

# 一种新的量子态——压缩态的特性及实验研究

王庶民 钱士雄

(复旦大学物理系)

在经典理论中,光场可以用电磁波来描述。利用波的振幅、频率、波矢及相位,我们可以讨论光在介质中的传播、光与物质的相互作用以及非线性光学效应等。但是,当涉及到光场的光子统计、光子反束聚以及涨落等问题时<sup>[1]</sup>,光场的经典理论就显得不够了,必须借助于光场的量子描述。在这种描述中,人们引入光子湮没算符  $a$  及产生算符  $a^+$ ,由此讨论量子涨落等一系列问题。

由量子理论可知,任何一对满足关系式

$$[a, \beta] = \frac{i}{2} \quad (1)$$

的物理量,是一对共轭量。根据海森堡测不准原理,它们的方均涨落之积必须大于或等于某个常数,即

$$(\Delta a)^2 (\Delta \beta)^2 \geq \frac{1}{16} \quad (2)$$

光子湮没算符  $a$  的实部  $x_1$  及虚部  $x_2$  也是一对共轭量,它们分别代表单模光场中相位差  $90^\circ$  的两个分量,并且满足上述关系式。相干态是一种最小测不准态,在相干态中,上式可以取等号,且有

$$(\Delta x_1)^2 = (\Delta x_2)^2 = \frac{1}{4},$$

即光场的两个正交分量的方均涨落都取最小的测不准值  $\frac{1}{4}$ ,这个值即是通常所称的真空涨落。几十年来,人们一直认为这是一个量子涨落的极限。

但是近年来,理论和实验都表明,还存在光场的另一种量子态,在这种态中,光场的某一分量(如  $x_1$ )的方均涨落可以小于真空涨落,即

$$(\Delta x_1)^2 < \frac{1}{4},$$

这就是一种新颖的量子态——压缩态<sup>[2,3]</sup>。当然,在压缩态中,海森堡测不准关系仍然必须满足,这时  $x_1$  分量方均涨落的减小是以  $x_2$  分量方均涨落的增大为代价的。压缩态的这个奇异性质引起了物理学界的极大注意,因为利用具有极小涨落的场,人们可以进行极其精密的测量,这对于精密计量、光通信以及引力波的探测都有重要意义<sup>[4]</sup>。

压缩态的研究可以追溯到七十年代初期。1970年,Stoler首先提出了这种态的概念<sup>[5]</sup>,1976年Yuen详细地研究了其量子特性<sup>[6]</sup>。此后的十年中,人们从理论上讨论了压缩态的基本性质、产生压缩态的各种可能方案<sup>[7,8]</sup>以及研究探测压缩态存在的接收技术<sup>[9,10]</sup>。1985年底美国Bell实验室的Slusher首先宣布了光学压缩态的获得<sup>[11]</sup>,1986年在第14届国际量子电子学会议(IQEC)上,又有若干小组同时报道了光学压缩态的研究测量结果<sup>[12,13]</sup>。实验上的重大突破表明了对压缩态的研究已进入一个新的阶段。

本文将对压缩态的基本性质、压缩态的产生机制、压缩态的检测技术以及当前压缩态实验研究的主要结果作一综述。

## 一、压缩态的定义及基本特性

讨论压缩态,必须先从相干态说起。相干态定义为单频光子湮没算符  $a$  的本征态:

$$a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle. \quad (1.1)$$

光子湮没算符  $a$  和相应的光子产生算符  $a^+$

之间有对易关系

$$[a, a^+] = 1. \quad (1.2)$$

在粒子数表象里,相干态可写成

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} |n\rangle, \quad (1.3)$$

因而它也可定义为一个平移算符  $\hat{D}(\alpha)$  作用到真空态  $|0\rangle$  后得到的新态:

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle, \quad (1.4)$$

其中

$$\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha a^+ - \alpha^* a). \quad (1.5)$$

由于算符  $a$  是非厄米的,其本征值一般为复数,因而在物理上是不可测量的,能测的仅是  $a$  的实部和虚部.

