

CuBr 脉冲激光动力学模型及其研究

程 成

孙 威

杭州师范学院物理系, 杭州 310012

浙江大学物理系, 杭州 310027

1991 年 6 月 24 日收到

本文通过实验观测 CuBr 激光等离子体中铜的自发辐射光谱, 建立了五能级 CuBr 脉冲激光动力学模型. 应用电子温度和电子密度实验值, 通过计算机数值计算得到的激光脉冲波形、峰值时刻、功率等都与实验值基本相符. 结果还表明: 当输入功率密度不变时, 通过改变缓冲气体热扩散步长, 可明显改变气体温度或初始铜原子密度, 从而改变激光功率.

PACC: 4255

一、引 言

铜(溴化亚铜)激光 CVL 是近年来引起人们注意的一种激光^[1-4]. 目前, 在 CVL 的研究中, 实验上, 一是通过充氢来提高激光功率和效率^[2], 二是采用新的横向 TD 放电方式^[3]. 但充氢引起的激光等离子体的变化机理, 目前尚不太清楚. 对 TD 放电, 虽然实验表明输出功率线性正比于放电重复频率^[3], 但放电本身不太稳定等等. 这些, 有待于人们深入研究激光等离子体内部的动力学机制, 才能加以解决.

在 CVL 等离子体动力学研究中, 其中有两个基本问题需要解决:

(1) 在特定的放电条件下, 铜激光模型为几能级模型是合适的? 通常, 最简单的是铜的三能级模型^[4]. 也有人在激光上能级之上, 再假设一个“赝能级”^[1]. 由于铜激光行为与铜能级及其粒子数密切相关, 因此, 确定符合实际的铜激光能级模型, 是必要的.

(2) 激光等离子体的两个重要参量电子温度和电子密度如何变化? 对于铜的卤化物激光, 电子温度的计算相当复杂, 且精度很低, 实验测量又异常困难. 因此, 确定等离子体电子温度和电子密度, 从而去确定激光能级粒子数的变化, 是十分重要的.

本文通过 CuBr 激光实验, 观测了激光等离子体区中可见光自发辐射光谱, 确认了一些铜能级, 其中有与激光上能级直接相关的跃迁能级. 在此基础上, 构造了一个较为完整的五能级 CuBr 脉冲激光模型. 我们在文献[5]中, 通过计算机数值拟合实测激光等离子体区中残留杂质氢原子 H_{α}/H_{β} 谱线相对强度随时间的变化, 实验确定了等离子体电子温度 T_e 和电子密度 n_e 随时间的变化. 本文采用这些 $T_e(t)$ 和 $n_e(t)$, 数值求解激光工作物质粒子数速率方程, 得到了脉冲期间铜能级粒子数分布以及激光功率随时间的变化, 与实测的激光作了比较, 并讨论了影响激光功率的一些因素.

二、实验与结果

实验安排如图 1 所示. 在激光管侧部, 特制一石英玻璃观测窗, 用 JS-IVB 凹面光栅单色仪、GDB-333 快脉冲光电倍增管、Boxcar 积分器以及 cos-6100 脉冲示波器, 组成一快响应光电探测系统, 观测激光等离子体区中可见光自发辐射谱线强度. 用 P 6015 高电压探头、宽带 410 型罗柯夫斯基线圈以及强流光电二极管等, 分别测量放电电压、电流、激光脉冲等波形. 以电压脉冲作为示波器的触发信号, 典型的测量结果示于图 2 中.

