



## تأثیر پمپاژ فونون بر میرایی دینامیک پادفرومغناطیس

مجید شیردل هاور و بابک زارع\*

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

پست الکترونیکی: bzarer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۱/۱۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۳/۸)

### چکیده

دینامیک یک عایق پادفرومغناطیس متصل به یک عایق غیرمغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. پمپاژ فونون‌ها به وسیله دینامیک مغناطش از یک پادفرومغناطیس به یک عایق غیرمغناطیسی مجاور که با انتقال تکانه زاویه‌ای همراه است منجر به افزایش میرایی می‌شود. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهد که جفت‌شدگی قوی بین دینامیک مغناطش و امواج کشسانی، جایی که قدرت جفت‌شدگی خیلی بزرگ‌تر از اتلاف هر دو زیرسامانه می‌شود، به صورت دافعه ترازوی در طیف جذبی پادفرومغناطیس قابل مشاهده است.

**واژه‌های کلیدی:** جفت‌شدگی مغناطوکشسانی، مگنون-پولارن، پمپاژ فونون، میرایی پادفرومغناطیس.

### ۱. مقدمه

ترابردی این مواد را تحت تأثیر قرار خواهد داد. بیش از چندین دهه است که جفت‌شدگی مغناطوکشسانی به صورت نظری پیشنهاد شده [۵-۷]، با این حال اخیراً در آزمایش‌های اثر سبیک اسپینی<sup>۱</sup> (جریان اسپینی ایجاد شده در پاسخ به یک گرادیان دمایی اعمال شده) و همین طور اثر پلتیر اسپینی<sup>۲</sup> (جریان گرمایی تولید شده به دلیل اعمال ولتاژ اسپینی) در گارنت آهن ایتريوم<sup>۳</sup> که یک عایق فرومغناطیسی است، مشاهده شده‌اند [۸-۱۲]. جفت‌شدگی مغناطوکشسانی علاوه بر عایق‌های فرومغناطیس، در مواد پادفرومغناطیس نیز به صورت نظری

دینامیک مغناطش و نوسانات شبکه بلوری (امواج کشسانی) به واسطه جفت‌شدگی مغناطوکشسانی در مواد مغناطیسی، می‌تواند متأثر از همدیگر باشند. برهم‌کنش مگنون، کوانتای نظم مغناطیسی، و فونون، کوانتای امواج کشسانی، در رژیم جفت‌شدگی قوی، جایی که قدرت برهم‌کنش میان آن دو خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر یک از آنهاست، منجر به شکل‌گیری شبه‌ذره مگنون-پولارن می‌شود [۱-۴]. پراکندگی مگنون‌ها و فونون‌ها در عایق‌های مغناطیسی به واسطه شکل‌گیری مگنون-پولارن‌ها می‌تواند دستخوش تغییر شده که به نوبه خود، خواص

۱. Spin Seebeck effect

۲. Spin Peltier effect

۳. Yttrium Iron Garnet (YIG)

برهمکنش میان یک سامانه فرومغناطیسی به شکل کره با یک کاواک موج ماکرو و امکان دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی میان مگنون و فوتون مورد بررسی قرار گرفته است و نشان داده شده که قدرت جفت‌شدگی متناسب با جذر حجم کره فرومغناطیس است [۲۵]. اما تأثیر جفت‌شدگی مگنون و فوتون و انتقال تکانه زاویه‌ای فونونی در میرایی و همین‌طور جذب تشدید پادفرومغناطیس (AFMR) در ساختاری چندلایه متشکل از عایق پادفرومغناطیس و عایق غیرمغناطیسی مورد بررسی قرار نگرفته است. در این پژوهش، به بررسی تأثیر جفت‌شدگی مگنون و فونون بر روی میرایی دینامیک یک عایق پادفرومغناطیس متصل به یک عایق غیرمغناطیسی و همچنین جذب AFMR می‌پردازیم. نتایج حاکی از یک میرایی اضافی در دینامیک پادفرومغناطیس، به دلیل جفت‌شدگی مغناطوکشسانی است که مقدار آن متناسب با ضخامت لایه پادفرومغناطیس تغییر می‌کند. علاوه بر این، چندین دافعه ترازوی در طیف جذب AFMR مشاهده می‌شود که نمایانگر دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی و شکل‌گیری مگنون-پولارن است.

## ۲. پیکربندی و شرح فرمول‌بندی

یک ساختار دولایه شامل یک عایق پادفرومغناطیس به ضخامت  $d$  و یک عایق غیرمغناطیسی نیمه بی‌نهایت را همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده، در نظر می‌گیریم.

