

مشخصه غیرخطی جریان-ولتاژ یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان در نانوسیم‌های نیم‌رسانای فرومغناطیسی نوع p

وحید فلاحی*، رضا عبدی‌قلعه، رضا آقبلاغی

گروه فیزیک و مهندسی اپتیک و لیزر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بناب، ۱۱۱۱۵۵۱۱۵۵، بناب، آذربایجان شرقی، ایران

دریافت: ۱۳۹۵/۰۱/۲۷ ویرایش نهایی: ۱۳۹۵/۰۸/۱۵ پذیرش: ۱۳۹۵/۱۲/۲۳

چکیده

در مقاله حاضر، مشخصه جریان-ولتاژ یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان ایجاد شده در میان دو نانوسیم از جنس نیم‌رسانای مغناطیسی نوع p با قطبش اسپینی بسیار بالا در دمای معین T مطالعه و بررسی شده است. در این راستا، احتمال عبور و بازتاب حامل‌ها از دیواره 2π رادیان با حل معادلات جفت شده شرودینگر برای مؤلفه‌های تابع موج اسپینی با اسپین بالا و پائین تعیین شده و چگالی جریان بار و چگالی جریان اسپینی برحسب آنها به دست آمده است. در مطالعه رفتار اسپین-دیودی دیواره مغناطیسی نشان داده شده است که آستانه ولتاژ شروع به کار دیود با عریض‌تر شدن دیواره افزایش می‌یابد. همچنین، وابستگی غیرخطی قطبش اسپینی به ولتاژ اعمالی به منظور کاربرد در ترانزیستورهای اسپینی تعیین گردیده است.

کلیدواژگان: نانوسیم فرومغناطیسی، دیواره مغناطیسی، مشخصه جریان-ولتاژ، قطبش اسپینی

مناسب برای رسیدن به قطبش نزدیک به ۱۰۰٪ بدل کرده است [۱۱-۱۳].

در بطن تمامی ادوات اسپینترونیک، اتصالات مغناطیسی (یا دیواره‌های مغناطیسی)، ناحیه‌ای با مغناطش ناهمراستا که دو حوزه مغناطیسی با مغناطش متفاوت را به یکدیگر متصل می‌کند، نقش مؤثری را در تبادله اسپینی ایفا می‌کند. پیشرفت‌های صورت گرفته در نانو تکنولوژی این امکان را فراهم ساخته تا دانشمندان بتوانند دو الکترون فرومغناطیسی را به طور هندسی تا مرز اتمی از همدیگر جدا سازند. این گونه نانو اتصالات که دارای مغناطش ناهمراستا می‌باشند، حد نهایی برای کوچک‌سازی ادوات اسپینترونیک بوده و علاقه‌مندی بسیاری در بین دانشمندان ایجاد کرده است

مقدمه

پیشرفت‌های اخیر در زمینه مگنتوالکترونیک از جمله ادوات GMR^1 [۱ و ۲] و MTJ^2 [۳-۵] چشم‌انداز جدیدی را برای قطعات اسپینترونیک مانند حافظه‌های مغناطیسی، حسگرها و ذخیره‌سازی داده‌ها گشوده است [۶-۹]. مطالعات گسترده اخیر در زمینه دستیابی به قطبش اسپینی ۱۰۰٪ به منظور بهبود عملکرد چنین قطعاتی نشانگر اهمیت بررسی آنها از نظر صنعتی است [۱۰]. بلوکه شدن اسپین‌های اقلیت با انرژی فرمی کمتر از انرژی تبدلی در حین عبور از نیم‌رساناهای مغناطیسی رقیق (DMS^3)، آنها را به یک کاندیدای