一般的单模光电场可以写为

$$\hat{E}(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y) [a e^{-i(\omega t + \theta)} + a^+ e^{i(\omega t + \theta)}]. \quad (1.6)$$

对  $a$  和  $a^+$  作线性变换,使之成为一对厄米算符  $\hat{x}_1$  和  $\hat{x}_2$ ,

$$\begin{cases} \hat{x}_1 = \frac{1}{2}(a + a^+), \\ \hat{x}_2 = \frac{1}{2i}(a - a^+). \end{cases} \quad (1.7)$$

$\hat{x}_1$  和  $\hat{x}_2$  有如 (1.2) 式的对易关系,且在相干态中,其方均涨落都等于真空涨落. 于是 (1.6) 式写为

$$\hat{E}(x, y, z, t) = \alpha \varepsilon(x, y) [\hat{x}_1 \cos(\omega t + \theta) + \hat{x}_2 \sin(\omega t + \theta)]. \quad (1.8)$$

可见  $\hat{x}_1$  和  $\hat{x}_2$  是光电场的一对可测量的相位正交分量.

压缩态定义为<sup>[14]</sup>

$$|\beta\rangle = S(\zeta)D(\alpha)|0\rangle, \quad (1.9)$$

其中

$$S(\zeta) = \exp\left(\frac{1}{2}\zeta^* a^2 - \frac{1}{2}\zeta a^{+2}\right), \quad (1.10)$$

$$\zeta = r e^{i\varphi}.$$

$S(\zeta)$  为压缩算符,  $\zeta$  为压缩参量,  $r$  值的大小反映了压缩的程度,而  $\varphi$  反映了压缩态相应的相位角. 处于  $|\beta\rangle$  态的光电场的某个相位正交分量的方均涨落可小于  $1/4$ <sup>[15]</sup>, 这表示该分量的涨落被“压缩”了, (1.9) 式仅为压缩态定义之一种.

物理

可以证明,压缩态  $|\beta\rangle$  是某个光子压缩湮没算符  $\hat{b}$  的本征态,而  $\hat{b}$  和  $a$  之间关系为

$$\hat{b} = \cosh \gamma \cdot a + e^{2i\varphi} \sinh \gamma \cdot a^+. \quad (1.11)$$

我们可将  $\hat{b}$  写为

$$\hat{b} = \mu a + \nu a^+, \quad (1.12)$$

其中

$$\mu = |\mu| e^{i\phi_\mu}, \quad \nu = |\nu| e^{i\phi_\nu}. \quad (1.13)$$

由  $\hat{b}, \hat{b}^+$  需要满足的对易关系  $[\hat{b}, \hat{b}^+] = 1$  可以知道,系数  $\mu$  和  $\nu$  必须满足

$$|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1. \quad (1.14)$$

从物理上看,  $|\mu| \geq 1$  才有意义. 同相干态算符  $a$  一样,  $\hat{b}$  也是非厄米的,我们能观察的仅是光场的一对相位正交分量. 引入可调相位  $\theta_x$ , 有

$$\begin{cases} \hat{x}_1(\theta_x) = \frac{1}{2}(e^{i\theta_x} \hat{b} + e^{-i\theta_x} \hat{b}^+), \\ \hat{x}_2(\theta_x) = \frac{1}{2i}(e^{i\theta_x} \hat{b} - e^{-i\theta_x} \hat{b}^+). \end{cases} \quad (1.15)$$

设  $|0_a\rangle$  为  $a$  算符的真空态,则有

$$a|0_a\rangle = 0. \quad (1.16)$$

将  $\hat{x}_1^2(\theta_x)$  和  $\hat{x}_2^2(\theta_x)$  分别作用在真空态  $|0_a\rangle$  上, 可得

$$\begin{cases} \langle 0_a | \hat{x}_1^2(\theta_x) | 0_a \rangle = \frac{1}{4} \{ |\mu|^2 + |\nu|^2 + 2|\mu\nu| \cos(2\theta_x + \phi_\mu + \phi_\nu) \}, \\ \langle 0_a | \hat{x}_2^2(\theta_x) | 0_a \rangle = \frac{1}{4} \{ |\mu|^2 + |\nu|^2 - 2|\mu\nu| \cos(2\theta_x + \phi_\mu + \phi_\nu) \}. \end{cases} \quad (1.17)$$

