

文章编号: 1001-4322(2002)03-0353-04

受激布里渊散射相位共轭激光组束规律*

丁迎春, 吕志伟, 何伟明

(哈尔滨工业大学 光电子技术研究所, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘 要: 提出了一种新的 SBS 激光组束的方法。此方法中, 一束按时间分布的激光脉冲序列作为泵浦光从 SBS 放大池的一端入射, 另一束 Stokes 频移种子光从 SBS 池的另一端入射, Stokes 种子光在 SBS 池的相互作用区提取泵浦光能量。研究了组束效率和输出脉宽随脉冲串个数、间隔和泵浦功率密度等的变化规律。研究结果表明种子注入型泵浦脉冲串的受激布里渊散射相位共轭组束是一种高效的组束方法。

关键词: 相位共轭; 受激布里渊散射; 组束效率; 脉冲串

中图分类号: O 433.5 文献标识码: A

受激布里渊散射是最早被证明能够产生相位共轭的非线性光学技术。从此人们进行了大量的 SBS 应用的研究, 其中包括利用 SBS 相位共轭技术进行激光组束的研究^[1~4]。这种研究的目的是把多束激光合并成具有均匀波前的单一相干光束。文献报道 SBS 相位共轭激光组束得到标定能量, 打破了传统的由单一激活介质得到的最大能量的限制^[5]。SBS 相位共轭激光组束有两种方法, 一种是重叠耦合组束, 另一种是后向注入种子光组束。在重叠耦合组束中, 多束入射光交叉在 SBS 波导中或者是 SBS 池的远场相互作用区。在这种情况下所有光束的布里渊声场都是共同的, 导致了 Stokes 输出光束是入射光束的共轭。也就是说在重叠耦合组束中不仅入射光束的相位彼此锁定(即在两光束间建立起固定的位相关系), 而且两光束间的相对位相被共轭, 返回光束有零的相位延迟。在后向注入种子光组束中, 把一束与入射光方向相反的种子光注入到被组束的入射光束的相互作用区, 种子光束的功率低于 SBS 的峰值功率, 尽管如此, 但它也比通常激发共轭光束的任意声场噪声的自发辐射要大, 所以只要控制种子光束的相就可以控制 Stokes 输出光束的相。也就是说, 在后向注入种子光组束中, SBS 返回光(Stokes 输出)的位相被外部提供的低功率的种子光束锁定。在以上两种组束方法中, 两束激光要同时到达 SBS 池, 因此调整精度要求较高; 多束激光同时入射到 SBS 池, 使得这种组束方法不能承受大能量负载; 组束效率较低, 为了弥补上述组束方法的不足, 我们研究了串脉冲的 SBS 相位共轭组束。

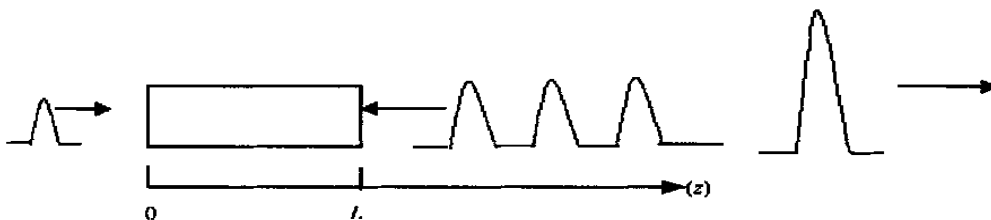


Fig 1 Physical model of beam combination by stimulated Brillouin scattering

图 1 SBS 相位共轭组束的物理模型

1 理论模型

1.1 物理模型

图 1 是串脉冲的 SBS 相位共轭组束的物理模型。在 SBS 放大器模型中, 泵浦脉冲串从 $z=L$ 处入射到放大池, Stokes 种子从 $z=0$ 处入射到放大池, Stokes 种子光与泵浦脉冲串在放大池中相互作用, Stokes 种子光束从泵浦脉冲串提取能量并从 $z=L$ 处出射。

1.2 数学模型

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

* 收稿日期: 2001-04-05; 修订日期: 2002-01-15

基金项目: 1999 年教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金; 国家 863 惯性约束聚变领域资助课题; 国家自然科学基金(60088001)资助
作者简介: 丁迎春(1966-), 女, 副教授, 哈尔滨工业大学物理电子学专业博士研究生, 现从事非线性光学方面的研究。

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

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

$$\left(\frac{n\partial}{c\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)A_s = ig_2 A_L Q^* \quad (2)$$

$$\left(\frac{n\partial}{c\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)A_L = ig_3 A_s Q \quad (3)$$

