

非均匀等离子体中 $1/4$ 临界密度附近受激散射的非线性演化*

吴钟书¹⁾ 赵耀^{2)†} 翁苏明¹⁾ 陈民¹⁾ 盛政明¹⁾³⁾

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

2) (中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

3) (李政道研究所, 上海 200240)

(2019年7月8日收到; 2019年7月26日收到修改稿)

本文采用粒子模拟方法, 针对长脉冲激光在非均匀等离子体中的传输过程, 特别是在 $1/4$ 临界密度附近, 等离子体中受激散射的非线性演化现象, 进行了细致的模拟研究. 研究表明: 在 $1/4$ 临界面附近所产生的受激拉曼散射不稳定性, 其散射光在等离子体中被捕获, 并在该区域形成电磁孤子. 电磁孤子的振幅随着不稳定性的发展而提高, 并由此而产生一个有质动力场驱动周围的电子运动, 离子随后被电荷分离场加速, 最终形成准中性的密度坑. 在单个密度坑形成后, 由于该密度坑周围等离子体密度和温度产生了变化, 使得等离子体中逐渐形成更多的密度坑. 这些密度坑将等离子体分割成不连续的密度分布, 而这种密度分布最终明显地抑制了受激拉曼散射和受激布里渊散射不稳定性的发展.

关键词: 受激拉曼散射, 电磁孤子, 激光传输, PIC 粒子模拟

PACS: 52.38.Bv, 52.35.Sb, 52.35.Mw, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.68.20190883

1 引言

受控核聚变作为解决人类能源问题的重要途径之一, 在过去的几十年中, 一直受到世界各国的广泛关注. 其中无论是磁约束核聚变还是惯性约束核聚变, 目前尚有许多物理和技术上的问题亟需解决. 在由激光驱动的惯性约束核聚变的研究中, 由激光在次临界密度等离子体中传播所产生的参量不稳定性, 是实现激光聚变点火的重大障碍之一. 比较重要的参量不稳定性, 主要有受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS), 受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 和双等离子体衰变 (two plasma decay, TPD) 不稳定

性^[1,2]. 其中 SRS 的参量过程为入射光在等离子体中, 衰变成电子等离子体波和一束散射光, 该不稳定性发生在 $1/4$ 临界密度之下. SBS 的参量过程为入射光衰变成离子声波和一束散射光, 在临界密度之下都可以产生 SBS. TPD 的参量过程是入射光衰变为两束电子等离子体波, 该不稳定性局限在 $1/4$ 临界面附近. 这些参量不稳定性在惯性约束聚变中大多是有利的, 它们直接导致了激光与靶的耦合效率下降, 并影响到聚变靶的压缩过程. 由于 SRS 和 TPD 能够产生超热电子预热靶丸, 从而破坏等熵压缩条件, 减小靶丸的压缩率, 而 SBS 则会造成入射激光的能量损耗, 并影响压缩的对称性. 因此, 在惯性约束核聚变中, 研究参量不稳定的非线性演化及其饱和机制, 具有十分重要的意义.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11775144) 和上海市自然科学基金 (批准号: 19YF1453200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaozhao@siom.ac.cn

过去人们在对于电磁波与等离子体相互作用的研究中, 在不同条件下发现了等离子体密度坑的产生. 如 1982 年, Cheung 等人^[3] 在实验中发现了密度坑中的电磁孤子; 2002 年, Borghesi 等人^[4] 通过质子成像, 在实验中发现了由激光脉冲所产生的密度空泡. 密度坑和电磁孤子还可以在很多情况下产生, 如在临界密度附近由振荡双流不稳定性 (oscillation two-stream instability, OTSI) 所产生^[5], 在 $1/4$ 临界密度之上由受激布里渊散射 (SBS) 所产生^[6], 在 $1/4$ 临界密度处由受激拉曼散射 (SRS) 所产生^[7,8], 以及在 $1/16$ 临界密度处由二次 SRS 所产生^[8,9]. 在空间等离子体中, 通过微波与电离层作用可以产生等离子体湍流和密度坑^[10].

近年来, 随着人们对不同条件下激光与等离子体相互作用的深入研究, 关于电磁孤子以及密度坑的理论模拟工作已有了不少新的发现. 如 2002 年, Esirkepov 等人^[11] 通过三维粒子模拟 (particle-in-cell, PIC), 研究了在相对论情况下的电磁孤子的形成, 给出了孤子中电磁场的结构, 讨论了电磁孤子中库仑场对于离子的加速情况, 并发现了随着离子被加速而形成的准中性空腔 (密度坑); 而盛政明等人^[12] 也研究了在不同条件下类似的过程; 2005 年, Weber 等人通过 PIC 数值模拟, 在密度为 $0.3n_c$ 的均匀等离子体 (其中 $n_c = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$ 为与入射光相对应的等离子体临界密度), 激光光强为 $I = 10^{16}$ W/cm² 的参数下, 分析了密度坑抑制 SRS 的现象^[6], 这种密度坑是由入射光与散射光所产生的干涉光场中的有质动力造成的, 该过程与两个反向传输的激光产生等离子体密度光栅的过程相类似^[13,14]; 2010 年, Kilmo 等人通过 PIC 数值模拟, 模拟了在冲击波点火聚变方案的参数下, 在大尺度密度范围下密度坑的产生. 他们分析了密度坑对激光的吸收机制, 并初步讨论了在该参数下, SRS 和 SBS 的反射率受密度坑的影响^[5,7]; 2015 年, 肖成卓等人^[15] 研究了在近 $1/4$ 临界密度处的均匀等离子体中, SRS 的非线性演化以及密度坑的产生.

综上所述, 等离子体密度坑在激光等离子体相互作用过程中是普遍存在的, 一旦这种密度坑形成, 将对激光在等离子体中的后续传输过程, 以及参量不稳定性的发展产生巨大影响. 然而针对激光惯性约束核聚变条件下的密度坑形成, 及其后续对参量不稳定性发展的影响, 目前尚未引起足够的

关注.

本文通过 PIC 粒子模拟, 在激光直接驱动的参数条件下 (激光强度为 $I \approx 10^{15}$ W/cm², 等离子体密度标长为 $L = 100 - 590$ μm)^[16], 研究了在不均匀等离子体中, $1/4$ 临界密度附近受激散射的非线性演化过程, 主要内容为密度坑的产生过程及其产生机制, 以及密度坑产生前后 SRS 和 SBS 发展的变化情况, 并分析了等离子体温度对密度坑所产生的影响. 模拟结果发现, 等离子体在 $1/4$ 临界面处, 由 SRS 所产生的密度坑, 对 SBS 也存在着抑制作用.

