楚了。

当 $d_1<f$，并为固定值时，增大 d_2，w_{02} 随 d_2 的增大而逐渐变小；w_{01} 随着 d_2 的增大而逐渐变大。当 d_2 趋近 f 时，w_{01} 增长很快，接近临界状态。则左侧腔接近平平腔，而右侧接近半球心腔，如果晶体中心的光斑半径扩大到工作棒半径 a 的一半时，就可以获得自孔径化单模工作状态，光束两端有不同的光腰，就有不同的发散角，我们应采用平平腔一端作输出端。

当 d_2 接近 f 值时，光频腔将趋向非稳态这一点可从式(1)或式(2)反映出来，式中分母无论 d_1 或 d_2 接近 f 时，谐振腔都要变成非稳腔。

如果谐振腔两端不是平片而是任意曲率的凹面镜 R_1 和 R_2，也可得到 r_1 和 r_2 的解析式。

$$r_1=\frac{\dfrac{1}{d_1}+\dfrac{1}{d_2}-\dfrac{2}{f}-\dfrac{1}{(R_1-d_1)}-\dfrac{1}{(R_2-d_2)}}{\dfrac{1}{d_2f}-\dfrac{1}{f^2}-\dfrac{1}{d_2(R_2-d_2)}-\dfrac{1}{f(R_2-d_2)}-\dfrac{1}{d_1(R_1-d_1)}} \tag{3}$$

$$r_2=\frac{\dfrac{1}{d_1}+\dfrac{1}{d_2}-\dfrac{2}{f}-\dfrac{1}{(R_2-d_2)}-\dfrac{1}{(R_1-d_1)}}{\dfrac{1}{d_1f}-\dfrac{1}{f^2}-\dfrac{1}{d_1(R_1-d_1)}-\dfrac{1}{f(R_1-d_1)}-\dfrac{1}{d_2(R_2-d_2)}} \tag{4}$$

当 $R_1=R_2=\infty$ 时，上两式中包括 R_1 和 R_2 的项消失，上两式就蜕化为(1)和(2)两式。如果在折迭腔中放置凹面镜，其曲率半径为 R，仅将上式中的 f 代以 $\dfrac{R}{2}$ 就可以适用。

既然上述的两个相互联系的凹平腔各有其等效半共焦参量和最小光斑等，也应各有其 G 因子和菲涅耳数，左侧凹平腔以 R_1 平面为镜面 r_1' 是 r_1 的镜象。r_1R_1 腔是 r_1r_1' 腔的一半，工作物质直径 $2a$ 是对称腔 r_1r_1' 的有效孔径；所以 r_1r_1' 腔的菲涅耳数 N_1 和其 G 因子 G_1 为，

$$N_1=\frac{a^2}{2\lambda d_1},\quad G_1=\left(1-\frac{2d_1}{r_1}\right)$$

r_1r_1' 腔的单程损耗将是凹平腔 R_1r_1 的双程损耗，对右侧腔可同理类推求得 N_2 和 G_2。

这种方法的物理图象清晰，计算方法简单，可以用来分析光频腔中含有透镜、热透镜和凹镜等光学系统，并可进一步用这基本概念来分析串接的光频腔和多级腔。

环形光学谐振腔和折迭式谐振腔的矩阵解

浙江大学光仪系　陈钰清

本文利用矩阵法求解含有四块球面反射镜的环形谐振腔和折迭式谐振腔高斯光束的参量 R 和 w，并给出稳定条件。利用此法可推广到任意多块球面反射镜光束参量的计算。

1．环形谐振腔

激光束在光学谐振腔两球面镜之间来回反射，经历一种周期性的聚焦作用。所以，我们可以用一个周期性的薄透镜序列来代替这两块球面反射镜，它组成了一个光学传输线。因为此传输线是线性关系，故可用 $ABCD$ 矩阵表示。对于一个环形谐振腔，同样等效于一个周期性的薄透镜序列。

根据自洽场原理，光束在腔内往返前后复光束参数 q 必须不变，并满足共振条件，亦即在腔内的场往返一次后能再现。所以该透镜序列的输出复光束参数 $q_{出}$ 和输入复光束参数 $q_{入}$ 之间的关系为 $q_{出}=\dfrac{Aq_{入}+B}{Cq_{入}+D}$。根据自洽场原理，$q_{出}=q_{入}$，最后可得到环形谐振腔输出平面处的光束参数：

$$R_{出}=\frac{2B}{D-A},\quad w^2_{出}=\frac{\lambda}{\pi}\frac{2B}{\sqrt{4-(A+D)^2}}$$

同时求出束腰及位置

$$w^2_{\text{出Q}}=-\frac{\lambda}{\pi}\frac{\sqrt{4-(A+D)^2}}{2C},\quad Z=\frac{A-D}{2C}$$

由此可求出传输线（即环腔）各处光束的参量，并给出谐振腔的稳定条件 $-1<\frac{A+D}{2}<1$。

2. 折迭式谐振腔

同理我们可以计算含有四块球面反射镜的“N”形折迭式谐振腔并等效于一个薄透镜序列。

由此我们可计算薄透镜序列的 $ABCD$ 矩阵元表示式，最终算出“N”形折迭式谐振腔各处光束的参量 R 和 w，并满足稳定条件 $-1<\frac{A+D}{2}<1$。

根据已求得的环形腔和折迭腔各处光束半径 w，就可确定各段放电管的直径 $D=\frac{w}{0.3}$，从而完成二种类型腔的设计。

稳定球面腔 TEM_{00} 模场的传播与变换

上海机械学院

本文讨论了稳定球面腔给出的 TEM_{00} 模场的传播与变换，主要是考察由通常的气体激光器发射的光束的宽度以及与光束宽度的变化相联系的波阵面的曲率半径沿着光学共振腔的轴线由近及远地变化的规律。基于光衍射的标量理论对光腔分析作出的一些结果，对实际工作中运行的输出功率较小的氦-氖激光器和输出功率较大的氩离子激光器所出射的激光光束作了模拟计算，提供了较详细的数据，并由此讨论了激光光束在自由空间中传播的行为以及通过透镜而变换的例子，进一步分析了传播的特征，为实际应用或研究高斯光束在共振腔内外传播的情况以及讨论用光学元件来实现光束变换或传输等问题提供了具体的物理模型。

光学色散元件的主动线宽

中国科学院电子学研究所　黄振国

自从可调谐激光器出现以来，人们常把光学色散元件置于腔内，用来选择波长和压缩线宽。人们在大量的实验中发现，在这种情况下，激光输出的线宽要大大地小于由色散元件的分辨本领所决定的线宽（从几倍到几十倍）。本文从一种简单的物理模型出发，导出了色散元件用于腔内时的线宽（主动线宽）。

（一）光学色散元件的被动线宽　关于三棱镜、衍射光栅、标准具的被动线宽，早已推导得十分清楚，今罗列如下：

(1) 一块布角三棱镜的被动线宽：

$$\Delta\lambda_p=\frac{d\theta}{2P\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)}\tag{1}$$

式中，$\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)$ 为材料的色散率，P 为棱镜数，$d\theta$ 为光束发散角。

(2) 光栅，当入射光有发散角时，光栅的分辨本领主要由光束发散角决定，这时被动线宽：

$$\Delta\lambda_p=\frac{\lambda}{\operatorname{tg}\alpha}\cdot\Delta\alpha\tag{2}$$

式中 α 为入射角，$\Delta\alpha$ 为光束发散角。