

## نانومغناطیس

### باقر اصلی بیکی<sup>۱</sup>، پرویز کاملی<sup>۲</sup> و هادی سلامتی<sup>۲</sup>

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

پست الکترونیکی: b.aslibeiki@tabrizu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۳/۹/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۵/۸/۸)

#### چکیده

نانومغناطیس شاخه‌ای از فناوری نانو است که به بررسی ویژگی‌های نانوذرات مغناطیسی می‌پردازد. ابرپارامغناطیس تک حوزه، ابر فرومغناطیس و شیشه ابراسپینی از حالات مختلف مغناطیسی‌اند که در مجموعه‌ای از نانوذرات مشاهده شده است. هر کدام از این حالات مغناطیسی دارای ویژگی‌های منحصر به فردی هستند و محدوده کاربرد نانوذرات را تعیین می‌کنند. یک نانوذره دارای پوسته‌ای متشکل از اسپین‌های بی نظم و هسته‌ای با اسپین‌های تقریباً منظم است. مطالعه سیستم نانوذرات نیاز به کاوش و مشخصه‌یابی ویژگی‌های متعددی از جمله انواع ناهمسانگردی‌ها، قدرت برهم‌کنش بین ذرات، زمان‌های واهلش، میدان وادارندگی، مغناطش باقی مانده، مغناطش اشباع و... دارد. محققان تلاش‌های فراوانی در جهت مشخصه‌یابی نانوذرات مغناطیسی می‌کنند که با گسترش دامنه کاربرد این مواد در صنعت، پزشکی و زندگی روزمره، این تحقیقات روز به روز رشد فزاینده‌ای می‌یابد.

واژه‌های کلیدی: نانوذرات، ابرپارامغناطیس، پذیرفتاری مغناطیسی، برهم‌کنش‌ها، منحنی هنکل

#### ۱. مقدمه

به طوری که در سال‌های اخیر مطالعه روی ویژگی‌های مختلف

مواد در ابعاد نانو رشد چشم‌گیری داشته است.

برای تولید مواد نانو ساختار دو روش کلی وجود دارد:

۱. روش بالا به پایین.

۲. روش پایین به بالا.

در روش بالا به پایین که شامل روش‌هایی مانند آسیاب کاری، کندوپاش و لیتوگرافی می‌باشد نمونه‌ها از ابعاد بزرگ‌تر خرد شده و آنقدر کوچک‌تر می‌شوند تا به ابعاد نانو برسند. با روش ساخت مبتنی بر لیتوگرافی که در صنعت

مواد نانو ساختار به موادی گفته می‌شود که حداقل در یک بعد کمتر از ۱۰۰ نانومتر باشند. مواد در ابعاد نانو ویژگی‌های جالب الکتریکی، شیمیایی، نوری، مکانیکی و مغناطیسی از خود نشان می‌دهند که نمونه‌های حجمی مشابه چنین ویژگی‌هایی را ندارند. این ویژگی‌ها منجر به گسترش دامنه استفاده از نانوذرات در زمینه‌های مختلف صنعتی و پزشکی شده است. افزایش کاربردهای نانوذرات که به دلیل اثرات اندازه ریز ناشی می‌شوند، باعث علاقه شدید محققان به این زمینه علمی شده،

نانوذرات فریت‌های اسپینلی از جمله مهمترین مواد مورد توجه در حوزه نانومغناطیس هستند که به دلیل کاربردهای فراوان در صنایع مختلف توجه ویژه‌ای به آنها شده است. به ویژه این که در سال‌های اخیر استفاده از این ذرات در درمان‌های پزشکی با استفاده از رفتارهای ابرپارامغناطیسی آنها جلوه خاصی به این زمینه مطالعاتی داده است.

بنابر دانش مولفین این مقاله، تاکنون در زمینه نانومغناطیس مقاله‌ای جامع و تفصیلی در مجلات داخلی ایران به چاپ نرسیده است. لذا در این مقاله که شامل گردآوری نتایج حاصل از سال‌ها تلاش محققان جهان در عرصه نانومغناطیس می‌باشد، مؤلفین از مقالات و کتب متعددی که در این زمینه به چاپ رسیده استفاده کرده‌اند تا فیزیک نانوذرات مغناطیسی را به تفصیل مورد بررسی قرار داده و در اختیار دانشجویان و محققان داخلی که در این زمینه به پژوهش می‌پردازند قرار دهد.

عناوین اصلی این مقاله به شرح زیر می‌باشد:

۲. معرفی نانوذرات مغناطیسی تک حوزه
۳. ابرپارامغناطیس
۴. پذیرفتاری مغناطیسی متناوب ( $ac$ ) سیستم نانوذرات
۵. برهم‌کنش‌های مغناطیسی بین نانوذرات مغناطیسی
۶. اثر برهم‌کنش‌ها روی مغناطیس سیستم‌های نانوذرات
۷. مبحث تکمیلی درباره ویژگی‌های نانوذرات مغناطیسی

## ۲. نانو ذرات مغناطیسی تک حوزه

در سال ۱۹۳۰ فرانکلن<sup>۱</sup> و دورفمن<sup>۲</sup> با استفاده از مطالعات مبتنی بر مشخصه‌یابی انرژی برای اولین بار نشان دادند که ذرات یک ماده فرومغناطیس در زیر یک اندازه بحرانی، تک حوزه مغناطیسی می‌شوند [۳]. بعدها کیتل<sup>۳</sup> برای اولین بار در سال ۱۹۴۶ اندازه بحرانی تک حوزه شدن نانوذرات را تخمین زد [۴]. بدین ترتیب مطالعات نظریه روی ذرات تک حوزه از اواسط قرن بیستم میلادی شروع شد و کمی بعد تحقیقات تجربی و نظری بر روی پدیده تک حوزه شدن نانو ذرات نیز

گسترش فراوانی یافته می‌توان طیف وسیعی از نانو ساختارهایی با اشکال و اندازه‌های مختلف تولید کرد. با این حال لیتوگرافی معمولاً روشی زمان‌بر و پرهزینه می‌باشد و برای ساخت نانو ساختارهایی در حجم انبوه مناسب نیست. از سوی دیگر روش پایین به بالا به روشی اطلاق می‌شود که در آن پیوندهای اتمی و یا مولکولی تشکیل شده و رشد می‌یابند تا ماده نانو ساختار تولید شود. روش‌هایی چون روش سل-ژل، هم‌رسوبی و تجزیه گرمایی از جمله روش‌های پایین به بالای تولید نانو ساختارها می‌باشند.

نانومغناطیس شاخه‌ای از فناوری نانو است که به بررسی رفتار مغناطیسی مواد در ابعاد نانو می‌پردازد. با گذار به ابعاد نانو، مغناطش مواد به شدت تحت تاثیر اندازه نمونه قرار می‌گیرد و ممکن است رفتاری کاملاً متفاوت با حالت حجمی نشان دهد [۱، ۲]. در این حوزه اثرات سطحی وارد شده و ناهمسانگردی سطحی مطرح می‌شود که در ابعاد ماکروسکوپی وجود ندارند. نانوذرات ابرپارامغناطیس تک حوزه یکی از مهمترین مقولات مورد توجه در نانومغناطیس است. برای ذرات تک حوزه، مغناطش سیستم عمدتاً از پاسخ ممان مغناطیسی هسته (که به آن ابراسپین گفته می‌شود) به میدان خارجی ایجاد می‌شود. در این ذرات پوسته شامل اسپین‌های بی‌نظمی است که در دماهای پایین حالات شیشه‌اسپینی سطحی در آن رخ می‌دهد. حالات بی‌نظم شیشه‌اسپینی میان ممان‌های مغناطیسی ذراتی با برهم‌کنش‌های کاتوره‌ای رخ می‌دهد. در نانوذرات منظم با اندازه یکسان و برهم‌کنش قوی ممکن است نظم‌های بلند برد فرومغناطیس مانند میان ابراسپین‌ها ایجاد شود که به آن ابرفرومغناطیس می‌گویند. لذا سه فاز ابرپارامغناطیس، ابرفرومغناطیس و شیشه‌اسپینی سه حالت مهم در نانومغناطیس به شمار می‌آیند که مورفولوژی و ساختار نانوذرات و همچنین قدرت برهم‌کنش میان آنها تعیین کننده نوع فاز مغناطیسی موجود در سیستم می‌باشد. بایستی به این نکته توجه کرد که ابرفرومغناطیس‌ها و شیشه‌های ابراسپینی با افزایش دما به فاز ابرپارامغناطیسی گذار می‌کنند و در این محدوده رفتاری پارامغناطیس مانند از خود نشان می‌دهند.

۱. Frenkel

۲. Dorfman

۳. Kittel

جدول ۱. شعاع بحرانی تک حوزه شدن نانو ذرات کروی شکل با ناهمسانگردی تک محوری در دمای اتاق [۱۴-۱۶].

ماده	hcp Co	Fcc Co	Fe	Ni	FePt	CoPt	Fe <sub>۳</sub> O <sub>۴</sub>	CoFe <sub>۲</sub> O <sub>۴</sub>	Fe <sub>۳</sub> O <sub>۴</sub>	SmCo <sub>۵</sub>
rc (nm)	۸	۴	۸	۲۸	۲۸	۳۰	۴۵	۵۰	۶۴	۳۷۵

حوزه تبدیل به تک حوزه شود مانند حالتی که شکل نانو ذره از کروی به بیضی گون تغییر کند. اگر بخواهیم با روش‌های تجربی قطر بحرانی نانو ذره را تعیین کنیم کار مشکل تری نسبت به محاسبات نظری خواهیم داشت. با این حال روش‌های تجربی‌ای وجود دارد که با استفاده از آنها به طور مستقیم می‌توان قطر بحرانی را تعیین کرد. به عنوان مثال می‌توان از مشخصه‌یاب‌های میکروسکوپ نیروی مغناطیسی [۹، ۱۰] و SQUID نام برد [۱۱-۱۳].

وقتی می‌گوییم یک ذره تک حوزه است این موضوع دلیلی بر راستاگیری کاملاً یکنواخت و موازی اسپین‌های داخل ذره نمی‌باشد بلکه منظور از تک حوزه بودن، عدم وجود دیواره حوزه در آن ذره است. لذا یک ذره تک حوزه دارای دیواره نیست و انرژی دیواره را نخواهد داشت. علاوه بر این بایستی توجه کرد که یک ذره تک حوزه لزوماً یک ذره کوچک نیست. مقالات متعددی وجود دارند که داده‌های گزارش شده و تحلیل‌های مربوط به آنها نشان می‌دهد که ذرات نسبتاً بزرگ نیز می‌توانند تک حوزه باشند [۱۷-۱۹]. اندازه ذره هر چقدر بزرگ‌تر باشد رفتار نمونه‌های حجمی را نشان خواهد داد و با کوچک‌تر شدن ذرات به محدوده پایین‌تر از حد تک حوزه، مواد ویژگی‌های متفاوتی نسبت به نمونه‌های حجمی پیدا می‌کنند.

هنگامی که یک ماده حجمی کوچک و کوچک‌تر شود و به اندازه‌ای برسد که نسبت تعداد اتم‌های سطح به کل اتم‌ها حدود نصف کل اتم‌ها باشد، در این صورت تغییرات قابل توجهی در ویژگی‌های آن ماده پدیدار خواهد شد [۱۲]. در مورد نانو ذرات مغناطیسی یک فرمول‌بندی جالب برای این مقیاس پیشنهاد شده است. اگر فرض کنیم ضخامت پوسته نانو ذره برابر  $r$  باشد در این صورت تعداد پیوندهای تبادلی در این ناحیه (اتم‌های سطح) نصف اتم‌های داخل حجم خواهد بود. از آنجایی که دمای کوری مستقیماً با تعداد و قدرت برهم‌کنش‌های پیوندهای تبادلی در ارتباط است، لذا با تغییر اندازه ذرات دمای کوری تغییر

گسترش پیدا کرد. مطالعات نظری و تجربی محققان نشان می‌داد که میدان وادارندگی مواد فرومغناطیس با کوچک‌تر شدن اندازه ذرات تغییر می‌کند که این پدیده برای ساخت آهنرباهای دائمی از اهمیت بالایی برخوردار بود.

ممان مغناطیسی  $m$  یک ذره تک حوزه فرومغناطیسی متناسب با حجم آن است و هرچه حجم ذره بزرگ‌تر شود ممان مغناطیسی نیز بزرگ‌تر خواهد بود. ممان مغناطیسی ذرات تک حوزه را می‌توان به صورت ممان بزرگی از مرتبه هزاران مگنتون بوهر در نظر گرفت و آن را ابراسپین نامید [۵]. برای ساده‌سازی‌های محاسباتی، معمولاً نانو ذرات به صورت بیضی گون‌هایی در نظر گرفته می‌شوند که ممان‌های آنها در جهت محور بزرگ بیضی گون که کمترین ناهمسانگردی شکلی را دارد جهت گیری کرده‌اند [۶]. شعاع بحرانی یک ذره کروی برای تک حوزه شدن از رابطه زیر حاصل می‌شود [۷]:

$$r_c \approx \frac{9(AK)^{1/2}}{\mu_0 M_s^2} \quad (1)$$

که در آن  $A$  ثابت تبادلی و  $K$  ثابت ناهمسانگردی تک محوری،  $\mu_0$  نفوذپذیری خلا و  $M_s$  مغناطش اشباع است. به عنوان مثال مقادیر نوعی شعاع بحرانی آهن ۱۵ نانومتر، کبالت ۴ نانومتر و  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  ۳۰۷ نانومتر گزارش شده است [۸]. این اعداد ممکن است با توجه به شکل ذرات و همچنین روش آزمایش‌ها و نحوه محاسبات تغییر کند. نتایج محاسبات اندازه تک حوزه شدن نانو ذرات برای چند ماده مختلف در جدول ۱ آورده شده است [۱۴-۱۶]. در این جدول مقادیر قطر بحرانی مربوط به گذار چند حوزه به تک حوزه برای نانو ذرات کروی شکل با ناهمسانگردی تک محوری محاسبه شده است. برای حالات دیگری مانند ناهمسانگردی‌های مکعبی و شش گوشه و یا نانو ذراتی با اشکال مختلف، محاسبات مربوط با تعیین قطر بحرانی متفاوت خواهد بود. به عنوان مثال اگر حجم نانو ذره ثابت باشد اما شکل آن تغییر کند در این صورت ممکن است ذره چند

### ۳. ابرپارامغناطیس

همان طور که قبلاً اشاره کردیم نانوذرات فرومغناطیسی وقتی به یک شعاع بحرانی می‌رسند در اثر تقابل میان انرژی تشکیل دیواره‌ها از یک سو و انرژی وامغناطش از سوی دیگر، تک حوزه می‌شوند. بردار مغناطش نانو ذرات تک حوزه در راستای محور آسان جهت‌گیری می‌کند تا انرژی ناهمسانگردی نیز کمینه شود. از اینرو برای مجموعه‌ای از نانوذرات تک حوزه با ناهمسانگردی تک محوری، انرژی ناهمسانگردی بلوری با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$E_a^{uni} = KV \sin^2 \theta, \quad (2)$$

که در آن  $K$  ثابت ناهمسانگردی تک محوری موثر نامیده می‌شود. با توجه به رابطه فوق می‌توان دریافت که ناهمسانگردی در دو زاویه  $\theta = 0, \pi$  کمینه می‌شود.

