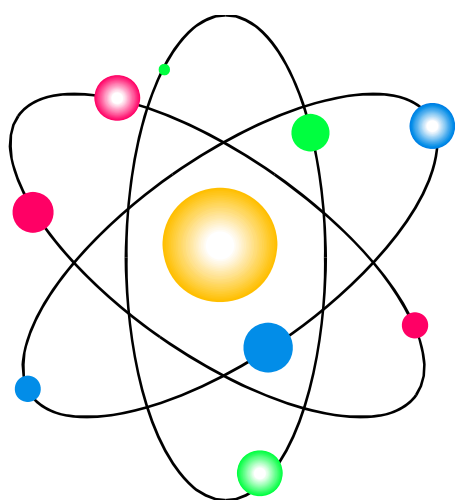


近代物理实验



上海交通大学物理实验中心

二〇〇四年八月

目 录

前 言

第一章 原子物理实验	1
实验1-1 卢瑟福散射实验	1
实验1-2 夫兰克—赫芝实验	10
实验1-3 原子光谱	13
附录1 平面光栅摄谱仪	18
实验1-4 塞曼效应	23
附录2 法布里—卜罗干涉仪	25
第二章 核探测和分析技术	28
实验2-1 G-M 计数器及核衰变的统计规律	28
实验2-2 闪烁谱仪测定 γ 射线的能量	40
实验2-3 穆斯堡尔效应	49
附录 辐射防护基础知识	64
第三章 真空技术	66
实验3-1 真空获得和测量	78
实验3-2 金属真空机组安装实践	79
实验3-3 真空镀膜	85
第四章 低温物理实验技术	91
实验4-1 低温下 P-N 结温度特性的研究	97
实验4-2 超导体的电阻温度特性研究	101
第五章 应用光学技术	107
实验5-1 光电倍增管光谱响应曲线的测定	107

实验5-2 电光效应·····	115
实验5-3 法拉第效应·····	125
实验5-4 物体色度值的测量·····	130
第六章 微波和电子技术 ·····	136
实验6-1 反射式速调管工作特性的研究·····	139
实验6-2 微波基本参数的测量·····	146
实验6-3 锁定放大器·····	156
第七章 磁共振实验技术 ·····	163
实验7-1 电子自旋共振·····	169
实验7-2 自旋回波·····	173
实验7-3 光磁共振·····	180



实验2-2 闪烁谱仪测定 γ 射线的能谱

γ 射线是原子核从激发态跃迁到较低能态时发射的波长很短的电磁辐射。研究 γ 射线的能谱对于放射性核素的应用和研究原子核的能级结构有很重要的意义。

闪烁探测器在科学技术的许多部门有着十分重要的应用，它的主要优点是：既能探测各种类型的带电粒子，又能探测中性粒子，既能对辐射强度进行测量，又能对辐射的能量进行分析，而且探测效率高（比G-M计数器高几十倍），分辨时间短（约 10^{-8} 秒）。

通过本实验，你将学习掌握一种测量射线能量的方法：用NaI(Tl)闪烁探测器测量 γ 能谱。

实验原理

一、 γ 射线与物质的相互作用

放射性核素放射出来的带电粒子（ α 、 β 粒子以及内转换电子）与物质相互作用主要为电离、散射和吸收三个方面。 γ 射线是不带电的电磁辐射，它与物质的相互作用主要有光电效应，康普顿效应和电子对效应三个过程。

1. 光电效应

入射的 γ 光子把能量全部转移给原子中的束缚电子，使之发射出来，而光子本身消失，这种过程称为光电效应。光电效应中发射出来的电子叫光电子。这个过程如图2-2-1所示。

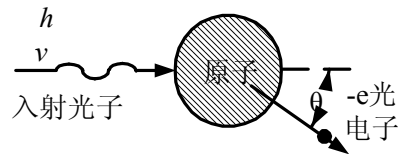


图 2-2-1 光电效应的示意图

在光电效应中，若忽略被原子的反冲核所吸收的能量，则由能量守恒定律得到

$$E_\gamma = E_e + E_i \cong E_e \quad (2-2-1)$$

式中 E_γ 为入射 γ 光子的能量， E_e 为光电子获得的动能， E_i 为 i 层电子的结合能，一般 E_i 远小于 E_γ 。显然，如果入射 γ 光子是单能的，则产生的光电子也是单能的。

光电子可以从原子各个壳层中发射出来，但在K壳层上打出电子的几率最大，L层次之，M、N层更次之。因此，在发射光电子的同时，还伴随着原子发射的特征X射线或俄歇电子。

实验和理论都表明， γ 射线与物质相互作用时，产生光电效应的几率随着物质原子序数的增大而迅速增大，又随着 γ 射线的能量增大而减小。

2. 康普顿效应

入射的 γ 光子与物质原子的核外电子发生非弹性碰撞，一部分能量转移给电子，使它脱离原子成为反冲电子，而散射光子的能量和运动方向发生变化，这一过程称为康普顿效应。图2-2-2为康普顿效应的示意图。

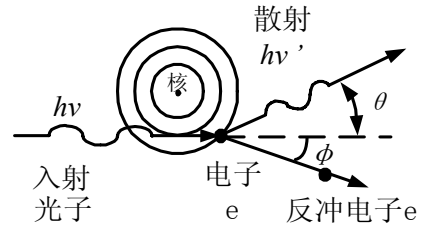


图 2-2-2 康普顿效应示意图

根据相对论的能量和动量守恒关系，可以求出散射光子的能量 $E_{r'}$ 和康普顿反冲电子的能量 E_e 为

$$E_{r'} = \frac{E_r}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2-2-2)$$

$$E_e = E_r - E_{r'} \quad (2-2-3)$$

式中 $\alpha = E_r / m_e c^2$ 是入射 γ 光子的能量和静止电子所对应的能量之比。散射角 θ 和反冲角 ϕ 有如下关系：

$$\text{ctg}\phi = (1 + \alpha) \text{tg} \frac{\theta}{2} \quad (2-2-4)$$

由以上公式可以看出，当 $\theta = 0$ 时， $(E_{r'})_{\max} = E_r$ ， $E_e = 0$ ，即不发生散射；当 $\theta = 180^\circ$ 时， $(E_{r'})_{\min} = \frac{E_r}{1 + 2\alpha}$ ， $(E_e)_{\max} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} E_r$ 。所以，当入射单能 γ 光子时，康普顿效应中的反冲电子的能量是从 0 到 $\frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} E_r$ 连续分布的。

与光电效应不同，康普顿效应一般发生在外层电子上， γ 射线与物质相互作用产生康普顿效应的几率与物质的原子序数成正比，且随 γ 射线能量的增加而减少，但下降速度比光电效应来得慢。

3. 电子对效应

当 γ 光子从原子核旁边经过时，在原子核的库仑场作用下， γ 光子转化为一个正电子和一个负电子，这种过程称为电子对效应。如图2-2-3所示。

根据能量守恒定律，只有当入射 γ 光子的能量大于 $2m_e c^2$ (1.022MeV) 时才能发生电子对效应，入射 γ 光子的能量除了一部分转变为正负电子对的静质量 (1.022MeV) 外，其余就作为它们的动能。一般， γ 射线的能量越大，产生正负电子对的几率也越大。

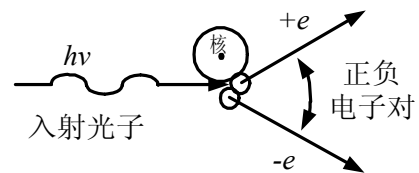


图 2-2-3 原子核库仑场中的电子对效应示意图

电子对效应产生的一对正负电子，它们在吸收物质中将逐渐损失能量，负电子最终停止在物质中成为自电电子，正电子寿命很短，它慢化后将湮灭。

综上所述， γ 射线与物质相互作用有三种形式，当 γ 射线能量较小时，光电效应是主要的，当 γ 射线能量达到1MeV时，康普顿效应占优势，电子对效应则在 γ 射线能量超过1.022MeV时才开始发生，能量越大，这个效应越显著。

由于有了光电效应、康普顿效应和电子对效应，当 γ 射线通过物质时，它的强度将随穿过吸收物质厚度的增加而减弱。实验表明，当一束被准直了的窄束 γ 射线通过吸收物质时，其强度是按指数规律衰减的，即

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2-2-5)$$

式中 I_0 为吸收物质厚度等于零时的 γ 射线强度， I 是 γ 射线穿过 x 厚度吸收物质后的强度， μ 为吸收物质对 γ 射线的吸收系数，对于不同的物质和不同的 γ 能量 μ 取不同的值。