انرژی آزاد این ساختار دولایه پادفرومغناطیس-عایق غیرمغناطیسی عبارت است از:

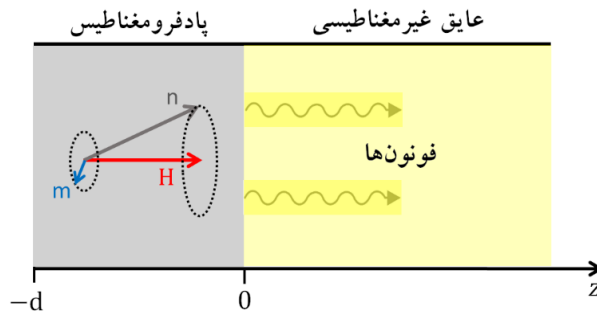
$$U = U_{mag} + U_{el} + U_{mec}, \quad (1)$$

که  $U_{mag}$  انرژی مغناطیسی،  $U_{el}$  انرژی کشسانی و  $U_{mec}$  انرژی مغناطوکشسانی هستند. پادفرومغناطیس دو زیرشبکه با مغناطش‌های  $\mathbf{M}_a$  و  $\mathbf{M}_b$  دارد. دینامیک پادفرومغناطیس در حد پیوستار (حد طول موج-بلند) معمولاً با استفاده از دو بردار مغناطش  $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_a + \mathbf{M}_b)/2 = |\mathbf{M}| \mathbf{m}$  و نیل  $\mathbf{n} = (\mathbf{M}_a - \mathbf{M}_b)/2 = |\mathbf{L}| \mathbf{n}$  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

بررسی شده [۱۳ و ۱۴] و یک ناهنجاری در اثر سبیک اسپینی که ناشی از شکل‌گیری مگنون-پولارن‌ها است نیز به صورت تجربی مشاهده شده است [۱۵].

مواد پادفرومغناطیس به دلیل دینامیک اسپینی فوق‌سریع که در محدوده تراهرتز و زیر-تراهرتز قرار دارند مزایای منحصر به فردی نسبت به فرومغناطیس‌ها برای کاربردهای بالقوه در دستگاه‌های نانومقیاس اسپینترونیکی بسیار سریع ارائه می‌کنند [۱۶-۱۹]. با این وجود، ترابرد بلند-برد تکانه زاویه‌ای اسپینی یکی از چالش‌های اصلی در کارایی ابزارهای اسپینترونیکی است. در همین راستا، فونون‌ها به دلیل توانایی حمل تکانه زاویه‌ای و همچنین میرایی کشسانی بسیار پایین، می‌توانند نقشی اساسی و مهم در افزایش طول ترابرد اسپین در مواد مغناطیسی ایفاء کنند. نتایج تحقیقات تجربی [۲۰] و نظری [۲۱-۲۳] اخیر نشان می‌دهد که تکانه زاویه‌ای اسپینی می‌تواند در یک عایق غیرمغناطیسی به طول چند میکرومتر منتقل شود. این انتشار بلند-برد به دلیل جفت‌شدگی مگنون و فونون از طریق جفت‌شدگی مغناطوکشسانی است.

یک تحقیق نظری نشان داده که برهم‌کنش بین مگنون و فونون باعث انباشت تکانه زاویه‌ای فونونی در فصل مشترک یک ساختار سه لایه‌ای فرومغناطیس، عایق غیرمغناطیس و فرومغناطیس می‌شود، که نهایتاً می‌تواند منجر به یک جریان اسپینی غیرموضعی بلند-برد بین دو فرومغناطیس در مقیاس میلی‌متر شود [۲۲]. علاوه بر این، به صورت تجربی نشان داده شده که دینامیک مغناطش دو فرومغناطیس در این ساختار سه‌لایه به واسطه انتقال تکانه زاویه‌ای فونونی می‌تواند به یکدیگر جفت شوند [۲۰]. از طرف دیگر، شکل‌گیری مگنون-پولارن‌ها در عایق‌های فرومغناطیس، به صورت دافعه ترازوی در طیف جذب تشدید فرومغناطیس (FMR) مشاهده شده است [۲۰ و ۲۱]. نتایج یک تحقیق پیش‌بینی می‌کند که پمپاژ تکانه زاویه‌ای فونونی از یک فرومغناطیس به یک عایق غیرمغناطیسی منجر به یک میرایی اضافی، علاوه بر میرایی ذاتی فرومغناطیس، می‌شود [۲۴].



شکل ۱. ساختاری دولایه متشکل از یک پادفرومغناطیس (سمت چپ) با بردار مغناطش  $m$  و بردار نیل  $n$  متصل به یک عایق غیرمغناطیسی (سمت راست).

مغناطیسی که شامل انرژی‌های برهم‌کنش تبدلی، ناهمسانگردی مغناطیسی و میدان مغناطیسی خارجی است با این فرض که

میدان مغناطیسی خارجی در جهت  $z$  باشد، با رابطه زیر داده می‌شود [۱۴]:

میدان مغناطیسی خارجی در جهت  $z$  باشد، با رابطه زیر داده می‌شود [۱۴]:

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma\mu_0 (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff},m} + \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{\text{eff},n}) + \alpha_G (\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}), \quad (5)$$

$$\mathcal{U}_{\text{mag}} = \frac{M_s}{\gamma} \int \left( \frac{\lambda}{\gamma} \mathbf{m}^2 + \frac{\nu}{\gamma} [\nabla \mathbf{n}]^2 - \gamma\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{m} - \frac{K}{\gamma} n_z^2 \right) dV, \quad (2)$$

$$\dot{\mathbf{n}} = -\gamma\mu_0 (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff},n} + \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{\text{eff},m}) + \alpha_G (\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{n}} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{m}}), \quad (6)$$

