相干反馈光磁力系统中光-微波纠缠与 光磁纠缠的增强^{*}

史佳佳1)2) 刘晓敏1)2) 张冲1)2) 徐明慧1)2) 梁芸芸1)2) 张静1)2)†

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)

(2024年12月31日收到; 2025年2月20日收到修改稿)

光-微波纠缠和光磁纠缠在混合量子网络构建和光学控制等方面有着重要的应用前景.本文提出了一种 在光磁力系统中利用相干反馈机制来增强光-微波纠缠和光磁纠缠的理论方案,考虑在输入输出腔镜和镀反 射膜的YIG桥中间插入薄膜的光磁力系统,该系统包含了光、微波、机械振子和磁振子四种模式,其中,光和 微波以机械振子为中介发生相互作用,磁振子则通过磁偶极相互作用与微波耦合.我们详细地研究了光-微波 纠缠和光磁纠缠随各失谐量、各耦合强度、各衰减率的变化关系,分析了最优的相干反馈条件、纠缠产生和 纠缠转移的物理机制和条件,讨论了加入反馈回路后的光-微波纠缠和光磁纠缠的增强.研究结果表明,加入 相干反馈后,光-微波纠缠和光磁纠缠在较宽的参数范围内均可获得显著且稳定的增强.研究结果对构建混合 量子网络时连接不同物理系统构成的节点、灵活操控磁振子的量子特性以及制备宏观量子态等方面提供了 理论依据.我们的研究结果不仅为实现混合量子网络提供了有力的理论支持,还为光学控制、设计、检测和 传输磁振子状态提供了更多的可能性,便于未来能够更加灵活地操控和利用磁振子的量子特性.

关键词:光磁力系统,相干反馈,量子纠缠 PACS: 42.65.-k, 87.19.lr, 42.50.-p CSTR: 32037.14.aps.74.20241801

DOI: 10.7498/aps.74.20241801

1 引 言

量子纠缠是量子信息处理^[1,2]、量子通信^[3,4]、 量子计算^[5,6]、量子隐形传态^[7,8]、量子网络构建^[9,10] 等过程的核心资源.在构建量子网络的过程中,由 于每个物理系统都有其各自的优势,往往需要将不 同的物理系统 (即不同的频率)关联在一起组成混 合量子网络体系,以便于它们能最大程度地发挥各 自的优势. 腔光力系统中的机械振子和腔磁力系统 中的磁振子都可以作为中介使得不同的物理系统 之间产生关联 (纠缠),利用腔光 (磁) 力系统制备 不同模式之间纠缠态的各种方案得到了广泛的关注和研究^[9,11-17]. 光磁力系统^[18-22] 将腔光力系统和 腔磁力系统结合起来,可以同时包含磁致伸缩和辐射压力两种色散耦合机制,使得系统具有丰富的模式和灵活的可调性,因此,基于光磁力系统的量子态制备方案成为了更好的选择. 2023 年,由一个微 波腔、一个光学腔和一个制作成微桥结构的 YIG (yttrium-iron-garnet) 晶体组成的光磁力系统被提 出和研究,其中,微桥表面附着了一个小的高反射 镜垫作为光学腔的另一个腔镜,当采用红失谐激光 场驱动光学腔、蓝失谐微波场驱动磁振子模式时,可以获得稳定的光-微波纠缠^[18]. 基于上述光磁力

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874248, 11874249) 和山西省自然科学基金 (批准号: 01801D121007) 资助的课题.

© 2025 中国物理学会 Chinese Physical Society

[†] 通信作者. E-mail: zjj@sxu.edu.cn

系统,考虑微波腔增益的类 PT 对称的情况,可以 获得光微波纠缠、光磁纠缠和微波-声子纠缠的增 强^[10].采用双模压缩光场分别驱动两个相同的混 合光磁力系统,光模之间的纠缠通过光力耦合转移 到声子之间,再通过磁力耦合(磁致伸缩)转移到 磁振子之间,最后通过磁偶极相互作用转移到两个 微波模式之间^[20].在混合二能级原子系综的光磁 力系统中,光力耦合产生的光力纠缠通过磁力耦合 和 Tavis-Cummings 耦合转移至原子和磁振子之 间,从而制备原子-磁子纠缠^[21].因此,混合光磁力 学系统是制备涉及磁振子、光子、微波光子、声子 和原子等的宏观量子态的理想平台之一.

