مجله علوم پایه دانشگاه آزاد اسلامی، (JSIAU)
سال ۲۱ ، شماره ۷۹ ، بهار ۱۳۹۰

مطالعه کلاسیکی مدل فرومغناطیس وامانده در حضور برهمکنش اسپین- مدار

جواد واحدی*
گروه فیزیک، واحد ساری، دانشگاه آزاد اسلامی، ساری، ایران
محمدرضا سلطانی
گروه فیزیک، واحد شهرری، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
جهانگیر پیام آرا
گروه فیزیک، دانشگاه شاهد، تهران، ایران

تاریخ دریافت: ۸۹/۵/۳۰ **تاریخ پذیرش: ۸۹/۹/۱٤**

چکیده

مقدمه: دردهه های گذشته روشهای کلاسیکی متعددی و معروفی مانند روش لاتینجر-تیزا، روش گره ای و ... به منظور حل هامیلتونی کلاسیکی معرفی شده است. اخیرا، تام کاپلان از یک روش خوشه ای بـرای حـل مـدل زنجیره کلاسیکی فرومغناطیس وامانده استفاده کرده است که بر پایه خوشه سه اسپینی بنا نهاه شده است. کاپلان ادعا کرده است که روش خوشه ای او توانایی حل مسائل در بعد های بالاتر و حتی مسائلی بدون تقـارن انتقـالی را دارد. این ادعای او و همچنین نتایج جالب بدست آمده از این روش در کار او مارا بـر آن داشـت تـا مـدل فرومغنـاطیس وامانده در حضور برهمکنش اسپین- مدار را بطو دقیق بررسی نماییم.

هدف: در این کار بکمک روش کاپلان بدنبال بدست آوردن نمودار فاز دل فرومغناطیس وامانده در حضور برهمکنش اسپین- مدار هستیم.

روش بررسی: روش کاپلان یک رهیافت کلاسیکی است، که توانایی مینیمم کردن انرژی خوشه سه اسپینی را دارد و با یک نگاه پدیده شناختی آن را به مینیمم انرژی کل سیستم ربط داده و مسئله اصلی را حل مینماید.

نتایج: جالب ترین نتیجه حاصل از این تحقیق ناپدید شدن آنی نضم اسپیرا ل بـا اضـافه شـدن بـرهمکنش اسپین- مدار است.

*عهده‌دار مکاتبات: javahedi@gmail.com

نتیجه‌گیری: مدل زنجیره ی فرومغناطیس در دمای صفر مطلق مطالعه شده است. با استفاده از رهیافت کلاسیکی کاپلان فاز های موجود در این مدل را در دو حالت صفحه ای و غیر صفحه ای مورد مورد بررسی قرار دادیم. در هر دو مورد حضور اندرکنش ناهمسانگرد منجر به ناپدید شدن آنی فاز فرو مغناطیس در سیستم می گردد. بکمک نگاشتی این مدل را به مدل فرو مغناطیس وامانده ناهمسانگرد تبدیل کردیم و سه فاز فرومغناطیس، مایع-اسپینی و فاز نامطمئن را بدست آوردیم.

واژه‌های کلیدی: واماندگی، فرومغناطیس، اسپین مدار

مقدمه

در بررسی سیستمهای کوانتوم اسپینی در ابعاد پایین، چند سالی است که توجه خاصی متوجه سیستمهای وامانده[۱] گردیده است. زنجیره اسپینی -۱/۲ با اندرکنشهای دومین نزدیکترین همسایه ها(که معادل مدل نردبان زیگزاگ است) یکی از مدلهای دارای اثر واماندگی است. هامیلتونی این مدل بفرم زیر است.

$$H = \sum_{n=1}^{N} \left(J_1 S_n . S_{n+1} + J_2 S_n . S_{n+2} \right) \qquad (۱)$$

که S عملگر اسپین-۱/۲است، J_1 و J_2 بترتیب معرف اندرکنش با همسایه اول ودوم می باشند. این مدل با اندرکنشهای پادفرومغناطیسی ($J_1, J_2 > 0$) مورد مطالعات نسبتا" کاملی قرار گرفته است.[۱-۶] یک مقدار بحرانی $J_{2c} = 0.2411 J_1$ وجود دارد، که فاز تبهگن دوگانه دوتایی[۲]با گاف برانگیخته($J_2 > J_{2c}$)را از فاز مایع-اسپینی بدون گاف($J_2 < J_{2c}$) جدا می سازد. اما به نسبت اطلاعات کمتری در مورد هامیلتونی بالا با اندرکنشهای فرومغناطیس و پاد فرومغناطیس ($J_1 < 0, J_2 > 0$) موجود است. اگرچه مدل دومی مورد مطالعاتی قرار گرفته است.[۴،۷-۱۳] اما تصویر کاملی از فازهای این مدل تا کنون ارائه نشده است. برای این مدل حالت پایه برای $J_2 < \frac{|J_1|}{4}$ فرومغناطیس است. در $J_2 = \frac{|J_1|}{4}$حالت فرومغناطیس همرا با یک حالت تکتایی تبهگن می گردد. تابع موج حالت تکتایی در $J_2 = \frac{|J_1|}{4}$ کاملا شناخته شده است.[۱۴،۱۵] برای $J_2 > \frac{|J_1|}{4}$ حالت پایه یک حالت تکتایی نامعلوم[۳] است. بحث داغی در خصوص وجود گاف انرژی در $J_2 > \frac{|J_1|}{4}$ وجود دارد. برای مدت زمان طولانی باور بر این بود که مدل بدون گاف است،[۶،۱۶] اما توسط روش گروه بازبهنجارش تک حلقه ای نشان داه شد[۹،۱۷] که گاف انرزی ناشی از اختلال شکست تقارن لورنتس باز می گردد. با این حال وجود این گاف هنوز بطور عددی تایید نگردیده است.[۹] بر اساس ملاحظه نظریه میدان پیشنهاد گردید [۱۸] که یک گاف بسیار باریک اما محدود وجود دارد که نمی توان بطور عددی آن را دید. در مجاورت نقطه بحرانی $J_2 = \frac{|J_1|}{4}$، انرژی حالت پایه یگانه بفرم $E_0 = \gamma^{\beta}$ رفتار می کند، که ($0 < \gamma \ll 1, (\gamma = \frac{J_2}{|J_1|} - \frac{1}{4})$) و β نمای بحرانی است. تقریب کلاسیکی مقدار $\beta = 2$ را میدهد.

