

اثرات اتلافی در یک سامانه‌ی هیبریدی کاواک مایکروویو-مگنت

پریسا ملکی و بابک زارع*

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

*پست الکترونیکی: bzarer@iust.ac.ir

چکیده

یک سامانه‌ی هیبریدی متشکل از یک مگنت و یک کاواک مایکروویو مورد بررسی قرار گرفته است. جفت‌شدگی قوی مگنت با کاواک مایکروویو، جائیکه قدرت جفت‌شدگی خیلی بیشتر از اتلاف هر دو زیرسامانه باشد، منجر به یک کانال اتلافی غیرذاتی برای مگنت می‌شود که به دما، اتلاف ذاتی و انرژی تحریک کاواک مایکروویو بستگی دارد. نتایج نشان می‌دهد در حالت تشدید، با تحریک کاواک مایکروویو این کانال اتلافی منجر به پادمیرای برای مگنت می‌شود.

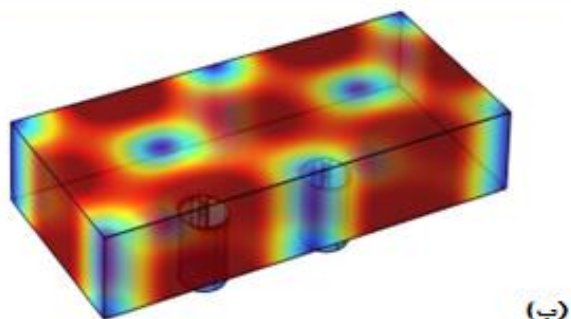
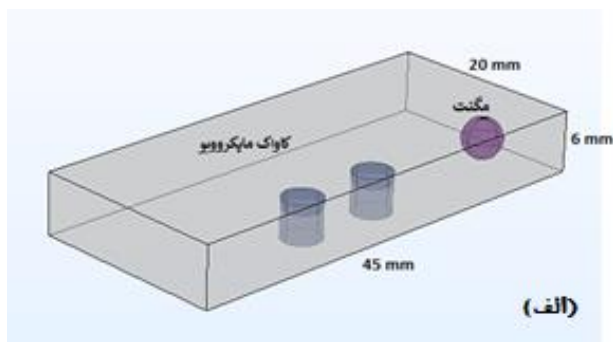
واژه‌های کلیدی: سامانه‌ی مغناطیسی، جفت‌شدگی کاواک مایکروویو-مگنت، اتلاف مگنت.

۱. مقدمه

یا فونون‌ها، کوانتای ارتعاشات شبکه بلوری، منجر به اتلاف انرژی می‌شود.

یک سامانه مغناطیسی علاوه بر اتلاف ذاتی می‌تواند دارای اتلاف غیرذاتی نیز باشد که به واسطه اتصال به سامانه‌های دیگر بوجود می‌آید. اتلاف پمپاژ اسپینی [۷] به تزریق جریان اسپینی خالص از یک ماده‌ی فرومغناطیس به یک فلز مجاور و انتقال گشتاور اسپینی اشاره دارد. اتلاف پمپاژ اسپینی می‌تواند تاثیر مهمی در عملکرد دستگاه‌های الکترونیکی داشته باشد برای مثال در حافظه‌های مغناطیسی این اتلاف می‌تواند باعث کاهش طول عمر حالت‌های مغناطیسی در سامانه شود و تاثیر منفی روی عملکرد و پایداری دستگاه داشته باشد [۷]. پمپاژ فونون از یک سامانه‌ی مغناطیسی به یک عایق غیرمغناطیسی مجاور به واسطه جفت‌شدگی

هر سامانه‌ی مغناطیسی اتلافی دارد که ناشی از فرآیندهای مختلفی است که منجر به از دست رفتن تدریجی اطلاعات سامانه می‌شود. رایج‌ترین اتلاف در سامانه‌های مغناطیسی اتلاف ذاتی گیلبرت [۱-۴] است، که منجر به میرایی در حرکت تقدیمی بردار مغناطش می‌شود. این نوع از اتلاف شکل تانسوری بودن ممکن، غیرموضعی بودن و اثرات حافظه را نادیده می‌گیرد. اتلاف اسپین-هدار [۶] و [۵] یکی دیگر از اتلاف‌های ذاتی سامانه‌های مغناطیسی است. اتلاف ذاتی دیگر ناشی از پراکندگی مگنون‌ها، کولنتای برانگیختگی‌های دسته‌جمعی سامانه‌ی مغناطیسی، می‌باشد. پراکندگی مگنون‌ها از عیوب و ناخالصی‌ها یا مگنون‌های دیگر و



