

# 强度调制宽带激光对受激拉曼散射 动力学爆发的抑制\*

刘庆康<sup>1)2)</sup> 张旭<sup>1)2)</sup> 蔡洪波<sup>1)†</sup> 张恩浩<sup>3)</sup> 高妍琦<sup>4)</sup> 朱少平<sup>1)‡</sup>

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

3) (北京计算科学研究中心, 北京 100088)

4) (上海激光等离子体研究所, 上海 201899)

(2023年10月21日收到; 2023年11月19日收到修改稿)

激光等离子体不稳定性是困扰惯性约束聚变的难题之一。宽带激光作为抑制激光等离子体不稳定性的有效手段, 近年来受到广泛关注。然而, 宽带激光在动理学区域驱动受激拉曼散射等高频不稳定性存在非线性爆发, 使抑制效果不及预期。本文提出一种外加强度调制的宽带激光模型, 通过选择适当的强度调制包络, 能够打断背散光在强脉冲中的放大过程, 降低高强度脉冲诱发剧烈爆发的概率, 并大幅减少背散光份额和热电子产额。数值模拟表明, 强度调制激光对受激拉曼散射具有较好的抑制能力。对于平均功率为  $1.0 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, 带宽为 0.6% 的二倍频宽带激光, 使用强度调制技术后, 反射率下降了 1 个数量级, 20 keV 以上热电子能量份额也由 7.34% 下降至 0.31%。上述研究证实了使用强度调制宽带激光抑制高频不稳定性的可行性, 并有望为后续宽带激光驱动聚变实验设计提供参考。

**关键词:** 惯性约束聚变, 动理学效应, 宽带激光, 受激拉曼散射

**PACS:** 52.38.-r, 42.65.Dr, 52.38.Bv

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231679

## 1 引言

激光等离子体不稳定性 (laser plasma instability, LPI) 是指激光在等离子体中传输时, 衰变为等离子体波和散射光波的物理过程<sup>[1]</sup>。在惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 实验中, 主要的 LPI 包括受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS)、受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 和双等离子体衰变 (two plasmon decay, TPD)<sup>[2,3]</sup>。以 SRS 为例,

其将入射激光能量转移至背散光和电子等离子体波 (electron plasma wave, EPW) 中。这两种波均会对 ICF 实验造成不利影响。一方面, 背散光会降低激光到靶丸的能量耦合效率, 破坏光束功率平衡, 导致辐射场不均匀并造成黑腔性能下降; 另一方面, 被 EPW 加速的超热电子会预热靶丸, 并干扰后续压缩过程<sup>[4]</sup>。因此, 理解并抑制 LPI 一直是 ICF 实验设计的重要研究内容。

近年来, 使用宽带激光抑制 LPI 引发人们的广泛关注<sup>[5,6]</sup>。已有研究表明, 宽带激光能够大幅降低 LPI 在线性阶段的增长率<sup>[7-10]</sup>, 并提高绝对不稳

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1603204) 和国家自然科学基金 (批准号: 12325510, 12235014, 11975055) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: cai\_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者。E-mail: zhu\_shaoping@iapcm.ac.cn

定性阈值<sup>[11,12]</sup>. 然而, 在电子动理学区域, 宽带激光对 SRS 等高频不稳定性的抑制效果可能不如预期. 如 Zhou 等<sup>[13]</sup> 发现, 宽带激光驱动下的 SRS 在非线性阶段出现了更猛烈的爆发, 并产生了更多的背散光和超热电子. Wen 等<sup>[14]</sup> 对非均匀等离子体中宽带光驱动下 SRS 的空间增益因子进行了研究, 并发现较窄带宽的激光反而会增益 SRS. Liu 等<sup>[15]</sup> 发现, SRS 的非线性爆发是协同作用的结果. 在上海宽带激光平台“昆吾”的实验中, 也观察到超出预期的超热电子产额<sup>[16,6]</sup>. 因此, 只有抑制 SRS 在非线性阶段的爆发, 方能充分发挥宽带激光抑制 LPI 的效果.

本文提出了一种能够有效地抑制动理学区域 SRS 非线性爆发的宽带激光建模, 即强度调制宽带激光 (intensity-modulated broadband laser), 并使用数值模拟验证了这种建模对 SRS 爆发的抑制效果. 统计分析表明, 宽带激光存在可观数量的高强度脉冲, 这些脉冲能够造成 BSRS 剧烈爆发. 在宽带激光中引入时域强度调制, 并选择合适的强度调制参数, 阻断背散光在高强度脉冲中的放大, 进而破坏了宽带激光中的脉冲与 EPW 之间的协同作用, 从而较好地抑制了动理学区域中 SRS 的爆发. 数值模拟表明, 强度调制宽带激光有效地阻止了 SRS 的非线性爆发, 与同功率的宽带激光相比, 强度调制宽带光的 SRS 反射率由 12.76% 降至 1.79%, 20 keV 以上热电子能量份额由 7.34% 降低至 0.31%. 上述结果证明, 将强度调制宽带激光用于抑制 LPI 是可行的, 在未来的 ICF 实验中具有良好的应用前景.

## 2 SRS 的动理学爆发与抑制思路

### 2.1 宽带激光的统计特性

目前常见的宽带激光建模有调频宽带激光<sup>[7,17]</sup>、叠加宽带激光<sup>[8,11,15]</sup>、随机相位宽带激光、近太阳光<sup>[18]</sup>和角动量非相干光<sup>[19]</sup>等. 其中, 叠加宽带激光 (multi-beamlet laser, MBL) 能够描述实验上宽带激光频率、相位随机的特性, 被广泛用于 LPI 的增长过程、不稳定性阈值等研究. MBL 的数学建模为

$$E_{\text{broad}}(t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N E_i \cos(\omega_i t + \phi_i), \quad (1)$$

其中  $N$  代表叠加子光束的数量,  $1/\sqrt{N}$  为强度归一化因子.  $E_i$ ,  $\omega_i$  和  $\phi_i$  分别代表第  $i$  束子光束的电场强度、圆频率和初始相位. 为了贴合真实宽带激光的特征,  $\omega_i$  在  $[\omega_0 - \Delta\omega/2, \omega_0 + \Delta\omega/2]$  范围内随机选取,  $\phi_i$  在  $[-\pi, \pi]$  范围内随机选取. 这里  $\omega_0$  代表激光的中心频率,  $\Delta\omega$  代表激光的带宽, 目前实验上带宽  $\Delta\omega/\omega_0$  在 0.5%—1.0% 量级<sup>[16]</sup>.  $N$  通常为数百至数千, 以稠密的离散谱逼近真实宽带激光的连续谱.

