

测量铜原子亚稳态密度的饱和吸收法

姚志欣 冯育新 汪永江

(浙江大学物理系, 310013)

提要: 提出了测量连续脉冲放电余辉期激活粒子亚稳态密度的饱和吸收方法, 在两台分别作为探测光源和吸收池的溴化亚铜激光器测量系统中得到证实。观察和讨论了 $D_{6/2}$ 亚稳态能级布居在脉冲间隔的弛豫特性。

关键词: 铜原子, 亚稳态密度, 饱和吸收法

Measurement of metastable population in CVL by means of saturated resonance absorption

Yao Zhixin, Feng Yuxin, Wang Yongjiang

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou)

Abstract: It is suggested that the method of saturated resonance absorption be used to measure the metastable state of the active atoms during the afterglow of continuously pulsed discharge realized on two identical copper bromide vapor lasers employed as the probe radiation source and resonance cell, respectively. And the time dependence of $D_{6/2}$ population in the metastable state in the interpulse period was observed and discussed.

Key words: copper atom, metastable state population, saturated absorption

一、引言

铜蒸气激光器是典型的自限跃迁激光器。因此对铜蒸气激光器中作为激光下能级的铜原子亚稳态密度的测量, 有助于认识这类器体的具体机制, 进而对改进器件提供依据。连续脉冲放电激励的铜蒸气激光器, 每次放电的初始都处于上一次放电激励和激光振荡之后的余辉期间, 余辉期的铜原子亚稳态密度, 以及与其直接关联的余辉等离子体中的电子温度、电子密度、基态铜原子密度等的状况, 决定了最佳激励条件的选取。本文首先要测定的就是铜原子亚稳态密度及其随时间的演变规律和受各种实验参数的影响等。

二、饱和吸收测量方法

铜原子亚稳态的实验测定, 一般应用共振吸收法。通常选取小信号探测, 尽可能不干扰被测系统的粒子数状态, 但具体实施却有相当的困难。首先是探测光只允许极低的平均强度, 甚

至不超过 0.1 mW/cm^2 ^[1], 总的探测光束的平均功率只有 3 mW ^[2], 鉴于正常运转铜蒸气激光器中铜原子亚稳态密度相当高, 微弱的探测光可能被完全吸收而得不到任何结果。为了能取得探测信号, 不得不使作为吸收池的激光器放电管处于不正常的低功率状态下工作^[2]。其次在于吸收载面的选取, 不同文献的报道可以有数倍的差别, 在小信号探测得以成立的线性近似下, 将造成亚稳态密度测量值有同程度的误差。已经有作者指出, 为了使通过模型计算的结果与实验拟合, 有时甚至不得不大幅度修改截面值^[3]。

饱和吸收法可以不受上述二方面困难的影响。它的基本出发点是只要探测光脉冲足够强, 那么当它通过活性介质时, 与之共振的二个能级将被“漂白”(bleaching)而使得介质对探测光透明, 这二个能级的粒子数按各自的权重因子均分。考虑到余辉期激光上能级的粒子数密度可以忽略不计, $n_u^i = 0$, 右上角的 i 表示探测光到达的初始时刻, 令此时激光下能级的粒子数密度是 n_l^i , 则由于粒子数守恒, 漂白之后有 $n_u^i + n_l^i = n_i^i$; $n_u^i/g_u = n_l^i/g_l$ 。其中角标 f 表示完全透明时的终态, 而 g_u 和 g_l 则分别是上下能级的简并度因子。不难解得

$$n_u^i = n_i^i - n_l^i = n_i^i \times g_u / (g_u + g_l)$$

漂白之后的上能级粒子数密度, 也就是下能级粒子数密度的减少量, 恰好就是共振探测光通量的减少值。

定义光子流量为 $I(z, t)$, 表示在时刻 t 、位置 z 、单位时间内通过与探测光传播方向垂直的单位面积的光子数。而光子通量 $P(z) = \int_0^{\tau_p} I(z, t) dt$ 为整个光脉冲持续时间 τ_p 内, 通过 z 位置处单位横截面积的全部光子数。可以得到光通量 $P(z)$ 与初始亚稳态密度 n_i^i 的微分方程式:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = \frac{n_i^i}{g} [\exp(-g \cdot \sigma \cdot p(z)) - 1] - \alpha \cdot P(z) \quad (1)$$