* نویسنده مسئول: v.fallahi@bonabu.ac.ir

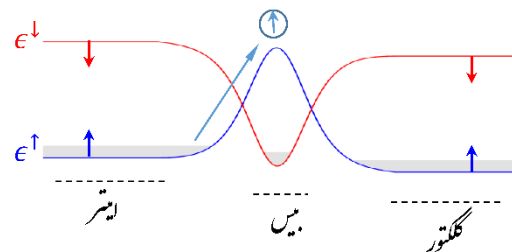
¹ Giant Magneto-Resistance

² Magnetic Tunnel Junction

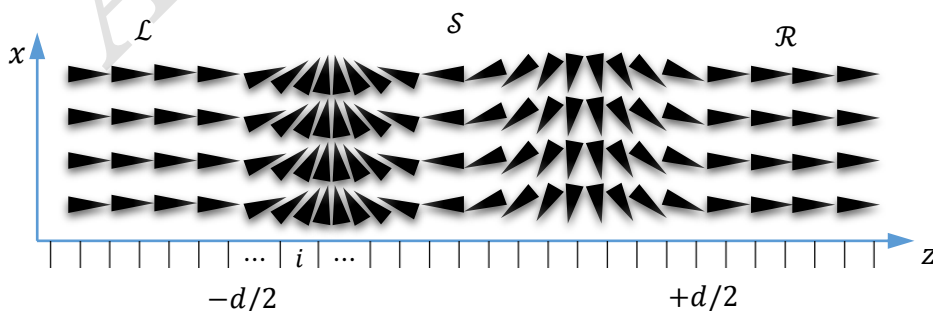
³ Diluted Magnetic Semiconductor

همان‌طور که در شکل ۱ دیده می‌شود، دیواره مغناطیسی 2π رادیان می‌تواند در حالت بایاس شده به مانند یک ترانزیستور اسپینی تک‌قطبی عمل کند. به عبارت دیگر نانوسیم چپ و راست به ترتیب امیتر (E) و کلکتور (C) ترانزیستور بوده و ناحیه دیواره مغناطیسی همان بیس (B) ترانزیستور محسوب می‌شود. در این حالت، تنها حامل‌های با اسپین بالا از طریق تونل‌زنی می‌توانند از سد پتانسیل انرژی تبادل عبور کرده و جریان بار و جریان اسپینی تولید کنند. هدف از این مقاله، مشخصه‌یابی رفتار غیرخطی نمودار جریان-ولتاژ یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان واقع در میان دو نانوسیم از جنس نیم‌رسانای مغناطیسی نوع p با قطبش اسپینی بسیار بالا است. موضوع اصلی در اینجا، تونل‌زنی حامل‌های اکثریت از سد پتانسیل تحمیل شده توسط دیواره مغناطیسی است که منجر به رفتار غیرخطی در ترانزیستور اسپینی می‌شود. در اینجا فرض شده است که حرکت حامل‌ها از درون دیواره مغناطیسی کاملاً به‌طور بالیستیک صورت می‌گیرد، و در نهایت یک رابطه تحلیلی برای جریان الکتریکی و اسپینی برحسب تابعی از اختلاف پتانسیل اعمال شده، پهنای دیواره مغناطیسی، و دما به دست می‌آید.

[۱۷-۱۴]. به عنوان مثال، دیواره مغناطیسی π رادیان که از اتصال دو نانوسیم با مغناطش پادموازی تشکیل می‌شود، می‌تواند به عنوان یک دیود اسپینی عمل کند که در آن دو نانوسیم با مغناطش پادموازی همانند لایه p و n در دیود $n-p$ بوده و دیواره مغناطیسی π رادیان نقش لایه تهی اسپینی را ایفا می‌کند. همچنین، یک ساختار مغناطیسی با دو دیواره مغناطیسی π رادیان می‌تواند به عنوان یک ترانزیستور اسپینی به کار گرفته شود [۲۰-۱۸]. در شق دیگر، دیواره‌های مغناطیسی 2π رادیان یکی از حالت‌هایی است که می‌تواند در محل اتصال دو نانوسیم با مغناطش هم جهت شکل گیرد [۲۳-۲۱]. این نوع دیواره‌ها به مثابه یک قطعه اسپینترونیکی سه لایه با مغناطش غیرهمراستا در لایه میانی عمل می‌کنند، که با اعمال تغییر در مغناطش لایه میانی می‌توانند ظرفیت تبدیل شدن به یک ترانزیستور اسپینی تک‌قطبی را داشته باشند.



شکل ۱. دیاگرام انرژی اسپینی یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان بایاس شده ($V_{CB} > 0$ و $V_{EB} < 0$).



شکل ۲. طرح‌واره از دیواره مغناطیسی 2π رادیان به پهنای d واقع در میان دو نانوسیم از جنس نیم‌رسانای مغناطیسی نوع p

مبانی نظری

یک نانوسیم از جنس نیم‌رسانای فرومغناطیسی نوع p که شامل یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان به پهنای d است، در نظر گرفته می‌شود. همان‌طور که در شکل ۲ نشان داده شده است، گشتاورهای مغناطیسی موضعی تحت زاویه $\theta(z) = 2 \cos^{-1} \left[-\tanh \left(\frac{\pi^2 z}{2d} \right) \right]$ در بازه مکانی $-\infty \leq z \leq \infty$ در صفحه دیواره مغناطیسی چرخیده، به طوری که پس از طی یک طول دیواره به حالت اولیه خود باز می‌گردند. هامیلتونی یک حامل منفرد (حفره) در تقریب جرم مؤثر توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$\mathcal{H} = \frac{p_z^2}{2m^*} - \Delta_{ex} \hat{\sigma} \cdot \mathbf{m}(z) \quad (۱)$$

که در آن Δ_{ex} قدرت برهم‌کنش تبدیلی، $\hat{\sigma}$ عملگر اسپینی برحسب ماتریس‌های پائولی و $\mathbf{m}(z) = (\sin \theta(z), 0, \cos \theta(z))$ بردار یکه در راستای مغناطش موضعی را نشان می‌دهند.

معادلات جفت شده شرودینگر برای مؤلفه‌های تابع موج اسپینی با اسپین بالا و پائین توسط روابط زیر داده می‌شوند:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} - \epsilon_F - \Delta_{ex} \cos \theta(z) \right) \Phi^\uparrow(z) = \Delta_{ex} \sin \theta(z) \Phi^\downarrow(z) \quad (\text{الف. ۲})$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} - \epsilon_F + \Delta_{ex} \cos \theta(z) \right) \Phi^\downarrow(z) = \Delta_{ex} \sin \theta(z) \Phi^\uparrow(z) \quad (\text{ب. ۲})$$

این معادلات را می‌توان با گسسته‌سازی فضا و استفاده از رهیافت ماتریس انتقال حل کرد. در این رهیافت، فرض می‌شود که مغناطش در هر المان فضایی کاملاً هم‌راستا بوده و حالت‌هایی اسپینی با چرخش مغناطش، به طوری که گشتاور مغناطیسی هم‌راستا با محور کوانتش اسپینی گردد، تعیین می‌شوند. اما این فرض در دیواره‌های مغناطیسی بسیار باریک ممکن نیست، مگر اینکه ابعاد المان فضایی بسیار کوچک انتخاب شود که این خود مستلزم بالا رفتن زمان انجام

محاسبات است. در عوض، در اینجا الگوریتمی معرفی می‌شود که بر پایه حل معادلات دیفرانسیلی با شرایط مرزی استوار است.

