

MgXI $1s3p-1s4p$ 能级间平均高温及 高密度条件下的粒子数反转

林尊琪 陈文华 余文炎 谭维翰 郑玉霞 王关志¹⁾

顾 敏 章辉煌 程瑞华 崔季秀 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1987年9月14日收到

采用最新设计带侧向喷口的微管靶,当微管内壁平均激光辐照强度约为 $3.5 \times 10^{13} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 时,观察到沿整个喷口 $1s3p^1P_1^0$ 和 $1s4p^1P_1^0$ 能级间强烈的粒子数反转.测得相应环境等离子体平均电子温度 470—520eV,密度约为 $2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$.分析了可能导致高温条件下粒子数反转的机制.

一、引 言

自从美国 LLNL^[1] 和英国 RAL^[2] 分别在实验室利用不同激光等离子体介质及反转机构实现 ASE X 射线激光输出以来,人们已经在软 X 射线波段观察到多于 10 条谱线的 ASE X 射线激光发射^[3].可以预料,在寻找新的反转线对及实现更短波长 X 射线激光方面将会出现更多引人注目的新成果.然而纵观已经实现了的 X 射线激光特性还需指出,这种 X 射线激光效率实在太低,离实用化尚存相当大的距离.不少文献[4]指出,实现更高粒子密度条件下 X 射线激光发射是至关重要的.循此方向 Suckewer 等人^[5]在控制粒子数密度方面做了一项有意义的尝试.在他们的实验中,利用螺线管磁场约束等离子体,获得较高电子密度,并观察到 100 倍 ASE X 射线激光放大输出.但实验获得的电子密度实际仅仅达到 10^{19}cm^{-3} 数量级.这说明强磁场约束高密度激光等离子体的能力是十分有限的.

我们最近的工作重点则放在尝试新的靶结构设计方面.已经设计的一种微管结构^[6]可以迫使管口入口处高温、高密度等离子体沿管轴方向做定向、束缚泄流,从而保持高粒子密度状态,并利用管壁与热电子能量交换的冷却作用实现三体再复合机构为主的工作条件.在管输出口已观察到高密度条件下的高粒子数反转.然而在这种靶结构中激光增益介质等离子体以相对低的速度(千分之几光速)沿管轴向推进,为获管轴向同时高增益分布,管长受到限制,从而会导致轴向 ASE 激光放大倍率受限.本文报道的一种新的靶结构设计中激光不淀积在管口,形成高温、高密度等离子体,而全部注入微管,在微管壁和

¹⁾ 长春光学精密机械学院毕业实习生.

管底被吸收,管内形成的高温等离子体从整个侧壁开的喷口向外喷射,如果这种全线喷射是均匀的,管长又足够长,有可能在与管轴平行的全喷口位置或附近位置实现均匀、高倍率 ASE X 射线激光放大输出。实验观察到较前者^[6]更高的粒子数反转,同时获得相应较高平均环境温度条件下更高的电子密度。

二、实验安排与结果

新设计的侧喷微管靶如图 1 所示。实验中,本所六路激光实验室的一束激光经 $f/1.5$ 非球面打靶透镜沿微管管轴方向会聚在微管入口中心处。微管管口直径约为 $\phi 100\ \mu\text{m}$,而激光靶面焦斑尺寸约为 $\phi 60\ \mu\text{m}$,小于管口直径。因此,会聚后的 $1.06\ \mu\text{m}$ 波长激光可经管壁、管底多次反射,把能量淀积在管内,建立较为均匀的 tamper。实验中用 Mg 制做微管靶,微管长度为 $200\ \mu\text{m}$ 。一般激光打靶实验中使用单路激光输出功率约为 10J ,脉宽约为 250ps 。计及有 30% 的输出激光会聚到靶面之前被损耗掉,估算微管内壁激光辐照平均强度约为 $3.5 \times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ 。如果入射激光能量加大,微管长度还可增加并保持微管内壁激光辐照强度不变。

喷口在微管壁的一侧,其宽度方向 AB 与微管轴平行。喷口最扁颈部位接近管壁,尺寸为 $30\text{—}50\ \mu\text{m}$,并沿等离子体侧喷方向逐步扩展到 $80\text{—}120\ \mu\text{m}$ 。如图 1 所示,喷口长度为 $150\text{—}400\ \mu\text{m}$ 。

