

贈閱
請交換

专题技术译丛

THUANTI JISHU YICONG

激光技术

(一)



2

1971

长沙工学院资料室

前 言

本专辑共搜集了七篇文章，第一篇綜合介紹了氮—氖激光器，第二篇、第三篇介紹氮—氖激光器使用的阴极，第四篇介紹氮—氖激光器的充气比例，第五篇介紹了单模氮—氖激光器的具体结构，第六篇、第七篇介紹氮—氖激光器的脉冲实验。

全部文章由情报资料¹李仲伯同志翻譯，激光研究室进行技术校对。由于譯、校者水平有限，错误在所难免，诚恳地希望同志们批评指正。

氙-氦激光器

摘要：

本文介绍氙-氦激光器的基本设计与工作原理，评述了可以使系统产生激光辐射的各种途径，讨论了辐射性质，如频率结构，单色性以及功率密度等，还着重研究了外碰伤对系统的影响以及输出频率的稳定方法。最后，还讨论了激光器的各种应用。

目录：

§ 1 緒論

1.1 光学频率諧振腔

1.2 諧振腔內的振動

§ 2 氙-氦激历机构

2.1 基本理論

2.2 Javan-Bennet-Herriotts 激光器

2.3 其它激光器的激历机构

§ 3 系統的頻譜

§ 4 激光器振蕩性質

4.1 輸出功率与增益

4.2 綫寬与模结构

4.3 模的選擇

4.4 噪声

§ 5 系統的宏觀干涉

5.1 碰伤影响

5.2 頻率穩定

§ 6 应用

6.1 諧波的产生

6.2 Raman 頻谱 Rayleigh 和 Brillouin 散射

6.3 度量衡与干涉仪

6.4 等离子区测量

§ 1 緒 論

1961年, Javan 等成功地制成了第一个使用氦-氖混合气体的激光振荡器, 証实了 Schawlow 和 Townes 在1958年提出的理論预言。这个装置发射連續波, 但高度单色光的微弱射綫波长約 1.1μ , 在光谱范围属紅光区域内, 与当时生产、发展更牢固、有效的固体激光器的盛极一时的趋向比起来, 这仅仅是一个小小的笑話。然而, 氦-氖激光器的发展超过了予想, 成了更精小而有效的工具, 它可以在比第一次振荡多得多的頻率上产生輻射。而且还可以制成很简单而牢固的高度单色的輻射源供科学研究与新工艺之用, 最后, 它还可以用来分析原子过程以及研究光的性質和应用, 即所謂光的“相干性”。这个引起相当爭议的“相干性”問題, 本文不打算討論, 讀者可参考 Mandel 和 Wolf 1965年以及 Glauber 1965年写的文章。“相干性”和“相干性”将使用这几位著者的定义。

这篇文章不打算討論整个气体激光器所涉及的物理学問題, 因为超出了論文的范围, 我们仅仅搜集了近五年来在氦-氖激光器方面所出現的大

量資料并且加以評述。当然，这并不是說，文章沒有参考激光器物理学的一般理論和实践，所以，文章的第一节就在極简单地評述气体激光器系統的各种主要观点的同时，参考一些主要著作进行深入分析。第二节和第三节介紹氦-氖激光器可能的几种工作方式。第四节詳細地敘述系統的輸出性質。第五节論述各种外部条件对系統的影响。第六节介紹氦-氖激光器的各种基本用途。

1.1 光学頻率諧振腔

激光器，本質上可以想像为一个通訊用的电子振荡器，一个由反饋机构造成諧振腔損失的諧振腔。激光器的諧振腔是在光学頻率之下发生諧振的，由 *Tanen* 等人最初使用的諧振腔就是众所周知的法布里—珀洛特标准系統的进一步发展。简单的經典光学表明，法布里—珀洛特标准系統是沿系統的軸产生光学輻射諧振的，波长 λ 由如下方程給出：

$$2L = q\lambda \quad (1.1)$$

式中： L 为諧振腔长度， q 为某个整数。然而，在激光器系統中，其中 L 和鏡的尺寸比起来很大，因此不能直接看出，这样——究竟可不可能，需要利用 Fox 和 L ；(1961年) *Boyd* 和 *Gorden* (1961年) 以及其它人的結論进行比较詳細的分析，以确定适用于激光器系統的簡單公式，当然，在这些激光系統中，存在着很多能满足公式的不同的振荡模型。这些模型用一个 TEM_{nm} 数在标准波导实际中予以規定，其中 n, m 規定为模的軸向和徑向对称性， q 由方程(1.1)給出。然而，法布里—珀洛特标准系統