با توجه به رابطه (۲) برای یک نانوذره، سد انرژی برای گذار از یک حالت کمینه انرژی به حالت دیگر برابر خواهد بود با:

$$\Delta E_B = KV, \quad (3)$$

بنابراین سد انرژی بین حالات تعادلی، به اندازه ذرات و نوع ساختار آن که تعیین کننده ضریب ناهمسانگردی است بستگی دارد. این انرژی نشان دهنده مقدار انرژی لازم برای تغییر جهت دادن بردار مغناطش از کمینه انرژی در زاویه  $\theta = 0$  به کمینه انرژی دوم در  $\theta = \pi$  می‌باشد. شکل ۱ حالت‌های کمینه انرژی بردار مغناطش و همچنین سد انرژی لازم برای عبور از یک حالت تعادلی به حالت دیگر را به صورت شماتیک نشان می‌دهد. در دماهای بالا مقدار انرژی  $KV$  ممکن است در مقایسه با انرژی گرمایی آنقدر ناچیز باشد که افت و خیزهای انرژی (گرمایی) منجر به عبور بردار مغناطش از جهت محور آسان به خلاف جهت آن و برعکس شوند. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که در دماهای بالا و در حد  $k_B T \gg KV$  جهت‌گیری بردار مغناطش کاملاً کاتوره‌ای خواهد بود. چنین حالتی را حالت ابرپارامغناطیس همسانگرد می‌نامند. با کاهش دمای سیستم، انرژی ناهمسانگردی اثر قابل ملاحظه‌ای روی دینامیک ذرات می‌گذارد به طوری که در حد  $k_B T \sim KV$  حالت ابرپارامغناطیس ناهمسانگرد ایجاد می‌شود. با سرد کردن نمونه

خواهد کرد. نیکولف<sup>۱</sup> و شپیلین<sup>۲</sup> بستگی دمای کوری به اندازه ذرات مگنتایت ( $Fe_3O_4$ ) را بررسی کردند و متوجه شدند که پارامتر  $r$  به شعاع ذره وابسته است و با کاهش شعاع ذره افزایش می‌یابد [۱۷]. برای نانو ذرات با شعاع ۲/۵ نانومتر مقدار  $r$  حدود ۰/۵ نانومتر است. از طرفی با افزایش شعاع نانو ذرات مگنتایت به بالاتر از ۲۰ نانومتر، ضخامت پوسته به صفر میل می‌کند.

وقتی میدان مغناطیسی به یک ذره تک حوزه مغناطیسی اعمال شود ممان‌های مغناطیسی در راستای میدان جهت‌گیری کرده و ذره اصطلاحاً مغناطیده می‌شود. با حذف میدان اعمالی به دلیل افت و خیزهای گرمایی و انرژی ناهمسانگردی، مغناطش می‌تواند کاملاً و یا تا حدی از بین برود. مدل‌های متعددی برای برگشت پذیری مغناطش ذرات تک حوزه ارائه شده است، که از آن جمله می‌توان به مدل معروف ارائه شده توسط استونر<sup>۳</sup> و ولفارت<sup>۴</sup> در مورد چرخش همدوس مغناطش اشاره کرد [۲۰]. در مدل استونر- ولفارت فرض می‌شود که نانوذرات تک محوری و غیر برهم‌کنشی هستند و تمامی اسپین‌های اتمی هم راستا هستند و باهم می‌چرخند. این مدل در بخش بعد به طور مختصر شرح داده خواهد شد. در دماهای بالا انرژی ناشی از افت و خیزهای گرمایی می‌تواند برانرژی ناهمسانگردی غلبه کند و منجر به تغییر جهت ممان ذره گردد. زمان واهلش مربوط به این فرایند توسط نیل<sup>۵</sup> در سال ۱۹۴۹ ارائه شد [۲۱]. در سال ۱۹۶۳ مدل نیل توسط براون<sup>۶</sup> برای ذرات برهم‌کنشی بسط یافت [۲۲]. مدل‌های استونر- ولفارت، مدل واهلش نیل و مدل براون از جمله مدل‌های نسبتاً ساده‌ای هستند که در مورد نانو ذرات تک حوزه به کرات مورد استفاده قرار می‌گیرند. در نانو ذرات بزرگ‌تر، ممکن است بازگشت مغناطش (واهلش) به صورت ناهمدوس و بسیار پیچیده‌تر صورت گیرد [۲۳، ۲۴]. در بخش‌های بعدی درباره این مدل‌ها به تفصیل بحث خواهد شد.

۱. Nikolaev

۲. Shipilin

۳. Stoner

۴. Wohlfarth

۵. Néel

۶. Brown

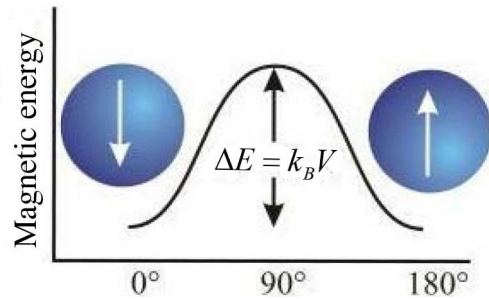
بزرگ ابراسپین‌ها در مقایسه با اسپین‌های اتمی، پذیرفتاری مغناطیسی ابرپارامغناطیس‌ها بسیار بزرگ‌تر از پارامغناطیس‌ها است [۲۵]. نکته دیگری که بایستی به آن اشاره شود این است که ابرپارامغناطیس‌ها دو ویژگی عمده دارند: اول اینکه در بالای دمای قفل شدگی هیچ گونه پسماند مغناطیسی نشان نمی‌دهند و دوم اینکه منحنی مغناطش آنها وابسته به دما است.

### ۲.۳. ابرپارامغناطیس ناهمسانگرد

همان طور که اشاره شد، در غیاب میدان مغناطیسی خارجی چرخش ممان مغناطیسی یک ذره برای رسیدن به راستایی که کمترین انرژی را داشته باشد نیازمند غلبه بر سد انرژی  $KV$  می‌باشد. رابطه میان زمان مشخصه (زمان واهلش) افت و خیزهای گرمایی ممان مغناطیسی یک ذره تک حوزه با ناهمسانگردی تک محوری توسط رابطه نیل داده می‌شود [۲۱]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (4)$$

در این رابطه پارامتر  $\tau_0$  به عوامل مختلفی مانند دما، مغناطش اشباع، ثابت‌های ناهمسانگردی، سد انرژی و... وابسته است [۲۶، ۲۷]. با این حال معمولاً مقدار آن در محدوده  $10^{-13}$  s تا  $10^{-9}$  در نظر گرفته می‌شود [۲۸]. این رابطه بعدها توسط براون گسترش داده شد [۲۹-۳۱]. رابطه نیل - براون زمان مشخصه لازم برای رسیدن به حالت تعادل گرمایی سیستم‌هایی را که شامل ذرات مغناطیسی تک حوزه غیر برهم‌کنشی هستند به دست می‌دهد. در دماهای بالا وقتی  $KV/k_B T \ll 1$  است، زمان لازم برای رسیدن به کمینه انرژی از زمان مشخصه اندازه‌گیری  $\tau_{meas}$  کوتاه‌تر است و لذا سیستم پسماند مغناطیسی نشان نمی‌دهد. اما با کاهش دما در حد  $KV/k_B T \gg 1$  برای رسیدن سیستم به کمینه انرژی (حالت تعادل) ممکن است کمینه انرژی (حالت تعادل) ممکن است زمان طولانی‌تری لازم باشد. در واقع با کاهش دمای سیستم، افت و خیز میان دو حالت تعادلی کاهش و زمان واهلش افزایش می‌یابد. شکل ۲ منحنی زمان مشخصه بر حسب دما را طبق رابطه نیل - براون نشان می‌دهد. اگر  $\tau_{meas} \gg \tau$  باشد در این صورت سیستم در حالت ابرپارامغناطیس است و با تغییرات



شکل ۱. تصویر شماتیکی از سد انرژی  $\Delta E_B$  میان حالات تعادلی برای یک ذره تک حوزه با ناهمسانگردی تک محوری.

به سمت دماهای پایین و جایی که  $k_B T < KV$  شود، ابراسپین نانوذرات در یکی از جهت‌های آسان مغناطیسی قفل می‌شود و اصطلاحاً می‌گوییم نانوذرات در حالت قفل شده هستند.

برای سیستمی از نانو ذرات برهم‌کنشی ممکن است حالات جمعی مانند شیشه ابراسپینی یا ابرفرومغناطیس رخ دهد. بایستی توجه داشت که در صورتی چنین گذارهای مغناطیسی رخ می‌دهد که دمای گذار به حالت شیشه ابراسپینی ( $T_g$ ) یا دمای گذار به حالت ابرفرومغناطیس ( $T_c$ ) بزرگتر از دمای قفل شدگی ( $T_B$ ) نانوذرات باشد. در ادامه به تفصیل درباره این حالات بحث خواهد شد.

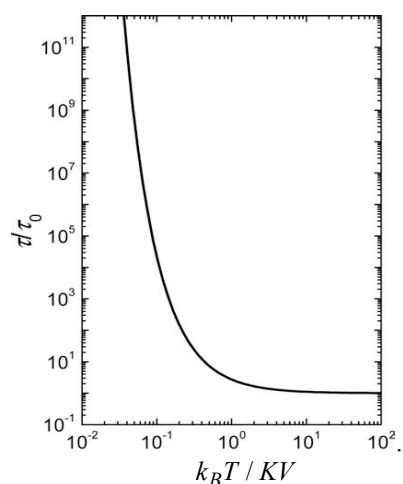
### ۱.۳. ابرپارامغناطیس همسانگرد

مجموعه‌ای از نانو ذرات تک حوزه همسانگرد را در نظر بگیرید. تغییرات مغناطش این مجموعه با افزایش میدان مغناطیسی اعمالی مشابه رفتار پارامغناطیس اتمی است. فرض کنید ممان مغناطیسی هر ذره تک حوزه یعنی هر ابراسپین را با  $m$  نشان دهیم. در این صورت با صرف نظر از انرژی ناهمسانگردی، در هر دمایی مولفه ممان دوقطبی متوسط حالت تعادل سیستمی از این نانو ذرات در راستای میدان مغناطیسی خارجی  $H$  برابر است با:  $mL(y)$  که در آن  $L(y)$  تابع لانژوین و  $y = \mu_0 m H / k_B T$  می‌باشد [۷]. با این که ابراسپین  $m$  که در این رابطه از آن استفاده شده است بسیار بزرگ‌تر از اسپین اتمی است، با این حال رفتار مغناطش ذرات تک حوزه در حضور میدان خارجی کاملاً شبیه پارامغناطیس اتمی است و تنها تفاوت آن مربوط به اندازه اسپین‌ها می‌شود. با توجه به اندازه بسیار

مجزای تک حوزه بدون برهم‌کنش با اندازه و ناهمسانگردی یکسان صادق است. اگر نانو ذرات هم اندازه نباشند در این صورت توزیعی از دماهای قفل شدگی وجود خواهد داشت که متناسب با توزیع اندازه ذرات است.

زمان مشخصه اندازه‌گیری  $\tau_{meas}$  با توجه به نوع آزمایش‌ها تغییر می‌کند. به عنوان مثال برای اندازه‌گیری پراش نوترون غیر کشسان در محدوده  $10^{-10}$ – $10^{-12}$  s، برای طیف سنجی موسبار در محدوده  $10^{-7}$ – $10^{-1}$  s [۳۶] و برای اندازه‌گیری پذیرفتاری مغناطیسی متناوب در محدوده  $10^{-1}$ – $10^{-5}$  s می‌باشد. لذا بایستی توجه شود که برای یک نمونه خاص، دمای قفل شدگی وابسته به نوع اندازه‌گیری است و تغییر می‌کند. براون نشان داد که  $\tau$  به مشخصات ماده مانند اندازه و ناهمسانگردی‌های آن، میدان اعمالی و حتی دما وابسته است [۳۷]. با توجه به معادله ۴ ملاحظه می‌شود که زمان واهلش  $\tau$  به دما و حجم نمونه وابسته است و می‌تواند در محدوده  $10^{-9}$  s الی سال‌ها طول بکشد (شکل ۲). هنگامی که به دمای قفل شدگی نزدیک می‌شویم به دلیل اهمیت پیدا کردن انرژی ناهمسانگردی در مقایسه با افت و خیزهای گرمایی، مغناطش دیگر از معادله لانتزومین تبعیت نمی‌کند. به عنوان مثال، وایک هوست<sup>۱</sup> و همکارانش [۳۸] رفتار منحنی مغناطش بر حسب میدان را در دماهای مختلف بررسی کردند و ملاحظه کردند که منحنی  $M(H)$  درست کمی بالاتر از دمای قفل شدگی از رفتار لانتزومینی منحرف می‌شود (شکل ۳). در واقع با نزدیک شدن به دمای قفل شدگی (از دماهای بالاتر از دمای قفل شدگی) حضور میدان ناهمسانگردی منجر به انحراف از قانون پارامغناطیسی لانتزومین می‌شود. در این حالت معادله تعمیم یافته لانتزومین با در نظر گرفتن میدان ناهمسانگردی می‌تواند کارگشا باشد. بین<sup>۲</sup> و لیوینتون<sup>۳</sup> [۳۹] میدان ناهمسانگردی را به صورت  $H_A = 2\Delta E_B/m$  معرفی کردند که در آن  $\Delta E_B$  سد انرژی ناهمسانگردی در شکل ۱ است. در این حالت با لحاظ کردن جمله مربوط به انرژی مغناطواستاتیکی، انرژی کل سیستم از رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$E_m = -\Delta E_B \cos^2 \theta - \mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H}, \quad (۸)$$



شکل ۲. وابستگی دمایی زمان واهلش مطابق رابطه نیل - براون [۱۵، ۳۲].

