

光学透明材料中瞬态 SBS 过程的数值研究*

郭少锋[†] 陆启生 程湘爱 黎全 曾学文 银燕

(国防科技大学理学院定向能技术研究所,长沙 410073)

(2003 年 3 月 14 日收到,2003 年 4 月 7 日收到修改稿)

建立了描述噪声起振和 Stokes 种子光辅助起振的 SBS(受激布里渊散射)理论模型,利用变步长有限差分方法数值求解了一维瞬态后向 SBS 耦合波方程组,得到了抽运光和散射光光强以及介质密度变化量的时空分布,研究了 Stokes 激光场对 SBS 反射率以及发生阈值的影响,发现 Stokes 种子光的存在大大减短了 SBS 过程的起振时间,并且在抽运光脉冲宽度固定的情况下使 SBS 的发生阈值大幅度降低,最后,探讨了瞬态受激布里渊过程对光学材料破坏的可能性并对今后的工作进行了展望.

关键词:光学透明材料,受激布里渊散射,斯托克斯种子光,反射率

PACC:4265C,4270C

1. 引言

受激布里渊散射(SBS)是指入射的强激光场与介质的电致伸缩产生的弹性声波场之间相互作用的一种非线性过程,它揭示了强光与物质相互作用的新形式,加深了人们对强光子场和强声子场(强声波场)作用过程的理解,多年来一直是理论工作和实验工作的研究热点^[1-5].通过开展这一效应的研究,不但为产生可调谐相干光的产生提供一个新途径,而且可以作为一种有效的手段来研究各种介质的声学动力学特性和弹性力学特性.近年来,随着高功率激光器输出功率的进一步提升以及光纤陀螺、相位共轭镜研究的深入,固体介质(尤其是光学透明材料)中的 SBS 过程受到了越来越多的关注^[6-9]. Yoshida 等^[6]运用的 18ns,200mJ 的 YAG 激光器在厚度为 300mm 的熔石英光学玻璃内观测到能量反射率高达 92% 的 SBS 过程,陈军等^[7]在 5m 长的光纤内也得到了 75% 的反射率,这些工作说明,只要有足够长的作用距离,固体介质中一样可以激发出极强的受激散射过程.但是在某些实际作用情形下,例如强激光通过系统窗片或者被透镜聚焦,作用对象是厚度仅为几个 cm 甚至几个 mm 的光学元件,其中的 SBS 过程能否被激发,阈值大小以及其对光学元件破坏的可能性是一个重要的研究课题.本文应用数值手段

对透明光学玻璃薄片中的 SBS 进行较为详细的探讨,为今后的实验工作提供有价值的理论指导.

早期有关 SBS 过程的理论工作由于受计算机运算量的限制大多局限于稳态情形的解析分析,随着计算机技术的飞速发展,数值求解复杂的非线性动力学方程组已成为可能,人们开始研究更具现实意义的瞬态过程. Yu 等^[9]建立了瞬态 SBS 过程引起材料超声破坏的物理模型,数值求解了耦合波方程,陈军等^[7]通过数值方法得到了光纤中耦合波和声场的强度分布,但是他们的工作针对单一的抽运光束入射的情形(即布里渊发生器),没有研究 Stokes 种子光对散射光以及超声波建立过程的影响.事实上,Stokes 种子光辅助起振的研究也应是 SBS 问题的一个重要方面,SBS 放大器就是基于这种理论模型,而且在实际工作中,由于在抽运光作用于光学元件时,不可避免地有反射光的介入,尤其对于宽带激光的情形,整个作用过程不再仅仅是噪声起振,必须考虑种子光辅助起振的理论模型.我们建立了研究噪声起振以及注入 Stokes 种子光辅助起振的物理模型和数值求解算法,比较研究两种不同起振方式对 SBS 过程的影响.

2. SBS 耦合波理论

SBS 是入射的强激光场与介质的电致伸缩产生

* 国家 863 激光技术领域(批准号 2002AA824091)资助的课题.

[†]E-mail: guoshaofeng@163.net

的弹性声波场耦合的结果.因此,理论分析的过程是首先导出在光波电场作用下,介质由电致伸缩而产生的弹性声波场传播方程,以及介质内存在电致伸缩运动时光波的传播方程.然后求解光波(单光束或双谐激光场)与弹性波的耦合波方程,得出散射光和弹性波的振幅、频率、增益等特性.