以建立，因为鏡必須精確地平行，而大多数氦—氖激光器現在已經建成，不过使用了比 Connes 在 1956 年第一次使用过的諧振系統略有改进的系統。这种諧振系統由两个凹鏡排列而成，凹鏡的排列要使它們共軸。Boyd 和 Kogelnik (1962 年) 以及其它人都对这样一个諧振腔进行过分析，他们发现，諧振条件可以类似于法布里—珀洛特系統的諧振条件。凹鏡系統的共軸排列就称之为共焦系統，它使用两个曲率半徑相等的鏡組成，鏡間距二倍于焦距长；但这并非唯一的类型，焦距长不等的凹鏡也可以使用。不过，在大多数实际应用中，共焦系統可取，因为它一則容易建立，二則衍射損失比較小。

最后，應該指出，在大多数实际情况下，光学諧振腔的 Q 值最主要的是所用反射鏡的反射率的函数，由于反射率很高，故激光器諧振腔的 Q 值的数量級可能为 10^8 或者更高。从簡單的諧振方程可看出在可見和近紅外頻率下，有一組不同的諧振頻率包含在多卜勒寬原子射線的寬度內。這点对以后的叙述是很重要的。

1.2 諧振腔內的振蕩

給一个高 Q 的光学諧振腔，那么，为了維持腔內振蕩，需要对諧振腔內的能量損耗进行某种补偿。这一点就依靠激發发射現象来达到。被激發态，从光学上來說就是低能态，处于諧振腔內被激發态的原子，由于受到早已存在于諧振腔內的某个頻率的輻射可能受到激發而輻射，因而又增加了激發輻射。如果分析駐波場和运动着的气体原子的相互作用，这个过程的物理学是相当复杂的。讀者可參攷拉托 1964 年所作理論探討。如果作若干簡化，則問題就簡單得多，并且已有若干結論，請參

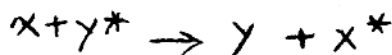
閱 Schawlow 和 Townes 1958 年的論文。最重要的結果就是建立了必需的被激發能區——或者‘反转’度，這裡高能與低能態之間的差值是一個很重要的參數。所謂‘反转’，就是相對於波爾茨曼分布定律而言，高能態大大地超過低能區域。

兩個能級之間的這種反转是極不平常的，Javan 著作的重要意義就在於他使用氮氣混合氣體，在氮氣的兩個能級之間構成了反转狀態。以後又發現，同樣的系統還可以造成氮的其它能級之間的反转，因此，只要有一個適當的諧振腔，就可以在許多頻率下產生諧振。所以，氮—氮激光器的核心部分就是一個能獲得反转的機構，這是我將首先予以討論的。

§2 氮—氮激發機構

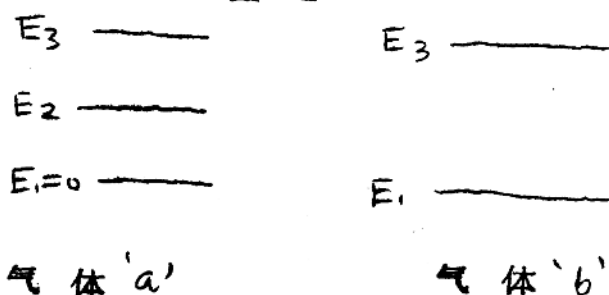
2.1 基本討論

1959 年 Javan 指出，如果有兩種氣體組成的系統，其中一種氣體存在着正狀態，且正穩態又很接近於第二種氣體的被激發態那麼，就可能存在着一個無彈性碰撞的交叉部分，這個所謂交叉部分是由於處在亞穩態的原子把能量傳輸給第二種氣體的原子而使自己回到被激發態。這個過程就是有名的二類碰撞：



