

面向艾瓦(EW)飞秒超强激光的新机制研究

李铭, 王兆华, 滕浩, 贺新奎, 韩海年, 李德华, 魏志义 and SZYMON Suckewer

Citation: 中国科学: 物理学 力学 天文学 **48**, 024201 (2018); doi: 10.1360/SSPMA2017-00135

View online: <http://engine.scichina.com/doi/10.1360/SSPMA2017-00135>

View Table of Contents: <http://engine.scichina.com/publisher/scp/journal/SSPMA/48/2>

Published by the 《中国科学》杂志社

Articles you may be interested in

[高效率太瓦级飞秒掺钛蓝宝石激光装置](#)

中国科学A辑: 数学 **30**, 1046 (2000);

[飞秒放大系统中振荡级自启动的动力学过程研究](#)

中国科学A辑: 数学 **31**, 173 (2001);

[强场原子分子物理实验研究中的符合测量技术及其应用](#)

中国科学: 物理学 力学 天文学 **43**, 1206 (2013);

[飞秒激光驱动分子库仑爆炸研究](#)

中国科学: 物理学 力学 天文学 **47**, 033004 (2017);

[超短超强激光波前修正](#)

中国科学G辑: 物理学 力学 天文学 **34**, 620 (2004);



面向艾瓦(EW)飞秒超强激光的新机制研究

李铭^{1,2*}, 王兆华¹, 滕浩¹, 贺新奎¹, 韩海年¹, 李德华¹, 魏志义^{1,3*}, SZYMON Suckewer²

1. 中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190;

2. Program in Plasma Science and Technology, Princeton University, Princeton 08544, USA;

3. 中国科学院大学, 北京 100087

*联系人, 李铭, E-mail: taylorlm@gmail.com; 魏志义, E-mail: zywei@iphy.ac.cn

收稿日期: 2017-05-25; 接受日期: 2017-08-09; 网络发表日期: 2018-01-09

科技部国家重大基础前沿研究项目(编号: 2013CB922402)、国家高技术研究发展计划(编号: 2011AAXX3051)和中国博士后科学基金第54批面上项目(编号: 2013M541071)资助

摘要 自1985年Mourou教授提出啁啾脉冲放大(CAP)技术以来,人们在实验室台面上实现太瓦(TW, 10^{12} W)乃至拍瓦(PW, 10^{15} W)量级峰值功率的激光成为可能. 经过三十多年的发展,世界上已有数个研究组实现了台面PW峰值功率的激光输出. 国内中国科学院物理研究所、上海光学精密机械研究所、中国工程物理研究院激光聚变研究中心等单位在多年CPA及OPCPA技术的研究基础上,自2010年以来也相继产生了超过1 PW的结果. 由于激光聚变(ICF)、等离子体物理、天体物理、激光粒子加速以及新光源对激光强度的需求,未来超强激光有望做到艾瓦(EW, 10^{18} W)甚至更高峰值功率的输出. 然而,在CPA机制下要获得更高的超强激光,就要求更大的光束口径、更高质量的激光介质以及米级以上的压缩光栅. 加工制造出光学均匀性和精度满足要求的这些光学元件,工程上将面临许多挑战性的问题. 本文结合我们正在开展的超快超强激光研究,通过广泛调研,分析展望了可实现EW激光输出的方法与机制,认为在等离子体中进行受激背向散射放大和脉冲压缩有望实现EW激光输出.

关键词 超快激光, 超强激光, 等离子体, 受激背向散射放大, 共振受激拉曼放大, 飞秒脉冲

PACS: 52.38.Bv, 42.65.Dr, 42.55.Ye, 52.35.Mw, 52.40.Db, 42.65.Re, 52.27.Ny, 52.38.-r, 52.59.-f, 52.38.Hb

固体激光介质能够承受的最大激光功率密度是太瓦每平方厘米(10^{12} W cm⁻²),利用啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)技术^[1],目前人们已经能得到多拍瓦(10^{15} W, PW)峰值功率的激光输出. 由于激光聚变(Inertial Confinement Fusion, ICF)、等离子体物理、天体物理、激光粒子加速以及新光源对激光的需求,人们希望未来的激光器能够输出艾瓦

(10^{18} W, Exawatt, EW)甚至更高的激光峰值功率,如欧洲ELI、IZEST巨型激光计划^[2],甚至要求能用激光开展高能物理、核物理、天体物理等实验^[3]. 但是,由经典的Dick模型,也就是多体辐射最大相干模型^[4],我们知道 N 个辐射源相干合成最大输出也不能超过 N^2 倍的强度. 举一个简单的理想实验为例,放大链中光栅的承受能力最弱,以未来发展的或许可能的技术能力估计,

引用格式: 李铭, 王兆华, 滕浩, 等. 面向艾瓦(EW)飞秒超强激光的新机制研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 024201

Li M, Wang Z H, Teng H, et al. Prospects for femtosecond ultrahigh intensity laser system towards Exawatt level (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 024201, doi: [10.1360/SSPMA2017-00135](https://doi.org/10.1360/SSPMA2017-00135)

假设光栅的最大峰值功率承受能力都为拍瓦每平方厘米($10^{15} \text{ W cm}^{-2}$)量级, 要求压缩器输出EW甚至更高强度的激光输出, 即使不考虑任何损耗, 光束口径也要扩大64倍以上. 另外, 由于目前制造技术限制, 要做到米级以上的大光栅, 只能用光栅拼接方案解决. 按照高能激光使用的单程四光栅压缩器模型经验估计, 同时考虑到实际中光谱展宽以后还要求压缩, 以及避免光谱剪切的要求, 一个压缩器至少需要4块米级光栅. 因此, 在CPA技术下, 要做到EW量级的峰值功率, 将需要至少256块米级的光栅. 文献报道也有相似的结论^[5]. 因此, 假设有足够的资金制造这些光栅, 限制还是在最后一块光栅的激光承受力上, 这也是全世界科学家目前共同面临的难题.

近年来, 基于CPA技术的飞秒PW激光研究取得了快速进展. 2011年中国科学院物理研究所^[6]采用飞秒光学参量放大(Optical Parametric Amplification, OPA)与双CPA组合放大的设计方案, 得到了32.3 J/27.9 fs/1.16 PW的高对比度超强激光输出, 成为国际上第一个利用钛宝石装置直接产生超过1 PW的结果. 2012年韩国光州科学技术研究院(Gwangju Institute of Science and Technology, GIST)的Yu等人^[7]进一步利用其PW级激光装置将这一世界纪录推进到了44.5 J/28 fs/1.5 PW, 同时也打破了1996年3月23号由美国利弗莫尔劳伦斯国家实验室^[8]在其Nova装置上, 利用钕玻璃激光创造的激光功率世界纪录600 J/440 fs/1.25 PW. 2013年, 中国科学院上海光学精密机械研究所强光实验室^[9]在系列重要进展的基础上, 获得了72.6 J/26 fs/2 PW的国际最高激光峰值功率, 在此后的4年中, 又相继升级获得192.3 J/27 fs/5.13 PW^[10]及202.8 J/24 fs/5.4 PW的结果, 创造并保持着目前最高激光峰值功率的世界纪录^[11]. 由于这些超高峰值功率的激光输出离不开高能量的泵浦激光装置, 因此上述结果多是以约每半小时一发的单次模式运行. 最近, 韩国GIST的研究团队^[12]在0.1 Hz的重复频率下, 报道了83 J/19.4 fs/4.2 PW的结果, 成为重复频率工作模式下目前最高的峰值功率结果.

采用光参量啁啾放大(Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, OPCPA)是目前实现飞秒PW激光输出的另一种可行方案. 随着大口径非线性晶体三硼酸锂(LiB_3O_5 , LBO)的研制成功, 也获得了PW脉冲输出^[13-15]. 2015年, 中国科学院上海光学精密机械研究所^[16]采用100 mm×100 mm×17 mm的大口径LBO晶体,

基于CPA与OPCPA的组合方案获得了45.3 J/32 fs/1.02 PW的输出, 突破了峰值功率1 PW的结果. 之后中国工程物理研究院激光聚变研究中心^[17]于2017年5月基于CAEP-PW装置, 同时采用应用165 mm×120 mm×10 mm以及130 mm×130 mm×10 mm口径的LBO, 实现91.1 J/18.6 fs/4.9 PW的激光输出, 这也是迄今为止国际上应用OPCPA直接输出的最高峰值功率.

为了寻求方案上的突破, 近年来美国的普林斯顿大学、加利福尼亚大学、劳伦斯伯克利国家实验室、利弗莫尔国家实验室; 英国的帝国理工大学、卢瑟福阿普尔顿实验室; 德国的马克斯普朗克研究所、耶拿亥姆霍兹学院; 葡萄牙的GoLP/等离子研究所和核聚变实验室; 法国的巴黎综合理工学院, 以及俄罗斯的应用物理研究所、下诺夫哥罗德州立大学等研究机构, 相继在*Nature Physics*, *Physics Review Letter*和美国光学学会(Optical Society of America, OSA)的专业杂志上发表文章, 提出采用等离子体作为激光放大介质实现数百PW乃至EW峰值功率的原理概念及设计方案. 由于等离子体激光介质可以承受高达数百PW每平方厘米($10^{17} \text{ W cm}^{-2}$)的功率密度, 比固体激光介质高5个数量级, 因此该方案在提高峰值功率方面具有显著的潜力与优点. 采用几毫米(mm)长和数百微米(μm)大小口径的等离子体, 无需展宽器和压缩器, 就能使激光放大20000倍. 同时等离子体可以即时产生和猝灭(Quench), 因此可以支持高重复频率运行, 展示了作为全新高通量超高峰值功率激光放大的新机制.

另外采用受激布里渊散射(Stimulated Brillouin Scattering, SBS)放大超强激光, 也受到广泛关注^[18,19]. 中国工程物理研究院激光聚变中心^[20,21]、上海交通大学^[22]最近针对高能激光在等离子体中的SBS也进行了相关探索. 实际上, 等离子体的不同参数区间决定了不同的物理机制. “受激拉曼背向(Stimulated Raman Backward Scattering, SRBS)散射”与“受激布里渊(SBS)散射”处在不同的参数区间, 而且物理机制也截然不同. 在实际的物理实验中常会同时出现. 但是, 一般认为SRBS在电子等离子体非线性参数区间, 而SBS处在离子等离子体线性参数区间. 所谓电子等离子体就是等离子体行为主要由电子等离子体波(Electron Plasma Wave, EPW)行为决定. 相应的, 离子等离子体是等离子体的行为主要由离子声波(Ion-Acoustic Wave, IAW)行为决定. 其中, SBS在等离子体中的行为,

本质上可以描述为离子等离子体的聚积与扩散引起离子等离子体宏观密度的变化, 从而形成IAW. IAW与泵浦光以及信号光发生三波相互作用, 从而放大信号光. 当选择操作IAW可以使得SBS比SRBS更加稳定, 本质上也更能够承受超过EW的更强的激光, 同时SBS具有光学相位共轭的特性, 用于研究等离子体的声学响应、离子碰撞、等离子体溅射以及相位共轭反射镜都是非常好的手段. 但是, 要在等离子体中驱动和产生用于实现超短、超强信号激光放大的、特定的IAW与离子光栅则非常困难. 因为需要更高、更强、更稳定、相互作用时间更长的驱动光来制备IAW. 同时SBS产生的频移非常小, 一般是在GHz量级(对应可见光范围的波长, 频移应该是皮米(pm, 10^{-12} m)量级), 甚至是MHz量级, 也就是说泵浦光与信号光频率差很难达到纳米(nm, 10^{-9} m)量级. 从面向实现EW超强激光的新机制探索和工程实现角度看, 我们认为SRBS才应该是首选方案. 因此, 本文不讨论离子等离子体的行为, 侧重介绍在高功率激光下电子等离子体(Electron Plasma, EP)中的激光放大.

实际上, 在高功率下等离子体中的光放大, 已经进入超辐射放大(Super-Radiant Amplification, SRA)非线性区间了. 文献[23]报道了超快超强激光放大可以利用SRBS机理, 用现有的4 TW/50 fs/@844 nm放大的信号光作为种子光, 25 ps/@800 nm的激光为泵浦光, 经尺寸为 $700\text{ }\mu\text{m}\times 700\text{ }\mu\text{m}\times 4\text{ mm}$ 的等离子体介质中放大后, 能将放大脉冲压缩到25 fs, 未经聚焦的光强就可以达百拍瓦每平方厘米($1\times 10^{15}\sim 4\times 10^{17}\text{ W cm}^{-2}$), 其相干性足以保证聚焦到 $1\text{ }\mu\text{m}$ 光斑大小, 那么聚焦光强就可以达 $1\times 10^{23}\text{ W cm}^{-2}$. 若使用更强的光泵浦更大体积的等离子体介质, 基于SRBS放大, 同时使用相干合成, 可以实现EW峰值功率的激光输出[24]. 因此, 基于等离子体介质的超高通量激光放大技术、或这一全新的激光放大机制, 展现着未来EW超强激光的曙光. 这种激光与物质的相互作用将开辟全新的科学领域, 也将带来更多的机会去研究真空的时空结构、高能物理和天体物理的未知现象, 并服务于国民经济, 如开发新型粒子加速器、X射线和超短脉冲源等.

1 受激拉曼背向(SRBS)放大机制

要理解等离子体中的SRBS放大机制, 需先了解拉

曼效应(Raman Effect, RE)^[25-27]、拉曼散射(Raman Scattering, RS)、背向拉曼散射(Raman Backward Scattering, RBS)、受激拉曼散射(Stimulated Raman Scattering, SRS)以及等离子体中的SRA机制. SRA的经典Dicke定义^[4]为有 N 个独立的辐射体产生和达到相干相涨的 N^2 的辐射结果.

通常拉曼放大机制是在一些非线性介质中, 高能量(高频率)的泵浦光散射, 将一部分能量转移给另一频率的光束上, 频率的下移或上移量是非线性介质的振动模式决定的. 如图1(a)所示为斯托克斯频率下移, 图1(b)所示为反斯托克斯频率上移.

