

近代物理实验讲义

南航大应用物理系

2018 年

实验目录

- 实验 1 塞曼效应
- 实验 2 微波实验
- 实验 3 法拉第效应实验
- 实验 4 激光拉曼光谱
- 实验 5 光栅光谱实验
- 实验 6 核磁共振
- 实验 7 电子自旋共振
- 实验 8 高温超导
- 实验 9 扫描隧道显微镜
- 实验 10 空气折射率的测量
- 实验 11 A 类超声诊断与超声特性综合实验
- 实验 12 磁电阻效应实验

实验 1 塞曼效应

塞曼效应实验是物理学史上的一个著名实验。1896 年，荷兰著名的实验物理学家塞曼 (Zeeman) 发现当光源置于足够强的磁场中时，原来的一条光谱线，分裂成几条光谱线，分裂的谱线成分是偏振的，分裂的条数随能级的类别而不同，这种现象称为塞曼效应。

早年把那些谱线分裂为三条而裂距(相邻两谱线的波数差)按波数计算正好等于一个洛伦兹单位($L = eB/4\pi mc$)的现象叫做正常塞曼效应。正常塞曼效应是原子内纯电子轨道运动的塞曼效应，应用经典理论就能给予解释。实际上大多数物质的谱线在磁场中分裂的谱线多于三条，谱线的裂距可以大于也可以小于一个洛伦兹单位，人们称这类现象为反常塞曼效应。反常塞曼效应只有用量子理论才能得到满意的解释。

从塞曼效应的实验结果中可以得到有关能级分裂的数据，即由能级分裂的个数可以知道能级的 J 值，由能级的裂距可以知道 g 因数。因此，至今塞曼效应仍然是研究原子内部能级结构的重要方法之一。1902 年塞曼因这一发现与洛伦兹共享诺贝尔物理学奖。

塞曼效应实验涉及光、机、电、磁等多方面的知识和多种测量技术，是一个很好的综合性物理实验。由于它与近代物理概念密切联系，而对实验操作技术要求也较高，所以实验前必须充分准备，认真对待，以取得预期的效果。

一、实验目的

- 1、了解原子在磁场中能级的分裂和测量电子荷质比 e/m 的原理；
- 2、学习光路调节和标准具、高斯计的使用方法。

二、实验原理

1、原子的总磁矩与总角动量的关系

严格来说，原子的总磁矩由电子磁矩和核磁矩两部分组成，但由于后者比前者小三个数量级以上，所以暂时只考虑电子的磁矩这一部分。原子中的电子由于作轨道运动产生轨道磁矩，电子还具有自旋运动产生自旋磁矩。根据量子力学的结果，电子的轨道角动量 \vec{P}_L 和轨道磁矩 $\vec{\mu}_L$ 以及自旋角动量 \vec{P}_S 和自旋磁矩 $\vec{\mu}_S$ 在数值上有下列关系：

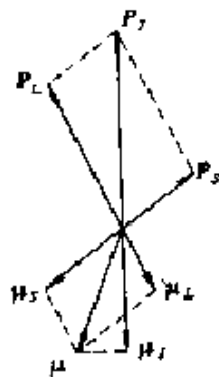


图 1-1 角动量和磁矩矢量图

$$\mu_L = \frac{e}{2m} P_L, \quad P_L = \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi},$$

$$\mu_S = \frac{e}{m} P_S, \quad P_S = \sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi}$$

式中 e 、 m 分别表示电子电荷和电子电量； L 、 S 分别表示轨道量子数和自旋量子数； h 为普朗克常数。轨道角动量和自旋角动量合成原子的总角动量 \vec{P}_J ， J 为总角动量量子数；轨道磁矩和自旋磁矩合成原子的总磁矩 $\vec{\mu}$ ，如图 1-1 所示。

由于 μ_S 和 P_S 的比值是 μ_L 和 P_L 比值的两倍，因此合成的原子总磁矩 $\vec{\mu}$ 不在总角动量 \vec{P}_J 方向上。但由于 \vec{P}_L 和 \vec{P}_S 是绕 \vec{P}_J 旋进的，因此 $\vec{\mu}_L$ 、 $\vec{\mu}_S$ 和 $\vec{\mu}$ 都绕 \vec{P}_J 的延线旋进。把 $\vec{\mu}$ 分解成两个分量：一个沿 \vec{P}_J 的延线，称为 $\vec{\mu}_J$ ，这是有确定方向的恒量；另一个是垂直于 \vec{P}_J 的，它绕着 \vec{P}_J 转动，对外平均效果为零。因此，对外发生效果的是 $\vec{\mu}_J$ 。

按照图 1-1 进行矢量运算，可以得到 $\vec{\mu}_J$ 与 \vec{P}_J 数值上的关系为

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

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

叫做朗德(Lande) g 因数，它表征单电子的总磁矩与总角动量的关系，而且决定了能级在磁场中分裂的大小。具有两个或两个以上电子的原子，可以证明磁矩与原子的总角动量的表达式仍与式(1-1)相同，但 g 因数随着耦合类型的不同有两种计算方法。对于 LS 耦合，与单电子的 g 因数有相同的形式，只是 L 、 S 和 J 是各电子耦合后的数值。若是 Jj 耦合， g 因数的表达式为

$$g = g_i \frac{J(J+1) + j_i(j_i+1) - J_p(J_p+1)}{2J(J+1)} + g_p \frac{J(J+1) - j_i(j_i+1) + J_p(J_p+1)}{2J(J+1)}$$

如果原子有 n 个电子， j_i 、 g_i 分别表示一个电子的 J 值和 g 因数。

J_p 、 g_p 分别表示其余的 $(n-1)$ 个电子总数的 J 值和 g 因数，它可以从一个电子开始采取逐个增加的办法由 Jj 耦合得到， J_p 和 g_p 也可能是 $(n-1)$ 个电子 LS 耦合的结果。

2、外磁场对原子能级的影响

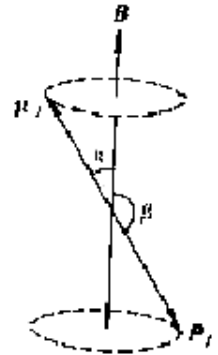


图 1-2 角动量的旋进

原子的总磁矩在外磁场中受到力矩 \vec{L} 的作用

$$\vec{L} = \vec{\mu}_J \times \vec{B}$$

式中 \vec{B} 表示磁感应强度。力矩 \vec{L} 使角动量发生旋进，见图 1-2，可以证明，旋进引起附加的能量为

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha$$

把式(1-1)代入上式并注意到 α 和 β 互为补角，得

$$\Delta E = g \frac{e}{2m} P_J B \cos \beta \quad (1-2)$$

由于 $\vec{\mu}_J$ 和 \vec{P}_J 在磁场中取向是量子化的，也就是 β 角不是任意的。 \vec{P}_J 的分量只能是 \hbar 的整数倍，即

$$P_J \cos \beta = M \frac{\hbar}{2\pi}, \quad M = J, (J-1), \dots, -J \quad (1-3)$$

共有 $(2J+1)$ 个 M 值，把式(1-3)代入式(1-2)得

$$\Delta E = Mg \frac{eh}{4\pi m} B \quad (1-4)$$

这样，无外磁场时的一个能级，在外磁场的作用下分裂成 $(2J+1)$ 个子能级，分裂的能级是等间隔的，每个能级附加的能量由(1-4)决定，它正比于外磁场 B 和朗德 g 因数。

3、塞曼能级跃迁的选择定则

对于能级 E_2 和 E_1 之间的跃迁，光谱线的频率 ν 满足下式：

$$\nu = \frac{1}{h}(E_2 - E_1)$$

在磁场中，上、下能级分别分裂为 $(2J_2+1)$ 和 $(2J_1+1)$ 个子能级，附加的能量分别为 ΔE_2 和 ΔE_1 ，新的谱线频率为

$$\nu' = \frac{1}{h}(E_2 + \Delta E_2) - \frac{1}{h}(E_1 + \Delta E_1)$$

分裂谱线的频率差为

$$\Delta \nu = \nu' - \nu = \frac{1}{h}(\Delta E_2 - \Delta E_1) = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi m} B$$

分裂谱线的波数差为

$$\Delta\tilde{U} = (M_2g_2 - M_1g_1)\frac{eB}{4\pi mc} = (M_2g_2 - M_1g_1)\tilde{L}$$

式中

$$\tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc} = 0.467B$$

称为洛伦兹单位，若 B 的单位用 T (特斯拉)，则 \tilde{L} 的单位为 cm^{-1} 。

塞曼约迁的选择定则为 $\Delta M = 0, \pm 1$ 。

当 $\Delta M = 0$ ，垂直于磁场观察时产生线偏振光，线偏振光的振动方向平行于磁场，称为 π 线。（当 $\Delta J = 0$ 时，不存在 $M_2 = 0 \rightarrow M_1 = 0$ 的跃迁。）平行于磁场方向观察时 π 成分不出现。

当 $\Delta M = \pm 1$ ，垂直于磁场观察时产生线偏振光，线偏振光的振动方向垂直于磁场，叫做 σ 线；平行于磁场方向观察时，产生圆偏振光，圆偏振光的转向依赖于 ΔM 的正负号、磁场方向以及观察者相对于磁场的方向。 $\Delta M = 1$ ，偏振转向是沿磁场方向前进的螺旋转动方向，磁场指向观察者时，为左旋圆偏振光； $\Delta M = -1$ ，偏振转向是沿磁场方向倒退的螺旋转动方向，磁场指向观察者时，为右旋圆偏振光。根据在辐射过程中，原子和发出的光子作为整体的角动量是守恒这一原理，可以解释偏振光现象。

现以汞的 546.1nm 绿谱线为例说明谱线的分裂情况。波长 546.1nm 的谱线是汞原子从 $\{6S\ 7S\}^3S_1$ 到 $\{6S\ 6P\}^3P_2$ 能级跃迁时产生的，其上下能级有关的量子数值列表如下：

	3S_1			3P_2				
L	0			1				
S	1			1				
J	1			2				
g	2			3/2				
M	1	0	-1	2	1	0	-1	-2
Mg	2	0	-2	3	3/2	0	-3/2	-3

可见，Hg 546.1nm 一条谱线在磁场中分裂成九条谱线。垂直于磁场观察，中间三条谱线为 π 成分，两边各三条谱线为 σ 成分；沿着磁场方向观察， π 成分不出现，对应的六条 σ 线分别为右旋圆偏振光和左旋圆偏振光。若设原谱线的强度为 100，则其他各谱线的强度约为 75, 37.5, 12.5 等，见图 1-3。

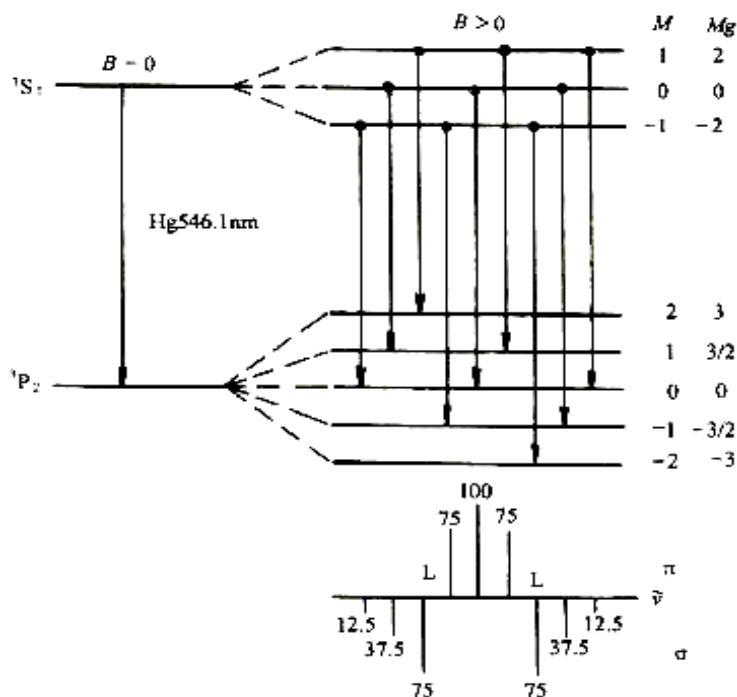


图 1-3 Hg(546.1nm)谱线在磁场中分裂图

4、布里—珀罗(Fabry-Perot)标准具

若用 0.5T 的磁场观察塞曼分裂时，一个洛伦兹单位约为 0.2cm^{-1} ，一般光谱线最大的塞曼分裂仅有几个洛伦兹单位，因此要观察波数间隔为 $0.1\sim 1.0\text{cm}^{-1}$ 的光谱线，用一般棱镜光谱仪是很困难的。根据 $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\tilde{\nu}$ ，设波长 $\lambda=500\text{nm}$ ，在 $B=1.0\text{T}$ 的磁场中，则分裂谱线的波长差 $\Delta\lambda=0.1\text{\AA}$ 。要观察如此小的波长差，需采用高分辨率的仪器，如法布里—珀罗标准具(简称 F-P 标准具)。

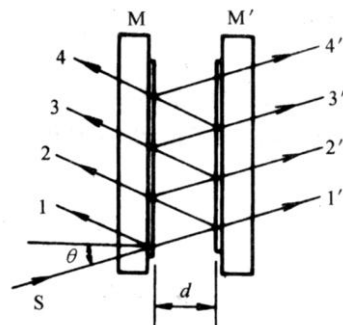


图 1-4 标准具光路

F-P 标准具是由两块平面玻璃板及板间的一个间隔圈组成。平面玻璃板的内表面加工精度要求优于 $1/30$ 波长，表面镀有高反射膜，膜的反射率大于 90%。间隔圈用膨胀系数很小的熔融石英材料精加工成一定的厚度，用来保证两块平面玻璃板之间精确的平行度和稳定的间距。

标准具的光路如图 1-4 所示。当单色光 S 以小角度 θ 入射到标准具的 M 平面时，入射光束经 M 表面及 M' 表面多次反射和透射，分别形成一系列相互平行的反射光束 $1, 2, 3, 4, \dots$ 及透射光束 $1', 2', 3', 4', \dots$ ，这些相邻光束之间有一定的光程差 Δl

$$\Delta l = 2nd \cos \theta \quad (1-5)$$

式中 d 为两平行板之间的间距， n 为两平行板之间介质的折射率(标准具在空气中使用时 $n=1$)， θ 为光束在 M 和 M' 界面上的入射角。这一系列互相平行并有一定光程差的光束在无穷远处或在透镜的焦平面上发生干涉。当光程差为波长的整数倍时产生干涉极大值，即

$$2d \cos \theta = K\lambda \quad (1-6)$$

式中 K 为整数，称为干涉级数。由于标准具的间距 d 是固定的，在波长 λ 不变的条件下，不同的干涉级 K 对应不同的入射角 θ 。在扩展光源照明下，F-P 标准具产生等倾干涉，其干涉条纹是一组同心圆环。中心处 $\theta = 0$ ， $\cos \theta = 1$ ，级次 K 最大， $K_{\max} = 2d / \lambda$ 。向外不同半径的同心圆环亮环依次为 $K-1, K-2, \dots$ ，如图 1-5 所示。

由于标准具是多光束干涉，干涉条纹的宽度是非常细锐的。条纹越细锐表示仪器的分辨能力越高。标准具有两个特征参量，即分辨本领和自由光谱范围。

(1) 分辨本领

定义 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ 为光谱仪的分辨本领，对于 F-P 标准具，分辨本领

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = KN_e \quad (1-7)$$

K 为干涉级数， N_e 为精细常数，它的物理意义是在相邻两个干涉级之间能够分辨的最大条纹数，它只依赖于平板内表面反射膜的反射率 R

$$N_e = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

反射率越高，精细度越大，仪器能够分辨的条纹数越多，也就是仪器的分辨本领愈高。例如，当 $R = 90\%$ 时，可以算出 $N_e = 30$ ，即在一个干涉级内大约能分辨 30 条光谱线。使用标准具时光近似于正入射， $\cos \theta \approx 1$ ，从(1-6)式可得 $K = \frac{2d}{\lambda}$ 。将 K 和 N_e 代入(1-7)式得

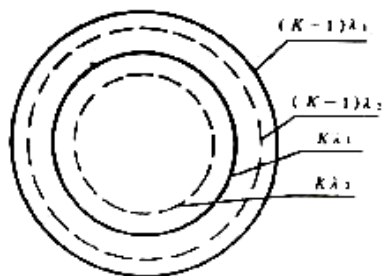


图 1-5 标准具等倾干涉图

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = KN_e = \frac{2d\pi\sqrt{R}}{\lambda(1-R)} \quad (1-8)$$

例如对于 $\lambda = 500\text{nm}$ ， $d = 5\text{mm}$ ， $R = 90\%$ ，可得仪器的分辨本领

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 6 \times 10^5, \quad \text{得 } \Delta\lambda \approx 0.01\text{A}$$

可见 F-P 标准具是一种分辨本领很高的光谱仪器。正因为如此，它才能被用来研究单个谱线的精细结构。当然，实际上由于 F-P 板内表面加工精度有一定误差，反射膜层的不均匀以及有散射损耗等因素，仪器的实际分辨本领要比理论值低。

(2)自由光谱范围

考虑同一光源发出的两束具有微小波长差的单色光 λ_1 和 λ_2 (设 $\lambda_2 > \lambda_1$) 入射的情况，它们将分别形成一套圆环花纹。对同一干涉级，波长长的干涉环直径小，如图 1-5 所示。如果 λ_1 、 λ_2 的波长差逐渐加大，使得 λ_1 的第 K 级亮环与 λ_2 的第 $(K-1)$ 级亮环重叠，即有

$$2d \cos \theta = K\lambda_1 = (K-1)\lambda_2$$

则
$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_2}{K}$$

由于 F-P 标准具中，大多数情况下 $\cos \theta \approx 1$ ，所以上式中 $K \approx \frac{2d}{\lambda_1}$ ，因此

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2d}$$

近似可认为 $\lambda_1 \lambda_2 = \lambda_1^2 = \lambda^2$ ，则

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d}$$

用波数差表示

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \quad (1-9)$$

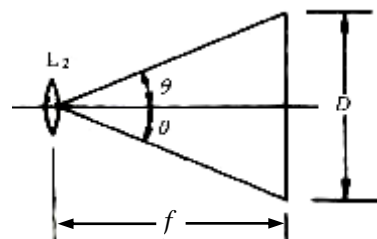


图 1-6 入射角与干涉圆环直径关系

$\Delta\lambda$ 或 $\Delta\tilde{\nu}$ 定义为标准具的自由光谱范围，它表明在给定间隔圈厚度 d 的标准具中，若入射光的波长在 $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ 之间(或波数在 $\tilde{\nu} \sim \tilde{\nu} + \Delta\tilde{\nu}$ 之间)，则所产生的干涉圆环不重迭。若被研究的谱线波长差大于自由光谱范围，两套花纹之间就要发生重迭或错级，给分析辨认带来困难。因此，在使用标准具时，应根据被研究对象的光谱波长范围来确定间隔圈的厚度。

应用 F-P 标准具测量各分裂谱线的波长或波长差是通过测量干涉环的直径实现的，如图 1-6 所示，用透镜将 F-P 标准具的干涉圆环成像在焦平面上，则出射角为 θ 的圆环，其直径 D 与透镜焦距 f 间的关系为

$$\tan \theta = \frac{D}{2f}$$

对于近中心的圆环， θ 很小，可认为 $\theta \approx \sin \theta \approx \tan \theta$ ，而

$$\cos \theta = 1 - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} = 1 - \frac{\theta^2}{2} = 1 - \frac{D^2}{8f^2}$$

代入(1-6)式得

$$2d \cos \theta = 2d \left(1 - \frac{D^2}{8f^2} \right) = K\lambda \quad (1-10)$$

由上式可推得，同一波长 λ 相邻两级 K 和 $(K-1)$ 级圆环直径的平方差

$$\Delta D^2 = D_{K-1}^2 - D_K^2 = \frac{4f^2 \lambda}{d} \quad (1-11)$$

可见 ΔD^2 是与干涉级数无关的常数。

设波长 λ_a 和 λ_b 第 K 级干涉圆环的直径分别为 D_a 和 D_b ，则由式(1-10)和(1-11)得

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

将 $K = \frac{2d}{\lambda}$ 代入上式，得

$$\text{波长差} \quad \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (1-12)$$

$$\text{波数差} \quad \Delta \tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (1-13)$$

测量时可用 $(K-2)$ 或 $(K-3)$ 级圆环。由于标准具间隔圈厚度 d 比波长 λ 大得多，中心处圆环的干涉级数 K 是很大的，因此用 $(K-2)$ 或 $(K-3)$ 代替 K ，引入的误差可忽略不计。

对于正常塞曼效应，分裂的波数差为

$$\Delta \tilde{\nu} = \tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc}$$

代入(1-13)式得

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c}{dB} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (1-14)$$

已知 d 和 B ，从塞曼分裂的图片中测出各环直径，就可计算电子荷质比 e/m 值。

对于反常塞曼效应，分裂后相邻谱线的波数差是洛仑兹单位 \tilde{L} 的某一倍数，注意到这一点，用同样的方法也可计算出电子荷质比。

三、实验装置

本实验装置如图 1-7 所示，

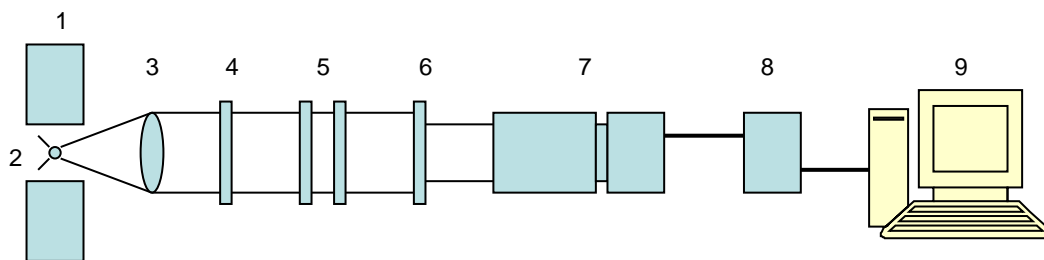


图 1-7 电脑自动测量塞曼效应实验装

图中标注说明：1. 电磁铁（连电源） 2. 笔形汞灯 3. 薄透镜 4. 干涉滤色片
5. F-P 标准具 6. 偏振片 7. CCD 摄像器件（配调焦镜头） 8. USB 外置图像采集卡 9. 电脑

四、实验内容

通过实验观察 Hg(546.1nm)绿线在外磁场中的分裂情况，并测量 e/m 值。

- 1) 按照图 1-7 所示, 依次放置各光学元件（偏振片可以先不放置），并调节光路上各光学元件等高共轴，点燃汞灯，使光束通过每个光学元件的中心。
- 2) 注意图中薄透镜和厚透镜的区别：厚透镜焦距大于薄透镜，而薄透镜的通光孔径大于厚透镜的通光孔径。用内六角扳手调节标准具上三个压紧弹簧螺丝（一般出厂前，标准具已经调好，学生做实验时，请不要自行调节），使两平行面达到严格平行，从测量望远镜中可观察到清晰明亮的一组同心干涉圆环。
- 3) 从测量望远镜中可观察到细锐的干涉圆环发生分裂的图像。调节会聚透镜的高度，或

者调节永磁铁两端的内六角螺丝，改变磁间隙，达到改变磁场场强的目的，可以看到随着磁场 B 的增大，谱线的分裂宽度也在不断增宽。放置偏振片（注意，直读测量时应将偏振片中的小孔光阑取掉，以增加通光量），当旋转偏振片为 0° 、 45° 、 90° 各不同位置时，可观察到偏振性质不同的 π 成分和 σ 成分。

4) 旋转偏振片，通过读数望远镜能够看到清晰的每级三个的分裂圆环，如图 4 所示，旋转测量望远镜读数鼓轮，用测量分划板的铅垂线依次与被测圆环相切，从读数鼓轮上读出相应的一组数据，它们的差值即为被测的干涉圆环直径，，测量四个圆的直径 D_c 、 D_b （即为 D_{K-1} ）、 D_a 、 D_K ，用毫特斯拉计测量中心磁场的磁感应强度 B ，代入公式（1-14）计算电子荷质比，并计算测量误差。

5) 本实验也可使用塞曼效应实验软件进行数据分析。如图 1-8 所示，可以在前面直读测量的基础上，将读数望远镜和成像透镜去掉，装上 CCD 摄像器件，并连接 USB 外置图像采集卡，安装驱动程序以及塞曼效应实验分析 VCH4.0 软件，进行自动测量。注意这时偏振片上应该加装小孔光阑。具体软件的操作见软件的“使用说明”。

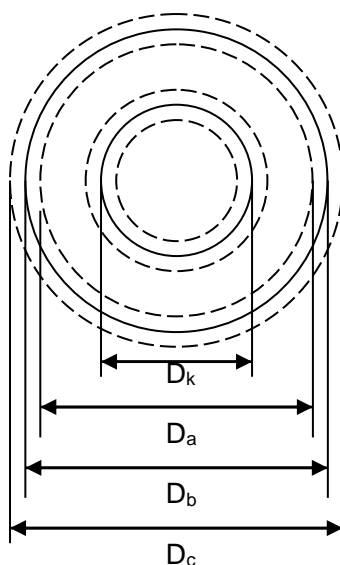


图 1-8 汞 546.1nm 光谱加磁场后的图像

【注意事项】

1. 笔形汞灯工作时辐射出较强的 253.7nm 紫外线，实验时操作者请不要直接观察汞灯灯光，如需要直接观察灯光，请佩戴防护眼镜。
2. 为了保证笔形汞灯有良好的稳定性，在振荡直流电源上应用时，对其工作电流应该加以选择。另外将笔形汞灯管放入磁头间隙时，注意尽量不要使灯管接触磁头。
3. 汞灯起辉电压达到 1000V 以上，所以通电时注意不要触碰笔形汞灯的接插件和连接线，以免发生触电。
4. 仪器应存放在干燥、通风的清洁房间内，长时间不用时请加罩防护。
5. 法布里-珀罗标准具等光学元件应避免沾染灰尘、污垢和油脂，还应该避免在潮湿、过冷、过热和酸性碱性蒸汽环境中存放和使用。
6. 光学零件的表面上如有灰尘可以用橡皮吹气球吹去。如表面有污渍可以用脱脂、清洁棉花球蘸酒精、乙醚混合液轻轻擦拭。
7. 电磁铁在完成实验后应及时切断电源，以避免长时间工作使线圈积聚热量过多而破坏稳定性；
8. 汞灯放进磁隙中时，应该注意避免灯管接触磁头；
9. 测量中心磁场磁感应强度时，应注意探头在同一实验中不同次测量时放置于同一位置，以使测量更加准确、稳定；

五、思考题

已知标准具间隔厚度 $d=5\text{mm}$ ，该标准具的自由光谱范围为多大？根据标准具自由光谱范围及 546.1nm 谱线在磁场中的分裂情况，对磁感应强度 B 有何要求？若磁感应强度 B 达到 0.62T，分裂谱线中哪几条将会发生重叠？

实验 2 微波实验

一、微波知识

微波是波长很短（也就是频率很高）的电磁波。具体说，“微波”一般是指波长从 1m-1mm 范围内的电磁波，它的频率处在 300-300000MHz 范围内，所以也称为“超高频”。根据频率 f 、波长 λ 和电磁波在真空中的传播速度 c 之间的关系式 $\lambda f = c$ ，可以算出电磁波的波长和频率的对应值。

微波介于超短波和红外线之间，它可以细分为“分米波”（波长为 10~1dm）、“厘米波”（波长为 10~1cm）和“毫米波”（波长为 10~1mm）。波长在 1mm 以下至红外线之间的电磁波，称为“亚毫米波”或“超微波”，这是一个正在开发的波段。

对微波的只有数量（波长和频率）的概念而没有本质的认识，是非常不够的，在充分了解微波的特性之后，才能加深对微波的理解。下面介绍微波的几个主要特点。

- ① **波长短**：微波的波长比一般物体（如飞机轮船火箭建筑物等）的尺寸要小得多。在这种情况下，微波和几何光学中的光很相似，具有直线传播的性质。利用这个特点，就能在微波波段制成方向性极好的天线系统，也可以接收到地面和宇宙空间各种物质反射回来的微弱回波，从而确定物体的方位和距离，这一特性使得微波技术在雷达、导航和通讯中有着广泛的应用。此外，微波传输线、微波元件和微波测量设备的线度与波长具有相近的数量级，因此一般无线电元件如电阻、电容、电感等元件由于辐射效应和趋肤效应都不能用了，必须用原理上完全不同的微波元件（波导管、波导元件、谐振腔等）来代替。
- ② **频率高**：微波的电磁振荡周期（ $10^{-9} \sim 10^{-12} \text{s}$ ）很短，已经和电子管中电子在电极间飞越时间（约 10^{-9}s ）可以比拟，甚至还要小。在低频时，电子在普通电子管中电极间的飞越时间，与信号的振荡周期相比可以忽略，但是在微波波段就不是这样了。因此，普通电子管已经不能用作微波振荡器、放大器和检波器，而必须采用原理上完全不同的电子管（速调管、磁控管和行波管等）、微波固体器件和量子器件来代替。电磁波是以光速传播的，从电路的一端传到另一端需要一定的时间，这就是“延时效应”。在一般低频电路中的延时远小于振荡周期，可以忽略，但是在微波电路中的延时与周期可以比拟，因此研究微波问题时，电磁场及电磁波的概念和方法就显得十分重要了。
- ③ **量子特性**：在微波波段，电磁波每个量子的能量范围大约是 $10^{-6} \sim 10^{-3} \text{eV}$ ，许多原子和分子发射和吸收的电磁波的波长正好处在微波波段内。人们利用这一特点来研究分

子和原子的结构，发展了微波波谱学和量子电子学等尖端学科，并研制了低噪音的量子放大器和准确的分子钟。

- ④ 能穿透电离层：微波可以畅通无阻地穿过地球上空的电离层，为卫星通讯、宇航通讯和射电天文学的研究和发展提供了广阔的前途。

综上所述，微波具有自己的特点，不论在处理问题时运用的概念和方法上，还是在实应用的微波系统的原理和结构上，都与低频电路迥然不同，着就清楚地说明把微波作为一门独立学科来研究的必要性和重要性。

二、微波实验的目的要求

微波实验的目的在于：学习微波基础知识和掌握微波基本测量技术；学习用微波作为观测手段来研究物理现象。在学习微波作为科学研究手段方面，要求：

- 1、了解观测的物理现象和测定的物理参数；
- 2、掌握测量原理、实验条件和测量方法；
- 3、分析实验结果并做必要的讨论。

三、实验内容

实验 2.1：在空气中测量微波波长：

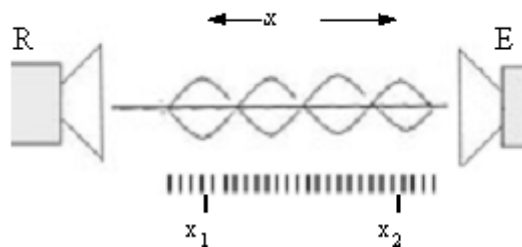


Fig 1. 微波长度测量

一个学生非常慢来移动 R(接收器) (移开)
让几个连续的最大值。例外一个学生来写出来位置的最终值比如图上的 x_2 。我们还观察到几个连续的最小值。在 R 和 E 之间形成静止波因为干扰现象。然后 $\Delta x = x_2 - x_1 = n\lambda / 2$

n 是观察到的最大值的数量, λ 测量波长.

