

腔内单原子的激光冷却、囚禁 与操控实验及其最新进展

陆俊发^{1,2}, 印建平¹

(1. 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 华东师范大学物理系, 上海 200062

2. 东华理工学院物理系, 抚州 344000)

摘 要: 本文综述了腔内单原子的激光冷却、囚禁与操控的基本原理、实验方案和结果及其最新进展, 并介绍了腔内单原子激光操控实验的最新进展及其在腔内量子电动力学(腔内 QED)效应、亚泊松光子统计、单原子激光、量子态制备、单光子源和量子信息处理等研究中的应用。

关键词: 单原子; 激光冷却; 激光囚禁; 单光子操控; 单原子操控; 腔内量子电动力学;

中图分类号: O4

文献标识码: A

0 引言

自 1985 年首次从实验上实现单原子微波激光器以来^[1], 单原子的激光操控引起了人们广泛的兴趣与关注, 他们为单原子激光的实现而努力。单原子激光和单光子源的实现可为光与物质相互作用、量子通信、量子计算与信息处理、分布式量子网络等量子信息科学的实验研究提供有力的工具。然而, 实现单原子激光和单光子源等首先必须解决单原子的激光冷却、囚禁和量子操控问题。随着量子信息科学的发展, 人们一直梦寐以求能对单原子进行激光冷却、囚禁与操控。为此, 人们就单原子激光冷却与囚禁及其量子操控的基本原理、方案与技术等进行了大量的理论与实验研究, 取得了一系列重大的实验进展, 并发展成为一个十分活跃的研究领域, 而单原子激光与单光子源的实验成功为量子通信、量子计算与信息处理、分布式量子网络的实现迈出了里程碑意义的重要一步。

在单原子腔内 QED 的研究领域中, 主要围绕着改善光学腔的性能, 观察原子在腔内的运动规律, 光学腔内中性原子与激光场的耦合、延长冷原子在腔内的囚禁时间、提高单原子的激光囚禁和定位能力、实现单原子的量子操控、腔内单原子与光腔相互作用产生的丰富物理现象

收稿日期: 2006-01-06

基金项目: 国家自然科学基金(编号: 10174050, 10374029, 10434060) 和上海市科委重点配套基金, 上海市重点学科以及教育部 211 专项基金项目资助

的研究、单光子源与单原子激光的产生及其在量子光学与量子信息科学等领域的应用研究。本文就腔内单原子的激光囚禁、冷却与操控的基本原理、实验方案与结果、最新进展及其在原子光学、量子光学和量子信息科学领域中的应用作一系统介绍与综述,以便读者对腔内量子电动力学和单粒子原子光学的基本原理及其实验进展有一个较为全面的了解。

1 单原子激光囚禁的基本原理、方案及其实验结果

1.1 腔内原子激光囚禁的基本原理

我们知道单原子的量子操控是研究单原子量子行为的基础^[2]。基于光场梯度力对原子形成的光学偶极阱是实现单原子光学囚禁的重要途径。当一个原子在一个大失谐的非均匀光场 E 中运动时,它将受到光场偶极力的作用,其相互作用势可表示为^[3]

$$U_{\text{dip}}(r) = -\frac{1}{2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}(r) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\chi) I(r) \quad (1)$$

式中 \mathbf{p} 为原子的感应电偶极矩, χ 为原子的复极化率, $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\tilde{E}|^2$ 为光场的强度分布。根据电动力学知识,偶极力由相互作用势的梯度决定,即有

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(r) = -\nabla U_{\text{dip}}(r) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\chi) \nabla I(r) \quad (2)$$

由此可见,中性原子在非均匀光场所受到的偶极力正比光场的强度梯度,即当光强的空间变化率越大,偶极俘获作用越强。因此,利用空间压缩的光场(如强聚焦的高斯光场或微米光腔内的驻波场)即可实现单原子的光学偶极囚禁。

采用经典的洛伦兹谐振子模型计算得到的原子极化率由下式给出:

$$\chi = \frac{e^2}{m_e [\epsilon_0 - \epsilon_a]^2 + \frac{\epsilon_0^2}{2} \Gamma^2} I \left[\frac{\epsilon_a - \epsilon_0 + i\epsilon_0 \Gamma}{2} \right] \quad (3)$$

式中, $\epsilon_0 = [\epsilon_0 - \epsilon_a]^2$, Γ 为原子衰减率, ϵ_0 为激光频率, ϵ_a 为原子共振频率。将(3)式代入(2)式中,就可以求出原子在光场所受的偶极力。代入(1)式,并在大失谐条件下,得到光学偶极势:

$$U_{\text{dip}}(r) = \frac{3}{2} \frac{c^2}{\epsilon_0^3} \frac{1}{a} I(r) \quad (4)$$

相应的原子自发散射速率由下式给出^[3]

$$\Gamma_{\text{sp}}(r) = \frac{3}{2} \frac{c^2}{\hbar^3 a} \left(\frac{\epsilon_0 - \epsilon_a}{\epsilon_0} \right)^2 I(r) \quad (5)$$

式中 $\epsilon_0 - \epsilon_a$ 为偶极阱光场频率相对原子共振频率的失谐量。由(4)式可见,偶极阱的势阱深度正比于光场强度,且与失谐量成反比。当光阱红失谐(< 0)时,光学偶极势为吸引势,原子被吸引到光强最强处,如原子被囚禁在驻波场的波腹处;而当光阱蓝失谐(> 0)时,光学偶极势为排斥势,原子被排斥到光强弱处,如原子被囚禁在驻波场的波节处。

相对于自由空间中的行波阱(如聚焦高斯光阱),在腔内形成的驻波阱尺度很小,仅在波长量级。在微腔内沿腔轴方向形成的一维驻波偶极阱,其在波长尺度上光强发生周期性变化,由

于体积较小,有利于形成较大的梯度,因而具有更强的偶极俘获作用。特别地,在相同输入激光功率下,高精度度微腔内的光场由于共振增强,腔内光强密度得到很大提高,因而腔内的偶极阱深度可远远大于自由空间的光阱深度。另一方面,由于原子在光场中运动时将发生自发辐射或光子散射,从而导致原子的加热和消相干效应。但是由(4)和(5)式知,光学偶极势仅与失谐量的一次方成反比,而光子自发散射速率却与失谐量的二次方成反比,也即随着失谐量的增大,自发散射速率的衰减要比光学偶极势的衰减快得多。因此,采用远离共振的光阱(far-off-resonance trap, FORT)对抑制原子的自发辐射(或光子散射)引起的加热和消相干效应是非常有利的。

在高精度度光学腔中,由于原子与光场的强耦合,原子与腔场间交换光子,作用在原子上的光力完全不同于自由空间的情况。对于一个在基态 $|g\rangle$ 与激发态 $|e\rangle$ 间跃迁频率为 ω_0 的二能级原子,由于原子与腔模间的耦合相互作用,导致了二个新的缀饰态 $|-\rangle$ 和 $|+\rangle$,这是原子裸态与腔模态的线性叠加。二个缀饰态的频率差为 $\Omega(r) = \sqrt{\omega_0^2 + 4g(r)^2}$,且有 $g(r) = g_0 \psi(r)$,这里 $\psi(r) = e^{-ikr}$ 为原子与腔模间的失谐量, $\psi(r)$ 为腔模函数。在波腹处,原子与场模的耦合常数

$$g_0 = \frac{\mu^2}{2\hbar\omega_0 V} \quad (6)$$

是腔模体积 V 和原子偶极力矩 μ 的函数。显然,耦合常数将随着腔模尺寸的减小而增大。通过选择较小的模体积,可获得较大的耦合常数 $g_0 = 2 \times 16 \text{ MHz}$,从而在红失谐单光子场的波腹处囚禁单个原子的光阱深度约为 $\hbar g_0$ 。因此,实现单原子囚禁的条件是控制阱深为 0.8 mK 。

图1描述了一个基态和二(与驻波场位置有关的)缀饰态构成的缀饰原子模型。当泵浦激光频率为 ω_1 时,相应的失谐量为 $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_0$ 和 $\Delta_2 = \omega_1 - \omega_c$ 。此时腔内的平均光子数由下式给出:

$$n = \frac{2}{\hbar} \frac{\omega_0^2 + \omega_c^2}{|\Delta_1|^2 + |\Delta_2|^2} \quad (7)$$

而腔内光场作用在原子上的偶极力和相互作用势分别为^[3]:

$$F = -2\hbar^2 \frac{g(r)}{|\Delta_1|^2 + |\Delta_2|^2} \nabla g(r) \quad (8)$$

和

$$U(r) = \frac{\hbar^2}{2m} \arctan \left(\frac{\text{Re}[A]}{\text{Im}[A]} \right) \quad (9)$$

式中 $A = \frac{\omega_0}{\Delta_1} + \frac{\omega_c}{\Delta_2} - i(\gamma_0 + \gamma_c)$,这里 γ_0 为泵浦速率, γ_c 为腔场衰减率。由(9)式可见,光学偶极势是驻波场相对位置的函数,在腔内的原子可以被囚禁在波腹(红失谐时)或波节(蓝失谐时)处,而且增加泵浦光强可以增加势阱深度^[4]。

在腔内驻波场形成的一维势阱中,势阱呈空间碟状排列,沿微腔轴向约束较大,而在径向方向约束较小,这

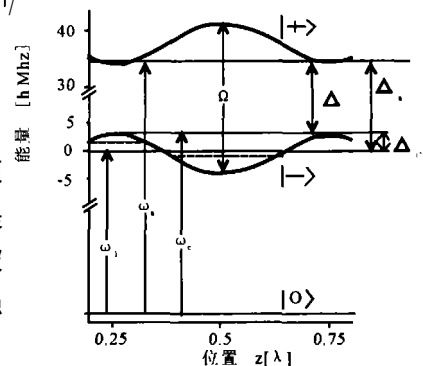


图1 驻波场中的缀饰原子能级图

样容易造成冷原子沿径向方向泄漏。为防止原子从横向逸出,可再在横向辅加二对反向传播的 $^{+ - -}$ 光学粘胶光束,这二维粘胶光束将对原子进行横向冷却与压缩。利用腔内原子对探测光束的影响,测量输出光强即可实现对腔内原子数的实时观察与测定^[4],相应的单原子探测能力为

$$= \left| \frac{n_a - n_e}{\max[\sqrt{n_a}, \sqrt{n_e}]} \right| \quad (10)$$

式中 n_a 为腔内一个波腹处囚禁一个原子的平均光子数, n_e 为一个空腔内的平均光子数,它们可分别由(7)估计。

1.2 单原子激光囚禁的实验方案及其结果

1999年,美国 Kimble 小组首次采用腔内光偶极阱实现了单个 Cs 原子的激光囚禁^[5],实验方案如图 2 所示。首先,在光腔上方的低真空室内的磁光阱(MOT-1)中获得约 10^8 个冷铯原子,并采用偏振梯度冷却至 $3 \mu\text{K}$;然后,约 10% 的冷原子被传送到 MOT-1 下方的超高真空(10^{-10} Torr)室内的 MOT-2 中被再次俘获并进一步冷却至 $2 \mu\text{K}$,MOT-2 位于光腔上方 5 mm 处;最后,关掉 MOT-2 的所有光束和四极磁阱,冷原子在重力场的作用下自由下落,被装载进入光学微腔内的光偶极阱中。为了避免冷原子的横向逸出,在 Y-Z 平面内沿 45 度方向附加二对正交的反向传播的 $^{+ - -}$ 粘胶光束对原子进行横向冷却与压缩,使最后进入腔模的冷原子速度约为 5 cm/s 。

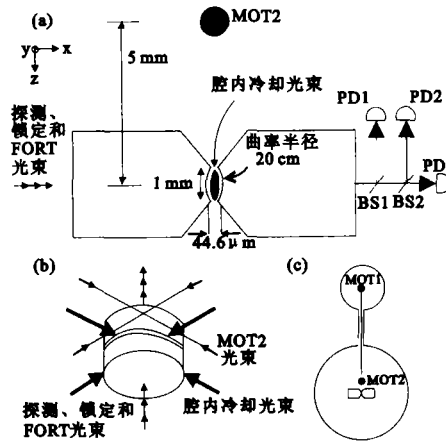


图 2 单原子激光囚禁的实验装置

在实验中,所用光腔的参数分别为:腔长 $l = 44.6 \mu\text{m}$,束腰 $w_0 = 20 \mu\text{m}$ 和精细度 $F = 4.2 \times 10^5$,腔场衰减率 $\gamma/2 = 4 \text{ MHz}$,进入腔内的铯原子 D_2 线波长 $\lambda_a = 852.4 \text{ nm}$,腔内量子电动力学效应采用的原子跃迁为基态 $g \rightarrow 6S_{1/2}, F=4, m_F=4$ 到激发态 $e \rightarrow 6F_{3/2}, F=5, m_F=5$ 的跃迁,相应的原子-光场耦合系数为 $g_0 = 2 \times 32 \text{ MHz}$,自发衰减速率为 $\gamma = 2 \times 2.6 \text{ MHz}$,临界光子数和原子数分别为 $m_0 = \gamma/2g_0^2 = 0.003$ 和 $N_0 = 2/\gamma g_0^2 = 0.02$ 。在实验中,腔长由 $\lambda_{\text{Lock}} = 836 \text{ nm}$ 的二极管激光稳定,单原子在腔内的运动“轨迹”用探测光场 E_p 经外差探测器 HD

探测。图 3 为 Cs 原子在腔内光阱中囚禁寿命的测量结果,图中虚线为理论预言结果^[6]。由图 3 可见,相应的原子囚禁寿命为 $\tau = 28 \pm 6$ ms,与理论预言值基本相符。

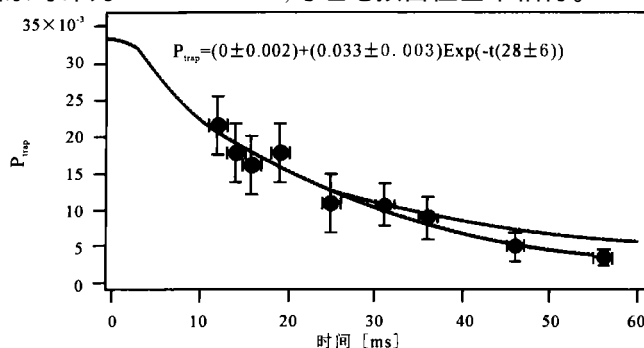


图 3 腔内冷原子囚禁寿命的测量结果

1.3 单原子激光囚禁的最新实验进展

2000 年,德国 Rempe 小组采用单光子实现了单原子的光学囚禁^[2],实验装置如图 4 所示。MOT 中的冷铷原子通过原子喷泉向上喷射进入高精度光腔,控制原子喷泉束的通量使得腔内光阱中仅为一个原子。进入腔前的冷原子被光泵浦至 $5S_{1/2}$ 基态的 Zeeman 子能级 $F=3, m_F=3$,并由一个小的偏置磁场提供一量子化轴。

