

利用拉曼孤子实现宽带拉曼脉冲压缩*

徐剑秋 楼祺洪 董景星 黄 峰 魏运荣

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 从拉曼散射方程出发, 研究了利用拉曼孤子实现宽带拉曼脉冲压缩的机制, 发现孤子脉冲的宽度随拉曼增益的增加而减小, 并与抽运光的脉冲形状及相位结构有关。实验中利用 XeCl 激光/H₂ 系统初步实现了 50% 的压缩率, 并将实验结果与理论进行了比较。

关键词 拉曼孤子, 脉冲压缩, 受激拉曼散射。

1 引 言

利用反向拉曼放大实现拉曼脉冲的压缩广泛用于从红外到紫外各个波段, 然而由于前向拉曼散射与后向拉曼散射, 以及宽带拉曼散射对相干性的严格要求, 反向拉曼散射对带宽的限制小于 1 GHz^[1], 宽带脉冲的反向拉曼压缩一直没有完全解决。拉曼孤子的概念很早就有人提出, 但一直到 1983 年 Drühl 在实验中才首次观察到^[2], 此后对拉曼孤子的研究不断深入。从一开始, 人们就发现在不同的条件下, 拉曼孤子的种类和性质各不相同, 探索新型的孤子及新的孤子性质也一直是拉曼孤子研究中的一个方向^[3]。另一方面, 虽然利用孤子进行脉冲的压缩普遍应用于各种非线性光学过程, 如倍频、四波混频^[4]等, 但由于拉曼孤子的复杂性, 如常见的拉曼孤子是暗孤子, 量子噪声的相位起伏对拉曼孤子有较大影响等, 拉曼孤子的应用少有人研究, 尤其是利用拉曼孤子实现宽带拉曼的脉冲压缩还未见报道。本文从拉曼散射基本方程出发, 对利用拉曼孤子实现宽带拉曼脉冲压缩进行了初步研究, 其结果与利用 XeCl 激光/H₂ 系统所做的实验进行了比较。

2 理 论

对于一个通常的拉曼散射系统, 一束较强的抽运光与一束较弱的斯托克斯光同轴射入充有拉曼介质的拉曼池, 抽运光与斯托克斯光激发产生分子极化波 Q , 并通过分子极化波 Q , 抽运光与斯托克斯光相互作用, 相互耦合, 其耦合方程采用慢变幅近似及旋转波近似, 并对时间 t 与位移坐标 z 以耦合系数为归一化参量进行归一化, 可写为^[5]

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{F} \nabla_{\perp}^2\right) E_p = -QE_s, \quad (1a)$$

* 国家科委 863 高科技项目。

收稿日期: 1998-04-08; 收到修改稿日期: 1998-10-27

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{F} \nabla_{\perp}^2\right) E_s = Q^* E_p, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -(\gamma - i\Delta)Q + E_p E_s^*, \quad (1c)$$

其中, $F = 2kd^2/L$ 为拉曼光束的菲涅耳数, E_p 和 E_s 为抽运光和斯托克斯光的慢变幅复振幅, Q 为等效分子极化率的慢变幅复振幅。 v 为群速, 这里忽略了抽运光与斯托克斯光之间的群速色散。 γ 、 Δ 分别为由于分子碰撞引起的弛豫加宽和实际拉曼振荡与拉曼跃迁之间的频率差。关于式(1b)中的“ \pm ”号, 取负号代表反向拉曼过程, 即抽运光与斯托克斯光相向传播; 取正号代表前向拉曼散射过程, 即抽运光与斯托克斯光同向传播。

上述方程中, 假设输入的光子数远小于拉曼介质的分子数密度, 即不考虑分子之间的能级反转, 则增益系数在整个拉曼散射过程中保持不变, 故可将增益与时间、坐标归一化, 约掉增益系数, 以简化方程^[6]。

