

单池受激布里渊散射脉冲波形的研究*

刘 莉 吕志伟 何伟明 王 骥 马祖光

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所 哈尔滨 150001)

提要 实验研究了单池系统的结构参数对受激布里渊散射(SBS)脉冲波形的影响,通过改变透镜焦距、透镜与池的距离可以很容易地在 1.5~8 ns 之间调节 SBS 脉冲宽度。利用含有受激布里渊散射噪声的理论模型对 SBS 脉冲波形进行了数值模拟,理论与实验符合较好。

关键词 受激布里渊散射,单池,脉冲波形,脉宽可调

1 引 言

自从液体和气体中的受激布里渊散射(SBS)现象被发现以来,人们已经广泛地利用受激布里渊散射实现光学相位共轭,消除激光束波前畸变。同时,对利用 SBS 进行激光脉宽压缩以获得高质量高强度的脉冲输出也做了大量的研究,在红外、可见、紫外区的激光脉冲压缩已经有许多报道,最大压缩率达 $60^{[1]}$ 。然而,在某些应用中(如惯性约束核聚变(ICF)激光驱动器)要求有控制脉冲波形的能力,到目前为止,仅有 S. Schieman 等报道过在紧凑双池结构中通过改变抽运能量来调节 SBS 脉冲宽度^[2](0.3~3 ns 可调)。本文给出脉冲 YAG 激光器抽运单池受激布里渊散射系统,SBS 波形随系统结构参数变化的实验结果,脉冲宽度在 1.5~8 ns 之间可调。数值求解了聚焦高斯光束的热噪声初始的包含抽运抽空效应的瞬态 SBS 耦合波方程,对实验结果进行了理论分析,理论与实验符合较好。

2 实 验

实验光路如图 1 所示。Nd·YAG 激光器放大级输出能量约为 12 mJ,脉冲宽度为 10 ns,重复频率为 1 Hz,SBS 介质采用 CCl_4 ,其声子寿命短,为 0.6 ns,SBS 池长为 80 cm,偏振片与四分之一波片组成后向 SBS 的隔离器,单池系统产生的后向 Stokes 脉冲由偏振片耦合输出,输入抽运能量和输出 Stokes 能量由分束镜 BS 取样,Stokes 脉冲由快响应光电二极管探测,其响应时间为 1 ns。我们采用焦距为 50 cm,75 cm 的长焦距透镜在不同的透镜与池间距(以下简称镜-池间距)下用 TDS684A 数字示波器观测 SBS 波形及能量。

实验中发现,长焦距透镜聚焦的情况下,SBS 波形随着镜-池间距及焦距的不同而改变。以焦距为 75 cm 的透镜为例,在镜-池间距非常小的情况下(< 19 cm),光束被聚焦到 SBS 池的外

* 国家自然科学基金及国家高技术惯性约束聚变主题资助项目。

收稿日期: 1998-08-27; 收到修改稿日期: 1998-10-12

面,没有 Stokes 脉冲产生。增大镜-池间距,光束焦点进入池中,达到 SBS 阈值,在透镜与 SBS 池距离较近时,SBS 波形为单一峰值的窄脉冲;随着镜-池间距的增大(即聚焦深度减小),波形出现调制,两尖峰强度之比随着镜-池间距的增大而逐渐减小,而且两峰之间的距离变小;镜-池间距继续增大,Stokes 脉冲出现三个尖峰,同样尖峰强度之比随着镜-池间距的增大而逐渐减小,而且尖峰之间的距离变小。当透镜与池的距离很大时,光束聚焦到 SBS 池前端附近,聚