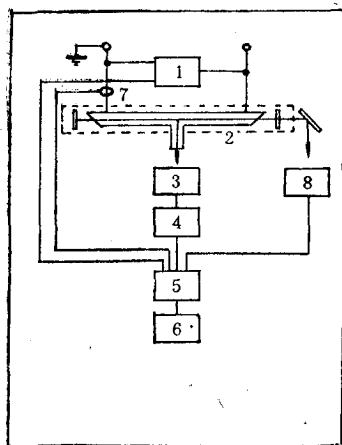


图1 实验安排示意图 1 为 P 6015 高电压探头; 2 为激光管; 3 为单色仪; 4 为光电倍增管; 5 为 Boxcar 积分器; 6 为 X-Y 记录仪; 7 为 410 型罗柯夫斯基线圈; 8 为强流光电二极管

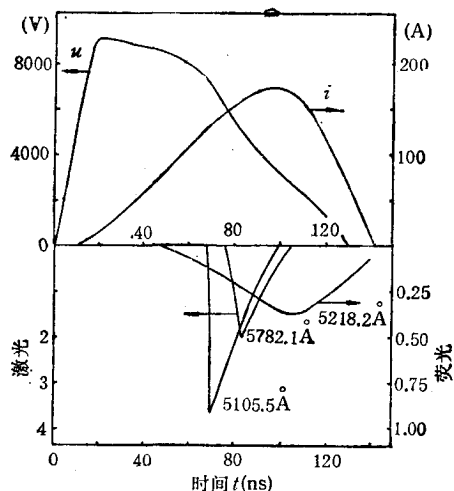


图2 实测的放电电压、电流、激光脉冲以及 5218.2 Å 自发辐射谱线强度随时间的变化

通过光谱观测, 发现在激光等离子体中, 存在着丰富的铜、溴、氖、氢、氧等自发辐射光谱, 其中铜的部分光谱观测记录见表 1. 由文献 [6], 可确定对应的能级跃迁.

表 1 CuBr 激光铜的部分自发辐射谱线实验观测

序 号	跃 迁	波 长 (Å)	跃迁几率 ⁽¹⁾ ($\times 10^8 s^{-1}$)	相对积分光强
1	$3d^{10}5d^2D_{3/2} \rightarrow 3d^{10}4p^2P_{1/2}^{*}$	4022.6	0.190	~0.1
2	$3d^{10}5d^2D_{5/2} \rightarrow 3d^{10}4p^2P_{3/2}^{*}$	4062.6	0.210	~0.1
3	$3d^94s5s^4D_{7/2} \rightarrow 3d^94s4p^4P_{1/2}^{*}$	4275.1	0.345	~0.3
4	$3d^{10}6s^2S_{1/2} \rightarrow 3d^{10}4p^2P_{1/2}^{*}$	4530.8	0.084	~0.1
5	$3d^{10}4p^2P_{3/2}^{*} \rightarrow 3d^94s^2^2D_{3/2}^{*}$	5105.5	0.020	1
6	$3d^{10}4d^2D_{3/2} \rightarrow 3d^{10}4p^2P_{1/2}^{*}$	5153.2	0.60	~1(4.1)
7	$3d^{10}4d^2D_{5/2} \rightarrow 3d^{10}4p^2P_{3/2}^{*}$	5218.2	0.75	~5(9.0)
8	$3d^94s5s^4D_{7/2} \rightarrow 3d^94s4p^4D_{7/2}^{*}$	5292.5	0.109	~0.5
9	$3d^{10}4p^2P_{3/2}^{*} \rightarrow 3d^94s^2^2D_{3/2}^{*}$	5700.2	0.0024	~0.1(0.11)
10	$3d^{10}4p^2P_{1/2}^{*} \rightarrow 3d^94s^2^2D_{3/2}^{*}$	5782.1	0.0165	~0.5(0.6)

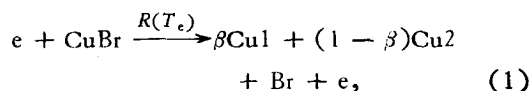
注: **, * 分别为激光上下能级. 5105.5 Å 谱线强度定标为 1, 其余谱线强度参考之. 括号内为计算值.

