

مقاومت مغناطیسی تنظیم‌پذیر در پیوندگاه گرافین گاف‌دار تحت کشش در

حضور سد مغناطیسی

یاسر حاجتی*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

دریافت: 1396/06/08 ویرایش نهایی: 1397/01/28 پذیرش: 1397/07/30

چکیده

در تحقیق حاضر با اعمال هم‌زمان کشش و سد مغناطیسی به گرافین گاف‌دار که بین دو الکتروود فرومغناطیسی قرار گرفته است، ضریب عبور و رسانش پیوندگاه بررسی شده و شرایط رسیدن به بیشینه مقاومت مغناطیسی مهیا شده است. نتایج نشان می‌دهند اعمال کشش به تنهایی منجر به ایجاد گاف دره‌ای در ساختار گرافین نمی‌شود و این گاف با اعمال سد مغناطیسی در حضور کشش در ساختار گرافین قابل ایجاد و با تغییر مقدار گاف جرمی زیر لایه قابل کنترل و تنظیم است. همچنین نشان داده شده است که مقاومت مغناطیسی پیوندگاه به شدت به پارامترهای کشش اعمالی به گرافین، سد مغناطیسی، پیکربندی بردار مغناطش نواحی فرومغناطیس و گاف جرمی زیر لایه وابسته است به گونه‌ای که با انتخاب مقادیر مناسبی برای پارامترهای مذکور، مقاومت مغناطیسی پیوندگاه به 100 درصد می‌رسد. به طور مشخص برای دره K با تغییر پیکربندی از موازی به پادموازی با اعمال مقادیر مذکور، نمودار رسانش پادموازی سریع‌تر نسبت به نمودار رسانش موازی به صفر می‌رسد. در این شرایط پیوندگاه فقط برای پیکربندی رسانش موازی از خود عبور نشان می‌دهد که این امر منجر به بیشینه شدن مقاومت مغناطیسی پیوندگاه می‌شود. تنظیم‌پذیر بودن مقاومت مغناطیسی پیوندگاه نشان دهنده کاربرد آن در وسایل اسپین-الکترونیکی بر پایه گرافین است.

کلیدواژگان: مقاومت مغناطیسی، کشش، سد مغناطیسی، گرافین گاف‌دار

در وسایل اسپین ترونیکی، طولانی بودن زمان پراکندگی

اسپینی است که این امر نتیجه‌ای از مسافت آزاد میانگین طولانی و جفت شدگی اسپین-مدار ضعیف در گرافین است. امروزه بررسی خاصیت فیلتر اسپینی که در واقع تبدیل یک جریان غیرقطبیده به یک جریان قطبیده اسپینی است یکی از زمینه‌های پژوهشی بسیار داغ در مبحث اسپین ترونیک نیم‌رساناهاست [7 و 8]. هیوگن و همکاران به صورت نظری امکان ایجاد ترابرد اسپینی در صفحه گرافین را با نشان دادن یک لایه عایق مغناطیسی (EuO) بر بالای آن مورد بررسی قرار دادند و نشان دادند شکافتگی اسپینی القا شده در گرافین حدود

مقدمه

گرافین یک شبکه دو بعدی تک لایه از اتم‌های کربن است که به دلیل ویژگی‌های ممتازش، امروزه به یک موضوع داغ در علم فیزیک تبدیل شده است [1-4]. گرافین آلایش نشده یک نیم‌رسانای بدون گاف است که رابطه پاشندگی آن در انرژی‌های کم خطی است که این امر منجر به صفر شدن جرم مؤثر الکترون‌ها و حفره‌ها در آن می‌شود. گرافین یک ماده نویدبخش برای کاربرد در وسایل نانو الکترونیکی آینده به ویژه در زمینه اسپین ترونیک است [5 و 6]. یکی از دلایل کاربرد گرافین

*نویسنده مسئول: yaserhajati@scu.ac.ir

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

گرافین تک لایه که یک دیسک فلزی درون آن قرار گرفته است مقاومت مغناطیسی تا 550 برابر در میدان 9 تسلا در دمای اتاق از خود نشان می‌دهد [19]. مقاومت مغناطیسی خطی بزرگ در گرافین چند لایه رشد داده شده به‌روشنی هم‌بافته در دمای 2/2 کلوین تا دمای اتاق مشاهده شده است [20]. همچنین مقاومت مغناطیسی پیوندگاه $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{گرافین}/\text{Fe}_3\text{O}_4$ در دماهای مختلف بررسی شده است و خصوصیات تراپردی وابسته به اسپین در فصل مشترک گرافین/ Fe_3O_4 به‌میزان 1/6- درصد مقاومت مغناطیسی در دمای اتاق است [21]. در تحقیقی دیگر هیل و همکاران یک شیر اسپینی گرافینی دو الکترودی ساختند و نشان دادند که مقاومت مغناطیسی این دستگاه در دمای 300 کلوین حداکثر به‌حدود 10 درصد می‌رسد که مقدار نسبتاً کمی است [22]. لازم به‌ذکر است نداشتن گاف یکی از بزرگترین محدودیت‌های گرافین برای کاربرد در ترانزیستورها و وسایل نانو الکترونیکی است زیرا امکان سویچینگ جریان در ترانزیستور وجود ندارد. یکی از روش‌های ایجاد گاف در گرافین، رشد آن روی زیرلایه‌هایی است که ساختاری مشابه با گرافین دارند. رشد گرافین روی زیرلایه کاربید سیلیکون (SiC) و هگزآگونال بورون نیتراید (hBN) یک گاف انرژی در طیف انرژی حامل‌های بار آن ایجاد می‌کند، لذا به گرافین رشد داده شده روی این زیرلایه‌ها، گرافین گاف‌دار گویند. در سال 2016 جینگ وانگ و همکاران جریان اسپین و دره قطبیده را در گرافین گاف‌دار پیش‌بینی کردند که نشان دهنده کاربرد بیشتر گرافین گاف‌دار در ساخت وسایل اسپیترونیکی آینده است [23]. در این مقاله قصد داریم بدون استفاده از جفت شدگی اسپین-مدار راشبا و فقط با تحت کشش قرار دادن گرافین گاف‌دار در حضور سد مغناطیسی و قرار دادن آن بین دو الکتروود فرومغناطیسی القا شده روی زیر لایه گرافین بدون گاف، رسانش الکتریکی و اسپینی

