

# 光学材料破坏的超声模型

於海武 孟绍贤

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 给出了光学玻璃材料在强泵浦光作用下由光弹耦合激发超声波的瞬态受激布里渊散射 (SBS) 理论模型, 通过几个合理的近似利用数值计算给出该过程激发的超声波强度对泵浦光强度以及脉宽的依赖关系, 计算表明当泵浦光强度超过一定阈值后该超声波能引起光学材料的破坏。

**关键词** 受激布里渊散射, 超声波, 破坏, 数值计算

## 1 引 言

光学玻璃材料的破坏是非线性光学中最有挑战性的问题之一, 自调 Q 激光器问世以来就研究至今。然而, 到目前为止还没有完全弄清楚光学材料破坏机理, 特别是对本征破坏过程的理解还很少。随着高功率固体激光工程不断取得进展, 光学元件的破坏问题的研究也愈显迫切。比如, 最近报道的诺瓦(Nova)激光系统的第五路口径为 70 cm 的透镜的严重损坏就是典型一例<sup>[1]</sup>。有少量文献从实验现象出发提出了受激布里渊散射过程和光学材料破坏之间的潜在联系<sup>[1-5]</sup>, Kroll 用解析方法对瞬态受激布里渊散射过程中激发的超声振动作了研究<sup>[6, 7]</sup>。但是, 从光学材料破坏研究的角度看, 他们都没有给出一个令人满意的结果。

本文从瞬态受激布里渊散射激发大幅度的超声振动这一现象出发, 研究光学材料的本征破坏过程, 并给出基于这一模型的破坏阈值, 及其对泵浦光脉宽的依赖关系。

## 2 瞬态受激布里渊散射理论模型

光电场在介质内部将产生一个强度线性依赖于  $\nabla(E^2)$  的电致伸缩力, 引起介质的密度变化, 特别是当泵浦光脉冲宽度在 ns 量级时, 介质密度变化主要由电致伸缩效应贡献<sup>[8]</sup>。这一密度变化(即声波)将对材料的介电常数进行调制, 在泵浦光作用下产生极化电流, 作为源而形成散射光波。因此, 即使只有一束入射光波, 只要强度足够高, 在噪音起振的条件下, 也会由于泵浦光、声波及散射光的三波耦合作用形成放大过程, 并建立起一个大幅度的声波。这一过程通常可用图 1 来加以说明。

由能量和动量守恒知道三个波的频率和波矢满足以下关系

$$\omega_p = \omega_s + \omega_a, \quad K_p = K_s + K_a \quad (1)$$

通常, 声波频率  $\omega_a$  远小于泵浦光和散射光的频率  $\omega_s$  与  $\omega_p$ , 即  $\omega_a \ll \omega_s, \omega_p$ , 以及  $K_a \approx K_s$ , 所

以从图 1 能够得出

$$\omega_s = \frac{2n u_s \omega_p}{c} \sin \left[ \frac{\theta}{2} \right] \quad (2)$$



Fig. 1 Scattering geometry for SBS process

式中  $\theta$  为散射光和泵浦光波矢之间的夹角,  $u_s$ ,  $c$  分别为声波和光波的速度,  $n$  为材料的折射率。后向散

射即  $\theta = \pi$  时声波频率最高, 约为  $10^{10}$  cps。因为感兴趣的是受激布里渊散射过程和光学材料破坏之间的潜在关系, 所以为了分析问题以及下文数值计算的方便, 将作以下几个合理的假设。1) 泵浦光的时间波形是方波, 这是合理的, 因为在许多大功率激光装置, 特别是用于激光聚变的一些大型激光系统中, 经常通过各种技术将波形变成方波, 比如 Nova 激光系统<sup>[1]</sup> 以及上海光学精密机械研究所的“神光”装置。2) 光学材料是各向同性的, 比如常用的光学玻璃材料。3) 泵浦光和散射光的极化方向一致, 这也是在受激散射过程中增益和衰减相互竞争的优势方向, Kroll 已经对这一问题作了考虑<sup>[6]</sup>。4) 一维近似。

耦合波方程可以写成如下的形式

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{\epsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\gamma_e}{c^2 \rho_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho E) \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \frac{\alpha_s}{u_s} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{1}{u_s^2} \frac{\gamma_e}{8\pi} \nabla \cdot (E^2) \quad (4)$$