调节  $\theta_x$ , 使  $2\theta_x + \phi_\mu + \phi_\nu = 2\pi$ , 再由 (1.14) 式可得

$$\begin{cases} \langle 0_a | \hat{x}_1^2(\theta_x) | 0_a \rangle = \frac{1}{2} |\mu|^2 - \frac{1}{4} + \frac{1}{2} |\mu| (|\mu|^2 - 1)^{1/2}, \\ \langle 0_a | \hat{x}_2^2(\theta_x) | 0_a \rangle = \frac{1}{2} |\mu|^2 - \frac{1}{4} - \frac{1}{2} |\mu| (|\mu|^2 - 1)^{1/2}. \end{cases} \quad (1.18)$$

当  $|\mu| \gg 1$  时,将上式作 Taylor 级数展开,有

$$\langle 0_a | \hat{x}_2^2(\theta_x) | 0_a \rangle \simeq \frac{1}{16|\mu|^2} + 0 \left\{ \frac{1}{|\mu|^4} \right\}. \quad (1.19)$$

这时 (1.19) 式的值可以小于  $\frac{1}{4}$ , 这说明光场的一个相位正交分量  $x_2(\theta_x)$  被“压缩”了.

由此我们可以得到压缩态的一些基本特性:

1. 光子压缩湮没算符  $\hat{b}$  是相干态光子湮没算符  $\hat{a}$  和光子产生算符  $\hat{a}^\dagger$  的某种特殊组合.

2. 压缩态  $|\beta\rangle$  是算符  $\hat{b}$  的本征态,

$$\hat{b}|\beta\rangle = \beta|\beta\rangle.$$

3. 压缩态光场的某个相位正交分量  $x_1$  (或  $x_2$ ) 在真空态  $|0_s\rangle$  里的涨落可以远小于真空涨落, 其压缩程度取决于  $|\mu|$  的大小, 即取决于实现压缩过程的参数.

4. 在相干态中,  $x_1$  和  $x_2$  分量的测不准量都为  $\frac{1}{4}$ , 如图 1(a) 所示, 在  $x_1-x_2$  相空间中, 它是一个圆.

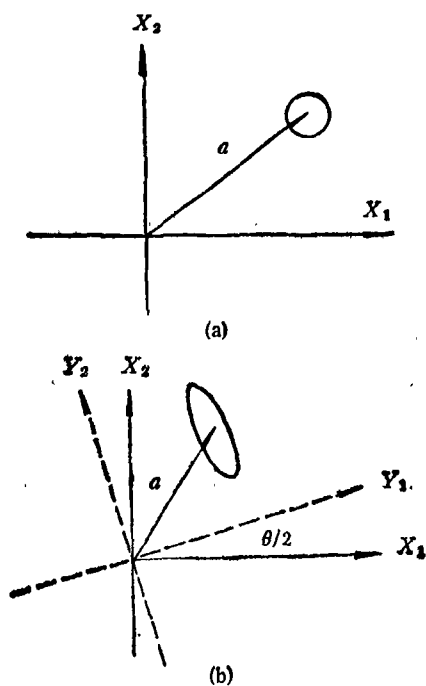


图 1 相空间中测不准度的表示  
(a) 相干态; (b) 压缩态

压缩态在  $x_1-x_2$  相空间中表示的涨落不再是一个圆, 而是一个椭圆, 其长轴方向表示涨落增加, 短轴表示涨落被“压缩”, 压缩程度越大, 椭圆离心率就越大<sup>[2]</sup>.

5. 在压缩态中, 不仅光电场的两个相位正交分量  $x_1$  和  $x_2$  中的一个可以得到有效的压缩, 而且其它一些共轭物理量也有程度不同的压缩效应, 例如光场的振幅和相位.

6. 在单模场中, 人们可以用几率分布函数  $P(\alpha)$  来表示某个相干态  $|\alpha\rangle$  出现的几率, 而且  $P(\alpha)$  是一个正的没有奇点的函数. 但是在压缩态中, 人们并不能找到具有上述性质的  $P$  函数. 因而压缩态是一种纯的量子态.

## 二、压缩态的产生方案

从 (1.12) 式可以知道, 由相干态光场产生压缩态光场, 需要经过变换, 这一变换从本质上说, 一是产生相干态光场的相位共轭场  $\hat{a}^\dagger$ , 二是将相干态与其共轭场相叠加.

