

کنترل رسانش اسپینی در یک حلقه کوآنتومی گرافینی هگزاگونال زیگزاگ

متصل به سه رابط در حضور میدان مغناطیسی و اثر راشبا

ادریس فیض‌آبادی*، نسترن اصفهانی بلندبالایی

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

دریافت: 1396/01/29 ویرایش نهایی: 1398/02/31 پذیرش: 1398/04/05

چکیده

در این مقاله، رسانش و قطبش وابسته به اسپین را در یک حلقه گرافینی هگزاگونال (HGR) متصل به سه رابط نیمه بی‌نهایت و در حضور شار مغناطیسی عمودی و برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا (RSOI) به صورت نظری مورد بررسی قرار داده‌ایم. نتایج با استفاده از مدل تنگ بست از طریق فرمالیسم تابع گرین غیرتبادلی به دست آمده است و نشان می‌دهد در غیاب شار مغناطیسی و در مقادیر مناسبی از قدرت راشبا و انرژی الکترون‌های ورودی، می‌توان در دو رابط خروجی سمت راست بالا و پایین رسانش وابسته به اسپین با قطبش بالا و علامت مخالف داشت. که در این حالت سیستم می‌تواند مانند یک جدا کننده اسپینی عمل کند. همچنین مشخص شد که با اعمال یک شار مغناطیسی به مرکز HGR، به دلیل شکست تقارن وارونی امکان تنظیم بزرگی و جهت قطبش در رابط‌های خروجی به صورت دلخواه وجود دارد. بنابراین سیستم می‌تواند به عنوان گزینه مناسبی برای استفاده در ادوات اسپینرونیک در نظر گرفته شود.

کلیدواژگان: حلقه‌های کوآنتومی گرافینی، روش تابع گرین، قطبش اسپینی، اسپینترونیک

مقدمه

[4-6]، تحرک پذیری بالای الکترونی [7] و طول پخش اسپینی بالا در محدوده دمای اتاق [10-12]، در کارهای تجربی و تئوری بسیاری بررسی شده است. برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا (RSOI) یکی از راه‌های مفید و اساسی برای دست‌کاری و کنترل ترابرد اسپینی در گرافین است. قدرت راشبا را می‌توان با استفاده از یک میدان الکتریکی خارجی [12] یا قرار دادن ساختار بر روی یک زیرلایه مناسب [13] تنظیم نمود و الکترون‌هایی با جهت‌گیری اسپینی بالا و پایین را از یکدیگر جدا کرد. در کنار این، پیشرفت روش‌های لیتوگرافی، ساخت نمونه‌های گرافینی با شکل‌ها و

اسپینترونیک که در آن به جای بار الکترون از درجه آزادی اسپین آن برای پردازش و ذخیره اطلاعات استفاده می‌شود، به یکی از موضوعات مورد توجه دانشمندان در سال‌های گذشته تبدیل شده است [1-2]. به تازگی تحقیقات بسیاری برای یافتن یک ماده اولیه که دارای ویژگی‌های مناسب برای استفاده در نسل آینده ادوات میکروالکترونی و اسپینی باشد، صورت گرفته است. در این میان گرافین که ماده‌ای شبه دو بعدی متشکل از یک یا چند لایه از اتم‌های کربن با شبکه لانه زنبوری است [3]، به دلیل داشتن ویژگی‌های فیزیکی ارزشمندی مانند: رسانش گرمایی و الکتریکی خوب

*نویسنده مسئول: Edris@iust.ac.ir

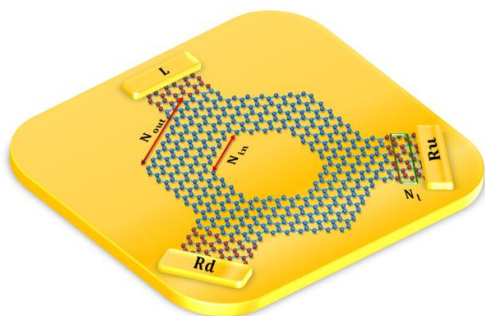
باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تخصصی 4.0 بین‌المللی می‌باشد



مدل و روش شناسی

نمایی شماتیک از سیستم مورد بررسی در شکل 1 نمایش داده شده است. مطابق شکل 1 بخش مرکزی یک HGR با لبه زیگزاگ است که به سه رابط نیمه بی‌نهایت زیگزاگ سمت چپ (L)، سمت راست بالا (Ru) و سمت چپ پایین (Rd) متصل شده است. ابعاد حلقه با کمک دو پارامتر N_{in} و N_{out} که به ترتیب تعداد حلقه‌های مستقل بنزن در هر یک از لبه خارجی و داخلی هستند، و ابعاد رابط با N_l که تعداد اتم‌های کربن واقع در عرض نوار را نمایش می‌دهد، مشخص می‌شود. فاصله بین اتم‌های کربن نیز برابر $a=142\text{\AA}$ در نظر گرفته شده است.