沿等离子体侧喷方向放置侧向空间分辨 TIAP 晶体谱仪,接收底片为 5F 医用 X 射线片,拍摄的 Mg 线谱位置距靶等效 7.33mm 。由于安放了 $30\ \mu\text{m}$ 宽,距靶 10mm 并与微管轴垂直的狭缝,侧向谱仪可获取沿喷口宽度方向(微管轴方向) $35\ \mu\text{m}$ 空间分辨率的 Mg 等离子体线谱。

由于微管底部用 Mg 片封住,只留出喷口位置,后向安放的空间分辨 TIAP 晶体谱仪只能探测从喷口颈部开始,沿等离子体侧喷方向的空间分辨谱,空间分辨率亦为 $35\ \mu\text{m}$ 。

如图 1 沿与激光入射方向成 45° 角的斜上方安置 X 射线针孔相机,用于监视激光与靶耦合情况,针孔成像结果清楚表明,激光确实注入微管,而没有象以前实验^[6]那样在管口淀积。

带有侧向喷口的微管靶加工较为粗糙。经显微镜检验,微管内壁和喷口表面局部凹凸不平涨落可达 $10\ \mu\text{m}$,平度很差。尽管如此,我们使用此种靶型 12 发打靶实验中,激光输出能量超过 8.3J 的 9 发全部获得全喷口 MgXI 1s3p 和 1s4p 能级间强烈的粒子数反转。

图 2 (a),(b)分别展示 $193^\#$ 一发典型打靶实验中获得的侧向和后向空间分辨谱。(c)

