

基于磁致伸缩效应的宽带压缩光场制备研究*

马会芳¹⁾ 李登峰²⁾ 刘宇²⁾ 夏华容²⁾ 孙煜明^{2†)} 谈帅^{2†)}

1) (太原师范学院物理系, 山西 晋中 030619)

2) (重庆邮电大学电子科学与工程学院, 重庆 400065)

摘要

本文提出了一种在腔光磁机械系统中产生宽带压缩光输出场的新机制。在该系统中, 钇铁石榴石晶体中的磁振子(机械)模式通过磁偶极(辐射压力)相互作用耦合到微波场(光场)。微桥结构的钇铁石榴石晶体诱导的磁致伸缩力产生机械位移, 并形成正交压缩的磁振子模式。最终, 这种正交压缩的机械模式通过状态交换相互作用转移到输出光场中。在最佳参数范围内, 获得具有宽带宽的稳定压缩光输出场。此外, 该压缩光场对环境温度表现出强烈的鲁棒性, 并在 $\omega = 0.65\omega_b$ 附近表现出最佳的鲁棒性, 输出场的噪声谱密度为 4.2 dB。本文提出的宽带压缩光场制备方案在量子精密测量、量子无线网络及量子雷达等领域具有潜在应用。

关键词: 腔光磁机械系统; 磁致伸缩效应; 压缩光场; 鲁棒性

PACS: 05.45.-a, 42.50.Gy, 42.50.Wk, 75.80.+q

基金: 重庆市自然科学基金(批准号: CSTB2024NSCQ-MSX0746)资助的课题

† 通信作者.E-mail: 2648287541@qq.com

† 通信作者.E-mail: faifaits@163.com

第一作者.E-mail: wlxmhf@163.com

1、引言

连续变量压缩光场有效提高了探测灵敏度及量子效率^[1,2]。此外, 压缩光场在量子信息处理^[3,4]、量子图像增强^[5]及量子精密测量等领域有广泛应用。作为爱因斯坦-波多尔斯基-罗森(EPR)纠缠源^[6,7], 压缩光场制备成为研究热点。目前, 制备压缩光场的传统方法包括基

于二阶光学非线性的光学参量振荡器与参量下转换^[8,9]、三阶光学非线性的四波混频^[10,11]及腔光力学系统等。基于二阶光学非线性的压缩光产生方案高压缩度但窄带，四波混频的产生方案对噪声敏感，腔光力学的压缩光产生方案热噪声限制明显。近年来，出现了基于微谐振器的光子芯片和远程状态制备^[12]等新方案。虽然这些方案产生压缩光的形式不同，但大多数仍依赖于光的非线性物理过程^[13]。

基于钇铁石榴石（YIG, yttrium iron garnet）等磁性材料中集体自旋激发（磁振子）的混合量子系统（HQS, hybrid quantum system），在过去十年间备受关注并取得显著进展。作为其主要优势之一，磁振子系统展现出可与多种量子系统（包括微波光子、光子、振动声子及超导量子比特）进行相干耦合的优良能力。该领域快速发展还受益于 YIG 磁振子系统的其他独特优势，如宽频调谐范围、低耗散率及丰富的非线性特性。在腔磁机械系统中，已有磁振子与声子压缩态的产生机制，压缩来源于外部注入的压缩微波真空场，由 Josephson 参量放大器产生^[14]；近期研究进一步表明，压缩磁机械态在量子增强弱力探测^[15]中具有重要应用潜力。

本文中提出了一种基于腔磁机械学系统的压缩光制备新机制，基于磁致伸缩效应使其区别于所有先前制备连续变量压缩光场的方法。腔磁机械系统首次提出是通过证明微波-光纠缠所实现^[24]，是最早系统性理论提案之一。腔磁机械系统已在多种论文中，进行不同经典光学现象与量子特性的研究^[16-18]。腔磁机械系统由微桥结构的钇铁石榴石（YIG）晶体组成。它作为连接器，分别连接两侧的微波腔和光腔。该晶体中的磁振子模式通过磁致伸缩力耦合到形变声子模式^[19,20]。磁振子和声子之间的类辐射压力式的色散相互作用提供了产生压缩自旋波所需的非线性^[21]。磁致伸缩效应诱导机械模式的幅度和相位之间产生相关性。这种相关性导致机械模式的正交压缩。而且，光腔模式通过光机械系统中的辐射压力与 YIG 晶体的几何形变进行耦合^[22,23]。通过红失谐激光场驱动光腔来激活光机械系统的反斯托克斯散射，从而建立有效的机械-光状态交换（分束器）相互作用^[24]。因此，由磁致伸缩力产生的正交机械压缩状态可以通过状态交换相互作用转移到光场中，压缩状态的输出光场最终通过零差检测系统进行检测，从而实现连续变量压缩态光场的有效制备^[9]。通过数值分析，我们的方案实现了宽带压缩光谱（~30 MHz），显著优于腔光力学系统，同时在保持较强抗热噪声鲁棒性的同时实现这一优势。

