

x 射线激光传输过程中的折射和饱和效应^{*}

燕 飞 张 杰[†] 鲁 欣

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

(2004 年 4 月 1 日收到 2004 年 6 月 21 日收到修改稿)

以类镍银 13.9nm(4d→4p, $J=0\rightarrow1$)的 x 射线激光为例,采用二维光线追踪的方法,研究了 x 射线激光在等离子体介质中的折射及增益饱和效应,计算了 x 射线激光输出强度随焦线长度的变化和饱和输出光强.计算结果表明折射对光线在等离子体中的传输和放大具有重要影响.利用实验参数对类镍银 x 射线激光的输出强度和增益系数进行了模拟,得到与实验相符的结果.

关键词: x 射线激光, 光线追踪, 折射和饱和效应, 激光等离子体

PACC: 4255V, 4215D, 5250J

1. 引 言

自从 x 射线激光在实验室得到演示以来^[1],该领域的研究已取得了长足的进展.通过电子碰撞激发机理产生的 x 射线激光在许多波长上已经实现了饱和输出,如类氪^[2](32.8nm),铁^[3](25.5nm),铯^[4](21.2nm),镱^[5](23.6nm, 23.2nm, 19.6nm),硒^[6](20.6nm),钇^[7](15.5nm)和类镍 Md^[8](18.9nm),Pd^[9](14.7nm),银^[10](13.9nm),Sn^[11](12.0nm),钐^[12](7.3nm),Dy^[13](5.8nm)等 x 射线激光在实验上实现了饱和输出.在理论研究方面,已经开发了流体力学程序 MEDUSA^[14],LASNEX^[15],JB-19^[16],EHYBRID^[17]等结合原子数据的数值模拟程序可以研究 x 射线激光的产生和传输过程.

目前,实验室的 x 射线激光主要是通过放大的自发辐射(ASE)来实现.由于等离子体内的电子密度梯度对光线有折射效应,致使 x 射线激光偏离出增益区,这必将会缩短 x 射线激光在增益区内的传播距离,从而使 x 射线激光得不到充分放大.这也是为什么实验中测量到的增益系数总是比理论计算值小很多的原因之一.因此对 x 射线激光作较完善的数值模拟,仅仅计算等离子体介质的增益系数是不够的,还需要研究 x 射线激光在等离子体中的传输

和放大过程.

在对 x 射线激光在等离子体介质中传输和放大过程的理论研究中^[18,19],一般认为折射主要是由电子密度在垂直靶面方向上的空间密度梯度引起.对于电子密度在等离子体介质中的分布,按照 London^[18]的理论分析,电子密度在空间的分布取抛物线型.对于爆炸薄膜靶,电子密度梯度随等离子体向外膨胀而增大,而平板靶的电子密度梯度分布与此相反.对于平板靶的情况,Holder^[19]在研究中假定电子密度呈指数分布,这主要是考虑了等离子体的等温膨胀情况.Kuba 等人用光线追踪方法分别从解析计算和数值模拟方面研究了瞬态碰撞激发机理产生的 x 射线激光在等离子体介质中的传输和放大过程^[20],针对平板靶给出了简单的一维指数型电子密度分布公式. Benredjem 等人使用 Maxwell-Bloch 方法研究了 x 射线激光与等离子体介质相互作用的情况下的 x 射线激光的传输和放大问题^[21].此方法能够计算激发能级以及与跃迁有关的各塞曼次能级上的粒子分布,这有助于研究 x 射线激光的空间相干和偏振等特性,但是需要求解复杂的波动方程.

本文以类镍银 13.9nm(4d→4p, $J=0\rightarrow1$)的 x 射线激光为例,从 x 射线激光在等离子体中传播的光路方程出发,结合一维流体力学程序 MEDUSA^[22,23]和原子物理程序给出的小信号增益,

^{*} 国家自然科学基金(批准号 10176034, 10374114, 10374116)及重点基础研究专项经费(批准号:G1999075206)和国家高技术激光聚变主题资助的课题.

[†] E-mail: jzhang@aphy.iphy.sc.cn

采用二维光线追踪的方法研究了 x 射线激光传输过程中的折射和饱和效应,力求在保证准确性的基础上尽可能方便地模拟研究 x 射线激光在等离子体中的传播和放大过程.

