

تأثیر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر ویژگی‌های الکترونی نانونوارهای

استانی

فرهاد خوئینی*، لیلا اسمعیلی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

دریافت: 1396/06/27 بازنگری نهایی: 1398/03/14 پذیرش: 1398/04/05

چکیده

استانین، یک نانوساختار دو بعدی از اتم‌های Sn، دارای ساختار لانه زنبوری می‌باشد. برهم‌کنش اسپین-مدار ذاتی قوی استانین، موجب ایجاد شکاف انرژی تا حدود 0/07 الکترون ولت در ساختار نواری آن می‌شود. در این پژوهش، ویژگی‌های الکترونی نانونوارهای استانینی لبه زیگزاگ با مدل تنگ‌بست و روش تابع گرین در حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را بررسی می‌نماییم. در حضور میدان الکتریکی عمودی، در نانونوارهای استانینی زیگزاگ گذار فازهای فلز-نیم‌فلز و نیم‌فلز-نیم‌رسانا مشاهده می‌نماییم. در حضور میدان الکتریکی عرضی و یا مغناطیسی جاداشدگی اسپینی خواهیم داشت. نتایج ما نشان می‌دهد که با تنظیم بزرگی و جهت میدان الکتریکی و مغناطیسی می‌توان ویژگی‌های الکتریکی، اسپینی و نوری سامانه را کنترل نمود.

کلیدواژه‌گان: استانین، مدل تنگ‌بست، ویژگی‌های الکترونی، ساختار نواری

مقدمه

عالی‌گرافین است. با این حال، گاف انرژی صفر جریان روشن و خاموش در ترانزیستورها را به شدت محدود می‌کند. بنابراین گرافین به‌سختی در ترانزیستورها و دستگاه‌های اپتوالکترونی، برای مثال، ترانزیستورهای اثر میدانی، ترانزیستورهای اتصال دوقطبی، سلول‌های فتوولتائیک و غیره استفاده می‌شود [4-6]. دانشمندان برای حل مشکل شکاف انرژی صفر، مواد شش ضلعی دو بعدی جدید از عناصر دیگر گروه چهارم جدول تناوبی را پیشنهاد کرده‌اند. در مرحله اول، سیلیسین و ژرمانین که ساختارهای دو بعدی سیلیکون [7] و ژرمانیوم [8] هستند در آزمایشگاه ساخته شدند. آخرین

سامانه‌های دو بعدی مانند گرافین، سیلیسین و دی‌سولفاید مولیبدن به دلیل ویژگی‌های فیزیکی منحصر به فردشان توجه فیزیکدانان را به خود جلب نموده‌است [1-3]. معروف‌ترین ساختار دو بعدی گرافین است. این نانوساختار، با آرایش شش ضلعی از اتم‌های کربن، یک نیم‌فلز یا نیم‌رسانا با شکاف انرژی صفر است و در نقاط K و K' در منطقه بریلوئن مخروط‌های دیراک بدون جرم دارد که نوارهای π و π^* به صورت خطی سطح فرمی را قطع می‌کنند. جرم الکترونی مؤثر صفر و سرعت فرمی بالا دلیلی برای عملکرد ترابرد الکترونی

*نویسنده مسئول: khoeini@znu.ac.ir



نسبتاً بزرگ می‌باشد و این برتری را نسبت به گرافین دارد که می‌توان با میدان الکتریکی این شکاف انرژی را کنترل کرد [23-25].

در این مقاله، ویژگی‌های الکترونی نانونوارهای استانیی لبه‌ی زیگزاگ را در تقریب تنگ‌بست و با روش تابع گرین برگشتی، در حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بررسی خواهیم نمود. به‌طور دقیق تأثیر حضور میدان‌های الکتریکی عرضی و عمودی و همچنین میدان مغناطیسی عمودی را روی جداسازی اسپینی مطالعه خواهیم کرد.

چارچوب مقاله به‌صورت زیر است. پس از مرور پژوهش‌های انجام یافته در بخش مقدمه، در بخش بعدی، به معرفی هامیلتونی سامانه در تقریب تنگ‌بست و چگونگی اعمال میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی می‌پردازیم. در بخش سوم نتایج به‌دست آمده از محاسبات را بررسی خواهیم کرد. در بخش پایانی، نتایج اصلی مقاله را بیان خواهیم نمود.

