

## CuBr 放电管中粒子数分布的测量

朱利洲 朱 雷 罗才雁 周志尧 陈国彬 王 扬 林福成

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 本文阐述了使连续、单模、稳频、环形染料激光通过 CuBr 放电管, 在 578.2nm 跃迁线上进行放大和吸收的方法。得到了  $2P_{1/2}$  和  $2D_{3/2}$  能级的粒子数分布情况。用黄光自放大方法测出了随输入功率变化的 578.2nm 跃迁线上下两能级的反转粒子数。

**关键词:** 粒子数分布, 衰减时间, 自放大方法

### Measurement of population densities in a copper-bromide discharge tube

*Zhu Lishou, Zhu Lei, Luo Caiyan, Zhou Zhiyao, Chen Guobin, Wang Yang, Lin Fucheng*

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**Abstract:** Methods is described of amplification and absorption at 578.2nm transition line with a CW stable ring dye laser light going through a copper-bromide discharge tube and the population densities of  $2P_{1/2}$  and  $2D_{3/2}$  levels are obtained. Inverse densities of upper and lower levels concerning 578.2nm transition line with variable output power is obtained by the yellow light self-amplification method.

**Key words:** population density, decay time, self-amplification method.

自从 1966 年第一台铜蒸气激光器问世以来, 现已广泛应用于医疗、科研和生产中。CuBr 激光器由于具有成本低、温度低、体积小、操作方便等特点, 受到人们的重视。

由于铜亚稳态能级寿命较长, 连续放电时不易形成粒子数反转等特点, CuBr 激光器一般采用高频放电的方法, 而位于激发脉冲之间铜等离子体中铜能级寿命及弛豫等参数又相当大地影响了 CuBr 激光器的功率、稳定性及效率等特性。因此对 CuBr 激光器铜的亚稳态和激发态能级粒子数弛豫及反转粒子数的研究是极其必要的。

### 一、亚稳态和激发态能级粒子数弛豫的测量

#### 1.1 实验方法、装置及步骤

对于纯铜及  $\text{CuCl}_2$  蒸气激光器中粒子数分布的研究, 人们已经用 Hook 法及用脉冲激光作为泵浦源做了许多工作<sup>[1~3]</sup>, 其特点为用相机照下脉冲光共振时所产生的干涉条纹来分析其

粒子数分布情况,这种方法受铜蒸气激光器稳定性影响较大,实验条件不易安排好。我们使连续激光通过 CuBr 放电管,对铜的 578.2nm 跃迁线进行放大和吸收的测量,较方便地得到了跃迁线型和多普勒宽度,同时又避免了用脉冲激光作为泵浦源所带来的同步问题。实验装置示意图见图 1。

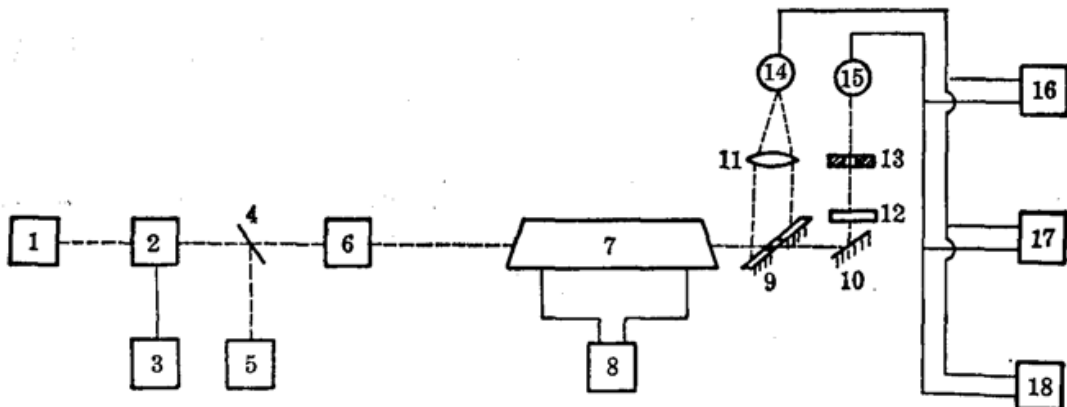


图 1 用稳频连续光测量能级粒子数分布的实验装置示意图

1—氩离子激光器; 2—380 D 连续、稳频染料激光器; 3—稳频电子系统; 4—平板玻璃; 5—波长计; 6—长焦距透镜, 7—CuBr 放电管(加腔片成激光器后, 输出功率 1W 左右); 8—放电管电源; 9—中间带小孔的望远镜; 10—全反射镜; 11—聚焦透镜; 12—510.6 nm 滤色片; 13—光闸; 14—光电二极管(接收绿光作为触发信号); 15—光电二极管(探测放大和吸收信号); 16—高频示波器; 17—高频瞬态存贮示波器; 18—Boxcar 4400