---
۱ Frustrated
۲ Dimer
۳ An incommensurate singlet

نظریه موج اسپینی و تقریبهای دیگر نیز همین مقدار را بدست می دهند. اما با استفاده از رهیافت وردشی میدان میانگین،[۱۲] نشان داده شد که نوسانات قوی کوانتومی باعث تغییر این نمای بحرانی می گردد و مقدار $\beta = \frac{5}{3}$ را اخبار کردند وبا رهیافت عددی این مقدار نیز تایید گردیده است.[۱۳] جدا از علاقمندی عمومی به مدلهای کوانتوم اسپینی وامانده ، بهانه ای دیگر نیز برای مطالعه مدل فرومغناطیس- پادفرومغناطیس وجود دارد. در حقیقت، انتظار می رود که اندرکنش فرومغناطیس($J_1 < 0$) در ترکیباتی شامل زنجیره CuO همرا بالبه های مشترک CuO_4 وجود داشته باشند. زاویه $Cu{-}O{-}Cu$ دراین ترکیبات نزدیک به 90^o است، ومعمولا اندرکنش تبادلی پادفرومغناطیس در همسایه های نزدیک بین اسپینهای یون Cu حذف می گردد. این بدین معنی است که علامت J_1 می تواند منفی باشد، در حالی که اندرکنش همسایه های دوم پادفرومغناطیس هستند. چندین مورداز این ترکیبات شناخته شده هستند،[۱۹] مانند $Li_2CuO_2, La_6Ca_8Cu_{21}O_{41}, Ca_2Y_2Cu_5O_{10}$. با این حال، در این ترکیبات نظم بلند برد پادفرومغناطیس در دمای پایین ناشی از اندرکشهای ضعیف درون زنجیری[۱] قابل رویت است. کریستال $Rb_2Cu_2Mo_3O_{12}$ با زنجیرهایی از لبه های مشارکتی بطور تجربی مورد مطالعه قرار گرفته است،[۲۰،۲۱] هیچ گذار فاز مغناطیسی در زیر $2K$ مشاهده نگردیده است، که این خود گواهی بر ضعیف بودن اندرکنشهای درون زنجیری در این ترکیب است، بنابراین این ترکیب یک مدل ایده ال برای مدل وامانده فرومغناطیس-پادفرومغناطیس است.

اخیرا خصوصیات مغناطیسی جدیدی در سیستمهای پادفرومغناطیس کشف شده است که مربوط به اندرکنش ناهمسانگردی بفرم $\vec{D}.(\vec{S}_i \times \vec{S}_j)$ است، که معروف به اندرکنش ژیالوشنسکی-موریا[۲] می باشد. اهمیت اندرکنشهای تبادلی ناهمسانگرد در سیستمهای اسپینی که منجر به یک فرو مغناطیس ضعیف یا بی نظمی مغناطیسی هلیکال[۳] در سیستمهای پادفرومغناطیسی کوانتومی است، اولین بار بوسیله ژیالوشنسکی با رهیافت پدیده شناختی معرفی گردید.[۲۲] یک مدل میکروسکوپی با اندرکنش ناهمسانگرد نیز اولین بار توسط موریا پیشنهاد گردید،[۲۳] که نشان داد چنین اندرکنشهایی که در نظریه اختلال وارد می گردند ناشی از جفت شدگی اسپین-مدار در سیستمهای مغناطیسی با تقارن پایین است و اساسا یک بسطی از مکانیسم تبادلی اندرسون،[۲۴] که مربوط به پرش و فلیپ الکترون، می باشد. بدلیل این که اندرکنش ژیالوشنسکی-موریا تقارن $SU(2)$ در مدل هایزنبرگ را می شکند، می توان آنرا عامل بعضی از رفتارهای نا متعارف مدل هایزنبرگ از قبیل خمشدگی[۴] [۲۵]یا گافهای کوچک دانست.[۲۶-۳۰] تعدادی از سیستمهایی که انتظار می رود با این اندرکنش توصیف گردند، عبارتند از $Cu(C_6D_5COO)_2 3D_2O$،[۳۱،۲۶] Yb_4As_3،[۳۲-۳۴] $BaCu_2Si_2O_7$.[۳۵] نویسندگان طرحی را برای نمودار فاز مدل هایزنبرگ در حضور اندرکنش اسپین-مدار با رهیافنت گروه باز بهنجارش کوانتومی پیشنهاد کردند،[۳۶] این مدل دارای سه فاز فرومغناطیس، مایع-اسپینی[۵] و فاز نیل[۶] که بوسیله خطوط بحرانی(وابسته به ثابت اندرکنشی D) از هم جداشده اند . همچنین سعید مهدوی فر و همکارانش با رهیافت عددی لنکشوز، مدل هایزنبرگ پادفرومغناطیس

