

# 一维动理学数值模拟激光与等离子体的相互作用

邹长林<sup>1)†</sup> 叶文华<sup>2)</sup> 卢新培<sup>1)</sup>

1) (华中科技大学, 强电磁与新技术国家重点实验室, 武汉 430074)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2013年6月4日收到; 2013年12月2日收到修改稿)

利用一维(1D3V)、显式、全电磁、相对论粒子模拟代码研究动理学范畴内激光与等离子体相互作用中的受激拉曼散射, 给出了粒子代码的控制方程及其数值离散的详细方案. 研究表明: 动理学效应在受激拉曼散射不稳定性中十分重要; 时间平均的反射率在阈值强度处跃升, 在更高的激光强度处达到饱和; 受激拉曼背向散射周期性地二次皮秒内爆发, 离子效应延迟背向拉曼散射的发生; 电子俘获导致了背向拉曼散射出现爆发; Langmuir波的非线性频移使得背向散射达到饱和.

**关键词:** 粒子模拟, 激光与等离子体相互作用, 受激拉曼散射

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

**DOI:** 10.7498/aps.63.085207

## 1 引言

为了实现可控的激光驱动惯性约束聚变, 需要深入理解激光与等离子体相互作用的物理机制, 如参量不稳定性<sup>[1,2]</sup>. 受激拉曼散射(SRS)就是不稳定性之一, 其原理是一束光波(模式0)衰变为一个背向传播(称为背向拉曼散射(BSRS))或者前向传播(称为前向拉曼散射(FSRS))的次级光波(模式1)和一个前向传播的次级电子等离子体波(也称为Langmuir波, 模式2), 这个物理过程十分重要. 次级Langmuir波会产生“热的”或“高能的”电子. 在直接驱动的惯性约束聚变过程中, 这些高能电子可以在靶丸上沉积能量, 从而预热靶丸, 降低内爆的对称性. 模式1的背向散射会损失掉入射能量, 从而提高内爆所需的驱动能量. 在间接驱动中, 热电子撞击重金属腔壁激发出的X射线会影响驱动辐射的均匀性. 入射光激发的背向散射降低了间接驱动黑腔中的能量沉积, 也即在高Z黑腔中入射光耦合为X射线的效率降低, 这会导致聚变点火的失败. 另外在黑腔的激光入口处, 入射光和背向散射光之间的交叉相互作用也会对靶丸压缩的对称性

产生不利的影 响. 因此, 对于SRS不稳定性的控制是实现可控惯性约束聚变的关键步骤.

粒子模拟技术在二十世纪七八十年代就已经十分成熟<sup>[3]</sup>. 随着计算机科学技术的不断发展, 超级计算机的计算性能日新月异. 粒子模拟代码相应得到拓展, 以适合进行大规模并行计算(粒子数目达到 $10^{12}$ , 数千个处理器, 内存需求达几个太字节). 目前已开发的高性能多维并行粒子代码, 如VPIC<sup>[4-6]</sup>, OSIRIS<sup>[7-9]</sup>, VORPAL<sup>[10]</sup>等, 已广泛地应用于诸如激光加速粒子以及空间等离子体物理等<sup>[11]</sup>, 同时也将多维大尺度(毫米量级)聚变激光与等离子体相互作用的研究带入了新纪元.

应用于研究激光与等离子体相互作用的粒子模拟(PIC)已被证明是一个十分重要且有效的手段. 在惯性约束聚变领域内的激光与等离子体相互作用物理中, 人们主要关注的是参量不稳定性的阈值及其饱和效应<sup>[5,6,8,12-14]</sup>. Masson-Laborde等<sup>[13]</sup>指出, 在受激拉曼散射不稳定性中, 初始阶段占主导地位的是一维效应, 高维效应仅在首次反射率饱和之后才开始变得重要. 本文在已建立的Lorentz-Newton方程和Maxwell方程以及相应的

† 通讯作者. E-mail: zouchanglin@hotmail.com

数值离散技术的基础上, 开发了1D3V、显式、全电磁、相对论粒子模拟代码, 并对于惯性约束聚变中激光与等离子体相互作用的参量不稳定性物理过程进行了研究. 研究表明: SRS参量过程中, 有限长度的等离子体中反射率在阈值强度处出现跃升, 在更高的激光强度处达到饱和, 这与Single-Hot-Spot实验结论<sup>[15]</sup>定性地相符; 背向散射光在次皮秒内呈脉冲式周期性爆发; 非线性频移使得三波相互作用失谐进而导致BSRS达到饱和; 随着电子相空间俘获涡旋结构再次出现, 在背景噪声的基础上, 背向散射光又不断受激发而对流增长, 于是出现不断的周期性爆发过程; 随着入射激光强度的增大, 背向散射光出现越早, 并且爆发的频率提高. 这不同于文献<sup>[16]</sup>的Vlasov和粒子模拟的结果——反射光最终达到稳定状态. 可见, 以相空间电子俘获涡旋结构表征的动理学效应在BSRS的饱和中起着关键作用. 动理学效应使得BSRS的爆发在时间上向后延迟, 而且一定程度上降低了BSRS的时间平均反射率.