由于宽带激光由大量随机频率、初始相位的子光束叠加而成, 不同子光束间的相位存在失配, 这就造成其强度包络随时间剧烈变化. 如图 1(a) 所示, 一束宽带激光的包络可以视为一个由很多局部峰值 (下称为“短脉冲”) 组成的序列. 将单个短脉冲的时长, 即短脉冲的底部宽度记为  $\Delta t_p$ ; 短脉冲的峰值强度记为  $I_p$ . 可见,  $\Delta t_p$  和  $I_p$  随机分布, 某些高强度短脉冲的峰值  $I_p$  达到了宽带激光平均强度  $I_{\text{ave}}$  的 6 倍以上.

尽管难以预测单个短脉冲的具体峰值强度  $I_p$  或时长  $\Delta t_p$ , 可以使用统计光学方法给出宽带激光中  $\Delta t_p$  和  $I_p$  的分布特征. 由于短脉冲源于宽带激光相干性的变化, 单个短脉冲的平均时长  $\langle \Delta t_p \rangle$  近似等于宽带激光的相干时间  $\tau_c$ <sup>[15]</sup>. Goodman<sup>[20]</sup> 证明, 对于 (1) 式给出的叠加宽带激光建模, 使用 Wiener-Khinchin 定理, 对其功率谱  $I(\omega)$  做傅里叶变换后得到自相关函数  $\gamma(\tau)$ , 进一步求得宽带激光的相干时间为  $\tau_c = 2\pi/\Delta\omega \approx \langle \Delta t_p \rangle$ , 即单个短脉冲的平均时长  $\langle \Delta t_p \rangle$  反比于宽带激光的带宽  $\Delta\omega$ . 图 1(b) 展示了带宽为 1%, 2% 和 3% 的单个短脉冲时长的分布. 可见, 带宽为 1% 激光的短脉冲时长的分布中心 (约  $150\tau_0$ ) 恰为带宽为 3% 激光的短脉冲时长的分布中心 (约  $50\tau_0$ ) 的 3 倍, 这与统计光学计算给出的结论相符.

图 1(c) 展示了不同带宽激光的短脉冲峰值强度分布. 可见, 短脉冲的峰值强度  $I_p$  的分布与激光带宽  $\Delta\omega$  无关. 随着脉冲强度的升高, 其出现概率近似指数下降, 即  $P(I_p) \sim e^{-I_p}$ . 尽管如此, 高强度脉冲的出现概率仍然非常可观. 对图 1(c) 中的概率密度函数求积分可知,  $I_p \geq 2I_{\text{ave}}$  的高强度脉冲出现概率约为 26%. 这表明宽带激光 LPI 中, 高强度脉冲的影响不容忽视.

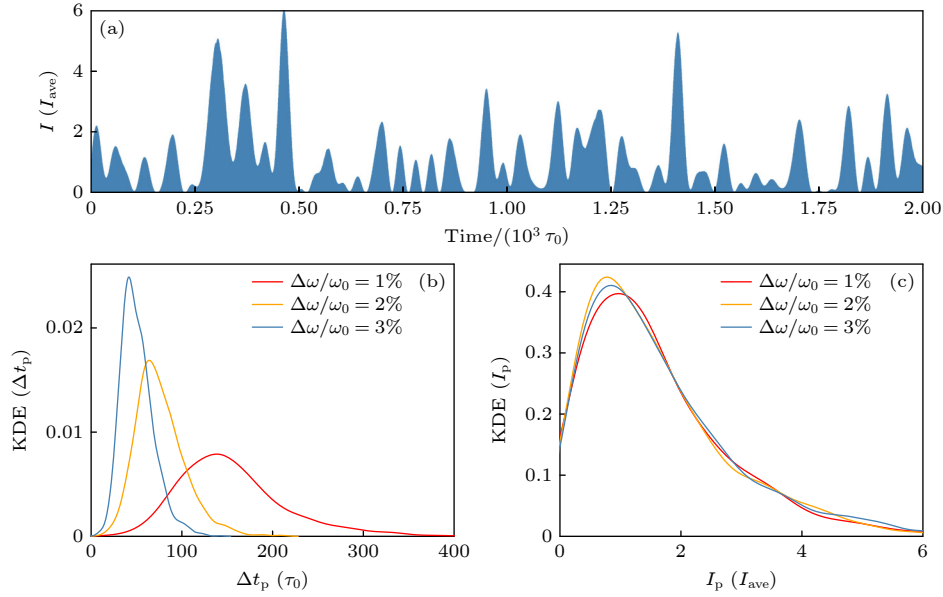


图 1 宽带激光的时域统计特性 (a) 宽带激光的强度包络示意图; (b) 不同带宽激光的单个短脉冲时长分布; (c) 不同带宽激光的脉冲峰值强度分布. 其中, 纵轴代表宽带激光物理量的核密度函数分布估计 (kernel density estimation, KDE)

Fig. 1. Statistical properties of the broadband laser: (a) Intensity envelope of a broadband laser; (b) pulse duration ( $\Delta t_p$ ) distribution for lasers with different bandwidths; (c) peak pulse intensity ( $I_p$ ) distribution for lasers with different bandwidths. The vertical axis represents the kernel density estimation (KDE) of the physical quantities of the broadband laser.

## 2.2 SRS 动力学爆发的机制与抑制思路

对于 SRS 等高频不稳定性, 在均匀等离子体中, 其最大增长率为

$$\gamma_0 = \frac{k_e v_{os}}{4} \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e \omega_s}}. \quad (2)$$

这里  $v_{os}$  代表电子在入射激光场中的振荡速度, 与激光强度成正相关.  $k_e$  代表 SRS 产生的 EPW 的波矢.  $\omega_{pe}$ ,  $\omega_e$ ,  $\omega_s$  分别代表电子等离子体频率、SRS 产生的 EPW 和背散光圆频率.