二、闪烁谱仪的结构和工作原理

γ 能谱是 γ 射线的计数按能量的分布。测量 γ 能谱最常用方法是利用 γ 谱仪进行测量，常用的 γ 谱仪主要有闪烁 γ 谱仪和半导体 γ 谱仪。自六十年代以来，Ge(Li)和Si(Li)等半导体 γ 谱仪发展迅速，其能量分辨能力比闪烁谱仪要高得多，它的应用愈来愈广。然而闪烁 γ 谱仪的分辨能力虽不及半导体谱仪，但是它探测效率高、价格较廉、使用方便，仍有相当广泛的应用。

NaI(Tl)闪烁谱仪由探头（包括闪烁体，光电倍增管、射极跟随器）、高压电源、线性放大器、单道脉冲幅度分析器（或多道分析器）、定标器等组成，其结构如图2-2-4所示。当 γ 射线入射至闪烁体时，产生的次级电子使

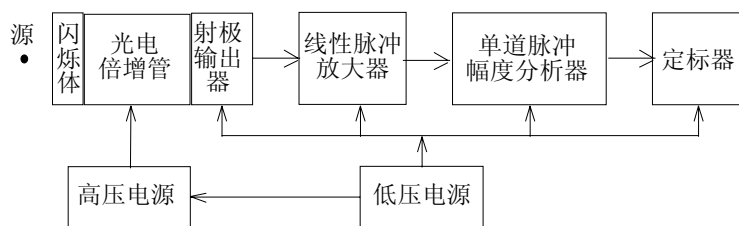


图2-2-4 闪烁谱仪框图

闪烁体分子电离和激发，退激时发出大量光子。闪烁体发出的光子被闪烁体外的光反射层反射，会聚到光电倍增管的光阴极上。由于光电效应，光子在光阴极上打出光电子。为了有高的光收集效率，在闪烁体与光电倍增管的接触面之间涂以硅油，这样就避免了因闪烁体和光电倍增管表面之间存在空气层形成全反射所造成的光损失。光阴极上打出的光电子在光电倍增管中倍增，电子数目增加几个数量级，最后被阳极接收形成电压脉冲。此电压脉冲的幅度与 γ 射线在闪烁体内消耗的能量及产生的光强成正比，所以根据脉冲幅度大小可以确定入射 γ 射线的能量。电压脉冲通过起阻抗匹配作用的射极跟随器，由电缆传输到线性脉冲放大器，经过放大和成形后输入单道脉冲幅度分析器，由它选取一定幅度的脉冲供定标器计数。电压脉冲也可输入多道脉冲幅度分析器进行记录。

1. 闪烁体

常用的闪烁体可以分为无机闪烁体和有机闪烁体两大类。

(1) 无机闪烁体：无机闪烁体主要是指含有少量杂质（称为“激活剂”）的无机盐晶体，例如以铊为激活剂的碘化钠NaI(Tl)单晶体和碘化铯CsI(Tl)单晶体，以银为激活剂的硫化锌ZnS(Ag)多晶体等。此外，还有不掺杂质的纯晶体，如七十年代中后期新开发的锗酸铋(BGO)单晶体。

掺杂无机晶体闪烁体的发光机制可以用固体的能带理论来描述。当电子从入射粒子接受了大于禁带宽度的能量时可以被激发跃迁至导带，而在价带中留下一个空穴。当给予电子的能量不足以使它电离到导带中，它可以处于导带下面的激子能带（激带）内，这个电子和空穴彼此具有相吸的库仑作用，这种束缚着的电子-空穴对被称为激子，如图2-2-5所示。

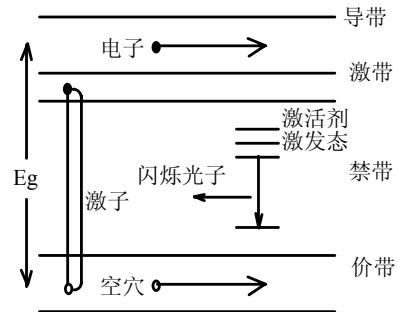


图2-2-5 无机闪烁体能带图

晶体内的杂质和晶格缺陷在禁带中产生一些孤立能级，起俘获中心的作用。当入射粒子通过闪烁体后，产生激子、电子和空穴，它们都能够自由地经过晶格很快地运动，直至被俘获中心俘获为止，这时俘获中心从基态到达激发态，而激子、电子和空穴的多余能量以热运动形式放走。然后处于激发态的俘获中心有三种退激形式：一是它们的激发能转化为热运动能量或晶格振动能回到基态，此时不发射光子；二是受激电子直接跃回基态而发射光子，选择合适的激活剂，就可以使辐射光子能量在可见光范围；三是电子处在亚稳态，停留较长一段时间，部分电子从晶体振动中获得能量，重新跃迁到导带，另一部分电子则以非辐射跃迁回到价带。

由此可知，杂质和缺陷形成的俘获中心，退激时发出的光子，不仅其能量小于禁带宽度，不会被闪烁体自吸收，而且光谱在可见光范围，便于使用。这种掺进激活剂的晶体就是常用的无机晶体闪烁体。

(2) 有机闪烁体：有机闪烁体都是苯环碳氢化合物，可分为晶体、液体和塑料三种。有机闪烁体的发光机制与无机闪烁体有本质上的不同，这种发光主要是有机分子本身的作用。由于在有机闪烁体中分子间的作用比较弱，分子间的结合力对分子的受激和退激实际上不会有什么影响，所以引起发光的原因主要就是分子本身从激发态回到基态的跃迁。

在实际运用中要根据不同的探测对象和要求选择不同的闪烁体。对闪烁体的主要要求是：(1)对射线有较大的阻止本领，即对射线有强的吸收，以达到高的探测效率；(2)发光效率高，并且不随射线的能量而变化，满足后一条体才能使输出的光脉冲强度与射线能量成正比；(3)发光延续时间短，即保证有较高的时间分辨率；(4)发光光谱能与光电倍增管的光谱响应相匹配。

2. 光电倍增管

光电倍增管的功能是把微弱的闪光转换为电子并放大成易于测量的电信号。光电倍增管主要由光阴极、多级倍增极和电子收集极（阳极）组成，整个系统封装在抽成真空的玻璃壳内。对于NaI(Tl)闪烁体，一般采用Sb-Cs作光阴极，这时波长为 $3000 \sim 5000 \text{ \AA}$ 的光打出光电子的效率最高。

光电倍增管在闪烁探测器中的工作过程如下：光电倍增管的光阴极端窗与光耦合层紧密接触。射线在闪烁体中引起的闪光打在光阴极上，通过光电效应产生一定数目的光电子。由于光阴极、各级倍增极和阳极之间都加有电压，每级产生的电子被有效地放大并集中到下一级，最后在阳极形成很大的电子流，通过负载电阻即得易于测量的电压脉冲。

三、闪烁探测器对 ^{137}Cs 单能 γ 射线的响应

γ 射线与物质相互作用时可能产生三种效应：光电效应、康普顿效应和电子对效应。这三种效应产生的电子在闪烁晶体中产生闪烁发光。由于单能 γ 射线所产生的这三种电子能量各不相同，甚至对康普顿效应是连续的，因此相应一种单能 γ 射线，闪烁探头输出的脉冲幅度谱也是连续的。另一方面当 γ 射线能量不同时，形成三种效应的相对比例也不同，这也增加了谱形的复杂性。

图2-2-6给出的是用NaI(Tl)闪烁谱仪测得的 ^{137}Cs 能谱，谱中有三个峰和一个平台。 ^{137}Cs 衰变时放出单一能量的 γ 射线($E_\gamma=0.662\text{MeV}$)，它与物质相互作用主要有光电效应和康普顿效应。在光电效应中产生的光电子使闪烁体激发，其产生的脉冲在 γ 谱中形成的峰称光电峰，即图2-2-6中峰A。由于光电效应主要发生在K壳层，则K壳层留下的空位将为外层电子所填补，跃迁时放出X射线，这种X射线在闪烁体内很容易再产生一次新的光电效应，将能量又传给光电子。由于这一过程的时间极短，这样X射线产生的光电子与 γ 射线产生的光电子几乎同时使闪烁体激发，形成一个光电峰，这样光电峰的幅度就代表了 γ 射线的能量。

