

气体激光原理与技术实验

一、引言

虽然在 1917 年爱因斯坦就预言了受激辐射的存在，但在一般热平衡情况下，物质的受激辐射总是被受激吸收所掩盖，未能在实验中观察到。直到 1960 年，第一台红宝石激光器才面世，它标志了激光技术的诞生。

激光器由光学谐振腔、工作物质、激励系统构成，相对一般光源，激光有良好的方向性，也就是说，光能量在空间的分布高度集中在光的传播方向上，但它也有一定的发散度。在激光的横截面上，光强是以高斯函数型分布的，故称作高斯光束。同时激光还具有单色性好的特点，也就是说，它可以具有非常窄的谱线宽度。受激辐射后经过谐振腔等多种机制的作用和相互干涉，最后形成一个或者多个离散的、稳定的谱线，这些谱线就是激光的模。

在激光生产与应用中，如定向、制导、精密测量、焊接、光通讯等，我们常常需要先知道激光器的构造，同时还要了解激光器的各种参数指标。因此，激光原理与技术综合实验是光电专业学生的必修课程。本实验通过研究氦氖激光器这一典型气体激光器来对激光系统做深入完整的了解。

二、实验目的

- 1、理解激光谐振原理，掌握激光谐振腔的调节方法。
- 2、掌握激光传播特性的主要参数的测量方法。
- 3、了解 F-P 扫描干涉仪的结构和性能，掌握其使用方法。
- 4、加深激光器物理概念的理解，掌握模式分析的基本方法。
- 5、了解激光器的偏振特性，掌握激光偏振测量方法。
- 6、理解激光光束特性，学会对高斯光束进行测量与变换。

三、实验原理

1、氦氖激光器原理与结构

氦氖激光器（简称 He-Ne 激光器）由光学谐振腔（输出镜与全反镜）、工作物质（密封在玻璃管里的氦气、氖气）、激励系统（激光电源）构成。

对 He-Ne 激光器而言增益介质就是在毛细管内按一定的气压充以适当比例的氦、氖气体，当氦、氖混合气体被电流激励时，与某些谱线对应的上下能级的粒子数发生反转，使介质具有增益。介质增益与毛细管长度、内径粗细、两种气体的比例、总气压以及放电电流等因素有关。

对谐振腔而言，腔长要满足频率的驻波条件，谐振腔镜的曲率半径要满足腔的稳定条件。总之腔的损耗必须小于介质的增益，才能建立激光振荡。

内腔式 He-Ne 激光器的腔镜封装在激光管两端，而外腔式 He-Ne 激光器的激光管、输出镜及全反镜是安装在调节支架上的，如（图 1）所示。调节支架能调节输出镜与全反镜之间平行度，使激光器工作时处于输出镜与全反镜相互平行且与放电管垂直的状态。在激光管的阴极、阳极上串接着镇流电阻，防止激光管在放电时出现闪烁现象。氦氖激光器激励系统采用开关电路的直流电源，体积小，份量轻，可靠性高，可长时间运行。

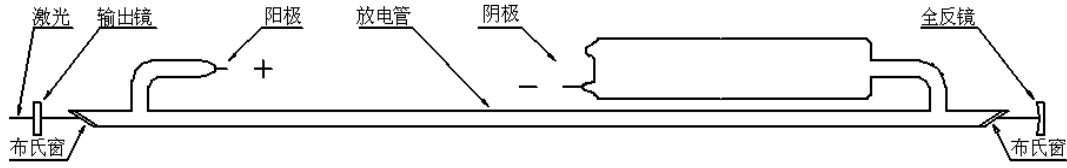


图 1 外腔 HeNe 激光器结构示意图

2、激光模式的形成

激光器的三个基本组成部分是增益介质、谐振腔和激励能源。如果用某种激励方式, 将介质的某一对能级间形成粒子数反转分布, 由于自发辐射和受激辐射的作用, 将有一定频率的光波产生, 在腔内传播, 并被增益介质逐渐增强、放大。被传播的光波决不是单一频率的 (通常所谓某一波长的光, 不过是光中心波长而已)。因能级有一定宽度, 所以粒子在谐振腔内运动受多种因素的影响, 实际激光器输出的光谱宽度是自然增宽、碰撞增宽和多普勒增宽迭加而成。不同类型的激光器, 工作条件不同, 以上诸影响有主次之分。例如低气压、小功率的 He-Ne

激光器 6328 Å 谱线, 则以多普勒增宽为主, 增宽线型基本呈高斯函数分布, 宽度约为 1500MHz, 只有频率落在展宽范围内的光在介质中传播时, 光强将获得不同程度的放大。但只有单程放大, 还不足以产生激光, 还需要有谐振腔对它进行光学反馈, 使光在多次往返传播中形成稳定持续的振荡, 才有激光输出的可能。而形成持续振荡的条件是, 光在谐振腔中往返一周的光程差应是波长的整数倍, 即:

$$2\mu L = q\lambda_q \quad (1)$$

这正是光波相干极大条件, 满足此条件的光将获得极大增强, 其它则相互抵消。式中, μ 是折射率, 对气体 $\mu \approx 1$, L 是腔长, q 是正整数, 每一个 q 对应纵向一种稳定的电磁场分布 λ_q , 叫一个纵模, q 称作纵模序数。 q 是一个很大的数, 通常我们不需要知道它的数值。而关心的是有几个不同的 q 值, 即激光器有几个不同的纵模。从式 (1), 我们还可以看出, 这也是驻波形成的条件, 腔内的纵模是以驻波形式存在的, q 值反映的恰是驻波波腹的数目。纵模的频率为

$$\nu_q = q \frac{c}{2\mu L} \quad (2)$$

同样, 一般我们不去求它, 而关心的是相邻两个纵模的频率间隔

$$\Delta\nu_{\Delta q=1} = \frac{c}{2\mu L} \approx \frac{c}{2L} \quad (3)$$

从式中看出, 相邻纵模频率间隔和激光器的腔长成反比。即腔越长, $\Delta\nu_{\text{纵}}$ 越小, 满足振荡条件的纵模个数越多; 相反腔越短, $\Delta\nu_{\text{纵}}$ 越大, 在同样的增宽曲线范围内, 纵模个数就减少, 因而用缩短腔长的办法是获得单纵模运行激光器的方法之一。

