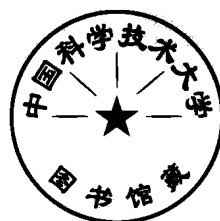


光 受 激 发 射 譯 文 集

(初 集)

光受激发射譯文集审編小組編譯



內容簡介

本譯文集選譯了有關光激射器的理論與綜述、實驗結果以及應用等三大方面的文獻共二十一篇，較全面和集中地反映了這一領域的發展和現狀，對有關研究人員、教學工作者及有關工程技術人員均有重要的參考價值。

光受激發射譯文集

(初集)

光受激發射譯文集編輯小組編譯

*

國防工業出版社 出版

北京市書刊出版業營業許可證出字第 074 號

新華書店北京發行所發行 各地新華書店經售

國防工業出版社印刷廠印裝

*

787×1092 1/16 印張 14 3/8 335 千字

1965 年 8 月第一版 1965 年 8 月第一次印刷 印數 0,001—3,100 冊

統一書號: 15034·897 定價: (科七) 2 00 元

前 言

本譯文集是第一次嘗試將國外自 1958 年以來有關光受激發射的論文選譯成冊，公開出版，以饗讀者。

全書共分三部分。第一部分是理論和綜述，選譯了有關固態、氣態和半導體光激射器的理論和綜述性的文章共七篇，其中包括 Schawlow 和 Townes 在 1958 年所寫的一篇經典性、預言性的文章“Infrared and Optical Masers”。

第二部分是實驗結果，選譯了具有代表性的各種工作物質的實驗結果，共九篇，對目前看來較有實際用途的紅寶石、 $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ 、 $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ 、 $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$ 和摻釹玻璃等工作物質等作了介紹。

第三部分是應用，共五篇。其中的四篇雖在 1960 年發表，但直到目前為止，光受激發射的應用途徑尚未超出這幾篇文章所指出的範圍。

限于篇幅，文章選擇難免失當，且限于水平，譯筆也未必信达，希讀者予以批評指正。

本譯文集審編小組由呂大元、王之江、劉頌豪、劉順福、沃新能、黃永楷、王克武等七位同志組成。

1964 年 8 月

光 受 激 发 射 譯 文 集

(初 集)

光受激发射譯文集审編小組編譯

內容簡介

本譯文集選譯了有關光激射器的理論與綜述、實驗結果以及應用等三大方面的文獻共二十一篇，較全面和集中地反映了這一領域的發展和現狀，對有關研究人員、教學工作者及有關工程技術人員均有重要的參考價值。

光受激發射譯文集

(初集)

光受激發射譯文集編輯小組編譯

*

國防工業出版社 出版

北京市書刊出版業營業許可證出字第 074 號

新華書店北京發行所發行 各地新華書店經售

國防工業出版社印刷廠印裝

*

787×1092 1/16 印張 14 3/8 335 千字

1965 年 8 月第一版 1965 年 8 月第一次印刷 印數 0,001—3,100 冊

統一書號: 15034·897 定價: (科七) 2 00 元

前 言

本譯文集是第一次嘗試將國外自 1958 年以來有關光受激發射的論文選譯成冊，公開出版，以饗讀者。

全書共分三部分。第一部分是理論和綜述，選譯了有關固態、氣態和半導體光激射器的理論和綜述性的文章共七篇，其中包括 Schawlow 和 Townes 在 1958 年所寫的一篇經典性、預言性的文章“Infrared and Optical Masers”。

第二部分是實驗結果，選譯了具有代表性的各種工作物質的實驗結果，共九篇，對目前看來較有實際用途的紅寶石、 $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ 、 $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ 、 $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$ 和摻釹玻璃等工作物質等作了介紹。

第三部分是應用，共五篇。其中的四篇雖在 1960 年發表，但直到目前為止，光受激發射的應用途徑尚未超出這幾篇文章所指出的範圍。

限于篇幅，文章選擇難免失當，且限于水平，譯筆也未必信达，希讀者予以批評指正。

本譯文集審編小組由呂大元、王之江、劉頌豪、劉順福、沃新能、黃永楷、王克武等七位同志組成。

1964 年 8 月

目 录

前言	(3)
----	-------

(一)理論和綜述部份

紅外与光学激射器	A. L. Schawlow, C. H. Townes(5)
• 光激射器	A. Yariv, J. P. Gordon(18)
荧光固体中的受激光发射 I. 理論考虑	T. H. Maiman(58)
荧光固体中的受激光发射 II. 紅宝石的光譜学与受激光发射	
.....T. H. Maiman, R. H. Hoskins. I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, V. Evtuhov	(68)
固态光激射器光譜学	S. Sugano(77)
半导体光激射器	Benjamin Lax(86)
• 气体光激射器	W. R. Bennett, Jr.(98)