本文在第二节中介绍研究中利用的物理模型以及采用的数值方法; 第三节详细分析激光与等离子体相互作用的数值粒子模拟的结果; 最后给出本文的总结.

## 2 物理模型和数值方法

本文模拟使用的是自行开发的一维(1D3V)、显式、全电磁、相对论粒子模拟代码. 我们考虑沿着波矢 $\mathbf{k}_0 = k_0 \mathbf{e}_x$ 传播的光场演化, 等离子体是有限长度的. Newton-Lorentz方程是粒子运动的控制方程:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q_s(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

$$\mathbf{p} = \gamma m_s \mathbf{v}, \gamma = \sqrt{1 + (\mathbf{p}/m_s c)^2}, \quad (2)$$

其中 $q_s, m_s$ 分别是s类粒子的电荷和质量,  $c$ 是真空中光速. 方程(1), (2)的离散采用的是具有二阶精度的蛙跳法<sup>[3]</sup>. 粒子位移由 $t$ 时刻运动到 $t + \Delta t$ 时刻, 速度由 $t - \Delta t/2$ 时刻推进到 $t + \Delta t/2$ 时刻,  $\Delta t$ 是时间步长. 其中Lorentz力采用的是Boris旋转算法<sup>[3]</sup>. 额外开销粒子的位移数组来保留粒子在 $t$ 时刻的位移, 其目的是与 $t + \Delta t$ 时刻的位移相结

合, 从而实现在空间网格上收集 $t + \Delta t/2$ 时刻的横向和纵向电流密度. 换句话说, 电流密度收集采用的是Villasenor-Buneman局域电荷守恒方案<sup>[17,18]</sup>, 以避免求解关联全局的Poisson方程. 这个空间局域化的守恒方案使得代码很容易实现并行化.

电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{B}$ 分配在整网格点和整时间点上; 电荷密度 $\rho$ 分配在半格点和整时间点上; 纵向电流密度 $J_x$ 分配在整网格点和半时间点上, 而横向电流密度 $J_{y,z}$ 则分配在半空间网格点和半时间点上. 纵向电场由方程

$$\partial_t E_x = -\varepsilon_0^{-1} J_x \quad (3)$$

计算得出. 方程(3)相应的离散形式为

$$E_x|_{j\Delta x}^{t+\Delta t} = E_x|_{j\Delta x}^t - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_x|_{j\Delta x}^{t+\Delta t/2}, \quad (4)$$

其中 $\varepsilon_0$ 是真空介电常量,  $\Delta x$ 是空间步长. 于是通过纵向电流我们很方便地得出纵向电场. 显然方程(4)使得程序更容易做并行化处理. 利用连续性方程 $\partial_t \rho + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ , 以及电流和电荷密度离散分配方案, 我们可以得出: 如果电场 $E_x|_j^t$ 在 $t$ 时刻满足 $\partial_x E_x = \rho/\varepsilon_0$ 的离散式, 那么在 $t + \Delta t$ 时刻 $E_x|_j^{t+\Delta t}$ 也会满足该式. 重新组合Maxwell方程组, 利用特征法<sup>[3]</sup>求解横向电磁场的对流方程,

$$(\partial_t \pm c\partial_x)F^\pm = -(2\varepsilon_0)^{-1} J_y, \quad (5)$$

$$(\partial_t \mp c\partial_x)P^\pm = -(2\varepsilon_0)^{-1} J_z, \quad (6)$$

其中 $F^\pm = (E_y \pm cB_z)/2, P^\pm = (E_z \pm cB_y)/2$ 分别为光波场的右行( $F^+, P^-$ )和左行( $F^-, P^+$ )算符. 方程(5), (6)的离散形式为

$$F^\pm|_{j\Delta x}^{t+\Delta t} = F^\pm \Big|_{(j\mp 1)\Delta x}^t - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} J_y \Big|_{(j\mp 1/2)\Delta x}^{t+\Delta t/2}, \quad (7)$$

$$P^\pm|_{j\Delta x}^{t+\Delta t} = P^\pm \Big|_{(j\pm 1)\Delta x}^t - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} J_z \Big|_{(j\pm 1/2)\Delta x}^{t+\Delta t/2}. \quad (8)$$

本文采用的是P极化光波场. 自由空间中的激光表示为 $F^+ = a_0 \sin(k_0 x - \omega_0 t)g(t), F^- = 0$ , 其中 $a_0$ 是光波场振幅,  $k_0, \omega_0$ 分别是入射光的波数和频率,  $g(t)$ 为振幅调制函数由0变化到1经历几十个激光周期(突然打开激光会产生意料之外的效应). 通过设置 $F^+ = a_0 \sin(\omega_0 t)g(t)$ 在计算模型中引入激光, 并假设在右边界没有反射. 于是对流方程沿着特征线 $\Delta x = c\Delta t$ , 将 $F^+$ 由左边界传播到右边界, 并且不会在右边界发生反射<sup>[3]</sup>. 相比于传统的时域有限差分方法<sup>[19]</sup>, 这是一种无数值色散方法(真空

中)<sup>[18]</sup>, 它允许计算的时间远大于激光穿越等离子体区域所需要的时间.

