

等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响

张智猛 张博 吴凤娟 洪伟 滕建 贺书凯 谷渝秋

Plasma density effect on backward Raman laser amplification

Zhang Zhi-Meng Zhang Bo Wu Feng-Juan Hong Wei Teng Jian He Shu-Kai Gu Yu-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 105201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.105201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

拉曼散射与自陡峭效应对皮秒孤子传输特性的影响

Influence of Raman scattering effect and self-steepening effect on the propagation characteristic of picosecond solitons

物理学报.2015, 64(5): 054207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054207>

氘含量对 DKDP 晶体横向受激拉曼散射增益系数的影响

Influence of deuteration degree on the transverse stimulated Raman scattering gain coefficient of DKDP crystal

物理学报.2015, 64(3): 034213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034213>

低双折射光纤中拉曼增益对光偏振态的影响

Effect of Raman gain on the state of polarization evolution in a low-birefringence fiber

物理学报.2015, 64(3): 034212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034212>

拉曼增益对双折射光纤中孤子传输特性的影响

Effect of Raman gain on the characteristic of soliton transmission in birefringence optical fiber

物理学报.2014, 63(9): 094208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094208>

976 nm 激光抽运二氧化硅微球级联拉曼散射激光的研究

Study of cascaded raman scattering laser in silica microsphere pumped by 976 nm laser

物理学报.2013, 62(22): 224207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.224207>

# 等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响\*

张智猛<sup>1)</sup> 张博<sup>1)</sup> 吴凤娟<sup>1)2)</sup> 洪伟<sup>1)</sup> 滕建<sup>1)</sup> 贺书凯<sup>1)</sup> 谷渝秋<sup>1)3)†</sup>

1)(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

2)(西南科技大学国防科技学院, 绵阳 621010)

3)(北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100088)

(2014年10月9日收到; 2014年11月14日收到修改稿)

等离子体中的背向拉曼散射机理可以用来产生超短超强的激光脉冲. 本文采用粒子模拟方法模拟研究了等离子体密度对激光拉曼放大过程的影响. 研究发现, 过低的等离子体密度会导致等离子体波提前波破而降低能量转换效率; 而过高的等离子体密度又会导致其他不稳定性的快速增长, 限制作用距离和输出能量. 因此, 拉曼放大机理的最佳等离子体密度应处于等离子体波破的密度阈值附近, 可以获得最高的能量转换效率和能量输出. 另外, 空间频谱分析显示放大激光的强度饱和和主要来自于自相位调制不稳定性的发展. 利用  $10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  的抽运激光脉冲, 模拟证实拉曼放大机理可有效地将种子激光的强度从  $10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  放大到  $10^{17} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 脉宽压缩到 40 fs, 且能量转换效率达到 58%.

**关键词:** 超短超强激光, 激光放大, 拉曼向后散射, 粒子模拟

**PACS:** 52.38.Bv, 42.65.Dr, 52.50.Jm

**DOI:** 10.7498/aps.64.105201

## 1 引言

在当代强场物理研究中, 超短超强激光脉冲发挥着重要作用, 促发了许多新的应用, 如激光驱动的可控惯性约束聚变<sup>[1-3]</sup>、电子和离子的桌面加速器<sup>[4-6]</sup>以及各种电磁波辐射源(X射线源, THz辐射, 阿秒脉冲)<sup>[7-9]</sup>等. 啁啾脉冲放大技术(CPA)是目前产生超短超强激光脉冲的主要方式<sup>[10]</sup>. 但是, 随着激光强度的不断升高, 固体光栅需要做得很大以避免热损伤, 这成为CPA发展的主要技术限制. 为了克服该限制, 研究人员提出以等离子体作为放大媒介, 利用背向拉曼放大机制(backward raman amplification, BRA)来实现激光放大<sup>[11,12]</sup>. 相比于传统的CPA技术, BRA机理有如下优点: 1) 等离子体作为放大媒介不存在热损伤阈值, 输出的放大激光强度在聚焦前可达到  $10^{17} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 比CPA技术的  $10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  高出5个量级; 2) 放大过

程无须特制光栅, 激光脉宽可自动压缩到飞秒量级. BRA机理被认为是现阶段产生  $10^{18} \text{ W}$  甚至  $10^{21} \text{ W}$  级激光的最有效途径之一<sup>[13]</sup>.

