

# 强作用腔量子电动力学的研究进展

张天才,郜江瑞

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

**摘要:**腔量子电动力学(Cavity Quantum Electrodynamics,简称 Cavity QED)是研究光子与原子相互作用的一种有力工具。它从根本上揭示了原子与光场作用的动力学过程。强作用腔量子电动力学研究为量子信息科学提供了一种潜力巨大的实现量子逻辑运算的途径。本文简要介绍该研究领域的背景,研究现状及发展动态。

**关键词:**腔量子电动力学;原子;强作用

**中图分类号:**O431      **文献标识码:**A

1946年 E. M. Purcell<sup>[1]</sup>首次发现,如果把原子置于腔内,在一定条件下原子的自发辐射率较之处于自由空间中的自发辐射(即爱因斯坦自发辐射系数)会发生变化。这一发现立即引起了人们的广泛注意,因为此前人们普遍认为,原子的自发辐射是原子的一种固有特性,是不能改变的。Purcell的工作告诉人们,自发辐射不是一个孤立原子的行为,而是原子与真空相互作用的结果。随着光与原子相互作用的 Jaynes-Cummings (J-C)模型<sup>[2]</sup>的建立,有关原子在腔内的量子行为研究取得了飞速发展,一系列与腔有关的有趣现象相继被发现,如原子的 Collapse 和 Revival 现象<sup>[3]</sup>,原子辐射的反聚束(Anti-bunching)和亚泊松(Sub-Poissonian)统计<sup>[4,5]</sup>,单原子的真空拉比分裂(Rabi splitting)<sup>[6]</sup>,J-C模型中的非线性等<sup>[7]</sup>。一门被称为腔量子电动力学的研究学科逐步建立并发展起来。随着技术的进步,特别是20世纪90年代冷原子技术和光电测试技术的发展,高品质微腔和原子冷却与俘获的结合使单原子和单光子作用的 J-C 模型可以得到很好的实验检验<sup>[8]</sup>。单原子和单光子之间的耦合在92年以后进入所谓强相互作用,由原子、光场和腔组成的系统发生了质的变化,使之成为一个具有重要潜在应用的量子装置,该装置不仅作为探索量子物理世界若干非经典行为的重要工具,例如薛定格猫态(Schrodinger Cat State)<sup>[9]</sup>,量子测量(Quantum Measurement)<sup>[10]</sup>等等,而且在量子计算<sup>[11,12]</sup>,量子态的制备<sup>[13,14]</sup>以及量子通讯<sup>[15,16]</sup>等领域具有重要价值。

## 1 基本原理

为什么当一个原子受限于一个微腔中,其辐射特性会发生变化呢?事实上,原子中的外层电子从高能态跃迁到低能态,原子便发射一个光子,处于受激态的原子的最外层电子相当于一个“微型天线”,它以很高的频率振荡(经典看来电子是在绕核旋转)并辐射电磁波。法国高等师范学校(ENS)的 Haroche<sup>[17]</sup>教授曾经做过一个比喻,当“微型天线”处于微腔中时,它的行为就如同开车穿过隧道时收听无线电广播一样。无线电波与隧道壁反射的波发生破坏性干涉而不能存在于隧道中,从而使收听失效。原子中的“微型天线”比收音机中的天线小得多,它的共振频率也高得多,达到数百太赫(即 $10^{14}$ 赫兹),相应的波长在一微米左右。因此如果有可能把处于激发态的原子放到微米量级的“微型隧道”中,原子可能辐射的光子在“微型隧道”中没法存在,原子因此辐射不出光子而始终停留地激发态上。该“微型天线”的辐射和吸收特性将会完全不同于自由空间。

图1是置于光学腔内的原子与光场发生相互作用的示意图。原子与腔内光场交换光子实现相互作用。描写该过程有下面几个主要参数:1. 腔模的有效体积  $V_{eff}$ ; 2. 腔内光场的强度  $E(r)$ ; 3. 原子的衰减率  $\gamma$ (Decay Rate,又叫消相干率,Decohering Rate); 4. 腔场的衰减率或消相干率  $\kappa$ ; 5. 原子与场作用的耦合系数  $g$ 。