میدان و دما سریعاً به حالت تعادل خود می‌رسد. اما اگر  $\tau_{meas} \ll \tau$  باشد، با تغییر میدان خارجی سیستم نمی‌تواند به این تغییرات پاسخ سریع دهد. در حالتی که  $\tau_{meas} = \tau$  باشد رابطه نیل - براون دمای قفل شدگی را به دست خواهد داد. به عنوان مثال اگر  $\tau_{meas} = 100$  و  $\tau_0 = 10^{-9}$  s باشد، در  $\tau_{meas} = \tau$  رابطه نیل - براون منجر به:  $KV = 25/3 k_B T$  خواهد شد، که از آنجا دمای قفل شدگی تقریباً به صورت زیر دست می‌آید:

$$T_b = \frac{KV}{25k_B}. \quad (۵)$$

رابطه شماره (۵) برای حالتی است که میدان خارجی وجود نداشته باشد. در حضور میدان خارجی دمای قفل شدگی با رابطه زیر داده می‌شود:

$$T_b(H) = T_b(0) \left(1 - \frac{H}{H_c}\right)^k \quad (۶)$$

که در آن  $K=2$  برای حد میدان‌های کوچک [۳۳] و  $K=2/3$  برای میدان‌های بزرگ [۳۴] و  $H_c = 2 K/M_s$  میدان وادارندگی است. داده‌های تجربی به دست آمده برای نانو ذرات مغناطیسی نشان می‌دهد که با افزایش میدان مغناطیسی اعمالی دمای قفل شدگی کاهش می‌یابد [۳۵].

با استفاده از رابطه نیل - براون دمای قفل شدگی را می‌توان به صورت زیر به دست آورد:

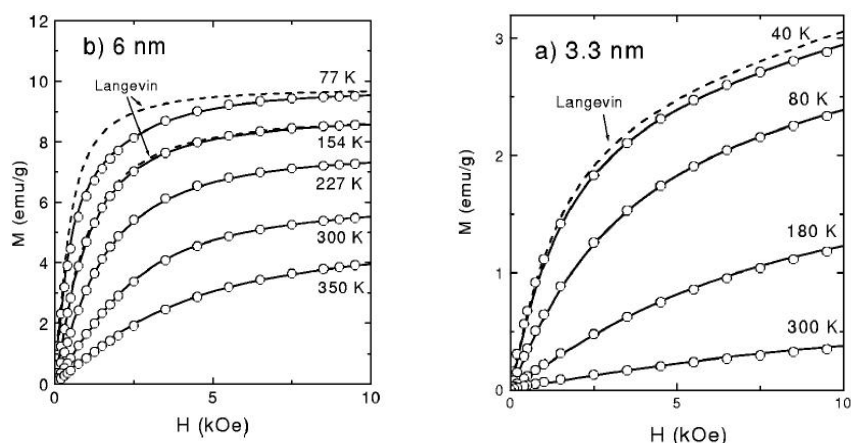
$$T_b \approx KV / k_B \ln(\tau_{meas} / \tau_0) \quad (۷)$$

باید توجه کنیم که رابطه فوق تنها برای سیستمی از نانو ذرات

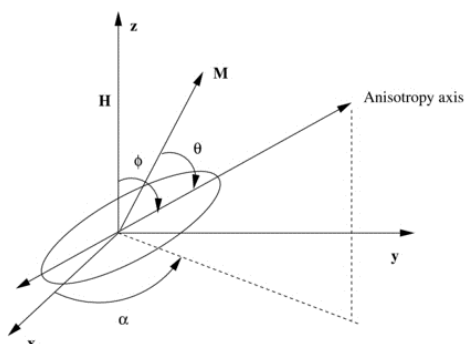
۱. Wiekhorst

۲. Bean

۳. Livingston



شکل ۳. منحنی  $M/H$  نانوذرات  $\text{CoPt}_n$  (با اندازه‌های متوسط ۳٫۳ و ۶ نانومتر) در دماهای مختلف [۱۵، ۳۸].

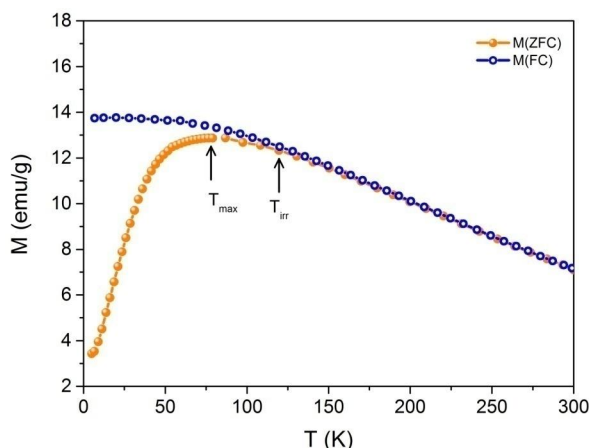


شکل ۴. مدل استونر-ولفارد برای مغناطش نانوذرات بیضی گون [۴۱].

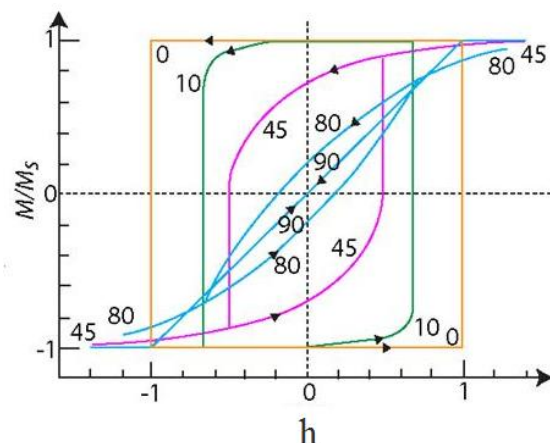
### ۳.۳. ابرپارامغناطیس قفل شده

همان طور که اشاره شد مغناطش ذرات کاملاً قفل شده برای اولین بار توسط استونر و ولفارد مورد مطالعه قرار گرفت [۲۰]. مدل استونر-ولفارد (SW) منحنی مغناطش مجموعه‌ای از ذرات تک حوزه با ناهمسانگردی تک محوری را توصیف می‌کند و نتایج آن سمت و سوی مهمی به نظریه مواد مغناطیسی دائمی داد. در این مدل دو فرض در نظر گرفته شده است. اول این که چرخش مغناطش داخل نانو ذره منجسم و همدوس است و دوم این که برهم‌کنش میان ذرات ناچیز و قابل اغماض باشد. در این مدل ذرات بیضی گون در نظر گرفته شده است. در شکل ۴ مدل SW نشان داده شده است. در این شکل فرض شده که زاویه محور آسان با میدان مغناطیسی اعمالی برابر  $\phi$  باشد. در این حالت بردار مغناطش تمایل به چرخش در جهت میدان اعمالی دارد. زاویه ایجاد شده میان محور آسان و بردار مغناطش

که در آن زاویه  $\theta$  میان  $m$  و محور آسان است. به دلیل تفاوت ناهمسانگردی نمونه‌های لایه نازک با نانو ذرات و نمونه‌های حجمی، اندازه زاویه میان محور آسان و میدان اعمالی در نمونه‌های لایه نازک اهمیت بیشتری دارد [۴۰]. در دماهای نزدیک به دمای قفل‌شدگی جمله ناهمسانگردی روی رفتار مغناطش تاثیر مهمی می‌گذارد. در شکل ۲-۱۱ منحنی مغناطش بر حسب دمای سیستم ذرات  $\text{CoPt}_n$  (با اندازه‌های متوسط ۳٫۳ و ۶ نانومتر) نشان داده شده است. در این شکل از معادله لانژوین و معادله تعمیم یافته لانژوین برای برازش داده‌های تجربی استفاده شده است. همان طور که ملاحظه می‌شود در دماهای بالا هر دو معادله نتایج خوبی دارند و با هم در توافق هستند اما در دماهای پایین رابطه تعمیم یافته نتایج بهتری نشان می‌دهد. این موضوع بیانگر اهمیت انرژی ناهمسانگردی در دماهای پایین است جایی که افت و خیزهای گرمایی ابراسپین ها کاهش می‌یابد و جمله ناهمسانگردی (سد انرژی) اهمیت پیدا می‌کند. در دماهای پایین مقادیر مغناطش حاصل از منحنی به دست آمده از معادله لانژوین بزرگ‌تر از مقادیر تجربی است. همان طور که از شکل ۳ ملاحظه می‌شود، انحراف از رابطه لانژوین در نمونه ۶ نانومتری ملموس‌تر از نمونه ۳٫۳ نانومتری ذرات تک حوزه بستگی دارد و با بزرگ‌تر شدن اندازه ذرات، انرژی ناهمسانگردی بزرگ‌تر می‌شود. با افزایش دمای سیستم، انرژی افت و خیزهای گرمایی بر سد انرژی ناهمسانگردی غلبه کرده و رابطه لانژوین نتایج قابل قبولی به دست می‌دهد.



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی‌های  $ZFC$  و  $FC$  نانو ذرات  $MnFe_2O_4$  در زمینه‌ای از تری‌اتیلن گلیکول [۴۴].



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی حلقه پسماند مغناطیسی نانو ذرات کروی تک محوری طبق مدل استونر-ولفارد برای  $\phi$  های مختلف [۲۰].

$ZFC$  و  $FC$  می‌باشد. در فرایند  $ZFC$  نمونه از دماهای بالا که کل نانو ذرات در حالت ابرپارامغناطیس هستند، تحت میدان صفر سرد می‌شود سپس یک میدان کوچک ( $1-100 Oe$ ) اعمال می‌شود و مغناطش نمونه طی فرایند گرم شدن بر حسب دما اندازه‌گیری می‌شود. در فرایند  $FC$  که معمولاً بعد از اندازه‌گیری  $ZFC$  انجام می‌شود، مغناطش نمونه با سرد کردن از دماهای بالا تحت اعمال میدان مغناطیسی اندازه‌گیری می‌شود. یک اندازه‌گیری نوعی از فرایندهای  $ZFC$  و  $FC$  در شکل ۶ نشان داده شده است. در نانو ذرات مغناطیسی منحنی‌های  $ZFC$  و  $FC$  در دماهای بالا معمولاً برهم منطبق‌اند و با کاهش دما از یکدیگر جدا می‌شوند. دمایی که در آن دو منحنی از هم جدا می‌شوند دمای برگشت ناپذیری  $T_{irr}$  نامیده می‌شود. منحنی مغناطش در حالت  $ZFC$  یک بیشینه در  $T_{max}$  نشان می‌دهد که گاهی از آن به عنوان دمای قفل شدگی  $T_B$  یاد می‌شود. منحنی  $FC$  در زیر دمای قفل شدگی رفتاری یکنواخت دارد و تغییرات آن کم است. با بررسی مقدار  $M^{ZFC} / M^{FC}$  می‌توان اطلاعاتی از مقدار متوسط دمای قفل شدگی، و همچنین با در دست داشتن ثابت ناهمسانگردی و فرض کروی بودن نانو ذرات می‌توان قطر متوسط ذرات را به دست آورد [۴۲-۴۴]. هانسن و همکارانش متوجه شدند که قله منحنی  $ZFC$  با تغییر دامنه میدان مغناطیسی اعمالی جابه‌جا می‌شود [۴۲]. آنها تاکید کردند که این جابه‌جایی

در اثر اعمال میدان مغناطیسی برابر  $\theta$  است. برای چنین سیستمی، انرژی را می‌توان به شکل زیر بیان کرد:

$$E = KV \sin^2 \theta - \mu_s H M_s \cos(\phi - \theta) \quad (9)$$

با حل معادله فوق و یافتن مقادیر  $\theta$  و  $\phi$  که در آن انرژی کمینه می‌شود مشخص شد که منحنی پسماند مغناطیسی چنین سیستمی در  $0^\circ$  و  $180^\circ$  مستطیلی شکل است و میدان وادارندگی آن برابر  $2K/M_s$  به دست آمد. ولی هنگامی که میدان مغناطیسی عمود بر محور آسان باشد ( $\phi = 90^\circ$ ) پسماند مغناطیسی در مدل  $SW$  صفر به دست می‌آید. منحنی پسماند برای مقادیر مختلف  $\phi$  در شکل ۵ نشان داده شده است. استونر و ولفارد [۲۰] حلقه پسماند مجموعه‌ای از نانو ذرات غیر برهم‌کنشی را که محور آسان آنها به طور کاتوره‌ای جهت‌گیری کرده است محاسبه کردند و نشان دادند که حلقه پسماند چنین سیستمی دارای خواص زیر است:

۱. مغناطش باقی مانده کاهش یافته آن برابر است با  $m_r = M_r / M_s = 0.5$ .

۲. میدان وادرندهگی کاهش یافته آن برابر است با  $h_c = H / H_c = 0.48$  که در آن  $H_c$  وادارندگی تک ذره تحت  $\phi = 0^\circ$  می‌باشد.

یکی از روش‌های متداول و قدرتمند برای مطالعه فیزیک نانو ذرات مغناطیسی و وابستگی دمایی مغناطش اندازه‌گیری‌های



سیستمی از نانوذرات با اندازه‌های مختلف می‌باشد. در دماهای پایین‌تر از  $T_{max}$  یک افزایش در منحنی  $FC$  مشاهده می‌شود. با این حال در برخی حالات ممکن است منحنی  $FC$  به مقدار اشباع خود برسد و تغییری نکند و در برخی حالات یک بیشینه در این منحنی دیده شده است [۴۶].

برای نانوذرات بزرگ، دمای  $T_{irr}$  به عنوان دمای قفل شدگی انتخاب می‌شود در حالی که برای سیستمی شامل نانو ذرات کوچک‌تر دمای قفل شدگی را همان دمای  $T_{max}$  منحنی  $ZFC$  در نظر می‌گیرند. با این حال باید توجه کرد که تمامی این دماهای مشخصه و رابطه آنها با توزیع اندازه ذرات ممکن است به نرخ سرد کردن و گرم کردن در اندازه‌گیری و همچنین به قدرت برهم‌کنش میان نانو ذرات وابسته باشند [۴۷]. اگر نسبت نرخ گرم کردن نمونه به نرخ سرد کردن بسیار کم باشد در این صورت ممکن است یک قله در منحنی  $FC$  در پایین‌تر از دمای قفل شدگی دیده شود. در حالتی که میان نانو ذرات برهم‌کنش وجود داشته باشد، توزیع انرژی ذرات ( $AE$ ) ممکن است نسبت به توزیع حجم ذرات باریک‌تر شود [۴۶]. در این حالت بایستی محاسبات پیچیده‌ای برای مطالعه میدان حاصل از نانوذرات همسایه و اثرات آن روی مشخصه‌های کل سیستم انجام گیرد. اعمال فشار و تراکم به سیستم نانوذرات باعث متراکم شدن آنها و افزایش قدرت برهم‌کنش شده و دمای قفل شدگی را بالا می‌برد [۴۸] و استفاده از پوشش‌های پلیمری باعث کاهش قدرت برهم‌کنش شده و دمای قله پایین‌تر خواهد رفت [۴۴].