مدل و روش محاسبات

هامیلتونی سامانه در مدل تنگ‌بست به‌صورت زیر است [26-28 و 10]:

$$H = \sum_{i,\alpha} \epsilon_i c_{i\alpha}^\dagger c_{i\alpha} - \sum_{\langle i,j \rangle, \alpha} t_{ij} c_{i\alpha}^\dagger c_{j\alpha} + \frac{i\lambda_{so}}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle, \alpha, \beta} v_{ij} c_{i\alpha}^\dagger (\sigma_z)_{\alpha\beta} c_{i\beta} + eE_z \sum_{i,\alpha} \mu_i c_{i\alpha}^\dagger c_{i\alpha} + eE_y \sum_{i,\alpha} y_i c_{i\alpha}^\dagger c_{i\alpha} + H.c. \quad 1$$

پیشنهاد در این زمینه به استانیی مربوط می‌شود. استانیی یک تک لایه از اتم‌های Sn در ساختار لانه‌زنبوری شبیه به گرافین است [9]. ایزوا¹ و ریچل² سیلیسین، ژرمانین و استانیی را به‌عنوان عایق‌های توپولوژیکی دو بعدی که حالت‌های لبه‌ای را نشان می‌دهند پیشنهاد کردند [10 و 11]. سنتز استانیی یک چالش بزرگ بوده و به‌تازگی ساخت آن گزارش شده است. طی گزارشی در سال 2015 ژو و همکاران با موفقیت فیلم‌های نازک استانیی را با روش پرتو مولکولی اپیتکسی³ روی زیرلایه‌ای از بیسموت تلوراید رشد دادند [12]. ساکسنا⁴ و همکاران در طی یک مطالعه سنتز استانیی چند لایه⁵ را گزارش کردند [13]. همچنین در یک مطالعه نظری در سال 2016 سطح Ag(111) به‌عنوان یک زیرلایه ایده‌آل برای رشد تک لایه استانیی پیش‌بینی شده است [14]. استانیی، یک ماده امید بخش برای تحقق سامانه‌های کوانتومی جدید با توجه به ویژگی‌های الکترونی برجسته آن است. به‌عنوان مثال، جفت‌شدگی اسپین-مدار قوی در استانیی یک شکاف انرژی به‌اندازه کافی بزرگ را باز می‌کند که در دمای اتاق کاربردهای اسپینی می‌تواند داشته باشد [18-15 و 9]. همچنین با توجه به لبه‌های رسانش، استانیی می‌تواند یک ماده ترموالکتریکی امیدبخش باشد [19]. این ماده هیبریداسیون sp³ را بیشتر از sp² ترجیح می‌دهد و ساختار کمی خم دارد که متفاوت از گرافین است. استانیی به‌دلیل ساختار کمی خم [20-22] و جفت‌شدگی اسپین-مدار قوی دارای شکاف انرژی

⁴ Saxena

⁵ Few-layer stanene

¹ Ezawa

² Rachel

³ Molecular beam epitaxy

جمله آخر مربوط به میدان الکتریکی عرضی E_y است که در راستای محور y اعمال می‌شود [27-28]. انرژی پرش نانونوارهای استانی (SnNRs) در حضور میدان مغناطیسی عمودی، $\mathbf{B} = B\hat{z}$ و پیمانه لاندائو ϕ_{ij} به صورت $t_{ij} = t_{ij} e^{2\pi\phi_{ij}}$ است که $\mathbf{A} = \mathbf{B} \times \hat{y}$ برابر $\phi_{ij} = \frac{e}{ch} \int_i^j \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$ می‌باشد [29-32].

هر ویژگی قابل توجه گرافین تا حدودی به استانی منتقل شده است. با این حال استانی یک ساختار خمیده و برهم‌کنش اسپین-مدار نسبتاً قوی دارد که یک شکاف انرژی بین نوارهای رسانش و ظرفیت باز می‌کند. ویژگی‌های نانونوار استانی تا حدودی از استانی حجمی متفاوت است. در این پژوهش، ما ویژگی‌های الکترونی نانونوار استانی زیگزراگ را در حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بررسی خواهیم کرد. سامانه مورد نظر ما شامل یک نانونوار استانی با لبه زیگزراگ که به دو الکتروود فلزی نیم‌نامتناهی از جنس نانونوارهای استانی (زیگزراگ) متصل شده است (شکل 1). نانونوار استانی زیگزراگ (ZSnNRs) شامل دو زیر شبکه A و B است. تعداد اتم‌ها در یک سلول واحد $N = 2N_a$ می‌باشد که N_a تعداد خطوط زیگزراگ عبوری از پهنای نوار است. ثابت شبکه برابر $a = \sqrt{3}b$ می‌باشد که b طول پیوند بین دو اتم و تقریباً برابر $2/68 \text{ \AA}$ است. در این مقاله، یک نانونوار زیگزراگ با پهنای $N_a = 60$ را در نظر می‌گیریم که بدین صورت ZSnNRs-60 نشان می‌دهیم.

