

小能量激光等离子体的受激 Raman 散射^{*}

蒋小华 李文洪 刘永刚 邓 武 丁永坤 郑志坚

(西南核物理与化学研究所, 成都 610003)

郑 坚

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230027)

(1997 年 4 月 29 日收到; 1997 年 6 月 18 日收到修改稿)

研究了激光平面靶耦合时受激 Raman 散射(SRS)的时间分辨光谱. 在小能量激光入射平面靶时, SRS 主要受激光等离子体电子密度分布的影响. 在激光靶耦合初期, 等离子体电子密度呈指数分布, SRS 因对流阈值较高而被抑制, 耦合后期平面靶被烧穿后, 等离子体电子密度呈高斯分布, SRS 就在均匀密度处绝对增长起来. 多种材料构成的靶以及成丝存在, 加剧了等离子体电子密度平台的出现, 也增加了 SRS 光的发射.

PACC: 5250J; 4265C; 5225

1 引 言

受激 Raman 散射(SRS)是激光等离子体中一个入射激光(电磁波)被电子群散射衰变为一个散射光波(电磁波)和一个电子等离子体波的三波参量过程^[1,2]. 在惯性约束聚变(ICF)物理研究中, SRS 主要会带来两个方面的不利影响: 一方面散射光携带入射激光能量离开等离子体, 降低激光等离子体耦合效率; 另一方面电子等离子体波通过 Landau 阻尼或波破碎产生超热电子, 预热靶燃料, 影响对靶丸的等熵压缩和对称压缩. 因此, 研究激光等离子体中 SRS 产生的物理机制及演变规律, 寻求抑制 SRS 的有效方法, 对 ICF 物理研究具有重要意义.

本文通过对激光等离子体 SRS 光的时间分辨光谱的实验观测, 研究了小能量激光入射不同材料平面靶作用时 SRS 光的产生机制.

2 实验条件及结果

实验是在“星光 II”装置上进行的. 该装置为钕玻璃激光三倍频输出, 激光输出波长为 $0.351\mu\text{m}$, 输出激光能量约为 40 J, 激光脉冲宽度(HMFW)为 700 ps, 激光入射靶面焦斑 $\phi 200\mu\text{m}$, 平均功率密度为 $(1-2) \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 激光作用靶为 $\phi 600\mu\text{m}$ 的平面盘靶, 两种靶材料结构为 CH, Ti+CH. 实验利用一台 Czeny-Tenner 光谱仪加一台可见光条纹相机

^{*} 国家高技术研究发展计划资助的课题.

(OSC)在入射激光背向测量 SRS 光谱的时间演变,实验装置如图 1 所示.

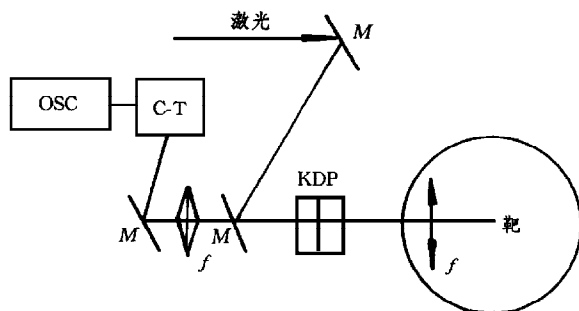


图 1 实验测量布局图 M 为反射镜; f 为透镜; KDP 为三倍频晶体

图 2 给出激光入射 $1.2\ \mu\text{m}$ CH 平面靶的 SRS 光谱时间分辨图象. 可以看出在激光作用前期, 无 SRS 光出现, 之后散射光谱在长波方向出现, 并随时间逐渐向短波方向移动, 直到 SRS 光结束, 而且散射光波长范围有一定的宽度.

图 3 给出激光入射层靶的 SRS 光谱时间分辨图象. 层靶结构为 $0.01\ \mu\text{m}\ \text{Ti} + 2\ \mu\text{m}\ \text{CH}$ 组成, 同样可以看出在激光作用前期, 无 SRS 光出现, 之后有一较窄的散射光谱出现, 并随时间逐渐向短波长方向移动, 但是与单层 CH 靶不同, SRS 光谱在时间上分成独立的两段, 其光谱也比 CH 平面盘靶窄得多.