Basov 和 Krokhin (1962 年) 比較地討論了兩種氣體中的這一過程。他們把氣體區分為‘a’和‘b’工作氣體。a 具有的能級為 $E_1 = 0, E_2, E_3$ 等，‘b’氣體的能級為 $E_1 = 0$ 和 E_3 (見圖 1)。

图 1



使用简单的速度方程式来描述气体原子的组合变化，那么，气体处于能级 E_3 的原子数变化速度为：

$$\frac{dN_3^a}{dt} = N_1^a \left(\frac{1}{\theta_{13}} + \frac{1}{T_{ba}} \right) - N_3^a \left(\frac{1}{\theta_3} + \frac{1}{T_{ab}} + \frac{1}{T_3} \right) = 0 \quad (\text{稳态}) \quad (2.1)$$

式中 $1/T_{ba}$ 为气体 'b' 的基态能级 E_1 传输给气体 'a' 的基态的能量共振传输速度。 $1/T_{ab}$ 是相反过程的能量传输速度， $1/\theta_3$ 为能级 3 对电子碰撞的去激励速度， T_3 是能级 3 在全部自发跃迁中的自然寿命。由 N_2^a 产生的激励能量很小。大致是：

$$\begin{aligned} \frac{dN_2^a}{dt} &= \frac{N_1^a}{\theta_{12}} + N_3^a \left(\frac{1}{T_{32}} + \frac{1}{\theta_{32}} \right) - N_2^a \left(\frac{1}{\theta_{21}} + \frac{1}{T_{21}} \right) \\ &= 0 \quad (\text{稳态}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

造成反转的条件是：

$$N_3^a > N_2^a \quad (2.3)$$

同样还有

$$\frac{T_{ba}}{T_{ab}} = \frac{N_1^b}{N_3^b} \quad (2.4)$$

这一比值由气体“b”的原子激发温度确定。

假定电子的麦克斯韦分布为

$$\frac{\theta_{31}}{\theta_{13}} = \exp\left(-\frac{E_3 - E_1}{kT}\right), \quad \text{等等} \quad (2.5)$$

将方程(2.1)——(2.5)加以组合，得：

$$\frac{1/3}{3/1} < \frac{\left(\frac{\theta_{31}}{\theta_{13}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_3 - E_2}{kT}\right) - 1 + \theta_{21} \left(\frac{1}{T_{32}} + \frac{1}{\theta_{32}} - \frac{1}{T_{21}}\right)}{1 - \frac{N_1^b}{N_3^b} \exp\left(\frac{-E_2}{kT}\right) + \theta_{21} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_{32}} - \frac{1}{\theta_{32}}\right)}$$

令上端和下端均等于零，得两个方程式，其变量为：

$$\theta_{21} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_{32}} \right) \text{ 以及 } \frac{\theta_{31}}{T_3}$$

如果设

$$\frac{1}{\theta_{32}} \ll \frac{1}{T_{32}} \quad \text{以及} \quad \frac{\theta_{32}}{\theta_3} \approx 1,$$

则线性方程为：

$$\theta_{21} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_{32}} \right) = \frac{N_1^b}{N_3^b} \exp\left(\frac{-E_2}{kT}\right) - 1,$$

$$\frac{\theta_{31}}{T_3} = \frac{\theta_{21} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_{32}} \right) + 1 - \exp\left(\frac{E_3 - E_2}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{E_3 - E_2}{kT}\right)}$$

图2表明，这些方程式规定气体系统中四个可能区域的边界。在区域(a)里，反转组合不可能，因为存在着电子碰撞或二类碰撞。在区域(b)里，气体(b)存在妨碍了在气体(a)中形成反转组合。在区域(c)里，靠气体'b'的存在，在气体'a'里有可能形成反转组合，在区域(d)里，必须气体'b'才能在气体'a'里形成反转组合。

