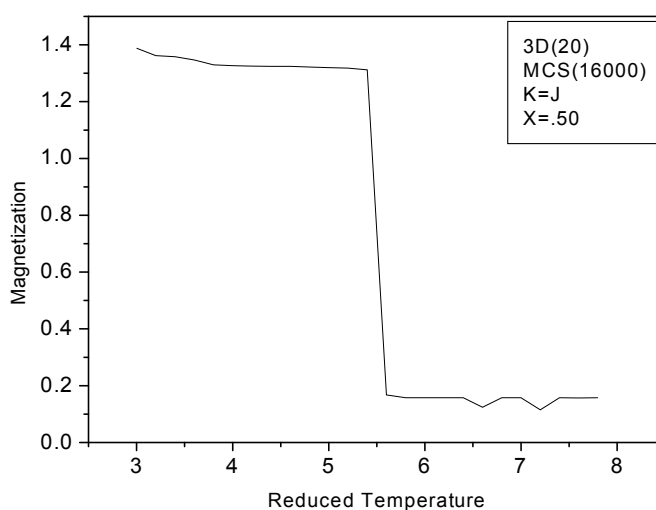
دمای کوری این سیستم بر حسب در دمای کاهش‌یافته $T_{reduced} = \frac{K_B}{J} T$ برابر ۵/۶ است. برای

محاسبه دما بر حسب کلونین به صورت زیر عمل می‌کنیم:

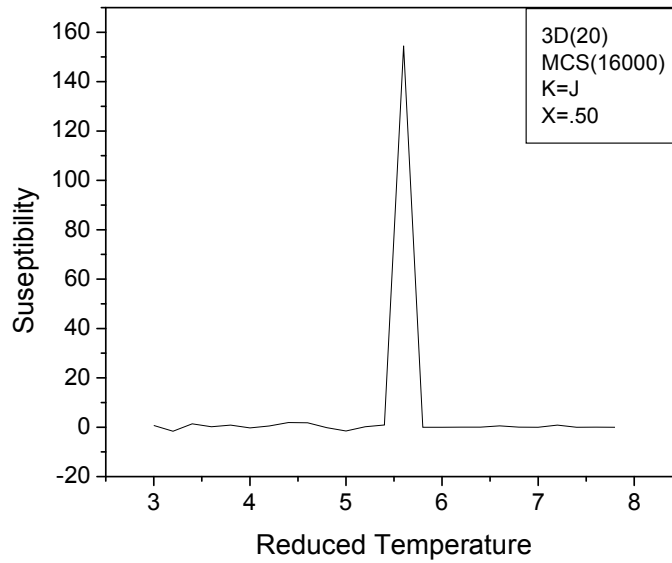
$$T = \frac{J}{K_B} T_{reduced} \rightarrow \frac{11.45 \cdot 10^{-3} \cdot 1.60218 \cdot 10^{-12} (\text{erg})}{1.3807 \cdot 10^{-16} \left(\frac{\text{erg}}{\text{K}}\right)} * 5.6 = 744.05 \text{K} \quad (۲-۳)$$

گذار فاز در دمای $T=744/0.5$ اتفاق افتاده است که در آزمایشگاه دمای کوری آهن پلاتین $k^{\circ} 760-$

۷۵۰ مشاهده شده است [۶۴].



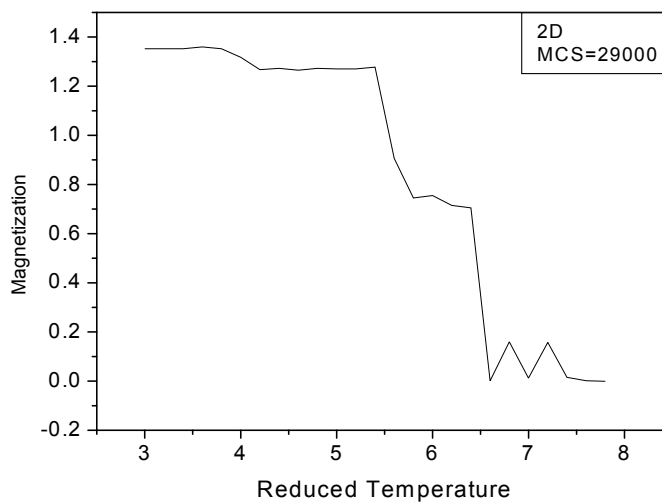
شکل ۳-۲ نمودار مغناطش سه بعدی بر حسب دمای کاهش یافته.



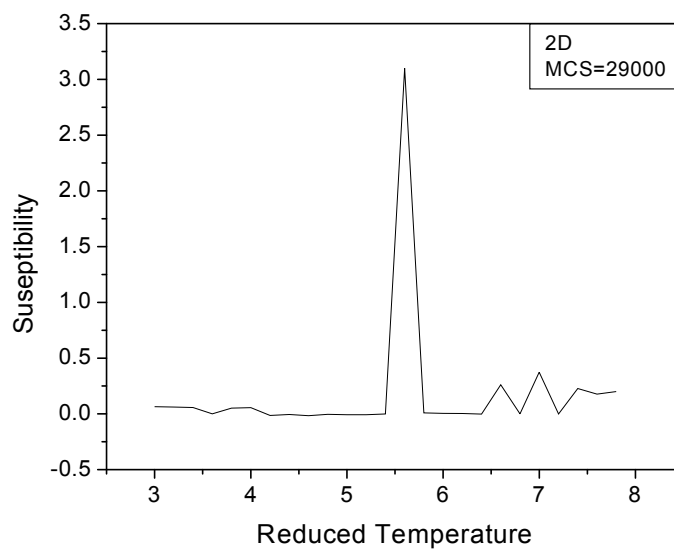
شکل ۳-۳ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی سه بعدی بر حسب دمای کاهش یافته.

۲-۲-۳ مقایسه سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی

شکل‌های (۳-۴) و (۳-۵) به ترتیب، مربوط به مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی یک سیستم دو بعدی بر حسب دما است که شبیه‌سازی گام مونت کارلو ۲۹۰۰۰ انجام می‌شود و دمای کوری در دمای کاهش یافته ۵/۶ اتفاق می‌افتد.

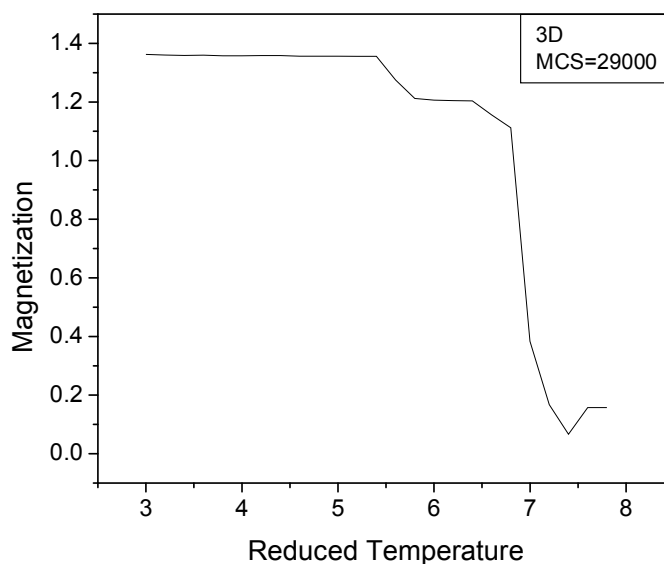


شکل ۳-۴ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای یک سیستم دو بعدی.

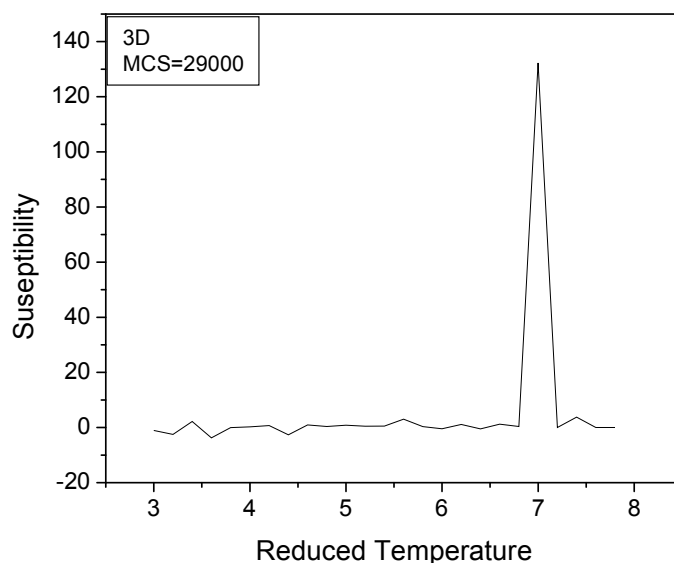


شکل ۳-۵ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته برای یک سیستم دو بعدی.

در شکل‌های (۳-۶) و (۳-۷) مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی یک سیستم سه بعدی بر حسب دمای کاهش یافته رسم شده است دمای کوری آن در دمای کاهش یافته ۷ اتفاق می‌افتد.



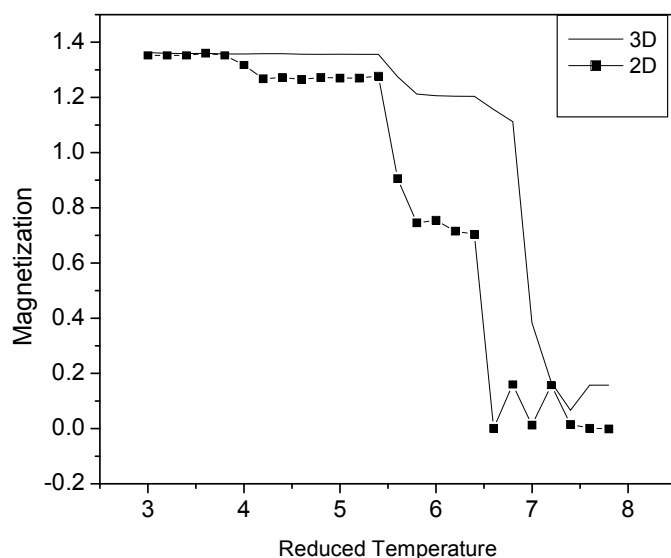
شکل ۳-۶ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای یک سیستم سه بعدی.



شکل ۳-۷ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته برای یک سیستم سه بعدی.

در شکل (۳-۸)، تغییرات مغناطش سیستم دو بعدی و سه بعدی بر حسب دما با هم مقایسه شده‌اند، مشاهده می‌شود که دمای کوری سیستم سه بعدی نسبت به سیستم دو بعدی - با شرایط یکسان - بزرگ‌تر است.

علت آن را می‌توان این گونه بیان کرد که در سیستم سه بعدی در مقایسه با سیستم دو بعدی دارای تعداد اسپین بیشتری است. علاوه بر آن حجم ماده نیز بیشتر است. بنابراین یک سیستم سه بعدی مدت زمان بیشتری نیاز دارد که با منبع گرمایی در تماس باشد (و یا به گرمای بیشتری احتیاج دارد) تا سیستم سه بعدی منظم (فرومغناطیس) را به یک سیستم بی نظم (پارامغناطیس) تبدیل کند. بنابراین دمای کوری در سیستم سه بعدی در دمای بالاتری نسبت به سیستم دو بعدی اتفاق می‌افتد.

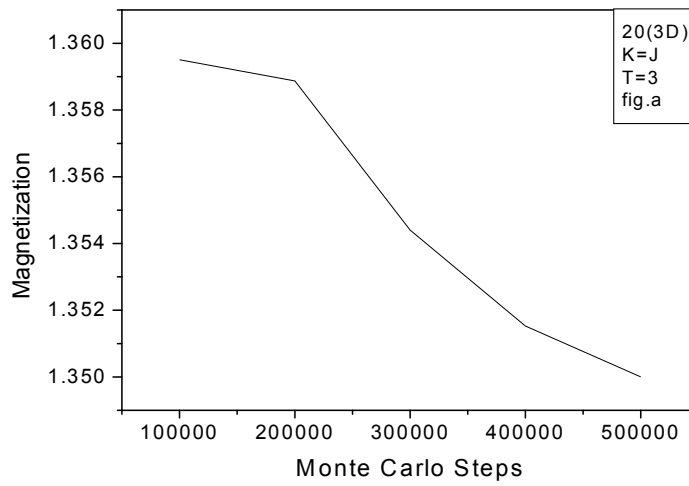


شکل ۳-۴ مقایسه‌ی نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی.

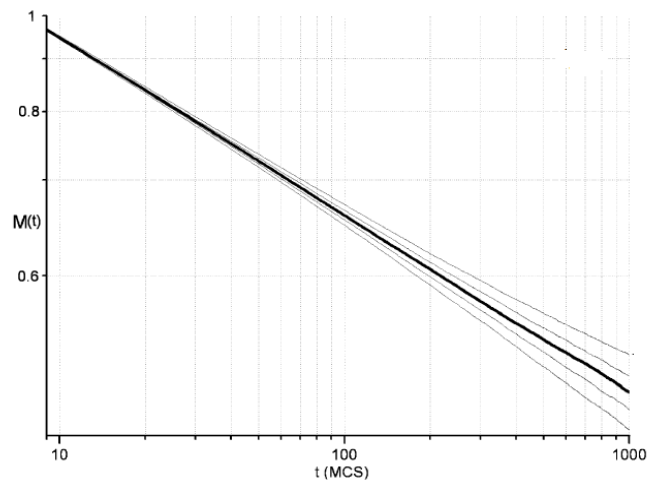
۳-۲-۳ اثر گام مونت کارلو بر روی مغناطش

همان‌طور که شکل (الف) (۳-۹) مشاهده می‌شود، هر چه گام‌های مونت کارلو بیشتر می‌شود، مغناطش کاهش می‌یابد.

گام مونت کارلو نقش زمان را بازی می‌کند. هر چه گام مونت کارلو بیشتر باشد مانند این است که سیستم مدت زمان بیشتری با منبع گرمایی در تماس است. بنابراین در هر اجرای برنامه، تعداد اسپین بیشتری عکس می‌شود، در نتیجه مغناطش آن کاهش می‌یابد. در گزارشات قبلی نیز، این رفتار تایید شده است (شکل (ب) (۳-۹) [۶۵]). علت آن را می‌توان این‌گونه بیان کرد که هر گاه سیستم اسپینی را در موقعیتی با گام‌های مونت کارلو بیشتر قرار گیرد، هر اسپین احتمال بیشتری برای عکس شدن پیدا می‌کند، به بیان دیگر گام مونت کارلو در اینجا در شکل (۳-۱۰) تأثیر گام‌های مونت کارلو بر دمای کوری نشان داده شده است. با توجه به نتیجه بدست آمده، هر چه گام‌های مونت کارلو بیشتر باشد گذار فاز زودتر اتفاق می‌افتد. بنابراین با افزایش گام‌های مونت کارلو دمای کوری کاهش می‌یابد.