(二)实验結果部份

紅宝石的光激射作用	T. H. Maiman(149)
$\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$ 的紅外荧光和受激光发射	L. F. Johnson, K. Nassau(152)
晶体中稀土离子的光受激光发射特性	L. F. Johnson(155)
$\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ 中 2.613 微米跃迁的激发、弛豫和連續受激光发射作用	
.....G. D. Boyd, R. J. Collins, S. P. S. Porto, A. Yariv, W. A. Hargreaves	(171)
$\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ 連續脉冲的光激射器	沃新能編譯(175)
鉍激活玻璃的荧光与受激光发射	П. П. Феофилов, А. М. Бонч-Бру-
евич, В. В. Варгин, Я. А. Имас, Г. О. Карапетян, Я. Э. Крисс, М. Н. Толстой	(180)
鎔-苯酰丙酮中的光激射作用	A. Lempicki, H. Samelson(185)
GaAs P-n 結的相干光发射	
.....R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys and R. O. Carlson	(188)
有机液体的受激喇曼散射	Gisela Eckhardt,
R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, D. Weiner, E. J. Woodbury	(191)

(三)应用部份

光激射器装置与系統——I	Sy Vogel, Leon Dulberger(195)
光激射器装置与系統——II	Leon Dulberger, Sy Vogel(206)
光激射器装置与系統——III	Sy Vogel, Leon Dulberger(213)
光激射器装置与系統——IV	Leon Dulberger, Sy Vogel(220)
• 光学与紅外激射器的一些应用	C. H. Townes(225)

(一) 理論和綜述部份

紅外与光学激射器※

A. L. Schawlow, C. H. Townes

本文論述了將微波激射技術擴展至紅外与光学区的問題。指出了由于使用具有許多共振波型的厘米大小的共振腔,則在這些波長處,可以泵進适当数量的非相干光,以獲得激射振蕩。對波長較紫外区短得多的電磁波來說,激射器型放大似乎是不可能的。雖然有人建議使用多波型共振腔,但把端壁作成高度反射,并限定适当小的孔徑角,也可以選出單波型,從而產生強單色而相干的光。用鉀蒸氣系統為例,對設計原理作了具體闡述。

一 引言

使用原子与分子过程的放大器与振蕩器,和其它各种激射器^[1~4]一样,原理上可以加以扩展,使之远远超过电子产生的頻率范围,应用于紅外区、光学区或更远处。这些技术极其可能在这些高频处产生相干放大,并产生很好的单色輻射。特別是在紅外区,产生相当强烈的和单色的輻射可使光譜分辨比現在可能得到的高許多。如果想把激射技術擴展至很短的波長,就會出現許多新現象与新問題,需要重新作定量的理論探討,并对所用的實驗技術作相当大的修改。我們的目的,是討論用于比一厘米短得多的波長中,激射器型裝置的理論問題,考察此种实用裝置的短波極限,并以在紅外区中產生輻射的激射振蕩器為例,簡述我們對設計的考慮。在一般論述中,則使用大体合适的設計参数。这些参数将在下文对一特定原子系統作較詳盡的檢驗時加以肯定。

二 微波頻率激射器的特征

为了对比起見,我們先考慮工作于一般微波范围的激射器的特征。这里,一个不稳定的原子或分子系統被引進一个与这些系統輻射跃迁相应的頻率接近、通常具有一个共振波型的共振腔。在某些情況下,这样的系統可能位于一个波導中,而不是在腔內,但其特征依然是:此波導只容許一个或很少几个我們感到兴趣的頻率范围的波型通过。用无規則位相的電磁波激发、并位于适当頻率的共振腔中的 n 原子系統的振蕩条件可以写成(見参考文献 1 与 2)

$$n \geq hV\Delta\nu / (4\pi\mu^2 Q_c), \quad (1)$$

式中的 n , 更确切地說,是高能級与低能級系統的数目之差 $n_1 - n_2$; V 为腔的体积; $\Delta\nu$ 为最大半强

※ "Infrared and Optical Masers", A. L. Schawlow and C. H. Townes (Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey), Phys. Rev. Vol. 112, 1940—1949 (1958).

