

腔光力学系统中的量子测量

陈雪 刘晓威 张可焱 袁春华 张卫平

Quantum measurement with cavity optomechanical systems

Chen Xue Liu Xiao-Wei Zhang Ke-Ye Yuan Chun-Hua Zhang Wei-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 164211 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.164211

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164211>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I16>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用破坏对称性的超导体人造原子制备  $\chi$  型四比特纠缠态

The  $\chi$ -type four-particle entangled state generated by using superconducting artificial atoms with broken symmetry

物理学报.2015, 64(18): 184207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184207>

结构库中二能级原子与自发辐射场间的纠缠演化

Evolution of entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in structured reservoir

物理学报.2014, 63(12): 124201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.124201>

飞秒脉冲正交位相压缩光的产生

Generation of femtosecond pulsed quadrature phase squeezed light

物理学报.2013, 62(16): 164206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164206>

N00N 态的 Wigner 函数及 N00N 态作为输入的量子干涉

Wigner function of N00N state and quantum interference with N00N state as input

物理学报.2013, 62(11): 114204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.114204>

光学微腔中少光子数叠加态的耗散动力学

Dissipative dynamics of few-photon superposition states in optical microcavity

物理学报.2012, 61(18): 184206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184206>

专题: 量子精密计量与操控

## 腔光力学系统中的量子测量\*

陈雪<sup>1)</sup> 刘晓威<sup>1)</sup> 张可焯<sup>1)†</sup> 袁春华<sup>1)</sup> 张卫平<sup>1)2)</sup>

1)(华东师范大学物理系, 量子研究所, 上海 200062)

2)(华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

(2015年7月11日收到; 2015年7月30日收到修改稿)

腔光力学系统近年来迅猛发展, 在精密测量、量子传感等方面已展现出重要的应用价值. 特别是与微纳技术和冷原子技术结合后, 这一系统正发展成为研究量子测量与量子操控的理想平台. 本文首先综述腔光力学在量子测量, 尤其是量子测量基础理论研究方面的进展; 然后分析腔光力学系统中的量子测量原理; 最后介绍我们近来在这方面的研究进展, 并通过我们设计的一系列新颖的基于腔光力学系统的量子测量方案来具体展示该系统在量子测量、量子操控等方面的潜在应用.

**关键词:** 腔光力学, 量子测量反作用, 量子全息测量, 微波单光子

**PACS:** 42.50.Dv, 42.50.Wk, 03.65.Ta, 37.30.+i

**DOI:** 10.7498/aps.64.164211

## 1 引言

近几十年来随着测量技术的飞速发展以及对测量精度要求的不断提高, 计量学的研究已从宏观世界迈入微观世界, 并与主宰微观世界的量子力学原理不断结合. 得益于这一趋势, 人们对量子测量的过程和结果都有了更深入和更细致的认识, 使得人们能够从更高的层次研究量子测量理论. 该方向的核心研究内容主要包含两个方面, 首先是量子力学不确定性原理对可观测的物理量的测量精度的限制, 其次是怎样在量子力学原理允许的范围内实现对测量精度量子限制的突破<sup>[1]</sup>. 而近年来飞速发展的腔光力学系统恰好为这一研究领域提供了一个理想的平台.

腔光力学的起源可以追溯到20世纪七八十年代对宏观大尺度的宇宙现象——引力波的观测研究, 由于对引力波干涉仪测量精度的苛刻要求, 使得腔光力学研究不得不进入微观量子区域<sup>[2,3]</sup>. 原

本极为微弱的电磁辐射压效应经谐振腔放大后驱动腔镜做机械振荡, 即构成一个基本的腔光力学系统. 该系统与同样在近年来发展迅速的微纳机电技术和超冷原子物理结合之后, 使得系统参量与尺度跨越了宏观与微观的界限. 其力学结构的振荡频率和有效质量取值都覆盖了极为宽广的范围, 分别为 $10\text{--}10^9$  Hz和 $10^3\text{--}10^{-20}$  g, 而电磁辐射也跨越了微波和光的波段<sup>[4-6]</sup>. 这使得腔光力学这样一个简单的系统成为了一个精密操控、测量力学运动, 进而深入探索微观世界本质及其与宏观世界联系的研究平台. 尽管对引力波的测量尚未取得成功, 但是腔光力学的研究却在量子物理领域别出机杼, 在量子力学基础理论和量子信息处理等应用领域都发展迅速. 尤其是近来腔光力学在量子测量研究中取得了不少阶段性的成果, 展示出了广阔的应用前景. 例如, 基于光力学晶体的加速度计, 其精度已达 $10\text{ }\mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>[7]</sup>. 又如腔光力学磁力计在一个极大的量程内都可以达到 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量精度<sup>[8]</sup>. 此外, 除了精密测量本身, 腔光力学在对量子测量

