

Research Paper

Magnetization Plateaus and Magnetization Jumps in Quantum Dots of Boron Triangular Kagome Lattices¹

Moslem Zare*² and Ali Modabberasl³

Received: 2021.12.16

Revised: 2022.03.03

Accepted: 2022.04.09

Abstract

An investigation of the modern phenomena of condensed matter physics, called, magnetization plateau and magnetization jump, visible as anomalies in spin susceptibility at zero temperature, have been carried out theoretically in a zero-dimensional boron triangular Kagome lattice (0D-BTKL), namely quantum dots of BTKL, subjected to a staggering sublattice potential. By analyzing the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida (RKKY) interaction, the magnetic ground state of the 0D-TKL in the presence of two magnetic adatoms, in the presence of a staggered sublattice potential is evaluated. The important salient feature of the 0D-BTKLs is the emergence of the RKKY plateaus versus the Fermi energy. The spatial configurations of the magnetic impurities dramatically change the quality and quantity of the RKKY plateaus. These RKKY plateaus have not been reported before, to the best of our knowledge. Our finite-size results successfully confirm that both the width and location of the RKKY plateaus are tunable using an external potential and Fermi energy. Another remarkable observation is the nontrivial behavior, namely the magnetization jump, which accompanies the discontinuity in the spin susceptibility curves versus the staggering potential in our calculations. We believe that our results provide significant insights towards designing further experiments to search for the realization of the magnetization plateau phases and magnetization jumps in spintronics and pseudospin electronics devices based on BTKLs.

Keywords: *Magnetization Plateau, Magnetization Jump, Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida (RKKY) Interaction, Boron Triangular Kagome Lattice.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2022.38856.1252

² Assistant Professor, Department of Physics, Yasouj University, Yasouj, Iran. (Corresponding Author).
Email: mzare@yu.ac.ir

³ Assistant Professor, Department of Physics, Yasouj University, Yasouj, Iran. Email: modabber@yu.ac.ir



پلاتوها و جهش‌های مغناطش در نقطه‌های کوانتومی

شبکه کاگومه مثلثی بورون^۱مسلم زارع*^۲ و علی مدبراصل^۳

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۹/۲۵

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۰/۱۲/۱۲

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۱/۲۰

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا

سال دوازدهم، پیاپی ۲۹، تابستان ۱۴۰۱

صص ۵۵-۷۶

چکیده:

وجود پدیده‌های نوینی چون پلاتوهای مغناطش (ناحیه‌های با مغناطش ثابت در منحنی مغناطش) و جهش مغناطش (ناپوستگی در منحنی مغناطش) که به صورت غیرعادی در پذیرفتاری اسپینی در دامای صفر قابل مشاهده هستند، به صورت نظری در یک شبکه صفر بعدی (نقطه کوانتومی) کاگومه مثلثی بورون که تحت اثر یک پتانسیل خارجی زیر شبکه قرار گرفته است، مطالعه می‌شود. با تجزیه و تحلیل برهم کنش رودرمن-کیتل-کاسویا-یوشیدا (RKKY)، حالت پایه مغناطیسی شبکه کاگومه مثلثی در حضور دو اتم ناخالصی مغناطیسی بررسی می‌شود. ویژگی بارز شبکه کاگومه مثلثی بور صفر بعدی، شکل‌گیری پلاتوهای مغناطش در منحنی RKKY بر حسب انرژی فرمی می‌باشد. پیکربندی‌های مکانی ناخالصی‌های مغناطیسی، به‌طور چشمگیری مکان و شدت پلاتوها را تغییر می‌دهد. بر اساس اطلاعات موجود، این نوع پلاتوهای مبتنی بر برهم کنش RKKY پیش از این گزارش نشده است. نتایج برای ساختارهایی با اندازه محدود (ابعاد محدود) به روشنی تأیید می‌کنند؛ که هم پهنای و هم مکان پلاتوهای مغناطش با استفاده از یک پتانسیل خارجی و انرژی فرمی، قابل تنظیم و مدیریت هستند. یکی دیگر از نتایج قابل توجه در این محاسبات، رفتار غیرعادی دیگری بنام جهش مغناطش است که همراه با ناپوستگی در منحنی‌های پذیرفتاری اسپینی می‌باشد. ساختار الکترونی یک شبکه کاگومه مثلثی بورون می‌تواند به شدت تحت تأثیر یک پتانسیل زیر شبکه مدوله شده فضایی قرار گیرد؛ چراکه با مدیریت و تغییر پتانسیل خارجی، شکاف نواری و چگالی حالت‌های موضعی قابل کنترل می‌باشند. نتایج به دست آمده، دانش قابل توجهی در زمینه طراحی آزمایش و ابزار برای ایجاد و شرح فازهای نوین مغناطیسی در علم اسپینترونیک و ابزار مگنتوالکترونیک مبتنی بر شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون، فراهم می‌کنند.

واژگان کلیدی: برهم کنش رودرمن-کیتل-کاسویا-یوشیدا، نقطه‌های کوانتومی، شبکه کاگومه مثلثی بورون، پلاتو مغناطش، جهش مغناطش.

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2022.38856.1252

^۲ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه یاسوج، یاسوج، ایران. (نویسنده مسئول) Email: mzare@yu.ac.ir

^۳ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه یاسوج، یاسوج، ایران. Email: modabber@yu.ac.ir



۱. مقدمه

در سال‌های اخیر، شبکه‌های کاگومه به عنوان یکی از ساختارهای لایه‌ای (دو بعدی)، به دلیل کاربردهای چشمگیر و نهفته آن‌ها در سامانه‌های فیزیک ماده چگال در ابعاد نانو به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. شبکه کاگومه به عنوان یک مایع اسپینی کلاسیکی [۱]، از شکل‌های سه‌گوشی و شش‌گوشی (هگزاگونال) در شبکه‌ای از مثلث‌ها تشکیل شده است که گوشه‌های آن‌ها به اشتراک گذاشته شده است. این شبکه را می‌توان از اتم‌های سرد در شبکه‌های نوری [۲-۶]، شبکه‌های درمانده اسپینی مس در شبکه‌های کاگومه مثلثی [۷ و ۸]، ساختارهای دو لایه MgB_6 که در آن، یک لایه Mg بین دو لایه کاگومه B_3 ساندویچ شده است [۹]، ملکول‌های آلی-فلزی خود سازمان یافته [۱۰] و لایه‌های کاگومه‌ای اکسیدهای پایروکلر [۱۱]، بدست آورد.

شبکه کاگومه مثلثی، مسیری امیدوارکننده را برای درک پدیده‌های کوانتومی عجیب و ناشناخته‌ای مانند؛ پاد فرومغناطیس کوانتومی درمانده شده [۱۲-۱۴]، مایع اسپینی کوانتومی [۱۵]، فرومغناطیس [۱۶ و ۱۷] و حالت‌های غیربدیهی توپولوژیکی^۱ فراهم می‌کند [۱۸-۲۱].

به تازگی، با استفاده از مدل تنگ‌بست و رهیافت تابع گرین غیرتعدادی، ژانگ و همکاران [۲۲] بر روی یک شبکه کاگومه دو بعدی با استفاده از اعمال یک میدان مغناطیسی ناهمگن به همراه یک پتانسیل زیرشبکه بزرگ، از راه محاسبه رسانش کوانتومی هال در دمای صفر، یک کلید الکترونیکی را طراحی کردند. یک شبکه کاگومه هنوز هم به عنوان یک مسئله حل نشده کلاسیکی در زمینه مغناطیس باقی مانده است و با وجود انجام تحقیقات بیشمار آزمایشگاهی و عددی [۲۳-۲۶]، مدل هایزنبرگ اسپین $1/2$ روی شبکه کاگومه در میدان صفر یک مسأله حل نشده است که هنوز هم به درستی قابل درک نیست. متأسفانه با وجود مطالعات گسترده نظری و تجربی، جفت‌شدگی تبادلی مغناطیسی (تمرکز اصلی در این تحقیق)، هنوز در شبکه‌های کاگومه درک نشده است.

در این پژوهش با هدف مطالعات تجربی و نظری جدید برای درک پلاتوهای مغناطیس در شبکه‌های کاگومه، به بررسی مسأله جفت‌شدگی تبادلی غیرمستقیم که به برهم‌کنش $RKKY^2$ معروف است [۲۷-۲۹]، در حضور پتانسیل زیرشبکه به دلیل پس‌زمینه‌ای از الکترون‌های رسانشی ماده میزبان، در شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی به نام $B_0 - KL$ ($0D - BTKL$) پرداخته‌ایم.

در مدل تنگ‌بست، از رهیافت تابع گرین برای نشان دادن برهم‌کنش بین دو ناخالصی مغناطیسی که روی یک شبکه کاگومه مثلثی بورون قرار داده شده است، استفاده می‌کنیم. بر اساس اطلاعات

¹Topologically non-trivial states

² Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida



ما، این نخستین بار است که پلاتو ناشی از برهم کنش RKKY به صورت روشمند گزارش شده و همان‌طور که خواهیم دید این ایده بسیار قدرتمند بوده و به نتایج قابل توجهی منجر می‌شود. در این پژوهش، مطالب را در سه قسمت اصلی ارائه می‌کنیم. در بخش اول مقدمه‌ای از ساختارهای دو بعدی کاگومه و همچنین ساختارهای دو بعدی کاگومه بورون به صورت گسترده معرفی شده‌اند. در بخش دوم یک هامیلتونی کامل در حضور جفت‌شدگی‌های مختلف اسپین - مدار که بر اساس مدل تنگ‌بست برای شبکه دو بعدی کاگومه بورون نوشته شده است، معرفی و بررسی می‌شود. سپس چارچوب نظری‌ای که بر پایه آن برهم کنش RKKY محاسبه شده است، با استفاده از رهیافت تابع گرین ارائه می‌شود. در بخش سوم، در مورد نتایج عددی به دست آمده برای برهم کنش RKKY و پلاتوهای مغناطش ظاهر شده در منحنی‌های مغناطش برای ساختارهای مختلف صفر بعدی کاگومه بورون بحث می‌شود و در نهایت، در بخش آخر خلاصه‌ای از نتایج به دست آمده ارائه می‌شود.