BRA机理采用一束抽运激光和一束种子激光在等离子体中相向传播, 其拍频共振激发起大振幅的等离子体波, 通过该等离子体波将抽运激光的能量散射到种子激光上面, 从而实现种子激光的放大. 事实上, 该机理与传统的拉曼背向散射不稳定性<sup>[14,15]</sup>在物理本质上是一致的, 区别在于传统的拉曼背向散射不稳定性起源于热噪声, 而BRA机理需使用一个控制好的种子波源并抑制热噪声来稳定和优化放大的输出激光. BRA是一个三波耦合的过程, 为了达到最大的耦合效率, 三个波(等离子体、抽运波和种子波)需满足共振条件, 即

$$\begin{aligned}\omega_{\text{pump}} &= \omega_{\text{seed}} + \omega_{\text{plasma}}, \\ k_{\text{pump}} &= k_{\text{seed}} + k_{\text{plasma}},\end{aligned}\quad (1)$$

式中:  $\omega_{\text{pump}}$ ,  $\omega_{\text{seed}}$ ,  $\omega_{\text{plasma}}$  分别为抽运、种子和

\* 国家自然科学基金(批准号: 11305157)和等离子体重点实验室基金(批准号: 9140C680604130C68245)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yqgu@ceap.ac.cn

等离子体波的频率,  $k_{\text{pump}}$ ,  $k_{\text{seed}}$ ,  $k_{\text{plasma}}$  为相应的波矢.

1998年, Shevts等<sup>[11]</sup>首先唤起了人们对BRA机理的兴趣, 他们给出一个非常可观的放大标度律: 被放大激光的强度正比于放大距离的平方, 即受激拉曼放大是一种类似于自由电子激光的超辐射放大过程. 随后, Malkin等<sup>[12]</sup>的理论研究表明拉曼放大过程是一个“快速压缩过程”: 它允许激光在成丝不稳定性发展起来以前完成压缩和放大, 并且这一过程中抽运激光可以几乎完全被损耗, 能量转换效率高达80%以上. 随后, 普林斯顿小组开展了一系列相关实验, 论证了BRA机理的可行性<sup>[16–20]</sup>. 最近的实验结果<sup>[20]</sup>发现放大激光的强度可达到 $10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 超过抽运激光强度两个量级, 但它的能量转换效率却仅有6.4%, 与理论预期有明显偏差, 需更加细致、深入的理论和实验研究.

在BRA中, 等离子体作为放大媒介, 存在着大量的非线性和动理学效应, 如等离子体波破、郎道阻尼和各种不稳定性等<sup>[21,22]</sup>. 这些因素都会对BRA的放大激光输出和能量转换效率产生影响. 本文采用一维的粒子模拟(PIC)程序Opic1 D<sup>[23]</sup>模拟研究等离子体中的激光拉曼放大过程, 分析不同等离子体密度下的等离子体波破效应对BRA机理的影响以及各种不稳定性所导致的放大激光的饱和机理, 证实BRA的最佳等离子体密度应处于等离子体波破的密度阈值附近, 以获得最高的能量转换效率和能量输出.

