

由前向四波混频产生脉冲压缩态光场*

何林生 江海河 夏宇兴

中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥, 230031

1990 年 11 月 19 日收到

本文提出一个方案, 用锁模激光脉冲序列相干泵浦一个具有三阶极化率的非线性介质, 经由前向四波混频产生脉冲压缩态光场, 采用激光脉冲序列作为本地振荡对压缩态光场进行平衡零差检测。理论结果表明, 本方案不但可以获得光强很强的压缩态光场输出, 而且可以获得几乎完全压缩的脉冲序列形式的压缩噪声功率谱, 其脉冲序列谱形状和输入光脉冲序列谱形状相反。

PAAC: 4250; 4265; 4260F

一、引 言

目前已有若干小组成功地获得了压缩态光场^[1-3], 但是这些实验中产生的压缩态光场的强度一般都比较弱。为了获得高强度的压缩态光场, 选用脉冲光场作为泵浦光场, 通过介质的非线性作用产生压缩态光场, 这是一条非常有效的途径。使用脉冲光泵浦, 峰值功率很高, 这将增大光学非线性极化强度, 提高光学非线性效应, 从而可以减少非线性介质的长度, 缩短光和介质的相互作用时间, 降低介质的线性吸收损耗, 有利于压缩态光场的产生。这样所产生的脉冲压缩态光场将有利于光通讯、光计算机、光学信息处理和快过程的精密测量^[4]。

目前在若干压缩态光场的实验成功之后, 人们开始将兴趣转向可能更为实用的脉冲压缩态光场的理论研究和实验研究。Yurke 等人首先提出用锁模激光脉冲序列相干泵浦具有二阶极化率的非线性介质, 通过参量下转换产生脉冲压缩态光场的理论^[5]。同年 Slusher 等人便采用锁模激光脉冲序列相干泵浦非线性介质, 经由参量下转换实验获得了脉冲压缩态光场, 最大压缩度达 0.6dB^[6]。最近, Shirasaki 指出, 一个包含有 Kerr 介质的 Mach-Zehnder 对称干涉仪可以实现脉冲压缩态光场^[8]。Kumar 等人则用一个 Q 开关多纵模掺钕的 YAG 激光倍频, 经由参量下转换产生了脉冲压缩态光场, 压缩度为 0.8dB^[9]。

四波混频是实现压缩态光场的重要手段^[10]。我们前不久曾提出在激光腔内经由四波混频直接产生压缩态光场的方案^[1]。本文提出一个方案, 用锁模激光脉冲序列相干泵浦一

* 国家自然科学基金资助的课题。

1) 柳尚青、夏宇兴、何林生, 量子电子学, 7(1990), 88。

个具有三阶极化率的非线性介质,经由前向四波混频效应产生脉冲压缩态光场。理论结果表明,本方案不但有光强很强的脉冲压缩态光场输出,而且光场的压缩噪声功率谱也是脉冲序列形式的,在脉冲峰值处的压缩几乎为 100%。

二、前向四波混频产生脉冲压缩态光场的原理方案

采用图 1 所示前向四波混频方案产生和检测脉冲压缩态光场。锁模激光器输出激光脉冲序列,经束分裂器 B_1 分为两束,一束小部分光场作为本地振荡 E_{L0} ; 另一束大部分光场 E_p 入射到 50% 束分裂器 B_2 再分为两束 E_{p1} 和 E_{p2} , 作为两个泵浦光源, E_{p1} 和 E_{p2} 分别以很小角度对称地入射到一长度为 L 的三阶极化率非线性介质中,进行前向四波混频。设产生的信号波 E_s 和空闲波 E_i 近似在 z 轴方向传播。为了提取适当的压缩态光场,利用 E_s 和 E_i 场偏振方向不同,用一束分裂偏振器 BSP_1 将 E_s 和 E_i 分离开来,再经过束分裂偏振器 BSP_2 将它们组合为 E_c 和 E_d 两束光。可以证明, E_c 是压缩态光场。 E_c 和本地振荡光场 E_{L0} 在 50% 束分裂器 B_3 处再组合分为两束光,分别进入检测器 D_1 和 D_2 , 在差分放大器中进行平衡零差检测,最后将电流信号输到频谱分析仪上记录输出噪声功率信号。