以上我们得出纵模具有的特征是: 相邻纵模频率间隔相等; 对应同一横模的一组纵模, 它们强度的顶点构成了多普勒线型的轮廓线, 如 (图 2) 所示。

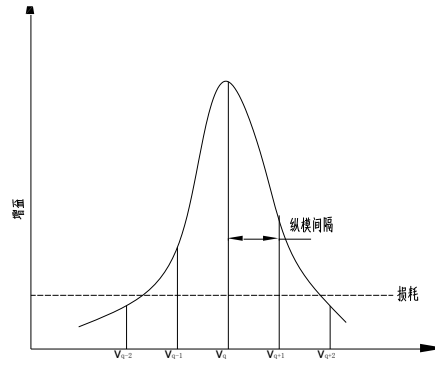


图2 腔内纵模振荡增益损耗示意

任何事物都具有两重性，光波在腔内往返振荡时，一方面有增益，使光不断增强，另一方面也存在着不可避免的多种损耗，使光能减弱。如介质的吸收损耗、散射损耗、镜面透射损耗和放电毛细管的衍射损耗等。所以不仅要满足谐振条件，还需要增益大于各种损耗的总和，才能形成持续振荡，有激光输出。如（图2）所示，图中，增益线宽内虽有五个纵模满足谐振条件，但只有三个纵模的增益大于损耗，能有激光输出。对于纵模的观测，由于 q 值很大，相邻纵模频率差异很小，眼睛不能分辨，必须借用一定的检测仪器才能观测到。

谐振腔对光多次反馈，在纵向形成不同的场分布，那么对横向是否也会产生影响呢？答案是肯定的。这是因为光每经过放电毛细管反馈一次，就相当于一次衍射。多次反复衍射，就在横向的同一波腹处形成一个或多个稳定的干涉光斑。每一个衍射光斑对应一种稳定的横向电磁场分布，称为一个横模。我们所看到的复杂的光斑则是这些基本光斑的迭加，（图3）是几种常见的基本横模光斑图样。

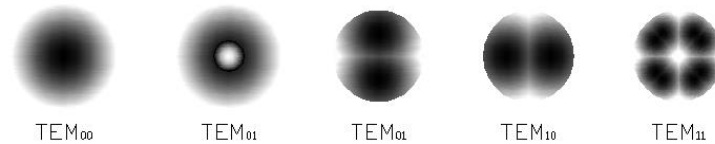


图3 基本横模光斑图样示意

总之，任何一个模，既是纵模，又是横模。它同时有两个名称，不过是对两个不同方向的观测结果分开称呼而已。一个模由三个量子数来表示，通常写作 TEM_{mnq} ， q 是纵模标记， m 和 n 是横模标记， m 是沿 x 轴场强为零的节点数， n 是沿 y 轴场强为零的节点数。

前面已知，不同的纵模对应不同的频率。那么同一纵模序数内的不同横模又如何呢？同样，不同横模也对应不同的频率，横模序数越大，频率越高。通常我们也不要求出横模频率，关心的是具有几个不同的横模及不同的横模间的频率差，经推导得

$$\Delta\nu_{\Delta m + \Delta n} = \frac{c}{2\mu L} \left\{ \frac{1}{\pi} \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{1/2} \right\} \quad (4)$$

其中， Δm ， Δn 分别表示 x ， y 方向上横模模序数差， R_1 ， R_2 为谐振腔的两个反射镜的曲率半径。相邻横模频率间隔为

$$\Delta\nu_{\Delta m + \Delta n = 1} = \Delta\nu_{\Delta q = 1} \left\{ \frac{1}{\pi} \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{1/2} \right\} \quad (5)$$

从上式还可以看出，相邻的横模频率间隔与纵模频率间隔的比值是一个分数，例如上图分数的大小由激光器的腔长和曲率半径决定。腔长与曲率半径的比值越大，分数值越大。当腔长等于曲率半径时（ $L=R_1=R_2$ ，即共焦腔），分数值达到极大，即相邻两个横模的横模间隔是纵模间隔的 1/2，横模序数相差为 2 的谱线频率正好与纵模序数相差为 1 的谱线频率简并。

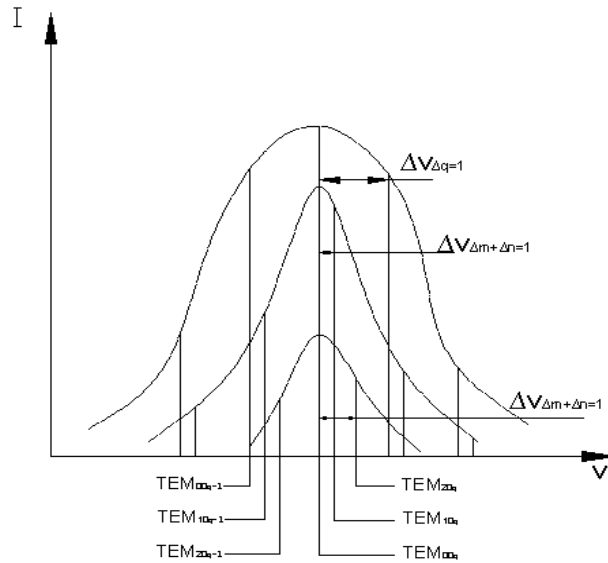


图 4 腔内高阶横模振荡分布示意

激光器中能产生的横模个数，除前述增益因素外，还与放电毛细管的粗细，内部损耗等因素有关。一般说来，放电管直径越大，可能出现的横模个数越多。横模序数越高的，衍射损耗越大，形成振荡越困难。但激光器输出光中横模的强弱决不能仅从衍射损耗一个因素考虑，而是由多种因素共同决定的，这是在模式分析实验中，辨认哪一个是高阶横模时易出错的地方。因仅从光的强弱来判断横模阶数的高低，即认为光最强的谱线一定是基横模，这是不对的，而应根据高阶横模具有高频率来确定。

横模频率间隔的测量同纵模间隔一样，需借助展现的频谱图进行相关计算。但阶数 m 和 n 的数值仅从频谱图上是不能确定的，因为频谱图上只能看到有几个不同的 $(m+n)$ 值，及可以测出它们间的差值 $\Delta(m+n)$ ，然而不同的 m 或 n 可对应相同的 $(m+n)$ 值，相同的 $(m+n)$ 在频谱图上又处在相同的位置，因此要确定 m 和 n 各是多少，还需要结合激光输出的光斑图形加以分析才行。当我们对光斑进行观察时，看到的应是它全部横模的迭加图（即图 3 中一个或几个单一态图形的组合）。当只有一个横模时，很易辨认；如果横模个数比较多，或基横模很强，掩盖了其它的横模，或某高阶模太弱，都会给分辨带来一定的难度。但由于我们有频谱图，知道了横模的个数及彼此强度上的大致关系，就可缩小考虑的范围，从而能准确地定位每个横模的 m 和 n 值。