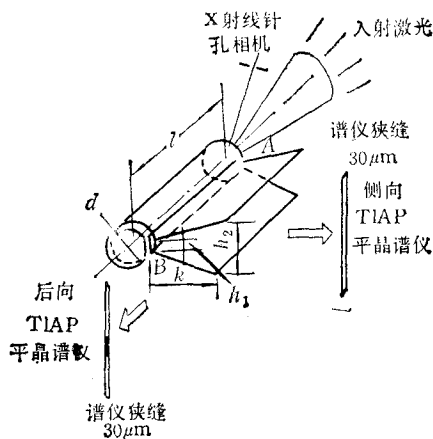


图 1 侧喷微管靶结构和实验排布

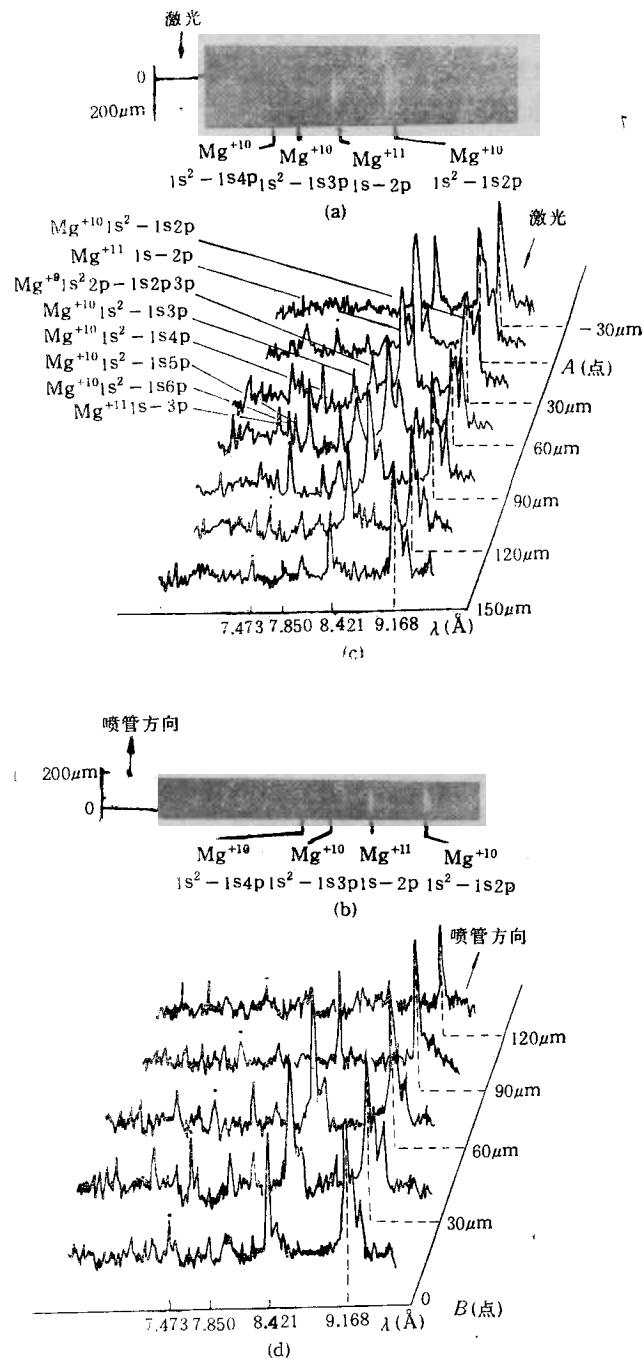


图2 193# 一发典型打靶实验获得的侧喷微管 Mg 靶侧向空间分辨谱 (a) 及后向空间分辨谱 (b), 二者空间分辨率均为 $35 \mu\text{m}$; (c), (d) 分别相应于 (a), (b) 的黑密度描述 在该打靶中 $E_{in} = 10.9 \text{ J} \times 70\%$; $\tau = 250 \text{ ps}$; 微管口径 $\phi 96 \mu\text{m}$; 长度 $200 \mu\text{m}$; 喷口参数 $h_1 = 54 \mu\text{m}$; $h_2 = 80 \mu\text{m}$; $k = 214 \mu\text{m}$ (见图 1); 在 (c), (d) 描述中用黑点标识 $1s^2 - 1s4p$ 谱线位置

和(d)为相应(a)和(b)的谱黑密度描述。按照文献[6—8]提供的方法估算 1s3p 和 1s4p 能级间反转粒子数密度和推算有可能实现 $n = 4$ 和 $n = 3$ 子能级允许跃迁谱线的增益系数。由于在实验中严格控制实验条件和底片处理显影、定影环境参数,我们有充分把握以 $\pm 10\%$ 原始参数精度来推算上述结果数据。

侧向空间分辨谱数据处理结果表明,在这一发打靶中沿喷嘴宽度 AB 空间方向实现了全宽度范围 1s3p 和 1s4p 能级粒子数反转。最强烈的反转出现在离微管管口 A 约 60—90 μm 处,相应于入射激光在微管内的最大淀积区。估算出的反转粒子数密度可高达 $3.67 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 推算的最大增益系数 27.4cm^{-1} ,较完全相同实验条件下使用预脉冲并加 Cu 冷阱实验^[8]推算的结果高 53 倍(已经修正文献[8]计算中的错误,增益系数应约为 0.52cm^{-1} ,而不是 0.26cm^{-1})。这一结果也比文献[7]使用激光照射 Al 靶并加 Mg 冷阱的结果高约 2 倍。

值得提及的是侧向谱仪不仅获得喷嘴空间分辨谱,还同时拍到从微管口向激光入射方向喷射自由膨胀等离子体的空间分辨谱。数据处理结果表明,后者任何空间部位都不存在 $n = 3$, 和 $n = 4$ 能级间粒子数反转。

计算粒子数反转在轴向空间分布之不均匀表明入射激光在微管通道内能量淀积不均匀。入射激光光线跟踪处理结果表明,还有相当的潜力来改善激光在微管内能量淀积的均匀性。此外,微管通道内表面不平整性也对均匀淀积产生较大影响。提高靶加工精度,改善聚焦透镜设计或有意识地改变激光场分布可以造成注入激光轴向均匀淀积,对喷嘴全宽度空间均匀反转和增益是至关重要的。

图 3(a)给出沿喷嘴宽度方向等离子体的温度和密度空间分布,选取参照零点为 A 。做为参考也给出反转粒子数密度和增益系数的分布。图 3(b)给出从喷嘴颈部部位开始沿等离子体侧喷方向上的分布,选取参照零点为 B (见图 1)。