شکل 1. شماتیکی از حلقه گرافینی هگزاگونال زیگزاگ 408 اتمی با $N_{in}=6$ و $N_{out}=10$ که به سه رابط نیمه بی‌نهایت گرافینی با لبه زیگزاگ و $N_l=12$ متصل شده است. اتم‌های مربوط به حلقه با رنگ آبی و اتم‌های مربوط به رابط با رنگ قرمز مشخص شده‌اند. هامیلتونین حلقه کوانتومی در شکل کوانتس دوم به صورت زیر نوشته می‌شود:

اندازه‌های متفاوت را امکان پذیر ساخته است [14-15] و موجب شده بتوان از قطعات گرافینی به صورت عملی در ساخت ادوات اسپیترونیکی بهره جست [16-18]. حلقه‌های کوانتومی گرافینی یکی از این ساختارهاست که وجود محدودیت‌های کوانتومی در آنها منجر به مشاهده پدیده‌های تداخلی جالبی نظیر نوسانات آهارانوف-بوهم [16-18] و جریان پایا [19] در حضور میدان مغناطیسی شده است. علاوه بر این با اتصال رابط و اعمال یک پتانسیل گیت به این ساختارها، می‌توان ویژگی‌های تراپردی مطلوب را در آنها به وجود آورد [20-21].

در این مقاله با استفاده از روش تنگ بست از طریق فرمالیسم تابع گرین غیر تعادلی به بررسی تراپرد وابسته به اسپین در یک حلقه گرافینی هگزاگونال (HGR) با لبه زیگزاگ که به سه رابط نیمه بی‌نهایت زیگزاگ متصل شده است، خواهیم پرداخت. به منظور بررسی تراپرد و قطبش اسپینی، فرض می‌کنیم باریکه ورودی ناقطبیده است و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به صورت عمود بر ساختار اعمال می‌شوند. نشان خواهیم داد با تغییر شدت $RSOI$ شار عبوری از مرکز حلقه و انرژی الکترون‌های ورودی، ساختار مورد نظر می‌تواند مانند یک فیلتر جریان، فیلتر اسپینی یا جدا کننده اسپینی عمل نماید. در ادامه، ابتدا در مورد جزئیات روش کار و روابط مورد استفاده توضیح خواهیم داد. پس از آن در مورد نتایج حاصل از محاسبات بحث خواهیم کرد.

که در آن $(d_i^j) d_i^{j\dagger}$ عملگر خلق (فنای) الکترون در رابط j است. با توجه به نامحدود بودن تعداد اتم‌ها در رابط‌های نیمه بی‌نهایت و با هدف افزایش سرعت محاسبات، توابع گرین سطحی $g_\sigma^j(E)$ مربوط به رابط‌های خروجی و ورودی j با اسپین σ با استفاده از الگوریتم بازگشتی لوپز-سانچو [23] محاسبه می‌گردد. در این حالت تابع گرین کل سیستم در انرژی E از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$g_c(E) = \left[(E + i\eta)I - H_c - \sum_j \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \Sigma_\sigma^j(E) \right]^{-1} \quad 3$$

در این رابطه η یک عدد بسیار کوچک، I ماتریس یکانی و $\Sigma_\sigma^j(E)$ ماتریس خود انرژی است که به دلیل کوپل‌شدگی میان حلقه با هر یک از رابط‌ها تعریف می‌شود و به شکل زیر است:

$$\Sigma_\sigma^j(E) = H_{cj}^\dagger g_\sigma^j(E) H_{cj}, \quad 4$$

که در آن H_{cj} ماتریس برهم‌کنش میان حلقه و رابط j ام می‌باشد و اگر تعداد اتم‌های تشکیل‌دهنده HGR را برابر N در نظر بگیریم، به شکل یک ماتریس $(2N \times 2N)$ بعدی است [24]. علاوه بر این، ماتریس کوپل‌شدگی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\Gamma_\sigma^j(E) = i \left[\Sigma_\sigma^j - \Sigma_\sigma^{j\dagger} \right]. \quad 5$$

$$H_c = \sum_i \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \varepsilon_i c_{i\sigma} c_{i\sigma}^\dagger + \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} t_{ij} c_{i\sigma} c_{j\sigma}^\dagger e^{i\phi_{ij}} + \alpha \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} c_{i\sigma} (\boldsymbol{\sigma} \times \hat{\mathbf{d}}_{ij})_{z,\sigma\sigma} c_{j\sigma}^\dagger e^{i\phi_{ij}}, \quad 1$$

در اینجا ε_i انرژی جایگاه i ام، $(c_{i\sigma}) c_{i\sigma}^\dagger$ عملگر خلق (فنای) الکترون در این جایگاه با اسپین $\sigma = \uparrow, \downarrow$ ، $\langle i,j \rangle$ نشان‌دهنده جهش بین نزدیک‌ترین اتم‌های همسایه و