[۱] Interchain
[۲] Dzyaloshinskii-Moriya
[۳] Helical
[۴] Canting
[۵] Spin-fluid
[۶] Neel Phase

در حضور میدان مغناطیسی خارجی و اندرکنش اسپین–مدار متناوب روی هر سایت وجود چهار فاز مایع لاتینجر[۱]، کایرال متناوب[۲]، اسپین–فلاپ[۳] و فرومغناطیس را اخبار کردند.(۳۷) در این کار ما بدنبال بررسی نمودار فاز هامیلتونی فرومغناطیس–پادفرومغناطیس ($F-AF$) وامانده، معادله(۱)، در حضور اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا بارهایفتی کلاسیکی کاپلان[۳۸] هستیم. مقاله بترتیب زیر آماده گردیده است. در قسمت دوم، بطور مبسوط به توضیح رهیافت کلاسیکی همراه با اعمال آن به مدل مورد مطالعه خواهیم پرداخت. در قسمت سوم، نتایج حاصل را نمایش خواهیم داد و در قسمت آخر، نتایج را بطور خلاصه بیان خواهیم کرد.

نتایج و بحث

روش خوشه ای کاپلان[٤]

در بررسی سیستمهای کوانتومی معمولا از روشهایی تئوری مانند نظریه میدان ، نظریه اختلالی ، نظریه میدان میانگین و...استفاده می گردد. معمولا در بررسی این سیستمها اعتماد کمتری به روشهای کلاسیکی مانند لاتینجر–تیسزا[٥](۳۹) و روش خوشه ای معرفی شده بوسیله لیون و کاپلان[٦](۳۸) می شود. دراین کار ما از رهیافت خوشه ای برای حمله به هامیلتونی خود استفاده خواهیم کرد. هامیلتونی مورد مطالعه بقرار زیر است.

$$H = \sum_{n=1}^{N} \left[J_1 \vec{S}_n . \vec{S}_{n+1} + J_2 \vec{S}_n . \vec{S}_{n+2} + \vec{D} . (\vec{S}_n \times \vec{S}_{n+1}) \right] \qquad (۲$$

بردار قدرت جمله ی اندرکنشی ژیالوشنسکی–موریا را یکنواخت ودر راستای محور $\hat{Z}$در نظر می گیریم($\vec{D} = |\vec{D}| \hat{Z}$). حال بکمک روش خوشه ای کاپلان براحتی می توان معادله(۲) را بصورت زیر دوباره نوشت

$$H = \sum_i H_c (\vec{S}_{i-1}, \vec{S}_i, \vec{S}_{i+1}), \qquad (۳$$

که "انرژی خوشه" بقرار زیر است

$$H_c(S_1,S_2,S_3) = \frac{1}{2}\left\{ J_1 (\vec{S}_1 \vec{S}_2 + \vec{S}_2 \vec{S}_3) + D[(\vec{S}_1 \times \vec{S}_2) + (\vec{S}_2 \times \vec{S}_3)] \right\} + J_2 \vec{S}_1 \vec{S}_3 \qquad (٤$$

که شامل سه اسپین همسایه می باشد. این کاملا مشهود است که

$$H \geq \sum_i \min H_c (\vec{S}_{i-1}, \vec{S}_i, \vec{S}_{i+1}). \qquad (٥$$

و می توان براحتی مینیمم H_c را محاسبه کرد. اگر حالتی از سیستم وجود داشته باشد بطوریکه هر مجموعه اسپین سه تایی متوالی مقدار مینیمم H_c را دهد، بنابراین با توجه به معادله(٥)، این حالت می تواند حالت پایه Hباشد.