在等离子体中, 以泵浦光和信号光共振激发等离子体波(Plasma Wave), 三波相互作用, 使得泵浦脉冲背向散射, 这就是SRBS. 以波动理论描述, 这个过程可以看成是三波耦合放大过程: 以中等强度的短波长脉冲泵浦, 与非线性介质波(如等离子体波)相互作用, 泵浦光受激散射到波长相对较长的种子光中, 其相位匹配条件或能量守恒和动量守恒条件为

$$\omega_{\text{pump}} = \omega_{\text{seed}} + \omega_{\text{media}}, \quad k_{\text{pump}} = k_{\text{seed}} + k_{\text{media}},$$

这是通过拉曼放大获得超高强度激光的关键条件. 如图2所示, 当等离子体以特征频率 ω_p 表征, 当一个长脉冲的泵浦激光(频率 ω_0 , 波数 k_0)和一个反向传输的短脉冲信号光(频率 $\omega_0 - \omega_p$, 波数 $\omega_p/c - k_0$)与纵向等离子体波(频率 ω_p , 波数 $2k_0 - \omega_p/c$)相互作用, 这将导致大部分的长脉冲能量转向短脉冲, 从而放大信号光. 该模型可获得SRBS最佳放大率^[28]. 其放大倍率正比于长脉冲泵浦光脉宽与短脉冲信号光脉宽的比.

等离子体中SRBS光放大, 1998年首次被美国普林斯顿大学的Shvets等人^[29]报道. 当且仅当泵浦光耗尽时, 信号脉冲被压缩. 也就是说, SRA比SRBS更能压

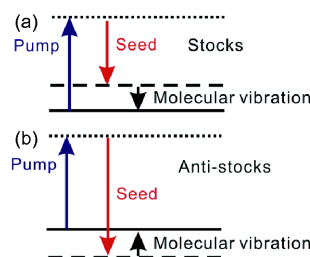


图1 (网络版彩图)拉曼放大原理图. (a) 斯托克斯频率下移; (b) 反斯托克斯频率上移

Figure 1 (Color online) The principle of Raman amplification. (a) Stokes frequency down-shift; (b) anti-Stokes frequency shift-up.

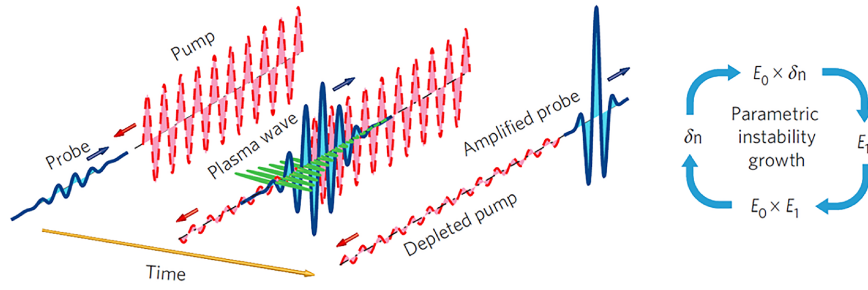


图 2 (网络版彩图)受激拉曼背向散射原理以及自治过程图^[23]

Figure 2 (Color online) The principle of stimulated Raman backscatter and its self-consistency process [23].

缩初始脉冲. SRBS转向SRA的阈值条件是 $\omega_b > \omega_{pe}$, 这里 $\omega_b^2 = 4a_{pu}a_s\omega_{pu}\omega_s$ 是被俘获的电子跳动频率(Bouncing Frequency); $a_{pu/s} = eA_{pu/s} / (m_e c)$ 分别是泵浦和信号脉冲的归一化矢量势, $\omega_{pu/s}$ 分别是泵浦和信号脉冲的频率; $\omega_{pe}^2 = e^2 n_e / (\epsilon_0 m_e)$ 是电子等离子体频率. SRA具有放大超短脉冲转换效率高、无需展宽器、无需压缩机、同时增大放大光谱宽度等特点, 因此, 放大后的脉冲更短、信噪比更好. 在SRA区域, 泵浦脉冲和信号脉冲都非常强, 以至于它们的共同有质动力大于使得电荷分离的静电力. 电子被有质动力势控制强迫振荡, 如图3所示, 有质动力势使得电子分布形成电子密度光栅. 由此机制决定了SRA能够放大相对论强度的上千焦耳每平方厘米(kJ cm^{-2})的光子流; 能够迫使等离子体中所有电子相干的背向散射泵浦光; 更能够在 1 cm^2 见方面积的等离子体中获得超过PW的近周期脉冲.

其动力学过程可以用电子系综(Ensemble of Electrons)来描述: 假设电子之间相互独立不作用, 仅受到初始状态(Initial Condition)和有质动力势(Ponderomotive Potential)的控制. 由于泵浦脉冲和信号脉冲的频率差别不大, 因此, 它们的相速度相干图样较小, 而绝大部分等离子体电子(Plasma Electrons)都被有质动力势所俘获, 如图3所示. 这些被俘获的电子以跳动频率(Bouncing Frequency)振荡^[30]: $\omega_b^2 = 4a_{pu}a_s\omega_{pu}\omega_s$. 这些初始状态均匀分布的电子被箍缩或解箍缩(Bunched and Unbunched), 于是就形成窄而高的电子密度峰, 转而形成禁势井的两个壁沿. 第一次电子箍缩发生在光波振荡的前1/4周期后, 将泵浦光散射转移到信号光. 随着周期振荡的继续, 电子密度峰出现衰减, 随即泵浦光的反射终止. 而当在势井的相对面随后重新出现半周期振荡峰, 信号光就被反射回泵浦光, 此时放大

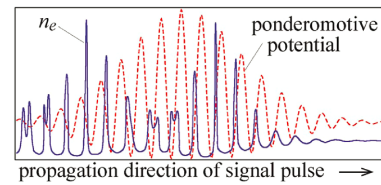


图 3 (网络版彩图)有质动力势中的电子密度 n_e 分布^[30]

Figure 3 (Color online) The electron density distribution in ponderomotive potential caused by driver laser [30].

被削弱. 因此, 这种机制下, 在前半周期即 π/ω_b , 初始短脉冲放大其前沿, 而在后半周期削弱其后延. 由于电子的跳动频率 ω_b 随着信号光的放大而增大, 因此, 脉冲随着放大而变短. 将SRBS的动力学过程总结为相干散射是由于电子在比激光波长更薄的空间周期势层间的完美相干跳动形成的.

利用SRBS的色散关系式^[31]:

$$\begin{aligned} & \left(\Omega^2 - \omega_L^2 \right) \left[\left(\Omega - \omega_p \right)^2 - \left(k - k_p \right)^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \right] \\ &= \omega_{pe}^2 k^2 a_p^2 c^2 / 4, \end{aligned} \quad (1)$$

可以得到放大脉冲的时间带宽特性, 其中, 复数频率 $\Omega = \omega + i\gamma$ 中, γ 为SRBS线性放大率, 其倒数对应等离子体电子密度的调制速率.

在弱耦合条件下, 时间带宽特性与有质动力势中的电子密度调制速率有解析表达式. 当电子朗缪尔(Langmuir)频率 ω_L 与有质动力势中的电子密度调制速率出现共振拍频时, 即 $\omega \approx \omega_L$ 时, SRBS线性放大率近似为

$$\gamma = a_{pu} c k \sqrt{\omega_{pe}^2 / (\omega_L (\omega_{pu} - \omega_L))} / 4, \quad (2)$$

其中 $a_{pu} \approx \sqrt{7.32 \times 10^{-19} \lambda_{pu}^2 (\mu\text{m}^2) I_{pu} (\text{W cm}^{-2})}$ 为泵浦光无

量纲归一化失势, λ_{pu} 为泵浦光波长, I_{pu} 为泵浦光强度. 理论推导可以得出, 线性放大率最大值发生在 $k_R = k_{\text{pu}} + \omega_{\text{pu}}/c\sqrt{1-2\omega_{\text{pe}}/\omega_{\text{pu}}}$ 时, 但是在这附近也能出现放大, 只是放大率要小些. 推导得总的 SRBS 线性放大带宽表示为 $\Delta k = 4\gamma/c$, 中心值在 k_R . 而信号光的带宽要比 Δk 稍大^[32]. 可以看出, 为了获得超宽带放大, 就希望 SRBS 线性放大率 γ 尽量大些. 并且以尽可能快的速度形成有质动力势中的电子密度光栅. 针对超短脉冲放大, 还需要将色散降低到最小值, 那么就要限制泵浦光与信号光在等离子体中的重叠区间大小、自发背向散射、和限制竞争不稳定性放大时间. 因此, 采用啁啾脉冲泵浦或引入电子密度梯度有助于实现 SRBS 超宽带超短脉冲放大^[33,34].

在很长时期内, 拉曼放大器未能获得广泛应用, 甚至在钛宝石以及 CPA 技术出现后, 一度销声匿迹, 其中, 关键原因在于缺乏合适的大功率泵浦激光器. 但是, 应当注意到其独特的优点, 如拉曼放大器具有更宽的增益带宽、更灵活的增益谱区、可以长距离级联、超长距离泵浦、温度稳定性好以及放大器自发辐射噪声低等优点. 不像激活介质固体放大器那样, 如钛宝石等, 由于其增益平坦性不好、均匀性不够、晶体尺寸不够大等的局限限制, 已经不能完全满足超快超强激光系统需要——更宽的光谱带宽和更大的口径的发展要求.

拉曼放大器相对于激活介质固体放大器有明显不同: (1) 只要有合适的拉曼泵浦源, 理论上就可以对传输介质内任意透明波长的信号进行放大, 因此它具有很宽的增益谱; (2) 可以利用传输介质本身作增益介质, 使拉曼放大器不受晶体尺寸的限制而大口径光束运行, 同时可以对光信号的放大构成分布式放大, 实现长距离的传输和远程泵浦, 尤其适用于超长光路复杂系统的场合, 如光通讯、超短超强激光传输以及激光聚变点火; (3) 可以通过调整各个频率的泵浦功率来动态调整信号放大增益的平坦性; (4) 就像光参量放大 (Optical Parametric Amplification, OPA) 一样, 信号光的信噪比是由泵浦光引起的参量荧光决定, 因此, 具有较低的等效噪声. 当与常规的激活介质固体放大器混合使用时, 可大大降低系统噪声, 提高信噪比.

除了上述优点以外, 拉曼放大器也存在一些缺点. 例如, 所需的泵浦光功率高、作用距离长、泵浦效率

低、增益不高、高功率泵浦要求精确控制、增益具有偏振相关特性、伴有参量过程、深电离问题、热碰撞问题、韧致辐射、布里渊散射、交叉能量交换等问题. 但是, 随着科学技术的不断进步, 这些实现 SRBS 所需要的条件, 在工程实现上可以通过参数选取和技术进步不断克服. 总之, 以等离子体作为放大介质的技术出现^[18-24,28-44], 预示着可以使用更强更稳定的激光, 泵浦更大的等离子体介质, 可以使得激光实现 EW 甚至泽瓦 (10^{21} W, ZW) 激光直接输出.

2 理论研究

目前高功率固态激光系统已经可以实现数 PW 激光功率输出^[6-17]. 然而要进一步升级这些系统, 由于 CPA 放大机制的限制, 需要米级的光束和光栅拼接. 人们发现拉曼放大能有效克服这些限制, 能否实现 EW 的激光输出, 理论研究和数值模拟走在前列.

自 1998 年美国普林斯顿大学的 Shvets 等人^[29]首次报道基于等离子体介质进行超高通量激光压缩和放大技术以来, 英国帝国理工大学 Trines 和他的同事们在 7 个研究单位开展了深入细致的理论研究和数值模拟. 2011 年在 *Phys. Rev. Lett.* 报道, Trines 等人^[23]采用 PIC XOOPIC, 1D, 2D 和 3D OSIRIS 等软件模拟, 包含了麦克斯韦方程直接求解, 考虑了相对论效应、洛伦兹力修正、相对论电荷修正和电流密度修正、位置与动量修正、俘获粒子的朗缪尔波 (Langmuir Wave)、碰撞阻尼和朗道阻尼 (Landau Damping) 等效应. 还考虑了多种非线性效应, 增益饱和 (Probe Saturation)、尾波产生 (Wakefield)、寄生泵浦、成丝以及波裂等效应. 发现增加泵浦强度或等离子体密度都导致 SRBS 放大率的增大. 但是同时也引发了非线性不稳定特性的增强, 从而使得光束质量变差, 出现波裂等, 这非线性不稳定限制了有效拉曼放大的可利用参数范围.

经详细比较和优化后, 模拟计算给出最优稳定放大参数区域见表 1.

可见, 泵浦光强接近拍瓦 1×10^{15} W cm⁻² 但不超过 PW. 计算发现, 在相对较低的泵浦光强就能获得相对最佳的放大, $14 \leq \omega_0/\omega_{\text{pe}} \leq 20$, 也就是等离子体密度 1.8×10^{19} cm⁻³ $\geq n_0 \geq 4.5 \times 10^{18}$ cm⁻³ 时, 对应的最佳区域. 当考虑自聚焦效应、成丝效应、增益窄化、增益饱和和效应的情况下, SRBS 采用增加光束口径的方法可以获得更高的能量和脉冲功率.

不同参数区间比较如图4所示. (a)为当信号光选择口径700 μm (半高宽), 中心波长844 nm, 50 fs; 当同样口径泵浦光选择中心波长800 nm, 4 TW, 25 ps, $1 \times 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$; 以及当等离子体密度选择为 $n_0 = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\omega_0 / \omega_{pe} = 20$ 时; 最后共同聚焦到350 μm , 在4 mm长的等离子体中放大; 可以得到保持种子光光束质量的放大输出: 25 fs, 2 PW, $1 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, 能量效率为35%. (b)为最后种子光与

放大输出光用 $f/1.0$ 反射镜聚焦到1 μm , 输出激光强度可以达 $1 \times 10^{23} \text{ W cm}^{-2}$. (c)为当等离子体密度改变为 $n_0 = 1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\omega_0 / \omega_{pe} = 10$, 其他参数同上, 可以看到强烈成丝等非线性不稳定性影响. (d)为最后种子光与放大输出光用 $f/1.0$ 反射镜聚焦, 聚焦光斑出现台阶, 且大小仅能聚到6 μm , 其发散角变大, 衍射爱里斑为20 μm .

