

氦氖激光器的特性及应用

(译 文 集)

(I)

中国计量科学研究院

一 九 七 四

毛主席语录

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

一切外国的东西，如同我们对于食物一样，必须经过自己的口腔咀嚼和胃肠运动，送进唾液胃液肠液，把它分解为精华和糟粕两部分，然后排泄其糟粕，吸收其精华，才能对我们的身体有益，决不能生吞活剥地毫无批判地吸收。

编 者 按

氦氖激光器是气体激光器中应用最为广泛的一种。它的一些特性已进行比较深入的研究。在可见光区域内,最重要的是6328埃谱线,在近红外区域内,3.39微米谱线得到了重要的应用。在加了自动控制系统进行频率稳定后,氦氖激光的甲烷和碘分子的饱和吸收,获得了迄今为止最高的频率稳定性和重复性,经过精密测量它们的波长,准确度已达目前 ^{86}Kr 长度基准的极限。因此,国际计量局米定义谘询委员会已公布了它们的波长值,推荐作为长度副基准,并准备作为未来的长度基准。同时,由于3.39微米激光的频率已能直接测量,准确度达 10^{-10} 量级,因而由其频率和波长乘积得到准确的光速值,为长度和时间基准的统一奠定了基础。这是氦氖激光器的最重要的应用之一。

此外,氦氖激光器在计量和精密测量中得到了广泛的应用。这在《激光在计量中的应用译文集》中已有介绍,本集着重于氦氖激光器的特性方面,共分为六类:频率稳定性;激光器设计;激光器噪声;波长测量;光频和光速;环形激光和双频激光。共四十几篇文章,译文约三十余万字。大部分是1972年至1974年间美、英、日、苏、加、捷、澳等国的文献,对1972年前的一些有价值的文章也收入集中,供广大工农兵和科技工作者研究和应用激光时参考。

由于我们水平所限,译文中如有错误,希广大读者批评指正。

编译中得到清华大学、北京科学仪器厂和北京光电技术研究所有关同志的大力支持,谨致谢意。

中国计量科学研究院 氦氖激光编译组

一九七四年十二月

目 录

I. 频率稳定性

1. 气体激光的频率稳定性 A. J. Wallard(英)..... (1)
2. 碘蒸汽饱和吸收的氦氖激光的频率稳定性 A. J. Wallard(英)..... (24)
3. 稳定在碘超精细分量上的 633 毫微米氦氖激光器的稳定性、
重复性和绝对波长 G. R. Hanes等(加拿大)..... (31)
4. 碘稳定激光器的描述、性能和波长
W. G. Schweitzer, Jr.等(美)..... (39)
5. 碘分子束对氦氖激光辐射的吸收 Н. Р. Батаргукова 等(俄)..... (56)
6. 甲烷稳定激光器的极限稳定性 霜田光一(日)..... (58)
7. 甲烷稳定激光器的频率位移 霜田光一(日)..... (64)
8. 3.39微米 He-Ne 激光在甲烷吸收线上的频率稳定性
大井みさは等(日)..... (75)
9. He-Ne 激光频率标准 Н. Б. Кошеляевский等(俄)..... (84)
10. 双吸收室的光学频率标准 С. Н. Багаев 等(俄)..... (89)
11. 低压分子气体的兰姆下陷中心位移的反常减小
С. Н. Багаев 等(俄)..... (92)
12. 甲烷的狭窄共振用于 $\lambda = 3.39$ 微米氦氖激光的稳频(俄)..... (95)
13. 用于气体激光稳频控制系统中的数字三倍频技术
A. J. Wallard, D. C. Wilson(英)..... (100)
14. 用吸收室研究 He-²⁰Ne 0.63 微米激光的谱线位移
Г. А. Михненко等(俄)..... (104)
15. 美国标准局应用碘稳定激光器 美国标准局..... (108)

II. 激光器设计

1. 气体激光器的设计 J. P. Goldsborough (美)..... (109)
2. 633 毫微米 He-Ne 激光器的输出功率
F. Petruš, Z. Veselá(捷)..... (125)
3. 633 毫微米 He-Ne 激光器输出功率的实验数值
F. Petruš, Z. Veselá (捷)..... (141)
4. 6328埃 He-Ne 激光器的输出功率 P. W. Smith (美)..... (148)
5. 关于 6328埃激光振荡器的最佳几何条件 P. W. Smith (美)..... (157)

III. 激光器噪声

1. 激光的噪声及其抑制 铃木健夫(日)..... (163)
2. He-Ne 激光中放电电流噪声及其抑制 T. Suzuki (日)..... (174)
3. 气体激光器的放电噪声 A. J. Wallard, P. T. Woods(英)..... (184)

4. 观测红外气体激光中的量子相位脉动
K. R. Manes(加), A. E. Siegman(美)..... (189)

IV. 波长测量

1. 3.39微米激光——甲烷饱和吸收线的波长
R. L. Barger, J. L. Hall (美) (203)
2. 甲烷控制的激光波长与米定义基准波长相比对
P. Giacomo (国际计量局) (209)
3. 3.39微米甲烷谱线的波长 K. M. Baird 等 (加拿大) (213)
4. 红外光谱范围内激光波长的测量 Д. А. Соломаха等 (俄) (216)
5. 稳定于兰姆下陷的氦氖激光 $\lambda = 0.633$ 微米振荡谱线的波长测量
Н. Р. Батаргукова 等 (俄) (219)
6. 用 $^{127}\text{I}_2$ 饱和吸收稳定的633毫微米激光的波长值
W.R.C. Rowley, A. J. Wallard (英) (221)

V. 光频和光速

1. 光频和光速的测量 Z. Bay 等 (美) (229)
2. 直接由测量甲烷稳定激光的频率和波长得到光速
K. M. Evenson 等 (美) (233)
3. 光速测量 T. G. Blaney 等 (英) (237)
4. 长度和时间标准 霜田光一 (日) (238)

VI. 环形激光和双频激光

1. 环形激光的频率稳定性 Н. Г. Басов 等 (俄) (249)
2. 稳频单模环形激光器 М. Т. Высоцкий 等 (俄) (250)
3. 氦氖环形激光纵模选择与频率稳定性研究
М. Т. Высоцкий 等 (俄) (254)
4. 差动环形激光器 K. Tanaka (日) (257)
5. 环形激光角度编码器..... (262)
6. 双频激光器的结构..... (280)
7. 用激光干涉仪的位移测量法 H. de Lang, G. Bouwhuis (美) ... (286)
8. 干涉仪系统..... (291)