注意到伴线光学薄的特性,用 Mg 类氢共振线的伴线与类氢共振线的伴线强度比计算电子温度^[9]。用类氢共振线与互组合线强度比获取电子密度值^[10]。得到微管靶喷嘴口宽度方向各空间部位电子温度在 470—520 eV,密度为 0.45×10^{20} — $2.73 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 。微管管口及相应喷嘴部位电子温度最高,密度最低。在距管口 60 μm 及 90 μm 处, n_e 取极大值 ($2.73 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$), T_e 取中间值 (490 eV), 获得最高反转粒子数密度 $3.67 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 和最大增益系数 27.4cm^{-1} 。

为判断粒子数反转及测到的 n_e , T_e 的准确三维空间位置,有必要考察后向空间分辨谱仪的结果。图 2(d)展示的后向谱描述图表明,最大粒子数反转出现在侧向喷嘴颈部位置 B 到沿等离子体外喷 90 μm 的空间区间中。在此区间平均电子温度没有明显下降 (520—450 eV), 电子密度高达 2×10^{20} — $5 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 。图 3(b)显示距 B 点 60 μm 处电子密度反常增加,有可能为喷嘴表面突起造成,从而导致该处粒子数不反转的反常现象。

在上述粒子数反转密度及增益系数估算中如选取发光区纵向深度 100 μm , $n_e = 2.4 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$, 对 $1s^2-1s2p$, $1s^2-1s3p$, $1s^2-1s4p$ 三条谱线。相应光子的光学深度则分别为 $\tau_{21} = 0.257$; $\tau_{31} = 0.224$; $\tau_{41} = 0.0523$, 均小于 1, 应视为光学薄性质。计算出的逃逸因子分别为 $G(\tau_{21}) = 0.825$; $G(\tau_{31}) = 0.87$; $G(\tau_{41}) = 0.968$, 由其引起的损耗已

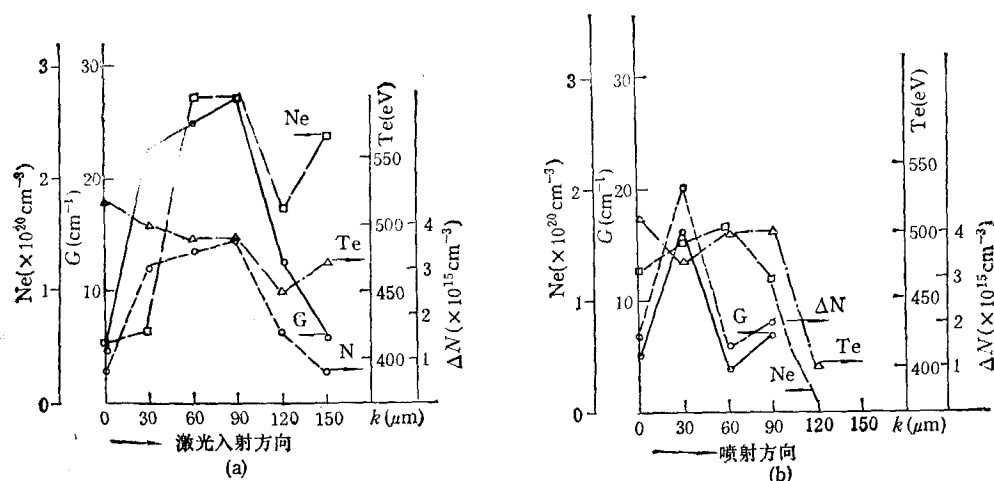


图3 从 193[#] 打靶空间分辨谱数据推算的各不同空间位置等离子体电子温度 $T_e(\Delta)$; 电子密度 $N_e(\square)$; MgXI 1s3p 和 1s4p 能级对的反转粒子数密度 $\Delta N(\circ)$; 估算在 $n=3, n=4$ 允许跃迁能级可能实现的增益系数 $G(\bullet)$

