

受激喇曼后向散射波的位相复共轭特性

范俊颖 吴存恺 王志英

(中国科学院上海光机所)

提 要

本文报导了受激喇曼后向散射波的位相复共轭特性的研究, 实验结果表明受激喇曼后向散射波是泵浦波的位相复共轭。我们在实验上得到了由这种位相复共轭获得的泵浦波的预期的再现现象。讨论了受激喇曼后向波位相复共轭散射波产生的条件。

Nature of the phase conjugation in stimulated Raman scattering backward-wave

Fan Junyin Wu Cunkai Wang Zhiming

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

Abstract

The investigation of the phase conjugation properties of the stimulated Raman scattering backward-wave is reported. The results of the experiment indicated that the Stimulated Raman Scattering backward-wave is a phase conjugated wave of the pumping wave. In our experiment, the expected reproductive images of the pumping wave was obtained by using this phase conjugation. The conditions for generating the phase conjugation in Stimulated Raman Scattering backward-wave are discussed.

一、引 言

采用受激散射方法可以得到原始物波的位相复共轭后向散射波。对于受激布里渊散射后向散射波的复共轭特性已有过研究^[1]。1977年B. Ya. Zel'dovich等人对有较大频移

的受激喇曼散射中的波前重现作了讨论^[2], 最近, 对受激喇曼后向散射波的实验研究也有不少工作^[3]。特别是利用后向受激散射的脉冲压缩特性和波面的复共轭补偿特性可能获取更短持续时间的脉冲, 衍射极限光脉冲的工作具有引人注目的潜在意义^[4]。

收稿日期: 1979年5月28日。

我们实验研究了受激喇曼后向散射波的位相复共轭特性,以二甲基亚砷为喇曼介质得到泵浦波预期的再现现象。实验结果表明在我们的实验条件下,泵浦波面能得到较好的补偿,受激喇曼后向散射波场 $E_s(\vec{r}, z)e^{-ik_0z}$ 与泵浦波场 $E_L^*(\vec{r}, z)e^{-kz}$ 成正比关系。我们的实验直接证实了对受激散射后向波的复共轭特性所作的有关论证。实际上,受激喇曼后向散射波与前向散射波有严格的位相复共轭关系。这可能就是受激散射激光器可以获得衍射极限光束的原因。

二、实验和结果

我们采用 200 毫米长的二甲基亚砷为介质,用 300 毫米焦距的透镜聚焦,能量约为 10 毫焦耳,脉冲半最大全宽度为 7 毫微秒的 5320 埃激光,焦点位于盒的后部(即紧邻盒的后端面)。具体光路如图 1 所示, Nd:YAG 1.06 微米波长激光经 KDP 晶体倍频,由物 4 调制经透镜 3 聚焦,焦点处约具有 5×10^8 瓦/厘米² 的功率密度,介质盒后向输出的

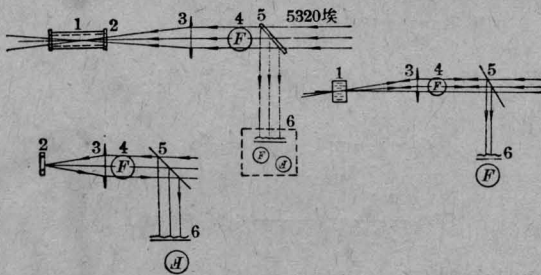


图 1 实验装置图

1—二甲基亚砷介质; 2—介质盒端面(K_0 光学玻璃平板); 3—透镜; 4—物(黑色 F 字母); 5—反射镜对 5320 埃透过 87%,对 6300 埃反射 88%; 6—照相机。右下角图为镜面反射光路, 右下图为复共轭反射光路

6300 埃受激喇曼一阶斯托克斯红光由反射镜 5 取出,泵浦波在介质盒端面 2 处的镜面反射光也由反射镜 5 取出其中的 13%,由照相机 6 使用 21° 全色感光胶片记录。

正如图 2 中 (a)、(b) 所示,在 6 处会同时记录到物 F 字母的非线性复共轭反射象和在二甲基亚砷介质盒端面的泵浦波的镜面反射象,它们分别由 6300 埃后向受激喇曼散射波红光再现和泵浦波的绿光反射,对于一定方位放置的 F 字母复共轭反射象是正立的 F 字母,而泵浦波的反射像将是倒立的 F 字母的镜面反射象,如图 2(a) 所示,去掉字母 F,那就是泵浦场和受激喇曼散射后向反射波场本身,泵浦场本身的场如图 (c) 和 (d) 为单独记录的 6 处泵浦波的反射像和受激喇曼散射后向波的非线性反射象。2(e) 则是我们采用