收稿日期:2002-03-08

基金项目:教育部优秀青年教师资助计划;国家海外杰出基金(69928504)。

作者简介:张天才(1966—),男,重庆江津人,毕业于四川大学物理系,博士,现为山西大学光电研究所教授、博士研究生导师。从事量子光学,激光物理方面的实验与理论研究。先后在法国国家科学中心和美国加州理工学院从事博士后研究。

$V_{\text{eff}}$ 称为有效模体积,它取决于微腔的几何参数。通常情况下腔由两球面镜组成,有效腔模体积为:

$$V_m = \frac{\pi\omega_0^2 l}{4} \quad (1)$$

其中  $\omega_0$  是基模腰斑半径,  $l$  是微腔镜之间的距离。在高  $Q$  腔中,由于膜层很多,该有效模体积还与膜层结构有关<sup>[18]</sup>

腔内电场振幅  $E$  与光子频率和腔模体积有关。对于频率为  $\omega$  的光子,受限在  $V_m$  的体积内,其电场振幅为:

$$E = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V_m}} \quad (2)$$

其中  $\epsilon_0$  是真空中介电常数。(2)式代表频率为  $\omega$  的单个光子的电场,它与该光子所受限的空间大小的平方根成反比;由此可以看出我们为什么要使用微型腔而不用普通的激光谐振腔。

原子的衰减率包括纵向衰减  $\gamma_{\parallel}$  和横向原子衰减  $\gamma_{\perp}$ 。前者表示处于激发态的原子跃迁并辐射一个光子的几率,它由爱因斯坦自发辐射系数  $A$  决定:  $\gamma_{\parallel} = A$ 。后者对纯辐射跃迁:  $\gamma_{\perp} = \gamma_{\parallel}/2$ , 而对均匀展宽介质:  $\gamma_{\perp} > \gamma_{\parallel}/2$ 。处于激发态的原子在自由空间中有着固有的寿命,它象放射性元素的半衰期一样。原子保持受激态的概率随时间呈指数衰减。

腔场的衰减率表征光子在腔内因各种耗散而最终消失的快慢,也即光子在腔内的寿命。腔的损耗包括腔镜的透射 ( $\delta_1, \delta_2$ ), 以及腔内(包括腔镜)吸收和散射等损耗  $\delta_0$ 。总的腔损耗  $\delta_c = \delta_1 + \delta_2 + \delta_0$  如果

$$\delta_c \ll 1, \text{ 在实验上可以由腔的精细常数决定: } \delta_c = \frac{2\pi}{F} \quad (3)$$

腔场的衰减率为:

$$\kappa = \frac{c\pi}{2Fl} \quad (4)$$

其中  $c$  为真空中的光速。

为获得低的腔损耗,必须采用极高反射率的腔镜,所谓“超镜(superrmirror)”,而在微波腔中则采用低温超导腔等。

腔场与原子的耦合强弱由耦合系数  $g_0$  表示。耦合系数表征了原子与腔场交换能量的快慢。单个光子与单个原子之间相互作用的能量为:  $\hbar g_0$ 。该能量应该等于  $\mu E$ 。  $\mu$  为原子的耦极动量矩阵元,单光子的电场  $E$  由(2)式给出。因此<sup>[19,20]</sup>,

$$g_0 = \sqrt{\frac{\mu^2 \omega}{2\hbar\epsilon_0 V_m}} \quad (5)$$

由于,

$$\mu^2 = \frac{\gamma_{\parallel} 3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}{\omega^3} \quad (6)$$

所以,

$$g_0 = \sqrt{\frac{3c\lambda^2 \gamma_{\parallel}}{8\pi V_m}} \quad (7)$$

上述单模场与二级原子作用过程已经被大量地讨论过了,并预示了存在丰富的物理现象<sup>[20,21,22]</sup>。理论研究表明,当原子与光场交换能量时,腔的透射与空腔的透射不同,这一点是可以实验判断的。在弱驱动场近似下,腔的透射为<sup>[22,23]</sup>:

$$T(\Omega_p) = \frac{\kappa[\gamma_{\perp}(1+i\Delta) - i\Omega_p]}{(\lambda_+ - i\Omega_p)(\lambda_- - i\Omega_p)} \quad (8)$$

