

光学学报

高频非共振激励下氮化硅薄膜机械振子的频率响应

张强^{1,2*}, 姜鑫强¹, 王豆豆¹, 李永民^{1,2**}

¹山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;

²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 基于氮化硅薄膜和法布里-珀罗腔的光力系统在量子物理及精密测量等领域具有重要的应用价值。氮化硅薄膜机械振子共振频率的实时可调对于控制薄膜与光场的相互作用非常重要。提出并实验验证了利用高频非共振激励调控薄膜振子共振频率的方法。通过建立高频非共振激励下薄膜振子频率响应模型, 搭建光纤干涉仪实时监测薄膜振子的运动情况, 发现通过调节激励电压幅度可以有效地调控薄膜振子的共振频率, 同等激励强度下基模共振频率的漂移量比高阶模大。同时利用该方法对薄膜振子的共振频率进行了稳频, 使其漂移率为未加激励时的 1/200。该方法为薄膜振子的频率稳定、研究机械模式间线性和非线性耦合以及多模腔光力相互作用等打下了技术基础。

关键词 量子光学; 光力学; 氮化硅薄膜; 高频激励; 频率响应

中图分类号 O437 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1327001

Frequency Response Characteristics of SiN Membrane Resonators with High-Frequency Nonharmonic Excitation

Zhang Qiang^{1,2*}, Jiang Xinqiang¹, Wang Doudou¹, Li Yongmin^{1,2**}

¹State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

²Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract Optomechanical systems based on the silicon nitride (SiN) membrane and Fabry-Perot cavity have important application value in quantum physics and precision measurement. The tunability of the resonant frequencies of the SiN membrane is significant for controlling the interaction between the light field and the membrane. In this paper, a method based on high-frequency nonharmonic excitation to adjust the resonant frequencies of the SiN membrane is proposed and demonstrated experimentally. First, we establish the theoretical frequency-response model of the SiN membrane resonator with a high-frequency nonharmonic excitation. Then, a fiber-optic Fabry-Perot interferometer is constructed to measure the vibration of the SiN membrane. Experimental results show the resonant frequencies of the SiN membrane can be adjusted by controlling the exciting voltage. The frequency shift of fundamental mode is more than that of high-order modes. Further, the proposed method is used to stabilize the resonant frequency of the SiN membrane, and the corresponding frequency shift rate is 1/200 of that without excitation. This paper provides a simple and robust method for stabilizing the resonant frequencies of SiN membranes and for controlling the linear and nonlinear coupling between mechanical modes and multi-mode cavity optical force interaction.

Key words quantum optics; optomechanics; silicon nitride membrane; high-frequency excitation; frequency response

1 引言

研究光场与机械振子相互作用的光力学为探究宏

观物体的量子效应和量子-经典边界提供了一个独特的平台^[1-5], 同时其在量子存储^[6]、微波和光波之间的相干转换^[7]以及对力^[8]、温度^[9]、电荷^[10-11]、磁场^[12]等物理

