

文章编号: 1001-3806(2006)02-0136-02

受激布里渊散射的空间光限幅效应的数值研究

龚华平, 吕志伟*, 林殿阳, 吕月兰

(哈尔滨工业大学 光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘要: 采用布里渊噪声起源模型求解受激布里渊散射瞬态耦合波方程, 数值模拟了截面光强为高斯分布的光束通过布里渊介质后的光强分布。结果表明, 透射光束截面光强呈现出近似平顶的超高斯分布, 光强峰值被限制, 显示出受激布里渊散射的空间光限幅效应。当改变相互作用长度或者介质增益系数, 即可以改变受激布里渊散射的产生阈值, 进而改变输出脉冲空间限幅的幅值。

关键词: 非线性光学; 光限幅; 受激布里渊散射; 数值模拟

中图分类号: O437.2 文献标识码: A

Numerical study on spatial optical limiting by stimulated Brillouin scattering

GONG Hua-ping, LÜ Zhi-wei, LIN Dian-yang, LÜ Yue-lan

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

Abstract Adopting noise-initiation mode of stimulated Brillouin scattering (SBS), the transient SBS equations are numerically solved and the intensity distribution of transmission beam when the Gaussian beam passes Brillouin medium is simulated. The results indicate that the peak intensity of transmission beam is limited and the cross-section intensity distribution is approximately flat-topped super-Gaussian, which shows the optical limiting effect of SBS. When the interaction length or gain coefficient is changed, the SBS threshold is changed, and the intensity value of optical limiting is altered.

Key words nonlinear optics; optical limiting; stimulated Brillouin scattering; numerical simulation

引 言

随着激光技术的发展和应用范围的扩大, 激光防护日益受到重视。光限幅器由于具有保护光学敏感元件免受高功率强激光损伤的功能, 在近 20 年得到了广泛的研究。人们研究了基于各种非线性效应的光限幅机制, 例如双光子吸收^[1], 反饱和和吸收^[2,3], 非线性折射、反射、衍射光限幅^[4]等等, 基于这些光限幅机制的各种非线性材料也得到了广泛的研究^[5], 但大都是研究其能量或者功率的光限幅特性, 而对激光束的空间光强限幅特性却很少有研究。受激布里渊散射 (SBS) 作为一种非线性光学过程, 也具有光限幅的特性。最近, LÜ 等人分别报道了研究激光脉冲在 CCl₄ 介质和光纤中的传输特性, 得到了透射及反射 Stokes 光脉冲的能量和波形的变化规律, 结果表明, SBS 过程具有光强度及能量的光限幅特性^[6~9]。但是他们的研究工作主要针对 SBS 光限幅输出脉冲的时间特性, 并没有考虑激光束截面空间上的光强分布情况。作者将从 SBS 的瞬态耦合波方程出发, 通过数值计算截面光强为高

斯分布的光束通过布里渊介质后的光强分布, 给出 SBS 过程对激光束截面空间的光强限幅规律。

1 理论模型

受激布里渊散射光限幅的物理过程可简述为 (见图 1): 入射光和 Stokes 光分别沿 z 轴并以相反的方向通过长度为 L 的 SBS 池, 入射光在 z=0 处入射, z=L 处离开 SBS 介质; Stokes 光沿 z=L 到 z=0 方向传播。

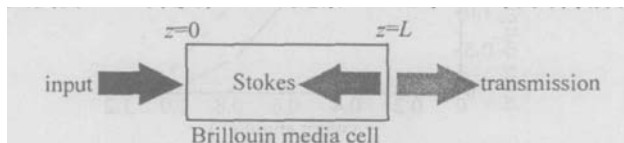


Fig 1 The illustration of optical limiting by SBS

在缓变振幅近似条件下, 一维瞬态 SBS 的耦合波方程可写为如下的形式^[10]:

$$\left[\frac{n}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \right] E_p = -\alpha E_p + K \rho E_s \quad (1)$$

$$\left[\frac{n}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \right] E_s = \alpha E_s - K \rho E_p \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\Gamma}{2} \rho = i \Lambda E_p E_s^* \quad (3)$$

式中, $E_p(z, t)$, $E_s(z, t)$ 代表介质中的抽运光和 Stokes 光的振幅; α 代表介质的吸收系数; Γ 是受激布里渊散射线宽, $\Gamma = 1/(2\tau_p)$, τ_p 为介质声子寿命; n 是折射