在本文的第 2 章节中, 我们采用一维粒子模拟的方法, 研究了在不同参数条件下, 在 $1/4$ 临界密度附近密度坑产生的物理机制; 在第 3 章节中, 重点讨论了在 $1/4$ 临界密度附近所产生的密度坑, 对于 SRS 和 SBS 不稳定性后续发展的影响; 在第 4 章节中, 对于研究内容作了总结.

2 在 $1/4$ 临界面附近等离子体密度坑的产生

在均匀等离子体中, 参量过程三波耦合的频率与波矢的匹配条件是处处满足的, 因此不稳定模式可以随时间和空间呈现指数增长, 直到强烈的非线性效应使其饱和^[17]. 在这种情况下, 不稳定增长可以是绝对的或是对流的^[18,19], 并在一定条件下, 如随着光强的提升, 可以出现从对流不稳定向绝对不稳定转变的现象^[20]. 与之明显不同的是, 在非均匀等离子体中, 除了 $n_c/4$ 密度附近, 波矢匹配只有在局域条件下才能满足. 不稳定模式在共振区域中被激发后, 会以群速度向外传输, 在共振区域外, 由于波矢失配, 不稳定不能有效增长. 在 $n_c/4$ 密度附近, 由于散射光的群速度为 0, 不稳定能够有效增长起来, 一般称之为绝对不稳定.

描述非均匀等离子体参量不稳定性的线性模型采用了 Wentzel-Kramers-Brillouin 近似^[21], 而这一近似在近 $n_c/4$ 处是不适用的. 在这一区域, SRS 的前向散射与后向散射发生了强耦合, 散射光的波矢与群速度均为 0, 因此需要用绝对不稳定性的模型来描述 $n_c/4$ 处 SRS 的行为. 以往的研究表明, 在非均匀等离子体中的绝对不稳定模式, 具有激发阈值低、时间增长率高、饱和幅度大等特性^[9,22].

在与 ICF 相对应的参数条件下, 在均匀等离子体与非均匀等离子体中, 都有可能产生密度坑. 其中对于均匀等离子体中密度坑的产生机制, 已有了较为清楚的认识, 并可以用 Zakharov 方程^[23,24]来描述. 而在非均匀等离子体中, 由于相位匹配都是局部的, 因此产生的散射光幅度都较低, 其有质动力很难驱动密度坑的产生. 而在 $n_c/4$ 处, 绝对 SRS 会产生很强的散射光, 因为在这一区域散射光的群速度为 0, 所以光很难传播出去, 并在该密度处被等离子体捕获, 从而形成电磁孤子^[15]. 随着越来越多的激光能量沉积在电磁孤子中, 当电磁孤子的光压大于等离子体的热压时, 密度坑就逐渐产生了.

我们采用了 EPOCH 中的一维粒子模拟程序^[25], 研究了在大尺度密度范围下密度坑的产生过程. 由于密度坑的产生与 SRS 被等离子体捕获所产生的电磁孤子有着密切关系, 因此可以通过对与 SRS 相关的横场进行傅里叶分析, 找到电磁孤子的源项 (波矢为 0 的频率成分), 从而分析电磁孤子以及密度坑的产生机制. 我们所采用的模拟参数如下: 入射激光为线偏振的半无限平面波, 强度为 $I_0 = 2.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 与其相对应的归一化激光电场强度为 $a_0 = eE_0/m_e\omega_0c = 0.042$, 激光波长为 $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, 激光脉冲上升沿长度为 $5\lambda_0$, 激光频率为 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, 其中 c 为真空中的光速. 模拟盒子在 x 方向的总长度为 $600\lambda_0$, 其中等离子体占据空间为 $50\lambda_0 - 550\lambda_0$. 等离子体密度由 $0.05n_c$ 到 $0.45n_c$ 呈线性增长, 即 $n_e = 0.05 \cdot \left(\frac{x-50}{62.5} + 1 \right) n_c$, 其中粒子和场的边界条件均为吸收性边界条件. 由于所选取的密度范围较广, 而本章节又旨在研究激光与非均匀等离子体相互作用过程中密度坑的产生机制, 所以为了节省计算资源, 我们所选取的等离子

体密度标长略小于直接驱动的参数. 等离子体两边留有一定的真空, 模拟盒子总网格数为 30000, 每个激光波长划分为 50 个网格, 每个网格设置 200 个粒子, 电子与离子的初始温度分别为 1 keV 和 0.1 keV, 电子与离子的质量比为 $m_e/m_i = 1/1836$.

激光从 x 方向的左边界 ($x = 0$) 处入射, 并沿着 x 方向传播, 模拟总时长为 4000 个光周期 (T_0), 约 13.2 ps. 图 1(a) 给出了在 200—400 μm 的模拟区域中, 离子密度的分布随时间的变化关系, 从中可以看到在 300 μm , 也就是在 $1/4$ 临界面处, 密度坑约在 $1500T_0$ 时刻开始产生, 约在 $2100T_0$ 时刻完全成型, 此时离子密度的空间分布如图 1(b) 所示.

由于非均匀等离子体中的 $n_c/4$ 密度处, 正是与绝对 SRS 散射光相对应的临界密度, 这使得大量的散射光被捕获, 从而形成电磁孤子. 被捕获的受激散射光的光压会推动周围的电子和离子, 从而损失能量并形成频率约为电子等离子体波频率一半的电磁孤子, 这种“半周期”电磁孤子的大小约为 $2\pi c/\omega_{pe}$ ^[26,27]. 在 $n_c/4$ 密度面附近, 由于电子等离子体波的频率为入射光频率的一半 $\omega_{pe} \approx 0.5\omega_0$, 所以电磁孤子的大小约为两倍的入射光波长 $2\lambda_0$. 因此, 当密度凹陷区域的空间尺度达到 $2\lambda_0$, 即该电磁孤子的大小时, 我们就认为密度坑完全成型了^[15]. 因密度坑是由电磁孤子的有质动力所产生的, 所以首先需要估计电磁孤子的产生时间. 非均匀等离子体中绝对 SRS 的时间增长率为^[28]

$$\gamma/\omega_0 = \frac{\sqrt{3}a_0}{4} \left(1 - \frac{2^{-3/2}3^{-1/4}}{k_0La_0^{3/2}} \right). \quad (1)$$