که در آن $c_{i\alpha}$ و $c_{i\alpha}^\dagger$ عملگرهای خلق و فنا با قطبش اسپینی α در موقعیت اتمی i هستند. ϵ_i انرژی جایگاهی و برابر صفر است. همچنین $t_{ij} = 1.3\text{eV}$ انتگرال جهش همسایه‌های اول است. جمله سوم در هامیلتونی، مربوط به برهم‌کنش اسپین-مدار ذاتی است که قدرت آن برابر $\lambda_{so} = 64/4 \text{ meV}$ است [26]. اگر فقط دو جمله اول هامیلتونی را در نظر بگیریم سیمای کلی ساختار نواری گرافین، سیلیسین و استانی یکی خواهد شد. هر ویژگی قابل توجه گرافین تا حدودی به استانی منتقل شده است. با این حال استانی یک ساختار خمیده و برهم‌کنش اسپین-مدار ذاتی نسبتاً قوی دارد (قدرت جفت‌شدگی اسپین-مدار ذاتی برای گرافین، سیلیسین و استانی به ترتیب برابر حدود 0.4 و 64/4 میلی‌الکترون‌ولت است) که یک شکاف انرژی بین نوارهای رسانش و ظرفیت باز می‌کند. بنابراین جمله اسپین-مدار تمیز دهنده بین استانی و سایر مواد دوبعدی مانند سیلیسین و گرافین خواهد بود. نمادهای $\langle i, j \rangle$ و $\ll i, j \gg$ به ترتیب مربوط به همسایه‌های اول و دوم است.

$\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ بردار ماتریس پائولی و $v_{ij} = +1(-1)$ برهم‌کنش‌های پادساعتگرد (ساعتگرد) همسایه دوم نسبت به محور \hat{z} را نشان می‌دهد. اندیس‌های i و j مربوط به شماره اتم‌های همسایه اول یا دوم است. برای اتم‌هایی که در زیر شبکه A قرار دارند $\mu_i = +1$ است، و $\mu_i = -1$ مربوط به زیر شبکه B می‌باشد. جمله چهارم پتانسیل زیر شبکه دوره‌ای با میدان الکتریکی عمودی را نشان می‌دهد.

قدم بعدی محاسبه تابع گرین سطحی جدید مربوط به الکتروود راست است. برای این منظور، ما نمونه را با الکتروود راست ادغام می‌کنیم و لایه به‌لایه به‌عقب بازمی‌گردیم (از سلول M به سلول 2). تابع گرین مؤثر مربوط به قطعه مرکزی، g_{22}^R با استفاده از فرمول بازگشتی زیر

$$g_{mm}^R = \left[\begin{array}{c} (E + i\eta)\mathbf{I} - H_{mm} \\ -H_{mm+1}g_{m+1m+1}^R H_{mm+1}^\dagger \end{array} \right]^{-1} \quad 4$$

به‌دست می‌آید. همچنین خود انرژی مربوط به الکتروود چپ به صورت $\Sigma_L = H_{01}^\dagger g_{00}^L H_{01}$ و برای الکتروود راست به شکل $\Sigma_R = H_{12} g_{22}^L H_{12}^\dagger$ است.

در پایان، ما تابع گرین کلی g_{11} را با مفهوم خود انرژی می‌آوریم. $g_{11} = \left[(E + i\eta)\mathbf{I} - H_{11} - \Sigma_L - \Sigma_R \right]^{-1}$

