

جفت‌شدگی قوی دینامیک مغناطش دو لایه آنتی‌فرومغناطیس به واسطه فونون‌ها

مجید شیردل هاور و بابک زارع

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

پست الکترونیکی: bzarer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۰۹/۱۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۱۰/۲۷)

چکیده:

جفت‌شدگی قوی و بلندبرد دینامیک مغناطش دو لایه آنتی‌فرومغناطیس به واسطه فونون‌های منتقل شده توسط یک عایق غیرمغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. دینامیک مغناطش در یکی از لایه‌های آنتی‌فرومغناطیس از طریق برهمکنش مغناطوکشسانی منجر به برانگیختگی فونون‌ها و پمپاژ آنها به لایه غیرمغناطیسی می‌شود. انتقال فونون‌ها، که با خود تکانه زاویه‌ای حمل می‌کنند، از طریق عایق غیرمغناطیسی از یک لایه آنتی‌فرومغناطیس به لایه دیگر، منجر به ایجاد به یک طرح تداخلی در طیف جذب می‌شود که بیانگر جفت‌شدگی دینامیک مغناطش دو لایه است.

واژه‌های کلیدی: آنتی‌فرومغناطیس، برهمکنش مغناطوکشسانی، جفت‌شدگی مگنون-فونون

۱. مقدمه

دست‌یابی به ترابرد اسپینی بلندبرد از طریق عایق‌های الکتریکی یکی از اهداف مهم در تحقق ادوات اسپینترونیکی است [۱] و [۲]. تمرکز اصلی در پژوهش‌های انجام شده عمدتاً بر روی عایق‌های مغناطیسی بوده که در آن‌ها اسپین توسط برانگیختگی‌های پارامتر نظم مغناطیسی یعنی مگنون‌ها حمل می‌شود. با این‌حال، اخیراً نشان داده شده است که دینامیک مغناطش در یک فرومغناطیس می‌تواند جریان اسپینی را به یک عایق غیرمغناطیسی مجاور تزریق کند [۳-۷]؛ مشابه پمپاژ اسپینی که در سطح مشترک فرومغناطیس و یک فلز معمولی اتفاق می‌افتد [۸]. در این مورد، اسپین به دلیل برهمکنش مغناطوکشسانی، توسط فونون‌های آکوستیکی عرضی با قطبش دایروی حمل می‌شود [۳، ۹ و ۱۰].

فونون‌های آکوستیکی در موادی با میرایی آکوستیکی پایین، نامزدی بسیار مناسب برای دست‌یابی به جفت‌شدگی قوی با مواد مغناطیسی هستند [۱۱]. در این مواد، برهمکنش قوی

بین فونون‌ها و مگنون‌ها می‌تواند سازوکارهایی را برای برانگیختگی، دست‌کاری و شناسایی مگنون‌ها از طریق جفت‌شدگی با مدهای فونونی فراهم سازد. پژوهش‌های پیشین نشان داده است که مگنون‌های فرومغناطیس، که بسامدهای تشدید ذاتی‌شان در محدوده موج میکرو (در حدود چند GHz) قرار دارند، می‌توانند با فونون‌های آکوستیکی در نانولایه‌های فرومغناطیسی جفت شوند [۱۰-۱۲].

پمپاژ فونون‌های آکوستیکی از لایه فرومغناطیس به یک لایه عایق غیرمغناطیسی متصل به آن از طریق برهمکنش مغناطوکشسانی می‌تواند باعث افزایش میرایی دینامیک مغناطش شود [۳، ۱۳ و ۱۴]. در ساختار دیگری متشکل از یک نانوسیم فرومغناطیسی که روی یک عایق آکوستیکی قرار دارد، امکان تولید جریان‌های فونونی سطحی یک‌سویه توسط دینامیک مغناطش و به دلیل جفت‌شدگی مغناطوکشسانی، پیش‌بینی [۱۵-۱۷] و همینطور مشاهده [۱۸ و ۱۹] شده است.

به ضخامت l که بین دو لایه عایق آنتی فرومغناطیسی به ضخامت d ، همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده، قرار گرفته است.

