

# 等离子体波导中的复合 X 射线激光

沈百飞 徐至展 张正泉

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 短脉冲强激光和气体靶相互作用可产生等离子体波导。利用自相似模型, 得到了等离子体波导中等离子体参数的时空演化。利用自编制的程序, 以类 He 氮为例, 研究了在这种等离子体波导中, 产生复合机制 X 射线激光的过程。研究表明, 在等离子体波导中有可能产生复合机制 X 射线激光, 从而有可能利用等离子体波导获得大  $GL$  值的复合机制 X 射线激光。

**关键词** 等离子体波导, 复合 X 射线激光, 类 He 氮离子。

## 1 引 言

X 射线激光的研究自从实验上成功演示以来<sup>[1, 2]</sup>, 已获得很大进展。X 射线激光发射的物理机制已基本清楚, 现在的目标是实现短波长, 高性能的台式 X 射线激光。目前的 X 射线激光大多采用固体靶, 等离子体密度的不均匀以及增益空间的移动使得难于产生大的增益长度乘积。为克服折射效应, 在碰撞机制 X 射线激光实验中, 采用复杂的多靶对接, 获得了成功。克服折射效应的另一种方法是利用等离子体波导<sup>[3]</sup>。Milchberg 等人的研究表明: 等离子体波导不但能控制泵浦激光的传输, 同时也能控制 X 射线激光的传输。他们还研究了等离子体波导中的电子碰撞激发机制 X 射线激光<sup>[4]</sup>。在实验上他们已获得 2.2 cm 的等离子体波导。本文所研究的则是等离子体波导中的复合机制 X 射线激光。

## 2 等离子体波导

用短脉冲激光和气体靶相互作用可形成波导。波导中等离子体参数的仔细计算可采用流体模拟程序。编制这样的程序很困难, 目前可靠的两维流体模拟程序仅有美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室的 LASNEX, 并且由于机时的限制, 不可能进行大量的优化模拟。本文采用气体中的强爆炸模型来解析计算波导中的等离子体参数, 这一模型可以估计核弹爆炸的能量<sup>[5]</sup>。在激光和薄膜靶以及固体平板靶相互作用时, 大量研究表明, 自相似模型可以有效地模拟等离子体的流体运动。模型假定所有的激光能量, 在零时刻沉结在一条直线上。在强爆炸时, 冲击波前的压力与波后压力相比可以忽略不计, 等离子体受扰动的区域和未扰动的区域是由冲击波分开的。为简化计算, 假定先形成一定密度的均匀等离子体, 且不考虑电离引起的电子密度变化。在这种情况下存在自相似解。波面上的值由下面一组公式给出<sup>[5]</sup>。

$$r_2 = \left(\frac{E}{\rho_1}\right)^{1/(2+v)} t^{4/(2+v)}, \quad C = \frac{1}{2} \left(\frac{E}{\rho_1}\right)^{2/(2+v)} \frac{1}{r_2}, \quad \rho_2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_1 \quad (1)$$

$$u_2 = \frac{4}{(v+2)(\gamma+1)} \left(\frac{E}{\rho_1}\right)^{1/2} \frac{1}{r_2^{(v/2)}}, \quad p_2 = \frac{8E}{(v+2)^2(\gamma+1)} \frac{1}{r_2^2} \quad (2)$$

式中  $r_2$ ,  $C$  为激波的位置和运动速度,  $u_2$ ,  $\rho_2$ ,  $p_2$  为激波面上等离子体的运动速度, 密度和压强。对于平面, 柱面, 球面,  $v$  分别为 1, 2, 3。 $\gamma$  为绝热指数。 $\rho_1$  为未扰动等离子体的密度。 $E = E_0/\alpha$ ,  $E_0$  为转换成电子热能的激光能量,  $\alpha$  由  $v$  和  $\gamma$  决定。对柱对称情况,  $\gamma = 5/3$  时,  $\alpha = 0.75^{[5]}$ 。等离子体波导内的等离子体参数由下面一组方程得到<sup>[5]</sup>:

$$\frac{r}{r_2} = \left[ \frac{(v+2)(\gamma+1)}{4} V \right]^{-2/(2+v)} \left[ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left( \frac{v+2}{2} V - 1 \right) \right]^{-\alpha_2} \\ \times \left[ \frac{(v+2)(\gamma+1)}{(v+2)(\gamma+1) - 2[2+v(\gamma-1)]} \left( 1 - \frac{2+v(\gamma-1)}{2} V \right) \right]^{-\alpha_1} \quad (3)$$

$$\frac{u}{u_2} = \frac{(v+2)(\gamma+1)}{4} V \frac{r}{r_2} \quad (4)$$

$$\frac{\rho}{\rho_2} = \left[ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left( \frac{v+2}{2} V - 1 \right) \right]^{\alpha_3} \left[ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left( 1 - \frac{v+2}{2} V \right) \right]^{\alpha_5} \\ \times \left[ \frac{(v+2)(\gamma+1)}{(2+v)(\gamma+1) - 2[2+v(\gamma-1)]} \left( 1 - \frac{2+v(\gamma-1)}{2} V \right) \right]^{\alpha_4} \quad (5)$$

$$\frac{p}{p_2} = \left[ \frac{(v+2)(\gamma+1)}{4} V \right]^{2v/(2+v)} \left[ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left( 1 - \frac{v+2}{2} V \right) \right]^{\alpha_5+1} \\ \times \left[ \frac{(v+2)(\gamma+1)}{(v+2)(\gamma+1) - 2[2+v(\gamma-1)]} \left( 1 - \frac{2+v(\gamma-1)}{2} V \right) \right]^{\alpha_4-2\alpha_1} \quad (6)$$

$$P = n_e K T_e \quad (7)$$

$$\text{其中,} \quad \alpha_1 = \frac{(v+2)\gamma}{2+v(\gamma-1)} \left[ \frac{2v(2-\gamma)}{\gamma(v+2)^2} - \alpha_2 \right], \quad \alpha_2 = \frac{1-\gamma}{2(\gamma-1)+v}, \quad (8)$$

$$\alpha_3 = v/[2(\gamma-1)+v], \quad \alpha_4 = \alpha_1(v+2)/(2-\gamma), \quad \alpha_5 = 2/(\gamma-2) \quad (9)$$

式中  $V$  的取值范围为  $2/(2+v)\gamma < V < 4/(v+2)(\gamma+1)$ 。即  $2/(2+v)\gamma$  对应中心,  $4/(v+2)(\gamma+1)$  对应激波面。

本文假定初始等离子体电子密度为  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 转化为电子热运动能量的激光能量为  $1 \text{ J/m}$ 。在这种条件下进行计算。图 1 给出了波阵面后速度, 密度, 压力的分布曲线, 这里取  $\gamma = 1.67$ 。这是由自相似模型得到的流体运动的稳定结构。图 2 和图 3 分别为电子温度和电子密度的空间分布随时间的变化。由图 2 可以看到, 中心的电子温度最高, 电子温度随半径的增大而迅速降低, 同时随着时间的推移, 由于流体运动, 高温区向外推移。由图 3 则可以看到, 中心的电子密度最低, 但不为零。最大电子密度在波面上, 其值为  $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 即 4 倍未扰动等离子体的电子密度, 这可由 (1) 式得到。随着时间的推移, 固定空间点的电子密度, 先在某个时刻突然增加到最大(这时激波到达该点), 然后迅速降低。由于等离子体参数的迅速变化, 有可能形成非平衡的低温等离子体, 从而通过三体复合产生粒子数反转和激光增益。图 4 为  $1 \text{ ns}$  时电子密度及电子温度的空间分布, 作者看到, 有可能存在一定的空间范围, 电子密度和电子温度都适合产生复合机制 X 射线激光。

