

基于受激布里渊散射能量转移的冲击点火 激光技术研究*

袁强¹⁾²⁾ 魏晓峰¹⁾ 张小民¹⁾ 张鑫¹⁾ 赵军普¹⁾ 黄文会²⁾ 胡东霞^{1)†}

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2011年9月16日收到; 2011年10月30日收到修改稿)

提出一种新型的激光放大技术, 高效地实现冲击点火所需的 10^2 ps 级高功率激光脉冲. 该技术耦合了传统的激光驱动器放大技术和受激布里渊散射 (SBS) 脉冲压缩技术, 在不改变现有激光装置主体结构的前提下, 使用长脉冲 (数 ns) 充分提取主放大器储能, 然后在系统输出端通过 SBS 进行脉冲自抽运的能量转移, 将长脉冲能量转移给 10^2 ps 级的冲击脉冲, 实现高效放大的目的. 该技术在主动控制下实现能量转移, 将克服传统 SBS 压缩时间特性不可控的缺点, 输出满足冲击点火时域特性要求的精密控制激光脉冲.

关键词: 冲击点火激光脉冲, 受激布里渊散射, 能量转移

PACS: 42.60.-v, 42.65.Es, 52.57.-z

1 引言

冲击点火是 Betti 等^[1] 在 2007 年提出的一种新型惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 点火方案. 该点火方案将压缩和点火分开, 其不仅具有快点火^[2-4] 高增益、低能量阈值和较好的流体力学稳定性等优点, 还具有与中心点火^[5-7] 结构类似的特点. 冲击点火由于其优良的物理特性, 一经提出便引起了广泛的关注, 是当前激光聚变领域研究的热点和前沿^[8-22]. 然而基于现役间接驱动大型激光装置的冲击点火必须解决两大层面的问题: 一是在非均匀光路排布下的均匀辐照问题^[23-29]; 二是冲击点火所需高功率、高对比度和高时间精度激光脉冲的获取, 这对激光技术提出了新的挑战.

其中, 冲击点火所需激光脉冲的实现是基础条件, 其主要技术难点在脉冲的产生、放大和传输上. 高效获取冲击点火激光脉冲依赖于激光技术的创新, 总体而言有两种基本思路: 一是将压缩脉冲与

点火脉冲作为一个脉冲来传输放大, 即脉冲时域复合放大技术; 二是压缩脉冲和点火脉冲分别进行传输放大, 最后在靶丸耦合实现所需压强曲线, 即脉冲空域复合技术. 两种思路各自存在不同的技术难题: 前者主要是脉冲高效放大与 B 积分受限的矛盾, 以及脉冲高对比度需求与增益饱和的矛盾; 后者主要是 10^2 ps 级激光脉冲高效放大与 B 积分受限的矛盾, 以及压缩脉冲与点火脉冲同步的问题. 随着精密前端系统的高速发展, 后者设计思路的同步问题得到较好的解决, 使该设计思路难点简化为 10^2 ps 级脉冲的高效放大问题. 不过, 10^2 ps 级激光脉冲的传输放大却处于一个尴尬的位置: 直接放大面临 B 积分受限, 系统的抽取效率将极其低下, 工程代价极大; 如果使用传统的啁啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification, CPA), 又因为需要使用大色散和短波长压缩技术, 系统较为复杂. 必须寻求合适的方式针对 10^2 ps 级激光脉冲进行传输放大, 并进行谐波转换.

本文提出基于受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 能量转移的激光技术, 该技术

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074225, 10904132) 资助的课题.

† E-mail: dongxia.hu@163.com

在不改变现有激光驱动器的主体结构前提下,使用长脉冲(数 ns)充分提取主放大器储能,然后在系统输出端通过 SBS 参量放大将长脉冲能量转移给 10^2 ps 级的激光脉冲,实现冲击脉冲高效放大的目的. 该技术整合了驱动器放大技术和 SBS 脉冲压缩技术,在主动控制下实现能量转移,将克服传统 SBS 压缩时间特性不可控的缺点,在现役装置上输出满足冲击点火要求的大能量高峰值功率精密控制激光脉冲. 本文首先从总体上介绍基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术,给出总体技术路线,分析关键技术问题;然后通过数值模拟对 SBS 能量转移的物理特性进行研究;最后介绍该技术的验证思路及计划.

2 基于 SBS 能量转移的激光放大技术

利用 SBS 实现短脉冲放大以其结构简单、高负载和低成本而受到人们的普遍关注与重视. 科学家们对此进行了大量的研究工作,包括负载能力、SBS 脉冲压缩、压缩极限和 SBS 介质等. 其中,在负载能力方面,俄罗斯和美国进行了较多的研究,并在 10^2 J 级和 kJ 级激光系统进行了 SBS 的研究^[30,31];在 SBS 脉冲压缩方面,大阪大学在 2009 年实现了输出宽度为 160 ps 的 SBS 脉冲压缩^[32],能量转换效率在 80% 以上;在 SBS 脉冲压缩极限研究方面,人们普遍认为压缩极限与介质的声子寿命或声子的振荡周期有关^[33],采用短声子寿命的介质可以实现 10^2 ps 级脉冲的输出;在 SBS 介质方面,重氟碳系列性能稳定,是非常适合用于高负载 SBS 的一种介质^[34,35]. 因此,对于实现大能量的 SBS 短脉冲放大已经具备了很好的理论基础和

实验数据,结合冲击点火的应用,提出了基于 SBS 能量转移的冲击点火激光放大技术.

由于在传统的 SBS 压缩过程中,信号光源于噪声,产生时刻存在阈值特性,因此信号光存在较大的时间抖动,然而放大过程中引入的不确定性却相对较小. 冲击点火需要精密控制点火脉冲的时间特性,因此传统的 SBS 将不能满足冲击点火要求,必须在主动控制条件下实现 SBS 的能量转移. 图 1 所示为基于 SBS 能量转移的冲击点火激光脉冲放大技术总体结构示意图.