انرژی آزاد این ساختار عبارت است از:

$$U = U_{\text{mag}} + U_{\text{el}} + U_{\text{mec}}, \quad (1)$$

که U_{mag} انرژی مغناطیسی، U_{el} انرژی کشسانی و U_{mec} انرژی مغناطوکشسانی هستند. آنتی فرومغناطیس دو زیرشبکه با مغناطش‌های \mathbf{M}_a و \mathbf{M}_b دارد. دینامیک آنتی فرومغناطیس در حد پیوستار (حد طول موج-بلند) معمولاً با استفاده از بردار مغناطش $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_a + \mathbf{M}_b)/2 = |\mathbf{M}|\mathbf{m}$ و بردار نیل $\mathbf{L} = (\mathbf{M}_a - \mathbf{M}_b)/2 = |\mathbf{L}|\mathbf{n}$ توصیف می‌شود، که \mathbf{m} و \mathbf{n} در دو شرط $\mathbf{n} \cdot \mathbf{m} = 0$ و $\mathbf{n}^2 + \mathbf{m}^2 = 1$ صدق می‌کنند. انرژی مغناطیسی با رابطه زیر داده می‌شود [۲۴]:

$$U_{\text{mag}} = \frac{M_s}{\gamma} \int \left(\frac{\mathcal{G}}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\nu}{2} [\nabla \mathbf{n}]^2 - \gamma \mu_s \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{m} - \frac{K}{2} n_z^2 \right) dV, \quad (2)$$

که \mathcal{G} و ν به ترتیب ثابت تبادل بین- و درون-شبه‌کای، K ثابت ناهمسانگردی و \mathbf{H}_{ext} میدان مغناطیسی خارجی است. در حد طول موج-بلند، انرژی مغناطوکشسانی که جفت‌شدگی مغناطش با شبکه بلوری را توصیف می‌کند برای یک آنتی فرومغناطیس با رابطه زیر داده می‌شود [۲۴]

$$U_{\text{mec}} = \sum_{\alpha, \beta} \int_V B_{\alpha\beta} n_\alpha(\mathbf{r}) n_\beta(\mathbf{r}) S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) dV, \quad (3)$$

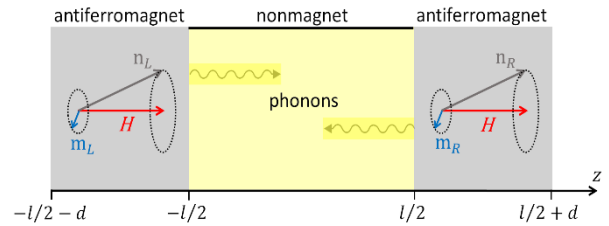
که $B_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} B_{\parallel} + (1 - \delta_{\alpha\beta}) B_{\perp}$ ثابت‌های مغناطوکشسانی‌اند، که در آن $\alpha, \beta = x, y, z$ و V حجم لایه آنتی فرومغناطیس است.

در اینجا $S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = [\partial u_\alpha(\mathbf{r}) / \partial r_\beta + \partial u_\beta(\mathbf{r}) / \partial r_\alpha] / 2$ تانسور کرنش است، که در آن $u(\mathbf{r})$ جابه‌جایی کوچک از حالت تعادل است.

دینامیک بردارهای \mathbf{m} و \mathbf{n} با استفاده از معادله لاندائو-لیفشیتز-گیلبرت توصیف می‌شود:

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mu_s (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff},m} + \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{\text{eff},n}) + \alpha_G (\mathbf{m} \times \mathbf{m} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}), \quad (4)$$

$$\dot{\mathbf{n}} = -\gamma \mu_s (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff},n} + \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{\text{eff},m}) + \alpha_G (\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{n}} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{m}}), \quad (5)$$



شکل ۱. ساختاری سه‌لایه متشکل از یک عایق غیرمغناطیسی (لایه مرکزی) که بین دو لایه عایق آنتی فرومغناطیس با بردار مغناطش \mathbf{m} و بردار نیل \mathbf{n} قرار گرفته است.

افزون بر این، ترابرد بلندبرد و همدوس اسپین از طریق جفت‌شدگی فونون‌های آکوستیکی قطبیده دایروی با مگنون‌ها در یک ساختار نامتجانس فرومغناطیس / لایه غیرمغناطیس / پیش‌بینی و مشاهده شده است [۴]. در بیش از یک دهه اخیر پیشرفت‌های سریعی در ترابرد اسپین در فرومغناطیس‌ها رخ داده است، با این حال ترابرد اسپینی مبتنی بر آنتی فرومغناطیس‌ها نیز به سرعت به عنوان نسل بعدی ظهور کرده است.

حالت پایه آنتی فرومغناطیس بسیار پایدارتر از حوزه‌های فرومغناطیس است که معمولاً به اختلالات الکترومغناطیسی کوچک حساس هستند [۲۰]. از سوی دیگر، به طور معمول مگنون‌های آنتی فرومغناطیس بسامدی در محدوده تراهرتز (THz) دارند، که پتانسیل پردازش اطلاعات بسیار سریع‌تر از مگنون‌های فرومغناطیس را نشان می‌دهند [۲۰-۲۲]. علاوه بر این، جفت‌شدگی بین مگنون‌های آنتی فرومغناطیس و فونون‌ها به واسطه برهم‌کنش مغناطوکشسانی بررسی و تأیید شده است [۲۲-۲۴]. بنابراین، بررسی اثر جفت‌شدگی مگنون-فونون بر دینامیک مغناطش عایق‌های آنتی فرومغناطیس و تأثیر آن بر ترابرد تکانه زاویه‌ای در ساختارهای چندلایه می‌تواند مورد توجه باشد.