2、理论模型

如图 1 所示的光磁力学系统包括微波腔模式、磁振子模式、声子模式和光腔模式。集体自旋激发在 YIG 晶体（一个 $5 \times 3 \times 2 \mu\text{m}^3$ 的 YIG 长方体）微桥中，为磁振子模式^[24]。声子模式描述了 YIG 晶体的机械振动，该振动由均匀偏置磁场和微波腔激发。此外，该系统中的光腔由两个高反射镜组成。YIG 微桥位于右镜表面。磁振子模式与微波腔模式之间的耦合通过磁偶极相互作用耦合实现^[25]。磁振子和低频振动声子之间的色散耦合通过磁致伸缩相互作用实现。此外，声子模式通过辐射压力与光腔模式耦合^[23,26]。磁振子和声子之间的色散耦

合至关重要，它提供了在光磁力学系统中创建压缩状态所需的非线性。声子模式与光腔模式之间的辐射压力相互作用实现了状态交换（分束器）相互作用。因此，磁振子的压缩状态可以转移到光场中。

表示腔光磁机械系统的哈密顿量可以表述为：

$$\begin{aligned}
 H / \hbar = & \omega_a a^\dagger a + \omega_m m^\dagger m + \omega_c c^\dagger c + \frac{\omega_b}{2} (q^2 + p^2) \\
 & + g_{ma} (a^\dagger m + a m^\dagger) + g_{mb} m^\dagger m q - g_{bc} c^\dagger c q \\
 & + i\Omega (m^\dagger e^{-i\omega_o t} - m e^{i\omega_o t}) + iE (c^\dagger e^{-i\omega_L t} - c e^{i\omega_L t})
 \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $a(a^\dagger)$ ， $m(m^\dagger)$ 和 $c(c^\dagger)$ 分别是微波腔模式、磁振子模式和光腔模式的湮灭（产生）算符。

每种模式算符均满足 $[O, O^\dagger] = 1 (O = a, m, c)$ 。 q 和 p 是机械振动（声子）模式的无量纲位置和动量算符，并满足 $[q, p] = i$ 。 $\omega_j (j = a, m, c, b)$ 分别表示微波腔、磁振子、光腔和声子模式的共振频率。上述公式前四项为每一种算符的自由能项^[19,26]， g_{ma} ， g_{mb} 与 g_{bc} 分别为微波腔模式与磁振子模式之间磁偶极相互作用，磁振子模式与声子模式，声子模式与光腔模式的耦合强度。公式中第五、第六和第七项，分别表示不同模式的相互作用。第八和第九项分别描述了磁振子模式和光腔模式的驱动场项，Rabi 频率 $\Omega = \sqrt{5}\gamma\sqrt{N_s}B_0/4$ ^[19] 为驱动磁场与磁振子模式的耦合强度， γ ， $\sqrt{N_s}$ 和 B_0 分别表示旋磁比、铁磁体的总自旋数和驱动磁场的幅度。光腔模式与驱动激光之间的耦合强度为 $E = \sqrt{2P_L\kappa_c/\hbar\omega_L}$ ^[22]， κ_c 为光腔模式的衰减率， P_L 和 ω_L 分别为激光的功率和频率（波长为 1550 nm）。

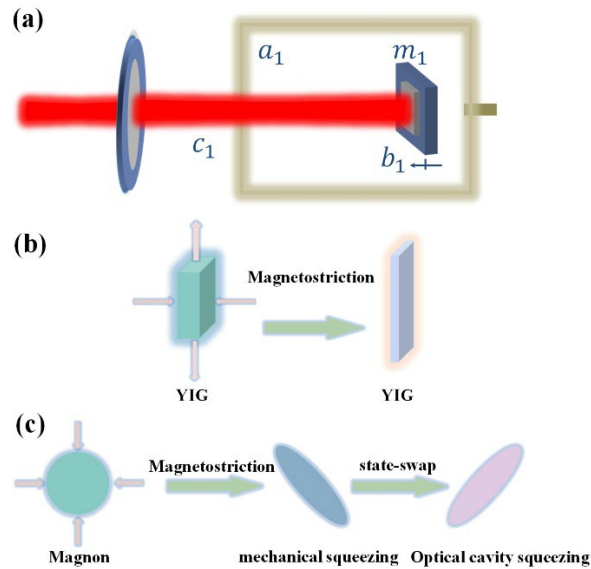


图 1. 腔光磁机械系统的示意图。(a) 实现宽带压缩光场的系统模型示意图。钇铁石榴石（YIG）微桥嵌入微波腔中，高反射镜片固定于 YIG 晶体右侧，构成光学腔结构。激光与微波场分别从系统模型示意图的左右两侧注入。(b) 宏观层面磁致伸缩力引发 YIG 晶体位移变形的过程。(c) 压缩光场的生成机制。磁致伸缩

力通过机械模式诱导产生压缩态，该压缩态通过态交换相互作用传递至光学腔场。

Fig. 1. Scheme diagram of the opto-magnomechanical system. (a) Model diagram of the system to realize a broadband squeezed light field. The YIG micro-bridges are embedded in a microwave cavity. High-reflection mirrors are attached to the right side of the YIG crystal, which are used to construct the optical cavity. The laser and microwave fields are injected from the left and right sides of the system model diagram, respectively. (b) The process of YIG crystal displacement deformation induced by magnetostrictive forces at the macroscopic level. (c) Mechanism for generating squeezed light field. The magnetostrictive forces induce mechanical mode to generate squeezed state. This squeezed state is transferred to the optical cavity field via state-swap interaction.

