

利用二次谐波过程产生 532 nm 强度压缩光的 实验研究*

张宽收 张 靖 谢常德 彭堃堃

(山西大学光电研究所,太原 030006)

(1998 年 8 月 27 日收到;1999 年 1 月 12 日收到修改稿)

理论分析了当抽运激光具有高于标准量子极限的经典噪声时,在单共振条件下,由倍频腔输出的 532 nm 绿光光场的强度噪声起伏,并从实验上获得稳定的强度噪声低于散粒噪声极限的绿光压缩光,实测的绿光最高强度噪声压缩度为 20%(考虑到探测器效率及光路损耗,实际压缩度达 30%).实验结果与理论预测基本一致.

PACC: 4250; 4265

1 引 言

由实验产生的压缩态光场,可将某一可观测量的噪声降低至标准量子极限以下,在高精度光学测量、高分辨率激光光谱及光学通讯等领域有着重要的应用前景.

二阶非线性过程是一种产生光场压缩态的最有效途径,大多数实验集中在光学参量振荡腔(OPO)中,利用光学参量下转换过程产生正交压缩真空态^[1,2]及强度相关的孪生光子对^[3,4].现在利用其相反过程即二次谐波产生过程产生强度压缩光也逐渐引起大家的注意.这是由于利用二次谐波过程不仅可以使由倍频腔反射的抽运红外激光的强度噪声得到压缩,还可以使产生的绿光激光的强度噪声得到压缩,使压缩光的光谱范围向短波长扩展,而且产生高于阈值的强度压缩光的实验装置简单可靠,有利于获得长期稳定和可供实用的压缩态光场. Pereira 等^[5]首先在实验上利用二次谐波产生过程观测到由倍频腔反射的抽运基频光的强度噪声低于标准量子极限 13% 的强度压缩光.文献 [6,7] 中的实验利用双共振单块倍频腔得到低于标准量子极限 40% 的谐波绿光压缩光,由于双共振系统极难稳定,实验结果只能瞬态测量,因此很难得到进一步的应用.最近, Paschotta 等^[8]利用单共振系统,即在倍频腔中只有基频光谐振,倍频光一次穿过,在实验上得到稳定的强度噪声低于标准量子极限 30% 的压缩绿光.

由于 Paschotta 等^[8]没有考虑抽运激光具有高

于标准量子极限的经典噪声,因此实验结果与理论预测相比有很大的差异.本文中我们首先给出考虑到抽运激光具有高于标准量子极限的经典噪声,在单共振系统中利用二次谐波产生过程产生强度压缩光的理论模型,并利用自己研制的全固化非平面单频 Nd:YAG 环形激光器^[9]抽运单共振 MgO:LiNbO₃ 倍频腔,通过二次谐波产生过程,在实验上得到稳定的 532 nm 绿光压缩光,强度噪声低于散粒噪声极限 30%.实验结果与理论预测基本一致.特别是产生压缩光的光学系统全固体化,装置稳定可靠,更利于实用化.

2 二次谐波产生过程产生强度压缩光的理论

我们考虑一个单端输出谐波场的倍频腔.在倍频腔中,基波模与谐波模通过 $\chi^{(2)}$ 非线性介质相互耦合.当倍频腔中只有基波共振(即单共振),且没有谐波注入场的情况下,通过绝热近似,可将系统的运动方程写为^[8]

$$\begin{aligned} \dot{a} = & -\mu a + a^2 - ka + \sqrt{2k_{in}} A_{in} \\ & + \sqrt{2k_l} A_l + 2\sqrt{\mu} a^+ B_{in}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 a 为腔内基波模的湮没算符; A_{in} 为基波抽运场; B_{in} 是与谐波有关的注入真空起伏; A_l 为基波模由于内腔其他损耗引入的真空起伏场; k_{in} , k_l 分别为基波模由于输入耦合镜、内腔损耗引起的衰减速率; k 为基波模总的衰减速率,

* 国家自然科学基金(批准号:19674034)资助的课题.

$$k = k_{in} + k_l, \quad (2)$$

μ 为双光子衰减速率, 表示由于基波模转化为谐波模而引起的非线性损耗, 可以通过腔内倍频转换系数 γ_{SHG} 推出^[8]

$$P_g = \gamma_{SHG} P_c^2 = \frac{2\mu\tau^2}{\hbar\omega_1} P_c^2, \quad (3)$$

P_g 是倍频光输出功率, P_c 是腔内基波循环功率, τ 是腔内光子往返时间, $\hbar\omega_1$ 是基波光子能量, γ_{SHG} 依赖于非线性晶体的性质及倍频腔的结构^[10].