气体激光的频率稳定性

A. J. Wallard*

在过去几年中, 频率稳定的气体激光器的状况和性能已发生了巨大的变化。本文叙述了稳定激光器设计和发展的情况, 并运用 Allan 方差讨论了频率稳定性和重复性的详情。讨论了特别是在可见光激光器中最近已使用的较重要的稳定装置。介绍了频率稳定性和重复性优于 1×10^{-10} 的饱和吸收稳定激光器, 最后还讨论了目前和将来的应用。

§ 1. 引言

气体激光频率稳定性的问题, 由于它在干涉测量、光谱学、地球物理学和计量学领域中的应用, 得到了很大的发展。最近, 已发现了新的稳定方法, 使某些激光器的稳定性得到提高, 并有可能做为波长或光频标准, 其准确度优于现在的 ^{86}Kr 标准。本文中波长标准或光频标准这两名词, 将作为同义语使用。由可见光的波长可推知光频, 其准确度由光速值的精度所限制。这篇评论的目的是讨论最近五年内在频率稳定性技术方面的进展。White(1965a) 和 Birnbaum(1967) 的早期评论, 已对早期的进展作了广泛的介绍, 这里只对早期系统的优点, 作简单的讨论。

从历史上看, 氦氖激光器是最早作为稳定性研究的一种较好的激光器。因此, 对它的可见和红外谱线作了相当多的研究, 无疑, 氦氖激光器仍保持作稳定性研究主要对象的地位。这种激光器的继续普及 (尤其是它的 633 毫微米谱线), 还有许多其他的重要原因。这种激光器作为波长标准, 或是上面提到的那些应用, 都具有一定的实际价值。它的气体放电比较稳定, 因此很易保持, 不需要很高的电压或放电电流, 也就不需要复杂而困难的滤波技术。这些特点使它具有稳定的输出功率, 并使由于等离子体内电场变化所引起的波长位移也减至很小。此外, 激光器容易制造, 其耗散功率也不致大到需要致冷的地步。因此很容易设计并便于得到对于机械和扰动易于稳定的腔。激光频率对由于热引起的腔长变化特别敏感, 因此腔内没有任何热源是一个很实际的优点。封离的激光器不受抽气压力的变化和由抽气装置带来的振动的影响。对于许多干涉测量而言, 只需要很低的增益和功率输出, 功率在 50 微瓦范围就足够了。作为频率稳定性研究的激光器, 有 633 毫微米, 1.15 微米和 3.39 微米氦氖激光, 10 微米左右的二氧化碳激光和氩激光, 已对它们作了许多研究。然而, 最近作了大量工作的是前两种气体激光系统。二氧化碳系统是有吸引力和有兴趣的, 因为它的波长很长, 固有的增益带宽很窄, 并具有在不同的激光谱线内调谐波长的可能性。但早期工作受到了挫折, 这是需要冷却而采用了流动的气体系统, 这就引起了一些困难。发展中较流行的是封离型的长寿命的激光器, 这种激光器的稳定装置将在后面讨论。红外工作中光学材料问题是目前积极研究的课题, 现在有用的是优质光学材料和快速高灵敏的接收器。

对于上述目的和条件而言, 氦氖激光器仍是最适合的激光器, 尤其注目的是 633 毫微米的红线。可见辐射源的优点是显然的, 传统的干涉仪也很容易采用这种光源。本文的许多讨

* 英国物理研究所 (NPL) 量子计量处

论就是针对这条激光谱线。

所有稳定系统原理的讨论都是很简单的。首先，要制成一个单频激光器，其频率与某个稳定的参考相比较。当激光频率偏离参考时，误差灵敏机构或鉴别器就产生一个正比于偏离的信号。这个误差信号用来控制激光频率，使其回到参考频率，这样建立了一个简单的伺服回路。激光频率可认为是锁定到参考频率上。

§ 2. 自由运转激光器的频率稳定性

2.1 影响激光稳定性的因素

一台自由运转或不稳定的激光器，它的频率会受到许多干扰。下面讨论这些干扰的性质和大小。

我们将考虑运转在 TEM_{00q} 模上的激光器，假设偏轴模已通过选择镜子半径和毛细管直径而消除了。腔的谐振频率 ν_q 为

$$\nu_q = q \frac{c}{2nL} \tag{1}$$

式中 q 为模的阶次，是一个整数，因为腔的任何谐振模，都必须满足谐振辐射半波长的整数倍精确等于腔的光学长度的条件。在 (1) 式中， c 为光速， n 为激光镜子间介质的折射率， L 为腔长。对激光多模功率输出有贡献的模的数目，与介质的增益和轴模间距 $c/2L$ 有关。任何落在激光有增益的光频范围内，并增益足以大于损耗的模，都会产生激光功率输出。在光学范围内， q 值接近于 10^6 。

我们从 (1) 式中看到，腔长的变化会影响振荡模的频率：

$$\frac{d\nu}{dL} = - \frac{q c}{2L^2 n} \quad \text{或} \quad \frac{d\nu}{\nu} = - \frac{dL}{L} \tag{2}$$

如果要使激光频率保持稳定，腔长的任何变化必须减到很小，保持腔长不变是频率稳定性装置中的主要问题。腔长可能有各种各样的扰动，下面分两类加以讨论：一类是由外界的现象产生的扰动，另一类是从等离子体管内部影响所产生的扰动。

优质的稳频激光器设计的目标，是把下面讨论的影响光频率的扰动减到最小。这对控制激光频率的伺服系统的性能提出了一定的要求。

2.2 外界的影响

2.2.1 热

在放置镜子的腔的端面之间，间隔器物质的温度会发生热变化。这使镜子间距发生相对变化 $\Delta L/L = \alpha \Delta T$ ，式中 α 为间隔器棒的线胀系数， ΔT 为温升。因此应用 α 较低值的材料，例如殷钢和熔融石英。这些材料的通常的 α 值列于表 I。现已发展了许多陶瓷玻璃，例如 Cer-Vit (Owens-Illinois Ltd) 和 Zero-dur (Zeiss-Jena)，它们的膨胀系数极小。已生

