

激光靶等离子体受激 Raman 散射*

张家泰 许林宝 常铁强
张书贵 聂小波 王世红 汪卫星

北京应用物理与计算数学研究所, 北京, 100088

1990年11月12日收到

用我们研制的一维半电磁粒子模拟程序数值模拟了神光 12[#] 激光器($\lambda_L = 1.053 \mu\text{m}$, $\tau = 850 \text{ ps}$, $I_L = 3 \times 10^{14} - 3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$) 打靶的受激 Raman 散射. 得到了散射光波、静电 (Langmuir) 波线性增长和非线性饱和的细致图象、热电子和超热电子分布函数随时间的发展以及超热电子的温度和份额. 通过对散射光谱的分析得到晕区电子温度约为 1.4—2.5 keV, 还得到靶等离子体 $\frac{1}{4} n_c$ (n_c 为临界密度) 以下的密度轮廓和平均密度约为 0.12—0.14 n_c . 这些结果和实验符合较好.

PACC: 5240; 5265; 5235

一、引 言

为了使得高增益激光聚变获得成功, 抑制受激 Raman 散射, 把它降到最低程度是一个关键问题. 因此, 这个课题一直是这个领域关心的课题之一. 在理论和实验方面进行了大量工作^[1-8]. 受激 Raman 散射(SRS)是三波参量不稳定性过程, 由入射激光(pump)波衰变为一个电子等离子体波和一个散射光波. 随波前进的电子被静电波加速, 产生超热电子, 预热靶芯燃料, 降低激光聚变靶的增益; 同时散射光逸出靶外, 减少到靶区的激光能量, 影响激光的吸收和激光-X 光转换效率, 所以 SRS 对激光聚变有害. SRS 包括后向受激 Raman 散射(SRBS)和前向受激 Raman 散射(SRFS). 后向和前向受激 Raman 散射光的频率 $\omega_s = \omega_0 - \omega_{epw}$, 这里 ω_s, ω_0 和 ω_{epw} 分别表示散射光、入射光和电子等离子体波的频率, 即由入射激光波和等离子体波的差频产生的散射激光. 它们的波矢关系为 $\pm k_s = k_0 - k_{epw}$, 十号表示前向受激 Raman 散射, 一号表示后向受激 Raman 散射. 后向受激 Raman 散射过程产生的超热电子温度可达几十千电子伏, 但前向受激 Raman 散射的所有波矢 k_{epw} 均为正值, 且其值很小^[9], 相应的相速度 ω_{epw}/k_{epw} 很大, 等离子体波加速电子到这个速度, 因此, 可产生极高能电子, 超热温度可大到几百千电子伏甚至更高. 这也可以作为研究电子加速装置的一种新的机制. Turner 等人^[10]首次观察到前向受激 Raman 散射. 在我国神光 12[#] 激光器上的实验中也已测到反斯托克斯谱, 即由拍频 $\omega_{ss} = \omega_0 +$

* 国家自然科学基金资助的课题.

ω_{epw} 产生的散射光。SRS 和入射激光的功率密度 I_0 和等离子体的密度梯度标长 $L = n/(dn/dx)^{-1}$ 有着十分密切的依赖关系, 一般 I_0 和 L 愈大, SRS 愈强。但由于 SRS 是一个十分复杂的过程, 且受着其它各种过程和参量的影响, 比如受激布里渊散射、自聚焦和成丝不稳定性、激光波长 λ_0 和等离子体温度 T_e 等都对 SRS 影响较大。所以, 尽管对 SRS 进行了大量研究工作, 至今还有很多问题未认识清楚, 甚至实验观测和理论预估相矛盾。例如, Raman 散射光谱接近 $\frac{1}{4} n_c$ (高密度端) 处的凹陷(gap); 在较低密度($0.05 n_c$) 处发生的受激 Raman 散射等。对这样复杂的波-波、波-粒子相互作用过程, 等离子体动力学粒子模拟方法是一个强有力的工具。

本文主要研究在我国神光 12[#] 激光器上的平面靶和腔靶密度标长的后向受激 Raman 散射和产生超热电子情况。对实验结果进行分析得出等离子体的密度分布和温度 T_e , 理论计算得到的超热电子温度 T_h 和份额与实验结果进行了比较。