等离子体密度和泵浦光强对能量转换的影响如图

表 1 受激背向拉曼放大的稳定区间^{a)}

Table 1 The stability range for resonant stimulated Raman amplification^{a)}

Pump (W cm^{-2})	$n_0 (\omega_0 / \omega_{pe})$			
	10	14	20	40
1×10^{14}	RFS	$\sim 10^{17}$	1×10^{17}	Ineff.
1×10^{15}	RFS, fil.	4×10^{17}	4×10^{17}	Ineff.
1×10^{16}	RFS	RFS	RFS, fil.	RFS, Ineff.

a)RFS表示前向散射; fil.表示成丝; Ineff.表示能量放大倍率低. 数值实验激光条件 $\lambda = 800 \text{ nm}$, $\omega_0 = 2\pi c / \lambda = 2.36 \times 10^{15} \text{ rad/s}$. 数据来自文献[23]

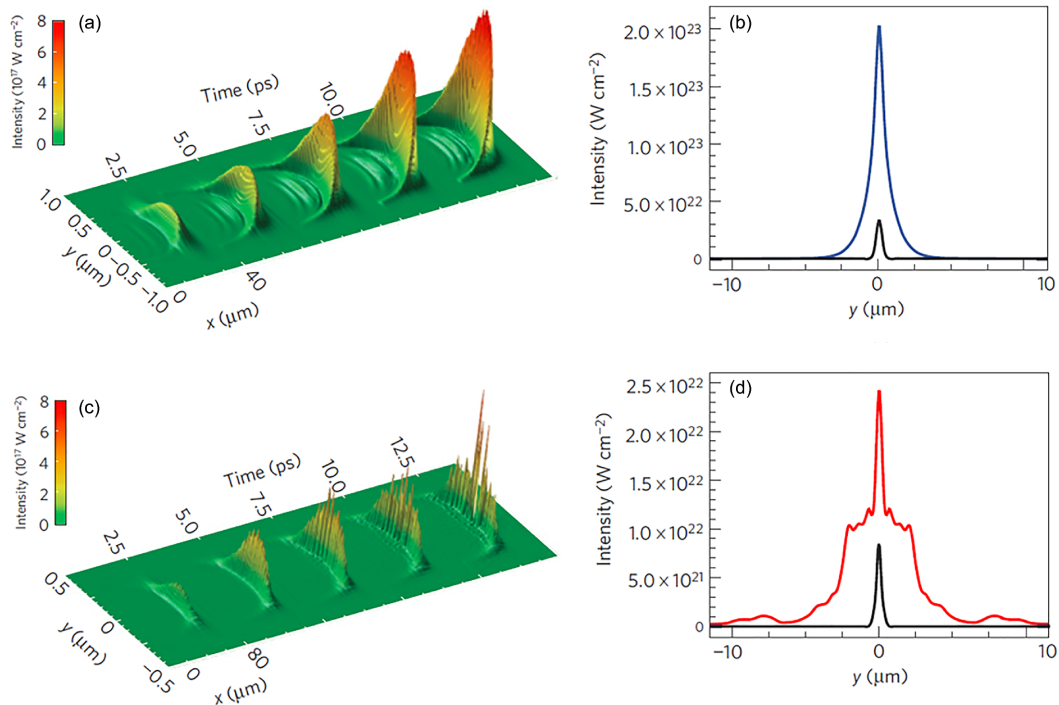


图 4 (网络版彩图)在不同参数条件下受激背向拉曼放大^[23]. (a) 稳定区间种子光放大的时空演化图; (b) 稳定区间放大的种子光近场和远场焦斑光强分布; (c) 非稳定区间种子光放大的时空演化图; (d) 非稳定区间放大的种子光近场和远场

Figure 4 (Color online) The resonant stimulated Raman amplification under different parameter conditions [23]. (a) The spatiotemporal evolution of seed light amplification within the stability region by SRBS; (b) the intensity distribution of seed in near-field and far-field focal spot, amplified in the stability region by SRBS; (c) the spatiotemporal evolution of seed light amplification out-off the stability region by SRBS; (d) the intensity distribution of seed in near-field and far-field focal spot, amplified out-off the stability region by SRBS.

5所示. (a)为随着等离子体密度的增加(即 ω_0/ω_{pe} 减小), RBS的增长率和效率都急剧增加. 当等离子体密度 $\omega_0/\omega_{pe}=10$ 时, 泵浦光几乎100%转换到信号光中. 泵浦光的转化随着等离子体密度的减小, 转换效率很快降低为10%. (b), (c)为在4 mm处的泵浦光受激拉曼背向散射(Pump RBS)、泵浦光受激拉曼前向散射(Pump RFS)、信号光成丝(Pump FIL)的幅度增益 G (E-folding G)的变化. 当固定泵浦($a_0 = 0.03$, $1 \times 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$)时, 增益随等离子体特征频率的增加而增加, 可见RBS的转换效率比RFS和FIL都高, 如图5(b)所示. 当固定等离子体密度($\omega_0/\omega_{pe} = 20$, 即 $n_0 = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)时, 增益随泵浦强度 a_0 的增加而增加, 可见RBS的转换效率比RFS和FIL都高, 如图5(c)所示. 由此得出结论: 选择RBS在等离子体中放大有着独特的优势. 其最佳的RBS的工作模式为使RBS泵浦增益 G 最大, 同时选择RFS和FIL小于10%. 如图5(b), (c)蓝色区间以及虚线所示.

非线性不稳定对放大脉冲时间和空间的影响如图6所示. (a), (b)为RFS和调制不稳定对放大光的纵向(时间特性)的影响: 在4 mm处, 等离子体密度 $n_0 = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 黑色曲线为 $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$ 泵浦放大结果, 红色为 $10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ 泵浦放大结果, 可见虽然提高泵浦功率增大了放大率, 但是由于RFS破坏了脉冲波形, 使其产生很强的预脉冲, 如图6(a)所示. 虽然提高等离子体密度有助于提高放大率, 但是泵浦RFS以及波裂等调制效应较大, 如图6(b)所示. 其中黑色曲线为等离子体

密度 $n_0 = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 8 mm处放大结果, 红色曲线为 $n_0 = 1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 等离子体密度时, 4 mm处输出结果.

然而, 因为非线性成丝效应对放大光的横向(空间特性)的影响, 不同泵浦下($10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ 蓝色, $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$ 红色), 在同样的等离子体密度 $n_0 = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 2 mm处(划线)和4 mm处(实线)放大光横向分布随着泵浦功率的增加, 或传输距离的增加, 非线性成丝效应越严重, 如图6(c)所示. 然而在最佳放大参数下放大脉冲空间三维强度结构分布均匀, 可以保证光束质量, 如图6(d)所示.

关于非线性不稳定的研究, 德国马克斯-普朗克学会(Max-Planck Institute, 马普所)的Dreher等人^[30]开展的理论研究预言: 当信号光脉冲放大到超过泵浦光强的状态时, 就进入SRA状态, 且SRA具有使得脉冲成为脉冲串的内禀特性, 如图7所示.

其机制解释为若初始脉冲、泵浦光或信号光脉冲, 持续时间比被有质动力势俘获的电子振荡周期长几倍, 信号脉冲周期被放大或衰减, 最终周期的被劈裂成为脉冲串. 且显著特征为具有固定的劈裂周期, 为 $2\pi/\omega_b$, 这样的脉冲定义为 π 脉冲.

最近, 2016年德国亥姆霍兹学院的Landgraf等人^[35]在包括法国在内的7个研究单位进一步开展了深入细致的RBS超宽带放大研究. 发现拉曼波长依赖于泵浦方式以及等离子体密度. 采用啁啾脉冲泵浦以及等离子体密度的不均匀性调制, 就能够提供SRBS超宽带放大的广阔发展空间. 等离子体密度调制通常通过改变气体喷嘴实现密度非均匀性调制. 同时应当注意

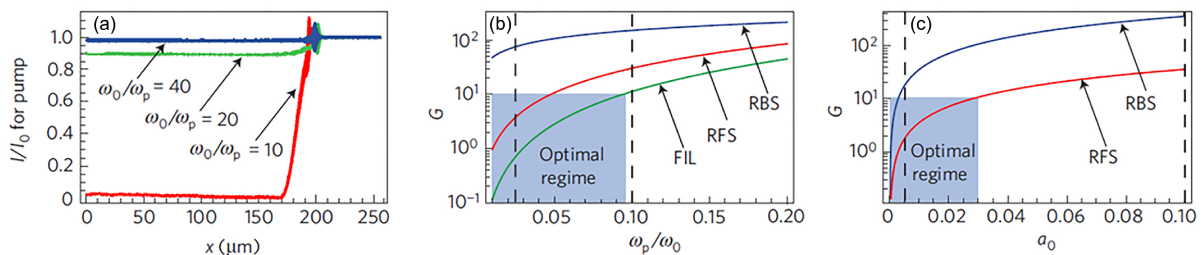


图5 (网络版彩图) 等离子体密度和泵浦光强对能量转换的影响^[23]. (a) RBS的增长率和泵浦效率随着等离子体密度和放大介质长度的变化图; (b) 泵浦光受激拉曼背向散射、泵浦光受激拉曼前向散射、信号光成丝的幅度增益随等离子体密度的变化, 以及选择的优化稳定区间(蓝色阴影区间); (c) 泵浦光受激拉曼背向散射、泵浦光受激拉曼前向散射的幅度增益的随泵浦光强的变化, 以及选择的优化稳定区间(蓝色阴影区间)

Figure 5 (Color online) The energy transfer efficiency varying with the plasma density and the intensity of pump [23]. (a) The RBS growth rates and pump efficiency varying with the plasma density and the length of amplification medium; (b) the number of e-foldings G for pump RBS, pump RFS and probe filamentation (FIL) varying with the plasma density, as well as the selected optimal stability range (blue shaded interval); (c) the number of e-foldings G for pump RBS, pump RFS varying with the pump intensity, as well as the selected optimal stability range (blue shaded interval).

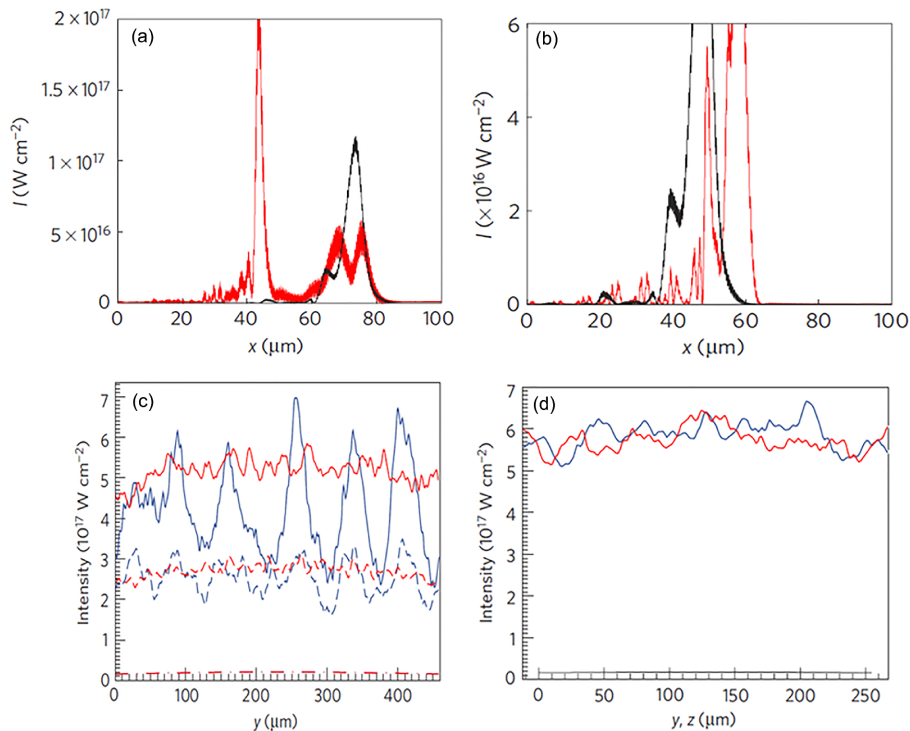


图 6 (网络版彩图)非线性不稳定对放大脉冲时间和空间的影响^[23]. (a) RFS和调制不稳定对放大信号光的纵向(时间特性)的影响; (b) 等离子体密度较大时出现泵浦RFS以及波裂等不稳定性; (c) 非线性成丝效应对放大信号光的横向(空间特性)的影响; (d) 最佳放大参数下放大脉冲空间三维强度均匀分布

Figure 6 (Color online) The temporal and spatial effects of output beam varying with the nonlinear instability of plasma ^[23]. (a) The feature of RFS and modulation instability on the longitudinal (time characteristics) of amplified seed light; (b) the feature of instability of pump RFS and peak split when the plasma density is large; (c) the effects on the transverse (spatial characteristics) of amplified seed by the nonlinear filamentation instability; (d) three-dimensional intensity distribution even amplified the seed under optimal amplification parameters range.

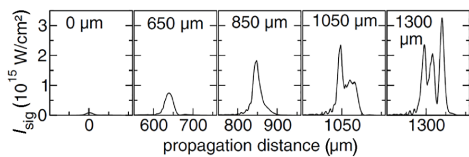


图 7 信号光SRA不同放大阶段的放大模拟波形^[30]

Figure 7 The output waveform in co-moving rest frame changing with the propagation distance in plasma ^[30].

