

بررسی تحلیلی پدیده تونل زنی اسپین با در نظر گرفتن برانگیختگی های چهار قطبی در آهنربای تک مولکولی Fe_8

یوسف یوسفی^۱، حمیده فخاری^۱، حکمت مومن اف^۲ و محمدرضا بنام^۱

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران

۲. انستیتوی فیزیک- تکنیکی اس. او. عمراف، آکادمی علوم، تاجیکستان

پست الکترونیکی: Y.Yousefi@pnurazavi.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۰/۰۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۳/۲۲)

چکیده

پدیده تونل زنی اسپین در آهنربای تک مولکولی Fe_8 با استفاده از روش محاسبه اینستانتونی مطالعه شده است. در این مطالعه از حالت همدوس در پارامتر حقیقی در گروه $SU(3)$ به عنوان تابع اولیه استفاده شده است. برای این آهنربای تک مولکولی، شکافتگی ترازهای انرژی حاصل شده مربوط به جمله ای در کنش کلاسیکی می باشد که از فاز عمومی شده بری نتیجه می شود و این جمله باعث تداخل بین مسیرهای تونل زنی (اینستانتون ها) می شود. در این آهنربای تک مولکولی ثابت می شود که استفاده از برانگیختگی چهار قطبی (وابستگی به g) نه تنها موقعیت نقاط خاموش شوی پدیده تونل زنی بلکه تعداد آنها نیز تغییر خواهد کرد. همچنین این نقاط با تعداد پله ها در حلقه پسماند این آهنربا تک مولکولی ارتباط دارد. اگر برانگیختگی های دو قطبی و چهار قطبی را در انرژی کلاسیکی لحاظ کنیم، تعداد پله های حلقه پسماند با تعداد پله های مشاهده شده از داده های تجربی برابر خواهد شد.

واژه های کلیدی: حالت همدوس، تونل زنی اسپین، اینستانتون، برانگیختگی چهار قطبی

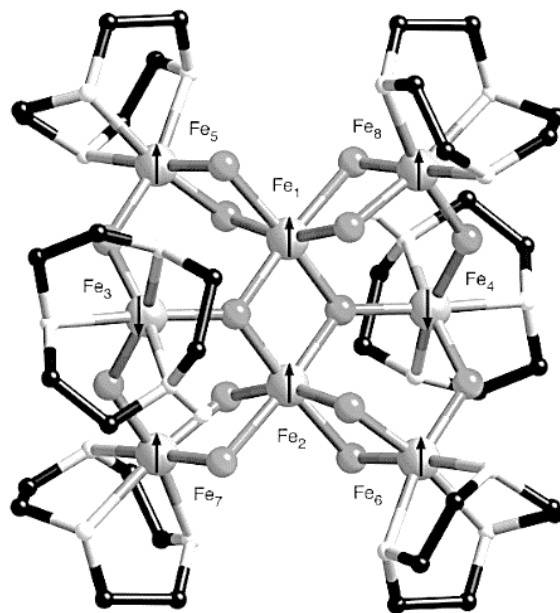
۱. مقدمه

و قرار گرفتن در این محدوده آنها را مورد توجه دانشمندان شاخه های مختلف، فیزیک و شیمی، اعم از نظری و تجربی قرار داده است تا خواص منحصر بفرد این ترکیبات جدید را بررسی نمایند.

اگر چه عبارت آهنرباهای تک مولکولی ابتدا در سال (۱۹۹۶) به کار برده شد [۱] اما اولین آهنربای تک مولکولی در سال (۱۹۹۱) توسط سیسلی و همکارانش گزارش شد [۲]. ترکیبات آلی مختلفی از منگنز، آهن، کروم و... به عنوان

یک آهنربای تک مولکولی، (SMM) مولکولی است که مانند یک نانو آهنربای مجزا عمل می کند. این آهنرباها به خاطر ابعاد کوچک و قابلیت توصیف دقیق، پدیده های کوانتومی مانند تونل زنی کوانتومی ماکروسکوپی مغناطش و تداخل فاز بری^۱ را نمایش می دهند. آهنرباهای تک مولکولی در محدوده بین مکانیک کوانتومی و فیزیک کلاسیک قرار دارند

۱. Berry



شکل ۱. ساختار شیمیایی آهنربای تک مولکولی Fe_8 [۱۶].

