

文章编号:1004-5929(2004)01-0053-05

金等离子体 M 带谱强度的定量测量

王瑞荣,董佳钦,叶君建,周关林

(上海激光等离子体所高功率激光物理国家重点实验室,上海 201800)

摘 要:在“神光 II”多束高功率激光装置上利用列阵透镜匀滑钽玻璃波长 $0.53\mu\text{m}$ 的强激光辐照平面金 (Au)靶时产生 X 射线,本文给出了 X 射线绝对转换效率 ξ_x 。研究了多束倍频激光叠加驱动靶形成 X 射线背景光源辐射金 M 壳层 1.8—3.1Kev 带谱的特性,获得了不同激光功率密度及不同角度驱动靶面等几种条件下 X 射线能谱的定量测量结果和能谱分布。

关键词:转换效率;定量测量;X 射线能谱;平面金靶

中图分类号:O433.4 文献标识码:A

A Quantitative Measurement of Gold M - band Energy Spectrum in the Gold Plasmas

WANG Rui-rong, DONG Jia-qin, YE Jun-jian, ZHOU Guan-lin

(State Key Laboratory of High Power Laser and Physics. Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800, China)

Abstract: X-ray spectra have been produced on "Shenguang II" multi-beam laser facility, in which the flat gold target was irradiated by array lens smoothing $0.53\mu\text{m}$ laser beam. The absolute conversion efficiency ξ_x is reported from the incident laser light energy to x-ray photons for laser-produced plasmas. The characterization of backlighting line sources having photon energies from 1.8 to 3.1 keV are studied under multi-beam laser driving target condition. Quantitative x-ray spectra and energies spectral distribution have been obtained as a function of laser power density and x-ray emission angle.

Key words: conversion efficiency; quantitative measurement; x-ray spectrum; flat gold target

引 言

在内爆过程中,遇到轻-重物质界面,如果它的加速度的方向是由轻物质指向重物质时,该物质界面会发生流体力学不稳定性,通常称为瑞利-泰勒不稳定性(Rayleigh-Taylor),简称为 RT。内爆对称性和流体力学不稳定性是紧密联系的两个概念。因此,RT 不稳定性研究对惯性约束聚变(ICF)有重要的现实意义。利用 X 射线作背景光是鉴定激光驱动内爆的动力学、对称性、稳定性等重要手段。也就是说,高亮度的 X 射线脉冲波能够再现多层区域靶内爆的演变过程。开展 RT 实验研究首先要求照明光-X 光源必须具备高亮度而且是均匀的。从 80 年代开始,国外逐步开展了一些辐射烧蚀的实验研究与探索,观察到高 Z 介质中的辐射热波信号^{[1][2]},同时,国内对钽玻璃三倍频激光辐照金箔靶 X 射线源特性也进行了初步测量^[3]。激光产生高 Z 等离子体的线辐射是获得高强度 X 射线

源的最好的途径^[4]。

本文报道平晶体谱仪测量金(Au)等离子体线谱的结果。在这个工作中,我们主要关心倍频(波长 0.53μm)激光驱动靶 X 射线转换效率(ξ_x)的测量。一方面是在直径约 0.9mm X 射线背景光源中,激光转换成 X 射线光子效率,定义 ξ_x 为:入射激光辐照平面金(A_μ)靶单位焦耳能量在 4π 立体角内转化为 X 射线的光子数。另一方面研究直径约 0.9mm X 射线背景光源辐射 X 射线光子数的特性。

