

量子光学的回顾和展望

郭光灿

(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

本文简要地叙述量子光学发展的背景,着重介绍公认为近代量子光学奠基性实验的 HBT 实验以及该实验所揭示的光场相干性的物理本质,进而引进相干态的概念,并由相干态表象导出非经典光场的量子实质.文中还阐明了光场典型的非经典效应、Jaynes-Cummings 模型、单原子微波激光器 (maser)、腔量子电动力学等的研究现状和发展趋势.

量子光学是研究光场的相干性和量子统计特性以及光与物质相互作用的量子特征的学科.众所周知,光的量子理论起源于普朗克-爱因斯坦的时代,光量子论的诞生以及随后量子力学的建立,对物理学乃至整个自然科学产生了深刻的影响.然而在随后的半个世纪期间内,光学本身仍然在经典理论的框架内缓慢发展.虽然人们对光的认识已进入量子论的阶段,但纵观光学物理的整个领域,仅在为数不多的现象中应用到光量子的概念,主流仍然是光的经典电磁理论.在这个时期,光学物理方面没有更多的新现象、新概念出现.这种局面一直延至 60 年代初期,激光诞生之后才告结束.激光作为一种新型的相干光源,对光学乃至整个物理学产生了不可估量的冲击.光学物理终于迎来它自身发生巨大变革的新阶段,许多新的光学现象、新的物理效应相继发现,这些重要的研究成果促使近代量子光学蓬勃发展,成为物理学领域中最活跃的学科之一.在量子光学的发展进程中, Hanbury Brown 和 Twiss 所开创的光强度关联实验(俗称 HBT 实验)一般说被公认为近代量子光学奠基性实验,因为正是基于对这个实验的深入研究,才出现诸如相干态这样一些十分重要而基本的概念,从而推动量子光学迅速发展.

一、HBT 实验和光场的相干性

传统光学以光场是否具有产生干涉的能力

作为相干光的判据.换句话说,如果光场中任意两个时空点的场量能产生可见度为 1 的干涉条纹,则认为该光场是完全相干光;若干涉条纹的可见度为零,则光场为完全非相干;而可见度介于这两者之间的光场则为部分相干光.这种相干性的物理实质是反映不同时空点的光场的相位关联的程度.几百年来光学所研究的就是这种意义上的相干性.1956 年, Hanbury Brown 和 Twiss 开创了一类新型的关联实验,从而打破了传统光学的局限性,大大地拓宽了相干性的物理内涵.

HBT 实验原理如图 1 所示,来自光源 S 的光束经一半透半反的分束器 M 后,分成两束光,并分别由两个光电探测器 P_1 和 P_2 接收,探测器输出的光电信号被馈送到一个相关器,其中一路光电信号经过了 τ 时间的延迟器,这个装置测量到的是在两个不同时空点光场强度的起伏 (ΔI) 的关联,而不再是以往光学实验中所测量的场量本身的关联.相关器测量到的物理量是

$$\begin{aligned} \langle \Delta I_1(\mathbf{r}_1, t_1) \Delta I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle &= \langle (I_1(\mathbf{r}_1, t_1) \\ &\quad - \bar{I}_1)(I_2(\mathbf{r}_2, t_2) - \bar{I}_2) \rangle \\ &= \langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \\ &\quad - \langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

就经典理论而言,式中 $I_i(\mathbf{r}_i, t_i)$ 是在时空点 (\mathbf{r}_i, t_i) 处的瞬时光场, \bar{I}_i 为平均光强, $\langle \rangle$ 代表多次测量的平均值.(1) 式实质上给出的是在 P_1 和 P_2 处光场强度起伏的关联.光强的起伏较之光的频率而言是个缓变的量,因此测

