论文

激光带宽对等离子体中受激拉曼散射不稳定性的抑制效应[†]

赵耀, 郑君, 於陆勒, 陈民, 翁苏明, 盛政明*

上海交通大学物理与天文系, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240

*联系人, E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn

†盛政明编委供稿

收稿日期: 2014-07-24; 接受日期: 2014-09-23; 网络出版日期: 2015-01-20

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11129503, 11374210)

摘要 本文研究了激光带宽对等离子体中受激拉曼散射不稳定性激发的抑制效应. 通过改变激光参数和等离子体参数, 利用一维粒子模拟验证了当激光带宽远大于线性增长率时, 带宽对受激拉曼散射的线性增长阶段具有明显的抑制作用. 模拟研究同时表明通过选择适当的调频参数和降低受激拉曼散射的线性增长率可以使带宽的抑制效应更明显. 但是激光带宽并没有使受激拉曼散射完全消失, 其抑制作用主要体现在延长不稳定性线性增长的时间.

关键词 受激拉曼散射, 激光带宽, 惯性约束核聚变, 参量不稳定

PACS: 52.35.Mw, 52.38.Dx, 52.57.-z

doi: 10.1360/SSPMA2014-00287

实验研究表明, 妨碍惯性约束核聚变(ICF)最主要的困难之一在于受激拉曼散射(SRS)的产生. 早期美国利佛莫尔国家实验室(LLNL)的Nova激光器上的实验显示, 在准均匀等离子体中 SRS 导致的反射率达到了 50%^[1]. 2009 年以来, NIF 装置上不均匀等离子体实验中, 其内环散射光份额达到 30%–40%. 这些散射光不仅损失了激光能量, 还会在纵向上产生热电子来预加热靶. 所以如何抑制 SRS 是 ICF 中至关重要的一个问题. 过去几十年的研究过程中, 人们提出了多种抑制 SRS 不稳定的方法, 包括在空间域和时间域的激光脉冲束匀滑技术、偏振态控制等. 其中, 时

间域的束匀滑技术有对激光带宽、激光啁啾的调制等.

20 世纪 70 年代, 人们开始研究泵浦光频谱的有限带宽对三波参量过程的影响^[2,3]. 1974 年, 美国学者 Thomson 和 Karush^[2]提出了利用激光带宽来抑制参量不稳定的构想. 他们认为, 理论上当带宽 $\Delta\omega$ 大于 SRS 的线性增长率 γ_0 时, 线性增长率将会缩小 $\gamma_0/\Delta\omega$ 倍. 1976 年, Obenschain 等人^[3]通过实验初步验证了带宽效应对参量不稳定性的抑制作用. 由于当时激光条件的限制, 激光带宽为 $\Delta\omega/\omega_0=3\times 10^{-3}$. 1990 年, Harper-Slaboszewicz 等人^[4]研究了带宽在低混合频率区域对参量不稳定性的抑制. 1991 年, Guzdar 等人^[5]研

引用格式: 赵耀, 郑君, 於陆勒, 等. 激光带宽对等离子体中受激拉曼散射不稳定性的抑制效应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 035201
Zhao Y, Zheng J, Yu L L, et al. Suppression effects of laser bandwidth on stimulated Raman scattering instability in underdense plasma (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 035201, doi: 10.1360/SSPMA2014-00287

究了带宽在非均匀等离子体中对 SRS 的影响. 除了研究时间扰动对 SRS 的影响, 1979 年 Williams 等人^[6]研究了空间扰动对参量不稳定性影响. 但是近年来, 激光带宽对参量不稳定性影响的研究并不多, 也没有看到带宽效应对 SRS 非线性饱和效应的影响的报道. 2009 年, 杨冬^[7]通过数值模拟指出在带宽小于 2% 的情况下, 啁啾脉冲的啁啾数量对 SRS 没有影响.

之前的研究着重于激光带宽大小对参量不稳定性线性增长的抑制作用. 本文利用一维粒子(PIC)模拟, 研究了激光带宽对 SRS 的影响. 本文在验证带宽的抑制效应这个结论的同时, 深入研究调频参数、激光强度、等离子体长度等参数对 SRS 非线性发展的影响.