3、高斯光束的基本性质

众所周知，电磁场运动的普遍规律可用 Maxwell 方程组来描述。对于稳态传输光频电磁场可以归结为对光现象起主要作用的电矢量所满足的波动方程。在标量场近似条件下，可以简化为赫姆霍兹方程，高斯光束是赫姆霍兹方程在缓变振幅近似下的一个特解，它可以足够好地描述激光光束的性质。使用高斯光束的复参数表示和 ABCD 定律能够统一而简洁的处理高斯光束在腔内、外的传输变换问题。

在缓变振幅近似下求解赫姆霍兹方程，可以得到高斯光束的一般表达式：

$$A(r, z) = \frac{A_0 \omega_0}{\omega(z)} e^{-r^2/\omega^2(z)} \cdot e^{-i[\frac{kr^2}{2R(z)} - \psi]} \quad (6)$$

式中， A_0 为振幅常数； ω_0 定义为场振幅减小到最大值的 $1/e$ 的 r 值，称为腰

斑，它是高斯光束光斑半径的最小值； $\omega(z)$ 、 $R(z)$ 、 ψ 分别表示了高斯光束的光斑半径、等相面曲率半径、相位因子，是描述高斯光束的三个重要参数，其具体表达式分别为：

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_0}\right)^2} \quad (7)$$

$$R(z) = Z_0 \left(\frac{z}{Z_0} + \frac{Z_0}{z} \right) \quad (8)$$

$$\psi = \text{tg}^{-1} \frac{z}{Z_0} \quad (9)$$

其中， $Z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ ，称为瑞利长度或共焦参数。

(A)、高斯光束在 $z = \text{const}$ 的面内，场振幅以高斯函数 $e^{-r^2/\omega^2(z)}$ 的形式从中心向外平滑的减小，因而光斑半径 $\omega(z)$ 随坐标 z 按双曲线：

$$\frac{\omega^2(z)}{\omega_0^2} - \frac{z}{Z_0} = 1 \quad (10)$$

规律而向外扩展，如（图 5）所示

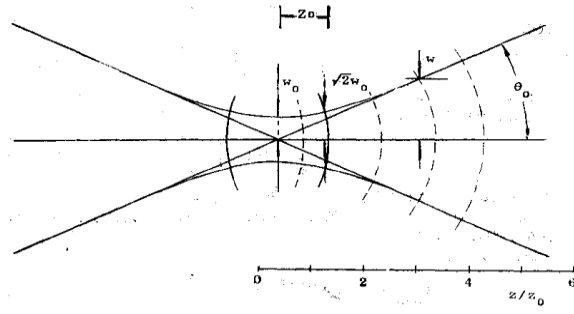


图5 激光束高斯发散传播示意

(B)、在(10)式中令相位部分等于常数,并略去 $\psi(z)$ 项,可以得到高斯光束的等相面方程:

$$\frac{r^2}{2R(z)} + z = \text{const} \quad (11)$$

因而,可以认为高斯光束的等相面为球面。

(C)、瑞利长度的物理意义为:当 $|z| = Z_0$ 时, $w(Z_0) = \sqrt{2}w_0$ 。在实际应用中通常取 $z = \pm Z_0$ 范围为高斯光束的准直范围,即在这段长度范围内,高斯光束近似认为是平行的。所以,瑞利长度越长,就意味着高斯光束的准直范围越大,反之亦然。

(D)、高斯光束远场发散角 θ_0 的一般定义为当 $z \rightarrow \infty$ 时,高斯光束振幅减小到中心最大值 $1/e$ 处与 z 轴的交角。即表示为:

$$\begin{aligned} \theta_0 &= \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} \\ &= \frac{\lambda}{\pi w_0} \end{aligned} \quad (12)$$

4、高斯光束的复参数表示和高斯光束通过光学系统的变换

定义 $\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{1}{\pi \omega^2}$, 由前面的定义,可以得到 $q = z + iZ_0$, 因而(6)式可以改写为

$$A(r, q) = A_0 \frac{iZ_0}{q} e^{-kr^2/2q} \quad (13)$$

此时, $\frac{1}{R} = \text{Re}(\frac{1}{q})$, $\frac{1}{\omega^2} = -\frac{\pi}{\lambda} \text{Im}(\frac{1}{q})$ 。

高斯光束通过变换矩阵为 $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ 的光学系统后，其复参数 q_2 变换

为：

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$$

因而，在已知光学系统变换矩阵参数的情况下，采用高斯光束的复参数表示法可以简洁快速的求得变换后的高斯光束的特性参数。

5、共焦球面扫描干涉仪结构与工作原理

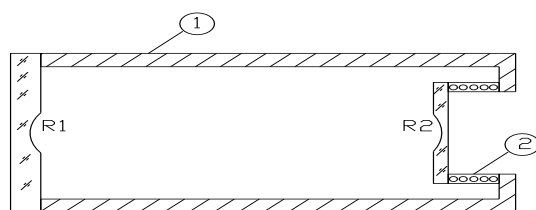


图6 共焦球面扫描干涉仪共焦腔示意

共焦球面扫描干涉仪是一种分辨率很高的分光仪器，已成为激光技术中一种重要的测量设备。实验中使用它，将彼此频率差异甚小（几十至几百 MHz），用眼睛和一般光谱仪器不能分辨的，所有纵模、横模展现成频谱图来进行观测的。它在本实验中起着不可替代的重要作用。

共焦球面扫描干涉仪是一个无源谐振腔。由两块球形凹面反射镜构成共焦腔，即两块镜的曲率半径和腔长相等， $R_1 = R_2 = l$ 。反射镜镀有高反射膜。两块镜中的一块是固定不变的，另一块固定在可随外加电压而变化的压电陶瓷上。如图四所示，（图6）中，①为由低膨胀系数制成的间隔圈，用以保持两球形凹面反射镜 R_1 和 R_2 总是处在共焦状态。②为压电陶瓷环，其特性是若在环的内外壁上加一定数值的电压，环的长度将随之发生变化，而且长度的变化量与外加电压的幅度成线性关系，这正是扫描干涉仪被用来扫描的基本条件。由于长度的变化量很小，仅为波长数量级，它不足以改变腔的共焦状态。但是当线性关系不好时，会给测量带来一定的误差。