图 2

上述分析的作用是：当采用这种方法计算反转组合的时候，而能级的寿命和碰撞交叉部分根本弄不清楚，不能使用，则可以根据上述分析描述出系统中产生的主要过程，我们下面要研究的氮-氟系统，还是一个比较复杂的系统，上述分析就更为有用。然而，氮-氟系统进入了图2的区域(c)，氮与氮发生的二类碰撞而造成氮的激发过程就是 Javan 等人的氮-氟激光器的一个特点。以后又发现，氮的振荡出现在区域(d)，这将在 § 2.3 节里予以讨论。

2.2 Javan-Bennett-Herriot 激光器

大多数介绍氦-氖系统的文献，都采用现已陈旧的，不很出名的 Paschen 方法来描述氖的能级。这是很不幸的，而且由于 L-S 耦合法不足以很好地说明许多能级系统，这种陈旧的方法似乎还有发展。然而，正如 Moore 1949 年指出的，所有能级都可以采用 Racah 的 J-L 耦合法来描述，实际上，与氦-氖激光器有密切联系的许多能级都可以采用 Russell-Saunders 耦合法来充分地描述。为了避免使用 Paschen 系统（因为这种系统不能解释电子耦合途径），我们将采用 j-L 耦合和 L-S 耦合法进行叙述。图 3 (a, b, c) 说明了用 j-L 和 L-S 耦合法时符号之间的自由变换。图 3 (d) 还可以包括采用 Paschen 法则描述的系統。

研究获得二类碰撞的可能性时，一个重要因素是 Wigner 旋转法则 (Massey 和 Burhop 1952 年)。这个旋转法则说明，如果保持旋转，激历能的传输就有可能，就是说（利用图 4 所用符号），如果两个级数

$$|s_i^{He} + s_i^{Ne}|, |s_i^{He} + s_i^{Ne} - 1|, |s_i^{He} + s_i^{Ne} - 2|, \dots, |s_i^{He} - s_i^{Ne}|$$

和

$$|s_f^{He} + s_f^{Ne}|, |s_f^{He} + s_f^{Ne} - 1|, \dots, |s_f^{He} - s_f^{Ne}|$$

具有一个公共项，

在确定能级组合的第二个重要因素是谱振辐射的获得，实际就是延长某个能级的寿命。在任一确定压力下，向基态辐射的任何一个能态的寿命都可以利用从一个被吸收被二次发射以及被二次吸收的原子所发射的光来延长。Holstein 理论提出以后，寿命的增长就可以

作为放电管的几何尺寸以及气体压力和温度的函数来加以计算。

在 Javan 激光器里，二类碰撞出现于长寿命的正稳能态 2^3S 和氦组态 $2p^5_4s$ 之间。在这个组态中能级的能量传输仅为 kT 的指数并且根据 $2p^5_3p$ 组态而有选择性地组合， $2p^5_3p$ 的组态，对于亚稳态的氦，已不可能用类似方式组合。 $2p^5_4s$ 组态的某些能级寿命比 $2p^5_3p$ 组态的某些能级寿命要长一个数量级，而 $2p^5_3p$ 组态迅速地衰变到 $2p^5_3s$ 组态，这个 $2p^5_3s$ 组态由亚稳态能级和其它能级组成，而其它能级只要有谐振辐射就能有效地变成亚稳态。

这里存在一种危险，即 $2p^5_3p$ 组态可能因受电子碰撞而与 $2p^5_3s$ 组态重新组合，从而消除了 $2p^5_4s$ 和 $2p^5_3p$ 之间的反转组合。由于这个原因，必须保持一定的电子密度，而且必须破坏

$2p^5_3s$ 的亚稳态。这就是说，激光器的尺寸必须充分地小，以便于使 $2p^5_3s$ 亚稳态向壁漫射而消失。 $2p^5_4s - 2p^6$ 的过渡比 $2p^5_4s - 2p^5_3p$ 的过渡更容易实现。这就是说，氦压力必须保持很高，大致在几毫米水银柱左右，因此，

