

激光辐照平面靶产生的二次谐波结构

谭维翰 余文炎 丁丽明

陈时胜 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

一、引 言

利用单路钽玻璃线偏振激光辐照平面铝靶及铝箔靶,可在实验中观测到二次谐波的频移、加宽、光谱结构及空间分裂等一系列特征,谐波谱及其结构是反映冕区激光与等离子体相互作用的一个重要方面,频移与加宽反映了等离子体的温度及向外膨胀运动,这在文献[1, 2]中已有报导。谱线轮廓上小的尖峰结构与垂直方向上的空间分裂,反映了谐波通过非线性介质由于不稳定所引起的时间调制与细丝自聚焦,这可从下面的讨论中看出。我们将从实验布置、实验结果、结果分析等几个方面逐一叙述。

二、实 验 布 置

实验工作是在六路激光系统的一路中进行的。激光光路布置及主要工作特性由文献[3]给出。为了进一步改善光束的质量,在进入末级放大器之前再加入一级空间滤波器,激光在进入靶室之前由偏振器检偏,偏振度达98%以上。进行二次谐波观察的实验如图1所示,激光束经反射镜A进入真空靶室,反射镜A对 1.06μ 的反射率 $>95\%$,但对 5300Å 的透过率在50%以上。平板B对 5300Å 全反射,在光谱仪狭缝前加上 5300Å 的干涉滤光片,以便消除杂散光的影响。

L_1 为 $f/2$ 非球面透镜,焦距120mm。 L_2 和 L_1 组成一个光学系统,在光谱仪狭缝上形成一个放大33倍的靶点像。光谱仪是半米平面光栅光谱仪,光栅刻线为1200 groove/mm,面积为 $30\times 30\text{mm}^2$,色散为 $16\text{Å}/\text{mm}$,狭缝宽度为 30μ ,由于使用一级光谱,故不存在 1.06μ 的光谱迭加问题,所有谱线均由Ne线与Hg线定标,作为比较,我们用KDP晶体拍摄了相同条件下激光的倍频光谱。