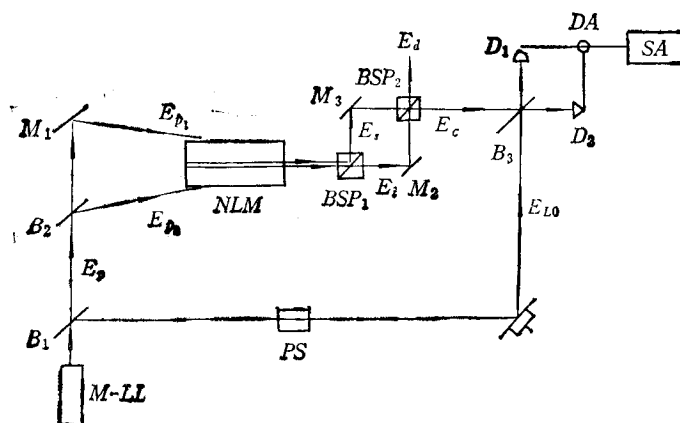


图 1 由前向四波混频产生和平衡零差检测脉冲压缩态光场原理图 $M-LL$ ——锁模激光器;
 NLM ——非线性介质; SA ——谱分析仪; DA ——差分放大器; D_i ——光电管; PZT ——
压电陶瓷; M_i ——全反射镜; B_i ——束分裂器; BSP_i ——束分裂偏振器

三、光场的传播方程

图 1 所示前向四波混频方案中,脉冲信号场 E_s 和空闲场 E_i 满足波动方程^[1]

$$\frac{\partial^2 E_s(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_s(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_s(z,t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 E_i(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_i(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_i(z,t). \quad (2)$$

现在先讨论信号场。光场极化强度 P_i 分为线性和非线性两部分

$$P_i(z, t) = P_i^{(L)}(z, t) + P_i^{(NL)}(z, t). \quad (3)$$

代入(1)式, 则(1)式可改写为

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_i(z, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_i(z, t) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_i^{(NL)}(z, t). \quad (4)$$

这里已利用了

$$P_i^{(L)} = \chi^{(1)} E_i(z, t), \quad \varepsilon = 1 + 4\pi\chi^{(1)}, \quad 1/v^2 = \varepsilon/c^2, \quad (5)$$

$\chi^{(1)}$ 是线性极化率, ε 是介电常数, v 是群速。非线性极化强度 $P_i^{(NL)}(z, t)$ 可记为^[11]

$$P_i^{(NL)}(z, t) = \mathcal{P}_i(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)], \quad (6)$$

ω_0 和 k_0 是脉冲极化强度的中心频率和波矢, $\mathcal{P}_i(z, t)$ 是非线性极化强度的慢变振幅。因此可以近似为^[11]

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} P_i^{(NL)}(z, t) = -\omega_0^2 P_i^{(NL)}(z, t), \quad (7)$$

且下列关系式成立:

$$P_i^{(NL)}(z, t) = \chi^{(3)} E_{p_1} E_{p_2} E_i^*. \quad (8)$$

由于 E_{p_1} 和 E_{p_2} 是强的脉冲激光场, 可作为经典场处理, 记为

$$E_{p_1} = A \left(t - \frac{z}{v} \right) \exp \left\{ -i \left[\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_1 \right] \right\}, \quad (9)$$

$$E_{p_2} = B \left(t - \frac{z}{v} \right) \exp \left\{ -i \left[\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_2 \right] \right\}. \quad (10)$$

信号场 E_i 和空闲场 E_r 作量子化处理

$$E_i = E_i^+(z, t) \exp \left[-i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] + E_i^-(z, t) \exp \left[i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \right], \quad (11)$$

$$E_r = E_r^+(z, t) \exp \left[-i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] + E_r^-(z, t) \exp \left[i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \right]. \quad (12)$$

在慢波近似条件下

$$\left| \frac{\omega_0}{v} \frac{\partial E}{\partial z} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right|, \quad \left| \omega_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right|, \quad (13)$$

将(7)–(12)式代入(4)式, 得到信号场 E_i 的正频、负频的传播方程

$$v \frac{\partial E_i^+(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial E_i^+(z, t)}{\partial t} = \lambda A \left(t - \frac{z}{v} \right) B \left(t - \frac{z}{v} \right) E_i^-(z, t) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (14)$$

$$v \frac{\partial E_i^-(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial E_i^-(z, t)}{\partial t} = \lambda^* A \left(t - \frac{z}{v} \right) B \left(t - \frac{z}{v} \right) E_i^+(z, t) e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (15)$$

式中

$$\lambda = 2\pi i \omega_0 \varepsilon(\omega_0) \chi^{(3)}. \quad (16)$$

同理, 可得空闲场 E_r 的正频、负频的传播方程(推导中已利用这样的事实, 由于信号场和空闲场是完全对称的, 故有 $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \chi^{(3)}$)

$$v \frac{\partial E_r^+(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial E_r^+(z, t)}{\partial t} = \lambda A \left(t - \frac{z}{v} \right) B \left(t - \frac{z}{v} \right) E_r^-(z, t) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (17)$$

$$\nu \frac{\partial E_i^-(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial E_i^-(z, t)}{\partial t} = \lambda^* A \left(t - \frac{z}{\nu} \right) B \left(t - \frac{z}{\nu} \right) E_i^+(z, t) e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)}. \quad (18)$$

(14), (15) 和 (17), (18) 式是本节的主要结果, 也是本文理论计算的出发点.