5 میلی‌الکترون‌ولت است [9]. در تحقیق دیگر یانگ و همکاران با استفاده از محاسبات ابتدا به‌ساکن شکافتگی تبدلی در گرافین را حدود 36 میلی‌الکترون‌ولت تخمین زدند [10]. لذا از این طریق، شکافتگی تبدلی در گرافین القا شده و گرافین خاصیت فرومغناطیسی پیدا می‌کند. با ایجاد خاصیت فرومغناطیسی در گرافین امکان ایجاد جریان اسپینی تنظیم‌پذیر در گرافین فرومغناطیس محقق شده است که این امر نشان دهنده کاربرد گرافین در وسایل اسپین-الکترونیکی آینده است. اخیراً نشان داده شده است که جریان شدیداً اسپین قطبیده در یک پیوندگاه گرافینی دو بعدی از طریق اعمال یک کشش موضعی و جفت شدگی اسپین-مدار قابل کنترل است [11 و 12]. وانگ به‌طور نظری پیش‌بینی کرد که مقاومت مغناطیسی منفی در گرافین خالص قابل دسترس است و مقاومت مغناطیسی غیر یکنواخت در گرافین خالص با میدان مغناطیسی موازی می‌تواند ایجاد شود [13]. کشش در گرافین گاف‌دار در حضور جفت شدگی اسپین-مدار منجر به‌القای میدان شبه‌مغناطیسی می‌شود که این میدان جریان گذرنده از این ساختار را اسپین و دره قطبیده می‌کند [8، 14 و 15]. در سال‌های اخیر پیشرفت‌های زیادی در زمینه اندازه‌گیری مقاومت مغناطیسی انجام شده است. نشان داده شده است اگر بتوان به‌طریقی جفت شدگی اسپین-مدار در گرافین ایجاد کرد مقاومت مغناطیسی ساختار به‌شدت به‌میزان اندرکش اسپین مدار وابسته خواهد بود [16]. همچنین نشان داده شده است که نانو ساختارهای گرافینی دارای اندرکش اسپین-مدار راشبا، می‌توانند مقاومت مغناطیسی منفی از خود نشان دهند که مقاومت مغناطیسی در این ساختار به‌مقدار بیشینه 175 درصد می‌رسد [17]. مقاومت مغناطیسی منفی نزدیک به 100% در ترانزیستور اثر میدان نانونوار گرافینی در دماهای پایین به‌صورت تجربی مشاهده شده است [14]. همچنین

القا شده توسط پتانسیل برداری A_m تعریف می‌شود به‌گونه‌ای که $A_m(x) = A_m \theta(x) \theta(L-x)$ سد مغناطیسی در ناحیه گرافین تحت کشش است. پتانسیل برداری A_m برحسب یکای Bl_B تعریف می‌شود که B شدت میدان مغناطیسی موضعی و $l_B = \sqrt{\hbar c / eB}$ طول مغناطیسی است. سد مغناطیسی و کشش اعمال شده به گرافین در جهت x هر دو باعث یک پیمانه پتانسیل در جهت y در پیوندگاه می‌شوند.



شکل 1. نمایی شماتیک از نانو ساختار گرافینی مورد مطالعه در تحقیق حاضر. لایه‌های فرومغناطیس در دو طرف پیوندگاه قرار دارند که روی گرافین بدون گاف هستند. ناحیه وسط گرافین گاف‌دار است که تحت کشش در حضور سد مغناطیسی قرار گرفته شده است.

هامیلتونی مؤثر در انرژی‌های کم ساختار به شکل زیر توسط شبه ذرات دیراک توصیف می‌شود:

1

$$H_{\xi S} = v_F \sigma_x (p + (\xi A_S(x) + A_m(x)) / v_F) + sh_{exc}(x) \sigma_0 + \xi \Delta(x) \sigma_z$$

در فرمول بالا $v_F = 10^6 \text{ms}^{-1}$ سرعت فرمی و σ_x و σ_y و σ_z ماتریس‌های پاولی در فضای شبه اسپینی زیر شبکه هستند. σ_0 ماتریس یک 2×2 است و $p = (p_x, p_y)$ تکانه الکترون در صفحه است. $s = \pm 1$ اندیس‌های اسپین پایین و بالا هستند و $\xi = \pm 1$ اندیس‌های دره‌ای K و K' هستند. $\Delta(x) = \Delta \theta(x) \theta(L-x)$ است و 2Δ گاف انرژی است که توسط زیرلایه از طریق شکست تقارن زیر شبکه‌های گرافین ایجاد می‌شود. برای خلاصه نویسی تمام پارامترها بدون بعد هستند. در این مقاله $W \gg L$ فرض می‌شود لذا از اثرات لبه‌ای چشم پوشی می‌شود. پس از

پیوندگاه را محاسبه کرده و در نهایت شرایط رسیدن به مقدار بیشینه مقاومت مغناطیسی در پیوندگاه مذکور را مورد بررسی قرار دهیم. امکان دستیابی به مقاومت مغناطیسی بالا در پیوندگاه‌های تونلی مغناطیسی کاربرد آنها را در ساخت هارد دیسک‌ها و حافظه‌های دسترسی تصادفی نشان می‌دهد [18]. پیکربندی بردار مغناطش در نواحی فرومغناطیس، دره، گاف جرمی زیر لایه، کشش و سد مغناطیسی عواملی هستند که می‌توانند روی مقاومت مغناطیسی پیوندگاه اثر بگذارند.

هامیلتونی و فرمول بندی

سیستم تحت بررسی از دو الکتروود فرومغناطیسی ساخته شده است که بر بالای لایه گرافین قرار دارند و در بین آنها گرافین تحت کشش در حضور سد مغناطیسی قرار دارد (شکل 1). لازم به ذکر است گرافین ناحیه وسط روی زیر لایه‌ای همچون SiC یا hBN قرار دارد که تقارن زیر شبکه‌های گرافین را می‌شکند و لذا منجر به گاف‌دار شدن گرافین در این ناحیه می‌شود [10] و [11]. کشش موضعی در جهت y یکنواخت است که از اعمال یک کشش به زیرلایه در جهت x ایجاد می‌شود. این تغییر شکل الاستیک می‌تواند به‌عنوان یک اختلال δt روی دامنه جهش $t=3 \text{ eV}$ عمل کند و به‌عنوان یک پیمانه پتانسیل $\vec{A}_S(r)$ استفاده شود [11 و 7]. در واقع برای سادگی اختلال را یکنواخت در نظر می‌گیریم به‌گونه‌ای که $\vec{A}_S(x) = A_y(x) \hat{y} = A_S \theta(x) \theta(L-x)$ تابع پله‌ای است و L طول ناحیه‌ای از گرافین است که بین دو الکتروود فرومغناطیس است و تحت کشش قرار دارد. در اینجا میدان تبادل ناحیه فرومغناطیس $h_{exc}(x) = h_{exc}(s_1 \theta(x) + s_2 \theta(L-x))$ است که برای $s_1 = 1$ یا $s_2 = 1$ پیکربندی بردار مغناطش موازی و برای $s_1 = -1$ یا $s_2 = -1$ پیکربندی بردار مغناطش پادموازی است. میدان مغناطیسی در راستای x تغییر می‌کند و این میدان

y بردار موج در ناحیه فرومغناطیس سمت چپ یعنی عبارت

$$k_y^{(1)} = \frac{(E - \eta_1 \hbar \nu_{exc}) \sin \phi}{\hbar \nu_F}$$

برابر باشد. از برابری این دو رابطه زاویه انتشار الکترون‌های عبوری در ناحیه وسط بیونداگاه یعنی $\theta =$