收稿日期: 2021-11-02; 修回日期: 2021-12-24; 录用日期: 2022-01-13

基金项目: 国家自然科学基金(11774209, 11804208, 12174232, U21A6006)、山西省“1331 工程”重点学科建设计划资助

通信作者: *qzhang@sxu.edu.cn; **yongmin@sxu.edu.cn

量的超灵敏测量领域^[13-17]具有重要的应用价值。根据所用光学谐振腔的类型,光力学实验系统主要包括回音壁腔型^[18-21]、光子晶体腔型^[7,22]和法布里-珀罗(FP)腔型^[23-35]三类。其中基于氮化硅(SiN)薄膜机械振子和FP腔的光力实验系统通过采用机械振子与光学腔镜相分离的方式,可以同时实现具有高品质因子的光学谐振腔和机械振子,而且光力耦合可以通过调节薄膜机械振子在光学谐振腔内的位置,在线性耦合与非线性耦合之间任意调节。基于这些优点,研究人员已经在该类系统中观察到了机械振子基态冷却^[23-24]、非经典态制备^[25-27]、四波混频^[28-29]、光场与微波场之间的相干转换^[30]、多振子同步^[31]、非互易^[32]和能量转移^[33-35]等现象。因此,基于SiN薄膜机械振子和FP腔的光力实验系统已经成为光力学的一个重要研究平台。SiN薄膜机械振子共振频率的实时可调谐对于控制SiN薄膜与腔内光场的相互作用非常重要,如通过主动调节SiN薄膜机械振子的共振频率可以补偿由温度、气压、吸附、内部应力等变化引起的共振频率的漂移,实现SiN薄膜机械振子共振频率的稳频,同时也可以用于调控不同机械模式之间的耦合强度,为研究多模腔光力相互作用提供一个有效的控制手段。现已报道的用于调控光力系统中SiN薄膜机械振子共振频率的方法主要包括两种:光加热法^[36]和应变法^[37]。光加热法的工作原理是利用一束额外的光加热SiN薄膜以改变其温度及内部张力,进而实现共振频率的调谐,其主要的缺点是需要专门设计的光加热系统,这导致整个光力系统变得复杂,同时实验研究发现该方法对大内部张力的SiN薄膜共振频率的调谐效果较差,对小内部张力的SiN薄膜共振频率的调谐效果较好^[38]。而在光力系统中,为了获得高机械品质因子,使用的大多是高张力SiN薄膜。利用环形压电陶瓷(PZT)给SiN薄膜施加应变、改变其内部张力、进而实现其共振频率可调谐的方法是一种非常有效的手段,然而SiN薄膜在光学谐振腔内的平衡位置会随之改变,进而导致光力耦合系数发生变化。

本文提出了一种利用高频非共振激励来调控SiN薄膜机械振子共振频率的方法,该方法的主要优点是不需要额外设计类似于光加热法中的特殊结构,可以有效地避免实验系统的复杂化,同时SiN薄膜机械振子在腔内的平衡位置也不会改变,进而避免影响其与光场的相互作用。本文首先构建了高频非共振激励下SiN薄膜机械振子的频率响应理论模型,给出了机械振子共振频率对高频非共振激励的响应函数;然后搭建了一个光纤FP干涉仪来实时探测SiN薄膜机械振子的位移,从而对该模型进行实验验证。实验结果表明:通过控制高频非共振激励的电压可以有效地调节SiN薄膜机械振子的低阶和高阶振动模式的共振频率,实验与理论结果能够较好地吻合;最后将高频非共振激励方法应用于消除由内部应力释放等因素导致的SiN薄膜机械振子共振频率逐渐减小的问题。实验结果表明SiN薄膜机械振子共振频率的漂移率减小为

未加激励时的1/200。本文提出的利用高频非共振激励控制SiN薄膜机械振子共振频率的方法为通过调控SiN薄膜机械振子共振频率研究不同机械模式间的线性和非线性耦合以及多模腔光力相互作用打下了技术基础。

2 理论分析

通过调节机械振子某个共振模式的激励强度实现机械振子其他振动模式共振频率的调控的方法,已经被实验报道并用于探测机械振子的高阶模式^[39]。共振激励的优势是使用较弱的激励就可以实现较大的调节范围,但是其缺点是不稳定,随着激励强度的增加,激励模式的共振频率也会发生漂移,导致其响应度发生变化,进而影响了待调控模式谐振频率的调节。利用高频非共振激励可以有效地解决该问题,这主要是由于非共振激励具有平坦的响应度,共振频率的漂移不会影响激励的响应度,因此可以线性地调控机械振子的共振频率。外加激励下机械振子的运动方程^[40]可以写为

$$\ddot{x} + 2\zeta\sqrt{\beta_1}\dot{x} + \sum_{i=1}^N \beta_i x^i = a \cos(\Omega t), \quad (1)$$

式中: x 是机械振子的位移; \dot{x} 为 x 的1阶导数; \ddot{x} 为 x 的2阶导数; β_i 是第 i 阶非线性系数; ζ 是阻尼率; a 和 Ω 分别是外加激励的幅度和频率。当外加激励的频率 Ω 远大于机械振子的共振频率时,可以通过将该运动方程的解分解为高频部分($T_0 = \Omega t$,对应外加高频激励)和低频部分($T_1 = t$,对应机械振子共振频率),即 $x(T_0, T_1) = z(T_1) + q(T_0, T_1)/\Omega$,其中, $z(T_1)$ 为低频项, $q(T_0, T_1)$ 为高频项, $1/\Omega \ll 1$,同时外加激励在其一个周期内的平均作用为零,所以高频部分的位移在整个激励周期内的平均值也为零,即 $\langle q \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q dT_0 = 0$,将 $x(T_0, T_1)$ 的表达式代入式(1)中,可得^[40]

$$\Omega D_0^2 q + D_1^2 z + 2D_0 D_1 q + 2\zeta\sqrt{\beta_1}(D_0 q + D_1 z) + \sum_{i=1}^N \beta_i (z + q/\Omega)^i = \Omega a^* \cos T_0, \quad (2)$$