在强激光场 E 作用下,介质内的带电质点将离开平衡位置而产生位移,从而在介质内部引起附加的作用力,称之为电致伸缩力,可表示为

$$f = -(1/2) \cdot \gamma \cdot \nabla(E^2), \quad (1)$$

式中

$$\gamma = \rho_0(d\epsilon_r/d\rho), \quad (2)$$

其中, γ 称为介质的电致伸缩系数; ϵ_r 为介质的相对介电常数; ρ_0 和 ρ 分别为不存在外界光场的情况下介质的平均密度和存在光场的情况下介质密度的起伏量.

存在电致伸缩效应的情况下,介质内弹性声波的密度波动方程为^[12]

$$\nabla^2 \rho - \frac{\alpha_a}{v_a} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{v_a^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\epsilon_0}{v_a^2} \frac{\gamma}{2} \nabla^2(E^2), \quad (3)$$

式中 v_a 为声波的传播速度; α_a 为声波在介质内的衰减系数.方程右端表示在激光场作用下电致伸缩效应对声波场的贡献.

存在电致伸缩效应的情况下,激光场的传播方程为^[11]

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\gamma}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho E), \quad (4)$$

式中 n 为介质的折射率; c 为真空中的光速.方程(2)右端表征在声波场的作用下通过弹性光学效应对光场传播的影响.

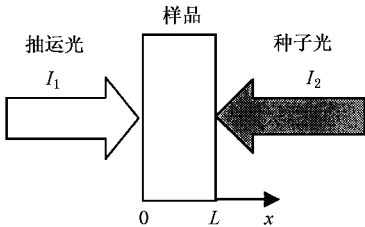


图1 抽运光和 Stokes 光共同作用于光学材料

方程(1)和(2)联立,就组成了描述受激布里渊散射过程的耦合波方程组.本文只考虑应用最广泛的后向SBS过程(如图1),令

$$E = E_p + E_s = A_p(x,t) \exp[i(k_p x - \omega_p t)]$$

$$+ A_s(x,t) \exp[i(-k_s x - \omega_s t)] + c.c. \quad (5)$$

$$\rho = A_a(x,t) \exp[i(k_a x - \omega_a t)] + c.c. \quad (6)$$

其中 E_p, E_s 和 A_a 分别是抽运光、Stokes 光和声波场的复振幅. $c.c.$ 表示前一项的共轭项.由能量守恒和动量守恒,抽运光、散射光和超声波的频率和波矢之间满足下列关系:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_a, k_p = k_s + k_a, \quad (7)$$

对于后向散射,易得

$$\omega_a = 2nv_a \omega_p / c, k_a \approx 2k_s \approx 2k_p. \quad (8)$$

引入缓变振幅(SVA)近似^[10]并忽略掉波矢失配项,可得到下列非线性动力学方程组

$$\frac{\partial A_p(x,t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p(x,t)}{\partial t} = \frac{i\gamma k_s}{2\rho_0 n^2} A_a(x,t) A_s(x,t), \quad (9)$$

$$-\frac{\partial A_s(x,t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s(x,t)}{\partial t} = \frac{i\gamma k_s}{2\rho_0 n^2} A_a^*(x,t) A_p(x,t), \quad (10)$$

$$\frac{\partial A_a(x,t)}{\partial t} + v_a \frac{\partial A_a(x,t)}{\partial x} + \frac{\alpha_a v_a}{2} A_a(x,t) = \frac{i\epsilon_0 \gamma k_a}{4v_a} A_s^*(x,t) A_p(x,t) + f(x,t), \quad (11)$$

其中 $f(x,t)$ 为 Langevin 噪声源项,用来表征介质密度的热起伏.一般认为^[13] $f(x,t)$ 是一高斯随机变量,满足以下关系:

$$f(x,t) = 0,$$

$$f(x,t) f^*(x',t') = Q \delta(x-x') \delta(t-t'), \quad (12)$$

式中 $Q = 2\rho_0 \Gamma \hbar \Omega (1 + \bar{n}) \gamma v_a^2 A$ 为噪声强度参量, $\bar{n} = [\exp(\hbar\Omega/kT) - 1]^{-1}$ 为声场中每一模式的平均声子数, A 为介质作用区的有效截面积.