单模光电场的经典形式为

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} [E_0(x, y, z)e^{-i\omega t} + E_0^*(x, y, z)e^{i\omega t}]. \quad (2.1)$$

光场

$$E'(x, y, z, t) = \frac{1}{2} [E_0^*(x, y, z)e^{-i\omega t} + E_0(x, y, z)e^{i\omega t}] \quad (2.2)$$

称为  $E(x, y, z, t)$  的相位共轭场.

在非线性光学效应中, 差频、三波混频、四波混频等很多过程都可以产生某个人射场的相位共轭场<sup>[4]</sup>.

在差频效应中, 频率分别为  $\omega_3$  和  $\omega_2$  的二个光场入射到非线性介质中, 经非线性相互作用, 可以得到差频场输出 (频率为  $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ ):

$$E_k(\omega_1) \propto \chi_{kij}^{(2)} E_i(\omega_3) E_j^*(\omega_2). \quad (2.3)$$

可见, 在产生的  $E_k(\omega_1)$  中已经有  $\omega_2$  场的相位共轭信息. 在特殊情况下, 有  $\omega_1 = \omega_2$  和  $j=k$ , 这时上式可以写为

$$E_j(\omega_1) \propto \chi_{ijj}^{(2)} E_i(\omega_3) E_j^*(\omega_1). \quad (2.4)$$

我们可以将上式写成场的量子化形式:

$$\hat{a}_j(\omega_1) \propto \chi_{ijj}^{(2)} \hat{a}_i(\omega_3) \hat{a}_j^\dagger(\omega_1), \quad (2.5)$$

这时产生的场  $\hat{E}_j(\omega_1)$  完全是入射场  $\hat{E}_i(\omega_3)$  的相位共轭场.

从非线性光学基本原理出发,目前已经提出好几种产生相位共轭场从而实现压缩态的方案。下面我们讨论两种过程: 简并参量放大(DPA)和近简并四波混频(NDFWM)。

### 1. 腔内 DPA 过程

腔内 DPA 过程如图 2 所示。

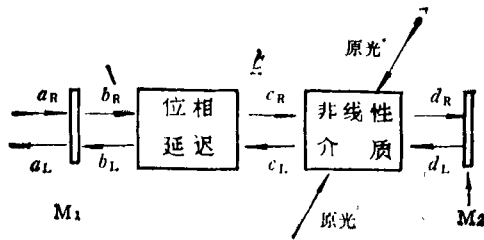


图 2 产生压缩态的腔内 DPA 过程

图 2 中  $M_1$  是全反射镜,  $M_2$  是部分反射镜, 其透射系数为  $K$ , 为方便起见,  $K$  取实数, 则有

$$\begin{cases} b_R = K a_R - (1 - K^2)^{1/2} b_L, \\ d_L = (1 - K^2)^{1/2} a_R + K b_L. \end{cases} \quad (2.6)$$

相位延迟部分产生  $\theta$  角的延迟,

$$\begin{cases} c_R = e^{i\theta} b_R, \\ b_L = e^{i\theta} c_L. \end{cases} \quad (2.7)$$

对于参量介质, 有

$$\begin{cases} d_R = G_s c_R + e^{i\phi_s} (G_s^2 - 1)^{1/2} c_L^*, \\ c_L = G_s d_L + e^{i\phi_s} (G_s^2 - 1)^{1/2} d_R^*, \end{cases} \quad (2.8)$$

其中  $G_s$  为参量放大增益, 取为实数, 且有

$$G_s > 1,$$

$\phi_s$  为参量放大引进的位相变化。对于全反射镜  $M_2$ , 有

$$d_L = d_R. \quad (2.9)$$

将 (2.6)–(2.9) 式经过一系列运算, 可以推出

$$d_L = G' a_L + e^{i\phi_s} (|G'|^2 - 1)^{1/2} a_R^*, \quad (2.10)$$

其中

$$G' = \frac{2(1 - K^2)^{1/2} + G e^{i2\theta} + (1 - K^2) G e^{-i2\theta}}{2 - K^2 + 2(1 - K^2) G \cos 2\theta}, \quad (2.11)$$

$$G = 2G_s^2 - 1. \quad (2.12)$$

这里泵浦光的频率为  $2\omega$ ,  $a_R$  和  $a_L$  的频率为  $\omega$ 。(2.10) 式形式上与 (1.12) 式一致, 且满足 (1.14) 式条件, 因此出射光  $d_L$  是压缩态。由 (2.11) 式可知, 当满足