扫描干涉仪有两个重要的性能参数，即自由光谱范围和精细常数常要用到，以下分别对它们进行讨论。

（1）自由光谱范围

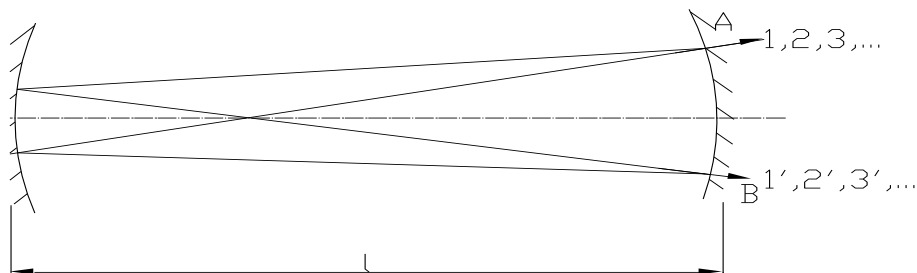


图7 激光在共焦腔内传播示意

当一束激光以近光轴方向射入干涉仪后，在共焦腔中经四次反射呈 x 形路

径，光程近似为 $4l$ ，见（图 7）所示，光在腔内每走一个周期都会有部分光从镜面透射出去。如在 A, B 两点，形成一束束透射光 $1, 2, 3, \dots$ 和 $1', 2', 3', \dots$ ，这时我们在压电陶瓷上加一线性电压，当外加电压使腔长变化到某一长度 l_a ，正好使相邻两次透射光束的光程差是入射光中模的波长为 λ_a 的这条谱线的整数倍时，即

$$4l_a = k \lambda_a \quad (14)$$

此时模 λ_a 将产生相干极大透射，而其它波长的模则相互抵消（ k 为扫描干涉仪的干涉序数，是一个整数）。同理，外加电压又可使腔长变化到 l_b ，使模 λ_b 符合谐振条件，极大透射，而 λ_a 等其它模又相互抵消…。因此，透射极大的波长值和腔长值有一一对应关系。只要有一定幅度的电压来改变腔长，就可以使激光器全部不同波长（或频率）的模依次产生相干极大透过，形成扫描。但值得注意的是，若入射光波长范围超过某一限定时，外加电压虽可使腔长线性变化，但一个确定的腔长有可能使几个不同波长的模同时产生相干极大，造成重序。例如，当腔长变化到可使 λ_b 极大时， λ_a 会再次出现极大，有

$$4l_d = k \lambda_d = (k+1) \lambda_a \quad (15)$$

即 k 序中的 λ_d 和 $k+1$ 序中的 λ_a 同时满足极大条件，两种不同的模被同时扫出，迭加在一起，因此扫描干涉仪本身存在一个不重序的波长范围限制。所谓自由光谱范围（S. R.）就是指扫描干涉仪所能扫出的不重序的最大波长差或频率差，用 $\Delta \lambda_{S.R.}$ 或者 $\Delta \nu_{S.R.}$ 表示。假如上例中 l_d 为刚刚重序的起点，则 $\lambda_d - \lambda_a$ 即为此干涉仪的自由光谱范围值。径推导，可得

$$\lambda_d - \lambda_a = \frac{\lambda_a^2}{4l} \quad (16)$$

由于 λ_d 与 λ_a 间相差很小，可共用 λ 近似表示

$$\Delta \lambda_{S.R.} = \frac{\lambda^2}{4l} \quad (17)$$

用频率表示，即为

$$\Delta \nu_{S.R.} = \frac{c}{4l} \quad (18)$$

在模式分析实验中，由于我们不希望出现（12）中的重序现象，故选用扫描干涉仪时，必须首先知道它的 $\Delta \nu_{S.R.}$ 和待分析的激光器频率范围 $\Delta \nu$ ，并使 $\Delta \nu_{S.R.} > \Delta \nu$ ，才能保证在频谱面上不重序，即腔长和模的波长或频率间是一一对应关系。

自由光谱范围还可用腔长的变化量来描述，即腔长变化量为 $\lambda/4$ 时所对应的扫描范围。因为光在共焦腔内呈 x 型，四倍路程的光程差正好等于 λ ，干涉序数改变 1。

另外，还可看出，当满足 $\Delta \nu_{S.R.} > \Delta \nu$ 条件后，如果外加电压足够大，可使腔长的变化量是 $\lambda/4$ 的 i 倍时，那么将会扫描出 i 个干涉序，激光器的所有模式将周期性地重复出现在干涉序 $k, k+1, \dots, k+i$ 中，如（图 8）所示。

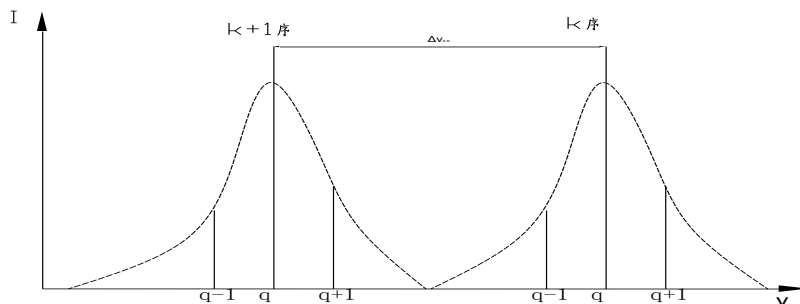


图8 重复扫描出的模式线示意

(2) 精细常数

精细常数 F 是用来表征扫描干涉仪分辨本领的参数。它的定义是：自由光谱范围与最小分辨率极限宽度之比，即在自由光谱范围内能分辨的最多的谱线数目。精细常数的理论公式为

$$F = \frac{\pi R}{1 - R} \quad (19)$$

R 为凹面镜的反射率，从 (16) 式看， F 只与镜片的反射率有关，实际上还与共焦腔的调整精度、镜片加工精度、干涉仪的入射和出射光孔的大小及使用时的准直精度等因素有关。因此精细常数的实际值应由实验来确定，根据精细常数的定义

$$F = \frac{\Delta\lambda_{s.r.}}{\delta\lambda} \quad (20)$$

显然， $\delta\lambda$ 就是干涉仪所能分辨出的最小波长差，我们用仪器的半宽度 $\Delta\lambda$ 代替，实验中就是一个模的半值宽度。从展开的频谱图中我们可以测定出 F 值的大小。