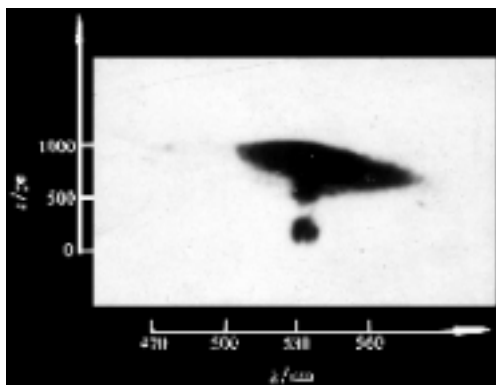


图 2 激光入射 $1.2\ \mu\text{m}$ CH 平面靶的 SRS 光谱图

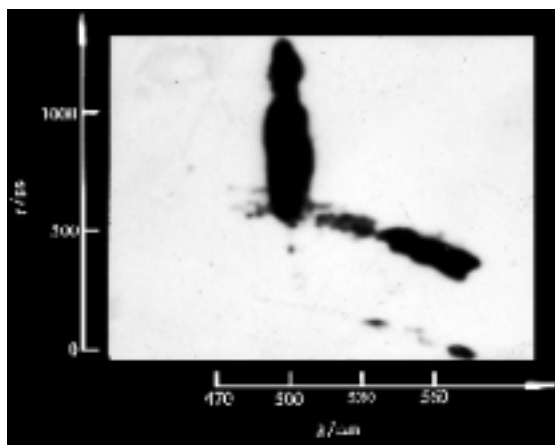


图 3 激光入射层靶的 SRS 光谱图

另外, 实验还对激光入射 $4\ \mu\text{m}$ CH 平面盘的 SRS 光进行了测量, 结果没有测到 SRS 光.

3 分析与讨论

SRS 的三波共振过程要求满足能量和动量守恒:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{\text{epw}}, \quad k_0 = k_s + k_{\text{epw}}, \quad (1)$$

式中下标 0, s, epw 分别为入射激光、散射光和电子等离子体波, 结合电磁波和电子等离子体波在等离子体中的色散关系, 可以得出 SRS 发生区域电子密度与散射光波长的关系^[3]:

$$\frac{n}{n_c} \simeq (1 - D) \left(1 - \beta \frac{(1 + D)^2 (3D - 1 - D^2)}{D(1 - D)^2} \right), \quad (2)$$

式中 $D = \lambda_0 / \lambda_s$, $\beta = 3 v_{\text{th}}^2 / c^2 \approx 5.86 \times 10^{-3} T_e$, v_{th} 为电子热速度, T_e 为电子温度 (以 keV 为单位), 由此可知 SRS 只能发生在等离子体电子密度 $n \leq n_c / 4$ (n_c 为等离子体临界密度), 同时, SRS 的产生增长还要受到阻尼的影响, 在激光等离子体中, 阻尼主要来自等离子体电子密度的不均匀性^[1], 由 (2) 式可知, 在不同的等离子体电子密度区域, 产生不同的散射光波 (ω, k), 离开此区域, 三波共振条件失配, SRS 增长被抑制, 由此带来 SRS 产生的对流阈值^[4]:

$$I \geq \frac{4 \times 10^{17}}{L(\mu\text{m}) \lambda_0(\mu\text{m})} (\text{W}/\text{cm}^2), \quad (3)$$

式中 $L = n \frac{dx}{dn}$ 为等离子体的电子密度标长. 因此, SRS 的发生和增长与激光等离子体的电子密度分布有着密切的关系.

ICF 的激光等离子体相互作用中, 当平面靶较厚或激光作用前期, 激光能量沉积在冷固体靶面上而产生新的等离子体, 同时一部分等离子体携带能量离开靶面, 等离子体从激光中吸收能量与离开靶面带走的能量相等, 等离子体的电子温度为一常数, 即 $P = nT_e$, 则电子密度分布为

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{x}{c_s t}\right), \quad (4)$$

式中 $c_s = \sqrt{ZT_e / M}$ 为等离子体离子声速, 即在激光等离子体相互作用前期电子密度为指数分布, 等离子体的密度梯度标长为 $L = c_s t$.

在激光作用后期, 激光烧透固体靶面, 这时激光能量被等离子体吸收, 等离子体电子温度上升, 等离子体自由热膨胀^[5], 电子速度与空间位置成正比, $u = \frac{d \ln l}{dt} x$, 则电子密度分布满足 $n = n_0(t) \exp\left(-\frac{x^2}{l^2}\right)$, 电子密度分布呈高斯型, 等离子体的电子密度标长 L 与空间位置有关, 且极大密度 $n_0(t)$ 随时间变小.

在“星光 II”装置上产生的小能量激光等离子体中, 等离子体的电子密度标长 $L(c_s t)$ 小于 $200 \mu\text{m}$, 由 (3) 式即得 SRS 的产生阈值 $I > 5 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$, 这比实验结果要高出一个数量级, 这说明实验中 SRS 不是在等离子体的低密度区域对流增长, 而是在一定的密度区域绝对增长起来, 此时等离子体的局部密度标长较大, SRS 才能被激发.

从图 2 可以看出, 在激光等离子体相互作用前期, 电子密度呈指数分布, L 较小, SRS 因产生阈值很高而被抑制, 时间光谱图中无 SRS 光, 只有 $0.53 \mu\text{m}$ 的时标光, 随着激光能量的沉积, CH 平面盘被烧透, 电子密度呈高斯分布, 且电子极大密度逐渐降低, 直到 SRS 光在此得到足够的增益而被激发, 随时间发展, 电子极大密度降低, 由 (2) 式 SRS 光波长

也逐渐向短波方向运动,直到被电子等离子体波的 Landau 阻尼所抑制^[6].