$$\cos 2\theta = -\frac{2 - K^2}{2(1 - K^2)^{1/2} G} \quad (2.13)$$

时,  $|G'|$  趋于无穷大, 从理论上讲, 这时可以有很大的压缩性。Yurke 建议用三镜腔取代图 2 装置, 这样入射光和出射光便自动分开了。

### 2. 腔内 NDFWM 过程

腔内 NDFWM 过程结构与图 2 类似。由四波混频过程的耦合波方程以及光场传播的变换矩阵, 可以推得

$$\begin{aligned} b(\omega_0 + \omega) = & G(\omega) a(\omega_0 + \omega) \\ & + M(\omega) a^*(\omega_0 - \omega), \end{aligned} \quad (2.14)$$

其中  $G(\omega)$ ,  $M(\omega)$  是与四波混频介质的非线性参数、长度、腔的结构、镜子的反射率等有关的复杂函数, 鉴于公式太长, 此处不再给出, 读者可以参考文献 [8]。

Yurke 等人已从理论上计算了由此得到的噪声功率谱, 当取某些参数时,  $b(\omega_0 + \omega)$  可以有很大程度的压缩。

由以上讨论可以看到, 利用腔内 DPA 效应和 NDFWM 效应, 我们可以调节腔的有关参数如镜子的反射率、镜子与非线性介质的间距、非线性增益等, 使得到的压缩态 (2.10) 或 (2.14) 式中的  $G'$  或  $G(\omega)$  有很大的数值, 这意味着有高的压缩效率。

## 三、压缩态的检测

检测压缩态, 就是要检测低于真空涨落的噪声, 这对测量技术提出了很高的精度要求。另外, 在测量过程中, 任何损耗、衰减以及附加噪声都会破坏压缩态的检测。

Yuen 等人提出用零拍检测法来测量压缩态的量子噪声谱<sup>[9,17]</sup>, 目前广泛采用的是双端式零拍检测技术, 其装置如图 3 所示。

压缩态信号  $b$  和具有  $\omega_0$  频率的本地振荡信号  $c$  经 50%-50% 分束板后混合成  $d$  和  $e$ , 后两者分别被具有很高量子效率  $\eta$  的光电接收器  $D_1$  和  $D_2$  接收, 经放大后进行差分运算再输入频谱分析仪。由此我们可以得到信号光场中的噪声谱, 以确定压缩态的存在。

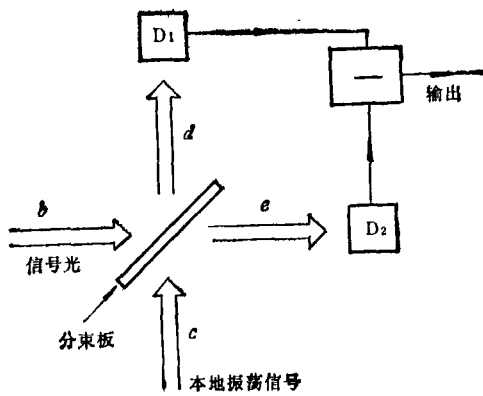


图3 双端零拍接收装置

双端零拍的最大优点是，它不仅可以自由选择压缩态信号场中的任一正交分量，而且可以借助于强的本地振荡光场来有效地接收该分量的方均涨落。

混合信号  $d$ ,  $e$  和入射信号  $b$ ,  $c$  的关系如下式所示：

$$\begin{pmatrix} d \\ e \end{pmatrix} = e^{i\Delta} \begin{pmatrix} \sqrt{1-T} e^{i\mu} & \sqrt{T} \\ \sqrt{T} & -\sqrt{1-T} e^{-i\mu} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} b \\ c \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

其中  $\Delta$ ,  $\mu$  是混合中引入的相位变化， $T$  是实际分束板的透射率。我们可以通过外部调节来改变本地振荡场的相位，例如可以使  $e^{-i\mu}c$  中的平均项只剩下实部，即

$$e^{-i\mu}c = C + \Delta b_1 + i\Delta b_2. \quad (3.2)$$

而信号场为

$$b = B_1 + iB_2 + \Delta b_1 + i\Delta b_2, \quad (3.3)$$

其中  $C = \langle c \rangle$ ,  $B_1 = \text{Re}\langle b \rangle$ ,  $B_2 = \text{Im}\langle b \rangle$ 。这