که  $\gamma$  نسبت ژیرومغناطیس و  $\alpha_G$  ثابت میرایی ذاتی (گیلبرت) است. همچنین  $\mathbf{H}_{\text{eff},m(n)} = \frac{-\nabla_{m(n)} \mathcal{U}}{\mu_0 V M_s}$  میدان مغناطیسی مؤثر

که  $\nu$  و  $\lambda$  به ترتیب ثابت تبادل بین- و درون-شبه‌کهای،  $K$  ثابت ناهمسانگردی و  $\mathbf{H}$  میدان مغناطیسی خارجی است. انرژی کشسانی یک پادفرومغناطیس عبارت است از [۱۴]:

است که شامل سهم مغناطیسی  $\mathbf{H}_{\text{mag},m(n)} = -\nabla_{m(n)} \mathcal{U}_{\text{mag}} / (\mu_0 V M_s)$  و سهم مغناطوکشسانی  $\mathbf{H}_{\text{mec},m(n)} = -\nabla_{m(n)} \mathcal{U}_{\text{mec}} / (\mu_0 V M_s)$  است، که در آن  $M_s = M_{s,a} + M_{s,b}$  مجموع مغناطش اشباع دو زیر شبکه  $a$  و  $b$  است. با توجه به رابطه (۲)،  $\mathbf{H}_{\text{mag},m(n)}$  به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\mathcal{U}_{el} = \frac{1}{\gamma} \sum_{\chi} \rho_{\chi} \mathbf{R}_{\chi} \cdot \dot{\mathbf{R}}_{\chi} + \frac{1}{\gamma} \left[ \sum_{\chi} \sum_{\alpha=x,y,z} \sqrt{\lambda_{\chi}} S_{\chi,\alpha\alpha} \right]^2 + \sum_{\chi} \sum_{\alpha\beta=x,y,z} \left( \sqrt{\mu_{\chi}} S_{\chi,\alpha\beta} \right)^2 + \frac{1}{\gamma} f^* (\mathbf{R}_b - \mathbf{R}_a)^2, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_{\text{mag},m} = -\frac{\lambda}{\gamma\mu_0} \mathbf{m} + \mathbf{n} \times (\mathbf{H} \times \mathbf{n}), \quad (7)$$

که  $\mathbf{R}$  بردار جابه‌جایی از موقعیت تعادلی،  $\rho_{\chi}$  چگالی زیر شبکه  $\chi$  با  $\chi = a, b$ ،  $f^*$  ثابت نیروی نزدیک‌ترین همسایه،  $\mu_{\chi}$  و  $\lambda_{\chi}$  ثابت‌های کشسانی برای زیر شبکه مربوطه و  $S_{\chi,\alpha\beta}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\partial R_{\chi,\alpha}(\mathbf{r})}{\partial r_{\beta}} + \frac{\partial R_{\chi,\beta}(\mathbf{r})}{\partial r_{\alpha}} \right)$  تانسور کرنش است. در حد طول موج-بلند، انرژی مغناطوکشسانی که جفت‌شدگی مغناطش با شبکه بلوری را توصیف می‌کند، برای یک پادفرومغناطیس با رابطه زیر داده می‌شود [۱۳]:

$$\mathbf{H}_{\text{mag},n} = \frac{\nu}{\gamma\mu_0} \nabla^2 \mathbf{n} - \mathbf{m} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n}) + \frac{K}{\gamma\mu_0} n_z \hat{\mathbf{z}}. \quad (8)$$

با توجه به این که میدان مغناطیسی خارجی اعمالی در امتداد محور-آسان<sup>۱</sup> (جهت  $z$ ) پادفرومغناطیس 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

$$\mathcal{U}_{\text{mec}} = \sum_{\alpha,\beta} \int_V B_{\alpha\beta} n_{\alpha}(\mathbf{r}) n_{\beta}(\mathbf{r}) S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) dV, \quad (4)$$

۱. Easy-axis

می‌شود) در دو فصل مشترک  $z=0$  و  $z=-d$  محاسبه می‌شوند.

انرژی مغناطوکشسانی  $U_{mec}$  منجر به ایجاد یک نیروی برشی سطحی  $\mathbf{N} = -\nabla_{R_z(z)} U_{mec}$  می‌شود که در فصل مشترک ناحیه‌های مختلف با رابطه  $N_{\pm}(0) = -N_{\pm}(-d) = -B_{\perp} A n_{\pm}$  محاسبه می‌شود. این نیروها منجر به تولید یک چگالی جریان تکانه عرضی  $j_{\pm}(z) = -\mu(z) R'_{\pm}(z)$  در جهت  $z$  می‌شوند [۲۴]، که در آن  $\mu$  مدول برشی<sup>۱</sup> و برای لایه‌های غیرمغناطیسی و پادفرومغناطیسی به ترتیب با  $\mu = \rho c_{\perp}^2$  و  $\mu = \rho \tilde{c}_{\perp}^2$  تعریف می‌شود و  $\rho$  چگالی جرمی متناظر است. ارتباط بین چگالی جریان تکانه عرضی با تکانه خطی عرضی، با توجه به معادله نیوتن با رابطه  $\dot{p}_{\pm}(z) = -\frac{\partial}{\partial z} j_{\pm}(z)$  تعریف می‌شود. بنابراین، شرایط مرزی مورد نیاز برای پیوستگی  $R_{\pm}$  و پایستگی تکانه خطی مگنونی در دو فصل مشترک با روابط زیر داده می‌شوند:

$$R_{\pm}(0^+) = R_{\pm}(0^-), \quad (۱۴. الف)$$

$$j_{\pm}(-d) = B_{\perp} n_{\pm}, \quad (۱۴. ب)$$

$$j_{\pm}(0^+) - j_{\pm}(0^-) = -B_{\perp} n_{\pm}, \quad (۱۴. ج)$$

اکنون با استفاده از این شرایط مرزی، برای ضرایب  $A_{\pm}$ ،  $B_{\pm}$  و  $C_{\pm}$  در رابطه (۱۳) به دست می‌آوریم:

$$B_{\pm} = \frac{B_{\perp} n_{\pm}}{\tilde{\mu} i k (e^{i k d} - \mathcal{N} e^{-i k d})}, \quad (۱۵. الف)$$

$$A_{\pm} = \mathcal{N} B_{\pm}, \quad (۱۵. ب)$$

$$C_{\pm} = A_{\pm} + B_{\pm}, \quad (۱۵. ج)$$

که  $\mathcal{N} = -\frac{\mu k - \tilde{\mu} k (e^{i k d} - 1)}{\mu k + \tilde{\mu} k (e^{-i k d} - 1)}$  با جایگذاری  $R_{\pm}$  در رابطه (۱۱) و مشتق‌گیری زمانی از طرفین رابطه، داریم:

$$\ddot{m}_{\pm} = \pm (K - v \nabla^2) \dot{m}_{\pm} \pm i H \cdot \dot{m}_{\pm} \pm i \alpha G \dot{n}_{\pm} \pm \frac{i \omega_{mec}}{d} (A + B) \dot{n}_{\pm}, \quad (۱۶)$$

که در آن  $A = A_{\pm} (1 - e^{-i k d}) / n_{\pm}$  و  $B = B_{\pm} (1 - e^{i k d}) / n_{\pm}$  می‌توان

مغناطوکشسانی برای لایه پادفرومغناطیس از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$U_{mec} = B_{\perp} A \sum_{\alpha=x,y} n_{\alpha} [R_{\alpha}(0) - R_{\alpha}(-d)], \quad (۹)$$

که  $A$  سطح مقطع لایه پادفرومغناطیس است، بنابراین داریم

$$\mathbf{H}_{mec,m} = 0, \quad (۱۰. الف)$$

$$\mathbf{H}_{mec,n} = -\frac{\omega_{mec}}{\gamma \mu_0 d} (\mathcal{R}_x \hat{\mathbf{x}} + \mathcal{R}_y \hat{\mathbf{y}}), \quad (۱۰. ب)$$

که  $\omega_{mec} = \gamma B_{\perp} / M_s$  و  $\mathcal{R}_{x(y)} = R_{x(y)}(0) - R_{x(y)}(-d)$  با

جایگذاری  $\mathbf{H}_{eff,m(n)} = \mathbf{H}_{mag,m(n)} + \mathbf{H}_{mec,m(n)}$  در روابط (۵) و

(۶) و با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی خارجی به صورت

$$\mathbf{H} = (h_x \hat{\mathbf{x}} + h_y \hat{\mathbf{y}}) e^{-i \omega t} + H \hat{\mathbf{z}}$$

کوچک است، داریم:

$$\dot{m}_{\pm} = \pm (K - v \nabla^2) \dot{m}_{\pm} \pm i H \cdot \dot{m}_{\pm} \pm i \alpha G \dot{n}_{\pm} \pm \frac{i \omega_{mec}}{d} [R_{\pm}(0) - R_{\pm}(-d)], \quad (۱۱)$$

$$\dot{n}_{\pm} = \pm (K + \lambda) \dot{m}_{\pm} \pm i H \cdot n_{\pm} \pm i \alpha G \dot{m}_{\pm} \mp i h_{\pm}, \quad (۱۲)$$

که در آن  $H_{\perp} \equiv \gamma \mu_0 H$ . شایان ذکر است که با توجه به تقارن

دورانی حول محور  $z$ ، هر یک از پارامترهای  $m_{\pm}$ ،  $n_{\pm}$ ،  $h_{\pm}$  و

$R_{\pm}$  در رابطه‌ای مشابه با  $q_{\pm} = q_x \pm i q_y$  صدق می‌کنند.

پادفرومغناطیس‌ها در میدان‌های مغناطیسی کمتر از میدان

بحرانی، که در آن گذار فاز به حالت وارونگی اسپین اتفاق

می‌افتد، دو ویژه‌حالت مگنونی دارند که علامت  $+$  و  $-$  به

ترتیب مربوط به مد چپگرد و مد راستگرد هستند [۲۶ و ۲۷].