با استفاده از رابطه لاندائو، رسانش اسپینی نوار استانی‌نی به‌صورت زیر قابل محاسبه است

$$G(E) = \frac{e^2}{h} T^\alpha(E) \quad 5$$

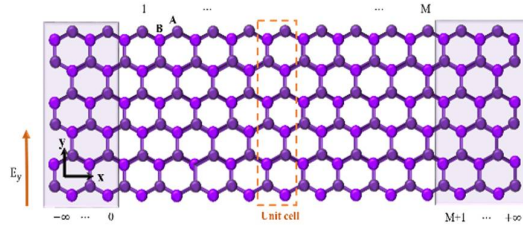
اینجا $T^\alpha(E)$ ضریب عبور الکترون برای اسپین α است که به‌صورت زیر بیان می‌شود

$$T^\alpha(E) = \text{Tr} \left[\Gamma_L^\alpha g_{11}^\alpha \Gamma_R^\alpha (g_{11}^\alpha)^\dagger \right], \quad \alpha = \uparrow, \downarrow. \quad 6$$

که $\Gamma_{L(R)}^\alpha = i(\Sigma_{L(R)} - \Sigma_{L(R)}^\dagger)$ است.

همچنین چگالی حالت‌های الکترونی به‌صورت

$$\text{DOS}^\alpha = -\frac{1}{\pi} \text{ImTr}(g_{11}^\alpha) \quad 7$$



شکل 1. شماتیک سامانه مورد بررسی که شامل قطعه (کانال ترابرد) متصل به دو نانونوار استانی‌نی لبه زیگزاگ به‌عنوان الکتروودهای چپ و راست.

با کمک روش تابع گرین محاسبات ترابرد را انجام می‌دهیم. یک سامانه دو پایانه، از سه بخش تشکیل شده است: الکتروود چپ، الکتروود راست و یک قطعه مرکزی که به‌ترتیب با زیرنویس‌های L ، R و D مشخص می‌شوند. جزئیات محاسبه تابع گرین در زیر می‌آید: نخست تابع گرین سطحی مربوط به الکتروودهای چپ و راست را تعیین می‌کنیم که به‌ترتیب g_{00}^L و g_{MM}^R می‌باشند. تابع گرین سطحی با رویکرد ماتریس انتقال به فرم زیر در می‌آید:

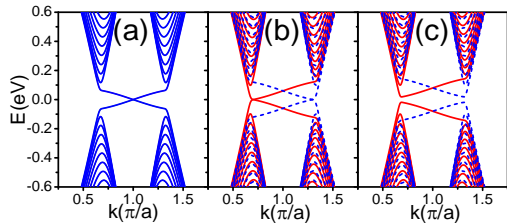
$$g_{00}^L(E) = [(E + i\eta)\mathbf{I} - H_{00} - H_{-10}^\dagger \tilde{T}]^{-1} \quad 2$$

و

$$g_{MM}^R(E) = [(E + i\eta)\mathbf{I} - H_{00} - H_{-10} T]^{-1} \quad 3$$

که \mathbf{I} ماتریس واحد، $i\eta$ یک عدد موهومی بی‌نهایت کوچک، H_{00} هامیلتونی سلول واحد در الکتروود و H_{-10} ماتریس جفت‌شدگی بین دو سلول واحد در الکتروودها است. ماتریس‌های انتقال T و \tilde{T} در رابطه‌های 2 و 3 با استفاده از [27-28] به‌دست می‌آیند.

انرژی تقریباً برابر با $0,04 \text{ eV}$ باز می‌شود. بنابراین، در سامانه یک گذار فاز فلز-نیم‌رسانا رخ می‌دهد.



شکل 2. نمودارهای ساختار نواری برای سامانه 60-ZSnNRs تحت میدان الکتریکی عمودی الف) $E_z = 0$ ، ب) $E_z = 0,15 \text{ V}/\text{Å}$ و پ) $E_z = 0,2 \text{ V}/\text{Å}$ خطوط قرمز پر اسپین بالا) و خطوط آبی (اسپین پایین) را نشان می‌دهند. ویژگی‌های الکترونی سامانه را می‌توان با چگالی حالت‌ها (DOS) بررسی کرد [28]. شکل 3 چگالی حالت‌ها 60-ZSnNRs را در نبود و در حضور میدان الکتریکی عمودی عمود نشان می‌دهد که با ساختار نواری شکل 2 مطابقت کامل دارد. در میدان $E_z = 0$ ، نمودار DOS حول انرژی فرمی متقارن است. چگالی حالت‌ها الکترونی، اطراف $E_F = 0$ صفر نیست که بیانگر فلز بودن ZSnNRs است. در حالتی که میدان الکتریکی $E_z = 0,15 \text{ V}/\text{Å}$ اعمال شده، چگالی حالت‌ها الکترونی، در انرژی فرمی E_F صفر است که بیانگر نیم‌فلز بودن ZSnNRs می‌باشد (شکل 3 ب). چنانچه میدان الکتریکی افزایش یابد، گاف انرژی سامانه، پهن شده که به گذار فاز نیم‌فلز-نیم‌رسانا منجر می‌شود.