表 I 腔 间 隔 器 棒 材 料

	$\alpha (^{\circ}C^{-1})$	Y (牛顿/米 ²)	ρ (克/厘米 ³)	Y/ρ (任意单位)
殷 钢	1.26×10^{-6}	1.44×10^{11}	8.0	18
熔 融 石 英	0.55×10^{-6}	3.03×10^{10}	2.0	1.52
Cer-Vit	$0 \pm 15 \times 10^{-7}$	9.23×10^{10}	2.3	4.0
Zero-dur	5×10^{-8}	8×10^{10}	2.52	3.17

产出一些陶瓷样品，它们在接近室温的一定温度范围内具有负的 α 值。这些材料对于不同的样品还不完全相同，它们的力学性质还与陶瓷的成分及其制造中的处理有很大的关系。即使使用了低膨胀的材料，腔的热调谐为500兆赫/度是通常的典型值，这些效应一般是缓慢的，在几分钟内发生。对于5兆赫的频率稳定性，腔温度必须恒定到 0.01°C 。这种温度不稳定性随激光器加长而增大，因为这时在整个激光器范围内很难维持恒定的温度。显然，要求高功率输入和具有大的热耗散的激光器，将因温度变化造成严重的影响。

2.2.2 大气变化

对于外腔型激光器，其暴露在大气中的部分与腔长之比为 X 。大气条件的变化，将改变空气的折射率，因此将移动在激光增益曲线内的腔谐振频率。影响折射率的因素有温升 ΔT ，压力变化 Δp 和温度变化 Δh ，可用下面公式表示对平均激光频率 ν 的影响

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_T = X\beta_T\Delta T \quad (3a)$$

式中 $\beta_T = +9.3 \times 10^{-7}^{\circ}\text{C}^{-1}$

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_p = X\beta_p\Delta p \quad (3b)$$

式中 $\beta_p = -3.6 \times 10^{-7}\text{托}^{-1}$

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_h = X\beta_h\Delta h \quad (3c)$$

式中 $\beta_h = +5.7 \times 10^{-8}\text{托}^{-1}$ 。

这些系数是在平均温度，压力和湿度分别在 20°C ，760托和水蒸汽压力 8.5托（1托=133.3牛顿·米⁻²）的条件下计算的。

为了估算这些位移的大小，我们假设腔的 $X=0.1$ （10%是开放的）。我们得到，对于 1°C 温升， $(\Delta\nu/\nu)_T = 1 \times 10^{-7}$ ，对于压力10托的变化， $(\Delta\nu/\nu)_p = -4 \times 10^{-7}$ ，对于湿度变化1托， $(\Delta\nu/\nu)_h = 6 \times 10^{-9}$ 。这些大气变化比在很好控制的实验室环境下（压力变化除外）所预期的要大，一般，激光器的设计应使腔的自由空间尽可能减小。当然，内腔激光器不受这类影响，虽然压力变化可以压缩非刚性结构，温度变化具有§2.2.1中所讨论的影响。在外腔激光器中由通风引起的空气扰动，能在几秒钟内产生几兆赫的快速脉动，这样的激光器必须屏蔽通风。

2.2.3 机械振动

要维持自由运转或不加稳定激光器的频率稳定性达 $\Delta\nu/\nu = 1 \times 10^{-8}$ ，100厘米腔长必须保持恒定到 10^{-6} 厘米或100埃。这个量级的变化，很易由温度控制系统通过工作表面或空气扰动的机械振动所产生，应尽量减小这种扰动。在NPL，为了避免地基的振动，使用了座落在很深的混凝土基础上的减幅和弹性隔振系统，上面放置重钢桌。另一种方法是将充气的汽车内胎放在刚性工作台顶部和钢工作表面之间。这种隔振的简单方法是很有效的；虽然由于支持物的谐振还存在低频振动，但高频振动实际上消除了。用钢桌的方法，很易达到几赫的谐振频率。在这些低频下，我们期望激光器是一个有效的刚性系统，因此不受这种运动的影响。所做的系统用一大钢桌，桌腿放在与给定的水平装置相连的充气垫上，并采取隔振。通过某种形式密封将激光器屏蔽，以减小声学振动。从邻近的装置和周围的控制系统发出的振动，通常足以产生振幅变化约百分之几，频率变化约 10^{-7} 量级。已有人将激光器采取十分仔细的隔振措施。Jaseja等人（1964）在测量1.15微米 He-Ne 激光的谱线纯度时，其隔

振要求是用在孤立建筑物地下室的大防震台来实现的。装置放在与激光器隔离的另一间房屋内，在房屋外气流很平稳的最佳条件下所得到的频率漂移为10赫/秒（约为 1×10^{-13} 的稳定性）。

机械振动稳定性的最低极限，是由布朗运动所引起的间隔器棒的长度变化，它可表示为

$$-\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta L}{L} = \left(\frac{2kT}{YV} \right)^{1/2} \quad (4)$$

式中 k 为玻尔兹曼常数， T 为温度， V 为间隔器体积， Y 为间隔器棒的杨氏模量。根据这个公式可看出，间隔棒体积较大和杨氏模量较大都能减小 $\Delta \nu/\nu$ 。对于给定长度的激光器，体积要求可化为棒直径应较大。杨氏模量的典型数值见表1，表中还列出了密度值(ρ)。由于棒的谐振频率与 $(Y/\rho)^{1/2}$ 成正比，因此比值 Y/ρ 应尽量大，并且必须要远离很易耦合的低频。因此，对于力学上坚固的设计，要求杨氏模量较大而密度较小，对于一般的值，可得 $\Delta \nu/\nu$ 为 10^{-14} 的量级。

2.2.4 光学元件位置的变化

外腔激光器将受由于等离子体管或其他腔内元件运动引起的光程变化的影响。光在通过厚度为 t 和折射率为 n 的布儒斯特角窗时，其光程为 $p = tn/\cos \gamma$ ，式中 γ 为折射角。在布儒斯特角 i_B 处，有 $i_B = \frac{1}{2}\pi - \gamma$ ，也有 $\tan i_B = n$ 。因此，由于窗位置变化而引起的光程变化 Δp 可写为

$$\frac{\Delta p}{\Delta i_B} = \frac{-t}{\sin i_B} \quad (5)$$

由此产生的频率变化为

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta p}{\mu L} = \frac{-t}{L \sin i_B} \cdot \Delta i_B \quad (6)$$

式中 μ 为激光镜子间的介质的平均折射率，大体为1， L 为激光腔长。我们可以对2毫米厚的窗、 L 为100厘米， i_B 在红光通过熔融石英时为 57° ，其变化为1微弧度时计算 $\Delta \nu$ 。这个频率稳定性结果为 3×10^{-9} ，这表明对腔内任何元件必须刚性支撑。