根据方程 $\dot{O} = \frac{1}{i\hbar}[O, H] - \frac{\kappa_O}{2}O + \sqrt{\kappa_O}O^{in}$ ，我们可以推导出不同模式的量子朗之万方程，具体如下：

$$\dot{a} = -i\Delta_a a - \frac{\kappa_a}{2}a - ig_{ma}m + \sqrt{\kappa_a}a_{in}, \quad (2a)$$

$$\dot{m} = -i\Delta_m m - \frac{\kappa_m}{2}m - ig_{ma}a - ig_{mb}mq + \Omega + \sqrt{\kappa_m}m_{in}, \quad (2b)$$

$$\dot{c} = i\Delta_c c - \frac{\kappa_c}{2}c + ig_{bc}cq + E + \sqrt{\kappa_1}c_1^{in} + \sqrt{\kappa_2}c_2^{in}, \quad (2c)$$

$$\dot{p} = -\omega_b q - \gamma_b p + g_{bc}c^*c - g_{mb}m^*m + \xi, \quad (2d)$$

$$\dot{q} = \omega_b p \quad (2e)$$

在以频率 ω_0 和 ω_L 的旋转坐标系中， $\Delta_n = \omega_n - \omega_0$ ($n = a, m$)， $\Delta_c = \omega_c - \omega_L$ 。 κ_a (κ_m) 是微波腔（磁振子）模式的衰减率， γ_b 描述为机械阻尼率。 ξ 是布朗随机力，由于品质因数： $Q = \omega_b / \gamma_b \gg 1$ [27]，可以假设其为马尔可夫过程，相关函数： $\langle \xi(t)\xi(t') + \xi(t')\xi(t) \rangle / 2 = \gamma_b [2N_b(\omega_b) + 1] \delta(t - t')$ 。 a^{in} 和 m^{in} 分别描述微波腔模式和磁振子模式的输入噪声算符。 c_1^{in} 和 c_2^{in} 分别表示左端镜进入光学腔的输入噪声以及所有其他衰减通道的输入噪声，光腔总衰减率 $\kappa_c = \kappa_{c1} + \kappa_{c2}$ 。输入噪声的零均值相关函数 O^{in} 可描述为：

$$\langle O^{in}(t)O^{in*}(t') \rangle = [N_o(\omega_o) + 1] \delta(t - t'), \quad \langle O^{in*}(t)O^{in}(t') \rangle = [N_o(\omega_o)] \delta(t - t') \quad (O = a, m, c)。$$

其中， $N_j(\omega_j) = [\exp(\hbar\omega_j / k_B T)]^{-1}$ ($j = a, m, c, b$)， k_B 为玻尔兹曼常数， T 为环境温度。

为了创建稳态腔光磁机械系统，对磁振子和光腔模式施加强驱动。因此，在稳态下获得大的相干磁振子模式和光腔模式幅度 $\langle |m| \rangle \gg 1$ 和 $\langle |c| \rangle \gg 1$ ，每个算符可以描述为：

$\dot{O} = \langle \dot{O} \rangle + \delta \dot{O}$ ($O = a, m, c$)。因此，系统朗之万运动方程的波动项可以表达为：

$$\delta \dot{a} = -i\Delta_a \delta a - \frac{\kappa_a}{2} \delta a - ig_{ma} \delta m + \sqrt{\kappa_a} \delta a_{in}, \quad (3a)$$

$$\delta \dot{m} = -i\tilde{\Delta}_m \delta m - \frac{\kappa_m}{2} \delta m - ig_{ma} \delta a - iG_{mb} \delta q + \sqrt{\kappa_m} m_{in}, \quad (3b)$$

$$\delta \dot{c} = -i\tilde{\Delta}_c \delta c - \frac{\kappa_c}{2} \delta c + iG_{bc} \delta q + \sqrt{\kappa_1} c_1^{in} + \sqrt{\kappa_2} c_2^{in}, \quad (3c)$$

$$\delta \dot{p} = -\omega_b \delta q - \gamma_b \delta p - G_{mb}^* \delta m - G_{mb} \delta m^+ + G_{bc}^* \delta c + G_{bc} \delta c^+ + \xi, \quad (3d)$$

$$\delta \dot{q} = \omega_b \delta p \quad (3e)$$

其中 $\tilde{\Delta}_m = \Delta_m + g_{mb} \langle q \rangle$ 和 $\tilde{\Delta}_c = \Delta_c - g_{bc} \langle q \rangle$ 是系统中包含频率偏移项的有效失谐。机械位移通常比较小, $|\tilde{\Delta}_m| \simeq |\Delta_m|, |\tilde{\Delta}_c| \simeq |\Delta_c|, |\Delta_a|, |\Delta_m|, |\Delta_c| \simeq \omega_b \circ \langle q \rangle = (g_{bc} |\langle c \rangle|^2 - g_{mb} |\langle m \rangle|^2) / \omega_b$ 表示稳态位移。

