

# 氦-镉激光功率稳定技术

上海市激光技术研究所氦-镉激光组

本文分析了引起气体激光功率漂移的各种原因,指出功率的慢漂移主要是由温度引起的。并提出了两个未见报导的功率稳定实验方案。

第一个方案是用弱轴向磁场负反馈补偿氦-镉激光功率漂移。弱轴向磁场可使氦-镉激光输出功率增加15%以上,可补偿激光功率漂移 $\pm 5\%$ ,工作点为0.5高斯。实验装置将输出激光束分束后由硅光电池接收,硅光电池电信号在运算放大器上与标准直流信号比较,确定激光功率是增加了还是减小了。假若激光功率比预定值减小,则磁场增加可以补偿它的减小,反之亦然。磁场的增加或减小是通过加在线包两端的稳压电源实现的,稳压电源的电压由比较后放大的信号控制。实验结果在一小时内光功率漂移小于1%。

第二个方案是用可变衰减器补偿激光功率的漂移。用分束器将激光束分束到硅光电池上,将硅光电池电信号与一标准信号在运算放大器上比较,确定正偏还是负偏,正偏是指硅光电池电压大于标准电压,正偏信号进一步放大后推动伺服马达正转,马达正转方向使拖板向渐变衰减器增加衰减率方向移动,直到消除正偏信号,马达才停止。负偏则与正偏相反。渐变衰减器可用渐变滤色片或渐变灰片,也可用渐变狭缝。放大线路与伺服马达采用上海自动化仪表二厂函数记录仪上的线路与马达,反应迅速。该方案的优点是可使激光功率漂移幅值为30%以上,经补偿后在长达二小时内稳定在1%漂移值以内。

以上测量是用记录仪记录,重复性良好。

## 直流电泳式 3250 埃氦-镉激光器

复旦大学光学系激光教研组

氦-镉激光器的主要输出波长是4416埃和3250埃,从镉离子的能级结构表明4416埃和3250埃的上能级和下能级都分别属于同一电子组态的相邻能级,决定了它们具有相同的激发方式和相近的放电条件。由于它们的上能级均处于氦亚稳态能级( $2^1s_0$ 、 $2^3s_1$ )下面,其占优势的激励机理为“潘宁碰撞”,已为许多实验所证实。4416埃和3250埃的下能级经由强的辐射跃迁到离子基态,具有很快的衰减率,有可能形成稳定的上、下能级粒子数反转,从而获得连续激光输出。由于增益对波长的三次方关系,一般说来3250埃增益比4416埃小2.5倍,为了保证放电介质对3250埃有较大的增益,设计上选取较大的放电管长度和较小的毛细管内径。为了寻找3250埃的工作条件,可以借鉴于4416埃激光的最佳工作条件,设计上采用全外腔结构,使得在调换反射镜的情况下,既能产生4416埃激光,又能产生3250埃激光。

放电管总长度为200厘米,毛细管内径约2.7毫米。为了降低工作电压,采用两段对接,每一段分别使用一个激励电源。阳极在管子的两端,阴极在中间。天然镉放置在靠近阳极一端,由外部加热办法产生镉金属蒸气,通过直流放电的电泳效应使镉蒸气沿整个放电通道分布,镉蒸气密度由外部加热器的温度控制,温度由接触于石英管壁的点温度计测量。3250埃激光反射镜使用过两种多层介质膜,一种是“硬膜”(上海光机所提供),一种是“软膜”。全反端均为玻璃球面镜,曲率半径为5米,硬膜为23层,软膜为19层。输出端均为石英平面镜,硬膜为19层,软膜为13层。

3250埃激光输出可以通过激发荧光由眼睛方便地观察,相对输出功率通过硅光电池对荧光的响应来探测。在镉金属加热温度和放电电流一定情况下,测量了3250埃和4416埃激光输出功率对氦气压的变化关系,在3托至6托范围内存在一个极大值,这和氦-氩激光器情况相似,表明它们的激发机理都是由于氦的亚