2.2.5 磁 场

若间隔器材料用殷钢，由于殷钢的磁致伸缩性质可能引起腔长的变化。Jaseja 等人 (1964) 已发现，1.15微米激光器仅由于地磁场效应可以产生140千赫的位移。从周围电子仪器来的杂散磁场对于高稳定激光器或由磁场效应所稳定的激光器，其影响也必须加以考虑。磁场对增益带宽也有影响。这会使增益曲线分裂成两个塞曼位移的但以相反圆偏振相叠加的曲线。这种分裂对于未移动谱线的中心是对称的，对633毫微米谱线而言，在1高斯磁场时的裂距为2兆赫量级。(Tomlinson and Fork 1969, Tang and Statz 1962)。

2.3 内部的影响

2.3.1. 放电噪声

一般，对气体放电还不很了解，关于放电机制及不同放电参数的影响知道得也比较少。

由不稳定性或等离子体振荡造成的放电电流变化，会引起激光上能级粒子数的脉动。这使激光输出功率中存在白噪声谱，它是总功率的百分之几。直流激励激光器电源—镇流电阻

* 原文(6)式中遗漏了 Δi_B 。应用文中所列参数计算得的稳定性为 3×10^{-9} ，原文误为 3×10^{-8} 。

—译者注—

一等离子体管回路的振荡，常常导致千赫范围内的强度变化，这也能达到输出功率的百分之几。在低频范围内（10赫—1兆赫），各支激光管随其制作过程和几何形状不同而异，而在放电谱中的声频区域出现强峰则是很经常的现象。这些峰是与放电中的移动辉纹有关的，谱线的性质与放电电流有很大的关系（Wallard and Woods: 1971, 未发表）。管子充气压力的微小变化可以使放电的光滑程度有很大的不同。射频激励或射频和直流混合激励有时会得到比单独的直流激励更稳定的放电（Collinson 1965）。

上面所讨论的扰动是在自由运转激光器中所存在的，要使稳定激光器减小频率脉动，必须预防上述扰动。当激光频率稳定时，主要的扰动是使参考频率位移的扰动。这些脉动的性质，将在文章中有关稳定装置部分再加以讨论。

3. 频率稳定性

3.1 定 义

频率稳定性是一个实际上认识还没有完全一致的问题。要完整地确定激光稳定性有几点需作详述，这些将逐项加以讨论。稳定激光器的特殊应用在这方面通常要求比其他激光器有更多的知识。

(i) 在一定观测带宽内的激光器的频率变化，应在短时间（譬如说直至1秒）内进行测量。这些变化能否为伺服系统所控制，决定于电子学系统的增益和时间常数（White 1967a, Wallard 1972a）。通常，这种短期变化在许多应用中是加以平均了的。

(ii) 尤其重要的是，频率脉动需要在长达几小时的长时间内加以确定。这包含有长期频率漂移和几秒或更长时间内所具有的有规律的变化，以及诸如 psd（相敏检波）零点漂移之类的控制电路中的任何漂移（§ 5）。

(iii) 有必要详细的说明任何频率限制过程或平均过程的性质，以用来减小或观察激光频率变化。实际上，前者相应于限制被控制的频率变化带宽的激光伺服回路中的时间常数。在后一种情况下，若用拍频实验观测两个激光器之间的频率稳定性，在一定电子学带宽内相互频率变化，可以用某个频率计数系统的时间平均或计数。我们将预期，当平均时间增大时，平均频率变化减小，直至达到某个极限，因此，为了完全地描述激光频率稳定性，就必须说明平均时间。

(iv) 激光参考频率的重复性是极为重要的。假如两个类似的激光器锁定到它们各自的参考频率上，在名义上为相同的条件下，与零平均拍频的偏差表示激光器发射相同频率的接近程度。我们也应测定，当两个锁定回路开路和重新锁定时，两个激光器重复相同拍频的程度。这可得到伺服系统调节到参考频率并将激光控制到参考频率的准确程度。

(v) 由于参考频率的环境，例如温度或激光功率等的可能变化所产生的频率位移，将确定参考频率的重复性。理想情况下，参考频率应在不同环境下不发生位移，作为国际标准来说，必须详细说明频率位移的灵敏度。

(vi) 要得到有关伺服系统控制在激光频率的能力，应测定影响激光频率的极限噪声源的特性。例如，若是 $1/f$ 型噪声限制了性能，就不能使频率控制进一步提高。然而，若是出现白噪声的激光脉动，则进一步平均和更好地控制将减小频率脉动范围，并提高系统的稳定性。

频率稳定性不仅是用于观察任何脉动的频率测量系统的带宽的函数，而且是总观测时间 τ 的函数。频率稳定性 S 的一种有效的度量可写为：

$$S = \frac{[\Delta \nu_{\text{RMS}}]_t^{t+\tau}}{\frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \nu(t) dt} = \frac{\Delta \nu_{\text{RMS}}(\tau)}{\bar{\nu}} \quad (7)$$

式中 $\nu(t)$ 为在 t 到 $t+\tau$ 的观测周期内任何时刻 t 的频率, $\bar{\nu}$ 为这个周期内的平均激光频率, $\Delta \nu_{\text{RMS}}(\tau)$ 为在观测周期内在某一带宽 B 内观测到的频率偏差的方均根值。显然, 在时间 τ 内可以发生一些极大的频率变化, 确实, 若噪声谱为白噪声, 其带宽为无限大, 则在任何时刻都能出现很大的频率变化。若把最大频率振幅的简单平均值取为频率变化的估算值, 则它并不是一个正确的估算值。我们直观地感到, 一些大的变化应比一般的变化的权要小, 在这个定义中统计频率脉动是最合适的。因此, 用 RMS (方均根) 偏差表示。

实际上, 观测时间限制了最慢的能观测的脉动: 例如, 电子系统接受激光频率具有从直流到 100 兆赫的测量频率变化的能力。然而, 若我们只能观测激光频率 10 秒, 就不能感觉到大于 10 秒时间内脉动的信息。同样, 对激光频率平均的任何时间常数 (无论用电子装置或用眼睛的拍频实验观测) 将阻碍观测快脉动。

