

CR9201793

CNIC-00375

IAPCM-0013

中国核科技报告

复合机制软X光激光的理论模拟

THEORETICAL SIMULATION OF SOFT

X-RAYS FOR RECOMBINING PUMP

(In Chinese)



原子能出版社

中国核情报中心

China Nuclear Information Centre

CNIC-00375

IAPCM-0013

复合机制软X光激光的理论模拟

THEORETICAL SIMULATION OF SOFT X-RAYS FOR RECOMBINING PUMP

(In Chinese)

彭惠民 张国平 盛家田

(应用物理与计算数学研究所, 北京)

中国核情报中心

原子能出版社

北京·1990.5

目 录

引言.....	(5)
1 基本方程.....	(5)
2 计算结果分析.....	(7)
3 结论.....	(13)
4 感谢.....	(13)
参考文献.....	(13)

CONTENTS

INTRODUCTION	(5)
1 FUNDAMENTAL EQUATION	(5)
2 CALCULATION RESULTS AND ANALYSIS	(7)
3 CONCLUSIONS	(13)
4 ACKNOWLEDGMENTS	(13)
REFERENCES.....	(13)

复合机制软X光激光的理论模拟

彭惠民 张国平 盛家田

(应用物理与计算数学研究所, 北京)

摘 要

从理论上研究和模拟计算在高度电离的等离子体中通过复合机制产生软X光激光的条件。用一维非平衡辐射流体力学激光打靶程序JB-19模拟计算激光与靶的相互作用。激光经线聚焦后照射到碳纤维靶上,在脉冲持续时间内可以产生高度电离的等离子体,脉冲结束后等离子体绝热膨胀,实现快速冷却,经三体复合和级联跃迁,在主量子数 $n=3$ 与 $n=2$ 之间形成粒子数反转,产生激光增益。对计算结果和物理过程进行了分析,讨论了影响增益的诸因素,并与英国卢瑟福实验室的结果进行了比较。介绍了类-H氟离子中产生粒子数反转和增益的初步结果。结论是在一定的激光能量范围内,入射激光脉冲波长愈短、脉宽愈窄,产生的增益愈大。要获得较好的增益区,对于玻璃激光来说,倍频是必要的,短脉冲是有益的。

THEORETICAL SIMULATION OF SOFT X-RAYS FOR RECOMBINING PUMP

Peng Huimin Zhang Guoping Sheng Jitian

(INSTITUTE OF APPLIED PHYSICS AND COMPUTATIONAL
MATHEMATICS)

ABSTRACT

The theoretical study and computational simulation of soft X-ray laser produced by the recombination of highly ionized plasma are given. An one-dimensional non LTE radiative hydrodynamic code JB-9 is used for simulating the process of soft X-ray laser produced by the recombination. The incident laser light is focused linearly onto the thin carbon fibre. In the duration of incident laser pulse a highly ionized plasma is generated. After the incident laser has ended the plasma adiabatically expands and rapidly cools down. During the time of three-body recombination and cascading transition, the population inversion between $n=3$ and $n=2$ is produced and transition gain is obtained. The analysis and evolution is presented, and factors effected on the gain are also discussed. The calculated results have been compared with the experimental data of RAL. It found that some were in good agreement with them but some are not. Under the limitation of laser energy, the gain is inversely proportion to the wave-length and pulse width of incident laser. For obtaining high gain it is necessary to have double frequency and shorten the pulse width of Nd-glass laser. Finally the preliminary results about H-like F ion are also given.