实验所用光腔的参数为:精细度 $F=4.3 \times 10^5$,腔长 $116 \mu\text{m}$,激光功率不大于 100 pW ,腔长波动小于 10^{-13} m 。腔场用一圆偏振的 TEM_{00} 模激光激发,激光频率调谐至铷原子 $5^2S_{1/2} F=3 \rightarrow 5^2P_{3/2} F=4$ 原子跃迁(波长 $\lambda=780 \text{ nm}$)附近,其束腰为 $w_0=29 \mu\text{m}$,相应的光强与频率由一声-光调制器(AOM)控制,腔模函数为,

$$(r) = \cos(2z/\lambda) \exp[-(x^2 + y^2)/w_0^2]$$

探测光通过光腔被聚焦在量子效率为 60% 的单光子探测器上,并利用原子通过光腔时探测到的光强变化来实时监测腔内的原子数目,一旦发现原子在腔内时,通过 AOM 反馈触发增加腔内光强,增加势阱深度以俘获原子。本实验中腔内平均光子数约为 1,没有原子时更小,原子触发

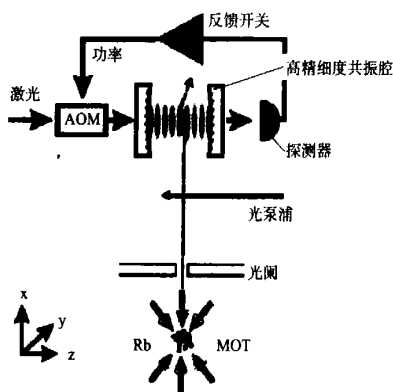


图 4 采用单光子囚禁单原子的实验装置

维持 0.4 ms ,约 1.1 ms 后激光功率恢复到最初值,以检查腔的长度稳定性。然后与 ^{85}Rb 原子的 $5^2S_{1/2} F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2} F=3$ 跃迁共振的附加激光束再泵浦原子离开 $5^2S_{1/2}$ 基态。用此方法,他们实现了寿命为 $\tau=0.25 \pm 0.05 \text{ ms}$ 的单原子激光囚禁。

2002 年,美国 Kimble 小组利用图 5 所示的实验装置实现了单原子的激光囚禁^[7]。在实验中,为了获得光学囚禁,并保持 Cs 原子 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁的强耦合,用于腔内模式激发与光阱(FORT)的波长为 $\lambda_F=935.6 \text{ nm}$,对该波长,原子 $6S_{1/2}$ 、 $6P_{3/2}$ 能级的各子能级具有相同的交流 Stark 频移 $\delta_{S_{1/2}} = \delta_{P_{3/2}}$,相应的光腔精细度为 $F \sim 2200$ 。当模式匹配的入射功率为 1.2

mW 时,基态 $6S_{1/2}$ 各子能级产生的交流 Stark 频移相同,均为 $6s_{1/2}/2 = -47$ MHz,相应的光阱深度为 $U_0/k_B = 2.3$ mK。实验所用光腔参数分别为: $g_0/2 = 24$ MHz, $k/2 = 4.2$ MHz 和 $\gamma/2 = 2.6$ MHz,这里 g_0 为铯原子在 $\lambda_0 = 852.4$ nm 处 ($6S_{1/2}, F=4, m_F=4$) ($6P_{3/2}, F=5, m_F=4$) 跃迁的耦合系数。当系统强耦合 [$g_0 \gg (\gamma, \gamma_0)$] 时,导致的临界光子数和原子数分别为 $n_0 = \gamma^2/(2g_0^2) = 0.006$ 和 $N_0 = 2/\gamma_0^2 = 0.04$ 。

除了 FORT 光场外,输入光腔的激光由探测和锁定光束组成,在输出端分开并分别检测。在实验中,利用差拍探测技术监视透射的探测光束,通过探测光束的光强变化实时探测腔内的原子数,利用 $\lambda_c = 835.8$ nm 处的腔共振信号控制腔长,故腔长可通过所有腔内光场独立地稳定与调谐,探测光束和 FORT 光束都是沿着与腔轴 x 垂直方向的线偏振光。

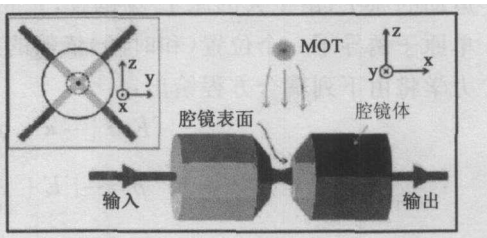


图5 腔内原子激光冷却与囚禁的实验方案

冷原子在腔反射镜上方约 5 mm 处被 MOT 收集并在亚多普勒偏振梯度冷却后释放,自由下落的冷原子经过约 10 ms 的时间到达腔模,当动能为 $E_k/k_B = 0.8$ mK,速度为 $v = 0.30$ m/s 时,渡越时间约为 $t = 2w_0/v = 150$ μ s。在 $y-z$ 平面内沿 45° 方向附加的两对相互正交的反向传播的 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光学粘胶束,一束接近 $F=3 \rightarrow F=3$ 跃迁的再泵浦光和一束相对于 $F=4 \rightarrow F=5$ 跃迁的红失谐冷却光束,被用于抵消原子的自由下落速度并实现 FORT 中俘获原子的进一步冷却。本实验采用二个特殊措施研究了单个原子在 FORT 中的囚禁寿命:(1) 由于原子仅被波长为 λ_F 的 FORT 激光和波长为 λ_c 的腔锁定激光照明,故原子被囚禁在黑暗区。这样为了冷却激光的初始触发和最终的探测,强耦合能用于实现腔内单原子的实时监测;(2) 在原子囚禁期间,利用腔内探测和冷却光束的单原子连续观察实现原子囚禁,这样腔模内的原子由腔探测光束监测,而腔模内的原子冷却由辅助的 $y-z$ 光束完成。通过上述措施,他们实现了寿命为 2-3 s 的与态无关的单原子囚禁与冷却。

此外,2000 年 Frese 等人采用单束聚焦的 YAG 激光实现单原子光学囚禁的新方案,获得了约为 60 s 的囚禁时间^[8]。2001 年,Grangier 小组采用单束聚焦微米光阱实现单原子亚泊松装载与囚禁的新方案,囚禁原子的寿命约为 1 s^[9]。2004 年,Chapman 小组采用 1D 光学晶格实现冷原子从 MOT 到微光腔的有效装载,并实现了囚禁冷原子数的操控^[10]。

2 单原子激光冷却的机制、方案及其实验结果

2.1 单原子的腔冷却机制

迄今为止,有关腔内原子激光冷却的物理机制主要

可分为:基于腔内光子相干散射的集体辐射感应的激光冷却^[11~12]和基于腔内强耦合区的驻波 Sisyphus 冷却^[13]两大类,前者属于二能级原子模型的多普勒冷却

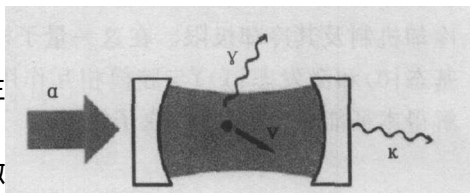


图6 腔感应冷却单原子的原理性方案

机制,适用于腔内原子团的激光冷却^[14];后者属于三能级模型的亚多普勒冷却机制,适用于腔内单原子的激光冷却。下面将主要介绍后一种激光冷却机制。

1997年,Ritsch小组首先提出了一种利用腔内强耦合区感应的Sisyphus效应实现单原子激光冷却的新思想,并进行了相应的理论研究^[13]。这种腔感应的单原子激光冷却的基本原理可用一个经典模型解释如下:如图6所示,考虑一个在精细光腔内处于位置 x 并以动量 p 运动的原子,由于大的原子-场耦合,光腔共振频率的有效移动依赖于原子的位置 x ,也即腔内单原子诱导了一个位置(和时间)依赖的折射率。这样有关腔场与原子动量及其位置的系统动力学将由下列耦合方程给出:

$$\dot{E} = [-\frac{1}{2} \frac{d}{dx} U(x) + i \omega_c - i U(x)] E \quad (11a)$$

$$\dot{p} = -\frac{1}{m} \frac{d}{dx} U(x) \quad (11b)$$

$$\dot{x} = p/m \quad (11c)$$

式中 $\omega_c(x) = \omega_0 \cos^2(kx)$ 是原子散射光子的速率(k 为波矢), $\omega_c = \omega_p - \omega_c$ 是空腔相对于泵浦频率的失谐量, $U(x) = U_0 \cos^2(kx)$ 是因腔与原子的相互作用引起的光频移, a 为外场的泵浦速率。 $\omega_c(x)$ 和 $U(x)$ 的位置依赖关系来源于腔模函数,为简便起见,它们被假定为正弦函数。

方程(11a)包含了原子位置对腔场的影响:通过以速率为 $\omega_c(x)$ 的自发光子散射,场的衰减被增强,腔模频率被 $U(x)$ 移动。如果 $\omega_0 \ll |\omega_c|$ 和 $U_0 \ll \omega_c$,场的振幅将随着 x 显著改变。为了实现冷却,人们假定: $\omega_c < 0$ 和 $U_0 < 0$ 。在这种情况下,当原子处于驻波场的一个波谷(见图7a)时,一个最大的场振幅和最小的腔频将被获得。对于一个运动的原子,必须根据方程(11)考虑整个系统的动力学。由于有限的腔响应时间,在原子通过光学势的最小处(图7a中的虚曲线)后获得最大的场强度。因此,平均来说在腔内光强较高时原子在势垒曲线上爬坡,而在腔内光强较低时原子在势垒曲线上下坡,从而原子损失动能,并被减速,直到原子在某个波谷处停下来,这类似于传统驻波场中的Sisyphus冷却机制。在整个冷却过程中,典型的原子运动轨迹及其动量演化如图7b所示(Monte-Carlo模拟结果)。

考虑到腔模的场起伏和原子自发辐射导致的动量扩散,人们必须采用量子理论或半经典理论来描述这一冷却机制及其冷却极限。在这一量子模型中,利用电偶极和旋转波近似,从二能级原子(一个基态 $|0\rangle$ 和激发态 $|1\rangle$)与腔模相互作用的哈密顿量出发,由密度矩阵方程(设泵浦速率 $\gamma=0$)解得本征能量(也即缀饰原子能量):

$$E_0 = 0$$

$$E_{n,\pm}(x) = -\frac{n\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} + n^2 U(x)^2} \quad (n=1,2,\dots) \quad (12)$$

式中 $\omega_c(x) = \omega_0 \cos(kx)$ 是原子-腔耦合系数, $\omega_c = \omega_p - \omega_c$ 。由(12)可知:当考虑到原子与腔模光

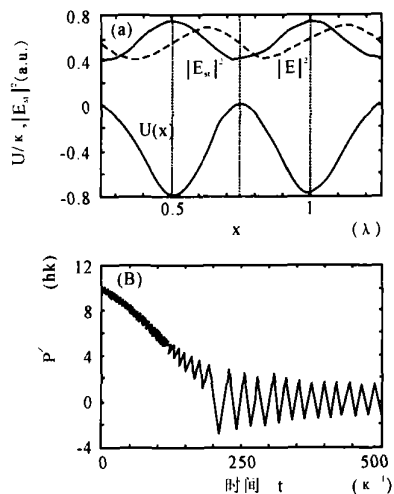


图7 光学势 $U(x)$ 和腔场强度与原子位置 x 的关系: $|E_{st}|^2$ 为固定原子位置时的光场强度, $|E|^2$ 为具有恒定速度的运动原子时的光场强度

场的相互耦合,激发态将可分裂为二个缀饰原子态 $E_{1,+}$ 和 $E_{1,-}$,分别对应于红失谐和蓝失谐腔的情况。根据方程(12),可计算得到如图 8 所示的缀饰原子能级图。

下面让我们从图 8 出发来解释单原子腔感应 Sisyphus 冷却的基本原理:首先,假定在 $x=0$ 处,有 $E_{1,-}(x=0)=0$,即系统的最低激发本征态 $E_{1,-}$ 与原子位置 $x=n/2$ 处的驱动场发生共振。当一个初始处于基态 E_0 且具有速度为 v 的原子沿着 x 方向运动时,并当原子运动至 $x=-/2$ 处,由于我们假定此处本征态 $E_{1,-}$ 与驱动场共振,原子首先被从基态 E_0 激发到激发本征态 $E_{1,-}$ 的波谷;接着,原子沿着 $E_{1,-}$ 势能曲线爬坡,动能的减小,转换为内部势能的增加,直到在波腹附近某处原子自发衰减或腔衰减回到基态 E_0 ,辐射的光子带走了原子因爬坡而减小的动能,这样完成了一个闭合的 Sisyphus 循环过程;然后,原子继续沿着 x 方向运动,重复上述 Sisyphus 循环过程,直到冷却至极限温度,由下式给出:

$$T_{\text{Sisy}} = \hbar / k_B \quad (13)$$

由于 \ll ,这一极限温度远低于传统的多普勒冷却极限:

$$T_D = \hbar / k_B \quad (14)$$

例如,对于 Rb 原子,当 $= /10$ 时, $T_{\text{Sisy}} = T_D/10 = 14 \mu\text{K}$ 。随后, Ritsch 小组(1998)和 Kimble 小组(2001)对这一腔感应的冷却机制进行了详细的理论研究^[14~15],并就这一冷却机制的动力学过程进行了 Monte-Carlo 模拟。

2.2 单原子激光冷却的实验方案及其结果

2004 年,德国 Rempe 小组就腔内单原子激光冷却进行了实验研究^[16],观测到的冷却速率至少比传统多普勒冷却速率高出五倍,实验装置如图 9 所示。

在实验中,光腔的精细度为 $F = 4.4 \times 10^5$,腔长为 $120 \mu\text{m}$,腔场衰减率为 $/2 = 1.4 \text{ MHz}$,相邻纵模间的波长差约 2.5 nm 。一个速度小于 10 cm s^{-1} 的冷⁸⁵Rb 原子被从光腔下方注入光腔,对于 $5^2S_{1/2} F=3$ $5^2P_{3/2} F=4$ 跃迁的单光子耦合常数为 $g/2 = 16 \text{ MHz}$,偶极衰减速率 $/2 = 3 \text{ MHz}$ 。