حالت‌های اسپینی را در فواصل دور از مرزهای دیواره مغناطیسی در دو پایانه چپ (L) و راست (R) می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\Psi_{k,L}(z) = I^\uparrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik^\uparrow z} + I^\downarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik^\downarrow z} + r^\uparrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik^\uparrow z} + r^\downarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-ik^\downarrow z} \quad (\text{الف. ۳})$$

$$\Psi_{k,R}(z) = t^\uparrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik^\uparrow z} + t^\downarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik^\downarrow z} \quad (\text{ب. ۳})$$

که در آن $\hbar k^{\uparrow(\downarrow)} = \sqrt{2m^*(\epsilon_F \pm \Delta_{ex})}$ بردار موج طولی در سطح تراز فرمی برای اسپین‌های فرودی بالا (I^\uparrow) و پایین (I^\downarrow) است. حالت‌های اسپینی $\Psi_{k,L}(z)$ و $\Psi_{k,R}(z)$ نشان دهنده توابع موج فرودی غیرقطبیده‌ای هستند که از $z = -\infty$ به طرف راست (R) آمده و به طور جزئی در دو کانال اسپینی بازتاب و عبور پیدا می‌کنند. ضرایب t^\uparrow و t^\downarrow دامنه‌های عبور و ضرایب r^\uparrow و r^\downarrow دامنه‌های بازتاب را در دو کانال اسپینی مشخص می‌کنند. به منظور محاسبه ضرایب عبور، ابتدا امواج فرودی با اسپین بالا و سپس امواج فرودی با اسپین خالص پائین در نظر گرفته می‌شود و در هر حالت مسئله به طور جداگانه حل می‌گردد. تابع موج پراکندگی در ناحیه پراکنده‌ساز و اطراف آن را می‌توان با حل معادلات دیفرانسیلی معمولی که شرایط مرزی زیر را در نقطه به حد کافی دور از مرزهای دیواره مغناطیسی ($z = \pm L$) ارضاء می‌کنند، به دست آورد:

$$\Phi^\uparrow(1) + \frac{\Phi^{\uparrow}(1)}{ik^\uparrow} = 2I^\uparrow e^{-ik^\uparrow L} \quad (\text{الف. ۴})$$

$$\Phi^\downarrow(1) + \frac{\Phi^{\downarrow}(1)}{ik^\downarrow} = 2I^\downarrow e^{-ik^\downarrow L} \quad (\text{ب. ۴})$$

$$\Phi^\uparrow(N) - \frac{\Phi^{\uparrow}(N)}{ik^\uparrow} = 0 \quad (\text{ج. ۴})$$

$$\Phi^\downarrow(N) - \frac{\Phi^{\downarrow}(N)}{ik^\downarrow} = 0 \quad (\text{د. ۴})$$

که در آن $f_L^\uparrow(\epsilon)$ و $f_R^\uparrow(\epsilon)$ به ترتیب تابع توزیع تعادلی حامل‌ها در نواحی فرومغناطیسی F_L و F_R هستند. طبق تابع توزیع آماری بولتزمن می‌توان نوشت:

$$f_L^\uparrow(\epsilon) = f_R^\uparrow(\epsilon) e^{-\frac{eV}{k_B T}}$$

که در آن k_B ثابت بولتزمن و T دمای سیستم است. در نتیجه، چگالی جریان اسپینی در طرفین دیواره مغناطیسی به صورت زیر خواهند بود:

$$j_{S,L}(\epsilon) = j_L^\uparrow(\epsilon) - j_L^\downarrow(\epsilon) = \left\{ (T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} - T_\epsilon^{\uparrow\downarrow}) - (T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} + T_\epsilon^{\uparrow\downarrow} + 2R_\epsilon^{\uparrow\downarrow}) e^{-\frac{eV}{k_B T}} \right\} f_R^\uparrow(\epsilon)$$

$$j_{S,R}(\epsilon) = j_R^\uparrow(\epsilon) - j_R^\downarrow(\epsilon) = \left\{ (T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} + T_\epsilon^{\uparrow\downarrow} + 2R_\epsilon^{\uparrow\downarrow}) - (T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} - T_\epsilon^{\uparrow\downarrow}) e^{-\frac{eV}{k_B T}} \right\} f_R^\uparrow(\epsilon)$$

با توجه به تابع توزیع ماکسول بولتزمن:

$$f_R^\uparrow(\epsilon) \propto e^{-\epsilon/k_B T}$$

و انتگرال‌گیری از عبارت‌های اخیر در بازه انرژی $[0, \infty]$ چگالی جریان اسپینی کل به دست می‌آید:

$$\frac{j_{S,L}}{j_{S,R}} = \frac{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} - \bar{T}^{\uparrow\downarrow}}{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} + \bar{T}^{\uparrow\downarrow} + 2\bar{R}^{\uparrow\downarrow}} - e^{-\frac{eV}{k_B T}} \quad 5$$

$$1 - \frac{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} - \bar{T}^{\uparrow\downarrow}}{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} + \bar{T}^{\uparrow\downarrow} + 2\bar{R}^{\uparrow\downarrow}} e^{-\frac{eV}{k_B T}}$$