四、压缩态光场的产生

为了解决如何经过前向四波混频而产生压缩态光场, 必须求解传播方程 (14), (15) 和 (17), (18), 为此, 作变换:

$$\xi = t + z/\nu, \quad \eta = t - z/\nu, \quad (19)$$

则 (14), (15) 和 (17), (18) 式分别变为

$$\frac{\partial E_i^+(\xi, \eta)}{\partial \xi} = K(\eta) E_i^-(\xi, \eta) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial E_i^-(\xi, \eta)}{\partial \xi} = K^*(\eta) E_i^+(\xi, \eta) e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial E_i^+(\xi, \eta)}{\partial \xi} = K(\eta) E_i^-(\xi, \eta) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial E_i^-(\xi, \eta)}{\partial \xi} = K^*(\eta) E_i^+(\xi, \eta) e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (23)$$

式中

$$K(\eta) = \lambda A(\eta) B(\eta). \quad (24)$$

由 (20) 和 (23) 式得

$$\frac{\partial^2 E_i^+(\xi, \eta)}{\partial \xi^2} = |K(\eta)|^2 E_i^+(\xi, \eta). \quad (25)$$

(25) 式的泛函解为

$$E_i^+(\xi, \eta) = C_1(\eta) e^{iK(\eta)|\xi} + C_2(\eta) e^{-iK(\eta)|\xi}. \quad (26)$$

利用 $z = 0$ 处边界条件, 应有

$$E_i^+(0, t) = C_1(t) e^{iK(t)t} + C_2(t) e^{-iK(t)t}, \quad (27)$$

$$K(t) E_i^-(0, t) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} = C_1(t) |K(t)| e^{iK(t)t} - C_2(t) |K(t)| e^{-iK(t)t}. \quad (28)$$

由 (27) 和 (28) 式解出 C_1 和 C_2

$$C_1(t) = \frac{1}{2} e^{-iK(t)t} \left[E_i^+(0, t) + \frac{K(t)}{|K(t)|} E_i^-(0, t) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \right], \quad (29)$$

$$C_2(t) = \frac{1}{2} e^{iK(t)t} \left[E_i^+(0, t) - \frac{K(t)}{|K(t)|} E_i^-(0, t) e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \right]. \quad (30)$$

由 (29), (30) 和 (26) 式求得

$$\begin{aligned} E_i^+(z, t) = E_i^+(\xi, \eta) = & \cosh \left[\frac{2 \left| K \left(t - \frac{z}{\nu} \right) \right| z}{\nu} \right] E_i^+ \left(0, t - \frac{z}{\nu} \right) \\ & + i e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \sinh \left[\frac{2 \left| K \left(t - \frac{z}{\nu} \right) \right| z}{\nu} \right] E_i^- \left(0, t - \frac{z}{\nu} \right). \end{aligned} \quad (31)$$

(31)式将 t 时刻 z 处的信号场正频部分 $E_s^+(z, t)$ 和 $z = 0$ 处, $t - \frac{z}{v}$ 时刻的信号场正频部分 $E_s^+(0, t - \frac{z}{v})$ 和空闲场负频部分 $E_i^-(0, t - \frac{z}{v})$ 联系起来。这相当于

$$b_i = \mu' a_i + \nu' a_i^*, \quad (32)$$

式中

$$\mu' = \cosh \left[\frac{2 \left| K \left(t - \frac{z}{v} \right) \right| z}{v} \right], \quad \nu' = i e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \sinh \left[\frac{2 \left| K \left(t - \frac{z}{v} \right) \right| z}{v} \right]. \quad (33)$$

这里虽然有 $|\mu'|^2 - |\nu'|^2 = 1$, 但(32)式等号右边包含着信号场光子湮没算符和空闲场光子产生算符, 为两种不同模式, 所以不能认为已把相干光场转变为通常的“单模”压缩态光场。