按照惯例, 在两种特殊情况来说明这个复杂的定义。锁定到参考频率的激光短期稳定性, 通常是指在直至约 1 秒时间内所观测的频率变化。对于大于 1 秒的观测时间和相应的积分时间, 就看作为长期稳定性。

Allan 方差已逐渐被认为是标志频率稳定性和了解限制激光性能的噪声型式的很有效的参数。(Allan, 1966, Barnes et al. 1971)。这种频率稳定性的度量在微波频率标准方面已应用多年, 因为微波领域也存在相似的测量和规定问题。激光频率 ν_i 的经典方差 σ 为

$$\sigma^2(M, \tau) = \frac{1}{M-1} \left\{ \sum_{i=1}^M \nu_i^2 - \frac{1}{M} \left(\sum_{i=1}^M \nu_i \right)^2 \right\} \quad (8)$$

式中 M 为激光频率 ν_i 的取样数目, τ 为取样积分时间。

我们将要求, 当噪声脉动用较长的取样积分时间平均时, 这个方差将减小, 当取更多取样的平均时, 这个值将收敛。然而, 对于包含有大量的相应于长时间的付里叶频率范围的噪声功率的噪声源, 当频率取样数目增加时, $\sigma^2(M, \tau)$ 的值开始发散。这些噪声源 (诸如 $1/f$ 型或闪烁噪声) 常在我们正在讨论的原子频率标准中遇到, 这种不满意状况可用下述程序纠正。我们首先取 M 的值等于 2, 即取两个相邻的激光频率取样, 两者在时间 τ 内平均; 公式 (8) 给出

$$\sigma^2(2, \tau) = \frac{1}{2} (\nu_1 - \nu_2)^2 \quad (9)$$

Allan 方差是 N 对激光频率读数的平均值:

$$\langle \sigma^2(2, \tau) \rangle = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\nu_{2i} - \nu_{(2i-1)}}{2} \right)^2 \quad (10)$$

对于使 (8) 发散的相同噪声源, 这个值随 N 增大而减小。

严格地说, 这是在无限时间内平均的; 但用一个大的 N 值接近于这个统计要求, 一般用 N 为 100 可得很好的可信度。然而, 在积分时间约 1 秒以上时, 计算 $\langle \sigma^2(2, \tau) \rangle$ 所需的时间变得很大, 对 1 秒时间达 200 秒, 对 10 秒时间超过 30 分。取较小的 N 值的 Allan 方差值比

较方便,但相应也减小了结果的可信度,因此,在测量 Allan 方差时也应指出 N 的值。

在拍频实验中,方差的值作为取样时间的函数给出了关于拍频的两个相邻取样之间的平均差值,通常,我们把 $\langle \sigma^2(2, \tau) \rangle$ 取对数作为时间 τ 的函数,这些曲线的斜率给出了在各个平均时间内,扰动激光的主要噪声的特性的知识。我们将对两种常见的噪声源,估计其斜率,其中我们把 ν 的脉动的频谱考虑为 $P(f)$ 。

对于 $1/f$ 或闪烁噪声, $P(f) = \alpha/f$, 这表示在低频时,这项噪声变得重要了。Allan 方差为

$$\langle \sigma^2(2, \tau) \rangle = 2\alpha \ln 2 \quad (11)$$

方差的对数曲线的斜率为零。

对于白噪声, $P(f) = \beta$, 噪声与带宽无关,振幅相同。在这种情况下,

$$\langle \sigma^2(2, \tau) \rangle = \frac{\beta}{2} \frac{1}{\tau} \quad (12)$$

因此,其斜率为 -1 。

这些计算的意义是,若我们通过实验把 Allan 方差的点作为 τ 的函数,从而发现在某个 τ 值处,激光之间的脉动是白噪声占优势,则可以通过更好或更长的平均减小脉动范围,来提高激光稳定性。然而,若 Allan 方差是平的,则对于取样时间的值不能通过进一步平均来提高稳定性。

已有人发表了 Allan 方差的平方根 $\langle \sigma(2, \tau) \rangle$ 的曲线 (Boyne 1971, Hellwig et al. 1972, Wallard 1972b)。在上述讨论的曲线中,对稳定性的这个表示式,闪烁噪声的斜率也为零,而白频率噪声为 $-\frac{1}{2}$ 。

激光器的重复性是相当感兴趣的一项性质。这个性质表示了当伺服回路开路和闭路时,激光重复同一频率的程度,和每日的激光频率的可靠性。

我们对从名义上稳定在同一参考频率上的不同激光器发出的同一频率,接近到什么程度也很感兴趣。这个特性可用重复性 R 度量,它可表示为

$$R = \Delta\nu / \bar{\nu} \quad (13)$$

式中 $\bar{\nu}$ 是测量系列中的平均光学频率,即当其伺服回路不断地开闭,把激光锁到各自参考频率上时,两个名义上相同的激光器之间的平均光学频率。与这平均值的偏差 $\Delta\nu$ 的度量也应该用某种统计形式表示,这是援引了 (7) 式的稳定性定义中类似的论证。一种方便的度量是 3σ 不确定度,其中 σ 代表若干独立测量次数的标准偏差。这种度量,与用统计学上靠不住的取最不一致的陈述方法相比,对于发射相同频率的一对激光器之间的相近程度,可以得到更好的了解。

重复性是与长期稳定性密切相关的,因为在长周期内发生的扰动影响这两方面。例如,这种扰动可以是作为参考频率的兰姆下陷中心的慢漂移 (§ 6)。对于某种频率锁定而言,长期稳定性可以优于激光重复性。换言之,激光在每个时刻锁定在稍有不同的平均频率,并且这个频率的变化小于平均频率的变化。

尤其,因为激光器目前可获得极高的长期稳定性和重复性,对于定义的数学上和语义上的探讨,已是重要的研究课题。由于表示上不统一,多少已阻碍了对激光器性能的评定和仔细比较,这使得最近许多刊物对激光性能作了很仔细的叙述。

3.2 测 量

最通常的测量稳定性的方式是采用拍频技术。在 0—100 兆赫的典型拍频显示如图 1 所

示(略),这是锁到d和e线上的两台碘稳定激光器的情况。图示拍的中心位于13兆赫。这个稳定原理在后面讨论。拍的宽度主要由为了判别频率参考所加的1千赫调制所决定的(§4)。短期稳定性可以通过观测拍的快速脉动来估算,长期稳定性通过观测拍中心的慢漂移来估算。