引言

当前世界各地高功率激光实验室关于软X光激光器的研究工作主要集中于两种机制：类-Ne、类-Ni离子电子碰撞激发 $3p-3s$ 跃迁和 $4d-4p$ 跃迁机制；类-H-类-Li离子三体复合 $n=3$ 到 $n=2$ 和 $n=4$ 到 $n=3$ 跃迁机制。前一种机制已经在美国Livermore实验室(LLNL)取得了较大的进展^[1]，海军实验室(NRL)也在实验室内观测到增益^[2]。关于类-H离子复合机制，美国的Princeton大学PPL实验室在磁约束 CO_2 激光打靶形成的等离子体中观测到类-H碳离子(CVI) $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的增益^[3]，激光波长 $18.2nm$ 。英国Rutherford实验室(RAL) 1986年利用倍频的钕玻璃激光照射碳纤维靶，在绝热膨胀中实现类-H碳 $n=3$ 对 $n=2$ 的粒子数反转，观测到波长 $18.2nm$ 的激光增益^[4]。同年又观测到类-H氟离子中 $n=3$ 对 $n=2$ 的跃迁(波长 $8.091nm$)的增益^[5]。宣布获得类-H碳增益的还有日本大阪大学激光工程研究所^[6]。法国Paris Sud大学原子和离子光谱实验室宣布他们利用类-Li离子复合机制进行了X光激光实验，获得了类-Li铝离子的 $3d-5f$ 跃迁增益^[7]。

复合机制的基本原理是首先利用高强度的红外或可见光甚至紫外激光经线聚焦后照射到低原子序数的激光工作介质上，把它们电离到高剥离态。高度电离的等离子体在快速冷却过程中自由电子与离子复合，因为三体复合速率与主量子数 n 的4次方成正比，所以优先复合到高壳层。这些高激发态通过碰撞或辐射退激发到较低的能级，通常通过级联过程通过中间态。如果低能级的退激发快于上能级的占据速率，则会在 $n=4$ 和 $n=3$ 或 $n=3$ 和 $n=2$ 之间产生粒子数反转。

复合机制产生软X光或XUV激光的必要条件是^[8]：

- a. 迅速产生高度电离的等离子体；
- b. 冷却必须足够快；
- c. 低能态辐射衰减的自吸收要小；
- d. 自由电子密度要足够大，以保证优先复合到高能级和产生足够大的增益；
- e. 等离子体是细长柱形，冷却过程中要维持时间足够长，空间足够大的增益区。

我们用一维非平衡辐射流体力学激光打靶程序JB-19模拟激光打靶产生的等离子体状态并计算增益的大小。考虑的原子物理过程有：光电离和辐射复合；电子碰撞电离和三体复合；电子碰撞激发和退激发；辐射线跃迁过程。在非平衡辐射输运中考虑了康普顿散射。计算辐射谱线宽度时考虑了Doppler加宽和离子宽度。计算原子能级时考虑了各壳层电子对核电荷的屏蔽效应，结合能是浮动的。这个程序可以计算激光打靶过程激光的吸收和反射，激光在靶中的能量沉积主要经由逆轫致过程，给出时空分布的等离子体状态。通过解时空分布的 P_0 方程，给出类氢近似下各主量子数的壳层电子占据概率，从而给出反转粒子数和增益大小。我们还进一步解了 P_{10} 或 P_{11} 方程，即进一步考虑各次壳层的电子占据概率，计算反转粒子数和增益系数。

1 基本方程

1.1 辐射流体力学方程

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \alpha \quad (1)$$

$$\frac{\partial R}{\partial r} = \frac{\rho_e}{\rho} \left(\frac{r}{R} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial R} P \quad (3)$$

$$P = P_{i\alpha} + P_e + P_R + q \quad (4)$$

这里 $P_{i\alpha}$ 为离子压强, P_e 为电子压强, P_R 为辐射压强, q 为人为粘性压强, $\alpha = 0, 1, 2$ 分别表示平面、柱和球几何条件。

1.2 平均原子模型近似下束缚电子占据概率方程

$$\frac{dP_i}{dt} = A_i - B_i P_i \quad (5)$$

$$A_i = A_{ie} + A_{i\alpha} + A_{iR} + A_{iL} \quad (6)$$

$$B_i = B_{ie} + B_{i\alpha} + B_{iR} + B_{iL} \quad (7)$$

式中 P_i 是原子的能级束缚电子占据概率, 脚标 e, iR, iL, iL 分别表示电子碰撞电离、光电离、电子碰撞激发和辐射线跃迁及它们的逆过程, A_i 和 B_i 为这些过程的速率系数。

1.3 电子和离子能量方程

1.3.1 电子能量方程

当采用真实气体状态方程时电子能量方程为

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = -\frac{1}{\rho R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 F_e) - p_e \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - W_r + W_{ie} + W_L \quad (8)$$