请计算波长

实验 2.2: 材料吸收

介绍

将干吸收板（14）（电绝缘体）

连接到发射器和接收器之间的支架.

将放大（9）设置为中等水平

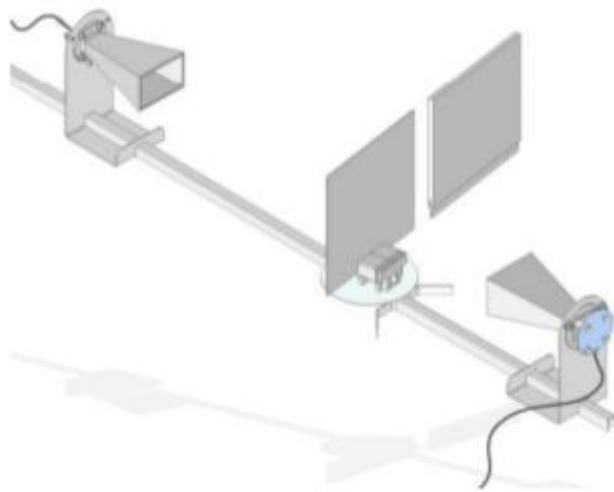
观察金属板没有信号。

用两旁的金属板挡住水，你注意到什么？

这意味着什么？

用测量仪检查吸收

也可以用其他材料的版来测试吸收水平



理论：

微波的吸收和传播给出了重要的定性信息

关于与电磁波相互作用的物质的物理性质。

当波通过厚度为 x 的层时，观察到发射辐射的强度降低：

$$I = I_0 \exp(-\alpha x),$$

α 是材料在所考虑的频率下的吸收系数。

如果 $\alpha = 0$, 那么材料在所考虑的频率下不吸收, 材料被认为是透明的, 并且波被完全传输。当然, 对于某些频率值而言, 相同的材料可能是透明的, 而对于其他频率值可能是吸收性的。

观察到绝缘子通常对微波, 可见光透明, 并且强烈吸收紫外线。固体绝缘材料如金刚石, 石英和烹饪盐呈现为透明晶体。如果绝缘子是离子晶体, 也就是说, 如果它是由正离子和负离子组成的, 那么在红外线中有很强的吸收。

第一种类型的吸收是由于固体的电子, 第二种是由于离子的振荡。

半导体吸收可见光。因此, 硅太阳能电池板出现黑色。

高吸收系数与高反射率有关。金属在整个光谱中吸收和反射, 也在远红外和微波区域。某些金属(例如金和铜)的典型颜色表示在对应于黄色或红色 - 黄色的光谱间隔中的高反射率。

实验计算:

测量传输强度, 板后强度传递用于探测。用尺子测量板(光束通过的地方)的厚度
金属板的吸收系数是多少? 推导材料的线性吸收系数。

解:

$$I = I_0 \exp(-\alpha x),$$

I_0 : 传输强度(用探头测量)

I : 强度传递到板(用探头测量)

X : 光束通过的厚度 (用标尺测量板的宽度)

因此, 您可以推导出吸收系数 α

此外, $\alpha = 4\pi k / \lambda$

我们知道 λ

K 将被确定并对应于材料的吸收系数

实验 2.3: 远场信号衰减 $1/r^2$ (近场 $1/r$) :

在源(发射器)之后将探头放置在不同距离处, 占据约十个测量点, 然后绘制曲线 $I_{\text{测量}} = f(\text{距离})$ 回归, 并观察距离为 $1/r^2$ 的衰减(从 30 厘米以上 发射器), 接近发射机的距离为 $1/r$ (<30cm)

理论

厘米辐射由放置在谐振金属腔中的耿氏二极管振荡器发射, 其设定发射频率。金属喇叭然后可以提高发射的方向性。

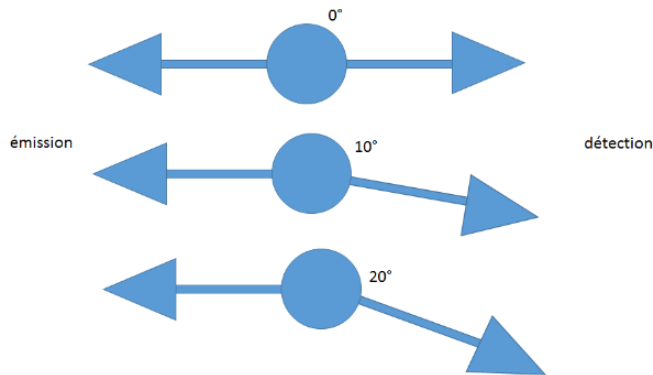
该检测是由连接到电线的微波二极管构成的天线进行的

作为天线的导体。它在放大和滤波(外壳的直流输出)之后提供与 $\langle E^2(t) \rangle$ 成比例的连续信号。

因此, 它是与发光强度检测器相同的二次检测器。

实验 2.4: 辐射方向性/辐射图

1. 将接收器/传感器放在变送器前面（角度平台的另一侧）：角度： 0°
2. 将接收器或探头旋转到不同的角度位置（以 5° 为增量），并测量接收到的信号（不移动距离）
3. 绘制图 $I_{\text{接收}} = f(\text{角度})$



实验 2.5: 杨氏实验

可以使用双缝系统来观察干扰现象 FIG.

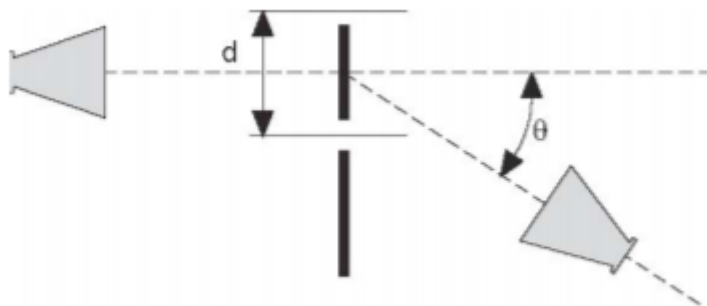
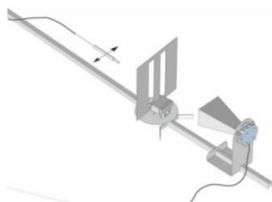


Figure 2

2)

对于分开两个时隙的距离 d ，最大值的位置由 $d \sin \theta = m \lambda$ （ θ 检测角度， λ 波长和 m 整数）确定

实验程序：



狭缝的宽度小于波长，因此波将会衍射很多。因此，我们可以将两个狭缝看作两点。因此，在这些狭缝的另一侧，将产生产生强度的最大值和最小值的干涉图案。通过改变接收器的角度（（在离中心的固定距离），这些最大值的角度位置可以通过实验确定。

实验程序：操作

测量中心到中间槽之间的距离 d 。

如图所示，安装时请注意将变送器的臂对准 180° ，并在整个使用过程中保持狭缝平面与变送器臂之间的 90° 角。

槽和接收器之间的距离（锥体的中间）必须保持不变。将接收器尽最远离中心定位，同时在轨道上稳定。使用标尺测量距离 R 。

调整接收机的增益，使其在 0° （中心最大）定向时读取 90%。

保持适合其余的经验。

通过转动中心轴上的臂，在每 5° （从 0° 到 90° ）测量相对强度。做一个 A 表报告这些值

测量第二个结构性干扰（中心最大值之后）的左右角度。如果第二次干扰不够清楚，请拿第一个干扰。在表 B 中报告这些值。

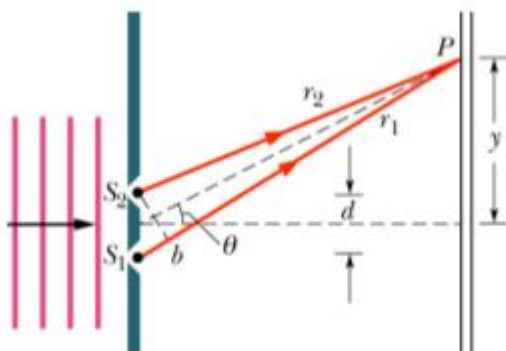
报告

使用你表 A 中的数据绘制强度曲线。

在杨氏狭缝的这一部分中，如果狭缝 d 之间的距离，接收器与中心 R 的距离和相对于中心的角是已知的，则等式（1）：

Équation 1

$$\delta = r_1 - r_2 = \sqrt{R^2 + \frac{d^2}{4} + Rd \sin \theta} - \sqrt{R^2 + \frac{d^2}{4} - Rd \sin \theta}$$



确定完成下表所使用的波长：

B 表：

m	d	R	θ_d	θ_g	θ_{moy}	δ	λ
	cm	cm	°	°	°	cm	cm

m : 研究干扰的顺序(1 或 2)

d : 狭缝之间的距离

R : 接收器和狭缝之间的距离

θ_d : 建设性干涉的直角

θ_g : 左侧有建设性干扰的角度

θ_m : 建构性干扰的平均角度

δ : 程差(请加入您的计算)

λ : 波长 (请加入您的计算)

如果我们近似于来自两个狭缝的光线 r_1 和 r_2 平行 ($R \gg d$)，则表示 $\delta = d \sin \theta$ 用这个近似计算 δ 。评论其对当前近似值的有效性

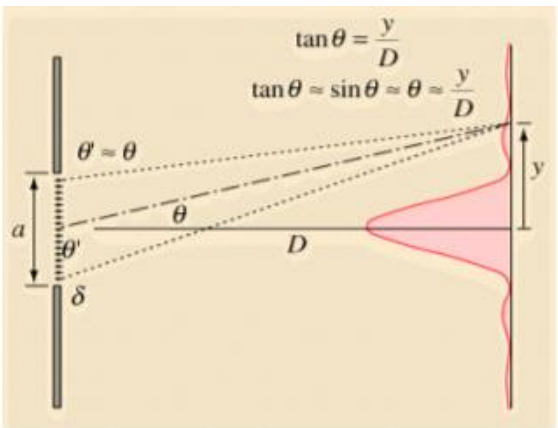
实验 2.6: 衍射实验

一个简单的狭缝被认为是一系列点源。当第一光源与最后一个光栅之间的差值等于一个波长时，就会产生破坏性干扰。

有破坏性的干扰：

Equation 2

$$a \sin \theta = m \lambda \quad \text{avec } m = \pm 1; \pm 2; \pm 3 \dots$$



实验程序：操作

使用两个金属板做一个 7 厘米宽的狭缝。

2. 通过转动中心轴上的臂，每 5° (0° 至 90°) 测量相对强度。在表 4 中报告这些值。
3. 测量第一次破坏性干扰（中心最大值之后）的角度向左右。在表 5 中报告这些值。

Tableau 4 Intensité relative pour une fente de 7 cm.

Angle	Lecture	Angle	Lecture
0°		45°	
5°		50°	
10°		55°	
15°		60°	
20°		65°	
25°		70°	
30°		75°	
35°		80°	
40°		85°	

表 4

表 5

Tableau 5

Analyse d'une destructive produite par une fente simple

m	a	θ_d	θ_q	θ_{moy}	δ	λ
	cm	$^\circ$	$^\circ$	$^\circ$	cm	cm
1	7					

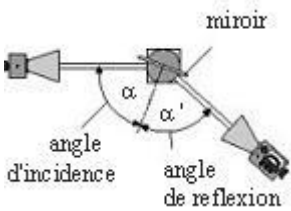
报告：

使用表 4 和表 5 中的数据绘制强度曲线

计算所用源的波长

实验 2.7: 反思法验证

从入射角 $\alpha = 20^\circ$ ，我们正在寻找接收器的角度位置 α' （反射角度），其中我们具有检测信号的最大值。注意测量表中的值 α 和 α' 。



α 既定	20°					
α' 寻找						

得出结论

Fig.3 波浪反射

实验 2.8: 折射棱镜

介绍

电磁波通常以直线行进。然而，当它穿过两个不同媒体之间的边界时，波的传播方向就会改变。这种方向的变化被称为折射，它被称为折射定律的数学关系总结

$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ 其中 θ_1 是入射波的传播方向与两个介质之间的边界的法线之间的角度， θ_2 是折射波的对对应角度（见图 4.1）。

每个材料都可以用 n 号描述，称为折射率。该数字表示真空中电磁波的速度与材料中电磁波的速度之间的比率，也称为介质。

通常，边界两边的介质将具有不同的折射率。这里它们被标记为 n_1 和 n_2 。

它是折射的差异（和这意味着的波速之间的差异），其导致波在两个不同介质之间的边界上的弯曲或折射。

在本实验中，您将使用折射率来测量棱镜的折射率。

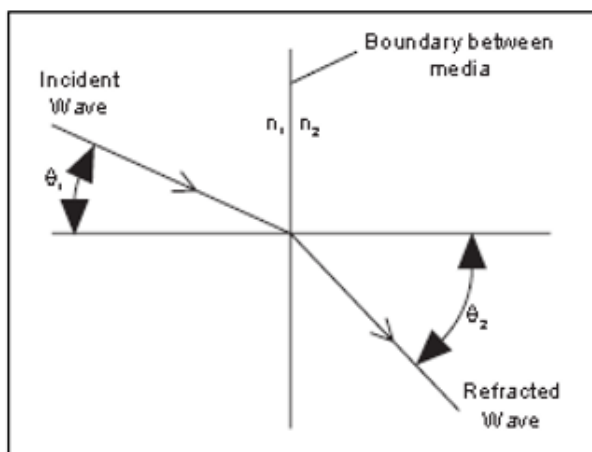
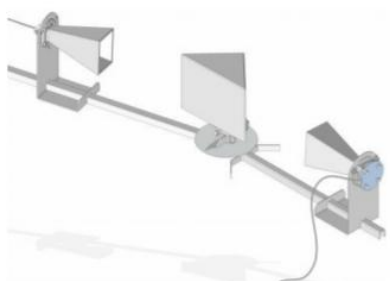


Figure 4.1 Angles of Incidence and Refraction

程序：

图 4.2 设备设置



1. 安排设备如图 4.2 所示
2. 安装设备，如图 4.2 所示。旋转棱镜，看看它如何影响入射波。它是反映，折射还是吸收波？

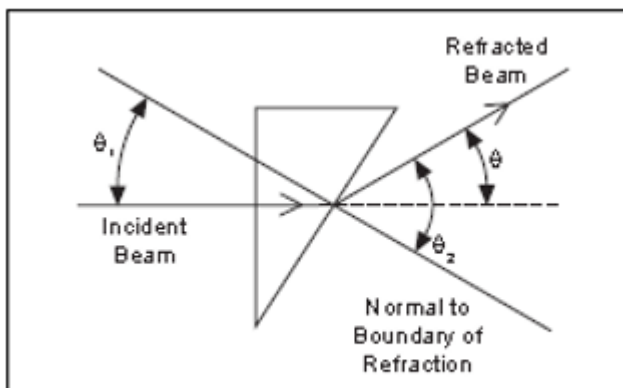


Figure 4.3 Geometry of Prism Refraction

3.

使用图 4.3 所示的图，确定 θ ， θ_1 ， θ_2 的值

将这些值插入折射率来确定 n_1 / n_2 的值

空气折射率为 1.00，使用这个事实来确定 n_1 ，石蜡棱镜的折射率。

问题：

在图 4.3 的图中，假设当它撞击棱镜的第一侧时，波是未折射的（入射角为 0° ）。

这是一个有效的假设吗？

使用此设备，您如何验证空气折射率等于 1。

实验 3 法拉第效应实验

概述

光和一切微观物质一样，具有波粒二象性，当一束光通向在磁场作用下的具有磁矩的物质，从介质反射或者透射后，光的相位、频率、光强、传输方向和偏振状态等传输特性发生变化，这种现象叫做磁光效应。早在 1845 年，法拉第首先发现了磁光效应，这就是当平面偏振光通过沿光传输方向磁化的介质时，偏振面产生旋转的现象，后来人们将这一现象称为法拉第磁光效应。1876 年，克尔又提出了另一种磁光效应——克尔效应，即当平面偏振光从磁化介质的表面反射时，偏振面也发生旋转的现象。1896 年，塞曼发现，把光源置于磁场中，每条谱线分裂成几条谱线，这称为塞曼效应。这三种磁光效应中，研究最多和应用最广的是法拉第效应，而塞曼效应作为经典的近代物理实验，在物理教学中占有重要的地位。

【实验目的】

1. 用毫特斯拉计测量电磁铁磁头中心的磁感应强度，分析线性范围。
2. 消光法测量样品的费尔德常数。

【实验原理】

实验表明，在磁场不是非常强时，如图 1 所示，偏振面旋转的角度 θ 与光波在介质中走过的路程 d 及介质中的磁感应强度在光的传播方向上的分量 B 成正比，即：

$$\theta = VBd \quad (1)$$

比例系数 V 由物质和工作波长决定，表征着物质的磁光特性，这个系数称为费尔德（Verdet）常数。费尔德常数与磁光材料的性质有关，对于顺磁、弱磁和抗磁性材料（如重火石玻璃等）， V 为常数，即 θ 与磁场强度 B 有线性关系；而对铁磁性或亚铁磁性材料（如 YIG 等立方晶体材料）， θ 与 B 不是简单的线性关系。

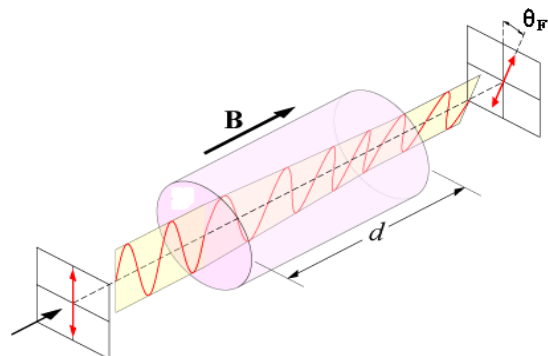


图 1 法拉第磁致旋光效应

表 1 为几种物质的费尔德常数。几乎所有物质（包括气体、液体、固体）都存在法拉第效应，不过一般都不显著。

表 1 几种材料的费尔德常数（单位:弧分/特斯拉·厘米）

物质	λ (nm)	V
水	589.3	1.31×10^2
二硫化碳	589.3	4.17×10^2
轻火石玻璃	589.3	3.17×10^2
重火石玻璃	830.0	$8 \times 10^2 \sim 10 \times 10^2$
冕玻璃	632.8	$1.36 \times 10^2 \sim 7.27 \times 10^2$
石英	632.8	4.83×10^2
磷素	589.3	12.3×10^2

不同的物质，偏振面旋转的方向也可能不同。习惯上规定，以顺着磁场观察偏振面旋转绕向与磁场方向满足右手螺旋关系的称为“右旋”介质，其费尔德常数 $V > 0$ ；反向旋转的称为“左旋”介质，费尔德常数 $V < 0$ 。

对于每一种给定的物质，法拉第旋转方向仅由磁场方向决定，而与光的传播方向无关（不管传播方向与磁场同向或者反向），这是法拉第磁光效应与某些物质的固有旋光效应的重要区别。固有旋光效应的旋光方向与光的传播方向有关，即随着顺光线和逆光线的方向观察，线偏振光的偏振面的旋转方向是相反的，因此当光线往返两次穿过固有旋光物质

时，线偏振光的偏振面没有旋转。而法拉第效应则不然，在磁场方向不变的情况下，光线往返穿过磁致旋光物质时，法拉第旋转角将加倍。利用这一特性，可以使光线在介质中往返数次，从而使旋转角度加大。这一性质使得磁光晶体在激光技术、光纤通信技术中获得重要应用。

与固有旋光效应类似，法拉第效应也有旋光色散，即费尔德常数随波长而变，一束白色的线偏振光穿过磁致旋光介质，则紫光的偏振面要比红光的偏振面转过的角度大，这就是旋光色散。实验表明，磁致旋光物质的费尔德常数 V 随波长 λ 的增加而减小。

【实验仪器】

该实验主要由法拉第效应塞曼效应综合实验仪控制主机、励磁电源、电磁铁、转台、激光器、起偏器、检偏器、探测器、薄透镜、干涉滤色片、F-P 标准具、厚透镜以及测微目镜组成实验装置如图所示。



图 2 法拉第效应实验装置

【实验过程】

1. 仪器连接:

- 1) 实验桌上依次放置 50cm 导轨（上面放置四个滑块以及合适的光学元件）、电磁铁（放于转台上）、65cm 导轨（上面放置五个滑块以及合适的光学元件）、控制主机以及励磁电源，将样品架固定在磁铁中心，并转动样品架前端的旋钮使法拉第效应实验样品能够正好处于磁铁中心。
- 2) 接通励磁电源以及控制主机的电源，检查控制主机上的 LED 表和励磁电源的 LCD 表是否正常显示，如果表头不亮，检查仪器电源线插座的保险丝是否正常工作。
- 3) 将激光器与控制主机上的“激光器”电源用连接线相连，检查激光器是否正常工作，

调节激光器前端的调焦镜头使出射光线在 1m 左右处光斑直径最小。将毫特斯拉计探头与控制主机上的探头“输入”端相连，将探头放置于无干扰磁场处，调节“调零”电位器使表头显示“000mT”，然后将探头通过固定螺母固定在样品架后板上的下端孔处，拉动样品架，探头可以处于磁头间隙中心。

- 4) 将笔形汞灯固定在臂形支架上，另一端与主机“汞灯电源”相连。打开主机“电源—LAMP”开关，检查笔形汞灯是否正常工作。调节主机“激光功率计”中的“调零”电位器，使表头显示为零（底下换挡开关置于任意一档都可以），用连接线将探测器与主机上激光功率计的“输入”端相连。
- 5) 将电磁铁两个线圈并联后与励磁电源相连，并用毫特斯拉计探头检查两个线圈通电方向，要求两个线圈产生磁场方向一致，判断方法是先将励磁电源电流调节至最大（5A 左右），此时磁铁中心产生磁感应强度至少 1.2T，如果数值较小，说明两线圈产生磁场方向相反。

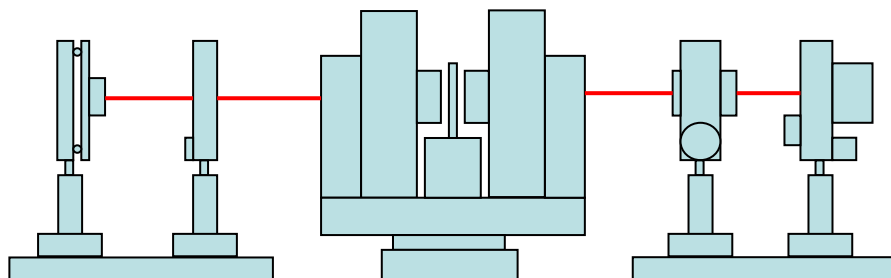


图 3 法拉第效应实验光路

2. 励磁电流与电磁铁产生的磁场关系测量

- 1) 将毫特斯拉计探头移至磁头中心，打开励磁电源。
- 2) 调节励磁电流，从 0 至 5.0A，每增加 0.2A，记录相应的磁感应强度数值填入表一，做励磁电流 I 与磁感应强度 B 的关系图，分析其线性范围。

3. 法拉第效应实验

- 1) 如图 3 所示，电磁铁纵向放置，一边滑块上依次固定“激光器”—“起偏器”，另一边滑块上依次固定“检偏器”—“探测器”。
- 2) 调节激光器固定架上的两维调节旋钮，使激光斑完全通过电磁铁的中心孔（注意，这一步要求仔细调节，之前需要调节激光器前端的调焦镜头使激光斑在一定范围内发散角比

较小)，调节探测器前端的光阑，使通过电磁铁的激光能够完全被探测器接收。

3) 拿掉检偏器，旋转起偏器使探测器输出数值最大，这是因为半导体激光器输出光为部分偏振光，调节起偏器使其透光轴方向与部分偏振光较大电矢量方向一致，这样光强输出较大，可以提高后面法拉第效应实验的效果。（可以在法拉第效应实验之前，测量激光器的偏振度）

4) 放入检偏器，并调节样品架前端的旋钮，升起实验样品，并移动样品架，使直径较小的旋光玻璃样品处于磁场中间，并且激光完全通过样品，调节检偏器的中心转盘，使得探测器输出最小，即正交消光（因为其它因素影响，探测器输出数值不会为零，找到最小值即可）。