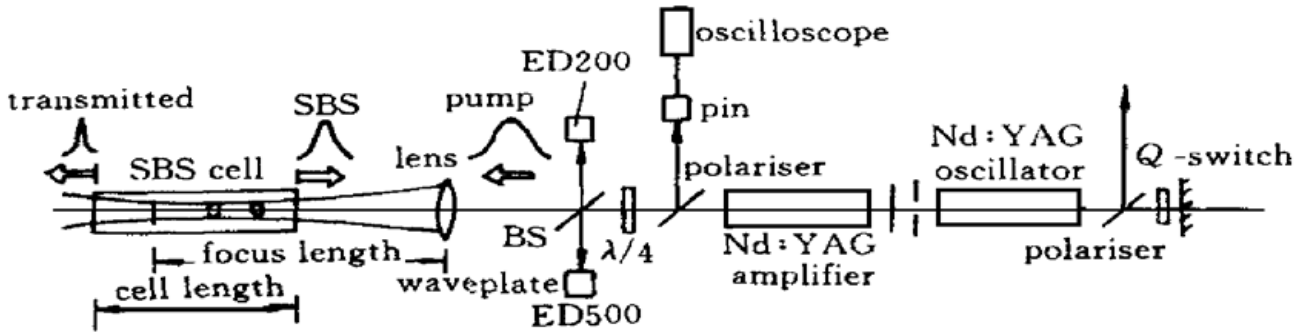


图1 实验装置

Fig. 1 The experimental setup

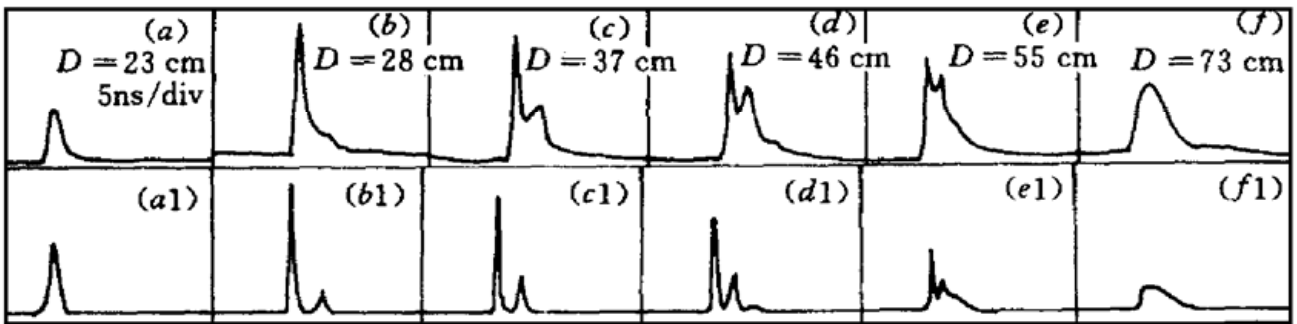


图2 不同镜-池间距下 Stokes 脉冲波形, (a1), (b1), (c1), (d1), (e1), (f1) 为相应的理论计算结果

Fig. 2 The Stokes pulse shapes for different distances between the lens and the SBS cell (a1), (b1), (c1), (d1), (e1), (f1) are the results of a theoretical simulation correspondingly

焦深度非常小,SBS 波形又变为单峰。图 2 给出透镜焦距为 75 cm, 镜-池间距分别为 23 cm, 28 cm, 37 cm, 46 cm, 55 cm, 73 cm 时的 SBS 脉冲波形。SBS 脉冲波形随透镜与池之间距离的变化情况可以由图 3 更直接地看出。图 3 (a) ~ (c) 分别为透镜焦距为 75 cm 时, 主峰值强度(已相对于主峰值强度最大值归一化)、能量反射率、第一峰与第二峰强度之比、脉冲宽度、双峰间距随镜-池间距的变化关系。两峰间距随镜-池间距的增大而均匀减小, 减小量几乎为定值(有一恒定的斜率), 见图 3 (c)。在镜-池间距为 20~ 40 cm 时, 两尖峰间距较大, 而且强度之比较大, SBS 脉冲宽度主要由主尖峰宽度决定, 因此 SBS 的脉冲宽度在镜-池间距为 20~ 40 cm 范围变化不大; 但在镜-池间距为 50~ 65 cm 时, 第一峰与第二峰间距较小, 强度接近, SBS 脉冲宽度主要有主尖峰宽度与次尖峰宽度以及重叠的程度决定, 主峰强度下降很快(见图 3 (a)), Stokes 能量反射率几乎保持不变, 因此 SBS 的脉冲宽度急剧增大。在透镜与 SBS 池距离很远时, 聚焦深度非常小(即焦点紧靠入射端), 尖峰重合在一起, SBS 脉冲又变成单峰。由图 3 (b) 可以看到, 镜-池间距在 20~ 75 cm 范围变化, Stokes 脉冲宽度在 1.5~ 8 ns 之间可调: 在镜-池间距为 20~ 40 cm 范围内, 改变镜-池间距, SBS 脉宽变化很小; 在镜-池间距为 40~ 65 cm 范围内, SBS 脉宽对其变化很敏感, 镜-池间距略有增大, SBS 脉宽便急剧增大; 在镜-池间距很大