(a) 为沿激光入射方向空间分辨参数; (b) 为沿侧喷方向空间分辨参数

计入反转及增益估算中。

三、分析与讨论

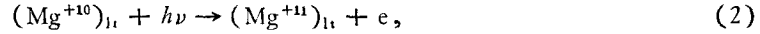
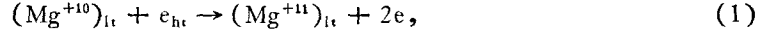
后向空间分辨谱已清楚地显示, 由侧向喷口颈部到等离子体外喷 $90 \mu\text{m}$ 的空间区间是一个极为重要的平均高温、高密度粒子数反转区。外喷至 $120 \mu\text{m}$ 时类氢线强度几乎降为零, 等离子体温度急剧下降, 然而 1s3p, 1s4p 能级粒子数也同时大幅度衰减, 表现在 1s3p—1s² 及 1s4p—1s² 线的强度剧降, 似乎对反转粒子总数贡献不大。据此, 由侧向空间分辨谱计算反转粒子数 ΔN , 计及发光体积 ΔV 时, 选取发光区的纵向深度为 $100 \mu\text{m}$ 。

然而, 侧向空间分辨谱仪所能探测的空间深度应能略大于 $100 \mu\text{m}$ 。已知我们所感兴趣的等离子体发射谱区, 即从 Mg^{+10} 的 [He] 1s²—1s2p 至 [H] 1s—3p 或稍许更短一些的波长, 通过衍射晶体对靶的张角约为 5° , 而侧向喷口有效光瞳与微管相对喷口的另一侧壁构成的张角一般大于 10° (实验中已密切注意喷口与晶体衍射角方位的对应关系和匹配)。所以侧向谱仪实际上已小范围地探测到了微管内部的激光等离子体状态。然而, 仅根据现在已掌握的诊断资料还无法确切判断微管内部是否也出现强烈的粒子数反转。

为探讨粒子数反转机构, 我们首先定性分析激光加热微管的物理过程。

激光注入微管靶首先加热微管内壁, 等离子体刚开始由壁向微管轴心喷射。与此同时, 部份激光能量从整个侧壁的喷口向外泄漏亦可能形成上述反转区瞬间高温状态。在管内壁激光辐照强度约为 $3.5 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ 条件下, 等离子体向轴心喷射速度约为 10^7cm/s , 经约 500ps 时间, 会聚在微管轴心, 恰为半宽度 250ps 激光脉冲结束的时刻。此时微管内

形成轴心高温、四周低温的不均衡电子温度分布。在此时刻以后,高温电子则与较低温度的四周低温等离子体交汇构成瞬间极不平衡的热力学条件。此时高温电子及其韧致辐射产生的高能 X 射线将分别对碰撞离化及光离化过程做出贡献。



式中角标 lt, ht 分别表示原低温环境温度和高温电子参加碰撞。

在高温电子能量消耗以及喷口处等离子体定向膨胀、降温(包括喷口壁对热电子冷却降温)后三体碰撞复合和辐射复合机构,即(1),(2)式的逆过程将起主要作用。应注意到,此时参加作用的电子已经是低温电子,系统等效电子温度应为低温。

已知三体碰撞复合过程与电子密度的平方成正比^[11],其复合系数^[12,13]

$$C \propto \alpha_{ee} \propto n^4 T_e^{-3.65}, \quad (3)$$

式中 α_{ee} 为三体复合速率; n 为主量子数。由图 3(a), (b) 实验结果给出的反转区侧向、后向 n_e 与反转粒子数密度 ΔN 的对应关系表明, n_e 大小对反转程度是至关重要的。然而,三体复合系数与电子温度的 3.65 次方成反比的强烈依赖关系说明,如果在粒子数布局反转的瞬间时刻电子温度较高,那么 C 大幅度减小,三体复合则不可能是粒子数反转的主要机构。如按前面关于微管加热物理过程的描述,我们测到的电子温度只是激光加热时刻高电子温度和后期等离子体喷射过程中具有的低电子温度加权的结果,那么,三体碰撞复合机构仍有可能在低电子温度的滞后时刻对反转做出主要贡献。如果这一设想是对的,侧向和后向时间分辨谱应该表明, $1s'-1s2p$ 线及 $1s-2p$ 线应与激光脉冲同步出现,而 $1s'-1s3p$ 及 $1s'-1s4p$ 强发射应滞后几百 ps 才会产生。这是我们下一步时间分辨谱诊断需要做出判断的。