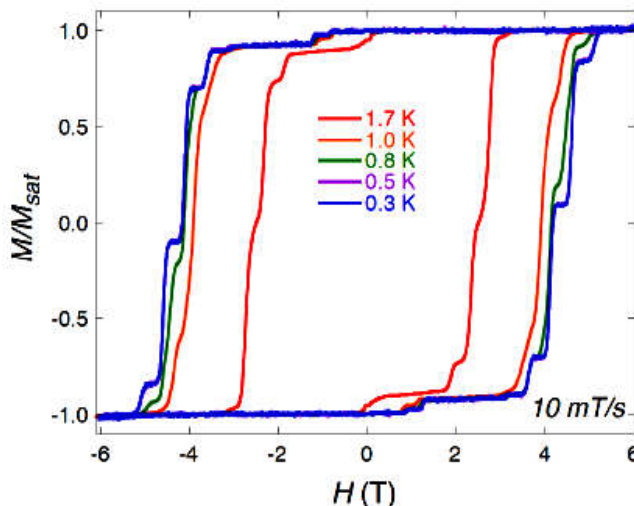
کوانتومی مفیدی هستند پس لازم است به طور مستقل کنترل و آدرس داده شود و حافظه‌های مغناطیسی نیز احتیاج به آدرس پذیری مجزا دارند.

مشاهدات فریدمن و همکارانش [۳] از پدیده تونل زنی کوانتومی ماکروسکوپی مغناطش برای آهنرباهای تک مولکولی در سال (۱۹۹۶) و تأیید مجدد آن توسط هرناندز و همکارانش [۴] و توماس و همکارانش [۵] یک پیشرفت اساسی در فیزیک اسپین‌ها به حساب می‌آید. پدیده تونل زنی مغناطش در بیش از صدها آهنربای تک مولکولی و بعضی یون‌های خاکی کمیاب با اسپین بالا مشاهده شده است. [۶، ۷].

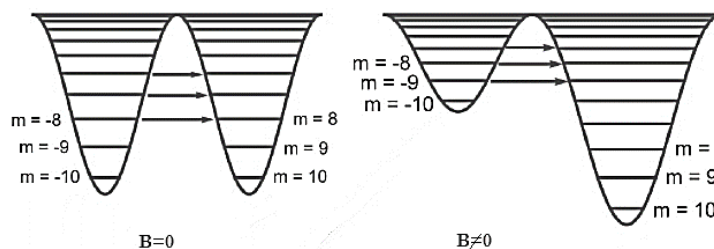
تحقیقات گسترده‌ای در مورد آهنرباهای تک مولکولی غیرهایزنبرگی با اسپین بالا و دارای ساختار پاد فرومغناطیسی انجام شده است، اما هنوز همخوانی خوبی بین نتایج تجربی و مطالعات نظری وجود ندارد. یکی از مهم‌ترین دلایل آن در نظر نگرفتن برانگیختگی‌های چهار قطبی و بالاتر در این سیستم‌ها می‌باشد که در این مقاله به این موضوع پرداخته شده است. این که تا چه درجه‌ای از برانگیختگی‌های چند قطبی را برای توصیف دقیق سیستم اسپینی باید لحاظ کرد به تقارن عملگرهای اسپین در هامیلتونین و عدد اسپین سیستم بستگی

آهنرباهای تک مولکولی مورد بررسی قرار گرفته‌اند که در این مقاله مولکول Fe_8 با فرمول شیمیایی $[Fe_8O_7(OH)_2(tacn)_2]^{8+}$ مورد مطالعه قرار گرفته است. مولکول Fe_8 یک تک بلور مغناطیسی به صورت شکل ۱ می‌باشد. در حالت پایه این مولکول دارای اسپین ۱۰ بوده که از تفاضل اسپین مولکول‌های آهن در ساختار پاد فرومغناطیسی هشت یون Fe با اسپین $\frac{5}{2}$ به صورت $(s = 6 * \frac{5}{2} - 2 * \frac{5}{2} = 10)$ به دست می‌آید.

از بین مجموعه کاربردهای گسترده‌ای که برای آهنرباهای تک مولکولی وجود دارد، می‌توان به دو نمونه بارز و مهم آن اشاره کرد که یکی در محاسبات کوانتومی و دیگری در حافظه‌های مغناطیسی یا جریان اسپینی می‌باشد. استفاده احتمالی از آهن رباهای تک مولکولی به عنوان بیت‌های کوانتومی، عناصر پردازش در کامپیوترهای کوانتومی، خیلی مورد توجه است. کامپیوترهای کوانتومی به طور منحصر بفرد از خواص کوانتومی مثل برهم نهی و آشفتگی حالت‌ها بهره می‌برند. این کامپیوترها در حل مسائل خاص در مقایسه با کامپیوترهای کلاسیک خیلی مؤثرتر هستند. از طرفی چون آهنرباهای تک مولکولی بیت‌های



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) حلقه پسماند آهنربای تک مولکولی [۳].