对于一般的拉曼孤子, 研究较多的是在前向拉曼散射中, 在斯托克斯光中引入一个 π 相位偏移, 使已经耗尽了的抽运光再补充, 在抽运光中形成能量波包, 构成一个亮孤子, 相应地在斯托克斯光中形成一个暗孤子^[3]。在拉曼孤子的产生中, 非均匀增益起着非常重要的作用, 在斯托克斯光中引入一个 π 相移, 正是在拉曼散射过程中引入一个非均匀的增益, 使原本耗尽的抽运光再补充而形成孤子。然而对于拉曼脉冲压缩来说, 这种斯托克斯中的暗孤子是无用的。

对于稳态反向拉曼散射过程, 取 $\frac{dQ}{dt} = 0$, 代入(1c)式中, 可得 $Q = \frac{E_p^* E_s}{\gamma}$, 将其代入(1a)和(1b), 耦合方程变为

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{F} \nabla_{\perp}^2\right) E_p = -\frac{E_p |E_s|^2}{\gamma}, \quad (2a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{F} \nabla_{\perp}^2\right) E_s = \frac{E_s |E_p|^2}{\gamma}. \quad (2b)$$

可得形式解

$$E_s = E_s(0) \exp\left[\left(\frac{|E_p|^2}{\gamma} - \frac{i}{F} \nabla_{\perp}^2\right)\left(t - \frac{z}{v}\right)\right]. \quad (3)$$

由方程(3)不可能得到孤子解, 只有在瞬态拉曼放大中, 才能得到孤子解。对于瞬态反向拉曼散射过程, 可令 $\gamma \rightarrow 0$, 并假设拉曼振荡是严格共振的: $\Delta = 0$, 采用与前向拉曼散射过程相似的步骤^[8], 可将方程(1)化为如下的正弦-戈登方程:

$$\frac{\partial^2 I_e}{\partial \zeta \partial \eta} = \gamma_2 \sin(2\sqrt{\gamma_1} I_e), \quad (4)$$

其中 $\gamma_2 = g \frac{\omega_p}{2\omega_s \sqrt{\gamma_1}}$, g 为增益系数, $\gamma_1 = g/\left(\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v}\right)$, I_e 为等效抽运光强, $\zeta = \frac{z}{g}$, $\eta = \tau +$

$\xi\left(\frac{1}{v} + \frac{1}{v_s}\right)$, 分别为等效空间和时间坐标。其中用到 $\tau = t - \frac{z}{v}$ 。利用 Backlund 变换^[9], 其解为

$$\epsilon_s = -\operatorname{sech}\left[g \frac{\omega_p}{\omega_s} / \left[\left(\frac{1}{v} + \frac{1}{v_s}\right) \tau\right]\right], \quad (5a)$$

$$\epsilon_p = \pm \left[\frac{v - v_s}{v + v_s} \frac{\omega_p}{\omega_s}\right]^{1/2} \operatorname{sech}\left[g \frac{\omega_p}{\omega_s} / \left[\left(\frac{1}{v} + \frac{1}{v_s}\right) \tau\right]\right], \quad (5b)$$

$$Q = \sqrt{\frac{1/v_s - 1/v}{g}} \tanh \left[g \frac{\omega_p}{\omega_s} / \left[\left(\frac{1}{v} + \frac{1}{v_s} \right) \tau \right] \right], \quad (5c)$$

为典型的双曲正割孤子解。对于斯托克斯光, 其波包的脉冲宽度为 $(\frac{1}{v} + \frac{1}{v_s}) / (g \frac{\omega_p}{\omega_s})$, 可见随着拉曼增益的增大, 孤子的脉冲宽度变窄。对方程(1) 进行数值求解, 分别取 $g = 0.1, 0.5, 1.0$ 和 $1.5 (\times 10^{-6} \text{ m/W})$, $\gamma = 100 \text{ MHz}$, E_p 和 E_s 选取超高斯包络, 结果示于图 1(a)。图中可见, 随着拉曼增益的增大, 孤子的脉冲宽度变窄。在数值计算中, 将抽运光的脉冲形状由超高斯形改为高斯形, 而其它参数不变, 拉曼脉冲的宽度比超高斯抽运光时的脉冲宽度窄[图 1(b)]。改变抽运光的相位结构也将对孤子宽度有较明显的影响, 比如在超高斯的输入光中引入正弦的相位调制, 孤子的脉冲宽度变得较原来的宽。