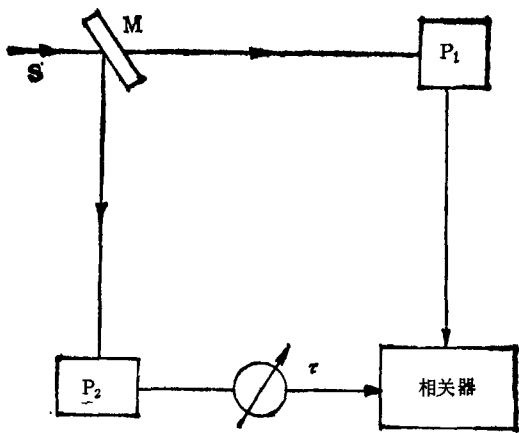


图1 HBT 实验原理

量值受到外界扰动影响要比采用相位关联测量的值小得多。H Brown 和 Twiss 最初的目的就是想用这种装置替代迈克耳孙测星仪。以提高双星角间距的测量精度。然而这个实验的意义远远超出了原来的预计。对 HBT 实验结果的分析 and 争论，迫使人们更深刻地认识光场相干性的物理实质。

传统光学基于场量 $V(x)$ 相位关联的相干性可以用一阶相关函数 $G^{(1)}(x_1, x_2)$ 来描述：

$$G^{(1)}(x_1, x_2) = \langle V^*(x_1)V(x_2) \rangle \quad x_i = r_i, t_i, \quad (2)$$

或者更方便地引进一阶相干度

$$g^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{G^{(1)}(x_1, x_2)}{\sqrt{\langle I_1(x_1) \rangle \langle I_2(x_2) \rangle}}. \quad (3)$$

完全相干光定义为 $|g^{(1)}(x_1, x_2)| = 1$ 的光场。这种相干性的实质在于对光场相位差的起伏加以严格的限制，从而限制了因光场相位差随机起伏所造成的噪声。然而它并不能将光场的随机起伏所造成的全部噪声都加以限制，亦即上述完全相干光虽然比非相干光具有较低的噪声成分，但仍然还可能存在因诸如强度起伏所导致的噪声。

HBT 实验测量值可用二阶相关函数 $G^{(2)}(x_1, x_2)$ 来描述：

$$G^{(2)}(x_1, x_2) = \langle V^*(x_1)V^*(x_2)V(x_2)V(x_1) \rangle. \quad (4)$$

同样可定义相应的二阶相干度 $g^{(2)}(x_1, x_2)$ 。如物理

果除了一阶相干度的绝对值为 1，光场的二阶相干度也等于 1，则称之为二阶相干光。显然，传统光学的所谓相干光只是一阶相干光。二阶相干光场由于对场量的随机起伏多加了一个限制条件，因而具有比一阶相干光更少的噪声。以此类推，我们可以引进各阶的相关函数簇来描述光场的随机性。就经典理论而言，当所有阶的相干度都为 1 时，光场的所有场量的随机起伏便受到了最大程度的限制，这种光场具有最小的噪声，或者说，该光场是严格意义上的完全相干光。在经典理论中完全相干光是场量不存在任何起伏的无噪声光场。

电磁场本质上是量子场。在光的量子理论中同样可以引进相关函数簇。完全相干光的量子理论定义与经典理论相似，所不同的是经典的场量在量子理论中要用相应的算符替代，而且基于光电效应的测量原理，相关函数的定义式也有所不同。例如，二阶相关函数 $G^{(2)}(x_1, x_2)$ 为 $G^{(2)}(x_1, x_2) = \langle \hat{E}^{(-)}(x_1)\hat{E}^{(-)}(x_2)\hat{E}^{(+)}(x_2)\hat{E}^{(+)}(x_1) \rangle$, (5)

式中 $\hat{E}^{(\pm)}$ 分别是电场算符的正负频部分。

在光的量子理论中，什么样的量子电磁场是完全相干光呢？这就是所谓的相干态光场^[1,2]。相干态有若干等效的定义，最简便是将单模相干态 $|\alpha\rangle$ 定义为光场消灭算符 \hat{a} 的本征态，