در هیچکدام از مطالعات تجربی، در دمای  $T_B$  تغییرات شدیدی در منحنی مغناطش مشاهده نشده است. دلیل این مساله این است که همواره توزیعی از اندازه ذرات وجود دارد. ممان مغناطیسی ذرات کوچک‌تر در دماهای پایین‌تر و ذرات بزرگ‌تر در دماهای بالاتر قفل می‌شود. در عمل دمای  $T_{max}$  تقریباً همان  $\langle T_B \rangle$  در نظر گرفته می‌شود که در تطابق خوبی با بیشینه مشاهده شده در توزیع اندازه ذرات است. حتی در مورد سیستمی شامل نانو ذرات کاملاً یکسان نیز زمان واهلش به طور پیوسته تغییر می‌کند و هیچ جهشی در آن رخ نمی‌دهد. با توجه

را نباید به صورت تاثیر میدان اعمالی روی زمان واهلش تفسیر کرد بلکه به طور عمده دلیل آن وابستگی غیر خطی مغناطش ذرات قفل نشده به میدان اعمالی است.

در غیاب میدان خارجی با سرد کردن سیستم تا زیر دمای قفل شدگی، ممان مغناطیسی ذرات در راستای محور آسان مغناطش (یعنی  $\theta = \phi = 0^\circ$  در معادله ۱۰) جهت‌گیری می‌کنند و مغناطش کل در آغاز و پایان سردسازی برابر صفر است. بعد از اعمال میدان خارجی  $H$ ، برای حالت  $90^\circ < \phi - \theta$  نیازی به غلبه بر سد انرژی نیست و ممان‌های مغناطیسی در جهت انرژی کمینه‌شان راستاگیری کرده و یک مغناطش غیر صفر ایجاد می‌کنند. برای حالتی که  $90^\circ > \phi - \theta$  باشد، یک سد انرژی وجود دارد که سیستم برای رسیدن به کمینه انرژی خود بایستی بر آن غلبه کند. برای این کار لازم است که زمان مشخصه‌ای که با رابطه نیل - براون داده می‌شود سپری شود.

در اندازه‌گیری‌های مغناطش در مد  $FC$  و در زیر دمای قفل شدگی، مغناطش سیستم مستقل از دما بوده و مقدار آن برابر با  $H / 3k_B M_s^\uparrow$  می‌باشد [۴۵]. در دمای قفل شدگی یعنی  $T = T_B$  سیستم به حالت ابرپارامغناطیس می‌رود و در این حالت مغناطش با رابطه زیر داده می‌شود:

$$m_{FC} = m_{ZFC} = \frac{M_s^\uparrow}{3k_B T} \quad (10)$$

بنابراین در منحنی‌های مغناطش  $FC$  و  $ZFC$  در کل بازه دمایی بالاتر از  $T_B$  مغناطش از رابطه ۱۰ به دست می‌آید. برای  $T < T_B$  مغناطش ذره در زمان مشخصه اندازه‌گیری ( $\tau_{meas}$ ) تغییرات محسوسی ندارد. بنابراین ممان مغناطیسی در اندازه‌گیری  $FC$  برای دماهای پایین‌تر از دمای قفل شدگی با رابطه زیر داده می‌شود:

$$m_{FC} \approx \frac{M_s^\uparrow V H}{3k_B T} = const. \quad (11)$$

برای سیستمی با توزیعی از اندازه ذرات، منحنی‌های  $FC$  و  $ZFC$  در دمای قفل شدگی از هم جدا نمی‌شوند بلکه در دمایی بالاتر از این دما که نقطه برگشت ناپذیری  $T_{irr}$  نامیده می‌شود از هم جدا می‌شوند (شکل ۶). یکی دیگر از مشخصه‌های منحنی  $ZFC$  دمایی است که این منحنی در آن به بیشترین مقدار خود می‌رسد. دمای  $T_{max}$  در واقع میانگین دماهای قفل شدگی  $\langle T_B \rangle$

$$M(t) = H_{ac}(\chi'_1 \cos \omega t + \chi''_1 \sin \omega t) \quad (16)$$

در این معادله  $\chi'_1$  بیانگر پذیرفتاری مغناطیسی بنیادی و  $\chi''_1$  معرف اتلاف انرژی در نمونه است. در حد بسامد های خیلی پایین مقادیر ضرایب  $\chi''_n$  به صفر میل می‌کنند، و از آنجا مولفه‌های اول پذیرفتاری به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\chi'_1 = 1/\pi H_{ac} \int_0^\pi M(t) \cos(\omega t) d(\omega t), \quad (17)$$

$$\chi''_1 = 1/\pi H_{ac} \int_0^\pi M(t) \sin(\omega t) d(\omega t). \quad (18)$$

در این معادلات  $\chi'_1$  و  $\chi''_1$  مولفه‌های اول پذیرفتاری مغناطیسی  $ac$  می‌باشند که از این به بعد آنها را به صورت  $\chi'$  و  $\chi''$  نشان خواهیم داد که به ترتیب بخش‌های هم فاز (حقیقی) و غیر هم‌فاز (موهومی) پذیرفتاری می‌باشند. بخش حقیقی پذیرفتاری با میدان اعمالی هم‌فاز بوده و نشان دهنده مقدار پاسخ ممان‌های مغناطیسی سیستم به تغییرات میدان می‌باشد. از طرفی دیگر بخش موهومی نشان دهنده ممان‌هایی است که رفتار آنها به صورت غیر هم‌فاز با میدان اعمالی است و به عبارتی دیگر تغییرات میدان را به راحتی دنبال نکرده و باعث ایجاد اختلاف فاز با میدان اعمالی می‌شوند. این ممان‌ها هم جهت با میدان نیستند و با آن زاویه دارند و باعث افزایش انرژی سیستم می‌شوند. این انرژی به صورت گرما از سیستم خارج می‌شود لذا به آن انرژی اتلافی نیز گفته می‌شود. توان اتلافی در یک دوره تناوب را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\begin{aligned} P &= \frac{\mu_0}{T} \int_0^T H(t) \frac{dM(t)}{dt} dt \\ &= \frac{\mu_0}{T} \int_0^T H_{ac} \cos \omega t (-\omega \chi'_1 \sin \omega t + \omega \chi''_1 \cos \omega t) dt \quad (19) \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \omega H_{ac}^2 = \pi \mu_0 f \chi''_1 H_{ac}^2 \end{aligned}$$

در این روابط  $f = \omega/2\pi$  بسامد میدان اعمالی و  $\mu_0$  نفوذپذیری خلا می‌باشد. با توجه به رابطه ۱۹ ملاحظه می‌شود که توان اتلافی با مولفه موهومی رابطه خطی دارد و با افزایش آن افزایش می‌یابد.

رفتار پذیرفتاری مغناطیسی متناوب با دما در بسامدهای مختلف می‌تواند اطلاعات مفیدی از دینامیک اسپینی و همچنین میزان توان اتلافی سیستم نانو ذرات به دست دهد [۵، ۵۰، ۵۱]. برای مجموعه‌ای از نانو ذرات مغناطیسی با کاهش دمای سیستم

به رابطه نیل-براون و یک مشتق‌گیری ساده خواهیم داشت:

$$\frac{d\tau}{\tau} = -\left(\frac{dT}{T}\right) \left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \approx -25 \left(\frac{dT}{T}\right). \quad (12)$$

با توجه به رابطه فوق می‌بینیم که در نزدیکی دمای قفل شدگی، تغییرات نسبی زمان واهلش ۲۵ برابر سریع‌تر از تغییرات دمایی است. تفاوت در منحنی‌های  $FC$  و  $ZFC$  مغناطش علاوه بر سیستم‌های نانو ذرات مغناطیسی، ممکن است در مواد حجمی نیز دیده شود. بنابراین باید توجه کرد که این آزمایش‌ها یک سری روش‌های عمومی مشخصه‌یابی مغناطیسی مواد هستند.

#### ۴. پذیرفتاری مغناطیسی متناوب ( $ac$ ) سیستم نانو ذرات

اندازه‌گیری پذیرفتاری مغناطیسی  $ac$  یکی از مهم‌ترین و قوی‌ترین روش‌های مشخصه‌یابی مغناطیسی سیستمی از نانو ذرات مغناطیسی می‌باشد. زمانی که یک میدان متناوب خارجی به سیستمی از نانو ذرات اعمال می‌شود، نحوه پاسخ ممان مغناطیسی نانو ذرات به این میدان تعیین کننده فاز مغناطیسی سیستم می‌باشد. طبق رابطه ۱۳ تغییرات مغناطش با دامنه میدان اعمالی پذیرفتاری مغناطیسی  $ac$  نامیده می‌شود. پذیرفتاری مغناطیسی  $ac$  شامل چندین جمله می‌باشد که آنها را مولفه‌های پذیرفتاری می‌نامند. اگر میدان مغناطیسی متناوب اعمالی به صورت  $H(t) = H_{ac} \cos \omega t$  باشد در این صورت مغناطش وابسته به زمان  $M(t)$  به صورت زیر نشان داده می‌شود:

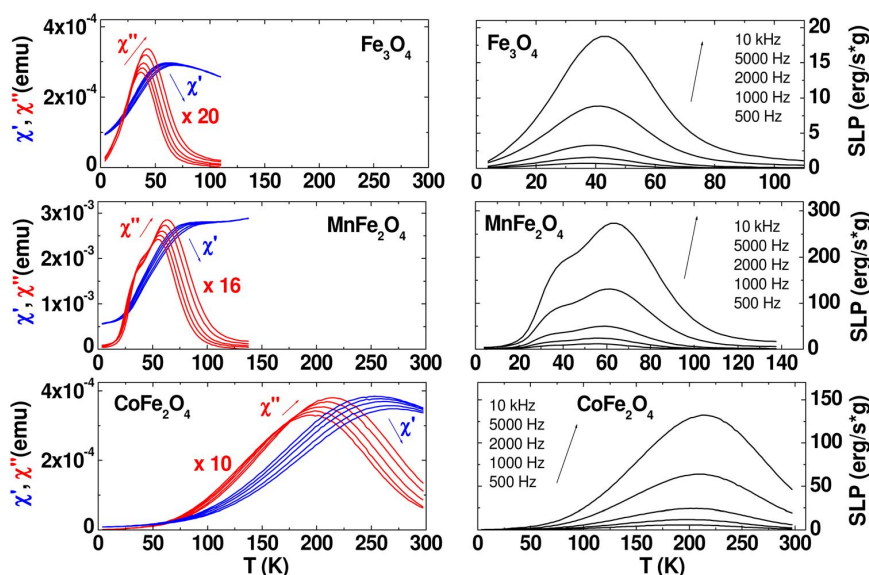
$$M(t) = H_{ac} \sum_{n=1}^{\infty} (\chi'_n \cos n\omega t + \chi''_n \sin n\omega t), \quad (13)$$

که در آن  $\chi_n = \chi'_n + i\chi''_n$   $n$  (۱، ۲، ۳، ...) امین هارمونیک پذیرفتاری است [۴۹]. با توجه به معادله فوق مولفه‌های حقیقی و موهومی پذیرفتاری به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\chi'_n = \frac{1}{\pi H_{ac}} \int_0^\pi M(t) \cos(n\omega t) d(\omega t), \quad (14)$$

$$\chi''_n = \frac{1}{\pi H_{ac}} \int_0^\pi M(t) \sin(n\omega t) d(\omega t). \quad (15)$$

هر کدام از این مولفه‌ها، بیانگر یکی از ویژگی‌های سیستم مورد مطالعه هستند. مهم‌ترین مولفه‌های پذیرفتاری مغناطیسی  $ac$  مولفه‌های اول یعنی  $n=1$  می‌باشند. در این صورت با در نظر گرفتن  $n=1$  مغناطش سیستم طبق رابطه زیر نمایش داده می‌شود:



شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی قسمت‌های حقیقی و موهومی و همچنین توان اتلافی سیستمی از نانو ذرات  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ،  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  و  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  [۵۲].

پذیرفتاری متناوب با تغییر بسامد میدان اعمالی تا حد زیادی به فهم دینامیک اسپینی و تعیین فاز مغناطیسی حاکم بر سیستم در دماهای مختلف کمک می‌کند. وابستگی به بسامد دمای قله و همچنین اندازه پاسخ و اتلاف نانو ذرات در حضور میدان اعمالی از جمله مهم‌ترین ویژگی‌های سیستم‌های ابرپارامغناطیس و شیشه ابراسپینی می‌باشد [۵، ۴۴، ۴۸، ۵۱، ۵۳]. برای تشخیص اینکه سیستم مورد مطالعه در کدام فاز قرار دارد، می‌توان از داده‌های حاصل از پذیرفتاری مغناطیسی و مدل‌های متعددی که در این زمینه ارائه شده استفاده کرد [۵، ۵۴]. ساده‌ترین و معروف‌ترین این مدل‌ها همان مدل نیل-براون می‌باشد که در معادله ۴ راجع به آن بحث شد.

### ۵. برهم‌کنش‌های مغناطیسی بین نانو ذرات مغناطیسی

در همه سیستم‌های شامل نانو ذرات مغناطیسی، انواع مختلفی از برهم‌کنش‌های مغناطیسی بین ذره‌ای وجود دارد که قدرت این برهم‌کنش‌ها متفاوت است. در ادامه به معرفی این برهم‌کنش‌ها می‌پردازیم.

#### ۵.۱. برهم‌کنش دوقطبی - دوقطبی میان نانو ذرات

این نوع برهم‌کنش‌ها، بلند برد و ناهمسانگرد بوده و قدرت

از دماهای بالا (جایی که نمونه در حالت پارامغناطیس است) با منظم شدن ممان‌های مغناطیسی و غلبه میدان اعمالی بر انرژی گرمایی، بخش حقیقی پذیرفتاری مغناطیسی افزایش می‌یابد. این رفتار شبیه رفتار منحنی مغناطیس در مدهای  $ZFC$  و  $FC$  در بالای دمای قفل شدگی است. در زیر دمای قفل شدگی، با کاهش دما رفتار منحنی پذیرفتاری مانند مغناطیس  $ZFC$  به صورت کاهش می‌باشد، زیرا در این محدوده دمایی نانو ذرات در حالت قفل شده قرار دارند و با کاهش دما نمی‌توانند بر سد انرژی میان حالات تعادلی غلبه کرده و به میدان اعمالی پاسخ دهند.

