

横向受激布里渊散射诱导破坏的数值研究*

郭少锋[†] 陆启生 周 萍 曾学文 邓少永 程湘爱

(国防科学技术大学理学院,长沙 410073)

(2003 年 11 月 21 日收到 2004 年 2 月 25 日收到修改稿)

基于非线性光学的耦合波理论,建立了大尺寸光学元件中横向受激布里渊散射(TSBS)的二维模型及其数值模拟方法,并对熔石英玻璃中的瞬态 TSBS 进行了理论研究,得到了存在 TSBS 情况下光学元件内光场和应力场的演变特征,探讨了 TSBS 对高功率激光系统透过性能的影响,以及在光学元件内诱导破坏的可能性和规律.

关键词:横向受激布里渊散射,光学材料,破坏机理,应力场

PACC:4265C,4270C

1. 引 言

30 多年前,Emmett 在液体中首次观测到了横向受激布里渊散射(TSBS)现象^[1],多年来这种特殊的非线性光学现象一直是人们感兴趣的课题.近年来,TSBS 被看作是 高功率激光系统中能量耗散以及光学元件破坏的最重要的机理,从而受到了更多的关注.在巨型高功率激光系统(如 NOVA 和 LMJ)中,激光光斑和光学元件的横向尺寸远大于纵向相互作用距离(即光学元件的厚度),如果满足一定的阈值条件,TSBS 就会发生,这时将产生一束沿抽运光截面方向传播的寄生光(散射光),同时又在介质内部产生高频振荡的强声波场. TSBS 的存在可能对系统的正常运转产生严重的负面影响,造成输出能量在系统内部的耗散,甚至可以使某些光学元件发生力学断裂.研究光学元件中 TSBS 的特征,探讨抑制其发展的方法,对高功率激光系统具有重大意义. LLNL 实验室的 Murray 等人^[2]在 NOVA 系统中观测到了 TSBS 及其造成的材料破坏现象,并对稳态和瞬态过程进行了定性分析. Eggleston 等人^[3]类比一维纵向 SBS 建立了简化形式的 TSBS 模型,并给出了一维唯象解.但是,由于 TSBS 至少是一个二维问题,必须综合考虑光场以及声波场在两个方向上的变化,一维模型并不能完整地描述 TSBS,由此得到的结论有很大的局限性.本文尝试建立 TSBS 的二维模型,并

据此探讨 TSBS 对高功率激光系统透过性能的影响,以及在光学元件内产生诱导破坏的可能性及规律.

2. TSBS 的耦合波模型

SBS 是入射的强激光场与介质的电致伸缩产生的弹性声波场耦合的结果,因此,理论分析的过程是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.传统的 SBS 耦合波方程组为^[4]

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

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

式中 ρ 为存在光场时介质密度的变化量, ρ_0 为无光场作用时介质的原始密度, v_a 为声波的传播速度, α_a 为声波在介质内的衰减系数, γ 称为介质的电致伸缩系数或弹性光学系数(注意,这里的 γ 相当于文献[4]中的 γ/ϵ_0), E 为作用在介质上的强激光场, n 为介质的折射率, c 为真空中的光速, ϵ_0 为真空介电常数.

考虑如图 1 所示 TSBS 的二维构形, $OABC$ 代表光学元件的一个侧面,一束偏振方向沿 z 轴的强抽运光垂直通过光学元件的正面,另一束强度很弱且偏振方向与抽运光相同的 Stokes 种子光通过该光学

* 国家高技术研究发展计划(批准号 2002AA824091)资助的课题.