به همین منظور در این پژوهش، امکان دست‌یابی به جفت‌شدگی قوی و بلندبرد بین دینامیک مغناطش دو لایه عایق آنتی فرومغناطیس در یک ساختار ناهمگن شامل آنتی فرومغناطیس / لایه غیرمغناطیس / آنتی فرومغناطیس، مورد بررسی قرار گرفته است.

۲. پیکربندی و مدل نظری

به منظور بررسی اثرات برهم‌کنش مغناطوکشسانی، یک ساختار سه‌لایه عایق در نظر می‌گیریم، شامل یک عایق غیرمغناطیسی

که در آن شاخص s متناسب با حروف L و R به ترتیب بیانگر لایه آنتی‌فرومغناطیس چپ و راست است و $H_s \equiv \gamma\mu_s H$. شایان ذکر است که با توجه به تقارن دورانی حول محور z ، هر یک از متغیرهای دینامیکی m_{\pm} ، n_{\pm} ، h_{\pm} و u_{\pm} در رابطه‌ای مشابه با $q_{\pm} = q_x \pm iq_y$ صدق می‌کنند. در میدان‌های مغناطیسی کوچک‌تر از میدان بحرانی، که در آن گذار فاز به حالت وارونگی اسپین اتفاق می‌افتد، آنتی‌فرومغناطیس‌ها دو ویژه حالت مگنونی دارند که علامت‌های $+$ و $-$ به ترتیب مربوط به مد چپگرد و مد راستگرد هستند [۲۵]. u_{\pm} با رابطه زیر داده می‌شود:

$$u_{\pm}(z, t) = \begin{cases} A_{\pm} e^{ikz - i\omega t} + B_{\pm} e^{-ikz - i\omega t} & -d - \frac{l}{\gamma} < z < -\frac{l}{\gamma} \\ C_{\pm} e^{ikz - i\omega t} + D_{\pm} e^{-ikz - i\omega t} & -\frac{l}{\gamma} < z < \frac{l}{\gamma} \\ E_{\pm} e^{ikz - i\omega t} + F_{\pm} e^{-ikz - i\omega t} & \frac{l}{\gamma} < z < \frac{l}{\gamma} + d, \end{cases} \quad (12)$$

با بردارهای موج فونونی $c_{\perp} k(\omega) = \sqrt{\omega^2 + 2i\eta\omega}$ و $\tilde{c}_{\perp} \tilde{k}(\omega) = \sqrt{\omega^2 + 2i\eta\omega}$ که \tilde{c}_{\perp} (c_{\perp}) و $\tilde{\eta}$ (η) به ترتیب سرعت کشسانی عرضی و ثابت میرایی کشسانی در لایه آنتی‌فرومغناطیس (غیرمغناطیسی) هستند. ضرایب A_{\pm} ، ... و F_{\pm} که وابسته به ω هستند با استفاده از شرایط مرزی مناسب یعنی پیوستگی کشسانی و پایستگی تکانه خطی مگنون در فصل مشترک آنتی‌فرومغناطیس | غیرمغناطیس به دست می‌آیند. شرایط مرزی برای آنتی‌فرومغناطیس چپ به صورت زیر داده می‌شود:

$$\begin{cases} u_{\pm}(-l/\gamma^+) = u_{\pm}(-l/\gamma^-) \\ j_{\pm}(-d - l/\gamma^+) = B_{\perp} n_{\pm L} \\ j_{\pm}(-l/\gamma^+) - j_{\pm}(-l/\gamma^-) = -B_{\perp} n_{\pm L}. \end{cases} \quad (13)$$

و برای آنتی‌فرومغناطیس راست به صورت زیر است:

$$\begin{cases} u_{\pm}(l/\gamma^+) = u_{\pm}(l/\gamma^-) \\ j_{\pm}(l/\gamma^-) - j_{\pm}(l/\gamma^+) = -B_{\perp} n_{\pm R} \\ j_{\pm}(d + l/\gamma^-) = B_{\perp} n_{\pm R}. \end{cases} \quad (14)$$

که در آن $j_{\pm}(z) = -\mu(z) \partial u_{\pm}(z) / \partial z$ چگالی جریان تکانه عرضی است [۳]. مدول برشی μ برای لایه غیرمغناطیسی و آنتی‌فرومغناطیسی به ترتیب با $\mu = \rho c_{\perp}^2$ و $\tilde{\mu} = \tilde{\rho} \tilde{c}_{\perp}^2$ تعریف می‌شود و ρ چگالی جرمی متناظر است. اکنون با استفاده از شرایط مرزی بالا می‌توان ضرایب A_{\pm} ، ... و F_{\pm} را

