中国光学（中英文） Chinese Optics 核心期刊

声子泵浦增强旋转光力系统中的高分辨率质量传感

陈华俊 叶文

High-resolution mass sensing in a hybrid spinning optomechanical system enhanced by phonon pump

CHEN Hua-jun, YE Wen

引用本文:
陈华俊, 叶文. 声子泵浦增强旋转光力系统中的高分辨率质量传感[J]. 中国光学, 2026, 19(4): 815-826. doi: 10.37188/CO.2026-0037
CHEN Hua-jun, YE Wen. High-resolution mass sensing in a hybrid spinning optomechanical system enhanced by phonon pump[J]. *Chinese Optics*, 2026, 19(4): 815-826. doi: 10.37188/CO.2026-0037

在线阅读 View online: https://doi.org/10.37188/CO.2026-0037

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

航天高分辨率对地光学遥感载荷研究进展

Research progress on high-resolution imaging system for optical remote sensing in aerospace

中国光学（中英文）. 2023, 16(2): 258 https://doi.org/10.37188/CO.2022-0085

大气湍流对高分辨率遥感卫星的成像影响研究

Effect of atmospheric turbulence on imaging quality of high-resolution remote sensing satellites

中国光学（中英文）. 2024, 17(1): 167 https://doi.org/10.37188/CO.2023-0083

超薄超短物像距高分辨率检测成像系统设计与试验

Design and experiment of high-resolution detection imaging system with ultra-thin and ultra-short object-image distance

中国光学（中英文）. 2024, 17(1): 61 https://doi.org/10.37188/CO.2023-0099

二阶泵浦种子光对三阶拉曼光纤放大器的影响

The influence of second-order pump seed light on third-order Raman fiber amplifier

中国光学（中英文）. 2025, 18(2): 266 https://doi.org/10.37188/CO.2024-0170

大气湍流对高分辨率遥感卫星定位精度的影响分析

Effect of atmospheric turbulence on the tracking accuracy of high-resolution remote sensing satellites

中国光学（中英文）. 2023, 16(3): 550 https://doi.org/10.37188/CO.2022-0196

Lyot-Sagnac与Fabry-P é rot级联增敏的光纤温度传感器

Sensitivity-enhanced fiber-optic temperature sensor using cascaded Lyot-Sagnac and Fabry-P é rot interferometers

中国光学（中英文）. 2025, 18(5): 1027 https://doi.org/10.37188/CO.2025-0068

文章编号　2097-1842(2026)04-0815-12

声子泵浦增强旋转光力系统中的高分辨率质量传感

陈华俊*, 叶　文
（安徽理工大学 力学与光电物理学院, 安徽 淮南 232001）

摘要: 为了实现对生物分子的高精度质量检测, 本文提出一种基于混合旋转光力系统的高分辨率生物分子质量传感方案。该系统中, 一个旋转的回音壁光力腔在声子泵浦驱动下, 与另一个具有光学增益的回音壁腔发生耦合。首先, 利用旋转回音壁光力腔的顺时针或逆时针旋转产生 Sagnac 效应, 从而实现对腔场频率的非互易调控。其次, 引入光学增益回音壁腔构建宇称时间对称或破缺系统, 增强透射谱的振幅强度。同时, 采用声子泵浦对机械呼吸模式进行相干驱动, 进一步增强系统的光学响应。通过求解系统的量子朗之万方程并利用输入-输出关系, 得到探测场的透射谱表达式。当生物分子(如杆状病毒或冠状病毒)沉积在回音壁光力腔表面时, 通过监测透射谱中机械边带峰的共振频移, 即可反演待测分子的质量。数值结果表明, Sagnac 效应、光学增益腔和声子泵浦共同使透射谱振幅强度显著增强, 进而提高质量传感的灵敏度。与基于单腔光力系统的传统光学质量传感方案相比, 本方案的质量灵敏度提高约一个数量级, 最小可检测质量达到 p 克量级(~1 pg)。该方案实现了超灵敏、高分辨率的生物分子质量检测, 为芯片级超高分辨率传感器件提供了新的物理平台。

关　键　词: 旋转光力腔; Sagnac 效应; 光学增益; 声子泵浦; 质量传感
中图分类号: O431.2　　**文献标志码:** A　　**doi:** 10.37188/CO.2026-0037　　**CSTR:** 32171.14.CO.2026-0037

High-resolution mass sensing in a hybrid spinning optomechanical system enhanced by phonon pump

CHEN Hua-jun*, YE Wen
(*School of Mechanics and Photoelectric Physics*, *Anhui University of Science and Technology*, *Huainan* 232001, *China*)
* *Corresponding author*, *E-mail*: *chenphysics@126.com*

Abstract: In order to achieve high-precision mass detection of biomolecules, a high-resolution mass sensing scheme based on a hybrid spinning optomechanical system is proposed, in which a spinning whispering-gallery-mode (WGM) optomechanical cavity driven by a phonon pump is coupled to another WGM cavity with optical gain. First, the Sagnac effect is generated by rotating the optomechanical cavity clockwise or counterclockwise, enabling nonreciprocal control of the cavity field frequency. Second, an optical-gain WGM cavity

收稿日期: 2026-03-09; **修订日期:** 2026-03-24
基金项目: 国家自然科学基金(No. 11647001, No. 11804004); 安徽高校自然科学研究项目(No. 2024AH050389); 中国博士后基金项目(No. 2020M681973)
Supported by National Natural Science Foundation of China (No. 11647001, No. 11804004); Natural Science Research Project of Anhui Educational Committee (No. 2024AH050389); China Postdoctoral Science Foundation (No. 2020M681973)

is introduced to construct a parity-time symmetric or broken system, enhancing the amplitude intensity of the transmission spectrum. Meanwhile, a phonon pump is employed to coherently drive the mechanical breathing mode, further strengthening the optical response of the system. By solving the quantum Langevin equations and applying the input-output formalism, the transmission spectrum of the probe field is obtained. When biomolecules (such as baculoviruses or coronaviruses) are deposited on the surface of the WGM optomechanical cavity, the mass of the target molecules can be retrieved by monitoring the resonance frequency shift of the mechanical sideband peak in the transmission spectrum. Numerical results show that the Sagnac effect, optical gain cavity, and phonon pump collectively enhance the amplitude intensity of the transmission spectrum, thereby improving the sensitivity of mass sensing. Compared with conventional optical mass sensing schemes based on single-cavity optomechanical systems, the sensitivity of the proposed scheme is improved by approximately one order of magnitude, and the minimum detectable mass reaches the picogram level (~1 pg). This scheme achieves ultrasensitive, high-resolution biomolecule mass detection and provides a new physical platform for chip-scale ultrahigh-resolution sensing devices.

