

# 作为 X 激光增益介质的 激光等离子体特性

王晓方 钱爱娣 陈时胜 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

## 提 要

本文报道利用具有空间分辨能力的透射光栅谱仪对以三体复合泵浦实现类锂离子( $\text{Si}^{11+}$ ) X 光自发辐射放大的增益介质——硅激光等离子体特性的研究。结果表明, 等离子体  $5\sim 100 \text{ \AA}$  范围软 X 线辐射主要来自类氦离子( $\text{Si}^{12+}$ )到( $\text{Si}^{11+}$ )复合辐射和  $\text{Si}^{11+}(n=3\rightarrow n=2)$  跃迁发射的贡献, 且它们辐射的最大强度距靶面  $130 \mu\text{m}$ , 对应的电子密度  $3\times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ;  $\text{Si}^{12+}$  与  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d$  能级的粒子数相对丰度比 36; 实验中还观察到  $\text{Si}^{11+}(1s^2 3d-1s^2 2p)$  跃迁发射存在着明显的自吸收现象。

关键词: 激光等离子体, X 激光增益介质, 透射光栅谱仪。

## 一、引 言

用激光等离子体作为增益介质实现 X 激光是向短波长射线激光发展的一条有效途径, 并且已取得了重大进展<sup>[1]</sup>。在目前实验室 X 射线激光研究中, 为了实现实用性 X 激光输出, 需对激光等离子体, 特别是对产生 X 受激辐射的激光等离子体的状态特性、动力学过程以及其中的原子物理进行深入研究。最近, 作者在以三体复合机制泵浦硅的类锂离子 X 射线自发辐射放大的实验中, 成功地观察到  $\text{Si}^{11+}, 1s^2 n f-1s^2 3d, 1s^2 n d-1s^2 3p(n=5, 6)$  等跃迁的自发辐射放大现象<sup>[2]</sup>。本文目的是给出利用透射光栅谱仪对该实验条件下激光等离子体状态和光谱特性的研究结果。

在描述等离子体特性的物理量中, 电子温度( $T_e$ )和电子密度( $n_e$ )是最基本的参量。目前受实验诊断技术以及理论模型两方面局限, 还难以获取准确的  $n_e, T_e$  实验数据<sup>[1, 3]</sup>。在本文的实验中, 虽放置了用于测量  $T_e$  及离子丰度等参数的晶体谱仪(TIAP 或 OHM 晶体, 用于测量  $4 \text{ \AA}\sim 40 \text{ \AA}$  范围的 X 射线辐射), 但是, 由于晶体谱仪的接收灵敏度较低, 加以受到在三体复合泵浦机制中, 较低的激光功率使得中、低  $Z$  元素的激光等离子体在短波长区域内的辐射很少等限制, 未能给出满意的结果。作为主要测量工具的掠入射光栅谱仪(光谱分辨能力  $0.05 \text{ \AA}$ )由于其有限的摄谱范围(通常为  $20\sim 120 \text{ \AA}$ )及其对不同波长辐射强度的响应特性变化灵敏等缺点<sup>[4]</sup>, 难以用它对等离子体的状态进行全面分析。基于上述考虑, 实验中放置了高效率、适度光谱和空间分辨能力的透射光栅谱仪<sup>[5]</sup>, 通过对激光等离子体 X 射线辐射的测量从而对等离子体特性进行研究。

## 二、实验装置

实验是在 LF-12<sup>#</sup> 装置上进行的<sup>[6]</sup>。从该装置输出的一束激光 (1.053  $\mu\text{m}$ 、0.9 ns (FWHM)) 经过一柱面透镜列阵和一个  $f/1.7$  的非球面透镜组合的线聚焦系统聚焦后, 正向入射在靶面上形成一条长 31 mm、宽 180  $\mu\text{m}$  的线状焦线 (占 75% 靶面激光能量, 沿焦线轴向强度起伏不均匀性小于 15%)。入射激光能量 120 J。相应地, 靶面激光平均功率密度为  $1.8 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>。采用的靶为抛光的硅平面靶, 厚约 1 mm。实验中通过改变靶的长度以产生不同长度的线状等离子体, 从而维持了靶面激光功率密度不变。透射光栅 (2000 l/mm) 谱仪沿线状等离子体的轴向放置 (掠入射光栅谱仪沿轴向的另一端放置), 该谱仪有效摄谱范围 5~200  $\text{\AA}$ , 空间分辨能力 60  $\mu\text{m}$ , 光谱分辨能力 2~3  $\text{\AA}$ 。在实验中, 每单发激光打靶即可获得一张清晰光谱\*。

