

脉冲空心阴极放电中Kr II 469.5nm 激光振荡的增益特性研究

张耀宁 瞿佳男 龚志伟 丘军林

(华中工学院激光研究所)

采用作者提出的“自身光信号放大法”，利用放电管中本身的激光振荡信号，测试了脉冲空心阴极放电中Kr II 469.5nm 激光振荡的增益的时间与空间特性。测试结果表明，激光振荡首先从空心阴极管中心产生，然后扩展到整个管。在最佳He-Kr 充气比时，最大增益可达 $103\%m^{-1}$ ，这是在放电后约 $2\mu s$ 时达到，这和激光脉冲中的峰值相对应。就现有报道中，就这条谱线的激光振荡而言，所达到的增益是最高的。用标定损耗片插入法测定了同样的放电条件下的增益，验证了上述测试结果的可靠性。

由于Jannossy 等人的研究工作，使Kr II 469.5nm 的激光振荡引起人们的重视。他们花了约十年时间，已制成了在这一谱线上输出为5 mW的He-Kr 激光管，该器件采用空心阴极结构的放电管，自然风冷，其结构简单，输出稳定^[1]。因此在该文中“Lasers & Applications”杂志社的欧洲通讯员R. Main 认为这种器件将开始走上实用化。在很多领域，诸如激光印刷机中，它可能取代强迫风冷氩离子激光器，后者由于风机引起的振动将使激光输出受到周期性的扰动，而前者则不会发生这一问题。

我们采用高压大电流脉冲放电的形式在自制的空心阴极放电管中研究了Kr II 469.5nm 的激光振荡特性，在实验条件范围内取最佳参数运行时，获得了平均功率为6 mW的激光输出。本文就该器件在脉冲空心阴极放电泵浦下的增益的时空分布作一讨论。

一、脉冲空心阴极放电中Kr II 469.5 nm 谱线的增益的时空分布

激光器的增益系数的测量一般可分为三种类型：

1. 辐射法

这种方法是通过自发辐射的强度的测量，来计算上下能级布居反转数，从而由公式

$$G_i^0(\nu) = \Delta n^0 \frac{\lambda_0^2 A_{32}}{8\pi} g(\nu, \nu_0) \quad (1)$$

计算出小信号增益系数。式中 Δn^0 为上下能级布居反转数， λ_0 是谱线的中心波长， A_{32} 为四

收稿日期：1986年11月5日。

能级系统中激光上能级粒子跃迁到下能级的自辐射跃迁几率, $g(\nu, \nu_0)$ 为该谱线线型函数。

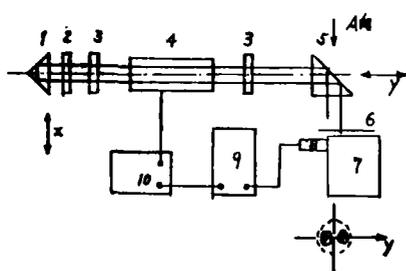
2. 光信号放大法

用一台输出稳定的激光器作为小信号源, 测量通过放大器的增益。

3. 标定损耗片插入法

在激光器谐振腔内插入精确标定了的损耗片, 根据阈值时, 损耗系数等于增益系数来确定激光器的小信号增益系数。

对于脉冲气体激光器, 由于增益随时间在变化, 并且在放电管各处增益也不同, 有一个空间分布。因此如要全面研究它们的增益特性, 上述三种方法中只有第二种方法是可行的, 但要具备一台输出稳定的小信号源。我们所采用的方法则是利用放电管本身, 这样就简便得多。这种新的方法可以称之为“自身光信号放大法”。



1. 装置和方法 “自身光信号放大法”的实验框图如图 1 所示。图中, 1 为直角棱镜; 2 是衰减片; 3 是半边镀膜腔片; 4 是放电管; 5 为直角棱镜; 6 为小孔光阑; 7 为单色仪; 8 为光电倍增管; 9 为示波器; 10 为激光电源。其中主要是半边镀膜的腔片。我们是将二块平面玻璃片在同一罩中镀出, 镀膜后的

半边其透过率均为 0.5%, 而未镀膜的半边其透过率经测试为 91%。这样调腔后可以得到稳定的功率很小的激光输出, 由于完全的对称分布, 二边的激光输出大小是一样的。于是, 一边输出通过棱镜 5 反射, 进入单色仪测试其光脉冲波形; 另一边输出通过直角棱镜 1 反射回腔内, 作行波放大。这里用直角棱镜是为了使反射回放电区的光束和另半边振荡的腔内光束严格平行。这一束光信号经过放电管半边的等离子区的放大, 也由棱镜 5 反射进入单色仪进行测试。为了检验振荡器光信号的强度是否已引起放大器的增益饱和, 可在棱镜 1 和腔片 3 之间插入衰减片 2。