[†] E-mail: guoshaofeng@tom.com

元件的另一个侧面,传播方向与抽运光垂直,由于介质的横向尺寸远大于其厚度,所以散射光主要表现为横向增长.忽略掉光学元件正面的几何形状,则该问题退化为二维问题,介质内的光场和声波场沿 z 轴恒定.令

$$E_p = A_p(x, y, t) \exp[i(k_p y - \omega_p t)] + c.c. \quad (3)$$

$$E_s = A_s(x, y, t) \exp[i(k_s x - \omega_s t)] + c.c. \quad (4)$$

$\rho = A_a(x, y, t) \exp[i(k_a x_a - \omega_a t)] + c.c.$, (5)
 x_a 为沿声波传播方向 k_a 的坐标.从基本方程出发,引入缓变振幅近似(SVEA),并忽略强衰减特高频声波场的传播项,可得到 TSBS 耦合波方程组:

$$\frac{\partial A_p}{\partial y} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} = \frac{i\gamma k_p}{2\rho_0 n^2} A_a A_s - \frac{\gamma}{\rho_0 c n} \frac{\partial}{\partial t} (A_a A_s) \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} = \frac{i\gamma k_s}{2\rho_0 n^2} A_a^* A_p - \frac{\gamma}{\rho_0 c n} \frac{\partial}{\partial t} (A_a^* A_p), \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_a}{\partial t} + \frac{\alpha_a v_a}{2} A_a = \frac{i\epsilon_0 \gamma k_a}{4v_a} A_p A_s^* + \frac{\epsilon_0 \gamma k_a}{2v_a \alpha_a} \left(\frac{\partial A_p A_s^*}{\partial y} - \frac{\partial A_p A_s^*}{\partial x} \right). \quad (8)$$

(8) 式中忽略掉声波的传播项.计算经验表明这种局域化近似带进的误差小于 5%.问题的初始条件可设定 $t=0$ 时各场量均为零,边界条件可设定

$$A_p|_{y=0} = (I_1 Z_0/2n)^{1/2}, \quad A_s|_{x=0} = (I_2 Z_0/2n)^{1/2}, \quad (9)$$

式中 I_1, I_2 分别为抽运光的光强和种子光光强, $Z_0 = 377\Omega$ 为光场在自由空间的阻抗.

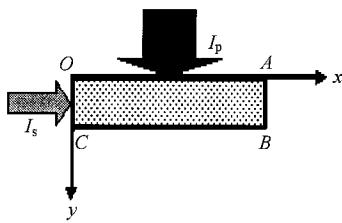


图1 TSBS示意图

上述定解问题可以通过有限差分方法进行求解.本文构造的 TSBS 耦合波方程组的隐式差分格式为

$$\left(1 + \frac{nh_y}{c\tau}\right) (A_p)_{l,k}^{j+1} - (A_p)_{l,k-1}^{j+1} = \frac{nh_x}{c\tau} (A_p)_{l,k}^j + \frac{i\gamma k_p}{2\rho_0 n^2} h_y (A_s)_{l,k}^{j+1} (A_a)_{l,k}^{j+1}, \quad (10)$$

$$\left(1 + \frac{nh_x}{c\tau}\right) (A_s)_{l,k}^{j+1} - (A_s)_{l,k+1}^{j+1} = \frac{nh_x}{c\tau} (A_s)_{l,k}^j + \frac{i\gamma k_s}{2\rho_0 n^2} h_x (A_p)_{l,k}^{j+1} (A_a^*)_{l,k}^{j+1}, \quad (11)$$

$$\left(1 + \frac{\alpha_a v_a}{2}\right) (A_a)_{l,k}^{j+1} = (A_a)_{l,k}^j + \frac{i\epsilon_0 \gamma k_a \tau}{4v_a} (A_p)_{l,k}^{j+1} (A_s^*)_{l,k}^{j+1}, \quad (12)$$

式中下标 l, k 分别为 x 方向(横向)上和 y 方向(纵向)上的空间节点数,上标 j 为时间节点数, h_x, h_y 分别为 x 方向和 y 方向上的空间步长, τ 为时间步长.基于上述差分方法,求解得到介质的密度波动 $A_a(x, y, t)$ 后,通过关系式^[5]

$$\sigma_x(x, y, t) = E_y \epsilon_x(x, y, t) = 2E_y \frac{|A_a(x, y, t)|}{\rho_0}, \quad (13)$$

可得到介质内产生的高频应力场,结合一定的破坏准则,即可研究 TSBS 诱导破坏问题.式中 σ_x 和 ϵ_x 分别为 x 方向的正应力和正应变, E_y 为杨氏模量,注意 σ_x 和 ϵ_x 的表达式中忽略了声波场的高频震荡量(v_a).我们编制了研究 TSBS 过程及其力学破坏效应的程序代码 TRANSID,并对 LLNL 的典型破坏实验进行了数值模拟.