شکل ۱. در قسمت الف. کاواک مایکروویو با ابعاد mm $(a, b, d) = (45, 20, 6)$ با دو درگاه ورودی و خروجی که یک مگنت داخل آن قرار گرفته است رسم شده است. در قسمت ب. توزیع میدان مغناطیسی در داخل کاواک مایکروویو برای مد TE_{210} با بسامد GHz $\frac{\omega_{10}}{2\pi} = 10$ رسم شده است. اندازه میدان مغناطیسی داخل کاواک به مقدار بیشینه‌ی آن بهنجار شده و کمینه و بیشینه میدان به ترتیب با رنگ‌های آبی (مقدار صفر) و قرمز (مقدار یک) مشخص شده‌اند.

به اتلاف کاواک و دمای آن و همچنین انرژی تحریک کاواک بستگی خواهد داشت. بنابه شرایط کاواک، این کانال اتلاfi جدید می‌تواند منجر به میرایی مگنون‌ها، کاهش تعداد آنها، و یا پادمیرایی مگنون‌ها، افزایش تعداد آنها، شود.

۲. پیکربندی و شرح فرمول‌بندی

یک کاواک مکعب مستطیلی سه‌بعدی را در نظر می‌گیریم که یک

مغناطوکشسانی منجر به اتلاف انرژی و تکانه زاویه‌ای در سامانه مغناطیسی می‌شود [۸].

سامانه‌های هیبریدی مگنون-فوتون با قابلیت منحصربفردشان اخیراً بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند [۹-۲۰]. در این سامانه‌ها مواد مغناطیسی با میدان‌های الکترومغناطیسی محصور شده در یک کاواک مایکروویو برهمکنش می‌کنند و این سامانه‌ها می‌توانند به طور هم‌زمان از ویژگی‌های مغناطیسی و نوری برای کاربردهای مختلف استفاده کنند. ویژگی این سامانه‌ی هیبریدی در سهولت دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی، جاییکه نرخ جفت‌شدگی کاواک و سامانه‌ی مغناطیسی خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر کدام است، می‌باشد. زمانی که یک ماده‌ی مغناطیسی در میدان الکترومغناطیسی قرار می‌گیرد از علت‌های اتلاف ذاتی ماده‌ی مغناطیسی می‌توان به اتلاف هیستریزس [۲۲ و ۲۱] و اتلاف جریان گردابی^۱ [۲۳] و سرگردان^۲ [۲۴] اشاره کرد. اتلاف هیستریزس به علت چرخش مجموعه‌های دو قطبی‌های مغناطیسی در ماده‌ی مغناطیسی [۲۲ و ۲۱] و اتلاف جریان گردابی وقتی یک ماده‌ی مغناطیسی در معرض یک میدان مغناطیسی متغیر قرار می‌گیرد رخ می‌دهد [۲۳] و اتلاف سرگردان برای موادی که تغییر میدان مغناطیسی را به شکل دورانی تجربه می‌کنند قابل مشاهده است [۲۴].

در این پژوهش قصد داریم به بررسی اتلاف یک سامانه‌ی مغناطیسی که در یک کاواک مایکروویو قرار گرفته است بپردازیم. به دلیل جفت‌شدگی با کاواک مایکروویو، سامانه‌ی مغناطیسی یک اتلاف غیرذاتی خواهد داشت که مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که در اثر جفت‌شدگی با کاواک مایکروویو یک کانال اتلاfi جدید برای سامانه‌ی مغناطیسی ایجاد می‌شود که به اتلاف ذاتی و بسامد کاواک و همین‌طور قدرت جفت‌شدگی کاواک-مگنت وابسته است. بنابراین تعداد مگنون‌ها

۱. Eddy Current loss

۲. Stray loss

همان بسامد مد TE_{210} می‌باشد. جمله‌ی H_m در معادله‌ی شماره (۱)، هامیلتونی مگنت می‌باشد که با در نظر گرفتن دینامیک مغناطش به صورت زیر

$$\delta M(r,t) \rightarrow \frac{M_s}{\gamma} \sum_{\eta} [w_{\eta}(r)m_{\eta} + w_{\eta}(r)^* m_{\eta}^{\dagger}], \quad (5)$$