$\sin^{-1} \left(\frac{(E - \eta_1 \hbar \nu_{exc}) \sin \phi - \xi A_s - A_m}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \right)$ به دست می‌آید. ϕ زاویه تابش الکترون در نواحی فرومغناطیس نسبت به محور x است. از رابطه ذکر شده کاملاً آشکار است که کشش، سد مغناطیسی، میدان تبدالی فرومغناطیس و گاف جرمی از جمله عواملی هستند که مستقیماً روی عبور الکترون‌ها در ناحیه وسط تأثیر می‌گذارند. با استفاده از ماتریس پراکندگی و بررسی پیوستگی توابع موج در مرزها ضریب عبور $T_{\xi,s} = |t_{\xi,s}|^2$ و همچنین رسانش بیونداگاه به صورت زیر به دست می‌آید:

$$G_{\xi,s} = G_0 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} T_{\xi,s} \cos \phi \, d\phi \quad 5$$

که $G_0 = \frac{e^2 |E - \hbar \nu_{exc}| W}{\pi \nu_F}$ و W پهنای بیونداگاه در راستای y است. برای پیکربندی موازی که از یکسان بودن حالت اسپینی در هر دو ناحیه فرومغناطیس حاصل می‌شود رسانش موازی $G_P = G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow}$ است و برای پیکربندی پادموازی که از متفاوت بودن حالت اسپینی در هر دو ناحیه فرومغناطیس حاصل می‌شود رسانش پادموازی $G_{AP} = G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow}$ است. مقاومت مغناطیسی MR که در واقع از تفاوت پیکربندی رسانش موازی و پادموازی بردار مغناطش ناشی می‌شود از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$MR(\%) = \frac{G_P - G_{AP}}{G_P} \quad 6$$

نتایج و بحث

برای پی بردن به چگونگی انتشار الکترون در ناحیه وسط بیونداگاه در این قسمت قصد داریم تأثیر اعمال کشش به گرافین در حضور و عدم حضور سد

قطری کردن هامیلتونی 1 ویژه مقادیر انرژی به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$E_{\xi,s} = \frac{\hbar \nu_{exc}}{\pm \sqrt{(\xi \Delta)^2 + (\hbar \nu_F k_x)^2 + (\hbar \nu_F k_y + \xi A_s + A_m)^2}}$$

سیستم در جهت y یکنواخت است و به سه ناحیه تقسیم می‌شود. تابع موج برای الکترون تابیده، منتشر شده و عبوری در سه ناحیه به ترتیب عبارتند از

$$\psi_{in}(x) = e^{ik_x x} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\phi} \end{pmatrix} + r e^{-ik_x x} \begin{pmatrix} 1 \\ -e^{-i\phi} \end{pmatrix},$$

$$\psi_b(x) = A e^{iq_x x} \begin{pmatrix} 1 \\ f_b e^{i\theta} \end{pmatrix} + B e^{-iq_x x} \begin{pmatrix} 1 \\ -f_b e^{-i\theta} \end{pmatrix},$$

$$\psi_{out}(x) = t e^{ik_x x} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\phi} \end{pmatrix}.$$

در روابط بالا بردار موج در هر ناحیه از طریق حل هامیلتونی 1 به دست می‌آید، لذا

$$k_x = \sqrt{(E - \hbar \nu_{exc})^2 - k_y^2}$$

$q_x = \sqrt{(E)^2 - (\xi \Delta)^2 - (k_y + \xi A_s + A_m)^2}$ و $f_b = \frac{\sqrt{(E)^2 - (\xi \Delta)^2}}{E + \xi \Delta}$ مؤلفه y بردار موج فرمی در ناحیه گرافین گاف‌دار وسط بیونداگاه (که تحت کشش در حضور سد مغناطیسی است) به دره وابسته است و رابطه آن عبارت است از:

$$k_y^{(2)} = \frac{(\sqrt{E^2 - \Delta^2}) \sin \theta + \xi A_s + A_m}{\hbar \nu_F} \quad 4$$

در رابطه بالا θ زاویه انتشار الکترون‌ها در ناحیه گرافین گاف‌دار وسط بیونداگاه می‌باشد. به دلیل پایستگی مؤلفه y بردار موج در سه ناحیه بیونداگاه، رابطه 4 باید با مؤلفه

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{(E - \eta_1 h_{exc}) \sin \phi - \xi A_s - A_m}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \right)$$

به‌خوبی دیده می‌شود که در حضور کشش چگونه تغییر دره از $K (\xi=1)$ به $K' (\xi=-1)$ تأثیر متضادی روی زاویه انتشار الکترون‌های متعلق به این دره‌ها می‌گذارد و باعث جابه‌جایی ضریب عبور در جهت‌های مخالف نسبت به محور $\theta = 0$ می‌شود.

در شکل 3 سد مغناطیسی (A_m) به گرافین تحت کشش اعمال شده است و سپس ضریب عبور پیوندگاه با تغییر پیکربندی بردار مغناطش و همچنین تغییر دره در حضور این سد مغناطیسی ($A_m=10\text{meV}$) و در عدم حضور گاف جرمی زیرلایه بررسی شده است. نکته جالبی که در شکل‌های 3 الف و ب برای هر دو پیکربندی موازی و پادموازی دیده می‌شود عدم وجود تونل‌زنی کلاین در پیوندگاه برای دره K با اعمال سد مغناطیسی است. به‌عبارت دیگر عبور در تابش نرمال برای دره K کامل نمی‌شود ولی در دره K' وضع کاملاً متفاوت است و همچنان پدیده تونل‌زنی کلاین برای تابش نرمال دیده می‌شود. در واقع وجود کشش به‌تنهایی در گرافین منجر به ایجاد گاف دره‌ای در ساختار گرافین نمی‌شود. گاف دره‌ای با اعمال سد مغناطیسی در ساختار گرافین تحت کشش قابل کنترل و تغییر است. این گاف دره‌ای به‌پتانسیل برداری کل در ساختار گرافین مربوط می‌شود. پتانسیل برداری کل در هامیلتونی 1، $\xi A_s + A_m$ است که برای دره K پتانسیل $A_s + A_m$ و برای دره K' پتانسیل $A_s + A_m -$ است. در واقع برای حالت $ky=0$ ویژه‌مقدار انرژی در ناحیه گرافین وسط پیوندگاه در رابطه 2 در حالتی که سد مغناطیسی اعمال نشده است به‌صورت