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle. \quad (6)$$

由于 \hat{a} 是非厄米算符，其本征值 α 为复数。可以证明，处于相干态的光场(包括多模场)是严格意义上的完全相干光。但是，与相干性的经典理论不同，相干态并不是无噪声的光场，它的场量具有来自真空起伏的量子涨落。相干态的光子数遵从泊松分布，其光子数起伏等于平均光子数，即 $\langle (\Delta \hat{N})^2 \rangle = \langle \hat{N} \rangle$, $\hat{N} = \hat{a}^\dagger + \hat{a}$ 为光子数算符。相干态是一类特殊的最小测不准态，若令 $\hat{a} = \hat{x}_1 + i\hat{x}_2$ (\hat{x}_i 是电场一对正交位相振幅算符，它们正比于相应谐振子的一对共轭变量)，则有 $\langle (\Delta x_1)^2 \rangle = \langle (\Delta x_2)^2 \rangle = \frac{1}{4}$ ，且

x_1 和 x_2 之间满足最小测不准关系。在相空间

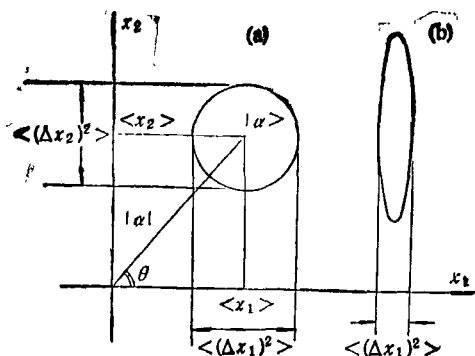


图2 (a) 相干态; (b) 压缩态

中相干态的测不准范围呈圆状, 如图 2(a) 所示。那么, 什么样的物理过程可以产生这种性质独特的光场呢? 实验和理论均证实, 一台理想的激光器所产生的激光场就是相干态。由此可见, 只有在激光诞生之后人们才获得真正的相干光源, 也才有可能研究与真正相干性有关的光学现象。

相干态是非厄米算符的本征态, 由这类态的集合构造的表象, 在性质上显然不同于通常由厄米算符本征态所构成的希耳伯特空间, 相干态表象是超完备和非正交的。这种表象在量子理论中有着重要的应用, 它可以将量子理论中力学量期待值的计算变为普通复变函数的积分。通常借助于相干态表象, 采用某种类型的准概率分布函数来替代量子体系的密度算符 ρ , 其中最重要的一类分布函数是所谓的“P 表示”, 即

$$\rho(\hat{a}, \hat{a}^+, t) = \iint P(\alpha, \alpha^*, t) |\alpha\rangle \langle \alpha| d^2\alpha. \quad (7)$$

于是由密度算符 ρ 所遵从的运动方程可以推得 P 表示的福克-普朗克方程, 求解这个方程便可通过普通函数的运算来计算量子体系在任何时刻的性质。这里, P 表示起着量子体系在相干态表象中分布函数的作用。若量子体系存在有正定、非奇异的 P 表示, 则意味该量子体系的统计特性都与一个以 P 表示为其概率分布函数的经典体系等价, 这样的量子光场常称为类经典光场, 典型的热辐射场和相干态(激光)都属于类经典光场。然而, 并非所有的量子光场都存

在有正定、非奇异的 P 表示。P 表示不存在的量子场称为非经典场。应当着重指出, 量子场本来就不是经典场, 这里, “非经典”强调的是, 不存在经典体系与此类量子场在统计性质上完全等价。光场具有经典体系所不允许存在的统计性质, 我们称之为非经典效应, 根源在于光场的量子本质。

二、光场的非经典效应^[3,4]