这里  $\Omega_p = \omega_p - \omega_0$  表示相干驱动场(频率为  $\omega_p$ )相对于原子的失谐量;  $\Delta = (\omega_a - \omega_0)/\gamma_{\parallel}$  是原子的失谐。  $\lambda_+, \lambda_-$  依赖于腔的特性。

在“坏腔”(Bad Cavity)近似下,即  $\kappa \gg g_0^2/\kappa \gg \gamma_{\perp}$  时,

$$\lambda_+ = -\gamma_{\perp}(1+2C_1) \quad \lambda_- = -\kappa(1-2C_1\gamma_{\perp}/\kappa) \quad (9)$$

其中参数  $C_1$  为

$$C_1 = \frac{g_0^2}{2\kappa\gamma_{\perp}} \quad (10)$$

而在“好腔”(Good Cavity)近似下,即  $g_0 \gg (\kappa, \gamma_{\perp})$  时,

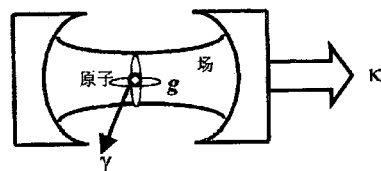
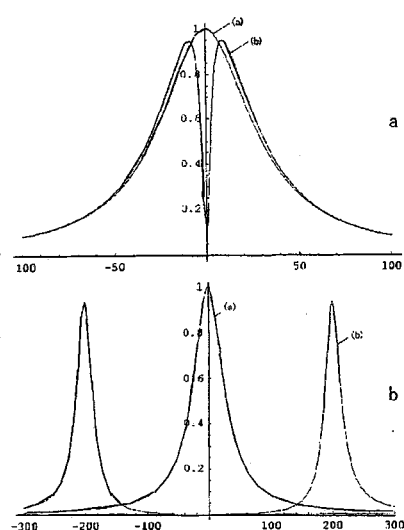


图1 单原子腔 QED



a 弱作用:  $\Delta=0, \theta=0, \gamma=1, \kappa=30,$   
 (a)  $\delta=0, (b) \delta=8$   
 b 强作用:  $\Delta=0, \theta=0, \gamma=1, \kappa=30,$   
 (a)  $\delta=0, (b) \delta=200$   
 图2 微腔透射谱

$$\lambda_+ = -(\gamma_{\perp} + \kappa)/2 + ig_0 \quad \lambda_- = -(\gamma_{\perp} + \kappa)/2 - ig_0 \quad (11)$$

图 2 显示两种不同耦合过程中腔的透射的变化并与空腔的透射做了对比。显然,原子与光子交换能量从而使腔的透射发生了明显变化。光与原子的耦合越强,透射曲线中的双峰分开得越远。它表示原子与光场交换能量越快。

对高斯驻波腔模,定义描写光子和原子作用的临界光子数和临界原子数:

$$m_0 \equiv \frac{4\gamma_{\perp}\gamma_{\parallel}}{3g_0^2} \quad N_0 \equiv \frac{2\kappa\gamma_{\perp}}{g_0^2} = \frac{1}{C_1} \quad (12)$$

当  $(m_0, N_0) < 1$  时,意味着光场与原子的作用进入强耦合,即  $g_0 > (\gamma, \kappa)$ 。所谓单个原子意味着:从腔内移进或者移出一个原子会对腔场产生巨大影响;单个原子可以完全控制光场;单个原子在腔内的位置可以被测出;所谓单个光子意味着:单个光子就足够饱和原子,可以对腔内介质产生强的非线性;可以通过腔内介质控制另外一个光子。