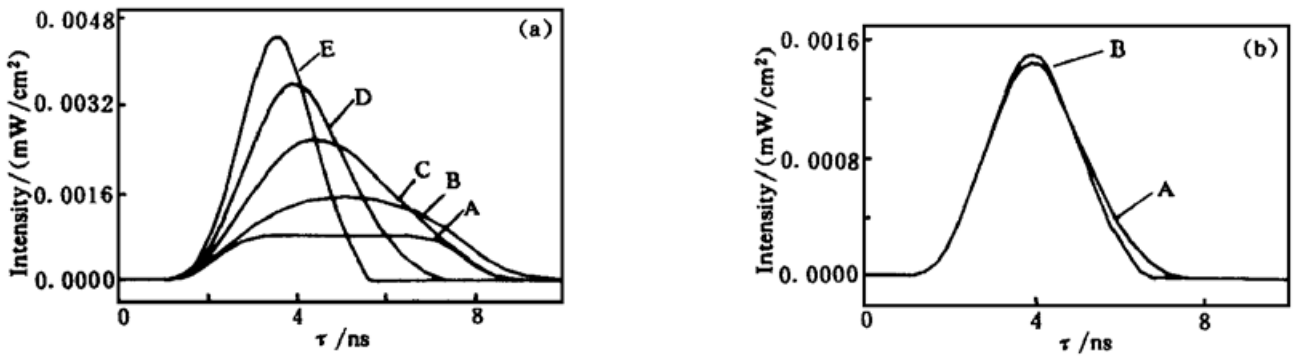


Fig. 1 The Stokes pulse width as a function of the Raman gain (a) and the pump profile (b). In Fig. 1(a), Curve A、B、C、D and E are the profiles of the input Stokes pulse, output pulse for $g = 0.1, 0.5, 1.0$, and $1.5 \times 10^{-6} \text{ m/W}$, respectively. In Fig. 1(b), curve A and B are the profiles of the Stokes pulse for the pump with super-Gaussian and Gaussian profile, respectively. $g = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m/W}$

虽然增大拉曼增益可以提高脉冲的压缩比, 但随着拉曼增益的提高, 其它非线性效应, 如四波混频、二阶斯托克斯光的产生等不能忽略, 需对方程(1) 做一定的修正, 对此问题将在以后的工作中作进一步的讨论。

为与实验相比较[参见图 4(a)], 选取三角形的入射抽运光和斯托克斯光[图 2(a)], 为便于计算, 三角形的前沿由超高斯函数取代了原来的直边, 抽运光与斯托克斯的相位相同, 都为 0, $g = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m/W}$, $I_p = 2.0 \times 10^9 \text{ W/m}^2$, $I_s = 2.0 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ 。图 2(b) 给出斯托克斯光波形随传播距离的变化趋势。从图中可以看出, 斯托克斯光的强度随传播距离而增强, 同时脉冲的宽