电磁场和粒子都采用开放边界条件. 当粒子运动到边界之外时, 对s类粒子初始Maxwell分布随机抽样得到的速度, 赋值给新粒子并注入到计算系统中<sup>[4,7]</sup>. 为了保证横向正则动量守恒, 我们采用了粒子对方法注入粒子. 这种热槽形式粒子边界条件的好处是可以有效避免等离子体边界上的鞘层结构对传播到边界处的等离子体波的反射. 否则这些被反射的能量粒子会从边界处向等离子体中心处运动, 于是等离子体通过参量不稳定性过程会吸收更多的能量, 产生的热电子会进一步增大Landau 阻尼率, 因此系统趋向于自限制SRS的活动.

计算中, 时间和空间分别以入射光的周期 $T_0$ 和波长 $\lambda_0$ 作为规范, 电场和磁场分别以 $E_0 = m_e \omega_0 c / e$ ,  $B_0 = m_e \omega_0 / e$ 作为规范, 其中 $m_e$ 是电子质量,  $e$ 是电子电荷. 可靠性验证的结果表明了能量、横向正则动量以及粒子数守恒. 同时本文所开发代码的结果还与一维粒子代码JPIC<sup>[18]</sup>做了尾波场波形的计算对照, 结果完全一致.

### 3 数值模拟结果

在SRS中, 三波出现共振的条件是波矢和频率满足匹配条件:  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ ,  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ . 从量子力学观点看, 它们分别表示动量和能量守恒. 受激拉曼散射中各模式满足的色散关系<sup>[1]</sup>为

$$\omega_{0,1}^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k_{0,1}^2, \quad (9)$$

$$\omega_2^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{Te}^2 k_2^2, \quad (10)$$

其中 $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ 是电子热速度,  $\omega_{pe}^2 = e^2 n_e / (\epsilon_0 m_e)$ 是电子等离子体频率,  $n_e$ 是电子数密度. 在给定等离子体的温度、密度和激光频率的情况下, 匹配条件和色散关系联立可以确定共振三波的模式.

考虑一束线性极化电磁波( $E_y, B_z, k_0 e_x$ ), 波数 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ( $\lambda_0 = 0.527 \mu\text{m}$ ), 由系统的左边界( $x = 0$ )处入射到初始均匀分布的氢等离子体中. 电子和离子温度分别为 $T_e = 0.7 \text{ keV}$ ,  $T_i = 0.14 \text{ keV}$ . 电子密度为 $n_e/n_c = 0.036$ ( $n_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / c$ 是临界数密度), 对应耦合到SRS过程中的初始电子等离子体波的波数为 $k_2 \lambda_{De} = 0.34$

( $\lambda_{De} = \sqrt{\epsilon_0 T_e / (e^2 n_e)}$ 是电子Debye 长度), 这表明明波-粒子之间的相互作用会处于十分重要的位置. 考虑到陡然打开激光会带来意料之外的效应, 我们在入口( $x = 0$ )处设置激光在达到其峰值振幅之间有一个 $50T_0$  ( $T_0 = 2\pi/\omega_0$ )的线性上升沿发展过程; 之后激光在边界处维持恒定的振幅注入到系统中. 模拟的总时间长度为 $5000T_0$ , 大约为 $8.7 \text{ ps}$ . 模拟系统的长度为 $L_x = 29.98 \mu\text{m}$  ( $56.9\lambda_0$ ). 空间网格步长 $dx = 14.64 \text{ nm}$  ( $0.03\lambda_0, 0.7\lambda_{De}$ ). 这既保证了数值计算的稳定性(要求 $dx \leq \lambda_{De}$ )也足以分辨小尺度的静电波. 根据三波匹配条件和色散关系方程(9), (10), 在当前参数下, 得到三波的波模式

$$k_0 c / \omega_0 = 0.98, \omega_0 / \omega_0 = 1.0;$$

$$k_1 c / \omega_0 = -0.76, \omega_1 / \omega_0 = 0.78;$$

$$k_2 c / \omega_0 = 1.74, \omega_2 / \omega_0 = 0.22,$$

它们分别描述的是入射光、散射光、Langmuir 波的波数和频率.

