

水中受激布里渊散射脉冲的反常压缩

张磊[†] 李金增

(中国科学院国家天文台, 北京 100012)

(2013年10月18日收到; 2013年11月4日收到修改稿)

受激布里渊散射(SBS)具有脉冲压缩的特性, 受激布里渊散射的脉冲宽度随着抽运能量的增大而变小, 在水中可以达到几百皮秒的量级. 本文在实验上观察到一种受激布里渊散射的脉冲宽度随抽运能量增大而变大的现象, 这里称之为反常压缩. SBS的脉冲反常压缩和脉冲压缩与抽运光的强弱会聚情况有关. 利用数值模拟, 模拟了强弱会聚情况下抽运光在水中的传输规律, 强弱会聚情况的抽运光对受激布里渊散射形成的有效增益长度不同: 抽运光强会聚时有效增益长度短, 形成SBS脉冲宽度的反常压缩; 弱会聚时有效增益长度长, 也就是正常的SBS脉冲压缩.

关键词: 受激布里渊散射, 脉冲压缩, 强弱会聚

PACS: 42.65.Es, 78.35.+c, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.63.054202

1 引言

受激布里渊散射(SBS)是非线性光学中的一个重要的研究领域^[1–8], 其中脉宽压缩效应^[9–?]是SBS的一个特殊性质, 关于SBS的脉宽压缩效应在理论和实验了都得到了验证并且拥有广泛的应用. Hon^[11]为研究受激布里渊散射(SBS)脉冲压缩方面的先驱, 在1980年根据受激拉曼散射(SRS)的脉冲压缩理论推导出受激布里渊散射的脉冲压缩的半经典理论, 其中受激布里渊散射的脉冲宽度反比于抽运光的能量即抽运光的能量越大, 脉冲宽度越窄, 压缩效应越明显. 然而在1992年Menzel和Eichler^[16]受激布里渊散射的过程进行了数值模拟, 研究了抽运光的能量、介质的声子寿命、增益系数, 会聚深度等对受激布里渊散射中的声子场分布和脉冲形状的影响. 他们的研究表明, 受激布里渊散射具有脉宽压缩效应, 受激布里渊散射的脉冲宽度随着入射能量的增加而变大. 这样我们发现Menzel和Eichler的研究与Hon有相悖的地方. 这两个受激布里渊散射脉冲宽度随抽运能量变化的规律的分析都是在理论层面上, 并没有相关的实验报道.

在本文中, 我们在实验中同时发现了这两种变化规律, 其中一种为正常压缩, 另一种为反常压缩. 我们测量了不同抽运能量下的受激布里渊散射的脉宽, 抽运光在不同的会聚情况, 受激布里渊散射的脉冲宽度随着抽运能量的提高变化规律是不同的. 同时本文给出了用数值模拟的结果来解释这种不同变化规律.

2 实验系统与测量结果

2.1 实验装置

实验所用激光器为种子注入式Nd: YAG激光器(continuum powerlite precision plus), 脉宽为8 ns, 重复频率10 Hz, 宽带线宽为30 GHz, 种子注入时的窄带线宽为90 MHz, 输出波长为532 nm, 单脉冲能量为1.5 J. 激光器输出竖直偏振光, 经半波片后变成水平偏振光并以高透射率通过光束分束镜PBS, 透射光再经四分之一波片后变成圆偏振光, 圆偏振光被透镜会聚到水槽中. 当激光会聚到水中并达到受激布里渊散射的阈值后, 产生背向传播的受激布里渊散射, 由相位共轭特性并再次经过四分之一波片变成竖直偏振光被偏振分束镜以高

[†] 通讯作者. E-mail: zanglei@nao.cas.cn

反射率反射到探头1(型号为Electro-Optics Technology公司的ET 2000, 上升沿时间小于200 ps), 用示波器(型号Agilent model DSO 7104A, 带宽1 GHz)来记录受激布里渊散射的脉冲时域图. 剩余的抽运脉冲光继续沿着水槽向前传播, 透过水槽的后壁入射到探头2(型号是Electro-Optics Technology公司的ET 2000上升沿时间小于200 ps), 在示波器上可以同时获得剩余的透射抽运激光的脉冲时域图. 这样我们可以通过观察泵浦能量的变化, 来知道在受激布里渊散射过程中, 抽运能量的被抽运情况. 在实验中我们通过改变二分之一波片的角度来改变抽运光能量的大小. 这样可以保持激光器的工作状态不变, 也就保证了激光器输出的是一个脉冲形状和脉冲宽度相对稳定的脉冲激光, 减小抽运光脉冲的改变对受激布里渊散射脉冲的影响. 更换不同焦距的透镜时, 保持不同焦距的透镜置于水槽前壁的同一位置, 保证每次抽运光是以不同的会聚角入射. 同时在探头1, 探头2前放置衰减片来防止能量过大引起的探头的饱和, 减小了探头带来的误差.