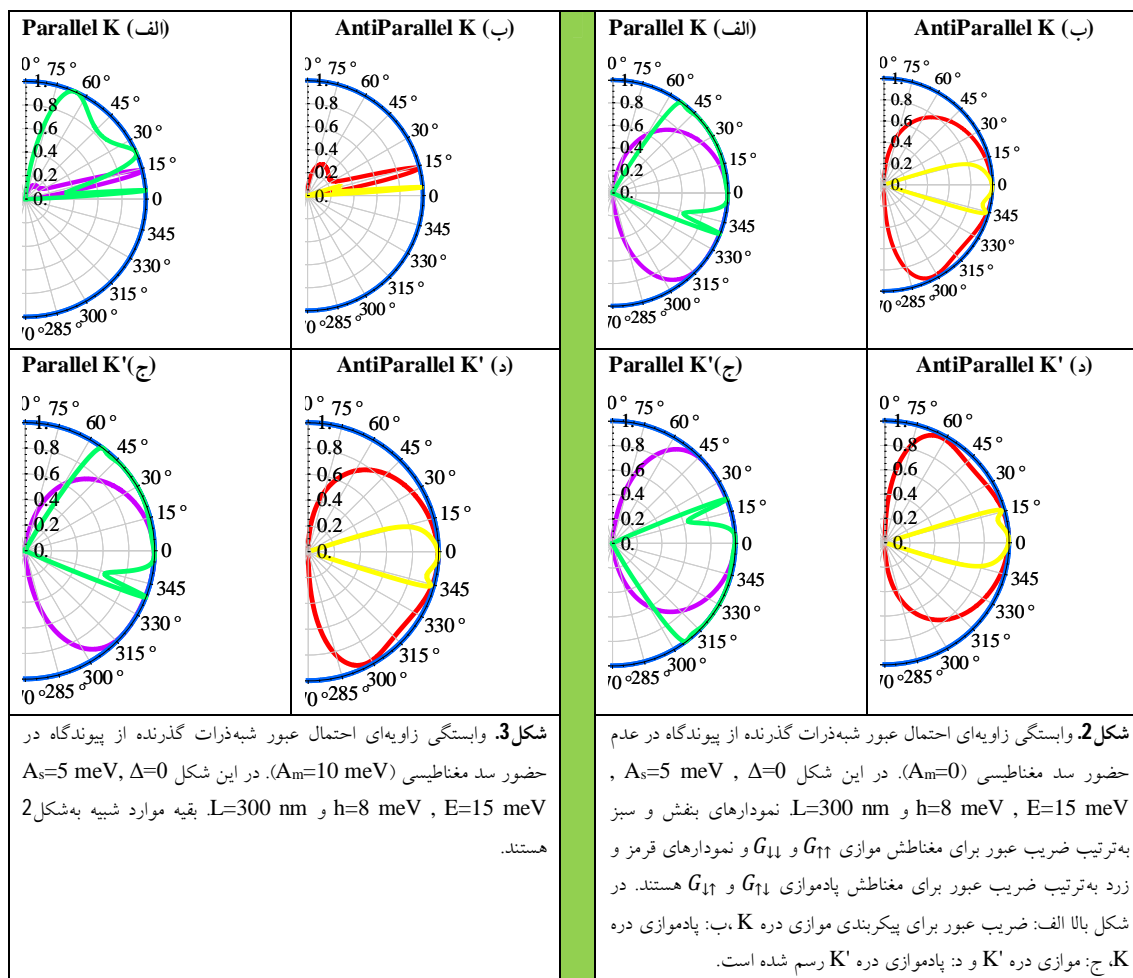
$$E_{\xi s} = \pm \sqrt{(\xi \Delta)^2 + (\hbar v_F k_x)^2} + (\xi A_s)^2$$

می‌باشد. در این رابطه دیده می‌شود که به‌دلیل جمله توان دو برای کشش اعمالی، ویژه‌مقدار انرژی به دره وابسته نیست و برای هر دو دره یک ویژه‌مقدار داریم. با اعمال سد مغناطیسی رابطه 2 به‌صورت

مغناطیسی روی ضریب عبور شبه‌ذرات گذرنده از پیوندگاه را به‌طور جداگانه بررسی کنیم. در شکل 2 وابستگی زاویه‌ای احتمال عبور شبه‌ذرات گذرنده از کل پیوندگاه برای دره K و دره K' و برای هر دو پیکربندی مغناطش موازی (Gp) و پادموازی (GAP) نواحی فرومغناطیس که روی زیر لایه گرافین بدون گاف قرار دارند نشان داده شده است. در شکل 2 گاف جرمی مربوط به زیرلایه صفر در نظر گرفته شده است و گرافین تحت کششی به بزرگی 5 میلی‌الکترون‌ولت قرار گرفته است و سد مغناطیسی اعمال نشده است ($A_m=0$). در این شکل‌ها دیده می‌شود که با تغییر پیکربندی بردار مغناطش می‌توان ضریب عبور شبه ذرات گذرنده از پیوندگاه را کنترل کرد. تونل‌زنی کلاین در گرافین یکی از نتایج ماهیت کایرال شبه‌ذرات دیراک در هنگام عبور از یک سد پتانسیل است و از نظر کیفی با تونل‌زنی الکترون‌های عادی و غیرنسبیتی کاملاً متفاوت است [24 و 5]. در این پدیده ضریب عبور برای شبه‌ذرات نرمال تابیده به فصل مشترک ($\theta = 0$)، صد در صد است (عبور کامل). در پیوندگاه مذکور پدیده تونل‌زنی کلاین در زاویه $\theta = 0$ دیده می‌شود. تغییر پیکربندی نواحی فرومغناطیس تأثیر زیادی روی ضریب عبور شبه‌ذرات گذرنده از پیوندگاه دارد و با تغییر پیکربندی از موازی به پادموازی زوایایی که در آنها عبور کامل است به‌استثنای زاویه تابش نرمال، تغییر می‌کنند (شکل 2 الف و ب). همچنین با تغییر دره از K به K' مشاهده می‌شود که نمودارهای ضریب عبور برای هر دو پیکربندی نسبت به محور $\theta = 0$ قرینه می‌شوند (تقارن آینه‌ای) ولی همچنان تونل‌زنی کلاین در پیوندگاه برقرار است (شکل 2 ج و د). لذا تغییر ضریب عبور با تعویض دره نشان دهنده وابسته بودن خصوصیات تراپردی پیوندگاه به دره است که این امر به‌دلیل وجود کشش اعمال شده ($A_s=5\text{meV}$) در پیوندگاه است. در واقع با توجه به زاویه عبور شبه‌ذرات

در شکل‌های 3 ج و د کاملاً مشابه دره K (در عدم حضور سد مغناطیسی) در شکل‌های 2 الف و ب است زیرا در هر دو حالت پتانسیل برداری 5 میلی‌الکترون ولت است. ولی در مورد دره K پتانسیل برداری کل در هامیلتونی 1، 15 میلی‌الکترون‌ولت است و این پتانسیل منجر به افزایش مقدار گاف انرژی در ساختار نواری می‌شود و لذا پدیده کلاین در این حالت در پیوندگاه دیده نمی‌شود. به عبارت دیگر در بعضی زوایای غیر از تابش نرمال، عبور کامل هست ولی در تابش نرمال به فصل مشترک، عبور کامل نیست.