[۱] Luttinger-liquid
[۲] Staggered chiral
[۳] Spin-flop
[٤] Kaplan cluster
[٥] Luttinger-Tisza
[٦] Lyons-Kaplan

این روش خوشه کاپلان است که به این سیستم اعمال کردیم، این روش محدود به یک بعد و هامیلتونی با ناوردایی انتقالی نمی باشد. برای مینیمم کردن H_c ابتدا حالات هم صفحه ای رادر نظر می گیریم. حال بدون از دست دادن کلیت مسئله خوشه سه تایی را طوری در نظر می گیریم گه زاویه های اسپین اول و سوم با اسپین مرکزی بترتیب θ, θ'باشد. با این توصیف انرژی خوشه بفرم زیر در خواهد آمد،

$$H_c(\theta,\theta') = \frac{|J_1|}{8}\{-\cos\theta - \cos\theta' + 2\alpha\cos(\theta-\theta') + \gamma(\sin\theta - \sin\theta')\} \tag{٦}$$

که در آن $\alpha = \frac{J_2}{|J_1|}$ و $\gamma = \frac{D}{|J_1|}$. ابتدا قبل از بررسی مسئله اصلی حالت ساده تر ی در غیاب اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا را مورد بررسی قرار می دهیم، بنابراین قرار می دهیم $D = 0$ و $\frac{\partial H_c}{\partial \theta}, \frac{\partial H_c}{\partial \theta'}$ برای این حالت عبارتند از

$$\begin{aligned} &\frac{|J_1|}{8}\{\sin\theta - 2\alpha\sin(\theta-\theta')\} = 0 \\ &\frac{|J_1|}{8}\{\sin\theta' + 2\alpha\sin(\theta-\theta')\} = 0, \end{aligned} \tag{٧}$$

که جوابهای معادلات جفت شده بالا به قرار زیرمی شوند

$$\begin{aligned} &(\theta,\theta') = (0,0),(0,\pi),(\pi,0),(\pi,\pi)(I\sin g - Type) \\ &(\theta,\theta') = (\theta_0, -\theta_0)(spiral - Type), where \\ &\cos\theta_0 = \frac{1}{4\alpha} \rightarrow |\alpha| \geq \frac{1}{4} \end{aligned} \tag{٨}$$

جواب (π,π) (که همان حالت پادفرومغناطیس معمولی است) نمی تواند حالت پایه باشد زیرا ما فرض کردیم $J_1 < 0$ می باشد. جواب $(0,0)$ کاملا واضح است که بصورت حالت فرومغناطیس انتشار می یابد. جوابهای $(0,\pi),(\pi,0)$ یا بعبارتی : $(\downarrow,\uparrow,\uparrow),(\uparrow,\uparrow,\downarrow)$ بهمراه حالت های تبهگن معکوس شده خود یعنی $(\uparrow,\downarrow,\downarrow),(\downarrow,\downarrow,\uparrow)$ بصورت حالت بالا–بالا–پایین–پایین[1] ($uudd$) انتشار می یابد.[٣٩] جواب $(\theta_0,-\theta_0)$ تبهگن با دوران‌های یکنواخت، بصورت یک حالت چرخشی(اسپیرال[2])

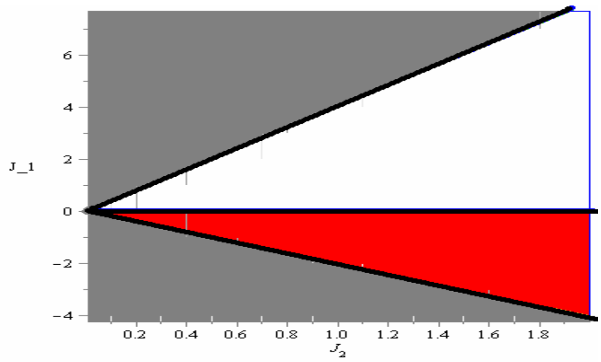
$$S_n = \hat{x}\cos n\theta_0 + \hat{y}\sin n\theta_0 \tag{٩}$$

که $\hat{x},\hat{y}$ جفت بردارهای متعامد می باشند، در حال انتشار است. چنین حالتهای اسپیرالی اولین بار سالها قبل معرفی گردیده اند.[٤٠-٤٢] شرط حاکم بر فاز اسپیرال بدست‌آمده $|\alpha| \geq \frac{1}{4} \Rightarrow J_2 \geq \frac{|J_1|}{4}$در توافق با مقدار بدست‌آمده در بررسی‌های کوانتومی این مدل می باشد. حال می توان انرژی مربوط به جوابهای ایستا را بدست آورد:

$$\begin{aligned} &H_{ferro} = H_c(0,0) = -\frac{|J_1|}{4} + \frac{J_2}{4}, \\ &H_{uudd} = H_c(0,\pi) = -\frac{J_2}{4}, \\ &H_{spiral} = H_c(\theta_0,-\theta_0) = -\frac{|J_1|^2}{32J_2} - \frac{J_2}{4}; \end{aligned} \tag{١٠}$$

---
[1] Up-up-down-down
[2] spiral

نوشتن ای معادلات بصورت جفت مرزهای نواحی در صفه $\left(|J_1|, J_2\right)$ را خواهد داد ،که در شکل-۱ این خطوط بصورت خطوط سیاه پررنگ متمایز شده است، همچنین در شکل-۱ سه فاز را بکمک رنگ از یکدیگر متمایز کرده ایم.