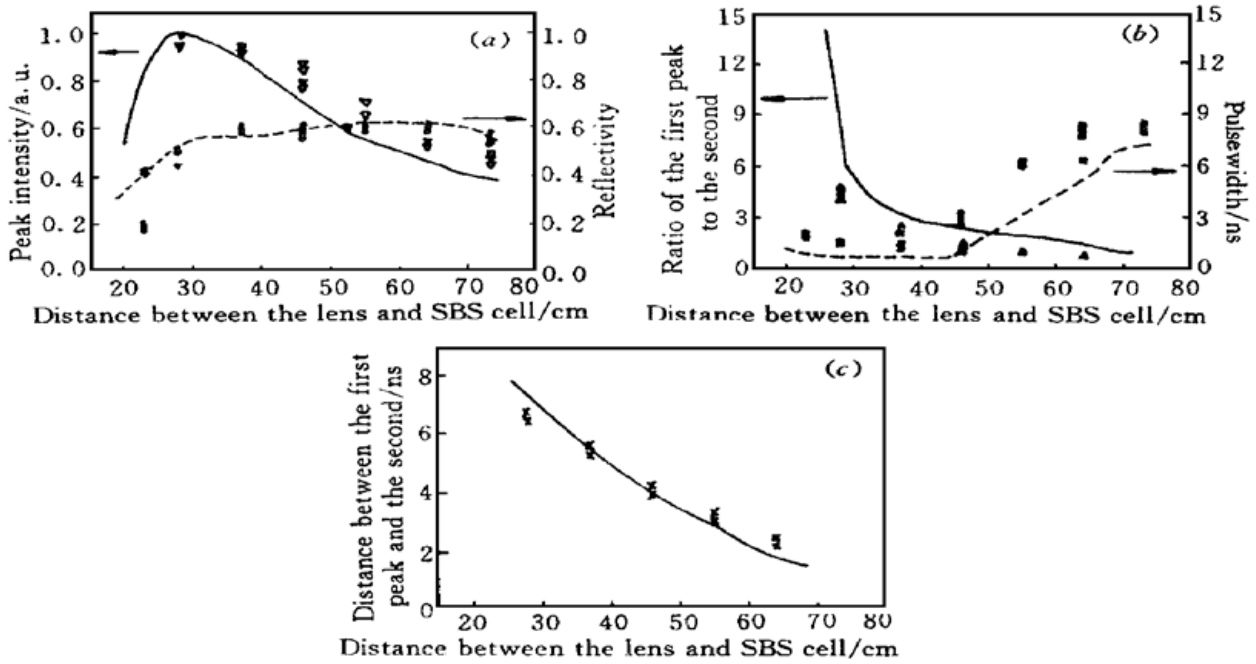


图 3 Stokes 脉冲波形的各种参数随镜-池间距的变化

∇: 主峰值强度; ●: 能量反射率; △: 第一峰与第二峰强度之比; ■: 脉冲宽度; ×: 第一峰与第二峰的间距; 实线和虚线是理论模拟结果

Fig. 3 The change of various parameters of Stokes pulse shape with the distance between the lens and the SBS cell

∇: the main peak intensity; ●: energy reflectivity; △: the ratio of the first peak to the second; ■: pulsewidth; ×: the distance between the first peak to the second; solid lines and dashed lines are the results of theoretical simulation

时, 增大镜-池间距, SBS 脉宽将非常缓慢地变大。

对于其他长焦距的透镜, SBS 波形随聚焦深度的变化关系与 75 cm 透镜的情况类似。但是对于不同焦距的透镜, 由于 SBS 池中光束束腰位置及光束截面不同, 在镜-池间距相同的条件下, SBS 的波形也是不同的, 图 4 是焦距为 50 cm, 75 cm 的透镜在镜-池间距为 46 cm 的情况下的 SBS 波形。关于 SBS 波形变化的理论分析将在第三部分给出。