以上考虑的是线性过程, 在利用上述公式计算增长时间时, 还需要考虑一些非线性因素的影响,

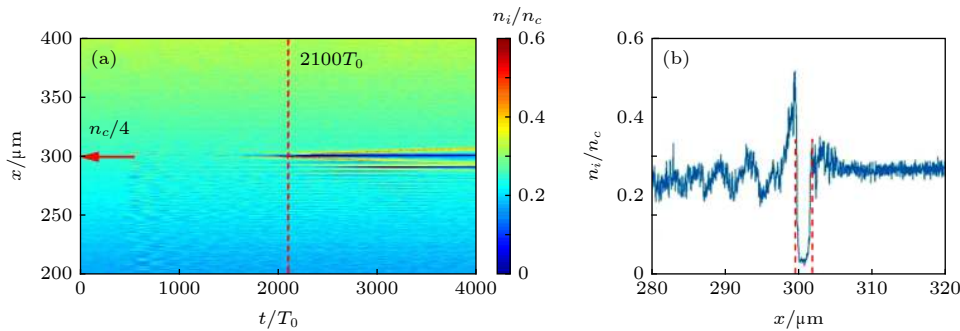


图 1 (a) 随时间变化的离子密度分布; (b) $2100T_0$ 时刻的离子密度分布

Fig. 1. (a) Temporal and spatial variation of ion density distribution; (b) the ion density distribution at $2100T_0$. The red dotted line marks the density cavity with the width of $2\lambda_0$.

因为在大尺度非均匀等离子体中, 还存在着对流 SRS 和 SBS 不稳定性所带来的影响, 这会使得入射激光在 $n_c/4$ 密度区域以下损失大量的能量, 因此还需要通过计算 $n_c/4$ 处的激光透射率, 来估算激发 SRS 绝对不稳定性激光光强. 通过计算得到了在 $n_c/4$ 处, 入射激光的平均总透射率约为 4%, 由此可获得激发绝对 SRS 的有效激光幅值为 $a_0 = 0.0084$. 利用 (1) 式可获得 SRS 的线性增长时间约为 $\tau \sim 1/\gamma \approx 760(T_0)$, 加上激光到达 $n_c/4(300 \mu\text{m})$ 处所需的约 330 个光周期, 可以推断观察到电磁孤子的产生时间, 约在 1100 个光周期左右, 其产生的位置则对应于绝对 SRS 的发生区域, 即 $n_c/4$ 处.

为了验证上述推论, 可以通过横向电场 E_y 来观察被捕获的光场. 横向电场 E_y 在空间中的分布随时间的变化如图 2(a) 所示. 随着入射光发生绝对 SRS 散射, 大量的散射光产生, 在 $t = 1300 T_0$ 左右, 可以在 $300 \mu\text{m}$ 处 (与其相对应的等离子体密度为 $n_c/4$) 观察到电磁孤子. 在约 $t = 2000 T_0$ 时刻, 在密度坑产生的空间位置处, 电磁孤子捕获了

数倍于入射光强的光场. 通过对不同时间段, $200\text{--}400 \mu\text{m}$ 空间范围内的等离子体中的横向电场 E_y 做傅里叶分析, 可以看到横向电场的波矢与频率分布的变化, 如图 2(b) 所示. 其中, $k_s = 0$ 处的谱对应于被捕获的光场, 其频率约为 $0.5\omega_0$, 即为 $n_c/4$ 处由绝对 SRS 所产生的散射光. 随着越来越多的散射光被捕获, 当散射光的光压大于电子的热压时, 有质动力将电子排开, 这一过程所形成的电荷分离场再将离子排开, 从而形成密度坑. 在形成密度坑的过程中, 被捕获的光场能量逐渐衰减, 用于对电子和离子做功, 与此同时, 被捕获的光场频率产生下移, 如图 2(c) 所示.

前面的计算结果表明, 在 $n_c/4$ 处密度坑的产生过程中, 离不开该密度处绝对 SRS 的产生和发展. 由于绝对 SRS 的散射光在 $n_c/4$ 处的群速度为 0, 因此散射光不能在该密度处传播, 其作为电磁孤子产生的源项, 直接推动密度坑的发展, 因而该密度处的绝对 SRS 对密度坑的形成具有决定性的影响. 而在非均匀等离子体中, 绝对 SRS 的发展与很多因素有关, 如电子温度、离子声波以及等离子

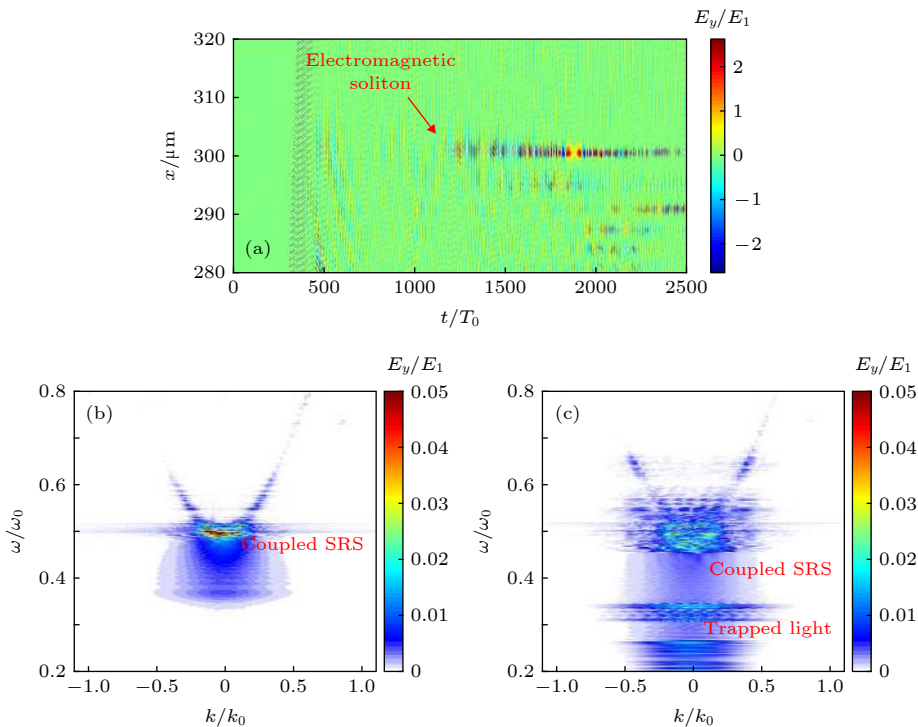


图 2 (a) 归一化电场 E_y 的时空演化图, 其中的归一化量纲 E_1 为入射激光的电场强度; (b) $0\text{--}2000 T_0$, $200\text{--}400 \mu\text{m}$ 等离子体中的电场 E_y 在 $k\text{--}\omega$ 空间中的分布; (c) $2000 T_0\text{--}4000 T_0$, $200\text{--}400 \mu\text{m}$ 等离子体中的电场 E_y 在 $k\text{--}\omega$ 空间中的分布

Fig. 2. (a) Spatio-temporal evolution of the electric field E_y , E_y is normalized to E_1 , which is the electric field intensity of incident laser; (b) distribution of electric field in (k, ω) space corresponding to the time window $[0\text{--}2000] T_0$ and the space window $[200\text{--}400] \mu\text{m}$; (c) distribution of electric field in (k, ω) space corresponding to the time window $[2000\text{--}4000] T_0$ and the space window $[200\text{--}400] \mu\text{m}$.