که در آن η مد مگنت (تکانه‌ی مگنونی) و $m_{\eta}(m_{\eta}^{\dagger})$ عملگرهای فنای (خلق) مگنون و $w_{\eta}(r)$ دامنه‌ی حالت متناظر آن می‌باشد، عبارت خواهد شد از

$$H_m = \sum_{\eta} \hbar \omega_{\eta} m_{\eta}^{\dagger} m_{\eta}, \quad (6)$$

از آنجائیکه سرعت نور بسیار بیشتر از سرعت گروه مگنون‌ها است، فوتون‌های مایکروویو عمدتاً به مد کیتل با تکانه‌ی صفر، یعنی حرکت تقدیمی یکنواخت مغناطش، به طور قوی جفت می‌شوند و از سایر برانگیختگی‌های امواج اسپینی مرتبه‌ی بالاتر در مگنت صرفنظر می‌کنیم بنابراین رابطه‌ی (۶) به صورت ساده شده‌ی $H_m = \hbar \omega_m m^{\dagger} m$ در خواهد آمد که در آن ω_m بسامد مد کیتل می‌باشد. جمله‌ی $-M \cdot B$ در معادله‌ی (۱) توصیف کننده برهمکنش مگنت و کاواک می‌باشد که با استفاده از روابط (۳) و (۵) و در تقریب موج چرخان^۱ عبارت خواهد شد از

$$H^{int} = \hbar (g_{mc} m^{\dagger} c + g_{mc}^* m c^{\dagger}) \quad (7)$$

در عبارت (۷) g_{mc} ضریب جفت‌شدگی کاواک-مگنت است که با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$\hbar g_{mc} = \frac{-M_s}{\gamma} \sqrt{\frac{\hbar}{2V\epsilon_0 \epsilon \omega_c}} \int dr [\nabla \times u_c(r)] \cdot w_m^*(r), \quad (8)$$

شایان ذکر است که مگنون‌ها فقط منحصر به مگنت هستند و این جایگزیدگی با دامنه‌ی حالت مد کیتل یعنی $w_m(r)$ مشخص می‌شود. بنابراین هامیلتونی کل سامانه متشکل از مگنت و کاواک مایکروویو به صورت زیر خواهد بود

$$H = \hbar \omega_c c^{\dagger} c + \hbar \omega_m m^{\dagger} m + \hbar (g_{mc} m^{\dagger} c + h.c.), \quad (9)$$

هنگامیکه کاواک مایکروویو، همانطور که در شکل ۱. الف نشان

مگنت، همانطور که در شکل ۱. الف نشان داده شده است، در داخل آن قرار گرفته‌است.

به منظور دستیابی به یک جفت‌شدگی قوی بین کاواک و سامانه‌ی مغناطیسی، مگنت در بیشینه‌ی میدان مغناطیسی کاواک، که در شکل (۱-ب) با رنگ قرمز نشان داده شده، قرار داده می‌شود. یک میدان مغناطیسی ثابت و استاتیک هم به مگنت اعمال می‌شود تا مغناطش مگنت را به حالت اشباع برساند. هامیلتونی برهمکنش مگنت با کاواک مایکروویو را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$H(r,t) = \frac{\epsilon_0}{\gamma} E^{\dagger} + \frac{1}{2\mu_0} B^{\dagger} + H_m - M \cdot B, \quad (1)$$

بخش اول چگالی انرژی الکترومغناطیسی محصور شده در داخل کاواک می‌باشد. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی داخل کاواک را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$E = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar \omega_k}{2V\epsilon_0 \epsilon}} (c_k u_k(r) e^{-i\omega_k t} + h.c.), \quad (2)$$

$$B = i \sum_k \sqrt{\frac{\hbar}{2V\epsilon_0 \epsilon \omega_k}} (c_k \nabla \times u_k(r) e^{-i\omega_k t} + h.c.), \quad (3)$$

که در آن $c_k (c_k^{\dagger})$ عملگرهای فنای (خلق) فوتون با بسامد ω_k می‌باشد و $u_k(r)$ جواب معادله‌ی هلمهولتز است که با اعمال شرایط مرزی مناسب برای کاواک مایکروویو بدست می‌آید. در اینجا ϵ_0 و V به ترتیب ثابت گذردهی الکتریکی و حجم کاواک هستند و $h.c.$ مخفف همیوخ هرمیتی می‌باشد. با داشتن جواب معادله‌ی هلمهولتز می‌توان توزیع میدان مغناطیسی داخل کاواک را همانطور که در شکل ۱. ب نشان داده شده است، بدست آورد. با استفاده از روابط (۲) و (۳) هامیلتونی مربوط به کاواک مایکروویو را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$H_c = \sum_k \hbar \omega_k c_k^{\dagger} c_k, \quad (4)$$