在NPL,用于稳定性测量的拍频装置,产生一个正比于拍频的模拟信号,这可以作为时间的函数在图表记录仪上显示,可画出几小时内的长期稳定性。在图表记录仪输入端放置一适当的阻容滤波器,用来产生一平滑的时间常数,可以画出对时间的平均稳定性扫描。此外,可通过具有适当积分时间的频率计数器上计数拍频频率,用数字形式测量拍频的平均值。

用拍频实验也可以测量重复性,一台或两台激光器必须不加锁定,然后再重新锁定到同一参考频率,从而计数拍频。拍频距零频率的位移表示任何偏置,通过连续的重新锁定和重新测量能再0次测量其恒定性。

应用压力扫描法布里-珀罗干涉仪(Mielenz et al. 1968),能将激光间的波长比较达到 1×10^{-9} 的准确度。但与基准比较只能达到其本身的 1×10^{-8} 的准确度。

4. 早期发展:单频激光器和无源腔稳定

在企图将激光器的频率稳定之前,必须保证单频输出。通常,激光器可以同时的几个不同的频率上运转,这些是激光增益超过损耗的不同的腔谐振模。单频选择技术基本上可分为两类。横模或偏轴模可以利用它们的衍射损耗和空间尺寸来鉴别,横模的这两项比纵模或轴模都要更大些。对于固定长度的激光器适当选择镜子半径和放电管毛细管,足以保证只有纵模振荡。纵向腔模的间隔 $\Delta\nu$ 为

$$\Delta\nu = c/2nL \quad (14)$$

式中 c 为光速, n 为激光器镜子间介质的折射率, L 为机械腔长。因此,若将激光器腔长 L 减小,使模间隔增大,直至在激光增益带宽内只存在一个模,这可以通过改变腔长调到这个带宽内。

这个简单方法最初用来(Bruce 1971, Collinson 1965, Smith et al. 1967, Van Bueren et al. 1962)保证单模运转,对633毫微米,得到了15厘米长的激光器。在红外波段,多普勒加宽增益曲线更窄,单频振荡的激光腔可以更长:3.39微米激光器可以50厘米长,而10.6微米二氧化碳激光器可以长约1米,都能保持单模振荡。不幸,这种方法对可见的633毫微米激光只有很低的功率,一般输出功率为100微瓦。应用氦-3同位素可以增大激光功率,因为它的亚稳激发态与氖的激光上能级的相符程度,比一普遍使用容易获得的氦-4更为接近。

在发展频率稳定激光器的最初阶段,是将单频激光输出稳定到某个稳定的外界无源参考腔上(White 1966, Lipsett and Lee 1966)。这个腔中没有放电管,因此没有热膨胀效应,后者是在有源激光腔中的一个不利因素。

White (1967b)报导了应用Cer-Vit管构成的短的外谐振器,其透过谐振可调到可见氦氖激光器带宽之内。由于腔的无源性质,它可以减小任何热变化,很好地屏蔽外界影响,因此它的短期稳定性极好。激光频率稳定到外谐振器的透过峰值上,许多方面与将要介绍的兰姆下陷激光器类同。得到的几分钟内的短期稳定性为 2×10^{-9} ,诚然,外谐振器在长时间内要发生漂移,因此,这种稳定方法的长期稳定性是由激光增益带宽决定的,约为光频的 1×10^{-8} 。

继无源稳定装置之后,下一步是寻求具有较好长期稳定性的参考频率。原子跃迁的中心

频率首先应用于作为有源稳定方法。早期装置 (Rowley and Wilson 1963) 用功率输出曲线的峰作为参考。当发展了较高功率的激光器后, 在输出曲线的中心出现了下陷。这个下陷称为兰姆下陷, 它是在理论上由 W. E. Lamb (1964) 预言的。

5. 兰姆下陷: 空穴燃烧效应和稳定原理

要了解出现兰姆下陷的物理原因, 必须研究在激光腔中谐振的驻波电场和跃迁原子之间相互作用的性质。当腔谐振落在激光增益大于腔损耗部分的光频带宽内时, 就建立了振荡, 在激光腔内存在驻波电场。这个驻波可以考虑为沿着腔轴在相反方向传播的两个行波所组成。如在氦氖激光情况下, 若谱线是被非均匀过程所加宽 (Bennett 1962, Maitland and Dunn 1969) 在激光增益轮廓下的每个腔谐振位置, 只有确定的原子对激光作用有贡献。这些原子在激光管内的所有方向上不断地作无规运动, 因此沿着激光腔轴的速度分量具有麦克斯韦分布。情况如图 2(a) 所示。当原子发射一个光子, 每个激光电场行波所看到的光子频率 ν 、具有正比于原子速度的多普勒位移。速度为 v 、其多普勒位移光子发射频率为 ν' 的一类原子与某一个行波相作用。沿着激光轴的速度分量为 $-v$ 的另一类原子, 则将与反方向的互补行波相作用。相作用的条件可写为 $\nu' = \nu (1 \pm v/c)$, 式中 c 为光速。因此, 如图 2 所示, 原子的增益-速度分布可表示为增益-频率分布。组成原子分类的原子速度范围, 由于发

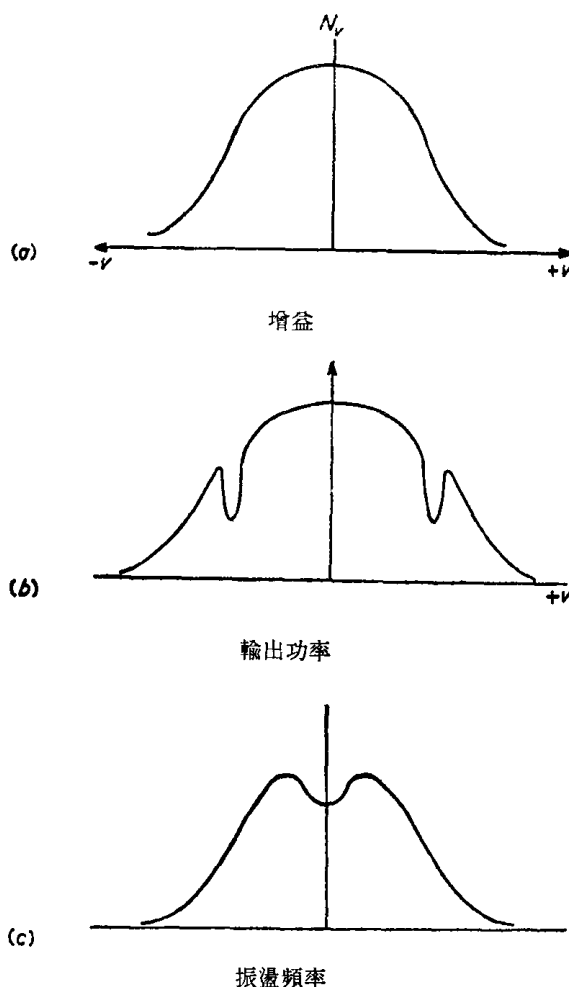


图 2 (a) 在激光轴方向速度分量为 v 的, 能提供激光增益的原子数 N_v 的图。(b) 激光增益对于原子速度或振荡频率的关系图。(c) 充单一同位素的单模激光器的输出功率调谐曲线。各种同位素气体的混合破坏了这条曲线的对称性。