首先,通过全光纤前端系统的波长调谐,产生后续 SBS 能量转移所需的 Stokes 频移,并且通过耦合器将抽运光和信号光种子源进行频率锁定,以满足频率稳定性的要求(约为 MHz). 然后将调谐产生的连续光进行削波、放大等,以满足脉冲在驱动器中的要求,最后通过幅度调制器构造出一个长脉冲(3—5 ns)的抽运光和一个下频移的短脉冲(200—500 ps, 脉冲宽度根据放大介质进行优化) Stokes 光,两脉冲的产生时刻可通过前端的电子学系统精密控制,使信号光脉冲和抽运脉冲实现精确同步. 之后将信号光脉冲与抽运脉冲堆积为一个脉冲,信号光在前,抽运光在后,如图 1 脉冲堆积后所示. 之所以将信号光置于前沿,主要原因有两点:一是通过 SBS 能量转移后,会有部分抽运光残留,若将抽运光置于前,则会有激光先于所需的 10^2 ps 级脉冲到达靶丸,对物理实验产生影响,相反则可避免该问题的发生;二是在激光传输放大过程中,由于增益饱和效应的存在,前沿放大倍数大于后沿,将信号光置于前沿,由于能量较小,对抽运光的整形控制影响较小,相反则需更高精度的信号光脉冲控制.

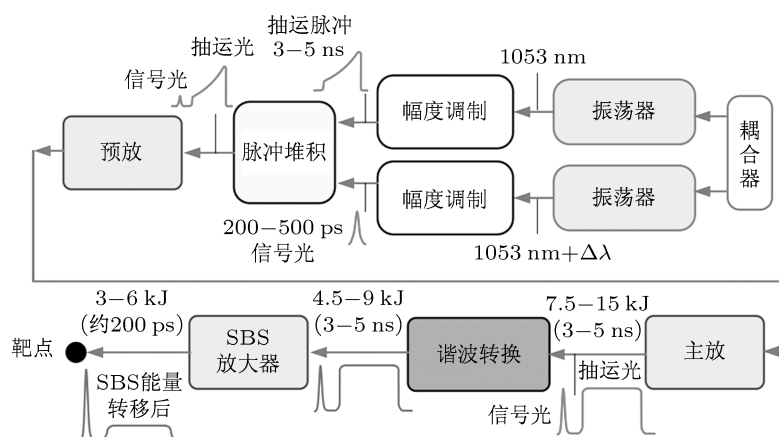


图 1 基于 SBS 能量转移的冲击点火激光脉冲放大技术总体结构示意图

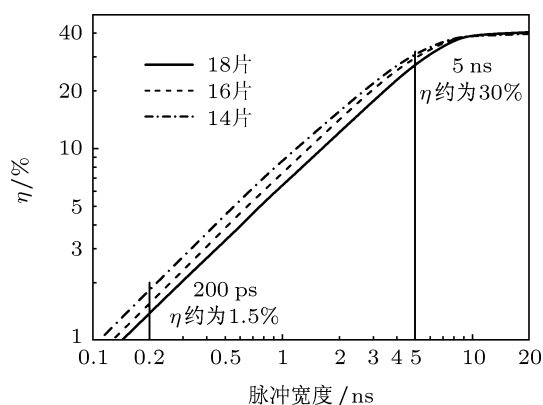


图2 B 积分受限条件下不同配置放大器提取效率和脉冲宽度的关系图 18, 16, 14 片表示主放大器的总片数

在构建堆积复合脉冲后, 可将其在放大链路中进行放大, 包括前端放大、预放和主放系统. 由于 SBS 频移较小, 仅为 GHz 量级, 虽然传输的激光为双频复合脉冲, 但是传输放大特性仍然和传统

的单频放大类似. 抽运脉冲的宽度可控制为数 ns, 在 B 积分受限条件下, 相比 10^2 ps 级的激光脉冲对放大器的提取效率将显著提高. 图 2 所示为不同脉宽激光在 B 积分受限条件下 ($\Delta B \leq 1.8$, $\sum B \leq 3.5$) 主放大器提取效率的比较 (小信号增益系数为 0.05 cm^{-1} , 动态损耗为 0.0045 cm^{-1} , 18, 16, 14 片表示主放大器的总片数, η 表示提取效率), 5 ns 对应的提取效率比 200 ps 脉冲高了近 20 倍, 这便是使用长脉冲放大的原因所在. 两不同脉宽对应的输出能量分别为 16 和 0.8 kJ. 5 ns 放大时, 放大器的提取效率已接近输出曲线的拐点, 属于能量型设计, 能较好地提取放大器的储能, 经过装置放大链路将脉冲放大到功率受限点. 若抽运脉冲宽度为 5 ns、光束口径 $36 \text{ cm} \times 36 \text{ cm}$, 则输出激光能量约为 16 kJ, 峰值功率密度可达 2.5 GW/cm^2 , 此时信号光脉冲的峰值功率也可达到相应峰值功率水平, 对应能量则为 0.6 kJ.

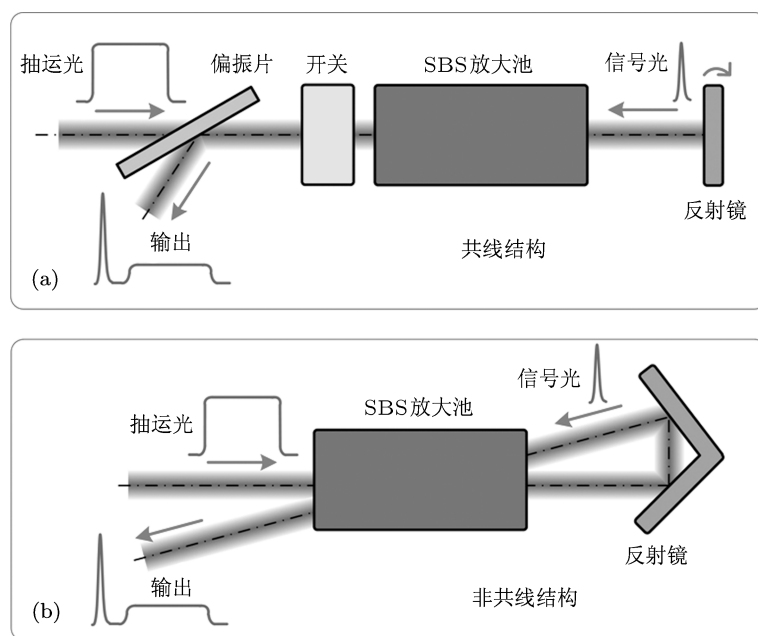


图3 SBS 能量转移放大系统不同的结构设计示意图 (a) 共线结构; (b) 非共线结构

最后, 在脉冲进行谐波转换后, 通过布里渊放大, 将长脉冲抽运光携带的能量转移给 Stokes 光, 为了以较少路数达到冲击点火的需求, 期望对于 $2\text{--}3 \text{ GW/cm}^2$ 的 Stokes 光能够有 10 倍的布里渊增益, 相应的能量提取效率为 60%—70%, 此时可输出约为 3—6 kJ 的 10^2 ps 级短波长激光 (2ω , 3ω), 相比直接放大装置放大器利用效率将显著提高, 达到冲击点火所需能量 (约为 100 kJ) 的激光束

