

量子光学的新近发展

曹 昌 祺

(北京大学物理系, 北京 100871)

本文阐述了量子光学的学科特点和新近发展的四个重要方面: 光场挤压态、腔量子电动力学、超辐射和强光物理。本文对其中一些新概念作了简要的说明, 以使更多的读者能了解其物理实质。

量子光学是一门年青的学科, 它是在 50 年代以后才发展成长起来, 其标志是 Hanbury-Brown 和 Twiss 关于光强关联的实验以及激光的产生。量子光学研究的对象是, 光场的相干和统计性质及光与物质相互作用的量子特征。它既是一门基础学科, 又与新技术的发展有着密切联系, 它的研究成果常具有实际应用的广泛前景。由于光场本质上是量子化场, 因而量子光学不可避免地会与光学中其他一些分支发生交叉。这种交叉并可能随着研究的深入而增长。在本文中我们将对它的新近发展有选择地作一简单介绍。

一、光场挤压态(squeezed state)

在激光出现以前, 也就是说从远古直到本

世纪 50 年代, 人类所接触到的和所使用的光都是混沌光场。这里所谓的混沌光场是指由大量独立的原子(或分子, 或电子, 下同)所发光的总和。由于各个原子发出的光在相位上彼此无关联, 因而在合成时犹如二维无规行走所合成的总距离那样, 总电场的振幅具有高斯误差分布(参见图 1 及下文)。热辐射、固体发光和气体放电所产生的光场都是这样的混沌光场。不同混沌光场之间的差别只在于偏振状态和频谱的不同, 电场振幅的统计特性则都是一样的。

激光的出现, 是一个革命性的变革。从此, 人类使用的光场突破了混沌光场的范畴而扩大到相干态光场。相干态光场也就是完全相干光, 它的各阶相干度都等于 1 (通常的光学干涉现象所涉及的都是相位间关联, 即与一阶相干度有关。Hanbury-Brown 和 Twiss 实验的重要

- [1] 周仲壁, 物理, **18**(1989), 600.
[2] L. W. Xu, *Chinese Phys. Lett.*, **7**(1990), 469.
[3] 汪兆平等, 半导体学报, **11**(1990), 388; 王笑军等, 半导体学报, **11**(1990), 176.
[4] 钱佑华等, 半导体学报, **10**(1989), 449; 王云珍等, 同上, 534; 陈存礼等, 同上, 878; 程光煦等, 同上, **12**(1991), 18; 李国华等, 同上, **11**(1990), 238; 徐建国等, 同上, **11**(1990), 822.
[5] X. K. Zhang et al., *Phys. Lett.*, **A136**(1989), 312; H. Xia et al., *J. Phys. Condens. Matter*, **1**(1989), 7689.
[6] S. L. Zhang et al., *Solid State Commun.*, **66**(1988), 567, 1085.
[7] M. S. Zhang et al., *Phys. Rev.*, **B41**(1990), 2003.
[8] 赵永年等, 高压物理学报, **3**(1989), 269; Y. N. Zhao et al., *J. Phys. Condens. Matter*, **2**(1990), 8083.
[9] G. X. Lan et al., *J. Phys. Chem. Solids*, **51**(1990), 273, 279.
[10] 李国华等, 半导体学报, **11**(1990), 709.
[11] H. Xia et al., *Solid State Commun.*, **73**(1990), 657.
[12] Y. B. Bai et al., *Thin Solid Film*, **180**(1989), 249.
[13] Y. J. Mo, *Proc. Twelfth Inter. Conf. on Raman Spectroscopy* John Wiley & Sons, (1990), 310.
[14] G. Z. Wu, *J. Mol. Struct.*, **79**(1990), 238; Y. Huang et al., *Spectrochim. Acta*, **46A**(1990)377.
[15] 田中群等, 中国科学, B 辑 No. 3(1990), 246.
[16] 顾仁敖等, 光学学报, **8**(1989), 1041.
[17] P. X. Zhang, *Proc. Twelfth Inter. Conf. on Raman Spectroscopy*, John Wiley & Sons, (1990), 365.
[18] 楼洪洪等, 光学学报, **9**(1989), 481, 206; 王骥等, 中国激光, **16**(1989), 25; 单军等, 物理学报, **39**(1990), 754
[19] 沈书泊等, 物理学报, **39**(1990), 526.
[20] S. X. Qian et al., *Opt. Commun.*, **74**(1990), 414; 钱士雄等, 中国激光, **16**(1989)20; 刘一先等, 中国激光, **17**(1990), 21.
[21] 黄勇等, 物理学报, **39**(1990), 67; 杨经国等, 中国激光, **18**(1991), 110.

