

NAMI JIXIE ZHENZI YU GUANGQIANG OUHE XITONG DE LIANGZI TEXING JI YINGYONG

纳米机械振子 与光腔耦合系统的 量子特性及应用

马鹏程 陈贵宾 肖银 / 著



苏州大学出版社
Soochow University Press

纳米机械振子与光腔耦合系统的 量子特性及应用

马鹏程 陈贵宾 肖 银 著

苏州大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

纳米机械振子与光腔耦合系统的量子特性及应用 /
马鹏程,陈贵宾,肖银著. — 苏州:苏州大学出版社,
2018.12

ISBN 978-7-5672-2681-4

I. ①纳… II. ①马… ②陈… ③肖… III. ①量子光
学—研究②纳米技术—研究 IV. ①O431.2②TB383

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018)第 274275 号

纳米机械振子与光腔耦合系统的量子特性及应用

马鹏程 陈贵宾 肖银 著

责任编辑 周建兰

助理编辑 杨冉

苏州大学出版社出版发行

(地址:苏州市十梓街1号 邮编:215006)

虎彩印艺股份有限公司印装

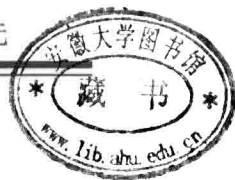
(地址:东莞市虎门镇北栅陈村工业区 邮编:523898)

开本 787 mm×1 092 mm 1/16 印张 7.5 字数 172 千

2018 年 12 月第 1 版 2018 年 12 月第 1 次印刷

ISBN 978-7-5672-2681-4 定价:28.00 元

苏州大学版图书若有印装错误,本社负责调换
苏州大学出版社营销部 电话:0512-67481020
苏州大学出版社网址 <http://www.sudapress.com>



纳米机械振子是纳米尺度的机械系统,相对于传统的机械系统,纳米机械系统通常具有超高的品质因子、超高的振动频率、超轻的质量、超高的灵敏度等优越的性质。此外,基于它的众多优点,纳米机械系统可以用于力和质量的探测,由于纳米机械振子兼具宏观物理的经典性质和微观物理的量子性质,这不仅使其迅速成为量子光学和纳米技术交叉形成的前沿研究热点,而且让它成为研究宏观物理量子性质的理想平台,还使纳米机械振子在精密测量领域拥有巨大的潜在应用价值。特别地,当一个光学谐振腔的一端可以移动时,便形成了目前研究比较热门的纳米光机械腔系统(也称为光力腔系统)。基于纳米光机械腔系统的超快、超慢光以及非线性效应越来越多地应用在量子通信、全光开关、信息传输等领域。可以断言,随着纳米光机械腔系统的广泛应用,量子力学在今后将会逐渐渗透到其他学科。在本文中,我们从理论上研究纳米光机械腔系统的量子特性及其在量子通信网络中的应用。

第1章是绪论,主要介绍光学谐振腔、纳米机械振子和光机械腔系统的基本概念、应用及其发展历史和研究现状,以及在当今研究领域中的占有地位。第2章介绍了与我们研究密切相关的基础理论。第3章基于纳米机械振子与高品质光学腔耦合系统中,我们首次发现可调的双模光机械诱导透明现象。在第4章中,我们提出实验可行的多通道单光子路由方案。第5章介绍了利用超导微波腔与光学腔耦合共同的纳米机械振子,理论实现微波频域与光学频域之间跨频域双向多出口单光子路由。第6章介绍了利用超导库珀对盒子与纳米机械振子耦合系统的特性,实现微波控制的快慢光效应。第7章介绍了利用纳米机械振子与高品质光学腔耦合系统,实现双模快慢光转换开关。最后一章,在总结上述工作的基础上,展望光机械腔系统的未来发展前景。

目 录

第 1 章 绪论	(001)
§ 1.1 光学谐振腔	(001)
§ 1.2 纳米机械振子的概念、性质及其应用	(002)
§ 1.3 光机械腔系统	(003)
§ 1.4 本书的主要内容和安排	(007)
第 2 章 量子光学基础	(009)
§ 2.1 经典双模电磁场与三能级原子的相互作用	(009)
2.1.1 哈密顿量形式	(009)
2.1.2 薛定谔方程的求解	(010)
§ 2.2 量子单模电磁场与二能级原子相互作用——JC 模型	(013)
2.2.1 系统的哈密顿量	(013)
2.2.2 薛定谔方程的求解	(014)
§ 2.3 单模腔场的衰减	(017)
2.3.1 单模腔场的衰减速率	(017)
2.3.2 在热库中单模腔场的衰减	(017)
2.3.3 在压缩真空库中的单模腔场衰减	(021)
§ 2.4 Heisenberg-Langevin 方程	(021)
2.4.1 单模腔场的衰减与涨落	(021)
2.4.2 腔场的双时关联函数和光谱线型	(024)
§ 2.5 腔场耗散的输入/输出形式	(025)
第 3 章 可调的双模光力诱导透明	(029)
§ 3.1 三能级原子系统中电磁诱导透明	(030)
§ 3.2 单模光力腔中电磁诱导透明	(033)
3.2.1 物理模型及哈密顿量	(033)