数将从 200 降低为 20—40, 极大地降低装置的造价. SBS 放大系统的设计如图 3 所示, 分为共线型和非共线型两种: 其中共线型设计具有高的能量提取效率, 但需使用大口径等离子体电光开关和大口径偏振片, 增加系统的复杂程度; 非共线型的提取效率相比略低, 但系统设计简单, 无需等离子体电光开关和偏振片, 极大降低建造成本, 也更符合大型激光装置尽量减少通过的光学元件的基本设计原

则. 另外, 由于 SBS 能量转移在主动控制条件下进行, 可人为地将 Stokes 光频率移动到非共线角度的匹配值, 实现高效的放大, 因此可以突破常规只能用于小角度的非共线放大方式, 实现大角度的非共线放大. 非共线结构与共线结构的放大都是属于参量放大过程, 本质上并无差别, 因此在后续的叙述中, 为了模型的简单化, 将主要以共线结构对 SBS 能量转移的冲击点火激光技术进行说明.

按照该激光放大技术路线, Stokes 信号光和抽运光可以利用现有的激光放大系统实现放大, 然而也面临着两个关键技术问题: 一是如何获取满足要求的 Stokes 种子光, 包括脉冲宽度的精确控制, 与抽运光之间的时间同步、频率稳定性的精确控制等; 二是 SBS 能量转移过程中, 抽运光对信号光的放大是否具有 10 倍以上的增益能力. 其中第一个问题主要依赖于精密前端系统来实现, 后者则是该技术路线的核心所在. 下面将对 SBS 能量转移的物理特性进行研究, 从理论上对该技术路线进行分析.

3 SBS 能量转移物理特性

3.1 SBS 能量转移理论分析

由于本文的技术方案是将长脉冲能量转移给了短脉冲, 其与传统的 SBS 放大存在一定的差别, 最佳相遇位置和 SBS 介质的最小长度将呈现出新的特点, 我们将首先通过唯象的理论分析, 理解这其中的差别.

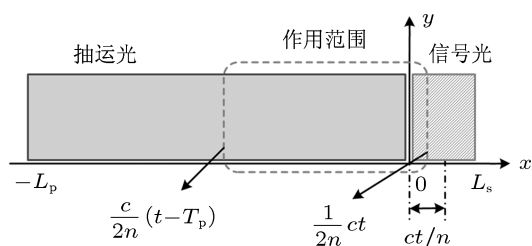


图 4 短脉冲 SBS 放大脉冲相互作用示意图

传统的 SBS 放大认为放大介质的中心位置是两脉冲的最佳相遇位置, 但是本文方案 (即短脉冲放大) 却有所变化. 为了简单起见, 可以假设脉冲形状为如图 4 所示的矩形, 同时假设两脉冲相遇位置为 0 点. 对于信号光的 t 时刻切片, 其与抽运光作用空间位置为

$$L \in \left[\frac{1}{2n}c(t - T_p), \frac{1}{2n}ct \right]. \quad (1)$$

图 4 中虚线框所示, T_p 为抽运光宽度, L_p 和 L_s 分别为抽运光和信号光在空间的对应长度, c 为光速, n 为折射率. 为了研究整个信号光与抽运光的作用, 将信号光分成 m 个时间切片 ($0 \rightarrow m$). 简单起见, 假设每个时间切片的作用强度都为 1, 那么相互作用可以表示为

$$\begin{aligned} k = 0 &\rightarrow \left[-\frac{1}{2n}cT_p, 0 \right] = 1, \\ k = 1 &\rightarrow \left[\frac{1}{2n}c(\Delta t_s - T_p), \frac{1}{2n}c\Delta t_s \right] = 1, \\ &\vdots \\ k = m - 1 &\rightarrow \left[\frac{1}{2n}c((m - 1)\Delta t_s - T_p), \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{2n}c(m - 1)\Delta t_s \right] = 1, \\ k = m &\rightarrow \left[\frac{1}{2n}c(m\Delta t_s - T_p), \frac{1}{2n}cm\Delta t_s \right] = 1, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, T_s 为信号光宽度, $\Delta t_s = T_s/m$. 由于为短脉冲放大, 所以有 $T_p > T_s$, 对每个时间切片的强度进行累计, 由此可以得出信号光与抽运光作用的强度的唯象表达式为

$$I' = \begin{cases} 1 & L \in \left[-\frac{1}{2n}cT_p, -\frac{1}{2n}c(T_p - \Delta t_s) \right], \\ \vdots \\ m + 1 & L \in \left[\frac{1}{2n}c(T_s - T_p), 0 \right], \\ \vdots \\ 1 & L \in \left[\frac{1}{2n}c(m - 1)\Delta t_s, \frac{1}{2n}cm\Delta t_s \right]. \end{cases} \quad (3)$$

可以看出, 最大作用强度的区域为 $\left[\frac{1}{2n}c(T_s - T_p), 0 \right]$. 因此放大介质应该关于此区域对称分布, 放大腔的中心位置则为 $c(T_s - T_p)/4n$. 然而, 脉冲相遇位置在 0 点, 这与传统长脉冲放大的相遇位置存在较大差别.

抽运光与信号光中心时刻到放大池中心位置距离分别为

$$\begin{aligned} L'_p &= \frac{T_s - T_p}{4n}c - \frac{-T_p}{2n}c = \frac{T_p + T_s}{4n}c, \\ L'_s &= \frac{T_s}{2n}c - \frac{T_s - T_p}{4n}c = \frac{T_p + T_s}{4n}c. \end{aligned} \quad (4)$$

可以看出两者的距离相同, 说明脉冲中心在放大腔的中心位置相遇时出现最强耦合, 由此得到放大介质最佳放置, 如图 5 所示.

