

اسپین فیلتر قابل تنظیم در نانو نوار زیگزاگ سیلیسین مغناطیسی تحت یک میدان الکتریکی ناهمگن

محسن فرخ نژاد | مهدی اسماعیل زاده*

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

چکیده

حول نقاط دیراک K و K' از منطقه شش گوشه بریلوئن طیف انرژی خطی را نشان می‌دهد [۱-۳]. اما در سیلیسین به علت وجود برهم کنش اسپین مدار ذاتی یک گاف نواری $1/55 \text{ meV}$ وجود دارد که اثر اسپینی حال کوانتومی و اثر غیر عادی حال کوانتومی را در این ماده پدید می‌آورد [۴]. در این ساختار یک خم شدگی بین دو زیر شبکه به دلیل شعاع یونی زیاد سیلیکون وجود دارد بطوری که اتم‌های دو زیر شبکه در دو صفحه به فاصله 0.1046 nm قرار گرفته‌اند [۵]. مهمترین کاربرد این ویژگی کنترل گاف نواری و راستای قطبش اسپینی با میدان الکتریکی می‌باشد [۶]. علاوه بر آن، حامل‌های بار در نانو مواد سیلیکونی زمان واهلش اسپینی و طول هم‌دوسی اسپینی طولانی دارند که با ماده گرافین در دمای اتاق قابل مقایسه است [۷]. همچنین، سیلیسین سازگاری زیادی با صنعت نیم‌رسانا دارد که امروزه آن بطور زیادی به مواد سیلیکونی وابسته است. همه‌ی این عوامل باعث شده است که سیلیسین به عنوان یک ماده مهم در کاربردهای نانوالکترونیک و اسپیترونیک مورد توجه قرار بگیرد. اخیراً، با استفاده از محاسبات تابعی چگالی نشان دادند که اتصال نقطه‌ای کوانتومی از سیلیسین می‌تواند به عنوان یک قطبشگر اسپینی با قطبش اسپینی ۹۸٪ و قابل تنظیم با میدان الکتریکی مورد استفاده قرار بگیرد [۸]. همچنین، گروهی از محققان نشان دادند که سیلیسین و عایق‌های توپولوژیک دو بعدی دیگر با قرار دادن آنتی فرومغناطیس درون صفحه‌ای بر روی یک نیمه از نانو نوار می‌تواند به عنوان فیلتر اسپینی کامل بکار برده شوند [۹]. اما فیلتر اسپینی پیشنهادی آنها با میدان الکتریکی قابل کنترل نبود. اثر میدان الکتریکی همگن بر روی رسانش اسپینی در حضور نوارهای فرومغناطیسی در دو پیکربندی موازی و پادموازی در کار قبلی‌مان بررسی شد [۱۰]. اخیراً میدان الکتریکی ناهمگن عمودی بر روی خواص الکترونی و توپولوژیکی صفحه سیلیسین مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۱].

با بکار بردن روش تابع گرین غیر تعادلی، خواص ترابرد الکترونی وابسته به اسپین در نانو نوار زیگزاگ سیلیسین بررسی شده است. در غیاب میدان تبادلی، رسانش الکتریکی می‌تواند بوسیله میدان الکتریکی ناهمگن تنظیم شود. نانو نوار سیلیسین در این حالت به عنوان یک ترانزیستور اثر میدانی چند دیجیتاله عمل می‌کند. با قرار دادن زیر لایه فرومغناطیس در نانو نوار سیلیسین در آن میدان‌های تبادلی القاء می‌شود. علاوه بر آن، ما یک میدان الکتریکی ناهمگن با بکار بردن میدان‌های الکتریکی خارجی بطور مستقل بر روی هر دو لبه نانو نوار سیلیسین برای دستکاری خواص رسانش الکترونی وابسته به اسپین بکار می‌بریم. ما دریافتیم که قطبش اسپینی کامل می‌تواند در حضور میدان الکتریکی ناهمگن و میدان تبادلی اتفاق بیفتد و نانو نوار می‌تواند به عنوان اسپین فیلتر کامل عمل کند. راستای اسپین الکترون‌های عبوری می‌تواند به آسانی بوسیله معکوس کردن راستای میدان الکتریکی در لبه‌های نانو نوار تغییر داده شود. همچنین در این مورد، راستای قطبش اسپینی می‌تواند با تغییر دادن انرژی فرمی الکترون تنظیم شود.