同理由(21)和(22)式可解出

$$\begin{aligned} E_s^+(z, t) = & \cosh \left[\frac{2 \left| K \left(t - \frac{z}{v} \right) \right| z}{v} \right] E_s^+ \left(0, t - \frac{z}{v} \right) \\ & + i e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \sinh \left[\frac{2 \left| K \left(t - \frac{z}{v} \right) \right| z}{v} \right] E_i^- \left(0, t - \frac{z}{v} \right). \end{aligned} \quad (34)$$

这相当于

$$b_i = \mu' a_i + \nu' a_i^*. \quad (35)$$

为了使光场变换能满足 Bogoliubov 变换关系, 我们在非线性介质后放置一组束分裂偏振器 BSP_1 和 BSP_2 。由于信号场 E_s 和空闲场 E_i 偏振方向不同, BSP_1 将 E_s 和 E_i 完全分离开来, 然后 50% 束分裂偏振器 BSP_2 将 E_s 和 E_i 重新组合为光场 E_c 和光场 E_d 。设 BSP_2 距 z 轴原点等效距离 l 处, 由于光场离开非线性介质后, 由波动方程

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (36)$$

支配, 所以当光场到达 BSP_2 时, 信号场 $E_s(l, t)$ 和空闲场 $E_i(l, t)$ 分别为

$$\begin{aligned} E_s(l, t) = & \left\{ \cosh \left[\frac{2 \left| K(t - t_{d1}) \right| L}{v} \right] E_s^+(0, t - t_{d1}) + i e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \right. \\ & \left. \cdot \sinh \left[\frac{2 \left| K(t - t_{d1}) \right| L}{v} \right] E_i^-(0, t - t_{d1}) \right\} e^{-i\omega_0(t - t_{d1})} + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} E_i(l, t) = & \left\{ \cosh \left[\frac{2 \left| K(t - t_{d1}) \right| L}{v} \right] E_i^+(0, t - t_{d1}) + i e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \right. \\ & \left. \cdot \sinh \left[\frac{2 \left| K(t - t_{d1}) \right| L}{v} \right] E_s^-(0, t - t_{d1}) \right\} e^{-i\omega_0(t - t_{d1})} + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (38)$$

组合后的光场 E_c 为

$$E_c(l, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_s^+(l, t) + i E_i^+(l, t)] e^{-i\omega_0(t - t_{d1})} + \text{H.c.}$$

$$= [\mu'' E_{ii}^+(0, t - t_{d1}) + \nu'' E_{ii}^-(0, t - t_{d1})] e^{-i\omega_0(t - t_{d1})} + \text{H.c.}, \quad (39)$$

式中

$$\mu'' = \cosh \left[\frac{2|K(t - t_{d1})|L}{\nu} \right], \quad \nu'' = -e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} \sinh \left[\frac{2|K(t - t_{d1})|L}{\nu} \right], \quad (40)$$

$$t_{d1} = \frac{l - L}{c} + \frac{L}{\nu}, \quad (41)$$

$$E_{ii}^+(0, t - t_{d1}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_i^+(0, t - t_{d1}) + iE_i^-(0, t - t_{d1})]. \quad (42)$$

显然(39)式相当于存在变换

$$b_c = \mu'' a_{ii} + \nu'' a_{ii}^+, \quad (43)$$

而且 $|\mu''|^2 - |\nu''|^2 = 1$ 。(43)式等号右边的 a_{ii} 和 a_{ii}^+ 为同一组合光场 $E_{ii}(0, t - t_{d1})$ 的光子湮没算符和产生算符, 亦即表明(39)式已将光场 $E_{ii}(0, t - t_{d1})$ 转变为压缩态光场 $E_c(l, t)$ 。

五、压缩态光场的检测

本文采用平衡零差检测方法^[12,13]来测量光场 E_c 的噪声, 如图 1 所示。这个方法的优点是, 由于平衡零差方法的两臂中正比于本地振荡场 E_{L0} 和信号场 E_c 强度的响应相互抵消, 使得平衡零差输出电流仅正比于本地振荡场 E_{L0} 和信号场 E_c 的干涉部分, 即剩余噪声^[14]

$$I(t) = \int_{-\infty}^t d\tau H(t - \tau) I_p(\tau), \quad (44)$$

式中 $H(t)$ 是探测器电子学响应函数, 而 I_p 正比于两光场的干涉部分

$$I_p(t) = E_{L0}^- E_c^+(t) + E_c^-(t) E_{L0}^+(t). \quad (45)$$

设平衡零差探测器 D_1 和 D_2 距 z 轴原点等效距离为 L_d ($L_d > l > L$), 则在 t 时刻到达探测器信号场为

$$E_c(t) = E_c(L_d, t) = [\mu E_{ii}^+(0, t - t_d) + \nu E_{ii}^-(0, t - t_d)] \cdot \exp[-i\omega_0(t - t_d)] + \text{H.c.}, \quad (46)$$

