

受激布里渊后向散射的模式及时间特性

徐捷 陈钰明 何国珍

(中国科学院上海光机所)

提要: 研究了在各种 CS_2 介质波导中受激布里渊后向散射的模式特性以及脉宽压缩现象。

Mode and temporal characteristics of backward stimulated Brillouin scattering

Xu Jie, Cheng Yuming, He Guozhen

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

Abstract: The mode characteristics and the pulse compression phenomenon of backward stimulated Brillouin scattering (SBS) in CS_2 light waveguide of different sizes are investigated.

一、引言

在透明非线性介质中的受激布里渊散射(SBS)是近来人们感兴趣的研究课题^[1-3], 我们已实验证实了在 CS_2 介质中后向 SBS 波的位相复共轭特性^[4], 本文进一步探讨 SBS 波再现入射波的程度与非线性作用区尺寸的关系以及时间特性。我们采用多模红宝石激光器(6943 埃)作为入射泵浦波, 它在充满非线性介质的光导管内传播, 激发的波导模式数目和光导管的长度有关, 实验表明, 只有用较长的光导管, 才能获得再现程度较好的反向 SBS 波。

此外, 后向 SBS 波还改变了泵浦入射波的时间特性, 和受激 Raman 散射一样, 有脉宽压缩效应^[5]。用 1 米长的 CS_2 介质, 得到的 SBS 波脉宽是入射波脉宽的一半。

二、实验装置

实验装置如图 1 所示, 多模巨脉冲红宝石激光器峰值功率约 8 兆瓦。激光光束由未镀膜尖劈取样平板反射的光束来监视入射波, 具有大部分能量的透射波, 经透镜入射到充满 CS_2 液体的布里渊室内, 透镜焦距为 20 厘米。室内有石英光导管, 由于 CS_2 的折射率大于石英的折射率, 入射泵浦波将在管内

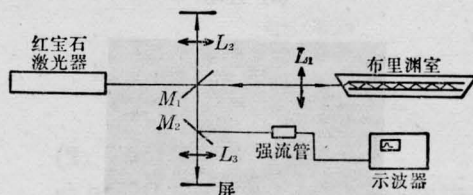


图 1 受激布里渊散射实验装置

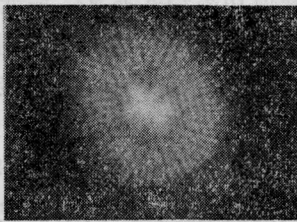
收稿日期: 1983 年 6 月 10 日。

呈全反射传播。所产生的后向 SBS 经取样板反射后,拍摄场图。用快速强流管做接收器,可将入射波或反射波的脉冲波形显示在示波器上。设计了不同长度和直径的光导管以比较光导管尺寸对入射波再现程度的影响。

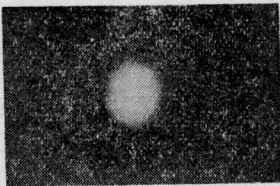
三、后向 SBS 波的模式特性

我们采用的入射泵浦波是多模红宝石激光,其场图分布如图 2 所示,近场光斑呈现出许多高阶模式。将这个激光辐射入射到不同尺寸的光导管内,其后向 SBS 的模式分布明显不同。图 3 示出,在同样的 8 兆瓦功率水平下,用内径 3.5 毫米,长度分别为 1 米、500 毫米、300 毫米和 100 毫米,以及内径 8 毫米,长度 300 毫米的光导管,所得到的后向 SBS 波的远场图样。从图中可以看出,在光导管较长的情况下, [图 3(a)、(b)], 后向 SBS 较好地再现泵浦入射波;当用短尺寸光导管时,后向 SBS 只存在有部分模式,不能再现原始入射波 [图 3(c)、(d)], 而改变截面尺寸对再现程度的影响并不显著 [(d) 与 (e)]。

如果在光路中放置位相畸变板,用短的光导管不仅波前畸变补偿的效果差,且非线性反射率相当低。

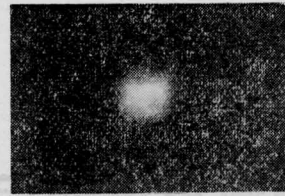


(a) 近场

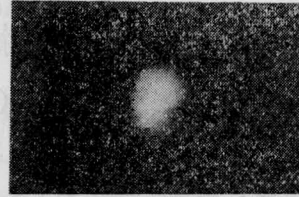


(b) 远场

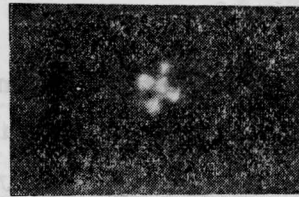
图 2 入射波场图



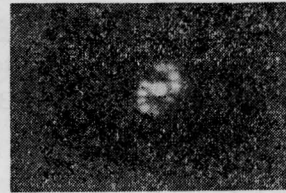
(a)



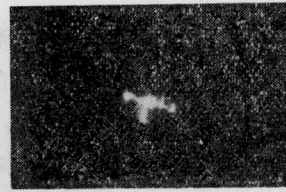
(b)



(c)



(d)



(e)

