

# 受激布里渊放大光脉冲波形的研究\*

丁迎春 吕志伟 何伟明

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所 哈尔滨 150001)

(2002 年 12 月 2 日收到 2003 年 1 月 3 日收到修改稿)

利用瞬态包含抽运抽空的 SBS 理论模型对布里渊放大器进行了数值模拟,给出了脉冲波形随抽运光功率密度和种子光与抽运光能量比的变化规律,并用实验进行了验证,理论与实验符合得较好.

关键词:布里渊放大器,脉冲波形,脉宽

PACC: 4265C, 4265F

## 1. 引 言

受激布里渊散射(SBS)是获得相位共轭光的一种重要手段,已大量应用于成像畸变修正、激光束质量改善、激光脉冲压缩、激光束并束等领域<sup>[1-3]</sup>. SBS 相位共轭镜有多种结构. 独立双池相位共轭镜的优点最多<sup>[4-6]</sup>,并且这种独立双池相位共轭镜的应用,必然要涉及到受激布里渊放大问题. 在受激布里渊放大的研究中,输出光的脉冲波形是研究的一个重要方面,而且在某些应用中,对 SBS 输出光的脉冲波形也有具体的要求,所以研究受激布里渊放大光脉冲波形的变化规律具有重要意义.

本文数值求解了包含抽运抽空效应的瞬态 SBS 耦合波方程,给出了脉冲波形随抽运光功率密度和种子光与抽运光能量比的变化规律. 并用 Nd:YAG 激光器抽运的独立双池 SBS 相位共轭镜系统进行了实验验证,理论与实验符合较好.

## 2. 实 验

图 1 为实验光路. 平面全反镜  $M_1$  和未镀膜的玻璃平片  $M_2$  (反射率 8%) 构成 Nd:YAG 振荡器的振荡腔,由染料片调  $Q$  染料片的透过率为 18%.  $P_1$  为起偏偏振片,小孔光阑的直径为 0.2cm. 在 Nd:YAG 振荡器与放大器之间有一对望远扩束镜  $L_1$  和  $L_2$ ,扩束后可以更充分利用 Nd:YAG 放大器中的介

质. Nd:YAG 放大器出射的抽运偏振光脉宽为 8—9ns,能量为 90mJ. 经过  $1/2$  波片入射到偏振片  $P_2$ ,  $1/2$ 波片的作用是调整种子与入射光束的能量比. 被偏振片  $P_2$  反射的 S 波经过延时线传到偏振片  $P_3$ ,被偏振片  $P_3$  反射后,经过  $1/4$  波片变成圆偏振光,再经过透镜  $L_3$  聚焦到 SBS 种子产生池. 聚焦透镜的焦距是 10cm,从种子产生池后向反射的 Stokes 光,即种子光经过  $1/4$  波片后变成 P 波,经过偏振片  $P_3$  透射,再经  $1/4$  波片变成圆偏振光入射到 SBS 放大池. 被偏振片  $P_2$  透射的 P 波,经过  $1/4$  波片变成圆偏振光入射到 SBS 放大池. 在放大池中,种子光提取抽运光的能量后由偏振片  $P_2$  耦合输出,未抽空的抽运光由偏振片  $P_3$  输出. SBS 种子产生池和放大池的池长分别为 30cm 和 200cm. 入射到放大池的种子光和抽运光的能量  $E_s$  和  $E_p$  分别由能量计 ED1 (ED200)和 ED2(ED200)探测,Stokes 种子光从放大器提取抽运光能量从放大器出射(本文称为 Stokes 出射光)后的能量  $E$  用能量计 ED(ED200)探测,快响应 PIN 光二极管(响应时间约 1ns)探测脉冲波形,并由数字示波器 TDS684A 记录.