由表 1 可见,在 CuBr 激光等离子体中,存在着一些与激光能级直接有关的跃迁。其中落到激光上能态 $3d^{10}4p^2P^0_{3/2}$ 的 $5218.2 \text{ \AA}$ 跃迁辐射谱线最强, $5153.2 \text{ \AA}$ 谱线次之,它们的实测积分光强甚至可以与激光能级跃迁的荧光光强相比。如果不考虑这些强光学跃迁(如通常的三能级模型),则可能使激光能级粒子数发生较大偏离,从而无法真正了解激光等离子体内部的动力学过程。

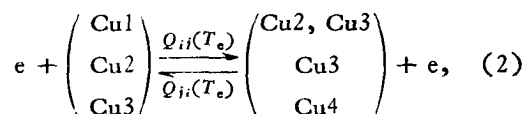
三、动力学模型

根据光谱的实验观测,考虑到对激光上能级有强光学跃迁的双重能态 $3d^{10}4d^2D_{3/2,5/2}$,忽略其余弱跃迁能级的影响,可建立如下的脉冲期间的铜五能级激光动力学过程(铜能级见图 3):

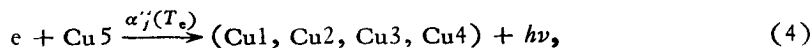
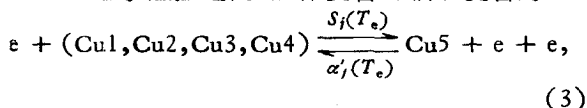
1. CuBr 分子的电子碰撞离解为



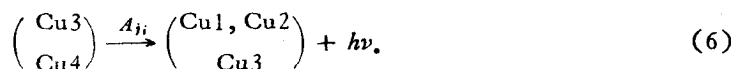
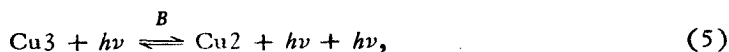
2. 电子碰撞激发与超弹性碰撞为



3. 电子碰撞电离、三体复合与辐射复合为



4. 受激辐射(吸收)与自发辐射为



上述过程中, Cu1, Cu2, Cu3, Cu4, Cu5 分别表示铜基态 $3d^{10}4s^2S$, 亚稳态 $3d^94s^2D$, 共振态 $3d^{10}4p^2P^0$, 上能态 $3d^{10}4d^2D$ 和电离态。 R 与 β 为 CuBr 分子的电子碰撞离解速率和离解成 Cu1, Cu2 的比率, Q_{ij} , S_j , α_j 分别为 $i \rightarrow j$ 态的电子碰撞激发率、 j 态电离率和复合率, B 和 A_{ji} 为受激辐射系数与自发跃迁几率。有关各量为电子温度 T_e 的函数。

需要指出:这里考虑了 Cu1, Cu2 能级之间(禁戒跃迁)的电子碰撞作用,而没有考虑其余能级之间的禁戒跃迁。这是由于近年来理论计算表明, $\text{Cu1} \rightarrow \text{Cu2}$ 的跃迁振子强度可达约 $0.1^{[8]}$, 与 $\text{Cu1} \rightarrow \text{Cu3}$ 的强共振跃迁的振子强度同数量级。其余禁戒跃迁的

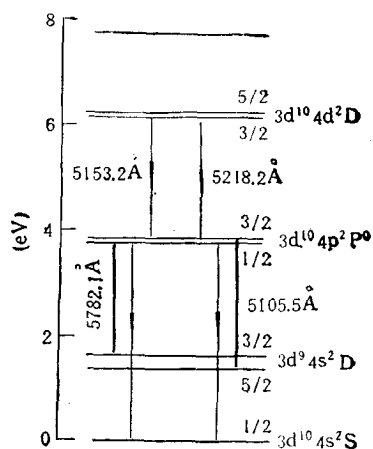


图 3 铜五能级图 粗线为激光跃迁

振子强度则很弱。

根据上述过程,可列出速率方程为

$$\frac{d\text{Cu1}}{dt} = n_e \left[\sum_{i=1} Q_{i1} \text{Cu1} + \alpha_1 \text{Cu5} + \beta R \text{CuBr} - \left(\sum_{i=1} Q_{1i} + S_1 \right) \text{Cu1} \right] + A'_{31} \text{Cu3} \quad (7a)$$

