

钕玻璃的受激布里渊散射

刘颂豪 陈仲裕 杨涵倩 陈桥

(中国科学院上海光机所)

Stimulated Brillouin Scattering in Nd-doped glasses

Liu Shonghao Chen Zhongyu Yang Hanqing Chen Qiao

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

By using a Q switched high power glass laser, SBS (Stimulated Brillouin Scattering) is observed before the appearance of damage in Nd glasses under our experimental conditions. However, SBS can not be regarded as the main mechanism for damage in Nd-doped glasses.

当激光功率密度超过某定值时(如激光脉冲时间为5毫秒时,功率密度 $>2 \times 10^5$ 瓦/厘米²),散射光强与入射光强之间的关系偏离线性。若激光功率密度进一步提高,很自然会出现自聚焦、受激散射和破坏等现象。为了解钕玻璃在高能激光器和功率激光器中出现破坏的原因,我们在线性散射实验的基础上观察了受激布里渊散射的产生及其与钕玻璃破坏的关系。初步结果表明,利用调Q大功率钕玻璃激光器(脉宽 ~ 25 毫微秒,功率 >200 兆瓦,谱线宽度 <1 埃)可观察到钕玻璃的受激布里渊散射。并测得受激布里渊散射的频移为 0.63 厘米⁻¹,对应的特超声频率为 2×10^{10} 赫,计算出特超声波在钕玻璃中的传播速度 $\sim 7 \times 10^5$ 厘米/秒。在我们的实验条件下,虽然受激布里渊散射出现在钕玻璃破坏之前,但仍不能认为它是钕玻璃破坏的主要机理。

一、受激布里渊散射的产生

如前所述,当光通过存在密度起伏的介

质时出现光的散射,但散射光的波长不变。若有声波通过介质时,则在介质中产生以声速运动的疏、密相间的声波场,其对入射光场的作用相似于一个三维运动的衍射光栅(即起等间隔地分割波阵面的作用)。当入射光作用于此运动光栅时,光波散射(或衍射),此时散射光将出现多普勒频移,从而使散射光的频率发生变化。这种由于介质中存在声波场而引起入射光的散射(衍射)效应称为布里渊散射^[1]。事实上,由于热运动而引起原子的微振动或晶格振动在介质中会出现声波场或声子,因此,光通过介质时布里渊散射可理解为光子与声子进行非弹性碰撞而产生的散射现象。已知,在弱光作用下出现的散射均为自发散射,而在高强度激光束的作用下,原则上各个自发散射过程都有其相对应的受激散射。对应于布里渊散射的受激散射即为受激布里渊散射。如入射光、散射光和声波场的频率和波矢量分别为 ω_1 、 ω_2 、 ω_s 和 K_1 、 K_2 和 K_s ,根据能量守恒和动量守恒得

$$\omega_1 = \omega_2 \pm \omega_s$$

收稿日期:1978年12月20日。

$$K_1 = K_2 \pm K_s$$

上二式表明,在光子与声子相互作用过程中,入射光子可能将部分能量交给声子(产生声子),而使散射光的频率下降,也可能从声子中取得能量(吸收声子),以致使散射光向高频方向移动。频移值 $\pm\omega_s$ 与入射光子频率 ω_1 、声子速度 V_s 、光子在介质中的传播速度 $\frac{c}{n}$ (n 为介质的折射率, c 为真空中的光速)以及散射角 θ 有如下关系^[2]:

$$\pm\omega_s = \omega_1 - \omega_2 = \pm \frac{2n\omega_1 V_s}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$

由上式可见,当 $\theta=180^\circ$,即观察后向散射时, $\omega_s \approx 2\omega_1 \frac{V_s n}{c}$,频移 ω_s 为最大。其中“-”号为斯托克分量,“+”号为反斯托克分量。

在弱光作用下,布里渊散射强度仅为入射光强的 10^{-8} 。在高强度激光作用下,介质内部引起的电致伸缩效应(因而产生强的声波场)会极大地增强上面提到的由原子微振动引起的声波场,这种增强的声波场反过来又大大增强其对入射激光的散射作用。当二者的增益大于其各自的损耗时将出现感应声波场与布里渊散射光波场的受激放大和振荡效应。在正常的情况下,只有斯托克分量会被放大。如考虑在晶体中产生受激布里渊散射的情况,假定弹性波在晶体中传播时容易被吸收。取声波的吸收系数为 $L_s^{-1} = 10^{-2}$ 厘米⁻¹,算得晶体中产生受激布里渊散射的阈值功率密度为

$$\frac{A_0^2}{8\pi} \geq \frac{2}{\pi} \frac{\beta n}{\gamma^2 K_s K_{-1}} (L_s^{-1})$$

式中 γ 为电致伸缩系数, β 为压缩率

$$\beta = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp}$$

K_s 和 K_{-1} 为声波和散射光(斯托克线)的波矢量, n 为折射率。根据上式可估算得晶体产生受激布里渊散射所需的激光阈值功率密度为 10^4 兆瓦/厘米²量级。