该系统的边界条件为

$$A_{refl} = \sqrt{2k_{in}a} - A_{in}, \quad B_{out} = \sqrt{\mu a^2} - B_{in}, \quad (4)$$

A_{refl} 为通过输入耦合镜反射的基波场, B_{out} 为谐波出场. 我们可以通过求方程 (1) 的半经典方程的稳态解

$$-\mu\alpha^3 - k\alpha + \sqrt{2k_{in}} \langle A_{in} \rangle = 0 \quad (5)$$

来得到 a 的期望值, $\alpha = \langle a \rangle$. 注意到 B_{in}, A_l 的期望值 $\langle B_{in} \rangle = \langle A_l \rangle = 0$. 不失一般性, 我们认为 $\langle A_{in} \rangle$ 及 α 均为实数. 由此可以求出输出谐波光场的期望值

$$\langle B_{out} \rangle = \sqrt{\mu\alpha^2}. \quad (6)$$

引入起伏算符

$$\delta a = a - \langle a \rangle, \quad (7)$$

输入场与输出场的波动算符类似上述定义. 则方程 (1) 可在稳态解附近作线性微扰处理, 得到

$$\begin{aligned} \delta\dot{a} = & -2\mu\alpha^2\delta a - \mu\alpha^2\delta a^+ - k\delta a + \sqrt{2k_{in}}\delta A_{in} \\ & + \sqrt{2k_l}\delta A_l + 2\sqrt{\mu\alpha}\delta B_{in}. \end{aligned} \quad (8)$$

引入腔内基波场的正交相位振幅分量算符

$$X_a = a^+ + a, \quad (9)$$

则在频率空间正交相位振幅分量的起伏可以写为

$$\delta\tilde{X}_a = \frac{\sqrt{2k_{in}}\delta\tilde{X}_{A_{in}} + \sqrt{2k_l}\delta\tilde{X}_{A_l} + 2\sqrt{\mu\alpha}\delta\tilde{X}_{B_{in}}}{k + 3\mu\alpha^2 - i\omega}. \quad (10)$$

将边界条件 (4) 式在稳态解附近作线性微扰处理且进行傅里叶变换, 并代入上式可以得到输出绿光场的正交相位振幅分量起伏

$$\begin{aligned} \delta\tilde{X}_{B_{out}} = & \frac{2\alpha\sqrt{2\mu k_{in}}\delta\tilde{X}_{A_{in}} + 2\alpha\sqrt{2\mu k_l}\delta\tilde{X}_{A_l}}{k + 3\mu\alpha^2 - i\omega} \\ & + \frac{(3\alpha^2\mu - k + i\omega)\delta\tilde{X}_{B_{in}}}{k + 3\mu\alpha^2 - i\omega}. \end{aligned} \quad (11)$$

由此可以得到归一化的输出绿光场强度噪声谱

$$V_{XB_{out}} = 1 + 8\mu\alpha^2 \frac{k_{in}(V_{XA_{in}} - 1) - \mu\alpha^2}{(k + 3\mu\alpha^2)^2 + \omega^2}. \quad (12)$$

$V = 1$ 为标准量子噪声极限. 因此 $V_{XA_l} = V_{XB_{in}} = 1$,

$V_{XA_{in}}$ 为抽运基频光的强度噪声.

理想情况下, 认为抽运激光处于相干态, 其噪声为标准量子噪声极限即 $V_{XA_{in}} = 1$, 输出绿光场的强度起伏的最佳值可达标准量子噪声极限的 1/9. 但实际上抽运激光并非真正的相干态光场, 特别是在几兆频率附近存在远高于标准量子极限的弛豫振荡噪声, 因此 Paschotta 等^[8] 理论预测与实验结果相比有很大的差异.