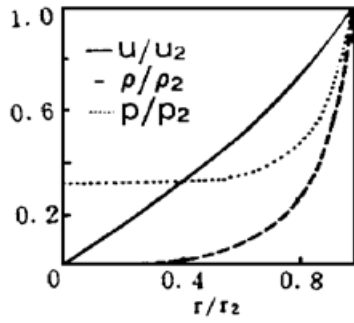


Fig. 1 Normalized plasma parameter  $u/u_2$ ,  $\rho/\rho_2$ ,  $\rho/\rho_2$ , as a function of normalized radius  $r/r_2$ .  $\gamma = 1.67$

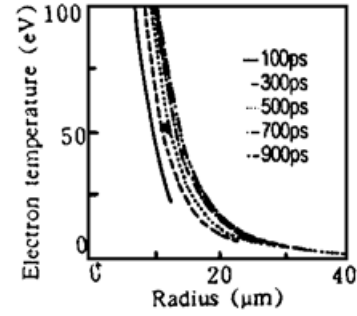


Fig. 2 Electron temperature, as a function of radius, at different times

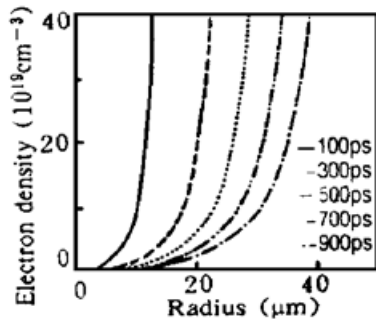


Fig. 3 Electron density, as a function of radius, at different times

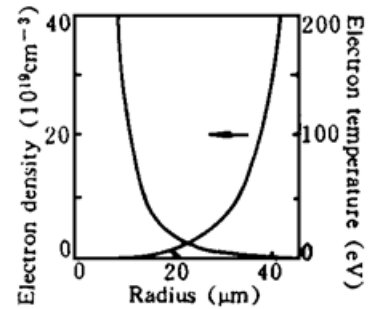


Fig. 4 Electron temperature and electron density, as a function of radius, at time 1 ns

### 3 X 射线激光增益

本文先研究实现类 He 氮离子复合机制 X 射线激光所需的物理条件。以类 He 氮为例计算  $1s3d-1s2p$  跃迁(波长为 17.0 nm)的激光增益。所用的原子动力学模型为碰撞-辐射模型<sup>[6]</sup>。有关的原子参数用 Cowan 的原子结构与光谱程序用 Hartree-Fock 自洽场方法计算得到<sup>[7]</sup>。图 5 为丰度比(类 H 离子比类 He 离子)足够大时,不同电子温度下增益系数随电子密度的变化。计算表明电子温度为 30 eV 时,最佳电子密度大约为  $2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 这和作者用定标律计算得到的结果相似<sup>[8]</sup>。

因为某一时空点的 X 射线激光增益系数不仅与该处等离子体参数(即电子密度,电子温度等)有关,还与该流体元的历史有关。因为该流体元的演化方式会影响母离子及激光离子的丰度,也即等离子体的非平衡性。因此计算激光增益必须跟踪流体元。本文先用自相似模型得到某个流体元电子密度,电子温度的演化过程,然后用自编制的程序 SSIP<sup>[6]</sup>计算电离态分布的演化,再将电子密度,电子温度及电离态分布输入计算激光增益的程序 SSRL<sup>[6]</sup>,从而得到激光增益的演化过程。图 6,图 7 为本文跟踪初始时刻在距中心  $6 \mu\text{m}$  的等离子体所得到的结果。图 6 为电子密度,电子温度的演化,可以看到电子密度和电子温度都迅速降低,这对产生复合机制 X 射线激光十分有利。图 7 为流体元位置的变化及该流体元的  $1s3d-1s2p$  跃迁的增益系数。计算表明可以获得较大的激光增益,并能持续比较长的时间。由于等离子体波导能有效地传输 X 射线,因此 X 射线激光能在比较长的增益介质里得到放大,从而获得较大的激光增益长度乘积。这对复合机制 X 射线激光极为重要。