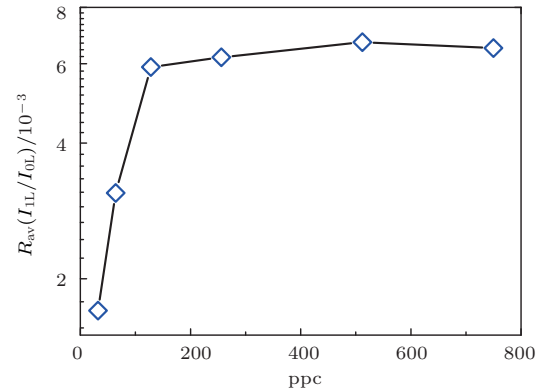


图1 入射光强度为 $I_{OL} = 3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 每个网格中的粒子数目 ppc 对时间平均反射率的影响

在所有的计算中每个网格中的平均宏粒子数目 $\text{ppc} = 512$ , 这个值的选择是基于Yin等<sup>[12]</sup>关于一维情况下SRS反射率收敛性研究的结论. 我们定义反射率为 $R \equiv \langle I_{1L}(x=0) \rangle / I_{0L}(x=0)$ . 初步研究结果也表明在此选择下系统反射率达到较好的收敛, 如图1所示. 同时这样的选择也顾及到计算量的问题, 因为几乎所有的计算时间使用在粒子的推动和电流收集. 在高维情况下, 达到收敛所需要的ppc会下降, 因为一个粒子会对周围多个格点物理量做出贡献, 另一方面也降低了PIC因离散导致的本质上存在的噪声<sup>[12]</sup>.

时间平均反射率随入射光强度的变化结果如图2所示, 平均反射率在阈值强度处展现出跃

升, 在更高的入射光强度处达到饱和, 这与实验结果定性一致<sup>[15]</sup>. 在激光与等离子体相互作用开始后 (典型的是小于 1 ps) 的很短时间内, 电子俘获开始发生作用. 这个初始时间段非常重要, 因为它对应于 SRS 开始由线性范畴转换到非线性范畴. 图 3(a) 所示的是在  $x = 0$  处的瞬时反射率, 三个不同入射激光强度 (分别是  $I_{0L} = [3, 5, 6] \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) 下反射率随时间的演化结果. 在所有的计算中, 入射光强度都低于忽略光波阻尼情况下的绝对不稳定性阈值  $I_a = 2.9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 与其对应的无阻尼 BRS 增长率为  $\gamma_a = (1/2)|v_{g1}/v_{g2}|^{1/2}\nu_2$ , 其中  $v_{g1}, v_{g2}$  分别是模式 1 和模式 2 的群速度,  $\nu_2$  是 Langmuir 波的 Landau 阻尼率. 图中  $F^-$  随着时间不断地增大, 直到  $t/T_0$  分别在 2200, 800, 670 时达到饱和之后开始下降. 随着入射光强度的增大, 背向散射光首次达到饱和状态的时间在不断地提前出现, 因为更大的驱动电场更容易激发三波参量不稳定性过程, 甚至达到绝对不稳定性. 在超过阈值之后, 背向散射光出现周期性的爆发. 在更长时间的计算中也没有出现时域演化的稳态结果, 这不同于文献<sup>[16]</sup> 的稳态结果. 更高的入射光强度使得背向散射脉冲在次皮秒时间内的爆发愈加频繁, 并且脉宽变窄, 下降沿时间变陡峭. 这与已报道的 Vlasov<sup>[20]</sup> 模拟结果相符合. 图 3(b) 中所示的是离子效应对反射率的影响. 模拟展现出在激光穿越模拟区域约 2000 个周期后 BRS 才开始增长, 并进一步达到饱和. 在离子运动的情况下, 背向散射脉冲的爆发时间延迟. 此时时间平均反射率为  $R_{av} = 0.17\%$ , 相比较于离子固定情况下的时间平均反射率  $R_{av} = 0.2\%$ , 有微弱的下降.