度处原子共振的半宽度，設譜綫为洛倫茲綫状； μ 为与跃迁有关的矩陣元数； Q_c 为腔的品质因数。

这种激射振荡器所发射的能量为极其单色的波，因为受激发射产生的能量比自发射或热辐射一般背景产生的能量大得多。主要能量所分布的頻率范围可用下式近似地表示^[1]：

$$\delta\nu' = 4\pi kT(\Delta\nu)^2/P, \quad (2)$$

此处， P 为发射总功率； k 为玻耳兹曼常数； T 为腔壁与波导的绝对温度。因为在所有被考虑过的微波頻率振荡器中均 $P \gg kT\Delta\nu$ ，故大部分辐射在較 $\Delta\nu$ 小得多的区域发射，亦即 $\delta\nu' \ll \Delta\nu$ 。

作为微波或射頻能量的放大器，它具有很高的灵敏度，其极限接近于可能探测到一个或几个量子的可能性，这与噪声温度 $\frac{h\nu}{k}$ 一致；对微波頻率来说，为 1°K 的数量級。

三 高频多波型共振腔的使用

现在，我們来考虑把微波激射器应用于紅外辐射頻率时某些必要的修改。为了在紅外頻率腔中保持单一的孤立波型，腔的綫度需要为一个波长的数量級，这至少在較高頻率的紅外光譜部分是太小了，以至不能实现。因此，使得人們考虑波长較大的腔，可以容納許多感兴趣的頻率范围内的波型。对很短的波长来说，通常考虑从这种腔壁上反射多次的平面波，而不将波型对应于駐波場。

使受激发射产生的功率和腔壁或由其它类型的吸收所损失的功率一样大，就可以得到振荡条件，亦即：

$$\left(\frac{\mu' E}{h}\right)^2 \frac{h\nu n}{4\pi\Delta\nu} \geq \frac{E^2}{8\pi} \frac{V}{t}, \quad (3)$$

式中的 μ' 为发射跃迁矩陣元； E^2 为电場的均方值（对多波型共振腔来说，可以认为在腔的各个部分相同）； n 为高能态比低能态原子多出的数目； t 为能量衰减率常数；式中假定譜綫为洛倫茲形。衰减时间 t 可以写成 $\frac{2\pi\nu}{Q}$ ，但以腔壁的反射系数 α 表示也許更自然：

$$t = 6V/(1-\alpha)AC, \quad (4)$$

式中， A 为壁面积； C 为光速。对立方体 L 来说， $t = L(1-\alpha)C$ 。从式(3)得出的振荡条件则为

$$n \geq \frac{3hV}{8\pi^2\mu'^2 t} \frac{\Delta\nu}{\nu}, \quad (5)$$

$$\text{或} \quad n \geq \frac{\Delta\nu}{\nu} \frac{h(1-\alpha)AC}{16\pi^2\mu'^2}. \quad (6)$$

此处， μ'^2 为 $\frac{\mu^2}{3}$ 所代替，因为 μ'^2 为跃迁矩陣元的平方，在这一系統各个方向均分时，恰好为 μ^2 量的 $\frac{1}{3}$ ， μ^2 通常为矩陣元的平方。

在低压气体中，大部紅外或光学跃迁都将有多普勒效应确定的宽度 $\Delta\nu$ ，于是，

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{c} \left(\frac{2kT}{m} \ln 2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

此处， m 为分子质量。由于譜綫为高斯綫状，这种情况中，式(6)变为：

$$n \geq \frac{\Delta\nu}{\nu} \frac{h(1-\alpha)AC}{16\pi^2\mu^2(\pi\ln 2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (8)$$

或

$$n \geq \frac{h(1-\alpha)A}{16\pi^2\mu^2} \left(\frac{2kT}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

要注意, 式(9)中振荡所需的激发粒子数目与频率无关。此外, n 这个数目不很大, 可以实现。假定腔为以 1 厘米为边的立方体, $\alpha=0.98$, $\mu=5 \times 10^{-18}$ 静电单位, $T=400^\circ\text{K}$, $m=100$ 原子单位, 则可得 $n=5 \times 10^{18}$ 。

式(5)表示的振荡情况, 可以很容易地与所述的两个能级间由自发辐射跃迁所确定的能级寿命 τ 联系起来。从熟知的理论得出其寿命为:

$$\tau = 3hc^3 / (64\pi^4\nu^3\mu^2). \quad (10)$$

现在, 在单一的波型中, 由单一量子激发所产生的发射率刚好与进入同一单波型中的自发辐射率相等。因此, $\frac{1}{\tau}$ 为自发辐射率和对自发辐射有效的波型数 P 之积。假定在这个共振频率处, 一个波型中出现一个量子, 不稳定条件则可写成:

$$\frac{nh\nu}{p\tau} \geq \frac{h\nu}{t_1}, \quad (11)$$

或

$$n \geq \frac{p\tau}{t}.$$

这给出一个简单的公式, 有时会有用处, 此式与式(5)相等, 因为

$$p = \int p(\nu) \frac{(\Delta\nu)^2 d\nu}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu)^2}, \quad (12)$$