激光束的口径为 $\phi 60\text{mm}$,脉冲宽度为100ps,前激光的功率为主脉冲的 10^{-6} , ASE

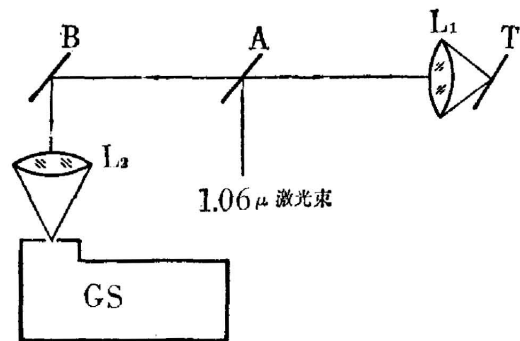
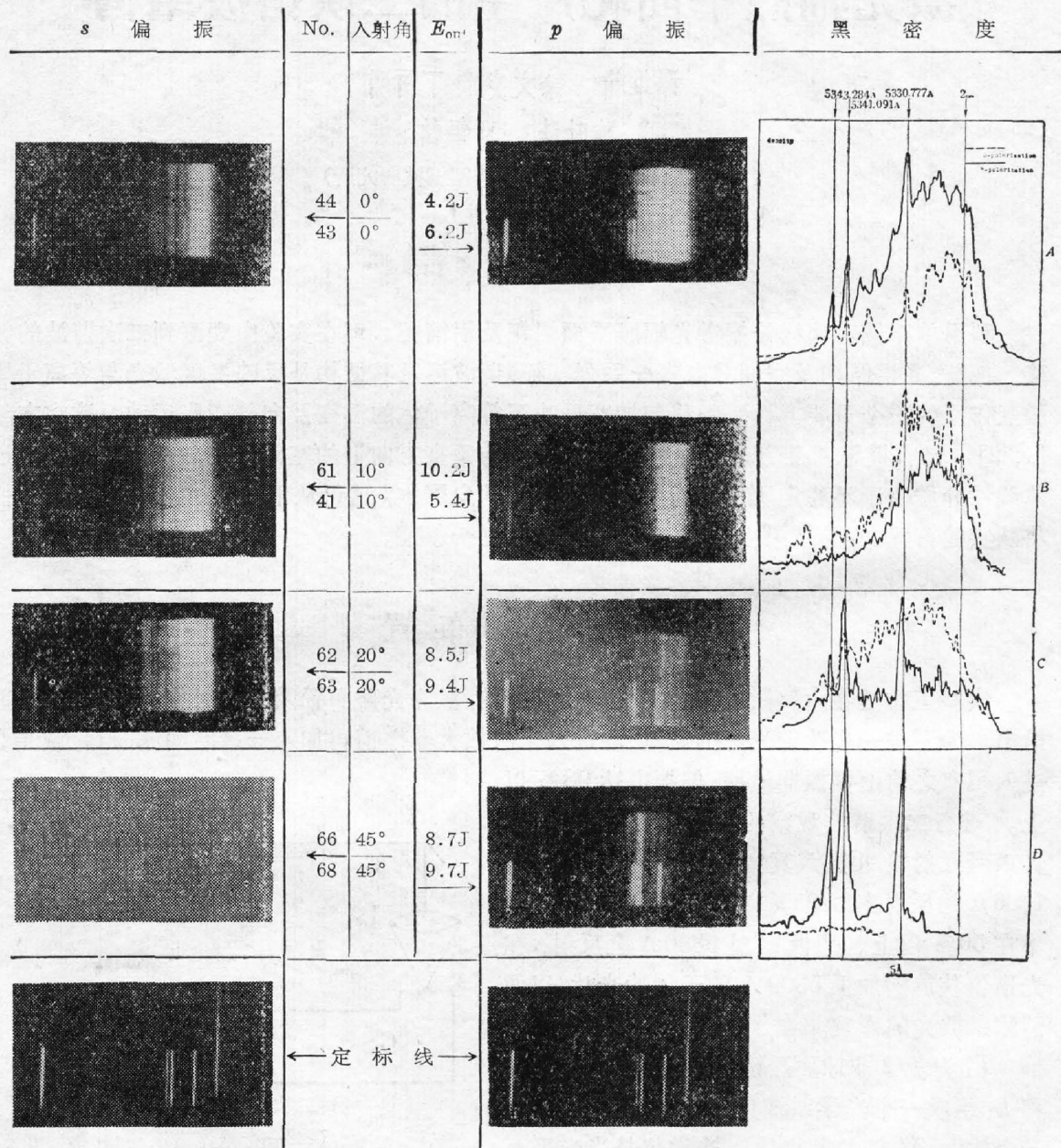


图1 观察二次谐波的实验装置示意图
(GS—光栅光谱仪)

Fig. 1 Experimental arrangement
(GS—grating spectrometer)

(amplification of stimulated energy) 约 1 mJ。激光输出能量一般在 5~10 J 之间, 靶面功率密度为 5×10^{14} W/cm² 量级, 靶置于聚焦透镜的焦平面上。靶材采用抛光和不抛光的平面铝靶以及厚度为 2 μ , 3.5 μ 的铝箔靶。



注: 定标线照片中: 左 1—NeI 5400.56 Å; 左 2—NeI 5343.28 Å;
左 3—NeI 5341.09 Å; 左 4—NeI 5330.78 Å

图 2 照片右边标出实验编号, 入射角及入射能量。相对黑密度曲线中的虚线和实线分别表示 s, p 偏振

Fig. 2 Experimental number, incident angle and the incident laser energy on the right side of the photograph. Dotted lines and solid lines in density profile shows s-polarization and p-polarization respectively