باتوجه به اینکه تمرکز تنها بر روی مد TE_{210} می‌باشد رابطه‌ی (۴) به صورت ساده شده‌ی $H_c = \hbar \omega_c c^{\dagger} c$ در می‌آید که ω_c

به صورت زیر می باشد

$$\frac{d}{dt} \rho = -\frac{i}{\hbar} [H_s^{rot}, \rho] + \kappa_c (\mathbb{1} + n_c^{th}) D[\hat{c}] \hat{\rho} + \kappa_c n_c^{th} D[\hat{c}^\dagger] \hat{\rho} + \kappa_m (\mathbb{1} + n_m^{th}) D[\hat{m}] \hat{\rho} + \kappa_m n_m^{th} D[\hat{m}^\dagger] \hat{\rho}, \quad (12)$$

که در آن ابرعملگرهای لیندبلد به صورت $D[\hat{A}] \hat{\rho} = \hat{A} \hat{\rho} \hat{A}^\dagger - \frac{1}{2} \{ \hat{A}^\dagger \hat{A}, \hat{\rho} \}$ می باشد که در آن K_a نرخ میرایی مرتبط با حمام گرمایی $a = \{c, m\}$ و ρ ماتریس چگالی سامانه است. جمله ی دوم سمت راست رابطه ی (۱۲) اتلاف کاواک را با نرخ K_c بیان می کند در حالیکه جمله ی سوم تحریک گرمایی کاواک را نشان می دهد. دو جمله ی آخر نیز به ترتیب اتلاف و تحریک گرمایی مگنون با نرخ K_m را نشان می دهند. در رابطه ی (۱۲)، K_m به اتلاف ذاتی مگنت اشاره دارد که به پراکندگی مگنون ها از ناخالصی ها، فونون ها و یا سایر مگنون ها نسبت داده می شود و عموماً مستقل از بسامد می باشد. برای مقدار انتظاری هر عملگری مانند \hat{O} می توان یک معادله ی دیفرانسیل معمولی مرتبه ی اول به صورت زیر نوشت

$$\frac{d\langle \hat{O} \rangle}{dt} = Tr \left\{ -\frac{i}{\hbar} [\hat{O}, \hat{H}] \hat{\rho} + \hat{O} \zeta[\hat{\rho}] \right\}, \quad (13)$$

بنابراین با حل معادله ی لیندبلد برای ماتریس چگالی می توان مقدار انتظاری کمیت های مختلف از جمله مقدار انتظاری تعداد مگنون ها و تعداد فوتون ها در سامانه را بدست آورد. با داشتن مقدار انتظاری تعداد مگنون ها و تعداد فوتون ها در حلت پایا و استفاده از تابع توزیع بوز-اینشتن می توان دمای مؤثر مگنون و فوتون را نیز محاسبه کرد. دمای مؤثر، دمایی است که به صورت مؤثر برای مگنون ها یا فوتون ها در نظر گرفته می شود، و به دلیل وجود برهمکنش های قوی با زیرسامانه های دیگر یا وجود فرآیندهایی دیگری که منجر به انتقال انرژی می شوند، ممکن است با دمای

داده شده است، از طریق درگاه ورودی با یک منبع مایکروویو با

بسامد ω_d و توان P تحریک می شود یک جمله به صورت زیر

$$H^{dr} = \hbar \varepsilon_d (e^{i\omega_d t} c + e^{-i\omega_d t} c^\dagger), \quad (10)$$

که در آن $\varepsilon_d = \sqrt{\frac{\kappa_c P}{\hbar \omega_d}}$ نرخ اتلاف درگاه ورودی کاواک می باشد به هامیلتونی کل اضافه می شود $H^{tot} = H + H^{dr}$. وابستگی زمانی در رابطه (۱۰) را می توان با یک تبدیل یکانی $U = e^{i\omega_d t (c^\dagger c + m^\dagger m)}$ به دستگاه مختصات چرخان با بسامد تحریک ω_d ساده کرد. بنابراین هامیلتونی تبدیل شده عبارت خواهد بود از

$$H^{rot} = \hbar \Delta_c c^\dagger c + \hbar \Delta_m m^\dagger m + \hbar g_{mc} (c^\dagger m + c m^\dagger) + \hbar \varepsilon_d (c + c^\dagger), \quad (11)$$