$$\frac{d\text{Cu2}}{dt} = n_e \left[\sum_{i=1} Q_{i2} \text{Cu1} + \alpha_2 \text{Cu5} + (1 - \beta) R \text{CuBr} - \left(\sum_{i=1} Q_{2i} + S_2 \right) \text{Cu2} \right] + A_{32} \text{Cu3} + \Delta B P / h\nu c \quad (7b)$$

$$\frac{d\text{Cu3}}{dt} = n_e \left[\sum_{i=1} Q_{i3} \text{Cu1} + \alpha_3 \text{Cu5} - \left(\sum_{i=1} Q_{3i} + S_3 \right) \text{Cu3} \right] + A_{43} \text{Cu4} - (A'_{31} + A_{32}) \text{Cu3} - \Delta B P / h\nu c \quad (7c)$$

$$\frac{d\text{Cu4}}{dt} = n_e [Q_{34} \text{Cu3} + \alpha_4 \text{Cu5} - (Q_{43} + S_4) \text{Cu4}] - A_{43} \text{Cu4} \quad (7d)$$

$$\frac{d\text{Cu5}}{dt} = n_e \left[\sum_{i=1} S_i \text{Cu1} - \text{Cu5} \sum_{i=1} \alpha_i \right] \quad (7e)$$

$$\frac{d\text{CuBr}}{dt} = -n_e R \text{CuBr} \quad (7f)$$

$$\frac{dP}{dt} = P \left[B\Delta - c \left(\frac{1 - R_c}{l_c} + \theta \right) \right] + \delta A_{32} \text{Cu3} h\nu c \quad (7g)$$

式中 n_e 为电子密度; A'_{31} 为考虑光学共振吸收效应后的跃迁几率, Δ 为反转粒子数 ($\equiv \text{Cu3} - \frac{g_3}{g_2} \text{Cu2}$); P, ν 为激光功率和频率; R_c, l_c, θ, δ 分别为谐振腔输出镜反射率、谐振腔长、每单位长度衍射损失、自发辐射沿激光束所张的立体角。

在速率方程组(7)中,对有关的碰撞速率系数或原子数据,考虑如下:

(1) Cu 的电子碰撞激发率。电子碰撞是铜激光泵浦的主要机制。Scheibner^[9] 等人在前人的基础上,应用非相对论性 R 矩阵理论和强耦合近似,在入射电子动能 $\epsilon_e = 0.1 - 8 \text{ eV}$ 的范围内,首次计算了 $^2\text{S} \rightarrow ^2\text{P}$, $^2\text{S} \rightarrow ^2\text{D}$ 的非弹性电子碰撞截面。文献[10]中,将这些截面对电子速率分布平均,得到了电子碰撞速率系数。本文应用了这些速率系数。对超弹性电子碰撞,根据细致平衡原则,

$$Q_{ji}(T_e) = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_{ji}}{T_e}\right) Q_{ij} \quad \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \quad (8)$$

式中 g 为统计权重, E_{ji} 为能级差。

(2) 对电子碰撞电离率,采用与实验数据比较符合的半经验公式^[11]

$$S_i(T_e) = 1.1 \times 10^{-5} \frac{(T_e/E_i)^{1/2}}{E_i^{3/2}(6 + T_e/E_i)} \exp\left(-\frac{E_i}{T_e}\right) \quad \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (9)$$

(3) 对辐射复合,采用 Kramer^[12] 公式。这个公式考虑了价壳层未填满的非类氢离子的复合。对价壳层主量子数为 n_0 的离子,

$$\alpha'_i(T_e) = 2.6 \times 10^{-14} \sum_{n=n_0} \frac{1}{n} \sum_l (4l+3-M_{nl}) \left(\frac{E_{nl}}{E_H} \right)^{1/2} \beta_{nl}^{3/2} \exp(\beta_{nl}) E_1 \quad \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \quad (10)$$

式中 E_{nl} 为复合后 (n, l) 壳层能量, E_H 为氢电离能, M_{nl} 为复合后 (n, l) 上的电子数, $(4l+3-M_{nl})$ 为复合之前的空穴数, $\beta_{nl} = E_{nl}/T_e$, 指数积分函数

$$E_1 \equiv \int_{\beta_{nl}}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx.$$