式中 $p(\nu)d\nu$ 为 ν 与 $\nu+d\nu$ 间的波型数, 已熟知其为

$$p(\nu)d\nu = 8\pi\nu^2 V d\nu / c^3. \quad (13)$$

从式(12)与式(13)可得洛伦兹线形为

$$p = 8\pi^2\nu^2 V \Delta\nu / c^3, \quad (14)$$

或者, 对多普勒效应加宽线来说, 有效波型的相应数目为

$$p = 8\pi^2\nu^2 V \Delta\nu / (\pi\ln 2)^{\frac{1}{2}} c^3. \quad (15)$$

如将 τ 与 p 从等式(10)与(14)分别插入式(11)中, 式(11)就和式(5)相同, 正如我们所期望的一样。

要把 n 系统保持在激发态中, 所必须的最小功率为

$$P = \frac{nh\nu}{\tau} = \frac{ph\nu}{t}. \quad (16)$$

这个公式与寿命及矩阵元无关。然而, 如果每个系统有其它衰减方式, 如碰撞或其它的跃迁, 则所需的功率可能大于式(16)所给的数字, 并视所用系统的详情而定。此外, 为了激发这个系统, 通常需要激发某个较被发射量子频率高的量子, 这将增加一些功率, 使之稍高于式(16)所给的值。假定为上面考虑的情况, 即各边为 1 厘米的立方体, $\alpha=0.98$, $\lambda=10^4$ 埃, 并由于多普勒效应而加宽, 式(16)便得出 $P=0.8 \times 10^{-3}$ 瓦。把这样多的功率供给一条光谱线似乎并不太困难。

当不稳定条件是在恰好满足的情况完成时, 激射器相干振荡产生的功率便可能极小, 因而比自发辐射可能为 10^{-3} 瓦数量级的总功率少得多。然而, 如果受激系统的数目超过临界数目一些, 例如两倍, 假定激发不受某些尚未考虑的过程(例如碰撞)的影响, 受激辐射功率大体可从 $h\nu$ 乘以受激系统的供应率得出。这样就可以建立电磁场, 使受激辐射显著地大于总自发辐射。甚至对稍高于临界数目的数值来说, 受激发射功率与所供应的功率 $\frac{nh\nu}{\tau}$ 同数量级, 因此在上述假定情形下为毫瓦级。

最明显与似乎最便利的供应受激原子的方法, 是在较高的频率处激发, 如光泵或三能级激射器系统。供应功率当然必须比式(9)的发射功率大些。只要频差较 $\frac{kT}{h}$ 大得多, 就不要求比发射频率大得多的泵频率, 即保证负温度。因此, 对所需的激发光源来说, 必然是非相干光源, 所用的激发频率最好接近放电光源或其它有效高温能源提供的跃迁发射最大值附近。这一最大值将与此种光源有效温度处相同的黑体辐射最大值接近, 或者说在可见及紫外区。每秒所需的量子数较振荡频率处发射的数目多一个数量级。因此, 所需输入功率将为式(16)得出的输出的10倍, 或10毫瓦。幸好在放电中, 单光谱线可获得这一能量。

激射振荡器在红外与光频振荡处, 颇中人意的特征可能是它的高单色性及可调性。在微波区, 激射振荡器几乎是一种固有的极为单色的设备。然而, 固态光激射器通常也可以在相当大的可变频率范围内调谐。这两种性质, 在红外和光学区都很难得到。原子与分子共振频率都可以斯塔克或塞曼效应来调谐, 正如在射频或微波范围内一样。然而, 这种调谐通常仅限于少量波数(或10000兆周/秒的几倍), 它相当于微波范围内的大范围变化, 而在光学范围内只变化了很小一个部份。某些原子在固体中的光学与红外跃迁受到附近原子的强烈影响, 这可能就是来自内电场的斯塔克效应的结果, 或者, 正如在反铁磁共振中, 内磁场随温度而发生足够的变化, 以便在几十个波数上调谐。因此, 温度或压力的变化可以产生一些调谐。然而, 在使用分裂能级的红外和光学激射器上, 期望比这一小部分调谐数量更多的东西, 似乎不太合理。

四 激射振荡器的光谱

像放大器一样, 激射振荡器的单色性与这种装置的噪声特性密切相连。首先考虑容纳单个孤立波型的红外或光学频率的激射器共振腔。正如在微波中一样, 它最多能探测相当于噪声温度 $\frac{h\nu}{k}$ 的一个或几个量子。然而, 在波长为1,000埃处, 这一噪声温度约为14,000°K, 因而并不很低。此外, 其它为人熟知的光子探测器(如光电管)能探测到单个量子。在那些频率处, 在人熟知的探测少数量子的技术上, 激射器并没有什么大的好处。它的确有提供新的相干放大的可能性, 然而, 如果不是一种, 而是许多种波型出现在腔中, 就会产生相当大的噪声背景。因为, 在原子或分子系统的共振宽度中, 噪声温度与该处的波型数成正比。下文将讨论避免这一严重缺点的单波型隔绝法。