三体复合速率与主量子数 n 的四次方成比例^[13]的性能使粒子数布局优先占据高能态,对粒子数布局反转有利。

辐射复合机构的速率^[14]

$$\alpha_c = 5.2 \times 10^{-14} z \sqrt{E_z^2/T_e} \left\{ 0.43 + \frac{1}{2} \ln(E_z^2/T_e) + 0.469(E_z^2/T_e)^{-1/3} \right\}, \quad (4)$$

式中 E_z^2 为量子数为 n , l 的外壳层电子束缚能; z 为离子电荷数; $E_z^2 = \frac{z^2 E_H^2}{(n - \Delta_l)^2}$, $\Delta_l = 0.75l^{-5}$ ($l \geq 5$) 为量子亏损; $E_H = 13.6\text{eV}$ 为氢离化能。

由于 $\Delta_l \ll n$, (4) 式可简化为

$$\alpha_c = 5.2 \times 10^{-14} z \sqrt{\frac{13.6}{n T_e}} \left\{ 0.43 + 0.5 \ln\left(\frac{13.6 z^2}{n^2 T_e}\right) + 0.469 \left(\frac{n^2 T_e}{13.6 z^2}\right)^{1/3} \right\}. \quad (5)$$

不难发现,当电子温度 T_e 接近外壳层电子束缚能 E_z^2 时 (5) 式等号右端括号中第二项趋近于零。虽然第一项随主量子数 $1/2$ 次方衰减,但第三项随主量子数 n 的 $1/6$ 次方增加。所以,如果反转时刻电子热运动能量 T_e 可与 $n=3$, $n=4$ 能级的电子束缚能相比较时,辐射复合机构也有可能对反转做出贡献。况且,如图 4 所示, $n=3$ 能级粒子数可以通过众多子能态的电偶极跃迁进入低能态或基态,这一“排空效应”亦对 $n=3$, 和 $n=4$ 子能级的反转有利。

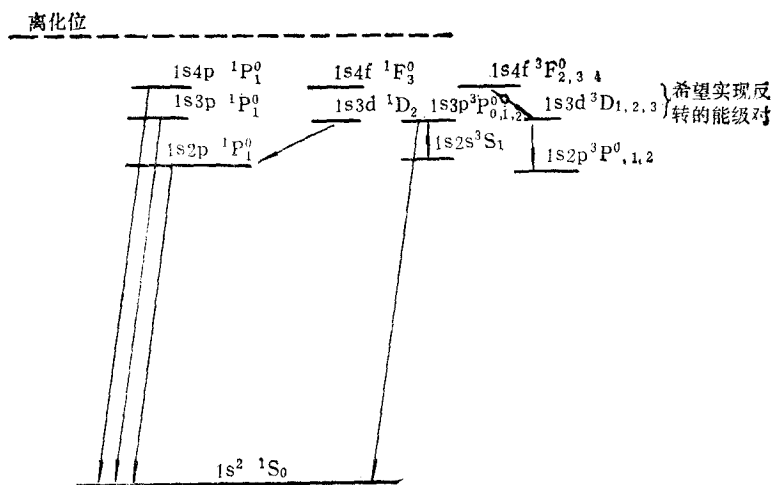


图4 MgXI 与希望实现反转能级对有关的能级分布

如果反转区空间的高温、高密度和粒子数布局反转是同时达到的,又没有湍流存在,则需要考虑碰撞激发的可能性。在高电子密度条件下,1s2p 能级粒子数有可能通过电子碰撞跃迁到 1s3p 和 1s4p 能级。注意到 1s2p¹P₁⁰ 与 1s3p¹P₁⁰ 或 1s2p¹P₁⁰ 与 1s4p¹P₁⁰ 之间均不满足电偶极跃迁的选择定则,考察禁戒跃迁条件下的全激发截面^[12]

$$\sigma_{mn} \approx \frac{128\pi^7 m_e^3 e^4}{k_i^2 h^6} |\chi_{mn}|^2 E_e, \quad (6)$$

