径 0.51 厘米，两端磨平，平行度 ～40″，宝石两端鍍銀，半鍍面透过率 0.2%，灯管外围繞以鋁箔，既作反射装置，同时又作触发电极，振蕩的閾值 ～400 焦耳。近場照相指出发光集中于 $\frac{R}{n}$ 区域[4]，說明共軸灯对宝石的照明是均匀的，实驗証实共軸灯具有高的效率。

綜合以上理論与实驗分析，可以得出所設計的共軸脉冲灯具有以下优点；1)效率高：閃光功率高，无軸向磁場。对具有較粗直径的紅宝石棒将更具有优越性。2)能量大：比同样电极間距直管灯具有高的强度負荷，可以改变发光层厚度，以进一步增加能量。3)結构紧凑：便于作成器件，沒有成象要求。4)理論研究的理想工具：結构規則可提供光激发过程的理論处理。

在本工作进行的同时，日本及美国也相繼报导了共軸光源的設計[5-6]。

志謝：本所工厂于书吉同志参加了水晶灯的吹制，黄順康、吳楨同志也参加了不少具体工作，謹致謝忱。

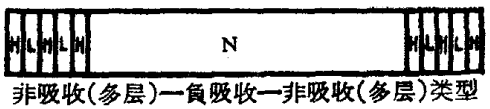
[1] Collins, R. J., Nelson, D. F., Schawlow, A. L., Bond, W. Garrett, C. G. B. and Kaiser, W.; *Phys. Rev. Letters*, **5**, 303 (1960).
[2] Ciftan, M., Luch, C. F., Shafer, C. G. and Statz H. *Proc. I. R. E.* **49**, 960, (1961).
[3] Meyer, C.; *Philips Tech. Rev.* **22**, 377—404, (1960/1961).
[4] Devlin, G. E., Mekenna, J. May, A. D. and Schawlow, A. L.; *Appl. Opt.* **1**, 11, (1962).
[5] Gunji Shinoda, Tatsuro and Masetaka Umeno; *Japan. J. Appl. Phys.* **1** No. 6, 364—365, (1962).
[6] Church, C. H., Ryan, D., Lesnick, J. P. *J. O. S. A.* **53**, 514, (1963).

負吸收介質法卜利-白洛干涉仪

鄧 錫 銘

光在非吸收或正吸收分层介质中传播的理論，M. Born[1]等有过簡明而概括的描述。其目的是为解释各种薄膜光学現象提供一个理論基础。現在看来，只要引进負吸收介质的概念，受激光发射器可以看作是一块由非吸收、正吸收及負吸收介質組成的分层介质，也是一个具有負吸收介质的 *F—P* 干涉仪*。它可以是非吸收(多层)——負吸收——非吸收(多层)类型，也可以是正吸收——負吸收——正吸收类型(图 1)。因此，可以用同一个理論来宏观地闡明相干光振蕩过程的某些現象。

如把通常的 *F—P* 干涉仪的两个反射面之間充有的非吸收介质，代之以負吸收介质，其作用相当于提高反射面的反射率及透射率。只要引进等效反射率 $R_e = (r'^e k_0 n' \eta d/\cos\theta')^2$ 和等效折射率 $T_e =$



非吸收(多层)—負吸收—非吸收(多层)类型



正吸收—負吸收—正吸收类型

H高折射率非吸收介质　M 正吸收介质(金属膜)
L 低折射率非吸收介质　N 負吸收介质(工作物质)

图 1

* 法卜利-白洛干涉仪的簡称，以下皆同。

$= tt'e^{k_0 n' \eta d/\cos\theta'}$ 来分别代替反射率 $R = r'^2$ 和折射率 $T = tt'$（图 2。这里 d: 反射面之間的距离; r': 內表面反射系数; t, t': 入射及出射光的透射系数; n': 負吸收介质的折射率; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ: 入射光的波长; η: 負吸收介质的增益系数。），則通常的 F—P