式中: $a^* = a/\Omega$; $D_n = \partial/\partial T_n$; $n = 0$ 或 1 。对式(2)在激励周期内进行积分,可得

$$D_1^2 z + 2\zeta\sqrt{\beta_1} D_1 z + \sum_{k=0}^N \sum_{r=0}^{N-k} \frac{(r+k)!}{k! r!} \beta_{r+k} \left(\frac{1}{\Omega} \right) \langle q^r \rangle z^k = 0, \quad (3)$$

式中: $\langle q^r \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q^r dT_0$ 。由式(2)减去式(3)并忽略 Ω 指数小于一次的项,可得

$$D_0^2 q = a^* \cos T_0. \quad (4)$$

解式(4)得 $q = -a^* \cos T_0$,将其代入式(3),可得其低频项的运动方程^[40]为

$$\ddot{z} + 2\zeta\sqrt{\beta_1}\dot{z} + \sum_{k=1}^N \sum_{r=0,2,4,\dots}^{N-k} \frac{(r+k)!}{k!r!} \beta_{r+k} \frac{a^r}{2^r \Omega^{2r}} \frac{r!}{\left(\frac{r}{2}!\right)^2} z^k + \sum_{r=2,4,6,\dots}^N \beta_r \frac{a^r}{2^r \Omega^{2r}} \frac{r!}{\left(\frac{r}{2}!\right)^2} = 0, \quad (5)$$

式中： \dot{z} 为 z 的1阶导数； \ddot{z} 为 z 的2阶导数。

为了进一步研究高频激励项对低频响应的调控，取 $N=5$ ，即研究其前5阶非线性效应对机械振子共振频率的影响，则式(5)可以简化为

$$\ddot{z} + 2\xi\sqrt{\beta_1}\dot{z} + \left(\beta_1 + \frac{3\beta_3 a^2}{2\Omega^4} + \frac{15\beta_5 a^4}{8\Omega^8}\right)z + \left(\beta_2 + \frac{3\beta_4 a^2}{\Omega^4}\right)z^2 + \left(\beta_3 + \frac{5\beta_5 a^2}{\Omega^4}\right)z^3 + \beta_4 z^4 + \beta_5 z^5 + \frac{\beta_2 a^2}{2\Omega^4} + \frac{3\beta_4 a^4}{8\Omega^8} = 0, \quad (6)$$

式(6)等号左边第三项 z 的系数即机械振子共振频率的平方项^[40]，因此，高频非共振激励下机械振子共振模式 (m, n) 的共振频率 f_{exc} 可以表示为

$$f_{\text{exc}} = \sqrt{\beta_1 + 3\beta_3 a^2 / 2\Omega^4 + 15\beta_5 a^4 / 8\Omega^8}, \quad (7)$$

式中： β_1 为没有外界激励时共振频率的平方项^[40]。SiN薄膜机械振子在没有外界激励时共振模式 (m, n) 的共振频率 f_{mn} ^[41]可以表示为

$$f_{mn} = \sqrt{\sigma(m^2 + n^2) / (4\rho l^2)}, \quad (8)$$

式中： σ 是SiN薄膜的内部张力； ρ 是SiN薄膜的密度； l 是方形SiN薄膜的边长。因此，在高频非共振激励下，SiN薄膜机械振子共振频率的漂移量为

$$\Delta f_{mn} = f_{\text{exc}} - f_{mn} = \sqrt{f_{mn}^2 + 3\beta_3 a^2 / (2\Omega^4) + 15\beta_5 a^4 / (8\Omega^8)} - f_{mn}. \quad (9)$$

当直接利用压电陶瓷激励SiN薄膜机械振子时，假设施加在PZT上的电压为 $V = A \cos(\Omega t)$ ，PZT的位移响应系数是 K ，则激励振幅 $a = K A \Omega^2$ ，将其代入式(9)可得SiN薄膜机械振子共振频率的漂移量为

$$\Delta f_{mn} = \sqrt{f_{mn}^2 + 3\beta_3 K^2 A^2 / 2 + 15\beta_5 K^4 A^4 / 8} - f_{mn}. \quad (10)$$