我们实验中所用的基频光抽运源——全固化单频 Nd:YAG 激光器的强度噪声特性在文献 [11] 中已详细描述. 为了在实验上得到最佳的绿光强度压缩光, 我们先利用 (12) 式及文献 [11] 中的结果在理论上分析和讨论在现有的实验条件下可以获得的绿光强度压缩光的压缩度. 在图 1 至图 3 中所取的数值与文献 [11] 一致, 内腔损耗为 0.8% (相当于 $k_l = 5.9 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$), 双光子衰减速率 μ 为 0.039 s^{-1} .

图 1 是当基频光注入功率 P_{in} 为 120 mW, 分析频率 ω 为 20 MHz 时, 由倍频腔输出的倍频绿光的归一化强度噪声及倍频转换效率 η 随输入耦合镜透射率的变化曲线. 可以看出, 输入耦合镜透射率 T_{in} 为 0.6%, 倍频转换效率 η 为 26% 时, 绿光的强度噪声降至最低, 最大压缩度为 36%. 随着输入耦合镜透射率 T_{in} 增大, 倍频腔达“阻抗匹配”, 倍频转换效率提高, 绿光强度噪声的压缩度反而降低. 这可以理解为非线性转换达到一定程度, 绿光的强度噪声降至最低, 超过这一最佳值, 绿光的强度压缩度将由于非线性转换损耗增大而变差.

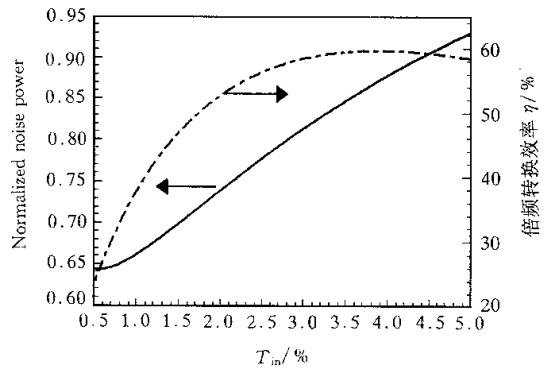


图 1 倍频绿光的归一化强度噪声及倍频转换效率 η 随输入耦合镜透射率 T_{in} 的变化曲线. Normalized noise power 为绿光的强度噪声功率与对应的散粒噪声功率之比, 1 为散粒噪声极限, 0 为 100% 的压缩

图 2 是当输入耦合镜透射率 T_{in} 为 1.5%, 分析频率 ω 为 20 MHz 时, 由倍频腔输出的倍频绿光的归一化强度噪声及倍频转换效率 η 随基频光注入功率 P_{in} 的变化曲线. 可以看出, 绿光强度噪声的压

缩度在一定范围内随基频光注入功率增大而增大,但倍频转换效率变化比较平缓.

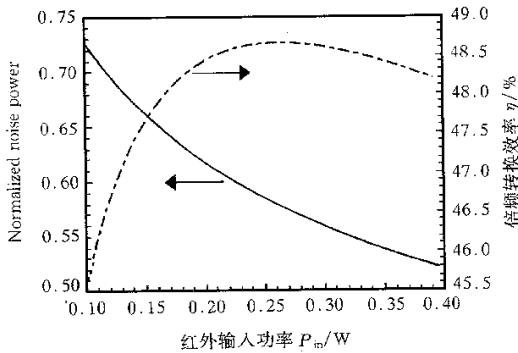


图2 倍频绿光的归一化强度噪声及倍频转换效率 η 随基频光注入功率 P_m 的变化曲线 图注同图1

图3是当输入耦合镜透射率 T_{in} 为1.5% ,基频光的注入功率 P_{in} 为120 mW ,并考虑到探测系统的效率为65% 情况下,由倍频腔输出的倍频绿光的归一化强度噪声谱.图3曲线 a 为假定抽运基频光的噪声为标准量子极限,曲线 b 为考虑到由全固化单频激光器输出的基频光具有高于散粒噪声的经典噪声.在分析频率20 MHz处,绿光强度噪声约有20%的压缩.可以看出,由于基频抽运光的经典噪声的影响,在DC为12 MHz的分析频率范围内,绿光的强度噪声不仅没有得到压缩,反而远高于散粒噪声极限.因此要在此范围压缩绿光的强度噪声,进一步提高绿光强度噪声的压缩度,必须使用光电负反馈等技术来降低由全固化单频激光器输出的基频光的经典噪声,使之达到或接近散粒噪声极限.