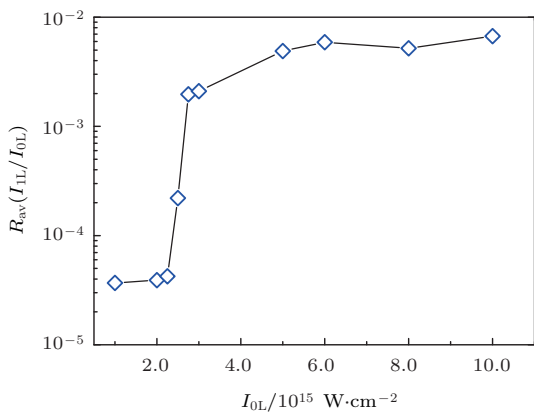


图 2 时间平均反射率随入射光强度的变化

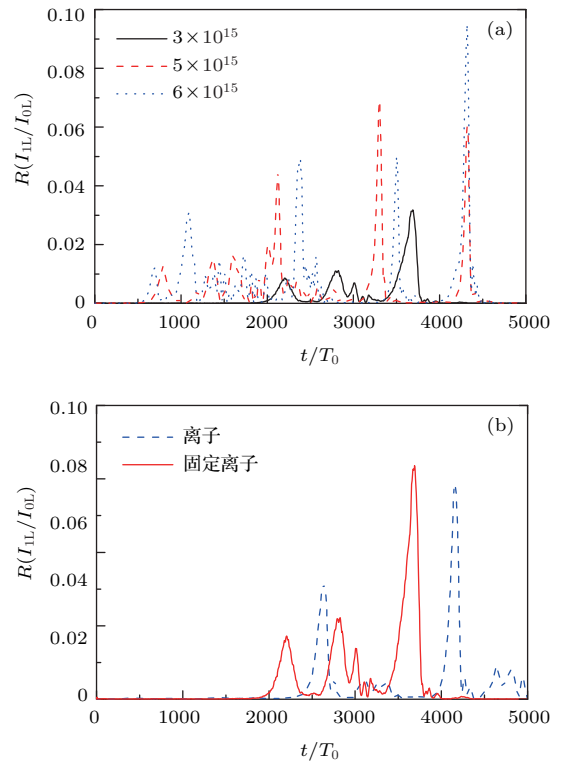


图 3 (网刊彩色) (a) 在三种不同入射激光的强度下反射率随时间的演化结果, 黑实线, 红短线, 蓝点线分别对应于入射光强度为  $I_{0L} = [3, 5, 6] \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ; (b) 入射激光强度为  $I_{0L} = 3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  时离子运动 (蓝点线) 和固定离子 (红实线) 两种情况下的反射率

为了进一步地分析 SRS 过程, 在离子固定作为电中性背景密度,  $k\lambda_{De} = 0.34$  的强阻尼情况下, 选择阈值入射光强度  $I_{0L} = 3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , 这对应于图 2 中 SRS 的饱和水平. 在 BRS 首次达到饱和时, Langmuir 波的空间分布如图 4(a) 和 (b) 所示, 可见 Langmuir 波在噪声水平的基础上受到极大的共振激发. 图 4(c) 是相应的波数谱图, 最大振幅的波峰对应的是  $k_2c/\omega_0 \sim 1.74$ . 图中还可以看出存在一些低波数的边频, 这时也许存在着导致 SRS 饱和的另一个机制, 即俘获粒子不稳定性<sup>[21]</sup>. 在  $t/T_0 = 2200$  时刻的电子在相空间的分布如图 5(a) 所示. 图中可以清晰地看出相空间中电子被俘获的图像, 电子的俘获岛在  $v_{p2} \pm v_{tr}$  之间, 其中  $v_{p2}$  是 Langmuir 波的相速度,  $v_{tr} = 2|eE/(m_e k_2)|^{1/2}$  是俘获半岛的宽度. 将图 4(a) 中得到的最大电场值代入  $v_{tr}$ , 可以得出在  $t/T_0 = 2200$  时刻理论预期的俘获岛宽为  $2v_{tr} \approx 0.136c$ , 精确对应于图 5(a) 所示的模拟结果. 在此之前电子在相空间中的图像类似初始设置, 未有明显的变化. O'Neil<sup>[22]</sup> 在计算发生俘获的 Langmuir 波的振幅演化时, 将 Landau 阻尼率  $\nu_L(t)$  分为俘获  $\nu_T(t)$  和未俘获  $\nu_U(t)$  两部分贡献,

也即  $\nu_L(t) = \nu_U(t) + \nu_T(t)$ , 其中

$$\begin{aligned} \nu_U &= \sum_{n=0}^{\infty} \nu_{Un}, \\ \frac{\nu_{Un}}{\nu_L} &= 128n\pi \int_0^1 d\kappa \\ &\quad \times \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{\kappa K} \omega_B t\right)}{\kappa^5 K^2 \cdot (1+q^{2n})(1+q^{-2n})}, \quad (11) \\ \nu_T &= \sum_{n=0}^{\infty} \nu_{Tn}, \\ \frac{\nu_{Tn}}{\nu_L} &= 64\pi(2n+1) \int_0^1 d\kappa \\ &\quad \times \frac{\kappa \sin\left(\frac{\pi(2n+1)}{2K} \omega_B t\right)}{K^2 \cdot (1+q^{2n+1})(1+q^{-2n-1})}, \quad (12) \end{aligned}$$