می‌شود $\pm \sqrt{(\xi\Delta)^2 + (\hbar v_F k_x)^2 + (\xi A_S + A_m)^2}$ که در این رابطه پتانسیل برداری $\xi A_S + A_m$ است که برای دره‌های K و K' مقادیر متفاوتی است. لذا مقدار گاف دره‌ای با تعویض دره تغییر می‌کند. در واقع این دو مقدار پتانسیل برداری با تعویض دره تأثیر متفاوتی روی زوایای عبور الکترون‌ها می‌گذارند. به عبارت دیگر با تعویض دره، مقادیر ضریب عبور نسبت به محور $\theta=0$ دیگر قرینه نمی‌شوند و به دلیل تغییر اندازه گاف با تعویض دره دیگر تقارن آینه‌ای شبیه به آنچه در شکل 2 رخ می‌دهد دیده نمی‌شود. وضعیت پتانسیل برداری دره K' (با سد مغناطیسی 10 میلی‌الکترون‌ولت)

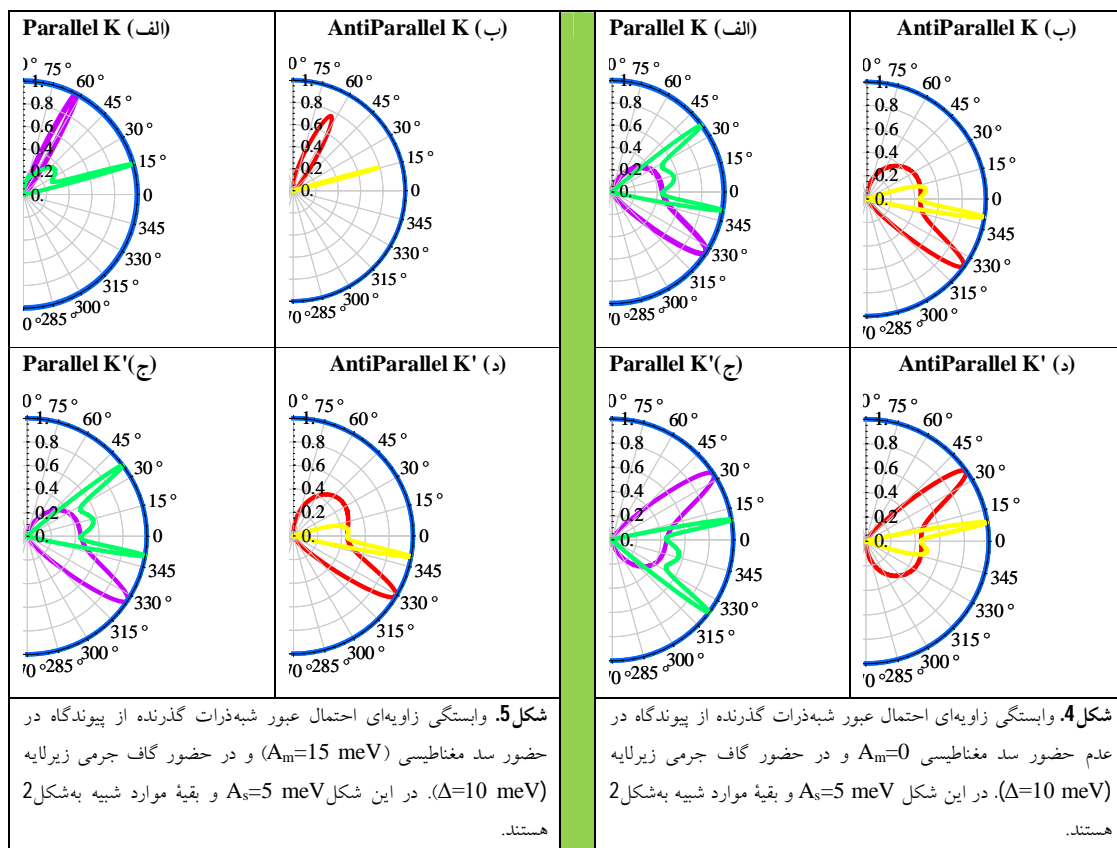


یعنی کششی به میزان 5 میلی‌الکترون ولت در غیاب سد مغناطیسی به گرافین اعمال شده است. از

در شکل 4 گاف جرمی زیر لایه $\Delta=10 \text{ meV}$ در نظر گرفته شده است. در واقع شرایط مشابه شکل 2 است

ساختار دیده نمی‌شود. در شکل 5 تأثیر گاف جرمی زیرلایه و سد مغناطیسی ($A_m=15\text{meV}$) به ناحیه گرافین تحت کشش به صورت همزمان در پیوندگاه بررسی شده است. در شکل 5ب دیده می‌شود در پیکربندی پادموازی برای دره K عبور در هیچ زاویه‌ای کامل نیست ولی با تغییر دره از K به K' در شکل 5د عبور در بعضی زوایا کامل می‌شود. نکته حالت عدم قرینه شدن ضریب عبور در این حالت با تغییر دره از K به K' است که در واقع به دلیل حضور سد عایق مغناطیسی در ناحیه گرافین تحت کشش است که در شکل 3 نیز دیده می‌شود.

شکل‌های 4الف و ب آشکار است که در تابش نرمال دیگر عبور کامل نیست و دوباره با تغییر دره از K به K' عبور شبه‌ذرات نسبت به محور $\theta = 0$ قرینه می‌شود. یکی دیگر از تفاوت‌های شکل 4 با شکل 2 این است که در شکل 2 در زوایای زیادی عبور کامل است ولی در شکل 4 عبور در زوایای کمتری کامل است. به عنوان مثال در پیکربندی پادموازی (نمودارهای زرد و قرمز رنگ) فقط در دو زاویه عبور کامل است. لذا وجود گاف جرمی زیر لایه، منجر به یک گاف انرژی در ساختار نواری می‌شود که از کامل شدن ضریب عبور در بسیاری از زوایا از جمله زاویه $\theta = 0$ جلوگیری می‌کند. در نتیجه پدیده تونل‌زنی کلاین برای تابش نرمال الکترون به پیوندگاه، با اعمال گاف جرمی در

