

0.53 μm 激光辐照金盘靶的光散射机制研究*

刘慎业 陈涵德 唐道源 郑志坚

梅启庸 成金秀 张海英

(西南核物理与化学研究所, 成都 610003)

摘 要 报道了 0.53 μm 高功率激光辐照金盘靶产生的受激拉曼散射光光谱和散射光能量角分布, 由散射光角分布计算的散射光能量与实验通过打靶透镜测得的受激拉曼散射能量不符, 而且角分布的实验结果与受激布里渊散射理论也不符。实验结果分析表明, 散射主要是未被等离子体充分吸收的激光在弯曲的临界密度面上的反射。

关键词 激光等离子体, 激光散射, 圆盘靶。

1 引 言

激光散射是惯性约束聚变实验长期关心的问题之一。因为散射不仅会增加入射激光的流失, 降低靶的吸收, 而且在间接驱动内爆实验中散射激光还会直接打击 D-T 靶丸, 影响内爆压缩, 降低内爆效率, 对内爆产生破坏作用。产生散射有多种机制, 如受激布里渊散射(SBS)、受激拉曼散射(SRS)和临界密度面散射等。受激布里渊散射是入射激光光波转化为离子声波和散射光波的三波作用过程。受激布里渊散射产生的散射激光带走入射激光的大部分能量, 降低了激光能量的利用率。受激拉曼散射是入射光波转化为电子等离子体波和散射光波的三波作用过程。受激拉曼散射不仅产生散射, 而且会激发强烈的电子等离子体波, 产生超热电子。超热电子对靶丸内的 D-T 燃料产生预热, 使燃料更难压缩。因此, 判断散射机制, 寻找抑制散射的方法, 改善内爆辐射场的干净性, 提高内爆效率是惯性约束聚变实验最关键的课题之一。

早期美国 LLNL 实验室 1.05 μm 激光 Au 盘靶实验^[1]认为受激布里渊散射是产生散射的主要机制。理论研究表明, 短波长激光可以提高碰撞吸收, 有效抑制各种散射。Mead 等人的实验^[2~4]表明, 短波长激光确实降低了散射光的份额。国内早期一直以研究 1.05 μm 激光辐照腔靶实验产生的散射激光为主^[5]。本文作者在“神光 I”上进行了 0.53 μm 激光辐照 Au 盘靶的实验研究, 并判断了产生散射的主要机制, 为将来开展短波长激光腔靶实验打下了基础。

2 实 验

* 国家科委 863 高科技资助课题。

收稿日期: 1995 年 11 月 22 日; 收到修改稿日期: 1996 年 5 月 28 日

“神光 I”激光装置的一路输出~ 500 J, 1.05 μm 激光, 倍频后输出~ 200 J, 0.53 μm 激光。激光辐照靶的条件如表 1 所列

Table 1. Irradiation condition used in this work

incident angle	pulse width(ns)	laser energy(J)	f/number	laser intensity(W/cm ²)
0°	0.689	156	1.7	7.2×10 ¹⁴
10°	0.81	123	1.7	4.75×10 ¹⁴
30°	0.972	179	1.7	6.1×10 ¹⁴
45°	0.90	176	1.7	4.4×10 ¹⁴

实验用靶是 Au 圆盘靶。直径 700 μm, 厚 15 μm 的 Au 盘, 用 C₈H₈ 薄膜支撑在 Cu 环上, 结构如图 1 所示。靶的法线始终在水平面内, 靶绕铅直轴旋转改变激光入射角。靶面法线位于激光光轴方向时入射角为 0°。

用热释电探测器测量散射光角分布。热释电探测器灵敏面直径 8 mm, 距靶心 32.35 cm。在灵敏面前设有阻挡 X 光、离子的 K9 玻璃屏蔽体。精确标定后的 11 只探测器固定在圆弧形支架上, 然后与靶室固定。探测平面位于水平面下 5°。如图 2 所示。各探测器在支架上的位置角如表 2 所列。探测器输出的电压信号经放大器放大后输入计算机处理。

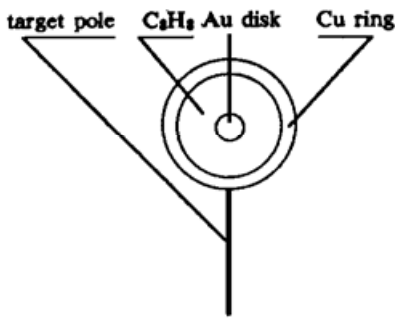


Fig. 1 The structure of gold disk

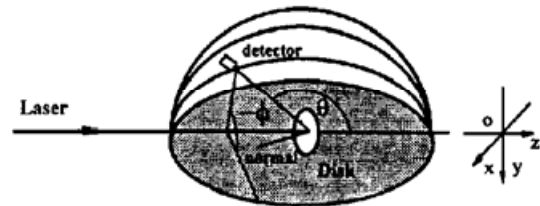


Fig. 2 The detector arranged in the chamber

Table 2. The position of detectors

angle θ	155°	145°	135°	115°	105°	95°	85°	75°	65°	45°	35°
No. of detector	65	71	68	62	70	83	76	90	91	57	87