由式(10)可知，高频非共振激励下SiN薄膜机械振子的共振频率漂移量与其3阶和5阶非线性项相关，而与2阶和4阶非线性项无关，与激励电压相关，与激励频率无关。本实验中使用的SiN薄膜是从NORCADA公司购买的厚度为50 nm、边长为0.5 mm的标准大张力薄膜，其性能参数如下：内部张力 σ 为0.825 GPa，密度 ρ 为 $2.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ， β_3 为 $2 \times 10^{25} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$ ，PZT位移响应系数 K 为 10^{-9} m/V 。式(10)中的3阶项和5阶项的比值为 $\beta_3 / (5\beta_5 K^2 A^2)$ ，根据上述实际参数，当3阶和5阶非线性系数相当时，由于PZT位移响应系数 $K = 10^{-9} \text{ m/V}$ ，电压幅度 A 取值为0~1 V，3阶项和5阶项的比值远大于1，即5阶项的作用远小于3阶项，因此5阶项可以忽略。图1所示为激励电压从0 V逐渐增加到1 V时SiN薄膜机械振子的6个低阶共振模式的谐振频率漂移的理论曲线。由图1可知，随着激励电压的增加，不同模式的共振频率都在逐渐增加，共振模式阶数越高，共振频率的增加量越小，基模 f_{11} 的增加量最大。综上所述，通过调节高频非共振激励的强度可以调控SiN薄膜机械振子各阶模式的共振频率。

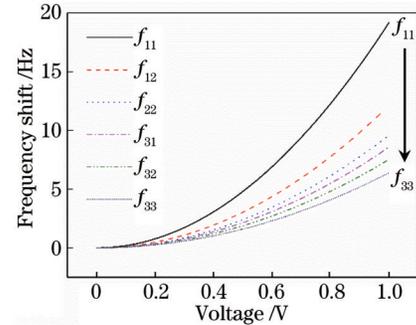


图1 理论计算得到的不同模式共振频率的漂移量随激励电压的变化情况

Fig. 1 Calculated frequency shifts of different resonant modes as functions of exciting voltage

3 实验方案

实验系统及测量原理如图2所示。为了验证上述的理论模型，搭建了如图2(a)所示的实验系统，激光器发射的激光经过一个衰减器(VOA)进入光纤环形器(OC)的1端口，环形器的2端口的光纤与SiN薄膜构成一个双光束FP干涉仪，其原理如图2(c)所示，SiN薄膜反射的光耦合进光纤后，与光纤端面自身反射的光产生双光束干涉，形成双光束FP干涉仪，FP干涉仪反射回的光从环形器的3端口输出到探测器(PD)并转化为电信号，电信号再进入频谱分析仪(ESA)。SiN薄膜被固定在压电陶瓷上，可以方便地调节SiN薄膜的位置并激励薄膜。SiN薄膜和环形器的2端口放置在真空腔内，实验中真空腔的真空度为 $1 \times 10^{-7} \text{ mbar}$ ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$)。FP干涉仪反射谱如图2(b)所示，实验中采用了位于干涉谱线性区域的1550 nm单频激光作为探测薄膜振动的探针光(虚线)。当SiN薄膜机械振子发生振动时，薄膜位置的变化会改变FP干涉仪的腔长，进而转化为反射光功率的变化，因此，通过测量反射功率的变化可以实时在线地监测SiN薄膜机械振子的位移和共振模式。SiN薄膜在本实验中作为机械振子和光纤FP干涉仪的一个反射面。首先，SiN薄膜是生长在硅基片上的一层具有指定厚度的薄膜，利用背向刻蚀工艺将硅基片中间的硅片腐蚀掉一部分，进而形成一个只有SiN薄膜的方形窗口，如图1中插图所示。窗口处的SiN薄膜具有4个固定的边界

且上下悬空,因此形成了一个类似于鼓面的机械振子,其具有与几何参数和内部张力相关的多个共振模式,这些模式的共振频率可以根据式(8)获得;然后,SiN薄膜在 1550 nm 波段的折射率为 2.17,从光纤环形器 2 端口出射的光在 SiN 薄膜表面发生反射,反射光耦合

回光纤环形器 2 端口的光纤内,与 2 端口光纤端面自身的反射光发生干涉,形成双光束 FP 干涉仪,因此 SiN 薄膜构成了光纤 FP 干涉仪的一个反射面,通过检测光纤 FP 干涉仪反射光强的变化就可以实时监测 SiN 薄膜共振频率的变化情况。