当采用理想气体状态方程时电子能量方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (c_e T_e + V) = & -\frac{1}{\rho R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 F_e) - p_e \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \\ & - W_r + W_{ie} + W_L \end{aligned} \quad (9)$$

式中 E_e 是电子能量, c_e 为电子的定容比热, T_e 为电子温度, V 为电子势能, F_e 为限流的电子热传导项, W_r 为辐射能耗项, W_{ie} 为电子与离子间能量交换速率, W_L 为激光能量沉积项。

1.3.2 离子能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_i T_i) = - (p_i + q) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 F_i) - W_{ie} \quad (10)$$

式中 c_i 为离子的定容比热, T_i 为离子温度, F_i 为限流的离子热传导项。

1.4 多群限流扩散近似的光子方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial f_\nu}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 F_R) + \frac{\nu}{3} \frac{\partial f_\nu}{\partial \nu} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \\ & + \frac{1}{\rho \nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ \alpha_\nu \left[(1 + f_\nu) f_\nu + T_e \frac{\partial f_\nu}{\partial \nu} \right] \right\} + \frac{1}{\rho} (D_\nu - C_\nu f_\nu) \end{aligned} \quad (11)$$

式中 F_R 为限流的辐射热传导项, f_ν 为能量为 ν 的单位量子态的光子数, α_ν 为考虑康普顿散

射后Fokker-Planck近似下的系数^[11]， D 和 C 为辐射系数包括光电效应项、线跃迁项和韧致效应项。

1.5 激光能量沉积方程

只考虑激光从法向入射。把从右向左即从外界面入射定义为第一束激光，把从左向右即从内界面入射的激光定义为第二束激光。介质密度高于临界密度则发生反射，反射激光通过物质时再度被吸收，直至飞出界面。逆韧致吸收被认为是主要吸收机制。

设入射激光强度为 I_0 ，反射激光强度为 I_r ，并令 $\psi_1^{(0)} = R^0 I_0^{(0)}$ ， $\psi_2^{(0)} = R^1 I_0^{(0)}$ ，式中 $\alpha = 1, 2$ 分别表示第1或第2束激光， $\alpha = 0, 1, 2$ 分别表示平面、柱和球几何条件。则激光能量沉积方程为

$$\frac{d\psi_1^{(0)}}{dR} = K_1 \psi_1^{(0)}, \quad (12)$$

$$\frac{d\psi_1^{(1)}}{dR} = -K_1 \psi_1^{(1)}, \quad (13)$$

$$\frac{d\psi_2^{(0)}}{dR} = -K_1 \psi_2^{(0)}, \quad (14)$$

$$\frac{d\psi_2^{(1)}}{dR} = K_1 \psi_2^{(1)}, \quad (15)$$

$$\psi_1^{(0)}|_{R=R_1} = \bar{\psi}^{(0)}(t), \quad (16)$$

$$\psi_2^{(1)}|_{R=R_0} = \bar{\psi}^{(1)}(t), \quad (17)$$

式中 K_1 为等离子体介质对波长为 λ 的激光的吸收系数， R_1 为外界面位置， R_0 为内界面位置， $\bar{\psi}^{(0)}(t)$ 和 $\bar{\psi}^{(1)}(t)$ 由入射激光脉冲条件给出。激光在等离子体中能量沉积项为：

$$W_L = \frac{1}{\rho R^2} \frac{d}{dR} (\psi_1^{(0)} - \psi_1^{(1)} - \psi_2^{(0)} + \psi_2^{(1)}) \quad (18)$$

2 计算结果分析

模拟计算要回答的主要问题是：在入射激光脉冲持续时间内靶介质能否形成高度电离的等离子体；入射激光脉冲结束后等离子体是否实现绝热膨胀从而达到快速冷却；在冷却过程中是否出现时间足够长、空间足够大的增益区。

2.1 激光打靶形成的等离子体状态

考虑激光脉冲时间分布为高斯型

$$I(t) = I_0 e^{-\alpha(t-T)^2} \quad (19)$$

经线聚焦后照射到直径为 ϕ 的碳纤维靶上，靶长略小于焦线长度，取强度为峰值强度1%的时刻为入射激光的时间起点和终点，如果脉冲的半宽度(FWHM)为 r ，则脉冲峰值时刻 $T \approx 1.289r$ ，脉冲的持续时间为 $2T$ 。