其中 $g = (g_u + g_l)/g_u$, σ 是平均吸收截面, α 为分布损耗因子。如果不计分布损耗, 在强探测光饱和吸收条件下, 可以得到近似关系:

$$n_i^i = \frac{g}{l} [P(0) - P(l)] \quad (2)$$

其中 l 是吸收池长度。

三、用溴化亚铜激光器探测系统验证强信号饱和吸收法

估算表明, 在大约 30 ns 的光脉冲持续时间内, 除了光学共振吸收和发射之外, 其余影响相关能级粒子数分布的过程, 诸如粒子的碰撞消激励、电子的碰撞消激励、自发发射、由于热运动而从激光束的渡越等均可忽略不计。理论上随着探测入射光强的增加, 其吸收衰减量应该呈现饱和。可改写为

$$\Delta P = P(0) - P(l) \cdot e^{-\alpha l} = (n_i^i / \alpha \cdot g) (e^{-\alpha l} - 1) \quad (3)$$

将光子通量用平均光强表示: $P = J/f \cdot h\nu$, 其中 J 为单位面积上的探测光平均功率, f 为脉冲重复率, $h\nu$ 为单个光子能量, 对 511 nm 波长, $h\nu = 3.9 \times 10^{-19} \text{ J}$, $g = 2.5$ 。于是

$$n_i^i = \frac{\Delta J \cdot \alpha \cdot g}{f \cdot h\nu (e^{-\alpha l} - 1)} \quad (4)$$

(4)式给出在考虑分布损耗条件下, 初始亚稳态密度 n_i^i 与探测光饱和吸收量 ΔJ 的简单关系。

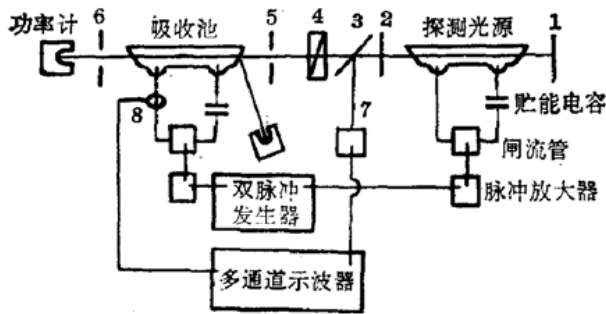


图1 实验装置

1—全反射镜片；2—输出镜；3—分束板；4—可调衰减器；5—前光阑；6—后光阑；7—强流二极管；8—脉冲电流感应圈

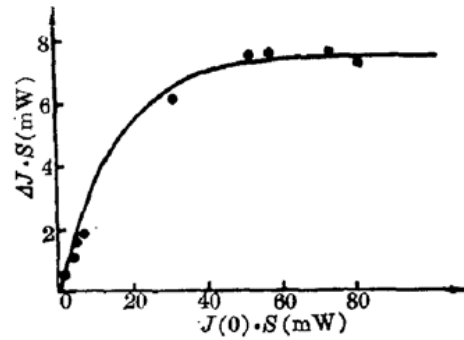


图2 饱和曲线(·—实验点)

用二台相同的溴化亚铜激光器,分别作为探测光源和吸收池,实验装置如图1所示。双脉冲发生器的主脉冲用于触发吸收池线路,其前置脉冲用于触发探测光源。探测激光的输出镜片对511 nm 波长透射率约50%,对578 nm 波长反射率大于99%。窗片的反射透射损耗已予考虑,选用光阑为二个相同直径3 mm 的圆孔,并测量了其间的平均衍射损耗 $\alpha=5.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ 。

实验结果如图2所示, S 是光阑孔径面积,约 0.07 cm^2 ,从图中可知探测光饱和吸收量 $\Delta J \cdot S \approx 7.5 \text{ mW}$ 。由式(4)可求出初始亚稳态密度 $n_i \approx 6.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$,实验时,器件频率 $f=20 \text{ kHz}$ 。图2的曲线是由求得的 n_i 值根据式(1)由计算机数值积分得到的,可以看出,实验结果与理论曲线符合得很好。根据数值估算,对 $S=0.07 \text{ cm}^2$ 探测光束,小信号测量时的平均功率应小于 2 mW ,而采用饱和吸收法测量,则在该实验条件下探测光束平均功率应大于 mW 。