3. 瞬态模拟

LLNL 实验室^[2]用 NOVA 激光器对系统自身中的透镜、分束镜等元件进行了破坏测试.据 Smith 等人^[6]的报道,出现破坏的光学元件是熔石英玻璃制成的聚焦透镜,其直径为 80cm,厚度为 4—8cm,该透镜的作用是将高功率激光聚焦到核聚变的靶球上.透镜破坏时对应的 3 倍频激光输出为 8kJ,光斑直径为 70cm,脉冲经过整形,近似为 2.4ns 的方波,该激光输出的功率密度约为 $1.0 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$.由于光学元件的横截面为圆形, SBS 的横向增益长度沿 z 轴(图 1 中垂直于 OCBA 面)有着明显的变化,所以说该问题在本质上是三维的.为了清楚地把握物理规律,避免繁冗的计算,我们忽略掉光学元件的横向几何形状,即假设增益长度以及介质内的光场和应力场沿 z 轴无差异,将该问题简化为二维情形,二维问题事实上对应的是横截面为正方形的光学元件,如果其边长等于圆形光学元件的直径,则就破坏阈值而言,两者应无太大的差别.

计算中用到的熔石英玻璃的材料参数选取如

下 $\rho_0 = 2.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $n = 1.463$, $v_a = 5 \times 10^3 \text{ m/s}$, $\alpha_a = 1.8 \times 10^5 \text{ m}$, $E_Y = 8.0 \times 10^{10} \text{ Pa}$ (以上参数取自文献 [7]), 抽运光的波长为 351 nm , 对应的 $k_p = 2.68 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $k_a = 3.79 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, 光学元件的横向尺寸 $L = 0.7 \text{ m}$, 厚度 $h = 0.05 \text{ m}$.

在我们的数值模拟中, 假设光脉冲的时间波形呈 20 阶的超高斯分布, 其振幅可表示为

$$A_{p0}(t) = A_{pp} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{t - \tau_c}{T} \right)^{20} \right\}, \quad (14)$$

式中 A_{pp} 为振幅的峰值, $2T$ 为 $1/e$ 全脉宽, τ_c 为脉冲的中心位置. 为使我们的数值模拟结果与 LLNL 的实验结果具有可比性, 我们取 $2T = 2.4 \text{ ns}$, $\tau_c = 1.5 \text{ ns}$. 抽运光的峰值功率密度取 $2.0 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$, 对应 $A_{pp} = 5.0 \times 10^7 \text{ V/m}$. 采用边界 Stokes 注入的噪声起振模型, 种子光的强度取为经验值 24 W/m^2 [3].

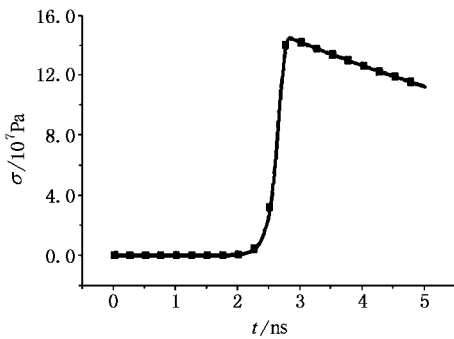


图 2 A 点应力幅度随时间的演化 $I_{pp} = 2 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$

首先考察 TSBS 在光学元件中诱导产生的应力情况, 它决定了材料的破坏阈值. 图 2 为 A 点应力随时间的演化情况, 应力的增长具有显著的受激散射特征, 经过长达 2.5 ns 起振时间后, 应力在 0.5 ns 的时间内急剧增至峰值. 在功率密度为 $2.0 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$ 的抽运激光作用下, A 点的应力幅度可发展至 $1.4 \times 10^8 \text{ Pa}$, 超过了熔石英玻璃的抗拉强度 $5.0 \times 10^7 \text{ Pa}$. 这表明 TSBS 完全有可能导致光学材料发生力学断裂, 更精确的计算表明 TSBS 诱导破坏的阈值为 $1.8 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$. LLNL 实验室观察到透镜破坏现象发生在 $1.0 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$ 的激光作用下, 数值模拟的结果大于实验结果, 这是因为我们的模型中忽略了一项重要的破坏加速机理: 自聚焦效应. 横向散射光的传播距离长达 70 cm , 自聚焦效应将会非常明显, 引起散射光光强大幅度的提升, 加剧了局部区域的受激散射过程, 从而大大降低了材料的破坏阈值. Murray 等人 [2] 观测到了由于自聚焦的存在引起的丝

状破坏.