随着量子信息技术的快速发展, 对纠缠度的要 求越来越高, 因此, 量子纠缠的增强成为了一个重 要的课题. 相干反馈^[23-20]作为一种增强纠缠的有 效方法, 其基本原理是将携带腔内关联信息的部分 输出场再次输入到系统, 从而获得关联增强的效 果, 该方法在各种产生量子纠缠的系统中均得到了 广泛的研究^[27-31]. 在腔光力系统中引入相干反馈 回路不仅可以增强光力纠缠, 还可以扩大系统稳定 区的参数范围^[27]. 双色驱动包含两个机械振子的 腔光力系统, 与腔模发生光力耦合的两个机械振子 之间会产生纠缠, 引入相干反馈可以显著增强两个 机械振子之间的纠缠^[28]. 在上述腔光力系统中, 增 加一个辅助腔, 再将辅助腔的输出反馈回系统中, 也可以显著地增强两个机械振子之间的纠缠^[29]. 利用非简并光参量放大器 (NOPA) 产生纠缠光束 的过程中,将双端输出的纠缠光束反馈回输入端,可以获得纠缠的增强^[30].在双模压缩微波场驱动 的双腔磁力系统中,微波模之间的纠缠通过磁偶极 相互作用转移到两个磁振子之间,将两个腔磁力系 统的输出微波场反馈回各自的系统中,可以获得两 个磁振子之间纠缠的显著增强^[31].

本文提出了利用相干反馈的光磁力系统获得 光-微波纠缠和光磁纠缠的有效增强的方案,并讨 论分析了纠缠增强效果的参数依赖性.研究结果显 示,相干反馈不仅能够有效地增强纠缠,还能够扩 大纠缠的参数范围,减少纠缠受环境条件的影响. 该研究对于混合量子网络的构建及纠缠调控等方 面,提供了重要的理论依据.

2 理论模型

我们考虑的光磁力系统如图 1(a) 所示, 在一 个输入输出腔镜和一个附有高反射镜的 YIG 桥之 间插入一个薄膜, 使得薄膜与左边的腔镜构成光学 腔、与右边的 YIG 桥构成微波腔, 腔镜的左端是一 个相干反馈回路. 其中, 两侧的腔模与薄膜之间通 过辐射压力发生相互作用, 右侧 YIG 桥中被微波 驱动激发的磁振子与微波发生磁偶极相互作用, 而 左侧的光学腔模与右侧的微波腔模则通过薄膜中 介产生间接关联. 我们主要关注的是光磁纠缠和 光-微波纠缠, 因此没有考虑 YIG 激发的声子, 这 在调整偏置磁场方向的条件下是合理的^[32]. 磁振



图 1 (a) 加入相干反馈回路的光磁力系统示意图, 其中 CBS (controllable beam splitter) 是可控分束器, HRM (highly reflective mirror) 是高反镜; (b) 各个模式之间的相互作用, 其中蓝色和红色实线分别对应双模压缩型和分束器型相互作用; (c) 各个模式之间的频率关系

Fig. 1. (a) Optomagnomechanics system scheme with a coherent feedback loop, where CBS represents a controllable beam splitter, and HRM represents a highly reflective mirror; (b) the interactions between different modes, where the blue and red solid lines correspond to the two-mode squeezeing and beam-splitter interactions; (c) the frequency relationship between different modes.

子 m (频率为 ω_m 、衰减率为 κ_m)、微波模 c (频率 为 ω_c 、衰减率为 κ_c)、机械振子 b (频率为 ω_b 、衰减 率为 γ_b)、光模 a (频率为 ω_a 、衰减率为 κ_a)之间的 相互作用如图 1(b) 所示,其中蓝色和红色实线分 别表示所连接模式之间存在双模压缩型和分束器 型相互作用.该光磁力系统的频率关系如图 1(c) 所示,微波和磁振子模式在微波驱动场的 (蓝)反 斯托克斯边带 $\omega_0 + \omega_b$ 附近共振,光模在激光驱动 场的 (红) 斯托克斯边带 $\omega_L - \omega_b$ 附近共振,其中 ω_L 和 ω_0 分别表示驱动激光场和驱动微波场的频率, $\Delta_a = \omega_a - \omega_L$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_0$, $\Delta_m = \omega_m - \omega_0$ 分别 为光学腔模、微波腔模和磁振子模式相对于各自驱 动场的失谐.

图 1(a) 所示的光磁力系统的哈密顿量可表示 为(ħ = 1)

$$H = \omega_a a^{\dagger} a + \omega_c c^{\dagger} c + \omega_m m^{\dagger} m$$

+ $\frac{\omega_b}{2} \left(q^2 + p^2 \right) - g_{ab} a^{\dagger} a q + g_{cb} c^{\dagger} c q$
+ $g_{cm} \left(c^{\dagger} m + c m^{\dagger} \right) + i \Omega \left(m^{\dagger} e^{-i\omega_0 t} - m e^{i\omega_0 t} \right)$
+ $i E \left(a^{\dagger} e^{-i\omega_L t} - a e^{i\omega_L t} \right).$ (1)