到, 气体分子原子的不同能级层的逐级电离, 也能够进一步提供电子密度的非均匀性调制. 如图8所示, 其中红线和黑线分别是由后验PPT程序和PIC程序求解的氖气在这个泵浦光作用下的离化率曲线, 可见几个阶跃式的台阶. 究其原因氖原子离解过程是高度非线性地依赖于激光强度. 当激光强度达到某一能级的原子离解所需强度时, 在几个激光周期内就将原子全部

离解. 这个过程持续从最外层电子离解到下一个能级电子离解, 一直进行到激光强度不足以离解再下一个能级的电子为止. 这样就形成阶跃式增加的电子密度分布. 这里的序列离解的原子份额是由实际测量的时间域波形计算的. 蓝色曲线是用三阶自相关仪器测量600 fs泵浦光反算得到的波形, 而在泵浦光峰值附近, 只有约3 ps, 超过氖气电离阈值. 结合中性气体的密度, 就得到等离子体密度的时间演变曲线 $n_e(t)$, 如图8所示. 泵浦光没有达到最大值前, 氖原子就开始电离, 之后随着泵浦光强的增加, 电离级也增加, 由于内层电子参与电离使得电子密度也猛烈增大. 约在泵浦光峰值前100 fs, 氖原子经历了第二级和第三级电离的显著跳变后, 氖原子离解比达到 $n_e/n_c = 0.003$, 之后即使泵浦光达到最大值, 只有很小的一部分 Ne^{3+} 离子电离为 Ne^{4+} . 值得说明的是, 对比PIC程序和PPT程序模拟

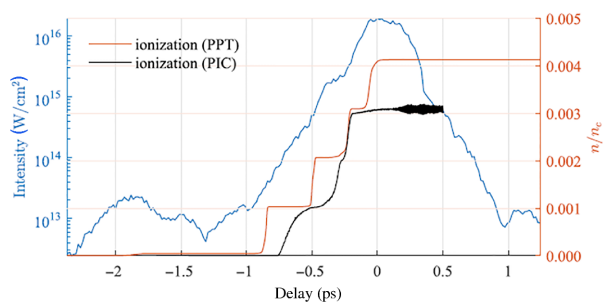


图 8 (网络版彩图) PIC程序模拟的Ne气原子离解比与泵浦关系图^[35]

Figure 8 (Color online) The ionization fraction of neon of the later presented PIC simulation [35].

的原子离解动力学过程, 总体规律上是符合好的. 尤其是接近于泵浦光峰值高光强中心, 二者吻合得尤其好, 而在低光强部分可以看出差异, 如第二个电离台阶的平台, PIC程序的模拟结果明显短于PPT程序模拟的结果. 其原因是PPT程序中没有考虑泵浦光与等离子体耦合过程中脉冲前沿陡化作用.

虽然SRBS的放大动力学过程受到等离子体密度和光强的瞬时变化的影响, 但是, 线性平面波散射理论可以给出半分析的描述. 利用SRBS的色散关系式(1)和线性放大率式(2)数值计算得到超宽带放大的带宽, 如图9所示, 图中显示了几个工况下拉曼放大率与种子脉冲波长的关系. 工况1, 红色曲线的参数是在泵浦强度为 $I_{\text{pu}} = 1 \times 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$, 等离子体密度为 $n = 0.001n_e$ 的条件下, SRBS线性放大率曲线. 此时对应的放大率最大值 $\gamma = 6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 量级, 放大波长从821到830 nm. 根据超宽带放大机理, 就希望SRBS线性放大率 γ 尽量大些, 并且以尽可能快的速度形成有质动力势中的电子密度光栅. 该工况下由于线性放大率倒数 $1/\gamma = 160 \text{ fs}$, 因此, 有效带宽不高只有几个纳米. 工况2, 绿色曲线的参数是在泵浦强度、等离子体密度分别为 $I_{\text{pu}} = 5 \times 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$, $n = 0.002n_e$ 的条件下SRBS线性放大率曲线. 该工况下由于线性放大率倒数 $1/\gamma = 60 \text{ fs}$, 放大波长从824到850 nm, 因此有效带宽为26 nm. 同时观察到, 波长越接近于等离子体不稳定波数范围中心, 越是有较大的放大率. 工况3, 蓝色曲线的参数是在泵浦强度、等离子体密度分别为 $I_{\text{pu}} = 1 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$, $n = 0.003n_e$ 的条件下, SRBS线性放大率曲线. 观察到了迅速增加的种子光, 该种子光

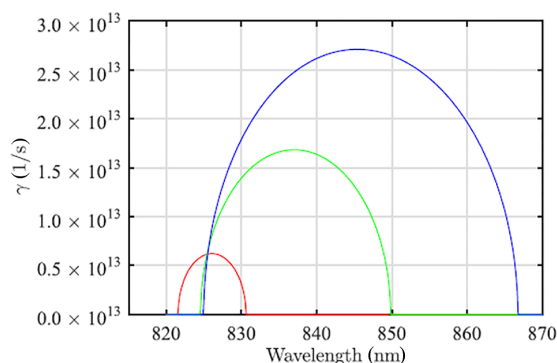


图 9 (网络版彩图)超宽带SRBS线性放大率的色散关系图^[35]

Figure 9 (Color online) Growth rate of SRBS obtained by numerical solution of the Raman dispersion relation [35].

在泵浦光中心经历了仅100 fs的重叠. 该工况下由于线性放大率倒数 $1/\gamma = 37 \text{ fs}$, 放大波长从825到866 nm, 因此, 有较大的放大率和放大带宽, 有效带宽为41 nm, 波长中心在845 nm.

另外, 数值模拟显示, 种子光的初始谱相位对放大输出脉冲的总体影响较小, 也就是说, 以平坦的种子谱相位注入放大, SRBS的毁相非常小, 输出光谱相位保持平坦.

普林斯顿大学的Cheng等人^[36]开展的理论模拟揭示, SRA具有增益饱和的行为; 具有使得种子放大脉冲一开始出现展宽脉宽的行为; 然后达到一定阈值后具有自压缩的行为. 如图10所示, 当脉冲能量放大率为10时, 脉宽从0.5 ps展宽到0.8 ps; 当能量放大率为60时, 脉宽从550 fs压缩到200 fs.

另外, 理论解析分析表明, SRBS方案激光强度与波长的平方呈倒数关系, 即 λ^{-2} , 可见, 短波长更有利于获得强场脉冲的放大.

3 实验验证探索

3.1 RBS基础研究

普林斯顿大学的Ping等人^[37]早在2003年就做了一系列的基础研究, 实验观察RBS装置如图11所示. 该实验确定了RBS频移与等离子体密度的关系, 并观察到RBS在线性放大范围内具有等宽光谱特性. 当光参量振荡器调整到RBS的光谱区域时, 实现了飞秒光放大.

如图11所示, 真空腔体中用丙烷 C_3H_8 气体, 喷嘴大

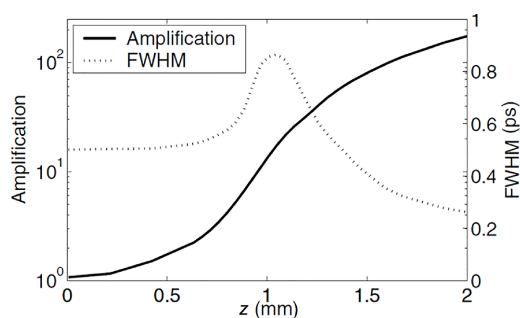


图 10 放大种子光脉宽随着放大介质长度的变化^[36]

Figure 10 The amplification and the duration of seed output changing with the propagation distance in plasma^[36].

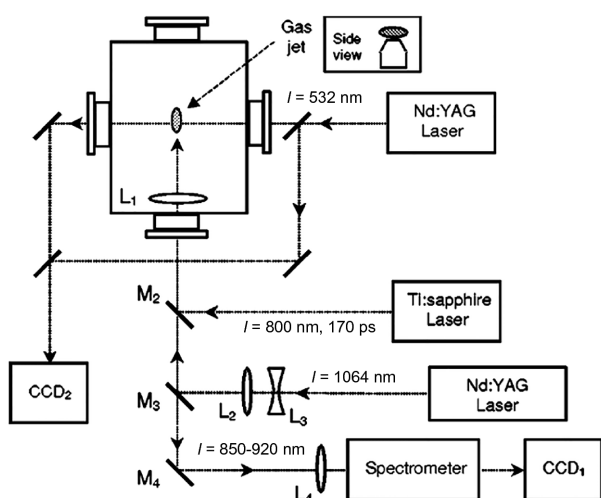


图 11 RBS散射实验装置^[37]

Figure 11 The experimental setup of stimulated backscatter and amplification^[37].

小1 mm×6 mm; 利用波长1064 nm, 400 mJ, 7 ns的附加激光, 在气体中产生光学击穿效应制备等离子体; 透镜L2和L3用于调节1064 nm激光在气体中的聚焦位置. 钛宝石激光器输出的800 nm, 170 ps, 作为种子光, 被L1聚焦产生RBS. 产生的背散射光通过M2, M3, M4后被L4收集到光谱仪器上测量. 由CCD1检测到的RBS结果如图12所示, 其中左侧(a)–(d)为不同延时实验照片, 对应右侧图分别是照片读出光谱和原始泵浦光光谱曲线. 从而可以通过调整延时获得不同光谱宽度和不同中心波长RBS输出.

通过532 nm的激光干涉观测等离子体的密度, 以保证等离子体密度均匀, 如图13(a)为CCD2检测的干涉花样结果, 而图13(b)为其对应的分析所得等离子体

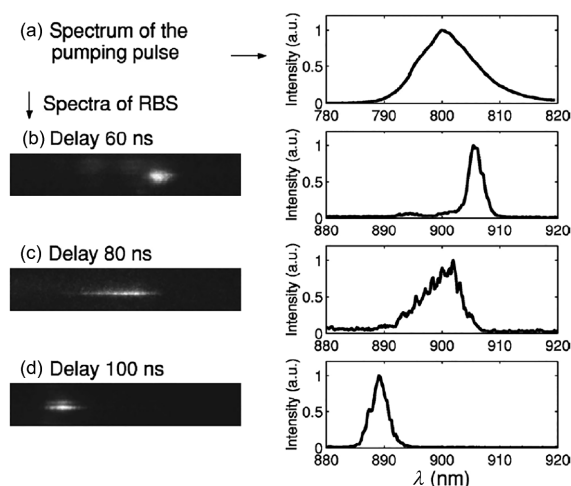


图 12 产生的RBS的光谱随着信号光注入延时变化实验结果^[37]. (a) 光谱曲线(右图为原始的泵浦光光谱); (b) 种子光相对泵浦光延时60 ns产生的RBS的光谱(实测照片和对应换算的光谱曲线); (c) 种子光相对泵浦光延时80 ns产生的RBS的光谱(实测照片和对应换算的光谱曲线); (d) 种子光相对泵浦光延时100 ns产生的RBS的光谱(实测照片和对应换算的光谱曲线)

Figure 12 The seed output spectrogram of stimulated backscatter and amplification^[37]. (a) The spectral curve (right figure is the spectrum of the original pump light); (b) the spectrum of the RBS produced by the seed light relative to the pump light delay of 60 ns (the images of measured picture and the spectral curve corresponding to the image); (c) the spectrum of the RBS produced by the seed light relative to the pump light delay of 80 ns (the images of measured picture and the spectral curve corresponding to the image); (d) the spectrum of the RBS produced by the seed light relative to the pump light delay of 100 ns (the images of measured picture and the spectral curve corresponding to the image).

密度分布图. 通过CCD1和CCD2的检测结果, 可以得到等离子体密度和RBS信号中心波长与延时的关系.

普林斯顿大学的Suckewer课题组^[37]利用光参量振荡(Optical Parametric Oscillator, OPO)产生合适的波长作为种子光, 实现了RBS放大. 他们将95%能量, 800 nm, 170 ps通过C1压缩机压缩到10 ps作为泵浦光, 以压制自发RBS辐射噪声. 将5%能量, 800 nm, 170 ps通过C2压缩机压缩到500 fs, 再通过SHG器件倍频到400 nm, 通过旋转非线性晶体, 调整OPO的匹配角, 调谐出一个合适波长的信号光, 以匹配等离子体参数进行放大. 实验装置如图14所示, 得到了RBS放大信号. 但是由于OPO种子光太弱, 放大信号信噪比对比度太低.

此后, Ping等人^[38]与普林斯顿等离子体物理实验室(Princeton Plasma Physics Laboratory, PPPL)合作, 详细研究了等离子体条件, 实验参数如图14所示, 重新验

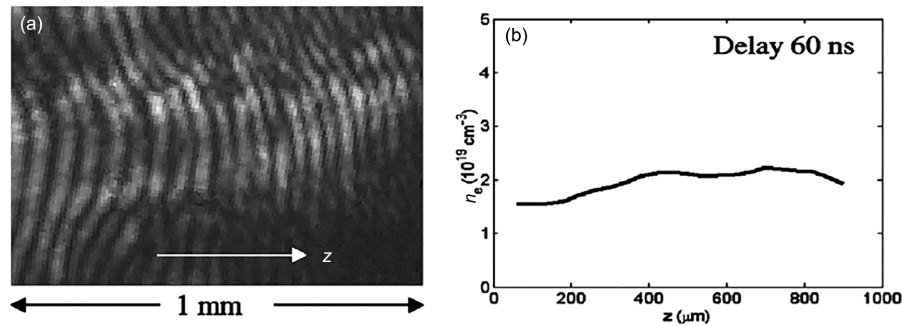


图 13 CCD2干涉检测的等离子体密度分布^[37]. (a) CCD2检测的干涉花样照片; (b) 分析干涉花样所得等离子体密度分布图
Figure 13 The interference fringe for detecting the electron density distribution by CCD2 [37]. (a) The interferogram was monitored by camera CCD2; (b) the plasma density distribution obtained from the interferogram.

