

氮—氦激光器放电参数研究

譯文資料

(2)

长沙工学院资料室

一九七二年三月

氦-氖激光器放电参数研究

WAYNE T. WHITNEY

目 录

1. 绪 论

2. 气体激光器的理论基础

A. 材料与辐射的相互作用

B. 氦-氖激光器

3. 实验方法

4. 实验装置

A. 真空系统

B. 实验装置

C. 某些实验上的困难

5. 实验结果与讨论

6. 结 论

附录A: 气体混合气的配置

附录B: 输出功率的最佳化

参考文献

摘要

实验研究的目的是为了在限制氦氖激光输出功率的情况下确定哪一种能级为主。方法就是在三种主要的激光跃迁情况下控制温度和压力作为参数，对比激光功率和放电电流密度的关系。这样一种对比是有益的，因为波长为 0.6328 和 3.39 微米的红和激光跃迁同属于较高的能级 ($3s2$)；波长为 0.6328 和 1.15 微米的红和跃迁同属于较低的能级 ($2p4$)。相对量和性质说明这样一个情况，即：在较低的压力之下，高能级的聚合速度控制着所有三个谱线的输出功率；而在较高的压力之下（大致 $1+orr$ ），较低的能级减小速度时波长为 0.63 和 1.15 微米的激光功率就比重要。就波长为 0.6328 微米的激光功率来说，最大输出所需的最佳压力是两种效应的重要的中间压力，即 $6.7+orr$ 。所有数据的取得，使用的是相同的激光管（内径 8 毫米），采用了超高真空技术以保证气体的纯度。我们发现，激光管壁温度增大，压力很高时将造成功率增大（对波长为 1.15 微米的激光功率来说，增大 50% ）；压力较低时，功率将减小。而且有趣的是，总压力至少高达 $20+orr$ 时波长为 1.15 微米的谱线 γ 的形成振荡。

第一章·绪论

氦氖激光器和最初的连续波激光器以及和最初的气体放电激光器比起来是取得最广泛的一种，而且这种情况越来越明显，因为氦氖激光器已经成方向性强、单色性好的标准的实验室和工业光源

，这和光还有许多各种不同的用途。

氦氖系统有三种主要的激光跃迁谱线，即波长为0.6328微米、1.1523微米和3.3913微米跃迁谱线，其一种报道是Tavan, Barnett 和 Herrick 三人在1960年得到的，他们得到的报道包括了五种不同的波长，其中的一种就是1.1523微米线。1962年，Witte 和 Rigden 两人获得了波长为0.6328微米的报道，稍后一点时间，Blooin, Bell 和 Rempel 三人又得到了波长为3.3913微米的报道，此后，采用氦-氖系统又相继获得了许多其它的激光谱线。

由此可见红外的线谱。

对于造成报道所必需的粒子及放电的气体放电机件，本文不作详细的研究，并在研究的基础上加以很好地总结和说明，限制输出功率

和效率的放电机件的定性讨论，至今尚不清楚，虽然就这个问题发表的文章很多。（文章4-17）为了改进功率输出和效率，必须了解何种情况下功率受到限制，效率的提高也很重要，因为一个典型的氦氖激光器的效率还小于0.1%。

现在已经很清楚，为了获得最大的激光输出功率，存在着一个最佳的放电电流，这个最佳电流，随着氦和氖的部分压力不同，激光管的几何尺寸不同而有所变化。一般地，随着放电电流增大，激光器的功率先是增大，达到一个最大值，然后就减小到零。因此，简单的给放电以较大的功率，并不能获得较大的输出功率。放电电流较高时输出减小

当然是由于有效的粒子数反转减少

所造成的，所以这个研究的目的就是想确定主要的饱和效应究竟是在上能级的激发速度中出现的还是在下能级的粒子数减小的速度中出现的。其次，还想在纯净的气体条件下，以各种气体放电参数为基础求得激光输出功率方面的某些实验数据。

第二章

气体激光器的理论基础

A. 材料与辐射的相互作用

设我们考虑原子的两个非简并能级， E_k 和 E_m ，其中 $E_k > E_m$ 。如果能态 E_k 是开始出现的能态，这就意味着电子跃入 E_m 能级的可能性，从而使原子发射出有能量的光子

$$E_k - E_m = h\nu_{km} \quad (1)$$

式中 h 是 Planck 常数除以 2π ， ν_{km} 是辐射的频率。对于一组原子来说，每秒钟发射的光子数就是

$$[A_{mk} + B_{mk}F(\nu_{km})] N_k \quad (2)$$

式中 A_{mk} 和 B_{mk} 分别为自然发射和受激发射的 Einstein 系数， N_k 是在 E_k 能态中有一个电子的原子数。系数 A 和 B 是原子与辐射时的相互作用的基本度量。系数 A 与 B 之比与系统是否热平衡无关，可以给出为

$$A_{mk}/B_{mk} = 2h\nu_{km}^3/\pi c^3 \quad (3)$$

辐射密度由 Planck 定律给出：

$$P(\omega_{km}) = 2\pi\omega_{km}^3/\pi c^3 [\exp(\hbar\omega_{km}/kT) - 1] \quad (4)$$