二、受激布里渊散射的观察

为便于观察受激布里渊散射,我们使用染料调 Q 高功率钨玻璃激光器。激光输出能量最高可达 9 焦耳,脉宽约 25 毫微秒,功率达数百兆瓦。改变染料的浓度使谱线宽度压缩至小于 1 埃。这种水平的激光器是可以引发钨玻璃的受激布里渊散射的。实验安排如图 1 所示。因后向散射光的频移特别大且强度特别高,故我们着重测量后向受激布里渊散射。

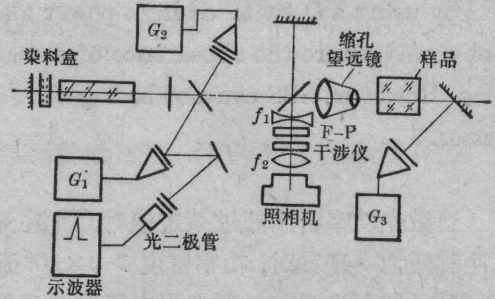


图1 受激布里渊散射实验安排示意图

在实验安排中, G_1 、 G_2 、 G_3 分别用来测量激光器输出的总能量、样品后向散射的能量和通过样品后的能量。激光输出波形用硅光二极管接收,并用示波器显示。

由于布里渊散射产生的频移较小,需用较高分辨率的光谱仪,为此采用了“法布里-珀罗”标准具进行测量。我们使用的 F-P 标准具,其通光口径为 $\phi 35$ 毫米,二平板的间距为 5 毫米的熔石英环固定下来。二平行的内表面蒸涂有对 1.06 微米反射率为 95% 的膜层。图中 f_1 为发散透镜, f_2 为成象透镜,照相机置于透镜的焦平面上。

实验前,我们用光栅光谱仪拍摄了高功率钨玻璃激光器输出激光的光谱。在输出为单脉冲时,激光的谱线宽度小于 1 埃。然后用 F-P 标准具分别拍摄激光器的输出光谱(图 2)以及图 1 中样品钨玻璃产生的后向受激布里渊散射光谱(图 3)。当高功率钨玻璃

激光器输出为单脉冲,即只有一个强峰时拍摄的照片较清晰。若输出有多峰,表明纵模很多,此时干涉照片不清晰,甚至是一片明亮。

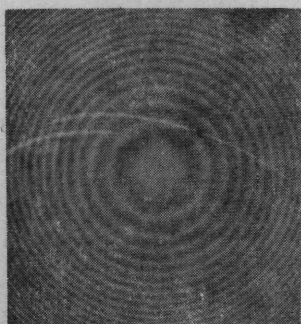


图2 用F—P标准具拍摄的激光器输出光谱

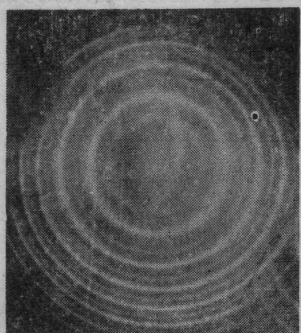


图3 用F—P标准具拍摄的钽玻璃受激布里渊散射光谱和激光输出光谱

从图3照片中可见,每一强光环内圈均有一弱光环,强光环是激光器输出的部分激光,而弱光环则是后向受激布里渊散射光,从某特定波长 λ 与所生成干涉圆环半径 d 的关系式

$$d^2 = 8f^2 \left(1 - \frac{m\lambda}{2L}\right)$$

(式中 f 为透镜焦距, m 为干涉级次, L 为F—P标准具的间距)易知半径小的内圈对应的波长较长。可见受激布里渊散射光的频率低于入射激光,从而可以判断照片中出现的受激布里渊散射光是向低频移动的斯托克光。测量一组强、弱二光圈的半径,如分别为 d_1 和 d_2 ,其相应的波长为 λ_1 和 λ_2 ,根据上式可得

$$d_1^2 = 8f^2 \left(1 - \frac{m\lambda_1}{2L}\right)$$

$$d_2^2 = 8f^2 \left(1 - \frac{m\lambda_2}{2L}\right)$$

上二式相减,并令 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$,同时从标准具产生干涉条纹的条件可知 $m = \frac{2L}{\lambda_1}$,于是可得

$$\Delta\lambda = \frac{d_1^2 - d_2^2}{8f^2} \lambda_1$$

根据上式算得钽玻璃的频移为0.69埃,波数为0.63厘米⁻¹。国外测得结晶石英和熔融石英的频移分别为0.68厘米⁻¹和0.64厘米⁻¹[3]。所得结果大致相符。

另测得后向散射的能量为输出总能量的5%左右。

利用上述布里渊频移关系式,可求得钽玻璃中声波的相速度为

$$V_s = \pm \frac{c\omega_s}{2n\omega_2 \sin \frac{\theta}{2}} = 7 \times 10^5 \text{ 厘米/秒}$$