که در آن $\Delta_{c(m)} = \omega_d - \omega_{c(m)}$ ناکوکی بسامد تحریک نسبت به مد کاواک (مگنت) می باشد. درگاه های ورودی و خروجی هر چند برای تحریک و همچنین کاوش کاواک مایکروویو، با اندازه گیری عبور یا بازتاب فوتون های ورودی، به کار می روند، اتصال یک کاواک بسته به محیط باعث ایجاد نویز و اتلاف می شود. محیط به صورت یک مجموعه بزرگ از نوسانگرهای هارمونیک بدون حافظه (تقریب مارکوف^۲) با دمای منحصربفرد خود در نظر گرفته می شود. با توجه به ضریب کیفیت بالای کاواک های مایکروویو و همچنین اتلاف ذاتی پایین مگنت، زمان واهلش سامانه خیلی بزرگتر از مقیاس زمانی واهلش حمام گرمایی می باشد بنابراین محیط در مقیاس زمانی بسیار سریع تری از تغییرات درون سامانه، تغییرات خود را فراموش می کند. از این رو در حدی که همبستگی های محیطی بسیار سریع تر از زمان مشخصه ی دینامیک سامانه از بین بروند (که معمولاً در تقریب مارکوف برقرار است)، حذف این همبستگی ها یک تقریب قابل قبول خواهد بود. دینامیک چنین سامانه ای با معادله لیندبلد^۳ داده می شود که

جدول ۱. پارامترهای مربوط به کاواک و مگنت که در بخش شبیه‌سازی مورد استفاده قرار گرفته است.

ردیف	کمیت	مقدار
۱	$\kappa_c / 2\pi$	۱۰ (MHZ)
۲	$\kappa_m / 2\pi$	۳۰ (MHZ)
۳	$g mc / 2\pi$	۰/۲ (GHZ)
۴	$\omega_c / 2\pi$	۱۰ (GHZ)
۵	$\omega_m / 2\pi$	۱۰ (GHZ)
۶	T_m	۱ (K)

محیط متفاوت باشد. دمای مؤثر مگنون و فوتون با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$T_{c/m}^{eff} = \frac{\hbar\omega_{c/m}}{k_B} \frac{1}{\log\left(\frac{1}{nc/m} + 1\right)}, \quad (14)$$

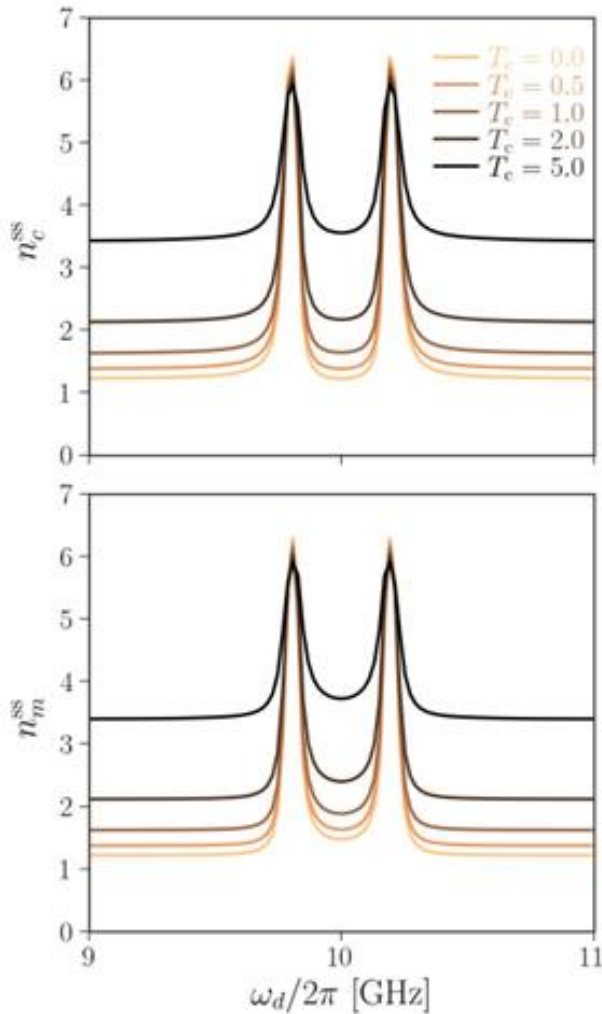
که در آن k_B ثابت بولتزمن و $n_{c/m}$ مقدار انتظاری تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در سامانه می‌باشد.