Key words: spinning optomechanical cavity; Sagnac effects; optical gain; phonon pump; mass sensing

1 引 言

在过去的几十年里，回音壁模光学微腔因具有高品质因子（$Q>10^8$，即使在室温下，Q 也可以达到 10^6）、较小的模体积、制作工艺简单和低噪声等独特性质[1-2]，在基础物理研究和各种光子器件中受到了人们的广泛关注。另一方面，在过去十几年中，用于研究电磁场和微机械之间相互作用的腔光力学系统[3-4] 也引起了人们的广泛关注，并且，不管是在基础研究还是实际应用方面都取得了重大进展，例如基态冷却[5-7]、高精度测量[8-12] 和量子信息处理[13-16] 等。与此同时，许多重要的现象，包括声子激光[17-20]、压缩[21]、非互易性[22-23]、奇异点[24-25]、光力诱导透明[26-29]，及慢光效应[29-30] 也在不同的腔光力系统中得到了证明。

在众多光力统中，回音壁模式微腔由于具有高品质因子和小的模式体积因而能够实现较强的光与物质相互作用，是具有代表性的腔光力系统。随后，人们使用回音壁光力系统研究了光力诱导透明[27]，冷却机械振子到基态[5,31]，质量传感[32] 等。在回音壁光力系统中，回音壁光学微腔中的光会对空腔侧壁施加径向力，诱发不断膨胀和收缩的机械模式，即所谓的径向呼吸模式[8]。光力学相互作用由此产生，进而诱发显著的量子干涉效应。本文将着重研究基于回音壁光学微腔的质量传感[32-36]。

最近，人们提出了一种旋转的回音壁腔光力系统，并在该系统中研究了光力诱导透明现象[37]。随后，旋转的回音壁腔光力系统也在实验上得到了证实[38]，并且许多现象及应用，例如声子激光[39-40]、非互易性[41-42]、光子阻塞[43-45]、纠缠[46] 和纳米粒子传感[47] 等也在该系统中得到了广泛地研究。虽然之前在旋转回音壁微腔系统中提到了质量传感[47]，但他们并没有把光力学效应考虑进去。本文考虑光力学耦合效应，提出一种基于旋转腔光力系统的超高分辨率的生物分子质量传感方案，其中旋转回音壁光力腔将与一个光学增益回音壁腔耦合，就目前公开发表文献所知该研究尚未被探索。

对于质量传感，典型的方法是观察当纳米颗粒附着在光学微腔上时所引起的光学腔的共振频移[48]，而且，通过检测光学腔的频移也证明了超灵敏的纳米颗粒的尺寸传感[49-50]。随后，其他几种不同的传感机制，如线宽变化[51]、模式分裂[52-53] 和模式展宽[54] 也相继被证实。另一方面，质量传感的另一种替代方案通过纳米颗粒的质量，机械模式频率及机械振子的有效质量直接求出纳米颗粒的质量[55-58]。该方案与文献 [36,55-57] 中所研究的质量传感类似。

本文在声子泵浦的旋转回音壁光力系统中引入另一个光学增益回音壁腔，提出一种基于监测

机械振子频移的超灵敏超高的生物分子质量传感方案。基于 Sagnac 位移, 通过控制回音壁沿着腔顺时针和逆时针方向旋转能实现对透射谱的调控。进一步考虑光学增益回音壁腔和声子泵浦后, 透射谱的强度显著增强。通过对不同系统参数的研究, 探究实现高分辨率质量传感器的最佳参数。

2　研究系统与研究方法

2.1　系统哈密顿量

本文所研究的模型如图 1(彩图见期刊电子版)所示, 可旋转的回音壁腔光力腔 a 中的声学模式被声子泵浦驱动与另一个回音壁增益光学腔 c 耦合。纳米颗粒沉积在回音壁光力腔 a 的表面。回音壁腔 a 通过光纤被泵浦光和探测光驱动, 耦合到腔 a 中的激光由于辐射压力沿径向诱导出呼吸模式, 产生光力相互作用, 因此称腔 a 为光力腔。光力腔 a 的频率为ω_a, 其本质损耗率为κ_a, 呼吸模式可以用机械振子模式来描述, 其机械振子频率为ω_m。光力相互作用哈密顿量用$H_{om}=-\hbar g a^{\dagger}ax$来描述, 其中$a^{\dagger}(a)$和$b^{\dagger}(b)$分别是腔 a 和机械振子的产生(湮灭)算符, $g=\omega_a/R$是腔 a 与机械振子之间的光力耦合强度, 其中R为回音壁腔 a 的半径。此外, 机械呼吸模式(声学模式)被一个弱相干声子泵浦所驱动, 其哈密顿量为$H_d=2xF_m\cos(\omega_q+\varphi_m)$, 其中$F_m$为驱动振幅、$\omega_q$为驱动频率、$\varphi_m$为驱动相位。在实验上, 对机械呼吸模式的声子泵浦可通过多种方式实现。例如, Bochmann 等人通过电驱动机械模式观察到了压电光机械晶体中的电-光机械诱导透明, 其中机械相位、振幅和频率可以独立控制[59]。Fan 等人展示了在光泵和声子泵[60]同时存在的情况下多模腔光机械系统中的级联光学透明度。近年来, 在光机械系统中用声子泵浦代替光泵浦打破了时间反转对称性, 实现了非互易模式转换[61]。

当回音壁光力腔 a 以角速度Ω旋转时, 回音壁中的光场经历一个 Sagnac-Fizeau 频移[37-38], 即$\omega_a\to\omega_a+\Delta_{\mathrm{sag}}$, 这里$\Delta_{\mathrm{sag}}=\pm\dfrac{nR\Omega\omega_a}{c}\left(1-\dfrac{1}{n^2}-\dfrac{\lambda}{n}\dfrac{dn}{d\lambda}\right)\equiv\pm\eta\Omega$, 其中$n$是介质折射率, c和λ是真空中的光速和波长, η取整数。通常情况下, 色散项$\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$源于 Sagnac 效应的相对论修正, 是相当小的。考虑到回音壁腔 a 可沿着顺时针和逆时针旋转, 本文用$\Delta_{\mathrm{sag}}>0$表示回音壁腔 a 沿着顺时针旋转, 而$\Delta_{\mathrm{sag}}<0$表示沿逆时针旋转。

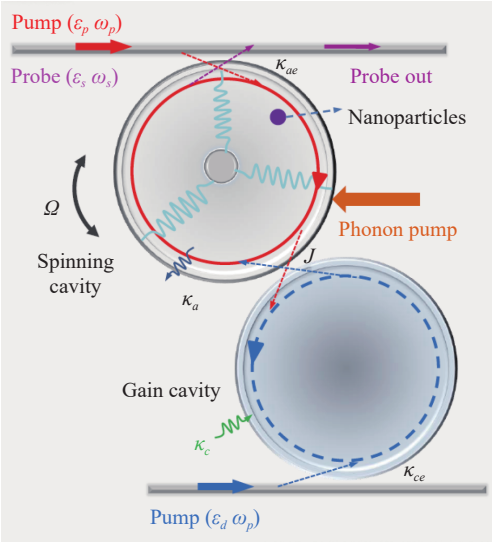

图 1　混合旋转腔光力系统示意图

Fig. 1　Schematic diagram of the hybrid spinning whispering-gallery-mode cavity

回音壁腔 c 是增益腔, 其共振频率为ω_c, 本质损耗为κ_c。回音壁光力腔 a 与增益腔 c 之间的耦合哈密顿量为$H_{a-c}=\hbar J(a^{\dagger}c+ac^{\dagger})$, 其中$c^{\dagger}(c)$是腔 c 的产生(湮灭)算符。用频率为$\omega_p$的较强泵浦场和频率为$\omega_s$的较弱探测场驱动光力腔 a, 泵浦场(探测场)的振幅为$\varepsilon_p=\sqrt{P_a/\hbar\omega_p}$ ($\varepsilon_s=\sqrt{P_s/\hbar\omega_s}$), 其中$P_a(P_s)$为泵浦场(探测场)的功率。增益腔 c 被驱动频率为ω_p、振幅为$\varepsilon_d=\sqrt{P_d/\hbar\omega_p}$的光场驱动, P_d为其驱动功率。因此, 光场与两回音壁腔之间的相互作用哈密顿量为$H_{dri}=H_{dri_1}+H_{dri_2}+H_{dri_3}$, 其中$H_{dri_1}=i\hbar\sqrt{\kappa_{ae}}\varepsilon_p(a^{\dagger}e^{-i\omega_p t}-ae^{i\omega_p t})$, $H_{dri_2}=i\hbar\sqrt{\kappa_{ae}}\varepsilon_s(a^{\dagger}e^{-i\omega_s t}-ae^{i\omega_s t})$, $H_{dri_3}=i\hbar\sqrt{\kappa_{ce}}\varepsilon_d(a^{\dagger}e^{-i\omega_p t}-ae^{i\omega_p t})$, 这里$\kappa_{ae}$和$\kappa_{ce}$描述额外损耗。在本文中两光腔总的损耗为$\kappa_1=\kappa_a+\kappa_{ae}$和$\kappa_2=\kappa_c+\kappa_{ce}$。