性在于它超越出这个范围,测量了强度之间的关联,从而导致光场高阶关联函数和高阶相干度等概念的建立。强度间的关联与二阶关联函数相联系)。

下面我们就以具有确定频率、确定的偏振状态和传播方向的单模光波为例,来说明混沌光场与相干态光场之间的差别。对于上述单模光波,

$$E = \text{Re}(\alpha \mathbf{e} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t}), \quad (1)$$

其中 \mathbf{e} 代表偏振方向基矢, $\alpha = |\alpha| e^{i\theta}$ 代表复振幅。对于完全相干光, α 具有确定的值,可称为光场的一种纯态。对于混沌光, α 为随机值,因而可称为光场的一种统计混合态。根据前文所述,混沌光的 α 具有高斯几率分布:

$$P(\alpha) = \frac{1}{\pi I} e^{-|\alpha|^2/I}, \quad (2)$$

其中 I 代表 $|\alpha|^2$ 的平均值,除常数因子外也就是光的平均强度。根据 α 等于各个原子发光的振幅之和 ($\alpha = \sum_i \alpha_i$), 而 α_i 的相位角又彼此无关联,即可推导出 α 具有上述高斯几率分布,情况同二维无规行走一样(见图 1)。

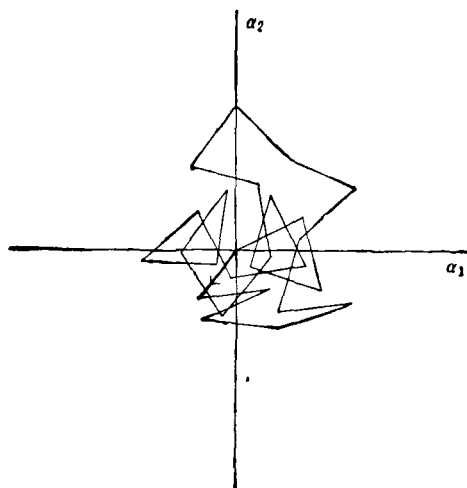


图 1
(带箭头的粗线代表合成的 α)

从 (2) 式我们看到, $\alpha = 0$ 的几率密度最大,这正是各个独立原子产生的电场振幅由于相位彼此不同而发生抵消的结果。

物理

以上是从经典电动力学的角度来描述的。在量子电动力学中,振幅的模量 $|\alpha|$ 和相位角 θ 都成为算符,并且互相不对易¹⁾。因而由测不准度关系,量子相干态(完全相干光)在振幅平面图中不再对应一个点而是对应一个圆斑 [图 2(a)]。圆斑的大小等于电场的真空涨落(零点振动)。我们也可把振幅 α 分解成实部 α_1 和虚部 α_2 ,量子化后它们分别成为算符 \hat{a}_1 和 \hat{a}_2 。这两个算符也是不可对易的:

$$[\hat{a}_1, \hat{a}_2] = \frac{1}{2} i. \quad (3)$$

根据电磁场每个模 (mode) 的运动相当于一个谐振子,以及 \hat{a}_1 和 \hat{a}_2 分别正比于振子的坐标 q 和动量 p ,即可从 q 和 p 的对易关系导出(3)式。