四、测量结果和讨论

选用的溴化亚铜激光器如文献[4]所描述,实验时脉冲重复率为 14.3 kHz ,最大延迟时间 $70 \mu\text{s}$ 。光阑和放电管共轴。所有实验用的探测光强度均达到饱和吸收要求,实验结果绘于图3。从中可以看出, $D_{5/2}$ 密度在余辉初期约为 10^{13} cm^{-3} 量级,经历约 $20 \mu\text{s}$ 迅速下降至 10^{12} cm^{-3} 量级,之后过渡到约 $40 \mu\text{s}$ 开始的缓慢下降阶段,直到下一次激励。

在纯铜激光器中,余辉期亚稳态密度随时间变化大体分成二个阶段,由不同的特征时间参数 τ 按指数律衰减,为多数文献所报道^[5]。可以认为这主要依赖于电子温度的影响,铜原子的亚稳态密度与基态密度,由它们的能级差,遵循按电子温度的玻尔兹曼分布。在卤化铜激光器中,情况更为复杂一些,图3表明,在选定的实验条件下(电源电压 4000 V ,缓冲气体氖压 200 Torr ,平均激励电流 0.2 A ,放电管温度控制在 500°C), $D_{5/2}$ 亚稳态衰变可以分为三个阶段^[6],其开始和最后两个阶段,可以分别用特征时间 $\tau_1=15 \mu\text{s}$ 和 $\tau_2=240 \mu\text{s}$ 表示为快速和缓慢的指数律,而过渡阶段则表现为亚稳态的少许上升。 $D_{5/2}$ 亚稳态密度在缓慢下降之前有所上升亦为实验所报道^[2],并引起注意,认为铜原子有可能被大部分电离,由于等离子体复合,亚稳态铜原子有可能随同基态铜原子有所增加^[5]。

激励电压从 4000 V 增加至 7000 V, 其余参数不变, 在整个余辉期 70 μs 中, $D_{5/2}$ 密度都有所降低。其原因除了电离度可能进一步增加之外, 还可能由于中心过热, 亚稳态 $D_{5/2}$ 随同基态铜原子受中心排空效应影响。

在我们的实验条件下, 当缓冲气体氖压增加到 320 Torr 时, 发现亚稳态衰变加快其指数衰减特征时间减小, 表明与缓冲气体的碰撞, 在高密度条件下仍起一定的作用。

在完全相同的激励条件下, 用 $d=3\text{mm}$ 探测光束, 比较了放电管轴线和偏离轴线 4 mm 处的 $D_{5/2}$ 亚稳态密度, 实验结果不是单一的。一般说来, 轴线处的密度低, 是因为轴线处的气体温度高; 而轴线处的密度高, 则可能是该处的电子温度高, 因此, 尽管其基态密度低于离轴 4 mm 位置的基态密度值, 但其亚稳态密度的关系却可能倒过来^[5]。

总的说来, 决定自终止激光器主要性能的亚稳态密度在整个余辉期的行为, 大体上都可以认为与基态原子按电子温度服从玻尔兹曼分布, 但由于基态原子和电子温度都随时间、空间而变化, 受制于电离、复合、扩散等机制的作用, 因此在测量亚稳态密度的同时, 有必要综合考察电子温度、电子密度、气体温度和基态原子密度。

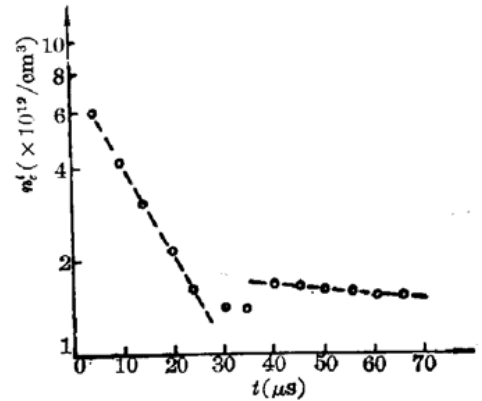


图3 $D_{5/2}$ 能级密度及演变

参 考 文 献

- 1 A. Ya. Litvinenko *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **13** (6), 778 (1983)
- 2 V. A. Kelman *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **14** (11), 1460 (1984)
- 3 K. G. Harstad, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-19**, 88 (1983)
- 4 姚志欣 *et al.*, *中国激光*, **11** (4), 193 (1984)
- 5 A. A. Isaev *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **16**(11), 1517 (1986)
- 6 A. A. Zayakin *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **13**(9), 1230 (1983)