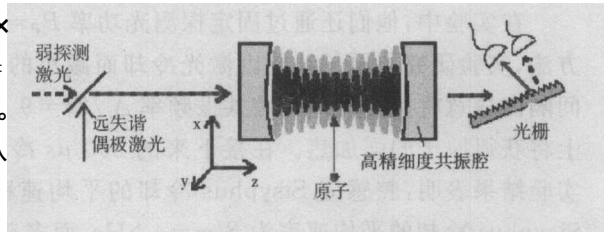


图 9 腔内单原子激光冷却的实验装置

一束弱的近共振探测激光 (780.2 nm) 被用于观测和冷却原子,一束强的大失谐偶极激光 (785.3 nm) 被用于囚禁原子。为了获得理想的探测失谐量和好的冷却条件(保持低的原子激发),探测光相对于光腔和原子的失谐量分别折衷选择为 $\epsilon=0$ 和 $\omega_a/2 = 35 \text{ MHz}$ 。事实上,处于波谷处的单个原子将减小探测光的透过率约 100 倍,从而获得高信噪比和高带宽的原子探测和操纵。

原子位于光腔的中心区域,此处探测光场与偶极场的波腹和波节相互重合,这可以在原子

注入光腔前通过调谐偶极囚禁激光来实现。这样,一个 $400\ \mu\text{K}$ 阱深的偶极场将导引原子进入高强度区,也即强耦合区。当原子从不同相的二个驻波场的轴向位置进入光腔并被限制于探测场的波节时,探测光无法检测到原子。如果透射率下降至低于 9%,偶极光强度增加至约 $1.5\ \text{mK}$ 的阱深,以补偿原子的径向动能并使原子被其它的保守势俘获。于是 95% 以上的被探测原子将被囚禁于在偶极阱中。在原子被俘获后,为了获得一个可调节的时间间隔 t ,原子在黑暗的腔内光阱中的存储时间可通过关闭探测光的方法来测量。作为暗时间 t 的一个函数,仍然留在阱中的部分原子将以一个 $18\ \text{ms}$ 的衰减常数指数下降,以此定义为阱中原子的存储时间。为了证明腔内冷却却能被用于补偿偶极阱的轴向加热,在原子俘获后不完全关掉探测光。图 10 给出了存储时间与探测光功率 P_p 的函数关系,图中的圆圈和三角形分别为改善激光稳定性前后的实验数据,图中实线为 $1/P_p$ 的理论预言曲线。

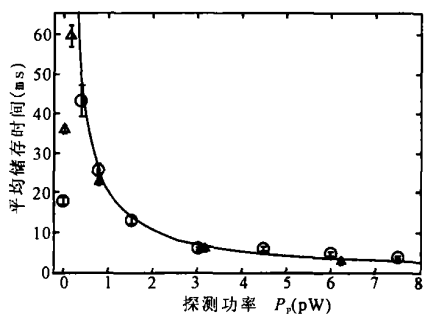


图 10 平均存储时间与探测光功率的关系

对于高探测功率,与暗阱比较原子的存储时间将减小;然而,原子的存储时间将随着探测光功率的减小而增加,这个效应起源于自发辐射的减少。因为自发辐射将在所有方向上加热原子,而腔内冷却主要发生在轴向,故这无法补偿径向的加热。由于原子跃迁仍远离饱和,甚至对于最高的功率水平 $P_p = 7.5\ \text{pW}$,径向加热将正比于探测光功率。因此,只要探测光大到足以补偿轴向加热,原子在光阱中的存储时间仅受到径向加热的限制,并且有关系 $1/P_p$ (见图 10 中的实线)。实验结果表明,与红失谐光场中的多普勒冷却相反,对于兰失谐的探测场,腔内冷却延长了原子的存储时间。如果将探测光场的失谐从蓝失谐改为红失谐并保持偶极光功率为一常数时,探测激光与腔共振,腔内原子的存储时间将减小,并减小至暗阱的存储时间以下。这清楚地表明存储时间的延长不是来源于多普勒冷却,而是起源于腔感应的 Sisyphus 冷却。

对于高探测功率,与暗阱比较原子的存储时间将减小;然而,原子的存储时间将随着探测光功率的减小而增加,这个效应起源于自发辐射的减少。因为自发辐射将在所有方向上加热原子,而腔内冷却主要发生在轴向,故这无法补偿径向的加热。由于原子跃迁仍远离饱和,甚至对于最高的功率水平 $P_p = 7.5\ \text{pW}$,径向加热将正比于探测光功率。因此,只要探测光大到足以补偿轴向加热,原子在光阱中的存储时间仅受到径向加热的限制,并且有关系 $1/P_p$ (见图 10 中的实线)。实验结果表明,与红失谐光场中的多普勒冷却相反,对于兰失谐的探测场,腔内冷却延长了原子的存储时间。如果将探测光场的失谐从蓝失谐改为红失谐并保持偶极光功率为一常数时,探测激光与腔共振,腔内原子的存储时间将减小,并减小至暗阱的存储时间以下。这清楚地表明存储时间的延长不是来源于多普勒冷却,而是起源于腔感应的 Sisyphus 冷却。

在实验中,他们还通过固定探测光功率 $P_p = 2.25\ \text{pW}$ 的同时改变加热和冷却时间间隔的方法,实验研究了原子动能因激光冷却而减小的情况。为了获得轴向加热,在 $100\ \mu\text{s}$ 的时间间隔内故意将探测光调到腔共振频率 $\omega/2 = 9\ \text{MHz}$ 上。根据理论分析,在这一腔共振频率上将获得原子的强加热。在接下来的 $500\ \mu\text{s}$ 冷却时间内,探测光调回到与腔共振 ($\omega_c = 0$)。实验结果表明:腔感应 Sisyphus 冷却的平均速率为 $\dot{\omega}/m = 21\ \text{kHz}$,在相同条件下自由空间 Sisyphus 冷却的平均速率为 $\dot{\omega}/m = 4\ \text{kHz}$,而多普勒冷却的平均速率为 $\dot{\omega}/m = 1.5\ \text{kHz}$ 。由此可见,腔内冷却的速率至少是其它激光冷却机制的五倍以上,与理论预言的结果相一致。

3 单原子激光操控的基本原理、实验方案与结果

3.1 冷原子的腔内装载及其实验结果

对腔内原子的操控一般是采用激光来实现的。通常,远离共振的光阱 (FORT) 用于囚禁

原子,近共振光束用于原子的冷却与探测,并用于实时观察腔内单原子的囚禁与冷却以及实时反馈控制单原子和单光子的产生。2004年,美国Chapman小组采用光学晶格实现了腔内冷原子的有效装载与传输^[10],并能改变或控制腔内的囚禁原子数(从1到100个),实验装置如图11所示。在实验中,一维光学粘胶是由一对反向传播的聚焦激光束构成的一维驻波场,他们利用与腔轴正交的一维光学粘胶实现了冷原子从磁光阱(MOT)到腔内偶极光阱的有效装载,并通过调节光阱的初始装载条件,使得腔内原子数在1-100内改变。

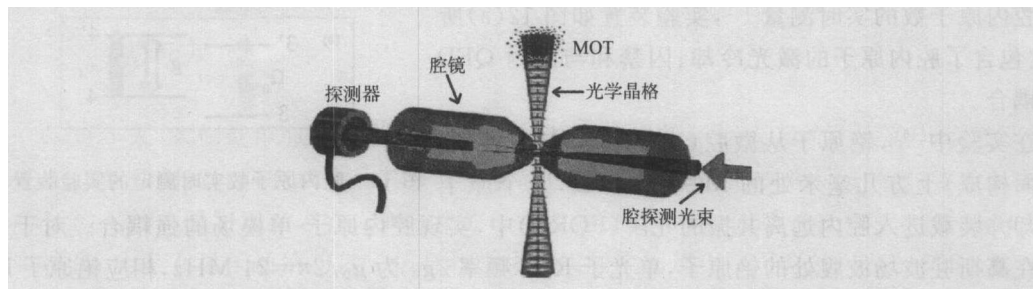


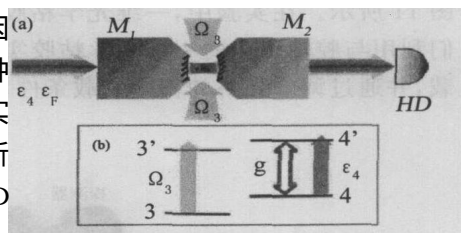
图11 采用光学晶格的冷原子装载与运输方案

如图11所示,首先在光腔上方1.5 cm处的MOT中通过激光冷却制备冷⁸⁷Rb原子样品。光腔由两个直径为1 mm、曲率半径为10 cm并且相距75 μm 的反射镜组成,相应的光腔精细度为 $F = 420000$,QED参数为 $(g_0, \dots)/2 = (27, 2.4, 6)$ MHz,使得原子-腔系统很好地进入强耦合区,从而得到单原子合作系数为 $C_1 = g_0^2/(\dots) = 51$ 。为保持腔的共振,要求腔长的稳定性好于 $L < 0.1/F \sim 200$ fm(这里 $\lambda = 780$ nm为腔的共振波长)。为了获得所要求的腔长稳定性,两个腔镜被直接固定在一个矩形压电陶瓷(PZT)上,PZT被安装在一铜块上,铜块通过四个铜-铍弹簧被悬挂在真空中,以提供一个3.5 Hz共振频率的现场隔离系统。这里铜块和PZT在垂直方向钻有一个孔,以便让一维晶格光束通过。这样光腔的长度可通过PZT所加的电压进行控制,而隔离系统和低噪声电子设备提供了腔长的极好被动稳定(< 10 fm/s的漂移)。

与MOT相连的光学偶极阱被用于传输冷原子到腔内。他们分别采用行波光偶极阱和驻波光偶极阱囚禁冷原子。对于行波方案,冷原子被横向限制并在重力作用下导入腔中;对于驻波方案,冷原子被垂直囚禁在驻波场的波腹,并采用二个锁相声-光调制器改变一维驻波场中二束聚焦激光束的频率差以获得速度 $v = \lambda/2$ (λ 为囚禁波长)的一维运动光学粘胶,从而控制冷原子的垂直运动速度。光阱中的冷原子直接从MOT中装载,随后通过亚多普勒激光冷却将原子样品冷却至 ~ 4 μK 。在实验中,他们采用两束功率为200 mW的反向传播的聚焦红宝石激光构成一维光学晶格。当激光功率为200 mW时,在腔内光阱的最大深度为480 μK ,而在MOT处的阱深为7 μK 。当冷原子装载进入光学晶格后,通过加速移动晶格使冷原子进入腔模,囚禁原子通过光腔并使原子瞬时静止;然后当晶格速度反向时,冷原子再次通过光腔,并回到它们初始的位置。原子的最大速度为30 m/s,最大的加速度达到1.5 g。实验结果表明:光学晶格中冷原子的操控能力受到晶格势阱寿命的限制。由于单个行波势阱的寿命长达2 s,而驻波势阱的寿命仅为104 ms,这可能是钛宝石FORT激光束的功率起伏所致。

3.2 腔内囚禁原子数的实时测量及其实验结果

量子信息科学(QIS)中许多通信协议方案要求在相同的腔内囚禁若干个原子,以便通过腔-场的强耦合实现各原子内态之间的量子接线。因此,确定耦合在腔内原子数的实验能力是实现 QIS 各种目标的第一步。2004 年,美国 Kimble 小组在实验中实现了腔内原子数的实时测量^[17],实验装置如图 12(a)所示,它包含了腔内原子的激光冷却、囚禁和与腔内 QED 的强耦合。



在实验中^[16],铯原子从微腔(由反射镜 M_1 、 M_2 的上方几毫米处的 MOT 中释放,几个原子被冷却并装载进入腔内远离共振的光阱(FORT)中,实现腔内原子-单模场的强耦合。对于一个处在高斯驻波场波腹处的铯原子,单光子 Rabi 频率 $2g_0$ 为 $g_0/2 = 24$ MHz,相应铯原子 D_2 线($\lambda_0 = 852.4$ nm)跃迁的能级为 $6S_{1/2} F=4$ 和 $6P_{3/2} F=4'$ 。原子激发态 $6P_{3/2}$ 和腔模($\omega_0 = 2\pi \times 4.4$ THz)的衰减率分别为 $\gamma/2 = 2.6$ MHz 和 $\gamma/2 = 4.2$ MHz。由于 $g_0 \gg (\gamma/2)$,使得光-腔系统进入腔内 QED 的强耦合区,相应的临界原子和光子数分别为 $n_0 = 1/2(2g_0^2/\gamma)$ 和 $N_0 = 2/\gamma$ 。调谐腔长($l_0 = 422$ μ m)以实现 TEM₀₀ 模与 $F=4$ 和 $F=4'$ 原子跃迁(ω_0)和 FORT 激光($\lambda_F = 935.6$ nm)二者同时共振。一束弱的探测激光 ω_4 激发腔模(ω_0)并输出到探测器 HD,而一束强的囚禁激光 ω_F 驱动腔模(ω_F)。此外,横向两对反向传播的冷却光束(ω_3)照明二个腔镜之间的区域,并当 $\omega_3 = 0$ 时,腔内没有原子被探测到。到达腔模区域的原子将处于($\omega_4, \omega_F, \omega_3$)场中,并在 ω_4 和 ω_3 场的共同作用下,一部分原子将被冷却并装载进入 FORT 光阱。对于所有的测量,腔与原子 $4 \rightarrow 4'$ 共振跃迁的失谐为 $\Delta_c = 0$,而探测场 ω_4 与原子-腔共振的失谐为 $\Delta_4 = +4$ MHz,相应的光强被设置为腔内平均光子数 $\bar{n} = 0.02$,实际上使得腔内没有原子。横向冷却场 ω_3 与 $F=3 \rightarrow F=3$ 共振的失谐为 $\Delta_3 = +25$ MHz,相应的光强为 $I_3 = 40$ mW/cm²。驱动驻波场 ω_F ,也即腔内 FORT 场是线偏振的,以至于 $6S_{1/2}$ 基态所有子能级的交流 Stark 效应几乎相同,最大的囚禁势为 $-U_0/h = -47$ MHz,相应的阱深为 $U_0/k_B = 22$ mK。重要的是,所有的 $6P_{3/2}$ 激发态同样经历着一个势阱移动 $-U_0$,从而能够对腔内囚禁原子进行连续的监测。

他们采用如图 7 所示的实验装置,首先装入腔内 $N \approx 5$ 个预冷 Cs 原子,然后用近共振探测光束监测腔内的原子数,腔内不同数目的原子对通过微腔的监测信号的影响是不同,使监测信号呈现出一系列平坦的“台阶”,不同的“台阶”对应不同的腔内原子数。因此,通过监测经光腔传输的近共振光束的强度,就可实时测量腔内原子数的衰减,实验结果如图 13(a)所示。

图 13(a)为一个实时测定的典型记录,当已知传输和探测效率时,电流 $i(t)$ 就反映了腔内场的振幅 $|\alpha|$,最初 $t = 0$ 时, $|\alpha|$ 的快