3.2.2	平均值方程及稳态解	(034)
§ 3.3	双模光力诱导透明物理模型及平均值方程	(035)
§ 3.4	输出场的双模光力诱导透明	(038)
§ 3.5	精密测量纳米机械振子 NR_1 和 NR_2 之间的耦合强度	(040)
§ 3.6	小结	(042)
第 4 章	可控多出口单光子路由	(043)
§ 4.1	物理模型和动力学方程	(043)
§ 4.2	多出口单光子路由	(046)
§ 4.3	小结	(048)
第 5 章	光学与微波之间跨频段的多出口单光子路由	(049)
§ 5.1	模型及数值结果	(049)
§ 5.2	微波控制的单光子多出口路由	(052)
§ 5.3	光场控制路由微波信号	(053)
§ 5.4	小结	(055)
第 6 章	基于超导量子比特与纳米机械振子耦合系统中微波频域的 快慢光	(056)
§ 6.1	超导电路量子动力学系统	(056)
6.1.1	超导量子比特	(057)
6.1.2	电路量子化	(058)
6.1.3	常见的几种超导量子比特	(058)
§ 6.2	超导量子比特与纳米机械振子耦合系统的理论模型及分析	(061)
§ 6.3	数值模拟及讨论	(064)
§ 6.4	小结	(067)
第 7 章	可调的双模快慢光转换开关	(068)
§ 7.1	模型及求解	(068)
§ 7.2	数值结果及讨论	(070)
§ 7.3	结论	(073)

第 8 章 总结与展望	(074)
附录	(076)
§ 附录 1 压缩性质	(076)
§ 附录 2 光力系统的其他主要研究内容	(080)
§ 附录 3 耦合常数的物理起源(光子动量的改变)	(091)
§ 附录 4 傅里叶变换的几种定义	(091)
§ 附录 5 Heisenberg-Langevin 方程求解	(092)
§ 附录 6 哈密顿量线性化	(094)
§ 附录 7 压缩的算法	(095)
§ 附录 8 系统稳定性分析(Routh-Hurwitz Criteria)	(097)
参考文献	(099)

第1章

绪论

§ 1.1 光学谐振腔

早在1899年,当Fabry和Perot描述平行板谐振腔作为干涉滤波器的时候,光学谐振腔就作为一个有用的器件而被提出来.通过多次的循环反馈,Fabry-Perot干涉仪能够通过调节精细度因数来增加有效的光传输的路径长度,与弱反射端面的结构相比,它具有强反射端的结构,且具有更高的精细度和更窄的通频带.此后光学谐振腔不断被应用于科学与工程各个领域:最初,封闭式大尺寸的电磁谐振腔被大量用于微波电路系统中并很快成为了关键性的功能元件;后来,Dicke提出了开放式谐振腔的结构,这种谐振腔内具有高Q值的模式数,使得光学谐振腔有了极高的应用价值;最近几年,随着半导体制造工艺的不断发展,光学谐振腔的几何尺度不断减小,已经到了微米甚至纳米的量级,这就使得其共振频率在光谱范围内有了更广泛的应用价值.而一个理想的光学谐振腔能够将光场局域在腔体内,并且具有精确的共振频率,在实际情况下光学谐振腔对于理想情况的偏离由品质因子Q来表征,品质因子Q越高,表明越接近于理想情况.

光学微腔的一个重要应用就是强耦合腔量子电动力学,我们知道,在原子系统内部,当原子中电子从激发态向基态跃迁时会有电磁辐射产生,这一行为就是一种弱耦合效应^[1],然而如果把同样的原子放入光学微腔中,假设强耦合条件得到满足,那么这个原子就能和腔模式发生相干作用,并能持续较长时间,而且这种物理效应甚至能够在腔场处于基态或者低激发态时发生^[2-4].当我们用一束较弱的信号光来探测系统透射光谱时,我们会发现由于原子的存在,谱线会分裂成两个独立的峰,这两个峰对应于此量子纠缠系统的本征频率^[5].如果说信号光的频率固定为未放入原子时光腔的共振频率,那么放入的原子则能够屏蔽信号光的透射,也就是说,信号光被反射回去了^[6].在最近的系统中,当光腔中原子位置处于极高灵敏度时,透射系数常被用来确定原子质心的运动轨迹,比如确定超冷原子与腔模式相互作用时原子的轨道运动^[7-9].此外,最近的研究表明,此种具有冷原子结构的光学微腔具有极强的色散特性^[10].目前,科学家们正致力于如何进一步提高系统的强耦合强度,这也促进了对于具有超高品质因子以及超小体积的光学谐振腔的深入探索^[11-13].目前,Fabry-Perot式的谐振腔,回音谐振器和石英球谐振腔正受到人们的广泛关注,它们能够在保证超高的品质因子的同时,具有精确可调的共振频率,这便满足