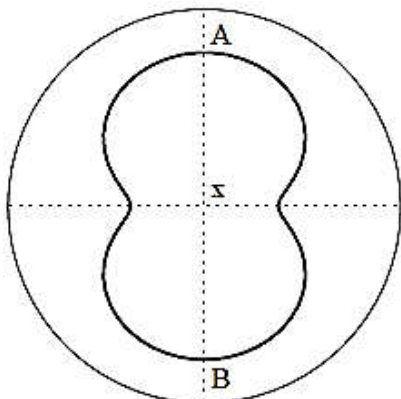
شکل ۳. چاه پتانسیل دوگانه در حضور و غیاب میدان مغناطیسی اعمالی [۳].

شده‌اند، از نظر انرژی برابر باشند (شکل ۳). در این مقاله ارتباط بین این پله‌ها و نقاط خاموش شوی تونل زنی اسپین، مقادیر خاصی از میدان مغناطیسی اعمالی که در آن دامنه تونل زنی اسپین صفر می‌شود، با در نظر گرفتن برانگیختگی‌های دو قطبی و چهار قطبی بررسی شده است. در قسمت ۲ ابتدا هامیلتونین مسئله بررسی و سپس روش محاسبه پدیده تونل زنی، روش اینستانتون، از نظر گذشته است. برای این آهنربای تک مولکولی ۱. گرگ^۱ در سال‌های اخیر دامنه تونل زنی را با در نظر گرفتن برانگیختگی‌های دو قطبی محاسبه کرده که در قسمت ۳ به آن اشاره شده است. اگر نمودارهای دامنه تونل زنی را در این وضعیت رسم کرده و با نمودار محاسبات عددی مقایسه کنیم، مشاهده می‌شود که تطابق خوبی بین این نمودارها وجود ندارد. اما با توجه به عدد اسپین این نانودره و

دارد. برای این سیستم فیزیکی که عدد اسپین آن $J=10$ است، برای توصیف دقیق و کامل، باید برانگیختگی‌های چند قطبی تا درجه $2^J = 2^{10} = 2^{10}$ را لحاظ کرد و برای انجام این کار باید از حالت‌های هم‌دوس در گروه $SU(21)$ استفاده کرد. در این مقاله علاوه بر برانگیختگی‌های دو قطبی، برانگیختگی‌های چهار قطبی را نیز در محاسبات لحاظ کرده، اما می‌دانیم که برای توصیف دقیق و کامل این نانو دره باید برانگیختگی‌های چند قطبی بالاتر را نیز لحاظ کرد.

برای آهنربای تک مولکولی Fe_8 یک سری پله‌ها در حلقه پسماند در دمای پایین‌تر از $3^k \nu$ مشاهده شده است، همانند آن چیزی که در شکل ۲ مشاهده می‌شود.

پله‌های مشاهده شده در حلقه‌های پسماند در بازه‌های تقریباً مساوی از میدان مغناطیسی، هنگامی اتفاق می‌افتد که ترازها در دو چاه پتانسیلی که به وسیله سد ناهمسانگردی از هم جدا



شکل ۴. تداخل مسیرهای اینستانتونی برای آهنربای تک مولکولی Fe_8 برای میدان مغناطیسی موازی محور آسان [۱۶].

شامل ناهمسانگردی‌های عرضی مرتبه چهارم می‌باشد. این جمله اگرچه تصحیح خیلی کوچکی در انرژی هر حالت انرژی به وجود می‌آورد، اما در موقعیت نقاط در فضای میدان مغناطیسی، در جایی که شکافتگی حذف می‌شود، تغییر قابل توجهی ایجاد می‌کند.

برای محاسبه دامنه تونل زنی از روش انتگرال مسیر استفاده می‌شود. انتگرال مسیر اسپین شامل یک جمله جنبشی است که ویژگی‌های فاز بری را دارد و از تداخل بین مسیرهای اسپینی مختلف حاصل می‌شود. نوسانات نتیجه‌ای از این پدیده تداخلی است. در این روش مسیرها روی سطح کره واحد قرار دارند و جمع روی مسیرها، به وسیله مسیرهای با کمترین کنش (یا اینستانتون‌ها) مشخص می‌شود. برای جهت‌های خاصی از میدان، دو مسیر با کمترین کنش وجود دارد که حول میدان در جهت‌های مخالف می‌چرخند (شکل ۴). قسمت حقیقی کنش کلاسیکی، S_R ، برای هر دو مسیر یکسان اما قسمت مجازی کنش، S_I ، متفاوت است و منجر به فاز نسبی می‌شود که برابر با فاز بری برای حلقه بسته ساخته شده به وسیله دو مسیر است. این فاز برابر با مساحت Ω حلقه است [۱۴، ۱۵].

