

微波-声子与光-磁纠缠态的产生*

徐明慧¹⁾ 刘晓敏¹⁾²⁾ 史佳佳¹⁾ 张冲¹⁾
张静¹⁾²⁾ 杨荣国^{1)2)†} 郜江瑞¹⁾²⁾³⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

3) (山西大学光电研究所, 太原 030006)

(2024 年 12 月 1 日收到; 2024 年 12 月 26 日收到修改稿)

量子纠缠是量子计算和量子通信网络的核心资源. 本文提出了一种在腔光磁力系统中同时获得微波-声子和光-磁纠缠的理论模型. 该模型基于磁振子的混合量子系统, 注入由超导电光装置产生的光-微波纠缠光束作为内腔场, 并且用蓝失谐微波场激发磁振子模式产生磁振子-声子纠缠. 通过光力分束器及微波-磁子状态交换相互作用转移纠缠, 最终可以获得微波-声子和光-磁纠缠. 理论上从系统哈密顿量和量子郎之万方程出发, 得到漂移矩阵 A , 由漂移矩阵的负本征值保证文章计算的纠缠处于稳定状态. 再利用对数负性分析研究了系统中量子纠缠的特性与相关参数的依赖关系. 研究表明, 该系统可同时获得微波-声子以及光-磁之间稳态纠缠, 并且在系统中直接注入纠缠的微波与光可以显著地提升纠缠对温度的鲁棒性. 该研究将在量子网络和混合量子系统的量子信息处理方面奠定基础.

关键词: 量子纠缠, 光磁力, 双模压缩**PACS:** 42.50.-p, 42.65.-k, 03.67.Bg**DOI:** 10.7498/aps.74.20241664**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241664

1 引言

量子纠缠作为量子力学最显著的特征之一, 已经成为量子信息处理领域的重要资源^[1-3]. 迄今为止, 纠缠态的制备和操纵不仅在微观系统而且在宏观系统中也得到了验证. 在微观系统中利用各类型光学系统, 比如利用四波混频系统^[4-6]、光学参量振荡器^[7,8]和光学参量放大器^[9,10]实现多组分纠缠, 以及大尺度纠缠的制备^[11,12]. 而由光子与机械振子通过辐射压力非线性耦合而形成的腔光力学 (cavity optomechanics, COM), 为宏观量子纠缠的实现提供了新的途径, 并在理论和实验方面取得了显著的

进展^[13-15], 包括实现机械振子与电磁场之间的纠缠^[16], 两个机械振子之间的纠缠^[17], 机械运动的量子压缩^[18]等. 与腔光力学系统类似, 腔磁力学 (cavity magnomechanics, CMM) 也引起了人们对宏观量子效应的极大兴趣^[19,20]. 在过去的十年里, 基于磁子的复合体系结构在量子信息处理、量子传感和量子网络中具有广阔的应用前景. 尤其是, 磁子与微波或光学光子之间的耦合为光学控制、设计、检测和传输磁子态提供了可能性^[21-28], 当利用压缩光驱动腔模时还可以为系统获得量子纠缠或者导引, 以及其他更丰富的性质. 近年来, 有研究者关注利用非经典光驱动腔模的研究, 比如在腔磁系统中获得磁-磁纠缠与导引^[29], 增强稳态量子效

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFC2201802)、国家自然科学基金 (批准号: 11874248, 11874249) 和雷达信号处理全国重点实验室基金 (批准号: JKW202401) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yrg@sxu.edu.cn

率和增强两个磁子模式之间的纠缠和高斯导引并且提高纠缠对于温度的鲁棒性^[30]. COM 和 CMM 结合, 磁振子色散地耦合到磁致伸缩诱导的振动声子模式, 磁力位移经由辐射压力耦合到光学腔, 磁振子模式通过磁偶极相互作用进一步耦合到微波腔模式, 形成腔光磁力 (opto-magnomechanics, OMM) 系统^[31–33]. 这样的系统提供了更丰富的非线性相互作用来支持量子协议, 在量子信息处理和量子网络中展示了潜在的应用.

本文提出利用 OMM 系统同时制备微波-声子以及光-磁子纠缠的理论模型. 将电光装置产生的微波-光纠缠源注入腔光磁力系统, 作为内腔场. 通过蓝失谐微波场驱动磁振子模式激活的磁力参量下转换相互作用, 产生磁振子-声子纠缠. 同时红失谐激光驱动光学腔模式激活光力分束器相互作用, 再结合微波-磁子之间的磁偶极相互作用, 纠缠最终被分配到微波力学以及磁光子系统中. 利用对数负性 (logarithmic negativity) 研究了微波-声子以及光-磁量子纠缠特性. 该系统是基于磁振子的混合量子系统的一种构型, 为在宏观尺度上产生量子纠缠开辟了一条新的途径, 并在量子信息处理和通信中具有潜在的应用价值.

2 理论模型

我们提出的 OMM 模型如图 1(a) 和图 1(b) 所示, 由 YIG 晶体中的磁振子模、磁致伸缩引起的振动声子模以及超低噪声电光装置产生的纠缠的微波腔模和光学腔模组成. 其中一对纠缠的光-微波光束 (利用超低噪声电光装置^[34,35] 在连续变量域^[36] 通过自发参量下转换过程^[37] 产生), 作为内腔场, 在腔内振荡. 磁振子模式通过 YIG 晶体中大量自旋的集体运动 (自旋波) 来体现, 并且通过将晶体置于均匀偏置磁场中并施加其磁分量垂直于偏置场的微波驱动场来激活. 磁振子模通过磁偶极相互作用与微波腔模耦合, 磁力位移通过辐射压力与光学腔模耦合. 机械模式在系统中具有最低的谐振频率, 通常以兆赫兹为单位, 并且在低温下也是高热度填充. 所以, 把机械模式冷却到基态是在系统中制备量子态的必要条件^[38]. 为了满足这一要求, 我们利用红失谐激光场驱动光学腔模, 这样就可以激活光力反斯托克斯散射并且能在分辨带宽极限 $\omega_b \gg \kappa_c$ 处显著地冷却机械模, 如图 1(c) 所示.