以频率ω_p为旋转坐标, 得到如下系统的总的哈密顿量:

$$H=\hbar\Delta'_p a^{+}a+\hbar\Delta_c c^{+}c+\left(\frac{p^2}{2M}+\frac{1}{2}\omega_m^2x^2\right)+\frac{p_\theta^2}{2MR^2}+H_{om}+H_d+H_{a-c}+H_{dri}\quad,\qquad(1)$$

其中M为原始质量$\Delta'_p=\omega_a-\omega_p+\Delta_{sag}=\Delta_p+\Delta_{sag}$是光力腔 a 与泵浦场之间的失谐, $\Delta_c=\omega_c-\omega_p$是

增益腔 c 与泵浦场之间的失谐。$x(p)$是机械振子的位移（动量）算符，满足对弈关系$[x,p]=i$，θ和p_θ分别是旋转角度和角动量算符，满足对弈关系$[\theta,p_\theta]=i$[37]。

2.2 动力学方程及其解

由海森堡运动方程可以得到如下描述混合旋转光力系统的量子朗之万方程：

$$\dot{a}=-(i\Delta'_p+\kappa_a)a+igax-iJc+\sqrt{\kappa_{ae}}(\varepsilon_p+\varepsilon_s e^{-i\delta t}), \tag{2}$$

$$\dot{c}=-(i\Delta_c-\kappa_c)c-iJa+\sqrt{\kappa_{ce}}\varepsilon_d \quad , \tag{3}$$

$$\ddot{x}+\gamma_m\dot{x}+\omega_m^2 x=\frac{\hbar g}{M}a^+a+\frac{p_\theta^2}{M^2R^3}-\frac{2F_m\cos(\omega_q+\varphi_m)}{M}, \tag{4}$$

$$\dot{\theta}=\frac{p_\theta}{MR^2},\dot{p}_\theta=0 \quad . \tag{5}$$

其中γ_m是机械振子的阻尼率。由于泵浦场强度远大于探测场，每个海森堡算符可以看成稳态平均值和一个小的涨落的和：$\rho=\rho_s+\delta\rho$ $(\rho=a,c,x)$。将其带入到式(2)~式(5)中，可以得到一组稳态方程：$(i\Delta+\kappa_a)a_s+iJc_s=\sqrt{\kappa_{ae}}\varepsilon_p$，$(i\Delta_c-\kappa_c)c_s+iJa_s=\sqrt{\kappa_{ce}}\varepsilon_d$和$x_s=\hbar g|a_s|^2/M\omega_m^2+R\Omega^2/\omega_m^2$，其中$\Omega=d\theta/dt$是旋转腔的角速度，$\Delta=\Delta'_p-gx_s$是有效失谐。显然，以上 3 个方程共同决定了机械位移x_s、内腔光子数$n_a=|a_s|^2$和$n_c=|c_s|^2$，并且旋转角速度和 Sagnac-Fizeau 频移Δ_{sag}也将影响以上 3 个方程。

强泵浦条件下，在平均场近似$\langle Qc\rangle=\langle Q\rangle\langle c\rangle$下[26]，省略非线性项，得到如下平均值的朗之万方程：

$$\langle\delta\dot{a}\rangle=-(i\Delta+\kappa_a)\langle\delta a\rangle+iga_s\langle\delta x\rangle-iJ\langle\delta c\rangle+\sqrt{\kappa_{ae}}\varepsilon_s e^{-i\delta t} \quad , \tag{6}$$

$$\langle\delta\dot{c}\rangle=-(i\Delta_c-\kappa_c)\langle\delta c\rangle-iJ\langle\delta a\rangle \quad , \tag{7}$$

$$\langle\delta\ddot{x}\rangle+\gamma_m\langle\delta\dot{x}\rangle+\omega_m^2\langle\delta x\rangle=\frac{\hbar g}{M}(a_s^*\langle\delta a\rangle+a_s\langle\delta a^+\rangle)-\frac{2F_m\cos(\omega_q+\varphi_m)}{M} \quad . \tag{8}$$

需要说明的是，在推导式(6)~式(8)时，采用了平均场近似$\langle AB\rangle\approx\langle A\rangle\langle B\rangle$。该近似在系统处于强泵浦条件下成立，即泵浦场强度远大于探测场强度（本文中$P_s=0.05P_a$），使得腔场的稳态平均值远大于其量子涨落。另外，根据本文的具体参数值，能满足泵浦光拉比频率$\Omega_p\gg\kappa_a,\kappa_c,g,\gamma_m$的条件，平均场近似是合理的。此外，声子泵浦的强度也远小于机械振子的频率ω_m，使系统工作在线性区域。

为了解方程组(6)~(8)，做变换$\langle\delta\rho\rangle=\rho_+e^{-i\delta t}+\rho_-e^{i\delta t}$并代入以上方程组中，得到如下结果

$$a_+=\frac{iga_sF_m\chi e^{-i\varphi_m}(i\hbar g^2\chi n_a-\Lambda_1)+\Lambda_1\sqrt{\kappa_{ae}}\varepsilon_s}{\Lambda_1\Lambda_2-\hbar^2g^4n_a^2\chi^2} \quad , \tag{9}$$

其中

$$\chi=\frac{1}{M(\omega_m^2-i\delta\gamma_m-\delta^2)} \quad , \tag{10}$$

$$\Lambda_1=-i(\Delta+\delta)+\kappa_a+\frac{J^2}{-i(\Delta_c+\delta)-\kappa_c}+i\hbar g^2\chi n_a \quad , \tag{11}$$

$$\Lambda_2=i(\Delta-\delta)+\kappa_a+\frac{J^2}{i(\Delta_c-\delta)-\kappa_c}-i\hbar g^2\chi n_a \quad . \tag{12}$$

通过输入-输出关系$a_{\text{out}}(t)=a_{\text{in}}-\sqrt{2\kappa}a(t)$，这里$a_{\text{out}}(t)$是输出场算符，探测场的透射谱可由如下关系式表示：

$$T(\omega_s)=|t(\omega_s)|^2=\left|\frac{a_{\text{out}}(t)}{a_{\text{in}}(t)}\right|^2=\left|1-\frac{\sqrt{\kappa_{ae}}}{\varepsilon_s}a_+\right| . \tag{13}$$

2.3 质量传感理论

本文中，质量传感首先确定机械振子共振频率ω_m在透射谱中的位置，然后通过观察机械振子上附加纳米颗粒质量后引起的频移δf。假设待测纳米颗粒的质量为δm，它是原始质量M的一小部分，由此可得到一个线性化的表达式

$$\delta m\approx\frac{\partial M}{\partial\omega_m}=\mathbb{R}^{-1}\delta f \quad . \tag{14}$$

上述关系成立是基于附着在机械振子上的纳米颗粒对系统不产生明显的影响这一前提。由于$M\gg\delta m$，不考虑额外增加的纳米颗粒质量对光腔和光力耦合的影响。因此，δm可以看做是该系统的最小可检测质量，它主要取决于最小可观测频移δf和质量响应率$\mathbb{R}^{-1}$[55-58]。由于额外质量对机械振子的影响可忽略不计，进一步得到：

$$\mathbb{R}=\frac{\partial\omega_m}{\partial M}=-\frac{\omega_m}{2M}\quad , \tag{15}$$

