



اثر سبیک اسپینی با واسطه فونون در ساختارهای ناهمگون عایق مغناطیسی

مجید شیردل هاور و بابک زارع*

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

پست الکترونیکی: bzarerer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۰۵/۰۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۴/۰۷/۱۴)

چکیده:

اثر سبیک اسپینی در یک ساختار چندلایه‌ای متقارن، متشکل از دو لایه عایق فرومغناطیس که به وسیله یک لایه عایق غیرمغناطیس از یکدیگر جدا شده‌اند، تحت اعمال گرادیان دمایی بررسی شده است. انتقال غیرموضعی اسپین میان دو لایه مغناطیسی از طریق فونون‌هایی صورت می‌گیرد که به واسطه برهم‌کنش مغناطوکشسانی و دینامیک مغناطش برانگیخته شده‌اند. نتایج نشان می‌دهد که جریان اسپینی حاصل به ابعاد هندسی ساختار وابسته است، به طوری که با افزایش ضخامت لایه غیرمغناطیس، رفتار نوسانی همراه با تضعیف تدریجی دارد و نسبت به ضخامت لایه‌های مغناطیسی نیز رفتار تشدید از خود نشان می‌دهد. علاوه بر این، تراپرد اسپین به واسطه فونون‌ها در این ساختار، می‌تواند تا فواصل چند صد میکرومتر تا میلی‌متر ادامه یابد.

واژه‌های کلیدی: اثر سبیک اسپینی، جفت‌شدگی مگنون-فونون، فرومغناطیس، برهم‌کنش مغناطوکشسانی

۱. مقدمه

سازوکار فیزیکی اثر سبیک اسپینی کاملاً متفاوت از اثر سبیک وابسته به اسپین^۳ است. در اثر سبیک وابسته به اسپین، انتقال اسپین در فلزات و از طریق الکترون‌های رسانش صورت می‌گیرد، به طوری که جریان اسپینی ناشی از گرادیان دما تنها در فواصل بسیار کوتاه، در حد طول نفوذ اسپینی^۴ الکترون‌ها (در مقیاس نانومتر)، قابل مشاهده است [۸ و ۹]. در مقابل، پدیده سبیک اسپینی که در عایق‌های مغناطیسی رخ می‌دهد، مبتنی بر انتقال اسپین از طریق مگنون‌ها، کوانتای برانگیختگی‌های جمعی در این مواد، است. ویژگی برجسته این پدیده، قابلیت انتقال اسپین در فواصل میکرومتری است که نشان‌دهنده ماهیت بلندبرد آن در مقایسه با اثر سبیک وابسته به اسپین است [۱۰].

پدیده‌های گرما-الکتریکی اسپینی در مواد مغناطیسی طی سال‌های اخیر توجه گسترده‌ای را در حوزه اسپین-گرمایشناسی^۱ [۱]، به خود جلب کرده است. یکی از مهم‌ترین این پدیده‌ها، اثر سبیک اسپینی^۲ (SSE) است که در آن، اعمال یک گرادیان دمایی در یک ماده مغناطیسی منجر به تولید جریان اسپینی می‌شود. پس از مشاهده این اثر در فرومغناطیس‌های فلزی [۲]، تحقیقات تجربی متعددی به بررسی آن در مواد مغناطیسی با ویژگی‌های مختلف، از جمله عایق‌های فرومغناطیس [۳ و ۴]، پادفرومغناطیس‌ها [۵]، نیم‌رساناهای مغناطیسی [۶] و مواد پارامغناطیس [۷] اختصاص یافته‌اند.

۱. Spin-caloritronics

۲. Spin Seebeck effect

۳. Spin-dependent Seebeck effect

۴. Spin diffusion length

از طریق اتصال آنها به پایانه‌های فلزی (در شکل ۱ نشان داده نشده‌اند) اعمال می‌شود. این پایانه‌ها صرفاً نقش منبع حرارتی را دارند و هیچ پتانسیل شیمیایی برای مگنون‌ها ایجاد نمی‌کنند. ابعاد این اتصالات به قدری کوچک در نظر گرفته می‌شود که تأثیری بر مدهای فونونی ساختار ناهمگن نداشته باشند.

در این پیکربندی، گرادیان دمایی در راستای عمود بر فصل مشترک لایه‌ها، یعنی در امتداد محور z ، اعمال شده و یک میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت نیز در همان جهت (محور z) بر هر یک از لایه‌های مغناطیسی اعمال می‌شود. برای لایه فرومغناطیس j ام ($j=1,2$)، بردار مغناطش بهنجار شده به صورت $\mathbf{m}_j = \mathbf{M}_j / M_s$ تعریف می‌شود که در آن \mathbf{M}_j بردار مغناطش و M_s مغناطش اشباع لایه است. دینامیک مغناطش در هر لایه با استفاده از معادله LLG به صورت زیر توصیف می‌شود

$$\frac{d\mathbf{m}_j}{dt} = -\mathbf{m}_j \times (\gamma \mu_0 \mathbf{H}_j^{\text{eff}} + \mathbf{h}_j^{\text{eff}}) + \alpha'_j \mathbf{m}_j \times \frac{d\mathbf{m}_j}{dt}, \quad (1)$$

که در آن، γ ضریب ژیرومغناطیسی و $\alpha' = \alpha^G + \alpha^{\text{sp}}$ ضریب میرایی کل است که شامل میرایی ذاتی گیلبرت α^G و میرایی ناشی از پمپاژ اسپین به اتصالات فلزی α^{sp} است. با فرض تقریب ماکرواسپین^۳، میدان مغناطیسی مؤثر \mathbf{H}^{eff} برای هر لایه مغناطیسی عبارت است از