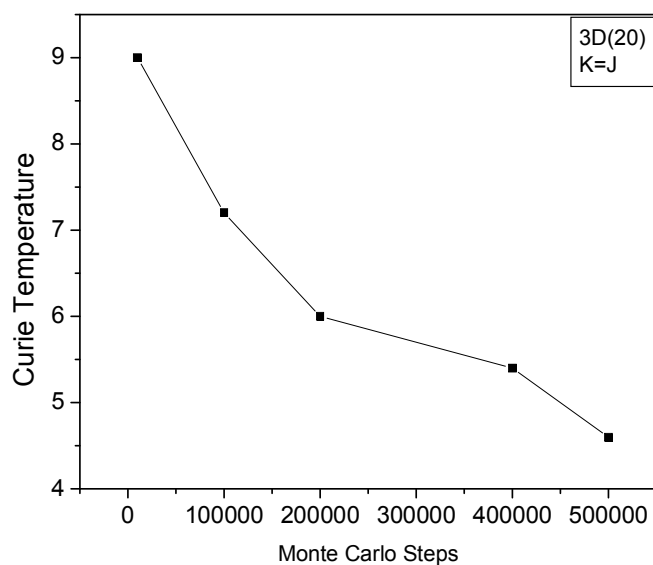


((شکل (الف))



((شکل (ب))

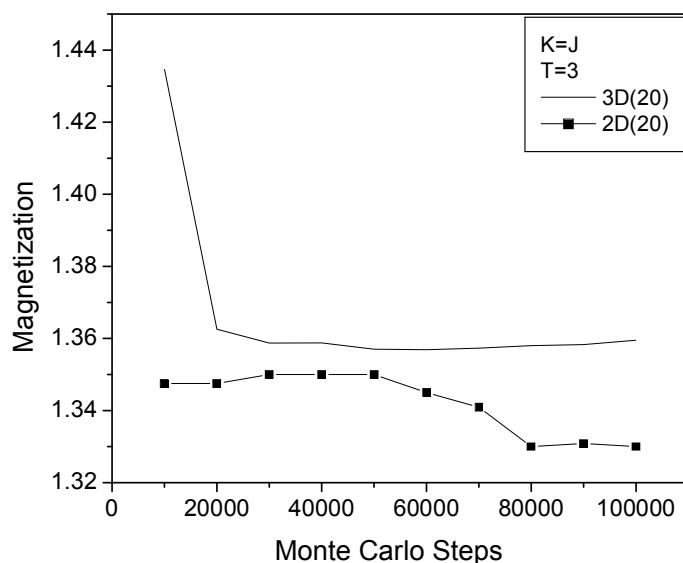
شکل ۳-۹ (الف) اثر گام‌های مونت کارلو بر حسب مغناطش، (ب) اثر گام‌های مونت کارلو بر حسب مغناطش که در گزارشات قبلی تایید شده است [۶۵].



شکل ۳-۱۰ نمودار دمای کوری بر حسب گام‌های مونت کارلو.

۳-۲-۴ تأثیر بعد بر نمودار گام مونت کارلو بر حسب مغناطش

در شکل (۳-۱۱) اثر بعد در مغناطش را در گام‌های مونت کارلو متفاوت بررسی می‌کنیم. با افزایش بعد، مغناطش به لحاظ عددی بزرگ‌تر است. با بزرگ‌تر شدن ابعاد سیستم، تعداد اسپین بیشتری در سیستم وجود دارد و بنابراین هر اسپین فرصت کمتری برای عکس شدن پیدا می‌کند. به همین دلیل مغناطش دیرتر کاهش می‌یابد.

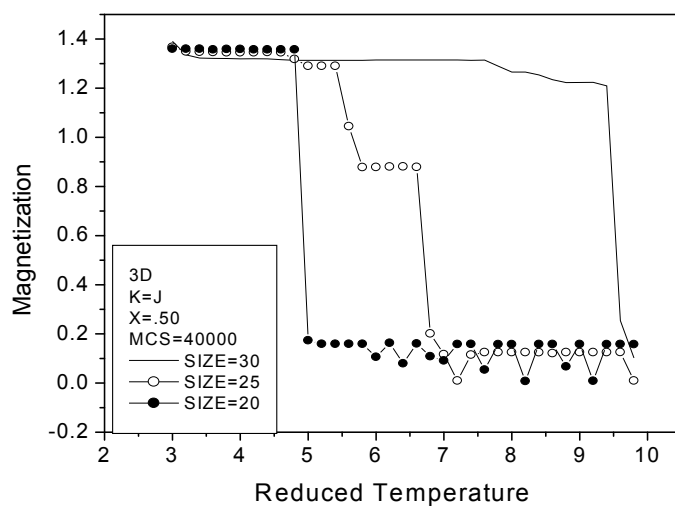


شکل ۳-۱۱ مقایسه مغناطش بر حسب گام‌های مونت کارلو بر حسب سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی.

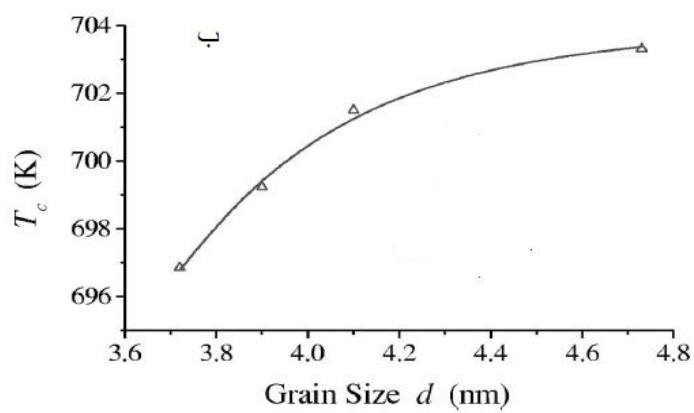
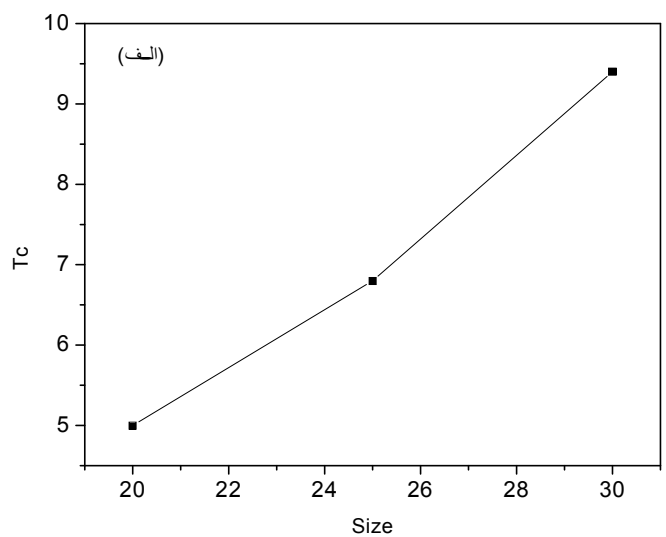
۳-۳ اثر اندازه بر روی مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی

در شکل‌های (۳-۱۲) و (۳-۱۳) به ترتیب مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در اندازه‌های متفاوت و دمای کوری سیستم بر حسب اندازه سیستم بررسی شده است که محاسبات با گام مونت کارلو ۴۰۰۰۰ انجام شده است.

همان طور که شکل (۳-۱۲) نشان می‌دهد در سیستم با اندازه ۳۰ نسبت به ۲۰، دمای کوری بر حسب دمای کاهش یافته دو برابر شده است. پس با افزایش اندازه، دمای کوری نیز افزایش می‌یابد. علت آن را می‌توان این‌گونه بیان کرد که با افزایش اندازه سیستم، تعداد اسپین‌ها افزایش می‌یابد. هر چه تعداد اسپین‌ها بیشتر باشد به زمان بیشتری نیاز است تا اسپین‌ها عکس و سیستم بی‌نظم شود. بنابراین گذار فاز دیرتر اتفاق می‌افتد. در نتیجه دمای کوری در دمای بالاتر اتفاق می‌افتد.



شکل ۳-۱۲ مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته برای سیستم‌های با اندازه‌های متفاوت.

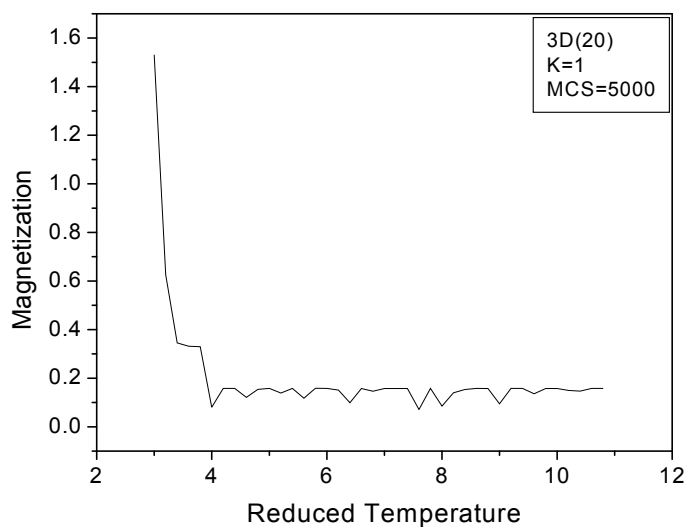


شکل ۳-۱۳: (الف) دمای کوری بر حسب اندازه سیستم، (ب) دمای کوری بر حسب اندازه دانه [۷۱].

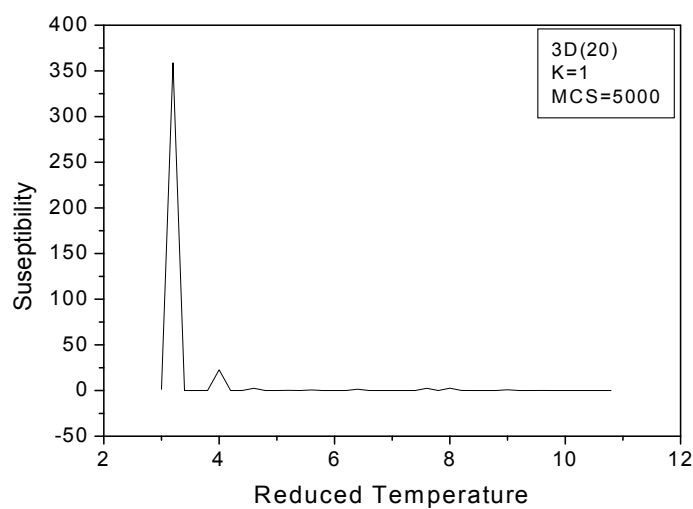
در شکل ۳-۱۳ (الف) دمای کوری را بر حسب اندازه سیستم اسپینی رسم کرده‌ایم و در شکل (۳-۱۳ (ب)) نتایج کارهای قبلی گزارش شده، رسم شده است [۷۱]. در هر دو شکل مشاهده می‌شود که با افزایش اندازه سیستم، دمای کوری افزایش می‌یابد. همان طور که گفته شد با افزایش اندازه، تعداد اسپین سیستم افزایش می‌یابد و تغییر فاز دیرتر اتفاق می‌افتد. بنابراین دمای کوری بالا می‌رود.

۳-۴ اثر ناهمسانگردی بر روی مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی

شکل‌های (۳-۱۴) و (۳-۱۵) به ترتیب مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی مربوط به یک سیستم سه‌بعدی بر حسب دمای کاهش یافته را با سایز ۲۰ و ناهمسانگردی $k=J$ در گام مونت کارلو ۵۰۰۰ نشان می‌دهند. دمای کوری در دمای کاهش یافته $3/2$ مشاهده می‌شود.



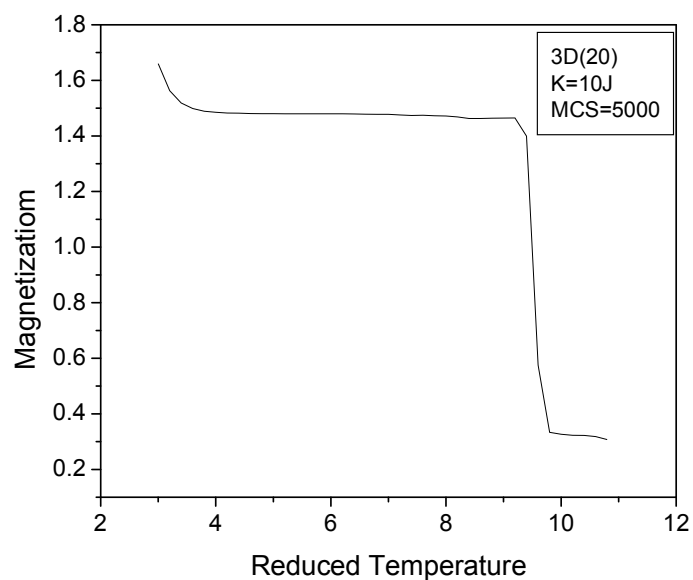
شکل ۳-۱۴ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $K = J$.



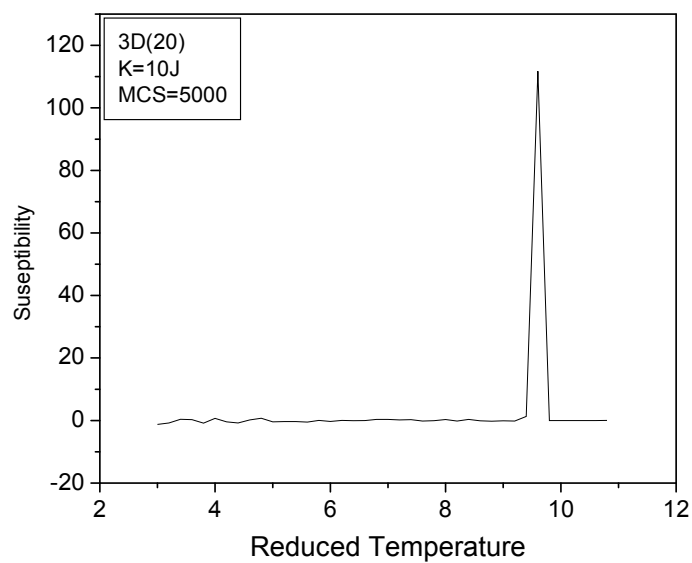
شکل ۳-۱۵ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $K = J$.