作者简介: 龚华平 (1977-), 男, 博士研究生, 主要从事非线性光学研究。

* 通讯联系人。E-mail: zhiwei@yeah.net

收稿日期: 2005-02-22 收到修改稿日期: 2005-08-27

率; c 是光速; $\rho(z, t)$ 为介质密度; K, Λ 分别是布里渊光子耦合系数和声子耦合系数: $K = \frac{V_e \omega_p}{4cn\Omega_0}$, $\Lambda = \frac{V_e T^2}{16\pi\omega}$; V_e 是电致伸缩耦合常数, Ω_0 是介质的平均密度, ω_p 为抽运光频率, T 为介质温度, ω 为声子角频率。一般认为 SBS 在池一端的噪声中建立起来, 因此, 噪声强度作为 Stokes 的边界条件, 取噪声为输入抽运脉冲峰值功率的 10^{-13} [11]。这样, $E_p(z=0, t)$, $E_s(z=L, t)$ 就构成上述方程组的边界条件, 利用有限差分法即可对此方程组数值求解[12]。由于数值模拟计算中与光振幅直接相关的物理量是光强, 使用关系式 $I_{ps} = \frac{nc}{8\pi} |E_{ps}|^2$ 将求解得到的光振幅转换为光强。

2 数值模拟

取相互作用长度 $L = 30\text{cm}$, 介质增益系数 $g = 10\text{cm/GW}$ 。通过数值求解耦合波方程, 得到不同入射光强下的透射率曲线, 如图 2 所示。由图 2 中可以看

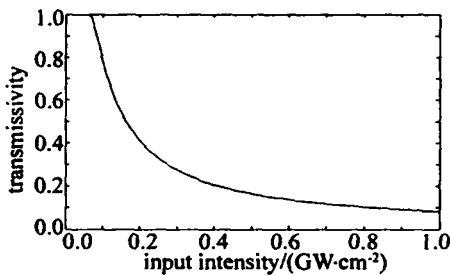


Fig 2 Theoretical simulation of transmissivity versus input intensity

出, 当入射光强小于 70MW/cm^2 时, 透射率为 100%, 入射光完全通过。当入射光强大于 70MW/cm^2 时, 由于 SBS 的产生, 透射率开始迅速下降, 而且光强越强, 透射率越低, 明显的表现出光强限幅特性, 而 70MW/cm^2 的光强值就是介质在此条件下产生受激布里渊散射的阈值[13]。

当需要考虑输入光束的截面时, 也就是二维的情况, 为使处理问题简单, 把光束细分为若干个子束, 即 $I_p = (I_{p1}, I_{p2}, \dots, I_{pN})$, N 为细分的数目。如果忽略子束之间的相互作用, 那么每一个子束就可以认为是单独地与 Stokes 光发生作用。这样, 将一系列的入射光强值 $I_p = (I_{p1}, I_{p2}, \dots, I_{pN})$ 作为已知条件, 通过数值计算就可以得出一系列的透射光强值, 即得到透射光的截面光强分布。

作者采用这种简化模型数值模拟光束截面空间上的光强分布变化。假设入射光在截面空间上的光强分布是中心对称的高斯分布, 取 $I_p(r, 0) = 300\exp(-2r^2/w^2)\text{MW/cm}^2$, r 为径向坐标, 光束半径 $w = 2\text{mm}$, 相互作用长度 L 分别取为 20cm , 30cm , 40cm , 介质增益系数 g 分别取为 6cm/GW , 8cm/GW , 10cm/GW 。引入这些参量通过计算后, 透射光在径向 r 方向上的光强

分布如图 3 图 4 所示。图 3 是改变不同的相互作用

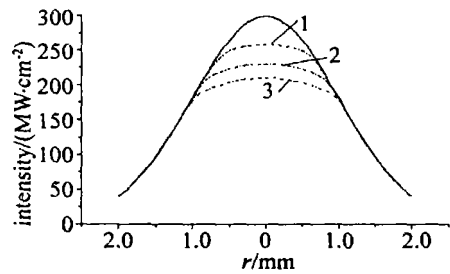


Fig 3 The radial intensity distribution of transmission beam (dashed) and input beam (solid curves)
1— $L = 20\text{cm}$ 2— $L = 30\text{cm}$ 3— $L = 40\text{cm}$