$R_{\pm}$  با رابطه زیر داده می‌شود:

$$R_{\pm}(z,t) = \begin{cases} A_{\pm} e^{i k z - i \omega t} + B_{\pm} e^{-i k z - i \omega t} & -d < z < 0 \\ C_{\pm} e^{i k z - i \omega t} & z > 0, \end{cases} \quad (۱۳)$$

با بردارهای موج فونونی  $c_{\perp k}(\omega) = \sqrt{\omega^2 + 2i \eta \omega}$  و

$\tilde{c}_{\perp k}(\omega) = \sqrt{\omega^2 + 2i \tilde{\eta} \omega}$ ، که  $\tilde{c}_{\perp}(c_{\perp})$  و  $\tilde{\eta}(\eta)$  به ترتیب

سرعت کشسانی عرضی و ثابت میرایی کشسانی در لایه

پادفرومغناطیس (غیرمغناطیسی) هستند. ضرایب  $A_{\pm}$ ،  $B_{\pm}$  و

$C_{\pm}$  با استفاده از شرایط مرزی مناسب، یعنی پیوستگی  $R_{\pm}$  و

پایستگی چگالی جریان تکانه عرضی  $j_{\pm}$  (که در ادامه معرفی

۱. Shear modulus

استفاده از رابطه (۱۲)، معادله حرکت مغناطش برای این پیکربندی حاصل می‌شود

$$\begin{aligned} & \left\{ (\omega \pm H_0)^2 + i\omega\alpha_G (2K + \lambda - v\mathcal{V}^2) \right. \\ & \left. - (K + \lambda)(K - v\mathcal{V}^2) \right. \\ & \left. - (K + \lambda - i\omega\alpha_G)(\mathcal{E} + \mathcal{F})\omega_{mec}/d \right\} m_{\pm} \\ & = -[K + (\mathcal{E} + \mathcal{F})\omega_{mec}/d - i\omega\alpha_G] h_{\pm}, \end{aligned} \quad (22)$$

که در آن  $\mathcal{E} = E_{\pm}(1 - e^{-ikd})/n_{\pm}$  و  $\mathcal{F} = F_{\pm}(1 - e^{ikd})/n_{\pm}$  اکنون می‌توان جذب توان موج ماکرو که یک کمیت قابل اندازه‌گیری در آزمایش است را با استفاده از رابطه  $P_{abs} \propto \text{Im}(h^*m)$  به دست آورد [۲۰ و ۲۱].

### ۳. بحث و نتایج

به دلیل وجود جفت‌شدگی مغناطوکشسانی، دینامیک مغناطش در پادفرومغناطیس می‌تواند منجر به برانگیختگی فونون‌ها شود. پمپاژ این فونون‌ها به عایق غیرمغناطیسی مجاور با پادفرومغناطیس که با انتقال تکانه زاویه‌ای همراه است می‌تواند منجر به یک میرایی اضافی در دینامیک پادفرومغناطیس شود و همچنین می‌تواند جذب AFMR را نیز دست‌خوش تغییر کند. به منظور بررسی تأثیر جفت‌شدگی مغناطوکشسانی در میرایی دینامیک پادفرومغناطیس و همین‌طور در طیف جذبی، برای عایق پادفرومغناطیس  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  به ضخامت ۲۰۰ نانومتر و برای عایق غیرمغناطیسی گارنت گالیم گادولینیم<sup>۱</sup> (GGG) با ضخامت نیمه بی‌نهایت انتخاب شده است. برای ماده  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  پارامترهای استفاده شده عبارتند از:  $M_s = 2/64 \times 10^5 \text{ A/m}$ ،  $\tilde{\eta} \approx 2/2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ،  $B_{\perp} = 2/82 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ ،  $\alpha_G \approx 10^{-4}$ ،  $\tilde{c}_{\perp} = 4890 \text{ m/s}$ ،  $\tilde{\rho} = 5200 \text{ kg/m}^3$ ،  $K = 2\pi \times 2/12 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  و  $\lambda = 2\pi \times 14/28 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$  [۲۸]، و [۲۹] و برای ماده GGG،  $\eta \approx 2.2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ،  $\rho = 7080 \text{ kg/m}^3$  و  $c_{\perp} = 3530 \text{ m/s}$  در نظر گرفته شده است [۲۲ و ۲۴]. میرایی دینامیک مغناطش به دلیل وجود

$\dot{n}$  و  $\dot{n}$  را در رابطه (۱۶) حذف کرد. در فضای بسامد با توجه به  $\dot{m}_{\pm} = -i\omega m_{\pm}$  و صرف نظر از جملات متناسب با  $\alpha_G^2$  داریم:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\pm} = & \{i\omega\alpha_G (2K + \lambda - v\mathcal{V}^2) \\ & \pm 2\omega H_0 + H_0^2 - (K + \lambda)(K - v\mathcal{V}^2) \\ & - (K + \lambda - i\omega\alpha_G)(\mathcal{A} + \mathcal{B})\omega_{mec}/d\} m_{\pm} \\ & + [K + (\mathcal{A} + \mathcal{B})\omega_{mec}/d - i\omega\alpha_G] h_{\pm}, \end{aligned} \quad (17)$$