稳态幅度 $\langle m \rangle$ 和 $\langle c \rangle$ 可以表示为:

$$\langle m \rangle = \frac{\Omega(\kappa_a / 2 + i\Delta_a)}{g_a^2 + (\kappa_m / 2 + i\tilde{\Delta}_m)(\kappa_a / 2 + i\Delta_a)} \quad (4a)$$

$$\langle c \rangle = \frac{E}{\kappa_c / 2 + i\tilde{\Delta}_c} \quad (4b)$$

其中, $G_{mb} = g_{mb} \langle m \rangle$ 和 $G_{bc} = g_{bc} \langle c \rangle$ 分别描述磁子-声子和声子-光学腔之间的有效耦合率。漂移矩阵可从式(3)中提取, 其可用矩阵形式表示为 $\dot{u}(t) = Au(t) + n(t)$ 。其中

$$u(t) = (\delta a, \delta a^+, \delta m, \delta m^+, \delta c, \delta c^+, \delta q, \delta p)^T, \quad n(t) = (\sqrt{\kappa_a} a^{in}, \sqrt{\kappa_a} a^{in+}, \sqrt{\kappa_m} m^{in}, \sqrt{\kappa_m} m^{in+}, \sqrt{\kappa_1} c_1^{in+} + \sqrt{\kappa_2} c_2^{in+}, 0, \xi)^T。$$

漂移矩阵 A 可以表示为:

$$A = \begin{pmatrix} A_a & A_{am} & A_{ab} & A_{ac} \\ A_{ma} & A_m & A_{mb} & A_{mc} \\ A_{ca} & A_{cm} & A_c & A_{cb} \\ A_{ba} & A_{bm} & A_{bc} & A_b \end{pmatrix} \quad (5)$$

其中 $A_o = \text{diag}(-i\Delta_o - \frac{\kappa_o}{2}, i\Delta_o - \frac{\kappa_o}{2}), (o = a, m, c)$, $A_b = (0, \omega_b; -\omega_b, -\gamma_b)$, $A_{am} = A_{ma} = \text{diag}(-ig_{ma}, ig_{ma})$, $A_{mc} = (-iG_{mb}, 0; iG_{mb}, 0)$, $A_{cb} = (iG_{bc}, 0; -iG_{bc}, 0)$, $A_{bm} = (0, 0; -G_{mb}^*, -G_{mb}^*)$ 和 $A_{bc} = (0, 0; G_{bc}^*, G_{bc}^*)$ 。其他模块的矩阵均为 2×2 的零矩阵。使用 Routh-Hurwitz 判据, 系统稳定性要求漂移矩阵满足: $\text{Re}[\lambda_i(A)] < 0$, 数值验证整个参数区间从该方程数据获得的漂移

矩阵 A 的特征值均为负实数, 因此系统处于稳态^[28,29]。

对式(3)进行傅里叶变换, 可得到朗之万运动方程在频率域中的表达式。频率域中量子涨落的表达式具有如下形式^[20]:

$$\begin{aligned} \delta F(\omega) = & F_A(\omega) a^{in}(\omega) + F_a(\omega) a^{in+}(-\omega) + F_M(\omega) m^{in}(\omega) \\ & + F_m(\omega) m^{in+}(-\omega) + \sum_{j=1,2} [F_{c_j} c_j^{in}(\omega) + F_{c_j} c_j^{in+}(-\omega)] \\ & + F_B(\omega) \xi(\omega) \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $F_k(\omega)$ ($k = A, a, M, m, C, c, B$) 分别表示不同模式的输入噪声系数。此外，这使我们能够基于标准输入输出关系研究反射光场的噪声特性。光学腔输出场的正交分量为：

$$\delta W^o(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\delta c^o(\omega) e^{-i\phi} + \delta c^{o+}(-\omega) e^{i\phi}] \quad (7)$$

其中 ϕ 为相位角。输出场 $\delta c^o(\omega)$ 的量子波动通过输入输出关系 $\delta c^o(\omega) = \sqrt{\kappa_1} \delta c(\omega) - \delta c_1^{in}(\omega)$ 获得。光学腔输出场的噪声谱密度的正交分量定义为^[20]：

$$S^o(\omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' e^{-i(\omega+\omega')t} \times \langle \delta W^o(\omega) \delta W^o(\omega') + \delta W^o(\omega') \delta W^o(\omega) \rangle \quad (8)$$

公式(8)是判断输出场是否处于压缩态的标准。如果 $S^o(\omega) < \frac{1}{2}$ ，则表示输出光场处于压缩态。

3、数值分析

本文所构建的模型，利用实验上可行的参数创建一个具有低于散射噪声水平波动的压缩光场。本文中采用的实验可行性参数^[30-32]： $\omega_a / 2\pi = \omega_m / 2\pi = 10$ GHz， $\omega_b / 2\pi = 40$ MHz， $\lambda_c = 1550$ nm， $P_L = 0.64$ mW， $\kappa_a / 2\pi = 5$ MHz， $\kappa_m / 2\pi = 2$ MHz， $\kappa_2 = 0.1\omega_b$ ， $\gamma_b / 2\pi = 100$ Hz， $g_{mb} / 2\pi = 20$ Hz， $g_{bc} / 2\pi = 4$ kHz， $g_{ma} / 2\pi = 15$ MHz 和 $T = 20$ mK。