对于长度固定的碳纤维靶，根据热力学第一定律，对于理想气体准静态绝热过程可以得出^[12]

$$R(t) = n^{\gamma} t \quad (20)$$

$$N_e(t) = N_e^0 R^{0.1} / R(t)^2 \quad (21)$$

$$T_e(t) = T_e^0 (R^0 / R(t))^{0.5} \quad (22)$$

式中上标“0”表示绝热过程开始时的值。

模拟计算结果表明，在 $2T$ 的脉冲持续时间內，在不同的入射激光能量作用下，光纤外层介质被激光烧蚀到一定深度，烧蚀区原子的束缚电子被迅速剥离，形成高度电离的等离子体，然后在绝热膨胀过程中复合，图1是三个模型的K壳层主量子数 $n=1$ 束缚电子占据概率 P 值随时间的变化情况，图中表明在 $t=2T$ 即入射激光脉冲结束时 $P_1 \ll 1$ ，此时激光产生的等离子体已处于高度电离的等离子体状态。在模拟计算中假定两束激光线聚焦后相对地照射到直径 $\phi=7.0\text{mm}$ 的碳纤上，聚焦范围为 $25\mu\text{m} \times 2.5\text{cm}$ ，入射激光脉冲的条件分别为

$$\text{C016} \quad \lambda_1=0.35\mu\text{m}, \tau=30\text{ps}, E_1=10.72\text{J},$$

$$\text{C020} \quad \lambda_2=0.53\mu\text{m}, \tau=30\text{ps}, E_2=10.72\text{J},$$

$$\text{C019} \quad \lambda_3=1.06\mu\text{m}, \tau=30\text{ps}, E_3=10.72\text{J},$$