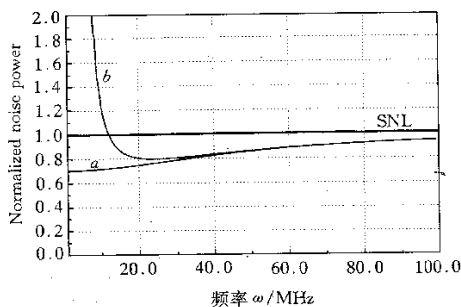


图3 倍频绿光的归一化强度噪声谱 曲线 a 为假定抽运基频光的噪声为标准量子极限,曲线 b 为考虑到基频光具有高于散粒噪声的经典噪声;SNL为散粒噪声极限(short noise limit)图注同图1

3 实验装置和实验结果及分析

实验装置如图4所示.

用全固化非平面单频 Nd:YAG 环形激光器^[9]

作为基频光抽运源,其单频输出功率为500 mW,频率稳定性优于100 kHz.用I-5-YAG型法拉第隔离器F-I隔离由倍频腔反射的基频抽运光,以防止反射的基频光反馈到激光器中,影响激光器单频运转,隔离器的隔离比大于40 dB.焦距为100 mm的匹配透镜用于激光器与倍频腔之间的模式匹配,通过调节透镜的位置使激光器与倍频腔达模式匹配.选择温度匹配的 $MgO:LiNbO_3$ 晶体作为倍频晶体,晶体长度为 $l = 10$ mm,置于自制的控温炉中,用自制的控温仪精确控制晶体的匹配温度,控温仪的精度为 $0.01^\circ C$.

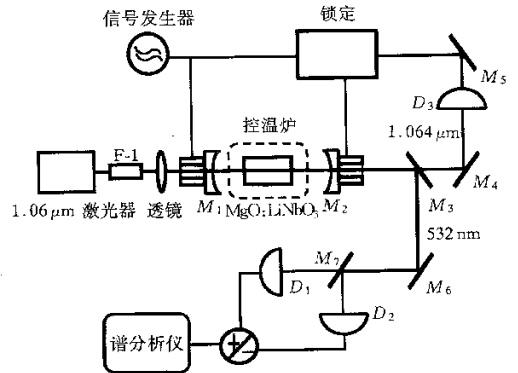


图4 利用二次谐波过程产生绿光强度压缩光的实验装置 D_1, D_2 和 D_3 为探测器; M_1, M_2 为耦合镜; M_3 为双色镜; M_4, M_5 和 M_6 为反射镜; M_7 为50%分镜; F-I为法拉第隔离器

倍频腔的输入耦合镜 M_1 的曲率半径为 $r_1 = 30$ mm,对基频光的透射率为1.5%,对倍频光的反射率大于99.5%,输出耦合镜 M_2 的曲率半径为 $r_2 = 30$ mm,对基频光的反射率大于99.8%,对倍频光的透射率大于98%.通过测量倍频腔的精细度,可以推测出内腔损耗为0.8%.调节倍频晶体的匹配温度来控制倍频转换效率,以使输出绿光的压缩度达到最大.

由 M_2 透射的,并由双色镜 M_3 (1.064 μm 高反,0.532 μm 高透)分离出的基频光作为反馈信号来锁定倍频腔.将调制信号(40 kHz)加在固定 M_1 的压电陶瓷上,通过锁相放大同步检波得到微分信号,经伺服电路滤波高压放大后,反馈到固定 M_2 的压电陶瓷上,将倍频腔锁定在抽运激光器的中心频率上,从而使倍频腔中基波达到谐振增强(倍频光一次通过).

