

近代物理实验讲义 I

北京师范大学物理实验教学中心

2019 年 9 月

目录

实验一 塞曼效应.....	1
实验二 液晶物性.....	9
实验三 非线性电路混沌及其同步控制	17
实验四 高温超导材料的特性与表征	25
实验五 He-Ne 激光器的纵横模分析和模式分裂	48
实验六 铷原子的光泵磁共振	63
实验七 光纤光学与音频信号通信.....	73
实验八 光学多道与氢氘同位素光谱	81

实验一 塞曼效应

一、引言

如果把光源置于足够强的磁场中,则光源发出的大部分单色光都分裂为若干条偏振的谱线,分裂的条数随能级的类别而不同。这种现象被称为塞曼效应。塞曼效应是 1896 年荷兰物理学家塞曼发现的,洛仑兹(H. A. Lorentz)对此作出了令人满意的解释。塞曼效应的发现及其解释对研究原子中电子的角动量和反映角动量耦合作用的朗德因子等原子结构信息有重要的作用,因此,两人于 1902 年获得了诺贝尔物理学奖。

本实验将利用法布里-珀罗标准具研究汞绿线(546.1nm)和汞黄线(579.0nm)的塞曼分裂现象。

二、实验原理

(一) 塞曼效应实验原理

按照半经典模型,质量为 m 电量为 e 的电子绕原子核转动,因此,原子具有一定的磁矩,它在外磁场 B 中会获得一定的磁相互作用能 ΔE 。由于原子的磁矩 μ_J 与总角动量 P_J 的关系为:

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} P_J \quad (1)$$

其中 g 为朗德因子,与原子中所有电子的轨道和自旋角动量如何耦合成整个原子态的角动量密切相关。因此:

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha = -g \frac{e}{2m} P_J B \cos \alpha ,$$

其中 α 是磁矩与外加磁场的夹角。又由于电子角动量的量子化,这种磁相互作用能只能取有限个分立的值,且电子的磁矩与总角动量的方向相反,因此在外磁场方向上:

$$-P_J \cos \alpha = M \frac{h}{2\pi}, \quad M = J, J-1, \dots, -J$$

式中 h 是普朗克常数, J 是电子的总角动量, M 是磁量子数。设: $\mu_B = \frac{he}{4\pi m}$, 称为玻尔磁子, E_0 为未加磁场时原子的能量,则原子在外在磁场中的总能量为:

$$E = E_0 + \Delta E = E_0 + Mg\mu_B B. \quad (2)$$

由于朗德因子 g 与原子中所有电子角动量的耦合有关,因此,不同的角动量耦合方式其表达式和数值完全不同。在 $L-S$ 耦合的情况下,设原子中电子轨道运动和自旋运动的总磁矩、总角动量及其量子数分别为 μ_L 、 P_L 、 L , 和 μ_S 、 P_S 、 S , 它们的关系为:

$$\begin{aligned} \mu_L &= \frac{e}{2m} P_L = \frac{e}{2m} \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi} \\ \mu_S &= \frac{e}{m} P_S = \frac{e}{m} \sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi} \end{aligned}$$

设 P_J 与 P_L 和 P_S 的夹角分别为 α_{LJ} 和 α_{SJ} , 根据矢量合成原理,只要将二者在 μ_J 方向的投影相加

即可得到形如(1)式的总电子磁矩和总轨道角动量的关系：

$$\begin{aligned}
 \mu_J &= \mu_L \cos \alpha_{LJ} + \mu_S \cos \alpha_{SJ} \\
 &= \frac{e}{2m} (P_L \cos \alpha_{LJ} + 2P_S \cos \alpha_{SJ}) \\
 &= \frac{e}{2m} \left(\frac{P_J^2 + P_L^2 - P_S^2}{2P_J} + 2 \frac{P_J^2 - P_L^2 + P_S^2}{2P_J} \right) \\
 &= \left(1 + \frac{P_J^2 - P_L^2 + P_S^2}{2P_J^2} \right) \frac{e}{2m} P_J \\
 &= g \frac{e}{2m} P_J
 \end{aligned}$$

其中的朗德因子为：

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (3)$$

由于 J 一定时， M 有 $2J+1$ 个可能的取值，所以，由(2)式和(3)式可知，原子在外磁场中，每一个 $J \neq 0$ 的能级都分裂为 $2J+1$ 个子能级，被称为磁能级。同一能级分裂的磁能级间距相等，为 $g\mu_B B$ 。对于不同的能级来说，如果它们的朗德因子 g 不同，则磁能级间距不同。

原子能级产生磁分裂后，各磁能级之间的跃迁要遵守下列选择定则：

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (J = 0 \rightarrow J = 0 \text{ 禁戒}),$$

$$\Delta M = 0, \pm 1 \quad (J=0 \text{ 时}, M=0 \rightarrow M=0 \text{ 禁戒}).$$

$\Delta M=0$ 时，在垂直于磁场方向上，可观察到电矢量平行于磁场方向的线偏振光；在平行于磁场方向上，则观察不到谱线。这一辐射分量被称为 π 线。

$\Delta M=\pm 1$ 时，在垂直于磁场方向观察到的都是电矢量垂直于磁场的线偏振光，在平行于磁场方向上观察到的都是圆偏振光。这两个辐射分量被称为 σ 线。并且，当 $\Delta M=+1$ 时，在迎着或逆着磁场方向分别观察到右旋或左旋前进的圆偏振光，这个分量被称为 σ^+ 线；当 $\Delta M=-1$ 时，在迎着或逆着磁场方向分别观察到左旋或右旋前进的圆偏振光，这个分量被称为 σ^- 线。

能级 $E_1 \rightarrow E_2$ 的跃迁辐射产生塞曼分裂后，各跃迁辐射与无磁场时跃迁辐射的波数之差可由公式(2)得到：

$$\begin{aligned}
 \Delta \tilde{\nu} &= \frac{eB}{4\pi mc} (g_1 M_1 - g_2 M_2) \\
 &= \tilde{L} [(g_1 - g_2) M_1 - g_2 (M_2 - M_1)]
 \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc} = 0.467B, \quad (5)$$

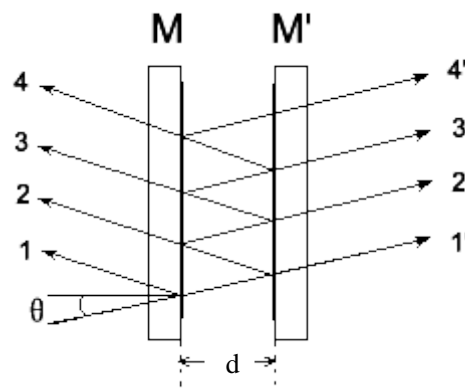
称为洛伦兹单位。习惯上 \tilde{L} 的单位为 cm^{-1} ，则式中磁感应强度 B 的单位为特斯拉(T)。

在原子光谱的实验观测史上，在外磁场中一条谱线分裂为相隔一个洛伦兹单位 \tilde{L} 的三个分支谱线的现象可以仅由电子的轨道运动得到经典解释，被称为**正常塞曼效应**。而谱线在外磁场中分裂为间隔各异的多条分支谱线的情况被称为**反常塞曼效应**，反常塞曼效应只能用量子理论才能说明。通常用洛伦兹单位 \tilde{L} 表示塞曼效应分支谱线的间距。在参与跃迁的原子能态满足L-S耦合的情况下，若 $g_1 \neq g_2$ 以及 $S \neq 0$ ，由公式(4)，反常塞曼效应各分支谱线的波数差为正常塞曼效应各分支谱线波数差 \tilde{L} 的 $(g_1 - g_2)M_1 - g_2(M_2 - M_1)$ 倍。

(二) 法布里—珀罗标准具的原理和应用

塞曼分裂的波长差是很小的，普通的棱镜摄谱仪是不能胜任的，应使用分辨本领高的光谱仪器，如法布里—珀罗标准具、陆末—格尔克板、迈克尔逊阶梯光栅等。大部分的塞曼效应实验仪器选择法布里—珀罗标准具。

法布里—珀罗标准具（以下简称 F-P 标准具）由两块平行平面玻璃板和夹在中间的一个间隔圈组成。平面玻璃板内表面是平整的，其加工精度要求优于 $1/20$ 中心波长，内表面上镀有高反射膜，膜的反射率高于 90%。间隔圈用膨胀系数很小的熔融石英材料制作，精加工成有一定的厚度，用来保证两块平面玻璃板之间有很高的平行度和稳定间距。



标准具的光路图如图 1 所示，当单色平行光束 S_0 以某一小角度入射到标准具的 M 平面上；光束在 M 和 M' 二表面上经过多次反射和透射，分别形成一系列相互平行的反射光束 1, 2, 3, ... 及透射光束 1', 2', 3', ...，任何相邻光束间的光程差 Δ 是一样的，即 $\Delta = 2nd \cos \theta$ ，其中 d 为两平行板之间的间距，大小为 2mm， θ 为光束折射角， n 为平行板介质的折射率，在空气中使用标准具时可以取 $n = 1$ 。当一系列相互平行并有一定光程差的光束（多光束）经会聚透镜在焦平面上发生干涉。光程差为波长整数倍时产生相长干涉，得到光强极大值

图 1 F-P 标准具的多光束干涉

$$2d \cos \theta = K\lambda \quad (6)$$

K 为整数，称为干涉序。由于标准具的间隔 d 是固定的，对于波长 λ 一定的光，不同的干涉序 K 出现在不同的入射角 θ 处，如果采用扩展光源照明，在 F-P 标准具中将产生等倾干涉，这时相同 θ 角的光束所形成的干涉花纹是一圆环，整个花样则是一组同心圆环。

由于标准具中发生的是多光束干涉，干涉花纹的宽度非常细锐。通常用精细度（定义为相邻条纹间距与条纹半宽度之比） F 表征标准具的分辨性能，可以证明

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (7)$$

其中 R 是平行板内表面的反射率。精细度的物理意义是在相邻的两干涉序的花纹之间能够分辨的干涉条纹的最大条纹数。精细度仅依赖于反射膜的反射率。反射率愈大，精细度愈大。则每一干涉花纹愈锐细，仪器能分辨的条纹数愈多，也就是仪器的分辨本领愈高。实际上玻璃内表面加工精度受到一定的限制，反射膜层中出现各种非均匀性，这些都会带来散射等耗散因素，往往使仪器的实际精细度比理论值低。

我们考虑两束具有微小波长差的单色光 λ_1 和 λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$ ，且 $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda$)，例如 加磁场后汞绿线分裂成的九条谱线中的，对于同一干涉序 K ，根据式 (6)， λ_1 和 λ_2 的光强极大值对应于不同的入射角 θ_1 和 θ_2 ，因而所有的干涉序形成两套花纹。如果 λ_1 和 λ_2 的波长差（随磁场 B ）逐渐加大，使得 λ_2 的 K 序花纹与 λ_1 的 $(K-1)$ 序花纹重合，这时以下条件得到满足：

$$K\lambda_2 = (K-1)\lambda_1 \quad (8)$$

考虑到靠近干涉圆环中央处 θ 都很小，因而 $K = 2d/\lambda$ ，于是上式可以写作

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (9)$$

用波数表示为

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \quad (10)$$

按以上两式算出的 $\Delta\lambda$ 或 $\Delta\tilde{\nu}$ 定义为标准具的色散范围，又称为自由光谱范围。色散范围是标准具的特征量，它给出了靠近干涉圆环中央处不同波长差的干涉花纹不重序时所允最大波长差。

7. 分裂后各谱线的波长差或波数差的测量

用焦距为 f 的透镜使 F-P 标准具的干涉条纹成像在焦平面上，这时靠近中央各花纹的入射角 θ 与它的直径 D 有如下关系，如图 2 所示

$$\cos \theta = \frac{f}{\sqrt{f^2 + (D/2)^2}} \approx 1 - \frac{1}{8} \frac{D^2}{f^2} \quad (11)$$

代入式 (5) 得

$$2d \left(1 - \frac{D^2}{8f^2} \right) = K\lambda \quad (12)$$

由上式可见，靠近中央各花纹的直径平方与干涉序成线性关系。对同一波长而言，随着花纹直径的增大，花纹愈来愈密，并且式 (12) 左侧括号内符号表明，直径大的干涉环对应的干涉序低。同理，就不同波长同序的干涉环而言，直径大的波长小。

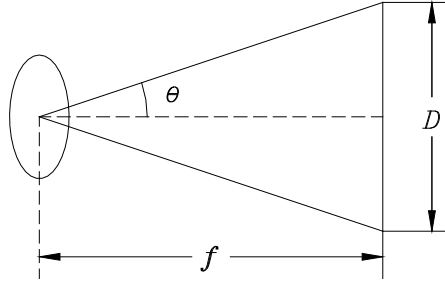


图 2 入射角与干涉圆环直径的关系

同一波长相邻两序 K 和 $K-1$ 花纹的直径平方差 ΔD^2 可以从式 (12) 求出，得到

$$\Delta D^2 = D_{K-1}^2 - D_K^2 = \frac{4f^2\lambda}{d} \quad (13)$$

可见， ΔD^2 是一个常数，与干涉序 K 无关。

由式 (12) 又可以求出在同一序中不同波长 λ_a 和 λ_b 之差，例如，分裂后两相邻谱线的波长差为

$$\lambda_a - \lambda_b = \frac{d}{4f^2 K} (D_b^2 - D_a^2) = \frac{\lambda}{K} \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \quad (14)$$

测量时，通常可以只利用在中央附近的 K 序干涉花纹。考虑到标准具间隔圈的厚度比波长大的多，中心花纹的干涉序是很大的。因此，用中心花纹干涉序代替被测花纹的干涉序所引入的误差可以忽略不计，即

$$K = \frac{2d}{\lambda} \quad (15)$$

将上式代入 (14) 式得到

$$\lambda_a - \lambda_b = \frac{\lambda^2}{2d} \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \quad (16)$$

用波数表示为

$$\tilde{\nu}_a - \tilde{\nu}_b = \frac{1}{2d} \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} = \frac{1}{2d} \frac{\Delta D_{ab}^2}{\Delta D^2} \quad (17)$$

其中 $\Delta D_{ab}^2 = D_b^2 - D_a^2$ ，由式（17）得知波数差与相应花纹的直径平方差成正比。

将（16）式带入（4）式得到电子荷质比：

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi \cdot c}{(M_2 g_2 - M_1 g_1) B d} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (18)$$

三、实验仪器

如图 3 所示，塞曼效应实验仪（电磁型）主要由控制主机、笔形汞灯、毫特斯拉计探头、电磁铁、会聚透镜、干涉滤光片、法布里—珀罗标准具、偏振片（配转盘）、成像透镜、测微目镜、导轨以及六个滑块组成。另外选配 CCD 摄像器件（含镜头）、USB 接口外置图像采集盒以及塞曼效应实验分析软件。



图 3 塞曼效应实验仪

本实验中采用的低压汞灯（启辉电压为 1500V）辐射出较强的 253.7nm 紫外线，实验时操作者请不要直接观察汞灯光光，如果需要直接观察灯光，请佩戴防护眼镜。F-P 标准的中心间隔 2mm（三脚调节），反射率 >95%。干涉滤光片的中心波长可以根据实验需要进行选择，本实验中采用的成像透镜焦距约为 157mm。

测量谱线分裂间距的测微目镜，其读数分辨率为 0.01mm，测量范围为 0—8mm。

四、实验内容

1、计算 F-P 腔的自由光谱区，设磁场 $B=1\text{T}$ ，比较自由光谱区与谱线分裂间距的关系？

思考：用此能 F-P 腔研究汞绿线能使用的最大磁场为多少？

2、标定磁场的 B-I 曲线

- 电流 I 上升和下降时各标定一次。电流的取值范围为 0-5A。
- 画出实验的 B-I 曲线。

3、调节光路

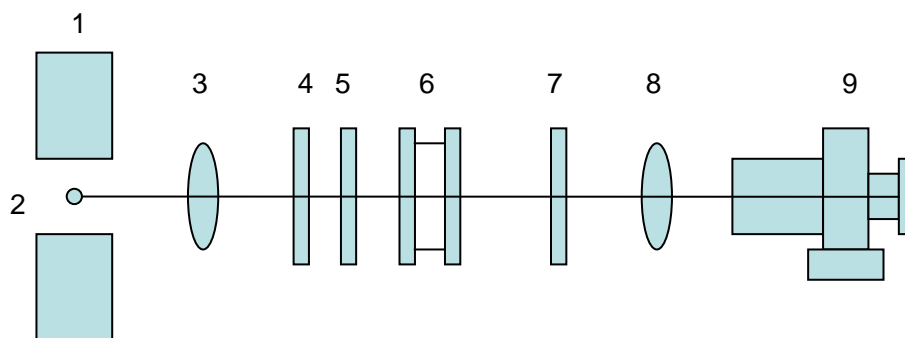


图 4 实验光路简图：(1) 电磁铁（连电源）(2) 笔形汞灯 (3) 会聚透镜 (4) 干涉滤色片 (5) 偏振片 (6) F-P 标准具 (7) 小孔光阑 (8) 成像透镜 (9) 测微目镜

- 会聚透镜焦距大约为 10cm，另一个为成像透镜焦距为 15.7cm。
- 调整导轨位置，放入会聚透镜，调节透镜与光源的距离，注意判断光源发出的光是否均匀，若不均匀，请旋转汞灯，获得相对均匀的输出光。调节汞灯的上下位置，使其相对会聚透镜上下对称。
- 放入绿色滤光片和 F-P 腔，观察其腔镜的平行度。
F-P 腔的平行度条件：用眼睛直接观察 F-P 腔的出光面，上下、左右移动眼睛，如果有明显的干涉条纹从中心环中“冒出”或“吞没”，说明标准具表面不平行，请老师协助调节。
- 放入图 4 中的其他元件，调节光路，使所有元件等高共轴。
- 当在目镜中观察到**清晰的、圆环状**干涉条纹后，说明光路已经满足测量要求。

4、汞绿线塞曼分裂光谱测量

- 设计测量表格
- 磁场为零时，测量 F-P 腔的自由光谱区对应的 ΔD^2 。
- 加磁场，观察谱线的分裂，确定电磁铁电流的取值范围。
- 在目镜中观察偏振特性（记录偏振角），
- 取下测微目镜，换上 CCD，调节 CCD、成像透镜、光阑和 F-P 腔的相对位置，使屏幕上干涉圆环清晰，大小合适。
- 选取 3-5 个磁场电流值，利用软件测量汞绿线的塞曼分裂间距，并利用式 17 和 5 计算磁场强度 B' 。
- 做 $B'-I$ 图，并与磁场标定曲线比较，并分析两种测量磁场的方法中产生误差的因素。

5、将绿色滤光片取下，换上黄色滤光片，观察汞黄线在磁场中的分裂现象及其偏振特性，

并与汞绿线的分裂现象进行比较。

6、(选作) 观察平行于磁场方向, 汞绿线塞曼分裂谱线的分布与偏振特点?

五、预习思考题

- (1) 什么是塞曼效应? 反常塞曼和正常塞曼效应形成的条件是什么?
- (2) 塞曼分裂谱线的偏振特性和形成条件是什么?
- (3) F-P 腔的工作原理是什么? 简述多光束干涉、光栅干涉、等倾干涉的原理及特点, 并分析影响 F-P 腔分辨率的因素。
- (4) 本实验中如何利用 F-P 腔测量汞谱线的塞曼分裂间距?
- (5) 画出汞绿线 $546.1\text{nm}(6s7s^3S_1 \rightarrow 6s6p^3P_2)$ 和汞黄线 $579.0\text{nm}(6s6d^1D_2 \rightarrow 6s6p^1P_1)$ 的塞曼能级分裂图, 计算上下能级的朗德因子及其分裂间距, 用洛伦兹单位 L 表示

参考文献

[1] 褚圣麟. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1979

[2] G·赫兹堡, 《原子光谱与原子结构》, 科学出版社, 1983

实验二 液晶物性

一、引言

1888年，奥地利植物学家莱尼茨尔（F.Reinitzer）在测定有机化合物熔点时，发现胆甾醇苯酸酯（ $C_{27}H_{45}CO_2C_6H_5$ ，简称CB）晶体加热到 $145.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ （熔点）会熔融成为混浊的液体，继续加热到 $178.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ （清亮点），混浊的液体会突然变成各向同性的清亮的液体。在熔点到清亮点的温度范围内CB处于不同于各向同性液体的中介相，莱尼茨尔将这一现象告诉了德国物理学家莱曼（O.Lehmann）。经过系统研究，莱曼发现许多有机化合物都可以出现中介相，物质在中介相具有强烈的各向异性物理特征，同时又象普通流体那样具有流动性。因此，这种中介相被称为液晶相，那些可以出现液晶相的物质被称为液晶（liquid crystal）。

20世纪20年代随着更多的液晶材料的发现以及液晶合成材料技术的发展，人们开始对液晶材料进行了系统而深入的研究。1922年法国的弗里德尔（G.Friedel）完成了液晶历史上最重要的研究成果之一的液晶分类，即迄今一直被人们沿用的相的划分——近晶相、向列相和胆甾相。30年代到50年代之间是液晶物性研究鼎盛时期，这一阶段众多世界著名的物理学家对液晶的基本理论，液晶的电、光、磁学的各向异性，液晶材料的光电效应等各个领域进行了细致而深入的研究。进入60年代，随着液晶材料物性研究的深入及其研究领域的拓展，液晶材料的研究逐渐走出单纯的实验室研究的狭隘领域，而开始步入其实用研究阶段。自从1968年海尔曼（G.H.Heilmeyer）等人研制了第一台液晶显示器以来，在四十年的时间里，液晶显示器已由最初应用于手表、计算器等“小、中型显示容量”显示器，逐步进入信息社会的各种办公自动化设备、高清晰度大容量的平板显示器领域。

本实验的学习重点是通过测量液晶盒的扭曲角、电光响应曲线和响应时间的测量，以及对液晶光栅的观察和分析，了解液晶在外电场作用下的变化，及其引起的液晶盒光学性质的变化，并掌握对液晶电光效应测量的方法。

二、实验原理

液晶态与普通物质的三态即固态、液态、气态不同，不是所有物质都具有的。通常，只有那些具有较大的分子、分子形状是杆形（或碟形，分子的轴宽比在4:1~8:1）的物质，才更容易具有液晶态。由杆形分子形成的液晶，其液晶相可根据分子排列的平移和取向有序性分为三大类：近晶相（smectic）、向列相（nematic）和胆甾相（cholesteric）。如图1所示，近晶相分子排列成层，层内分子平行排列，即有取向有序性也有分子重心平移周期性；向列相液晶分子也保持平行排列状态，但分子重心混乱无序；胆甾相实际是向列相的特殊形式，分子排列成层，层内分子取向有序，不同层分子取向稍有变化，沿层的法线方向排列成螺旋结构。本实验采用的液晶是向列相液晶。

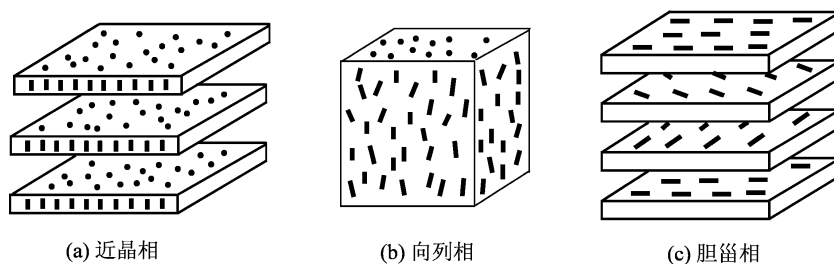


图1 液晶分子三种不同排列方式

（一）. 液晶的基本物理性质

1. 液晶的介电各向异性——电场对液晶分子的取向作用

液晶介电各向异性是决定液晶分子在电场中行为的主要参数。若用 $\epsilon_{//}$ 、 ϵ_{\perp} 分别表示液晶平行、垂直于分子取向的介电常数，介电各向异性可用 $\Delta\epsilon = \epsilon_{//} - \epsilon_{\perp}$ 表示， $\Delta\epsilon$ 可正可负，这是由于极化各向异性所致。通常 $\Delta\epsilon > 0$ 称为正性液晶， $\Delta\epsilon < 0$ 称为负性液晶。在外电场作用下，正性液晶分子沿场方向排列，而负性液晶分子垂直于场方向排列。

电场对液晶分子的取向作用由极化各向异性决定。液晶分子没有固有的电极矩，但可以被外电场极化。由于各向异性，当外电场平行于分子长轴或垂直于分子长轴时，分子的极化率不同，分别用 $\alpha_{//}$ 和 α_{\perp} 表示。当一个任意取向的分子被外电场极化时，由于 $\alpha_{//}$ 和 α_{\perp} 的区别，造成分子感生电极矩的方向和外电场方向不同，从而使分子发生转动。图 2 中， E 为外电场， ξ 为分子长轴方向，二者夹角为 β 。把 E 分解成沿 ξ 方向和与 ξ 垂直的 η 方向的两个分量 $E_{//}$ 和 E_{\perp} ，则这两个方向上的感生电极矩分别为

$$\begin{cases} p_{//} = \alpha_{//} E_{//} = \alpha_{//} E \cos \beta, \\ p_{\perp} = \alpha_{\perp} E_{\perp} = \alpha_{\perp} E \sin \beta. \end{cases} \quad (1)$$

电场 E 作用在 $p_{//}$ 和 p_{\perp} 上的力矩 $M_{//}$ 和 M_{\perp} 在方向上是相反的，按图示情形， $M_{//}$ 使分子逆时针转动， M_{\perp} 使分子顺时针转动，它们的大小分别为

$$\begin{cases} M_{//} = E p_{//} \sin \beta = \alpha_{//} E^2 \sin \beta \cos \beta, \\ M_{\perp} = E p_{\perp} \cos \beta = \alpha_{\perp} E^2 \sin \beta \cos \beta. \end{cases} \quad (2)$$

可见，对于自由分子，如果 $\alpha_{//} > \alpha_{\perp}$ ，则分子将逆时针旋转，直至长轴方向与 E 重合；如果 $\alpha_{//} < \alpha_{\perp}$ ，则分子将顺时针旋转，直至长轴方向与 E 垂直。如果考虑到液晶内各个分子之间的相互作用以及分子与基片表面的作用，上述旋转将引起类似于弹性恢复力造成的反方向力矩，使得分子在转动一个角度之后即不再转动。总体说来，当 $\alpha_{//} > \alpha_{\perp}$ 时，电场使液晶分子的长轴趋于沿电场方向排列；当 $\alpha_{\perp} > \alpha_{//}$ 时，电场使液晶分子的长轴趋于垂直电场方向排列。这就是电场对液晶分子的取向作用。

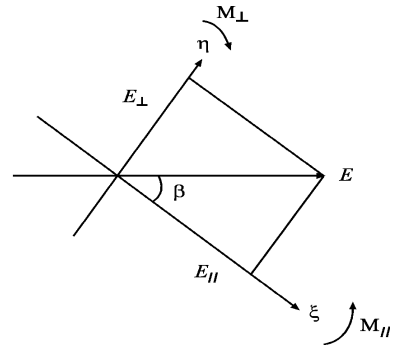


图 2 电场对液晶分子的取向

2. 液晶的光学各向异性——双折射效应

由于液晶分子结构的各向异性，光在液晶中传播会发生双折射现象，产生寻常光（o 光）和非寻常光（e 光），表现出光学各向异性，因此液晶的光学性质也要用两个主折射率 $n_{//}$ 和 n_{\perp} 来描述（通常沿长轴方向振动的光波折射率 $n_{//}$ ，而垂直于这个方向的光波折射率为 n_{\perp} ），双折射率 $\Delta n = n_e - n_o = n_{//} - n_{\perp}$ 范围一般在 0.05~0.45 之间。当光通过向列相液晶时，非寻常光的折射率（ n_e ）大于寻常光的折射率（ n_o ），即 $n_e > n_o$ 。这表明光在液晶中的传播速度（ v ）存在着 $v_e < v_o$ 的关系，即寻常光的传播速度大。这种液晶在光学上称为正光性。向列相液晶几乎都是正光性材料。而

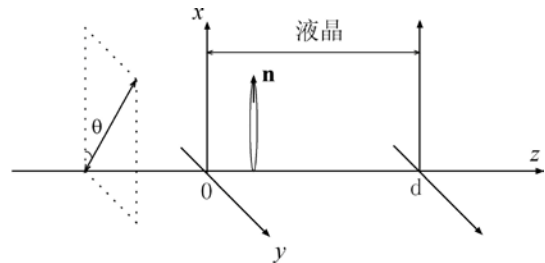


图 3 液晶引起的偏振光状态的变化

胆甾相液晶的光轴与螺旋平行，与分子轴垂直，非寻常光的折射率小，即 $n_e < n_o$ 。所以胆甾相液晶称为负光性材料。

由于液晶的双折射效应，可以使入射光的偏振光状态和偏振光方向发生变化。如图 3 所示，在 $0 < z < d$ 的区域中，液晶长轴按 \mathbf{n} 方向排列，偏振光振动方向与 \mathbf{n} 成 θ 角，入射偏振光在 xy 方向上的电矢量强度可表示为

$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos \theta \cos(\omega t - k_{\parallel} z) \\ E_y = E_0 \sin \theta \cos(\omega t - k_{\perp} z) \end{cases} \quad (3)$$

式中为 E_0 电场强度， ω 为光的角频率， $k_{\parallel} = \omega n_{\parallel} / c$ ， $k_{\perp} = \omega n_{\perp} / c$ 。可见液晶引入的光程差为 $\delta = (k_{\parallel} - k_{\perp})d = (n_{\parallel} - n_{\perp})\omega d / c$ ，通过液晶的光最后以 δ 所决定的偏振状态（圆、椭圆或线偏振）出射。

（二）. 液晶盒的结构及其旋光性

通常使用的液晶材料被封装在两个镀有透明导电薄膜的玻璃基片之间，玻璃的表面经过特殊处理，液晶分子的排列将受表面的影响，这种装置称为液晶盒，液晶盒表面液晶分子的取向称为锚泊方向。如果上下两个基片的取向成一定角度，两个基片间液晶分子取向将均匀扭曲。如图 3 所示的扭曲向列相液晶盒（twisted nematic-TN）中，从液晶盒的一个表面到另一个表面，液晶分子的排列方向刚好旋转了 90° 。常用的还有所谓高扭曲向列液晶盒（HTN）和超扭曲向列液晶盒（STN），对应的旋转角度分别为 $110^\circ \sim 130^\circ$ 和 $180^\circ \sim 270^\circ$ 之间。

TN、HTN 和 STN 液晶盒都具有很强的旋光性。在液晶分子扭曲排列的螺距 p_0 大大超过光的波长的情况下，若光以

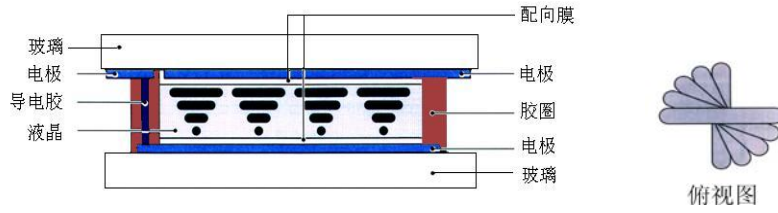


图 3 扭曲向列相液晶盒

平行于分子轴的偏振方向入射，则随着分子轴的扭曲，将以平行于出射面分子轴的偏振方向射出，若光以垂直于分子轴的偏振方向入射，则以垂直于出射面分子轴的偏振方向射出，当以其它线偏振光的方向入射时，则根据双折射效应带来的附加位相差，以椭圆、圆或直线等形式出射。

通常一束线偏振光通过旋光物质后，其振动面的旋转角度 θ 与旋光物质的厚度 d 成正比，即

$$\theta = \alpha(\lambda)d \quad (4)$$

其中， $\alpha(\lambda)$ 为旋光本领，又叫旋光率，与入射光的波长有关。以线偏振白光垂直入射液晶，透过液晶后，不同波长的光的偏振方向旋转的角度不同，这种色散现象称为旋光色散。

TN 模式的最重要特点是液晶盒的设置满足摩根（J.A.Morgan）条件（液晶分子的扭曲螺距和其双折射率的乘积远大于入射光波长的一半），这样光在通过该液晶层时，其偏振面发生的旋转就与波长无关。或者说，当满足摩根条件时，不同波长的入射光经过液晶层后各自偏振面产生的旋转角度是一样的，旋光率在可见光范围内几乎不变，所有光通过 TN 型液晶后都旋转 90° 。但 HTN 和 STN 液晶盒旋光本领在可见光范围内变化较大，可以看到明显的旋光色散。其旋光本领可由下式给出，

$$\alpha = -\frac{2\pi}{p_0} \frac{\Delta \varepsilon^2}{8 \left(\frac{\lambda^2}{p_0^2} \right) \left(1 - \frac{\lambda^2}{p_0^2 \varepsilon_0} \right)} \quad (5)$$

其中， $\Delta \varepsilon$ 是长轴方向和短轴方向的介电常数之差， p_0 是液晶的螺距， λ 是光在真空中的波长， ε_0 是液晶的平均介电常数。在可见光范围内， $(1 - \lambda^2 / p_0^2 \varepsilon_0)$ 的变化很小，因此可以认为液晶的旋光度正比于 λ^{-2} 。

(三). 液晶的电光效应

液晶的电光效应是指液晶在外电场作用下分子的排列状态发生变化，从而引起液晶盒的光学性质也随之变化的一种电对光的调制现象。因为液晶具有介电各向异性，因此外加电场能使液晶分子的排列发生变化，进行光调制。

1. 电光响应曲线

液晶在外电场作用下，分子取向将发生改变，光通过液晶盒时偏振状态也将发生变化，如果液晶盒后检偏器透光位置不变，系统透光强度将发生变化，透过率与外加电压的关系曲线称为电光响应曲线，电光曲线决定着液晶显示的特性。

以TN液晶显示为例，工作原理如图 5 所示。起偏器和检偏器的透光方向分别平行于上下基板。不加电场时，起偏器的偏振方向与上基板表面处液晶分子指向矢平行，经起偏器获得的入射线偏光射入液晶层后会随着液晶分子的逐步扭曲同步旋转（即所谓的旋光效应）。当到达下基板时，其偏振面旋转达到 90° ，此时其偏振方向变成与检偏器的偏振方向平行，

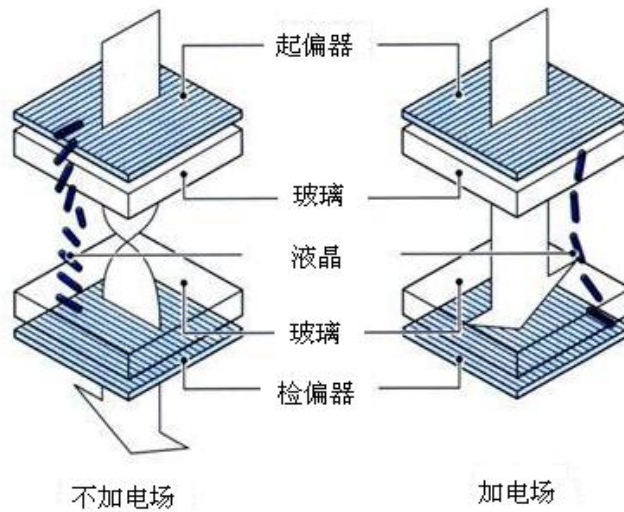


图 5 TN 液晶常白显示原理

这样该线偏光就可以穿过检偏器而展现亮态显示。由于无电场时为白画面，所以称之为“常白方式”。当给液晶盒施加电场，并且电压大于阈值 V_{th} 时，正性向列相液晶分子的扭曲结构就会被破坏，变成沿电场方向排列，这时TN液晶旋光性消失，正交偏振片之间的液晶盒失去透光作用，从而得到暗态显示。这种显示的电光响应曲线如图 6 所示。

透过率最大值与最小值之比称为对比度，亦称反差，即

$$C = T_{\max} / T_{\min} \quad (6)$$

对比度越高，显示的画面就更加生动亮丽，反之则会显得平淡单调。因此，对比度的大小直

接影响到液晶显示器的显示质量。

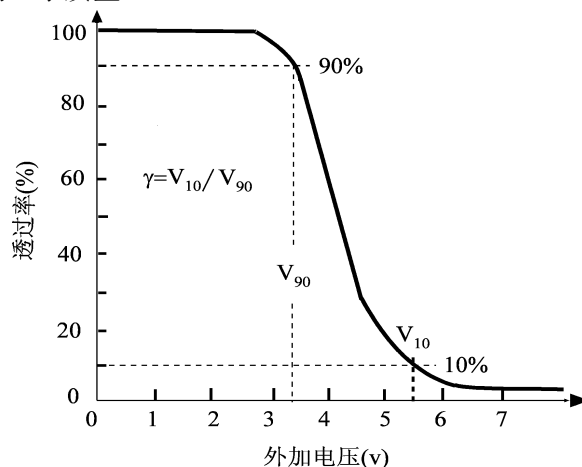


图6 TN 液晶电光响应曲线

由电光响应曲线，还可以定义以下在显示应用中常用的三个参量：

- 1) 阈值电压 V_{th} ：将透过率为 90%时所对应的电压称为阈值电压，即 $V_{th}=V_{90}$ 。
- 2) 饱和电压 V_s ：将透过率为 10%时所对应的电压称为饱和电压，即 $V_s=V_{10}$ 。
- 3) 阈值锐度 β ：饱和电压与阈值电压之比称为阈值锐度，即 $\beta=V_s/V_{th}$ 。因为， $V_s>V_{th}$ ，所以 $\beta>1$ 。