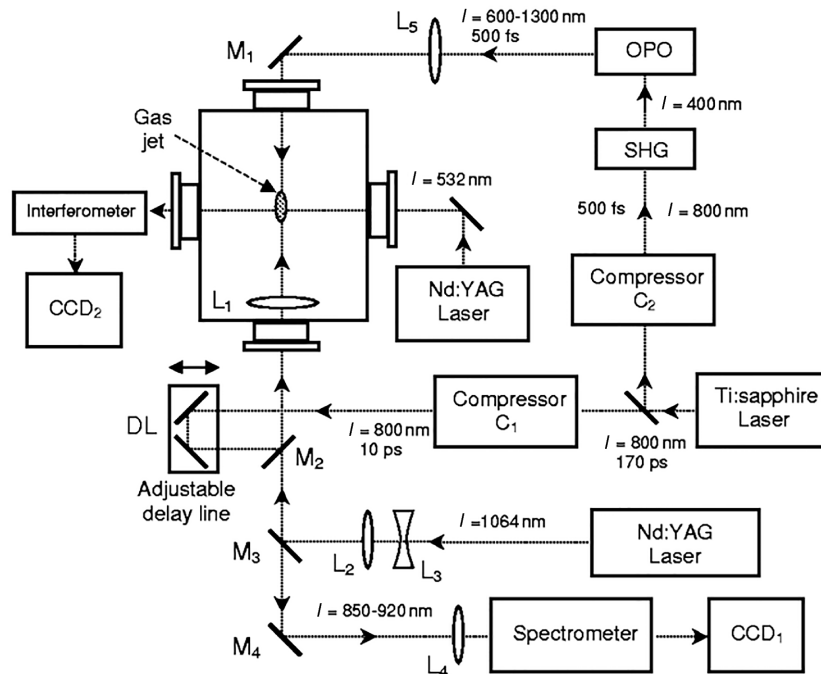


图 14 观察拉曼背向散射放大实验装置^[37]

Figure 14 The experimental setup for observation of stimulated backscatter and amplification based on OPO creating suitable wavelength of seed [37].

证了RBS放大^[38], 验证了RBS放大并压缩的信号光脉宽(小于1.7 ps), 验证了放大RBS的相干性(中间倍频光点的消失), 如图15所示, 其中图15(a)为相干性验证装置图, (b)为RBS光束中没有插入透明薄板(Thin Plate)的实验照片, (c)为RBS光束中插入正好1/2光束大小的1 mm厚的透明玻璃的实验照片。

当提高种子光注入能量到5–8 μJ , 获得95倍的RBS放大飞秒脉冲输出, 如图16所示, 其中图16(a)为RBS放大实测图像, (b)为RBS放大信号的强度光谱以

及参考光光谱对比图, (c)为RBS放大信号的幅度光谱。同时观察到, 高放大倍率还伴随着光谱加宽, 与理论计算结果相符。

3.2 超辐射放大(SRA)实验

德国马普所Dreher等人^[30]在等离子体中实现了超短脉冲的SRA放大, 证明了飞秒脉冲在等离子体中的能量和强度均超过泵浦光的放大机制, 证实了SRA放大的信号光具有保持初始信号光的内禀特性的性质, 验

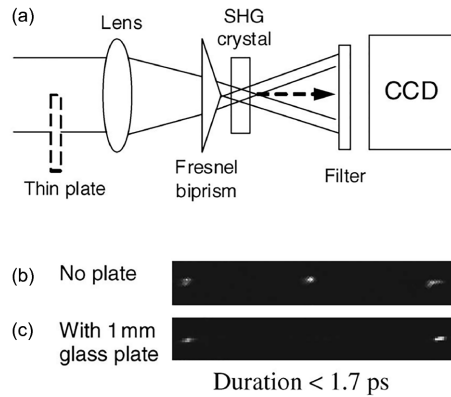


图 15 RBS放大相干性检验^[38]. (a) 相干性验证装置图; (b) RBS光束中没有插入透明薄板的实验照片; (c) RBS光束中插入正好1/2光束大小的1 mm厚的透明玻璃的实验照片

Figure 15 The experimental setup and its interference pattern for observation of coherence of seed amplified by RBS [38]. (a) The setup of the simplified autocorrelator for the RBS pulse duration measurements; (b) the CCD image of the second harmonics of the RBS pulse with no plate inserted; (c) the CCD image with a 1-mm glass plate inserted with a half shadow.

证了实现亚10 fs的PW脉冲是可行的. 所设计的实验装置如图17所示. 其中BS为偏振分光镜, AC为单发自动相关仪, US为能量计, SP为光谱仪. 由ATLAS激光器输出10 Hz, 200 mJ, 中心波长793 nm的激光. 用未经压缩的几个皮秒(ps)的脉冲作为泵浦光. 而经过失调压缩器弱压缩到120 fs的光作为信号光, 通过充满氩气(Ar)的空心光纤, 光谱宽度经自相位调制展宽到740–830 nm. 通过长通滤波镜滤掉波长800 nm以下的激光, 从而将激光中心波长平移到815 nm. 该啁啾脉冲具有17 nm的带宽, 对应56 fs的带宽限制极限. 信号光通过棱镜对压缩器后还有70 μ J的能量, 半高宽80 fs, 并且在170 fs前有一个百分之几峰值强度的负啁啾台阶.

在真空腔体中, 由于1/4波片和离轴抛物镜的作用, 将泵光和信号光对称圆极化, 并对称地对打. 直接聚焦到氢气(H_2)喷嘴, 所对应的焦斑大小分别是30和26 μ m, 分别对应约70%和85%的能量相互作用. 那么在焦点处对应的光强分别是 $I_{pu}=5.7 \times 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$, $t_{pu}=3.5 \text{ ps}$ 和 $I_s=1.3 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$. 所对应的瑞利长度为600 μ m, 而 H_2 靶的长度为1 mm.

采用过孔技术来控制泵光与信号光的空间重叠. 通过调整泵光与信号光的时间同步来控制 and 观察增益的优化情况. 此时电子密度为 $n_e=3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 通过与等离子体相互作用后的光, 再通过第二个离轴抛物镜

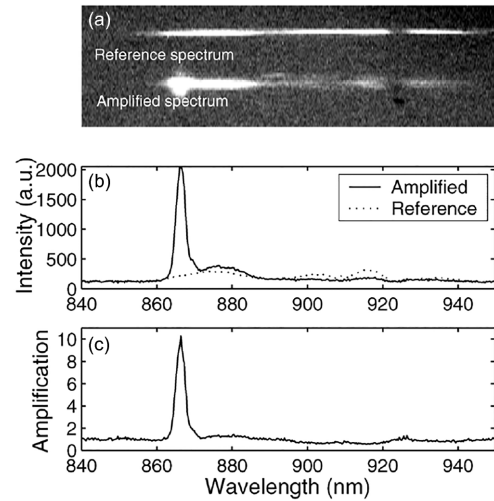


图 16 RBS放大实测图像和其强度谱和幅度分布^[38]. (a) 实测照片; (上图)注入信号光参考光谱实测照片; (下图) RBS放大信号实测照片; (b) RBS放大信号的强度光谱(实线)以及参考光谱(虚线)对比图; (c) RBS放大信号光谱与注入信号参考光谱的比值谱

Figure 16 The experimental spectrograph for observation intensity and amplified spectrum of stimulated backscatter and amplification [38]. (a) The image of spectrometer in this experiment; (above) the spectrum image of a original seed as the reference spectra; (below) the spectrum image of a RBS amplified; (b) the RBS amplified signal intensity spectrum (solid line) and reference spectrum (dotted line) comparison; (c) the ratio of these two spectra.

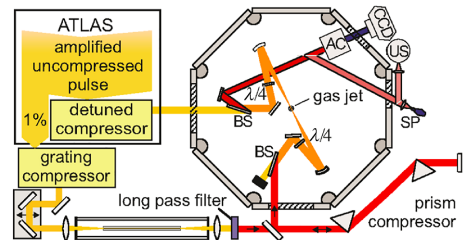


图 17 (网络版彩图)超辐射实验装置^[30]

Figure 17 (Color online) The experimental setup for observation of stimulated backscatter super-radiant amplification based on femto-second pulse [30].

重新准直, 再通过1/4波片的作用, 偏振极化方向旋转90°, 通过偏振分光镜BS的反射, 进入测量系统, 如AC, CCD, SP, US等.

信号光能量与两脉冲光相对延时的关系, 表明在瑞利距离内时间和空间重叠最好的能获得最好的放大率, 如图18(a)所示. SRA极大地扩展了信号光的频谱宽度, 从17 nm (非带宽极限)扩展到29 nm. 因此, 可以支持更短的输出脉冲. 即使是啁啾脉冲也能显著展宽频

谱, 如图18(b)所示.

图19为放大的信号光(点线, 红)和原始输入信号光(短划线)的自相关曲线. 图19(a)说明, 自相关曲线观察到放大脉冲的劈裂, 以及反演计算的波形出现等间隔分离的波峰, 即 π -脉冲, 如图19(b)所示, 第一个主峰能量占50%, 与理论预言吻合.

3.3 RBS线性放大与非线性放大实验

在2005年普林斯顿Cheng等人^[36]与加州大学劳伦斯伯克利实验室合作, 利用 $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ 产生波长平移, 在新的系统下获得了较好的RBS放大倍率. 装置如图20所示, 在2 mm长的等离子体中, 获得种子光功率增加200倍, 实现强度增加1000倍, 获得能量放大因子5000倍, 光束横向尺寸被缩小, 脉宽从550 fs压缩到200 fs, 使得信号光强超过泵浦光强好几个数量级. 被认为已

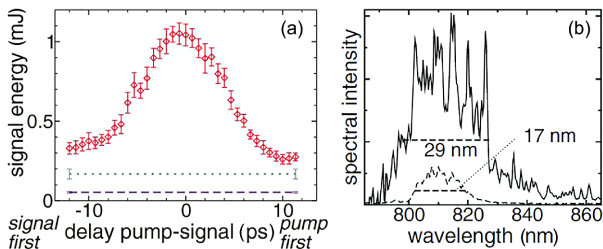


图 18 (网络版彩图) 最优放大时的光谱特性^[30]. (a) 信号光能量与两脉冲光相对延时的关系; (b) 输入光(短划线)和输出光(实线)实测光谱

Figure 18 (Color online) The spectral characteristics of the optimal amplification^[30]. (a) The relationship of seed amplification efficiency and the pump delay; (b) the spectra of the initial seed (dashed line) and output amplified seed (solid line).

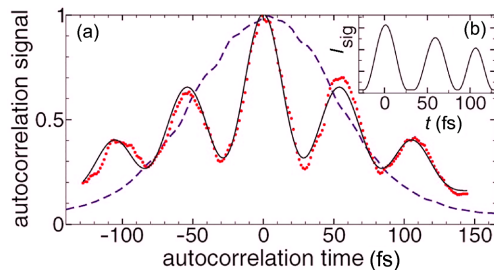


图 19 (网络版彩图) 自相关曲线出现振荡行为^[30]. (a) 放大的信号光(点线, 红)和原始输入信号光(短划线)的自相关曲线; (b) 其(a)反演计算的波形, 5个峰对应时域中的3个峰

Figure 19 (Color online) The autocorrelation trace exhibits an oscillating behavior^[30]. (a) The output (red dots line) and the initial seed (solid line) with split shape; (b) the temporal profile where the five peaks of (a) correspond to three peaks of the amplified signal.

经进入RBS放大的非线性区域. 并且观察到了增益饱和和、带宽增宽以及脉冲压缩的过程.

图21(a)为当泵浦能量为40 mJ时注入种子光能量与输出能量的关系图. 可见RBS呈现增益饱和现象. 图21(b)为当注入种子光能量维持7.5 μJ 时, 增大泵浦光能量, RBS放大线性增加曲线. 可见注入种子光能量越高, 越有利于能量的提取, 泵浦光越大, 放大越大, 同时压制自发RBS噪声. 实验和模拟数量级符合很好.

图22(a)为归一化泵浦光光谱图, 半高宽为12 nm; 图22(b)为归一化信号光和放大输出光光谱图. 可见在RBS放大的同时, 显著增加了光谱宽度, 信号光半高宽从12 nm展宽到19 nm. 从而可以支持更短的脉冲输出.

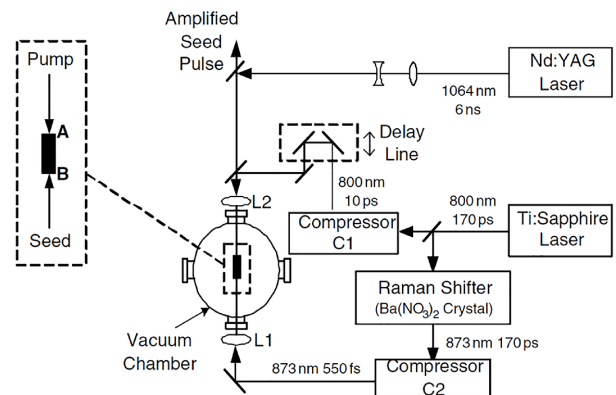


图 20 拉曼非线性放大实验装置^[36]

Figure 20 The experimental setup for observation of nonlinear stimulated backscatter and amplification^[36].

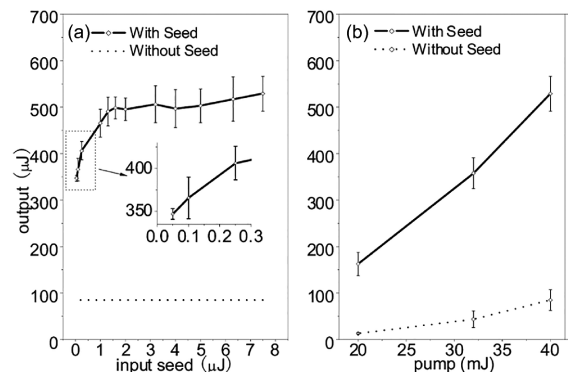


图 21 输入输出能量转换关系^[36]. (a) RBS输出能量随注入种子光能量变化图; (b) RBS输出能量随泵浦光能量变化图

Figure 21 The energy transfer relationship of pump and seed of stimulated backscatter and amplification^[36]. (a) The output of RBS's energy varying with the input of seed energy; (b) the output of RBS's energy varying with the input of pump energy.