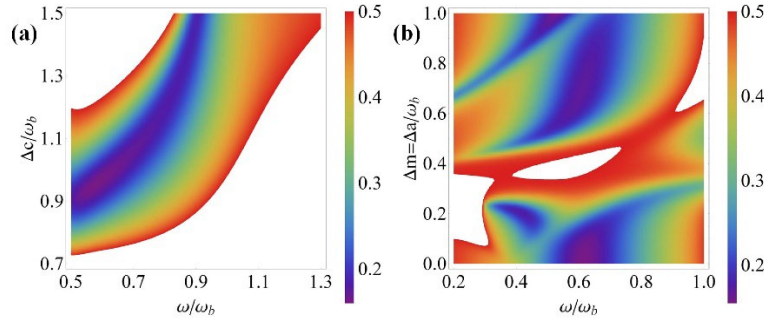


图2. 噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随 Δ 和频率 ω 的变化关系。(a) 输出光学腔模式的噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随失谐量 Δ_c 和频率 ω 的变化点密度图，其中 $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$ ， $\phi = 0.3\pi$ ， $\kappa_c = \omega_b$ 。右侧的彩色柱表示噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 的强度。图中的空白区域表示噪声谱密度高于散射噪声水平 ($S^o(\omega) > 0.5$)。(b) 输出光学腔模式的噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随失谐量 $\Delta_m = \Delta_a$ 和频率 ω 的变化点密度图，其中 $\Delta_c = \omega_b$ 。

Fig. 2. Noise spectral density $S^o(\omega)$ versus detuning Δ and frequency ω . (a) Noise spectral density $S^o(\omega)$ of output optical cavity mode versus the detuning Δ_c and frequency ω with $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$ ， $\phi = 0.3\pi$ ， $\kappa_c = \omega_b$. The colored column at the right side indicates strength of noise spectral density $S^o(\omega)$. The blank area in the figure denotes the noise spectral density higher than the shot-noise level ($S^o(\omega) > 0.5$). (b) Noise spectral density $S^o(\omega)$ of output optical cavity mode versus the detuning $\Delta_m = \Delta_a$ and frequency ω with $\Delta_c = \omega_b$.

驱动磁场的强度 $H_d = \sqrt{2\mu_0 P_0 / (lwc)}$ ，其中功率 $P_0 \simeq 5$ mW，真空磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ，

$l = 5 \mu\text{m}$ ($w = 3 \mu\text{m}$) 描述 YIG 微桥的长度 (宽度)。腔光机械系统中的压缩效应由作用于机械模式的磁致伸缩力产生, 这些模式在振幅和相位上均呈现相关性切换。此外, 通过用红失谐激光场驱动光学腔来激活光-机械的反斯托克斯散射。这在声子与光场之间形成了分束器型 (态交换) 耦合, 使得磁致伸缩力产生的压缩态能够传递至光场。为获得强磁致伸缩效应, 磁振子频率始终调谐至与微波腔 ($\Delta_a = \Delta_m$) 共振。如图 2(a)所示, 稳态压缩光场出现在频率 $\omega \simeq 0.65\omega_b$ 和失谐 $\Delta_c \simeq \omega_b$ 附近。最小噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 为 0.16 (相当于真空涨落水平下 4.95 dB)。稳态压缩态输出光场在频率范围 $0.5\omega_b \sim 0.9\omega_b$ 内被检测到。最宽频带可达 $2\pi \times 16 \text{ MHz}$ 。此外, 研究了磁振子与微波场共振频率对噪声谱密度的影响, 该研究在最优光学腔频率下进行。图 2(b)所示结果表明, 磁振子与微波场共振频率能够在多个不同频率下产生稳态压缩光场。考虑到实验操作的便利性, 通过调节光场频率并保持磁振子与微波场的共振频率 ($\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$), 可获得更稳定且带宽更宽的压缩态, 如图 2(a)所示。最大压缩效应同样出现在 $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$ 时。最佳压缩出现在 $\Delta_c \approx \omega_b$ 附近, 正因为红失谐驱动下的反斯托克斯散射共振与光-机械系统中的最优状态交换条件, 基于磁致伸缩效应在机械模式中产生的压缩涨落能够最高效率地转移到光场中。最小噪声谱 $S^o(\omega) \approx 0.16$ 出现在 $\omega \approx 0.65\omega_b$, 频率与机械模式共振频率不相等, 因为最佳压缩范围是由磁致伸缩耦合、光机械状态交换及有效阻尼等共同作用下形成的。

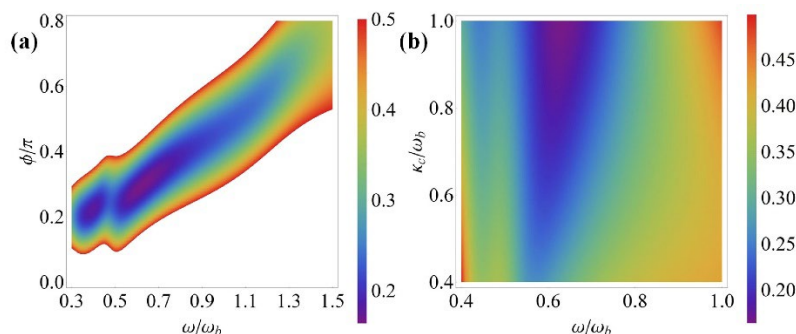


图3. 噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随相位 ϕ 和光腔模式衰减率 κ_c 的变化关系。(a) 输出光学腔模式的噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随相位 ϕ 和频率 ω 的变化点密度图, 其中 $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$, $\Delta_c \simeq \omega_b$, $\kappa_c = \omega_b$ 。(b) 输出光学腔模式的噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随光腔模式衰减率 κ_c 和频率 ω 的变化点密度图, 其中 $\phi = 0.3\pi$ 。其它参数与图2相同。

Fig. 3. Noise spectral density $S^o(\omega)$ with respect to phase ϕ and the decay rate κ_c of the optical cavity mode. (a) Noise spectral density $S^o(\omega)$ of output optical cavity mode versus the phase ϕ and frequency ω with $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$, $\Delta_c \simeq \omega_b$, $\kappa_c = \omega_b$. (b) Noise spectral density $S^o(\omega)$ of output optical cavity mode versus the decay rate κ_c and frequency ω with $\phi = 0.3\pi$. Other parameters are the same as Fig. 2.

