

图 2 脉冲: 峰值电压 22 千伏, 峰值功率 1.6 兆瓦, 重复频率 3.7 周/秒。蒸汽压 0.1 托。沪光片: Yoshinaga(BeO, ZnO), (TiI, TiCl, NaF)0.3 毫米的反射沪光片。谐振腔: 法布里-珀罗腔, 长度 6470 毫米。检测: 戈莱检测器, 最大时间常数 2.5 秒。所观察到的激光波长: 在 0.538 毫米处有两条。

参 考 文 献

- [1] H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, F. D. Findlay, *Nature*, **202**, 685 (1964).
- [2] L. E. S. Mathias, A. Crocker, M. S. Wills, *Electronic Letters*, **1**, 45 (1965).
- [3] M. Camani, F. K. Kneubühl, J. E. Moser, H. Steffen, *Z. Angew. Math. Phys.*, **16**, 562 (1965).
- [4] F. K. Kneubühl, J. F. Moser, H. Steffen, W. Tandler, *Z. Angew. Math. Phys.*, **16**, 560 (1965).
- [5] H. P. Broida, K. M. Evenson, T. T. Kikuchi, *J. Appl. Phys.*, **36**, 3355 (1965).
- [6] F. A. Jenkins, J. K. Roots, R. S. Mulliken, *Phys. Rev.*, **39**, 16 (1962).

原载 *Phys. Letters*, 1966, **20**, No. 1, 20 (郭础译)

非共振反馈式激光器

Р. В. Амбарцумян Н. Г. Басов
И. Г. Крюков В. С. Летохов

1. 在无线电波段及光学波段的量子振荡器中反馈是共振的^[1,2]。光学波段的量子振荡器(即激光器)中, 反馈的共振是由于采用了共振腔的结果(在无线电波段中的共振腔是体腔式的, 而光学波段中的共振腔是法布里-珀罗式的), 在相当窄的频率范围内, 这些共振腔的电磁能损耗极小。因此, 共振反馈式振荡器辐射出一种或几种振荡波型, 它们之间的相互作用一般较弱, 并且可以看作是互不相关的。

本文想谈一下在具有高放大作用的红宝石晶体中获得非共振反馈振荡的问题。在利用散射体或散射面的反向散射情况下, 实现了非共振反馈。当光波射到散射体时, 一部分能量散射为“共振腔”的其他散射波型, 而另一部分能量则离开共振腔, 结果使共振腔振荡波型间相互作用增强。严格地说, 它们并不是互不相关的。这种“随机”共振腔的固有频谱是连续的。随机共振腔并无共振特性的现象表明: 振荡频率不应取决于共振腔的长度, 而由激活物质的共振频率决定。

2. 激光器的装置如图 1 所示。

活性介质是两根各长 24 厘米，直径 1.8 厘米的红宝石晶体（图中为 2，3），它们是串联的，为了预防自激发，把它们的端面截成布儒斯特角。借助反射率为 99% 的反射镜 4 以及体散射体或面散射体 1 实现反馈。可采用颗粒直径不大于 $2 \cdot 10^{-3}$ 厘米的白垩悬浮于水中作为体散射体，而用熏涂的 MgO 层作为面散射体。为了记录起见，让透过反射镜 4 和衰减片 5 的光束射到光电管 6 上，并用示波器 7 显示；而为了测其光谱，需让光束进入法布里-珀罗标准具。在两个晶体的整个光程上，弱信号的放大率达 900 倍。

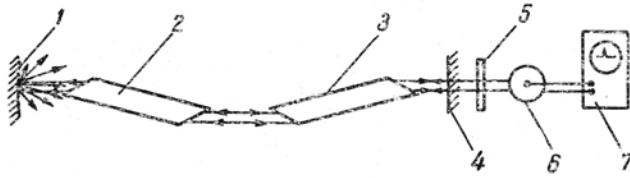


图 1 实验装置

3. 在我们这种情况下（即 $\Omega_{\text{散射}} \gg \Omega_{\text{振荡}}$ ），激光器的自激条件具有如下形式：

$$K^2 \tau \frac{\Omega_{\text{振荡}}}{\Omega_{\text{射}}} \frac{\alpha}{2} = 1 \quad (1)$$