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}_0^{\text{ext}} + \mathbf{H}^{\text{ani}} + \mathbf{H}^{\text{demag}} + \mathbf{H}^{\text{mec}}. \quad (2)$$

در این جا، $\mathbf{H}_0^{\text{ext}} = H_0 \hat{z}$ ، میدان مغناطیسی خارجی و \mathbf{H}^{ani} میدان ناهمسانگردی است که برای ناهمسانگردی تک محوری در راستای z به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\mathbf{H}^{\text{ani}} = \frac{\gamma K_u}{\mu_0 M_s} (\mathbf{m} \cdot \hat{z}) \hat{z}, \quad (3)$$

که در آن، K_u ثابت ناهمسانگردی است. میدان وامغناطیدگی $\mathbf{H}^{\text{demag}}$ با محور وامغناطیدگی در امتداد محور z با عبارت زیر داده می‌شود

$$\mathbf{H}^{\text{demag}} = -M_s m_z \hat{z}, \quad (4)$$

و \mathbf{H}^{mec} میدان مغناطوکشسانی است که به صورت زیر تعریف

SSE در ساختارهای چندلایه‌ای شامل اتصالات فرومغناطیس عایق و فلزات، به صورت نظری بررسی شده است [۱۱-۱۳]. در این ساختارها، جریان اسپینی تولیدشده بر اثر گرادیان دما در لایه فرومغناطیس به فلز مجاور تزریق می‌شود و از طریق اثر هال اسپینی معکوس^۱ (ISHE) [۱۴ و ۱۵] به یک ولتاژ الکتریکی قابل اندازه‌گیری تبدیل می‌شود.

در این پژوهش، جریان اسپینی ناشی از گرادیان دمایی بین دو لایه عایق فرومغناطیس، که با یک لایه عایق غیرمغناطیس از یکدیگر جدا شده‌اند، مطالعه شده است. در این ساختار، اگرچه مگنون‌ها نمی‌توانند به طور مستقیم از لایه میانی عبور کنند، اما به واسطه دینامیک مغناطش در لایه‌های فرومغناطیسی و برهم‌کنش مغناطوکشسانی، امواج کشسانی برانگیخته می‌شوند که با عبور از لایه میانی، جریان اسپینی غیرموضعی بین دو لایه مغناطیسی را برقرار می‌کنند [۱۶-۲۰]. برای الگوسازی این سامانه، از معادله لاندائو-لیفشیتز-گیلبرت^۲ (LLG) جهت توصیف دینامیک مغناطیسی و از انرژی مغناطوکشسانی برای محاسبه میدان مغناطیسی مؤثر استفاده شده است. در این چارچوب، اثر افت و خیزهای حرارتی ناشی از مگنون‌ها و فونون‌ها (کوانتای امواج کشسانی) نیز در تحلیل نظری لحاظ شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که جریان اسپینی غیرموضعی ایجاد شده، به صورت نوسانی با طول لایه‌ها تغییر می‌کند و در فواصل بلند، به صورت نمایی کاهش می‌یابد. همچنین مشاهده شد که در مقایسه با انتقال مبتنی بر مگنون، انتقال اسپینی از طریق فونون‌ها می‌تواند در فواصل بلندتر باقی بماند؛ نکته‌ای که نقش مؤثر برهم‌کنش مغناطوکشسانی را در ایجاد رسانش اسپینی بلندبرد برجسته می‌کند.

۲. پیکربندی و الگوی نظری

مطابق شکل ۱، یک سامانه متقارن سه‌لایه‌ای شامل دو لایه عایق فرومغناطیسی با ضخامت d که توسط یک لایه عایق غیرمغناطیسی با ضخامت L از یکدیگر جدا شده‌اند، در نظر گرفته شده است. یک گرادیان دمایی بین دو لایه فرومغناطیسی

۱. Inverse spin Hall effect

۲. Landau-Lifshitz-Gilbert

۳. Macrospin approximation

همبستگی مشابه نوفه مگنونی است [۲۱]

$$\langle h_{j,\alpha}^{\text{ph}}(\mathbf{r},t) h_{j,\beta}^{\text{ph}}(\mathbf{r}',t') \rangle \propto \frac{\gamma k_B T_j}{\hbar \omega} \eta \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \delta(t-t'), \quad (11)$$

که در آن، η ضریب اتلاف انرژی فونونی است.

\mathbf{h}_j^{sp} نوفه ناشی از پمپاژ اسپینی است که در فصل مشترک لایه فرومغناطیس با اتصالات فلزی (در صورت وجود) پدید می‌آید و همبستگی آن به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\langle h_{j,\alpha}^{\text{sp}}(t) h_{j,\beta}^{\text{sp}}(t') \rangle = \frac{\gamma k_B T}{\hbar} \alpha_j^{\text{sp}} \delta_{\alpha\beta} \delta(t-t'), \quad (12)$$

این روابط، معادل کلاسیکی رابطه افت و خیز-اتلاف^۲ بوده و در دماهای بالا ($k_B T \gg \hbar \omega$) معتبر هستند. شایان ذکر است که به دلیل کیفیت بالای فونونی در لایه غیرمغناطیس (ناشی از کوچک بودن ضریب میرایی فونونی)، می‌توان از نوفه ناشی از میرایی موضعی فونون‌ها صرف‌نظر کرد.