其中  $\omega_B = |eEk_2/m_e|^{1/2}$  是电子回跳频率,  $K = K(\kappa^2)$  是第一类椭圆积分,  $q = \exp\left(\frac{\pi K'}{K}\right)$  且  $K' = K(1-\kappa)$ ,  $\kappa$  是无量纲的积分变量. 如图 6 所示, 被俘获粒子在几个回跳周期 ( $\tau_B = 2\pi/\omega_B$ ) 后对阻尼的贡献趋于零, 而未被俘获粒子则仅在一个回跳周期内对阻尼有贡献. 可见电子俘获的出现导致了 Langmuir 波的无碰撞 Landau 阻尼率的降低. 所以三波共振条件下静电波被激放大, 相应的背向拉曼散射波也不断地对流增长直到饱和和出现. 在强阻尼中, 由 SRS 过程产生的等离子体波振幅足够大, 以致被俘获粒子的回跳时间要小于碰撞带来的退关联时间 (或者是多维情况下的侧向损失 [5,6,23]), 于是阻尼降低. 反射率突然跃升可以认为是稳定性由强阻尼范畴向弱阻尼范畴的跃迁.

$t/T_0 = 2200$  时刻的电子分布函数如图 5 (b) 所示. 图中可见此时分布函数背离初始 ( $t/T_0 = 0$ ) 时刻的 Maxwell 速度分布, 在 Langmuir 波相速度附近电子速度分布函数出现一个平顶区. 这个平顶分

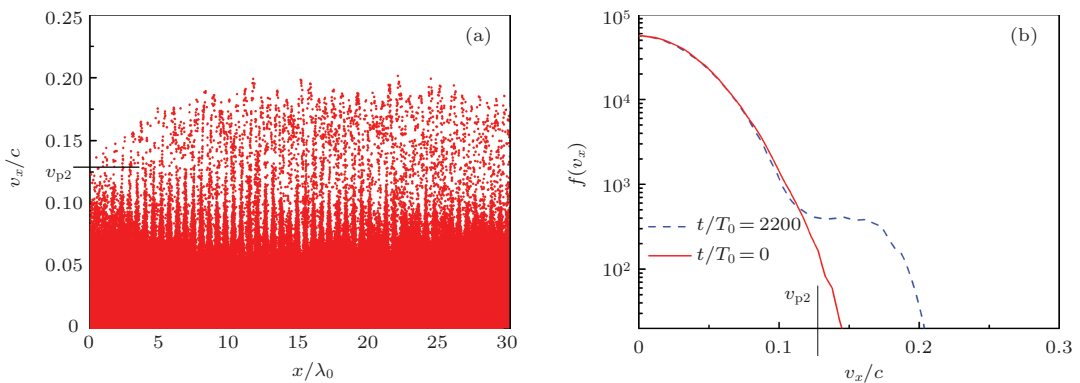


图 5  $t/T_0 = 2200$  时刻的电子相空间结构 (a) 以及电子分布函数 (b),  $v_{p2}/c \sim 0.13$  是 Langmuir 波相速度

布是电子俘获的结果, 它使得静电波 Landau 阻尼率降低. 在动理学范畴内电子俘获与诸多物理现象紧密关联在一起. 在随时间的整个演化过程中, 计算系统相空间电子俘获的涡旋结构不断地出现和消失, 与此对应是背向散射光的增大、达到饱和并迅速降低.

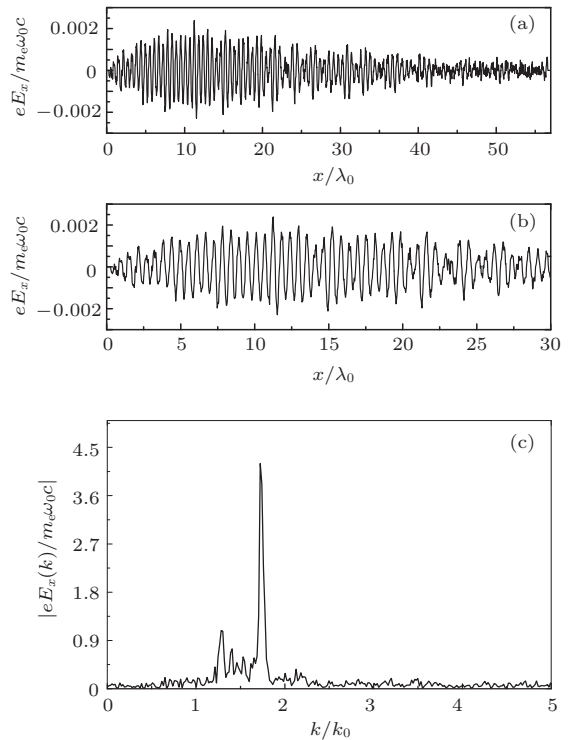


图 4  $t/T_0 = 2200$  时刻的静电场  $E_x(x)$  空间分布和波数谱 (a) 静电场全空间分布图形; (b) (a) 的局部放大; (c) 相应时刻的波数谱

由于粒子采用的是吸收、以初始温度下的 Maxwell 速度分布函数随机抽样出的速度赋予新粒子, 并将其由边界注入计算系统, 于是 Langmuir 波在边界上会被吸收而不是反射, 否则系统就会因为高能粒子构成的 Langmuir 波在边界上反射而不