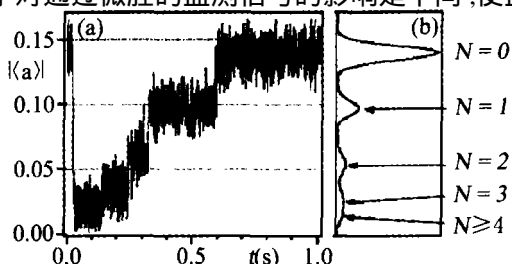


图 13 经光腔传输的探测光与腔内原子数的关系

速下降是原子因 ω_4 和 ω_3 场的冷却和装入 FORT 阱的结果,此时原子进入了腔模。从 MOT 自由下落的平均时间为 $t_F = 0.03$ s,囚禁装载发生在 ± 10 ms 时间内。从图 13 可以看出,最大的装载时间约 40 ms。装载后的探测光测量信号呈现出一系列的较长时间稳定的场振幅“台阶”,特别是在重复测量过程中这些“台阶”的高度是相同的,如图 13(b)所示,不同的“台阶”高度表示耦合到腔模的不同原子数。对不同的探测带宽 B , N 可用时间 $t_m = (2B)^{-1}$ 度量。实验测量精度 P_{err} 可由时间间隔 t_m 内一个原子离开的概率来确定。在他们的实验中,当 $N = 1$ 和 $B = 100$ Hz 时,测量精度为 $P_{err} = 1\%$ 。由此可见,通过改变腔内 ω_4 和 ω_3 场的失谐和光强,并通过探测光的实时测量即可实现腔内囚禁原子数的操控与监测。

3.3 腔内单原子运动的反馈控制^[18]

反馈控制是一种通用的技术,并在科学技术领域有着广阔的应用。例如,反馈可用于稳定一个受环境随机经典和量子扰动的系统,也可用于单个中性原子运动的反馈控制,甚至用于单个原子或分子的冷却与囚禁^[19,20]。反馈控制的关键是实现运动粒子的高空间与高时间分辨的观测。对于一个原子,可通过激光驱动的高精细光腔-原子系统来实现单原子运动的高空间与高时间分辨的实时观测。如腔的束腰很小,则腔的透过率将强烈依赖与原子的位置,同时腔内光场自身也将影响原子的运动。当探测到原子在腔模的波腹时,通过调高激光强度,就可以捕捉进入腔内的原子,于是原子将被贮藏在偶极阱中,直到原子加热到其动能大于阱深而逃逸出去为止。

设想一个囚禁原子通过势阱的最低点并向上爬坡,则它的动能将转变为势能。当原子返回后,通过立即降低势阱深度来消耗原子的大部分势能,也即消除原子的动能。于是原子将缓慢地运动回势阱中心,在那里阱深被再次增大。通过多次重复上述过程,在理想情况下,原子被不断冷却,最终将静止在势阱中心。这样的冷却方案需要知道原子的速度与位置。因此,这一方式称为“差分反馈”,该方式类似于参量冷却,但具有势阱深度随原子运动自动同步调制的优点。值得注意的是反馈冷却是腔调解冷却的自然推广,这里腔调解冷却是高 Q 腔内光强度的延时反应引起的腔内冷却^[11,13]。此外,需要考虑的是来自囚禁光中原子的自发光子散射引起的随机动量反冲。这些反冲将扰乱原子在偶极势阱中的规则运动并导致加热。当原子在高强度腔模中心时这种加热较大。由于散射力的存在,偶极力被抵消,光场被等效于关闭。因此,下面的囚禁方案设计是非常有利的:即当原子处于势阱中心附近时,采用低光强的囚禁方案,其加热效应较小;而当原子远离中心时采用高光强囚禁,因而具有较大的偶极力。由于泵浦功率是位置的一个直接函数,故称之为“正比反馈”方案。

2002 年,德国 Rempe 小组实验研究了光腔内单原子运动的反馈控制^[18],他们所用的实验装置如图 14 所示。⁸⁵Rb 原子通过约为 0.3 Hz 重复速率的脉冲喷泉朝腔内喷射。在原子进入腔前,原子被光抽运至 $5^2S_{1/2}$ $F = 3$ 态 $m_F = 3$ 的 Zeeman 子能级,原子通量保持很低以至于在 17 个脉冲中仅在腔内观察到一个强耦合的原子。原子的入射速度约在 0.08 ~ 0.26 m/s 范围内改变,依赖于在腔内的到达时间。实验所用腔的精细度为 $F = 440000$,且与原子跃迁到 $5^2P_{3/2}$ $F = 4$, $m_F = 4$ 态(波长为 780 nm)处于近共振。对一个处于波腹的原子,原子-光腔的系统将被下列三个参数表征:单光子 Rabi 频率的半衰减率、腔场与原子偶极矩的衰减率分别为 $(g_0, \gamma, \Gamma)/2 = (16, 1.4, 3)$ MHz。一个圆偏振激光以速率 Ω 激发 TEM₀₀ 腔模,并对泵浦速

率归一化以使用 $\bar{n}^2/2$ 表示腔中没有原子时腔内的平均光子数。激光频率调谐在低于腔频的 $2 \times 5 \text{ MHz}$, 并低于原子跃迁频率的 $2 \times 45 \text{ MHz}$ 。对于这些失谐, 在驻波场中的原子将增加腔的透射率; 在实验中, 腔频率可用与一个不同腔纵模 (785 nm) 共振的第二个激光稳定。由于这一激光对原子的存在是不敏感的, 故腔的激光稳定将可以连续工作。因稳定激光很弱, 将不会影响原子的运动。然而, 由近共振泵浦光提供的偶极力感应腔轴方向上原子的一个快速振荡, 这就导致了一个腔内冷却与扩散的有趣的相互作用 (或相互影响)。然而, 仅当垂直于腔轴平面内原子运动足够慢时, 才可用外部反馈来控制。在这一平面内, 偶极力不改变原子的角动量, 也不能测量原子的角位置。这两个问题在原理上可用更高阶横模来克服。

为实现反馈回路, 需采用合适的电子学去反映腔内透射率的变化, 所图 14 所示。通过光腔传输的光强用一光子计数器探测, 从腔模溢出的光子探测效率约为 10%。光子数由计算机记录并同时送给计数速率-电压转换器 (CRVC)。CRVC 信号通过一个 10 KHz 的低通滤波器, 并用作触发器和反馈电子学。这 10 KHz 带宽足够大以至于可以完全通过由原子径向运动引起的变化, 于是将输出信号与输入功率相除即可得到透过率 T 。对于没有原子的共振腔, 它被归一化为一。透过率 T 依赖原子的位置和泵浦功率。特别地, 原子的饱和将减小透过率 T 。一旦一个原子被腔内探测, 信号被送至一个声光调制器以控制输入功率。这样在腔的响应时间 $(2\pi)^{-1}$ 内, 腔内功率将跟随入射功率的变化。这一腔的响应时间远低于一个原子通过一个腔模束腰 $w_0 = 29 \mu\text{m}$ 所需的时间。

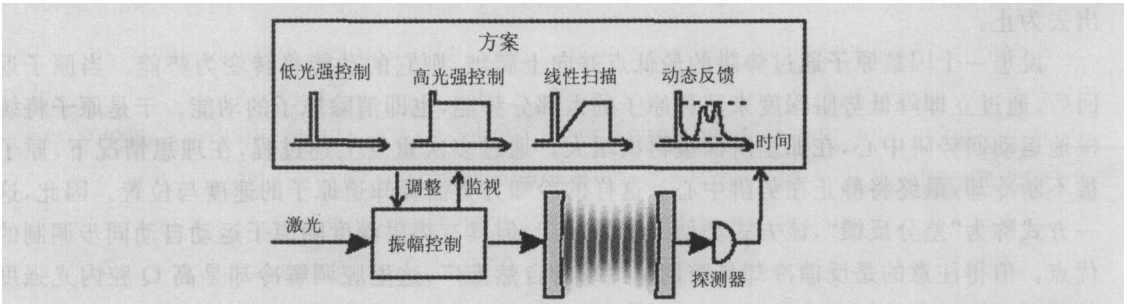


图 14 腔内原子运动的反馈控制方案

图 14 中描述了各种不同的控制方式。所有方式都共享一个泵浦功率为 $\bar{n}^2 = 10^{-2}$ 的固定的初始停止脉冲。当在一个原子在波腹处被观察时, 以 $t=0$ 触发, 并持续 0.15 ms。为了除去原子动能的可移除部分, 这一持续时间被选择约为偶极阱中的 $1/4$ 振动周期。控制方式具有一个固定的 2 ms 最大持续时间。这些控制方式遵循: (1) 低光强控制, 在停止脉冲后泵浦功率被调至用于探测原子的低光子水平 $\bar{n}^2 = 2.4 \times 10^{-2}$; (2) 高光强控制, 在停止脉冲后泵浦功率被调到用于探测原子的高光子水平 $\bar{n}^2 = 7 \times 10^{-2}$; (3) “线性扫描”, 在停止脉冲后并在 1 ms 时间内将泵浦功率从低光子水平线性扫描至高光子水平, 然后保持不变直到 $t = 2.15 \text{ ms}$; (4) 正比反馈, 如果 $T < 0.19$, 泵浦功率调到高光子水平, 而当 $T > 0.19$ 时, 泵浦功率调到低光子水平; (5) 差分反馈, 如果看到原子从腔轴离开, 则泵浦功率调到高光子水平; 而当原子运动至腔中心时, 则泵浦功率调到低光子水平。注意方式 (1) 至 (3) 是完全确定的, 而方式 (4) 和 (5) 分别由正比和差分电路实现。

为了评估结果, 记录的光子被收集 $10 \mu\text{s}$ 。探测信号被泵浦功率相除, 并对于腔内没有原

子的情况归一化为一,接着相邻信号的平均获得透过率 T 。为了确定一个原子进出腔的时间, T 与两个阈值水平 L 和 H 可比较。如图 15 所示,阈值水平 L 为 1.2 倍的空腔透过率 T 加上一个正比于泊松统计噪声的修正;阈值水平 H 为 $1.7 \times L$ 。如 $T > H$,或 $T > L > 0.1 \text{ ms}$,则假定原子储存在腔内。进入时间被设置在 T 首次超过 L 的瞬间,取出时间 t_e 相对于触发时间 $t = 0$ 定义,并设置为当 T 下降到 L 以下的瞬间。如在 0.1 ms 内 T 返回到 L 以上,则是原子仍然被储存腔内。此外,如果在一个原子临时离开后的 0.5 s 内,第二个信号被看作一个原子处于腔内,则可以假设这是一个移出腔模区域的相同原子返回了腔中。

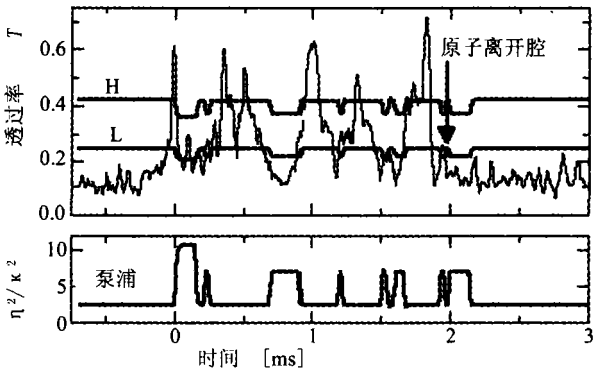


图 15 测量的腔透过率(上图)和泵浦功率(下图)的典型结果

为了确定原子的进出时间,他们记录了几千个光子事件,记录结果如表 1 所示。由于最初的 0.15 ms 停止脉冲是不完美的,大约 $2/3$ 的原子没有冷却到足够慢,以至于在停止脉冲期间逃出腔外。一个原子较长时间留在腔中的概率定义为俘获概率。每一步的俘获概率列于表 1 中,它代表一个对所有事件的平均,因而对所有入射速率的平均结果。对于原子喷泉喷出原子后期到达的慢原子,其观测到的俘获概率更高。没有停止脉冲的俘获概率最小,但即使没有一个停止脉冲,由于腔内探测光场的动量反冲,原子有时也可能被俘获。这些动量反冲的随机性可以俘获一些最慢的原子。如果使用一个停止脉冲,并独立使用反馈方式,则俘获概率将非常高。对每一种反馈方式,平均出射时间 t_e 由原子停在腔内大于 0.15 ms 的时间平均所决定。该实验结果表明:通过光腔透过率的探测可以获得原子在腔内的运动信息,因而如将这一光腔透过率的探测信号反馈回去控制进入光腔的囚禁激光强度,即可实现腔内单原子运动的反馈控制与监测。

表 1 捕获概率与出射时间

方 案	触发事件	捕获概率	$t_e \text{ } \mu\text{s } 150 +$
参 考	1098	0.217 ± 0.012	259 ± 19
低光强控制	871	0.339 ± 0.016	298 ± 18
高光强控制	1113	0.371 ± 0.015	328 ± 16
线性扫描	724	0.327 ± 0.017	364 ± 33
正比反馈	590	0.368 ± 0.020	395 ± 23
差分反馈	2246	0.340 ± 0.010	401 ± 15

1999 年, Kimble 小组和 Rempe 小组利用宽带差分光谱技术分别观测了腔内单原子运动的动力学过程^[21,22]。2004 年, Habib 小组利用原子运动的量子反馈控制研究了腔内运动原子的量子反馈冷却^[23]。此外, Ritsch 小组利用高精细光腔中的近简并高阶高斯模式理论研究了腔内单原子运动的光学万花筒现象^[24]。最近,他们还从理论上研究了单模腔场中二个囚禁原子运动的相关性,为原子的激光冷却与量子纠缠提供了理论依据^[25]。

4 单原子激光操控实验的最新进展及其应用

随着腔内量子电动力学(C-QED)学科快速发展,人们通过各种途径获得高品质腔,特别是利用石英微球中的回音壁模式获得了极低的损耗和很小的模体积,提高了腔的品质。上世纪 90 年代以来,随着激光冷却和光电检测技术的发展,高品质腔内的激光冷却与俘获的结合使单原子和单光子作用的 J-C 模型得到了很好的实验检验,发现了一系列光与原子作用的新现象,如原子辐射的聚束与反聚束、亚泊松统计、单原子的真空拉比分裂等。近年来,有关超冷单原子激光操控的研究取得了一系列重要的实验进展,并在腔内 QED 效应的研究、量子纠缠态的制备、单光子源的研制、原子-腔显微镜、单原子激光的产生和量子信息科学等领域中得到了广泛的应用。

4.1 腔内 QED 效应的研究^[26]

当电磁场受限在微腔内时,腔内电磁场模式受到微腔边界的制约,不同的模式会受到增强或抑制。特别地,当原子处于微腔内时,其自发辐射行为也与自由空间的行为不同,可以被大大增强或抑制,这就是所谓的腔内 QED 效应。