实验条件与结果

实验在“神光 II”装置上进行,打靶实验中诊断设备布置如图 1 所示。晶体谱仪安装在靶室内,谱仪 1 方向与靶法线一致,谱仪 2 方向与靶法线夹角约 60°,分别定义为 0°和 60°方向测量。照明光源和成像仪器受靶室的限制,靶面法线相对入射激光束旋转 30°。为了产生足够强的 X 光源,根据“神光 II”装置现有条件,采用多束激光叠加驱动靶,分为上、中、下三束,每束能量约 150~200J,脉宽约 1ns,每束依次夹角 42°。激光束经列阵透镜(Array Lens)匀滑后,形成直径约 0.9mm 的均匀照明区域辐照平面金靶,经估算照明靶驱动激光能量密度约为 4 × 10¹⁴W/cm²。用平晶体谱仪进行 X 射线测量,采用 TAP 作为布拉格的衍射晶体测金 M 壳层的辐射带谱(1.4 - 3.4keV),探测器前用铝膜做阻挡层,膜厚 5.3μm,用沪产 5F 软 X 射线胶片记录光谱。

在 λ=0.53μm, E≈141J, τ≈0.95ns, 单束激光匀滑后形成直径约为 Φ≈0.9 mm 的均匀焦斑激光打靶条件下,发次编号为:03022001,用两台平晶谱仪记录信号。图 2 晶体谱仪在 0°测得的信息,再由黑密度计扫描的 03022001 发 X 射线谱。图 3 晶体谱仪 60°测得的信息,再由黑密度计扫描的 03022001 发 X 射线谱,两图中的 X 坐标零点为任意选定值。

定量测量原理

激光聚焦打靶,产生一团等离子体,发射 X 光。等离子体状态随时空变化,源中各点 X 光的发射也随时空变化。RT 不稳定性实验研究的照明光源,是激光经列阵透镜(array lens)形成直径约为 0.9mm 的均匀光斑辐照平面金靶所产生的等离子体源。本文设想是一个稳态等离子体源,建立记录强度与出射强度的关系,根据点聚焦打靶时空积分晶体谱仪的测量结果,计算源的发射强度。

设测谱方向, dx dy dz 体源在波长 λ 处 dλ 间隔, dΩ 立体角内的出射强度表示为:

$$I_0 g(\lambda - \lambda_0) f(x, y, z) d\lambda d\Omega dx dy dz \tag{1}$$

f(x, y, z) 表示出射强度的归一化空间分布函数, g(λ - λ₀) 是线形函数, λ₀ 是中心波长。I₀ 是出射强度空间分布的归一化因子,它表示源区中单位体积在 λ = λ₀ 处单位波长、单位立体角在测谱方向发射强度的最大值。

以多普勒加宽为例,有:

$$g(\lambda - \lambda_0) = g(\Delta\lambda) = e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}\right)^2} \tag{2}$$

其中: $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 3.84 \times 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{kT_i}{A}}$ 式中 kT_i 是离子能量,以 eV 为单位, A 是原子量, Δλ_{1/2} 是线形函数 FWHM 值之半。Δλ 一般很小, g(Δλ) 是 Δλ 的快变函数。测量的谱线主要来自等离子体近似等温的冕区, Δλ_{1/2} 可以认为是常数。

假定源区中各点的 X 光发射是各向同性的。在作时空积分测谱时,考虑到谱仪头部的窗口较大,使得底片记录区域内任一点,能接收到源中每一点出射的光子。又假定源中两层等离子体发射的光子分别以 α', 角与 α 角