接下来, 研究图 3(a)中输出光场的噪声谱密度随 $S^o(\omega)$ 相位 ϕ 和频率 ω 的变化关系。结

果显示,当相位 $\phi=0.3\pi$ 时,可获得最优的光场压缩态。此时对应的最小噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 为0.17 (比真空涨落低 4.68 dB)。随着相位逐渐增大,噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随之增加,这与输出光场压缩程度的降低相对应,直至噪声完全消失。图(a)中的最佳相位点位于: $\phi \approx 0.3\pi$, 为输出场幅度正交与相位正交之间的最佳量子干涉条件,随着相位偏离最优点,噪声通道之间的干涉增强,压缩逐渐消失。此外,图 3(b)探讨了光腔衰减率 κ_c 对噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 的影响。当光腔衰减率较大时,反射光场能从光腔中输出。因此,当光腔衰减率 κ_c 逐渐增加至 ω_b 时,其输出光场将获得稳定且宽带的压缩光场。当光腔衰减率 $\kappa_c \simeq \omega_b$ 时,压缩现象最明显,较大的光腔线宽增强了输出耦合效率,同时避免线宽过窄导致的频率选择性限制,因此形成宽带压缩输出。

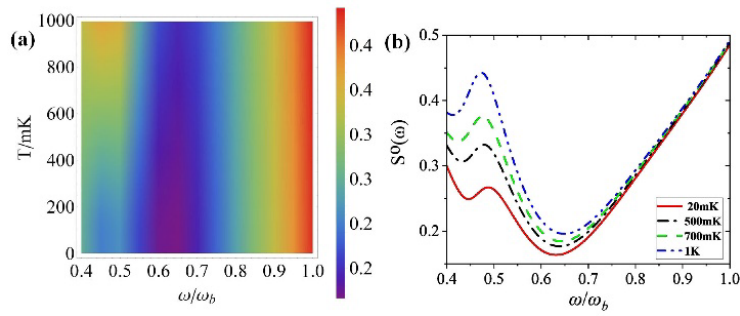


图 4. 噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随环境温度 T 变化。(a)输出光腔模式的噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 随环境温度 T 及频率 ω 变化的点密度图, $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$, $\Delta_c \simeq \omega_b$, $\kappa_c = \omega_b$, $\phi = 0.3\pi$ 。(b)不同温度下的输出光腔模式噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 曲线: $T = 20 \text{ mK}$ 、 $T = 500 \text{ mK}$ 、 $T = 700 \text{ mK}$ 、 $T = 1 \text{ K}$ 。其他参数与图 2 相同。

Fig. 4. Noise spectral density $S^o(\omega)$ versus environmental temperature T . (a) Noise spectral density $S^o(\omega)$ of output optical cavity mode versus the environmental temperature T and frequency ω with $\Delta_m = \Delta_a = 0.1\omega_b$, $\Delta_c \simeq \omega_b$, $\kappa_c = \omega_b$, $\phi = 0.3\pi$. (b) Noise spectral density $S^o(\omega)$ of output optical cavity mode at various temperatures: $T = 20 \text{ mK}$, $T = 500 \text{ mK}$, $T = 700 \text{ mK}$, $T = 1 \text{ K}$. Other parameters are the same as Fig.2.

在图 2 和图 3 中,输出压缩光场处于超低温 $T = 20 \text{ mK}$ 的环境中。图 4 研究了环境温度对噪声谱密度的影响。结果表明,由腔光磁机械系统产生的压缩光场对热噪声具有很好的鲁棒性。环境温度在 $\omega \approx 0.65\omega_b$ 附近表现出最佳的鲁棒性。输出场的噪声谱密度 $S^o(\omega)$ 从 0.16 升至 0.19 (真空涨落水平下 4.95 dB 至 4.2 dB),当环境温度从 20 mK 到 1 K,压缩度从 4.95 dB 降到 4.2 dB,可以看出,热噪声虽然增加,但磁致伸缩产生的耦合通道仍保持主导,该方案相比标准光力学压缩对热环境更稳定。

实验可行性方面,我们所有的关键参数均来源于已有实验^[25,31]: YIG 磁振子系统已实现

GHz 量级强耦合，磁致伸缩效应产生声子与磁振子耦合，耦合率在实验范围： $g_{mb}/2\pi \sim 10-100\text{ Hz}$ ，光机械耦合率实验范围： $g_{bc}/2\pi \sim \text{kHz}$ ，所有参数均在当前实验范围技术内，存在实验可行性。并且我们讨论了一种探测压缩态光场的可能实验方案。该实验方案由光磁系统、模式清洁系统和零差探测器系统组成。1550 nm 激光光束通过模式清洁腔，偏振分束器（PBS）将光分为本地振荡光和驱动激光。此外，本地振荡光与压缩输出光场同时通过一个 50/50 分束器。通过对经过 50/50 分束器的光场进行零差探测，可以测量压缩光场的正交分量。