射频率产生多普勒位移使频率展宽，它的中心频率为腔频率，带宽为激光跃迁的自然线宽。当某个速度类的上能级已耗尽，这说成是在激光增益随原子速度的分布中燃烧了一个空穴。在稳态饱和条件下，这个空穴的深度相应于以腔损耗为准线的增益高度。然而，对于速度并不相应于光子发射与腔谐振相一致的那些原子的增益仍然存在。

当腔谐振调谐到趋于增益-频率分布的中心时，由于在激光管内的速度是麦克斯韦分布，激光增益有用的原子变得更多，因此，输出功率增加。然而，当空穴开始彼此合并时，两个行波开始与相同的原子速度类相作用。这是由沿着激光轴的速度分量 v 为零的原子所组成的，换言之，其运动是与轴相垂直的；因此，在其光子发射频率与谐振驻波频率之间没有多普勒位移。在调谐曲线中心处，能与振荡相作用的原子总数减少，因此输出功率减弱。如图 2(c) 所示的这种特征，称为兰姆下陷，这是非均匀加宽激光谱线的一个极为重要的特性。

根据这些论证，我们可以预期得到总功率输出一半的下陷。然而，在氦氖激光中，实际上并没有发现这种情况，因为还有其他过程发生，后者趋于破坏前面假设的纯非均匀加宽过程，由压力-感应碰撞或受激原子的其他速度变化机制引起的任何均匀加宽，减小了独立空穴燃烧效应的效率，也减小了兰姆下陷的深度。在均匀加宽占优势的激光器中，观察不到兰姆下陷。在这种情况下，每个受激原子对整个增益带宽内的激光输出都有贡献，因为在均匀加宽过程中，原子间的能量转移过程比光子发射过程更快。实际上，在可见氦氖激光中的兰姆下陷约 200 兆赫宽，约 5-10% 深。在半功率点的增益带宽约为 1200 兆赫。

稳定性研究的着眼点是，下陷比增益曲线带宽更窄，因此，中心比增益曲线的峰顶提供了一个可以更精确确定的频率。兰姆下陷中心是一个十分有用和重要的频率参考，在研究工作和工业稳定装置中已得到了广泛的应用。

我们将用这个例子来说明用于稳定单模激光器频率的伺服控制系统的原理。图 3 示出了这种激光器的功率输出曲线，我们将首先考虑在频率 ν 处的激光振荡。稳定方法的原理是，在光频范围 α 内调制激光频率。这个调制引起了激光输出功率的调制。在频率 ν 处，功率调制与所加调制的位相相同。但当激光器长度改变到使激光通过中心频率 ν_0 处，曲线的平顶使强度调制减小到零。在中心的另一边，在频率 ν' 处的振荡，使功率调制与所加调制相位差 180° 。因此，强度调制的大小指出了频率距下陷中心 ν_0 的程度，而相对于所加调制的位相示出了激光频率位于中心哪一边。因此，强度调制若用相敏检波器 (PSD) 检测，整流并适当地滤波，获得直流电压，加到激光腔中的对电压敏感的长度改变装置上。在这种方法中，伺服控制了激光长度，使其保持零 PSD 电压。激光频率被连续地控制到兰姆下陷中心频率，光频扰动将自动地被补偿。这种简单的电子伺服机构是任何稳定装置的关键。

显然，这种和其他所有的稳定性装置的性能，都将与误差信号 v 的品质有关，后者指出了在实际频率和参考频率之间的频差 $\Delta\nu$ 。误差信号作为频率 $\Delta\nu$ 的函数，可作为鉴频曲线，显然，它在原点附近应有尽可能大的斜率，同时，误差信号也应尽量没有噪声。这些要求将确保由小的频率误差 $\Delta\nu$ 精密地获得大的误差信号。这两点要求可以合成一个判据，即把 v 中的 RMS 噪声 $\overline{v_n^2}$ ，通过下述关系式表示为频率装置中的相应噪声 $\overline{\Delta\nu_n^2}$

$$\overline{\Delta\nu_n^2} = \frac{\overline{v_n^2}}{(dv/d\Delta\nu)^2} \quad (15)$$

为了使 $\overline{\Delta\nu_n^2}$ 尽量小，应用激光系统的一些很显著的频率关系特性，显然是有利的，例如兰姆下陷，它比较窄，因此限制了在控制系统中频率脉动的范围。

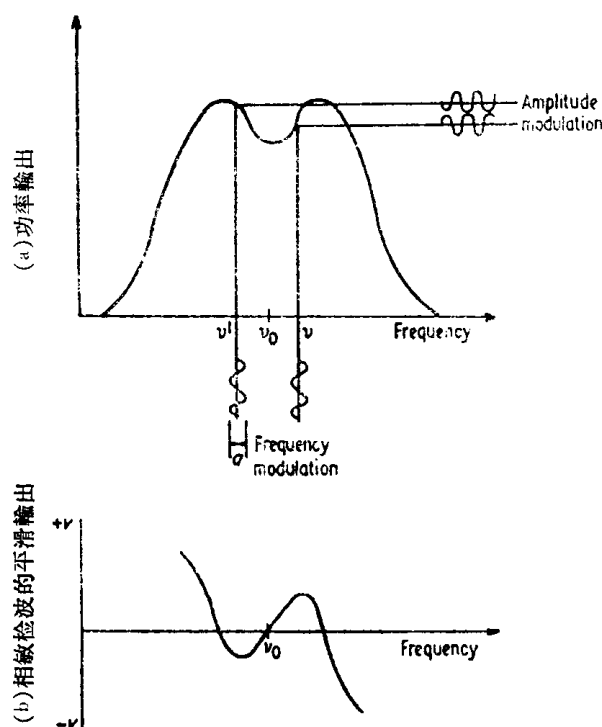


图3 (a)具有兰姆下陷激光器的稳定原理。由于加了幅度为 a 的频率调制, 在频率 ν 和 ν' 处得到的振幅调制的相位相差 180° 。(b)被滤波后的 PSD 电压作为激光频率的函数。