که γ ضریب ژیرومغناطیس و α_G ثابت میرایی ذاتی (گیلبرت) است. در اینجا $\mathbf{H}_{\text{eff},m(n)} = -\nabla_{m(n)} \mathcal{U} / (\mu_s VM_s)$ میدان مغناطیسی مؤثر است که شامل سهم مغناطیسی سهم مغناطوکشسانی $\mathbf{H}_{\text{mag},m(n)} = -\nabla_{m(n)} \mathcal{U}_{\text{mag}} / (\mu_s VM_s)$ و $\mathbf{H}_{\text{mec},m(n)} = -\nabla_{m(n)} \mathcal{U}_{\text{mec}} / (\mu_s VM_s)$ است، که در آن مجموع مغناطش اشباع دوزیر شبکه a و b است. با توجه به رابطه (۲)، $\mathbf{H}_{\text{mag},m(n)}$ به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\mathbf{H}_{\text{mag},m} = -\frac{\mathcal{G}}{\gamma\mu_s} \mathbf{m} + \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_{\text{ext}} \times \mathbf{n}), \quad (6)$$

$$\mathbf{H}_{\text{mag},n} = \frac{V}{\gamma\mu_s} \nabla^2 \mathbf{n} - \mathbf{m} (\mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{n}) + \frac{K}{\gamma\mu_s} n_z \hat{\mathbf{z}}. \quad (7)$$

با توجه به این که میدان مغناطیسی خارجی در امتداد محور-آسان (جهت z) آنتی‌فرومغناطیس اعمال شده است، می‌توان بردارهای \mathbf{m} و \mathbf{n} را به صورت $\mathbf{m} = \delta \mathbf{m}$ و $\mathbf{n} = \hat{\mathbf{z}} + \delta \mathbf{n}$ در نظر گرفت که در آن $\delta \mathbf{m} = m_x \hat{\mathbf{x}} + m_y \hat{\mathbf{y}}$ و $\delta \mathbf{n} = n_x \hat{\mathbf{x}} + n_y \hat{\mathbf{y}}$ مؤلفه‌های نوسانی و کوچک هستند. در نتیجه، انرژی مغناطوکشسانی برای لایه آنتی‌فرومغناطیس با رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\mathcal{U}_{\text{mec}} = B_{\perp} A \sum_{\alpha=x,y} n_{\alpha} [u_{\alpha}(z_2) - u_{\alpha}(z_1)], \quad (8)$$

که A مساحت سطح مقطع لایه آنتی‌فرومغناطیس است، بنابراین خواهیم داشت:

$$\mathbf{H}_{\text{mec},m} = 0, \quad (9 \text{ الف})$$

$$\mathbf{H}_{\text{mec},n} = -\frac{\omega_{\text{mec}}}{\gamma\mu_s d} (\mathcal{R}_x \hat{\mathbf{x}} + \mathcal{R}_y \hat{\mathbf{y}}), \quad (9 \text{ ب})$$

که $\omega_{\text{mec}} = \gamma B_{\perp} / M_s$ و $\mathcal{R}_{x(y)} = u_{x(y)}(z_2) - u_{x(y)}(z_1)$ با فرض $z_2 > z_1$ جایگذاری در روابط (۴) و (۵) و با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی خارجی به صورت $\mathbf{H}_{\text{ext}} = (h_x \hat{\mathbf{x}} + h_y \hat{\mathbf{y}}) e^{-i\omega t} + H \hat{\mathbf{z}}$ که در آن h یک میدان نوسانی کوچک است، داریم

$$\dot{m}_{\pm s} = \pm (K - V \nabla^2) i n_{\pm s} \pm i H m_{\pm s} \pm i \alpha_G \dot{n}_{\pm s} \pm \frac{i \omega_{\text{mec}}}{d} [u_{\pm s}(z_2) - u_{\pm s}(z_1)], \quad (10)$$

$$\dot{n}_{\pm s} = \pm (K + \mathcal{G}) i m_{\pm s} \pm i H n_{\pm s} \pm i \alpha_G \dot{m}_{\pm s} \mp i h_{\pm s}, \quad (11)$$

$$\Omega_{L(R)} = \gamma i \sin(kd/\gamma) \left[\mathcal{A}_{L(R)} e^{-ik(l+d)/\gamma} - \mathcal{B}_{L(R)} e^{ik(l+d)/\gamma} \right],$$

$$\Psi_{L(R)} = \gamma i \sin(kd/\gamma) \left[\mathcal{E}_{L(R)} e^{ik(l+d)/\gamma} - \mathcal{F}_{L(R)} e^{-ik(l+d)/\gamma} \right].$$