واژگان کلیدی: تابع گرین غیر تعادلی، نانونوار سیلیسین، میدان تبادلی، میدان الکتریکی ناهمگن

۱ مقدمه

سیلیسین، یک شبکه لانه‌زنبوری دو بعدی از اتم‌های سیلیکون است که در سال‌های اخیر به دلیل خواص الکترونی جالب مورد توجه قرار گرفته است. سیلیسین با داشتن هندسه مشابه با گرافین، دارای خواص الکترونیکی مشابه با آن از جمله دارا بودن الکترون‌های دیراک با تحرک پذیری بالاست. در نبود برهم کنش اسپین مدار، ساختار نواری سیلیسین در انرژی فرمی

در اینجا $c_{ia}^\dagger (c_{ia})$ عملگر خلق (نابودی) الکترون با حالت اسپینی α در جایگاه i ام می‌باشد. $\langle \rangle$ و $\langle\langle \rangle\rangle$ به ترتیب نشان دهنده‌ی جمع روی همسایه اول و دوم می‌باشد. پارامتر نشان $t=1/6 \text{ eV}$ انرژی جهش بین همسایه‌ی اول است. ترم دوم برهم‌کنش اسپین مدار مؤثر با $\lambda_{SO} = 3/9 \text{ meV}$ را توصیف می‌کند. $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ ماتریس پائولی می‌باشد. با در نظر گرفتن جهت مثبت محور z اگر جهش الکترون به نزدیکترین همسایه‌ی بعدی پادساعتگرد باشد $v_{ij}=1$ و برای حالت ساعتگرد $v_{ij}=-1$ می‌باشد. ترم سوم برهم‌کنش اسپین مدار راشبا با در نظر گرفتن نزدیکترین همسایه‌ها می‌باشد که ناشی از میدان الکتریکی خارجی است. در غیاب میدان الکتریکی $\lambda_{RI} = 0$ و میدان الکتریکی بحرانی عمود بر نانونوار سیلیسین 17 meV/\AA $E_C = \frac{\lambda_{SO}}{\Delta} = 10 \mu\text{eV}$ می‌شود. ترم چهارم برهم‌کنش اسپین مدار راشبا ذاتی با قدرت $\lambda_{R2} = 0.17 \text{ meV}$ ناشی از غیر هم صفحه بودن دو زیر شبکه A و B در سیلیسین می‌باشد. همچنین در اینجا $\mu_i = \pm 1$ برای جایگاه $A(B)$ می‌باشد و $\hat{d}_{ij} = \frac{d_{ij}}{|d_{ij}|}$ بردار یکه است که در آن برداری است که دو سایت i و j را در دو زیر شبکه مشابه به هم وصل می‌کند. ترم پنجم ناشی از بکار بردن میدان الکتریکی عمودی E_z بر نانو نوار می‌باشد. آن دارای اختلاف پتانسیل متناسب با $2\Delta E_z$ با $\Delta = 0.123 \text{ \AA}$ می‌باشد [۵]. ترم ششم میدان تبدالی با قدرت M را توصیف می‌کند که به دلیل حضور زیر لایه فرومغناطیسی می‌باشد. در اینجا فرض می‌کنیم برهم‌کنش اسپین مدار و ولتاژ گیت فقط در ناحیه مرکزی حضور دارند. همچنین دو نوار سیلیسین نیمه منتهای و تمیز و در دمای صفر به عنوان الکترون راست و چپ در نظر می‌گیریم. رسانش وابسته به اسپین می‌تواند با بکار بردن روش تابع گرین غیر تعادلی و فرمول لاندایر به صورت زیر محاسبه شود [۱۴-۱۵].

$$G^\sigma(E_F) = \frac{e^2}{h} \text{Tr} \left[\Gamma_L^\sigma(E_F) G^{r,\sigma}(E_F) \Gamma_R^\sigma(E_F) G^{a,\sigma}(E_F) \right] \quad (2)$$

در اینجا ماتریس جفت شدگی $\Gamma_{L(R)}^\sigma$ در الکترون راست و چپ بصورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\Gamma_{L(R)}^\sigma(E_F) = i \left\{ \sum_{L(R)}^{r,\sigma} (E_F) - \left[\sum_{L(R)}^{r,\sigma} (E_F) \right]^\dagger \right\} \quad (3)$$