شکل ۱- ناحیه ی خاکستری فاز فرومغناطیس-ناحیه سفید فاز اسپیرال وناحیه قرمز فاز uudd

حال بر می گردیم به مسئله اصلی، یعنی معادله (۲). بکمک معادله (٦) می توان جوابهای ایستا را با صفر قرار دادن مشتقات انرژی خوشه نسبت به پارامترهای مربوطه $\frac{\partial H_c}{\partial \theta}=0, \frac{\partial H_c}{\partial \theta}=0$ بدست آورد.

$$\frac{|J_1|}{8}\{\sin\theta - 2\alpha\sin(\theta-\theta') + \gamma\cos\theta\} = 0$$
$$\frac{|J_1|}{8}\{\sin\theta' + 2\alpha\sin(\theta-\theta') - \gamma\cos\theta'\} = 0, \quad (۱۱)$$

در حضور جمله ی اندرکنشی ژیالوشنسکی-موریا فازهای فرومغناطیس و uudd دیگر ظاهر نمی گردند، که ناشی از این است ما حالت صفحه ای را در نظر گرفته ایم. بدلیل نوع اندرکنش ژیالوشنسکی-موریا کمینه انرژی وقتی حاصل می گردد، که اسپینها در صفحه عمود بر $\overrightarrow{D}$ قرار گیرند، که می تواند دلیلی باشد برای حذف آنی فازهای ذکر شده در حالت صفحه ای. جوابها برای این حالت بقرار زیرند

$$(\theta,\theta') = (0,\frac{\pi}{2}) \rightarrow \alpha = \frac{1}{2}, \gamma = -1$$
$$(\theta,\theta') = (\frac{\pi}{2},0) \rightarrow \alpha = \frac{1}{2}, \gamma = 1 \quad (۱۲)$$
$$(\theta,\theta') = (\theta_0,-\theta_0), (Spiral-Type)\, where$$
$$\frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{\gamma}{\sin\theta_0} = 4\alpha .$$

حال می توان با قرار دادن شرایط معادله (۱۲) در معادله (٦) انرژی خوشه را بدست آورد. چیزی که جالب است صفر شدن انرژی برای دو شرط اول در معادله (۱۲) یعنی $(0,\frac{\pi}{2}) \Rightarrow (\uparrow,\uparrow,\rightarrow)$ و $(\frac{\pi}{2},0) \Rightarrow (\rightarrow,\uparrow,\uparrow)$ می باشد که تبهگنی این دو حالت را نشان می دهد. شرایط حاکم بر اسپیرال منجر به یک معادله غیر تحلیلی می گردد. با فرض اینکه بتوان دو حالت قیدی اول را نوعی فاز اسپیرال در نظر گرفت، می توان نتیجه گرفت که

درحالت صفحه ای حضور اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا باعث ناپدید شدن فاز فرو مغناطیسی می گردد کـه چنـین انتظاری نمی رفت.

اکنون به بررسی هامیلتونی اصلی در حالت غیر صفحه ای[۱] می پردازیم، انتظار می رود که بتوان فاز فرومغناطیس را در این حالت حتی در حضور اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا دید. قبل از استفاده روش کلاسیکی خوشه ای کاپلان از رهیافتی که دیمیتریف[۲](۴۳) بکار برده است استفاده خواهیم کرد که می تواند معیاری برای روش خوشه ای کاپلان باشد. بررسی مدل هایزنبرگ فرومغناطیس وامانده با ناهمسانگردی ضعیف پرداخته است،(۴۳) که ادعای نویسنده در مورد ناهمسانگردی مربوط به حضور اندرکنش جفت شدگی اسپین–مدار است. حال با اعمال تبادل $S_j^{\pm} \to S_j^{\pm} e^{\pm i\delta j}$ که دوران حول محور $\hat{Z}$ است معادله (۱) به معادله زیر تبدیل خواهد یافت

$$H^{tr} = \tilde{J}_1 \sum_j \left[S_j^x S_{j+1}^x + S_j^y S_{j+1}^y + \Delta_{eff} S_j^z S_{j+1}^z \right] + J_2 \sum_j \vec{S}_j . \vec{S}_{j+2} \qquad (۱۳)$$

که $\tilde{J}_1 = \frac{J_1}{\cos\delta}$ ، $\Delta_{eff} = \Delta_1 \cos\delta \le \Delta_1$ و $\delta = \tan^{-1}\left[\frac{D}{J_1}\right] \in [0, \frac{\pi}{2}]$ است، در تآیید ادعای دیمیتریف این تبدل نشان می دهد که اثر اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا اثری مستقیم در ناهمسانگردی هامیلتونی خواهد داشت. در مدل اولیه ما سیستم را همسانگرد $\Delta_1 = 1$ درنظر گرفتیم. حال رهیاف دیمیتریف را اعمال خواهیم کرد، ولی برای راحتی در محاسبات مقادیر ثابتی را به معادله (۲) اضافه می کنیم

$$H = \sum_{n=1}^{N} \left[\tilde{J}_1 \left(S_j^x S_{j+1}^x + S_j^y S_{j+1}^y + \Delta_{eff} S_j^z S_{j+1}^z - \frac{1}{4} \right) + J_2 \left(\vec{S}_n . \vec{S}_{n+2} - \frac{1}{4} \right) \right] \qquad (۱٤)$$