四、实验内容及步骤

1、激光器谐振腔的变化调整与输出功率测量

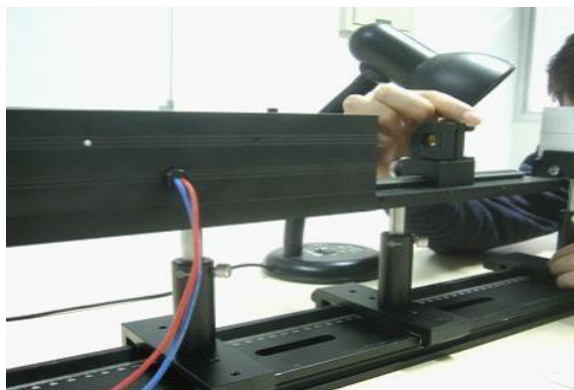


图9 激光器调节示意图

如图9所示将半外腔激光器平稳固定在导轨上，后端靠近导轨及实验桌的一侧，人处于激光器后端，十字叉板置于半外腔激光器后端和人眼之间，与放电管垂直，十字叉面向激光器一侧。接通电源，激光管中荧光亮起，使用台灯（或类似光源）照明十字叉板，使叉丝板上的十字像在后腔镜反射时更加明

显。人眼通过十字叉板中心的小孔观察放电管的内径，首先会看到一个明显圆形亮斑，此亮斑为放电管内径中被激发的气体。由于十字叉板中心的小孔很小，上下左右微动十字叉板，使该圆形亮斑对称居中出现在视野中（如果小孔严重偏离放电管中心，则看不到圆形亮斑）。当眼睛适应放电管亮度后仔细观察，可看到圆形亮斑中心还有一个更亮的小亮点，进一步上下左右微调十字叉板，使通过小孔看到的小亮点位于圆形亮斑的正中心（如图 10），此时十字叉板不再动，而且仍然保持与放电管的垂直状态。调节后腔镜的二维俯仰旋钮，十字叉像会随之移动，直到十字叉像的中心与之前观察到的小亮点重合，理论上激光器即可出光。实际操作时，如果没有出光，必然之前某一步操作存在偏差，可以重新检查一遍，或者使十字叉在小亮点周围小范围来回移动扫描，直至出光。

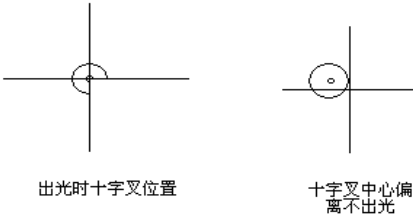


图 10 十字叉与管芯亮点关系示意图

待出光后将功率指示器放置于半外腔激光器前出光口（如图 11）。

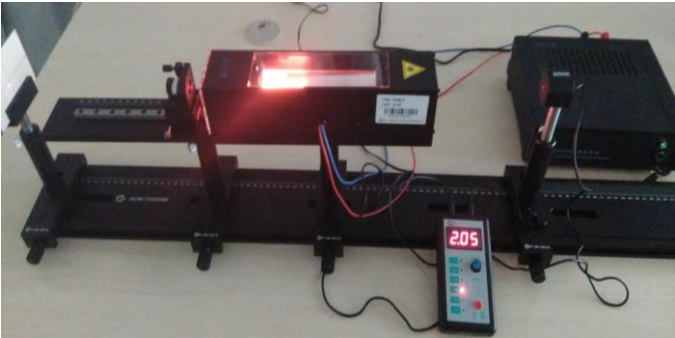


图 11 功率指示器监测激光器输出功率

监测输出功率，进一步调节后腔镜二维俯仰，使输出功率最大并记录（若功率始终较小，小于 1mW，观察后腔镜是否有灰尘，若有污渍灰尘则可用酒精棉签轻轻擦拭以增大输出功率）。然后改变腔长和腔镜监测功率，完成下表并分析规律。

功率监测：mW	腔长 1：mm	腔长 2：mm	腔长 3：mm
曲率半径：R=0.5m			

2-1、半外腔激光器横模模式分析

短腔 HeNe 激光器，因为模式简单清晰稳定，适于初学者理解激光模式的概念意义以及掌握测量分析的方法。

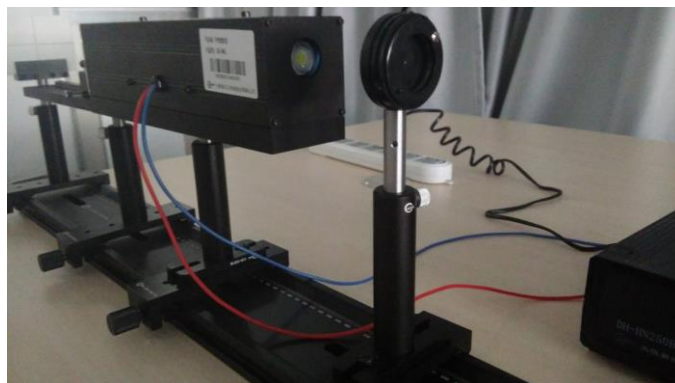


图 12 使用可变光阑调节光路准直

如图 12 所示在激光器支杆处加装 H 形底座并将可变光阑放在光路中，将光阑通光孔调至最小，在导轨上前后移动光阑，反复调节使光路水平准直（近处调节支杆高低左右位置，远处调节俯仰程度）。

拿掉可变光阑，出光口依次放置偏振片和 CMOS 摄像机，摄像机的入光口装有带 632.8nm 滤光片的 CCD 光阑，保证只有激光束可以进入到靶面。（如图 13）

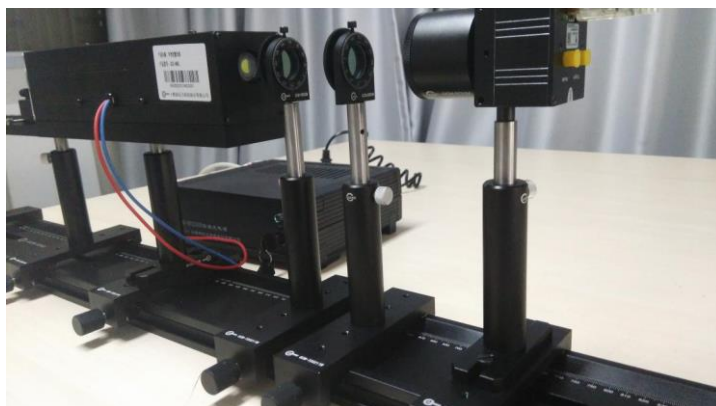



图 13 使用 CCD 观察半外腔激光器输出模式

将光斑分析软件 USB 软件锁插入电脑，运行“光斑分析软件安装包-

2.6.0.exe”，在桌面上生成“光斑分析的图标”，点击“相机设置”将调整“曝光时间”为 1ms，如图 14 所示，挡住激光，点击“背景采集”，然后点击“连续采集”。如果光斑饱和（白色）可适当调整偏振片角度。微调后腔镜的俯仰旋钮，使半外腔激光器输出 TEM₀₀ 模（基横模），如（图 15）最左侧所示，光斑内光强呈圆对称高斯分布。可看到如下界面：