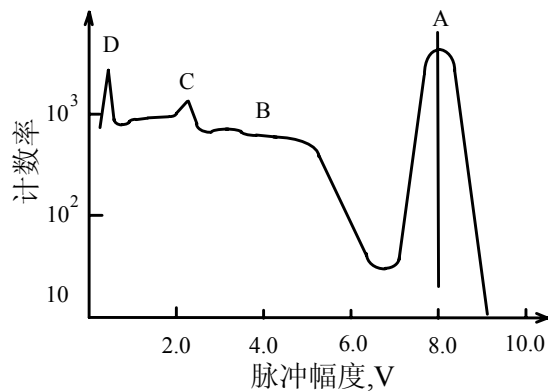


图2-2-6 ^{137}Cs 的 γ 能谱

在康普顿效应中， γ 光子把部分能量传递给反冲电子，而自身被散射。此后，散射光子的去向有两种可能：一是逸出闪烁晶体；二是继续与晶体作用产生光电效应或康普顿效应。若散射光子逸出晶体，则留下一个能量连续的反冲电子谱，这就形成了能谱中的平台部分B，称为康普顿平台，平台的边缘，其能量相当于 $(E_e)_{\text{max}}$ 。若散射光子仍被晶体吸收，则所有次级效应产生的电子能量加上初始康普顿效应产生的反冲电子的能量恰好等于原始 γ 射线能量，它们形成的峰也叠加在光电峰上。因此，此时的光电峰还包括一部分康普顿电子所产生的峰，故称它为全能峰更为确切。

康普顿平台上的峰C称为反散射峰，这是由穿过晶体的一部分 γ 射线在晶体的封装玻璃或光电倍增管上发生康普顿效应，其反散射($\theta=180^\circ$)光子返回晶体时所形成的。此外，放射源的衬底材料和探头周围的屏蔽材料所产生的反散射光子，对反散射峰也会有贡献。由公式2-2-2可知，反散射光子能量总是在200KeV左右，因此在能谱上较易识别。

峰D是X射线峰，它是由 ^{137}Ba 的K层特征X射线(能量约32KeV)贡献的。 ^{137}Cs 的 β 衰变子体 ^{137}Ba 的0.662MeV激发态退激时，可能不发射 γ 射线，而是通过内转换过程，在放出内转换电子后，造成K空位，外层电子跃迁后产生此X射线。

^{137}Cs 的 γ 能谱的全能峰是比较典型和突出的，因此通常用 ^{137}Cs 作为标准源，一方面用来检验 γ 谱仪的能量分辨率，另一方面作为射线能量测量的相对标准。

在 γ 能谱中，全能峰的峰位反映了 γ 射线的能量，因此全能峰是 γ 射线的特征峰，是 γ 能谱分析的依据。全能峰的面积是峰内各道计数率之和，它与 γ 射线强度成正比，是 γ 能谱定量分析的基础。全能峰的面积与全谱面积之比，称为峰总比。

四. 能量分辨率、能量线性和时间分辨本领

闪烁谱仪的基本性能由能量分辨率、能量线性和稳定性来衡量。在高强度放射性测量和时间测量中，则首先要考虑的是时间分辨本领。

1. 能量分辨率

由于 γ 射线在闪烁体中产生的光子数具有一定的统计涨落，光电倍增管的光阴极光子收集效率的统计涨落，以及光电倍增管的光电转换效率和倍增系数的统计涨落，使得同一能量的 γ 射线产生的脉冲幅度有一分布（如图2-2-7）。由于射线的能量与脉冲幅度成正比，所以通常把这一分布曲线的半宽度 $\Delta V_{1/2}$ 与计数率最大值所对应的脉冲幅度 V_0 之比定义为能量分辨率 η ：

$$\eta = \frac{\Delta V_{\frac{1}{2}}}{V_0} = \frac{\Delta E_{\frac{1}{2}}}{E_\gamma} \quad (2-2-6)$$

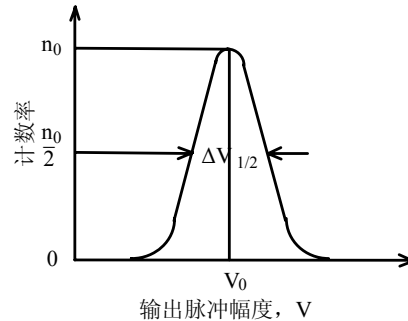


图2-2-7 输出脉冲幅度涨落所带来的对能量分辨本领的限制

NaI(Tl)闪烁谱仪的能量分辨率通常用 ^{137}Cs 的0.662MeV全能峰的分辨率来表征， η 一般在10%左右。

在测量中可考虑下列一些因素，进行必要的调整，以期达到一台谱仪可能实现的最好的分辨率。

- (1) 闪烁体与光电倍增管光阴极之间保持良好的光学接触；
- (2) 参考光电倍增管高压推荐值，并作适当调整，使得在保持能量线性条件下，输出脉冲幅度最大；
- (3) 合理选择单道分析器的道宽，如单道分析器最大分析幅度为10伏时，道宽宜用0.1伏；
- (4) 根据放射源的活度，选择合适的源与闪烁体之间的距离。

2. 能量线性

能量线性是指谱仪对入射 γ 射线的能量和它产生的脉冲幅度（指全能峰的位置）之间的对应关系。理想情况下，脉冲幅度与能量之间应当成线性关系。一般NaI(Tl)闪烁谱仪在较宽的能量范围内（100keV~1.3MeV）是近似线性的。

实验上对于能量线性关系的检验，通常是用已知能量的一组标准源，测量相应的全能峰处的脉冲幅度，建立 γ 射线能量与对应峰位的关系曲线，这条曲线即能量刻度曲线。典型的能量刻度曲线为不通过原点的直线，即

$$E(X_p) = GX_p + E_0 \quad (2-2-7)$$

式中 X_p 为全能峰峰位， E_0 为直线截距， G 为增益（即单位脉冲幅度对应的能量）。一般能量刻度可选用 ^{137}Cs （0.662MeV，0.184MeV）和 ^{60}Co （1.17MeV，1.33MeV）的四个能量点进行刻度。

3. 时间分辨本领

时间分辨本领反映谱仪的时间特性，它由闪烁体、光电倍增管等因素决定。从射线进入闪烁体的时刻起，到光电倍增管阳极负载上脉冲输出，中间经历了一系列过程。由于这些过程，光电倍增管阳极脉冲不仅在时间上相对于射线进入闪烁体时刻有所延迟，而且波形也将展宽。其中起主要作用的是闪烁体发光衰减时间、光电倍增管的渡越时间及其分散、外电路时间常数三个因素。一般NaI(Tl)闪烁探头的时间分辨本领为微秒量级。

实验装置

实验装置的方框图见图2-2-4，它包括FJ-367型通用闪烁探头，FH-1034A型高压稳压电源，FH-1002A型线性脉冲放大器，FH-1008A型单道脉冲分析器，FH-1011A型定标器，FH-0001型插件机箱，FH-1031A型低压电源，CANBERRA S-35型多道分析器， ^{137}Cs γ 源和 ^{60}Co γ 源，其衰变图见图2-2-8。

1. NIM系统：本实验单道 γ 谱仪采用NIM系统与NaI(Tl)闪烁探头组合而成。NIM(Nuclear Instrument

Module)代表核仪器标准化的国际通用系统，它由NIM机箱、NIM电源及各种NIM插件组成。实验者可根据需要，配备各种功能的插件，构成各式各样的NIM系统。

NIM系统实现了机械结构与电气技术指标的国际标准化，所以组成这些系统时，可采用不同国家生产的插件。目前插件种类已达数百种，使用起来极为方便。

NIM机箱和电源是NIM系统的基本组成部分。机箱可容纳12个单位标准宽度的插件插入，插件通过42芯插座接插，从机箱得到供电。FH-1031A电源为插件式电源，它通过插头和接线柱给机箱供电，使用前应检查外负载有无短路。

使用NIM系统，应预先插好插件并固定与机箱的连接螺丝，接通电源后再打开插件开关。工作过程中若需要更换插件，应关闭机箱电源。

2. FJ-367型通用闪烁探头：该探头由闪烁体、光电倍增管(GDB-44W型)，前置放大器和射极跟随器组成。该探头备有多种闪烁体，可分别作 α 、 β 、 γ 射线的测量。作 γ 射线测量时，选用 $\phi 40 \times 40\text{mm}$ 的NaI(Tl)晶体。

光电倍增管采用负高压供电。在进行射线强度测量时，光电倍增管的工作电压选择可采用坪曲线法。一般闪烁探头有一个明显的坪区，因此可以固定定标器的甄别电压(例如为1伏)，改变光电倍增管的电压V，根据测得计数率n与V的数据，并考虑到正常的探测效率和本底值，选出一个尽可能在坪上且近坪前端的V值作为工作电压。在进行射线能谱测量时，一般以得到最佳能量分辨率时的电压作为光电倍增管的工作电压。