5) 打开励磁电源，逐渐增加励磁电流, 0-2. 4A, 每次增加 0. 4A, 分别测量对应的磁致旋光角度，记下消光位置 x ，则前后两次的消光偏转的角度为 $\Delta \theta = 190 \Delta x$ （单位：min）。数据填入表二, 因为旋光玻璃样品实验现象非常明显，所以磁场不需要加到最大

6) 根据公式 $\Delta \theta = V \Delta B d$ ，其中，样品厚度 d 为 5.02mm，计算样品的费尔德常数 V 。

7) 同样过程，测量另外一种样品的费尔德常数，因为该样品费尔德常数相对较小，所以应该加较大的磁场测量。

【实验数据】

表一 励磁电流与磁头中心磁感应强度关系数据记录

I(A)	B(mT)	I(A)	B(mT)	I(A)	B(mT)
0.00		1.80		3.60	
0.20		2.00		3.80	
0.40		2.20		4.00	
0.60		2.40		4.20	
0.80		2.60		4.40	
1.00		2.80		4.60	
1.20		3.00		4.80	
1.40		3.20		5.00	
1.60		3.40			

表二 旋光玻璃样品法拉第效应测试数据

I(A)	B(mT)	消光位置(mm)	转动角度 (min)	$\Delta B(\text{mT})$	$\Delta\theta / \Delta B$ (min/mT)
0.00			_____	_____	_____
0.40					
0.80					
1.20					
1.60					
2.00					
2.40					

【注意事项】

1. 光学零件的表面上如有灰尘可以用橡皮吹气球吹去。如表面有污渍可以用脱脂、清洁棉花球蘸酒精、乙醚混合液轻轻擦拭。
2. 电磁铁在完成实验后应及时切断电源，以避免长时间工作使线圈积聚热量过多而破坏稳定性；
3. 测量中心磁场磁感应强度时，应注意探头在同一实验中不同次测量时放置于同一位置，以使测量更加准确、稳定；
4. 因为法拉第效应实验要求尽量减小外界光的影响，所以实验时最好在暗室内完成，以使实验现象更加明显，实验数据更加准确；

实验4 激光拉曼光谱

引言

在瑞利和布里渊光散射现象的基础上，斯梅卡尔研究了两个能级系统对光的散射，并预言散射谱中除了入射光 频率的谱线外，将在两侧出现新的谱线。1928年印度物理学家拉曼（C. V. R a m a n）实验发现了这个效应，即在频率不变的瑞利散射线两侧对称地排列着 数条拉曼散射偏振线，它们的频移量与红外振动频率相等而与所用光的频率无关。几乎与此同时，前苏联的物理学家曼杰斯塔姆和兰茨别尔格也观察到类似的现象。拉曼由于这项成就，荣获1930年诺贝尔物理奖。

拉曼散射是单色光对分子或晶体极化作用产生的一种非弹性散射，其散射线的数目，频移量的大小，谱线 强度及偏振特性反映了散射分子的结构、其中原子的空间排列和相互作用的强弱，因此拉曼散射光谱揭示了分子和晶体的结构、组分、排列对称性及相互作用的信息。被广泛用于物质鉴定和分子结构有关的学科领域，为此现已发展了各种激光拉曼技术并已被用于相关的技术之中。

实验目的

1、掌握拉曼散射的基本原理，初步学会根据拉曼散射光谱来确定分子结构及其简正振动类型。

2、掌握拉曼散射光谱的实验技术。

实验原理

当受光照射时，介质对光除反射、吸收和透射之外，总有一部分向四周散射。相对于入射光的频率或波数改变可分为三类散射。第一类是散射光的频率与入射光的基本相同，频率变化小于 $3 \times 10^5 \text{ Hz}$ ，相应的波数变化小于 10^{-5} cm^{-1} ，通常称它为瑞利（R a y l e i g h）散射；第二类是频率变化约为 $3 \times 10^9 \text{ Hz}$ ，波数变化约为 0.1 cm^{-1} ，称为布里渊（B r i l l o u i n）散射，第三类的频率或波数变化比较大，频率变化大于 $3 \times 10^{10} \text{ Hz}$ ，波数变化大于 1 cm^{-1} ，这就是拉曼（R a m a n）散射。拉曼散射对应于分子的转动、振动能级之间的跃迁范围，它是由印度科学家拉曼（C. V. R a m a n）于1928年发现的。

从散射光的强度来看，瑞利散射最强，是入射光的 10^{-3} 左右，拉曼散射最弱，通常小于入射光的 10^{-6} ，因此当强度、单色性和方向性极好的激光的诞生，以及高质量、低杂散光的单色仪和高灵敏度的微弱信号检测系统出现以后，拉曼散射光谱技术才得以迅速发展。除了传统的线性拉曼光谱技术外，还发展了许多新的线性和非线性激光拉曼光谱技术，目前它已成为科研和应用技术强有力的工具，被广泛地应用于物质鉴定、分子结构等

物理、化学、地学、生命科学以及环境科学等领域。

实验得到的拉曼散射光谱图，在外观上有三个明显的特征：第一，拉曼散射谱线的波数 $\tilde{\nu}$ 随入射光的波数 $\tilde{\nu}_0$ 而变化，但对同一样品，同一拉曼线的波数差 $\Delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0$ 则保持不变。第二，在以波数为单位的拉曼光谱图上，以入射光波数为中心点，两侧对称分列着拉曼谱线， $\Delta\tilde{\nu} < 0$ 的称斯托克斯 (s t o k e s) 线， $\Delta\tilde{\nu} > 0$ 的称反斯托克斯 (anti-stokes) 线。第三，一般情况下斯托克斯线的强度都大于反斯托克斯线。

下面，对拉曼散射的原理，并以 CCl_4 分子为例，说明拉曼散射光谱与其分子的结构、简正振动模式的对称性之间的关系作一简要介绍。

1、拉曼散射的经典解释。

在入射光场作用下，介质分子将被极化产生感应电偶极矩。当入射光场不太强时，感应电偶极矩 P 与入射光电场 E 呈线性关系

$$P = \alpha \cdot E \quad (1)$$

式中 α 称为极化率张量，通常情况 P 和 E 不在同一方向，因此 $\tilde{\alpha}$ 是一个 3×3 矩阵的二阶张量

$$\tilde{\alpha} = \begin{bmatrix} \alpha_{xx} & \alpha_{xy} & \alpha_{xz} \\ \alpha_{yx} & \alpha_{yy} & \alpha_{yz} \\ \alpha_{zx} & \alpha_{zy} & \alpha_{zz} \end{bmatrix} \quad (2)$$

它通常是一个实对称矩阵，即有 $\alpha_{ij} = \alpha_{ji}$ ， α_{ij} 的取值是由具体介质的性质决定的，通常称不为零的 α_{ij} 为拉曼活性的。

分子极化率张量 α 是分子内部坐标的函数，如果分子中的原子在平衡位置附近振动，则振动分子的极化率将与平衡状态时的极化率不同。当振动幅度不大，即为简谐振动时，分子第 k 个振动的简正坐标可表示为

$$Q_k = Q_{k0} \cos(\omega_k t + \phi_k) \quad (3)$$

此时 α_{ij} 将受到分子振动的微扰，它可用对简正坐标作泰勒级数展开表示

$$\alpha_{ij} = (\alpha_{ij})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q_k} \right)_0 Q_k + \frac{1}{2} \sum_{k,l} \left(\frac{\partial^2 \alpha_{ij}}{\partial Q_k \partial Q_l} \right)_0 Q_k Q_l + \dots \quad (4)$$

式中右方第一项 $(\alpha_{ij})_0$ 为零级项，它对应于分子处于平衡状态时的值，因而将对应不存

在频移的瑞利散射。第二项中的 $\left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q_k} \right)_0$ 是极化率对振动频率为 ω_k 的简正坐标的一级导

数，表示在频率为 ω_k 的简正振动中分子电极化率因微扰发生的变化，它将产生通常的（线性）拉曼散射。因此，拉曼散射，即拉曼活性，是同分子的某个振动模式中电极化率是否发生变化相关联的，通常就称分子振动时导致电极化率变化的物质为“拉曼活性”的，与之相比，分子的红外光谱则是分子振动或转动中电偶极矩发生变化产生的，此时该物质称为“红外活性”的，拉曼散射光谱与红外光谱的实验技术和方法不相同，不同分子或同一分子的振动和转动模式或者是拉曼活性，或者是红外活性的，因此两者结合互补，可以得到分子结构的完整资料。

下面具体解释拉曼散射光谱。频率为 ω_0 的入射光场可表示为

$$E = E_0 \cos \omega_0 t \quad (5)$$

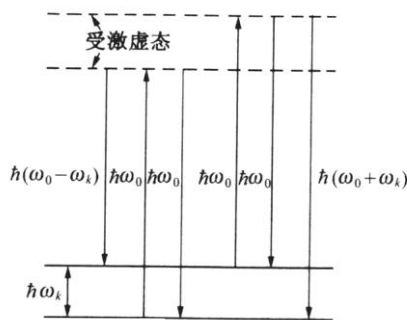
它对分子产生的感应电偶极矩为

$$\begin{aligned} P &= \alpha_{ij} \cdot E = (\alpha_{ij})_0 E_0 \cos \omega_0 t + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q_k} \right)_0 Q_k E_0 \cos \omega_0 t \cos (\omega_k t + \phi_k) \\ &= \alpha_0 E_0 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q_0 E_0 \cos [(\omega_0 - \omega_k) t + \phi_k] + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)_0 Q_0 E_0 \cos [(\omega_0 + \omega_k) t + \phi_k] \\ &= P_0(\omega_0) + P_k(\omega_0 - \omega_k) + P_k(\omega_0 + \omega_k) \quad (6) \end{aligned}$$

最后一等式中各项与前一等式中各项一一对应。它表明，入射光场对介质分子的极化作用将产生三个感应偶极矩，其频率 ω_0 、 $\omega_0 - \omega_k$ 和 $\omega_0 + \omega_k$ 分别对应瑞利、斯托克斯拉曼和反斯托克斯拉曼散射。同时我们看到，具有简正振动的散射体的散射光场，可以视为入射光波被该散射体调制的结果。因此散射光波除仍以入射光频 ω_0 辐射外，还产生与散射体振动频率 ω_k 有关的差频 $\omega_0 - \omega_k$ 及和频 $\omega_0 + \omega_k$ 的光。

2、拉曼散射的量子解释。

在量子力学中，频率为 ω_0 的入射单色光视作具有能量 $\hbar \omega_0$ 的光子，与振动分子相互作用可视为碰撞过程。有两种碰撞：弹性碰撞和非弹性碰撞。在弹性碰撞中，不发生能量交换，光子只改变运动方向，这就是瑞利散射。非弹性碰撞则不仅改变光子的运动方向，而且发生能量交换，这就是拉曼散射。



图（1） 喇曼散射能级跃迁图

发生碰撞时，能量交换过程可用能级跃迁图来说明图（1）。在基态和激发态均有大量分子，当它们受能量 $\hbar\omega_0$ 的入射光子碰撞后，激发到各自的激发虚态。由于激发虚态不稳定，故迅即自发向下跃迁，辐射一个光子。若光子能量仍为 $\hbar\omega_0$ ，则分子仍回到初始能级，这即对应弹性碰撞的瑞利散射，若基态的分子通过碰撞后跃迁到激发态上，则辐射光的频率为 $\hbar(\omega_0 - \omega_k)$ ，这种非弹性碰撞所产生的散射光为斯托克斯线；若激发态的分子通过碰撞跃迁到基态，则辐射光的频率为 $\hbar(\omega_0 + \omega_k)$ ，这种非弹性碰撞所产生的散射光为反斯托克斯线。

量子力学解释还可很好地说明斯托克斯线光强大于反斯托克斯线的问题。因为在热平衡时各能级的分子数遵守玻尔兹曼分布律，该分子体系产生的斯托克斯线和反斯托克斯线的强度应分别对应各自能级上的分子数，因此两者的强度比是

$$I_{ks} / I_{kas} \propto \exp(\hbar\omega_k / kT) \quad (7)$$

通常 $\exp(\hbar\omega_k / kT) \gg 1$ ，因而量子理论正确地说明了斯托克斯线比反斯托克斯线强度大得多的问题。

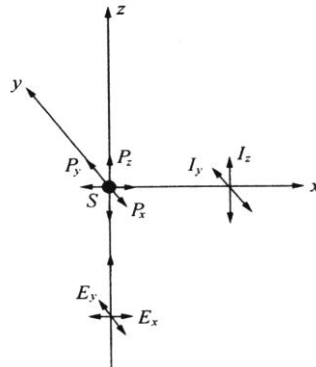
3、拉曼散射的偏振态和退偏度。

许多物质的分子通常有确定的空间取向，因此对某一分子而言，不论入射光是否偏振光，该分子的拉曼散射也将呈某种偏振状态，而且即使入射线偏振光，其散射光的偏振方

向也通常不一定与其一致，它们之间的关系是由微商极化率张量 $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q_k}\right)_0$ 的具体形式确定的，因此对拉曼散射偏振状态的测量，可确定分子结构的类型及其相应的振动方式。

然而在产生光散射的入射光照射区域中有大量的分子。每个分子虽然有确定的空间取向，但由于各个分子的空间取向不同，在宏观上则呈现无规分布，因此即使入射平面偏振光，整体散射光则是非完全偏振的，这一现象称为散射光的“退偏”，“退偏度”便是定量

描述退偏程度的物理量。



图(2) 退偏比测量

为了描述退偏度，可观察图(2)所示散射光的偏振示意图。入射光沿Z向传播，照射样品S上，使分子产生感应极化。当入射光为自然光时，有

$$E_z=0, \quad E_x=E_y \neq 0$$

分子产生的感应偶极矩为

$$P_x = \alpha_{xx} E_x + \alpha_{xy} E_y$$

$$P_y = \alpha_{yx} E_x + \alpha_{yy} E_y$$

$$P_z = \alpha_{zx} E_x + \alpha_{zy} E_y$$

若只探测沿x方向传播的散射光，则 $P_x=0$ ，只有 P_y 和 P_z 产生的散射光，它们的强度可分别用 I_y 和 I_z 表示，因为分子有某一空间取向，故通常 I_y 与 I_z 不相等，因此定义

$$\rho_n = \frac{I_y}{I_z} \quad (8)$$

为自然光入射时散射光的退偏振度。当入射光为线偏振光则用符号 $\rho_p = \frac{I_y}{I_z}$ 表示之。若入射光沿y方向偏振， $E_x=0$ ， $E_y \neq 0$ ，由于 E_y 与x方向散射光垂直，故用符号 ρ_{\perp} 表示，同理若入射光沿x方向偏振，即 $E_y=0$ ， $E_x \neq 0$ ，由于 E_x 平行于散射光的方向，故用符号 ρ_{\parallel} 表示。

理论计算已得各退偏度有如下结果：

$$\rho_n = \frac{6\gamma^2}{45\alpha^2 + 7\gamma^2} \quad (9)$$

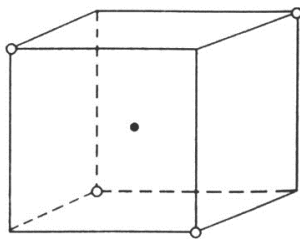
$$\rho_{\perp} = \rho_{\parallel} = \frac{3\gamma^2}{45\bar{\alpha}^2 + 4\gamma^2} \quad (10)$$

式中 $\bar{\alpha}$ 称平均电极化率， γ 称各向异性率，为极化率各向异性的量度。

实验测得的退偏度可判断分子振动的对称性。例如对某振动，当 $\rho_{\perp} = \rho_{\parallel} = \rho_{\text{退}} = 0$ 时，即 $I_y = 0$ ，表明此时散射是完全偏振的，因此分子各向异性率 γ 必为零；当 $\rho_{\perp} = \frac{6}{7}$ ， $\rho_{\parallel} = \rho_{\text{退}} = \frac{3}{4}$ 时，则散射光是完全退偏的，表明平均极化率 $\bar{\alpha}$ 必为零；而当 $0 < \rho_{\perp} < \frac{6}{7}$ ， $0 < \rho_{\parallel} < \frac{3}{4}$ 之间时，散射光就是部分偏振的。散射光这种偏振特性反映了分子振动模式的对称性质。例如某个振动模式拉曼线的退偏度 $\rho = 0$ ，则说明不管入射光是否为偏振光，它只激发感应偶极矩的 P_z 分量，而 P_z 的散射光在 xy 平面 2π 角度内具有相同的最大强度，说明该振动必是对称振动。

4、 CCl_4 （四氯化碳）分子的对称结构及振动模式。

本实验主要通过 CCl_4 分子的振动拉曼光谱，对其散射线的波数、数目及其偏振特性的研究，来分析该分子的对称结构及振动模式。



图（3） CCl_4 分子结构图

（1） CCl_4 分子结构及其对称性

该分子由一个碳原子和四个氯原子构成。它们构成正四面体结构图（3），碳原子位于正四面体中心，四个氯原子位于四面体的四个顶点。

分子的对称性是指分子对应于某一几何元素（点、线、面）进行某种操作后，所有原子在空间中的构型与操作前的构型是不可区分或者处于等价构型时，则称此分子具有该种

对称性。CCl₄ 分子的构型属于 T_d 群，即它有 13 根对称轴，24 个对称操作。这 24 个对称操作又可归属于 5 种对称素，对称素是分子对称性质的更简洁的表述。CCl₄ 分子的 5 种对称素是

$$E, \quad 3C_2, \quad 8C_3, \quad 6C_2, \quad 6C_2$$

这些对称素的含义是

E：不动操作。

$$\frac{2\pi}{n}$$

C_n：旋转轴，下标 n 表示转角 $\theta = \frac{2\pi}{n}$ 。

i：中心反演。

m：旋转轴方位是 x， y， z 轴。

j：旋转轴方位在原点的体对角线方向，j=1， 2， 3， 4。

p：旋转轴方位在过原点 O，立方体相对棱边中点连线方向，p=a， b， c， d， e， f。

+或-：顺时针或逆时针旋转方向。

每个对称素前的数字表示该对称素包含的对称操作数。

(2) CCl₄ 分子的振动模式及其拉曼谱

由 N 个原子构成的分子有 3N 个自由度，除去 3 个平动自由度和 3 个转动自由度外，分子具有 3N - 6 个振动自由度。因此 CCl₄ 分子具有 9 个简正振动方式。根据分子的对称性，这 9 个简正振动可归成下列四类，在同一类中的各振动方式具有相同的能量，即它们是简并的。

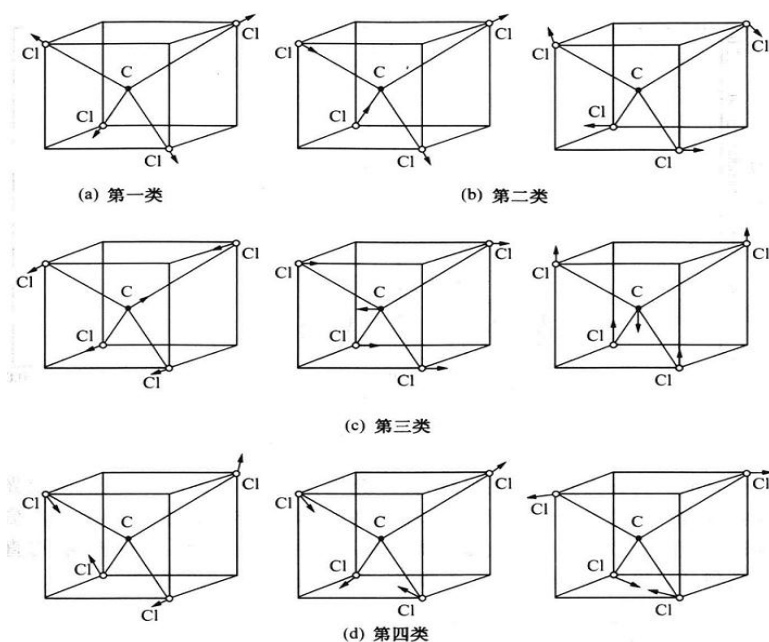
(i) ν_1 或记为 A₁ C 原子不动，Cl 原子沿与 C 原子连线方向作伸缩振动，故此类振动只有一种振动方式（见图 4（a））。

(ii) ν_2 或记为 E C 原子不动，一种是相邻两对 Cl 原子在与 C 原子连线方向上作相反振动，另一种是在该连线垂直方向上作相反振动，故此类振动是二重简并的（图 4（b））。

(iii) ν_3 或记为 T₁ 四个 Cl 原子均作与 C 原子反向运动，由于是三维空间，故它是有三种振动方式的三重简并（图 4（c））。

(iv) ν_4 或记为 T₂ C 原子不动，任意两对 Cl 原子组合，作伸张与压缩运动，由于是四个 Cl 原子，故它是有三种组合方式的三重简并振动（图 4（d））。

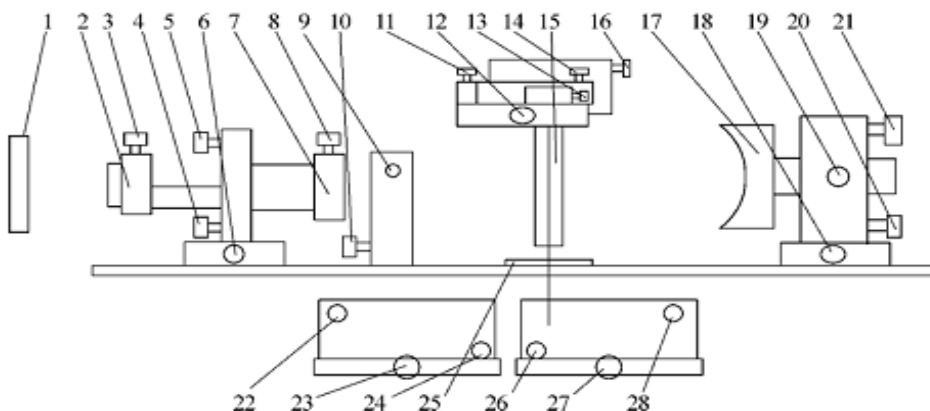
每一类简并对应同一条谱线，故 CCl₄ 分子振动拉曼光谱有四条基频谱线。考虑到振动之间可能相互耦合引起的微扰，有的谱线可分裂成两条，这即是 CCl₄ 拉曼谱中最弱线分裂成两条的原因。根据实验，测得它们的强度依次为 $\nu_1 > \nu_4 > \nu_2 > \nu_3$ 。



图(4) CCl_4 分子的 9 个简正振动方式

与 CCl_4 分子结构类似，具有类似四面体结构的分子，如 SiCl_4 、 GeCl_4 、 SnCl_4 、 PbCl_4 等，其分子间结构与对称性，故拉曼光谱的基本面貌与特征，包括拉曼光谱线数目，强度、退偏度等都具有类似性。因而可以运用这种类似性，将一个结构未知的分子的拉曼光谱与结构已知的分子拉曼光谱进行比对，以确定该分子的结构及其对称性。然而应该指出的是，虽然它们的分子结构可能相同，但在不同分子中其原子、原子间距以及原子间的相互作用必然存在某些差异，因而它们的拉曼光谱在细节上是有差异的。此外，外界条件的变化也会对分子结构和运动产生影响，进而使其拉曼光谱产生相应的变化，因此拉曼光谱也可用来研究物质的浓度、温度和压力等的效应。

实验仪器



1. 单缝;2. 目镜;3. 目镜紧固螺丝;4. 透镜组 X 方向旋钮;5. 透镜组 Y 方向旋钮;6. 透镜组水平调节旋钮;7. 物镜;8. 物镜紧固螺丝;9. 固体样品反射镜;10. 反射镜调节旋钮;11. 样品托架;X 方向旋钮;12. 样品托架水平调节旋钮;13. 样品紧固螺丝;14. 样品托架 Y 方向调节旋钮;15. 样品;16. 样品托架纵向调节旋钮;17. 反射凹镜;18. 反射凹镜水平调节旋钮;19. 凹镜紧固螺丝;20. 凹镜 X 方向调节旋钮;21. 凹镜 Y 方向调节旋钮;22. 反射镜 1Y 方向调节旋钮;23. 反射镜 1 水平方向调节旋钮;24. 反射镜 1X 方向调节旋钮;25. 会聚透镜;26. 反射镜 2X 方向调节旋钮;27. 反射镜 2 水平方向调节旋钮;28. 反射镜 2Y 方向调节旋钮

实验内容

- 1、将四氯化碳倒入液体池内，调整好外光路，注意将杂散光的成像对准单色仪的入射狭缝上，并将狭缝开至 0.1mm 左右；
- 2、启动 LRS-II/III 应用软件；
- 3、输入激光的波长；
- 4、扫描数据；
- 5、采集信息；
- 6、测量数据；
- 7、读取数据；记录 CCl_4 分子的振动拉曼光谱和偏振光谱，分析和辨认各谱线所对应的简正振动类型和对称性质。
- 8、寻峰；
- 9、修正波长；
- 10、计算拉曼频移。

思考题

- 1、为什么随着温度的升高，反斯托克斯线的强度会增大？
- 2、拉曼效应和荧光过程有哪些相同点和不同点？
- 3、如何判断激光束照射 CCl_4 样品处于最佳位置？
- 4、为什么气体拉曼图上可以看到转动能级造成的拉曼线，而液体的拉曼图上一般看不到？

实验 5 光栅光谱实验

光谱是指复色光经过色散系统分光后,被色散开的单色光按波长或频率大小而依次排列的图案。由于各种物质原子内部电子的运动情况不同,当电子受激发后由较高能级向较低能级跃迁时产生的光波谱线也就不同。研究不同物质的发光谱线和吸收光谱,具有重要的理论和实际意义,是人们认识和了解物质成分的一种手段,而光栅光谱仪是研究光谱的重要工具。

一、实验目的

1. 了解光栅光谱仪的结构和工作原理;
2. 学习光栅光谱仪的使用方法,了解光谱仪的应用;
3. 学会识别钠原子光谱等。

二、光栅光谱仪的结构和基本原理

WGD-8A 型组合式多功能光栅光谱仪,由光栅单色仪,接收单元,扫描系统,电子放大器,A/D 采集单元,计算机等部件组成。

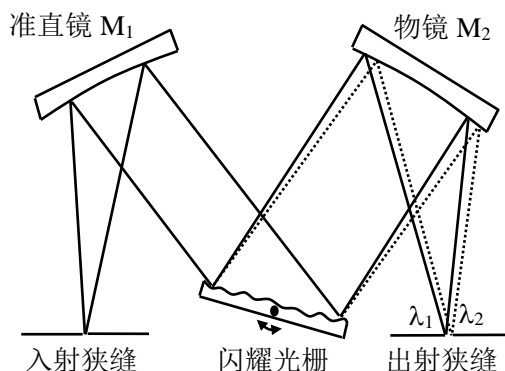


图 1 切尔尼-特纳光路图

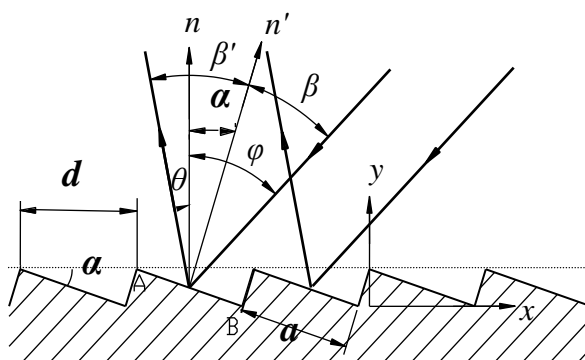


图 2 闪耀光栅的原理

光学系统采用的是切尔尼-特纳装置(C-T)型,如图 1 所示。准直和成像透镜的焦距是 500 mm,相对孔径 1/7,光栅条数分别为 2400 l/mm 和 1200 l/mm,闪耀波长为 250 nm。闪耀光栅的原理如图 2 所示。图中的 n 为光栅表面的法线, n' 为刻痕工作表面的法线; β 和 β' 是相对于刻痕工作表面法线 n' 的入射角和反射角; φ 和 θ 是相对于光栅表面法线 n 的入射角和反射角; d 为光栅常数; α 为刻痕工作表面与光栅表面的夹角,称为闪耀角,是表征闪耀光栅的一个重要参数; a 为刻痕工作表面的宽度。