1 数值模拟与理论模型对比

主要的激光带宽模型有^[8]: 正弦调频、高斯脉冲加啁啾、啁啾堆积. 正弦调频脉冲的振幅均匀, 高斯脉冲的振幅不均匀, 而啁啾堆积的振幅随着参数的改变会有很大的变化. 为了把问题简单化, 本文主要研究正弦调频的情况, 取激光电场的表达式为

$$E = a \cos[2\pi t + m \sin(2\pi \times f_m \times t) + \pi/2]. \quad (1)$$

公式(1)中的频率都归一化到激光中心频率, 时间 t 以光周期 τ 为单位. 带宽可以用 $\Delta\omega = (2m+1)\times f_m$ 来近似, 频率的间距为 f_m . 这里 a 为归一化到 $m_e \omega c / e$ 的电场强度幅值, 它与入射激光强度和波长的关系为 $a = \sqrt{I\lambda^2 / 1.37 \times 10^{18}}$, 其中 $I\lambda^2$ 归一化到 $\text{W/cm}^2 \mu\text{m}^2$, ICF 中通常采用的激光强度在 10^{15} W/cm^2 左右. 在本文中 a 取值在 0.01–0.1, 对应的电子运动速度远小于真空中光速 c ^[9].

在经典的理论中, 当带宽大于 SRS 的线性增长率时, 增长率将会缩小 $\gamma_0/\Delta\omega$ 倍^[2]. 如果取光强 $a \sim 10^{-2}$, 等离子体密度(已归一化到临界密度 n_c) $n \sim 10^{-2}$, 则有 SRS 的增长率 $\gamma_0 \sim 0.007$ ^[10]. 因此, 当带宽有 $\Delta\omega \geq 10^{-2}$ 量级时能看到 SRS 被比较明显地抑制, 所以在以下的正弦调频模拟中最小的带宽为 5%. 需要指出的是目前激光聚变实验上能够达到的带宽在 2% 以下, 所以本文计算涉及大的带宽范围, 主要是从理论的角度探讨产生利用带宽抑制 SRS 的条件. 从理论表达式可以看出, 为了让带宽效应比较明显, 除了可以通过增加带宽来实现外, 还可以通过降低 SRS 的线性增长率来实现, 所以入射光强、等离子体密度都会影

响到带宽效应. 本文首先研究了激光参数对带宽效应的影响, 由于模拟数量大, 等离子体区间取 150 个光波长(λ), 其中有 10 个光波长的密度线性上升沿, 在等离子体两侧各有 25 个光波长的真空区域. 为了跟实际情况做参照, 本文模拟了激光与长等离子体长时间作用时的情况, 研究了带宽效应随着时间的增长而发生的变化.

首先取一组参数来观察激光带宽的基本效应. 在等离子体左侧的真空区域内, 选择了 1 个探测点来探测左传光和右传光的时间包络. 图 1(a)和(b)给出了有激光带宽和没有激光带宽时, 入射激光的时间波形以及相应频谱. 激光波形由公式(1)中取 $(m, f_m) = (14.5, 0.01)$, 对应带宽为 30%. 当 $(m, f_m) = (0, 0)$ 时为没有带宽的平面波. 可以看到, 2 个入射脉冲的振幅是相同的, 这便于突出带宽的效应. 从图 1(b)可以看出, 2 个入射脉冲的频谱、带宽有明显的不同. 加了带宽后, 频谱由 δ 形状展宽成了梳状, 频率之间的间隔为 0.01. 图 1(c)是背散射光的时域比较图, 可以看出, 当不加带宽时, 散射光在 150τ 时就产生了, 并且振幅非常大. 与之相比, 加了带宽后, 背散射光在 350τ 才有比较明显地产生, 但是其振幅远低于不加带宽时的振幅. 在本文的参数取值 $a=0.05, n=0.08$ 下, 可以求得背向 SRS 的增长率为 0.004 ^[10], 对应的有效增长时间为 250τ , 本文的模拟时间为 500τ , 所以这期间会发展出 SRS. 由图 1(d)可以看出, 在 300τ 时, SRS 的频谱已经比较强了, 但看不到明显的 SRS 频谱. 在 500τ 时能看到频率为 0.998 的 1 个小峰, 这说明 SRS 在 300τ 左右才逐步地发展起来, 远远晚于 SRS 的产生时间. 图 1(e)是背散射光的频域比较图, 可以看出, 不加带宽时, SRS 和 SBS 的频谱是很明显的, 但是加了 30% 的带宽后, 2 个频谱的强度均有了明显地降低.