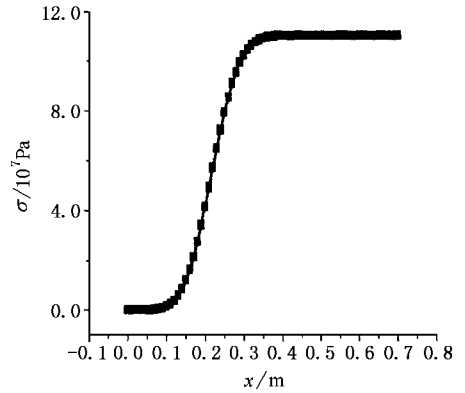


图 3 $t = 2.7 \text{ ns}$ 时刻应力场沿 OA 方向的分布形式 I_{pp} 数值同图 2

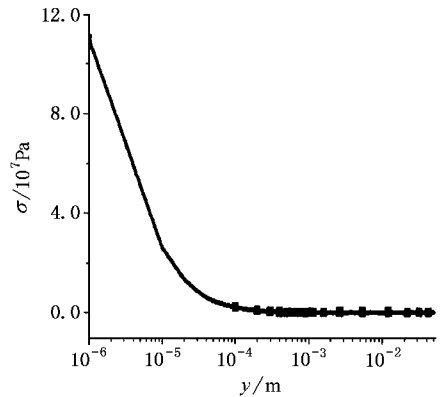


图 4 $t = 2.7 \text{ ns}$ 时刻应力场沿 AB 方向的分布形式 I_{pp} 数值同图 2

图 3 给出 $t = 2.7 \text{ ns}$ 时应力沿 OA 方向的分布. 图 4 给出同一时刻应力沿 AB 方向的分布. 从两图可以看出, 高频应力场的分布明显体现出一种“应力集中”的特征, 应力的最大值出现在 A 点, 而且只有在 A 点附近的区域才有明显的应力施加在介质上, 这种“应力集中”的效应正是受激散射过程造成的: 散射光沿其传播方向迅速增长, 在右边界 AB 处达到最大值, 与此同时, 抽运光沿其传播方向衰减, 在 AB 边界急剧耗尽, 抽运光光强被禁锢在 A 点附近很窄的区域, 相应地, 散射光和声波场也被压缩在 A 点附近 (对于 AB 和 OA 边界而言). 比较图 3 与图 4 可知, y 方向的压缩效应远大于 x 方向. 由于空间压缩效应导致应力集中, A 点附近是光学元件发生破坏的危险区域. Murray 报道了 NOVA 系统光学元件的三种破坏形式, 其中一种发生在入射面的亚表面层, 他们认为是亚表面缺陷发展所致, 这种解释并没

有给出破坏的原动力,我们认为正是 TSBS 诱导产生的“应力集中”导致了亚表面层缺陷的发展,最终出现宏观损伤.又考虑到应力场在 z 方向均匀,在光学

元件上形成的裂纹的方向显然平行于 z 轴,与抽运光的偏振方向相同,这一点又与 Kyrazis 观察到的实验结果^[8]一致.