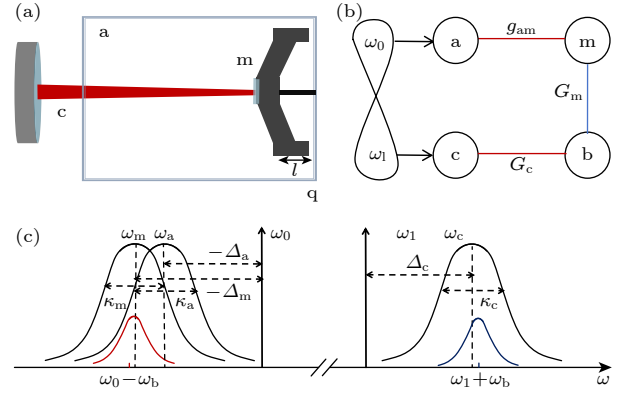


图 1 (a), (b) OMM 系统示意图. YIG 晶体中的磁振子模式 m 耦合到微波腔模 a 并且通过磁致伸缩引起振动声子 b 耦合到光学腔模 c . 图 (b) 中蓝色 (红色) 线表示参量下转换 (分束器) 相互作用; (c) 模型采用的模式频率和带宽. 当光学腔模与驱动激光场的反斯托克斯边带 (蓝色) 在频率为 $(\omega_1 + \omega_b)$ 处共振, 并且磁子模和微波腔模同时与微波驱动场的斯托克斯边带 (红色) 在频率为 $(\omega_0 - \omega_b)$ 处共振, 可以建立微波-声子以及光-磁子之间的稳态纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} .

Fig. 1. (a), (b) OMM system scheme. A magnon mode m in a YIG crystal couples to a microwave cavity mode a and to an optical cavity mode c via the mechanical vibration b induced by the magnetostriction. The blue (red) line in Figure (b) denotes the effective parametric down-conversion (beam-splitter) interaction; (c) mode frequency and bandwidth used adopted in the protocol. When the optical cavity is resonant with the (blue) anti-Stokes sideband of the driving laser at frequency $(\omega_0 - \omega_b)$, and the magnon and microwave cavity modes are resonant with the (red) Stokes sideband of the microwave drive field at frequency $(\omega_1 + \omega_b)$, microwave-mechanics entanglement E_{ab} and magnon-optics entanglement E_{cm} can be generated at steady state.

系统的哈密顿量由下式给出:

$$\frac{H}{\hbar} = \sum_{o=a,c,m} \omega_o o^\dagger o + \frac{\omega_b}{2} (q^2 + p^2) + g_{mb} m^\dagger m q + g_{am} (a^\dagger m + m^\dagger a) - g_{cb} c^\dagger c q + \frac{H_{\text{dri}}}{\hbar}, \quad (1a)$$

$$H_{\text{dri}} = i\hbar\Omega_d (m^\dagger e^{-i\omega_0 t} - m e^{i\omega_0 t}) + i\hbar E_1 (c^\dagger e^{-i\omega_1 t} - c e^{i\omega_1 t}) + i\hbar E_2 (a^\dagger e^{-i\omega_0 t} - a e^{i\omega_0 t}), \quad (1b)$$

其中 $a(a^\dagger)$, $c(c^\dagger)$, $m(m^\dagger)$ 分别表示微波腔模, 光学腔模以及磁振子模的湮灭 (产生) 算符, 并且满足 $[o, o^\dagger] = 1 (o = a, c, m)$; q 和 p 是机械振子模式的无量纲位置和动量, 满足 $[q, p] = i$; $\omega_a(\kappa_a)$, $\omega_c(\kappa_c)$, $\omega_m(\kappa_m)$ 和 $\omega_b(\gamma_b)$ 分别是微波腔模、光学腔模、磁振子模和机械振子模的本征频率 (耗散率); g_{cb} (g_{mb}) 表示单光 (磁) 力耦合强度, g_{am} 表示微波-磁子之间的磁偶极相互作用强度. (1b) 式表示驱动项

哈密顿量, 其中 $E_{1(2)} = \sqrt{2\kappa_{c(a)}P_{1(0)}/\hbar\omega_{1(0)}}$ 表示光学(微波)腔模与激光(微波)驱动场之间的耦合强度, 激光功率(频率)为 $P_1(\omega_1)$, 微波功率(频率)为 $P_0(\omega_0)$. Rabi 频率 $\Omega_d = \frac{\sqrt{5}}{4}\gamma\sqrt{N_d}B_d$ [27] 表示磁振子模与振幅为 B_d , 频率为 ω_0 的微波驱动场之间的耦合强度, 其中 γ 是旋磁比, N_d 是 YIG 晶体中的自旋数. 需要注意的是, 假设磁振子处于低激发极限 $\langle m^\dagger m \rangle \ll 2N_d s$, $s = 5/2$ 是基态 Fe^{3+} 在 YIG 中的自旋数 [38]. 这证实了自旋的玻色描述, 这样系统可以很好地被描述成谐振子 [39].