## 三、实验结果及分析

### 1. 典型时间积分光谱

图 1 是一张典型的用透射光栅谱仪拍摄的光谱照片。光谱的零级 (对应图中波长为零处) 相应于沿等离子体轴向的针孔成像。从零级的针孔像可观察到等离子体沿靶面法线方向膨胀运动的径迹。图 2 是与图 1 相应胶片的微密度计扫描径迹。由于透射光栅衍射效率对不同波长的响应变化很小<sup>[6]</sup>, 因此图中的光谱较真实地反应了激光等离子体 X 光发射的特点。

从光谱的轮廓分布可看到等离子体 X 光发射主要集中在波长小于 100  $\text{\AA}$  的软 X 射线范围。通过对光谱的分析和辨认 (标识于图 2), 图 2 中 24  $\text{\AA}$  的峰及更短波长区域形成的连续光谱主要是硅的类氦离子到类锂离子复合辐射 ( $e + \text{Si}^{12+} \rightarrow \text{Si}^{11+} + h\nu$ ) 的贡献, 而 44  $\text{\AA}$  处的峰则来自于  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d - 1s^2 2p$  (44  $\text{\AA}$ ) 发射的贡献。同时, 图 2 还显示出在 76  $\text{\AA}$  和 88  $\text{\AA}$

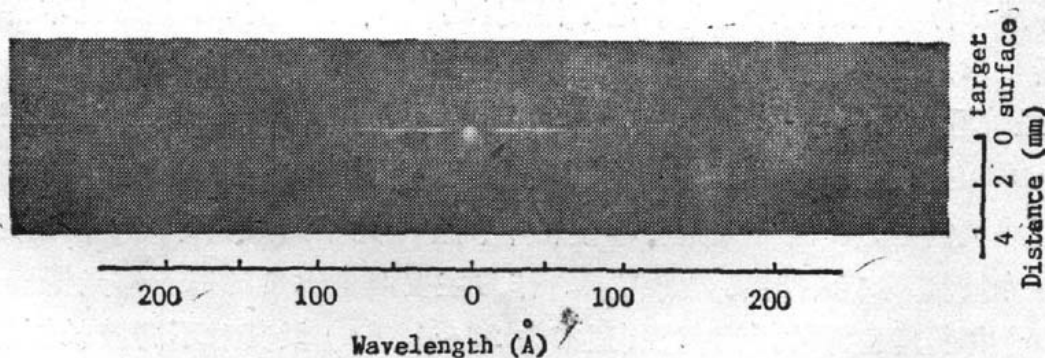


Fig. 1 The time-integrated spectra on Kodak 101-01 film measured with a transmission grating spectrograph along the axis of a 20-mm-long Si plasma. Shot No. 89112202