3. 电光响应时间

当施加在液晶上的电压改变时，液晶改变原排列方式所需要的时间就是响应时间。形象地说，响应时间作为一个性能参数，实际上就是液晶由全亮变为全暗、再由全暗变成全亮的反应时间。分别用上升沿时间和下降沿时间来衡量液晶对外界驱动信号的响应速度。

上升沿时间 T_{on} ：透过率由最小值升到最大值的 90%时所需的时间。

下降沿时间 T_{off} ：透过率由最大值降到最大值的 10%时所需的时间。

在测量液晶响应时间时，一般采用如图 7 所示的驱动信号。当驱动信号处于高电平时（开态），液晶处于暗态；当驱动信号处于低电平时（关态），液晶处于亮态。当驱动信号处于高电平时，叠加一个高频脉冲信号，这样可以避免由于直流电驱动带来的液晶寿命下降问题。

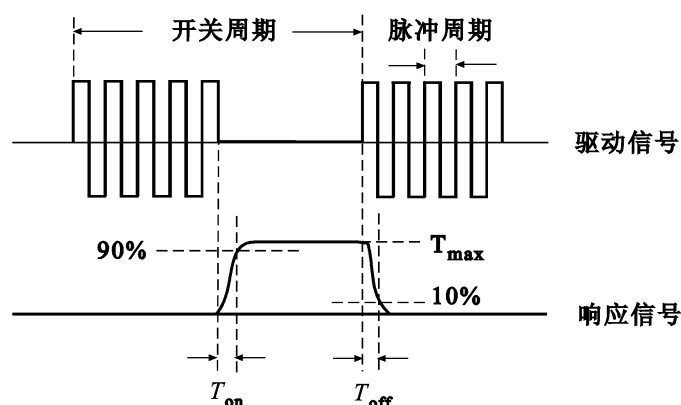


图7 液晶响应时间

计算机的显示器所指的响应时间 16ms、8ms、4ms是 T_{on} 和 T_{off} 之和，被称为“全过程时间”。响应时间长，播放图像就会有严重的拖尾现象。

3. 液晶衍射

当施加在液晶盒上的低频电压高于某一阈值时，带电杂质的运动将引起液晶分子的环流，这些环流小区域导致整个液晶盒中液晶取向的有规则形变，形成折射率的周期变化，使得通过样品的光聚焦在明暗交替的带上，这种明暗条纹最早由威廉（Williams）观察到，所以称为威廉姆斯畴。威廉姆斯畴构成一个衍射光栅，此时在远场观察液晶的出射光强时会看到衍射图样。衍射强度可以用汉克尔-基尔霍夫-夫琅和费（Hankel-Kirchhoff-Fraunhofer）积分计算。衍射环的数目与液晶材料的双折率有关。近似为

$$N \approx \frac{\Delta n}{\lambda} d. \quad (7)$$

液晶位相光栅满足一般的光栅方程

$$a \sin \theta = k \lambda, \quad (8)$$

其中， a 是光栅常数； θ 是衍射角； $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 为衍射级次。

三、实验装置

实验所用仪器：半导体激光器（650nm），示波器，液晶盒，液晶驱动电源，激光器电源，激光功率计，光电池，光电二极管探头，偏振片（2个），光学导轨，白屏。

图 8 是实验原理图。激光经过起偏器后成为线偏振光，偏振光经过扭曲向列相液晶后振动方向发生变化，检偏器用来鉴别液晶出射光的偏振态。激光电源和激光功率计被集成在一个盒子中。液晶驱动电源同时具有三个功能：（1）为液晶提供峰值为 12V 的交流电压；（2）为光电二极管提供 12V 直流偏置电压；（3）将光电二极管接收到的信号输出至示波器上。在测试液晶响应时间时用光电二极管探头，除此之外，皆用光电池接收液晶的输出信号。白屏用于观察液晶光栅的衍射情况。

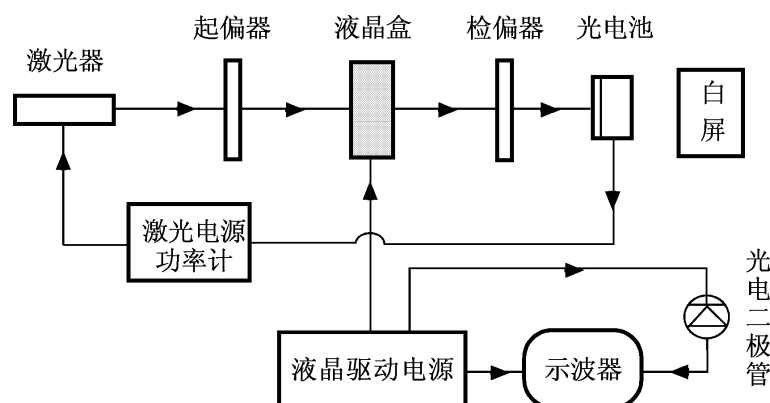


图 8 液晶物性测量实验原理图

四、实验内容

1. 观测液晶中的旋光现象和双折射现象

- （1）调节光路中的起偏器，使入射到液晶表面的光强最大。调节检偏器，测量无液晶时，光的线偏度 L_0 。

（定义：偏振光的线偏度为椭圆偏振光的最大光强（长轴）与最小光强（短轴）之比，对于圆偏振光其值为 1，对于理想的线偏振光其值为 ∞ 。）

- (2) 将液晶放入检偏和起偏器之间，不加驱动电压，旋转检偏器，记录最大和最小输出光强的数值以及对应的检偏角，计算此时的线偏度 L 。分析由液晶引起的消光位置和线偏度 L 变化的原因。
- (3) 调节检偏器和起偏器，使系统处于消光状态，在 $0-360^\circ$ 范围内旋转液晶，使入射光的线偏振方向与液晶表面锚泊方向的夹角连续改变，观察最小输出光强随液晶转角的变化规律，记录变化曲线中的极值的大小以及对应的液晶盒转角，并测量极值处光的线偏度 L 。作图并分析实验结果，总结液晶双折射效应产生的机制，分析影响液晶盒旋光角度的因素。
- (4) 在分析步骤 (3) 中的实验数据的基础上，确定准确测定液晶盒扭曲角的实验方法，并测定液晶盒的扭曲角（实验使用的液晶盒的扭曲角在 $100-140^\circ$ 范围内）。

2. 测量液晶盒的电光响应曲线

在考虑液晶衍射现象的条件下，设计电光响应曲线的测量方法。可选择“常黑模式”或“常白模式”设计光路，并分别测量升压和降压过程的电光响应曲线，求出阈值电压、饱和电压、阈值锐度，并对结果进行分析。

3. 测量液晶盒的电光响应时间

- (1) 用光电二极管换下光电池，连接好 12V 电源线（红+，黑-，红对红，黑对黑）；
- (2) 液晶驱动电源电压置 12V 左右；
- (3) 旋转检偏器和液晶盒，找到系统输出功率最小的位置；
- (4) 用示波器观察液晶的驱动信号和响应信号。示波器表笔的钩形接头挂在光电二极管探头线路板的挂环上，地线与 12V 电源的地相连；
- (5) 将驱动电源的功能键置 **间隙** 状态。改变间歇频率（开关频率）、驱动频率（脉冲频率），观察驱动信号和液晶响应信号的变化。设计 3 个间歇频率，测量在这 3 个不同频率下的上升沿时间和下降沿时间。

4. 液晶衍射现象观测

- (1) 取下液晶盒，缓慢调节液晶盒上的调制电压（连续状态），观察液晶表面的形态变化。
- (2) 将液晶放入光路中，取下光探测器，换上白屏，用白屏观察衍射情况。缓慢增加调制电压至 12V 左右，观察液晶的衍射现象，记录下衍射条纹出现和消失时对应的调制电压值。同样，缓慢降低调制电压，观察液晶的衍射现象，记录下衍射条纹出现和消失时对应的调制电压值。分析两过程中衍射现象的差异。
- (3) 取下检偏器，利用讲义中公式 (8) 估算液晶“光栅”的周期。

5. 选作实验：

- (1) 观察步骤 (2) 中，液晶各级衍射斑的偏振态、衍射强度的变化规律，分析实验结果。
- (2) 在步骤 (2) 中，采用白光光源，观测其衍射现象并分析实验结果。

五、预习思考题

1. 什么是双折射效应？如何测量双折射效应？为什么液晶分子具有双折射效应？
2. 液晶盒主要由哪些部分组成？
3. 什么是旋光性？如何测量旋光角？液晶盒的旋光性是怎样产生的？
4. 在电场的作用下，液晶分子的取向如何变化？TN 液晶盒是如何实现“常黑方式”显示？
5. 威廉姆斯畴是怎么形成的？为什么在一定的外加电压范围内液晶有衍射现象？

参考文献

- [1] Iam-choon Khoo. Liquid Crystals. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1995
- [2] S.Brugioni, R.Meucci. Self-phase modulation in a nematic liquid crystal film induced by low-power CO₂ laser. Opt.Commu. 2002,206,445
- [3] 项颖. 超扭曲向列型液晶显示器的光学特性. 光电子技术, 1993,13,52
- [4] 施善定, 黄嘉华, 李秀娥. 液晶与显示应用. 上海: 华东化工学院出版社, 1993
- [5] 谢毓章. 液晶物理学. 北京: 科学出版社, 1998

实验三 非线性电路混沌及其同步控制

一、引言

非线性科学的萌芽期可以追溯到19世纪末20世纪初，法国数学家庞加莱在解决天体力学中的三体问题时提出了庞加莱猜想，他把动力学系统和拓扑学有机地结合起来，并指出三体问题中，在一定范围内，其解是随机的。但是，非线性科学的真正建立是在20世纪六七十年代。1963年，美国气象学家洛伦茨（Lorenz）在《确定论的非周期流》一文中，给出了描述大气湍流的洛伦茨方程，并提出了著名的“蝴蝶效应”，从而揭开了对非线性科学深入研究的序幕。非线性科学被誉为继相对论和量子力学后，20世纪物理学的“第三次重大革命”。由非线性科学所引起的对确定论和随机论、有序与无序、偶然性与必然性等范畴和概念的重新认识，形成了一种新的自然观，深刻地影响人类的思维方法，并涉及现代科学的逻辑体系的根本性问题。

混沌是非线性动力学系统所特有的运动形式。奔腾的溪流、缭绕的清烟、经济的波动、心脏的纤颤以及大脑的脑电等，这些变化莫测但又错落有致的现象都与混沌有关。混沌揭示了自然界及人类社会中普遍存在的复杂性、确定性与随机性的统一，有序与无序的统一。科学地讲，混沌是由确定性系统产生的随机现象，表现为系统相空间轨道呈现出高度不稳定性。随时间的发展，相邻轨道间的距离可能以指数形式扩大，初始任何微小的扰动都会在发展中带来完全不同的结果，这就是系统行为对初始条件的敏感性，即所谓的蝴蝶效应。但系统的确定性决定了这是一种内在的随机性，它与噪声有本质的区别，混沌不等于无序。

迄今为止，最丰富的混沌现象是在非线性振荡电路中观察到的，这是因为电路可以用精密的元器件控制，因此，可以通过精确地改变实验条件得到丰富的实验结果。蔡氏电路是美国加州大学伯克利分校的华裔科学家蔡少棠设计的能产生混沌行为的最简单的电路，它是熟悉和理解非线性现象的一个典型电路。通过蔡氏电路参数的改变可以实现倍周期分岔到混沌，再到周期窗口的全过程。

自从1990年Pecora和Carroll提出了实现混沌同步的驱动—响应方法，混沌的同步理论研究及其在保密通信中的应用就成为了一个新的研究热点。混沌信号具有宽频谱、类噪声、容易产生和精确再生等特性，非常适合于保密通信，使得混沌在保密通信中具有较好的前景，而同步技术的发展，为混沌保密通信奠定了基础。

本实验的目的是学习有源非线性负阻元件的工作原理，借助蔡氏电路掌握非线性动力学系统运动的一般规律，了解混沌同步和控制的基本概念，了解混沌通信原理。通过本实验的学习扩展视野、活跃思维，以一种崭新的科学世界观来认识事物发展的规律。

二、实验原理

2.1 倍周期分岔与费根鲍姆常数

非线性科学研究表明：一个完全确定的系统，即使非常简单，由于系统内部的非线性作用，同样具有内在的随机性，可以产生随机性的非周期运动。在许多非线性系统中，既有周期运动，又有混沌运动。系统由定态过渡到混沌，由倍周期分岔通向混沌是最重要的途径。所谓倍周期分岔是指周期不断加倍，即系统的振荡周期由 P 变为 $2P$ 、继而为 2^2P ， \dots ， $2^n P$ （ $n=0,1,2,\dots$ ）直至出现混沌，如图1所示。费根鲍姆发现，动力学系统中分岔点处参量 μ 的取值 μ_n 的收敛服从普适规律，即存在非线性参数 δ_n ，

$$\delta_n = \frac{\mu_n - \mu_{n-1}}{\mu_n}, \quad (1)$$

它收敛于一个常数 δ ，也就是

$$\delta = \lim_{n \rightarrow \infty} \delta_n = 4.6992016091029L, \quad (2)$$

这个常数 δ 被称为费根鲍姆常数。出现倍周期分岔预示着混沌的存在，换句话说，对于任何一个混沌系统都存在着常数 δ 。由于 δ_n 快速收敛于 δ 值，实验上估计 δ 值时，只需（实际上也只能）测量前几个倍周期分岔的参数值，例如取

$n=2$ ， μ_1 、 μ_2 、 μ_3 分别对应2周期、4周期和8周期的电路参量，然后利用方程（1）计算费根鲍姆常数的近似值。

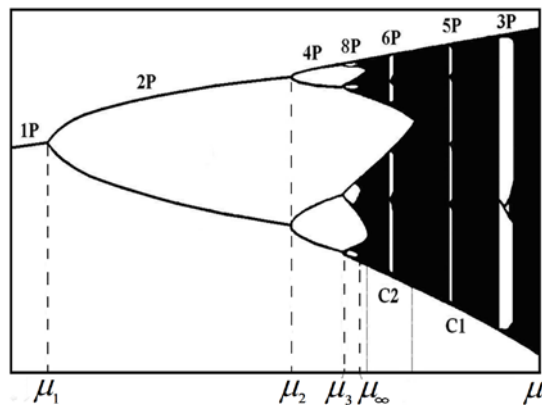
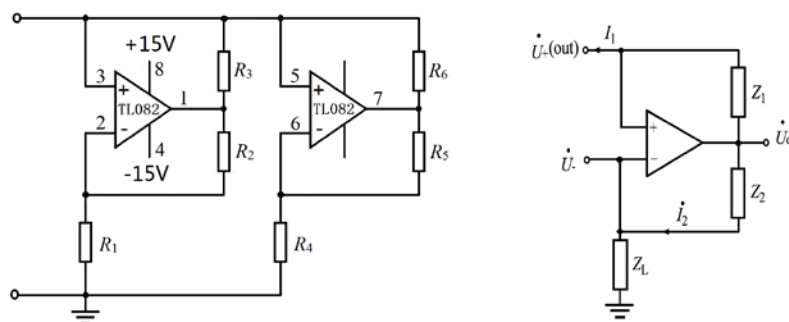


图1 倍周期分岔图

2.2 有源非线性负阻

正阻和负阻的定义：当电阻的端电压增加时，流过电阻的电流也随之增加，表现为 $I-U$ （伏安）特性曲线斜率的倒数 $\frac{\Delta U}{\Delta I}$ 为正，这样的电阻称为正阻；当电阻的端电压增加时，流过电阻的电流反而减小，表现为 $I-U$ 特性曲线斜率的倒数 $\frac{\Delta U}{\Delta I}$ 为负，这样的电阻称为负阻。严格地说，负阻按定义应称为负微分电阻。

自然界中不存在负阻元件，只有当电路上有电流流过时，才会产生负阻，而正阻则不论有没有电流流过总是存在的。从功率意义来说，正阻在电路中消耗功率，是耗能元件；而负阻不但不消耗功率，反而向外界输出功率，是产能元件。



(a)有源非线性负阻 R_N 内部结构

(b) R_N 等效电路

图2 有源非线性负阻 R_N

负阻元件的实现方法有多种，一种常见的实现负阻的电路由正阻和运算放大器构成一个负阻抗变换器电路。由于运算放大器工作需要有一定的工作电压，因此，这种负阻称为有源负阻。本实验采用如图2（a）所示的负阻抗变换器电路，由两个运算放大器和六个配置电阻来实现，图2（b）是其等效电路。它可以等效于一个有载二端口网络，其输入阻抗 Z_N 是指从输入端看进去的阻抗。假设运算放大器是理想的，则

$$U_+ = U_- \quad (3)$$

考虑到电流与参考方向关联，得到

$$\beta_1 Z_1 = -\beta_2 Z_2, \quad (4)$$

输入阻抗为

$$Z_N = \frac{U_+}{I_1} = -\frac{Z_1}{Z_2} \frac{U_-}{I_2} = -\frac{Z_1}{Z_2} Z_L. \quad (5)$$

若 $Z_1=Z_2$ ，则 $Z_N=-Z_L$ 。若阻抗元件只有电阻，则 $R_N=-R_L$ 。这就是说，当负载端接入任意一个无源电阻时，在有源端（激励端）就得到一个负阻元件。

用图3所示的简单电路可以测试图2的有源非线性负阻的 I - U 特性曲线，图中 R_0 是可变电阻， R_N 表示待测的非线性负阻。在 $R_1=3.3\text{k}\Omega$ ， $R_2=R_3=22\text{k}\Omega$ ， $R_4=2.2\text{k}\Omega$ ， $R_5=R_6=220\Omega$ ， $R=2.1\text{k}\Omega$ 的情况下，测试结果如图4所示， I - U 特性曲线分成五个折线段，其中间的三段折线表明，加在此非线性元件上的电压与通过它的电流极性是相反的，当加在此元件上的电压增加时，通过它的电流却减小。因此，只有中间的三段折线区域可以产生负阻效应。本实验所用的负阻被称为三段分段线性有源非线性负阻元件。

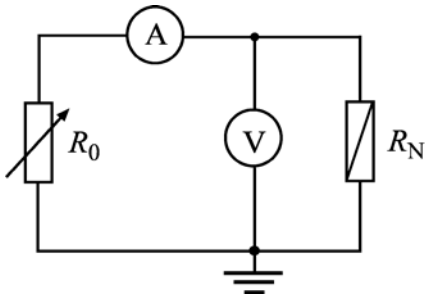


图3 非线性负阻伏安特性测试电路图

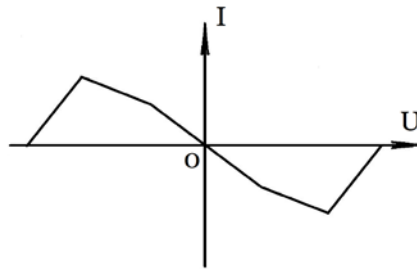


图4 有源非线性负阻 R_N 伏安特性

2.3 非线性电路

图5所示为一个典型的蔡氏电路，它由一个非线性电阻 R_N 、电感 L 、可调电阻 R 以及电容器 C_1 和 C_2 组成。电感器 L 和电容器 C_2 组成一个LC振荡电路；电阻 R 和电容器 C_1 串联将振荡器产生的正弦信号移相输出； R_N 有两个作用，一是电路的损耗电阻 R 被抵消，使得输出电流维持LC振荡器等幅振荡。另一个作用，也是最重要的作用，是使振荡周期产生分岔和混沌等一系列非线性现象。 R_N 是非线性电路的核心器件，是电路系统产生非线性运动的必要条件。 R_N 中的双运放TL082的前级和后级正负反馈同时存在，正反馈的强弱与比值 R_3/R 和 R_6/R 有关，负反馈的强弱与比值 R_2/R_1 和 R_5/R_4 有关。当正反馈大于负反馈时，振荡电路才能振荡。若调节 R ，正反馈就发生变化。因此，正反馈成为如图5所示振

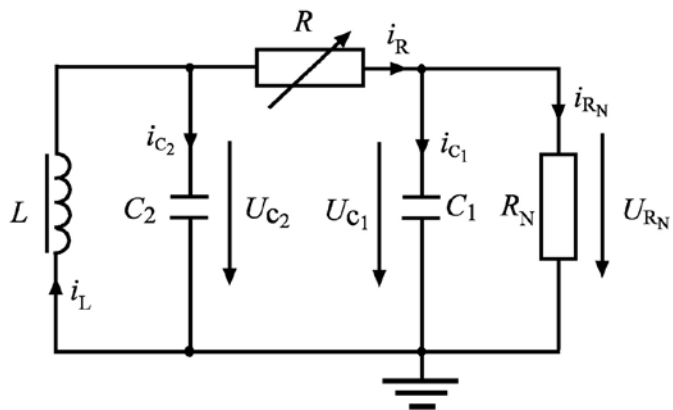


图5 蔡氏振荡电路

荡电路才能振荡。若调节 R ，正反馈就发生变化。因此，正反馈成为如图5所示振

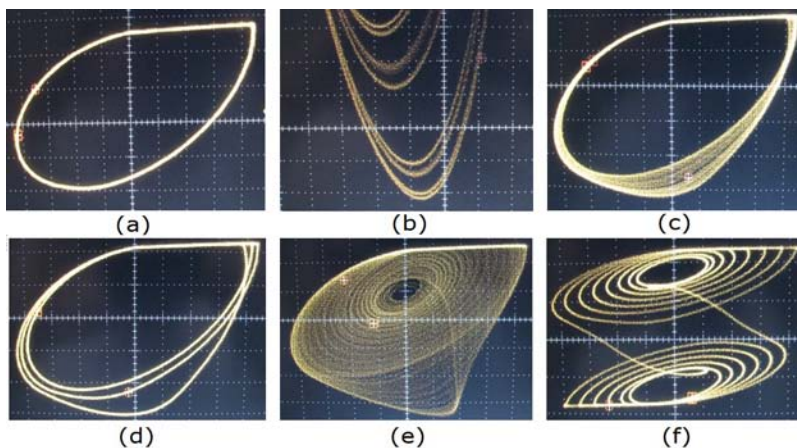


图 6 非线性电路混沌运动的一些实验结果。(a) 1 周期($C_2=0.10000\mu\text{F}$); (b) 8 周期($C_2=0.11024\mu\text{F}$); (c) 阵发混沌($C_2=0.11074\mu\text{F}$); (d) 3 周期($C_2=0.11190\mu\text{F}$); (e) 单吸引子($C_2=0.11725\mu\text{F}$); (f) 稳定双吸引子

荡型非线性电路的又一个必要条件。

参量 R 、 L 、 C_1 和 C_2 的取值决定了蔡氏电路的初始条件,也将导致电路的不同运动形式:周期振荡、倍周期分岔,或者混沌等。非线性系统的运动状态可以用相图法进行分析。假设描写系统状态的量为 U ,其对时间的微分为 \dot{U} ,那么, U 与 \dot{U} 构成的二维图形叫相图。

在相图中的每一条闭合曲线代表系统运动的一个轨迹。若系统周期运动,则相图中只有一条闭合曲线;如果运动是二倍周期的,则在相图中有两条闭合曲线;如果运动是四倍周期的,则在相图中有四条闭合曲线,以此类推。所谓“混沌对初始条件的敏感性”,对图 5 的电路而言,就是该电路对 R 、 L 、 C_1 和 C_2 取值的依赖性。举例说明,在 R 、 L 和 C_1 取一定值, C_2 由 $0.10000\mu\text{F}$ 增加到 $0.14640\mu\text{F}$ 时,利用相图法得到图 6 所示的一组李萨如图形,其中 x 轴为 U_{C_1} , y 轴为 U_{C_2} 。当 C_2 为 $0.11024\mu\text{F}$ 和 $0.11074\mu\text{F}$ 时分别对应 8 周期和阵发混沌,二者之差仅为 $0.0005\mu\text{F}$ 。这表明,只要 C_2 发生 $\pm 0.0005\mu\text{F}$ 的微小变化,系统就可以迅速地从稳态变成非稳态,发生巨大的变化,可见系统的运动状态对系统参量的初值极其敏感。当分别改变 R 、 L 和 C_1 时,同样会得到类似图 6 的结果。

由实验结果还可以发现混沌的另一个特征:从局域角度看,系统每一次运动轨迹都不重复,表现出随机性和不稳定性。但是,从全局角度看,所有的轨迹最终都被捕捉到一个不变的集合,这就是所谓的奇怪吸引子。奇怪吸引子的形成表明混沌有某种确定性和稳定性。混沌体现系统内在的随机性,表面看就像噪声一样杂乱无章,但是,混沌与噪声有本质的区别。可以借助奇怪吸引子在状态空间里区分混沌与噪声:混沌在状态空间(系统所有可能状态的集合)里形成具有特殊结构的奇怪吸引子,而噪声在状态空间里则表现出一团糟。混沌的其它特征需要同学们在实验中发现。

2.4 非线性动力学

由基尔霍夫结点电流定律可以得到图 5 蔡氏电路的非线性动力学方程,它是一个三阶自治方程(不显含自变量 t 的微分方程):

$$\begin{cases} i_{C_1} = i_R - i_{R_N} \\ i_{C_2} = i_L - i_R \\ L \frac{di_L}{dt} = -U_{C_2} \end{cases} \quad (6)$$

也就是

$$\begin{cases} C_1 \frac{dU_{C_1}}{dt} = \frac{1}{R}(U_{C_2} - U_{C_1}) - \frac{1}{R_N(U_{C_1})}U_{C_1} \\ C_2 \frac{dU_{C_2}}{dt} = \frac{1}{R}(U_{C_1} - U_{C_2}) + i_L \\ L \frac{di_L}{dt} = -U_{C_2} \end{cases} \quad (7)$$

式中， $R_N(U_{C_1})$ 是非线性负阻，它是 U_{R_N} 的函数，而 $U_{R_N} = U_{C_1}$ ，所以 R_N 也就是 U_{C_1} 的函数， U_{R_N} 可以用分段线性逼近。由于 U_{C_1} 在每个区域上的取值不同，使得方程组（7）中的每一个方程都是非线性的。负阻的存在是导致方程的解千变万化的根本原因。方程组（7）的物理意义是：每一个方程表示动力系统每一个状态变量随时间的变化率；方程形式不会随时间变化，表明系统动力学规律的不变性。

方程组（7）中的 U_{C_1} 、 U_{C_2} 和 i_L 三个变量中的任何一个变量都可以描述系统的运动状态。方程组（7）不存在解析解，只能数值求解。数值计算结果表明：对 U_{C_1} 、 U_{C_2} 和 i_L 分别求解，可以得到系统相同的运动规律，即由周期振荡通过倍周期分岔进入混沌，具体发展路径为周期振荡→2 周期→… 2^n 周期…→阵发混沌→周期窗口→单吸引子→双吸引子临界态→双吸引子→稳定双吸引子。同时，方程组中的参量 L 、 R 、 C_1 和 C_2 的取值对计算结果影响极大，取值只要发生微小的改变（例如 10^{-6} ），解就可以从一个态变成另一个态，甚至从稳态一下子变成非稳态，比如，从周期振荡变成混沌。数值计算的优势就在于可以任意改变参量的大小，从细微处探究一个非线性系统的动力学行为，因此，数值计算在非线性科学领域中是一个非常重要的工具。

2.5 混沌同步

混沌同步是指一个系统的混沌动力学轨道收敛于另一个系统的混沌动力学轨道，以致在以后的时间里两个系统始终保持步调一致。

驱动—响应方法是混沌同步的重要方法，它将系统分成两个子系统：驱动子系统和响应子系统，然后对响应子系统进行复制，并用驱动子系统产生的信号驱动该复制的系统。

混沌同步的目的就是在—一个相同的具有任意初始条

件的响应系统中，从一个驱动系统中恢复给定的混沌轨迹。用于保密通信时，在传输前用混沌来隐藏消息，并且通过同步在接收端抽取该隐藏的消息。由于混沌信号的功率谱是典型的宽带谱，信号在时域和频域上一般难以探测。

实验中的混沌同步系统是由两个相同的蔡氏电路和一个单向耦合系统构成的。相同的蔡氏电路

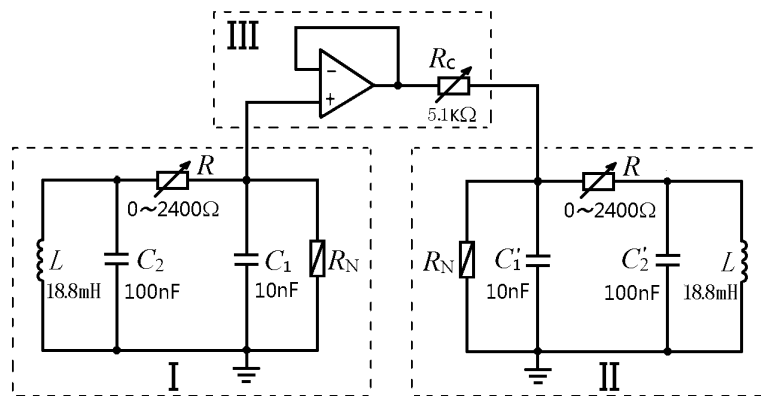


图 7 混沌同步实验电路。I：驱动系统；II：响应系统；III：单向耦合系统

是指两个电路的元件的参数尽可能的接近，这是确保混沌同步能够实现的基本条件。单向耦合系统由一个运算放大器和一个可调电阻 R_C 构成。单向的含义是：驱动系统只对响应系统产生作用，而响应系统不能对驱动系统作用。混沌同步的实验电路如图 7 所示，图中虚线框 I、II 和 III 分别代表驱动系统、响应系统和单向耦合系统。

驱动系统 C_1 两端的电压信号通过运算放大器等值地传输到 R_C 的左侧。由于单向耦合系统的存在，驱动系统的运动状态会影响响应系统，而响应系统的运动状态不能影响驱动系统。这样， R_C 的左右两端分别为驱动系统的 C_1 信号和响应系统的 C_1' 信号。在驱动系统和响应系统不同步时，这两个信号是不等的，这时我们可以通过调节 R_C 的大小来实现 C_1 和 C_1' 上的电压信号相等。于是，两个系统便实现了同步。

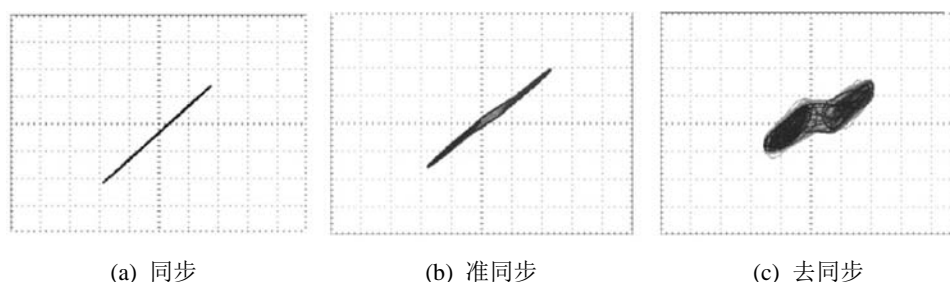


图 8 混沌同步、准同步和去同步

同步时，驱动系统和响应系统各对应元件的电压信号完全相同。此时， $U_{C_1} \sim U_{C_1'}$ 或 $U_{C_2} \sim U_{C_2'}$ 的李萨如图是一条直线；接近直线被称为准同步。系统由同步变成不同步的过程，被称为去同步。此时， $U_{C_1} \sim U_{C_1'}$ 或 $U_{C_2} \sim U_{C_2'}$ 的李萨如图是非规则图形。图 8 是混沌同步、准同步和去同步的 $U_{C_1} \sim U_{C_1'}$ 李萨如图。

2.6 混沌通信

实现混沌同步是混沌通信的基础。混沌通信的基本思想是将要传输的信号混入混沌信号中进行传输，然后在接收端通过减去混沌信号得到所需信号。由于传输的是用混沌信号掩盖过的混合信号，所以混沌通信的最大特点就是保密性强。图 9 是本实验设计的混沌通信电路原理图，由驱动系统、响应系统、单向耦合系统、加法器和减法器组成。实现通信的方法如下：调节驱动系统和响应系统的可变电阻 R ，使它们都出现混沌状态；调节单向耦合电阻 R_C ，使驱动和响应系统同步； $S(t)$ 是要传输的信号，通过加法器与驱动系统 C_2 的电压混沌信

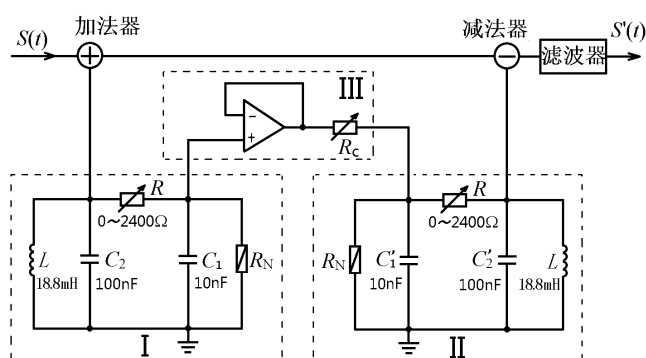


图 9 混沌通信电路

号混合后进行传输，在接收端用减法器将传输信号与响应系统 C_2' 的电压混沌信号相减。由于响应系统与驱动系统同步，即 C_2' 上的电压信号等于 C_2 上的电压信号，故相减的结果为所需的信号 $S'(t)$ 。由于噪声的影响和电路损耗， $S'(t)$ 与 $S(t)$ 不完全相同，可以在减法器后接一个滤波器，尽量减小 $S'(t)$ 的噪声。

三、实验装置

实验电路如图 5 和图 7 所示。图中元件参数参考值为：当 $L=18.8\text{mH}$ ， $C_1=0.01\mu\text{F}$ ， $C_2=0.1\mu\text{F}$ ， $R_1=3.3\text{k}\Omega$ ， $R_2=R_3=22\text{k}\Omega$ ， $R_4=2.2\text{k}\Omega$ ， $R_5=R_6=220\Omega$ ， $R=2.2\text{k}\Omega+220\Omega$ 。

实验所用的仪器及电器元件有：直流电源、信号源、数字存储示波器、模拟示波器、台式万用表、电阻箱、电容箱、电感箱、计算机。其中直流电源和信号源集成在一个控制箱中，控制箱面板如图 10 所示。在测量非线性负阻的 $I-U$ 特性曲线时，可以利用控制箱的接地端口。

TL082 是双运放芯片，内部结构包含了两个运算放大器，每个运算放大器都有正输入端（+IN）、负输入端（-IN）和输出（OUT），管脚 8 和管脚 4 为正负电源输入。芯片管脚说明及运算放大器的结构如图 11 所示。当把运算放大器用作隔离器时，将负输入端（-IN）与输出端（OUT）连接起来，信号从正输入端（+IN）输入，从输出端（OUT）输出，可以实现单向耦合。

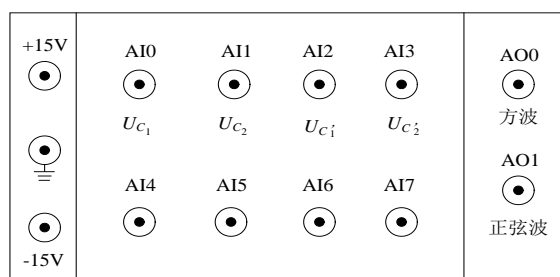


图 10 控制箱面板示意图

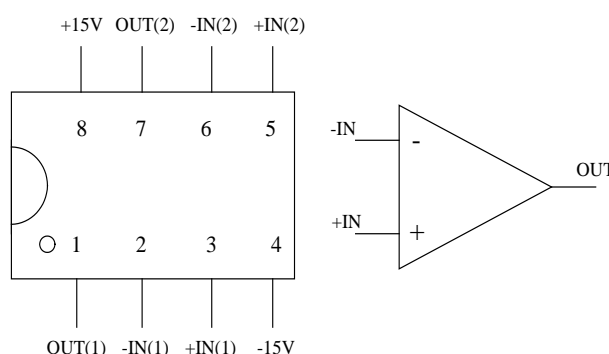


图 11 TL082 芯片

四、实验内容

1. 测量非线性电阻的 $I-U$ 特性曲线

利用实验室提供的仪器和元件，自行设计测量方案，并搭建测量电路，测量非线性电阻的 $I-U$ 特性曲线。数据处理要求：（1）对测量的原始数据曲线首先要变换到第二象限，然后再旋转 180° 得到第四象限曲线，连接第二、四象限曲线得到完整的非线性负阻 $I-U$ 特性曲线。对非线性负阻 $I-U$ 特性曲线分段进行线性拟合，计算各分段直线的斜率和截距。（2）确定不同的状态在非线性负阻 $I-U$ 分段折线上的区域，即确定本实验非线性负阻的工作区域。说明非线性负阻在电路中的作用。

2. 观察并记录当电阻变化时非线性电路的运动状态

首先按照图 5 搭建非线性电路，然后改变可变电阻 R ，利用相图法观察并记录非线性电路的各种运动状态，同时观察非线性负阻两端电压的变化情况。

3. 以电容 C_2 为参数研究非线性电路的运动状态，计算非线性参数 δ_n

利用电容箱改变 C_2 ，观察非线性电路的运动状态，记录不同运动状态的电容值，计算非线性参数 δ_n 。选取不同的可变电阻 R 值，重复上述过程。若将 C_2 分别换成电感 L 或电容 C_1 ，会有类似的结果吗？为什么？总结混沌的特征。

4. 混沌同步实验

按照图 7 搭建混沌同步电路。将其中一个蔡氏电路作为驱动系统，另外一个蔡氏电路作为响应系统。先分别调节电路参数，使两个蔡氏电路处于大致相同的混沌状态，例如都处于双吸引子状态。然后采用单向耦合电路将两个蔡氏电路连接起来，改变耦合电阻 R_c ，观察同步现象并记录混沌同步、准同步和去同步状态。分别调节驱动系统和响应系统中的可变电阻，观察电路参数对同步的影响。

5. 混沌加密通信

按照图 9 搭建混沌加密通信电路。打开信号发生器，输出频率约 200Hz 的正弦波作为将要传输的消息信号 $S(t)$ 。将此消息信号输入到加法器的一个输入端，驱动系统上电容 C_2 上的信号输入到加法器的另一个输入端，相加后的输出信号就是被混沌信号掩盖了的消息信号。解密信号时，将传输信号输入到减法器的一个输入端，响应系统上的 C_2' 输入到减法器的另一个输入端。调节信号发生器的输出幅度，观察并记录原始的消息信号、原始的混沌信号、混沌掩盖后传输的信号和解密后的恢复的信号波形 $S'(t)$ 。

五、预习思考题

1. 混沌的主要特征是什么？
2. 噪声与混沌的根本区别是什么？
3. 什么叫相图？为什么要用相图来研究混沌现象？本实验中的相图是怎么获得的？
4. 什么是倍周期分岔、奇怪吸引子？它们在相图中有何特点？
5. 如何理解有源非线性负阻概念？它在本实验中的作用是什么？
6. 什么是混沌同步？如何实现两个蔡氏混沌电路的同步？
7. 混沌通信的基本思想是什么？

参考文献

- [1] Pecora L M and Carroll T L, Synchronization in chaotic systems. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(8): 821~823.
- [2] Chua L O, CHUA'S CIRCUIT: AN OVERVIEW TEN YEARS LATER. *Journal of Circuits, systems and computers*, 1994, **4**(2): 117~159.
- [3] 刘秉正, 彭建华. 非线性动力学. 北京: 高等教育出版社, 2004
- [4] 王兴元. 复杂非线性系统中的混沌. 北京: 电子工业出版社, 2003
- [5] 李海红, 琼琳, 王世红, 肖井华. 一种简单的基于蔡氏电路的数字加密通信实验. *大学物理*, 2006, **25**(9): 39~42.