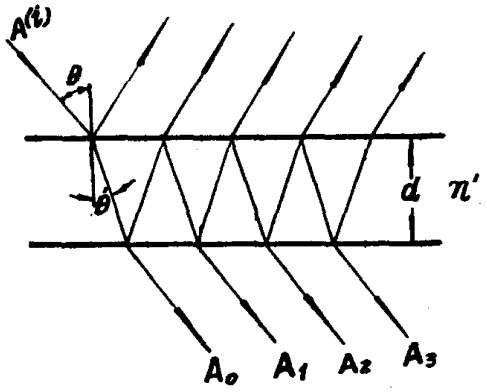


图 2

干涉仪輸出特性的表示式均适用于負吸收介质F—P干涉仪。例如:

透射光振幅:

$$A^{(t)} = \frac{T_e}{1 - R_e e^{i\delta}} A^{(i)} \tag{1}$$

透射光强度:

$$I^{(t)} = \left(1 - \frac{A_e}{1 - R_e}\right)^2 \frac{1}{1 + F_e \sin^2 \frac{\delta}{2}} I^{(i)} \tag{2}$$

强度极大值:

$$I^{(t)}_{\max} = \left(1 - \frac{A_e}{1 - R_e}\right)^2 I^{(i)} \tag{3}$$

这里, δ 是位相角; $F_e = \frac{4R_e}{(1-R_e)^2}$; 等效吸收率 $A_e = 1 - T_e - R_e$ 可能是負数, 即透射光强度 $I^{(t)}$ (或振幅 $A^{(t)}$) 可能大于入射光强度 $I^{(i)}$ (或振幅 $A^{(i)}$)。此外, 第 m 級干涉亮环的角寬度 $\Delta\theta_m$ 等于:

$$\Delta\theta_m \cong \frac{(1 - R_e)\lambda}{4\pi n' d \theta'_m} \tag{4}$$

θ'_m: 与亮环强度极大值对应的 θ'。

利用公式(1)—(4)可导出有关稳态工作的受激光发射器的振荡和放大过程的一些特性。

(一) 作为放大器

由公式 (3)、(4) 不难看出，負吸收介质 F—P 干涉仪的透射光强度极大值及光譜分辨能力高于同样的非吸收介质 F—P 干涉仪，其增加的倍数 M_I、M_R 分别等于:

$$\left.\begin{aligned} M_I &= \left[\frac{T_e(1 - R)}{T(1 - R_e)}\right]^2 \\ M_R &= \frac{1 - R}{1 - R_e} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

(二) 不稳定(临界振盪)条件

由(3)式看出，当 $R_e = 1$ 时，輸出为无限大，这时的增益 $\xi \cong 1 - R$ (假定: $R \sim 1$。增益 $\xi = \frac{2k_0 n' \eta d}{\cos\theta'}$)。所以，在稳态工作条件下，$\xi$ 不能大于 $1 - R$。另一方面，要满足不稳定条件，就要求自发光发射几率等于受激光发射几率[2]，即:

$$\frac{I^{(t)}_{\eta=\eta}}{I^{(t)}_{\eta=0}} = 2 \tag{6}$$

等式左边分子、分母分别代表临界振蕩时軸向单波型的总輸出和自发发射輸出。为了满足(6)式，要求(引用(1)—(3)式):

$$\xi \cong (1 - R)\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \tag{7}$$

考虑到 ξ 正比于淨受激粒子数 ΔN(高,低能級粒子数之差)，而在 $R \sim 1$ 的稳态振振过程中，从临界振蕩到无限大輸出，ξ 增加 $1\Big/\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)$倍，即淨受激粒子数不可能超过临界振蕩时的 2.5 倍。进一步分析表明，若存在着腔內散射等損耗，上述数值要变小。

(三) 譜綫元的光譜寬度

若自发輻射譜綫的寬度大于 $\frac{\lambda^2}{2n'd}$，則軸向輸出的光譜成分应由若干条等波长間隔的譜綫所組成，称每条譜綫为一个譜綫元。譜綫元半极大强度的頻率寬度等于[1]:

$$(\Delta\nu)_{\text{H.W.}} \cong \frac{C(1 - R_e)}{2\pi n' d} \tag{8}$$

R_e 可用入射及出射光强度来表示。这里，入射光主要是負吸收介质的自发发射。在临界振蕩条件

下，每个振荡波型平均保持一个自发发射光子[2]，由此可导出入射光强度，然后代入(8)式得：

$$(\Delta\nu)_{\text{H.W.}} \cong \sqrt{h\nu T\left(\frac{c}{2n'd}\right)^3}\frac{(1-R)}{\sqrt{I^{(t)}}} \quad (9)$$