## 2 PIC模拟条件

模拟设置如图1所示, 窗口大小为 $600 \mu\text{m}$ , 网格大小为 $0.025 \mu\text{m}$ . 抽运激光和种子激光都采用圆偏振. 抽运激光从右侧进入模拟区域, 波长为 $1.053 \mu\text{m}$ , 峰值强度为 $I_{\text{pump}} = 6.85 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 对应的无量纲矢势为 $a_0 = 0.005$ , 纵向包络为 $100 \text{ fs}$ 上升沿后强度保持不变. 种子激光从模拟窗的左边界进入, 它与抽运激光有 $600T_0$ 的延时, 其中 $T_0 = 3.3 \text{ fs}$ 为 $1 \mu\text{m}$ 激光所对应的激光周期. 当种子激光进入模拟窗口时, 抽运激光正好到达模拟窗口的左边界. 种子激光波长满足共振条件<sup>[(1)式]</sup>, 初始峰值强度为 $I_{\text{seed}} = 6.85 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 纵向包络为sin型, 脉宽为 $100 \text{ fs}$  (FWHM). 等离子体为预离化的均匀氢气体, 初始放置于 $x \geq 50 \mu\text{m}$ 区域内, 每个网格内的宏电子和宏离子数分别为10

和4个. 程序采用了移动窗口技术以模拟长距离的拉曼放大过程, 当种子激光到达 $x = 550 \mu\text{m}$ 时, 模拟窗口以光速 $c$ 向右运动.

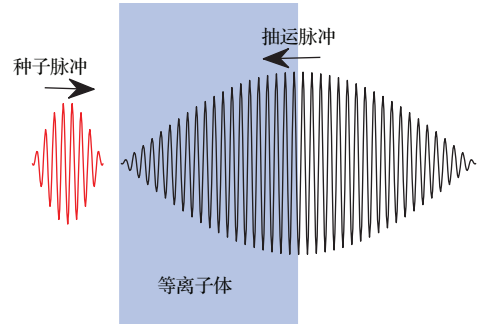


图1 (网刊彩色) 等离子体中的拉曼放大机理示意图  
Fig. 1. (color online) The schematic of backward laser Raman amplification in plasma.

## 3 模拟结果与讨论

### 3.1 等离子体密度对拉曼放大过程的影响

抽运激光和种子激光的拍频在等离子体中共振会激发起大振幅的等离子体波. 根据Malkin等<sup>[12]</sup>的自相似理论, BRA过程所能激发的等离子体波的最大强度为 $E_x \approx 2\sqrt{\frac{\omega}{\omega_p}} a_0 \frac{m_e \omega_p c}{e}$ , 其中 $a_0$ 为圆偏振抽运激光的振幅. 但是, 如果等离子体的密度比较低, 则等离子体将无法承受这么强的静电波而发生波破. 对于冷等离子体, 它所能承受的最大等离子体波为 $E_{\text{max}} \approx \frac{m_e \omega_p v_p}{e}$ , 其中 $v_p = \omega_p / k_p$ 为等离子体波的相速. 因此, 我们可以得到等离子体波破的阈值条件

$$\frac{\omega_p}{\omega} = (4a_0)^{2/3}. \quad (2)$$

对于抽运激光 $a_0 = 0.005$ , 其对应的等离子体波破的密度阈值为 $n_e = 0.005n_c$ ,  $n_c$ 为激光波长所对应的临界密度. 在推导(2)式时, 我们采用了冷等离子体假设. 对于有限温度 $T_e$ 的等离子体, 热电子更容易被等离子体波俘获而导致其能承受的最大等离子体波振幅下降为

$$E'_{\text{max}} = \left(1 - \frac{u}{3} - \frac{8}{3}u^{1/4} + 2u^{1/2}\right)^{1/2} E_{\text{max}},$$

其中 $u = 3k_B T_e / m v_p^2$ . 因此, 所对应的等离子体波破的密度阈值需相应提高.