۲. ساختار صفر بعدی شبکه سه گوشه کاگومه بورون

در جدول تناوبی، بورون همسایه چپ کربن بوده که دارای ۳ الکترون ظرفیت می‌باشد (یک الکترون کمتر از کربن دارد) و تمایل به فلزی بودن دارد، اما از طرف دیگر الکترون‌های آن به حد کافی جایگزیده هستند که حالت‌های عایق ظاهر می‌شوند. به دلیل قرار گرفتن بین عایق‌ها و فلزات در جدول تناوبی، بورون پیچیدگی‌های ساختاری مختلفی، چون: خوشه قفس گونه بورون - فلورون B_{40} [۳۰-۳۲] نانولوله‌ها و نانوسیم‌های یک بعدی بورون [۳۳-۳۶]، ساختارهای لوله‌ای دو حلقه‌ای [۳۷-۳۹]، ساختار دو بعدی گرافن گونه (به بوروفین^۱ معروف است.) [۴۰-۴۳] و فازهای بسیار سخت سه بعدی بورون [۴۴] را از خود نشان می‌دهد. با این وجود، این تعادل ظریف بین حالت‌های فلزی و عایق به سادگی توسط دما، فشار و ناخالصی‌ها تغییر می‌کند [۴۵-۴۹]. با وجود تلاش‌های نظری بسیار برای پیش‌بینی آلوتروپ‌های دو بعدی بورون، تنها چند ورقه بورون دو بعدی روی زیر لایه‌های فلزی چون یک لایه شبکه دو بعدی $\gamma - B_{28}$ [۵۰]، یک ورقه دو بعدی مثلثی (تشکیل شده از بوروفین) [۵۱] و گونه استریپ بوروفین [۵۲] سنتز شده است. الکترون‌های اضافی ترازهای غیرپیوندی را اشغال می‌کنند که منجر به یک حالت پایدار کاملاً مسطح و باز برای شبکه بورون مثلثی می‌شود [۵۳].

^۱ Borophene

به تازگی، کیم و همکاران در یک سری محاسبات جامع بر اساس محاسبات ابتدا به ساکن طراحی مواد تکاملی^۱ [۵۴]، احتمالاتی را برای فازهای بورون دو بعدی (با اتم های منیزیم به عنوان اتم های مهمان) روی یک زیر لایه نقره بررسی کرده اند. در این پژوهش، یک آلوتروپ پایدار از شبکه کاگومه مثلثی بورون به نام $B_9 - KL$ ، متشکل از مثلث هایی در یک ورقه دو بعدی، پیش بینی شده است و برخی از ویژگی های عجیب الکترونی مانند نوارهای مسطحی که از نظر توپولوژیکی غیربیدیهی^۲ هستند در نزدیکی انرژی فرمی، فرومغناطیس نیمه فلزی^۳ و اثر هال کوانتومی غیر عادی^۴ در حضور جفت شدگی اسپین-مدار برای این شکل از $BTKL$ گزارش شده است. پایداری دینامیکی دمای بالای $B_9 - KL$ که به کمک محاسبات طیف فنونی و انجام محاسبات اصول اولیه تأیید شده است، نشان می دهد که $B_9 - KL$ دو بعدی باید در دمای اتاق و دماهای بالاتر پایدار باشد. با این وجود، B_3 و $B_9 - tKL$ (شبکه کاگومه پیچ خورده نامیده می شود) آلوتروپ های دیگری از ورقه های کاگومه بورون دو بعدی هستند که از نظر انرژی پایداری کمتری نسبت به $B_9 - KL$ دارند و از نظر دینامیکی به علت کمبود الکترون ناپایدار هستند [۹].

در شکل (۱) یک نقطه کوانتومی تشکیل شده از $BTKL$ ، در حضور یک پتانسیل زیر شبکه نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود، $BTKL$ ها شامل مثلث های تو در تو هستند، با گروه فضایی $P6mm (No.17)$ ، به سامانه کاگومه اصلی با دو زیر شبکه تعلق دارند به گونه ای که هر مثلث از آرایش کاگومه شامل مجموعه ای از چهار مثلث است [۵۵،۵۶]. نقطه های آبی و قرمز مربوط به اتم های B هستند که مثلث های بزرگ و کوچک در شبکه کاگومه را به ترتیب به هم وصل می کنند. برای راحتی، در $BTKL$ صفر بعدی، هر اتم با یک عدد صحیح m که نشان دهنده شماره اتم در یک نقطه کوانتومی $BTKL$ می باشد، مشخص شده است.

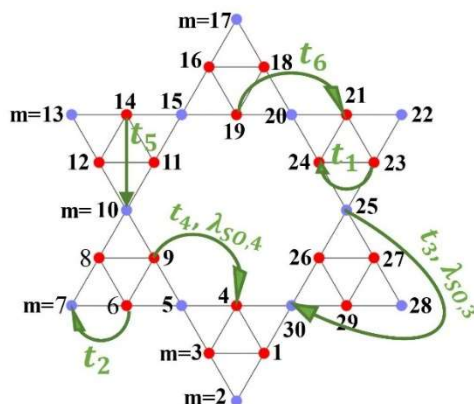
¹ First-principles evolutionary materials design

² Topologically non-trivial flat bands

³ Half-metallic ferromagnetism

⁴ Quantum anomalous Hall effect





شکل ۱. یک نقطه کوانتومی تشکیل شده از شبکه کاگومه مثلثی بورون BTKL.

یکی از قوی‌ترین روش‌های محاسباتی - تحقیقاتی برای درک ارتباط بین ویژگی‌های مغناطیسی و الکتریکی مواد، استفاده از مدل‌های دقیق شبکه واقعی مانند مدل تنگ‌بست است. به کمک تجزیه و تحلیل ویژگی‌های اوربیتالی و تقارنی توابع موج در یک ساختار BTKL، با کمک استفاده از توابع موج وانیر (با حداکثر جایگزینی)، هامیلتونی تنگ‌بست مؤثر برای ساختارهای دو بعدی کاگومه مثلثی بورون به صورت زیر به دست آمده است [۵۵]:

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\langle iE, jE \rangle} t_{iE, jE} c_{iE}^\dagger c_{jE} + \sum_{\langle iE, jC \rangle} t_{iE, jC} c_{iE}^\dagger c_{jC} + H.C. \quad (1)$$

که در آن $\langle iE, jE \rangle$ جفت‌شدگی نزدیک‌ترین (اولین) همسایه‌ها را میان اتم‌های لبه B نشان می‌دهد، $\langle iE, jC \rangle$ جفت‌شدگی همسایه‌های نزدیک بعدی (دومین) میان اتم‌های گوشه و لبه B است و $c_i^\dagger (c_j)$ نشان دهنده عملگر خلق و فناي الکترون‌ها در جایگاه $i (j)$ است. با استفاده از توابع وانیر با بیشترین جایگزینی، ثابت‌های پرش به صورت $t_1 = -2.31 eV$ ، $t_2 = -2.10 eV$ ، $t_3 = -0.08 eV$ ، $t_4 = 0.29 eV$ ، $t_5 = 0.52 eV$ و $t_6 = 0.39 eV$ محاسبه شده‌اند (شکل (۱)).

در این هامیلتونی مؤثر، جفت‌شدگی‌های اسپین-مدار با پارامترهای $\lambda_{SO,3} = 0.004 eV$ و $\lambda_{SO,4} = 0.015 eV$ مشخص می‌شوند. لازم به یادآوری است که جفت‌شدگی اسپین-مدار را

می توان با روش های مختلفی چون: هیدروژن دار کردن [۵۷]، اضافه کردن اتم های فلز واسطه [۵۸] و اضافه کردن زیرلایه [۵۹]، تقویت و مدیریت کرد.

یکی از راهبردهای اساسی در مواد دو بعدی جدید، دستکاری و مهندسی ویژگی های الکترونی و مغناطیسی آن ها با استفاده از پتانسیل زیر شبکه است [۶۰-۶۴]. با توجه به اهمیت این مسأله، با شکستن تقارن زیر شبکه ساختار کاگومه با اعمال پتانسیل های زیر شبکه، به مطالعه برهم کنش تبادل مغناطیسی در ساختارهای کاگومه در حضور پتانسیل های زیر شبکه می پردازیم. برای یک $BTKL$ در حضور پتانسیل زیر شبکه استاگرد، پتانسیل زیر شبکه مستقل اسپینی، هامیلتونی با رابطه (۲) مشخص می شود [۶۰-۶۴]:

$$\mathcal{H}_{st} = \sum_{i \in Red} U_i c_i^\dagger c_i + \sum_{i \in Blue} U_i c_i^\dagger c_i, \quad (2)$$

در رابطه بالا U_i مقدار پتانسیل زیر شبکه مستقل اسپینی است که برای زیر شبکه های قرمز $U_i = \frac{\Delta_{St}}{2}$ و برای زیر شبکه های آبی برابر $U_i = -\frac{\Delta_{St}}{2}$ است. لازم به یاد آوری است که اعمال یک پتانسیل زیر شبکه منجر به شکسته شدن تقارن زیر شبکه می شود.