که در آن $\bar{T}^{\uparrow\uparrow}$ و $\bar{T}^{\uparrow\downarrow}$ به ترتیب متوسط ضرایب عبور با یا بدون وارون‌گشت اسپینی بوده و $\bar{R}^{\uparrow\downarrow}$ متوسط ضریب بازتاب با وارون‌گشت اسپینی است که به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\bar{T}^{\uparrow\uparrow} = \frac{\int_0^\infty T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon}{\int_0^\infty e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon} \quad (الف. ۶)$$

$$\bar{T}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\int_0^\infty T_\epsilon^{\uparrow\downarrow} e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon}{\int_0^\infty e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon} \quad (ب. ۶)$$

$$\bar{R}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\int_0^\infty R_\epsilon^{\uparrow\downarrow} e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon}{\int_0^\infty e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon} \quad (ج. ۶)$$

پتانسیل شیمیایی حامل‌های اقلیت و اکثریت در فواصل دور از دیواره مغناطیسی با یکدیگر برابر شده

متعاقباً، ضرایب عبور و بازتاب به صورت زیر تعیین می‌شوند:

$$r^{\uparrow(\downarrow)} = \left[\Phi^{\uparrow(\downarrow)}(1) - I^{\uparrow(\downarrow)} e^{-ik^{\uparrow(\downarrow)}L} \right] e^{-ik^{\uparrow(\downarrow)}L}$$

$$t^{\uparrow(\downarrow)} = \Phi^{\uparrow(\downarrow)}(N) e^{-ik^{\uparrow(\downarrow)}L}$$

پس از گسسته‌سازی مختصه مکانی به $i = 1 \dots N$ تقسیم‌بندی، این معادلات را می‌توان با استفاده از روش تفاضل محدود که بر پایه روش رانگ-کوتا ضمنی Lobatto IIIa سه مرحله‌ای بنا شده، حل نمود.

مشخصه جریان-ولتاژ یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان را که بین دو ناحیه فرومغناطیسی با قطبش اسپینی بالا قرار گرفته است، می‌توان با فرض تزریق الکترون‌ها با اسپین بالا از دو پایانه فرومغناطیسی با مغناطش هم‌راستا به دیواره مغناطیسی تعیین نمود. الکترون‌های تزریق شده با اسپین بالا، با احتمال $T_\epsilon^{\uparrow\sigma}$ و $R_\epsilon^{\uparrow\sigma}$ ($\sigma = \downarrow$) یا بدون ($\sigma = \uparrow$) وارون‌گشت اسپینی به ترتیب از دیواره عبور و بازتاب می‌یابند. زمانی که اختلاف پتانسیل V در مرز دیواره مغناطیسی شکل می‌گیرد، نواحی فرومغناطیسی F_L و F_R به مانند دو انباره اسپینی با اسپین بالا که به ترتیب در پتانسیل‌های شیمیایی $\mu_L = -0.5eV$ و $\mu_R = 0.5eV$ عمل می‌کنند. لازم به ذکر است که تغییر این پتانسیل‌های شیمیایی در اثر تزریق جریان بسیار ناچیز تلقی می‌شود. بنابراین، جریان اسپینی حامل‌های اقلیت و اکثریت در بازه انرژی $(\epsilon, \epsilon + \Delta\epsilon)$ در دو طرف ناحیه فرومغناطیسی به صورت زیر توصیف می‌شوند:

$$j_L^\uparrow(\epsilon) = -(1 - R_\epsilon^{\uparrow\uparrow}) f_L^\uparrow(\epsilon) + T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} f_R^\uparrow(\epsilon)$$

$$j_L^\downarrow(\epsilon) = R_\epsilon^{\uparrow\downarrow} f_L^\uparrow(\epsilon) + T_\epsilon^{\uparrow\downarrow} f_R^\uparrow(\epsilon)$$

$$j_R^\uparrow(\epsilon) = -T_\epsilon^{\uparrow\uparrow} f_L^\uparrow(\epsilon) + (1 - R_\epsilon^{\uparrow\uparrow}) f_R^\uparrow(\epsilon)$$

$$j_R^\downarrow(\epsilon) = -T_\epsilon^{\uparrow\downarrow} f_L^\uparrow(\epsilon) - R_\epsilon^{\uparrow\downarrow} f_R^\uparrow(\epsilon)$$

^۱ Implicit Runge-Kutta Lobatto IIIA

که در آن D ثابت پخش است. بدیهی است که چگالی اسپینی حامل‌ها به صورت نمایی در بازه طولی L_S به حالت تعادل می‌رسند، در نتیجه:

$$\Delta n^\downarrow(z) = \begin{cases} \Delta n^\downarrow(-d/2)e^{-\frac{(z+d/2)}{L_S}} & z \leq -\frac{d}{2} \\ \Delta n^\downarrow(d/2)e^{-\frac{(z-d/2)}{L_S}} & z \geq +\frac{d}{2} \end{cases}$$

با جای گذاری عبارت اخیر در رابطه ۱۰ می‌توان چگالی جریان حامل‌های اقلیت را به صورت زیر نوشت:

$$j^\downarrow\left(\mp\frac{d}{2}\right) = \pm \frac{eD}{L_S} \Delta n^\downarrow\left(\mp\frac{d}{2}\right) = \pm \frac{eDn_0^\downarrow}{L_S} \left(e^{\frac{\Delta\mu^\downarrow(\mp d/2)}{k_B T}} - 1 \right) \quad ۱۱$$