در شکل‌های (۳-۱۶) و (۳-۱۷) نمودارهای مغناطش و پذیرفتاری مغناطیسی با شرایط سیستم قبلی رسم شده است با این تفاوت که ناهمسانگردی در اینجا برابر با $J=10$ در نظر گرفته شده است. مشاهده

می‌گردد دمای کوری برای این سیستم در $9/6$ دمای کاهش یافته است.

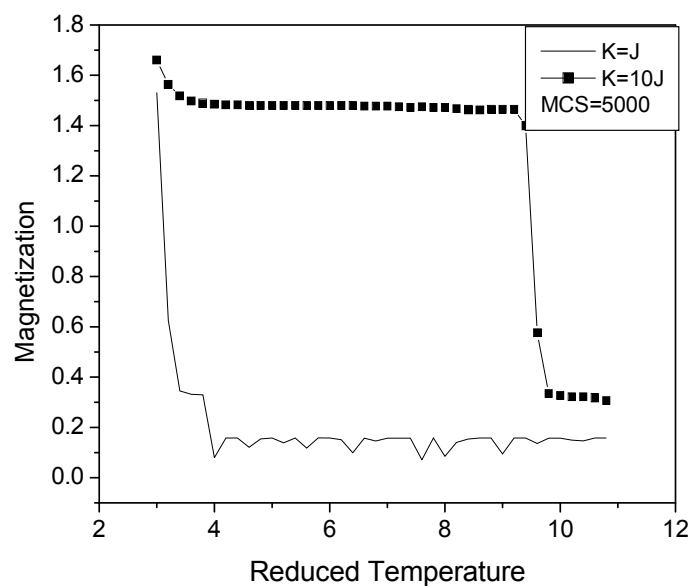


شکل ۳-۱۶ نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $J=10, K=10$.



شکل ۳-۱۷ نمودار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی $J=10K$.

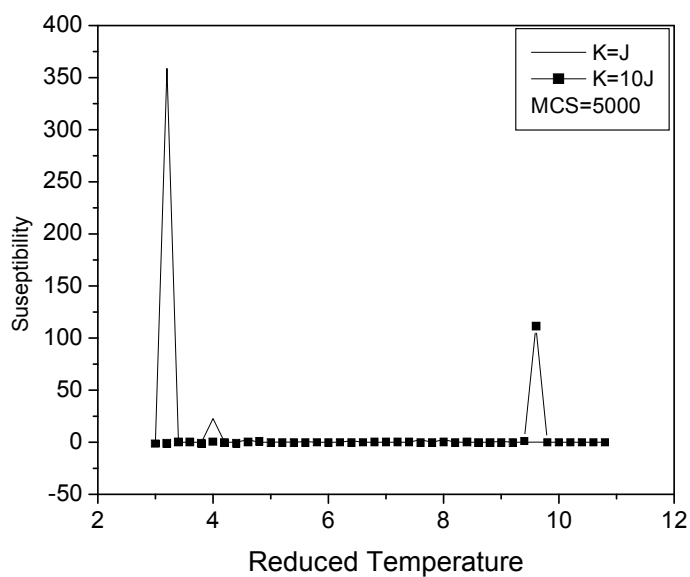
شکل (۳-۱۸) جهت مقایسه تأثیر ثابت ناهمسانگردی بر مغناطش، در دو حالت با ناهمسانگردی‌های متفاوت رسم شده است.



شکل ۳-۱۸ مقایسه نمودارهای مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی‌های متفاوت.

در شکل (۳-۱۸) مشاهده می‌شود که مغناطش سیستم با ناهمسانگردی بالا نسبت به دما، دارای مقدار بیشتری نسبت به سیستم با ناهمسانگردی پایین است. علاوه بر آن مشاهده می‌شود که در سیستم با ناهمسانگردی بالا، مغناطش دیرتر به سمت صفر میل می‌کند. می‌دانیم که مغناطش به تعداد اسپین‌های موجود در حجم سیستم بستگی دارد، اما علاوه بر آن، به قدرت جهت‌گیری اسپین‌های آن (ناهمسانگردی) نیز وابسته است. اگر دو ماده هم حجم که دارای تعداد اسپین‌های یکسانی هستند (با اندازه یکسان)، اسپین‌های سیستمی که ناهمسانگردی بیشتری دارد و محکم‌تر^۱ هستند و دیرتر تحت تأثیر دما قرار می‌گیرند.

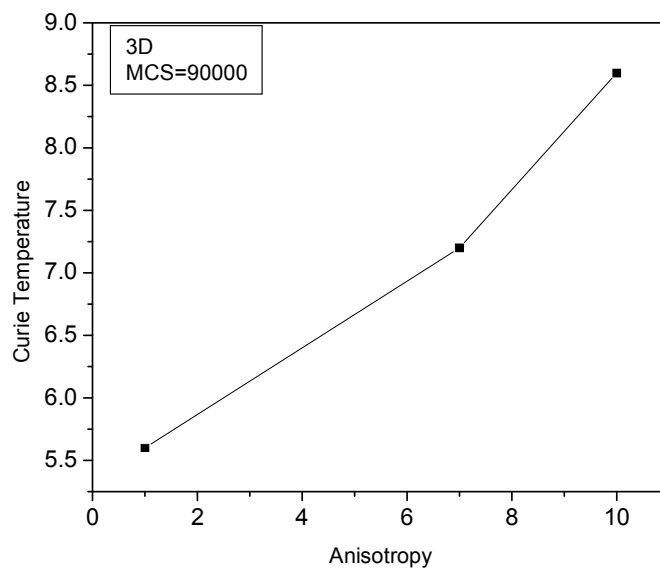
در شکل (۳-۱۹) نیز پذیرفتاری مغناطیسی دو سیستم مشابه با ناهمسانگردی‌های متفاوت را نسبت به دما رسم کرده‌ایم که دمای کوری آن در مقادیر متفاوت اتفاق می‌افتد.



شکل ۳-۱۹ مقایسه نمودارهای پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دما در ناهمسانگردی‌های متفاوت.

^۱ pinned

اما علاوه بر آن، تغییرات مقدار پذیرفتاری مغناطیسی در این نمودار، مشهود است که می‌توان علت آن را این گونه بیان کرد که پذیرفتاری $\chi = \frac{\partial M}{\partial H}$ شیب نمودار مغناطش بر حسب میدان است، زمانی که سیستمی دارای مغناطش بالایی است، χ به لحاظ مقداری کمتر خواهد بود، زیرا هر چه ناهمسانگردی زیاد باشد (مغناطش سیستم) به اسپین‌ها به راحتی اجازه داده نمی‌شود که بچرخند به گونه‌ای که نرخ تغییرات کمتر می‌شود. هرچه مغناطش با ناهمسانگردی بالایی داشته باشیم، تغییرات مغناطش آن سخت‌تر خواهد بود، تأثیرپذیری مغناطش با میدان کمتر خواهد بود. در ادامه بررسی اثرات ناهمسانگردی، شکل (۳-۲۰)، نشان می‌دهد که با بالا رفتن ناهمسانگردی سیستم، در درصد پلاتین ثابت، دمای کوری افزایش می‌یابد.

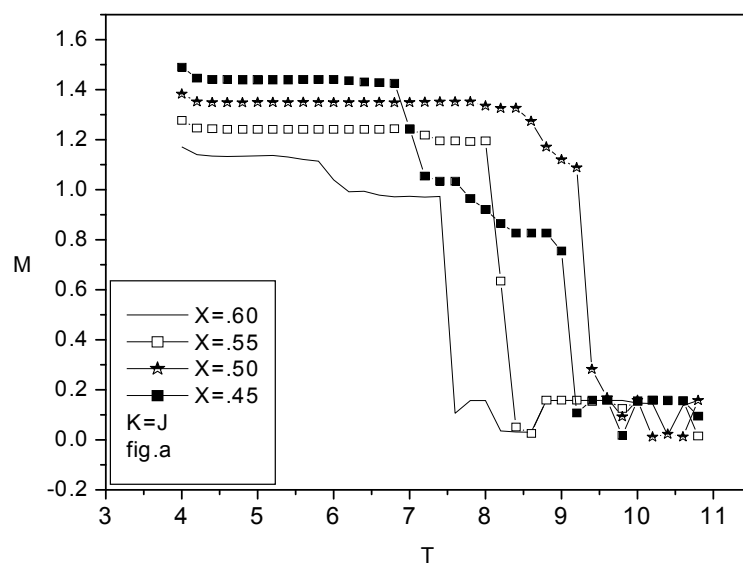


شکل ۳-۲۰ نمودار دمای کوری بر حسب ناهمسانگردی.

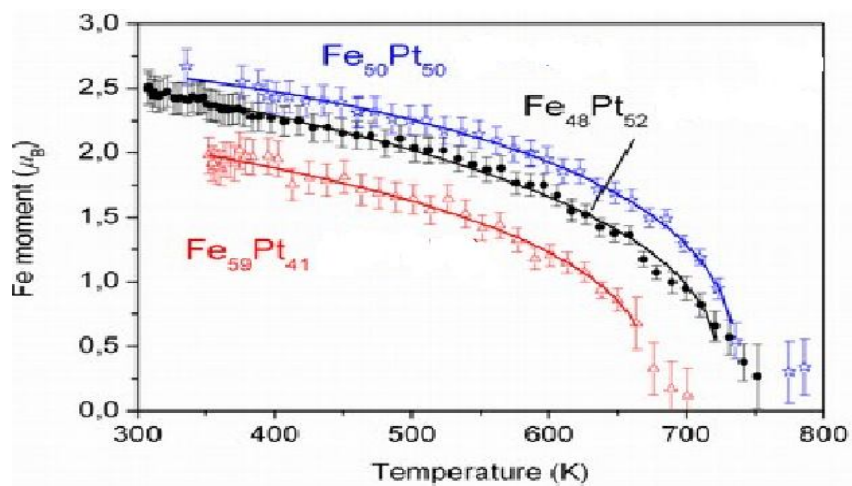
۳-۵ بررسی اثرات ناخالصی بر روی دمای کوری

در شکل (۳-۲۱ الف)) نمودار مغناطش را بر حسب دما مشاهده می‌کنیم که بر حسب درصد اتم‌های پلاتین در ترکیب $Fe_{1-x}Pt_x$ رسم شده است. در نمودار مشخص است که در $X=0/50$ (X غلظت اتم‌های پلاتین) مغناطش بیشترین مقدار است و در دمای بالاتری در مقایسه با $X=0/45$ ، مغناطش آن صفر می‌شود. علت آن را می‌توان به ساختار $L10$ نسبت داد. انتظار داریم که این ساختار ($0/40 < X < 0/60$)، ناهمسانگردی بالایی داشته باشد، و که در $X=0/50$ سیستم بیشترین مقدار ناهمسانگردی را دارا است ، در نتیجه دمای کوری آن افزایش می‌یابد.

شکل (۳-۲۱ ب)) مطالعه مغناطش بر حسب دما است که توسط پراش نوترون انجام شده است. همان طور که نتایج تجربی نشان می‌دهد در $X=0/50$ مغناطش ماکزیمم است

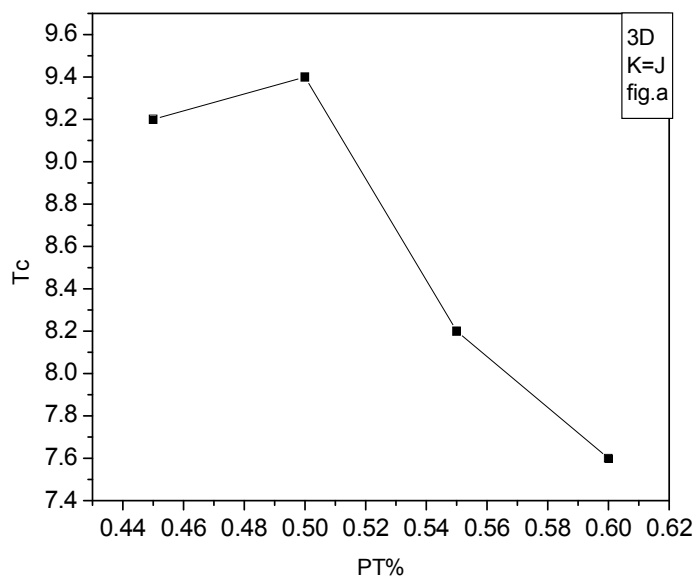


شکل (الف)

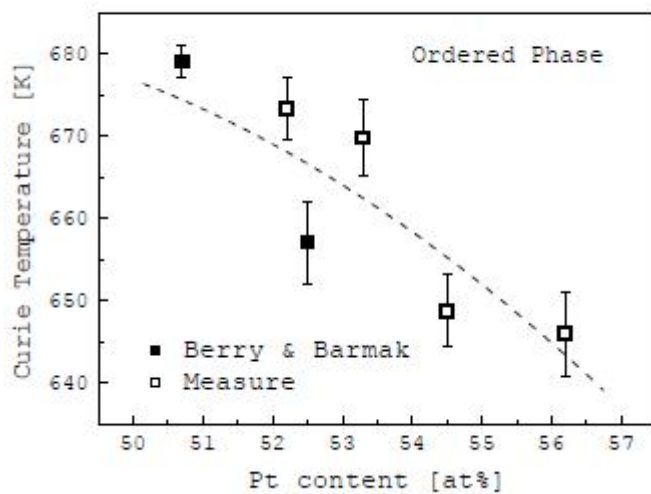


شکل (ب)

شکل ۳-۲۱ (الف) نمودار مغناطش بر حسب دمای کاهش یافته در ناخالصی‌های متفاوت، (ب) این نتایج حاصل در پراش نوترونی [۶۶].