\* 采用 Kodak 101-01 胶片记录, 并以文献[7]给出的胶片响应特性进行数据处理。

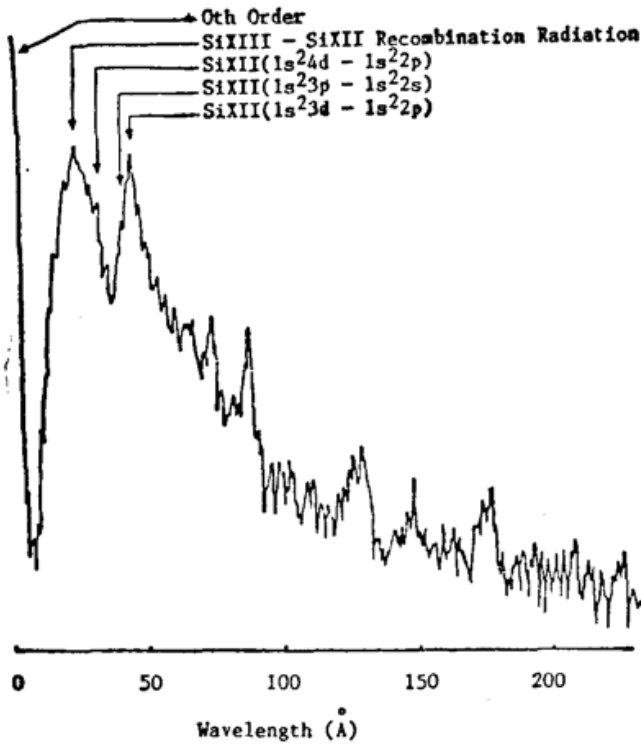


Fig. 2 Microdensitometer traces of the spectra in Figure 1

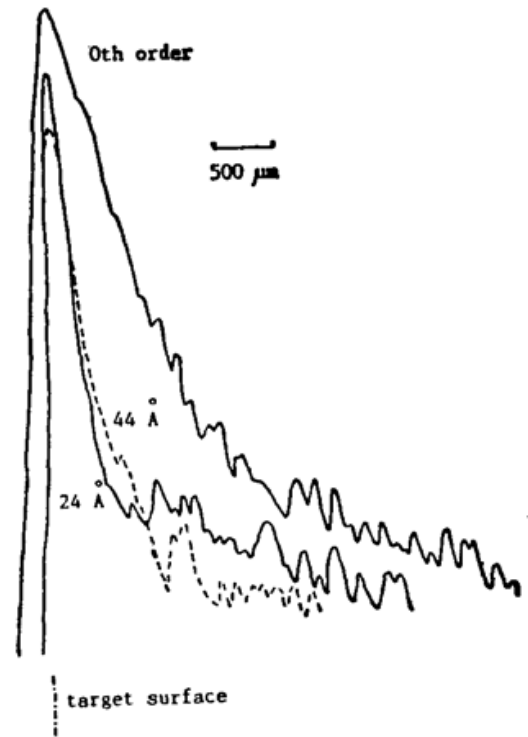


Fig. 3 Spatial profiles of the various wavelength X-ray emission

处也分别存在着明显的峰。由于受谱仪高级衍射(分别对应 25 Å 发射的三级、44 Å 的二级)叠级影响和分辨率限制,难以进行准确判断。掠入射光栅谱仪在这两个位置分别观察到  $\text{Si}^{11} 1s^{+2} 5f-1s^2 3d(88.9 \text{ \AA})$ ,  $1s^2 5d-1s^2 3p(87.3 \text{ \AA})$ ,  $1s^2 6f-1s^2 3d(75.8 \text{ \AA})$  和  $1s^2 6d-1s^2 3p(74.6 \text{ \AA})$  跃迁明显的自发辐射放大现象<sup>[2]</sup>。此外,在 147 Å 处还观察到一个峰。分析表明这不可能是高级衍射谱形成的。那么这个峰是否就是硅的类铍离子 ( $\text{Si}^{10+}$ )  $255 f \sim 253 f(147 \text{ \AA})$  的跃迁辐射<sup>[8]</sup>呢?尚待高分辨谱仪来进一步证实。

## 2. 不同波长 X 射线发射的空间分布

图 3 是光谱沿空间分辨方向不同波长的微密度计扫描迹。零级谱(来自所有波长辐射的贡献)的空间分布表明,等离子体喷射得很远,宽约 1400 μm(FWHM)。相比之下,24 Å 及 44 Å 较短波长辐射的空间尺度则小得多,宽约 350 μm。24 Å 和 44 Å 的空间分布还表现,它们发射的峰值强度出现在距离靶面 130 μm 处。

按照等离子体一维等温膨胀理论,电子密度  $n_e$  随空间的分布为<sup>[9]</sup>

$$n_e = n_c \exp(-x/C_s t), \quad (1)$$

式中  $n_c$  为临界密度 ( $9.92 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ),  $t = 0.9 \text{ ns}$ ,  $C_s$  为等离子体流体运动速度<sup>[10]</sup>,

$$C_s = 3 \times 10^7 [(Z/A)^{1/2} (T_{e0}/\text{keV})^{1/2}], \quad (2)$$

式中  $Z$  为等离子体中离子电荷态,  $A$  为原子量 (28.09),  $T_{e0}$  为激光加热的电子温度(能量)<sup>[10]</sup>,

$$T_{e0} = 0.6 \left[ \frac{1}{0.03} \left( \frac{I_{\text{obs}}}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right) \lambda_L (\mu\text{m})^2 \right]^{2/3}, \quad (3)$$