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB921604)、国家自然科学基金(批准号: 11204084, 11234003, 11129402, 11474095, 91436211)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20120076120003)、上海自然科学基金(批准号: 12ZR1443400)和中央高校基本科研业务费资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ky Zhang@phy.ecnu.edu.cn

基础理论的研究方面也获得了大量成果. 例如, 借助于冷原子腔光力学装置压制热噪声, 从而在实验上观测到了辐射压的量子噪声(散粒噪声)效应<sup>[9]</sup>, 而由其导致的对弱力测量的标准量子极限也于不久之后被实验验证. 又如, 早年利用量子压缩的光场来突破标准量子极限的理论预言<sup>[10]</sup>, 也在前些年分别在微腔光力学系统<sup>[11]</sup>和引力波探测器上实现<sup>[12]</sup>. 再如, 量子测量理论的特征效应——量子测量反作用在腔光力学实验中被用作冷却机械振子至量子力学基态的有力工具<sup>[13]</sup>. 这些结果都展现了腔光力学与量子测量研究之间密不可分的关系.

本文中我们将首先简述腔光力学中所涉及的量子测量理论, 然后介绍我们在该领域所做的几个理论创新工作. 主要包括利用复合振子来设计对量子测量反作用免疫的腔光力学系统, 该系统对弱力的测量精度将不再受各种量子测量极限的限制; 通过翻转腔光力学系统中机械振子与腔场的传统角色来实现一类特殊的腔光力学系统, 在这种系统中通过操控光场可以将机械振子制备到各种奇异量子态上, 更加重要的是, 通过这一系统可以对振子的量子态进行量子全息测量; 利用混合腔光力学系统将微波量子信号转换到光频段, 从而借助光频段成熟的量子测量技术来实现单光子水平下的微波信号精密测量. 最后对腔光力学在量子测量领域的发展给出总结与展望.

## 2 腔光力学系统中的量子测量原理

量子力学中最困难和最具挑战性的问题之一就是测量问题. 与宏观世界里的经典测量不同, 在主导微观世界的量子力学原理中, 测量不是独立于所观测的物理系统而单独存在的. 相反, 测量工具本身即是物理系统的一部分, 是与待测物体纠缠在一起的. 因此, 量子测量会对被测物体产生反作用, 改变其状态, 这就是量子测不准原理, 又称量子不确定原理的根源. 我们在本文中讨论的是“弱”量子测量, 即量子参量估计测量<sup>[1]</sup>, 与“强”量子测量, 即直接投影测量相对. 这种测量需要一个量子试探系统, 其演化依赖于待测参量. 如此就可以通过监控试探系统状态的变化来获取待测参量. 下面我们就以腔光力学系统对弱力测量为例, 来展示量子不确定原理为量子测量精度设置的极限.

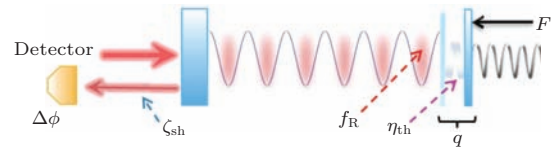


图1 基于腔光力学系统的弱力测量装置示意图.  $\zeta_{\text{sh}}$  代表在位移量纲下自由散粒噪声的影响,  $f_{\text{R}}$  对应激光场辐射压力,  $\eta_{\text{th}}$  是腔镜自身材料内部热运动阻尼力,  $\Delta\phi$  为相位改变,  $q$  为腔镜位移,  $F$  为待测弱力

Fig. 1. Schematic diagram of weak force measurement device based on cavity optomechanical system.  $\zeta_{\text{sh}}$ ,  $f_{\text{R}}$  and  $\eta_{\text{th}}$  represent the shot noise, the radiation pressure noise, and the thermal noise, respectively.  $\Delta\phi$ ,  $q$  and  $F$  represent the phase change of the optical field, the displacement of the cavity mirror and the weak force to be measured, respectively.