2. 光线追踪方法描述

x 射线激光在等离子体中的传输、放大过程可以用麦克斯韦方程组来描述.但是求解麦克斯韦方程组比较复杂,因此人们普遍采用的是容易处理且能较好地描述光学现象的几何光学法.遵循费马原理,利用拉格朗日法可以得到用来描述光线传播的光线方程^[25]

$$\frac{d}{ds} \left(\eta \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla \eta, \quad (1)$$

式中 \mathbf{r} 表示光线上任意一点的位置, ds 是微分路径的长度, η 是介质的折射率.求解此方程便可得到光线在介质中的路径.为了方便求解,我们采用傍轴近似,即 $ds = dz$.可以得到傍轴光线方程

$$\frac{d}{dz} \left(\eta \frac{d\mathbf{r}}{dz} \right) = \nabla \eta, \quad (2)$$

其中折射率 $\eta = (1 - n_c/n_e)^{1/2}$, n_e 是等离子体中 x 射线激光增益区的电子密度, n_c 是对应 x 射线激光波长的临界电子密度.由于 x 射线激光波长较短,相应的 n_c 远大于 n_e ,因此 η 可以近似为 1,这时方程(2)可简化为

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dz^2} = \nabla \eta. \quad (3)$$

由方程(3)可以看出,折射率的空间梯度决定了 x 射线激光在等离子体中的传输路径.由于折射率与电子密度的分布相关,因此只要知道了电子密度在空间的分布便可得到光线的传输路径.

体中增益区的电子密度只在垂直于靶面方向(假定 x 轴方向)上变化,示意图在图 1 中给出. x 射线激光的放大沿着 z 轴方向,此方向上的等离子体尺度远大于其他两个方向上的尺度.为简单起见,认为 y 方向和 z 方向上的性质相同.假定等离子体介质区域中小信号增益和电子密度沿 z 轴不变, x 方向上的等离子体区域长度为 L_x , z 方向上的等离子体长度为 L ,从等离子体区域末端到探测平面的距离 D 远大于等离子体区域长度,即 $D \gg L$.这样由 MEDUSA 程序计算给出电子密度梯度在 x 方向上的具体分布,就可以容易地求解二维的 x 射线激光的光线方程

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \nabla \eta. \quad (4)$$

3. 饱和效应

x 射线激光输出强度 I 的增加是以消耗反转粒子数 ΔN 为代价的,当受激辐射使反转粒子数的减少与反转粒子数增加的速率平衡时,粒子数分布趋于平衡状态,引起增益饱和.这时,随着等离子体介质长度增加,增益系数下降,光强随介质长度的增加变得缓慢,激光达到饱和输出.描述了 x 射线激光在等离子体介质中传输和放大过程中光强随等离子体长度的变化为^[21]

$$I(s) = \frac{j}{G} \{ \exp[G \Delta s] - 1 \} + I(s - \Delta s) \exp[G \Delta s] \quad (5)$$

$$j = N_u h \nu_0 \frac{r^2}{4\pi L^2} A_{ul},$$

$$G(s) = \frac{G_{ss}}{1 + \frac{I(s)}{I_{sat}}}, \quad (6)$$

其中 j 是发射率(即单位长度的自发辐射强度), G 是有效增益,可以通过方程(6)计算得到. h 是普朗克常数, N_u 是上能级粒子数, A_{ul} 是激光上能级到下能级的自发辐射系数, r 是 x 射线激光出射区半径, ν_0 是输出激光线的中心频率, L 是增益区长度, G_{ss} 是小信号增益. G_{ss} , N_u , A_{ul} 和 j 这几个主要参数由程序 MEDUSA 结合原子能级反转动力学程序计算得到.对于饱和强度 I_{sat} ,由以下方程给出:

$$I_{sat} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2 \varphi(\nu)}, \quad (7)$$

其中 $\varphi(\nu)$ 是谱线按频率分布的线形函数.由于 x 射

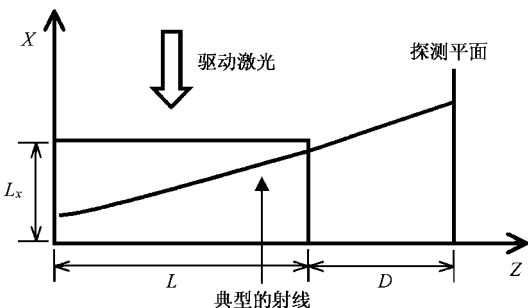


图 1 平板靶 x 射线激光在等离子体增益区中传输放大示意图

对于入射激光单面照射平板靶的情况,等离子

线激光一般发生在电子密度小于临界密度的等温区,且为了简单起见,这里假定 x 射线激光的展宽是多普勒展宽.在计算中所用到的谱线宽度 $\Delta\nu_D$ 作了经验近似,在高温瞬态等离子体中,采用典型实验值 $\Delta\lambda/\lambda \approx 3 \times 10^{-4}$. (8) 式给出了多普勒线型下的饱和光强

$$I_{\text{sat}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2 g(\nu)} = \frac{4\pi^2}{(\pi \ln 2)^{1/2}} \frac{h\nu}{\lambda^2} \Delta\nu_D, \quad (8)$$