我们先考察一个原子系统发射光谱正常线宽被激射作用变窄的限度, 或者红外与光学激射器发射的单色程度。上面讨论了产生感应辐射功率所需的受激(原子)系统的数目。感应辐射功率

像处于这一系统的共振宽度中多波型共振腔的一切波型的自发辐射一样大。暂时假定单波型可以隔离。进入这一波型的自发辐射把无规周相波加到电磁振荡上,因而产生一定的频宽,可与式(2)比拟得出:

$$\Delta\nu_{osc} = \left(\frac{4\pi h\nu}{P} \right) (\Delta\nu)^2, \quad (17)$$

此处, P 为振荡功率。注意来自热骚动的能量 kT 在式(15)中已以一个量子的能量 $h\nu$ 代替。通常在高频处, $h\nu \gg kT$, 而且本质上没有“热”噪声。然而保持“零点起伏”, 通过自发辐射产生无规噪声或有效温度 $\frac{h\nu}{k}$ 。

对以上数字考虑的情况来说, $4\pi h\nu \Delta\nu / P$ 接近 10^{-6} , 当 P 由式(16)得出时, 因而 $\Delta\nu_{osc} \approx 10^{-6} \Delta\nu$ 。这相当于强单色的发射。然而, 对多波型腔来说, 这种强单色的发射宽度重迭于宽度为 $\Delta\nu$ 的自发辐射背景上, 所假定功率 P 的强度与自发辐射相等。只有将这一功率加大约 10 倍, 或把所需的波型与大量不需要的波型分开时, 这种强单色的辐射在自发辐射宽得多的频率分布中才能清晰地显现出来。

另一种使用多波型腔的激光器问题, 也许并非基本的, 但却牵涉到许多实际困难, 那就是先在一个波型中造成振荡, 然后再在另一个波型中进行, 或者连续变换波型, 这代表频率的许多突然跳跃。如果腔体积、气体密度分布与受激状态的分布准确地保持不变, 振荡似乎不会建立在多于一个波型之上, 因为一般的非线性允许最有利的一个波型抑制较为不利的其它各种波型的振荡。然而, 附近有波型出现, 腔体积或其它特征的很小变化会产生从一个波型到另一个波型的振荡转移, 随之而产生频率变化。

五 放大波型的选择

现在我们来讨论那些与扩展微波和射频技术以得到激光显然无关的一些方法。出现在适当尺寸的任何腔中的红外与光学频率的许多波型提出好些问题, 因为它们包含有大量的自发辐射。对体积比波长大的腔来说, 每单位体积中单位频率间隔的波型数目不能很好压缩。然而, 当波长与波传播区中的重要尺度相比是短的时候, 可用波传播的方向特性几乎完全隔离各种波型。

首先考虑长度为 D 的矩形腔。腔具有一块稍透明的、尺寸为 L 的方端壁, 其它的面为全反射。透明的端壁使它能用连续分布的激发和外部空间耦合, 这种激发对应于这些壁上的场强分布。辐射结果产生的衍射图案可以在距腔很远的地方容易地算出, 并可有效地与实质上为同一频率、而是其它任何腔波型产生的衍射图分开。

取端面为 xy 平面, 沿端壁的场分布则与 $\sin\left(\frac{\pi rx}{L}\right)\cos\left(\frac{\pi sy}{L}\right)$ 成比例。共振波长的形式为:

$$\lambda = \frac{2}{\left[\left(\frac{q}{D} \right)^2 + \left(\frac{r}{L} \right)^2 + \left(\frac{s}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (18)$$

此处, q 为沿 z 向的半波长数。如 L 比 D 小得不多, 又如 $q \gg r$ 或 s , 共振波长约为:

$$\lambda = \frac{2D}{q} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Dr}{Lq} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{Ds}{Lq} \right)^2 \right], \quad (19)$$

上式主要視 q 而定, 与 r 或 s 关系不大。然而端壁的輻射方向却严格地根据 r 与 s 决定。輻射的夫琅和費衍射图案, 在 x 向上有强度变化, 可由下式得出:

$$I \propto (2\pi r)^2 \sin^2 \left(\frac{\pi L \sin \theta}{\lambda} + \frac{\pi r}{2} \right) / \left(\pi r + \frac{2\pi L \sin \theta}{\lambda} \right)^2 \left(\pi r - \frac{2\pi L \sin \theta}{\lambda} \right)^2, \quad (20)$$