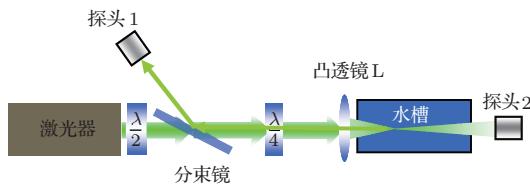


图1 实验装置 $\lambda/2$, $\lambda/4$ 分别为二分之一波片和四分之一波片

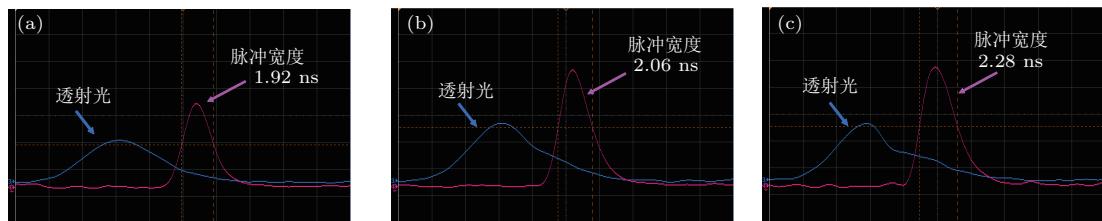


图2 (网刊彩色) 焦距为150 mm透镜会聚时, 不同抽运能量下, 示波器记录的脉冲时间波形(红色的线为受激布里渊散射的脉冲, 蓝色的线为透射抽运光的脉冲) (a) 抽运能量0.8 mJ, 脉冲宽度1.92 ns; (b) 抽运能量1.1 mJ, 脉冲宽度2.06 ns; (c) 抽运能量1.3 mJ, 脉冲宽度2.28 ns

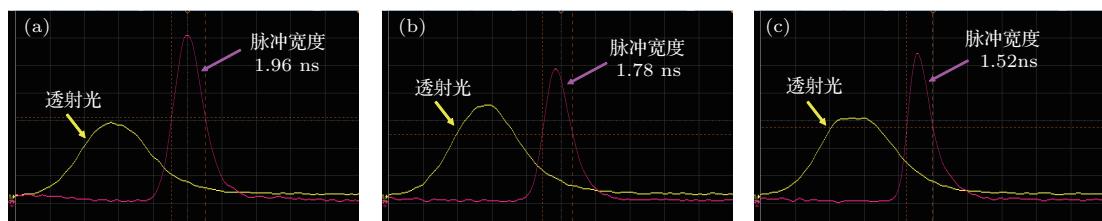


图3 (网刊彩色) 焦距为900 mm透镜会聚时, 不同抽运能量下, 示波器记录的脉冲时间波形(红色的线为受激布里渊散射的脉冲, 黄色的线为透射抽运光的脉冲) (a) 抽运能量0.8 mJ, 脉冲宽度1.96 ns; (b) 抽运能量1.1 mJ, 脉冲宽度1.78 ns; (c) 抽运能量1.3 mJ, 脉冲宽度1.52 ns

2.2 实验结果

1) 在水槽前壁放置 $F = 150$ mm 的透镜进行会聚时, 不同抽运能量激发的受激布里渊散射的斯托克斯分量的脉冲如图2所示.

图2是示波器记录的受激布里渊散射的脉冲和透射的抽运光脉冲的时域脉冲形状图. 它们是示波器截图, 横轴表示时间, 纵轴表示强度. 由图2可以看出, 在利用 $F = 150$ mm 的透镜进行会聚时, 随着抽运能量的增加(0.8—1.3 mJ)受激布里渊散射的脉冲宽度(1.92—2.28 ns)是变大的; 在实验中, 当抽运能量大于1.6 mJ时, 受激布里渊散射脉冲不再是完好的单峰, 在脉冲的后沿会出现其他的峰, 脉冲的形状和宽度也不会越来越接近抽运激光的脉冲, 而是出现一些无规律的变化多峰. 这里当抽运能量超过1.6 mJ时, 非单峰的受激布里渊散射脉冲不在本文的讨论范围内.