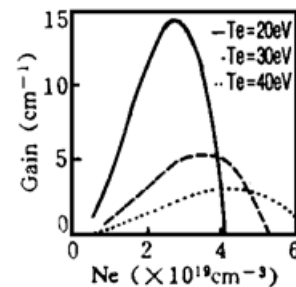


Fig. 5 Laser gain of transition  $1s3d - 1s2p$  for He-like N ions, as a function of electron density, at different electron temperatures

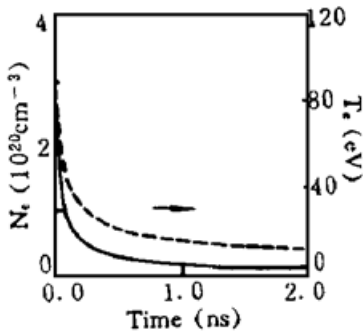


Fig. 6 Electron density and electron temperature of a fluid element vary with time

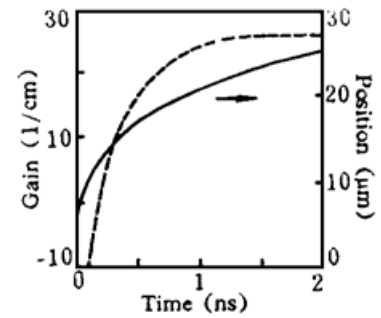


Fig. 7 Laser gain and position of the fluid element in Fig. 6 vary with time

**小 结** 研究表明, 在等离子体波导中, 电子密度和电子温度在激光加热结束后能迅速降低, 因此可以获得低温非平衡具有合适电子密度的等离子体, 从而产生粒子数反转和激光增益。实验条件的优化和 X 射线激光在波导中的传输有待进一步的研究。

### 参 考 文 献

- [1] D. L. Mathews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen *et al.*, Demonstration of a soft x-ray amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **54**(1) : 110~ 113
- [2] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg *et al.*, Amplification of stimulated soft x-ray emission in a confined plasma column. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**(17) : 1753~ 1756
- [3] C. G. Durfee III, J. Lynch, H. M. Milchberg, Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulses. *Phys. Rev. E*, 1995, **51**(3) : 2368~ 2388  
P. E. Young, J. H. Hammer, S. C. Wilks *et al.*, Laser beam propagation and channel formation in underdense plasmas. *Phys. Plasmas*, 1995, **2**(7) : 2825~ 2834
- [4] H. M. Milchberg, C. G. Durfee III, J. Lynch, Application of a plasma waveguide to soft-x-ray lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(4) : 731~ 737
- [5] 薛多夫, 力学中的相似法与量纲法, 第四章, 苏联国立技术理论书籍出版社, 1951
- [6] 沈百飞, 徐至展, 张文琦, 类铝离子“纯原子”弛豫及粒子数布居的数值计算. *中国激光*, 1993, **20**(4) : 291~ 295  
沈百飞, 徐至展, 韩申生, 类氢铝离子软 X 射线激光. *光学学报*, 1995, **15**(3) : 272~ 275
- [7] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, Berkely, California, 1981 : 214
- [8] 沈百飞, 徐至展, 实现水窗波段 X 射线激光的途经. *光学学报*, 1995, **15**(6) : 703~ 707

## Recombination X-Ray Lasers in a Plasma Waveguide

Shen Baifei    Xu Zhizhan    Zhang Zhengquan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 27 March 1996; revised 22 May 1996)

**Abstract** The laser-produced plasma channel may be a promising means to produce an efficient compact soft-X-ray laser. The plasma parameters in such a plasma waveguide are calculated with a self-similar model. It is shown that nonequilibrium underdense plasmas and candidate ions for recombination laser schemes can be obtained. As an example, the laser gains of the transition  $1s3d - 1s2p$  of He-like nitrogen ions are calculated for given pumping energies and different initial gas densities.

**Key words** plasma waveguide, recombination x-ray laser, He-like nitrogen.