

强激光脉冲序列 SRS 效应的理论研究*

刘炎炎 王俊波 乐时晓 林为干

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

提要 本文从理论上给出了脉冲序列受激喇曼散射(SRS)效应中斯托克斯光脉冲的场增益公式。结果表明序列的各脉冲前沿存在斯托克斯光增益;在一定脉冲结构和光强下,介质记忆效应占主导地位。

关键词 受激喇曼散射(SRS),脉冲序列,强激光

Theory of SRS of high power laser pulse train

LIU Yanyan, WANG Junbo, LE Shixiao, LIN Weigan

(Institute of Applied Physics, University of Electronic Science & Technology, Chengdu 610054)

Abstract The theory of the stimulated Raman scattering (SRS) of the pulse train of the high power laser is discussed. The gain expression of the Stokes light pulse is given, our results show that the memory effect is very important in high gain region and the Stokes light exists in the lead edge of pulses.

Key words stimulated Raman scattering, pulse train, high power laser

1 引言

在激光与物质的相互作用中,由于介质记忆效应的作用,高重复脉冲序列激光与单脉冲激光产生的受激喇曼散射(SRS)效应有较大的不同:当介质的弛豫时间与脉冲的重复周期可以比拟时,将产生新的动力学效应——分子(或原子)的记忆效应,每一个脉冲都将对后面的脉冲产生影响^[1,2]。脉冲序列产生的斯托克斯光增益及形状与单脉冲有较大区别。

目前,对SRS的研究集中在稳态和单稳态脉冲瞬态SRS领域^[3~5]。在脉冲序列方面,B. J. Hermann^[1,2]讨论了低增益区脉冲序列的SRS。但他假设脉冲形状为 δ 函数,这限制了其在一定脉冲宽度的高增益区内的使用。本文的工作正是集中在高功率激光脉冲序列SRS方面;推导了高增益区脉冲序列的SRS产生的斯托克斯光脉冲的场强增益公式;利用得到的公式对脉冲序列SRS效应进行了研究。

收稿日期:1992年4月2日;收到修改稿日期:1992年11月23日。

* 本工作得到国家863高技术计划强激光技术领域的资助。

2 理论推导

一阶小信号 SRS 方程为^[5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q(x', t')}{\partial t'} + \frac{1}{T_2} Q(x', t') &= ik_1 E_p(t') E_s^*(x', t') \\ \frac{\partial E_s(x', t')}{\partial x'} &= ik_2 E_p(t') Q^*(x', t') \end{aligned} \tag{1}$$

式中 x', t' 分别是实验室坐标和时间, $Q(x', t')$ 是描述介质状态的简并振动能级振幅, $E_s(x', t')$, $E_p(t')$ 分别是斯托克斯光和泵浦光的场强, T_2 是介质的纵向弛豫时间, k_1, k_2 是介质与泵浦光、斯托克斯光之间相互作用的耦合系数。

在小信号条件下, 消去 $Q(x', t')$, 用 Riemann 方法可得到 $E_s(x', t')$ 的积分解^[5]

$$E_s(x', t') = E_{s0} + E_{s0} \sqrt{k_1 k_2 x'} \int_{-\infty}^{t'} dt'' e^{-\frac{(t' - t'')}{T_2}} \times \frac{1}{\sqrt{p(t') - p(t'')}} I_1\{\sqrt{4k_1 k_2 [p(t') - p(t'')]} \} \tag{2}$$

式中 $p(t') = \int_{-\infty}^{t'} |E_p(t'')|^2 dt''$ 是泵浦光的能量积分, I_1 是 1 阶修正贝塞耳函数, E_{s0} 是注入相互作用区的斯托克斯场振幅, 本文假设为常数。