شکل ۷ منحنی قسمت‌های حقیقی و موهومی پذیرفتاری و همچنین توان اتلافی سیستمی از نانو ذرات  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$ ،  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  و  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  را نشان می‌دهد که توسط وارگاس<sup>۱</sup> و همکارانش به صورت تجربی اندازه‌گیری شده است [۵۲]. با توجه به این آزمایش‌ها مشخص شد که توان اتلافی نانو ذرات  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  بیشترین مقدار را نشان می‌دهند. علاوه بر این همان طور که در شکل ۷ ملاحظه می‌شود، هر دو بخش حقیقی و موهومی پذیرفتاری مغناطیسی متناوب به بسامد اعمالی وابسته‌اند. دمای قله پذیرفتاری که آن را با  $T_p$  نشان می‌دهند با افزایش بسامد به سمت دماهای بالاتر جابه‌جا می‌شود. چگونگی تغییرات

۱. Vargas

شده‌اند، برهم‌کنش *RKKY* رخ می‌دهد. *RKKY* مخفف نام چهار دانشمند کاشف این نوع برهم‌کنش با نام‌های: رادمن-کیتل-کاسویا و یوشیدا<sup>۱</sup> می‌باشد [۵۹-۶۱]. این نوع برهم‌کنش به صورت:  $1/d_{ij}^3$  با فاصله بین ذره ای  $d_{ij}$  رابطه دارد.

## ۶. اثر برهم‌کنش‌ها روی مغناطیس سیستم‌های نانو ذرات

همان‌طور که اشاره شد برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای نقش مهمی در ویژگی‌های مغناطیسی سیستم نانو ذرات بازی می‌کنند. سد انرژی دو حالت کمینه انرژی (*KV*) که به اندازه، تقارن و ناهمسانگردی نانو ذره وابسته است با وارد شدن برهم‌کنش‌ها تغییر می‌کند [۴۸]. در حضور برهم‌کنش‌ها ممان‌های مغناطیسی به طور مستقل رفتار نمی‌کنند و چرخش هر کدام از ممان‌ها متأثر از چرخش ممان‌های دیگر است.

همان‌طور که گفته شد مجموعه‌ای از نانو ذرات که به اندازه کافی از هم فاصله دارند به طوری که بتوان از برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای چشم‌پوشی کرد با ابرپارامغناطیس نشان داده می‌شوند. هنگامی که انرژی گرمایی ( $kBT$ ) از انرژی فعال‌سازی یا همان سد انرژی *KV* بزرگ‌تر است در این حالت مجموعه مانند پارامغناطیس‌ها رفتار می‌کند، با این تفاوت که در سیستم نانو ذرات ممان‌ها دیگر اسپین‌های اتمی نیستند بلکه مجموع ممان‌های اتمی داخل ذره فرومغناطیس هستند. معمولاً در دماهای بالا و غلظت پایین، نانو ذرات مغناطیسی رفتار ابرپارامغناطیسی از خود نشان می‌دهند. با این حال با افزایش غلظت نانو ذرات دیگر نمی‌توان از برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای چشم‌پوشی کرد. به عنوان مثال فرض کنید دو ذره با ممان‌های یکسان  $m=300 \mu_B$  به فاصله  $D=6 \text{ nm}$  از هم قرار دارند. در این صورت انرژی دوقطبی-دوقطبی حدود ۲۶ کلوین به دست می‌آید. با در نظر گرفتن همه همسایگان، در یک سیستم از نانو ذرات مترکم انرژی مغناطواستاتیکی کل می‌تواند تا ۱۰۰ کلوین نیز برسد. از اینرو در چنین سیستمی برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای می‌توانند منجر به یخ‌زدگی جمعی سیستم ممان‌ها شوند. بسته به قدرت برهم‌کنش‌ها، دو نوع از حالت جمعی شیشه‌ای

برهم‌کنش به فاصله، اندازه ممان‌ها و جهت‌گیری آنها وابسته است. مرتبه بزرگی انرژی برهم‌کنش ممان‌های اتمی که ۰/۱ نانومتر از هم قرار دارند از مرتبه ۱ کلوین است. همچنین برهم‌کنش دوقطبی بسیار ضعیف‌تر از آن است که منجر به ایجاد نظم در بیشتر مواد مغناطیسی شود، زیرا بیشتر مواد مغناطیسی در دماهای بسیار بالاتر از ۱ کلوین نظم مغناطیسی پیدا می‌کنند. با این حال در سیستم‌های نانو ذرات مغناطیسی که ممان مغناطیسی هر ذره از مرتبه  $10^3$  تا  $10^5$  مگتون بوه‌ر است، این انرژی می‌تواند منجر به ایجاد نظم در دماهای چند ده کلوین شود و از اینرو اهمیت پیدا می‌کند.

## ۲.۵. برهم‌کنش تبادلی میان نانو ذرات

برهم‌کنش‌های تبادلی منشا کوانتومی دارند. این نوع از برهم‌کنش‌ها منشا ایجاد نظم‌های بلند برد مغناطیسی می‌باشند. هنگامی که الکترون‌های اتم‌های مغناطیسی همسایه در برهم‌کنش تبادلی شرکت می‌کنند، این نوع از تبادل به عنوان تبادل مستقیم نامیده می‌شود. از اینرو برهم‌کنش تبادلی مستقیم در نانو ذراتی که سطح آنها با یکدیگر در تماس است نقش مهمی ایفا می‌کند. برهم‌کنش‌های تبادلی دیگری نیز وجود دارند که در آنها یک یون غیر مغناطیسی مانند  $O^{2-}$  به عنوان واسطه میان دو یون مغناطیسی عمل می‌کند. این نوع برهم‌کنش‌ها در ترکیبات مختلف از جمله اکسیدهای فلزی مشاهده شده است. به عنوان مثالی از این نوع برهم‌کنش‌ها، ابر تبادلی برهم‌کنش تبادل دوگانه را می‌توان نام برد که عامل ایجاد فازهای فرومغناطیسی و پادفرومغناطیسی در ترکیبات منگناتی و... می‌باشند [۵۵، ۵۶].

## ۳.۵. برهم‌کنش تبادلی تونلی

نوع بسیار خاصی از تبادل میان نانو ذرات است که در آن ذرات فقط به فاصله چند ده نانومتر از یکدیگر فاصله دارند [۵۷، ۵۸].

## ۴.۵. برهم‌کنش *RKKY*

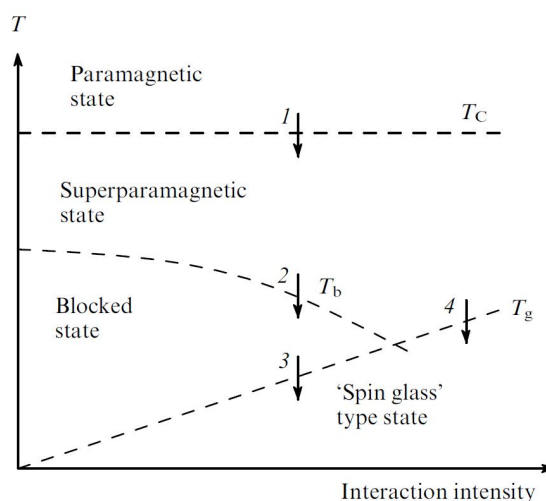
در سیستمی از نانو ذرات فلزی که در یک زمینه فلزی پخش

۱. Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida

قفل شدگی افزایش می‌یابد و برعکس. تغییر فاصله میان ذرات مگمایت روی دمای قفل شدگی به صورت تجربی مطالعه شده است [۷۲]. در این تحقیق فاصله میان ذرات با مترکم کردن نمونه تغییر داده شده است. بیشترین افزایش در چگالی این نمونه‌ها ۵۵٪ بوده که با این تغییر چگالی،  $T_B$  از ۵۰ به ۸۰ کلوین افزایش یافته است. با فرض این که در سیستمی از نانو ذرات برهم‌کنش‌های دوقطبی-دوقطبی با مکعب فاصله میان ذرات متناسب باشد، انتظار می‌رود که  $T_B$  با چگالی رابطه خطی داشته باشد که این مطلب با تحقیقات تجربی اثبات شده است [۷۲].

در حضور برهم‌کنش‌های بین ذره ای، رفتار ذرات مغناطیسی با کاهش دما ممکن است بسیار پیچیده‌تر از حالت قفل شدگی نانو ذرات غیر برهم‌کنشی باشد [۷۳]. شکل ۸ گذارهای محتمل برای سیستم نانو ذرات مغناطیسی را بر حسب دما نشان می‌دهد. اگر ذرات به صورت نامنظم چیده شوند، برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای منجر به گذار به حالت شیشه اسپینی خواهد شد که این گذار در دمای  $T_g$  رخ می‌دهد [۵]. هر کدام از دماهای  $T_g$  و یا دمای قفل شدگی میانگین  $\langle T_B \rangle$  بسته به اندازه ذرات یا فاصله میانگین بین آنها می‌تواند بالاتر باشد. از آنجایی که بستگی دمایی ممان مغناطیسی در اندازه‌گیری‌های  $ZFC$  و  $FC$  برای سیستم غیر برهم‌کنشی و سیستم شیشه اسپینی تا حدی شبیه هم است، تعیین دقیق هر کدام از این گذارها کمی مشکل می‌باشد.

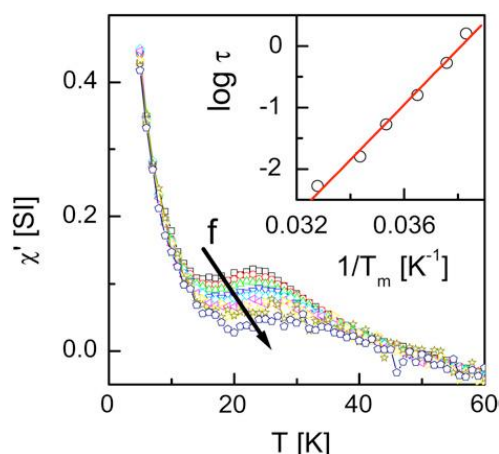
برهم‌کنش‌های دوقطبی-دوقطبی همیشه در سیستم نانو ذرات مغناطیسی حضور دارند و ممکن است منجر به ایجاد حالت فرومغناطیسی یا پادفرومغناطیسی میان ممان‌های نانو ذرات شوند. به عنوان مثال پیش‌بینی شده است که اگر ذرات در شبکه مرکز وجهی  $fcc$  یا مرکز حجمی  $bcc$  قرار گیرند برهم‌کنش‌های دوقطبی می‌توانند منجر به ایجاد حالت پایه فرو یا پادفرومغناطیسی شوند [۷۴]. بنابراین برای سیستمی از نانو ذرات که به طور کاتوره‌ای توزیع شده اند، انتظار می‌رود که رقابت میان هر دو نوع برهم‌کنش وجود داشته باشد که رفتار چنین سیستمی در دماهای پایین از بسیاری جهات شبیه حالت شیشه اسپینی خواهد بود. با این حال مشاهده مغناطش باقی



شکل ۸. شمایی از گذارهای ممکن برای سیستمی شامل نانو ذرات برهم‌کنشی که به صورت کاتوره‌ای توزیع شده‌اند [۴۶]. گذار از حالت پارامغناطیس به ابرپارامغناطیس (۱). گذار از حالت ابرپارامغناطیس به حالت قفل شده (۲). گذار از حالت قفل شده به حالت شیشه اسپینی (۳) و گذار از حالت ابرپارامغناطیس به حالت شیشه اسپینی (۴).

ابراسپینی ( $SSG$ ) و ابرفرومغناطیس ( $SFM$ ) ممکن است رخ دهد. رفتار شیشه ابراسپینی در نانو ذراتی با قدرت برهم‌کنش‌های دوقطبی متوسط (قوی) مشاهده شده است [۵، ۶۲، ۶۳]. در این حالت ابراسپین‌های نانو ذرات به طور جمعی در یک دمای بحرانی به حالت شیشه اسپینی می‌روند. با افزایش تراکم نانو ذرات، همبستگی فرومغناطیسی میان ابراسپین‌ها رخ می‌دهد و سیستم نانو ذرات حالت ابرفرومغناطیس ایجاد می‌کند [۶۴، ۶۵] که تفاوت‌هایی با حالت شیشه ابراسپینی دارد [۵۸، ۶۶، ۶۷].

در سال‌های اخیر تحقیقاتی در مورد اثر برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای روی دمای قفل شدگی در مقالات مختلف ارائه شده است [۵، ۴۲، ۴۴، ۴۶، ۴۸، ۵۴، ۶۸-۷۱]. در برخی از این تحقیقات با افزایش برهم‌کنش‌ها،  $T_B$  افزایش می‌یابد [۶۸] و برخی دیگر از گزارش‌ها نشان می‌دهد که با افزایش برهم‌کنش‌ها  $T_B$  کاهش می‌یابد [۴۶]. آنچه که مسلم است این است که برهم‌کنش‌ها ارتفاع سد انرژی بین دو حالت تعادلی را تغییر می‌دهند [۴۸]. حال اگر سد انرژی افزایش یابد دمای



شکل ۹. (رنگی در نسخه الکترونیکی) وابستگی دمایی بخش حقیقی پذیرفتاری متناوب نمونه  $(\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20})_{10}/\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})$  در بسامدهای مختلف. داخل شکل برازش داده‌های پذیرفتاری با مدل نیل- براون را نشان می‌دهد [۱۵].

