

激光谐振腔内受激布里渊散射相位共轭效应的研究

杨径国 姜宏伟 杜定旭

(四川大学物理系, 610064)

提要: 使用可饱和吸收体作为激光谐振腔内的SBS介质, 有效地实现了相位共轭, 降低了激光振荡器及SBS效应阈值, 提高了输出功率, 十分明显地改善了输出光束质量。对实验结果进行了讨论。

关键词: 受激布里渊散射, 相位共轭, 激光谐振腔

Phase conjugation by stimulated Brillouin scattering (SBS)
in a laser resonator

Yang Jingguo, Jiang Hongwei, Du Dingxu

(Dept. of Physics, Sichuan University, Chengdu)

Abstract: Experimental research on the phase conjugation by SBS in a laser resonator using saturable absorber as SBS medium is reported. The result shows that the threshold of laser and SBS will decrease, the light beam quality and its efficiency will be improved greatly. The experimental results are discussed.

Key words: stimulated Brillouin scattering, phase conjugation, laser resonator

引 言

受激布里渊散射(SBS)相位共轭效应最早由 Zel'dovich 等人发现^[1], 其后, 许多作者在气体、液体及等离子体等许多介质中实现了SBS相位共轭。Hellwarth 较为全面地在理论上讨论了这一效应^[2], 在单色平面波及非耗尽假设下求解了非线性 Maxwell 方程, 证明了SBS效应中 Stokes 波复振幅 $E_s(r)$ 与入射激光场复振幅 $E_i(r)$ 间存在相位复共轭关系, 即

$$E_s(r) \propto E_i^*(r) \quad (1)$$

(1)式所表明关系已被用来补偿光束传输过程中的相位畸变^[3]。早期的SBS相位共轭实验是将SBS介质置于激光谐振腔之外的。此时, 因激光单次通过SBS介质, 致使SBS效应的阈值高达数百兆瓦。但将SBS介质置于激光谐振腔之内后, 由于腔内激光功率密度较高且激光多次通过SBS介质, 从而有效地降低了SBS效应的阈值^[4]。但由于SBS介质的插入不可避免地带来了新的腔耗, 因而给实际应用也带来了一些困难。

我们利用可饱和吸收体既作为激光谐振腔内的SBS介质。同时又作为被动调Q的染料介质, 获得了良好的相位共轭效应, 有效地降低了激光及SBS效应的阈值, 提高了激光器的输出

功率,并且明显地改善了输出光束的质量。

可饱和吸收体的吸收系数强烈依赖于入射光强,在激光振荡初始阶段,腔内光强很弱,吸收体呈强吸收状态。这一吸收导致激光激活介质反转粒子数的积累,同时也导致吸收介质产生温度及密度起伏,引起声振动激发,并由声场与光场的耦合而引发布里渊散射。光泵的进一步作用导致激光场的受激放大,同时布里渊散射的 Stokes 场由于与激光场的相互耦合以及它在激光激活介质中的放大(因为布里渊频移远小于激光增益带宽)而得到增强,与此同时,可饱和吸收体吸收率下降。当染料“漂白”时,激光达到阈值,形成强辐射输出,布里渊散射的 Stokes 辐射也由噪声放大到接近激光功率水平,和激光一起输出腔外。受激布里渊散射发生在激光谐振腔内形成一“布里渊镜”,使腔内光束呈相位复共轭关系,有效地补偿了由于腔内光学元件以及激光激活介质的缺陷和不均匀性造成的光束相位畸变,降低了它们对激光振荡的不利影响。值得注意的是,这一过程的初始阶段主要是由介质热吸收产生的受激热布里渊散射^[5],而在过程的后一阶段,则由于染料“漂白”,吸收系数降至 0,受激热布里渊散射已不再是主要的非线性过程,继而发生的过程将主要是由电致伸缩效应为主要机制的普通形式的受激布里渊散射。