在模拟中, 我们考虑了三个特征等离子体密度:  $0.01n_c$ ,  $0.004n_c$ 和 $0.001n_c$ , 分别对应于高于、接近和低于等离子体波破的密度阈值三种情况. 图2给出了这三种情况下种子激光、抽运激光和等

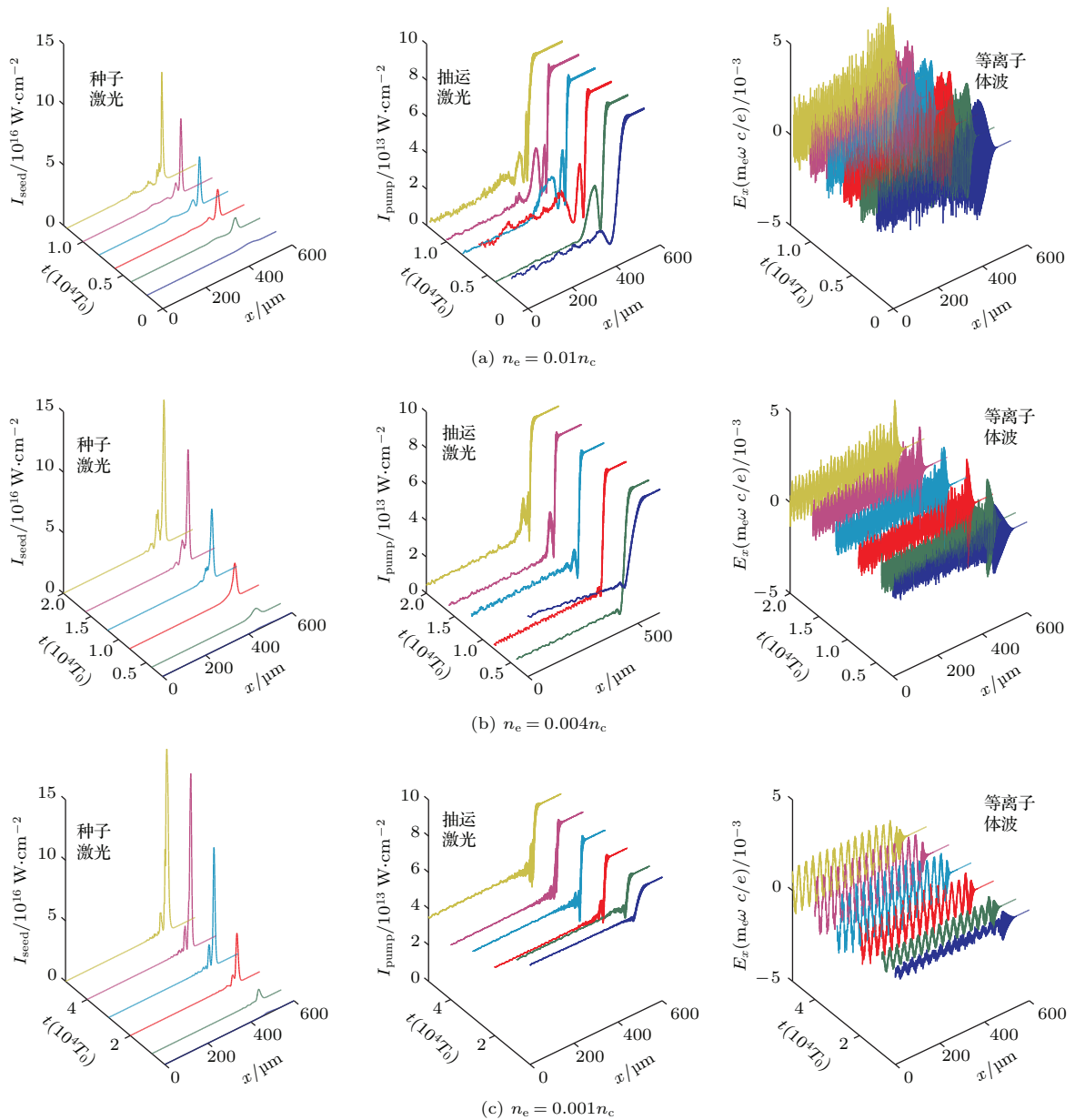


图2 (网刊彩色) 各等离子体密度对应的种子激光、抽运激光和等离子体的时空演化过程

Fig. 2. (color online) The spatial and temporal evolution of seed pulses, pump pulses and plasma waves for different plasma densities.