实验四 高温超导材料的特性与表征

一、引言

1. 超导电性的研究

1908 年，昂纳斯 (H.K.Onnes) 将最后一个气体氦液化成功 (液氦的正常沸点 4.2K)，得到了 4.2K 新的温区。1911 年，他首次发现在 4.2K 水银的电阻突然消失的超导电现象^[1]。1933 年，迈斯纳 (W. Meissner) 通过实验发现另一个效应，超导体内部的磁场是保持不变的，而且实际上为零。这个现象叫做迈斯纳效应^[2]。这种完全的抗磁性是超导体的一个独立于完全导电性的又一个基本特性。从昂纳斯到迈斯纳 20 多年的时间内，人们一直认为超导体只不过是电阻为零的理想导体。而完全抗磁性的发现，使人们认识到超导态是一个真正的热力学态。完全导电性和完全抗磁性是超导体的两个基本特性。

长期以来，物理学家一直致力于建立微观理论，试图定性地，直至定量地说明超导电性的本质。但是，近半个世纪屡攻不克，超导电性问题成为科学上有名的悬案^[3]。1957 年，巴丁 (J.Bardeen)、库柏 (L.N.Cooper) 和施里弗 (J.R.Schrieffer)^[4] 三人发表文章，首次从微观上揭开了超导电性的秘密。该理论以三人名字的首字母命名，称之为 BCS 理论。BCS 理论是以近自由电子模型为基础，是在电子-声子作用很弱的前提下建立起来的理论。BCS 理论是解释常规超导体的超导电性的微观理论。1972 年他们三人共同获得了诺贝尔物理学奖。拖延了半个世纪之久的物理学悬案终于被攻克了。

BCS 理论最突出的成果是约瑟夫森效应的发现。1962 年，英国剑桥大学的研究生约瑟夫森 (B.D.Josephson)^[5] 根据 BCS 理论计算出，由于库柏对的量子隧道效应，可以有一直流电流通过两个超导金属中间的薄的绝缘势垒，而且这个电流的大小应当正比于阻挡层两侧超导体之间位相差的正弦。这个效应称为直流约瑟夫森效应。他还指出，当势垒两边施加直流电压 V 时，会有交流电流通过势垒，其基频为 $\nu = 2eV/h$ ，其数值与连接电路所用的材料无关。这个效应叫交流约瑟夫森效应。约瑟夫森的这些预言后来都被实验证实。约瑟夫森也因此获得了 1973 年诺贝尔物理学奖。约瑟夫森结在量子线路当中有许多重要的应用，例如超导量子干涉仪 (SQUIDs)、超导量子计算以及快速单磁通量子 (RSFQ) 数字电子设备^[6]等。美国国家标准技术研究所对于 1 伏特的标准是由 19,000 个串连的约瑟夫森结阵列所达成的^[7]。

2. 高温超导的探索

自从发现超导电性以来，人们逐渐认识到超导技术有广泛应用的潜在价值，世界各国花了很大力气开展这方面的工作，但是超导转变温度太低，离不开昂贵的液氦设备。所以，从昂纳斯的时代起，人们就努力探索提高超导转变临界温度 T_c 的途径。

1941 年，德国物理学家阿瑟曼 (G.Ascherman) 发现^[8]第一个超越液氦区的超导材料是氮化铌 (NbN)，其临界温度可达 15K。贝尔实验室的马赛阿斯 (B.T.Matthais) 围绕 A-15 结构进行了大量实验，并于 1954 年找到了铌三锡 (Nb_3Sn)^[9]， T_c 为 18.3K；1973 年进一步获得铌三锗 (Nb_3Ge) 薄膜， T_c 提高为 23.2K^[10]。令人遗憾的是，1973 年以后的 13 年，临界

温度一直停滞不前。

令人不解的是，金属氧化物一般都是非导体，可是某些组成都可以在低温下变成超导体，这个事实是对现有的物理学理论的挑战。人们只有在经验的基础上摸索前进。正是这一条朦朦胧胧的道路引导了缪勒（K.A.Müller）和柏诺兹（J.G.Bednorz）对高 T_c 超导体的研究作出了突破性的进展。

从1983年起，缪勒和柏诺兹合作，探索金属氧化物中高 T_c 超导电性的可能性。其实，这方面的工作早在70年代就已经有人在做。他们的突破在于从金属氧化物中找到钡镧铜氧的化合物——一种多成分混合的氧化物。1985年，几位法国科学家发表了一篇关于钡镧铜氧（Ba-La-Cu-O）材料的论文，介绍这种材料在300℃至-100℃的范围内具有金属导电性^[11]。正好这时缪勒和柏诺兹因实验遇到挫折需要停下来研究文献资料。有一天柏诺兹看到了这篇论文，很受启发，立即和缪勒一起对这种材料进行加工处理，终于在1986年1月27日取得了重要成果。1986年4月，柏诺兹和缪勒向德国的《物理学杂志》投寄题为《Ba-La-Cu-O系统中可能的高 T_c 超导电性》的文章^[12]，他们只是说可能有，一方面是因为尚未对抗磁性进行观测，另一方面也是出于谨慎。在此之前曾有过多次教训，有人宣布“发现”了高 T_c 超导体，后来都证明是某种假象所误。不久，日本东京大学的几位学者根据IBM的配方制备了类似的样品，证实Ba-La-Cu-O化合物具有完全抗磁性^[13]。缪勒和柏诺兹随即也发表了他们的磁性实验结果，不过论文到1987年才问世^[14]。1987年美国休斯顿大学的华裔科学家朱经武教授和阿拉巴马大学的吴茂昆教授发现了在**液氮温度（77.3K）**以上的氧化物超导体^[15]。这种氧化物就是现在人们熟知的YBa₂Cu₃O_{7-x}（YBCO），临界温度达90K。我国中科院物理所赵忠贤院士等经过独立的研究，也于1987年发现了YBa₂Cu₃O_{7-x}高温超导体^[16]。其公布的时间比美国华裔科学家朱经武教授公布的时间还要早。

一场国际性的角逐在1987年初展开了，柏诺兹和缪勒的发现引起了全球性的“超导热”。1987年他们两人共获诺贝尔物理奖，在领奖演说中引用了一张图表，如图1。这张图表展现了几十年来探索高 T_c 超导体的漫长历程和1986年1月到1987年2月间的突破性进展。虽然后来又发现了125K的铋系超导体^[17]，YBCO仍然是目前最流行的高温超导材料。1993年，又发现了临界温度高达150K的汞系氧化物^[18]。2001年，日本科学家又发现了新的超导材料二硼化镁（MgB₂）^[19]。2008年，日本和中国科学家又相继发现了新的铁基超导材料（LaFeAsO_{1-x}Fx）^[20]。目前这一寻找更高临界温度超导材料的研究还在继续，相信在不久的将来还会有新的成果。随着1987年高温超导材料的发现，在新材料探询、材料制备和理论领域研究的步伐明显加快了。虽然超导研究已经取得很多重大的发现和长足进步，但是超导的历史才刚刚开始，人们正在盼望在理论和实验上取得进一步的重大突破，从而把超导技术真正引进人们的日常生活。

超导电性的应用十分广泛，例如超导磁悬浮列车、超导重力仪、超导计算机、超导微波器件等，超导电性还可以用于计量标准，在1991年1月1日开始生效的伏特和欧姆的新的实验基准中，电压基准就是以超导电性为基础。

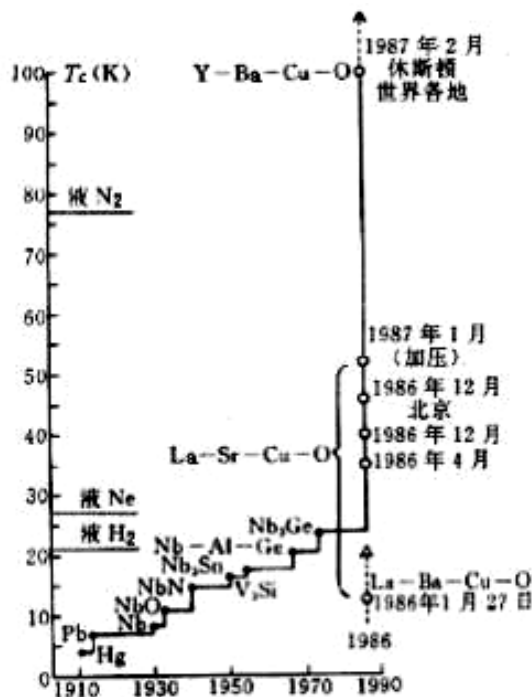


图 1 超导临界温度的提高

3. 实验目的

1. 通过对氧化物高温超导材料特性的测量和演示，加深理解超导体的两个基本特性；
2. 了解金属和半导体的电阻随温度的变化以及温差电效应；
3. 了解超导磁悬浮的原理；
4. 掌握液氮低温技术。

二、 实验原理 ^[21-23]

1. 超导现象、临界参数及实用超导体

1) 零电阻现象

1911 年，卡麦林·昂纳斯用液氮冷却水银线并通以几毫安电流，在测量其端电压时发现，当温度稍低于液氮的正常沸点时，水银线的电阻突然跌落到零，这就是所谓的零电阻现象或超导电现象。通常把具有这种超导电性的物体，称为超导体。需要注意的是只有在直流电情况下才有零电阻现象，而在交流电情况下电阻不为零。

理论上，超导临界温度的定义为：当电流、磁场及其它外部条件（如应力、辐照）保持为零或不影响转变温度测量的足够低值时，超导体呈现超导态的最高温度。实验上，用电阻法测定临界温度时，通常把降温过程中电阻温度

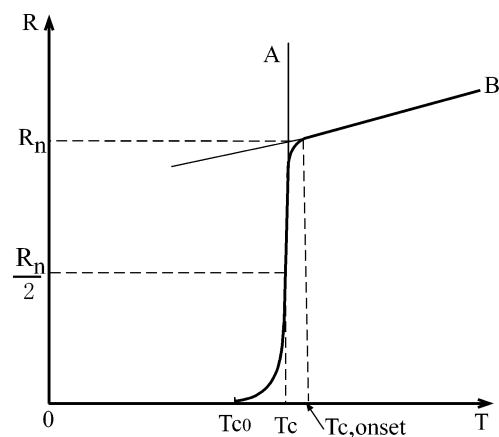


图 2 超导体的电阻转变曲线

曲线开始从直线偏离处的温度称为起始转变温度 $T_{c,onset}$ ，把临界温度 T_c 定义为待测样品电阻从起始转变处下降到一半时对应的温度，也称作超导转变的中点温度 T_{cm} 。把电阻变化10%到90%所对应的温度间隔定义为转变宽度 ΔT_c ，电阻刚刚完全降到零时的温度称为完全转变温度即零电阻温度 T_{c0} 。 ΔT_c 的大小反映了材料品质的好坏，均匀单相的样品 ΔT_c 较窄，反之较宽。如图2所示。通常说的超导转变温度 T_c 指 T_{cm} 。

2) 迈斯纳效应

超导电性发现后二十年来，人们一直以为超导态的电磁特性就是它的电阻等于零。很自然地把超导体想象成电导率为无限大的理想导体。直到1933年迈斯纳对超导圆柱Pb和Sn在垂直其轴向外加磁场下，测量了超导圆柱外面磁通密度分布，发现了一个惊人的现象：不管加磁场的次序如何，超导体内磁场感应强度总是等于零。超导体即使在处于外磁场中冷却到超导态，也永远没有内部磁场，它与加磁场的历史无关，如图3所示。这个效应称之为迈斯纳效应。

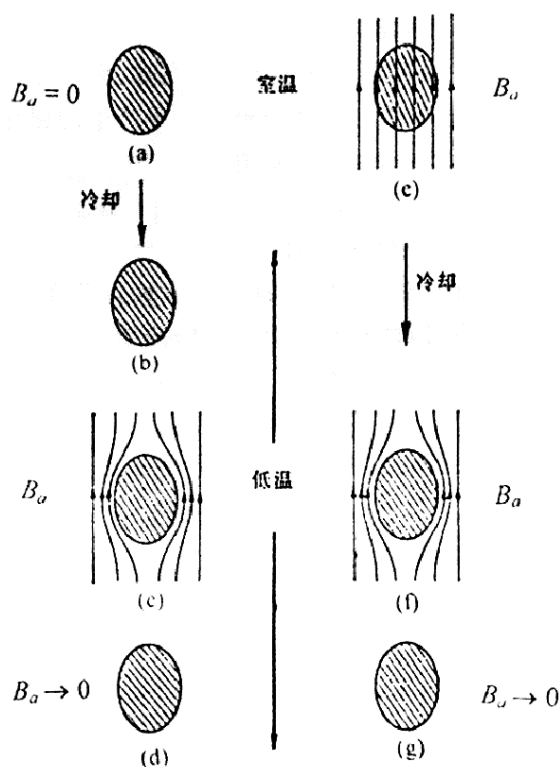


图3 超导体的磁性

(a)–(b)样品在没有磁场下变为超导体 (c)施加于超导体的磁场 (d)移去磁场；
(e)–(f)样品在外加磁场中变为超导体 (g)移去磁场

3) 临界磁场 H_c

把一个磁场加到超导体上之后，一定数量的磁场能量用来建立屏蔽电流的磁场以抵消超导体的内部磁场。当磁场达到某一定值时，它在能量上更有利于使样品返回正常态，允许磁

场穿透，即破坏了超导电性。如果超导体存在杂质和应力等，则在超导体不同处有不同的 H_c ，因此转变将在一个很宽的范围内完成，和定义 T_c 一样，通常我们把 $\rho = \rho_0/2$ 相应的磁场叫临界磁场。

临界磁场是每一个超导体的重要特性，实验还发现，存在两类可区分的磁行为。对于一般的超导体来说，在 T_c 以下，临界磁场 $H_c(T)$ 随温度下降而增加，由实验拟合给出 H_c 与 T 的关系很好地遵循抛物线近似关系

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - (T/T_c)^2 \right] \quad (1)$$

如图 4 所示。此类超导体被称为第 I 类超导体。

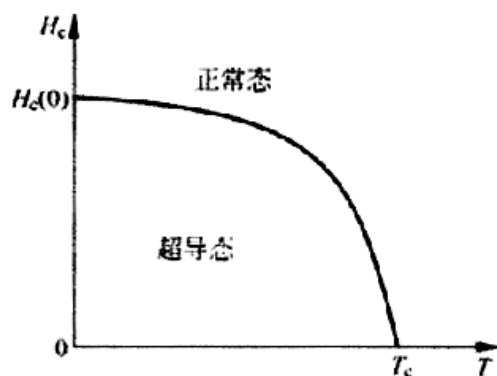


图 4 第 I 类超导体临界磁场随温度而变化

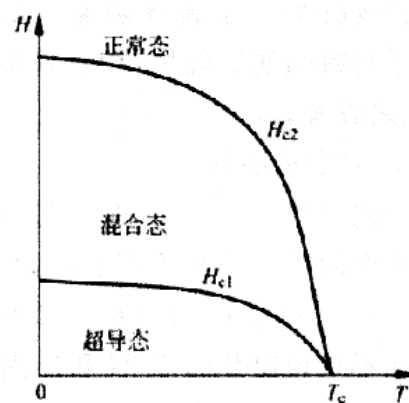


图 5 第 II 类超导体临界磁场随温度而变化

对于第 II 类超导体来说，在超导态和正常态之间存在过渡的中间态，因此第 II 类超导体存在两个临界磁场 H_{c1} 和 H_{c2} ，如图 5 所示。当 $H < H_{c1}$ 以前它具有和第 I 类超导体相同的迈斯纳态的磁矩；当 $H > H_{c1}$ 后，磁场将进入到超导体中，但这时体系仍有无阻的能力，我们把这个开始进入第 II 类超导体的磁场 H_{c1} 叫下临界磁场。当 $H > H_{c1}$ 后，磁场进入到超导体中愈来愈多，同时伴随着超导态的比例愈来愈少，故磁化曲线随着 H 的增加磁矩缓慢减小直至为零，超导体完全恢复到正常态，如图 6 所示。我们把这个 H_{c2} 叫上临界磁场，在 $H_{c1} < H < H_{c2}$ 区域的状态为混合态。高温超导体为第 II 类超导体。

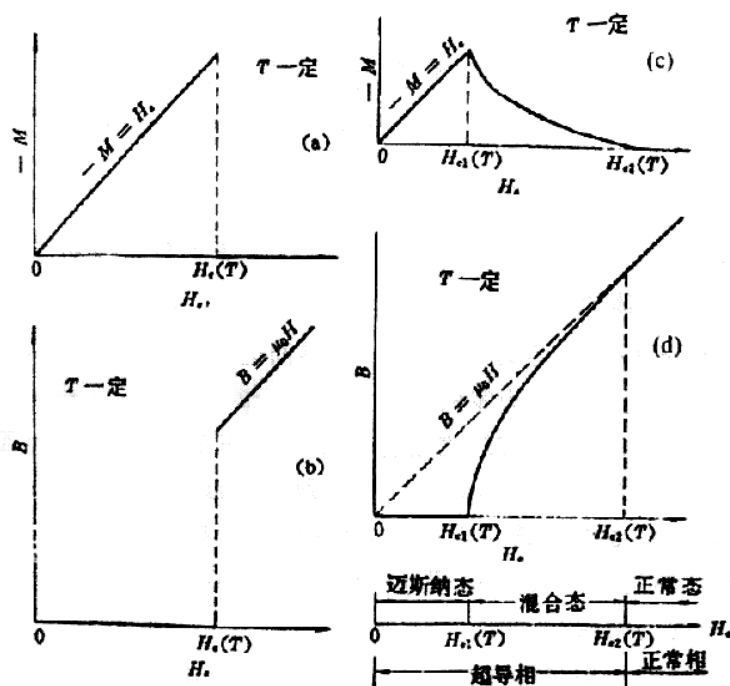


图 6 第I和第II类超导体的磁化曲线

4) 临界电流密度 J_c

实验发现当超导体通以电流时，无阻的超流态要受到电流大小的限制，当电流达到某一临界值 I_c 后，超导体将恢复到正常态，我们称这个电流值为临界电流，相应的电流密度为临界电流密度 J_c 。对大多数金属超导体正常态的恢复是突变的，对超导合金、化合物及高温超导体，电阻的恢复不是突变，而是随 I 增加渐变到正常电阻。

临界电流 I_c 与临界磁场强度 H_c 是相关的，外加磁场越强，临界电流就越小。临界磁场强度 H_c 依赖于温度，随温度升高而减小，并在转变温度 T_c 时降为零。临界电流密度 J_c 以类似的方式和温度有关，即它在较高温度下减小。

临界温度 T_c ，临界电流密度 J_c 和临界磁场 H_c 是超导体的3个临界参数，这3个参数与物质的内部微观结构有关。要使超导体处于超导态，必须将其置于这3个临界值以下，只要其中任何一个条件被破坏，超导态都会被破坏。

5) 实用超导体——非理想的第II类超导体

• 磁通俘获和不可逆磁化

对于第II类超导体当外磁场 H 升到高于 H_{c1} 时，不存在完全的Meissner效应，磁通线要进入到大块超导体中。通常当磁场去掉后，大块物质中还残留一个俘获磁通。图7为在很好退火的Nb+10%Ta样品上观测到的磁通俘获。

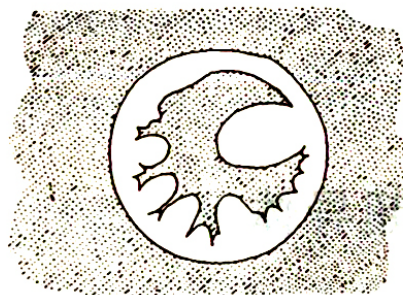


图 7 很好地退火的 Nb + 10%Ta 样品在加磁场 5×10^{-2} T 后,去磁场测得的图案

对于高温超导体,不论是多晶、单晶都存在回滞曲线(如图 8,外加磁场 H 小于上临界磁场 H_{c2}),迄今还无一例外,说明高温超导体从本质上就是非理想的 II 类超导体。高温超导体是层状结构,载流层之间必然是正常区或弱连接区,这就意味着整个超导体是不均匀的,必然存在钉扎效应。

当外磁场从零开始增加,但 $H < H_{c1}$ 时,超导体处在迈斯纳态,故 $-M=H$; 而当 $H > H_{c1}$ 时,磁场将以磁通量子的形式进入超导体,缺陷阻碍了磁通线的进入,因此磁通线进入超导体受到“阻力”,一直到磁场继续增加克服这个“阻力”后才能进入超导体,故在 $-M-H$ 曲线上, $H > H_{c1}$ 还要继续上升; 同样, H 从 $H > H_{c1}$ 开始下降时,由于磁通线受到阻力,它又不容易排出,这就在非理想第 II 类超导体中形成俘获了部分磁通。

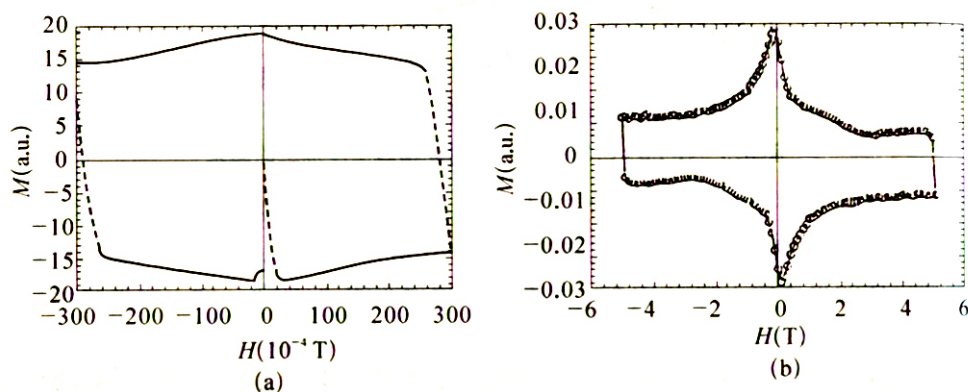


图 8 YBCO 的磁化曲线
(a) 小场 ; (b) 强场

• 钉扎力和钉扎中心

非理想第 II 类超导体中俘获磁通是稳定的,说明在这类超导体中的涡旋线除了彼此之间存在电磁力以外,一定还存在另一种力,它克服了 Lorentz 斥力,使涡旋线不能运动,以致当外磁场 H 等于零时,还能在超导体中残留磁通。

理想第 II 类超导体中的涡旋线分布是均匀的三角形点阵,因为涡旋线是均匀分布的,

超导体中的磁感应强度 $B(r)$ 不依赖于 r ，图 9 (a) 给出这个结果，则

$$\mu_0 \vec{j}(r) = \nabla \times \vec{B}(r) = 0 \quad (2)$$

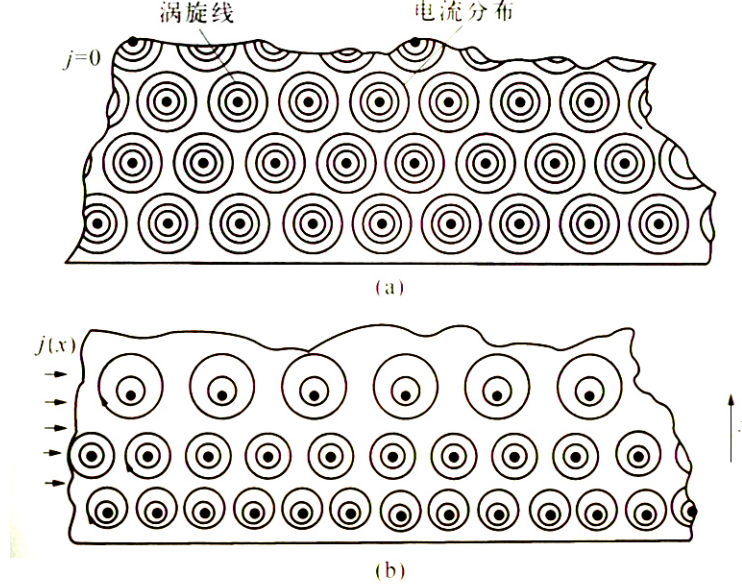


图 9 理想(a)和非理想(b)第 II 类超导体中的涡旋线和电流分布

非理想第 II 类超导体中，涡旋线是不均匀分布的，超导体中的磁感应强度 $B(r)$ 与空间位置有关，图 9 (b) 给出这个结果，则

$$\nabla \times \vec{B}(r) \neq 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{j}(r) \neq 0 \quad (3)$$

这样涡旋线将受到一个从内向边缘的 Lorentz 斥力。但是实验指出在这个 Lorentz 力的作用下涡旋线却不运动，而是稳定的分布。这说明除了 Lorentz 力之外它们还受到一个其它力的作用。这个阻碍磁通线运动的力来自缺陷，我们把这个力叫做钉扎力，把缺陷叫做钉扎中心。

2. 电阻温度特性

1) 纯金属材料的电阻温度特性

一般金属的载流子浓度为 $10^{18} \sim 10^{23}/\text{cm}^3$ 。

纯金属晶体的电阻产生于晶体的电子被晶格本身和晶格中的缺陷的热振动所散射，实际材料中存在的杂质和缺陷也将破坏周期性势场，引起电子的散射。根据金属导电理论的马德森 (Mathiessen) 定则，金属中总电阻率表示为：

$$\rho = \rho_L(T) + \rho_r, \quad (4)$$

$\rho_L(T)$ 表示晶格热振动对电子散射引起的电阻率，与温度有关，电阻与温度的关系决定于晶格振动散射。根据金属能带理论计算表明：在高温区，当 $T > \Theta_D/2$ 时， $\rho_L(T)$ 与 T 成

正比；在低温区，当 $T < \Theta_D/10$ 时， $\rho_L(T)$ 与 T^5 成正比。其中 Θ_D 为德拜温度。

ρ_r 表示杂质和缺陷对电子的散射所引起的电阻率，在金属中杂质和缺陷散射的影响一般来说是不依赖于温度的，而与杂质和缺陷的密度成正比，称为剩余电阻率。也就是说，杂质和缺陷可以改变金属电阻率的数值，但不改变电阻率的温度系数 $d\rho/dT$ 。

图 10 给出铂金属电阻与温度的关系，由图可见，在液氮正常沸点到室温温度范围内，铂电阻与温度具有良好的线性关系。金属铂是优良的温度计材料，还具有以下特点：化学稳定性好，不氧化、不溶于任何单一的酸；可以得到很纯的实用材料，一号铂的纯度是 99.999%；退火铂丝在冷热循环中电阻的稳定性很好，用它制成的温度计校准一次可用很久；易于机械加工，可以拉成丝并绕成所需要的形状；德拜温度较低， $\Theta_D = 225K$ ；因此铂电阻温度计是符合 $13.8 \sim 630.74K$ 温度范围的国际实用基准温度计。

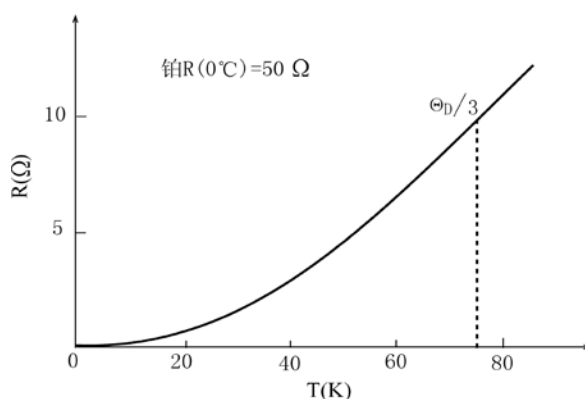


图 10 铂的电阻温度关系

2) 半导体材料的电阻温度特性

一般半导体的载流子浓度为 $10^{12} \sim 10^{17}/\text{cm}^3$ 。

本征半导体的电阻率 ρ_i 为

$$\rho_i = \frac{1}{n_i e (\mu_e + \mu_p)} \quad (5)$$

电阻率 ρ_i 由载流子浓度 n_i 及迁移率 $\mu = \mu_e + \mu_p$

决定，但因 n_i 随温度增高而指数上升，迁移率

$\mu = \mu_e + \mu_p$ 随温度增高而下降较慢，故本征半导

体的电阻率 ρ_i 随温度上升而单调下降，具有负的

温度系数（即 $d\rho_i/dT < 0$ ），这是半导体有别于

金属的一个重要特征。

对于杂质半导体，载流子由杂质电离及本征激发产生，故载流子浓度随温度的变化关系比较

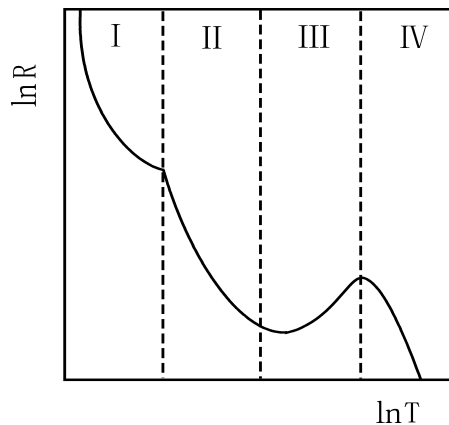


图 11 半导体电阻温度关系

复杂，加以存在电离杂质散射和声子散射两种机制，所以迁移率的变化比较复杂。图 11 是半导体电阻温度关系示意图。

温区 I 为极低温区，几乎没有自由载流子，此时的电导是微弱的“杂质能级电导”，电阻随温度上升而迅速下降。

温区 II 为低温区，本征激发可以忽略，载流子主要由杂质电离产生，其浓度随温度上升而上升。在低温下，声子散射可以忽略，电离杂质散射几率随温度上升而下降，由它决定的迁移率随温度的升高而增加。所以，电阻率 ρ_i 随温度升高而下降， $d\rho_i/dT < 0$ 。

温区 III 为饱和区，温度升高至室温或稍高，本征激发还不十分明显，但杂质已全部电离，即载流子浓度已不再随温度变化。声子散射已开始成为主要的散射机制，有 $\rho_i \propto T^{3/2}$ 。所以，电阻率随温度升高而增大。

温区 IV 为本征区，载流子主要由本征激发提供，其浓度随温度升高而迅速增加。载流子增加的作用远远超过由于声子散射而使电阻上升的影响，于是电阻随温度上升而急剧下降，与本征半导体的电阻温度特性相似。

半导体在一定温度范围内具有负的电阻温度系数，根据半导体低温区电阻温度关系，用半导体材料做成的温度计，可以弥补金属电阻温度计在低温区电阻值和灵敏度降低的缺陷。常用的半导体温度计有锗电阻温度计、硅电阻温度计、碳电阻温度计和热敏电阻温度计。

在恒定的电流下，硅和砷化镓二极管 pn 结的正向电压随温度的降低而升高，如图 12 所示，由图可见，在相当宽的温度范围内有较好的线性关系和较高的灵敏度。

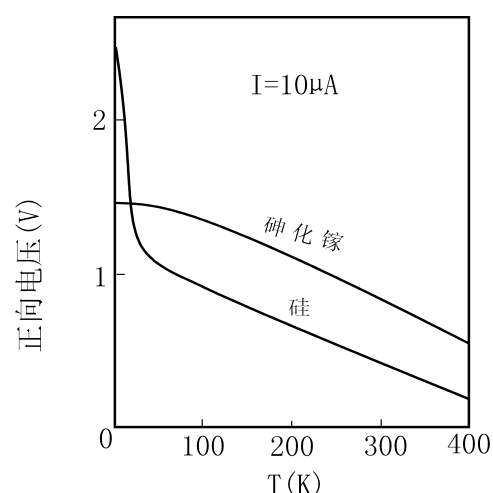


图 12 二极管 pn 结的正向电压温度关系

三、实验装置

本实验装置由以下部分组成：（1）低温温度的获得和控制主要包括低温恒温器和不锈钢杜瓦容器；（2）电测量部分主要包括 BW2 型高温超导材料特性测试装置和 PZ158 型直流数字电压表；（3）高温超导体的磁悬浮演示装置。

1. 低温恒温器和不锈钢杜瓦容器

低温恒温器和杜瓦容器的结构如图 13 所示，其目的是得到从液氮的正常沸点 77.3K 到室温范围内的任意温度。低温恒温器的核心部件是安装有超导样品和铂电阻温度计、硅二极管温度计、康-铜温差电偶及 25Ω 锰铜加热器线圈的紫铜恒温块。液氮盛在具有真空夹层的不锈钢杜瓦容器中，借助于手电筒我们可通过有机玻璃盖看到杜瓦容器的内部，拉杆固定螺母（以及与之配套的固定在有机玻璃盖上的螺栓）可用来调节和固定引线拉杆及其下端的低

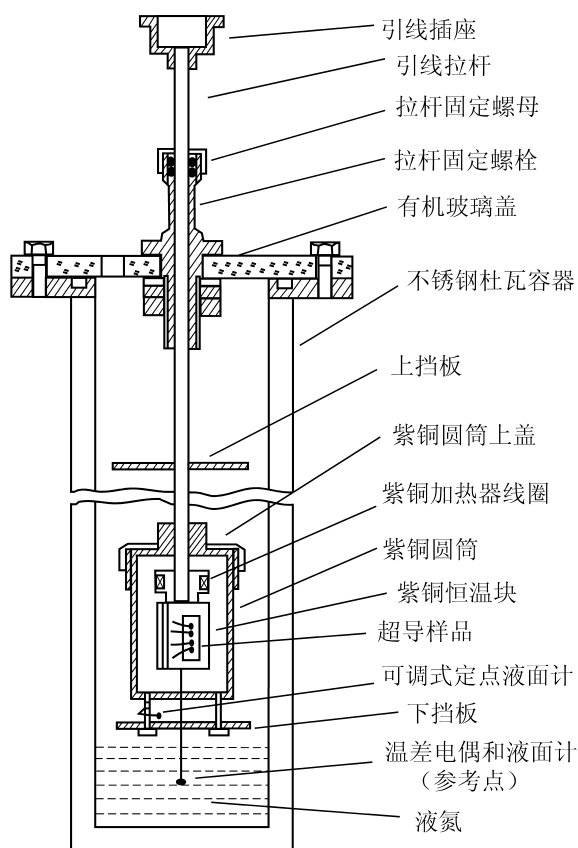


图 13 低温恒温器和杜瓦容器的结构

瓦容器内的位置来实现，只要降温速率足够慢，就可认为在每一时刻都达到了温度的动态平衡。

为了使低温恒温器在需要的温度范围内降温速率足够缓慢，又能保证整个实验在规定的时间内顺利完成，我们在低温恒温器的紫铜圆筒底部与下挡板间距离的 1/2 处安装了可调式定点液面计。在实验过程中只要随时调节低温恒温器的位置以保证液面计指示电压刚好为零，即可保证液氮表面刚好在液面计位置附近。