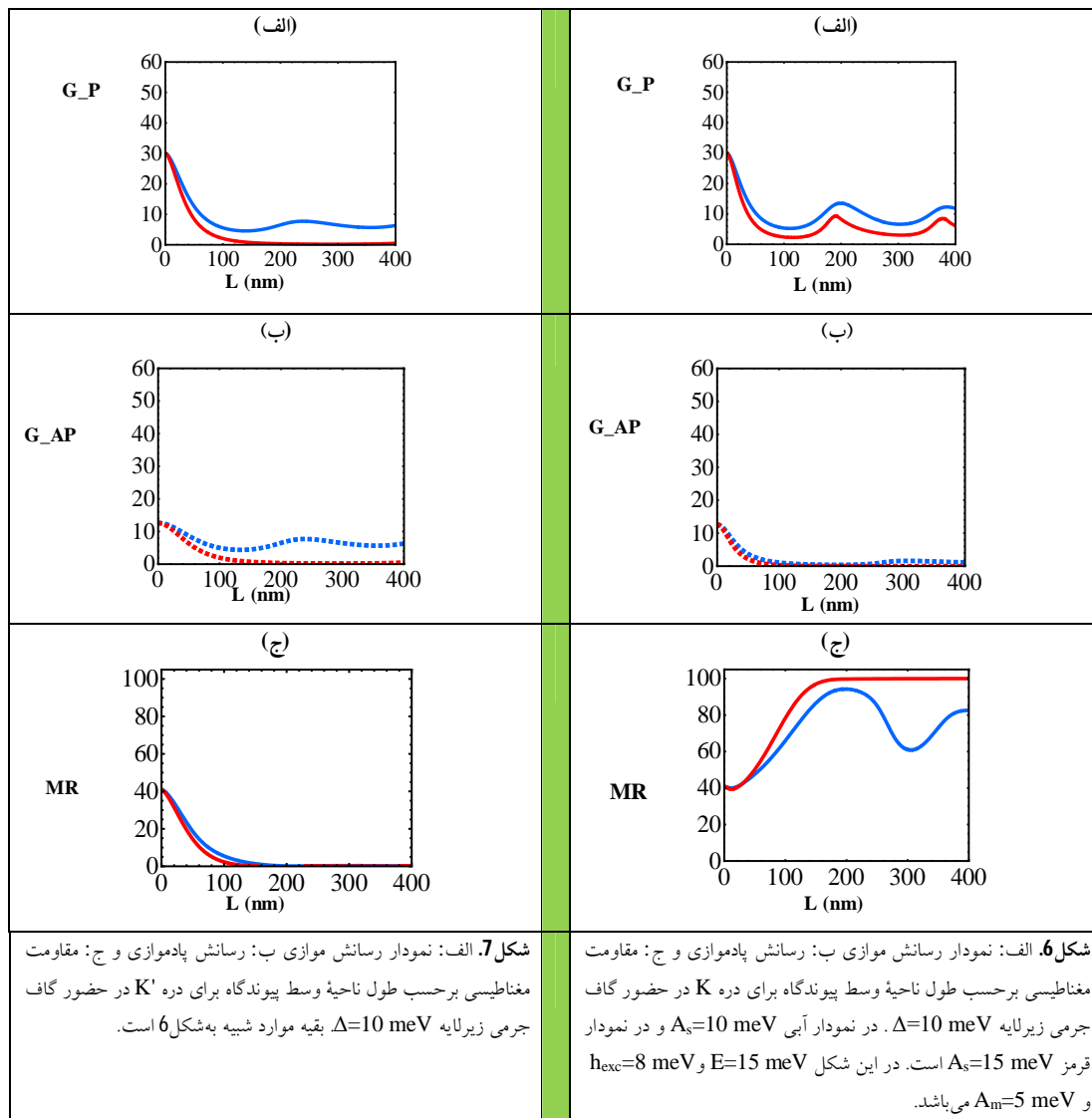


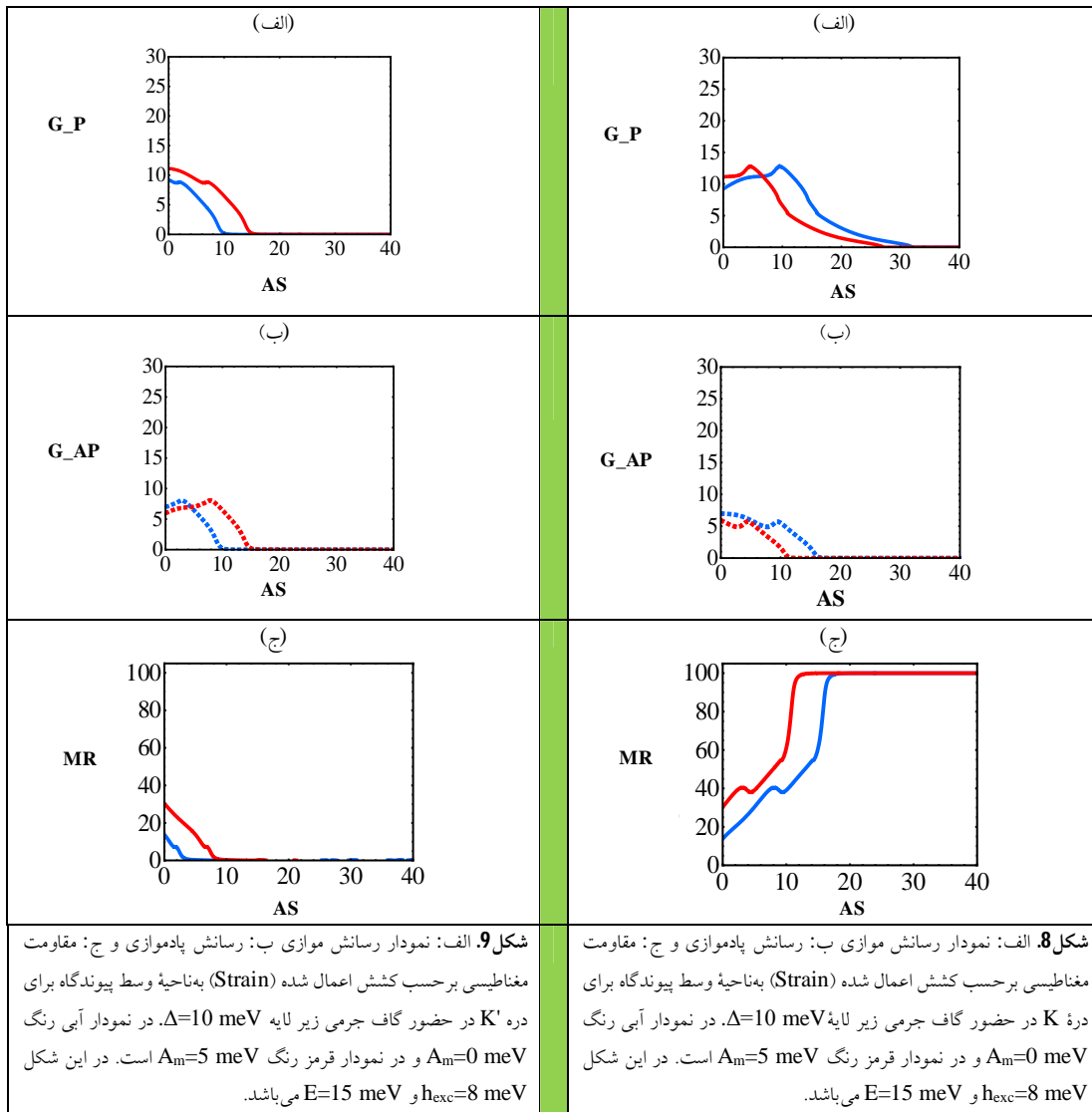
انرژی برای دره K در ساختار نواری می‌شوند که از پدیده تونل‌زنی کلاین در این حالت جلوگیری می‌کند.

در واقع حضور زیرلایه جرمی در ناحیه گرافین تحت کشش در حضور سد مغناطیسی، منجر به افزایش گاف

پادموازی و مقاومت مغناطیسی برای این دره رسم شده‌اند. به دلیل تغییر رفتار نمودارهای موجود در شکل 7 در مقایسه با شکل 6 می‌توان نتیجه گرفت که رسانش و مقاومت مغناطیسی به شدت به دره وابسته هستند به گونه‌ای که با تعویض دره، نمودارهای رسانش موازی و پادموازی با افزایش طول میرا شده و دامنه نوسانات به شدت کاهش می‌یابند. با افزایش مقدار کشش اعمالی به گرافین از 10 میلی‌الکترون‌ولت به 15 میلی‌الکترون‌ولت می‌شود که هر دو نمودار رسانش موازی و پادموازی تقریباً مقادیر مشابهی را نشان می‌دهند که این امر منجر به صفر شدن مقاومت مغناطیسی با افزایش طول می‌شود که این رفتار در تضاد کامل با نمودار مقاومت مغناطیسی برای دره K در شکل 6ج است.

