

受激布里渊散射介质 CCl₄ 中脉冲传输与功率限幅特性

吕月兰 吕志伟 董永康

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

(2003 年 7 月 16 日收到, 2003 年 11 月 30 日收到修改稿)

分析了受激布里渊散射介质 CCl₄ 对纳秒激光脉冲的传输特性及功率限幅特性. 结果表明, 透射脉冲波形随抽运光能量增加而压缩变形, 脉冲前沿保持高斯型, 后沿被压缩成功率“平台”, 功率“平台”随抽运脉冲能量增加而逐渐变宽, 但功率水平不变, 表明该光学系统具有的功率限幅特性. 详细分析了功率限幅特性随抽运能量的变化规律和时间响应特性规律, 采用脉宽为 10ns、波长为 1.06μm 的 Nd:YAG 激光脉冲进行实验验证, 理论与实验结论相符合.

关键词: 受激布里渊散射, 功率限幅

PACC: 4265C, 4225B

1. 引言

光限幅器具有保护光学敏感器件免受高功率激光损伤的功能. 近年来, 人们研究了基于各种非线性效应的光限幅机理, 例如: 双光子吸收及多光子吸收光限幅^[1]、反饱和吸收光限幅^[2,3]、非线性折射光限幅^[4]、光子晶体中基于非线性散射的光限幅^[5]. 本文数值模拟了纳秒激光脉冲在布里渊介质 CCl₄ 中波形非线性传输特性及功率限幅特性, 给出受激布里渊散射光功率限幅特性及时间响应特性随抽运光能量的变化规律, 这对设计此种光限幅器件具有积极意义.

2. 理论模拟

2.1. 理论模型

采用 Alexander^[6] 的受激布里渊散射噪声起源的数学模型来描述受激布里渊散射动力学过程, 它可以归结为

$$\left[\frac{n}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \right] E_1 = -\alpha E_1 + ik\rho E_s, \quad (1)$$

$$\left[\frac{n}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \right] E_s = \alpha E_s - ik\rho^* E_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\Gamma}{2} \rho = i\Delta E_1 E_s^*, \quad (3)$$

其中 $E_1(z, t)$, $E_s(z, t)$ 为 CCl₄ 中抽运光和 Stokes 光

的场振幅, α 为 CCl₄ 的吸收系数, n 为折射率, c 为光速, $\rho(z, t)$ 为介质密度, Γ 为声子衰减速率, k, Δ 为布里渊耦合系数, $k = \frac{\gamma^e \omega_L}{4cn\rho_0}$, $\Delta = \frac{\gamma^e K^2}{16\pi\omega}$, γ^e 为电致伸缩耦合常数, ω 为声子角频率. 计算中所用 CCl₄ 介质及各种布里渊参数取值见表 1.

表 1 CCl₄ 介质参数

介质	n	ρ_0 (g/cm ³)	τ_1 /ns	γ^e	ω /MHz	g (cm/GW)	α /cm ⁻¹
CCl ₄	1.452	1.595	0.6	1.35	17417	6	0.00015

在初始时刻所有的场振幅均为已知, 从 $Z = L$ 处入射的抽运光脉冲为高斯型分布, 则抽运脉冲的边界条件为

$$E_1(L, t) = \sqrt{P_{\max}} \exp\{-4\ln 2[(t - t_0)/t_p]^2\},$$

其中 P_{\max} 为抽运脉冲的峰值功率密度, t_p 为抽运脉冲宽度, t_0 为到达峰值功率的时间. 在端面 Stokes 光强度与抽运光强度之比近似 10⁻¹² 数量级. 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^[7,8] 可以对偏微分方程组进行数值求解. 给定抽运脉冲, 即可求出透射脉冲的时间波形.

2.2. 理论模拟结果

2.2.1. 脉冲波形的传输特性

由于在某些应用中, 对光脉冲的波形要求很高^[9-11], 因而研究中首先根据数值模拟结果给出不同抽运能量下透射脉冲波形变化规律. 选取抽运脉

宽为 10ns、波长为 $1.064\mu\text{m}$ 的 Nd:YAG 激光脉冲、布里渊池池长 $L = 40\text{cm}$ 、聚焦透镜焦距 $f = 30\text{cm}$ 、不同抽运脉冲能量下的透射脉冲波形如图 1(a)–(c)所示。透射波形随抽运光脉冲能量的变化规律如下：当光脉冲前沿开始进入介质，入射抽运光脉冲的功率较小时，不足以产生 SBS 作用，透射脉冲前沿线性透过介质，此时透射脉冲前沿脉冲轮廓与抽运光脉冲波形轮廓相近，保持准高斯型，而脉冲后沿由于 SBS 作用而发生微小的变形。随抽运能量的增加，