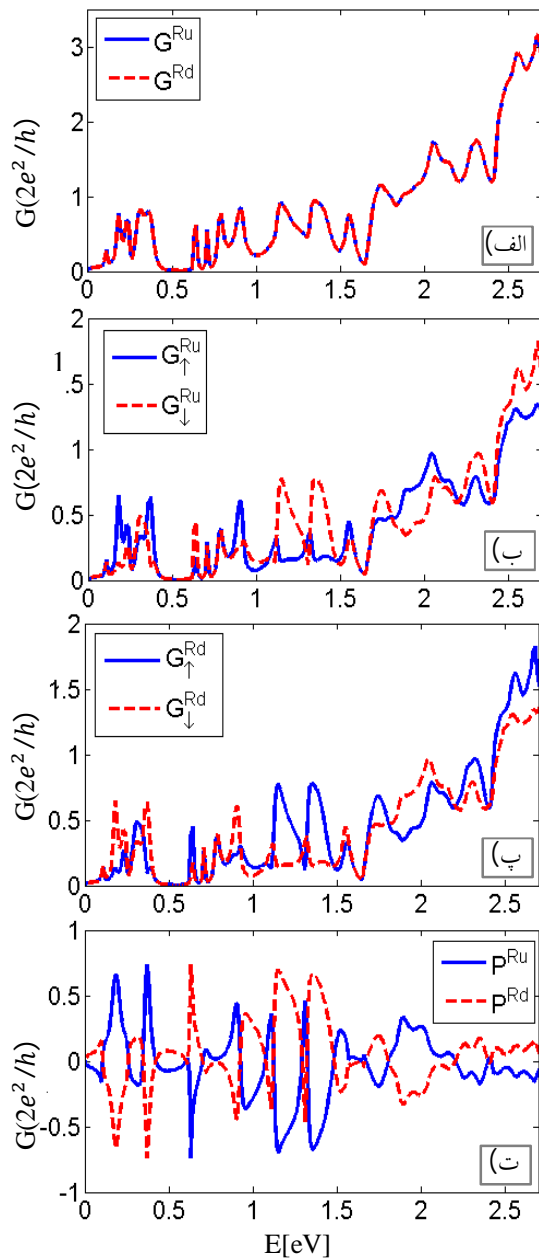
$t_{ij} = -2.7\text{eV}$ [22] پارامتر جهش است. $e^{i\phi_{ij}}$ نیز فاز مختلطی است که در حضور میدان مغناطیسی B به دلیل وجود اثر آهارانوف-بوهم در چنین ساختارهایی ظاهر شده و مقدار آن با انتگرال‌گیری خطی بر روی پتانسیل

برداری محاسبه می‌شود: $\phi_{ij} = 2\pi \frac{e}{h} \int_{r_j}^{r_i} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r}$. در محاسبات ما پتانسیل برداری در پیمانه لاندائو $\mathbf{A} = B \times \hat{\mathbf{x}}_j$ و فاز در واحد شار مغناطیسی گذرنده از داخل

یک حلقه بنزن در نظر گرفته می‌شود: $\phi/\phi_0 = \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{eBa^2}{h}$. جمله سوم در رابطه 1 نشان‌دهنده برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا با قدرت α است که در آن $\boldsymbol{\sigma}$ ماتریس پائولی و $\hat{\mathbf{d}}_{ij} = \vec{\mathbf{d}}_{ij} / |\vec{\mathbf{d}}_{ij}|$ بردار یکه‌ای است که دو اتم همسایه را به هم متصل می‌کند.

به منظور ساده شدن محاسبات اثرات مربوط به حضور میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی در داخل رابط‌ها در نظر گرفته نمی‌شود، بنابراین می‌توان هامیلتونین رابط را به صورت زیر نوشت:

$$H_j = \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} t_{ij} d_i^j d_i^{j\dagger}, \quad 2$$



شکل 2. نمودار الف: رسانش کل در رابط‌های خروجی Ru و Rd. ب: رسانش وابسته به اسپین در رابط Ru. پ: رسانش وابسته به اسپین در رابط Rd. ت: قطبش‌های اسپینی برحسب انرژی الکترون‌های ورودی. قدرت راشبا برابر مقدار اختیاری $\alpha=0.7$ در نظر گرفته شده است.

و جهت‌گیری پایین G_{\downarrow} در هر رابط و قطبش‌های اسپینی به‌صورت تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی

و در نهایت، با استفاده از رهیافت لاندائر-بوتیکر، رسانش مربوط به‌حالتی با اسپین ورودی σ و اسپین خروجی σ' از رابطه زیر محاسبه می‌گردد [24-25]:

$$G_{\sigma\sigma'}^j(E) = \frac{e^2}{h} \text{Tr} \left[\Gamma_{\sigma}^j(E) g_{c\sigma\sigma'}^j(E) \Gamma_{\sigma'}^j(E) g_{c\sigma\sigma'}^{\dagger j}(E) \right] \quad 6$$