离子波的时空演化过程. 首先, 以  $n_e = 0.01n_c$  为例来看等离子体中的拉曼放大过程. 如图 2(a) 所示, 初始种子激光的强度比较弱, 它与抽运激光之间为弱耦合, 首先经历线性放大阶段. 在线性阶段, 抽运激光的能量并未完全耗散在种子激光内部. 相反, 抽运激光会在原有种子激光的尾部继续与等离子体波耦合并激发托斯克模, 因此该阶段的重要特征是种子激光脉宽拉长. 但是, 随着种子激光强度的增长, 放大过程将进入到非线性阶段即强耦合区域, 此时抽运激光能量急剧地耗散在种子激光的前沿区域. 由于种子激光的前沿迅速得

到放大, 种子激光的脉宽将变短, 形成自压缩效应. 根据自相似理论, 该阶段种子激光的脉宽  $\tau$  随放大时间线性减少 ( $\tau \propto t^{-1}$ ), 考虑到种子激光的能量增益  $\Delta E_{\text{seed}} = I_{\text{seed}}\tau$  正比于损耗的抽运激光能量  $\Delta E_{\text{pump}} = I_{\text{pump}}t$ , 因此我们可以得到种子激光强度为超辐射增长 ( $I_{\text{seed}} = a^2 \propto t^2$ ). 显然, 非线性阶段的自压缩和超辐射放大这两个特点使得等离子体中的 BRA 机理具有诱人的应用前景.

当等离子体密度高于等离子体波破的密度阈值时, 如  $n_e = 0.01n_c$ , 等离子体波破效应不会被激发. 此时, 放大种子激光的脉冲形状逐渐演化成一

个脉冲串, 即经典的“ $\pi$ -pulse”解. 由于等离子体波一直存在, 它在放大种子激光主峰的后沿会将其能量散射回抽运激光内, 随后抽运激光能量再次耦合到种子激光上, 因此导致种子激光次峰的增长. 可以看到, 在该条件下, 抽运激光的能量几乎完全被消耗, 但它的能量并非全部沉积在种子激光主峰内, 而有一部分是耦合给种子激光后面的次峰. 此外, 较高的等离子体密度也会使来自热噪声的不稳定性更快地增长, 从而使种子激光的放大强度更快地饱和, 限制了有效的放大距离以及总的能量输出.

当等离子体密度低于等离子体波破的密度阈值时, 如  $n_e = 0.001n_c$ , 等离子体波将过早地发生波破, 无法增长到BRA过程完全耦合所需的等离子体波强度. 如图2(a)所示, 当等离子体密度较高时, 等离子体波的最大强度可达到  $4 \times 10^{-3}$ , 可将抽运能量完全散射到种子激光上. 但当等离子体密度较低时, 如图2(c)所示, 等离子体波的强度在达到  $1.5 \times 10^{-3}$  时就因为波破的发生而停止增长, 这导致抽运激光能量无法完全耦合到种子激光上, 降低了BRA过程的能量转换效率. 不过, 较低的等离子体密度也有其优势, 比如不稳定性的增长较为缓

慢, 这有利于延长作用距离及获得更高的激光饱和强度.