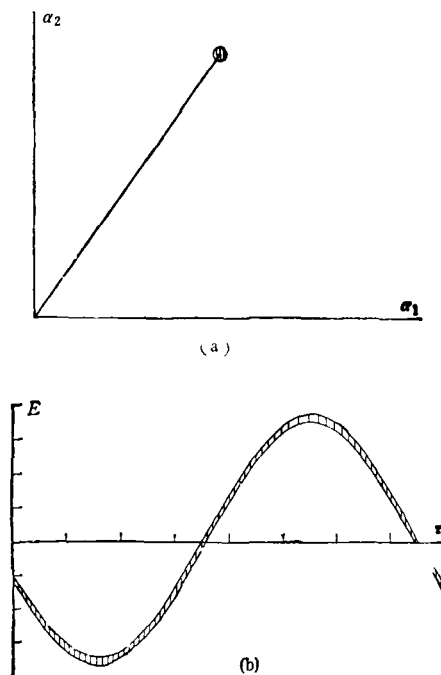


图 2 $\tau = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t$

相干态为最小测不准态,其中 α_1 和 α_2 的不确定度为

$$\Delta\alpha_1 = \Delta\alpha_2 = \frac{1}{2}. \quad (4)$$

于是图 2(a) 中圆斑的直径可取为 $\frac{1}{2}$ 。与此相

1) 这里的 θ 为经典场的相位,它与量子力学波函数的相位不同,是一个可观测的物理量。

应, 电场曲线不再是锐细的线而是具有一定模糊度的粗线, 如图 2(b) 所示。

量子混沌光场与量子相干光场间的关系犹如经典混沌光场与经典相干光场之间的关系, 即量子混沌光场为具有高斯几率分布的量子相干光场的统计混合态。

我们把这两种量子光场都算作准经典光场, 因为它们与相应的经典光场相近, 差别只在于量子场有零点振动的涨落。

激光器在阈值以下产生的光场为混沌光场, 在阈值以上则为相干光场与混沌光场的混合, 到远离阈值之上时, 即接近于纯相干光场¹⁾。附带指出, 相干态除了光学中有以外, 在物理学其他领域中也存在, 如粒子物理的研究表明, “真空”实际是某种 Higgs 场的相干态。又如超导体, 在一定意义上也可看成是库珀对所对应的场的相干态。

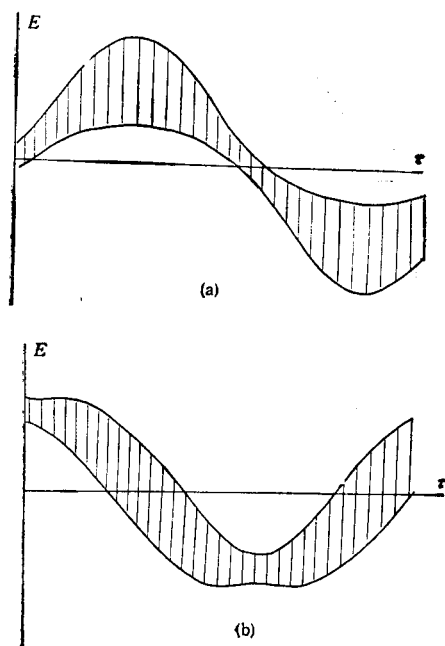


图 3

现在, 人类使用光场开始进入第三个阶段, 即从准经典光场进一步扩大到非经典光场, 后者是没有经典近似的量子光场 (可称为特征量子光场), 其中最主要的一个即为光场的挤压态。严格意义上的挤压态又称双光子相干态或

挤压相干态。用形象的语言来说, 它就是把图 2(a) 中描述不确定度的圆斑挤压成椭圆斑。长轴与短轴上的不确定度分别变为

$$\frac{1}{2\eta} \text{ 和 } \frac{1}{2}\eta \quad (\eta < 1),$$

使得测不准度关系的要求仍然满足。这样的挤压态仍是某对共轭量 (不一定是 α_1 和 α_2) 的最小测不准态。当椭圆长轴或短轴与 α 方向相同时, 可称为正挤压, 其电场图象如图 3 所示。图 3(a) 为长轴与 α 同向的情况, 这时峰谷处不确定度大, 节点处不确定度小。图 3(b) 为短轴与 α 同向的情况, 峰谷处不确定度小, 节点处不确定度大。

挤压态除了有基础研究的意义外, 还有重要的应用前景。例如对光通信, 降低噪音是一个重要问题。对相干光通信, 噪音来源除仪器噪音外, 还有热噪音和量子噪音 (零点振动所引起的)。在可见光频段, 量子噪音要比热噪音大得多, 因它相当于半个光子的涨落。对于黄光, 半个光子的能量约为 1.24eV , 而 300K 时, kT 才为 $2.6 \times 10^{-2}\text{eV}$ 。这样, 在未来发展中, 量子噪音将变得重要, 会成为影响通道容量的主要限制。若采用挤压态光来通信, 并使用相敏检测方法, 即可利用不确定度被压低的分量来传递信息, 从而抑制了量子噪音的影响。另外我们可能通过一种叫做量子无损检测的方法, 重复读出其信息而不影响其状态。根据同样的理由, 挤压态还可应用于超高精密测量。例如物理学界关心的一个重大问题——引力波——的检测, 自爱因斯坦提出广义相对论以来, 大半个世纪过去了都还未解决。分析表明, 对于通常强度的引力波, 需要超高精密测量才可能检测到。例如, 将两个重物置于迈克尔孙干涉仪两臂外端以测量引力波所导致的振动位移, 即使干涉仪臂长能达到 1km , 估计振动位移的量级