体密度标长等. 光强与等离子体标长对不稳定增长率的影响可以从 (1) 式推断出来, 当光强 (a_0) 与等离子体密度标长 (L) 变大时, 随着绝对 SRS 增长率的增加, 电磁孤子的产生时间将变短. 而等离子体温度和离子声波的影响, 需要通过 PIC 模拟, 对比在不同的初始电子或离子温度下密度坑的发展情况, 来观察这些效应所带来的影响.

在下面的模拟中所选取的入射激光强度为 $I_0 = 10^{15}$ W/cm² ($a_0 = 0.027$), 等离子体密度由 $0.05n_c$ 到 $0.3n_c$ 呈线性增长, $n_e = 0.05\left(\frac{x-50}{100} + 1\right)n_c$, 其余参数同上, 我们通过改变电子和离子的温度, 来研究密度坑完全成型所需时间的差别.

如将初始离子温度恒定为 $T_i = 100$ eV, 在不同电子温度下的等离子体中, 密度坑的出现时间如图 3(a) 所示. 随着电子温度的上升, 绝对 SRS 不稳定性在等离子体中的增长率降低, 其产生的散射光幅度被衰减^[29], 因此电磁孤子从 SRS 的背散光中获得足够能量的过程也变得更加缓慢, 从而使得散射光的有质动力产生密度坑的所需时间变得更长. 此外, 电子温度的上升还会导致热压力变强, 从而需要更强的有质动力来排开电子, 这也会导致密度坑的产生需要更长的时间.

如将初始电子温度恒定为 $T_e = 2$ keV, 通过改变初始离子温度, 来改变离子声波所受到的朗道阻尼, 在不同的初始离子温度下密度坑的产生时间如图 3(b) 所示. 当离子温度降低时, 随着离子声波所受到的朗道阻尼变小, SBS 不稳定性在等离子体中发展起来. 根据 SRS 和 SBS 的非线性耦合理论, 当 SBS 所产生的离子密度扰动达到阈值时, SRS

会随着 SBS 的发展而得到一定的抑制^[24]. 当 SBS 的发展抑制了 SRS 的快速发展后, 电磁孤子从 SRS 的背散光中获得能量的时间变长, 从而使得有质动力推动密度坑发展的过程变得更长.

通过上述算例, 我们可以将非均匀等离子体中, 在 $n_c/4$ 附近密度坑产生时间的变化, 归结为如下几个因素的影响: 1) 密度坑的参数取决于 SRS 的发展, 初始电子温度越低, 绝对 SRS 的增长率就越高, 且对应的电子等离子体波所受到的朗道阻尼越小, SRS 就越容易发展起来, 密度坑也就越容易形成; 2) SBS 的发展对 $n_c/4$ 面附近的绝对 SRS 产生明显的抑制作用, 初始离子温度越高, 离子声波被朗道阻尼抑制, SBS 的份额越少, 其相应的 SRS 份额就越大, 密度坑也就越容易形成.

值得一提的是, 上述 $n_c/4$ 处密度坑的产生, 除了有被捕获的 SRS 散射光场的作用外, 还存在着局域的电子等离子体波的作用. 计算结果表明, 在该区域的 SRS 散射光场的振幅, 要比等离子体波电场的振幅高出一个数量级, 因此激光场对于有质动力对密度坑的产生, 起了主导作用.

3 密度坑的产生对激光等离子体参量不稳定性的影响

上面介绍了激光在非均匀等离子体中, 由 $n_c/4$ 密度处绝对 SRS 的发展, 导致了等离子体中密度坑的形成. 由于在所设定的激光与等离子体的参数下, 密度坑形成的时间尺度是在皮秒量级, 而在实际的激光驱动惯性约束聚变中, 入射激光的时间尺

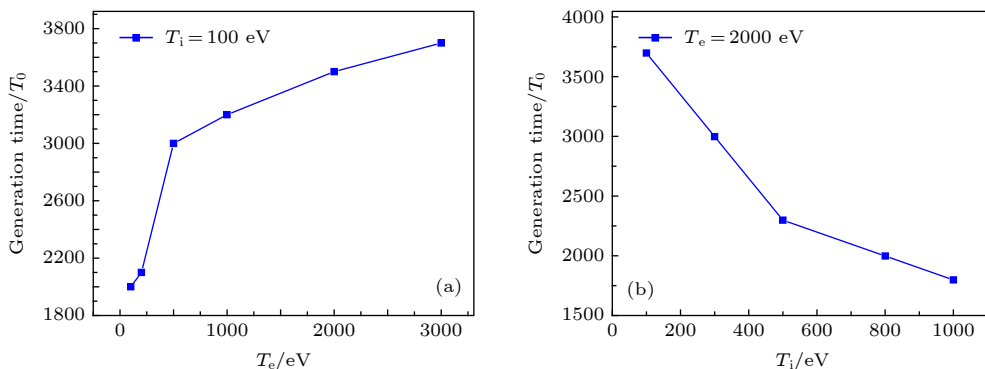


图 3 (a) 在不同的初始电子温度下, $1/4$ 临界密度处等离子体密度坑的产生时间对比; (b) 在不同的初始离子温度下, $1/4$ 临界密度处等离子体密度坑的产生时间对比

Fig. 3. (a) Comparison of the generation time of plasma density cavity with different initial electron temperatures at quarter critical density; (b) comparison of the generation time of plasma density cavity with different initial ion temperatures at quarter critical density.

度是在纳秒量级, 因此我们还将考察等离子体密度坑的产生, 会反过来对不稳定性造成了哪些影响. 为了减少计算量, 我们重点研究了在 $n_c/4$ 密度面附近, 长脉冲激光所产生的 SRS 和 SBS 不稳定性的发展情况. 入射激光仍为线偏振的半无限平面波, 强度为 $I_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 0.027$), 模拟盒子在 x 方向的总长度为 $200\lambda_0$, 等离子体占据 $30\lambda_0$ — $170\lambda_0$ 的范围内, 等离子体密度由 $0.22n_c$ 到 $0.28n_c$ 呈线性增长, 其分布函数为 $n_e = 0.22 \cdot \left(\frac{x-30}{500} + 1\right) n_c$, 等离子体两边留有一定长度的真空. 模拟盒子中每个波长占据 100 个网格, 电子与离子的初始温度分别为 3 keV 和 1 keV, 电子与离子的质量比为 $m_e/m_i = 1/1836$.