如图1所示的腔光力学系统, 假设悬挂的腔镜受到一个弱力作用发生位移, 从而导致输出腔场的相位改变. 在理想情况下相位改变  $\Delta\phi$  和腔镜位移  $q$  以及待测弱力  $F$  间有一一对应关系, 因此测量激光场的相位改变就可以获知弱力的大小. 然而, 在实际测量过程中激光场的散粒噪声将会影响对其相位的测量精度, 如果我们用  $\zeta_{\text{sh}}$  代表在位移量纲下自由散粒噪声的影响, 则有  $\Delta\phi \sim q + \zeta_{\text{sh}}$ . 此外腔镜位移  $q$  除了受待测弱力影响外, 还会受到激光场辐射压力  $f_{\text{R}}$  和其自身材料内部热运动阻尼力  $\eta_{\text{th}}$  的影响. 由于在大多数实际测量实验中, 待测信号以及噪声往往有特定的频率范围, 因此在频谱空间进行的信噪分析更具有实际意义. 假设腔镜的运动是一个受弱力以及其他噪声力驱动的单模谐振子, 则激光场的实际相位改变与信号和噪声之间有以下关系<sup>[14]</sup>:

$$\Delta\phi(\omega) \sim \chi(\omega)F(\omega) + \chi(\omega)f_{\text{R}}(\omega) + \zeta_{\text{sh}}(\omega) + \chi(\omega)\eta_{\text{th}}(\omega), \quad (1)$$

其中右边第一项正是待测信号,  $\chi(\omega)$  是腔镜振动的力学极化率, 而第二、三、四项分别对应激光场的辐射压力噪声、散粒噪声以及腔镜热噪声的贡献. 在通常条件下热噪声远大于其他两者, 因此对腔镜的冷却往往是提高腔光力学测量装置精度的首要措施. 在极低的温度下热噪声被抑制后, 辐射压力噪声和散粒噪声的效果就突显出来了, 根据上式可得噪声的总功率密度谱为

$$S_{\text{noise}}^{\text{tot}}(\omega) = |\chi(\omega)|^2 S_f(\omega) + S_{\zeta}(\omega), \quad (2)$$

其中  $S_f(\omega)$ ,  $S_{\zeta}(\omega)$  分别为辐射压力噪声和散粒噪声的功率谱, 这两种噪声的来源是激光场振幅和

相位的量子起伏,即使在绝对零度下依然存在,所以量子力学在“弱”位移测量的精度上设置了限制.光子的散粒噪声限制了估算相移的精度<sup>[15,16]</sup>,我们似乎可以通过增加光强来压制散粒噪声,但实际上这样做会放大另一个噪声效应——光场的辐射压会影响腔镜的振动,这就是所谓的测量反作用.根据量子力学的测不准原理可得散粒噪声与辐射压噪声功率谱的关系<sup>[17]</sup>

$$S_f(\omega)S_\zeta(\omega) \geq \frac{\hbar^2}{4}, \quad (3)$$

由此我们就可推算出腔光力学测量装置的附加噪声在信号与腔镜运动共振时的最小贡献,  $S_{\text{noise}}^{\text{SQL}}(\omega_0) = \hbar/(m\gamma\omega_0)$ , 其中  $m$ ,  $\omega_0$  和  $\gamma$  分别是腔镜的有效质量、振动的特征频率和力学阻尼.这个噪声谱极限值就给出了腔光力学系统对腔镜位移测量的最小不确定度,也称标准量子极限  $\delta q = \sqrt{\hbar/(2m\omega_0)}$ , 恰好与量子简谐振子的零点涨落相同<sup>[15,16]</sup>.目前在实验上通过各种冷却技术压制热噪声,已经使得腔光力学的位移测量精度达到  $10^{-18} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 约是标准量子极限的5倍<sup>[18]</sup>.需要强调的是,这个测量的标准量子极限并不是一个基本极限,利用压缩光场建立两种噪声之间的关联<sup>[10]</sup>或者利用规避量子测量反作用的测量方案都可以突破这个测量极限<sup>[19]</sup>.