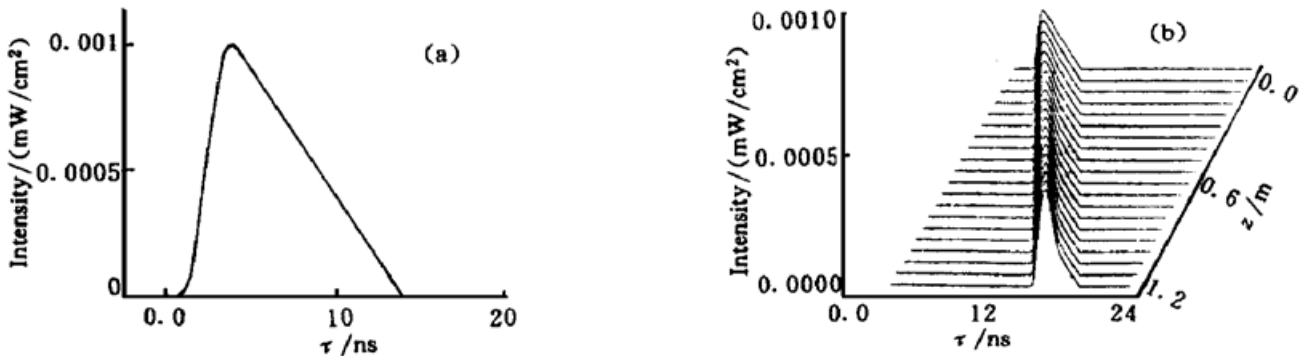


Fig. 2 The temporal profile of Stokes seed at entrance (a), and the evolution of Stokes intensity versus propagation distance (b). $g = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m/W}$

度逐渐受到压缩, 脉冲的传播速度减慢。需要说明的是, 实验中的拉曼介质并不是纯瞬态, 即 $\gamma \neq 0$, 斯托克斯光的脉冲波形不是标准的双曲正割型, 但鉴定脉冲强度和宽度的关系, 及脉冲传播速度的减缓, 对于这种脉冲有的文献称之为类孤子^[7], 有的文献称之为孤子^[5, 6], 本文采用后一种叫法。

3 实 验

利用宽带 XeCl 准分子激光抽运 H₂, 对拉曼孤子的脉冲压缩进行了实验研究, 实验装置

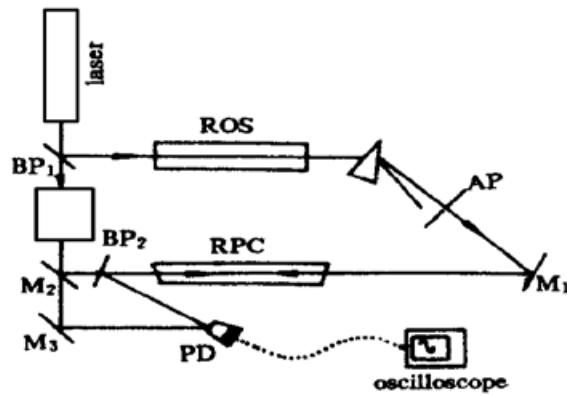


Fig. 3 Schematic diagram of experimental setup. BP is the beam splitter; ROS is the Raman oscillator; RPC is the Raman pulse compressor; ODL is an optical delay line; and PD is a photodiode; AP is an aperture

结构框图示于图 3。准分子激光器为紫外预电离 XeCl 激光器(Sy-200, 308 nm), 正支共焦非稳激光谐振腔的放大倍数等于 6, 带宽约 10 GHz, 总输出能量为 250 mJ, 脉冲宽度为 22 ns。拉曼介质选有较高拉曼增益的纯氢。氢气的压力为 0.91 MPa, 拉曼频移为 4155 cm^{-1} 。一阶拉曼种子光(353 nm)由同气压的 H₂ 产生(振荡管 ROS 和压缩管 RPC 由细管道连接), 以保证最小的频率失谐。分束镜 BP₁ 分光比为 0.4·0.6, 光学延迟线 ODL 由 4 块反射镜组成, 用于调整抽运光与斯托克斯种子光之间的相对光程差。反射镜 M₂ 对 308 nm 的反射率为 98%, 其后微弱透过的抽运光经 M₃ 反射进入光电二极管 PD 中, 用做参考光以鉴别信号光的延迟。BP₂ 为普通的石英薄片用来将信号光采出, 输出信号经同一光电二极管 PD 由数字示波器(LeCroy 9632)显示分析。