于是得到如下公式:

$$\delta m=\frac{2M}{\omega_m}\delta f\quad . \tag{16}$$

需要指出的是, 本文模型主要关注纳米颗粒质量对机械振子频率的影响, 而忽略了纳米颗粒对光场的散射效应。这一近似基于以下考虑: (1)对于足够小的纳米颗粒(尺寸远小于光波长), 瑞利散射截面较小, 其对腔模的扰动主要表现为频移而非显著的模式分裂[1]; (2)在基于边带探测的质量传感方案中, 透射谱的边带峰位置由机械振子频率决定, 颗粒散射引起的光学模式变化对边带峰位置的影响是二阶的; (3)本文聚焦于证明旋转腔、增益腔和声子泵浦对传感灵敏度的增强效应, 散射效应的引入将使系统更加复杂, 但不改变本文的核心结论。在实际实验中, 散射效应确实存在, 但可通过选择颗粒尺寸、优化腔参数等方式将其影响降至可接受范围。

3　数值结果与讨论

本文所研究的系统的参数如下[37,62]: $M=20$ ng, $\omega_m=200$ MHz, $\gamma_m=0.2$ MHz, $\lambda=1.55$ μm, $n=1.44$, $c=3\times10^8$ m/s, $\omega_c=193.5$ THz, $Q=\omega_a/\kappa_a=3\times10^7$, $R=0.25$ mm, $P_a=0.1$ W, $P_d=0.01$ W, $\Omega=10$ kHz。本文重点讨论共振条件, 即$\Delta_p=\Delta_c=0$, 对应$\omega_c=\omega_a$。当$\lambda=1.55$ μm时, $\omega_c=\omega_a=200$ THz。对于两回音壁腔之间的耦合强度J做如下考虑: 根据式(2)~式(4), 如果不考虑光力相互作用, 对于两腔模之间的耦合, 得到非厄米哈密顿量 $H_{\text{eff}}=(\Delta'_p-\frac{\kappa_a}{2})\hbar a^+a+(\Delta_c-\frac{\kappa_c}{2})\hbar a^+a+\hbar J(a^\dagger c+ac^\dagger)$, 当$\Delta'_p=\Delta_c=\Delta$, 该哈密顿量可得到对角化的本征频率 $\omega_\pm=\Delta-i\frac{\kappa_a-\kappa_c}{4}\pm\sqrt{J^2-(\frac{\kappa_a+\kappa_c}{4})^2}$。当$J>(\kappa_a+\kappa_c)/4$时, 该系统是 parity-time (PT) 对称的; 当$J<(\kappa_a+\kappa_c)/4$, 系统处于对称性破缺状态。本文将分别重点考虑$J>(\kappa_a+\kappa_c)/4$和$J<(\kappa_a+\kappa_c)/4$两种情况。此外, 除了两腔之间的耦合强度J外, 回音壁腔 a 的旋转方向和声子泵浦也将共同影响透射谱, 进而影响质量传感。本文考虑在光力耦合强度g不变的条件下, 分别讨论不同参数对吸收谱的影响。

图 2(彩图见期刊电子版)中, 在共振时($\Delta_p=0$)、光力腔 a 不旋转($\Omega=0$)以及无声子泵浦($F_m=0$)时, 研究不同耦合强度J在回音壁腔 c 为损耗或增益时探测透射谱作为探测场-腔场失谐$\Delta_s=\omega_s-\omega_a$的函数。图 2(a) 和 2(b) 分别给出$J=0.1(\kappa_a+\kappa_c)$($J<(\kappa_a+\kappa_c)/4$)时, 腔 c 是损耗腔和增益腔时对探测吸收谱的影响, 结果显示探测吸收谱无明显变化。但当$J>(\kappa_a+\kappa_c)/4$时, 例如$J=0.5(\kappa_a+\kappa_c)$时, 增益腔 c 诱导的透射谱强度明显大于损耗腔 c 所产生的结果, 如图 2(c) 和 2(d) 所示。但不管是哪种情况, 都有一个共同的结果, 即图中两个尖锐的边带峰正好位于$\Delta_s=\pm\omega_m$($\omega_m=200$ MHz), 正对应于机械振子的频谱。由此给出一种测量该系统中机械振子频率的方法。首先, 让回音壁腔 a 的腔场与泵浦场共振, 即$\Delta_p=0$; 其次, 扫描较弱的探测场, 观察探测透射谱中出现的边带尖峰, 尖峰的位置将出现在$\Delta_s=\pm\omega_m$, 正对应机械振子的频率。因此, 通过观察探测透射谱就能直接确定机械振子的频率。此外, 本文设光力腔 a 和增益腔 c 的共振频率相等, 即 $\omega_c=\omega_a$, 且均与泵浦场共振($\Delta_p=\Delta_c=0$)。在该条件下, 腔-腔耦合J 主要影响系统的本征模劈裂, 而不改变腔 a 模的中心频率。

从图 2 的结果可知, 既然当腔 c 是增益腔($\kappa_c/\kappa_a=1$)时, 透射谱的强度将被增强, 接下来将重点研究回音壁腔 c 是增益腔时对透射谱的影响。图 2 为光力腔 a 不旋转的情况, 在图 2 的基础上考虑回音壁腔 a 分别顺时针旋转和逆时针旋转时对透射谱的影响, 如图 3(彩图见期刊电子版)。图 3(a) 和 3(b) 分别讨论腔 c 是增益腔时, 不同腔-腔耦合J条件下光力腔 a 顺时针旋转($\Omega=10$ kHz)对透射谱的影响。当$J=0.1(\kappa_a+\kappa_c)$时, 相比于腔 a 不旋转, 腔 a 的顺时针转动增强了位于$\Delta_s=-\omega_m$的边带尖峰, 减弱了位于$\Delta_s=+\omega_m$的边锋, 如图 3(a) 所示。而当$J=0.5(\kappa_a+\kappa_c)$时, 腔 a 的顺时针转动进一步增强了位于$\Delta_s=-\omega_m$的边带尖峰, 如图 3(b) 所示。图 3(c) 和 3(d) 则分别为不同腔-腔耦合J在腔 a 逆时针旋转($\Omega=-10$ kHz)情况下对透射谱的影响。结果表明不管是在$J=0.1(\kappa_a+\kappa_c)$还是在$J=0.5(\kappa_a+\kappa_c)$条件下, 腔 c 的逆时针旋转都将削弱透射谱的强度。因此, 比较以