همچنین با فرض اینکه الکترون‌های ورودی پلاریزه نیستند، می‌توان میزان قطبش در هر رابط را از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$P^j(E) = \frac{G_{\uparrow}^j - G_{\downarrow}^j}{G_{\uparrow}^j + G_{\downarrow}^j} \quad 8$$

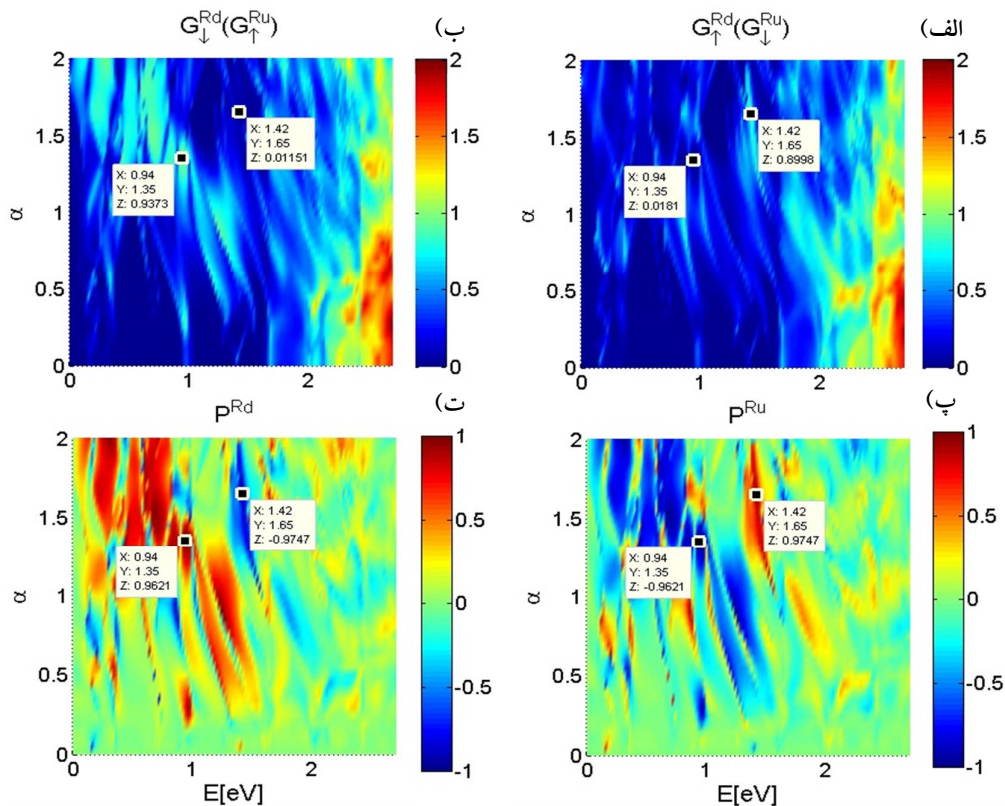
که در آن رسانش مربوط به الکترون‌هایی با اسپین بالا و $G_{\uparrow}^j = G_{\uparrow\uparrow}^j + G_{\uparrow\downarrow}^j$ رسانش مربوط به الکترون‌هایی با اسپین پایین و $0 < P^j < 1$ نشان‌دهنده قطبش با اسپین بالا و $-1 < P^j < 0$ نشان‌دهنده قطبش با اسپین پایین در رابط j است.