式中  $\alpha_s$  代表声波的吸收,  $\alpha_s = \eta k_a^2 / \rho_0 u_s^{191}$ , 对光学玻璃材料而言,  $\alpha_s$  通常在  $10^2 \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$  的范围,  $\epsilon_0$  是介电常数。由于光波损耗比较小, 所以在方程(3)中暂时忽略了, 如果需要的话可以在后面的简化方程中方便地考虑进去。光场和声波场可以写成如下的形式

$$\left. \begin{aligned} E &= E_p + E_s, & E_p &= A_p(x, t) e^{i(k_p x - \omega_p t)} + C. C. \\ E_s &= A_s(x, t) e^{i(-k_s x - \omega_s t)} + C. C., & \rho &= \rho_0 + A_{a1}(x, t) e^{i(k_a x - \omega_a t)} + C. C. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中  $A_p$ ,  $A_s$ ,  $A_{a1}$  分别是泵浦光, 散射光和声波的慢变振幅,  $\rho_0$  是在没有外界光场时材料的平均密度。利用慢变振幅近似以及忽略速度失配项, 散射光波和声波可以化简成如下的形式

$$-\frac{\partial A_s(x, t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s(x, t)}{\partial t} = \frac{i \gamma_e k_s}{2 \rho_0 n^2} A_{a1}^*(x, t) A_p(x, t) - \frac{\gamma_e}{c n \rho_0} \frac{\partial [A_{a1}^*(x, t) A_p(x, t)]}{\partial t} \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_{a1}(x, t)}{\partial x} + \alpha_s A_{a1}(x, t) + \frac{1}{u_s} \frac{\partial A_{a1}(x, t)}{\partial t} = \frac{i \gamma_e k_a}{16 \pi u_s^2} A_p(x, t) A_s^*(x, t) \quad (7)$$

采用变量代换以及定义新的时间和空间变量将方程(6)和(7)进行化简, 为此引入新的变量

$$X = \frac{16 \pi u_s \sqrt{\rho_0}}{\gamma_e k_a A_p}, \quad T = \frac{X}{u_s}, \quad A_a = \frac{u_s}{\sqrt{\rho_0}} A_{a1} \quad (8)$$

$$\xi = x/X, \quad \tau = t/T, \quad \beta = \alpha_s X \quad (9)$$

$$p_1 = i, \quad p_2 = \frac{n u_s}{c}, \quad p_3 = \frac{4 i \pi}{n^2}, \quad p_4 = \frac{\gamma_e A_p}{c n \sqrt{\rho_0}}$$

这样方程(6)和(7)即可化简为

$$-\frac{\partial A_s}{\partial \xi} + p_2 \frac{\partial A_s}{\partial \tau} = p_3 A_a^* - p_4 \frac{\partial A_a^*}{\partial \tau} \quad (10)$$

$$\frac{\partial A_a}{\partial \xi} + \beta A_a + \frac{\partial A_a}{\partial \tau} = p_1 A_s^* \quad (11)$$

### 3 数值计算

选取光学玻璃材料作为模型的样品, 这样,  $u_s \approx 5 \times 10^5 \text{ cm/s}$ ,  $\rho_0 \approx 2.5 \text{ g/cm}^3$ ,  $k_a \approx 4\pi \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega \approx 2\pi \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ,  $n = 1.5132$ , 当取这些参数时, 声子的衰减距离约为  $20 \mu\text{m}$ , 即  $\alpha_s \approx 5 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$ , 对应的声子寿命为  $40 \text{ ns}$  左右。 $Y_e$  可以从洛仑茨-洛仑茨(Lorentz-Lorenz)关系得到, 即  $Y_e = (n^2 - 1)(n^2 + 2)/3 \approx 1.84$ , 因此由这些参数可以得到如下的关系式

$$X = 5.156 \times 10^4 / A_p (\text{cm}) \quad T = 1.031 \times 10^5 / A_p (\mu\text{s}) \quad (12)$$

式中  $A_p$  为泵浦光场的振幅, 单位是  $\text{V/cm}$ , 它和光强度的关系为  $I_p = 2n|A_p|^2/z_0$ , 光强  $I_p$  的单位是  $\text{W/cm}^2$ ,  $z_0 = 377 \Omega$  是光场在自由空间的阻抗。