ابریارامغناطیس بهبود یافته خواند. شکل ۹ منحنی پذیرفتاری متناوب نمونه  $(\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20})_{10}/\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})$  را نشان می‌دهد. میدان و بسامدهای اعمالی برای این اندازه‌گیری برابر  $4 \text{ mT}$  و  $1000-0.1 \text{ Hz}$  می‌باشد. تصاویر طیف میکروسکوپ الکترونی عبوری تحقیق نشان داد که این ذرات تقریباً کروی شکل با قطر حدود  $1/8$  نانومتر می‌باشند و فاصله متوسط نزدیک‌ترین نانو ذرات حدود  $10$  نانومتر تخمین زده شد. تحت چنین شرایطی انتظار می‌رود که ذرات انرژی برهم‌کنشی ناچیزی داشته باشند به طوری که بتوان از آن چشم پوشی کرد. می‌توان با استفاده از فرمول برهم‌کنش دوقطبی- دوقطبی انرژی برهم‌کنشی بین ذره‌ای را تخمین زد:

$$E_{d-d} / k_B = n(\mu_e / 4\pi k_B)(m^2 / D^3) \quad (20)$$

با در نظر گرفتن  $n=12$ ،  $D=10 \text{ nm}$  و  $m=561 \mu_B$  برای  $t_n=0.5 \text{ nm}$  این انرژی حدود  $2/4$  کلوین به دست می‌آید که بسیار کوچک‌تر از دمای قفل شدگی  $T_B=29 \text{ K}$  برای این نمونه است [۷۷]. بنابراین در این نمونه برهم‌کنش‌های دوقطبی به اندازه کافی قوی نیستند که حالت جمعی ایجاد کنند و سیستم همچنان رفتار ابریارامغناطیسی نشان می‌دهد. نتایج برازش داده‌های تجربی با مدل نیل- براون نیز این مطلب را تأیید می‌کند (داخل شکل ۹). نتایج مشابهی را می‌توان در نمونه‌های

مانده در سیستمی از ابراسپین‌های کاتوره‌ای که به روش FC سرد شده بودند منجر به ایجاد شک شد. در چنین حالتی یادآور می‌شویم که حالت پایه مشکوک به شیشه‌آسپینی بودن را می‌توان با اضافه کردن برهم‌کنش‌های ضعیف فرومغناطیسی میان نانو ذرات از بین برد. ریشمر<sup>۱</sup> و بایندر<sup>۲</sup> با وارد کردن یک سهم ضعیف تبادلی مثبت میان همسایگان اول به برهم‌کنش‌های بلند برد دوقطبی، یک حالت فرو مانند برای سیستم آیزینگ با برهم‌کنش پیش‌بینی کردند (گرچه منظور آنها حالت فروالکترونیک بود) [۷۵].

بسته به قدرت برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای (که معمولاً منشأ دوقطبی دارند) حالات مغناطیسی متفاوتی برای سیستم نانو ذرات مغناطیسی، سیالات فرو یا سیستم‌های چند لایه‌ای ممکن است رخ دهد. در سیالات فرو، با تغییر غلظت نانو ذرات برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای تغییر می‌کند. به همین صورت در چند لایه‌ای فلز- عایق مانند  $(\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}(t)/\text{Al}_2\text{O}_3)_n$  که  $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$  در بین لایه‌های اکسید آلومینیوم رشد می‌کند، ضخامت  $t$  می‌تواند برای کنترل کردن قدرت برهم‌کنش‌ها تغییر کند [۶۶].

برای تعیین حالت مغناطیسی یک سیستم با استفاده از رهیافت نظری بایستی راهی برای تخمین نیروی برهم‌کنشی میان ذرات پیدا کرد. معمولاً برای ذراتی که در یک زمینه غیر مغناطیسی پخش شده باشند و فاصله متوسط آنها حداقل  $1/5$  برابر بزرگتر از قطر میانگین ذرات باشد، برهم‌کنش‌ها را ناچیز و قابل اغماض در نظر می‌گیرند [۷۶].

## ۶.۱. ابریارامغناطیس بهبود یافته

قدرت برهم‌کنش میان نانو ذرات تابعی از تراکم ذرات است. در تراکم‌های پایین معمولاً از برهم‌کنش‌ها صرف نظر می‌شود. با این حال با افزایش تراکم، برهم‌کنش‌ها تقویت می‌شوند و می‌توانند سد انرژی را تغییر دهند. در این حالت سیستم هنوز رفتار ابریارامغناطیسی نشان می‌دهد اما بهتر است آن را

۱. Kretschmer

۲. Binder

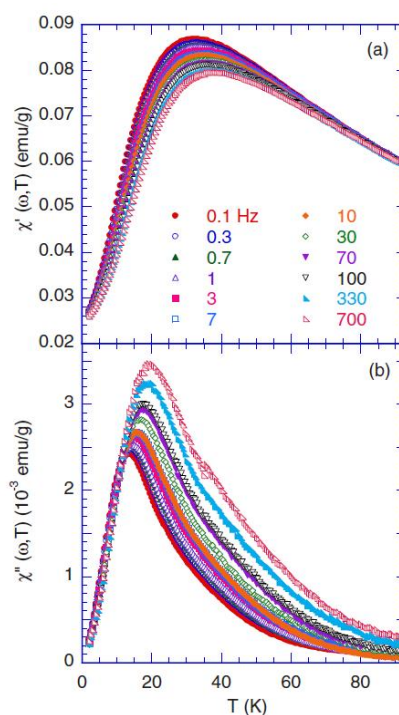
بررسی کرد. سوزوکی<sup>۱</sup> و همکارانش پدیده شیشه ابراسپینی در نانو ذرات  $Fe_3O_4$  را گزارش کردند. آنها برای اثبات حضور فاز شیشه ابراسپینی در نمونه‌ها، از اندازه‌گیری‌های مغناطش در مدهای  $ZFC$  و  $FC$  پذیرفتاری مغناطیسی در بسامدهای مختلف (و عدم تطابق داده‌ها با مدل نیل-براون) و همچنین آزمایش‌های اثر حافظه<sup>۲</sup> و پیرسازی<sup>۳</sup> استفاده کردند [۶۳]. به عنوان مثال منحنی پذیرفتاری مغناطیسی این نمونه در شکل ۱۰ نشان داده شده است.

در حالت شیشه ابراسپینی همانند ابرپارامغناطیس قفل شده رفتار وابسته به بسامد در هر دو بخش حقیقی و موهومی پذیرفتاری مغناطیسی ملاحظه می‌شود، با این تفاوت که برهم‌کنش‌های قوی مغناطیسی در شیشه‌های ابراسپینی باعث انحراف از مدل نیل-براون شده و نویسندگان با انجام آزمایش‌های تکمیلی یاد شده حضور فاز شیشه ابراسپینی را در این نمونه‌ها اثبات کردند.

### ۳.۶. منحنی هنکل<sup>۴</sup>

در دماهای پایین برای اندازه‌گیری‌های مغناطش باقی مانده سیستمی شامل نانو ذرات مغناطیسی (که در حالت قفل شده‌اند) معمولاً دو نوع آزمایش تجربی مورد استفاده قرار می‌گیرد که به شرح زیراند:

اندازه‌گیری مغناطش باقی مانده تک دما ( $M^{IRM}$ ) که در آن ابتدا نمونه بعد از سرد شدن در میدان صفر، وامغناطیده می‌شود. سپس در یک دمای ثابت میدان کوچکی اعمال و بعد از مدت کوتاهی حذف شده و مغناطش باقی مانده ( $M^{IRM}(H)$ ) اندازه‌گیری می‌شود. این عمل برای میدان‌های متعدد تکرار می‌شود و منحنی مغناطش باقی مانده بر حسب میدان رسم می‌شود. در این حالت مغناطش باقی مانده به مقادیر  $H$  و دما وابسته خواهد بود. وامغناطش جریان مستقیم ( $M^{DCD}$ ) به همان روش  $M^{IRM}$  اندازه‌گیری می‌شود با این تفاوت که ابتدا نمونه در



شکل ۱۰. (رنگی در نسخه الکترونیکی) رفتار وابسته به بسامد بخش‌های حقیقی (a) و موهومی (b) پذیرفتاری مغناطیسی نانو ذرات  $Fe_3O_4$  [۶۳].

نانو ذرات آهن در زمینه‌ای از آلومینا [۶۸] و ذرات مگمایت در یک پلیمر پیدا کرد [۷۶].

### ۲.۶. شیشه ابراسپینی

در صورتی که تراکم و میزان کلوخگی نانو ذرات بالا باشد، برهم‌کنش‌های مغناطیسی اهمیت پیدا می‌کنند و دیگر نمی‌توان از آنها چشم پوشی کرد. در این حالت ویژگی‌های مغناطیسی نمونه به طور کامل تحت تاثیر قدرت برهم‌کنش‌ها قرار می‌گیرد. رفتار شیشه ابراسپینی یکی از اثرات ناشی از برهم‌کنش‌های قوی کاتوره‌ای میان ابراسپین (ممان) نانو ذرات است که در بسیاری از جهات شبیه شیشه اسپینی اتمی می‌باشد که قبلاً درباره آن بحث کردیم. این فاز مغناطیسی معمولاً در نانو ذرات به هم چسبیده که برهم‌کنش‌های تبادل سطحی نیز حضور دارند مشاهده شده است [۵، ۵۴، ۷۱]. ایجاد چنین فاز بی‌نظمی در نانو ذرات مغناطیسی را می‌توان با استفاده از آزمایش‌های متعددی مانند بستگی دمایی مغناطش و همچنین رفتار پذیرفتاری مغناطیسی بر حسب دما در بسامدهای مختلف

۱. Suzuki

۲. Memory effect

۳. Aging

۴. Henkel Plot

دارد و به تبع آن ممان مغناطیسی ذرات با هم برابر نیست. این مساله منجر به رفتارهای بسیار پیچیده در نانو ذرات مغناطیسی می‌شود. به عنوان مثال قله تیز در منحنی مغناطش بر حسب دما (دمای قفل‌شدگی  $T_B$ )، در این حالت قله پهنی است. علاوه بر این کاهش منحنی مغناطش بعد از حذف میدان اعمالی رفتاری مانند:

$$M(t) \propto \exp[-(t/\tau)^\beta], \beta < 1 \quad (23)$$

دارد که متفاوت از رفتار نمایی ساده است. چنین سیستمی ممکن است با رفتار شیشه‌ای همراه باشد. در چنین حالت‌های سوال برانگیزی بایستی آزمایش‌های قابل اطمینانی که معمولاً برای رفتار شیشه‌اسپینی نوعی انجام می‌شود، صورت گیرد. سیستم‌های شیشه‌اسپینی نوعی رفتاری واگرا در بخش غیر خطی پذیرفتاری در نقطه دمای شیشه‌اسپینی ( $T_g$ ) وقتی از دماهای بالا به این نقطه نزدیک شود، نشان می‌دهند، یا رفتارهای اثر حافظه و پیرسازی در دماهای  $T < T_g$  از خود نشان می‌دهند [۶۲، ۸۳، ۸۴]. این اثرات را نمی‌توان در ابرپارامغناطیس‌ها که برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای بسیار ناچیز و قابل اغماض است مشاهده کرد. برای سیستمی از نانو ذرات با برهم‌کنش‌های ضعیف ولی غیر قابل اغماض تنها تغییر در زمان‌های واهلش و انرژی‌های فعال سازی رخ می‌دهد [۸۵]. در نانو ذرات به هم چسبیده، برهم‌کنش‌های تبدلی و برهم‌کنش‌های دوقطبی-دوقطبی به طور همزمان حضور دارند. برای چنین سیستم‌هایی تراکم ذرات و موقعیت آنها اثرات مهمی روی ویژگی‌های فیزیکی ذرات دارد. آلریچ<sup>۱</sup> و همکارانش با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو اثر برهم‌کنش‌های دوقطبی و تراکم ذرات را روی واهلش زمانی مغناطش سیستمی از نانو ذرات تک حوزه مطالعه کردند [۸۶]. برای این منظور آنها ابتدا مغناطش ذرات را به مقدار اشباع رسانده سپس میدان اعمالی را قطع کردند و منحنی واهلش مغناطش بر حسب زمان را به دست آوردند. نتیجه این محاسبات نشان داد که رفتار منحنی واهلش مغناطش به تراکم نانو ذرات وابسته است. در تراکم‌های بسیار پایین نانو ذرات منحنی افت مغناطش به صورت نمایی است و در تراکم‌های میانی منحنی واهلش رفتاری توانی دارد.

دمای پایین تا مقدار اشباع خود مغناطیده می‌شود، سپس میدان  $H$  در جهت مخالف اعمال و بعد از آن قطع شده و بعد از حذف میدان، مغناطش  $M^{DCD}(H)$  اندازه‌گیری می‌شود. برای مشخصه‌یابی برهم‌کنش میان ذرات مغناطیسی منحنی مغناطش باقی مانده هم دما بر حسب واهلش جریان مستقیم رسم می‌شود که به آن منحنی هنکل گفته می‌شود [۷۸].

در غیاب برهم‌کنش بین ذرات داریم [۳۵]:

$$M^{DCD}(H) = M^{IRM}(\infty) - 2M^{IRM}(H) \quad (21)$$

اگر برای سیستمی این رابطه برقرار نباشد بدین معنی است که میان ذرات برهم‌کنش وجود دارد [۶۹، ۷۹]. البته برای ذراتی با ناهمسانگردی‌های مرکب چند محوری و مکعبی چنین محاسباتی بایستی با احتیاط بیشتری انجام گیرد [۸۰]. استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو نشان می‌دهد که یک رابطه مستقیم میان خطی بودن منحنی هنکل و غیر برهم‌کنشی بودن در سیستم ذرات تک محوری وجود دارد. برعکس، ذرات با ناهمسانگردی مکعبی همواره انحراف مثبت در منحنی هنکل در کل محدوده دمایی از خود نشان می‌دهند [۸۱]. با این حال محاسبات نشان می‌دهد که برهم‌کنش‌های دو قطبی همواره انحراف منفی در منحنی هنکل از خود نشان می‌دهند و برهم‌کنش‌های تبدلی باعث انحراف مثبت در منحنی هنکل می‌شوند [۸۱].

## ۴.۶. اثر برهم‌کنش‌ها روی واهلش زمانی مغناطش

### نانو ذرات

با استفاده از اندازه‌گیری‌های مغناطش بر حسب زمان و فرایندهای واهلش زمانی، اطلاعات مهمی درباره ویژگی‌های مغناطیسی نانو ذرات می‌توان به دست آورد [۳۵، ۴۶، ۸۲]. برای سیستمی شامل نانو ذرات مغناطیسی یکسان با تغییر میدان مغناطیسی (مثلاً خاموش کردن میدان) مغناطش حالت تعادل به صورت زیر با زمان تغییر می‌کند:

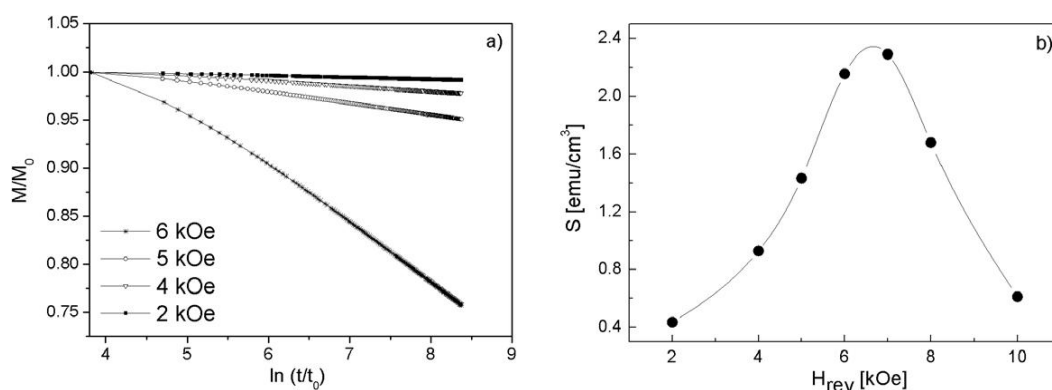
$$M(t) = M_0 \exp(-t/\tau), \quad (22)$$

که در آن  $\tau$  زمان واهلش است و از رابطه نیل-براون به دست می‌آید.