除了背散射光外, 比较 SRS 的强度大小还可以用其激发的纵向电场分布、电子密度的纵向分布、电子的纵向动量分布来表示. 因为 SRS 是由光在等离子体中传播时, 与等离子体中的电子密度扰动相互耦合、发展产生的. 激发的电子等离子体波会在纵向上加热电子, 因此这 3 个量也可以反映 SRS 的大小. 由图 2 可以非常明显地看出, 在 300τ 时, 加了带宽后, SRS 得到了几乎完全地抑制, 纵向电场、电子密度纵向分布、电子纵向动量都没有出现明显的涨落. 不加带宽时, 电子密度分布的涨落则非常明显.

图 1 (网络版彩图)(a) 加带宽与不加带宽的入射光时域图; (b) 加带宽与不加带宽的入射光频域图; (c) 加带宽与不加带宽的背散射光时域图; (d) 不加带宽, 数值模拟的截止时间分别取 300τ 和 500τ 时背散射光的频域图; (e) 在模拟截止时间为 500τ 时, 加带宽与不加带宽的背散射光频域图. 入射激光振幅为 $a = 0.05$, 等离子体密度 $n=0.08$

Figure 1 (Color online) (a) Temporal profiles of the incident lasers with or without finite bandwidth; (b) Fourier transform of the incident lasers with or without finite bandwidth; (c) temporal profiles of the backscattering light with or without finite bandwidth; (d) Fourier transform of the backscattering light without finite bandwidth at different time 300τ and 500τ ; (e) Fourier transform of the backscattering light with or without finite bandwidth at 500τ . The normalized amplitude of incident laser is $a = 0.05$, and plasma density is $n = 0.08$.

为了验证带宽大小对 SRS 抑制的理论, 取等离子体密度 $n=0.1$, 光强 $a=0.08$, $f_m=0.1$, 然后将 m 分别取 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1 不同的 6 个值, 对应的带宽大小约为 0%, 14%, 18%, 22%, 26%, 30%. 文献[2]给出了 m 与受激拉曼散射线性增长率之间的关系 $\gamma=\gamma_0 J_0(m)$, 其中 γ_0 为不加带宽时受激拉曼散射线性增长率, J_0 为第一类 0 阶贝塞尔函数. 在给定的等离

子体密度和激光强度下, 没有带宽条件下前向 SRS 的增长率约为 0.0027, 背向 SRS 增长率约为 0.06, 因此背向散射占主导, 并且是本文主要研究的对象. 利用背散射光的时域比较图像不仅能给出背散射光的强度大小的对比, 还能给出散射光包络随时间的变化, 从而求得 SRS 的线性增长率, 因此它要比单纯的反射率图像更能说明问题. 从图 3(a)可以看出, 不论

图 2 (网络版彩图)在 300τ 时通过 SRS 产生的纵向电场、电子密度、纵向动量在加带宽与不加带宽下的比较. (a) 纵向电场比较图; (b) 电子密度比较图; (c) 电子纵向动量比较图. 入射激光振幅为 $a=0.05$, 等离子体密度 $n=0.08$

Figure 2 (Color online) Comparison of the longitudinal electric field, electron density and longitudinal momentum in cases with or without finite bandwidth at 300τ . (a) Longitudinal electric field; (b) electron density; (c) electron longitudinal momentum. The normalized amplitude of incident laser is $a=0.05$, and plasma density is $n=0.08$.

图 3 (网络版彩图)背散射光的时间包络及其对应的增长率. (a) f_m 取值一定, m 取不同值时, 背向散射光的时域图像. 等离子体密度 $n=0.1$, 激光参数为 $a=0.08$, $f_m=0.1$. (b) 中的圆点为根据图(a)中的背散射光包络算出来的线性增长率, 黑色实线是模拟数据的拟合曲线, 红色实线为根据文献[2]的理论结果

Figure 3 (Color online) The envelop of backscattering light and corresponding linear growth rate. (a) Temporal profiles of backscattering light, with constant f_m and different m . Plasma density is $n=0.1$, laser parameters are $a=0.08$, $f_m=0.1$. The dot in (b) is linear growth rate which is calculated from (a), the black solid line is the fitting curve of simulation data, the red solid line comes from the theory model given in ref. [2].

m 取什么值, 背散射光都存在增长至饱和的过程. 由图 3(b)可以看出, 随着 m 的增加, SRS 的线性增长率是逐渐降低的, 但模拟结果与理论值相差比较大, 这突显出了纯粹理论分析的不足. 理论只能给出在

$m \gg \gamma_0$ 时线性增长率与 m 的近似关系, 而无法说明当 $m \gtrsim \gamma_0$ 时的情况. 通过对模拟数据进行拟合, 得到近似关系 $\gamma = \gamma_0 J_0^{5/2}(m)$. 因此, 进行数值模拟研究是必要的.