在超导样品的超导转变曲线附近，如果需要，还可以利用加热器线圈进行细调。由于金属在液氮温度下具有较大的热容，因此当我们在降温过程中使用电加热器时，一定要注意紫铜恒温块温度变化的滞后效应。为使温度计和超导样品具有较好的温度一致性，我们将铂电阻温度计、硅二极管和温差电偶的测温端塞入紫铜恒温块的小孔中，并用低温胶或真空脂将待测超导样品粘贴在紫铜恒温块平台上的长方形凹槽内。超导样品与四根电引线的连接是通过金属钢的压接而成的。此外，温差电偶的参考端从低温恒温器底部的小孔中伸出，使其在整个实验过程中都浸没在液氮内。紫铜恒温块(探头)的结构如图 14 所示。

液面计的原理：温差热电势效应。单一导体两端由于温度不同而在其两端产生的电势为温差热电势，又称汤姆逊电势。这是因为高温端自由电子的动能大于低温端自由电子的动能，高温端自由电子扩散速率高于低温端自由电子的扩散速率，从而在导体两端形成电位差。

温恒温器的位置。此外还包括紫铜圆筒及其上盖、上下挡板，引线拉杆和 19 芯引线插座等部件。

原则上，获得高于液氮温度的中间温度需将低温恒温器放在容器中远离液氮液面的上方，通过调节电加热器的电流使之与漏热相平衡。电加热器线圈由温度稳定性较好的锰铜线无电感地双线并绕而成。这时，紫铜圆筒起均温的作用，上、下挡板分别起到阻挡来自室温和液氮的辐射的作用。

本实验的主要工作是测量超导转变曲线，并在液氮正常沸点附近的温度范围内（例如 140 K 到 77 K）标定温度计。控温程序是从高温到低温，液氮的温度为 77.3K，装在杜瓦瓶内，简便易行的方法是利用液面以上空间存在的温度梯度来获得所需温度。样品温度及降温速率的控制是靠测量过程中改变低温恒温器在杜瓦

液面计的作用：控制样品与液氮表面之间的距离，以达到控制降温速率的目的。

2. 电测量原理及测量设备

电测量设备的核心是一台称为“BW2 型高温超导材料特性测试装置”的电源盒和一台灵敏度为 $1\ \mu\text{V}$ 的 PZ158 型直流数字电压表。

BW2 型高温超导材料特性测试装置主要由铂电阻、硅二极管和超导样品等三个电阻测量电路构成，每一电路均包含恒流源、标准电阻、待测电阻、数字电压表和转换开关等五个主要部件。

1) 四引线测量法

电阻测量的电路如图 15 所示。测量电流由恒流源提供，其大小可由标准电阻 R_n 上的

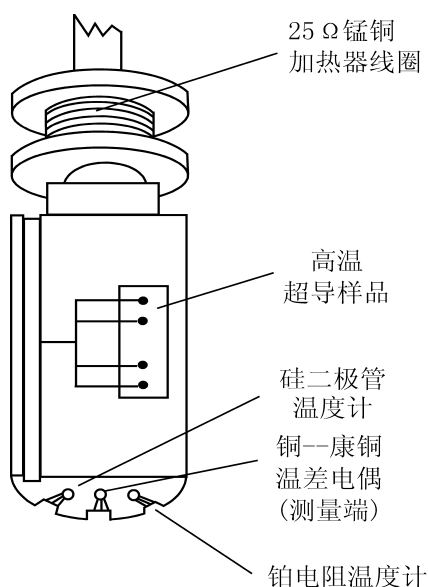


图 14 紫铜恒温块(探头)的结构

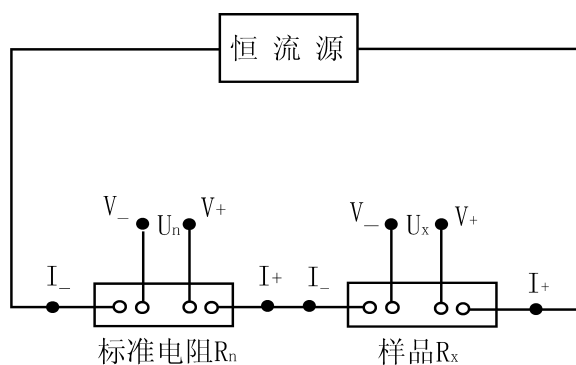


图 15 四引线法测量电阻

电压 U_n 的测量值得出，即 $I = U_n / R_n$ 。如果测量得到了待测样品上的电压 U_x ，则待测样品的电阻 R_x 为

$$R_x = \frac{U_x}{I} = \frac{U_x}{U_n} R_n \quad (4)$$

由于低温物理实验装置的原则之一是必须尽可能减小室温漏热，因此测量引线通常是又细又长，其阻值有可能远远超过待测样品(如超导样品)的阻值。为了减小引线和接触电阻对测量的影响，通常采用所谓的“四引线测量法”，即每个电阻元件都采用四根引线，其中两根为电流引线，另两根为电压引线。

四引线测量法的基本原理：如图 15，恒流源通过两根电流引线将测量电流 I 提供给待测样品，而数字电压表则是通过两根电压引线来测量电流 I 在样品上所形成的电势差 U 。

四引线测量法的优点：排除了引线电阻以及接触电阻对测量的影响。由于两根电压引线
与样品的接点处在两根电流引线的接点之间，因此排除了电流引线与样品之间的接触电阻对
测量的影响；又由于数字电压表的输入阻抗很高，电压引线的引线电阻以及它们与样品之间的
接触电阻对测量的影响可以忽略不计。因此，四引线测量法减小甚至排除了引线和接触电
阻对测量的影响，是国际上通用的标准测量方法。

2) 铂电阻和硅二极管测量电路

在铂电阻和硅二极管测量电路中，提供电流的都是只有单一输出的恒流源，它们输出电
流的标称值分别为 1 mA 和 $100\text{ }\mu\text{A}$ 。在实际测量中，通过微调我们可以分别在 $100\text{ }\Omega$ 和 $10\text{ k}\Omega$ 的
标准电阻上得到 100.00 mV 和 1.0000 V 的电压。

在铂电阻和硅二极管测量电路中，使用两个内置的灵敏度分别为 $10\text{ }\mu\text{V}$ 和 $100\text{ }\mu\text{V}$ 的
 $4\text{ }1/2$ 位数字电压表，通过转换开关分别测量铂电阻、硅二极管以及相应的标准电阻上的电
压，由此可确定紫铜恒温块的温度。如图 16 (a) 和 16 (b) 所示。

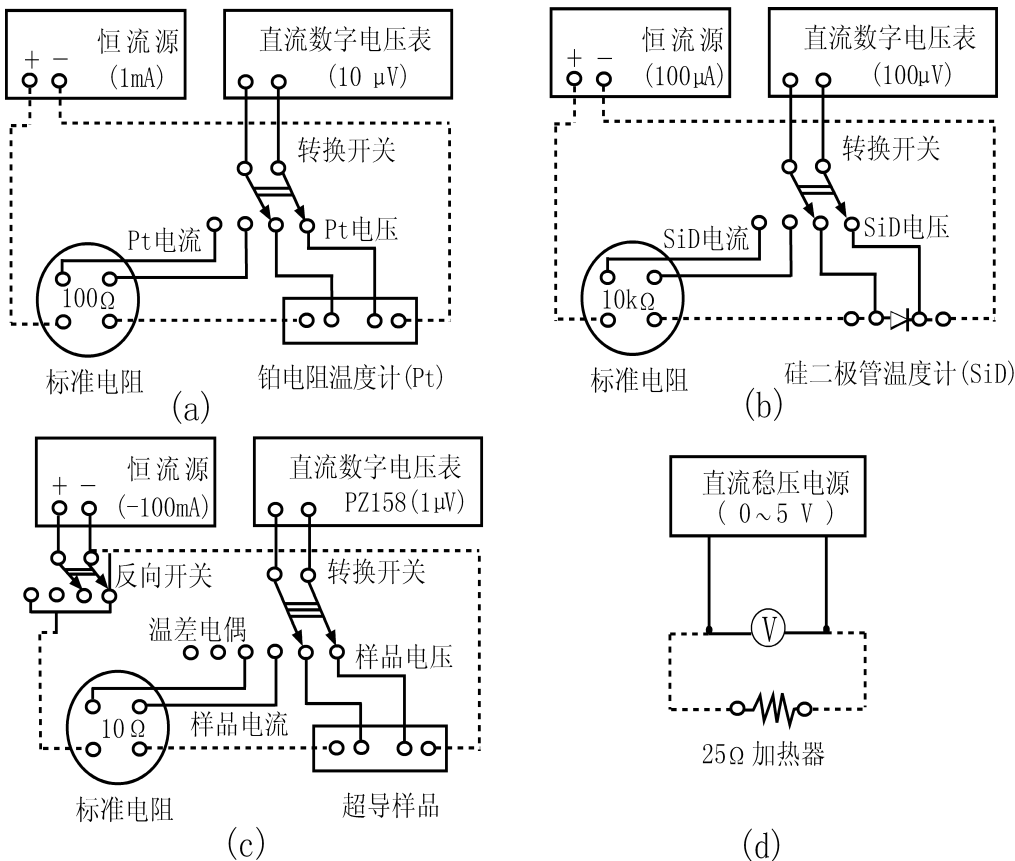


图 16 实验电路图

3) 超导样品测量电路

由于超导样品的正常电阻受到多种因素的影响，因此每次测量所使用的超导样品的正常
电阻可能有较大的差别。为此，在超导样品测量电路中，采用多档输出式的恒流源来提供电

流。在本装置中，该内置恒流源共设标称为 $100\ \mu\text{A}$ 、 $1\ \text{mA}$ 、 $5\ \text{mA}$ 、 $10\ \text{mA}$ 、 $50\ \text{mA}$ 、 $100\ \text{mA}$ 的六档电流输出，其实际值由串接在电路中的 $10\ \Omega$ 标准电阻上的电压值确定。

为了提高测量精度，使用一台外接的灵敏度为 $1\ \mu\text{V}$ 的 5 位半 PZ158 型直流数字电压表，来测量标准电阻和超导样品上的电压，由此可确定超导样品的电阻。如图 16 (c) 所示。

实际上，即使电路中没有来自外来电源的电动势，只要材料存在不均匀性和温差，就有温差电动势存在，通常称为乱真电动势或寄生电动势。在低温物理实验中，待测样品和传感器往往处在低温下，而测量仪器却处在室温，因此他们之间的连接导线处在温差很大的环境中。而且，沿导线的温度分布还会随低温液体液面的降低、低温恒温器的移动以及内部情况的其他变化而随时间改变。所以在涉及低电势测量的低温物理实验中，特别是在超导样品的测量中，判定和消除乱真电动势的影响是十分重要。

为了消除直流测量电路中固有的乱真电动势的影响，我们在采用四引线测量法的基础上还增设了电流反向开关，用以进一步确定超导体的电阻确已为零。当然，这种确定受到了测量仪器灵敏度的限制。然而，利用超导环所做的持久电流实验表明，超导态即使有电阻也小于 $10^{-27}\ \Omega$ 。

4) 温差电偶及定点液面计的测量电路

利用转换开关和 PZ158 型直流数字电压表，可以监测铜-康铜温差电偶的电动势以及可调式定点液面计的指示，如图 16 (c) 所示。

把两种不同的导体连接成闭合的回路，如果将它们的两个接点分别置于温度不同的热源中，则在该回路内就会产生热电动势，这种现象称作热电效应。这个装置就叫热电偶。**热电偶所产生的热电势由两部分组成：**接触电势和温差电势。温差电势一般比接触电势小得多。
接触电势：两块不同的金属导体 A 和 B 相互接触，由于金属的费米能级不同，相互接触时发生电子交换，达到平衡后，两块金属中产生接触电势差。

5) 电加热器电路

BW2 型高温超导材料特性测试装置中，一个内置的直流稳压电源和一个指针式电压表构成了一个为安装在探头中的 $25\ \Omega$ 锰铜加热器线圈供电的电路。利用电压调节旋钮可提供 $0-5\ \text{V}$ 的输出电压，从而使低温恒温器获得所需要的加热功率，如图 16 (d) 所示。

6) 其他

在 BW2 型高温超导材料特性测试装置的面板上，后边标有“(探头)”字样的铂电阻、硅二极管、超导样品和 $25\ \Omega$ 加热器等四个部件，以及温差电偶和液面计，均安装在低温恒温器中。利用一根两头带有 19 芯插头的装置连接电缆，可将 BW2 型高温超导材料特性测试装置与低温恒温器连为一体。在每次实验开始时，学生必须利用所提供的带有香蕉插头的面板连接导线，把面板上用虚线连接起来的两插座全部连接好。只有这样，才能使各部分构成

完整的电流回路。

3. 高温超导体的磁悬浮演示装置

演示用液氮容器：是用来盛装把高温超导体降温的制冷剂--液氮，由特种塑料泡沫经过粘接压制的，具有良好的绝热性能，而且能够适应从液氮温度到室温反复变化。

高温超导盘片：是由熔融织构 YBCO 高温超导黑色陶瓷材料制成的。演示所采用的高温超导盘片是防水的。这样可以抵御空气中因为盘片表面很冷时而凝结在表面的冷凝水，从而造成对盘片的侵蚀。

高场强钕铁硼永磁磁块：本演示实验中所采用的磁块是一个磁力非常强的钕铁硼永磁体。它体积虽然很小，但是能产生一个非常强的磁场，当超导盘片被冷却到其临界温度以下时，该磁块能很容易地悬浮在超导体上。

镊子：由特殊塑料做成，在实验时可以避免用手直接接触低温物体，从而避免发生冻伤，方便实验。

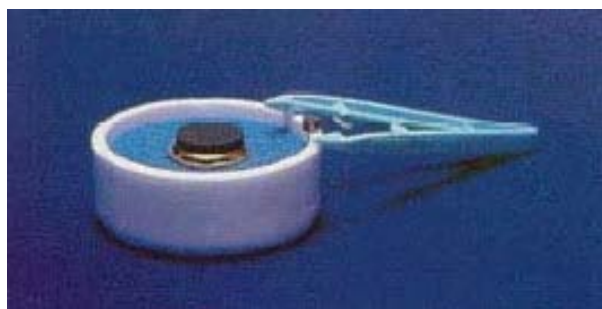


图 17 高温超导体的磁悬浮演示装置

4. 高温超导体的磁悬浮列车模型演示装置

5. 高温超导体的磁悬浮力测量装置

四、 实验内容

1. 室温测量

(1) 电路的连接

将“装置连接电缆”两端的 19 芯插头分别插在低温恒温器拉杆顶端及“BW2 型高温超导材料特性测试装置”（以下称“电源盒”）右侧面的插座上，同时接好“电源盒”面板上虚线所示的待连接导线，并将 PZ158 型直流数字电压表与“电源盒”面板上的“外接 PZ158”相连接。在学生做实验时，19 芯插头插座不宜经常拆卸，以免造成松动和接触不良，甚至损坏。

(2) 室温检测

打开 PZ158 型直流数字电压表的电源开关（将其电压量程置于 200 mV 档）以及“电源盒”的总电源开关，并依次打开铂电阻、硅二极管和超导样品等三个分电源开关，调节两支温度计的工作电流，测量并记录其室温的电流和电压数据。

原则上，为了能够测量得到反映超导样品本身性质的超导转变曲线，通过超导样品的电流应该越小越好。然而，为了保证用 PZ158 型直流数字电压表能够较明显地观测到样品的超导转变过程，通过超导样品的电流就不能太小。对于一般的样品，可按照超导样品上的室温电压大约为 $50\text{ }\mu\text{V}$ – $200\text{ }\mu\text{V}$ 来选定所通过的电流的大小，但最好不要大于 50 mA。

最后，将转换开关先后旋至“温差电偶”和“液面指示”处，此时 PZ158 型直流数字电压表的示值应当很低。

2. 液氮的灌注

使用液氮时必须了解其基本性质，并注意安全。在实验开始之前，先检查实验用不锈钢杜瓦容器中是否有剩余液氮或其他杂物，如有则须将其倒出。清理干净后，可将输液管的一端插入贮存液氮的杜瓦容器中并拧紧固定螺母，并将输液管的另一端插入实验用不锈钢杜瓦容器中，然后关闭贮存杜瓦容器上的通大气的阀门使其中的氮气压强逐渐升高，于是液氮将通过输液管道注入实验用不锈钢杜瓦容器。液氮加注量可用直尺测量确定，液氮平静下来时的液面位置距离瓶口 30 cm 左右为宜。

3. 低温恒温器降温速率的控制

低温测量是否能够在规定的时间内顺利完成，关键在于是否能够调节好低温恒温器的下挡板浸入液氮的深度，使紫铜恒温块以适当速率降温。为了确保整个实验工作可在规定时间以内顺利完成，我们在低温恒温器的紫铜圆筒底部与下挡板间距离的 1/2 处安装了可调式定点液面计。在实验过程中只要随时调节低温恒温器的位置以保证液面计指示电压刚好为零，即可保证液氮表面刚好在液面计位置附近。

具体步骤如下：

（1）确认是否已将转换开关旋至“液面指示”处。

（2）为了避免低温恒温器的紫铜圆筒底部一开始就触及液氮表面而使紫铜恒温块温度骤然降低造成实验失败，可在低温恒温器放进杜瓦容器之前，先用米尺测量液氮面距杜瓦容器口的深度，然后旋松拉杆固定螺母，调节拉杆位置使得低温恒温器下挡板至有机玻璃板的距离刚好等于该深度，重新旋紧拉杆固定螺母，并将低温恒温器缓缓放入杜瓦容器中。当低温恒温器的下挡板碰到了液氮面时，会发出像烧热的铁块碰到水时的响声，同时用手可感觉到有冷气从有机玻璃板上的小孔喷出，还可用手电筒通过有机玻璃板照射杜瓦容器内部，仔细观察低温恒温器的位置。

（3）当低温恒温器的下挡板浸入液氮时，液氮表面将会像沸腾一样翻滚并伴有响声和大量冷气的喷出，大约 1 分钟后液面逐渐平静下来。这时，可稍许旋松拉杆固定螺母，控

制拉杆缓缓下降，并密切监视与液面指示计相连接的 PZ158 型直流数字电压表的示值（以下简称“液面计示值”），使之逐渐减小到“零”，立即拧紧固定螺母。这时液氮面恰好位于紫铜圆筒底部与下档板间距离的 $1/2$ 处(该处安装有液面计)。

伴随着低温恒温器温度的不断下降，液氮面也会缓慢下降，引起液面计示值的增加。一旦发现液面计示值不再是“零”，应将拉杆向下移动少许（约 2 mm，切不可下移过多），使液面计示值恢复“零”值。因此，在低温恒温器的整个降温过程中，我们要不断地控制拉杆下降来恢复液面计示值为零，维持低温恒温器下档板的浸入深度不变。

由于液面的不稳定性以及导线的不均匀性，一般液面计的指示不一定为零，可以有正或负几个微伏的示值。因此，在实验过程中不要强求液面计的示值为零，否则有可能使拉杆下降得太多，从而使紫铜圆筒的底部太靠近（甚至接触）液氮表面。

4. 低温温度计的比对

当紫铜恒温块的温度开始降低时，观察和测量各种温度计及超导样品电阻随温度的变化，每隔一定时间测量一次各温度计的测温参量（如：铂电阻温度计的电阻、硅二极管温度计的正向电压、温差电偶的电动势），即进行温度计的比对。

具体而言，由于铂电阻温度计已经标定，性能稳定，且有较好的线性电阻温度关系，因此可以利用所给出的本装置铂电阻温度计的电阻温度关系简化公式，由相应温度下铂电阻温度计的电阻值确定紫铜恒温块的温度，再以此温度为横坐标，分别以所测得的硅二极管的正向电压值和温差电偶的温差电动势值为纵坐标，画出它们随温度变化的曲线。

如果要在较高的温度范围进行较精确的温度计比对工作，则应将低温恒温器置于距液面尽可能远的地方，并启用电加热器，以使紫铜恒温块能够稳定在中间温度。即使在以测量超导转变为主要目的实验过程中，尽管紫铜恒温块从室温到 150K 附近的降温过程进行得很快，仍可以通过测量对具有正和负的温度系数的两类物质的低温物性，并可以利用这段时间熟悉实验装置和方法，例如利用液面计示值来控制低温恒温器降温速率的方法，装置的各种显示，转换开关的功能，三种温度计的温度和超导样品电阻的测量方法等等。

5. 超导转变曲线的测量

当紫铜恒温块的温度降低到 130 K 附近时，开始测量超导体的电阻以及这时铂电阻温度计所给出的温度，测量点的选取可视电阻变化的快慢而定，在这些测量点，应同时测量各温度计的测温参量，进行低温温度计的比对。

由于电路中的乱真电动势并不随电流方向的反向而改变，因此当样品电阻接近于零时，可利用电流反向后的电压是否改变来判定该超导样品的零电阻温度。具体做法是，先在正向电流下测量超导体的电压，然后按下电流反向开关按钮，重复上述测量，若这两次测量所得到的数据相同，则表明超导样品达到了零电阻状态。最后，画出超导体电阻随温度变化的曲线，并确定其起始转变温度 $T_{c,onset}$ 和零电阻温度 T_{c0} 。

在上述测量过程中，低温恒温器降温速率的控制依然是十分重要的。在发生超导转变之前，即在 $T > T_{c,onset}$ 温区，每测完一点都要把转换开关旋至“液面计”档，用 PZ158 型直流数字电压表监测液面的变化。在发生超导转变的过程中，即在 $T_{c0} < T < T_{c,onset}$ 温区，由于在液面变化不大的情况下，超导样品的电阻随着温度的降低而迅速减小，因此不必每次再把转换开关旋至“液面计”档，而是应该密切监测超导样品电阻的变化。当超导样品的电阻接近零值时，如果低温恒温器的降温已经非常缓慢甚至停止，这时可以逐渐下移拉杆，使低温恒温器进一步降温，以促使超导转变的完成。最后，在超导样品已达到零电阻之后，可将低温恒温器紫铜圆筒的底部接触液氮表面，使紫铜恒温块的温度尽快降至液氮温度。在此过程中，转换开关应放在“温差电偶”档，以监视温度的变化。

6. 高温超导体的磁悬浮演示

本实验主要通过高温超导盘片在磁块上的悬浮现象演示了高温超导体的两个独有的特性：混合态效应和完全抗磁性。

1) 完全抗磁性（迈斯纳效应）

首先要将超导盘片冷却到超导临界温度以下，使其处于超导状态，然后用塑料镊子把磁块慢慢放到高温超导盘片上面。这时，通过观察会发现磁块会悬浮在高温超导盘片的上面，而不是因为重力的作用掉到高温超导盘片的表面，并且此时磁块很难稳定，即磁力线完全被排斥在超导体外，超导体具有完全抗磁性。

2) 混合态效应

先把磁块放到高温超导盘片上，然后慢慢浸入液氮冷却它。当高温超导盘片被冷却到其超导临界温度以下，即高温超导盘片达到超导状态后，很容易会发现磁块会被悬浮起来，并且超导体与磁块之间达到一种自稳定状态。这是因为在磁场下冷却到超导临界温度以下后，高温超导体进入了混合态，部分磁力线被排斥，部分磁力线被钉扎，超导体既具有部分抗磁性又展现出类永久磁性。

注：熔融织构 YBCO 高温超导体的下临界场约 1600-1800 高斯，钕铁硼永磁磁块的表面磁场强度 4000-5000 高斯。

7. 高温超导体的磁悬浮力测量

本实验主要通过改变高温超导盘片与磁块之间的距离，定量测量高温超导体磁悬浮力的变化，并给出磁悬浮力与超导体-磁体间距的关系曲线。

场冷：由于永久磁铁的表面磁场约为 3000~5000 高斯，而熔融织构 YBCO 高温超导体的下临界场约 1000-2000 高斯，上临界磁场为几万至几十万高斯，所以场冷条件下超导体处于混合态。混合态的超导体具有部分抗磁性，又由于磁通钉扎效应，部分磁通被冻结，其磁场下的行为可视为一永久磁铁。当永久磁铁接近超导体时，由于迈斯纳效应其表现为抗磁性，

具有排斥力；当永久磁铁远离超导体时，其表现为吸引力；排斥力、吸引力、重力达到自平衡时的行为即为超导磁悬浮现象。

零场冷：零场冷条件下，超导体处于迈斯纳态，具有完全抗磁性，无论永久磁铁以何种方式接近超导体，超导体均表现出完全抗磁性，磁铁难以平衡地悬浮于超导体之上。

除上述基本的演示和测量外，由于大多数的材料，尤其是塑料，在温度降低时会变的很脆，而容易损坏，学生还可以通过利用实验剩余的液氮来了解在极端低温条件下材料的这些物理特性，培养学生发现新东西的能力。

五、 注意事项

1. 所有测量必须在同一次降温过程中完成，应避免紫铜恒温块的温度上下波动。如果实验失败或需要补充不足的数据，必须将低温恒温器从杜瓦容器中取出并用电吹风机加热使其温度接近室温，待低温恒温器温度计示值重新恢复到室温数据附近时，重做本实验，否则得到的数据点将有可能偏离规则曲线较远。
2. 恒流源不可开路，稳压电源不可短路。PZ158 直流数字电压表也不宜长时间处在开路状态，必要时可利用随机提供的校零电压引线将输入端短路。
3. 为了达到标称的稳定度，PZ158 直流数字电压表和电源盒至少应预热 10 分钟。
4. 在电源盒接通交流 220 V 电源之前，一定要检查好所有电路的连接是否正确。特别是，在开启总电源之前，各恒流源和直流稳压电源的分电源开关均应处在断开的状态，电加热器的电压旋钮应处在指零的位置上。
5. 低温下，塑料套管又硬又脆，极易折断。在实验结束取出低温恒温器时，一定要避免温差电偶和液面计的参考端与杜瓦容器(特别是出口处)相碰。由于液氮杜瓦容器的内筒的深度远小于低温恒温器的引线拉杆的长度，因此在超导特性测量的实验过程中，杜瓦容器内的液氮不应少于 15 cm，而且一定不要将拉杆往下移动太多，以免温差电偶和液面计的参考端与杜瓦容器内筒底部相碰。
6. 在旋松固定螺母并下移拉杆时，一定要握紧拉杆，以免拉杆下滑。
7. 低温恒温器的引线拉杆是厚度仅 0.5 mm 的薄壁德银管，注意一定不要使其受力，以免变形或损坏。
8. 不锈钢金属杜瓦容器的内筒壁厚仅为 0.5 mm，应避免硬物的撞击。杜瓦容器底部的真空封嘴已用一段附加的不锈钢圆管加以保护，切忌磕伤。
9. 在通风的地方使用液氮。挥发的氮蒸汽可以使周围的氧气稀薄，对人体不利，甚至造成窒息。
10. 穿戴必要的防护衣物，如防护眼镜，宽松、厚实的手套，长裤等。液氮在使用过程中有可能被溅出，溅出的液氮有可能浸透或流进手套及其它衣物中。
11. 不要把装液氮的容器密封上来试图减少液氮的挥发（装有减压阀门的大型容器除外）。容器的盖子应该是适当通风绝热的。密封的容器会因为液氮汽化而产生很大的压力，可能会

引起剧烈的爆炸。

12. 物体在被液氮冷却时，由于温度很低，在其表面和周围有可能聚集浓度很高的氧气，如果聚集的时间比较长，氧气的浓度有可能很高，这时如果遇到周围有易燃物或明火的话，可能发生剧烈燃烧和爆炸，因此做实验时要避免烟火和易燃物。

六、 思考题

1. 什么是超导现象？超导体具有什么特征？近年来，世界上开发了哪些超导材料？
2. 第 I 类超导体与第 II 类超导体对于外磁场的响应有什么区别？
3. 在“四引线测量法”中，电流引线和电压引线能否互换？为什么？
4. 确定超导样品的零电阻时，测量电流为何必须反向？这种方法所判定的“零电阻”与实验仪器的灵敏度和精度有何关系？
5. 在实验中液面计原理和作用？温差热电势是怎么产生的？
6. 如何解释场冷和零场冷下的超导磁悬浮现象？

参考文献

- [1] H. K. Onnes, *Leiden Comm.* **120b**, **122b**, **124c** (1911).
- [2] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [3] 张裕恒, 超导物理 (第3版). 合肥: 中国科技大学出版社, 2009
- [4] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [5] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [6] B. D. Josephson, Possible new effects in superconductive tunneling, *Phys. Lett.* **1(7)**, 251 (1962).
- [7] B. D. Josephson, The discovery of tunnelling supercurrents, *Rev. Mod. Phys.* **46 (2)**, 251 (1974).
- [8] G. Aschermann, E. Fridrich, E. Justi, and J. Kramer, *Z. Phys.* **42**, 349 (1941).
- [9] B. T. Matthias, T. H. Geballe, S. Geller, and E. Corenzwit, *Phys. Rev.* **95**, 1435 (1954).
- [10] J. R. Gavaler, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 480 (1973).
- [11] C. Michel, L. Er-Rakho and B. Raveau, *Mater. Res. Bull.* **20**, 667 (1985).
- [12] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
- [13] H. Takagi, S. Uchida, K. Kitazawa, and S. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L123 (1986).
- [14] J. G. Bednorz, K. A. Müller, and M. Takashige, *Science* **236**, 73 (1987); K. A. Müller and J. G. Bednorz, *Science* **237**, 1133 (1987).
- [15] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).

- [16] Z. X. Zhao, et al., *Chinese Sci. Bull.*, **32**(6), 412 (1987).
- [17] Z. Z. Sheng and A.M. Hermann, *Nature* **332**, 138 (1988); H. Ihara, R. Sugise, M. Hirabayashi, N. Terada, M. Jo, K. Hayashi, A. Negishi, M. Tokumoto, Y. Kimura and T. Shimomura, *Nature* **334**, 510 (1988).
- [18] C. W. Chu, L. Gao, F. Chen, Z. J. Huang, R. L. Meng, and Y. Y. Xue, *Nature* **365**, 56 (1993).
- [19] J. Nagamatsu, N. Nakagawa; T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [20] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
- [21] 阎守胜, 陆果. 低温物理实验原理与方法. 北京: 科学出版社, 1985
- [22] 吴思诚, 王祖铨. 近代物理实验 (第三版). 北京: 高等教育出版社, 2005
- [23] 林木欣. 近代物理实验教程. 北京: 科学出版社, 2000

附件一： 相应的安全常识及紧急处理办法

一、材料的安全知识

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 是一种相对新型的高温超导材料。它本身在正常使用的情况下是对人体无害的。本演示仪所用的超导盘片是由 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 粉末经过压缩、烧结等处理工序加工出来的。为了避免暴露到水中而影响使用，盘片的表面涂了一层硅铜树脂加以保护。使用超导盘片时应当小心，以防盘片不小心被摔坏。

二、液氮使用的预备知识

液氮（由使用者自己提供）是用来冷却超导体的。如果使用不当，会对人体造成损害。对于那些以前没有使用过液氮的人，应事先请教有经验的人士。不能正确使用液氮有可能导致冻伤、眼睛损伤等等。

使用液氮主要要注意下列方面：

- 1、 远离儿童。使用液氮必须在有相关知识的成人的指导下进行，严禁儿童独立操作。
- 2、 穿戴必要的防护衣物，如防护眼镜，宽松、厚实的手套，长裤等。液氮在使用过程中有可能被溅出，溅出的液氮有可能浸透或流进手套及其它衣物中。发生这种情况要马上把衣物去除掉，以免液氮接触皮肤发生冻伤。最好能使用不吸收液氮的手套，而且手套应能快速摘掉。
- 3、 在通风的地方使用液氮。挥发的氮蒸汽可以使周围的氧气稀薄，对人体不利，甚至造成窒息。
- 4、 液氮会沸腾并发生溅射，因此要时刻注意躲避、防护。
- 5、 接触到液氮的物品（尤其是金属等热的良导体）会变得特别冷。当把它们从液氮中取出时一定要小心，千万不能赤手去直接摸碰，本演示包提供的塑料镊子是一个方便的工具。
- 6、 使用适当的容器来盛装保存液氮。容器必须很好地绝热，并且材料必须是在冷热的张力的情况下不破裂。
- 7、 不要把装液氮的容器密封上来试图减少液氮的挥发（装有减压阀门的大型容器除外）。容器的盖子应该是适当通风绝热的。密封的容器会因为液氮汽化而产生很大的压力，可能会引起剧烈的爆炸。
- 8、 有些东西在低温状态下会变得易碎而变得危险。使用液氮时应尽量避开玻璃、塑料等材料。常用适合接触液氮的物质有泡沫、不锈钢、铝、铜、木材、纸、硬纸板、棉线等。
- 9、 物体在被液氮冷却时，由于温度很低，在其表面和周围有可能聚集浓度很高的氧气，如果聚集的时间比较长，氧气的浓度有可能很高，这时如果遇到周围有易燃物或明火的话，可能发生剧烈燃烧和爆炸，因此做实验时要避免烟火和易燃物。

三、冻伤的紧急处理

如果不幸发生液氮接触到皮肤，应立即进行如下处理：

- 1、不要慌张，如被接触的皮肤处有衣物覆盖，应立即去除。
- 2、立即把冻伤处浸泡在清洁的冷水中，或用清洁的冷水来冲洗。
- 3、再把会影响冻伤处血液流通的衣服去掉。
- 4、如果眼睛被冻伤，皮肤出现水疱，或者冻伤出有其它严重现象，请马上和医生联系。

附录二：YBa₂Cu₃O_{7-x}的晶体结构

图 18 是YBa₂Cu₃O_{7-x}的钙钛矿结构，它沿晶胞的 c 轴方向按Ba-Y-Ba的次序有序排列，一个晶胞中原则上能容纳 9 个氧原子，但实际上有两个氧原子空位，即一个晶胞中只有大约 7 个氧原子，晶胞因此发生畸变。晶胞中所容纳的氧原子的数目受材料制备工艺的影响，它沿晶胞的 ab 面形成的CuO₂平面以及沿 b 轴形成的Cu-O链，被认为是这种结构超导行为的起源。晶胞中的Y可以被Gd、La、Sm、Nd等稀土元素代替，Ba可以被周期表中Sr等碱土金属元素代替。

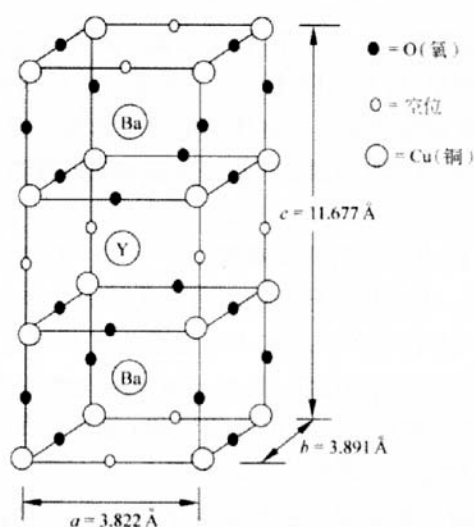


图 18 Y₁Ba₂Cu₃O_{7-x}的一个晶胞

近年来人们已经发现了多种高温超导体系，如Y系、Bi系、Tl系和Hg系，对于Hg系超导体，其通式为HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2}，当 $n = 3$ 时称为1223相， T_c 约为134K，是目前 T_c 最高的超导体，加压 $3 \times 10^7 \text{ Pa}$ 时， T_c 可达160K。尽管如此，YBa₂Cu₃O_{7-x}仍然是目前最流行的高温超导材料。

实验五 He-Ne 激光的纵横模分析和模分裂

一、引言

激光器由增益介质、光学谐振腔和激励能源组成。和其它谐振腔一样，激光谐振腔有本征频率，每一个频率对应一种光场分布，叫做一种模式。由于激光谐振腔是开放式的，只要知道谐振腔轴线方向的光场分布及垂直于轴线的平面上的光场分布，则谐振腔内每个本征频率对应的光场分布状态就可以完整地描述出来。于是引进纵模和横模的概念，纵模描述轴向光场分布状态，横模描述横向光场分布状态。在讨论激光谐振腔的纵模和横模特性时，往往先讨论空腔，均匀的增益介质充入谐振腔不改变由空腔得到的模式结构，气体激光器就属于这一类。气体增益介质充入空腔后使之成为有源谐振腔，只有那些在谐振腔内往返一次增益大于损耗的光才能建立稳定的振荡，因此激光器输出的激光只包含少量的模式。

谐振腔的结构不同，它的模式也不同。Fox 和 Li 对平面谐振腔进行了模式计算，Boyd 和 Gordon 将他们的计算推广到共焦腔，此后还有许多人在这方面做了大量的分析和理论计算工作，对非共焦球面腔及其他各种类型的光学谐振腔也分别给出了模式结构的计算公式。有多种实验技术可用于研究开放式谐振腔的模式结构。其中有一种仪器叫“共焦球面扫描干涉仪”，用这种仪器可以测量激光的频谱间隔，结合激光的远场横向分布，可以分析激光器建立的激光的横模序数。

“偏振”是激光器输出光束的特性之一。当腔内有布儒斯特窗、双折射元件等偏振机制或元件时，激光器必是线偏振输出。即使无此类元件，由于激光束由受激辐射产生，光束中的光子都具有相同的偏振状态，于是大多数类型激光器输出的每一个纵模（频率）也都是线偏振的。而且相邻的两个纵模要么是正交偏振的，要么是平行偏振的。

激光模分裂指的是由物理效应，如双折射和塞曼效应等把激光器的一个频率“分裂”成两个的现象。本实验研究由双折射效应引起的激光频率分裂。通过观察激光器偏振、纵模、纵模分裂和模竞争等物理现象，加深学生对物理光学中的偏振、双折射以及激光原理中的频率（纵模）、出光带宽、激光烧孔和模竞争效应的理解。同时，让学生了解物理光学原理是如何与激光技术结合产生新现象的。

