

文章编号 : 0253-2239(2002)10-1176-05

在低价氮离子中实现 $3s-2p$ 软 X 射线的最佳条件研究*

陈建新 王 骐 夏元钦 陈德应

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150001)

摘要: 从实现离子的基态和激发态之间粒子数反转的主要参量入手, 数值计算了基态的粒子数密度、上能级和下能级的统计权重之比、三体复合速率和自发辐射衰减速率之比等每个参量对反转粒子数密度的影响, 并且以基于光场感生电离(OFI)复合机制 B-like N 系统为例对实际系统进行分析讨论, 给出了实现基于光场感生电离 B-like N 45.21 nm $3s-2p$ 跃迁激光放大的最佳激光功率密度。

关键词: 反转粒子数密度; 软 X 射线; 低价复杂离子; 最佳条件

中图分类号: O434.1 文献标识码: A

1 引 言

1988 年^[1]和 1989 年^[2]加拿大的 Corkum、Burnett 提出了基于光场感生电离(OFI)的复合机制和电子碰撞机制, 十几年来, 这两种机制一直被认为是很有希望实现台上 X 射线激光的新的抽运机制。围绕这两种机制, 理论和实验上都取得了许多进展^[3~11]。基于光场感生电离的复合机制的软 X 射线激光的实验研究在 1993 年取得了突破性进展, 日本 RIKEN 研究所的 Nagata 等^[3]首次观察到光场感生电离复合机制 H-like Li 13.5 nm(莱曼- α , $m=2 \rightarrow 1$)跃迁 X 射线激光增益, 1994 年, 美国洛伦斯利弗莫尔国家实验室的 Eder 等^[4]也测得了 H-like Li 13.5 nm 跃迁的小信号增益系数。在 H-like Li 13.5 nm 跃迁的实验研究中发现, 要获得 H-like Li 13.5 nm 跃迁的小信号增益, 必须要求等离子体具有很低的基态初始粒子数密度和很高的抽运速率, 这两点在实验中是很难同时实现的。1995 年, 德国 Hannover 大学的 Chichkov 等^[12]提出了低价复杂粒子相对于 H-like Li 更容易实现基于光场感生电离的复合机制离子的激发态和基态之间跃迁的 X 射线激光, 并观察到相对于基态的 C-like O 37.41 nm 的 $2p3s-2p^2$ 跃迁和 N-like O 61.66 nm 的 $2p^23s-$

$2p^3$ 跃迁的谱线强度随输出孔径个数的增多(即增益长度的增大)呈现非线性增长等。随后, 1999 年在日本电信电话公司基础研究实验室工作的陆培祥等^[7,8]利用重复频率为 10 Hz, 脉宽为 100 fs, 能量为 25 mJ, 波长为 790 nm 的掺钛蓝宝石(Ti:sapphire)激光器, 聚焦透镜的焦距为 40 cm, 焦斑直径为 50 μm , 聚焦后的功率密度可达 $1.3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 实现了 B-like N 45.21 nm 的 $3s-2p$ 跃迁的激光放大, 获得的增益系数为 9.6 cm^{-1} , 增益长度积为 3.84。

本文从实现离子的基态和激发态之间粒子数反转的主要参量入手, 数值计算了每个参量对反转粒子数密度的影响, 并且以 B-like N 系统为例对实际系统进行分析讨论, 给出了实现 B-like N 45.21 nm 的 $3s-2p$ 跃迁的激光放大的最佳参量。

2 基本理论

我们知道, 最早研制成功的 694 nm 红宝石激光器就是在离子的基态和激发态之间形成粒子数反转的激光器^[13]。这种激光器可以用简单的三能级系统来描述^[12,13]。因此我们可以从考虑理想的三能级模型入手, 在假设粒子数发生反转的持续时间相当短的前提下, 推导出反转粒子数密度 ΔN 随基态的初始粒子数与总粒子数之比 β 、激发态的自发辐射衰减速率与离子和冷电子三体复合率之比 γ 以及上能级的统计权重与下能级的统计权重之比 α 三个参量变化的表达式:

* 国家 863 高技术激光技术主题和国家自然科学基金(60078010)资助课题。

E-mail: jianxchen122@hotmail.com

收稿日期: 2001-08-23; 收到修改稿日期: 2001-11-14

$$\Delta N = \frac{1}{\alpha} N (1 - \beta) \times$$

$$\left[\frac{\alpha + \gamma}{\gamma - 1} \exp\left(-\frac{\tau}{\gamma}\right) - \frac{1 + \alpha}{\gamma - 1} \exp(-\tau) - \frac{1}{1 - \beta} \right], (1)$$