上面谈到的是 SRS 的线性增长阶段, 在此之后由于电子被等离子体波捕获而进入非线性发展阶段, 从而产生超热电子. SRS 的非线性过程非常复杂, 其中存在着 SRS 的再散射过程^[11]、非线性朗道阻尼^[10,12,13]、与其他不稳定机制的协同作用^[14-16]等. 可以通过电子的速度分布图像来简要地分析朗道阻尼造成的非线性过程. 譬如取 $a=0.08$, $n=0.08$, 入射光不加带宽. 由图 4 可以看出 $t=300$ 时, 非线性朗道阻尼已经很明显了, 电子的速度分布已经逐渐偏离麦克斯韦分布, 而在电子等离子体波相速度附近形成了一个平台区. 当 $t=500$ 时, 电子的速度分布完全脱离了麦克斯韦分布形式, 这时 SRS 完全处于非线性阶段. 因此除了散射光之外, 超热电子产生也可以用来衡量 SRS 激发的程度. 需要指出的是, 这种超热电子产生是完全不同于利用超短激光脉冲的产生机制的^[17].

以上利用一维 PIC 模拟研究了传统的理论, 与此同时, 注意到带宽效应通常只是延迟了 SRS 发展的时间, 但是带宽对 SRS 的非线性发展难以产生根本性的抑制. 在下面将进一步研究各个激光和等离子体参数对 SRS 线性和非线性演化的效应.

2 激光与等离子体参数对带宽效应的影响

2.1 不同调频参数对带宽效应的影响

为了研究正弦调频参数对带宽效应的影响, 选取了带宽为 10%, 20%, 30% 的激光脉冲进行模拟, 这

图 4 (网络版彩图)不同时刻的电子纵向速度分布. 入射激光振幅 $a=0.08$, 等离子体密度 $n=0.08$, 未加激光带宽

Figure 4 (Color online) Snapshots of the electron longitudinal velocity distributions at different time obtained for the case without finite bandwidth for the incident laser. The normalized amplitude of laser is $a=0.08$, and plasma density is $n=0.08$.

样带宽对 SRS 的抑制效应就会很明显, 比较会更加精确. 早期的线性理论只是给出了带宽与增长率的关系, 事实上, 正弦调频有 2 个可变参量—— m, f_m . 为了研究是否仅仅是带宽大小对 SRS 有影响还是组成带宽的参数也有影响, 分别取了如下数据进行对比分析(表 1). 采用振幅为 $a=0.05$ 的线偏振, 等离子体密度 $n=0.08$.

图 5(a)–(d)给出了不同激光带宽下获得的电子能谱分布. 可以很清楚地看出, 当加了带宽后除了少部分参数外, 绝大多数的电子能谱都比没加带宽时有了明显的抑制, 并且带宽越大抑制越明显. 这间接地证明了理论中带宽对受激拉曼散射不稳定性的抑制. 图 5(c)和(d)中除了 30%带宽的抑制效果比较明显外, 其他都不显著, 并且 500τ (τ 为光周期)时, 加了 10% 的激光脉冲对应的能谱还高于不加带宽的能谱. 这是一个值得关注的现象. 传统线性理论中给出的带宽抑制 SRS 是针对线性增长率而言的, 当激光与等离子体作用较长时间后, 非线性效应逐步发展起来并占主导地位, 这样带宽的抑制效应就会极大减小, 甚至起反作用.

将图 5(a)–(d)进行纵向比较, 可以发现当带宽取相同大小时, 若带宽参数 f_m 取值不同, 带宽对 SRS 的抑制效果也不同. 为了进行更加细致的比较, 将 500τ 时带宽、不同 f_m 的能谱进行比较. 由图 5(e)和(f)可以看出, 在 f_m 从 0.005–0.08 这一区间内, f_m 越小带宽效应越明显. 这个现象的原因可以理解为, 当 f_m 越小, 入射激光的频谱峰就越多, 这样更容易使得共振匹配条件失配, 从而更好地抑制 SRS. 但事实上, 我们注意到并不是 f_m 越小越好, 当 f_m 取 0.001 时, 若带宽为 20%, 则 $m=100$, 此时脉冲的频谱与超高斯脉冲的频谱相近, 这反而会降低带宽的抑制效应. 因此, 在带宽大小相同的条件下, 取适当的 f_m 值很关键.