二、实验原理

1、He—Ne 激光器的纵模、横模及其对应的频率间隔

(1) 纵模

前面已经说过，激光器包括增益介质和光学谐振腔。He—Ne 激光器谐振腔由二片直径为 $2a$ 、间隔为 L 的介质膜反射镜相对放置组成，如图 1。图(a)是非共焦腔；图 (b)是共焦腔；图 (c)是平凹腔；图 (d)是平平腔。激光工作物质He、Ne混合气体置于二个反射镜之间，在通常的状态下，工作物质的粒子数分布是下（低）能级的粒子数多于上（高）能级的粒子数。用放电激励的方法使某个上能级 E_2 的粒子数多于下能级 E_1 的粒子数，这种状态称为粒子数反转。当工作物质处于这种状态时，

有一束频率为 $\nu = \frac{1}{h}(E_2 - E_1)$ 的光通过

介质时，这束光能被放大，我们就说这束光有了增益。由于各种因素的影响，能级

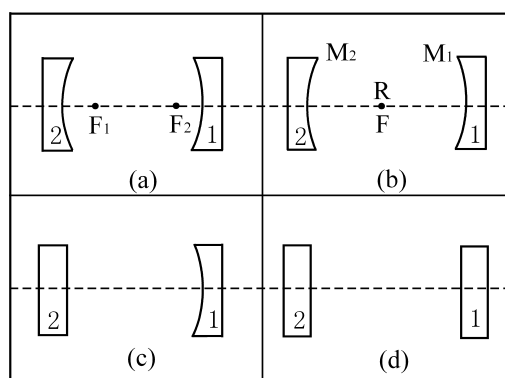


图 1 激光谐振腔结构

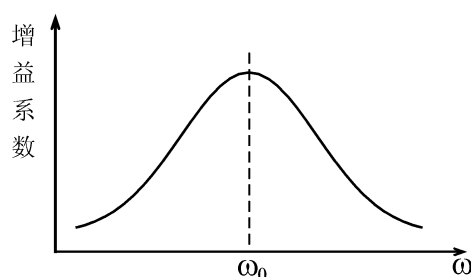


图 2 增益系数随频率的变化

有一定的宽度，因此， ν 有一定的宽度。而不同 ν 的光通过介质时增益不同。见图2。

当激光器的工作物质处于粒子数反转状态时，由于自发辐射，产生了初始的光，光通过增益介质被放大，继续向前传播到达另一反射镜，经反射后，再通过增益介质放大，如此多次往返，往返一次增益大于损耗的那些频率的光逐渐加强，最后在谐振腔中形成稳定的光场分布，便有激光输出。

两列沿轴向相对传播的同频率的光波相干涉形成驻波，见图3。当 $2\mu L = q\lambda$ 时，在腔内形成的驻波场才是稳定的。式中 μ 是增益介质的折射率（对气体介质 $\mu \approx 1$ ）， L 是谐振腔长， λ 是波长， q 是整数。由此可求得谐振腔允许的激光频率

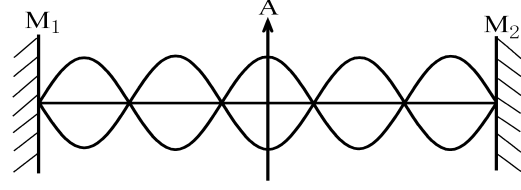


图3 驻波的光场分布示意图

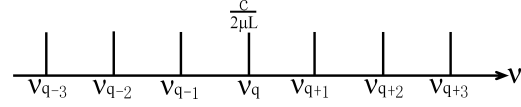


图4 激光模谱

$$\nu_q = q \cdot \frac{c}{2\mu L}. \quad (1)$$

这说明沿谐振腔轴线方向传播的光，只有那些频率是 $\frac{c}{2\mu L}$ 的整数倍的光才能形成稳定的光场分布。这种驻波场的分布称为纵模。相邻两纵模的频率间隔为

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

其频谱见图4。相邻纵模的频率间隔是相等的。

(2) 横模

光在谐振腔中来回反射时，由于工作物质的横截面和镜面都是有限的，当平行光通过它们时，因为衍射作用，使出射光波的波阵面发生畸变，从而在垂直于光的传播方向上，也就是横向，将出现各种不同的场强分布。

每种分布形式叫做一种横模。横向分布是二维的，所以横模要用二个符号— m, n 来标记。记作 TEM_{mn} 模。从光的直线传播理论来看， $m=0, n=0$ 对应于激光的传播方向与谐振腔轴线夹角 $\theta=0$ 的情况，是轴上模，其横模为 TEM_{00} 模。而 TEM_{mn}

（ $m \neq 0, n \neq 0$ ）相当于离轴模，即激光在腔内的传播方向与谐振腔的轴线偏离 θ 角，因而造成横向光场的变化，在亮区中间出现暗线。同时，对不同的 θ 角，光程不同，因而驻波频率不同。至此我们知道，要完善地描述一个模式，必须有三个指标： mnq 。 m 和 n 是横模序数， q 是纵模序数。 m 表示沿 x 轴场强为零的节点数， n 是沿 y 轴场强为零的节点数， q 表示驻波在激光器轴线上，即 z 轴的节点数。实验中所测量的纵、横模间隔是指纵、横模序数不同的本征模式之间的频率间隔。例如 $TEM_{m,n,q}$ 与 $TEM_{m,n,q+1}$ ，这两个模之间的频率间隔是由纵模序数 q 不同而造成，故称“纵模间隔”。用 ν_{mnq} 表示 TEM_{mnq} 模的频率，则纵模的频率间隔为：

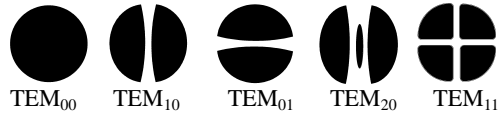


图5 方形腔镜（或光栏）谐振腔中的几种低阶横模的光强分布

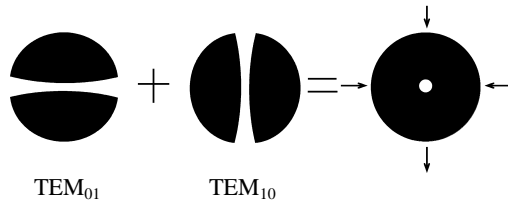


图6 二个横模同时振荡的合成光斑

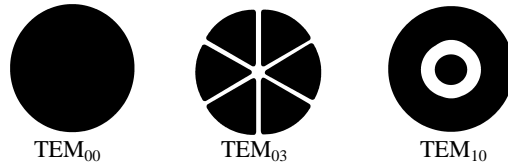


图7 旋转轴对称的低阶横模的光强分布

$$\Delta \nu_{\text{纵}} = \nu_{m,n,q+\Delta q} - \nu_{m,n,q} = \frac{c}{2\mu L} \Delta q \quad (3)$$

L对不同的mn虽然数值略有不同，但在所测精度范围内，相邻纵模频率间隔都相等。请注意： $\Delta \nu_{\text{纵}}$ 是对同样的横模序数m,n来定义的。

横模的频率间隔：

$$\Delta \nu_{\text{横}} = \nu_{m+\Delta m, n+\Delta n, q} - \nu_{m,n,q} \quad (4)$$

$\Delta \nu_{\text{横}}$ 是对同一级q来定义的。关于 $\Delta \nu_{\text{横}}$ 的具体公式，将在后面给出。

图 5 给出最简单的几种横模的光强分布。通常几个横模同时振荡，图 6 表示有二个横模同时振荡的合成图样。

旋转对称腔中的模式是旋转对称模。这些模用 TEM_{plq} 来标记，p 表示暗环的数目，l 表示暗直径的数目。虽然这些模可在平面镜腔或球面镜腔中形成，但如果增益介质不均匀，或调整不仔细，就不能得到这种光斑。旋转对称的低阶横模的光强分布见图 7。

谐振腔中一个确定的模式对应三维空间中的场分布，图 8 给出 TEM_{00q} 和 TEM_{01q} 的光场分布示意图。

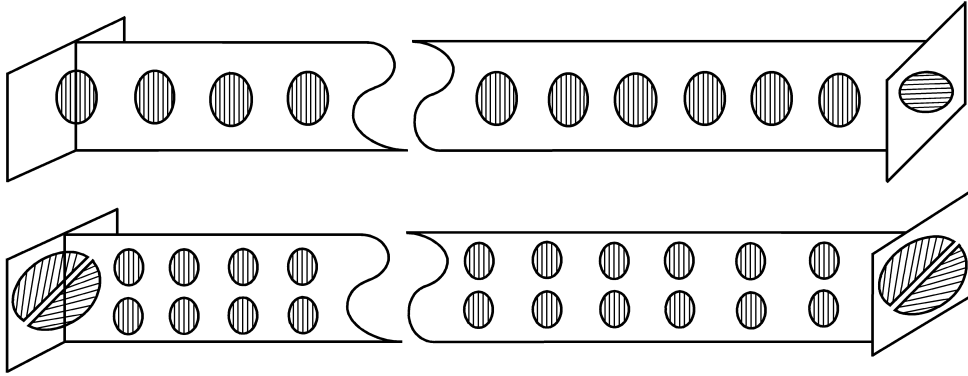


图 8 腔内基模及一阶横模空间分布示意图

横模的频率间隔与腔的结构有关，即与谐振腔的二块反射镜的曲率半径及腔长有关。Fox、Li、Boyd 和 Gordon 等人做了大量工作，给出公式如下：

1) 平行平面镜的 $\text{TEM}_{m+\Delta m, n+\Delta n, q}$ 与 TEM_{mnq} 之间的频率差 $\Delta \nu_{\text{横}}$ 为：

$$\Delta \nu_{\text{横}} = \frac{c}{2\mu L} \times \frac{1}{16N} (2m\Delta m + \Delta m^2 + 2n\Delta n + \Delta n^2) \quad (5)$$

其中 $N = \frac{\mu a^2}{L\lambda}$ 为菲涅耳数，a 为激光腔的孔径（一般为增益介质横截面的半径），因为通常 $N \gg 1$ ，所以对低阶横模有 $\Delta \nu_{\text{纵}} \gg \Delta \nu_{\text{横}}$ 。

2) 共焦腔的横模频率间隔为：

$$\Delta \nu_{\text{横}} = \frac{c}{4\mu L} (\Delta m + \Delta n) \quad (6)$$

即相邻横模间隔为相邻纵模间隔的一半。

3) 非共焦腔的横模频率差为：

$$\Delta \nu_{\text{横}} = \frac{C}{2\mu L} \left\{ \frac{1}{\pi} (\Delta m + \Delta n) \cos^{-1} \left[\left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (7)$$

其中 R_1 和 R_2 为两反射镜的曲率半径。若腔长L比反射镜的曲率半径小，则横模频率间隔比纵模频率间隔小。图 9 示出三种谐振腔的频谱图。

激光器的出光带宽定义为在激光增益曲线内总增益大于总损耗所限定的频率范围。落到出光带宽的那些模式，由于增益超过损耗，就能够形成激光输出。因此实际的激光器一般包括多个纵模和横模。

2、氦氖激光器纵模分裂及模竞争

(1) . 石英晶体双折射效应

石英晶体是一种单轴正晶体，既有双折射效应，又有旋光性。石英晶体双折射效应使 o 光和 e 光具有光程差 δ 。在不考虑旋光性时，有：

$$\delta = (n'' - n')h, \quad (8)$$

$$n'' = \left(\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \right)^{-1/2}, \quad (9)$$

$$n' = n_o, \quad (10)$$

式中 h 是晶片的厚度， n' 和 n'' 分别是 o 光和 e 光的折射率， n_o 和 n_e 分别是石英晶体的两个主折射率（对于 632.8nm，

$n_o=1.54263$ ， $n_e=1.55169$ ）。 θ 是石英晶体的晶轴和光线之间的夹角。这样，o 光和 e 光之间的光程差 δ 的大小由晶体在光路中的厚度 h 和晶轴与光线之间的夹角 θ 所决定，我们可以通过改变 h 和 θ 的大小来改变和控制光程差 δ 的大小。

当光线方向不与晶轴垂直时，石英晶体存在旋光性。光线传播方向与晶轴平行时旋光性最大。由于旋光性的理论分析很复杂，本实验中不对其作具体分析。

(2). 腔内双折射效应产生激光频率分裂原理

根据形成光驻波的条件，波长 λ 和激光腔总光程 L 应满足如下关系式：

$$L = \frac{\lambda}{2} q, \quad (11)$$

式中 q 为正整数。由于双折射元件对两正交偏振方向的光（即 o 光和 e 光）有不同的折射率，o 光和 e 光在激光腔中的光程不同，所以原本唯一的谐振腔长“分裂”为两个腔长，两个谐振腔长有不同的谐振频率，即发生了频率分裂，一个激光频率变成了两个。

由式 (11) 我们得到激光腔长 L 与振荡频率 ν 的关系为

$$\nu = \frac{C}{2L} q, \quad (12)$$

式中 C 为光速。

对 (12) 式两边取微分，有

$$\Delta \nu = -\frac{C}{2L^2} q \Delta L = -\frac{\nu}{L} \Delta L, \quad (13)$$

式中 ΔL 为谐振腔长的改变， $\Delta \nu$ 为由 ΔL 引起的频率改变。

当一片双折射元件放入激光谐振腔中，其引入的光程差 δ 可看成是谐振腔长之差 ΔL ，于是 (13) 式变为

$$\Delta \nu = -\frac{\nu}{L} \delta, \quad (14)$$

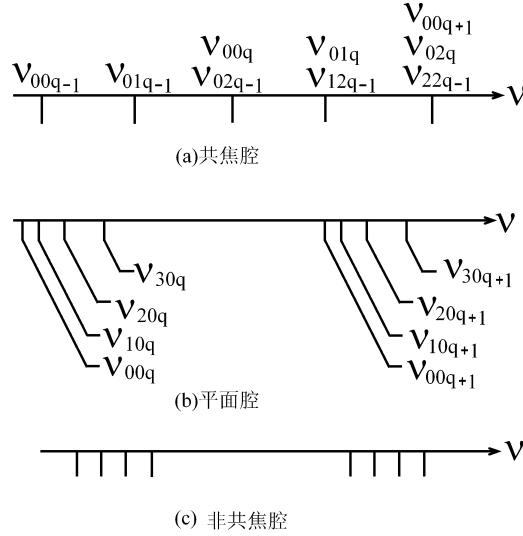


图 9 谐振腔的频谱

有关上式中的负号，应理解为折射率大的光成分（e光）频率小，而折射率小的光成分（o光）频率大。如把 $\Delta\nu$ 表示成 $\Delta\nu=\nu_o-\nu_e$ ，负号就不出现了。在实际应用中，我们可约定 $\Delta\nu$ 总是o光频率减去e光频率，于是可由下式

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{L} \delta. \quad (15)$$

在实验中，我们将通过旋转腔内石英晶片（自然双折射效应）的方法产生频率分裂。如果在激光器与扫描干涉仪之间放入偏振片P，并绕光轴旋转P，可观察分裂出的两频率之间的偏振关系。

3. 共焦球面扫描干涉仪□

(1) 结构原理□

共焦球面扫描干涉仪是由二个曲率半径相等，镀以低损耗，高反射膜的球面反射镜组成。二镜之间的距离L等于曲率半径R，构成一个共焦系统。其中一面镜子固定不动，另一面镜子固定在压电陶瓷环上。在压电陶瓷环内外壁上加一定方向、适当幅度、适当周期的锯齿波电压，则压电陶瓷环的长度将随电压的大小而变化，其变化量与电压成正比。从而带动腔长L在一定长度范围内做周期性的变化。如图10所示。

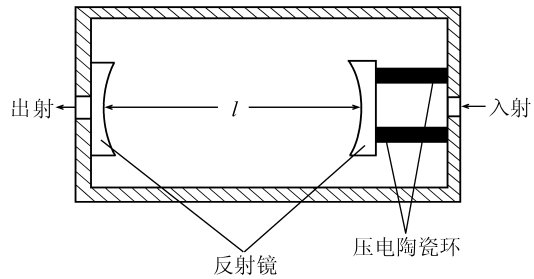


图10 共焦球面扫描干涉仪的剖面结构示意图

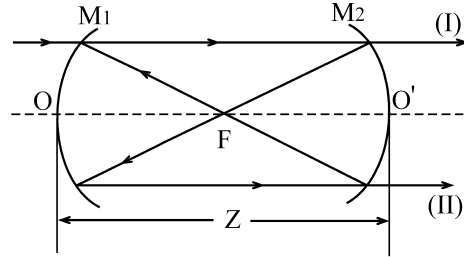


图11 共焦球面扫描干涉仪的光路图

共焦球面扫描干涉仪的光路图如图11所示。 OO' 为干涉仪的光轴。当一束波长为 λ 的光接近 OO' 方向入射到干涉仪内时，光线在腔内反射，在忽略反射镜球面差的情况下，这些反射光线走一闭合路径，即光线在干涉仪内经四次反射后正好与入射光线重合，它们的光程差 $\Delta = 4\mu L$ 。由于一般为空气介质，故 $\mu=1$ 。

从图11中可以看出，一束入射光有二组透射光，一组反射了 $4m$ 次（I型），一组反射了 $4m+2$ 次（II型），如果相邻两束光的程差满足下式

$$4L = K\lambda, \quad (16)$$

其中K为整数，则透射光束相干迭加产生干涉极大。当入射光的波长变为 λ' 时，只要共焦腔的腔长变为 L' ，使 $4L' = K\lambda'$ ，则 λ' 的透射光束产生干涉极大。干涉仪的腔长是透过波长的线性函数。

光通过干涉仪后用光电二极管接收，经放大，接到示波器的Y轴上，改变腔长的锯齿波电压同时加在示波器的X轴上，由此，在荧光屏上就能得到透过干涉仪的激光模谱。根据（16）式，透过干涉仪的激光频率满足

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{Kc}{4L}. \quad (17)$$

因为L是在所设计的腔长 L_0 附近作极微小的变化，于是有：

$$L = L_0 + \delta L \quad (18)$$

其中， $\delta L = 0 \sim \lambda$ 应被满足。将（18）式代入（17）式，展开并取一级近似，得到

$$\nu = \frac{cK}{4L_0} \left(1 - \frac{\delta L}{L_0} \right). \quad (19)$$

将(19)式移项, 得到

$$\Delta \nu = \nu - \frac{cK}{4L_0} = -\frac{cK}{4L_0^2} \delta L, \quad (20)$$

说明 ν 的变化与腔长的变化量成正比, 也就是与加在压电陶瓷环上的电压成正比。示波器的横向扫描采用与干涉仪的腔长扫描同步, 示波器荧光屏上的横坐标就可表示干涉仪的频率变化。

要想标定横坐标频率变化的确切数值, 必须知道干涉仪的自由光谱区这一重要参数。

(2) 干涉仪的自由光谱区

根据(16)式, 干涉仪的共振波长是镜间距 L 的线性函数, 即当满足驻波条件 $K \frac{\lambda_1}{4} = L_1$ 时, λ_1 通过; 当满足驻波条件 $K \frac{\lambda_2}{4} = L_2$ 时, λ_2 通过; 当满足驻波条件 $K \frac{\lambda_i}{4} = L_i$ 时, λ_i 通过。

当镜间距离的变化量 $\delta L = \frac{\lambda_1}{4}$ 时, 即 $L_i = L_1 + \frac{\lambda_1}{4}$, 相当于干涉级次改变1, 即

$$K \frac{\lambda_i}{4} = (K+1) \frac{\lambda_1}{4}. \quad (21)$$

此时, 波长为 λ_i 及 λ_1 的光束同时透过干涉仪, 因此分辨不出 λ_i 和 λ_1 , 测量不再有意义。因此我们称 $\Delta \lambda_{SR} = \lambda_i - \lambda_1$ 为干涉仪的自由光谱区, 它相当于干涉级次不变, 而波长改变为

$$\Delta \lambda_{SR} = \frac{\lambda^2}{4L}. \quad (22)$$

可换算成频率为

$$\Delta \nu_{SR} = \frac{c}{4L}. \quad (23)$$

它的物理意义是决定干涉仪能够测量的不重序的最大波长差或最大频率差, 即测量有意义的范围。

(3) 扫描干涉仪的腔长设计

为了把氦氖激光器的所有频谱都在同一级光谱内显示, 在设计扫描干涉仪的腔长时, 要使扫描干涉仪的自由光谱区 $\Delta \nu_{SR} \geq$ 氦氖激光器工作波长的荧光线宽 $\Delta \nu_F$ 。

氦氖激光器 632.8nm 的 $\Delta \nu_F = 1.5 \times 10^9$ Hz, 取 $\Delta \nu_{SR} = 1810$ MHz, 可求得 $L_0 = 41.41$ mm。

(4) 模式分析和测定

每个扫描干涉仪的自由光谱区是给定的。当我们从示波器的荧光屏上看到重复出现的频谱时, 就能标定横坐标的频率变化, 从而测出各条谱线之间的频率间隔, 就可以根据(2)式 (5)式、(6)式、(7)式和横模的光场分布分析判断激光器包含那些模。

(5) 扫描干涉仪的分辨极限

我们知道, 当一个很窄的电脉冲通过一个响应速度慢的电子仪器后, 这个脉冲就可以被加宽, 即信号发生了畸变, 而一束单色光通过某个干涉仪后, 由于多光束干涉, 透射光也

有一个光强的分布，即输出光的谱线有个宽度，我们把它的半宽度（即峰值一半处的宽度，见图 12）记作 $\delta\nu$ ，也就是说，对于一个实际的干涉仪，不管入射光的单色性如何好，出射光都有一个最小半宽度为 $\delta\nu$ ，这个参数除了与仪器的结构有关，可以由公式计算外，还与仪器的制作工艺有关。

根据瑞利判断，当二个频率分别为 ν 和 $\nu + \Delta\nu$ 的光同时射入扫描干涉仪时，必须满足 $\Delta\nu \geq \delta\nu$ ，才能从透射光强度中辨别出二根谱线。所以 $\delta\nu$ 被定义为仪器的分辨极限。 $\delta\nu$ 的数值往往可通过实测得到。

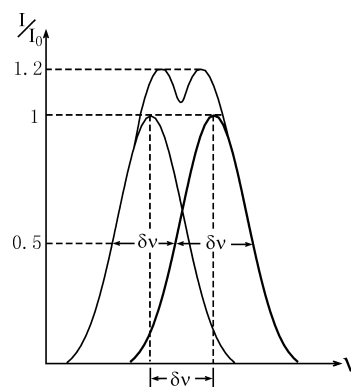


图 12 扫描干涉仪分辨极限及峰值半宽度示意图

(6) 分辨率

扫描干涉仪的分辨率定义为

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\nu}{\delta\nu}$$

(7) 精细常数

扫描干涉仪的精细常数定义为干涉仪的自由光谱区与分辨极限之比，即

$$N = \Delta\nu_{SR} / \delta\nu.$$

它表征在自由光谱区内可分辨的光谱单元的数目。它是标志干涉仪性能的一个重要参量。影响干涉仪精细常数的主要因素有反射镜的反射率及凹面反射镜的平面度等。

三、实验装置及其调整

1、实验装置示意图

实验装置如图 13 所示。图中虚线方框内为计算机接口电路。接口电路的 D/A 输出锯齿波接锯齿波放大器的输入，其输出分别接干涉仪的压电陶瓷环和示波器的 X 轴。光电接收放大器的输出分别接示波器 Y 轴和采集卡的信号输入端。

将激光管与光具座粗调平行，将扫描干涉仪与光具座粗调同轴。打开各电源开关。把激光器的光束射入干涉仪的光栏孔，运行计算机程序（此时便有锯齿波输出），调节干涉仪的方位，使入射光与干涉仪镜面的反射光重合，再从干涉仪的输出孔观察，微调干涉仪，使输出的光最强，放上接收器，使输出光点对准光电二极管的接收面，从示波器上观察模谱信号，进一步微调干涉仪，使示波器上的信号峰值最大。

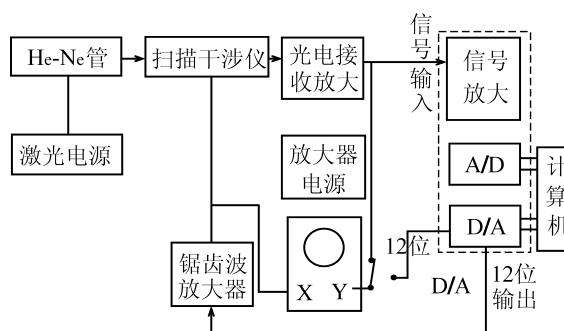


图 13 实验装置示意图

2、激光频率分裂实验激光器

实验激光器内部结构俯视示意图见图 14。 M_1 、 M_2 构成激光器的谐振腔，由于 M_2 粘接在压电陶瓷 PZT 上，当 PZT 在电压作用下沿光轴方向伸缩时，腔长便得到了调解。在实验中，旋转转角旋钮 R，可以改变石英晶体 Q 的晶轴与光轴的夹角，实现频率分裂；用光弹元件 K_4 替代石英双折射片 Q，旋转加力旋钮 R_1 ，可以给光弹元件加力，同样可以产生频率分裂。调节架 A 是用来调节激光器出光的，在激光器出光后，一般不宜再动。因为石英晶体 Q 旋转时引起腔内激光束的偏折，激光功率可有明显下降，如调节架 A，是能使光强恢复到原来水平的。然后进一步旋转石英晶体 Q 继续实验。如再次出现激光功率明显下降，可再调节架 A 使

光功率恢复。

注意：防尘旋钮 S 平时一定要拧在外壳的激光出射口上，防止灰尘进入壳内，污染镜片表面，使激光器出光受到影响。整套仪器平时也要放在洁净、干燥的空间中，用干净的布罩上。

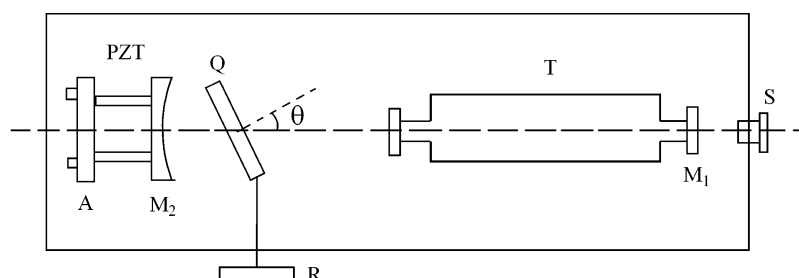


图 14 模分裂激光器示意图

M₁--反射镜；M₂：球面反射镜；PZT：压电陶瓷；A：调节架；T：激光增益管；Q：石英晶体；S：防尘旋钮；R：转角旋钮

四、实验内容

1. 分别测量两根氦氖激光管的模谱分布

1) 在导轨的两个光具座上分别安装好激光管和扫描干涉仪

激光管要轻拿轻放，安装时不可压得过紧。固定扫描干涉仪入口端的螺套要适当拧紧。激光管铝筒一侧为输出端，应对向扫描干涉仪入口端。取下扫描干涉仪端口的防尘盖。

2) 用 JDW-3 型激光电源给激光管供电

从电源后部红、黑插座引出的线分别接激光管的正、负极（铝筒端），千万不要接反。

3) 光路调节

接好线后打开激光电源和扫描干涉仪驱动电源。调整两个光具座使得从扫描干涉仪入口反射回到激光器输出端的光斑大体与激光束同心。

打开放大器信号传输电源（开关在后部）及示波器电源。将光电探测器输出的信号经放大器放大后输入示波器，仔细调整光路使得在示波器上看到的模谱信号为最大。

4) 改变偏置电压、锯齿波幅度，观察这些因素对模谱的影响。

5) 测量激光管的相邻纵模频率间隔和相邻横模频率间隔，在示波器上确定扫描干涉仪自由光谱区范围，并据以测量模谱间隔。

6) 根据讲义中横模频率间隔公式结合观测横向光场分布，判断包含哪些横模。

7) 观察并记录一个自由光谱区的模谱图，并描绘模谱轮廓曲线。

8) 测量完成后，取下激光管放回包装盒。两根激光管都测完后，关闭所有电源。

2. 观测氦氖激光器的纵模分裂和模竞争

1) 搭建光路，连接仪器

检查激光器与“氦氖激光器通用电源”和“压电陶瓷电源”的连接，取下 JX-1 激光器出光口防尘盖。将扫描干涉仪安装到 JX-1 激光器前面的光具座上。（激光管长详见各仪器）打开激光电源，将“选择”置于 II，“粗调”由 0 拨至 1，调整细调钮，使电流达到 5mA。打开“压电陶瓷电源”和“扫描干涉仪电源”。

2) 光路调整

3) 出光带宽观测

改变加在压电陶瓷上的电压，模谱将在示波器上移动并改变幅值。记下谱线左边和右边消失点，二消失点的频率间隔即是出光带宽。并在这左右两个消失点中选测 3-4 个点，描出

激光管增益曲线的大致轮廓。

4) 激光偏振态的观测

调整石英晶片晶轴与光束夹角，使纵模谱线产生足够的分裂间距。

在激光纵模分裂后，将偏振片置于激光器输出镜和扫描干涉仪之间，旋转偏振片，在示波器上观察两个分裂谱线的幅值变化情况，确定两分裂谱线间的偏振关系,并解释原因。

5) 实验完毕关闭所有电源，盖好激光器和扫描干涉仪的防尘盖。

五、预习思考题

- 1、激光器的纵模和横模的产生机制有什么不同？纵模的数量受什么因素影响？
- 2、共焦球面扫描干涉仪的分析激光器模式的机制是什么？
- 3、同样精细常数、不同长度的共焦扫描干涉仪的光谱分辨能力有什么区别？
- 4、腔内双折射效应为何能够造成纵模分裂？
- 5、简述激光纵模分裂的基本原理，在实验上是如何实现的？

六、安全注意事项

- 1、为了安全，220V 电源插座上要有可靠接地。
- 2、激光电源的输出端上有高压，使用过程中严禁手或身体接触。
- 3、扫描干涉仪在运输和使用过程中要防止剧烈振动，以免使共焦腔失调。干涉仪腔体在制作时已严格调准，使用时不得随意调整、拆卸。
- 4、实验激光器、扫描干涉仪的出、入光口每次使用后，要封住防止灰尘进入。
- 5、本套教学仪器的装调精密，运输和使用过程中，要轻拿轻放。

参考文献

- [1] 陈英礼．激光导论．北京：电子工业出版社，1986 年
- [2] 张书练，正交偏振激光原理，清华大学出版社，2004 年

附录：激光技术

激光是 20 世纪 60 年代的伟大发明。它的诞生开启了近代光学的大门，使整个光学领域的面貌焕然一新。它的诞生不仅开创了光学技术的崭新局面，而且还影响到自然科学的各个领域，从物理、化学到天文、地理，从生物、医学到无线电、计算机，从农业到工业，从机械加工到国防科技，等等。许多新的交叉学科如激光化学、激光生物学、激光医学等等应运而生。激光甚至影响到社会生活的方方面面，产生了想象不到的结果。总之，激光对人类的影响之大、之深、之广，只有计算机能与之相比。激光的魅力如此神奇是它具有神奇的特性，即极好的方向性、单色性、相干性和极高的亮度。激光具备这些特性是由于其发光机理与普通光源根本不同，激光是受激辐射光，而普通光是自发辐射光,此外，还由于激光器的光学谐振腔的选模作用。

激光器由增益介质、谐振腔和激励源组成。本绪言介绍激光器的一些基本概念。

一、受激跃迁和自发跃迁

1916 年, 爱因斯坦 (A. Einstein, 1879–1955) 唯象地提出: 光与原子体系相互作用时将发生自发辐射、受激辐射和吸收。在此基础上, 重新推导出普朗克黑体辐射公式。

受激辐射与自发辐射有本质区别。自发辐射是随机的、不相干的。而受激辐射光则不同, 它与入射光的频率、位相、偏振状态和传播方向完全相同。受激辐射光与入射光具有相同的模式。受激辐射光与入射光相干迭加, 产生光的放大作用。

二、粒子数反转与增益介质

频率为 ν 的光照射具有能级 E_2 、 E_1 ($h\nu = E_2 - E_1$) 的介质时, 将同时发生受激辐射和吸收过程。前者使入射光加强, 后者使入射光减弱。设高能级 E_2 上的粒子数密度为 N_2 , 入射光的单色辐射能量密度为 ρ_ν , 则单位介质体积中 dt 时间内受激辐射的光子数为 dN_{21} ,

$$dN_{21} = B_{21}N_2\rho_\nu dt, \quad (1)$$

式中 B_{21} 称为爱因斯坦受激辐射系数。同样, 受激吸收的光子数为 dN_{12} ,

$$dN_{12} = B_{12}N_1\rho_\nu dt, \quad (2)$$

式中 B_{12} 为受激吸收系数。在热平衡时,

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} < 1, \quad (3)$$

介质表现为对光的吸收。上式中 g_1, g_2 为能级的统计权重。只有粒子数分布满足

$$\frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} > 1, \quad (4)$$

时, 介质对光才有增益, 才能引起光放大。通常将上式所描述的状态称为粒子数反转分布状态, 习惯上称为“粒子数反转”。

三、泵浦

泵浦是用于改变能级上粒子数布居的技术。著名法国物理学家阿尔弗雷德·卡斯特勒 (A. Kastler) 于 1949 年提出了光泵浦方法, 实现了粒子数反转分布, 成为发明激光器的先导, 因此他被誉为“激光之父”, 他因此而获得 1966 年度的诺贝尔物理学奖。除了光泵之外, 还有放电泵浦、化学泵浦等等。

四、光谱线的线型和宽度

1. 光谱线的宽度

精细测量光谱线的强度随波长 (或频率) 的变化, 可得到图 1 所示的曲线, 它表示光谱线的强度随频率变化的分布函数 $g(\nu)$, 称为光谱线的线型函数。线型函数在中心频率 ν_0 处达到极大值 g_m 。在频率 ν_1 和 ν_2

处有 $g(\nu_1) = g(\nu_2) = \frac{1}{2}g_m$, 称 $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ (或 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$) 为光谱线的半值宽度 (或半高宽度), 简称为光谱线的宽度, 亦称“线宽”。

2. 光谱线的线型

(1) 光谱线的自然增宽

处在激发态的粒子有一定的平均寿命 τ , 根据 $\tau \cdot \Delta E = h$, 可知激发态能级有一定的宽度, 因此, 粒子自发辐射发出的光谱线不可避免地具有一定的宽度, 这种增宽称为自然增宽。自然增宽的线型函数为

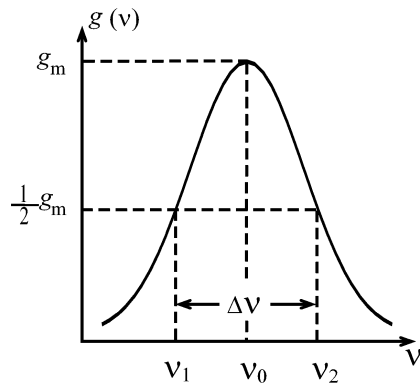


图 1 光谱线的强度随频率变化

$$g(\nu) = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2}, \quad (5)$$

式中 $\gamma = \frac{A_{21}}{2\pi}$ ，其线宽 $\Delta\nu_N = \nu_2 - \nu_1 = \gamma = \frac{A_{21}}{2\pi}$ 。 $g(\nu)$ 是洛仑兹型函数。一般说来，自然线宽是很窄的。

(2) 光谱线的碰撞增宽

在气体中，大量粒子（原子、分子或离子）作无规则运动时将不断发生碰撞。使处在激发态粒子的寿命缩短。根据 $\tau \cdot \Delta E = h$ ，可知激发态能级宽度增宽，因此，粒子自发辐射发出的光谱线进一步增宽，这种增宽称为碰撞增宽。碰撞增宽产生的线型函数 $g_L(\nu)$ 仍为洛仑兹型函数：

$$g_L(\nu) = g(\nu) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta\nu_L}{2})^2}, \quad (6)$$

式中 $\Delta\nu_L$ 为碰撞增宽引起的线宽，称为碰撞宽度。碰撞增宽和自然增宽两种因素同时作用所得的谱线仍为洛仑兹线型，其宽度 $\Delta\nu$ 为两者之和： $\Delta\nu = \Delta\nu_N + \Delta\nu_L$ 。

(3) 光谱线的多普勒增宽

当中心频率为 ν_0 的发光粒子以速度 v 向着光接收器运动时，则接收到的频率为

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (7)$$

即粒子向着光接收器运动时， $\nu > \nu_0$ ；当粒子离开光接收器运动时， $v < 0$ ， $\nu < \nu_0$ 。由于粒子具有各种不同的热运动速度，所以接收到的频率呈一定的分布，这就是多普勒加宽，其线型函数为

$$g_G(\nu) d\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi\kappa T}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-mc^2(\nu - \nu_0)^2 / 2\kappa T \nu_0^2} d\nu \quad (8)$$

它是一个高斯型函数。

(4) 均匀增宽和非均匀增宽

谱线的增宽按其特点可以分为两类，即均匀增宽和非均匀增宽。

在自然增宽和碰撞增宽中，光源中的每一个粒子所发的光对谱线内的任一频率都有贡献，这种增宽称为均匀增宽。但在多普勒增宽中就不同，光接收器接收到的不同频率的光是由不同速度的粒子发出的。即每一发光粒子所发出的光只对谱线内某些确定的频率有贡献，这种增宽称为非均匀增宽。在实际光源中，往往是引起谱线增宽的多种因素同时存在。一般说来，这种综合增宽而得的线型函数比较复杂。通常称为综合增宽线型。