通常,原子与腔场通过交换光子实现相互作用,这一相互作用过程可用如下几个主要参数来描述^[27]:(1) 腔模的有效体积 V_{eff} ,有效体积取决于微腔的结构与几何参数及基模束腰半径。能量为 \hbar 的光子受限在腔模内时电场振幅为 $E = \sqrt{\hbar / (2 \epsilon_0 V_{eff})}$,所以有效体积越小,电场越强;(2) 原子的衰减率 γ ,是处于激发态原子跃迁并辐射光子的几率,由爱因斯坦自发辐射系数 A 决定;(3) 腔场衰减率 κ ,描述光子在腔内因各种因素耗散而最终消失的快慢,也就是光子在腔模中的寿命。实验中通过测定高品质腔的精细常数 F 决定,即有 $\kappa = c / (2 Fl)$,这里 c 为真空中光速, l 为腔长;(4) 原子与腔的耦合系数 g_0 ,该耦合系数描述了原子与腔场交换能量的快慢。当腔内存在原子,也即原子与腔场交换能量时,光子被原子吸收-辐射-再吸收,可以形成循环,从而影响透过腔的出射光场,这与空腔的出射光场形成明显的区别。因此,我们可以通过监测微腔出射光场的变化来了解腔内原子与光子的相互作用情况以及腔内原子数。光与原子耦合越强,原子与光场交换能量越快。从上述参数可以推出光腔的两个特征参数:临界原子数 $m_0 = 2 / 2 g_0^2$ 和临界光子数 $N_0 = 2 / g_0^2$ 。当 $(m_0, N_0) < 1$ 时,光场与原子的相互作用进入强耦合区,此时单个光子(或单个原子)就可以完全改变原子(或光子)的状态,因此对原子的操控就可以在单量子的水平上进行。

1998 年,美国 Kimble 小组利用单原子-微腔系统进行了实时腔内 QED 效应的实验研究,观测到了真空 Rabi 分裂和原子-腔系统的非线性饱和效应^[28]。1999 年, Kimble 小组详细研究了用于腔内 QED 效应的高精微微腔的光学特性,如光学损耗、相移和模式结构等^[27]。近年

来,人们在提高原子与光场间的相互作用方面作了大量实验工作,并取得了实质性的进展。例如:Kimble 小组获得的临界原子数从 1984 年的 10^3 缩小到 2000 年的 10^{-4} 量级,临界光子数也从 1984 年的 10^4 缩小到了 2000 年的 10^{-5} 量级,相应的精细常数 F 从 10^2 增大到了 10^6 量级,也即获得了 $(m_0, N_0, F) = (7.5 \times 10^{-6}, 6.7 \times 10^{-4}, 3.14 \times 10^6)$ 的重大进展,为腔内 QED 效应、单原子激光和量子信息科学等的研究奠定了实验基础。有关腔内 QED 研究的实验进展可参阅文献[26, 29]。

4.2 量子纠缠态的制备

当一个二能级原子与一个处于相干态的单模电磁场发生强相互作用时,原子-腔系统的自然演化将导致一个纠缠的准“薛定谔猫”态,即原子的二个态与光场的二个可识别的态发生量子相关。在这一过程中,系统将物质量子比特(qubits)变换为光量子比特。腔内原子与光场间纠缠态的产生是实现量子信息处理的第一步,腔内量子纠缠的实现为量子计算、量子通信、分布式量子网络和量子信息处理等开辟了一个新的途径。

(1)原子-腔的纠缠:2002 年,Raimond 首先提出了多种实现共振原子-腔纠缠操纵的方案^[30],并进行了相应的理论研究。例如:(1)原子-腔间的二系统纠缠:当一个处于激发态 $|e\rangle$ 的原子注入空腔,其初态 $|e, 0\rangle$ 被共振耦合到基态 $|g, 1\rangle$,这表明原子处于基态 $|g\rangle$ 和具有一个光子的腔内。在相互作用时间 t 后,在上述二态间的拉比振荡将原子-场系统带入一个线性叠加态 $\cos(t/2)|e, 0\rangle + \sin(t/2)|g, 1\rangle$ 这里 $\omega/2 = 50$ kHz。通常,拉比(Rabi)周期(20 μ s)远低于腔场的驰豫时间(1 ms)。当原子飞越腔时,通过 Stark 断开原子的 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 共振跃迁来调整相互作用时间。当获得合乎需要的拉比脉冲面积 π 时,系统的演化将被冻结。特别地,当 $t = \pi/2$ 时,将获得最大的原子-腔纠缠。因此,原子与腔模成为 EPR 对的一个纠缠分量。

(2)多粒子间的纠缠^[30]:通过联合不同持续时间的 Rabi 脉冲和辅助的 Ramsey 脉冲作用在连续原子束上,即可产生二个以上粒子间的纠缠态。当采用 $\pi/2$ 拉比脉冲作用在初始处于空腔内的第一个原子时,即可纠缠原子量子比特到一个 0/1 的光子场;为了现场场的无破坏测量,第二个原子经历一个 π 拉比脉冲和 Ramsey 脉冲。在原子被探测前,包括二个原子和一个光子场的三粒子纠缠就产生了。注意原理上这个过程可推广到任意多的原子数,所有原子都完成了腔场的量子无损(QED)测量。于是 GHZ(Greenberger, Horne and Zeilinger)型三粒子纠缠态性质可通过三个原子的各种测量来分析。

(3)直接的原子-原子纠缠^[30,31]:原子-原子间的纠缠过程依赖原子与腔场间的一个光子的交换。量子信息瞬间贮藏为一个 0 和 1 光子态的叠加态。因此,这些方案灵敏于腔的损耗。通常,在实验中消相干效应是主要的损耗起因。在非共振腔模的协助碰撞过程中,通过直接纠缠二个原子可以克服上述问题。假定第一个原子 A 初始处于激发态 $|e\rangle$,第二个原子 B 处于基态 $|g\rangle$,并且二个原子具有不同的速率,以致于在第一个原子离开腔以前,在腔中心第二个原子将赶上第一个原子。两个腔模 M_a 和 M_b 从 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 跃迁频率调谐至比 ω 更大的量 ω_a 和 ω_b 。在这种情况下,由于能量守恒,不能发生真实的光子发射。然而,原子 A 事实上发射了一个光子但立即被原子 B 所吸收,这就导致在两个原子态 $|e, g\rangle$ 和 $|g, e\rangle$ 间的拉比振荡。因此,在大部分的相互作用时间内产生了原子-原子间的量子纠缠。

4.3 真空拉比分裂及其光谱的实验研究

1992 年,美国 Kimble 小组首先采用光谱测量方法观测到了腔内多原子(甚至单原子)的真空拉比分裂效应^[32],获得了理论预言与实验测量非常一致的结果。1996 年,法国 Brune 等人实验研究了高 Q 腔内真空和小相干光场中里德伯原子的量子拉比振荡。研究发现信号呈现出离散的傅里叶频谱,提供了腔场量子化的直接证据,傅里叶频谱分量的权重表示场中光子数的分布。因此,原子-腔系统的激发能级的研究揭示了极低场强条件下的非线性量子特征^[33]。2004 年, Kimble 小组观测到了高精度腔内单个囚禁原子的真空拉比光谱,并发现了一种新的可用于冷却原子径向和轴向运动的 Raman 方案^[34]。

最近,德国 Rempe 小组利用腔内冷却与囚禁的单原子强耦合到高精度共振腔观测到了简正模分裂(拉比分裂)光谱^[35]。实验所用原子-腔系统的参数为:精细度 $F = 440000$,模束腰 $w_0 = 29 \mu\text{m}$,腔长 $l = 122 \mu\text{m}$ 。光腔的 TEM_{00} 单模与 ^{85}Rb 原子 $5^2S_{1/2} F=3, m_F=3 \rightarrow 5^2P_{3/2} F=4, m_F=4$ 的跃迁($\lambda = 780.2 \text{ nm}$)近共振。在驻波场的一个波腹处,原子-腔的耦合系数($g/2 = 16 \text{ MHz}$)大于原子激发的振幅衰减率($\gamma/2 = 3 \text{ MHz}$)和腔场衰减率($\kappa/2 = 1.4 \text{ MHz}$),相应的临界光子与原子数分别为 $n_0 = \gamma^2/g^2 = 1/60$ 和 $N_0 = 2/\gamma^2 = 1/30$ 。这一强耦合的原子-腔系统由一通过光腔的微弱近共振光束探测,同时探测束还被用于原子轴向运动的冷却。第二个由光腔提供的 TEM_{00} 模(两个自由光谱相应于近共振模为红失谐)被用于囚禁腔内原子,这一模式由 785.3 nm 的囚禁激光共振激发。大失谐囚禁激光由一个光栅和带宽为 20 MHz 的电流稳定激光二极管产生,腔长被连续稳定在这个囚禁激光上。通过光腔的二个光场由一全息光栅分开,囚禁光束指向光电倍增管,而探测光由一窄带干涉滤波片进一步过滤,然后由二个单光子计数模块探测。实验装置对通过光腔的探测光量子效率为 32% ,在光子计数模块上囚禁光的压缩为 70 多 dB 。

激光冷却的原子从下面的原子喷泉注入,速度小于 10 cm/s ,原子由 $400 \mu\text{K}$ 的弱偶极势引导到远失谐场的波腹处。用于探测原子的近共振光将兰失谐于原子共振 $\omega_a = \omega_p - \omega_a = 2 \times 35 \text{ MHz}$,并共振于光腔 $\omega_c = \omega_p - \omega_c = 0$ 。原子在腔中的存在使原子-腔系统与探测激光偏离共振,导致的透射光急剧下降提供了一个原子的高信噪比和高带宽探测。由于原子被导入远失谐光场的波腹,仅进入腔中心附近的原子(二个光场的波腹相重合)被强耦合到探测光,并引起透射光的一个深度下降。根据一个强耦合于光腔原子的探测,保守偶极势的阱深将增加到 1.3 至 1.9 mK 。这就补偿了原子的动能并导致了囚禁。值得注意的是所有被触发的原子将被俘获在势阱中,估计单个原子在腔内的存储时间约为 30 ms ,每次囚禁一个原子以上的几率将低于 0.4% 。

在腔内俘获原子后,一个 $500 \mu\text{s}$ 的冷却时间用于改善原子的俘陷,并通过一束共振探测光束($\omega_c = 0$)监测腔内透射率来确定耦合强度,其探测时间间隔为 $100 \mu\text{s}$,且探测光的频率改变到一个可调的、且可固定的值 ω_c 。冷却和探测时间间隔的次序是可重复的。只要原子被储存在阱里,在冷却期间的透射率是低的,而当原子离开时其透射率是高的。在激光冷却时间结束期间,低于空腔透射率 80% 以下的透射率决定了原子的离开时间。在此期间,每一个探测时间间隔包含了两个冷却时间间隔,在探测时间间隔前后的耦合强度可通过探测光独立确定。这表明仅在原子弱耦合于腔模期间,探测时间间隔是可以专用的。在实验中他们发现在大约

25 % 的探测时间间隔内,有一个原子处于阱内,两个冷却时间期间的透射率约为空腔透射率的 2 % 以下。因此,这些探测时间间隔被定义为“强耦合”时间,可用于光腔与原子耦合的进一步理论分析。

图 16 给出了强耦合探测时间间隔作为探测失谐函数的平均腔内透射率。对于不同的原子-腔失谐获得了四个光谱,所有的谱都显示了二个很好分辨的简正模式。原子-腔的失谐量可借助于远失谐囚禁光引起的动态 Stark 效应进行原子共振频率调谐来调节。原子共振频率感应的位移 δ 正比于阱深。对于约为 280 nW 囚禁光的透射功率,动力学 Stark 移动补偿了初始的原子-腔失谐 (2×35 MHz),原子-腔系统的本征态(缀饰态)是有一个腔内光子的原子基态和没有一个腔内光子的原子激发态的叠加。

由于探测激光仅激发腔模,一个缀饰态的激发正比于腔态对缀饰态的贡献。这一贡献依赖原子-腔失谐,并解释了所观测到的现象(见图 16):左边简正模式的高度随 Stark 移动的增加而增加,而右边简正模式的高度随 Stark 移动的增加而减小。对于原子-腔之间的零失谐 ($P = 280$ nW),来自原子和腔态的贡献是相等的以至于简正模式具有相同的高度,并达到最小的 $2g$ 分裂。这里观察到的约为 $2 \times 2 \times 12$ MHz 分裂仅比原子静止在波腹时期望的分裂 $2 \times 2 \times 16$ MHz 稍小。这就证明了原子被局域于 $g \gg (\dots)$ 的强耦合区。对于一个定态的原子,二个简正模式的宽度由原子与腔线宽的一个权重平均值给出。然而,由于原子不固定在探测场的波腹,而在阱中振动,原子-腔耦合是时间依赖的,这导致了简正模式的频率波动,因此展宽了测量光谱。图 16 中光谱的简正模式的不同宽度可通过考虑运动原子的位置依赖 Stark 移动来解释。靠近囚禁场波腹的一个原子经历了一个大的 Stark 移动,这将移动二个简正模式到较大的探测光失谐处。在腔中心附近,两个光场的波腹重叠,这一原子也接近探测场的一个波腹。因此,对腔的耦合也较大,导致简正模式的分裂也较大。因而左边简正模式的频率仅弱依赖于原子位置,而对于右边简正模式两个效应相加,这就使得右边谱峰的展宽比左边谱峰的展宽更大。

4.4 光子统计性质的研究

单原子与腔的强耦合作用使得光场具有了许多与经典光场完全不同的性质,如亚泊松统计^[36]、光学双稳^[37]和光子反聚束效应^[38]等。因此,为了更多地了解量子光场的性质,单原子-腔系统就是一个最好的工具。光场的光子统计学告诉我们不管是经典光源,还是单原子量子光源,均可通过它们的强度相关函数 $g^2(\tau)$ 来识辨:即经典光场服从 Cauchy-Schwarz 不等式 $g^2(0) \geq g^2(\tau)$,而违反这一不等式的光场是必须由量子物理定理来描述的非经典量子光场。

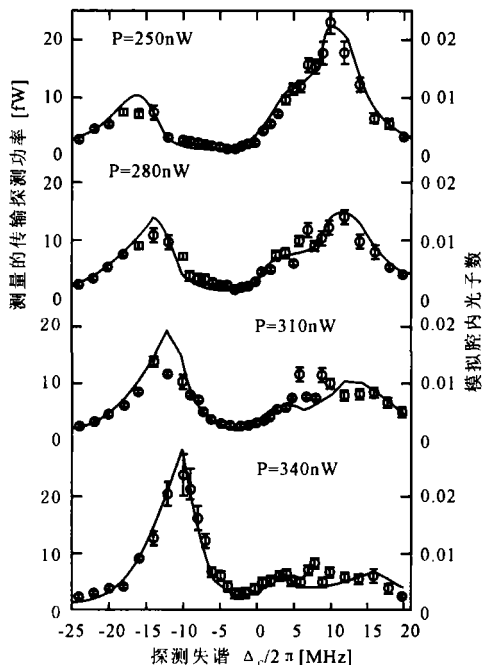


图 16 腔内单个囚禁与强耦合原子的透射率

也即当 $g^2(0) < g^2(\infty)$ 时, 光场被定义为量子的反聚束效应, 而当 $g^2(0) > g^2(\infty)$ 时, 光场被定义为经典的聚束效应。近年来, 人们也希望实现光场从反聚束效应到聚束效应的转换。