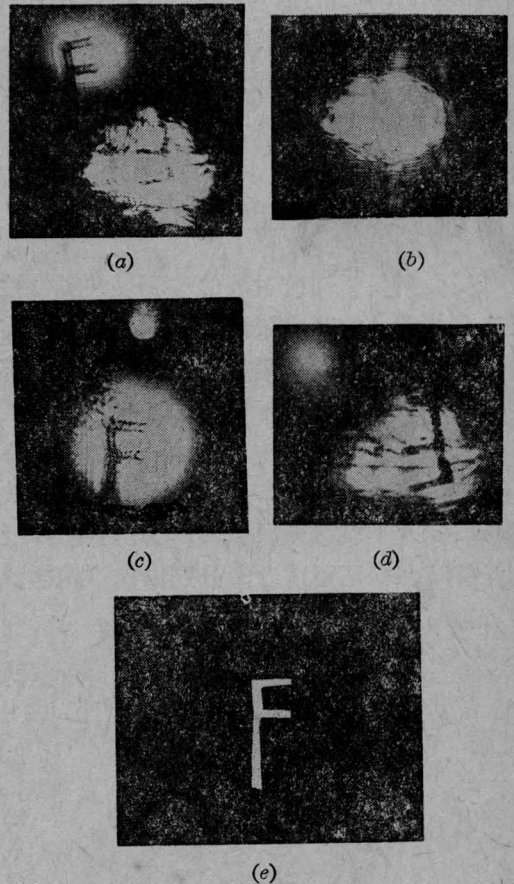


图 2

(a) 左上角为受激喇曼散射后向波 6300 埃红光非线性反射象,右下方为 5320 埃绿光镜面反射象;(b) 去掉物 4 后记录的绿光场;(c) 二甲基亚砷介质受激喇曼后向散射波非线性反射象;(d) 泵浦波在镜面 2 处的反射象;(e) 采用的物 (F 字母)

的物(贴在平板玻璃上的黑字母 F)。

由图 2 看出后向散射波非线性反射象具有较好的质量, 而泵浦波的镜面反射象由于如(b)所示的不均匀的光场和受到光学元件的影响, 反射象产生衍射和畸变, 后向散射波的非线性反射象由于位相复共轭特性得到相应补偿, 我们看出受激喇曼散射后向波具有良好的光束质量, 与泵浦波相比明显改善, 从而使亮度得到提高。

除此之外, 我们把二甲亚砷介质层减至 10 毫米时, 也得到了同样的实验结果, 记录到了均匀的强的受激喇曼散射后向波和非线性反射象。

由图 2(a)和(c)看出, 这种受激喇曼后向散射波的再现现象不如简并的四波混频再现现象(好于 6 条/毫米)。

三、分析和讨论

受激喇曼后向散射波的位相复共轭特性是有条件的, 它要求泵浦场强度是横向非均匀的, 并且受激喇曼频移和介质有效长度都将直接影响这种复共轭特性。

对于非磁性和非传导性介质, 电导率 $\sigma=0$ 和磁导率 $\mu=1$, 受激喇曼后向散射波 $E_s(r_{\perp}, z)$ 与泵浦波 $E_L(r_{\perp}, z)$ 在满足绝热近似条件下和稳恒泵浦时, 分别由如下抛物线方程描写:

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \Delta_{\perp} E_L = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} - i \frac{1}{2k_s} \Delta_{\perp} E_s + \frac{1}{2} G |E_L(r_{\perp}, z)|^2 E_s = 0 \quad (2)$$

式中 $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$;

k_L, k_s 分别为泵浦波和受激喇曼后向散射波矢量值, G 为受激喇曼后向散射斯托克斯波增益, $r_{\perp} = (x, y)$ 。

我们可以选择正交归一化函数系列 f_k

(r_{\perp}, z) , 使它满足如下方程

$$\frac{\partial f_k}{\partial z} - \frac{i}{2k_L} \Delta_{\perp} f_k = 0 \quad (3)$$

$$\int f_i^*(r_{\perp}, z) f_k(r_{\perp}, z) dr_{\perp} = \delta_{ik} \begin{cases} i \neq k & \delta_{ik} = 0 \\ i = k & \delta_{ik} = 1 \end{cases} \quad (4)$$

比较式(1)和式(3), 我们可以这样选择 f_0^* , 使它与抽运场有关系式

$$B f_0^*(r_{\perp}, z) = E_L(r_{\perp}, z) \quad (5)$$

其中 B 为常量。

把受激喇曼散射场 $E_s(r_{\perp}, z)$ 按以上选择的正交函数系列 f_k 展开:

$$E_s(r_{\perp}, z) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k(z) f_k(r_{\perp}, z) \quad (6)$$

把式(6)代入方程(2)得如下方程:

$$\sum_k \left(\frac{dc_k}{dz} f_k + c_k \frac{\partial f_k}{\partial z} - i \frac{c_k}{2k_s} \Delta_{\perp} f_k + \frac{1}{2} G B^2 |f_0|^2 c_k f_k \right) = 0 \quad (7)$$