式中

$$\mu = \cosh \left[\frac{2|K(t - t_d)|L}{\nu} \right], \quad \nu = -\exp[-i(\varphi_1 + \varphi_2)] \sinh \left[\frac{2|K(t - t_d)|L}{\nu} \right], \quad (47)$$

$$t_d = \frac{L_d - L}{c} + \frac{L}{\nu}. \quad (48)$$

强的相干的本地振荡脉冲序列可作为经典光场处理, 记为

$$E_{L0} = F(t) \{ \exp[-i(\omega_0 t + \theta)] + \exp[i(\omega_0 t + \theta)] \}. \quad (49)$$

设本地振荡的周期 $\tau_{L0} \gg \frac{1}{\omega_0}$, 则其正频部分

$$E_{L0}^+(t) = F(t) e^{-i\theta} \quad (50)$$

是一个好的近似, 而信号场正频部分为

$$E_c^+(t) = [\mu E_{ii}^+(0, t - t_d) + \nu E_{ii}^-(0, t - t_d)] e^{i\omega_0 t_d}, \quad (51)$$

将(50)和(51)式及其厄密共轭代入(45)式, 得到

$$I_p(t) = e^{i(\theta + \omega_0 t_d)} [g(t) E_{ii}^+(t - t_d) - e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)} h(t) E_{ii}^-(t - t_d)] + \text{H.c.}, \quad (52)$$

式中

$$\begin{aligned} g(t) &= F(t) \cosh \left[\frac{2|K(t - t_d)|L}{\nu} \right], \\ h(t) &= F(t) \sinh \left[\frac{2|K(t - t_d)|L}{\nu} \right]. \end{aligned} \quad (53)$$

因 $g(t)$ 和 $h(t)$ 具有周期 T , 因此可作傅里叶展开

$$\begin{aligned} g(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n \exp(-in\omega_{ii}t), \\ h(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n \exp(-in\omega_{ii}t) \quad \omega_{ii} = 2\pi/T. \end{aligned} \quad (54)$$

由(53)式可知, $g(t)$ 和 $h(t)$ 是实函数, 所以应有

$$g_{-n} = g_n^*, \quad h_{-n} = h_n^*. \quad (55)$$

由于电场的正频部分 $E_i^+(0, t)$ 和 $E_i^-(0, t)$ 可表示为

$$\begin{aligned} E_i^+(0, t) &= \varepsilon_0 \int_0 d\omega a_i(\omega) e^{-i\omega t}, \\ E_i^-(0, t) &= \varepsilon_0 \int_0 d\omega a_i^*(\omega) e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (56)$$

式中 $\varepsilon_0 = \left(\frac{\hbar\omega}{8\nu} \right)^{\frac{1}{2}}$ 是一个光子的光场, $a_i(\omega)[a_i^*(\omega)]$ 表示光频是 $\omega_0 + \omega$ 的光子湮没算符, 而且满足

$$\begin{aligned} [a_i(\omega), a_i^*(\omega')] &= \delta(\omega - \omega') \delta_{ik}, \\ [a_i(\omega), a_k(\omega')] &= 0 \quad j = s \text{ 或 } i, k = s \text{ 或 } i, \end{aligned} \quad (57)$$

则组合光场

$$\begin{aligned} E_{ii}^+(0, t - t_d) &= [E_i^+(0, t - t_d) + iE_i^-(0, t - t_d)] / \sqrt{2} \\ &= \varepsilon_0 \int_0 d\omega e^{-i\omega t} a_{ii}(\omega), \end{aligned} \quad (58)$$

式中

$$a_{ii}(\omega) = [a_i(\omega) + ia_i^*(\omega)] e^{i\omega t_d} / \sqrt{2}. \quad (59)$$

由(56)和(59)式可证 $a_{ii}(\omega)$ 满足

$$\begin{aligned} [a_{ii}(\omega), a_{ii}^*(\omega')] &= \delta(\omega - \omega'), \\ [a_{ii}(\omega), a_{ii}(\omega')] &= [a_{ii}^*(\omega), a_{ii}^*(\omega')] = 0. \end{aligned} \quad (60)$$

$I_p(t)$ 的傅里叶变换为

$$\tilde{I}_p(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} I_p(t). \quad (61)$$