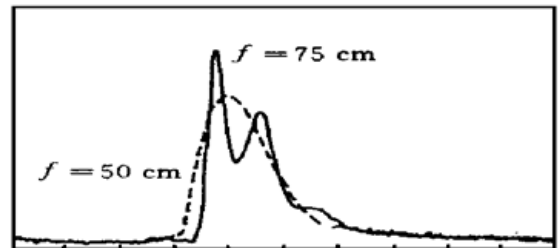


图 4 不同焦距下的 Stokes 脉冲波形

Fig. 4 The Stokes pulse shapes for different focal lengths

3 理 论

3.1 理论模型

SBS 是入射光与散射光波相互作用产生声波, 入射光被声波后向反射产生压缩的散射光波这两种过程的耦合。在理论上, 稳态和瞬态 SBS 理论都受到了很大的重视。在 SBS 放大池中, 由于激光场和 Stokes 场均是外加场, 所以理论上 SBS 过程可以用非常直接的方法处理。然而, 在 SBS 产生池中, 仅激光场是外加场, Stokes 波在介质中产生, 理论分析变得非常复杂。大多数理论研究假设 Stokes 波是从池后端引入的热激励噪声波(或在低温下的量子噪声)中产生, 并将池后端注入的噪声作为边界条件。稳态情况下, 一些作者发展了抽运倒空模型, 将池后端具有任意相位空间分布、高斯型或超高斯型强度分布的噪声作为输入参数。瞬态理论研究中, 许多作者将 Stokes 输出处理为与抽运光传播方向相反、池后端注入的具有固定值的种子

光的放大。然而由于噪声分布在池中,这些模型并不能完整地描述 SBS 过程。R. W. Boyd 等提出了受激布里渊散射噪声初始模型^[3],理论模拟了光纤中 SBS 反射率、线宽和 SBS 的强度波动对激光强度和 SBS 介质的物理特性的依赖性,并在光纤实验中对这种模型进行了验证。为了理解 SBS 波形随系统结构参数的改变而变化的规律,我们对单池聚焦高斯光束的 SBS 过程进行了数值模拟,采用噪声初始的受激布里渊散射模型

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_L}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_L = ig_1 E_S \rho \quad (1)$$

$$- \frac{\partial E_S}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_S}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_S = ig_1 E_L \rho^* \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{2} \Gamma \rho = ig_2 E_L E_S^* + f \quad (3)$$

$E_L(z, t)$, $E_S(z, t)$ 分别为激光场和 Stokes 场振幅, $\rho(z, t)$ 为声子场振幅, Γ 为 SBS 线宽, $\Gamma = 1/\tau_p$, τ_p 为声子寿命, α 为吸收系数, c 为真空中光速, n 为 SBS 介质的折射率; g_1, g_2 代表了光子-声子耦合常数, $g_1 = \frac{\mathcal{Y}\omega}{4cn\rho_0}$, $g_2 = \frac{\mathcal{Y}k^2}{16\pi\omega}$, \mathcal{Y} 为电致伸缩耦合常数, k 为开氏温度, ω 为声子的角频率, 朗之万噪声源 $f(z, t)$ 描述了引起自发布里渊散射的介质密度的热起伏。假设 $f(z, t)$ 是标准的高斯型随机变量, 其平均值为 0, 在时间和空间上具有 δ 相关性, 即

$$\langle f(z, t) \rangle = 0 \quad (4a)$$

以及

$$\langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = Q \delta(z - z') \delta(t - t') \quad (4b)$$

Q 可以从热动力方程得出 $Q = \frac{2\rho_0\Gamma\hbar\omega(1+\bar{n})}{v^2A}$, ρ_0 为 SBS 介质的平均密度, v 为介质中的声速, A 为相互作用区的截面。 $\bar{n} = (e^{\hbar\omega/KT} - 1)^{-1}$ 给出了声子场每一模式中平均声子数。对(3)式积分, 并代入(1), (2)式中得到

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_L}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_L = - \frac{g\Gamma}{4} E_S \int_0^t E_L E_S^* e^{-\frac{1}{2}\Gamma(t-\tau)} d\tau + ig_1 E_S \int_0^t f e^{-\frac{1}{2}\Gamma(t-\tau)} d\tau \quad (5)$$

$$- \frac{\partial E_S}{\partial z} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_S}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_S = \frac{g\Gamma}{4} E_L \int_0^t E_L^* E_S e^{-\frac{1}{2}\Gamma(t-\tau)} d\tau + ig_1 E_L \int_0^t f^* e^{-\frac{1}{2}\Gamma(t-\tau)} d\tau \quad (6)$$