می‌توان ثابت کرد که پتانسیل شیمیایی حامل‌های اقلیت در هر یک از طرفین دیواره مغناطیسی برابر با پتانسیل شیمیایی حامل‌های اکثریت در طرف مقابل دیواره مغناطیسی است، یعنی، $\mu_L^\downarrow(-d/2) \cong 0.05\text{eV}$ و $\mu_R^\downarrow(+d/2) \cong -0.05\text{eV}$. در نتیجه اختلاف پتانسیل شیمیایی حامل‌های اقلیت نسبت به حالت تعادل در مرز دیواره مغناطیسی برابر با

$$\Delta\mu^\downarrow\left(-\frac{d}{2}\right) = \mu_L^\downarrow\left(-\frac{d}{2}\right) - \mu_L^\downarrow(-\infty) = +eV$$

$$\Delta\mu^\downarrow\left(+\frac{d}{2}\right) = \mu_R^\downarrow\left(+\frac{d}{2}\right) - \mu_R^\downarrow(+\infty) = -eV$$

در ابتدا می‌توان با در نظر گرفتن رابطه پایستگی جریان در دو ناحیه فرومغناطیسی F_L و F_R و همچنین معادله به دست آمده برای چگالی جریان حامل‌های اقلیت در رابطه ۱۱، چگالی جریان کل را به صورت زیر به دست آورد:

$$J_Q = \frac{2eDn_0^\downarrow}{L_S} \sinh\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \times \left\{ 1 + \frac{\bar{T}^\uparrow + \bar{R}^\uparrow}{\bar{T}^\downarrow + \bar{R}^\downarrow} \tanh^2\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \right\} \quad ۱۲$$

چگالی جریان اسپینی را نیز می‌توان در مرز بین دیواره مغناطیسی و نواحی فرومغناطیسی به شکل زیر تعیین کرد:

$$J_{S,R} = \frac{4eDn_0^\downarrow}{L_S} \sinh^2\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)$$

و چگالی آنها به ترتیب مقادیر تعادلی n_0^\uparrow و n_0^\downarrow را به خود می‌گیرند. به عبارت دیگر، هر گونه تغییر در چگالی حامل‌ها در مجاورت دیواره مغناطیسی باعث ایجاد اختلاف در پتانسیل شیمیایی حامل‌های اقلیت و اکثریت شده که برحسب چگالی حامل‌های اضافی و چگالی حالت‌ها در تراز فرمی، $\mathcal{N}(\epsilon_F)$ ، به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\mu^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\Delta n^{\uparrow(\downarrow)}}{\mathcal{N}(\epsilon_F)} = \frac{n^{\uparrow(\downarrow)} - n_0^{\uparrow(\downarrow)}}{\mathcal{N}(\epsilon_F)} \quad ۷$$

به دلیل پایسته بودن بار ($n^\uparrow + n^\downarrow = n_0$)، می‌توان نوشت:

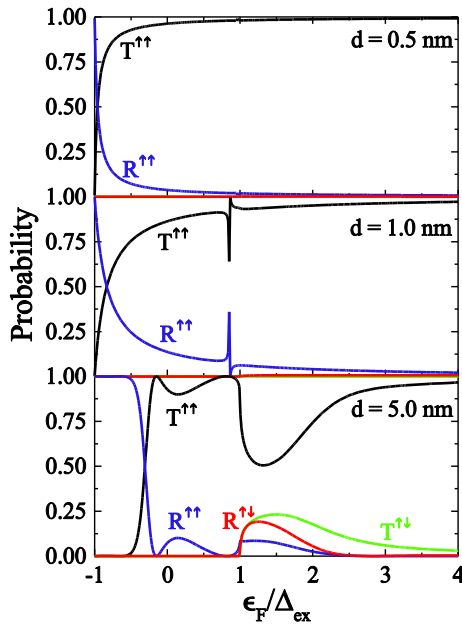
$$\Delta n^\uparrow = -\Delta n^\downarrow \quad ۸$$

ولی به دلیل چگالی زیاد حامل‌های اکثریت $n_0^\uparrow \gg n_0^\downarrow$ تغییر نسبی حامل‌های اکثریت $\left(\frac{\Delta n^\uparrow}{n_0^\uparrow}\right)$ بسیار کمتر از تغییر نسبی حامل‌های اقلیت $\left(\frac{\Delta n^\downarrow}{n_0^\downarrow}\right)$ خواهد بود و این بدان معنی است که پتانسیل شیمیایی حامل‌های اکثریت (μ^\uparrow) در طرفین دیواره مغناطیسی در پتانسیل متصل شده به منابع بیرونی ثابت می‌مانند، در حالی که پتانسیل شیمیایی حامل‌های اقلیت (μ^\downarrow) در فاصله طولی L_S از مرزهای دیواره تغییرات چشمگیری خواهد داشت. بنابراین، پتانسیل شیمیایی حامل‌های اکثریت در سرتاسر ناحیه فرومغناطیسی F_L و F_R به ترتیب برابر $\mu_R^\uparrow \cong +0.05\text{eV}$ و $\mu_L^\uparrow \cong -0.05\text{eV}$ قرار داده می‌شوند. تغییر در چگالی حامل‌های اقلیت در طرفین دیواره مغناطیسی برابر است با:

$$\Delta n^\downarrow(z) = n^\downarrow(z) - n_0^\downarrow = n_0^\downarrow \left(e^{\frac{\Delta\mu^\downarrow(z)}{k_B T}} - 1 \right) \quad ۹$$