实验过程中用针孔相机监测激光产生的 X 光焦斑。图 3 是针孔相机观测到的 X 光焦斑照片。由焦斑的面积和激光能量计算激光功率密度。表 1 列出了计算获得的激光功率密度。图 4 是 OMA 谱仪测量的受激拉曼散射光谱。



Fig. 3 The photograph of spot taken by x-ray pinhole camera

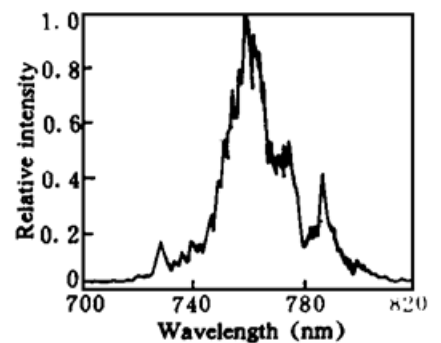


Fig. 4 The spectra of SRS

表 3 列出了 0.53 μm 激光辐照金盘靶时光吸收卡计测量打靶透镜收集的后向受激拉曼散

射能量 E_{SRS} 和透镜收集的散射激光能量 E_s 。

Table 3. Scattered light and SRS energy collected by the lens, for the experiments of $0.53 \mu\text{m}$

laser incident angle	0°	10°	30°	45°
E_{SRS}	2.8 mJ	2.66 mJ	0.84 mJ	1.2 mJ
E_{SRS}/E_L	1.8×10^{-5}	2.2×10^{-5}	0.47×10^{-5}	0.7×10^{-5}
E_s	27.0 J	26.4 J	16.2 J	3.24 J

便于比较, 表 4 中列出了 $1.05 \mu\text{m}$ 激光辐照金盘靶时光吸收卡计测量打靶透镜收集的后向受激拉曼散射能量 E_{SRS} 和透镜收集的散射激光能量 E_s 。

Table 4. Scattered light and SRS energy collected by the lens, for the experiments of $1.05 \mu\text{m}$

laser incident angle	10°	30°	45°
E_{SRS}	0.56 J	0.48 J	0.77 J
E_{SRS}/E_L	3.2×10^{-3}	2.1×10^{-3}	3.5×10^{-3}
E_s	32.4 J	35.5 J	21.6 J

3 实验结果

定义单位立体角内散射光的能量为散射光角分布 $D(\theta, \varphi)$ 即

$$D(\theta, \varphi) = dE_{sc}/d\Omega \quad (1)$$

探测器灵敏面所占空间立体角 ($\Delta\Omega = 5.58 \times 10^{-4} \text{ sr}$) 很小, 可用有限元代替(1)式中的微元, 则探测位置测得的散射光角分布值为

$$D \approx \Delta E_{sc}/\Delta\Omega \quad (2)$$

图 5 是实验测得的 $0.53 \mu\text{m}$ 激光以 0° 、 10° 、 30° 、 45° 入射 Au 盘靶产生的大角度散射光的角分布。图 6 给出了 $1.05 \mu\text{m}$ 激光以 10° 、 30° 、 45° 入射 Au 盘靶产生的大角度散射光的角分布。图中 θ 是探测方向与激光入射方向间的夹角。

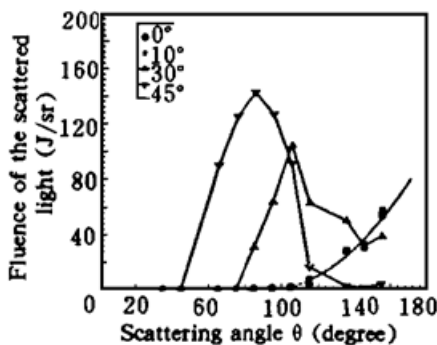


Fig. 5 The fluence(J/sr) of the scattered light as a function of scattering angle for the experiments of $0.53 \mu\text{m}$ laser

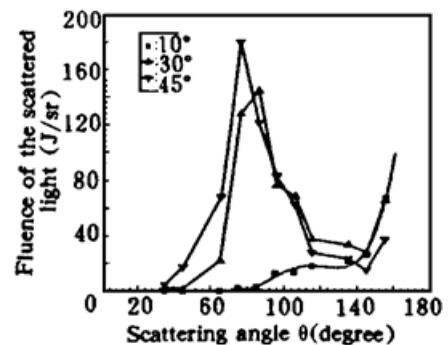


Fig. 6 The fluence(J/sr) of the scattered light as a function of scattering angle for the experiments of $1.05 \mu\text{m}$ laser