由倍频腔输出的倍频绿光经双色镜 M_3 (1.064 μm 高透,0.532 μm 45°全反)滤掉由倍频腔漏出的基频光后,进入平衡探测系统探测其强度噪声谱.通过实验测的两个探测器平衡度优于0.05 dB,它们

输出的光电流之差即为散粒噪声基准,光电流之和则是输出光场的强度噪声.实际测量的探测系统的效率为 $(65 \pm 3)\%$,其中包括 FND-100 探测器的效率及探测光路中光学元件的损耗.

当抽运基频光功率为 120 mW,输出绿光为 50 mW 时,用平衡探测系统测量到输出绿光的强度噪声谱如图 5 所示.

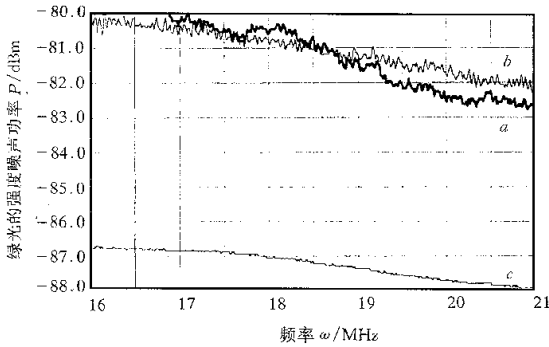


图 5 实测的输出绿光的强度噪声谱 曲线 *a* 为输出绿光的强度噪声,曲线 *b* 为散粒噪声极限,曲线 *c* 为电子学噪声基准 $\text{dBm} = 10 \log_{10}(\text{mW})$

分析频率范围为 16—21 MHz.图 5 曲线 *a* 是探测系统光电流噪声之和,即输出绿光的强度噪声,曲线 *b* 是探测系统光电流噪声之差,即散粒噪声极限,曲线 *c* 是探测系统的电子学噪声基准,它是在当所有系统都运转的状态下,挡掉输入光得到的噪声谱.可以看到,当分析频率为 20 MHz,实测的最大的压缩为 (1.0 ± 0.1) dB.

为了使检测探测系统处于正常状态,我们在输出绿光的光路中插入一个中性 50% 衰减片来探测其强度噪声谱.输出绿光的散粒噪声极限及压缩度均为不加衰减片的二分之一,说明探测系统正常工作,也证明确实获得了量子噪声压缩.

图 6 是利用图 5 将噪声功率从对数形式转化为线性形式,纠正了电子学噪声,用散粒噪声极限归一

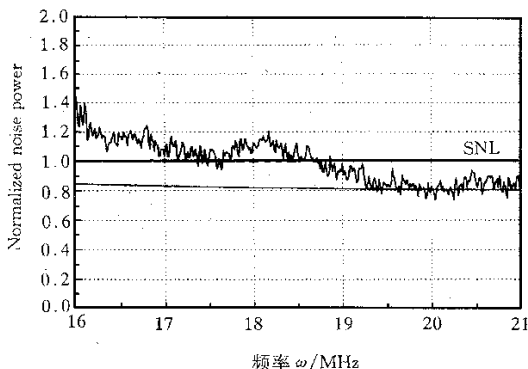


图 6 归一化后的实测绿光强度噪声谱 图注同图 1

化后得到的强度噪声谱,以及图 3 曲线 *b* 中 16—21 MHz 理论计算的强度噪声谱.在 200 MHz 附近绿光的强度噪声低于散粒噪声水平 20%,考虑到探测器效率及光路损耗,输出绿光的实际压缩度为 30%.

从图 6 中看出,在 20 MHz 处实际测量结果与理论计算结果符合得很好.这是因为我们的平衡零拍探测系统是在 20 MHz 处进行调试,而在较低频段两臂平衡较差,从而引入经典噪声使测量结果与理论计算的压缩度有较大误差.此外,从图 3 和图 6 中看出,由于基频抽运光的经典噪声的影响,在 DC 为 16 MHz 的分析频率范围内,绿光的强度噪声不仅没有得到压缩,反而远高于散粒噪声极限.因此要在低频处获得高的绿光强度噪声压缩,必须使用光电负反馈等技术降低由全固化单频激光器输出的基频光的经典噪声,使之达到或接近散粒噪声极限.