بحث و نتیجه‌گیری

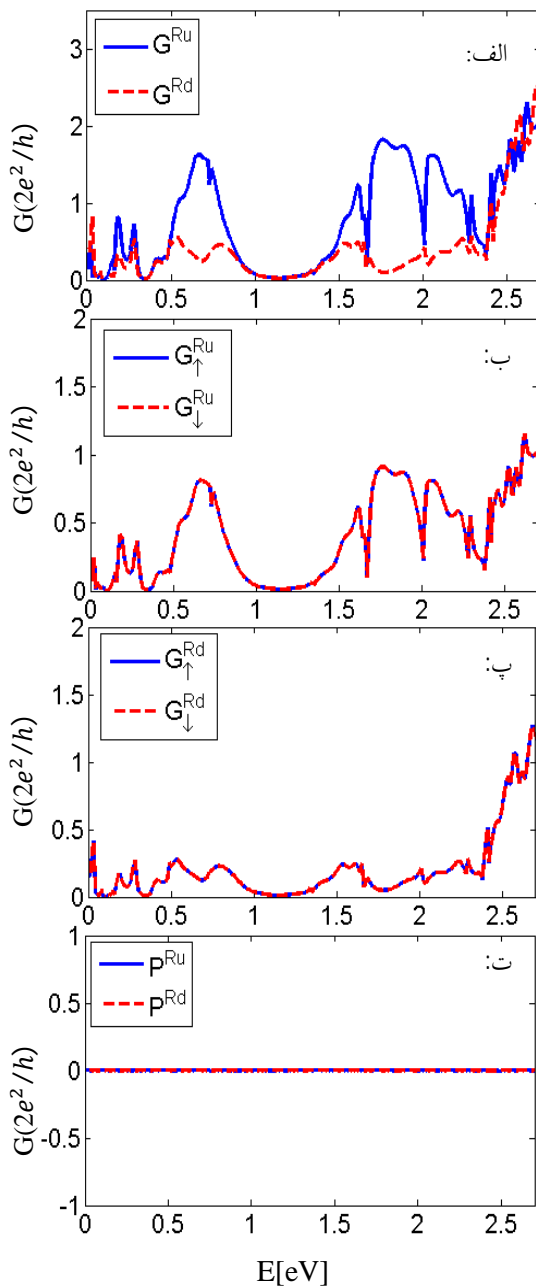
با استفاده از روش توصیف شده در بخش قبل، در این قسمت رسانش و قطبش اسپینی یک HGR زیگزاگ متصل به سه رابط در حضور اثر اسپین-مدار راشبا و میدان مغناطیسی بررسی شده است. فرض بر این است که الکترون‌ها از رابط سمت چپ L وارد حلقه کوآتومی شده و از دو رابط سمت راست Ru و Rd خارج می‌شوند. در تمامی محاسبات رسانش در واحد $2e^2/h$ و انرژی در واحد eV اندازه‌گیری شده‌اند. به‌منظور بررسی اثر RSOI بر قطبش اسپینی، در شکل 2 نمودار تغییرات رسانش کل در رابط‌های خروجی Ru و Rd ، رسانش وابسته به اسپین با جهت‌گیری بالا G_{\uparrow}

جهت‌گیری بالا که با خطوط آبی توپر نشان داده شده و رسانش وابسته به اسپین با جهت‌گیری پایین که با خطوط قرمز نمایش داده شده است در دو رابط عکس هم می‌باشد ($G_{\sigma}^{Rd/Ru} = G_{\sigma'}^{Ru/Rd}$, $\sigma \neq \sigma'$) و به دنبال آن، مطابق قسمت ت شکل 2 علامت قطبش مربوط به الکترون‌های خارج شده از آنها نیز مخالف هم است ($P^{Ru} = -P^{Rd}$). با این حال رسانش کاملاً قطبیده نیست و همچنان الکترون‌هایی با هر دو جهت اسپینی از هر رابط خارج می‌شوند. بنابراین با هدف یافتن مقدار مناسبی از ضریب راشبا که به ازاء آن جداسازی اسپینی به صورت کامل رخ دهد، نمودار کانتور تغییرات P^{Rd} و P^{Ru} ، $G_{\downarrow}^{Rd}(G_{\uparrow}^{Ru})$ ، $G_{\uparrow}^{Rd}(G_{\downarrow}^{Ru})$ به صورت

و در حضور قدرت راشبای اختیاری $\alpha=0,7$ و $\phi/\phi_0=0$ به ترتیب در قسمت‌های الف تا ت رسم شده‌اند. با توجه به شکل 2 الف به دلیل اتصال متقارن رابط‌های خروجی و تقارن دوگانه سیستم، رسانش کل در هر دو رابط خروجی ($G^{Ru/Rd} = G_{\uparrow}^{Ru/Rd} + G_{\downarrow}^{Ru/Rd}$) یکسان است. با این وجود حضور RSOI منجر به از بین رفتن تقارن پاریته اسپینی می‌شود و تبهگنی ترازهای انرژی را می‌شکند. در این صورت از آنجایی که تابع موج الکترون‌هایی با اسپین مخالف، در میدان الکتریکی فاز متفاوتی به دست می‌آورند، رسانش وابسته به اسپین در رابط‌ها یکسان نیست. مقایسه‌ای بین شکل 2 ب و پ نشان می‌دهد مقدار رسانش وابسته به اسپین با



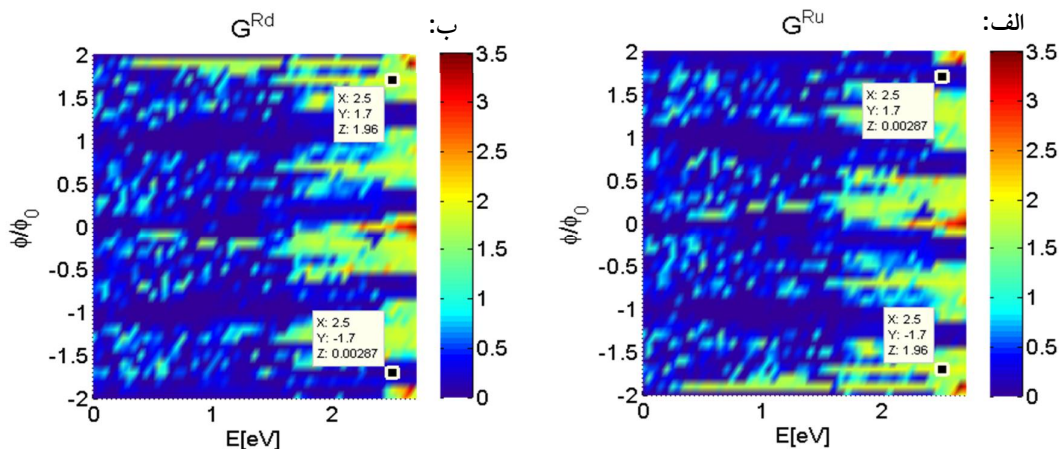
شکل 3. نمودار کانتور الف: $G_{\uparrow}^{Rd}(G_{\downarrow}^{Ru})$ ، ب: $G_{\downarrow}^{Rd}(G_{\uparrow}^{Ru})$ ، پ: P^{Ru} و ت: P^{Rd} بر حسب تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی و ضریب راشبا.