با تعریف مؤلفه‌های عرضی مختلط برای مغناطش $\mathbf{h}_j^{\text{eff}} = h_{j,x}^{\text{eff}} - i h_{j,y}^{\text{eff}}$ و میدان جابه‌جایی $\mathbf{u}_j = R_{j,x} - i R_{j,y}$ ، و با صرف‌نظر از جملات کوچک، معادله LLG برای دو لایه فرومغناطیس چپ ($j=1$) و راست ($j=2$) به شکل خطی زیر در می‌آید

$$(1+i\alpha') i \dot{\mathbf{m}}_1(t) = \omega_{\text{FMR}} \mathbf{m}_1(t) - \mathbf{h}_1^{\text{eff}}(t) + \frac{\omega_{\text{mec}}}{d} [\mathbf{u}(0,t) - \mathbf{u}(-d,t)], \quad (13)$$

$$(1+i\alpha') i \dot{\mathbf{m}}_2(t) = \omega_{\text{FMR}} \mathbf{m}_2(t) - \mathbf{h}_2^{\text{eff}}(t) + \frac{\omega_{\text{mec}}}{d} [\mathbf{u}(L+d,t) - \mathbf{u}(L,t)], \quad (14)$$

که در آن $\omega_{\text{FMR}} \approx \gamma \mu_0 [H_0 + 2K_u / (\mu_0 M_s) - M_s]$ بسامد تشدید فرومغناطیسی^۳ است. علاوه بر این، مؤلفه‌های میدان جابه‌جایی از معادلات حرکت کشسانی در یک محیط همسانگرد به دست می‌آیند

$$p(z,t) = \rho(z) \dot{\mathbf{u}}(z,t), \quad (15)$$

$$\dot{p}(z,t) = \mu(z) \nabla^2 \mathbf{u}(z,t) - 2\eta(z) p(z,t), \quad (16)$$

که در آن، $p(z,t)$ چگالی تکانه عرضی، $\rho(\tilde{\rho})$ چگالی

می‌شود:

$$\mathbf{H}^{\text{mec}} = -\nabla_{\mathbf{m}} E^{\text{mec}} / (\mu_0 V M_s), \quad (5)$$

که در آن حجم لایه فرومغناطیس است و انرژی مغناطوکشسانی E^{mec} برای یک فرومغناطیس با رابطه زیر داده می‌شود [۱۶ و ۱۸]:

$$E^{\text{mec}} = \gamma \sum_{\alpha \geq \beta} \int_V B_{\alpha\beta} m_\alpha(\mathbf{r}) m_\beta(\mathbf{r}) S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) dV. \quad (6)$$

در اینجا، $B_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} B_{\square} + (1 - \delta_{\alpha\beta}) B_{\perp}$ ثابت‌های مغناطوکشسانی با $(\alpha, \beta = x, y, z)$

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = [\partial R_\alpha(\mathbf{r}) / \partial r_\beta + \partial R_\beta(\mathbf{r}) / \partial r_\alpha] / 2$$

تانسور کرنش، و $R(\mathbf{r})$ میدان جابه‌جایی شبکه بلوری است. با در نظر گرفتن جهت میدان خارجی، بردار مغناطش بهنجار شده در پیکربندی تعادلی با رابطه $\mathbf{m} = \hat{\mathbf{z}} + \delta \mathbf{m}$ داده می‌شود، که $\delta \mathbf{m} = m_x \hat{\mathbf{x}} + m_y \hat{\mathbf{y}}$

نتیجه، انرژی مغناطوکشسانی به صورت

$$E^{\text{mec}} = B_{\perp} A \sum_{\alpha=x,y} m_\alpha [R_\alpha(z_2) - R_\alpha(z_1)], \quad (7)$$

مشخص می‌شود که در آن A مساحت سطح مقطع و z_1 و z_2 به عنوان مرزهای لایه ($z_2 > z_1$) هستند. بنابراین میدان مغناطوکشسانی برابر است با

$$\mathbf{H}^{\text{mec}} = -\frac{\omega_{\text{mec}}}{\gamma \mu_0 d} (\mathcal{R}_x \hat{\mathbf{x}} + \mathcal{R}_y \hat{\mathbf{y}}), \quad (8)$$

که $\omega_{\text{mec}} = \gamma B_{\perp} / M_s$ و $\mathcal{R}_{x(y)} = R_{x(y)}(z_2) - R_{x(y)}(z_1)$ در معادله LLG، میدان نوفه مؤثر^۱ شامل سه مؤلفه است

$$\mathbf{h}_j^{\text{eff}}(\mathbf{r},t) = \mathbf{h}_j^{\text{G}}(\mathbf{r},t) + \mathbf{h}_j^{\text{ph}}(\mathbf{r},t) + \mathbf{h}_j^{\text{sp}}(\mathbf{r},t), \quad (9)$$

که \mathbf{h}_j^{G} نوفه موضعی ناشی از مگنون‌هاست که با میرایی گیلبرت در ارتباط است و همبستگی آن به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۲]

$$\langle h_{j,\alpha}^{\text{G}}(\mathbf{r},t) h_{j,\beta}^{\text{G}}(\mathbf{r}',t') \rangle = \frac{\gamma k_B T_j}{M_s} \alpha_j^{\text{G}} \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \delta(t-t'), \quad (10)$$

که در آن، k_B ثابت بولتزمن و T_j دمای موضعی مگنونی لایه j ام هستند. بیانگر نوفه موضعی ناشی از فونون‌ها با

۱. Effective noise field

۲. Fluctuation-dissipation relation

۳. Ferromagnetic resonance (FMR)

که تابع گرین مگنون $\mathcal{G}(\omega)$ به صورت زیر تعریف می شود

$$\mathcal{G}(\omega) = (\omega - \omega_{\text{FMR}} + i\alpha'\omega)^{-1}. \quad (20)$$