这里, $g = 4g_1g_2/\Gamma$, 为 SBS 稳态功率增益系数。利用梯形积分公式对(5), (6)式中时间积分进行近似, 并在时间上使用隐式有限差分法, 在空间上使用后向差分格式对偏微分方程(5), (6)进行离散化, 编制程序, 对其数值求解。在数值模拟中, 考虑到 SBS 池的聚焦结构, 激光场与 Stokes 场辐射强度的变化由光束随传播距离而光束截面发生变化实现的, 如图 1 所示。设入射激光的瞬态脉冲形状为高斯分布, 选取脉冲宽度 t_p 与实验值相同, 为 10 ns, 则高斯型抽运脉冲瞬态功率表达式为 $P(t) = P_{\max} \exp\{-4\ln 2[(t-t_0)/t_p]^2\}$ 。入射 Stokes 场设为零, SBS 相互作用是从自发噪声中产生的, 噪声由(4a), (4b)给出, 并均匀分布在计算的网格上。与实验一致, 理论上同样选用 CCl_4 为 SBS 介质, 其 SBS 参数值由表 1 给出。

表 1 SBS 介质参数^{[4]*}

Table 1 Parameters of SBS-liquid^{[4]*}

liquid	n	ρ_0 /g/cm ³	τ_p /ns	\mathcal{Y}	v /m/s	ω /MHz	g /cm/MW
CCl_4	1.452	1.595	0.6	1.35	1012	17417	0.0038

* at $T = 293$ K for $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$.

3.2 结果与分析

图 2 给出了与实验相同条件下计算机数值模拟的单池系统 Stokes 脉冲波形, 其波形变化趋势与实验是一致的。同时也计算了主峰值强度(已相对于主峰值强度最大值归一化)、能量反射率、脉冲宽度、峰值强度之比、峰值间距随镜-池间距离的变化(图 3(a) ~ (c) 中的实线与虚线即是数值模拟结果), 考虑到快响应二极管及数字示波器的响应时间, 我们对脉宽的实验数据做了修正($\tau_{\text{实测}}^2 = \tau_{\text{实际}}^2 + \tau_{\text{响应}}^2$)。CCl₄ 作为 SBS 介质, 其击穿阈值较低, 实验中常会发生击穿现象, 因此两尖峰强度之比的理论计算值与实验值略有偏差(图 3(b))。下面分析镜-池间距对脉冲波形的影响。当镜-池间距较小时, 焦点在池的后端, Stokes 脉冲前沿与入射抽运脉冲相互作用的时间很长, 前沿被有效地放大, 当主峰从 SBS 池出射时, 抽运脉冲的尾部刚好入射到 SBS 池中, 后沿放大很小, 因此 Stokes 脉冲是前沿很陡的单峰值脉冲。当镜-池间距很小时(对应于镜-池间距为 23 cm 的情况), 透镜将光束聚焦到池后端, 瑞利长度 ($b = 2\pi\alpha_0^2/\lambda$) 不完全处于池中, 影响 SBS 的转换效率与峰值功率, 因此在镜-池间距为 23 cm 时能量反射率与峰值功率都很小(见图 3(a))。池间距略有增大时, 光束束腰向池中心移动, 抽运光的瑞利长度完全进入池中, SBS 的转换效率与峰值功率都会增大。当池间距继续增大时, 激光束束腰向 SBS 池前端移动, Stokes 脉冲更早地在池中产生, Stokes 脉冲前沿与抽运脉冲相互作用的时间变短, 前沿放大减小, 主峰值功率降低(图 3(b)), 主峰值从 SBS 池中出射之后, 还有相当大的抽运能量未进入 SBS 池, Stokes 脉冲后沿与其作用, 由于增益饱和, Stokes 脉冲后沿放大很小, 未被抽空的抽运光在焦点附近达到阈值, 产生第二个 Stokes 光。因此二个尖峰的时间间隔与光束束腰在池中的位置有关, 即与镜-池间距有关, 改变镜-池间距, 主尖峰与次尖峰的间隔几乎均匀减小(参见图 3(c))。镜-池间距越大, 聚焦后的束腰越靠近 SBS 池前端, Stokes 脉冲前沿与抽运脉冲相互作用的时间越短, 前沿放大越小, 主峰值功率越低(图 3(a)); 主峰值出射后未被抽空抽运能量就越大, 第二个 Stokes 光的强度就越强, 两峰强度之比降低(图 3(b))。镜-池间距增大到某一值时, 第二个 Stokes 脉冲出射后, 仍有很大的抽运能量未被抽空, 这些抽运能量在焦点附近达到阈值, 产生第三个 Stokes 脉冲。此时再增大镜-池间距, 第三个 Stokes 脉冲峰值将增大, 三个尖峰的时间间隔将减小, 峰值强度之比下降。当镜-池间距很大时, 透镜焦点紧靠入射端, Stokes 脉冲前沿与抽运脉冲相互作用的时间非常短, 三个尖峰几乎重合, 示波器已无法将其分辨开, 脉冲峰值从池中出射后, 留在 SBS 池中的强的声子光栅作为高反射率 SBS 镜无压缩地反射抽运脉冲, 因此观测的 Stokes 脉冲为单峰脉冲, 并与抽运脉冲有类似的尾部。能量反射率由瑞利长度决定, 因此只要瑞利长度完全处于池中, 改变镜-池间距对能量反射率不会有大的影响, 但镜-池间距过大或过小, 将使瑞利长度不完全处于 SBS 池中, 引起反射率下降(见图 3(a))。关于 Stokes 脉冲宽度变化的分析已在第二部分给出。理论计算过程中, 光束束腰在 SBS 池中的位置是通过透镜焦距与镜-池间距之差得到的, 然而由于激光实际上是以高斯光束的形式在空间传输的, 因此光束束腰距 SBS 池前端的真实长度将大于理论值, 所以脉冲宽度的理论计算值略低于实验值。在镜-池间距相同的情况下, 对于不同焦距的透镜, 焦点在池中的位置及光束截面大小不同, SBS 波形是不同的。例如对于焦距为 50 cm, 75 cm 的透镜, 由以上的分析可知, 在池间距为 46 cm 时, 采用 $f = 50$ cm 的单池系统将获得单峰值脉宽较宽的 Stokes 脉冲, 而 $f = 75$ cm 的单池系统将获得三峰 Stokes 脉冲。