قابل محاسبه است. در بررسی ویژگی‌های الکترونی سامانه، به رابطه پاشندگی

$$H_k = H_{00} + H_{-10} e^{ika} + H_{-10}^\dagger e^{-ika} \quad 8$$

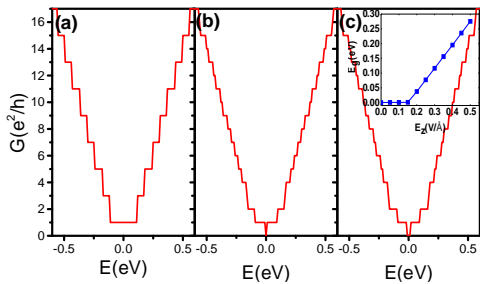
نیاز داریم [27-28].

بحث و بررسی نتایج

اثر میدان الکتریکی عمودی

وجود دو ویژگی، استانین را از گرافین متمایز می‌کند. اولین مورد جفت‌شدگی اسپین-مدار ذاتی نسبتاً قوی است و دیگری ساختار خمیده با یک لایه جدایی بین دو زیر شبکه است. این آزادی، این امکان را فراهم می‌کند که با اعمال یک اختلاف پتانسیل بین دو زیر شبکه گاف انرژی را تنظیم کنیم. بنابراین، ویژگی‌های الکترونی نانونوار استانینی با میدان الکتریکی عمود E_z کنترل می‌شود.

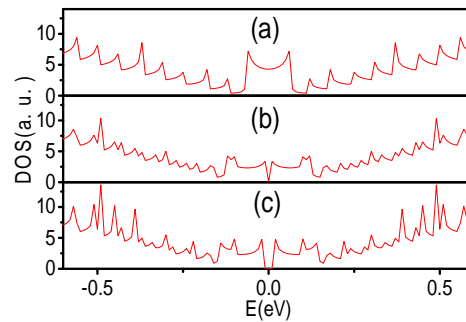
در این بخش، ما ساختار نواری سامانه را در حضور میدان الکتریکی عمودی محاسبه می‌کنیم. چنانچه در شکل 2 الف مشاهده می‌شود در $E_z = 0$ گاف انرژی صفر می‌باشد و سامانه یک فلز محسوب می‌شود. با اعمال میدان الکتریکی عمودی در حالت‌های لبه‌ای جداشدگی اسپینی را بیشتر مشاهده می‌کنیم. با افزایش میدان الکتریکی عمودی تا یک مقدار بحرانی ($\text{V}/\text{Å}$) $(0,15)$ ، حالت‌های لبه‌ای در یک نقطه $(ka = 2\pi/3 (4\pi/3))$ تلاقی دارند که هر اسپین جداگانه ساختار نیم‌فلزی را نشان می‌دهد. با افزایش میدان الکتریکی عمودی به $E_z = 0,2 \text{ V}/\text{Å}$ حالت‌های لبه‌ای از یکدیگر جدا می‌شوند و یک گاف



شکل 4. نمودار رسانش الکتریکی برحسب انرژی برای سامانه 60-ZnSnNRs تحت میدان الکتریکی عمودی. الف) $E_z = 0 \text{ V / \AA}$ ، ب) $E_z = 0,15 \text{ V / \AA}$ و پ) $E_z = 0,2 \text{ V / \AA}$.

اثر میدان الکتریکی عرضی

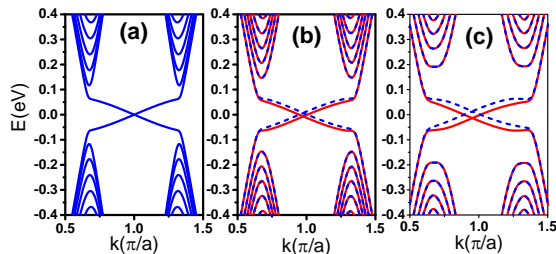
اعمال میدان الکتریکی عرضی در راستای عرض نانونوار یک روش دیگر برای کنترل ویژگی‌های الکترونی نانونوارهای استانی می‌باشد که مقدار بحرانی آن به پهنای نانونوار بستگی دارد. ساختار نواری سامانه در حضور میدان الکتریکی عرضی را بررسی خواهیم کرد. شکل 5 الف ساختار نواری بدون میدان الکتریکی عرضی را نشان می‌دهد. حالت‌های π اشغال شده و حالت‌های π^* اشغال نشده حول انرژی فرمی E_F متقارن هستند. با وارد کردن یک میدان الکتریکی عرضی در راستای پهنای نانونوار، ساختار نواری به‌طور قابل توجهی تغییر می‌یابد. همچون تغییر در نوارهای لبه‌ای، جداسازی اسپینی در نوارهای لبه‌ای را خواهیم داشت. چنانچه در شکل 5 ب-ت) نشان داده شده است، در حضور میدان الکتریکی عرضی تقارن نواری در حالت‌های لبه‌ای به هم می‌خورد.