ضرایب $A(\omega)$ ، ... و $F(\omega)$ که وابسته به بسامد هستند، با اعمال شرایط مرزی مناسب تعیین می شوند. این شرایط شامل پیوستگی جابه جایی کشسان و پایستگی تکانه خطی مگنونی در فصل مشترک لایه ها می شوند. برای لایه فرومغناطیس چپ داریم:

$$\begin{cases} u(o^+) = u(o^-) \\ j(-d^+) = B_{\perp} m_{\perp} \\ j(o^+) - j(o^-) = -B_{\perp} m_{\perp}, \end{cases} \quad (21)$$

و برای لایه فرومغناطیس راست نیز داریم:

$$\begin{cases} u(L^+) = u(L^-) \\ j(L^-) - j(L^+) = -B_{\perp} m_{\perp} \\ j(L + d^-) = B_{\perp} m_{\perp}. \end{cases} \quad (22)$$

در این روابط، $j(z) = -\mu(z) \partial u(z) / \partial z$ نشان دهنده چگالی جریان تکانه عرضی است. با استفاده از این شرایط، ضرایب $A(\omega)$ ، ... و $F(\omega)$ به دست آمده و به صورت ترکیب خطی از نوفه های مؤثر دو لایه مغناطیسی نوشته می شوند $A(\omega) = A_1(\omega) h_1^{\text{eff}} + A_2(\omega) h_2^{\text{eff}}$ ، و به همین ترتیب برای سایر ضرایب، که در آن ضرایب A_1, A_2, \dots, A_n و \mathcal{F}_1 و \mathcal{F}_2 با روابط زیر داده می شوند:

$$A_1 = M_s i \omega_{\text{mec}} \mathcal{G} h_1^{\text{eff}} \left(e^{i\tilde{k}L} \mathcal{N}^- \mathcal{J}^- - e^{-i\tilde{k}L} \mathcal{N}^+ \mathcal{J}^+ \right) / (\gamma \mathcal{L}), \quad (23\text{الف})$$

$$A_2 = -\lambda M_s i \omega_{\text{mec}} \mu k \tilde{\mu} \tilde{k} \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_2^{\text{eff}} Z^+ / (\gamma \mathcal{L}), \quad (23\text{ب})$$

$$B_1 = M_s i \omega_{\text{mec}} \mathcal{G} h_1^{\text{eff}} \left(e^{-i\tilde{k}L} \mathcal{N}^+ \mathcal{K}^+ - e^{i\tilde{k}L} \mathcal{N}^- \mathcal{K}^- \right) / (\gamma \mathcal{L}), \quad (24\text{الف})$$

$$B_2 = -\lambda M_s i \omega_{\text{mec}} \mu k \tilde{\mu} \tilde{k} \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_2^{\text{eff}} Z^- / (\gamma \mathcal{L}), \quad (24\text{ب})$$

$$C_1 = \nu M_s \omega_{\text{mec}} \mu k \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_1^{\text{eff}} e^{-i\tilde{k}L} \mathcal{N}^+ / (\gamma \mathcal{L}), \quad (25\text{الف})$$

$$C_2 = -\nu M_s \omega_{\text{mec}} \mu k \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_2^{\text{eff}} \mathcal{N}^- / (\gamma \mathcal{L}), \quad (25\text{ب})$$

$$D_1 = \nu M_s \omega_{\text{mec}} \mu k \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_1^{\text{eff}} e^{i\tilde{k}L} \mathcal{N}^- / (\gamma \mathcal{L}), \quad (26\text{الف})$$

$$D_2 = -\nu M_s \omega_{\text{mec}} \mu k \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_2^{\text{eff}} \mathcal{N}^+ / (\gamma \mathcal{L}), \quad (26\text{ب})$$

$$E_1 = \lambda M_s i \omega_{\text{mec}} \mu k \tilde{\mu} \tilde{k} e^{-i\tilde{k}L} \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_1^{\text{eff}} Z^- / (\gamma \mathcal{L}), \quad (27\text{الف})$$

$$E_2 = M_s i \omega_{\text{mec}} e^{-i\tilde{k}L} \mathcal{G} h_2^{\text{eff}} \left(e^{i\tilde{k}L} \mathcal{N}^- \mathcal{K}^- - e^{-i\tilde{k}L} \mathcal{N}^+ \mathcal{K}^+ \right) / (\gamma \mathcal{L}), \quad (27\text{ب})$$

$$F_1 = \lambda M_s i \omega_{\text{mec}} \mu k \tilde{\mu} \tilde{k} e^{i\tilde{k}L} \sin^{\vee}(kd/\gamma) \mathcal{G} h_1^{\text{eff}} Z^+ / (\gamma \mathcal{L}), \quad (28\text{الف})$$

$$F_2 = M_s i \omega_{\text{mec}} e^{i\tilde{k}L} \mathcal{G} h_2^{\text{eff}} \left(e^{-i\tilde{k}L} \mathcal{N}^+ \mathcal{J}^+ - e^{i\tilde{k}L} \mathcal{N}^- \mathcal{J}^- \right) / (\gamma \mathcal{L}), \quad (28\text{ب})$$

جرمی، $\eta(\tilde{\eta})$ ضریب اتلاف انرژی فونونی و

$$\mu(\tilde{\mu}) = \rho c_{\perp}^{\vee} (\tilde{c}_{\perp}^{\vee})$$

(غیرمغناطیس) هستند که $c_{\perp}(\tilde{c}_{\perp})$ سرعت کشسانی عرضی

لایه متناظر است. با حل این معادلات، میدان جابه جایی

کشسانی در هر لایه با رابطه زیر داده می شود

$$u(z, t) = \begin{cases} A e^{ikz - i\omega t} + B e^{-ikz - i\omega t} & -d < z < 0 \\ C e^{i\tilde{k}z - i\omega t} + D e^{-i\tilde{k}z - i\omega t} & 0 < z < L \\ E e^{ikz - i\omega t} + F e^{-ikz - i\omega t} & L < z < L + d, \end{cases} \quad (17)$$

که در آن، بردارهای موج فونونی $k(\omega) = \sqrt{\omega^{\vee} + \nu i \eta \omega} / c_{\perp}$

و $\tilde{k}(\omega) = \sqrt{\omega^{\vee} + \nu i \tilde{\eta} \omega} / \tilde{c}_{\perp}$ به ترتیب برای لایه های

فرومغناطیس و غیرمغناطیس در نظر گرفته شده اند.