شکل 4. نمودار الف: رسانش کل در رابط‌های خروجی Ru و Rd، ب: رسانش وابسته به اسپین در رابط Ru، پ: رسانش وابسته به اسپین در رابط Rd و ت: قطبش‌های اسپینی برحسب انرژی الکترون‌های ورودی. شار مغناطیسی برابر مقدار اختیاری $\phi/\phi_0 = 0,09$ در نظر گرفته شده است.

تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی و ضریب راشبا در شار مغناطیسی صفر در قسمت‌های الف تا ت شکل 3 رسم شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با تنظیم قدرت راشبا به وسیله یک منبع خارجی و تغییر انرژی الکترون‌های ورودی با کمک ولتاژ گیت می‌توان نقاطی مانند $(E, \alpha) = (1,42, 1,65)$ یافت که در آن علاوه بر اندازه قطبش $(P^{Ru/Rd} = \pm 0,97)$ ، میزان ترابرد نیز بالا باشد. در چنین نقطه‌ای تمامی الکترون‌ها با اسپین بالا از رابط Ru و تمامی الکترون‌ها با اسپین پایین از رابط Rd عبور می‌کنند. بنابراین سیستم می‌تواند به عنوان یک جداکننده اسپینی کامل عمل نماید.

در مرحله بعد به بررسی اثرات ناشی از وجود شار مغناطیسی بر رسانش چنین ساختارهایی می‌پردازیم. در شکل 4 نمودارهای مشابه شکل 2، در $\alpha = 0$ و مقدار اختیاری $\phi/\phi_0 = 0,09$ ، نمایش داده شده‌اند. در حضور شار مغناطیسی تقارن وارونی زمان بین حامل‌های بار در دو بازوی حلقه از بین می‌رود و یک فاز آهارانوف-بوهم در توابع موج الکترونی وارد می‌شود. بنابراین همان‌طور که در شکل 4 الف نشان داده شده است، جریان خروجی از دو رابط یکسان نیست. با این حال مطابق شکل 4 ب و پ شار مغناطیسی تأثیری بر روی بخش اسپینی تابع موج الکترونی ندارد و به تنهایی نمی‌تواند منجر به جداشدگی و رسانش اسپینی شود.