上腔 c 顺时针和逆时针旋转的结果，可以得出明确的结论：光力腔 a 的顺时针旋转增强透射谱，而逆时针旋转削弱透射谱。

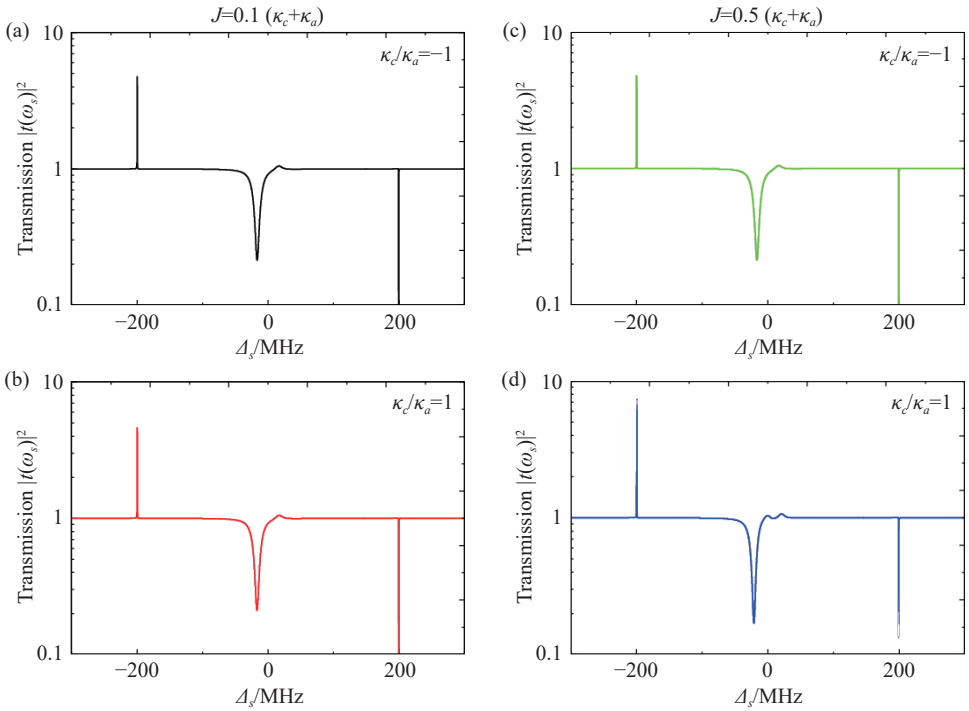

图 2　不同参数机制下的透射谱。（$\Omega=0, F_m=0, \varphi_m=0$）

Fig. 2　The transmission spectra under different parameters condition.（$\Omega=0, F_m=0, \varphi_m=0$）

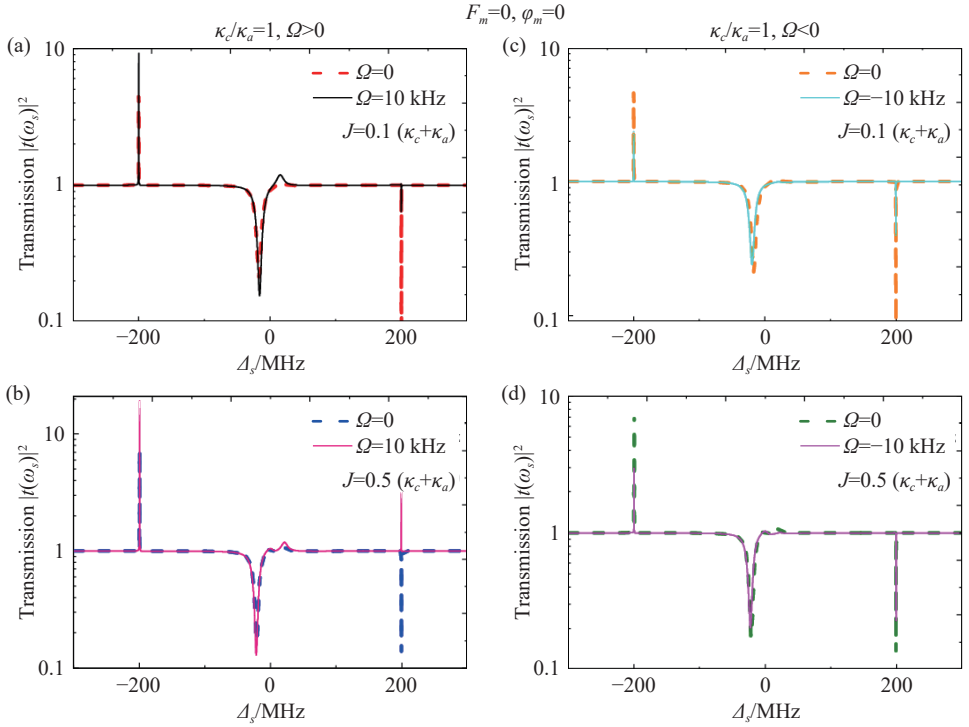

图 3　不同参数机制下的透射谱。参数如图中所示，其它参数：$F_m=0, \varphi_m=0$

Fig. 3　The transmission spectra under different parameters condition. The parameters are shown in the figures and the other parameters are $F_m=0, \varphi_m=0$

接下来, 在图 3 的基础上讨论声子泵浦对透射谱的影响, 如图 4(彩图见期刊电子版)所示。图 4(a) 和 4(b) 分别讨论当声子泵浦大小为 F_m = 0.1 fN(1fN=10^{-15}N)、泵浦相位为$\varphi_m = \pi/6$时, 腔-腔耦合强度J分别为$J = 0.1(\kappa_a + \kappa_c)$和$J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$时, 腔 a 顺时针旋转($\Omega = 10$ kHz)条件下对透射谱的影响。图 4(c) 和 4(d) 研究了在声子泵浦大小分别为 $F_m = 0.1$ fN、泵浦相位为$\varphi = \pi/6$时, 不同耦合强度J在腔 a 逆时针旋转时对透射谱的影响。与图 3 中的对应图相比, 发现当引入声子泵浦后, 不管是横向对比, 比较光力腔 a 的旋转方向, 还是纵向对比, 即比较腔-腔耦合强度J, 每一种情况下的透射谱强度都得到了增强。但有一个结果是不变的, 即光力腔 a 顺时针旋转对透射谱强度的增强远大于逆时针旋转的结果。

为了获得最佳的参数以及后续质量传感的实施, 图 5(彩图见期刊电子版)详细讨论了不同参数机制下位于$\Delta_s \simeq -\omega_m$处的边带尖峰的变化过程。图 5(a)~5(b) 给出了在参数$F_m = 0.1$ fN、$\varphi_m = \pi/6$、$\kappa_c/\kappa_a = 1$, $J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$时顺时针旋转和逆时针旋转两种情况下, 不同角速度$\Omega$对透射谱强度的影响。可见: 随着顺时针旋转角速度$\Omega$的增加, 透射谱强度增加; 而随着逆时针旋转角速度Ω的增加, 透射谱强度减弱。图 5(c)~5(d) 分别给出了在$F_m = 0.1$ fN、$\kappa_c/\kappa_a = 1$, $J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$时, 光力腔 a 顺时针旋转和逆时针旋转时不同声子泵浦相位对透射谱的影响。从结果可以看出, 声子泵浦相位在$\varphi_m \in [0, \pi]$区间时, $\varphi_m = \pi/6$是最佳的相位值。结合图 5(a)~5(b) 和图 5(c)~5(d) 的结果, 在图 5(e)~5(f) 中, 设定$\Omega = 10$ kHz、$\kappa_c/\kappa_a = 1$、$J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$, 讨论不同声子泵浦大小$F_m$和泵浦相位$\varphi_m$对透射谱的影响。由图 5 的结果可以得出该系统的最佳参数如下: $\Omega = 10$ kHz, $\kappa_c/\kappa_a = 1$, $F_m = 0.5$ fN, $\varphi_m = \pi/6$, $J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$。