业已为实验证实的典型非经典效应有压缩态、反聚束效应和亚泊松分布。对于存在有 P 表示的类经典光场而言, 电场正交位相振幅的起伏 $\langle (\Delta \hat{x}_i)^2 \rangle$ 必定大于或等于 $\frac{1}{4}$; 光子数起伏 $\langle (\Delta \hat{N})^2 \rangle$ 大于或等于平均光子数 $\langle \hat{N} \rangle$; 二阶相干度 $g^{(2)}(0)$ 要大于或等于 1。任何违背上述不等式的现象在类经典光场中都是不允许的, 换句话说, 违背上述任一不等式的光场都属于非经典光场。

压缩态是指满足下列不等式的光场:

$$\langle (\Delta \hat{x}_i)^2 \rangle < \frac{1}{4} \quad i = 1 \text{ 或 } 2. \quad (8)$$

若 \hat{x}_1 和 \hat{x}_2 之间同时还满足最小测不准关系, 则称之为压缩相干态或双光子相干态, 这类光场在相空间中的测不准范围如图 2(b) 所示。反聚束效应是指二阶相干度 $g^{(2)}(0)$ 满足

$$g^{(2)}(0) < 1 \quad (9)$$

的光场, 而亚泊松分布则为

$$\langle (\Delta \hat{N})^2 \rangle < \langle \hat{N} \rangle. \quad (10)$$

这些非经典效应深刻地揭示出光场的量子特征。由于这类非经典光场的某个力学量具有低于标准量子极限的噪声, 在微弱信号检测、光通信等方面有着重要的应用前景, 从而倍受重视。目前美国、法国等正在筹建应用压缩态于引力波检测的实验。

非经典光场具有不同于诸如相干态的量子统计特性, 其产生的方法也就迥然不同于类经典光场。目前对非经典光场的产生机制的研究

大致可分为两大类：一类是所谓的被动式，即相干态光场经由某种非线性相互作用过程导致非经典光场的产生；另一类是主动式，即在产生相干态光场的装置中引进某种新的机制，以抑制各种可能的噪声，从而直接生成在某个力学量上具有比标准量子极限还低噪声的光场。人们正致力于寻找新的途径，以产生高度压缩或者光子数近于完全确定的光场。倘若这方面有新的突破，必将为光学技术应用开辟新的前景。

除了上述三种非经典效应外，最近在理论上已证明，光场的高阶压缩和振幅平方压缩也是独立的非经典效应^[5]。对消灭算符高阶幂本征态的研究，有可能导致更多的非经典光场^[6]。事实上，可以证明所有非线性光学过程都可以产生非经典光场^[7]，可见非经典效应是光场具有相当普遍的性质。当前量子光学的一个重要研究方向就是在量子电动力学的框架内重新研究各种非线性相互作用过程，以揭示出更多的非经典效应，并在实验上研究产生这些效应的途径，以及开辟它们的广泛应用。

三、Jaynes-Cummings (J-C) 模型^[8]和单原子 maser^[9]

所谓 Jaynes-Cummings (J-C) 模型，是只包括一个原子和单个量子场模，而且除旋转波近似外不作任何其他假定的两能级模型（图3）。这是个精确可解的量子系统。当然，这里我们最关心的是那些依赖于辐射场量子化特性的物理现象。例如，对经典的相干光场（振幅和位相完全确定的光波），原子能级 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 之间的布居数差呈现出单调的周期性振荡，即原子周期性地与腔中的经典光场交换能量，但是在对量子化的光场，情况就相当不同。

若量子光场的初始状态处于福克态 $|n\rangle$ ，那么原子的响应将呈现出精确的周期性正弦振荡，振荡频率与光子数 n 有关。若初始光场处于相干态，则原子的响应将表现如图4所示的复杂“崩坍”（collapse）和“复原”（revival）现