پاسخ های حالت پایا در حوزه بسامد با استفاده از تبدیل فوریه

$$X(t) = (\sqrt{\sqrt{\pi}}) \int d\omega e^{-j\omega t} X(\omega)$$

برای $(X = u, m)$ به صورت زیر بیان می شوند

$$m_1(\omega) = \mathcal{G}(\omega) \left\{ -h_1^{\text{eff}}(\omega) + \frac{\nu i \omega_{\text{mec}}}{d} \sin(kd/\gamma) \right. \\ \left. \times [A e^{-ikd/\gamma} - B e^{ikd/\gamma}] \right\}, \quad (18)$$

$$m_2(\omega) = \mathcal{G}(\omega) \left\{ -h_2^{\text{eff}}(\omega) + \frac{\nu i \omega_{\text{mec}}}{d} \sin(kd/\gamma) \right. \\ \left. \times [C e^{ik(L+d/\gamma)} - F e^{-ik(L+d/\gamma)}] \right\}, \quad (19)$$

که در آن،

$$Z^{\pm} = \left(\frac{-\gamma M_s \omega_{\text{mec}}^{\uparrow}}{d\gamma} \right) \mathcal{G} e^{\pm ikd/\gamma} \sin(kd/\gamma) - \mu k e^{\pm ikd}, \quad (29)$$

$$J^{\pm} = \tilde{\mu} i k \pm \gamma \mu k e^{ikd/\gamma} \sin(kd/\gamma), \quad (30 \text{ الف})$$

$$K^{\pm} = \tilde{\mu} i k \pm \gamma \mu k e^{-ikd/\gamma} \sin(kd/\gamma), \quad (30 \text{ ب})$$

$$\mathcal{L} = e^{ikL} (\mathcal{N}^-)^{\uparrow} - e^{-ikL} (\mathcal{N}^+)^{\uparrow}, \quad (31)$$

$$\mathcal{N}^{\pm} = \tilde{\mu} i k X \pm \gamma \mu k \sin(kd/\gamma) Y, \quad (32)$$

$$X = \left(\frac{-\gamma M_s \omega_{\text{mec}}^{\uparrow}}{d\gamma} \right) \mathcal{G} \sin(kd) - \gamma \mu k \cos(kd), \quad (33 \text{ الف})$$

$$Y = \left(\frac{-\gamma M_s \omega_{\text{mec}}^{\uparrow}}{d\gamma} \right) \mathcal{G} \sin(kd/\gamma) - \mu k \cos(kd/\gamma). \quad (33 \text{ ب})$$

۱.۲. جریان سبیک اسپینی

جریان سبیک اسپینی ناشی از گرادیان دمایی بین دو لایه فرومغناطیس مورد بررسی قرار می‌گیرد. در حضور اتصالات فلزی، جریان سبیک اسپینی جاری شده از لایه چپ به راست ($T_1 > T_2$) را می‌توان از طریق تکانه زاویه‌ای اسپینی پمپ‌شده توسط لایه فرومغناطیس راست به فلز متصل به آن تعیین کرد [۱۸]. برای این منظور، ابتدا اسپین کل لایه راست به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$S_{\uparrow, \downarrow}(t) = sV + \frac{\hbar}{\gamma} - \hbar \left\langle |m_{\uparrow}(t)|^2 \right\rangle. \quad (34)$$

در این‌جا، $sV + \hbar/\gamma$ بیانگر مقدار تعادلی اسپین کل در لایه راست است، که $s = M_s/\gamma$ چگالی اسپین اشباع و \hbar/γ مقدار حالت پایه کوانتومی آن در غیاب هر گونه برانگیختگی مغناطیسی (مگنون) است. مقدار $\left\langle |m_{\uparrow}(t)|^2 \right\rangle$ میزان کاهش اسپین ناشی از برانگیختگی مغناطیسی است که بیانگر انتقال اسپین از لایه راست به محیط اطراف است. نرخ تغییرات تکانه زاویه‌ای اسپینی، که ناشی از پمپاژ اسپین به فلز مجاور است، با استفاده از رابطه (۳۴) به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\begin{aligned} (\partial_t S_{\uparrow, \downarrow})^{\text{SP}} &= -\hbar \partial_t \left\langle |m_{\uparrow}(t)|^2 \right\rangle = -2\hbar \text{Re} \left\langle m_{\uparrow}^* \partial_t m_{\uparrow} \right\rangle \\ &= 2\alpha^{\text{SP}} \text{Re} \left\langle m_{\uparrow}^*(t) [i\hbar \partial_t] m_{\uparrow}(t) \right\rangle \\ &= -I_{\uparrow}^{\text{SP}} - I_{\downarrow}^{\text{SP}}, \end{aligned} \quad (35)$$