### 3 腔光力学在量子精密测量中的新应用

除了对位移或弱力这些实际物理量的精密测量外,利用腔光力学系统还可以对其中振子和光子的量子态进行操控、传输和测量.这些都是经典测量理论所无法涵盖的,我们将在下文中以我们最近的一些理论工作为例来展示这些量子测量的应用.

#### 3.1 规避量子测量反作用的弱力测量

在上个章节我们展示了量子测量反作用对测量精度的限制,然而针对两体以上的耦合量子系统,则存在多个正则自由度,可以通过巧妙设计它们与待测量的耦合形式来规避量子测量反作用对测量精度的影响.

以腔光力学系统为例,我们考虑一个最简单的量子规律免疫子系统——双振子系统<sup>[19]</sup>.这两个

振子A和B必须有相同的频率和相反的质量,则其哈密顿量为

$$H_0 = \frac{p^2 - p'^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_0^2(q^2 - q'^2). \quad (4)$$

我们假设它们通过光力学相互作用与一个共同的腔光场  $c$  和待测弱力  $f_A, f_B$  耦合,相互作用哈密顿量为

$$V = \hbar[\Delta_c + G(\mathbf{q} + \mathbf{q}')]c^\dagger c + f_A \mathbf{q} + f_B \mathbf{q}', \quad (5)$$

其中  $\Delta_c$  和  $G$  分别为光腔的失谐和光力学偶和强度.定义复合变量

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= \mathbf{q} + \mathbf{q}', & \mathbf{P} &= \frac{1}{2}(\mathbf{p} + \mathbf{p}'), \\ \mathbf{\Phi} &= \frac{1}{2}(\mathbf{q} - \mathbf{q}'), & \mathbf{\Pi} &= \mathbf{p} - \mathbf{p}', \end{aligned} \quad (6)$$

易证明  $[\mathbf{Q}, \mathbf{\Pi}] = 0$ , 且

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{Q}} &= \frac{\mathbf{\Pi}}{m}, & \dot{\mathbf{\Pi}} &= -m\omega^2 \mathbf{Q} + f_B - f_A, \\ \dot{c} &= i\Delta_c c - iG\mathbf{Q}c. \end{aligned} \quad (7)$$

上述复合位置算符  $\mathbf{Q}$  与相对动量算符  $\mathbf{\Pi}$  构成的动力学方程组形成了一个量子规律免疫的子系统.

(7)式描述了振子在外力差  $f_B - f_A$  驱动下的运动导致腔场频率的移动,这种移动可以由干涉法测出.然而,与一般光力学情况不同,辐射压的效应在振子的方程中完全没有出现,因此这个系统能够突破位移测量的标准量子极限<sup>[20]</sup>.需要强调的是,这并不意味着没有量子测量反作用,而是反作用被诱导到了测量不关注的自由度上,图2展示了由测量引起的完整动力学关系图.

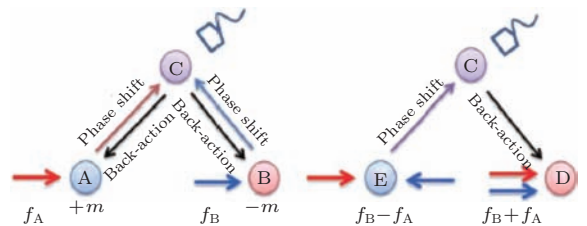


图2 测量反作用规避系统的原理图:左图为原始表象,右图为复合表象.复合振子E的位移导致腔场C的相位变化,这种变化可以通过干涉法测定,但测量反作用只会影响到复合振子D

Fig. 2. Relationship diagram for the back-action evading setup in the “bare” (left) and “composite” (right) representations. The displacement of the composite oscillator E results in a change in the phase of the cavity field C that could be measured by homodyne detection, but the measurement back-action only affects the composite oscillator D.



这个方案的核心在于一对动力学响应完全相反的振子,即要求振子之一质量为负,这在经典力学系统中是不可能实现的,然而在量子力学的世界里却有不少等效的实现方案.例如,在光力学系统中用振幅调制的抽运场驱动腔模<sup>[21]</sup>,或者再额外添加一个红失谐驱动的腔<sup>[22]</sup>,甚至用一团能级交叉跃迁的原子自旋系综取代负质量的光力学振子<sup>[23]</sup>.在最近的工作中,我们建议使用光晶格调制原子玻色-爱因斯坦凝聚体的有效质量变负,然后搭建一个混合的腔光力学系统来规避量子测量反作用<sup>[20]</sup>.这些方案各有优劣,并且对信号测量的有效频域各不相同,可以互为补充.