由于增益介质内每一点都存在自发辐射,所以追踪计算每条光线在传输过程中的路径及光强,将所有光线强度叠加就可以得到激光的输出强度.

4. 模拟结果

下面利用光线追踪程序具体模拟研究 13.9nm 类镍银 x 射线激光在等离子体中传输时受到的折射和饱和效应的影响.本文模拟的类镍银 x 射线激光是由纳秒脉宽的预脉冲和皮秒脉宽的主脉冲辐照 $100\mu\text{m}$ 厚的平板靶产生的.其中预脉冲的强度为 $6 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 脉冲宽度为 2ns; 主脉冲的强度为 $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 脉冲宽度为 1ps; 主、预脉冲的间隔为 1ns. 利用 MEDUSA 程序结合原子数据程序得到了小信号增益及电子密度在垂直靶面方向上的分布.本文计算输出光强所采用的小信号增益和电子密度是产生最大小信号增益时刻下的值.大增益系数的区域 ($G_{\text{ss}} > 150 \text{ cm}^{-1}$) 的宽度约为 $50\mu\text{m}$, 此范围内的电子密度梯度相对较大.增益系数小一些的空间范围约为 $200\mu\text{m}$. 产生最大小信号增益时刻下的增益和电子密度随空间的分布如图 2 所示.

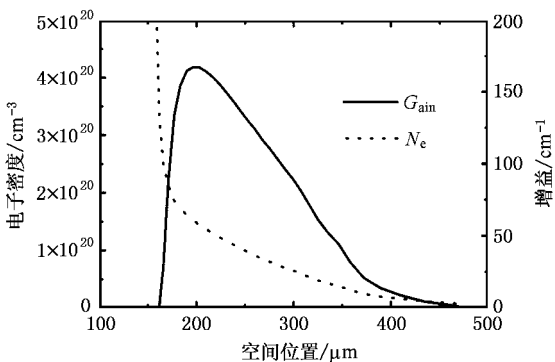


图 2 类镍银 13.9nm 激光在产生最大增益时刻的增益系数和电子密度在垂直靶面方向上的分布

图 3 描述了从等离子体介质区域一端 ($z = 0$), 以不同的出射角出射的 x 射线激光在介质中的传输

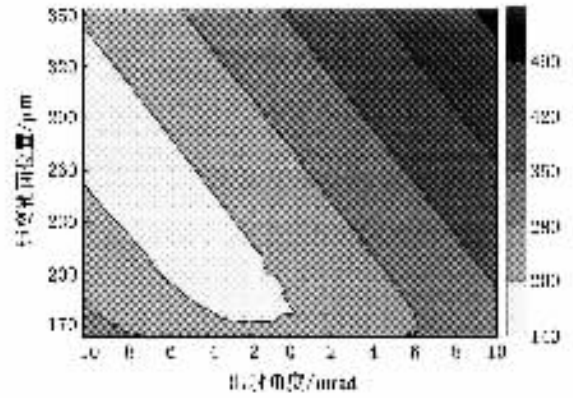


图 3 从距离靶面不同位置处以不同的角度出射的 x 射线激光在传输过程中,由于折射的影响,经过 1.5cm 长的增益介质后在垂直靶面方向上的分布

过程中,由于折射的影响,经过 1.5cm 长的等离子体区域后出射位置与靶面之间的距离在垂直靶面方向 (x 轴方向) 上的分布.从图中可以看出,从 $x = 170\text{—}200\mu\text{m}$ 范围内出射的光线在增益介质中的偏折最为严重,这与该处的电子密度梯度较大相关.图 4 给出了从 $z = 0, x = 170\mu\text{m}$ 处以不同的角度 ϕ_0 发射的 x 射线在等离子体中的传播路径. ϕ_0 为 10mrad 的光线最早传播到高增益区 (x 约为 $180\text{—}230\mu\text{m}$), 以 -10mrad 出射的光线受到的折射最为严重.图 5 给出了这几条光线的增益长度积随靶长的变化.以 10mrad 出射的光线最先达到饱和输出,增益长度积约为 19.这是由于这条光线通过的高增益区的范围较大,这对增益长度积的贡献大,因此只需传输几个毫米长的等离子体介质就可达到饱和输出.图 6 给出了从 $z = 0, x = 350\mu\text{m}$ 处以不同的 ϕ_0 值传输的情况.由于此区域的电子密度梯度相对较小,所以折射的影响并不显著.以负的出射角发出的射线向高增