利用(54)、(58)式, 将(52)式代入(61)式, 运算后可得

$$\begin{aligned}\tilde{I}_p(\omega) = & \sqrt{2\pi\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{ [g_n \exp[i(\theta + \omega_0 t_d)]] \\ & - h_n \exp[i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)]] a_{ni}(\omega - n\omega_i) \\ & + [g_n \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d)] - h_n \exp[i(\theta + \omega_0 t_d \\ & - \varphi_1 - \varphi_2)]] a_{ni}^*(n\omega_i - \omega) \}. \quad (62)\end{aligned}$$

为简单起见,设探测器对所有频率的光响应一样,即 $H(\tau)$ 的傅里叶变换为常数 h_0 ,而在频率 $\Delta\omega$ 范围之外响应为零,则通过 $\tilde{I}_p(\omega)$ 的逆傅里叶变换,(44)式化为

$$I(t) = \frac{h_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega \tilde{I}_p(\omega) e^{-i\omega t}. \quad (63)$$

由于在非线性介质开始端($z=0$)未发生相互作用,信号场和空闲场为真空场,显然光电流平均值为

$$\langle 0 | I(t) | 0 \rangle = \frac{h_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega \langle 0 | \tilde{I}_p(\omega) | 0 \rangle e^{-i\omega t} = 0. \quad (64)$$

而它的二阶矩为

$$\begin{aligned}\langle 0 | I^2(t) | 0 \rangle = & (\epsilon_0 h_0)^2 \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega' \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [\exp[i(\theta + \omega_0 t_d)] g_n \\ & - \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h_n] \\ & \cdot [\exp[-i(\theta + \omega_0 t_d)] g_m - \exp[i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h_m] \\ & \cdot \delta(\omega - n\omega_i - m\omega_i + \omega') \exp[-i(\omega + \omega')t]. \quad (65)\end{aligned}$$

这里推导中已利用了(60)式. 利用关系式(55),将 m 换为 $-m$,则有

$$\begin{aligned}\langle 0 | I^2(t) | 0 \rangle = & (\epsilon_0 h_0)^2 \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega' \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [\exp[i(\theta + \omega_0 t_d)] g_n \\ & - \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h_n] \\ & \cdot [\exp[-i(\theta + \omega_0 t_d)] g_m^* - \exp[i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h_m^*] \\ & - \varphi_1 - \varphi_2] h_m^*] \delta[\omega + \omega' - (n - m)\omega_i] \\ & \cdot \exp[-i(\omega + \omega')t]. \quad (66)\end{aligned}$$

上式对 ω 和 ω' 积分后得到

$$\begin{aligned}\langle 0 | I^2(t) | 0 \rangle = & 2\Delta\omega(\epsilon_0 h_0)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ \exp[i(\theta + \omega_0 t_d)] g_n \\ & - \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h_n \} \\ & \cdot \{ \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d)] g_m^* - \exp[i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h_m^* \} \\ & \cdot \exp[-i(n - m)\omega_i t]. \quad (67)\end{aligned}$$

利用(54)式后(67)式变为

$$\begin{aligned}\langle 0 | I^2(t) | 0 \rangle = & 2\Delta\omega(\epsilon_0 h_0)^2 \{ \exp[i(\theta + \omega_0 t_d)] g(t) \\ & - \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h(t) \} \\ & \cdot \{ \exp[-i(\theta + \omega_0 t_d)] g^*(t) - \exp[i(\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)] h^*(t) \}. \quad (68)\end{aligned}$$

因为 $g(t)$ 和 $h(t)$ 是实函数, 则(68)式又可变为

$$\langle 0 | I^2(t) | 0 \rangle = 2\Delta\omega(\varepsilon_0\hbar_0)^2 [g^2(t) + h^2(t) - 2g(t)h(t)\cos(2\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (69)$$

将上式等号两边除以零差探测器电子学带宽 $\Delta\omega$ 后, 得到输出功率谱为

$$S(t) = 2(\varepsilon_0\hbar_0)^2 [g^2(t) + h^2(t) - 2g(t)h(t)\cos(2\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2)], \quad (70)$$

式中 φ_1 和 φ_2 是泵浦场 E_{p_1} 和 E_{p_2} 的相位, $\omega_0 t_d$ 是信号场的相移, θ 是本地振荡光场的相位, 可以调节. 故当 $\cos(2\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2) = \pm 1$ 时, $S(t)$ 有最大值或最小值

$$S(t)_{\max/\min} = 2(\varepsilon_0\hbar_0)^2 F^2(t) \exp[\pm 4|K(t - t_d)|L/\nu]. \quad (71)$$