در سیستم‌های واقعی معمولاً توزیعی از اندازه ذرات وجود

۱. Ulrich





شکل ۱۱. واهلش زمانی مغناطش باقی مانده سیستمی از نانو ذرات فریت کبالت پوشش داده شده با سیلیکا (a) و رفتار ضریب گرانیرو مغناطیسی  $S$  بر حسب میدان معکوس (در این شکل  $t_0$  همان  $\tau$  است) [۹۰].

می شود [۲۸]:

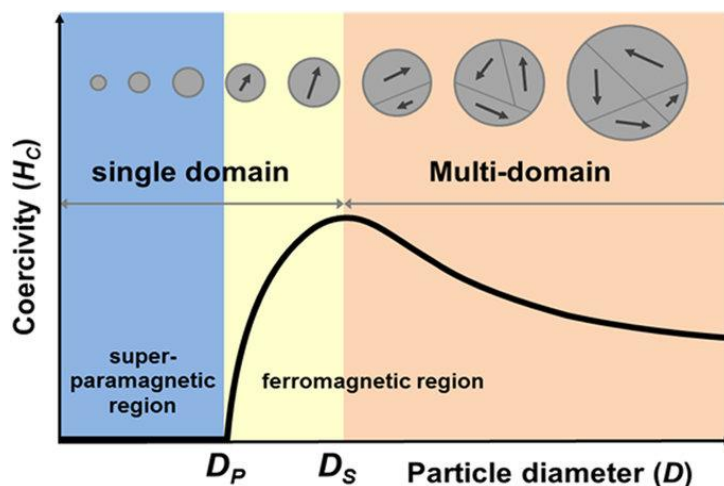
$$M(t) = M_0 \pm S \ln(t/\tau), \quad (24)$$

که در آن  $S$  ضریب گرانیرو مغناطیسی نام دارد. علامت مثبت و منفی به ترتیب بیانگر افزایش یا کاهش مغناطش نمونه با زمان هستند. اگر میدان خارجی  $H$  متغیر باشد در این صورت در دمای ثابت بیشینه مقدار  $S$  در  $H=H_c$  حاصل می شود. در اندازه گیری های تجربی، معادله فوق اغلب در بازه زمانی کوتاه صادق است. انحراف از این قانون می تواند اطلاعاتی درباره ناهمسانگردی مغناطیسی و توزیع اندازه ذرات به دست دهد. اگر برهم کنش های مغناطیسی بین ذره های را نیز در نظر بگیریم با مسأله پیچیده ای روبرو خواهیم شد.

شکل ۱۱ منحنی رفتار مغناطش باقی مانده بر حسب زمان در میدان های معکوس مختلف و همچنین ضریب  $S$  را برای نانو ذرات فریت کبالت پوشش داده شده با سیلیکا نشان می دهد که توسط لاورتی<sup>۱</sup> و همکارانش به صورت تجربی اندازه گیری شده است [۹۰]. همان گونه که ملاحظه می شود وابستگی زمانی مغناطش با تقریب خوبی از رابطه ۲۴ تبعیت می کند. مولفان این مقاله عامل اصلی تبعیت رفتار واهلش زمانی مغناطش با رابطه ۲۴ را حضور برهم کنش های قوی میان نانو ذرات ذکر کردند. ضمناً با توجه به منحنی ضریب  $S$  بر حسب میدان، بیشینه مقدار  $S$  در نزدیکی میدان وادارندگی این نمونه ( $6.6 \text{ kOe}$ ) رخ می دهد [۹۰].

در تراکم های بالا، مغناطش باقی مانده غیر صفر مشاهده شد. بدون شک نتایج مشاهده شده برای تراکم های کم و میانی نشان دهنده رفتار شیشه اسپینی این نانو ذرات است. اما مغناطش باقی مانده در سیستم با ذرات بسیار متراکم می تواند مربوط به ایجاد نظم بلند برد مغناطیسی باشد. در این حالت رفتاری فرومغناطیس مانند برای سیستم نانو ذرات گزارش شده است [۶۶، ۸۷، ۸۸]. حدس حضور رفتاری فرومغناطیس مانند میان ابراسپین ها که با عنوان ابرفرومغناطیس شناخته شده است، توسط شبیه سازی های مونت کارلو نیز تایید شد [۸۹]. این مطالعات نشان داد که در دماهای پایین، رفتار جمعی  $SSG$  یا  $SFM$  در نانو ذرات متراکم رخ می دهد که پدیده های پیرسازی و توزیع گسترده زمان های واهلش نسبت به حالت غیر برهم کنشی موید این مطلب می باشد.

یک نوع آزمایش دیگر که برای بررسی رفتار واهلش زمانی سیستم نانو ذرات انجام می شود بدین صورت است که مغناطش نمونه با اعمال میدان به حد اشباع رسانده شده و سپس با اعمال میدان معکوس رفتار واهلش زمانی آن در حضور میدان اندازه گیری می شود. برای سیستم های واقعی تابع توزیع انرژی  $f(E)$  به صورت نمادی از توزیع سد انرژی ذرات تعریف می شود که به اندازه، شکل و مورفولوژی ذرات وابسته است. در این حالت رفتار مربوط به واهلش زمانی مغناطش سیستم را نمی توان با یک پارامتر توصیف کرد. به عنوان مثال برای توزیع مستطیلی  $f(E)$  واهلش زمانی مغناطش به صورت زیر ارائه



شکل ۱۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تغییرات نیروی وادارندگی  $H_c$  با افزایش اندازه نانو ذرات [۱۰۷].

چهار چوب نظریه میکرومغناطیس به دست آمده است [۹۵-۹۸]. با این حال حتی اگر یک نانوذره دارای نقص بلوری هم نباشد، اثرات موضعی اطراف اتم‌ها در مرز دانه نانو ذره منجر به یک مغناطش غیر یکنواخت و واپسپش ساختار مغناطیسی می‌شود [۹۹، ۱۰۰].

محاسبات نشان می‌دهد که مغناطش با دور شدن از مرکز نانو ذره به سمت پوسته کاهش می‌یابد [۱۰۱] و ممان مغناطیسی موثر هر اتم سطحی می‌تواند بزرگ‌تر از ممان مغناطیسی اتم‌های داخل حجم باشد [۱۰۲]. کم بودن مغناطش در سطح نانو ذرات نسبت به حجم ذرات، ناشی از کوچک‌تر بودن انرژی برانگیختگی موج اسپینی در سطح است [۸۲، ۱۰۳]. افزایش ممان مغناطیسی اتم‌های سطحی را می‌توان در چهار چوب نظریه نواری به این صورت توجیه کرد که اتم‌های سطحی دارای عدد کوئوردیناسیون کوچک‌تری هستند در نتیجه نوار انرژی باریک‌تری دارند و چگالی حالات آنها بالاتر است. چنین عواملی باعث می‌شوند که در برخی موارد نانو ذرات موادی که در حالت حجمی غیر مغناطیسی هستند، نظم مغناطیسی از خود نشان می‌دهند.

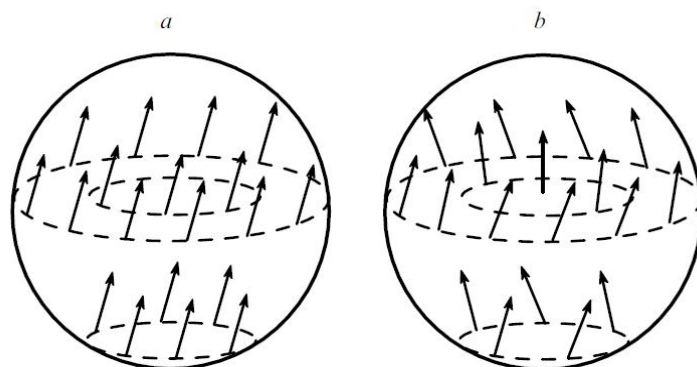
نیروی وادارندگی تابعی از دما است و با کاهش دما افزایش پیدا می‌کند [۱۰۴، ۱۰۵]. در یک دمای معین، بستگی کیفی نیروی وادارندگی  $H_c$  به اندازه ذرات در شکل ۱۲ نشان داده شده است [۱۰۶]. افزایش  $H_c$  با کاهش اندازه ذرات را می‌توان با نظریه استونر-ولفارد توجیه کرد. طبق این نظریه اسپین اتم‌های یک

## ۷. مبحث تکمیلی درباره ویژگی‌های نانو ذرات

### مغناطیسی

یکی از مشکلاتی که محققان مواد مغناطیسی با آن مواجه هستند مشاهده پدیده‌هایی مانند رفتار غیر خطی، رفتار غیر تعادلی و غیر موضعی مغناطش ناشی از اثرات ناهمسانگردی مغناطیسی است که به صورت بسیار پیچیده‌ای به میدان اعمالی خارجی وابسته‌اند. با این حال در برخی موارد، نتایج مطالعات نظری حاصل از مدل‌سازی‌های نسبتاً ساده در تطابق خوبی با نتایج تجربی به دست آمده روی ویژگی‌های نانو ذرات مغناطیسی است. معمولاً در این مطالعات از اثراتی مانند اثرات مرز دانه‌ها و نقص‌های ریز ساختار روی مغناطش صرف نظر می‌شود [۱۲]. اثرات مهم ریز ساختار روی ویژگی‌های مغناطیسی مواد مختلف در نانو کامپوزیت‌هایی مانند  $\text{Nd-Fe-B}/\alpha\text{-Fe}$  و  $\text{FePt-Fe}_3\text{Pt}$  مورد مطالعه قرار گرفته است [۴۷، ۹۱]. در این مواد فاز سخت مغناطیسی نیروی وادارندگی بزرگی دارد در حالی که محیط نرم مغناطیسی مغناطش اشباع بالایی نشان می‌دهد. به علاوه برهم‌کنش‌های تبدیلی میان دانه‌ها منجر به ایجاد مغناطش باقی مانده کاهش یافته بزرگتر از ۰٫۷ می‌شود [۹۲، ۹۳]. موادی که این رفتارها را نشان می‌دهند مواد کوپل شده تبدیلی نامیده می‌شوند.

در سال‌های اخیر تلاش‌هایی برای وارد کردن اثرات ریز ساختار نانو ذرات روی ویژگی‌های مغناطیسی آنها صورت گرفته است [۹۴] و نتایج موفقیت آمیزی با محاسبات عددی در



شکل ۱۳. ساده‌ترین مدهای اسپینی مربوط به مغناطش نانو ذرات تک حوزه. مد منسجم و هماهنگ (a) و مد گردابی (b) [۹۴].

### ۷. جمع بندی

با گذار به ابعاد نانو و تغییر نسبت سطح به حجم و همچنین تغییر توزیع کاتیون‌ها و به تبع آن تغییر مشخصه‌های ساختاری، مواد نانوساختار رفتارهای متفاوتی نسبت به نمونه‌های حجمی از خود نشان می‌دهند. این رفتارها با ابزارها و روش‌های مختلفی قابل محاسبه و اندازه‌گیری هستند. از جمله روش‌های مشخصه‌یابی مواد مغناطیسی نانو ساختار می‌توان به اندازه‌گیری‌های منحنی پسماند در میدان‌های AC و DC، منحنی‌های مغناطش بر حسب دما در مدهای FC و ZFC، همچنین اندازه‌گیری پذیرفتاری مغناطیسی در دماها و بسامدهای مختلف و مطالعه منحنی هنکل در دماهای مختلف اشاره کرد. این اندازه‌گیری‌ها قادر به تعیین دقیق حالت مغناطیسی نانو ذرات و ویژگی‌های فیزیکی آنها هستند. مجموعه‌ای از نانو ذرات مغناطیسی در دماهای مختلف ممکن است دارای حالات مغناطیسی متفاوتی باشند از جمله ابرپارامغناطیس همسانگرد، ابرپارامغناطیس ناهمسانگرد، حالت قفل شده و فازهای شیشه ابراسپینی و ابرفرومغناطیس مجموعه نانو ذرات در هر کدام از این حالات دارای ویژگی‌های منحصر به فردی هستند که با استفاده از آن می‌توان کاربرد برای آنها در نظر گرفت. در نهایت، اشاره می‌کنیم که مطالعه نانو ذرات مغناطیسی که از اواسط قرن بیستم آغاز شده با گسترش کاربردهای این مواد در حوزه‌های مختلف پزشکی و صنعت الکترونیک و حافظه‌های مغناطیسی، هوا فضا، صنایع نظامی و... این مطالعات روز به روز شدت و سرعت بیشتری می‌یابد.

ذره به طور منسجم و هماهنگ می‌چرخند. چرخش منسجم و هماهنگ اسپین‌ها تنها در نانو ذراتی با ناهمسانگردی سطحی صفر و بدون نقص بلوری می‌تواند رخ دهد. در ذرات چند حوزه چرخش اسپین‌ها در حضور میدان خارجی می‌تواند با حرکت مرزخانه‌ها همراه باشد [۱۰۷]. با کاهش اندازه ذرات، مرزخانه‌ها کاهش می‌یابد و نقش مرزخانه‌ها در مغناطش کم رنگ‌تر می‌شود. همان طور که از شکل ۱۲ دیده می‌شود با کاهش اندازه دانه تا حد بحرانی  $d_{cr}$  نیروی وادارندگی افزایش می‌یابد. در واقع  $d_{cr}$  همان قطر تک حوزه شدن ذرات است. با کاهش بیشتر اندازه ذرات تک حوزه، نقش افت و خیزهای گرمایی افزایش و در نتیجه  $H_c$  کاهش می‌یابد. طبق مدل استونر-ولفارد میدان ناهمسانگردی  $H_A = (2K_V/M_S)$  بیشینه مقدار  $H_c$  است.