对于普通平面光栅,因为单缝衍射的中央极大位置与零级谱重合,所以零级谱占据了

多数能量。由光栅方程 $d(\sin\varphi \pm \sin\theta) = k\lambda$ 可知，零级光谱出现在 $\theta = \varphi$ 的位置上。对于透射光栅，单缝衍射中央极大的位置与入射光的透射方向相同，而对于反射光栅，单缝衍射中央极大的位置与反射光的方向相同。闪耀光栅入射角和衍射角的定义是指光线与光栅表面法线的夹角，因此，零级谱仍然出现在与光栅平面法线夹角为 φ 的位置上，零级光谱的位置没有变化。但刻痕的工作面与光栅平面的夹角为 α ，造成单缝衍射中央极大的位置与光栅平面法线的夹角变为 $\varphi - 2\alpha$ ，这就导致单缝衍射中央极大的位置与零级光谱不再重合。角度 $\varphi - 2\alpha$ 称为闪耀方向。一般情况下，采用闪耀波长来表述闪耀光栅的性质。闪耀波长 λ_B 是当 $\varphi = \theta = \alpha$ 时（即平行光垂直入射闪耀光栅平面），由光栅方程所确定的一级光谱的波长为 $\lambda_B = 2d \sin\alpha$ 。现在分光仪器中使用的几乎都是反射式的闪耀光栅，其优点就是能将单缝中央极强的方向从没有色散的零级转移到其他有色散的光谱级上，从而把光能集中在该级谱线上。

狭缝是光谱仪器中的一个精密部件。光谱仪器的准直系统一般是由入射狭缝和准直物镜组成。光谱仪器所获得的不同波长的谱线是入射狭缝经过整个光学系统后形成的象。狭缝的好坏决定了光谱仪器的工作质量，除此以外，狭缝还起到控制进入光谱仪器光强的作用。在单色仪中，出射狭缝同样可以控制出射的单色光的强度。狭缝的几何形状是根据入射狭缝-谱线的物象共轭关系所确定的，一般有四边形（直缝）和弧形（弯缝）两种。狭缝又有缝宽不可变的固定狭缝和缝宽可以调节的可变狭缝两种。狭缝是由两个在同一平面上，并严格平行的刃面形成的，刃面的刀刃尖锐，不能有缺口、划痕和沾污。可变狭缝可以根据需要改变狭缝的宽度。本仪器中入射狭缝和出射狭缝均为直狭缝，宽度范围在 0-2 mm 内可调，顺时针旋转，宽度加大，反之减小。

为了能方便地进行光谱数据的判读，通常要求在进行波长（波数）扫描时，从仪器的出射狭缝出射的光束波长（波数）值与色散元件的转角之间成线性关系。但是，由于衍射光栅的转角与波长（波数）并不成线性关系，因此在光谱仪器中必须采用适当的波长（波数）扫描机构才能实现波长（波数）的线性扫描。波长扫描机构是采用图 3 所示的正弦机构，光栅转台与长度为 l 的正弦杆 P 固定连接、并可以一起绕轴 O 转动，正弦杆的另一端靠弹簧与螺母 N 保持接触，并可以左右自由滑动。当精密丝杠 B 转动时，推动螺母平移，最终推动正弦杆带着光栅绕 O 轴转动。螺母上下移动时 φ 角随之改变。在图中 $\sin\varphi = x/l$ ，由于正弦杆的长度 l 是固定的， x 随螺母的上下移动而变化，这样转角的正弦值随之变化，所以这种扫描机构被称为正弦机构，特定条件下保证波长 λ 与 x 值成线性关系。

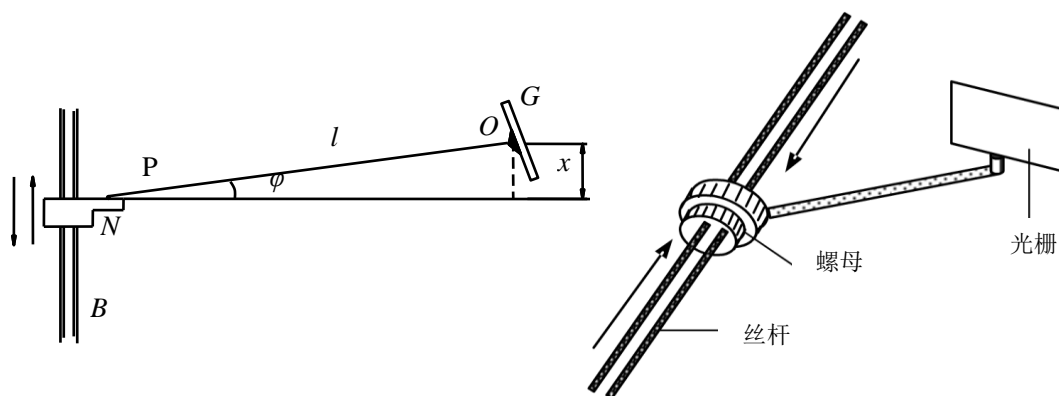


图 3 正弦机构原理

光谱的扫描过程、信号处理和光谱显示都是由计算机进行控制的，其工作原理如图 4 所示。

光谱仪的探测器为光电倍增管或 CCD，用光电倍增管时，出射光通过狭缝 S2 到达光电倍增管。用 CCD 做探测器时，转动小平面对反射镜 M1，使出射光通过狭缝 S3 到达 CCD，CCD 可以同时探测某一个光谱范围内的光谱信号。

光电倍增管是在光电管的基础上，在光阴极和阳极之间加入二次电子发射极。它的工作原理及剖面结构如图 5 所示，K 为光阴极， D_1 、 D_2 ...为二次发射极，又称倍增极或打拿极，A 为阳极。当光照射光阴极时，每一个光电子，在极间电场的作用下被加速，打到第一个倍增级 D_1 上， D_1 发射出 σ_1 个二次电子；这些二次电子再次在极间电场的作用下，打到第二个倍增级 D_2 上，产生 σ_2 个二次电子。如此继续下去，阳极将收集到 σ_n 个电子。这里， n 为倍增级的数目， σ 为二次电子发射系数。一般 $\sigma=3-5$ ，若 $n=10$ ，光电倍增管的放大系数为 105-108。极间电压一般为 100 V 左右。由于光电倍增管有极高的积分灵敏度，当入射光能量过大时，轻者导致性能变坏，降低使用寿命，重者将造成电极烧毁。因此，必须严格控制入射光通量，加工作电压后不允许有强光照射。本仪器使用九级倍增管。

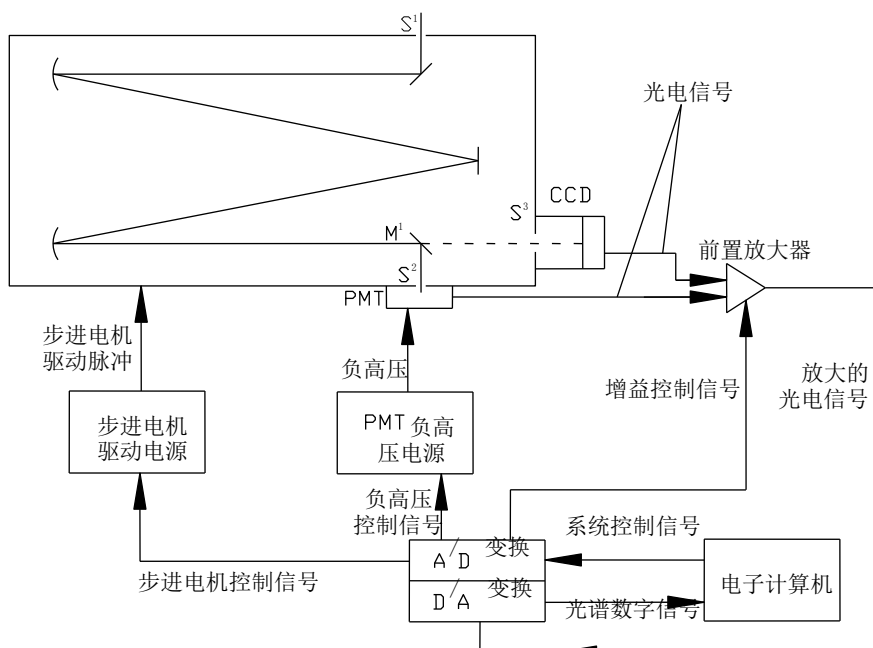


图 4 光谱仪的工作原理

电荷耦合器件(CCD)是一种新型光电转换器件，它能存储由光产生的信号电荷。当对它施加特定时序的脉冲时，其存储的信号电荷便可在 CCD 内作定向传输而实现自扫描，主要由光敏单元、输入结构和输出结构等组成。

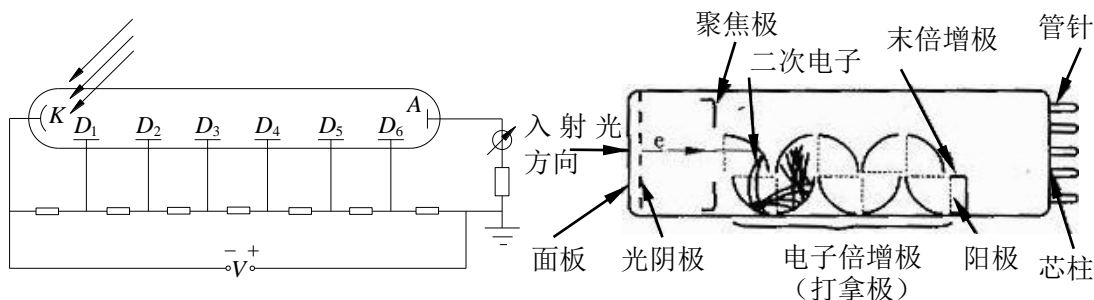


图 5 光电倍增管原理图及剖面结构图

光信号经过倍增管（或 CCD）变为电信号后，首先经过前置放大器放大，再经过 A/D 变换（模拟量转变成数字量），最终由计算机处理显示。前置放大器的增益、光电倍增管的负高压和 CCD 的积分时间可以由控制软件根据需要设置。前置放大器的增益现为七个档次，数越大放大器的增益越高。光电倍增管的负高压也分为七个档次，数越大所加的负

高压越高，每档之间负高压相差约 200 V。CCD 的积分时间可以在 10 ms-40 s 之间任意改变。

扫描控制是利用步进电机控制正弦机构中丝杠的转动，进而实现光栅转动的。步进电机在输入一组电脉冲后，就可以转动一个角度，相应地丝杠上螺母就移动一个固定的距离。每输入一组脉冲，光栅的转动便使出射狭缝出射的光波长改变 0.1 nm。

三、钠原子光谱原理

（一）原子光谱的产生

1、原子的壳层结构

原子是由原子核与绕核运动的电子所组成。每一个电子的运动状态可用主量子数 n 、角量子数 l 、磁量子数 m_l 和自旋量子数 m_s 等四个量子数来描述。

主量子数 n ，决定了电子的主要能量 E 。

角量子数 l ，决定了电子绕核运动的角动量。在原子核库仑场作用下，电子在一个平面上绕核作椭圆轨道运动，有两个量子化条件。这里所说的轨道，按照量子力学的含义，是指电子出现几率大的空间区域。对于一定的主量子数 n ，有 n 个具有相同半长轴、不同半短轴的轨道，当不考虑相对论效应时，它们的能量是相同的。如果受到外电磁场或多电子原子内电子间的相互摄动的影响，不同 l 值的椭圆轨道因受到的影响不同，能量产生差别，使原来简并的能级分开，角量子数 l 最小的、最扁的椭圆轨道的能量最低。

磁量子数 m_l (轨道方向的量子数)，决定了电子绕核运动的角动量沿磁场方向的分量。所有半长轴相同而空间取向不同的椭圆轨道，在有外电磁场作用下能量不同。能量大小不仅与 n 和 l 有关，而且也与 m_l 有关。

自旋量子数 m_s (自旋方向量子数)，决定了自旋角动量沿磁场方向的分量。电子自旋在空间的取向只有两个，一个顺着磁场，另一个反着磁场。因此，自旋角动量在磁场方向上有两个分量。

电子的每一运动状态都与一定的能量相联系。主量子数 n 决定了电子的主要能量，半长轴相同的各种轨道电子具有相同的 n ，可以认为是分布在同一壳层上，随着主量子数不同，可分为许多壳层， $n=1$ 的壳层，离原子核最近，称为第一壳层；依次 $n=2、3、4、\dots$ 的壳层，分别称为第二、三、四壳层……，用符号 K、L、M、N、……代表相应的各个壳层。角量子数 l 决定了各椭圆轨道的形状，不同椭圆轨道有不同的能量。因此，又可以将具有同一主量子数 n 的每一壳层按不同的角量子数 l 分为 n 个支壳层，分别用符号 s、p、d、f、g、……来代表。原子中的电子遵循一定的规律填充到各壳层中，首先填充到量子数最小的量子态，当电子逐渐填满同一主量子数的壳层，就完成一个闭合壳层，形成稳定的

结构，次一个电子再填充新的壳层，这样便构成了原子的壳层结构。周期表中同族元素具有相类似的壳层结构。

2、光谱项

由于核外电子之间存在着相互作用，其中包括轨道间、自旋运动间以及轨道运动与自旋运动间的相互作用等，因此原子的核外电子排布并不能准确地表征原子的能量状态，原子的能量状态需要用以 n 、 L 、 S 、 J 等四个量子数为参数的光谱项 $n^{2S+1}L_J$ 来表征。

光谱项式中 n 为主量子数；

L 为总角量子数，其数值为外层价电子角量子数 l 的矢量和，即 $L = \sum l_i$ 。两个价电子耦合所得的总角量子数 L 与单个价电子的角量子数 l_1 、 l_2 之间的关系为 $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, l_1 + l_2 - 2, \dots, |l_1 - l_2|$ 。 L 取值为 0, 1, 2, 3, ... 时，其相应的符号标示为 S, P, D, F, ...；

S 为总自旋量子数，多个价电子总自旋量子数是单个价电子自旋量子数 m_s 的矢量和，其值可取 0, $\pm 1/2$, ± 1 , $\pm 3/2$, ± 2 ...；

J 为内量子数，是由轨道运动与自旋运动的相互作用即轨道磁矩与自旋磁矩的相互影响而得出的，它是原子中各个价电子组合得到的总角量子数 L 与总自旋量子数 S 的矢量和，即 $J = L + S$ 。 J 的取值为 $(L+S)$, $(L+S-1)$, $(L+S-2)$, ..., $|L-S|$ 。若 $L \geq S$ ，则 J 值从 $J=L+S$ 到 $L-S$ ，有 $(2S+1)$ 个值，代表了光谱项中光谱支项的数目，称为光谱项的多重性。

例如钠原子基态的电子结构是 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ ，对闭合壳层， $L=0$ ， $S=0$ ，因此钠原子态由 $3s^1$ 价电子决定。 $L=0$ ， $S=1/2$ ，光谱项为 $n^{2S+1}L_J = 3^2S$ 。 J 只有一个取向， $J=1/2$ ，故只有一个光谱支项 $3^2S_{1/2}$ 。钠原子的第一激发态价电子是 $3p^1$ ， $L=1$ ， $S=1/2$ ， $2S+1=2$ ， $J=1/2, 3/2$ ，故有两个光谱支项， $3^2P_{1/2}$ 与 $3^2P_{3/2}$ 。

3、原子能级与能级图

由于原子的能量状态可用光谱项表示，因此，把原子中所有可能存在状态的光谱项即能级以及能级跃迁用图解的形式表示出来，称为能级图。

图 6 为钠原子的能级图。水平线表示实际存在的能级，由于相邻两能级的能量差与主量子数 n^2 成反比，随 n 增大，能级排布越来越密。当 $n \rightarrow \infty$ 时，原子处于电离状态，这时体系的能量相应于电离能，因此，图中出现了连续区域。图中的纵坐标表示能量标度，单位为电子伏特。各能级之间的垂直距离表示跃迁时以电磁辐射形式释放出的能量大小。每一时刻一个原子只发射一条谱线，因许多原子处于不同的激发态，因此，发射出各种不同的谱线。其中在基态与第一激发态之间跃迁产生的谱线称为共振线，通常它是最强的谱线。需要指出的是，并不是原子内所有能级之间的跃迁都是可以发生的，实际发生的跃迁

[illegible]

- 1、主线系 (P) **3S-np** **n=3, 4, 5...**
- | | | | |
|---|------------|----------|--------|
| ● | n=3, 3S~3p | 5890 Å | 5896 Å |
| ● | n=4, 3S~4p | 3302 Å | 3303 Å |
| ● | n=5, 3S~5p | 2852.8 Å | 2853 Å |
-
- 2、漫线系 (D) **3p-nD** **n=3, 4, 5...**
- | | | | |
|---|------------|--------|--------|
| ● | n=3, 3p-3D | 8183 Å | 8195 Å |
| ● | n=4, 3p-4D | 5682 Å | 5688 Å |
-
- 3、锐线系 (S) **3p-nS** **n=4, 5, 6...**
- | | | | |
|---|------------|---------|----------|
| ● | n=4, 3p-4S | 11383 Å | 11404 Å |
| ● | n=5, 3p-5S | 6154 Å | 6160 Å |
| ● | n=6, 3p-6S | 5149 Å | 5153.7 Å |
-
- 4、基线系 **3D-nF** **n=4, 5, 6...**
-

图 6 钠原子能级图

（二）原子谱线的强度及其影响因素

钠原子基态的原子态是 $3^2S_{1/2}$ ，第一激发态电子组态是 $3p$ ，相应的原子态是 $3^2P_{1/2}$ 与 $3^2P_{3/2}$ ，电子在这两能级之间跃迁产生大家所熟知的钠双线， $Na588.996nm(3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2})$ ， $Na589.593nm(3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2})$ 。钠原子第二激发态的电子组态是 $3d$ ，相应的原子态为 $3^2D_{3/2}$ 与 $3^2D_{5/2}$ ，当电子在 $3p$ 与 $3d$ 之间跃迁时，有四种可能的跃迁： $3^2P_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ 、 $3^2P_{1/2} - 3^2D_{3/2}$ 、 $3^2P_{3/2} - 3^2D_{5/2}$ 、 $3^2P_{3/2} - 3^2D_{3/2}$ ，实际上只观察到后三种跃迁，而没有 $3^2P_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ 之间跃迁，因为这种跃迁 $\Delta J=2$ ，不服从光谱选择定则。

在原子内部，由于电子的轨道运动与自旋运动的相互作用，使得同一光谱项中各光谱

支项的能级有所不同。每一个光谱支项又包含着 $(2J+1)$ 个可能的量子态。在没有外加磁场时, J 相同的各种量子态能量是简并的。当有外加磁场时, 由于原子磁矩与外加磁场的相互作用, 简并能级分裂为 $(2J+1)$ 个子能级, 一条光谱线在外加磁场作用下分裂为 $(2J+1)$ 条谱线, 这种现象称为塞曼效应。 $g=2J+1$, 称为统计权重, 它决定了多重线中各谱线的强度比。

(三) 钠原子光谱的线系

钠原子的核外电子结构和其它碱金属原子相似, 最外层只有一个价电子, 其余 10 个电子与钠原子核构成完整而稳固的“原子实”。与氢原子光谱规律相仿, 钠原子光谱线的波数 ν_n 可以表示为两项差, $\nu_n = \nu_\infty - R/n^{*2}$, 其中 n^* 为有效量子数, 当 n^* 为无限大时, $\nu_n = \nu_\infty$, ν_∞ 为线系限的波数。

钠原子光谱项 $T = R/n^{*2} = R/(n-\Delta)^2$, 与氢原子光谱项的差别在于有效量子数 n^* 不是整数, 而是主量子数 n 减去一个数值 Δ , 即量子修正 Δ , 称为量子缺, 量子缺是由原子实的极化和价电子在原子实中的贯穿引起的。由于价电子电场的作用, 原子实中带正电的原子核和带负电的电子的中心会发生微小的相对位移, 于是负电荷的中心不再在原子核上, 形成一个电偶极子, 极化产生的电偶极子的电场作用于价电子, 使它受到吸引力而引起能量降低。同时当价电子的部分轨道穿入原子实内部时, 电子也将受到原子实的附加引力, 降低了势能, 此即轨道贯穿现象。原子能量的这两项修正都与价电子的角动量有关, 角量子数 l 越小, 椭圆轨道的偏心率就越大, 轨道贯穿和原子实极化越显著, 原子能量也越低。因此, 价电子越靠近原子实, 即 n 越小、 l 越小时, 量子缺 Δ 越大 (当 n 较小时, 量子缺主要决定于 l , 实验中近似认为 Δ 与 n 无关)。

钠原子光谱一般可以观察到四个谱线系, 如图 6 所示。

主线系相应于 $3s-np$ 跃迁, $n=3,4,5\dots$, 诸 P 能级 $^2P_{1/2,3/2}$ 到基态 $3s$ 能级的跃迁辐射, p 能级是双重能级, 能量差随着主量子数增加而减少, $3S$ 能级是单能级, 所以主线系是双线结构, 其双线间的波数差越向短波方向越小。主线系的谱线比较强, 在可见光区只有一条谱线 (黄双线, 589.3 nm), 其余皆在紫外区。

锐线系相应于 $3p-nS$ 跃迁, $n=4,5,6\dots$, 诸 $^2S_{1/2}$ 能级到第一激发态 $3^2P_{1/2,3/2}$ 能级的跃迁辐射, 各谱线都是边缘清晰的双线结构, 各双线的波数差相等, 该线系除第一条谱线 (11404.2 \AA , 11382.4 \AA) 落在红外区, 大部分谱线都在可见光区, 强度较弱。

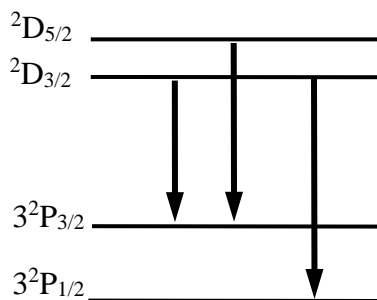


图 7 漫线系的分裂

漫线系相应于 $3p-nD$ 跃迁, $n=3,4,5,\dots$, 诸 D 能级到第一激发态 P 能级的跃迁辐射, 如图 7 所示, 按照选择定则 $\Delta J = 0, \pm 1$, 该线系为三线结构。随着 n 的增加, 图左边两个跃迁的波长迅速靠近, 而且强度相差很大, 便成为一条漫散的谱线, 所以, 漫散系的各谱线表现为边缘模糊的双线, 双线间的波数基本不变, 该线系除了第一条谱线 (8794.82 \AA , 8183.30 \AA) 落在红外区, 大部分谱线都在可见光区。

基线系为 $3D-nF$ 跃迁, $n=4,5,\dots$, 也称作伯格曼线系, 其谱线强度很弱, 皆在红外区, 基线系也是三线结构。

各谱线系的波数公式分别为:

$$\text{主线系: } \nu = R/(3 - \Delta_s)^2 - R/(n - \Delta_p)^2 \quad (n \geq 3)$$

$$\text{锐线系: } \nu = R/(3 - \Delta_p)^2 - R/(n - \Delta_s)^2 \quad (n \geq 4)$$

$$\text{漫线系: } \nu = R/(3 - \Delta_p)^2 - R/(n - \Delta_d)^2 \quad (n \geq 3)$$

$$\text{基线系: } \nu = R/(3 - \Delta_d)^2 - R/(n - \Delta_f)^2 \quad (n \geq 4)$$

其中 $\Delta_s, \Delta_p, \Delta_d, \Delta_f$ 的下标分别表示角量子数 $l=0,1,2,3$; R 为里德伯常量。

四、实验仪器

WGD-8A 多功能光栅光谱仪, 计算机, 低压汞灯, 钨灯, 氘灯等。

五、实验内容

1. 实验前, 认真检查光栅光谱仪的各个部分 (单色仪主机、电控箱、接受单元、计算机) 连线是否正确, 保证准确无误。入射狭缝、出射狭缝调节到合适的宽度。若接收单元采用光电倍增管时, 注意负高压旋钮的调节。
2. 打开光谱仪电源以及计算机。启动 “WGD-8A 倍增管系统” 或 “WGD-8A CCD 系统” 软件程序, 熟悉软件界面的功能。
3. 采用标准光谱灯对光谱仪进行波长校准。利用低压汞灯的绿线波长 (546.1 nm) 定标光谱仪扫描的光谱中该线位置。

氘灯的两根谱线的波长值 (标准值为 486.0 nm 和 656.0 nm); 钠灯的两根谱线的波长值 (标准值为 589.0 nm 和 589.6 nm); 汞灯的五根谱线的波长值 (标准值为 404.7 nm 、 435.8 nm 、 546.1 nm 、 577.0 nm 、 579.0 nm)。

4. 测量低压汞灯的各谱线的波长及能量值。观测汞光谱中 365.0 nm 的 3 线结构, 测量它的 3 线波长并由此粗略计算此光谱仪的分辨本领。
5. 分别测定不同物质光源的谱线能量, 由钠原子光谱确定各光谱项值 (T_{3p} , T_{4p} , T_{5p} , T_{6p} , T_{7p}, \dots) 及能级值, 画出能级图。
6. 观测钨灯以及氘灯的发射光谱, 描叙它们的光谱线特征及区别。

7. 测量完毕，退出软件程序系统，关闭仪器电源。关闭前注意光电倍增管负高压旋钮的调节（负高压归零）。

六、注意事项

1. 光栅光谱仪中的狭缝是比较精密的机械装置，调节时应轻慢仔细，特别应杜绝狭缝两刀口直接接触，以免损伤刀刃。
2. 测定气体发射光谱时均由变压器供电。如氢灯和氦灯的工作电压分别为 8 kV 和 3 kV，操作时要注意安全，接地线应严格接地，不可与其它实验用品接触。
3. 光谱测量完毕和更换光源时，都应首先关闭电源。

七、思考题

1. 入射和出射狭缝宽度以及光电倍增管的负高压对光栅光谱仪的分辨率有什么影响？
2. 当所观测的谱线强度过低时应采取什么措施？
3. 发射光谱与吸收光谱的区别是什么？如何通过该仪器测量某样品的透过率？

实验 6 核磁共振

一、实验原理

设磁性核的核磁矩为 $\bar{\mu}$ ，本征角动量为 \bar{P} ，则有

$$\bar{\mu} = \frac{q}{2m_N} \bar{P} \quad (1)$$

其中 q 为原子核电荷， m_N 为原子核的质量。但是实验测量表明，上式与实验值不符，必须引进一个无量纲因子 g ，写成

$$\bar{\mu} = g \frac{q}{2m_N} \bar{P} \quad (2)$$

实验测出质子的 $g=5.585691$ ，中子的 $g=-3.8262$ 。可见，中子虽然是电中性的，但它也有自旋磁矩，其磁矩相对于角动量是负值，它的磁矩类型与一个旋转的负电荷相似， g 称为朗德因子，不同的核有不同的朗德因子，它无法通过理论计算得到，只能由实验测定。