در شکل 6 تأثیر تغییر کشش اعمال شده به گرافین بر رسانش موازی، پادموازی و مقاومت مغناطیسی پیوندگاه مذکور بر حسب طول ناحیه گرافین وسط برای دره K و برای دو مقدار کشش $A_s=10 \text{ meV}$ (نمودار آبی) و $A_s=15 \text{ meV}$ (نمودار قرمز) در حضور زیر لایه گافدار ($\Delta=10 \text{ meV}$) رسم شده است. در شکل 6 الف مشاهده می‌شود با افزایش طول ناحیه وسط نمودار رسانش موازی رفتار نوسانی همراه با میرایی از خود نشان می‌دهد. با افزایش مقدار کشش اعمالی به گرافین از 10 به 15 meV رسانش موازی کاهش می‌یابد. نمودار رسانش پادموازی در شکل 6 ب رفتار نسبتاً مشابهی از خود نشان می‌دهد با این تفاوت که شدت میرایی به ویژه برای نمودار قرمز ($A_s=15 \text{ meV}$) نسبت به پیکربندی موازی بیشتر است. در شکل 6 ج نمودار مقاومت مغناطیسی رسم شده است. در واقع علت به وجود آمدن مقاومت مغناطیسی تفاوت بین رسانش موازی و پادموازی است. همان‌طور که در این شکل دیده می‌شود نمودار مقاومت مغناطیسی برای هر دو مقدار کشش از یک مقدار شروع می‌شود سپس با افزایش طول ناحیه وسط پیوندگاه مقاومت مغناطیسی برای نمودار قرمز ($A_s=15 \text{ meV}$) به شدت افزایش می‌یابد و از مقدار 40 درصد به مقدار 100 درصد می‌رسد. در واقع علت 100 درصد شدن مقاومت مغناطیسی کاهش شدید و صفر شدن رسانش پادموازی برای حالت $A_s=15 \text{ meV}$ با افزایش طول گرافین تحت کشش است (شکل 6 ب). لازم به ذکر است رسیدن به مقاومت مغناطیسی کامل (100٪) یکی از مهم‌ترین کاربردهای پیوندگاه حاضر است. این در حالی است که مقاومت مغناطیسی برای نمودار آبی ($A_s=10 \text{ meV}$) ابتدا از مقدار 40 درصد افزایش یافته و به مقدار 90 درصد می‌رسد سپس رفتار نوسانی با افزایش طول از خود نشان می‌دهد. در شکل 7 دره از K به K' تعویض شده است و نمودارهای رسانش موازی،





مقاومت مغناطیسی دیگر تغییر نمی‌کند (نمودار آبی در شکل 8 ج). در حضور سد مغناطیسی ($A_m=5$ meV) مقاومت مغناطیسی در مقادیر کشش کمتری نسبت به حالت عدم حضور سد مغناطیسی به مقدار 100 درصد می‌رسد (نمودار قرمز در شکل 8 ج). برای دره K مقدار پتانسیل برداری در هامیلتونی کل A_s+A_m است لذا با افزایش مقدار سد مغناطیسی این عبارت افزایش می‌یابد. همچنین دیده می‌شود در مقایسه با حالتی که زیرلایه گاف جرمی ندارد که به دلیل طولانی شدن مقاله نشان داده نشده است، در حضور گاف جرمی زیرلایه

در شکل 8 نمودارهای رسانش موازی، پادموازی و مقاومت مغناطیسی برحسب کشش اعمالی به گرافین (A_s) برای دره K و برای دو مقدار سد مغناطیسی $A_m=0$ (نمودار آبی) و $A_m=5$ meV (نمودار قرمز) در حضور گاف جرمی زیرلایه ($\Delta=10$ meV) رسم شده‌اند. در این شکل دیده می‌شود در عدم حضور سد مغناطیسی ($A_m=0$)، به دلیل صفر شدن رسانش پادموازی در مقادیر کشش اعمالی کمتری نسبت به رسانش موازی، مقاومت مغناطیسی به مقدار 100 درصد می‌رسد و با افزایش بیشتر کشش اعمالی

نمودارهای رسانش پادموازی در مقادیر کشش کمتری برای هر دو مقدار سد مغناطیسی به صفر می‌رسند، لذا مقاومت مغناطیسی کل ساختار در مقادیر کشش کمتری به مقدار 100 درصد می‌رسد (شکل 8). در شکل 9 نمودارهای رسانش موازی، پادموازی و مقاومت مغناطیسی برحسب کشش اعمالی به گرافین (A_s) برای دره K' و برای دو مقدار سد مغناطیسی $A_m=0$ (نمودار آبی) و $A_m=5$ meV (نمودار قرمز) در حضور گاف جرمی زیرلایه ($\Delta=10$ meV) رسم شده‌اند. در این شکل مشاهده می‌شود که با افزایش مقدار گاف جرمی دامنه نمودارهای رسانش موازی، پادموازی و مقاومت مغناطیسی کاهش می‌یابند و همگی در کشش اعمالی کمتری به طرف صفر میل می‌کنند. در مقایسه با شکل 8 با تعویض دره از K به K' نمودارهای تراپردی در کشش کمتری صفر می‌شوند و مقامت مغناطیسی سریعاً افت می‌کند و صفر می‌شود. نکته جالب این است که در دره K' حضور یا عدم حضور سد مغناطیسی تأثیری روی صفر شدن نمودارهای رسانش موازی و پادموازی ندارد و در هر مقدار سد مغناطیسی هر دو نمودار در یک مقدار کشش اعمالی صفر می‌شوند. هر چند که با افزایش سد مغناطیسی این نقطه به طرف مقادیر بیشتر کشش اعمالی جابه‌جا می‌شود. در نهایت با توجه به صفر شدن هم‌زمان هر دو مقدار رسانش موازی و پادموازی، مقاومت مغناطیسی ساختار در این حالت با افزایش کشش اعمالی به صفر می‌رسد و برخلاف دره K مقاومت مغناطیسی ساختار 100 درصد نمی‌شود.