(شکل الف))



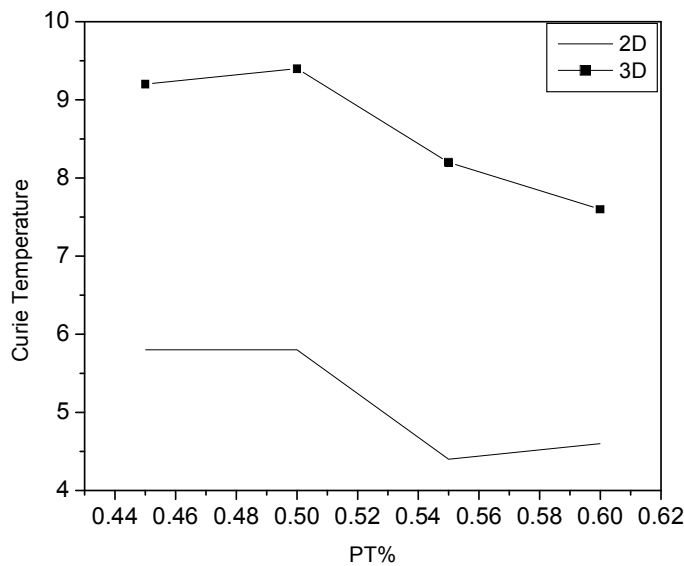
(شکل ب))

شکل ۳-۲۲ الف) شبیه‌سازی نمودار دمای کوری بر حسب درصد پلاتین، ب) نمودار دمای کوری بر حسب درصد پلاتین که در گزارشات قبلی اشاره شده است [۶۷].

در شکل (۳-۲۲ الف))، دمای کوری بر حسب درصد اتم‌های پلاتین، رسم شده است در $X=0.50$ یک قله مشاهده می‌شود که آن را به ناهمسانگردی بالای FePt در $X=0.50$ می‌توان نسبت داد [۶۷].

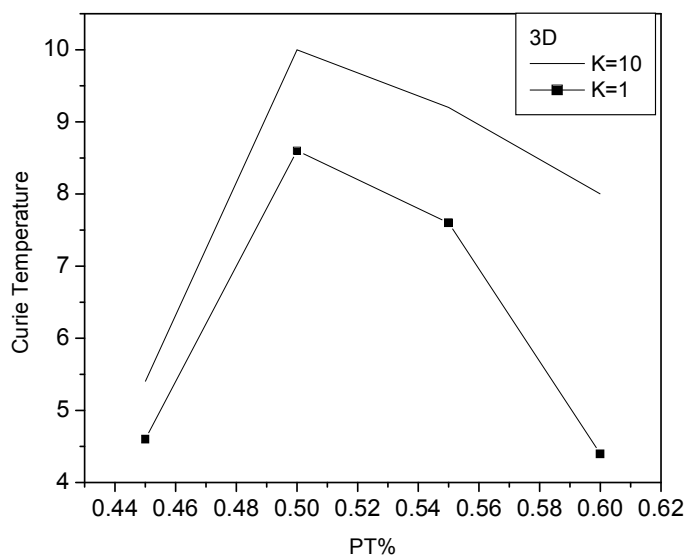
شکل (۳-۲۲ ب)) نتایج تجربی نشان داده شده است که محاسبات ما توافق خوبی با این نتایج دارد.

در شکل (۳-۲۳) دمای کوری بر حسب درصد پلاتین برای سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی رسم شده است. در هر دو سیستم در $X=0.50$ قله داریم و با افزایش درصد پلاتین، دمای کوری کاهش می‌یابد، در عین حال برای سیستم با ابعاد بزرگ‌تر، دمای کوری بیشتری انتظار داریم، که مشاهده می‌شود.

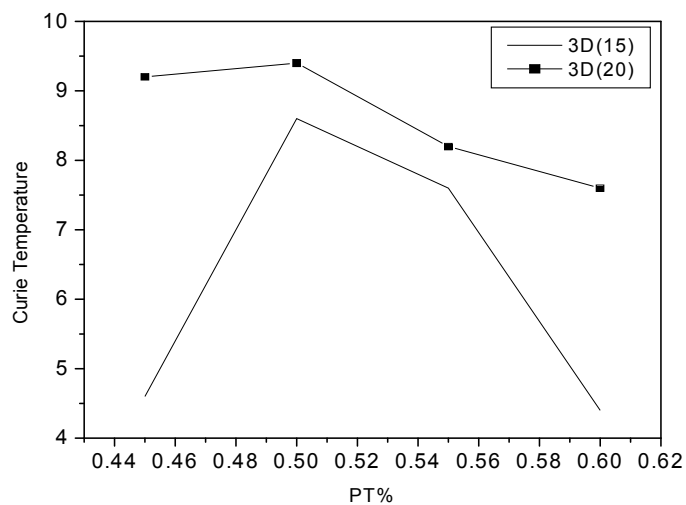


شکل ۳-۲۳ مقایسه نمودارهای دمای کوری بر حسب درصد پلاتین در سیستم‌های دو بعدی و سه بعدی.

در شکل (۳-۲۴) دمای کوری بر حسب درصد پلاتین، برای دو ناهمسانگردی J و J_0 رسم شده است. باز هم مشاهده می‌شود که هرچه ناهمسانگردی بیشتر، دمای کوری بالاتری داریم، حال اینکه با افزایش ناخالصی، کاهش دمای کوری را مشاهده می‌کنیم.



شکل ۲۴-۳ مقایسه نمودارهای دمای کوری بر حسب درصد پلاتین در ناهمسانگردی‌های متفاوت.



شکل ۲۵-۳ مقایسه نمودارهای دمای کوری بر حسب درصد پلاتین در اندازه‌های متفاوت.

در شکل (۲۵-۳) دمای کوری نسبت به درصد پلاتین برای سیستم‌های با اندازه‌های متفاوت رسم شده است. مشاهده می‌شود که هرچه اندازه سیستم بزرگ‌تر باشد، دمای کوری بالاتر است، در عین حال با

افزایش درصد پلاتین شاهد کاهش دما کوری هستیم. در سیستم با اندازه کوچک‌تر حساسیت دمای کوری به درصد پلاتین بیشتر است.

فصل چهارم: محاسبه میدان مغناطیس زدا و میدان تبادل

کمیت ترمودینامیکی دیگری که ما با استفاده از الگوریتم متروپلیس مونت کارلو در نانو ذرات مغناطیسی می‌توانیم بررسی کنیم، میدان وادارندگی، مغناطش بازممانده^۱ و منحنی‌های میدان EB هستند.

۴-۱ شبیه‌سازی منحنی پسماند

میدان مغناطش‌زدا (H_c) به عنوان میدان مغناطیسی مورد نیازی است که مغناطش ذره را صفر کند. برای این کار از روش شبیه‌سازی مونت کارلو استفاده می‌کنیم. به منظور بدست آوردن میدان مغناطش‌زدا (H_c)، حلقه پسماند را محاسبه می‌کنیم.

۴-۱-۱ روش محاسبه H_c با استفاده از روش مونت کارلو

ما محاسباتمان را با استفاده از تکنیک شبیه‌سازی مونت کارلو انجام می‌دهیم. با استفاده از الگوریتم متروپلیس این برنامه را اجرا می‌کنیم. یک میدان به سیستم اعمال می‌کنیم، نقش میدان اینجا این است که تنها مسیر M را تعیین می‌کند (میدان باعث هم خط شدن اسپین‌ها با میدان می‌شود). ابتدا میدان را در جهت مثبت اعمال می‌کنیم و مغناطش به $+M$ می‌رسد، سپس جهت میدان را عکس می‌کنیم که باعث می‌شود مغناطش به $-M$ تبدیل شود. میدان‌های H_c ، H_{eb} در واحد میدان کاهش‌یافته $\frac{\mu B}{J_{FM}}$ و دما در واحد دمای کاهش‌یافته $\frac{K_B T}{J_{FM}}$ و ثابت‌های جفت‌شدگی ناهمسانگردی در واحد J_F است [۶۹]. پهنای منحنی پسماند بر روی محور میدان توسط میدان مغناطش‌زدا $H_c = \frac{-H_{c1} + H_{c2}}{2}$ و مقدار جابجایی منحنی پسماند توسط میدان تبادلی $H_{eb} = \frac{H_{c1} + H_{c2}}{2}$ محاسبه می‌شود [۸،۶۱]. H_{c1} نقطه‌ای است که وقتی مغناطش، تحت تأثیر میدان اعمالی از $+M$ به $-M$ تغییر جهت می‌دهد، محور میدان را در $M = 0$ قطع می‌کند و H_{c2} نقطه‌ای

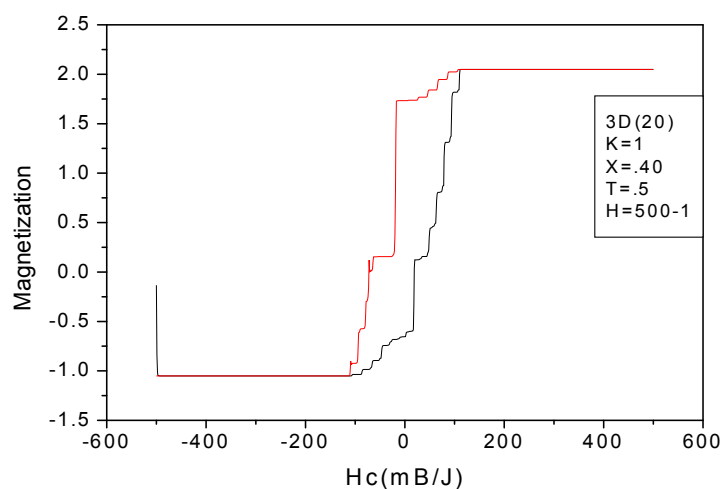
¹ Ramanent

ست که وقتی مغناطش، تحت تأثیر میدان اعمالی از $-M$ به $+M$ تغییر جهت می‌دهد، محور میدان را در $M = 0$ قطع می‌کند. ما رنج گام میدان مغناطیسی را در محاسبه حلقه‌های پسماند و دما را در محاسبه منحنی مغناطش نسبت به میدان، ثابت نگه می‌داریم.

در اینجا به خاطر ناهمسانگردی بالای سیستم (همان‌گونه که در فصل سوم توضیح داده شد) از مدل آیزینگ استفاده می‌کنیم [۵۸]:

$$H = - \sum_{i < j} (J_{ij} S_i \cdot S_j + d_{ij}^{(2)} s_i^z s_j^z) - \sum_i d^{(0)} (s_i^z)^2 - \sum_{i < j} \frac{\mu_0 \mu^2}{4\pi} \frac{3(S_i \cdot e_{ij})(e_{ij} \cdot S_j) - S_i \cdot S_j}{r_{ij}^3} - \sum_i \mu B \cdot S_i \quad (1-4)$$

جمله اول آن به برهم‌کنش نزدیک‌ترین همسایه‌ها دلالت می‌کند که شامل برهم‌کنش تبادلی اسپین‌های است و جمله دوم و سوم به ترتیب مربوط به ناهمسانگردی تک محوری (در طول محور z) برهم‌کنش Fe-Pt و انرژی ناهمسانگردی یون‌های مشابه (Fe-Fe, Pt-Pt) (که از آن صرف‌نظر کردیم) اشاره دارد. جمله چهارم برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی اشاره دارد که به خاطر مرتبه کوچک آن از آن چشم‌پوشی می‌کنیم. جمله آخر آن به انرژی زیمن سیستم دلالت می‌کند.

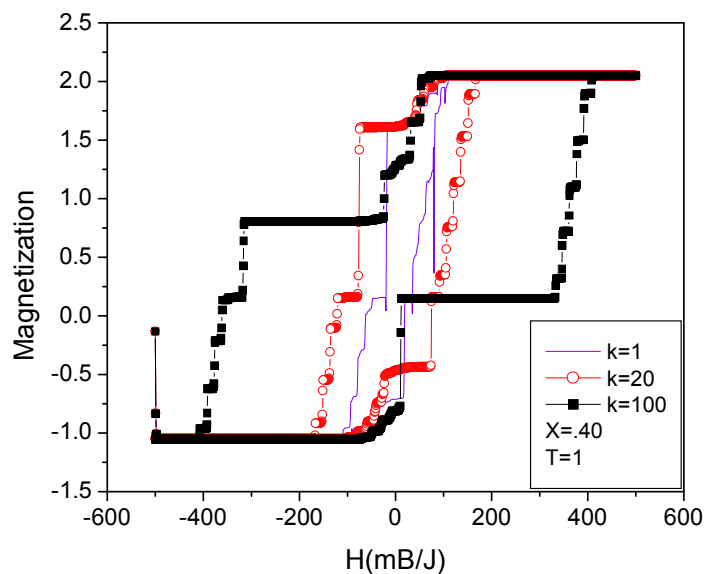


شکل ۴-۱ شبیه‌سازی نمودار پسماند.

شکل (۴-۱) نمودار پسماند ترکیب آهن پلاتین را در حالت سه بعدی و با سایز ۲۰ و گام مونت کارلو ۱۰۰۰۰ نشان می‌دهد. در این حالت ناهمسانگردی را برابر با J در نظر می‌گیریم و درصد پلاتین موجود برابر ۴۰ می‌باشد و در دمای ثابت $3/5$ محاسبه شده است.

۴-۲ اثرات ناهمسانگردی بر روی نمودار پسماند

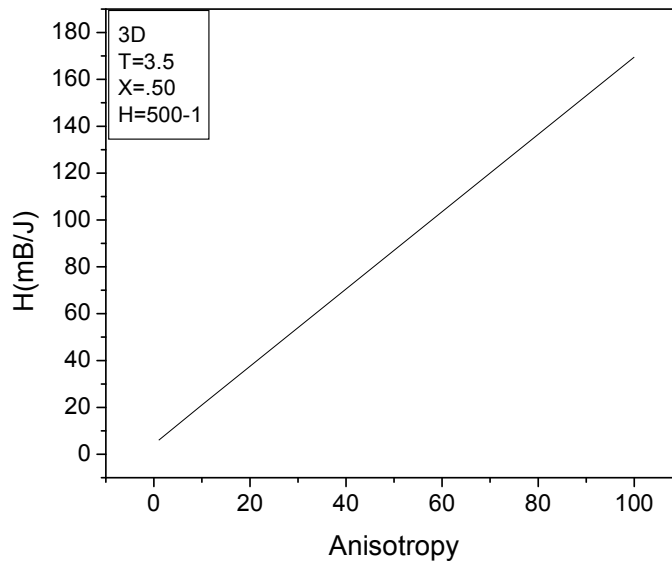
ابتدا اثرات ناهمسانگردی را بر روی میدان مغناطیس‌زدا و میدان همسوسازی تبادلی بررسی می‌کنیم. در شکل (۴-۲)، نمودار پسماند را برای سه ناهمسانگردی متفاوت بررسی کردیم. این محاسبات برای $X=0/40$ و در دمای ثابت است. همان طور که مشاهده می‌شود که هرچه ناهمسانگردی افزایش می‌یابد، پهنای حلقه بیشتر می‌شود به عبارتی میدان H_C افزایش می‌یابد.