了强耦合腔量子电动力学的需求;其中,基于光子晶体的微腔也有良好的发展前景,因为它具有更小的体积,并且其强耦合的特性也在理论上得到了证实。

光学微腔的应用广泛,其中重要的应用之一便是用来制作新型光源,这对于激光的发展有着不可磨灭的贡献。20世纪初,爱因斯坦提出了受激辐射的概念,20世纪50年代初,首次在微波波段实现了受激辐射的微波信号放大,然而要推广到光波波段,仍存在着三大困难:第一,在谐振腔内需要保持单一的电磁波模式,腔体尺寸应与波长处于同一数量级,在微波波段容易实现,而由于光波波长太短,在光波波段则不容易实现;第二,通过调节磁场强度,利用塞曼效应可以实现频率调谐,而在光波波段调谐范围非常小;第三,因为自发辐射跃迁几率正比于辐射频率的立方,在光波频段自发辐射产生的噪声远高于微波。自从1958年 Dicke 提出开放式的谐振腔结构之后,激光器的研究有了长足的进展,使得基于谐振腔的激光器能够广泛应用于科学研究及工程的各个领域。

目前,人们对于具有更强功能的高效光源的需求进一步促使了科学家们对于光学谐振腔的深入研究,科学家们早已经证实,利用多种机制都能产生激光^[14-18]。光学微腔的超小体积和超高品质因子使其应用具有很大的优势。光学微腔的另一个实际应用便是基于侧向氧化的垂直光腔激光器,这种激光器具有与腔轴垂直的侧向氧化孔径,使得侧向模局限于一定区间,并且使泵浦电流集中在光学增益区域,因而使得这种器件特别有效。此类光学微腔增强效应也在许多含有量子点的光腔中得到了证实。还有另一类利用光学微腔中的非线性受激过程来制成激光器的光源。在超高品质、超小体积的光学微腔中的弱输入光在腔内的循环共振会产生巨大的光强分布,从而降低产生非线性现象的阈值。最近,基于光学微腔的高效固态拉曼激光光源也被实验所证实,并且它需要的阈值极低,仅为 $65 \mu\text{W}$;拉曼光源可以使光波范围拓展到以前传统激光器所不能达到的范围^[19-24]。在光通信领域,光学微腔同样有着其他重要的应用^[25-31]。

目前光学微腔的形状多种多样,主要有微球腔(microsphere cavity)、微盘腔(micro-disk cavity)、微环腔(microring cavity)、微芯环腔(microtoroid cavity)几种。这些微腔具有极高的品质因子(Q值)和很小的模式体积。目前实验上微球腔的Q值可以达到 10^9 ,微芯环腔的Q值高于 10^8 。它们已被广泛应用于光学通信,比如无源器件(滤波器、波分复用器等)及基础科学(腔 QED 和非线性光学)方面的研究。

§ 1.2 纳米机械振子的概念、性质及其应用

纳米机械振子(nanomechanical resonator, NR)是非常有代表性的纳米机械系统。它拥有纳米机械系统的所有优点,质量轻、体积小、振动频率高。除此之外,它还拥有宏观机械振子的很多优势,如它仍然满足宏观机械振子的运动模型(包括能量和动量守恒定律,哈密顿量的变分原理,对称理论,等等)。我们在微观领域所研究的纳米机械振子,常用到的是两端固定的纳米机械振子(doubly clamped NR)和悬臂式的纳米机械振子(cantilever NR)。这两类机械振子无论是放入电场、磁场还是光场中,都受到了广大科研爱好者的青睐。

纳米机械振子除了本身具有超轻的质量外,还具有很高的灵敏度,探测力的灵敏度可以达到 10^{-21} N,质量灵敏度可以达到 10^{-21} g,空间分辨率可以达到原子尺度.此外,这类系统一般还具有超高的品质因子和超高的振动频率.故这类系统通常应用于超高灵敏度的测量和精确的量子计算^[32,33].目前,可以用于实验的微纳机械振子,其本征频率范围从千赫兹到吉赫兹不等,而其品质因子则从 10^3 到 10^8 不等,这里需要指出的是高品质因子的微纳机械振子主要为悬浮纳米小球^[34].因此,当纳米机械振子同时满足低频和高品质因子时,它拥有异常长的退相干时间.在基础物理研究上,由于纳米机械振子本身是一种介观尺度的物体,因此,它是研究从量子物理性质过渡到经典物理性质的理想平台.此外,纳米机械振子的振动是一种低频玻色模——声子模,因此,在理论上,纳米机械振子具有与光学玻色场——光学模相似的物理性质,如声子阻塞效应^[34]等,从而可以将原有的量子光学理论拓展为量子声子学理论.在应用物理研究上,由于纳米机械振子本身对外加力的变化非常敏感,伴随着微纳加工技术水平的提高,其力学灵敏度特性得到了进一步的提高,当纳米机械振子的力学灵敏度与可精密测量的光谱技术结合时,纳米机械振子的测量精度甚至可以逼近量子极限,达到 $10^{-18} \text{ m}\sqrt{\text{Hz}}$ ^[35].因此,一方面,它可以用引力波、质量、位移和力等进行探测^[34],在此基础上,通过与金刚石含氮色心结合,进一步用于核磁成像领域^[36];另一方面,由于微纳机械振子的声子模式是一种玻色模,因此,它可以如同光学模一样进行量子信息处理^[37,38],并且,考虑到其同时可以与多种不同频率的电磁场或量子比特发生耦合,所以,还可以用做信息的跨频段转换和转移^[39,40],亦或利用其超长的退相干时间实现量子信息存储,以及延伸至广义腔光力学范围^[41].