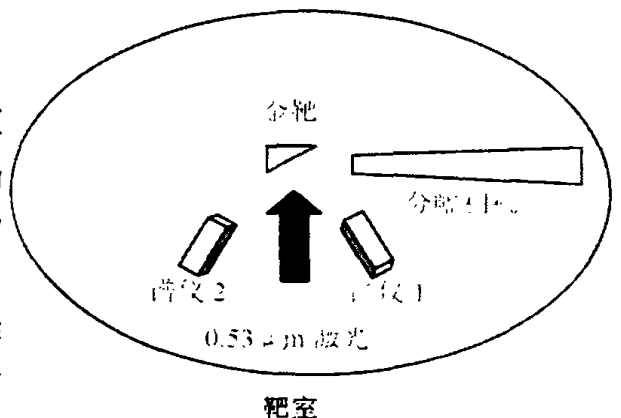


图 1 实验测量布置示意图

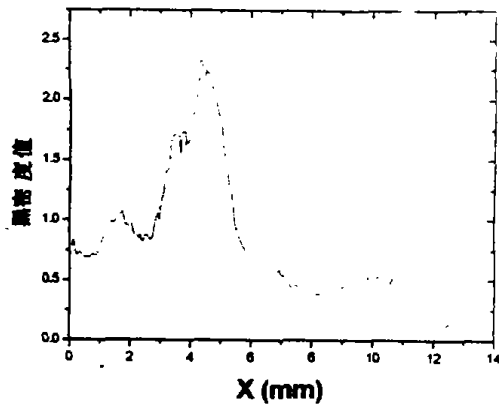


图2 0°测量金M带谱记录

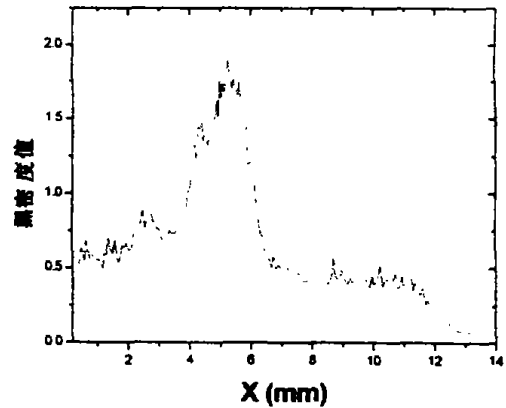


图3 60°测量金M带谱记录

入射到晶面上,经晶体衍射后都能够到达记录底片上同一点为H,同时令以入射角 α' 与 α 的源点相对晶体面的高度分别为 h_2, h_1 ,根据几何关系有: $\Delta\alpha' = \alpha' - \alpha \approx \frac{h_2 - h_1}{f}$, f 为源点经晶体到底片的总光程,单位为 μm 。

就等离子体发射线谱来说,可以建立如下光子数守恒方程:

$$\int_{h_1}^{h_2} \int_0^{\infty} T(\lambda) C(\arcsin \frac{\lambda}{2d} - \arcsin \frac{\lambda'}{2d}) e^{-\ln 2 (\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}})^2} \left[\int_{\Sigma} I_0 f(x, y, z) d\sigma \right] d\lambda d\Omega dh = I_{\lambda_0}(H) ds \quad (3)$$

式中 $I_{\lambda_0}(H)$ 为底片记录到的光强度,单位为:光子数/ μm^2 ; Σ 为衍射角 α_0 源点相对晶体面高度 h 处等离子体的横截面面积,其中: $\alpha < \alpha_0 < \alpha'$, $d\sigma$ 是此横截面上的微面元; ds 为记录底片上一面积微元,根据几何关系有: $ds \approx f^2 \times d\Omega$; $T(\lambda)$ 是滤片透过率。实验发现波长不在滤片材料的吸收边附近, $T(\lambda)$ 是 λ 的慢变函数,可令 $T(\lambda) = T(\lambda_0)$ 。

晶体反射率函数可以写成:

$$C[\arcsin(\frac{\lambda}{2d}) - \arcsin(\frac{\lambda'}{2d})] = C(\alpha - \alpha') \approx C[(\alpha - \alpha_0) - (\alpha' - \alpha_0)] = C(\Delta\alpha - \Delta\alpha')$$