如果光电倍增管的输出负脉冲小于1伏，则可经过前置放大器放大(放大约10倍)，一般在测量 β 射线和能量较低的 γ 射线时需放大，而测量 α 射线和能量较高的 γ 射线时，则可经射极跟随器直接输出负脉冲信号。放大与否可由探头上的放大倍数 $\times 1/\times 10$ 开关来转换。射极跟随器的作用是减少外界干扰的影响，跟随器输入阻抗较大与光电倍增管可匹

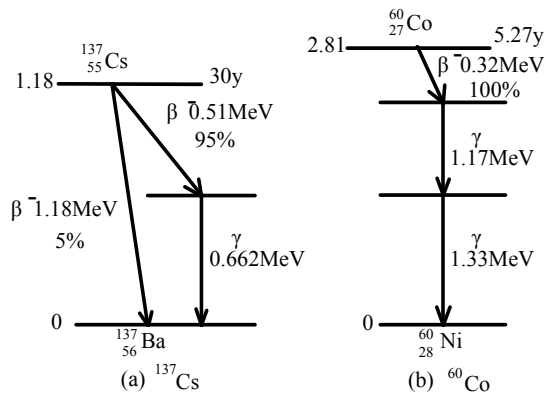


图2-2-8 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 的衰变图

配，而输出阻抗又较小，使之与线性放大器输入端实现阻抗匹配。

3. 高压电源：它提供光电倍增管的工作电压。高压电源的稳定性要好(工作过程中电压改变不超过0.1%)。这是因为高压变化时对脉冲幅度影响很大，一般对闪烁探头而言，高压变动0.1%，输出脉冲幅度将变动2~3%。

4. 线性脉冲放大器：线性脉冲放大器主要用于射线的能谱测量，所以除了要求它线性地放大输入脉冲幅度外，还要它对探测器的输出脉冲适当地进行成形。

一般探测器输出脉冲的波形如图2-2-9(a)所示，其特点是前沿上升较快，后沿下降到基线却很慢。当计数率高时，脉冲尾部堆积会引起明显的基线漂移，使峰位发生移动和谱仪能量分辨率变坏，甚至叠加后的脉冲可以完全堵塞放大器使其不能正常工作，所以需要把探测器输出波形适当地加以改造“成形”。最简单的成形电路是小时间常数CR微分电路。CR微分电路是高通滤波器，它可以使脉冲变窄，互相分开，如图2-2-9(b)所示。

常用的成形电路有：CR微分成形电路，CR微分和RC积分成形电路，延迟线成形电路，双向脉冲成形电路，极零相消成形电路等。

FH1002A型线性脉冲放大器采用了一级极零相消的微分电路和四次积分电路的成形方法。在CR微分成形后再经过多次RC积分电路可获得近似高斯形的脉冲，如图2-2-9(c)所示。高斯波形具有较高的信噪比。极零相消电路可以消除对探头信号进行微分时所引起的下击，使脉冲单调地回到基线，如图2-2-10所示，它改善了计数率过载和脉冲幅度叠加的效应，适用于高分辨率和高计数率的谱仪系统。FH1002A型放大器中的极零相消电路只能适用于探头信号的衰减时间大于35 μs的情况。

使用时一般都选择相等的微、积分时间常数以提高信噪比。微、积分时间常数的选择应以整个谱仪系统能获得最佳能量分辨率为准，需要在实验中调节确定。一般来说，时间常数大，放大器噪声低，但维持放大器基线不变所允许的最高计数率却有所降低。因此，计数率低时可选择大的时间常数。不同类型的探测器，时间常数的选择也不相同。闪烁探测器典型的情况时间常数取为1 μs。

闪烁探头输出的是负脉冲，所以放大器输入极性开关应置于“负”，此时放大器输出的是正脉冲。放大倍数粗调以8、16、32、…，512二进制分档可调，细调用10圈电位器调节，它从1—2连续可调。例如粗调为“128”位置，细调为“5.00”位置时，其放大倍数为128×1.5=192倍。

5. 单道脉冲幅度分析器：

单道脉冲幅度分析器简称单道，其用途是选择一定幅度范围内的信号。单道脉冲幅度

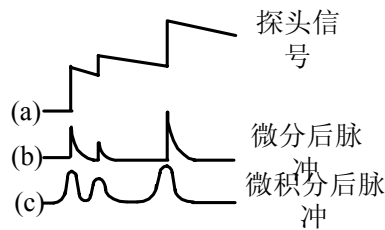


图 2-2-9 探头信号及成形脉冲示意图

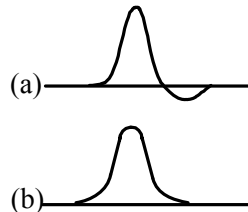
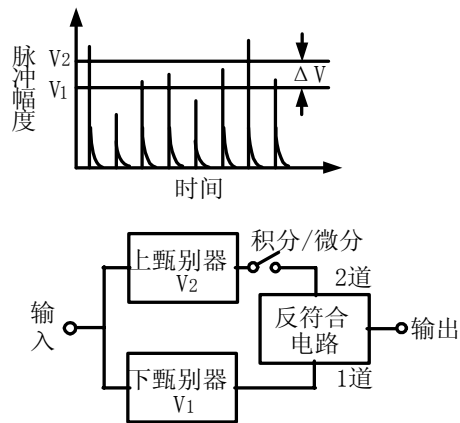


图 2-2-10 (a) 带有下击的脉冲信号
(b) 通过极零相消电路，脉冲后沿单调地回到基线

分析器的结构如图2-2-11所示，它主要由两个甄别器和一个反符合电路组成。甄别器只能容许幅度大于甄别阈的脉冲通过，如果下甄别阈为 V_1 ，只有大于 V_1 的脉冲才能通过下甄别器。而上甄别器阈值 V_2 与 V_1 保持一定的差值 ΔV ，即 $V_2 = V_1 + \Delta V$ ，因此只有幅度大于 V_2 的脉冲才能通过上甄别器。反符合电路具有这样的特性：当两端同时有脉冲输入时，电路无输出；只有一端有脉冲输入时，电路才有输出。

因此，在作微分测量时，当幅度为 V 的脉冲通过脉冲分析器，反符合电路的输出有三种情况：① $V < V_1$ 时，无输出；② $V > V_2$ 时，也无输出；③ $V_1 < V < V_2$ 时，有脉冲输出。由此可知，脉冲幅度分析器可以选取幅度在 V_1 和 $V_1 + \Delta V$ 之间的脉冲通过。 $\Delta V = V_2 - V_1$ 称为道宽。当道宽选定后，下甄别阈改变时，上甄别阈也相应变化。因而只要改变 V_1 ，测得 ΔV 内的脉冲数，即可得脉冲幅度谱。而脉冲幅度是与 γ 能量成正比的，因此脉冲幅度谱即为 γ 能谱。



2-2-11 单道脉冲幅度分析器的结构原理图

在作积分测量时，上甄别器的输出不进入反符合电路，所以只要下甄别器被触发，最后就有输出，这可以累计大于 V_1 的脉冲数。

6. 多道脉冲幅度分析器

使用单道脉冲幅度分析器测谱时，一次测量只能测出幅度在 ΔV 范围内的脉冲数，需要不断改变 V ，才能把一个谱测完，这就费时很长，而且由于仪器稳定性和外界条件的变化，其测量精度往往不高，因此发展了多道脉冲幅度分析器。

多道脉冲幅度分析器可以将脉冲按其幅度分类，同时在对应的道中进行记录并予以显示，这样就可以迅速地获取各种能谱。

实验内容及方法提示

1. 用单道 γ 谱仪测 ^{137}Cs 的 γ 能谱，定出谱仪的能量分辨率。

熟悉单道 γ 谱仪的各组件，选择合适的实验条件。把单道分析器“积分—微分”开关置于“微分”位置。根据实验室的推荐值，设置光电倍增管的工作电压。调节放大器的放大倍数，使 ^{137}Cs 0.662MeV γ 射线全能峰落在合适的位置上。选取合适的道宽、阈值改变量和测量时间，测量 ^{137}Cs 的能谱图，求出谱仪的能量分辨率。

2. 用多道 γ 谱仪测 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 的 γ 能谱，并进行能量定标和剥去本底谱的操作。

思考题

1. 测量能谱时，全能峰所对应的脉冲幅度应选择多大？
2. 反散射峰是怎样形成的？如何从实验上减小反散射峰的幅度？
3. ^{137}Cs γ 能谱中，能否见到电子偶峰？
4. 若已知铅的吸收系数 μ 与 γ 射线能量的关系曲线，试设计一个用G-M计数器测量 γ 射线