第一行的四项依次表示光学腔模、微波腔模、磁 振子和机械振子 (薄膜)的自由哈密顿量,其中, $a(a^{\dagger}), c(c^{\dagger}), m(m^{\dagger})$ 分别是光子、微波光子和磁 振子的湮灭 (产生) 算符, 满足对易关系 [o, o[†]] = 1, o = a, c, m; q 和 p 是机械振子的无量纲位置和动量算符,满足对易关系 [q,p] = i.第二行的前两项 分别表示薄膜与左侧的光学腔模和右侧的微波 腔模之间的辐射压力相互作用 (耦合强度分别为 gab和gcb), 第二行的第三项表示微波与磁振子之 间的磁偶极相互作用(耦合强度为gcm).第三行 的两项依次表示磁振子和光学腔的驱动项, $\Omega =$ $\frac{\sqrt{5}}{4}\gamma\sqrt{N}H_{d}$ 是磁振子和微波驱动场耦合的拉比 $频率^{[9]}$,其中, γ 是磁振子的磁旋比, N 是 YIG 晶 体中的总自旋数, H_d 是驱动磁场的振幅. E = $\sqrt{2\kappa_{a}P_{l}/(\hbar\omega_{L})}$ 为光学腔与驱动激光的耦合强度, 其中, κ_a 是光学腔的衰减率, $P_L(\omega_L)$ 是激光场的 功率 (频率).

3 理论推导

根据 (1) 式中的哈密顿量,考虑噪声项和阻尼 项,可以得到系统的朗之万方程:

$$\begin{split} \dot{a} &= -(\mathrm{i}\varDelta_a + \kappa_a)a + \mathrm{i}g_{ab}aq + E + \sqrt{2\kappa_a}a^{\mathrm{in}}, \\ \dot{c} &= -(\mathrm{i}\varDelta_c + \kappa_c)c + \mathrm{i}g_{cb}cq - \mathrm{i}g_{cm}m + \sqrt{2\kappa_c}c^{\mathrm{in}}, \\ \dot{m} &= -(\mathrm{i}\varDelta_m + \kappa_m)m - \mathrm{i}g_{cm}c + \Omega + \sqrt{2\kappa_m}m^{\mathrm{in}}, \\ \dot{q} &= \omega_b, \end{split}$$

$$\dot{p} = -\omega_b q - \gamma_b p + g_{ab} a^{\dagger} a - g_{cb} c^{\dagger} c + \xi, \qquad (2)$$

式中, a^{in} , c^{in} , m^{in} 分别为光学腔模、微波腔模和 磁振子的输入噪声算符,它们的噪声关联函数可以 统一表示为 $\langle o_{in}(t)o_{in}^{\dagger}(t') \rangle = [N_o(\omega_o) + 1]\delta(t - t')$ 和 $\langle o_{in}^{\dagger}(t')o_{in}(t) \rangle = [N_o(\omega_o)]\delta(t - t')$,机械振子的噪 声算符 $\xi(t)$ 的噪声关联可以表示为 $\langle \xi(t)\xi(t') + \xi(t')\xi(t) \rangle/2 = \gamma_b[2N_b(\omega_b + 1)]\delta(t - t')$.各个模式的 平均热激发数可以统一表示为 $N_j = [\exp(\hbar\omega_j/k_BT - 1)]^{-1}$, j = o, b,其中 T是环境温度, k_B 是玻尔 兹曼常数.

当光磁力系统受到强场驱动时,可将朗之万方 程中的每个物理量都写成稳态平均值加起伏的形 式,即 $o = \langle o \rangle + \delta o, q = \langle q \rangle + \delta q, p = \langle p \rangle + \delta p$,可以 得到线性化的朗之万方程,其稳态解可以解出:

$$a_{\rm s} = \frac{E}{\mathrm{i}\tilde{\Delta}_a + \kappa_a},$$

$$c_{\rm s} = \frac{-\mathrm{i}g_m\Omega}{\left(\mathrm{i}\tilde{\Delta}_c + \kappa_c\right)\left(\mathrm{i}\Delta_m + \kappa_m\right) + g_{cm}^2},$$

$$m_{\rm s} = \frac{\left(\mathrm{i}\tilde{\Delta}_c + \kappa_c\right)\Omega}{\left(\mathrm{i}\tilde{\Delta}_c + \kappa_c\right)\left(\mathrm{i}\Delta_m + \kappa_m\right) + g_{cm}^2},$$

$$q_{\rm s} = \frac{g_{ab}|\langle a \rangle|^2 - g_{cb}|\langle c \rangle|^2}{\omega_b}.$$
(3)

其中 $\tilde{\Delta}_a = \Delta_a - g_{ab} \langle q \rangle$, $\tilde{\Delta}_c = \Delta_c + g_{cb} \langle q \rangle$ 是考虑 了由辐射压力的机械位移引起的频移后光模和微 波光模的有效失谐量.光学腔模、微波腔模、磁振 子及其输入噪声算符的正交振幅和正交相位由各 自模式的产生和湮灭算符定义:

$$\delta X_o = (\delta o + \delta o^{\dagger}) / \sqrt{2},$$

$$\delta Y_o = i (\delta o^{\dagger} - \delta o) / \sqrt{2},$$

$$X_o^{in} = (\delta o^{in} + \delta o^{in\dagger}) / \sqrt{2},$$

$$Y_o^{in} = i (\delta o^{in\dagger} - \delta o^{in}) / \sqrt{2}.$$

进一步可以得到各个模式的正交振幅和正交位相 的起伏满足的方程,用矩阵形式表示为

$$\dot{\boldsymbol{U}}(t) = \boldsymbol{A}\boldsymbol{U}(t) + \boldsymbol{n}(t), \qquad (4)$$