超过 SBS 阈值很多时，激光脉冲与布里渊限幅介质发生较强的 SBS 相互作用，导致抽运激光能量迅速地向散射光 Stokes 场转移，Stokes 场迅速增长，导致抽运脉冲光能量被迅速耗尽，因而透射脉冲前沿开始陡然下降，留下一个很陡的下降，继而由于后续脉冲的功率达不到产生 SBS 的阈值功率，因而脉冲后沿功率就维持在一个功率“平台”附近。为了便于看清这种总体变化规律，图 1(d) 给出不同抽运能量下限幅透射波形的变化情况。

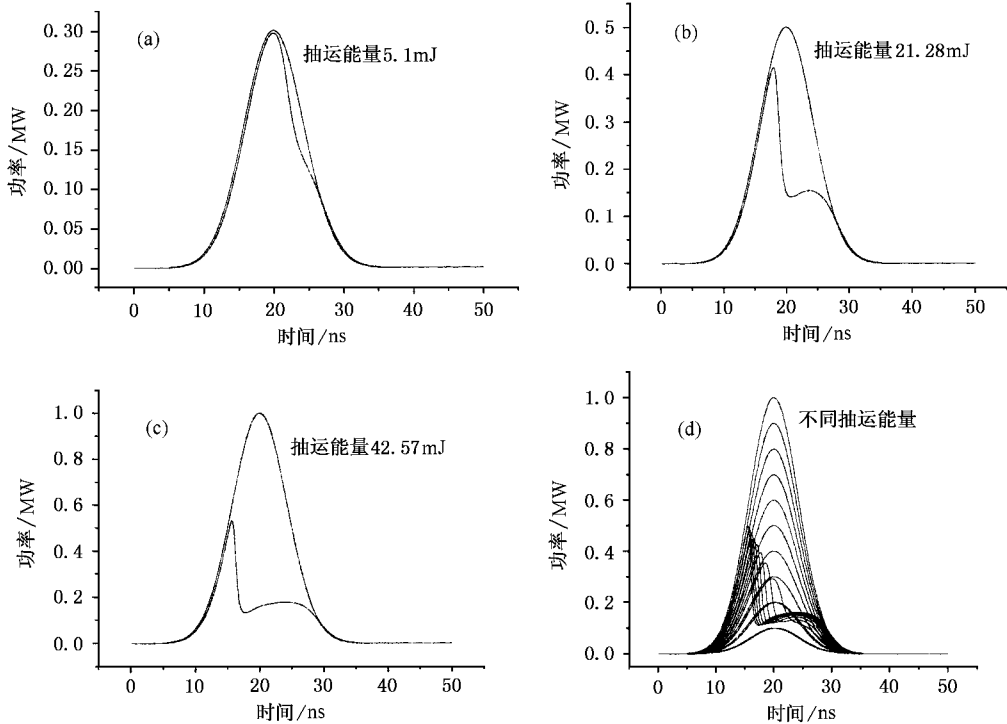


图 1 不同抽运能量所对应的抽运脉冲及透射脉冲波形的理论模拟

2.2.2. 光功率限幅特性

数值模拟计算中与光振幅直接相关的物理量是功率密度 $I_{1,S} = \frac{nc}{8\pi} |E_{1,S}|^2$ 。假设 SBS 过程是由于入射抽运光在出射面 $Z = 0$ 附近的自发散射噪声放大产生的，根据文献 [6] 在忽略吸收的情形下，由能量守恒可得

$$I_I(L) + I_S(L) = I_I(0) + I_S(0)_T, \quad (4)$$

$$I_I(0) = I_I(L) - I_S(0) - I_S(L) = I_I(L)(1 - R). \quad (5)$$

由于初始受激布里渊散射所激发的 Stokes 光场强度必然正比于抽运功率密度，比例常数 $f = \frac{I_S(0)}{I_I(0)} \approx 10^{-12}$ ，可近似认为 $I_S(0) \approx 0$ ，其中