شکل 3. نمودار چگالی حالات الکترونی برای سامانه 60-ZnSnNRs تحت میدان الکتریکی عمودی. الف) $E_z = 0 \text{ V / \AA}$ ، ب) $E_z = 0,15 \text{ V / \AA}$ و پ) $E_z = 0,2 \text{ V / \AA}$.

یکی دیگر از کمیت‌های فیزیکی که مربوط به بررسی تراورد است، رسانش الکتریکی می‌باشد [28]. شکل 4 رسانش الکتریکی 60-ZnSnNRs را در نبود و در حضور میدان الکتریکی عمودی مطابق با ساختار نواری شکل 2 نشان می‌دهد. بدون میدان الکتریکی (شکل 4 الف)، در انرژی صفر یک رسانش کوآتومی به دلیل وجود حالت‌های لبه‌ای با گاف انرژی صفر دیده می‌شود. چنانچه از انرژی صفر دور شویم تعداد کانال‌ها افزایش می‌یابد. با اعمال میدان الکتریکی، رسانش حول انرژی فرمی کاهش می‌یابد و در نتیجه، وقتی میدان الکتریکی عمودی از میدان بحرانی عبور می‌کند رسانش به صفر می‌رسد. نمودار درون شکل پ، تغییرات گاف انرژی سامانه را برحسب افزایش شدت میدان الکتریکی عمودی نشان می‌دهد. هرچه شدت میدان الکتریکی افزایش یابد، پس از میدان بحرانی $(0,15 \text{ V / \AA})$ پهنای گاف انرژی سامانه نیز افزایش می‌یابد.

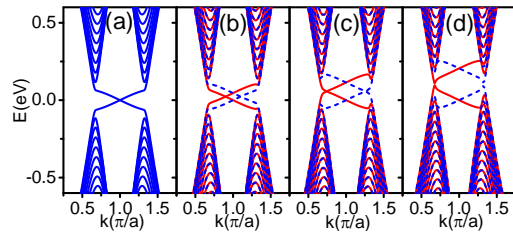
انرژی فرمی دور می‌شوند و مانند حالت‌های لبه نوری تخت می‌شوند. همچنین مقدار جدانشدگی اسپینی افزایش می‌یابد. مطابق شکل 6 پ با افزایش شار به مقدار $\phi / \phi_0 = 30 \times 10^{-5}$ ، مقدار جدانشدگی اسپینی به مقدار 7 meV افزایش می‌یابد.



شکل 6. ساختارهای نواری 60-ZSnNRs در الف) $\phi / \phi_0 = 0$ ، ب) $\phi / \phi_0 = 15 \times 10^{-5}$ و پ) $\phi / \phi_0 = 30 \times 10^{-5}$.

بحث و نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ویژگی‌های الکترونی یک نانونوار 60-ZSnNRs در حضور میدان‌های الکتریکی عمود، عرضی و مغناطیسی را بررسی نمودیم. در حضور میدان الکتریکی عمودی، گاف انرژی ایجاد می‌شود و با افزایش میدان گذار فاز فلز-نیم‌فلز و نیم‌فلز-نیم‌رسانا رخ می‌دهد. در حضور میدان الکتریکی عرضی، تقارن حالت‌های لبه‌ای به هم می‌خورد و جدا شدگی اسپینی در نوارهای لبه‌ای اتفاق می‌افتد. در حضور میدان مغناطیسی، جدانشدگی اسپینی در حالت‌های لبه‌ای رخ می‌دهد که با افزایش میدان فاصله زیرنوارهای ظرفیت و رسانش از یکدیگر افزایش یافته که کاربردهای نوری می‌تواند داشته باشد.