能量的实验。

实验 1-4 塞曼效应

在物理学的发展过程中，人类为光本性的探讨经过了相当曲折的过程。1845年，法拉第发现光的振动面在磁场中发生旋转，揭示了光学现象与磁学现象之间存在联系，启发人类不能孤立地研究光，必须将光学现象和其它物理现象联系起来考虑。1860年，麦克斯韦的理论研究指出光的电磁本质，1892年赫兹的实验证实了光是电磁波，1896年洛仑兹电子论的解释，使洛仑兹的“电子论取得了它最伟大的胜利”（劳厄）。塞曼效应在对光本性认识中的作用被认为是继X光(1895)之后物理学最重要的发现之一。1902年塞曼因这一成就与洛仑兹共获诺贝尔物理奖。

塞曼效应的观察结果是对于单重谱线（如H、Zn等原子光谱中的单重线）在垂直于磁场方向观察时得到三条分裂的谱线，它们都是偏振光，中间一条谱线的偏振面平行于磁场，其波数不变，称为 π 成份。左右对称地分布着偏振面垂直于磁场，波数为 $\tilde{\nu} \pm \Delta\tilde{\nu}$ 的两条谱线，称为 σ 成份。在平行于磁场方向观察时，谱线分裂为 $\tilde{\nu} \pm \Delta\tilde{\nu}$ 两条左旋和右旋的偏振光，其 $\Delta\tilde{\nu}$ 与磁场的强度成正比，即 $\Delta\tilde{\nu} = \frac{e}{4\pi mc} B$ ，这种效应称为正常塞曼效应。对于多重谱线，在磁场中分裂的谱线将多于三条，但谱线的裂距是正常塞曼效应裂距的简单的分数倍。即 $\Delta\tilde{\nu} = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi mc} B_0$ 称为反常塞曼效应。塞曼效应反应了原子所处的状态，因此它是研究原子能级结构的重要方法之一。

一、原理

原子受磁场作用而旋进所引起的附加能量为：

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

式中M为磁量子数，g为朗德因子，B为外磁场，对L-S耦合，

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - (L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (1-4-2)$$

J一定时，M取J，J-1，……，-J，共2J+1个值，所以在稳定的磁场作用下，无磁场时的一个能级因磁场作用而分裂成2J+1个能级。设某频率为 ν 的光谱线，由能级 E_2 和 E_1 间的跃迁产生，即 $h\nu = E_2 - E_1$ 。在磁场作用时，上下两能级均将分裂，新谱线频率 ν' 与能级的关系

$$h\nu' = (E_2 + \Delta E_2) - (E_1 + \Delta E_1)$$

$$\begin{aligned}
&= (E_2 + E_1) + (\Delta E_2 - \Delta E_1) \\
&= h\nu + [M_2g_2 - M_1g_1]\mu b \cdot B
\end{aligned}
\tag{1-4-3}$$

分裂后新谱线与原谱线的频率差为

$$\Delta\nu = \nu - \nu' = [M_2g_2 - M_1g_1] \frac{Be}{4\pi m}
\tag{1-4-4}$$

或用波数表示为

$$\begin{aligned}
\Delta\tilde{\nu} &= \frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} = [M_2g_2 - M_1g_1] \cdot \frac{Be}{4\pi mc} \\
&= [M_2g_2 - M_1g_1] \cdot L
\end{aligned}
\tag{1-4-5}$$

L 为洛仑兹单位，其值为 $L \approx 46.68 \times 10^{-6} \text{m}^{-1}$ 。

塞曼跃迁的选择定则为 $\Delta M = 0, \pm 1$ 。

当 $\Delta M = 0$ 时，为电矢量平行于磁场方向的线偏振光，称为 π 线。当平行磁场方向观察时 π 成份不出现。

当 $\Delta M = \pm 1$ 时，垂直于磁场观察时为偏振光，方向垂直于磁场，平行于磁场方向观察为左右旋圆偏振光，称为 σ 线。由此得出塞曼所观察到的三条分裂的谱线。

二、实验要求

塞曼效应实验是一个涉及面较广的一个实验。你将能有机会综合运用你所掌握的理论 and 实验的知识以及你的实验经验和技能来完成这一实验课题。

实验要求是观察汞的 5461 \AA 谱线在磁场中的分裂现象（包括横向和纵向效应）。测量横向效应分裂的谱线，分析谱线的偏振状态，测量塞曼分裂的波长差和电子荷质比 (e/m) 值。

1. 根据塞曼效应的产生条件和谱线分裂现象设计并画出实验框图。

2. 汞的 5461 \AA 谱线是汞原子由 $6s7s(^3S_1)$ 到 $6s6p(^3P_2)$ 能级跃进的结果，从理论上搞清此谱线的分裂情况，包括计算出各能级的量子数和 g , M 和 Mg 值，估算分裂谱线的波长（波数）差。并根据估算的分裂谱线的波长差，绘制能级分裂图和选择定则允许的几种跃迁，选用合适的色散元件。设计实验方案，画出光路图。拟定实验程序。

3. 注意实验现象的观察和分析，如改变磁场时谱线分裂的情况，如何区分 π 成份和 σ 成份等。

三、实验提示

1. 光谱仪器是利用光的色散，使来自被分析物质的光按不同波长分开而设计的光学

仪器。根据色散元件的分光原理，光谱仪器可分为：棱镜光谱仪，衍射光栅摄谱仪和干涉光谱仪。前两类你均已使用过，如棱镜光栅单色仪，棱镜光栅摄谱仪等，它们的分辨率也已有介绍。实验室还可提供一种应用干涉色散元件的光谱仪器法布里—卜罗干涉仪(见附录)。你可在这些光谱仪器中选择。请注意，估算谱线的塞曼分裂将是你选择的重要依据。(实验室提供的电磁铁可在 1.3×10^4 高斯以下任意调节)。

2. 光路设计应符合你所选用的光谱仪器的使用要求。

3. 请注意汞在可见光波段的谱线较多，获取其中的 5461 \AA 谱线可用滤色片或单色仪等器件。

4. 测读分裂谱线的方法要和选用的光谱仪器相配。

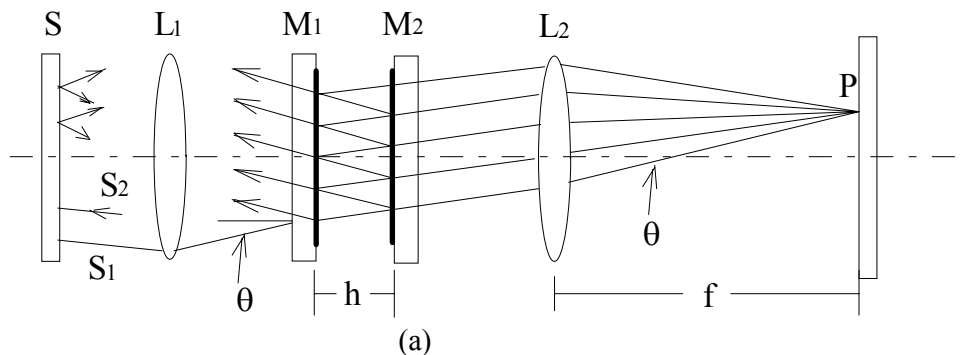
参考资料

1. 诸圣麟，原子物理学，§ 6.5
2. 母国光，光学，§ 8.7
3. 赵凯华，光学，第三章，§ 5
4. 郭奕玲，著名物理实验及其在物理学发展中的作用，§ 8

附录 法布里—卜罗 (Fabry-Perot) 干涉仪

法布里—卜罗干涉仪是由两块镀有高反射率的平行玻璃(或石英)板和端面相互平行的隔圈组成，是一种高分辨率的干涉光谱仪器。它的应用范围大，在长度计量中也被采用，成为长度基准传递的工具，因此又称为法布里—卜罗标准具(简称 F-P 标准具)。