该方案使用了实验上可行参数 [19,20,32,38,40]: $\omega_b/2\pi = 40$ MHz, $\omega_m/2\pi = 10$ GHz, $\omega_a = \omega_m$, $\omega_c = 2\pi c/\lambda_1$, $\lambda_1 = 1550$ nm, $\kappa_m/2\pi = 1$ MHz, $\kappa_c = 1.5$ MHz, $\gamma_b/2\pi = 100$ Hz, $\kappa_m = \kappa_a$, $G_c/2\pi = 4$ MHz, $G_m/2\pi = 1.5$ MHz, $g_{am}/2\pi = 4$ MHz, $\Delta_a = -\omega_b$, $\tilde{\Delta}_m = -\omega_b$, $\tilde{\Delta}_c = \omega_b$, $T = 10$ mK, $r = 0.2$, $\theta = \pi/2$.

通过考虑每个模式的耗散和输入噪声, 在相互作用绘景中我们得到系统的朗之万方程 (QLEs), 由下式给出:

$$\begin{aligned}\dot{a} &= -i\Delta_a a - ig_{am}m - \kappa_a a + \sqrt{2\kappa_a}a_{in} + E_2, \\ \dot{c} &= -i\Delta_c c + ig_{cb}cq - \kappa_c c + \sqrt{2\kappa_c}c_{in} + E_1, \\ \dot{m} &= -i\Delta_m m - ig_{am}a - ig_{mb}mq + \Omega_d \\ &\quad - \kappa_m m + \sqrt{2\kappa_m}m_{in}, \\ \dot{q} &= \omega_b p, \\ \dot{p} &= -\omega_b q - \gamma_b p - g_{mb}m^\dagger m + g_{cb}c^\dagger c + \xi,\end{aligned}\quad (2)$$

其中 $\Delta_{m(a)} = \omega_{m(a)} - \omega_0$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_1$. 输入噪声 $K_{in}(t)$ ($K = m, b$) 的平均值为零, 满足相关方程:

$$\begin{aligned}\langle K_{in}^\dagger(t)K_{in}(t') \rangle &= N_K(\omega_K)\delta(t-t'), \\ \langle K_{in}(t)K_{in}^\dagger(t') \rangle &= [N_K(\omega_K) + 1]\delta(t-t').\end{aligned}\quad (3)$$

$\xi(t)$ 是作用在机械振荡器上的布朗噪声算符, 满足相关方程 $\langle \xi(t)\xi(t') + \xi(t')\xi(t) \rangle / 2 \cong \gamma_b[2N_b(\omega_b) +$

$1]\delta(t-t') \cdot N_{K,j}(\omega_{K,j}) = [\exp(\hbar\omega_{K,j}/k_B T) - 1]^{-1}$ 表示在浴温 T 下各个模式的平均热激发数, k_B 是玻尔兹曼常数. 如图 1(a) 所示, 将双模压缩微波-光场注入腔内, 使得微波腔与光学腔模式的噪声算符量子相关. 双模压缩场的输入噪声相关方程为

$$\begin{aligned}\langle j_{in}(t)j_{in}^\dagger(t') \rangle &= (N+1)\delta(t-t'), \\ \langle j_{in}^\dagger(t)j_{in}(t') \rangle &= N\delta(t-t'), \quad (j = a, c), \\ \langle j_{in}(t)k_{in}(t') \rangle &= M e^{-i(\Delta_j t + \Delta_k t')} \delta(t-t'), \\ \langle j_{in}^\dagger(t)k_{in}^\dagger(t') \rangle &= M^* e^{i(\Delta_j t + \Delta_k t')} \delta(t-t'), \\ (k \neq j = a, c),\end{aligned}\quad (4)$$

其中 $N = \sinh^2 r$, $M = \sinh r \cdot \cosh r$, r 为双模压缩场的压缩参数.

在系统中产生例如纠缠的强量子关联, 需要足够强的光力和磁力相互作用强度. 为此, 我们使用强激光(微波)场驱动光学腔(磁振子)模, 这就会导致 $|\langle c \rangle|, |\langle m \rangle| \gg 1$. 因此, 可以通过在稳态解附近忽略小的二阶起伏项来线性化非线性光力动力学和磁力动力学, 这一过程通过将每个模式算符写成其经典平均值和量子涨落算符的和来实现, 即 $o = \langle o \rangle + \delta o$, $q = \langle q \rangle + \delta q$, $p = \langle p \rangle + \delta p$. 为了研究宏观子系统之间的量子关联, 专注于量子涨落的动力学(稳态平均值附近). 描述量子涨落的线性化 QLEs 为 $(\delta X_a, \delta Y_a, \delta X_c, \delta Y_c, \delta X_m, \delta Y_m, \delta q, \delta p)$. 其中 $\delta X_o = (\delta o + \delta o^\dagger)/\sqrt{2}$ 和 $\delta Y_o = i(\delta o^\dagger - \delta o)/\sqrt{2}$ ($o = a, c, m$) 分别表示相应模式的正交振幅和正交位相的起伏量. 之后将线性化 QLEs 写成如下的矩阵形式:

$$\dot{\mathbf{u}}(t) = \mathbf{A}\mathbf{u}(t) + \mathbf{n}(t),\quad (5)$$

其中 $\mathbf{u} = (\delta X_a, \delta Y_a, \delta X_c, \delta Y_c, \delta X_m, \delta Y_m, \delta q, \delta p)^\top$, $\mathbf{n}(t) = (\sqrt{2\kappa_a}\delta X_a^{in}, \sqrt{2\kappa_a}\delta Y_a^{in}, \sqrt{2\kappa_c}\delta X_c^{in}, \sqrt{2\kappa_c}\delta Y_c^{in}, \sqrt{2\kappa_m}\delta X_m^{in}, \sqrt{2\kappa_m}\delta Y_m^{in}, 0, \xi,)^\top$. 同时得到漂移矩阵为