現在如果有 E_m 能态，就存在着这样一种可能性，即：辐射场的光子被 E_m 能态吸收，造成电子跳到 E_m 能态去。每秒的吸收作用次数可给出为

$$B_{mk} N_m P(\omega_{km}) \quad (5)$$

式中 B_{mk} 是 Einstein 吸收系数， N_m 是在 E_m 能态有电子的原子数，可以简单地表示如下关系

$$B_{mk} = B_{km} \quad (6)$$

因此，辐射的净损耗速度（假设有某个外部泵浦机制存在）为：

$$A_{mk} N_k + B_{mk} P(\omega_{km}) [N_k - N_m] \quad (7)$$

在热平衡中实行普通的气体放电情况下，不同能级中的相对原子数由玻尔兹曼定律给出

$$N_k/N_m = \exp[(E_m - E_k)/kT] \quad (8)$$

因为 E_k 大于 E_m ，故 N_m 大于 N_k 。所以在普通的气体放电中，吸收作用超过激发发射。

然而，在行气体激光或放电中的了先选定的泵浦作用，更多的原子被抽运到能态 E_k ，所以 N_k 大于 N_m 。在这种情况下，激发发射就超过吸收作用，所以系统中存在纯气体。

因为自然发射与辐射密度无关，我们可以采取增大系统中的辐射密度的办法来增大相对自然发射速度的激发（或泵浦）发射速度。这一点取决于谐振腔内所包的系统。

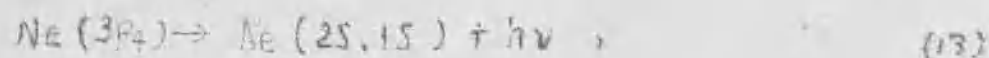
因此，在一个激光器里，由于粒子数反转而使受激发射超过吸收作用，又由于谐振腔的作用增大辐射密度而使受激发射超过自然发射。

13. 氦-氖激光器

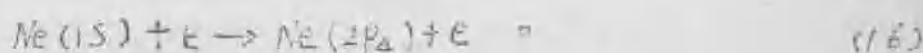
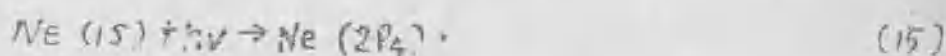
关于氦氖激光器放电的激发机理的复杂性，Bennett 的评论文章（参考文献4.5）作了很好的论述，这里只介绍一些主要的性能。氦和氖的各部能级示意图如图1所示。形成上述的激光器能级的主要反应式为：



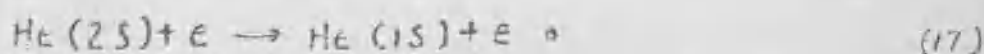
按照White和Gordon两人的观点（参考文献6），反应式(9)比反应式(10)重要，按照Bennett的观点，反应式(11)和(12)同样重要，同时反应式(12)由于氦的存在而得到了加强。下面的激光器能级因自然发射而衰减：



然而，由于对基态的自发辐射，氖(1S)的两个能级是亚稳态，另外两个能级则是次亚稳态。这几个1S能级就是对波辐射和电子碰撞激发对低能级2P₄造成危害的根源：



Bennett (参考文献4) 指出, 陷波辐射反应式(15)在激光管的直径很大的时候起主要作用, 而直径很小的时候, 电子碰撞反应式(16)就比较重要。另外一个对激光作用有害的反应是电子使亚稳态氦解除激励的反应:



White 和 Gordon 的数据(参考文献8)指出, 放电电流很高时, 反应式(17)成了亚稳态氦(2'S)的主要损耗机制。然而, Wada 和 Heil 两人又正确地说明(参考文献9), 电子对亚稳态氦的解除激励的作用在氦氖激光放电中可以忽略不计。