其中, θ 为观察方向与垂直于端壁間的夹角。对給定值 r 來說, 最强衍射的最大值发生在

$$\sin \theta = \pm \frac{r\lambda}{2L}$$

处, 最大值两边的第一最小值发生于

$$\sin \theta = \pm \frac{r\lambda}{2L} \pm \frac{\lambda}{L}。$$

这样, 以 $r+1$ 表示的波型最大輻射值大約落在用 r 表示的波型衍射图案的半强点处, 剛够有效地分辨輻射的各个光束。这就提供了将一个或几个单波型分別耦合入或耦合出多波型腔的方法。选择一个或几个波型的实用实验技术, 是用透鏡把从端壁来的輻射聚焦于处于焦面处的黑屏上, 屏中适当小的孔仅接收所需波型的輻射。

当然不止一种波型有相同的 r 与 s 值, 但 q 值却不一样, 它們实质上以同样的方向輻射。然而, 那些波型的頻率頗不一样, 适当选择两板間的距离 D 便足以把它們彼此分开。因而, 如在用来产生振荡物质的 $2\Delta\nu$ 反应范围内, 只有一个波型具有所需的特殊值 r 及 s , D 应当小于 $\frac{c}{4\Delta\nu}$ 。或者, 如不願精确校正特定波型 D 时, 在 $2\Delta\nu$ 范围中需要大約一个这类波型时, 可以选择

$$D \approx \frac{c}{4\Delta\nu}。 \quad (21)$$

就以上假設条件來說, 式(21)得出的 D 值約为 10 厘米, 这是一个很实用的数值。

最好是不仅可以选择一个单波型的輻射, 而且使多波型中除一个或几个以外全部去掉, 使所有不需要的波型振荡都受抑制。这也可以用方向特性来完成。消除无用波型最简单的方法也許是去除腔的全反射壁。将腔降为部分透明的端板及不存在的(或消失的), 与之完全匹配的旁壁。

現在假定这种腔的波型之一由于突然在一个端壁处引进了适当的場分布而受激。这将輻射一个波到具有像衍射图案式(20)所示的方向特性的腔中。如果 r 与 s 有最小值, 最大能量发生在 $\theta=0$ 处。除因衍射产生的逐渐扩展外, 这个波多少将在两个板間来回运动。如果 r 或 s 較大, 最大能量产生在頗大的 θ 角处, 可能在反射一定次数后, 波束将跑出反射板而消失。 θ 大的那些波型高度衰减, 并入連續光譜, 因为射入其中的能量立即向壁运动, 并从腔中消失。然而, θ 相当小的波型有較高的 Q , 因而实质上是分裂的。

为了估計衰减, 首先考虑两个无穷大而只激发一方块面积 L 的端板, 其分布符合我們原有諸波型之一。被輻射波将往返反射多次, 逐渐扩展成式(20)所示的衍射图案。如果使用小的 r 与 s 值, 波在每經過一次距离 D 时便經歷一次反射, 能量 W 的損耗率可由以下方程得出:

$$\begin{aligned} dW/dt &= -c(1-\alpha)W/D, \\ W &= W_{00} e^{-c(1-\alpha)t/D}。 \end{aligned} \quad (22)$$

衰减时间 t 則为 $D/c(1-\alpha)$, 而不是多波型情况中式(4)所得的值, 或者所經過的有效距离为

$$\frac{D}{(1-\alpha)}.$$

因为式(19)给出 r 与 s 很小时波型的波长, 具有連續值 q 的諸波型間的頻率間隔便从通常的法布里-珀罗条件得出:

$$\delta\nu = \frac{c}{2D}. \quad (23)$$

因而, 如反射損失 $1-\alpha$ 較 1 小得多, 則 $\delta\nu \gg \frac{1}{t}$, 并具有連續 q 值的波型是分离的。另一方面, r 或 s 的小值得出的各种波型接近于退化, 因为按照式(19), 其頻差比式(23)得出的 $\delta\nu$ 小 $\frac{r}{q}$ 倍, 在典型情况下, 此值为 10^{-4} 数量級。这些波型必須完全用它的方向性, 而不是用頻差分开。

經過距离 $\frac{D}{(1-\alpha)}$ 后, 上述激发所产生的輻射将沿无穷平行板在 x 向移动約 $\frac{D\theta}{(1-\alpha)}$ 的距离, 其中, θ 为式(20)得出的两个最大衍射值之一的角, 故移动距离为:

$$x = D\lambda r / [2(1-\alpha)L]. \quad (24)$$

現在来考虑体积为 L 的有限端板, 式(24)依然給出旁向移动距离的合理近似值。如果这一距离比端壁体积 L 大, 輻射将在腔中消失。問題中的衰减時間稍短于式(22)所得的。这种情况发生于:

$$D\lambda r / [2(1-\alpha)L] \gtrsim L, \text{ 或 } r \gtrsim 2(1-\alpha)L^2/D\lambda \text{ 时。} \quad (25)$$