Frequency, 频率; Frequency modulation, 频率调制; Amplitude modulation, 振幅调制。

然而, 通过把激光稳定到窄参考频率上, 常常能获得好的长期稳定性, 而窄参考频率是不易检测的, 它要求一个给出适当误差信号的平均信号。这就需要在相敏检波输出上用一滤波时间常数, 同时这又必然损失了控制系统的最大响应。在典型的情况下, 大约低于30赫的频率扰动是可以控制的, 在较高频率处, 激光的短期稳定性几乎完全由其自由运转的机械稳定性所支配。因此, 很有必要通过精心设计和注意到前面所讨论的扰动而保证得到良好的自由运转的稳定性, 因为这不仅在很大程度上决定了短期稳定性, 而且好的设计可以减低对信号平均过程的要求。

6. 稳到兰姆下陷中心的频率稳定性

兰姆下陷已被证明是一个很有用的参考频率, 已进行了许多工作来研究用这种简单方法稳定的激光器的性能。这种稳频激光器的稳定性在几个月内能达 10^{-8} 量级。但下陷中心易受长期漂移和不稳定性的影响。各国国家标准研究所的测量已发现, 稳频激光器兰姆下陷波长的变化为 1×10^{-7} (Mielenz et al. 1968)。

在 §6 中 进行讨论的这些扰动, 与以前讨论的频率不稳定性提到的扰动有所不同, 因为它们是参考频率本身的变化, 这对能用伺服机构控制的激光频率等于没有扰动。所讨论的变化在所有有源稳定性参考中多少要存在一些, 因此这就限制了各种稳定性装置的性能。

兰姆下陷的中心频率很易随气压而变化, 尤其是由于氩从等离子体管内扩散, 在长时间内将有显著的变化 (Turner et al. 1964, Engelhard 1971)。

压力的加宽、位移和不对称性是复杂和广泛的问题, 这包括碰撞原子的相互作用和在原子靠近时在相互作用期间各个相互作用原子场的影响。一个发射光子的原子与另一个原子的

“碰撞”，基本上可分为性质不同的两类：硬碰撞可考虑为使第一个原子停止发射光子的相互作用。这可表示为在总的衰变速率中除自然速率 γ 外还增加一项 γ_{coll} 。这形成了洛伦兹形线宽的加宽，其半峰值处的全宽为 $\Gamma = \gamma + \gamma_{coll}$ 。这种加宽一般不足以解释实际中出现的位移和加宽，现在考虑“软”碰撞效应。通常是通过考虑图 4 中的 Frank-Condon 势能曲线来说明这个附加贡献，若在原子发射光子时，有第二个原子靠近，发射原子受第二个原子的电场的影响。这使得在发射光子期间内，发射光子的能级产生能量位移。由于原子能级的典型曲线形状如图所示，它们的间距在整个相互作用期间并不恒定，而随原子间距离而变化。因此，瞬时光子频率在发射时间内也要变化，图 4 示出了当扰动原子较远时的无扰动能级间距 $h\nu_0$ ，在相互作用期间，一般具有更小的能量间隙 $h\nu$ 。最终的谱线分布产生加宽和位移，并且是不对称的。

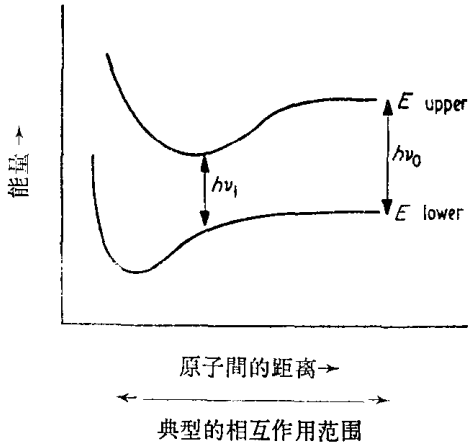


图 4 激光能级的势能曲线
upper, 上能级; lower 下能级。

原子碰撞效应的图象表明，观测到的谱线宽度将与相互作用的数目有关，因此与扰动原子的密度或压力有关。如前所述，在激光管寿命内。气体会从管内逸出。对于石英和 Pyrex 玻璃管，氦的扩散速率比氖更大，其分压变化也更为严重。许多工作者已发现(White 1967c, Sosnowski and Johnson 1969)，观察到的633毫微米激光器中氖谱线中心位移的主要原因，是受激氖原子和基态氖原子之间的碰撞。位移是移向高频，速率为20兆赫/托。

长期不稳定性的第二个原因是斯塔克位移。在等离子体管内的直流放电，感应了两极的带电粒子流，由于不同的电子和离子的运动，建立了一个径向两极电场。这个电场产生了激光跃迁氖能级的二阶斯塔克效应加宽和位移。Meyer(1967)计算了氖的激光上能级 $3S_2$ 的频率位移(下能级 $2P_4$ 的位移可忽略不计)为

$$\Delta\nu \simeq -2.8 \times 10^6 \left(\frac{Te}{R} \right)^2 \eta \text{ 赫} \quad (16)$$

式中 Te 为电子温度，约为几十个电子伏特， R 为放电管半径(毫米)，其中

$$\eta = \left\{ \frac{J_1(2.4r/R)}{J_0(2.4r/R)} \right\}^2 \quad (17)$$

式中 J_0 和 J_1 为贝塞尔函数， r 为从中心出发的径向距离， R 为放电管半径。Meyer 已假设，电子温度 Te 与气压 P 成反比：

$$Te = (P_0/p)^{1/2} \quad (18)$$

式中 $P_0 = 2.88$ 托，并计算了由于这个电子温度变化所致的压力的频率位移。他得到

$$\Delta\nu \simeq -2.8 \times 10^6 \left(\frac{2.88}{p} \right) \eta \quad (19)$$

式中 $\Delta\nu$ 为中心频率距其无扰动值的频率位移。函数 η 从中心的很小值(0.1)变到壁上接近