在整个模拟过程中, 激光从 x 方向的左边界 ($x = 0$) 处入射, 模拟总时长为 4000 个光周期. 模拟给出的离子密度分布随时间的变化关系如图 4(a) 所示, 密度坑约在 $2000T_0$ 时刻, 最先在 $n_c/4$ 密度处产生. 随着模拟时间的增长, 在 $n_c/4$ 以下区域的对流 SRS 加热了电子温度, 使得朗缪尔波的频率上升, 从而导致了散射光频率的下降, 并使密度坑向低密度区域发展. 而密度坑扩散的另一原因, 是因为在第一个密度坑产生之后, 改变了该密度坑周围的密度分布, 从而在其周围形成了新的 $n_c/4$ 密度区域. 该区域会逐渐形成新的 SRS 绝对不稳定性, 并由此而产生新的电磁场捕获以及新的密度坑形成. 在这一新的密度坑形成后, 进一步改变了周围的密度分布, 并在更低的密度区域形成新的 $n_c/4$ 密度区域. 通过这样的过程, 从而形成了一系列的密度坑. 另外模拟结果还显示, 密度坑的产生会对于离子产生明显的加速效果, 而在密度坑产生

之前, 由 SBS 所产生的离子声波, 只对离子产生轻微的加速效果. 随着密度坑的产生, 由电磁孤子的有质动力对周围电子的排空作用所形成的库仑场, 加速了密度坑中的离子, 如图 4(b) 所示. 离子的加速会提升离子声波的朗道阻尼, 从而抑制了 SBS 的增长.

除了密度坑形成过程中对离子的加速效果之外, 密度坑还将等离子体分割成多个不连续的部分, 从而形成了一连串具有很高密度梯度的等离子体段落. 大的密度梯度提高了在不均匀等离子体中, 参量不稳定性发展的光强阈值^[30]. 另外, 这些不连续的等离子体密度坑, 破坏了参量不稳定性发展的相位匹配条件, 从而导致了不稳定性的抑制. 为了验证上述推测, 我们进一步分析了密度坑对于不稳定性的影响.

电荷分离场也就是纵向静电场, 在不稳定性中扮演着重要的角色. 通过观察纵向电场 E_x 的演化, 可以看到不稳定性发展的主要区域, 以及密度坑产生前后不稳定性强度的变化. 根据 SRS 所满足的三波匹配关系^[1] $\omega_0 = \omega_s + \omega_p$ 和 $k_0 = k_s + k_p$ 可以得知, 与 SRS 和 SBS 两种不稳定性相对应的纵向场 E_x 的频率, 分别为 $\omega_{pe} \approx 0.47\omega_0$ — $0.51\omega_0$ 和 $\omega_{pi} \approx 0.005\omega_0$, 与其相对应的波矢 k 分别为 $k_{pe} \approx k_0$, $k_{pi} \approx 2k_0$, 其中 ω_0 , ω_s , ω_{pe} 则分别对应了入射光、散射光以及等离子体波的频率, 并与其相对应的波矢一一对应.

为了分析在不同空间位置处的不稳定性发展情况, 我们将纵向电场的时间分量进行一维傅里叶分析, 从而获得在不同的时间段中, 不稳定性的空间分布情况. 图 5(b), 图 5(d) 和图 5(f) 给出了在

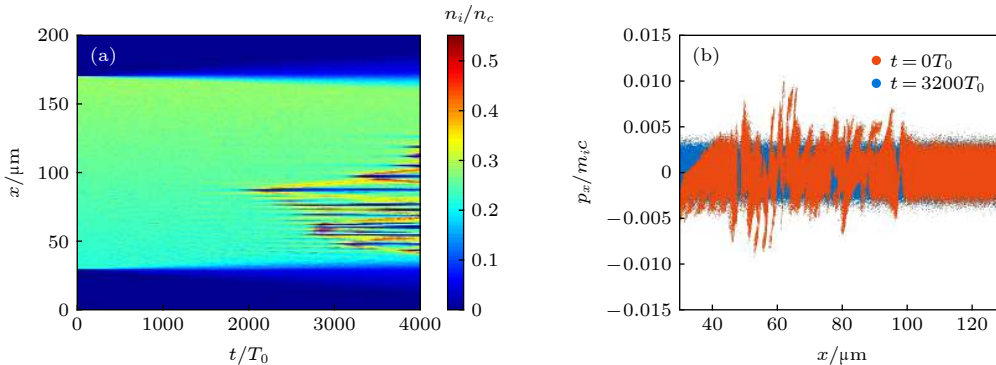


图 4 (a) 随时空变化的离子密度分布; (b) 密度坑产生后, 在 $3200T_0$ 时刻, 密度坑附近的离子被加速到较高的能量

Fig. 4. (a) Temporal and spatial variation of ion density distribution; (b) after the formation of density cavities, the ions near the density cavities have been accelerated to a higher energy at the moment of $3200T_0$.