稳态原子起着主要作用,同时 3250 埃和 4416 埃输出功率同样在氦气压 3.3 托附近出现极大,这是由于它们具有相近的激发条件。在 3250 埃和 4416 埃输出功率对加热温度的关系中,都在 260°C 附近出现极大,这主要是由于随着加热温度的升高,也即随着镉蒸气分压的增大,电子温度下降,氦亚稳态密度也随着减少,使激光上能级激发减弱,最后导致输出功率下降。在 3250 埃和 4416 埃输出功率对放电电流的关系中,随着放电电流增加到 110 毫安,激光输出功率不断增加。由于电源功率的限制,110 毫安以上未进行测量,但是相信较大的放电电流处也将出现输出功率极大,并且 3250 埃和 4416 埃输出极大值对应的放电电流值也应该是相近的,这是由它们的能级性质和激发机理所决定的。3250 埃激光输出功率在反射镜没有最佳耦合情况下,经初步测量不小于 10 毫瓦。

## 氮分子激光器的分段等效回路及速率方程

中国科学院物理研究所 张绮香 王庭莺 张治国

1976 年 A. J. Schwab 等人提出等效回路(集总参数)模型,计算了放电管内电压和电流波形。然而由于传输线是具有分布参数的传输电路,简单模型是有局限性的,以至火花隙电压与放电管靠近火花隙端电极电压无法区别,在距放电管不同距离处的分布电容,电感对放电过程的影响无法区别,此外对光脉冲波形亦未进行认真的计算。

本文采用分段等效回路模型,将 Blumlein 型传输线中脉冲形成电容器及储能电容器分为若干段,每段均与放电管平行且长度相等,根据克希霍夫定律推导电路方程,若每边取四段,电路方程为一八元联立二阶常微分方程组,取初值电压为 10 千伏,放电管电感、电阻分别取  $L_L=2$  毫微亨,  $R_L=1$  兆欧,  $R'_L=0.3$  欧,火花隙电感、电阻分别取  $L_0=4$  毫微亨,  $R_0=0.1$  欧姆,传输线每一段的电感及电容分别取  $L=0.4$  毫微亨,  $C=5$  毫微法,用电子计算机进行计算,步长取 0.2 毫微秒。当采用不同电学参量及取不同段数时可得各种情况下的电压及电流波形,可看出火花隙电感越小,放电管电感越小,电脉冲上升前沿越陡,对放电过程越有利。另外传输线中脉冲形成电容器及储能电容器中各段对放电过程的影响均可由计算的电流及电压波形中明显的看出,基本趋势是距离放电管越近的同大小的电容量,转换为电脉冲的效率越高,且脉冲形成部分的电容量对输出亦有与储能电容器相类似的影响。

再根据分段等效回路模型计算出的放电管电压  $[V(t)]$  随时间的变化,可推出  $E(t)/p$  随时间的变化,其中  $p$  取 65 托,通过 Townsend 方程:

$$\frac{dN_e}{dt} = \alpha V_a N_e$$

及激光上、下能级密度和光子数密度的速率方程

$$\frac{dN_2}{dt} = N_e N_g \int_0^\infty G(T_e V) \sigma_{C\nu=0}(V) 4\pi V^3 dV - \sigma_s N_0 C (N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_2}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_e N_g \int_0^\infty G(T_e V) \sigma_{B\nu=0}(V) 4\pi V^3 dV + \sigma_s N_0 C (N_2 - N_1) + \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{N_1}{\tau_1}$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \sigma_s N_0 C (N_2 - N_1) - \frac{N_0}{\tau_0} + \nu \frac{N_2}{\tau_2}$$

可计算出光脉冲波形。将理论计算出的电压、电流波形及光脉冲波形与实验结果相比较,得到了基本相符的结果。