最佳的激光拉曼放大过程来自于  $n_e = 0.004n_c$ , 即等离子体密度接近于等离子体波破的密度阈值. 如图2(b)所示, 等离子体波在增长到最大时才发生波破. 此时, 抽运激光的能量已被完全损耗并转移到种子激光的主峰内. 随后, 峰值处的等离子体波破避免了种子激光能量再次逆转移到抽运激光, 保留了种子激光的主峰能量并抑制了种子激光次峰的增长. 在该条件下, 放大的种子激光可以形成单峰结构, 且该单峰内几乎包含全部的能量, 同时能量转换效率也有一定的提升. 为了直观比较, 我们将三种情况下的输出放大激光参数列于表1. 在计算能量转换效率时, 我们仅考虑了种子激光的主峰内能量. 可以看到, 当  $n_e = 0.004n_c$  时, 种子激光经过 2.0 cm 的作用距离后达到饱和, 其饱和峰值强度为  $1.2 \times 10^{17} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 脉宽压缩到 40 fs. 此时所需抽运激光的脉宽应为放大距离的 2 倍, 约为 130 ps, 因此损耗的抽运激光的能量为  $8.9 \times 10^3 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . 种子激光主峰内包含的能量约为  $5.1 \times 10^3 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 可以得到该过程的能量转换效率为 58%.

表1 不同等离子体密度对应的输出放大激光参数比较  
Table 1. Comparison of output lasers for different plasma densities.

等离子体密度 $n_c$	作用距离/cm	饱和强度/ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$	放大脉宽/fs	能量转换效率 /%
0.01	1.2	$0.9 \times 10^{17}$	26	49
0.004	2.0	$1.2 \times 10^{17}$	40	58
0.001	4.8	$1.5 \times 10^{17}$	60	34

### 3.2 放大激光的饱和机理

在BRA中, 其他不稳定性的发展, 如种子激光的前向拉曼散射、自相位调制不稳定性及成丝不稳定性等<sup>[24–26]</sup>, 都有可能破坏BRA的三波耦合过程, 从而导致种子激光的放大强度饱和. 饱和的非线性机理可以通过三波的空间频谱  $k_x$  来进一步分析. 图3给出了  $n_e = 0.004n_c$  情况下, 抽运激光、种子激光和等离子体波在  $t = 4 \times 10^3 T_0$  和  $2 \times 10^4 T_0$  时的空间功率谱. 可以看到, 在放大初期, 其他不稳定性还未能发展起来, BRA是一个干净的三波耦合过程, 三个波矢满足共振条件. 随着放大过程的进行, 种子激光的脉宽被压缩, 它的频谱有着明

显的展宽, 同时伴随着非常强烈的自相位调制不稳定性. 该不稳定性来源于相对论性电子的非线性运动, 它的增长率正比于当地的激光强度. 由于种子激光峰值处的强度远高于前沿, 它将导致种子激光峰值和前沿之间存在额外的相移. 当额外相移超过  $\pi/2$  时, 能量转移过程将被逆转, 放大过程停止且种子激光在纵向包络上分裂成丝. 确实, 在模拟中, 我们发现当种子激光达到饱和后继续与抽运激光作用, 它将在纵向上分裂及形成多峰结构, 进一步证实了自相位调制不稳定性在饱和机理中所起的主要作用. 从图2(b)中可以看到前向拉曼不稳定性及尾波场的增长, 但较为缓慢, 这并不足以影响种子激光的饱和.

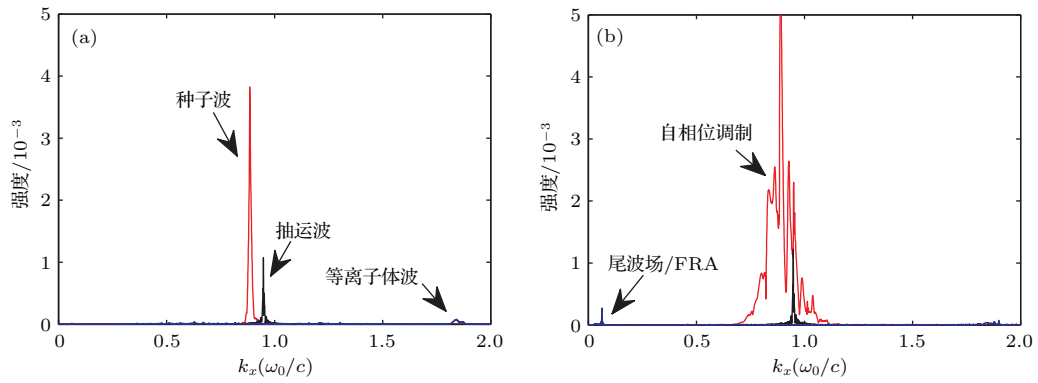


图3 (网刊彩色)  $n_e = 0.004n_c$  情况下, 抽运激光、种子激光和等离子体波不同时刻的空间功率谱 (a)  $t = 4 \times 10^3 T_0$ ; (b)  $t = 2 \times 10^4 T_0$