شکل 5. نمودارهای ساختار نواری سامانه 60-ZSnNRs تحت میدان الکتریکی عرضی الف) $E_y = 0 \text{ V}/\text{\AA}$ ، ب) $E_y = 0,0002 \text{ V}/\text{\AA}$ (پ) $E_y = 0,0005 \text{ V}/\text{\AA}$ و ت) $E_y = 0,0009 \text{ V}/\text{\AA}$. خط قرمز (اسپین بالا) و خط چین آبی (اسپین پایین) را نشان می‌دهد.

اثر میدان مغناطیسی بر ویژگی‌های الکترونی نانونوار استائینی

افزون بر میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی یکی دیگر از روش‌های مناسب برای مشاهده تغییرات جالب در ویژگی‌های الکترونی نانونوارهای استائینی می‌باشد. در اینجا، ما با در نظر گرفتن مقدارهای گوناگون برای شار مغناطیسی (ϕ / ϕ_0) به بررسی ویژگی‌های الکترونی سامانه می‌پردازیم. میدان مغناطیسی عمود بر سطح سامانه می‌تابد. اگر هیچ میدانی به سامانه نتابد، تبهگنی اسپینی خواهیم داشت و ساختار نواری مربوط به الکترون‌های اسپین بالا منطبق بر ساختار نواری اسپین پایین خواهد بود. این موضوع در شکل 6 الف آشکارا دیده می‌شود. در صورتی که شار مغناطیسی عبوری برابر مقدار $\phi / \phi_0 = 15 \times 10^{-5}$ باشد (شکل 6 ب) تقارن نواری محفوظ می‌ماند. با این حال، تبهگنی اسپینی در حالت‌های لبه‌ای به دلیل میدان مغناطیسی شکسته می‌شود. مقدار جدا شدگی نوارها به 6 meV می‌رسد. با افزایش میدان مغناطیسی، نوارهای انرژی به تدریج از

films, *Physical Review Letters* **111** (2013) 136804.

[10] M. Ezawa, Monolayer topological insulators: silicene, germanene, and stanene, *Journal of the Physical Society of Japan* **84** (2015) 121003.

[11] S. Rachel, M. Ezawa, Giant magnetoresistance and perfect spin filter in silicene, germanene, and stanene, *Physical Review B* **89** (2014) 195303.

[12] F.F. Zhu, W.J. Chen, Y. Xu, C.L. Gao, D.D. Guan, C.H. Liu, D. Qian, S.C. Zhang, J.F. Jia, Epitaxial growth of two-dimensional stanene. *Nature materials* **14** (2015) 1020.

[13] S. Saxena, R.P. Chaudhary and S. Shukla, Stanene: atomically thick free-standing layer of 2D hexagonal tin, *Scientific Reports* **6** (2016).

[14] J. Gao, G. Zhang, Y.W. Zhang, Exploring Ag (111) substrate for epitaxially growing monolayer stanene: a first-principles study, *Scientific reports* **6** (2016).

[15] Y. Xu, P. Tang, S.C. Zhang, Large-gap quantum spin Hall states in decorated stanene grown on a substrate, *Physical Review B* **92** (2015) 081112.

[16] Y. Ohtsubo, P. Le Fevre, F. Bertran, A. Taleb-Ibrahimi, Dirac cone with helical spin polarization in ultrathin α -Sn (001) films, *Physical Review Letters* **111** (2013) 216401.

[17] A. Barfuss, L. Dudy, M.R. Scholz, H. Roth, P. Höpfner, C. Blumenstein, G. Landolt, J.H. Dil, N.C. Plumb, M. Radovic, A. Bostwick, E. Rotenberg, A. Fleszar, G. Bihlmayer, D. Wortmann, G. Li, W. Hanke, R. Claessen, J. Schäfer, Elemental topological insulator with tunable Fermi

مرجع‌ها

[1] A.K. Geim, Graphene: status and prospects, *Science* **324** (2009) 1530.

[2] M. Khalkhali, A. Rajabpour, F. Khoeini, Thermal transport across grain boundaries in polycrystalline silicene: A multiscale modeling, *Scientific Reports* **9** (2019) 5684-1.

[3] O. Lopez-Sanchez, D. Lembke, M. Kayci, A. Radenovic, A. Kis, Ultrasensitive photodetectors based on monolayer MoS₂, *Nature Nanotechnology* **8** (2013) 497.