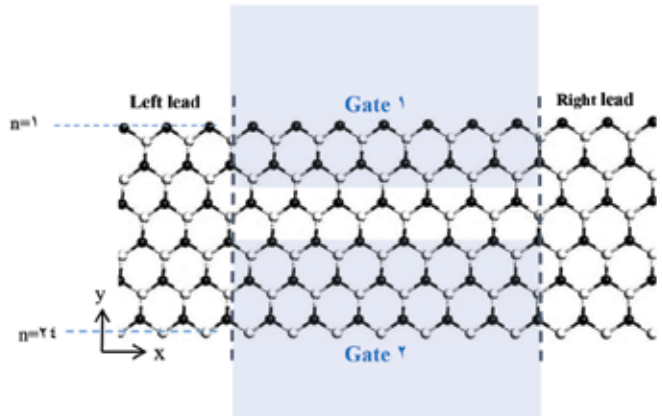
همچنین تابع گرین تاخیری با داشتن هامیلتونی در ناحیه مرکزی H_{cen} بصورت زیر محاسبه می‌شود.

$$G^{r,\sigma}(E_F) = \left[G^{a,\sigma}(E_F) \right]^\dagger = \left[(E_F + i\eta)I - H_{cen} - \sum_L^{r,\sigma}(E_F) - \sum_R^{r,\sigma}(E_F) \right]^{-1} \quad (4)$$

همچنین رسانش الکتریکی در حضور یک میدان الکتریکی ناهمگن عمودی با قرار دادن گیت‌های در لبه‌ی نانو نوار سیلیسین بررسی شده است و با آن یک ترانزیستور توپولوژیکی چند حالتی پیشنهاد شد اما رسانش اسپینی در این سیستم مورد مطالعه قرار نگرفته است [۱۲]. مطالب بالا انگیزه‌ای شد که ما رسانش اسپینی را در نانو نوار زیگزاگ با زیر لایه فرومغناطیس در حضور میدان الکتریکی ناهمگن بررسی کنیم.

۲ بخش تئوری

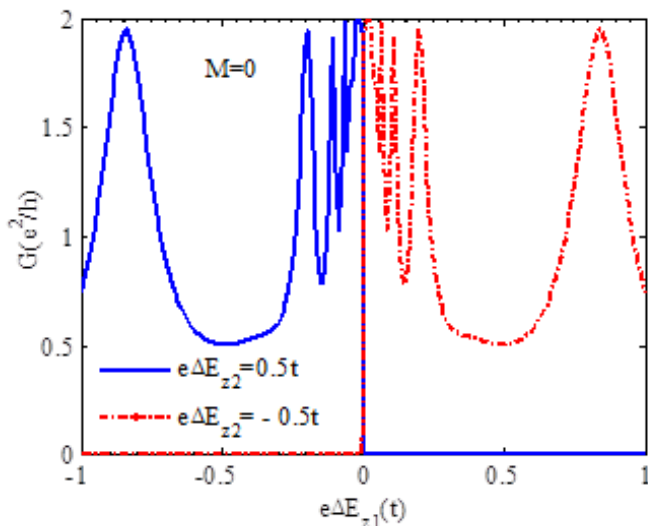
در این بخش، اثر میدان الکتریکی ناهمگن عمودی را بر روی رسانش اسپینی نانو نوار زیگزاگ سیلیسین در حضور زیر لایه فرومغناطیس با استفاده از روش تابع گرین و تقریب بستگی قوی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با توجه به شکل ۱، ما یک نانو نوار زیگزاگ سیلیسین متصل به دو الکترون نیمه منتهای در حضور زیر لایه فرومغناطیس در نظر می‌گیریم. همچنین برای ایجاد یک میدان الکتریکی ناهمگن در راستای y ، دو گیت در نزدیک دو لبه‌ای نانو نوار مطابق شکل قرار دادیم.



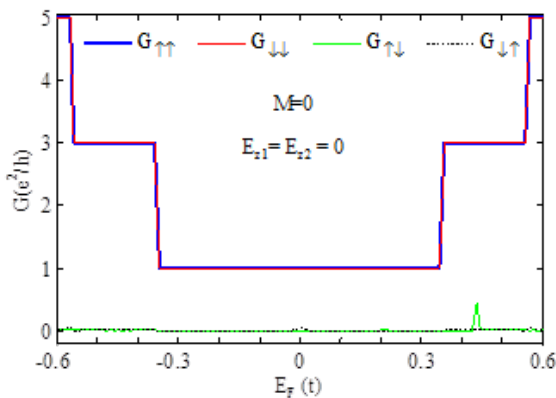
شکل ۱ یک نانو نوار زیگزاگ سیلیسین با الکترون‌های راست و چپ. دو گیت در لبه‌های نانونوار، میدان الکتریکی عمودی مستقل ایجاد می‌کنند به طوری که در راستای y ، میدان الکتریکی عمودی ناهمگن به نانونوار اعمال می‌شود. میدان‌های الکتریکی عمودی توسط گیت‌های ۱ و ۲ به ترتیب اختلاف پتانسیل‌های الکتریکی $e\Delta E_{z1}$ و $e\Delta E_{z2}$ در لبه‌های نانو نوار ایجاد می‌کنند. یک زیر لایه فرومغناطیس برای ایجاد میدان تبدالی در ناحیه مرکزی بکار برده شده است.