## 1.2 实验结果与分析

图 2 为 Boxcar 4400 的时基定为 500ns 时所记录下的  $^3D_{3/2}$  能级粒子数的变化曲线。由于时基较短,再加上我们所用通道未具有延时性能,故上升曲线没有观察全。分析并拟合其衰减曲线,可得到衰减时间完全不同的二部分,联接处有较短的一段平线, 54~165.2 ns 衰减时间为 54.38 ns, 185~500 ns 衰减时间为 303.03 ns。

图 3 为 Boxcar 4400 的时基定为 200  $\mu$ s 时记录下的曲线。正峰为放大峰,负峰为吸收峰。 $^2D_{3/2}$  能级粒子数上升时间为 0.9  $\mu$ s,下降到零的时间为 1.5  $\mu$ s。亚稳态粒子数上升时间为 6.35  $\mu$ s。观察亚稳态的衰减曲线,也可看到两段。第一段时间太短,无法对其进行拟合。对整条曲线进行拟合得到衰减时间为 45.30  $\mu$ s。

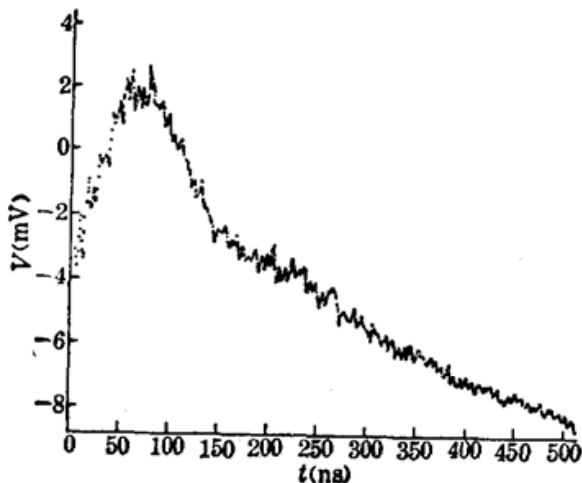


图 2 时基定为 500 ns 时上能级粒子数的变化曲线

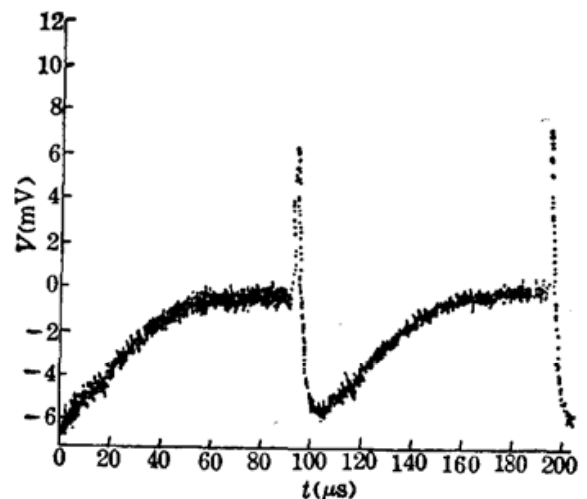


图 3 时基定为 200  $\mu$ s 时粒子数的变化曲线

因为我们所用的放电管较长, 光通过放电管所产生的自吸收现象及放电管自发辐射光的再吸收现象对上能级衰减曲线的影响较大。故其衰减时间不能代表其寿命(文献[4]报道其寿命为 9.7 ns)。

由于上能级粒子数的衰减通道较多以及亚稳态粒子被激光泵到上能级再返回亚稳态的几率较小, 故可忽略光抽运效应。为了粗略得到亚稳态寿命, 可忽略放电管中电场的影响, 由此得寿命为 45.30  $\mu\text{s}$ 。