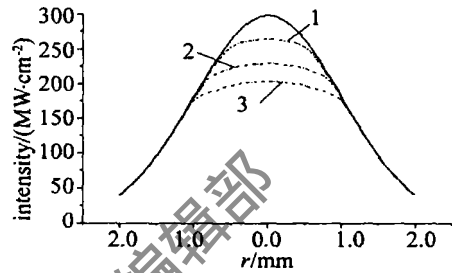


Fig 4 The radial intensity distribution of transmission beam (dashed) and input beam (solid curves)
1— $g = 6\text{cm/GW}$ 2— $g = 8\text{cm/GW}$ 3— $g = 10\text{cm/GW}$

长度得到的模拟结果, 图 4 是改变不同的增益系数得到的模拟结果。数值模拟的结果表明, 透射光的光强分布呈现出近似平顶的超高斯分布, 表现出对空间光强的光限幅效应。这是由于入射光束的中心部分光强较强, 超过了 SBS 阈值, 于是产生了后向的 SBS, 导致透射光的峰值光强受到了限制, 而且光强越强, 光强限幅作用越大, 所以透射光强形成了近似平顶的超高斯分布。当改变不同的相互作用长度 L 时, 由于相互作用长度越长, 产生的 SBS 越强, 因此透射光强峰值越低。当改变不同的增益系数时, 由于增益系数越大, 产生的 SBS 越强, 因此透射光强峰值越低。于是改变不同的相互作用长度或者介质增益系数, 就可以控制光限幅的透射光强的幅值。

3 结论

从受激布里渊散射的瞬态耦合波方程出发, 数值模拟了空间光强分布为高斯型的激光束通过布里渊介质后的光强分布。计算结果表明, 当入射光强度大于阈值时, 由于 SBS 效应的产生, 透射光强的峰值被限制, 横截面光强呈现出近似平顶的超高斯分布, 表现出空间光限幅特性。而且, 改变相互作用长度或者介质增益系数, 即可改变受激布里渊散射的产生阈值, 进而改变输出脉冲空间限幅的幅值。由于受激布里渊散射的光强阈值一般都在 10^8W/cm^2 以上, 故十分适用于

(下转第 141 页)

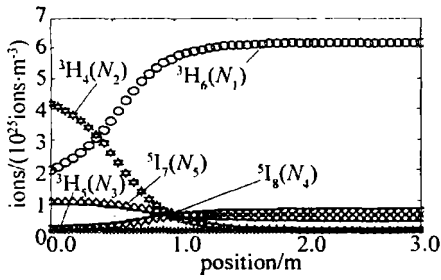


Fig 6 Distributions of different level ions of Tm^{3+} and Ho^{3+} along the fiber for a fiber length of 3m and a launched pump power of 3.1W

能级的粒子数大于基态 (3H_6) 的粒子数,而在其它位置处反之,而 Ho^{3+} 的 5I_7 能级的粒子数小于 5I_8 能级的粒子数是在光纤长度大于 1m 的光纤段上; (3) 对比图 4 可以看到,腔内正向激光与 5I_8 能级的粒子数沿光纤长度基本具有相同的分布规律。

3 实验结果的比较

对比实验结果^[4]可以发现,不管是仅 Tm^{3+} 在 3H_4 , 3H_6 能级之间产生辐射还是 Tm^{3+} , Ho^{3+} 之间发生能量转移时,实验获得的输出激光功率与理论计算结果都相差不大,显示出理论与实验的较好一致性:在最大入纤抽运功率 (3.1W) 下,当光纤长度为 1m 时,实验获得的输出激光功率与理论分析结果分别为 930mW 和 1.14W;在光纤长度为 3m 时,二者分别为 650mW 和 733mW。

造成上述差异的原因如下: (1) 为便于数值分析,计算中做了一定程度的近似 (如忽略了 3H_4 , 5I_8 , 3H_6 , 5I_7 的后向能量转移系数 k_{234}), 并将 3H_5

到 3H_4 能级自发辐射跃迁与非辐射跃迁系数合并考虑; (2) 数值分析中所用的有关参数并非都是由该光纤测量得到,一些参数是参考了同类光纤,这也会对计算结果造成影响; (3) 实验过程的各环节中,由于端面质量、腔镜紧贴程度及调整精度等因素,亦会有不等程度的影响。