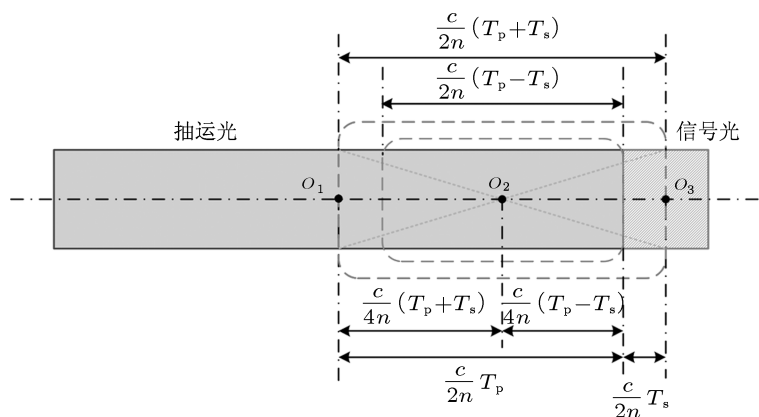


图5 短脉冲SBS放大介质匹配位置示意图

小的虚线框表示最小介质长度对应的位置, 而较大的虚线框表示信号光和抽运光可完全作用时对应的位置. 由于本文方案为短脉冲放大, 如果腔长短于 $(T_p - T_s)c/2n$, 那么将有部分抽运不能与信号光进行相互作用, 会降低抽运光的能量提取效率, 这就限制了短脉冲放大中放大介质的最小长度, 这是短脉冲放大的一大特点. 但是对于长脉冲放大情况, 由于信号光较长, 即便放大介质较短, 任何时刻的抽运光都可以和信号光相互作用, 只要信号光强度达到一定程度, 就可有效提取抽运光能量. 后续数值计算会对这一结论进行进一步确认.

3.2 数值模拟结果与分析

SBS 能量转移的基本方程从麦克斯韦方程和 Navier-Stokes 方程出发, 在慢变振幅近似的条件下, 为了研究问题的简化, 忽略空间衍射项, 得到一维 SBS 的方程组^[33]

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} - \frac{\alpha}{2} A_p = -i \frac{\gamma \omega_p}{4nc\rho_0} \rho A_s, \quad (5)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_s = i \frac{\gamma \omega_s}{4nc\rho_0} \rho^* A_p, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \rho = i \frac{\varepsilon_0 \gamma q^2}{4\Omega} A_p A_s^*, \quad (7)$$

其中, A_p , A_s , ρ 分别表示抽运光、信号光和声波场的复振幅, ρ_0 为介质平均密度; ω_p , ω_s 和 Ω 分别表示为抽运光、信号光和声波的频率, q 为声波波矢; $\Gamma_B = 1/\tau_a$ 为布里渊线宽, γ 是介质的电致伸缩系数, ε_0 为真空中的介电常数, c 为光速, n 为介质折射率, α 为介质吸收系数. 数值求解通过分步法实现, 激光传输与参量过程在一个时间切片中分开来进行, 参量过程使用 Runge-Kutta 法求解. 为了更好

地分析能量转移的物理特性, 首先定义标志性的物理参量.

峰值功率放大倍数

$$G = \frac{P_{s1}}{P_{s0}}, \quad (8)$$

其中 P_{s1} 为放大后 Stokes 光的峰值功率, P_{s0} 为注入放大池的 Stokes 光峰值功率. 由于 Stokes 光在能量转移过程中脉冲波形变化并不剧烈, 仅伴随着一定的压缩或展宽, 而输出脉宽又是以点火脉冲需求进行优化, 因此峰值功率的放大倍数将是 SBS 能量转移关注的首要指标.

能量提取效率

$$\eta = \frac{E_{s1} - E_{s0}}{E_{p0}}, \quad (9)$$

E_{s1} 为放大后的 Stokes 光能量, E_{s0} 为放大前的 Stokes 光能量, E_{p0} 为抽运光能量. 为了有效地将抽运光能量转移给 Stokes 光, 要求能量提取效率尽可能高, 以充分地提取抽运光的能量.

本文总体技术路线中能量转移过程可能使用基频、倍频或三倍频, 不过介质的增益系数与波长无关, 而声子寿命与波长平方成反比, 所以数值计算将取不同的声子寿命, 表示不同波长的作用效果. 同时 SBS 能量转移过程中要避免自发 SBS 损耗能量, 因此将 SBS 增益系数 g , 激光强度 I , 相互作用长度 L 三者乘积 gIL 阈值控制在 25 左右, 理论计算的大部分结果将在此条件下进行. 图 6 为模拟计算中所用注入 SBS 放大池的激光脉冲波形. 该脉冲由半高宽为 300 ps 的信号光脉冲和宽度为 5 ns 的抽运光组成, 抽运光能量为 15 kJ, 信号光能量为 0.96 kJ, 峰值功率密度均为 2.3 GW/cm². 由于注入的抽运脉冲宽度由激光装置的优化输出点决定, 因此计算中将抽运脉冲宽度固定为 5 ns. 信号光脉

冲宽度可适当变化, 但是以输出所需 10^2 ps 级的冲击点火激光脉冲为目的 (本文以 200 ps 脉宽输出为目的), 对于不同的声子寿命应配合不同的注入脉冲宽度. 由于 SBS 放大过程中伴随着压缩, 因此将注入宽度设定为 300 ps.

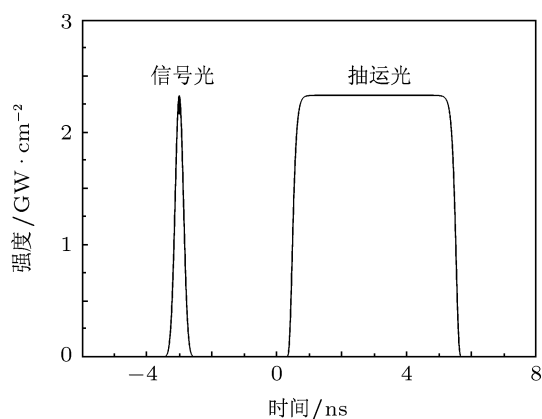


图6 注入SBS放大池的激光脉冲波形

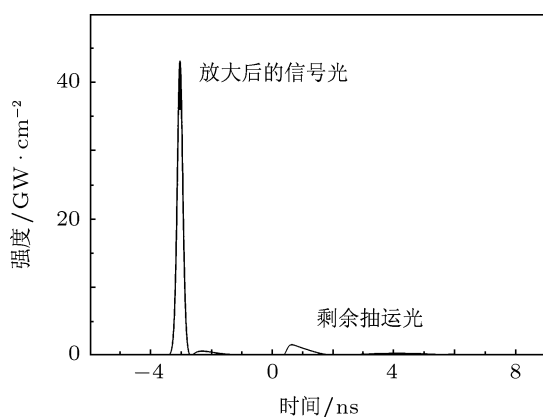


图7 能量转移后输出的激光脉冲波形

图7为 $gIL = 25$ 、声子寿命为 0.4 ns、介质长度为 60 cm 时的输出脉冲波形. 输出信号光脉冲宽度为 210 ps, 与输出 200 ps 的目标差别较小, 而峰值功率提高了 18.5 倍, 达到了 43 GW/cm^2 , 能量提取效率可达 83%. 如果将声子寿命减小, 那么峰值功率放大倍数将会继续提高, 但是输出脉冲宽度相应也会有所压缩, 而提取效率基本保持不变. 冲击点火所需激光脉冲在一定范围内变化, 存在最优化的脉冲宽度, 因此在所需脉冲宽度确定条件下, 应选择合适的介质和注入脉冲宽度. 在图7中也可看到, 抽运光呈现出前沿未被完全提取的现象, 主要原因在于信号光与抽运光峰值功率相近, 必须通过一定的放大才可完全提取抽运光能量, 这也是抽取效率只能达到 83% 的主要原因, 但根据总体设计,

所需信号光 10 倍增益是可以满足的.