图 4 为激光器连续扫描得到的 578.2 nm 跃迁线型根据[5]所做的结果,

第一个峰对应于  ${}^2D_{3/2}(F'=3) \rightarrow {}^2P_{1/2}(F=2)$

第二个峰对应于  ${}^2D_{3/2}(F'=2) \rightarrow {}^2P_{1/2}(F=1)$

( $F'$  为总角量子数)

根据线型, 总宽度为 11 GHz 左右(包括同位素位移及超精细结构)。多普勒宽度( $\Delta\nu_D$ )为 1450 MHz。

利用公式

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0 \left( \frac{2KT}{mc^2} \ln 2 \right)^{1/2} = 7.16 \times 10^{-7} \left( \frac{T}{M} \right)^{1/2} \times \nu_0 \quad (1)$$

$$\sigma = \frac{\lambda_0^2}{2\pi T_1} \times \frac{2}{\Delta\nu_D} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2)$$

得放电管内部温度为 978.2 K, 亚稳态吸收截面为  $0.75 \times 10^{14} \text{ cm}^2$ 。

从实验中测得连续光通过放电管放电前及共振吸收时的光强之比为  $I_{in}/I_{out} = 1.005$ , 因为在 CuBr 放电管中铜的亚稳态密度并不很高, 故公式

$$I_{in}/I_{out} = \exp(\sigma NL) \quad (L \text{ 为吸收长度}) \quad (3)$$

仍成立。亚稳态粒子数密度瞬态最大值为  $1.35 \times 10^{10} / \text{cm}^3$ 。

比较用 Hook 法测量纯铜蒸气激光器所得的结果<sup>[1~3]</sup>, 可见上升和衰减曲线极为相似。但因条件不同, 所得参数不同。在此因为用了连续光还获得了多普勒宽度、温度、吸收截面及亚稳态密度, 但对上能级衰减时间影响较大, 其误差可达 40 ns 左右。

## 二、578.2nm 跃迁线两能级反转粒子数的测量

### 2.1 实验装置及原理

图 5 为自放大实验装置示意图。

由于在 CuBr 激光器中 578.2 nm 跃迁线两能级间的增益较大, 故在考虑增益时可忽略吸收。在此对 John. W. Moconkey<sup>[6]</sup> 的测量原子态粒子数分布的光学线性吸收技术加以推广, 用其来测量 CuBr 放电管中产生黄光的两能级间的反转粒子数。

假设放电管中的粒子数为均匀分布。从图 5 可见, 为了减小误差应满足条件  $D > 2\theta(2a + 2L + t)$ 。本文此条件已被满足, 则进入单色仪的有效发光体积为

$$dV = [F_p h\omega / 4\pi(t+x)] \times [\omega h + 4\theta^2(t+x)^2 + 2\theta(i+x)(h+\omega)] dx \quad (4)$$