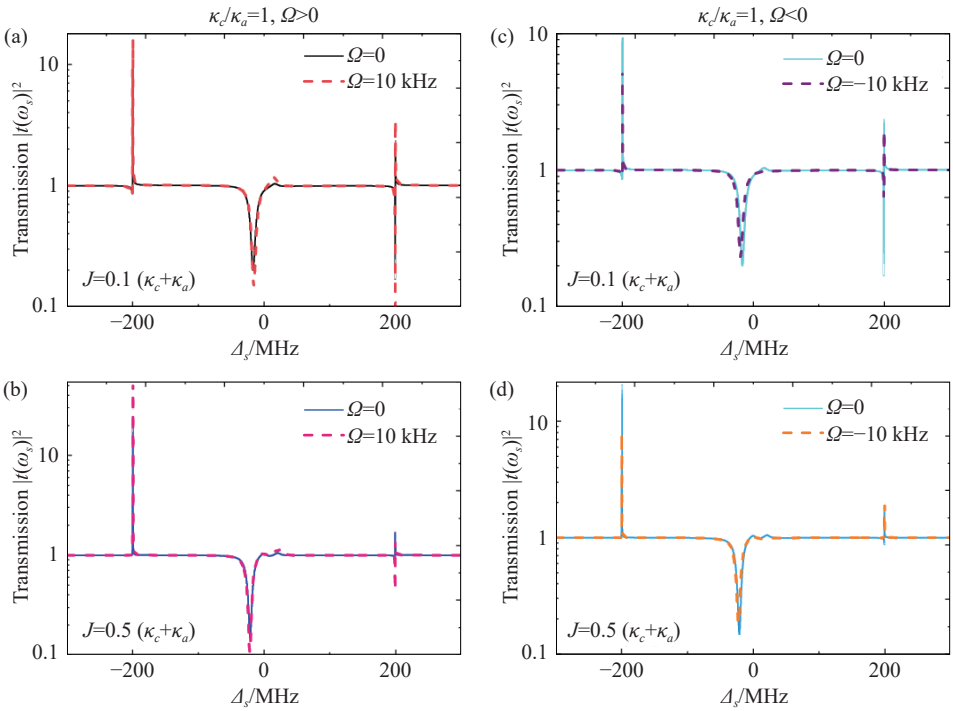

图 4　不同参数机制下的透射谱。参数如图中所示, 其它参数: $F_m = 0.1$ fN, $\varphi_m = \pi/6$

Fig. 4　The transmission spectrum under different parameters condition. The parameters are shown in the figures and the other parameters are $F_m = 0.1$ fN, $\varphi_m = \pi/6$

基于以上最佳参数条件, 通过该混合旋转光力系统来实施超高分辨率质量传感。实施质量传感时, 需要把待测颗粒沉积到回音壁腔 a 上。在沉积纳米颗粒或生物分子时, 旋转腔的操作可通过以下方式实现: (1)利用光镊或电旋转技术使微腔悬浮并旋转, 其角速度可通过调整光场或电场的参数精确控制[38]; (2)将微腔集成在微型转子平台上, 通过外部磁场或电场驱动其旋转; (3)在颗粒沉积过程中, 可通过调整旋转速度使颗粒更均匀地分布在腔表面, 或利用离心效应实现选择性

沉积。这些操纵手段已在实验中得到验证[34,38]，为本文提供了技术支撑。与文献 [36,55-57] 中所呈现的质量传感类似，本文中的质量传感也依赖于监测纳米颗粒沉积在机械振子上时引起的频率变化。频移与纳米颗粒的质量和位置放置有关，这里认为纳米颗粒均匀分布在回音壁腔 a 的表面。纳米颗粒的质量与机械振子的频移之间满足以下线性关系：$\delta m \approx \partial M/\partial\omega_m = (\omega_m/2M)\delta f$。当把纳米颗粒置于回音壁腔 a 上后（如图 1 所示），则回音壁光力腔 a 的总有效质量会增加，从而导致共振频率降低，产生频移，如图 6（彩图见期刊电子版）所示。图 6(a) 中的黑色曲线给出了无纳米颗粒时的透射谱，当纳米颗粒（如金属纳米颗粒、杆状病毒、冠状病毒及 DNA 分子等）沉积在光力腔 a 上时，增加的纳米颗粒质量将产生透射谱的频移，如图 6(a) 中彩色曲线所示。结果表明即使是 1 pg（1 pg=10^{-12} g）的纳米颗粒也能在透射谱中分辨出来，而且更大的纳米颗粒会引起更显著的频移。在图 6(b) 中也给出了频移与沉积在光力腔 a 上的纳米颗粒质量的线性关系，负斜率表示机械振子的质量灵敏度。在该自旋谐振系统中，质量响应度为$|\mathbb{R}| = 10^{16}$ Hz/g。

对于该系统的实验实现，本文仍然选择回音壁腔来实现质量传感，回音壁腔有以下的几个优势。首先，由光泵浦-探测技术驱动的回音壁腔光力系统已经在实验上观测到了信号的透射谱[5]，并且该技术对高频和低频机械振子都适用。其次，回音壁微腔的读出机制在光力系统和光路共振方面也得到了证实[5]。第三，回音壁微腔具有较强的内禀光力耦合（其单光子耦合可到千赫兹量级）、高频率机械模式（62~122 MHz）、以及低有效质量（1~10 ng）[1-2]。同时，基于回音壁腔光力学系统的芯片级生物分子质量传感器具有制作简单、驱动噪声低的优点，在目前的实验条件下很容易实现。另一方面，旋转回音壁腔光力系统在实验上的实现[38]，以及在该系统中证明了光力诱导透明现象[37]，也为基于该系统的传感提供实验基础[47]。同时，两回音壁腔耦合的双腔系统也在实验被证实，并用于研究该系统的宇称时间对称[63]，加之声子泵浦在实验上的验证[59-61]，这些都为本文的质量传感的实施提供实验基础。

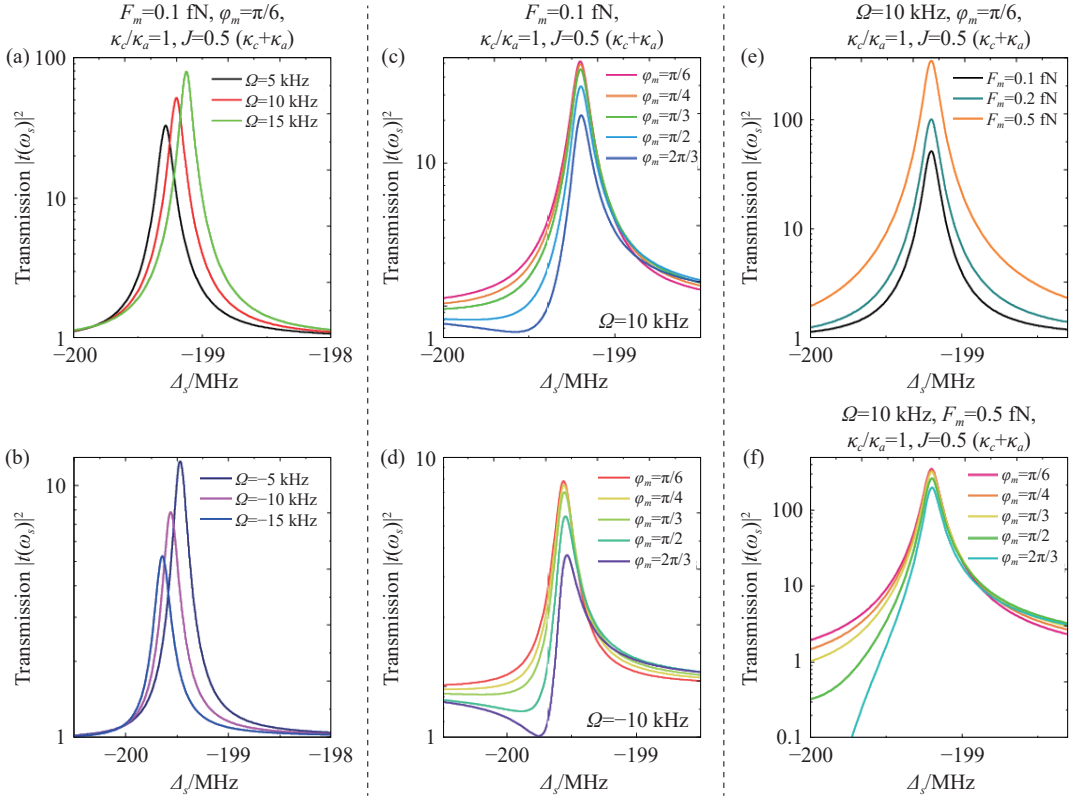

图 5　不同参数机制下的透射谱。参数如图中所示，其它参数：$\kappa_a/\kappa_c = 1$, $J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$, $F_m = 0.1$ fN, $F_m = 0$, $\varphi_m = \pi/6$