با جایگذاری این ضرایب در روابط (۱۰) و (۱۱) و سپس اعمال مشتق زمانی روی این دو رابطه و صرفنظر از جملات متناسب با α_G^2 ، نهایتاً برای دینامیک $m_{\pm R}$ و $m_{\pm L}$ در فضای بسامد داریم:

$$\left\{ (\omega \pm H_0)^2 + i\omega\alpha_G (2K + \vartheta - \nu\mathcal{V}^2) - (K + \vartheta)(K - \nu\mathcal{V}^2) \right. \\ \left. - (\mathcal{A}_L + \mathcal{B}_L)(K + \vartheta - i\omega\alpha_G)\omega_{\text{mec}}/d \right\} m_{\pm L} - (\mathcal{A}_R + \mathcal{B}_R) \\ \times (K + \vartheta - i\omega\alpha_G)m_{\pm R}\omega_{\text{mec}}/d = -(\mathcal{A}_R + \mathcal{B}_R)h_{\pm R}\omega_{\text{mec}}/d \\ - [K - \nu\mathcal{V}^2 + (\mathcal{A}_L + \mathcal{B}_L)\omega_{\text{mec}}/d - i\omega\alpha_G]h_{\pm L}, \quad (26)$$

$$\left\{ (\omega \pm H_0)^2 + i\omega\alpha_G (\nu K + \vartheta - \nu\mathcal{V}^2) - (K + \vartheta)(K - \nu\mathcal{V}^2) \right. \\ \left. - (\mathcal{E}_R + \mathcal{F}_R)(K + \vartheta - i\omega\alpha_G)\omega_{\text{mec}}/d \right\} m_{\pm R} - (\mathcal{E}_L + \mathcal{F}_L) \\ \times (K + \vartheta - i\omega\alpha_G)m_{\pm L}\omega_{\text{mec}}/d = -(\mathcal{E}_L + \mathcal{F}_L)h_{\pm L}\omega_{\text{mec}}/d \\ - [K - \nu\mathcal{V}^2 + (\mathcal{E}_R + \mathcal{F}_R)\omega_{\text{mec}}/d - i\omega\alpha_G]h_{\pm R}. \quad (27)$$

۳. توان جذب موج میکرو

دینامیک مغناطش در لایه آنتی فرومغناطیس چپ (راست) می تواند منجر به برانگیختگی فونون ها و پمپاژ آنها به عایق غیرمغناطیسی مجاور شود. این فرایند که همراه با انتقال تکانه زاویه ای توسط فونون ها است، می تواند منجر به یک میرایی اضافی علاوه بر میرایی ذاتی در دینامیک آنتی فرومغناطیس ها شود که وابسته به بسامد و ضخامت لایه است [۲۶]. همانطور که از معادلات (۲۶) و (۲۷) استنباط می شود، دینامیک در دو لایه آنتی فرومغناطیس از طریق انتقال فونون بر یکدیگر تأثیر گذاشته که منجر به جفت شدگی بلندبرد و غیرمستقیم آنها می شود. این جفت شدگی بلندبرد و هم دوس بین دینامیک مغناطش دو لایه آنتی فرومغناطیس در طیف جذب موج میکرو، که ابزای کارآمد در مطالعه سامانه های مغناطیسی است، قابل مشاهده است. توان جذب که به صورت تابعی از میدان مغناطیسی اعمالی و بسامد موج میکرو است با رابطه $P_{\text{abs}}(H, \omega) \propto \text{Im}(h_s^* m_s)$ داده می شود [۴۱ و ۴۳]. به منظور بررسی تأثیر برهمکنش مغناطوکشسانی در دینامیک مغناطش لایه های آنتی فرومغناطیس، یک عایق غیرمغناطیسی (GGG) با ضخامت ۰/۱ میلی متر که بین دو لایه آنتی فرومغناطیس Cr_2O_3 به ضخامت ۲۰۰ نانومتر قرار گرفته، انتخاب شده است.