§ 1.3 光机械腔系统

在杂化系统的研究中,最为常用的物理系统被称为光机械腔系统(又称腔光机械系统或者光力腔系统),该系统是一种由光学腔和纳米机械振子组成的复合系统(图 1.1)^[35].位于其中的纳米机械振子可以与腔模通过辐射压产生相互作用,进而实现纳米机械振子与光学模之间的有效耦合.

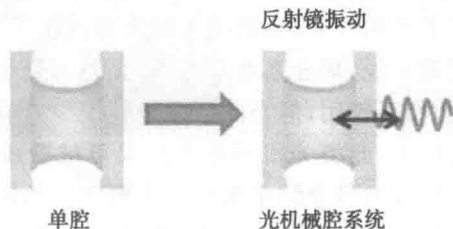


图 1.1 从光学腔到光机械腔系统

在理论方面,最早的光机械腔理论是在 1970 年由 Braginsky 等人构想出的,他们提出光辐射压可以用来改变振子的机械性能^[35].而第一篇利用辐射压产生量子效应的理论则是 Fabre 等人在 1994 年提出的^[42].此后,光力腔系统的相关理论研究被迅速扩展到光力腔性质及其应用方面.



而在实验方面,受制造技术和实验技术的限制,最早的光机械腔系统实验是在 1983 年由 Dorsel 等人做出的,他们验证了辐射压可以在光机械腔系统中产生非线性效应^[43]. 而第一个反馈冷却光机械振子的实验则是由 Cohadon 等人在 1999 年做出的^[44]. 此后,伴随半导体技术的飞速发展,机械振子的尺度和质量逐步进入了微米和纳米量级. 在激光冷却技术应用到光机械腔系统后^[45],光机械腔系统的相关实验也进入了飞速发展阶段. 2006 年,一篇有关机械振子被冷却到基态附近的实验报道^[46-48],使机械振子量子性质和量子调控的实验研究成为可能,也让大批的物理学家投入光机械腔系统的研究中来,并迅速地将光机械腔系统的研究推进为量子光学和纳米技术交叉研究的最前沿领域. 因此,该前沿领域的研究被 Science 杂志评为 2010 年世界十大科技进展之首^[49].

目前,光机械腔系统物理性质上的研究集中在光子阻塞效应^[50]、克尔效应^[51]、光力诱导透明^[52-55]、正交模劈裂^[56,57]、连续变量纠缠制备^[58,59]和慢光效应^[60]等物理效应上,而应用上的研究则集中在量子信息处理^[38]、跨频段量子态转移^[39,40]、单光子源^[62]、单声子源^[63]、高次谐波产生^[64]和生物传感器^[65]以及精密测量^[35,66,67]等方面.

近十几年来,随着科学技术的进步,腔光机械系统已经实现了多元化发展. 人们使用氮化硅薄膜^[68-71]、微型探针^[72]、玻色-爱因斯坦凝聚体^[73]甚至量子点^[74]来做机械振子,这使得振子的质量从千克级降低到皮克甚至更小,而振子固有频率则从几赫兹增加到吉赫兹以上(图 1.2). 此外,高精细光学微腔的出现也使得腔的尺度不断减少而品质因子逐渐提高,如微盘腔^[75,76]、微波腔^[77,78]以及光子晶体缺陷腔^[60,79]等. 现在实验上已经能够实现多种腔光机械系统,这里我们将介绍部分基本的光机械腔系统.