时，信号场中与本地振荡场同相的分量为  $B_1$ ，而正交的分量为  $B_2$ 。经过一块分束比严格为 50%-50% 的分束板混合后， $d$  和  $e$  都包含有两个光场的平均项及其干涉项，其中平均项具有同样的符号，而干涉项正好异号，再对其进行差分运算，就余下了光场的干涉项。当  $C^2 \gg B^2$  时，差分信号为

$$\Delta I \approx 4C^2 \Delta b_1^2, \quad (3.4)$$

即在本地振荡场远大于信号场  $b$  的情况下，差分测量只反映了与本地振荡场同相的那个信号场分量  $B_1$  的方均涨落。

如果产生压缩态的变换关系如 (1.12) 式所示，则由计算可知，噪声频谱为<sup>[8]</sup>

$$\begin{aligned} S(\omega, \theta) = & \frac{1}{4} \left\{ |G(\omega)|^2 + |M(\omega)|^2 \right. \\ & + 2 \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \text{Re}[G(\omega) \\ & \left. \times M(-\omega) e^{i\theta}] \right\}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

考虑到接收器的量子效率  $\eta$  ( $\eta \leq 1$ )，则最终的噪声谱为

$$S_D(\omega, \theta) = \eta S(\omega, \theta) + 1 - \eta. \quad (3.6)$$

可以看到，量子效率低的探测器将降低待测态的压缩性，所以实际测量需要采用高量子效率的光电器件。

#### 四、压缩态的研究现状

至 1986 年 12 月为止，根据会议报告及发表文章，世界上已有四个小组(都在美国)从实

表 1

研究单位	主要研究人员	研究方法	参考文献
Univ. of Texas at Austin	H. J. Kimble, L. A. Wu	简并参量下转换 (DPDC)	[12]
Bell Lab.	R. E. Slusher, B. Yurke	Na 原子束的 NDFWM	[11]
IBM Center	M. D. Levenson	光纤中的 FWM	[13]
MIT	J. H. Shapiro	Na 原子蒸汽中 FWM	

验上观察到了压缩态的存在,如表 1 所示。

上述四个小组中, Slusher 小组于 1985 年 11 月首次发表了他们观察到压缩态存在的实验,其实验装置如图 4 所示。

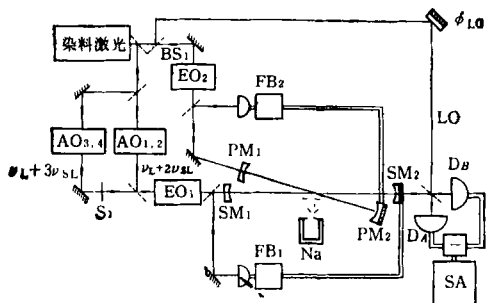


图 4 利用 Na 原子束中的 NDFWM 产生压缩态的实验装置

他们利用 Na 原子蒸气束中的 NDFWM 实现相位共轭。连续单模环形染料激光器频率调谐在高于钠  $D_2$  线 1GHz 处,此时的吸收系数比共振  $D_2$  线处小三个量级。染料激光输出分为三束:一束作为本地振荡光,  $\phi_{LO}$  为一压电陶瓷,用来调节本地振荡相位;另一束作泵浦光用。  $PM_1, PM_2$  构成泵浦腔,边带发生器  $EO_2$  及反馈网络  $FB_2$  构成一伺服系统,把泵浦腔模锁在  $\nu_L$  处,  $\nu_L$  为染料激光器输出频率;第三束激光进入频率位移器  $AO_{1,2}$ ,其作用是将信号腔稳在  $\nu_L + 2\nu_{SL}$  处,  $\nu_{SL}$  为信号腔  $SM_1$ ,  $SM_2$  空腔纵模间隔。信号腔、泵浦腔均为共焦腔,夹角  $\phi = 0.86^\circ$ ,实验要求  $\phi$  越小越好,以减小前向 Doppler 展宽。从 Na 炉小孔喷出的原子束发散角  $\theta = 5^\circ$ ,由此产生的 Doppler 线宽为 100MHz,与计算结果一致。