به منظور مطالعه جفت شدگی مغناطیسی غیرمستقیم بین دو گشتاور مغناطیسی جایگزیده که در $BTKL$ قرار داده شده اند، جفت شدگی تبادل غیرمستقیم بین ناخالصی های مغناطیسی را از نوع RKKY در نظر می گیریم. با استفاده از اختلال مرتبه دوم [۲۷-۲۹]، برهم کنش مغناطیسی مؤثر میان گشتاورهای مغناطیسی S_1 و S_2 در مکان های r و r' که با استفاده از اثرات کوانتومی ناشی از قطبش اسپینی حامل آزاد ایجاد می شود، به صورت زیر است:

$$E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = J(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2, \quad (3)$$

$J(r, r')$ برهم کنش RKKY است که با استفاده از پذیرفتاری استاتیک حامل ها به صورت زیر معرفی می شود:

$$J(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\lambda^2 \hbar^2}{4} \chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (4)$$



که χ بیان کننده پتانسیل تماسی بین اسپین‌های ناخالصی و حامل‌های سرگردان (سیار) است و پذیرفتاری اسپینی استاتیک می‌باشد. با توجه به مطالعات انجام شده دیگر محققان، برهم کنش RKKY می‌تواند به صورت زیر معرفی شود [۶۰-۶۴]:

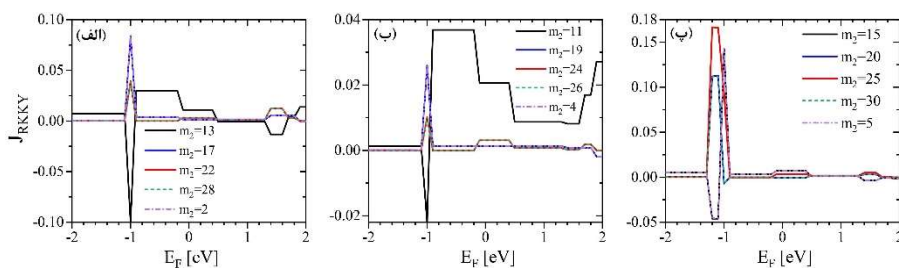
$$\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 2 \sum_{n,s,n',s'} \left[\frac{f(\varepsilon_{n,s}) - f(\varepsilon_{n',s'})}{\varepsilon_{n,s} - \varepsilon_{n',s'}} \times \psi_{n,s}(\mathbf{r}) \psi_{n,s}^*(\mathbf{r}') \psi_{n',s'}(\mathbf{r}') \psi_{n',s'}^*(\mathbf{r}) \right]. \quad (5)$$

که $\psi_{n,s}$ ویژه توابع مختل نشده متناظر با انرژی $\varepsilon_{n,s}$ است. برای یک ساختار بلوری، n و s به ترتیب اندیس‌های مربوط به نوار و اسپین می‌باشند و $f(\varepsilon)$ تابع فرمی-دیراک است. رابطه (۵) رابطه معروفی در نظریه پاسخ خطی می‌باشد که در واقع، هدف اصلی محاسبات در این پژوهش است.

۳. نتایج تحلیلی برهم کنش RKKY در شبکه‌های کائومی مثلثی بورون

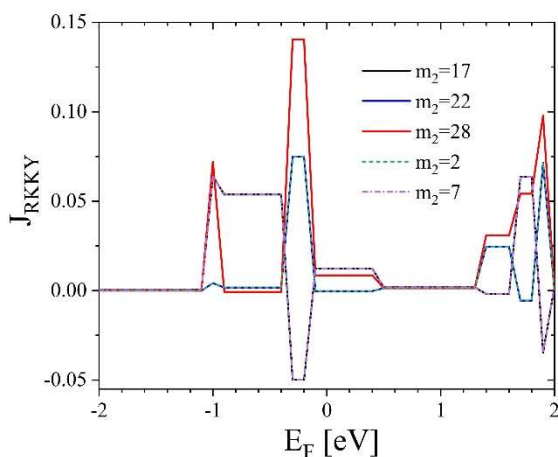
در این بخش، در ادامه نتایج عددی بدست آمده برای برهم کنش تبدالی RKKY در شبکه‌های صفر بعدی کائومی مثلثی بورون را ارائه و بررسی می‌کنیم.

در ابتدا بر عملکرد کیفی برهم کنش RKKY به عنوان تابعی از انرژی فرمی متمرکز خواهیم شد. شکل (۲) تغییرات برهم کنش تبدالی RKKY (J_{RKKY}) را نسب به انرژی فرمی، برای $BTKL$ صفر بعدی (نقطه کوانتومی $BTKL$) نشان می‌دهد. در همه شکل‌ها، اولین ناخالصی در یک جایگاه شبکه با مختصات $m_1 = 1$ قرار داده شده است. و دومین ناخالصی؛ در شکل (الف) در جایگاه‌هایی با شناسه‌های $m_2 = 2, 7, 13, 17, 22, 28$ ، در شکل (ب) در جایگاه‌هایی با شناسه‌های $m_2 = 4, 11, 19, 24, 26$ و در شکل (پ) در جایگاه‌هایی با شناسه‌های $m_2 = 5, 15, 20, 25, 30$ قرار داده می‌شود.



شکل ۲. تغییرات شدت برهم کنش تبدالی J_{RKKY} بر حسب انرژی فرمی برای نقطه کوانتومی $BTKL$ اولین ناخالصی در جایگاه $m_1 = 1$ قرار داده شده است.

آنچه در شکل (۳) برای یک $BTKL$ صفر بعدی نشان داده شده، مشابه با شکل (۲) است، با این تفاوت که در اینجا؛ ناخالصی مغناطیسی اول در جایگاهی از شبکه با شناسه $m_1 = 3$ و ناخالصی مغناطیسی دوم در جایگاه‌های $m_2 = 2, 7, 17, 22, 28$ قرار دارد. به عنوان یک مشاهده مهم و در راستای اهمیت برهم کنش هایزبرگ گونه $RKKY$ در شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون، می‌توان به تشکیل پلاتوهای مغناطش (مقدار ثابت مغناطش) در فرایند برهم کنش تبادل شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون در مقابل انرژی فرمی در شکل‌های (۲) و (۳) اشاره کرد. در تشابه با چنین ساختارهایی از پلاتوهای مغناطش می‌توان به تشکیل پلاتوهای مغناطش در خانواده ترا بوریدهای خاکی کمیاب مانند RB_4 [۶۵] و TbB_4 [۶۶] اشاره کرد که از برهم کنش‌های بلند برد $RKKY$ ناشی می‌شود. جالب اینجاست که این محاسبات، پلاتوهای مغناطش حدود صفر را نیز پیش‌بینی می‌کند.



شکل ۳. مشابه با شکل (۲) تغییرات شدت برهم کنش تبدیلی J_{RKKY} بر حسب انرژی فرمی برای نقطه کوانتومی $BTKL$ را نشان می‌دهد. اما در اینجا ناخالصی اول در جایگاه شبکه $m_1 = 3$ قرار داده شده است.

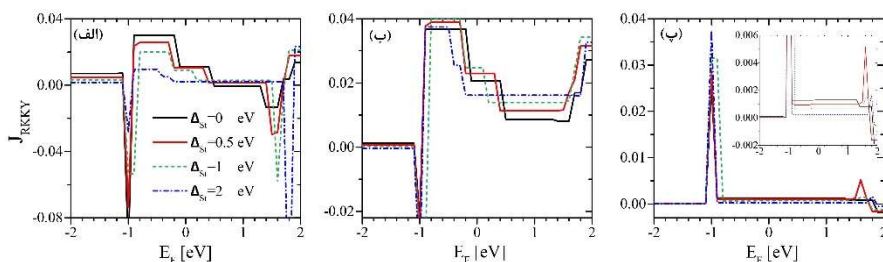
متوجه می‌شویم که برهم کنش‌های $RKKY$ قله‌های تیزی در انرژی‌های فرمی $E_F = -1\text{eV}$ و $E_F = 1.9\text{eV}$ در حالت پایه همه پیکربندی‌ها دارد. با این وجود، پهنای پلاتوهای مغناطش در شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی برای بازه‌های مشخصی از انرژی فرمی یکسان هستند اما بزرگی و پهنای این پلاتوها برای پیکربندی‌های فضایی مختلف ناخالصی‌های مغناطیسی تا حد زیادی متفاوت است. بر اساس اطلاعات ما، پلاتوهای $RKKY$ پیش از این گزارش نشده است.



یکی از کارهای نظری پیشگام که ظهور پلاتوهای مغناطش را پیش‌بینی می‌کند، مقاله هیدا است [۶۷].