关于空间光束质量测量, 如图23所示, 信号光斑大小为30 μm . 其中图23(a)为没有等离子体时RBS光斑照片. 可见放大信号光光斑55 μm . 图23(b)为有等离子体时RBS光斑照片. 可见放大后信号光光斑为13 μm , 放大后光束仍然为高斯光束, 但是, 出现全口径自聚焦. 而当没有泵浦时, 光束口径保持不变的. 出现全口径自聚焦的物理机制为: (1) 高斯光束的泵浦中心要比其边缘的放大倍率高; (2) 信号光自身中心光强高也会引起折射率分布, 形成自聚焦透镜; (3) 泵浦光本身中

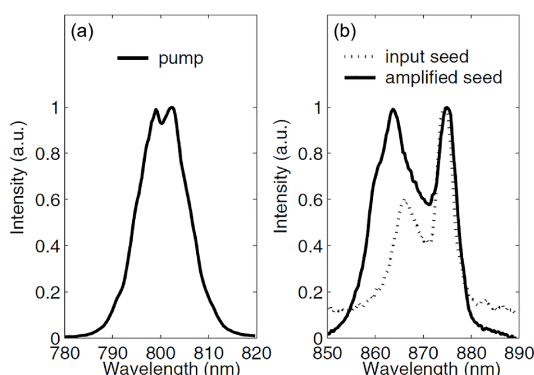


图 22 归一化泵浦光谱和放大信号光光谱^[36]. (a) 归一化泵浦光光谱图; (b) 归一化信号光和放大输出光光谱图

Figure 22 The normalized spectra of pump and seed for stimulated backscatter and amplification [36]. (a) Normalized spectrum of pump light; (b) normalized spectrum of seed light and output light.

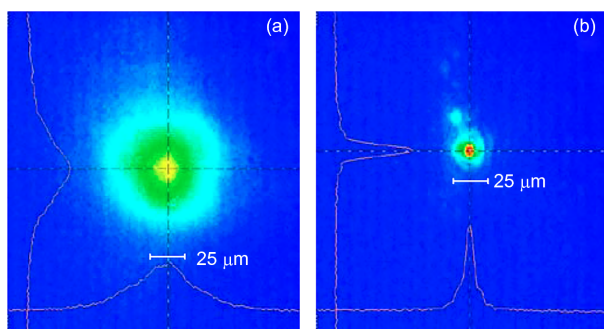


图 23 (网络版彩图)种子光和放大光的光束质量图^[36]. (a) 种子光通过系统, 没有等离子体、没有RBS放大时的输出光斑照片; (b) 种子光通过系统, 有等离子体、有RBS放大时的输出光斑照片

Figure 23 (Color online) The beam quality of pump and seed of stimulated backscatter and amplification [36]. (a) The output spot image when the seed light passes through the system, where there is no plasma existed and no RBS amplification; (b) the output spot image when the seed light passes through the system, where there is plasma existed and RBS amplification.

心光强高也会引起等离子体梯度的分布等的缘故.

关于放大脉冲自压缩效应的实验, 如图24所示为标准自相关仪测量结果. 实验发现, 脉宽随放大能量的增加而减小. 实验所获得最短脉宽为150 fs. 与理论预言吻合.

3.4 SRBS超宽带放大实验

2016年德国亥姆霍兹研究所的Landgraf等人^[35]在耶拿的JETI 40太瓦(10^{12} W, TW)装置上进行了深入细致的SRBS超宽带放大研究. 用带宽200 nm的注入种子脉冲, 在氖气(Ne)中, 用啁啾脉冲泵浦, 展示了单发脉冲超宽带放大行为. 证明了SRBS能够支持80 nm带宽的放大, 这足以产生20 fs以下的超短脉冲直接放大和压缩. 实验结果与PIC法理论模拟吻合. 同时验证了文献^[39]所述: 相对较短的种子激光脉冲, 通过SRBS, 更能够有效地放大, 并获得与常规方法可比拟的转换效

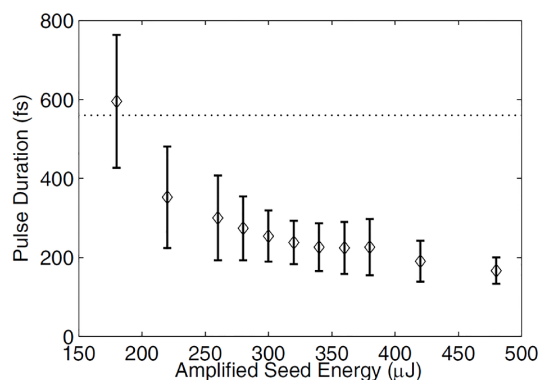


图 24 放大光脉宽随放大能量的变化^[36]

Figure 24 The amplified pulse duration narrowing with the pump energy increasing [36].

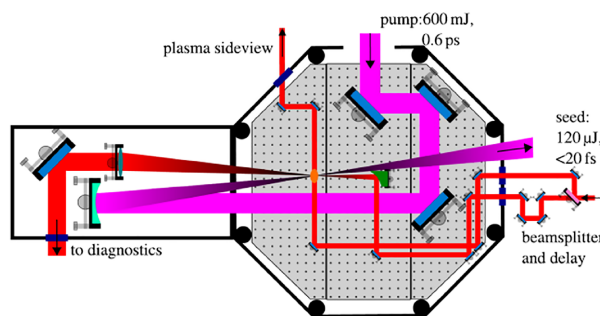


图 25 (网络版彩图)JETI的超宽带RBS装置图^[35]

Figure 25 (Color online) The experimental setup in the JETI for Broadband stimulated Raman backscattering [35].

率. 实验装置如图25所示,

种子光与泵浦光夹角120 mrad, 以分离出放大的种子光, 且避免泵浦光对放大链中光学元件的破坏, 同时也分离了自发拉曼背向光(Spontaneous Raman Background Signal). 由40 TW的钛宝石激光系统输出的30 fs@800 nm激光, 经分光器分离为泵浦光和种子光. 其中种子脉冲聚焦到充气的空心光纤中展宽, 输出(120±20) μJ的种子光, 展宽后的光谱600–920 nm, 其最大值在840 nm. 然后又啁啾镜压缩到(5.9±0.4) fs, 这样用 $f/12$ 的离轴抛物镜聚焦到20 μm, 种子光的光强可以达到 10^{13} W cm⁻². 泵浦脉冲采用600 mJ的25 fs@800 nm激光, 用光栅展宽器调整光栅间距, 展宽到600 fs, 相当于具有60 nm带宽. 这样用 $f/11$ 的球面镜聚焦, 剩余500 mJ泵浦光聚焦到20 μm的光强可以达到 10^{16} W cm⁻². 在Ne气中产生的等离子体与激光重叠区间约400 μm长. 用20 μm的钨丝散射可以判断空间重叠, 而时间重叠由从种子光分出的部分光侧面成像(Side-View)检测, 采用3D层析重建方法同时可以检测气体喷嘴中的中性气体密度, 气体密度形状控制为平顶函数形状, 长1 mm, 密度变化小于5%以下.

在这个装置上验证了SRBS超宽带放大的参数区间. 理论模型同前面第2节所述, 同时氖原子电离曲线根据实际测量的泵浦光时域曲线来计算, 就得到等离子体密度的时间演变曲线 $n_e(t)$, 如图8所示. 这就为选择最佳SRBS超宽带放大的参数区间提供了便利条件.

在获得最大增益的条件下, 实验测量的光谱与理论计算光谱的进行对比, 以研究超宽带SRBS放大带宽特性. 图26(a)是在PIC模拟SRBS放大过程中的种子光脉冲时间演化图, 泵浦波长在800 nm. 图26(b)是实验测量的最终光谱图, 其中灰线是注入种子光光谱曲线, 红线是放大后种子光光谱曲线, 以及蓝线是PIC模拟的放大后种子光光谱曲线. 由图26(a)可见, 在短短100 fs时间内, 种子光得到显著放大, 其中心波长在835 nm. 同时由PIC模拟可见边缘出现光谱振荡. 对比参考光谱可知在低于785 nm以下的光谱没有放大. 由图26(b)以1/10高度定义带宽, 其SRBS线性放大带宽约80 nm. 由二维图显示的820 nm以下的阴影图像说明, 泵浦光会一直伴随种子光放大. 实验测得最大光强波动是20%.

由图26(b)可见, 测量所得的初始种子光由两个高峰叠加构成, 一个中心波长在837 nm, 带宽5 nm, 另一个中心波长在856 nm, 带宽9 nm, 且两个高峰同时

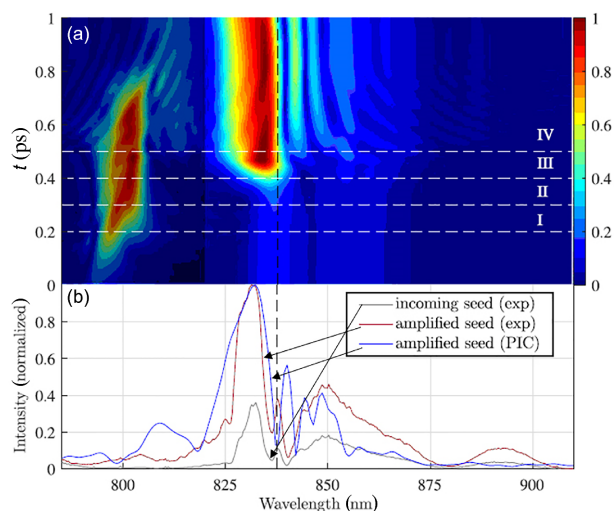


图26 (网络版彩图) 超宽带SRBS光谱对比图^[35]. (a) 实验测量光谱; (b) 反演光谱和PIC程序计算光谱

Figure 26 (Color online) Comparison of measured spectra with results from a PIC simulation. (a) The spectra measured by a spectrometer (OceanOptics USB 4000); (b) the spectra traced and the spectrum resulted from a PIC simulation.

放大到最大值, 总的光强达 10^{13} W cm⁻², 由于光谱侧翼的展宽使得种子光进一步压缩. 实验测量的放大的种子光谱与标准参考光谱对比可见, SRBS在785到910 nm均有放大. 在最大增益的条件下, 峰值功率可以直接到达 10^{16} W cm⁻², 小信号增益约为 $g \sim 3300$ /m. 相应于800 nm的泵浦光, 种子光红移35 nm量级, 应该对应于氖原子单电离形成的冷等离子体作用. 采用改变气体喷嘴实现密度非均匀性调制, 同时气体分子原子的不同电离级也能够进一步提供电子密度的非均匀性调制, 从而调制补偿了SRBS的色散效应, 进而实现了SRBS光谱进一步加宽, 提供了超宽带放大的可能性. 图26中的垂直虚线代表拉曼中心波长在835 nm, 而水平虚线代表SRBS的几个放大的过程区间: 第I阶段, 从泵浦光 $t=0$ 开始到种子光与泵浦光以及非零电子等离子体开始重叠阶段内, 即 $t=0.2$ ps到 $t=0.3$ ps时间内, 种子光处在恒定氖原子电离比 $n_e/n_c = 0.001$, 泵浦光强大约 10^{15} W cm⁻²环境中放大. 第II阶段, 当 $t=0.3$ ps到 $t=0.4$ ps时间内, 氖原子电离比逐步从第一阶段的0.001上升为0.003, 泵浦光强从 5×10^{15} W cm⁻²上升到 10^{16} W cm⁻², 种子光进一步放大. 第III阶段, 从 $t=0.4$ ps以后, 约100 fs时间内, 种子光在氖原子电离比0.003和泵浦光强大于 10^{16} W cm⁻²环境中更进一步放大. 第IV

阶段, 泵浦光跨过峰值, 光强开始衰减, 但是种子光继续放大, 直到种子光移出泵浦光为止, 正如图26中水平虚线标示.

能量转换效率方面, 由于每一个电离级仅提供有限的相互作用时间, 从而对应的等离子体波反射有限的泵浦脉冲份额. 通过测量光谱的红移, 推算泵浦光和种子光在相应时间的重叠位置. 如图26所示的100 fs内, 只有总的泵浦能量的6.7%与种子脉冲相互作用, 平均转换效率为1.2%. 对比已有文献[39]的报道, 在30 nm带宽范围内平坦函数宽带放大, 平均谱转换效率为1%–5%. 实验发现, 非均匀电子密度使得放大带宽显著增大, 同时发现用相对短的脉冲时间就能获得与常规方法可比拟的转换效率. 这在从前为了保持种子脉冲的时间长度不变, 只有通过非常长的相互作用距离放大种子脉冲才能达到. 放大种子脉冲峰值光强是以前输出的3倍, 而转换效率与其他在Ti:sapphire系统上输出相似. 同时注意到, 啁啾泵浦结合等离子体电子梯度调制方案, 使得SRBS的峰值强度大小提高一个数量级. 对于典型的Nd:glass系统, 由于工作介质带宽只有几个纳米, 从而限制其大啁啾运行, 但是非均匀的电子密度调制提高了可获得的放大带宽, 进而使得SRBS成为ps系统脉冲压缩(Pulse Shortening)的切实可行的方案.

实验发现, 种子脉冲放大的带宽强烈地依赖于种子光与泵浦光的时间重叠长度. 同时发现, 泵浦脉冲降低到几个 $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$, 那么波裂发生的时间就能延后, 从而容许在更长的距离内提取泵浦能量, 减少能量由于波裂反向转移到泵浦光. 波裂还使得放大带宽显著降低, 如图26所示. 实验发现, 仅增加中性气体的密度会出现转换效率饱和, 因此, 需要在低的激光泵浦功率和高等离子体密度间平衡. 而对于相对较短的相互作用时间方案, 实现高的放大率是关键.

应用超宽带种子光注入大型激光装置的方案, 可以使得大能量亚皮秒(ps)量级的激光系统, 在保持具有相同的峰值功率的前提下转换成亚20 fs脉冲系统. 正如Tajima等人[40]提出的用于实现EW的亚20 fs的方案. 进一步的研究方向应当集中在最小化或从根本上阻止, 在相互作用时间内、在相互作用介质中和相互作用长度上, 获得的群延迟色散. 此时, SRBS可以获得非常高的转换效率.