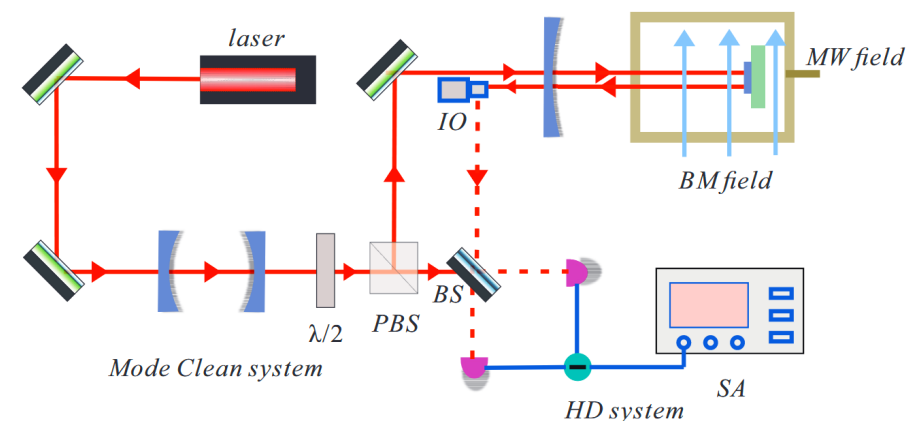


图 5. 一个可行实验方案的示意图。OI: 光隔离器；MW field: 微波场；BM field: 偏置磁场；BS: 分束器；PBS: 偏振分束器；HD: 同相探测器；SA: 频谱分析仪

Figure 5. Diagram of a feasible experimental scheme. OI: optical isolator, MW field: microwave field, BM field: bias magnetic field, BS: beam splitter, PBS: polarizing beam splitter, HD: homodyne detector, SA: spectrum analyzer.

4、结论

本文提出了一种基于磁致伸缩效应的产生宽带压缩光的新机制，在腔光磁机械系统中实现连续变量压缩光场的制备。该机制利用磁致伸缩效应和腔光力学理论中的辐射压力相互作用来产生具有宽带稳定压缩光输出场。本文详细地分析了不同模式的失谐、相位、光腔衰减速率和环境温度对噪声谱密度的影响。通过数值分析，确定了能够产生稳态压缩光场的最佳参数范围，并发现了该方案对环境热噪声的鲁棒性。我们提出的产生压缩光方案在量子精密测量^[33]、量子无线网络^[34,35]等领域有潜在的应用。

参考文献:

- [1] Taylor M A, Janousek J, Daria V, Knittel J, Hage B, Bachor H A, Bowen W P 2013 *Nat. Photonics* **7** 229
- [2] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801

- [3] Li X, Voss P L, Sharping J E, Kumar P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 053601
- [4] Hazra S, Mukhopadhyay S 2023 *Optoelectr. Lett.* **19** 269
- [5] Casacio C A, Madsen L S, Terrasson A, Waleed M, Barnscheidt K, Hage B, Taylor M A, Bowen W P 2021 *Nature* **594** 201
- [6] Caves C M 1981 *Phys. Rev. D* **23** 1693
- [7] Südbeck J, Steinlechner S, Korobko M and Schnabel R 2020 *Nat. photonics* **14** 240
- [8] Zhang J, Ye C, Gao F, Xiao M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233602
- [9] Di K, Xie C D, Zhang J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 153602
- [10] Sharping J E, Fiorentino M, Kumar P 2001 *Opt. Lett.* **26** 367
- [11] Guo X, Li X, Liu N, Yang L, Ou Z 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 261111
- [12] Yang Z, Jahanbozorgi M, Jeong D, Sun S, Pfister O, Lee H, Yi X 2021 *Nat. Commun.* **12** 4781
- [13] Andersen U L, Gehring T, Marquardt C, Leuchs G 2016 *Phys. Scripta* **91** 053001
- [14] Li J, Zhu S Y, Agarwal 2019 *Phys. Rev. A* **99** 021801
- [15] Zhang Q, Wang J, Lu T X, Huang R, Jing H 2024 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **67** 100313
- [16] Fan Z Y, Zuo X, Li H T, Li J 2025 *Fund. Res.* **5** 1958
- [17] Di K, Xia H R, Diao W T, Cai C X, Yang W H, Qin Y L, Liao Z T, He Y C, Du J J 2025 *Chin. Phys. B* **34** 074201
- [18] Ma H F, Yan Y C, Zou Z L, Xia H R, Gao F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 174203 [马会芳, 闫映策, 周智利, 夏华容, 高峰 2025 物理学报 **74** 174203]
- [19] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [20] Li J, Wang Y P, You J Q, Zhu S Y 2023 *Nat. Sci. Rev.* **10** nwac247
- [21] Mancini S, Tombesi P 1994 *Phys. Rev. A* **49** 4055
- [22] Di K, Tan S, Wang L Y, Cheng A Y, Wang X, Liu Y, Du J J 2023 *Opt. Express* **31** 29491
- [23] Fan Z Y, Qian H, Li J 2022 *Quantum Sci. and Technol.* **8** 015014
- [24] Fan Z Y, Qiu L, Gröblacher S, Li J 2023 *Laser Photonics Rev* **17** 2200866
- [25] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [26] Yu M, Zhu S Y, Li J 2020 *J. Phys. B-At. Mol. Opt.* **53** 065402
- [27] Li J, Gröblacher S 2021 *Quantum Sci. and Technol.* **6** 024005
- [28] DeJesus E X, Kaufman C 1987 *Phys. Rev. A* **35** 5288
- [29] Kong D, Xu J, Gong C, Wang F, Hu X 2022 *Opt. Express* **30** 34998
- [30] Yu M, Shen H, Li J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 213604
- [31] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [32] Heyroth F, Hauser C, Trempler P, Geyer P, Syrowatka F, Dreyer R, Ebbinghaus S, Woltersdorf G Schmidt G 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 054031