برای میدان‌های کوچک‌تر از میدان خاموش‌شوی، شکافتگی Δ با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\Delta = De^{-S_R} \cos(JS_I), \quad (3)$$

همچنان که میدان افزایش می‌یابد، کمینه بین اینستانتون‌ها به

مطالب ذکر شده در پاراگراف ۵، در این مقاله برانگیختگی‌های چهار قطبی را نیز در محاسبات لحاظ کرده و سپس نمودارهای مربوطه را رسم کرده‌ایم. مشاهده می‌شود که در این وضعیت تطابق بهتری بین نمودارهای محاسبات تحلیلی و عددی و همچنین تعداد نقاط خاموش‌شوی پدیده تونل زنی و پله‌ها در حلقه پسماند مغناطیسی وجود دارد که این محاسبات در قسمت ۴ مقاله آورده شده است.

۲. هامیلتونین اسپینی مؤثر برای آهنربای تک مولکولی

Fe_8

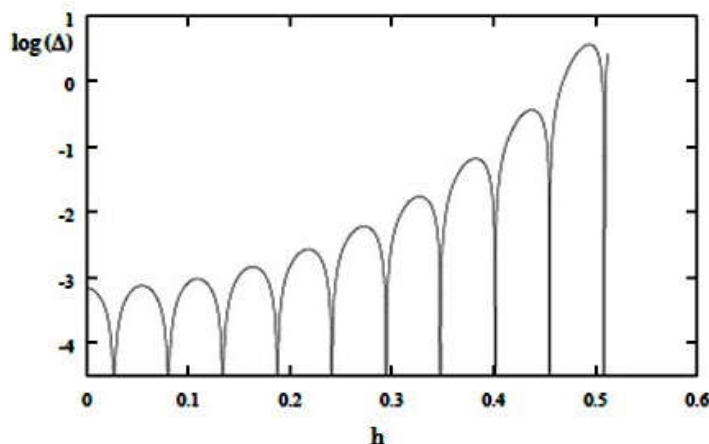
مولکول Fe_8 دارای تقارن D_4 است. (شکل ۱ را ببینید) برهم‌کنش‌های اسپین-اسپین و مدار ناوردایی چرخشی مولکول را کاملاً برهم زده و آن را نسبت به جهت‌های بلوری شبکه ناهمسانگرد می‌کند. روش‌های آزمایشگاهی مختلفی (تشدید اسپین الکترون، واهلش مغناطیسی، اسپکتروسکوپی مورس‌باخر، پراکندگی نوترونی و...) نشان می‌دهند که این آهنربای تک مولکولی با هامیلتونین پیشنهادی به صورت زیر به خوبی توصیف می‌شود [۸-۱۲].

$$\mathcal{H}_6 = -k_1 J_z^2 + (k_1 - k_2) J_x^2 - g\mu_B \vec{J} \cdot \vec{H}, \quad (1)$$

که J_x و J_z مولفه‌های عملگر اسپین، $k_1 = 0.33 K$ و $k_2 = 0.22 K$ ثابت‌های غیرهمسانگردی، $J = 10$ و فاکتور g خیلی نزدیک به دو است. ناهمسانگردی‌های با مرتبه بالاتر و خیلی ضعیف‌تر هم وجود دارد که تصحیح غیرهمسانگردی مرتبه چهار برجسته‌ترین است و به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود.

$$\mathcal{H}_4 = -k_4 (J_+^4 + J_-^4), \quad (2)$$

که $k_4 \approx 2.9 \times 10^{-5} K$ و انرژی غیرهمسانگردی برابر با میدان در حدود $2.5 T$ است [۱۳]. این آهنربای تک مولکولی سه محور نابرابر دارد و هامیلتونین نقطه صفر آن دارای تقارن دو محوری می‌باشد. پس دو جمله اول سمت راست ناهمسانگردی سد پتانسیل دوگانه را نشان می‌دهند. جمله سوم شامل میدان‌های ساختار ریز، دو قطبی‌ها و سایر میدان‌های عرضی داخلی مانند میدان عرضی اعمالی می‌شود. جمله اختلال



شکل ۵. محاسبات عددی برای دامنه تونل زنی اسپین برای آهنربای تک مولکولی Fe_8 برای میدان مغناطیسی موازی محور آسان [۱۶].

محاسبه مقادیر حقیقی و موهومی کنش داریم [۱۷]:

$$\begin{aligned} S_R &= \text{Re} S_k^{cl} = I(\lambda_1, \lambda_2), \\ S_I &= \pi - I(\lambda_1, \lambda_2), \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن

$$I(\lambda_1, \lambda_2) = 3.28102h. \quad (7)$$

با محاسبات عددی توابع (۶) و (۷) و جایگذاری در رابطه (۳) شکافتگی ترازها به دست می‌آید. اگر توابع $\log \Delta$ و $\cos(JS_I)$ بر حسب میدان مغناطیسی h رسم شود، نمودار شکل ۶ و ۷ به دست می‌آید.