显然, 若对真空场进行平衡零差测量, 则应有输出功率谱为

$$S(t)_{\text{真空}} = 2(\varepsilon_0\hbar_0)^2 F^2(t). \quad (72)$$

因此, 若探测器响应充分地快, $\tau_{L0} \gg \tau_b \gg 1/\omega_0$ (τ_{L0} 是本地振荡光场脉冲宽度, τ_b 是探测器响应时间), 则控制 θ , $\omega_0 t_d$ 和 $\varphi_1 + \varphi_2$ 使 $\cos(2\theta + \omega_0 t_d - \varphi_1 - \varphi_2) = -1$, 即可得到相对于真空噪声的归一化噪声功率谱

$$\mathcal{L}_{\min}(t) = \exp\left[-\frac{4|K(t - t_d)|L}{\nu}\right] = \exp\left[-\frac{4|\lambda|A(t - t_d)B(t - t_d)L}{\nu}\right]. \quad (73)$$

由(73)式可知, 归一化噪声功率谱和本地振荡光场无关. 考虑泵浦光场为锁模激光脉冲序列, 其光场表示为^[15]

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{\delta^2}{d^2} t^2\right) \cdot \sum_{q=-n}^n \exp\left[-\frac{\Delta^2}{d^2} (t - q)^2\right], \quad (74)$$

式中 I_0 是激光序列的主峰强度, δ 是每个振荡模宽度, Δ 是锁模激光的总谱宽, $d = 4 \ln 2$, q 是脉冲序列中第 q 个脉冲.

设束分裂器 B_2 使泵浦场 $|E_{p_1}| = |E_{p_2}|$. 因泵浦光场和本地振荡光场均由同一锁模激光脉冲序列分束而来, 三者应满足下列关系:

$$A^2 + B^2 + F^2 = I = 2A^2 + F^2 = (2 + \beta)A^2 \quad \beta = F^2/A^2. \quad (75)$$

利用(74)和(75)式, 则(73)式变为

$$\mathcal{L}_{\min} = \exp\left\{-\frac{4|\lambda|L}{(2 + \beta)\nu} I_0 \exp\left[-\frac{\delta^2}{d^2} (t - t_d)^2\right] \cdot \sum_{q=-n}^n \exp\left[-\frac{\Delta^2}{d^2} (t - t_d - q)^2\right]\right\}. \quad (76)$$

显然, 当 $\mathcal{L}_{\min} < 1$, 呈现压缩效应. 由(76)式可知, 非线性晶体越长, 压缩效应越强, 泵浦光强越强, 压缩效应也越强.

若某一 q 满足 $q = t - t_d$ 时, 该指数项 $= 1$, 而其它 q 值使相应的 $\exp\left[-\frac{\Delta^2}{d^2} (t - t_d - q)^2\right]$ 趋于零, 因此这时压缩功率谱主要由含该 q 的指数项支配, 对 q 求和可以提到最前面, (76)式变为

$$\mathcal{L}_{\min} = \sum_{q=-n}^n \exp\left\{-\frac{4|\lambda|L}{(2 + \beta)\nu} I_0 \exp\left[-\frac{\delta^2}{d^2} (t - t_d)^2\right]\right\}$$

$$\cdot \exp \left[-\frac{\Delta^2}{d^2} (t - t_d - q)^2 \right] \}. \quad (77)$$

(77)式表明,压缩功率谱是一系列脉冲谱,其时谱曲线形状也是高斯型,如图2所示。由图2可见,只要锁模激光脉冲有适当的峰值功率强度 I_0 ,则可获得比较稳定的几乎完全压缩的噪声压缩谱。这种脉冲压缩态用于光通讯和光计算机编码是非常有益的。

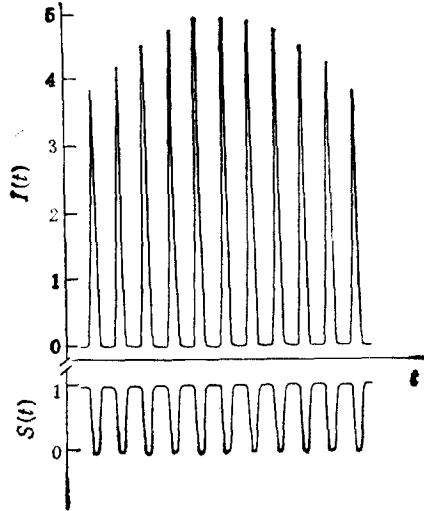


图2 泵浦光场脉冲序列和压缩态光场的压缩谱脉冲序列
 $I_0 = 5$; $|\lambda|/\nu = 1/\text{cm}$; $L = 1\text{cm}$; $\beta = 0.5$;
 $\delta/d = 0.1$; $\Delta/d = 10$