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} -\kappa_a & \Delta_a & 0 & 0 & 0 & g_{am} & 0 & 0 \\ -\Delta_a & -\kappa_a & 0 & 0 & -g_{am} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\kappa_c & \tilde{\Delta}_c & 0 & 0 & G_c & 0 \\ 0 & 0 & -\tilde{\Delta}_c & -\kappa_c & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{am} & 0 & 0 & -\kappa_m & \tilde{\Delta}_m & -G_m & 0 \\ -g_{am} & 0 & 0 & 0 & -\tilde{\Delta}_m & -\kappa_m & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \omega_b \\ 0 & 0 & 0 & -G_c & 0 & G_m & -\omega_b & -\gamma_b \end{pmatrix},\quad (6)$$

其中 $G_c = i\sqrt{2}g_{cb}\langle c \rangle$, $G_m = i\sqrt{2}g_{mb}\langle m \rangle$ 分别是有效光力耦合强度和有效磁力耦合强度. $\tilde{\Delta}_c = \Delta_c - g_{cb}\langle q \rangle$, $\tilde{\Delta}_m = \Delta_m + g_{mb}\langle q \rangle$ 分别是光学腔模式和磁振子模式的有效失谐量. 并且本文计算的所有纠缠都由漂移矩阵的负本征值保证其处于稳定状态.

由于系统的动力学方程已经被完全线性化, 并

且输入噪声是高斯的, 所以系统在任何给定时刻的状态都是高斯的, 可以由 8×8 的协方差矩阵 $\mathbf{V}$ 来表征. 当系统稳定时, $\mathbf{V}$ 可以通过求解李雅普诺夫方程得到:

$$\mathbf{A}\mathbf{V} + \mathbf{V}\mathbf{A}^T = -\mathbf{D}. \quad (7)$$

扩散矩阵 $\mathbf{D}$ 的表达形式如下:

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \kappa_a(2N+1) & 0 & \kappa^+ & \kappa^- & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_a(2N+1) & \kappa^- & -\kappa^+ & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \kappa^+ & \kappa^- & \kappa_c(2N+1) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \kappa^- & -\kappa^+ & 0 & \kappa_c(2N+1) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \kappa_m(2N_m+1) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \kappa_m(2N_m+1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_b(2N_b+1) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中, $\kappa^+ = \sqrt{\kappa_a\kappa_c}(M+M^*)$, $\kappa^- = i\sqrt{\kappa_a\kappa_c}(-M+M^*)$. 计算得到协方差矩阵 $\mathbf{V}$ 后, 利用对数负性^[41,42]方法来量化任意两个子系统之间的纠缠, 其定义为

$$E_N = \max[0, -\ln(2\eta^-)], \quad (9)$$

其中 $\eta^- \equiv 2^{-1/2}[\Sigma - (\Sigma^2 - 4 \times \det \mathbf{V}_4)^{1/2}]^{1/2}$, $\mathbf{V}_4 = [\mathbf{V}_e, \mathbf{V}_{ef}; \mathbf{V}_{ef}^T, \mathbf{V}_f]$ 是包含模式 e 和 f ($e, f = a, c, m, b$) 二体子系统 4×4 的协方差矩阵, $\Sigma \equiv \det \mathbf{V}_e + \det \mathbf{V}_f - 2 \det \mathbf{V}_{ef}$.

3 结果与讨论

系统首先通过注入超导电光装置产生的微波-

光纠缠源, 即 E_{ac} . 利用微波-磁子之间的状态交换相互作用以及光力分束器相互作用, 将纠缠转移到了微波力学以及磁光子系统中, 可以产生微波-声子纠缠 E_{ab} 以及光-磁纠缠 E_{cm} . 此外, 用蓝失谐微波场驱动 YIG 晶体中的磁振子模式, 利用微波-磁子之间的状态交换相互作用以及光力分束器相互作用, 也会产生微波-声子纠缠 E_{ab} 以及光-磁纠缠 E_{cm} . 稳态纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 随磁子模式和微波光子模式有效失谐量变化密度图如图 2(a) 和图 2(b) 所示. 从图 2(a) 和图 2(b) 中还可以看出纠缠 E_{ab} 集中在 $\Delta_a = -\omega_b$ 附近, 纠缠 E_{cm} 集中在 $\tilde{\Delta}_m = -\omega_b$ 附近.

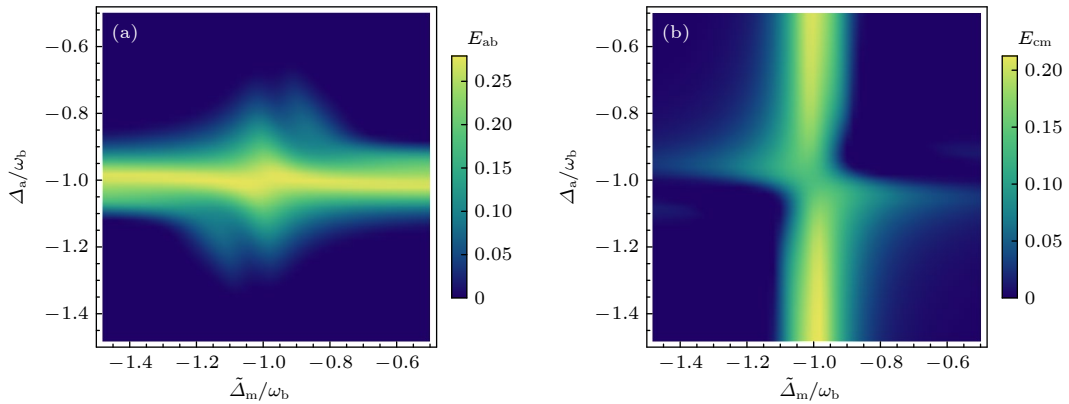


图 2 稳态纠缠随磁子模式和微波腔模式有效失谐量变化密度图 (a) 微波-声子纠缠 E_{ab} ; (b) 光-磁纠缠 E_{cm}

Fig. 2. Density plot of steady-state entanglement versus effective detunings Δ_a and $\tilde{\Delta}_m$: (a) Microwave-mechanics entanglement E_{ab} ; (b) magnon-optics entanglement E_{cm} .