از مقایسه نمودار شکل ۷ با نمودار محاسبات عددی شکل ۵، مشاهده می‌شود که در میدان‌های کمتر از ۰٫۱ در نمودار شکل ۵، دو نقطه خاموش شوی پدیده تونل زنی اسپین وجود دارد در حالی که در نمودار شکل ۷ که با محاسبات تحلیلی به دست آمده یک نقطه وجود دارد. همچنین موقعیت این نقاط در نمودار محاسبات عددی با موقعیت در نمودار محاسبات تحلیلی در گروه $SU(2)$ متفاوت است. بنابراین به نظر می‌رسد که باید تصحیحات مناسبی را در محاسبات تحلیلی وارد کنیم.

اگر نمودار تجربی حلقه پسماند، نمودار شکل ۲، بررسی شود، مشاهده می‌شود که در حلقه پسماند مغناطیسی چهار پله وجود دارد و تصور ما این است که این پله ها مربوط به نقاط خاموش شوی تونل زنی اسپین می‌باشد. بنابراین باید چهار نقطه خاموش شوی در میدان‌های کمتر از ۰٫۲۲ وجود داشته باشد. اما نمودار شکل ۶ در بازه مورد نظر سه نقطه نشان

سمت یکدیگر حرکت می‌کند و مساحت Ω کوچک می‌شود. هر جایی که $\varphi = JS_I$ مضرب فردی از $\frac{\pi}{4}$ شود Δ صفر می‌شود. شکل ۵ محاسبات عددی مستقیم برای Δ به صورت تابعی از میدان h را برای مدل هامیلتونین مسئله نشان می‌دهد [۱۶].

۳. محاسبه دامنه تونل زنی به روش اینستانتون با در نظر گرفتن برانگیختگی های دو قطبی

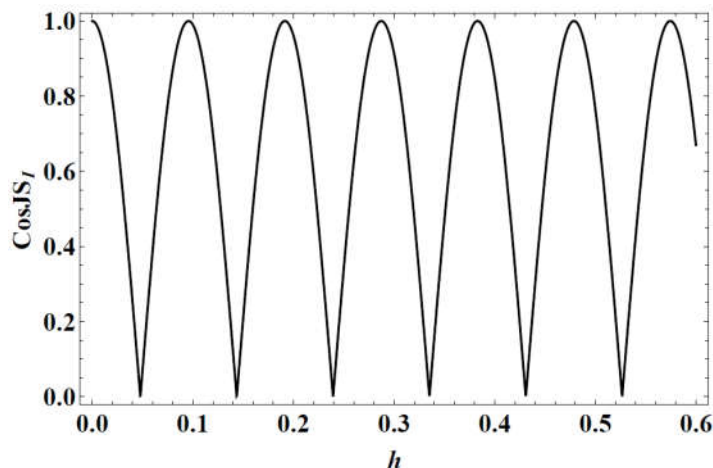
در این قسمت دامنه تونل زنی Δ برای آهنربای تک مولکولی Fe_8 هنگامی که میدان مغناطیسی موازی محور آسان است، در گروه $SU(2)$ محاسبه شده است. برای به دست آوردن انرژی کلاسیکی سیستم از مقادیر میانگین عملگرهای اسپین در گروه $SU(2)$ استفاده می‌شود، یعنی:

$$\begin{aligned} S^+ &= e^{i\varphi} \sin \theta, \\ S^- &= e^{-i\varphi} \sin \theta, \\ S^z &= \cos \theta, \end{aligned} \quad (4)$$

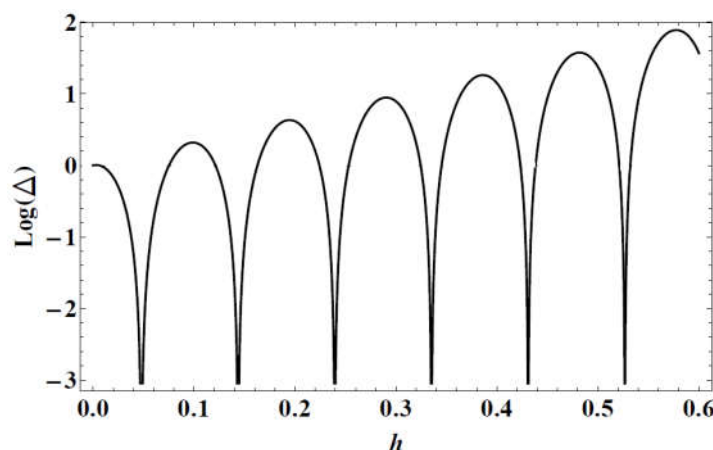
با قرار دادن این مقادیر در هامیلتونین (۱) انرژی کلاسیک به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} E(\theta, \varphi) &= \cos^2 \theta + \lambda_1 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - 2h \cos \theta \\ &\quad - 2\lambda_2 \left(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right), \end{aligned} \quad (5)$$

که در آن $\lambda_1 = \frac{k_1 - k_2}{k_1}$ ، $\lambda_2 = \frac{k_2}{k_1}$ و $h = \frac{g\mu_B H}{2k_1}$ است.