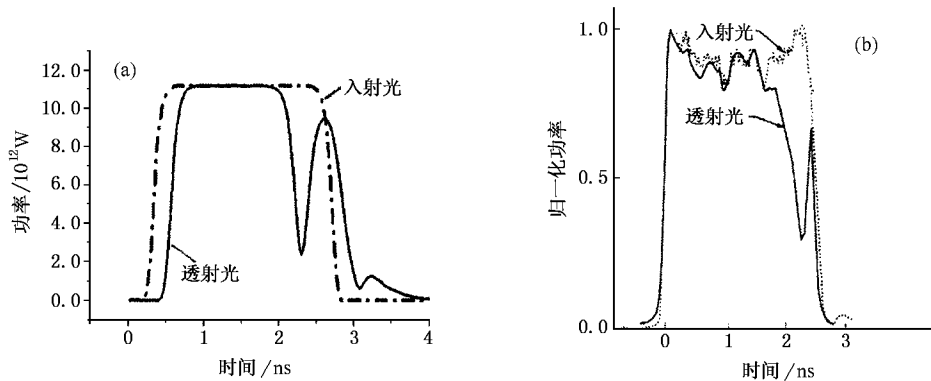


图 5 抽运光和透射光的功率演化(a)与数值模拟和 Murray 的实验结果(b)

图 5(a)给出透射光的功率演化.由于 TSBS 的存在,入射光部分转化为横向的散射光,透射光的总能量将小于入射光.从图中可以看出,实时透射率在 2 ns 时出现下降,并在 2.2 ns 时刻降至最低值 20%, TSBS 的确是高功率激光系统中存在的最重要的能量耗散机理.数值模拟的结果与 Murray 的实验结果(见图 5(b))具有很好的一致性.将透射光的功率曲线对时间积分,可以得到透射光的总能量.数值模拟的结果表明有 10% 的抽运能量损耗在 SBS 过程中, Smith 等人观测到了高达 25% 的能量损失,这是因为在我们的模型中,只考虑到一组 Stokes 波和声波,而实际情况是,TSBS 将产生两束相对传播的散射光和对应的两列声波,这样,在我们的耦合波方程组中,应该再加入一组 Stokes 波和声波,成为五波耦合模型,可以预期,基于这种模型计算得出的能量耗散

将增加一倍.

4. 讨 论

本文建立了 TSBS 的二维模型,并对其诱导的能量耗散和力学破坏效应进行初步的分析,理论研究的结果与 LLNL 实验室观察的实验现象定性一致,说明该模型具有一定的合理性.本文建立的理论模型还有许多有待完善之处,例如进行五波耦合的改造、考虑抽运激光的带宽效应,以及将 TRANSID 程序发展为三维.这些工作的完成,将可能更加深入地把握 TSBS 诱导破坏的规律性,并提出切实可行的抑制方案,为巨型高功率激光系统的安全运转提供有价值的参考.

[1] Emmett J and Schawlow A 1967 *Phys. Rev.* **170** 358

[2] Murray J et al 1989 *J. Opt. Soc. Am.* B **6** 2402

[3] Eggleston J and Kusher M 1987 *Opt. Lett.* **12** 410

[4] Liu S S and He G S 1995 *Optics of Intense Light and Its Applications* (Guangzhou: Guangdong Science and Technology Press) (in Chinese) 刘颂豪、赫光生 1995 强光光学及其应用(广州:广东科学技术出版社)

[5] Guo S F et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 99 (in Chinese) 郭少峰等 2004 物理学报 **53** 99

[6] Smith J et al 1989 *Proc. SPIE* **1047** 219

[7] Heiman D, Hamilton D S and Hellwarth R W 1979 *Phys. Rev.* B **19** 6583

[8] Kyrazis D et al 1991 *Proc. SPIE* **1441** 469

Numerical study on damage phenomenon induced by transverse stimulated Brillouin scattering^{*}

Guo Shao-Feng Lu Qi-Sheng Zhou Ping Zeng Xue-Wen Deng Shao-Yong Cheng Xiang-Ai

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

(Received 21 November 2003; revised manuscript received 25 February 2004)

Abstract

Based on the coupled wave equations of nonlinear optics, a two-dimensional physics model is established to describe transverse stimulated Brillouin scattering (TSBS) in large-aperture optics of a high-power laser system. The temporal and spatial profile of the stress induced by TSBS is evaluated numerically, and the damage characteristics of optical components is presented, which agrees well with the experimental phenomenon observed at LLN laboratory. The energy loss induced by TSBS are calculated to be up to 20%, showing that TSBS may have strong influence on routine operation of high-power laser systems.

Keywords : TSBS, optical materials, damage mechanism, energy loss

PACC : 4265C, 4270C

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2002AA824091).