如果我们假设增益在负辉区内是以中心轴为对称轴的轴对称分布, 则通过上述方法, 可逐点测出放电管中的增益的空间分布。而由所得之激光波形, 即可得随时间变化之光强数据。逐一地将对应的注入光强和输出光强作计算, 也就可得到增益的时间分布。

2. 数据处理和增益的时空特性 自制的空心阴极放电管阴极长 350mm、内径 10mm。就最佳充气比: He 25Torr、Kr 9×10^{-2} Torr, 对放电电压为 5kV、6kV 的情况下, 分别沿管径逐点记录了振荡器的光信号波形和放大器光信号的波形。图 2a、b 是上述波形中的二张。将摄取的底片置于放大倍率为 20 倍的光谱投影仪上读出各特定时刻的光强数据。然后就可通过式



图 2 a. 振荡器光信号波形; b. 放大器光信号波形

$$G = \frac{1}{l} \ln \frac{I_{出}}{I_{入}} \quad (2)$$

计算沿管径各处某时刻的增益系数。式中 l 为放电管长度， $I_{出}$ 为经放大管放大的光信号强度， $I_{入}$ 为进入放大管光信号强度。而由示波器记录下的光信号波形分别是通过腔片3，棱镜5后的放大器光信号及未经棱镜1反射，腔片3损耗的振荡器光信号。所以读出的光强数据要作一修正：

$$I_{入} = I_{振} \cdot (1 - \delta_1) \cdot (1 - \delta_3)$$

$$I_{出} = I_{放} / (1 - \delta_3) \quad (3)$$

式中， $I_{振}$ 、 $I_{放}$ 分别为读出之光强数据， δ_1 为棱镜1的损耗率， δ_3 为腔片3的损耗率。

当放电电压为6kV时图3给出了以时间为参量的增益系数的空间分布，图4给出了以空间坐标为参量的增益系数的时间分布。对于放电电压为5kV的情况也有类似分布规律。在阴极管中心附近，0.65 μ s后增益系数为28% m^{-1} ，1.3 μ s后增益系数为54% m^{-1} 。

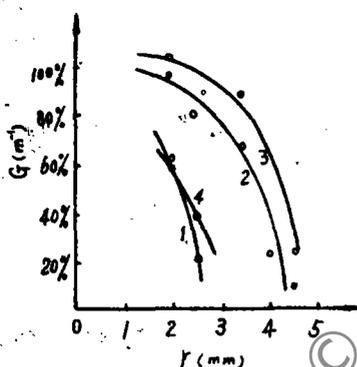


图3 增益的空间分布。1. 0.65 μ s;
2. 1.3 μ s; 3. 1.95 μ s;
4. 3.9 μ s

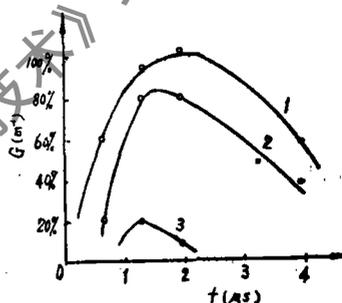


图4 增益的时间分布。距放电管中心距离，1为2mm；2为2.5mm，3为4mm

二、标定损耗片插入法的验证

对于上述测试的结果，我们采用了第三种类型测增益的方法，即标定损耗片插入法作了验证。实验就 $T = 2\%$ 和 $T = 0.5\%$ 的腔片及 $T = 7.2\%$ 和 $T = 14\%$ 的腔片构成的二种谐振腔，观察了在如上充气比，放电电压为5kV时的激光起振点，如图5所示。为了使起始点对于每

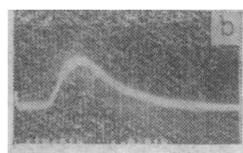
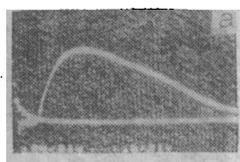


图5 a. $\delta = 1.2\%$ 的激光波形；b. $\delta = 10.6\%$ 的激光波形

一种情况下都是一致的，我们采用放电信号作外触发，这样时间的读数都是相应于放电起始点。然后我们就后一种谐振腔，插入了一片 $\delta = 9\%$ 的平面玻璃片，此时光信号起振于放电后 $1.8\mu\text{s}$ 处。