第三章 实验方法

在氦氖系统中, 主要的三种激光跃迁是0.6328微米($3S_2-2P_4$)、1.1523微米($2S_2-2P_4$)以及3.3913微米($3S_2-3P_4$)。波长为0.63微米的跃迁线与波长为3.39微米的跃迁线共上能级, 同时又与波长为1.15微米的跃迁线共下能级(见图1)。如果在 $3S_2$ 能级的激励速度下粒子数反转出现极限, 则对于波长为0.63微米和3.39微米的激光的作用是一致的。类似地, 如果在 $2P_4$ 能级的激励速度下粒子数反转出现极限, 则对于波长为0.63微米和波长为1.15微米的激光的作用是一致的。

实验数据的取得，使用了以下条件：氦和氩的部分压力各次实验均取不同的值，保证了^体气的高纯度，就三种主要跃迁的每一种跃迁线实验了激光输出功率与放电电流的关系。激光输出功率与放电电流之关系曲线的比较改变了输出功率达到饱和能级类似的推断。还记录了激光输出功率与管壁温度变化的关系。这些数据，对于三个主要的跃迁线来说，都改变了饱和能级类似的说法，指出了另外一种能级状态。

由上激光能级和下激光能级引出的自然光发射，有激光输出的和无激光输出的，均加以监控。在光学厚度为零的限制下出现的自然发射直接指出了一个特殊能级的相对组合。这一点可以同前已提到的关于决定饱和能级的两种信息结合起来加以修正。

第四章

实验装置

A. 真空系统

这一章研究的实质上是防止气体任何污损的可能性，因为气体出现任何污损，对于实验结果都将造成错误的判断。这就是说，气体管道和激光管都必须先全地抽真空并经过烘烤，因为激光管振荡的波长为3.39微米，所以布儒斯特角窗必须传输红外区域的谱线。因此，激光管（电极壳除外）大都用可熔石英制成，而布儒斯特角窗也用可熔石英制成，不加任何粘合剂。管子退火到600°

C 温度。

真空系统的方块图如图2所示。扩散泵和压力计均使用 Octoil-S 扩散泵油。激光管在系统退火以前要用氦气体实行高频排气，而且管灯丝也要作排气处理并加以激活。而后，系统进行退火处理，烧埚24小时，温度达 450°C ，在此时间内，压力计作排气处理。然后将系统冷却至扩散泵的冷却温度，同时使系统的其余部分仍保持为 450°C 。退火以后，将系统冷却至压力计的冷却温度，并进一步使管的灯丝排气，同时继续排出游离气体。氦与氧的放电，都要用 Bausch 和 Lomb 石英摄谱仪作光谱分析。摄谱仪要和 Kodak 型 IIA D 板一起使用。各种曝光时间要达到15分钟，在此时间内应看到激光管的内径有一个50微米宽度的光。看到的亮度就是管壁上的硅微粒。

在研究过程中，精确地配置好氦与氧的混合气体，并将其储存在气瓶中。为了防止气体倒流进管内，气体绝不允许进到歧管去，除非歧管已经完全抽真空。在制备混合气的时候（附录A），应特别小心，不要因为压力计的冷却温度的大大地低于系统的其余部分而弄错了气体混合比，也不要因为压力计中的油流动而弄错了充气体积。

压力测量用的是 Octoil-S 压力计，压力计连接一个高差计，高差计长102厘米，每个分度为0.05毫米。压力计的读数可变成压力单位 torr，1毫米 Octoil-S 等于 0.06734 torr ，误差为 0.004 torr 。由于油粘着于玻璃的压力计管壁，又由于冷却温度远低于系统其余部分低得多的温度之下，所以在压力读数以前实现平衡需要

30 分钟左右，混合气制备以后，系统应至少有一个小时的时间通过氦和氮的混合气体。

实验所用的气体，都是 Union Carbide 公司 Linde 分公司制备的同位素混合气体。高纯度气体需保存在一公升的 Pyrex 瓶内。主要杂质是氧，根据规定，含量应小于 10^5 分之 5。

B. 实验装置

实验装置如图 3 所示。激光管内位 5 毫米。谐振腔内部的放电长度为 56.5 厘米。灯丝有直接热化的氧化涂层，和荧光灯管内所使用的灯丝是一样的。灯丝用于两个电极，保证了极性可以倒转以研究阳离子电泳效应。（参考文献 19）曲率半径为 2 米的曲面镜相隔 1 米，采取这样的谐振腔结构不仅可以产生很大的模式度，而且可以有效地利用大部分管的体积（参考文献 20）。

曲面镜安装在镜架上，使得更换起来简单容易（图 4）而又不破坏镜的对准。镜架可以独立的正交调整，还有测微计提供的精细控制，测微计可以带动对铰链杆作用的减震弹簧。移动测微计 1/40 毫米，相当于使镜转动 5 弧秒左右。