از آزمایش‌ها فهمیده شده است که حتی در دماهای پایین، نیروی وادارندگی در مواد مغناطیسی (شامل نانو ذرات مغناطیسی) خیلی کمتر از مقدار پیش‌بینی شده نظری است. یکی از دلایل عدم مطابقت نتایج تجربی با مدل‌های نظری این است که تحت اعمال میدان مغناطیسی خارجی اسپین اتم‌های نانو ذرات علاوه بر چرخش منسجم، ممکن است به صورت پیچیده‌ای ایجاد مدهای اسپینی پیچشی<sup>۱</sup> نمایند [۹۴]. شکل ۱۳ این مدها را به صورت شماتیک نشان می‌دهد. مدهای غیر منسجم در نانوذرات به هم چسبیده آسان‌تر تشکیل می‌شود.

۱. Swirls

## مراجع

- A, *Mathematical and Physical Sciences*, **240** (1948) 599.
21. L Néel, *Ann. Geophys. CNRS*, **5** (1949) 99.
22. W F Brown, Jr. *Physical Review*, **130** (1963) 1677.
23. P Entel and D E Wolf, in, *World Scientific, Singapore*, **305** (2000) 1.
24. B D Cullity, C D Graham, "Introduction to magnetic materials", John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2009) pp. 364.
25. C P Bean, *J. Appl. Phys.*, **26** (1955) 1381.
26. W T Coffey, D S F Crothers, J L Dormann, L J Geoghegan, Y P Kalmykov, J T Waldron and A W Wickstead, *J. Magn. Magn. Mater.*, **145** (1995) L263.
27. W T Coffey, D S F Crothers, J L Dormann, L J Geoghegan, Y P Kalmykov, J T Waldron and A W Wickstead, *Phys. Rev. B*, **52** (1995) 15951.
28. D L Leslie-Pelecky and R D Rieke, *Chem. Mater.*, **8** (1996) 1770.
29. J W F Brown, *J. Appl. Phys.*, **29** (1958) 470.
30. J W F Brown, *J. Appl. Phys.*, **34** (1963) 1319.
31. J W F Brown, *Physical Review*, **130** (1963) 1677.
32. H Mamiya, I Nakatani and T Furubayashi, *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 4332.
33. E P Wohlfarth, *Journal of Physics F: Metal Physics*, **10** (1980) L241.
34. L E Wenger and J A Mydosh, *Phys. Rev. B*, **29** (1984) 4156.
35. R Chantrell, K O'Grady, R Gerber, C Wright and G Asti, *Applied Magnetism*, (1994).
36. M J Nasr Isfahani and V Sepelak, *Iranian Journal of Physics Research*, **12**, **3**, (2012) 262.
۳۶. م ج نصر اصفهانی و و سپلاک، *مجله پژوهش فیزیک ایران*، **۱۲**، **۳**، (۱۳۹۱) ۲۶۲.
37. J W F Brown, *J. Appl. Phys.*, **30** (1959) S130.
38. F Wiekhorst, E Shevchenko, H Weller and J Kötzler, *Phys. Rev. B*, **67** (2003) 224416.
39. C P Bean and J D Livingston, *J. Appl. Phys.*, **30** (1959) S120.
40. P Ghahramaninezhad, M Rezaei Roknabadi and M Behdani, *Iranian Journal of Physics Research*, **15**, **1** (2015) 105.
1. S Mansour and M Elkestawy, *Ceram. Int.*, **37** (2011) 1175.
2. B Aslibeiki, P Kameli and M H Ehsani, *Ceram. Int.*, **42** (2016) 12789.
3. J Frenkel, J Dorfman, *Nature* **126** (1930) 274.
4. C Kittel, *Physical Review*, **70** (1946) 965.
5. B Aslibeiki, P Kameli, H Salamati, M Eshraghi and T Tahmasebi, *J. Magn. Magn. Mater.*, **322** (2010) 2929.
6. E C Stoner and E P Wohlfarth, *IEEE Trans. Magn.*, **27** (1947) 3475.
7. R C O'Handley, Wiley, New York, USA. (2000).
8. G C Hadjipanayis, G A Prinz, *North Atlantic Treaty Organization, Scientific Affairs Division*, Plenum Press, New York (1991).
9. R D Gomez, T V Luu, A O Pak, K J Kirk and J N Chapman, *J. Appl. Phys.*, **85** (1999) 6163.
10. H Koo, T V Luu, R D Gomez and V V Metlushko, *J. Appl. Phys.*, **87** (2000) 5114.
11. W Wernsdorfer, K Hasselbach, D Mailly, B Barbara, A Benoit, L Thomas and G Suran, *J. Magn. Magn. Mater.*, **145** (1995) 33.
12. W Wernsdorfer, D Mailly and A Benoit, *J. Appl. Phys.*, **87** (2000) 5094.
13. J I Martín, J Nogués, K Liu, J L Vicent and I K Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.*, **256** (2003) 449.
14. S Singamaneni, V N Bliznyuk and C Binek, E Y Tsymbal, *J. Mater. Chem.*, **21** (2011) 16819.
15. S Bedanta and W Kleemann, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42** (2009) 013001.
16. A H Lu, E E Salabas and F Schüth, *Angewandte Chemie International Edition*, **46** (2007) 1222.
17. V I Nikolaev and A M Shipilin, *Physics of the Solid State*, **45** (2003) 1079.
18. B Sadeh, M Doi, T Shimizu and M Matsui, *Journal-Magnetics Society of Japan*, **24** (2000) 511.
19. P Kameli, Z Mosleh, M Ranjbar and H Salamati, *Iranian Journal of Physics Research*, **14**, **4** (2015) 341.
۱۹. پ کاملی، ز مصلح، مهدی رنجبر و هادی سلامتی، *مجله پژوهش فیزیک ایران*، **۱۴**، **۴**، (۱۳۹۳) ۳۴۱.
20. E C Stoner and E P Wohlfarth, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series*

۴۰. پ قهرمانی نژاد، م رضایی رکن‌آبادی و م بهدانی، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۵، ۱، (۱۳۹۴) ۱۰۵.
۴۱. C Tannous and J Gieraltowski, *European Journal of Physics*, **29** (2008) 475.
۴۲. M F Hansen and S Mørup, *J. Magn. Magn. Mater.*, **203** (1999) 214.
۴۳. P Panissod, M Malinowska, E Jedryka, M Wojcik, S Nadolski, M Knobel and J E Schmidt, *Phys. Rev. B*, **63** (2000) 014408.
۴۴. B Aslibeiki, P Kameli, M H Ehsani, H Salamati, G Muscas, E Agostinelli, V Foglietti, S Casciardi and D Peddis, *J. Magn. Magn. Mater.*, **399** (2016) 236.
۴۵. R Sappey, E Vincent, N Hadacek, F Chaput, J P Boilot, D Zins, *Phys. Rev. B*, **56** (1997) 14551.
۴۶. J L Dormann, D Fiorani, E Tronc, "Advances in Chemical Physics", John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2007), pp. 283.
۴۷. R Chantrell and E Wohlfarth, *Phys. Status Solidi A*, **91** (1985) 619.
۴۸. B Aslibeiki, P Kameli and H Salamati, *J. Appl. Phys.*, **119** (2016) 063901.
۴۹. L Ji, R H Sohn, G C Spalding, C J Lobb and M Tinkham, *Phys. Rev. B*, **40** (1989) 10936.
۵۰. B Aslibeiki, F Nasirzadeh and P Kameli, *Procedia Materials Science*, **11** (2015) 314.
۵۱. B Aslibeiki, P Kameli and H Salamati, *Journal of Nanoparticle Research*, **15** (2013) 1.
۵۲. J M Vargas, A Srivastava, A Yourdkhani, L Zaldivar, G Caruntu and L Spinu, *J. Appl. Phys.*, **110** (2011) 064304.
۵۳. S E Aalaye, P Kameli, H Salamati and H Arabi, *Iranian Journal of Physics Research*, **12**, **4** (2013) 361.
۵۴. س ا اعلایی، پ کاملی، ه سلامتتی و ه عربی، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۲، ۴، (۱۳۹۱) ۳۶۱.
۵۵. B Aslibeiki, P Kameli and H Salamati, *J. Magn. Magn. Mater.*, **324** (2012) 154.
۵۶. B Aslibeiki, P Kameli and H Salamati, *Solid State Commun.*, **149** (2009) 1274.
۵۷. B Aslibeiki, P Kameli and H Salamati, *Iranian Journal of Physics Research*, **10**, **1** (2010) 9.
۵۸. ب اصلیبیکی، پ کاملی و ه سلامتتی، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۰، ۱، (۱۳۸۹) ۹.
57. V N Kondratyev and H O Lutz, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 4508.
58. M R Scheinfein, K E Schmidt, K R Heim and G G Hembree, *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 1541.
59. K Yosida, *Physical Review*, **106** (1957) 893.
60. T Kasuya, *Prog. Theor. Phys.*, **16** (1956) 45.
61. M A Ruderman, C Kittel, *Physical Review*, **96** (1954) 99.
62. S Sahoo, O Petravic, W Kleemann, P Nordblad, S Cardoso and P P Freitas, *Phys. Rev. B*, **67** (2003) 214422.
63. M Suzuki, S I Fullem, I S Suzuki, L Wang and C-J Zhong, *Phys. Rev. B*, **79** (2009) 024418.
64. S Mørup, M Bo Madsen, J Franck, J Villadsen and C J W Koch, *J. Magn. Magn. Mater.*, **40** (1983) 163.
65. D G Rancourt, J M Daniels, *Phys. Rev. B*, **29** (1984) 2410.
66. W Kleemann, O Petravic, C Binek, G N Kakazei, Y G Pogorelov, J B Sousa, S Cardoso and P P Freitas, *Phys. Rev. B*, **63** (2001) 134423.
67. J Hauschild, H J Elmers and U Gradmann, *Phys. Rev. B*, **57** (1998) R677.
68. J L Dormann, L Bessais and D Fiorani, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, **21** (1988) 2015.
69. B Aslibeiki, *Ceram. Int.*, **42** (2016) 6413.
70. B Aslibeiki and P Kameli, *J. Magn. Magn. Mater.*, **385** (2015) 308.
71. B Aslibeiki, P Kameli, I Manouchehri and H Salamati, *Curr. Appl. Phys.*, **12** (2012) 812.
72. Dai, J-Q Wang, C Sangregorio, J Fang, E Carpenter, J Tang, *J. Appl. Phys.*, **87** (2000) 7397.
73. S Mørup, *EPL.*, **28** (1994) 671.
74. P Politi, M G Pini, *Phys. Rev. B*, **66** (2002) 214414.
75. R Kretschmer, K Binder and Z Physik B, **34** (1979) 375.
76. J L Dormann, F D'Orazio, F Lucari, E Tronc, P Prené, J P Jolivet, D Fiorani, R Cherkaoui and M Noguès, *Phys. Rev. B*, **53** (1996) 14291.
77. X Chen, S Bedanta, O Petravic, W Kleemann, S Sahoo, S Cardoso and P P Freitas, *Phys. Rev. B*, **72**

92. J Jakubowicz, M Giersig and J. Alloys *Compd.*, **349** (2003) 311.
93. G C Hadjipanayis, *J. Magn. Mater.*, **200** (1999) 373.
94. R Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter*, **15** (2003) R841.
95. T Schrefl and J Fidler, *J. Magn. Mater.*, **177** (1998) 970.
96. R Fischer and H Kronmüller, *J. Magn. Mater.*, **184** (1998) 166.
97. R H Kodama, A E Berkowitz, J E J McNiff and S Foner, *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996) 394.
98. R H Kodama, A E Berkowitz, J E J McNiff and S Foner, *J. Appl. Phys.*, **81** (1997) 5552.
99. Ò Iglesias and A Labarta, *Phys. Rev. B*, **63** (2001) 184416.
100. H Kachkachi, M Noguès, E Tronc and D A Garanin, *J. Magn. Magn. Mater.*, **221** (2000) 158.
101. P V Hendriksen, S Linderoth and P A Lindgård, *Phys. Rev. B*, **48** (1993) 7259.
102. F Liu, M R Press, S N Khanna and P Jena, *Phys. Rev. B*, **39** (1989) 6914.
103. B Aslibeiki, G Varvaro, D Peddis and P Kameli, *J. Magn. Magn. Mater.*, **422** (2017) 7.
104. B Aslibeiki, *Curr. Appl. Phys.*, **14** (2014) 1659.
105. B Aslibeiki and P Kameli, *J. Supercond. Novel Magn.*, **28** (2015) 3343.
106. J Sung Lee, J Myung Cha, H Young Yoon, J-K Lee and Y Keun Kim, *Scientific Reports*, **5** (2015) 12135.
107. B D Cullity, C D Graham, "Introduction to magnetic materials", John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2009) pp. 302.
- (2005) 214436.
78. O Henkel, *Phys. Status Solidi B*, **7** (1964) 919.
79. E P Wohlfarth, *J. Magn. Magn. Mater.*, **39** (1983) 39.
80. J Geshev, M Mikhov and J E Schmidt, *J. Appl. Phys.*, **85** (1999) 7321.
81. J Garcia-Otero and M Porto, J Rivas, *J. Appl. Phys.*, **87** (2000) 7376.
82. X Batlle and A Labarta, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35** (2002) R15.
83. M Sasaki, P E Jönsson, H Takayama and H Mamiya, *Phys. Rev. B*, **71** (2005) 104405.
84. J A Mydosh, "Spin glasses: an experimental introduction", Taylor & Francis, London (1993) pp 88.
85. J L Dormann, R Cherkaoui, L Spinu, M Noguès, F Lucari, F D'Orazio, D Fiorani, A Garcia, E Tronc and J P Jolivet, *J. Magn. Magn. Mater.*, **187** (1998) L139.
86. M Ulrich, J Garcia-Otero, J Rivas and A Bunde, *Phys. Rev. B*, **67** (2003) 024416.
87. X Chen, O Sichel Schmidt, W Kleemann, O Petravic, C Binek, J B Sousa, S Cardoso and P P Freitas, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 137203.
88. S Bedanta, O Petravic, E Kentzinger, W Kleemann, U Rücker, A Paul, T Brückel, S Cardoso and P P Freitas, *Phys. Rev. B*, **72** (2005) 024419.
89. J-O Andersson, T Jonsson and J Mattsson, *Phys. Rev. B*, **54** (1996) 9912.
90. S Laureti, G Varvaro, A M Testa, D Fiorani, E Agostinelli, G Piccaluga, A Musinu, A Ardu and D Peddis, *Nanotechnology*, **21** (2010) 315701.
91. H Zeng, J Li, J P Liu, Z L Wang and S Sun, *Nature*, **420** (2002) 395.