对于 Ti+CH 构成的双层靶,由图 3 可以看到,激光在烧透 $0.01\ \mu\text{m}$ Ti 之后再与 CH 作用,两种材料产生的等离子体的离子声速不同,造成离子速度的分离,从而引起电子密度分布的变化,电子密度的指数分布被破坏,在界面上形成一个密度平台,此时 SRS 的对流阈值较低而激发 SRS,随着时间发展密度平台膨胀,平台处的电子密度降低, SRS 光谱向短波运动,直到被 Landau 阻尼所抑制,之后激光继续与 CH 作用,重复图 2 所示结果.而当激光与 $4\ \mu\text{m}$ CH 作用时,在激光持续期间,CH 盘没有被烧穿,电子密度保持指数分布,等离子体密度梯度标长较大, SRS 产生的对流阈值较高,从而抑制了 SRS 的增长.

比较图 2 和图 3,在 SRS 被激发期间,激光与 CH 作用时 SRS 光谱要宽得多,而 SRS 在一定的密度平台激发时,由(2)式 SRS 光谱应为一窄谱,这是由于激光等离子体中的成

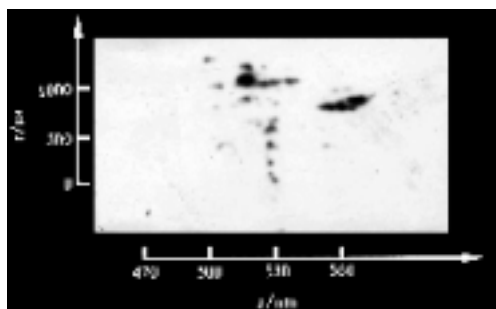


图 4 激光入射 Au 盘靶的 SRS 光谱图

丝所造成的,低 Z 材料等离子体成丝阈值较低^[7],成丝造成等离子体中电子密度分布的变化,局部形成低电子密度的丝区,从而在等离子体中形成局部密度平台而激发 SRS,图 2 中在短波方向就出现了 SRS 光谱, SRS 光谱就加宽. Au 盘实验结果也证明了这一点,实验前期没有观测到 SRS 光谱,后期则测到图 4 的 SRS 光谱,它在时间方向及谱方向出现了强烈的间断,这时由于实

验后期激光器状态变差,光束均匀性也变差,激发了等离子体的成丝,引起等离子体电子密度的时间、空间发生变化.而成丝的时间、空间尺度是很小的, SRS 光就出现时间和空间上的调制现象.

4 结 语

激光等离子体相互作用是一个非常复杂的过程,各个环节之间相互影响.等离子体电子密度受激光靶耦合条件的影响,不同的激光靶条件产生不同的电子密度分布,同时电子密度的分布又影响 SRS 光的发射.当激光平面靶作用前期,等离子体电子密度分布为指数形式,在小能量小尺度激光等离子体相互作用过程中,等离子体密度标长较小, SRS 因阈值较高而被抑制.而当靶被烧穿后,电子密度为高斯形式,且密度极值逐渐下降,到一定程度时, SRS 在电子密度极值处增长起来.当靶由两种材料构成时,在材料界面产生电子密度平台,从而激发 SRS.要抑制 SRS 的发展,必须控制好电子密度的分布,选择激光靶的耦合条件是问题的关键.

感谢“星光 II”运行小组的大力协助和制靶人员的有力支持及丁耀南研究员的指导和帮助.

[1] W. L. Kruer, The Physics of Laser Plasma Interactions (Addison-Wesley Publishing Company, 1988).

[2] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, R. B. White, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 1211.

- [3] C.Rousseaux, B.Meyer, G.Thiell, *Phys. Plasmas*, **2**(1995),2075.
- [4] K.Mima, K.Nishikawa, *Handbook of Plasma Physics*, Vol.2(North-Holland, Amsterdam,1984).
- [5] A.Richard, M.D.Rosen, *Phys. Fluids*, **29**(1986),3813.
- [6] P.R.Drake, E.A.Williams, P.E.Young *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988),1018.
- [7] T.Afshar-rad, S.E.Coe, O.Willi *et al.*, *Phys. Fluids*, **B4**(1992),1001.

STIMULATED RAMAN SCATTERING IN PLASMAS PRODUCED BY LOW-ENERGY LASER

JIANG XIAO-HUA LI WEN-HONG LIU YONG-GANG

DENG WU DING YONG-KUN ZHENG ZHI-JIAN

(*Southwest Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Chengdu 610003*)

ZHENG JIAN

(*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027*)

(Received 29 April 1997; revised manuscript received 18 June 1997)

ABSTRACT

The result of experimental studies of stimulated Raman scattering (SRS) was report in this paper. When the disk target was irradiated by low-energy laser, the plasma density scale length was short, and the SRS threshold intensity was very high, SRS only occurred in those local ranges where electron density was homogeneous. Multi-material targets and filamentation will produce more those local range, these will increase SRS light.

PACC: 5250J; 4265C; 5225