$$R = \frac{I_S(L) - I_S(0)}{I_I(L)} \approx \frac{I_S(L)}{I_I(L)},$$

对于稳态单池 SBS 情形， R 满足

$$\frac{G}{G_{th}} = \frac{G_{th}^{-1} \ln R + 1}{1 - R},$$

G 为增益， $G = gIL$ ， G_{th} 为阈值增益，这一值对大部分材料约在 25—30 之间。由理论分析可知：当 G 值小于 G_{th} 时，几乎没有 Stokes 光产生。当入射抽运峰值功率稍稍超过阈值功率时，反射率就迅速增长。当 G 远大于 G_{th} 时，例如 $G \geq 3G_{th}$ 时，由上式与 (4) 式得

$$I_I(0) = \frac{I_I(L)}{G/G_{th}} = \frac{G_{th}}{gL}. \quad (6)$$

因而此时透射光强被箝位于某一固定值上。由图 1

可见,当入射脉冲功率高于布里渊阈值之后,由于受激布里渊散射的作用,不同抽运能量的透射脉冲后沿在同一位置形成功率平台,显示出功率限幅特性.当抽运能量进一步增加时,将导致更大的抽运光能量向 Stokes 场转移和波形的峰值进一步压缩,相应的功率“平台”进一步展宽,但功率水平维持不变.

2.2.3. 时间响应特性

光限幅器的时间响应特性是衡量光限幅器质量的重要性能指标之一^[12-14]. 本文的研究基于受激布里渊散射光限幅是针对纳秒强激光系统的,因而需要该光限幅器有纳秒量级延迟时间. 当抽运能量刚达到 SBS 阈值或超过阈值很少时,此时发生 SBS 作用较弱,这是因为 SBS 产生是基于介质的声子场建立,它的建立必定需要一定的弛豫时间,因而抽运光仍保持高功率透射率,经过一定的弛豫时间后,抽运光的功率透射开始迅速下降到限幅功率水平(图 2(a) 曲线 1);随抽运能量增加,功率密度增加,SBS

作用发生的时间提前,功率透射率开始下降的时间也提前(图 2(a) 曲线 2 和 3). 我们把此功率透射率开始下降到功率透射率达到最低点时间间隔定义为延迟时间,显然这段时间也就是限幅脉冲从峰值降到限幅平台所需要的时间. 研究表明,当抽运激光能量高于布里渊散射阈值时,延迟时间强烈依赖于抽运能量值,它随抽运能量的增加而迅速降低,如图 2(b) 所示,两者接近反比关系. 考虑到延迟时间与布里渊介质的产生阈值有关,我们认为延迟时间正比于布里渊散射阈值与抽运能量之比. 与此同时,延迟时间受声子寿命及光在介质池中传播时间的限制. 影响光限幅延迟时间主要有以下几个量:布里渊介质的声子寿命 τ_p 、介质增益系数、抽运能量水平. 如图 2(b) 所示,当抽运能量超过光限幅能量阈值时,延迟时间几乎反比于光限幅能量阈值,而最大的延迟时间发生在布里渊散射能量阈值处.