进一步地, 通过求解 SRS 的三波包络方程, 得到均匀等离子体中 SRS 的空间增益系数为

$$G_{SRS} = \frac{2\gamma_0^2(t)L}{\nu_e \nu_{gs}}. \quad (3)$$

这里  $L$  代表 SRS 相互作用区域的长度,  $\nu_e$  为 EPW 的阻尼率,  $\nu_{gs}$  代表 SRS 产生的背散光群速度. 在动理学区域内, 等离子体温度很高, 可以认为碰撞阻尼是微弱的, 因此 EPW 的阻尼主要由朗道阻尼贡献, 即  $\nu_e \approx \nu_L$ . 若电子分布函数满足麦克斯韦分布, 则朗道阻尼为

$$\nu_L = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{(k_e \lambda_d)^3} \exp\left(-\frac{1}{2(k_e \lambda_d)^2} - \frac{3}{2}\right), \quad (4)$$

式中,  $\lambda_d$  为电子德拜长度. 通常使用参数  $k_e \lambda_d$  来衡

量等离子体动理学效应的强弱. 一般来说, 当  $k_e \lambda_d > 0.26$  时, 即可认为等离子体处于动理学区域<sup>[21]</sup>.

在动理学区域, 当 SRS 处于线性阶段时, 可以认为  $\nu_L$  是一较大的常数,  $\nu_L \approx 10^{-2} \omega_0$ . 然而, 当 SRS 进入到非线性阶段后, 产生的高强度 EPW 将捕获大量电子, 并造成电子分布函数在相速度处的展平<sup>[22,23]</sup>. 这将引起  $\nu_L$  大幅下降至初始值的  $1/2$ — $1/10$ <sup>[24,15]</sup>. 此时, 若宽带激光中有一高强度脉冲  $I_p \approx 2 - 3I_{ave}$  入射到等离子体中, (3) 式中的  $\gamma_0(t)$  将随之上升, 进而造成  $G_{SRS}$  上升为线性阶段的数倍至十数倍. 这意味着微弱的背散光也能在高强度脉冲中被迅速放大, 引发 SRS 剧烈爆发.

图 2 展示了单个高强度脉冲在 SRS 非线性阶段引起其爆发的物理过程示意图. 图中  $v_{g0}$  和  $v_{gs}$  分别代表 EPW、强脉冲和背散光的群速度,  $\Delta t_p$  为脉冲持续时间,  $\Delta t_s$  为背散光在脉冲中的相互作用时间,  $L = v_{gs} \Delta t_s$  即为 (3) 式中的相互作用长度. 使用简单的几何关系, 得到

$$L = v_{gs} \Delta t_s = \frac{v_{g0} v_{gs}}{v_{g0} + v_{gs}} \Delta t_p. \quad (5)$$

若粗略地取  $v_{g0} \approx v_{gs}$ , 代入 (5) 式, 即可得到  $L = 0.5 v_{gs} \Delta t_p$ . 因此, 背散光能否在脉冲中被充分

放大,一方面取决于脉冲持续时间  $\Delta t_p$  是否足够长,以充分放大背散光;另一方面取决于朗道阻尼  $\nu_L$  是否因电子捕获而大幅降低.这就为我们提供了一种抑制 SRS 非线性爆发的基本思路,即通过对宽带激光外加一个强度调制包络,以缩短脉冲持续时间  $\Delta t_p$ ,进而有效地抑制背散光在强脉冲中的放大过程.此外,在强度调制中应周期性地关闭激光.在激光关闭期间,微弱的 EPW 被快速耗散,规避了由于电子捕获造成的  $\nu_L$  下降.这样一来,动理学区域 SRS 爆发的两个因素均被破坏,即可削弱或避免 SRS 爆发的发生.

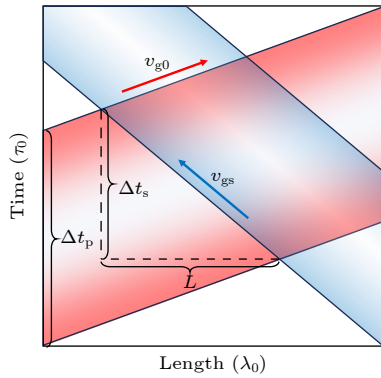


图 2 SRS 动理学爆发中的背散光放大过程示意图

Fig. 2. Schematic of back-scattered light amplification process in SRS kinetic bursts.

### 3 强度调制宽带激光建模

通过上述分析,提出强度调制宽带激光建模.该建模的基本思路是周期性地打开和关闭激光输入,以降低宽带光中的高强度脉冲持续时间,并将系统维持在高朗道阻尼状态,从而阻断 SRS 的非线性爆发.类似的思路已被用于抑制二维非均匀散斑光场中的 SBS 和 SRS,即 STUD (spike trains of uneven duration and delay) 建模,并取得了良好的效果 [4,25,26].

具体建模方法为在宽带激光电场  $E_{\text{broad}}(t)$  前加入一个强度调制函数  $M(t)$ ,该函数具有如下形式:

$$M(t) = \begin{cases} 0, & \text{mod}(t, t_{\text{cycle}}) < t_{\text{off}}, \\ \sqrt{1/f_{\text{on}}}, & \text{mod}(t, t_{\text{cycle}}) \geq t_{\text{off}}, \end{cases} \quad (6)$$

其中  $t_{\text{cycle}}$  代表一个调制周期的时间长度,  $t_{\text{off}}$  代表一个调制周期中激光关闭的时间长度,  $t_{\text{on}} = t_{\text{cycle}} - t_{\text{off}}$  代表一个调制周期中激光开启的时间长

度.  $f_{\text{on}} = t_{\text{on}}/t_{\text{cycle}}$  代表激光开启时间占比.为了使强度调制激光和宽带激光的平均能量一致,还需引入强度修正因子  $\sqrt{1/f_{\text{on}}}$ .

图 3(a) 展示了三种不同的强度调制包络.每种调制包络简写为  $f_{\text{on}} - t_{\text{cycle}}$ .例如,“80—100”代表周期为  $100\tau_0$ ,开启时间占比 80% 的调制包络.图中三种包络的  $t_{\text{cycle}}$  均为  $100\tau_0$ ,但开启时间占比分别为 80%, 50% 和 20%.修正因子的引入使得每种包络线下面积积分相等,这就保证了入射激光的能量一致性.图 3(b) 展示了带宽为 0.6% 的二倍频激光(蓝色)和使用“50—100”包络调制后的强度调制宽带激光(橙色)的电场对比.可见强度调制后,电场由原来的脉冲序列转变为梳状结构,每个脉冲被分割成了两到三段.背散光在单个脉冲间的放大过程将被强度调制频繁打断,从而降低了 SRS 爆发风险.