二、粒子模拟方法和方程

为了研究激光等离子体相互作用, 我们研制了粒子云网格 (Cloud-in-Cell, 以下简称 CIC) 方法^[9,10]。把等离子体通过大量的模拟粒子(巨电子和巨离子)来表示, 它们受着外加激光场和自洽电磁场在空间运动。由于计算机时间和存储量的限制, 在 CIC 模拟中的模拟粒子远小于真实等离子体中的粒子数, 即一个模拟粒子是包含大量真实粒子的巨粒子。空间和时间也必须离散化。为了抑制短波噪声的发展, 我们采用有限大小粒子模型, 即把模拟粒子处理为电荷云, 电荷可以在云里均匀分布, 或者高斯分布, 云与云可以相互重叠, 相互穿过。为了减少或消除由于非物理的多束流不稳定性引起的噪声和畸变, 我们采用了静止开始技术、随机开始方法和相空间周期性光滑化措施^[9]。为了模拟碰撞效应, 还编制了模拟碰撞频率 ν_e 为等离子体频率百分之几的弱碰撞效应的模拟方案^[10]。粒子模拟的框架和求解的方程如下: 首先由静止开始技术或随机开始方法给出每个模拟粒子的初始速度和初始位置($u_{\alpha i}, v_{\alpha i}, x_{\alpha i}$), 计算出每个模拟粒子的权重:

$$P_{\alpha i} = f_{\alpha i} \Delta u_{\alpha i} \{ [\Lambda \Delta v_{\alpha i} + (1 - \Lambda)] \} (1 + \zeta(\rho)), \quad (1)$$

$$f_{\alpha i} = f(u_{\alpha i}, v_{\alpha i}) = \frac{n_{\alpha}}{\sqrt{2\pi} u_{\alpha 0}} \left(\frac{u_{\alpha i} - u_{\alpha 0}}{u_{\alpha 0}} \right)^{\tau_{\alpha}} \exp(-(u_{\alpha i} - u_{\alpha 0})^2 / 2u_{\alpha 0}^2) \cdot \left[\Lambda \frac{1}{\sqrt{2\pi} v_{\alpha 0}} \exp(-v_{\alpha i}^2 / 2v_{\alpha 0}^2) + (1 - \Lambda) \right], \quad (2)$$

$$\zeta(\rho) = \sum_{k'=1}^{k'_m} \varepsilon_{k'} \cos\left(\frac{2\pi}{J} k' x_{\alpha i} + \phi_{k'}\right), \quad (3)$$

这里 $\alpha = \begin{Bmatrix} i \\ e \end{Bmatrix}$ 表示粒子种类, 即离子和电子两类, i 表示粒子序号, Δu 和 Δv 分别表示 x 方向和 y 方向速度间隔(因为要研究电磁问题, 除了考虑 x 方向速度外, 还要考虑横向速度 v , 坐标空间只考虑 x 分量, 这称为一维半粒子模拟方法^[11]), f 为分布函数, $\zeta(\rho)$ 为初

始扰动, n_α 为 α 类粒子数密度, $u_{\alpha 0}, u_{d0}, \gamma_\alpha, \Lambda, \varepsilon_k', k_m'$ 和 ϕ_k' 为给定参数。再由云方程计算出空间格点上的电荷和电流密度

$$\rho_j^{n-\frac{1}{2}} = \frac{J}{4\pi} \sum_{\alpha; (j)} \frac{n_\alpha \mu_\alpha}{n_0 P_\alpha} \frac{l_{\alpha i}^{n-\frac{1}{2}}(j)}{\tilde{R}_\alpha} P_{\alpha i} - \frac{1-D_i}{J} \sum_i \rho_i^{n-\frac{1}{2}}, \quad J = 0, 1, \dots, J-1, \quad (4)$$

$$J_{y_j}^{n-\frac{1}{2}} = \frac{J}{4\pi} \sum_{\alpha; (j)} \frac{n_\alpha \mu_\alpha}{n_0 P_\alpha} \frac{l_{\alpha i}^{n-\frac{1}{2}}(j)}{\tilde{R}_\alpha} P_{\alpha i} v_{\alpha i}^{n-\frac{1}{2}}, \quad j = 0, 1, \dots, J-1, \quad (5)$$