Fig. 3. (color online) The power spectrum of pump pulse, seed pulse and plasma wave in the case of  $n_e = 0.004n_c$ : (a)  $t = 4 \times 10^3 T_0$ ; (b)  $t = 2 \times 10^4 T_0$ .

### 4 结 论

利用粒子模拟方法研究了等离子体密度对激光拉曼放大过程的影响. 模拟中考虑了三个特征等离子体密度, 分别对应于高于、接近和低于等离子体波破的密度阈值三种情况, 获得不同的输出放大激光参数. 结果表明: 当等离子体密度低于等离子体波破的密度阈值时, 等离子体波过早地发生波破, 这导致抽运激光的能量未能完全损耗而降低能量转换效率; 而如果采用更高的等离子体密度来抑制波破的影响, 又会导致其他不稳定性的增长而限制放大距离, 从而降低输出的总能量. 因此, 最佳的等离子体密度应选择在等离子体波破的密度阈值附近, 有利于形成单峰结构的种子激光, 以及获得更高的能量转换效率和能流输出.

空间频谱分析表明, 自相位调制不稳定性在BRA的放大激光饱和和机制中起主要作用. 由于该不稳定性的影响, 对于波长为  $1 \mu\text{m}$  的种子激光, 它的放大饱和强度被限制在  $10^{17} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  量级. 尽管如此, 该饱和强度依然比CPA技术的  $10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  高出5个量级, 这将有力的推动着当代超短超强激光技术朝着  $10^{18} \text{ W}$  或  $10^{21} \text{ W}$  级的方向发展.

本文的模拟采用了移动窗口技术, 这在实际上人为地忽略了抽运激光穿过等离子体时由热噪声产生的预饱和和拉曼不稳定性. 该不稳定性会提前损耗抽运激光能量, 甚至破坏整个放大过程. 实际的BRA应用需采取一些技术手段来抑制不稳定性, 如降低等离子体热噪声、利用等离子体密度梯度或激光啁啾等. 另外, 由于本文是一维模拟, 一些不稳定性的影响实际上被忽略或者低估了. 首先, 种

子的前向拉曼不稳定性在一维下的增长率要比真实多维情况下弱  $\sqrt{\omega/\omega_p}$  倍. 其次, 多维下的种子激光成丝效应、自聚焦效应等都无法在一维模拟中体现. 因此, 更加自洽和准确地研究BRA机理需要多维的粒子模拟程序, 这也是后期研究的一个发展方向.

### 参考文献

- [1] Zhang J T, He B, He X T, Chang T Q, Xu L B, Andereev N E 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 921 (in Chinese) [张家泰, 何斌, 贺贤士, 常铁强, 许林宝, 安德列夫 N E 2001 物理学报 **50** 921]
- [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. Plasma* **1** 1626
- [3] Hinkel D E 2013 *Nucl. Fusion* **53** 104027
- [4] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [5] Zhou C T, Wang X G, Wu S Z, Cai H B, Wang F, He X T 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 201502
- [6] Zhang Z M, He X T, Sheng Z M, Yu M Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 134103
- [7] Lichters R, Meyer-ter-Vehn J, Pukhov A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [8] Esirkepov T Zh, Bulanov S V, Kando M, Pirozhkov A S, Zhidkov A G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 025002
- [9] Ji L L, Shen B F, Li D X, Wang D, Leng Y X, Zhang X M, Wen M, Wang W P, Xu J C, Yu Y H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 025001
- [10] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [11] Shvets G, Fisch N J, Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4879
- [12] Malkin V M, Shvets G, Fisch N J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4448
- [13] Mourou G A, Fisch N J, Malkin V M, Toroker Z, Khazanov E A, Sergeev A M, Tajima T, Garrec B L 2012 *Opt. Commun.* **285** 720