[4] R.S. Edwards, K.S. Coleman, Graphene synthesis: relationship to applications, *Nanoscale* **5** (2013) 38.

[5] A.K. Geim, K.S. Novoselov, The rise of graphene, *Nature materials* **6** (2007) 183.

[6] B. Cai, S. Zhang, Z. Hu, Y. Hu, Y. Zou and H. Zeng, Tinene: a two-dimensional Dirac material with a 72 meV band gap, *Physical Chemistry Chemical Physics* **17** (2015) 12634.

[7] P. Vogt, P. De Padova, C. Quaresima, J. Avila, E. Frantzeskakis, M.C. Asensio, A. Resta, B. Ealet, G. Le Lay, Silicene: compelling experimental evidence for graphenelike two-dimensional silicon, *Physical Review Letters* **108** (2012) 155501.

[8] M.E. Dávila, L. Xian, S. Cahangirov, A. Rubio, G. Le Lay, Germanene: a novel two-dimensional germanium allotrope akin to graphene and silicone, *New Journal of Physics* **16** (2014) 095002.

[9] Y. Xu, B. Yan, H.J. Zhang, J. Wang, G. Xu, P. Tang, W. Duan, S.C. Zhang, Large-gap quantum spin Hall insulators in tin

- [25] M. Fadaie, N. Shahtahmassebi, M.R. Roknabad, Effect of external electric field on the electronic structure and optical properties of stanene, *Opt Quant Electron* **48** (2016) 440.
- [26] A. Hattori, S. Tanaya, K. Yada, M. Araidai, M. Sato, Y. Hatsugai, K. Shiraishi, Y. Tanaka, Edge states of hydrogen terminated monolayer materials: silicene, germanene and stanene ribbons, *Journal of Physics: Condensed Matter* **7** (2017) 115302.
- [27] M. Mahdavifar, F. Khoeini, Highly tunable charge and spin transport in silicene junctions: phase transitions and half-metallic states, *Nanotechnology* **29** (2018) 325203.
- [28] F. Khoeini, Kh. Shakouri, F.M. Peeters, Peculiar half-metallic state in zigzag nanoribbons of MoS₂: Spin filtering, *Physical Review B* **94** (2016) 125412.
- [29] S.C. Chen, C.L. Wu, J.Y. Wu, M.F. Lin, Magnetic quantization of sp³ bonding in monolayer gray tin, *Physical Review B* **94** (2016) 045410.
- [30] F.L. Shyu, Magneto-electronic and optical properties of zigzag silicene nanoribbons, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **87** (2017) 178.
- [31] K. Wakabayashi, M. Fujita, H. Ajiki, M. Sigrist, Electronic and magnetic properties of nanographite ribbons, *Physical Review B* **59** (1999) 8271.
- [32] Y.C. Huang, M.F. Lin, C.P. Chang, Landau levels and magneto-optical properties of graphene ribbons, *Journal of Applied Physics* **103** (2008) 0737.
- level: Strained α -Sn on InSb (001), *Physical Review Letters* **111** (2013) 157205.
- [18] Y. Ma, Y. Dai, M. Guo, C. Niu, B. Huang, Intriguing behavior of halogenated two-dimensional tin, *The Journal of Physical Chemistry C* **116** (2012) 12977.
- [19] Y. Xu, Z. Gan, S.C. Zhang, Enhanced thermoelectric performance and anomalous Seebeck effects in topological insulators, *Physical Review Letters* **112** (2014) 226801.
- [20] S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Aktürk, H. Şahin and S. Ciraci, Two- and one-dimensional honeycomb structures of silicon and germanium, *Physical Review Letters* **102** (2009) 236804.
- [21] B. van den Broek, M. Houssa, E. Scalise, G. Pourtois, V.V. Afanas'ev and A. Stesmans, Two-dimensional hexagonal tin: ab initio geometry, stability, electronic structure and functionalization, *2D Materials* **1** (2014) 021004.
- [22] F. Matusalem, M. Marques, L. K. Teles and F. Bechstedt, Stability and electronic structure of two-dimensional allotropes of group-IV materials, *Physical Review B* **92** (2015) 045436.
- [23] N.D. Drummond, V. Zolyomi, V.I. Fal'ko, Electrically tunable band gap in silicone, *Physical Review B* **85** (2012) 075423.
- [24] M. Ezawa, A topological insulator and helical zero mode in silicene under an inhomogeneous electric field, *New Journal of Physics* **14** (2012) 033003.