Vol. A29, Suppl. June, 2002

文章编号: 0258-7025(2002)Supplement-0004-03

毛细管放电类氛氩软 X 射线激光系列参数

程元丽 张新陆 王 骐

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所,哈尔滨 150001)

郑无敌 彭惠民

(北京应用物理与计算数学研究所,北京 100088)

提要 利用北京计算数学与物理研究所编制的一维磁流体力学程序对毛细管放电条件下类氛氩等离子体进行了 计算,给出了等离子体半径、电子、离子温度和密度等参数随时间的变化情况;并根据 Cowan 程序对类氛 – 氩原子 参数的计算结果,讨论了在毛细管放电类氛氩等离子体中形成粒子数反转的可能性,以及光线在毛细管传播、放大 的可能性。

关键词 毛细管放电,类氖氩离子,原子参数,X射线激光 中图分类号 TN241 文献标识码 A

Calculation And Discussion of Series Parameters in Capillary Discharge Soft X-Ray Laser

CHENG Yuan-li ZHANG Xin-lu WANG Qi (Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

ZHANG Wu-di PENG Hui-ming

(Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

Abstract Using SDCH, a one-dimensional Lagrangian magneto-hydrodynamics code, the simulation results of dischargepumped $2p^5 3p \rightarrow 2p^5 3s$ transition 46.9 nm laser line in Ne-like Ar are preseted. Energy structures and atomic process parameters are calculated, and the possibility of population inversion in the plasma produced by capillary discharge is discussed systematically.

Key words capillary discharge, collisional excitation, z-pinch

近年来,有关利用毛细管快放电激励类氛离子 产生软 X 射线激光的研究十分活跃,1999 年美国 Colorado 大学 Rocca 小组利用该方案取得了突破性 的进展,获得了毛细管放电抽运类氛氩 46.9 nm 激 光1 mJ 能量输出,平均能量 0.88 mJ,重复率 4 Hz, 其转换效率比传统的激光等离子体产生 X 射线激 光有显著提高,并且体积小,费用低,操作相对简便, 是目前最有希望实现台式 X 射线激光器的方案。 本文初步计算了毛细管放电等离子体参数及原子参 数,并讨论毛细管放电等离子体中激光的形成过程 以及饱和长度。

1 等离子体参数及其演变过程

XDCH程序是北京应用物理与计算数学研究所 针对毛细管放电开发的,采用一维近似,并将一维非 平衡磁流体力学程序(MHD)与反转动力学程序相耦 合来计算毛细管放电等离子体的物理过程和激光产 生的物理参数。我们选取 1995 年美国 Rocca 小组^[7] 毛细管放电类氛-氩 X 光激光饱和输出的一组实验参 数进行了数值模拟计算。放电电流为类正弦波形 $I(t) = I_0 \sin(\pi t/T)$,电流峰值 $I_0 = 39$ kA, T =120 ns 为电流脉冲周期,毛细管半径 $R_0 = 2$ mm;在 室温情况下,充人Ar气的压强为93 Pa。初始条件为毛

^{*}国家自然科学基金(60038010)、国家 863 激光技术领域(863-804-7-10)资助课题。

细管内充满均匀预电离气体和高密度的中性气体。





计算数据表明,随着毛细管通道内快速上升的 电流,逐渐增大的径向电磁作用力(洛伦兹力),产生 较强的压缩激波,激波到达的地方等离子体开始向 内箍缩,压缩激波向轴心推进,在等离子体轴心区域 形成压缩的高温、高密度等离子体柱。激波到达轴 心后反射,此时等离子体柱处于停滞阶段,如图1所 示(40 ns~43 ns)。激波加热(压力做功)对毛细管 等离子体中心区域的升温、电离起很大作用。在最 后的压缩阶段,40 ns 附近,因为比较高的压缩速率, 电子密度突然提高,接近达到类 Ne-Ar 3p-3s 跃迁 形成增益的合适条件:电子温度为 60 eV~80 eV, 电子密度为(0.3~1)×1019 cm-3,持续时间为2 ns ~3 ns(如图 2 所示)。当压缩激波能量再次向轴心 汇聚,致使离子温度突然升高,高密度等离子体的过 电离,多谱勒展宽,碰撞热能化导致了增益的迅速减 小。等离子体过电离之后,复合又膨胀降温,也应该