1. 含有可移动薄膜的腔

这一光机械腔系统由耶鲁大学的 Harris 小组首次在实验上实现^[68],其中起机械振子作用的氮化硅薄膜被置于一个刚性腔中,如图 1.3(b)所示. 腔由两个距离为 L 的固定镜子组成,可移动薄膜由 50 nm 厚的氮化硅组成,其反射率 $r=0.42$,其特点类似于半透膜. 相比于图 1.3(a)的光机械腔系统,其优点是纳米机械振子和光腔的镜子是分离的,这样实验上便可以制得高品质因子的光腔,同时又不会破坏纳米机械振子的力学性质. 有着较低反射率 $r=0.42$ 的薄膜可以被置于腔中不同的位置,其不仅可被放在腔内光场驻波模式节点上,也可以放在其反节点的位置. 该系统中纳米机械振子与光学腔之间的耦合强度取决于薄膜所处的位置,也就是说,耦合强度是可调的. 当薄膜位于驻波模的反节点上时,薄膜与腔场之间具有最强的相互作用;但当薄膜处于驻波模的节点上时,它们之间的相互作用会最小. 同时在某种程度上,此类光机械腔系统又可被看成是两个腔耦合的系统. 原来的腔被薄膜一分为二,新形成的每个腔中都有一个可以移动的镜子(薄膜). 对某一特定的光学模,光主要作用在薄膜的某一面上,从而对此面施加辐射压力. 该系统中的光腔频率 ω_c 和光机械耦合强度都是薄膜位置的周期性函数. 采用一维模型可得到耦合强度的表达式: $g_{cm} \simeq 4\pi|r_c| \frac{c}{L\lambda} \sin \frac{4\pi xm}{\lambda}$,其中假定 $|r_c| \ll 1$. 因此,该系统中的耦合强度是可调的.

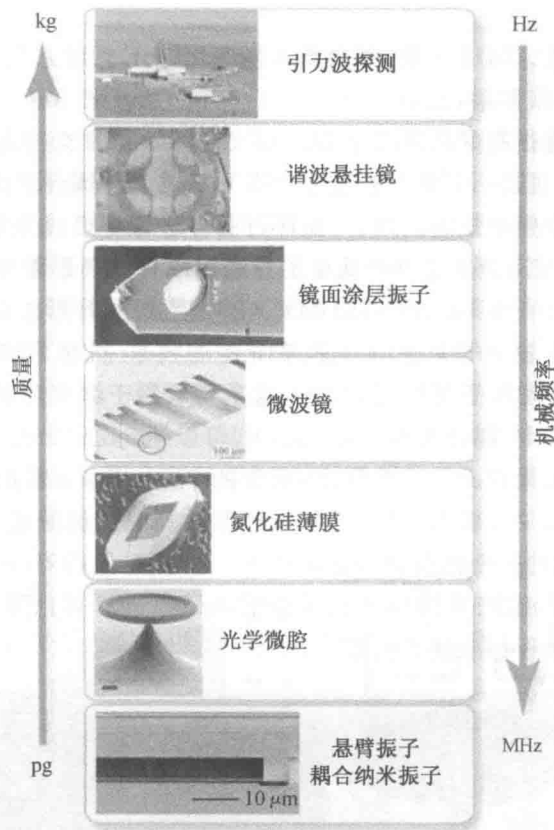


图 1.2 目前在实验上实现的各种光机械腔系统(此图摘自 Rev Mod Phys, 2014, 86: 1391–1399^[61])

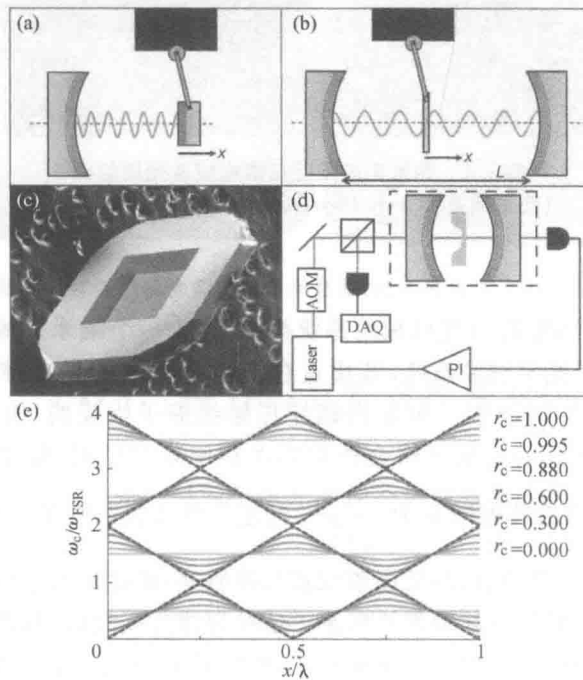


图 1.3 不同的光机械腔系统(此图摘自 Nature, 2008, 452: 72–75^[68])



2. 纳米环形微腔

纳米环形微腔具有很高的品质因子 $Q > 10^8$, 它可以同时支持光学模式和机械模式, 如图 1.4 所示. 光可以通过一个离微腔很近 ($\sim 1 \mu\text{m}$) 的光纤耦合于该光机械系统, 它们之间形成的是一种自由空间中短暂的耦合. 在环形腔外边缘将形成光学呼吸模式 (whispering-gallery mode, WGM), 处于这种模式中的光强烈耦合于环形腔中的机械模式, 尤其是径向呼吸模式 (radial breathing mode, RBM). RBM 模式中, 环形腔在径向不断地伸缩, 因此腔的直径会随时间有较小的变化, 从而改变光腔的频率. 机械 RBM 模式的频率通常在 $10 \sim 100 \text{ MHz}$ 之间, 品质因子可达到 32000, 这主要取决于纳米环形腔的几何形状. 耦合长度是腔的半径, $L_{OM} = R$, 耦合常数 $g_{OM} = \omega_c / R$, 可以达到 $2\pi \times 10 \text{ GHz/nm}$. 这么大的耦合常数主要是由于环形微腔的尺寸非常小, 通常的 Fabre-Perot 腔的长度是厘米量级, 而这里的环形微腔的周长只有微米量级. 近年来环形微腔中的机械模式冷却引起人们广泛的研究^[80,81], 这一系统的一个优点就是它可以和一个低温保持器 (cryostat) 集成起来, 从而可以预先冷却到液氦温度. 实验中该系统中的声子数 n 已可以降到约 63, 并且纳米机械振子的位移测量已接近标准量子极限^[81].