因此, 如欲将 $r \gtrsim 10$ 的波型全部衰减, 当 $L = \frac{1}{2}$ 厘米, $\alpha = 0.98$, $\lambda = 10^{-4}$ 厘米时, 两板的間隔 D 应有几厘米。选择足够小的 L , 便可以将最低波型 ($r=1$) 与任何較高波型的損失分开。但太小的 $\frac{L^2}{D\lambda}$ 比率将开始明显地增加最低波型的損失, 因此, 如需尽可能长的延迟時間, 这一比率便不合适。

損失最小或产生在激射振蕩过程中端壁平面輻射强度的准确分布很不容易求出。但它必須略似于最低波型 $r=1, s=0$ 。激发法布里-珀罗干涉仪的一种通常而又直接的方法, 是使用垂直入射于反射板的平面波, 并予以屏蔽, 使它除板边外, 其余部分全部受到均匀的照射。这样的分布可用具有不同的 r 或 s 值的近于“腔”的退化波型表示。如果入射波在 y 向偏振, 在最低波型 $r=1, s=0$ 处将发现大部分能量。 x 向偏振的入射波也具有严格同型的退化。任何比近于均匀照射或矩形腔的最低波型 $r=1, s=0$ 复杂得多的分布, 都将产生較寬的衍射图案。对安置在接收近于零的很小 θ 角探测器而言, 能量会散失, 当 $\frac{L^2}{D\lambda}$ 小时, 易受較大的損失。在某些情形中, 引起具有相当复杂能量分布的振蕩。

以上按矩形腔波型所作的討論, 說明了用法布里-珀罗干涉仪及一般微波共振腔裝置間的关系^①。另一种直接使用几何光学近似值的办法也有用, 而且也較明显。在任何方向自发輻射的原子, 有着式(10)所給的衰减時間 t 。在所給立体角 $\Delta\Omega$ 中, 每单位時間发射量子的几率为

$$\frac{1}{t'} = \frac{16\pi^3\nu^3}{3hc^3} \mu^2 \Delta\Omega. \quad (26)$$

① 将二平行平板用作短波长激射器共振腔已由 A. M. Прохоров [ЖЭТФ 34, 1658 (1958)] 及 R. H. Dicke [U.S. Patent 2,851,652 (September 9, 1958)] 提出, 但未論及减少过剩波型和自发輻射的問題。

因此,如从輻射選擇足够小的立体角,自发射量就可以任意小。然而,如果干涉壁端的受激发射基本上都要收集在接收器或探测器中,便必須扣除衍射,并須使用約为 $\left(\frac{\lambda}{L}\right)^2$ 的立体角,因此,进入探测器的自发射率为

$$\frac{1}{t'} = \frac{16\pi^3 \mu^2 \nu}{3hcL^2} \quad (27)$$

式(27)衍射角內的自发射率可与在体积 L^2D 內被来回反射的一个光子产生的感生跃迁相比。这种速率,如在式(3)中一样,为 $(\mu'E/h)^2(4\pi\Delta\nu)^{-1}$,其中, $E^2L^2D/8\pi=h\nu$ 。亦即,因为 $\mu'^2=\mu^2/3$,則

$$\frac{1}{t''} = \frac{8\pi^2 \mu^2 \nu}{3\Delta\nu L^2 D h} \quad (28)$$

如果 D 为式(21)中的 $c/4\Delta\nu$,則在 $2\Delta\nu$ 的发射範圍內,在某一特殊方向便約有一个,而且只有一个干涉仪的最大干涉值,式(28)便变为

$$\frac{1}{t''} = \frac{32\pi^2 \mu^2 \nu}{3hcL^2} \quad (29)$$

此处,除有小数字因子不准外,式(29)中 $1/t''$ 与 $1/t'$ 相等。也就是使用方向选择的极限量把自发射背景减少至与单个光子的受激发射一样的速率。这与在微波頻率处腔中单波型的条件相似。它提供了一般激射放大器所能得到的灵敏度极限,以及那种作为振荡器系統所能有的最小噪声。