- [33] Huang W, Liang X, Zhu B, Yan Y, Yuan C H, Zhang W, Chen L Q 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 073601
- [34] Shi H, Hsieh M H, Guha S, Zhang Z and Zhuang Q 2021 *npj Quantum Inf.* **7** 74
- [35] Gonzalez-Raya T, Casariego M, Fesquet F, Renger M, Salari V, Möttönen M, Omar Y, Deppe F, Fedorov K G, Sanz M 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 044002

Research on the Generation of Broadband Squeezed Light Fields Based on the Magnetostrictive Effect

MA Huifang¹⁾ LI Dengfeng²⁾ LIU Yu²⁾ XIA Huarong²⁾ SUN Yuming^{2)†} TAN Shuai^{2)†}

1)(Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China)

2)(School of Electronic Science and Engineering, Chongqing University of Posts
and Telecommunications, Chongqing, 400065, China)

Abstract

Continuous-variable squeezed light is a key resource for quantum precision measurement, quantum information processing, and quantum radar. Traditional methods of generating squeezed light, such as parametric down-conversion and four-wave mixing, often rely on nonlinear optical processes with limited bandwidth and strict operating conditions. In this work, we propose a new mechanism for generating broadband squeezed light based on the magnetostrictive effect in a cavity opto-magnomechanical system. The aim is to achieve stable, wideband squeezed output fields that are robust against environmental thermal noise, using experimentally feasible parameters. The proposed system consists of a YIG (yttrium iron garnet) microbridge embedded in a microwave cavity, with a high-reflection mirror attached to the YIG crystal to form an optical cavity. The magnon mode in the YIG crystal couples to the microwave cavity mode via magnetic dipole interaction, and to the mechanical vibrational mode (phonon) via magnetostrictive interaction. The phonon mode further couples to the optical cavity mode via radiation pressure. A strong microwave drive is applied to the magnon mode, and a red-detuned laser drives the optical cavity to activate anti-Stokes scattering, establishing a state-swap (beam-splitter) interaction between the mechanical mode and the optical mode. Using the standard quantum Langevin equations and linearization around large steady-state amplitudes, we derive the fluctuation dynamics of the system. The noise spectral density of the output optical field is calculated via the input-output formalism, and the squeezing level is evaluated as a function of detuning, phase, cavity decay rate, and environmental temperature.

Numerical simulations using experimentally realistic parameters (e.g., magnon frequency ~ 10 GHz, optical cavity decay rate ~ 10 MHz, mechanical frequency ~ 10 MHz, and coupling strengths on the order of MHz) show that a stable squeezed output field with a bandwidth exceeding 30 MHz can be generated. The minimum noise spectral density reaches 0.16 (corresponding to 4.95 dB below the shot-noise level) under optimal conditions. The squeezing is observed over a wide frequency range around the mechanical resonance. The optimal phase angle for homodyne detection is found to be near $\pi/2$, where the strongest squeezing occurs. The influence of the optical cavity decay rate is also investigated: as the decay rate increases to approximately 30 MHz, the output field becomes stable and broadband. Notably, the squeezed light exhibits strong robustness against thermal noise. When the environmental temperature rises from 20 mK to 1 K, the noise spectral density increases only slightly from 0.16 to 0.19 (i.e., from 4.95 dB to 4.2 dB below shot noise). The best robustness is observed near 20 mK. We have demonstrated a feasible and robust scheme for generating broadband squeezed light in a cavity opto-magnomechanical system via the magnetostrictive effect. The squeezing is transferred from the squeezed mechanical mode to the optical output field through state-swap interaction. The system operates with experimentally achievable parameters and tolerates relatively high thermal noise, making it suitable for practical quantum technologies. This work provides a new pathway for integrated quantum light sources with potential applications in quantum wireless networks, quantum radar, and high-precision measurements.

Keywords: cavity optomagnomechanical system, magnetostrictive effect; squeezed light field; robustness

PACS: 05.45.-a, 42.50.Gy, 42.50.Wk, 75.80.+q

* Project supported by the Chongqing Natural Science Foundation (Grant No. CSTB2024NSCQ-MSX0746)

† Corresponding author E-mail: 26482876541@qq.com

Corresponding author E-mail: faifaits@163.com

The first author E-mail: wlxmhf@163.com