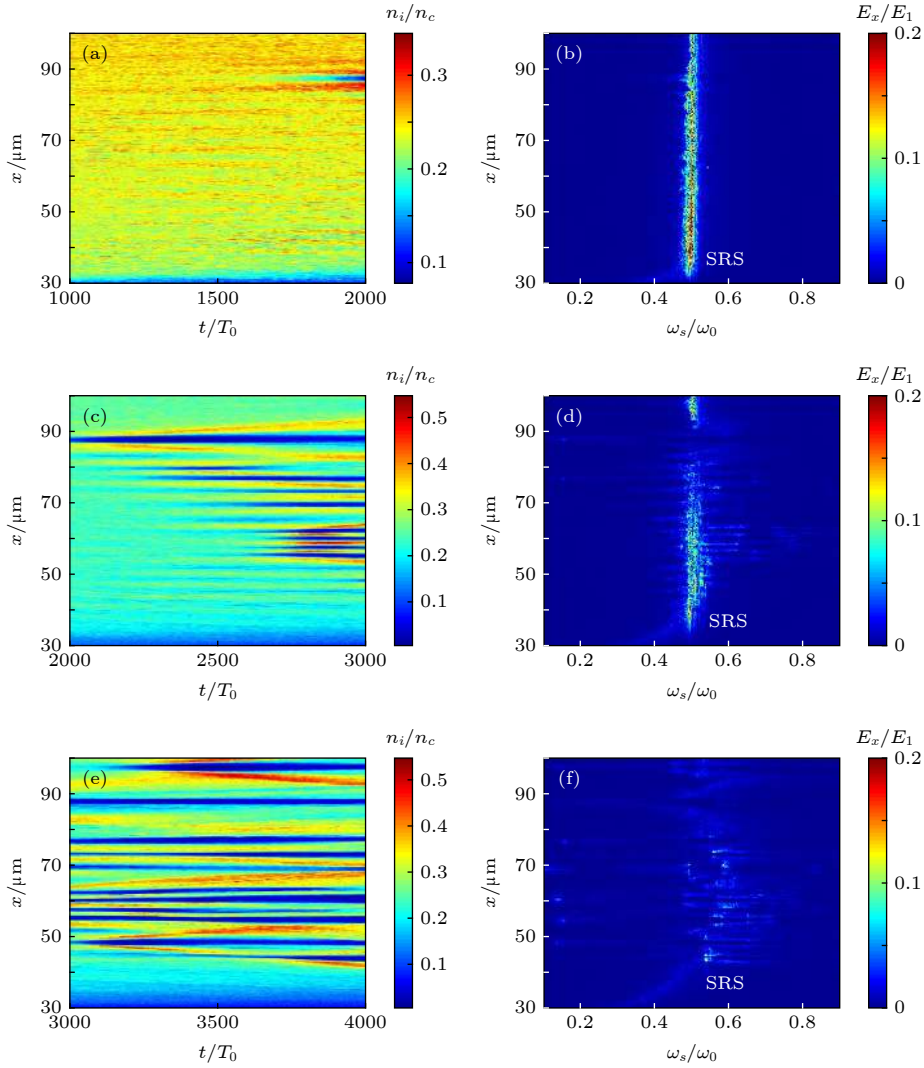


图 5 (a), (c), (e) 不同时间段中的离子密度在 $x-t$ 空间中的分布; (b), (d), (f) 不同时间段中的纵向电场 E_x 在 $x-\omega$ 空间中的分布; 这些离子密度以及纵向电场的分布, 分别反映了不稳定区域或激光等离子体不稳定性的发展情况

Fig. 5. (a), (c), (e) Temporal and spatial variation of ion density distribution in different time windows; (b), (d), (f) the longitudinal field E_x in (x, ω) space. The ion and E_x distribution represent the development of instability regions and parametric instability, respectively.

不同的时间段中, 静电场在 $x-\omega$ 空间中的分布. 对比离子密度的时空分布, 由于密度坑将不稳定区域分隔为多个不连续的区域, 因而阻碍了等离子体波的产生与传输, 相应的不稳定性也就随之被抑制. 图 5(d) 和图 5(f) 表明了频率为 $\omega_{pe} \approx 0.5\omega_0$ 的电子等离子体波信号, 比早期密度坑在尚未形成时已大幅度减弱, 由此说明 SRS 的发展受到了极大的抑制.

在对于密度坑产生前后, 不同时间段的纵场 E_x 进行二维傅里叶分析时, 可以获得 E_x 在 $k-\omega$ 空间的分布. 如图 6 所示, 图 6(a) 和图 6(c), 图 6(b) 和图 6(d) 分别对应了在密度坑产生之前 ($0-2000T_0$), 与产生之后 ($2000T_0-4000T_0$)

SRS 和 SBS 的静电模式分布. SRS 所产生的朗缪尔波的波矢及其频率分别为 $k_{pe} \approx k_0$ 和 $\omega_{pe} \approx 0.47\omega_0-0.51\omega_0$, 比较图 6(a) 和图 6(b) 可以看出, 在密度坑产生后, 与 SRS 相对应的朗缪尔波强度已明显被抑制. SBS 所产生的离子声波的波矢及其频率分别为 $k_{pi} \approx 2k_0$ 和 $\omega_{pi} \approx 0.005\omega_0$, 比较图 6(c) 和图 6(d) 还可以看出, 在密度坑产生后, 与 SBS 相对应的离子声波也被抑制了.

除了与不稳定性相对应的等离子体波的纵向静电场外, 还可以通过观察 SRS 和 SBS 所产生的背散光, 来分析不稳定性的发展情况. 同样根据三波匹配关系, 与 SRS 和 SBS 两种不稳定性相对应的背散光的频率约为 $\omega_{s,srs} \approx 0.49\omega_0 - 0.53\omega_0$ 和 $\omega_{s,sbs} \approx$

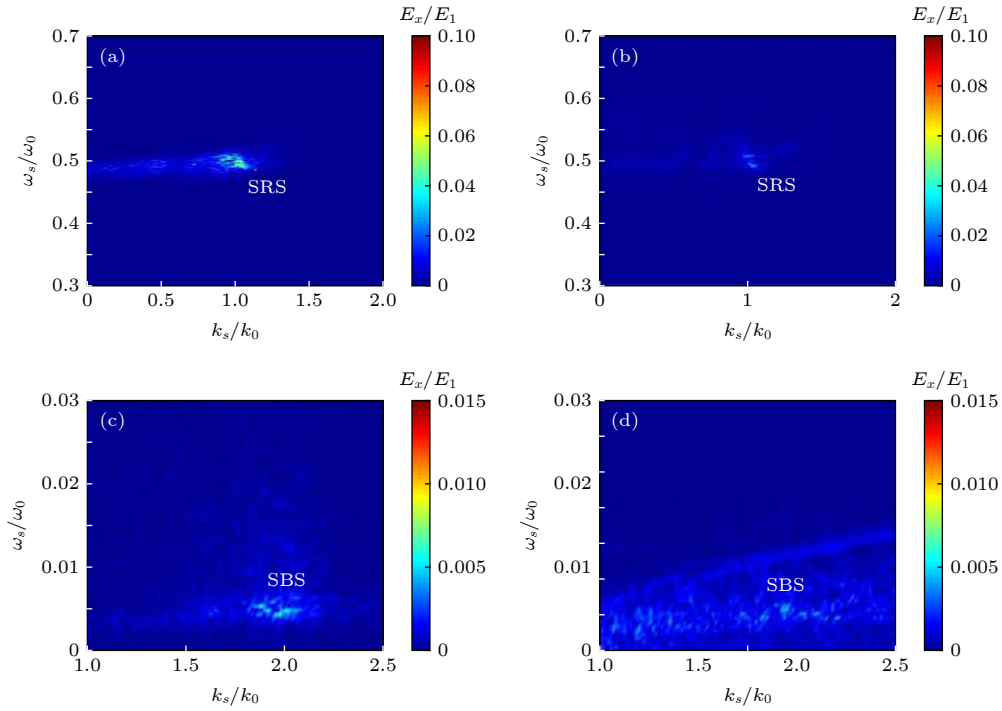


图 6 (a), (c) 0—2000 T_0 纵场 E_x 在 k - ω 空间的分布; (b), (d) 2000 T_0 —4000 T_0 纵场 E_x 在 k - ω 空间的分布, 相应频率与波矢的纵场 E_x , 分别对应了 SBS 和 SRS 不稳定性的发展