شکل ۴-۲ نمودار پسماند در ناهمسانگردی‌های متفاوت.

علت افزایش میدان H_C نسبت به ناهمسانگردی را می‌توان این‌گونه بیان کرد که وقتی ناهمسانگردی سیستم را بالا می‌بریم، میدانی که به سیستم وارد می‌شود تا اسپین‌ها را بچرخاند، باید

به اندازه‌ای باشد تا به انرژی ناهمسانگردی آنها غلبه کند. بنابراین به میدان بزرگ‌تری برای چرخش اسپین‌ها احتیاج داریم. چنانچه میدان اعمالی به اندازه کافی نباشد، اسپین‌ها به طور کامل نمی‌چرخند و ما نمودار پسماند نخواهیم داشت.



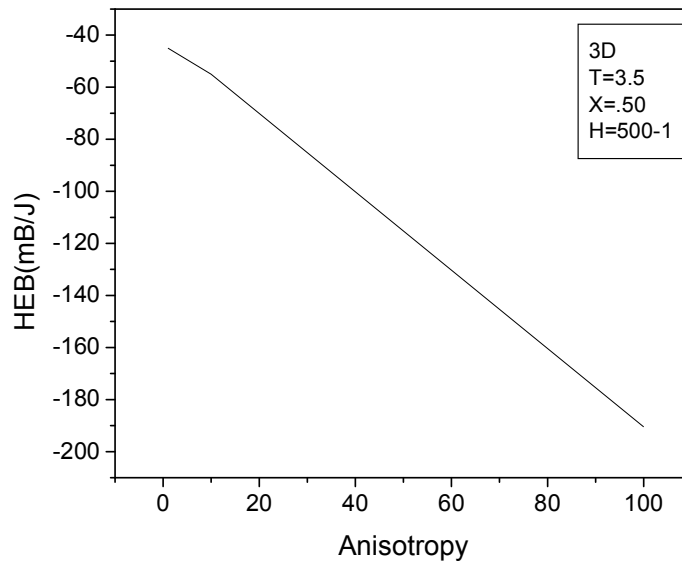
شکل ۳-۴ نمودار میدان H_c در ناهمسانگردی‌های متفاوت.

شکل (۳-۴) ارتباط بین ناهمسانگردی و H_c را نشان می‌دهد. همان طور که انتظار می‌رود با افزایش

ناهمسانگردی، H_c به طور خطی افزایش می‌یابد. برای مشاهده نمودار پسماند، باید میدان اعمالی به اندازه‌ای باشد که توانایی چرخاندن اسپین‌ها را داشته باشد.

در شکل (۴-۴) افزایش H_{EB} را نسبت به ناهمسانگردی داریم. علت را این‌طور بیان می‌کنیم در صورتی که ثابت جفت‌شدگی در فصل مشترک بدون تغییر بماند، H_{EB} در صورت افزایش ناهمسانگردی افزایش می‌یابد. H_{EB} به عوامل زیادی بستگی دارد. یکی از این عوامل مهم جفت‌شدگی در فصل مشترک بین فرومغناطیس و آنتی‌فرومغناطیس است. در این حالت این ثابت جفت‌شدگی را برای ناهمسانگردی‌های متفاوت، ثابت در نظر می‌گیریم. حال چنانچه ناهمسانگردی

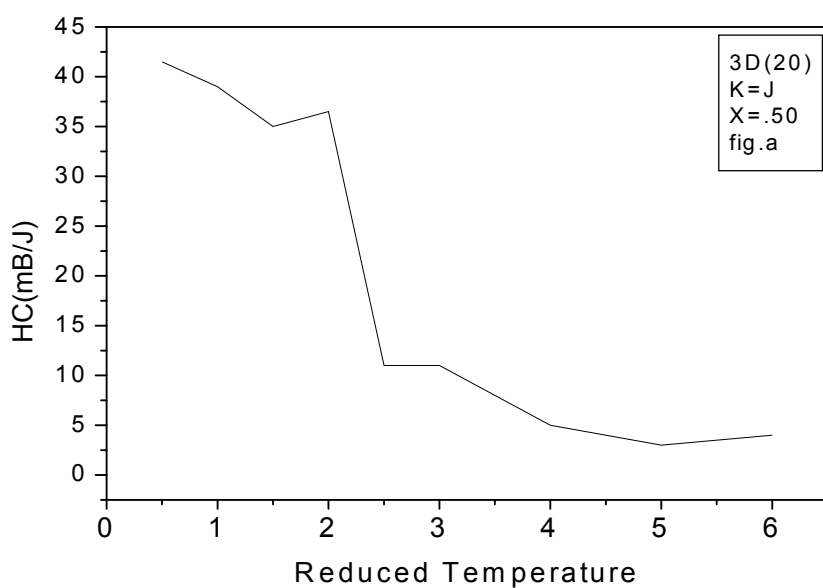
آنتی‌فرمغناطیس بالا باشد، اسپین‌های آنتی‌فرمغناطیس نمی‌تواند به راحتی بچرخند و تغییر جهت دهند. در نتیجه میدان بیشتری نیاز است تا اسپین‌های آن را به حرکت درآورد. بنابراین H_{EB} بیشتری نیاز است.



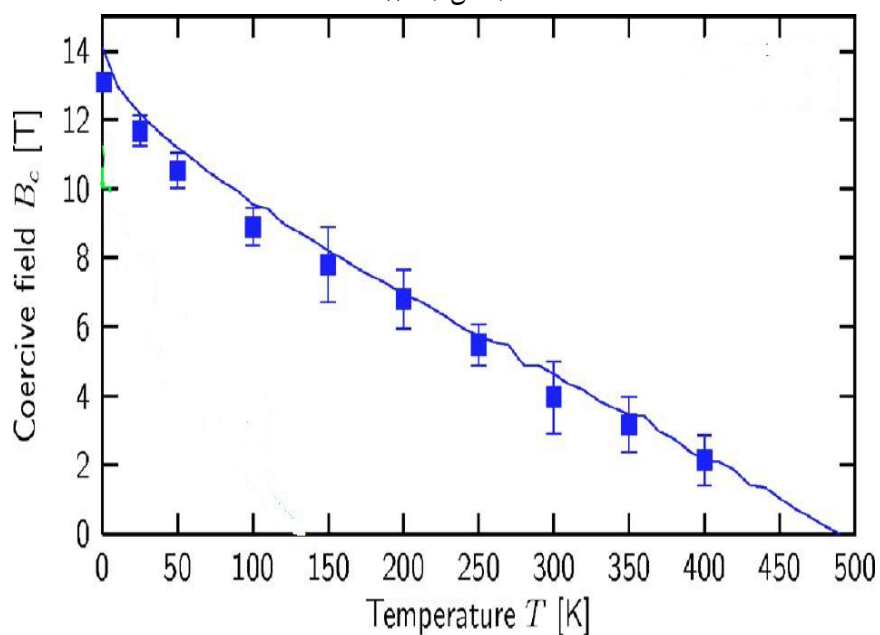
شکل ۴-۴ نمودار میدان تبدلی در ناهمسانگردی‌های متفاوت.

۳-۴ اثرات دما بر روی H_C و H_{EB}

شکل (۴-۵ الف)) تغییرات H_C بر حسب دما را نشان می‌دهد. چنانچه مشاهده می‌شود با افزایش دما، میدان H_C کاهش می‌یابد. در این حالت با افزایش دما، اثر ناهمسانگردی مغناطیسی کاهش می‌یابد و اسپین‌ها به راحتی تحت تأثیر میدان اعمالی قرار می‌گیرند، در نتیجه میدان H_C کاهش می‌یابد. شکل (۴-۵ ب)) نتایج گزارش منتشر شده را نشان می‌دهد.



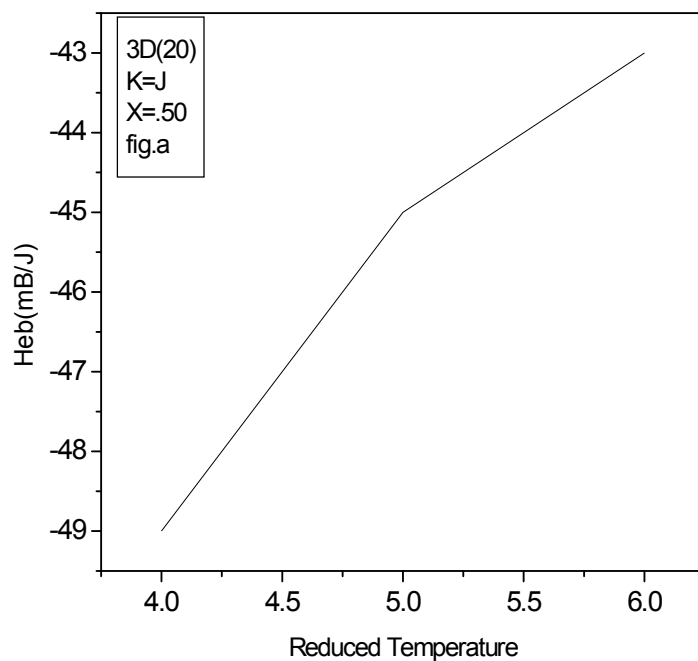
((الف) شکل)



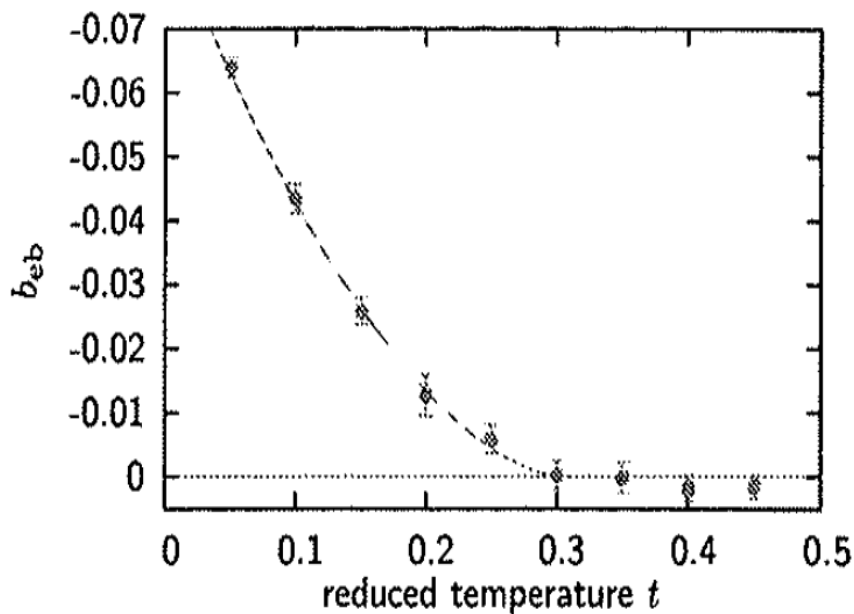
((ب) شکل)

شکل ۴-۵ (الف) شبیه‌سازی نمودار H_c بر حسب دمای کاهش یافته، (ب) نمودار H_c بر حسب دما که در کارهای قبلی گزارش شده است [۶۸].

در شکل ۴-۶ (الف) نمودار میدان تبادلی بر حسب دمای کاهش یافته رسم شده است که با افزایش دما، افزایش یافته است که در توافق با کار انجام شده (شکل ۴-۶ (ب)) می‌باشد.



((شکل الف))



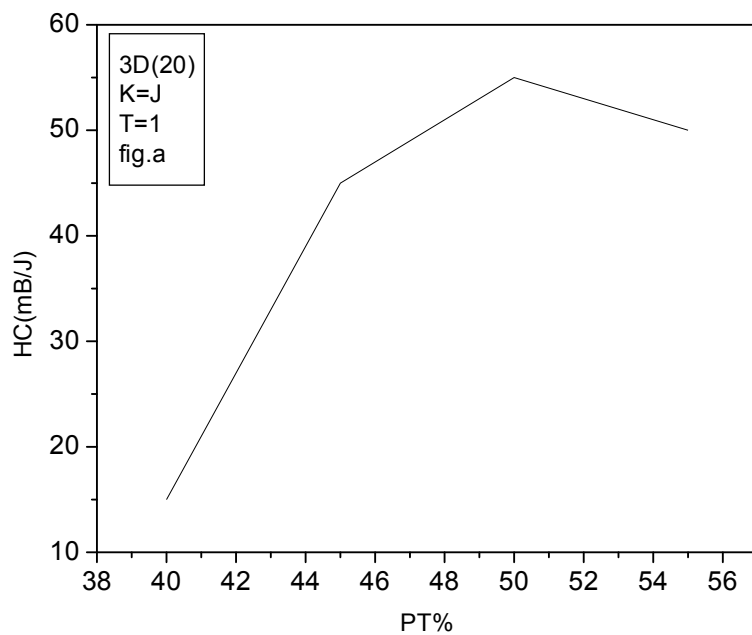
((شکل ب))

شکل ۴-۶ (الف) نمودار میدان تبادلی بر حسب دمای کاهش یافته، (ب) گزارش منتشر شده [۶۹].

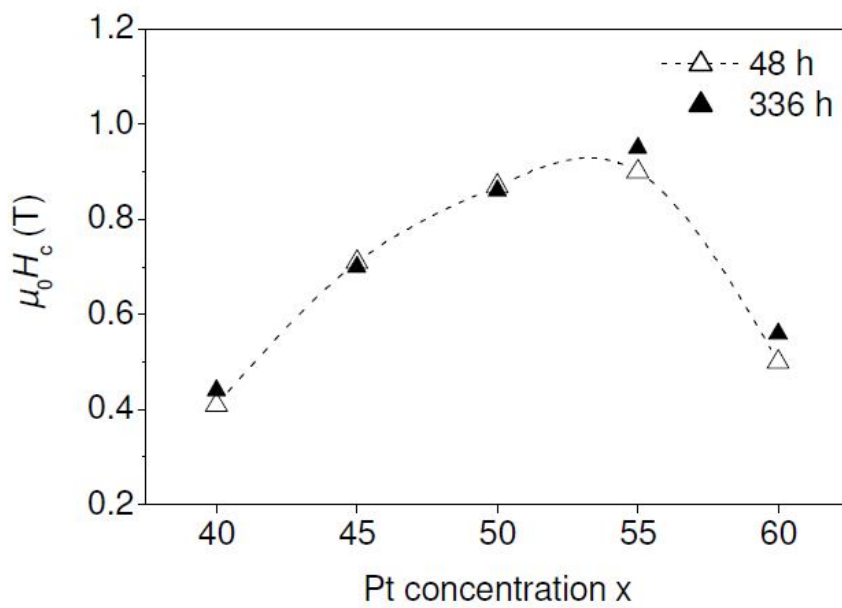
۴-۴ اثرات Pt در درصدهای متفاوت بر روی H_C و H_{EB}

با ورود ناخالصی به یک ماده مغناطیسی، انتظار کاهش ناهمسانگردی را داریم. اما FePt در فاز L_{10} با درصد ناخالصی در بین $(0/40 < x < 0/60)$ ، ناهمسانگردی بالایی از خود نشان می‌دهد [۷۰]. در شکل (۴-۷ الف)) نمودار H_C بر حسب درصد Pt نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می‌شود H_C با افزایش درصد در رنج ذکر شده رو به افزایش است و در $x=0/50$ دارای یک قله است. جهت مقایسه، نتایج تجربی در شکل (۴-۷ ب)) نشان داده شده است که توافق خوبی با نتایج تجربی نشان می‌دهد.