原子束与激光作用区宽度为 1cm,在作用区,原子束密度为  $10^{11}/\text{cm}^3$ ,激光功率密度为  $100\text{W}/\text{cm}^2$ ,此数值约为饱和光强度的 1/10,激光腰部光斑大小为  $w_0 = 0.03\text{mm}$ 。泵浦光将 Na 原子激发到  $3P_{3/2}$  态,自发辐射在  $4\pi$  立体角内均会产生,但只有在  $SM_1, SM_2$  方向得到来回振荡加强,并参与四波混频作用,从  $SM_2$  输出的信号就会含有压缩态成分。  $DA, DB$  以及 SA 构成双端零拍装置。 Slusher 在  $\nu_L + 3\nu_{SL}$  处观察压缩态信号。

物理

实验结果发现: 在  $3\nu_{SL} = 421.5\text{MHz}$  附近,  $\Delta\nu_s = \pm 0.5\text{MHz}$  范围内出现了压缩态信号;四波混频及压缩态信号最强处在

$$\nu = 422\text{MHz}$$

处,压缩态信号最低点比背景涨落低 7%。同样,固定在  $\nu = 422\text{MHz}$  处观察,改变  $\phi_{LO}$  相位,也观察到了压缩态信号。 Yurke 等人最近对这种产生压缩态的方法进行了理论计算,所得的结果与实验符合得很好<sup>[19]</sup>。

Texas 大学的吴令安(中国访问学者)和 Kimble 等<sup>[18]</sup>采用简并参量下转换(DPDC)方法得到了量子噪声低于背景噪声 50% 以上的压缩态,这是目前从实验上得到的最好结果。其装置如图 5 所示。

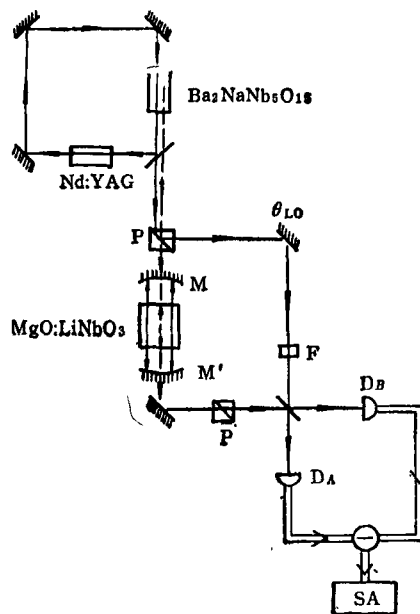


图 5 利用 DPDC 产生压缩态的实验装置

环形稳频连续 YAG 激光器经倍频(晶体为  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ )输出  $\lambda_1 = 1.06\mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 0.53\mu\text{m}$  的激光,  $\lambda_1$  激光的大部分经偏振片反射用作本地振荡光,其余部分参与非线性相互作用。 M 和  $M'$  构成光学参量振荡腔,镜子 M 对  $\lambda_2$  光和  $\lambda_1$  光的透射率分别为 3.5% 和 0.06%。镜子  $M'$  对  $\lambda_2$  透射率很低,因而倍频光可以在腔内来回振荡以增强非线性相互作用。非线性介质为

MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体, 两面涂有消反射膜以减少损耗。为满足相位匹配要求, 晶体加温至 98°C。 $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  激光在腔内与介质发生参量下转换作用。由于产生的信号  $\omega_2 - \omega_1 = \omega_1$ , 因而是简并参量下转换。压缩态信号 ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ) 经 M' 输出, 并与本地振荡光耦合至双端零拍装置。接收器为 InGaAs 光电二极管, 量子效率  $\eta = 0.90 \pm 0.04$ 。调节本地振荡相位  $\theta$ , 便可得到信号频谱, 结果如图 6 所示。

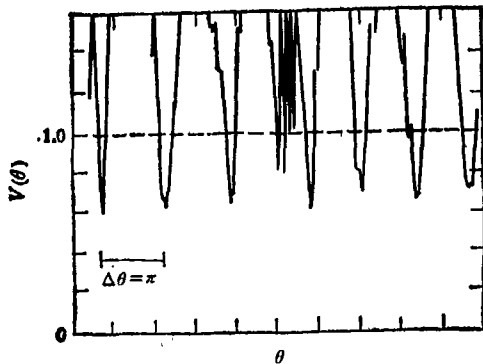


图 6 由 DPDC 产生的压缩态信号频谱

他们在拍频  $\Delta\nu = 1.2\text{MHz}$  处, 观察到了压缩态的存在。由于二阶非线性效应(如 DPDC)效率一般高于三阶非线性效应(如 DFWM)效率, 因此相对来说压缩性会好一些。而 Rochester 大学的 Mandel 由于没有采用腔结构, 因而在 DPDC 实验中没有看到压缩态。可见, 腔的存在对产生压缩态有着重要的作用。