1) 在一些书中把激光特点归结为“单色性好、方向性好、偏振性好”。虽然在实际中激光的确是显示出这些特点, 但它们并没有反映出激光的物理本质。因为, 原则上混沌光也可以具有好的单色性、好的方向性和偏振性, 如前文所述的单模混沌光。

也只大约为 10^{-18}cm 。在采用光束多次往返办法来增加实测位移量(见图4)后,也不过达到 10^{-16}cm 。这样微小的量即使只考虑量子误差也将被掩盖。量子误差来源于两方面:(1)相干光本身具有一定的不确定度(零点振动);(2)两臂外端镜上的辐射压力差有涨落(即使半透镜是理想的,透射光强度与反射光强度一样,两束光的光子数差也仍有涨落,因为每个人射光子是透射还是反射具有随机性),从而造成两重物间的附加位移。这两方面的误差性质上的差异在于,前者是测量仪器本身的量子误差,后者是测量仪器对被测物影响的后果。在通常的条件下,第一种误差要大得多。

一个设想的提高精密度的测量方案是,在迈克尔孙干涉仪的下窗口输入真空挤压态光场(图4虚线),在 $\alpha_1-\alpha_2$ 平面图中这种光场对应于中心位于原点的椭圆。这时可使上述两项误差一个增大一个减少。在最佳选择下,对于理想的干涉仪(无损耗,光子检测效率为100%),可使位移测量的误差达到其量子极限。在测量时间为有限值 τ 的情况下,从测不准度关系可直接求出坐标测量误差的量子极限值为

$$\delta q \approx \sqrt{\frac{\hbar\tau}{m}} \quad (5)$$

当 $m = 100\text{kg}$, $\tau = 1.3 \times 10^{-3}\text{s}$ 时, $\sqrt{\frac{\hbar\tau}{m}}$ 为 $5 \times 10^{-18}\text{cm}$ 。

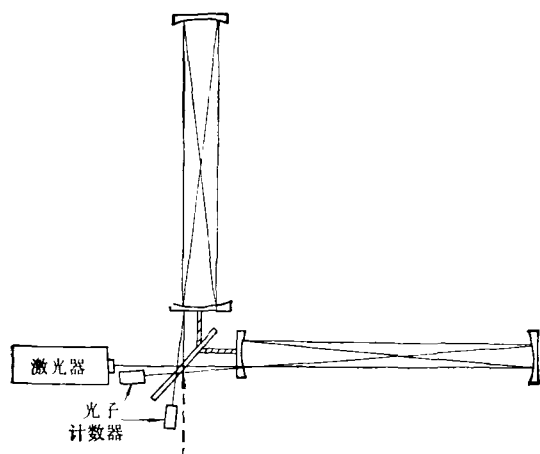


图4
(虚线为入射的真空挤压态光场)

挤压态光场可通过非线性光学过程从相干态光场产生,如简并参量放大或四波混频过程。这就使量子光学与非线性光学发生了交叉。由于挤压态与相干态的差别只在量子涨落上,因而它的产生容易受到过程中量子朗之万涨落力和其他噪音的影响。另外,这样得到的挤压态光场也比较弱。实验上最早报道观测到挤压光是在1985年(Yurke组),1986年又有几组报道,其中压缩量最大的实验结果是Kimble组做出的,短轴方向上噪音功率降低了50%,我国物理学工作者(山西大学彭堃焯和中国科学院物理研究所吴令安)参加了这项工作。

以上介绍的挤压态又称为正交挤压态,以区别另外一种挤压态(振幅挤压态)。后者是对幅模的不确定度进行压缩,并以增涨位相角的不确定度作为代价,其极限情况在 $\alpha_1-\alpha_2$ 平面中为一个中心在原点的圆周。