实验中选取四氯化碳作为受激布里渊介质,它具有短的声子寿命,约为 0.6ns,布里渊增益系数  $g = 6\text{cm/GW}$ ,在  $1\mu\text{m}$  波长时光学吸收很小. 对于不同的延时线,Stokes 种子光和抽运光在放大池中的不同位置相遇,对于有限长放大池,Stokes 种子光和抽运光在放大池中的相互作用时间越长,能量提取效率越大. 选择一种延时线,使得 Stokes 种子光和抽运

\* 1999 年教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金、国家高技术惯性约束聚变主题和国家自然科学基金(批准号 60088001)资助的课题.

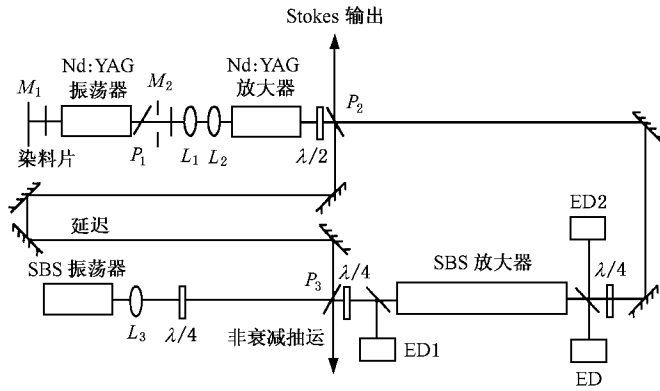


图 1 实验装置图

光的峰值在放大池中部相遇并相互作用. 在实验中 Stokes 种子光和抽运光在放大池中的准直精度为 1mrad. 在测量前, 先阻止 Stokes 种子光入射到放大池, 只允许抽运光入射到放大池, 没有发现 SBS 反射光. 在实验中研究抽运光的功率密度对布里渊放大光脉冲波形的影响时, 保持种子光能量 3mJ 和脉宽 5.7ns 不变, 然后衰减抽运光功率密度, 使得抽运光功率密度从 36.49MW/cm<sup>2</sup> 降到 18.17MW/cm<sup>2</sup>. 在研究种子光与抽运光能量比对布里渊放大光脉冲波形的影响时, 通过旋转 1/2 波片, 改变种子与抽运光的

能量比率, 抽运光能量从 77mJ 降到 17mJ, 种子光能量从 3mJ 上升到 17mJ.

实验中发现, 无论是改变抽运光功率密度, 还是改变种子光与抽运光能量比, 受激布里渊放大光的脉冲波形都是单峰值波形. 图 2 给出了改变种子光与抽运光能量比时的受激布里渊放大光的脉冲波形. 图 4 的点给出了受激布里渊放大光的峰值光强和脉宽随抽运光功率密度和种子光与抽运光能量比的变化规律.