2.2 入射激光光强对带宽效应的影响

入射激光的大小会影响到受激拉曼散射的产生以及强度, 因此, 我们需要考虑入射激光强度对带宽

表 1 三种带宽下的 (m, f_m) 取值

Table 1 The values of (m, f_m) with three different bandwidths

30% 带宽 (m, f_m)	20% 带宽 (m, f_m)	10% 带宽 (m, f_m)
(29.5, 0.005)	(19.5, 0.005)	(9.5, 0.005)
(14.5, 0.01)	(9.5, 0.01)	(4.5, 0.01)
(1.375, 0.08)	(0.75, 0.08)	(0.125, 0.08)

图 5 (网络版彩图)(a)–(d)不同入射激光频谱参数下的电子能谱分布. (a), (c)为 300τ 时的能谱图, (b), (d)为 500τ 时的能谱图. 在以上图中, 括号中的值分别为 m 和 f_m 的取值, 即 (m, f_m) . 每幅图各曲线对应的频谱宽度分别为 30%, 20%, 10%, 0. (e)–(f)具有相同带宽, 但不同 f_m 取值的电子能谱比较图. (e), (f)对应的带宽大小分别为 30%, 20%, 计算时间为 500τ . 入射激光振幅为 $a=0.05$, 等离子体密度 $n=0.08$

Figure 5 (Color online) (a)–(d) Electron energy distribution with different bandwidth parameters. (a) and (c) are the energy spectrum at 300τ , (b) and (d) are the energy spectrum at 500τ . The numbers in the legend in the figure correspond to (m, f_m) . The corresponding bandwidths of them are 30%, 20%, 10%, 0, respectively. (e)–(f) Electron energy distributions with constant bandwidth and different f_m at 500τ . (e), (f) Correspond to bandwidths 30%, 20%, respectively. The normalized amplitude of the laser is $a=0.05$, and plasma density is $n=0.08$.

效应的影响. 这里我们比较 a 分别取 0.03(对应光强为 $1.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 波长 $1 \mu\text{m}$)和 0.08(对应光强 $8.8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)时的情况, 同时也可以与上面算例中 a 为 0.05 的情况进行比较. 比较图 6(a), (c)和图 6(b), (d)可以看出, 光强的大小对带宽抑制作用的影响是很明显的. 通过比较可以看出, 当光强越小时, 带宽效应越明显. 由理论可知, 当激光强度减小, 受激拉曼散射的线性增长率就会变小, 相应地, 它缩小的倍数

$\gamma_0/\Delta\omega$ 也就越小, 因而带宽的抑制效应就越明显. 等离子体密度对带宽效应的影响与此类似, 当等离子体密度减小, SRS 的线性增长率就会降低, 从而使得带宽效应更加明显.

3 激光与大尺度等离子体作用的模拟

以上的模拟旨在研究带宽参数和入射光强对带

图 6 (网络版彩图) 等离子体密度为 0.08 时, 不同入射光强在不同时间下的电子能谱图. (a) 入射光振幅 $a=0.03$, 时间为 300τ ; (b) 入射光振幅 $a=0.03$, 时间为 500τ ; (c) 入射光振幅 $a=0.08$, 时间为 300τ ; (d) 入射光振幅 $a=0.08$, 时间为 500τ

Figure 6 (Color online) Electron energy spectra obtained with different intensity of laser at different time. (a) Laser amplitude is $a=0.03$, at 300τ ; (b) laser amplitude is $a=0.03$, at 500τ ; (c) laser amplitude is $a=0.08$, at 300τ ; (d) laser amplitude is $a=0.08$, at 500τ .