2005 年, 德国 Remppe 小组实验研究了腔内 QED 中的光子反聚束到光子聚束的转换^[38], 他们将所有的原子(发射器)耦合到高精度光腔的单一模式。仅研究这一模式的光场, 故空间相干性很高。同时, 增强的自发辐射到腔模给出了一个好的光子集体效率。实验是在再吸收和影响其它原子前一个辐射光子离开微腔的区域进行的。因此, 大大压缩了真空 Rabi 振动和集体效应。此外, 激发原子的激光束正交于腔轴, 以便从腔发射的光场光子统计不是驱动场与原子辐射的干涉结果。实验发现, 随着腔内原子数的增加, 一个强聚束峰(证明光的波动特征)出现在一个 $\bar{n} = 0$ 的反聚束最小处(标证光的粒子特征)。

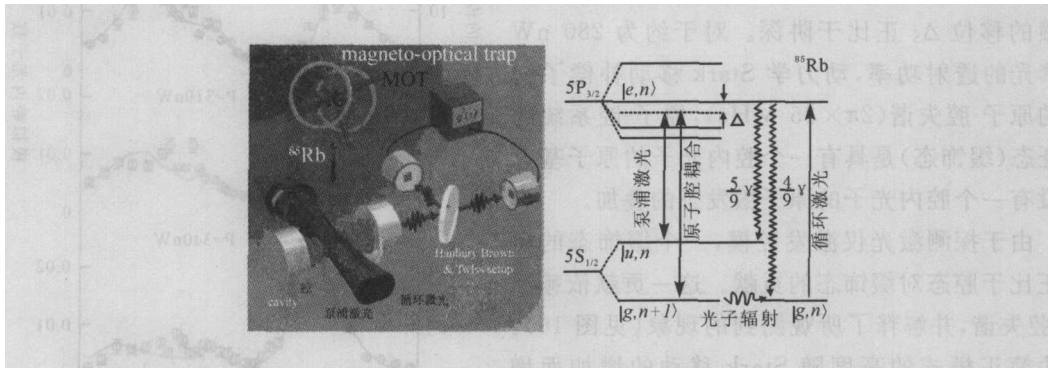


图 17 观察反聚束与聚束实验装置

实验装置如图 17 所示。一个冷⁸⁵Rb 原子云从一个 MOT 释放进入一个精细度为 $F = 60000$ 的 1 mm 长光腔。同时与腔相互作用的平均原子数 \bar{N} 可通过光阱的装载时间在 $\bar{N} = 1 \sim 140$ 间自由调节。泵浦激光连续激发态 $|u\rangle = |5S_{1/2} F=3\rangle$ 和具有拉比频率 Ω 的激发态 $|e\rangle = |5P_{3/2} F=3\rangle$ 之间的跃迁, 同时腔耦合 $|e\rangle$ 到其它超精细基态 $|g\rangle = |5P_{1/2} F=2\rangle$ 。二个场相对原子跃迁的失谐量为 Δ , 以便它们共振驱动一个 $|u\rangle$ 与 $|g\rangle$ 间的跃迁, 从而使得腔内光子数改变一个。同时, 拉比频率 Ω 的一个重复循环激光共振驱动 $|g\rangle$ 到 $|e\rangle$ 的跃迁, 从此原子自发辐射回到 $|u\rangle$ 态。此时, 二个能级布居概率相等, 导致一个重复循环速率 $R_{\max} = 5/9 = 2 \times 1.7 \text{ MHz}$, 这里 $5/9$ 是从 $|e\rangle$ 到 $|u\rangle$ 自发辐射的平均分配几率。因此, 再循环速率总是比腔激发的衰减速率 2 来得慢。对于上述的 $\Omega = 2 \times 3.3 \text{ MHz}$, 再循环速率比腔的衰减速率约慢 4 倍, 故在下一个光子进入同一个原子的腔模前腔回到了真空态。因此, 非经典的反聚束效应被观察到。

实验结果如图 18 所示。对不同原子数

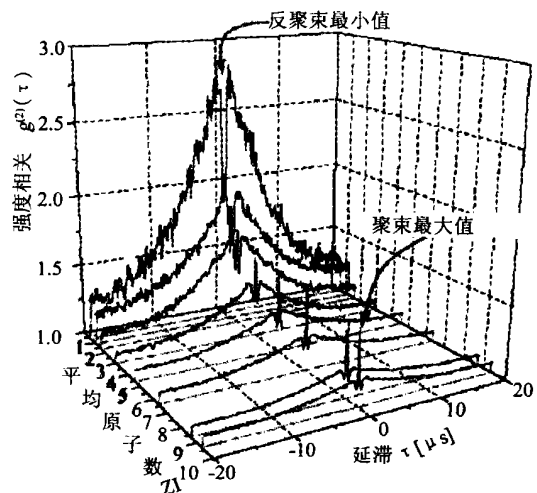


图 18 从非经典反聚束效应到经典聚束效应的演化

的强度相关函数,当腔内平均原子数 $\bar{N} < 1$ 时,观测到了非经典的反聚束现象;而当原子通量增大到 $\bar{N} > 1$,则观测到了从非经典反聚束效应到经典聚束效应的演化。

此外,2003 年 Kimble 小组利用冷原子团的集体辐射观测到了光子对的非经典相关,为长距离量子通信和整个量子网络的纠缠分布等量子信息科学的实验研究提供了理想的非经典光源^[38,39]。

4.5 单光子源的制备

量子信息科学的一个关键构造单元是一个非随机的单光子源以便在一个很好控制的电磁场时空模式中产生一个量子波包。例如:量子密码术^[40]和分布量子网络的通信协议就需要这一单光子源,就象飞行量子比特一样建立采用单光子脉冲的可定标量子计算的模型。在一个规定的时间间隔和 4 立体角内采用单个偶极脉冲激发产生一个单光子的触发辐射。为了获得一个高效的定向辐射输出,偶极发射器能放在光学谐振腔内,就象耦合单个量子点到微腔一样^[41~43]。这些实验使用柏塞尔效应增强辐射衰减到一个感兴趣的腔模,因此在腔内量子电动力学(QED)的弱耦合区域中获得一个非随机的单光子脉冲比特流^[44]。相比之下,在腔内 QED 强耦合区域内单光子的产生^[45,46]能发现一些新的能力,包含作为量子网络实现的一个基本单元的原子和光子间量子态的可逆转换。由一个强耦合于光腔的囚禁原子组成的单光子源代表一个网络的一个理想节点,其中长寿命原子态能利用原子-腔系统的“暗”本征态映射电磁场的量子态。利用量子中继器结构可实现定态量子比特(qubit)到飞行量子比特的转换,并用此方法可实现长距离的分布量子纠缠。

2002 年,Rempe 小组采用一个强耦合于高精度光腔的单个三能级原子首先实现了用于分布量子网络的非随机单光子源,为量子通信与量子网络以及量子信息处理等提供了一种理想的单光子源^[47]。2004 年,美国 Kimble 小组报道了利用强耦合于光腔的单个四能级原子产生非随机单光子脉冲的实验结果,实验装置与方案如图 19 所示^[48]。

在实验中,单个铯原子首先被冷却并装载进入一个高精度光学腔模内的光阱,然后原子被一个激光脉冲系列 $|3, 4\rangle$ 照明,这里 $|3\rangle$ 驱动超精细基态 $F=3$ $F=4$ (图 19 中的 B 和 C)间的“暗”态转移。在这一过程中,由于原子跃迁 $F=3$ $F=4$ 是与腔场强耦合(耦合率 g),故在腔模中产生一个光子。辐射光子离开光腔,就象自由空间传播的高斯波包,其波包的时间轮廓由外部驱动场 $|3, 4\rangle$ 决定。于是原子在 $|4\rangle$ 脉冲作用下循环回到基态并重复产生单光子。当存在 $|3, 4\rangle$ 驱动场时一个腔内囚禁原子的寿命约为 0.14 s,这应该可与单光子产生周期 $t=10\text{ }\mu\text{s}$ 和 $|3, 4\rangle$ 驱动场中记录的 3 s 寿命相比较。考虑腔的逃逸、传输和光探测,总的测量效率约为 $\eta=(2.4\pm0.4\%)$ 。由此估计平均每个囚禁原子约产生 1.4×10^4 个单光子脉冲。从腔镜 M_2 输出的高斯光束直接入射到分束器,然后由二个光子计数器(D_A, D_B)探测,对每一个原子在囚禁期间发射的光电子脉冲被探测时间(2 ns 的时间分辨率)标记并记录以备分析。对特殊选择的 $|3\rangle$ 脉冲,单光子脉

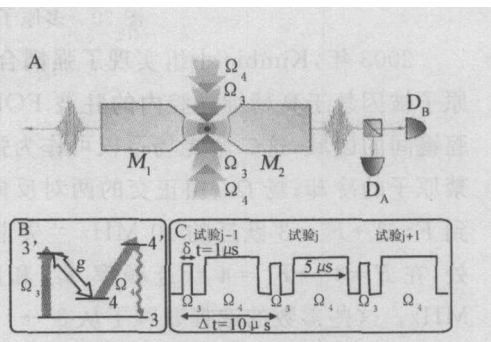


图 19 单光子源制备的实验装置与方案

冲的半高宽度时间 约为 120 ns。由于控制脉冲₃抑制了双光子发生,实验观测到的双光子事件的发生概率 P_2 与单光子产生概率 P_1 之比达到了 $2P_2/P_1 = 1.8 \times 10^{-3}$ 。最近,Rempe 小组还实验研究了非定态条件下周期驱动的单光子源的光子统计性质,并观测到了强度相关中强烈的光子反聚束效应^[49]。

4.6 单原子激光的实验产生^[50]

传统激光典型工作在大量原子和光子数的弱耦合区域。然而,当系统进入原子和光子都相当少的强耦合区时就不再是传统激光的情况。的确,共振腔内单个原子的激光性质已被广泛理论研究。如图 20 所示^[51],单原子激光与传统激光相比,具有一些特殊的光子统计性质:首先,单原子激光不存在阈值问题,而且最大的光子通量 n 仅为 $10^5/\text{s}$,这远低于传统激光的光子通量(当激光功率为 1 mW 时, $n = 10^{15}/\text{s}$);其次,单原子激光的输出光子流是反聚束,而且其光子统计是亚泊松分布的。因此,单原子激光输出的是非经典光场,其光子数起伏引起的量子噪声远低于由传统单模(相干态)激光给出的标准量子极限。

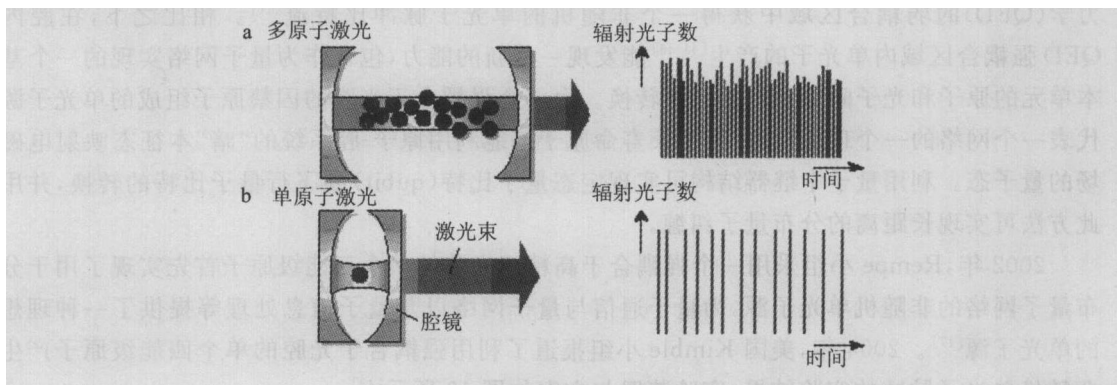


图 20 多原子激光与单原子激光特性的区别

2003 年, Kimble 小组实现了强耦合区域内单原子激光输出^[50, 52]。如图 21 所示, 一个铯原子被囚禁于高精度光腔内的驻波 FORT 阱。光场_{3,4}在正交于腔轴的平面内传播并照明腔镜间的区域, 这二个光场不仅可作为强耦合单原子激光运转的泵浦光, 而且也可用作阱内囚禁原子的冷却; 场_{3,4}由正交的两对反向传播的⁺ - ⁻ 光束构成。实验过程中, 光束₃调到 $F=3 \rightarrow F=3$ 跃迁的 10 MHz 兰失谐, 光束₄调到 $F=4 \rightarrow F=4$ 跃迁的 17 MHz 兰失谐处, 在 $F=3 \rightarrow F=4$ 跃迁频率_{4,3}和腔共振频率_c间的失谐为 $\omega_{CA} = \omega_c - \omega_{4,3} = 2 \times 9 \text{ MHz}$ 。这些参数的选择兼顾了从 $3 \rightarrow 4$ 跃迁的腔输出通量和维持合理的原子囚禁寿命, 腔长用一束 $\omega_c = 835.8 \text{ nm}$ 的辅助激光稳定。首先原子在腔上方 MOT 中被亚多普勒冷却后释放, 然后光束_{3,4}对装入 FORT 的冷原子作进一步冷却, 由 MOT 释放后每个原子进入腔内的效率是每 3 - 10 次释放有一个原子进入腔模。接着, 他们改变光束_{3,4}的强度和失谐为泵浦作用, 腔的输出由单光子探测器 $D_{1,2}$ 记录。 $D_{1,2}$ 记录的每个光电脉冲都与探测记录时间 (1 ns) 对应, 并保存以备分析。在图 21 (b) 中给出了与单个铯原子从 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁相关的原子能级, 其中发射激光的跃迁是从激发态 $F=3$ 到 $F=4$ 的基态。一束拉比频率为 ω_3 的激光脉冲用于 (激发) 泵浦处于基态 $F=3$ 原子到 $6P_{3/2}$ 的 $F=3$ 态, 第二束拉比频率为 ω_4 的激光场将处