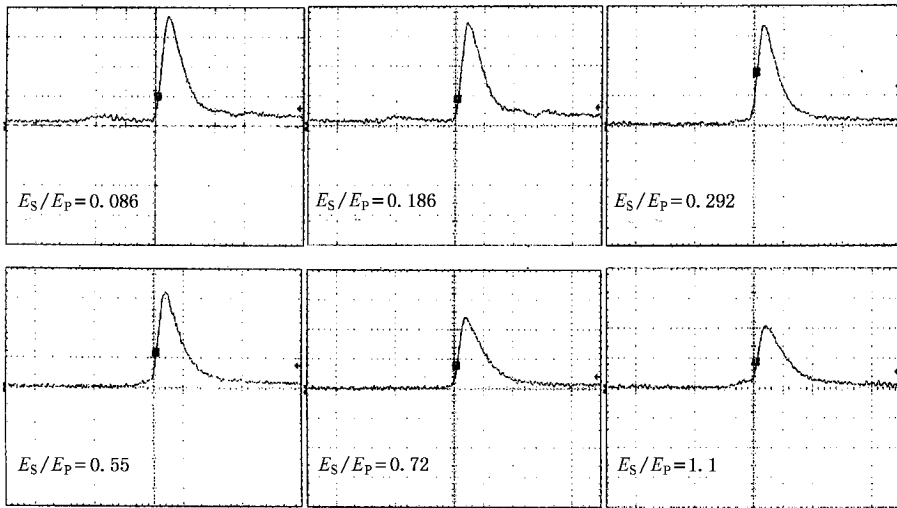


图 2 在不同的种子光与抽运光能量比下受激布里渊放大光的脉冲波形

### 3. 理 论

#### 3.1 理论模型

斯托克斯场和抽运场由麦克斯韦波动方程描

述, 介质中的声波场由纳维-斯托克斯 (Navier-Stokes) 能量传输方程给出. 在平面波近似及忽略二次时间导数情况下, 瞬态受激布里渊散射耦合波方程为<sup>[7]</sup>

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right)Q = ig_1 A_L A_S^* , \quad (1)$$

$$\left(\frac{n}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)A_s = ig_2A_LQ^* \quad (2)$$

$$\left(\frac{n}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)A_L = ig_2A_sQ \quad (3)$$

$A_{L,S}$ 分别为激光场和斯托克斯场复振幅, $Q$ 为声波场振幅, $\Gamma$ 是受激布里渊散射线宽, $\Gamma = 1/(2\tau_p)$ ,

$g_{1,2}$ 代表了光子-声子耦合常数, $g_1 = \frac{\gamma^e K^2}{16\pi\omega}$ , $g_2 =$

$\frac{\gamma^e \omega_L}{4cn\rho_0}$ , $\gamma^e$ 为电致伸缩耦合常数, $K$ 为热力学温度, $\omega$

为声子角频率, $n$ 为SBS介质的折射率, $\rho_0$ 为介质的密度.从方程(1)中直接积分得到 $Q$ ,并把它代入其他两个方程,假定 $g = 4g_1g_2/\Gamma$ 得

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)A_s = \frac{g\Gamma}{2}A_L \int_0^t A_L^* A_s \times \exp[-\Gamma(t-\tau)]d\tau \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)A_L = \frac{g\Gamma}{2}A_s \int_0^t A_L A_s^* \times \exp[-\Gamma(t-\tau)]d\tau \quad (5)$$

在时间上使用隐式有限差分法,在空间上使用后向差分格式对偏微分方程组(4)和(5)离散化和数值求解.在初始时刻( $t=0$ )的所有的场振幅都是已知的,并假定初始时在 $z=0$ 处入射到放大池的Stokes种子光和在 $z=L$ 处入射到放大池的抽运脉冲都是高斯型脉冲.选取脉冲宽度 $t_p$ 与实验值相同,则高斯型抽运光和Stokes种子光脉冲表达式为 $A_{L,S}(t) = A_{L,S,max} \exp\{-2\ln 2[(t-t_0)/t_p]^2\}$ .在放大池中激光场与斯托克斯场相互作用介质为 $CCl_4$ ,对于 $1.06\mu m$ 的波长,各参数取值如下<sup>[8]</sup>: $n = 1.452$ , $\rho_0 = 1.595g/cm^3$ , $\gamma^e = 1.35$ , $\omega = 1.7 \times 10^{10} rad/s$ , $CCl_4$ 的受激布里渊散射增益系数 $g = 6cm/GW$ .

理论计算了改变抽运光功率密度和改变种子光与抽运光能量比时受激布里渊放大光的脉冲波形,理论计算表明,无论改变抽运光功率密度还是改变种子光与抽运光能量比所得的受激布里渊放大光的脉冲波形也都是单峰值脉冲.图3给出了改变种子光与抽运光能量比时,受激布里渊放大光的脉冲波形.图4中的实线给出了受激布里渊放大光的峰值光强和脉宽随抽运光功率密度和种子光与抽运光能量比的变化规律.