拉曼压缩管 RPC 由长 83 cm, 通光口径 4 cm 的不锈钢管组成, 两端的石英片相对倾斜放置, 与铅垂面成 5° 夹角, 避免反射光引起的拉曼振荡。由拉曼振荡管 ROS 中输出斯托克斯种子光与抽运光相向进入拉曼管 RPC 中, 调节聚焦参数, 避免后向受激拉曼散射光对信号光的干扰。在实验中, 不论是在注入种子光以前还是在注入种子光以后, 都未观察到后向及前向受激拉曼散射光。

图 4 给出遮去参考光, 输入的斯托克斯光在无抽运光时[图 4(a)]和有抽运光时[图 4(b)], 经 BP₂ 反射采出的信号光的波形。此时, 抽运光所经光程(由 BP₁ 到拉曼管中心)比种子光所经光



Fig. 4 The Stokes waveform without pump (a) and with pump (b). The pump energy is 150 mJ and the pulse duration is 22 ns. The seed-Stokes has energy of 0.1 mJ and pulse duration of 16 ns. The pressure of hydrogen in the Raman cell is 0.91 MPa

程(由 BP₁ 到拉曼管中心)短 40 cm, 抽运光能量为 150 mJ。从图中可以看出, 无抽运光时的输出光的脉冲宽度约为 16 ns, 有抽运光时的信号光的脉宽约为 8 ns, 脉冲压缩比达到 50%。而且信号光的波形由原来的近三角形变为近双曲正割形, 其形状与图 2(b) 的计算结果相似。为进一步说明, 选取一个与所测波形等高等宽的标准双曲正割函数 V 与所测曲线 U 作如下关联计算:

$$G = \left[\frac{\int U V d\tau}{\int U^2 d\tau \int V^2 d\tau} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

当相关系数 $G = 1$ 时, 可以认为 U 与 V 有相同的变化包络。对于注入信号光, $G = 0.36$, 而对于输出信号光, $G = 0.83$, 说明输出信号光与标准双曲正割函数的相关性远大于注入信号光。图 4 中所示的信号光的波形与拉曼放大的波形明显不同的地方在于脉冲的前沿, 对于前向的拉曼放大光, 脉冲宽度因饱和放大而加宽, 对于后向拉曼放大光, 脉冲总宽度虽然也变窄, 但脉冲前沿优先放大, 前沿变陡, 后沿呈指数下降。对于拉曼孤子产生的压缩脉冲, 脉冲前沿却由于吸收而变得较缓, 但整个脉冲的宽度变窄。

众所周知, 由于抽运光与信号光的非线性相互作用, 光孤子的群速明显小于正常光信号的群速, 以图 3 中 M₂ 后的抽运光前沿做触发信号, 测量信号光的相对延迟。在图 3 光阑 AP 处挡去抽运光和不挡住抽运光时, 发现信号光在有抽运光时的延迟比没有抽运光时晚约 8 ns。考虑拉曼管长 83 cm, 若近似取正常光信号的群速为 $v_g = 30$ cm/ns, 则光孤子的群速近似为光速的 1/4, 将此值及氢气的拉曼增益值代入(5)式所得计算结果比实验值窄的多。这是由于所用的抽运光脉宽为 22 ns, 而氢气的拉曼弛豫时间为 1 ns, 不满足纯瞬态条件所致。由于所用的示波器的最小分辨率为 0.1 ns, 响应带宽为 10 GHz, 在实验中没有观察到脉冲相对延迟与脉冲压缩比的关系。

降低氢气的气压, 即减小拉曼散射的有效增益, 拉曼孤子脉冲宽度的起伏加大, 但多次实验的平均结果表明, 总体上, 脉冲宽度随拉曼增益的降低而增大, 同时其与双曲正割的相关值也随之减少(图 5), 这一点与理论计算(5)式基本符合。当抽运光低于 70 mJ 时, 孤子基本不出现, 说明在此能量下, 抽运光产生的受激分子极化率不足以形成对拉曼散射前沿的滞后, 方程(1)退化为线性方程而无孤子解。