在 Yu 等^[9]的计算中忽略掉了由于抽运光的衰减而带来的饱和效应,他们的理论模型只需考虑方程(10)和(11).事实上,当抽运光足够强时这种模型将带来较大的误差.我们考虑抽运光的衰减,联合求解了方程组(10)(11)和(12).

在SBS问题研究中,如果只有抽运光注入介质,那么 Stokes 光将在介质中通过热激发噪声波引发的自发布里渊散射而产生并不断被放大,当抽运光超过某一确定阈值(称做SBS发生阈值)时,就形成SBS.我们把这种情况描述为噪声起振.如果在抽运光作用的同时,还持续作用着一束 Stokes 光(如图1所示),则将导致抽运光的衰减和 Stokes 光的放大,

我们把这种情形叫做 Stokes 辅助起振. 无论是噪声起振还是注入 Stokes 光的情形, 研究问题所使用的控制方程组都是一样的, 只是边界条件不同. 对于 Stokes 光注入的情形, 问题的边界为

$$A_p|_{x=0} = (I_1 Z_0 / 2n)^2, A_s|_{x=L} = (I_2 Z_0 / 2n)^2, \quad (13)$$

而对于噪声起振的情形, 问题的边界为

$$A_p|_{x=0} = (I_1 Z_0 / 2n)^2, A_s|_{x=L} = 0. \quad (14)$$

在 SBS 问题中, 我们把抽运光入射端面(即 $x=0$)处 Stokes 光强与抽运光强的比值定义为 SBS 反射率 R_{SBS} , 它反映了 SBS 过程的转换效率, 而且它是一个容易通过实验设备监测的物理量. 本文就是通过研究 SBS 反射率 R_{SBS} 从而达到对 SBS 过程规律性的认识.

当 SBS 发生时, 一方面产生新的激光场, 另一方面材料内的弹性波被迅速放大, 到达一定程度时, 材料就有可能断裂. 材料破裂的最直接的因素是力, 通过下面的关系式将介质密度的变化与材料产生的应力大小联系起来(一维情况)

$$|\sigma_x(x)| = E |u_{xx}(x)| = E \frac{|\rho(x)|}{\rho_0}, \quad (15)$$

式中 E 为杨氏模量. 在下文的计算结果中, 也给出了不同起振模式对应的应力演变情形.

3. 数值模拟方法及算例

我们采用有限差分法求解耦合波方程组(5), (6)(7). 注意抽运光和声波场沿 x 轴正向传播, 而 Stokes 光沿 x 轴负向传播, 在构造差分格式时要给出正确的“迎风”格式. 我们构造的耦合波方程组相应的差分格式为

$$(A_p)_k^{j+1} = (1 - c_{11} \tau / h) (A_p)_k^j + c_{11} \tau / h (A_p)_{k-1}^j + c_{12} \tau (A_s)_k^{j+1} (A_a)_k^{j+1}, \quad (16)$$

$$(A_s)_k^{j+1} = (1 - c_{11} \tau / h) (A_s)_k^j + c_{11} \tau / h (A_s)_{k+1}^j + c_{12} \tau (A_p)_k^{j+1} (A_a^*)_k^{j+1}, \quad (17)$$

$$(A_a)_k^{j+1} = (1 - c_{31} \tau / h) (A_a)_k^j + c_{11} \tau / h (A_a)_{k-1}^j + c_{33} \tau (A_p)_k^{j+1} (A_s^*)_k^{j+1} + \tau f_k^{j+1}, \quad (18)$$

其中 $c_{11} = c/n$, $c_{12} = ic\gamma k_s / 2\rho_0 n^3$, $c_{31} = v_a (1 + i\alpha_a / 2k_a)$, $c_{32} = \alpha_a v_a / 2(1 + i\alpha_a / 2k_a)$, $c_{33} = i\epsilon_0 \gamma k_a [2v_a (1 + i\alpha_a / 2k_a)]$, 下标 k 代表空间序列, 上标 j 代表时间序列. 由一阶双曲型偏微分方程的差分理论知, 当 $|c_{11} \tau / h| < 1$ 时, 上述差分方程可得收敛解. 实际计

算中, 我们设计了一种变步长的差分格式, 把整个研究区域划分为细节段、过渡段和概略段三个部分(如图 2 所示), 其中细节段赋予极小的空间步长 h_1 , 而概略段的空间步长 h_2 远大于细节段, 过渡段的空间步长 h_3 起承启作用, 从左端的 h_1 渐变至右端的 h_2 . 这样的设计既保证了敏感区域细节凸现, 又使计算量控制在可以接受的程度, 在实践中取得了很好的效果. 在我们的算例中, 取 $h_1 = 1\mu\text{m}$, $h_2 = 100\mu\text{m}$, h_3 以对数规律渐变.

