

CuBr 激光充氢机理研究

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)

摘 要 详细研究了 CuBr 激光充氢后的激光动力学过程, 解释了实验中观测到的两个现象: 1) 充氢后功率增大, 其主要原因是: 充氢使中心气体温度和 CuBr 分子蒸汽密度降低, 从而减少了电子碰撞离解 CuBr 的能量损耗, 导致电子温度上升。同时, 脉冲期间的电子密度增加, 电子密度的趋肤效应减弱, 激光的“黑心”现象被改善。2) 存在一个最佳充氢范围, 其原因是: 充氢后, 随着气体温度的进一步降低, 电子温度和铜原子数密度也将下降, 它们与使电子温度升高的因素相互制约, 抑制了激光能级粒子数的增长。

关键词 溴化亚铜激光, 充氢机理。

1 引 言

金属蒸汽激光器中最有代表性的是铜(溴化亚铜)激光器。由于其具有效率高、平均功率大、脉冲重复率连续可调和输出可见的绿黄激光等特点而受到人们的注意^[1~7]。对于溴化亚铜激光, Astadjov^[4]最早报道了充氢提高激光功率的实验结果。最近, 他们又报道了充入 40 Pa 氢气, 使 CuBr(CuCl)激光功率从 5.3(3.5 W)提高到 11.2(8.0)W, 并且能稳定运行的实验结果^[5,6]。作者也曾在实验中发现, 充入~1%氦气压的氢气, 激光功率可提高~40%。对于金蒸汽激光, Borisov^[7]等也报道了类似的实验结果。

对于充氢机理, 除了有一些定性的估计之外, 充氢究竟起了什么作用, 如何起作用等等, 尚没有定量的、深入的分析。为了能详细了解充氢引起的激光动力学行为在时间空间上变化的原因, 本文根据充氢 CuBr 激光的各种微观与宏观动力学过程, 建立了一个比较完整的、周期性自洽的激光动力学模型, 详细考察了充氢/不充氢情况下激光能级的粒子数布居、CuBr 分子密度、电子温度、电子密度、气体温度等许多重要参量的时空分布与变化, 讨论了充氢对这些参量以及对激光功率的影响, 并跟实验结果作了比较。

2 原 理

CuBr 激光放电为高重复率脉冲高压放电, 实验装置示意图如图 1 所示。氢气与缓冲气体氦混合后缓缓充入激光管内。在放电电场驱动下, CuBr 蒸汽分子被电子碰撞离解成 Cu 与 Br 原子。同时, 气体被激发和电离, 形成弱电离的等离子体。在放电管中建立的电场, 应当满足麦克斯韦方程:

$$\nabla^2 E - 4\pi (\partial/\partial t) (\sigma E) = 0 \quad (1)$$

式中 $\sigma = e^2 n_e / m_e v_e$ 为等离子体电导率 (n_e 为电子密度, v_e 为电子碰撞动量输运频率)。外电路的高压脉冲通过(1)式与激光管内的等离子体参量相联系。

一般来说, 充氢/不充氢的激光动力学行为与激光管内的各种成分以及它们相互间的各种反应都有关系。作为一个完整的模型, 原则上应当考虑所有可能存在的粒子与反应。为了不失一般性, 同时又尽可能简化, 本文考虑有如下一些重要粒子: 1) 基态分子: CuBr、HBr、H₂、Br₂; 2) 基态、激发态或亚稳态原子: Cu1、Cu2、Cu3、Br、Ne1、Ne2、H; 3) 正离子: Cu⁺、Br⁺、N_e⁺、H⁺; 4) 负离子: Br⁻、H⁻; 5) 电子; 6) 激光光子。总共有 6 类 19 种粒子, 在激光的激励和余辉过程中, 它们参与了如下的碰撞动力学过程或反应:

- 1) 分子的电子碰撞离解与复合: $AB + e \rightleftharpoons A + B + e - E_1$, AB 表示分子, E 为电子能量得失。下同。
- 2) 分子电子碰撞附着离解与复合: $AB + e \rightleftharpoons A + B^- - E_2$ 。
- 3) 分子 Penning 碰撞离解与复合: $AB + M^* \rightarrow A + B + M \rightarrow AB + M$ 。其中 M^* (M) 表示激发态(基态)重粒子。
- 4) 负离子电子碰撞去附着与附着: $B^- + e \rightleftharpoons B + e + e - E_4$ 。
- 5) 负离子重粒子碰撞去附着与附着: $B^- + M \rightleftharpoons M + B + e + E_5$ 。
- 6) 负离子光子去附着与附着: $B^- + h\nu \rightleftharpoons B + e + E_6$ 。
- 7) 正负离子碰撞复合: $A^+ + B^- \rightarrow AB + h\nu$ 。
- 8) 正负离子碰撞电荷交换: $A^+ + B^- \rightarrow A + B$ 。
- 9) 正负离子三体碰撞电荷交换: $A^+ + B^- + M \rightarrow A + B + M$ 。
- 10) 电子碰撞激发与退激发: $A_i + e \rightleftharpoons A_j + e - E_{10}$ 。
- 11) 电子碰撞电离与复合: $A + e \rightleftharpoons A^+ + e + e - E_{11}$ 。
- 12) 原子 Penning 碰撞电离与复合: $A + M^* \rightarrow A^+ + M + e + E_{12} \rightarrow A + M$ 。
- 13) 离子电子碰撞复合: $A^+ + e \rightarrow A + h\nu - E_{13}$ 。
- 14) 受激辐射与吸收: $Cu3 + h\nu \rightleftharpoons Cu2 + h\nu + h\nu$ 。
- 15) 自发辐射: $Cu3 \rightarrow Cu1, Cu2 + h\nu$ 。

在上述的这 15 种反应中, 在放电脉冲期间, 电子的碰撞作用是主要的, 能级激发、原子电离、分子离解等反应占主要地位。在电脉冲结束后的弛豫期间, 重粒子的碰撞作用开始重要起来, 粒子的碰撞退激发、电荷复合、Penning 碰撞复合以及电子吸附形成负离子等反应占重要地位。由于放电脉冲具有重复性, 因而, 作为一个自洽模型, 除了使激光管内各种正负离子总量平衡之外, 还应当使弛豫末期各种粒子或参量的空间分布自洽于初始时刻。

除了上述的这 15 种反应之外, 粒子的宏观输运、扩散、气体温度与电子温度的热传导等, 也将影响粒子密度或温度的时空分布。对所有的 19 种粒子, 考虑上述的各种反应以及宏观的输运过程等, 对每一种粒子都分别列出其密度关于时间空间变化的速率方程。加上驱动

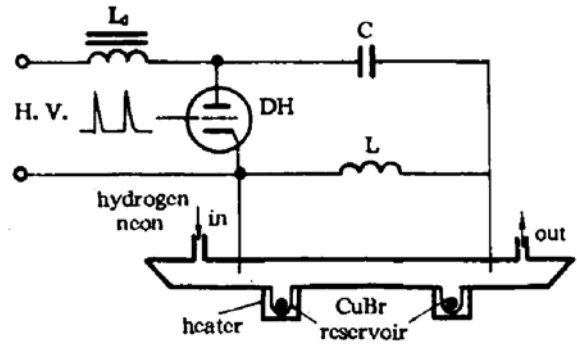


Fig. 1 Schematic of the experimental device of CuBr laser

电场方程、电子温度方程与气体温度方程，总共有 22 个方程，组成一非线性偏微分方程组。方程见附录 A 所示，其中所需的反应速率系数或截面等原子数据见附录 B。

分别对充氢与不充氢的情况，在计算机上，利用隐式差分法和“追赶法”，对上述微分方程组作了详尽的数值计算。计算中采用通常的激光运行条件：输入平均功率 $P_i = 1.2 \text{ kW}$ ，氖气压强 $P = 4 \text{ kPa}$ ，脉冲重复频率 $f_z = 16 \text{ kHz}$ ，放电管半径 $R = 2 \text{ cm}$ ，管壁温度 $T_w = 450^\circ\text{C}$ 。在保持上述激光运行条件不变的情况下，分别充入氢气为 13.3, 26.6, 40, 66.7, 133.3 Pa 以便考察在不同氢气压下的情况。

3 结果与讨论

主要的计算结果示于图 2~图 7 中。其中图 2~图 4 为激光管中心区域有关参量在放电脉冲及弛豫期间的变化，图 5、图 6 分别为电子温度和电子密度的时空变化，图 7 为不同氢气压下的时间平均的激光光强径向分布，表 1 为有关参量随不同氢气压的变化。为了与实验结果相比较，图 2 中还给出了我们在未充氢情况下的实验值，表 1 中的圆括号内给出了有关文献充氢/不充氢的实验值。