### 3.2 反转型腔光力学系统中的量子全息测量

量子系统的所有特征都蕴含在其量子态中,然而量子态却无法直接测量,只可从对相关自由度的重复测量结果中重新构建出来,这就是所谓的量子全息测量.目前在离子阱系统和腔量子电动力学系统中,对原子和光子量子态的全息测量都已经实现<sup>[24,25]</sup>,这就为在腔光力学系统中开展相关研究奠定了基础.我们在最近的研究中就发现利用一个基于原子玻色爱因斯坦凝聚体的反转型腔光力学系统,不但可以通过对腔场的测量将原子凝聚体制备到各种奇异的量子态上,还可以对其量子态进行量子全息测量<sup>[26]</sup>.

与一般的基于原子凝聚体的腔光力学系统不同<sup>[9,27]</sup>,我们考虑的凝聚体被一个极为狭窄的势阱束缚在一个高品质的环形腔中,其内部能级受腔外光场激发后散射光子并被光腔收集.这个相互作用可以表达为哈密顿量

$$V \approx \hbar G (\mathbf{c}^+ + \mathbf{c}) \mathbf{a}^+ \mathbf{a}, \quad (8)$$

其形式与普通的光力学耦合完全一致,但光压项 $\mathbf{a}^+ \mathbf{a}$ 和振子位移项 $\mathbf{c}^+ + \mathbf{c}$ 却分别对应超冷原子场和腔光场,而光力学偶和强度 $G$ 变为原子场的散射跃迁系数.也就是说其效果是原子物质场产生的“辐射压”驱动了“光学振子”,而不是一个无质量的光场产生的“辐射压”驱动了力学振子.腔光力学系统中光子与振子的角色反转后,适当调节系统参量后各种各样的非经典态都可以在玻色爱因斯坦凝聚体上产生<sup>[28,29]</sup>.例如,当腔场初始为真空态,原子场为相干态,系统演化时间为 $t = (2n+1)\pi/\omega_0$

时,通过测量腔场的正则位移,就可以将原子场制备到任意的近似数态<sup>[26]</sup>.

在此基础上,如果利用相位制备技术调节物质波场的初始相移<sup>[30]</sup>,使系统初态变为 $\rho = \mathbf{D}(\beta)\rho_a\mathbf{D}(-\beta) \otimes |0\rangle\langle 0|_c$ ,然后再测量腔场并重复这一过程,得到腔场在各数态上的概率分布 $P_c(n)$ .重新改变相移值再获取新的分布概率.如此往复就可以从这些分布概率中重构原子场的Wigner函数<sup>[24,25]</sup>:

$$\begin{aligned} W_a(\beta) &= \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \langle n | \mathbf{D}(\beta)\rho_a\mathbf{D}(\beta) | n \rangle_a \\ &= \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} P_c(n)(1+i)^n. \end{aligned} \quad (9)$$

上式中 $\rho_a$ 和 $\mathbf{D}(\beta)$ 分别是原子场的初始密度矩阵和位移算符, $\beta$ 则是用于移动原子场相位的相干场的复振幅.Wigner函数 $W_a(\beta)$ 中包含了原子场量子态的所有信息.

### 3.3 单量子水平微波场信号的精密测量

由于微波光子的频率低、能量小,因此对极为微弱的尤其是单光子水平的微波信号的量子测量是极为困难的.目前实验中使用的单光子微波测量技术主要基于两种直接的思路:一是使用极为灵敏的探测装置,例如半导体量子点<sup>[31]</sup>、超导量子比特<sup>[32]</sup>、或是里德堡原子等<sup>[33]</sup>.但这些装置往往需要苛刻的使用环境,例如强磁场、超低温等.二是利用线性放大技术增强微波信号<sup>[34]</sup>但却容易抹去原信号的量子特征.与之相对,对单光子水平光学信号的测量技术却非常成熟,并催生出量子信息处理等一系列研究领域<sup>[35]</sup>.由于光子之间无相互作用,微波与光子信号无法直接传递,这使得通常无法借助光频测量技术来测量微波.但有鉴于近来混合腔光力学系统,尤其是耦合微波频域和光频域信号的腔光力学系统在理论<sup>[36,37]</sup>与实验<sup>[38,39]</sup>研究上的飞速发展,我们提出了一个新颖的微波量子测量方案<sup>[40]</sup>.我们建议利用腔光力学系统将微弱的微波信号转换为光信号后进行测量,这样就可以绕过两条常用思路面对的限制.