为了分析 SBS 能量转移的物理特性, 下面将进行介质和激光参数对能量转移影响的研究, 其中介质参数包括放大介质的长度、增益系数和损耗系数等, 而激光参数主要为两脉冲中心的相遇位置和信号光脉冲的宽度. 对于特定变化的单一参数, 将考察其在不同的声子寿命条件下的能量转移情况, 以此给出其基本物理规律.

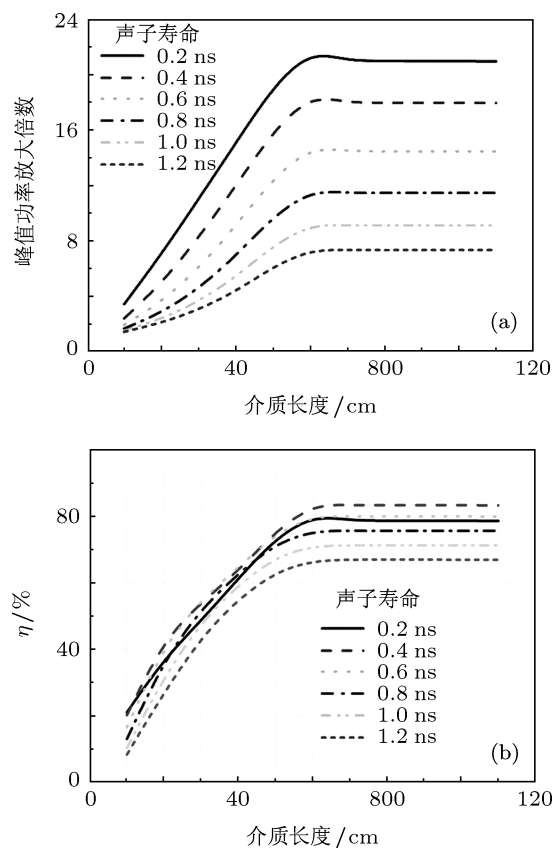


图8 SBS 介质长度对短脉冲放大的影响 (a) 介质长度对峰值功率放大倍数的影响; (b) 介质长度对能量提取效率的影响

图8为SBS介质长度对短脉冲放大的影响. 其中图8(a)为峰值功率放大倍数的变化图, 可以看出, 随着介质长度的增加, 峰值功率放大倍数线性增加, 但是, 当介质长度大于 60 cm 后, 放大倍数基本保持不变. 此长度比 5 ns 抽运脉冲和 300 ps 激光脉冲完全作用的最大长度 62 cm 略小, 而比所需最小长度 55 cm 略大. 这与理论分析基本相符, 说明短脉冲放大中, 介质长度必须达到一定长度, 否则放大过程将受到严重影响. 图8(b)为能量提取效率的变化图, 其随介质长度的变化与峰值功率放大倍数基本一致, 但声子寿命对提取效率的影响并不显著, 因此后续的研究将主要关注峰值放大倍数的变化. 从图8(a)可以看到声子寿命对峰值放大倍数的影

响, 声子寿命越小, 放大倍数越大, 但是这并不能说明声子寿命越小则越好, 还应综合考虑最佳输出脉冲宽度的问题.

图 9 为脉冲中心相遇位置对 SBS 能量转移的峰值功率放大倍数的影响, 其中 SBS 介质长度为 60 cm. 图中所示 O 点位置为放大介质中心, 可以看出, 脉冲中心在介质中心相遇时, 其增益倍数最大, 这和理论分析结果一致. 因此, 在进行 SBS 能量转移时, 应合理地放置放大介质位置, 并与信号光和抽运光的时间间隔进行配合. 两脉冲中心的时间间隔至少要大于介质长度对应的时间, 即约为抽运脉冲时间的 1/2, 此时两脉冲实际已相邻, 因此实际情况下还应考虑给信号光一定的反射时间. 如果为离线结构, 考虑 30° 离线角度, 光束口径为 40 cm, 那么为了光束的分离, 则需要 80 cm 的光程, 减去介质本身一半的光程, 则可以得出时间间隔约为 3 ns, 如图 6 的输入脉冲所示, 时间间隔也约为 3 ns.

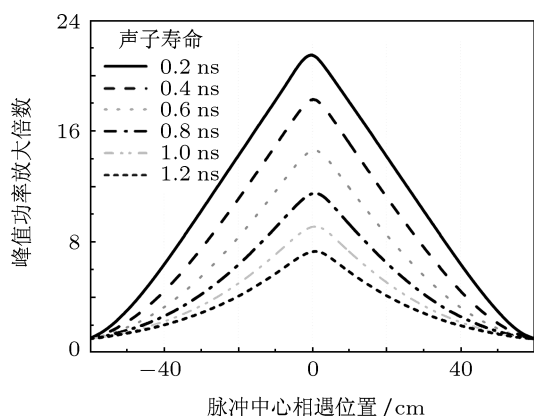


图 9 脉冲中心相遇位置对峰值功率放大倍数的影响

根据 SBS 放大的理论, 放大设计应控制 gIL 在自发 SBS 阈值范围附近 (一般为 25—30), 以避免自发 SBS 带来大量的能量损耗. 图 10 为放大介质增益系数对峰值功率放大倍数的影响. 虽然本文计算中并未加入自发 SBS 模型, 但仍然可以看到, 对于一般 SBS 放大而言, 在 gIL 小于 25 时, 放大倍数随增益系数的增长较为平滑. 而当增益系数达到一定程度时, 会出现放大倍数下降, 放大倍数出现抖动等现象, 且从时间特性来看出现明显的多峰结构, 说明出现了信号光能量的倒流. 因此, 并非增益系数越高越好. 当然对于本文方案而言, 由于种子脉冲的存在, 对于自发 SBS 具有一定的抑制作用, 但也不能无限高. 所以需要选择 g 较小的材料或引入一定带宽降低 g , 或者主动频移以控制其总体增益

在一定水平. 对于不同的声子寿命而言, 声子寿命越短, 达到峰值放大所需的增益系数越低, 但是在自发阈值之下时, 声子寿命越短, 放大倍数越高.