Fig. 5　The transmission spectrum under different parameters condition. The parameters are shown in the figures and the other parameters are $\kappa_a/\kappa_c = 1$, $J = 0.5(\kappa_a + \kappa_c)$, $F_m = 0.1$ fN, $F_m = 0$, $\varphi_m = \pi/6$

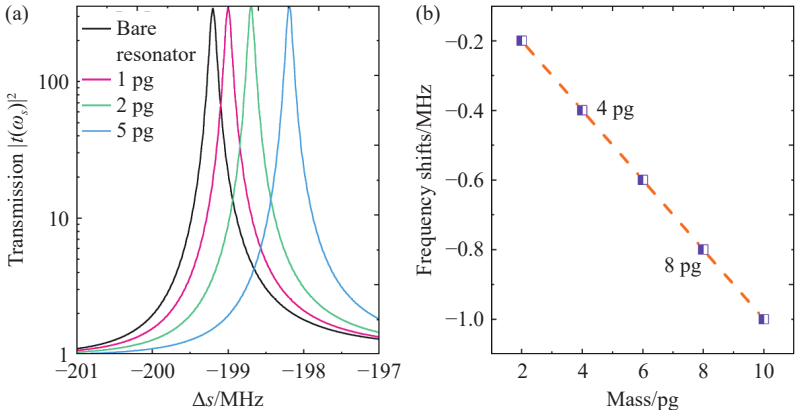

图 6　(a)纳米颗粒沉积在回音壁腔光力系统上之前与之后的透射谱。(b)纳米颗粒的质量与频移的线性关系

Fig. 6　(a) The transmission spectra before and after depositing nanoparticles on the whispering-gallery-mode resonator, and the color curves give the frequency-shifts. (b) The linear relationship between the frequency-shifts and the nanoparticles mass

对于质量传感的灵敏度, 根据式 (16), 最小可检测质量δm 取决于两个因素: 机械振子的质量响应度$\mathbb{R}=\omega_m/2M$和可分辨的最小频移δf。后者受限于透射谱的线宽Γ_t 和信噪比(SNR), 一般情况下$\delta f\approx\Gamma_t/SNR$。在本系统的最佳参数条件下, 透射谱边带峰的线宽约为 0.5 MHz。假设信噪比 SNR = 10, 则 $\delta f\approx 50$ kHz。机械振子频率$\omega_m=200$ MHz, 有效质量$M=20$ ng, 最小可检测质量$\delta m\approx 0.8\times10^{12}$g=0.8 pg, 即约 1 皮克, 这是该系统的理论极限。与未引入增益腔和声子泵浦的单一旋转光力系统相比, 本方案通过增强透射谱强度, 将有效线宽收窄, 从而将最小可检测质量降低了约一个数量级。与传统的非旋转光力腔传感方案相比, 本方案利用 Sagnac 效应实现了透射谱的非互易调控, 进一步提升了信噪比。这些结果表明, 本系统在超高分辨率生物分子检测方面具有显著优势。

4　结　论

本文研究了混合旋转光力系统的相干光学响应, 该系统由声子泵浦的旋转回音壁光力腔与一个增益回音壁腔构成, 并基于该系统提出一种高分辨率生物分子质量传感器。通过一束较强的泵浦场和较弱的探测场驱动该系统, 研究了不同参数机制下的透射谱的变化过程, 例如回音壁腔的旋转方向、声子泵浦的大小及相位、增益特性以及两腔之间的耦合强度。通过对影响透射谱的不同参数的研究, 确定透射谱的最佳参数, 进而提出了一种超灵敏、超高分辨率的质量传感方案, 用于测量沉积在回音壁光力腔上的生物分子(如杆状病毒或冠状病毒等)的质量, 其质量响应度可达到$|\mathbb{R}|=10^{16}$ Hz/g。本方案不仅提供了一种对不同生物分子进行分类的方法, 而且还可以用于识别不同的病毒。

参考文献:

[1]　ZHU J G, OZDEMIR S K, XIAO Y F, *et al*.. On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-*Q* microresonator[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(1): 46-49.

[2]　XIAO Y F, ZOU CH L, LI B B, *et al*.. High-*Q* exterior whispering-gallery modes in a metal-coated microresonator[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(15): 153902.

[3]　ASPELMEYER M, KIPPENBERG T J, MARQUARDT F. Cavity optomechanics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(4): 1391-1452.

[4]　METCALFE M. Applications of cavity optomechanics[J]. *Applied Physics Reviews*, 2014, 1(3): 031105.

[5]　SCHLIESSER A, RIVIÈRE R, ANETSBERGER G, *et al*.. Resolved-sideband cooling of a micromechanical oscillator[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(5): 415-419.

[6]　TEUFEL J D, DONNER T, LI D L, *et al*.. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state[J].

Nature, 2011, 475(7356): 359-363.

[7] CHAN J, ALEGRE T P M, SAFAVI-NAEINI A H, *et al*.. Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state[J]. *Nature*, 2011, 478(7367): 89-92.

[8] SCHLIESSER A, ARCIZET O, RIVIÈRE R, *et al*.. Resolved-sideband cooling and position measurement of a micromechanical oscillator close to the Heisenberg uncertainty limit[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(7): 509-514.

[9] GAVARTIN E, VERLOT P, KIPPENBERG T J. A hybrid on-chip optomechanical transducer for ultrasensitive force measurements[J]. *Nature Nanotechnology*, 2012, 7(8): 509-514.

[10] KRAUSE A G, WINGER M, BLASIUS T D, *et al*.. A high-resolution microchip optomechanical accelerometer[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(11): 768-772.

[11] SCHREPPLER S, SPETHMANN N, BRAHMS N, *et al*.. Optically measuring force near the standard quantum limit[J]. *Science*, 2014, 344(6191): 1486-1489.

[12] MATSUMOTO N, CATAÑO-LOPEZ S B, SUGAWARA M, *et al*.. Demonstration of displacement sensing of a mg-scale pendulum for mm-and mg-scale gravity measurements[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(7): 071101.

[13] WANG Y D, CLERK A A. Using interference for high fidelity quantum state transfer in optomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(15): 153603.

[14] TIAN L. Adiabatic state conversion and pulse transmission in optomechanical systems[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(15): 153604.

[15] TIAN L. Robust photon entanglement via quantum interference in optomechanical interfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(23): 233602.

[16] WANG Y D, CLERK A A. Reservoir-engineered entanglement in optomechanical systems[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(25): 253601.

[17] LI H Q, WANG ZH C, WANG L, *et al*. . Optically pumped Milliwatt Whispering-Gallery microcavity laser[J]. *Light: Science & Applications*, 2023, 12(1): 223.

[18] JING H, ÖZDEMIR S K, LÜ X Y, *et al*.. PT-symmetric phonon laser[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(5): 053604.

[19] LÜ H, ÖZDEMIR S K, KUANG L M, *et al*.. Exceptional points in random-defect phonon lasers[J]. *Physical Review Applied*, 2017, 8(4): 044020.

[20] ZHANG J, PENG B, ÖZDEMIR Ş K, *et al*.. A phonon laser operating at an exceptional point[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(8): 479-484.