有增益,但此时离子密度太低,增益不可观。在最大 压缩时,等离子体柱辐射区域的直径为 200 μm~ 300 μm。等离子体保持最大压缩时刻半径大约 10 ns,然后由于很陡的密度梯度产生的强大的热压,使 等离子体柱开始向外侧膨胀,直到第一个电流半周 期结束。第二个电流半周期峰值后,等离子体经历 第二次坍塌,但这时等离子体半径约为1 mm,等离 子体温度较低,不适合于产生碰撞激发软 X 激光。





2 粒子数反转的建立

美国 Los Alamos 国家实验室 Robert Cowan 编制的 Cowan 物理程序(Cowan physics code)由于其 涉及面广,计算精度高,因而在国际、国内 X 光激光 及原子物理学等领域广为使用。我们选用 Cowan 程序,计算了类氖氩离子 46.9 nm 激光有关能级数 据。以下根据计算的数据讨论在毛细管放电条件 下,46.9 nm 跃迁线粒子数反转的形成。

1) 在适当放电条件下,毛细管放电产生的高剥 离类氖氩等离子体中的电子温度可达 60 eV~80 eV



图 4 类氛氩离子的碰撞激发速率系数

Fig. 4 The rates of electron-collision excitation in Ne-like Ar

(接近 10⁶ K 量级),可认为电子遵从 Maxwell 分布。 在 Maxwell 分布情况下,我们利用 Cowan 程序计算了 类氖离子的碰撞激发速率系数。如图 4 所示,电子温 度在 60 eV~80 eV 时,基态类氖离子碰撞激发到激 光上 能 级 $2p^53p$ $^{1}S_0$ 的 速 率 系 数 较 大,约 为 10^{-11} cm³s⁻¹($J=0\rightarrow1$ 单极激发),易于激光上能级的 粒子数积累;而基态类氖氩离子碰撞激发到激光下能 级 $2p^53s$ $^{1}P_1$ 和 $2p^53s$ $^{3}P_1$ 的速率系数较小,约为 10^{-12} cm³s⁻¹,易于激光下能级粒子数抽空。

2)由 Cowan 程序计算结果,处于激发态的 $2p^53s^1P_1$ 及 3P_1 能级向基态的辐射衰变几率为 $10^{11}s^{-1}$;从图 4 可以看出,在电子温度为 60 eV 时, 从基态到激光下能级 $2p^53s^1P_1$ 及 3P_1 的碰撞激发 速率系数为 10^{-12} cm $^3s^{-1}$ 量级;电子密度在 10^{18} cm 3 ~ 10^{19} cm $^{-3}$ 范围时,碰撞激发几率为 $10^7 ~ 10^8$ s⁻¹ 量级,远小于这两个能级到基态的辐射衰变几率,有 利于这两个激光下能级的抽空。

3) 而 $2p^{5}3p^{-1}S_{0}$ 向基态的辐射衰变几率为 10^{5} s⁻¹,属于光学禁戒。从图 4 可以看出,在电子温度 为 60 eV~80 eV 时,从基态到激光下能级 $2p^{5}3s^{-1}P_{1}$ 及³ P_{1} 的碰撞激发速率系数为 10~11 cm³ s⁻¹ 量级。在电子密度为 10^{18} cm⁻³ $\sim 10^{19}$ cm⁻³的范围 时,碰撞激发几率为 10^{7} s⁻¹ $\sim 10^{8}$ s⁻¹ 量级,远大于 这两个能级到基态的辐射衰变几率,有利于激光上 能级粒子数的积累。