我们考虑这样一个混合腔光力学系统,其力学振子能同时耦合微波谐振器和光学腔.为了保证足够的耦合强度,我们用相干场驱动该系统,则系统

的有效相互作用哈密顿量为

$$V = \hbar G_a (\mathbf{a} + \mathbf{a}^+) (\mathbf{c} + \mathbf{c}^+) + \hbar G_b (\mathbf{b} + \mathbf{b}^+) (\mathbf{c} + \mathbf{c}^+). \quad (10)$$

其中,  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{c}$  分别为光场、微波场和力学振子的湮没算符. 通常情况下调节微波和光波谐振腔的驱动失谐量, 使之与力学振子频率共振就可以实现微波信号与光波信号之间的转换<sup>[41,42]</sup>. 然而这种转换方式却会将大量的力学声子噪声引入信号, 影响最终的测量精度. 我们的方案是利用大失谐情况下的绝热转移技术来克服这一点. 用准粒子表象能够很清晰地解释这一原理. 利用对角化技术, 混合系统的哈密顿量可以变为

$$H = \hbar\omega_A \mathbf{A}^+ \mathbf{A} + \hbar\omega_B \mathbf{B}^+ \mathbf{B} + \hbar\omega_C \mathbf{C}^+ \mathbf{C}, \quad (11)$$

这里的  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{C}$  是准粒子的玻色湮没算符, 其能谱随光腔驱动失谐量  $\Delta_a$  的变化以及与真实模式的关系都在图 3 中展示. 随着  $\Delta_a$  在微波腔失谐值  $\Delta_b$  附近的缓慢调节, 准粒子 B 从微波型的激发变为了光子型的激发, 而准粒子 C 则始终保持着声学激发性质不变. 这就意味着声子噪声几乎没有涉入光子与微波的转换.

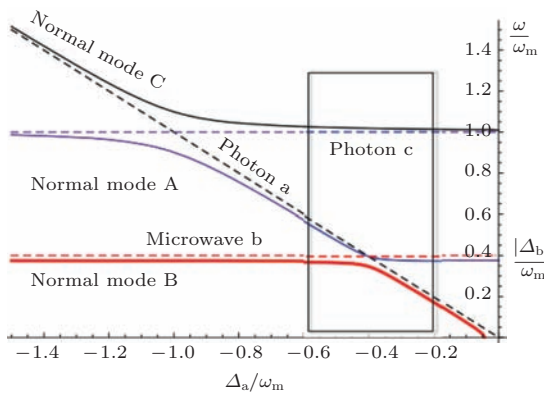


图 3 准粒子能谱图: 实线代表准粒子模式 A, B, C 的能量随光腔失谐量  $\Delta_a$  的变化, 虚线对应无相互作用的光子模式 a、微波模式 b 和声子模式 c. 框内区域是混合腔光力学系统的工作区域

Fig. 3. The energy spectrum diagram of quasi-particles. The solid curves represent the energies of quasi particle modes A, B, and C with the change of optical detuning  $\Delta_a$ . The dashed curves correspond to the noninteracting optical mode a, microwave mode b, and phonon mode c. The frame marks the effective working range of the hybrid cavity optomechanical system.

为了保证这种绝热转换, 对  $\Delta_a$  的调节时间有特殊的要求: 既不能太快从而引起准粒子模式 B 和

A 之间的跃迁, 也不能太慢, 以致使腔场的损耗效应变得显著. 最终我们估计入射微波信号和出射光波信号的平均光子数有如下关系:

$$\bar{n}_o = \bar{n}_s + \frac{(G_b^2 + G_a^2) \gamma}{\omega_c^2 \kappa} (2\bar{n}_c + 1), \quad (12)$$

其中  $\bar{n}_o$ ,  $\bar{n}_s$  分别为光波信号和微波信号的平均光子数, 第二项代表的是声子噪声和双腔损耗的影响, 根据目前腔光力学的实验参量来估计, 其值约为 0.06, 远小于 1. 这就保证了混合系统能够实现单光子水平微波信号的测量.