如果写 $\frac{k_L - k_s}{k_s} = \alpha$, 则式(7)中的第二、第三项为:

$$c_k \frac{\partial f_k}{\partial z} - i \frac{1}{2k_L} (1 + \alpha) c_k \Delta_{\perp} f_k = c_k \frac{\partial f_k}{\partial z} - i \frac{c_k}{2k_s} \Delta_{\perp} f_k \quad (8)$$

当 $\alpha \ll 1$ 时, (8)式近似等于零, 即

$$c_k \frac{\partial f_k}{\partial z} - i \frac{c_k}{2k_s} \Delta_{\perp} f_k \approx c_k \frac{\partial f_k}{\partial z} - i \frac{1}{2k_L} c_k \Delta_{\perp} f_k = 0 \quad (9)$$

这时方程(7)变为如下方程:

$$\sum_k \frac{dc_k}{dz} f_k - \frac{1}{2} G B^2 |f_0|^2 c_k f_k = 0 \quad (10)$$

(10)式两边乘 $\int dr_{\perp} f_i^*(r_{\perp}, z)$, 并由正交关系(4)得:

$$\frac{dc_k}{dz} + \frac{1}{2} \sum_k G B^2 \int dr_{\perp} |f_0|^2 c_k f_k f_i^* = 0 \quad (11)$$

写

$$d_{ik} = \int dr_{\perp} |f_0|^2 f_k f_i^* \quad (12)$$

则(11)成为

$$\frac{dc_i}{dz} + \frac{1}{2} \sum GB^2 d_{ik} c_k = 0 \quad (13)$$

如果场强 $|f_0|^2$ 随 r_{\perp} 具有明显起伏, 则从(11)式可知由于 $|f_0|^2$ 与 $f_k f_k^*$ 的最大和最小的局部重迭及由函数的复共轭关系, d_{ik} 中除 d_{00} 外其余都将很小, 而 d_{00} 为

$$d_{00} = GB^2 \int dr_{\perp} |f_0|^4 \quad (14)$$

因此在(6)式中 $c_0(z)$ 将比 $c_i(z)$ 增长得快, 受激散射波在经过一段距离之后成为

$$\begin{aligned} E_s(r_{\perp}, z) &= \sum_{k=0}^{\infty} c_k(z) f_k(r_{\perp}, z) \\ &\approx c_0(z) f_0(r_{\perp}, z) \end{aligned} \quad (15)$$

把(5)式代入(15)式得

$$E_s(r_{\perp}, z) \approx c_0(z) \frac{1}{B^*} E_L^*(r_{\perp}, z) \quad (16)$$

由(16)看出 $E_s(r_{\perp}, z)$ 与 $E_L^*(r_{\perp}, z)$ 的复共轭关系。如果场 $|f_0(r_{\perp}, z)|^2$ 不是随 r_{\perp} 有明显起伏, 则由 d_{ik} 积分式(12)看出 d_{00} 与 d_{ik} 将具有同数量级, 这时位相复共轭后向反射波就不能产生。我们的实验中泵浦波场具有明显的横向非均匀性。

如前所述, α 代表受激喇曼散射波的相对频移, 在我们的实验中受激喇曼的一阶斯

托克斯频移为 2916 厘米⁻¹, $\alpha \approx 0.18$, 故式(9)的近似关系可以成立。当然, 对于受激喇曼散射与受激布里渊散射相比频移比较大, 而受激布里渊散射中 $\alpha \approx 10^{-5}$ 。

由以上的分析不难看出, 对于不同的泵浦波不同的傅里叶分量将以不同的比例系数由后向受激喇曼散射的一阶斯托克斯分量再现, 即不是全部的后向受激散射波中的能量再现泵浦波。我们前面已经提到, 泵浦波的再现象不如简并的四波混频, 主要原因来自于这种受激喇曼后向散射具有较大的频移, 因而泵浦波不可能得到严格再现。但前向散射波与后向散射波具有严格的位相复共轭关系。当然对于这样的系统由于是电子共振过程, 具有较高的转换效率, 在中等泵浦功率密度下可达 40%。

参 考 文 献

- [1] Б. Я. Зельдович, В. И. Попович, В. В. Рагульский; *Письма в ЖЭТФ*, 1972, **15**, №. 3, 160~164.
- [2] В. Ya. Zel'dovich, V. V. Shkunov; *Soviet J. Quant. Electr.*, 1977, **7**, No.5, 610~615.
- [3] G. L. Blekhovskikh, A. D. Kudryavtseva, A. I. Sokolovshaya; *Soviet. J. Quant. Electr.*, 1978, **8**, No. 8, 1028.
- [4] *Laser Focus*, 1978, **15**, No. 1, 28.