نمودار میدان تبدلی بر حسب درصد Pt نیز در شکل (۴-۸) رسم شده است. با توجه به ناهمسانگردی زیاد ترکیب در این بازه آرایش، انتظار داریم که در این رنج درصد پلاتین، H_C و H_{EB} مقدار ماکزیمم خود را دارا باشد. این نمودارها را در شرایط با دما ثابت و ناهمسانگردی ثابت بررسی شده است [۸۰، ۷۶]. نمودارهای H_C و H_{EB} در $x=0/50$ دارای یک قله هستند که نشان‌دهنده ناهمسانگردی بالای ساختار FePt در این نقطه است.

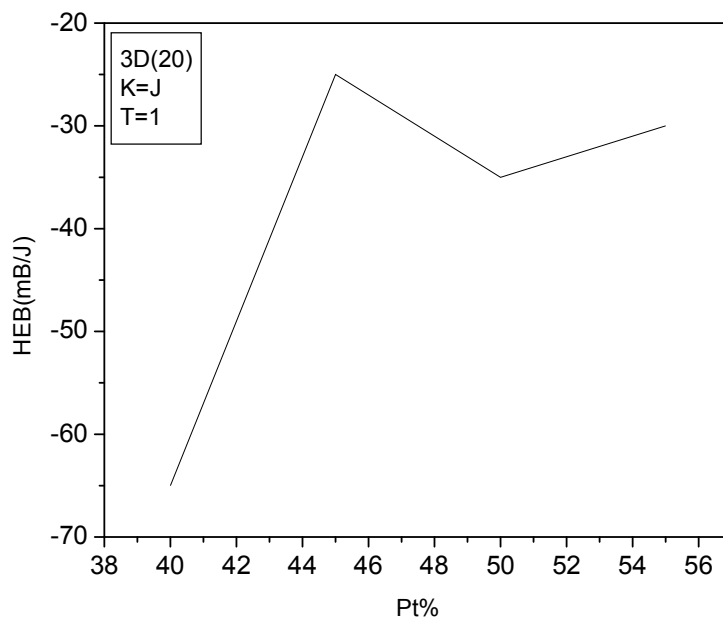


((شکل الف))



((شکل ب))

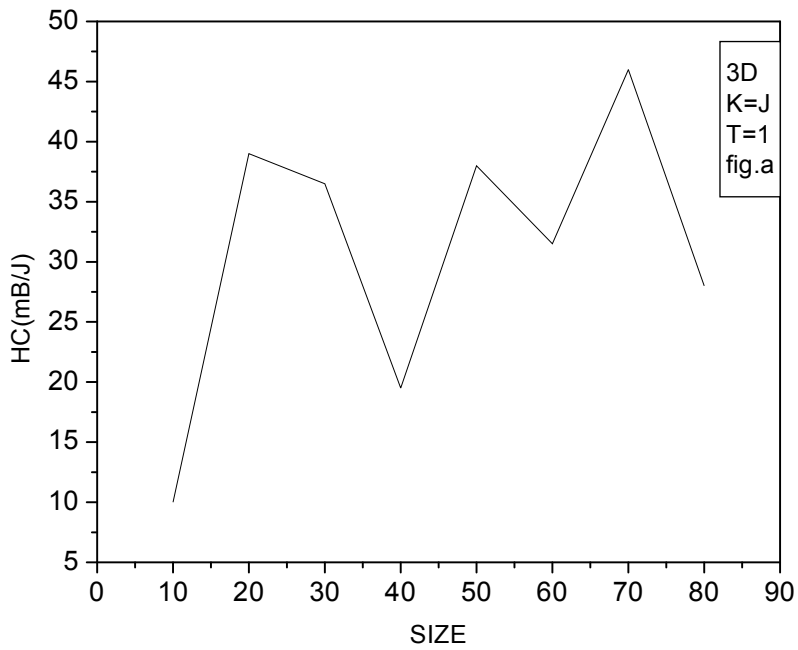
شکل ۴-۷ (الف) نمودار H_c بر حسب درصد پلاتین ، (ب) نمودار H_c بر حسب درصد پلاتین که در کارهای گذشته گزارش شده است [۷۰].



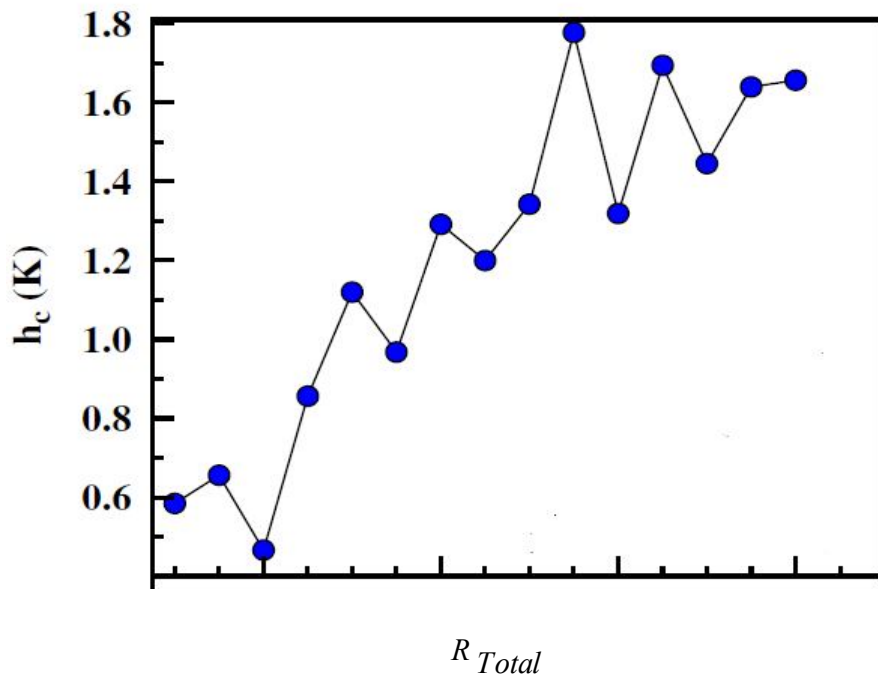
شکل ۴-۸ نمودار میدان تبدلی بر حسب درصد پلاتین.

۴-۵ بررسی اثرات اندازه سیستم بر روی H_C و H_{EB}

با افزایش اندازه، رفتار نوسانی در هر دو نمودار H_C و H_{EB} ، به ترتیب در شکل‌های (۴-۹ الف) و (۴-۱۰ الف) مشاهده می‌کنیم که علت آن را می‌توان به رفتار اسپین-شیشه FePt نسبت داد. نتایج حاصل از این کار و نتایج گزارش در شکل (۴-۹ ب) و (۴-۱۰ ب) نشان داده شده است [۷۱].

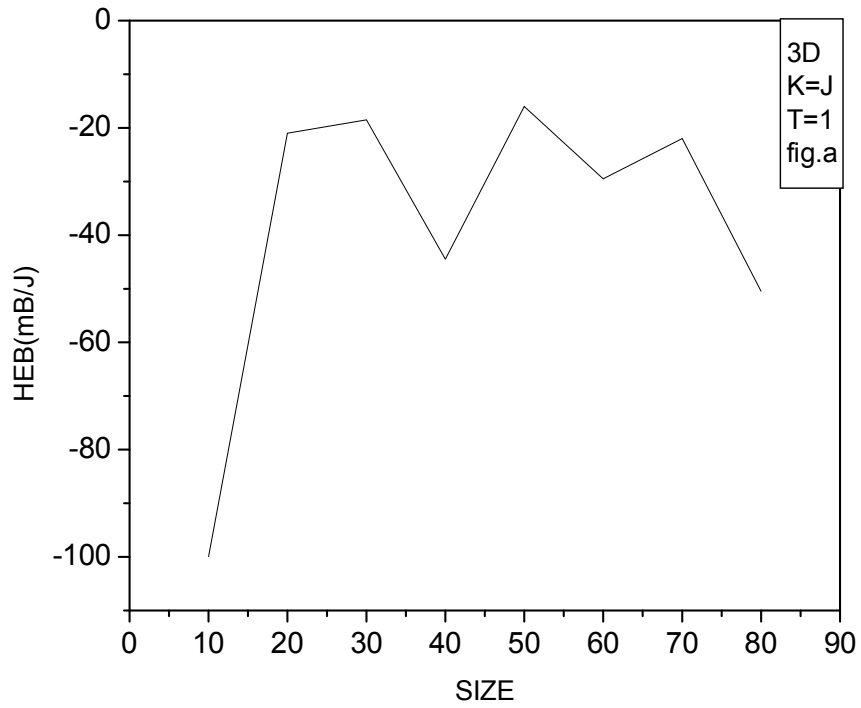


((شکل الف))

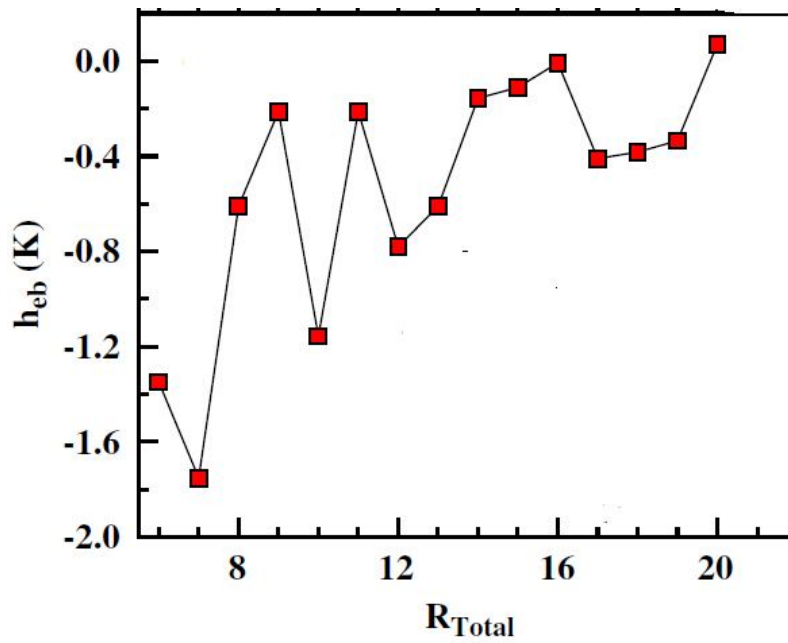


((شکل ب))

شکل ۴-۹ (الف) نمودار H_c بر حسب اندازه سیستم، (ب) H_c بر حسب اندازه که در کارهای قبلی گزارش شده است [۷۱].



((شکل الف))



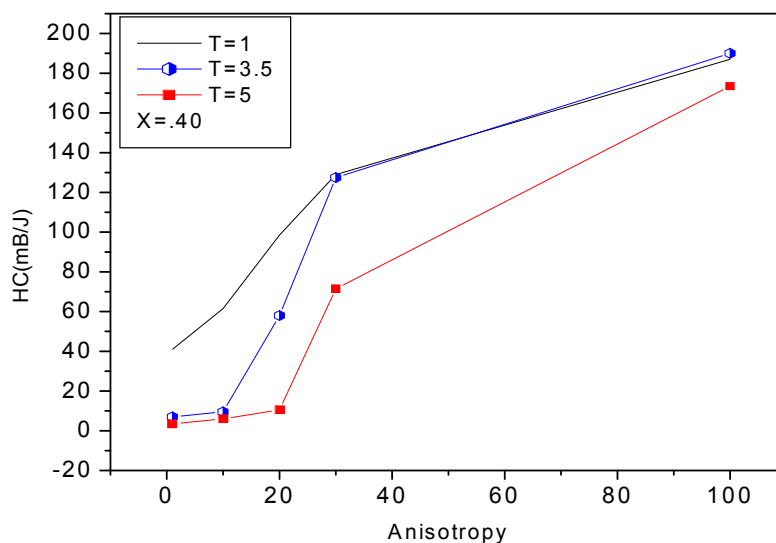
((شکل ب))

شکل ۴-۱۰ (الف) شبیه‌سازی H_{eb} بر حسب اندازه، (ب) H_{eb} بر حسب اندازه که در کارهای قبلی گزارش شده است [۷۱].

در واقع برای Fe و Pt نمی‌توان مرز مشخصی تعیین کرد، این دو ماده به لحاظ شیمیایی در هم فرو رفته‌اند و یک مرز ناهموار در فصل مشترک وجود دارد که به علت برهم‌کنش‌ها به صورت تصادفی است و نظم مشخصی ندارد. از طرفی برهم‌کنش RKKY که بین یک اسپین مغناطیسی و یک ناخالصی غیرمغناطیسی - در مواد اسپین‌شیشه‌ای - وجود دارد، به علت تصادفی بودن علامت J ، رفتار نوسانی دارد. وقتی اندازه سیستم تغییر می‌کند، جفت‌شدگی بین فرومغناطیس و آنتی- فرومغناطیس را تغییر می‌دهد. هر چه اندازه بیشتر می‌شود، اسپین‌ها بیشتر از هم فاصله می‌گیرند، در نتیجه دامنه نوسانات افزایش می‌یابد. از طرفی با افزایش اندازه سیستم، تعداد برهم‌کنش‌ها در فصل مشترک افزایش می‌یابد در نتیجه اثرات فصل مشترک محسوس‌تر می‌شود. نمودار مربوط H_{EB} در شکل (۴-۱۰) رسم شده است.