## 4 结论与展望

量子腔光力学的快速发展使得它在量子测量领域发挥越来越重要的作用, 不但在测量弱力、弱场、微小移动等方面取得了许多成果, 在研究量子测量理论本身方面也展现了重大的价值. 配合微纳技术以及冷却技术的发展, 腔光力学系统不但展示出了标准量子极限, 从而验证了量子测量理论, 而且能通过运用量子力学原理突破测量极限. 此外, 通过结合量子全息技术和量子绝热通道技术, 腔光力学系统还能进行诸如对力学振子量子态的估计和对微波单光子的转换等许多更加复杂多样的量子测量研究. 未来, 随着能够进入量子区域的腔光力学系统的尺度不断增大, 该系统还将成为研究经典量子过渡物理的平台, 验证测量退相干理论. 量子测量理论中测量与制备量子态的一体两面性还可以使腔光力学系统在未来成为精密操控量子机械的研究起点. 总之, 腔光力学系统是量子测量理论理想的研究和实践平台.

## 参考文献

- [1] Yuan C H, Zhang K Y, Zhang W P 2014 *Sci. China Inform. Sci.* **44** 345 (in Chinese) [袁春华, 张可焯, 张卫平 2014 中国科学: 信息科学 **44** 345]
- [2] Braginsky V B, Vorontsov Y L, Thorne K S 1980 *Science* **209** 547
- [3] Caves C M, et al. 1980 *Rev. Mod. Phys.* **52** 341
- [4] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [5] Marquardt F, Girvin S M 2009 *Physics* **2** 40
- [6] Meystre P 2013 *Ann. Phys.* **525** 215
- [7] Krause A G, Winger M, Blasius T D, Lin Q, Painter O 2012 *Nat. Photon.* **6** 768
- [8] Forstner S, Prams S, Knittel J, van Ooijen E D, Swaim J D, Harris G I, Szorkovszky A, Bowen W P, Rubinsztein-Dunlop H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 120801

- [9] Murch K W, Moore K L, Gupta S, Stamper-Kurn D M 2008 *Nat. Phys.* **4** 561
- [10] Caves C M 1981 *Phys. Rev. D* **23** 1693
- [11] Hoff U B, Harris G I, Madsen L S, Kerdoncuff H, Lassen M, Nielsen B M, Bowen W P, Andersen U L 2013 *Opt. Lett.* **38** 1413
- [12] Aasi J, *et al.* 2013 *Nat. Photon.* **7** 613
- [13] Mancini S, Vitali D, Tombesi P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 688
- [14] Zhang W P, *et al.* 2014 *Advances in Quantum Optics* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) p132 (in Chinese) [张卫平等 2014 量子光学研究前沿 (上海: 上海交通大学出版社) 第132页]
- [15] Braginsky V B, Khalili F Y 1992 *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [16] Clerk A A, Devoret M H, Girvin S M, Marquardt F, Schoelkopf R J 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1155
- [17] Milburn G J, Woolley M J 2011 *Acta Physica Slovaca* **61** 483
- [18] Schliesser A, Arcizet O, Riviere R, Kippenberg T J 2009 *Nat. Phys.* **5** 509
- [19] Tsang M, Caves C M 2012 *Phys. Rev. X* **2** 031016
- [20] Zhang K Y, Meystre P, Zhang W P 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043632
- [21] Clerk A A, Marquardt F, Jacobs K 2008 *New J. Phys.* **10** 95010
- [22] Fink J M, Steffen L, Studer P, *et al.* 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 163601
- [23] Hammerer K, Aspelmeyer M, Polzik E S, Zoller P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 020501
- [24] Leibfried D, Meekhof D M, King B E, Monroe C, Itano W M, Wineland D J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4281
- [25] Deléglise S, Dotsenko I, Sayrin C, Bernu J, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2008 *Nature* **455** 510
- [26] Zhang K Y, Meystre P, Zhang W P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 240405
- [27] Brennecke F, Ritter S, Donner T, Esslinger T 2008 *Science* **322** 235
- [28] Mancini S, Man'ko V I, Tombesi P 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3042
- [29] Bose S, Jacobs K, Knight P L 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4175
- [30] Gross C, Strobel H, Nicklas E, Zibold T, Bar-Gill N, Kurizki G, Oberthaler M K 2011 *Nature* **480** 219
- [31] Komiyama S, Astafiev O, Antonov V, Kutsuwa T, Hirai H 2000 *Nature* **403** 405
- [32] Houck A A, Schuster D I, Gambetta J M, *et al.* 2007 *Nature* **449** 328
- [33] Guerlin C, Bernu J, Deleglise S, *et al.* 2007 *Nature* **448** 889
- [34] Bozyigit D, Lang C, Steffen L, *et al.* 2011 *Nat. Phys.* **7** 154
- [35] Chunnillall C J, Degiovanni I P, Kück S, Müller I, Sinclair A G 2014 *Opt. Eng.* **53** 081910
- [36] Wang Y D, Clerk A A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 153603
- [37] Tian L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 153604
- [38] Andrews R W, Peterson R W, Purdy T P, *et al.* 2014 *Nat. Phys.* **10** 321
- [39] Bochmann J, Vainsencher A, Awschalom D D, Cleland A N 2013 *Nat. Phys.* **9** 712
- [40] Zhang K Y, Bariani F, Dong Y, Zhang W P, Meystre P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 113601
- [41] Andrews R W, Peterson R W, Purdy T P, *et al.* 2014 *Nat. Phys.* **10** 321
- [42] Bochmann J, Vainsencher A, Awschalom D D, Cleland A N 2013 *Nat. Phys.* **9** 712