其中, $U(t) = [\delta X_a(t), \delta Y_a(t), \delta X_c(t), \delta Y_c(t), \delta X_m(t), \delta Y_m(t), \delta q(t), \delta p(t)]^T$ 是各个物理量的正交分量的起 伏,由于线性化的动力学特征和量子噪声的高斯性 质,系统各模式之间的关联可以由一个8×8的协 方差矩阵表征,该协方差矩阵 V 可以通过求解 Lyapunov 方程来确定:

$$AV + VA^{\mathrm{T}} = -D, \qquad (5)$$

其中,协方差矩阵的矩阵元定义为 $V_{ij} = 1/2 \times \langle u_i(t)u_j(t') + u_j(t')u_i(t) \rangle$, $(i, j = 1, 2, \dots, 8)$; **D**为

噪声关联矩阵,由 $D_{ij}\delta(t-t') = \langle n_i(t)n_j(t') + n_j(t')n_i(t) \rangle / 2 来定义.$

我们采用 Logarithmic Negativity^[33,34] 来量化 系统中的两体纠缠:

$$E_{\rm N} = \max\left[0, -\ln\left(2\eta^{-}\right)\right],\tag{6}$$

其中 η^{-} = mineig $\left| \bigoplus_{j=1}^{2} (-\sigma_{y} P V_{4} P) \right|$ 是部分转置 协方差矩阵 $P V_{4} P$ 的最小辛本征值; σ_{y} 为泡利矩 阵; V_{4} 是包含所求两个模式的 4×4 的协方差矩阵; P = diag(1, -1, 1, 1) 是部分转置操作.

对于未加相干反馈回路的情况, $n_1(t) = [\sqrt{2\kappa_a} X_a^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_a} Y_a^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_c} X_c^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_c} Y_c^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_m} X_m^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_m} X_m^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_m} Y_m^{\text{in}}(t), 0, \xi(t)]^{\mathrm{T}}$ 是相应的噪声项,相应的系数矩阵 A_1 和噪声关联矩阵 D_1 表示为

	$\begin{pmatrix} -\kappa_a \end{pmatrix}$	$ ilde{\Delta}_a$	0	0	0	0	G_{ab}	0)
$oldsymbol{A}_1=$	$-\tilde{\Delta}_a$	$-\kappa_a$	0	0	0	0	0	0	
	0	0	$-\kappa_c$	$\tilde{\Delta}_c$	0	g_{cm}	G_{cb}	0	
	0	0	$-\tilde{\Delta}_c$	$-\kappa_c$	$-g_{cm}$	0	0	0	
	0	0	0	g_{cm}	$-\kappa_m$	Δ_m	0	0	,
	0	0	$-g_{cm}$	0	$-\Delta_m$	$-\kappa_m$	0	0	
	0	0	0	0	0	0	0	ω_b	
	0	$-G_{ab}$	0	$-G_{cb}$	0	0	$-\omega_b$	$-\gamma_b$,)
$\mathbf{D}_1 = \text{diag} \big[\kappa_a (2N_a + 1), \kappa_a (2N_a + 1), \kappa_c (2N_c + 1), \kappa_c (2N_c + 1), $									
$\kappa_m(2N_m+1), \kappa_m(2N_m+1), 0, \gamma_b(2N_b+1)],$									

其中, $G_{ab} = i\sqrt{2}g_{ab}\langle q \rangle$, $G_{cb} = i\sqrt{2}g_{cb}\langle q \rangle$, 分别是 有效的光力和微波-机械振子耦合强度.

由图 1(a) 可知,相干反馈后的输入光场可以 表示为 $A_{\rm fb}^{\rm in} = r e^{i\theta} a^{\rm out} + \mu a^{\rm in}$,其中r为可控分束器 的反射系数, μ 为其透射系数, $r = \mu$ 的关系满足 $r^2 + \mu^2 = 1$; θ 为可控分束器的反射和透射之间 的相位差.考虑输入输出关系 $a^{\rm out} = \sqrt{2\kappa_a}a - a^{\rm in}$, 相干反馈后的输入光场可以进一步表示为 $A_{\rm fb}^{\rm in} = \sqrt{2\kappa_a}r e^{i\theta}a + a_{\rm fb}^{\rm in}$,其中, $a_{\rm fb}^{\rm in} = (\mu - r e^{i\theta})a^{\rm in}$ 是加入 相干反馈回路后的输入噪声项,其噪声关联为 $\langle a_{fb}^{in}(t)a_{fb}^{in\dagger}(t') \rangle = |\mu - re^{i\theta}|^2 [N_a(\omega_a) + 1]\delta(t - t')$ 以及 $\langle a_{fb}^{in\dagger}(t')a_{fb}^{in}(t) \rangle = |\mu - re^{i\theta}|^2 N_a(\omega_a)\delta(t - t')$.由于输 入光场发生了改变, 朗之万方程 (2) 中关于光学腔 模 a 的部分变为