MIT 的 Shapiro 讨论了在损耗介质中, 如果采用前向简并四波混频, 仍然可以得到很好的压缩效果<sup>[20]</sup>。他们利用 Na 蒸汽中的前向简并四波混频, 在实验上观察到了压缩态。

压缩态在实验上的首次突破极大地激发了人们对这种新型量子态的研究热忱。据了解, 有越来越多的研究单位开始转向压缩态的实验观察及研究。在最近的二年来, 一些重要的激光国际会议中, 压缩态已成为最受欢迎、最吸引人的课题之一。一些理论研究小组也开始讨论压缩态与物质的相互作用以及它在激光光谱学和通信中的应用。我国也有好几所大学和研究所开始了这方面的研究工作。

### 参 考 文 献

- [1] H. J. Kimble, L. Mandel, *Phys. Rev. A.*, **13**(1976), 2123.
- [2] D. F. Walls, *Nature*, **306**(1983), 141.
- [3] C. M. Caves, B. L. Schumaker, *Phys. Rev. A.*, **31**(1985), 3068.
- [4] C. M. Caves, *Phys. Rev. D.*, **23**(1981), 1693.
- [5] D. Stoler, *Phys. Rev. D*, **1**(1970), 3217.
- [6] H. P. Yuen, *Phys. Rev. A.*, **13**(1976), 2226.
- [7] L. Mandel, *Opt. Comm.*, **42**(1982), 437.
- [8] B. Yurke, *Phys. Rev. A.*, **32**(1985), 300.
- [9] H. P. Yuen, J. H. Shapiro, *Opt. Lett.*, **4**(1979), 334.
- [10] B. L. Schumaker, *Opt. Lett.*, **9**(1984), 189.
- [11] R. E. Slusher et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2409.
- [12] H. J. Kimble, J. Hall, in *Technical Digest, 14th Intern. Quant. Electr. Conf. of America*, Washington D. C., (1986), 86.
- [13] M. D. Levenson et al., *ibid*, p 56.
- [14] B. L. Schumaker, *Phys. Rep.*, **135**(1986), 318.
- [15] B. Yurke, *Phys. Rev. A.*, **29**(1984), 408.
- [16] R. A. Fisher, *Optical Phase Conjugation*, Academic Press, N. Y., (1983)
- [17] H. P. Yuen, V. W., S Chan, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 177.
- [18] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, H. Wu, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2520.
- [19] J. R. Klauder, S. L. McCall, B. Yurke, *Phys. Rev. A.*, **33**(1986), 3204.
- [20] M. D. Reid, D. F. Walls, *Phys. Rev. A.*, **31**(1985), 1622.

(上接第667页)

- [17] M. D. Fontana, et al., *Ferroelectrics*, **55**(1984), 691.
- [18] K. Alex Müller, *Japan J. Appl. Phys.*, **24-2** (1985, Suppl.), 89
- [19] Eric Courtens, *ibid*, 70.
- [20] H. Terauchi, *ibid*, 75.
- [21] G. Burns, *ibid*, 85.
- [22] A. W. Sleight et al., *Solid State Commun.*, **17**(1975), 27.
- [23] T. Murakami, *Japan J. Appl. Phys.*, **24-2**(1985 Suppl.), 10,
- [24] P. Tolédano, *ibid*, 126.
- [25] Y. Ishibashi, *ibid*, 126.
- [26] J. Polonsky et al., *Comptes Rendus*, **250**(1960), 3414; **251**(1960), 976.
- [27] T. Mitsui, et al., *Japan J. Appl. Phys.*, **24-2**(1985 Suppl.), 99.
- [28] H. Athenstaedt, *ibid*, 103.
- [29] V. M. Fridkin, *Photoferroelectrics*, Springer-Verlag, New York, (1979).
- [30] 王以铭, 陈建新, *物理*, **14**(1985), 655.