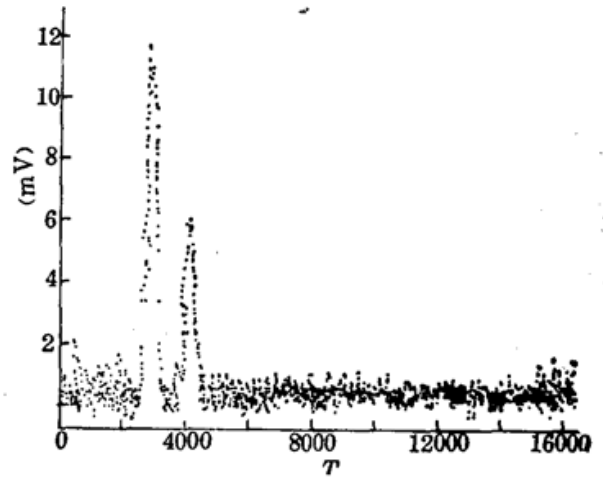


图 4 578.2 nm 跃迁的多普勒线型

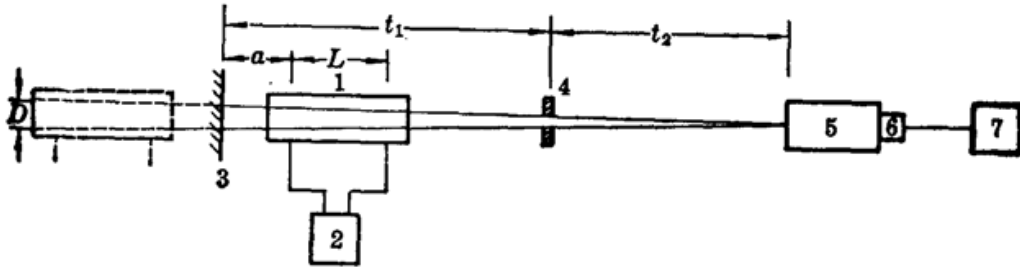


图 5 自放大实验装置示意图

1—CuBr 放电管；2—放电管电源；3—全反射镜；4— $\phi 0.3$  cm 光阑；5—单色仪；  
6—光电倍增管；7—示波器。图中， $D=20$ cm， $a=30$ cm， $L=50$ cm， $t_1=140$ cm，  
 $t_2=920$ cm， $t=t_1+t_2$

$F_r$  为—端腔片的反射率，由于  $\omega \ll h \ll 2\theta(t+x)$ ，故(4)式可简化为  $dV = cdv$ ，所以全频光强为  $I = \int E_\nu d\nu_0$  因为  $E_\nu = E_{\nu_0} \exp(G_\nu \cdot x)$ ， $G_\nu$  为  $\nu$  频率处的增益系数。则到达单色仪总的光强为

$$I_D = \int \int_0^L [E_\nu \exp(G_\nu \cdot x)] dx d\nu \quad (5)$$

经过全反镜后到达单色仪的光强为

$$I_R = \int \int_0^L FF_r^2 \{E_\nu \cdot \exp[G_\nu(d-x)] \cdot \exp(G_\nu \cdot x)\} dx d\nu \quad (6)$$

$F$  为全反镜的反射率。因为在此放电管中的跃迁线型为多普勒线型，故

$$G_\nu = G_0 \cdot \exp(-\omega^2) \quad (7)$$

$$E_\nu = E_{\nu_0} \exp(-\omega^2) \quad (8)$$

其中  $\omega = [2(\nu - \nu_0) / \Delta\nu_D] (\ln 2)^{1/2}$ ， $\Delta\nu_D = [2(2k \ln 2)^{1/2} / c] \times \nu_0 \times \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2}$

将(7)和(8)代入(5)和(6)，并设

$$Q(G_0) = \frac{\int_0^\omega \{\exp[G_0 \exp(-\omega^2)] - 1\} \times \exp[G_0 \exp(-\omega^2)] d\omega}{\int_0^\omega \{\exp[G_0 \exp(-\omega^2)] - 1\} d\omega} \quad (9)$$

则  $I_R / I_D = FF_r^2 \times Q(G_0) \quad (10)$

实验获得  $Q(G_0)$ ，可算出  $\Delta N$ 。

## 2.2 实验步骤、结果和分析

测出连续光通过和不通过放电管及全反镜打在光电二极管上光强之比  $I_2 / I_1 = FF_r^2 = 0.91$  (此时不开放电管，设放电管两端腔片透射率一样)。

逐次变化放电管的输入功率，在每次稳定输出功率时，测出一端加和不加全反镜时进入单色仪的光强之比  $I_R / I_D$ ，根据公式(10)算出  $Q(G_0)$ ，结果列在图 6。

根据公式(9)，用计算机进行数值计算<sup>[7]</sup>得到  $G(\nu_0) \sim Q(G_0)$  曲线图，示于图 7。通过已知  $Q(G_0)$  在曲线上找到  $G(\nu_0)$ ，并将  $G(\nu_0)$  和每个功率时的多普勒宽度代入下式

$$\begin{aligned} G(\nu_0) &= \Delta N \times \frac{n}{c} \times B_{21} \times \frac{1}{\tau_{21}} \times h^2 \nu_0^2 \times g(\nu) \\ &= \Delta N \times \frac{n}{c} \times \frac{c^3}{8\pi h \nu_0^3} \times \frac{1}{\tau_{21}} \times h \nu_0 \times \frac{2}{\Delta\nu_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (11)$$

得到随功率变化的反转粒子数示于图 6。

(下转第 55 页)

射谱, 而连续谱充满整个背景。这种现象与低  $Z$  元素的激光等离子体 X 光谱情况不同。对低  $Z$  元素, 其 PLX 连续谱一般集中在比最短谱线更短一侧的区域<sup>[6]</sup>。引起上述差别主要是由于它们之间的质量、离子结构不同, 从而导致它们之间的辐射机制不同。