مجموع چگالی حامل‌های اقلیت و اکثریت ($J_Q = j_{R(L)}^\downarrow + j_{L(L)}^\downarrow$)، چگالی جریان کل را که مستقل از موقعیت مکانی z است، نتیجه می‌دهد. از طرفی، چگالی جریان ناشی از حامل‌های اقلیت تماماً چگالی جریان پخشی است و از رابطه زیر تبعیت می‌کند:

$$j_{R,L}^\downarrow = eD \frac{dn^\downarrow(z)}{dz} \quad ۱۰$$



شکل ۳. احتمال عبور و بازتاب برای حامل‌های فرودی با اسپین بالا برحسب تابعی از ϵ_F/Δ_{ex} به‌ازای ضخامت ۰٫۵، ۱٫۰، و ۵٫۰ نانومتر از دیواره مغناطیسی 2π رادیان.

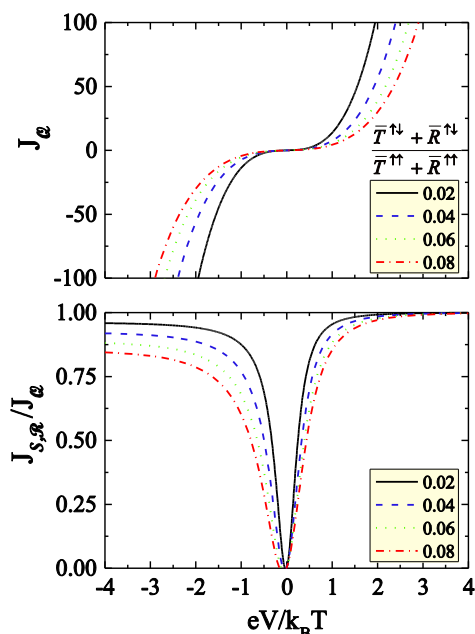
همان‌طور که در شکل ۳ دیده می‌شود، به‌ازای ضخامت دیواره $d = 0.5 \text{ nm}$ ، حامل‌های جریان با اسپین بالا تقریباً در تمامی محدوده انرژی‌های مثبت فرودی قادر به عبور از دیواره مغناطیسی بوده ولی در انرژی‌های فرمی منفی به دلیل گذار بی‌دررو نه تقریباً کامل دچار وارون‌گشت اسپینی شده و به دلیل عدم وجود حالت‌هایی با اسپین پایین در آن سوی دیگر دیواره متحمل بازتاب می‌گردند. در ضخامت $d = 1.0 \text{ nm}$ نیز رفتاری مشابه با حالت $d = 0.5 \text{ nm}$ اتفاق می‌افتد با این تفاوت که در انرژی $\epsilon_F = 0.866 \Delta_{ex}$ مطابق با تراز انرژی چاه کوانتومی معادل سد پتانسیل دیواره مغناطیسی، عبور تشدید می‌شود. تعداد عبورهای تشدید از یک دیواره مغناطیسی به پهنای دیواره و انرژی تبادل بستگی دارد. افزایش پهنای دیواره مغناطیسی (حالت $d = 5.0 \text{ nm}$) موجب زیاد شدن تعداد عبورهای تشدید می‌شود. در حالت $d = 5.0 \text{ nm}$ حامل‌های با انرژی کمتر بازتاب می‌یابند و در انرژی‌های بالاتر (ولی کمتر از Δ_{ex}) حامل‌ها به‌طور

$$\times \left\{ 1 + \frac{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} + \bar{R}^{\uparrow\downarrow}}{\bar{T}^{\uparrow\downarrow} + \bar{R}^{\downarrow\downarrow}} \tanh\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \right\} \quad 13$$

بدیهی است که چگالی جریان اسپینی در دو طرف دیواره توسط عبارت $J_{S,R}(V) = -J_{S,L}(-V)$ به هم مربوط می‌شوند. به عبارت دیگر گشتاور اسپینی کل تحمیل شده به دیواره مغناطیسی 2π رادیان ($\mathcal{N}_{STT} = J_{S,R} - J_{S,L}$) مستقل از نسبت کلیدی $\frac{\bar{T}^{\uparrow\downarrow} + \bar{R}^{\uparrow\downarrow}}{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} + \bar{R}^{\uparrow\downarrow}}$ به دست می‌آید.