$$P_\alpha = \sum_{\alpha_i \in \text{系统}} P_{\alpha i}, \quad (6)$$

这里 l 表示粒子云在网格上的覆盖长度, $\tilde{R}_\alpha$ 为 α 类粒子的云宽, J 为空间网格点数, $D_i = 0$ 表示忽略离子运动, $D_i = 1$ 表示考虑离子运动。用快速傅里叶变换(FFT)方法, 求解 Maxwell 方程

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 4\pi\rho, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} J_y, \quad (8)$$

$$E_y = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t}, \quad (9)$$

$$B_x = \frac{\partial A_y}{\partial x}, \quad (10)$$

可得到空间各点的电磁场量, 其中 A 为矢势, 下标 x, y, z 表示空间坐标各个分量, c 为光速再由云方程计算出作用在各个粒子上的电磁场

$$E_{x\alpha i}^{n-\frac{1}{2}} = \sum_{i(\alpha i)} \frac{l_{\alpha i}^{n-\frac{1}{2}}(j)}{\tilde{R}_\alpha} E_{xi}^{n-\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

$$E_{y\alpha i}^{n-\frac{1}{2}} = \sum_{i(\alpha i)} \frac{l_{\alpha i}^{n-\frac{1}{2}}(j)}{\tilde{R}_\alpha} E_{yi}^{n-\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

$$B_{x\alpha i}^{n-\frac{1}{2}} = \sum_{i(\alpha i)} \frac{l_{\alpha i}^{n-\frac{1}{2}}(j)}{\tilde{R}_\alpha} B_{xi}^{n-\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

这里上标 n 表示自洽场与外加场的和。在外加场和自洽场的作用下, 求解粒子的运动方程

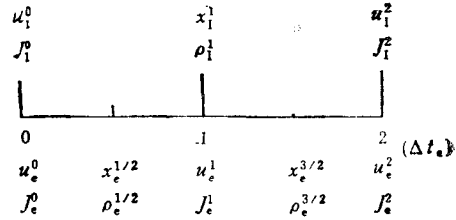
$$\frac{dx_{\alpha i}}{dt} = u_{\alpha i}, \quad (14)$$

$$\frac{du_{\alpha i}}{dt} = \frac{\mu_\alpha}{\tau_\alpha} \left(E'_{x\alpha i} + \frac{1}{C} v_{\alpha i} B'_{z\alpha i} \right), \quad (15)$$

$$\frac{dv_{\alpha i}}{dt} = \frac{\mu_\alpha}{\tau_\alpha} \left(E'_{y\alpha i} + \frac{1}{C} u_{\alpha i} B'_{z\alpha i} \right), \quad (16)$$

求出所追踪的模拟粒子(65536个)的新的位置和速度。再按上述的方法进行下一个时间步长的循环。当然也可以不解(14)–(16)式, 代之以求解相对论运动方程^[12]。

粒子模拟的计算量是相当大的,为了节省计算机时,寻找一种能减少计算量的算法是重要的. 考虑到离子运动特征时间 $\omega_{pi}^{-1} = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \omega_{pe}^{-1} \gg$ 电子运动特征时间 ω_{pe}^{-1} (ω_{pe} 和 ω_{pi} 分别为电子和离子的等离子体频率, m_e 和 m_i 分别为电子和离子的质量), 可以设想对离子采取比电子大得多的时间步长积分运动方程^[13]. 这样可大幅度节省推进离子的工作量. 设电子的时间步长为 Δt , 离子的时间步长 $\Delta t_i = N\Delta t$ (N 为正整数). 图 1 为 $N = 2$ 时双时标粒子模拟法中物理量在时间轴上定义位置示意图. 电子位置、电荷密度、电磁场定义在以小步长 Δt 划分的时间格点的半点 $t_{n+\frac{1}{2}} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta t$ 上, 电子速度、电流密度定义在整