为方便起见，我们定义 μ_N 作为原子核磁矩的单位，称为核磁子。

$$\mu_N = \frac{q\hbar}{2m_N} = 5.050824 \times 10^{-27} \text{ J/T} \quad (3)$$

式中 $\hbar = h/2\pi$ ， h 为普朗克常数。原子核磁矩可写成

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\hbar} g \mu_N \bar{P} \quad (4)$$

1、磁共振的产生和观察方法

(1) 核自旋能级在外磁场中的塞曼分裂

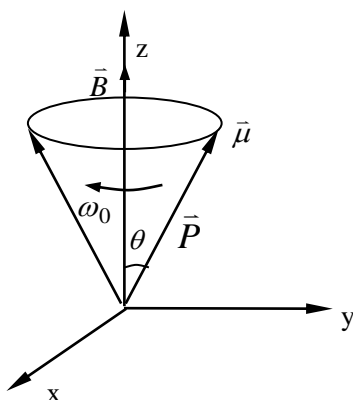


图 1 核磁矩绕 \bar{B} 进动

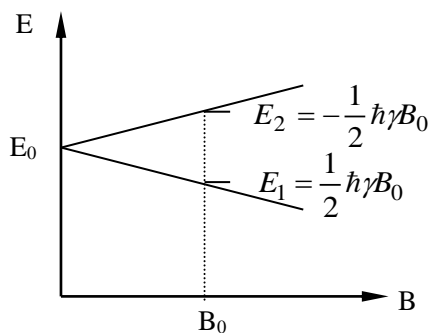


图 2 氢核塞曼分裂

对于自旋为 I 的核，处于 $(2I+1)$ 度能级简并态，如果把它放入磁场强度为 \bar{B} 的外磁场中，

角动量 \vec{P} 和磁矩 $\vec{\mu}$ 将以圆频率 ω_0 绕 \vec{B} 方向进动，如图 1。设 \vec{B} 方向与 z 坐标重合，则 \vec{P} 在 z 方向的投影 $m_l \hbar$ 产生 $(2I+1)$ 个分立值， m_l 称为磁量子数，核能级产生相应的塞曼分裂，形成 $(2I+1)$ 个磁能级，各能级的能量可以用 $E = -g\mu_N m_l B$ 表达，相邻能级间的能量差

$$\Delta E = g\mu_N B$$

引进符号 γ ，写成

$$\Delta E = \gamma \hbar B \quad (5)$$

显然

$$\gamma = \frac{g\mu_N}{\hbar} \quad (6)$$

γ 称为旋磁比，显然其值只能由实验测定。

本实验主要研究对象是氢核，只有一个质子，自旋量子数为 $1/2$ ，在外磁场中仅分裂为上下两个能级，其它如氟核，碳核也是如此。根据(5)式，能级间距与 B 成正比，如图 2。如果外磁场为 B_0 ，能级间隔

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0 \quad (7)$$

下面，我们讨论一下氢核的磁化机理。

样品中有大量的氢核，设单位体积中有 N_1 个核处在 $E_1 = \frac{1}{2} g\mu_N B$ ，为低能态粒子， N_2 个核处于 $E_2 = -\frac{1}{2} g\mu_N B$ ，为高能态粒子，它们分别沿上下两个锥面绕 \vec{B}_0 方向进动。锥面与 z 轴的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 ，相应的磁量子数分别为 $m_l = \frac{1}{2}$ 和 $m_l = -\frac{1}{2}$ ，如图 3。

热平衡时，各能级上的自旋粒子数遵循玻尔兹曼分布

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{KT}\right) \quad (8)$$

式中 K 为玻尔兹曼常数。单位体积内的总粒子数为 $N = N_1 + N_2$ ，在室温时 $\Delta E \ll KT$ ，故

$$\frac{N_2}{N_1} \approx 1 - \frac{\Delta E}{KT} = 1 - \frac{\gamma \hbar B_0}{KT} \quad (9)$$

当 $B_0 = 1T$ 时， $N_2/N_1 = 0.999993$ ，也就是说 $N_2 - N_1$ 非常小，从而核磁共振的灵敏度相当低。

作为宏观系统，一般用体磁化强度 \vec{M}_0 描述原子系统被磁化的程度。对于有 N 个核的系统，

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i$$

设低能级粒子在外磁场方向贡献为 M_+ ，高能级粒子贡献为 M_- （标于图 3），则热平衡 \vec{M} 在 z 方向的分量

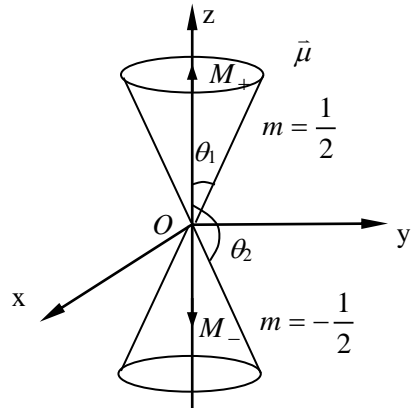


图 3 $I = \frac{1}{2}$ 系统核磁矩的矢量和

$$M_{0z}=M_+-M_-= (N_1-N_2) \mu \quad (10)$$

显然不为零，还由于 \vec{M} 绕 \vec{B}_0 进动的相位分布无规则，使 \vec{M} 在 oxy 平面上的横向分量 $M_{0\perp}$ 为零。因此，在平衡时 $M_0=M_{0z}$ ，为平衡时系统的磁化强度。

(2) 共振跃迁

在垂直于 \vec{B}_0 方向加一个圆频率为 ω_0 的射频磁场 \vec{B}_1 ，且 $B_0 \gg B_1$ ，体磁化强度 \vec{M} 将绕 $(\vec{B}_0 + \vec{B}_1)$ 方向进动，使 θ 角发生变化，如图 4。 θ 角增加相应于自旋系统吸收电磁波能量从 E_1 能级跃迁到 E_2 能级，

$$\hbar\omega_0 = h\nu = \hbar\gamma B_0 \quad (10)$$

从图 3-4 可以看出，由于共振吸收， θ 角增大，

\vec{M} 在 z 方向的投影 M_z 略低于 M_0 ，但其横向分量 $M_{\perp}^2 = M_x^2 + M_y^2$ 不再为零。

如果 \vec{B}_1 与 \vec{B}_0 不是互相垂直，而是互相平行，则 θ 角不会改变，不能产生共振吸收；又如果射频圆频率不等于 ω_0 ， θ 角将随时间而产生周期性变化，也不能出现共振吸收。也就是说，只有射频磁场垂直于外磁场，射频角频率为 ω_0 时，才有核磁共振出现。(11)式是核磁共振的基本公式。

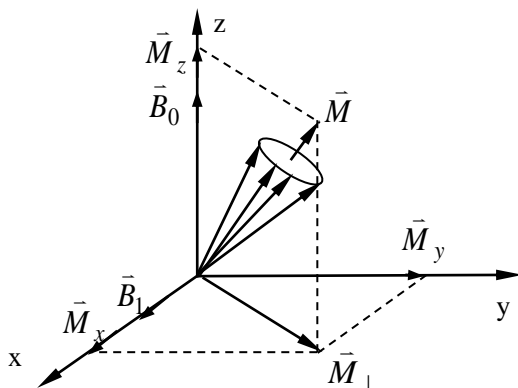


图 4 共振吸收时 \vec{M} 的运动

(3) 磁扫描

为了观察吸收信号，我们在永磁铁所产生的外磁场上加一个 50Hz 左右的低频交流磁场，使外磁场变成 $(B_0 + B_m \cos \omega_m t)$ ，称为扫描磁场， B_m 为扫描磁场的振幅， ω_m 为其圆频率。因为只有 $h\nu = \hbar\gamma B$ 时方能产生共振吸收，对于某一射频频率 ν' ，只有在

$$h\nu' = \hbar\gamma(B_0 + B')$$

时才有信号出现，图示的 A，C 两点将出现吸收信号，其它地方不符合共振条件，扫描磁场的下半周没有信号，这样我们可以用示波器来观察吸收信号。

对于某一扫描磁场，射频频率在

$$\frac{\gamma}{2\pi}(B_0 - B_m) \leq \nu \leq \frac{\gamma}{2\pi}(B_0 + B_m) \quad (11)$$

范围内均可观察到吸收信号，当我们自低至高改变射频频率时，可以看到当调到某一频率 ν_1 时开始出现吸收信号，随着频率增加，信号由一个分裂成两个，然后两信号逐步拉开距离，再调频率出现等距信号，以后则在示波器另一边两个信号逐步靠近，然后在频率为 ν_2 时合二而一，再进一步增加频率时信号消失。

2、用碟形信号测共振频率

前面所述测量核磁共振共振频率的方法是示波器 X 轴用锯齿波扫描，Y 轴输入吸收信

号，这种测量方法称为内扫法。除此之外，我们还可以用提供扫描磁场的音频正弦波输入示波器的 X 轴，由于示波器 Y 轴信号的周期与 X 轴信号周期相同，在示波器上出现李萨如图形。信号出现在该图上，因为形状像碟子，称为碟形信号。

示波器 Y 轴的共振信号和调制磁场的电流有关，而 X 轴的信号与扫描线圈的电压有关，两者有一定的位相差，所以在示波器上出现两个分立的不重合的共振信号，两信号的位相差可以用 RC 平衡式相移器进行调节，当两信号重合时，X 轴和 Y 轴信号同相，再微调射频频率时，两重合信号一起左右移动，直到信号处于碟形信号中央，频率计上读出的数值即为射频频率的测量值，所以，碟形信号也称为相移信号。

二、实验装置

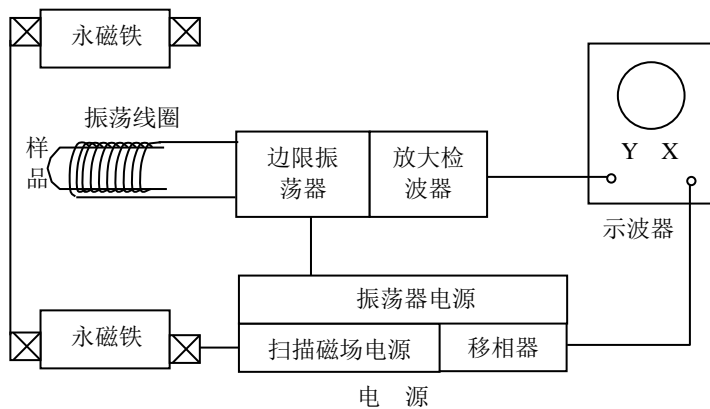


图 5 核磁共振装置的方框图

实验装置由永磁铁、边限振荡器，电源，频率计、示波器等组成，如图 3-5。为了测定磁场，还配备了数字式特斯拉计。

永磁铁中央部分为约 500mT 的均匀磁场，磁极上绕有扫描线圈，通 50Hz 的正弦交流电。为保证中央部分磁场均匀，永磁铁磁极面积较大，两极的平行度应调节得很好。

边限振荡器是处于振荡与不振荡之间的仪器，其振荡线圈装在仪器背面伸出的样品管前端，它既作发射线圈，又作接收线圈，频率可以粗调、细调，射频信号的强度也可以调节，发射的射频磁场与外磁场相垂直。共振发生在 $\omega = \gamma B$ ， $B = B_0 + B'$ ，对接收信号放大与检波的电路也在边限振荡器中，由输出端输出至示波器的 Y 轴。

电源对边限振荡器及音频扫描线圈供电，扫描磁场的振幅可以调节，另外还有专门的接线柱把音频信号输到示波器的 X 轴，以便观察碟形信号，这一路输出信号的幅度和位相均可以调节。

数字式特斯拉计的探头是一个霍尔元件，利用它放入磁场产生的霍尔电压直接变换成毫特斯拉用数字显示出来，测量前需要先调零，测量时霍尔元件的宽面必须与磁场方面垂直，否则读出的是磁场的一个分量，使用完毕应该保护好探头。

三、实验内容

- 1、将电源的扫描调节旋钮逆时针调到最小，打开电源，示波器和频率计，预热二十分钟，

将 1 号样品轻轻装入样品管端，调节前后、左右、高低位置，使样品处于磁场中央。

- 2、将扫描调节顺时针调到最大附近，粗调边限振荡器频率，注视示波器信号，在共振频率附近有较强的共振吸收信号闪现，将粗调调到共振频率附近。调频率细调旋钮、信号强度旋钮、示波器扫描微调旋钮及核磁共振仪的扫描调节旋钮等，使吸收信号清晰、稳定、且有清晰的尾波，尾波的节数较多。当吸收信号间的间距相等时，射频信号的频率即为共振频率，符合 $2\pi\nu = \gamma B_0$ 的条件，记下共振频率，按示波器上的格数画出吸收信号的图形。
- 3、调节射频频率，根据吸收信号一分为二又合二而一的现象，测定扫描磁场的振幅 B_m 。
- 4、利用碟形信号测定共振频率，记录碟形图形（按示波器格数）分析内扫法和相移法测共振频率的优缺点。
- 5、观察样品在磁场的不同位置时的信号强弱、尾波形状，信号宽度的变化，并进行分析讨论。
- 6、更换样品，测各样品的共振频率，观察吸收信号变化，并进行分析讨论。样品分别为
1 号：CuSO₄ 溶液； 2 号：FeCl₃ 溶液； 3 号：水；
4 号：甘油 C₃H₈O₃； 5 号：HF； 6 号：重水 ²H₂O。
- 7、数字式特斯拉计测出样品所在处的磁感应强度，计算氢核的旋磁比 γ ，并与标准值 $\gamma_H = 2.6752 \times 10^8 / T \cdot s$ 比较，算出氢核的 g 因子。
- *8、观察氟的共振吸收信号（共振频率略低于氢，信号强度比氢核弱得多）。
- *9、测出吸收信号下降至极值的 $1/e$ 所需的时间，估算横向弛豫时间 t_2 。
- *10、利用 $\Delta B = B_m \cdot \omega_m \cdot \Delta t$ 测量吸收信号的半宽度，其中 Δt 为调制磁场以 $t=0$ 为中心的线性变化段的时间。

注意：应把扫描调节旋钮逆时针调到最小方可关机。

四、思考题

- 1、何谓核磁共振现象？在哪些物质中可以有核磁共振现象？在实验中是怎样观察核磁共振的？
- 2、在什么条件下才可观察到示波器上出现等间隔的共振信号？
- 3、调制磁场的作用是什么？不用它能否观察到共振现象？改变调制磁场的振幅对信号形状有什么影响？为什么？
- 4、比较内扫法和相移法测共振频率的优缺点。

实验 7 电子自旋共振

电子自旋共振的概念首先由泡利于 1924 年提出,1945 年研制出观察电子共振的仪器。上世纪 50 年代出现了电子共振波谱仪,用来研究电子共振波谱和测量 g 因子,获得了物质结构的丰富信息。例如,测定晶体各方向的 g 值,可以判断晶体结构的对称性,从而判断晶体配位体的空间结构;通过对波谱精细结构的观测,可以研究能级分裂及电子组态;它也是测量物质中未成对电子的唯一方法。

电子自旋共振的研究对象是具有未偶电子的物质。诸如有奇数个电子的原子、分子,内壳层未被填满的离子,受辐射产生的自由基(所谓自由基,是指分子中有一个未成对电子的化合物),半导体,过渡金属离子等。电子自旋共振在物理、化学、生物、医药等领域有广泛的应用。

一、原 理

原子的总磁矩包括电子磁矩和核磁矩,而电子磁矩又由电子轨道磁矩和电子自旋磁矩两部分组成(参阅实验一原理 1, 2, 3)。理论和实验证明,对于固相物质和液相物质,电子的轨道角动量要被邻近的原子或离子所产生的电场完全淬灭。所以对固相和液相物质来说,电子磁矩来源于电子的自旋磁矩。

根据泡利不相容原理,分子中一个轨道只能容纳两个自旋方向相反的电子。如果分子中所有轨道都被填满,它们的自旋磁矩就完全被抵消,分子呈现抗磁性。通常大多数化合物都是抗磁性的。仅当分子中一个或数个轨道只有一个电子时,自旋磁矩没有抵消,分子呈现顺磁性,所以 ESR 也称为顺磁共振,只有顺磁物质才可以观测其 ESR 信号。本实验所使用的样品为 DPPH (Di-Phenyl-Pieryl-Hydrazyl),叫作二苯基-苦基-肼基,是一个稳定的自由基,分子式为 $(C_6H_5)_2N-NC_6H_2(NO_2)_3$, 分子结构如图 1 所示。从图中可以看出,第二个氮原子少了一个共价键,有一个未偶电子。

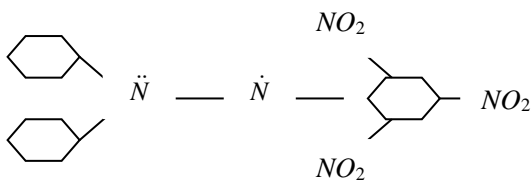


图 1 DPPH 的分子结构

因为电子的自旋量子数为 $\pm \frac{1}{2}$, 正如实验 1 原理所述, 自旋电子将产生塞曼效应, 分裂为两个能级, 如图 2。图中

$$E_1 = -\frac{1}{2} g \mu_B B$$

$$E_2 = \frac{1}{2} g \mu_B B$$

式中 g 为朗德因子, 标准值 $g=2.0037(2)$, μ_B 为电子自旋磁矩的玻尔磁子,

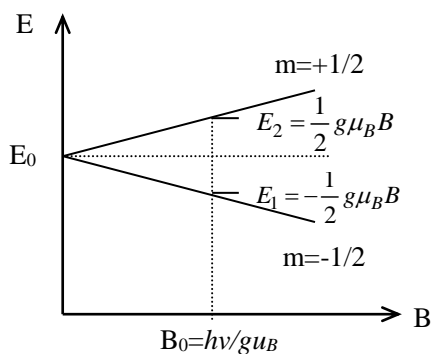


图 2 顺磁质在外磁场中能级分裂

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.274078 \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

显然它比核磁子高三个数量级， m_e 、 e 分别为电子的质量和电量， $\hbar = h/2\pi$ 。

电子共振的观测方法和宏观理论与核磁共振完全一样。详细可参阅实验三，原理 1 和 2 中的 (1)、(2) 两节和 (3) 中的 (A)、(B) 两节，这里择要叙述一下。

将样品放入磁场强度为 B 的外磁场中，自旋电子的能级将分裂成两个，两能级的能量差为

$$\Delta E = g\mu_B B \quad (1)$$

如果用微波照射样品，微波的波量子正好与上下能级差相等，且微波的磁场与外磁场相垂直，下能级的粒子吸收电磁波跃迁至上能级，有

$$h\nu = g\mu_B B \quad (2)$$

$$g = h\nu / \mu_B \cdot B \quad (3)$$

(2) 和 (3) 式分别为电子自旋共振的基本公式和 g 因子的测量公式。跃迁到上能级的粒子以两种不同形式与周围其它粒子交换能量：一种是与其它分子碰撞将能量转变为系统的热运动动能，自旋系统本身的能量下降，这种通过非辐射跃迁从高能态回到低能态的过程，称为自旋—晶格驰豫，产生相应的信号为吸收信号，驰豫过程的特征时间称为纵向驰豫时间 t_1 ；另一种是粒子间相互作用时，高能级粒子将自己的能量转移给另一低能级电子，使它跃迁到高能态，而自己则回到低能态，自旋系统的能量未变，这一物理过程称为自旋—自旋驰豫，也称横向驰豫，其特征时间 t_2 称为横向驰豫时间。所谓驰豫是指上能级粒子通过非辐射跃迁回到低能态。当吸收和驰豫达到平衡时，就产生稳定的吸收信号。

为了观察信号，必须引进扫描磁场，叠加在外磁场之上，扫描磁场 $B_m \cos \omega_m t$ 的振幅 B_m 较小， ω_m 处于音频范围，常取 50—60Hz。由于磁场随时间变化，按照公式 (2) 只有在某一特定 B 值满足共振条件，设直流磁场磁感应强度为 B_0 ，并在 $B_0 + B_0'$ 时共振，则

$$h\nu = g\mu_B (B_0 + B_0') \quad (4)$$

其它 B 概不满足共振条件，如图 4-3。这样，我们可以用示波器观察共振信号。

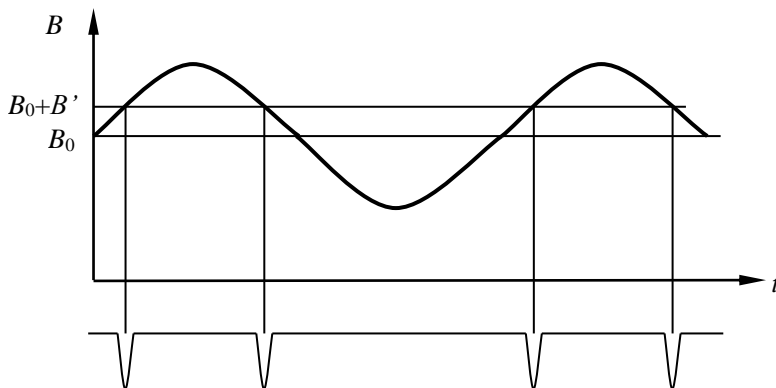


图 3 扫描磁场与吸收信号

本实验中，微波的频率为 9.37GHz 不变，直流磁场主要由永磁铁产生，另外加一个由恒流源产生的直流磁场。因此，直流磁场由两部分组成。恒流源产生的磁场 0—10mT 连

续可调，调到示波器上出现等间隔的信号，直流磁场 B 就是我们要测量的值。
色散信号出现在偏离共振点处，往往在吸收信号边缘处可以观察到。

二、实验内容

实验装置包括永磁铁，ESR 仪，微波系统，示波器和数字式特斯拉计。方框图如图 4。

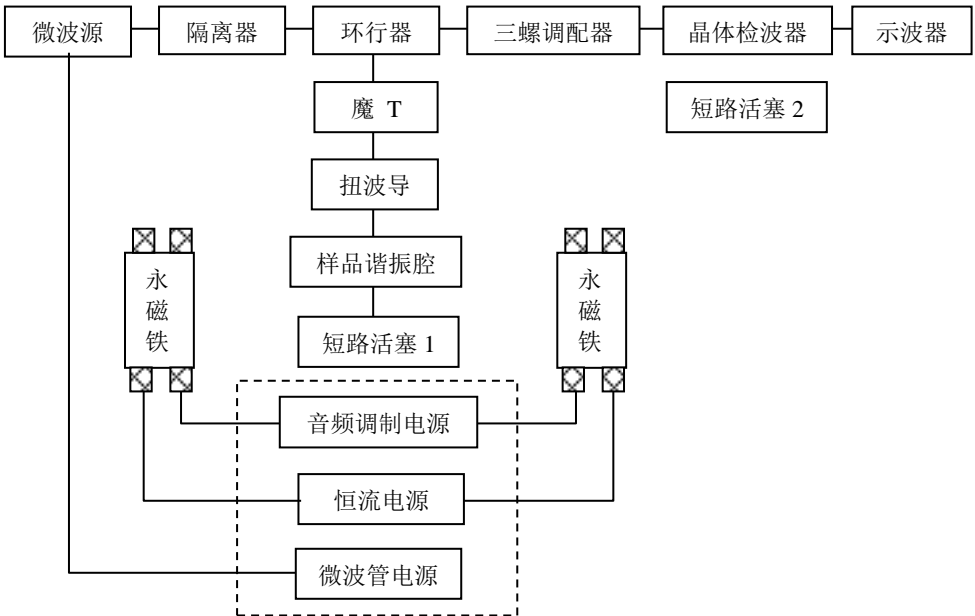


图 4 ESR 实验装置方框图

1、ESR 仪

内部装有微波发射管的电源，音频调制电源和恒流源，分别使微波发射管、音频扫描磁场和直流可调励磁线圈工作。线圈产生的直流磁场 $0\text{—}10\text{mT}$ 范围内连续可调，扫描磁场的幅度也可调节。

2、微波系统

微波的一些基本知识可参阅实验二附录的微波技术部分 1，2，4 节。

(1) 微波传播的路径

微波源是半导体微波发射管，产生 9.37GHz 微波，传向隔离器，隔离器是单向传播的微波元件，微波只能向前传播，不允许前面的微波反过来影响发射管。环行器规定了微波从隔离器出来只能向扭波导方向传播，通过样品腔至短路活塞，在活塞处反射。如果活塞的位置恰当，在矩形波导内将形成驻波。如果驻波的波峰（电场和横向磁场最强处）就在样品位置，共振吸收最强，示波器上出现最强的吸收信号。微波波导中的驻波场分布见实验 2 中的图 2-13。由于驻波的周期性，活塞位置移动 $\lambda_g/2$ ，仍可获得最佳信号。 λ_g 为微波在波导中的波长。

由三个匹配螺钉和检波器构成的波导称为检测臂。三个匹配螺钉厂方已调好，不要对它们调节，最后装一个检波二极管。检测臂端头调节螺丝为活塞 2。由扭波导向后传的微波，通过环行器，只能向检测臂传播，二极管对微波进行检波，产生的直流信号直接反映了微波的强弱，调节活塞 2，改变检测臂内电磁场分布，使检测到的信号最强。从检测臂出来的微波经环行器到隔离器，被隔离器吸收。

(2) 扭波导的作用

由实验 2 的图 2-13 可见，当微波系统调节好后，微波波导内形成驻波且其波峰在样品管处。波峰是指波导管内电场和横向磁场最强处。所谓横向磁场，是指磁场方向平行于波导矩形截面的宽边。根据电子自旋共振的条件，要求微波的磁场方向与外磁场垂直，扭波导的作用就是将波导管转 90° ，使波导的宽边处于竖直位置，以满足共振条件。

(3) 微波系统的调整

将示波器的输入信号置于 DC 档，V/div 放在 0.1~0.5 档，调检测臂的端头活塞 2，使示波器上的水平线处于最高位置，此时检测臂达到了最佳状态。

接着调样品谐振腔端头的短路活塞 1，使示波器上的水平线降到最低位置，此时样品谐振腔中形成了驻波。波导管内所储存的微波能量最大，回输到检测器的能量就相应地降低了，整个微波系统达到了最佳工作状态。

测量时必须用 AC 档，V/div 放到灵敏度最高档（顺时针旋到底）10mV/div。

注意：检测臂上三个调配螺钉严禁调节。

3、永磁铁

永磁铁提供 320mT 左右的固定磁场，为了使中央磁场均匀，磁铁面积很大，要求两磁极的平行度非常好，磁极面要保持清洁。

三、实验内容

- 1、将电子自旋共振仪的直流磁场及扫描磁场旋钮逆时针调到最小，开启 ESR 仪和示波器预热十分钟。
- 2、仔细调节样品位置，使它处在磁场的正中央。
- 3、按实验装置 2（3）节的步骤，将微波系统调至最佳状态。
- 4、将扫描磁场调节旋钮顺时针调到较大的位置，再调直流磁场调节旋钮，示波器上出现吸收信号。观察信号形状随直流磁场增加的变化情况，直到吸收信号之间的距离相等为止，在实验报告中描述。
- 5、细调样品塞端头的活塞 1，检测臂端头的活塞 2，扫描磁场及直流磁场使信号形状最好，幅度最大，间距相等，记下活塞 1 千分尺的刻度值 A_1 ，画出吸收信号波形图。
- 6、继续调活塞 2，观察信号变化情况，并在实验报告中说明，信号消失后继续调节，会第二次出现吸收信号，达到最佳状态时记下活塞位置 A_2 ，则波导波长 λ_g 为

$$\lambda_g = 2 | A_2 - A_1 | \quad (5)$$

$$\text{并与} \quad \frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{(m/a)^2 + (n/b)^2}{4} \quad (6)$$

理论值进行比较。式中 λ_0 为微波在真空中的波长， m 和 n 分别为驻波在宽边和窄边方

向的节点数，其中 $m=1$ ， $n=0$ ， $a=2.29\text{cm}$ 为波导的宽边长度， $b=1.02\text{cm}$ 为窄边长度，并分析一下测量值与理论值的差别。