源区尺寸在亚毫米量级, $(\alpha' - \alpha) \leq 10$ mrad, $(\lambda' - \lambda) \leq 0.27 \text{ \AA}$,是很小的。再考虑到晶体峰值反射率和反射率曲线半宽度是波长的慢变函数,近似有:

$$\text{高斯线形: } C(\Delta\alpha - \Delta\alpha') = P_c(\lambda') e^{-\ln 2 (\frac{\Delta\alpha - \Delta\alpha'}{W_c(\lambda')})^2} \approx P_c(\lambda_0) e^{-\ln 2 (\frac{\Delta\alpha - \Delta\alpha'}{W_c(\lambda_0)})^2} \quad (4)$$

$$\text{洛伦兹线形: } C(\Delta\alpha - \Delta\alpha') = \frac{P_c(\lambda')}{1 + (\frac{\Delta\alpha - \Delta\alpha'}{W_c(\lambda')})^2} \approx \frac{P_c(\lambda_0)}{1 + (\frac{\Delta\alpha - \Delta\alpha'}{W_c(\lambda_0)})^2} \quad (4')$$

式中 $P_c(\lambda_0)$ 和 $W_c(\lambda_0)$ 分别是波长为 λ_0 的峰值反射率和反射率曲线FWHM值之半。将谱线线形函数中的 $\Delta\lambda$ 与 $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ 改写成:

$$\Delta\alpha \approx \frac{\Delta\lambda}{2d \cos \alpha_0}, \quad \Delta\alpha_{\frac{1}{2}} \approx \frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}{2d \cos \alpha_0}$$

作进一步无量纲化,令

$$\overline{\Delta\alpha} = \frac{\Delta\alpha}{W_c(\lambda_0)}, \quad \overline{\Delta\alpha'} = \frac{\Delta\alpha'}{W_c(\lambda_0)}, \quad \overline{\Delta\alpha_{\frac{1}{2}}} = \frac{\Delta\alpha_{\frac{1}{2}}}{W_c(\lambda_0)}$$

由(3),(4)式得到:

$$T(\lambda_0) \cdot 2d \cos \alpha_0 \cdot P_c(\lambda_0) \cdot W_c(\lambda_0) \int_{h_1}^{h_2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\ln 2}{\Delta\alpha_{\frac{1}{2}}^2} \overline{\Delta\alpha}^2} e^{-\ln 2 (\overline{\Delta\alpha} - \overline{\Delta\alpha}')^2} d\overline{\Delta\alpha} \right] F(h) dh = f^2 I_{\lambda_0}(H) \quad (5)$$

其中: $F(h) = [\int \Sigma I_0 f(x, y, z) d\sigma]_h$ 分别对(5)式中 $\Delta\alpha$, dh 积分, 积分后变为:

$$F(H) = \frac{f \cdot I_{\lambda_0}(H)}{T(\lambda_0) \cdot 2d \cos\alpha_0 \cdot R_c(\lambda_0) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \Delta\alpha_{\frac{1}{2}}} \quad (6)$$

式中 $R_c = \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot P_c(\lambda_0) \cdot W_c(\lambda_0)$ 是晶体的积分反射率。(6)式表明在底片垂直谱线方向上的强度分布近似与单位厚度等离子体层 α_0 角方向空间强度分布成正比。

在底片上, 令垂直谱线方向为 X 轴, 测谱方向单位立体角出射的一根谱线的强度为:

$$E_{\Omega}^{\lambda} = \iint_0^{+\infty} I_0 e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}\right)^2} f(x, y, z) d\lambda dx dy dz = 2d \cos\alpha_0 \cdot W_c(\lambda_0) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \Delta\alpha_{\frac{1}{2}} \int_{X_{Min}(\lambda_0)}^{X_{Max}(\lambda_0)} F(X) dX$$

$$= \frac{f \cdot \int_{X_{Min}(\lambda_0)}^{X_{Max}(\lambda_0)} I_{\lambda_0}(X) dX}{T(\lambda_0) \cdot R_c(\lambda_0)} \quad (7)$$