从整个过程来看, 纠缠作为一种有限的量子资源, 最初存在于微波-光与磁振子-声子之间, 之后通过光力分束器相互作用以及微波-磁子状态交换相互作用, 纠缠最终转移到微波力学以及磁光子系统中.

之后, 我们研究了压缩参数 r 对系统中二体纠缠的影响, 如图 3 所示. 光-微波纠缠 E_{ac} 随 r 的变大先增强后减弱, 且 r 在 0.2 附近存在最佳值. 由于光与微波的纠缠也是实现量子计算等的重要资源, 因此在本文结果计算中我们采取 $r = 0.2$.

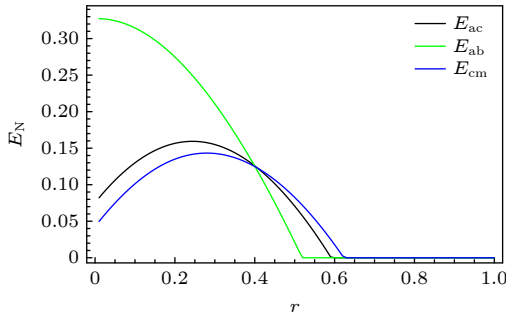


图 3 微波-声子, 光-磁以及微波-光纠缠随压缩参数 r 的变化

Fig. 3. Stationary microwave-mechanics entanglement E_{ab} , magnon-optics entanglement E_{cm} and microwave-optics entanglement E_{ac} versus squeezing parameter r .

系统耦合强度对纠缠态的产生是非常重要的. 因此, 在图 4 中分析了微波-声子以及光-磁纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 分别随磁力耦合强度 G_m 、光力耦合强度 G_c 、以及微波-磁子之间磁偶极相互作用强度 g_{am} 的变化趋势. 图 4(a) 中纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 随 G_m 的增强而先增加后减小. 其原因为随着 G_m 增强, 除本身的微波-光纠缠源 E_{ac} 外, 由磁致伸缩产生的纠缠增加, 通过微波-磁子状态交换相互作用以及光力

分束器作用转移到微波力和磁光子系统中, 从而在一定参数范围内纠缠 E_{ab} 与 E_{cm} 随 G_m 增加. 但是随着 G_m 继续增强, 大部分的磁子与声子发生相互作用, 影响纠缠转移, 从而导致纠缠 E_{cm} 与 E_{ab} 开始减小. 图 4(b) 中随着 G_c 变大, 纠缠 E_{ab} 与 E_{cm} 先增加后减小. 其原因为, 开始时光-微波和磁致伸缩产生的纠缠会通过微波-磁子状态交换相互作用以及光力分束器相互作用转移到微波力学以及磁光子系统中, 从而在一定参数范围内纠缠 E_{ab} 与 E_{cm} 随 G_c 增强而增加. 但是当 G_c 继续增强时, 光学光子尽可能与声子发生相互作用, 从而导致纠缠源减小, 进而导致纠缠 E_{cm} 与 E_{ab} 开始减小. 从图 4(c) 中发现随 g_{am} 增强时, 纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 变化趋势一致, 都是随着 g_{am} 的增强而先减小至 0, 之后又随着 g_{am} 增强而先增加后减小. 其原因是, 开始时微波-磁子状态交换相互作用与光力分束器作用相互竞争, 但并未起到转移纠缠的作用, 因此纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 先减小直到为 0. 之后随着 g_{am} 继续变大, 微波-磁子状态交换相互作用以及光力分束器相互作用开始转移两个纠缠源, 从而导致纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 开始增加. 但是随着 g_{am} 继续增强, 大部分微波光子与磁子发生作用, 导致与光学光子作用的微波光子变少以及与声子作用的磁子变少, 即纠缠源 E_{ac} 和 E_{cm} 减少, 进而导致纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 又开始减少. 相较于系统中微波与光本身不纠缠的情况 [33], 本文系统中产生的纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 既可以同时存在也可以单独存在. 尤其是当 $g_{am}=0$ 时, 纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 依旧存在.

图 5 给出了不同模式耗散率对纠缠的影响. 通过结果发现, 微波-声子以及光-磁纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 随着微波腔模式耗散率 κ_a 以及磁子模式耗散率 κ_m

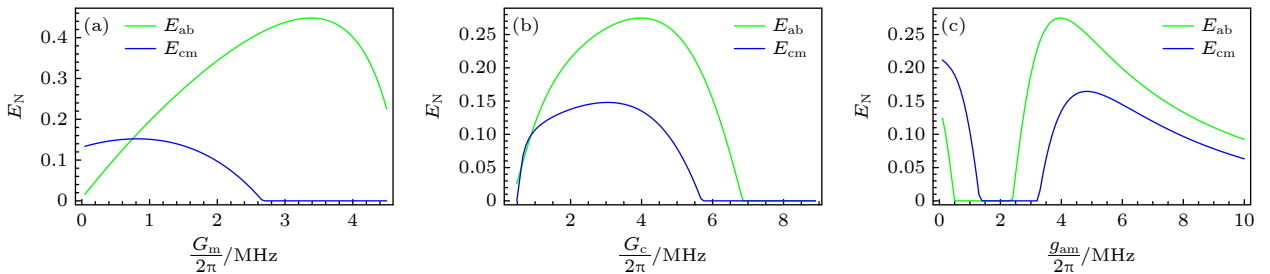


图 4 光-磁和微波-声子之间纠缠随有效耦合强度变化 (a) 有效光力耦合强度 G_c ; (b) 有效磁力耦合强度 G_m ; (c) 微波-磁子耦合强度 g_{am}

Fig. 4. Stationary magnon-optics entanglement E_{cm} and microwave-mechanics entanglement E_{ab} versus effective coupling strength: (a) The effective optomechanical coupling strength G_c ; (b) the effective magno-mechanical coupling strength G_m ; (c) the microwave-magnon coupling rate g_{am} .