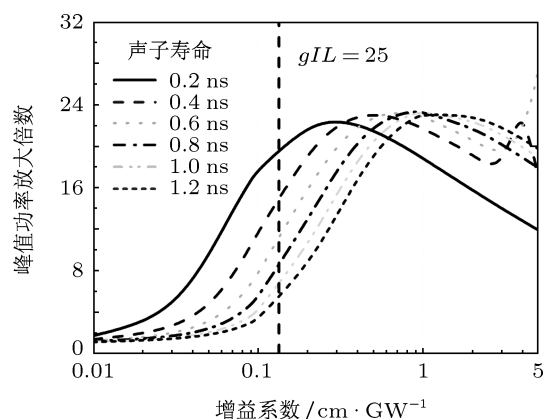


图 10 放大介质增益系数对峰值功率放大倍数的影响

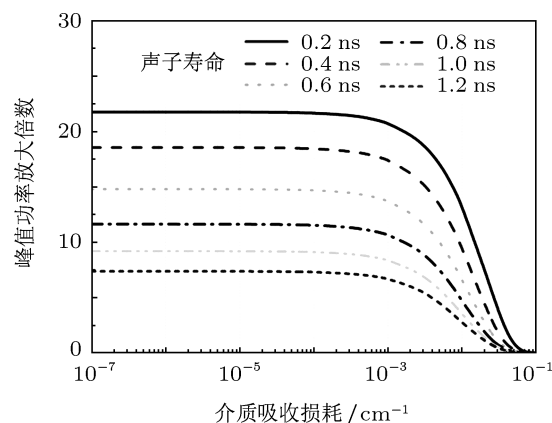


图 11 放大介质吸收系数对峰值功率放大倍数的影响

SBS 介质的损耗也对能量转移产生重要影响, 图 11 为吸收系数对峰值功率放大倍数的影响. 可以看出, 当介质吸收系数大于 10^{-3} cm^{-1} 时, 峰值功率放大倍数开始显著降低. 对于纯化的重氟碳材料, 基频和倍频光的吸收损耗可以控制在 10^{-5} cm^{-1} 范围, 且在激光辐照下不会有分解, 因此对能量转移的影响较小; 对于非纯化的介质, 其吸收损耗由于杂质的大量存在将显著提高, 将对能量转移造成大的影响, 因此介质材料的纯化将至关重要. 而高功率三倍频光的辐照会导致重氟碳材料的分解, 产生如碳原子等杂质, 介质的吸收明显增加, 这就限制了三倍频光的使用. 因此, 控制激光诱导材料分解导致的吸收损耗是三倍频激光 SBS 能量转移的关键所在.

根据总体设计方案, 抽运光的脉冲宽度设置为 5 ns, 此时装置为能量型设计. 而信号光的脉冲

宽度可以进行一定的优化,图 12 为不同的声子寿命条件下,峰值功率放大倍数与信号光脉冲宽度的关系.可以看出,在一定的声子寿命条件下随着信号光宽度的增加,峰值功率放大倍数开始迅速上升,后缓慢下降.因此对于一定的声子寿命,一定的抽运增益水平,总是存在着最优化的信号光脉冲宽度使放大倍数最大.从图 12 也可以看出,在脉冲宽度达到一定值之后,声子寿命对放大倍数的影响将减弱,放大倍数趋于一致化,但是峰值放大倍数也下降.为了使峰值增益倍数大于 10 倍,应控制信号光脉冲宽度在 500 ps 范围内,并根据声子寿命选择最优化的宽度.

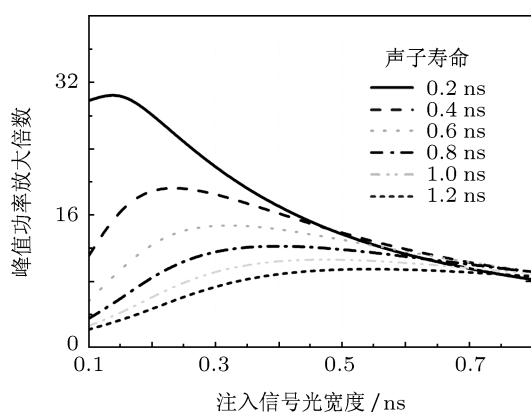


图 12 信号光脉冲宽度对峰值功率放大倍数的影响

通过以上的研究表明,由于本文方案使用短脉冲的 SBS 放大进行能量转移,并且采用主动的信号

光产生方法,其有别于传统的被动式长脉冲 SBS 放大.增益介质需达到一定长度以充分利用抽运光;最佳相遇位置为信号光和抽运光中心在介质中心相遇;在自发 SBS 阈值之下时,增益越高,损耗越小,能量转移的放大倍数越大;对于不同的声子寿命,存在最优化的注入信号光脉冲宽度.可以看出, SBS 能量转移是系统的、多因素影响的物理过程,必须进行综合分析和实验验证以优化该激光技术的设计.

4 实验验证思路及规划

由于“基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术”是一个复杂的系统设计,其激光峰值功率高,实验验证必须分为多个层次进行,并逐步完善和改进总体方案.图 13 为分步验证的基本思路. SBS 自抽运放大主要是两个关键因素:一是高功率条件下的自抽运放大 ($G > 10$),二是 Stokes 光的精密时间特性控制.其中 10 倍增益是基础,如果没有高功率条件下的增益,精密控制便无从谈起.而高功率条件下的自抽运放大又分为三个层次,首先是 Stokes 光与抽运光的堆积传输放大,将功率提升至 2—3 GW/cm^2 水平,为高功率条件下的自抽运放大提供所需能量,也为 Stokes 光提供大部分增益;其次是要实现谐波转换,以满足短波输出的要求;最后实现高功率条件下的 10 倍增益.