## 2 实验进展

要实现单原子与光场的强耦合作用不是一件简单的事。事实上一般的量子光学实验都是在弱作用范围。例如,通常的激光运转在阈值附近时  $m_0 \sim 10^6 - 10^8$ , 光学参量过程中,  $m_0 \sim 10^8 - 10^{10}$ 。在两种情况下原子数均  $N_0 \gg 1$ 。要实现强耦合,必须在几个方面作出改进:首先是所采用的原子尽可能具有长的激发态寿命,如在碱金属元素中,铯原子具有最长寿命,  $A^{-1} = 32\text{ns}$ ;其次是尽可能减小腔的模体积,因为  $g_0 \sim 1/\sqrt{V_m} = 1/\sqrt{\omega_0^2}$ 。但该模体积会受到限制,因为腰斑太小会减小热原子与光场作用的时间(原子穿越光场的时间);另一方面,腔长也不能太短,必须满足  $\kappa \sim (Fl) \leq g_0$ , 因此腔长最终取决于腔的精细常数  $F$ , 只有在  $F$  很高时,腔长才能缩短。因此,必须设法提高腔的品质(精细常数)。

在过去 20 年中,人们一直在致力于提高原子与光场之间的相互作用并取得了实质性的进展。图 3<sup>[19,20]</sup> 显示出加州理工学院 Kimble 小组近 20 年来的实验中,其特征参数  $m_0, N_0$  以及腔的精细常数的进展,由此可以窥见该领域的发展。在最近的实验中<sup>[21,22]</sup>, 他们把参数  $(m_0, N_0, F)$  推进到  $(7.5 \times 10^{-9}, 6.7 \times 10^{-4}, 3.14 \times 10^6)$ 。他们预料在现有实验条件下最好的结果可以达到  $(5.3 \times 10^{-6}, 1.9 \times 10^{-4}, 7.85 \times 10^6)$ 。这意味着在这种情况下,一个原子吸收腔内的一个光子,随后辐射出该光子,然后再吸收它。如此往复,一秒中之内发生约 8 亿次。而在自由空间,我们知道,原子跃迁以后,辐射出的光子不会再被原子吸收。

早期的实验主要采用微波腔以获得高 Q 值。Meschede<sup>[24]</sup>, Remp<sup>[3,4]</sup>, Haroche<sup>[25,26]</sup> 等研究小组相继在微波段实现了强耦合,他们采用的是 Rydberg 原子,原子穿过共振或近共振腔并控制腔内的光子数。这些实验为人们提供了检验量子物理基本问题的有效工具。在光频段,早期的实验是用钠原子束<sup>[27]</sup> 穿过精细常数为 400 左右的腔,研究人员观察到了 Rabi 分裂现象。但该现象是若干原子的集体效应。1989 年, Raizen 等把腔的精细常数提高到 26000, 此时  $(g_0, \kappa, \gamma)/(2\pi) = (1.0, 0.85, 5.0)\text{MHz}$ ,  $(m_0, N_0) = (32, 10)$ ; 1992 年, Thompson<sup>[6]</sup> 等采用 1 mm 长的腔,精细常数达到 80000,  $(g_0, \kappa, \gamma)/(2\pi) = (3.2, 2.5, 0.9)\text{MHz}$ , 从而  $(m_0, N_0) = (0.8, 0.43)$ , 这是首次进入光场与原子作用的强耦合;图 4 是在该实验条件下真空 Rabi 分裂的典型实验结果<sup>[6]</sup>;此后他们进一步提高到:  $F = 370000$ ,  $(g_0, \kappa, \gamma)/(2\pi) = (7.2, 2.5, 0.6)\text{MHz}$ ,  $(m_0, N_0) = (0.2, 0.06)$ , 至此真正实现了单原子与单光子的强耦合。

随着 20 世纪 90 年代冷原子技术的发展,对原子的操纵能力越来越强。与快速运动的热原子束相比,冷原子有许多优点:它可以帮助我们很高的精度实时观察原子;利用原子的光学耦极俘获(Optical Dipole Trap)对少数甚至单个粒子的控制,可以大大减小由于多原子效应带来的耗散。原子冷却与俘获技术与腔 QED 结合,使研究光与原子,特别是单原子与单光子的作用成为现实。