2) 水槽前壁放置 $F = 900$ mm 的透镜进行会聚时, 不同抽运能量激发的受激布里渊散射的脉冲形状如图3.

图3与图2都是脉冲形状的示波器截图. 图3所示当用 $F = 900$ mm 透镜会聚时, 受激布里渊散射的斯托克斯分量的脉冲宽度(1.96—1.52 ns)是随着抽运能量的增加(0.8—1.1 mJ)而变小的, 与图2所示的规律相反.

3) 水槽前壁置不同焦距的透镜做会聚时的结果.

在实验中分别用焦距为 150 mm, 300 mm, 500 mm, 700 mm 和 900 mm 的透镜对抽运光进行会聚, 在不同的抽运能量下, 利用示波器读取受激布里渊散射的脉冲宽度值, 然后把得到的脉冲宽度取平均值, 结果如图 4 所示: 图中横坐标是抽运能量, 纵坐标是受激布里渊散射的脉冲宽度, 不同颜色的点代表使用不同焦距的透镜测量结果.

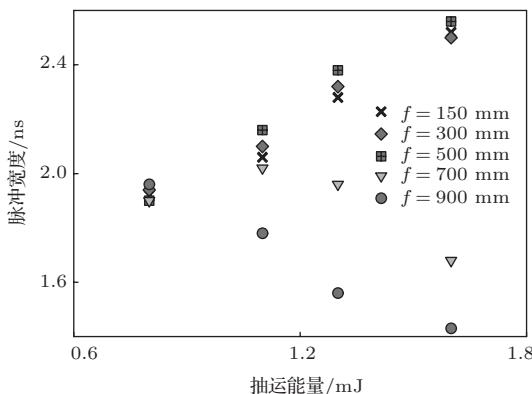


图 4 强弱会聚受激布里渊散射脉冲宽度随抽运能量的变化规律

由图 4 可以看出: 1) 当用焦距为 150 mm, 300 mm 和 500 mm 的透镜进行会聚时, 受激布里渊散射的脉冲宽度是随着抽运能量的提高而变宽的. 我们把这类变化称为强会聚时受激布里渊散射脉宽变化. 2) 当使用 900 mm 焦距的透镜进行会聚时, 受激布里渊散射的脉冲宽度是随着抽运能量的增加而变小的, 此为弱会聚情况下的受激布里渊散射的脉冲宽度的变化规律. 我们还发现, 当会聚透镜换成焦距 700 mm 时, 随着抽运能量的增加, 受激布里渊散射的脉冲宽度是一个先变大后变小的过程, 这是一种介于强会聚和弱会聚的临界情况. 这样关于受激布里渊散射脉冲宽度随抽运能量变化的情况, 在实验上我们观察到了有两种相反的实验规律, 其中一种为正常压缩, 一种为反常压缩. 根据理论的先后顺序我们把弱会聚时与 Hon 的理论相一致的结果成为正常压缩, 那么强会聚时为反常压缩.

3 数值模拟与分析

为了解释这两种实验规律, 我们进行简单直接的数值模拟, 研究了脉冲高斯激光经过透镜会聚后通过焦点前后不同位置, 激光束轴心的光强变化,

在这个模拟中并不涉及受激布里渊散射的耦合波方程, 所以可以不考虑激光在水中的衰减和非线性过程的.

首先, 利用连续波高斯激光(CW Laser)的会聚得到一个透镜的会聚函数, 空间高斯光束的振幅分布为

$$\Phi = \frac{a}{W(z)} \exp \left(-ik \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \right) \right) \times \exp \left(-i \left(kz - \arctan \frac{z}{f} \right) \right), \quad (1)$$

其中,

$$W(z) = W_0 \left(1 + \left(\frac{z}{f} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad f = \frac{\pi W_0^2}{\lambda},$$

$$R(z) = z + \frac{f^2}{z},$$

a 为常数, W_0 为束腰半径, k 为波矢, λ 为激光的波长(在模拟时取值为 532 nm), 只考虑激光束轴心沿 z 轴的光强, 忽略横向变化, 即取 $r = 0$, 那么光束轴心的光强大小可以表示为

$$I = \Phi \times \Phi^* = I_0 \frac{a^2}{W^2(z)}, \quad (2)$$

这里我们设 $T = I/I_0$, T 就是我们要得到的透镜的会聚函数.