实验中激光束的焦斑大小通常为  $100 \mu\text{m}$  左右, 并且与通常所研究的稳态受激布里渊散射不同, 这里感兴趣的是光脉宽时间内声波振幅的建立问题, 因此增益长度的概念在这里没有明显的物理意义, 因为位于特高频波段的声子在材料体内是强烈衰减的, 正如上文所估算的那样。下面将对方程(10)和(11)利用噪音起振这一边界条件和初始条件直接进行数值计算, 计算过程中发现在声噪音和散射光噪音强度都比较低的前提下, 不同强度的噪音初始和边界条件对计算结果几乎没有影响。计算分两步进行。首先固定光脉冲宽度不变, 考察声波强度对泵浦光强度的依赖关系; 然后固定泵浦光能量密度不变, 考察声波强度与泵浦光脉宽的关系, 当然在这一步计算过程中, 将泵浦光脉宽取得相当于或短于声子寿命, 以使计算模型限于瞬态情况。然后将进一步分析光学玻璃材料的破坏和泵浦光的功率密度以及脉宽之间的关系。

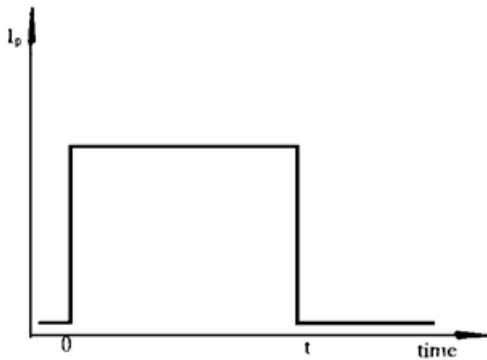


Fig. 2 Temporal profile of pump laser pulse

泵浦光脉冲的时间波形如图 2 所示。这样, 当泵浦光的功率密度从  $1.0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  变化到  $1.0 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  时, 声波在焦斑大小的空间范围内所建立起来的强度如图 3 所示。为了便于观察声振动的变化规律, 已经对各条曲线分别乘以不同的系数以便将它们画到同一幅图上。从图 3 容易看到, 当泵浦光强度比较低时, 由于衰减作用, 声波振荡无法建立很快衰减。当逐渐提高泵浦光强度并超过某一阈值时发现声波的增长超过衰减, 小幅度的声波振荡开始建立, 这一阈值约为  $5.0 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$  (脉宽为  $1 \text{ ns}$  时)。进一步增加泵浦光强度, 可以看出在噪音起振的条件下能够建立起大幅度的超声波, 并引起光学材料的破坏。

当泵浦光的能量密度为  $800 \text{ J/cm}^2$ , 脉宽从  $0.001 \text{ ns}$  变到  $3.0 \text{ ns}$  时对应的声波强度如图 4 所示。从图 4 可以看出, 当脉宽从  $0.05 \text{ ns}$  变到  $3.0 \text{ ns}$  时, 声波强度的最大值从  $1.8 \times 10^{-3}$  变到  $4.5 \times 10^{-3}$ , 变化不是很明显。当泵浦光脉宽小于  $0.01 \text{ ns}$  时, 由于时间太短, 大幅度的声波来不及建立。但是, 值得指出的是这一模型中的声波驱动源是由电致伸缩效应贡献的, 脉宽太短时, 这一假设已不成立, 这时对介质密度起调制作用的主要是分子定向克尔效应<sup>[8]</sup>。

声波在不同空间点处在泵浦光脉宽时间内建立起来的强度如图 5 所示, 对应的脉宽和光强度分别是  $1.0 \text{ ns}$  和  $5.0 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , 可以看出, 虽然是典型的瞬态情况, 但随空间变化声波仍有一定的增益。

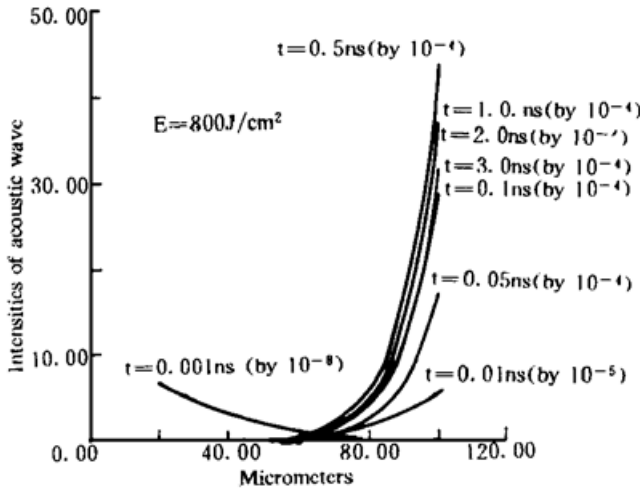


Fig. 3 Intensities of acoustic wave around the focal point, when power density of pump light varies form 10 GW/cm<sup>2</sup> to 1 TW/cm<sup>2</sup>, and the pulse width is fixed at 1.0 ns