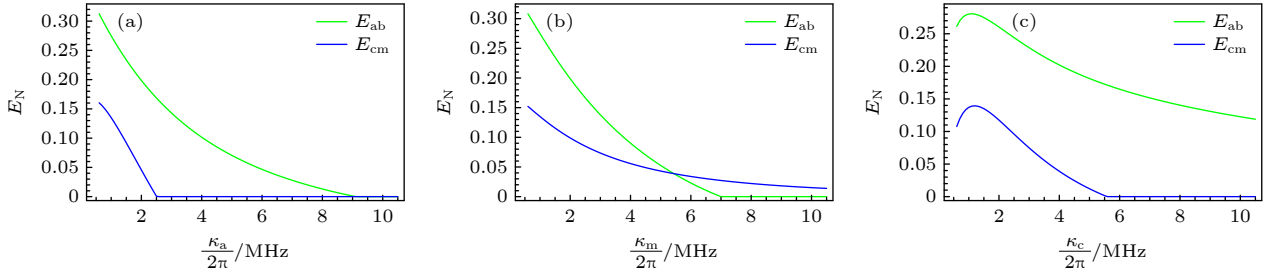


图 5 微波-声子以及光-磁之间纠缠随不同模式耗散率变化 (a) 微波腔模耗散率 κ_a ; (b) 磁振子模耗散率 κ_m ; (c) 光学腔模耗散率 κ_c

Fig. 5. Stationary microwave-mechanics entanglement E_{ab} and magnon-optics entanglement E_{cm} versus dissipation rates: (a) Microwave cavity mode dissipation rate κ_a ; (b) magnon mode dissipation rate κ_m ; (c) optical cavity mode dissipation rate κ_c .

的增强而减小, 但是随着光学腔模式耗散率 κ_c 的增强而先增加后减小. 当 κ_a 增强时, 与磁子和光学光子发生作用的微波光子变少, 导致两纠缠源通过磁偶极相互作用转移的过程受到影响, 从而导致纠缠 E_{cm} 和 E_{ab} 减小. 同理, 当 κ_m 增强时, 与微波和声子作用的磁子变少, 两纠缠源通过磁偶极相互作用转移的过程受到影响, 从而导致纠缠 E_{cm} 和 E_{ab} 减小. 并且通过对比图 5(a) 和图 5(b) 可以发现纠缠 E_{ab} 对磁子模式耗散率 κ_m 更敏感, 而纠缠 E_{cm} 则对微波模式耗散率 κ_a 更敏感. 物理上可以这样解释: 尽管纠缠 E_{ab} 与纠缠 E_{cm} 产生的来源是相同的, 都可以由注入的微波-光纠缠以及磁声耦合产生. 但结合图 3 与图 4(a) 可以看到, 压缩参数 r 对纠缠 E_{ab} 主要起抑制作用, 而有效磁力耦合强度 G_m 对纠缠 E_{ab} 起先促进后抑制的作用, 表明纠缠 E_{ab} 的产生主要来源于磁声耦合. 同理, 有效磁力耦合强度 G_m 对纠缠 E_{cm} 主要起抑制作用, 而压缩参数 r 对纠缠 E_{cm} 起先促进后抑制的作用, 表明纠缠 E_{cm} 的产生主要来源于注入的微波-光纠缠. 而当 κ_c 增强时, 光学光子逸出通过耗散机制^[43]与微波光子耦合产生纠缠, 这一过程会使纠缠 E_{ac} 增加, 所以通过 E_{ac} 转移产生的纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 会先增加, 但是当超过最佳值时, 会导致系统退相干效应, 破坏系统纠缠. 可以看出, 虽然损耗通常被视为量子纠缠的负面影响因素, 但在某些情况下, 耗散过程可以用来产生和维持量子纠缠. 同时, κ_c 增强还会使与声子作用的光学光子变少, 影响纠缠 E_{ac} 和 E_{mb} 通过光力分束器相互作用的转移过程, 导致纠缠 E_{cm} 和 E_{ab} 减小.

最后研究了温度对系统中微波-声子以及光-磁纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 的影响. 相较于注入不纠缠的微波与光^[44]的系统, 我们的方案会显著地提升纠缠对

于温度的鲁棒性. 如图 6(a) 所示, 纠缠 E_{cm} 和 E_{ab} 在 1.3 K 的温度下仍然存在. 同时, 如图 6(b) 所示, 在 γ_b 约为 $2\pi \times 5.8 \times 10^5$ 时, 纠缠 E_{cm} 与 E_{ab} 仍然存在, 表明该系统制备的纠缠 E_{ab} 和 E_{cm} 对声子耗散率也同样具有鲁棒性.