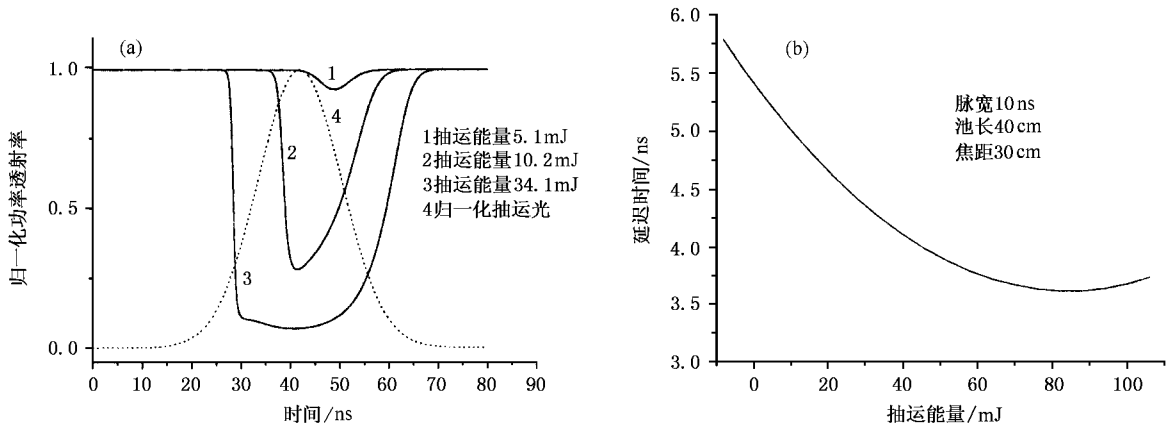


图 2 (a)不同抽运能量所对应的功率透射率和(b)延迟时间依赖于抽运能量的关系

3. 实 验

实验采用图 3 所示光学系统. 由全反镜和未镀

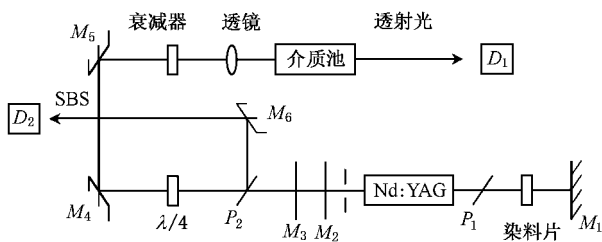


图 3 实验装置图 M_1 为腔镜, M_2, M_3 为平面反射镜, D_1, D_2 为光电探测器, P_1, P_2 为偏振片

膜的玻璃平片构成 Nd:YAG 振荡级的谐振腔,偏振片 P_1 作为起偏器,以便获得偏振光输出. 激光系统中加入小孔光阑(直径为 2mm)以控制激光单横模输出. 为了防止后向散射 Stokes 光脉冲进入激光系统,采用偏振片 P_2 和 $\lambda/4$ 波片组成的隔离器. 抽运光输出能量为 80mJ,工作在 1.06 μ m,脉冲宽度为 10ns,重复频率为 1Hz. 抽运光、后向散射 Stokes 光和透射抽运光的能量 E_m, E_s 和 E_r 分别由能量计 ED_1, ED_2, ED_3 探测,脉冲波形由快响应 PIN 光二极管探测,能量及波形均由数字示波器 TDS684A 记录. CCl_4 介质的池长为 40cm,聚焦透镜选用焦距为 30cm 的薄透镜. 实验中记录了不同抽运光能量下的输出脉冲波形特性. 抽运光最大输出能量为 80 mJ,抽运光能量的变化通

过衰减片衰减抽运光的能量来实现. 逐渐变化抽运光能量, 当观察到从偏振片 P_2 出射的 Stokes 光, 意味着 SBS 已产生. 图 4 给出不同抽运能量下, 透射脉冲输出特性. 输入抽运能量略大于 SBS 阈值, 抽运光脉冲与介质的 SBS 非线性作用程度小, 透射光脉冲变形

较小, 波形变形也较小. 随抽运能量的增加, 透射脉冲的波形明显压缩成功率“平台”, 并且随抽运能量的增加, 功率平台逐渐变宽(图 4(b)–(d)). 这可以由理论模拟计算得到很好的解释.

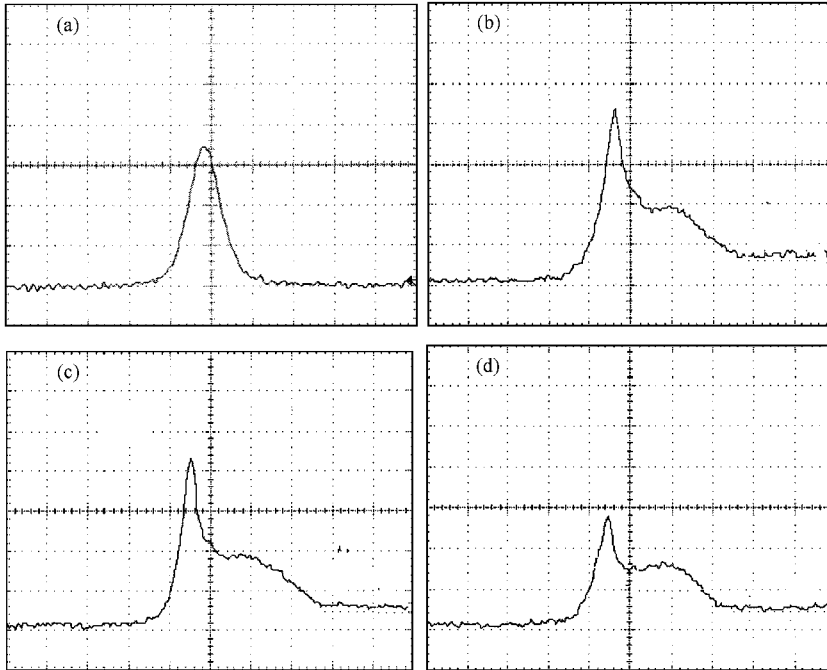


图 4 抽运脉冲波形和不同抽运能量下的透射波形 (a)为抽运脉冲 (b)–(d)为透射脉冲, 抽运能量为 9.56、20.10 和 35.68mJ

图 5 给出实验中不同抽运能量(10—40 mJ)经过 SBS 限幅器延迟时间随抽运光脉冲能量变化的结果. 其变化规律与理论相符, 实验给出延迟时间的绝对值要高于理论值. 造成这种偏差的原因可能由

于我们采用的探测器、示波器及两者之间的电缆线有一定的延迟时间, 因而造成响应时间有所变长.