三、实验结果

在单路激光辐照平面靶的实验中,入射激光采用 p 偏振(在入射平面内)与 s 偏振(垂直于入射平面),靶面法线与入射光轴夹角 θ 取 $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 等。图 2 给出抛光铝靶的二次谐波照片及相应的黑密度曲线。图中箭头标出定标线及输入激光经 KDP 倍频后的 $2\omega_0$, 由黑密度曲线的峰值位置相对于 $2\omega_0$ 的移动, 即频移对 $\cos\theta$ 作图, 得出图 3 中的频移曲线(a)。对 $3.5\mu, 2\mu$ 铝箔靶, 也拍得与图 2 类似的图片, 用同样方法求得图 3 中的频移曲线(b)与(c)。由图 2 还可看出谱线的精细结构以及沿狭缝方向的分裂。此外, 图 4 给出编号 44, 43 黑密度曲线尖峰间的对应关系。图 5 给出表现空间分裂的典型照片。

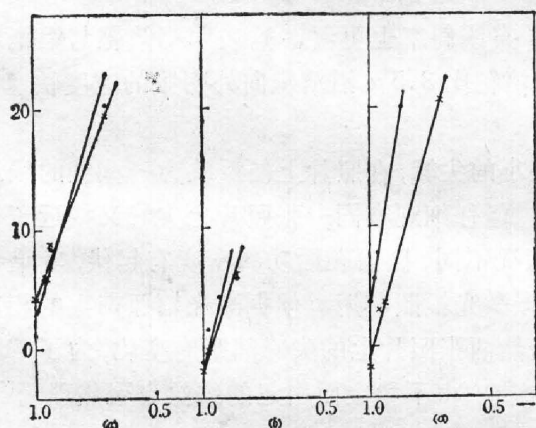


图 3 (a), (b), (c) 分别为抛光铝靶, $3.5\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ 和铝箔靶的频移曲线
(●— s 偏振; ×— p 偏振)

Fig. 3 (a), (b), (c) corresponding to the frequency shift profiles for polished aluminium targets, $3.5\mu\text{m}$ and $2\mu\text{m}$ aluminium targets respectively

(●— s -polarization, ×— p -polarization)

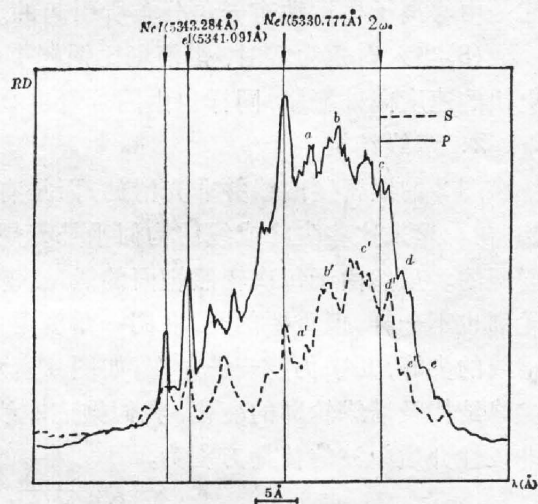
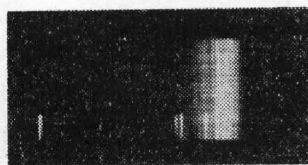
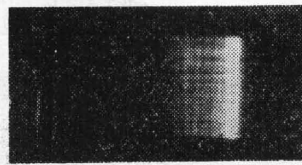


图 4 s, p 偏振尖峰间的对应关系

(—— s 偏振; —— p 偏振; RD —相对密度)
Fig. 4 Corresponding relationship among s -polarization and p -polarization
(--- s polarization; —— p polarization; RD —relative density)