با بکار بردن مدل بستگی قوی، هامیلتونی نانو نوار سیلیسین می‌تواند بصورت زیر نوشته شود [۵، ۱۳]:

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle} c_{ia}^\dagger c_{ja} + \frac{i\lambda_{SO}}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle} v_{ij} c_{ia}^\dagger \sigma_{ab}^\dagger c_{j\beta} + i\lambda_{R1}(E_z) \sum_{\langle i,j \rangle} c_{ia}^\dagger (\vec{\sigma} \times \hat{d}_{ij})_{ab} c_{j\beta} - i\frac{2}{3} \lambda_{R2} \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle} \mu_i c_{ia}^\dagger (\vec{\sigma} \times \hat{d}_{ij})_{ab} c_{j\beta} + \Delta \sum_{ia} \mu_i E_z c_{ia}^\dagger c_{ia} + M \sum_{ia} c_{ia}^\dagger \sigma_z c_{ia} \quad (1)$$



شکل ۲ رسانش الکتریکی بر حسب اختلاف پتانسیل الکتریکی گیت ۱ برای اختلاف پتانسیل الکتریکی $e\Delta E_{z2} = \pm 0.5t$ در گیت ۲ در نانو نوار زیگزاگ سیلیسین



شکل ۳ رسانش الکتریکی وابسته به اسپین $G_{\uparrow\uparrow}$ ، $G_{\downarrow\downarrow}$ ، $G_{\uparrow\downarrow}$ و $G_{\downarrow\uparrow}$ بر حسب تابعی از انرژی فرمی E_F در نانو نوار سیلیسین در غیاب میدان الکتریکی عمودی در گیت ۱ و ۲ ($E_{z1} = E_{z2} = 0$) و در نبود میدان تبادلی $M=0$

شکل ۳ رسانش اسپینی $G_{\uparrow\uparrow}$ ، $G_{\downarrow\downarrow}$ ، $G_{\uparrow\downarrow}$ و $G_{\downarrow\uparrow}$ بر حسب انرژی فرمی E_F در غیاب میدان های الکتریکی عمودی توسط دو گیت $E_{z1} = E_{z2} = 0$ رسم شده است. در این شکل میدان تبادلی $M=0$ فرض شده است. همان طور که در این شکل مشاهده می شود $G_{\uparrow\uparrow} = G_{\downarrow\downarrow}$ می باشد. این بخاطر این است که در غیاب میدان های تبادلی تقارن وارونی زمانی وجود دارد و الکترون ها با اسپین بالا و اسپین پایین تبهگن هستند. علاوه بر آن با توجه به شکل $G_{\uparrow\downarrow} = G_{\downarrow\uparrow} \cong 0$ که به علت ضعیف بودن برهم کنش اسپین مدار راشبا ذاتی و خارجی در مقابل پارامترهای دیگر است و بخاطر نبودن مکانیزمی برای وارون کردن اسپین می باشد.

در این جا η یک ثابت کوچک است و سلف انرژی برهم کنش با الکتروود نیمه متناهی راست و چپ می باشد که به صورت عددی با بکار بردن روش بازگشتی محاسبه می شود [۱۶]. همچنین رسانش الکتریکی و قطبش اسپینی کل برای الکترون های عبوری از روابط زیر بدست می آید [۱۷].