图 1 $N = 2$ 时物理量在时间轴上位置示意图

点 $t_n = n\Delta t$ 上. 离子相应量类似定义在以大步长 Δt_i 划分的时间格点上. 算法是这样的, 离子处于 $(u_i^0, x_i^{1/2})$ 时, 电子从 $(u_e^0, x_e^{1/2})$ 经 N 个粒子模拟小循环推进到 $(u_e^{N/2}, x_e^{N/2})$ 后, 离子从 $(u_i^0, x_i^{1/2})$ 经一个大循环推进到 $(u_i^{1/2}, x_i^{3/2})$, 然后又用小循环推进电子, 如此循环往复. 当 $t \in [M\Delta t_i, (M+1)\Delta t_i]$ 时, 由 Maxwell 方程求电子受到的电磁场 E_e, B_e 时, 规定离子对电荷密度、电流密度的贡献为 $\rho_i^{(M+1/2)\Delta t_i}, J_i^{M\Delta t_i}$. $t = (M+1/2)\Delta t_i$ 时离子感受的电磁场 E_i, B_i 由此时刻为中心的 N 个时刻电子受到的电磁场的平均值给出.

以静电问题为例, 假设场方程精确求解, 按上述算法, 色散关系可求为

$$1 + \chi_i^{-1}(k, \omega) = \sum_{q=-M}^M \frac{H_i^2(\omega_q)}{1 + \chi_e(k, \omega)} \quad M = \frac{N-1}{2}, \quad (17)$$

$$H_i(\omega) = \frac{\sin(\omega\Delta t_i/2)}{N \sin(\omega\Delta t/2)} \quad \omega_q = \omega - q \frac{2\pi}{\Delta t_i}, \quad (18)$$

这里 χ_e, χ_i 为电荷密度对电场的线性响应率, 其形式取决于运动方程差分格式. 对跳蛙格式^[14], 数值计算表明仅在 $\omega_{pe}\Delta t_i = n\pi$ ($n \geq 1$) 附近, ω 才出现大于零的虚部, 从而产生不稳定性. 这是由色散关系根的数值别名(alias)引起的. 如果设 Δt_i 满足

$$\omega_{pe}\Delta t_i \leq 2, \text{ 即 } N \leq \frac{2}{\omega_{pe}\Delta t}, \quad (19)$$

则可避免别名不稳定性. 为正确模拟离子行为, 应有

$$\omega_{pi}\Delta t_i \ll 1 \text{ 或 } N \leq (m_i/m_e)^{1/2}. \quad (20)$$

用双时标粒子模拟方法对 SRS 的模拟结果证明, 双时标算法在满足(19), (20)式条件下, 算法是稳定的、计算结果是正确的, 能节约机时二分之一至三分之一.

三、静电波、散射波场能密度的 线性增长和非线性饱和

激光靶等离子体中的 SRS 满足 Manley-Rowe 关系

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw}, \quad (21)$$

$$k_0 = \pm k_s + k_{epw} \quad (22)$$

或

$$\frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2} = \pm \frac{\omega_s}{c} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_s^2}\right)^{1/2} + k_{epw}, \quad (23)$$

这里

$$\omega_{epw} = \left[\omega_{pe}^2 + 3k_{epw}^2 \left(\frac{T_e}{m_e} \right) \right]^{1/2}, \quad (24)$$

$\omega_0(\omega_s)$ 为入射(散射)激光频率, $\omega_{pe}(\omega_{epw})$ 为电子等离子体(静电波)频率, k_0, k_s 和 k_{epw} 为入射、散射和静电波的波数. $\omega_s \geq \omega_{pe}, \omega_{epw} \geq \omega_{pe}$, 所以 SRS 在 $n \leq \frac{1}{4} n_c$ 区发生. 经历 SRS 的每一个入射光子把它的能量的 $\frac{\omega_{epw}}{\omega_0}$ 供给等离子体波.