其中, τ 为激发态的自发辐射衰减速率与时间 t 的乘积:

$$\alpha = g_1/g_2,$$

$$\beta = n/N,$$

$$\gamma = A_{21}/W_p,$$

$$\tau = A_{21}t.$$

下面利用(1)式分别讨论了 β 、 α 和 γ 三个参量对反转粒子数密度的影响。

2.1 反转粒子数密度随基态粒子数密度的变化

对于给定的实验条件, 初始时刻总的粒子数 N 是一定的, 反转粒子数随基态的粒子数与总粒子数之比的变化, 也就是反转粒子数密度随基态粒子数密度的变化。图 1 给出了 $\gamma = A_{21}/W_p = 1$, $\alpha = g_1/g_2 = 3$, 基态粒子数与总粒子数之比 β 分别为 0、0.1、0.3、0.4、0.5 时 $\Delta N/N$ 随 $\tau = A_{21}t$ 的变化。从图中可以看到, 初始时刻的基态粒子数为 $n = 0$ 时, 反转粒子数密度 ΔN 最大, 随着基态粒子数的增加, 反转粒子数密度在降低, 当降低到 $\beta = 0.5$ 时, $\Delta N/N$ 小于零, 此时在离子的激发态与基态之间将不能产生粒子数反转。总之, 基态的初始粒子数越小, 越有利于粒子数的反转。

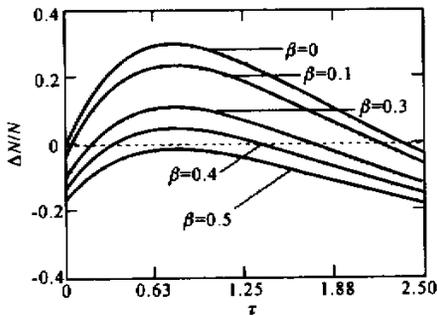


Fig. 1 The population inversion as the function of initial populations of the ground ($\gamma = A_{21}/W_p = 1$, $\alpha = g_1/g_2 = 3$)

2.2 反转粒子数密度随上能级和下能级的统计权重之比的变化

图 2 给出了 $\gamma = A_{21}/W_p = 1$, $\alpha = n/N = 0$, 反转粒子数密度随上能级和下能级的统计权重之比的变化。从图中可以看到, $\alpha = g_1/g_2$ 的值越大, 反转粒子数密度越大, 而且, 持续的时间也越长。因此, 离子的上能级和下能级的统计权重之比越大, 越有利于离子的激发态和基态之间的跃迁。

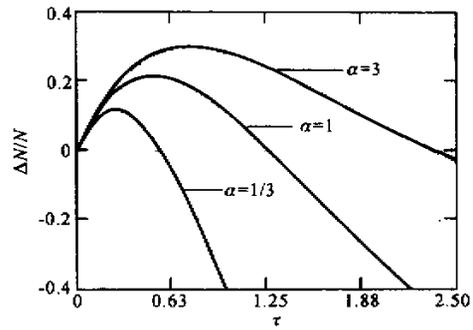


Fig. 2 The population inversion as the function of different ratios of g_1/g_2 ($\gamma = A_{21}/W_p = 1$, $\beta = n/N = 0$)

2.3 反转粒子数密度随三体复合速率和自发辐射衰减速率之比的变化

图 3 给出了 $\alpha = g_1/g_2 = 3$, $\beta = n/N = 0$ 时, 反转粒子数密度随自发辐射衰减速率和三体复合速率之比的变化。从图 3 中可以看到, $\gamma = A_{21}/W_p$ 的值越小, 反转粒子数密度越大, 也就是说, 提高三体复合速率, 将有利于离子的激发态和基态之间反转粒子数的形成, 若 γ 大于 10, 在离子的激发态和基态之间将不能形成粒子数反转。

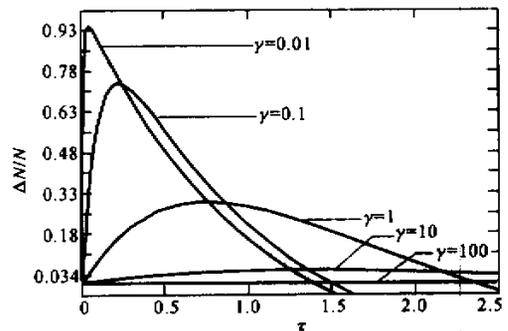


Fig. 3 The population inversion as the function of the different ratios of the three-body recombination rate and the spontaneous radiative decay ($\alpha = g_1/g_2 = 3$, $\beta = n/N = 0$)