式中 m, n , 为原子被电子从 m 态激发到 n 态; $k_i = m v_i / \hbar$ 为入射电子波矢; E_e 为入射电子能量; 式中矩阵元素 χ_{mn} 可表示为

$$\chi_{mn} = \int \phi_m \chi \phi_n^* d\tau. \quad (7)$$

不难看出 σ_{mn} 与热电子速度无关。因此, 1s3p 与 1s4p 能级粒子数增加简单地与环境电子密度和原有 1s2p 能级粒子数成正比。进一步考虑禁戒跃迁情况下电子与原子的碰撞截面, 理论分析指出, E_e 高于能级间隙阈值后, 截面大小与 E_e^{-1} 成正比。又知, 在碰撞截面极大值附近的截面和电子碰撞能量关系曲线呈现狭窄而陡峭的分布。极大值出现在 E_e 仅高于阈值能量 1eV 左右的位置。这对于广谱热电子分布的碰撞激发是不利的。目前我们还不清楚, 在相当高电子密度状态下, 此种不利于碰撞激发的情况能否有所缓和。

四、结 论

我们已经在新发展的侧喷型微管靶内找到了平均较高电子温度和较高密度的空间细长型粒子数布局高度反转区。在微管内激光等离子体运动的特定物理过程有可能造成后期三体复合为主的工作条件, 从而实现 Mg^{+10} 1s²—1s3p 与 1s²—1s4p 谱线强度的反转。我们也进一步讨论了辐射复合、碰撞激发机构工作的可能性。

作者感谢于敏教授对本文工作有启发性的和指导性的意见和支持;李家明教授对本工作提出的极为有价值的、中肯的意见;张正泉、范品忠、顾援等同志有益的讨论和他们对本文工作技术方面的巨大帮助;毕无忌、何兴清、田莉、林康春、王笑琴等本所六路激光实验室工作人员在激光、诊断、靶场技术方面对本工作的支持,以及韦小春、赵志文在制靶、测试工作方面对本工作的很大支持。

- 1 D. L. Matthews *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 110.
- 2 G. J. Pert *et al.*, Rutherford Appleton Lab Annual Report RAL-86-046, (1986), A4.24-A4.32.
- 3 Heinrich Hora, *Laser and Particle Beams*, **4** Part 3(1986), 589.
- 4 D. Jacoby, G. J. Pert, L. D. Shorrock and G. J. Tallents, *J. Phys. B*, **15**(1982), 3557.
- 5 S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane and D. Voorhees, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1753.
- 6 谭维翰、林尊琪、余文炎、顾敏、陈文华、郑玉赞、王关志、崔季秀、程瑞华、邓锡铭, *物理学报*, **37**(1988), 989.
- 7 V. A. Bhagavatula and B. Yaakobi, *Optics Commun.*, **24**(1978), 331.
- 8 卢仁祥、毛楚生, *中国科学 (A 辑)*, (6)(1984), 573.
- 9 卢仁祥、龚维燕、殷光裕, *科学通报*, **24**(1979), 1018.
- 10 A. V. Vinogradov, I. Yu. Skobelev, E. A. Yuko, *Sov. J. QE*, **5**(1975), 630.
- 11 Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ*, **42**(1962), 1326; A. B. Түревич, Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ*, **46**(1964), 1281.
- 12 J. B. Hasted, M. A. D. Phil, *Physics of Atomic Collisions Second Edition*, (1972), 344—346; 424—431.
- 13 Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, *ЖЭТФ*, **45**(1963), 1445.
- 14 M. J. Seaton, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **119**(1959), 81; or David L. Book, *NRL Plasma Formulary*, (1981 revised), p. 54.

POPULATION INVERSION OF ENERGY LEVELS OF MgXI 1s3p AND 1s4p UNDER THE CONDITION OF AVERAGE HIGH TEMPERATURE AND HIGH ELECTRON DENSITY

LIN ZUN-QI CHEN WEN-HUA YU WEN-YAN TAN WEI-HAN ZHENG YU-XIA
WANG GUAN-ZHI GU MIN ZHANG HUI-HUANG CHENG RUI-HUA
CUI JI-XIU DENG XI-MING

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

ABSTRACT

The microtube target with side jet burner is designed. Strong population inversion is observed along the whole side jet burner between the energy levels of MgXI 1s3p $^1P_0^0$ and 1s4p $^1P_0^0$ while the average laser irradiance reached about $3.5 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ on the inner wall of the microtube targets. The corresponding environment average electron temperature 470—520 eV and density of $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ of plasma at the inversion area is measured. The possible mechanisms of population inversion under the average high temperature condition has been analysed.