在图2和图3中我们给出了C016模型中等离子体状态 $n(t)$ ， $R(t)$ ， $T_e(t)$ 和 $N_e(t)$ 随时间 t 的变化。

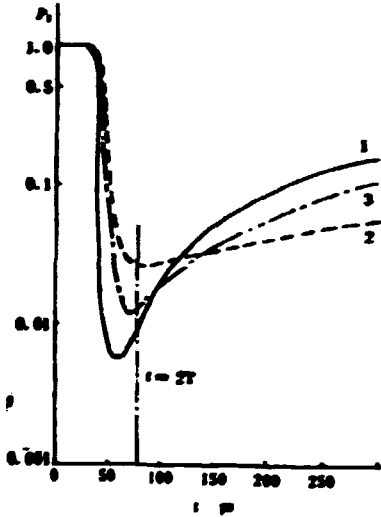


图1 碳的K壳层束缚电子占据概率 P 随时间变化

1—C016²¹; 2—C019²¹; 3—C020²¹
角标32, 35, 和33表示计算不同空间点

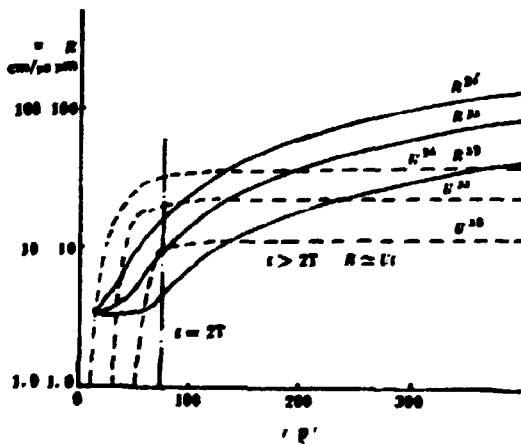


图2 C016模型不同的空间点的位置和速度随时间变化

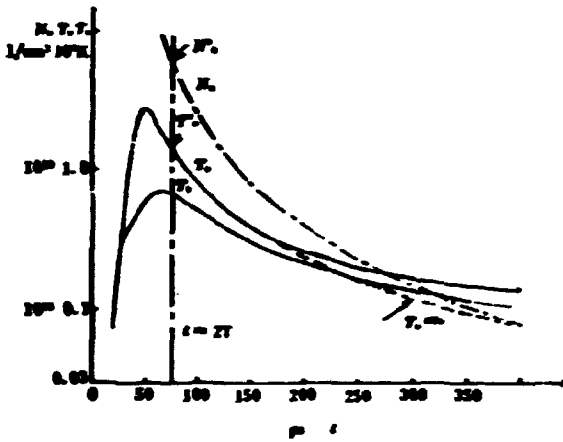


图3 电子温度和密度、离子温度随时间变化

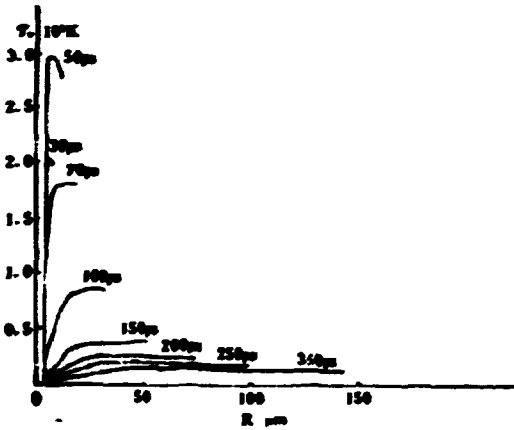


图4 Co16不同时刻电子温度 T_e 随 R 的变化

由上几图可见,当 $t=2T$ 之后,即脉冲终止之后速度接近它们的渐近值,等离子体位置按绝热规律变化:在图3中,当 $t=2T$ 时等离子体开始绝热膨胀,随后 $N_e(t) = N_e^0 (R^0/R(t))^2$ 而 $T_e > T_e^{adi}$;而图4中,当 $t=2T$ 之后等离子体中 T_e 的空间分布是平滑的。

由以上结果可以得出用脉冲宽度 τ 的激光束照射碳纤在脉冲持续时间内在碳纤的外层形成高度电离的等离子体,在 $t=2T$ 之后等离子体开始绝热膨胀,这时 $R(t) = \mu^0 t$, $N_e(t) = N_e^0 (R^0/R(t))^2$, $T_e(t) > T_e^{adi}(t)$, 其中 $T_e^{adi}(t) = T_e^0 (R^0/R(t))^{2/3}$, 因为在复合过程中与原子复合的电子把能量交给了自由电子,提高了自由电子的温度。在一定时间之后在碳纤外层有电子温度分布平坦的区域,在这个区域中 T_e 可以看成不随空间变化。

2.2 反转粒子数和增益系数

可以证明^[11],在高度电离的情况下平均原子速率方程的解和类氢离子速率方程的解是一致的。对低 z 介质复合机制我们关心的是 $n=3$ 对 $n=2$ 能级的粒子数反转和 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的增益,这种反转是由于三体复合优先复合到高亮层,然后通过级联跃迁到较低的壳

层, 由于2到1的跃迁速率远大于3到2的跃迁速率而造成的。

用平均原子模型计算的反转粒子数为

$$N_{ii}^0 = N_i - (g_i/g_j) N_j, \quad i > j$$

$$= N g_j (P_i - P_j) \quad (23)$$

式中 P_i 和 P_j 分别为 i 、 j 能级束缚电子占据概率, g_i 和 g_j 分别为 i 、 j 能级的统计权重。

增益系数

$$\alpha = \frac{\lambda_{ii}^2 A_{ii}}{8\pi\Delta\nu} (N_i - (g_i/g_j) N_j)$$

$$= \sigma_{ii} N_{ii}^0 \quad \text{1/cm} \quad (24)$$

$$\sigma_{ii} = \lambda_{ii}^2 A_{ii} / 8\pi\Delta\nu \quad (25)$$

式中 λ_{ii} 是 i 、 j 能级跃迁产生的受激发射波长, A_{ii} 是单位时间从 i 能级自发辐射跃迁到下能级 j 的几率, $\Delta\nu$ 是谱线宽度, 在这里只考虑 Doppler 展宽, 下表给出三个模型具有代表性的空间点 (增益系数最大) 3到2能级反转粒子数的大小和在总原子数中所占份额。