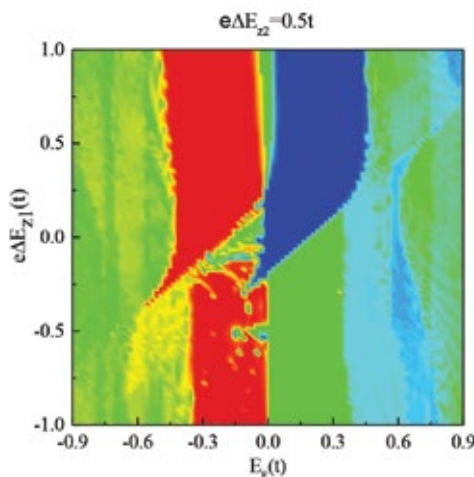
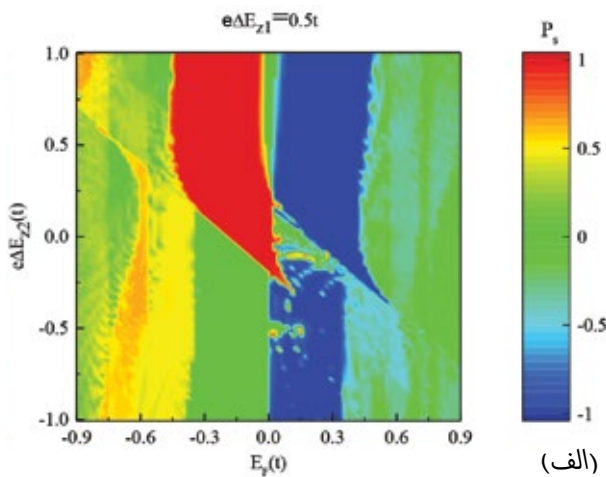
$$G = G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow} + G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow} \quad (5)$$

$$P_s = \frac{(G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow} - G_{\uparrow\downarrow} - G_{\downarrow\uparrow})}{G} \quad (6)$$

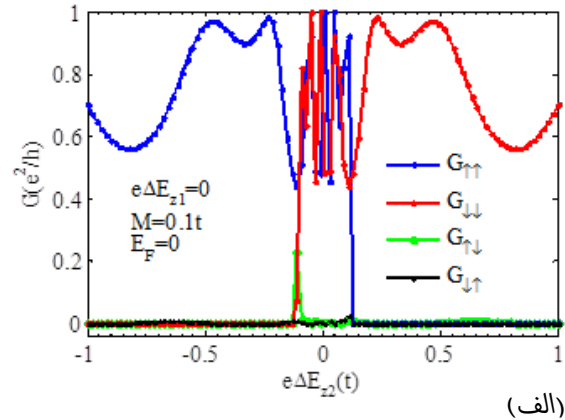
۳ نتایج و بحث

برای تمام محاسبات انجام شده در این مقاله برهم کنش اسپین مدار $\lambda_{SO} = 3/9 \text{ meV}$ و عرض نانو نوار $N=24$ در نظر گرفته شده است. قدرت برهم کنش اسپین مدار راشبا ذاتی $\lambda_{R2} = 0.7 \text{ meV}$ و قدرت برهم کنش اسپین مدار راشبا خارجی که به میدان الکتریکی خارجی وابسته است بصورت $\lambda_{R1}(E_z) = \alpha e \Delta E_z$ با ضریب $\alpha = 10^{-2}$ [۱۳] بیان می شود. طول نانو نوار $L = 100 \text{ a}$ که در اینجا $a = 3/86 \text{ \AA}$ ثابت شبکه سیلیسین می باشد. در غیاب زیر لایه فرومغناطیس (قدرت میدان تبادلی $M=0$)، رسانش الکتریکی بر حسب اختلاف پتانسیل الکتریکی اعمال شده توسط گیت ۱ و در حضور میدان الکتریکی عمودی ثابت در گیت ۲ برای انرژی فرمی صفر $E_F = 0$ در شکل ۲ رسم کردیم. حضور میدان الکتریکی ناشی از گیت ۲ منجر به ایجاد اختلاف پتانسیل الکتریکی به دلیل خم شدگی در ساختار سیلیسین به اندازه $e\Delta E_{z2} = 0.5t$ می شود. همان طور که در شکل ۲ (خط آبی) مشاهده می شود، با تغییر اختلاف پتانسیل الکتریکی در گیت ۱، رسانش الکتریکی در بازه $0 < e\Delta E_{z1} < t$ غیر صفر و در بازه $-t < e\Delta E_{z1} < 0$ به دلیل از بین رفتن تقارن وارونی شبکه صفر می شود. اگر اختلاف پتانسیل الکتریکی در گیت ۲ در حضور میدان الکتریکی معکوس $e\Delta E_{z2} = 0.5t$ در نظر بگیریم (خط چین قرمز). برخلاف حالت قبل، با تغییر اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۱ در بازه $0 < e\Delta E_{z1} < t$ رسانش الکتریکی صفر می شود و در بازه $-t < e\Delta E_{z1} < 0$ غیر صفر است و رسانش الکتریکی به طور نوسانی تغییر می کند. بنابراین در حضور میدان های الکتریکی عمودی توسط دو گیت در لبه های نانو نوار سیلیسین می توان رسانش الکتریکی را کنترل کرد و یک ترانزیستور اثر میدانی چهار دیجیتاله طراحی کرد. این ابزار می تواند کاربردهای زیادی در نانوالکترونیک داشته باشد.