نتایج و بحث

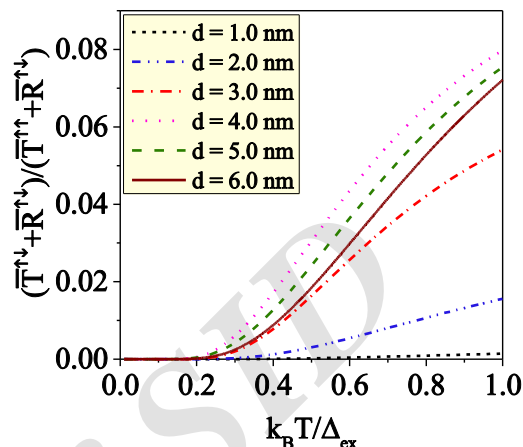
در عبور از یک دیواره مغناطیسی 2π رادیان، حامل‌های جریان با اسپین پایین و انرژی $\epsilon_F < \Delta_{ex}$ دارای تابع موج فرودی و عبوری میرا شونده بوده و قادر به عبور از سد پتانسیل ایجاد شده توسط مغناطش دیواره نیستند. به عبارت دیگر، برای حامل‌های فرودی با اسپین پایین انسداد کانال اسپینی روی می‌دهد که با احتمال یک بازتاب می‌یابند. احتمال عبور و بازتاب برای حامل‌های فرودی با اسپین بالا برحسب تابعی از ϵ_F/Δ_{ex} به‌ازای ضخامت‌های مختلف دیواره در شکل ۳ رسم شده است. محاسبات برای نانوسیم ساخته شده از نیم‌رسانای مغناطیسی رقیق شده (Ga,Mn)As با انرژی شکافتگی اسپینی $\Delta_{ex} = 50 \text{ meV}$ ، جرم مؤثر حفره $m^* = 0.47m_0$ که در آن m_0 جرم الکترون آزاد است، انجام شده است [۲۶-۲۴]. همچنین، سطح مقطع نانوسیم کمتر از $4 \times 4 \text{ nm}^2$ در نظر گرفته شده است. در این ابعاد تنها یک مد عرضی در ترابرد شرکت می‌کند.



شکل ۵. نمودار چگالی جریان بار و چگالی جریان اسپینی به‌ازای نسبت‌های کلیدی مختلف.

در شکل ۵، چگالی جریان و چگالی جریان اسپینی به‌ازای نسبت‌های مختلف عبور با وارون‌گشت اسپینی به عبور بدون وارون‌گشت اسپینی ترسیم شده است. رفتار دیودی دیواره مغناطیسی از روی شکل چگالی جریان کاملاً مشهود است. آستانه شروع کار دیود به نسبت کلیدی وابسته است. با افزایش این نسبت کلیدی، ولتاژ آستانه شروع دیود به دلیل زیاد شدن مقاومت دیواره مغناطیسی افزایش می‌یابد. مقدار این نسبت زوج یا فرد بودن مشخصه جریان-ولتاژ را مشخص می‌کند، به طوری که با افزایش این نسبت، جمله دوم رابطه J_Q در برابر جمله اول آن قابل صرف‌نظر بوده و مشخصه جریان-ولتاژ دارای تابعیت فرد می‌شود، در حالی که چگالی جریان اسپینی در این شرایط همواره تابعیت زوج از خود بروز می‌دهد و این برخلاف حالتی است که در دیواره مغناطیسی π رادیان رخ می‌دهد [۱۹]، چرا که در این دیواره‌ها رفتار چگالی جریان اسپینی به صورت تابعی فردی از ولتاژ بایاس اعمالی است. بالا بودن نسبت کلیدی باعث فرد شدن

بی‌دررو (برای دیواره‌های پهن) عبور داده می‌شوند. در انرژی‌های بیشتر از Δ_{ex} عبور و بازتاب به همراه وارون‌گشت اسپینی نیز رویت می‌شود.



شکل ۴. منحنی نسبت کلیدی $\frac{\bar{T}^{\uparrow\downarrow} + \bar{R}^{\uparrow\downarrow}}{\bar{T}^{\uparrow\uparrow} + \bar{R}^{\uparrow\downarrow}}$ برحسب دما به‌ازای ضخامت‌های مختلف دیواره مغناطیسی.

نسبت عبور با وارون‌گشت اسپینی به عبور بدون وارون‌گشت اسپینی که نقش مؤثری در چگالی جریان و چگالی جریان اسپینی دارد، به‌ازای ضخامت‌های مختلف دیواره مغناطیسی در شکل ۴ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌کنید، این نسبت با افزایش پهنای دیواره تا مقدار تقریبی $d = 4.0 \text{ nm}$ به تدریج افزایش می‌یابد، ولی از این مقدار به بعد رفتار کاهشی از خود نشان می‌دهد. زیرا با افزایش پهنای دیواره، حامل‌ها دچار فرآیند بی‌دررو نه تقریباً کامل شده و ضریب عبور $\bar{T}^{\uparrow\uparrow}$ کاهش می‌یابد و از طول دیواره بزرگتر از 4.0 nm ، ضریب عبور $\bar{T}^{\uparrow\uparrow}$ به دلیل ظهور رفتارهای تشدیدی عبور، مجدداً افزایش می‌یابد. لازم به‌ذکر است که در طی این فرآیند، تغییرات چشمگیری در مقادیر ضریب عبور $\bar{T}^{\uparrow\downarrow}$ و بازتاب $\bar{R}^{\uparrow\downarrow}$ ایجاد نمی‌شود.

[6] W. Black, B. Das, Programmable logic using giant-magnetoresistance and spin-dependent tunneling devices, *Journal of Applied Physics* **87** (2000) 6674–6679.

[7] S.S.P. Parkin, Shiftable magnetic shift register and method of using the same, *U.S. Patent No.* 6834005 (2004).

[8] S. Parkin, S. Yang, Memory on the racetrack, *Nature Nanotechnology* **10** (2015) 195–198.

[9] J. Akerman, Toward a universal memory, *Science* **308** (2005) 508–510.

[10] J. Chen, W. Chao, Q.W. Shi, Spintronic logic circuit design for nanoscale computation, *IEEE Proceedings, Electronics, Circuits and Systems* **13-15** (2004) 195–198.

[11] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, The emergence of spin electronics in data storage, *Nature Materials* **6** (2007) 813–823.