۳. نتایج شبیه‌سازی

با در نظر گرفتن پارامترهای جدول ۱ برای یک سامانه‌ی مغناطیسی که داخل یک کاواک مایکروویو به ابعاد mm $(a, b, d) = (45, 20, 6)$ قرار گرفته است، و با استفاده از رابطه‌ی (۱۲) به محاسبه‌ی مقدار انتظاری تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها می‌پردازیم که با داشتن آنها می‌توان دمای مؤثر را نیز محاسبه کرد. معادله‌ی لیندبلد را به صورت عددی برای یافتن ماتریس چگالی حل می‌کنیم. برای این منظور، حالت ابتدائی سامانه در $t=0$ را یک حالت فوک با تعداد مگنون و فوتون صفر $|0\rangle_c \otimes |0\rangle_m$ در نظر می‌گیریم.

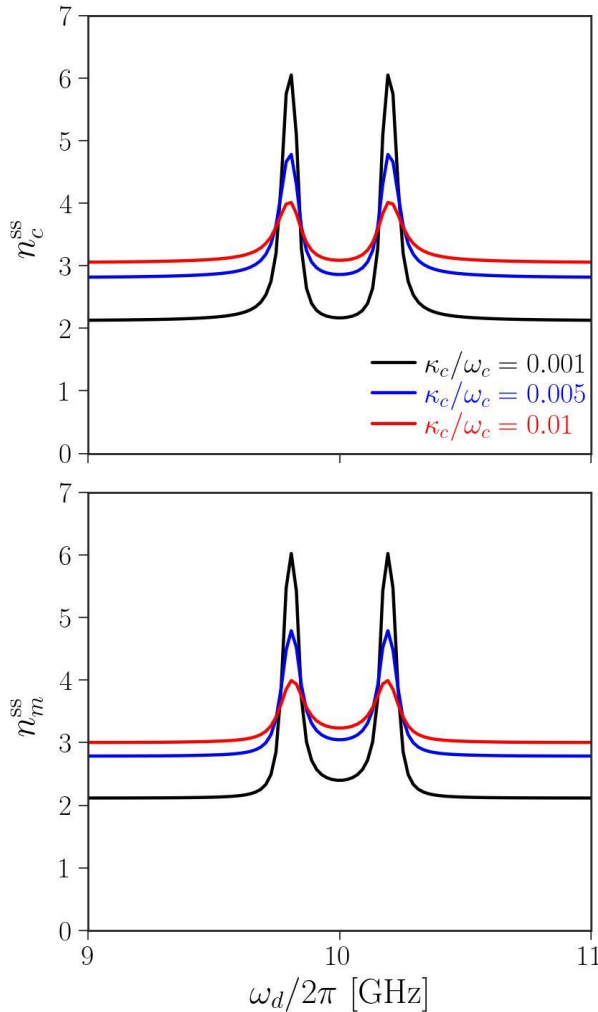
در شکل ۲ تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای دماهای اولیه‌ی مختلف کاواک

رسم شده است. قدرت تحریک کاواک $\varepsilon d / \omega_d = 0.01$ در نظر



شکل ۲. تعداد فوتون‌ها (سطر بالا) و مگنون‌ها (سطر پایین) در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای دماهای اولیه‌ی مختلف کاواک (بر حسب کلوین).

گرفته شده است. هنگامیکه بسامد تحریک کاواک دور از مد کاواک در $\frac{\omega_{210}}{2\pi} = 10$ GHz می‌باشد، تحریک کاواک تأثیر چندانی بر تعداد فوتون‌های حالت مانای داخل کاواک و به تبع آن تعداد مگنون‌ها ندارد. دو قله‌ی مشاهده شده در شکل ۲ در واقع بسامد مگنون-پولاریتون‌ها، حالت هیبریدی از مگنون و فوتون، می‌باشد. شکل‌گیری مگنون-پولاریتون در رژیم جفت‌شدگی قوی یعنی جائیکه ضریب جفت‌شدگی کاواک-مگنت خیلی بزرگتر از نرخ



شکل ۳. تعداد فوتون‌ها (سطر بالا) و مگنون‌ها (سطر پایین) در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای نرخ‌های اتلاف مختلف کاواک که به بسامد کاواک بهنجار شده‌اند.