4 结果分析与讨论

表 3 中的实验结果表明, $0.53 \mu\text{m}$ 激光辐照 Au 盘靶产生的后向受激拉曼散射的份额极低, 仅占总能量的 0.001% 左右, 该值远低于打靶透镜附近实验测得的散射光份额。 $1.05 \mu\text{m}$ 激光辐照 Au 盘靶也有类似的实验结果。因此受激拉曼散射不是产生大角度散射的主要机制。受激布里渊散射是激光发生在离子声波上的散射, 入射光波 (ω_i, k_i) 转化为散射光波

(ω_{sc} , k_{sc}) 和离子声波(ω , k_i)。受激布里渊散射不稳定性增长率 γ_{SBS} 为^[6]

$$\gamma_{SBS} = (\omega_{pi} v_{osc}/4) (k_i/\omega_{sc} c_s)^{0.5} |\cos \theta_p| \quad (3)$$

θ_p 是受激布里渊散射产生的散射光方向同入射激光方向构成的平面与极化平面间的夹角。 $|\cos \theta_p|$ 的平均值为 $2/\pi$ 。 ω_{pi} 是离子等离子体频率。 v_{osc} 是电子在激光电场中抖动的速度

$$v_{osc} = eE/m\omega_L = 0.26 \times 10^7 \lambda_\nu I_{14}^{0.5}, \quad (\text{m/s}) \quad (4)$$

$$\omega_{sc} \approx \omega_L = 1.884 \times 10^{15}/\lambda_\nu, \quad (\text{rad/s}) \quad (5)$$

$$c_s = (ZT_e/m_i)^{0.5} = 3.1 \times 10^7 (ZT_{\text{keV}}/A)^{0.5}, \quad (\text{cm/s}) \quad (6)$$

$$\omega_{pi} = (ne^2/\epsilon_0 m_i)^{0.5} = 3.1 \times 10^{12} (n_e/n_c)^{0.5}/\lambda_\nu, \quad (\text{rad/s}) \quad (7)$$

$$k_L = 2\pi/\lambda_L = 6.28 \times 10^6 (1 - n_e/n_c)^{0.5}/\lambda_\nu \quad (8)$$

λ_ν 是以 μm 为单位的激光波长, T_{keV} 是以 keV 为单位的电子温度, I_{14} 是以 10^{14} W/cm^2 为单位的激光强度。取 $n_e/n_c = 0.01$, $\lambda_\nu = 0.53$, $Z = 50$, $A = 200$, $T_{\text{keV}} = 3$, $I_{14} = 5$ 。由(3)~(8)式有

$$\gamma_{SBS} = 4.53 \times 10^{10} \sin^{0.5}(\theta/2)$$

如果受激布里渊散射是绝对不稳定的, 那么散射光 I_{sc} 为: $I_{sc} = I_{\text{noise}} \exp(2\gamma_{SBS}t)$, 式中 I_{noise} 是噪声。时间平均值的光强 I_{sc} 为

$$I_{sc} = (1/\tau) \int_0^\tau I_{sc} dt = (I_{\text{noise}}/2\gamma_{SBS}\tau) [\exp(2\gamma_{SBS}\tau) - 1] \\ \approx (I_{\text{noise}}/2\gamma_{SBS}\tau) \exp(2\gamma_{SBS}\tau)$$

则以最大值归一化的激光强度 $I_{sc}/(I_{sc})_{\text{max}}$, 亦即以最大值归一化的角分布为

$$D_{sc}(\theta)/(D_{sc})_{\text{max}} = I_{sc}/(I_{sc})_{\text{max}} = [1/\sin^{0.5}(\theta/2)] \exp\{72.48[\sin^{0.5}(\theta/2) - 1]\} \quad (9)$$

图 7 是(9)式表示的散射光角分布。(9)式和图 7 均表明受激布里渊散射产生的散射光沿背向优先增长, 散射角减小, γ_{SBS} 减小, 角分布值下降。图 5 中激光 0° , 10° 入射时的角分布随散射角的变化似乎证明了这一点。可是激光沿 45° 和 30° 入射 Au 盘靶产生的散射光角分布实验结果与 γ_{SBS} 预测结果不符。实验未能在激光的背向观测到强烈的散射光, 相反在前向或近乎前向观测到了强烈的散射激光。针孔相机测量的 X 光焦斑大约 $200 \mu\text{m}$, 其尺寸远小于金盘的大小($700 \mu\text{m}$), 因此不存在盘的旁边散射, C_8H_8 薄膜更不可能引起散射。对于 $1.05 \mu\text{m}$ 激光辐照金盘靶实验也有大致相同的实验结果, 只是散射的强度更高。这是因为基频吸收低, 能到达临界面的激光能量更多的原因。分析激光斜入射 Au 盘靶产生的散射光方向, 容易看出这些方向大致位于激光入射方向的镜向。因此在临界密度面上的镜向散射是产生大角度散射光的直接原因。