(7)

 $\dot{a} = -(i\Delta'_{a} + \kappa'_{a})a + ig_{ab}aq + E + \sqrt{2\kappa_{a}}a^{in}_{tb}, \quad (8)$ 式中 $\Delta'_{a} = \Delta_{a} - 2\kappa_{a}r\sin\theta$ 和 $\kappa'_{a} = \kappa_{a}(1 - 2r\cos\theta)$ 为 加入相干反馈后光模的等效失谐和衰减率; *a*的稳态 解变为 $a_{s} = E/(i\tilde{\Delta}'_{a} + \kappa'_{a}),$ 其中 $\tilde{\Delta}'_{a} = \tilde{\Delta}_{a} - 2\kappa_{a}r\sin\theta$ 为考虑机械振子频移和相干反馈后光模的总有效 失谐量.

对于加入相干反馈回路后, $n_2(t) = \left[\sqrt{2\kappa_a |\mu - re^{i\theta}|^2} X_a^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_a |\mu - re^{i\theta}|^2} Y_a^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_c} X_c^{\text{in}}(t), \sqrt{2\kappa_c} X_c^{\text{in}}$

$$\boldsymbol{A}_{2} = \begin{pmatrix} -\kappa_{a}^{\prime} & \tilde{\Delta}_{a}^{\prime} & 0 & 0 & 0 & 0 & G_{ab} & 0 \\ -\tilde{\Delta}_{a}^{\prime} & -\kappa_{a}^{\prime} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\kappa_{c} & \tilde{\Delta}_{c} & 0 & g_{cm} & G_{cb} & 0 \\ 0 & 0 & -\tilde{\Delta}_{c} & -\kappa_{c} & -g_{cm} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_{cm} & -\kappa_{m} & \Delta_{m} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -g_{cm} & 0 & -\Delta_{m} & -\kappa_{m} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \omega_{b} \\ 0 & -G_{ab} & 0 & -G_{cb} & 0 & 0 & -\omega_{b} & -\gamma_{b} \end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{D}_{2} = \operatorname{diag} \Big[\kappa_{a} \big| \mu - r \mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta} \big|^{2} (2N_{a} + 1), \ \kappa_{a} \big| \mu - r \mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta} \big|^{2} (2N_{a} + 1), \ \kappa_{c} (2N_{c} + 1), \\ \kappa_{c} (2N_{c} + 1), \kappa_{m} (2N_{m} + 1), \kappa_{m} (2N_{m} + 1), 0, \gamma_{b} (2N_{b} + 1) \Big]. \tag{9}$$

4 数值结果与分析

未加反馈回路时,各个模式之间的纠缠随有 效失谐 $\tilde{\Delta}_a$ 与 $\tilde{\Delta}_c$ 的变化如图 2 所示.选用的参数 为: $\Delta_m = \omega_b$, $\omega_m = \omega_c = 2\pi \times 10$ GHz, $\omega_b = 2\pi \times 40$ MHz, $\lambda_a = 1064$ nm, $\kappa_a = \kappa_c = \kappa_m = 2\pi \times 1$ MHz, $g_{cm} = 2\pi \times 4$ MHz, $G_{cb} = 2\pi \times 8$ MHz, $G_{ab} = 2\pi \times 1$ MHz, T = 0.01 K. 从图 2 可以看出:光力耦合在 蓝失谐条件下产生的纠缠 E_{ab} ,通过红失谐条件下 微波腔模 c 和机械振子 b 之间的分束器相互作用 (态转移) 机制转移到了光模 a 与微波模 c 之间, 如 图 2(a) 所示; 进一步通过磁振子 m 与微波模 c 之 间的分束器 (磁偶极) 相互作用转移到了光模 a 和 磁振子 m 之间, 如图 2(b) 所示, 在 $\tilde{\Delta}_a = -\omega_b$ (斯 托克斯边带) 附近、 $\tilde{\Delta}_c = \omega_b$ (反斯托克斯边带) 附 近时, E_{ab} 主要转移到 E_{am} 中; 在 $\tilde{\Delta}_c = \omega_b$ 附近而 $\tilde{\Delta}_a$ 离开 $-\omega_b$ 时, E_{ab} 主要转移到 E_{ac} 中; 在 $\tilde{\Delta}_a = -\omega_b$ 附近而 $\tilde{\Delta}_a$ 离开 $-\omega_b$ 时, E_{ab} 主要转移到 E_{ac} 中; 在 $\tilde{\Delta}_a = -\omega_b$ 附近而 $\tilde{\Delta}_c$ 离开 ω_b 时, E_{ab} 可以很好地保留;



094206-5

 E_{cb} 对应的是纠缠转移,与保留的纠缠 E_{ab} 的强弱 正好相反.为了最大程度地把 E_{ab} 转移到 E_{ac} 和 E_{am} 中,取 $\tilde{\Delta}_{a} = -0.9\omega_{b}$, $\tilde{\Delta}_{c} = \omega_{b}$,其他参数与图 2 相 同,可以得到加入相干反馈回路后的光-微波纠缠 和光磁纠缠随反射系数r和相位 θ 的变化,如图 3 所示.