在稳态近似下吸收介质的布里渊散射增益因子 g_B 包含由电致伸缩效应的贡献和介质吸收的贡献两部份之和,从耦合波方程出发,不难给出以下结果^[6],即

$$g_B = g_B^e \left(\frac{1}{1 + (2\Delta\omega/\Gamma_B)^2} \right) + g_B^a \left(\frac{4\Delta\omega/\Gamma_B}{1 + (2\Delta\omega/\Gamma_B)^2} \right) \quad (2)$$

其中 g_B^e 、 g_B^a 分别代表电致伸缩以及吸收对增益因子的贡献, $\Delta\omega = \omega_s - \omega_i$ 为激光与 Stokes 光频差的 2π 倍, Γ_B 为布里渊线宽,由介质的声子寿命确定。其中 g_B^e 可以由电致伸缩系数 γ^e 来确定,有

$$g_B^e = \frac{\omega_s^2 |\gamma^e|^2}{C^3 n v \rho_0 \Gamma_B} (\sin \theta / 2)^{-1} \quad (3)$$

这里的 θ 角为入射激光与散射 Stokes 光之间的夹角。由此可见,当 $\theta = 0, \pi$ 时,增益因子最大,受激布里渊散射一般仅发生在与激光场共线的方向上。(3)式中 n 为介质的折射率, v 为介质声速, ρ_0 为介质密度。由耦合方程计算得到的 g_B^a 为

$$g_B^a = \frac{\omega_s^2 \gamma^e \gamma^a}{2C^3 n v \rho_0 \Gamma_B} \quad (4)$$

其中

$$\gamma^a = \alpha \frac{v C^2 \beta_T}{C_p \omega_s} (\sin \theta / 2)^{-2}$$

为吸收耦合系数, β_T 为热胀系数, C_p 为定压比热。从式(4)可见, $g_B^a \propto \alpha$, 这表示 g_B^a 随介质吸收系数的增加而线性增加。当 $\Delta\omega > 0$ 时, (即 $\omega_i > \omega_s$, Stokes 线) g_B^a 对 g_B 的贡献为正,即 Stokes 场的增益随吸收系数 α 的增大而线性增加,当 $\alpha \sim 1 \text{ cm}^{-1}$ 时, g_B^a 的贡献将与 g_B^e 的相当,这表明,由 g_B^a 所表征的受激热布里渊散射已成为主要的非线性散射过程。但当 $\Delta\omega < 0$ (即 $\omega_i < \omega_s$, Antistokes 线)时, g_B^a 对 g_B 的贡献为负,这样 Antistokes 场则因吸收而受到抑制。

当染料“漂白”时, $\alpha \sim 0$, 热布里渊散射增益因子 $g_B^a \sim 0$ 。 g_B 则完全由 g_B^e 贡献,这就是一般的受激布里渊散射。吸收介质中热布里渊散射的产生加快了布里渊散射噪声的增长速度,有利于降低受激布里渊散射阈值以及提高由激光场转换到 Stokes 场的转换效率,这是非吸收介