电子碰撞三体复合速率^[4]为

$$\alpha''_i(T_e) = 5.1 \times 10^{-27} T_e^{9/2} \quad \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}. \quad (11)$$

(4) CuBr 分子的电子碰撞离解速率^[12]为

$$R(T_e) = 3 \times 10^{-8} \exp(-T_g/T_e) \quad \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \quad (12)$$

式中离解成 CuI/Cu2 的比率 β , 目前尚无这方面的计算或实验数据. 本文考虑 $\beta \leq 1$, 且随着电子温度的上升而下降, 设为

$$\beta(T_e) = \exp(-T_e/1000). \quad (13)$$

(5) 受激辐射系数 B , $^2P \rightarrow ^2S$ 共振跃迁辐射吸收系数和吸收因子, 见文献[4, 13].

对速率方程组的初始条件和激光管内的气体温度, 考虑如下: CuBr 激光为连续脉冲放电. 经过某一个弛豫过程之后, 各种粒子以及各能态之间处于热动平衡之中. 下一个脉冲到来之前, 初始铜能态粒子相对于基态 CuI 应满足玻耳兹曼分布. 初始 CuI 和 CuBr 分子数密度则为气体温度的函数, 文献[14]已作了详尽推导. 当 $T_g = 1250\text{K}$ 时, $\text{CuI} \sim 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $\text{CuBr} \sim 6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

对于气体温度, 根据一个放电周期中输入的电功率与热扩散损失相平衡的能量方程, 可获得沿径向分布的气体温度^[1]. 当管径较小时(例如本实验中 $r = 1\text{cm}$), 可取沿半径平均的平均温度. 在本实验条件下, 当管壁温度 $T_w = 723\text{K}$ 时, 由文献[1]的温度公式, 可得平均温度 $\bar{T}_g = 1250\text{K}$.

四、计算结果与讨论

将各有关的速率系数代入速率方程组(7), 它可表为一个与时间有关的 $T_e(t)$ 的函数形式. 由四阶 Runge-Kutta 法, 注意到任意时刻粒子数密度恒大于零的物理意义, 自动变步长循环, 计算机数值求解(7)式, 其中计算涉及的参量为 $R_e = 8\%$, $l_e = 130\text{cm}$, $\theta = 0.004$, $\delta = 6 \times 10^{-5}$. 电子温度 T_e 与电子密度 n_e 采用示于图 4 中的实验值^[5]. 计算结果示于图 4 和图 5.

计算结果表明:

(1) 模拟的绿黄激光, 无论是其振荡的起止时间, 还是脉冲峰出现的时刻, 都与图 2 中实测的激光脉冲相符. 对 18kHz 连续脉冲放电, 绿黄激光平均功率 $\bar{P}_G = 4.8\text{W}$, $\bar{P}_Y = 2.5\text{W}$, 效率 $\eta = 0.9\%$. 平均总功率高于实测值 (4W). $\bar{P}_G/\bar{P}_Y \approx 1.9$, 与实测的结果相当接近.