شکل ۶. تابع $\cos(JS_I)$ بر حسب میدان مغناطیسی h با در نظر گرفتن برانگیختگی دو قطبی.



شکل ۷. تابع $\log \Delta$ بر حسب میدان مغناطیسی h با در نظر گرفتن برانگیختگی دو قطبی.

صورت زیر می شود:

$$E(\theta, \varphi, g) = \cos^2 \varphi g \left(\cos^2 \theta + \lambda_1 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right) - 2hc \cos(\varphi g) \cos \theta - 2\lambda_2 \cos^2 \varphi g \left(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right) - 2\lambda_3 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \theta \quad (9)$$

برای محاسبه به روش اینستانتون ابتدا باید کمینه انرژی فوق را به دست آوریم. کمینه این انرژی برابر مقدار زیر خواهد شد.

$$E_{min} = -h^2 - 2\lambda_2 h^2 \quad (10)$$

اینستانتون‌ها با استفاده از ملاحظات پایستگی انرژی به دست می‌آیند. با استفاده از شرط $E(\theta, \varphi, g) = E_{min}$ داریم:

$$Z(g, \varphi) \cos^2 \theta + R(g, \varphi) \cos^2 \theta - 2hc \cos(\varphi g) \cos \theta + W(g, \varphi) = 0, \quad (11)$$

می‌دهد که این هم گواه بر این ادعا است که باید در محاسبات تصحیحات لازم وارد شود.

۴. محاسبه دامنه تونل زنی به روش اینستانتون با در

نظر گرفتن برانگیختگی‌های دو قطبی و چهار قطبی

حال گشتاورهای چهار قطبی را نیز اضافه می‌کنیم. برای این منظور از مقادیر میانگین عملگرهای اسپین در گروه $SU(2)$ به صورت زیر استفاده می‌کنیم [۱۸]:

$$\begin{aligned} S^+ &= e^{i\varphi} \cos(\varphi g) \sin \theta, \\ S^- &= e^{-i\varphi} \cos(\varphi g) \sin \theta, \\ S^z &= \cos(\varphi g) \cos \theta. \end{aligned} \quad (8)$$

با جایگذاری این مقادیر در هامیلتونین (۱) انرژی کلاسیک به

که در آن

$$B^{\gamma} = \frac{h^{\gamma} \cos^{\gamma} \gamma g}{R^{\gamma}(g, \varphi) - W(g, \varphi)Z(g, \varphi)} + \frac{R(g, \varphi)}{\gamma Z(g, \varphi)} - \frac{(R^{\gamma}(g, \varphi) - \gamma W(g, \varphi)Z(g, \varphi))^{\gamma/2}}{\gamma \cos(\gamma g)Z(g, \varphi)} \quad (20)$$

اگر از تقریب $B \approx A \approx A_{\lambda_1=0}$ استفاده کنیم، توابع S_I و S_R به صورت زیر به دست می آیند:

$$S_R = \text{Re} S_k^{cl} = \text{Re} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} A d\varphi dg = -5,10292 h, \quad (21)$$

$$S_I = \int_0^{\pi} (\cos(\gamma g) - A) d\varphi - \int_0^{\pi} (1 - \cos(\gamma g)) d\gamma = \pi^{\gamma} - 5,10292 h.$$

در همه روابط فوق متغیرهای θ و φ مربوط به برانگیختگی های دو قطبی و g و γ مربوط به برانگیختگی های چهار قطبی می باشند.

حال اگر توابع $\log \Delta$ و $\cos(JS_I)$ بر حسب میدان مغناطیسی

h رسم شود، نمودارهای شکل های ۸ و ۹ به دست می آید.

با مقایسه نمودارهای شکل ۹ و شکل ۵، مشاهده می شود که در میدان های کمتر از ۰٫۱ در هر دو نمودار دو نقطه خاموش شوی پدیده تونل زنی اسپین وجود دارد که نسبت به محاسبات در گروه $SU(2)$ بهبود یافته است.

اگر نمودار شکل ۸ با نمودار تجربی حلقه پسماند مغناطیسی شکل ۲ مقایسه شود، مشاهده می شود که در میدان های کمتر از ۰٫۲۲ تعداد نقاط خاموش شوی پدیده تونل زنی با تعداد پله ها در منحنی پسماند شکل ۲ برابر است. البته توجه شود که موقعیت و مکان نقاط خاموش شوی در نمودارهای تحلیلی با نمودار عددی و نمودار تجربی متفاوت است که باید تصحیحات دیگری مانند در نظر گرفتن برانگیختگی های چند قطبی بالاتر را لحاظ کرد.