$2p^5_4s - 2p^6$ 级就出现再吸收现象并维持 $2p^5_4s$ 组态的高能级。采用这种方式， $2p^5_4s$ 组态中可能有足够多的原子向 $2p^5_3p$ 进行辐射，辐射强度足以抵消系统中其它类型的损失，从而保持一定的激光辐射发射。

Javan 发现 $2p^5_4s$ 组态用同样的方式衰变为 2^3S 氦亚稳态的时间变化 $2p^5_3p$ 能级的后期闪光，由于从 2^3S 能级的级联跃迁作用，也出现同样的衰变。

在内径为 1.5 厘米，长 80 厘米的石英晶体管內，激光器氦的压力为 0.1 torr ，氦的压力为 1 torr 。谐振腔采用两个平面

平行的法布里—珀洛特板用鼓风法 (Bellows) 连接于石英晶体管的
两端而成。这样在放电之间就无空窗存在，放电采用外部电极，功率
为 50 瓦，辐射频率为 28 Mc/sec ，镜的反射率 98.9% 。

振荡保持在 $1.1180, 1.1523, 1.1600, 1.1990, 1.2070 \mu$
之下。在 1.1523μ 时出现最强的振荡，输出功率为 15 毫瓦。这就
是 $4s'p_1 - 3p^3p_2$ 跃迁。

因为氮的基态为 $2s's_0$ ，氮的基态为 $2p^6s_0$ 。故根据
Wigner 旋转法则讨论可以得出如下结果，虽然 $4s'p_1 - 3p^3p_2$
跃迁是最强的，但破坏了旋转法。这里 $S_i^{He} = 1, S_f^{He} = 0, S_i^{Ne} = 0,$
 $S_f^{Ne} = 0$ ，故第一个级数简化为一项，数值为 1，第二
个级数简化为一项，数值为 0。因而不存在公共项。

B. Grod 等 1962 年使用气体放电管外部加凹镜的结构，获得
了相同波长的振荡。这种放电管两端用对射轴有布儒斯特角的光学
平窗密封，使系统内的反射损失（即由于入射平面内的辐射极化反射
而引起的反射损失）减到最低限度，前已说明，凹镜比平面平行镜易
于对准。还由于它们和放电管已不是一个整体，因而可能使放电管受
热而放出气体，不过这并不损害镜面具有高反射率的多层介电涂层。

Branguccio 1962 年讨论了这种放电管的结构。

2.3. 其它激光器的激励机构

White 和 Rigden (1962, b) 用肉眼观察到的激光效应是
由于 $2's$ 氮亚稳态和 $2p^5s's'_1$ 氮能级之间发生二类碰撞的结果。
以 $6328 \text{ \AA}$ 的波长跃迁的氮 $5s'_1 - 3p^3p_2$ 能够受激光的条件
是：混合气体压力 0.7 torr ，氮—氮混合气比例为 $10:1$ ，在
一个外部使用反射镜且有布儒斯特角的放电管内受激励，激励源采用
直流电源，电压为 1700 伏，电流在 25 和 50 毫安之间。

McFarlane

等人1962年使用一个較长的氦-氖管(长225厘米)在电子組态 $2p^5_4s$ 和 $2p^5_3p$ 之間的六个新傳輸綫上获得了振蕩, 必須的反转是利用和 Javan 提出的相类似的二类碰撞法得到的。

Rigdon 和 White (1962, b) 使用一个直流功率管和“混合型”反射鏡(这种反射鏡在 1.15μ 和 $6328\text{\AA}$ 波长有很高的反射率)可以同时激发出紅外和可見光譜。他们观察到, $1.1526\text{\AA}$ ($4s^1p_1 - 3p^3p_2$) 和 $6328\text{\AA}$ ($5s^1p_1 - 3p^3p_2$) 終止于相同的能級, 相互对效率均有影响。