下面我们来看一个与上面连续激光参数相同的脉冲激光经过焦点时能量的分布情况, 我们假设这个激光脉冲的形状符合高斯函数, 即

$$I_P = b \times \exp \left(-\frac{z^2}{\tau^2} \right), \quad (3)$$

b, τ 为常数, τ 的取值与我们模拟时所取的激光脉冲宽度有关, 它满足关系式 $2\tau\sqrt{\ln 2} = 8$ ns, 这里 8 ns 是激光脉冲的时间宽度, 它对应的脉冲在水中所占据的初始长度为 1.8 m. 经过透镜会聚后, 透镜的会聚函数会对脉冲激光的光强分布产生影响, 脉冲激光经过会聚透镜后的光强为

$$I_F = T \times I_P. \quad (4)$$

3.1 强会聚时脉冲激光通过透镜焦点前后光强分布的模拟

强会聚的模拟结果如图 5 所示, 图中蓝色的点线代表的是透镜的会聚函数 T , 红色线表示的是抽运脉冲光在通过焦点的过程的光强分布的变化 I_F , 光强分布的变化导致了抽运脉冲的形状也不再是理想的高斯函数, 那么它对受激布里渊散射的脉冲

形状也会产生影响,下面我们将结合模拟结果图,给出定性的解释。

图5(a)为抽运脉冲的前沿某一部分传播到会聚透镜的焦点,这时由于透镜强会聚的作用,脉冲前沿的这一部分在焦点处会形成一个很窄的峰,图5(a)中红色的尖峰。如果这个很窄的峰的强度达到受激布里渊散射的阈值,便会激发受激布里渊散射,产生斯托克斯分量向后传播。这时由于激发这个斯托克斯分量的是一个很窄的峰,它的实际增益长度很短,所以这个斯托克斯分量并不能被有效的放大,是以一个斯托克斯小脉冲的形式存在并向后传播。这样后续抽运能量并没有损耗而继续向前

传播,陆续的到达会聚透镜的焦点位置如图5(b),后续的抽运脉冲也会在焦点处形成窄峰,并各自激发自己的斯托克斯小脉冲。后续抽运脉冲产生斯托克斯小脉冲的过程与图5(a)所描述的过程是相同的。这个过程持续进行,直到脉冲后沿在焦点处的能量低于受激布里渊散射的阈值为止如图5(c)。最后我们便会得到一系列的斯托克斯小脉冲组成的斯托克斯脉冲的包络,由于激发这些斯托克斯小脉冲的是同一个激光脉冲的不同部分,我们可以认为这些斯托克斯的小脉冲也是相干的,可以组成一个大的斯托克斯脉冲,也即在示波器上获得的受激布里渊散射的脉冲。