3 类硼氮系统的讨论

基于光场感生电离复合机制的 B-like-N 系统的三能级简图如图 4 所示。中性的氮原子在超短脉冲、超高功率的激光器输出的激光作用下, 通过光场感生电离被电离成氮的三价离子, 然后与冷电子复合, 形成氮的二价离子激发态上的粒子, 最后在离子的激发态和基态之间形成粒子数反转。

1) 由 2.1 节的讨论知, 基态的初始粒子数越小越有利于粒子数的反转。对于 B-like-N 系统, 实验中的最佳条件是在电离的初始时刻, 等离子体的唯

一成分是 Be-like-N 离子。为了给出实验中的最佳功率密度,本文数值计算了各电荷态相对集居数随时间的演变规律的一阶耦合微分方程组以及相对应的初始时刻的电子能量分布。

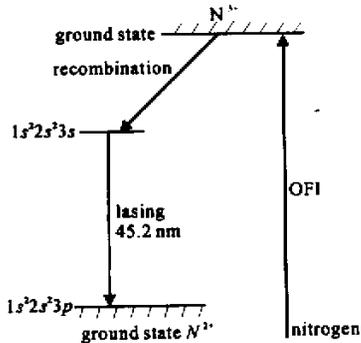


Fig. 4 Simplified diagram of the three energy levels for the low-charged nitrogen X-ray laser

在原子的电离为光场电离的情况下,各电荷态相对集居数随时间的演变规律可由下列一阶耦合微分方程组给出。

$$\left. \begin{aligned} \dot{N}_0(t) &= -W_1[E(t)]N_0(t), \\ &\dots, \\ \dot{N}_j(t) &= W_j[E(t)]N_{j-1}(t) - W_{j+1}[E(t)]N_j(t), \\ &\dots, \\ \dot{N}_{Z_{\max}}(t) &= W_{Z_{\max}}[E(t)]N_{Z_{\max}-1}(t), \\ \sum_{j=0}^{Z_{\max}} N_j(t) &= 1, \end{aligned} \right\} (2)$$

式中 Z_{\max} 为电离产生的最高电荷态, $E(t)$ 为激光电场强度, W_j 为从电荷态 $j-1$ 到电荷态 j 的电离速率。用四阶龙格-库塔法或吉尔法对上述耦合微分方程组进行数值求解,可得到每一时刻的各组分相对集居数。图 5、图 6、图 7 分别给出了激光强度为 $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 氮的中性原子及前四个离子电荷态相对集居数随时间的变化曲线。图中 z^1, \dots, z^5 指氮的中性原子及前四个离子电荷态相对集居数, $M(t)$ 为归一化的激光电场强度。为了进一步说明给出的最佳激光功率

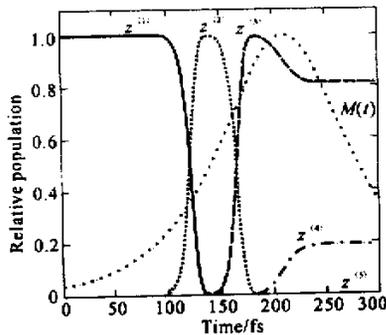


Fig. 5 Calculated relative populations evolution of the neutral atom and the first four ion stages in N ($I = 2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)

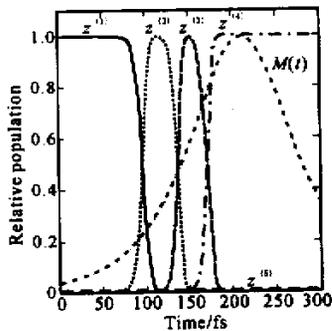


Fig. 6 Calculated relative populations evolution of the neutral atom and the first four ion stages in N ($I = 5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)

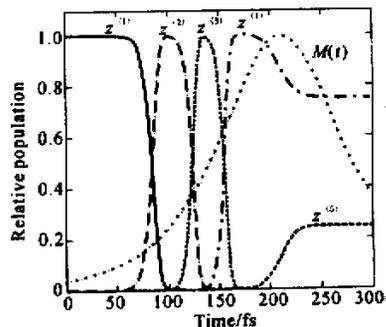


Fig. 7 Calculated relative populations evolution of the neutral atom and the first four ion stages in N ($I = 8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)