由电磁波的色散关系

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k_0^2 c^2 \quad (25)$$

$$\omega_s^2 = \omega_{pe}^2 + k_s^2 c^2 \quad (26)$$

和(21)–(24)式, 对于 $k_{epw} \lambda_D \ll 1$, 则有

$$k_{epw} = \frac{\omega_0}{c} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2} - \left(1 - \frac{2\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^{1/2} \right]. \quad (27)$$

线性增长率的极大值约为

$$\gamma_m \simeq \frac{k_{epw} v_0}{4} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0 - \omega_{pe}} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

如果 SRS 在 $\frac{n}{n_c} \ll 1$ 处发生, 那么 $k_{epw} \simeq \frac{\omega_{pe}}{c}$, 且

$$\gamma_m \simeq \frac{\omega_{pe}^2 v_0}{\sqrt{8} \omega_0 c}, \quad (29)$$

这里

$$\frac{v_0}{c} = \frac{e E_0}{m_e \omega_0} = 8.55 \times 10^{-10} \lambda_L (\mu m) \left[I_L \left(\frac{W}{cm^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (30)$$

E_0 为激光电场强度, v_0 为电子在激光场中的振荡速度.

SRS 的阈值在均匀等离子体中为^[15]

$$\frac{v_0^2}{c^2} = \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega_s^2} \frac{\gamma_e}{\omega_{pe}} \frac{v_{ei}}{\omega_0}. \quad (31)$$

由于 $v_{ei} \omega_{pe} / 2\omega_s^2$ 为散射光的振幅阻尼率 ν_i (因为吸收系数 $a = \frac{v_{ei} \omega_{pe}^2}{\mu c \omega_s^2}$, ν_{ei} 为电子离子碰撞频率), (31)式可改写为

$$\frac{v_0^2}{c^2} = 4 \frac{\nu_e \gamma_i}{\omega_0 \omega_{pe}} \simeq \frac{8 \nu_e \gamma_i}{\omega_0^2},$$

这里 ν_e 为包括 Landau 阻尼在内的唯象阻尼率. 在非均匀等离子体中, 等离子体波从匹

配区域离开一个有限的距离不再增长,其阈值为

$$\frac{\sigma_0^2}{c^2} \approx \frac{1}{k_0 L}. \quad (32)$$

模拟表明 SRS 的阈值功率约为 10^{13}W/cm^2 . 图 2 表示静电波 F_x 、散射波 F_y, F_z 场能密度的线性增长和非线性饱和. 它们的表达式为

$$F_x = \frac{1}{J} \sum_{j=0}^{J-1} (E_{x_i}^{n-\frac{1}{2}})^2, \\ F_z = \frac{1}{J} \sum_{j=0}^{J-1} (B_{z_i}^{n-\frac{1}{2}})^2, \quad (33)$$

这里 x 分别等于 x 和 y . 由图 2 可见,在初始阶段静电波和散射波呈指数增长,在对数坐标轴上呈较好的线性发展. 在我们研究的功率密度范围内,线性增长率约为 $0.041-0.136\omega_{pe}$, 由(28)式估计的理论结果约为 $0.046-0.141\omega_{pe}$. 饱和时间约为 $50-120\omega_{pe}^{-1}$. 散射波场能密度的饱和值比静电波场能密度的饱和值大. 在线性发展阶段散射波的 F_y 和 F_z 同步发展. 但在非线性饱和以后,一般 $F_y > F_z$, 由(9), (10)和(25)式可以得到

$$F_y/F_z = \frac{\omega_0^2}{k_0^2 c^2} \approx 1.2. \quad (34)$$

可见模拟结果是正确的. 饱和的主要机制为 Landau 阻尼和波破裂.

四、电子分布函数的发展和超热电子

由粒子模拟计算出的电子分布函数,可以详细研究热电子和超热电子的分布和随时间的变化情况. (1)–(3)式描述粒子的权重. 图 3 为将权重对空间和横向速度 v 空间平均后的分布函数 $f_e(u)$. 即