宽抑制效应的影响, 由于模拟较多所以取的等离子体长度和作用时间都较短, 并且为了使对比更明显, 我们取的带宽很大. 实际情况下, 目前激光骤变实验中的带宽能达到的最大值在 2% 以下, 等离子体长度接近几千个光波长, 激光与等离子体的作用时间在上万个光周期以上. 从上面的模拟可以看出, 带宽在最开始的线性阶段对 SRS 的抑制很明显, 但是随着时间的增长, 非线性效应逐渐发展起来, 这样带宽的效应会降低. 设定参数: 等离子体长度为 1010 个光波长, 其中 10 个光波长的密度线性上升沿, 前后真空各 25 个光波长, 光强 $a=0.03$, 等离子体密度 $n=0.08$, 总的模拟时间取 1500 个光周期, (m, f_m) 取为 $(4.5, 0.01)$, $(2, 0.01)$, 对应的带宽分别为 10% 和 5%.

由图 7 可以看出, 在 400τ 时, 加了 5% 和 10% 带宽对应的超热电子能谱几乎没有什么区别, 它们都远远小于不加带宽时的能谱. 在 800τ 时, 能很明显地看到, 随着带宽的增大对应的能谱会降低, 此时加了 5% 带宽的能谱与不加带宽的能谱逐步接近了. 在 1200τ 时, 加了 5% 带宽的能谱与不加带宽的能谱已经很接近了, 此时激光已经穿过等离子体. 在 1500τ 时, 3 个能谱几乎完全重合, 此时带宽的效应已消失. 从这个算例可以看出, 带宽大小的差异在长时间后会逐渐消失. 这个趋势与前面小尺度等离子体情况

下也是一致的.

从图 8(a) 可以看出, 背散射光产生的时间随着带宽的增大而增大, 加了 5% 带宽后背散射光较为明显地发展起来的时间比不加带宽时增加了 150τ , 而加了 10% 带宽后背散射光较为明显地发展起来的时间比不加带宽时增加了 350τ . 图 8(b) 是背散射光的频谱图, 可以看出, 加了带宽后的频谱在不加带宽时的 SRS 和 SBS 频谱处有了展宽, 这说明, 背散射光是 SRS 和 SBS 产生的. 图 8 的(c), (d) 也间接地反映了加 10% 带宽后, SRS 被抑制, 其中和纵向电场在空间尺度上抑制了约 350λ , 近似地对应于时间抑制了 350τ , 这与背散射光的抑制时间吻合, 所以我们可以说 SRS 被抑制了 350τ .

4 结论

本文利用数值计算研究了激光带宽对 SRS 线性和非线性发展的影响. 总体上, 激光带宽可以对不稳定的线性发展起抑制作用, 这定性地与以前的解析理论一致. 但在通常惯性约束聚变条件下, 需要带宽达到 5% 以上才能对 SRS 的线性发展产生强烈的抑制效果. 对 SRS 不稳定非线性发展的长时间的模拟算例表明, 激光带宽对 SRS 的饱和幅度并没有明显地

图 7 (网络版彩图)(a), (b), (c), (d)分别是时间为 400τ , 800τ , 1200τ , 1500τ 的电子能谱比较图. 激光振幅 $a=0.03$, 等离子体密度 $n=0.08$

Figure 7 (Color online) Comparison of the electron energy spectrum at 400τ , 800τ , 1200τ and 1500τ , respectively. The laser amplitude is $a=0.03$, plasma density is $n=0.08$.

图 8 (网络版彩图)(a), (b) 为背散射光的时域与频域图像; (c) 为 800τ 时电子纵向动量分布图; (d) 为 800τ 时纵向电场的分布图

Figure 8 (Color online) (a), (b) Show the backscattering image in time domain and frequency domain; (c) electron longitudinal momentum distribution at 800τ ; (d) longitudinal electric field distribution at 800τ .

抑制, 带宽只是延长了达到饱和所需的时间.

对于正弦调频激光脉冲, 除了带宽大小会影响 SRS 外, 还有带宽参数的取值、等离子体密度、入射激光强度、激光等离子体作用时间长短等因素起着很

大的作用. 在同等带宽情况下, 调制频率 f_m 的取值对带宽效应起着很重要的作用, 它有一个最佳的取值区间, 既不能太大也不能太小. 如果 f_m 太大, 频谱峰会很少, 这样不易使共振失配; 如果 f_m 太小, 谱峰之

间的独立性降低, 频谱趋向于连续, 这样也会降低带宽效应. 所以, f_m 的实际取值应该根据带宽大小进行确定. 另外两个关键因素是等离子体密度和入射激光的光强. 等离子体密度越低、激光强度越低, SRS

不稳定的线性增长率越低, 所以对于给定的激光带宽其抑制作用也越明显. 需要指出的是, 本文的结论只是基于一维模拟计算的结果, 在二维和三维条件下带宽对参量不稳定的效应仍有待研究.