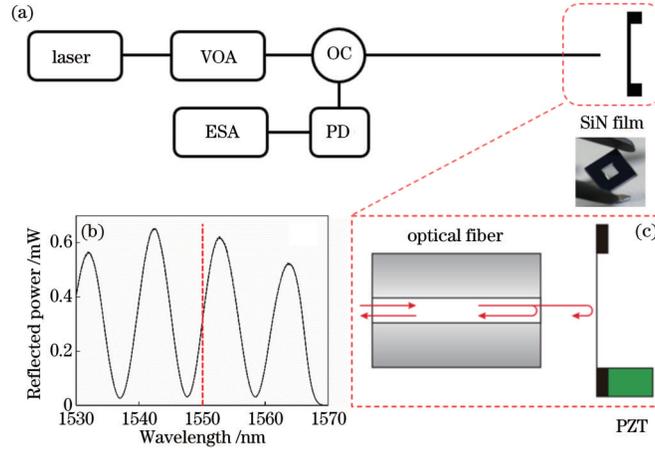


图 2 实验系统及测量原理。(a) SiN 薄膜机械振子频率响应测试系统;(b)干涉仪的反射谱及探针激光波长位置;(c)由光纤和 SiN 薄膜构成的 FP 干涉仪的示意图(插图为 SiN 薄膜实物图)

Fig. 2 Experimental setup and measurement principle. (a) Test system for SiN film mechanical oscillator frequency response; (b) reflection spectrum of FP interferometer and position of probe laser wavelength; (c) schematic of FP interferometer based on optical fiber and SiN film (inset is image of SiN film)

4 结果分析

利用上述测量系统测试了 SiN 薄膜机械振子不同共振模式的频率响应特性。以频移量最大的两个模式

为例,如图 3 所示。其中图 3(a)是基模(1,1)模的共振模式,其共振频率 f_{11} 为 782.139 kHz;图 3(b)是高阶模(1,2)模的共振模式,其共振频率 f_{12} 为 1237.635 kHz,插入的图片是对应共振模式的有限元仿真示意图。

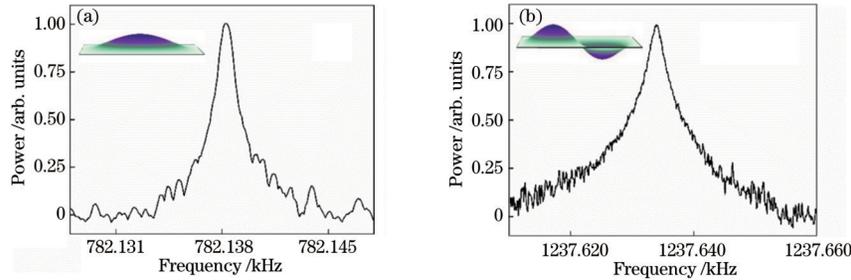


图 3 SiN 薄膜机械振子的共振模式。(a)基模(1,1);(b)高阶模(1,2)(插图为对应共振模式的有限元仿真示意图)

Fig. 3 Resonant modes of SiN film mechanical oscillator. (a) Fundamental mode (1, 1); (b) high order mode (1, 2) (inset is simulated mode shapes of corresponding resonant modes by finite element simulation)

为了验证高频非共振激励对 SiN 薄膜机械振子共振频率调控的理论模型,实验测试了 SiN 薄膜机械振子不同模式共振频率随激励电压(频率为 1.83 MHz)的变化情况,如图 4 所示。图 4(a)是一个典型的测试结果,其给出了基模共振频率 f_{11} 在 0.1 V 电压激励前后的漂移情况,由于温度变化、内部应力释放等不可避免的因素的影响,SiN 薄膜的共振频率有一个缓慢漂移^[36],实验中测试的漂移率约为 0.2 Hz/min,施加 0.1 V 电压激励后共振频率 f_{11} 立刻增加了 0.19 Hz,随后又继续以 0.2 Hz/min 的漂移率减小。SiN 薄膜机械振子的

这种慢漂对研究其与腔内光场的相互作用非常不利,因此需要专门的方法抑制该漂移。同时,也测试了不同激励电压下 SiN 薄膜机械振子的基模 f_{11} 和高阶模 f_{12} 共振频率的漂移情况,如图 4(b)所示,其中: $f_{11\text{cale}}$ 与 $f_{12\text{cale}}$ 分别为基模与高阶模的理论计算结果; $f_{11\text{meas}}$ 与 $f_{12\text{meas}}$ 分别为基模与高阶模的实验测量值。理论计算模型中薄膜相关参数的取值与文中使用的 NORCADA 公司提供的 SiN 薄膜的实际参数一致,其中 3 阶非线性系数 β_3 的取值为 $2 \times 10^{25} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$ 是根据共振频率漂移情况获得的拟合值。2008 年耶鲁大学 Harris 教授研究小组