Fig. 6. (a), (c) The E_x distribution in (k, ω) space corresponding to the time window $[0-2000]T_0$; (b), (d) the E_x distribution in (k, ω) space corresponding to the time window $[2000T_0-4000]T_0$. The longitudinal field E_x represents the development of SRS and SBS instabilities in the different time windows, respectively.

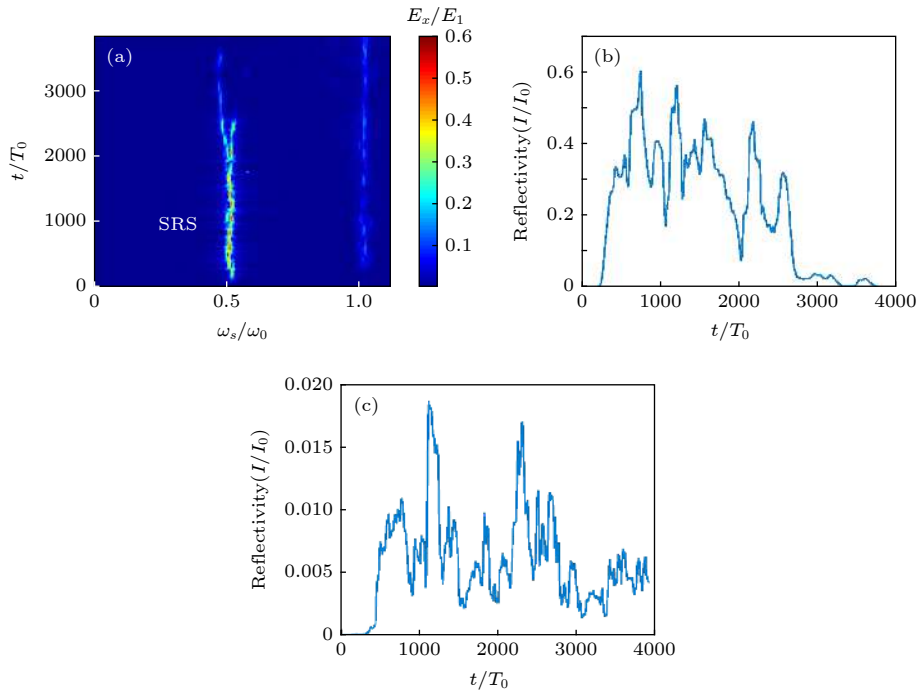


图 7 (a) 左行波在频率空间中随时间的变化; (b) SRS 的份额随时间的变化; (c) SBS 的份额随时间的变化

Fig. 7. (a) The temporal evolution of left traveling wave in frequency space; (b) the temporal evolution of SRS; (c) the temporal evolution of SBS.

$0.99\omega_0$. 取激光入射边界真空中的一点为探测点, 该点的左行波为 $(E_y - B_z)/2$, 将该点随时间变化

的左行波, 以 $\Delta t = 20T_0$ 的时间步长做傅里叶分析, 可以获得该点处左行波在频率空间中随时间的

变化. 如图 7(a) 所示, 可以看到在不稳定性发展的早期阶段, 在 $n_c/4$ 处, 绝对 SRS 不稳定性占据了主导地位. 约在 $t = 2000 T_0$ 时刻, 发现在 $n_c/4$ 处已有密度坑产生, 密度坑的产生加热了大量的电子. 随着电子温度逐渐升高, 朗缪尔波的频率也随之上升, 从而导致了散射光频率的下降, 这也是密度坑之所以向低密度区域发展的原因之一. 另外, 由于密度坑产生后所形成的陡峭密度分布向两边扩散, 使得初始等离子体密度的分布发生了变化, 并使局域的密度梯度变大, 相对于初始等离子体密度的分布, $1/4$ 临界面向原先的低密度区域移动, 这也导致了密度坑向原本的低密度区域发展.

随着密度坑往低密度区域发展和密度坑的逐渐增多, 在这一过程中, SRS 从以绝对不稳定为主, 转变为以对流不稳定为主. 当密度坑遍布了 SRS 的产生区域后, SRS 几乎被完全抑制. 具体的 SRS 和 SBS 背散份额的变化, 我们可以通过对图 7(a) 中 SRS 和 SBS 相对应的频率成分积分后获得. 通过 SRS 和 SBS 不稳定性份额随时间变化的曲线, 如图 7(b) 和图 7(c) 所示, 以及离子密度分布的时空图, 可以看到随着密度坑在约 $t = 2000 T_0$ 之后的大量产生, 不稳定区域被分割成多个不连续的部分, SRS 和 SBS 均因此而受到了一定程度上的抑制, 其中 SRS 的抑制尤为明显.

综上所述, 由 SRS 绝对不稳定性所产生的散射光, 最先导致了 $n_c/4$ 处等离子体密度坑的产生. 由于密度坑的产生, 改变了周围等离子体密度的分布并形成了新的 $n_c/4$ 区域, 使得原本低于 $n_c/4$ 的区域产生了大量的密度坑. 随着大量的密度坑将不稳定区域分割成多个不连续的部分, SRS 和 SBS 也都因此而受到了一定程度上的抑制.

4 总 结

通过对长脉冲强激光在一维非均匀等离子体在 $1/4$ 临界面处传输过程的模拟, 研究了在受激散射的非线性演化过程中, 等离子体密度坑的产生及其对 SRS 和 SBS 参量不稳定性发展的影响. 结果发现: 密度坑主要是由绝对 SRS 的散射光在等离子体中被捕获所产生的, 被捕获的光场以电磁孤子的形式存在于等离子体中, 该电磁孤子的振幅随时间而增长; 当电磁孤子中的光场幅度增长到一定强度时, 光场的有质动力推开附近的电子, 由此所形成的电荷分离场再将离子推开, 从而形成密度坑;

在密度坑形成的过程中, 伴随着电磁孤子中光场能量的损耗, 其结果为孤子中光场的频率下降; 不同的初始电子和离子温度, 还会影响绝对 SRS 的增长率以及散射光的饱和幅值, 这也直接导致了密度坑产生时间的不同. 通过不同的算例, 我们观察到初始离子温度越高, 电子温度越低, 密度坑将会更短的时间内产生. 当第一个密度坑形成后, 周围的等离子体密度和温度会发生相应的变化, 并逐渐形成更多的密度坑, 从而将等离子体分割成多个不连续的区域. 这种不连续的等离子体密度分布, 可以导致激光参量不稳定性的相位匹配被破坏, 并提高激发不稳定性的光强阈值, 从而导致 SRS 和 SBS 参量不稳定性被抑制.