4) 综合以上因素,在 $2p^{5}3p^{1}S_{0}$ 和 $2p^{5}3s^{1}P_{1}$ 能级间形成粒子数反转。由于处于高激发态的 $2p^{5}3p^{1}S_{0}$ 能级向基态 $2p^{6}$ 及 $2p^{5}3sJ=0$ 能级的 跃迁属于光学禁戒,它只能向 $2p^{5}3sJ=1$ 的能级发 生辐射跃迁。而且,根据计算结果,激光下能级 $2p^{5}3sJ=1$ 向基态的辐射衰变几率比激光上能级 $2p^{5}3p^{1}S_{0}$ 向该能级的辐射跃迁几率大近一百倍, 能够保持在 $2p^{5}3pJ=0$ 和 $2p^{5}3sJ=1$ 的能级间的 粒子数反转,使 J=0态在辐射衰变中有受激辐射 放大产生。

3 饱和长度的计算

对于毛细管放电软 X 射线,只有近轴且方向几 乎平行于轴向的射线才能得到充分的放大。并且在 5.33 Pa~10 Pa 范围内,毛细管中所充气体压强越 大,径向电子密度梯度越小。为了得到最小饱和长 度,我们取电子密度梯度最大的分布,电子密度和增益线形性分布很相似:即

 $n_e = n_0(1 - r/a), g = g_0(1 - r/a)$

式是 n₀ 是增益区内的最大电子密度, a 是圆柱状增 益区的最小收缩半径。在我们所考虑的较长的增益 区这一情况下,且对射线方程我们只考虑一维情况, 并设射线与出射端面的交点为(*l*, *\phi*₂, *r*₂)。取傍轴近 似得增益长度积为

$$G = g_0 \int \left(1 - \frac{r}{a}\right) dz = g_0 l \left(1 - \frac{l^2}{6L_r^2} + \frac{\phi_2 l}{2a} - \frac{r_2}{a}\right)$$

对于 $\phi_2 = 0, r_2 = 0$ 的光线,当 $l \ll L$,时,有效增益 $g_{eff} \approx g_0$,折射效应的影响不大;当 $l \ge \sqrt{6L}$,时, $g_{eff} \le 0$,折射效应的影响相当严重。在 $l > \sqrt{6L}$,的区域 内,X 光激光的强度几乎没有增值,在轴向甚至没有 放大。我们定义 $l_{max} = \sqrt{6L}$,为 $\phi_2 = 0$ 的射线最大增 益区长度,即为饱和长度;我们也可看出对于不同偏 转角的射线其饱和长度也不同,其饱和长度随偏转 角的增大而变长,因此从侧面出来近轴且经过整个 增益 区长度 的射线 的饱和长度最长,其值为 $3L_r + \sqrt{34L_r}$ 。当然对毛细管放电激光器而言,可 以通过努力使电子密度梯度减小,以取得更长的饱 和长度。

参考文献

- C. D. Macchietto, B. R. Benware, J. J. Rocca et al... Generation of millijoule-level soft-X-ray laser pulses at a 4 Hz repetition rate in a highly saturated tabletop capillary discharge amplifier. Opt. Lett., 1999, 24(16):1115~ 1117
- 2 R. C. 埃尔顿著. X 射线激光. 范品忠 译. 北京: 科学 出版社,1996. 48,66~67
- 3 Ke Lan, Yuquan Zhang, Wudi Zheng. Theoretical study on discharge-pumped soft X-ray laser in Ne-like Ar. *Phys. of Plasmas*, 1999, 6:(11):4343
- 4 Ben-Kish, R. A. Nemirovsky, M. Shuker, A. Fisher et al... Parmetric investigation of capillary discharge experiment for collisional excitation X-ray lasers. Proc. SPIE, 1999, 3776:166
- 5 王 骐,程元丽,张新陆 等. 毛细管放电类氛氩软 X 射 线激光研究. 中国激光,2002, A29(2):97~100
- 6 王 骐,张新陆,程元丽. X射线激光在柱状等离子体中 传播的理论研究. 中国激光, 2002, A29(6):537~540
- 7 J. J. Rocca et al.. Discharge-pump soft X-ray laser in neonlike argon. Phys. Plasma, 1995, 2(6): 2547 ~ 2554,2002,