- 7、测量扫描磁场的振幅 B_m 。利用一个信号分裂成两个信号最后变成等距信号的现象，可以测出 B_m 。
- 8、测量共振时的磁感应强度，并分别给出永磁铁及直流线圈各自的磁感应强度值，计算 DPPH 的朗德因子 g ，与标准值进行比较。
- 9、将样品放在磁场的不同位置，调节 B_m 使其有不同大小，观察信号形状的变化，并作出解释。
- 10、将直流调节旋钮和扫描调节旋钮逆时针调到最小后关机。

四、思考题

- 1、何谓电子自旋共振现象？它存在于哪些物质中？实验中观察共振信号需要哪些条件？
- 2、在什么条件下才能在示波器上看到等间隔共振信号？为什么说这时测得的 B 值才是正确的？
- 3、扭波导在实验中起什么作用？不用它行吗？
- 4、如何测量直流磁场的两个分量和扫描磁场的幅值？

实验 8 高温超导

【实验目的】

1. 学习液氮低温技术；
2. 测量氧化物超导体 YBaCuO 的临界温度，掌握用测量超导体电阻—温度关系测定转变温度的方法。
3. 了解超导体的最基本特性以及判定超导态的基本方法。

【实验原理】

1. 简介

超导电性发现于 1911 年，荷兰科学家翁纳斯 (K. Onnes) 在实现了氦气液化之后不久，利用液氮所能达到的极低温条件，指导其学生 (Gilles Holst) 进行金属在低温下电阻率的研究，发现在温度稍低于 4.2K 时水银的电阻率突然下降到一个很小值。后来有人估计，电阻率的下限为 $3.6 \times 10^{-23} \Omega \cdot \text{cm}$ ，而迄今正常金属的最低电阻率大约为 $10^{-13} \Omega \cdot \text{cm}$ 。与此相比，可以认为汞进入了电阻完全消失的新状态—超导态。我们定义超导体开始失去电阻时的温度为超导转变温度或超导临界温度，通常用 T_c 表示。

超导现象发现以后，实验和理论研究以及应用都有很大发展，但是临界温度的提高一直很缓慢。1986 年以前，经过 75 年的努力，临界温度只达到 23.2K，这一记录保持了差不多 12 年。此外，在 1986 年以前，超导现象的研究和应用主要依赖于液氮作为致冷剂。由于氦气昂贵、液化氦的设备复杂，条件苛刻，加上 4.2K 的液氮温度是接近于绝对零度的极低温区等因素都大大限制了超导的应用。为此，探索高临界温度超导材料成为人们多年来梦寐以求的目标。

1987 年初液氮温区超导体的发现震动了整个世界，人们称之为 20 世纪最重大的科学技术突破之一，它预示着一场新的技术革命，同时也为凝聚态物理学提出了新的课题。

2. 超导特性

超导体有许多特性，其中最主要的电磁性质是：

1. 零电阻现象：当把金属或合金冷却到某一确定温度 T_c 以下，其直流电阻突然降到零，把这种在低温下发生的零电阻现象称为物质的超导电性，具有超导电性的材料称为超导体。电阻突然消失的某一确定温度 T_c 叫做超导体的临界温度。在 T_c 以上，超导体和正常金属都具有有限的电阻值，这种超导体处于正常态。由正常态向超导态的过渡是在一个有

限的温度间隔里完成的，即有一个转变宽度 ΔT_c ，它取决于材料的纯度和晶格的完整性。理想样品的 $\Delta T \leq 10^{-3} K$ 。基于这种电阻变化，可以通过电测量来确定 T_c ，通常是把样品的电阻降到转变前正常态电阻值一半时的温度定义为超导体的临界温度 T_c 。

2. 完全抗磁性：当把超导体置于外加磁场时，磁通不能穿透超导体，而使体内的磁感应强度始终保持为零（ $B \equiv 0$ ），超导体的这个特性又称为迈斯纳（Meissner）效应。

超导体的这两个特性既相互独立又有紧密的联系，完全抗磁性不能由零电阻特性派生出来，但是零电阻特性却是迈斯纳效应的必要条件。

【实验仪器】

如下图所示，将高温超导探测器与仪器主机相连。

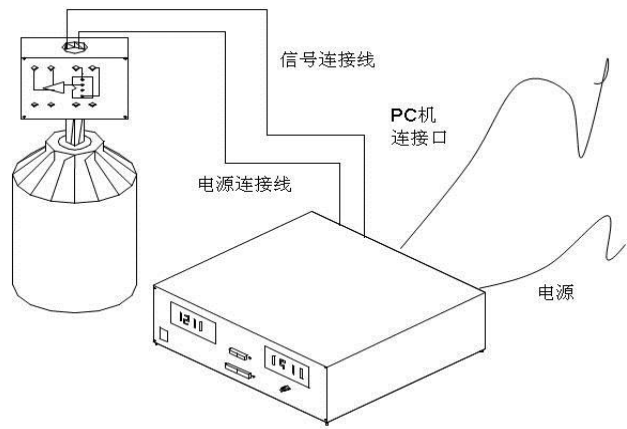


图 1 高温超导转变温度测量装置

【实验过程】

本实验的目的测量超导材料的转变温度，也就是在常气压环境下超导体从非超导态变为超导态时的温度。由于超导材料在超导状态时电阻为零，因此我们可用检测其电阻随温度变化的方法来判定其转变温度。实验中要测电阻及温度二个量。样品的电阻用四引线法测量，通以恒定电流，测量二端的电压信号，由于电流恒定，电压信号的变化即是电阻的变化。

温度用铂电阻温度计测量，它的电阻会随温度变化而变化，比较稳定，线性也较好，实验时通以恒定的 1.00mA，测量温度计两端电压随温度变化情况，从表中可查到其对应的

温度。

温度的变化是利用液氮杜瓦瓶空间的温度梯度来获得。样品及温度计的电压信号，可从数字显示表中读得，也可用 $x-y$ 记录仪记录

1. 样品、探棒与测量仪器用连接线连接起来。
2. 样品连线连接好以后，开启电源，小心地把探测头浸入杜瓦瓶内，待样品温度达到液氮温度后（一般等待 10—15 分钟），观察此时样品出现信号是否处于零附近（因此时温度最低，电阻应为 0，但因放大器噪声也被放大，会存在本底信号）注意此时不能再改变放大倍数，放大倍数档位置应与高温时一致。如果此时电压信号仍很大，与高温时一样，则属不正常，需检查原因。如电阻信号小，与高温时的电阻信号相差大，则可进行数据测量了。
3. 样品温度达到稳定到液氮温度时，记下此时的样品电压及温度电压值，然后把探测头小心地从液氮瓶内提拉到液面上方，温度会慢慢升高，在这变化过程中，温度计的电压信号及样品的电阻信号会同时变化，同时记录这二值，记下 50—60 个数据。作图即可求得转变温度。在过程中要耐心观察，特别在转变温度附近，最好多测些数据。
4. 如时间允许可从高温到低温再测量一次，观察二条曲线是否重合，解析原因。
5. 将本仪器与计算机连接，使用本机提供的专用软件可实时记录样品的超导转变曲线。计算机的连接和所用软件的使用说明详见附录。
6. 实验结束工作：1）实验结束后关掉仪器电流，用热吹风把探测头吹干。2）旋开探测头的外罩，把样品吹干，使其表面干燥无水气。3）用烙铁把样品与样品架连接的四个焊点焊开，取出样品，用滤纸包好，放回干燥箱内，以备下组实验者使用。

【注意事项】

1. 实验操作过程中不要用手直接接触样品表面，要带好手套，以免沾污样品表面。
2. 样品探测头放进液氮杜瓦瓶时应小心地慢慢进行，以免碰坏容器、皮肤不要接触液氮，以免冻伤。万一容器瓶损坏，液氮溢出瓶外室内充满雾气，这时也不要紧张，这是液氮在汽化蒸发，只要不接触到皮肤，就不会冻伤，过了一会挥发完就好了。
3. 灌倒液氮时要小心，不要泼在手上、脚上，其严重灼伤皮肤程度比开水更甚！

4. 超导样品宜长期接触水汽使结构破坏、成分分解，导致超导性能丧失。故做完实验后宜从低温

处取出，用热吹风烘干表面潮气，置于有干燥剂的密封容器中保存，待实验时再取出。

7. 超导电阻转变过程的快慢与杜瓦瓶中的液氮多少有关，一般控制在液氮液面的高度(离底)为6—8cm，其高度可用所附底塑料杆探测估计。

【思考题】

1. 什么叫超导现象？超导材料有什么主要特性？从你的电阻测量实验中如何判断样品进入超导态了？
2. 如何能测准超导样品的温度？
3. 测定超导样品的电阻为什么要用四引线法？
4. 样品电流应调节多大，为什么？
5. 为什么样品必须保持干燥？如何保存样品？
6. 从超导材料进入超导态时 $R=0$ ，你能想象出它有什么应用价值？

实验9 扫描隧道显微镜

【实验原理】

1. 隧道电流

扫描隧道显微镜的工作原理是基于量子力学的隧道效应。对于经典物理学来说，当一粒子的动能 E 低于前方势垒的高度 V_0 时，它不可能越过此势垒，即透射系数等于零，粒子将完全被弹回，如图 1。而按照量子力学的计算，在一般情况下，其透射系数不等于零，也就是说粒子可以穿过比它的能量更高的势垒，这个现象称为隧道效应。它是由于粒子的波动性而引起的，只有在一定的条件下，这种效应才会显著。经计算，透射系数为

$$T \approx \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}} \quad (1)$$

由式中可见，透射系数 T 与势垒宽度 a 、能量差 $(V_0 - E)$ 以及粒子的质量 m 有着很敏感的依赖关系，随着 a 的增加， T 将按指数衰减。因此在宏观实验中，很难观察到粒子隧穿势垒的现象。

扫描隧道显微镜是将原子线度的极细探针和被研究物质的表面作为两个电极，当样品与针尖的距离非常接近时(通常小于 1nm)，在外加电场的作用下，电子会穿过两个电极之间的势垒流向另一电极。隧道电流 I 是针尖的电子波函数与样品的电子波函数重叠的度量，与针尖和样品之间距离 S 和平均功函数 ϕ 有关，即

$$I \propto V_b \exp(-A\phi^{\frac{1}{2}}S) \quad (2)$$

式中 V_b 是加在针尖和样品之间的偏置电压，平均功函数 $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$ ， ϕ_1 和 ϕ_2 分别为针尖和样品的功函数， A 为常数，在真空条件下约等于 1。隧道探针一般采用直径小于 1mm 的细金属丝，如钨丝、铂—铱丝等，被观测样品应具有一定的导电性才可以产生隧道电流。

由(2)式可知，隧道电流强度对针尖和样品之间的距离有着指数的依赖关系，当距离减小 0.1nm，隧道电流即增加约一个数量级。因此，根据隧道电流的变化，我们可以得到样品表面微小的高低起伏变化的信息，如果同时对 $x-y$ 方向进行扫描，就可以直接得到三维的样品表面形貌图。

2. STM 的结构和工作模式

STM 仪器由具有减振系统的 STM 头部、电子学控制系统和包括 A/D 多功能卡的计算机组成，见图 2。头部的主要部件是用压电陶瓷做成的微位移扫描器，在 $x-y$ 方向扫描电压的作用下，扫描器驱动探针在导电样品表面附近作 $x-y$ 方向的扫描运动。与此同时，

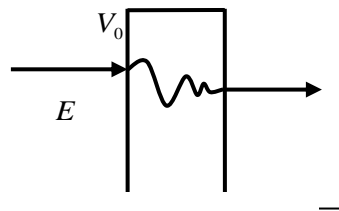


图1 量子力学中的隧道效应

图3 量子力学中的隧道效应

一台差动放大器检测探针与样品间的隧道电流，并把它转换成电压反馈到扫描器，作为探针 z 方向的部分驱动电压，以控制探针作扫描运动时离样品表面的高度。

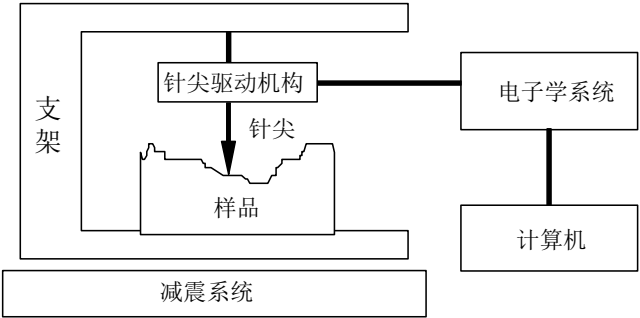


图 2 STM 基本构成

STM 常用的工作模式主要有以下两种：

①恒流模式。如图 3(a)，利用压电陶瓷控制针尖在样品表面 $x-y$ 方向扫描，而 z 方向的反馈回路控制隧道电流的恒定，当样品表面凸起时，针尖就会向后退，以保持隧道电流的值不变。当样品表面凹进时，反馈系统将使针尖向前移动。因此，探针在垂直于样品表面方向上高低的变化就反映出了样品表面的起伏。将针尖在样品表面扫描时运动的轨迹记录并显示出来，就得到样品表面态密度的分布或原子排列的图象。这种工作模式可用于观察表面形貌起伏较大的样品，且可通过加在 z 方向的驱动电压值推算表面起伏高度的数值。恒流模式是一种常用的工作模式，在这种工作模式中，要注意正确选择反馈回路的时间常数和扫描频率。

②恒高模式。如图 3(b)，针尖的 $x-y$ 方向仍起着扫描的作用，而 z 方向则保持绝对高度不变，由于针尖与样品表面的局域高度会随时发生变化，因而隧道电流的大小也会随之明显变化，通过记录扫描过程中隧道电流的变化亦可得到表面态密度的分布。恒高模式的特点是扫描速度快，能够减少噪音和热漂移对信号的影响，实现表面形貌的实时显示。但这种模式要求样品表面相当平坦，样品表面的起伏一般不大于 1nm ，否则探针容易与样品相撞。

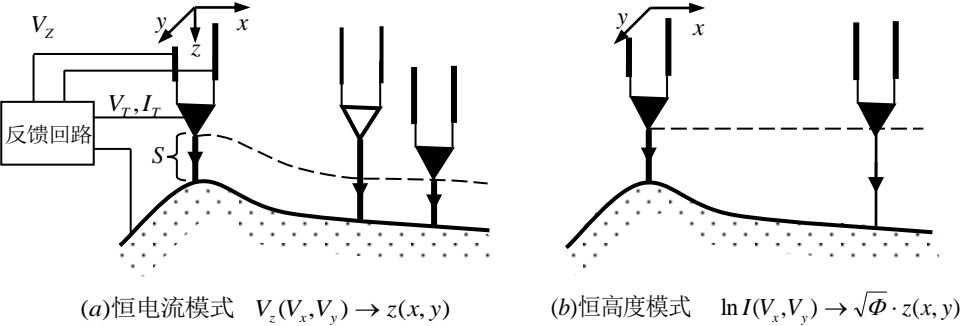


图3 STM 的两种方式

3. 三维扫描控制器

STM 对扫描精度的要求是相当高的,要控制针尖在样品表面如此高精度的扫描,用普通机械的控制显然难以达到要求。目前普遍使用压电陶瓷材料作为 x 、 y 、 z 扫描控制器件,它们能以简单的方式将 $1\text{mV}\sim 100\text{V}$ 的电压信号转换成十几分之一纳米到几微米的位移。

所谓压电现象是指某种类型的晶体在受到机械力发生形变时会产生电场,或给晶体加一电场时晶体会产生物理形变的现象。许多化合物的单晶,如石英等都具有压电性质,但目前广泛采用的是多晶陶瓷材料,例如钛酸锆酸铅(简称 PZT)和钛酸钡等。压电陶瓷材料与压电晶体不同,它必须经过极化处理后才能具备压电特性。

图4 为单管压电陶瓷管,陶瓷管外部的电极分成面积相等的四份,管子内壁为一体化电极。在陶瓷管外部的一块电极上施加电压,管子的这一部分就会伸展或收缩(由电压的正负和压电陶瓷的极化方向决定),这导致陶瓷管向垂直与管轴的方向弯曲。通过在相邻的两个电极上按一定顺序施加电压就可实现 $x-y$ 方向的相互垂直移动。在 z 方向的运动是通过在管子内壁电极施加电压使管子整体收缩实现的。管子外壁的另外两个电极可同时施加相反符号的电压使管子一侧膨胀,相对的另一侧收缩,增加扫描范围。

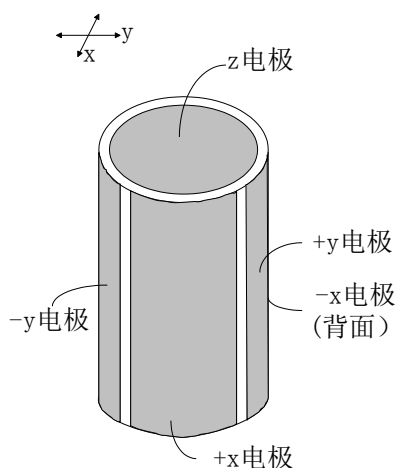


图4 单管压电陶瓷管

4. STM 针尖的制备

隧道针尖的制备是 STM 技术中要解决的主要问题之一。针尖的大小、形状和化学同一性不仅影响着图象的分辨率和形状,而且也影响着测定的电子态。针尖的宏观结构应使得针尖具有高的弯曲共振频率,从而减小相位滞后,提高采集速度。如果针尖的最尖端只有一个稳定的原子而不是有多重针尖,那么隧道电流就会很稳定,而且能够获得原子级分辨率的图象。针尖的化学纯度高,就不会涉及系列势垒。例如,针尖表面若有氧化层,则其电阻可能会高于隧道间隙的阻值,从而导致在针尖和样品之间产生隧道电流之前,二者就发生碰撞。

由于钨针尖能够满足 STM 仪器刚性的要求,因而被广泛地使用。但由于钨针尖在水溶液中或暴露在空气中时,容易形成表面氧化物(通常是 WO_3),因此在真空中使用前,最好在超高真空系统中进行蒸发,在空气使用前,通过退火或使用离子研磨技术中的溅射等方法除去针尖表面的氧化层。为了得到锐利的针尖,通常用电化学腐蚀法处理金属钨丝。

与钨相比,铂材料虽软,但不易被氧化。在铂中加入少量铱(例如铂铱的比例为 80% :

20%)形成的铂铱合金丝,除了不易被氧化外,刚性也得到了增强,故现在常用铂铱合金作为隧道针尖材料。为了得到锐利的针尖,通常对铂铱合金丝用机械剪切方法成型。

5. STM 的减振

由于 STM 工作时的针尖与样品间距一般小于 1nm,同时由(2)式可见,隧道电流与隧道间距成指数关系,因此任何微小的振动,例如由说话的声音和人的走动所引起的振动,都会对仪器的稳定性产生影响。许多样品,特别是金属样品,在 STM 的恒流工作模式中,观察到的表面起伏通常为 0.01nm。因此 STM 仪器应具有良好的减震效果,一般由振动所引起的隧道间距变化必须小于 0.001nm。

建筑物一般在 10~100 Hz 频率之间摆动,当实验室附近的机器工作时,可能激发这些振动。通风管道、变压器和马达所引起的振动在 6~65 Hz 之间,房屋骨架、墙壁和地板一般在 15~25 Hz 易产生与剪切和弯曲有关的振动。实验室工作人员所产生的振动(如行走)频率在 1~3Hz 范围。因此,STM 减震系统的设计应主要考虑 1~100Hz 之间的振动。

隔振的方法主要靠提高仪器的固有振动频率和使用振动阻尼系统。目前常用的减震系统采用合成橡胶缓冲垫、弹簧(或橡胶带)悬挂以及磁性涡流阻尼等三种综合减震措施来达到减震目的。扫描隧道显微镜的底座常采用金属板(或大理石)和橡胶垫叠加的方式,用来降低大幅度冲击振动所产生的影响,其固有阻尼一般是临界阻尼的十分之几甚至百分之几。除此之外,对探测部分采用弹簧悬吊的方式,金属弹簧的弹性系数小,共振频率较低(约 0.5Hz),但其阻尼小,常常要附加其它减震措施。在一般情况下,以上两种减震措施基本上能够满足扫描隧道显微镜的减震要求。对仪器性能要求较高时,还可以配合诸如磁性涡流阻尼等其它减震措施。测量时,探测部分(探针和样品)通常罩在金属罩内,金属罩的作用主要是对外界的电磁扰动、空气振动等干扰信号进行屏蔽,提高探测的准确性。

【实验仪器】

NanoView-I 型扫描隧道显微镜, Pt-Ir 金属探针, 光栅样品(1 μm), 金属膜(团簇)样品, 高序石墨(HOPG)样品等。

NanoView-I 型扫描隧道显微镜是面向教学实验开发的新型实验装置。

1. 头部系统

STM 头部系统如图 5 所示。扫描系统采用压电陶瓷管作为扫描器,样品固定在扫描器上,样品相对于探针作扫描运动。支撑系统包括基座、三根钢柱、悬吊支架和三只挂脚构成的托架系统。驱进系统由双手动螺旋测微头和一只精密步进马达顶杆(可手调也可计算机控制)组成,三点支撑针块并控制样品与针尖距离。防振系统采用三根弹簧吊住底盘,靠弹簧衰减由基座传入的振动。

2. 电子学控制系统

STM 电子学控制系统(见图 5)的核心是一个无静态差动反馈回路,控制隧道结间距变化。在恒流工作模式中其基本过程是首先测出隧道电流并转换成电压,然后与参考电流比较,经过差动放大后再输入积分器,由积分器输出控制扫描管 z 方向的伸缩,使得隧道电

流恒定在预设的工作点上。由于反馈系统是一种高增益电路，隧道电流又在纳安的数量级，很容易受到外界的干扰，因此对系统要进行很好的屏蔽。

【软件系统】

STM 软件系统采用 Windows95/98 为操作界面，具有使用方便的菜单和工具箱，图象的存储可以采用多种格式，最大分辨率可达到 512×512，系统包括实时采集控制、离线分析处理、文件处理、调色板四大模块。在主控命令条中使用相应的按键就可以启动相应的模块，各模块之间可以任意切换。

实时采集控制提供马达开/关、单步进/单步退、自动驱进/自动脱离等马达控制功能，提供任意角度扫描、定标、局域等功能。

离线分析处理提供图像浏览、缩放、线三维、表面三维等多种显示功能，提供斜面校正、平滑、卷积滤波、FFT、边缘增强、反转、两维行平均等图像处理手段，可对图像进行粗糙度、模糊度、剖面线分析及距离和高度定标。

调色板系统包含 16 种调色板设定，任一种调色板均可由用户在 R、G、B 三分量上无级编辑，每一种调色板均包含灰度与彩，信息可任意切换。

文件处理提供实时的屏幕硬拷贝功能，可保存当前任意区域的屏幕内容，提供标准图像格式输出，输出图象可为其它任何通用图像处理软件所识别与处理，以使用户编辑、排版、打印。

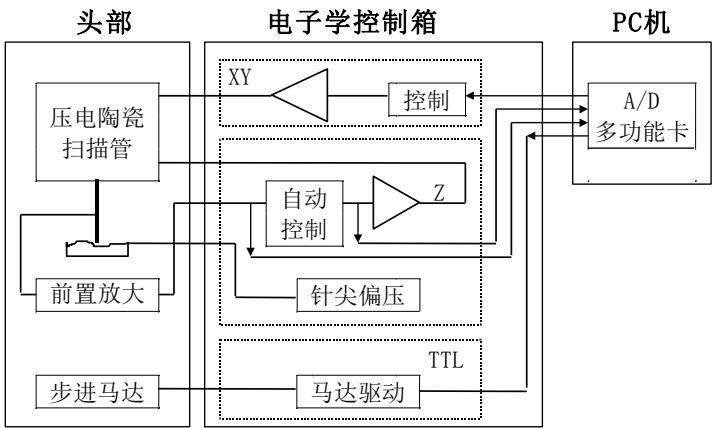


图 5 STM 电子学控制系统

【实验内容】

1. 准备和安装样品、针尖

将一段长约 3 厘米的铂铱合金丝放在丙酮中洗净，取出后用经丙酮洗净的剪刀剪尖，再放入丙酮中洗几下(在此后的实验中千万不要碰到针尖!)。将探针后部略弯曲，插入 STM 头部的金属管中固定，针尖露出头部约 5 毫米。

将样品放在样品座上，应保证良好的电接触。将下部的两个螺旋测微头向上旋起，然后把头部轻轻放在支架上(要确保针尖与样品间有一定的距离)，头部的两边用弹簧扣住。小心地细调螺旋测微头和手动控制电机，使针尖向样品逼近，用放大镜观察，在针尖和样

品相距约 0.5~1mm 处停住。

2. 光栅样品图像扫描

运行 STM 的工作软件，单击“在线扫描”，出现“STM 扫描控制”控制界面。

选择“马达控制”，“隧道电流”置为 0.3~0.4nA，“针尖偏压”置为 250mV，“积分”置为 3.0，调节 Z 偏压使 Z 电压为 -180~-182V，点击“自动进”。马达自动停止后，点击“单步进”，直到“Z 电压”趋近于 0 附近。

进入“增强设置”，选择“高度”和“图像”。“扫描量程”置为 150V，“采样数”置为 256，“放大倍数”置为 1，“针尖偏压”置为 50~70mV，“隧道电流”为 0.5nA，“扫描范围”约为 5 微米，同时选择“连续扫描”，“斜面校正”，然后单击“扫描”。点击“调色板适应”以便得到合适的图像对比度。调整扫描角度和扫描速度，同时也可微调面板上的“积分”旋钮(反馈速度)，直到获得满意的图像为止。

扫描结束后一定要将针尖退回！“马达控制”用“自动退”，然后关掉马达和控制箱。

3. 图像处理

(1) 平滑处理：将像素与周边像素作加权平均；

(2) 斜面校正：选择斜面的一个顶点，以该顶点为基点，线性增加该图像的所有像素值，可多次操作；

(3) 中值滤波：对当前图像作中值滤波；

(4) 傅立叶变换：对当前图像作 FFT 滤波，此变换对图像的周期性很敏感，在作原子图像扫描时很有用；

(5) 边缘增强：对当前图像作边缘增强，使图像具有立体浮雕感；

(6) 图像反转：对当前图像作黑白反转；

(7) 三维变换：使平面图像变换为立体三维图像，形象直观。

4. 高序石墨原子(HOPG)图像的扫描(选做)

在上面实验的基础上，可进一步扫描石墨表面的碳原子。用一段透明胶均匀地按在石墨表面上，小心地将其剥离，露出新鲜石墨表面，保证样品台和样品座之间有良好的电接触。“隧道电流”置于 1nA，“针尖偏压”置于 70~100mV，“扫描量程”置于 2 或 1，在扫描过程中逐渐减小扫描范围，增加放大倍率，并注意避开由于解理所带来的原子台阶，并细心地维持 AD 平衡接近零，仔细调整扫描角度、反馈速度和扫描速度，这样扫描约 20 分钟，待其表面达到新的热平衡后，可以得到比较理想的石墨原子排列图像。

【思考题】

1. 恒流模式和恒高模式各有什么特点？
2. 不同方向的针尖与样品间的偏压对实验结果有何影响？
3. 隧道电流设置的大小意味着什么？
4. 若隧道电流能在 2% 范围内保持不变，试估算样品表面高度测量的误差。