致谢 作者感谢与中国工程物理研究院丁永坤研究员, 美国罗切斯特大学任闯教授的有益讨论.

参考文献

- 1 Fernandez J C, Cobble J A, Montgomery D S, et al. Observed insensitivity of stimulated Raman scattering on electron density. *Phys Plasmas*, 2000, 7: 3743–3750
- 2 Thomson J J, Karush J I. Effects of finite-bandwidth driver on the parametric instability. *Phys Fluids*, 1974, 17: 1608–1613
- 3 Obenschain S P, Luhmann N C Jr, Greiling P T. Effects of finite-bandwidth driver pumps on the parametric-decay instability. *Phys Rev Lett*, 1976, 36: 1309–1312
- 4 Harper-Slaboszewicz V J, Mizuno K, Idehara T, et al. Finite bandwidth drive effect on the parametric decay instability near the lower hybrid frequency. *Phys Fluids B*, 1990, 2: 2525–2527
- 5 Guzdar P N, Liu C S, Lehmborg R H. The effect of bandwidth on the convective Raman instability in inhomogeneous plasmas. *Phys Fluids B*, 1991, 3: 2882–2888
- 6 Williams E A, Albritton J R, Rosenbluth M N. Effect of spatial turbulence on parametric instabilities. *Phys Fluids*, 1979, 22: 139–149
- 7 杨冬. 啁啾激光抑制等离子体参量不稳定性的研究. 硕士学位论文. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2009
- 8 张锐. 基于调频脉冲的光谱色散平滑技术研究. 硕士学位论文. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2006
- 9 Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. London: Imperial College Press, 2005
- 10 Kruer W L. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Boulder, Colorado: Westview Press, 1988
- 11 Winjum B J, Fahlen J E, Tsung F S, et al. Anomalously hot electrons due to rescatter of stimulated Raman scattering in the kinetic regime. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 165001
- 12 Klimo O, Tikhonchuk V T. Laser-plasma interaction studies in the context of shock ignition: The regime dominated by parametric instabilities. *Plasma Phys Control Fusion*, 2013, 55: 095002
- 13 Chapman T D. *Autoresonance in Stimulated Raman Scattering*. Dissertation for Doctoral Degree. Palaiseau: Ecole Polytechnique, 2012
- 14 Yin L, Albright B J, Bowers K J, et al. Saturation of backward stimulated scattering of laser in kinetic regime: Wavefront bowing, trapped particle modulational instability, and trapped particle self-focusing of plasma waves. *Phys Plasmas*, 2008, 15: 013109
- 15 Rose H A, DuBois D F, Bezzerides B. Nonlinear coupling of simulated Raman and Brillouin scattering in laser-plasma interactions. *Phys Rev Lett*, 1987, 58: 2547–2550
- 16 Benisti D, Gremillet L. Nonlinear plasma response to a slowly varying electrostatic wave, and application to stimulated Raman scattering. *Phys Plasmas*, 2007, 14: 042304
- 17 Liang W X, Li Y T, Xu M H, et al. Study of hot electrons generated from intense laser-plasma interaction employing Image Plate. *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2008, 51: 1455–1462

Suppression effects of laser bandwidth on stimulated Raman scattering instability in underdense plasma[†]

ZHAO Yao, ZHENG Jun, YU LuLe, CHEN Min, WENG SuMing
& SHENG ZhengMing*

*Key Laboratory for Laser Plasmas (MoE) and Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University,
Shanghai 200240, China*

The suppression effects of laser bandwidth on stimulated Raman scattering (SRS) instability in underdense plasma are studied by one-dimensional particle-in-cell (1D PIC) simulations. By changing laser and plasma parameters, it is shown that the linear growth of SRS can be suppressed considerably, provided the laser bandwidth is much larger than SRS linear growth rate. Simulations also show that by choosing the proper frequency modulation parameters or decreasing the linear growth rate of SRS, the inhibitory effects become more obvious. However, the laser bandwidth can only increase the time duration for linear growth but cannot diminish the instability completely.

stimulated Raman scattering, laser bandwidth, inertial confinement fusion, parametric instabilities

PACS: 52.35.Mw, 52.38.Dx, 52.57.-z

doi: 10.1360/SSPMA2014-00287