振幅挤压态可为光通信提供最大的通道容量。理论分析表明,它也可通过量子无损测量重复读出其信息。它的另一种优点是产生较为容易,例如可以通过抑制半导体激光器中的抽运噪音,直接从激光器产生。1987和1988年Yamamoto等报道已实现了上述方案,中国科学院上海光学精密机械研究所最近也重复出这一结果。

进一步要解决的问题是得出稳定的强度较大、压缩度更高的挤压态光场。

二、腔量子电动力学¹⁾

现在腔技术已有很大发展,超导微波腔的 Q 值可高达 10^{11} ,光子在腔内存留的时间可长达几分之一秒。这就使腔量子电动力学成为量子光学近年来的热门领域之一。

1. Rabi 振荡

当往腔内注入高激发态原子(里德伯原子)时,由于发出的光子在腔内存留时间长,而高激发态原子的跃迁电偶极矩又较大,原子在腔内

1) 较近期的介绍性专文有 Haroche and Kleppner, *Physics Today*, January (1989), 24.

的自发辐射将成为可逆的,即放出的光子可重新被吸收。当然重新吸收的光子还可再放出,如此反复,原子状态将在上、下两个能级间振荡。当原子跃迁频率与某一腔频共振时,原子在两能级上几率之差为

$$P_1 - P_2 = \cos 2\omega_R t, \quad (6)$$

其中 ω_R 为相应的 Rabi 频率。这种情况称为真空 Rabi 振荡,1987 年已在 2.5K 的腔内(有一定的热辐射,不是完全的真空)被观察到。

当腔内不是真空,而是存在相干光场时,振荡的频率将增大。在光场用经典场描述的理论中,振幅是恒定的。但在 QED(量子电动力学)理论中,Rabi 振荡将会出现衰减,在经过较长一段时间后,衰减下去的振荡又会恢复。出现这一情况的原因是,在 QED 中得出的 Rabi 频率与 \sqrt{n} 成正比 (n 为光子数),而量子相干态不是光子数的本征态,它是 n 在 $|\alpha|^2$ 附近的许多光子数本征态的叠加。于是, $P_1 - P_2$ 为具有不同 Rabi 频率 $\omega_R^{(n)}$ 的许多振荡项之和。经过一段时间后,各项的相位 $2\omega_R^{(n)}t$ 彼此分散,造成互相抵消,形成衰减(这时 $P_1 \sim P_2$)。在更长的一段时间后,各振荡项的相位又重新契合一致,于是出现复苏。这是量子相干态在表现为上与经典相干态不同的一个重要例子。上述衰减-复苏效应是 1980 年首先从理论上预言的,后来才在实验上被证实。

2. 爱因斯坦系数的变化

我们知道原子的自发辐射率(爱因斯坦自发辐射系数)将使原子谱线具有一个自然宽度。它是原子自发辐射的光所能具有的最小谱线宽度。但腔的存在将使这一情况发生变化。我们知道腔内的光场具有特定的离散谱,从而当原子跃迁频率与某个腔场频率一致时,可导致自发辐射的增强,而当原子跃迁频率不与任何腔场频率相同时,自发辐射将受到抑制。这表明爱因斯坦自发辐射系数以及谱线自然宽度在腔内是可以变化的。在自发辐射受到抑制的情况下,可望得到超窄谱线,从而提高光谱的分辨率。这些现象对于微波和可见光都在 80 年代被观察到。另外,腔的存在还会改变原子能级

的辐射移动以及电子的反常磁矩,这些是证实量子电动力学正确性的重要效应。它们在腔内的变化目前正在研究中,并已有报道观察到能级辐射位移的变化。

3. 微激射器

现在可以做到将原子逐个地注入到腔内,使腔内每个时刻至多只有一个原子,同时使单位时间内注入的原子数(原子注入率)比腔内光子的逃逸率大得多¹⁾。这时先行原子所发出的光子将与后来原子发生作用,腔内光场将愈来愈强。当腔内光场达到一定程度时,光子的逃逸总数与发射总数达到平衡。这时上述系统即成为有稳定输出的微激射器(micromaser,频率多在微波范围)。由于腔内场每个时刻只与一个原子发生作用,故情况比较单纯,便于进行基础研究。这种微激射器已于 1985 年首次制成。