模型	λ_i (nm)	r (μm)	ρ (g/cm^3)	P_1	P_2	N_{21}^0 (cm^{-3})	N_{21}^0/N
Co16	0.35	250	0.840×10^{-1}	0.26025×10^{-1}	0.39015×10^{-1}	7.79×10^{21}	2.33×10^{-2}
Co20	0.53	250	0.616×10^{-1}	0.23012×10^{-1}	0.40687×10^{-1}	7.78×10^{21}	3.18×10^{-2}
Co19	1.06	254	0.519×10^{-1}	0.32529×10^{-1}	0.50261×10^{-1}	6.57×10^{21}	3.19×10^{-2}

由上表可以看出反转粒子数在 10^{22}cm^{-3} 量级, 在总原子数中所占份额约为 10^{-2} 量级。

图5给出三个模型 Co16, Co20 和 Co19 的最大增益点 P_1 和 P_2 随时间变化。由图中可以看出在复合过程中 P_2 逐渐增大而超过 P_1 , 从而形成粒子数反转。

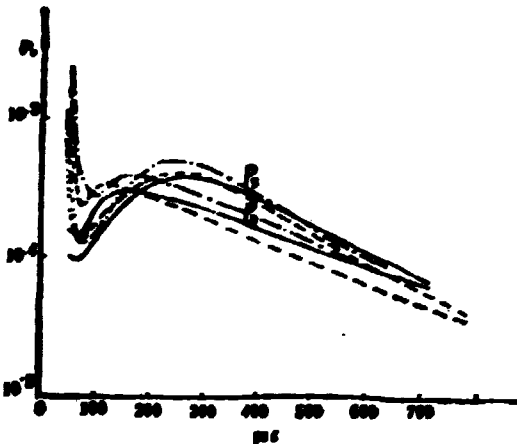


图5 在三个模型中碳的 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的最大增益点 P_1 和 P_2 随时间变化。

— Co16 — $\lambda_i = 0.35\mu\text{m}$
 — Co20 — $\lambda_i = 0.53\mu\text{m}$
 - - - Co19 — $\lambda_i = 1.06\mu\text{m}$

图6~8给出 $\phi=7.0\mu\text{m}$ 的碳纤在不同波长的入射激光照射下, 不同时刻增益系数的空间分布。图9给出碳离子 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁增益系数最大值随时间的变化。在入射激光能量 ($E_L = 10.72\text{J}$) 和脉宽 ($\tau=30\text{ps}$) 一定的情况下, 对于致玻璃激光, 倍频 ($0.53\mu\text{m}$) 和三倍频 ($0.35\mu\text{m}$) 入射激光产生的增益明显地好于基频 ($1.06\mu\text{m}$) 入射激光所产生的分布。

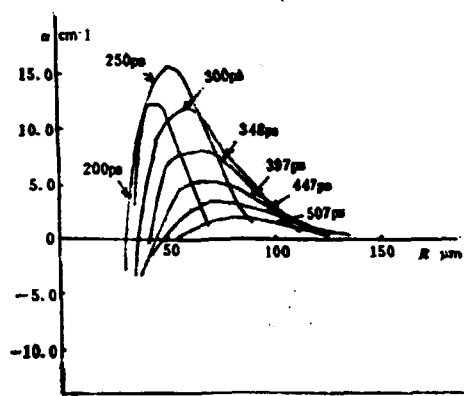


图6 C016模型 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的增益系数 α 在不同时刻的空间分布