4 结 论

本文实验研究了单池受激布里渊散射系统结构参数对 Stokes 波形的影响, 并采用热噪声初始的包含抽运抽空效应的理论模型进行了数值计算。通过理论计算与实验研究我们发现改变单池系统的结构参数, 可以很方便地控制 Stokes 脉冲波形(如脉宽、峰-峰间隔、主峰值强度、尖峰强度之比), 而能量转换效率几乎不变, 这对于 ICF 具有重要意义。我们没有研究抽运脉宽对 Stokes 脉冲波形的影响, 但可以预计, 随着抽运脉宽的增大, Stokes 脉冲波形中峰值调制个数将增多。

参 考 文 献

- 1 C. Brent Dane, William A. Neuman, Lloyd A. Hackel. High-energy SBS pulse compression. *IEEE. J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(8): 1907~ 1915
- 2 Stephan Schiemann, Wim Ubachs Wim Hogervorst. Efficient temporal compression of coherent nanosecond pulses in a compact SBS generator-amplifier setup. *IEEE. J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(3): 358 ~ 366
- 3 Robert W. Boyd, Kazimierz Rzazewski, Paul Narum. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. A*, 1990, **42**(9): 5514~ 5521
- 4 A. I. Erokhin, V. I. Kovalev, F. S. Faizullov. Determination of the parameters of a nonlinear response of liquids in an acoustic resonance region by the method of nondegenerate four-wave interaction. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1986, **16**(7): 872~ 877

Study of SBS Pulse Waveform in a One-cell System

Liu Li Lu Zhiwei He Weiming Wang Qi Ma Zuguang

(*Institute of Opto-electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

Abstract The influence of configuration parameters in a one-cell system on the pulse waveform of stimulated Brillouin scattering was investigated experimentally. The Stokes pulsewidth was easily changed from 1.5 to 8 ns by varying the lens focus and the distance between the lens and the SBS cell. The SBS pulse waveform was numerically simulated by the theory model of stimulated Brillouin scattering initiated by thermally excited acoustic waves. The theoretical calculation was coincident with experiment results well.

Key words stimulated Brillouin scattering (SBS), one-cell, pulse waveform, pulsewidth tunable