1. 色散原理



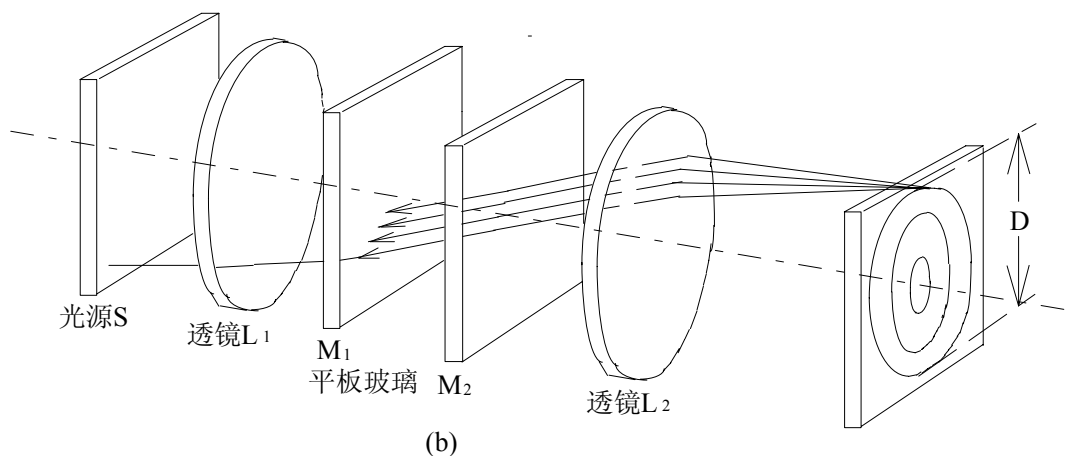


图1-4-1 F-P标准具光路图

F-P 标准具的光路如图 1-4-1(a) 所示。一束单色平行光以 θ 角入射，光在 M_1 ， M_2 平行表面多次透射和反射，形成一系列透射的平行光束。相邻两透射光束之间光程差为：

$$\Delta = 2nh \cos \theta \quad (1-4-6)$$

h 为两平行板的间距， n 为两平行板之间介质的折射率。这些透射光经透镜 L_2 聚焦后，在透镜焦平面上发生干涉，当光程差为波长的整数倍时产生干涉极大。即

$$2nh \cos \theta = k\lambda \quad (1-4-7)$$

在扩展光源照明下，将产生一组同心圆环的等倾干涉条纹，如图 1-4-1(b) 所示。

以 f 表示会聚透镜的焦距，在其焦平面上干涉条纹圆环的直径 D 与入射角 θ 的关系可表为

$$\cos \theta = \frac{f}{\sqrt{f^2 + (D/2)^2}} \cong 1 - \frac{1}{8} \left(\frac{D}{f} \right)^2$$

代入 1-4-7 式得

$$2nh \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{D}{f} \right)^2 \right] = K\lambda \quad (1-4-8)$$

由此可见，干涉级数愈大，干涉环的直径愈小，所以中心条纹的干涉级次最大。随着干涉环直径增大，条纹将愈密。观察同一波长相邻两级次干涉图，它们干涉环的直径平方差为

$$\Delta D^2 = D_{k-1}^2 - D_k^2 = \frac{4f^2}{nh} \cdot \lambda \quad (1-4-9)$$

即相邻两干涉条纹的间隔的平方正比于波长，反比于 F-P 的间隔，且和干涉级次无关。由上式可得出同一级次不同波长 (λ_a, λ_b) 的干涉条纹和波长差的关系为

$$\Delta \lambda = \lambda_a - \lambda_b = \frac{nh}{4f^2 k} (D_b^2 - D_a^2)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2} \cdot \frac{\lambda}{k} \\
&= \frac{\lambda^2}{2nh} \cdot \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2}
\end{aligned} \tag{1-4-10}$$

即波长差和干涉条纹直径的平方差成正比。不同波长对应不同的干涉条纹，由此实现干涉分光。通过测量 F-P 标准具干涉条纹的直径，即可得出相应的微小的波长差值。

2. F-P 标准具的两个特性参量

(1) 自由光谱范围 $\Delta\lambda_F$

它表示标准具所允许的不同波长的干涉条纹不重迭的最大波长差 $\Delta\lambda_F = \frac{\lambda^2}{2nh}$ 。

例如： $h=5\text{mm}$ 的标准具，当 $n=1$ ， $\lambda=5461\text{Å}$ ，则 $\Delta\lambda_F=0.3\text{Å}$ ，即波长在 $5461\text{Å} \sim 5461.3\text{Å}$ 范围内的光，用此标准具将不会发生干涉条纹的重迭。在选用时要选用 $\Delta\lambda_F$ 合适的标准具。

(2) 分辨本领

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = k \frac{\pi\sqrt{r}}{(1-r)} = \frac{2nh}{\lambda} \cdot \frac{\pi\sqrt{r}}{(1-r)} \tag{1-4-11}$$

式中 r 为标准具反射面的反射系数，反射系数愈大，分辨本领也愈大。例如 $\lambda=5461\text{Å}$ ，标准具的间隔 $h=5\text{mm}$ ， $n=1$ ， $r=0.9$ ，则它的分辨本领 $R \cong 5.46 \times 10^5$ ，即可分辨的波长差为 $\Delta\lambda = \lambda/R = 0.01\text{Å}$ 。可见 F-P 标准具是分辨本领很高的光谱仪器，常被用来研究光谱线的超精细结构。通常标准具反射膜的反射率高于 0.9，间隔距离为 1~10 毫米。

3. F-P 标准具的调整

F-P 标准具调整的基本要求就是使两个镀有高反膜的工作表面平行。为便于调整，中间间隔圈制成只有三个接触点，通过三个压紧的弹簧螺钉调整施加的压力进行微调。判断工作表面是否平行，可用汞灯照明，在透射方向可看到一组同心干涉圆环，观察者将眼睛上下左右移动时，如两个表面已严格平行，干涉环将不随眼睛移动而变化，反之，干涉环将有变化，若眼睛移动方向 h 增大，则干涉环从中心冒出来，干涉环向外扩展。此判断和调整方法和迈克尔逊干涉仪调整两反射镜面垂直的方法类同。

调整时要注意，通过螺钉施加压力只是微调，因此不能用力过猛，以免损害工作表面。调整和使用时，必须注意保持 F-P 表面的清洁度。

实验6-3 锁定放大器

锁定放大器是微弱信号测量技术中的一类重要仪器。它应用相关检测的原理测量深埋在噪声中的微弱信号的幅度与相位，应用范围很广。本实验的目的是掌握锁定放大器的基本原理和使用方法。

一、锁定放大器的工作原理

锁定放大器的构成如图6-3-1所示。可分为三大部分，即信号通道、参考信号通道和相敏探测器。

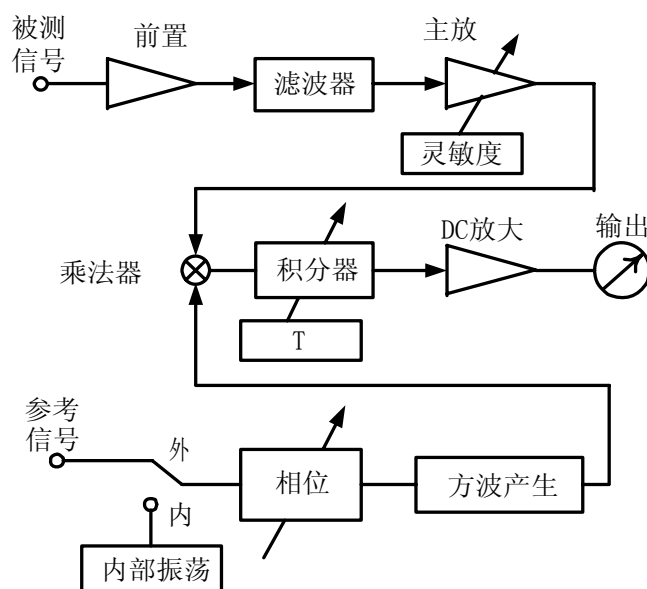


图 6-3-1 锁定放大器框图

1. 信号通道

信号通道包括低噪声前置放大器，各种特性的无源或有源滤波器，宽带放大器等部分。它的作用是把微弱信号放大到足以推动相敏探测器工作的电平，并兼有预先抑制和滤掉部分干扰和噪声的作用。

信号通道要求低噪声和高增益。前置放大器必须具备低噪声的特点，否则将由于放大器本身的噪声而使信号淹没得更深。由于不同测量工作中用到的探测器种类不同，因而对

前置放大器呈现出的信号源内阻也不同。为了得到最佳噪声性能，应注意阻抗匹配问题，使噪声系数NF最小。此外还要求前置放大器具有足够大的放大倍数（100~1000倍），很高的共模抑制比，较大的动态范围等。

在信号通道中的滤波器，根据不同干扰和噪声的特点，可以采用带通，高通，低通，带阻，陷波等不同形式，或同时应用几种形式使干扰和噪声得到最大限度的抑制。

2. 参考通道

参考通道是指从参考信号输入端到乘法器输入端之间的部分。参考通道是锁定放大器区别于一般放大器的不可缺少的组成部分。它的作用是提取被测信号中的频率特征，复原或制造一个与被测信号频率相关（同步）的信号送给相敏探测器。由于这个特点，一般地参考通道的输入信号与被测信号来自同一信号源。参考通道包括触发整形电路，锁相环电路，相移电路和方波形成电路。输入参考通道的信号可以是正弦波，方波，三角波，脉冲等各种波形的周期信号。