در تقریب کلاسیک اسپین ها بردارهایی هستند که ساختار اسپیرالی با زاویه پیچش φ بین اسپین های همسایه و زاویه خمشدگی θ دارند

$$S_n^x = \frac{1}{2}\cos(n\varphi)\sin\theta, S_n^y = \frac{1}{2}\sin(n\varphi)\sin\theta, S_n^z = \frac{1}{2}\cos\theta \qquad (۱۵)$$

با در نظر گرفتن اندرکنش فرومغناطیس برای همسایه نزدیک و قرار دادن $\tilde{J}_1 \approx -1$، انرژی برای هر سایت عبارت از

$$\frac{E_{cl}(\theta,\varphi)}{N} = \frac{1-\Delta_{eff}}{4} + \frac{\sin^2\theta}{4}\left\{\Delta_{eff} - \cos\varphi - J_2\left[1-\cos(2\varphi)\right]\right\} \qquad (۱٦)$$

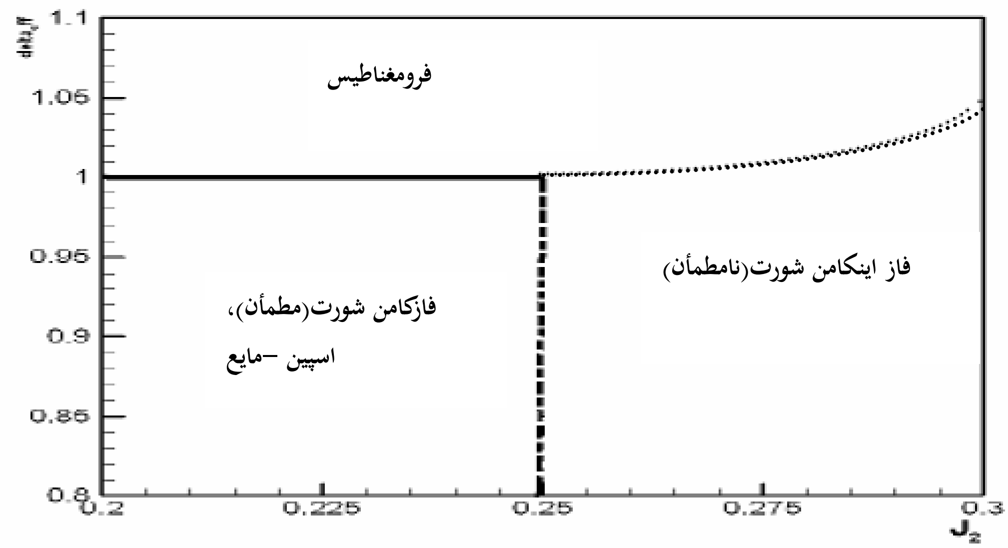
می نیمم کردن انرژی روی زوایای θ و φ نشان دهنده سه ناحیه متمایز در صفحه (J_2, Δ_{eff}) با انرژی های متفاوت است. که در زیر آنها را لیست کرده ایم.

$$\begin{aligned} &\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0 \Rightarrow E_{cl,xy} = 0, region\,(I) \\ &\theta = 0, \varphi = arbitrary \Rightarrow E_{cl,z} = -N\,\frac{\Delta_{eff} - 1}{4}, region\,(II) \\ &\theta = \frac{\pi}{2}, \cos\varphi = \frac{1}{4J_2} \Rightarrow E_{cl,sp} = -\frac{N}{2J_1}\left(J_2 - \frac{1}{4}\right)^2, region\,(III) \end{aligned} \qquad (۱۷)$$

۱ Non-coplanar

۲ D.V.Dmitriev

در ناحیه (I) $(J_2 < \frac{1}{4}, \Delta_{eff} < 1)$ تمام اسپینها در صفحه xy قرار دارند ودر راستای $\hat{x}$ جهت گیری کرده اند. در ناحیه (II) $(J_2 < \frac{1}{4}, \Delta_{eff} > 1)$ و $[J_2 > \frac{1}{4}, \Delta_{eff} - 1 > \frac{2}{J_2}(J_2 - \frac{1}{4})^2]$ حالت کاملا قطبیده خواهیم داشت، تمام اسپینها درجهت بالا یا پایین مرتب گردیده اند. در ناحیه (III) $[J_2 > \frac{1}{4}, \Delta_{eff} - 1 < \frac{2}{J_2}(J_2 - \frac{1}{4})^2]$ اسپینها ساختار هلیکال[۱] (اسپیرال) در صفحه xy را ترجیح می دهند.[۴۳] در شکل -۲ این نواحی را بطور شماتیک رسم کردیم. گذار فاز بین فازهای (I)و(II) روی خط همسانگردی $\Delta_{eff} = 1$ اتفاق می افتد. این گذار فازیک چرخش اسپینی[۲] ساده و از نوع گذار فاز مرتبه اول است. در حالت محور-آسان[۳] $(\Delta_{eff} > 1)$ با افزایش اندرکنش J_2 گذار فازمرتبه اولی به فاز هلیکال با زاویه چرخش محدود φخواهیم داشت. بر خلاف محور ـآسان، درقسمت صفحه-آسان[٤] نمودار فاز، گذار فازی در $J_2 = \frac{1}{4}$رخ می دهد، با $\varphi = 0$، که گذار فاز مرتبه دوم است.