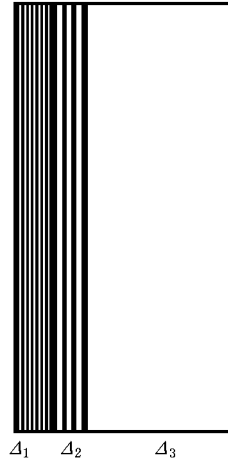


图 2 作用区域的多步长划分方法示意



SBS 过程是由材料参数和激光参数共同决定的. 本文假设材料一定(K9 玻璃), 研究激光参数, 包括抽运光光强 I_1 , Stokes 种子光光强 I_2 以及联合作用时间 τ 对 SBS 过程以及材料破坏的影响. 特设计了以下算例.

1) 抽运光光强 I_1 取为 $2.0 \times 10^{14} \text{ W/m}^2$, 研究 SBS 反射率和材料内产生的最大应力值随激光脉宽的时间演变规律, 计算结果如图 3 A 所示.

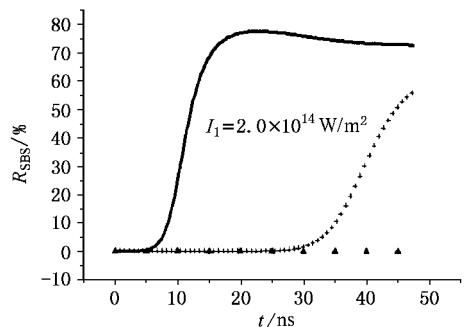


图 3 $I_1 = 2.0 \times 10^{14} \text{ W/m}^2$ 时 SBS 反射率的时间演变情形
— $I_2 = 10^8 \text{ W/m}^2$; - - $I_2 = 10^2 \text{ W/m}^2$; -▲- 表示噪声起振的情况

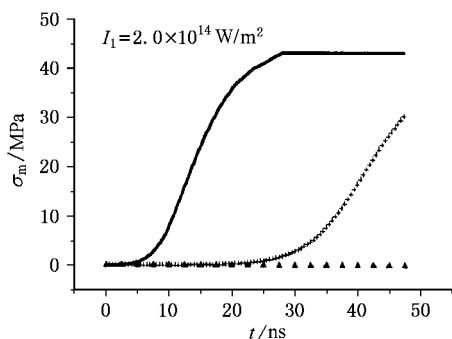


图 4 $I_1 = 2.0 \times 10^{14} \text{ W/m}^2$ 时 SBS 诱导的最大应力随时间的演变(图注同图 3)

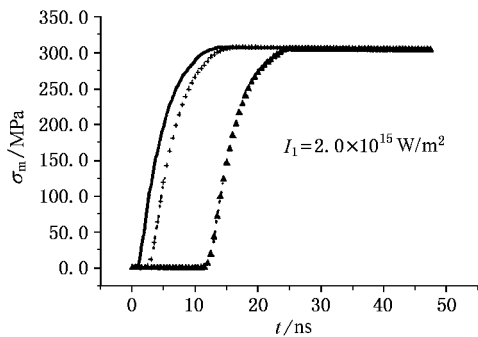


图 6 $I_1 = 2.0 \times 10^{15} \text{ W/m}^2$ 时 SBS 诱导的最大应力随时间的演变(图注同图 3)

2) 抽运光光强 I_1 取为 $2.0 \times 10^{15} \text{ W/m}^2$, 研究 SBS 反射率和材料内产生的最大应力值随激光脉宽的时间演变规律, 计算结果如图 5、6 所示。

为研究 Stokes 种子光对 SBS 过程的影响, 在每一算例中 Stokes 种子光的强度都选取了三个数值 ρ (即噪声起振) 10^2 W/m^2 和 10^8 W/m^2 。