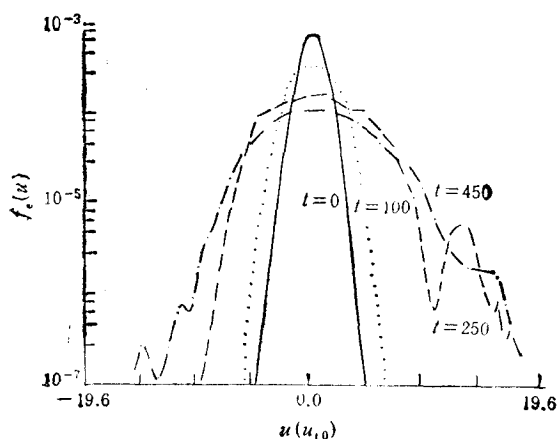


图 3 电子分布函数随时间的发展

$$f_e(u) = \frac{1}{J} \frac{1}{L_v}$$

$$\cdot \sum_{j=1}^{J-1} \sum_{L_v=0}^{L_v-1} \frac{P_{e_i}(j, K_u, L_v)}{n_e \Delta u_k \Delta v_L}, \quad (35)$$

这里 J, K_u 和 L_v 分别表示空间、纵向速度和横向速度的网格总数. 由图 3 可见,初始时刻,电子按 Maxwell 分

布,在线性阶段的后期,将 Maxwell 分布的顶点降低,主体分布函数加宽,表明电子温度升高。在饱和以后,分布函数的尾部抬高,一般呈准双 Maxwell 分布,在 $t = 250\omega_{pe}^{-1}$ 时,为一个明显的双 Maxwell 分布,主峰表明热电子温度升高以后的分布,另一个峰表示超热电子分布。在饱和后期,超热尾部形成一些台阶,这和准线性理论估计是符合的。由超热尾部函数积分,估计出超热电子能量份额约为 5—9%。由静电波主模波数 k_{epw} 和频率 ω_{epw} ,可以确定相速度 v_p ,再由

$$T_h \simeq \frac{1}{2} m_e v_p^2, \quad (36)$$

计算出金平面靶的超热电子温度 $T_h = 15-20\text{keV}$, 金腔靶的超热电子温度 $T_h = 30-45\text{keV}$ 。图 4 表示超热电子数随时间的变化。图 5 表示超热电子温度随时间的变化。

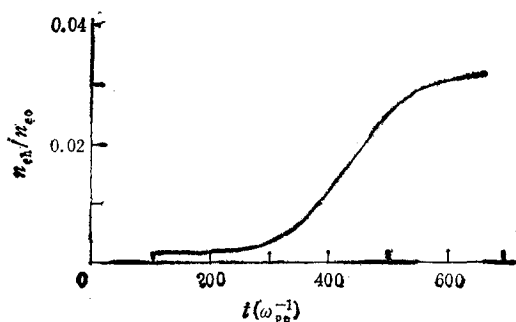


图 4 超热电子数随时间的变化

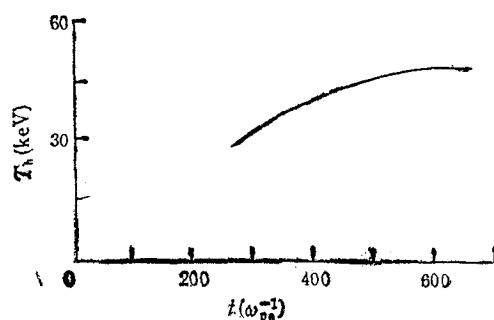


图 5 超热电子温度随时间的变化

五、SRS 谱和等离子体密度分布分析

激光靶等离子体中的密度分布是一个重要的状态参量。直接对密度测量比较困难。我们从 SRS 的理论谱和实验谱分析比较获得腔靶内的等离子体密度分布和平均密度。

数值求解三波(SRS 的入射、散射和静电)模耦合方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_0 \frac{\partial}{\partial x} + \Gamma_0\right) E_0(x, t) = \gamma_0 E_1 E_2 \exp\left(-i \int K(x') dx'\right), \quad (37)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_1 \frac{\partial}{\partial x} + \Gamma_1\right) E_1(x, t) = \gamma_1 E_0 E_2^* \exp\left(-i \int K(x') dx'\right), \quad (38)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_2 \frac{\partial}{\partial x} + \Gamma_2\right) E_2(x, t) = \gamma_2 E_0 E_1^* \exp\left(-i \int K(x') dx'\right), \quad (39)$$