那么,调制包络的参数应该如何选择呢?首要原则是避免背散光在强脉冲中的充分放大.定义

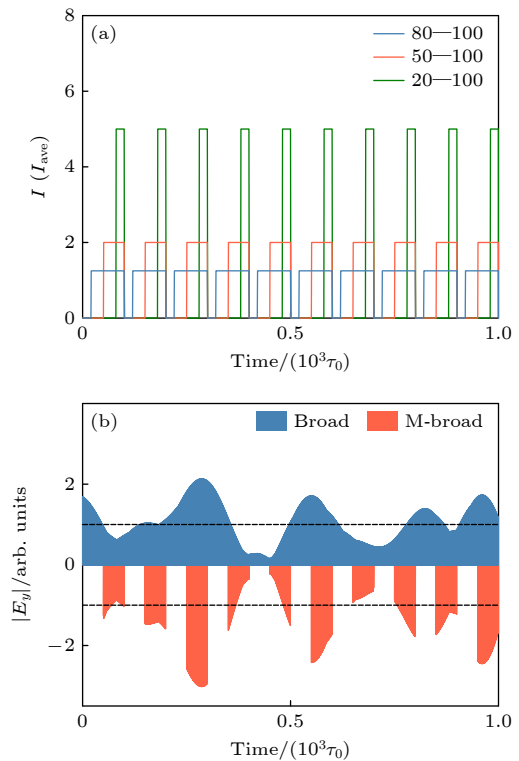


图 3 强度调制宽带激光示意图 (a) 三种不同调制方案的强度包络; (b) 带宽为 0.6% 的宽带激光和使用 50-100 强度调制后的宽带激光电场包络对照

Fig. 3. Schematic diagram of an intensity-modulated broadband laser: (a) Intensity envelopes for three different modulation schemes; (b) comparison of the electric field envelopes of a 0.6% bandwidth broadband laser and a broadband laser after using 50-100 intensity modulation.

$t_{\text{SRS}} = 1/\gamma_0$  为 SRS 的特征增长时间. 在实验中, 平均强度  $I_{\text{ave}} = 10^{14} - 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光在动理学区域等离子体中激发的 SRS,  $t_{\text{SRS}}$  为数十至数百飞秒. 上海“昆吾”装置的二倍频宽带光, 其带宽为 0.6%, 则相干时间为  $t_c \approx \langle \Delta t_p \rangle = 160\tau_0 = 300$  fs<sup>[16]</sup> 可见, 宽带激光装置中单个短脉冲平均时长与  $t_{\text{SRS}}$  的量级相近. 这意味着高强度脉冲容易诱发 SRS 暴涨. 因此, 必须将  $t_{\text{on}}$  调整至  $t_{\text{SRS}}$  附近, 并使  $t_{\text{cycle}} \leq \langle \Delta t_p \rangle$ . 同时,  $f_{\text{on}}$  最好在 0.5 附近. 若  $f_{\text{on}}$  过低, 激光打开时峰值强度会非常高, 有可能引发其他非线性现象. 若  $f_{\text{on}}$  过高, 则 EPW 无法在激光关闭的时间段内被充分耗散, 强度调制的效果不甚理想.

## 4 模拟结果与讨论

为了验证强度调制宽带激光对 SRS 的抑制效果, 使用粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 程序 ASCENT<sup>[27]</sup> 运行了一系列数值模拟. 模拟中的时间归一化为激光周期  $\tau_0$ , 空间归一化为激光波长  $\lambda_0$ , 持续时间为  $3000\tau_0$  (约 5.1 ps). 模拟的空间分辨率为 50 网格每波长, 时间分辨率为 50 网格每周期, 每个网格中放置 4000 个宏粒子. 各参数设置如下: 模拟盒子长度为  $100\lambda_0$  (52.7  $\mu\text{m}$ ), 在盒子两侧各有  $5\lambda_0$  长的真空区域. 在盒子中心放置密度为  $0.13n_c$  的均匀全电离氢等离子体, 其电子温度  $T_e = 3$  keV, 离子温度  $T_i = 0.75$  keV. 为了便于分析, 离子视为均匀静止的正电背景. 也运行了离子可动的模拟算例, 其结果同离子固定没有本质区别. 等离子体状态参数为  $k_e\lambda_d = 0.30$ , 处于强动理学区域.

分别使用单色激光 (简记为 Norm 算例), 带宽为 0.6% 的宽带激光 (简记为 Broad 算例), 添加强度调制的单色激光 (简记为 M-Norm 算例) 和添加强度调制的宽带激光 (简记为 M-Broad 算例) 驱动 SRS 增长. 上述算例中, 激光平均强度均为  $I_{\text{ave}} = 1.0 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, 中心波长为  $\lambda_0 = 527$  nm. 在两个强度调制算例中, 调制包络均为“50—80”. 这意味着对于每个高强度脉冲, 其背散光放大过程会被打断两次, 而背散光也难以在  $40\tau_0$  的时间内被充分放大, 从而有效地抑制 SRS 增长.

图 4 展示了四种激光驱动下, SRS 产生的 EPW 的时空演化过程. 在图 4(a) 所示的单色光算例中, 在  $800\tau_0$  时就观察到强烈的 EPW 信号. 而

在图 4(b) 所示的宽带激光算例中, 信号出现的时间延迟至  $2000\tau_0$ , 这表明宽带激光的确能有效抑制 SRS 的线性增长率, 但在非线性阶段, 仍然观察到由强脉冲引起的两次 SRS 爆发事件, 且后一次爆发显著增强了前一次爆发产生的 EPW 信号. 因此, 宽带激光中的协同爆发使其无法在动理学区域有效抑制 SRS. 图 4(c) 给出了单色激光和宽带激光算例的 EPW 频谱, 由等离子体左边界附近 ( $10\lambda_0 - 20\lambda_0$ ) 的 EPW 信号经傅里叶变换后得到. 可见, 两个算例中均出现了 EPW 的强信号. 这进一步证明当 SRS 进入非线性阶段后, 宽带激光难以有效抑制 SRS.