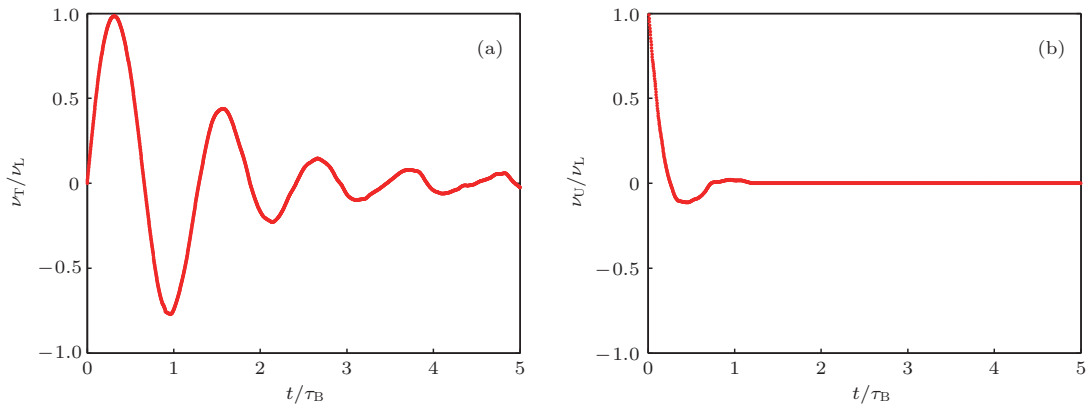


图6 (a) 被俘获粒子的阻尼贡献  $\nu_T$ ; (b) 未被俘获粒子的阻尼贡献  $\nu_U$

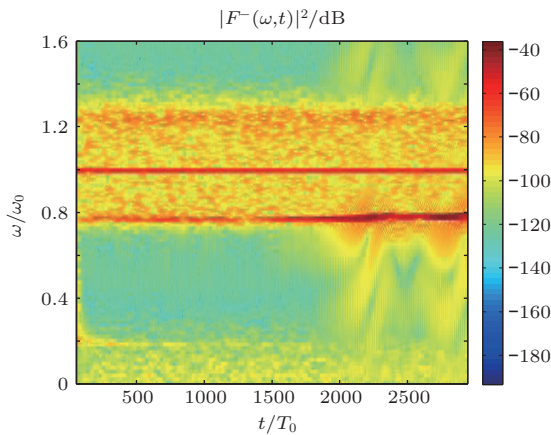


图7 (网刊彩色) 背向散射光  $F^-$  的时频分析  $\omega_0/\omega_0 = 1$  对应反射光, 而  $\omega_1/\omega_0 \sim 0.78$  对应背向散射光

断被加热 (这是非物理因素), 从而避免了非物理机制导致的静电波 Landau 阻尼率的提高, 并进一步避免系统演化达到稳态. 背向散射光  $F^-$  的时间分辨谱如图 7 所示. 反射光和 B-SRS 是主要的信号, 在早期它们的频率分别为  $\omega_0/\omega_0 = 1, \omega_1/\omega_0 \sim 0.78$ , 并且背向散射信号强度较弱. 但是在  $t/T_0 = 2000$  之后, B-SRS 开始增强并且信号的频率上移, 达到  $\omega_1/\omega_0 \sim 0.8$ . 这个结果是由于电子俘获导致的非线性 Langmuir 波频率的下移, Morales 和 O'Neil<sup>[24]</sup> 指出这个频率下移量与 Langmuir 波场值的平方根成正比. 也就是说随着不稳定性由强阻尼范畴转换到弱阻尼范畴, Langmuir 波的频移增大. 这会进一步非线性地导致长时间的相位移动的建立<sup>[23]</sup>, 从而使得三波共振失谐并进一步导致 B-SRS 的时域动态演化达到饱和. 电子俘获的这两种效应使得 B-SRS 的时域动力学演化呈现出周期性爆发行为的本质.

## 4 结 论

本文利用自行开发的 1D3V、显式、全电磁、相对论粒子模拟代码, 对聚变激光与等离子体相互作用中的拉曼散射参量过程进行研究. 结果表明: 在动理学范畴内, 时间平均反射率在阈值强度处跃升, 在更高激光强度处达到饱和; SRS 周期性地在次皮秒时间内爆发, 随着入射光强度的提高, SRS 的增长会不断提前出现, 但是离子效应会使得 SRS 的增长延迟出现; 相空间中的电子俘获使得 Langmuir 波的无碰撞 Landau 阻尼率降低, 于是在三波共振条件下 B-SRS 得以对流增长放大; 同时电子分布函数在 Langmuir 波的相速度附近展平. 电子俘获的另一个效应是 Langmuir 波非线性的频率下移, 相应的是 B-SRS 频率的上移, 其结果是三波共振失谐以致 B-SRS 达到饱和; 吸收再注入的粒子边界条件使得 Langmuir 波在边界上被吸收, 从而减少非物理因素的影响. 代码中增加二元 Coulomb 碰撞物理, 以及代码的并行化与二维 (2D3V) 的工作正在开展当中.