تعیین کرد. این ضرایب ترکیب خطی از $n_{\pm R}$ و $n_{\pm L}$ به صورت $A_{\pm}(\omega) = \mathcal{A}_L(\omega)n_{\pm L} + \mathcal{A}_R(\omega)n_{\pm R}$... و $F_{\pm}(\omega) = \mathcal{F}_L(\omega)n_{\pm L} + \mathcal{F}_R(\omega)n_{\pm R}$ هستند، که ضرایب $\mathcal{A}_L, \dots, \mathcal{F}_R$ با روابط زیر داده می شوند:

$$\mathcal{A}_L = iB_{\perp} e^{ikl/\gamma} \left[e^{ikL} \mathcal{N}^- \mathcal{J}^- - e^{-ikL} \mathcal{N}^+ \mathcal{J}^+ \right] / \sqrt{\mu} \tilde{k} \mathcal{L}, \quad (15 \text{ الف})$$

$$\mathcal{A}_R = -\gamma \mu ik B_{\perp} e^{ik(d+l/\gamma)} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (15 \text{ ب})$$

$$\mathcal{B}_L = iB_{\perp} e^{-ikl/\gamma} \left[e^{-ikL} \mathcal{N}^+ \mathcal{K}^+ - e^{ikL} \mathcal{N}^- \mathcal{K}^- \right] / \sqrt{\mu} \tilde{k} \mathcal{L}, \quad (16 \text{ الف})$$

$$\mathcal{B}_R = -\gamma \mu ik B_{\perp} e^{-ik(d+l/\gamma)} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (16 \text{ ب})$$

$$\mathcal{C}_L = \gamma B_{\perp} \mathcal{N}^+ e^{-ikl/\gamma} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (17 \text{ الف})$$

$$\mathcal{C}_R = -\gamma B_{\perp} \mathcal{N}^- e^{ikl/\gamma} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (17 \text{ ب})$$

$$\mathcal{D}_L = \gamma B_{\perp} \mathcal{N}^- e^{ikl/\gamma} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (18 \text{ الف})$$

$$\mathcal{D}_R = -\gamma B_{\perp} \mathcal{N}^+ e^{-ikl/\gamma} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (18 \text{ ب})$$

$$\mathcal{E}_L = \gamma \mu ik B_{\perp} e^{-ik(d+l/\gamma)} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (19 \text{ الف})$$

$$\mathcal{E}_R = -iB_{\perp} e^{-ikl/\gamma} \left[e^{-ikL} \mathcal{N}^+ \mathcal{K}^+ - e^{ikL} \mathcal{N}^- \mathcal{K}^- \right] / \sqrt{\mu} \tilde{k} \mathcal{L}, \quad (19 \text{ ب})$$

$$\mathcal{F}_L = \gamma \mu ik B_{\perp} e^{ik(d+l/\gamma)} \sin^{\gamma}(\tilde{k}d/\gamma) / \mathcal{L}, \quad (20 \text{ الف})$$

$$\mathcal{F}_R = -iB_{\perp} e^{ikl/\gamma} \left[e^{ikL} \mathcal{N}^- \mathcal{J}^- - e^{-ikL} \mathcal{N}^+ \mathcal{J}^+ \right] / \sqrt{\mu} \tilde{k} \mathcal{L}, \quad (20 \text{ ب})$$

که در آن

$$\mathcal{N}^{\pm} = \mu ik \cos(\tilde{k}d) \pm \tilde{\mu} \tilde{k} \sin(\tilde{k}d), \quad (21)$$

$$\mathcal{L} = e^{ikl/\gamma} (\mathcal{N}^-)^{\gamma} - e^{-ikl/\gamma} (\mathcal{N}^+)^{\gamma}, \quad (22)$$

$$\mathcal{J}^{\pm} = \mu ik \pm \gamma \tilde{\mu} \tilde{k} e^{ikd/\gamma} \sin(\tilde{k}d/\gamma), \quad (23 \text{ الف})$$

$$\mathcal{K}^{\pm} = \mu ik \pm \gamma \tilde{\mu} \tilde{k} e^{-ikd/\gamma} \sin(\tilde{k}d/\gamma), \quad (23 \text{ ب})$$

در نتیجه میدان جابه جایی در رابطه (۱۰) برای لایه چپ به صورت

$$u_{\pm L}(-l/\gamma) - u_{\pm L}(-d-l/\gamma) = \Omega_L n_{\pm L} + \Omega_R n_{\pm R}, \quad (24)$$

و برای لایه راست به صورت

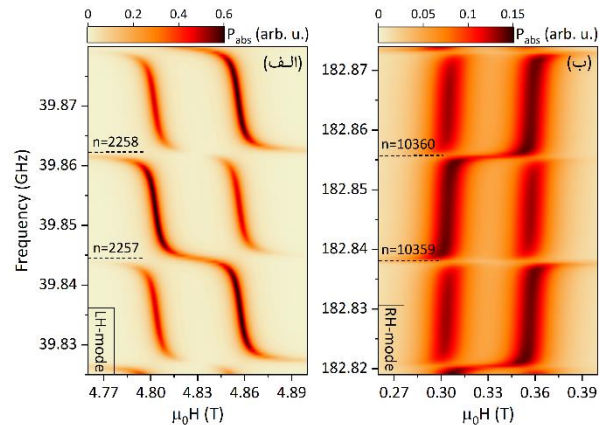
$$u_{\pm R}(d+l/\gamma) - u_{\pm R}(l/\gamma) = \Psi_L m_{\pm L} + \Psi_R n_{\pm R}, \quad (25)$$