Bloom 等人(1963年)采用氦-氖混合气体观察到波长为 3.39μ 的两种跃迁: $5s^1p_1^0$ 或 $5s^1[1\frac{1}{2}]_1 - 4p^1[1\frac{1}{2}]_2$ 。这种波长为 3.39μ 的跃迁像 $6328\text{\AA}$ 傳輸一样分配相同的能級, 而且两个能級同时受激发光。紅外跃迁的增益很高, 有时候, 諧振腔的制作不能补偿紅外傳輸的損耗, 則不能出現波长为 $6328\text{\AA}$ 的傳輸。

Faust

McFarlane 和 Patel 1963年第一次获得了氖的 $f-d$ 跃迁綫的振蕩, 特別是六个 $4f-3d$ 型跃迁綫。氖綫上的能級在氖的 2^1S 亚穩态之上 $4\text{KJ}(800\text{ cm}^{-1})$ 左右, 可以认为, 二类碰撞就是反转的起点。这一点可以用沒有 $4f'$ 跃迁綫出現来証实。 $4f'$ 跃迁能級在 2^1S 。氖的亚穩态之上 8KJ 左右, 因此, 受激历的可能性很小。氖的最佳部分压力以及射頻激历度, 根据激光器的每一傳輸綫而各有不同。

到1963年6月为止, 在 $4s-3p$ 組跃迁綫里面, 尚未使用的两条跃迁綫是 $4s^1p_1 - 3p^3p_0$ 和 $4s^1p_1 - 3p^3p_1$ 。这两条跃

遷移具有相同的上能級，強度為 1.1526μ 。它們躍遷的可能性小於強線 (Koster 和 Statz 1961 年) 躍遷的可能性並且其上能級顯然受 1.1526μ 所限制。然而，Rigden 和 White 在 1963 年使用一個一米長，3 毫米內徑的管子，加上外面的球面鏡，採用直流放電方法，得到了波長為 1.1526μ 的振蕩。如果使用“混合型”反射鏡，這種反射鏡在波長 1.15μ 和 $6328\text{\AA}$ 時的反射率很高，則 1.15μ 線將受到 $6328\text{\AA}$ 的強振蕩而被抑制。這些傳輸線具有一個公共的末能級，故對 1.15μ 傳輸來說，反轉受到破壞。這是因為反轉機構是實現 $6328\text{\AA}$ 傳輸的，比 2^3S 亞穩態建立的反轉機構更為有效。顯然，Wigner 旋轉法在前面機構中並不破壞。

因為反轉對 1.1523μ 傳輸已破壞，激光器在兩個前面不存在的波長上受激發光以後， $4S^1P_1^0$ 能級早已損失其粒子組合。已經算出 3.39μ 的增益為 23 分貝/米， 1.15μ 和 $6328\text{\AA}$ 的增益為 0.4 分貝/米。一個 2.5 米的管子，一端用銀質反射鏡，可產生方向性很強類似於激光器的 3.39μ 波長的光傳輸。這要求高增益，因為沿管子的自然輻射已被放大到足以使介質飽和的程度：這就叫做超輻射通量。為了減小 3.39μ 波長的影响，在諧振腔內應加一個稜鏡，使各種 $4S-3P$ 傳輸發生振蕩。這個方法類似於 Bloom 1963 年採用的方法。Bloom 等人於 1963 年測量了 3.39μ 躍遷的增益，內徑為 3 毫米的管子，增益為 80 分貝，他們並且研究了 3.39μ 超輻射通量對 $6328\text{\AA}$ 線的影响。

Bloo 十等人 1963 年使用了一種新的使氮—氬激合氣激歷的方法。採用一直徑為 2 厘米、長 150 厘米的管子，他們加了 1 微秒的脈沖，脈沖功率在 90 安時達 60 千瓦，重複速度高達 2.5K/s 。

• 结果，使 $4s-3p$ 的四个跃迁产生振荡，产生振荡时的绝对压力和部分压力范围都很宽。纯结果是：峰值功率高达 84 瓦，平均功率在重复频率超过 220 毫瓦。显然用这样大的功率是因为重新组合游离氮的等离子这时 2^3S 氮的亚稳态容易形成的原因 (Bott 等 1963 年)。这里存在着亚稳态高密度的双重优点，但是却缺乏很高的电子密度。