五、介质的增益和增益饱和

1. 介质的增益系数

如有一增益介质图 2，定义介质对光的增益系数 G 为：

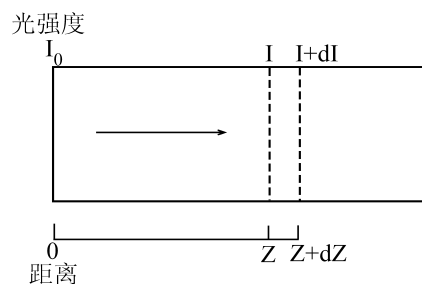


图 2 介质对光的增益

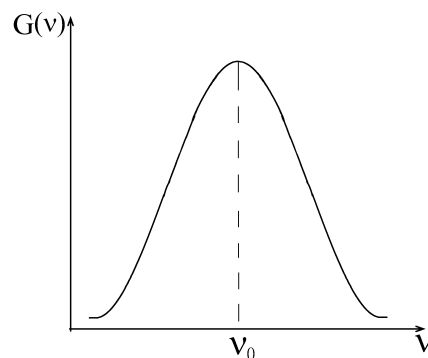


图 3 增益曲线

$$G = \frac{dI(z)}{I(z)dz}, \quad (9)$$

即增益系数 G 为光通过单位长度增益介质后的增长率。

设介质的上、下能级分别为 E_2 和 E_1 ，其粒子数密度分别为 N_2 和 N_1 ，谱线线型函数为 $g(\nu)$ 。增益系数 G 为

$$G(\nu) = (N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}) \frac{n}{c} B_{21} h \nu g(\nu), \quad (10)$$

式中 n 为增益介质的折射率， c 为光速。

增益系数 $G(\nu)$ 随频率 ν 变化的曲线为增益曲线，它与 $g(\nu)$ 有相同的线型。图 3 给出了典型的增益曲线。在中心频率处 $G(\nu_0)$ 最大。

2. 介质中增益的饱和

增益系数随光强增大而下降的现象称为增益饱和现象。为简单起见，设 $g_1 = g_2$ ，且记 $\Delta N = N_2 - N_1$ ，则有：

$$G(\nu) = \frac{n}{c} \Delta N B_{21} h \nu g(\nu), \quad (11)$$

ΔN 与入射光的强度和频率有关，存在粒子数饱和现象。正是这种粒子数差值 ΔN 的饱和现象导致增益的饱和现象。我们从 ΔN 随光强 I 变化的规律出发来讨论增益饱和问题。

(1) 均匀增宽介质中的增益饱和

首先讨论光强为 I_ν ，频率为 ν 的光入射时，对任意频率 ν' 处增益的饱和效应。任意频率 ν' 处的增益系数为 $G(\nu') = \frac{n}{c} \Delta N B_{21} h \nu' g(\nu')$ ，上、下能级粒子数差 ΔN 为：

$$\Delta N = \Delta N^{(0)} \frac{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2 (1 + I_\nu / I_s)}, \quad (12)$$

式中 $I_s = \frac{4\pi^2 h c \Delta \nu}{n \lambda^3} \frac{\tau_{21}}{\tau_2}$ 。于是，

$$G(\nu') = \frac{n}{c} B_{21} h \nu' g(\nu') \Delta N^{(0)} \frac{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2 (1 + I_\nu / I_s)}. \quad (13)$$

当 $I_\nu \ll I_s$ ，即入射光强很弱时，饱和效应可以忽略，这时

$$G(\nu') = G_0(\nu') = \frac{n}{c} B_{21} h \nu' g(\nu') \Delta N^{(0)}. \quad (14)$$

当入射光强 I_ν 与饱和参量 I_s 可比拟时，则出现增益的饱和现象， $G(\nu') < G_0(\nu')$ 。

也就是说，在均匀增宽谱线情况，当入射光强 $I_\nu \sim I_s$ 时，将使任意频率 ν' 处的增益都下降。在均匀增宽介质组成的激光器中一个模式的强振荡，将使其他模式频率处的增益下降，以致出现模式竞争，导致只有一个 $\nu \sim \nu_0$ 的模式能满足阈值条件。

(2) 非均匀增宽介质中的增益饱和

非均匀增宽谱线的增益饱和特性和均匀增宽谱线的增益饱和特性有很大不同。在讨论这种增益饱和行为时，将非均匀增宽谱线看作由许多宽度很窄的均匀增宽谱线叠加而成。最后可得

$$G(\nu, I) = \frac{n}{c} B_{21} h \nu \Delta N^{(0)} g_i(\nu) \frac{1}{(1 + \frac{I_\nu}{I_s})^{1/2}} \quad (15)$$

现在讨论频率为 ν 的光入射时，对另一频率 $\nu' \neq \nu$ 处的增益的影响。这时增益系数的表达式比较复杂。但我们知道频率为 ν 的光只在频率 ν 附近宽度约为 $\Delta \nu_h (1 + \frac{I_\nu}{I_s})^{1/2}$ 范围内引起粒子数饱和，造成一个凹陷。不难想到，频率为 ν 的光入射时，只能对频率 ν' 落在凹陷处的光的增益系数有饱和作用，而对远离凹陷处频率的增益系数则无饱和作用。即在 $G(\nu')$ 曲线上，在 ν 处有一个凹陷。凹陷的宽度大致为 $\Delta \nu = \Delta \nu_h \left(1 + \frac{I_\nu}{I_s}\right)^{1/2}$ 。凹陷底部下降到小信号增益系数的 $\left(1 + \frac{I_\nu}{I_s}\right)^{-1/2}$ ，这种效应通常称为

烧洞效应，如图 4 所示。在非均匀增宽谱线情况，每一频率的光只引起该频率附近小范围内增益的饱和。

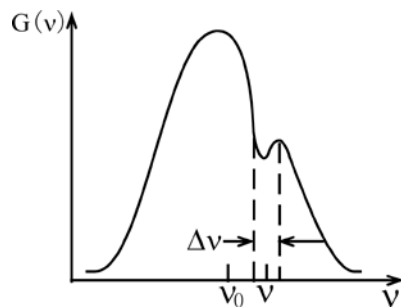


图 4 非均匀增宽介质中的增益饱和，亦称烧洞效应

烧洞效应，如图 4 所示。在非均匀增宽谱线情况，每一频率的光只引起该频率附近小范围内增益的饱和。

六、激光器的损耗和阈值条件

光在激光谐振腔内传播时会出现损耗，于是激光器的阈值条件（即增益大于损耗）可写为：

$$G(\nu) \geq \alpha, \quad (16)$$

式中 α 为损耗。当 $G(\nu) = \alpha$ 时的增益系数 G 称为阈值增益系数，记作 $G_{\text{阈}}$ 。增益高于 $G_{\text{阈}}$ 的频率区域定义为出光带宽。

七、连续运转激光器中稳定状态的建立和工作特性

激光器刚开始工作时会有 $G > G_{\text{阈}}$ ，光在腔内转播时不断被放大，光强不断增强。光强增加引起增益饱和，使 G 不断下降。只要 $G > G_{\text{阈}}$ ，这一过程将继续下去；直到 $G = G_{\text{阈}}$ 时，腔内光强不再增加、也不再减小，最后趋于稳定。所以在激光器中稳定状态建立后，介质的增益 G 必定等于 $G_{\text{阈}}$ 。即 $G(\nu) = G_{\text{阈}} = \alpha$ 。

在激光器建立稳定状态的过程中，介质的增益饱和起着关键的作用。而均匀增宽和非均匀谱线的饱和作用有显著差别。下面分别就两种情况进行讨论。

1. 均匀增宽谱线稳定态（即连续运转）激光器的工作特性

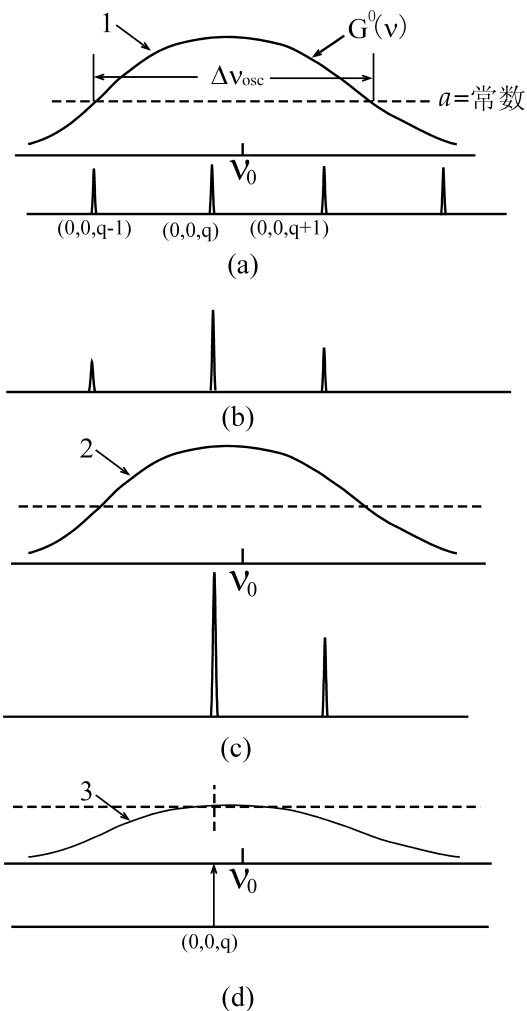


图 5 均匀增宽介质激光器中的模的竞争

(1) 单纵模振荡

在外界激励下，激光增益介质对光就有增益作用。介质中首先有激光能级间的自发辐射发光。显然它包含有荧光谱线范围内的各频率。由于谐振腔的作用，只有满足谐振条件，且落在荧光谱线范围内的频率 ν_q 的光在腔内来回反射中会不断被加强。如果腔长足够短，使得只有一个纵模频率 ν_q 落在荧光谱线范围内，且小信号增益系数 $G > G_{\text{阈}}$ ，此时频率为 ν_q 的光的强度在腔内不断增强。由于谱线属于均匀增宽，光强增加将使整个增益曲线不断下压。当光强增大到某一光强 I_3 时，满足： $G(\nu, I_3) = G_{\text{阈}}$ ，光强不再增长。激光器内就形成频率为 ν_q 强度为 I_3 的稳定振荡。相应就有稳定的单纵模激光输出。

(2) 模的竞争

如激光器的腔长足够大，使多个谐振频率都落在均匀增宽的谱线范围内，且其小信号增益系数都大于 $G_{\text{阈}}$ ，则这些频率都应该有可能在腔内形成振荡。于是出现模式竞争，最终形成一个激光纵模的振荡。为了讨论方便，假设有三个频率 ν_{q-1} 、 ν_q 和 ν_{q+1} 满足上述要求，如图5所示。在开始时，这三种频率的光都有增益，逐渐变强。由于是均匀增益谱线，随着光强的增加，整个增益曲线逐渐往下压。直到光强增加到 I_1 时，增益曲线变成曲线1。此时对频率为 ν_{q+1} 的光满足： $G(\nu_{q+1}, I_1) = G_{\text{阈}}$ ，从该时刻开始频率为 ν_{q+1} 的光不再增加。但频率为 ν_q

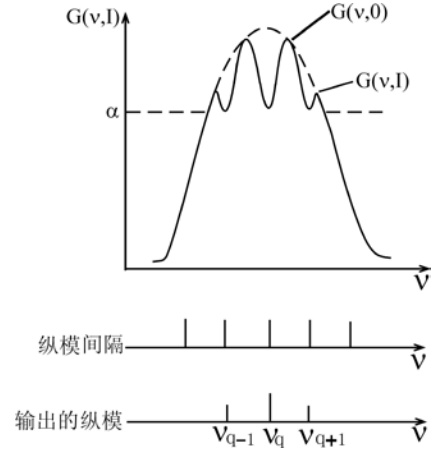


图6 非均匀增介质激光器中的多纵模振荡

和 ν_{q-1} 的光还要继续增长，所以增益曲线继续往下压。对 ν_{q+1} 的光就有 $G(\nu_{q+1}, I) < G_{\text{阈}}$ ，因而它的光强非但不增长，反而还要逐渐衰减，最后消失。但对频率为 ν_q 和 ν_{q-1} 的光，在腔内还会继续增长。直到腔内光强变为 I_2 时，增益曲线下落到曲线2的位置，这时对频率 ν_{q-1} 的光有： $G(\nu_{q-1}, I_2) = G_{\text{阈}}$ ，于是它的强度停止增长。而频率 ν_q 的光还会继续增长，进一步导致增益曲线下压，很快有 $G(\nu_{q-1}, I) < G_{\text{阈}}$ ，于是频率为 ν_{q-1} 的光也就逐渐衰减，直至最后消失。激光器中最终只剩下频率为 ν_q 的光，它的强度继续增长，直至光强为 I_3 时有： $G(\nu_q, I_3) = G_{\text{阈}}$ 时，激光器内最终形成频率为 ν_q 的一种激光纵模的振荡。

这种通过饱和效应，某一个模逐渐把别的模的振荡抑制下去，最后只剩下它自己的现象叫做模的竞争。

2. 非均匀增益谱线稳定态激光器的工作特性

非均匀增宽介质激光器的小信号增益曲线和 $G_{\text{阈}}$ 如图6所示。设有三个纵模频率 ν_{q-1} 、 ν_q 和 ν_{q+1} 的小信号增益系数大于 $G_{\text{阈}}$ 。由于在非均匀增宽时，一种纵模频率的光强增加时，增益饱和并不是使整个增益曲线往下压，而是在该频率处造成一个凹陷。所以只要纵模间隔足够大，各纵模间基本上互不影响。所有小信号增益系数大于 $G_{\text{阈}}$ 的纵模都能建立自己的振荡。 ν_{q-1} 、 ν_q 和 ν_{q+1} 将同时形成振荡。因而在非均匀增宽谱线的激光器中一般都是多纵模振荡。

八、激光的安全与防护措施

1. 激光防护安全标准

激光能够伤害眼睛、皮肤，甚至引起火灾；使用激光器时，如涉及高电压、高气压和有毒化学物质，也可能导致其它意外。因此，使用激光时必须采用特别的措施，减低潜在危险。我国在激光安全方面已经制定了几个标准：

(1) GB7247-87《激光产品的辐射安全、设备分类、要求和用户指南》。国家标准局 1987 年 2 月 9 日发布，1987 年 10 月 1 日实施。

(2) GB—10320-88《激光设备和实施的电气安全》。国家技术监督局 1988 年 12 月 30 日发布，1990 年 1 月 1 日实施。

(3) GB10435-89《作业场所激光辐射卫生标准》。卫生部 1989 年 2 月 24 日发布，1989 年 10 月 1 日实施。

(4) 国家行业标准 JB / T5524-91《实验室激光安全规则》。机械电子工业部 1991 年 7 月 16 日发布，1992 年 7 月 1 日实施。

2. 激光的分类

(1) 甲类激光器发射的激光 ($0.4\mu\text{W}$ 以下) 不引起任何生物学危险，可免于采取控制措施；

(2) 乙类激光器属低功率范围，波长 $0.4\sim 0.7\mu\text{m}$ ，功率 $0.4\mu\text{W} \sim 1\text{mW}$ ，人类的闪光反应可起到保护眼睛的功用，但长时间注视可能会引起视网膜损伤，故要采取防护措施和使用警示牌；

(3) 丙类激光器属中功率范围，人受短时间照射就可能引起生物学损伤，故控制措施必不可少。这类激光器的激光漫反射光束无危害；

(4) 丁类激光器属高功率范围，能产生危险的激光束反射激光束，人体短期直接或弥散性的暴露都会引起生物学损伤，必须采取严格控制措施。

3. 激光的防护措施

(1) 激光器运转的实验室应具有高度的照明度，使工作人员瞳孔缩小，减少进入眼内激光量。室内采用白色或浅色粗糙墙壁，减少镜面反射面。在激光室内或门口，激光束易到达的地方设“激光危险”标志，见图 7。

(2) 激光工作人员注意操作规程：A、激光工作人员需经过激光安全教育和训练；B、配戴防护眼镜，并注意选用各种规格；C、激光器使用后即终止光路，开启激光器时严格遵守水电操作规程；D、接触激光的工作人员不能直接注视功率或能量密度超过容许阈值的主光束，并定期作体检；

(3) 乙类激光器须在面板醒目位置注有“禁止直视激光束”字样的警示牌和必须的防护罩。对丙、丁类激光器必须用封闭罩包住整个激光器，安装安全联锁和锁钥开关，激光器触发前应有警告信号，面板醒目位置注有警号标志等。对各类激光器还应提供波长范围、最大输出能量和功率、脉冲宽度、重复脉冲频率、光束发散角等物理参数。



图 7 激光危险标志

参考文献

[1] 周炳昆，高以智，陈家骅等. 激光原理. 北京：国防工业出版社，2000

[2] 陈英礼. 激光导论. 电子工业出版社，1986

实验六 铷原子的光泵磁共振实验

一、引言

在磁场中，Zeeman 分裂导致的磁能级间距通常比较小，因此，产生磁共振现象所需的能量通常位于射频或微波波段。此波段的电磁波能量要比光频段的能量小得多，普通的光谱仪器根本无法分辨，所以对于那些磁共振信号很微弱的样品（比如气体样品）很难探测。

光泵，也称光抽运，是借助于光辐射获得原子基态超精细结构能级或 Zeeman 子能级间粒子数的非热平衡分布的实验方法。光泵磁共振技术实际上是将上述光抽运技术和射频或微波磁共振技术相结合的一种实验技术，它是 1955 年法国科学家卡斯特勒发明的。在光泵磁共振技术中，一方面光抽运改变了磁能级上的粒子数分布，使更多的粒子参与磁共振，另一方面采取光探测的方法而不直接测量射频量子，从而克服了磁共振信号弱的缺点，把探测灵敏度提高了七、八个数量级。如今，光泵磁共振已广泛应用于基础物理研究，比如原子的磁矩、能级结构和 g 因子测量。此外，在原子频标、激光及弱磁场测量等方面，这一方法也是极为有力的实验手段。

本实验研究铷 Rb 原子的光泵磁共振现象，并测量 Rb 的朗德 g 因子。天然 Rb 有两种同位素，丰度为 72.15% 的 ^{85}Rb 和丰度为 27.85% 的 ^{87}Rb 。

二、实验原理

1. Rb 原子基态及最低激发态能级

Rb 是碱金属原子，其最外层有一个价电子，位于 5s 能级上，因此，其电子轨道量子数 $L=0$ ，自旋量子数 $S=1/2$ ，考虑到轨道角动量与自旋角动量之间的 L-S 耦合后，则其总角动量应为 $J=L+S, \dots, |L-S|$ ，所以 Rb 的基态 $J=1/2$ ，记作 $5^2S_{1/2}$ 。在 Rb 原子中，离 5s 能级最近的激发态是 5p，其 $L=1$ ， $S=1/2$ ，总角动量 J 有两个： $J=1/2$ 的 $5^2P_{1/2}$ 态和 $J=3/2$ 的 $5^2P_{3/2}$ 态，所以此激发态是双重态。电子由 5p 跃迁到 5s 所产生的光辐射是 Rb 原子主线系的第一条线，为双线，其强度在 Rb 灯光谱中特别高，其中 $5^2P_{1/2}$ 到 $5^2S_{1/2}$ 跃迁产生的谱线称为 D_1 线，波长是 794.8nm，而 $5^2P_{3/2}$ 到 $5^2S_{1/2}$ 跃迁产生的谱线称为 D_2 线，波长为 780.0nm。

在核自旋 $I=0$ 时，原子的价电子经 L-S 耦合后总角动量 P_J 与原子总磁矩 μ_J 的大小关系为：

$$\begin{aligned}\mu_J &= -g_J \frac{e}{2m_e} P_J, \\ g_J &= 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}.\end{aligned}\quad (1)$$

但当 $I \neq 0$ 时，原子总角动量还要考虑核的贡献。设核自旋角动量为 \vec{P}_I ，核磁矩为 $\vec{\mu}_I$ ， \vec{P}_I 与 \vec{P}_J 耦合成 \vec{P}_F ，于是有 $\vec{P}_F = \vec{P}_I + \vec{P}_J$ ，耦合后总量子数 $F = I + J, \dots, |I - J|$ 。由于 ^{87}Rb 的 $I=3/2$ ，而 ^{85}Rb 的 $I=5/2$ ，因此， ^{87}Rb 的基态 $F = \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} = 2, 1$ ； ^{85}Rb 的基态 $F = \frac{5}{2} \pm \frac{1}{2} = 3, 2$ 。

由量子数 F 标定的能级称为原子的超精细结构能级。原子总角动量 \vec{P}_F 与总磁矩 $\vec{\mu}_F$ 之间的大小关系为：

$$\begin{aligned}\mu_F &= -g_F \frac{e}{2m_e} P_F, \\ g_F &= g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}.\end{aligned}\quad (2)$$

在磁场中原子的超精细结构能级产生 Zeeman 分裂，当磁场较弱时为反常 Zeeman 分裂，磁量子数 $m_F = F, F-1, \dots, -F$ ，所以会产生 $2F+1$ 个能级间距基本相等的 Zeeman 子能级。如图 1 所示。

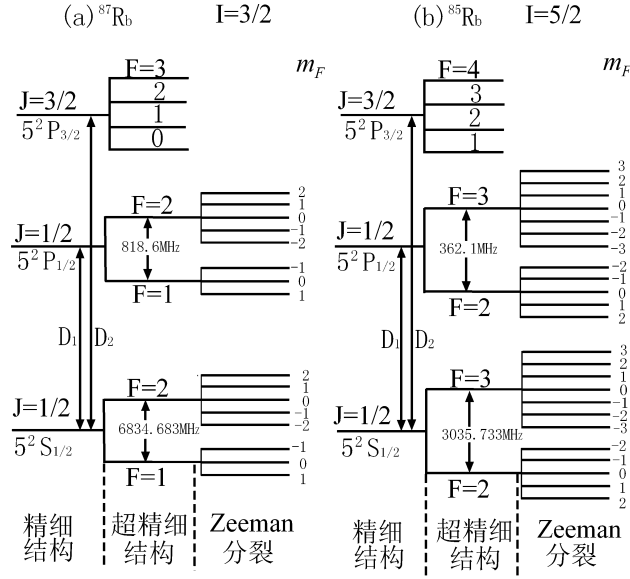


图 1 铷原子能级图（未按比例画）

弱磁场条件下，通过解 Rb 原子的定态薛定谔方程可得其能量本征值为：

$$E = E_0 + \frac{ah}{2}[F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)] + g_F m_F \mu_B B_0, \quad (3)$$

其中 μ_B 为玻尔磁子， a 为磁偶极相互作用常数。对于 ^{87}Rb 的 $5^2S_{1/2}$ 态， $a_{87} = 3417.34\text{MHz}$ ，对于 ^{85}Rb 的 $5^2S_{1/2}$ 态， $a_{85} = 1011.9\text{MHz}$ 。显然，由 3 式可以得到基态 $5^2S_{1/2}$ 的两个超精细能级之间的能量差为

$$\Delta E_F = \frac{ah}{2}[F'(F'+1) - F(F+1)], \quad (4)$$

由上式可知 ^{87}Rb 的 $\Delta E_F = 2a_{87}h$ ， ^{85}Rb 的 $\Delta E_F = 3a_{85}h$ 。而相邻 Zeeman 子能级之间的能量则为：

$$\Delta E_{m_F} = g_F \mu_B B_0, \quad (5)$$

2. 圆偏振光对 Rb 原子的激发与光抽运效应

当电子在原子能级之间发生跃迁时，需满足一定的条件，即原子和光子的总能量和总角动量要守恒。能量守恒要求光子的能量 $h\nu$ 与跃迁能级间的能量变化相等，而角动量守恒就要复杂得多，因为角动量是矢量，在考虑角动量守恒时通常还需要考虑光的偏振状态。

在量子力学的处理中，圆偏振光是具有自旋角动量的。通常，左旋圆偏振光（用 σ^+ 表示）的角动量为 \hbar ，其方向指向光的传播方向；而右旋圆偏振光（用 σ^- 表示）的自旋角动量为 $-\hbar$ ，其方向与光的传播方向相反。所以，当电子在吸收左旋圆偏振光后，量子力学给出的跃迁选择定则为：

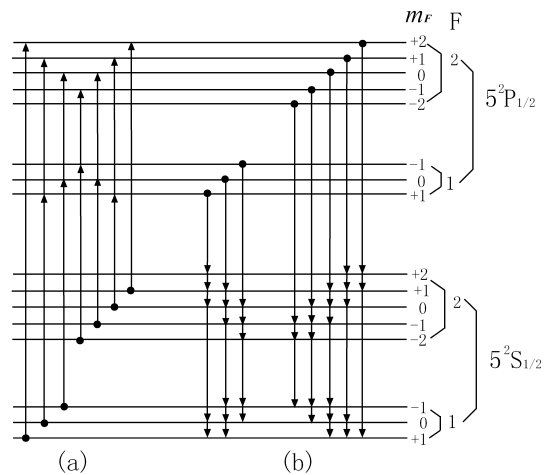


图 2 (a) ^{87}Rb 基态粒子吸收 $D_1\sigma^+$ 光子跃迁到激发态的过程；(b) ^{87}Rb 激发态粒子通过自发辐射返回基态各子能级。

$$\begin{aligned}\Delta L &= \pm 1, \\ \Delta F &= 0, \pm 1, \\ \Delta m_F &= +1.\end{aligned}$$

^{87}Rb 的基态 $5^2\text{S}_{1/2}$ 和第一激发态 $5^2\text{P}_{1/2}$ 态的磁量子数的最大值都是+2，若用Rb光谱的D₁线的 σ^+ 光激发Rb原子，由于只允许 $\Delta m_F = +1$ 的跃迁发生，所以处于 $5^2\text{S}_{1/2}$ 的 $m_F = +2$ 子能级上的粒子不能被激发至 $5^2\text{P}_{1/2}$ 态(如图 2a所示)；当原子从 $5^2\text{P}_{1/2}$ 经历自发辐射和无辐射跃迁回到 $5^2\text{S}_{1/2}$ 时，粒子返回基态各个子能级的几率大致相等，如图 2b所示。这样，经过若干循环之后，基态 $m_F = +2$ 子能级上的粒子数就会大大增加，即大量粒子被“抽运”到 $m_F = +2$ 的子能级上，这就是光抽运效应。各子能级上粒子数的这种不均匀分布叫做“偏极化”。光抽运的目的就是要实现粒子分布的偏极化。

右旋圆偏振光具有同样作用，只是它将大量的粒子抽运到基态子能级 $m_F = -2$ 上。

用不同偏振特性的D₁光照射时，表 1 给出了 ^{87}Rb 及 ^{85}Rb 基态各Zeeman子能级的相对跃迁几率。

表 1 用不同偏振特性的光照射 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 时，基态各Zeeman子能级的相对跃迁几率

^{87}Rb										^{85}Rb										
F	2					1			3						2					
m_F	2	1	0	-1	-2	1	0	-1	3	2	1	0	-1	-2	-3	2	1	0	-1	-2
σ^+	0	1	2	3	4	3	2	1	0	1	2	3	4	5	6	5	4	3	2	1
π	2	2	2	2	2	2	2	2	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
σ^-	4	3	2	1	0	1	2	3	6	5	4	3	2	1	0	1	2	3	4	5

由上表可知 σ^+ 与 σ^- 对光抽运具有相反的作用，因此当入射光为电场强度矢量垂直于磁场的线偏振光时，由于它是由等量的 σ^+ 与 σ^- 组成，Rb原子虽然对光有强烈的吸收，但无光抽运效应；当入射光为椭圆偏振光即由不等量的 σ^+ 与 σ^- 的混合时，光抽运效应较圆偏振光小；当入射光为 π 光，即电场强度矢量与总磁场的方向平行时，Rb原子对光有强的吸收，仍无光抽运效应。

3. 弛豫过程

热平衡时，基态各子能级上的粒子数N服从玻尔兹曼分布：

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right). \quad (6)$$

由于在弱磁场条件下，各 Zeeman 子能级间的能量差很小，可近似地认为各子能级上的粒子数是相等的，而光抽运使得个别子能级上的粒子数大大的增加，使系统处于非热平衡状态。一般情况下，光抽运造成的 Zeeman 子能级间的粒数差比玻尔兹曼分布造成的粒子数差要大几个数量级。

系统由非热平衡分布状态趋向于热平衡分布状态的过程称为弛豫过程。弛豫的微观过程通常很复杂，在 Rb 原子系统中主要有以下几种：

(1) Rb 原子与容器壁的碰撞。这种碰撞会导致子能级之间的跃迁，使原子恢复到热平衡分布，失去光抽运所造成的偏极化。

(2) Rb 原子之间的碰撞。这种碰撞导致自旋—自旋交换弛豫，使粒子的磁矩发生改变从而失去偏极化。当外场为零时，Zeeman 子能级简并，也是通过这种弛豫过程使原子回到热平衡分布。

(3) Rb原子与缓冲气体之间的碰撞。通常选择分子磁性很小的气体（如N₂）作为缓冲气体，这样，缓冲气体与Rb原子的碰撞对Rb的磁能态扰动极小，基本对原子的偏极化没有影响。在光抽运最佳温度下，Rb蒸汽的原子密度约为 10^{11} 个 / cm³，一般容器壁的原子面密度约为 10^{15} 个 / cm²，因此 Rb原子与器壁碰撞是失去偏极化的主要原因。当在样品泡中充入10Torr左右的缓冲气体后，由于在此压强下缓冲气体的密度约为 10^{17} 个 / cm³，将大大减少Rb原子与器壁碰撞的机会，从而保持了原子高度的偏极化。当然，缓冲气体分子不可能全部抑制子能

级之间的跃迁，其主要作用是使基态由非热平衡分布恢复到热平衡分布的弛豫时间增加（约为 10^{-2} s 的数量级）。

另一方面，处于 $5^2P_{1/2}$ 态的原子需与缓冲气体分子碰撞多次才有可能发生能量转移，而且主要是以无辐射跃迁的形式交换能量，所以返回到基态八个 Zeeman 子能级的几率均等，因此缓冲气体分子还有将粒子更快地抽运到 $m_F = +2$ 子能级的作用。

温度升高，Rb 蒸汽原子密度升高，Rb 原子与器壁及 Rb 原子之间的碰撞都增加，使原子的偏极化减小。而当温度过低时，原子数太少，信号幅度也很小，因此在本实验中，若想获得较强的共振信号，Rb 原子蒸汽的最佳温度范围一般应控制在 $40^\circ\text{C} - 60^\circ\text{C}$ 之间。

对 ^{85}Rb 也有类似的结论，不同之处是 D_1 的 σ^+ 光将 ^{85}Rb 抽运到基态 $m_F = +3$ 的子能级上。

4. Zeeman 子能级之间的磁共振

在垂直于恒定磁场 B_0 的方向上加一圆频率为 ω_1 的线偏振射频场 B_1 ，此射频场可分解为一左旋圆偏振磁场与一右旋圆偏振磁场，当 $g_F > 0$ 时， μ_F 右旋进动，起作用的是右旋圆偏振磁场。详细讨论可参考核磁共振实验。此偏振磁场可写为

$$B_1 = B_1(e_x \cos \omega_1 t + e_y \sin \omega_1 t) \quad (7)$$

当 ω_1 满足共振条件

$$\omega_1 = \Delta E_{m_F} = g_F \mu_B B_0 \quad (8)$$

时，Zeeman 子能级之间将产生磁共振，即被抽运到基态 $m_F = +2$ 子能级上的大量粒子在射频场 B_1 的作用，由 $m_F = +2$ 跃迁到 $m_F = +1$ （当然也有 $m_F = +1 \rightarrow m_F = 0, \dots$ ）。同时由于光抽运的存在，处于基态非 $m_F = +2$ 子能级上的粒子又被抽运到 $m_F = +2$ 子能级上。感应跃迁与光抽运将达到一个新的动态平衡。在磁共振时，由于 $m_F \neq +2$ 各子能级上的粒子数比未共振时多，因此，对 D_1 的 σ^+ 光的吸收增大，参看图 3。图中（a）表示未发生磁共振时， $m_F = +2$ 上粒子数多，（b）表示发生磁共振时 $m_F = +2$ 能级上的粒子数减少，而 $m_F \neq +2$ 能级上的粒子数增加，因而对 D_1 的光的吸收增加。

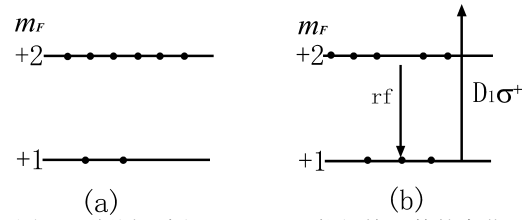


图 3 磁共振过程 Zeeman 子能级粒子数的变化。
(a) 未发生共振时， $m_F = +2$ 能级上的粒子数多。(b) 发生共振时， $m_F = +2$ 能级上粒子数减少，对 D_1 σ^+ 光的吸收增加。

5. 光探测

射入样品泡的 D_1 线的 σ^+ 光一方面起光抽运的作用，另一方面穿过样品后，其光强的变化又包含着物理性质变化的信息，因此可兼作探测光。前面已提到，发生磁共振时，样品对 D_1 线的 σ^+ 光吸收强度发生改变，因此测量其透过样品后的光强变化即可得到相关的磁共振信号，从而实现了磁共振的光探测。由于巧妙地将对一个低频射频光子（1—10MHz）的探测转换成了对一个高频光频光子（ 10^8MHz ）的探测，使得对信号功率的探测灵敏度提高了 7—8 个量级。

三、实验装置

本实验采用的 Rb 原子光泵磁共振实验装置如图 4 所示。光源采用高频无极放电 Rb 灯，其优点是稳定性好，噪音小，光强大。由于 D_2 线的存在不利于 D_1 线的光抽运，故用透过率大于 60%，带宽小于 15nm 的干涉滤光片就能很好地滤去 D_2 线。用高碘硫酸奎宁偏振片和 $40\mu\text{m}$ 左右的云母 $1/4$ 波片可产生左旋圆偏振光 σ^+ 。透镜 L_1 可将光源发出的光变为平行光，其焦距常采用 $f = 5 - 8\text{cm}$ 的凸透镜。透镜 L_2 将透过样品泡的平行光会聚到光电接受器上。

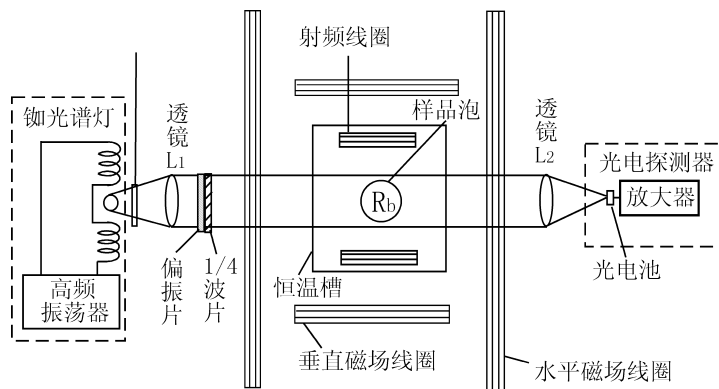


图4 光泵磁共振实验装置

产生水平磁场的亥姆霍兹线圈的轴线应与地磁场水平分量方向一致（即应指向南北方向），其大小 B_0 可由 0 至 2 高斯或更高连续可调。水平方向扫场的调节范围为几十毫高斯至 1 高斯左右，扫场信号的输出方式有方波和三角波两种，并与示波器的扫描同步，频率由几 Hz 至十几 Hz 为宜。产生垂直磁场的亥姆霍兹线圈用以抵消地磁场的垂直分量，以获得最佳的共振信号。射频线圈放在样品泡两侧并使 B_1 垂直于 B_0 ，射频信号由信号发生器产生，其频率由几百 KHz 到几 MHz，功率由几 mW 到 1 W 或更大些。

样品泡是一个充有适量天然 Rb、直径约 5 cm 的玻璃泡，泡内还充有约 10 Torr 的氮、氩等缓冲气体。样品泡放在恒温槽中，温度可控制在 $30^\circ\text{C} - 70^\circ\text{C}$ 之间，且温度的波动小于 $\pm 1^\circ\text{C}$ 。光检测器由光电接收器及放大电路组成。光电接收元件可采用光电管或光电池。光电管响应速度快，约为 10^{-9} s，光电池较慢，为 10^{-4} s，但光电池受光面积大、内阻低。本实验采用光电池。放大电路最好用直流耦合电路，波形畸变小。当不测量光抽运时间及弛豫时间时，用交流耦合电路也可以。