式中  $I_{\text{obs}}$  为等离子体吸收的激光功率密度,  $\lambda_L$  为入射激光波长 ( $1.053 \mu\text{m}$ )。设入射激光被等离子体完全吸收,则  $I_{\text{obs}} = 1.8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 。由(3)式得到  $T_{e0} = 456 \text{ eV}$ 。将  $T_{e0}$  代入决定等离子体离子电荷态的近似关系<sup>[11]</sup>

$$Z = \frac{2}{3} [14(T_{e0})]^{1/3}, \quad (4)$$

得到离子电荷态  $Z=12$ 。结合(1)、(2)式并代入  $T_{e0}$  和  $Z$ ，即可求得  $24 \text{ \AA}$  和  $44 \text{ \AA}$  发射峰(距靶面  $x=130 \mu\text{m}$ )所对应的电子密度  $n_e=3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 。

等离子体所吸收的激光能量主要以流体运动动能和辐射能两种能量形式存在<sup>[12]</sup>。设辐射能占总入射激光能量的  $\eta=10\%$ ，则流体力学动能占  $90\%$ 。从而可得到等离子体内部能量配分后电子热运动的平均温度(这部分能量将通过辐射损失掉)

$$ZT_e = \frac{\eta}{1-\eta} \frac{1}{2} M_i C_s^2, \quad (5)$$

式中  $M_i = A m_p$ ，即原子(离子)质量。将前面结果代入(5)式，可得  $T_e = 24 \text{ eV}$ 。

### 3. 不同等离子体长度及光谱的轮廓分布的关系

实验中还发现，线状等离子体长度的改变会影响光谱的轮廓分布。随着靶长度(即线状等离子体长度)增长，在同一张光谱胶片沿光谱方向的微密度计扫描图中， $24 \text{ \AA}$  所对应的峰值高度逐渐超过  $44 \text{ \AA}$  的峰值高度(而在靶的长度较短( $L < 20 \text{ mm}$ )情况， $44 \text{ \AA}$  的峰值高度强于  $24 \text{ \AA}$  的峰值高度)。图 4 给出了  $24 \text{ \AA}$  及  $44 \text{ \AA}$  这两条谱线强度的相对比随等离子体长度变化的关系。这一现象可用等离子体对 X 光发射的自吸收效应来解释。

等离子体中线辐射的光学厚度为<sup>[14]</sup>

$$\tau_\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ij} \frac{LN_i}{\sqrt{\pi} \Delta\nu} \varphi(\nu), \quad (6)$$

式中各参量的意义同文献[14]。由于等离子体沿靶面法线膨胀，而透射光栅谱仪沿等离子体轴向接收，因此(6)式中  $\Delta\nu$  取谱线的自然宽度。代入  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d-1s^2 2p$  跃迁的振子强度  $f_{ij}=0.422$ ， $N_i = n_e / Z$  ( $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ )，我们对  $44 \text{ \AA}$  ( $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d-1s^2 2p$ ) 跃迁的光学厚度计算为

$$\tau = \int \tau_\nu d\nu = 7.8 \times 10^3 L \quad (\text{cm}) \quad (7)$$

结果表明，在目前的实验条件下(等离子体长  $L=10 \sim 30 \text{ mm}$ )， $44 \text{ \AA}$  线辐射的确是光性厚的，即沿轴向等离子体对这条线辐射具有显著的吸收。

因为  $1s^2 3d-1s^2 2p$  跃迁的自吸收会阻碍类锂离子  $1s^2 n f-1s^2 3d$  等激光跃迁线的下能级  $1s^2 3d$  的粒子数排空，因此在实验中应减小或避免这类自吸收现象。从(6)式可知，等离子体离子密度(或电子密度)降低或温度降低可以使  $\tau$  减小。但是温度降低也会降低高阶电离态(如类氦离子)离子数，且因离子密度降低还会使受激跃迁辐射的增益降低?因此一种可能的方法是尽量减小等离子体的横向尺寸，以有利于  $1s^2 3d-1s^2 2p$  辐射沿线状等离子体横向迅速辐射从而使  $1s^2 3d$  能级排空。尽管如此，自吸收这一问题有待进一步实验研究。