触发整形电路把各种波形的输入信号变成方波触发下级电路。它的触发电平范围一般较大（mV~V）。

锁相环电路用来产生一个与输入到参考端的信号频率相同或高一倍的信号，这个信号与被测信号的基波或二次谐波是同步的。在进行二次谐波响应的测量时就要用到二倍频方式。

相移电路则用来调整参考信号与被测信号之间的相位，调整范围大于 2π 。一般由一个 $0^\circ\sim 100^\circ$ 的连续可调的相移器和一个相移量跳变 90° 、 180° 、 270° 的固定相移器组成。

方波形成电路的作用是把相移电路送过来的波形变成占空比严格为1:1的方波。从而抑制了信号中的偶次谐波。

参考通道产生的信号最后被送入相敏探测器。它才是真正的参考信号。

3. 相敏探测器

相敏探测器是指从乘法器到输出指示部分。其中包括四相限乘法器、低通滤波器和直流放大器。加在乘法器输入端有两个信号，一个是已放大的被测信号，另一个是从参考通道来的方波。

低通滤波器一般为简单的一阶阻容低通滤波器。时间常数RC的选择范围很大，一般在mS~min之间。

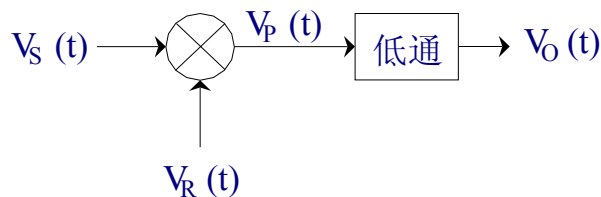


图 6-3-2 相敏探测器的工作原理

为了说明相敏探测器的工作原理，先假定在乘法器的两端加有两个余弦信号，如图6-4-2所示。被测信号为 $S(t) = \sqrt{2}V_S \cos(\omega_S t + \phi_S)$ ，参考信号为：

$$\begin{aligned}
 R(t) &= \sqrt{2}V_R \cos(\omega_R t + \phi_R), \text{在乘法器输出端可得到信号 } V_P(t): \\
 V_P(t) &= 2V_S V_R \cos(\omega_S t + \phi_S) \cos(\omega_R t + \phi_R) \\
 &= V_S V_R \cos[(\omega_S + \omega_R)t + (\phi_S + \phi_R)t] \\
 &= V_S V_R \cos[(\omega_S - \omega_R)t + (\phi_S - \phi_R)t] \quad (6-3-1)
 \end{aligned}$$

此式表示乘法器输出端的信号有两个频率分量： $(\omega_S + \omega_R)$ 和 $(\omega_S - \omega_R)$ 。当两个频率相等时，则 $V_P(t)$ 中有一直流项，这是我们感兴趣的。只要把低通滤波的时间常数取得足够大，就可把交流分量滤掉。由此最终得到的电压幅值为：

$$V_O = KV_S \cos(\phi_S - \phi_R) \quad (6-3-2)$$

这里K是一与增益等有关的机器常数，可定 $K=1$ 。

从这里可以看到，要得到一个直流分量，就要保证被测信号与参考信号的相位有固定关系。所以它们必须来自同一信号源，即它们是相关的。而噪声则没有这种固定的相位关系，或说噪声与参考信号不相关。因此与参考信号相乘后仅输出交流分量，如果我们把这个低通滤波器的时间常数取得较大（如 $T=5$ 秒，这很容易做到），那么，这个滤波器的滤波性能就可做得很好。它的带宽可做得很窄。这是用一般传统的方法难以实现的。由此看出相敏探测器有很强的噪声抑制作用。

(6-3-2)式表示在两个频率相等时（即所谓的锁定条件），相敏探测器的输出仅取决于待测信号的振幅和两信号的位相差余弦之积。从矢量角度看，可看成是 \vec{V}_S 在 \vec{V}_R 的投影。我们固定振幅就可以测量相位；固定相位就可测量振幅。如果我们把 ϕ_R 改变 $\pi/2$ ，那么(6-3-2)式变成：

$$V_O = KV_S \sin(\phi_S - \phi_R) \quad (6-3-3)$$

解(6-3-2)、(6-3-3)式，就可得到 V_S 和 ϕ_S 。而把参考信号相位改变 $\pi/2$ 在电路上是容易做到的，锁定放大器都有这样的调节功能。有的锁定放大器内部有两个相敏探测器，所加的参考信号相差 $\pi/2$ 。这样，可直接显示 V_S 和 ϕ_S 。这种锁定放大器称作矢量锁定放大器。

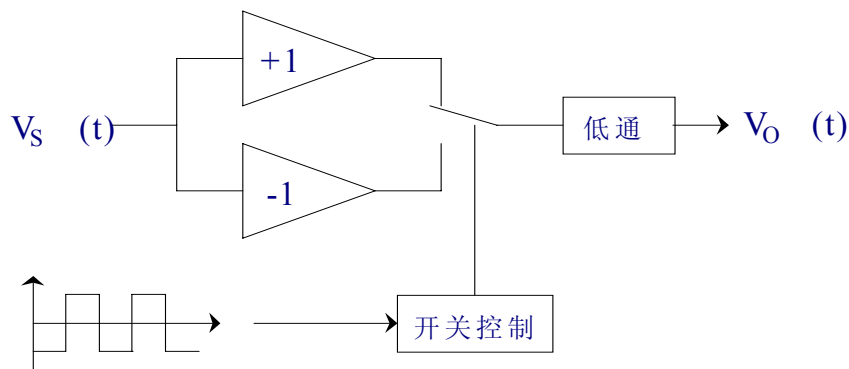


图 6-3-3 开关型相敏探测器工作原理

实际使用的乘法器是一种开关乘法器，它具有动态范围大，线性好，线路简单等优点。它要求参考信号提供的是方波，对振幅要求不高。这在技术上较容易实现。它的相乘作用可以用图（6-3-3）来说明。显然它只是一个可控转换开关而已。图（6-3-4）给出了在不同相位差时输出信号的关系。注意，在低通滤波器后输出的只是平均值。当相位差为 $\pi/2$ 时，我们称两信号正交，即待测信号在参考信号上的投影为零。

因为参考信号是方波，它的傅立叶级数表示为：

$$R(t) = U[\cos(\omega_R t + \phi_R) + \frac{1}{3}\cos 3(\omega_R t + \phi_R) + \frac{1}{5}\cos 5(\omega_R t + \phi_R) + \frac{1}{7}\cos 7(\omega_R t + \phi_R) + \dots] \quad (6-3-4)$$

式中的U与方波幅度有关。

不难看出，当参考信号是方波时，它分别与待测信号中的奇次谐波相关，但输出幅度依次是基波的 $1/3$ 、 $1/5$ 、 \dots 、 $1/K$ 、 \dots 。而待测信号中的偶次谐波则不会产生直流分量。要测量偶次谐波时，则要用到锁定放大器的 $2f$ 模式。