由于一维模拟只能描述 SRS 和 SBS 散射, 而不能描述在多维几何条件下的激光成丝和双等离子体衰变, 特别是在三维几何条件下, 不仅会出现这些新的不稳定性, 而且线偏振激光的传输也将呈现各向异性^[31], 因此有关密度坑的产生对于这些物理过程的影响, 还需要通过三维模拟来做更进一步的研究.

参考文献

- [1] Krueer W 1988 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (New York: Addison-Wesley) p74
- [2] Kaw P K 2017 *Rev. Mod. Plasma Phys.* **1** 2
- [3] Cheung P Y, Wong A Y, Darrow C B, Qian S Z 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1348
- [4] Borghesi M, Bulanov S, Campbell D H, Clarke R J, Esirkepov T Zh, Galimberti M, Gizzi L A, MacKinnon A J, Naumova N M, Pegoraro F, Ruhl H, Schiavi A, Willi O 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
- [5] Langdon A B, Lasinski B F 1983 *Phys. Fluids* **26** 582
- [6] Weber S, Riconda C, Tikhonchuk V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 055005
- [7] Klimo O, Weber S, Tikhonchuk V T, Limpouch J 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 055013
- [8] Zhao Y, Sheng Z M, Weng S M, Ji S Z, Zhu J Q 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e20
- [9] Klimo O, Tikhonchuk V T 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 095002
- [10] Eliasson B 2013 *Mod. Phys. Lett. B* **27** 1330005
- [11] Esirkepov T, Nishihara K, Bulanov S V, Pegoraro F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
- [12] Sheng Z M, Zhang J, Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 125 (in Chinese) [盛政明, 张杰, 余玮 2003 物理学报 **52** 125]
- [13] Sheng Z M, Zhang J, Umstadter D 2003 *Appl. Phys. B* **77** 673
- [14] Yu L L, Sheng Z M, Zhang J 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 2095
- [15] Xiao C Z, Liu Z J, Wu D, Zheng C Y, He X T 2015 *Phys. Plasmas* **22** 052121
- [16] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, Goncharov V N, Harding D R, Knauer J P, McCrory R L, McKenty P W,

- Meyerhofer D D, Myatt J F, Schmitt A J, Sethian J D, Short R W, Skupsky S, Theobald W, Kruer W L, Tanaka K, Betti R, Collins T J B, Delettrez J A, Hu S X, Marozas J A, Maximov A V, Michel D T, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Solodov A A, Soures J M, Stoeckl C, Zuegel J D 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [17] Kaw P K, Kruer W L, Liu C S, Nishikawa K 1976 *Advances in Plasma Physics* (Vol. 6) (New York: John Wiley and Sons, Inc.)
- [18] Liu C S, Tripathi V K, Eliasson B 2019 *High-Power Laser-Plasma Interaction* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [19] Pesme D, Laval G, Pellat R 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 203
- [20] Wang Y X, Wang Q, Zheng C Y, Liu Z J, Liu C S, He X T 2018 *Phys. Plasmas* **25** 100702
- [21] Rosenbluth M N 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 565
- [22] Liu C S, Rosenbluth M N, White R B 1974 *Phys. Fluids* **17** 1211
- [23] Zakharov V E 1972 *Sov. Phys. JETP* **35** 908
- [24] Zhao Y, Yu L L, Weng S M, Ren C, Liu C S, Sheng Z M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 092116
- [25] Brady C 2014 *Users Manual for the EPOCH PIC Codes* (Coventry: University of Warwick) pp12 – 50
- [26] Naumova N M, Bulanov S V, Esirkepov T Zh, Farina D, Nishihara K, Pegoraro F, Ruhl H, Sakharov A S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
- [27] Esirkepov T Zh, Kamenets F F 1999 *JETP Lett.* **68** 36
- [28] White R, Kaw P, Pesme D, Rosenbluth M N, Laval G, Huff R, Varma R 1974 *Nucl. Fusion* **14** 45
- [29] Zhao Y, Zheng J, Chen M, Yu L L, Weng S M, Ren C, Liu C S, Sheng Z M 2014 *Phys. Plasmas* **21** 112114
- [30] DuBois D F, Forslund D W 1974 *Phys. Rev. Lett.* **33** 1013
- [31] Sheng Z M, Nishihara K, Honda T, Sentoku Y, Mima K, Bulanov S V 2001 *Phys. Rev. E* **64** 066409

Nonlinear evolution of stimulated scattering near 1/4 critical density*

Wu Charles F.¹⁾ Zhao Yao^{2)†} Weng Su-Ming¹⁾

Chen Min¹⁾ Sheng Zheng-Ming¹⁾³⁾

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

2) (*Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

3) (*Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai 200240, China*)

(Received 8 July 2019; revised manuscript received 26 July 2019)

Abstract

Based on particle-in-cell simulations, the propagation of intense long pulse lasers in non-uniform plasma, and particularly, the formation of plasma density cavities caused by the nonlinear evolution of stimulated Raman scattering (SRS) near the quarter critical density, and its effects on parametric instabilities have been studied. It is found that the stimulated Raman scattering instability developed near the quarter critical density leads to the trapping of scattered light and subsequent formation of a local electromagnetic solitary wave. Its amplitude increases with the development of the SRS instability, which pushes surrounding electrons and ions to form a quasi-neutral density cavity. When the first density cavity is formed, the plasma density evolves in such a way that more density cavities are formed during the laser interaction and subsequently the plasma is split into a few discontinuous portions. This new density profile finally tends to suppress the development of both SRS and the stimulated Brillouin scattering (SBS) instabilities considerably.

Keywords: stimulated Raman scattering, electromagnetic soliton, laser transmission, particle-in-cell simulation

PACS: 52.38.Bv, 52.35.Sb, 52.35.Mw, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.68.20190883

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11775144) and the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 19YF1453200).

† Corresponding author. E-mail: yaozhao@siom.ac.cn