图 3 E_{ac} 和 E_{am} 随相干反馈参数r和 θ 的变化 (a) $\theta = \pi$; (b) r = 0.99

Fig. 3. E_{ac} and E_{am} versus the coherent feedback parameters r and θ : (a) $\theta = \pi$; (b) r = 0.99.

从图 3 可以看出,当可控分束器的反射率从 50% (r = 0.71)增加至 98% (r = 0.99)时,由于 输出光场的利用率越来越高, E_{ac} 和 E_{am} 均能得到 显著提升;此外, E_{ac} 和 E_{am} 对于相位的变化也非 常敏感,在 $\theta = \pi$ 时均可达到纠缠最大.加入相干 反馈回路后, E_{ac} 和 E_{am} 随反射系数r和相位 θ 的 变化趋势基本一致是因为纠缠的来源是一样的,都 是来自于光模和声子之间的纠缠,考虑实验可行的 条件,选择 $r = 0.99, \theta = \pi$,可以得到最优的相干反 馈对纠缠的提升效果.为了更全面地比较加入相干 反馈前后的光-微波纠缠 E_{ac} 和光磁纠缠 E_{am} ,我们 需要分析它们随不同参数的变化关系.

E_{ac} 和 *E_{am}* 随各个耦合强度的变化如图 4 所示, 虚线和实线分别表示加入反馈前和加入反馈后

的纠缠情况. 从图 4(a) 可以看出, 随着光力耦合强 度 G_{ab}的增大, 未加反馈时的 E_{ac}和 E_{am}呈现先增 大后减小的趋势. 这是因为产生的光力纠缠 E_{ab} 逐 渐增加, 转移到 E_{ac}和 E_{am}的纠缠也增加, 但是当 G_{ab}增大到一定程度时, 声子模 b 主要与光模 a 发 生相互作用, 与微波模 c 的相互作用减弱, 导致纠 缠转移的减少. 从图 4(b) 可以看出, 随着微波-机 械振子的耦合强度 G_{cb}的增加, 未加反馈时的 E_{ac} 和 E_{am} 也表现出先增大后减小的趋势. 这是因为



图 4 E_{ac} 和 E_{am} 随 G_{ab} (a), G_{cb} (b), g_{cm} (c) 的变化, 图 (b) 与 图 (c) 中, 实 (虚) 线对应右 (左) 侧的纵轴

Fig. 4. E_{ac} and E_{am} versus G_{ab} (a), G_{cb} (b), g_{cm} (c). In subgraphs (b) and (c). The solid (dashed) line corresponds to the right (left) vertical axis. 纠缠转移能力的增加使得转移到 E_{ac}和 E_{am}的纠 缠增加,但是增加到一定程度,声子模 b 主要与微 波模 c 发生相互作用,与光模 a 的相互作用减弱, 导致产生的纠缠减少.从图 4(c)可以看出,随着微 波-磁子耦合强度 g_{cm}增大时,未加反馈时的 E_{ac}逐 渐减小, E_{am}先增加后减小.这是因为 E_{ac}逐渐转 移到 E_{am}.从图 4 可看出,加入相干反馈后,E_{ac} 和 E_{am}都得到了大幅度的提升,只是不同的耦合 强度对应的提升幅度不同.



图 5 E_{ac} 和 E_{am} 随衰减率 κ_a (a), κ_c (b), κ_m (c) 的变化, 其 中实 (虚) 线对应右 (左) 侧的纵轴

Fig. 5. E_{ac} and E_{am} versus the decay rates κ_a (a), κ_c (b), κ_m (c). The solid (dashed) line corresponds to the right (left) vertical axis.

 E_{ac} 和 E_{am} 随各个衰减率的变化如图 5 所示, 虚线和实线分别表示加入反馈前和加入反馈后的 纠缠情况. 从图 5(a) 可以看出, 随着 κ_a 的增加, 未加 反馈时的 Eac 和 Eam 会短暂增加然后逐渐减小, 这 是因为κ_a较小时,耗散耦合是有利于纠缠产生的, 只是衰减率较大时,耗散引起的退相干会占据主导 地位,从而导致纠缠减小;但是,加入反馈后,随着κα 的增加, Eac 和 Eam 等不仅能够显著地提升, 而且 能够有效地保持这种纠缠增强效果,这是因为考虑 反馈后的等效光模衰减率对纠缠的影响发生了变 化. 从图 5(b) 可以看出, 随着 κ_c 的增加, 加入反馈 前后的 Eac 和 Eam 均逐渐减小,且变化趋势相同, 加入反馈后的纠缠也有显著提升. 从图 5(c)可以看 出,由于 κ_m 的增加对 E_{ac} 到 E_{am} 的纠缠转移所起 的作用由积极变为消极, 未加反馈时的 Eam 先短 暂增加后逐渐减小, Eac 先轻微减小后逐渐增加, 加入反馈后,纠缠显著增强,且变化趋势相同.