داده می شود، که در آن

فونون‌ها، با بسامد فونون‌ها، $\omega_{AFMR} = \sqrt{K(K + \mathcal{G})} \pm H$ ، که در آن $\omega_{ph,n} = 2\pi c_{\perp} / \lambda_{ph,n}$ ، طول موج فونونی با شماره مد n است، برابر می‌شود که سبب ایجاد دافعه ترازوی در طیف جذب شده است. در فاصله بین یک مد فرد تا مد زوج و سپس تا مد فرد بعدی ($n = 2257 - 2259$)، یک اختلاف در هر دو طیف جذب AFMR-LL و AFMR-RL کاملاً مشهود است؛ به این دلیل که فونون‌های پمپ شده توسط دینامیک لایه چپ (راست) توسط لایه راست (چپ) جذب یا دفع می‌شوند. تداخل ایجاد شده در طیف جذب بیانگر جفت‌شدگی بلندبرد دینامیک دو لایه آنتی‌فرومغناطیس با یکدیگر است.

پهنای طیف جذب به پارامترهای مواد به ویژه ضریب میرایی و همچنین به بسامد نیز وابسته است. اختلاف پهنای مشاهده شده در طیف جذب در دو مد راستگرد و چپگرد در شکل ۲ به اختلاف بسامدهای آنها مربوط می‌شود، به طوری که در مد راستگرد با بسامدهای بزرگ‌تر نسبت به مد چپگرد، پهنای طیف جذب بیشتر است. به طور کلی با افزایش بسامد، پهنای طیف جذب افزایش و توان جذب کاهش می‌یابد.

انتظار می‌رود که اتلاف فونون‌ها در ناحیه غیرمغناطیسی تعیین‌کننده حداکثر طول ناحیه غیرمغناطیسی برای دستیابی به یک جفت‌شدگی غیرمستقیم و مؤثر بین دینامیک دولایه آنتی‌فرومغناطیس باشد به طوری که هر چه کیفیت فونونی در این ناحیه بهتر و میرایی فونونی در آن ضعیف‌تر باشد در نتیجه تکانه زاویه‌ای می‌تواند به واسطه فونون‌ها در مقیاس طول بلندتری منتقل شود. همچنین، حداقل طول لایه غیرمغناطیسی به طول موج فونون‌ها در این لایه و در لایه‌های آنتی‌فرومغناطیس وابسته است. با فرض بسامد تشدید آنتی‌فرومغناطیس $\omega_{AFMR} / 2\pi = 40 \text{ GHz}$ ، طول موج فونون‌ها در لایه غیرمغناطیسی $\lambda = 2\pi c / \omega_{AFMR} \approx 90 \text{ nm}$ و در لایه آنتی‌فرومغناطیس $\tilde{\lambda} = 2\pi \tilde{c} / \omega_{AFMR} \approx 120 \text{ nm}$ است. به ازای یک طول معین از لایه آنتی‌فرومغناطیس d ، حداقل طول مؤثر لایه غیرمغناطیسی در رابطه $n = 2d / (\tilde{\lambda}/2) + l / (\lambda/2)$ و متناسب با امواج ایستاده در طول کل سامانه است.



شکل ۲. طیف جذب موج میکرو برای (الف) مد چپگرد و (ب) راستگرد برای ساختار سه‌لایه $\text{Cr}_2\text{O}_3 / \text{GGG} / \text{Cr}_2\text{O}_3$ که ضخامت هر لایه آنتی‌فرومغناطیس ۲۰۰ نانومتر و لایه غیرمغناطیسی ۰/۱ میلی‌متر است.

جدول ۱. پارامترهای استفاده شده در این پژوهش برای Cr_2O_3 و

GGG							
ρ	c_{\perp}	$\eta / (2\pi)$	$\mu_0 M_s$	B_{\perp}	$K / (2\pi)$	$\mathcal{G} / (2\pi)$	α_G
(kg/m^3)	(m/s)	(MHz)	(T)	(MJ/m^2)	(GHz)	(THz)	
۵۲۰۰	۴۸۹۰	۰/۳۵	۰/۳۳	۲/۸	۲/۱۲	۱۴/۲۸	Cr_2O_3
۷۰۸۰	۳۵۳۰	۰/۳۵	-	-	-	-	GGG

پارامترهای استفاده شده برای Cr_2O_3 و GGG در جدول ۱ ارائه شده است [۵] و [۲۴]. همچنین، برای ثابت میرایی ذاتی مقدار $\alpha_G = 5 \times 10^{-5}$ در نظر گرفته شده است.