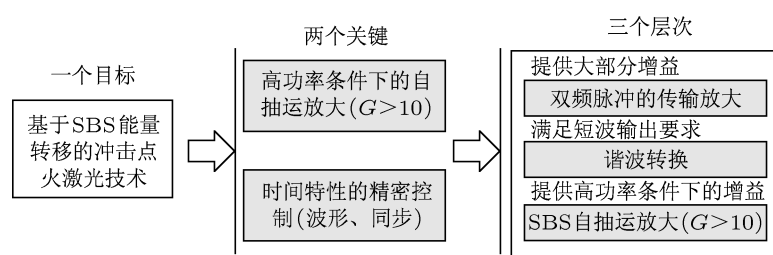


图 13 基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术实验验证思路

根据实验验证的基本思路,分步验证计划可以分为 4 个层次来进行,如图 14 所示.首先是小口径低通量被动 SBS 的 10 倍增益验证实验.由于 10 倍增益能力是基于 SBS 能量转移冲击点火激光技术的基础,因此将首先考察 SBS 是否具备在信号光和抽运光功率相当情况下提供 10 倍增益的可能性.该层次实验在小口径,低功率条件下进行,采用被动方式产生种子源,使种子源与抽运光功率相当,

合理选择较高增益的放大介质,使其总体增益接近自发 SBS 阈值水平.由于总体方案的增益亦应控制在相应水平,因此其实验结果是具有可比性和外推性的.验证了被动方式下的增益特性,将对时间的精密可控进行研究,即在主动控制的 SBS 下实现能量转移.实验仍然在小口径低功率条件下进行,选用的放大介质与第一层次实验相似,研究精密产生 SBS 信号光(时间和频率稳定性满足要求)的前

端光纤技术,并结合增益介质综合验证主动控制下能否实现短脉冲的 10 倍增益.第三层次的实验在小口径高通量条件下进行,目的在于寻找合适的放大介质,验证在与总体方案功率相当情况下(2—3 GW/cm^2)的能量转移.实验采用被动方式产生种子源,利用一般的百焦耳级棒状激光器进行实验,通过缩束达到总体设计的功率水平.根据前三个层次的实验结果,可以设计综合验证的实验.此阶段采取总体方案所述的主动方式产生信号光,在光纤系统中进行堆积,并在现有装置类似的片状放大系统中进行传输放大,然后再进行能量转移.此阶段实验在大口径、大能量、高功率(2—3 GW/cm^2)条件下进行,将考察大口径下的信号光增益能力、光束质量、损耗、参数优化等,并关注放大的时间特

性.

四个层次实验逐步推进,分解基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术的各个关键点,在不同实验条件下进行验证.前一实验的验证结果将决定后续验证的方向,并且总体方案可能也会在实验验证中不断修改,但其基本思路不变.总体方案中考虑了倍频或三倍频的应用,但其与基频的基本物理规律类似,主要在于根据不同的波长寻找合适的介质,因此短波长的验证主要进行后续两个层次即可,在第三层次寻找合适介质前提下,进行第四层次的综合实验.由于该技术的复杂度极大,现阶段的研究主要集中在原理可行性,其实验将在近期开展,在基本原理可行性验证后再进行方案可行性和工程可行性研究.

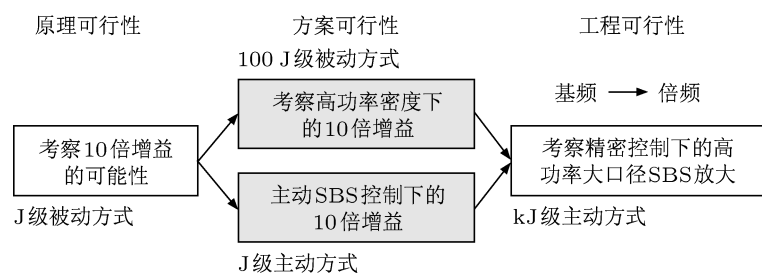


图 14 基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术验证步骤

5 结论

根据冲击点火对激光脉冲需求,提出基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术.该技术在不变现有激光驱动器主体结构的前提下,使用长脉冲充分提取主放大器储能,然后在系统输出端通过 SBS 参量放大将长脉冲能量转移给 10^2 ps 级的激光脉冲,高效地放大冲击点火激光脉冲.该技术整合了驱动器放大技术和 SBS 脉冲压缩技术,在主动控制下实现能量转移,将克服传统 SBS 压缩时间特性不可控的缺点.首先从总体层面介绍基于 SBS 能量转移

的冲击点火激光技术,给出了总体设计方案和 SBS 放大系统基本设计,分析了该技术的关键技术难点;然后通过理论分析和数值模拟,研究了该技术的物理特性,与传统 SBS 放大进行了比较分析,给出了其中的差别,研究了各种参数对 SBS 能量转移的影响;最后介绍了该技术的实验验证思路,给出了四个层次的实验验证计划.对基于 SBS 能量转移的冲击点火激光技术进行了系统的研究,给出了高效实现冲击点火激光脉冲的可行性方案,对冲击点火研究具有重要意义.

- [1] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theobald W, Solodov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [2] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [3] Kodama R, Shiraga H, Shigemori K, Toyama Y, Fujioka S, Azechi H, Fujita H, Habara H, Hall T, Izawa Y, Jitsuno T, Kitagawa Y,

Krushelnick K M, Lancaster K L, Mima K, Nagai K, Nakai M, Nishimura H, Norimatsu T, Norreys P A, Sakabe S, Tanaka K A, Youssef A, Zepf M, Yamanaka T 2002 *Nature* **418** 933

- [4] Kodama R, Norreys P A, Mima K, Dangor A E, Evans R G, Fujita H, Kitagawa Y, Krushelnick K, Miyakoshi T, Miyanaga N, Norimatsu T, Rose S J, Shozaki T, Shigemori K, Sunahara A, Tampo M, Tanaka K A, Toyama Y, Yamanaka T, Zepf M 2001 *Nature* **412**