SPECIAL ISSUE — Quantum metrology and control

# Quantum measurement with cavity optomechanical systems\*

Chen Xue<sup>1)</sup> Liu Xiao-Wei<sup>1)</sup> Zhang Ke-Ye<sup>1)†</sup> Yuan Chun-Hua<sup>1)</sup> Zhang Wei-Ping<sup>1)2)</sup>1) (*Quantum Institute for Light and Atoms, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)2) (*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

( Received 11 July 2015; revised manuscript received 30 July 2015 )

## Abstract

Cavity optomechanics originates from the research of interferometric detection of gravitational waves, and later it has become a fast-growing area of techniques and approaches ranging from the fields of atomic, molecular, and optical physics to nano-science and condensed matter physics as well. Recently, it focused on the exploration of operating mechanical oscillators deep in the quantum regime, with an interest ranging from quantum-classical interface tests to high-precision quantum metrology. In this paper, recent theoretical work of our group in the field of quantum measurement with cavity optomechanical systems is reviewed. We explore the quantum measurement theory and its applications with several unconventional cavity optomechanical schemes working in the quantum regime. This review covers the basics of quantum noises in the cavity optomechanical setups and the resulting standard quantum limit of precision displacement and force measurement. Three novel quantum measurement proposals based on the hybrid optomechanical system are introduced. First, we describe a quantum back-action insulated weak force sensor. It is realized by forming a quantum-mechanics-free subsystem with two optomechanical oscillators of reversed effective mass. Then we introduce a role-reversed atomic optomechanical system which enables the preparation and the quantum tomography of a variety of non-classical states of atoms. In this system, the cavity field acts as a mechanical oscillator driven by the radiation pressure force from an ultracold atomic field. In the end, we recommend a multimode optomechanical transducer that can detect intensities significantly below the single-photon level via adiabatic transfer of the microwave signal to the optical frequency domain. These proposals demonstrate the possible applications of optomechanical devices in understanding of quantum-classical crossover and in achieving quantum measurement limit.

**Keywords:** cavity optomechanics, quantum measurement back-action, quantum tomography, single-photon-level microwave

**PACS:** 42.50.Dv, 42.50.Wk, 03.65.Ta, 37.30.+i

**DOI:** [10.7498/aps.64.164211](https://doi.org/10.7498/aps.64.164211)

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB921604), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11204084, 11234003, 11129402, 11474095, 91436211), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20120076120003), the Shanghai Foundation for Development of Science and Technology, China (Grant No. 12ZR1443400), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China.

† Corresponding author. E-mail: [kzyzhang@phy.ecnu.edu.cn](mailto:kzyzhang@phy.ecnu.edu.cn)