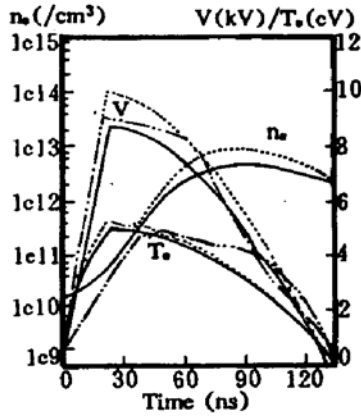


Fig. 2 Discharge voltage, electron temperature and density at the center of laser tube during the pulse.
 ...; with 26.7 Pa hydrogen; — without hydrogen; - · - · the experimental data^[8]

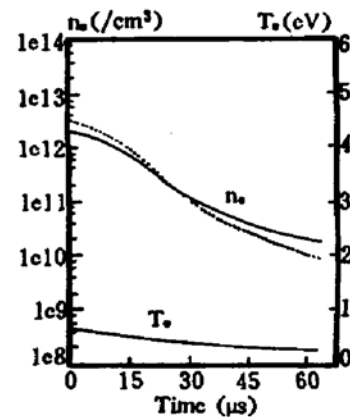


Fig. 3 Electron temperature and density at the center of laser tube during the relaxation.
 ...; with 26.7Pa hydrogen. — without hydrogen

Table 1 The parameters change with/without hydrogen

H ₂ (Pa)	voltage(V)	gas temp. ini. (K)	CuBr ini. (/cm ³)	elect. temp. peak (eV)	elec. dens. peak (/cm ³)	ratio of laser int. (m)	laser power (W)
0	4400	1427	1.18 ¹⁶	4.96	5.2 ¹²	4.82	5.2
0	(4500) ^[6]			(4.9) ^[6]	(4.0~6) ^[6,9]		
13.3	4700	1424	1.16 ¹⁶	5.187	6.5 ¹²	3.29	6.6(7.6 ^[4])
26.6	5000	1421	1.13 ¹⁶	5.413	1.0 ¹³	2.71	9.3(10 ^[4])
40.0	5100	1417	1.11 ¹⁶	5.330	9.5 ¹²	2.51	9.0(11 ^[6])
66.6	5150	1411	1.07 ¹⁶	5.340	8.15 ¹²	2.34	6.2
133.3	5160	1397	9.69 ¹⁵	5.290	4.27 ¹²	2.54	2.8

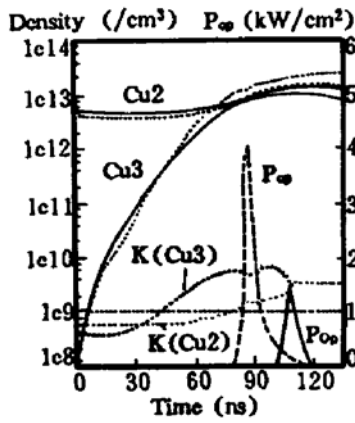


Fig. 4 The population of laser levels and laser intensities P_{∞} at the center of laser tube during the pulse.

···: with 26.7 Pa hydrogen,
—: without hydrogen. curves k are the population ratios of same laser levels with 26.7 Pa/without hydrogen

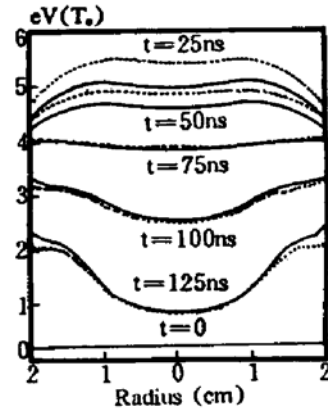


Fig. 5 Radial-temporal evolution of electron temperature during the pulse.