شکل۲ - نمودار فاز در صفحه (J_2, Δ_{eff})

حال با رهیاف کلاسیکی خوشه کاپلان این حالت کلی غیرصفحه ای را مورد مطالعه قرار خواهیم داد. مجددا از خوشه سه تایی استفاده می کنیم، و بدون از دست دادن کلیت مسئله فرض می کنیم که اسپینهای دوطرف بترتیب زوایای (θ, φ) و (θ', φ') را با اسپین مرکزی می سازند. برای انرژی خوشه خواهیم داشت.

ne

$$H_c(\theta, \theta', \varphi, \varphi') = \frac{|J_1|}{8}\{-\cos\theta - \cos\theta' + ..$$
$$... + 2\alpha[\cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi - \varphi') + ..$$
$$.... + \gamma[\sin\theta - \sin\theta']\} \tag{۱۸}$$

با می نیمم کردن انرژی روی زوایای $\theta, \theta', \varphi, \varphi'$ خواهیم داشت.

۱ Helical
۲ Spin-flop
۳ Easy-axis
٤ Easy-pla

$$\begin{aligned}
\frac{\partial H_c}{\partial \theta} &= \frac{|J_1|}{8}\{\sin\theta - 2\alpha[\sin\theta\cos\theta' - \cos\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi')] + \gamma\cos\theta\} \\
\frac{\partial H_c}{\partial \theta'} &= \frac{|J_1|}{8}\{\sin\theta' - 2\alpha[\cos\theta\sin\theta' - \sin\theta\cos\theta'\cos(\varphi-\varphi')] - \gamma\cos\theta'\} \\
\frac{\partial H_c}{\partial \varphi} &= \frac{|J_1|}{8}\{-2\alpha\sin\theta\sin\theta'\sin(\varphi-\varphi')\} \\
\frac{\partial H_c}{\partial \varphi'} &= \frac{|J_1|}{8}\{2\alpha\sin\theta\sin\theta'\sin(\varphi-\varphi')\}
\end{aligned} \qquad (۱۹$$

حضور اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا در حالت غیر صفه ای نیز باعث ازبین رفتن آنی نظم فرومغناطیس می شود، که در تناقض با نتایج بدست آمده از رهیافت کلاسیکی دیمیتریف است، و همچنین انتظار فیزیکی نیز در تقابل با نتیجه رهیافت خوشه کاپلان در توصیف صحیح فاز مربوط به فرومغناطیس با حضور اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا است. اما در خصوص فاز اسپیرال، اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا منجر به هم صفحه شدن اسپین ها عمود بر راستای D می گردد، با این تفاسیر ابتدا در معادلات بالا قرار می دهیم $(\theta,\theta') = (\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2})\,\&\,(\varphi,\varphi') = (\varphi_0,-\varphi_0)$ که مجددا منجر به شرط اسپیرال معادله(۱۲) می گردد.

نتیجه گیری

با استفاده از روش کاپلان ابتدا مدل را در نبود اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا مورد بررسی قرار دادیم و نشان دادیم که شرایط حاکم برای می نیمم شدن انرژی خوشه منجر به سه فاز فرومغناطیس، فاز اسپیرال و فاز بالابالا–پایین پایین(uudd)می گردد. با اضافه کردن اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا ابتدا در حالت صفحه ای فاز اسپیرال بهمراه فازی با نظمی بفرم $(\rightarrow,\uparrow,\uparrow)$ همراه با حالت تبهگن آن مشاهده گردید، در حالی که از فاز فرومغناطیس خبری نیست که از نگاه فیزیکی می توان این را بدلیل شرط هم صفحه بودن اسپین ها در حضور این اندرکنش دانستف زیرا این فرض بطور آنی باعث حذف این فاز می گردد، اما نکته حائز اهمیت این است که حتی در حالت غیر صفحه ای نیز نتوانستیم با روش کلاسیک کاپلان شواهدی در مورد حضور فاز فرومغناطیس پیداکنیم و تنها حضور فاز اسپیرال قابل روئیت می باشد. همچنین با کمک نگاشتی نشان دادیم که حضور اندرکنش ژیالوشنسکی–موریا اثر مستقیم در خصوصیت ناهمسانگردی مدل هایزنبرگ می گردد که تاییدی بر ادعاهای قبلی می باشد.

قدر دانی

این پژوهش توسط دانشگاه آزاد اسلامی واحد ساری حمایت مالی شده است.

Refrences:

1. Haldane, F.D.M., *Phys. Rev*. B, **25**, R4925 (1982).
2. Tonegawa, T., and Harada, I., *J. Phys. Soc. Jpn*., **56**, 2153 (1987).
3. Nomura, K., and Okamoto, K., *Phys. Lett*. A, **169**, 433 (1992).
4. Bursill, R., Gehring, G.A., Farnell, D.J.J., Parkinson, J.B., Xiang, T., and Zeng, C., *J. Phys: Condens.Matter*, **7**, 8605 (1995).
5. Majumdar, C.K., and Ghosh, D.K., *J. Math. Phys*., **10**, 1388 (1969).
6. White, S.R., and Affleck, I., *Phys. Rev*. B, **54**, 9862 (1996).