微激射器中的过程是一种带记忆的随机过程。就各个原子来说,通过腔时放不放出一个光子具有随机性,但其几率又受腔内光场即前行原子行为的影响。另外,由于原子是逐个注入的,我们可对原子离腔时的状态进行测量,以判定它在腔内是否放出了一个光子。这样在腔内初始时无光子而且光子的逃逸可忽略的情况,我们可以确知腔内光子的数目。本来,在不对出射的原子进行测量时,腔内光场处于统计混合态,其中光子数具有一定的几率分布,对出射原子的测量将使腔内光场成为一个纯态(光子数本征态)。这里既涉及有兴趣的理论问题(单个系统的性质与其统计描述不同),同时也是产生振幅挤压态的一个可能的途径。另外,若能严格控制注入原子的速度到某些特定值,则可使腔内光子数达到某个临界值时,此时入射的激发态原子在腔内不再放出光子。这样,不必对离腔原子进行逐个测量,就可得到光子数的本征态。

通常原子跃迁时都只放出一个光子。但一次放出两个光子在理论上也是可能的。这种作用属于双光子跃迁作用(还包括吸收两个光子

1) 例如每秒注入一百个原子。

或吸收一个放出一个光子)。对腔内原子,可通过腔频的选择来抑制单光子辐射跃迁,并增强双光子辐射跃迁。这种双光子激射器也已于1987年建成,它所产生的光场具有怎样的相干统计特性是一个很有趣的问题。

1988年,对“单个原子与腔内强相干光场作用的长期行为”的理论研究出现一些意外的结果。即若作用时间尺度足够大,可能造成腔内强相干光的深度挤压。一个原子就能达到这样效果是事先未曾想到的。

当然在实验上实现这一理论方案是有困难的,因要使原子在腔内长时间停留并不容易。另外,在这样长的时间内,耗散与量子朗之万涨落力将产生不好影响。我们对双光子跃迁作用的情况也进行了类似的理论研究,发现在共振条件下不能造成深度挤压,但若偏离共振,长时间亦可能达到深度挤压(其时间尺度比单光子跃迁情况更大,因而此结果虽然有理论上兴趣,但实现起来将很困难)。

4. 其它

腔量子电动力学实验还可用来研究微观物理到宏观物理的过渡。当腔内原子数与光子数增加时,系统的演化将从量子涨落影响为主过渡到多体统计的涨落为主。

最后,跨越高 Q 腔的稀薄原子束是一种具有反馈的非线性系统,这是经典系统产生混沌的要素。研究此系统的量子行为有可能对量子理论与混沌之间的关系有进一步认识。

三、超辐射

超辐射又称超荧光(确切地说,超辐射是超荧光过程中的特征辐射),是指多原子体系的集体自发辐射。它是原子间自发辐射的一种合作效应。在超辐射状态下,各原子跃迁电偶极矩的相位发生了关联。与其他一些合作辐射(如光子回波)不同,在这里,关联是通过体系本身的自发辐射而不是外场建立起来的,因而可说是某种自组织效应。对于通常的荧光过程, N 个激发态原子的发光强度 I 与 N 成正比, I 随

物理

时间的变化呈指数衰减形式,其衰期即等于单个原子的自发辐射衰期 τ 。超荧光的强度-时间曲线则不同,它呈高峰形(见图5)¹⁾。当全部 N 个原子都进入合作状态的情况下,峰高正比于 N^2 ,而峰的宽度降为 τ 的 $1/N$ 。对细柱状样品,辐射还有很强的方向性,只局限在轴附近的小立体角内。超荧光另一特点是,峰出现的延迟时间 t_d (也就是体系进入超辐射状态的时间,其平均值为 $\frac{1}{N} \tau \ln N$)具有一定的不确定

性。这种不确定性是过程早期光子辐射的量子随机性的遗迹,因而是量子涨落效应的一种宏观表现。初始时所有原子都处于激发态,各个原子的跃迁电偶极矩在相位上彼此没有关联,因而第一个光子的发射就和 N 个原子独立自发辐射(即普通荧光)的情况一样,发射的时间具有较大的不确定度。发射出第一个光子后,各原子跃迁电偶极矩的相位发生了一点关联,从而增加了第二个光子的辐射率并减少了发射时间的不确定度。第二个光子的发射并在第一个光子方向上从优取向。随着发射光子数的增加,相位关联加强,于是辐射率继续增大,发射时间不确定度继续减少,发射从优取向的趋势也更明显,直到出现发射高峰。由于总的确定度等于各次发射不确定度平方和的根,因此它主要来自前数次发射,其中第一次的贡献即