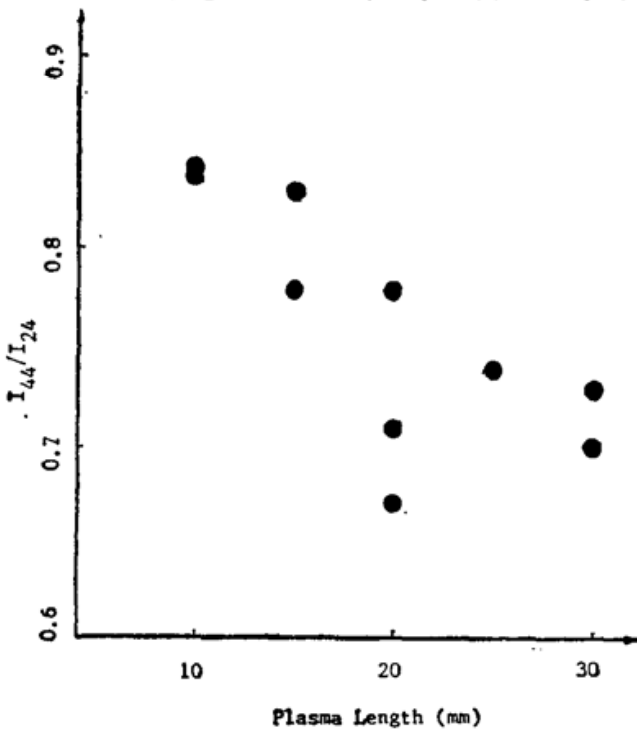


Fig. 4 The relative intensity of the  $44 \text{ \AA}$  emission ( $I_{44}$ ) to the  $24 \text{ \AA}$  emission ( $I_{24}$ ) versus the plasma length



如果忽略  $24 \text{ \AA}$  辐射沿等离子体轴向传播过程中的光电离和等离子体对它的吸收(相对于  $44 \text{ \AA}$  线辐射强烈自吸收的特点,这种近似是适用的),可由  $24 \text{ \AA}$  和  $44 \text{ \AA}$  辐射的强度比确定硅类氦离子和类锂离子  $1s^2 3d$  能级粒子数的相对丰度\*。

晶体谱仪和透射光栅谱仪的光谱测量结果都表明硅的类氦离子激发态的粒子数很少,因此类氦离子粒子数可用其基态粒子数来代表。从类氦复合而成为类锂离子的复合辐射的峰( $24 \text{ \AA}$ )强度可表示为

$$I_1 = N(\text{Si}^{12+}) n_e \alpha h \nu_1 L, \quad (8)$$

式中辐射复合系数<sup>[14]</sup>

$$\alpha = 5.2 \times 10^{-20} Z_n \gamma^{1/2} (0.43 + 0.5 \ln \gamma + 0.47 \gamma^{-1/3}) \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (9)$$

式中  $h \nu_1$  对应  $24 \text{ \AA}$  的光子能量,  $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma = (x_i/T_e)$  为  $\text{Si}^{12+}$  的电离能和等离子体的电子温度之比。类锂离子  $1s^2 3d-1s^2 2p$  自发辐射强度可表示为

$$I_2 = N(\text{Si}^{11+}, 3d) A h \nu_2 L G(\tau), \quad (10)$$

式中自发辐射系数  $A = 1.45 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$ ,  $G(\tau)$  是为计入自吸收效应而引入的逃逸因子<sup>[15]</sup>

$$G(\tau) = \tau (\pi \ln \tau)^{-1/2}, \quad (11)$$

$h \nu_2$  对应  $44 \text{ \AA}$  的光子能量。由(8)、(10)可得

$$\frac{N(\text{Si}^{12+})}{N(\text{Si}^{11+}, 3d)} = \frac{I_1 A \nu_2 G(\tau)}{I_2 n_e \alpha \nu_1}. \quad (12)$$

代入实验数据  $24 \text{ \AA}$  与  $44 \text{ \AA}$  辐射强度和其它参数,由(12)式得到  $N(\text{Si}^{12+})/N(\text{Si}^{11+}, 3d) = 36 \pm 20$ 。其中的误差是由于对所有实验数据(如图4)计算的结果进行统计而引入的。

根据前面结果,光谱中  $44 \text{ \AA}$  处的峰主要来自  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d-1s^2 2p$  跃迁辐射(表明等离子体中  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d$  能级粒子数非常丰富),因此  $N(\text{Si}^{12+})/N(\text{Si}^{11+}, 3d)$  这一比值说明等离子体中类氦离子具有足够的丰度。这正是利用三体复合机制实现类锂离子  $1s^2 n f-1s^2 3d$  等跃迁自发辐射放大必须的。

## 四、结 论

(1) 利用空间分辨的透射光栅谱仪对等离子体特性的测量结果表明,低于  $100 \text{ \AA}$  的软 X 射线辐射主要来自  $\text{Si}^{12+}$  的辐射复合以及  $\text{Si}^{11+} (n=3-n=2)$  跃迁发射的贡献。