[12] D. Chiba, Y. Sato, T. Kita, F. Matsukura, H. Ohno, Current-driven magnetization reversal in a ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As tunnel junction. *Physical Review Letters* **93** (2004) 216602.

[13] M. Elsen, Spin transfer experiments on (Ga, Mn)As/(In,Ga)As/(Ga,Mn)As tunnel junctions, *Physical Review B* **73** (2006) 035303.

[14] V.K. Dugaev, J. Berakdar, J. Barnaś, Reflection of electrons from a domain wall in magnetic nanojunctions, *Physical Review B* **68** (2003) 104434.

[15] R.F. Sabirianov, A.K. Solanki, J.D. Burton, S.S. Jaswal, E.Y. Tsybmal, Domain-wall magnetoresistance of Co nanowires, *Physical Review B* **72** (2005) 054443.

[16] R. Sykora, I. Turek, Transmission and reflection of spin-polarized electrons propagating through a model domain wall, *ACTA Physica Polonica A* **113** (2008) 15–18.

[17] M. Czerner, B. Yavorsky, I. Mertig, The role of noncollinear magnetic order and magnetic

تابع غیرخطی $J_{S,L(R)}/J_0$ که قطبش اسپینی را نشان می‌دهد، می‌شود.

نتیجه گیری

در این تحقیق، یک رهیافت جدید برای حل معادله جفت شده شروودینگر اسپینی یک دیواره مغناطیسی با اعمال شرایط مرزی ارائه شد. همچنین یک رابطه تحلیلی برای چگالی جریان و چگالی جریان اسپینی برحسب دما و ضرایب عبور و بازتاب به دست آمد. رفتار دیودی دیواره مغناطیسی از روی پروفایل چگالی جریان برحسب ولتاژ نشان داده شد و در نهایت غیرخطی بودن قطبش اسپینی برحسب ولتاژ اعمالی ثابت گردید.

مرجع ها

[1] M.N. Baibich, J.M. Bruto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Physical Review Letters* **61** (1988) 2472–2475.

[2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Physical Review B* **39** (1989) 4828–4830.

[3] M. Julliere, Tunneling between ferromagnetic films, *Physics letters A* **54** (1975) 225–226.

[4] T. Miyazaki, N. Tezuka, Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **139** (1995) L231–L234.

[5] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, R. Meservey, Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions, *Physical Review Letters* **74** (1995) 3273–3276.

domain wall nesting in magnetic tunnel junction films: a Lorentz TEM study, *Journal of Physics D: Applied Physics* **48** (2015) 055001.

[23] Y. Jang, S.R. Bowden, M. Mascaro, J. Unguris, C.A. Ross, Formation and structure of 360 and 540 degree domain walls in thin magnetic stripes, *Applied Physics Letters* **100** (2012) 062407.

[24] I. Garate, A.H. MacDonald, Influence of a transport current on magnetic anisotropy in gyrotropic ferromagnets, *Physical Review B* **80** (2009) 134403.

[25] H. Ohno, Properties of ferromagnetic III-V semiconductors, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **200** (1999) 110–129.

[26] V. Fallahi, R. Safaei, Voltage drop due to longitudinal spin accumulation across the ballistic domain wall, *Physical Review B* **94** (2016) 064426

anisotropy for the transport properties through nanowires, *Physica Status Solidi B* **247** (2010) 2594–2602.

[18] M.E. Flatté, G. Vignale, Unipolar spin diodes and transistors, *Applied Physics Letters* **78** (2001) 1273–1275.

[19] G. Vignale, M.E. Flatté, Nonlinear spin-polarized transport through a ferromagnetic domain wall, *Physical Review Letters* **89** (2002) 098302.

[20] M. Deutsch, G. Vignale, M.E. Flatté, Effect of electrical bias on spin transport across a magnetic domain wall, *Journal of Applied Physics* **96** (2004) 7424–7427.

[21] E.A. Golovatski, M.E. Flatté, Spin torque and charge resistance of ferromagnetic semiconductor 2π and π domain walls, *Physical Review B* **84** (2011) 115210.

[22] K.J. O'Shea, K. Rode, H. Kurt, D. McGrouther, D.A. MacLaren, Concentric 360°

Archive

Nonlinear current-voltage characteristic of a 2π domain wall in p -type magnetic semiconductor nanowires

Vahid Fallahi*, Reza Abdi, Reza Aghbolaghi

Department of Physics & Optics and Laser Engineering, Faculty of Sciences, University of Bonab 5551761167 Bonab, East-Azerbaijan, Iran

Received: 15.04.2016 Final revised: 05.11.2016 Accepted: 13.03.2017

Abstract

In this paper, the current-voltage characteristic of a 2π domain wall formed between two semiconducting magnetic nanowires of p -type material with very high spin polarization at a given temperature T has been investigated. In this regard, the transmission and reflection probabilities of the carriers from the 2π wall have been obtained by solving the coupled Schrödinger equations for the up and the down spin components of the wave function, and accordingly then the charge and spin current density has been calculated. In the study of spin-diode behavior of the domain wall, it has been shown that the threshold voltage of the diode increases with the domain wall width. Also, the nonlinear dependence of the spin polarization on the applied voltage has been determined for a spin transistor application.

Keywords: Ferromagnetic nanowire, Domain wall, Current-voltage characteristic, Spin polarization

* Corresponding Author: v.fallahi@bonabu.ac.ir