···: with 26.7 Pa hydrogen;
—: without hydrogen

由图 2 可见, 计算的放电电压和电子温度, 无论是脉冲波形, 还是峰值大小, 与作者的实测值^[8]都比较接近。由表 1 还可见, 计算得到的激光功率(5.2 W)与作者的测量值也很接近。当充氢 26.6 Pa 时, 可获得最大激光功率 9.3 W, 比未充氢时的 5.2 W 提高了约 80%, 这与文献[4, 6]的实验结果比较接近, 但比作者通常的实验结果($\sim 40\%$)要高。激光功率随充入氢气压的改变而变化的趋势与实验结果相一致。这些结果说明, 本文的模拟计算能较为真实地反映激光管内的动力学过程。

本文的计算结果带来的激光内部的动力学过程的信息相当丰富。限于篇幅, 下面主要研究充氢机制。

3.1 充氢对激光能级粒子数布居的影响

图 4 为充氢前后激光管中心区域的激光上下能级粒子数布居 Cu3、Cu2 以及中心激光光强 P_{∞} 随时间的变化, 图中还给出了充氢后与充氢前相同激光能级各自的粒子数布居之比 k 。由图 4 可见, 充氢后, 在放电脉冲前期, 激光上下能级布居数均较低($k < 1$)。在放电脉冲后期, 激光能级粒子数增加较快, 它们均高于未充氢时的情况($1 < k < 1.9$)。由于激光上能级粒子数的增加高于下能级, 因此, 虽然下能级粒子数也在增多, 但相对反转粒子数 $D_r (=Cu3 - g_3/g_2 Cu2)$ 仍然较大, 造成了较强的受激辐射。这一点与通常认为充氢使激光下能级粒子数减少的看法不同。

3.2 充氢对气体温度和电子温度的影响

充氢后, 由于氢的热导率较大, 与缓冲气体氖混合后, 它将热量较快地从管心区域带往管壁。如果充氢 26.7 Pa, 根据本文的计算, 热导率从 14046 erg/s · cm · degree 增加到 14209 erg/s · cm · degree, 管中心气体温度从 1427 K 降低到 1421 K。虽然中心温度降低不多, 但对气体温度较灵敏的 CuBr 分子蒸汽密度从 $1.18 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ 减少到 1.13×10^{16} , 减少达 4% 左右。

众所周知, 电子温度是决定激光能级激励的一个重要因素。计算中发现, 充氢后, 随着高达 $\sim 10^{16}/\text{cm}^3$ 的 CuBr 密度的降低百分之几, 电子碰撞离解 CuBr 的几率将减少, 即电子的

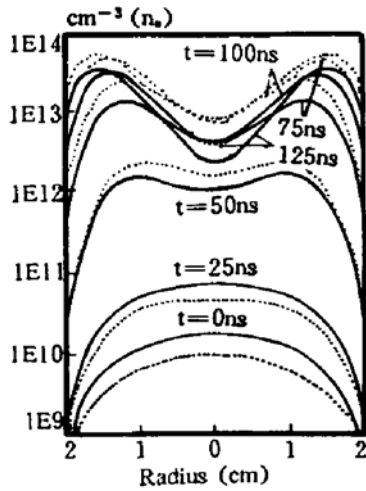


Fig. 6 Radial-temporal evolution of electron density during the pulse.
 ...: with 26.7 Pa hydrogen;
 —: without hydrogen

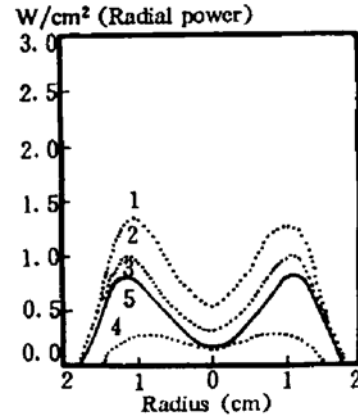


Fig. 7 Radial distribution of the laser intensities. 1: 26.7 Pa; 2: 40 Pa; 3: 13.3 Pa; 4: 133.3 Pa; 5: without hydrogen

碰撞能量损耗将减少,从而使电子温度可达到较高值。例如,充氢 26.6 Pa 时,最高电子温度比未充氢时高了 ~ 0.45 eV ($\sim 10\%$)。充氢后,电子温度的提高,是引起激光能级粒子数增多、激光增强的第一个重要原因。

另一方面,从表 1 中注意到:如果充氢太多,则中心气体温度明显下降,这将引起:1) 使关连于气体温度的电子温度跟着下降;2) 铜原子数密度也将下降。这两个因素对充氢的多少及气体温度比较敏感,它们与前述的使电子温度升高的因素相互制约,就抑制了激光能级粒子数的增长,使得充氢范围比较狭窄。在实验中,即为充氢 26.6~40.0 Pa ($\sim 1\%$ 氩气压) 的情形。

