

## 微管靶等离子体电子温度密度的空间分布\*

陈文华 余文炎 林尊琪 谭维翰 顾敏 邓锡铭

(中国科学院上海光机所)

## Spatial distribution of plasma electron temperature and density in a micro-tube target

Chen Wenhua, Yu Wenyan, Lin Zunqi, Tan Weihan, Gu Min, Deng Ximing

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

提要: 用高功率激光加热微管靶, 观察到在软 X 光波段的  $Mg^{+10}$  能级粒子数反转。对微管靶作的二维诊断, 得到了微管靶等离子体电子温度和密度的空间分布。

关键词: 微管靶, 等离子体

## 一、引言

利用高功率激光所产生的高温高密度等离子体, 作为实现远紫外至软 X 光波段的激光工作介质, 理论上提出了许多实现能级间粒子数反转的方案<sup>[1~2]</sup>。电子碰撞激发的最大困难是, 等离子体必须处在高温高密度且分布均匀的状态中, 这就要求必须具有很高功率的激光装置, 一般实验室难以开展这方面的工作。

复合机制要求等离子体处于非平衡态。在过去的实验方案中, 主要是利用等离子体自由膨胀, 碰撞辐射降温而达到非平衡态。这就造成了粒子数反转只能在等离子体低密度区域内发生, 很难得到较高的增益系数。

我们在进行窄频带激光打靶中, 靶面辐照不均匀, 沿激光方向产生大量等离子体细丝结构。研究表明, 在细丝中存在着粒子密度

较高的细丝壁, 并且在细丝通道内出现激光光强增大效应。

在此基础上, 我们设计出了微管靶。当入射激光作用于微管壁上, 形成的等离子体将向管内膨胀, 微管的径向产生等离子体密度梯度分布, 使得激光的波面弯曲, 在微管内形成类似于等离子体细丝的结构。利用这一方案, 得到了  $Mg^{+10}$  的  $1s3p$  与  $1s4p$  能级间很高的粒子数反转<sup>[3]</sup>。

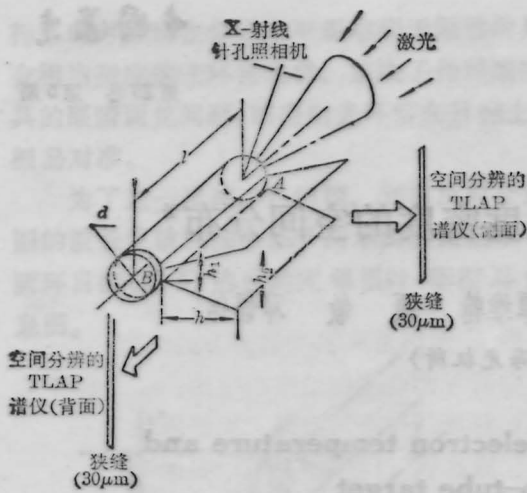
为了对产生这种粒子数反转的物理机制进行仔细研究, 我们进一步改进了靶结构的设计。对这种靶进行二维诊断, 我们得到了等离子体电子温度和密度的空间分布。

## 二、靶结构及实验布置

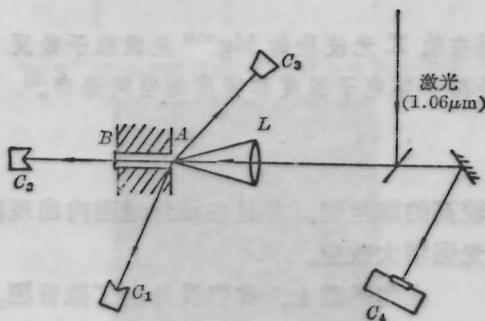
新的靶是在厚度为  $200 \mu m$  的镁带上,

收稿日期: 1987年9月24日。

\* 本课题得到中国科学院科学基金资助。



(a) 靶结构及诊断示意图  
 对于实验编号为 193# 靶,  $l=200\ \mu\text{m}$ ;  $d=96\ \mu\text{m}$ ;  
 $h_1=54\ \mu\text{m}$ ,  $h_2=85\ \mu\text{m}$ ,  $k=200\ \mu\text{m}$