(2) 激光能级粒子数, 在 $t \approx 20\text{ns}$ 时开始出现相对反转 ($\Delta > 0$). 在激光峰前约

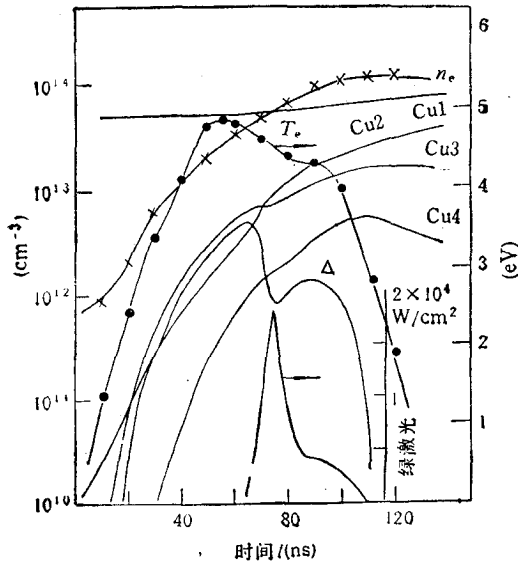


图4 计算的绿激光及其相关能级的粒子数密度

$$\text{反转粒子数 } \Delta \equiv \text{Cu3} - \frac{g_3}{g_2} \text{Cu2}$$

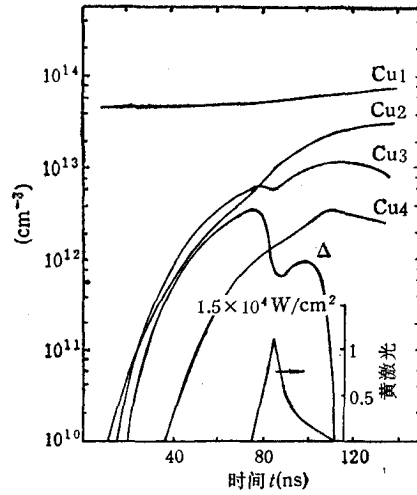


图5 计算的黄激光及其相关能级的粒子数密度

10 ns 处, 反转最深, 最大反转粒子数 $\Delta_m \approx 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。其后, 由于受激辐射迅速增大, 反转减弱, 在激光峰时刻出现一凹坑。反转结束, 激光消失。

(3) 从基态 2S 泵浦到 2P 的粒子数与其逆过程的粒子数之比 ζ (见图 6), 随着时间增长单调下降。在脉冲末期 ($t \geq 110 \text{ ns}$), $\zeta < 1$ 。这意味着此时 $^2S \rightarrow ^2P$ 的粒子数已少于 $^2P \rightarrow ^2S$ 。

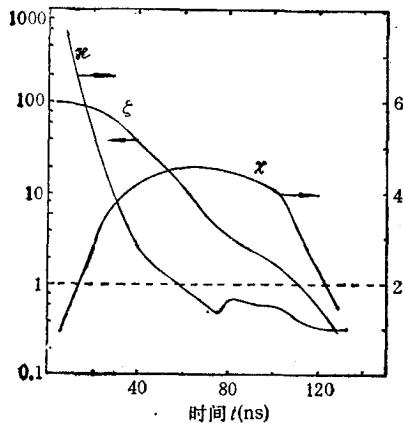


图6 从基态 $^2S \rightarrow ^2P$ 的粒子数与其逆过程的比率 $\zeta (\equiv n_e \text{Cu1} Q_{13} / \text{Cu3} (n_e Q_{31} + A_{31}))$ 从基态到激光上下能态的电子泵浦速率之比 $\chi (\equiv Q_{13} / Q_{12})$; 从 $4p^1P^0(\text{Cu3}) \rightarrow 4d^2D(\text{Cu4})$ 的粒子数与其逆过程的比率 $\mathcal{M} (\equiv n_e \text{Cu3} Q_{34} / \text{Cu4} (n_e Q_{43} + A_{43}))$

增长单调下降。在脉冲末期 ($t \geq 110 \text{ ns}$), $\zeta < 1$ 。这意味着此时 $^2S \rightarrow ^2P$ 的粒子数已少于 $^2P \rightarrow ^2S$ 。从基态到激光上下能态的电子泵浦速率之比 χ , 在 $t = 60 \text{ ns}$ ($T_e = 4.75 \text{ eV}$) 附近, 具有最大值, 说明这时电子泵浦反转的效率最高, 注意到此时放电的瞬态功率 $u(t)i(t)$ 也达到最大值。 $4p^1P^0(\text{Cu3})$ 与 $4d^2D(\text{Cu4})$ 能级之间的联系, 可由 $\mathcal{M} \equiv \text{Cu3} n_e Q_{34} / \text{Cu4} (n_e Q_{43} + A_{43})$ 考察之。由图 6 可见, 在脉冲前期, $\text{Cu3} \rightarrow \text{Cu4} \gg \text{Cu4} \rightarrow \text{Cu3}$, 从而不能忽略 Cu4 的存在。只有在脉冲后期, $\mathcal{M} \sim 1$, 或即 Cu3 , Cu4 之间粒子跃迁趋向平衡, 才可忽略 Cu4 。