式中: $X_{Min}(\lambda_0)$, $X_{Max}(\lambda_0)$ 分别为中心波长在 X 轴上上下坐标值。

如底片上记录到的谱线是分立的, 测谱方向单位立体角源发射的谱线总强度为:

$$E_{\Omega} = \sum_{\lambda_0} \frac{f(\lambda_0) \cdot \int_{X_{Min}(\lambda_0)}^{X_{Max}(\lambda_0)} I_{\lambda_0}(X) dX}{T(\lambda_0) \cdot R_c(\lambda_0)} \quad (8)$$

若谱线是重叠的, 要分离出各谱线的出射强度有一定的难度, 但重叠区域所有谱线的总强度可以近似为:

$$\overline{E_{\Omega}} = f \cdot \int_{\overline{X_{min}}}^{\overline{X_{max}}} \frac{I(X) dX}{T(X) R_c(X)} \quad (9)$$

式中 $I(X)$ 是底片上记录到的谱线重叠后的强度分布, $T(X)$, $R_c(X)$ 由晶体谱仪的 $\lambda-X$ 的关系^[6] 得到; $\overline{X_{min}}$, $\overline{X_{max}}$ 是谱线重叠区域的上下坐标平均值。借助(9)式, 可以类似地算出在测谱方向单位立体角源发射谱线总强度。

X 射线能谱分布和转换效率

点聚焦打靶时空积分晶体谱仪的测量结果, 经过解谱^[5] 及金 M 壳层(4.00-6.8Å)带谱近似按体源发射线谱, 谱线又是重叠来处理, 处理后给出金等离子体源 0° 和 60° 方向发射 X 射线时间积分能谱如图 4 所示。从图 4 中看到, 随着靶面法线角增大, 等离子体源发射的 X 射线强度减弱, 辐射强度与角度有关联, 定性分析得出: 等离子体点源发射的 X 射线强度的角分布不能简单地认为遵循角度余弦分布; 从能谱结构看, 我们对 0° 与 60° 测量到的 X 射线能谱进行对比, 除了在 0.53nm 附近分析可能是测量误差造成的有些奇异现象外, 其次谱分布仅仅为 X 射线强度的不同。结论: 能谱结构没有明显的变化。同时表明测量的 X 射线辐射谱直接来源于激光转换区。

表 1 中, 给出了在不同辐照条件下, 测量金等离子体辐射 M 带谱的实验结果。表 1 表明 $\sim 10^{14}$ W/cm² 的倍频激光驱动平面金靶能够产生较强的背景 X 光源; 功率密度越大, 产生的光子数越多; 功率密度近似不变的前提下, 驱动激光脉宽增加, 有利于改善 X 光强度; 多路光束联合驱动, X 光光子数会增加, 但是 ξ_x 减小。

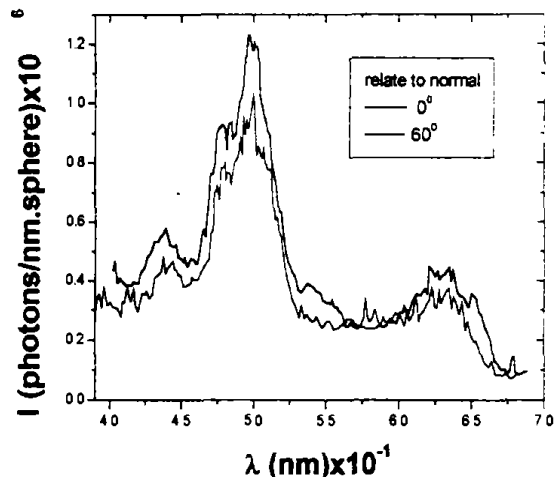


图 4 金等离子体源辐射 X 射线谱比较

表 1 $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ 激光在不同幅照条件下,测量金 M 带谱(1.8~3.1keV)的结果