假如 $0.53 \mu\text{m}$ 激光辐照 Au 圆盘靶产生的等离子体是一维平面等离子体, 考虑到“神光 I”靶镜的 $f/\text{数}$, 由色散方程可求出如表 5 所列的各种入射角情况下的散射角范围。

Table 5 The range of scattering angle

incident angle	0°	10°	30°	45°
scattering angle	$163.6^\circ \sim 180^\circ$	$176.4^\circ \sim 143.6^\circ$	$136.4^\circ \sim 103.6^\circ$	$106.4^\circ \sim 73.6^\circ$

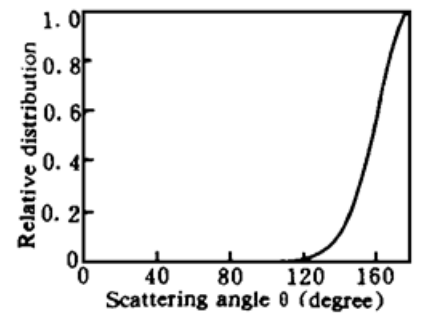


Fig. 7 The angular distribution of scattered light predicted by SBS theory

图 5 中的测量结果表明无论那一种角度入射, 散射角的范围都远比按平面等离子体计算

的宽。作者推测激光产生的等离子体临界密度面并非平面而是弯曲的曲面。因此散射光角分布结构的计算至少需要二维计算。散射光角分布的结构与等离子体密度空间分布紧密联系在一起。作者认为,由散射光角分布测量和理论计算提供激光等离子体的时间演变过程的信息将是一项很有意义的工作。发展时间分辨的散射光角分布探测器,开发二维计算程序做到理论实验的完美结合将是本文作者今后工作的方向。

结 论 实验获得了 $0.53\ \mu\text{m}$ 激光 0° , 10° , 30° , 45° 四种角度入射 Au 盘靶产生的散射光角分布。实验和理论分析的比较表明受激拉曼散射、受激布里渊散射不是产生散射激光的主要机制,散射激光主要来源于弯曲的等离子体临界密度面对激光的镜向散射。

感谢“神光 I”运行组全体工作人员,正是他们的密切合作才使该项工作的实验得以完成。

参 考 文 献

- [1] M. D. Rosen, D. W. Phillion, V. C. Rupert *et al.*, The interaction of $1.06\ \mu\text{m}$ laser radiation with high Z disk targets. *Phys. Fluids*, 1979, **22**(10) : 2020~ 2031
- [2] W. C. Mead, E. M. Campbell, K. G. estabrook *et al.*, Laser irradiation of disk targets at $0.53\ \mu\text{m}$ wavelength. *Phys. Fluids*, 1983, **26**(8) : 2316~ 2331
- [3] R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski *et al.*, Measurements of absorption and Brillouin sidescattering from planar plasmas produced by $0.53\ \mu\text{m}$ laser light. *Phys. Fluids*, 1989, **B1**(6) : 1295 ~ 1300
- [4] R. P. Drake, R. L. Kauffman, B. F. Lasinski *et al.*, The angular dependence of the absorption of $0.35\ \mu\text{m}$ laser light by high-Z, laser-produced plasmas. *Phys. Fluids*, 1991, **B3**(12) : 3477~ 3484
- [5] 李文洪, 丁永坤, 蒋小华等, 激光聚变实验测量和诊断技术的新进展-激光间接驱动干净辐射场的建立和诊断. *物理*, 1994, **23**(11) : 690~ 696
- [6] S. H. Batha, M. A. Baldis, K. S. Bradley *et al.*, Near-forward scattering of laser light. *Phys. Fluids*, 1993, **B5**(7) : 2596~ 2602

The Scattered Lights from Interaction of $0.53\ \mu\text{m}$ Laser Light with Au Disks

Liu Shenye Chen Hande Tang Daoyuan Zhen Zhijian

Mei Qiyong Chen Jinxiu Zhang Haiying

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

(Received 22 November 1995; revised 28 May 1996)

Abstract This paper reports the angular distribution of scattered lights from interaction of $0.53\ \mu\text{m}$ laser light with Au disks. The experimental results of the angular distribution is different with what SBS theory predicts. These experiments show that SRS energy is much lower than that of scattered lights. So SRS can not be the mechanism of producing these scattered lights, which could come from specular reflection.

Key words laser-produced plasma, gold disk, scattered light.