1999 年, Haroche<sup>[28]</sup> 小组在超导腔中实现了对单光子的量子非破坏测量(Quantum Nondemolition Measurement)。其基本原理是利用单个光子与原子的强相互作用,使整个系统的位相发生  $\pi$  的变化,光子在这个过程中并未消亡。通过测量位相的变化判断光子就在那里。从而对单个光子实现了“看到了它但并未破坏它”。

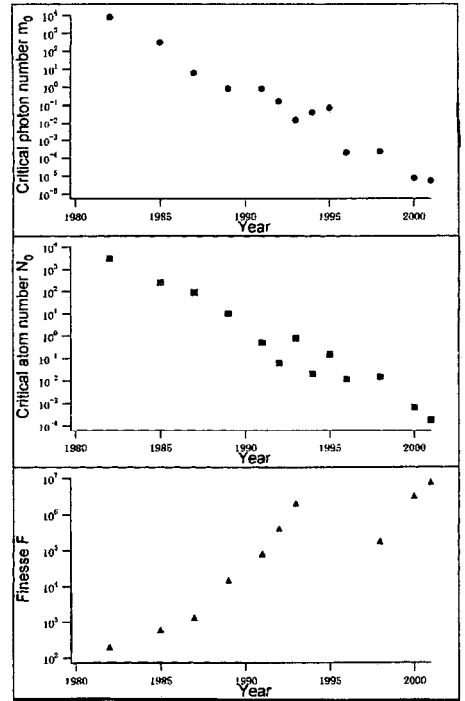


图 3 近 20 年来光学腔的临界光子数,原子数以及精细常数的变化<sup>[19,20]</sup>

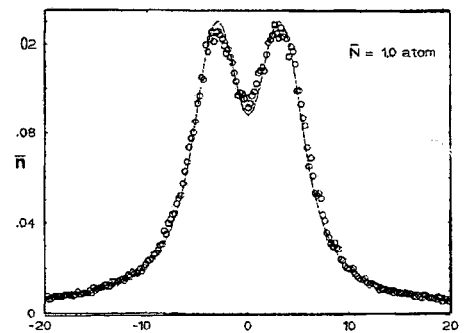


图 4 光与原子强作用下的 Rabi 分裂<sup>[6]</sup>

1998年, Kimble 小组采用腔长只有 10 微米的高品质腔, 将原子与腔场的作用提高到:  $(g_0, \kappa, \gamma)/(2\pi) = (120, 40, 2.6)$  MHz, 相应的  $(m_0, N_0) = (0.00023, 0.015)$ , 从而实现了单个铯原子的实时测量<sup>[30]</sup>。2000年, 该小组在冷原子基础上采用耦极力俘获(Dipole-force trap), 成功地把单个铯原子囚禁在厚度在 1 微米, 直径在 10 微米左右的“盘子”中, 并能实时观察原子在“盘子”中的运动轨道<sup>[21]</sup>。单光子与单原子的作用至此达到了前所未有的程度。事实上, 在这种情况下, 原子, 光子和微腔三者已经构成一个纠缠的“分子”, 他们组成一个相互依存系统。Raimond<sup>[29]</sup>等形象地称这样的系统为“腔 QED 纠缠机器”(The cavity QED entangling machine)。这种“机器”可以应用到许多方面, 如 EPR 的实验检验; 量子物理中基本的测量问题; 量子态的制备; 量子非破坏测量等。

### 3 未来展望

在短短 20 年中, 腔 QED 取得了巨大发展, 它得益于原子冷却与俘获技术的突破性进展。毫无疑问, 人们将在控制单原子, 单光子以及他们之间的相互作用方面继续向前迈进。但是困难仍然很大。主要是腔的损耗以及残余的热光场对系统的相干性带来破坏。另一个问题是原子的控制。以铯原子为例, 即便是采用各种技术将原子冷却到 20  $\mu$ K(亚多普勒冷却), 原子仍以大约 4 cm/s 的速度运动, 如果没有特别的控制措施, 它穿越 10  $\mu$ m 大小的空间只有 0.25 ms。人们设计出各种各样的原子囚禁办法, 然而对单粒子的长期精确控制仍然是一大挑战。