测试得到 NORCADA 公司低内部张力 SiN 薄膜的三阶非线性系数约为 $1.3 \times 10^{23} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$, 根据文献 [42] 中 β_3 的表达式, β_3 与共振频率的平方成正比, 与品质因子成反比 [42]。文献 [42] 中的测试值与本文中拟合值的差别主要来源于薄膜内部张力的不同, 本文中使用的是大内部张力 SiN 薄膜 (内部张力为 0.825 GPa), Harris 教授研究小组测试的是小张力薄膜 (内部张力小于 0.25 GPa), 由式 (8) 可知, 内部张力不同会导致 SiN 薄膜的共振频率不同, 同时其机械品质因子也会有相应的差别, 本文使用的大张力 SiN 薄膜的基模共振频率是文献 [42] 中薄膜基模共振频率的 5.85 倍,

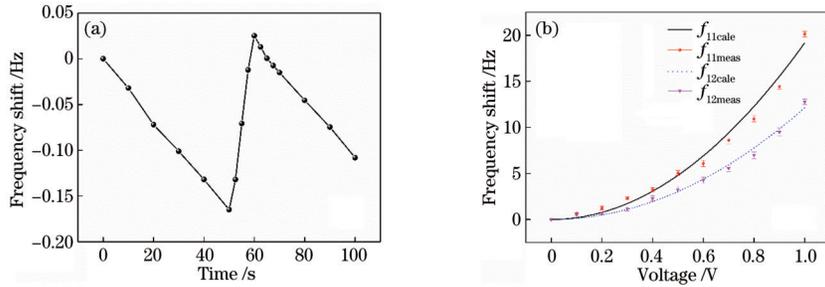


图 4 高频非共振激励对共振频率的影响。(a) 0.1 V 电压激励前后共振频率 f_{11} 的漂移情况;(b) 不同激励电压下共振频率 f_{11} 和 f_{12} 的漂移情况

Fig. 4 Effect of high-frequency nonharmonic excitation on resonant frequencies. (a) Frequency shifts of f_{11} with and without excitation voltage of 0.1 V; (b) frequency shifts of resonance frequencies f_{11} and f_{12} under different excitation voltages

利用上述通过高频非共振激励调控 SiN 薄膜机械振子共振频率的模型, 测试了通过逐渐增加激励电压来稳定 SiN 薄膜机械振子共振频率的效果, 测试结果如图 5 所示。实验中激励电压线性连续增加, 增加的速度是 1 mV/min, 如图 5 所示, 随着激励电压的逐渐增加, 机械振子两个模式的共振频率 f_{11} 和 f_{12} 的变化量逐渐减小, 当激励电压大于 120 mV 之后, 共振频率 f_{11} 和 f_{12} 基本保持不变, 其 30 min 的平均漂移量约为 0.001 Hz/min, 是未加激励电压 (0.2 Hz/min) 的 1/200。因此, 利用高频非共振激励可以有效地减小 SiN 薄膜机械振子共振频率的漂移, 进而实现其稳频。本文方

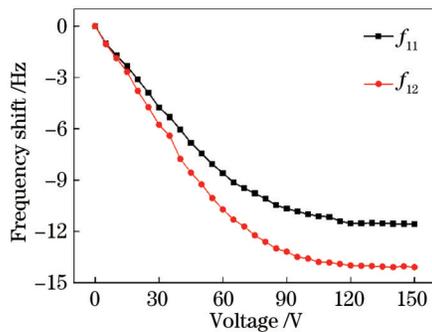


图 5 SiN 薄膜机械振子共振频率慢漂随高频非共振电压增加的变化情况

Fig. 5 Slow frequency shift of resonance frequency of SiN film mechanical oscillator as a function of high-frequency nonresonant voltage