Patel 等人 (1964 年 b) 在 $7d-6p$ 中间实现上个波长以及在 $6p-5d$ 中间实现三个波长的振荡，波长都在 $3/\mu$ 和 51μ 之间。他们采用在中心开一 $\frac{1}{2}$ 毫米小孔的办法，达到通过反射镜的传输。采用这种方法，可获得了高反射率，因为通过镜传输的能量，如果说为 1%，反射率在 50μ 之下约为 70%，其余的能量可能被反射镜吸收。用氮来激励这些传输时，最好建议用组合的、但不是亚稳态的氮能级 2^1P_1 和氮 $7P$ 能级之间的二类碰撞作反转机构。 2^1P_1 组态由于洛波效应可能很大。

进一步建议通过“级联”过程实现 $6p-5d$ 级跃迁，办法是使用氮的亚稳态使上述能级激励，或者采取电子离子重新组合的办法使上述能级激励。

Gerritsen 和 Goedertier 1964 年的设想是搞“级联”激光器的一个强有力的主张。 $4p'[1\frac{1}{2}]_2-4s'[\frac{1}{2}]_1^0$ 级跃迁已产生振荡。因为较低的能级事实上就是 $4s^1P_1^0$ ，这是 $1,152\mu$ 跃迁的上能级，所跃迁时肯定有吸收，不会产生激光器效应。在氮—氮管内，跃迁确实有吸收现象。然而，如果在管的周围加反射镜，那么就出现 $3,39\mu$ 的跃迁并且组合 $4p'[1\frac{1}{2}]_2$ ；这个组态大于 $4s'[\frac{1}{2}]_1^0$ 因此出现一新的激光器跃迁（只要配以适当的反射镜）。然后又组合 $4s'[\frac{1}{2}]_1^0$

能級并增大 1.526μ 。因此激光器三个振荡中的第二个振荡，就是一“級联激光器”振荡，它是靠 3.39μ 波长的振荡来工作的。

Rosenberger 1964 年发现了同样的 $4p-4s$ 跃迁和另外两种跃迁。他发现，波长为 3.39μ 的超幅通量也足以形成能够产生三級振荡的能級 $4p'(1\frac{1}{2})$ 。

Faust 等人(1964年)，McFarlane 等人(1964年)以及 Patel 等人(1964年)发现了60种新的氖跃迁，两个新的跃迁，并且各自获得14种新跃迁。他们认为，只有在九个 $5s-4p$ 情况下，可以抽运原子达到激光器的上能級（而属于和氖的亚稳态 $2's$ 的二类碰撞性质的上能級）。一般认为：其他能級可以通过电子与基态原子碰撞或通过重新組合过程加級联的办法，或单独采用級联办法来实现。这些人指出，到64年为止发现的跃迁均属于一般的模型，在这种一般模型里^所观察到的系統能量都是 $5s-4p$, $5s-3p$, $4s-3p$, $6p-5d$, $5p-4d$, $4p-3d$ 組态的跃迁，像 $6p-4d$, $5p-3d$ 等組态在一般模型里观察不到跃迁，这是为理論証实了的，因为有关空間波函数重迭很大的强跃迁，均属于前面一組跃迁。Mielcz 等人 1964 年証实这样一个判断，即所有布儒斯特角窗內固有的射綫极化都有不良影响，然而却可以使另一种激光器很好地工作，这个激光器有^外反射鏡装置，平面垂直窗相互平行，誤差 $\pm 1'$ ，两边有两层抗反射涂层。平面垂直窗可傳輸波长 1.15μ 的光波 99.5% ，同时窗的涂层不因受热而破坏。放电采用射頻振荡器作激励源。

Bennet 根据 $4s^3p_1^o-3p^3p_1^o D_1$ 跃迁綫波长仅为 $2.26\text{\AA}$ 而不是 1.1526μ 的推断，試图使 $4s^3p_1^o-3p^3 D_1$ 跃迁綫受激发光，他把波的干涉技术加以推广，使两个激光器振荡尽量接近。然