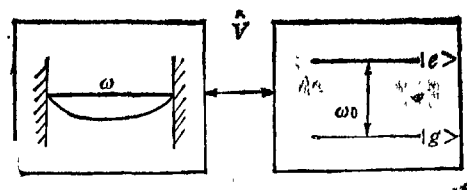


图3 J-C 模型

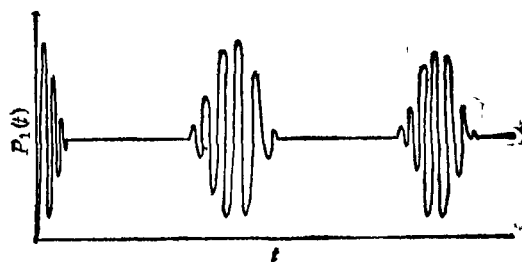


图4 原子的崩坍-复原现象

象。原子处在某能级的几率首先作衰减的准周期性振荡，随后停留在 $\frac{1}{2}$ 几率处不动，过一段时间之后，准周期振荡又重新开始，振幅由小变大，然后衰减并再次静止。这个现象可作如下的简单解释：相干态由许多不同光子数的福克态以不同权重叠加而成，不同成分的福克态引起原子几率以不同的频率振荡，当这些振荡相位接近时，原子几率出现振荡，而在相位相消的期间则振荡停止，如此反复而出现崩坍-复原现象。

如果光场是热辐射场，则可以观察到崩坍现象，但不出现复原现象。“复原”是量子特征的体现。由于光场具有颗粒性，以至原子的演化行为由单个场量子所确定。J-C 模型显示出原子-辐射场相互作用的有趣量子特性，并成为验证量子理论的对象。事实上，其它量子领域（如稳定磁场中的相对论电子）也显示出上述崩坍-复原现象。

1985 年，Walther^[10] 设计一个用来验证 J-C 模的实验，如图5所示。实验采用微波谐振腔，这样可以实现单模场的运转，而且腔的品质因子 Q 值可以很高。原子束由里德伯原子构成，这种处于高激发态的原子具有很大的偶极矩，容易与光场发生强烈的耦合。因此，它是研究原子-辐射场相互作用的理想实验探测物，即

使单个光子的辐射场也足以使里德伯原子在相邻能级之间的跃迁达到饱和。注入到高 Q 微波腔中的原子束的束流很低,使得腔中最多只存在一个原子,以实现单个原子与单个腔模的相互作用。这个实验直接观察到 J-C 模型所预示的崩坍-复原现象。J-C 模型实验的成功大大地刺激了人们研究光-原子相互作用量子特性的热情。

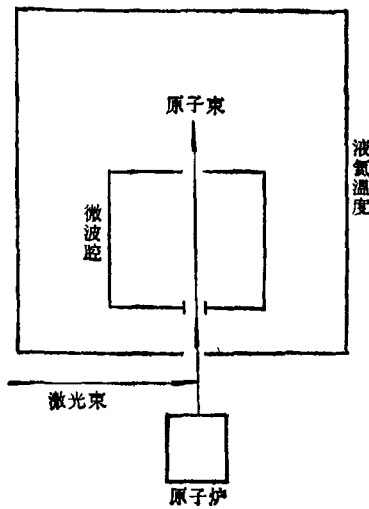


图5 单原子 maser

J-C 模型实验进一步发展为单原子微波激射器 (maser)。假定腔内初始没有相干光场,原子在注入微波腔之前,用一束激光泵浦到激发态,这时腔内的光场是在原子一个接一个穿过共振腔的过程中,从热噪声中建立起来的。腔模不断地从注入的原子获得相干能量,最后由于共振腔 Q 值是有限的,腔场强度最终会达到稳态。这种单原子 maser 与 J-C 模型显然不同,后者要求腔的 Q 值很高,即损耗可以略去不计,而且腔内辐射场处于相干态;而前者则必须考虑到腔损耗与原子注入过程对腔场建立的影响。当原子束流很低时,腔中基本上只含有热光子,其光子数分布为玻色-爱因斯坦分布。随着原子束流的增强,激发原子将其能量存贮到腔场中,当达到 maser 的阈值时,腔中的光子数明显增加,且其统计特性也发生相应的变化。单原子 maser 的另一个有趣现象是,腔中光子