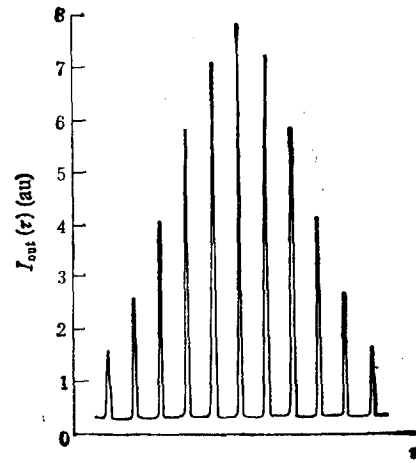


图3 压缩态光场的输出光强脉冲序列
 参数同图2

最后可以得到压缩态光场的输出光强

$$\begin{aligned} I_{\text{out}}(t) &= \eta \langle E_c^-(t) E_c^+(t) \rangle = \eta \varepsilon_0^2 \sinh^2 \left[\frac{2|\lambda|I}{(2+\beta)\nu} \right] \\ &= \eta \varepsilon_0^2 \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sinh^2 \left\{ \frac{2|\lambda|I_0}{(2+\beta)\nu} \exp \left(-\frac{\delta^2}{d^2} \tau^2 \right) \exp \left[-\frac{\Delta^2}{d^2} (\tau - q)^2 \right] \right\}, \quad (78) \end{aligned}$$

式中 η 是光电管探测效率, $\tau = t - t_d$ 。推导过程中已利用(74)和(75)式,并考虑了和前面同样的理由,将对 q 求和提到 $\sinh$ 号之外。

(78)式表明,压缩态光场的输出光强亦是脉冲序列形式(见图3),而且脉冲序列和输入泵浦脉冲序列形状基本相似。若输入脉冲峰值光强 I_0 增加一倍,则输出的压缩态光场的光强增加

$$4 \cosh^2 \left\{ \frac{2|\lambda|I_0}{(2+\beta)\nu} \exp \left(-\frac{\delta^2}{d^2} \tau^2 \right) \exp \left[-\frac{\Delta^2}{d^2} (\tau - q)^2 \right] \right\}$$

倍,峰值输出增加 $4 \cosh^2 \left[\frac{2|\lambda|I_0}{(2+\beta)\nu} \right]$ 倍。由此可见,用锁模脉冲激光作为泵浦光源,对产生光强很强的压缩态光场十分有利。

- [1] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz and J. F. Vallor, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2049
- [2] R. M. Shelby, M. D. Levenson, S. H. Perlmuter, R. G. Devoe and D. F. Walls, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 691.
- [3] L. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall and H. Wu, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2520.
- [4] M. W. Maeda, P. Kumar and J. H. Shapiro, *Opt. Lett.*, **12**(1987), 161.
- [5] L. A. Orozco, M. G. Raizen, Min Xiao, R. J. Brecha and H. J. Kimble, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 1490.
- [6] R. E. Slusher, P. Grangier, A. LaPorta, B. Yurke and M. J. Potasek, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2566.
- [7] B. Yurke, P. Grangier, R. E. Slusher and M. J. Potasek, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 3586.
- [8] M. Shirasaki, H. A. Haas, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990), 30.
- [9] P. Kumar, O. Aylur and J. Hdang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1015.
- [10] H. P. Yuen and J. H. Shapiro, *Opt. Lett.*, **4**(1979), 334;
M. D. Reid and D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A31**(1985), 1622.
- [11] 沈元壤, 非线性光学原理, 科学出版社, 北京, (1985).
- [12] H. P. Yuen and V. W. S. Chan, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 177.
- [13] B. L. Schumaker, *Opt. Lett.*, **9**(1983), 189.
- [14] B. Yurke, *Phys. Rev.*, **A32**(1985), 311.
- [15] 何林生, 光学学报, **3**(1983), 717.

GENERATION OF PULSED SQUEEZED LIGHT FIELD VIA FORWARD FOUR-WAVE MIXING

HE LIN-SHENG JIANG HAI-HE XIA YU-XING

Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 19 November 1990)

ABSTRACT

A scheme is proposed, in which the pulse train of squeezed light is generated via forward four-wave mixing through a nonlinear medium with third-order polarizability, coherently pumped by a train of pulses of modelocked laser. One of the quadrature noise components of the squeezed light is measured with a balanced homodyne detector using a pulse train as the local oscillation. The theoretical results show that the fairly high-intensity output of squeezed light can be achieved, and the noise-power spectrum of the light is almost completely squeezed and exhibits the form of a train of pulses, but the shape of squeezed spectrum is reversed with respect to that of the pulse train of the input light.

PACC: 4250; 4265; 4260E