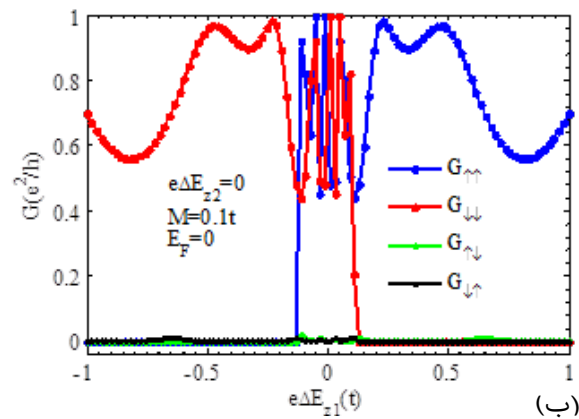
عبوری را کنترل کنیم. برای مقایسه رسانش اسپینی $G_{\uparrow\uparrow}$ ، $G_{\uparrow\downarrow}$ ، $G_{\downarrow\uparrow}$ و $G_{\downarrow\downarrow}$ بر حسب اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۱ $(e\Delta E_{z1})$ و در غیاب میدان الکتریکی عمودی در گیت ۲ $(e\Delta E_{z2})$ با قدرت میدان تبدالی $M=0.1t$ و انرژی فرمی صفر در شکل ۴ (ب) رسم شده است. همان طور که در این شکل مشاهده می‌شود. بر خلاف حالت قبل برای $e\Delta E_{z2} < 0.13t$ تنها الکترون‌ها با اسپین پایین عبور می‌کنند و برای $e\Delta E_{z2} > 0.13t$ الکترون‌ها با اسپین بالا عبور می‌کند. بنابراین این فیلتر اسپینی با روشن کردن تنها گیت ۱ در محدوده با اختلاف پتانسیل بزرگ‌تر از $0.13t$ اسپین بالا و با روشن کردن گیت ۲ در همین محدوده اسپین پایین عبور می‌کند. بنابراین در این مورد یک فیلتر اسپینی قابل کنترل با میدان الکتریکی ایجاد شده توسط گیت‌ها داریم.



(ب)



(الف)



(ب)

شکل ۴ رسانش الکتریکی وابسته به اسپین $G_{\uparrow\uparrow}$ ، $G_{\uparrow\downarrow}$ ، $G_{\downarrow\uparrow}$ و $G_{\downarrow\downarrow}$ در حضور میدان تبدالی با قدرت $M=0.1t$ و انرژی فرمی $E_F=0$ بر حسب اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۲ $(e\Delta E_{z2})$ و در غیاب اختلاف پتانسیل الکتریکی گیت ۱ $(e\Delta E_{z1}=0)$ و در بر حسب اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۱ $(e\Delta E_{z1})$ و در غیاب اختلاف پتانسیل الکتریکی گیت ۲ $(e\Delta E_{z2}=0)$

در شکل ۴ (الف) رسانش اسپینی $G_{\uparrow\uparrow}$ ، $G_{\uparrow\downarrow}$ ، $G_{\downarrow\uparrow}$ و $G_{\downarrow\downarrow}$ بر حسب اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۲ $(e\Delta E_{z2})$ و در غیاب گیت ۱ $(e\Delta E_{z1})$ در حضور زیر لایه فرومغناطیس با قدرت میدان تبدالی $M=0.1t$ و انرژی فرمی صفر $(E_F=0)$ رسم شده است. زیر لایه فرومغناطیس در نانو نوار سیلیسین میدان تبدالی القاء می‌کند. میدان تبدالی تقارن وارونی زمانی را از بین می‌برد و باعث ایجاد قطبش اسپینی می‌شود. همان طور که در این شکل مشاهده می‌شود برای $e\Delta E_{z2} < 0.13t$ تنها الکترون‌ها با اسپین بالا از سیستم عبور می‌کنند و در اینجا $G_{\uparrow\uparrow} = G_{\downarrow\downarrow} = G_{\uparrow\downarrow} = G_{\downarrow\uparrow}$ است. بنابراین در این حالت سیستم به عنوان یک اسپین فیلتر کامل عمل می‌کند. همچنین با توجه به شکل برای $e\Delta E_{z2} < 0.13t$ تنها الکترون‌ها با اسپین پایین از سیستم عبور می‌کنند. بنابراین با تغییر جهت میدان الکتریکی عمودی در امتداد محور z در گیت ۲ و در غیاب گیت ۱ ما می‌توانیم راستای اسپین الکترون‌های