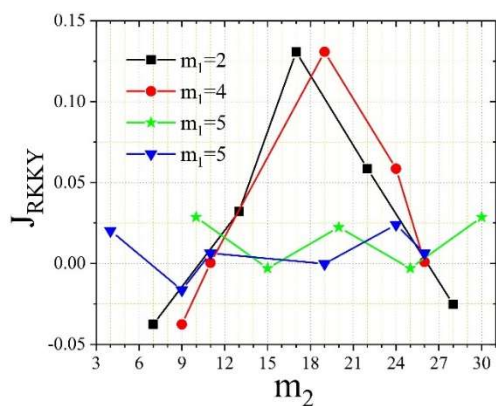
همان‌طور که در این اندازه‌گیری‌ها مشاهده می‌شود، مقدار تختی‌های مغناطش (پلاتوهای مغناطش) بین فازهای مختلف آرایش‌های پاد فرومغناطیس و فرومغناطیس، متفاوت است. به‌طور مشابه، با مشاهده پلاتوهایی با اندازه محدود (شکل‌های ۲ و ۳)، به نظر می‌رسد که اثرات اندازه محدود هم از نظر پهنا و هم از نظر موقعیت مکانی این پلاتوها، قوی هستند. نکته جالب اینکه، پهنا و مکان این پلاتوها، قابلیت تنظیم در جفت‌شدگی RKKY مغناطیسی روی انرژی فرمی و پیکربندی‌های فضایی ناخالصی‌ها در شبکه کائومی مثلثی بورون صفر بعدی را نشان می‌دهد. این مطلب ثابت می‌کند که این یک روش انتخابی برای تنظیم حالت پایه مغناطیسی شبکه‌های کائومی مثلثی بورون است.

با تمرکز بر روی تغییرات احتمالی پلاتوها در اثر حضور یک پتانسیل خارجی زیر شبکه، در این جا به بررسی امکان مدیریت پهنای پلاتوهای RKKY با استفاده از یک پتانسیل خارجی در شبکه کائومی بورون می‌پردازیم. در این راستا، در شکل (۴)، پهنای پلاتوهای RKKY را برای مقادیر مختلف پتانسیل زیر شبکه Δ_{St} ، به صورت تابعی از انرژی فرمی نشان داده‌ایم. در همه شکل‌ها، اولین ناخالصی مغناطیسی در یک مکان اولیه مشخص با مختصات $m_1 = 1$ و دومین ناخالصی مغناطیسی در مختصات‌هایی با تقارن بالاتر؛ به‌عنوان مثال $m_2 = 3$ در پنل (الف) و $m_2 = 5$ در پنل (ب) و $m_2 = 25$ در پنل (پ) قرار می‌گیرد. همان‌طور که در شکل (۴) نشان داده شده است، قابل توجه می‌باشد که پهنای پلاتوهای RKKY بسیار زیاد نسبت به پتانسیل زیر شبکه، انرژی فرمی و همچنین مکان ناخالصی‌های مغناطیسی حساس و وابسته بوده و در نتیجه با تغییر این متغیرها، قابل تنظیم و مدیریت هستند. یکی از مهم‌ترین نتایج در این پژوهش، استفاده از تغییر انرژی فرمی و پتانسیل برای پهنا و موقعیت مکانی پلاتوهای RKKY در شبکه‌های کائومی مثلثی بورون می‌باشد (مانند آنچه در شکل‌های (۲)، (۳) و (۴) نشان داده شده است). محاسبات، نشان می‌دهد که برای تمام گذارهای بین پلاتوها در همه شکل‌ها، جفت‌شدگی RKKY به‌طور خطی به مقدار انرژی فرمی بستگی دارد.



شکل ۴. تغییرات شدت برهم کنش تبادل را بر حسب انرژی فرمی برای نقطه کوانتومی به ازای مقادیر مختلف پتانسیل زیر شبکه نشان می‌دهد. در اینجا مکان دو ناخالصی مغناطیسی ثابت است.

در نهایت، برای بررسی وابستگی مکانی برهم کنش RKKY، در شکل (۵) تغییرات جفت‌شدگی RKKY را در ازای تغییر مکان ناخالصی دوم (m_2) برای یک شبکه کاکومۀ مثلثی بوریون صفر بعدی با پتانسیل زیر شبکه صفر ($\Delta_{Si} = 0 \text{ eV}$) نشان داده‌ایم. مشابه با پیکربندی‌های فضایی با تقارن بالا که پیش از این بررسی شده‌اند، در اینجا، چهار مورد متمایز از مکان دو ناخالصی نسبت به یکدیگر را مطالعه می‌کنیم: (الف) اولین ناخالصی در جایگاه شبکه $m_1 = 2$ و دومین ناخالصی در جایگاه‌های شبکه $m_2 = 7, 13, 17, 22, 28$ قرار گرفته است. (ب) اولین ناخالصی در جایگاه شبکه $m_1 = 4$ و دومین ناخالصی در جایگاه‌های شبکه $m_2 = 9, 11, 19, 24, 26$ قرار گرفته باشد. (پ) اولین ناخالصی در جایگاه شبکه $m_1 = 5$ و دومین ناخالصی در جایگاه‌های شبکه $m_2 = 9, 11, 19, 24, 26, 4$ قرار بگیرد. (ت) اولین ناخالصی در جایگاه شبکه $m_1 = 5$ و دومین ناخالصی در جایگاه‌های شبکه با $m_2 = 10, 15, 20, 25, 30$ قرار بگیرد.



شکل ۵. تغییرات شدت برهم کنش تبادل بر حسب مکان ناخالصی مغناطیسی دوم به ازای مکان‌های متفاوت برای ناخالصی مغناطیسی اول. پتانسیل زیر شبکه صفر می‌باشد.



از یک طرف همان‌طور که در شکل (۱) دیده شد، ویژگی‌های مکانی جفت‌شدگی RKKY در یک شبکه کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی به شدت به تقارن‌های هامیلتونی مؤثر شبکه میزبان و مقادیر پارمترهای جهش (هایپینگ) بستگی دارند و از طرف دیگر، با مطالعه جفت‌شدگی RKKY متناظر با جایگاه‌های متفاوت ناخالصی، متوجه می‌شویم که تقارن‌های موجود در برهم‌کنش RKKY، در تقارن‌های شبکه بلوری نهفته است که به روشنی در شکل‌ها نشان داده شده است. به عنوان مثال، برای موردی که اولین ناخالصی در جایگاه شبکه $m_1 = 5$ قرار گرفته است، برهم‌کنش RKKY یک تقارن چرخشی C_6 برای اتم‌های آبی رنگ، حول مرکز شبکه کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی دارد، یعنی $J_{RKKY}(m_2 = 10) = J_{RKKY}(m_2 = 30)$ و $J_{RKKY}(m_2 = 15) = J_{RKKY}(m_2 = 25)$.

نتایج به‌دست آمده بینش قابل توجهی را در زمینه طراحی پیکربندی‌های آزمایشگاهی، برای ایجاد فازهای مغناطیسی مانند فرومغناطیس (برهم‌کنش RKKY با مقدار منفی)، پاد فرومغناطیس (برهم‌کنش RKKY با مقدار مثبت)، پلاتو مغناطش (نواحی با مغناطش ثابت، در منحنی مغناطش)، پرش‌های مغناطش (ناپوستگی در منحنی مغناطش) و غیره، در دستگاه‌های مگنتوالکترونیکی بر مبنای شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون فراهم می‌آورد.

با این حال، باید توجه داشت که چون سرچشمه برهم‌کنش RKKY از تمام انرژی‌های پایین‌تر از انرژی فرمی است، توجه به چگالی حالت‌های موضعی (LDOS) و همچنین ویژه مقادیر انرژی زیر شبکه‌ها و توابع موج مربوط به آن‌ها برای درک هر دو برهم‌کنش تبادلی وابسته مکانی و انرژی، حیاتی است. به درستی مشهود است که در نتیجه کاهش اندازه ماده، به دلیل تاثیرات کوانتومی، ویژگی‌های الکترونی مواد به صورت چشم‌گیری تغییر می‌کنند که به ساختار نواری الکترونی گسسته و ویژگی‌های الکترونی و مغناطیسی وابسته به اندازه، منجر می‌شود. از این رو، رفتار کیفی و کمی چگالی حالت‌های موضعی و روش توزیع انرژی بین اتم‌های شبکه از اهمیت زیادی در شدت برهم‌کنش تبادلی برخوردار هستند. به ویژه، نمودارهای چگالی حالت‌های موضعی وابسته به انرژی می‌توانند تصویری مستقیم از برهم‌کنش تبادلی اسپین-اسپین را نشان دهند. برای مشخص کردن چگالی حالت‌های موضعی در سامانه، رابطه زیر را به کار می‌بریم:

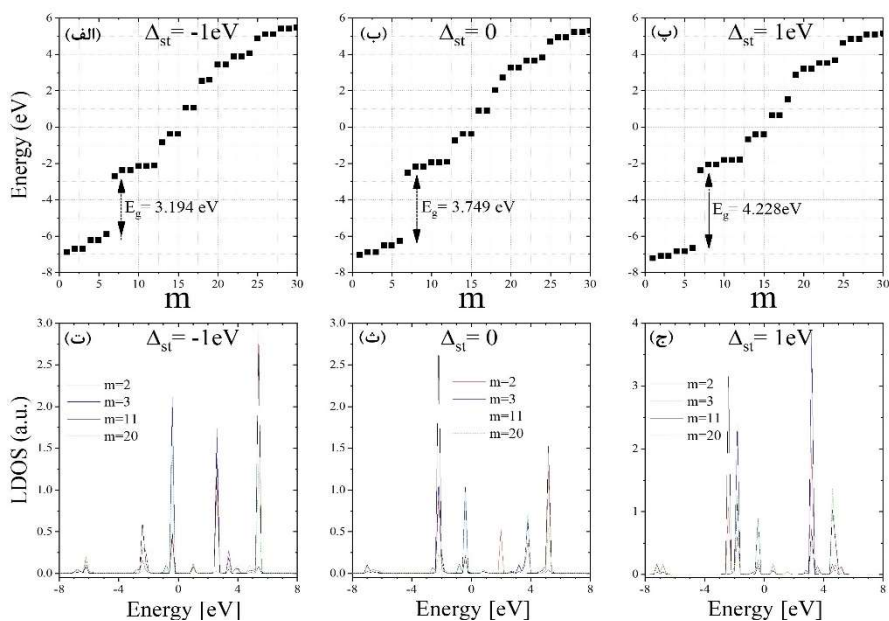
$$\text{LDOS}(E, \mathbf{r}) = \sum_n \frac{\Gamma}{(E - E_n)^2 + \Gamma^2} |\Psi_n(\mathbf{r})|^2, \quad (6)$$

که Γ پارامتر پهن شدگی لورنتزی است، به صورتی که طیف انرژی E_n و توابع موج $\psi_n(r)$ از راه قطری سازی هامیلتونی به دست می آیند. شکل (۶)، مقادیر انرژی گسسته (سه شکل بالایی) و چگالی حالت های موضعی (سه شکل پایینی) در واحدهای دلخواه را برای یک شبکه کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی و برای جایگاه های متفاوت شبکه در سه پتانسیل زیر شبکه نشان می دهد:

$\Delta_{S_f} = -1eV$ (دو شکل سمت چپ (الف) و (ت))، $\Delta_{S_f} = 0eV$ (دو شکل میانی (ب) و (ث)) و $\Delta_{S_f} = 1eV$ (دو شکل سمت راست (پ) و (ج)).

در نگاه اول، می بینیم که ساختار الکترونی یک شبکه کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی می تواند به شدت تحت تأثیر یک پتانسیل زیر شبکه مدوله شده فضایی قرار گیرد. با این وجود، با بزرگنمایی سطوح انرژی زیر شبکه، همان طور که در نمودارهای انرژی نشان داده شده است، یک شکاف بزرگ انرژی بین حالت های متعلق به جایگاه های $m=7$ و $m=8$ (به ازای تمامی مقادیر پتانسیل) زیر شبکه ظاهر می شود. با افزایش پتانسیل اعمالی، این شکاف بزرگ نیز افزایش می یابد. همان طور که از سطوح انرژی (ترازهای انرژی) اتمی و رفتار چگالی حالت های موضعی در شکل (۶) قابل مشاهده است، نباید انتظار تقارن الکترون-حفره را داشت. به صورت ویژه، برای یک شبکه کاگومه مثلثی بورون صفر بعدی، قله های چگالی حالت های موضعی نسبت به قله های چگالی حالت های موضعی برای یک شبکه یک بعدی کاگومه مثلثی بورون بسیار تیز تر هستند (نتایج برای ساختار یک بعدی کاگومه مثلثی بورون، نانوریون کاگومه مثلثی بورون، در اینجا نشان داده نشده است [۶۸]). تغییرات شدید نتایج با تغییرات فضایی مربوط به جایگاه های اتم های ناخالصی، نشان دهنده این است که هامیلتونی مؤثر شبکه کاگومه مثلثی بورون، بسیار زیاد به هندسه شبکه بستگی دارد.





شکل ۶ سه پنل بالا (الف)، (ب) و (پ): ساختار الکترونی یک شبکه کائومی مثلثی بورون صفر بعدی و تغییرات آن، بر حسب مکان اتم‌ها به ازای مقادیر مختلف پتانسیل زیر شبکه و سه پنل پایین (ت)، (ث) و (ج) : چگالی حالت‌های موضعی برای یک شبکه کائومی مثلثی بورون صفر بعدی، بر حسب انرژی.

از طرف دیگر، با رسم چگالی حالت‌های موضعی متناظر با جایگاه‌های مختلف شبکه، معلوم است که این تقارن‌ها در چگالی حالت‌های موضعی نیز ظاهر می‌شود. به عنوان مثال، تقارن دورانی C_6 برای اتم‌های آبی رنگ، حول مرکز شبکه کائومی مثلثی بورون صفر بعدی، یعنی چگالی حالت‌های موضعی برای جایگاه‌های شبکه با $m = 5, 10, 15, 20, 25, 30$ مشابه است.

به تازگی، در یک مطالعه جامع مدل تنگ بست و رهیافت تابع گرین غیر تعادلی در پیوندگاه غیر مغناطیسی کائومی دوبعدی، ژانگ و همکاران [۲۲] با اعمال یک پتانسیل زیر شبکه و یک شار مغناطیسی غیر همگن، یک شیر هدایت مدوله شده مغناطیسی را نشان دادند. آن‌ها با اعمال یک میدان مغناطیسی غیر همگن عمودی و یک پتانسیل زیر شبکه از راه محاسبه رسانش هال کوانتومی دستگاه در دمای صفر، یک کلید الکترونیکی ممکن را پیشنهاد دادند. در یک روش مشابه [۶۸]، ویژگی‌های الکترونیکی و برهم کنش‌های تبادلی مغناطیسی در شبکه کائومی مثلثی بورون تک بعدی به کمک یکی از نویسندگان به کمک رهیافت تابع گرین فضای حقیقی در یک مدل تنگ بست، مدل‌سازی شده است. مقاله‌ای که در بالا اشاره شد، بینش قابل توجهی برای درک، طراحی

و تحقق بخشیدن ویژگی‌های جدید الکتریکی و مغناطیسی در شبکه‌ی کاگومه مثلثی بورون تک بعدی (نوارهای صاف (تخت) و پلاتوهای مغناطش) در اسپینترونیک و دستگاه‌های الکترونیکی شبه اسپینی مبتنی بر شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون ارائه می‌دهد.

۴. دیدگاه‌های موجود درباره‌ی پرش مغناطش و پلاتو مغناطش در شبکه‌های دو

بعدی کاگومه‌گونه

ناپیوستگی مغناطش اولین بار در سال ۱۹۳۶ توسط نیل در سامانه‌ای با برهم کنش تبادل نااهمسانگرد آیزینگ گونه معرفی شد [۶۹] و سپس در مدل‌های شبکه‌ی اسپینی مختلف مطالعه شد [۷۰-۷۳]. این پدیده‌ی عجیب برای اولین بار توسط پولیس و همکارانش در سال ۱۹۵۱ در ترکیب هیدرات مس به‌طور تجربی تأیید شد [۷۴] و سپس در ساختارها و مواد مغناطیسی مختلفی یافت شد [۷۵,۷۶]. برای توجیه و توضیح فیزیک پلاتوهای مغناطش در این ساختارها، پژوهش‌های بسیاری ارائه شده است که بیشتر آنها بر پایه‌ی مدل‌های نااهمسانگردی یا درماندگی^۱ سامانه بیان شده است. پلاتوهای مغناطش، یک موقعیت مناسب برای حالت‌های کوانتومی ویژه مانند مایع اسپینی کوانتومی و حالت‌های بلوری نوار ظرفیت، علاقه‌های نظری گسترده‌ای را در فیزیک ماده چگال به خود جلب کرده‌اند [۷۷,۷۸]. برای درک فیزیک این پلاتوهای مغناطش در مواد مغناطیسی مختلف، مطالعات نظری گسترده‌ای شامل: زنجیره‌های هاینبرگ غیرهمگن [۷۹]، نردبان‌های اسپینی [۸۰]، مدل‌های هاینبرگ یک بعدی اسپین $1/2$ با یک استریپ کاگومه [۸۱]، بلوری کردن ذرات مغناطیسی [۸۰, ۸۱] و برخی مدل‌های دو بعدی [۸۲, ۸۳] صورت گرفته است. با وجود ارائه طرح‌های مختلفی مانند؛ بازآرایی حوزه مغناطیسی [۷۵, ۷۶]، گذار اسپین فلاپ^۲ [۷۱-۷۳] تشکیل جفت‌های مگنونی مقید [۷۲] و تبهگنی بزرگ در مقادیر بحرانی میدان مغناطیسی خارجی، متأسفانه تاکنون رهیافت جامعی برای توضیح تشکیل پلاتوهای مغناطش در نانو ساختارهای مغناطیسی فرمول بندی نشده است (بر اساس اطلاعات ما). همچنین با وجود آزمایش‌های فراوان و مطالعات نظری گسترده، متأسفانه یک شبکه‌ی کاگومه هنوز به عنوان یک موضوع باز (ناشناخته) در زمینه مغناطیس بسیار ناامیدکننده باقی مانده است و با وجود بررسی‌های عددی مختلف [۲۳-۲۶]، مدل هاینبرگ اسپین $1/2$ روی یک شبکه‌ی کاگومه در میدان صفر، هنوز به‌طور کامل درک نشده است.