密度,本文数值计算了激光强度为 $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时,初始时刻的电子能量分布曲线。关于线偏振光场电离产生电子能量分布的模型建立及详细推导过程将另文介绍,这里给出最终的计算公式及计算结果:

$$\frac{dn(t)}{d\epsilon(t)} = \frac{dn(t)}{dt} \bigg/ \frac{d\epsilon(t)}{dt} = \frac{\sum_{j=1}^{Z_{\max}} W_j[E(t)] \tau_p N_{j-1}(t)}{2\epsilon(t) \{ -\omega \tan(\omega t) \tau_p - 1.76 \tan[1.76(t - t_{\max}) \tau_p] \}'} \quad (3)$$

t_{\max} 为脉冲达到峰值的时刻。 τ_p 为脉冲宽度, $\epsilon(t)$ 为产生电子的剩余能量, $n(t)$ 为时刻 t 发生的各阶电离所产生的相对电子数。

由(3)式计算的激光强度为 $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 初始时刻的电子能量分布曲线如图 8~图 10。

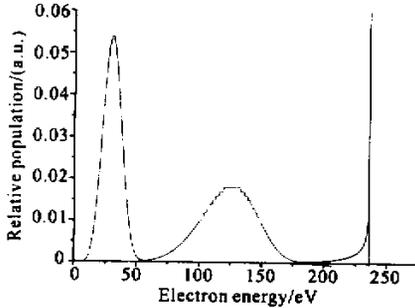


Fig. 8 Calculated electron energy distribution produce in N with peak optical field intensity of $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$

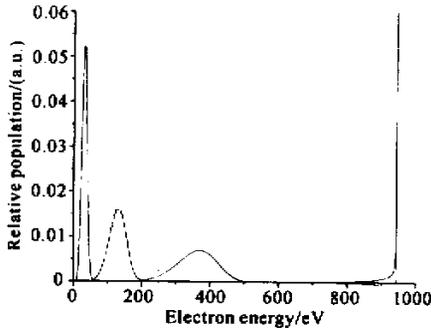


Fig. 9 Calculated electron energy distribution produce in N with peak optical field intensity of $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$

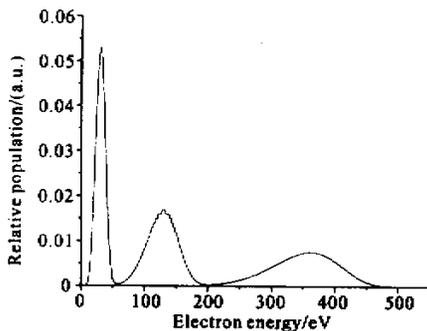


Fig. 10 Calculated electron energy distribution produce in N with peak optical field intensity of $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$

从图 5~图 10 中可以看到, 当激光功率密度为 $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 在激光脉冲峰值到达之前, 等离子体中的成份为 B-like-N 离子和 Be-like-N 离子, 在初始电子能量分布曲线中, 氮的三价离子的峰只形成一部分, 当激光功率密度为 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 在激光脉冲

峰值到达之前, 等离子体中的成份为 Li-like-N 离子和 Be-like-N 离子, 在初始电子能量分布曲线中, 氮的四价离子的峰已经形成一部分; 当激光功率密度为 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时, 在激光脉冲峰值到达之前, 等离子体中的成份为 Be-like-N 离子, 在初始电子能量分布曲线中, 氮的三价离子的峰完全形成。这说明在实验中, 激光功率密度不能太高, 也不能低于某个值, 通过计算, 理论上给出的等离子体的唯一成分是 Be-like-N 离子, 所需的最低激光功率密度为 $3.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 最高激光功率密度为 $5.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。

2) 由 2.2 节的讨论知, 离子的上能级和下能级的统计权重之比越大, 越有利于离子的激发态和基态之间的跃迁。对于给定的激光系统, 离子的上能级和下能级的统计权重之比是一定的。例如: 对于 B-like N 45.21 nm 的 $3s-2p$ 跃迁, 其离子的上能级和下能级的统计权重之比为 3, 对于 H-like Li 13.5 nm (莱曼- α , $n=2-1$) 跃迁, 其离子的上能级和下能级的统计权重之比为 1/3, 因此, 可以说, 在相同的条件下, B-like N 45.21 nm 相对于 H-like Li 13.5 nm 系统更容易实现离子的激发态和基态之间的跃迁。这一点可以从获得的实验中看到, 在文献 [7] 获得 B-like N 45.21 nm 激光放大, 实验中的激光功率密度为 $1.3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 而文献 [3] 和文献 [4] 获得 H-like Li 13.5 nm (莱曼- α , $m=2-1$) 激光放大, 实验中的激光功率密度达到 $1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 。