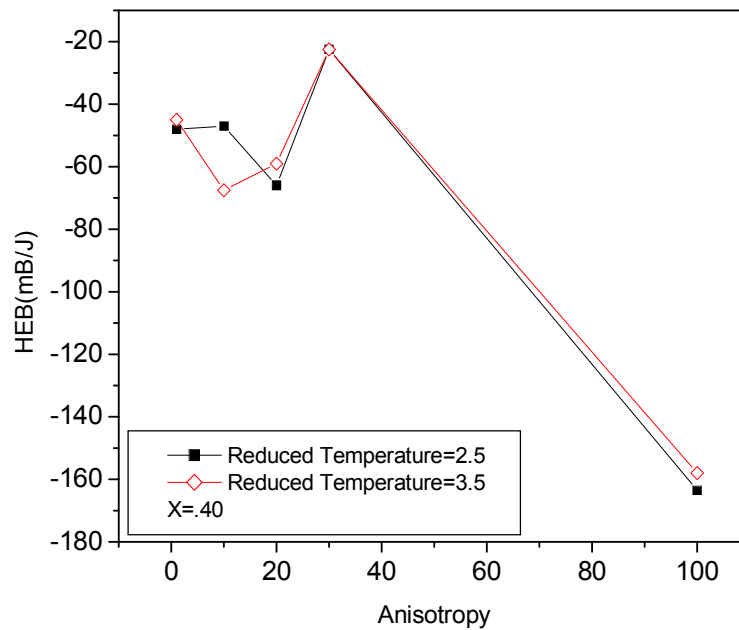
۴-۶ تغییرات H_C و H_{EB} بر اساس ناهمسانگردی در دماهای متفاوت

شکل‌های (۴-۱۱) و (۴-۱۲) به ترتیب مربوط به، H_C و H_{EB} بر حسب ناهمسانگردی در سه دمای متفاوت و $X=0.40$ رسم شده است.



شکل ۴-۱۱ نمودار H_C بر حسب ناهمسانگردی در دماهای متفاوت.

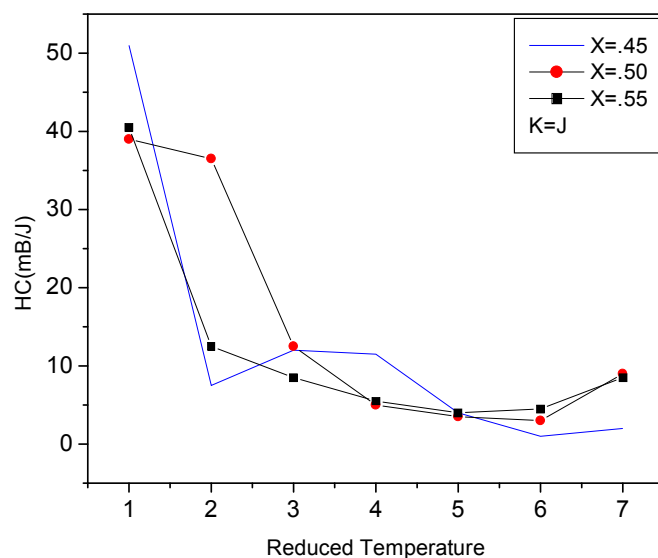
H_C و H_{EB} همزمان که با افزایش ناهمسانگردی، افزایش می‌یابند اما تحت تأثیرات دمایی رفتار کاهشی از خودش نشان می‌دهند طوری که در دمای بیشتر مقدار کمتری دارد.



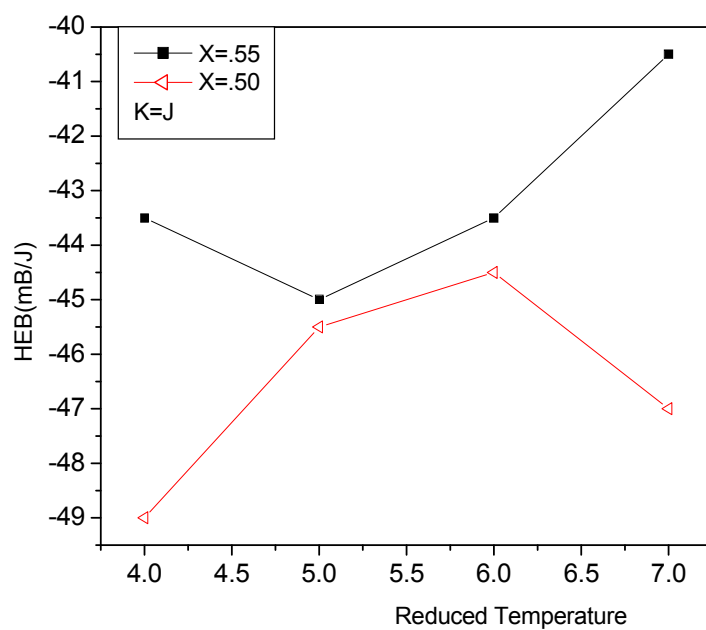
شکل ۴-۱۲ نمودار میدان تبدیلی بر حسب ناهمسانگردی در دماهای متفاوت.

۷-۴ مقایسه تغییرات H_C و H_{EB} در درصد های متفاوت

در شکل‌های (۴-۱۳) و (۴-۱۴) تغییرات H_C و H_{EB} بر حسب دما و با درصد های مختلف Pt رسم شده است. همان طور که نمودار H_C نشان می‌دهد H_C با دما برای همه درصد ها کاهش می‌یابد. ولی H_{EB} رفتار متفاوتی را از خود نشان می‌دهد.



شکل ۴-۱۳ نمودار H_c بر حسب دمای کاهش یافته در ناخالصی‌های متفاوت.

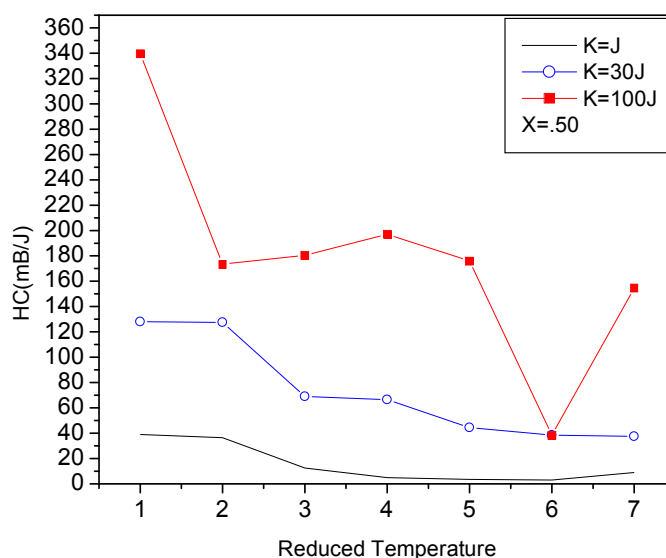


شکل ۴-۱۴ نمودار میدان تبدیلی بر حسب دمای کاهش یافته در درصد‌های متفاوت.

۸-۴ مقایسه H_C به ازای ناهمسانگردی‌های متفاوت

در شکل (۴-۱۵) مشاهده می‌شود که هرچه ناهمسانگردی بیشتر، مقدار H_C بیشتر می‌شود و با

افزایش دما یک روند کاهشی کند را مشاهده می‌کنیم.



شکل ۴-۱۵ نمودار H_C بر حسب دمای کاهش یافته در ناهمسانگردی‌های متفاوت.

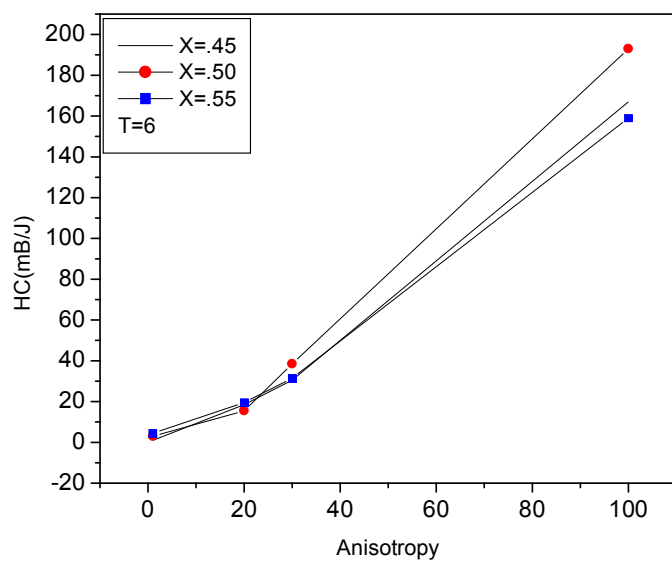
۹-۴ مقایسه H_C نسبت به ناهمسانگردی در درصدهای متفاوت

با افزایش ناهمسانگردی، شاهد افزایش H_C هستیم. حال تغییرات را در درصدهای متفاوت آرایش

بررسی می‌کنیم. مشاهده می‌شود که در $x=0/50$ ، هم میدان H_C نسبت به دیگر درصدها، مقدار

بیشتری از خود نشان می‌دهند که اشاره به ناهمسانگردی بالای شبکه در این درصد دارد.

شکل‌های (۴-۱۶) بر این قضیه دلالت دارد.



شکل ۴-۱۶ بر حسب ناهمسانگردی درصدی متفاوت پلاتین.

نتیجه‌گیری

در این پایان‌نامه به مطالعه ساختار مغناطیسی FePt پرداختیم. ترکیب این دو ماده مانند یک دو لایه‌ای FePt رفتار می‌کند. FePt به دلیل خاصیت اسپینی بالایی که دارد برای ضبط داده‌ها مناسب است، همچنین ناهمسانگردی بالای آن به این ماده پایداری خوبی به سیستم می‌دهد. به همین علت این نانو ذره در صنعت از اهمیت خاصی برخوردار است.

در این پایان‌نامه، از مدل آیزینگ برای توصیف سیستم اسپینی مورد نظر استفاده کرده‌ایم. این مدل اگر چه ساده است، اما برای مطالعه FePt مناسب است.

با استفاده از روش شبیه‌سازی مونت‌کارلو، خواص مغناطیسی FePt را بررسی کردیم. مشاهده شد با افزایش ناهمسانگردی، دمای کوری افزایش می‌یابد که علت آن را می‌توان به محکم‌تر شدن اسپین‌ها نسبت داد. از طرفی ساختار FePt در یک حالت خاص L_{10} ($0.40 < x < 0.60$) ناهمسانگردی بالایی از خود نشان می‌دهد که در $Fe_{50}Pt_{50}$ بیشترین مقدار ناهمسانگردی را دارد که پایداری بیشتری نسبت به دیگر حالت‌ها از خود نشان می‌دهد.

در بررسی میدان مغناطش‌زدا و میدان تبدالی مشاهده شد که با افزایش ناهمسانگردی H_c ، افزایش می‌یابد. از طرفی با افزایش ناهمسانگردی میدان تبدالی نیز به خاطر ارتباطی که با فصل مشترک دو لایه‌ای دارد، افزایش می‌یابد.

اثر دما باعث می‌شود که H_c و H_{eb} کاهش یابند، علت آن را می‌توان این‌گونه بیان کرد که با افزایش دما بی‌نظمی سیستم افزایش می‌یابد و برهم‌کنش بین اسپین‌ها ضعیف‌تر شود، در نتیجه باعث می‌شود که اسپین‌های سیستم به راحتی تحت تأثیر میدان اعمالی قرار گیرد در نتیجه H_c و H_{eb} کاهش می‌یابند.

وابستگی H_c و H_{eb} در درصدهای متفاوت Pt را بررسی کردیم و مشاهده شد که در $x=0/50$ ، در H_c و H_{eb} یک قله مشاهده می‌شود که مربوط به ناهمسانگردی بالای ساختار FePt در این درصد است.

سپس تأثیرات اندازه سیستم بر روی H_c و H_{eb} بررسی شد که نمودارهای رسم شده رفتار نوسانی را نشان می‌دهند که آن را می‌توان به تصادفی بودن برهم‌کنش‌ها در فصل مشترک و برهم‌کنش RKKY نسبت داد.

در اینجا از مدل آیزینگ برای یک ماده با ناهمسانگردی تک‌محوری، استفاده شد. می‌توان این روش را برای بررسی مواد با ساختارهای یکسان تعمیم داد. همچنین می‌توان برای هامیلتونی‌های متفاوت مانند مدل هایزنبرگ برای سیستم‌های با ناهمسانگردی تصادفی و مدل XY و همچنین مدل هابارد استفاده کرد.

- [1] Q. Chen, M. onellion, A.Well, P.A.Dowben, (1991), **J. phys: condens. Motter** **4**, **7985**.
- [2] L. Esaki, R. Tsu, (1970), **IBM J.Res. Dev.** **14**, **61**.
- [3] M.Ali Omar, Elewentry Solid State physics, (1975), **principles and Application Addison-wesley**.
- [4] M.G. Cottam and D.R. Tilley, Introduction to Surface and Superlattice Excitations, (2004), **published by IOP Publishing**, Bristol, P **147**.
- [5] R. Hook, and H. E. Hall, (1991), Solid State Physics, **John Wiley and Sons**, New York.
- [6] H. Moradi, (2004), **JMMM** **272**, **1385-1386**.
- [7] H. Kronmüller, M. Fähnle, (2003), **Cambridge University Press**.
- [8] H. Zabel and S. D. Bader (Eds.), Magnetic Heterostructures, STMP **227** (**Springer**, BerlinHeidelberg (2008), DOI **10.1007/ 978-3-540-7346**.
- [9] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, (1957), **Phys. Rev.**, **105**,**904**.
- [10] Marian Fecioru-Morariu, (2008), Tag der mündlichen Prüfung: **04.07**.
- [11] J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J. S. Munoz, and M.D. Barob, (1957), **Physics Reports**, **422(3)**, **65**.
- [12] R. Coehoorn, (2001), Lecture Notes, Eindhoven University of Technology, page Eindhoven University of Technology.
- [13] W. H. Meiklejohn, (1962), **J.Appl. Phys**, **33**, **1328**.
- [14] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, (1987), substrate. **J. Appl. Phys**, **62**, **3047**.
- [15] A. P. Malozemo, (1988), **J. Appl. Phys.**, **63(8)**, **3874-3879**.
- [16] A. P. Malozemo, (1987).**Phys. Rev. B.**, **35**, **3679**.
- [17] M. Kiwi, (2001), **J. Magn. Magn. Mater.** **234**, **584**.
- [18] P. Miltenyi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Guntherodt, U. Nowak, and K. D. Usadel, (2000) **Phys. Rev. Lett.**, **84(18)**, **4224-4227**.
- [19] A. Misra, U. Nowak, and K. D. Usadel, (2004), **J. Appl. Phys.**,**95(3)**, **1357-1363**.
- [20] U. Nowak, A. Misra, and K. D. Usadel. (2001), **J. Appl. Phys.**, **89(11)**, **7269-7271**.