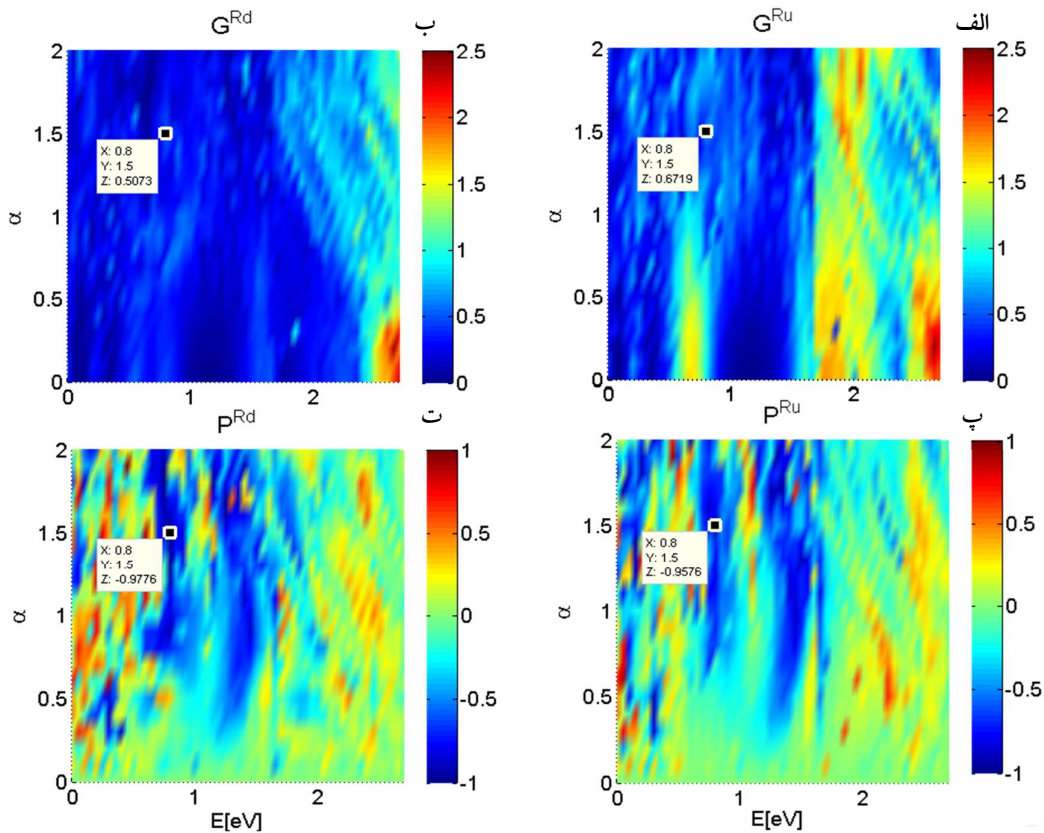


شکل 5. نمودار کانتور الف: G^{Rd} و ب: G^{Rd} برحسب تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی و شار مغناطیسی.

و ضریب راشبا می‌توان اندازه‌رسانش و علامت قطبش را کنترل کرد. برای مثال در $(E, \alpha) = (0/8, 1/5)$ رسانش وابسته به اسپین در هر دو رابط خروجی دارای مقداری قابل قبول و با جهت گیری اسپینی بالا است و سیستم با مسدود کردن الکترون‌هایی با جهت گیری اسپینی پایین، همانند یک فیلتر اسپینی عمل می‌کند.

در شکل 5، نمودارهای کانتور G^{Rd} و G^{Ru} به صورت تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی و شار مغناطیسی به ترتیب در قسمت‌های الف و ب رسم شده‌اند. با توجه به شکل 5 در برخی از نقاط مانند $(E, \alpha) = (-2/5, 0/2)$ ، توابع موج الکترونی در یکی از رابط‌ها تداخل ویرانگر دارند و رسانش جریان تنها از طریق یکی از رابط‌ها صورت می‌پذیرد. در چنین شرایطی سیستم مانند یک فیلتر جریان است که در آن با تغییر جهت اعمال شار مغناطیسی، می‌توان رابطی که الکترون‌ها از آن خارج می‌شوند را تعیین کرد.

جهت مطالعه اثرات ناشی از اعمال همزمان شار مغناطیسی و اثر راشبا، در شکل 6 نمودارهای کانتور رسانش وابسته به اسپین در رابط Ru ، رسانش وابسته اسپین در رابط Rd و قطبش در هر یک از دو رابط به صورت تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی و ضریب راشبا و در شار مغناطیسی $\phi/\phi_0 = 0/09$ به ترتیب در قسمت‌های الف تا ت رسم شده‌اند. مطابق شکل 6 در حضور هر دو اثر، با تنظیم انرژی الکترون‌های ورودی



شکل 6. نمودار کانتور الف: G^{Rd} ، ب: G^{Ru} ، پ: T و ت: P برحسب تابعی از انرژی الکترون‌های ورودی و ضرب راشبا. شار مغناطیسی برابر مقدار اختیاری $\phi/\phi_0=0.09$ در نظر گرفته شده است.

نتیجه گیری

همچنین اثر یک شار مغناطیسی گذرنده از مرکز حلقه به تنهایی، مورد بررسی قرار گرفت و مشخص شد حضور شار مغناطیسی تأثیری بر رسانش اسپینی ندارد، اما به دلیل شکست تقارن وارونی زمان ممکن است (با توجه به جهت آن) منجر به فیلتر شدن جریان در یکی از رابط‌ها شود. در نهایت محاسبات برای حالتی که میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به صورت هم‌زمان به سیستم اعمال می‌شدند انجام شد و نشان داده شد در یک شار مغناطیسی ثابت، با تغییر قدرت راشبا و انرژی الکترون‌های ورودی، می‌توان بزرگی و جهت قطبش را در دو رابط خروجی به صورت دلخواه تنظیم کرد، به گونه‌ای که جهت گیری اسپینی در هر دو آنها یکسان باشد. بنابراین می‌توان از حلقه‌های کوآنتومی گرافینی

رسانش و قطبش اسپینی در یک HGR با لبه زیگزاگ که به یک رابط ورودی در سمت چپ و دو رابط خروجی در سمت راست متصل شده، با استفاده از مدل تنگ بست از طریق فرمالیسم تابع گرین، مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده شد در حضور میدان الکتریکی، رسانش اسپینی در دو رابط خروجی یکسان است، اما به علت از بین رفتن تبهگنی اسپینی، علامت قطبش در آنها مخالف هم می‌باشد و با کمک تنظیم قدرت راشبا و انرژی الکترون‌های ورودی، می‌توان قطبش در دو رابط خروجی را به نحوی کنترل کرد که HGR با لبه زیگزاگ مانند یک جداکننده اسپینی کامل عمل نماید.