7. Tonegawa, T., and Harada, I., *J. Phys. Soc. Jpn*, **58**, 2902 (1989).
8. Chubukov, A.V., *Phys. Rev.* B, **44**, R4693 (1991).
9. Cabara, D.C., Honecker, A., and PPujol, P., *Eur. Phys. J.* B, **13**, 55 (2000).
10. Krivnov, V.Ya., and Ovchinnikov, A.A., *Phys. Rev* B, **53**, 6435 (1996).
11. Dmitriev, D.V., and Krivnov, V.Ya., *Phys. Rev*. B, **73**, 024402 (2006).
12. Dmitriev, D.V. and Krivnov, V.Ya., *Phys. Rev*. B, **77**, 024401 (2008).
13. Mahdavifar, S., *Condens. Matter*, **20**, 335230 (2008).
14. Hamada, T., Kane, J., Nakagawa, S., and Natsume, Y., *J. Phys. Soc. Jpn*., **57**, 1891 (1988).
15. Dmitriev, D.V. and Krivnov, V.Ya., and Ovchinnikov, A.A., *Phys. Rev*. B, **56**, 5985 (1997).
16. Allen, D., and seneschal, D., *Phys. Rev*. B, **55**, 299 (1997).
17. Nersesyan, A.A., Gogolin, A.Q., and Essler, F.H.L., *Phys. Rev. Lett*., **81**, 910 (1998).
18. Itoi, C., and Qin, S., *Phys. Rev*. B, **63**, 224423 (2001).
19. Mizuno, Y., Tohyama, T., Maekawa, S., Osafune, T., Motoyama, N., Eisaki, H., and Uchida, S., *Phys. Rev*. B, **57**, 5326 (1998).
20. Hase, M., Kuroe, H., Ozawa, K., Suzuki, O., Kitazawa, H., Kido, G., and Sekin, T., *Phys. Rev*. B, **70**,104426(2004).
21. Solodovnikov, S.F., and Solodovinkova, Z.A., *J. Struct.,Chem*., **38**,765(1997).
22. Dzyaloshinskii, I., *J. Phys. Chem. Solids*., **4**, 241 (1958).
23. Moriya, T., *Phys. Rev*., **120**, 91 (1960).
24. Anderson, P.W., *Phys. Rev*., **115**, 2 (1959).
25. Coffey, D., Trugman, K.S., *Phys. Rev.* B, **42**, 6509 (1990).
26. Dender, D.C., Hammar, P.R., Reich, D.H., Broholm, C., and Aeppli, G., *Phys. Rev. Lett*., **79**, 1750 (1997).
27. Oshikawa, M., and Affleck, I., *Phys. Rev. Lett*., **79**, 2883 (1997).
28. Zhao, J. Z., Wang, X.Q., Xiang, T., Su, Z.B., Yu, L., *Phys. Rev. Lett*., **90**, 20204 (2003).
29. Fouet, J.B., Tchernyshyov, O., Mila, F., *Phys. Rev*. B., **70**, 174427 (2004), Fouet, J.B., Mila, F., Clarke, D., H. Youk, O., Tchernyshyov, P.Fendley, Noack, R.M., *Phys. Rev*. B, **73**, 214405 (2006).
30. Chernyshev, A.L., *Phys. Rev*. B, **72**, 174414 (2005).
31. Dender, D.C., Dvidovic, D., Reich, D.H., Broholm, C., and Aeppli, G., *Phys. Rev*. B, **53**, 2583 (1996).
32. Kohgi, M., Iwasa, K., Mignot, J., Fak, B., Gegenwart, P., Lang, M., Ochiai, A., Aoki, H., and Suzuki, T., *Phys. Rev. Lett*., **86**, 2439 (2000).
33. Fulde, P., Schmidt, B., and Thalmeier, P., *Euro. Phys. Lett*., **31**, 323 (1995).
34. Oshikawa, M., Ueda, K., Aoki, H., Ochiai, A., and Kohgi, M., *J. Phys. Soc. Jpn*., **68**, 3181 (1999), Shiba, H., Udea, K., and Sakai, O., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **69**, 1493 (2000)
35. Tsukada, I., Takeya, J.T., Masuda, T., and Uchinokura, K., *Phys. Rev. Lett*., 87, 127203 (2001).
36. Jafari, R., Langari, A., arXiv:0812.1862v1(2008)
37. Mahdavifar, S., Soltani, M.R., Masoudi, A.A., *Eur. Phys. J.* B, 62, 215 (2008)
38. T.A.Kaplan, *Phys. Rev*. B, **80**, 012407 (2009)
39. Kaplan, T.A., and Menyuk, N., *Philos. Mag*., **87**, 3711 (2007).
40. Yoshimori, A., *J. Phys. Soc. Jpn*., **14**, 807 (1959)
41. Kaplan, T., *Phys. Rev*., **116**, 888 (1960).
42. Villain, J., *J. Phys. Chem. Solids*, **11**, 303 (1959)
43. Dmitriev, D.V., and Krivnov, V.Ya., *Phys. Rev*. B, **77**, 024401 (2008).