K9 玻璃在中红外波段具有极好的透过性能, 是实验室最常用的光学元件基质材料, 我们在计算中就选取 K9 作为样品, 并以脉冲 YAG 激光作为抽运光, 这样 $\rho_0 = 2.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $n = 1.5132$, $E = 8.0 \times 10^{10} \text{ Pa}$, $k_s \approx k_p = 5.92 \times 10^6/\text{m}$, $k_a = 1.18 \times 10^7/\text{m}$, $v_a = 5 \times 10^3 \text{ m/s}$, $L_a = 2 \times 10^{-5} \text{ m}$ 。 γ 可以从 Lorentz - Lorenz 关系式^[13]得到, 即 $\gamma = (n^2 - 1)(n^2 + 2)/3 \approx 1.84$ 。为模拟光学元件中的 SBS 过程, 选取作用区长度 $L = 1 \text{ cm}$ 。简单起见, 设激光脉冲的波形为方波, 在计算期间保持恒定。

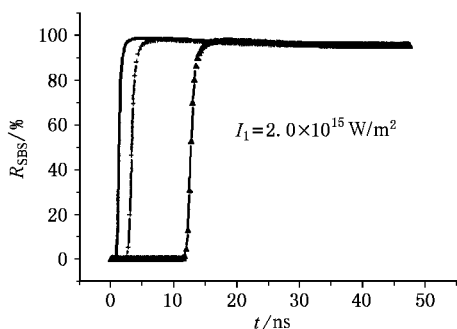


图 5 $I_1 = 2.0 \times 10^{15} \text{ W/m}^2$ 时 SBS 反射率的时间演变情形(图注同图 3)

4. 结果分析

在图 3 中, 由于抽运光强度较低, SBS 过程不能由噪声发展起来, 而必须注入 Stokes 种子光辅助起振, 当 $I_2 = 100 \text{ W/m}^2$ 时, 在 50ns 的作用时间内, 反射率一直处于发展状态, 尚未达到最大值, 当 $I_2 = 1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ 时, 反射率经过 20ns 就发展为最大值 0.8。而在图 5 中, 抽运光强度比图 1 中大了一个数量级, 这时 SBS 过程可由噪声发展起来, 起振时间大概为 20ns, 反射率的稳态值达到 95%。在 $I_2 = 100 \text{ W/m}^2$ 的情况, 反射率经过 4ns 发展为最大值, 当 $I_2 = 1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ 时, 只需 2ns 反射率就发展为最大值, 从图中还可看到, 假设抽运光光强一定, 则不论噪声起振还是 Stokes 起振, 反射率的稳态值是一致的。这说明 Stokes 种子光的作用主要体现在起振阶段, 对起振时间和反射率最大值都有很大的影响, 但是一旦 SBS 过程进入稳态阶段, 反射率的稳态值只和入射的抽运光光强有关, 而对 Stokes 种子光并不敏感。

图 4、6 给出了 SBS 过程诱发的应力场最大值 σ_m 的演变情况, 如果我们认为当 σ_m 大于材料的断裂强度 σ_b 时, 材料将发生力学破坏, 那么我们就可以研究 SBS 引起的光学材料的破坏阈值问题。这里假设 $\sigma_b = 5.0 \times 10^7 \text{ Pa}$ ^[13], 以图 4 为例, 则在噪声起振情况, 当抽运光作用 10ns 后, 材料将破坏, 对应的破坏阈值(能量密度的形式)为 $E_m = 2.0 \times 10^6 \text{ J/m}^2 = 2000 \text{ J/cm}^2$, 而在注入 100 W/m^2 和 10^8 W/m^2 的 Stokes 种子光的情况, 破坏阈值分别为 400 J/cm^2 和 200 J/cm^2 。我们将设计实验来验证数值计算结果的正确性。比较图 3 和图 4 或者图 5 和图 6, 我们发现反射率和应力值在时间演变过程几乎同步达到最大值,

而且一旦反射率充分发展起来, SBS 过程诱发的最大应力总是大于材料的机械强度, 因此实际工作中我们建议可把反射率达到某一数值作为材料破坏的判据.

总之, 通过对数值模拟结果的分析, 可以得到以下结论:

1) 只要有足够高的功率密度, 诸如窗片、透镜等薄型光学元件内部理论上可以激发出具有较高反射率的 SBS 过程. 这种过程的存在将严重地影响到激光的传输和利用, 在实际工作中必须给予足够的重视.