从上面的方程可看出在瞬态时对 $E_s(x', t')$ 影响较大的是脉冲能量积分^[4]。R. L. Carman 的数值计算也证明在瞬态 SRS 中, 斯托克斯光最大增益总是出现在脉冲尾部, 脉冲形状(脉冲宽度不变时)的影响较小^[5]。因此假设脉冲序列为等幅方波序列(见图 1)

$$E_p(t') = E_{p0} \sum_{n=0}^{\infty} [u(t' - nT) - u(t' - nT - t_p)] \tag{3}$$

E_{p0} 为泵浦脉冲场振幅, T 为脉冲重复周期, t_p 为脉冲宽度, $u(t')$ 为阶跃函数

$$u(t') = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases} \tag{4}$$

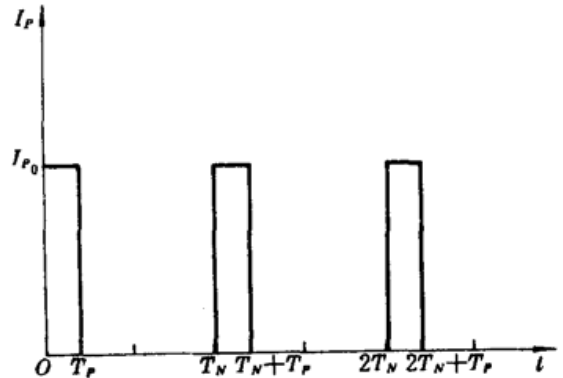


Fig. 1 The shape diagram of pulse train of laser

如果讨论的脉冲宽度较窄, 例如气体的弛豫时间 T_2 多在 ns~0.1 ns 之间, 而锁模激光或自由电子激光的微脉冲宽度为几十皮秒, 可以认为 $t_p \ll T_2$, 则

$$\left. \begin{aligned} \exp\left(-\frac{t' - t''}{T_2}\right) &\simeq \exp\left(-\frac{N - n}{T_2} T\right), & nT \leq t'' \leq nT + t_p (n < N) \\ \exp\left(-\frac{t' - t''}{T_2}\right) &\simeq 1, & NT \leq t'' \leq t' \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

这里 $N = [t'/T]$, 是脉冲序数, 方括号表示取整运算。

在高增益区内, 忽略(2)式中右端第一项, 利用修正贝塞耳函数 $I_0'(x) = -I_1(x)$ 的递推公式, 以及 $I_0(0) = 0$ 的性质, $I_0(x) = (1/\sqrt{2\pi x})e^{-x} (x \gg 1)$ 的渐近公式, 可以给出斯托克斯光的场强增益级数表达式:

$$\begin{aligned} G(x', t') &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\exp\left[\frac{(2\gamma I_{p0} x')}{T_2} (t' - NT)\right]^{1/2}}{\left[\frac{(2\gamma I_{p0} x')}{T_2} (t' - NT)\right]^{1/4}} \\ &+ \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\exp\left\{-\left[\frac{(N-n)}{T_2}\right] T\right\}}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{\exp\left\{\frac{(2\gamma I_{p0} x')}{T_2} [(N-n)(t_p - T) + (t' - nT)]\right\}^{1/2}}{\left[\frac{(2\gamma I_{p0} x')}{T_2} [(N-n)(t_p - T) + (t' - nT)]\right]^{1/4}} \right\} \end{aligned}$$

$$- \frac{\exp\{(2\gamma I_{p0}x'/T_2)[(N-n)(t_p - T) + (t' - nT - t_p)]\}^{1/2}}{\{(2\gamma I_{p0}x'/T_2)[(N-n)(t_p - T) + (t' - nT - t_p)]\}^{1/4}} \Bigg\} \\ NT \leq t' \leq NT + t_p \quad (6)$$

式中 $G(x', t') = E_s(x', t')/E_{s0}$, 泵浦光强 $I_{p0} = |E_{p0}|^2$, 喇曼增益系数 $\gamma = 2k_1 k_2 T_2$ 。

$$\text{当 } NT + t_p < t' < (N+1)t_p \text{ 时, } G(x', t') = 0 \quad (7)$$

3 公式讨论及计算结果

从式(6)可以看出:

3.1 式中右端第一项表示当前脉冲与介质作用的结果,它与单脉冲的作用相同。这是因为即使在增益区,介质中受激发处于高能态的粒子所占比例很少,不可能达到增益饱和。所以此脉冲能象单脉冲一样发生泵浦作用,具有相同的表达式。

3.2 式中右端求和项表示介质记忆效应引起的脉冲对其后续脉冲的影响。由于介质的弛豫,激发的粒子数随时间下降,介质记忆效应作用减弱。随着脉冲序数差 $N - n$ 增大,影响减小。

3.3 当 $t' = NT$ 时,

$$G(x', NT) = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{N-n}{T_2} T\right) \left\{ \frac{\exp\left\{\frac{2\gamma I_{p0}x'}{T_2}(N-n)t_p\right\}^{1/2}}{\left[\frac{2\gamma I_{p0}x'}{T_2}(N-n)t_p\right]^{1/4}} - \frac{\exp\left\{\frac{2\gamma I_{p0}x'}{T_2}(N-n-1)t_p\right\}^{1/2}}{\left[\frac{2\gamma I_{p0}x'}{T_2}(N-n-1)t_p\right]^{1/4}} \right\} \quad (8)$$

它表明每一个脉冲 ($N \neq 0$) 的前沿与介质相互作用,产生斯托克斯光。这与单脉冲瞬态 SRS 不同。在后者,脉冲前沿进入介质时,介质中的粒子处于低能态,因此没有斯托克斯光增益。在脉冲序列 SRS 中,每一个脉冲激活的高能态粒子在脉冲持续时间内只有一部分跃迁回低能级,产生斯托克斯光。另一部分则留在高能态。它们在经过脉冲间隔内的有限弛豫后,仍有相当数量是激活的。当后续脉冲前沿与其作用,则产生斯托克斯光。这部分增益与介质的弛豫时间有密切关系。

3.4 当 $T_2 \ll T$ 时, $NT < t' \leq NT + t_p$,

$$G(x', t') = \frac{\exp\{(2\gamma I_{p0}x'/T_2)(t' - NT)\}^{1/2}}{\sqrt{2\pi}\{(2\gamma I_{p0}x'/T_2)(t' - NT)\}^{1/4}} \quad (9)$$

此式说明当脉冲重复时间足够长时,每一个脉冲所激活的高能态粒子在脉冲间隔内衰减回到低能态,对后续脉冲的作用消失。此时脉冲序列 SRS 与单脉冲相同。

3.5 当脉冲序数 $N \rightarrow \infty$ 时,有

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{G(x', t')}{G(x', t' + T)} = 1 \quad (10)$$

表明当脉冲序数足够大时,斯托克斯脉冲形状达到了一个稳定形状,不再随 N 变化,仅是 $t' - NT$ 的函数。

图 2 是斯托克斯光增益随时间变化的曲线。脉冲重复周期 $T = 300$ ps, 脉宽 $t_p = 30$ ps, 光强 $I_p = 50$ MW/cm², 介质为 20 atm 的 H₂ ($T_2 = 300$ ps, $\gamma = 2.5 \times 10^{-3}$ cm/MW)^[2], 相互作用距离

$x' = 1 \text{ m}$ 。从图中可以看出当 $N \geq 1$ 后, 脉冲前沿的斯托克斯光增益明显, 整个斯托克斯光脉冲形状与单脉冲有较大区别。

图 3 描述了不同光强的脉冲序列(其它参数同图 2)中每个脉冲的最大增益。最大增益随脉冲序数 N 的增加而增加, 逐渐达到一个稳定值。光强越大, 达到稳定值所需时间越长。与 Hermann 在低增益区的结论相似。

图 4 描述了不同重复周期的脉冲序列(其它参数同图 2)SRS 产生的最大斯托克斯增益。随着周期的变大, 最大增益下降, 其趋势十分明显; 周期越长, 越易达到稳定值。