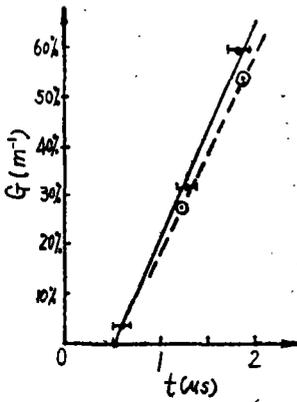


图6 标定损耗片插入法测得的增益时间分布特性(实线所示)，虚线为自身光信号放大法所测的增益时间分布特性。放电电压 5 kV ， He 为 25 Torr ， Kr 为 $9 \times 10^{-2}\text{ Torr}$

这样，按标定损耗片插入法的原理，起振点时增益系数等于损耗系数。因此，开始放电后 $0.6\mu\text{s}$ 时，增益系数为 $4\% \text{ m}^{-1}$ ； $1.3\mu\text{s}$ 时增益系数为 $32\% \text{ m}^{-1}$ ；而 $1.8\mu\text{s}$ 时，增益系数达到 $62\% \text{ m}^{-1}$ 。将增益系数作纵坐标，起振点相应于放电起始点的延迟时刻作横坐标，便可从上面这一组数据画得图6所示的增益系数随时间变化曲线。将该曲线外延到 $G = 1.5\%$ 处也即 $\delta = 0.5\%$ 的谐振腔形成振荡的起振点时刻，它距放电起始点约 $0.5 \sim 0.6\mu\text{s}$ 。如以这一时刻作为时标的零点，就可将上面用“自身光信号放大法”所测得的 5 kV 放电电压中，管中心附近的增益系数随时间变化规律画出，在图6中以虚线表示。可见二种方法测得的增益系数较好地相吻合，而且随时间变化的趋势也大致一样。

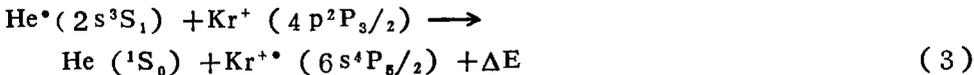
由此可以推断，在我们这样的实验条件下，振荡器输出的光信号经过棱镜反射，平面玻璃片衰减，注入放大管时的光信号已是足够小的。因此所测的增益系数可以认为是小信号增益系数，它真实地反映了腔内粒子布居反转数的空间分布和它们随时间的变化规律。另外，从放大后光脉冲的波形没有明显畸变，也可看出注入的光信号是足够小的，否则将引起光脉冲波形变形，脉宽变窄。

三、几点讨论

如上面测试结果的比较，可知增益的空间分布和随时间变化规律是真实反映腔内 Kr II 上下能级粒子布居反转数的空间分布和随时间的变化规律。因此，我们可以得到几点推论。

1. 脉冲空心阴极放电中的离子密度分布。

He-Kr 激光器中 Kr II 469.5 nm 激光振荡的上能级 $6\text{ s}^4\text{P}_{5/2}$ 主要由下面能量共振转移反应获得：



而下能级 $5\text{ p}^4\text{D}^0_{7/2}$ 是通过强光学耦合跃迁



消激发。所以上下能级粒子布居反转数主要决定于 Kr^+ 基态密度和 He^* 亚稳态密度。从上述所测得的增益的空间分布可看出，首先是从管中心处达到阈值增益系数，并且随时间发展，也是在管中心附近增益系数最高。这一实验事实证明了脉冲空心阴极放电中离子密度分布是

管中心处最高。这和半波整流连续空心阴极放电中，当电流密度较大时，管中心的离子密度和电子密度最高是类似的。这也和我们预期的结果一致。

2. 激光上能级的选择激励是通过能量共振转移反应

很多文献都认为He-Kr 激光器中Kr II 469.5nm的激光振荡的上能级是由反应截面很大的(3)式所示的能量共振转移反应。那末从文献[2]可知，He亚稳态布居密度最大值是在余辉阶段形成，因此激光强度应是在余辉阶段达到最大值。这从我们摄取的电压波形和激光波形合在一起的照片(见图5a)，可以看出激光脉冲的峰值是在放电后约2 μ s处形成，而图中前面一个尖峰是放电电压脉冲，它的半宽度仅300ns，所以激光强度最大值是在余辉阶段形成。又从放电管中增益在激光形成后1.3 μ s内还在上升这一现象，这也和V.S.Egorov等人所测试的He亚稳态在空心阴极放电的余辉阶段的变化规律相吻合。因此可以认为上能级的选择激励的确是He的亚稳态和Kr离子基态的能量共振转移反应。