- [21] U. Nowak, K. D. Usadel, J. Keller, P. Miltenyi, B. Beschoten, and G. Guntherodt, (2002), **Phys. Rev. B**, **66**, 014430.
- [22] F. Radu, A. Westphalen, K. Theis-Brohl, and H. Zabel, (2006), **J. Phys.: Condens. Matter**, **18**, L29, L36.
- [23] J. A. Mydosh, Spin glasses: an experimental introduction, (1993), **Publisher Taylor & Francis**.
- [24] R. E. Camley and R. L. Stamps, (1993), **J. phys.: Condens matter** **5**, 3727.
- [25] T. Hai, Z. V. Li, D. L. Lin an Th. F. George, (1991), **J. Magn. Mag. Matter.** **97** , 227.
- [26] A. Ney et al., (1999), **Phys. Rev. B**, **59**, R3938.
- [27] C. M. Schneider, et al. (1990) , **Phys. Rev. let.** **64**, 1059.
- [28] Z.Q.Qiu, H.Pearson, S.D.Bader, (1993), **phys, Rev.lett.** **70**,1006.
- [29] M. Bander and D. L. Mills, (1988), **Phys. Rev. B**. **38**, 12015.
- [30] Xiao- Guang wang, Ning liu, shao- Hua pan, Guo- zhen yang, (2000), **J. Magn. Magn. Matter**, **212** 121-124.
- [31] E. Ising, (1925), **z. phys.** **31253** .
- [32] M.Nikamal, A.Waez, A.Lohrasbi, Introudction to simulation methods in physics, (1386), **published by scientific institute**.
- [33] Paul Dirk Bons, Daniel Koehn, Mark W. Jessell, Microdynamics simulation,(2008), **Springer**, Science - 405 pages.
- [34] N.J.Giordano, (1997), **Computational physics**, Upper Saddle River.
- [35] E. A. Vel'asquez, J. Mazo-Zuluaga, J. Restrepo, Oscar Iglesias, (2010), **APS/123-QED**.
- [36] K. Binder and A. P. Young, (1986), **Rev. Mod. Phys.** **58**, 801.
- [37] P. Young, (2005), Computer Physics Communications, **Europhysics Conference on Computational Physics**, **169**, 144.
- [38] Weilie L. Zhou, Jibao He, Jiye Fang, Tuyet-Anh Huynh, Trevor J. Kennedy, Kevin L. Stokes, and Charles J. O'Connor, (2003), **J. Appl. Phys.** **93**, 7340 ,doi: **10.1063/1.1540045**.
- [39] J. R. Heath, (1995), Science. **270**, 1315.
- [40] L. Motte, F. Billoudet, and J. H. Bawendi, (1994), **J. Phys. Chem**, **98**, 8827.
- [41] D. V. Das and K. S. Bhat, J. Mater. Sci, (1990), **Mater. Electron.** **1**, 169 .

- [42] Y. Tanaka, N. Kimura, K. Hono, K. Yasuda, and T. Sakurai, (1997), **J. Magn. Magn. Mater**, **170**, **28**.
- [43] S. Sun, C. B. Murray, D. Weller, L. Folks, and A. Moser, (2000), **Science** **290**, **1131** .
- [44] Z. R. Dai, S. Sun, and Z. L. Wang, (2001), **Nano Lett.** **1**, **443** .
- [45] Yuji Misumi, Satoru Masatsuji, Ryoji Sahara, Soh Ishii, and Kaoru Ohno, (2008), Citation: **J. Chem. Phys.** **128**, **234702**.
- [46] S. Sun, C. B. Murray, D. Weller, L. Folks, and A. Moser, (2000), **Science** **287**, **1989**.
- [47] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M. E. Best, W. Lee, M. F. Toney, M. Schwickert, J.U. Thiele, and M. F. Doerner, (2000), **IEEE Trans. Magn.** **36**, **10**.
- [48] Z. G. Zhang, K. Kang, and T. Suzuki, (2003), **Appl. Phys. Lett.** **83**, **1785**.
- [49] C. Antoniak, J. Lindner, M. Spasova, D. Sudfeld, M. Acet, and M. Farle, (2006), **Phys. Rev. Lett.** **97**, **117201**.
- [50] R. Skomski and J. M. D. Coey, (1993), **Phys. Rev. B** **48**, **15812**.
- [51] R. Fischer and H. Kronmüller, (1998), **J. Appl. Phys.** **83**, **3271**.
- [52] J.W. Harrell, (2005), Dept. of Physics & Astronomy, University of Alabama.
- [52] Natalie A. Frey and Shouheng Sun, **Magnetic Nanoparticle for Information Storage Applications**, (2009).
- [53] O. N. Mryasov, U. Nowak, K. Y. Guslienko and R. W. Chantrell, (2005), **Europhys. Lett.** **69** **805** doi: [10.1209/epl/i2004-10404-2](https://doi.org/10.1209/epl/i2004-10404-2) .
- [54] Weller D. and Moser A., (1999), **IEEE Trans. Magn.**, **36**, **10**.
- [55] H. Loc Nguyen, Luciano E. M. Howard, Graham W. Stinton, Sean R. Giblin, Brian K. Tanner, Ian Terry, Andrew K. Hughes, Ian M. Ross, Arnaud Serres, and John S. O. Evans, (2006), **Chem. Mater**, **18**, **6414-6424**.
- [56] H. Loc Nguyen, Luciano E. M. Howard, Graham W. Stinton, Sean R. Giblin, Brian K. Tanner, Ian Terry, Andrew K. Hughes, Ian M. Ross, Arnaud Serres, and John S. O. Evans, (2006), **Chem. Mater**, **18**, **6414-6424**.
- [57] Shick A. B. and Mryasov O. N., (2003), **Phys. Rev. B**, **67**, **172407**.
- [58] D. Hinzke, I. N. Kazantseva, U. Nowak, I. O. N. Mryasov, P. Asselin, and R. W. Chantrel, (2008), **Physical Review B** **77**, **094407**.

- [59] D. Hinzke, U. Nowak, and R. W. Chantrell, O. N. Mryasov, (2007), **Appl. Phys. Lett.** **90**, 082507 (3 pages).
- [60] Atxitia, U., Hinzke, D., Chubykalo-Fesenko, O., Nowak, U., Kachkachi, H., Mryasov, O.N., Evans, R.F. and Chantrell, R.W. (2010), **Physical Review B (PRB)**, **82** (13). 134440 .
- [61] K. Trohidou and M. Vasilakaki, Monte Carlo Studies of Magnetic Nanoparticles, (2009), Computational Materials Science Group, Institute of Materials Science.
- [62] S. Akiyama, Y. Tsunoda, (2007), **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, **310**, 1844–1846.
- [63] M. Kozłowski , R. Kozubski , V. Pierron-Bohnes, (2005), W. Pfeiler , **Computational Materials Science** **33**, 287–295.
- [64] S.Okamoto, N.Kikuchi, O. Kitakami, T. Miyazaki, Y.shimada, and K.Fukamichi, (2002), **Phys Rev.B** **66**, 24413.
- [65] v.v.Prudnikov, P.V.Prudnikov, S.V.Dorofeev, V.Yu.Kolesikov, (2005), **Condensd Matter Physics**, Vol.8, No.1(91), pp.213-224.
- [66] J. Lyubina, I. Opahle, M. Richter, O. Gutfleisch, K.-H. Mueller, L. Schultz, O. Isnard, (2006), **Applied Physics Letters** **89**, Nr. 3, S. 032506.
- [67] D.C.Berry, K.Barmak, (2007), **JAQ**.Vol.102.pp 024912.
- [68] U. Nowak, O. N. Mryasov, R. Wieser, K. Guslienko, and R. W. Chantrell, Spin dynamics of magnetic nanoparticles: Beyond Brown's theory, (2005), **First publ. in: Physical Review B** **72** ,172410.
- [69] K. D. Usadel, and U. Nowak, Exchange bias for a ferromagnetic film coupled to a spin glass, (2009), **First publ. in: Physical Review B** **80**,014418.
- [70] zur Erlangung des akademischen Grades, Nanocrystalline Fe-Pt alloys: phase transformations, structure and magnetism, (2006), **phd thesis**.
- [71] Oscar Iglesias, Xavier Battle and Amilcar Labarta, (2008), **J. Phys. D: Appl. Phys.** **41** , 134010 (5pp).

پیوست ۱-۱ کد مدل آیزینگ سه بعدی

```
program ising
real,dimension(10,10,10):: s
integer i,j,k,irand,jrand,krand
data idum,n,nav,b/-1,10,80000,.1/
open (5,file='data1')
do i=1,n
do j=1,n
do k=1,n
s(i,j,k)=1
enddo
enddo
enddo
c-----
do t=1,7,.2
do L1=1,nav,1
irand =1+(n-1)*ran1(idum)
jrand =1+(n-1)*ran1(idum)
krand=1+(n-1)*ran1(idum)
i0=irand-1
i1=irand+1
j0=jrand-1
j1=jrand+1
k0=krand-1
k1=krand+1
IF (i1>n) i1=irand-(n-1)
IF (i0<1) i0=irand+(n-1)
IF (j1>n) j1=jrand-(n-1)
IF (j0<1) j0=jrand+(n-1)
IF (k1>n) k1=krand-(n-1)
IF (k0<1) k0=krand+(n-1)
```

```

sum=s(I1,jrand,Krand)+s(I0,jrand,Krand)+s(irand,j1,krand)+
    s(Irand,j0,Krand)+s(irand,jrand,k1)+s(irand,jrand,k0)
delta=2*s(irand,jrand,krand)*sum+s(irand,jrand,krand)*b
    if ((delta.LT.0).or.(ran1(idum).LT. exp(-delta/T))) then
        s(irand,jrand,krand)=-S(irand,jrand,krand)
    endif
    enddo
m=0
do i=1,n
    do j=1,n
        do k=1,n
            m=m+s(i,j,k)
        enddo
    enddo
enddo
    summag=0
    sumsus=0
    do L3=1,nav,1
        Irand=1+(N-1)*ran1(idum)
        jrand =1+(n-1)*ran1(idum)
        krand=1+(N-1)*ran1(idum)
        if ((delta.LT.0).or.(ran1(idum).LT. exp(-delta/T))) then
            dm=-2*S(irand,jrand,krand)
            S(irand,jrand,krand)=-S(irand,jrand,krand)
        Else
            dm=0
        endif
        m=m+dm
        summag=summag+m
        sumsus=sumsus+m*m
    enddo
    summag=summag/nav

```

```

sumsus=sumsus/nav
smav=summag/(N*N*N)
susc=(sumsus-summag*summag)/(n*n*n*T)
WRITE(5,*)T,susc,smav
end
end program ising

```

```

FUNCTION ran1(idum)
INTEGER idum,IA,IM,IQ,IR,NTAB,NDIV
REAL ran1,AM,EPS,RNMX
PARAMETER (IA=16807,IM=2147483647,AM=1./IM,IQ=127773,IR=2836,
*NTAB=32,NDIV=1+(IM-1)/NTAB,EPS=1.2e-7,RNMX=1.-EPS)
INTEGER j,k,iv(NTAB),iy
SAVE iv,iy
DATA iv /NTAB*0/, iy /0/
if (idum.le.0.or.iy.eq.0) then
idum=max(-idum,1)
do 11 j=NTAB+8,1,-1
k=idum/IQ
idum=IA*(idum-k*IQ)-IR*k
if (idum.lt.0) idum=idum+IM
if (j.le.NTAB) iv(j)=idum
11 continue
iy=iv(1)
endif
k=idum/IQ
idum=IA*(idum-k*IQ)-IR*k
if (idum.lt.0) idum=idum+IM
j=1+iy/NDIV
iy=iv(j)
iv(j)=idum
ran1=min(AM*iy,RNMX)

```

return
END

Abstract

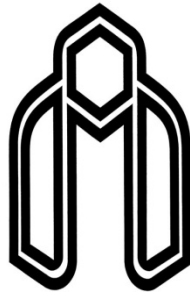
There has been so much attention in FePt magnetic nanoparticles with $L1_0$ phase due to their high uniaxial magneto crystalline anisotropy. FePt nanoparticles can also be important in many applications, such as: perpendicular magnetic recording media, high performance permanent magnets and sensors. In a high coercivity systems, data can be stored for a longer duration. In order to create a magnetic media with stable recording bits against thermal effects, we need high anisotropy magnets. One way to achieve higher coercivity and energy product is Exchange Bias Effect. Coupling hard and soft magnetic materials together leads to coercivity enhancement and higher energy product and stability of the system. In this work, we simulate FePt magnetic system using monte carlo method and different aspects of FePt magnetic nanoparticles such as curie temperature, exchange bias and coercivity with changing of thickness, anisotropy, percentage of Pt were studied.

KeyWords: Exchange bias effect, FePt nanoparticles, Monte carlo method, Coercivity.

Abstract

There has been so much attention in FePt magnetic nanoparticles with $L1_0$ phase due to their high uniaxial magneto crystalline anisotropy. FePt nanoparticles can also be important in many applications, such as: perpendicular magnetic recording media, high performance permanent magnets and sensors. In a high coercivity systems, data can be stored for a longer duration. In order to create a magnetic media with stable recording bits against thermal effects, we need high anisotropy magnets. One way to achieve higher coercivity and energy product is Exchange Bias Effect. Coupling hard and soft magnetic materials together leads to coercivity enhancement and higher energy product and stability of the system. In this work, we simulate FePt magnetic system using monte carlo method and different aspects of FePt magnetic nanoparticles such as curie temperature, exchange bias and coercivity with changing of thickness, anisotropy, percentage of Pt were studied.

KeyWords: Exchange bias effect, FePt nanoparticles, Monte carlo method, Coercivity.



Shahrood University of Technology

Department of Physics

Master of Science Thesis

Exchange Bias In Magnetic Thin Film Bilayers

Azam Hemmatabadi

Supervisors:

Dr. Mohamad Ebrahim Ghazi

Dr. Hadi Arabshahi

February 2012