4. 结 论

本文从理论和实验研究了基于受激布里渊散射的波形非线性传输特性及功率限幅特性. 实验结果显示, 基于 SBS 非线性机理, 受激布里渊介质对于高功率激光辐射具有理想的光限幅特性. 为了将该限幅机理用于强激光系统的安全及稳定防护, 本文研究了功率限幅特性, 给出了透射功率、延迟时间依赖于抽运光能量的变化规律. 为设计基于 SBS 机理的光限幅系统做好理论准备. 该限幅机理是针对高功率强激光系统的光限幅. 它不仅可以实现对强激光系统的安全防护, 而且同时具有一定的稳定功率的作用.

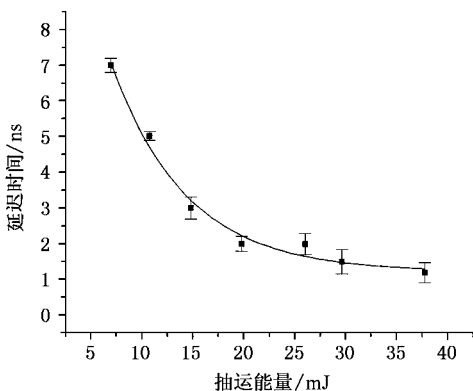


图 5 不同抽运能量下光限幅延迟时间

- [1] Yu S R *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 859 (in Chinese) 于世瑞等 2003 物理学报 **52** 859]
- [2] Hirano A *et al* 1998 *Electron. Lett.* **14** 1410
- [3] Tian J G *et al* 2000 *J. Infrared Millim. Waves* **19** 327 (in Chinese) [田建国等 2000 红外与毫米波学报 **19** 327]
- [4] Qü S L *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10** 1139
- [5] Jeong T M *et al* 1999 *Opt. Commun.* **166** 95
- [6] Alexander L G *et al* 1991 *Phys. Rev. A* **44** 3205
- [7] Raijun C and Morton K 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 4653
- [8] Lü Z W , Ding Y C and He W M 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 1286 (in Chinese) 吕志伟、丁迎春、何伟明 2002 物理学报 **51** 1286]
- [9] Khoo I C and Li H 1994 *Appl. Phys. B* **59** 573
- [10] Guang S H *et al* 1997 *Appl. Opt.* **36** 3387
- [11] Xu W C *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 352
- [12] Heil M M 1993 *IEEE. J. Quantum Electron.* **29** 562
- [13] Hidetsugu Y ,William K , Hisanori F and Masahiro N 1997 *Appl. Opt.* **36** 3739
- [14] Scott A M and Whitney W T 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1634

Nonlinear propagation and power limiting of nanosecond laser pulse by stimulated Brillouin scattering in CCl_4

Lü Yue-Lan Lü Zhi-Wei Dong Yong-Kang

(*Institute of Opto-Electronics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China*)

(Received 16 July 2003 ; revised manuscript received 30 November 2003)

Abstract

Based on the quasi-steady stimulated Brillouin scattering theory , the nonlinear propagation of $1.064\mu\text{m}$, YAG nanosecond pulsed light was analyzed numerically and treated with a theoretical model that includes the spontaneous nature of the initiation of stimulated Brillouin scattering (SBS). Then the pulse propagation and power limiting effects (including both power limiting and energy limiting) were obtained in the SBS process . The temporal pulse reshaping and power limiting have been given graphically on SBS mechanism with a nonlinear medium CCl_4 for various pump energies and pulse-width (10ns). The power transmission properties and delay time of the power limiting effect depending on pump energy were given theoretically . And the influence of pump energy on the transmitted pulse profiles and delay time were investigated experimentally . The numerical simulations of transmitted pulse characteristics were in good agreement with the experimental results .

Keywords : stimulated Brillouin scattering , power limiting

PACC : 4265C , 4225B