¹ Frustration

² Spin-flop transition



۵. نوآوری‌های پژوهش و صحت‌سنجی نتایج به‌دست آمده

همان‌گونه که در متن پژوهش توضیح داده شده؛ تا کنون رهیافت‌های نظری و آزمایشگاهی متفاوتی برای ایجاد و تفسیر پلاتوهای مغناطش ارائه شده است. به عنوان اولین جنبه نوآوری پژوهش، می‌توان به ایجاد پلاتوهای مغناطش با استفاده از رهیافت RKKY اشاره نمود، چرا که بر اساس اطلاعات موجود، پلاتوهای مبتنی بر برهم‌کنش RKKY تاکنون گزارش نشده‌اند. از طرف دیگر، پلاتوهای مغناطش ظاهر شده با استفاده از یک پتانسیل خارجی و انرژی فرمی، قابل تنظیم و مدیریت هستند. از این رو، از آنجایی که قابلیت تنظیم الکتریکی فازهای مغناطیسی در شبکه‌های دو بعدی امری مهم و نادر می‌باشد، این پژوهش می‌تواند در زمینه اسپینترونیک در جهت ساخت و استفاده ابزارها و فازهای مغناطیسی جالب باشد. بنابراین، نتایج به‌دست آمده در این پژوهش، دانش قابل توجهی در زمینه طراحی آزمایش برای ایجاد فازهای مغناطیسی مانند فرومغناطیس، پاد فرومغناطیس، پلاتو مغناطش، پرش‌های مغناطش و غیره، در اسپینترونیک و وسایل الکترونیکی شبه اسپینی مبتنی بر شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون، فراهم می‌سازد. برای معرفی سایر جنبه‌های نوآوری این پژوهش، می‌توان به موارد زیر اشاره کرد؛

- بررسی و کنترل برهم‌کنش RKKY در ساختارهای دو بعدی تک‌لایه کاگومه مثلثی بورون.
- بررسی حالت‌های لبه‌ای در شبکه‌های کاگومه مثلثی بورون.
- مطالعه و دستکاری ویژگی‌های الکترونی و مغناطیسی در نانو ساختارهای کاگومه مثلثی بورون، با کمک عواملی چون اعمال میدان الکتریکی خارجی، حالت‌های لبه‌ای، آلایش ماده به ناخالصی‌های مغناطیسی و یا آلایش آن‌ها به حامل‌های اضافی الکترون یا حفره.
- تنظیم و مدیریت شکاف نواری در ساختارهای دو بعدی کاگومه مثلثی بورون، برای هدف‌های اپتیکی و الکترونیکی.

به منظور صحت‌سنجی نتایج به‌دست آمده از روش RKKY، برای توضیح الگوها و فازهای مغناطیسی در شبکه‌های کاگومه دو بعدی، داده‌ها و نمودارها را با نتایج بدست آمده از رهیافت‌های نظری دیگران، مقایسه می‌کنیم [۸۴-۸۹]. مقایسه رفتارهای کیفی و کمی در الگوهای مغناطش شبکه‌های کاگومه دو بعدی، با نتایج بدست آمده از پژوهش‌های جدید و معتبر [۸۴-۸۹]، به‌خوبی گواه بر صحت نتایج بدست آمده از روش RKKY می‌باشد. چرا که نخست ایجاد پلاتوهای

مغناطش در ساختارهای دو بعدی کاگومه را تایید می کنند و سپس رفتارهای کیفی و کمی پلاتوهای مبتنی بر برهم کنش RKKY، با نتایج گزارش شده [۸۴-۸۹] به خوبی هم خوانی دارند.

۶. نرم افزارهای مورد استفاده

نتایج عددی با استفاده از نرم افزار Matlab به دست آمده اند و نمودارها نیز با نرم افزار Origin رسم شده اند.

۷. نتیجه گیری

در این پژوهش، با هدف توضیح الگوها و فازهای نوین مغناطیسی مانند پلاتوهای مغناطش و جهش مغناطش (ناپوستگی در منحنی مغناطش)، که به صورت غیرعادی در پذیرفتاری اسپینی در دمای پایین قابل مشاهده هستند، با بررسی و محاسبه برهم کنش تبدلی RKKY در شبکه های دو بعدی کاگومه مثلی بورون، حالت های پایه مغناطیسی این ساختارها در حضور دو ناخالصی مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از رهیافت تابع گرین فضای حقیقی، با معرفی یک هامیلتونی در مدل تنگ بست (مدل شبکه) برای مطالعه پذیرفتاری استاتیکی- اسپینی شبکه صفر بعدی کاگومه مثلی بورون استفاده شده است که تحت تاثیر یک پتانسیل زیر شبکه در دمای صفر قرار گرفته است. ساختار نواری الکترونی و چگالی حالت های موضعی شبکه کاگومه مثلی با استفاده از مدل تنگ- بست مطالعه شده است. نتایج نشان می دهد که ساختار الکترونی یک شبکه کاگومه مثلی بورون می تواند بسیار تحت تاثیر یک پتانسیل زیر شبکه مدوله شده فضایی قرار گیرد؛ چرا که با مدیریت و تغییر پتانسیل خارجی اعمالی، شکاف نواری و چگالی حالت های موضعی قابل هدایت می باشند. ویژگی جالب این نوع از شبکه های دو بعدی، ظهور پلاتوهای مغناطش در اثر جفت شدگی تبدلی از نوع RKKY بر حسب انرژی فرمی می باشد. افزون بر اینکه، پیکربندی های مختلف مکانی در ناخالصی های مغناطیسی می تواند به صورت قابل توجهی رفتار کیفی و کمی این پلاتوها را تغییر دهد. بر اساس اطلاعات موجود، این نوع پلاتوهای مبتنی بر برهم کنش RKKY، پیش از این گزارش نشده اند. رفتارهای کیفی و کمی پلاتوهای مبتنی بر برهم کنش RKKY، با نتایج گزارش شده از رهیافت های نظری و آزمایشگاهی معتبر، به خوبی هم خوانی دارند.

نتایج بدست آمده برای ساختارهایی با ابعاد محدود، به صورت موفقیت آمیزی تأیید می کند که پهنا و موقعیت مکانی پلاتوهای RKKY با استفاده از پتانسیل خارجی و انرژی فرمی قابل تنظیم و مدیریت هستند. این قابلیت تنظیم الکترونیکی فازهای مغناطیسی در شبکه های صفر بعدی کاگومه



مثلثی می‌تواند در زمینه اسپینترونیکی با استفاده از روش‌های تجربی موجود، جالب باشد. مشاهده قابل توجه دیگر در محاسبات، رفتار غیرمتعارف منحنی مغناطش، پرش مغناطش است که همراه با ناپیوستگی در نمودارهای پذیرفتاری اسپینی برحسب پتانسیل زیرشبکه می‌باشد. این پژوهش، روش جدیدی را برای مدیریت الکتریکی فازهای نوین مغناطیسی ارائه می‌کند. معتقد هستیم که نتایج بدست آمده بینش قابل توجهی را در زمینه طراحی پیکربندی‌های آزمایشگاهی، برای ایجاد فازهای مغناطیسی مانند فرومغناطیس، پاد فرومغناطیس، پلاتو مغناطش، پرش‌های مغناطش و غیره، در دستگاه‌های مگنتوالکترونیکی بر مبنای شبکه‌های کاگومی مثلثی بورون فراهم می‌آورد.

منابع

- [1] Garanin D. and Canals B., "Classical spin liquid: Exact solution for the infinite-component antiferromagnetic model on the kagomé lattice," *Physical Review B*, vol. 59, no. 1, p. 443, 1999.
- [2] Duan L.-M., Demler E., and Lukin M. D., "Controlling spin exchange interactions of ultracold atoms in optical lattices," *Physical review letters*, vol. 91, no. 9, p. 090402, 2003.
- [3] Soltan-Panahi P., Struck J., Hauke P., Bick A., Plenkers W., Meineke G., Becker C., Windpassinger P., Lewenstein M. and Sengstock K., "Multi-component quantum gases in spin-dependent hexagonal lattices," *Nature Physics*, vol. 7, no. 5, pp. 434-440, 2011.
- [4] Gemelke N., Zhang X., Hung C.-L., and Chin C., "In situ observation of incompressible Mott-insulating domains in ultracold atomic gases," *Nature*, vol. 460, no. 7258, pp. 995-998, 2009.
- [5] Chen Y.-H., Wu W., Tao H.-S., and Liu W.-M., "Cold atoms in a two-dimensional triangular optical lattice as an artificial frustrated system," *Physical Review A*, vol. 82, no. 4, p. 043625, 2010.
- [6] Jo G.-B., Guzman J., Thomas C. K., Hosur P., Vishwanath A., and Stamper-Kurn D. M., "Ultracold atoms in a tunable optical kagome lattice," *Physical review letters*, vol. 108, no. 4, p. 045305, 2012.
- [7] Maruti S. and ter Haar L. W., "Magnetic properties of the two-dimensional "triangles-in-triangles" Kagomé lattice $\text{Cu}_9\text{X}_2(\text{cpa})_6$ (X= F, Cl, Br)," *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 10, pp. 5949-5951, 1994.
- [8] Mekata M., Abdulla M., Asano T., Kikuchi H., Goto T., Morishita T., Hori H., "Magnetic ordering in triangulated kagomé lattice compound, $\text{Cu}_9\text{Cl}_2(\text{cpa})_6 \cdot n\text{H}_2\text{O}$," *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 177, pp. 731-732, 1998.
- [9] Xie S.-Y., Li X.-B., Tian W. Q., Chen N.-K., Wang Y., Zhang S., Sun H.-B., "A novel two-dimensional MgB_6 crystal: metal-layer stabilized boron kagome lattice," *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 17, no. 2, pp. 1093-1098, 2015.
- [10] Mao J., Zhang H., Jiang Y., Pan Y., Gao M., Xiao W., and Gao H.-J., "Tunability of supramolecular kagome lattices of magnetic phthalocyanines using graphene-based moiré patterns as templates," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 131, no. 40, pp. 14136-14137, 2009.
- [11] Gardner J. S., Gingras M. J., and Greedan J. E., "Magnetic pyrochlore oxides," *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, no. 1, p. 53, 2010.
- [12] Waldtmann C., Everts H.-U., Bernu B., Sindzingre P., Lhuillier C., Lecheminant P., Pierre L., "First excitations of the spin 1/2 Heisenberg antiferromagnet on the kagomé