12, 不抛光铝靶, $20^\circ, 7.8\text{J}$



23, 2μ 铝箔靶, $20^\circ, 9.1\text{J}$

图 5 空间分裂典型照片

Fig. 5 Typical photograph of the self-focused filament

四、对实验结果的分析

1. 谱线的频移与加宽

根据产生二次谐波的机制^[4,5], 主要是激光被电子等离子体波的散射 ($\omega_0 + \omega_p \rightarrow 2\omega = \omega_2$), 而 ω_p 又是衰变不稳 ($\omega_0 \rightarrow \omega_p + \omega_i$) 引起的。故红移 $\Delta\lambda_2 = \frac{\omega_i}{\omega_2} \lambda_2$, 此外由于朗道 (Landau) 阻尼而导致加宽。将这一加宽与红移一起用 $\Delta\lambda_e$ 来表示, 还应考虑由于等离子体向外膨胀引起的多普勒频移与加宽 $-\Delta\lambda_D \cos \theta$, 故总的频移与加宽为*:

$$\Delta\lambda_s = \Delta\lambda_e - \Delta\lambda_D \cos \theta. \quad (1)$$

由图 2 及频移曲线图 3 看出:

(1) 谱线加宽 $30 \sim 50 \text{ \AA}$, 谱线轮廓不对称, 极大值略偏向蓝移。

(2) s 偏振激光与 p 偏振激光产生的频移与 $\cos \theta$ 基本上满足线性关系(1), 但有偏离, 可能是由等离子体运动有一角分布所引起的。

(3) 当入射角为零时, 铝箔靶比铝靶更蓝移, 直线斜率也更大。这表明铝箔靶与铝靶以更快的速度向外膨胀, 同样也由图 3 看出 2μ 铝箔靶比 3.5μ 铝箔靶向外膨胀的速度快。

2. 谱线结构

图 2 的黑密度曲线并非光滑的, 而是有一些小的尖峰, 在照片上便反映为一些细的线结构。初看起来这些尖峰或线结构似乎是无规则的。但仔细观察同一张照片上尖峰又接近于等间距的。虽然由于每次辐照靶面的能量、聚焦情况不同, 因而靶面功率密度有起伏, 其谱线轮廓也不一样, 但重要的是, 在同一角度用 s 偏振激光辐照与用 p 偏振激光辐照产生的相应谱线的尖峰, 几乎仍能一一对应, 如图 4 所示, 当然两张照片上的尖峰间距有变化, 为了解释尖峰结构及谱线轮廓的变化, 我们推广非线性介质中由不稳定而引起的细丝自聚焦理论^[6]。非线性介质中波的传播方程为:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon \mathbf{E}) = 0. \quad (2)$$

设 \mathbf{E} 为沿 y 方向偏振, 并将它表示为稳态解与起伏之和, 则

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - k_0 z)} + \mathbf{E}_1 e^{-i(\omega t - k_0 z)}, \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_1 = e^{i k_1 z} \cos(k_x x + k_y y) (\mathbf{A} \cos(\Delta k_0 z - \Delta \omega t) + i \mathbf{B} \sin(\Delta k_0 z - \Delta \omega t)) \quad (4)$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c} (\varepsilon (E_0^2))^{1/2}, \quad \Delta k_0 = \frac{\Delta \omega}{c} (\varepsilon (E_0^2))^{1/2}.$$

将(4)代入(3), 便得出不稳振荡的增益 k_{\parallel} 为:

$$k_{\parallel} = \frac{k_{\perp}}{2k_0} \left(\frac{2\omega^2 \varepsilon'}{c^2} E_0^2 - \frac{2\varepsilon'}{\varepsilon} k_y^2 - k_x^2 - k_y^2 \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}.$$

起伏 \mathbf{E}_1 表示式中 $e^{i k_1 z} \cos(k_x x + k_y y)$ 表示振幅按指数增长的细丝自聚焦效果。现在新增加的括号内的因子, 恰能描述时间调制信号或谱线轮廓上尖峰结构的出现, 故细丝自聚焦与时间调制几乎是同时存在的, 均具有由(5)式给出的阈值。考虑到参量衰变过程中产生离子声波