具有非经典的统计特性,光子数基本是亚泊松分布,而且在 Q 值极高时($Q \sim 5 \times 10^{10}$),预计腔中的辐射场可达到福克态。这种装置还可以用来研究双光子 maser 的动力学行为。

四、腔量子电动力学

众所周知,处于激发态的原子会通过自发辐射过程跃迁到基态,量子电动力学可以精确地计算这个自发辐射的速率,即爱因斯坦自发辐射系数 A 。对于确定的原子能级, A 是常数。引起自发辐射的物理机制是真空起伏。如果将激发态原子置于一个腔中,自发辐射的过程是否会受到影响?显然,腔只允许某些分离的本征模存在,因而腔的存在会改变空间中相应真空场的谱结构,而在自由空间中任何模式都存在着真空起伏,于是原子与真空场相互作用的效果在腔中和在自由空间中就会呈现出差异。理论和实验均已证实,腔的存在有可能使自发辐射的速率比在自由空间场合增强,也可能减弱,甚至可能使自发辐射完全禁戒。这个例子表明,腔的存在对原子-电磁场相互作用的影响有着明显的宏观效果,不可忽略。于是,“腔量子电动力学”便应运而生,成为量子光学领域的重要发展方向。

更一般地说,量子光学广泛研究的一大类问题是 N 个两能级原子与单个腔模的相互作用。设原子两能级的能量分别为 $\pm \frac{1}{2} \hbar \omega_a$,在旋转波近似下,相互作用体系的哈密顿算符如下:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \hbar \omega_a \hat{J}_z + \hbar \omega_c \hat{A}^\dagger \hat{A} + \hbar g (i \hat{J}_+ \hat{A}^\dagger + h.c.) + [\text{衰减}, \kappa, \gamma] + [\text{激发}], \quad (11)$$

式中 \hat{J}_z, \hat{J}_\pm 是 N 个原子的集体原子算符,它们遵从通常的泡利代数。 \hat{J}_z 代表布居数差的算符, \hat{J}_\pm 为原子系统的跃迁算符。(11)式右边的后两项代表体系与热库相互作用的哈密顿量, κ 和 γ 分别是场的热库和原子热库的特征量。假定原子与腔模通过电偶极发生相互作用。

用,则耦合系数 $g = \sqrt{\frac{\omega_a \mu^2}{2\hbar \epsilon_0 V}}$. ω_a 和 ω_c 分别是原子能级的共振频率和腔模的频率, μ 为原子偶极矩阵元, (a^+, a) 为腔模光子的产生和消灭算符. 场和原子的耗散过程采用热库理论处理^[1], 场模的耗散速率用 κ 来表示, 假定原子的能量衰减是纯辐射型的, 其速率用 γ 来表示.

由(11)式所描述的相互作用体系包含有十分丰富的物理现象, 现简要地介绍业已研究和正在研究的有关课题^[2].

1. $N = 1, g \gg (\gamma, \kappa)$, 即单个原子与单个腔模相互作用, 且热库的作用可以略去不计. 这便是前面介绍过的 J-C 模型, 它涉及到量子的崩塌-复原、真空场的拉比分裂等现象.

2. $N = 1, g, \kappa, \gamma$ 均为任意值, 这时热库的作用必须考虑. 俗称为广义 J-C 模型, 在一定条件下它会呈现单原子双稳现象.

3. $N \gg 1, g \ll (\gamma, \kappa)$, 这种情况下体系可以显示出许多不同的物理现象, 如光学双稳态、非平衡临界现象、动力学不稳定性、光子反聚束效应和压缩态等.