نتیجه‌گیری

به دلیل اهمیت پیوندگاه‌های تونلی مغناطیسی و همچنین کاربرد گرافین گاف‌دار در صنایع نانو الکترونیک، در تحقیق حاضر تأثیر کشش اعمالی در حضور سد مغناطیسی به گرافینی گاف‌دار که بین دو الکتروود فرومغناطیسی قرار دارد روی ضریب عبور،

رسانش موازی و رسانش پادموازی پیوندگاه برای هر دو دره K و K' بررسی شده و شرایط رسیدن به بیشینه مقاومت مغناطیسی مهیا شده است. به صورت کلی نتایج به دست آمده حاکی از تنظیم‌پذیر بودن ویژگی‌های فیلتر اسپینی و فیلتر دره‌ای این ساختار به عواملی همچون کشش، سد مغناطیسی و گاف جرمی زیرلایه هستند. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند تغییر پیکربندی نواحی فرومغناطیس تأثیر زیادی روی ضریب عبور شبه ذرات گذرنده از پیوندگاه دارد و با تغییر پیکربندی از موازی به پادموازی زوایایی که در آنها عبور کامل است به استثنای زاویه تابش نرمال، تغییر می‌کنند. همچنین تغییر ضریب عبور با تعویض دره نشان دهنده وابسته بودن خصوصیات تراپردی پیوندگاه به دره است که این امر به دلیل وجود کشش اعمال شده ($A_s=5$ meV) در پیوندگاه است. در واقع وجود کشش به تنهایی منجر به ایجاد گاف دره‌ای در ساختار گرافین نمی‌شود. گاف دره‌ای با اعمال سد مغناطیسی در حضور کشش در ساختار گرافین قابل کنترل و تنظیم است. این گاف دره‌ای به پتانسیل برداری کل در ساختار گرافین $\tilde{A}_s + A_m$ وابسته است که برای دره K پتانسیل $A_s + A_m$ و برای دره K' پتانسیل $-A_s + A_m$ است. لذا مقدار گاف دره‌ای با تعویض دره تغییر می‌کند. وجود گاف جرمی منجر به یک گاف انرژی در ساختار نواری می‌شود که از کامل شدن ضریب عبور در بسیاری از زوایا از جمله زاویه $\theta = 0$ جلوگیری می‌کند. در نتیجه پدیده تونل‌زنی کلاین برای تابش نرمال الکترون به پیوندگاه، با اعمال گاف جرمی در ساختار دیده نمی‌شود. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند با انتخاب مناسب مقدار کشش اعمالی به گرافین، سد مغناطیسی و گاف جرمی زیرلایه می‌توان شرایطی به وجود آورد که مقاومت مغناطیسی پیوندگاه بیشینه شود. افزایش هر کدام از سه عامل ذکر شده منجر به کاهش دامنه نمودارهای رسانش موازی و پادموازی برای هر دو دره شده است. نتایج

Rashba spin orbit coupling and magnetic barrier, *Scientific Reports* **6** (2016) 21590.

[8] M.M. Grujic, M.Z. Tadic, F.M. Peeters, Spin-Valley filtering in strained graphene structures with artificially induced carrier mass and spin-orbit coupling, *Physical Review Letters* **113** (2014) 046601.

[9] H. Haugen, D. Huertas-Hernando, A. Brataas, Spin transport in proximity-induced ferromagnetic graphene, *Physical Review B* **77** (2008) 115406.

[10] H.X. Yang, A. Hallal, D. Terrade, X. Waintal, S. Roche, M. Chshiev, Proximity effects induced in graphene by magnetic insulators: first-principles calculations on spin filtering and exchange-splitting gaps, *Physical Review Letters* **110** (2013) 046603.

[11] Z.F. Liu, Q.P. Wu, A.X. Chen, X.B. Xiao, N.H. Liu, Enhanced spin polarization in graphene with spin energy gap induced by spin-orbit coupling and strain, *Journal of Applied Physics* **115** (2014) 203710.

[12] Z. Cao, N. Lu, X. Qiu, G. Wang, Strain effect on spin polarization in a graphene junction, *Journal of Physics: Condensed Matter* **50** (2017) 13.

[13] E.H. Hwang, S. Das Sarma, Graphene magnetoresistance in a parallel magnetic field: Spin polarization effect, *Physical Review B* **80** (2009) 075417.

[14] H. Yu Tian, J. Wang, Spatial valley separation in strained graphene *pn* junction, *Journal of Physics: Condensed Matter* **29** (2017) 38.

[15] T. Farajollahpor, A. Phirouznia, The role of the strain induced population imbalance in Valley polarization of graphene: Berry curvature perspective, *Scientific Reports* **7** (2017) 17878.

[16] H. Mophammadpour, K. Hasanirokh, Magnetoresistance in Graphene-Based Ferromagnetic/ Rashba

نشان می‌دهند برای دره K با تغییر پیکربندی از موازی به پادموازی با افزایش مقادیر ذکر شده، نمودار رسانش پادموازی سریع‌تر نسبت به نمودار رسانش موازی به‌صفر می‌رسد. در این شرایط پیوندگاه فقط برای پیکربندی رسانش موازی از خود عبور نشان می‌دهد که این امر منجر به 100 درصد شدن مقاومت مغناطیسی پیوندگاه می‌شود. ولی برای دره K' هیچگاه این شرایط محقق نمی‌شود.

مرجع‌ها

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

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

[3] M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, Graphene: new bridge between condensed matter physics and quantum electrodynamics, *Solid State Commun.* **143** (2007) 3.

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

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

[6] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim, The electronic properties of graphene, *Reviews of Modern Physics* **81** (2009) 109.

[7] Q.P. Wu, Z.F. Liu, A.X. Shen, X.B. Xiao, Z.M. Liu, Full valley and spin polarizations in strained graphene with

- [21] Z.M. Liao, H.C. Wu, J.J. Wang, G.L. W. Cross, S. Kumar, I.V. Shvets, G.S. Duesberg, Magnetoresistance of Fe₃O₄-graphene- Fe₃O₄ junctions, *Applied Physics Letters* **98** (2011) 052511.
- [22] E.W. Hill, A.K. Geim, K. Novoselov, F. Schedin, P. Blake, Graphene spin valve devices, *IEEE Transactions on Magnetics* **42** (2006) 2694.
- [23] J. Wang, M. Long, W. Zhao, Y. Hu, G. Wang, K.S. Chan, A valley and spin filter based on gapped graphene, *Journal of Physics: Condensed Matter* **28** (2016) 285302.
- [24] V.V. Cheianov, V.I. Falko, Selective transmission of Dirac electrons and ballistic magnetoresistance of n-p junctions in graphene, *Physical Review B* **74** (2006) 041403(R).
- Barrier/Ferromagnetic Heterojunction, *Acta Physica Polonica A* 129 (2016) 1.
- [17] C. Bai, J.T. Wang, S.W. Jia, Y.L. Yand, Spin-orbit interaction effects on magnetoresistance in graphene-based ferromagnetic double junctions, *Applied Physics Letters* 96 (2010) 223102.
- [18] J. Bai, et al, Very large magnetoresistance in graphene nanoribbons, *Nature Nanotechnology*, **5** (2010) 655.
- [19] J.M. Lu, H.J. Zhang, W. Shi, Z. Wang, Y. Zhang, T. Zhang, N. Wang, Z.K. Tang, P. Sheng, Graphene Magnetoresistance Device in van der Pauw Geometry, *Nano Letters* **11** (2011) 2973.
- [20] A.L. Friedman, Joseph L. Tedesco, et al., Quantum linear magnetoresistance in multilayer epitaxial graphene, *Nano Letters* 10 (2010) 3962.