质所不具有的特点。从而，采用可饱和吸收体作为激光谐振腔内的 SBS 介质将是建立腔内布里渊共轭镜的有效方法。

实验及主要结果

使用红宝石激光器的可饱和吸收体——蒽花菁(丙酮溶液)为激光器调 Q 染料，并同时作为 SBS 介质。实验装置如图 1 所示。为提高通过布里渊介质的激光功率密度，在染料盒前后加装了“缩束”透镜。适当加长染料盒厚度，可以有效地提高布里渊增益，很容易达到受激布里渊散射阈值所需的激励水平。实验证明，当 l (盒厚) $<1\text{cm}$ 时，很难产生腔内 SBS 效应，而当 $l>2\text{cm}$ 时，已容易观察到 SBS 辐射。图 2(a)为未产生 SBS 效应时激光器调 Q 输出频谱的 F-P 干涉图，线宽 $\sim 0.02\text{cm}^{-1}$ (F-P 的自由光谱区 $\Delta\tilde{\nu}_{\text{FSR}}=1.142\text{cm}^{-1}$)。图 2(b)是相应的输出脉冲时间包络，为单一调 Q 脉冲，宽度 $\sim 30\text{ns}$ 。使用适当加长($\sim 5\text{cm}$)的染料盒，得到明显的 SBS 效应，其输出频谱如图 3(a)所示，可以明显地看到多重布里渊线，各级间的频差 $\Delta\tilde{\nu}=0.161\text{cm}^{-1}$ ，正好是丙酮的布里渊频移。图 3(b)为输出脉冲的时间包络，图 3(b)中 5 个脉冲尖峰分别对应着图 3(a)中的 5 级 SBS 效应的 Stokes 辐射(0 级为激光输出)，每峰间距离 $\sim 9\text{ns}$ ，注意到激光腔长 $L=135\text{cm}$ ， $2L/C=9\text{ns}$ ，正好是激光及 Stokes 脉冲在腔内往返一周的时间；改变腔长，峰间距相应变化，但每个峰的半峰宽基本不变($\sim 4\text{ns}$)，半峰宽远小于激光输出脉宽($\sim 30\text{ns}$)，是 SBS 效应压缩脉宽的结果^[5]。

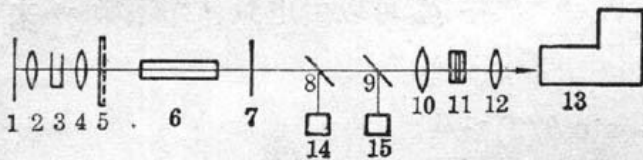


图 1 实验装置图

1—694.3nm 全反射镜；2, 4—缩束透镜；3—染料盒；5—位相畸变板；6—红宝石、氙灯等；7—694.3nm 半反射镜；8, 9—分束器；10, 12—透镜；11—F-P 标准具；13—摄谱仪；14—能量计(炭斗)；15—脉宽检测器(光电管)

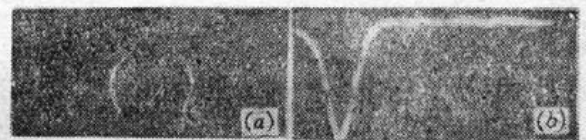


图 2 无 SBS 效应激光输出频谱及脉冲波形
(a) F-P 干涉图；(b) 脉冲包络(50ns/div)

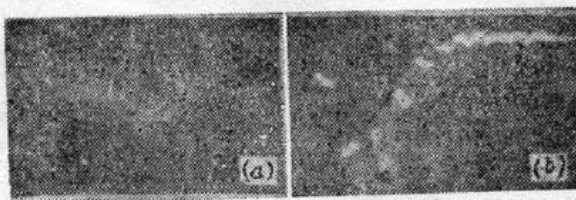


图 3 腔内 SBS 频谱及脉冲时间包络

(a) F-P 干涉图；(b) 脉冲时间包络(20 ns/div)

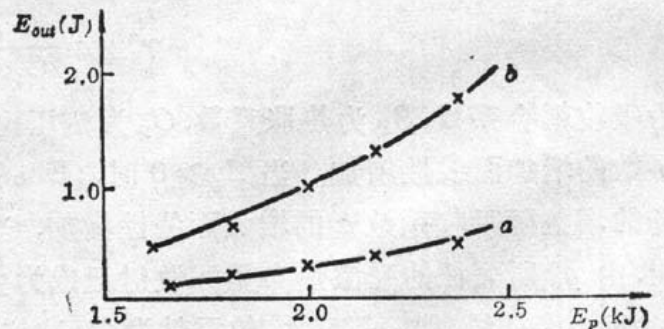


图 4 激光(a)及 SBS(b)输出能量 E_{out} 与泵浦能量 E_p 的关系曲线
(腔内插有位相畸变板)