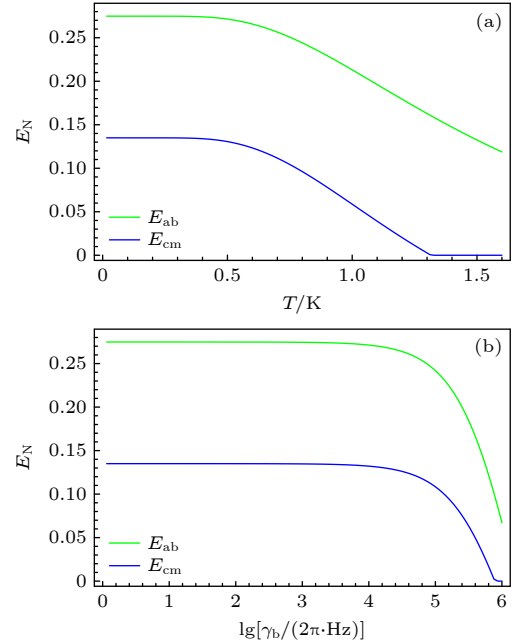


图 6 微波-声子以及光-磁之间纠缠 (a) 随温度 T 变化; (b) 随机机械振子耗散率 γ_b 变化

Fig. 6. Stationary microwave-mechanics entanglement E_{ab} and magnon-optics entanglement E_{cm} versus: (a) Temperature T ; (b) mechanical damping rate γ_b .

4 结 论

我们提出了一种在 OMM 系统中获得微波-声子以及光-磁之间稳态纠缠的可行方案, 并利用负对数性研究了系统中纠缠特性以及对相关参数的依赖关系. 该方案中, 纠缠首先由微波-光以及磁

子-声子产生, 之后通过光力分束器相互作用以及微波-磁子状态交换相互作用, 最终被转移到微波力学以及磁光子系统中. 研究表明微波-声子和光-磁纠缠可以在同一系统中同时产生, 并且该方案对环境温度以及声子耗散率具有很强的鲁棒性. 纠缠的微波-声子以及光-磁振子可以作为量子网络中的节点, 实现不同量子系统之间的连接, 这对于构建大规模的量子网络至关重要, 将在量子信息处理和量子网络中具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Tang J F, Hou Z B, Shang J W, Zhu H J, Xiang G Y, Li C F, Guo G C 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 060502
- [2] Konrad T, De Melo F, Tiersch M, Kasztelan C, Aragão A, 2008 *Buchleitner A Nat. Phys.* **4** 99
- [3] Aspelmeyer M, Böhm H R, Glatzer T, Jennewein T, Kaltenbaek R, Lindenthal M, Molina-Terriza G, Poppe A, Taraba M, Ursin R, Walther P, Zeilinger A 2003 *Science* **301** 621
- [4] Yang R G, Zhang C X, Li N, Zhang J, Gao J R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 094205 (in Chinese) [杨荣国, 张超霞, 李妮, 张静, 郜江瑞 2019 物理学报 **68** 094205]
- [5] Liang Y Y, Yang R G, Zhang J, Zhang T C 2023 *Opt. Express* **31** 11775
- [6] Zhang K, Wang W, Liu S H, Pan X Z, Du J J, Lou Y B, Yu S, Lü S C, Treps N, Fabre C, Jing J T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 090501
- [7] Hao J C, Du P L, Sun H X, Liu K, Zhang J, Yang R G, Gao J R 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 074203 (in Chinese) [郝景晨, 杜培林, 孙恒信, 刘奎, 张静, 杨荣国, 郜江瑞 2024 物理学报 **73** 074203]
- [8] Yan Z H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 014206 (in Chinese) [闫智辉, 贾晓军, 谢常德, 彭堃堦 2012 物理学报 **61** 014206]
- [9] Liu K, Cui S Z, Yang R G, Zhang J X, Gao J R 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 060304
- [10] Liu K, Ma L, Su B D, Li J M, Sun H X, Gao J R 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 124203 (in Chinese) [刘奎, 马龙, 苏必达, 李佳明, 孙恒信, 郜江瑞 2020 物理学报 **69** 124203]
- [11] Yang R G, Zhang J, Klich I, González-Arciniegas C, Pfister O 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043832
- [12] Du P L, Wang Y, Liu K, Yang R G, Zhang J 2023 *Opt. Express* **31** 479420
- [13] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [14] Liu X M, Yang R G, Zhang J, Zhang T C 2023 *Opt. Express* **31** 30005
- [15] Luo J W, Wu D W, Miao Q, Wei T L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 054203 (in Chinese) [罗均文, 吴德伟, 苗强, 魏天丽 2020 物理学报 **69** 054203]
- [16] Palomaki T A, Teufel J D, Simmonds R W, Lehnert K W 2013 *Science* **342** 710
- [17] Riedinger R, Wallucks A, Marinković I, Löschner C, Aspelmeyer M, Hong S, Gröblacher S 2018 *Nature* **556** 473
- [18] Wollman E E, Lei C U, Weinstein A J, Suh J, Kronwald A, Marquardt F, Clerk A A, Schwab K C 2015 *Science* **349** 952
- [19] Zhang X F, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [20] Shen R C, Li J, Fan Z Y, Wang Y P, You J Q 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 123601
- [21] Huebl H, Zollitsch C W, Lotze J, Hocke F, Greifenstein M, Marx A, Gross R, Goennenwein S T B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 127003
- [22] Tabuchi Y, Ishino S, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 083603
- [23] Bai L, Harder M, Chen Y P, Fan X, Xiao J Q, Hu C M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 227201
- [24] Osada A, Hisatomi R, Noguchi A, Tabuchi Y, Yamazaki R, Usami K, Sadgrove M, Yalla R, Nomura M, Nakamura Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 223601
- [25] Zhang X F, Zhu N, Zou C L, Tang H X 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 123605
- [26] Osada A, Gloppe A, Hisatomi R, Noguchi A, Yamazaki R, Nomura M, Nakamura Y, Usami K 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133602
- [27] Zhu N, Zhang X, Han X, Zou C L, Zhong C, Wang C H, Jiang L, Tang H X 2020 *Optica* **7** 1291
- [28] Haigh J A, Nunnenkamp A, Ramsay A J 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 143601
- [29] Yang Z B, Liu X D, Yin X Y, Ming Y, Liu H Y, Yang R C 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 024042
- [30] Yin X Y, Yang Z B, Huang Y M, Wan Q M, Yang R C, Liu H Y 2023 *Ann. Phys.* **535** 2200603
- [31] Fan Z Y, Shen R C, Wang Y P, Li J, You J Q 2022 *Phys. Rev. A* **105** 033507
- [32] Fan Z Y, Qian H, Li J 2023 *Quantum Sci. Technol.* **8** 015014
- [33] Fan Z Y, Qiu L, Gröblacher S, Li J 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200866
- [34] Rueda A, Hease W, Barzanjeh S, Fink J M 2019 *npj Quantum Inf.* **5** 108
- [35] Hease W, Rueda A, Sahu R, Wulf M, Arnold G, Schwefel H G L, Fink J M 2020 *PRX Quantum* **1** 020315
- [36] Andersen U L, Gehring T, Marquardt C, Leuchs G 2016 *Phys. Scr.* **91** 053001
- [37] Sahu R, Qiu L, Hease W, Arnold G, Minoguchi Y, Rabl P, Fink J M 2023 *Science* **380** 718
- [38] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [39] Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Gloppe A, Usami K, Nakamura Y 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 070101
- [40] Heyroth F, Hauser C, Trempler P, Geyer P, Syrowatka F, Dreyer R, Ebbinghaus S G, Woltersdorf G, Schmidt G 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 054031
- [41] Vidal G, Werner R F 2002 *Phys. Rev. A* **65** 032314
- [42] Plenio M B 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 090503
- [43] Tan H T, Deng W W, Li G X 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053842
- [44] Luo Y X, Cong L J, Zheng Z G, Liu H Y, Ming Y, Yang R C 2023 *Opt. Express* **31** 34764