با مقایسه جمله مربوط به میرایی ذاتی پادفرومغناطیس  $i\omega\alpha_G$  بخش موهومی جمله مربوط به جفت‌شدگی مغناطوکشسانی، می‌توان سهم میرایی ناشی از این برهم‌کنش در دینامیک پادفرومغناطیس را به دست آورد

$$\alpha_{mec} = -\frac{\omega_{mec}}{\omega d} \text{Im}(\mathcal{A} + \mathcal{B}) + \frac{\alpha_G \omega_{mec}}{(K + \lambda)d} \text{Re}(\mathcal{A} + \mathcal{B}), \quad (18)$$

به منظور محاسبه جذب تشدید در پادفرومغناطیس، لایه غیرمغناطیسی را با یک طول محدود  $L$  ( $0 < z < L$ ) در نظر می‌گیریم. آن‌گاه برای  $R_{\pm}$  داریم:

$$R_{\pm}(z, t) = \begin{cases} E_{\pm} e^{ikz - i\omega t} + F_{\pm} e^{-ikz - i\omega t} & -d < z < 0 \\ C_{\pm} e^{ikz - i\omega t} + D_{\pm} e^{-ikz - i\omega t} & 0 < z < L, \end{cases} \quad (19)$$

با توجه به رابطه  $\mathbf{N} = -\nabla_{R_{\pm}(z)} \mathcal{U}_{mec}$ ، نیروی برش سطحی در مرز  $L$  برابر با صفر است؛  $N_{\pm}(L) = 0$ . در نتیجه علاوه بر شرایط مرزی (۱۴)، برای مرز  $L$  نیز داریم  $j_{\pm}(L) = 0$ . با توجه به این شرایط به دست می‌آوریم:

$$F_{\pm} = \frac{MB_{\perp} n_{\pm}}{\tilde{\mu} i k}, \quad (20 \text{ الف})$$

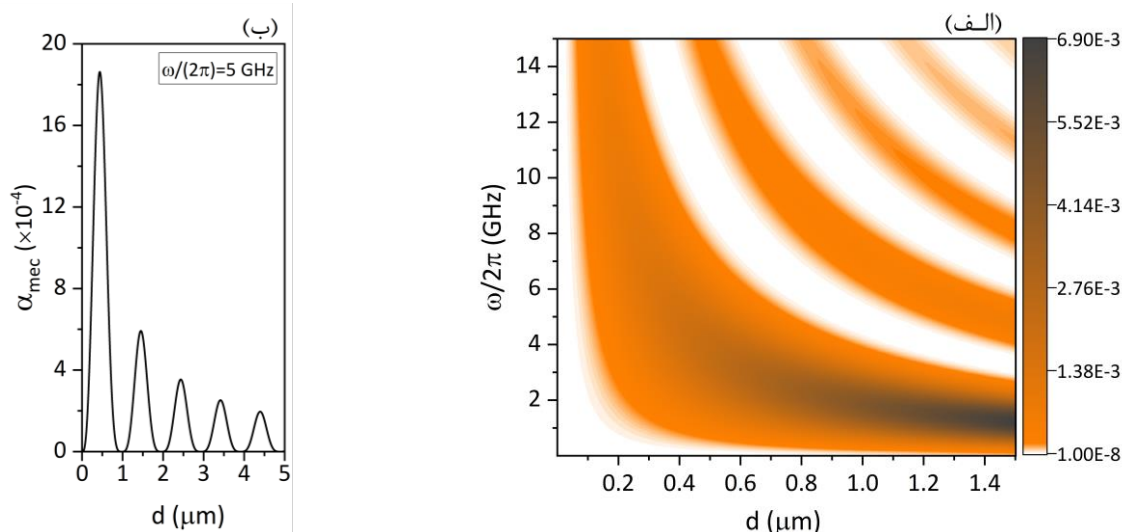
$$E_{\pm} = F_{\pm} e^{vikd} - \frac{B_{\perp} e^{ikd} n_{\pm}}{\tilde{\mu} i k}, \quad (20 \text{ ب})$$

که در آن

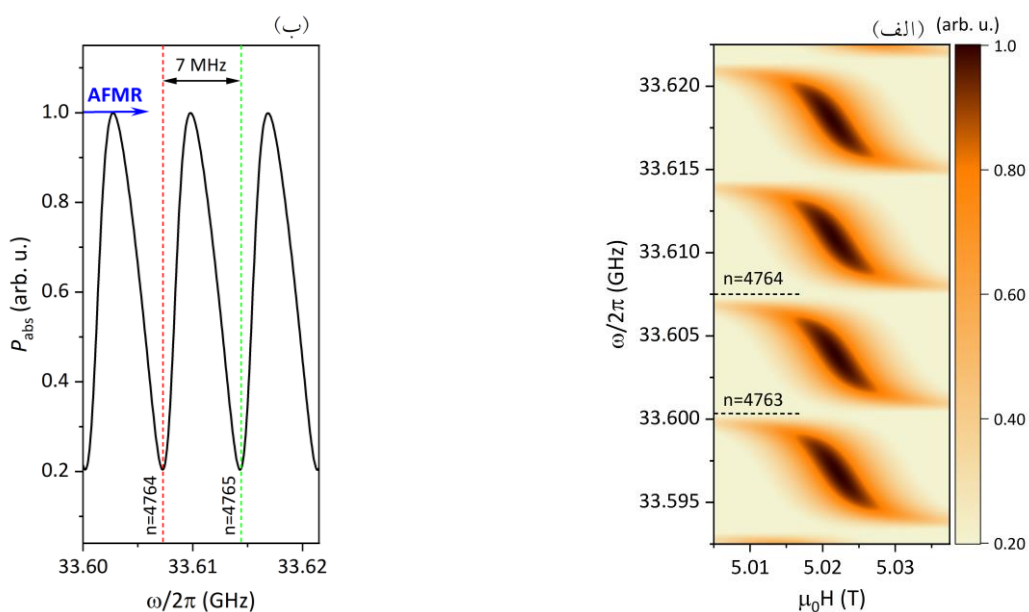
$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & \left\{ (\mu i k - \tilde{\mu} i k) e^{ikd - vikL} - (\mu i k + \tilde{\mu} i k) e^{ikd} \right. \\ & \left. + \tilde{\mu} i k (e^{-vikL} + 1) \right\} \times \left\{ (\mu i k - \tilde{\mu} i k) [e^{vikd - vikL} - 1] \right. \\ & \left. + (\mu i k + \tilde{\mu} i k) [e^{-vikL} - e^{vikd}] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (21)$$