A_L, A_s 分别为激光场和斯托克斯场振幅, Q 为声波场振幅, Γ 是受激布里渊散射线宽, $\Gamma = 1/2\tau_p$, τ_p 为声子寿命, c 为真空光速, n 为 SBS 介质的折射率, $g_{1,2}$ 代表了光子-声子耦合常数, $g_1 = \mathcal{Y}K^2/16\pi\omega$, $g_2 = \mathcal{Y}_e\omega/2cn\rho_0$, \mathcal{Y}_e 为电致伸缩耦合常数, K 为热力学温度, ω 为声子角频率。

从方程(1)中直接积分得到 Q , 并把它代入其它两个方程, 并考虑介质的吸收得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{n}{c}\frac{\partial}{\partial z}\right)A_s = \frac{g\Gamma}{2}A_L \int_0^t A_L^* A_s \exp[-\Gamma(t-\tau)]d\tau - \frac{1}{2}\alpha A_s \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{n}{c}\frac{\partial}{\partial z}\right)A_L = \frac{g\Gamma}{2}A_s \int_0^t A_L A_s^* \exp[-\Gamma(t-\tau)]d\tau + \frac{1}{2}\alpha A_L \quad (5)$$

其中: α 为吸收系数; $g = 2g_1g_2/\Gamma$ 。

1.3 数值模型

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)离散化得

$$A_{s_{j+1}}^{m+1} - A_{s_j}^{m+1} + \frac{n\Delta z}{c\Delta t}(A_{s_j}^{m+1} - A_{s_j}^m) = G_j \left[|A_{L_j}^{m+1}|^2 A_{s_j}^{m+1} + p_j^m A_{L_j}^{m+1} \right] - \frac{1}{2}\alpha\Delta z A_{s_j}^{m+1} \quad (6)$$

$$A_{L_{j+1}}^{m+1} - A_{L_j}^{m+1} - \frac{n\Delta z}{c\Delta t}(A_{L_j}^{m+1} - A_{L_j}^m) = G_j \left[|A_{s_j}^{m+1}|^2 A_{L_j}^{m+1} + p_j^{*m} A_{s_j}^{m+1} \right] + \frac{1}{2}\alpha\Delta z A_{L_j}^{m+1} \quad (7)$$

其中 $m = 0, 1, 2, \dots, M$, 是指时间间隔 ($t = m\Delta t$); $j = 0, 1, 2, \dots, J$, 是指空间间隔 ($z = j\Delta z$);

$$p_j^m = (p_j^{m-1} + 2A_{L_j}^{*m} A_{s_j}^m) \exp(-\Gamma\Delta t) \quad (8)$$

$$p_j^0 = A_{L_j}^{*0} A_{s_j}^0 \exp(-\Gamma\Delta t) \quad (9)$$

$$G_j = g\Gamma\Delta t\Delta z/4 \quad (10)$$

令 $\mathcal{Y} = n\Delta z/c\Delta t$, $G_j = G_j p_j^m$, 则

$$G_{s_j} = 1 + \mathcal{Y} + G_j \left[|A_{s_j}^{m+1}|^2 + \frac{1}{2}\alpha\Delta z \right] \quad (11)$$

$$G_{L_j} = 1 - \mathcal{Y} + G_j \left[|A_{L_j}^{m+1}|^2 + \frac{1}{2}\alpha\Delta z \right] \quad (12)$$

把方程(8), (9), (10), (11), (12)代入到方程(6)和(7)得到

$$G_{s_j} A_{L_j}^{m+1} + G_j^* A_{s_j}^{m+1} - A_{L_{j+1}}^{m+1} = \mathcal{X}_{L_j}^m \quad (13)$$

$$-G_{L_j} A_{s_j}^{m+1} - G_j A_{L_j}^{m+1} + A_{s_{j+1}}^{m+1} = \mathcal{X}_{s_j}^m \quad (14)$$

在数值求解中, 放大池激光场与斯托克斯场相互作用介质为 SF₆, 对于 248nm 的波长, 各参数取值如下: 介质的折射率 $n = 1.452$, 介质的吸收系数 $\alpha = 4.65 \times 10^{-4}$, 受激布里渊散射增益系数 $g = 4g_1g_2/\Gamma = 25\text{cm}/\text{GW}$; 在初始时刻 ($t = 0$) 的所有的场振幅都是已知的, 包括在 $z = 0$ 处入射到放大池的 Stokes 种子光和在 $z = L$ 处入射到放大池的泵浦脉冲串的振幅都是已知的。