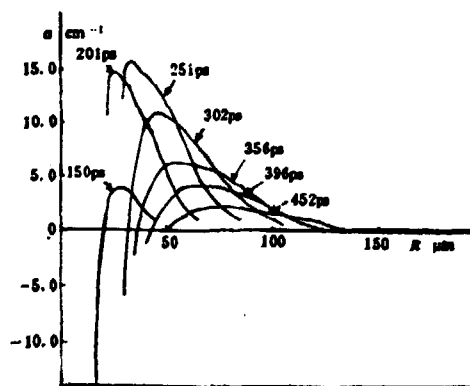


图7 C020模型不同时刻 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁增益系数的空间分布

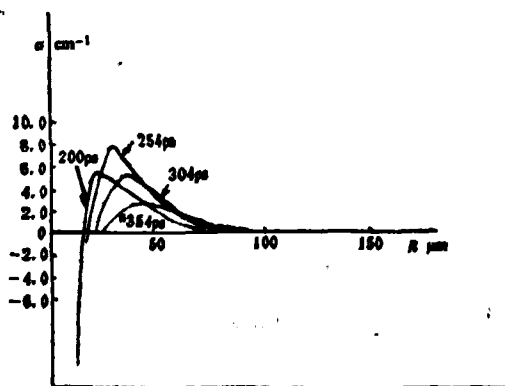


图8 C019模型 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的增益系数的空间分布。

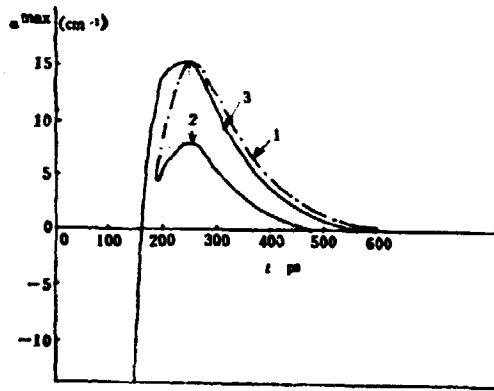


图9 $\phi=7.0\mu\text{m}$ 碳纤在相同的入射激光能量 ($E_L=10.72\text{J}$) 和脉宽 ($\tau=30\text{ps}$) 情况下, 不同波长入射激光所产生的 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的最大增益系数随时间变化。

$\text{CO}_{18}(\lambda_L=0.35\mu\text{m}), \text{CO}_{20}(\lambda_L=0.53\mu\text{m}), \text{CO}_{19}(\lambda_L=1.06\mu\text{m})$

2.3 与美国卢瑟福实验室 (RAL) 结果^[14]比较

英国卢瑟福实验室宣布用 Vulcan 激光器倍频线聚焦打到 $\phi=7.0\mu\text{m}$ 的碳纤靶上作复合机制软 X 光激光实验。入射激光波长 $\lambda_L=0.53\mu\text{m}$, 脉宽 $\tau=70\text{ps}$, 功率 $P\sim 10^{12}\text{W}$ 。等离子体长度从 1.5mm 变化到 9.5mm , 在激光脉冲峰值 975ps 后测量到 $\text{H}\alpha$ 线 ($\lambda=182\times 10^{-10}\text{m}$) 强度随等离子体长度呈指数增长, $\alpha=4.1\pm 0.6\text{cm}^{-1}$ 。单位长度平均吸收能量 $E_A/l=2.6\text{J/cm}$, 入射激光能量是吸收的能量的 10 倍。

我们在同样条件下进行了计算, 结果是: 单位长度平均吸收能量 $E_A/l=2.0\text{J/cm}$, 吸收效率 $\eta_s=9.9\%$, $t(\alpha^{\text{max}})=350\text{ps}$, $\alpha^{\text{max}}=3.4\text{cm}^{-1}$, α^{max} 时相应的 $T_e=0.26\times 10^6\text{K}\approx 22\text{eV}$, $N_e=0.18\times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 。

结果比较: i) 对入射激光能量的吸收情况基本一致, $\eta_s\sim 10\%$; ii) 出现最佳增益的等离子体条件, $T_e\approx 20\text{eV}$, $N_e=2\times 10^{19}/\text{cm}^3$, 两者是一致的; iii) 最大增益出现的时刻, 我们的计算结果是 $t\sim 350\text{ps}$, RAL 实验测得的是脉冲峰值后 975ps , 相差较大, 这样的实验结果用绝热冷却过程来解释比较困难; iv) RAL 的理论计算认为 P_2 是平衡占据的, 我们的计算表明 P_2 以至 P_3 、 P_4 都是非平衡的, 因此 RAL 的理论结果过高地给出了 α 值。

2.4 影响增益的诸因素

影响增益的因素主要有原子参数、流体力学状态和低能态辐射衰减的自吸收。对原子参数的影响, 我们用 PNLJ 速率方程程序计算对应于不同的 n 、 l 、 j 能级的粒子数和增益, 所用到的等离子体状态是用 JB-19 程序计算出来的。计算等离子体状态时选用的空间步长(分点)不同计算出来的力学状态亦不同, 一般说来密分点能够较好地反映流体力学的真实状态, 但密分点使得计算时间增长。考虑到以上因素后增益系数要下降, 考虑低能态辐射衰减的自吸收后使反转粒子数下降, 从而使增益下降。