于 $F=4$ 基态上的原子抽运到 $F=4$ 的激发态上,然后自发衰减到 $F=3$ 的基态。

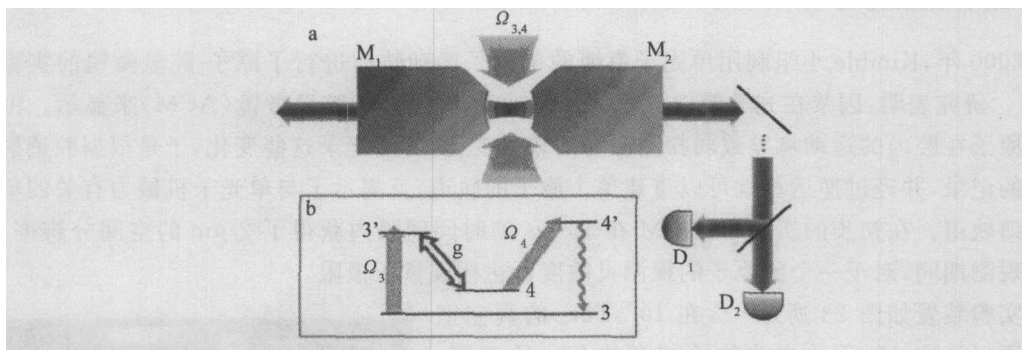


图 21 单原子激光产生示意图

在实验中,单个铯原子囚禁在高精细腔内的 FORT 阱中。铯原子 $6P_{3/2} F=3$ $6S_{1/2} F=4$ 的激光跃迁是近共振的,并强耦合到腔的单模场。对于单个激发量子,耦合可用拉比频率 $2g_0$ 这一参数来表示,原子与光场的振幅衰减率分别为 γ_3 和 γ_4 。上能级 $F=3$ 被外部驱动场 Ω_3 泵浦,而激光场 Ω_4 将处于 $F=4$ 基态上的原子抽运到 $F=4$ 的激发态上,然后自发衰减到 $F=3$ 的基态,这里 $4 \rightarrow 3$ 的衰减率为 γ_{43} 。该系统特征类似于一个具有泵浦 $3 \rightarrow 3'$,激光辐射 $3' \rightarrow 4$ 和自发衰减 $4 \rightarrow 3$ 的 Raman 跃迁方案。与腔内许多原子发射的激光不同,这里是“一个”或同一个原子发射的激光。实验观测到在 $t = 10^{-7}$ s 时间间隔(这远低于囚禁寿命 $t = 0.05$ s)内“一个”原子或同一原子系统发射激光后达到定态运转。由此可见,他们泵浦的原子-腔系统在单个原子囚禁的整个期间提供了一个高斯形的非经典光源,即单原子激光,实验结果如图 22 所示,其中图 22(a)为无量纲泵浦强度 $x = (7/9)(I_3/I_4) = 0$ 增加到 $x = 2.33$ 时的腔内平均光子数,而图 22(b)为较小 x 时的腔内平均光子数。

由图 22(a)可见:当 $x=0$ (也即泵浦光强 $I_3=0$)时,在一个强耦合区域,原子-腔系统不具有激光阈值的行为,这一点与多原子系统产生的传统激光完全不同。如图 22(b)所示,随着泵浦光强 I_3 从零的进一步增加,输出通量在 $x \cong 0.1$ 附近的一个最大值 \bar{n}_{\max} 处出现饱和。此外,随着泵浦光强 I_3 的进一步增大并超过 $x \cong 1$,由于 Autler-Townes 效应导致的泵浦激发态 $F=3$ 的分裂,输出光子通量 \bar{n}_{\max} 逐渐下降。事实上在高泵浦光强下,运动原子的加热也必定是输出光子通量 \bar{n}_{\max} 下降的原因之一。

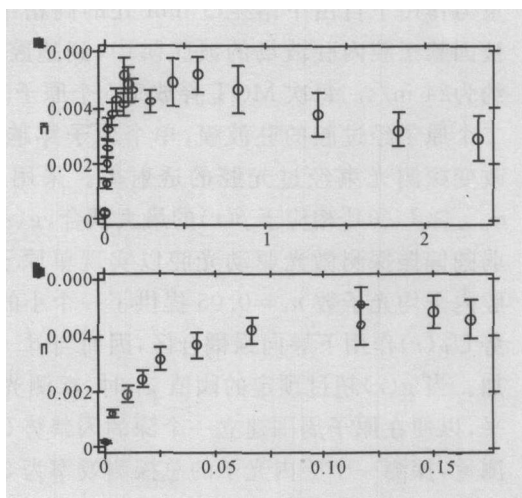


图 22 腔内光子数 $\bar{n} \pm \sigma_n$ 与无量纲泵浦强度 $x = (7/9)(I_3/I_4)$ 的关系

4.7 原子-腔显微镜

2000 年, Kimble 小组利用单光子束缚的单原子运动轨道进行了原子-腔显微镜的实验研究^[53]。研究表明:囚禁在光学腔内单个原子的运动可用原子-腔显微镜(ACM)来显示。由于单个原子在腔内的运动将导致弱探测激光的较大变化,实时记录这些变化,于是根据腔透射率变化的记录,并经过逆运算就可以重建单个原子的轨道,且揭示了与单光子机械力有关的单原子束缚轨道。在初步的实验中,ACM 在 10 ms 的时间间隔内获得了 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的空间分辨率,在整个观测期间,对于一个铯原子的探测灵敏度可达标准量子极限。

实验装置如图 23 所示^[53],在 10^{-8} Torr 的真空室中铯原子云在 MOT 中首先被冷却至约 $20\text{ }\mu\text{K}$ 温度,然后被释放,其初始平均速度为 $\bar{v} \cong 4\text{ cm/s}$,冷原子在重力作用下自由下落至 3 mm 处的高精细光学腔,并被囚禁于腔内驻波场的波腹阱中,到达腔阱时的速度约为 24 m/s 。每次 MOT 释放 10^4 个原子时,仅有一或二个原子经过腔的驻波模,单个原子穿越腔模将大大改变探测光束经过光腔的透射率。采用一束频率为 $\omega_{\text{probe}} \cong \omega_0$ 的微弱圆偏振探测激光驱动光腔以实现单原子的囚禁,且腔内平均光子数 $\bar{n}_p = 0.05$ 提供了一个小的空腔离共振激发。一个下落原子将在(浅的)光学势 $U_p(r)$ 作用下导向强耦合区,因而当 ω_{probe} 也与 ω_p 进入共振时导致了探测光透射率的相应增加。当 $g(r)$ 超过预定的阈值 g_c 时,探测光功率被上调到腔内光子数为 $\bar{n}_i = 0.3 \pm 0.05$ 的水平,以便在原子周围建立一个深的囚禁势 U_i 。透射率将由一个带宽为 100 kHz 的差拍探测器测量,探测一个腔内光子的总探测效率为 25%。探测光透射率对两个原子分别渡越时的信号记录示于图 24 中的 A 和 B。

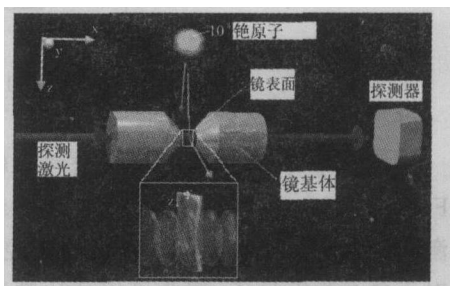


图 23 实现腔内单原子运动显微分析的实验装置

在时间 $t = 0$, 原子探测触发的 $\bar{n}_p \rightarrow \bar{n}_i$ 的增加以便俘获原子。当原子接近腔的中心时腔的透射率是最高的(平均原子数约为 1)。当原子在腔模内运动时,观察到的平均原子数中的起伏来自腔透射率的调制。此时相应的量子态是一个原子与腔的束缚态,这类似于一个分子中比两个自由原子能量低的二个原子共享一个电子形成的束缚态,这里一个原子与腔场的一个“分子”是通过平均激发一个光子的共享而形成的,因而束缚原子的质心运动。此时原子-腔“分子”仅当一个激发光子出现时才存在,并具有衰减率(因为 $\gamma > 0$)。为补偿这一原子-腔“分子”的衰减感应的破坏,在原子有机会逃逸出腔前,探测场不断地驱动腔循环以再建立束缚态。当原子最终离开腔模时,透射率调回到 \bar{n}_i 。

在时间 $t = 0$, 原子探测触发的 $\bar{n}_p \rightarrow \bar{n}_i$ 的增加以便俘获原子。当原子接近腔的中心时腔的透射率是最高的(平均原子数约为 1)。当原子在腔模内运动时,观察到的平均原子数中的起伏来自腔透射率的调制。此时相应的量子态是一个原子与腔的束缚态,这类似于一个分子中比两个自由原子能量低的二个原子共享一个电子形成的束缚态,这里一个原子与腔场的一个“分子”是通过平均激发一个光子的共享而形成的,因而束缚原子的质心运动。此时原子-腔“分子”仅当一个激发光子出现时才存在,并具有衰减率(因为 $\gamma > 0$)。为补偿这一原子-腔“分子”的衰减感应的破坏,在原子有机会逃逸出腔前,探测场不断地驱动腔循环以再建立束缚态。当原子最终离开腔模时,透射率调回到 \bar{n}_i 。

图 24 给出了(A 和 B)原子渡越光腔时腔透射率作为原子通过腔场时间 t 的函数,浅实线显示了用触发光子数为 1 的平均场强囚禁原子的情况,虚线显示了用触发光子数为 \bar{n}_i 的平均场强囚禁原子的情况。作为比较,一个没有触发(非囚禁)原子的渡越用黑线表示。对于这些轨迹, $\omega_{\text{probe}}/2 = -125\text{ MHz}$ 和 $\omega_{\text{ac}}/2 = -47\text{ MHz}$ 。C 和 D 是具有相同 ω_{probe} 和 ω_{ac} 原子渡越的理论模拟。浅实线显示了透射信号与散粒噪声和技术噪声的合成,其它曲线显示了原子的 3D 运动。原子被非常紧地限制在 x 方向直到在此方向上快速加热引起原子的逃逸为止。

图 25 显示了在垂直于腔轴平面内原子运动轨道的模拟结果,其中 A 和 B 是对图 24 中 A 和 B 记录重建的原子轨道,而 C 和 D 是对图 24 中 C 和 D 模拟结果重建的原子轨道。由此可见,通过单光子束缚的单原子轨迹可以实现腔内单原子运动的显微分析与重建。

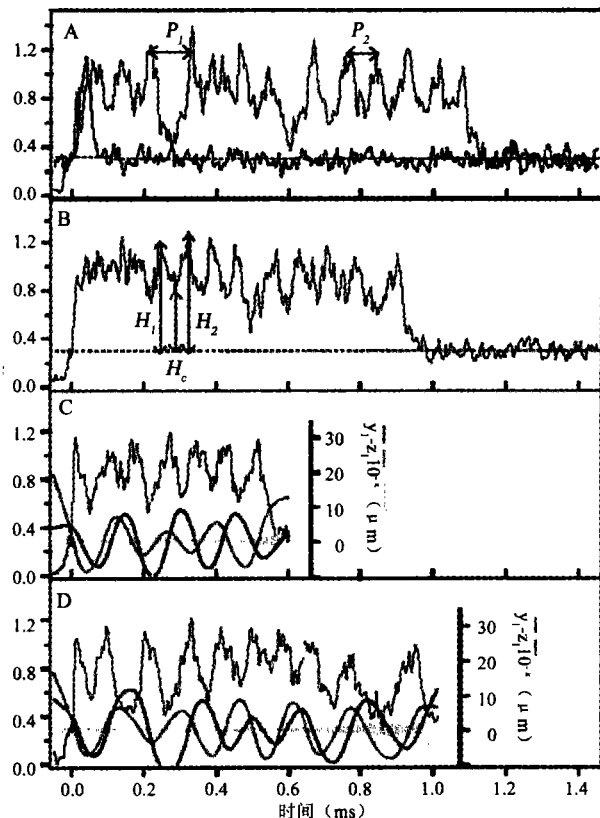


图 24 原子经过光腔时透射率的时间变化

4.8 量子信息科学中的应用

通常,腔内量子电动力学(CQED)实验可用于测试量子世界的本性:纠缠、消相干和量子测量理论等。这些实验主要研究了由单个原子与仅有几个光子的单个场模互相作用构成的最简单物质-场系统。在强耦合区域中,相干的原子-场相互作用抑制了消相干引起的耗散过程。因此,CQED 包含了一个量子逻辑网络的要素:量子比特由原子或场的量子态扮演,在强耦合区域中原子-场系统的相互作用产生并处理这些量子比特之间的纠缠。长寿命的原子与场态可实现相当复杂的纠缠操作序列,并实现初步的量子计算和量子门。

2003 年,法国 Raimond 提出了采用原子-腔系统实

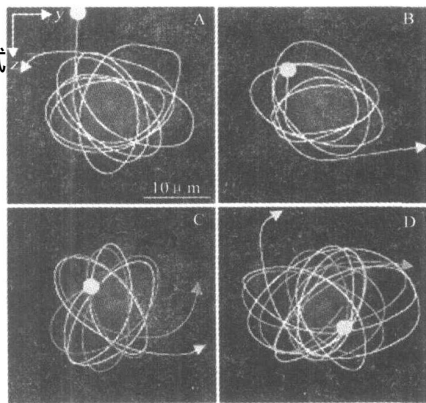


图 25 通过数值模拟重建的单原子运动轨迹

现量子信息处理的实验方案,如图 26 所示^[29]。通过速度选择的激光抽运,铷原子在 B 盒中制备在一个圆形里德伯态。圆态能级有一个高的主量子数、最大的轨道和磁量子数。在经典术语中,电子轨道是玻尔圆轨道。原子可制备在能级 $|e\rangle$ (主量子数为 51 的圆态) 或能级 $|g\rangle$ (主量子数为 50)。二个能级都具有长寿命 (30 ms)。由于玻尔轨道的较大尺寸,从 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 的跃迁(微波)是电偶极允许的。原子在 B 盒中制备后,进入腔 C。腔 C 由二个面对面的球形超导镜构成。原子在腔 C 中相互作用后,进入探测器 D。探测器 D 是一个场电离探测器,用于探测原子的最终量子态。

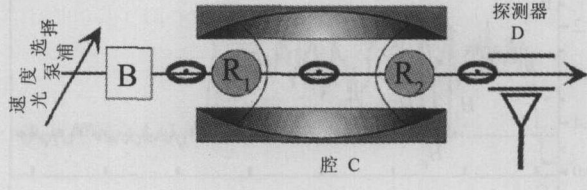


图 26 量子信息处理的原理性方案

在实验中,原子与由二个面对面的球形超导镜构成的超导腔相互作用。该超导腔可维持二个正交线偏振的近乎简并的高斯模式 M_a 和 M_b 。由于镜面的微小球差,二个腔模之间的频差为 $\omega/2 = 128$ kHz。两个腔模存储微波光子的寿命超过 1 ms。超导腔调谐在或接近 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 原子跃迁的共振频率。在与腔 C 相互作用后,最终的原子态利用选择的场电离探测器 D 探测。样品中原子的数目有一个泊松统计分布,其平均值约为 0.1。当探测原子时,样品中具有不希望存在的第二个原子的概率可以忽略。因此,近似为单原子样品工作状态。当实验结果为多原子样品时,人们不得不重复上述实验直到每个原子样品中只有单个原子被探测到为止。显然,这些符合计数的速率随着原子样品数目呈指数衰减。