式中，$h\nu$ 是光子的能量；c 是光速。这就是譜綫元半寬度的表示式。前节推导表明，每个波型保持的自发发射的光子数平均不能多于 3.5 个，因此，在数量级范围内(9)式仍适用于超临界振荡过程。

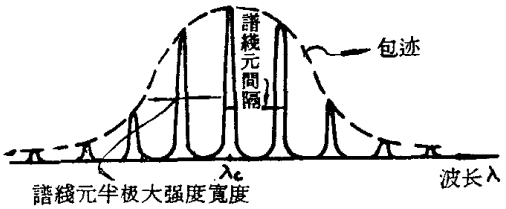


图 3

（四）包跡寬度、譜綫元間隔

考虑到增益系数 η 是波长 λ 的函数，入射光的中心波长 λ_c 对应最大的增益系数 η_c，故由所有譜綫元組成的包迹寬度要比自发輻射的实际譜綫輪廓窄一些。若后者的輪廓是一高斯曲綫，其半寬度为 δ_h，則由(1)—(3)式容易导出表征軸向譜綫元包迹的关系式：

$$\frac{I^{(t)}_{\max,\lambda}}{I^{(t)}_{\max,\lambda_c}} \cong \left\{\frac{1-R(1+\xi_c)}{1-R\left[1+\xi_c\left(1-\frac{(\lambda-\lambda_c)^2}{\delta_h^2}\right)\right]}\right\}^2 \quad (10)$$

上式左边分子、分母分别代表波长为 λ，λ_c 的譜綫元的中心强度；ξ_c 是对应于 η_c 的增益。图 4 列出不同增益系数的包迹。从图 4 及(10)式都可看出，增益增加，包迹变窄。

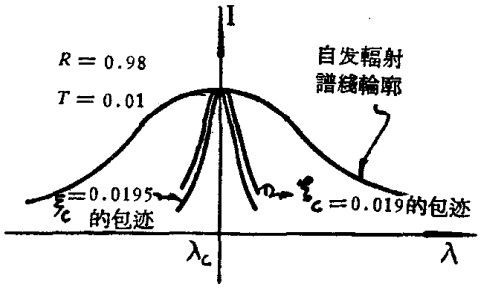


图 4

負吸收介质 F—P 干涉仪譜綫元之間的波长間隔与一般的 F—P 干涉仪一样，与軸向譜綫元强度极大值对应的波长满足下式[1]：

$$\lambda^{(m)} = \frac{2n'd}{m} \quad (m=1,2,3\cdots\cdots) \quad (11)$$

故相邻两个譜綫元的波长間隔等于：

$$\lambda^{(m)}-\lambda^{(m+1)} = 2n'd\left(\frac{1}{m}-\frac{1}{m+1}\right) \cong \frac{\lambda_c^2}{2n'd} \quad (12)$$

（五）干涉环

由于等效反射率 R_e 非常接近 1，干涉亮环应該是十分精細的，但一般受激光发射器反射面的有效直径都比較小，致使干涉亮环由于衍射而变寬；同时，$d \gg$ 波长，超过一定級数以后的干涉亮环就分辨不清。

綜上所述，一个在稳态工作的負吸收介质 F—P 干涉仪具有如下特性：

1．比通常的 F—P 干涉仪具有更高的光譜分辨能力，更大的透射光强度；比通常的干涉滤光器具有更窄的透射半寬度和更大的峯值透射率；

2．譜綫元的光譜寬度随着增益系数的增加而变窄；

3．由譜綫元組成的包迹要比自发輻射的譜綫輪廓窄，并随增益系数的提高而更加变窄；

4．相邻两譜綫元的波长差与負吸收介质的光程长度成反比；

5．干涉亮环由于衍射而变寬；

6．在 $R\sim 1$ 的稳态振荡过程中，淨受激粒子数不可能超过临界振荡时的 2.5 倍。

[1] Born M., Wolf E. *Principles of optics.*

[2] Schawlow, A. L., Towns, C. H. *Phys. Rev.* 112. p. 1941 (1958).