图 4(d) 和图 4(e) 分别给出了强度调制单色激光和强度调制宽带激光算例的 EPW 时空演化过程. 在图 4(d) 所示的强度调制单色激光算例中, EPW 信号的出现时间由  $800\tau_0$  延迟到  $1200\tau_0$ , 且强度相较普通单色光算例略微降低. 而在图 4(e) 所示的强度调制宽带激光算例中, 直到  $2600\tau_0$  时刻才出现微弱的 EPW 信号, 且并未观察到剧烈爆发. 这说明强度调制宽带激光有效破坏了 SRS 的放大过程, 并使等离子体始终维持在高朗道阻尼状态, 有效降低了 SRS 的空间增益因子  $G_{\text{SRS}}$ . 图 4(f) 给出了两个强度调制算例的 EPW 频谱, 可见, 相比单色光和普通宽带光算例, 强度调制算例的 EPW 峰值信号均有所下降, 而强度调制宽带激光激发的 EPW 峰值信号强度下降尤为明显, 仅为调制前的  $1/6$ . 且中心频率维持在  $\omega_e = 0.405\omega_0$  附近, 并未出现显著的非线性频移. 这是系统中朗道阻尼没有大幅降低的另一个证据.

图 5 给出了四个模拟算例中到达左边界的背散光电场随时间的演化.  $R_{\text{ave}}$  代表模拟过程中背散光能量占入射光能量的比例, 即 SRS 的平均反射率. 如图 5(b) 所示, 在普通宽带激光算例中, 尽管背散光的出现时间较晚, 但在  $2000\tau_0$  和  $2500\tau_0$  时刻的两次剧烈爆发, 使得其最终反射率依然在 10% 以上, 相比图 5(a) 所示的单色光算例 ( $R_{\text{ave}} = 14.13\%$ ) 并未有显著下降. 注意在  $2000\tau_0$  时刻的尖峰前, 背散光信号已经趋于饱和, 这说明爆发并非单个脉冲驱动的孤立事件, 还应该考虑 EPW 和脉冲之间的协同效应.

引入强度调制后, 单色激光和宽带激光产生的 SRS 反射率均大幅降低, 如图 5(c), (d) 所示. 图 5(c) 中, 强度调制单色激光的平均反射率由

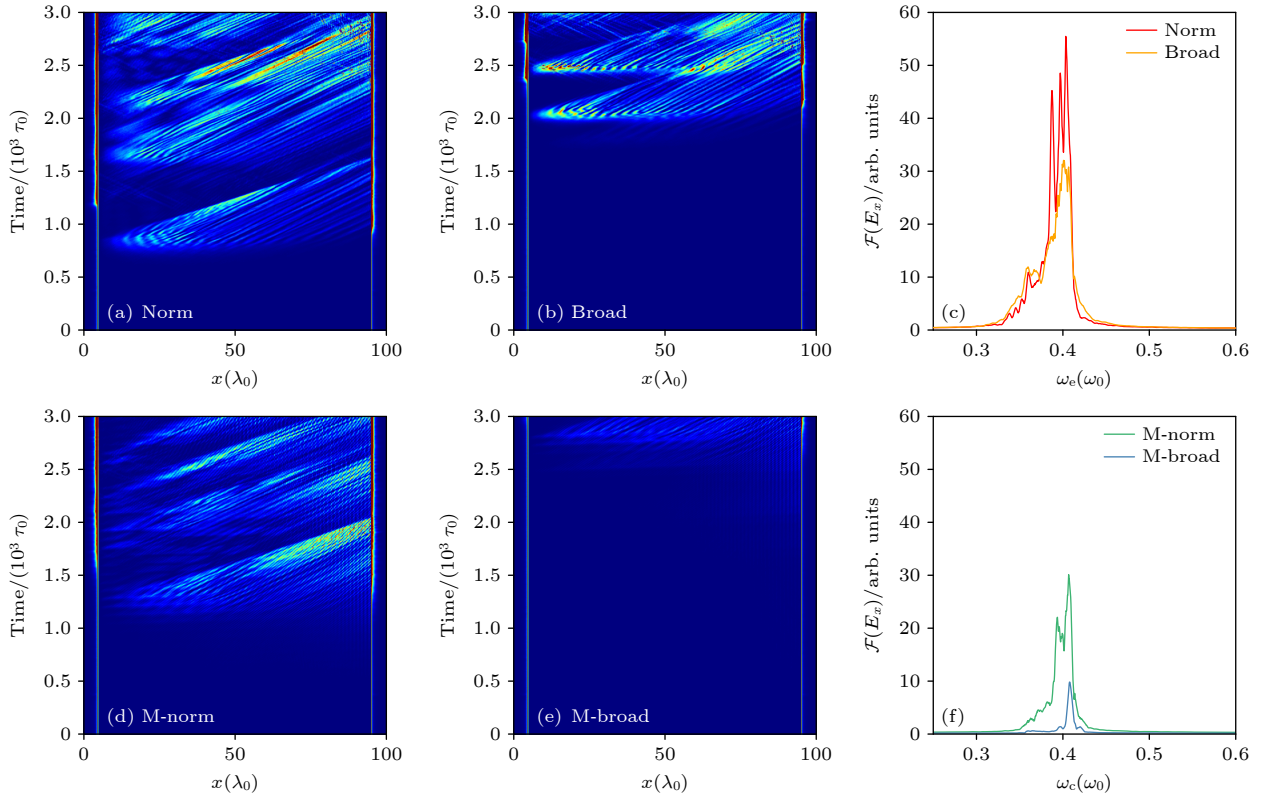


图 4 四种激光驱动下, 电子等离子体波时空演化图对照 (a) 单色激光驱动下的 EPW 演化过程; (b) 宽带激光驱动下的 EPW 演化过程; (c) 单色激光和宽带激光激发 EPW 的频谱; (d) 强度调制单色激光驱动下的 EPW 演化过程; (e) 强度调制宽带激光驱动下的 EPW 演化过程; (f) 强度调制单色激光/宽带激光激发 EPW 的频谱

Fig. 4. Comparison of the spatio-temporal evolution of EPWs under four laser drives: (a) EPWs driven by a monochromatic laser; (b) EPWs driven by a broadband laser; (c) spectra of EPWs driven by the monochromatic laser and the broadband laser; (d) EPWs driven by an intensity-modulated monochromatic laser; (e) EPWs driven by an intensity-modulated broadband laser; (f) spectra of EPWs driven by the intensity-modulated monochromatic/broadband laser.