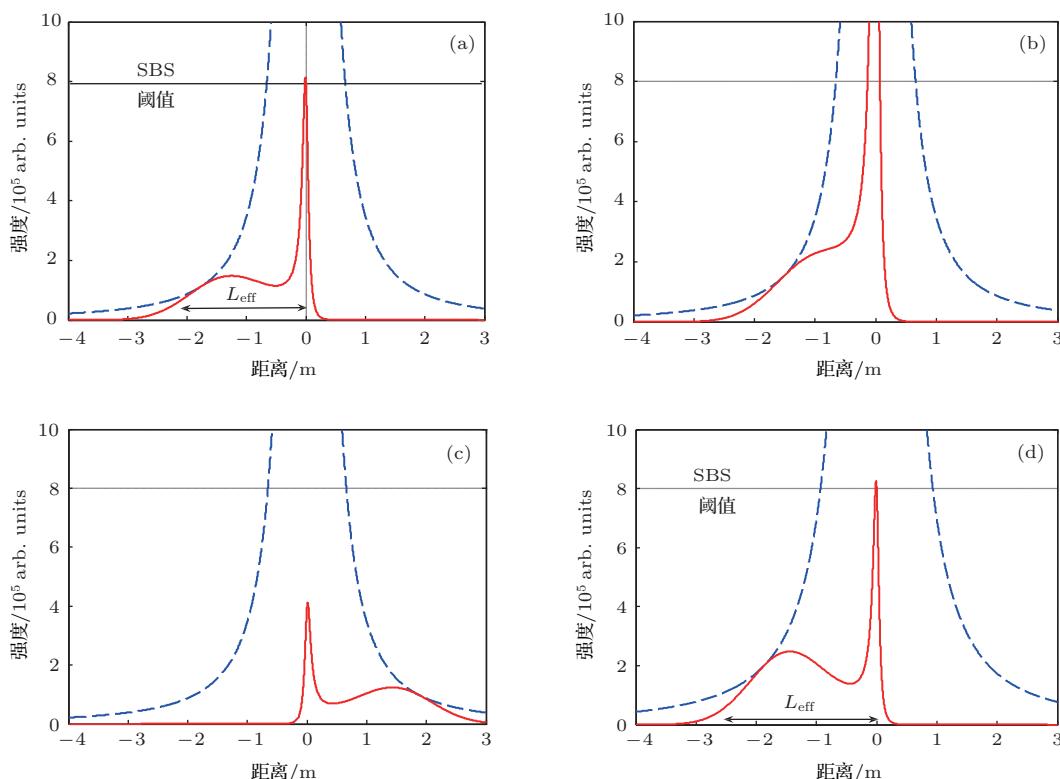


图5 (网刊彩色) 强会聚时激光脉冲经过焦点前后光强分布的模拟情况 (L_{eff} 为抽运光的有效增益长度) (a) 脉冲前沿到达焦点; (b) 脉冲中部到达焦点; (c) 脉冲后沿到达焦点; (d) 能量提高时脉冲前沿到达焦点

图5(d)描述的是,当增加抽运能量时,脉冲前沿到达会聚透镜焦点的情况。提高抽运能量,在焦点位置,抽运脉冲前沿达到受激布里渊散射阈值的点提前,造成可以激发受激布里渊散射的抽运脉冲的有效宽度(这里我们定义有效宽度为对称的抽取运脉冲在焦点处达到阈值的两点间的长度)增加,比较图5(a)和(d),可以看出图5(a)中的激发受激布里渊散射的抽运脉冲有效宽度 L_{eff} 要比图5(d)中短。抽运能量提高,激发受激布里渊散射的抽运脉冲的有效宽度增加,便可以产生更多的斯托克斯小脉冲,更多的斯托克斯小脉冲会形成一个更宽的

斯托克斯脉冲包络也即更宽的受激布里渊散射的脉冲。我们通过对脉冲激光通过焦点前后的光强分布的模拟,定性的解释了在强会聚时,受激布里渊散射的脉冲宽度随着抽运能量的提高而变大的现象。