在一些实验中,通过探测器 D 直接完成对原子最终量子态的测量,在另一些实验中采用原子态的叠加。在原子进入腔 C 前,这些原子叠加态通过一个辅助的微波经典场脉冲(图 26 中的 R_1 ,拉比脉冲)制备。在原子与腔 C 互相作用后,另一个由 R_2 产生的脉冲被用于再次混合原子的能态。这二个脉冲的相继应用构成了一个 Ramsey 干涉仪。在此原子干涉仪中,发现原子在一个给定终态的概率是由二个脉冲的相对相位调制的。研究这些条纹相位和振幅对腔内光子的影响,可以得到原子-光子相互作用过程中的有用信息。这一过程提供了量子信息处理的基本功能:即量子纠缠态的制备、两个 qubits 间的信息交换和量子门。

在一个完全的 Rabi 振动周期后 (2 脉冲),原子-场系统返回到它的初态,波函数将具有一个 π 相移。如果系统初始处于 $|g, 1\rangle$ 态,则终至于 $-|g, 1\rangle = \exp(i\pi)|g, 1\rangle$ 态。这是一个在真实空间经历了 2 转动的自旋态符号改变的暗示。当腔开始是空的时,态的符号不变,且 $|g, 0\rangle$ 态总是维持不变的。根据一个量子位相门的动力学,2 Rabi 脉冲将耦合原子和腔的量子比特。

这个量子门以一个相干和可逆的方式工作,人们也可用这个门来完成单光子的非破坏性测量。当原子在腔内经历一个 2 Rabi 脉冲时,原子波函数的相位改变能被转换为 Ramsey 干涉仪条纹花样的位相的一个倒数。在一个条纹极大值处通过调节干涉仪,人们可使光子数(限

于 0 和 1 个光子态)与原子的终态相关,于是原子成为一把测量的“尺”,但没有破坏腔内的单光子态。

有关腔内 QED 效应在量子纠缠操作与量子信息科学中的应用可参阅综述文章^[54,55]。2002 年,Shimizu 等人利用高精细微腔中的冷原子实验研究了光脉冲传输的控制问题^[56]。此外,为了实现腔内 QED 效应,Rempe 小组还研究了高精细光腔中单原子的运动位置与轨迹及其辐射花样^[57~59],观测到了强耦合原子间的长程光偶极力^[60]和两个单光子间的量子拍现象^[61],并研究了时间分辨的双光子量子干涉效应^[62]等。

5 总结与展望

近年来,人们就单原子的激光冷却、囚禁与操控进行了深入系统的理论与实验研究,并取得了一系列创新性研究成果及其重大的实验进展;量子纠缠态与单光子源的实验制备以及单原子激光的实验实现标志着人们对单原子的腔内激光冷却、囚禁与操控能力达到了一个全新的高度,为其在量子通信与量子信息科学中的实际应用迈出了可喜的一步。然而,这些研究成果还是初步的,要获得原子的长时间精确控制同时保持原子与光场之间的强耦合仍面临着许多问题,还需要进一步探索新的单原子激光冷却、囚禁与操控的理论模型和实验技术^[63~65],增加原子的囚禁寿命(例如:达到 ~ 17 s,甚至更长)^[65],提高单原子的操控精度(例如:腔内单原子的亚微米定位)^[66]等。众所周知,利用高精细光腔内的量子电动力学效应(QED)可实现单原子-单光子系统的相干量子操控,而且为了实现这一量子操控,必须建立模体积非常小、光学损耗极端低的微腔以有效增强单光子的电场,并实现单原子-腔模光场间的强耦合。因此,腔内单原子激光冷却、囚禁与操控研究的另一个发展趋势是研制具有模体积为几个半波长大小的高折射率光子晶体微腔^[67],甚至具有超小模体积的介电光学微腔^[68],其模体积达 10^{-2} ($/2n$)⁻³量级。显然,这样的微光腔不仅可大大增强腔内单原子的光辐射,而且可有效增强单原子与单光子间的非线性效应,因而可广泛应用于基于腔内 QED 效应的单原子激光冷却、囚禁与操控实验、超灵敏的单原子探测和超低阈值单原子激光的研制等。

此外,基于腔内 QED 效应的单原子-单光子系统不仅可用于实现原子的量子比特与光子比特间的转换,以完成量子信息的处理过程,而且可用于制备原子-原子纠缠态、原子-光子纠缠态和光子-光子纠缠态,甚至建立量子计算网络。由此可见,基于腔内 QED 效应的单原子-单光子系统为量子计算、量子信息处理和量子网络提供了一个理想的实验平台。然而,在采用腔内超冷原子的量子态转移^[69]、量子纠缠^[70,71]、量子门^[72]、量子远程传递^[73]和量子计算^[74]等量子信息处理方面还需改进现有方案与设备,进一步提高腔的精细度以实现单原子纠缠态的高效制备,并获得更高的保真度,从而为实现腔内单量子位的相干操控、量子位阵列存储、腔内双原子或多原子的量子操控、双原子逻辑门、双原子-微腔系统的量子传输和量子计算网络等奠定实验基础。

最后,单光子源或单原子激光是实现量子保密通信的关键器件之一^[75]。随着单原子激光或单光子源的进一步改善与实用化,可望单原子激光(包括单光子源)如同上世纪发明的激光一样,在自然科学、量子通信和量子信息科学等领域中获得更为广泛而又重要的应用,甚至走入人们的学习、生活和科研工作。

参考文献

- [1] Mesched E D, Walther H, Mbller G. Phys Rev Lett , 1985 , 54: 551-554.
- [2] Pinkse P W H, Fischer T, Maunz P, et al. Nature , 2000 , 404: 365-368.
- [3] Liu T, Zhang T C, Wang J M, et al. Acta Phys. Sin. , 2004 , 53(5) : 1346-1451 (in Chinese).
- [4] Pinkse P W H, Fischer T, Maunz P, et al. J. Mod. Opt. , 2000 , 47(14/15) : 2769- 2787.
- [5] Ye J, Vernooy D W, Kimble H J. Phys. Rev. Lett. , 1999 , 83(24) :4987-4990.
- [6] Doherty A C, Lynn T W, Hood C J, et al. Phys. Rev. , 2000 , A 63 (1) : 013401.
- [7] Mc Keever J, Buck J R, Boozer A D, et al. Phys. Rev. Lett. , 2003 , 90(13) : 133602.
- [8] Frese D, Ueberhole B, Kuhr S, et al. Phys. Rev. Lett. , 2000 , 85(18) : 3777-3780.
- [9] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I, et al. Nature , 2001 , 411: 1024-1027.
- [10] Sauer J A, Fortier K M, Chang M S, et al. Phys. Rev. , 2004 , A69(5) : 051804.
- [11] Vuletic V, Chu S. Phys. Rev. Lett. , 2000 , 84(17) : 3787-3790.
- [12] Chan H W, Black A T, Vuletic V. Phys. Rev. Lett. , 2003 , 90(6) : 063003.
- [13] Horak P, Hechenblaikner G, Gheri K M. Phys. Rev. Lett. , 1997 , 79(25) : 4974-4977.
- [14] Hechenblaikner G, Horak P, Gheri K M. Phys. Rev. , 1998 , A 79(25) : 4974-4977.
- [15] van Enk S J, Mc Keever J, Kimble H J, et al. Phys. Rev. , 2001 , 64(1) : 013407.
- [16] Maunz P, Puppe T, Schuster I, et al. Nature , 2004 , 428: 50-52.
- [17] Mc Keever J, Buck J R, Boozer A D, et al. Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93(14) : 143601.
- [18] Fischer T, Maunz P, Pinkse P W H, et al. Phys. Rev. Lett. , 2002 , 88(16) : 163002.
- [19] Raizen M G, Koga J, Sundaram B, et al. Phys. Rev. , 1998 , A 58(6) : 4757- 4760.
- [20] Mancini S, Vitali D, Tombesi P. Phys. Rev. , 2000 , A 61(5) : 053404.
- [21] Mabuchi H, Ye J, Kimble H J. Appl. Phys. , 1999 , B68: 1095-1108.
- [22] Munstermann P, Fischer T, Maunz P, et al. Phys. Rev. Lett. , 1999 , 82(19) : 3791-3794.
- [23] Steck D A, Jacobs K, Mabuchi H, et al. Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92(22) : 223004.
- [24] Horak P, Ritsch H, Fischer T, et al. Phys. Rev. Lett. , 2002 , 88(4) : 043601.
- [25] Asb óh J K, Domokos P, Ritsch H. Phys. Rev. 2004 , A70 (1) : 013414.
- [26] Zhang T C, Wang J M, Peng K C. Physics , 2003 ,32 (11) : 751-756 (in Chinese).
- [27] Hood C J, Kimble H J. Phys. Rev. , 2001 , A 64(3) : 033804.
- [28] Hood C J, Chapman M S, Lynn T W, et al. Phys. Rev. Lett. , 1998 , 80(19) : 4157-4160.
- [29] Rempe G. Contemporary Phys. 1993 , 34(3) : 119-129.
- [30] Raimond J M. Superlattices and Microstructures , 2002 , 32(4-6) : 187-193.
- [31] Hong J, Lee H W. Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89(23) : 237901.
- [32] Thompson R J, Rempe G, Kimble H J. Phys. Rev. Lett. , 1992 , 68(8) : 1132-1135.
- [33] Brune M, Schmidt- Kaler F, Maali A, et al. Phys. Rev. Lett. , 1996 , 76(11) : 1800-1803.
- [34] Boca A, Miller R, Birnbaum K M, et al. Phys. Rev. , Lett. , 2004 , 93(23) : 233603.
- [35] Maunz P, Puppe T, Schuster I, et al. Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94(3) : 033002.

- [36] Rempe G, Schmidt-Kaler F, Walther H. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64(23): 2783-2786.
- [37] Rempe G, Thompson R J, Brecha R J, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67(13): 1727-1730.
- [38] Hennrich M, Kuhn A, Rempe G. *Phys. Rev. Lett.*, 94(5): 053604.
- [39] Polyakov S V, Chou C W, Felinto D, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93(26): 263601.
- [40] Lutkenhaus N. *Phys. Rev.*, 2000, 61(5): 052304.
- [41] Michler, et al. *Science*, 2000, 290: 2282-2285.
- [42] Moreau E, Robert I, Gerard J M, et al. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 79(18): 2865-2867.
- [43] Pelton M, Santori C, Vuckovic J, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89(23): 233602.
- [44] Law C K, Kimble H J. *J. Mod. Opt.*, 1997, 44(11-12): 2067-2074.
- [45] Mundt A B, Kreuter A, Becher C, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89(10): 103001.
- [46] Kimble H J. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90(24): 249801.
- [47] Kuhn A, Hennrich M, Rempe G. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89(6): 067901.
- [48] McKeever J, Boca A, Boozer A D, et al. *Science*, 2004, 303: 1992-1994.
- [49] Hennrich M, Legero T, Kuhn A, et al. *New J. Phys.*, 2004, 6: 86-94.
- [50] McKeever J, Boca A, Boozer A D, et al. *Nature*, 2003, 425: 268-271.
- [51] Carmichael H, Orozco L A. *Nature*, 2003, 425: 246-248.
- [52] Boozer A D, Boca A D, Buck J R, et al. *Phys. Rev.*, 2004, A70(2): 023814.
- [53] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C, et al. *Science*, 2000, 287: 1447-1453.
- [54] Raimond J M, Brune M, Haroche S. *Rev. Mod. Phys.*, 2001, 73: 565-582.
- [55] Geng T, Li G, Wang J M, et al. *Chin. J. Quant. Electron.*, 2004, 21: 719-724 (in Chinese).
- [56] Shimizu Y, Shiokawa N, Yamamoto N, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 233001.
- [57] Rempe G. *Appl. Phys.*, 1995, B60: 233-237.
- [58] Puppe T, Maunz P, Fischer T, et al. *Phys. Scripta*, 2004, T112: 7-12.
- [59] Maunz P, Puppe T, Fischer T, et al. *Opt. Lett.*, 2003, 28: 46-48.
- [60] Munstermann P, Fischer T, Maunz P, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 4068-4071.
- [61] Legero T, Wilk T, Hennrich M, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93: 070503.
- [62] Legero T, Wilk T, Kuhn A, et al. *Appl. Phys.*, 2003, B77: 797-802.
- [63] Vukics A, Domokos P. *Phys. Rev.*, 2005, A 72 (3): 031401.
- [64] Zippilli S, Morigi G. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95 (14): 143001.
- [65] Nu mann S, Murr K, Hijkema M, et al. *Nature Phys.*, 2005, 1: 122-126.
- [66] Nu mann S, Hijkema M, Weber B, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95 (17): 173602.
- [67] Foresi J S, Villeneuve P R, Ferrera J, et al. *Nature*, 1997, 390: 143-145.
- [68] Robinson J T, Manolatu C, Chen L, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95 (14): 143901.
- [69] Chen T W, Law C K, Leung P T. *Phys. Rev.*, 2004, A69(6): 063810.
- [70] Gear-Banacloche J, Burt T C, Rice P R, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94(5): 053603.
- [71] Rauschenbeutel A, Bertet P, Osnaghi S, et al. *Phys. Rev.*, 2001, A 64(5): 050301.
- [72] Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83(24): 5166-5169
- [73] Cho J, Lee H W. *Phys. Rev.*, 2004, 70(3): 034305.
- [74] Pellizzari T, Gardiner S A, Cirac J I, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(21): 3788-3791.
- [75] Bennett C H, Brassard, *Proc. IEEE Int. Conf. Comput. Syst. Signal Process (IEEE, New York, 1984)*, p. 175.

EXPERIMENTS ON LASER COOLING, TRAPPING, MANIPULATION AND CONTROL OF A SINGLE ATOM IN A MICRO-CAVITY AND THEIR RECENT PROGRESS

LU Jun-fa^{1,2}, YIN Jian-ping¹

(1. *Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Ministry of Education,
Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062*

2. *Department of Physics, East China Institute of Technology, Jiangxi Fuzhou 344000*)

Abstract : The basic principle, experimental scheme and results of laser cooling, trapping manipulation and control of a single atom in a micro-cavity and their recent progress are reviewed in some detail, and the recent experimental progress of laser manipulation and control for a single atom and their applications in the studies of cavity quantum electrodynamics (QED), sub-Poissonian photon statistics, one-atom laser, quantum-state preparation, single photon source, and quantum information processing and so on are introduced.

Key words : Single atom; laser cooling; laser trapping; manipulation and control of single photon, manipulation and control of single atom, cavity quantum electrodynamics