در این‌جا، I_{\uparrow}^{SP} نشان‌دهنده مؤلفه موضعی جریان اسپینی است، درحالی‌که، $I_{\downarrow}^{\text{SP}}$ بیانگر مؤلفه غیرموضعی جریان اسپینی است که از لایه مغناطیسی چپ به راست و به واسطه فونون‌ها منتقل می‌شود. این مؤلفه نقش اصلی برهم‌کنش‌های گرمایی و دینامیک فونونی را در پدیده سبیک اسپینی نشان می‌دهد. با جایگذاری m_{\uparrow} از معادله (۱۹) در معادله (۳۵)، و به کارگیری تبدیل فوریه نوبه وابسته به اسپین (معادله (۱۲))، جریان غیرموضعی ناشی از اثر سبیک اسپینی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$I_{\downarrow}^{\text{SP}} = \gamma \hbar \alpha^{\text{SP}} \text{Re} \int \omega d\omega \left\langle m_{\uparrow}^*(\omega) m_{\uparrow}(\omega) \right\rangle \quad (36)$$

$$= S_s \Delta T,$$

که در آن سبیک اسپینی S_s با رابطه زیر داده می‌شود

$$\begin{aligned} S_s &= 16\pi k_B \left(\frac{\alpha^{\text{SP}} \omega_{\text{mec}}}{d} \right)^{\uparrow} \int \omega d\omega \left| \mathcal{G}(\omega) \sin\left(\frac{kd}{\gamma}\right) \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\partial}{\partial \hbar_1^{\text{SP}}} \left(E e^{ik(L+d/\gamma)} - F e^{-ik(L+d/\gamma)} \right) \right|^2. \end{aligned} \quad (37)$$

برای بررسی جریان سبیک اسپینی در ساختار ناهمگون سه‌لایه، دو لایه عایق فرومغناطیس از جنس گارنت آهن-ایتريم (YIG) در نظر گرفته شده‌اند که توسط یک لایه عایق غیرمغناطیس از جنس گارنت گالیم-گادولینیم (GGG) از یکدیگر جدا شده‌اند. مقادیر پارامترهای مورد استفاده برای مواد YIG و GGG در جدول ۱ آورده شده‌اند [۱۶ و ۱۸]. برای ضریب میرایی ذاتی YIG مقدار $\alpha_G = 9 \times 10^{-5}$ در نظر گرفته شده است و میرایی افزایش‌یافته ناشی از پمپاژ اسپین با رابطه $g^{\uparrow \downarrow} = 5 \text{ nm}^{-2}$ در آن داده می‌شود که در آن $\alpha^{\text{SP}} = \hbar g^{\uparrow \downarrow} / (4\pi s d)$ رسانایی مخلوط اسپینی^۳ است [۱۸]. دمای لایه فرومغناطیس چپ $T_1 = 320 \text{ K}$ و دمای لایه راست $T_2 = 300 \text{ K}$ در نظر گرفته شده است. همچنین، مقدار میدان مغناطیسی خارجی $\mu_0 H = 0.38 \text{ T}$ فرض شده است که بسامد تشدید فرومغناطیسی متناظر با آن برابر با $\omega_{\text{FMR}}/2\pi = 5.49 \text{ GHz}$ است. با استفاده از این مقدار، طول موج فونون‌های عرضی در لایه‌های فرومغناطیسی و لایه غیرمغناطیسی به ترتیب برابر با $\lambda = 2\pi c_{\perp} / \omega_{\text{FMR}} = 700 \text{ nm}$

۱. Yttrium Iron Garnet

۲. Gadolinium Gallium Garnet

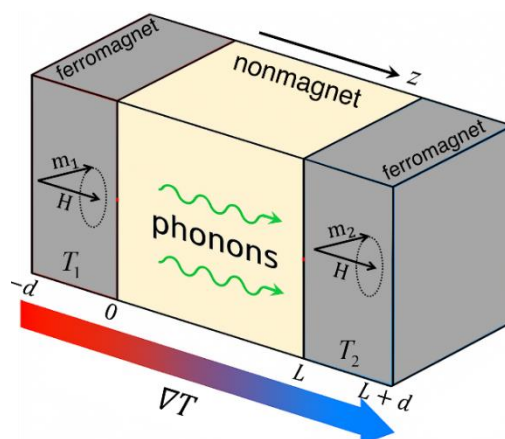
۳. Spin-mixing conductance

$$\tilde{\lambda} = 2\pi\tilde{c}_\perp / \omega_{\text{FMR}} = 643 \text{ nm}$$

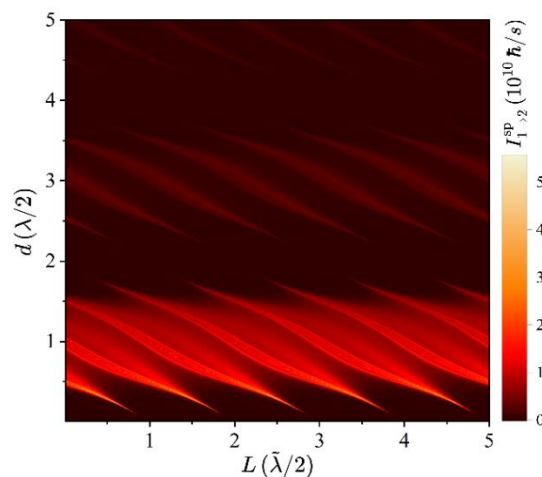
شکل ۲، جریان سبیک اسپینی غیرموضعی $I_{1,2}^{\text{SP}}$ را به ازای تغییرات ضخامت لایه‌های فرومغناطیس d و لایه غیرمغناطیس L نشان می‌دهد. این جریان از برهم‌کنش مغناطوکشسانی در لایه‌های فرومغناطیسی ناشی می‌شود که به برانگیختگی فونون‌های حامل اسپین و ترابرد آنها در پاسخ به گرادیان دمایی در ساختار ناهمگون منجر می‌گردد. نتایج نشان می‌دهند که شدت ترابرد اسپین، به صورت نوسانی، در مقادیر خاصی از d و L بیشینه یا کمینه می‌شود.