3.2 弱会聚时脉冲激光通过透镜焦点前后光强分布的模拟

同样的我们也模拟了弱会聚时脉冲激光通过透镜焦点前后的能量分布情况。模拟的结果如图6所示。

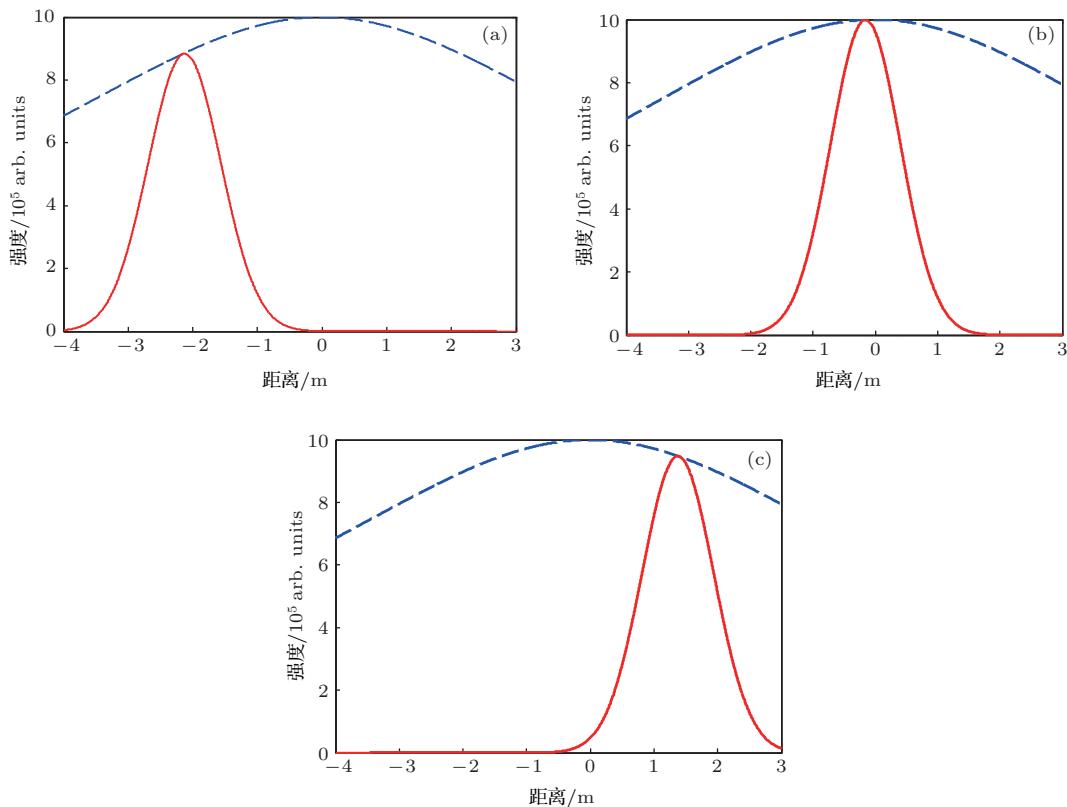


图6 弱会聚时激光脉冲经过焦点前后光强分布的模拟情况 (a) 激光脉冲在焦点前的位置; (b) 激光脉冲在焦点的位置; (c) 激光脉冲在焦点后的位置

图6中的红色线表示激光脉冲, 蓝色点线表示透镜的会聚函数。图6(a), (b)和(c)分别给出了弱会聚时激光脉冲经过透镜焦点前, 焦点处和焦点后的脉冲形状。与图5对比, 可以看出弱会聚时透镜的会聚函数对激光脉冲光强分布的影响较小, 激光脉冲在传播过程中它的形状基本保持不变。那么在弱会聚的情况下受激布里渊散射的实际增益长度是由激光脉冲的宽度和介质的有效长度决定的即^[17,18] 其中 L_c 为激光脉冲在会聚函数的作用下的宽度, L_m 为介质的有效长度。在实验中, 当使用焦距 $F = 900$ mm的透镜时, 介质的有效长度约为1200 mm, 这个长度是大于受激布里渊散射在水中的实际增益长度的(受激布里渊散射在水中的实际增益长度为1 m)这样受激布里渊散射可以被充分的建立, 在较长的作用距离下, 压缩的效果更明显。在弱会聚情况下, 抽运激光的能量提高, 受激布里渊散射的脉冲宽度变小。

通过对抽运激光脉冲经过焦点时光强分布的模拟, 定性的解释了强弱会聚时, 斯托克斯脉冲宽度随抽运能量的变化情况。强会聚时, 激光脉冲的实际增益长度较短, 受激布里渊散射的脉冲是由一系列的斯托克斯小脉冲组成的, 抽运能量提高, 受

激布里渊散射的脉冲宽度变大。弱会聚时, 实际增益长度较长, 受激布里渊散射充分建立, 抽运能量提高, 受激布里渊散射的脉冲宽度变小。

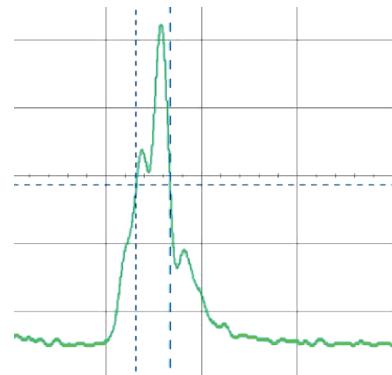


图7 宽带的受激布里渊散射脉冲

前面的模拟分析提到在强会聚下, 受激布里渊散射的脉冲与抽运激光的相干性有关, 同样在强会聚的情况下, 由于焦点处抽运激光峰值强度非常高, 可以达到受激布里渊散射的阈值, 那么宽带激光也应该能激发受激布里渊散射。我们做了宽带抽运情况下的受激布里渊散射的实验: 激光器在没有种子注入的情况下是带宽为30 GHz的宽带激

光, 通过焦距为 150 mm 的凸透镜会聚到水中激发宽带受激布里渊散射, 在示波器上得到实验结果如图 7 所示, 受激布里渊散射的脉冲时间波形非常不好, 由许多小峰组成, 意味着相干性非常糟糕. 受激布里渊散射的相干性是与激光的相干性有关的, 这从反面印证了我们关于强会聚情况下的受激布里渊散射脉冲形成解释.