14.13% 下降至 7.97%, 降低了 1 倍. 而图 5(d) 中, 强度调制宽带激光的平均反射率仅为  $R_{\text{ave}} = 1.79\%$ , 相较于普通宽带激光, 下降了接近 1 个数量级. 在两个强度调制算例的前期, 均观察到背散光场出现了一系列孤立的梳状结构 (fence), 其强度非常微弱. 这些梳状结构证明强度调制有效阻断了背散光的连续放大. 虽然在强度调制单色激光算例中, 背散光信号在  $1000\tau_0$  后依然出现了连续放大和饱和, 但其平均反射率已经显著降低, 如图 5(c) 所示. 而图 5(d) 所示的强度调制宽带激光算例表明,  $2500\tau_0$  之前, 背散光之间的连续放大被完全打断. 在  $2500\tau_0$  之后, 尽管背散光信号连接起来, 但并没有出现强烈爆发, 而是在较弱水平饱和. 这表明引入强度调制来阻断背散光连续放大的设计是有效的. 在宽带激光中引入强度调制的效果尤为明显, 说明强度调制方法充分发挥了宽带激光原有的抑制 SRS 的优势.

在动理学区域, SRS 产生的 EPW 能够在其相

速度  $v_\varphi = 0.29c$  附近捕获电子, 使电子分布函数偏离麦氏分布. 图 6 给出了 4 个算例在模拟结束时刻 ( $3000\tau_0$ ) 的电子分布函数和热电子统计分析. 由图 6(a) 可知, 单色激光和宽带激光算例均捕获了大量电子, 并造成了电子分布函数的尾部抬高, 主要抬高范围为  $[20 \text{ keV}, 80 \text{ keV}]$ , 这是典型的 SRS 产生热电子区间. 加入强度调制后, 单色激光的电子分布函数依然存在明显的尾部抬高, 而强度调制宽带激光的电子分布函数仅有微弱改变, 且在  $50 \text{ keV}$  处就出现了截断.

用  $3000\tau_0$  时刻的电子分布函数  $f(u, 3000\tau_0)$  减去模拟开始时刻的分布函数  $f_{\text{Maxwell}}$ , 即可得到 SRS 产生热电子的能量份额. 图 6(b) 展示了  $20 \text{ keV}$  以上的电子能量份额. 可见, 输入能量相同时, 强度调制宽带激光产生的热电子份额仅有  $0.31\%$ , 下降至单色光算例 ( $10.1\%$ ) 的  $1/30$ , 普通宽带光算例 ( $7.34\%$ ) 的  $1/23$ . 此外, 尽管强度调制单色激光的热电子产额有所下降 ( $5.23\%$ ), 但其抑

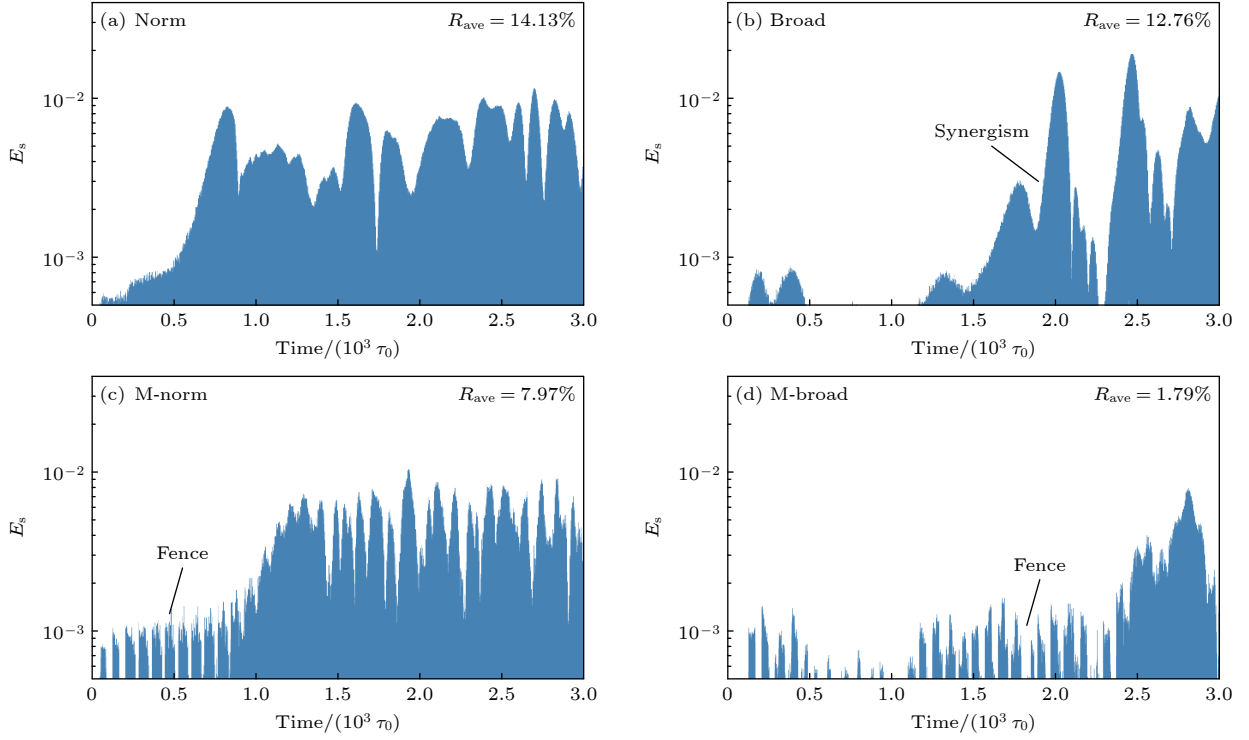


图 5 到达模拟左边界的背散光场随时间演化 (a) 单色激光驱动下的 SRS 背散光; (b) 宽带激光驱动下的 SRS 背散光; (c) 强度调制单色激光驱动下的 SRS 背散光; (d) 强度调制宽带激光驱动下的 SRS 背散光

Fig. 5. Electric field of back-scattered light observed at the left boundary of the simulation box: (a) SRS back-scattered light driven by a monochromatic laser; (b) SRS back-scattered light driven by a broadband laser; (c) SRS back-scattered light driven by an intensity-modulated monochromatic laser; (d) SRS back-scattered light driven by an intensity-modulated broadband laser.