### 3.2 结果与分析

从图2和图3可以看出,在改变种子光与抽运

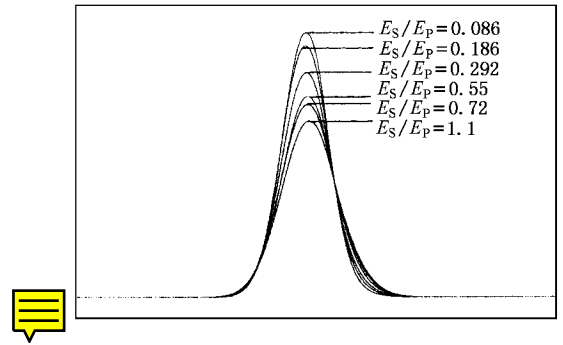


图3 在不同的种子光与抽运光能量比下受激布里渊放大光的脉冲波形

光能量比时,理论计算得出的脉冲波形与实验得出的脉冲波形都是单峰值脉冲,但是实验中得到的脉冲波形的前沿会更陡些.主要原因是:一方面理论计算中没有考虑吸收损耗和其他的非线性光学效应,如光学击穿和受激拉曼散射等;另一方面实验中从种子产生池中产生的种子光脉冲不是严格的高斯型脉冲,脉冲前沿已经由于受激布里渊散射被压缩了.从图4中可以看出,理论模拟结果与实验结果的变化趋势是一致的.在布里渊放大器中,当入射抽运光强达不到阈值时,注入反向传播的Stokes种子光,这样Stokes波、声波与入射激光场相互作用,将导致激光能量向Stokes种子光转移,使Stokes种子光得到放大.在Stokes种子光放大的过程中,脉冲前沿先与抽运光相互作用,提取抽运光能量,由于增益饱和而上升很快,因此,在脉冲得到完全放大后,抽运激光脉冲能量几乎全部转移到了一个很窄的后向脉冲中,从而实现了脉冲压缩.当抽运光功率密度增加时,将导致更大的抽运光能量向Stokes种子光能量的转移,强的抽运光饱和效应在放大器中发生的更早,使得Stokes种子光的脉冲前沿的陡度增加,增加了放大光的峰值光强和脉宽压缩的效率,Stokes出射光的脉宽更窄.当Stokes种子光的能量与抽运光相比很小时,种子光与抽运光相互作用很快就会达到饱和输出,所以脉宽很小.随着种子光能量比的增加,抽运抽空越来越严重,输出脉宽越来越宽,峰值光强越来越小.

## 4. 结 论

我们从理论和实验两方面研究了受激布里渊放大中脉冲波形随抽运功率密度和种子光与抽运光能量比的变化规律.无论理论还是实验都表明受激布

里渊放大光的脉冲波形是单峰值脉冲.随着抽运光功率密度的增加,布里渊放大光的峰值光强逐渐增加,脉宽逐渐减小.随着种子光与抽运光能量比的增加,脉宽逐渐减小.

加,布里渊放大光的峰值光强逐渐减小,脉宽逐渐增加.了解这一规律,可为设计和应用振放双池SBS相位共轭镜提供依据.