4 结 论

理论上分析了考虑到抽运激光具有高于标准量子极限的经典噪声时,在单共振条件下,由倍频腔输出的绿光光场的强度噪声起伏,发现在现有实验条件下,当倍频转换效率为 26% 时,输出绿光的强度噪声的压缩度最大,而且绿光强度噪声的压缩度随抽运功率的增大而增大.并在实验上产生了稳定的强度噪声低于散粒噪声的绿光压缩光,实测的绿光强度噪声压缩度为 20%,考虑到探测器效率及光路损耗,实际压缩度达 30%.实验结果与理论预测基本一致,通过分析发现在较低的分析频率范围,限制绿光强度噪声压缩度的主要因素是抽运基频光的经典噪声.

- [1] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall and Huifa Wu, *Phys. Rev. Lett.* **57**(1986), 2520.
- [2] 彭堃堃,黄茂全,刘 晶,廉毅敏,张天才,于 辰,谢常德,郭光灿, *物理学报*, **42**(1991), 1079 [Peng Kui-chi, Huang Mao-quan, Liu Jing, Lian Yi-min, Zhang Tan-cai, Yu Cheng, Xie Chang-de, Guo Guang-can, *Acta Physica Sinica*, **42**(1991), 1079 in Chinese].
- [3] J. Mertz, A. Heidmann, C. Fabre, E. Giacobino and S. Reynaud, *Phys. Rev. Lett.* **64**(1990), 2897.
- [4] Q. Pan, Y. Zhang, T. C. Zhang, C. D. Xie and K. C. Peng, *J. Phys.*, **D30**(1997), 1588.
- [5] S. F. Pereira, Min Xiao, H. J. Kimble and J. L. Hall, *Phys. Rev.* **A38**(1988), 4937.
- [6] A. Sizmann, R. J. Horowitz, G. Wagner and G. Leuchs, *Opt. Commun.* **80**(1990), 135.
- [7] P. Kurz, R. Paschotta, K. Fiedler and J. Mlynek, *Europhys. Lett.* **24**(1993), 449.

- [8] R. Paschotta ,M. Collet ,P. Kurz ,K. Fiedler ,H. A. Bachor and J. Mlynek ,*Phys. Rev. Lett.* ,**72**(1994) ,3807. [Zhang Kuan-shou ,Zhang Jing ,Xie Chang-de ,Peng Kun-chi ,*Acta Optica Sinica* ,**18**(1998) ,1015(in Chinese)].
- [9] 张宽收、张 云、谢常德、彭堃堦 ,*光学学报* ,**16**(1996) ,1041 [Zhang Kuan-shou ,Zhang Yun ,Xie Chang-de ,Peng Kun-chi ,*Acta Optica Sinica* ,**16**(1996) ,1041(in Chinese)]. [11] 张宽收、张 靖、谢常德 ,*量子光学学报* ,**4**(1998) ,180 [Zhang Kuan-shou ,Zhang Jing ,Xie Chang-de ,*Acta Sinica Quantum Optica* ,**4**(1998) ,180(in Chinese)].
- [10] 张宽收、张 靖、谢常德、彭堃堦 ,*光学学报* ,**18**(1998) ,1015

EXPERIMENTAL RESEARCH ON GENERATION OF INTENSITY SQUEEZED LIGHT AT 532 nm BY SHG *

ZHANG KUAN-SHOU ZHANG JING XIE CHANG-DE PENG KUN-CHI

(*Institute of Opto-Electronics ,Shanxi University ,Taiyuan 030006*)

(Received 27 August 1998 ; revised manuscript received 12 January 1999)

ABSTRACT

Considering the noise characteristics of the pump source ,the noise spectra of output harmonic field from the singly resonant frequency doubler is derived by means of the motion equations for SHG. The intensity noise squeezing of 20% has been measured from the stable SH wave output.(It is in accordance with the squeezing of 30% if the efficiency of detection system is taken into account). The maximum squeezing measured experimentally is in agreement with the theoretical predictions.

PACC : 4250 ; 4265

* Project supported by the National Science Foundation of China(Grant No.19674034).