2) Stokes 种子光的存在大大减短了 SBS 过程的起振时间. 注入的种子光强度越大, SBS 过程的起振时间越短, 反射率达到的稳态值也越大.

3) 在抽运光脉冲固定的情况下, Stokes 光使 SBS 的发生阈值大幅度降低.

(4) 充分发展起来的 SBS 过程, 可以诱导产生很强的高频应力, 从而使材料发生力学断裂, 这可能是在 ns 级高功率激光辐照下光学透明材料破坏的一种重要机制, 该机制对应的激光破坏阈值在几百 J/cm^2 到几千 J/cm^2 ; Stokes 光的存在可能使材料的破

坏阈值大大降低.

5. 结 语

本文数值模拟了薄片型光学元件中的 SBS 过程, 研究了 Stokes 种子光对瞬态 SBS 发生阈值以及光学材料破坏阈值的影响, 得出了一些有一定参考价值的结论, 为今后的实验工作提供理论指导. 研究表明, 脉冲为 ns 级, 能量为焦耳级的激光器输出有可能在自身光路中的某些光学元件内激发出足够强的 SBS 过程, 这不但影响到激光的传输和有效利用, 甚至可能引起元件的破坏, 应该对该问题进行更加深入系统的理论和实验研究. 理论上, 为了和实际情况更加吻合, 我们还需要考虑抽运光的带宽效应以及 SBS 过程和 SRS(受激拉曼散射)过程的竞争, 另外, 对于大型激光器例如 Nova 以及“神光”等的出射窗口, 我们还得考虑二维的情况, 这将出现多种模式的超声波, 使问题更为复杂; 实验方面, 我们准备利用高速 PIN 和高分辨率光谱仪设计实验监测反射率的时间特性以及对光场进行频谱分析, 以确认 SBS 的发生, 并进一步研究 SBS 与材料破坏的联系.

-
- [1] Tang C L 1966 *J. Appl. Phys.* **37** 8
- [2] Kroll N M 1965 *J. Appl. Phys.* **36** 34
- [3] Wang J S *et al* 1997 *Acta Opt. Sin.* **17** 1164 (in Chinese) [王劲松等 1997 光学学报 **17** 1164]
- [4] Lu 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]
- [5] Ding Y C, Lu 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]
- [6] Yoshida H *et al* 1999 *Jap. J. Appl. Phys.* **38** L521
- [7] Chen J, Zhou T and Zhu Q 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 65 (in Chinese) [陈 军、周 涛、朱 琦 2002 强激光与粒子束 **14** 65]
- [8] Kyrakis D T and Wiland T L 1990 *Proc. SPIE: Laser-induced Damage in Optical Materials.* **1441** 469
- [9] Yu H W and Meng S X 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 85
- [10] Boyd R W 1992 *Nonlinear Optic* (London: Academic Press Limited) p325
- [11] Chiao R Y and Townes C H 1964 *Physical Review Letters* **12** 592
- [12] Shen Y R 1984 *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: John Wiley & sons)
- [13] Boyd R W and Rzaewski K 1990 *Physical Review A* **42** 5514
- [14] Batteh J H 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 7537

Numerical study for transient SBS process in transparent optical materials *

Guo Shao-Feng Lu Qi-Sheng Cheng Xiang-Ai , Li Quan Zeng Xue-Wen Yin Yan

(*Institute of Science , National University of Defense Technology , Changsha 410073 , China*)

(Received 14 March 2003 ; revised manuscript received 7 April 2003)

Abstract

Theoretical model is established to study the Stimulated Brillouin Scattering (SBS) process with both noise initiation and seeding Stokes laser assisted initiation . Multi-steps finite difference method is adopted to solve coupled wave equations numerically , and the temporal and spatial profiles of scattered light intensity and density variations of the medium are obtained . The dependence of Stokes laser on SBS reflectivity and initiation thresholds is investigated . It is found that the time needed for SBS initiation decreases sharply since the seeding Stokes laser is introduced . Finally , the damage potential of the SBS process in optical materials is evaluated and future work is outlined .

Keywords : transparent dielectric , SBS , stokes laser , reflectivity

PACC : 4265C , 4270C

* Project supported by the National High Technology Laser Technology Committee of China(Grant No. 2002AA824091).