با این ضرایب  $E_{\pm}$  و  $F_{\pm}$ ، می‌توان  $R_{\pm}$  را در مرزهای لایه پادفرومغناطیس به دست آورد و با جایگذاری در رابطه (۱۱) و

<sup>۱</sup>. Gadolinium Gallium Garnet (GGG)



شکل ۲. (الف) سهم میرایی ناشی از جفت‌شدگی مغناطوکشسانی در دینامیک لایه پادفرومغناطیس  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  به دلیل پمپاژ فونون به عایق غیرمغناطیسی GGG. و (ب) میرایی برحسب ضخامت لایه پادفرومغناطیس و در یک بسامد ثابت  $\omega/2\pi = 5 \text{ GHz}$ .



شکل ۳. (الف) طیف جذب موج ماکرو برای لایه پادفرومغناطیس  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  با ضخامت ۲۰۰ نانومتر متصل به یک عایق غیرمغناطیس GGG با ضخامت ۲۵۰ میکرومتر و (ب) جذب موج ماکرو در راستای AFMR.

از یک لایه عایق پادفرومغناطیس به یک عایق غیرمغناطیسی منجر به یک میرایی اضافی در لایه پادفرومغناطیس شده است که ناشی از انتقال تکانه زاویه‌ای توسط فونون‌ها است. برخلاف میرایی ذاتی (گیلبرت)، میرایی ناشی از جفت‌شدگی مغناطوکشسانی وابسته به بسامد است. با افزایش ضخامت لایه

جفت‌شدگی مغناطوکشسانی، رابطه (۱۸)، برحسب ضخامت لایه پادفرومغناطیس و بسامد در شکل ۲ ارائه شده است. بررسی نتایج نشان می‌دهد که سهم جمله دوم رابطه (۱۸) در میرایی دینامیک نسبت به جمله اول بسیار ناچیز و قابل صرف نظر کردن است. همان طور که مشاهده می‌شود، پمپاژ فونون‌ها

بسامدهای محدوده شکل ۳. الف در راستای AFMR چپگرد رسم شده است. قله‌ها و دره‌ها نشان‌دهنده بیشینه و کمینه جذب هستند که به ترتیب مربوط به نقاط تیره و روشن در شکل ۳. الف هستند. شایان ذکر است، نقاط کمینه جذب مربوط به حالتی است که بسامد فونون و مگنون برابر می‌شود. فاصله بین دو کمینه مجاور که برابر با اختلاف بسامد دو مد فونونی زوج و فرد است، متناسب با سرعت امواج کشسانی عرضی در GGG است و همان‌طور که در شکل ۳. ب نشان داده شده برابر با  $(\omega_{n+1} - \omega_n)/2\pi = c_{\perp}/2(d+L) \approx 7 \text{ MHz}$  است.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، جفت‌شدگی دینامیک مغناطش و نوسانات شبکه بلوری در یک ساختار دولایه شامل یک عایق پادفرومغناطیس متصل به یک عایق غیرمغناطیسی مورد بررسی قرار گرفت. پمپاژ فونون‌های تولید شده توسط دینامیک مغناطش، به واسطه جفت‌شدگی مغناطوکشسانی، از لایه پادفرومغناطیس به لایه غیرمغناطیسی، که با انتقال تکانه زاویه‌ای همراه است، می‌تواند منجر به یک میرایی اضافی  $\alpha_{\text{mec}}$  علاوه بر میرایی ذاتی (گیلبرت)  $\alpha_G$  برای دینامیک پادفرومغناطیس شود. نتایج نشان می‌دهد که میرایی ناشی از جفت‌شدگی مغناطوکشسانی  $\alpha_{\text{mec}}$  به معکوس ضخامت پادفرومغناطیس و بسامد بستگی دارد و با افزایش تدریجی ضخامت، یک رفتار نوسانی همراه با کاهش اندازه نشان می‌دهد. افزون بر این، طیف جذب موج ماکرو برای لایه پادفرومغناطیس محاسبه شد که چندین دافعه ترازوی بین مدهای مگنونی و فونونی را که نمایانگر تحقق رژیم جفت‌شدگی قوی بین آن دو است، نشان می‌دهد.