ایجاد خواهد شد که می‌تواند نرخ میرایی آنها را تحت تأثیر قرار دهد. نرخ اتلاف مؤثر مگنون‌ها عبارت است از $\kappa_m^{tot} \equiv \kappa_m + 2 \text{Im} Z(\omega)$ که در آن $Z(\omega) \equiv i\chi_c(\omega)|g_{mc}|^2$ و $\chi_c^{-1}(\omega) = i(\omega_c - \omega) + \kappa_c/\gamma$ پذیرفتاری کاواک می‌باشد. در این جا افزایش نرخ اتلاف کاواک منجر به افزایش نرخ اتلاف مؤثر مگنون‌ها و در نتیجه باعث کاهش تعداد مگنون‌ها می‌شود.

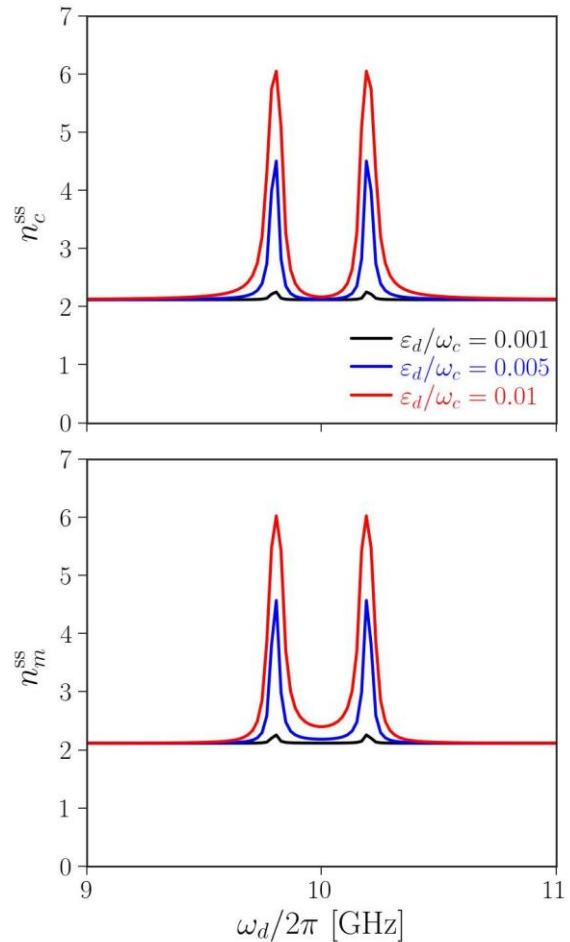
اتلاف کاواک و مگنت باشد، اتفاق می‌افتد و به صورت شکافتگی مدهای تشدید کاواک (دافعه تراز) در طیف عبوری یا بازتابی کاواک قابل مشاهده خواهد بود. هیبریداسیون بین مگنون‌ها و فوتون‌ها چگالی حالت‌ها را تغییر می‌دهد و این تغییرات در نواحی بسامدی که بیشینه‌های دوگانه مشاهده می‌شوند، قابل توجه می‌باشد. هنگامی که بسامد تحریک به بسامد مد کاواک نزدیک می‌شود، تحریک کاواک باعث افزایش تعداد فوتون‌های حالت مانای داخل کاواک و در نتیجه، به دلیل جفت‌شدگی کاواک و سامانه‌ی مغناطیسی، منجر به افزایش تعداد مگنون‌ها در سامانه‌ی مغناطیسی می‌شود. شایان ذکر است که فاصله‌ی جدایی بین دو قله متناسب با قدرت جفت‌شدگی کاواک و سامانه‌ی مغناطیسی g_{mc} می‌باشد و با افزایش آن بیشتر می‌شود. با توجه به حالت تشدید (بسامد مگنون و فوتون یکسان است) و شرایط دمایی اولیه‌ی مگنون‌ها و فوتون‌ها، که نزدیک به هم در نظر گرفته شده است، تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها تقریباً برابر شده است. با این وجود، اگر بسامدها متفاوت باشند یا دماهای اولیه متفاوت‌تر باشند، تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها لزوماً دیگر با هم برابر نخواهند بود.