در شکل ۲ طیف جذب موج میکرو برای مد چپگرد (الف) و راستگرد (ب) برای ساختار سه‌لایه $\text{Cr}_2\text{O}_3 / \text{GGG} / \text{Cr}_2\text{O}_3$ برحسب میدان مغناطیسی خارجی اعمالی و بسامد ارائه شده است. برای هر کدام از مدهای چپگرد و راستگرد دو خط جذب دیده می‌شود که یکی مربوط به تشدید آنتی‌فرومغناطیس لایه چپ (AFMR-LL) و دیگری مربوط به لایه راست (AFMR-RL) است که با اعمال $\Delta H_0 = 3\pi \text{ GHz}$ بین دو لایه ایجاد شده است. در هر دو مد، جفت‌شدگی مگنون-فونون به واسطه برهمکنش مغناطوکشسانی به صورت دافعه ترازوی در طیف جذب AFMR کاملاً مشهود است. در برخی از بسامدها، بسامد مگنون‌ها در مد چپگرد (-) و راستگرد (+)،

بررسی شد. جفت‌شدگی مگنون-فونون در هر لایه آنتی‌فرومغناطیس به صورت دافعه ترازوی در طیف جذب AFMR آن لایه مشاهده می‌شود. افزون بر این، پمپاژ فونونها، که با خود تکانه زاویه‌ای حمل می‌کنند، از هر لایه آنتی‌فرومغناطیس می‌تواند یک تداخل سازنده یا ویرانگر در طیف جذب ایجاد کند که به ترتیب متناسب با جذب یا دفع فونون توسط لایه دیگر است. این تداخل بیانگر جفت‌شدگی غیرمستقیم، بلندبرد و همدوس دینامیک دو لایه آنتی‌فرومغناطیس با یکدیگر است.

لازم به ذکر است که سامانه به ازای میدان‌های کمتر از میدان بحرانی $(H = \sqrt{K(K+D)}/\gamma\mu_0)$ که برای Cr_2O_3 در حدود 6 T است [۲۶]، در حالت پایه آنتی‌فرومغناطیس باقی می‌ماند.

۴. نتیجه‌گیری

دینامیک دو لایه عایق آنتی‌فرومغناطیس که توسط یک لایه عایق غیرمغناطیسی از یکدیگر جدا شده‌اند در حضور برهمکنش مغناطوکشسانی با استفاده از معادله لاندائو-لیفشیتز-گیلبرت

مراجع

1. L J Cornelissen, *et al.*, *Nat. Phys.* **11** (2015) 1022.
2. R Lebrun, *et al.*, *Nature* **561** (2018) 222.
3. S Streib, H Keshtgar, and G E W Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 027202.
4. K An, *et al.*, *Phys. Rev. B* **101** (2020) 060407.
5. A Ruckriegel and R A Duine, *Phys. Rev. Lett.* **124** (2020) 117201.
6. T Sato, *et al.*, *Phys. Rev. B* **104** (2021) 014403.
7. K An, *et al.*, *Phys. Rev. X* **12** (2022) 011060.
8. Y Tserkovnyak, *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 1375.
9. D A Garanin and E M Chudnovsky, *Phys. Rev. B* **92** (2015) 024421.
10. J Holanda, *et al.*, *Nat. Phys.* **14** (2018) 500.
11. Y Li, *et al.*, *APL Mater.* **9** (2021) 060902.
12. C Berk, *et al.*, *Nat. Commun.* **10** (2019) 2652.
13. S M Rezende, *et al.*, *Phys. Rev. B* **103** (2021) 144430.
14. X Zhang, G E W Bauer, and T Yu, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 077203.
15. T Yu, *Phys. Rev. B* **102** (2020) 134417.
16. K Yamamoto, *et al.*, *JPSJ* **89** (2020) 113702.
17. M Xu, *et al.*, *Sci. Adv.* **6** (2020) eabb1724.
18. P J Shah, *et al.*, *Sci. Adv.* **6** (2020) eabc5648.
19. H Fulara, *et al.*, *Sci. Adv.* **5** (2019) eaax8467.
20. S M Rezende, A Azevedo, and R L Rodríguez-Suárez, *J. Appl. Phys.* **126** (2019) 151101.
21. M A Prosnikov, *et al.*, *Phys. Rev. B* **98** (2018) 104404.
22. J Li, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 217201.
23. S M Tabatabaei, R A Duine, and B Z Rameshti, *Phys. Rev. B* **104** (2021) 014432.
24. R Cheng, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 057601.
25. M Shirdel-Havar and B Zare, *Iran J. Phys. Res.* **22** (2022) 621.
26. S Foner, *Phys. Rev.* **130** (1963) 183.