这里 E_0, E_1 和 E_2 分别为入射、散射和 Langmuir 波的振幅, * 表示相应的共轭量, $V_i = \partial \omega_i / \partial k_i$, Γ_i 和 $\gamma_i (i = 0, 1, 2)$ 为其相应波的群速度、阻尼和模耦合系数, 相位失配 $k(x) = k_0(x) - k_1(x) - k_2(x)$ 。通过数值求解, 可以得到 SRS 散射光谱 $I_s(n, T, I_L)$ 。由于腔中各种密度的等离子体所占的份额不同, 它们对测量得到的积分光谱的贡献也不同。一般说来, 密度为 n 的等离子体对总光谱的贡献应与其所占份额 $P(n)$ 成正比, 因此, 实验上测得的积分谱

$$I_{\lambda\pi}(T, I_L) = \int I_{\lambda}(n, T, I_L) P(n) dn. \quad (40)$$

这里 T 为等离子体温度。由 $I_{\lambda}(n, T, I_L)$ 和 $I_{\lambda\pi}(T, I_L)$ 可以反推得到密度份额, 即密度概率分布函数 $P(n)$ 。设 $n(x)$ 为密度空间分布, 从

$$\bar{n} = \frac{1}{L} \int n(x) dx, \quad (41)$$

和

$$\bar{n} = \int P(n) n dn, \quad (42)$$

这里 L 为腔中等离子体的线性尺度, 可得

$$P(n) = \frac{1}{L \cdot \frac{dn(x)}{dx}}. \quad (43)$$

图 6 表示实验谱 $I_{\lambda\pi}$ 和理论计算谱 I_{λ} 。由此得到的密度概率分布函数如图 7 所示, a 段表示靶面周围电子密度剧烈下降; b 段表示由于柱壁产生的等离子体向轴心运动, 密度缓慢下降; c 段表示由于入射口喷射密度急速下降。由谱分析得到腔靶的 $\frac{1}{4} n_c$ 以下区域

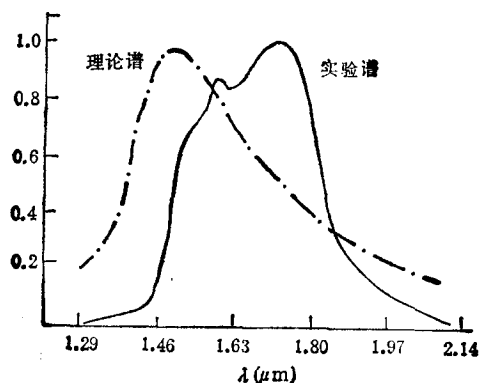


图 6 SRS 的理论谱和实验谱

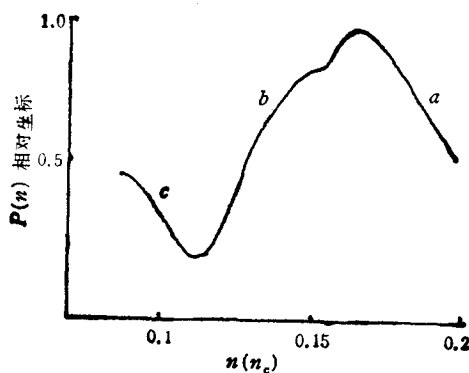


图 7 密度概率分布图

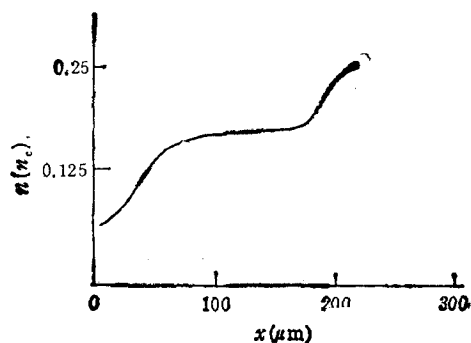


图 8 密度轮廓图

平均密度为 $0.13-0.14n_c$, 平面靶为 $0.1n_c$. 密度轮廓由图 8 表示. 密度轮廓在 $\frac{1}{4}n_c$ 与 $\frac{1}{8}n_c$ 处变陡和靶的结构与激光强度密切相关.