参 考 文 献

- [1] JACKSON S D, KING T A. Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1999, 17(5): 948~956
 - [2] JACKSON S D, KING T A. CW operation of a 1.064 μ m pumped Tm-Ho-doped silica fiber laser [J]. IEEE J Q E, 1998, 34(9): 1578~1587
 - [3] TAN IGUCHI A, KUWAYAMA T, SHIRAKAWA A *et al*. 1212nm pumping of 2 μ m Tm-Ho-codoped silica fiber laser [J]. A P L, 2002, 81(20): 3723~3725
 - [4] DONG S F, CHEN G F, WANG X H *et al*. Lasing characteristics of Tm^{3+} , Ho^{3+} codoped silica fiber laser pumped by 1.18 μ m Raman fibre laser [J]. Chinese Physics Letters, 2004, 21(11): 2179~2181 (in Chinese).
 - [5] ZOU X, TORATANI H. Spectroscopic properties and energy transfers in Tm^{3+} singly- and Tm^{3+} , Ho^{3+} double-doped glasses [J]. Journal of Non-Crystal Solids, 1996, 195(1~2): 113~124
 - [6] XU J, PRABHU M, LU J *et al*. Efficient double-clad thulium-doped fiber laser with a ring cavity [J]. Appl Opt, 2001, 40(12): 1983~1988
 - [7] DESURVIRE E, SIMPSON J R. Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1989, 7(5): 835~845
 - [8] PASQUALE F D. Modeling of highly-efficient grating-feedback and Fabry-Pérot Er^{3+} - Yb^{3+} co-doped fiber lasers [J]. IEEE J Q E, 1996, 32(2): 326~332
- (上接第 137 页)
- 高功率强激光的光限幅。这种基于受激布里渊散射的光限幅器使用简单,调整方便,具有广泛的应用前景。
- ### 参 考 文 献
- [1] HERMANN J A. Beam propagation and optical power limiting with nonlinear media [J]. JO S A, 1984, B1(5): 729~734
 - [2] KAMANIAN N V. Reverse saturable absorption in fullerene-containing polyimides: applicability of the forster model [J]. Opt Commun, 1999, 162: 228~232
 - [3] JOSEPH W P, KAMJOU M, MARDER S R. Enhanced reverse saturable absorption and optical limiting in heavy-atom-substituted phthalocyanines [J]. Opt Lett, 1994, 19(9): 625~627
 - [4] KHOO IC, LIH. Nonlinear optical propagation and self-limiting effect in liquid-crystalline fibers [J]. Appl Phys, 1994, B59(6): 573~576
 - [5] YU D B, SUN X Q, WANG Z R. The present research of optical limiting materials and their application to laser radiation protection [J]. Laser Technology, 1999, 23(5): 262~266 (in Chinese).
 - [6] LÜ Y L, LÜ Zh W, DONG Y K. Nonlinear propagation and power limiting of nanosecond laser pulse by stimulated Brillouin scattering in CCl_4 [J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(7): 2170~2174 (in Chinese).
 - [7] LÜ Y L, LÜ Zh W, HE W M *et al*. Optical limiting characteristics dependent on pump energy in stimulated Brillouin scattering process [J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(2): 168~171 (in Chinese).
 - [8] LÜ Y L, LÜ Zh W, HE W M *et al*. Optical limiting of nanosecond laser pulse by stimulated Brillouin scattering [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(5): 427~430 (in Chinese).
 - [9] LÜ Y L, LÜ Zh W, YANG J *et al*. Optical limiting of nD YAG nanosecond laser pulses by stimulated Brillouin scattering in single-mode fiber [J]. Chinese Journal of Lasers, 2003, 30(11): 998~1002 (in Chinese).
 - [10] ALEXANDER L G, ROBERT W B. Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber [J]. Phys Rev, 1991, A44(5): 3205~3208
 - [11] CHEN J. Optical phase conjugation and application [M]. Beijing Science Press, 1999. 124~131 (in Chinese).
 - [12] LÜ Zh W, DING Y Ch HE W M. The influence of pump power density on Brillouin amplification [J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(6): 1286~1290 (in Chinese).
 - [13] HA Y Q, ZHANG L Zh YANG J G. Numerical solution of phase conjugation in SBS [J]. Chinese Journal of Light Scattering, 1995, 7(1): 35~40 (in Chinese).