در شکل ۳ تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای نرخ‌های اتلاف مختلف کاواک رسم شده است. قدرت تحریک کاواک و دمای کاواک به ترتیب $\mathcal{E}d/\omega_d = 0.01$ و $T_c = 2 \text{ K}$ در نظر گرفته شده است. همانطور که اشاره شد قله در جایی رخ می‌دهد که بسامد تحریک با بسامد مگنون-پولاریتون مطابقت دارد. مشاهده می‌شود تعداد فوتون‌ها و مگنون‌های حالت مانای تحریک شده در بسامدهای حول مد کاواک $\omega_c = 10 \text{ GHz}$ ، با افزایش نرخ اتلاف کاواک کاهش می‌یابند. در واقع با افزایش نرخ اتلاف کاواک فوتون‌های خلق شده در اثر تحریک کاواک با نرخ بالاتری از بین می‌روند. مگنون‌ها علاوه بر اتلاف ذاتی که دارند و با κ_m تعیین می‌شود در نتیجه‌ی جفت‌شدگی با کاواک میکروویو یک کانال اتلافی دیگر برای آنها

رسم شده است. نرخ اتلاف کاواک و دمای کاواک به ترتیب MHz در نظر گرفته شده است. همانطور که مشاهده می‌شود افزایش توان تحریک تنها هنگامیکه بسامد تحریک نزدیک به بسامد مگنون-پولاریتون‌ها می‌باشد در تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها تأثیر قابل ملاحظه‌ای دارد. در بسامدهای تحریکی که مطابق با بسامد مگنون-پولاریتون باشد، تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها با افزایش توان تحریک به‌طور خطی افزایش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش سامانه‌ای متشکل از یک مگنت که در یک کاواک مایکروویو قرار گرفته در نظر گرفته شده است. با حل معادله‌ی لیندبلد برای یافتن ماتریس چگالی، مقدار انتظاری تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها در حالت مانا محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهد مگنت علاوه بر اتلاف ذاتی که دارد، به‌دلیل جفت‌شدگی قوی با کاواک مایکروویو یک اتلاف غیرذاتی خواهد داشت که متأثر از اتلاف ذاتی، بسامد و دمای کاواک است. با در نظر گرفتن یک دمای مشخص برای مگنت و تحریک کاواک مایکروویو تعداد حالت‌های ملنای فوتون و مگنون بر حسب انرژی تحریک کاواک و دمای آن محاسبه شده است. وابسته به دمای کاواک و انرژی تحریک آن، این اتلاف غیرذاتی جدید می‌تواند منجر به کاهش تعداد مگنون‌ها و یا افزایش تعداد آنها شود.



شکل ۴. تعداد فوتون‌ها (سطر بالا) و مگنون‌ها (سطر پایین) در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای توان‌های تحریک متفاوت کاواک که به بسامد کاواک بهنجار شده‌اند.

در شکل ۴ تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای توان‌های تحریک مختلف کاواک

مراجع

1. O Muthsam, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **514** (2020) 167125.
2. X P Wei, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **512** (2020) 166986.
3. E Barati, et al., *Phys. Rev. B* **90** (2014) 014420.
4. F Schulz, et al., *J. Appl. Phys.* **129** (2021) 153903.
5. J Pelzl, et al., *J. Condens. Matter Phys.* **15** (2003) 10.1088.
6. J G S Santos, et al., *ELSEVIER, J. Mater. Lett.* **256** (2019) 126662.
7. Y Tserkovnyak, et al., *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 117601.
8. S Streib, et al., *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 027202.

-
9. O O Soykal and M E Flatte, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 077202.
 10. H Huebl, et al., *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 1270 03.
 11. Y Cao, et al., *Phys. Rev. B* **91** (2015) 094423.
 12. B Zare Rameshti, et al., *Phys. Rev. B* **91** (2015) 214430.
 13. L Bai, et al., *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 227201.
 14. E Almpanis, “*Optomagnonic Structures*” World Scientific (2021).
 15. D D Awschalom, et al., *IEEE Trans. Quant. Eng.* **2** (2021).
 16. Y Li, et al., *J. Appl. Phys.* **128** (2020) 130902.
 17. D Lachance-Quirion, et al., *Appl. Phys. Express* **12** (2019) 070101.
 18. B Z Ramashti, et al., *Phys. Rep.* **979** (2022)1.
 19. D Lachance Quirion, et al., *Sci. Adv.* **3** (2017) 1603150.
 20. Y Li, et al., *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 107701.
 21. H Zhao and X Zhao, *J. Supercond. Nov. Magn.* **36** (2023) 1655.
 22. C D Graham Jr, *J. Appl. phys.* **53**(1982) 10.1063.
 23. N Boubaker, et al., *Elsevier* **142** (2017) 10.1016.
 24. X Zhao, et al., *Inst. Eng. Technol.* **10** (2020) 1049.