由于上能级寿命为9.5 μ s^[3]，因此上述反应的反应截面应该很大，在He^{*}，Kr⁺浓度比较高时，就以很大的速率产生Kr II (6s⁴P_{5/2})能态的粒子。这就足以补偿自发辐射及受激辐射的损耗，而使激光形成初期的粒子反转数还能不断增大。实际上Solanki^[4]等人估计此反应的反应截面为10⁻¹⁴cm²，大于动力学碰撞截面。

3. 脉冲空心阴极放电有较大的增益系数

对照Y.Pacheva^[5]，M.Jannossy^[6]他们在准连续空心阴极放电条件下所测的Kr II 469.5nm这一谱线的增益系数而言，这里得到的增益系数是最高的，他们分别为14% m^{-1} 及6.7% m^{-1} 。但对于脉冲放电形式，由于其占空比较小(激光脉冲半宽度约为3 μ s)所以在重复率不高的情况下，例如我们现在使用的200Hz的情况，所得到的平均功率还不够高。如能提高放电重复率，则这种优势就能体现出来，这是这种类型器件今后努力的方向。

参 考 文 献

- [1] R.Main, Lasers & Applications, 1985, Vol 5, No. 3, P.101.
- [2] C.Willett, "Introduction to Gas Lasers; Population Inversion Mechanisms".
- [3] H. Marantz, R.I.Rudko and C.L.Tang, IEEE J.Q.E, 1969, QE-5, No.1, P.38.
- [4] R.Solanki, G.J.Collins et al., Appl. Phys.Lett., 1979, No., 35, P.317.
- [5] Y.Pacheva et al., Opt. Commun., 1978, Vol.27, No.1, P.121.
- [6] M.Jannossy, K.Rozsa, P.Apai and L.Csillag, Opt. Commun, 1984, Vol.49, No. 4, P.278.

作者简介：张耀宁，男，1941年9月出生，讲师。中国光学学会会员。曾研制灯泵染料激光器获华中工学院科技成果二等奖。现从事空心阴极放电理论及动力学过程研究。

Study on gain characteristic of Kr II 469.5 nm laser
oscillation in pulsed hollow cathode discharge

Zhang Y.N., Qu J.N., Gong Z.W., Qiu J.I.
(Institute of Laser, HUST)

Abstract

Using the "optical signal itself amplifying method", proposed by authors, the spatial and temporal gain characteristics of Kr II 469.5 nm laser oscillation in pulsed hollow cathode discharge (HCD) was measured by the self laser oscillation signal of the same discharge tube. The results show that, the laser oscillation was initiated at the center of the hollow cathode, then extended to whole hollow cathode. The maximum gain of $103\% \text{ m}^{-1}$ was gotten in the optimum pressure ratio of He and Kr. It was arrived at about $2 \mu\text{s}$ after the discharge, corresponding to peak of the laser pulse. The gain of laser oscillation is the highest in the reported results on this spectral line. Using the method of inserting the calibrated attenuation plates the gain was measured in the same discharge condition also. It shows that, the above measurement result is reliable.

· 简 讯 ·

纤 维 芯 片 耦 合

“垂直连接”的特点是纤维芯垂直地插入芯片表面。

哥伦比亚大学的Paul R. Prucual等人,发展了这种互连技术以代换对接耦合或者V型槽连接技术。这项工作已经发表在1986年2月的《Optics Letters》上。为了实现垂直连接,在晶片表面腐蚀成一个圆柱形孔,这个孔的直径比纤维芯稍微大一些。研究人员报告,直径为 $4\mu\text{m}$ 这样小的而且具有光滑内壁的圆形孔是采用氩离子蚀刻技术制作的。然后将这个孔掺杂,以致使它的内壁形成一个把纤维光信号转换成电信号的p-n结。将纤维的包层腐蚀掉,并且这个芯被环氧树脂粘结到孔里。研究者报告了他们在硅电路系统中的研究结果,并称这种技术适用于GaAs集成电路,他们指出这种连接技术是解决气-液-固集成电路互联问题的一种方法。

译自 Laser Focus/Elect. Opt., 1986 Mar., P.12. 祖兰 译 邹声荣 校

(上接第6页)

Development of semiconductor laser

Guo Xiaoyan

(North Institute of Science-Technical Information)

作者简介:郭晓燕,女,1961年11月出生,1983年毕业于北京工业学院光学系激光专业。