2 模拟和讨论

我们详细计算了在各种不同的泵浦参数下串脉冲的 SBS 相位共轭组束的组束效率和输出脉宽随泵浦参数的变化规律。

对于串脉冲的 SBS 相位共轭组束, 两个脉冲之间的持续时间(光从一个脉冲的峰值到另一个脉冲峰值的传播时间)对组束也是有影响的。我们计算了具有不同持续时间、不同脉冲串个数组束输出的脉冲波形。在图 2 中, 两个脉冲之间的持续时间是 2 倍脉宽, 从左到右分别是 1 个、2 个、3 个、4 个和 5 个脉冲串组束输出的脉冲波形。泵浦和种子脉冲的峰值功率分别为 9MW 和 0.09MW, 泵浦脉冲串和种子脉冲的脉宽分别为 10ns 和 4ns, 种子和泵浦光的脉冲波形都采用高斯线型。从图中可以看到不论脉冲串之间的间隔大小如何, 当脉冲串的

个数增加时, 输出脉冲的峰值功率增加。图 3(a) 和图 3(b) 是能量反射率和输出脉宽随脉冲串个数和脉冲间隔的变化规律。两个脉冲之间的持续时间大约是 3 倍脉宽时, 相当于两个脉冲没有重叠的情况。当脉冲的持续时间是 0.5 倍、1 倍和 2 倍脉宽时, 能量反射率比一个脉冲时要大。当持续时间大于 3 倍脉宽时, 随着持续时间的增加反射率降低。对于具有相同持续时间的脉冲串随着脉冲串个数的增加, 能量反射率降低。当脉冲串的持续时间是 7 倍脉宽时, 最小能量反射率是 35%。从图 3(b) 中可以看出, 在脉冲串的持续时间相同的条件下, 随着脉冲串个数的增加脉宽减小。对于不同的持续时间, 持续时间越小, 脉冲串的个数越多, 输出脉宽越小。

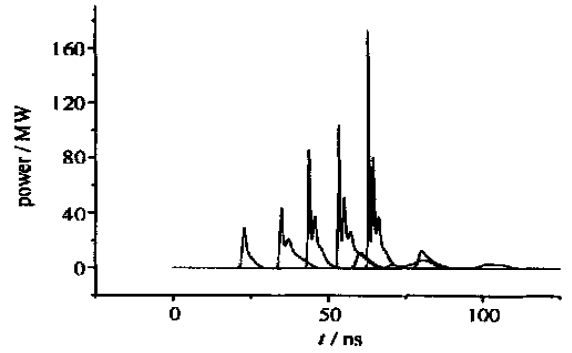


Fig 2 Pulse profile of the output by SBS phase conjugation combination

图 2 SBS 相位共轭组束输出的脉冲波形

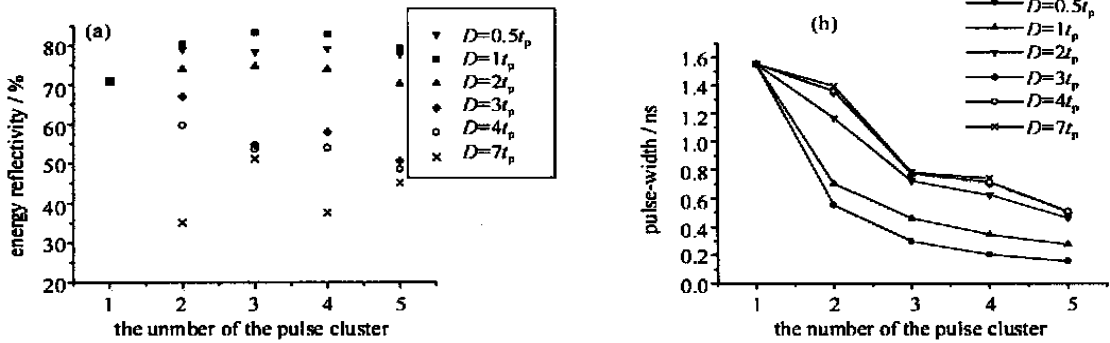


Fig 3 Energy reflectivity and pulse-width of the output as function of the number of pulse for various duration

图 3 在不同脉冲串间隔的条件下, 能量反射率和输出脉宽随脉冲串个数的变化规律

我们计算了能量反射率和输出脉宽随泵浦峰值功率的变化规律, 本文中的峰值功率是指一个脉冲的峰值功率。在计算中, 泵浦光是由 3 个脉冲组成, 保持种子和泵浦光的脉宽(t_p)不变, 持续时间取 6 个值, 计算结果如图 4(a) 和图 4(b) 所示。无论持续时间是多久, 能量反射率随泵浦功率的增加而增加, 当增加到一个最大值以后, 随着功率密度的继续增加而稍有下降。输出脉宽随着功率密度的增加而下降, 几乎与持续时间无关。当峰值功率为 90MW 时, 输出脉宽为 53ps。