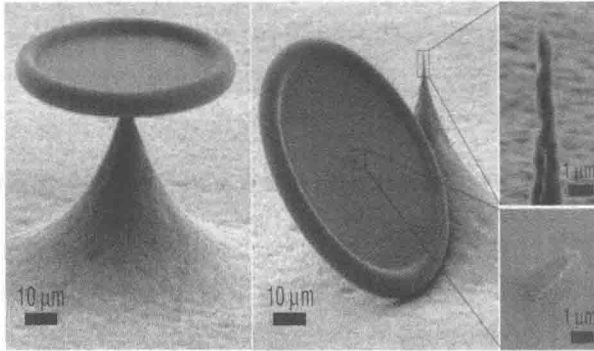


图 1.4 纳米环形微腔扫描电镜及光腔结构
(此图摘自 Nature Physics, 2008, 4: 415-419^[80])

3. 超导微波腔

超导微波腔的作用原理与光机械腔系统类似, 它由一个纳米机械振子电容耦合于超导微波腔构成. 相比于光机械腔系统, 其优点在于它的尺寸更小, 纳米机械振子的共振频率更高, 质量更小. 超导微波腔一般是由超导传输线振子组成的, 由于其品质因子很高 ($Q > 10^5$), 因此一定模式的电磁波将会被限制在腔中来回反射. 微波腔可用等效电感 L 和等效电容 C 表示, 则腔共振频率为 $\frac{1}{\sqrt{LC}}$. 当超导微波腔与纳米机械振子电容耦合时, 振子的位移将改变微波腔的电容, 从而改变其共振频率, 因此可通过微波腔频率的移动来测量纳米机械振动. 不管是冷却纳米机械振子还是探测其振动位移, 都需要超导微波腔与纳米机械振子的超强耦合. 2011 年, Simmonds R W 小组首次在实验中实现超导微波腔强耦合^[78], 其装置图如图 1.5 所示. 微波腔由共面波导上的分布传输线组成, 微波可从腔的

一端通过电容耦合的注入管线(feedline)进入微波腔[图 1.5(a)]. 上圆盘(纳米机械振子)悬挂于下圆盘之上 50 nm[图 1.5(b)], 上下圆盘易于振动, 振动则改变其电容, 从而和超导微波腔耦合起来. 这样微波腔的共振频率一般是几个吉赫. 腔的品质因子可达到 36000, 衰减主要是由注入管线耦合造成的, 而不是腔的内在损耗引起的, 即电路是超耦合的. 此实验的超强耦合范围可达 $(G/2\pi) = 56 \pm 7 \text{ MHz} \cdot \text{nm}^{-1}$. 为了能够研究宏观机械系统的量子行为, 首先需要将纳米机械振子冷却到量子基态. 但在通常情况下, 纳米机械振子由于受到环境的热涨落影响, 因此它的量子行为完全被掩盖了. 最近有很多工作在实现机械振子的量子基态方面取得了重要进展, 在光力腔系统和超导微波腔中都实现了纳米机械振子的基态冷却. 实现基态冷却一般需要满足两个条件, 一是光机械腔系统和超导微波腔系统都要达到可分辨的边带极限(resolved-sideband limit), 即纳米机械振子的共振频率要远大于腔的衰减率; 二是系统要达到强耦合区域. 强耦合的实现使得机械运动的非经典态调控和测量进入了快速发展的新阶段.