图 3 后向 SBS 远场图

(a) 光导管长度 $l=1000$ 毫米, 内径 $\phi=3.5$ 毫米; (b) $l=500$ 毫米, $\phi=3.5$ 毫米; (c) $l=300$ 毫米, $\phi=3.5$ 毫米; (d) $l=100$ 毫米, $\phi=3.5$ 毫米; (e) $l=300$ 毫米, $\phi=8$ 毫米

关于非线性介质尺寸对后向 SBS 波模式的影响,理论上可做如下的定性分析。

在充满 CS_2 的光导管内,由于激光场的电致伸缩效应,产生的布里渊极化强度为^[6]

$$P_{\omega}^n = -iGE_{\gamma}E_{\gamma}^* \cdot E_{\omega} \quad (1)$$

式中 E_γ 和 E_ω 分别是泵浦波和反向波的复振幅, G 是和介质的布里渊增益有关的常数。泵浦波 E_γ 是在一个圆柱形的波导内传播, 在该波导内可存在有一系列本征模式, 它们彼此是正交归一化的

$$\int dx dy \hat{e}_m^* \cdot \hat{e}_n = \delta_{mn} \quad (2)$$

因此, 在波导内传播的泵浦波可以写成

$$E_\gamma = \sum_m A_m \hat{e}_m(x, y) e^{ik_m \gamma z} \quad (3)$$

式中 A_m 是泵浦波在各正交模式的复振幅。相应地可求出散射波的复振幅为:

$$E_\omega = \sum_n B_n \hat{e}_n(x, y) e^{-ik_n \omega z - \gamma z/2} \quad (4)$$

除了这个波在反方向 ($-z$) 传播并增长之外, 它类似于(3)式。 γ 是增益系数。对于不同尺寸的光导管而言, 可激发的模式数目并不相同, A_m 、 B_n 将有很大差异。因此, 后向SBS的再现程度将依赖于被激发的波导模式的数目 N , 不再现的比份将随 N 的增加而减小。当入射泵浦波是多模时, 场分布中的高阶模式只有在较长的非线性作用距离下, 才能激发起大量的波导模式, 在较长的传播距离上得到足够的增益, 达到高于阈值强度的散射, 较好地再现入射波的场分布。如果非线性介质相当短, 只有较低阶模式和部分高阶模在光波导中的传播得到足够的增益, 因而SBS波对入射波的场分布再现是不完全的, 并且, 作用长度不同, 模式将发生变化。

四、脉宽压缩

后向SBS波不但是入射泵浦辐射的共轭波, 且脉宽被压缩。图4示出了入射波及SBS波的脉冲波形, 在入射波脉宽(FWHM)约80毫微秒的情况下, 用1米长的光导管, SBS波将脉宽压缩一半, 约40毫微秒。当光导管变短时, 压缩程度降低。

关于受激布里渊散射脉宽压缩效应的机制定性地描述如下。SBS波是由于声学声子的散射。假定波导足够长, 以致输入脉冲可

以“空间充满”光导管, 随着入射波在波导内

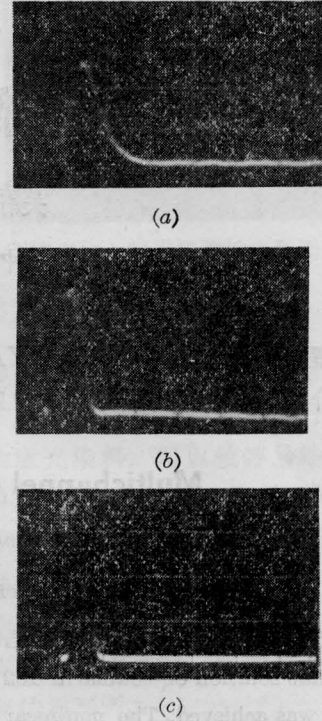


图4 脉冲波形(时标:100毫微/格)
(a) 入射泵浦波; (b) 后向SBS波, $l=500$ 毫米, $\phi=3.5$ 毫米; (c) 后向SBS波, $l=1000$ 毫米, $\phi=3.5$ 毫米

传播, 散射光强非线性增加, 当超过SBS阈值时, 一个反向的斯托克斯脉冲开始形成, 反向SBS在介质中与入射波拍频, 建立一个很强的声波场, 它犹如一个体光栅, 反射入射波。SBS波在介质中被输入脉冲的尾部放大, 因此, 由波导中出来的反向SBS波是一个压缩了的脉冲。由于声子寿命较长, SBS效应的响应时间为 10^{-9} 秒数量级^[5], 因此, 需要1米左右或更长的相互作用长度。

参 考 文 献

- [1] V. Wang; *Opt. Lett.*, 1978, 2, 4.
- [2] R. Mays et al. *Opt. Commun.*, 1979, 31, 89.
- [3] N. F. Pilipetsty, V. I. Popovichev; *Opt. Commun.*, 1979, 31, 97.
- [4] 徐捷等;《激光》, 1981, 8, No. 5, 41.
- [5] D. T. Hon; *Opt. Lett.*, 1980, 5, 516.
- [6] R. W. Hellwarth; *JOSA*, 1978, 68, 1050.