机械品质因子为文献 [42] 中机械品质因子的 15%。综合考虑共振频率和机械品质因子的变化, 可知本文中 β_3 的拟合值与文献 [42] 中 NORCADA 公司的 SiN 薄膜的实际测量值相近。由图 4 可知, 随着激励电压的增加, SiN 薄膜机械振子的基模和高阶模的频率 f_{11} 和 f_{12} 都会增加, 而且基模的增加幅度大于高阶模; 当激励强度达到 1 V 时, f_{11} 和 f_{12} 分别增加了 20.1 Hz 和 12.1 Hz, 实验测试结果与理论计算曲线趋势相同, 最大误差为 8%, 出现该误差可能的原因包括频谱仪的 1 Hz 分辨率偏低、压电陶瓷的非线性响应和 3 阶非线性系数拟合值的精度低等。

法的实验系统简单, 不改变氮化硅薄膜振子在光学腔内的平衡位置, 为研究不同机械模式间的线性和非线性耦合以及多模腔光力相互作用打下了基础。

5 结 论

提出了一种利用高频非共振激励调控氮化硅薄膜机械振子共振频率的方法, 通过构建高频非共振激励下氮化硅薄膜机械振子共振频率响应的理论模型, 搭建光纤 FP 干涉仪实时监测氮化硅薄膜机械振子的不同模式共振频率漂移情况的实验系统, 对该方法进行了理论和实验研究。实验结果表明: 通过调节高频非共振激励的强度, 可以有效地调控氮化硅薄膜机械振子不同模式的共振频率。同时利用该方法使氮化硅薄膜机械振子共振频率的漂移率为未加激励时的 1/200。所提出的调控氮化硅薄膜机械振子共振频率的方法可以用于实现氮化硅薄膜机械振子的频率稳定, 并用于不同机械模式间的线性和非线性耦合, 以及多模腔光力相互作用等领域的研究。

参 考 文 献

- [1] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F. Cavity optomechanics[J]. Reviews of Modern Physics, 2014, 86 (4): 1391-1452.
- [2] Li J J, Zhu K D. All-optical mass sensing with coupled mechanical resonator systems[J]. Physics Reports, 2013, 525(3): 223-254.
- [3] Liu Y C, Hu Y W, Wong C W, et al. Review of cavity