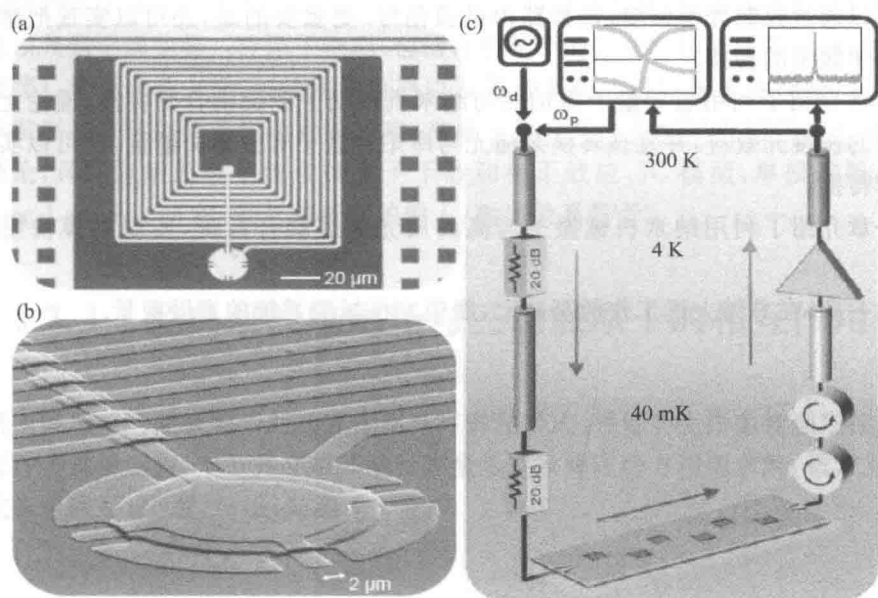


图 1.5 实验实现超导微波腔强耦合实验装置示意图(此图摘自 Nature, 2011, 471:204-212^[76])

§ 1.4 本书的主要内容和安排

本书主要研究了杂合的光力腔系统中光的量子特性及量子网络中的应用. 具体安排如下.

第 2 章介绍了与我们研究密切相关的基础理论, 具体包括光原子系统中的量子干涉和相干效应、相干布居数囚禁、囚禁态、暗态、相干布居数转移、单模腔场的衰减、Heisenberg-Langevin 方程、腔肠耗散的输入/输出关系.

第 3 章介绍了我们首次发现在纳米机械振子与高品质光学腔耦合系统中可调的双模



的光力诱导透明现象,并利用其双模光力诱导透明特性来精确测量耦合强度.在该方案中,通过偏置门电压调节带电振子两侧的库仑耦合强度,研究发现有如下优点:第一,通过调节库仑耦合强度可以选择透射光的频率;第二,两透明窗口的距离随着耦合强度的增大而线性增大;第三,对光学腔的衰减具有强的鲁棒性.

在第4章中,我们提出实验可行的多通道单光子路由方案,在该方案中,通过调节纳米振子之间的库仑耦合强度,便可以实现路由单光子到三个不同频率出口,相对于已存在的路由方案,我们的方案有如下优点:第一,模型结构简单,易于实验实现;第二,其中两个出口的光子频率是可选择的;第三,由于单光子对热噪声非常敏感,我们讨论了量子噪声及热噪声对其影响,并发现在温度为20 mK的情况下可以忽略其影响,可实现高效率(接近于1)路由.

第5章介绍了利用超导微波腔与光学腔耦合共同的纳米机械振子,实现微波与光学频段之间跨频段双向多出口单光子路由,通过控制微波强度,可以选择路由单光子频率,同样也可以通过控制光学强度,选择路由微波信号.更重要的是,还可以实现把微波信号路由到光学频率的转换.

第6章介绍了利用超导量子库珀对与纳米机械振子系统耦合的特性,理论上证明了微波控制的快慢光效应,并发现转换泵浦光与库珀对盒子有频率失谐量,便可以实现慢光到快光的转换.

第7章介绍了利用纳米机械振子与高品质光学腔耦合系统,实现双模快慢光转换开关.

最后一章,在总结上述工作的基础上,展望光机械腔系统的发展前景.

第2章

量子光学基础

量子光学是研究光场的量子性质以及光与物质相互作用的一门学科,最基本的量子光学主要致力于研究光场的量子统计性质、量子相干性质,以及量子光场(即电磁场)与自然粒子(主要是原子、离子、分子)的相互作用,近年来量子光学作为一门基础学科与其他学科相结合产生了几个有重大科研意义及实用意义的研究领域,比如量子信息科学(包括量子计算以及量子通信等)、冷原子物理(包括自然粒子的激光冷却与囚禁以及玻色-爱因斯坦凝聚等)、量子电动力学(包括超导电路以及各种复杂的超导量子比特等),都将对日后的科学发展和日常生活产生巨大的影响.本章主要介绍与我们研究密切相关的量子光学基础理论,具体包括原子系统中的量子干涉和相干效应、JC模型、单模腔场的衰减、Heisenberg-Langevin方程、光学腔耗散的输入/输出关系等^[82].

§ 2.1 经典双模电磁场与三能级原子的相互作用

双模电磁场与三能级原子的相互作用具有多种形式,并可产生诸多物理效应,这些物理效应有许多重要应用.本节将介绍其哈密顿量形式及薛定谔方程的求解.最常见的相互作用形式有级联型、V-型、 Λ -型,如图2.1所示.