4 结 论

通过对抽运激光脉冲通过焦点时光强分布的模拟, 定性的解释了强弱会聚时, 斯托克斯脉冲宽度随抽运能量的变化情况. 强会聚时, 激光脉冲的实际增益长度较短, 斯托克斯脉冲是由一系列的斯托克斯小脉冲组成的, 抽运能量提高, 斯托克斯脉冲宽度变大. 弱会聚时, 实际增益长度较长, 受激布里渊散射充分建立, 抽运能量提高, 斯托克斯脉冲宽度变小. 弱会聚时的结果与 Hon 的理论相一致, 我们称其为正常压缩, 强会聚时为反常压缩.

参考文献

- [1] Shen R Y 1984 *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: Wiley) Chap 11
- [2] Damzen M J, Vlad V I, Babin V, Mocofanescu A 2003 *Stimulated Brillouin Scattering: Fundamentals and Applications* (Bristol: IOP Publishing) Chap 10
- [3] Boyd R W 2004 *Nonlinear Optics* (New York: Academic Press) Chap 9
- [4] Arnaud Brignon ed. 2003 *Phase Conjugate Laser Physics* (New York: John Wiley & Sons) Chap 2–3
- [5] Kong H J, Lee S K, Lee D W, Guo H 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 051111
- [6] Sakai J I 1992 *Phase Conjugate Optics* (New York: McGraw-Hill) Chap 5–6
- [7] Deng S Y, Guo S F, Lu Q S, Cheng X A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3164 (in Chinese)[邓少永, 郭少锋, 陆启生, 程湘爱 2005 物理学报 **54** 3164]
- [8] Chen W, Chen X G, Shi J L, He X D, Mo X F, Liu J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104213 (in Chinese)[陈蔚, 陈学岗, 史久林, 何兴道, 莫小凤, 刘娟 2013 物理学报 **62** 104213]
- [9] Hasi W L J, Lü Z W, He W M, Li Q, Ba D X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5654 (in Chinese)[哈斯乌力吉, 吕志伟, 何伟明, 李强, 巴德欣 2005 物理学报 **54** 5654]
- [10] Kong H J, Lee S K, Lee D W, Guo H 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 051111
- [11] Hon D T 1980 *Opt. Lett.* **5** 516
- [12] Shin J S, Park S, Kong H J, Yoon J W 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 131116
- [13] Guo Q, Lu Z W, Wang Y L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 221107
- [14] Okawachi Y, Bigelow M S, Sharping J E, Zhu Z M, Schweinsberg A, Gauthier D J, Boyd R W, Gaeta A L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 153902
- [15] Schneider T, Junker M, Lauterbach K U 2007 *Opt. Lett.* **32** 220
- [16] Menzel R, Eichler H J 1992 *Phys. Rev. A* **46** 7139
bibitem 17 Zhang L, Zhang D, Li J Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 4207
- [17] Shi J, Chen X, Ouyang M, Liu J, Liu D H 2009 *Appl. Phys. B* **95** 657
- [18] Liu D H, Xu J F, Li R S, Dai R, Gong W P 2002 *Opt. Commun.* **203** 335

An unusual pulse compression of stimulated Brillouin scattering in water

Zhang Lei[†] Li Jin-Zeng

(National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

(Received 18 October 2013; revised manuscript received 4 November 2013)

Abstract

Pulse compression is an important property of stimulated Brillouin scattering (SBS), and the SBS pulse duration becomes smaller with the increase of pump energy. An unusual pulse compression was investigated of the stimulated Brillouin scattering in water, it was found that the SBS pulse duration becomes larger as the pump energy increases. The pulse duration of SBS alters differently with the change of pump energy in strong focusing and weak focusing. Numerical simulation of pump light transmission in water cell has been made to explain the unusual pulse compression phenomena. Different real gain lengths in strong and weak focusing make different SBS pulse compression.

Keywords: stimulated Brillouin scattering, pulse compression, strong and weak converging

PACS: 42.65.Es, 78.35.+c, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.63.054202

[†] Corresponding author. E-mail: zhanglei@nao.cas.cn