- lattice," *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, vol. 2, no. 4, pp. 501-507, 1998.
- [13] Balents L., "Spin liquids in frustrated magnets," *Nature*, vol. 464, no. 7286, pp. 199-208, 2010.
- [14] Nisoli C., Moessner R., and Schiffer P., "Colloquium: Artificial spin ice: Designing and imaging magnetic frustration," *Reviews of Modern Physics*, vol. 85, no. 4, p. 1473, 2013.
- [15] Norman M., "Colloquium: Herbertsmithite and the search for the quantum spin liquid," *Reviews of Modern Physics*, vol. 88, no. 4, p. 041002, 2016.
- [16] Mielke A., "Exact ground states for the Hubbard model on the Kagome lattice," *Journal of Physics A: Mathematical and General*, vol. 25, no. 16, p. 4335, 1992.
- [17] Tanaka A. and Ueda H., "Stability of ferromagnetism in the Hubbard model on the Kagome lattice," *Physical review letters*, vol. 90, no. 6, p. 067204, 2003.
- [18] Ohgushi K., Murakami S., and Nagaosa N., "Spin anisotropy and quantum Hall effect in the kagomé lattice: Chiral spin state based on a ferromagnet," *Physical Review B*, vol. 62, no. 10, p. R6065, 2000.
- [19] Guo H.-M. and Franz M., "Topological insulator on the kagome lattice," *Physical Review B*, vol. 80, no. 11, p. 113102, 2009.
- [20] Tang E., Mei J.-W., and Wen X.-G., "High-temperature fractional quantum Hall states," *Physical review letters*, vol. 106, no. 23, p. 236802, 2011.
- [21] Guterding D., Jeschke H. O., and Valentí R., "Prospect of quantum anomalous Hall and quantum spin Hall effect in doped kagome lattice Mott insulators," *Scientific reports*, vol. 6, no. 1, pp. 1-8, 2016.
- [22] Zhang L. and Tong P., "Staggered potential and magnetic field tunable electronic switch in a kagome nanoribbon junction," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 31, no. 30, p. 305302, 2019.
- [23] Lauchli A., Sudan J., and Sorensen E., "Ground-state energy and spin gap of spin-1/2 Kagome-Heisenberg antiferromagnetic clusters: Large-scale exact diagonalization results," *Physical Review B*, vol. 83, no. 21, 2011.
- [24] Götze O., Farnell D. J., Bishop R., Li P., and Richter J., "Heisenberg antiferromagnet on the kagome lattice with arbitrary spin: A higher-order coupled cluster treatment," *Physical Review B*, vol. 84, no. 22, p. 224428, 2011.
- [25] Hermele M., Ran Y., Lee P. A., and Wen X.-G., "Properties of an algebraic spin liquid on the kagome lattice," *Physical Review B*, vol. 77, no. 22, p. 224413, 2008.
- [26] Iqbal Y., Becca F., and Poilblanc D., "Projected wave function study of Z_2 spin liquids on the kagome lattice for the spin-1/2 quantum Heisenberg antiferromagnet," *Physical Review B*, vol. 84, no. 2, p. 020407, 2011.
- [27] Ruderman M. A. and Kittel C., "Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons," *Physical Review*, vol. 96, no. 1, p. 99, 1954.
- [28] Kasuya T., "A theory of metallic ferro-and antiferromagnetism on Zener's model," *Progress of theoretical physics*, vol. 16, no. 1, pp. 45-57, 1956.
- [29] Yosida K., "Magnetic properties of Cu-Mn alloys," *Physical Review*, vol. 106, no. 5, p. 893, 1957.
- [30] Szwacki N. G., Sadrzadeh A., and Yakobson B. I., " B_{80} fullerene: an ab initio prediction of geometry, stability, and electronic structure," *Physical review letters*, vol. 98, no. 16, p. 166804, 2007.
- [31] Gonzalez Szwacki N., "Boron fullerenes: a first-principles study," *Nanoscale Research Letters*, vol. 3, no. 2, pp. 49-54, 2008.
- [32] Mannix A. J., Zhou X.-F., Kiraly B., Wood J. D., Alducin D., Myers B. D., Liu X., Fisher B. L., Santiago U., Guest J. R., Yacaman M. J., Ponce A., Oganov A. R., Hersam M. C., Guisinger N. P., "Synthesis of borophenes: Anisotropic, two-dimensional boron polymorphs," *Science*, vol. 350, no. 6267, pp. 1513-1516, 2015.



- [33] Otten C. J., Lourie O. R., Yu M.-F., Cowley J. M., Dyer M. J., Ruoff R. S., and Buhro W. E., "Crystalline boron nanowires," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 124, no. 17, pp. 4564-4565, 2002.
- [34] Liu F., Tang D.-M., Gan H., Mo X., Chen J., Deng S., Xu N., Bando Y., and Golberg D., "Individual boron nanowire has ultra-high specific young's modulus and fracture strength as revealed by in situ transmission electron microscopy" *ACS nano*, vol. 7, no. 11, pp. 10112-10120, 2013.
- [35] Ciuparu D., Klie R. F., Zhu Y., and Pfefferle L., "Synthesis of pure boron single-wall nanotubes," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 108, no. 13, pp. 3967-3969, 2004.
- [36] Liu F., Shen C., Su Z., Ding X., Deng S., Chen J., Xu N. and Gao H., "Metal-like single crystalline boron nanotubes: synthesis and in situ study on electric transport and field emission properties," *Journal of Materials Chemistry*, vol. 20, no. 11, pp. 2197-2205, 2010.
- [37] Kiran B., Bulusu S., Zhai H.-J., Yoo S., Zeng X. C., and Wang L.-S., "Planar-to-tubular structural transition in boron clusters: B₂₀ as the embryo of single-walled boron nanotubes," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 102, no. 4, pp. 961-964, 2005.
- [38] Oger E., Crawford N. R., Kelting R., Weis P., Kappes M. M., and Ahlrichs R., "Boron cluster cations: transition from planar to cylindrical structures," *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 46, no. 44, pp. 8503-8506, 2007.
- [39] An W., Bulusu S., Gao Y., and Zeng X. C., "Relative stability of planar versus double-ring tubular isomers of neutral and anionic boron cluster B₂₀ and B₂₀⁻," *The Journal of chemical physics*, vol. 124, no. 15, p. 154310, 2006.
- [40] Liu H., Gao J., and Zhao J., "From boron cluster to two-dimensional boron sheet on Cu (111) surface: growth mechanism and hole formation," *Scientific reports*, vol. 3, no. 1, pp. 1-9, 2013.
- [41] Wu X., Dai J., Zhao Y., Zhuo Z., Yang J., and Zeng X. C., "Two-dimensional boron monolayer sheets," *ACS nano*, vol. 6, no. 8, pp. 7443-7453, 2012.
- [42] Liu Y., Penev E. S., and Yakobson B. I., "Probing the synthesis of two-dimensional boron by first-principles computations," *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 52, no. 11, pp. 3156-3159, 2013.
- [43] Zhang Z., Yang Y., Gao G., and Yakobson B. I., "Two-dimensional boron monolayers mediated by metal substrates," *Angewandte Chemie*, vol. 127, no. 44, pp. 13214-13218, 2015.
- [44] Eremets M. I., Struzhkin V. V., Mao H.-k., and Hemley R. J., "Superconductivity in boron," *Science*, vol. 293, no. 5528, pp. 272-274, 2001.
- [45] Oganov A. R., Chen J., Gatti C., Ma Y., Ma Y., Glass C. W., Liu Z., Yu T., Kurakevych O. O. and Solozhenko V. L., "Ionic high-pressure form of elemental boron," *Nature*, vol. 457, no. 7231, pp. 863-867, 2009.
- [46] Xie S.-Y., Li X.-B., Tian W. Q., Chen N.-K., Zhang X.-L., Wang Y., Zhang S., and Sun H.-B., "First-principles calculations of a robust two-dimensional boron honeycomb sandwiching a triangular molybdenum layer," *Physical Review B*, vol. 90, no. 3, p. 035447, 2014.
- [47] Zhang L., Wang Z., Du S., Gao H.-J., and Liu F., "Prediction of a Dirac state in monolayer TiB₂," *Physical Review B*, vol. 90, no. 16, p. 161402, 2014.
- [48] Zhang H., Li Y., Hou J., Tu K., and Chen Z., "FeB₆ monolayers: the graphene-like material with hypercoordinate transition metal," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 138, no. 17, pp. 5644-5651, 2016.
- [49] Li J., Fan X., Wei Y., Liu J., Guo J., Li X., Wang V., Liangc Y. and Chen G., "Voltage-gated spin-filtering properties and global minimum of planar MnB₆, and half-metallicity and room-temperature ferromagnetism of its oxide sheet," *Journal of Materials Chemistry C*, vol. 4, no. 46, pp. 10866-10875, 2016.