شکل ۵ قطبش اسپینی P_s در حضور زیر لایه فرومغناطیس با قدرت تبدالی $M=0.1t$ بصورت تابعی از انرژی فرمی E_F و (الف) تابعی از اختلاف پتانسیل الکتریکی $e\Delta E_{z2}$ با $e\Delta E_{z1}=0.5t$ (ب) تابعی از اختلاف پتانسیل الکتریکی $e\Delta E_{z1}$ با $e\Delta E_{z2}=0.5t$

در شکل ۵ (الف) قطبش اسپینی P_s در حضور زیر لایه فرومغناطیس با قدرت میدان تبدالی $M = 0.1 t$ بصورت تابعی از انرژی فرمی E_F و اختلاف پتانسیل الکتریکی $e\Delta E_{z2}$ ناشی از میدان الکتریکی عمودی گیت ۲ رسم شده است. اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۱، $e\Delta E_{z1} = 0.5 t$ در اینجا ثابت فرض شده است. همان طور که در این شکل مشاهده می شود در نواحی آبی پررنگ قطبش اسپینی $P_s = -1$ و در نواحی قرمز پررنگ قطبش اسپینی $P_s = 1$ می باشد. همان طور که در این شکل مشاهده می شود در محدوده $e\Delta E_{z2} > 0$ با تغییر انرژی فرمی الکترون می توانیم یک اسپین فیلتر قابل کنترل داشته باشیم. تغییر انرژی فرمی با بکار بردن یک بگ گیت امکان پذیر است [۱۸]. برای مقایسه، در شکل ۵ (ب) قطبش اسپینی P_s در حضور زیر لایه فرومغناطیس با قدرت تبدالی $M = 0.1 t$ بصورت تابعی از انرژی فرمی E_F و اختلاف پتانسیل الکتریکی $e\Delta E_{z1}$ ناشی از میدان الکتریکی عمودی گیت ۱ رسم شده است. بطوریکه اختلاف پتانسیل الکتریکی ناشی از گیت ۲، $e\Delta E_{z2} = 0.5 t$ ثابت است. با توجه به شکل ۵ می توان نتیجه گرفت که با تغییر انرژی فرمی الکترون و جهت میدان الکتریکی عمودی بکاربرده شده در لبه نانو نوار راستای قطبش اسپینی کامل کنترل می شود.

۴ نتیجه گیری

در این مقاله، خواص ترابرد الکترونی وابسته به اسپین در یک نانو نوار زیگزاگ سیلیسین در حضور میدان الکتریکی ناهمگن و میدان تبدالی با بکار بردن روش تابع گرین غیر تعادلی مطالعه کردیم. همچنین، ما نشان دادیم که درغیاب میدان تبدالی و با استفاده از میدان الکتریکی عمودی ناشی از گیت هایی در نزدیکی لبه های نانو نوار سیلیسین می توانیم یک ترانزیستور اثر میدانی چند دیجیتاله داشته باشیم. ما دریافتیم که با بکار بردن زیر لایه فرومغناطیس و میدان الکتریکی ناهمگن در یک نانو نوار زیگزاگ سیلیسین می توانیم یک اسپین فیلتر کامل و قابل کنترل با میدان الکتریکی ناهمگن ناشی از گیت هایی در نزدیکی لبه نانو نوار طراحی کنیم. راستای اسپین الکترونها عبوری می تواند به آسانی با تغییر جهت میدان الکتریکی عمودی در لبه نانو نوار کنترل شود. همچنین با تغییر انرژی فرمی در یک میدان الکتریکی عمودی ثابت در هر دو گیت می توان راستای قطبش اسپینی را کنترل نمود.