3.3 充氢对电子密度与激光光强径向分布的影响

电子密度是决定是否有足够多的粒子被激励到激光能级的一个重要因素。电子密度在脉冲和弛豫期间的的时间变化示于图 2、图 3 中,由图 2 可见,充氢后脉冲期间电子密度增加较快,最大电子密度为未充氢时的 2 倍。图 6 中,充氢后电子密度的径向分布整体抬高。如果定义电子密度的径向凹陷率 $n = n_{\max}(r)/n(0)$,则充氢后凹陷率降低了约 10%,即中心区域的电子密度相对增加,从而削弱了趋肤效应。

计算发现,电子密度的径向分布与激光光强径向分布密切相关。不充氢时,径向最亮光强与中心光强的对比度 $m = 4.82$ (见表 1)。当充入 26.6 Pa 氢时,随着电子密度在径向的整体抬高,对比度降低为 $m = 2.71$,即激光的“黑心”已在较大程度上得到了改善。当充氢 66.7 Pa 时,电子密度反而减少,虽然对比度继续减小到 $m = 2.34$,但“黑心”的改善已经趋缓,激光功率亦已降到较低。这里,“黑心”的改善实际上是激光光强沿径向的整体增强。

充氢后,脉冲期间的电子密度增大及“黑心”被减弱,是激光功率增大的第二个重要原因。脉冲期间电子密度的增大与 Astadjov^[3] 的估计相吻合,“黑心”减弱的现象则与本文的实验观测是一致的。

3.4 充氢引起的其它问题

充氢在激光管内将产生一些杂质粒子,例如 HBr, H^+ , H^- 等。其中 HBr 的最大密度为 $\sim 2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ 。 H^+ 的密度很低,可以忽略。 H^- 的最大密度可与电子密度相当。一般来说,杂质

的存在不利于激光运行。由于 HBr 密度远低于 CuBr, 因而它引起的电子碰撞离解能量损耗不大, 可以忽略。需要指出的是 H^- , 其密度与电子密度相当, 这说明有相当一部分电子被吸附, 使有效电子密度降低。这是充氢引起的不利的一面。氢还有一些特征, 比如氢分子的离解能(4.476 eV)比 CuBr 离解能(2.75 eV)高, 氢原子的最低激发态能量(10.2 eV)也很高。因而, 电子与氢发生非弹性碰撞的几率很小, 其消耗的电子能量也很少。缓冲气体氖也有类似的性质。从这个意义上说, 将氢作为一种充气介质, 是一种理想的选择。

结 论 适当充氢可提高 CuBr 激光功率, 其主要机制是: 1) 充氢后, 激光管中心区域的气体温度以及 CuBr 蒸汽密度下降, 使电子碰撞离解 CuBr 的能量损耗减少, 从而使电子温度升高。2) 充氢后, 脉冲期间的电子密度增加, 电子密度的趋肤效应减弱, 激光的“黑心”现象被改善。

实验中观测到存在一个最佳充氢范围, 其原因是: 充氢后, 随着气体温度的进一步降低, 电子温度和铜原子数密度也将下降, 它们与前述的使电子温度升高的因素相互制约, 抑制了激光能级粒子数的增长。