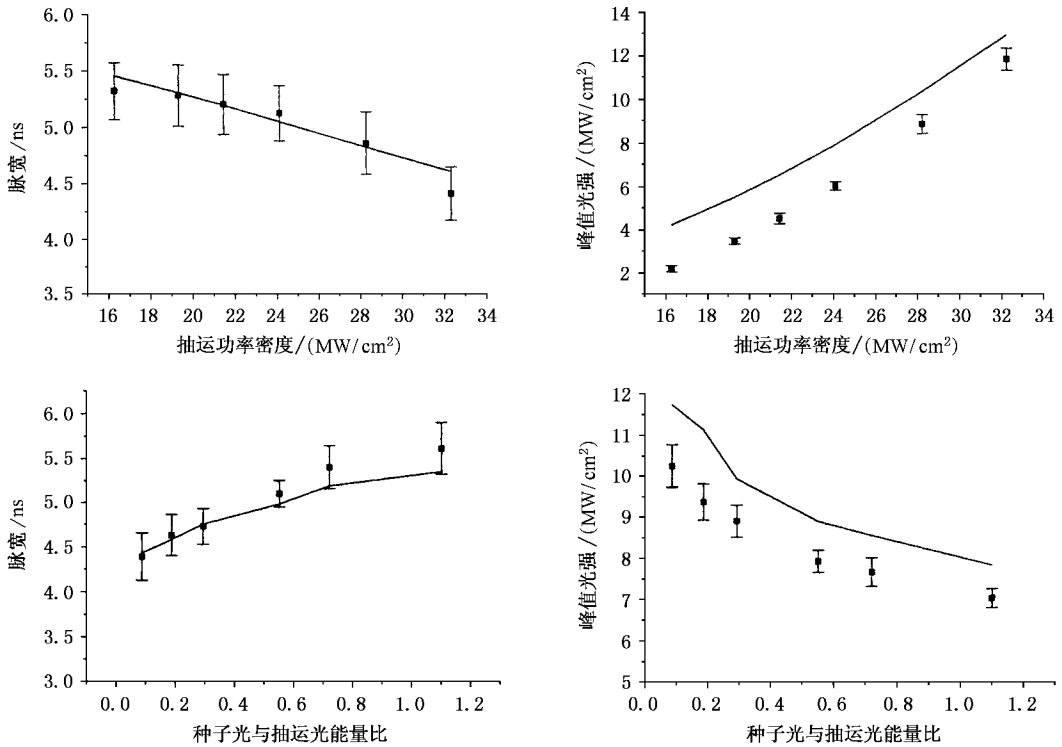


图4 图中的点是受激布里渊放大光的峰值光强和脉宽随抽运光功率密度和种子光与抽运光能量比的变化规律,图中的实线是理论模拟曲线

- [ 1 ] Ding Y C , Li Z W and He W M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2767 ( in Chinese ) [ 丁迎春、吕志伟、何伟明 2002 物理学报 **51** 2767 ]
- [ 2 ] Li Z W , Ding Y C and He W M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1286 ( in Chinese ) [ 吕志伟、丁迎春、何伟明 2002 物理学报 **51** 1286 ]
- [ 3 ] Sumida D S , Jones D C and Rockwell D A 1994 *IEEE J. Quantum Electron* **30** 2617
- [ 4 ] Ridley K D and Scott A M 1990 *Opt. Lett.* **15** 777
- [ 5 ] Dane C B , Neuman W A and Lloyd A 1994 *IEEE. J. Quantum Electron* **30** 1907
- [ 6 ] Offenberger A A , Thompson D C , Fedosejevs R , Santiago J and Manjunath H R 1993 *IEEE. J. Quantum Electron* **29** 207
- [ 7 ] Boyd R W , Rzazewski K and Narum P 1990 *Phys. Rev.* **42** 5514
- [ 8 ] Erokhin A I , Kovalev V I and Faizullof F S 1986 *Sov. J. Quantum Electron.* **16** 872

# Study on pulse waveform of stimulated Brillouin amplification<sup>\*</sup>

Ding Ying-Chun Lü Zhi-Wei He Wei-Ming

( *Institute of Opto - Electronics ,Harbin Institute of Technology ,Harbin 150001 ,China* )

( Received 2 December 2002 ; revised manuscript received 3 January 2003 )

## Abstract

Brillouin amplifier was numerically simulated by the theoretic model of transient stimulated Brillouin scattering including depleted pump. Pulse waveform versus power density of the pump and the energy ratio of the seed to the pump was given. Experiment was done so as to verify the theory. The theoretical calculation was in good agreement with the experimental result.

**Keywords** : Brillouin amplifier , pulse waveform , pulse width

**PACC** : 4265C , 4265F

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No. 60088001 ) ,the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China and the Trans-Century Training Program Foundation for Talents from the Ministry of Education of China.