- [50] Tai G., Hu T., Zhou Y., Wang X., Kong J., Zeng T., You Y., Wang Q., "Synthesis of atomically thin boron films on copper foils," *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 54, no. 51, pp. 15473-15477, 2015.
- [51] Feng B., Zhang J., Zhong Q., Li W., Li S., Li H., Cheng P., Meng S., Chen L. and Wu K., "Experimental realization of two-dimensional boron sheets," *Nature chemistry*, vol. 8, no. 6, pp. 563-568, 2016.
- [52] Tang H. and Ismail-Beigi S., "Novel precursors for boron nanotubes: the competition of two-center and three-center bonding in boron sheets," *Physical review letters*, vol. 99, no. 11, p. 115501, 2007.
- [53] Kim S., Han W. H., Lee I.-H., and Chang K., "Boron triangular Kagome lattice with half-metallic ferromagnetism," *Scientific reports*, vol. 7, no. 1, pp. 1-8, 2017.
- [54] Zhao Y., Ban C., Xu Q., Wei S.-H., and Dillon A. C., "Charge-driven structural transformation and valence versatility of boron sheets in magnesium borides," *Physical Review B*, vol. 83, no. 3, p. 035406, 2011.
- [55] Ziff R. M. and Gu H., "Universal condition for critical percolation thresholds of kagomé-like lattices," *Physical Review E*, vol. 79, no. 2, p. 020102, 2009.
- [56] Balakrishnan J., Kok Wai Koon G., Jaiswal M., Castro Neto A., and Özyilmaz B., "Colossal enhancement of spin-orbit coupling in weakly hydrogenated graphene," *Nature Physics*, vol. 9, no. 5, pp. 284-287, 2013.
- [57] Weeks C., Hu J., Alicea J., Franz M., and Wu R., "Engineering a robust quantum spin Hall state in graphene via adatom deposition," *Physical Review X*, vol. 1, no. 2, p. 021001, 2011.
- [58] Calleja F., Ochoa H., Garnica M., Barja S., Navarro J. J., Black A., Otrokov M. M., Chulkov E. V., Arnau A., Vazquez de Parga A. L., Guinea F., Miranda R., "Spatial variation of a giant spin-orbit effect induces electron confinement in graphene on Pb islands," *Nature Physics*, vol. 11, no. 1, pp. 43-47, 2015.
- [59] Zare M., "RKKY interaction in biased single-layer silicene," *Physical Review B*, vol. 100, no. 8, p. 085434, 2019.
- [60] Zare M., Parhizgar F., and Asgari R., "Strongly anisotropic RKKY interaction in monolayer black phosphorus," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 456, pp. 307-315, 2018.
- [61] Zare M., Parhizgar F., and Asgari R., "Topological phase and edge states dependence of the RKKY interaction in zigzag silicene nanoribbon," *Physical Review B*, vol. 94, no. 4, p. 045443, 2016.
- [62] Zare M. and Sadeghi E., "Exchange interaction of magnetic impurities in a biased bilayer phosphorene nanoribbon," *Physical Review B*, vol. 98, no. 20, p. 205401, 2018.
- [63] Zare M., "Strain-induced modulation of exchange interaction in monolayer zigzag nanoribbons of B₂S," *Materials Research Express*, vol. 6, no. 10, p. 105097, 2019.
- [64] Siemensmeyer K., Wulf E., Mikeska H.-J., Flachbart K., Gabáni S., Mat'áš S., Priputen P., Efdokimova A., and Shitsevalova N., "Fractional magnetization plateaus and magnetic order in the Shastry-Sutherland magnet TmB₄," *Physical review letters*, vol. 101, no. 17, p. 177201, 2008.
- [65] Yoshii S., Yamamoto T., Hagiwara M., Michimura S., Shigekawa A., Iga F., Takabatake T., Kindo K., "Multistep magnetization plateaus in the Shastry-Sutherland system TbB₄," *Physical review letters*, vol. 101, no. 8, p. 087202, 2008.
- [66] Hida K., "Magnetic properties of the spin-1/2 ferromagnetic-ferromagnetic-antiferromagnetic trimerized heisenberg chain," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 63, no. 6, pp. 2359-2364, 1994.
- [67] Zare M., "Observation of flat band, RKKY plateau, and magnetization jump in quasi-one-dimensional triangular kagome lattice model," *Journal of Applied Physics*, vol. 128, no. 16, p. 163903, 2020.
- [68] Kohno M. and Takahashi M., "Magnetization process of the spin-1/2 XXZ models on square and cubic lattices," *Physical Review B*, vol. 56, no. 6, p. 3212, 1997.



- [69] Sakai T. and Takahashi M., "Metamagnetism of antiferromagnetic XXZ quantum spin chains," *Physical Review B*, vol. 60, no. 10, p. 7295, 1999.
- [70] Dmitriev D. and Krivnov V. Y., "Frustrated ferromagnetic spin-1/2 chain in a magnetic field," *Physical Review B*, vol. 73, no. 2, p. 024402, 2006.
- [71] Nakano H., Hasegawa Y., and Sakai T., "Magnetization jump in the magnetization process of the spin-1/2 heisenberg antiferromagnet on a distorted square-kagome lattice," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 84, no. 11, p. 114703, 2015.
- [72] Poulis N., Van den Handel J., Ubbink J., Poulis J., and Gorter C., "On antiferromagnetism in a single crystal," *Physical Review*, vol. 82, no. 4, p. 552, 1951.
- [73] Møller H. B., Shapiro S., and Birgeneau R., "Field-dependent magnetic phase transitions in mixed-valent tmse", *Physical Review Letters*, vol. 39, no. 16, p. 1021, 1977.
- [74] Hardy V., Maignan A., Hébert S., Yaïcle C., Martin C., Hervieu M., Lees M. R., Rowlands G., D. Mc K. Paul, and Raveau B., "Observation of spontaneous magnetization jumps in manganites", *Physical Review B*, vol. 68, no. 22, p. 220402, 2003.
- [75] Honecker A., Schulenburg J., and Richter J., "Magnetization plateaus in frustrated antiferromagnetic quantum spin models," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 16, no. 11, p. S749, 2004.
- [76] Dejenbrock S., McCulloch I. P., and Schollwöck U., "Nature of the spin-liquid ground state of the S=1/2 Heisenberg model on the kagome lattice," *Physical review letters*, vol. 109, no. 6, p. 067201, 2012.
- [77] Cabra D. C. and Grynberg M. D., "Ground-state magnetization of polymerized spin chains," *Physical Review B*, vol. 59, no. 1, p. 119, 1999.
- [78] Cabra D. C., Honecker A., and Pujol P., "Magnetization curves of antiferromagnetic Heisenberg spin-1/2 ladders," *Physical review letters*, vol. 79, no. 25, p. 5126, 1997.
- [79] Morita K., Sugimoto T., Sota S., and Tohyama T., "Magnetization plateaus in the spin-1/2 antiferromagnetic Heisenberg model on a kagome-strip chain," *Physical Review B*, vol. 97, no. 1, p. 014412, 2018.
- [80] Totsuka K., "Magnetization plateau in the S=1/2 Heisenberg spin chain with next-nearest-neighbor and alternating nearest-neighbor interactions", *Phys. Rev. B*, 57, 3454, 1998.
- [81] Momoi T., Totsuka K., "Magnetization plateaus as insulator-superfluid transitions in quantum spin systems", *Phys. Rev. B*, 61, 3231, 2000.
- [82] Kubo K. and Momoi T., "Ground state of a spin system with two- and four-spin exchange interactions on the triangular lattice", *Z. Phys. B*, 103, 485, 1997.
- [83] Honecker A., "Lanczos study of the S = 1/2 frustrated square-lattice anti-ferromagnet in a magnetic field", *Can. J. Phys.* 79, 1557, 2001.
- [84] Dey D., Das S., Kumar M., and Ramasesha S., "Magnetization plateaus of spin-1/2 system on a 5/7 skewed ladder", *Phys. Rev. B*, 101, 195110, 2020.
- [85] Schulenburg J., Honecker A., Schnack J., Richter J., and Schmidt H.-J., "Macroscopic Magnetization Jumps due to Independent Magnons in Frustrated Quantum Spin Lattices" *Phys. Rev. Lett.* 88, 167207, 2002.
- [86] Schmidt H.-J., Richter J., and Moessner R., "Linear independence of localized magnon states" *J. Phys. A* 39, 10673, 2006.
- [87] Nishimoto S., Shibata N., and Hotta C., "Controlling frustrated liquids and solids with an applied field in a kagome Heisenberg antiferromagnet" *Nat. Commun.* 4, 2287, 2013.
- [88] Capponi S., Derzhko O., Honecker A., Läuchli A. M., and Richter J., "Numerical study of magnetization plateaus in the spin-12 kagome Heisenberg antiferromagnet" *Phys. Rev. B*, 88, 144416, 2013.
- [89] Pal S., Mukherjee A., and Lal S., "Topological approach to quantum liquid ground states on geometrically frustrated Heisenberg antiferromagnets" *J. Phys.: Condens. Matter*, 32, 165805, 2020.



© 2020 Alzahra University, Tehran, Iran. This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