一种被称为量子伺服(Quantum Servos)的方法已经被人们提出来了, 目前正在加州理工学院 Mabuchi 小组的实验室进行实验。其基本思想是利用原子在腔内运动时, 不同的位置有不同的耦合强弱, 从而引起微弱出射场的变化, 利用这种变化可以反过来控制耦极俘获光场的分布, 从而控制原子的位置。

腔 QED 在未来将向着以下几个方面发展:

1. 量子态的产生: 在较早的实验中, 人们已经利用原子束与腔场的作用产生压缩态; 光子反聚束状态; 腔 QED 技术被证明是产生 Fock 态, Schrodinger 猫态等量子态光场的重要手段;
2. 光学非线性: 研究少数几个粒子甚至单原子的非线性效应是十分有趣的; 单光子与单原子在强耦合时会表现出强烈的非线性, 如光学双稳等。
3. 纠缠态的消相干(decoherence): 腔 QED 是帮助我们理解消相干机制的重要手段。微腔纠缠系统事实上是一个处于介观(mesoscopic)的量子叠加系统(薛定格猫, Schrodinger Cat), 它在进一步过度到宏观世界时, 其相干性会很快消失。
4. 研究原子辐射的基本过程: Gardiner 早就发现原子处于压缩真空场中, 其辐射特性会发生明显变化。会导致原子的亚自然线宽辐射。
5. 作为实现量子逻辑门的重要手段。

腔 QED 还有许多本文未提及的研究方面, 如 van der Waals 和 Casimir 效应, 微腔中的激射以及单原子激光等。

总之, 腔-原子系统是人们研究开放量子系统量子动力学过程的重要手段。处于腔外的观察者企图通过各种测量了解腔内发生的“真实”过程, 但系统内部的状态取决于外部的测量。一个至今仍然争论的问题: 基于我们在微腔外部所做的各种各样的测量, 是否可以认定系统内部存在一个唯一的, 客观的实在(a unique, objective reality)? 或者存在一系列, 基于各种外部可能的测量的“实在”。正如 Kimble 教授所说: “(腔 QED 中)或许最基本的尚未解决的问题是, 在什么情况下系统的动力学性质是可以基于经典的统计过程唯一描写的? 在什么情况下这样的描写在原理上是不可能的?”

尽管存在许多基本的尚待研究的问题, 但光频区原子与光子强作用的实现为量子光学实验开辟了一个广阔的天地。一系列腔 QED 实验正在美国, 法国, 德国等进行, 如三粒子纠缠态(GHZ entangled triplet)的产生, 纠缠原子的 ERR 态(Einstein-Podolsky-Rosen states), 原子的量子远程传送(Quantum teleportation with atoms), 多光子的量子非破坏测量, 非经典态 Wigner 函数的测量, 量子逻辑门的产生, 量子运算与量子纠错等等。人们在努力实现越来越大的宏观客体之间的量子纠缠, 以期一瞥量子与经典之间的界限。

### 参考文献:

- [1] PURCELL EM. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies[J]. *Phys Rev*, 1946, **69**: 681-685.
- [2] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. *Proc IEEE*, 1963, **58**: 89-94.
- [3] REMPE G, KLEIN N, WALTHER H. Observation of quantum collapse and revival in a one-atom maser[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**: 353-356.
- [4] REMPE G, SCHMIDT-KALER FAND WALTHER H. Observation of sub-poissonian photon statistics in a micromaser[J]. *Phys Rev Lett*, 1990, **64**: 2783-2786.
- [5] REMPE G, THOMPSON RJ, BRECHA R J, et al. Optical bistability and photon statistics in cavity quantum electrodynamics[J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **67**: 1727-1730.