我们测量了激光及 SBS 阈值、输出功率。实验中使用 $\phi 10 \times 150$ mm 红宝石晶体作激光工作物质, 双灯(氙灯)串联泵浦, 双椭圆柱面聚光腔会聚泵浦光。不产生 SBS 效应(短染料盒)时, 激光器阈值泵浦能量 $E_{th} \approx 1.64$ kJ; 产生 SBS 效应(长染料盒)时, 阈值 $E_{th} \approx 1.56$ kJ, 后者低于前者。在这种实验条件下输出能量的测量结果如图 4 中曲线 *a*、*b* 所示, 横坐标为泵浦能量, 纵坐标为输出能量。从图可明显看出当 SBS 效应发生时, 不仅阈值降低, 而且输出效率显著增加。测量了在相同泵浦条件下激光及 SBS 的动态输出, 并与不加染料的静态情况(即不调 Q, 也不产生 SBS 效应时)输出能量相比, 发现激光的动静比 $\sim 1:6$, 而当 SBS 效应发生时, 动静比高达 $\sim 1:2$ 。

激光谐振腔内插入相位畸变板(以 HF 酸腐蚀而成的各种规格的畸变板被分别放入), 当采用短染料盒时, 因 SBS 增益作用长度太短, 不产生 SBS 效应, 而且由于畸变板的插入, 腔内损耗过大, 几乎无激光输出; 即使有微弱激光信号, 输出光斑亦异常散乱。当采用较长的染料盒时, 可以激起 SBS 效应, 此时激光器输出能量在插入畸变板前后仅有微小变化, 且输出光斑花样仍然十分均匀。插入相位畸变板前后, 激光以及 SBS 效应输出的光斑花样变化的照片见图 5(a)及(b)。其中图 5(a)为不产生 SBS 时的激光输出光斑花样, 图 5(b)为产生 SBS 效应后输出的光斑花样。图 5(a)及(b)中的左图为未加畸变板, 而右图均为加入畸变板后的光斑。

我们还进行了腔内及腔外 SBS 实验对比, 结果表明, 在相同泵浦水平上, 腔外 SBS 需采用强聚焦光束, 且阈值一般增加 4 倍(丙酮介质); 腔外 SBS 转换效率 ~ 0.3 , 且一般仅出现一级 Stokes 辐射; SBS 介质前加位相畸变板后, 腔外 SBS 输出强度明显下降。

将分装的调 Q 染料及 SBS 介质(纯净丙酮)置于激光谐振腔内, SBS 阈值约上升 2 倍, 输出能量减少至 $\sim 1/2$ 。

在 YAG 激光器中用 BDN 染料(二氯乙烷为溶剂)作为 SBS 介质, 得到了大致相同的结果。

讨论与结论

理论分析及实验结果均表明, 使用激光波长上的可饱和吸收体作为腔内 SBS 介质, 可以有效地实现由 SBS 效应产生的相位共轭。在 SBS 相位共轭镜的作用下, 改善了因激光工作物质及腔内光学元件光学缺陷带来的不利影响, 从而降低了激光器的泵浦阈值, 提高了输出动静比, 改善了输出光束质量。可饱和吸收体作为腔内 SBS 介质是一种简单的且行之有效的方法, 容易实现, 并且避免了腔外 SBS 效应所必须的强聚焦条件; 腔外 SBS 实验中强自聚焦光束经常在 SBS 介质盒窗口的内表面上由于强烈的反向 Stokes 脉冲而造成光损耗。腔内 SBS 效应可以有效地避免这一有害现象的发生。