[21] SAFAVI-NAEINI A H, GRÖBLACHER S, HILL J T, *et al*.. Squeezed light from a silicon micromechanical resonator[J]. *Nature*, 2013, 500(7461): 185-189.

[22] MANIPATRUNI S, ROBINSON J T, LIPSON M. Optical nonreciprocity in optomechanical structures[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(21): 213903.

[23] XU X W, LI Y, CHEN A X, *et al*.. Nonreciprocal conversion between microwave and optical photons in electro-optomechanical systems[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(2): 023827.

[24] LU X Y, JING H, MA J Y, *et al*.. PT-symmetry-breaking chaos in optomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(25): 253601.

[25] XU H, MASON D, JIANG L Y, *et al*.. Topological energy transfer in an optomechanical system with exceptional points[J]. *Nature*, 2016, 537(7618): 80-83.

[26] AGARWAL G S, HUANG S M. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(4): 041803.

[27] WEIS S, RIVIÈRE R, DELÉGLISE S, *et al*.. Optomechanically induced transparency[J]. *Science*, 2010, 330(6010): 1520-1523.

[28] TEUFEL J D, LI D L, ALLMAN M S, *et al*.. Circuit cavity electromechanics in the strong-coupling regime[J]. *Nature*, 2011, 471(7337): 204-208.

[29] SAFAVI-NAEINI A H, ALEGRE T P M, CHAN J, *et al*.. Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics[J]. *Nature*, 2011, 472(7341): 69-73.

[30] ZHOU X, HOCKE F, SCHLIESSER A, *et al*.. Slowing, advancing and switching of microwave signals using circuit nanoelectromechanics[J]. *Nature Physics*, 2013, 9(3): 179-184.

[31] RIVIÈRE R, DELÉGLISE S, WEIS S, *et al*.. Optomechanical sideband cooling of a micromechanical oscillator close to the quantum ground state[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(6): 063835.

[32] LIU F F, ALAIE S, LESEMAN Z C, *et al*.. Sub-pg mass sensing and measurement with an optomechanical oscillator[J]. *Optics Express*, 2013, 21(17): 19555-19567.

[33] LI B B, OU L F, LEI Y C, *et al*.. Cavity optomechanical sensing[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(11): 2799-2832.

[34] CHEN H J, GUO J H, ZHU K D. On-chip photonic transistor device and biomolecule mass sensor based on a whispering gallery mode cavity optomechanical system[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2015, 15(6): 3375-3380.

[35] JIANG X F, QAVI A J, HUANG S H, *et al*.. Whispering-gallery sensors[J]. *Matter*, 2020, 3(2): 371-392.

[36] CHEN H J. High-resolution biomolecules mass sensing based on a spinning optomechanical system with phonon pump[J]. *Applied Physics Express*, 2021, 14(8): 082005.

[37] LÜ H, JIANG Y J, WANG Y ZH, *et al*.. Optomechanically induced transparency in a spinning resonator[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(4): 367-371.

[38] MAAYANI S, DAHAN R, KLIGERMAN Y, *et al*.. Flying couplers above spinning resonators generate irreversible refraction[J]. *Nature*, 2018, 558(7711): 569-572.

[39] JIANG Y, MAAYANI S, CARMON T, *et al*.. Nonreciprocal phonon laser[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 10(6): 064037.

[40] XU Y, LIU J Y, LIU W J, *et al*.. Nonreciprocal phonon laser in a spinning microwave magnomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(5): 053501.

[41] LI W A, HUANG G Y, CHEN J P, *et al*.. Nonreciprocal enhancement of optomechanical second-order sidebands in a spinning resonator[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3): 033526.

[42] XU X W, ZHAO Y J, WANG H, *et al*.. Quantum nonreciprocality in quadratic optomechanics[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(2): 143-150.

[43] HUANG R, MIRANOWICZ A, LIAO J Q, *et al*.. Nonreciprocal photon blockade[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(15): 153601.

[44] LI B J, HUANG R, XU X W, *et al*.. Nonreciprocal unconventional photon blockade in a spinning optomechanical system[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(6): 630-641.

[45] WANG K, WU Q, YU Y F, *et al*.. Nonreciprocal photon blockade in a two-mode cavity with a second-order nonlinearity[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(5): 053832.

[46] JIAO Y F, ZHANG SH D, ZHANG Y L, *et al*.. Nonreciprocal optomechanical entanglement against backscattering losses[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(14): 143605.

[47] JING H, LÜ H, ÖZDEMIR S K, *et al*.. Nanoparticle sensing with a spinning resonator[J]. *Optica*, 2018, 5(11): 1424-1430.

[48] ZHI Y Y, YU X CH, GONG Q H, *et al*.. Single nanoparticle detection using optical microcavities[J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(12): 1604920.

[49] ARMANI A M, KULKARNI R P, FRASER S E, *et al*.. Label-free, single-molecule detection with optical microcavities[J]. *Science*, 2007, 317(5839): 783-787.

[50] VOLLMER F, ARNOLD S. Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules[J]. *Nature Methods*, 2008, 5(7): 591-596.

[51] SHEN B Q, YU X CH, ZHI Y Y, *et al*.. Detection of single nanoparticles using the dissipative interaction in a high-*Q* microcavity[J]. *Physical Review Applied*, 2016, 5(2): 024011.

[52] VOLLMER F, YANG L. Review Label-free detection with high-Q microcavities: a review of biosensing mechanisms for integrated devices[J]. *Nanophotonics*, 2012, 1(3-4): 267-291.

[53] HE L N, ÖZDEMIR Ş K, ZHU J G, *et al*.. Detecting single viruses and nanoparticles using whispering gallery microlasers[J]. *Nature Nanotechnology*, 2011, 6(7): 428-432.

[54] SHAO L B, JIANG X F, YU X CH, *et al*.. Detection of single nanoparticles and lentiviruses using microcavity resonance broadening[J]. *Advanced Materials*, 2013, 25(39): 5616-5620.

[55] LI J J, ZHU K D. All-optical mass sensing with coupled mechanical resonator systems[J]. *Physics Reports*, 2013, 525(3): 223-254.

[56] JIANG CH, CUI Y SH, ZHU K D. Ultrasensitive nanomechanical mass sensor using hybrid opto-electromechanical

systems[J]. *Optics Express*, 2014, 22(11): 13773-13783.

[57] HE Y. Sensitivity of optical mass sensor enhanced by optomechanical coupling[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(12): 121905.

[58] EKINCI K L, YANG Y T, ROUKES M L. Ultimate limits to inertial mass sensing based upon nanoelectromechanical systems[J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, 95(5): 2682-2689.

[59] BOCHMANN J, VAINSENCHER A, AWSCHALOM D D, *et al*.. Nanomechanical coupling between microwave and optical photons[J]. *Nature Physics*, 2013, 9(11): 712-716.

[60] FAN L R, FONG K Y, POOT M, *et al*.. Cascaded optical transparency in multimode-cavity optomechanical systems[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 5850.

[61] SOHN D B, KIM S, BAHL G. Time-reversal symmetry breaking with acoustic pumping of nanophotonic circuits[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(2): 91-97.

[62] GUO H, KARPOV M, LUCAS E, *et al*.. Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(1): 94-102.

[63] PENG B, ÖZDEMIR Ş K, LEI F CH, *et al*.. Parity–time-symmetric whispering-gallery microcavities[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(5): 394-398.

作者简介：

陈华俊(1985—)，男，安徽阜阳人，博士，教授，2015 年于上海交通大学获得博士学位，主要从事复合微纳系统中的量子光学、非线性光学及光传播特性方面的研究。E-mail: chenphysics@126.com