实验 10 空气折射率的测量

空气折射率是空气光学性质的一个基本参量。本实验利用分离光学元件自行组装一台迈克尔逊干涉仪，用其测定空气的折射率。

一、实验目的

- 1、学习利用分离光学元件组装迈克尔逊干涉仪；
- 2、掌握用迈克尔逊干涉仪测气体折射率的原理和方法。

二、实验原理

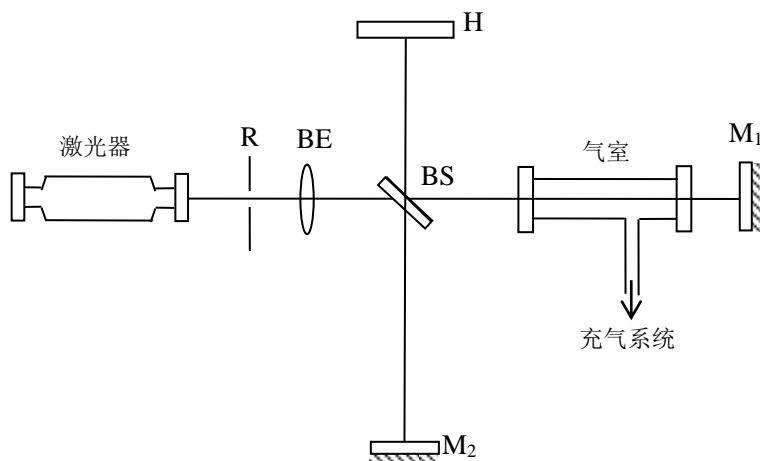


图 10.1 迈克尔逊干涉仪测空气折射率原理图

如图 10.1，由 He-Ne 激光器发出的光束经分束镜 BS 分成两束，各经平面镜 M_1 、 M_2 反射后又经 BS 重新会合于毛玻璃屏 H。在激光器前置小孔光阑 R 和扩束镜 BE，则在 P 处可见到非定域干涉圆环条纹，在一个光臂中插入一长度为 l 的气室，重新调出非定域干涉圆环条纹。

在测定空气折射率实验中，设气室内空气柱长度为 l ，气室内空气压力改变了 Δp ，折射率随之改变了 Δn ，就会导致光经过气室的光程变化 $\delta = 2l\Delta n$ ，引起干涉圆环“陷入”或“冒出” N 条。则

$$\begin{aligned}\delta &= 2\Delta n l = N\lambda \\ \Delta n &= N\lambda / 2l\end{aligned}\tag{10-1}$$

若将气室抽真空（室内压强近似于零，折射率 $n=1$ ），再向室内缓慢充气，同时计数干涉环变化数 N ，由公式（10-1）可计算出不同压强下折射率的改变值 Δn ，则相应压强下空气折射率

$$n = 1 + \Delta n$$

若采取打气的方法增加气室内的粒子（分子和原子）数量，根据气体折射率的改变量与单位体积内粒子数改变量成正比的规律，可求出相当于标准状态下的空气折射率 n_0 。对有确定成分的干燥空气来说，单位体积内的粒子数与密度 ρ 成正比，于是有

$$\frac{n-1}{n_0-1} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (10-2)$$

式中 ρ_0 是空气在热力学标准状态下（ $T_0=273\text{K}$, $p_0=101,325\text{ Pa}$ ）下的密度， n_0 是相应状态下的折射率； n 和 ρ 是相对于任意温度 T 和压强 p 下的折射率和密度。

联系理想气体的状态方程，有

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{pT_0}{p_0T} = \frac{n-1}{n_0-1} \quad (10-3)$$

若实验中 T 不变，对上式求 p 的变化所引起的 n 的变化，则有

$$\Delta n = \frac{n_0-1}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \Delta p \quad (10-4)$$

因 $T = T_0(1 + \alpha t)$ （其中 α 是相对压力系数，等于 $1/273.15 = 3.661 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ， t 是摄氏温度，即室温），代入式（10-4）有

$$\Delta n = \frac{n_0-1}{p_0} \cdot \frac{\Delta p}{(1 + \alpha t)}$$

于是

$$n_0 = 1 + p_0(1 + \alpha t) \frac{\Delta n}{\Delta p} \quad (10-5)$$

将式（10-1）代入（10-5）得

$$n_0 = 1 + p_0(1 + \alpha t) \frac{\lambda}{2l} \cdot \frac{N}{\Delta p} \quad (10-6)$$

测出若干不同的 Δp 所对应的干涉环变化数 N ， $N - \Delta p$ 关系曲线的斜率即为 $N / \Delta p$ 。 p_0

和 α 为已知， t 见温度计显示， λ 和 l 为已知，一并代入式（10-6）即可求得相当于热力学标准状态下的空气折射率。

根据式 (10-3) 求得 p_0 代入式 (10-4), 经整理, 并联系式 (10-1), 即可得

$$n = 1 + \frac{N\lambda}{2l} \cdot \frac{p}{\Delta p} \quad (10-7)$$

其中的环境气压 p 从实验室的气压计读出, 根据 (10-7) 式, 通过实验即可测得实验环境下的空气折射率。

三、实验装置

- | | |
|-------------------|--------------------|
| 1: He-Ne 激光器 L | 11: 气室 AR |
| 2: 激光器架 (SZ-42) | 12: 二维调节架 (SZ-19) |
| 3: 二维架 (SZ-07) | 13: 二维平移底座 (SZ-02) |
| 4: 扩束器 BE | 14: 二维架 (SZ-07) |
| 5: 升降调整座 (SZ-03) | 15: 平面镜 M_1 |
| 6: 二维平移底座 (SZ-02) | 16: 升降调节座 (SZ-03) |
| 7: 分束器 BS | 17: 通用底座 (SZ-04) |
| 8: 通用底座 (SZ-04) | 18: 平面镜 M_2 |
| 9: 白屏 H | 19: 二维架 (SZ-07) |
| 10: 干版架 (SZ-12) | 20: 升降调节座 (SZ-03) |

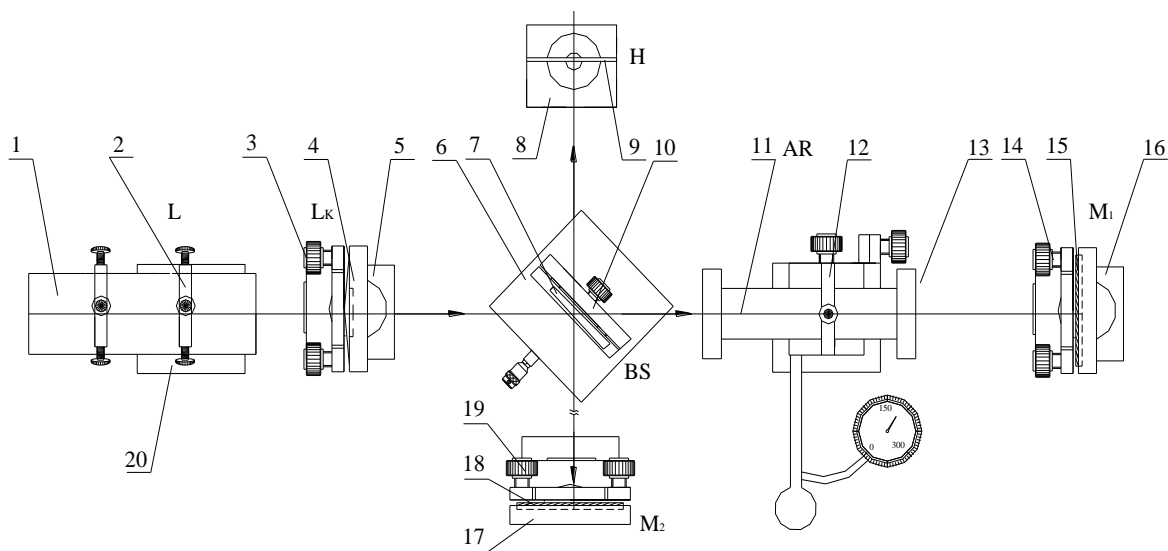


图 10.2 实验装置示意图

四、实验内容

1. 将各器件夹好，靠拢，调等高。
2. 调激光光束平行于台面，按图 10.2 所示，组成迈克尔逊干涉光路（暂不用扩束器）。
3. 调节反射镜 M_1 和 M_2 的倾角，直到屏上两组最强的光点重合。
4. 加入扩束器，经过微调，使屏上出现一系列干涉圆环。
5. 紧握橡胶球反复向气室充气，至血压表满量程（40kPa）为止，记为 Δp 。
6. 缓慢松开气阀放气，同时数出干涉圆环变化数 N （可估计出一位小数），至表针回零。
7. 计算实验环境的空气折射率

$$n = 1.0000 + \frac{N\lambda}{2l} \times \frac{p_{\text{amb}}}{\Delta p}$$

其中激光波长 λ 和气室长度 l 为已知，环境气压 p_{amb} 从实验室的气压计读出。

8. 重复步骤 5、6、7，测量 10 组数据取平均，求出空气的折射率。

五、注意事项

1. 激光属强光，不要让激光直接照射眼睛。
2. 不得用手直接接触光学元件。
3. 充气阀门不要用力旋转，以免损坏。
4. 向气室充气时，不可超出其量程。

实验 11 A 类超声诊断与超声特性综合实验

【引言】

超声学是声学的一个分支，它主要研究超声的产生方法和探测技术、超声在介质中的传播规律、超声与物质的相互作用，包括在微观尺度的相互作用以及超声的众多应用。超声的用途可分为两大类，一类是利用它的能量来改变材料的某些状态，为此需要产生比较大能量的超声，这类用途的超声通常称为功率超声，如超声加湿、超声清洗、超声焊接、超声手术刀、超声马达等等；另一类是利用它来采集信息，超声波测试分析包括对材料和工件进行检验和测量，由于检测的对象和目的不同，具体的技术和措施也是不同的，因而产生了名称各异的超声检测项目，如超声测厚、超声发射、超声测硬度、测应力、测金属材料的晶粒度及超声探伤等。

一、【实验目的】

1. 了解超声波产生和发射的机理；
2. 测量水中声速或测量水层厚度；
3. 测量固体中声速；
4. 超声定位诊断实验；
5. 测试超声实验仪器对于铝合金材料的分辨力；
6. 利用脉冲反射法进行超声无损探伤实验。

二、【实验原理】

超声波是指频率高于 20KHz 的声波，与电磁波不同，它是弹性机械波，不论材料的导电性、导磁性、导热性、导光性如何，只要是弹性材料，它都可以传播进去，并且它的传播与材料的弹性有关，如果弹性材料发生变化，超声波的传播就会受到干扰，根据这个扰动，就可了解材料的弹性或弹性变化的特征，这样超声就可以很好地检测到材料特别是材料内部的信息，对某些其它辐射能量不能穿透的材料，超声更显示出了这方面的实用性。与 X 射线、 γ 射线相比，超声的穿透本领并不优越，但由于它对人体的伤害较小，使得它的应用仍然很广泛。

产生超声波的方法有很多种，如热学法、力学法、静电法、电磁法、磁致伸缩法、激光法以及压电法等等，但应用得最普遍的方法是压电法。压电效应：某些介电体在机械压

力的作用下会发生形变，使得介电体内正负电荷中心相对位移以致介电体两端表面出现符号相反的束缚电荷，其电荷密度与压力成正比，这种由“压力”产生“电”的现象称为正压电效应；反之，如果将具有压电效应的介电体置于外电场中，电场会使介质内部正负电荷中心位移，从而导致介电体发生形变，这种由“电”产生“机械形变”的现象称为逆压电效应，逆压电效应只产生于介电体，形变与外电场呈线性关系，且随外电场反向而改变符号。压电体的正压电效应与逆压电效应统称为压电效应。如果对具有压电效应的材料施加交变电压，那么它在交变电场的作用下将发生交替的压缩和拉伸形变，由此而产生了振动，并且振动的频率与所施加的交变电压的频率相同，若所施加的电频率在超声波频率范围内，则所产生的振动是超声频的振动，若把这种振动耦合到弹性介质中去，那么在弹性介质中传播的波即为超声波，这利用的是逆压电效应。若利用正压电效应，可将超声能转变成电能，这样就可实现超声波的接收。

超声探头：把其它形式的能量转换为声能的器件，亦称为超声波换能器。在超声波分析测试中常用的换能器既能发射声波，又能接收声波，称之为可逆探头。在实际应用中要根据需要使用不同类型的探头，主要有：直探头，斜探头，水浸式聚焦探头，轮式探头，微型表面波探头，双晶片探头及其它型式的组合探头等。本实验仪器采用的是直探头。

超声波的分类。按振动质点与波传播方向的关系可分为纵波和横波：当介质中质点振动方向与超声波的传播方向平行时，称为纵波；当介质中质点振动方向与超声波传播方向垂直时，称为横波。按波阵面的形状可分为球面波和平面波。按发射超声的类型可分为连续波和脉冲波。本实验仪器直探头发出来的是纵波、平面波、脉冲波，脉冲频率为 2.5MHz。

超声的衰减。超声在介质中传播时，其声强将随着距离的增加而减弱。衰减的原因主要有两类，一类是声束本身的扩散，使单位面积中的能量下降。另一类是由于介质的吸收，将声能转化为热能，而使声能减少。

超声波的反射。如果介质的声阻抗相差很大，比如说声波从固体传至固气界面或从液体传至液气界面时将产生全反射，因此可以认为声波难以从固体或液体中进入气体。

超声回波信号的显示方式。主要有幅度调制显示（A 型）和亮度调制显示及两者的综合显示，其中亮度调制显示按调制方式的不同又可分为 B 型、C 型、M 型、P 型等。A 型显示是以回波幅度大小表示界面反射的强弱，即在荧光屏上以横坐标代表被测物体的深度，纵坐标代表回波脉冲的幅度，横坐标有时间或距离的标度，可借以确定产生回波的

界面所处的深度。本实验仪器采用的显示方式即 A 型。

超声的生物效应、机械效应、温热效应、空化效应、化学效应等几种效应对人体组织有一定的伤害作用,必须重视安全剂量。一般认为超声对人体的安全阈值为 $100\text{ mW}/\text{cm}^2$ 。本仪器小于 $10\text{ mW}/\text{cm}^2$, 可安全使用。

● 医用 A 类超声

医用 A 类超声波是按时间顺序将信号转变为显示器上位置的不同来分析人体组织的位置、形态等。这项技术可用于人体腹腔内器官位置及厚度的测量与颅脑的占位性病变的分析诊断。如图 11.1 所示, 超声波从探头发射, 先后经过腹外壁, 腹内壁, 脏器外壁, 脏器内壁, t 为探头所探测到的回波信号在示波器时间轴上所显示的时间, 即超声波到达界面后又返回探头的时间。若已知声波在腹壁中的传播速度 u_1 、腹腔内的传播速度 u_2 与在脏器壁的传播速度 u_3 , 则可求得腹壁的厚度为:

$$d_1 = u_1(t_2 - t_1)/2 \quad (11.1)$$

脏器距腹内壁的距离为:

$$d_2 = u_2(t_3 - t_2)/2 \quad (11.2)$$

脏器的厚度为:

$$d_3 = u_3(t_4 - t_3)/2 \quad (11.3)$$

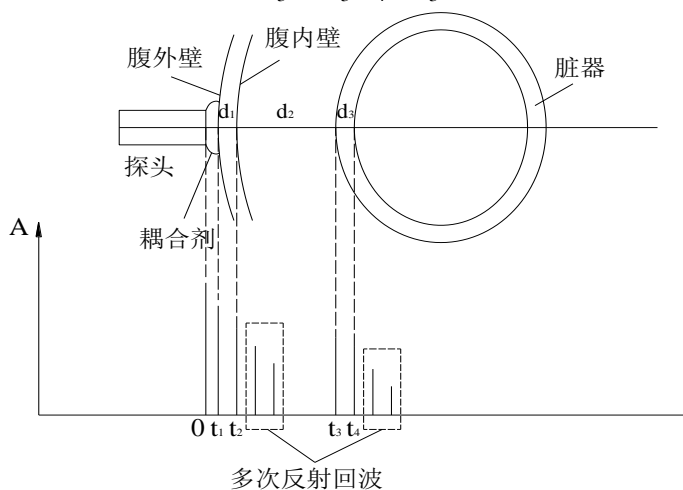


图 11.1 A 类超声诊断原理图

● 超声脉冲反射法探伤

对于有一定厚度的工件来说, 若其中存在缺陷, 则该缺陷处会反射一与工件底部声程

不同的回波，一般称之为缺陷回波。如图 2 为一存在裂缝缺陷的工件。

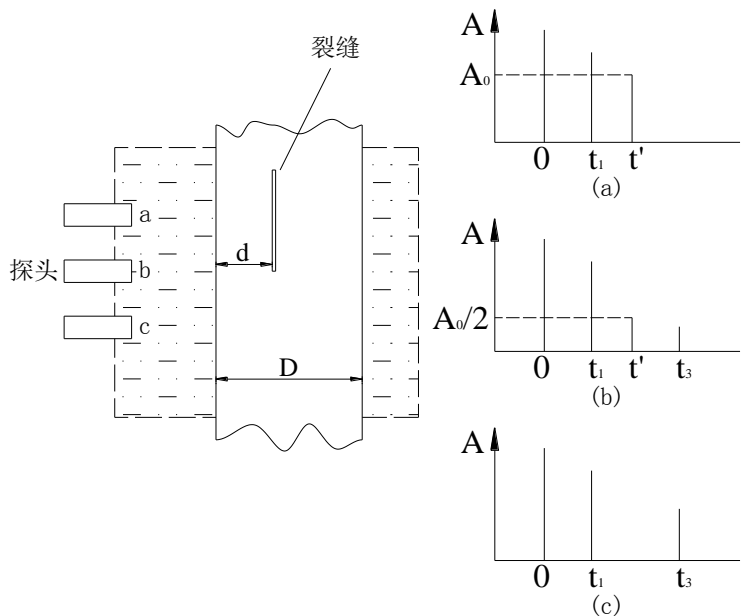


图 11.2 超声脉冲反射法探伤原理图

图 11.2 中 (a)、(b)、(c) 分别反映了同一超声探头在 a、b、c 三个不同位置时的反射情况。在位置 a 时，超声信号被缺陷完全反射，此时缺陷回波的高度为 A_0 ；在位置 c 时，该处不存在缺陷，回波完全由工件底面反射；而在位置 b 时，由于超声信号一半由缺陷反射，一半由工件底面反射，缺陷回波的高度降为 $A_0/2$ ，此处即为缺陷的边界——这种确定缺陷边界的方法称为半高波法。测量出工件的厚度 D ，分别记录工件表面、底面及缺陷处回波信号的时间 t_1 、 t_2 、 t' ，再利用半高波法，就可得到工件中缺陷的深度 d 及其位置。

超声探头本身的频率特征及脉冲信号源的性质等条件决定了超声波探伤具有时间上的分辨率，该分辨率反映在介质中即为区分距离不同的相邻两缺陷的能力，称为分辨力。能区分的两缺陷的距离愈小，分辨力就愈高。

三、【实验装置】

该实验主要由 FD-UDE-B 型 A 类超声诊断与超声特性综合实验仪主机、数字示波器（选配）、有机玻璃水箱、配件箱（样品架两个，横向导轨一个，横向滑块一个，铝合金、冕玻璃、有机玻璃样品按高度不同各两个，分辨力测试样块一个，探伤实验用工件样块一个

等) 组成。如图 11.3 所示:



图 11.3 A 类超声诊断与超声特性综合实验装置

其中实验主机面板如图 11.4 所示:

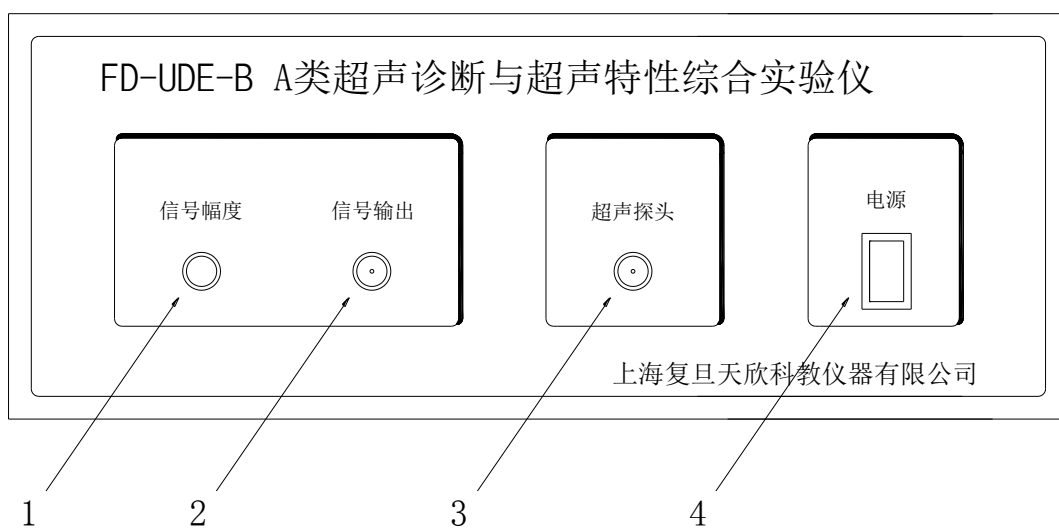


图 11.4 A 类超声诊断与超声特性综合实验仪主机面板示意图

1. 信号幅度: 调节信号幅度的旋钮;
2. 信号输出: 接示波器;
3. 超声探头: 接超声探头;
4. 电源开关。

主机内部工作原理见下面框图：

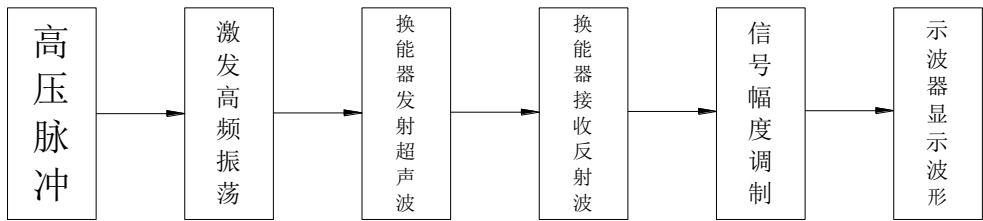


图 11.5 主机内部工作原理框图

仪器的工作原理：电路发出一个高速高压脉冲至换能器，这是一个幅度呈指数形式减小的脉冲。此脉冲信号有两个用途：一是作为被取样的对象，在幅度尚未变化时被取样处理后输入示波器形成始波脉冲；二是作为超声振动的振动源，即当此脉冲幅度变化到一定程度时，压电晶体将产生谐振，激发出频率等于谐振频率的超声波（本仪器采用的压电晶体的谐振频率点是 2.5MHz ）。第一次反射回来的超声波又被同一探头接收，此信号经处理后送入示波器形成第一回波，根据不同材料中超声波的衰减程度、不同界面超声波的反射率，还可能形成第二回波等多次回波。

四、【技术指标】

- | | |
|------------|--------------------------------------|
| 1. 探测方式： | 单探头收发一体 |
| 2. 工作频率： | 2.5MHz |
| 3. 发射脉冲振幅： | 大于 300V （峰峰值） |
| 4. 输出脉冲宽度： | 小于 $5\mu\text{s}$ |
| 5. 探头盲区： | 小于 0.5cm |
| 6. 探测深度： | 水中小于 100cm |
| 7. 外接电源： | $220\text{V} \pm 10\%$ 50Hz |
| 8. 消耗功率： | 50W |

五、【注意事项】

1. 需选配 20M （最低配置）双踪数字存储示波器；
2. 数字存储示波器应使用其配套探头，否则会使波形失真，影响读数精度；

3. 若要在空气中进行测量，探头与探测物间要涂上声耦合剂，常用的耦合剂为对人体无刺激性且不易流失的油类，如：甘油、蓖麻油、石蜡油等；
4. 超声探头处有 380V 高压，请使用有绝缘保护的 Q9 线连接超声波探头与实验主机，严禁手碰高压，插、拔芯片一定要关闭电源；
5. 实验结束后请将样品擦干放于附件箱内。

六、【实验内容】

1. 准备工作：在有机玻璃水箱侧面装上超声波探头后注入清水，至超过探头位置 1cm 左右即可（所有）。由于水是良好的耦合剂，下列实验均在水中进行。探头另一端与仪器“超声探头”相接。“信号输出”通过 Q9 线与示波器的 CH1 或 CH2 相连。示波器调至交流信号档，使用上升沿触发方式，并找到一适当的触发电平使波形稳定。
2. 将任一圆柱样品固定在样品架上，把样品架搁在导轨上并微调样品架使反射信号最大。移动样品架至水箱中的不同位置，测出每个位置下超声探头与样品第一反射面间超声波的传播时间，可每隔 2cm 测一个点，将结果作 $X-t/2$ 的线性拟合，根据拟合系数求出水中的声速，与理论值比较。注意实验时有时能看到水箱壁反射引起的回波，应该分辨出来并且舍弃之。
3. 测量样品中超声波传播的速度：将某种材料的圆柱样品固定在样品架上，把样品架搁在导轨上并微调样品架使反射信号最大。测出样品第一反射面的回波与第二反射面的回波的时间差的一半 $\frac{t_2 - t_1}{2}$ ，量出样品长度 d ，算出速度。每种材料都有两个不同长度的样品，可分别对不同长度的样品进行多次测量并取平均值。
4. 模拟人体脏器进行超声定位诊断：使样品 1 与探头相隔一小段距离，作为腹壁，样品 2 与样品 1 相隔一定距离，作为内脏，这样便形成了与图 1 相似的探测环境，从而模拟超声定位诊断测量环境。测量中要注意鉴别超声波在样品间或样品内部多次反射形成的回波。（由于有机玻璃对超声波衰减较大，样品宜采用冕玻璃或铝合金）。已知铝合金中的声速 $v_{\text{铝合金}} = u_1 = 6250 \text{ m/s}$ ，水中的声速 $v_{\text{水}} = u_2 = 1464 \text{ m/s}$ ，冕玻璃中的声速 $v_{\text{冕玻璃}} = u_3 = 5898 \text{ m/s}$

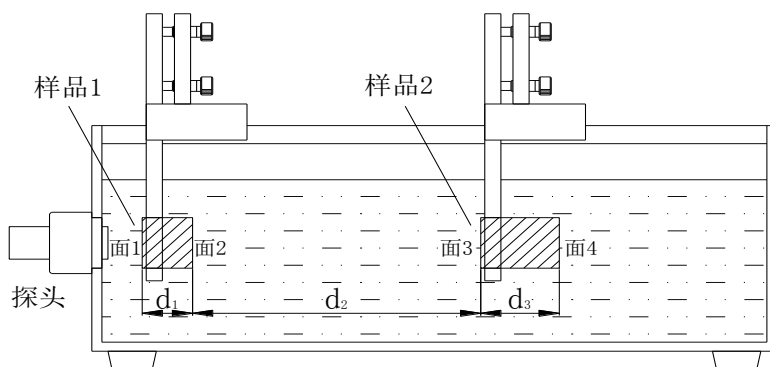


图 11.6 超声定位诊断模拟实验的装置图

5. 分辨力测量实验：实验中，将分辨力样块通过两个手拧螺丝固定在横向滑块的底部，搁置在横向导轨的中间位置，使超声探头能够透过样块前表面探测到后表面中间台阶左右不同声程的信号。