* 这里假定了等离子体垂直于靶面向外运动, 而观察是沿与靶面法线成 θ 角方向进行, 一般情形应修正为 $-\Delta\lambda_D \int f(\theta') \cos(\theta - \theta') d\theta'$, 式中 $f(\theta')$ 为向外运动的靶物质的角分布。

ω_i , 而二次谐波中的电子等离子体波又是在参量衰变过程中产生的, 故可将(4)式中的 $\Delta\omega$ 取为 ω_i , 当然 $\Delta\omega$ 也可无规地取值。估算一下 ω_i 的大小, $\omega_i = kc_s = 2k_0c_s^{[5]}$, $\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} = \frac{2k_0c_s}{\omega_2} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}$ 。设电子温度 $kT_e = 1 \text{ keV}$, 而铝靶是完全离化的, 则得 $\Delta\lambda_2 = 3 \text{ \AA}$, 这个数值与图 2 黑密度曲线尖峰间距 $2.5 \sim 3.5 \text{ \AA}$ 是相近的。故谱线轮廓上的尖峰基本上可认为是离子声起伏迭加在电子等离子体波上的结果, 并进一步反映在二次谐波上, 多个尖峰表明有的起伏是一个离子声, 也有多个离子声, 对应的尖峰相应地错开了, 尖峰间距也反映了电子温度 kT_e , 如图 4 所示, p 偏振尖峰间距 dp 和 s 偏振尖峰间距 ds 之比为 $dp/ds = 1/0.8$, 相应的电子温度之比是 $1/0.64$, 又注意到图 4, p 偏振 a 、 b 、 c 、 d 、 e 尖峰均很高, 这表明均已超过不稳振荡阈值, 所以不稳振荡增长得也快, 但相比起来 s 偏振 a' 、 b' 、 c' 、 d' 、 e' 尖峰就小一些, a' 则非常之小, 远小于 b' , 可认为在阈值之下, 这就使得整个谱线轮廓发生了畸变。

3. 空间分裂

我们已分析了谱线结构, 但在沿光谱仪狭缝的方向, 由于细丝自聚焦, 每一条谱线又分成许多小段, 图 5 是不抛光铝靶与表面较粗糙的 2μ 铝箔靶的典型空间分裂照片, 图 2 是抛光的铝靶, 也有较模糊的空间分裂。

参加本项实验工作的还有周复正、毕无忌、卢仁祥、王笑琴等同志。此外作者向六路运行组全体工作人员表示感谢。

参 考 文 献

- [1] S. Jackel, H. M. Lorebenstein *et al.*; *A. P. L.*, 1980, **36**, No. 1 (Jan), 34.
- [2] О. Н. Крохин, В. В. Пустовалов *и др.*; *Письма в ЖЭТФ*, 1975, **22**, №. 1 (Июль), 47.
- [3] Deng Xeming, Yu Wenyan *et al.*; *Acta Optica Sinica*, 1981, 1, No. 4 (Jul), 289.
- [4] А. В. Виноградов, В. В. Пустовалов; *ЖЭТФ*, 1972, **63**, №. 3 (Сеп.), 940.
- [5] D. W. Forslund, J. M. Kindel *et al.*; *Phys. Fluids*, 1975, **18**, No. 8 (Aug), 1002.
- [6] M. S. Sodha, A. K. Ghatak *et al.*; «*Self Focusing of Laser Beams in Dielectrics, Plasmas and Semiconductors*», (New Delhi, McGraw-Hill, 1974)

Structure of the second harmonic produced by laser irradiated plane and foil targets

TAN WEIHAN YU WENYAN DING LIMING CHEN SHISHENG AND DENG XIMING

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 13 October 1981)

Abstract

This paper reports the experimental results of the second harmonic structure observed in linear polarized Nd:glass laser irradiated plane and foil aluminium targets, such as frequency shift, line broadening, spectral structure as well as self-focused filaments, and gives a theoretical explanation to these phenomena.