(b) 实验布置图  
 图 1

精细加工成如图 1(a)所示的结构,是由一个微管和侧向喷口组成。

主微管的直径为  $80\sim 100\ \mu\text{m}$ 。侧向喷口是沿着主微管的一侧壁开口,从  $30\sim 50\ \mu\text{m}$  逐渐扩大到  $80\sim 100\ \mu\text{m}$ 。我们采用这种设计的目的是,当入射激光聚焦于主微管管口处,在主微管内产生高温高密度等离子体并且会喷向侧向开口内,当高温的等离子体与冷的壁相互作用时,其电子温度会迅速下降,而电子密度却受到喷口壁的束缚保持在较高的数值上。

为了提高入射激光能量向主微管灌注的效率,均匀地加热主微管的内管壁,我们用薄

的 Mg 片将主微管的后向管口封住,入射激光经封口及管壁的多次反射,均匀地加热管壁。

用二个 TLAP 型晶体谱仪,分别从侧向和后向进行观测,实验布置见图 1(b)。晶体谱仪的狭缝入口距靶的距离为  $10\ \text{mm}$ ,狭缝宽度均为  $30\ \mu\text{m}$ ,这样我们便能得到分辨为  $35\ \mu\text{m}$  的等离子体空间分辨信息。

侧向晶体谱仪  $C_1$  的狭缝对准靶的前开口。它的探测范围是,由管口往自由空间膨胀的等离子体,和沿激光方向在微管内的等离子体。后向晶体谱仪  $C_2$  的狭缝对准侧向开口的 AB 处,它探测的范围是从 AB 起整个侧向开口。

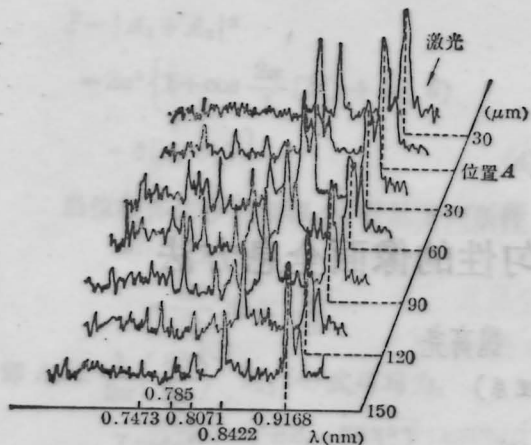
晶体谱仪的暗盒距靶的有效距离为  $7.33\ \text{cm}$ ,为了滤掉可见光,暗盒的窗口挡有厚为  $400\ \text{nm}$  镀铝 Mylar 膜(Mylar 膜厚为  $4\ \mu\text{m}$ )。拍摄底片是用 5F 医用 X 光片。晶体谱仪的摄谱范围是  $0.45\sim 1.5\ \text{nm}$ 。

在靶的顶部放置有 X 光针孔相机  $C_3$ ,可以得到管口外向膨胀的等离子体像。同时,我们还利用可见光对等离子体进行诊断,从反激光方向取出二次谐波,在条纹相机  $C_4$  上扫描,也得到了非常有趣的结果。

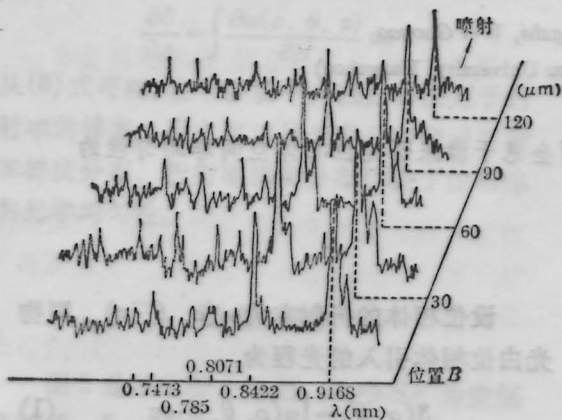
实验是在上海光机所六路 Nd:YAG 激光装置上完成的。入射激光经  $f/1.5$  非球面打靶透镜,聚焦于主微管的管口,焦斑直径约为  $50\ \mu\text{m}$ 。激光装置的主要参数为,脉宽  $100\sim 250\ \text{ps}$  可调,能量约  $\sim 10\ \text{J}$ ,激光频带宽度为  $0.02\ \text{nm}$ ,微管内壁的功率密度约为  $\sim 3\times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 。