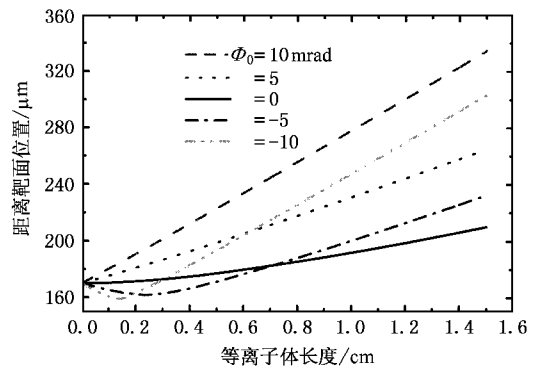


图 4 从 $z = 0, x = 170\mu\text{m}$ 处以不同的角度发射的光线在增益介质内的传输路径

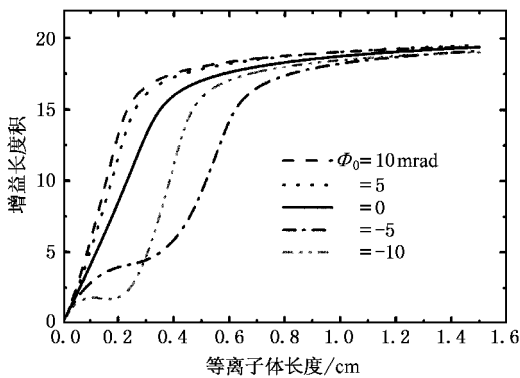


图 5 从 $z=0$, $x=170\mu\text{m}$ 处以不同的角度发射的激光的增益长度积随靶长的变化

益区传输,由于折射的影响较小,不会偏折出增益介质.经过一定的等离子体介质长度就能够得到足够的放大,达到饱和输出.然而对于正角度出射的射线很快偏离出增益区域,得不到充分放大,达不到输出饱和强度的条件,如图 7 所示.

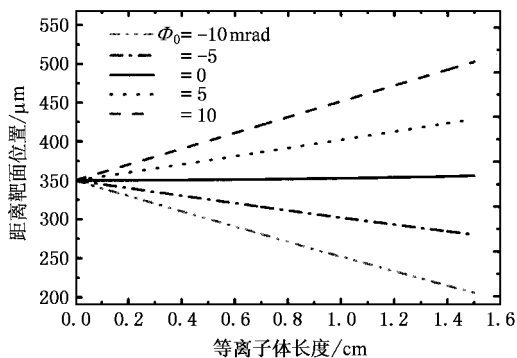


图 6 从 $z=0$, $x=350\mu\text{m}$ 处以不同的角度发射的光线在增益介质内的传输路径

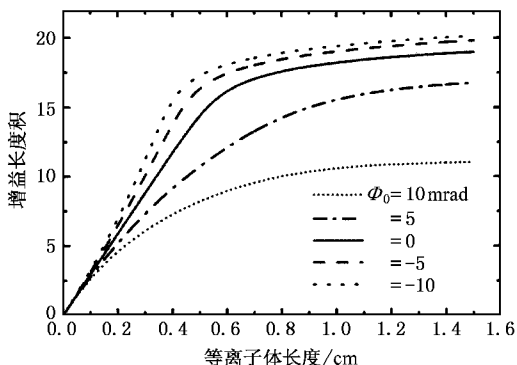


图 7 从 $z=0$, $x=350\mu\text{m}$ 处以不同的角度发射的光线的增益长度积随增益介质的变化

由于自发辐射在空间上是均匀分布在 4π 立体角内,所以可以认为从 $z=0$ 到 $z=L$ 范围内所有的网格内的辐射,只要出射角度在一定的范围内就会对探测平面上接收到的强度有所贡献,并考虑到折射效应会使出射角度较大的光线过早偏折出增益区而降低对输出强度的贡献,这里取出射角度范围从 -100mrad 到 100mrad .图 8 对比了考虑折射和不考虑折射的情况下 x 射线激光输出强度随靶长的变化.考虑了折射的影响后(实曲线)激光大概在 0.35cm 左右开始达到饱和输出;而没有考虑折射时(虚曲线)大约在 0.25cm 处达到饱和,输出强度要比考虑了折射影响时略高一些.由于折射使一部分光线偏折出增益区,使得探测到的总光强减小,因此达到饱和输出需要的增益介质长度变大.