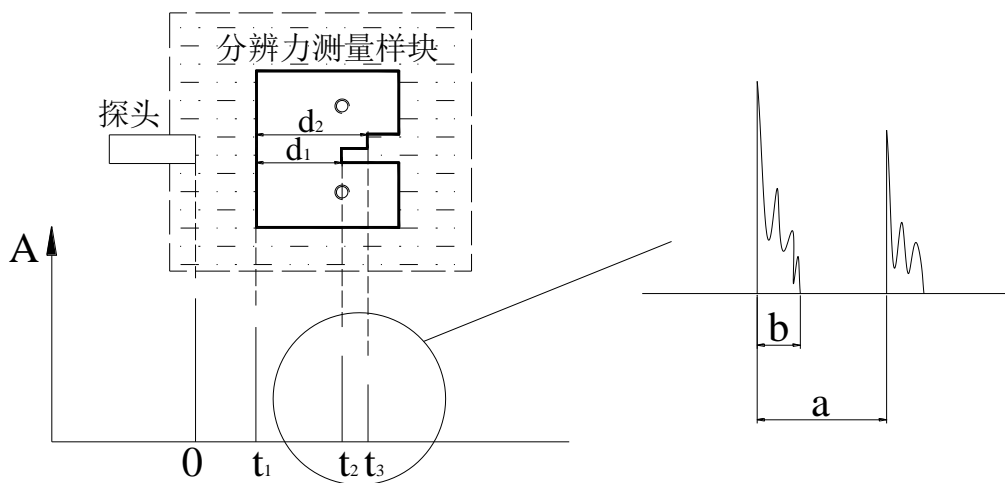


图 11.7 测量超声实验仪器对于铝合金材料的分辨力

如图 11.7，测量出 d_1 、 d_2 的距离，从示波器上读出 a 和 b 的宽度，代入公式：

$$F = (d_2 - d_1) \frac{b}{a} \quad (11.4)$$

即可计算出仪器对于该种介质的分辨力 F 。

6. 超声脉冲反射法探伤：

配件箱中提供了一块铝合金工件样块，样块中有不同深度的两条细缝，配合横向滑块与导轨，可用于进行超声探伤测量。（计算公式请同学自行推导）

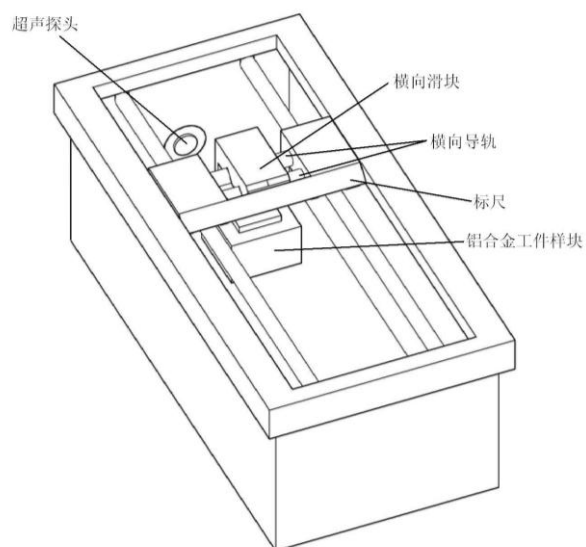


图 11.8 超声脉冲反射法探伤实验装置图

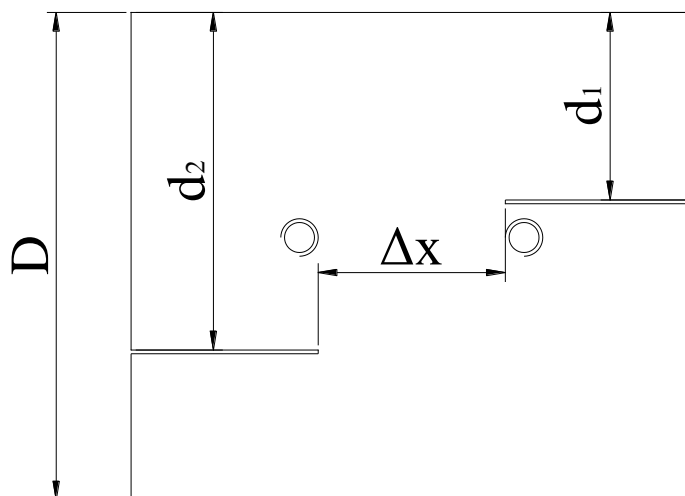


图 11.9 铝合金工件样块

七、【实验数据记录】

1. 测量水中声速。记录数据和处理结果，并作出 $X-t/2$ 曲线，求得水中声速，并与理论值比较。

X / cm						
$t / \mu s$						
$\frac{t}{2} / \mu s$						
X / cm						
$t / \mu s$						
$\frac{t}{2} / \mu s$						

2. 测量冕玻璃样品中的声速

d / mm						
$t_2 / \mu s$						
$t_1 / \mu s$						
$\frac{t_2 - t_1}{2} / \mu s$						
$v_{\text{冕玻璃}} / mm / \mu s$						
$\overline{v_{\text{冕玻璃}}} / mm / \mu s$						

3. 超声定位诊断实验

实验测量	$t_1/\mu s$	$t_2/\mu s$	$t_3/\mu s$	$t_4/\mu s$
	d_1/mm	d_2/mm	d_3/mm	误差 \approx
直接测量	d_1/mm	d_2/mm	d_3/mm	

4. 测量超声实验仪器对于铝合金材料的分辨力

d_1/mm	d_2/mm	$a/\mu s$	$b/\mu s$	F

5. 利用脉冲反射法进行超声无损探伤实验

实验测量	裂缝 1	$t_1/\mu s$	$t_1'/\mu s$	$t_3/\mu s$	d_1/mm	x_1	A_{01}
	裂缝 2	$t_1/\mu s$	$t_2'/\mu s$	$t_3/\mu s$	d_2/mm	x_2	A_{02}
直接测量	D/mm	d_1/mm	d_2/mm	Δx	Δx 与实验测量值误差 \approx		

八、【预习要求】

认真阅读实验原理和实验内容，理解超声波测试的原理，写出 5 个实验的操作步骤。

实验 12 磁电阻效应实验

【概述】

2007 年 10 月, 法国科学家阿尔贝·费尔和德国科学家彼得·格林贝格尔因分别独立发现了巨磁电阻效应而共同获得了 2007 年诺贝尔物理学奖。由磁场引起材料电阻变化的现象称为磁电阻效应。目前发现的磁电阻效应有: 正常磁电阻效应 (OMR)、各向异性磁电阻效应 (AMR)、巨磁电阻效应 (GMR)、庞磁电阻效应 (CMR) 及隧穿磁电阻效应 (TMR) 等。

磁电阻传感器可广泛的应用于家用电器、汽车工业和自动控制技术中, 对角度、转速、加速度、位移等物理量进行测量和控制。特别是巨磁电阻材料在数据读出磁头、磁随机存储器上有广泛的应用前景。

本仪器提供三种磁电阻传感器, 分别为多层膜巨磁电阻传感器、自旋阀巨磁电阻传感器、各向异性磁电阻传感器。帮助学生了解不同磁电阻效应的原理及应用, 仪器安全可靠, 实验内容丰富。可用于高校、中专的基础物理实验、近代物理实验及综合性设计性物理实验。

一、【实验目的】

1. 了解不同磁电阻效应原理, 测量不同磁场下三种材料磁电阻阻值 R_B , 作 $R_B/R_0 - B$ 关系图, 求

电阻相对变化率 $(R_B - R_0)/R_0$ 的最大值;

2. 学习磁电阻传感器定标方法, 计算三种磁电阻传感器灵敏度;
3. 测量三种磁电阻传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 与通电导线电流 I 的关系;
4. 作自旋阀巨磁电阻传感器磁滞回线。

二、【实验原理】

(一) 多层膜巨磁电阻效应

早在 1856 年, 英国物理学家 W. 汤姆孙就发现了磁电阻效应。通常以电阻率的相对变化率 $\Delta\rho/\rho_0$ 来表示磁电阻的大小, $\Delta\rho/\rho_0 = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$, 其中 ρ_H 和 ρ_0 分别为磁场强度为 H 和零时的电阻率。也可以用 $\Delta R/R_0 = (R_B - R_0)/R_0$ 来表示, 其中 R_B 和 R_0 分别为磁感应强度为 B 和零时的电阻。目前发现的磁电阻效应有: 正常磁电阻效应 (OMR)、各

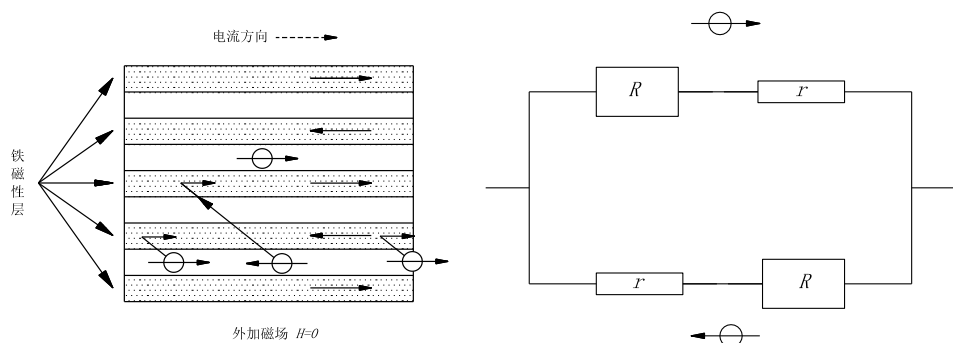
向异性磁电阻效应（AMR）、巨磁电阻效应（GMR）、庞磁电阻效应（CMR）及隧穿磁电阻效应（TMR）等。

1988 年法国巴黎大学阿尔贝·费尔教授和德国优利西研究所的彼得·格林贝格尔教授分别独立发现了巨磁电阻效应，因而共同获得了 2007 年诺贝尔物理学奖。巨磁电阻材料的电阻率在有外磁场作用时较之无外磁场作用时大幅度减小， $\Delta\rho/\rho_0$ 比各向异性磁电阻效应高一到两个数量级。磁场的微弱变化将导致巨磁电阻材料电阻值产生明显改变，从而能够用来探测微弱信号。一般材料的 $\Delta\rho/\rho_0$ 值都很小，通常小于 1%；各向异性磁电阻材料（例如坡莫合金）， $\Delta\rho/\rho_0$ 可达到 3%；而巨磁电阻材料 $\Delta\rho/\rho_0$ 通常都在 -10% 以上，有些可达到 -100% 以上。因此，巨磁电阻材料受到了世界各国学术界和工业界的巨大关注，在短时间内取得了令人瞩目的理论及实验成果，并迅速进入应用领域获得巨大成功。

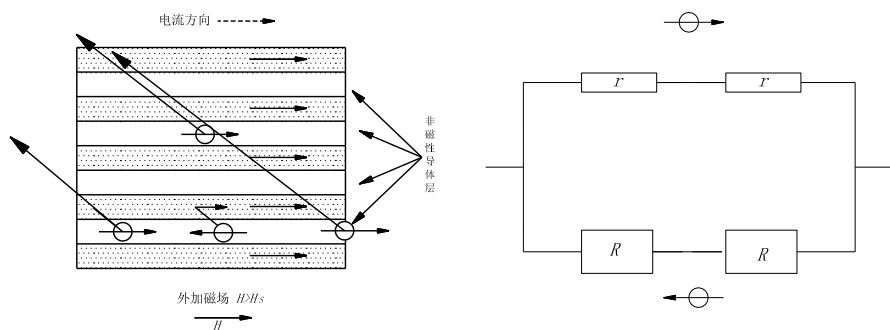
多层膜巨磁电阻是一种层状结构，由厚度为几个纳米的铁磁金属层（Fe, Co, Ni 等）和非磁性金属层（Cr, Cu, Ag 等）交替制成的，相邻铁磁金属层的磁矩方向相反。这种多层膜的电阻随外磁场变化而显著变化。当外磁场为零时，材料电阻最大；当外磁场足够大时，原本反平行的各层磁矩都沿外场方向排列，材料电阻最小。

多层膜巨磁电阻效应可以由二流体模型来解释。在铁磁金属中，导电的 s 电子要受到磁性原子磁矩的散射作用，散射的几率取决于导电的 s 电子自旋方向与薄膜中磁性原子磁矩方向的相对取向。即自旋方向与磁矩方向一致的电子受到的散射作用很弱，自旋方向与磁矩方向相反的电子则受到强烈的散射作用，而传导电子受到的散射作用的强弱直接影响到材料电阻的大小。

根据二流体模型，传导电子分成自旋向上和自旋向下两种，由于多层膜中非磁性金属层对两组自旋状态不同的传导电子的影响是相同的，所以只考虑磁层的影响。外加磁场为零时，相邻铁磁金属层的磁矩方向相反，如图 12.1a 所示，两种电子都在穿过与其自旋方向相同的磁层后，在下一磁层受到强烈的散射，宏观上，材料处于高电阻状态。当外加磁场足够大时，如图 12.1b 所示，原本反平行排列的各磁层磁矩都沿外磁场方向排列，一半电子可以穿过许多磁层只受到很弱的散射，另一半在每一层都受到很强的散射，宏观上，材料处于低电阻状态。这样就产生了巨磁电阻现象。



(a) 外加磁场为零时，巨磁电阻材料呈高阻态



(b) 外加饱和磁场时，巨磁电阻材料呈低阻态

图 12.1 二流体模型对巨磁电阻效应的解释

本仪器所用多层膜巨磁电阻传感器采用惠斯登电桥和磁通屏蔽技术。传感器基片上镀了一层很厚的磁性材料，这层材料对其下方的巨磁电阻形成屏蔽，不让任何外加磁场进入被屏蔽的电阻器。惠斯登电桥（见图 12.2）由四只相同的巨磁电阻组成，其中 R_1 和 R_3 在磁性材料的上方，受外磁场作用时电阻减小，而 R_2 和 R_4 在磁性材料的下方，被屏蔽而不受外磁场影响，电阻不变。

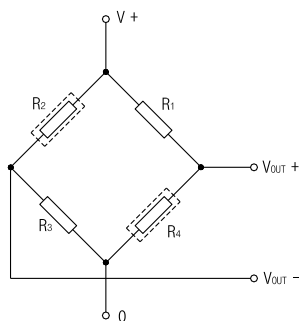


图 12.2 巨磁电阻传感器结构图

（二）自旋阀巨磁电阻效应

目前，巨磁电阻效应的主要应用是在信息存储系统中作为读出磁头。自旋阀巨磁电阻材料具有低饱和场、单位磁场电阻变化率高的特点，广泛应用于硬盘磁头，使存储单字节数据所需的磁性材料尺寸大为减少，从而使磁盘存储密度得到大幅度的提高。

自旋阀巨磁电阻材料主要由钉扎层（一般由 FeMn 层和 NiFe 层构成）、自由层（NiFe 层）和隔离层（Cu）构成，为了防止氧化，一般再镀一层保护层（见图 12.3）。

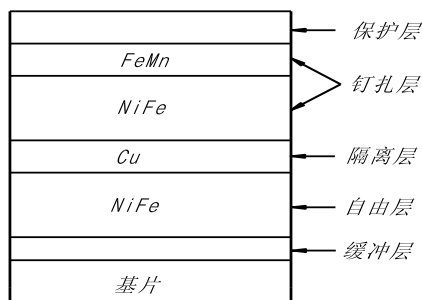


图 12.3 自旋阀巨磁电阻材料结构图

在钉扎层中，FeMn 和 NiFe 之间存在交换耦合作用，这导致 NiFe 层中出现单向各向异性。因此，钉扎层的磁滞回线将以一非零场 H_b 为中心（ H_b 为磁偏场）。自由层通过隔离层与钉扎层中的 NiFe 层存在很弱的耦合，所以自由层的磁滞回线基本上是以零场为中心的。因此，类似于多层膜中 GMR 的起因，在这样的结构中也存在较大的磁致电阻。在偏置场的作用下，钉扎层的磁矩方向在外场小于 H_b 时不发生改变，而自由层磁矩的方向则随外场方向变化而改变。当自由层磁矩与钉扎层磁矩平行时，体系处于低电阻状态，当两者反平行时，体系处于高电阻状态。由于体系的电阻随自由层磁矩方向的变化而改变，所以形象的称这种结构为自旋阀。

本仪器所用自旋阀巨磁电阻传感器采用惠斯登电桥结构，惠斯登电桥（见图 12.4）由四只相同的巨磁电阻组成，其中 R_1 和 R_3 受外磁场作用时电阻增大，而 R_2 和 R_4 电阻减小。

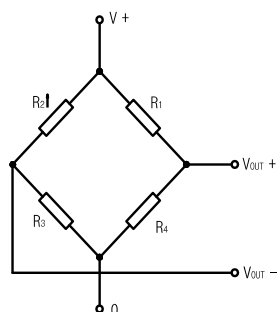


图 12.4 自旋阀巨磁电阻传感器结构图

(三) 各向异性磁电阻效应

各向异性磁电阻是指铁磁金属和合金体中，磁场方向平行电流方向的电阻率 $\rho_{//}$ 与磁场方向垂直于电流方向的电阻率 ρ_{\perp} 发生变化的效应。由于 AMR 具有小的饱和磁场，以及高的磁场灵敏度，现已广泛应用于各类传感器中，AMR 效应强烈地依赖于自发的磁化方向，它是由于铁磁性磁畴在外磁场的作用下各向异性运动造成的。

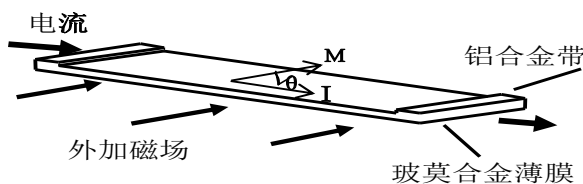


图 12.5 各向异性磁电阻传感器结构图

本仪器所用各向异性磁电阻传感器由长而薄的坡莫合金（铁镍合金）制成一维磁阻微电路集成芯片。它利用通常的半导体工艺，将铁镍合金薄膜附着在硅片上，如图 12.5 所示。薄膜的电阻率 $\rho(\theta)$ 依赖于磁化强度 M 和电流 I 方向间的夹角 θ ，具有以下关系式

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{//} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \quad (12.1)$$

其中 $\rho_{//}$ 、 ρ_{\perp} 分别是电流 I 平行于 M 和垂直于 M 时的电阻率。当沿着铁镍合金带的长度

方向通以一定的直流电流，而垂直于电流方向施加一个外界磁场时，合金带自身的阻值会发生较大的变化，利用合金带阻值这一变化，可以测量磁场大小和方向。同时制作时还在硅片上设计了铝制电流带，用来置位与复位，该传感器遇到强磁场感应时，将产生磁畴饱和现象，可以用来置位或复位极性。传感器由四条铁镍合金磁电阻组成惠斯登电桥结构（与图 12.4 结构相同），由于适当配置的四个磁电阻电流方向不相同，当存在外界磁场时，引起电阻值变化有增有减。

（四）磁电阻 $\Delta\rho/\rho_0$ 测量原理

因为三种传感器均采用惠斯登电桥结构，由四只相同的磁电阻 R_B 组成，只能输出差分电压，不能充分反映各自磁电阻特性。本仪器采用如下结构来测量不同种类传感器的 $\Delta\rho/\rho_0$ 。将惠斯登电桥中处于对角位置的两只电阻短路，即将电桥中 V_+ 与 V_{OUT-} 连成一点，同时将 V_{OUT+} 与 0 连成一点，则惠斯登电桥变为图 12.6 中结构，将其等效成一只电阻 $R_{\text{总}}$ ，则 $R_{\text{总}} = R_B/2$ 。在图 12.7 中，将一已知阻值的精密电阻 R_a 与 $R_{\text{总}}$ 串联，施加一已知恒压 V_+ （本仪器为 5V），在 R_a 两端并联一数字电压表，便可以得到惠斯登电桥中单元电阻 R_B 的磁电阻特性。由图 12.7 可得

$$\frac{V_+ - V}{V} = \frac{R_B/2}{R_a} \quad (12.2)$$

其中 V 为数字电压表读数，则

$$R_B = \frac{2R_a(V_+ - V)}{V} \quad (12.3)$$

当磁场为 0 时，有

$$R_0 = \frac{2R_a(V_+ - V_0)}{V_0} \quad (12.4)$$

其中 R_0 为磁电阻 R_B 在磁场为 0 时的阻值， V_0 为数字电压表在磁场为 0 时的读数，则

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{V_0(V_+ - V)}{V(V_+ - V_0)} \quad (12.5)$$

$$\frac{R_B - R_0}{R_0} = \frac{V_0(V_+ - V)}{V(V_+ - V_0)} - 1 \quad (12.6)$$

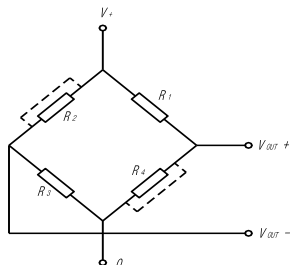


图 12.6 惠斯登电桥结构变换图

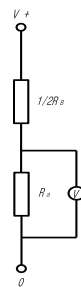
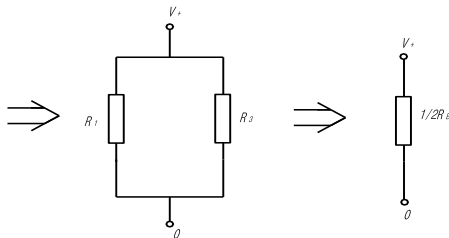


图 12.7 磁电阻测

量原理图

三、【实验装置】

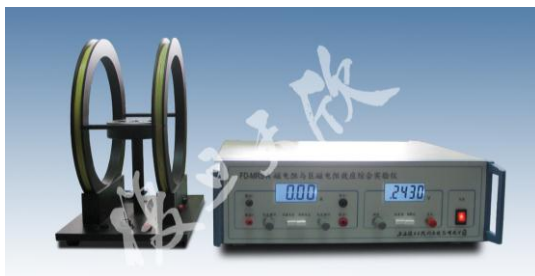


图 12.8 实验装置图

四、【技术指标】

1. 多层膜巨磁电阻传感器	线性范围	0.15mT—1.05mT
	饱和场强	1.5mT
	灵敏度	30.0mV/V/mT—42.0mV/V/mT
	巨磁电阻阻值	5.0KΩ±1.0KΩ
	配备精确电阻	1.20KΩ
自旋阀巨磁电阻传感器	线性范围	-0.81mT—0.87mT
	灵敏度	13.0mV/V/mT—16.0mV/V/mT
	巨磁电阻阻值	1.3KΩ±0.26KΩ
	配备精确电阻	360Ω
各向异性磁电阻传感器	线性范围	-0.6mT—0.6mT

	灵敏度	8.0mV/V/mT—12.0mV/V/mT
	磁电阻阻值	1K Ω \pm 0.2K Ω
	配备精确电阻	270 Ω
2. 传感器电源	5V	
3. 亥姆霍兹线圈	单只线圈匝数 N=200 匝，半径 10cm	
4. 亥姆霍兹线圈用恒流源	输出电流 0—1.2A	连续可调
5. 测量用恒流源	输出电流 0—5A	连续可调

五、【实验内容】

实验一 了解多层膜巨磁电阻效应原理，测量不同磁场下巨磁电阻阻值 R_B ，作 $R_B/R_0 - B$ 关系图，求电阻相对变化率 $(R_B - R_0)/R_0$ 的最大值。

1. 亥姆霍兹线圈样品模块换成多层膜巨磁电阻传感器，用航空线连接主机和实验装置，将亥姆霍兹线圈用红黑蓝导线串联起来，与主机上的线圈电源相连，机箱面板上的白色按键分别选择线圈电源及 MR 比测量；
2. 打开主机，将线圈电流调零，逐渐升高线圈电流，可以看见电压表的输出逐渐增大，将线圈电流归零；
3. 记下线圈电流为 0 时电压表的数值 V_0 ，从 0 开始逐渐升高线圈电流。每隔 0.05A 左右记一次测量电压表的输出值 V ；
4. 计算不同磁场下的磁电阻阻值 R_B ，作 $R_B/R_0 - B$ 关系图，求 $(R_B - R_0)/R_0$ 的最大值。

实验二 学习多层膜巨磁电阻传感器定标方法，计算传感器灵敏度

1. 机箱面板上的白色按键分别选择线圈电源及传感器测量；
2. 打开主机，将线圈电流调零，将传感器输出调零。逐渐升高线圈电流，可以看见传感器输出逐渐增大，将线圈电流和传感器输出再次归零；
3. 将线圈电流由零开始逐渐增大，每隔 0.05A 左右记一次传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ ；
4. 以传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 为 Y 轴，磁场 B 为 X 轴作图，得到传感器的灵敏度 K 。

实验三 测量多层膜巨磁电阻传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 与通电导线电流 I 的关系

1. 用红黑导线将实验装置黑色底板上的插座与主机上的被测电流相连，机箱面板上的白色按键分

别选择待测电流及传感器测量；

2. 将被测电流调零，传感器输出调零，逐渐升高被测电流，可以看见传感器输出逐渐增大，将被

测电流和传感器输出再次归零；

3. 将被测电流由零开始逐渐增大，每隔 0.5A 左右记一次传感器输出电压，以传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$

为 Y 轴，被测电流值 I 为 X 轴作图。

实验四 作自旋阀巨磁电阻传感器磁滞回线

1. 亥姆霍兹线圈样品模块换成自旋阀巨磁电阻传感器，机箱面板上的白色按键分别选择线圈电源

及传感器测量；

2. 打开主机，将线圈电流调零，将传感器输出调零。将线圈电流由零开始逐渐增大，每隔 0.1A 左

右记一次传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ ，从零升至 1.2A 后再逐渐减小至零，将线圈电源

调换方向，从零升至 -1.2A，再逐渐减小至零，再次调换方向，从零升至 1.2A，记下对应的传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ ；

3. 以传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 为 Y 轴，磁场 B 为 X 轴作图，得到自旋阀巨磁电阻传感器磁滞回线。

实验五 自旋阀巨磁电阻传感器和各向异性磁电阻传感器实验

1. 按照实验一至三完成自旋阀巨磁电阻传感器其它实验；

2. 亥姆霍兹线圈样品模块换成各向异性磁电阻传感器，按照实验一至三完成相关实验。

六、【实验数据】

实验一：记录实验数据，计算不同磁场下的磁电阻阻值 R_B ，作 $R_B/R_0 - B$ 关系图，求 $(R_B - R_0)/R_0$ 的最大值。

线圈电 流 I/A	磁场 B/mT	电压表输出 V/V	R_B/K	R_B/R_0	线圈电流 I/A	磁场 B/mT	电压表输出 V/V	R_B/K	R_B/R_0

实验二：记录实验数据，以传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 为 Y 轴，磁场 B 为 X 轴作图，得到多层膜巨磁电阻传感器的灵敏度 K 。

线圈电流 I/A	磁场 B/mT	传感器输出 V 输出/V	线圈电流 I/A	磁场 B/mT	传感器输出 V 输出/V	线圈电流 I/A	磁场 B/mT	传感器输出 V 输出/V

实验三：记录实验数据，以传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 为 Y 轴，被测电流值 I 为 X 轴作图。

被测电流 I/A	传感器输出 电压 V 输出/V	被测电流 I/A	传感器输出 电压 V 输出/V	被测电流 I/A	传感器输出 电压 V 输出/V	被测电流 I/A	传感器输出 电压 V 输出/V

实验四：记录实验数据，以传感器输出电压 $V_{\text{输出}}$ 为 Y 轴，磁场 B 为 X 轴作图，作出自旋阀巨磁电阻传感器磁滞回线，计算自旋阀巨磁电阻传感器的灵敏度 K ，并与技术指标相比较。

线圈电流 I/A	磁场 B/mT	传感器输出 V _{输出} /V	线圈电流 I/A	磁场 B/mT	传感器输出 V _{输出} /V	线圈电流 I/A	磁场 B/mT	传感器输出 V _{输出} /V

实验五：重复实验一至三的实验数据记录表格，并做相应的实验数据分析。

七、【预习要求】

- 1、理解不同磁电阻在磁场作用下电阻变化的原理。
- 2、查阅亥姆霍兹线圈电流 I 与磁场强度 B 的关系式。
- 3、思考自旋阀巨磁电阻传感器的磁滞回线形状与多层膜巨磁电阻传感器的磁滞回线形状会相同吗？请做出相应解释。