(4) 精细结构之间的粒子数分布偏离统计权重分布, 但始终是与绿激光跃迁相关的能级粒子数密度高, 例如, 恒有 $1 < \text{Cu3}_G / \text{Cu3}_Y \lesssim 2$ 。

此外, 由光谱的积分强度 $I_{ji} \propto E_{ji} A_{ji} N_j$, 可模拟得到各有关谱线的相对强度, 其值已列于表 1 括号内。

计算中发现: 激光功率与气体温度的关系相当密切。由 Kushner^[1] 的温度公式可

知, 气体温度灵敏地依赖于氖原子热扩散步长。而管壁温度的变化, 对管内平均温度的影响则较小。对诸如文献[2]中的掺氢实验, 这里可理解为是改变气体原子(氖加氢)的热扩散步长, 从而改变平均温度。计算表明, 如提高温度, 则铜原子密度增大, 激光脉冲增大, 有时还会出现双激光峰现象。同时, 黄激光成分的比例增大。这与实验中所观测到的一致。

我们也曾采用三能级模型, 结果表明: 激光波形以及激光峰出现的时刻等无多大变化, 但峰值功率减小为 $\sim 0.9 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$, 平均功率 $\bar{P} = 1.8 \text{ W}$, 效率 $\eta = 0.23\%$, 这与实测值有一定距离。

五、结 论

(1) 五能级 CuBr 激光模型, 对描述激光等离子体内部的动力学过程是合适的。

(2) 当输入功率密度不变时, 通过改变缓冲气体的热扩散步长, 可明显改变气体温度或初始铜原子密度, 从而改变激光功率。

- [1] M. J. Kushner, B. E. Warner, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983), 2970.
- [2] D. N. Astadjov, N. K. Vuchkov, N. V. Sabotinov, *IEEE J. Quan. Electronics*, **24**(1988), 1927.
- [3] J. J. Kim, N. Sung, *IEEE J. Quan. Electronics*, **26**(1990), 818.
- [4] M. J. Kushner, F. E. C. Culick, *J. Appl. Phys.*, **51**(1980), 3020.
- [5] 程成、孙威、唐传舜, *物理学报*, **37**(1988), 1159.
- [6] C. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Vol. II, U. S. GPO, Washington, DC, (1971), p. 111.
- [7] R. C. Weast, M. J. Astle, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, Inc., Florida, (1983), E-346.
- [8] A. Z. Msezane, R. J. W. Henry, *Phys. Rev.*, **A37**(1988), 988.
- [9] K. F. Scheibner, A. U. Hazi, R. J. W. Henry, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 4869.
- [10] 程成, *杭州师范学院学报*, **6**(1989), 33.
- [11] C. De Michelis, M. Mattioli, *Nucl. Fusion*, **21**(1981), 677.
- [12] K. G. Harstad, *IEEE J. Quan. Electronics*, **QE-19**(1983), 88.
- [13] R. W. P. Mc Whirter, *Phys. Rep.*, **37**(1978), 165.
- [14] 程成、孙威, *量子电子学*, 待发表。

A KINETICS MODEL AND STUDY OF CuBr PULSED LASERS

CHENG CHENG

Department of Physics, Hangzhou Normal College, Hangzhou 310012

SUN WEI

Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027

(Received 24 June 1991)

ABSTRACT

A kinetics model including five levels is presented according to the emission spectrum of Cu atom observed from a CuBr laser plasma. The numerically calculated laser power, peak time and waveform, by employing the experimental data of electron temperature and density, well conform to our measurement. At fixed input power, it is also shown that to change the diffusion coefficient of the buffer gas will change the average temperature of the gas or the initial density of Cu atom, therefore, change the laser power as well.

PACC: 4255