其相应的声子振动频率为 2×10^{10} 赫。

在观察到钽玻璃的受激布里渊散射并测得其频移值、声波的相速度和声子振动频率之后,我们进一步研究了钽玻璃中出现受激布里渊散射与出现破坏的关系。利用7:3的缩孔望远镜提高了激光束的功率密度,并使激光以近似于平行光束的方式通过样品,以避免利用会聚光束可能在焦点处首先出现破坏。在逐步提高进入钽玻璃样品的激光束功率密度的过程中测得受激布里渊散射出现的阈值在50~100兆瓦/厘米²的范围(由于光斑面积上光强分布不均匀,按此估算得的阈值一般偏低),在此功率密度范围内并不出现玻璃的破坏。当激光的功率密度>100兆瓦/厘米²时,钽玻璃才出现破坏。

在我们的实验条件下,如从出现先后次序来说,无疑是先出现受激布里渊散射,后出现破坏,似乎可以认为受激布里渊散射是造成钽玻璃破坏的因素之一。但进一步深入分析,问题可能是复杂的。参考Ritus[4]的实

验结果,见下表。

材 料	受激布里渊散射阈值	体内破坏阈值
	(瓦/厘米 ²)	(瓦/厘米 ²)
玻 璃	10.9×10^9	8.9×10^9
熔 石 英	11.1×10^9	14.5×10^9
石英晶体	8.9×10^9	31×10^9

从中可见,我们的实验结果不同于 Ritus 的玻璃,而近似于熔石英(即先出现受激布里渊散射然后产生破坏)。这是由于我们的钹玻璃样品其 SiO₂ 含量在 80~85% 之间,其物理化学性质较接近熔石英玻璃的缘故。但在 Ritus 的数据中如认为受激布里渊散射是熔石英和石英晶体产生破坏的机理,则石英晶体的破坏阈值应低于熔石英。实验结果却相反。可见,受激布里渊散射的产生与材料的性能关系极大,特别是材料的机械参数(如弹性常数、声衰减系数)、电磁参数和光弹性常数。因此,受激布里渊散射不能认为是透明材料的主要破坏机理,但对特定成分、结构和性质的材料而言,在一定参量的激光作用下

出现的受激布里渊散射却可能成为破坏的重要诱因之一。

最后,我们改用高能钹玻璃激光器进行上述实验,此时,玻璃样品虽已被破坏,但没有观察到受激布里渊散射现象。在这种情况下,玻璃出现的破坏主要是热作用导致的(如通过热自聚焦而引起杂质破坏),此时激光的功率密度远低于产生受激布里渊散射的阈值。由此可见,高能钹玻璃激光器中,玻璃出现的破坏基本上与受激布里渊散射无关。

综合上述实验结果,可以认为,布里渊散射与材料破坏的关系同材料的成分、结构、性能及作用激光的参量有着密切的关系。

参 考 文 献

- [1] E. S. Bliss; Damage in Laser Glass, ASTMSTP 469, American Society for Testing and Materials 1969, p. 9~20.
- [2] B. S. Sharma, K. E. Rieckhoff; *Can. J. Phys.*, 1970, **40**, No. 10, 1179~1191.
- [3] S. M. Shapiro, R. W. Gammon, H. Z. Cummins; *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **9**, No. 4, 157.
- [4] A. I. Ritus, A. A. Manenkov; *Soviet Phys. JETP Lett.*, 1967, No. 6, 349.

激光光谱讨论会简讯

在教育部关怀下,激光光谱讨论会于 1979 年 6 月 15 日至 7 月 1 日在广州召开。参加大会的有 52 人。他们分别来自全国有关研究所、高等院校和工厂,共三十四各单位。讨论会由老光谱学家、中山大学高兆兰教授主持。讨论会的目的是介绍当前激光光谱发展的主要动向,了解激光光谱主要领域的理论和实验,推动我国激光光谱的研究,培养年青干部。

在短短的十七天时间内,共有十九位代表发言,作了二十一个激光光谱以及有关的报告。报告内容为:红外光化学、金属蒸气非线性光学效应、光混频、高分辨红外激光光谱学、激光喇曼光谱学、受激喇曼散射、相干反斯托克斯喇曼光谱、瞬态相干光谱学、微微秒脉冲光谱学,以及对称陀螺分子的斯塔克光谱,并且对激光光谱所涉及的仪器和技术也作了介绍,如超短脉冲激光技术、饱和吸收谐振和高稳定激光器、准分子激光器、氙离子激光线宽测量、二氧化

碳激光器对大气污染气体的光谱分析及监测,以及光谱仪器发展动向等,内容十分丰富。

会上还交流了各单位的激光光谱科研工作、专业课程设置、光谱研究生的培养。

全体代表一致认为,激光光谱学是激光的一个重要分支,国际上从事激光光谱学的科研队伍正在发展,专题会议很多,而且渗透到其它领域。由于“四人帮”的干扰,我国激光光谱学的发展受到严重破坏。自全国科学大会以后,这方面的工作才大力加强,因此与会代表要求今后加强协作,加强基础理论研究,加速光谱仪器的研制与发展,加快队伍建设,为我国加速实现四个现代化贡献力量。

会议建议于一九八一年在厦门或成都市召开第二次激光光谱讨论会,主要内容要求侧重基础理论的讨论。

(郑顺旋)