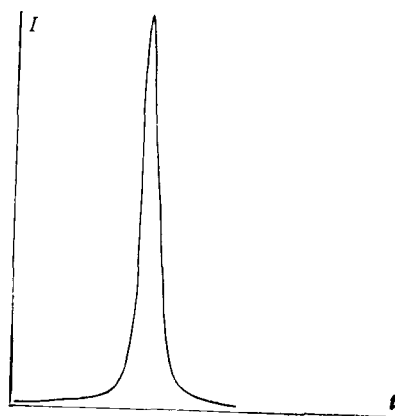


图5 超荧光的强度曲线

1) 在大样品情况还可能出现多峰。

占 3/4。

在高峰时,原子的跃迁电偶极矩相位达到最大关联(这种状态即为完全的超辐射态),因而辐射波电场与 N 成正比,光强与 N^2 成正比。此情况表明,超辐射的光不是混沌光而是相干光。

上述相干光产生的机制与激光不同,激光是通过受激辐射,而这里却是通过合作的自发辐射。

人们曾经期望这是产生脉冲相干光的新途径。特别是 X 射线激光由于存在反射镜困难,更使得不少研究工作者企图采用超辐射来得到 X 射线波段的相干光脉冲。不过产生超辐射也并不容易,有许多因素会破坏它,如原子的无规运动会破坏超辐射所需要的跃迁电偶极矩相位间的关联(对于发射波矢为 k 的光子,要求位于 x_i 处的原子,其跃迁电偶极的相位为 $e^{i(k \cdot x_i + \phi)}$ 。无规运动改变原子的位置从而会破坏已建立起来的相位关联)。另外,原子间的范德瓦耳斯作用力、碰撞和多普勒效应都会产生破坏性影响。合作效应的建立要求原子密度较大,但密度太大破坏性效应又显著。除此而外,它还面临其他一些过程的竞争。

以上主要是就小样品的情况来说的,在大样品($l \gg \lambda$)情况下,波传播效应、吸收和受激辐射等复杂因素都需加以考虑。

除了作为新的相干光源,超辐射还可能有另一种应用。如能通过适当安排,使超辐射通过外场来触发,那么就可利用它对极微弱信号进行检测。

从 70 年代以来,人们对超辐射进行了大量的研究,包括超辐射的产生条件,合作建立的过程,合作长度,孕育期、峰期的特点和物理性质,不同抽运方式,样品形状,原子密度,原子的各个参数以及前述一些复杂因素(如波传播效应、吸收和受激发射、简并能级、原子运动及一些弛豫效应等)对超辐射的影响。由于近似处理的方法不同,有些问题尚未得到一致的结论。

实际上最早在光波波段上观测到超辐射是在 1973 年,随后人们对超荧光的性质进行了不

少实验研究。1982 年观察到小样品的超辐射,小样品情况比较单纯,有利于作基础研究。对样品加腔可以降低对原子密度的要求,从而减少范德瓦耳斯力的破坏效应。1985 年在实验上观测到腔内的超辐射过程。尽管实验上取得了不少成果,但作为新的有效的相干光源却没有实现。这样,到 80 年代中后期,对超辐射的研究热潮已经减退,不过合作效应仍不失为量子光学中的一个重要领域。

1985 年,劳伦斯-李沃莫尔实验室和普林斯顿大学制成了实验室 X 射线激光器,这是光学的一个重大进展。去年普林斯顿大学又做成 X 射线激光显微镜,这一成果将对生物科学、微电子学、固体物理和材料科学产生很大影响。就量子光学来说,感兴趣的则是,这种 X 射线激光是否只是自发辐射的放大?超辐射在其中起了或能起多大作用?目前 X 射线激光科研工作的主攻方向是在往短波长发展(到水窗以下即 10—40 Å),并力求达到更高的功率和更大的增益和效率等。量子光学方面的研究还有待开展。