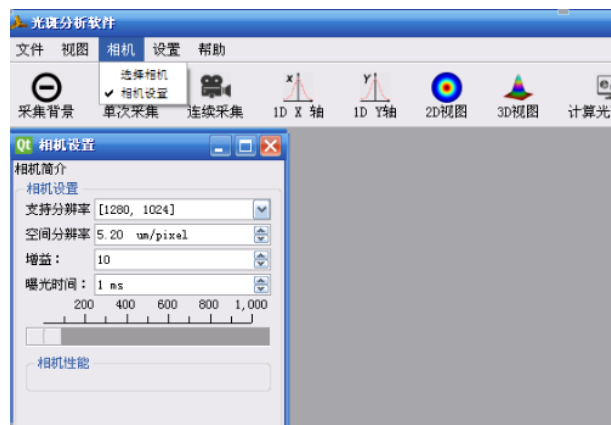


图 14 相机设置界面

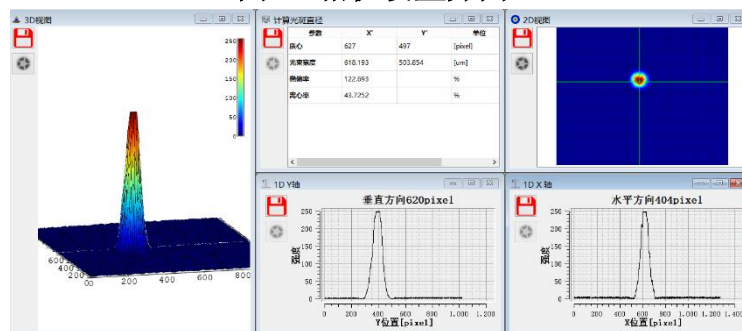


图 15 光斑分析软件界面

2-2、半外腔激光器纵模模式分析

如图 16 所示，导轨自左向右依次为氦氖激光器，光阑，共焦腔，探测器；打开锯齿波电源，调节“锯齿波幅度”幅度旋钮居中，调节“锯齿波频率”频率 40-50Hz（示波器 1 通道显示）。此时从共焦腔入口会反射出一个光斑到光阑面上，上下左右微调共焦腔，直至光阑上的光斑以光阑孔为圆心。此时共焦腔后端会有两个光点出射，进一步微调共焦腔的四维姿态俯仰，直至共焦腔后端的两个光点合二为一。将光电探测器靠近共焦腔后端，并且使合二为一的光点进入探测器，此时示波器上会出现如（图 18）形状的模式峰，进一步微调共焦腔和探测器，使看到的模式峰更高。



图 16 共焦腔及探测器在光路中的位置



图 17 共焦球面干涉仪控制器和示波器
(控制器接口部分由左至右依次：接共焦腔、接探测器、接示波器、接示波器)

模式峰处于锯齿波的平滑线性区间内，适当调节锯齿波的幅度，会看到出现重复的多组模式峰，适当调整示波器的时间旋钮，使重复的两组模式峰同时稳定的出现在屏幕上（如图 18 是重复的两组）。

两组之间对应的峰比如两个 q 序在示波器时间轴上的间隔则对应的是共焦腔的固有参数自由光谱区为 2.5GHz ，等比可以得出同一组内两峰（ q 和 $q+1$ 序）之间的频率间隔。将量出的半外腔激光器腔长带入公式（3）中的 L ，即可理论算出该激光器纵模间隔（ q 和 $q+1$ 序的频率间隔），如果与从示波器上等比推测出的相符，则完全判定了该内腔激光器的模式为“双纵模&基横模”。

由于腔长可变，腔镜俯仰可调，后腔镜的曲率半径可更换，因此在不同的组合状态下模式会相应有变化，甚至变化的相对复杂（会产生高阶横模）。

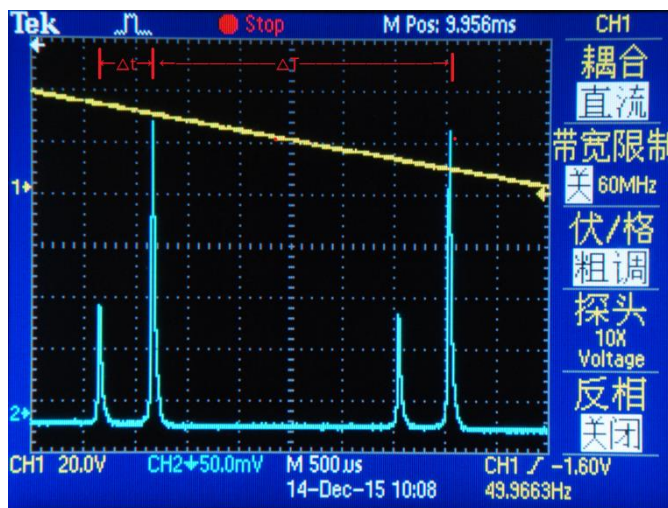


图 18 短腔激光器模式示意图（纵模间隔= $(\Delta t / \Delta T) * 2.5\text{G}$ ）

3、氦氖激光器偏振态验证

半外腔氦氖激光器的谐振腔内由于放置了布儒斯特窗片，限制了输出光偏振态为线偏振，因此，可在输出光里放置一个偏振片，通过旋转偏振片来分析氦氖激光器激光的偏振状态。

调整半外腔氦氖激光器稳定出光，并固定在导轨上。

将偏振片和激光功率指示计放在半外腔激光器的前端出光处旋转，根据功率计读数验证前端光束的偏振态。

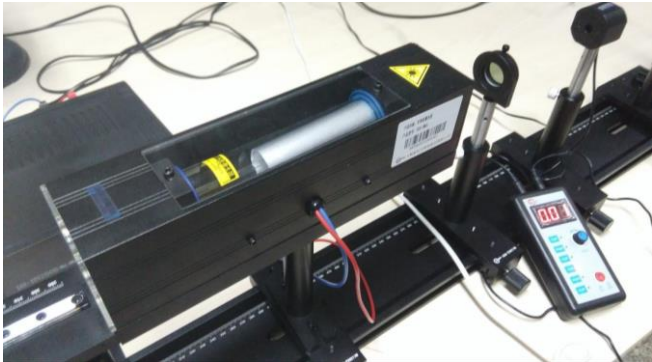


图 19 氦氖激光器偏振态验证光路

4、 氦氖激光器发散角测量(选做)