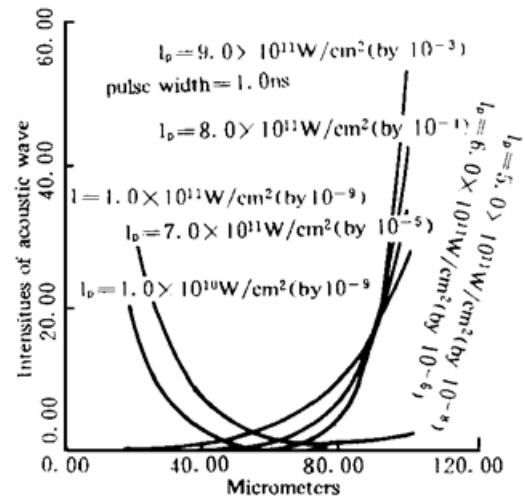


Fig. 4 Intensities of acoustic wave around the focal point, when the pulse width of pump light varies from 0.001 ns to 3.0 ns, and the power density of pump light is fixed at 800 J/cm<sup>2</sup>

### 4 超声导致光学玻璃材料破坏

从以上的数值计算结果可以看出, 光学玻璃材料可能会由于很强的声波而导致破坏。大家知道, 对于较刚性的材料, 比如光学玻璃, 当应变达到  $10^{-3} \sim 10^{-4}$ , 或承受的张应力达到  $5 \times 10^7 \text{ N/m}^2$  时, 材料就会被破坏<sup>[10, 11]</sup>, 当然, 由应力应变关系  $T = C \cdot S$  可以得知它们是等价的, 通常刚性材料的弹性常数  $C \sim 10^{10} \text{ N/m}^2$ , 由质量守恒定律可知 ( $\nabla(\rho V) = 0$ , 在一维情况下则有,  $u_{xx} = -d\rho/\rho$ ). 因此, 从上述计算可以看出, 当泵浦光能量密度达到  $700 \sim 800 \text{ J/cm}^2$  (脉宽  $0.1 \sim 3.0 \text{ ns}$ ) 时, 大幅度的超声波将导致光学材料的本征破坏, 即, 在没有其它破坏的情况下(比如杂质缺陷破坏, 自聚焦破坏, 光强空间分布不均匀引起的破坏等), 受激布里渊散射激发的超声破坏可作为光学材料的破坏极限值, 因为这一阈值比目前实验中所测得的破坏阈值都要高, 实验上测得的各种光学玻璃材料的破坏阈值通常在几十  $\text{J/cm}^2$  左右(脉宽为 ns 量级)。若考虑到光场横向空间的高斯分布, 即光功率密度的空间不均匀性, 则破坏阈值要显著低于  $700 \sim 800 \text{ J/cm}^2$ , 因为实验给出的破坏阈值显然是指探测器接收到的平均光功率密度。具体考虑如下, 设光场空间分布为高斯型的准平行光束, 即  $E(r) = E_0 e^{-r^2/w_0^2}$ , 其中  $w_0$  为高斯光束束腰, 在准平行光束近似下,  $w_0$  为光束半径。所以  $I(r) = I_0 e^{-2r^2/w_0^2}$ , 式中  $I_0$  为光束中心处的峰值光强, 则平均光强为

$$\frac{1}{\pi w_0^2} \int_0^{w_0} I(r) 2\pi r dr = I_0 \frac{1 - e^{-2}}{2} \tag{13}$$

所以, 对应于  $700 \sim 800 \text{ J/cm}^2$  峰值光强的平均值约为  $300 \sim 350 \text{ J/cm}^2$ , 这一破坏阈值和文献 [6] 计算的石英破坏阈值  $200 \sim 500 \text{ J/cm}^2$  是一致的。对于紧聚焦情况, 若焦斑大小为  $100 \mu\text{m}$