4. $N \gg 1, \kappa \gg g \gg \gamma$, 这是多原子体系与腔模之间以自发辐射过程为主的相互作用, 即所谓单模超辐射. 这个现象是 N 个原子的合作自发辐射过程, 辐射强度正比于 N^2 , 而脉宽与 N 成反比. 超辐射是光场与多原子相互作用的一种新的基本物理过程.

5. $N \gg 1, g \gg \kappa, \gamma$, 这是多原子与腔模相干相互作用的问题, 俗称 Tavis-Cummings 模型, 已揭示出这个体系可以呈现许多非经典效

应, 但更多的物理现象还有待进一步研究.

事实上, 腔量子电动力学研究的对象远比上述内容丰富. 这个领域的研究方兴未艾, 它的深入发展可以揭示出电磁场与原子相互作用的更多量子特性.

总之, 量子光学近年来的兴起和蓬勃发展, 究其根源, 一方面是由于它发现了许多新的物理效应, 大大地深化了人们对电磁场与物质相互作用的认识, 并开拓了光学新的重要应用前景, 从而为世人所瞩目. 另一方面, 由于若干重要实验的成功(如压缩态的产生、崩塌-复原现象的验证和单原子 maser 的研制等), 有力地激发了人们在这个领域中继续深入探索的巨大热情. 可以预计, 这个领域在未来的十年中将有取得某些重要的突破.

(上接第54页)

[5] 楼祺洪等, 中国激光, 17-11(1990), 641.
 [6] 欧阳斌等, 中国激光, 16-5(1989), 309.
 [7] L. A. Bloomfield, *Opt. Commun.*, 70-3(1989), 223.
 [8] Michael P. Lee et al., *Opt. Lett.*, 11-1(1986), 7.
 [9] N. Savva et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-25-11(1989), 2399.
 [10] E. Sulebbe et al., *J. Appl. Phys.*, 60-9(1986), 3315.
 [11] G. S. Higash, *Chemtronics*, 4-3(1989), 123.
 [12] T. Cacouris et al., *Appl. Phys. Lett.*, 52-22(1988), 1865.

[1] R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, 123-6(1963), 2766.
 [2] J. R. Klauder et al. 著, 郭光灿译, 相干态导论, 中国科技大学出版社, (1988).
 [3] D. F. Walls, *Nature*, 306 (1983), 141.
 [4] *J. Opt. Soc. America B*, 4-10(1987); *J. Modern Optics*, 34-6/7 (1987).
 [5] 夏云杰、郭光灿, 物理学报, 39-7 (1990), 1070.
 [6] 彭石安、郭光灿, 物理学报, 39-1(1990), 51; 科学通报, No. 8(1990), 579.
 [7] 郭光灿、伍昌鸿, 物理学报, 36-6 (1987), 698.
 [8] E. T. Jaynes and F. W. Cummings, *Proc. IEEE*, 51(1963), 89.
 [9] H. Walther, *Photons and Quantum Fluctuations*, ed. E.R. Pike et al., IOP Publishing Limited, (1988), 10.
 [10] D. Meschede et al., *Phys. Rev. Lett.*, 54(1985), 551.
 [11] 郭光灿, 量子光学, 高等教育出版社, (1990), 288.
 [12] H. J. Kimble, *Frontiers in Quantum Optics*, ed. E. R. Pike, IOP Publishing Limited, (1986), 521.

[13] Ogmen et al., *J. Phys. Chem. Solids*, 50-12(1989), 1221.
 [14] J. Krishnaswamy et al., *Appl. Phys. Lett.*, 54-24(1989), 2455.
 [15] K. Sugioka et al., *Appl. Phys. A*, 49-6(1989), 723.
 [16] R. Z. Bachrach et al., *J. Electron Mater.*, 19-3(1990), 241.
 [17] Anon, *IBM Tech. Discl. Bull.*, 28-4(1985), 1729.
 [18] Ron Iscoff, *Lasers Optronics*, 6-11(1987), 65.
 [19] R. Larciprete et al., *Appl. Phys. B*, 41-4(1986), 213.