### 三、数据处理

图 2(a)、(b) 分别是侧向和后向晶体谱仪拍摄到的,镁的类氢类氦空间分辨谱的黑密度描述。从此描述中可以看出:在微管内的很大区域上  $\text{Mg}^{+10}$  的  $1s^2-1s3p$  和  $1s^2-1s4p$  谱线强度有反转。



(a) 微管靶侧向空间分辨谱的黑密度描述



(b) 镁的类氩类氦后向空间分辨谱的黑密度描述。这是实验编号为 193# 结果。

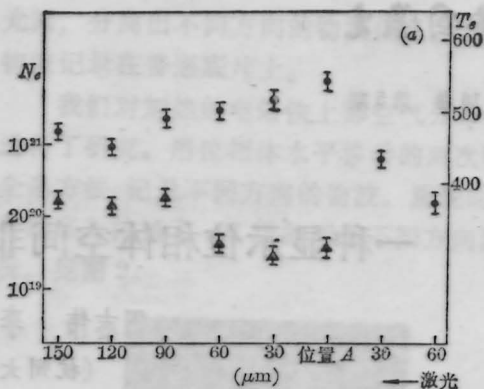
$E=10\text{J}; \tau=250\text{ps}$

图 2

1. 电子密度的测量。V. A. Vingradov 等<sup>[4]</sup>详细地讨论了类氩共振线与其互组合线的强度之比与电子密度的关系，利用该文给出的曲线，我们得到了微管靶等离子体电子密度分布。

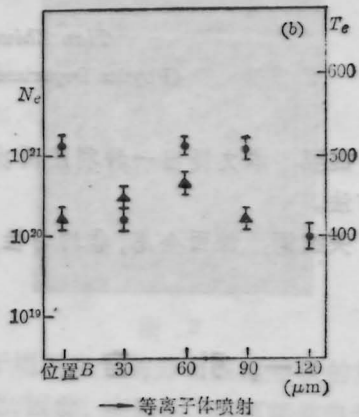
2. 电子温度的测量：对于光学厚的共振线来说，自吸收比较严重，那么利用类氩或类氦与其伴线强度之比来测量电子温度，精度不高。为此，我们在这里利用了二根光学薄的类氩类氦的伴线强度之比来测量电子温度。

图 3(a)、(b) 分别是通过计算所得的。微



(a) 侧向晶体谱仪  $C_1$  得到的等离子体电子温度和密度的空间分布

●—电子温度分布；▲—电子密度分布



(b) 后向晶体仪得到的等离子体电子温度和密度的空间分布

—等离子体喷射

图 3

管管内轴向和侧向开口径向的等离子体电子温度和密度分布。

实验中所用底片的绝对坐标曲线由文献 [5] 给出，底片在 D-76 液中显影 15 分钟。

3. 误差分析：计算处理误差的主要来源有二方面：1) 镁的类氩共振线 ( $1s^{21}S \sim 1s2p^1P$ ) 的波长为 0.9168 nm，而其互组合线 ( $1s^{21}S \sim 1s2p^3P$ ) 的波长为 0.9230 nm，二条谱线的峰值非常接近。由于谱线线型的存在，这二条谱线迭加起来后，其谱线高度和谱线半宽度都会发生变化，甚至连谱线的最强位置都发生移动。因此在计算谱线强度时，

(下转第 275 页)