激光参数对增益系数有明显的影响, 在一定的能量和脉宽范围内, 入射激光波长愈短, 脉冲愈窄则产生的增益愈大。

2.5 类-H 氟离子中产生粒子数反转和增益的初步探讨

在类-H 氟离子中产生 $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁的激光是很有吸引力的工作, 因为产生的激光的

波长 $\lambda=8.091\text{nm}$ (Ha线)。我们利用JB-19程序初步探索了不同直径的氯化物纤靶在不同波长、脉宽和强度的激光照射下形成的等离子体状态和产生增益的可能性。初步计算表明,对于 $\phi=7.2\mu\text{m}$ 的氟纤, $\lambda_L=0.265\mu\text{m}$, $\tau=5\sim 10\text{ps}$, $E=20\sim 90\text{J}$, 激光焦斑 $25\mu\text{m}\times 2.5\text{cm}$, 可以获得较好的增益, α^{max} 在某些点可达 $10\sim 20\text{cm}^{-1}$ 。这些计算是很粗略的, 尚需作深入细致的理论工作, 才能得出有实用价值的结论。

3 结 论

用一维非平衡辐射流体力学激光打靶程序JB-19模拟激光等离子体相互作用, 计算类-H离子复合过程产生软X光激光增益的可能性。结果表明强激光脉冲照射碳和氟纤靶, 在脉冲持续时间内可以产生高度电离的等离子体, 脉冲结束后等离子体绝热膨胀, 实现快速冷却, 可以得到CVI $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁 ($\lambda=18.2\text{nm}$) 和FⅧ $n=3$ 到 $n=2$ 跃迁 ($\lambda=8.09\text{nm}$) 激光增益。对于碳纤最佳增益出现在 $T_e\approx 20\text{eV}$, $N_e\approx 2\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 。在一定的能量范围内入射激光波长愈短、脉宽愈窄则增益愈大。要获得较好的增益区对于软玻璃激光来说, 倍频是必要的, 短脉冲是有益的。

4 感 谢

工作过程中与于敏、郑绍唐、杜祥琬同志进行了多次有益的讨论。邵云峰、张寅春、李淑芬和肖小平同志参加了部分的计算工作, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] UCRL-52000-87-7, 40 (1987)
- [2] T.N.Lee, et al., Phys.Rev.Lett.**59**, 1185 (1987)
- [3] S.Suckewer, et al., Phys.Rev.Lett.**55**, 1753 (1985)
- [4] M.H.Key, et al., RAL-86-046, A5 (1986)
- [5] C.Chenais-Popovics, et al., RAL-87-041, 1 (1987)
- [6] P.R.Herman, et al., Digest'87ICL, 5, Xiamen China (1987)
- [7] H.Daido, et al., Digest'CLE('88, THM20, Anaheim (1988)
- [8] G.Jamelot, et al Digest'87ICL, 7 Xiamen China (1987)
- [9] G.J.Pert, Plasma Phys & Control.Fus.**27**, 1427 (1985)
- [10] G.Cooper, Phys.Rev.D.**3**, 2312 (1971)
- [11] G.J.Pert, J.Phys.B; Atom.Molec.Phys.**9**, 3301 (1976)
- [12] 彭惠民等, 计算物理**1**, 8 (1984)
- [13] 郑绍唐, 核聚变与等离子体物理**4**, 11 (1984)
- [14] C.Chenais-Popovics, et al., Phys.Rev.Lett.**59**, 2161 (1987)

复合机制软X光激光的理论模拟

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

河北省香河谭庄印刷厂印刷

☆

开本787×1092 1/16·印张1·字数15千字

1990年5月北京第一版·1990年5月北京第一次印刷

印数1—120

ISBN7-5022-0335-4

TI·155

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT



ISBN 7-5022-0335-4

TL · 155

P.O.Box 2103

Beijing, China

China Nuclear Information Centre