四、强光物理中的量子光学问题

对于强光,存在不同的标准尺度。一个是指非线性光学效应或多光子过程变得重要或显著时的典型光强,对固态介质来说约为 10^6W/cm^2 ,对气体则要更高些。其次一个尺度是光电场 $E \sim 10^{-2} e^2/a_0$,其中 a_0 为玻尔半径, e^2/a_0 为电场的原子单位。此尺度相应的光强为 10^{12} — 10^{13}W/cm^2 。在此尺度上,对光场已不能用微扰论处理。再高的尺度就是光电场大于原子中的平均静电场,使电子与光电场的作用项成为大项。目前国外最高光强已超过 10^{15}W/cm^2 ,并已开展光强高达 10^{18} — 10^{20}W/cm^2 的研究。

非线性光学虽是光学中另外的分支,但它与量子光学有交叉。首先,通过非线性光学过程可以得到非经典光场。例如,光子的反群聚效应是非经典光场才可能具有的一种性质。对于准经典光场,光子或是群聚的或是不关联的。群

激光驱动的 ICF 物理研究

陶祖聪 杜祥琬¹⁾ 彭翰生 贺贤士²⁾

(中国工程物理研究院, 成都 610003)

惯性约束聚变是近年来发展迅速、具有科学意义和应用前景的研究领域。本文概述了激光驱动的惯性约束聚变的物理过程和值得研究的物理问题;讨论了激光聚变物理与核武器物理的联系,说明军用研究是激光聚变研究近、中期应用的重要方面;介绍了中国工程物理研究院的激光聚变研究工作。

实现受控核聚变的途径主要有磁约束聚变(MCF)和惯性约束聚变(ICF, inertial confinement fusion)两种。

惯性约束聚变是利用高功率的脉冲能束,直接或间接地均匀照射微型聚变靶丸,由靶面物质的烧蚀喷射产生的反冲力(惯性力),使靶内的聚变燃料迅速被压缩至高密度(液态氘、氚密度的1000倍左右)和热核燃烧所必须的高温(10^8K),在惯性约束时间内发生微型热核爆炸,

聚效应是指在光场中检测到一个光子后,紧接着再检测到一个光子的几率要高于平均几率,好象光子在光束中是成群分布的。反群聚效应则相反,在光束中,一个光子附近出现另一个光子的几率小于平均几率。通过非线性光学过程如三波参量过程或多光子吸收过程,就可产生具有反群聚性的光场(实验上首次是在1977年通过共振荧光观察到光子反群聚效应的)。再如挤压态光场也可通过四波混频或简并参量放大等非线性光学过程产生。

其次,量子光学中一些特殊的检测或处理方法也要利用非线性光学过程,前面提到过的量子无损测量就是一个例子。

由此可见,量子光学与非线性光学之间有着十分密切的联系。研究各种非线性光学过程所得到的光场的量子统计和相干性质,是量子光学研究的一个重要领域。至于第二个尺度以上的强光与物质的作用,则目前还只处于一个开始的阶段。

另外还应提到的是,量子光学混沌和光学

释放聚变能(见图1)。

高功率脉冲能束又称驱动源。它可分为两类:(1)聚焦的强激光束,(2)聚焦的强流离子束(重离子束或轻离子束)。目前可实际应用的驱动源是强激光束。本文将主要讨论激光聚变。

60年代初,就提出了激光聚变的设想。70

1),2) 北京应用物理与计算数学研究所,北京 100088。

孤立波的量子化也是近年来受到注意的领域。

我国的量子光学研究队伍是一支年青的队伍,1984年才开始组织全国性的学术讨论。经中国物理学会同意,1990年11月,在成都召开的第四届全国量子光学学术讨论会上,成立了中国物理学会量子光学专业委员会。该委员会将组织各种科研协作、学术交流和人才培养等活动。目前我国在量子光学的理论研究方面已有相当的规模并取得不少成果,进行实验研究的条件也逐步具备。在山西大学光电研究所和中国科学院物理研究所建造的挤压态实验研究装置已部分进入调试阶段。中国科学院上海光学精密机械研究所的“神光”系统光强达到了 $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 。中国工程物理研究院已利用此装置做成了X射线激光器。另外,中国科学院上海光学精密机械研究所还建立了量子光学开放实验室,接受所外人员申请到该所进行课题研究。可以期望,将有更多的年青人加入到这支年青的队伍中来。