- [5] Nuckolls J O, Wood L O, Thiessen A L, Zimmerman G E 1972 *Nature* **239** 139
- [6] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [7] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [8] Theobald W, Betti R, Stoeckl C, Anderson K S, Delettrez J A, Glebov V Y, Goncharov V N, Marshall F J, Maywar D N, Mccrory R L, Meyerhofer D D, Radha P B, Sangster T C, Seka W, Shvarts D, Smalyuk V A, Solodov A A, Yaakobi B, Zhou C D, Frenje J A, Li C K, Seguin F H, Petrasso R D, Perkins L J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 56301
- [9] Ribeyre X, Schurtz G, Lafon M, Galera S, Weber S 2009 *Plasma Phys. Contr. F* **51** 15013
- [10] Perkins L J, Betti R, Lafortune K N, Williams W H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 45004
- [11] Schmitt A J, Bates J W, Obenschain S R, Zalesak S T, Fyfe D E, Betti R 2009 *Fusion Sci. Technol.* **56** 377
- [12] Ribeyre X, Lafon M, Schurtz G, Olazabal-Loume M, Breil J, Galera S, Weber S 2009 *Plasma Phys. Contr. F* **51** 124030
- [13] Schmitt A J, Bates J W, Obenschain S P, Zalesak S T, Fyfe D E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 42701
- [14] Canaud B, Temporal M 2010 *New J. Phys.* **12** 43037
- [15] Klimo O, Weber S, Tikhonchuk V T, Limpouch J 2010 *Plasma Phys. Contr. F* **52** 55013
- [16] Lafon M, Ribeyre X, Schurtz G 2010 *Phys. Plasmas* **17** 52704
- [17] Bates J W, Schmitt A J, Fyfe D E, Obenschain S P, Zalesak S T 2010 *High Energ. Dens. Phys.* **6** 128
- [18] Atzeni S, Schiavi A, Marocchino A 2011 *Plasma Phys. Contr. F* **53** 35010
- [19] Canaud B, Laffite S, Temporal M 2011 *Nucl. Fusion* **51** 62001
- [20] Yuan Q, Hu D X, Zhang X, Zhao J P, Hu S D, Huang W H, Wei X F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 015202 (in Chinese) [袁强, 胡东霞, 张鑫, 赵军谱, 胡思得, 黄文会, 魏晓峰 2011 物理学报 **60** 015202]
- [21] Yuan Q, Hu D X, Zhang X, Zhao J P, Hu S D, Huang W H, Wei X F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045207 (in Chinese) [袁强, 胡东霞, 张鑫, 赵军谱, 胡思得, 黄文会, 魏晓峰 2011 物理学报 **60** 045207]
- [22] Cecchetti C A, Giulietti A, Koester P, Labate L, Levato T, Gizzi L A, Antonelli L, Patria A, Batani D, Kozlova M, Margarone D, Nejd J, Rus B, Sawicka M, Lafon M, Ribeyre X, Schurtz G 2011 *Proc. SPIE* **8080** 80802A
- [23] Canaud B, Garaude F, Clique C, Lecler N, Masson A, Quach R, Van der Vliet J 2007 *Nucl. Fusion* **47** 1652
- [24] Marozas J A, Marshall F J, Craxton R S, Igumenshchev I V, Skupsky S, Bonino M J, Collins T J B, Epstein R, Glebov V Y, Jacobs-Perkins D, Knauer J P, Mccrory R L, Mckenty P W, Meyerhofer D D, Noyes S G, Radha P B, Sangster T C, Seka W, Smalyuk V A 2006 *Phys. Plasmas* **13** 56311
- [25] Craxton R S, Marshall F J, Bonino M J, Epstein R, Mckenty P W, Skupsky S, Delettrez J A, Igumenshchev I V, Jacobs-Perkins D W, Knauer J P, Marozas J A, Radha P B, Seka W 2005 *Phys. Plasmas* **12** 56304
- [26] Canaud B, Fortin X, Garaude F, Meyer C, Philippe F, Temporal M, Atzeni S, Schiavi A 2004 *Nucl. Fusion* **44** 1118
- [27] Skupsky S, Marozas J A, Craxton R S, Betti R, Collins T J B, Delettrez J A, Goncharov V N, Mckenty P W, Radha P B, Boehly T R, Knauer J P, Marshall F J, Harding D R, Kilkenny J D, Meyerhofer D D, Sangster T C, Mccrory R L 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2763
- [28] Canaud B, Fortin X, Dague N, Bocher J L 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4252
- [29] Mckenty P W, Goncharov V N, Town R P J, Skupsky S, Betti R, Mccrory R L 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2315
- [30] Dane C B, Zapata L E, Neuman W A, Norton M A, Hackel L A 1995 *IEEE J. Quantum Elect.* **31** 148
- [31] Sirazetdinov V S, Alekseev V N, Charukhchev A V, Kotilev V N, Liber V I, Serebryakov V A 1999 *Proc. SPIE* **3492** 1002
- [32] Yoshida H, Hatae T, Fujita H, Nakatsuka M, Kitamura S 2009 *Opt. Express* **17** 13654
- [33] Damzen M J, Vlad V I, Babin V, Mocofanescu A 2003 *Stimulated Brillouin Scattering: Fundamentals and Applications* (London: IOP Publishing)
- [34] Yoshida H, Nakatsuka M, Hatae T, Kitamura S, Sakuma T, Hamano T 2004 *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** L1038
- [35] Yoshida H, Kmetik V, Fujita H, Nakatsuka M, Yamanaka T, Yoshida K 1997 *Appl. Opt.* **36** 3739

Study on stimulated Brillouin scattering energy transfer to amplify laser pulses for shock ignition in laser fusion facilities*

Yuan Qiang¹⁾²⁾ Wei Xiao-Feng¹⁾ Zhang Xiao-Min¹⁾ Zhang Xin¹⁾ Zhao Jun-Pu¹⁾
Huang Wen-Hui²⁾ Hu Dong-Xia^{1)†}

1) (*Research Center of Laser Fusion, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 16 September 2011; revised manuscript received 30 October 2011)

Abstract

Shock ignition is considered as a relatively robust way to achieve the efficient fuel burn in inertial confinement fusion. However it requires intense laser pulses of sub-ns to launch strong convergent shock to ignite the pre-compressed target. Here we present a novel method, which has a substantially high extraction efficiency, to amplify laser pulses of ~ 200 ps for shock ignition. In this method, stacking pulse with a Stokes light of ~ 200 ps in the front and a pump light of ~ 5 ns following, is employed to propagate in the amplifier to extract the stored energy, then in the final system after harmonic conversion, laser energy is transferred from pump pulse to probe pulse by stimulated Brillouin scattering. Because of employing long pulse in the main amplifier, an output laser energy of 15—20 kJ is achievable at fundamental frequency. Simulations show that the energy transfer efficiency is up to 75%, considering harmonic conversion efficiency of 60%—80%, implying that 5—10 kJ laser pulses of ~ 200 ps can be produced using this scheme. As a result, only ~ 20 beams are required to generate the ignitor, reducing the cost for realizing the shock ignition.

Keywords: shock ignition laser pulse, stimulated Brillouin scattering, energy transfer

PACS: 42.60.-v, 42.65.Es, 52.57.-z

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074225, 10904132).

† E-mail: dongxia.hu@163.com