- optomechanical cooling[J]. *Chinese Physics B*, 2013, 22(11): 114213.
- [4] Liao J Q, Tian L. Macroscopic quantum superposition in cavity optomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(16): 163602.
- [5] He Z Q, Dong G J. Polarization gradient cooling and trapping of charged and neutral microspheres[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, 38(1): 60-73.
- [6] Dong C H, Fiore V, Kuzyk M C, et al. Optomechanical dark mode[J]. *Science*, 2012, 338(6114): 1609-1613.
- [7] Mirhosseini M, Sipahigil A, Kalaei M, et al. Superconducting qubit to optical photon transduction[J]. *Nature*, 2020, 588(7839): 599-603.
- [8] Chen X Y, Yin Z Q. High-precision gravimeter based on a nano-mechanical resonator hybrid with an electron spin [J]. *Optics Express*, 2018, 26(24): 31577-31588.
- [9] Wang Q, Zhang J Q, Ma P C, et al. Precision measurement of the environmental temperature by tunable double optomechanically induced transparency with a squeezed field[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(6): 063827.
- [10] Zhang J Q, Li Y, Feng M, et al. Precision measurement of electrical charge with optomechanically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(5): 053806.
- [11] Xiong H, Liu Z X, Wu Y. Highly sensitive optical sensor for precision measurement of electrical charges based on optomechanically induced difference-sideband generation[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(18): 3630-3633.
- [12] Zhang K Y, Bariani F, Dong Y, et al. Proposal for an optomechanical microwave sensor at the subphoton level [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(11): 113601.
- [13] Jing H, Özdemir S K, Lü X Y, et al. PT-symmetric phonon laser[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(5): 053604.
- [14] 张新艳, 李宗阳, 李永民. 量子光力系统中激光额外噪声的高效抑制[J]. *光子学报*, 2015, 44(8): 0827001.
Zhang X Y, Li Z Y, Li Y M. Efficient suppression of laser excess noises for quantum optomechanical system [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, 44(8): 0827001.
- [15] 廖庆洪, 郑庆华, 鄢秋荣, 等. 原子-腔光力学系统中原子熵压缩的研究[J]. *中国激光*, 2016, 43(2): 0218001.
Liao Q H, Zheng Q H, Yan Q R, et al. Study on entropy squeezing of the atom in an atom-cavity-optomechanical system[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(2): 0218001.
- [16] Ma P C, Zhang J Q, Xiao Y, et al. Tunable double optomechanically induced transparency in an optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(4): 043825.
- [17] Jin Y B, Yan J W, Rahman S J, et al. 6 GHz hyperfast rotation of an optically levitated nanoparticle in vacuum [J]. *Photonics Research*, 2021, 9(7): 1344-1350.
- [18] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, et al. Experimental realization of optomechanically induced non-reciprocity [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(10): 657-661.
- [19] Lei F C, Gao M, Du C G, et al. Three-pathway electromagnetically induced transparency in coupled-cavity optomechanical system[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 11508-11517.
- [20] Ma J Y, Wen J M, Ding S L, et al. Chip-based optical isolator and nonreciprocal parity-time symmetry induced by stimulated Brillouin scattering[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(5): 1900278.
- [21] Xu X W, Zhao Y J, Wang H, et al. Quantum nonreciprocity in quadratic optomechanics[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(2): 143-150.
- [22] Pan F, Cui K Y, Bai G R, et al. Radiation-pressure-antidamping enhanced optomechanical spring sensing[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(10): 4164-4169.
- [23] Liu Y C, Xiao Y F, Luan X S, et al. Dynamic dissipative cooling of a mechanical resonator in strong coupling optomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(15): 153606.
- [24] Xu H, Jiang L Y, Clerk A A, et al. Nonreciprocal control and cooling of phonon modes in an optomechanical system[J]. *Nature*, 2019, 568(7750): 65-69.
- [25] 郭永宾, 肖银, 於亚飞, 等. 非线性光机械系统中的双稳性与纠缠[J]. *光学学报*, 2015, 35(10): 1027002.
Guo Y B, Xiao Y, Yu Y F, et al. Optical bistability and entanglement in a nonlinear optomechanical system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(10): 1027002.
- [26] Gu W J, Li G X, Yang Y P. Generation of squeezed states in a movable mirror via dissipative optomechanical coupling[J]. *Physical Review A*, 2013, 88: 013835.
- [27] Xiong B, Li X, Chao S L, et al. Strong mechanical squeezing in an optomechanical system based on Lyapunov control[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(2): 151-159.
- [28] Li Z Y, You X, Li Y M, et al. Multimode four-wave mixing in an unresolved sideband optomechanical system [J]. *Physical Review A*, 2018, 97(3): 033806.
- [29] Li Z Y, Ren Z Q, Li Y M, et al. High-gain and narrow-bandwidth optical amplifier via optomechanical four-wave mixing[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(6): 064048.
- [30] Higginbotham A P, Burns P S, Urmey M D, et al. Harnessing electro-optic correlations in an efficient mechanical converter[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(10): 1038-1042.
- [31] Sheng J T, Wei X R, Yang C, et al. Self-organized synchronization of phonon lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(5): 053604.
- [32] 王婧. 基于三腔光力学系统的非互易性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(19): 191201.
Wang J. Nonreciprocity in a three-cavity optomechanical system[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(19): 191201.
- [33] 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.
- [34] Yang C, Wei X R, Sheng J T, et al. Phonon heat transport in cavity-mediated optomechanical

- nanoresonators[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 4656.
- [35] He Z Q, Dong G J. Thermal conduction in a harmonic chain coupled to two cavity-optomechanical systems[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(5): 053509.
- [36] Gavartin E, Verlot P, Kippenberg T J. Stabilization of a linear nanomechanical oscillator to its thermodynamic limit[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2860.
- [37] Wei X R, Sheng J T, Yang C, et al. Controllable two-membrane-in-the-middle cavity optomechanical system [J]. *Physical Review A*, 2019, 99(2): 023851.
- [38] Jöckel A, Rakher M T, Korppi M, et al. Spectroscopy of mechanical dissipation in micro-mechanical membranes [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(14): 143109.
- [39] Arı A B, Karakan M C, Yanık C, et al. Intermodal coupling as a probe for detecting nanomechanical modes [J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(3): 034024.
- [40] Abusoua A, Daqaq M F. On using a strong high-frequency excitation for parametric identification of nonlinear systems[J]. *Journal of Vibration and Acoustics*, 2017, 139(5): 051012.
- [41] Li Z Y, Zhang Q, You X, et al. Suppression of phonon tunneling losses by microfiber strings for high-*Q* membrane microresonators[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(19): 191903.
- [42] Zwickl B M, Shanks W E, Jayich A M, et al. High quality mechanical and optical properties of commercial silicon nitride membranes[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(10): 103125.