پادفرومغناطیس، میرایی یک رفتار نوسانی و کاهشی دارد، به‌خصوص در بسامدهای بالاتر، این رفتار کاملاً مشهود است؛ همان‌طور که در شکل ۲. ب برای بسامد  $\omega/2\pi = 5 \text{ GHz}$  دیده می‌شود. این رفتار برای ضخامت ثابت پادفرومغناطیس و با افزایش تدریجی بسامد نیز قابل مشاهده است. بیشینه‌های (کمینه‌های) میرایی در بسامدهای تشدید کشسانی،  $\omega_{\text{ph},n}/2\pi \approx n\tilde{c}_{\perp}/(2d)$  با  $n$  فرد (زوج)، واقع شده‌اند.

علاوه بر این، طیف جذب موج ماکرو به عنوان ابزاری سودمند در مطالعه مواد مغناطیسی برای یک لایه پادفرومغناطیس  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  با ضخامت ۲۰۰ نانومتر متصل به یک عایق غیرمغناطیسی GGG با ضخامت ۲۵۰ میکرومتر، برحسب میدان مغناطیسی اعمالی و بسامد در شکل ۳ ارائه شده است. چندین دافعه ترازوی بین مدهای مگنونی (خط مایل) و فونونی (خطوط افقی) در طیف جذبی پادفرومغناطیس مشاهده می‌شود، که نمایانگر تحقق رژیم جفت‌شدگی قوی بین مگنون و فونون است. بسامد مگنون‌ها در مد چپگرد با رابطه  $\omega_{\text{AFMR}} = \sqrt{K(K+\lambda)} - H$  و بسامد فونون‌های برانگیخته شده با رابطه  $\omega_{\text{ph},n} = 2\pi c_{\perp}/\lambda_{\text{ph},n}$  داده می‌شود، که در آن  $\lambda_{\text{ph},n} = 2(d+L)/n$  طول موج فونونی با شماره مد  $n$  است. در واقع، دافعه ترازوی جایی در طیف جذبی مشاهده می‌شود که بسامد فونون‌ها با بسامد مگنون‌ها برابر شود  $\omega_{\text{ph},n} = \omega_{\text{AFMR}}$ . به عنوان مثال در  $\omega_{\text{AFMR}} \sim 33.6 \text{ GHz}$  (یا  $\mu_0 H \sim 5/0.2 \text{ T}$ ) که متناسب با طول موج فونونی  $\lambda_{\text{ph},n} = 105 \text{ nm}$  و مطابق با یک مد فرد با شماره مد  $n = 4763$  است، این دافعه ترازوی قابل مشاهده است. در شکل ۳. ب جذب موج ماکرو برحسب

#### مراجع

1. S Streib, et al., *Phys. Rev. B* **99** (2019) 184442.
2. B Z Rameshti and R A Duine, *Phys. Rev. B* **99** (2019) 060402.
3. J Holanda, et al., *Nat. Phys.* **14** (2018) 500.
4. A Kamra, et al., *Phys. Rev. B* **91** (2015) 104409.
5. E Abrahams and C Kittel, *Phys. Rev.* **88** (1952) 1200.
6. C Kittel and E Abrahams, *Rev. Mod. Phys.* **25** (1953) 233.
7. C Kittel, *Phys. Rev.* **110** (1958) 836.
8. H Man, et al., *Phys. Rev. B* **96** (2017) 100406.
9. T Kikkawa, et al., *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 207203.
10. L J Cornelissen, et al., *Phys. Rev. B* **96** (2017) 104441.

11. B Flebus, *et al.*, *Phys. Rev. B* **95** (2017) 144420.
12. R Yahiro, *et al.*, *Phys. Rev. B* **101** (2020) 024407.
13. H T Simensen, *et al.*, *Phys. Rev. B* **99** (2019) 064421.
14. S M Tabatabaei, R A Duine, and B Z Rameshti, *Phys. Rev. B* **104** (2021) 014432.
15. J Li, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 217201.
16. P Wadley, *et al.*, *Science* **351** (2016) 587.
17. D Kriegner, *et al.*, *Nat. Commun.* **7** (2016) 11623.
18. P Nēmec, *et al.*, *Nat. Phys.* **14** (2018) 229.
19. V Baltz, *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018) 015005.
20. K An, *et al.*, *Phys. Rev. B* **101** (2020) 060407.
21. T Sato, *et al.*, *Phys. Rev. B* **104** (2021) 014403.
22. A Ruckriegel and R A Duine, *Phys. Rev. Lett.* **124** (2020) 117201.
23. X Zhang, G E Bauer, and T Yu, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 077203.
24. S Streib, H Keshtgar, and G E W Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 027202.
25. N Sanayei, B Zare and M Vahedi, *Iran. J. Phys. Res.* **88** (2021) 431.
26. J Li, *et al.*, *Nature* **578** (2020) 7793.
27. R Cheng, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 057601.
28. S Foner, *Phys. Rev.* **130** (1963) 183.
29. K D Belashchenko, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **108** (2016) 132403.