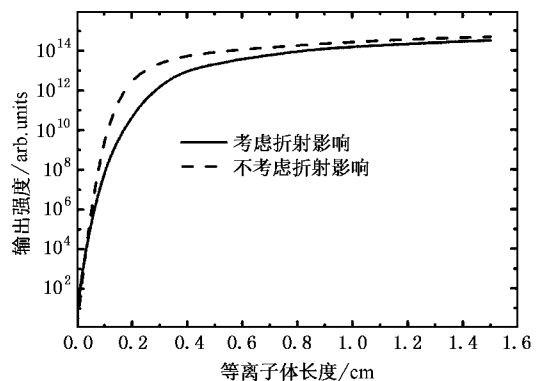


图 8 考虑折射和不考虑折射的情况下 x 射线激光输出强度随靶长的变化

5. 与实验结果的比较

为了检验理论模型的可靠性,我们用本文所描述的模型对已有的 x 射线激光实验^[25]进行了模拟计算.该实验是用双脉冲辐照平板银靶产生 13.9nm 波长的 x 射线激光,主脉冲与预脉冲的脉宽都是 4ps ,聚焦后的峰值功率密度分别为 $2.3 \times 10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ 和 $3.0 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$,两个脉冲之间的间隔是 1.2ns .实验中测量的增益系数为 $35 \pm 3\text{cm}^{-1}$,当靶长为 0.39cm 时出现近饱和输出,此长度下的增益长度积为 13.6 ± 1.2 .图 9 给出了利用该实验条件模拟得到的小信号增益在空间和时间上的分布.图中虚线对应的时刻是主脉冲的功率密度峰值时刻,靶面在 $100\mu\text{m}$ 位置处.利用产生最大小信号增益时刻的相关物理量,如增益系数、电子密度和上能级粒子数等计算 x 射线激光在等离子体介质中的传输和放大.

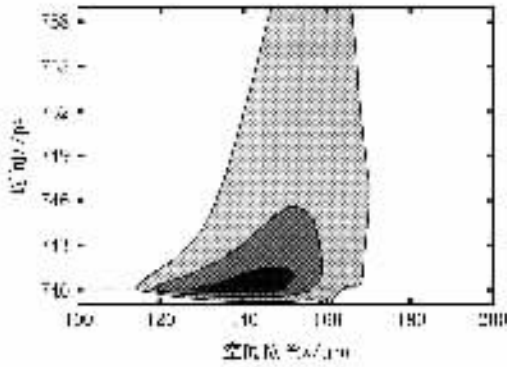


图 9 模拟类镍银实验^[25]得到的增益系数在空间和时间上的分布

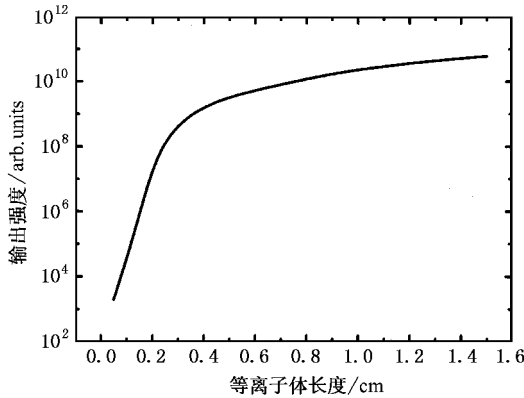


图 10 模拟实验^[25]得到的 x 射线激光输出强度随靶长的变化

图 10 给出模拟上述实验条件得到的激光输出强度随等离子体靶长的变化.从图中可以看出,当增益介质长度约为 0.35cm 时开始出现饱和输出.利用 Linford 公式^[26]拟和得到有效增益系数为 47.87,增益长度积约为 16.76.模拟结果比实验结果要高一些,这是因为实验中测量到的增益是时空积分值(这里只考虑了增益的空间积分),以及实验工艺等因素导致了增益系数的下降.因此,理论模拟得到的数据比实验测量值要高一些是合理的.