实验中所测得的实验点散布较大, 实验中所用的准分子激光器的能量起伏约为 5%, 相位为高斯型随机分布^[10], 对(1)式的数值模拟结果显示孤子的脉冲宽度与峰值的起伏小于 30%, 但测量的脉冲宽度在 4~11 ns 之间, 起伏约为 50%, 不过若考虑周期环境及震动造成棱镜-小孔对滤光及各个反射镜对抽运光与信号光准直性的干扰, 起伏可以认为在误差之内。

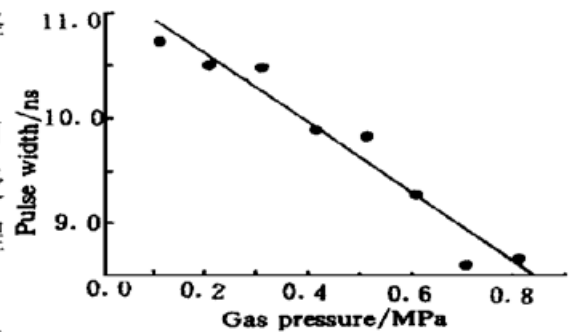


Fig. 5 The Stokes pulse width as a function of the Raman pressure. The pump energy is 150 mJ and the pulse duration is 22 ns. The seed-Stokes has energy of 0.1 mJ and pulse duration of 16 ns

结 论 本文从拉曼散射基本方程出发, 从理论上分析了利用反向拉曼散射过程产生孤子进行宽带拉曼散射的脉冲压缩的物理机制, 发现这种拉曼孤子的脉冲宽度随拉曼增益的增加而减小, 并与抽运光的脉冲包络与具体的相位结构有关。利用 XeCl 准分子激光器抽运 H₂ 的实验系统进行了初步的实验, 并将实验的观察结果与理论进行了比较, 有理由认为理论与实验

结果在误差范围之内基本符合。利用拉曼孤子进行宽带拉曼散射的脉冲压缩, 提供了一种新的宽带脉冲压缩方案。

参 考 文 献

- [1] Mishioka H, Kimana K, Ueda K. High compression ratio in backward Raman conversion on high brightness excimer laser system. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, **QE-29**(7) : 2251~ 2257
- [2] Druhl K, Wenzel R C, Carlster. Observation of soliton in SRS. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51**(13) : 1171~ 1174
- [3] Lorghì S. Dark soliton in degenerate parametric oscillators. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(12) : 860~ 862
- [4] Ibragimov E, Struthers A. Second harmonic pulse compression in the soliton regimes. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19) : 1582~ 1584
- [5] Haus J W, Scalora M. Soliton decay and gain focusing in SRS. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(5) : 3149~ 3151
- [6] Scalora M, Haus J W. SRS: diffractive coupling in transient and steady state regimes. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(5) : 1003~ 1012
- [7] Maillotte H, Monneret J. Self-induced multiple soliton-like beams by stimulated scattering. *Opt. Commun.*, 1994, **109**(3, 4) : 272~ 278
- [8] Ackerhat J R, Milonni P W. Solitons and four-wave mixing. *Phys. Rev. (A)*, 1986, **33**(5) : 3185~ 3198
- [9] 谷超豪. 孤子及孤子理论. 上海: 上海科技出版社, 1993. 176~ 215
- [10] Luches A, Nassisi V, Perrone M K. Improved conversion efficiency of XeCl radiation to the first Stokes at high pump energy. *Appl. Phys. (B)*, 1988, **47**(1) : 101~ 105

Broadband Raman Pulse Compression in Raman Soliton Regimes

Xu Jianqiu Lou Qihong Dong Jingxing Huang Feng Wei Yunrong
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 8 April 1998; revised 27 October 1998)

Abstract Based on the Raman equations, the dynamics of broadband Raman pulse compression in Raman soliton regimes were investigated. It is found that the duration of soliton decreased with the increase of the Raman gain and was related to the pump pulse profile and phase structure. A compression ratio up to 50% was observed in experiments with a XeCl laser/H₂ system. The experimental results were compared with the theoretical predictions.

Key words Raman soliton, pulse compression, stimulated Raman scattering.