(2) 辐射复合和  $\text{Si}^{11+} (3d-2p)$  跃迁发射的峰值强度距靶面  $130 \mu\text{m}$ , 对应的电子密度  $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 。和  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d$  能级粒子数相对丰度约 36, 这为通过三体复合实现类锂  $1s^2 n f$  与  $1s^2 3d$  间自发辐射放大创造了必要条件。

(3) 实验中还观察到  $\text{Si}^{11+} 1s^2 3d-1s^2 2p$  跃迁辐射明显的自吸收这一重要现象。

这些基本结论对于 X 射线激光进一步深入研究(如激光功率密度对等离子体状态的影响,自吸收效应对最大增益的影响等)具有重要意义。

作者对 LF-12\* 装置工作人员的实验协助表示衷心感谢。

\* 这里需要指出,由于用透射光栅谱仪测得的是时间积分光谱,故下面的分析都忽略了时间过程,即对时间平均。

## 参 考 文 献

- [1] D. L. Matthews *et al.*; *J. Opt. Soc. Am. B*, 1987, **4**, No. 4 (Apr), 575.
- [2] 徐至展等;《中国激光》;1989, **16**, No. 10 (Oct), 616.
- [3] D. Duston, J. Davis; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **23**, No. 5 (May), 2612;  
D. Duston; *Can. J. Phys.*, 1986, **64**, No. 8 (Aug), 998.
- [4] A. J. F. den Poggende. *et al.*; *SPIE*, 1988, **982**, (Aug), 283;  
M. G. Hobby *et al.*; *J. Phys. (E)*, 1973, **6**, No. 9 (Sep), 864.
- [5] T. Kishimoto; *MPQ Report* 108, (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, 1985);  
A. Pachtman; *Postdoctoral Research Report*, (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 1989).
- [6] 邓锡铭; 激光 12<sup>#</sup> 实验装置(LF12)研制工作报告, (中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 1987 年).
- [7] B. L. Henke *et al.*; *J. Opt. Soc. Am. B*, 1984, **1**, No. 6 (Dec), 843;  
T. Kishimoto, *MPQ Report* 108, (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, 1985), 70.
- [8] R. L. Kelly, L. J. Palumbo, *NRL Report*, NRL-7599, (Naval Research Laboratory, Washington, 1973), 176.
- [9] W. L. Kruer; *«The Physics of Laser Plasma Interactions»*, (Addison-Wesley, Mass., 1988), 116.
- [10] G. E. Max, Les Houches, Session XXXIV, *«1980-Laser-Plasma Interaction»*, (North-Holland, Amsterdam, 1982), 306.
- [11] D. Colombant, G. F. Tonon; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, No. 8 (Aug), 3526.
- [12] W. C. Mead *et al.*; *Phys. Fluids*, 1983, **26**, No. 8 (Aug), 2326.
- [13] K. Eidman, T. Kishimoto; *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **49**, No. 7 (Aug), 373.
- [14] D. Duston, J. Davis, *Phys. Rev. (A)*, 1980, **21**, No. 5 (May), 1665.
- [15] M. H. Key *et al.*; *Optics Comm.*, 1979, **28**, No. 3 (Mar), 333.

## Characteristics of line-focused laser-produced plasma as an X-ray gain medium

WANG XIAOFANG, QIAN AIDI, CHEN SHISHENG AND XU ZHIZHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 6 February 1990; revised 16 August 1990)

### Abstract

This paper presents our experimental investigation on the characteristics of laser produced silicon plasma column as an X-ray gain medium in which the soft X-ray spontaneous emission amplification is demonstrated successfully. It is found that the soft X-ray emission from  $5\text{\AA} \sim 100\text{\AA}$  of the plasma under this condition is mainly contributed from the He-like ( $\text{Si}^{12+}$ ) ions to Li-like ( $\text{Si}^{11+}$ ) ions recombination radiation and the Li-like ions  $n=3 \rightarrow n=2$  transition emission and the strongest emissions occur at about  $130\mu\text{m}$  from the target surface, with the corresponding electron density  $3 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ . The average ratio of the He-like ions to the Li-like ions on the  $1S^23d$  level is about 36. The reabsorption of the  $\text{Si}^{11+} 1s^23d \rightarrow 1s^22p$  transition is also observed of experimentally.

**Key words:** laser-produced plasma, X-ray-laser gain medium, transmission grating spectrograph.