3) 由 2.3 节的讨论知, 三体复合速率和自发辐射衰减速率之比不能太小。我们利用 Cowan Physics Code 计算了 B-like-N 45.2 nm 的 $2s^2 3s^2 S-1s^2 2s^2 2p^2 P$ 跃迁的自发辐射衰减速率为 $2.863 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 。(由 Cowan Physics Code 计算的 B-like-N $2s^2 3s^2 S-1s^2 2s^2 2p^2 P$ 跃迁波长为 44.23 nm, 与实验观测的 45.2 nm 基本相符)。基于光场感生电离复合机制的三体复合速率与电子温度的 9/2 次方成反比。因此, 电子温度越低, 越有利于基于光场感生电离的复合机制 X 射线激光的实现。

结论 从影响实现离子的基态和激发态之间粒子数反转的主要参量入手, 数值计算了每个参量对反转粒子数密度的影响, 并且依据此影响, 以 B-like N 系统为例对实际系统进行分析讨论, 得出了实现 B-like N 45.21 nm 的 $3s-2p$ 跃迁的激光放大的理论上所需的最低激光功率密度为 $3.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 最高激光功率密度为 $5.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。

参 考 文 献

- [1] Corkum P B , Burnett N H. Short-wavelength coherent radiation : generation and applications. *OSA Proceedings Series* , 1988 , **2** : 225
- [2] Burnett N H , Corkum P B. Cold-plasma production for recombination on extreme ultra violet lasers by optical-field-induced ionization. *J. Opt. Soc. Am. (B)* , 1989 , **6** (6) : 1195 ~ 1199
- [3] Nagata Y , Midorikawa K , Kubodera S *et al.* . Soft-X-ray amplification of the Lyman- α transition by optical-field-induced ionization. *Phys. Rev. Lett.* , 1993 , **71** (23) : 3774 ~ 3777
- [4] Eder D C , Amendt P , DaSilva L B *et al.* . Table top X-ray laser. *Phys. Plasmas* , 1994 , **1** (5) : 1744 ~ 1752
- [5] Lemoff B E , Yin G Y , Gordon III C L *et al.* . Demonstration of 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX. *J. Opt. Soc. Am. (B)* , 1996 , **13** (1) : 180 ~ 184
- [6] Sebban S , Haroutunian R , Balcou Ph *et al.* . Saturated amplification of a collisionally pumped optical-field-ionization soft X-ray laser at 41.8 nm. *Phys. Rev. Lett.* , 2001 , **86** (2) : 3004 ~ 3007
- [7] Lu Peixiang , Nakano H , Nishikawa T *et al.* . Study of commercial terawatt femtosecond laser-driven table-top X-ray lasers in gases. *Proc. SPIE* , 1999 , **3886** :
- [8] Lu Peixiang , Nakano H , Nishikawa T *et al.* . Demonstration of XUV amplification to the ground state in low-charged nitrogen ions. *Opt. Commun.* , 1999 , **15** (10) : 71 ~ 78
- [9] Egbert A , Simanovskii D M , Chichkov B N *et al.* . Optically field-ionized He plasmas. *Phys. Rev. (E)* , 1998 , **57** (6) : 7138 ~ 7145
- [10] Fill E , Borgstrom S , Larsson J *et al.* . XUV spectra of optical-field-ionized plasmas. *Phys. Rev. (E)* , 1995 , **51** (6) : 6016 ~ 6027
- [11] Pretzler G , Fill E E. X rays from optical-field ionized plasmas at low density. *Opt. Lett.* , 1997 , **22** (10) : 733 ~ 735
- [12] Chichkov B N , Egbert A , Eichmann H *et al.* . Soft-X-ray lasing to the ground states in low-charged oxygen ions. *Phys. Rev. (A)* , 1995 , **52** (2) : 1629 ~ 1639
- [13] Zhong Bingkun , Gao Yizhi , Chen Jiaye. *Laser Principle (激光原理)*. Beijing : National Defence Industry Publishing Company , 1996. 235 ~ 239 (in Chinese)

Soft-X-Ray Lasing of 3s-2p in Low-Charged Nitrogen Ions

Chen Jianxin Wang Qi Xia Yuanqin Chen Deying

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001)

(Received 23 August 2001 ; revised 14 November 2001)

Abstract : The influences of the main parameters on population inversion including initial population of the ground state , statistical weights ratio of the lower and upper laser levels , ratio of the three-body recombination cascade speed and the spontaneous radiative decay speed are calculated and studied by using numerical calculations. The practical system is analyzed and discussed , with an example the recombination pumping B-like N 45.21 nm 3s-2p system based OFI (Optical-Field-Ionization). The results including the optimal laser intensity to realize B-like N 45.21 nm 3s-2p laser amplification are presented.

Key words : population inversion ; soft-X-ray ; low-charged complex ion ; optimal experimental condition