۴. نتیجه گیری

در این مقاله، پدیده تونل زنی اسپین در آهنربای تک مولکولی Fe_8 با استفاده از روش اینستانتون مطالعه شد. در این مطالعه از حالت همدوس در پارامتر حقیقی در گروه $SU(3)$ به عنوان تابع اولیه استفاده شد. ثابت شد اگر برانگیختگی های چهار قطبی در پدیده تونل زنی مورد استفاده قرار گیرد، موقعیت و

$$Z(g, \varphi) = -2\lambda_1 \cos^{\gamma} \gamma g (1 + \sin^{\gamma} \varphi + \epsilon \sin^{\gamma} \varphi),$$

$$R(g, \varphi) = \cos^{\gamma} \gamma g (1 - \lambda_1 \sin^{\gamma} \varphi) + 2\lambda_1 \cos^{\gamma} \gamma g \sin^{\gamma} \varphi (\gamma + \sin^{\gamma} \varphi), \quad (12)$$

$$W(g, \varphi) = \cos^{\gamma} \gamma g \sin^{\gamma} \varphi (\lambda_1 - 2\lambda_1 \cos^{\gamma} \gamma g \sin^{\gamma} \varphi) + h^{\gamma} + 2\lambda_1 h^{\gamma}.$$

جواب های معادله غیرخطی (۱۱) را به صورت زیر در نظر می گیریم:

$$\cos \theta = A + iB. \quad (13)$$

با جایگذاری جواب بالا در معادله (۱۱) به دست می آوریم:

$$B^{\gamma} = A^{\gamma} + \frac{R(g, \varphi)}{\gamma Z(g, \varphi)} - \frac{h \cos(\gamma g)}{\gamma AZ(g, \varphi)}. \quad (14)$$

و همچنین:

$$16Z^{\gamma}(g, \varphi)A^{\gamma} + 8Z(g, \varphi)R(g, \varphi)A^{\gamma} + (R^{\gamma}(g, \varphi) - \gamma W(g, \varphi)Z(g, \varphi))A^{\gamma} - h^{\gamma} \cos^{\gamma} \gamma g = 0. \quad (15)$$

برای ساده سازی مسئله، A و B را بر حسب میدان h تا مرتبه اول در نظر می گیریم. وقتی $\lambda_1 = 0$ در نظر گرفته شود، $Z(g, \varphi) = 0$ شده و معادله (۱۵) جوابی به صورت زیر خواهد داشت:

$$A_{\lambda_1=0}^{\gamma} = \frac{h^{\gamma} \cos^{\gamma} \gamma g}{R^{\gamma}(g, \varphi)} \Rightarrow A_{\lambda_1=0} = \frac{h}{\cos(\gamma g)(1 - \lambda_1 \sin^{\gamma} \varphi)}. \quad (16)$$

در این معادله A تابع درجه اولی بر حسب h است. چون A تابع درجه یکی از میدان فرض شده است پس در معادله (۱۵) دو جمله اول حذف شده و به دست می آوریم:

$$A^{\gamma} = \frac{h^{\gamma} \cos^{\gamma} \gamma g}{R^{\gamma}(g, \varphi) - \gamma W(g, \varphi)Z(g, \varphi)}, \quad (17)$$

با این تقریب منجر عبارت فوق وابستگی به میدان h نداشته می توان آن را به صورت زیر بیان کرد:

$$R^{\gamma}(g, \varphi) - \gamma W(g, \varphi)Z(g, \varphi) \approx q_0 + q_1 \sin^{\gamma} \varphi + q_2 \sin^{\gamma} \varphi, \quad (18)$$