زمانی که ضخامت لایه فرومغناطیس برابر با مضربی زوج از $\lambda/2$ (نیم‌طول موج فونون در آن لایه) باشد، شدت جریان به کمینه می‌رسد. در این حالت، نیروهای ناشی از مغناطش در دو فصل مشترک دارای اندازه یکسان ولی جهت مخالف هستند، در نتیجه اثر یکدیگر را خنثی کرده و از برانگیختگی مؤثر فونون‌ها جلوگیری و ترابرد اسپینی تضعیف می‌گردد. به عبارت دیگر برای ضخامت‌های متناظر با طول موج کامل، $d = 2n \times \lambda/2$ ، تداخل مخرب بین فونون‌ها روی می‌دهد. در مقابل، هنگامی که $d = (2n+1) \times \lambda/2$ باشد (مضربی فرد از نیم‌طول موج)، تداخل سازنده رخ می‌دهد و جریان اسپینی به بیشینه خود می‌رسد.

تغییرات نوسانی جریان نسبت به طول لایه غیرمغناطیس L نیز نشان‌دهنده تشکیل امواج ایستای فونونی در کل ساختار است. به طور خاص، در مقادیر مشخصی از L ، بیشینه‌های محلی جریان روی خطوط تقریباً مستقیمی با شیب ثابت ظاهر می‌شوند. این خطوط به خوبی با رابطه تشدید می‌شوند. این خطوط متناظر با تشدید کل سامانه هستند که در آن امواج فونونی در کل ساختار تقویت می‌شوند. وقتی $L/(\tilde{\lambda}/2) + 2d/(\lambda/2) = m$ با $m = 1, 2, \dots$ منطبق هستند. این شرایط مرزی اجازه می‌دهد تا امواج فونونی درون لایه غیرمغناطیس با امواج فونونی برانگیخته شده در لایه‌های فرومغناطیس تداخل کنند که در کل ساختار یک حالت ایستای فونونی تشکیل شود.



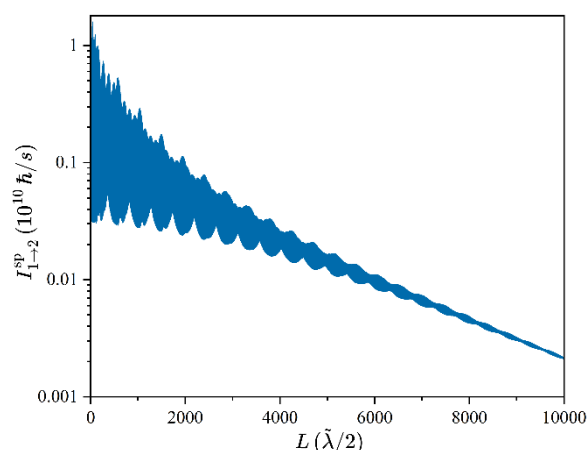
شکل ۱. طرح‌واره‌ای از یک ساختار ناهمگون شامل دو لایه عایق فرومغناطیس با ضخامت d ، که توسط یک لایه عایق غیرمغناطیس با ضخامت L از یکدیگر جدا شده‌اند. گرادیان دمایی عمود بر فصل مشترک لایه‌ها و در راستای محور z اعمال شده است، به طوری که دمای لایه سمت چپ T_1 بیشتر از سمت راست T_2 است. در هر لایه فرومغناطیس، یک میدان مغناطیسی خارجی در راستای محور z اعمال شده و بردار مغناطش بهنجار شده هر لایه با \mathbf{m}_1 و \mathbf{m}_2 نشان داده شده است. انتشار فونون‌ها در لایه غیرمغناطیسی واسطه برهم‌کنش بین لایه‌های فرومغناطیسی هستند.



شکل ۲. شدت جریان سبیک اسپینی غیرموضعی به عنوان تابعی از ضخامت لایه‌های فرومغناطیس d و غیرمغناطیس L . مقادیر d و L بر حسب نیم‌طول موج فونون در بسامد تشدید فرومغناطیسی در هر ماده بهنجار شده‌اند. این نمودار رفتار نوسانی جریان را به دلیل برهم‌کنش بین لایه‌ها و تشکیل حالت‌های موج ایستاده فونونی در ساختار نشان می‌دهد.

جدول ۱. پارامترهای استفاده شده برای مواد YIG و GGG

مواد	ρ (kg/m^3)	c_{\perp} (m/s)	$\eta/(2\pi)$ (MHz)	M_s (A/m)	B_{\perp} (MJ/m^2)	K_u (KJ/m^2)
YIG	۵۱۷۰	۳۸۴۳	۰/۳۵	$1/4 \times 10^5$	۰/۶۹۶	-۰/۶۱
GGG	۷۰۸۰	۳۵۳۰	۰/۳۵	-	-	-



شکل ۳. رفتار جریان سبیک اسپینی به صورت تابعی از ضخامت لایه غیرمغناطیسی، درحالی که ضخامت لایه‌های مغناطیسی برابر با $d = \lambda/2 = 350 \text{ nm}$ در نظر گرفته شده است. این نمودار نشان‌دهنده پایداری جریان و امکان انتقال بلندبرد اسپین به واسطه فونون‌ها، حتی در فواصل در حد میلی‌متر، است.