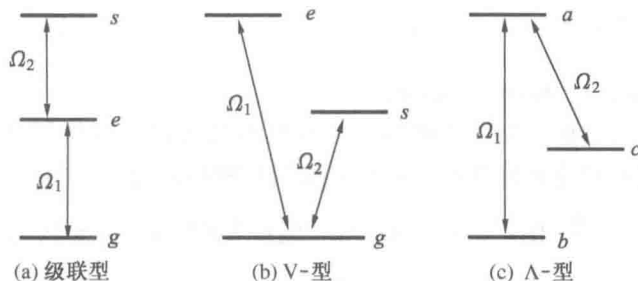


图 2.1 双模电磁场与三能级原子的相互作用示意图

2.1.1 哈密顿量形式

1. 单模经典电磁场与二能级原子相互作用(最简单模型)

单模经典电磁场与二能级原子相互作用系统的哈密顿量为



$$H = H_0 + V_1, \quad (2.1)$$

其中,原子的自由哈密顿量为

$$H_0 = \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| = \hbar\omega_e \sigma_{ee} + \hbar\omega_g \sigma_{gg}. \quad (2.2)$$

在电偶极近似下,相互作用哈密顿量可表示为

$$\begin{aligned} V_1 &= -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = -\boldsymbol{\mu}(\sigma^+ + \sigma) \cdot \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + \varphi) \\ &= -\frac{\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_0}{2} (\sigma^+ + \sigma) (e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)}). \end{aligned} \quad (2.3)$$

在上面几个式子中, $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 表示二能级原子的上下能态, $\hbar\omega_e$ 和 $\hbar\omega_g$ 为上下能级能量, 其中, $\sigma_{ee} = |e\rangle\langle e|$, $\sigma_{gg} = |g\rangle\langle g|$, $\sigma^+ = \sigma_{eg} = |e\rangle\langle g|$, $\sigma = \sigma_{ge} = |g\rangle\langle e|$, \mathbf{d} 和 $\boldsymbol{\mu}$ 分别为原子的电偶极矩及其在状态 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 之间的矩阵元, \mathbf{E}_0 、 ω 、 φ 分别为单模电场的振幅、频率和位相. 在相互作用绘景中, 我们知道,

$$\sigma^+ \rightarrow \sigma^+ e^{i\omega_{eg}t}, \quad \sigma \rightarrow \sigma e^{-i\omega_{eg}t}, \quad (2.4)$$

其中, $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$. 相应地, 有

$$V_1 = -\frac{\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_0}{2} (\sigma^+ e^{i\omega_{eg}t} + \sigma e^{-i\omega_{eg}t}) (e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)}). \quad (2.5)$$

在旋转波近似下, 相互作用哈密顿量可表示为

$$\begin{aligned} V_1 &= -\frac{\hbar}{2} \Omega_R (e^{-i\varphi} \sigma^+ e^{i\Delta t} + e^{i\varphi} \sigma e^{-i\Delta t}) \\ &= -\frac{\hbar}{2} \Omega_R (e^{-i\varphi} e^{i\Delta t} |e\rangle\langle g| + \text{H. c.}), \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中, $\Omega_R \equiv \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_0 / \hbar$, $\Delta = \omega_{eg} - \omega = (\omega_e - \omega_g) - \omega$ 为失谐量.

(二) 双模经典电磁场与三能级原子的 Λ 型相互作用

如图 2.1 所示, 三能级系统的哈密顿量为

$$H = H_0 + V_1. \quad (2.7)$$

将二能级原子的哈密顿量式(2.2)推广到三能级原子, 则三能级原子的自由哈密顿量为

$$\begin{aligned} H_0 &= \sum_k \hbar\omega_k |k\rangle\langle k| = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \\ &= \hbar\omega_a \sigma_{aa} + \hbar\omega_b \sigma_{bb} + \hbar\omega_c \sigma_{cc}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

同理, 我们可将式(2.6)推广到三能级原子与双模电磁场的相互作用, 则在相互作用绘景中以及在电偶极近似和旋转波近似下的相互作用哈密顿量为

$$V_1 = -\frac{\hbar}{2} \left\{ \Omega_1 e^{-i\varphi_1} e^{i\Delta_1 t} |a\rangle\langle b| + \Omega_2 e^{-i\varphi_2} e^{i\Delta_2 t} |a\rangle\langle c| + \text{H. c.} \right\}. \quad (2.9)$$

上式中, $\Omega_1 = \boldsymbol{\mu}_{ab} \cdot \mathbf{E}_1^{(0)} / \hbar$, $\Omega_2 = \boldsymbol{\mu}_{ac} \cdot \mathbf{E}_2^{(0)} / \hbar$, $\Delta_1 = \omega_{ab} - \omega_1 = (\omega_a - \omega_b) - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{ac} - \omega_2 = (\omega_a - \omega_c) - \omega_2$. 在共振条件($\Delta_1 = \Delta_2 = 0$)下, 便可得到

$$V_1 = -\frac{\hbar}{2} \left\{ \Omega_1 e^{-i\varphi_1} |a\rangle\langle b| + \Omega_2 e^{-i\varphi_2} |a\rangle\langle c| + \text{H. c.} \right\}. \quad (2.10)$$

2.1.2 薛定谔方程的求解

接下来, 我们介绍如何求解其薛定谔方程. 在相互作用绘景中, 薛定谔方程为