[9] T.Y. Yang, J. Balakrishnan, F. Volmer, A. Avsar, M. Jaiswal, J. Samm, S.R. Ali, A. Pachoud, M. Zeng, M. Popinciuc, G. Güntherodt, B. Beschoten, B. Özyilmaz, Observation of long spin-relaxation times in bilayer graphene at room temperature, *Physical review letters* 107 (2011) 047206.

[10] D.D. Awschalom, M.E. Flatté, Challenges for semiconductor spintronics, *Nature Physics* 3 (2007) 153-159.

[11] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H.T. Jonkman, Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature, *Nature* 448 (2007) 571-574.

[12] E.I. Rashba, Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop, *Soviet Physics - Solid State* 2 (1960) 1224-1238.

[13] Z.Y. Li, Z.Q. Yang, S. Qiao, J. Hu, R.Q. Wu, Spin-orbit splitting in graphene on metallic substrates, *Journal of Physics: Condensed Matter* 23 (2011) 225502.

[14] H. Hiura, Tailoring graphite layers by scanning tunneling microscopy, *Applied surface science* 222 (2004) 374-381.

[15] S. Schnez, F. Molitor, C. Stampfer, J. Güttinger, I. Shorubalko, T. Ihn, K. Ensslin, Observation of excited states in a graphene quantum dot, *Applied Physics Letters* 94 (2009) 012107.

[16] J. Schelter, P. Recher, B. Trauzettel, The Aharonov-Bohm effect in graphene rings, *Solid State Communications* 152 (2012) 1411-1419.

[17] D. Smirnov, H. Schmidt, R.J. Haug, Aharonov-Bohm effect in an electron-hole graphene ring system, *Applied Physics Letters* 100 (2012) 203114.

[18] M. Huefner, F. Molitor, A. Jacobsen, A. Pioda, C. Stampfer, K. Ensslin, T. Ihn, Investigation of the Aharonov-Bohm effect in a gated graphene ring, *physica status solidi (b)* 246 (2009) 2756-2759.

هگزائگونال با لبه زیگزاگ در اسپینترونیک و ساخت ادوات منطقی بهره جست.

تشکر و قدردانی

با تشکر از دانشگاه علم و صنعت ایران که از این کار در قالب طرح پژوهشی شماره 502/160 حمایت کرده است.

مرجع‌ها

[1] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications, *Reviews of modern physics*, 76 (2004) 323.

[2] H. Dery, P. Dalal, L. Cywinski, L.J. Sham, Spin-based logic in semiconductors for reconfigurable large-scale circuits, *Nature* 447 (2007) 573.

[3] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, IV. Grigorieva, A.A. Firsov, Electric field effect in atomically thin carbon films, *Science* 306 (2004) 666-669.

[4] S.D. Sarma, S. Adam, E.H. Hwang, E. Rossi, Reviews of Modern Physics, Electronic transport in two-dimensional graphene, *Reviews of Modern Physics* 83 (2011) 407.

[5] K.S.A. Novoselov, A.K. Geim, S. Morozov, D. Jiang, M. Katsnelson, I. Grigorieva, A. Firsov, Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene, *nature* 438 (2005) 197-200.

[6] J.W. Jiang, J.S. Wang, B. Li, Thermal conductance of graphene and dimerite, *Physical Review B* 79 (2009) 205418.

[7] W. Jang, Z. Chen, W. Bao, C.N. Lau, C. Dames, Thickness -dependent thermal conductivity of encased graphene and ultrathin graphite, *Nano letters* 10 (2010) 3909-3913.

[8] N. Tombros, C. Jozsa, M., Popinciuc, H.T. Jonkman, B.J. van Wees, Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature, *Nature* 448 (2007) 571.

transfer matrices: application to Mo (100), *Journal of Physics F: Metal Physics* 14 (1984) 1205.

[24] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, Cambridge (1995).

[25] Y. Imry, R. Landauer, Conductance Viewed as Transmission, *Reviews of Modern Physics* 71 (1999) 515-525.

[19] P. Recher, B. Trauzettel, A. Rycerz, Ya. M. Blanter, C.W.J. Beenakker, A.F. Morpurgo, Aharonov-Bohm effect and broken valley degeneracy in graphene rings, *Physical Review B* 76 (2007) 235404.

[20] M. Saiz-Bretín, J. Munárriz, A.V. Malyshev, F. Domínguez-Adame, Control of spin-polarised currents in graphene nanorings, *Physics letters A* 379 (2015) 2102-2105.

[21] D. Faria, R. Carrillo-Bastos, N. Sandler, A. Latgé, Fano resonances in hexagonal zigzag graphene rings under external magnetic flux, *Journal of Physics: Condensed Matter* 27 (2015) 175301.

[22] M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, A.K. Geim, Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene, *Nature physics* 2 (2006) 620-625.

[23] M.P.L. Sancho, J.M.L. Sancho, J. Rubio, Quick iterative scheme for the calculation of