現在来討論几何光学近似法中,两端板間来回反射的光能損失。如果入射角与板垂直方向的偏差角为 θ ,由反射面边沿溢出的平面波能量損失的附加率为

$$\frac{dW'}{dt} = -\frac{c\theta W}{L} \quad (30)$$

准确些說,式(30)假定偏差平行于端板的一边。当 $\theta=(1-\alpha)L/D$,衰减時間为 $\theta=0$ 的一半。由于其非綫性,当振荡开始时,可以从式(3)看出,只有具最大衰减時間的波型才能滿足振荡条件。衰减時間大于最大衰减時間之半的“腔”中,全部波型的 ϵ 約为 $(2\theta)^2/2\pi$,或

$$\epsilon = 2(1-\alpha)^2 \frac{L^2}{\pi D^2} \quad (31)$$

使 $(1-\alpha)=1/20$, $L=1$ 厘米及 $D=10$ 厘米,可得 $\epsilon=1.6\times 10^{-5}$ 。这就大大地减少了可能产生振荡波型的数目。因为,从(14)知道波型的总数为 $(8\pi^2\nu^2\Delta\nu/c^3)L^2D$,可以产生振荡的数目为

$$P' = \frac{16\pi(1-\alpha)^2\nu^2L^4}{c^3D} \quad (32)$$

在上述假定下,可发现 P' 約为 10^5 ,比多波型腔的波型总数少得多,但可能仍然是个不方便的大数。使用衍射确定的 $(2\theta)^2$ 立体角的极限值,波型数目可再减至如上所見的接近于一。

六 再論使用大体积激射器的特性

注意以下的事实很重要:在使用平行板的情况中,有大量的自发射可在所有的方向輻射。然則,如上所述,仅有很小一部分为探测器接收或与放大波混淆。这一特性与微波或射頻範圍中的

一般情形頗有差別。受激系統需要相當快的供應速率，以充分維持激射作用。此外，必須小心避免不需要波型的雜散光進入所需的波型。散入探測器中的自發射光部分，在典型情況中，必須低至 10^{-5} 或 10^{-7} ，以真正隔離出單波型。

使信號進入兩平行板間的过程與微波腔中的很相似。部分反射的表面與耦合孔相似。如果單色平面波入射至部分反射面的一個外表面上，能量將在二平面間加強，這樣，輸入波、腔中能量和輸出波的关系剛好與微波射到有輸入與輸出耦合孔的適當腔中的关系一樣。

與方向選擇有關的紅外或光學激射作用的另一有趣特性為光束可整個地被受激態系統產生放大，但波陣面或相位無重大改變。這種放大剛好為吸收的反面，眾所周知，在這種情況下，波陣面與相位無畸變。例如，假定平行光為透鏡聚焦，如把另一種受激氣體媒質放在透鏡與焦點之間，象將被增強。但是，除開多少有些氣體電介常數所產生的一般效應外，並無其它變化。同樣的情形，原則上也在微波激射放大中發生。然而，在這些低頻中，每單位长度的放大通常很小，顯然，在自由空間放大波所需的受激材料體積會大到無法實現的地步。在所有的方向上都有相當大量的自發射，但總自發射中只有很少部分會落到透鏡的焦點上，並作為噪聲重迭在增強像上，自發噪聲隨着例如物質距離的平方成反比而減少，而聚焦光束的強度則隨接近焦點而增加。

七 特 例

讓我們考慮把鉀作為紅外激射器特殊系統的例子。鉀原子易于蒸發，並有着像圖 1 能級所

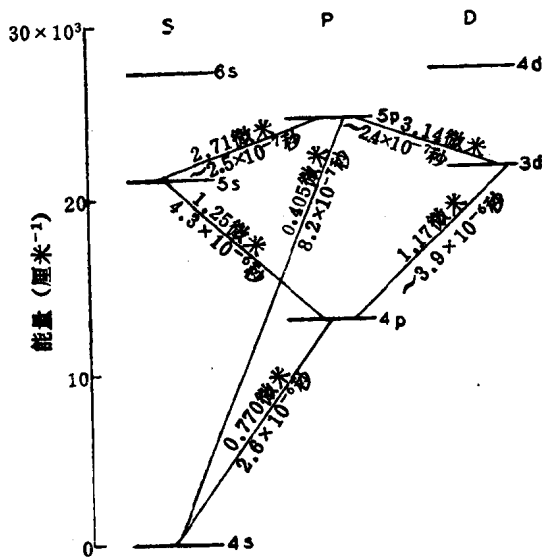


圖 1. 鉀原子的低能級及其躍遷。

示的簡單光譜。吸收躍遷可從 $4s^2S_{\frac{1}{2}}$ 基態發生，達到各種 P 能級。特別是這些原子可用波長為 4047 埃的輻射激發至 $5p^2P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ 。適合的激發頻率剛好可以濾去 7700 埃紅輻射光的另一盞鉀燈得到。這些受激原子在約 2×10^{-7} 秒中將衰減至 $5s$ 或 $3d$ 態，或者較慢地到達 $4s$ 基態。然而，若受激原子供應得夠快，在 $5P$ 態可保持相當大的粒子數。