四、实验内容

1. 加热样品泡和 Rb 灯。通常样品泡的温度应稳定在 $40 - 60^\circ\text{C}$ 之间，而 Rb 灯的温度控制在 90°C 左右。预热时间大约需要半小时，待“灯温”、“池温”的指示灯亮后，就可以开始做实验。
2. 调节光源、透镜、样品泡、光电池等元件的位置，使打到样品泡上的光为平行光，调节 L_2 使光电池受光量最大。
3. 消除地磁场垂直分量对信号的影响。将扫场线圈的输出方式设为方波，调节其振幅使磁场为 0.5—1 高斯。加上外磁场的瞬间，基态各 Zeeman 子能级上的粒子数仍接近热平衡分布，即可认为各子能级上的粒子数大致相等，因此，这一瞬间有总粒子数的 7/8 可吸收 D_1 的 σ^+ 光，对光的吸收最强。随着粒子逐渐被抽运到 $m_F = +2$ 子能级上，能够吸收光的粒子数逐渐减少，因而透过样品的光强逐渐增加。当 $m_F = +2$ 子能级上的粒子数达到饱和时，透过样品的光强达到最大。方波扫过零并反向时，Zeeman 子能级随之发生简并及再分裂，能级简并时，Rb 原子因碰撞导致自旋方向混乱而失去偏极化。重新分裂后，各 Zeeman 子能级的粒子数又近似相等，对 D_1 光的吸收又达最大值。这就是光抽运信号。地磁场对光抽运信号有很大影响，特别是地磁场的垂直分量。因此安装了一对垂直方向的亥姆霍兹线圈以抵消其影响。当垂直方向总磁场为零时，地磁场的垂直分量被抵消，光抽运的信号最大。
4. 观察磁共振信号。在本实验中采用扫场法测量磁共振信号，即保持射频场的频率不变，通过改变恒稳磁场的大小得到共振信号。首先给样品泡加上射频场 B_1 ，扫场信号选择锯齿波输出，改变水平磁场的大小，测量 ^{87}Rb 及 ^{85}Rb 发生共振时磁场的大小。由实验数据计算 ^{87}Rb 及 ^{85}Rb 的 g_F 值，并与理论值进行比较。

$$\text{参考数据: } ^{87}\text{Rb}, \frac{f_1}{B_0} = 7.0\text{GHz/T}; \quad ^{85}\text{Rb}, \frac{f_1}{B_0} = 4.667\text{GHz/T}$$

5. 测地磁场大小。由实验数据计算地磁场的水平和垂直分量。

五、预习思考题

1. 计算出 Rb 原子基态超精细结构的 gF 值
2. 本实验中实现光抽运的实验条件是什么？光抽运的物理过程如何？结果如何？
3. 光抽运为什么要用单一的左旋或右旋圆偏振光？如果是自然光或者其他偏振光会对实验结果有什么影响？
4. 如何观察光抽运？
5. 实现磁共振跃迁的实验条件是什么？过程如何？结果如何？
6. 如何观察磁共振跃迁？

参考文献

- [1] 吴思诚, 王祖铨. 近代物理实验 (第三版). 北京: 高等教育出版社, 2005
- [2] A. 科尼. 原子光谱学和激光光谱学. 北京: 科学出版社, 1984
- [3] 杨福家. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1990 年

附录 磁共振实验绪言

一、引言

共振是自然界中普遍存在的一种客观现象。共振技术被广泛应用于机械、化学、力学、电磁学、光学、原子与分子物理学、工程技术等几乎所有的科技领域，特别是在 21 世纪蓬勃发展的信息技术、基因科学、纳米材料、航天技术等高新技术领域中，更是大量运用到共振技术。磁共振是发生在既有角动量又有磁矩的系统在磁场作用下形成的塞曼能级间的共振感应跃迁，它不但具有一般共振的共性，还有其自身的特点。在目前可得到的磁感应强度的条件下，磁共振所涉及的共振频率通常处于射频与微波频段。

二、磁共振理论及技术的发展历史

与原子磁矩测量和磁共振相关的研究和发明先后获得了四次诺贝尔奖物理学奖，一次化学奖和一次医学奖（具体内容见表 4-0-1），由此可见，磁共振技术的诞生不仅在物理学的发展史上有着十分显著的影响，而且在科学研究的众多领域以及我们的日常生活中都有着广阔的应用前景。

1921 年，斯特恩 (Otto Stern) 和盖拉赫 (W. Gerlach) 合作，完成了近代物理学发展史上著名的斯特恩-盖拉赫实验，该实验利用银原子束在非均匀磁场中的偏转，首次找到了原子能级空间量子化的实验证据，为“电子自旋”概念的提出奠定了实验基础。

1924 年，包利 (W. Pauli) 在研究某些元素的光谱超精细结构时提出了自旋的概念，并把原子光谱的超精细结构看成是核自旋与电子轨道运动相互作用的结果。1925 年，当时还是年轻学生的 S. A. Goudsmit 和 G. Uhlenbeck 用此概念来解释元素的光谱精细结构获得成功。1926 年，斯特恩提出用分子束实验测定核磁距，并于 1933 年首次获得了质子的磁距，但其结果还不够精确，误差约为 10%。

1938 年，斯特恩的学生拉比（Isidor Isaac Rabi）将射频共振方法应用于分子束技术，实现了更精确的核磁矩的测量。在此实验中，拉比在样品上加上一射频磁场，以促使超精细结构、塞曼能级之间产生跃迁，从而精确的测量核磁距，其精确度可达千分之几，比斯特恩等人的方法提高了近两个数量级。他们都是创建核磁共振技术的先驱。

1944 年前苏联的 E. Zavoisky 首次提出了电子自旋共振（ESR）。1945 年，布洛赫（Felix Bloch）和珀塞尔（Edward Purcell）发展了拉比的分子束共振法，各自独立的创立了核磁共振技术（简称 NMR）。1945 年 12 月，珀塞尔和他的小组在石蜡样品中观察到了质子的核磁共振吸收信号，1946 年 1 月，布洛赫小组也在水样品中观察到了质子的核磁感应信号，虽然他们的方法稍有不同，但几乎同时在凝聚态物质中发现了核磁共振。所谓的核磁共振，是指具有磁距的原子核在恒定磁场中由电磁波引起的塞曼能级之间的共振跃迁现象。在解释核磁共振现象时，珀塞尔采用了量子力学的能量吸收理论，而布洛赫采用了更复杂并更成熟的磁化矢量感应理论，创立了著名的布洛赫方程，并在方程中引入了纵向弛豫和横向弛豫时间。事实上，ESR 和 NMR 的原理是完全相同的，只是由于电子的磁距比核磁距大三个数量级，所以 ESR 常使用微波频段的电磁波，而 NMR 使用射频波段的电磁波，所以 NMR 实验技术后来也常被用来观测 ESR 现象。

自核磁共振和电子顺磁共振发现之后，早期主要用于对原子结构和性质的研究，如测量电子和核的磁距、电四极矩等，后来则被广泛用于分子（特别是有机分子和生物大分子等）的组成和结构分析、生物活体分析、无损检测等方面，并能够用来观测一些动态过程（如化学反应、生化过程等）的变化。

以上所涉及的磁共振实验通常是在凝聚态中的粒子处于热平衡的状态下进行的，1955 年，法国的卡斯特勒（Alfre Kastler）利用圆偏振光激发原子，使原子聚集在基态的某一能级，也就是改变了基态某一能级的集居数，这就是所谓的光抽运，并在射频场作用下，实现了超精细塞曼能级之间的激发态磁共振跃迁。这种光磁共振的方法很快就发展成为研究原子物理的一种重要的实验方法，利用此原理可以制成测量微弱磁场的磁场强度计，也可制成高稳定度的原子频标。卡斯特勒用光抽运的方法最早实现了粒子数的反转，成为激光器发明的先导，被后人誉为“激光之父”。

表 1 与原子磁距和磁共振相关的诺贝尔奖列表

获奖时间	获奖名称	获奖人	获奖原因
1943 年	物理学	斯特恩（美国）	在发展分子束方法上所作的贡献和质子的磁矩的测量。
1944 年	物理学	拉比（美国）	用共振方法记录了原子核的磁特性。
1952 年	物理学	布洛赫和珀塞尔（美国）	发现了核磁共振的新方法。
1966 年	物理学	卡斯特勒（法国）	发现和发展了研究原子核磁共振的光学方法。
1991 年	化学奖	恩斯特（瑞士）	发展核磁共振光谱高分辨方法
2003 年	医学奖	劳特布尔（美国）和曼斯菲尔德（英国）	发明核磁共振成像技术

由于磁共振技术被广泛的应用到化学、生物等领域，核磁共振仪得到了迅速的发展，70 年代利用超导磁体造出了 8T 的磁场，使得核磁共振仪的分辨率大大的提高。瑞士科学家恩斯特就因在发展核磁共振光谱高分辨方法上取得的成就获得了 1991 年诺贝尔化学奖。1973 年，美国科学家保罗·劳特布尔和英国科学家彼得·曼斯菲尔德把样品放在一个稳定的磁场中，再加上梯度磁场，通过探测样品的核磁共振信号，描绘出样品的内部结构，即所谓的核磁共振成像技术。此技术一诞生，就受到医学界的追捧，因为它可以对人体进行无创伤、无辐射的检测，成为研究人体关节、脑部和其他重要器官病变的先进工具，每年世界各地的医

生要进行超过数千万次的核磁共振成像检测，这使得保罗·劳特布尔和彼得·曼斯菲尔德在2003年获得诺贝尔奖医学奖成为理所当然的事情。

三、磁共振理论

首先，原子的磁矩是一切物质磁性的起源。原子是由电子和原子核组成的。电子具有轨道运动和自旋运动两种运动形式，处于旋转运动状态下的电子，相当于一个电流闭合回路，这就必然导致磁矩的产生。质子和中子的自旋导致了核磁矩的产生。通常核磁矩要比电子的磁矩小大约三个数量级，因此，对于那些电子的总磁矩不为零的原子，其磁矩主要来自电子，只考虑电子自旋的磁共振就是电子自旋共振，既考虑电子自旋磁矩又考虑轨道磁矩的共振就是电子的顺磁共振；当电子总磁矩为零时，原子的磁矩就取决于核磁矩了，此时发生的共振现象就是核磁共振。不过，发生在原子的超精细能级间的共振现象，比如光泵磁共振，就必须涉及到电子与原子核之间角动量的耦合。

对于磁共振信号，通常有量子力学和宏观经典力学两种描述方法。这两种方法在帮助我们理解磁共振现象时各有长处。在量子力学中，通常用能级的概念来描述量子化的原子能量。对于角动量量子数相同而磁量子数不同的磁能级在外加磁场为零时，其能量相等但角动量的取向不同，即这些磁能级是简并的。当将角动量不为零的原子放在静电场 B_0 中时，具有不同磁量子数的原子在磁场中获得的附加能量不同，并导致磁能级的等距分裂。如果在垂直于 B_0 的平面内加一射频场，当其频率 $f = \frac{\gamma B_0}{2\pi}$ 时，处在较低磁能级的原子会吸收电磁辐射的能量而跃迁到较高磁能级，这就是量子力学意义上的磁共振。

宏观经典力学在处理磁共振现象时，首先承认原子的磁矩是量子化的，并用单位体积中微观磁矩矢量之和，即磁化强度 \vec{M} 来描述微观系统的磁矩，在没有外磁场时，这些小磁矩的方向是无规则的，不体现出任何宏观的磁现象，即 $\vec{M} = 0$ ；但当外磁场 B_0 不为零时，这些微观的磁矩会在一定时间内沿着磁场的方向排列，从无序变为有序（统计意义上的有序，即沿磁场方向取向的磁矩），这样就产生了一个宏观上不为零的磁化强度 \vec{M} 。在热平衡时， \vec{M} 只有沿外磁场 B_0 方向的分量 M_z ，简写做 M_0 ，而垂直于外磁场 B_0 方向的分量 $M_x = M_y = 0$ 。

在外场 B_0 中，磁化强度 \vec{M} 受到的力矩为 $\vec{M} \times \vec{B}_0$ ，并以频率 $\omega_0 = |\gamma B_0|$ 绕外场 B_0 进动。在共振实验中，除了恒定磁场 B_0 外，还要在 x、y 平面内加上线偏振射频磁场 B_1 ，此时 \vec{M} 还要绕着 B_1 转动，这种转动在磁共振中称为章动。一旦磁矩开始章动，就意味着磁矩受到激发。章动的角度取决于 B_1 的大小。磁化强度受到激发后，就处于一种不平衡的状态，即 \vec{M} 的大小和方向会发生改变。通常把系统由非平衡态恢复到平衡态的过程称为弛豫过程。 \vec{M} 大小的改变，即 M_z 的改变会导致系统的能量发生变化，要恢复到最初的 M_0 ，系统中的粒子就需要与晶格产生相互作用，吸收能量或者经历无辐射跃迁释放能量，这就是所谓的自旋-晶格弛豫，也叫纵向弛豫，其弛豫时间用 T_1 表示。 \vec{M} 方向的改变，使得 M_x 和 M_y 的值发生变化，但它们的改变不会导致系统能量的改变，而是通过系统内部磁矩与磁矩之间的能量交换过程，改变磁矩之间的相位相关性，恢复旋进相位的随机分布，从而使其恢复到 $M_x = M_y = 0$ 的状态，这种弛豫就是自旋-自旋弛豫，也叫即横向弛豫，其弛豫时间用 T_2 表示。

系统的进动和章动统一由著名的布洛赫（Bloch）方程来描述。通常布洛赫方程的解是很复杂的。当系统在外场和弛豫的作用下达到平衡后得到的解就是方程的稳态解。通常稳态解是用系统的动态磁化率来表示，其实部代表了电磁波相速度的变化，其随电磁波频率的变化称为磁化率的色散；而其虚部反映了电磁波在传播中的振幅衰减，这表示样品对交变磁场的吸收。

很明显，量子力学的核磁吸收观点简单明了，但在考虑磁共振信号的产生时并不顾及射频场的大小、射频脉冲的宽度以及磁矩与磁矩之间的相互作用等因素，这对解释磁共振信号的幅度和线宽带来了不便，因此，这种能量吸收的磁共振观点一般只作为学习磁共振的入门知识，要深入了解磁共振，特别是在设计磁共振实验仪器和解释磁共振信号的幅度和线宽时，

就必须了解和掌握磁共振的宏观经典力学描述——电磁感应理论。因此，将这两种处理方法有机的结合起来，可以帮助我们更好、更全面地理解磁共振实验的原理和探测方法。

四、磁共振信号的产生和测量

在一般的磁共振实验中，样品通常是放在一个LC谐振回路的线圈中的，由于受到磁场均匀度等条件的限制，其体积不能太大，因此，将样品放在线圈中可以增加线圈与样品之间的耦合。当线圈内放入样品后，它的电路参数会发生改变。设空心线圈本身的自感为 L_0 ，当在线圈中加入磁化率为 χ_0 的样品后，线圈的自感就变为 $L = L_0(1 + \chi_0)$ ，这时，若在线圈上加上交变电流，线圈的自感就变为 $L = L_0[1 + \chi(\omega)]$ ，其中 $\chi(\omega)$ 就是样品的动态磁化率。此时线圈的阻抗可表示为：

$$Z = iL_0\omega(1 + \chi') + \chi''\omega L_0 + r_0,$$

其中 r_0 是线圈的电阻， χ' 和 χ'' 代表动态磁化率的实部和虚部，由此可见， χ' 使线圈的电感发生改变，也就是使回路的谐振频率发生改变；而 χ'' 仅使线圈的电阻发生改变，电阻的改变使得消耗在线圈上的功率发生改变，这跟前面提到的动态磁化率的虚部表示对交变场的吸收是相对应的。通常加在线圈上的交变磁场的频率是固定不变的，当样品的进动频率和线圈的谐振频率相同时，会发生共振，此时回路的阻抗最大，且呈电阻性，入射信号与发射信号同相；当两者不相等时，回路阻抗变小，且入射信号与发射信号有一相位差 $\Delta\phi$ 。因此通过测量线圈中反射功率随磁场的变化就得到 χ'' ，通过测量 $\Delta\phi$ ，就可得到 χ' 。

另一方面， χ'' 随频率的变化是与系统的弛豫时间相关的，因此通过 χ'' 的测量，也可以得到系统的横向与纵向弛豫时间。由于磁场均匀度对弛豫时间的影响很大，在稳恒状态下测量弛豫时间有时会遇到困难，所以在实际测量中，常采用瞬态测量的方法来测量弛豫时间。瞬态测量常常要用到傅里叶变换，在信号处理上相对比较复杂，离不开计算机技术，但它可以测量到稳态方法得不到的一些物理参数。

微波段的磁共振测量与上述测量方法类似，但由于微波的特殊性质，常用所谓的品质因素和微波功率取代电阻和电感进行信号测量。

五、磁共振仪的工作方式

在核磁共振技术诞生之初，核磁共振实验多以连续波方式为主，能研究的核很少。1965年，快速傅立叶变换计算机程序得到广泛应用，核磁共振仪也开始采用脉冲工作方式。脉冲核磁共振仪的出现，使得磁共振技术的潜力和优势得到了充分的发展，并以惊人的推广速度和发展速度成为众多领域中广泛使用的物质结构分析方法。如今，脉冲核磁共振仪的应用范围远远高于连续磁共振仪，在核磁共振成像设备中全部采用脉冲共振工作方式。

1. 磁共振的连续工作方式

此工作方式又可分为扫频和扫场两种工作形式。在扫频工作方式中，外加恒定磁场 B_0 。维持不变，而射频的频率可以连续改变，当其频率满足 $f = \frac{\gamma B_0}{2\pi}$ 时，系统会吸收其能量产生共振现象。在扫场方式中，射频场的频率恒定，并在恒定外磁场 B_0 上叠加一个可连续变化的小磁场，通过改变外磁场的大小可观察到磁共振信号。实际的实验仪器中，扫场法较为常用。

在连续工作方式中，通常要求扫描的速度要远小于样品的弛豫时间，以满足所谓的慢通过条件，从而获得稳定、真实的信号。另外，此工作方式通常需将射频场的强度限制在较小的数值，以避免信号的饱和，这导致其探测灵敏度低。因此，磁共振仪的这种连续工作方式不利于测量那些信号较小的样品。

2. 磁共振仪的脉冲工作方式

在脉冲工作方式中，一系列频率为共振频率且作用时间短的强射频脉冲作用到样品上，使磁矩产生突发的进动，通过测量脉冲作用过后磁化强度 \vec{M} 的自由衰减信号（FID），并结

合傅立叶变换可获得样品的瞬态共振信息。在此方法中,脉冲的作用时间决定了磁化强度 \vec{M} 翻转的角度,从而决定了探测信号的大小,通常采用所谓的 90° 脉冲,即脉冲在作用时间内刚好使磁化强度 \vec{M} 翻转 90° ,此时检测到的信号最大。

在脉冲工作方式中,由于脉冲的作用时间短,不满足定态条件从而避免了信号的饱和,因此可使用较强的射频信号源,增加探测信号的强度,这使磁共振仪的灵敏度得到大幅度的提高。利用FID信号还可以较方便的获得样品的横向弛豫时间 T_2 。另外,在脉冲共振信号经计算机作傅立叶变换后得到的磁共振谱上,可以直接读取样品的化学位移,从而可以方便地分析样品的结构组成。

参考文献

1. 杨福家. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1990
2. 冯蕴深. 磁共振原理. 北京: 高等教育出版社, 1992
3. 毛希安. 现代核磁共振使用技术及应用. 北京: 科学技术文献出版社, 2000
4. 周永洽. 分子结构分析. 北京: 化学工业出版社, 1991

实验七 光纤光学与音频信号通信

一、引言

光纤通信是用激光作为信息的载体，以光纤作为传输介质的一种通信方式。因此，现代信息社会得以实现的最重要的两大关键技术是激光和光纤。光纤是光导纤维的简称。它是工作在光波段的一种介质波导，利用光学全反射原理，将光的能量约束在光吸收和光散射都非常小的波导界面内，并引导光波沿着光纤轴线方向传播。

最早的光通信是 1880 年出现的贝尔光电话，将声膜的振动用光照反射、会聚到硅电池上，转换为电信号。光源为阳光或弧光灯，传输介质为空气。由于通话距离最远仅达到 213 米，因此实用性不强。1960 年，激光器在美国的发明，使沉睡了 80 年的光通信沐浴到复苏的曙光，但直到 1979 年，美国和日本研制出寿命达 100 万小时的室温连续工作半导体激光器，光通信的光源问题才真正解决。1960 年，最好的玻璃纤维的光损耗仍在 1000dB/km，许多人都放弃了用光纤作传输介质的努力。1966 年，华裔科学家高锟博士发表了《光频率的介质纤维表面波导》的论文，首次明确指出“只要设法降低玻璃纤维中的杂质，就能够获得能用于通信的、传输损耗较低的光导纤维”。1970 年，美国康宁玻璃公司率先研制成功了损耗为 20dB/km 的石英光纤，到 1976 年，日本电报电话公司已经将光纤损耗降低到 0.47dB/km。中国从 1976 年拉出 200m 长的第一根石英光纤，到 1979 年，光损耗降已为 4dB/km。低损耗通信光纤迅速发展到现在，损耗已小于 0.2dB/km。1980 年，美国标准化光纤通讯系统投入商业应用；1982 年，中国第一条实用化的光纤通信线路跨越武汉三镇。横跨大西洋和太平洋的海底光缆系统分别于 1988 年和 1989 年铺设完成。光纤光缆逐渐取代传统的金属电缆，成为现代信息传输的主要方式。光纤通信距离从 10 公里增加到可长达 1 万公里，且其通信容量可高达 1000Gb/s/km。2009 年，高锟以“涉及光纤传输的突破性成就”分享了该年度的诺贝尔物理学奖。

光纤通信之所以发展迅猛，主要缘于它具有以下几个特点：通信容量大、传输距离远；信号串扰小、保密性能好；抗电磁干扰、传输质量佳；光纤尺寸小、重量轻，便于敷设和运输；材料来源丰富，节约了大量有色金属铜；耐化学腐蚀，光缆适应性强，寿命长。光纤除了在现代通信系统中有着重要的应用外，在传感器技术方面，也有着独特的优势。光纤传感器是利用待测物理量对光纤内传输的光波的光学参量进行调制并传输至光学探测器进行解调，从而获得待测物理量的变化信息的装置，它具有损耗低、信息量大、线径细、质量轻、可绕性好的特点，可用于位移、振动、压力、电流、磁场、温度、浓度等各种物理量的测量，在通信、计算机、医学、自动控制、交通运输、国防等领域获得了广泛的应用。

光纤主要由纤芯、包层、涂敷层及套塑四部分组成，其构造如图 1 所示。

纤芯一般由直径为 5~50 μm 、掺有少量 P_2O_5 和 GeO_2 的高纯度 SiO_2 构成，掺杂剂的作用是提高了纤芯的折射率。为减少光散射和光吸收，纤芯的杂质含量一般不大于 10^{-6} 。

包层主要也是由高纯度 SiO_2 构成，掺有少量的氟和硼以降低其折射率。包层的直径一般为 125 μm 。

包层外的涂敷层一般为环氧树脂或硅橡胶，其作用在于增强光纤的机械强度。光纤的最外层是套塑，套塑大都是采用尼龙或聚乙烯，其作用也是加强光纤的机械强度，没有套塑层的光纤称为裸光纤。

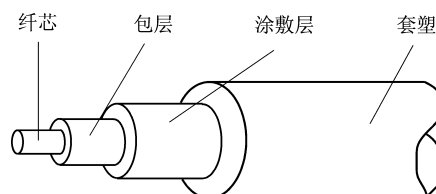


图 1 光纤结构示意图

光纤的分类方式有很多种,按照纤芯折射率分布形式可分为阶跃折射率光纤和渐变折射率光纤;按照光在光纤中的传输模式可分为单模光纤和多模光纤;按光纤的工作波长可分为短波长光纤、长波长光纤和超长波长光纤;而按照制造光纤所用的材料又可分为石英系光纤、多组分玻璃光纤、塑料包层石英芯光纤、全塑料光纤和氟化物光纤等。

本实验的目的是:了解光纤光学的基础知识;学习测量光纤数值孔径和损耗特性的方法;了解光纤温度传感器的工作原理;了解光纤音频通信的基本原理和系统构成。

二、实验原理

1. 光源与光纤的耦合效率

光源与光纤耦合时,为了降低耦合损耗,使更多的光功率注入光纤,获得最大的耦合效率,必须考虑光纤和光源的特性以及具体的耦合方法。**He-Ne**激光器输出的高斯光束经过透镜后仍为高斯光束。仔细选择透镜的焦距 f ,使经透镜耦合后的高斯光束的束腰(光束中最窄的位置)与纤芯直径相等,即 $2W_0=2a$,如图2所示。只要将光纤的端面置于高斯光束的焦点处,即可获得最佳的耦合效率。耦合效率定义为

$$\gamma = \frac{P}{P_0}, \quad (1)$$

其中, P_0 是光纤输入功率, P 是经光纤耦合后的输出功率。

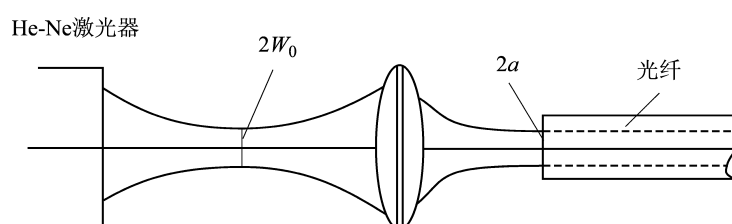


图2 光纤与 He-Ne 激光器的耦合

2. 光纤的数值孔径

光纤的数值孔径 (NA-numerical aperture) 是表征光纤集光能力的一个重要物理量。由于光线传播具有可逆性,因此,数值孔径既反映了光纤的入射性质,又反映了光纤的出射性质。NA 越大,则光纤端面接收或会聚光的能力越强。从几何光学的观点来看,并不是所有入射到光纤端面上的光线都能进入光纤内部进行传播,都能从光纤入射端进去,从出射端出来。而是只有入射角度小于某一个角 θ 的光线,才能在光纤内部传播,如图3所示。设 θ 角是入射光线与光纤轴之间的夹角,这个角度的正弦值就定义为光纤的数值孔径 NA,即

$$NA = \sin \theta. \quad (2)$$

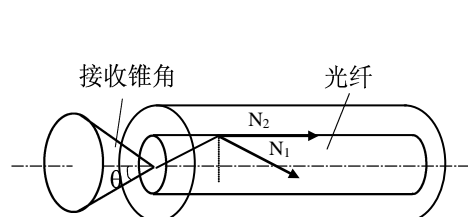


图3 光纤的数值孔径

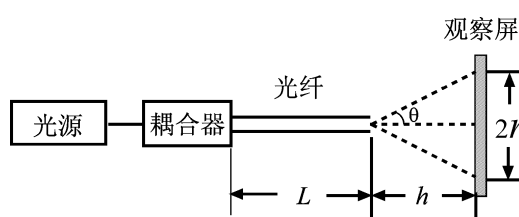


图4 远场光斑法测试装置简图

本实验采用“远场光斑法”近似测量光纤的数值孔径，其测量原理如图4所示，由光纤出射的光照射到观察屏上，测出光纤端面与观察屏之间的距离 h ，以及观察屏上光斑直径 $2r$ 之后，就可以由下式求出光纤的数值孔径：

$$NA = \sin \theta = \frac{r}{\sqrt{r^2 + h^2}}. \quad (3)$$

参考图3，若光线在纤芯和包层界面的入射角为临界角 $\theta_c = 90^\circ - \theta$ ，则所有与光纤光轴夹角小于 θ 的光线都能约束在光纤内。较为常见的一种情况是， $N_1 = 1.464$ ， $N_2 = 1.460$ 。由斯涅尔（Snell）定律：

$$\sin \theta_c = \frac{N_2}{N_1} = \frac{1.460}{1.464}$$

可得 $\theta_c = 85.8^\circ$ ， $\theta = 4.2^\circ$ 。

3. 光纤的损耗

光波在光纤中传播会产生各种原因引起的损耗，除接续损耗弯曲损耗等附加损耗外，损耗主要来自于材料的两种固有损耗，一种是瑞利散射引起的，来源于光纤材料结晶的不均匀，其损耗与光波长的四次方成反比；另一种是光纤材料（包含杂质）的吸收，可分为紫外吸收与红外吸收。

光纤对光波产生的衰减作用称为光纤损耗。功率传输损耗是光纤最基本和最重要的特性之一，它在很大程度上决定了光纤通信的中继距离。光波在光纤的实际传输过程中，随着传播距离的增加，光功率以指数形式逐渐衰减，即

$$P(L) = P(0)e^{-\alpha(\lambda)L}, \quad (4)$$

其中， $P(0)$ 为光纤的输入功率， $P(L)$ 为光波传输 L 距离后光纤的输出功率， $\alpha(\lambda)$ 为损耗系数，它是光波波长的函数。在光通信中，光信号的损耗一般以分贝（dB）为单位，并采取以下的光纤损耗定义式：

$$A(\lambda) = 10 \lg \frac{P(0)}{P(L)} \text{ (dB)}. \quad (5)$$

光纤的损耗系数定义为单位距离上的损耗，即

$$\alpha(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{L} \text{ (dB / Km)}. \quad (6)$$

本实验采用“截断法”测量光纤的损耗。首先，在稳定的光强输入条件下，测量长度为 L 的整根光纤的输出功率 P_2 ；然后，保持耦合条件不变，在离光纤输入端约 l 处截断光纤，测量此短光纤的输出功率 P_1 。当 $L \gg l$ 时，短光纤损耗可以忽略，故可近似认为 P_1 和 P_2 是被截断光纤（长度为 $L-l$ ）的输入功率和输出功率。这样，按照（5）式和（6）式便可以分别求出损耗和损耗系数。本实验所测量的损耗为包括吸收损耗、散射损耗和辐射损耗在内的总损耗。

4. 光纤温度传感器

光纤温度传感器是一种相位调制型光纤传感器，它的工作原理基于光纤双光束干涉相位的变化。由激光器发出的相干光，经光纤分束器分别送入两根长度基本相同的光纤中，其中一根叫探测臂，另一根叫参考臂。从两根光纤输出的激光束叠加后将产生干涉，形成干涉条

纹。由双光束干涉理论可知，干涉场的光强 $I \propto (1 + \cos \varphi)$ ， φ 是相位差，表达式为

$$\varphi(T) = \frac{2\pi}{\lambda} n(T)L(T), \quad (7)$$

其中， λ 为波长； n 是光纤折射率，一般为 1.458； L 是光纤的长度； T 是温度。当 $\varphi = 2k\pi$ 时（ k 为干涉级次），干涉场光强取极大值；当 $\varphi = (2k+1)\pi$ 时，干涉场光强取极小值。

当外界的温度作用在其中一根光纤（探测臂）上时，光纤在温度场作用下，长度和折射率都将发生变化，这使得相位也会发生变化

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (L\Delta n + n\Delta L). \quad (8)$$

位相变化将导致干涉条纹产生移动。

5. 音频信号通信

音频信号传输系统由“光信号发送器”、“传输光纤”和“光信号接收器”三部分组成。其工作原理是：将音频信号按一定的方式调制到载运信息的光波上，经光纤传输到远端的接收器，再经解调将信息还原并输出。在光纤传输过程中，将音频信号转变成光信号和将光信号还原为音频信号是整个系统的关键，下面分别介绍系统各部分的作用。

光信号发送器的作用是将音频电信号调制到激光器发出的光载波上，使之变成载有音频信息的光信号，而后进入光纤传送到光信号接收器。本实验采用直接强度调制方法把电信号转换为光信号。直接调制的方法是把传送的信息转变为电流信号，用其驱动半导体发光二极管（LED-Light Emitting Diode），使 LED 发出的光载功率的大小随电流信号的变化而变化。如图 5 所示，当驱动电流较小时，LED 的发射功率与驱动电流基本上呈线性关系，当驱动电流达到某一阈值以后，音频信号与 LED 的静态驱动电流相叠加，使 LED 发送随音频信号变化的光信号。半导体发光二极管输出的光功率与其驱动电流的关系称为 LED 的电光特性。为了避免和减小非线性失真，使用时应给 LED 一个适当偏置电流，其值等于这一特性曲线线性部分中点对应的电流值，而调制信号的峰-峰值也应位于电光特性线性范围内。对于非线性失真要求不高的情况下，也可把偏置电流选为 LED 最大允许工作电流的一半，这样可使 LED 获得无截至畸变幅度最大的调制，这有利于信号的远距离传输。

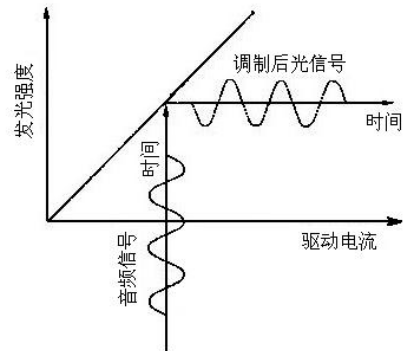


图 5 音频信号调制为光信号

光信号接收器的作用是把传输光纤中的光信号耦合到光电二极管中，由光电二极管将光信号转换成与之成正比的电流信号，再经电流电压转换电路，把电流信号变成电压信号，音频电压信号经音频功率放大器后驱动喇叭发声。本实验的光信号接收采用硅光电二极管（SPD-Silicon Photo Diode），峰值响应波长在 820 nm 左右，工作时 SPD 把经光纤出射端输出的光信号转化为与之光功率成正比的光电流，经过 I-V 转换电路，再把光电流转换成与之成正比例的电压信号。

实验所用的音频信号光纤传输实验原理框图及激光二极管输出 $P-I$ 特性曲线如图 6。音频信号输入光信号发送器，经放大成为流过 LED 的音频调制电流 I_A ，以实现“电-光”过程的调制。LED 要工作在线性区，就必须加载偏置电流 I_D 。由 $I_A + I_D$ 在电阻 R_e 上的压降 U_{Re} ，可测

量调制信号。由图右的激光二极管输出 P - I 特性曲线可知， I_D 过小或过大，将导致音频调制信号发生“截止形变”或“饱和形变”。

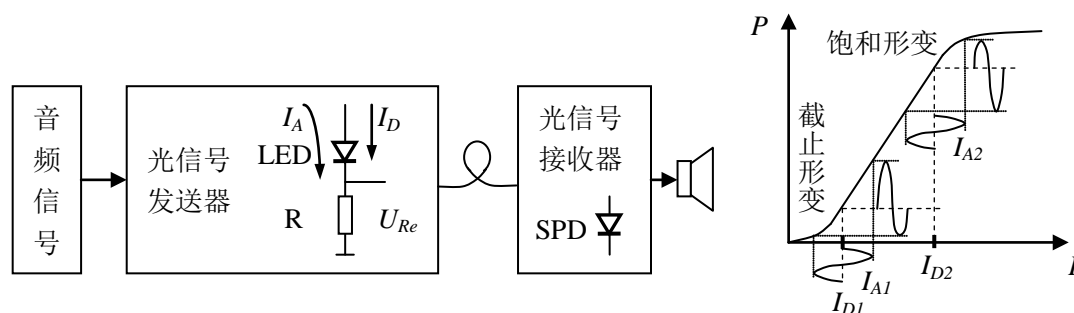


图 6. 音频信号光纤传输实验仪原理框图（左）和 LED 输出 P - I 特性曲线（右）

被音频电流调制的光信号经光纤传到光信号接收器，其中SPD为“光-电”二极管探测器，实现与“电-光”LED的相反功能，则可解调出音频电压信号 U_A 传送到扬声器。

三、实验装置

本实验所使用的仪器及光学元件有：He-Ne 激光器、光功率计、FD-OFT-A 型音频信号光纤传输实验仪、收音机、显微物镜、五维调整架、光纤、光纤切割刀、光纤钳。

四、实验内容

1. 光源与多模光纤耦合

- (1) 打开 He-Ne 激光电源，预热 15 分钟；
- (2) 显微物镜耦合：确定光束通过显微物镜后的焦平面位置，将处理好的光纤置于合适的铜棒中并夹紧，仔细调节五维调整架，使光纤端面处于物镜焦点上；
- (3) 利用功率计直接测量光源输出功率 P_0 和光纤输出功率 P ，计算耦合效率 γ 。

2. 截断法测量光纤的损耗特性

- (1) 选取约 2 m 长的塑料多模光纤，光纤端面处理后置于铜棒中并夹紧；
- (2) 当耦合输出功率最大时，用功率计测量此时的功率值 P_1 ；
- (3) 在距光纤输入端约 10 cm处剪断光纤，并测量截下长光纤的长度 L ，测量此时的输出功率值 P_2 ；计算光纤的损耗 $A(\lambda)$ 和损耗系数 $\alpha(\lambda)$ 。

3. 光纤的数值孔径测量

根据远场光斑法的定义，设计并测量单模光纤的数值孔径。

4. 温度传感器

- (1) 用步骤 3 的光纤作为温度传感器的输入光纤，使其耦合最佳；
- (2) 处理光纤温度传感器的两根输出光纤，仔细调节它们的位置和间距，并调节监视器的位置直到观察到干涉条纹；
- (3) 缓慢调节一根光纤上的温度，观察干涉条纹的移动，确定其条纹变化数和温度之间的关系。

5. LED 电光特性

- (1) 打开主机电源，将光纤其中一端接至 LED 发射器中信号输出端，另一端接至 SPD 接收器中的信号输入端；

- (2) 将光功率计开关置于**测量**档。调节**偏流调节**旋钮，使面板电流表读数为零，再将光功率表也调零。偏置电流从 5 mA~50 mA，每隔 5 mA 记录对应的光功率值。根据测量结果绘出 LED 电光特性曲线，即 LED 光功率与其驱动电流的关系图，分析其线性范围。

6. 光纤传输系统幅频特性的测定

先接好音频信号通道、光通道，把光功率计置于**实验**档，将音频发生器产生信号和 LED 调制信号输入双踪示波器观察。实验时先将音频发生器输出信号峰-峰值调为 1V，偏流和调制信号幅度调节适当，以确保光信号发送器正常工作。然后将音频发生器输出信号频率依次调为 100Hz、500Hz、1KHz、5KHz、10KHz、15KHz、20KHz，用示波器观测由光纤传输的光信号转化成的音频电信号的波形和峰-峰值。由观测结果绘出音频信号光纤传输系统幅频特性曲线。