类 别 发 次	I ($10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$)	E(J)			$\tau(\text{ns})$			$\theta(\text{度})$			$\xi_x(\times 10^{14}\text{光子数}/\text{J})$	
		上	中	下	上	中	下	上	中	下	0°	60°
03021902	2.23	143.5			1.01			0			0.79	0.49
03022001	2.21	141			0.948			0			0.73	0.48
03022003	6.47	173.2	154.5	172.6	1.1	1.1	1.1	42	0	42	0.56	0.36
03022601	8.94	237.9	224	226.2	1.01	0.97	0.97	42	0	42	0.41	0.31

θ : 入射激光与靶面的夹角

激光正入射时,由于激光在等离子体中传播需要满足色散关系,那么有 $\omega^2 = \omega_p^2 + C^2 K^2$ (ω, ω_p, K 分别为激光频率,等离子体频率和激光波矢, $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \omega_p^2$)。激光在等离子体中只能在等于或小于临界密度的区域传播和吸收,对于正入射情况,激光在临界面反射,但斜入射情况有所不同。

对于斜入射情况,激光的色散关系可以写成: $\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2) c^2$
 k_{\parallel}^2 和 k_{\perp}^2 分别是波数在平行等离子体表面及垂直等离子体表面方向的投影。 k_{\perp}^2 与电子密度的依赖关系: $k_{\perp} = \frac{\sqrt{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2 - k_{\parallel}^2 c^2}}{c}$ 注意到 $k_{\parallel}^2 = k^2 \sin^2 \theta$ 所以 $k_{\perp} = 0$ 的条件为:

$$\omega_{pe}^2 = \omega_0^2 - k_{\parallel}^2 c^2 = \omega_0^2 - k^2 c^2 \sin^2 \theta \approx \omega_0^2 \cos^2 \theta$$

也即:激光在电子密度 $n_e = n_{\alpha} \cos^2 \theta$ 处就发生反射。对于斜入射情况,激光不能到达临界密度面,在电子密度 $n_e = n_{\alpha} \cos^2 \theta$ 处就发生电子密度 $n_e = n_{\alpha} \cos^2 \theta$ 处就发生回转,激光未能到达高密度区,电子、离子碰撞频率降低,因而吸收下降,由于存在趋势效应,激光均可以传入临界面处,激发等离子体波,这些都很好地解析了多路联合驱动 ξ_x 减小的原因。

结 论

本文设想一个稳态等离子体源,建立记录强度与出射强度的关系,利用平晶谱仪系统测量了等离子体源辐射金 M 壳层的定量 X 射线能谱强度及谱结构,倍频激光幅照金靶转换效率较高,脉冲宽度增加,有利于改善 X 射线辐射强度,采用多路激光联合驱动,能产生尽可能多的 X 射线。

实验中获得了定量的 X 射线能谱实验结果,由于光束匀滑后,激光焦斑较均匀,一维近似较好,激光参数条件相对准确,可供理论计算参考,为开展理论计算与实验测量的初步比对工作及实验与理论研究进一步相结合奠定了基础,同时对于 RT 实验研究的实验设计有重要参考价值。

参考文献:

- [1] R. Sigel, G. D. Tsakiris et al. Experiment observation of laser - induced radiation heat waves[J]. Phys. Rev. Lett, 1990, 6: 587.
- [2] W. Schwanda and K. E idmann. Observation of radioactive burn - through in X - ray heated beryllium by time - resolved spectroscopy[J]. Phys. Rev. Lett, 1992, 69: 3507.
- [3] 杨家敏,丁耀南,孙可煦,黄天喧等. 1.053 μm 激光幅照金箔靶发射 X 射线能谱的实验研究[J]. 物理学报, 2000, 49(12): 2409.
- [4] 王薇,张杰, V. K. Senecha. 对激光等离子体中 X 射线的产生与辐射加热研究[J]. 物理学报, 2002, 51(3): 590.
- [5] 王瑞荣,王伟,王琛,董佳钦等. 双驱动 X 射线激光等离子体能谱特性研究[J]. 物理学报, 2003, 52(3): 556.