六、由 SRS 谱短波截断分析电子温度

实验得到的 SRS 谱短波一侧下降很陡, 在无碰撞等离子体中这是由于 Landau 阻尼截断的. 由 SRS 的波数、频率匹配条件(21)–(24)式和色散关系(25), (26)式和静电波的 Landau 阻尼公式

$$\gamma_L = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{|k_{cpw}\lambda_D^3|} \exp\left[-\left(\frac{1}{2k_{cpw}^2\lambda_D^2} + \frac{3}{2}\right)\right], \quad (44)$$

这里 $\lambda_D = \left(\frac{kT}{4\pi ne^2}\right)^{1/2}$ 为德拜长度, 对实验结果进行分析, 对于 Langmuir 波的截断波数 $k_{cpw}, \lambda_D \approx 0.366$, $\gamma_L = -0.0674\omega_{pe}$. 得到的“Raman T_e ”和由测 X 射线谱得到的温度符合较好(表 1).

表 1 Raman T_e 与 X 射线谱测得的 T_e 的对比

靶 号	靶 型	靶面能量 (J)	Raman T_e (keV)	X 射线谱测 T_e (keV)
89052502	腔 靶	373.44	1.24	1.32
89052503	腔 靶	414.36	1.40	1.46
89052903	腔 靶	353.70	2.50	2.52
89062002	平 面 靶	338.70	1.23	1.01

实验工作由西南核物理与化学研究所七室梅启庸等同志在神光 12[#] 激光器上完成的.

- [1] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth and R. B. White, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 1211.
- [2] K. Estabrook, W. L. Kruer and B. F. Lasinski, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1399.
- [3] C. Joshi, C. E. Clayton and F. F. Chen, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 874.
- [4] K. Estabrook and W. L. Kruer, *Phys. Fluids*, **26**(1983), 1892.
- [5] R. E. Turner, K. Estabrook, R. P. Drake, E. A. Williams, H. N. Kornblum, W. L. Kruer and E. M. Campbell, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1725.
- [6] R. P. Drake *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 1018.
- [7] H. C. Barr *et al.*, *Phys. Fluids*, **B1**(1989), 1151.
- [8] G. Bonnaud *et al.*, *Phys. Fluids*, **B2**(1990), 1618.
- [9] CIC 组, 核聚变与等离子体物理, (2)(1982), 92.
- [10] ZHANG Jia-tai *et al.*, *Commun. Theor. Phys.*, **5**(1986), 234.
- [11] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, New York, (1985).
- [12] 张家泰、许林宝、常铁强等, 中国核科学技术报告, CNIC-00373, IAPCM-0011, 原子能出版社, (1990).
- [13] J. C. Adam *et al.*, *J. Comput. Phys.*, **47**(1982), 229.
- [14] A. B. Langdon, *J. Comput. Phys.*, **30**(1979), 202.
- [15] T. P. Hughes, *Laser-Plasma Interactions*, (1979), p. 54.

STIMULATED RAMAN SCATTERING IN LASER- PLASMA TARGETS

ZHANG JIA-TAI XU LIN-BAO CHANG TIE-QIANG ZHANG SHU-GUI

NIE XIAO-BO WANG SHI-HONG WANG WEI-XING

Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing, 100088

(Received 12 November 1990)

ABSTRACT

In this paper, an one and a half dimensional $(1\frac{1}{2} - D, \text{one space dimension and two velocity dimension})$ plasma cloud-in-cell simulation code (CIC) has been developed. It is used to study SRS in laser-plasma targets from the Shenguang-12[#] Nd-glass laser facility ($\lambda = 1.053\mu\text{m}, \tau = 850\text{ps}, I_L = 3 \times 10^{14} - 3 \times 10^{15} \text{Wcm}^{-2}$). The results on the linear growth rates of the scattering electromagnetic waves and Langmuir waves and nonlinear saturation are obtained in detail. Other results such as the time development of the electron distribution function and temperature and fraction of hot electron are also presented. In addition, temperature of thermal electron (1.4—2.5keV) in the underdense coronal plasma region is determined by spectrum analysis of SRS light, as well as contour figure for density distribution and average density $(0.12 - 0.14n_c, n \leq \frac{1}{4}n_c)$. These results agree with experiments.

PACC: 5240; 5265; 5235