هرچند بیشینه‌های جریان به خوبی با خطوط تشدید یادشده منطبق هستند، ولی انحراف اندکی از آن‌ها مشاهده می‌شود. این انحراف ناشی از جفت‌شدگی مگنون-فونون است که منجر به شکافتگی بین بسامد فونون و بسامد تشدید فرومغناطیسی می‌شود. در نزدیکی FMR، بسامد فونون دچار جابه‌جایی جزئی شده و در نتیجه محل بیشینه‌های جریان نیز اندکی تغییر می‌کند. رفتار ترابرد اسپین ناشی از اثر سبیک اسپینی برای مقادیر بزرگ ضخامت لایه غیرمغناطیسی در شکل ۳ نمایش داده شده است. در ناحیه سایه‌خورده، جریان اسپینی رفتاری نوسانی و سریع از خود نشان می‌دهد و بین مقادیر بیشینه و کمینه در نوسان است؛ الگویی که مشابه آن در شکل ۲ نیز مشاهده می‌شود. با افزایش تدریجی ضخامت لایه غیرمغناطیسی، دامنه نوسانات جریان سبیک اسپینی کاهش می‌یابد و در ضخامت‌های بزرگ‌تر، مقدار کمینه و بیشینه جریان به تدریج به هم نزدیک شده و به مقدار

ثابتی همگرا می‌شوند. با این وجود، در فواصل بلند، ماهیت نوسانی جریان همچنان حفظ می‌شود که نشان‌دهنده پایداری نسبی و تضعیف‌ناپذیری جریان سبیک اسپینی است. این پایداری نقش کلیدی فونون‌ها به عنوان واسطه‌ای برای انتقال بلندبرد اسپین در سامانه‌های عایق را نشان می‌دهد. نکته قابل توجه آن است که مقیاس طولی افت جریان در این سامانه، به مراتب بزرگ‌تر از طول مشخصه جریان‌های اسپینی مگنونی در مواد مغناطیسی مانند YIG است [۲۲]. این موضوع نشان می‌دهد که در حضور برهم‌کنش مغناطوکشسانی، فونون‌ها می‌توانند انتقال مؤثر و بلندبرد اسپین را بین لایه‌های مغناطیسی تسهیل کنند.

این نتایج نشان می‌دهند که تنظیم دقیق ابعاد هندسی ساختار، به‌ویژه ضخامت لایه‌ها، می‌تواند نقش کلیدی در کنترل و بهینه‌سازی ترابرد اسپین در سامانه‌های مبتنی بر برهم‌کنش فونونی ایفا کند.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، انتقال اسپین ناشی از گرادیان دمایی در یک ساختار سه‌لایه متقارن شامل دو لایه عایق فرومغناطیس که توسط یک لایه عایق غیرمغناطیس از یکدیگر جدا شده‌اند، مورد بررسی قرار گرفت. در این چارچوب، جریان سبیک اسپینی حاصل از برهم‌کنش غیرموضعی بین لایه‌های مغناطیسی، به واسطه ترابرد فونونی الگوسازی شده است. برای توصیف دینامیک مغناطیسی در لایه‌های فرومغناطیس، از معادله LIG استفاده شده و پاسخ سامانه به تحریک حرارتی مورد تحلیل قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهند که برهم‌کنش مغناطوکشسانی از طریق فونون‌ها می‌تواند نقش مؤثری در انتقال غیرموضعی و بلندبرد اسپین بین لایه‌های مغناطیسی ایفا کند، حتی در غیاب هرگونه اختلاف پتانسیل شیمیایی یا جریان مگنونی مستقیم.

یافته‌های این مطالعه مسیر جدیدی برای طراحی و توسعه ساختارهای اسپینترونیکی مبتنی بر عایق‌های مغناطیسی، بدون نیاز به جریان‌های الکترونی و در شرایط دمایی محیط، فراهم می‌سازند.

۵. مراجع

1. G E Bauer, E Saitoh, and B J Van Wees, *Nat. Mater.* **11** (2012) 391.
2. K Uchida, et al., *Nature* **455** (2008) 778.
3. K Uchida, et al., *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010) 172505.
4. K Uchida, et al., *Nat. Mater.* **9** (2010) 894.
5. S M Wu, et al., *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 097204.
6. C Jaworski, et al., *Nat. Mater.* **9** (2010) 898.
7. S M Wu, J E Pearson, and A Bhattacharya, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 186602.
8. M Hatami, et al., *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 066603.
9. A Slachter, et al., *Nat. Phys.* **6** (2010) 879.
10. H Adachi, et al., *Rep. Prog. Phys.* **76** (2013) 036501.
11. J Xiao, et al., *Phys. Rev. B* **81** (2010) 214418.
12. S Hoffman, S Koji, and Y Tserkovnyak, *Phys. Rev. B* **88** (2013) 064408.
13. S A Bender, et al., *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 056804.
14. S O Valenzuela and M Tinkham, *Nature* **442** (2006) 176.
15. T Kimura, et al., *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 156601.
16. S Streib, H Keshtgar, and G E Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 027202.
17. K An, et al., *Phys. Rev. B* **101** (2020) 060407.
18. A Rückriegel and R A Duine, *Phys. Rev. Lett.* **124** (2020) 117201.
19. M Shirdel-Havar and B Zare Rameshti, *Phys. Rev. B* **109** (2024) 184445.
20. M Shirdel-Havar and B Zare, *Iran J. Phys. Res.* **23** (2023) 79.
21. S M Tabatabaei, et al., *Phys. Rev. B* **104** (2021) 014432.
22. L J Cornelissen, et al., *Nat. Phys.* **11** (2015) 1022.