本文曾得到 6 路实验组和“115”实验组同志的大力支持和帮助, 在此表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- 1 V. A. Boiko *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **19**, 11(1978)
- 2 V. A. Boiko *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **8**, 226(1978)
- 3 卢仁祥, 张正泉 *et al.*, *光学学报*, **5**(4), 299(1985)
- 4 R. J. Hutcheon *et al.*, *Phys. Scripta.*, **21**, 89(1980)
- 5 H. Gordon *et al.*, *J. Phys. B.*, **12**, 881(1979)
- 6 冯贤平, 范品忠 *et al.*, *光学学报*, **7**(2), 172(1987)

(上接第 8 页)

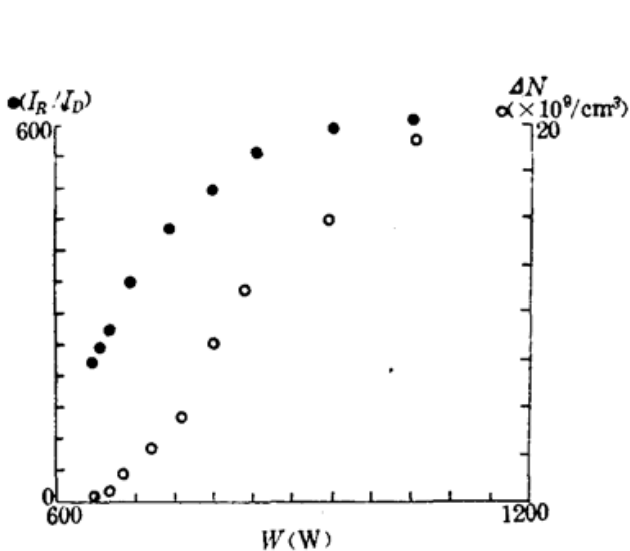


图 6  $I_R/I_D$  及  $\Delta N$  随功率的变化图

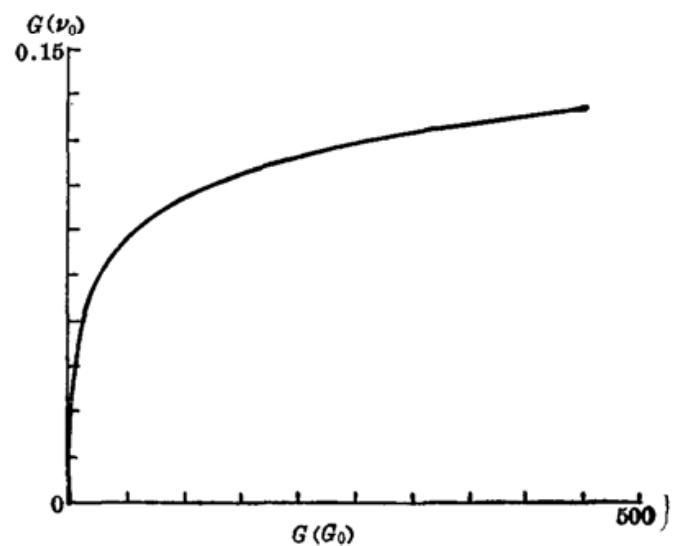


图 7 增益变化曲线

在此对张桂燕、宋秀冬两位同志提供的 CuBr 放电管及在实验过程中的大力帮助表示感谢。

### 参 考 文 献

- 1 Y. Izawa *et al.*, *SPIE*, Vol. 1041, *Metal Vapor Deep Blue and Ultraviolet Lasers*, 1989, **19**
- 2 M. J. Kushner, B. E. Warner, *J. Appl. Phys.*, **54** (6), 2970 (1983)
- 3 A. A. Isaev *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **16** (11), 1512 (1986)
- 4 C. S. Liu *et al.*, *Copper Halide Laser Research*, AD/AO, 1977, **42484**
- 5 Wang Yongjiang *et al.*, *Appl. Phys. B*, **47**, 87 (1988)
- 6 John W. Moconkey, *Phys. Rev.*, **59**(10), 1262 (1969)
- 7 Takashi *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **34** (3), 217 (1985)