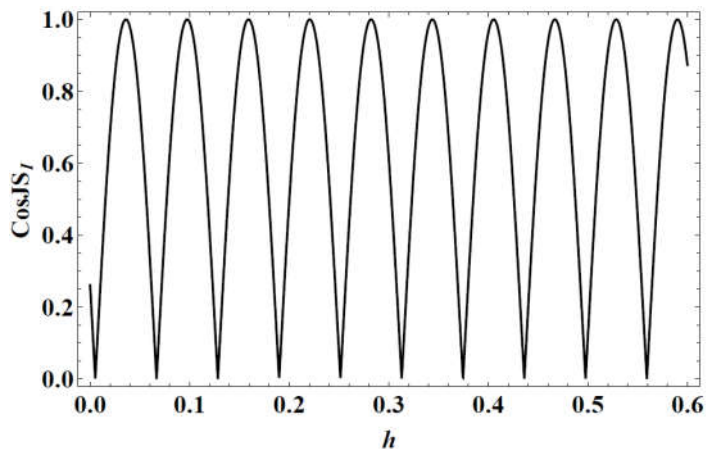
که در آن

$$q_0 \approx \cos^{\gamma} \gamma g,$$

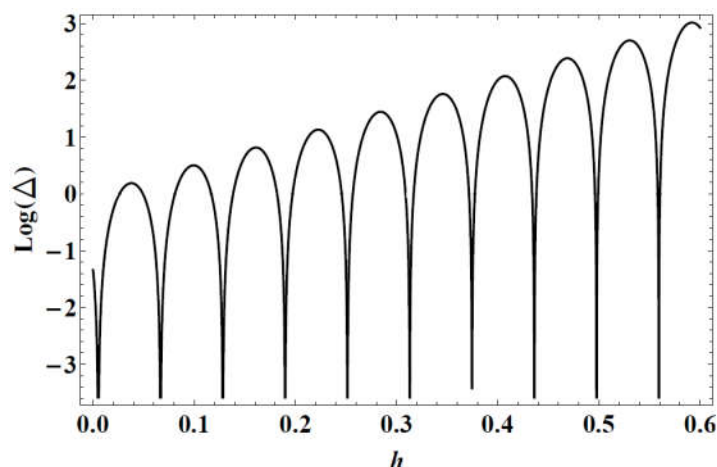
$$q_1 \approx \cos^{\gamma} \gamma g (-2\lambda_1 + 24\lambda_1 \cos^{\gamma} \gamma g + 8\lambda_1 \lambda_1),$$

$$q_2 \approx \cos^{\gamma} \gamma g (\lambda_1^2 + 8\lambda_1 \cos^{\gamma} \gamma g + 128\lambda_1^2 \cos^{\gamma} \gamma g + 24\lambda_1 \lambda_1 \cos^{\gamma} \gamma g). \quad (19)$$

از رابطه (۱۴) ضریب B به صورت زیر محاسبه می شود:



شکل ۸. تابع $\cos(JS_I)$ بر حسب میدان مغناطیسی h با در نظر گرفتن برانگیختگی دو قطبی و چهار قطبی.



شکل ۹. تابع $\log \Delta$ بر حسب میدان مغناطیسی h با در نظر گرفتن برانگیختگی دو قطبی و چهار قطبی.

برانگیختگی‌های با درجه بالاتر حاصل می‌شود نیز لحاظ شود. در این مقاله فقط برانگیختگی‌های چهار قطبی لحاظ شده و برانگیختگی‌های بالاتر در نظر گرفته نشده است.

تعداد نقاط تونل زنی در محدوده مشخص شده میدان اعمالی تغییر می‌کند. اما برای آنکه موقعیت نقاط خاموش شوی حاصل شده با موقعیت نقاط به دست آمده از داده‌های آزمایشگاهی و عددی همخوانی داشته باشد، باید درجات آزادی بیشتری که از

مراجع

1. M Aubin, W Wemple, M Adams, T Huilien, C George, and H David N. *Journal of the American Chemical Society*, 118, **33** (1996) 7746.
2. A Caneschi, D Gatteschi, R Sessoli, A Barra, L Brunel, and M Guillot, *Journal of the American Chemical Society*, 113, **15** (1991) 5873.
3. J Friedman, M Sarachik, J Tejada, and R Ziolo, *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 3830.
4. J Hernandez, X Zhang, F Luis, J Bartolom, J Tejada, and R Ziolo, *Europhys. Lett.*, **35** (1996) 301.
5. L Thomas, F Lioni, R Ballou, D Gatteschi, R Sessoli, B Barabara, *Nature* **383** (1996) 145.
6. B Barbara, R Giraud, W Wernsdorfer, D Mailly, P Lejay, A Tkachuk, and H Suzuki, *J. Magn. Magn. Mat.*, **1024** (2004) 272.
7. N Ishikawa, M Sugita, and W Wernsdorfer, *Angew.*

14. D Loss, D Divincenzo, and G Grinstein, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 3232.
15. J Von Delft and C Henley, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 3236.
16. A Garg, *Europhys. Lett.*, **22**, (1993) 205.
17. E Keçecioglu and A Garg, *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 237205.
18. Y Yousefi and Kh Muminov, *Iranian Journal of Physics Research*, 12, **2** (2012) 179.
۱۸. ی یوسفی، ح مومن‌اف، مجله پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۲، ۲ (۱۳۹۱) ۱۷۹.
8. K Wieghardt, K Pohl, I Jibril and G Huttner, *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.*, **23** (1984) 77.
9. C Delfs *et al.*, *Inorg. Chem.*, **32** (1993) 3099.
10. A Barra, P Debrunner, D Gatteschi, Ch Schultz and R Sessoli, *Europhys. Lett.* **35** (1996) 133.
11. C Sangregorio, T Ohm, C Paulsen, R Sessoli and D Gatteschi, *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 4645.
12. R Caciuffo, G Amoretti, A Murani, R Sessoli, A Caneschi and D Gatteschi, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 4744.
13. W Wernsdorfer and R Sessoli, *Science*, **284** (1999) 133.