Generation of microwave-phonon and magnon-optics entangled states*

XU Minghui¹⁾ LIU Xiaomin¹⁾²⁾ SHI Jiajia¹⁾ ZHANG Chong¹⁾
ZHANG Jing¹⁾²⁾ YANG Rongguo^{1)2)†} GAO Jiangrui¹⁾²⁾³⁾

¹⁾ (College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

²⁾ (State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

³⁾ (Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 1 December 2024; revised manuscript received 26 December 2024)

Abstract

Quantum entanglement is a key resource for performing quantum computing and building quantum communication networks. By injecting a microwave-optical dual-mode entanglement field into the system, as well as pumping the optical and microwave cavities, and by appropriately choosing the detuning relationship between the pumping field and the modes, it is shown in this work that microwave-phonon entanglement E_{ab} and magnon-optics entanglement E_{cm} can be generated simultaneously in the cavity opto-magnomechanic system, and the entanglement can be in a steady state. Specifically, the model is based on a hybrid quantum system of magnons, where a microwave-light entanglement generated by an optically pulsed superconducting electro-optical device through spontaneous parametric down-conversion process is injected as the intracavity field, and a blue-detuned microwave field is used to excite the magnon modes to produce magnon-phonon entanglement. Through the interaction between an optomechanical beam splitter and microwave-magnon state-swap, steady microwave-phonon entanglement E_{ab} and magnon-optics entanglement E_{cm} are successfully realized. The entanglement E_{ab} and E_{cm} in the system are analyzed using the logarithmic negativity. The effects of several parameters of the system, such as environment temperature, coupling strength and dissipation rate, on the degree of entanglement are investigated. In particular, the entanglement E_{ab} and E_{cm} generated in this system can exist both simultaneously and individually. Especially when $g_{am} = 0$, the entanglement E_{ab} and E_{cm} still exist. Moreover, directly injecting entangled microwave-light into the system can significantly enhance the robustness of the entanglement against temperature, which will have broad application prospects in quantum information processing in quantum networks and hybrid quantum systems. Notably, the entanglement E_{ab} and E_{cm} exist even at a temperature of 1.3 K. Our research has potential value for applications in the fields of quantum information processing and quantum networks.

Keywords: quantum entanglement, opto-magnomechanics, two-mode squeezing

PACS: 42.50.-p, 42.65.-k, 03.67.Bg

DOI: 10.7498/aps.74.20241664

CSTR: 32037.14.aps.74.20241664

* Project supported by the National Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFC2201802), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874248, 11874249), and the Foundation of National Key Laboratory of Radar Signal Processing, China (Grant No. JKW202401).

† Corresponding author. E-mail: yrg@sxu.edu.cn



微波-声子与光-磁纠缠态的产生

徐明慧 刘晓敏 史佳佳 张冲 张静 杨荣国 郜江瑞

Generation of microwave-phonon and magnon-optics entangled states

XU Minghui LIU Xiaomin SHI Jiajia ZHANG Chong ZHANG Jing YANG Rongguo GAO Jiangrui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 054202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241664

CSTR: 32037.14.aps.74.20241664

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241664>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于纠缠态表象的双模耦合谐振子量子特性分析

Analysis of quantum properties of two-mode coupled harmonic oscillator based on entangled state representation

物理学报. 2024, 73(23): 230302 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241303>

离子阱中以声子为媒介的多体量子纠缠与逻辑门

Phonon-mediated many-body quantum entanglement and logic gates in ion traps

物理学报. 2022, 71(8): 080301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220360>

基于四波混频过程的纠缠光放大

Amplification of entangled beam based on four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(5): 050301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211324>

双端腔 II 类倍频产生四组份纠缠光场

Quadripartite entanglement from two-port resonator with second-order harmonic generation

物理学报. 2024, 73(7): 074203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231630>

超级里德伯原子间的稳态关联集体激发与量子纠缠

Correlated collective excitation and quantum entanglement between two Rydberg superatoms in steady state

物理学报. 2023, 72(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222030>

双模压缩态量子相干性演化的实验研究

Experimental demonstration on quantum coherence evolution of two-mode squeezed state

物理学报. 2023, 72(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221923>