参 考 文 献

- [1] H. W. Messenger, Metal-vapor lasers display versatility. *Laser Focus World*, 1990, 26(63): 87~89
- [2] P. Blau, I. Smilanski, Simultaneous time-averaged measurements of gas temperature and electron density in a copper-vapor laser using hydrogen emission spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 1992, 72(3): 849~854
- [3] D. N. Astadjov, N. K. Vuchkov, N. V. Sabotinov, Parametric study of the laser with hydrogen. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1988, 24(9): 1927~1935
- [4] D. N. Astadjov, N. V. Sabotinov, N. K. Vuchkov, Effect of hydrogen on CuBr laser power and efficiency. *Opt. Commun.*, 1985, 56(4): 279~282
- [5] D. N. Astadjov, A. A. Isaev, G. G. Petrash *et al.*, Temporal and radial evolution of the populations of CuI levels in the CuBr vapor laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, 28(10): 1966~1969
- [6] N. V. Sabotinov, N. K. Vuchkov, D. N. Astadjov, Effect of hydrogen in the CuBr— and CuCl-vapor lasers. *Opt. Commun.*, 1993, 95(1,2,3): 55~56
- [7] V. N. Borisov, A. M. Gorokhov, G. S. Evtushenko, Space-time, spectral and energy characteristic of a gold-vapor ultraviolet laser. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1991, 21(10): 1071~1073
- [8] 程 成, 孙 威, 唐传舜, 脉冲激光等离子体中时间分辨的电子温度和电子密度. *物理学报*, 1988, 37(7): 1150~1156
- [9] 程 成, 孙 威, CuBr 脉冲激光动力学模型及其研究. *物理学报*, 1992, 41(10): 1605~1611
- [10] M. J. Redmon, C. Garrett, L. T. Redmon *et al.*, Improved impactparameter method for electronic excitation and dissociation of diatomic molecules by electron impact. *Phys. Rev. (A)*, 1985, 32(6): 3354~3365
- [11] I. I. Fabrikant, S. A. Kalin, A. K. Kazansky, Inelastic processes in e-HCl collision in the energy range including the dissociation threshold. *J. Chem. Phys.*, 1991, 95(7): 4966~4971
- [12] C. De Michelis, M. Mattioli, Soft-X radiation diagnoses in laboratory plasmas. *Nucl. Fusion*, 1981, 21(6): 677~768
- [13] B. M. Smirnov, *Negative Ions*, New-York, McGraw-Hill company, 1982: 87~166
- [14] P. Schwerdtfeger, L. V. Szentpaly, H. Stoll *et al.*, Relativistic pseudopotential calculations for HBr^+ , HBr , HBr^- , HI^+ , HI , and HI^- . *J. Chem. Phys.*, 1987, 87(1): 510~513
- [15] M. J. Kushner, F. E. C. Culick, A model for the dissociation, afterglow, and laser pulse in the Cu/CuCl double pulse laser. *J. Appl. Phys.*, 1980, 51(6): 3020~3032
- [16] A. Z. Msezane, R. J. W. Henry, Generalized oscillator strengths for dipoleforbidden transitions in Cu I, Zn I, and Mg I. *Phys. Rev. (A)*, 1988, 37(3): 988~991
- [17] A. Z. Msezane, R. J. W. Henry, Electron-impact excitation of atomic copper. *Phys. Rev. (A)*, 1986, 33(3):

1631~1635

- [18] K. F. Scheibner, A. U. Hazi, R. J. W. Henry, Electron-impact excitation cross sections for transitions in atomic copper. *Phys. Rev. (a)*, **35**(11): 4869~4872
- [19] 程成, 铜原子电子碰撞速率。杭州师范学院学报, 1989(6): 33~37
- [20] R. C. Weast, M. J. Astle, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, Florida, CRC Press, 1982: E-346~348
- [21] 童景山, 李敬, 流体热物理性质的计算。北京, 清华大学出版社, 1982: 288~310
- [22] 康寿万, 陈雁萍, 等离子体物理学手册, 北京, 科学出版社, 1981: 66~95
- [23] E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in ionized Gases*, New-York, Wiley, 1964: 66~86
- [24] 程成, 孙威, 唐传舜, 溴化亚铜脉冲激光研究。中国激光, 1992, **19**(10): 721~727
- [25] K. Srigouri, S. Ramaprabhu, T. A. P. Rao Resonance radiation trapping effects in copper and manganese lasers. *J. Appl. Phys.*, 1987, **61**(3): 859~863

Mechanism Study of Additive Hydrogen in CuBr Lasers

Cheng Cheng

(Department of Physics, Hangzhou Normal College, Hangzhou 310012)

Sun wei

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 12 August 1994; revised 3 November 1994)

Abstract The kinetics mechanisms of additive hydrogen in CuBr lasers are investigated systematically. There are two important mechanisms for increasing laser power after adding hydrogen: (1) The gas temperature and CuBr vapor density at the center of laser tube are reduced, it decreases collision energy depletion of electron and leads to increase electron temperature; (2) Electron density increases during the pulse, the skin effect and the "black center" of laser are improved. There is an optimum range of additive hydrogen, which is observed in the experiment. The mechanism is that with the gas temperature further decreased, the copper density and electron temperature are also decreased, it will restrain the population of the laser levels.

Key words CuBr laser, additive hydrogen.