测量发散角关键在于保证探测接收器能在垂直光束的传播方向上扫描，这是测量光束横截面尺寸和发散角的必要条件。

由于远场发散角实际是以光斑尺寸为轨迹的两条双曲线的渐近线间的夹角，所以我们应尽量延长光路以保证其精确度。可以证明当距离大于 $\pi W_0^2/\lambda$ 时所测的全发散角与理论上的远场发散角相比误差仅在 1% 以内。测试光路如图 20。

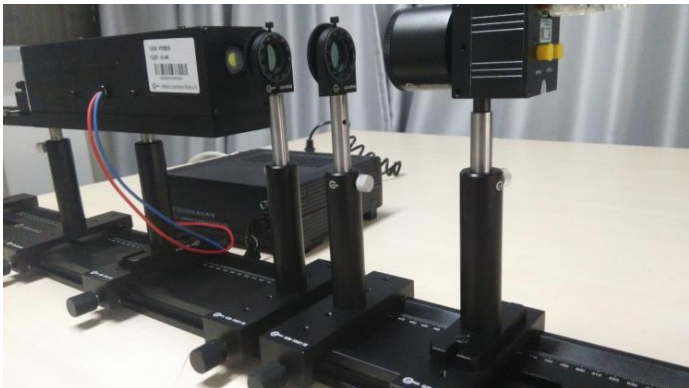


图 20 氦氖激光器发散角测量光路

打开光斑分析软件，设置好相机曝光时间，并且采集好背景后，点击“发散角测量”，会有如下界面

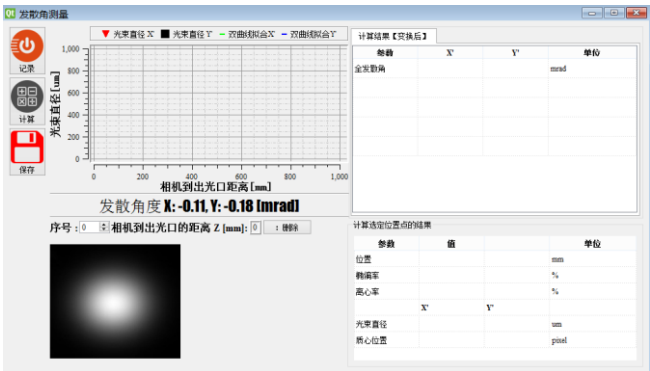


图 21 发散角测量数据记录界面

点击左上角“记录”，输入“相机距离出光口的距离（Z）”，系统会自动记录，移动 CMOS 摄像头的位置（由远及近或者由近及远且通过调节偏振片保证探测到的光斑类型处于相似的状态，如中心刚好饱和）重复操作“记录”，可以获取不同位置的光斑大小。点击“计算”即可得到光斑发射角如图 22。

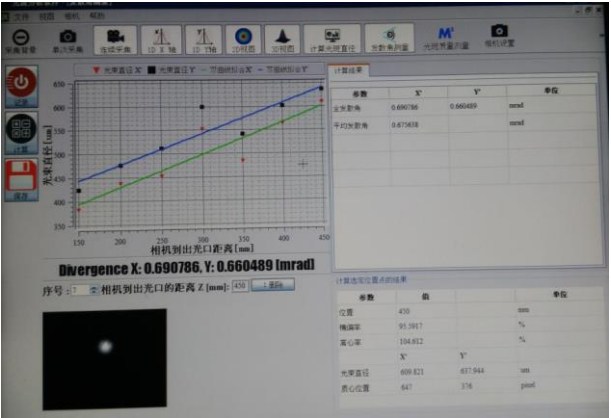


图 22 光斑发散角计算

5、激光高斯光束变换与测量（选做）

（1）激光横模变换

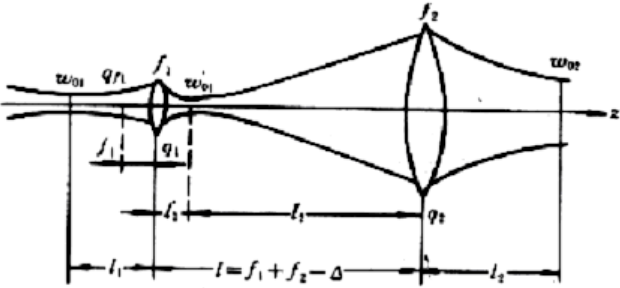


图 23 激光横模变换

图 23 是望远镜系统示意图，可以对高斯光束进行点面变换。

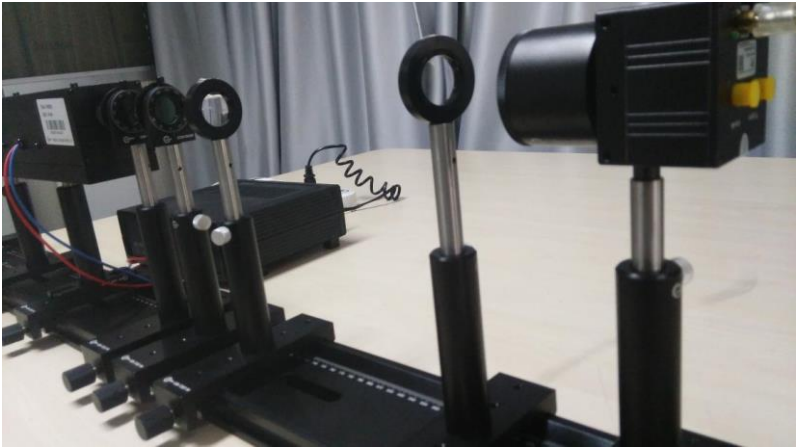


图 24 通过望远镜系统实现高斯光束点面变换

如 图 24 搭建光路，从出光口依次为：偏振片 1，偏振片 2，凸透镜 1（焦距 50mm），凸透镜 2（焦距 150mm 或者 200mm），COMS 摄像头。

调整两透镜的距离，使它们距离恰好为二者焦距之和（共焦），同之前操作步骤打开光斑分析软件，记录经过光束变换之后光斑的大小，对比未经过变换的光斑大小，验证激光横模变换原理。也可以使用柱面镜，进行高斯光束点线变换的探究。