3.5 RBS多程放大实验

2007年普林斯顿大学的Ren等人[42]就RBS类振荡腔展开了多程放大研究. 获得迄今为止最高光强.

通过双程放大使得能量转换效率显著提高6.4%, 相应的转换因子提高了6个点. 在2011年通过等离子体密度梯度显著变化和双程放大技术, 获得有史以来的最好水平: 使得脉冲强度放大了20000倍[41], 放大脉冲强度比泵浦强度高两个数量级. 同时, 多程放大不但使得短脉冲提取更多的能量, 而且还对短脉冲进行进一步的压缩. 第一程放大就将500 fs短脉冲压缩到90 fs, 在第二程放大中又压缩到50 fs, 从而获得非常高强的脉冲输出.

实验装置如图27所示[42]. 图中平面双色镜 M_1 具有878 nm高反、803和1064 nm高透特性. 平面双色镜 M_2 具有803 nm高反、878和1064 nm高透特性. 在第一程放大中, 泵浦光和信号光的时间同步通过调整泵浦延迟线来实现; 在第二程放大中, 泵浦光和信号光的时间同步通过调整 M_2 的位置来实现, 从而 M_1 和 M_2 构成类振荡腔的双程放大结构.

等离子体密度均匀分布是保证脉冲形状的基本条件. 图28是2D双程RBS光程布局及等离子体密度分布图, 其中图28(a)是等离子体密度和光束布局的二维分布图. 沿着光传播方向 z 和横向方向 y 布置的等离子体密度分布如图彩色所示. 密度强度由右边图例说明. 其中种子光, 在 $z=0$ 的位置注入, 沿着如图所示的虚线方向传播. 第二程放大的可能光线传播方向沿图中实线传播. 图28(b)是沿着(a)中虚线和实线方向等离子体密度分布图. 可见等离子体密度基本均匀, 满足波动 $<10\%$ 的要求. 第一程泵浦光能量87 mJ, 考虑到泵浦光的损耗和反射镜的损耗, 第二程将剩下56 mJ的泵

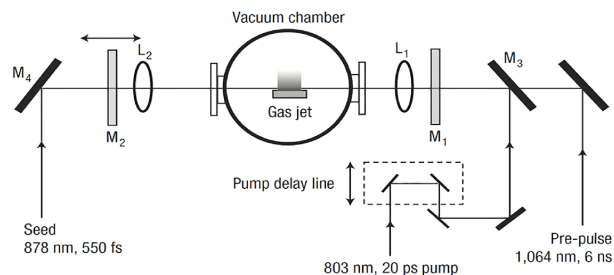


图 27 双程放大RBS实验装置[42]

Figure 27 The experimental setup for observation of multi-pass stimulated backscatter and amplification [42].

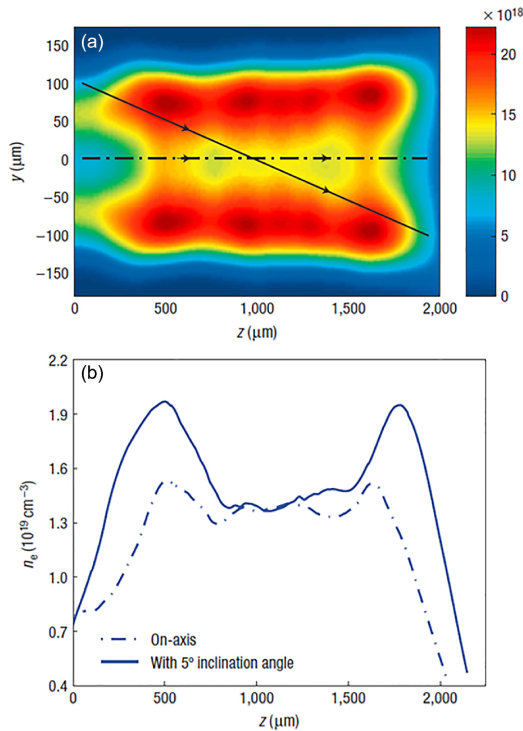


图 28 (网络版彩图) 双程 RBS 光路布局及等离子体密度分布^[42]. (a) 等离子体密度和光束布局的二维分布图; (b) 沿着 (a) 中虚线和实线方向等离子体密度分布

Figure 28 (Color online) The experimental optical path configuration and plasma density distribution for multi-pass stimulated backscatter and amplification [42]. (a) The 2-dimensional distribution of the plasma density and the two beam layout; (b) the 1-dimensional plasma density profile along the axial direction (the dash-dot line in (a)) and along a straight line (the solid line in (a)).

浦光.

图 29 单程与双程放大 RBS 延时对比实验结果, 其中, 图 29(a) 是第一程放大输出能量随泵浦光延迟的变化曲线, 此时输入泵浦光能量 87 mJ 而输入种子光能量 16 μJ. (b) 是第二程放大输出能量随泵浦光延迟的变化曲线, 此时输入泵浦光能量 56 mJ 而输入种子光能量 3.3 mJ. 对比单程与双程放大 RBS 泵浦光与信号光延时关系曲线, 可见双程放大同样存在最佳工作条件, 且放大率显著高于单程放大. 图 29(b) 为 RBS 放大实验测量图, 可见实验将 16 μJ 信号光放大到最大增加到 5.6 mJ, 能量放大 350 倍.

双程放大对于放大前后的光束质量影响如图 30 所示, 其中 (a) 为没有等离子体时 RBS 光斑照片, 可见放大信号光光斑 55 μm; (b) 为有等离子体时 RBS 光斑照片,

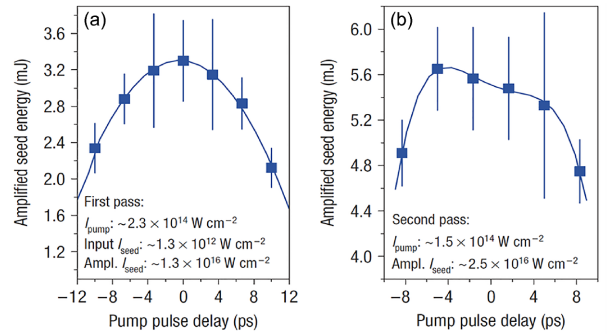


图 29 (网络版彩图) 单程与双程放大 RBS 延时对比实验^[42]. (a) 第一程放大输出能量随泵浦光延迟的变化曲线; (b) 第二程放大输出能量随泵浦光延迟的变化曲线

Figure 29 (Color online) The experiment for contrasting seed amplification efficiency with pump delay [42]. (a) The output energy versus the pump pulse delay time for the seed pulse for the first pass; (b) the output energy versus the pump pulse delay time for the second pass.

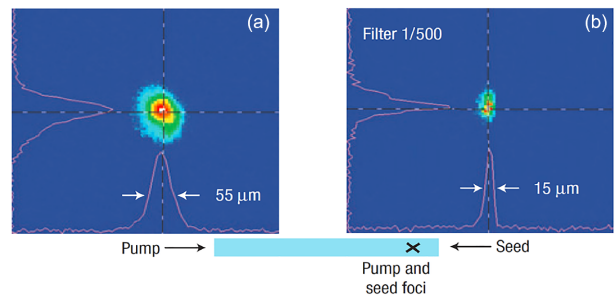


图 30 (网络版彩图) 双程放大 RBS 光束质量^[42]. (a) 放大前种子光光斑; (b) 放大后光斑

Figure 30 (Color online) The beam quality of amplified pulse of multi-pass stimulated backscatter and amplification [42]. (a) Before amplification; (b) after amplification.

可见放大后信号光光斑 15 μm. 可见同样出现全口径自聚焦效应.

图 31 是单程放大 RBS 测量的光谱及压缩波形图, 其中, (a) 是种子脉冲实测光谱照片, (b) 是放大脉冲的实测光谱照片, (c) 是种子脉冲光谱曲线, 光谱宽度为 9 nm, (d) 是第一程放大后的种子脉冲光谱曲线, 对应 90 mJ 泵浦下, 种子光由 16 μJ 放大到 3.6 mJ, 光谱宽度增宽到 32 nm, (e) 是自相关仪器测量的时域曲线, 种子光 15 μJ (划线, 蓝线), 放大脉冲 2.9 mJ (实线, 红线), 可见脉宽明显压缩. (f) 是实测脉宽随放大脉冲能量的变化关系曲线. 可见, RBS 具有自压缩特性. 实验发现, 即使在双程放大中, 关系式 $E\tau \rightarrow \text{const}$ 也成立.

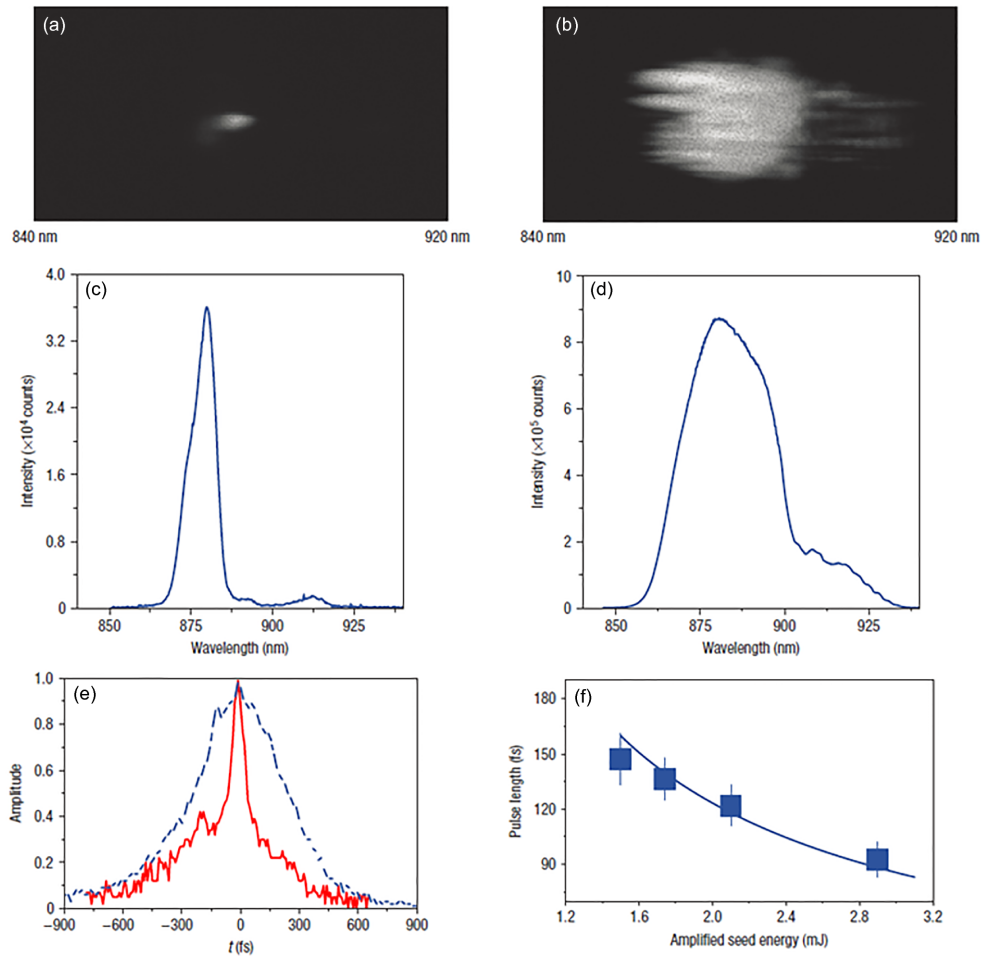


图 31 (网络版彩图)双程放大RBS测量的光谱及压缩波形^[42]. (a) 实验所用种子光二维光谱照片; (b) 实验所得的放大光二维光谱照片; (c) 对应(a)的种子光光谱曲线; (d) 对应(b)的放大光光谱曲线; (e) 归一化自相关曲线; (f) 测量所得脉宽随放大光能量的变化

Figure 31 (Color online) The amplified pulse spectra, waveform and compression of multi-pass stimulated backscatter and amplification ^[42]. (a) 2D spectrum images of the input seed; (b) 2D spectrum images of the output amplified; (c) the spectrum intensity profiles of the input seed corresponding (a); (d) the spectrum intensity profiles of the output amplified corresponding (b); (e) autocorrelation signals normalized by the autocorrelator factor of 1.4; (f) autocorrelator measurements of the pulse width for the pulse duration versus the energy of the amplified seed pulse.

3.6 高能RBS放大实验

2007年利弗莫尔实验室和加州大学的Kirkwood等人^[43]做了一系列大能量ps级的RBS实验, 信号光1200 nm/1 mJ/1 ps; 泵浦光1054 nm/350 J/1 ns; 在等离子体密度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时, 实现了大于25倍的放大输出. 此时等离子体密度没有达到受激SRBS要求的密度. 与通常RBS均研究散射和转换小于100 ps以下的脉冲不同. 高能RBS放大实验配置^[43]如图32所示.

等离子体的制备由1 ns的泵浦光同时完成. 对于大能量的1 ns的长脉冲的转换和压缩种子脉冲到1 ps,

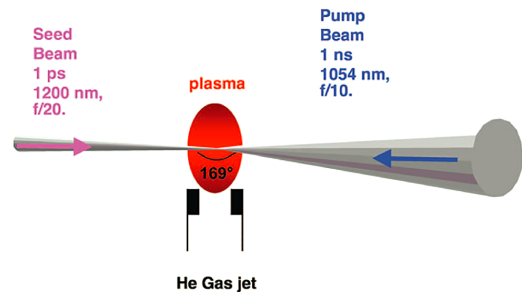


图 32 (网络版彩图)高能RBS放大实验配置^[43]

Figure 32 (Color online) The experimental configuration for observation of stimulated backscatter and amplification in high energy ^[43].