- [14] Tang Y H, Han S S, Zhang C X, Wu Y Q, Cheng J, Zhong F C, Zhu Y Z, Xu Z Z 2002 *Chin. Phys.* **11** 50
- [15] Zhou C L, Ye W H, Lu X P 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 085207 (in Chinese) [邹长林, 叶文华, 卢新培 2014 物理学报 **63** 085207]
- [16] Ping Y, Geltner I, Fisch N J, Shvets G, Suckewer S 2000 *Phys. Rev. E* **62** 4532
- [17] Ping Y, Cheng W, Suckewer S, Clark D S, Fisch N J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175007
- [18] Dreher M, Takahashi E, Meyer-ter-Vehn J, Witter K J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 095001
- [19] Cheng W, Avitzour Y, Ping Y, Suckewer S, Fisch N J, Hur M S, Wurtele J S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 045003
- [20] Ren J, Cheng W F, Li S L, Suckewer S 2007 *Nat. Phys.* **3** 732
- [21] Clark D S, Fisch N J 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4848
- [22] Yampolsky N A, Fisch N J 2009 *Phys. Plasmas* **16** 072105
- [23] Zhang Z M, He X T, Sheng Z M, Yu M Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023110
- [24] Fraiman G M, Yampolsky N A, Malkin V M, Fisch N J 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3617
- [25] Wang T L, Clark D S, Strozzi D J, Wilks S C, Martins S F, Kirkwood R K 2010 *Phys. Plasmas* **17** 023109
- [26] Malkin V M, Toroker Z, Fisch N J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 023109

## Plasma density effect on backward Raman laser amplification\*

Zhang Zhi-Meng<sup>1)</sup> Zhang Bo<sup>1)</sup> Wu Feng-Juan<sup>1)2)</sup> Hong Wei<sup>1)</sup> Teng Jian<sup>1)</sup>  
He Shu-Kai<sup>1)</sup> Gu Yu-Qiu<sup>1)3)†</sup>

1) (Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

2) (School of National Defense Science and Technology, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China)

3) (Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100088, China)

( Received 9 October 2014; revised manuscript received 14 November 2014 )

### Abstract

Backward Raman amplification (BRA) in plasma can be used for generating ultra-powerful laser pulses. In this paper, the plasma density effect on backward Raman laser amplification is studied by using particle-in-cell method. It is found that using a low plasma density can lead to the premature Langmuir wave breaking and thus result in a small energy-transfer efficiency. On the other hand, using a high plasma density will enhance the developments of unwanted instabilities, which rapidly disturb the Raman amplification, thus limiting the interaction length and output power. Therefore, an optimal plasma density for BRA is near the threshold of Langmuir wave breaking in order to achieve both high efficiency and large energy flux. The space frequency spectrum analysis shows that the saturated intensity of amplified pulses is limited mainly by the self-phase modulation instability. By using a  $10^{13}$  W·cm<sup>-2</sup> pump pulse, our simulation results show that the initial  $10^{13}$  W·cm<sup>-2</sup> seed pulse can be well amplified into a pulse with an energy power of  $10^{17}$  W·cm<sup>-2</sup>, a duration of 40 fs, and an energy conversion efficiency of up to 58%.

**Keywords:** ultra-intense laser, laser amplification, backward Raman scattering, particle-in-cell simulation

**PACS:** 52.38.Bv, 42.65.Dr, 52.50.Jm

**DOI:** 10.7498/aps.64.105201

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11305157), and Foundation of Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, China (Grant No. 9140C680604130C68245).

† Corresponding author. E-mail: yqgu@ceap.ac.cn