*E_{ac}*和*E_{am}*随机械振子的衰减率和温度的变化 如图 6 所示, 虚线和实线分别表示加入反馈前和加 入反馈后的纠缠情况. 从图 6 可以看出, 相干反馈



图 6 E_{ac} 和 E_{am} 随 γ_b (a) 和 T(b) 的变化, 图 (a) 中实 (虚) 线 对应右 (左) 侧的纵轴

Fig. 6. E_{ac} and E_{am} versus γ_b (a) and T (b). In panel (a), the solid (dashed) line corresponds to the right (left) vertical axis.

的引入不仅使纠缠显著增强而且对机械振子的衰 减率和温度的变化能在很大程度上免疫,尤其是光 磁纠缠 *E*_{am} 可以在 12 K 以下很好的保持. 这说明 相干反馈的引入不仅可以有效地提升纠缠,而且可 以有效地提升纠缠抗环境干扰的能力,使得系统能 够在更广泛的参数范围内稳定运行. 需要说明的 是:本文所有的结果都是在系统处于稳定时得到 的,由系数矩阵 *A*_k (*k* = 1, 2)的特征值的实部为负 数来保证的.

5 总 结

我们提出了一种利用相干反馈的光磁力系统 增强光-微波纠缠和光磁纠缠的方案,详细地分析 了纠缠产生和纠缠转移的物理机制和条件,得到了 纠缠优化的参数条件,并在此基础上详细地比较了 加入相干反馈前后的光-微波纠缠和光磁纠缠随不 同参数的变化关系.研究结果表明,加入相干反馈 后,在较宽的参数范围内,光-微波纠缠和光磁纠缠 均可获得较大幅度的提升,并且这种提升效果可以 很好的保持.我们的研究结果不仅为实现混合量子 网络提供了有力的理论支持,还为光学控制、设 计、检测和传输磁振子状态提供了更多的可能性, 便于未来能够更加灵活地操控和利用磁振子的量 子特性.

参考文献

- Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Gloppe A, Usami K, Nakamura Y 2019 Appl. Phys. Express 12 070101
- [2] Yuan H Y, Cao Y S, Kamra A, Duine R A, Yan P 2022 Phys. Rep. 965 1
- [3] Ast M, Steinlechner S, Schnabel R 2016 Phys. Rev. Lett. 117 180801
- [4] 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]
- [5] Wang D Y, Bai C H, Xing Y, Liu S T, Zhang S, Wang H F 2020 Phys. Rev. A 102 043705

- [6] Bai C H, Wang D Y, Zhang S, Liu S T, Wang H F 2021 Phys. Rev. A 103 033508
- [7] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* 282 706
- [8] Li J, Wallucks A, Benevides R, Fiaschi N, Hensen B, Alegre T P M, Gröblacher S 2020 Phys. Rev. A 102 032402
- [9] Zhong C C, Wang Z X, Zou C L, Zhang M Z, Han X, Fu W, Xu M R, Shankar S, Devoret M H, Tang H X, Jiang L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 010511
- [10] Krastanov S, Raniwala H, Holzgrafe J, Jacobs K, Lončar M, Reagor M J, Englund D R 2021 Phys. Rev. Lett. 127 040503
- [11] Tian L 2013 Phys. Rev. Lett. 110 233602.
- [12] Bagci T, Simonsen A, Schmid S, Villanueva L G, Zeuthen E, Appel J, Taylor J M, Sørensen A, Usami K, Schliesser A, Polzik E S 2014 Nature 507 81
- [13] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 Phys. Rev. Lett. 121 203601
- [14] Chen Y T, Du L, Zhang Y, Wu J H 2021 Phys. Rev. A 103 053712
- [15] Qiu W Y, Cheng X H, Chen A X, Lan Y H, Nie W J 2022 *Phys. Rev. A* **105** 063718
- [16] Zhang X L, Bao Q Q, Yang M Z, Tian X S 2018 Acta Phys. Sin. 67 104203 (in Chinese) [张秀龙, 鲍倩倩, 杨明珠, 田雪松 2018 物理学报 67 104203]
- [17] Zhou Y Y, Tian J F, Yan Z H, Jia X J 2019 Acta Phys. Sin.
 68 064205 (in Chinese) [周瑶瑶, 田剑锋, 闫智辉, 贾晓军 2019 物理学报 68 064205]
- [18] Fan Z Y, Qiu L, Gröblacher S, Li J 2023 Laser Photonics Rev. 17 2200866
- [19] Luo Y X, Cong L J, Zheng Z G, Liu H Y, Ming Y, Yang R C 2023 Opt. Express **31** 34764
- [20] Di K, Tan S, Wang L Y, Cheng A Y, Wang X, Liu Y, Du J J 2023 Opt. Express **31** 29491
- [21]~ Fan Z Y, Qian H, Zuo X, Li J 2023 $Phys.\ Rev.\ A$ 108 023501
- [22] Fan Z Y, Qian H, Li J 2023 Quantum Sci. Technol. 8 015014
- [23] Wiseman H M, Milburn G J 1994 Phys. Rev. A $\mathbf{49}$ 4110
- [24] Lloyd S 2000 Phys. Rev. A 62 022108
- [25] Gough J E, James M R, Nurdin H I 2010 Phys. Rev. A 81 023804
- [26] Jacobs K, Wang X T, Wiseman H M 2014 New J. Phys. 16 073036
- [27] Harwood A, Brunelli M, Serafini A 2021 Phys. Rev. A 103 023509
- [28] Li J, Li G, Zippilli S, Vitali D, Zhang T C 2017 Phys. Rev. A 95 043819
- [29] Peng R, Zhao C S, Yang Z, Yang J Y, Zhou L 2023 Phys. Rev. A 107 013507
- [30] Xin J, Pan X Z, Lu X M, Kong J, Li G L, Li X M 2020 Phys. Rev. Appl. 14 024015
- [31] Zheng Q J, Zhong W X, Cheng G L, Chen A X 2023 Results Phys. 48 106422
- [32] Li J, Zhu S Y 2019 New J. Phys. 21 085001
- [33] Vidal G, Werner R F 2002 *Phys. Rev. A* 65 032314
- [34] Plenio M B 2005 Phys. Rev. Lett. 95 090503