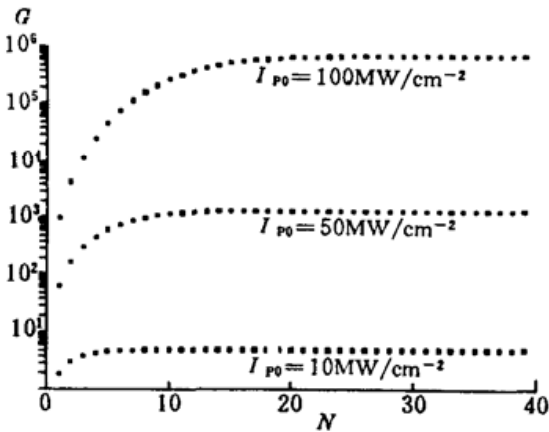


Fig. 3 The curves of maximum gain vs pulse number with different intensity

$t_p = 30 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ ps}$, $T_2 = 300 \text{ ps}$, $= 2.5 \times 10^{-3} \text{ cm/MW}$

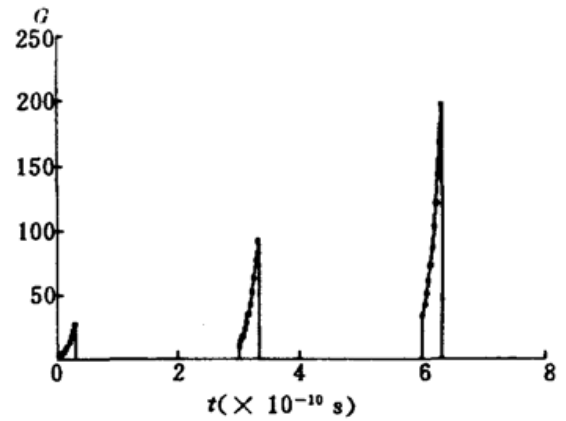


Fig. 2 The curves of Stokes gain vs time

$T = 300 \text{ ps}$, $t_p = 30 \text{ ps}$, $I_p = 50 \text{ MW/cm}^2$

$T_2 = 300 \text{ ps}$, $= 2.5 \times 10^{-2} \text{ cm/MW}$

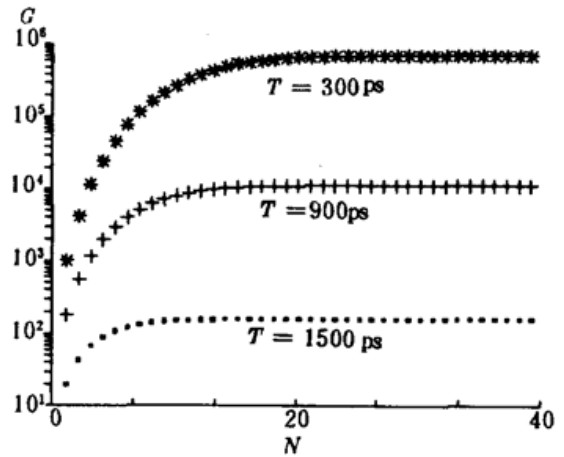


Fig. 4 The curves of maximum gain vs pulse number with different repetition time

$t_p = 30 \text{ ps}$, $I_p = 100 \text{ MW/cm}^2$, $T_2 = 300 \text{ ps}$

在介质的记忆效应作用下, 脉冲序列的脉冲前沿也产生斯托克斯光。一定结构和光强的脉冲序列强激光 SRS 中斯托克斯光依赖于介质的弛豫时间以及喇曼增益系数。利用脉冲序列作为探针测量介质(尤其是 ns 量级弛豫时间的气体)将较现用双光束方便, 它只用一束光束。对脉冲序列 SRS 有很大的应用前景。

参 考 文 献

- 1 B. J. Hermann *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **5**(4), 769(1988)
- 2 B. J. Hermann *et al.*, *Appl. Opt.*, **27**(12), 2392(1988)
- 3 A. Penzkofer *et al.*, *Prag. Quant. Electr.*, **6**, 56(1979)
- 4 R. Y. Shen, *The Principle of Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons. Inc., 1984, 176~181
- 5 R. L. Carmann *et al.*, *Phys. Rev. A.*, **2**(1), 61(1976)