输出激光射线束用一个 Jarrell-Ash 0.5 米的光栅单色仪进行控制，这种单色仪使用 RCA 7102 型光电倍增管作检波。探测光则采用两个小型的 Bausch 和 Lomb 光栅单色仪监控，这两个单色仪，一个使用 RCA 1P28 型光电倍增管，另一个交替使用 RCA 7102 型和 RCA 6199 型光电倍增管。

为了监控波长为 1.1523 微米的自然发射光，需要使用图5所示的冷却装置使 KCA 7102 型光电倍增管冷却。为了进行红外测量，单色仪的输入端使用一个细玻璃滤色镜，C.S. 数为 $7-56$ 。由于滤色镜对于所有三个激光波长反应相当，所以光在通过校正的热电堆来测量激光功率。

开始对准激光谐振腔使用的技术可以简述如下。首先，当视线通过一个镜看到外部发光的激光管的孔道去，使眼睛位置在激光管的轴线上。（见图6a所示）只要瞄准仔细，并这种方法可使镜的对准精度在几个弧分之内。对准激光的镜时亦可采用同样的方法，如果这种初始对准不能使振荡持久，则可以轻轻地移动到已有激光振荡的一个镜的位置。镜的调整就是这样逐渐进行的，直到激光输出达到最大为止。

经过初始对准以后，激光器的谐振腔一般地应该处于图7a所描述的位置，在这个位置上，激光射线束并不能利用激光管的整个孔径。在这种状态下，输出最大是相对的，反射镜的曲率中心虽然位于通过两反射镜和激光管的轴上，但此轴并不与激光管的轴线一致。此时如果从这个位置调整反射镜，激光输出将减小，为了得到图7b所描述的绝对最大值，一个镜控制在相对最大值左右摆动，着重调整相对的另一个反射镜，使之达到一个新的相对最大值。如果此新的相对最大值大于老的相对最大值，使这个反射镜控制在新的最大值（相对最大值）左右摆动，再调整另一个反射镜，如此

继续下去，直到达到了绝对最大值为止。达到绝对最大值时，反射镜的曲率中心就与激光管的轴端重合（即在轴线上）。

C. 某些实验上的困难

最初制备了一组波长为 3.39 微米的可饱和类型的反射镜，也能维持波长为 1.15 微米的强振荡。这是什么原因？这是因为多层介电反射镜的第一个反射最大值是介电涂层厚度等于 $\lambda/4$ 时的最大值，而第二个反射最大值是介电涂层厚度等于 $3\lambda/4$ 时的最大值，因此，1.15 微米就好像是在第二个反射带。为了克服这一困难，重新制备了一组反射镜，反射镜波长 3.39 微米，反射率仅为波长是 1.15 微米时的 35%。这些反射镜的制备就是把反射带从 3.1—3.7 微米移到 3.3—4.0 微米，同时使用了介电材料的折射指数随波长而变化的性质。这个第二组 3.39 微米的反射镜应用于所有的 3.39 微米激光器的测试。

第二个困难是，波长为 1.15 微米的反射镜维持的振荡也有波长为 1.1214 微米 (253—215) 和 1.1485 微米 (253—212) 的。克服这一困难的办法是，使用 Jarrell-4 单色器和 RCA 7102 光电倍增管来测量相对波长为 1.1523 微米的激光输出，除此以外，使用单色仪来测试总的激光输出。

实验时发现，当激光输出功率与激光管电流的关系曲线中出现滞后现象，亦即不管电流是增大或者下降，激光输出功率曲线都滞留在

形。已经确定，滞后效应不是由于阳离子电泳，因为极性反射时出现相同效应。采用铁康铜热电阻接触于激光管壁的办法，发现激光口的功率与管壁温度之间存在着——对应的关系。这个管壁温度效应已经成为了确定能如结构的一个重要参考。

第五章

实验结果与讨论

激光口功率与激光管温度数据的对应关系是在氩-氦混合气系列， 10^{-3} 以及 $9/1$ 氩的部分压力取 $0.07, 0.16$ 以及 0.25 torr 的情况下得到的。混合比取 $1/1$ 时的实验结果示于图8, 9, 和10。在这些图中，将准化工作温度下的最大激光输出功率归一化。数据表示成标准化形式，因此便于比较，因为各种级数的反射镜的反射率（标准的是99%），对最大输出来说，并不是最佳的；同时，因为表示的光学性质在整个测试过程中实际上存在着细微的变化，测试是在过虑了的空气环境里进行的，光电反射镜和布儒斯特角窗上又有灰尘屏蔽装置，於是，这些表面的光学性质就可以在一个恒时间里，例如一天里实际上保持不变。