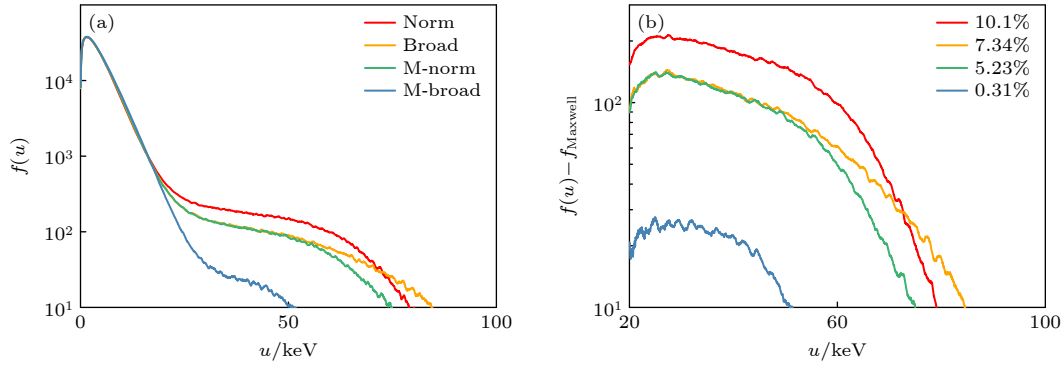


图 6 热电子统计分析图 (a) 四种激光在模拟结束时的电子分布函数; (b) 四种激光在模拟中产生热电子的份额, 通过分布函数与初始麦氏分布函数作差给出

Fig. 6. Electron energy distribution in the simulations: (a) Electron distribution functions for the four lasers at  $3000\tau_0$ ; (b) the fraction of hot electrons produced by the four lasers, given by the difference of the distribution function from the initial Maxwell distribution function.

制表现同强度调制宽带激光相比, 仍然存在很大差距. 综合 EPW 信号、背散光信号和热电子能谱的分析, 我们确认强度调制宽带激光对动理学区域的 SRS 爆发有良好的抑制效果.

值得一提的是, 目前使用的强度调制包络仅有两个可调参数, 即  $t_{\text{cycle}}$  和  $f_{\text{on}}$ , 且激光开关之间为阶跃函数. 在实际情形下, 长时间的强度调制可能

会引发某些低频不稳定性过程, 如 SBS 和 CBET 等. 在先前的工作中, Albright 等 [4], Afeyan 和 Hüller [25,26] 提出可以在强度调制时加入一个随机抖动因子  $r$ , 每次激光的开启时间都在  $[t_{\text{on}} - 0.5r, t_{\text{on}} + 0.5r]$  间随机选取, 这样就能避免长时间强度调制可能激发的低频不稳定性. 此外, 强度调制参数为激光控制引入了额外的自由度, 在实际

应用中,根据激光能量、带宽、等离子体状态等物理量优化强度调制参数,有望取得更加显著的抑制效果.

## 5 结 论

本文提出了一种能够有效抑制动理学区域 SRS 等高频不稳定性的宽带激光模型,即强度调制宽带激光.通过在经典宽带激光建模中引入强度包络调制,有效地抑制了 SRS 的非线性爆发,从而实现了 SRS 反射率和热电子产额的显著下降.其物理机制是适当的强度调制包络能够阻断背散光在强激光脉冲中的连续放大,并将等离子体始终维持在较高朗道阻尼的状态.模拟结果表明,对于类似“昆吾”实验装置的激光参数,强度调制宽带激光能够将反射率由 12.76% 降至 1.79%,将 20 keV 以上热电子能量份额由 7.34% 降低至 0.31%.上述结果表明,使用强度调制技术,结合现有的宽带激光实验设施,充分抑制包括 SRS 和 TPD 等高频不稳定性是可行的.此外,将强度调制同前人提出的先进宽带激光设计相结合,如解耦光<sup>[8]</sup>、近太阳光<sup>[18]</sup>、弹簧光<sup>[19]</sup>等,有望在更长时间、更大空间尺度上抑制包括 SRS, SBS 和 TPD 在内的大部分 LPI 过程.关于强度调制包络的参数调优,如何克服实验中产生高频率高功率强度调制宽带激光的工程挑战,以及强度调制宽带激光在高维情形、非均匀等离子体中对 LPI 的抑制效果,将在未来的工作中进行研究.

感谢北京应用物理与计算数学研究所郑春阳研究员、王清博士、洪振宇同学,清华大学姚沛霖博士,国防科技大学周泓宇博士等人的讨论.本文中所有模拟在广州超算中心天河二号集群上运行.

## 参考文献

[1] Liu C S, Tripathi V K, Eliasson B 2020 *High-Power Laser-Plasma Interaction* (1st Ed.) (Cambridge: Cambridge