在具有腔内布里渊镜的激光器中, 其激光输出既包含有由普通激光反射镜构成的谐振腔

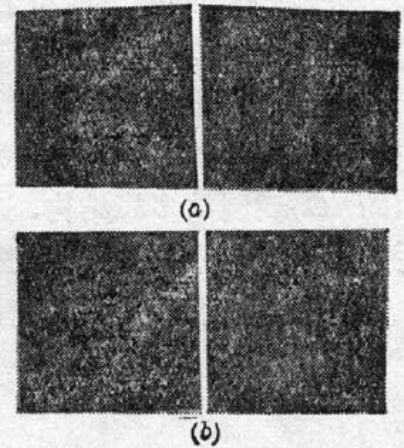


图 5 插入位相畸变板前后光斑花样的变化

(a) 激光(左:未加畸变板 右:已加畸变板) (b) SBS+激光(左:未加畸变板 右:已加畸变板)

形成的输出,也包含有由布里渊共轭镜形成的谐振腔的 Stokes 辐射输出。在这种情况下,普通激光振荡的作用是引发 SBS,当第一 Stokes 脉冲尖峰出现后,由于 SBS 脉宽的压缩效应以及 Stokes 脉冲在激光激活介质中的放大,其功率迅速上升最后达到远大于初始激光振荡的水平(见图 3(b)中第二尖峰),当第一 Stokes 脉冲返回到达布里渊共轭镜时,形成第二 Stokes 脉冲尖峰(如图 3(b)中之第三尖峰),继而再产生更高阶的 Stokes 辐射,直至充满激光整个增益带宽。由此可见,具有腔内布里渊镜的激光器的输出主要为各级 Stokes 脉冲,由普通谐振腔产生的振荡输出仅占很少的一部分,这一点从图 3(b)中容易看出。也正是基于此,当加入位相畸变板后,具有腔内布里渊共轭镜的激光器输出能量才下降很少,光束质量也基本不变(如图 5(b)所示)。

当然,随着腔内 SBS 效应的出现,输出光束频谱将不再是单一的频率,而将受布里渊散射效应调制,输出频谱为一系列等频差间距(布里渊频移)的多频成份;输出脉冲成为受腔长($2L/C$)调制的多峰结构,这些都是 SBS 效应的固有特点。对需要单一脉冲、单一频率的输出来说,有所不利,但可采取适当的措施进行选频和选单脉冲(已被压缩至 ns 量级)。

具有腔内 SBS 共轭镜的激光器,输出效率高,光束质量好是其主要优点。

参 考 文 献

- 1 B. Ya. Zel'dovich *et al.*, *JETP. Lett.*, **15**, 109 (1972)
- 2 R. W. Hellwarth, *J. O. S. A.*, **68**, 1050 (1978)
- 3 I. G. Zubarev *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **10**, 1179 (1980)
- 4 G. Giuliani *et al.*, *Appl. Opt.*, **21**, 3719 (1982)
- 5 R. W. Herman *et al.*, *Phys. Rev.*, **19**, 824 (1967)
- 6 杨径国 *et al.*, *中国激光*, **13**, 456 (1986)



(上接第 211 页)

从图 5 可以看出, S 对 θ 的函数曲线出现一系列相对极大值,而且随 θ 增大其峰值也增大,这就是说,适当选择激光场的振幅、形状、脉宽,可以获得比较大的选择系数,同时,在最佳激发场的条件下,同位素位移与共振激发的失谐量之比(即 $\Delta_M/\Delta\omega$)愈大,可获得的选择系数也越大,上述理论结果,对于激光分离同位素的重要参数如激光频率、线宽、脉冲形状、振幅、脉宽等的最佳选择提供了理论依据。

参 考 文 献

- 1 Koichi Shimeda, *Appl. Phys.*, **9**(3), 239(1976)
- 2 匡一中, *光学学报*, **5**(9), 769(1985)
- 3 F. T. Hioe *et al.*, *Phys. Rev.*, (A), **25**(4), 2168(1982)
- 4 R. J. Cook *et al.*, *Phys. Rev.*, (A), **20**(2), 539(1979)
- 5 J. H. Ekerly *et al.*, *Phys. Rev.*, (A), **16**(5), 2038(1977)