مراجع

- [1] S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Aktürk, H. Şahin, and S. Ciraci, "Two-and one-dimensional honeycomb structures of silicon and germanium," *Physical review letters*, vol. 102, p. 236804, 2009.
- [2] P. De Padova, C. Quaresima, C. Ottaviani, P. M. Sheverdyaeva, P. Moras, C. Carbone, *et al.*, "Evidence of graphene-like electronic signature in silicene nanoribbons," *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 261905, 2010.
- [3] G. G. Guzmán-Verri and L. L. Y. Voon, "Electronic structure of silicon-based nanostructures," *Physical Review B*, vol. 76, p. 075131, 2007.
- [4] C.-C. Liu, W. Feng, and Y. Yao, "Quantum spin Hall effect in silicene and two-dimensional germanium," *Physical review letters*, vol. 107, p. 076802, 2011.
- [5] C.-C. Liu, H. Jiang, and Y. Yao, "Low-energy effective Hamiltonian involving spin-orbit coupling in silicene and two-dimensional germanium and tin," *Physical Review B*, vol. 84, p. 195430, 2011.
- [6] N. Drummond, V. Zolyomi, and V. Fal'ko, "Electrically tunable band gap in silicene," *Physical Review B*, vol. 85, p. 075423, 2012
- [7] S. P. Dash, S. Sharma, R. S. Patel, M. P. de Jong, and R. Jansen, "Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature," *Nature*, vol. 462, pp. 491-494, 2009.
- [8] W.-F. Tsai, C.-Y. Huang, T.-R. Chang, H. Lin, H.-T. Jeng, and A. Bansil, "Gated silicene as a tunable source of nearly 100% spin-polarized electrons," *Nature communications*, vol. 4, p. 1500, 2013.
- [8] M. Ezawa, "A topological insulator and helical zero mode in silicene under an inhomogeneous electric field," *New Journal of Physics*, vol. 14, p. 033003, 2012.
- [9] S. Rachel and M. Ezawa, "Giant magnetoresistance and perfect spin filter in silicene, germanene, and stanene," *Physical Review B*, vol. 89, p. 195303, 2014.
- [10] M. Farokhnezhad, M. Esmailzadeh, S. Ahmadi, and N. Pournaghavi, "Controllable spin polarization and spin filtering in a zigzag silicene nanoribbon," *Journal of Applied Physics*, vol. 117, p. 173913, 2015.
- [11] M. Ezawa, "A topological insulator and helical zero mode in silicene under an inhomogeneous electric field," *New Journal of Physics*, vol. 14, p. 033003, 2012.
- [12] M. Ezawa, "Electrically tunable conductance and edge modes in topological crystalline insulator thin films: minimal tight-binding model analysis," *New Journal of Physics*, vol. 16, p. 065015, 2014.
- [13] M. Ezawa, "Valley-polarized metals and quantum anomalous Hall effect in silicene," *Physical review letters*, vol. 109, p. 055502, 2012.
- [14] S. Datta, *Electronic transport in mesoscopic systems*: Cambridge university press, 1997.
- [15] T. Li and S.-P. Lu, "Quantum conductance of graphene nanoribbons with edge defects," *Physical Review B*, vol. 77, p. 085408, 2008.
- [16] M. L. Sancho, J. L. Sancho, and J. Rubio, "Quick iterative scheme for the calculation of transfer matrices: application to Mo (100)," *Journal of Physics F: Metal Physics*, vol. 14, p. 1205, 1984.
- [17] B. K. Nikolić and S. Souma, "Decoherence of transported spin in multichannel spin-orbit-coupled spintronic devices: Scattering approach to spin-density matrix from the ballistic to the localized regime," *Physical Review B*, vol. 71, p. 195328, 2005.
- [18] S. Ahmadi, M. Esmailzadeh, E. Namvar, and G. Pan, "Spin-inversion in nanoscale graphene sheets with a Rashba spin-orbit barrier," *AIP Advances*, vol. 2, p. 012130, 2012.

Tunable Spin–Filter in a Magnetized Zigzag Silicene Nanoribbon under an Inhomogeneous Electrical Field

M.Farokhnezhad | M.Esmaeilzadeh*

Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

Abstract

Using the non-equilibrium Green's function method, the spin-dependent electron transport properties of a zigzag silicene nanoribbon are studied. In the absence of exchange field, the electronic conductance can be tuned by an inhomogeneous electrical field. In this state, the nanoribbon acts as a multi-digit field effect transistor. The depositing of ferromagnetic sub layer induces exchange fields in the silicene nanoribbon. In addition, we use an inhomogeneous electrical field by applying external electric fields independently on the both edges of the silicene nanoribbon to manipulate the spin dependent electron conductance properties. We find that complete spin polarization can take place in the presence of an inhomogeneous electric field and exchange field. Here, the nanoribbon can work as a perfect spin filter. The spin direction of transmitted electrons can be easily changed by reversing the electric field direction in the edges of the silicene nanoribbon. Also, in this case, the spin polarization direction can be controlled by changing the electron Fermi energy.

Keywords

Non-equilibrium Green's Function, Silicene Nanoribbon, Exchange Field, inhomogeneous Electrical Field.