University Press)  
 [2] Montgomery D S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055601  
 [3] Hurricane O A, Patel P K, Betti R, Froula D H, Regan S P, Slutz S A, Gomez M R, Sweeney M A 2023 *Rev. Mod. Phys.* **95** 025005  
 [4] Albright B J, Yin L, Afeyan B 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 045002  
 [5] Chen Y, Zheng C Y, Liu Z J 2023 *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 125002  
 [6] Liu Z, Ma H, Wang W, Li X, Wang P, Wang C, Yew S H, Weng S M, Sheng Z M, Zhang J 2023 *Nucl. Fusion* **63** 126010  
 [7] Zhao Y, Yu L L, Zheng J, Weng S M, Ren C, Liu C S, Sheng Z M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 052119  
 [8] Zhao Y, Weng S, Chen M, Zheng J, Zhuo H, Sheng Z 2017 *Matter Radiat. Extrem.* **2** 190  
 [9] Zhao Y, Weng S, Sheng Z, Zhu J 2019 *Plasma Phys. Controlled. Fusion* **61** 115008  
 [10] Zhao Y, Weng S M, Ma H H, Bai X J, Sheng Z M 2022 *Rev. Mod. Plasma Phys.* **7** 1  
 [11] Follett R K, Shaw J G, Myatt J F, Dorrer C, Froula D H, Palastro J P 2019 *Phys. Plasmas* **26** 062111  
 [12] Follett R K, Shaw J G, Myatt J F, Wen H, Froula D H, Palastro J P 2021 *Phys. Plasmas* **28** 032103  
 [13] Zhou H Y, Xiao C Z, Zou D B, Li X Z, Yin Y, Shao F Q, Zhuo H B 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062703  
 [14] Wen H, Follett R K, Maximov A V, Froula D H, Tsung F S, Palastro J P 2021 *Phys. Plasmas* **28** 042109  
 [15] Liu Q K, Zhang E H, Zhang W S, Cai H B, Gao Y Q, Wang Q, Zhu S P 2022 *Phys. Plasmas* **29** 102105  
 [16] Gao Y, Cui Y, Ji L, Rao D, Zhao X, Li F, Liu D, Feng W, Xia L, Liu J, Shi H, Du P, Liu J, Li X, Wang T, Zhang T, Shan C, Hua Y, Ma W, Sun X, Chen X, Huang X, Zhu J, Pei W, Sui Z, Fu S 2020 *Matter Radiat. Extrem.* **5** 065201  
 [17] Thomson J J 1974 *Phys. Fluids* **17** 1608  
 [18] Ma H H, Li X F, Weng S M, Yew S H, Kawata S, Gibbon P, Sheng Z M, Zhang J 2021 *Matter Radiat. Extrem.* **6** 055902  
 [19] Guo Y, Zhang X, Xu D, Guo X, Shen B, Lan K 2023 *Matter Radiat. Extrem.* **8** 035902  
 [20] Goodman J W 2015 *Statistical Optics* (2nd Ed.) (Hoboken, New Jersey: Wiley) p516  
 [21] Kline J L, Montgomery D S, Yin L, DuBois D F, Albright B J, Bezzlerides B, Cobble J A, Dodd E S, Fernández J C, Johnson R P, Kindel J M, Rose H A 20006 *Phys. Plasmas* **13** 055906  
 [22] Wang Y X, Wang Q, Zheng C Y, Liu Z J, Liu C S, He X T 2018 *Phys. Plasmas* **25** 100702  
 [23] O'Neil T 1965 *Phys. Fluids* **8** 2255  
 [24] Yin L, Albright B J, Rose H A, Bowers K J, Bergen B, Kirkwood R K, Hinkel D E, Langdon A B, Michel P, Montgomery D S, Kline J L 2012 *Phys. Plasmas* **19** 056304  
 [25] Afeyan B, Hüller S 2013 *EPJ Web Conf.* **59** 05009  
 [26] Hüller S, Afeyan B 2013 *EPJ Web Conf.* **59** 05010  
 [27] Cai H bo, Yan X xin, Yao P lin, Zhu S ping 2021 *Matter Radiat. Extrem.* **6** 035901



# Suppression of stimulated Raman scattering kinetic bursts by intensity-modulated broadband laser\*

Liu Qing-Kang<sup>1)2)</sup> Zhang Xu<sup>1)2)</sup> Cai Hong-Bo<sup>1)†</sup> Zhang En-Hao<sup>3)</sup>  
Gao Yan-Qi<sup>4)</sup> Zhu Shao-Ping<sup>1)‡</sup>

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

3) (*Beijing Computational Science Research Center, Beijing 100088, China*)

4) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201899, China*)

( Received 21 October 2023; revised manuscript received 19 November 2023 )

## Abstract

Laser plasma instability is one of the difficulties that plague inertial confinement fusion. Broadband laser, as an effective tool for suppressing laser-plasma instabilities, has received a lot of attention in recent years. However, the nonlinear bursts of high-frequency instabilities, such as stimulated Raman scattering driven by broadband laser in the kinetic regime, make the suppression effect less than expected. In this study, a broadband laser model with intensity modulation is proposed. By choosing an appropriate intensity modulation envelope, it is possible to interrupt the amplification process of backscattered light in strong pulses, reduce the probability of high-intensity pulses inducing intense bursts, and drastically reduce the fraction of backscattered light and hot electron yield. Numerical simulations show that the intensity-modulated laser has a good ability to suppress stimulated Raman scattering. For a broadband laser with average power of  $1.0 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> and a bandwidth of 0.6%, the reflectivity decreases by an order of magnitude and the fraction of hot electron energy above 20 keV decreases from 7.34% to 0.31% by using the intensity modulation technique. The above results confirm the feasibility of using the intensity-modulated broadband laser to suppress the high-frequency instability and are expected to provide a reference for designing the subsequent broadband laser-driven fusion experiments.

**Keywords:** inertial confinement fusion, kinetic effects, broadband laser, stimulated Raman scattering

**PACS:** 52.38.-r, 42.65.Dr, 52.38.Bv

**DOI:** [10.7498/aps.73.20231679](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231679)

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1603204) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12325510, 12235014, 11975055).

† Corresponding author. E-mail: [cai\\_hongbo@iapcm.ac.cn](mailto:cai_hongbo@iapcm.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [zhu\\_shaoping@iapcm.ac.cn](mailto:zhu_shaoping@iapcm.ac.cn)



## 强度调制宽带激光对受激拉曼散射动力学爆发的抑制

刘庆康 张旭 蔡洪波 张恩浩 高妍琦 朱少平

## Suppression of stimulated Raman scattering kinetic bursts by intensity-modulated broadband laser

Liu Qing-Kang Zhang Xu Cai Hong-Bo Zhang En-Hao Gao Yan-Qi Zhu Shao-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 055202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231679

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231679>

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

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

#### 水中受激拉曼散射的能量增强及受激布里渊散射的光学抑制

Enhanced stimulated Raman scattering by suppressing stimulated Brillouin scattering in liquid water

物理学报. 2019, 68(4): 044201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181548>

#### 激光加载下金属锡材料微喷颗粒与低密度泡沫混合实验研究

Observation of ejecta tin particles into polymer foam through high-energy X-ray radiography using high-intensity short-pulse laser

物理学报. 2019, 68(7): 076201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182280>

#### 基于束间动态干涉的快速匀滑新方法

Ultrafast smoothing scheme based on dynamic interference structure between beamlets of laser quad

物理学报. 2020, 69(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190962>

#### 基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

#### 对美国国家点火装置2010年以来实验设计思路的分析

Analysis of design principles of the experiments on the National Ignition Facility since 2010

物理学报. 2022, 71(13): 135202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220199>