因为激光口的功率随气体温度变化（文献4），电流增大时的^{数据}不能立刻取得，它要有一个达到热平衡的时间。为了加强温度效应，电流减小时的数据要迅速取下。电流增大时的数据见图中的粗黑线，电流减小时的数据见图中的细黑线。因此，细线抽出的

曲线代表一种比粗线抽出的曲线较高的管壁温度。

由图8可以看出，波长为0.63微米的激光功率比较类似波长为3.39微米的曲线。波长为0.63微米和3.39微米两种激光功率均随着气体温度的增大而减小。这说明，在这种低压情况下，它们的公共上能级(352)是激光输出的控制层。在图9和图10中，波长0.63微米的曲线比较类似1.15微米曲线。在图9和图10所示压力下，波长为0.63微米和1.15微米的两种激光功率均随着气体温度的增大而增大。这说明，在所示较高的压力下，控制激光输出的是它们的公共下能级(2P4)。

激光功率，作为放电管管壁温度的函数的图形见图11所示。数据是在常压下取得的，通过地常管放电时，管的放电部分通过电极头头和抽。放电管管壁的温度用一个铁康铜热电阻来测量，放电管需要在 600°C 的温度下在真空中烘烤10个小时，才能得到重复的数据。由图可以看出，波长为0.63微米和1.15微米的激光功率随管壁温度而增大，波长为3.39微米的激光功率却不是这样。这说明，0.63微米和1.15微米的激光功率增大，主要是由于2P4的放电减少的原因。因为2P4的放电通过电子碰撞与辐射逸出而连续着亚稳态的1S放电，亚稳态的氦原子向管壁增加扩散就造成了2P4放电的减小。

波长为3.39微米的激光功率不随管壁温度增大，这个事实说明，0.63微米激光功率增大并不是由于352放电增大的原因。

因为单线态氦可以抽运氦 $3S_2$ 能级，这证明，在单线态氦和基态氦原子之间的激发传输速度的增大并不是重要的。

在较高的壁温下，所有激光口的功率均下降，大概是由于管壁的扩散造成了亚稳态氦迅速减小的原因。

图12、13和图14所示，是沿管压固定而以氦压作参量得到的激光口功率与放电电流的关系曲线。氦的存在，至少产生了两个才重要而又互相矛盾的效应。亚稳态氦共振能级受碰撞而抽运上边的激光能级，然而，亚稳态氦又作为一种缓冲气体而^{防止}亚稳态的氦向管壁扩散。由图12可以看出，对于波长为 6.63 微米的激光口来说，后一种效应比较重要，因为在氦压较高的情况下，放电电流比较低时，可能造成饱和与熄灭现象。在图13中，两种效应对于波长为 1.15 微米的激光口都很重要，但以抽运效应为主。

波长为 3.39 微米的激光口的低能级($3P_4$)与氦的亚稳态能级($2P_4$)距离不紧。因此，由图14可以看出，氦的抽运效应对于波长为 3.39 微米的激光口比较重要。

自然发射的波长为 3593 埃($3P_4 - 1s_2$)、 4481 埃($3S_2 - 2P_{10}$)、 6096 埃($2P_4 - 1s_4$)以及 11.533 埃($2S_2 - 2P_4$)。曲线均类似参考文献6的图1所示曲线。一般地，自然发射光的强度随电流的增大不如激光输出增大的迅速。唯一的例外是压力很低时(大大地低于受激发光的最佳压力)的波长为 1.15 微米的自然发射光。在这种情况下，采取适当的腔镜，自然发射光的曲线与激光

功率曲线共线。这说明，在较低的压力下，控制输出功率的是上态的能级。

自然光的强度随气体温度的变化仅为百分之几，比起功率的变化要小得多。所有被监控的谱线均表明：当影响特定能级的激光振荡停止时，强度变化只有百分之几，但波长为 3593 埃的谱线除外，当波长为 3.39 微米的振荡停止时， 3593 埃线减小一个数量级。

第六章 结 论

实验结果表明，在低压的情况下，上能级组成的速度控制着所有三个激光谱线的输出功率，在高压情况下，即大于 1 torr 的情况下，低能级组成的速度对于波长为 0.63 微米和 1.15 微米的激光来说比较重要，对于波长为 0.63 微米的激光来说，在中间压力下，即近于最大功率输出的最佳压力下，两种效应均很重要。激光管管壁温度是影响激光功率的一个重要参数，气体压力不同时，功率可能增大或者减小。