（2）激光束腰变换

根据激光器光斑输出公式可以估算激光的束腰位置，由于激光的束腰在腔内，不能直接获取束腰大小，实验过程需要借助一个焦距长的球透镜（可选用焦距 200mm 透镜），将光束聚焦于透镜右侧的某一位置，如（图 25），此聚焦点与光束原束腰存在简单的几何成像关系，利用物距、像距、焦距的关系，可以反测出原光束要的位置，具体步骤如下：

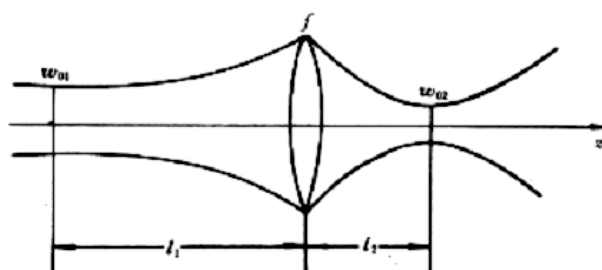


图25 激光束腰变换

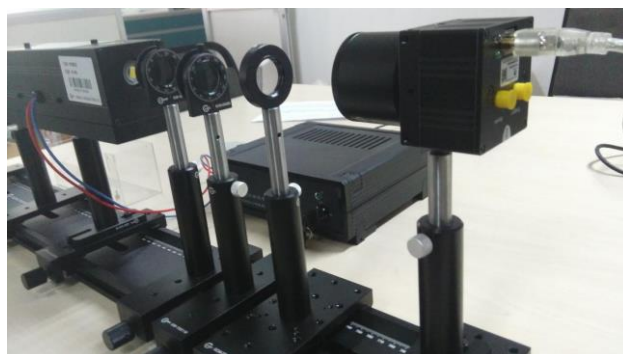


图26 激光束腰变换光路图

（如图 26）调整半外腔激光器的后腔镜，使输出为基横模，将透镜（焦距 200mm）放置于半外腔激光器前输出端，实验过程中为方便测量希望获得束腰放大像，一般要求透镜与激光器出光口的距离在 200mm 到 400mm 之间。由于前端输出激光较强，实验中在透镜之前放置两个偏振片改变光强。

在“光斑分析软件”中点击“连续采集”，确定软件能正常采集（采集之前确定已经采集背景），点击“光束质量测量”，如图 27 所示；

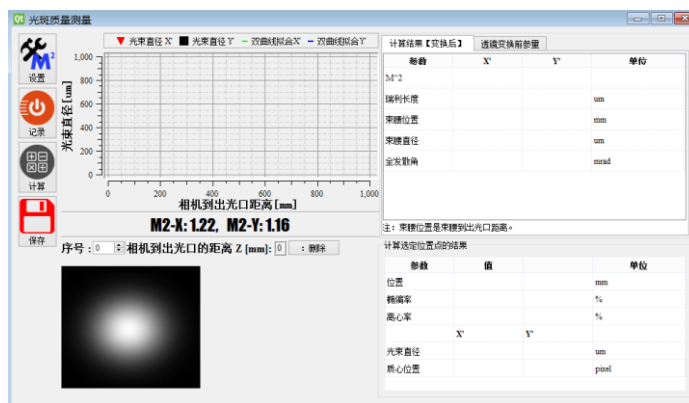


图27 光斑质量测量记录界面

点击“记录”，输入“Z值（出光口到相机靶面的距离）”，同时软件会记录下此位置的光斑参数，移动CMOS摄像头的位置（由远及近或者由近及远且通过调节偏振片保证探测到的光斑类型处于相似的状态，如中心刚好饱和）重复操作“记录”找到至少5组数据，点击“计算”，可以计算束腰位置及束腰半径如图28。

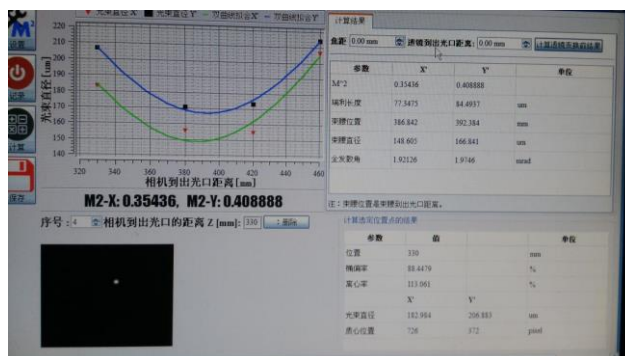


图28 光束束腰拟合图像

五、 实验结果与思考

- 1、 观察半外腔激光器的结构，总结调节经验，体会影响出光功率的因素。
- 2、 将半外腔激光器的腔长调节为最长和最短，后腔曲率半径最大和最小，分别体会对发散角的影响。

六、 参考文献

1. 周炳琨，高以智，等。《激光原理》。国防工业出版社
2. 郭永康《光学教程》。四川大学出版社
3. 吕百达《激光光学：激光束的传输变换和光束质量控制》四川大学出版社
4. 吕百达《强激光的传输与控制》，国防工业出版社
5. 黄显玲，黄植文《激光实验》教学组 北京大学物理学院光学所

附录：

一、共焦球面扫描干涉仪（电部分）使用说明

- 1、接好工作负载电路（见仪器馈线连接指导），用馈线接通 220V 电源；
- 2、将扫描‘幅度、频率、偏置’旋钮放置中间位置。
- 3、按“开关电源”按钮，调节“频率”旋钮，可改变锯齿波输出频率；锯齿波输出”和“锯齿波监测”有锯齿波输出；
- 4、调节“幅度”旋钮，改变“锯齿波输出”和“锯齿波监测”的锯齿波电压幅度
- 5、调节“偏置调节”旋钮，可以改变偏压值；
- 6、“锯齿波输出”端是与共焦腔连接的，“锯齿波监测”端是连接到示波器 1 通道上，与输出端波形频率完全相同，幅度衰减了。“探测器电源”端与光电探测器连接，实现给探测器供电和探测信号返回的功能。“信号输出”端与示波器 2 通道连接，为最终输出的模式信号。
- 6、使用完后，按“开关电源”按钮，关机。

注意事项：

1. 该电源负载为压电陶瓷类的高阻元件。不适用低阻负载。
2. 偏压调节操作应缓慢，使电压缓慢加载到压电陶瓷上。
3. 信号输出切勿短路，否则损坏电路。

二、非基横模光斑图例。