6. 结 论

本文利用二维的光线追踪法研究了 x 射线激光在等离子体中传输受到的折射和饱和效应.其中小信号增益、驱动激光方向上的电子密度分布、能级反转粒子数以及自发辐射系数等流体力学和原子物理参量由 MEDUSA 程序结合原子物理程序给出.我们具体模拟了 13.9nm 类镍银 x 射线激光在等离子体中的传输,通过对不同靶长下的输出强度或增益长度积的分析,得到了达到饱和输出的增益介质长度及分布趋势.结果表明了折射对激光传播的重要影响,与实验结果的趋势相符.

[1] Matthews D L et al 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
 [2] Nickles P V et al 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2748
 Kalachnikov M P et al 1998 *Phys. Rev. A* **57** 4778
 [3] Loewenthal F et al 1998 *Opt. Commun.* **154** 325
 [4] Rus B et al 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3858
 Rus B et al 2002 *Phys. Rev. A* **66** 063806
 [5] Wang S J et al 1991 *Chinese Phys. Lett.* **8** 618
 Wang S J et al 1991 *Acta Opt. Sin.* **11** 1135
 Carillon A et al 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2917
 Zhang J et al 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4653
 Warwick P J et al 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1808
 King R E et al 2001 *Phys. Rev. A* **64** 053810
 [6] MacGowan B et al 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2326
 [7] Da Silva L B et al 1993 *Opt. Lett.* **18** 1174
 [8] Li Y L et al 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1098
 Dunn J et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4834
 [9] Tommasini R et al 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1577
 Dunn J et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4834
 [10] Zhang J, MacPhee A G and Nilsen J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3856
 Tommasini R et al 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1664
 Sebban S et al 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043810
 Kawachi T et al 2002 *Phys. Rev. A* **66** 033815
 Janulewicz K A 2003 *Phys. Rev. A* **68** 051802
 [11] Lin J Y et al 1999 *Opt. Commun.* **166** 211
 Kawachi T et al 2002 *Phys. Rev. A* **66** 033815
 [12] Zhang J, MacPhee A G and Lin J 1997 *Science* **276** 1097
 King R E et al 2001 *Phys. Rev. A* **64** 053810
 [13] Smith R et al 1999 *Phys. Rev. A* **59** R47
 [14] Christiansen J P, Ashby D E T F and Roberts K V 1974 *Computer Phys. Commun.* **7** 271
 [15] Zimmerman G B and Kruer W L 1975 *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **2** 85
 [16] Peng H M, Zhang G P and Sheng J T 1990 *Computational Physics* **7** 91
 [17] Pert G J 1983 *Fluid Mech.* **131** 401
 [18] London R A 1988 *Phys. Fluids* **31** 184
 [19] Holden P B and Rus B 1995 *Opt. Commun.* **119** 424
 [20] Kuba J, Benredjem D, Möller C and Drska L 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 609
 [21] Benredjem D, Kuba J, Möller C and Zabaydullin O Z 2003 *Phys. Rev. A* **67** 043816

- [22] Lu X , Li Y J and Zhang J 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1353
- [23] Yan F , Zhang J and Lu X 2003 *Acta Phys. Sin.* **9** 2200
- [24] Peng H M *et al* 1997 *X-ray laser* (Beijing : Science Press) (in Chinese) [彭 民等 1997 x 射线激光(北京 科学出版社)]
- [25] Kawachi T *et al* 2002 *Phys. Rev. A* **66** 033815
- [26] Linford G J , Poressini E P , Sooym W R and Spaeth M L 1974 *Appl. Opt.* **13** 379

Modeling of refraction and saturation effects of x-ray lasers *

Yan Fei Zhang Jie Lu Xin

(*Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China*)

(Received 1 April 2004 ; revised manuscript received 21 June 2004)

Abstract

The propagation of a Ni-like Ag x-ray laser operating at 13.9 nm is numerically simulated. A two-dimensional ray tracing code is used to investigate the refraction and saturation effects of the x-ray laser beam as a postprocessor of a one-dimensional hydrodynamic code. The x-ray laser beam trajectory in a plasma medium and the spatially integrated laser output intensity as functions of the plasma length are calculated. Numerical results show that the refraction effect plays an important role in the beam propagation and amplification process.

Keywords : x-ray lasers , ray tracing , refraction and saturation , laser plasmas

PACC : 4255V , 4215D , 5250J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10176034 , 10374114 and 10374116) and the National Key Basic Special Foundation of China (Grant No. G1999075206) and the National High Technology Inertial Confined Fusion Foundation of China.