作者感谢浙江大学武慧春教授在粒子模拟代码分析中的热情帮助和书信指导, 以及北京应用物理与计算数学研究所郑春阳研究员在物理问题上的讨论.

## 参考文献

- [1] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Redwood City: Addison-Wesley)
- [2] Kirkwood R K, Moody J D, Kline J, Dewald E, Glenzer S, Divol L, Michel P, Hinkel D, Berger R, Williams E, Milovich J, Yin L, Rose H, MacGowan B, Landen O, Rosen M, Lindl J 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 103001

- [3] Birdsall C K, Langdon A B 1985 *Plasma Physics via Computer Simulation* (New York: McGraw-Hill)
- [4] Bowers K J, Albright B J, Yin L, Bergen B, Kwan T J T 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055703
- [5] 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
- [6] Yin L, Albright B J, Rose H A, Montgomery D S, Kline J L, Kirkwood R K, Michel P, Bowers K J, Bergen B 2013 *Phys. Plasmas* **20** 012702
- [7] Fonseca R A, Martins S F, Silva L O, Tonge J W, Tsung F S, Mori W B 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 124034
- [8] Winjum B J, Fahlen J E, Tsung F S, Mori W B 2010 *Phys. Rev. E* **81** 045401
- [9] Winjum B J, Fahlen J E, Tsung F S, Mori W B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 165001
- [10] Nieter C, Cary J R 2004 *J. Comput. Phys.* **196** 448
- [11] Jin Z Y, Shen B F, Zhang X M, Wang F C, Ji L L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5295
- [12] Yin L, Daughton W, Albright B J, Bowers K J, Montgomery D S, Kline J L, Fernández J C, Roper Q 2006 *Phys. Plasmas* **13** 072701
- [13] Masson-Laborde P E, Rozmus W, Peng Z, Pesme D, Hüller S, Casanova M, Bychenkov V Y, Chapman T, Loiseau P 2010 *Phys. Plasmas* **17** 092704
- [14] Friou A, Benisti D, Gremillet L, Lefebvre E, Morice O, Siminos E, Strozzi D J 2013 *Phys. Plasmas* **20** 103103
- [15] Montgomery D S, Cobble J A, Fernández J C, Focia R J, Johnson R P, Renard-LeGalloudec N, Rose H A, D A Russell 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2311
- [16] Liu Z J, Zhu S P, Cao L H, Zheng C Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7084 (in Chinese)[刘占军, 朱少平, 曹莉华, 郑春阳 2007 物理学报 **56** 7084]
- [17] Villasenor J, Buneman O 1992 *Comput. Phys. Commun.* **69** 306
- [18] Wu H C 2011 *arXiv*: 1104.3163v1 [physics. plasm-ph]
- [19] Taflove A, Hagness C 2005 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Norwood: Artech House)
- [20] Strozzi D J, Williams E A, Langdon A B, Bers A 2007 *Phys. Plasmas* **14** 013104
- [21] Brunner S, Valeo E J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 145003
- [22] O'Neil T 1968 *Phys. Fluids* **8** 2255
- [23] Vu H X, DuBois D F, Bezzerrides B 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1745
- [24] Morales G L, O'Neil T M 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 417

# Study of laser plasma interactions using one-dimensional particle-in-cell code in kinetic regime

Zou Chang-Lin<sup>1)</sup> Ye Wen-Hua<sup>2)†</sup> Lu Xin-Pei<sup>1)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Advanced Electromagnetic Engineering and Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

( Received 4 June 2013; revised manuscript received 2 December 2013 )

## Abstract

Stimulated Raman scattering (SRS), which is one of the parametric processes of laser-plasma interactions, is examined by an explicit, electromagnetic, relativistic kinetic particle-in-cell code in one dimension. The code algorithm and implementation details are discussed. It is found that kinetic effects are important to SRS instability. Time-averaged reflectivity onsets at threshold intensity, and saturates at higher intensity. Backward SRS bursts in sub-picosecond, periodically. Kinetic ions initially delay the growth of SRS. Electron trapping results in the SRS bursts. The saturation of SRS results from the nonlinear frequency shift of Langmuir wave. Work is underway to add binary Coulomb collision to parallelize it, and to extend the code to 2D3V.

**Keywords:** particle-in-cell simulation, laser-plasma interactions, stimulated Raman scattering

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

**DOI:** [10.7498/aps.63.085207](https://doi.org/10.7498/aps.63.085207)

---

† Corresponding author. E-mail: [zouchanglin@hotmail.com](mailto:zouchanglin@hotmail.com)