其中， K ——光程中的放大率， τ ——反射镜的反射系数， $\Omega_{\text{振荡}}$ ——振荡光束传播的有效立体角； $\Omega_{\text{散射}}$ ——反向散射有效立体角， α ——在 2 所对的立体角中的反向散射系数，因子 $\frac{1}{2}$ 是因为散射时辐射的完全退偏振而引起的。 $\Omega_{\text{振荡}}$ 近似等于 $(P/L)^2$ ，其中， P 为晶体的直径， L 为反射镜和散射体间的平均距离。对于理想散射体来说， $\Omega_{\text{散射}} = 2\pi$ 。此实验中， $L = 100$ 厘米， $P = 1.8$ 厘米， $\tau \approx 1.0$ 。在面散射时， $\alpha \approx 0.9$ ， $\Omega_{\text{散射}} = 2\pi$ ；而体散射时， $\alpha \approx 0.5$ ，但 $\Omega_{\text{散射}} < 2\pi$ 。因此，在这两种情况下，光程上的临界放大率是同一数量级： $K \approx 200$ 。在激光器上应用反射镜 4 并不导致产生共振性，但可以降低振荡的阈值。如何采用两个散射体，那末放大率 $K \approx 4 \cdot 10^4$ 时才能达到振荡阈值。

4. 在图 2 中，a 是抽运低于阈值时激光器的辐射示波图形；b 是抽运高于阈值时，在体散射体上有反馈时的辐射示波图形。

在图 2 的 b 中，可以清楚地看到标志振荡状况的脉动衰减。实际上，阈值并不依赖于散射体的大幅度倾斜角，而当散射体移离晶体时阈值是提高的，这时与 (1) 式中的条件相符。用具有空气隙为 3 厘米的法布里-珀罗标准具进行谱线研究。辐射谱线宽度小于 0.015 厘米^{-1} ，也与标准具的分辨本领有关（红宝石的自发辐射谱线宽度为 15 厘米^{-1} ）。对辐射脉动谱的研究证明了并不存在共振反馈式激光器所特有的 $C/2L$ 波型频率。辐射束的角发散度 $\sim (P/L)$ ，

而远场分布相当均匀。在对随机共振腔进行 Q 调制时, 会获得持续时间为 200 毫微秒的脉冲。

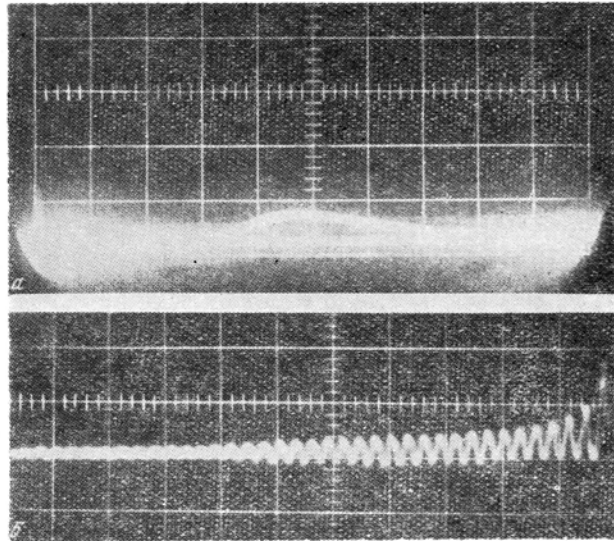


图 2 激光辐射

(a) 低于阈值; (b) 高于阈值

5. 非共振反馈式激光器中振荡辐射的中频取决于原子跃迁的中心位置, 而不是反馈的共振。因此, 根据非共振反馈式激光器可以获得光学频标。为此, 应该利用连续状态下工作的 Ne、Xe 等气体放电所具有的高放大系数的原子跃迁, 也可利用具有窄的反向散射曲线的散射体。

6. 应当指出, 靠晶体的不均匀性和侵蚀侧面的散射产生的反馈振荡, 可以限制最大放大率。关于晶体侵蚀侧面的“偶然模式”的振荡情况, 在弗列克(Флек)的工作中做过理论上的研究^[3]。在我们的实验中, 这种振荡在最大抽运时产生。这种情况下振荡发生在角的一定锥度内。

参 考 文 献

- [1] Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, *ЖЭТФ*, **27**, 431, 1954;
J. P. Gordon, N. J. Zeiger, C. H. Townes, *Phys. Rev.*, **95**, 282, 1954.
- [2] А. М. Прохоров, *ЖЭТФ*, **34**, 1658, 1958;
A. L. Shawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.*, **112**, 1940, 1958.
- [3] J. A. Fleck, Jr. *Appl. Phys.*, **36**, 1301, 1965.

原载 *ЖЭТФ, Письма в редакцию*, 1966, **3**, № 6, 261-264 (周稳观译, 刘激鸣、吴光照校)