Enhancement of optomicrowave and optomagnonic entanglements in an optomagnomechanical system with coherent feedback^{*}

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)

(Received 31 December 2024; revised manuscript received 20 February 2025)

Abstract

Optomicrowave entanglement and optomagnonic entanglement have significant applications in constructing hybrid quantum network and optical controlling magnons. In this paper, a theoretical scheme of enhancing optomicrowave and optomagnonic entanglements is proposed, based on a coherent-feedback-assisted optomagnomechanical (OMM) system. By inserting a thin membrane between the input-output mirror and the high-reflective-mirror-attached YIG bridge, the system consists of four kinds of modes: optical mode, microwave mode, mechanical mode, and magnon mode. In this system, optical mode and microwave mode interact with each other through the mechanical mode, while the magnon mode couples with the microwave mode through magnetic-dipole interaction. The entanglement is originally generated between optical mode and phonon mode under the two-mode squeezing mechanism (blue-detuned driven), then the generated entanglement is transferred to the optical mode and microwave mode through the state transfer mechanism (red-detuned driven) between the microwave mode and phonon mode and is further transferred to the optical mode and magnon mode by the magnetic-dipole interaction between the microwave mode and magnon mode. Adopting the negative logarithm criterion, the variations of the optomicrowave and optomagnonic entanglements with detuning, coupling strength, and decay rate are thoroughly investigated. Furthermore, the optimal coherent feedback parameters and the physical mechanisms of generating and transferring entanglement are analyzed, and the entanglement enhancements by adding the feedback loop are discussed. The results show that after adding coherent feedback, optomicrowave entanglement and optomagnonic entanglement can be enhanced effectively within a wide range of parameters and the enhancement can also be well maintained. Our findings provide a theoretical basis for connecting different nodes (different physical systems) to construct hybrid quantum networks, flexibly controlling the quantum properties of magnons, and preparing macroscopic quantum states.

Keywords: optomagnomechanical system, coherent feedback, quantum entanglement

PACS: 42.65.-k, 87.19.lr, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.74.20241801

CSTR: 32037.14.aps.74.20241801

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874248, 11874249) and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 01801D121007).

 $[\]dagger$ Corresponding author. E-mail: zjj@sxu.edu.cn

物理学报Acta Physica Sinica





Institute of Physics, CAS

ZHANG Jing

相干反馈光磁力系统中光-微波纠缠与光磁纠缠的增强 史佳佳 刘晓敏 张冲 徐明慧 梁芸芸 张静 Enhancement of optomicrowave and optomagnonic entanglements in an optomagnomechanical system with coherent feedback SHI Jiajia LIU Xiaomin ZHANG Chong XU Minghui LIANG Yunyun 引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 74, 094206 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241801 CSTR: 32037.14.aps.74.20241801

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.74.20241801

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

微波-声子与光-磁纠缠态的产生

Generation of microwave-phonon and magnon-optics entangled states 物理学报. 2025, 74(5): 054202 https://doi.org/10.7498/aps.74.20241664

基于相干反馈的相敏放大器强度差压缩增强研究

Research on intensitydifference squeezing enhancement of phase-sensitive amplifier based on coherent feedback 物理学报. 2024, 73(13): 134203 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240407

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

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

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