这不但能获得高的功率, 更能获得高的功率密度. 因此, 研究高能RBS放大和压缩具有重要的现实应用价值如ICF点火工程应用. 实验为了防止韧致吸收效应, 使用了更稀薄的等离子体密度, 当取等离子体密度为极小值 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 在等离子体密度变化小于1%的条件下, 实现将一个弱的种子光放大到很高的程度. 实验获得大能量状态下, 能量放大率达到37倍. 线性SRBS可以将泵浦光能量大量转换给种子光, 并同时压缩放大脉冲. 用不同的泵浦、不同的种子光强度、不同的等离子体密度等参数的实验, 证实了等离子体SRBS放大的长度要求 15 cm ns^{-1} 的关系; 证实了RBS放大发生在两光束频率差所决定的共振密度处; 证实了当增加共振密度和强度时, 放大率大大提高; 证实了随着泵浦强度和等离子体密度的增加, 放大倍率也会显著增加.

4 结论

综上所述, 共振受激拉曼背向散射(SRBS)是最有可能替代高额昂贵的CPA技术的一种新兴的放大机制, 不仅结构更加紧凑、成本更加廉价、能提供更高功率、更短脉冲、更大能量、更高重复频率输出的激光脉冲. 使用等离子体作为增益介质, 可以同时免去展宽器和压缩器, 从而省去娇贵而又难以制造的光栅. 而且, 等离子体激光介质可以承受高达足有百拍瓦每平

方厘米($10^{17} \text{ W cm}^{-2}$)的功率密度, 比固体激光介质高5个数量级. 而SRBS的有质动力势使得电子分布形成电子密度光栅的机制决定了其能够放大相对论强度的上千焦耳每平方米(kJ cm^{-2})的能流量; 能够迫使等离子体中所有电子相干的背向散射泵浦光; 能够在 1 cm^2 面积的等离子体中获得超过PW的近周期脉冲. 若使用更强的光泵浦, 更大的等离子体介质, 可以使得激光实现艾瓦(EW, 10^{18} W)输出, 聚焦功率密度可以达到 $10^{24} \sim 10^{25} \text{ W cm}^{-2}$ 量级.

此外由于等离子体可以即时产生和猝灭, 因此可以支持高重复频率运行. 另外, SRBS方案短波长更有利于获得强场脉冲, 还有可能方便地产生和放大超过PW的轨道角动量控制的纠缠激光(Twisted Lasers)^[44]. 实验证明了飞秒脉冲在等离子体中的能量和强度均超过泵浦光的放大机制; 证实了放大的信号光具有保持初始信号光的内禀特性的性质. 另外, 拉曼波长依赖于等离子体密度, 而采用啁啾脉冲泵浦, 以及采用等离子体密度的非均匀调制, 还提供了SRBS超宽带放大的广阔发展空间, 验证了实现亚10 fs的PW脉冲是可行的.

总之, 以等离子体作为增益介质的放大技术出现, 可以免除对展宽器和压缩器的复杂要求, 并且结构更加紧凑, 成本更加廉价, 也易于控制, 能提供功率更高、脉冲更短、能流密度更强、重复频率更高的激光, 有望推动EW超强激光时代的到来.

致谢 感谢与普林斯顿大学MAE实验室的Morozov A.教授、Luo Y. S.博士以及博士生Chan Q.的有益讨论. 就在本文付印之际, 微信公众媒体中报道上海光机所实现了大于10 PW的结果. 无疑, 这是最新的世界纪录.

参考文献

- 1 Maine P, Strickland D, Bado P, et al. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. *IEEE J Quantum Electron*, 1988, 24: 398–403; Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt Commun*, 1985, 56: 219–221
- 2 Mourou G, Tajima T. More intense, shorter pulses. *Science*, 2011, 331: 41–42
- 3 Georg K, Sergei V B, Jean-Paul, et al. Extreme Light Infrastructure (ELI): Physics and Lasers at the Ultra-Intense Frontier, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) paper: JThG2, 2010; Zamfir N V. Nuclear physics with 10 PW laser beams at extreme light infrastructure—Nuclear physics (ELI-NP). *Eur Phys J Spec Top*, 2014, 223: 1221–1227
- 4 Dicke R H. Coherence in spontaneous radiation processes. *Phys Rev*, 1954, 93: 99–110
- 5 Suckewer S. Ultra-intense lasers: Beyond a petawatt. *Nat Phys*, 2011, 7: 11–12
- 6 Wang Z, Liu C, Shen Z, et al. High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier. *Opt Lett*, 2011, 36: 3194–3196

- 7 Yu T J, Lee S K, Sung J H, et al. Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser. *Opt Express*, 2012, 20: 10807–10815
- 8 Michael P. Crossing the Petawatt Threshold. *Sci Tech Rev*, 1996, 12: 4–11; Michael P. The amazing power of the petawatt. *Sci Tech Rev*, 2000, 4–12; Perry M D, Pennington D, Stuart B C, et al. Petawatt laser pulses. *Opt Lett*, 1999, 24: 160–162
- 9 Chu Y, Liang X, Yu L, et al. High-contrast 2.0 Petawatt Ti:sapphire laser system. *Opt Express*, 2013, 21: 29231–29239
- 10 Chu Y, Gan Z, Liang X, et al. High-energy large-aperture Ti:sapphire amplifier for 5 PW laser pulses. *Opt Lett*, 2015, 40: 5011–5014
- 11 Gan Z, Yu L, Li S, et al. 200 J high efficiency Ti:sapphire chirped pulse amplifier pumped by temporal dual-pulse. *Opt Express*, 2017, 25: 5169–5178
- 12 Lee S K, Yu T J, Sung J H, et al. 0.1 Hz 1 PW Ti:Sapphire Laser Facility, AIP Conference Proceedings, (2010), 1228, 186; Sung J H, Lee H W, Yoo J Y, et al. 4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz. *Opt Lett*, 2017, 42: 2058–2061
- 13 Xu Z Z, Yang X D, Leng Y X, et al. High-power output from a compact OPCPA laser system. *Chin Opt Lett*, 2003, 1: 24–27
- 14 Andrey L, Oleg C, John C, et al. The 10 PW OPCPA vulcan laser upgrade, high intensity lasers and high field phenomena (HILAS). 2011, paper: HThE2
- 15 Zuege J D. Status of High-Energy OPCPA at LLE and future prospects. CLEO: Science and Innovations (CLEO_SI), 2014, paper: JTh4L.4
- 16 Yu L, Liang X, Xu L, et al. Optimization for high-energy and high-efficiency broadband optical parametric chirped-pulse amplification in LBO near 800 nm. *Opt Lett*, 2015, 40: 3412–3415
- 17 Zeng X, Zhou K, Zuo Y, et al. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification. *Opt Lett*, 2017, 42: 2014–2017
- 18 Weber S, Riconda C, Lancia L, et al. Amplification of ultrashort laser pulses by brillouin backscattering in plasmas. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 055004
- 19 Lancia L, Marquès J R, Nakatsutsumi M, et al. Experimental evidence of short light pulse amplification using strong-coupling stimulated brillouin scattering in the pump depletion regime. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 025001
- 20 Liu Z J, Hao L, Xiang J, et al. Multiple acoustic modes stimulated Brillouin scattering in hydrogen plasmas. *Plasm Phys Control Fusion*, 2012, 54: 095004
- 21 Hao L, Liu Z J, Hu X Y, et al. Competition between the stimulated Raman and Brillouin scattering under the strong damping condition. *Laser Part Beams*, 2013, 31: 203–209
- 22 Peng H, Wu Z H, Zuo Y L, et al. Single laser pulse compression via strongly coupled stimulated Brillouin scattering in plasma. *Phys Plasm*, 2016, 23: 073516
- 23 Trines R M G M, Fiúza F, Bingham R, et al. Simulations of efficient Raman amplification into the multipetawatt regime. *Nat Phys*, 2011, 7: 87–92
- 24 Mourou G A, Fisch N J, Malkin V M, et al. Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications. *Opt Commun*, 2012, 285: 720–724, arXiv: 1108.2116
- 25 Smekal A. Zur quantentheorie der dispersion. *Naturwissenschaften*, 1923, 11: 873–875
- 26 Raman C V. A new radiation. *Indian J Phys*, 1928, 2: 387–398
- 27 Landsberg G, Mandelstam L. Eine neue Erscheinung bei der Lichtzerstreuung in Krystallen. *Naturwissenschaften*, 1928, 16: 557
- 28 Forslund D W, Kindel J M, Lindman E L. Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas. *Phys Fluids*, 1975, 18: 1002–1016
- 29 Shvets G, Fisch N J, Pukhov A, et al. Superradiant amplification of an ultrashort laser pulse in a plasma by a counterpropagating pump. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 4879–4882
- 30 Dreher M, Takahashi E, Meyer-ter-Vehn J, et al. Observation of superradiant amplification of ultrashort laser pulses in a plasma. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 095001
- 31 Kruer W L. The Physics of Laser Plasma Interaction. Boston: Addison-Wesley, 1988
- 32 Lehmann G, Spatschek K H, Sewell G. Pulse shaping during Raman-seed amplification for short laser pulses. *Phys Rev E*, 2013, 87: 063107
- 33 Malkin V M, Shvets G, Fisch N J. Detuned Raman amplification of short laser pulses in plasma. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 1208–1211
- 34 Ersfeld B, Jaroszynski D A. Superradiant linear Raman amplification in plasma using a chirped pump pulse. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 165002
- 35 Landgraf B, Aurand B, Lehmann G, et al. Broadband stimulated Raman backscattering. *New J Phys*, 2016, 18: 073048

- 36 Cheng W, Avitzour Y, Ping Y, et al. Reaching the nonlinear regime of Raman amplification of ultrashort laser pulses. [Phys Rev Lett](#), 2005, 94: 045003
- 37 Ping Y, Geltner I, Suckewer S. Raman backscattering and amplification in a gas jet plasma. [Phys Rev E](#), 2003, 67: 016401
- 38 Ping Y, Cheng W, Suckewer S, et al. Amplification of ultrashort laser pulses by a resonant Raman scheme in a gas-jet plasma. [Phys Rev Lett](#), 2004, 92: 175007
- 39 Vieux G, Lyachev A, Yang X, et al. Chirped pulse Raman amplification in plasma. [New J Phys](#), 2011, 13: 063042
- 40 Tajima T, Mourou G. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics. [Phys Rev ST Accel Beams](#), 2002, 5: 031301
- 41 Morozov A, Li S, Turnbull D, et al. Ultra-high pulse intensity amplification and compression in plasma. In: *Frontiers in Optics 2011/Laser Science XXVII*, OSA Technical Digest, 2011, paper: FWP3
- 42 Ren J, Cheng W, Li S, et al. A new method for generating ultraintense and ultrashort laser pulses. [Nat Phys](#), 2007, 3: 732–736
- 43 Kirkwood R K, Dewald E, Niemann C, et al. Amplification of an ultrashort pulse laser by stimulated Raman scattering of a 1 ns pulse in a low density plasma. [Phys Plasmas](#), 2007, 14: 113109
- 44 Vieira J, Trines R M G M, Alves E P, et al. Amplification and generation of ultra-intense twisted laser pulses via stimulated Raman scattering. [Nat Commun](#), 2016, 7: 10371, arXiv: [1603.02930](#)

Prospects for femtosecond ultrahigh intensity laser system towards Exawatt level

LI Ming^{1,2*}, WANG ZhaoHua¹, TENG Hao¹, HE XinKui¹, HAN HaiNian¹, LI DeHua¹,
WEI ZhiYi^{1,3*} & SZYMON Suckewer²

¹ Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

² Program in Plasma Science and Technology, Princeton University, Princeton 08544, USA;

³ University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100087, China

The new generation system for ultrahigh-power laser running over Exawatt (EW, 10^{18} W) level is emerging recently, which is under a mechanism called Raman backscattering (RBS) in plasma. The main advantage of using plasma is that it can tolerate much higher laser intensities, 10^{17} W cm⁻², more than five order of solid-state devices limited, 10^{12} W cm⁻². Although Petawatt (PW, 10^{15} W) laser pulses have been realized by some groups based on the chirped pulse amplification scheme (CPA), many cutting-edge scientific researches and technical applications, such as inertial confinement fusion (ICF), plasma physics, astrophysics, plasma-based particle accelerators, and X-ray lasers, need even higher laser power than EW level. For these purposes, huge laser projects like the extreme light infrastructure (ELI) have been proposed to offer new paradigm in EW class laser power. However, such an ultrahigh intensity laser system could only be achieved by CPA using very large (beyond 1 m²) and expensive compressor gratings. In addition, to extrapolate CPA to the EW power range, hundreds of such gratings would be required. Even if there is enough budget, the problem of energy restriction on the last grating is still under question. Therefore, it is crucial to find a new medium or new technology for generating femtosecond ultra-intense laser pulses. This paper introduces a solution for generating laser intensities many orders of magnitude higher than currently results. This technology of optical amplification that a process known as Raman backscattering amplification and compression could enable the generation of femtosecond pulses of 20000 times the original seed intensity in a column of plasma just a few millimeters in length and less than a millimeter in width, without stretcher and compressor. Such sufficient high intensity and lower frequency of the pulse amplification indeed have got into super-radiant amplification regime (SRA) or stimulated Raman backscattering (SRBS). It has revealed that an unprecedented large pulse intensity amplification could be realized. The seed pulse will be compressed to 25 fs and its unfocused intensity increased from 1×10^{15} to 4×10^{17} W cm⁻². Furthermore, it could be increased further to around 1×10^{23} W cm⁻² by focusing the resulting beam to 1 μ m. Therefore, it might be possible to increase this power up to EW in a larger plasma and using more powerful optical pumping.

ultrafast laser, ultrahigh-power laser, plasma, stimulated backscatter and amplification, resonant stimulated Raman amplification, femtosecond laser system

PACS: 52.38.Bv, 42.65.Dr, 42.55.Ye, 52.35.Mw, 52.40.Db, 42.65.Re, 52.27.Ny, 52.38.-r, 52.59.-f, 52.38.Hb

doi: [10.1360/SSPMA2017-00135](https://doi.org/10.1360/SSPMA2017-00135)