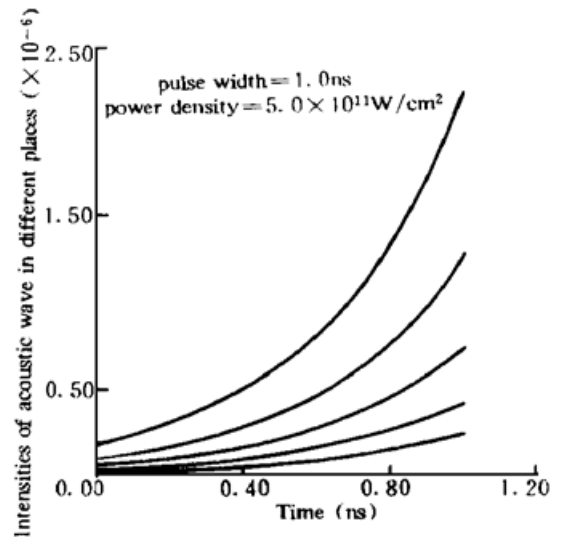


Fig. 5 Intensities of acoustic wave in different places during the pulse width

左右, 则光学玻璃材料的激光能量负载水平约为 30~ 35 mJ(脉宽为 ns 量级)。若进一步考虑到实际激光输出的空间调制引起的光束空间分布不均匀性, 则破坏阈值会进一步降低。因此为了避免光学元器件的破坏, 使系统运行在较高的能量(或功率)密度水平上, 应在能量不断放大的同时, 增大光束传输口径。以上考虑的破坏过程完全是由于声波振动的张应力或压应力(或导致应变极限)造成的, 这是一种机械力的破坏。值得注意的是, 由于高频声子的强烈衰减形成的局部加热也是破坏的可能因素, 正如以上考虑的, 其衰减长度通常在几微米到几十微米之间。这种热过程要比光学材料直接吸收激光能量形成的热过程要显著得多, 因为好的光学材料对光的吸收是很微弱的。所以即使泵浦光能量没有达到上文算出的强度, 在稍低一点的能量密度水平上, 也有可能由这种间接的热过程造成光学材料的破坏。

**结论** 通过对瞬态受激布里渊散射模型进行数值计算给出了在这一过程中激发的超声强度分布, 计算结果表明, 超声是光学材料破坏的一个潜在因素。

### 参 考 文 献

- [1] D. T. Kyrazis, T. L. Weiland. Determination of SBS induced damage limits in large fused silica optics for intense, time varying laser pulses. *Proc. SPIE: Laser-induced Damage in Optical Materials*, 1990, **1441**, 469~ 497
- [2] D. W. Harper. Laser damage in glasses. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1965, **16**(5): 751~ 752
- [3] C. R. Giuliano. Laser-induced damage to transparent dielectric materials. *Appl. Phys. Lett.*, 1964, **5**(7): 137~ 139
- [4] J. R. Smith, J. R. Murray *et al.*. Acoustic damage to large aperture optics. *Proc. SPIE: Mirrors and Windows for High Power/High Energy Laser Systems*, Los Angeles, CA, USA. 17~ 18 Jan. 1989, **1047**: 219~ 225
- [5] J. M. Eggleston, M. J. Kusher. Stimulated Brillouin scattering parasitics in large optical windows. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(6): 410~ 412
- [6] N. M. Kroll. Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high intensity light waves to elastic waves. *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**(1): 34~ 43
- [7] N. M. Kroll, P. L. Kelley. Temporal and spatial gain in stimulated light scattering. *Phys. Rev. (A)*, 1971, **4**(2): 763~ 776
- [8] E. Wolf. *Progress in Optics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam. 1974, XII: 10
- [9] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*, Academic Press, Inc. 1992: 335, 432
- [10] B. A. Auld. *Acoustic Fields and Waves in Solids*, New York, John Wiley & Sons, Inc., 1973: 58
- [11] 黄照柏 译. 玻璃的本质、结构和性质. (H. Scholze, 联邦德国, 1977). 北京: 中国建筑工业出版社, 1984: 281~ 282

## Ultrasound Model on Damage of Optical Glasses

Yu Haiwu Meng Shaoxian

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy Sciences, Shanghai 201800)

(Received 30 October 1995)

**Abstract** A theory of the excitation of ultrasound waves arised from photoelastic coupling with high intensity light is presented in this paper. By use of several reasonable approximations, a numerical calculation of the transient stimulated Brillouin scattering (SBS) process shows that a large amplitude of acoustic wave can be built up during the pulse of pump light, and which may result in damage to optical materials.

**Key words** SBS, ultrasound wave, damage, numerical calculation.