- [6] THOMPSON R J, REMPE, KIMBLE H J. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **68**:1132-1135.
- [7] BRUNE M, SCHMIDTKALER F, DREYER J, et al. Quantum Rabi oscillation—a direct test of field quantization in a cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**:1800-1903.
- [8] HOOD J C. Real-time measurement and trapping of single atoms by single photons[M]. PhD thesis, Caltech, 2000.
- [9] SCHRODINGER E. *Die gegenwertige Situation in der Quantenmechanik Naturwissenschaften*, 1935, **23**:807-812.
- [10] THORNE K S. Quantum Measurement[M]. Cambridge University Press, 1992.
- [11] PELLIZZARI T, GARDINER S A, CIRAC J I, ZOLLER P. Decoherence, Continuous Observation, and Quantum Computation: A Cavity QED Model[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**:3788-3791.
- [12] TURCHETTE Q A, HOOD C J, LANGE H J W. Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**:4710-4713.
- [13] PARKINS A S, MARTE P, ZOLLER P, KIMBLE H J. Synthesis of arbitrary quantum states via adiabatic transfer of Zeeman coherence[J]. *Phys Rev Lett*, 1993, **71**:3095-3098.
- [14] LAW C K, KIMBLE H J. Deterministic generation of a bit—stream of single—photon pulses[J]. *Journal of Modern Optics*, 1997, **44**:2067-2074.
- [15] CIRAC J I, ZOLLER P, KIMBLE J H, Mabuchi. Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network[J]. *Phys Rev Lett*, 1997, **78**:3221.
- [16] VAN ENK S J, CIRAC J I, ZOLLER P, et al. *J Mod Opt*, 1997, **44**:1727.
- [17] HAROCHE S, RAIMOND J M. Cavity Quantum Electrodynamics[J]. *Scientific American*, **1993**, 26-33.
- [18] HOOD C. Real Time Measurement and trapping of single atoms by single photons[D]. California Institute of Technology doctoral dissertation, 2000.
- [19] TURCHETTE Q. Quantum optics with single atoms and single photons[D]. California Institute of Technology doctoral Dissertation, 1997.
- [20] KIMBLE H J. Structure and Dynamics in Cavity QED[J]. *Advanced in atomic and optical physics*, 1994, supplement 2: 203-266.
- [21] HOOD C J, LYNN, T W, DOHERTY A C, et al. The atoms bound in orbit by single photons[J]. *Science*, 2000, **287**: 1447.
- [22] BERMAN DR. Cavity Quantum Electrodynamics[M]. Academic Press, 1994.
- [23] RAIZEN M G, et al. *Phys Rev Lett*, 1989, **63**:240.
- [24] MESCHKE D, WALTHER H et al. One—atom maser[J]. *Phys Rev Lett*, 1985, **54**:551.
- [25] BRUNE M, RAIMOND J M, GOY P, et al. Realization of a two—photon maser oscillator[J]. *Phys Rev Lett*, **59**:1899.
- [26] BERNARDOT F, NUSSENZVEIG P, BRUNE M, et al. Vacuum Rabi Splitting Observed on a Microscopic atomic sample in a Microwave cavity[J]. *Europhys LETT*, 1992, **17**:33
- [27] OROZCO L A, RAIZEN M G, XIAO MIN, et al. Squeezed State Generation in Optical Bistability[J]. *J Opt Soc Am*, 1987, **B7**:1490.
- [28] NOGUES G, RAUSCHENBEUTEL A OSNAGHI S, et al. Seeing a single photon without destroying it[J]. *Nature*, 1999, **400**:239-242.
- [29] RAIMOND J M, BRUNE M, HAROCHE S. Colloquium: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity[J]. *Rev Mod Phys*, 2001, **73**:565-581.
- [30] HOOD C J, CHAPMAN, LYNN T W, KIMBLE H J. Real-time C-QED With Single atoms[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **80**: 4157-4160.

## Progress of Cavity QED in the Regime of Strong Coupling: A Review

ZhANG Tian-cai, GAO Jiang-rui

(State Key Lab of Quantum Optics and Quantum Optics Devices,  
Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 03006, China)

**Abstract:** Cavity quantum electrodynamics (C-QED) is an experimental system to study the quantum behavior of interaction between atoms and photons. The strong coupling C-QED experiments have provided a tool to realize the quantum logic gate for quantum communications. We briefly introduce the basic ideas of C-QED and its recent status.

**Key words:** cavity QED; Atom; strong coupling