我们研究了持续时间对串脉冲 SBS 相位共轭组束的影响。在计算中除了泵浦光的持续时间以外, 泵浦光和种子光的所有参数都是不变的。随着持续时间的增加能量反射率降低, 输出脉宽增加。当持续时间从 10 ns 增加到 80 ns 时, 能量反射率从 81.20% 降到 47.60%, 输出脉宽从 0.47ns 增加到 1.29ns。总之, 长持续时间对 SBS 相位共轭组束是有害的。

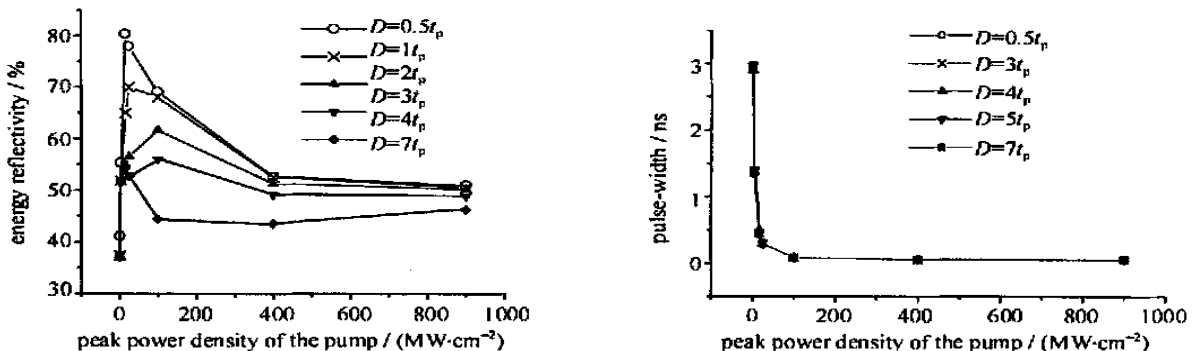


Fig 4 Energy reflectivity and pulse-width of the output as function of peak power density of pump for various duration

图 4 在不同持续时间下, 能量反射率和输出脉宽随泵浦光峰值功率密度的变化规律

3 结 论

从我们的研究可以看出, SBS 相位共轭技术可以应用到一种与前不同的 SBS 相位共轭组束中。这种组束是泵浦脉冲串从 SBS 放大池的一端入射, Stokes 种子光从放大池的另一端注入, 种子光从泵浦脉冲串提取能量并从放大池射出。运用这种方法, 只要我们适当选择泵浦光和种子光的参数, 我们可以得到高功率和窄脉宽的激光脉冲。并且由于泵浦光和种子光从放大池的两端入射, 使得这种组束方法比以往方法更能够承担大能量和高功率负载。

参考文献

- [1] Rockwell D A, Giuliano C R. Coherent coupling of laser gain medium using phase conjugation[J]. *Opt Lett* 1986, **11**(3): 147—149.
- [2] Moyer R H, Valley M, Cimolino M C. Beam combination through stimulated Brillouin scattering[J]. *J Opt Soc Am B*, 1988, **5**(12): 2473—2489.
- [3] Becht H. Experimental investigation on phase locking of two Nd: YAG laser beams by stimulated Brillouin scattering[J]. *J Opt Soc Am B*, 1998, **15**(6): 1678—1684.
- [4] Sumida D S, Jones D C, Rockwell D A. An 8.2 J phase-conjugation solid-state laser coherently combining eight parallel amplifiers[J]. *IEEE J Quantum Electronics* 1994, **30**(11): 2617—2627.
- [5] Valley M, Lombardi G, Aprahamian R. Beam combination by stimulated Brillouin scattering[J]. *J Opt Soc Am B*. 1986, **3**(10): 1492—1497.

Study of beam combination by stimulated Brillouin scattering

D NG Ying-chun, LU[✉] Zhiwei, HE Weiming

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

Abstract In this paper, a new method of laser beam combination by SBS is proposed. In this method, the pump pulse cluster, which consists of series pulses that is distributed by the various time, is incident at one side while the Stokes seed is incident at the other side of the SBS cell. Then the Stokes seed beam extracts energy from the input pulse cluster in the interaction region of the SBS cell. Energy reflectivity and pulse width of the Stokes seed output are calculated on condition of various pulse cluster, seed and medium. The results show that highly effective beam combination is obtained by back injecting Stokes seed into amplified SBS cell and the extracting energy from the pulse cluster of the pump.

Key words: phase conjugation; stimulated Brillouin scattering; beam combination efficiency; pulse cluster