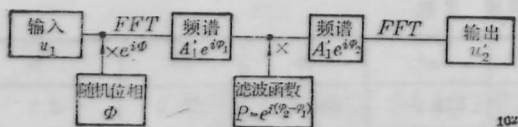


图2 计算机流程图

当“三毛”字符作为系统输入时,图1(b)、(c)、(d)则分别为滤波函数

$$B(\nu_x, \nu_y) \exp[i\beta(\nu_x, \nu_y)]$$

中  $B(\nu_x, \nu_y) = 1$ ,

$$B(\nu_x, \nu_y) = A_1(\nu_x, \nu_y) \cdot A_2(\nu_x, \nu_y) / [A_1^2(\nu_x, \nu_y) + A_2^2(\nu_x, \nu_y)]$$

和在原图像中加入随机位相后取

$$B(\nu_x, \nu_y) = 1$$

所对应的输出图像,这些图像经过了加阈值处理

$$\text{即 } u(m, n) = \begin{cases} 1 & u'_2(m, n) > 0.7 \\ 0 & u'_2(m, n) \leq 0.7 \end{cases}$$

(上接第287页)

谱线线型的确定便有了误差的因素。我们在处理过程中,仍假定谱线为洛仑兹线型。<sup>2)</sup>在我们的实验中,激光功率比较高,背底的连续X射线比较强。这种噪声叠加在我们所需的信号中,也将使信号线型发生改变,影响到数据处理的精度。在实验编号为193\*的底片中,背景X光强度平均为  $7 \times 10^6$  光子/cm<sup>2</sup>,已在计算中扣除了这一影响。

#### 四、结果与分析

图3(a)是等离子体在光轴AB方向上电子温度和密度分布。从中可以看到,在微管内等离子体电子温度分布比较均匀,480~550 eV,这表明入射激光对主微管内壁加热比较均匀。而往管外自由空间膨胀的等离子体,其电子温度迅速降低,与平面靶的结果相符。

有意思的是,从微管管口往内延伸,等离子体的电子密度逐渐升高,充分体现了微管靶结构对等离子体的束缚作用。入射激光同

当“三毛”头像作为输入时,对应的输出图像分别为图1(f)、(g)、(h)。

从模拟结果看,改进后的输出图像图1(d)、(h)质量明显优于其它两种近似办法。

这种互易式只读光存贮器可用于文字互译、图像注释等,由于改进后图像中加进了随机位相处理,在保密方面具有应用前景,随着实验技术的进步,有可能进入光学计算机领域。

#### 参考文献

1. A. W. Lohmann and Thum, *Opt. Commun.*, **46**(2), 74(1983)
2. A. V. Oppenheim and J. S. Lim, *Proc IEEE*, **69**, 529(1981)
3. J. C. 丹蒂,激光斑纹及有关现象(科学出版社,1981), p. 14

时加热主微管内壁,产生高温高密度等离子体,然后就往侧向开口喷射。由于靠近管口的等离子体也往管外自由空间膨胀,使得管口处的等离子体的电子密度低于管内深处。

后向晶体谱仪的数据图3(b)表明,在整个侧向开口区内,等离子体的电子密度分布比较均匀,保持在  $\sim 10^{20}$  cm<sup>-3</sup> 水平上。电子温度分布趋势也是沿开口往外缓慢降温的。

本文作者感谢郑玉霞、王关志、程瑞华、毕无忌、林康春、何兴法等同志,以及六路实验室的全体工作人员对本工作的支持。对于与张正泉、范品忠的有益讨论,作者也一并致谢。

#### 参考文献

1. F. V. Bunkin et al., *Sov. J. Quant. Electr.*, **11**, 981 (1981)
2. P. L. Hagelstein, *Plasma Phys.*, **25**, 1345 (1983)
3. 谭维翰 et al., *物理学报*, **37**, 989(1988)
4. A. V. Vinogradov et al., *Sov. J. Quant. Electr.*, **5**, 630(1975)
5. 范品忠,毛楚生, *光学学报*, **4**, 956(1984)