7. 语音信号的传送

将半导体收音机的信号接入发送器的输入端（在后面板上），通过后面板上的转换开关接收功放输出端接上扬声器，实验整个音频信号光纤传输系统的音响效果。实验时调节发送器 LED 的偏置电流，考察传输系统的听觉效果。

8. LED 直流偏流与最大不失真调制幅度的关系测定

本实验要找出在不同的直流偏流 I_D 下电路能加载的不失真调制幅度的大小，同时找到 LED 发光电路最佳工作点，以及在此工作点下能加载的最大不失真信号幅度。实验时先接好音频信号通道、光通道，把光功率计置于**实验**档。然后将音频发生器产生信号和 LED 调制信号输入双踪示波器观察。调节音频信号发生器，使其输出信号峰-峰值为 1V，频率为 10 KHz。接着把偏流加至 20 mA，调节“LED 发射器”中的幅度调节旋钮，使加在电路上的音频信号由小变大，观察调制信号的波形及失真情况。记录偏流为 20 mA 时最大不失真调制幅度的峰-峰值。分析观察到的现象，然后决定增大或减小偏流以找到最佳静态工作点 I_{DQ} 。实验时可调节音频信号幅度来检验新的工作点是否为 I_{DQ} ，若在示波器上能观察到调制信号同时出现截止和饱和失真（这时的偏置电流约为 66 mA 左右，则此时正处于最佳工作点。记录刚要同时出现两种失真现象时的偏流值 I_{DQ} 和调制信号峰-峰值 V_{DQ} ，则从电路方面考虑，通过 LED 的最佳工作电流和最大不失真交流幅度分别为 I_{DQ} 和 V_{DQ}/R_e （本仪器 $R_e=50\Omega$ ）。

五、注意事项

1. 眼睛不要直视激光器发出的激光束和光纤耦合输出的激光束；
2. 对光纤端面进行处理时要十分小心，同时避免造成不必要的浪费；
3. 在用光纤切割刀切割纤芯端面时，光纤下面一定要垫纸，以免损伤刀口；
4. 实验开始前及结束后，应把 LED 发射器的**幅度调节**和**偏流调节**电位器逆时针旋至最小；
5. 在实验中，光纤与发射器和接收器接头插拔时应该注意不要用力过猛，以免损坏。

六、思考题

1. 请列出光纤能够成为信息传播介质的物理原因。
2. 光纤的数值孔径与光纤的内全反射有什么关系？
3. 引起光纤损耗的因素有哪些？列出实验中光传输系统中可能引起光信号的衰减的环节。
4. 结合 LED 特性曲线，说明如何实现用音频信号线性不失真地调节半导体激光二极管的发射光强。
5. 切割光纤对操作和纤芯截面有什么的技术要求？哪个参数直接反映纤芯断面是否理想？

参考文献

- [1] 袁松青, 刘海平, 刘敏肖. 光纤通信原理. 北京: 人民邮电出版社, 1998
- [2] 雷肇棣. 光纤通信基础. 成都: 电子科技大学出版社, 1998
- [3] 廖延彪. 光纤光学. 北京: 清华大学出版社, 2000
- [4] 吕斯骅, 段家祗. 新编基础物理实验. 北京: 北京大学出版社, 2005

附录：光纤的模式

光是电磁波，它具有电磁波的通性。因此，光波在光纤中传输的一些基本性质，都可以从电磁场的麦克斯韦方程组中推导出来。所谓光纤的模式，就是可以在光纤中稳定传输的电磁场结构，可以由麦克斯韦方程组和边界条件严格求解。光纤的模式可以分成两大类，即矢量模和标量模。

(1) 矢量模的场结构

光纤的矢量模的场结构主要有横电波、横磁波和混和模。

1) 横电波 TE_{mn} ：电场强度矢量集中在光纤横截面上，在纵轴方向上无电场强度分量，只有磁场强度分量。

2) 横磁波 TM_{mn} ：磁场强度矢量集中在光纤横截面上，在纵轴方向上无磁场强度分量，只有电场强度分量。

3) 混合模， EH_{mn} 和 HE_{mn} ：两者在光纤横截面、纵轴方向同时存在电场分量和磁场分量。当纵轴方向的电场比磁场强时，混合模用 EH_{mn} 表示，反之，用 HE_{mn} 表示。

通常，模式的下标 m 表示该模式的场分量沿光纤横截面圆周方向的最大值有 m 对，而下标 n 表示该模式的场分量沿光纤横截面径向有 n 对最大值。通常，将 m 、 n 较小的模称为低阶模，反之称为高阶模，把光纤中携带光能量最多的模称为主模。

图 2 是光纤中部分矢量模的场结构图。以 TE_{01} 模为例，说明场分布。 TE_{01} 模的场结构在横截面上的电力线是些同心圆，表示电场在圆周方向无变化，因而 $m=0$ ；在直径方向，电力线在截面中心与边缘两处最疏，在两者中间密度最密，电场在直径上有一对最大值，因而 $n=1$ 。

关于光纤模式的理论知识请参阅电动力学的有关章节。

(2) 标量模的场结构

所谓的线极化又称为线偏振，如果波的电磁场矢量空间取向不变，即其端点的轨迹为一直线时，就把这种极化称为线极化。一般认为，光纤中的光波只有场的横向分量时为线极化

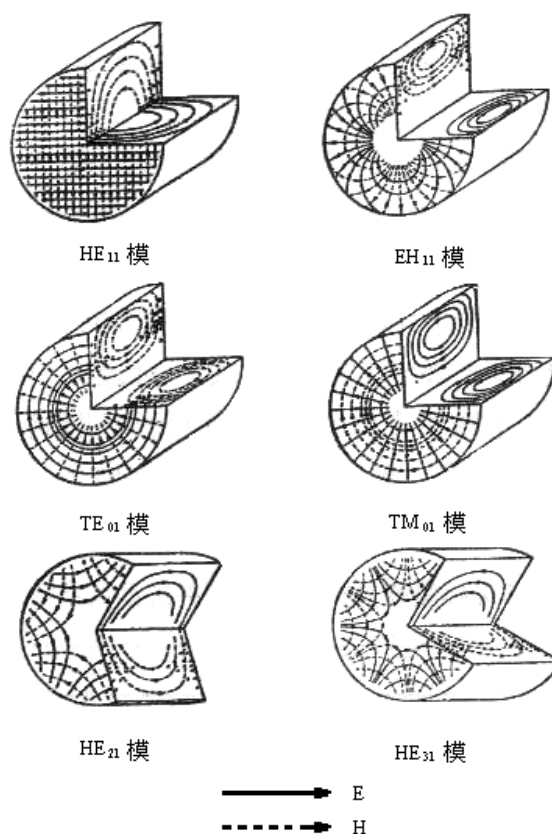











图 2 部分矢量模场结构图

波。若光波场的偏振状态保持不变，就可以用一个标量来描述它，此时光纤中传播的模式称为标量模，或线偏振模，用 LP_{mn} 表示。下标 m 表示光场沿圆周方向的最大值的对数， n 表示光场沿横截面径向的最大值的对数。

（3）矢量模与标量模的关系

光纤中传播的矢量模式可能很多，不同的矢量模式有不同的场结构，但是，如果它们具有相同的传播常数时，这些模式在传播过程中会互相简并。通常，把这种现象称为模式简并，把这类模称为简并模。表 1 给出常见矢量模与标量模的简并关系及它们的场结构图。

表1 常见矢量模与标量模的简并关系及它们的场结构图

LP 模	LP ₀₁ 模	LP ₁₁ 模			LP ₂₁ 模	
光斑						
电场分布						
矢量模	HE ₁₁	TE ₀₁	TM ₀₁	HE ₂₁	EH ₁₁	HE ₃₁

实验八 光学多道与氢氘同位素光谱

一、引言

光谱学在原子分子物理、天文物理、等离子体物理、激光物理和材料物理等物理学科中占有极为重要的地位，在计量学、化学、生物学、医学、刑侦学、地质学、冶金学、矿物学、考古学及许多技术方面也有重要的应用，主要用于材料结构的参数测定、物理性质的诊断以及物质中元素的定性和定量分析。在光谱学史乃至近代物理学史上，氢光谱的实验和理论研究都占有特别重要的地位。早在 1885 年瑞士物理学家巴尔末就发现了可见光区氢（H）光谱谱线波长的规律，即巴尔末公式。这些谱线构成了一个谱线系，即巴尔末系，并用 H_α 、 H_β 、 H_γ 、... 等字母代表巴尔末系的第一条、第二条、第三条、... 谱线。1892 年，美国物理学家尤雷等发现氢 H 的同位素—氘（D）的光谱。D 的巴尔末系前几条线则用 D_α 、 D_β 、 D_γ 、... 等字母表示。由于 H 原子和 D 原子的核外都只有一个电子，故光谱极为相似。但是，它们的原子核质量不同，因而， H_α 、 D_α ； H_β 、 D_β ； H_γ 、 D_γ ；... 等对应谱线的波长都稍有差别。这种差别被称为“同位素位移”。□

本实验利用光学多道分析仪研究 H 的同位素光谱，了解 H、D 原子谱线特点，学习光学多道分析仪的使用方法及基本的光谱学技术。

二、实验原理

在量子化的原子体系中，原子能量状态 E_1 ， E_2 ，..... 为一系列分立的值，原子的每一个能量状态称为原子的一个能级。原子的最低能级称为原子的基态，高于基态的其余各能级称为原子的激发态。处于高能级的原子，总是会自发跃迁到低能级，并发射出光子。设光子能量为 ε ，频率为 ν ，高能级为 E_2 ，低能级为 E_1 ，则：

$$\varepsilon = h\nu = E_2 - E_1, \quad \nu = \frac{E_2 - E_1}{h}.$$

由于原子的能级是分立的，所以原子由高能级向低能级跃迁时，会发射一些特定频率的光，在分光仪上表现为一条条分立的光谱线，称为“线状光谱”或“原子光谱”。波长 λ 的倒数是波数，它的值由巴尔末公式决定。对于 H 原子有：

$$\frac{1}{\lambda_H} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (1)$$

式中 R_H 为 H 原子的里德堡常数。

当 $n_1=1$ ， $n_2=2, 3, 4, \dots$ 时，所对应的线系为赖曼系，位于紫外光区；当 $n_1=2$ ， $n_2=3, 4, 5, \dots$ 时，为巴耳末系，大部分在可见光区； $n_1=3, 4, 5, \dots$ 等其他线系均在红外光区。

与 H 类似，其同位素 D 的巴耳末系的公式为：

$$\frac{1}{\lambda_D} = R_D \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (2)$$

式中 R_D 为 D 原子的里德堡常数。H 和 D 的巴耳末系对应谱线的波长差为：

$$\Delta\lambda = \lambda_H - \lambda_D = \left(\frac{1}{R_H} - \frac{1}{R_D} \right) \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)^{-1}, \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3)$$

显然，H、D 光谱之间的差别在于它们的里德堡常数不同。这是由于二者原子核质量不同引起的。H 核是质子，D 核由一个质子和一个中子组成。质子的静止质量为 $1.6726485 \times 10^{-27} \text{ kg}$ ，中子的静止质量为 $1.6749543 \times 10^{-27} \text{ kg}$ ，相差约千分之一。因此可以忽略二者的差别，统一设为质子质量 m_p ，则二同位素原子的里德堡常数可分别写为：

$$R_H = R_\infty \frac{m_p}{m_p + m_e}, \quad R_D = R_\infty \frac{2m_p}{2m_p + m_e} \quad (4)$$

式中， $R_\infty = 109737.31 \text{ cm}^{-1}$ ，表示原子核质量为无穷大时的里德堡常数。

由二同位素原子的里德堡常数之比可得：

$$\frac{1}{R_H} = 2 \left(\frac{m_p + m_e}{2m_p + m_e} \right) \frac{1}{R_D},$$

因有：

$$\frac{1}{R_H} - \frac{1}{R_D} = \frac{m_e}{2m_p + m_e} \frac{1}{R_D}. \quad (5)$$

式(5)代入式(3)得到：

$$\Delta\lambda = \frac{m_e}{2m_p + m_e} \left[R_D \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \right]^{-1} = \frac{m_e}{2m_p + m_e} \lambda_D \quad (6)$$

电子的静止质量为 $9.109534 \times 10^{-31} \text{kg}$ ，比质子质量的两倍小约 4 个数量级，比忽略的中子质量还要小约 1 个量级，因此，式(6)右侧分母中的电子质量完全可以忽略。由此可得：

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_D} \approx \frac{m_e}{2m_p}. \quad (7)$$

如果能从实验中测出对应谱线的波长 λ 和波长差 $\Delta\lambda$ ，即可由公式（7）得出电子和质子的质量比。

三、实验装置

光学多道分析仪（Optical Multi-channel Analyzer）简称 OMA，主要由光学多色仪，电荷耦合器件(简称 CCD)或光导摄像管，及带有专用微处理器组成的数据处理系统三部分组成。OMA 是一种采用多通道方法检测和显示微弱光谱信号的光电子仪器，具有高灵敏度，高效率，瞬时宽光谱探测范围和时间分辨等优点。上世纪 90 年代以来，CCD 技术从航天逐渐走向民用，得到了极为迅速的发展，在光谱学中的应用越来越普遍。

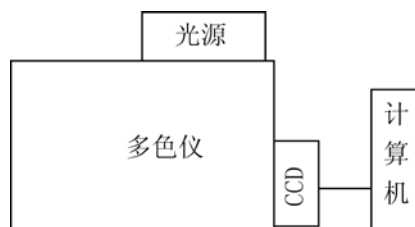


图 1 实验装置图

1. 仪器结构

本实验使用的光学多道分析仪由光栅多色仪，CCD 接收单元，电子信号处理单元，A/D 采集单元和计算机组成。实验装置如图 1。

2. 光栅多色仪

图 2 是平面光栅多色仪的光路图。通过入射狭缝 S_1 的光经平面镜 M_1 反射后，被凹面镜 M_2 反射为平行光投射到光栅 G 上。由于光栅的衍射作用，不同波长的光被反射到不同的方向上，再经凹面物镜 M_3 反射，成像在 CCD 感光平面所在的焦面 S_2 上，还可以由可旋入的平面镜 M_4 反射到观察窗 S_3 或出射狭缝上。

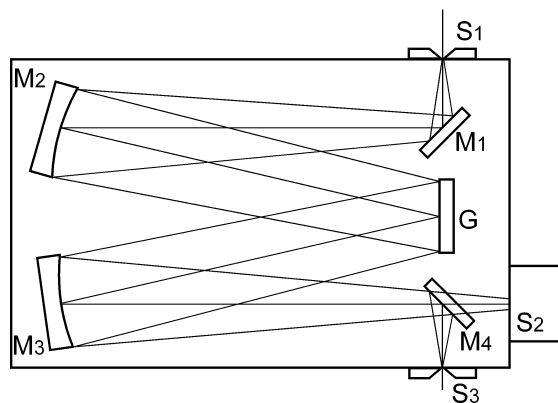


图 2 多色仪光路图

S_1 ：入射狭缝， S_2 ：CCD 感光平面， S_3 ：观察窗， M_1 ：平面反射镜， M_2 ：准光镜， M_3 ：物镜， M_4 ：可旋转平面镜， G ：平面衍射光栅

3. CCD 光电探测器

CCD 探测器件是 20 世纪 70 年代发展起来的新型半导体集成光电器件，由于 CCD 可以将光学图像转换为电学“图像”，即电荷量与各成像点照度大致成正比的电荷包空间分布，因此，它可以“瞬时”记录光信号的空间分布。CCD 探测器件具有高灵敏度，低噪声，快速读出，高动态范围和宽光谱响应范围等优点，已经成为集光学，电子学，精密机械与计算

机技术为一体的综合性技术。

金属氧化物半导体(MOS)是 CCD 的常用的制作材料, CCD 探测器件就是由这类半导体制作的光电转换二极管作为感光像元,排成面阵列或线阵列形成的固体成像器件。我们在实验中使用的 CCD 是具有 2048 个像元的线阵列成像器件。光电转换二极管将信号光子转变为信号电荷,并实现电荷的存储、转移和读出。当二极管受到光照射时,被吸收的光子产生电子-空穴对,其中的电子被吸引到电荷反型区,形成电荷的存储。将按一定规则变化的电压脉冲加到 CCD 各像元的电极上,电极下的电荷包就能在半导体表面按一定方向移动,使电荷发生转移。转移到 CCD 输出端的信号电荷在输出电路上实现电荷—电压(电流)的线性变换,从而完成电荷的读出。CCD 的上述工作过程是通过驱动电路实现的,而数据输出通常通过模/数转换交由计算机处理,其工作原理如图 3 所示。

CCD 的灵敏度受光电转换二极管电荷改变量测量极限的限制,并受材料无规则热运动所致暗电流形成的表面漏电的影响,还受放大器噪声的影响。OMA 的分辨率主要取决于多色仪,但也受 CCD 的限制。

4. 光电倍增管

光电倍增管是将微弱光信号转换成电信号的真空电子器件。光电倍增管一般由光电发射阴极(光阴极)和聚焦电极、电子倍增极及电子收集极(阳极)等组成,其工作原理建立在外光电效应、二次电子发射和电子光学理论基础,并结合了高增益、低噪声、高频率响应和大信号接收区等特征。基于上述结构与原理,光电倍增管能对微弱光信号实现具有极高灵敏度的探测并具有超快时间响应特性,可以工作在紫外、可见和近红外区的光谱区。典型的光电倍增管按入射光接收方式可分为端窗式和侧窗式两种类型。图 4 所示为端窗型光电倍增管的剖面结构图和一般光电倍增管的电原理图。当光照射到光阴极时,光阴极向真空中激发出光电子。这些光电子按聚焦极电场进入倍增系统,并通过进一步的二次发射得到的倍增放大。然后把放大后的电子用阳极收集作为信号输出。在光电倍增管的实际使用中,光电倍增管的工作电压将显著影响光信号的探测效果。通常是工作电压越大,信号增益越大。但过大的工作电压容易使信号失真,甚至导致光电极烧毁,这点需要在使用中注意避免。

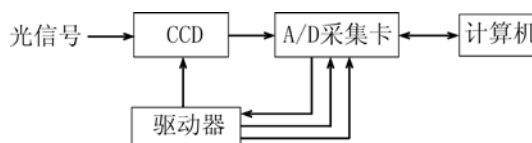


图 3 CCD 工作原理

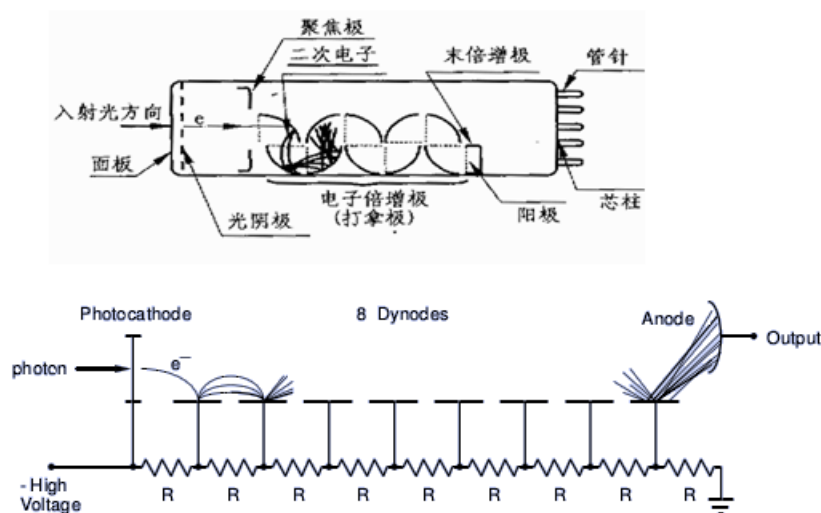


图 4 端窗型光电倍增管的剖视图(上图)和光电倍增管的电原理图(下图)。

四、实验内容

1. 用 He 灯谱线作为已知波长进行波长测量的定标。

2. 观测并记录氢-氘光谱。
3. 将波长换算成真空中的波长及波数。

计算真空中的波长应乘以空气的折射率。空气折射率 n 由下式确定：

$$n-1 = \frac{n_g-1}{1+at} \cdot \frac{P}{P_0} - \frac{be}{1+at} \quad (8)$$

式中 $t(^{\circ}\text{C})$ 是室温, $P(\text{Torr})$ 是气压, $e(\text{Torr})$ 是水蒸汽压力, $a = 1/273^{\circ}\text{C}^{-1}$, $P_0 = 760 \text{ Torr}$, $b = 5.5 \times 10^{-8} \text{ Torr}^{-1}$, n_g 是标准大气 ($t = 0^{\circ}\text{C}$, $P = P_0$, $e = 0 \text{ Torr}$) 下的群速度折射率,

$$n_g = 1 + A + \frac{3}{\lambda^2} B + \frac{5}{\lambda^4} C \quad (9)$$

其中 $A = 2876.04 \times 10^{-7}$, $B = 16.288 \times 10^{-7} \mu\text{m}^2$, $C = 0.136 \times 10^{-7} \mu\text{m}^4$ 。

4. 计算氢和氘的里德堡常数。
5. 计算质子与电子的质量比, 并与公认值比较。
6. 以波数为单位, 按比例画出氢、氘的能级图。

五、注意事项

1. 当扳动反射镜 M_4 使光谱由成像在观察窗转换至 CCD 时, 应先盖上观察窗。
2. 开始测量前, 转动光栅后和更改参数设置以后, 应先进行背景实时采集。
3. 定标时必须按照道数由小到大采点。

六、预习思考题

1. 什么是光谱? 如何根据 H、D 光谱计算电子、质子质量比?
2. 根据光谱实验总结出来的巴尔末公式如何说明氢原子的能级是分立的?
3. 说明光栅光谱仪的分光原理和主要光路, 描述单色仪和多色仪的区别和工作方式。
4. 什么是光学多道分析方法? 在实验中如何利用光学多道分析方法测量 H、D 谱线?
5. 实验结果的分辨率受哪些具体因素影响?

参考文献

- [1] 褚圣麟. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1979
 [2] 杨经国, 冉瑞江, 杜定旭, 刘新明编著. 光电子技术. 成都: 四川大学出版社, 1990

附录 几种光谱仪的结构和原理

研究光谱, 需要用到光谱仪。光谱仪是一种把复色光分离成光谱的光学仪器。光谱仪主要由三个部分组成, 准直系统、色散系统和成像系统。使用中按感光波段、色散元件、探测方法等不同角度区分有多种类型, 但它们的结构和原理大同小异。按色散元件的不同可分为棱镜光谱仪、光栅光谱仪和干涉光谱仪等。像平面处如果放上感光片用成像的方法记录光谱, 就构成了我们常说的摄谱仪。如果像平面处装上出射狭缝, 经过色散系统得到的单色光可从狭缝相继出射, 这种仪器通常叫单色仪; 如果像平面处有系列狭缝或矩形开口, 可同时出射多个单色光, 这种仪器通常叫多色仪。单色仪或多色仪的狭缝后常放置光电倍增管或其他光电转换接受元件 (如我们 H-D 光谱实验中所用的 CCD) 记录光谱。下面介绍光学实验中常用的棱镜光谱仪和光栅光谱仪。

一. 棱镜光谱仪

1. 结构

图 5 是棱镜光谱仪的光路图。狭缝S和准直透镜 L_1 组成准直系统，S位于 L_1 的焦面上，被分析的光通过狭缝S后再经准直透镜 L_1 就变成平行光。色散系统就是一个棱镜P，有的棱镜光谱仪的色散系统具有两个或三个棱镜。如果从准直系统出射的平行光是单色光，则通过棱镜后平行光只是被偏折了一定的角度。被棱镜偏折的单色平行光被成像物镜 L_2 成像于它的焦面 FF' 上。这个像就是狭缝S的单色像即光谱线。也可以认为透镜 L_1 和 L_2 构成一个成像系统，它把由被分析的单色光照亮的狭缝S成像于 FF' 上。棱镜P的作用是使单色光偏折一定的方向。如果照亮狭缝的是复色光，则由于棱镜的色散作用，不同波长的单色光偏折的方向也不同，于是在 FF' 上得到一排被分开的单色像，即不同波长的谱线，这就是被分析的光谱。如果用光谱底片代替屏 FF' ，就能得到光谱照片。

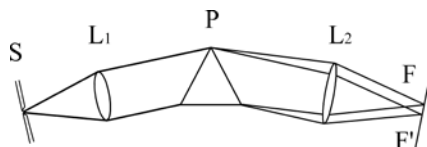


图 5 棱镜光谱仪光路图

2. 色散率和分辨本领

色散率是光谱按波长被分开的尺度，它可以用角度表示，称为角色散率，也可用线度表示称为线色散率。角色散率 $d\theta/d\lambda$ 在数值上表示波长差为 1 个单位的二单色光在空间所分开的角度。线色散 $dl/d\lambda$ 则表示波长差为 1 个单位的二单色光在光谱成像面上被分开的间隔。二者的关系为：

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\theta}{d\lambda} f_2 \frac{1}{\cos \delta} \quad (10)$$

式中 δ 是光谱焦面与光轴夹角， f_2 是成像物镜的焦距。因此，对于同样角色散率的光谱仪，成像物镜的焦距越长，它的线色散率也越大。□

一般使棱镜光谱仪的中心波长处于棱镜最小偏向角 θ_m 的位置，因为这时棱镜的角放大率为 1，它的像差最小。此时有：

$$\frac{d\theta_m}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \frac{dn}{d\lambda}$$

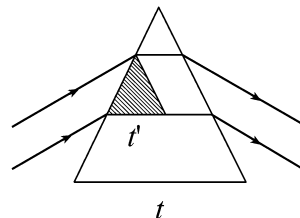


图 6 棱镜有效底边示意图

式中 α 是棱镜的顶角， $dn/d\lambda$ 是棱镜材料的色散率。由此可见，棱镜的角色散与它的顶角大小有关，也与棱镜的材料有关。应该注意，棱镜材料的色散 $dn/d\lambda$ 对不同波长不是一个常数。例如，在可见光范围内，棱镜对红光的色散小，对紫光的色散大。因此，由棱镜得到的光谱不是均匀排列的。□

一个用色散率为 $dn/d\lambda$ 材料做成的底边为 t 的棱镜，其分辨本领为

$$R = t \frac{dn}{d\lambda}$$

由此可见，选择棱镜材料对仪器的色散率和分辨本领都有关系。公式中底边 t 的意义在于，对于没有被光束照满的棱镜来说，它的有效底边不是 t 而是 t' ，如图 6 所示。因此，当照明条件不满足要求时，将不

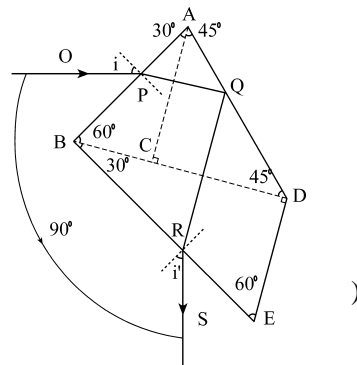


图 7 横偏向棱镜示意图

能充分利用棱镜的分辨本领。□

3. 棱镜单色仪

如果光谱仪的成像焦面 FF' 上放置一个狭缝 S' ，则只有某一狭窄波长范围的光才能通过狭缝，通常近似看作单色光。只要旋转棱镜的方向，就可以使不同波长的单色光依次从狭缝 S' 出射。通常是通过一帶有刻度的鼓轮使棱镜旋转，鼓轮上的刻度指示出射单色光的波长。

由于光在最小偏向角的条件下通过棱镜时具有最小的像差，因此，设计了一种“恒偏向棱镜”，它使各种不同波长的光都能在棱镜的最小偏向角条件下从出射狭缝射出。在单色仪中经常使用的一种恒偏向棱镜是“阿贝棱镜”。它可以看做是由三块棱镜组成的，如图 7 所示。ABC 和 BDE 是两块形状相同的棱镜。ACD 是一块全反射棱镜。设入射光 OP 的波长为 λ ，且设这时棱镜 ABC 恰好满足波长为 λ 的光的最小偏向角条件，则入射光 OP 进入棱镜 ABC 后其折射光 PQ 应与棱镜的底边 BC 平行，且平行于 CD。棱镜 ACD 是全反射棱镜，故 PQ 被 AD 面反射后又与棱镜 BDE 的底边 DE 平行。因此棱镜 BDE 对波长 λ 的光也满足最小偏向角的条件。显然出射角 i' 与入射角 i 相等。由于 $EB \perp AB$ ，故 $RS \perp OP$ 。棱镜对不同波长的光有不同的最小偏向角，但任何波长的入射光，只要满足最小偏向角的条件，都能在与入射光相垂直的方向上得到它的出射光。不同波长的光有不同的一对入射角和出射角，这只要旋转棱镜的方向就可以做到。

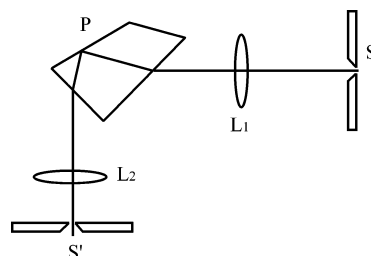


图 8 小型棱镜单色仪

我国生产的小型棱镜单色仪就采用这种恒偏向棱镜做为色散系统。其光路如图 8 所示。图中 S、 L_1 、P、 L_2 、 S' 构成单色仪系统，如果将出射狭缝 S' 改为底片，就变成了摄谱仪。也可以用一个 60° 棱镜和一平面反射镜组成恒偏向棱镜，如图 9 所示。我国生产的 WDS-2 型反射式单色仪就采用这种类型的恒偏向棱镜做为色散系统。但它的成像系统不是用透镜而是用凹面反射镜代替，这样可以适用于更广泛的波长范围。

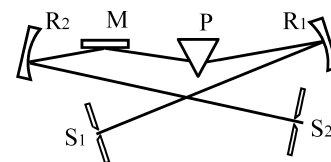


图 9 反射式单色仪光路图

二. 光栅光谱仪

1. 光栅光谱仪的结构

棱镜光谱仪的最大缺点是它的工作范围受到棱镜材料的限制。如我们最常用的光学玻璃材料的工作范围一般在 $360\text{nm} \sim 25000\text{nm}$ 之间，熔融石英的范围约为 $185\text{nm} \sim 3200\text{nm}$ 。熔融石英棱镜只适用于紫外范围，对于可见和红外光，它的色散率很小，故不适用。相对而言，采用光栅作为分光元件的光栅光谱仪具有较大的适用范围。光栅光谱仪也是由准直系统，色散系统和成像系统组成的。光栅光谱仪中采用凹面反射镜代替透镜，由于使用的是反射系统，因此它的工作范围不受光学元件的材料限制。

光栅光谱仪也可以有多种光路布置方案，图 10 给出了一种典型的光路布置方案。M 是一块凹面反射镜，利用其中的 M_1 和 M_2 两部分分别作为准直镜和成像物镜。通过狭缝 S 的光经平面反射镜 R 改变光路方向后，被准直镜 M_1 反射为平行光，从 M_1 反射的平行光射到光栅 G 上。由于光栅的衍射作用，不同波长的光被分解到不同的方向上，不同方向的单色光又经成像物镜 M_2 的反射，聚焦于焦面 FF' 上。由于 M_1 和 M_2 同是一面反射镜，故准直镜和成像物镜的焦距相等。一般光谱仪都用它的焦距长度做

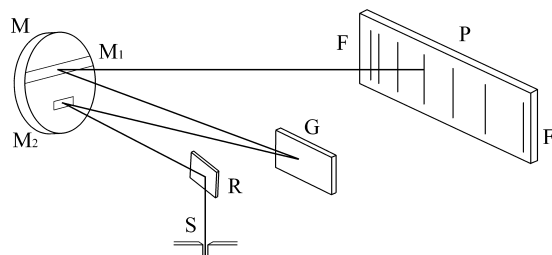


图 10 光栅光谱仪的光路图

为型号，如焦距为一米时称为一米光栅光谱仪，两米的称为两米光栅光谱仪等等。由于光栅的色散较大， FF' 上若放置光谱底片摄谱，每次只能摄得光谱的一部分。为了得到较大波长范围的光谱，可以转动光栅台。一般一米光栅光谱仪需要改变光栅台的方向三次，才能得到从近紫外到可见光的全波段一级光谱。对于反射式光栅，其分光原理可用图 11 描述。在入射光和反射光同在法线一侧情况下，光程差为

$$a(\sin\gamma + \sin\beta) = m\lambda \quad (13)$$

式中 a 为光栅常数， γ 和 β 分别为入射光与出射光和光栅法线的夹角。从式(13)可见，波长不同，出光角度不同，从而达到分光效果。

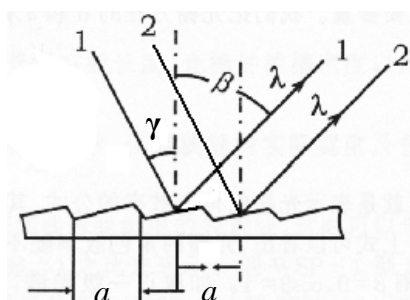


图 11 反射式光栅的分光原理图

一般地说，光栅光谱仪的色散和分辨本领都比棱镜光谱仪大，但是光栅光谱的强度比较弱。为了得到较强的光谱，近代光栅的沟槽断面形状是特意设计的，以使大部分入射到光栅上的光都集中在一定光谱级的一定范围内。这种光栅称之为强度定向光栅，或闪耀光栅。□

2. 光栅光谱仪的色散率和分辨本领

光栅光谱仪的角色散率为

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \theta} \quad (14)$$

在衍射角 θ 不太大的情况下

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{a} \quad (15)$$

式中 a 为光栅常数， m 为干涉级数。公式表明，光栅常数越小即刻线越密，它的角色散率越大，干涉级数越高角色散率也越大。□

光栅的不同光谱级是有重叠的。例如，在二级光谱某条谱线附近可能出现一级和三级光谱的谱线。由于重叠的光谱级波长不同，可用适当的滤色片消除不需要的谱线。

和棱镜光谱仪一样，光栅光谱仪的线色散率等于它的角色散率与成像物镜焦距的乘积。光栅光谱仪的分辨本领为

$$R = mN \quad (16)$$

其中 N 是光栅的总刻线数。因此，同样光栅常数的光栅，它的刻划面越大，即总刻线的条数越多，分辨本领也越大。但是，正如棱镜的分辨本领一样，当光束不能照满整个光栅刻划面时，只有被照量的光栅划线部分才对它的分辨本领有贡献。

三. 光谱仪器的照明

对于某些定量光谱分析来说，必须保证沿谱线高度的光强分布均匀。前已指出，谱线就是入射狭缝的像，因此，如何才能使狭缝得到均匀照明的问题对于光谱定量分析是很重要的。在设计照明系统时，还必须保证充分利用光谱仪的聚光本领和分辨本领。为此，必须使入射到光谱仪中的光束能照满色散元件，否则将会降低仪器的分辨本领。但是，如果光束张角过大而超过光学元件的有效截面，则不但聚光本领受到损失，而且造成仪器的杂散光，影响光谱效果，合理的照明系统设计应使入射光束的张角 ω 等于光谱仪准直物镜的有效孔径角 μ ，如图 12 所示。□

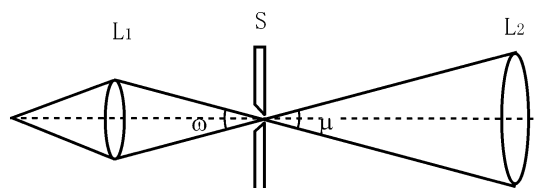


图 12 照明系统示意图

光谱仪采用的照明系统中有单透镜、双透镜和三透镜系统。在一般定性实验中可用单透镜系统，但对光谱定量分析来说，应采用三透镜照明系统。图 13 是三透镜照明系统的示意图。光源 I 通过透镜 L_1 后成像于紧靠在透镜 L_2 前面的光栏 D 上，然后再通过透镜 L_2 、 L_3 成像于光谱仪的准直物镜 L 上。此外，透镜 L_1 还通过透镜 L_2 成像于与透镜 L_3 靠得很近的狭缝 S 附近。透镜 L_2 的作用是使从光源 I 各点发出的光都能均匀地照明狭缝 S。透镜 L_3 也叫作“场镜”，其作用是使照到狭缝 S 的全部光线都能照射到准直物镜 L 上。光栏 D 具有许多尺寸不同的开口，选择不同开口的光栏就可以限制光源中的有害发光区进入光谱仪中。通过已知公式可以选择光学系统的参数，如透镜的焦距及其位置等等。这些在有关参考书中有较详细的介绍。

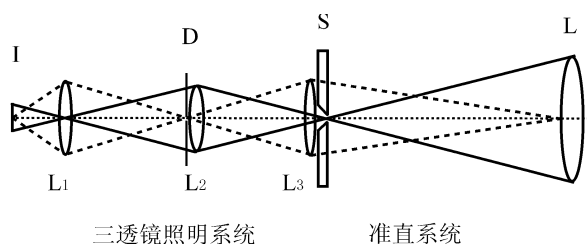


图 13 三透镜照明系统示意图

参考文献

- [1]褚圣麟. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1979
- [2]吴国安. 光谱仪器设计. 北京: 科学技术出版社, 1978.