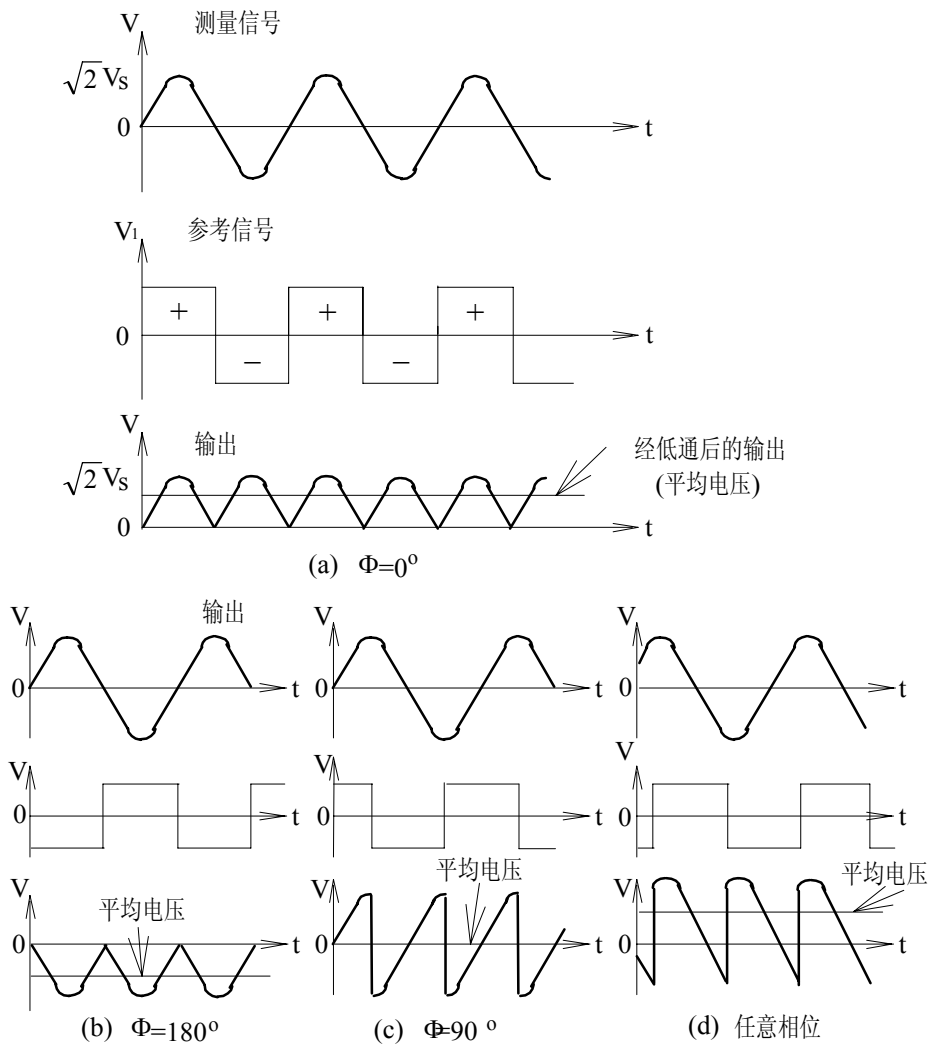


图6-3-4 不同相位差时输出信号

由此形成了一系列“传输窗口”：其每个窗口中心频率分别是 ω_R 、 $3\omega_R$ 、 $5\omega_R$ 、 \dots ，带宽取决于低通滤波器的时间常数（图6-3-5）。凡落在这些窗口频率的振幅都分别以 $1/K$ 的比例传输到输出端。

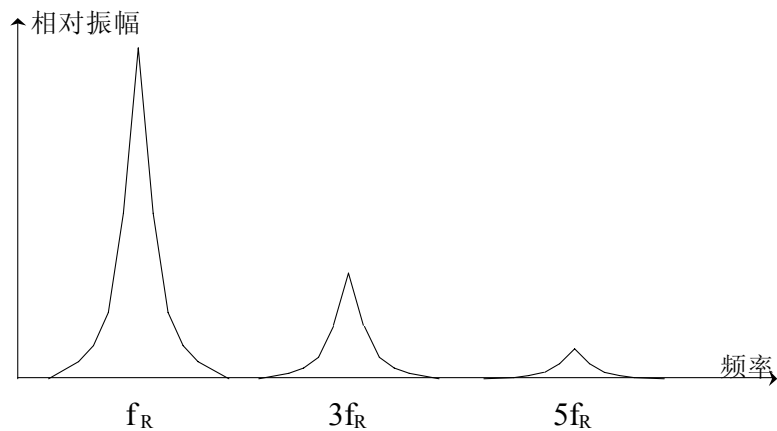


图 6-3-5 传输窗口

这在某些情况下是不利的，比如被测信号是一个比较纯的正弦波并混有频谱很宽的噪声，如白噪声。那么就会有较多的噪声“漏”到输出端去，从而带来误差或讯噪比下降。这时我们可以在信号通道中插入前置滤波器，预先滤除部分噪声，或用调谐放大器，有选择地放大信号。

二、锁定放大器的基本使用方法

从前面的讨论中我们知道锁定放大器必须有两个输入信号，一个用来作为参考信号，另一个是待测信号。为了确保这两个信号是相关的，它们都来自同一信号源。一般这个信号源可以是一个振荡器，也可以是一个机械的调制器（如对光，调制器把直流光调制成脉冲形式）。所以使用锁定放大器时的基本线路如图6-3-6所示。

我们知道，锁定放大器的输出指示除了与 V_s 成正比之外，还与相位差 $\delta\phi$ 的余弦成比，所以在测量 V_s 的过程中，应仔细调节位相旋钮，使输出指示最大，这时 $\cos\delta\phi=1$ 。不过当 $\delta\phi$ 很小时， $\cos\delta\phi$ 的变化很小，不易看出。所以实际操作时，往往是先把相位转90度，调节相位旋钮使输出指示为零。然后再转回90度，此时所示之值即为 V_s 。

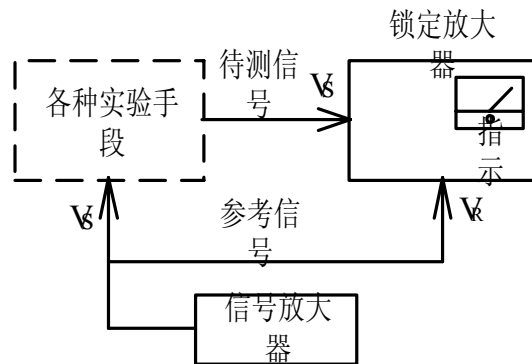


图6-3-6 锁定放大器时的基本线路

低通滤波器的时间常数取得越大，则频率响应的带宽越窄。对于一阶RC低通滤波器，时间常数 T 取1秒时其带宽（下降3dB）约为0.3Hz。在实际操作中，时间常数 T 的选择

受到两方面因素的限制，一方面干扰信号与待测信号的频率差较小时，应使带宽窄一些即T大一些，使干扰信号的频率不落在“窗口”之内，另一方面T又不能取得过大，因为T过大会使待测信号频谱中较高的频率成分损失掉，从而使输出减小。

三、实验内容

1. 通过测量弱光光源的相对光谱分布，了解锁定放大器的工作原理和基本用法。我们知道光电探测器的输出与光源的光谱分布之间的关系是：

$$\gamma(\lambda) \propto \frac{V(\lambda)}{S(\lambda)T(\lambda)\left(\frac{d\lambda}{dl}\right)_\lambda} \quad (6-3-5)$$

式中： $V(\lambda)$ 是不同波长时光电探测器的输出， $S(\lambda)$ 是光电探测器的灵敏度， $T(\lambda)$ 是棱镜透过率， $\left(\frac{d\lambda}{dl}\right)_\lambda$ 线色散率。

实验中使用的仪器有锁定放大器，光电倍增管，反射式单色仪等。

2. 网络传递函数的测量

在锁定放大器的使用中，常常可以在信号通道中插入选频放大器或陷波网络等方法把干扰信号预先抑制，使整个放大器的动态储备得以进一步提高。常用的选频网络有双T电桥。有关双T电桥的知识请参阅有关书籍，这里不作介绍。在这里我们仅以把双T电桥当作一个四端网络来测量其传递函数。实验线路如图6-3-7所示。

图中的频率仪输出可变频率信号送入实验接线盒中再分两路，一路经 W_2 后成1V左右的正弦波信号送入锁定放大器参考信号输入端，另一路经 W_3 分压后再通过一个两刀三掷开关加到网络的输入端。接线盒输出端口A的信号由两刀三掷开关切换。当位于 V_{IN} 位置时是

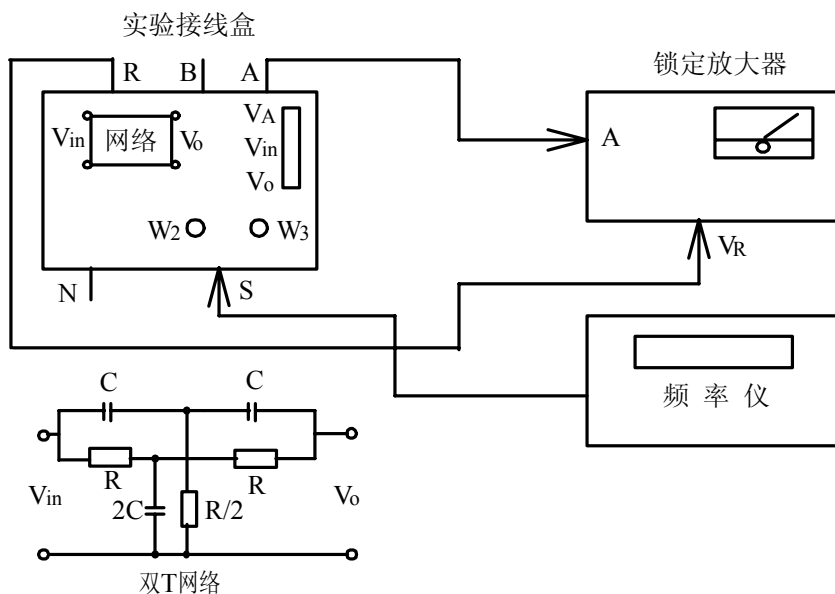


图 6-3-7 双 T 电桥传递函数测量线路

测量网络输入信号，位于 V_o 位置时是测量网络输出信号。

在开始测量时，应首先定下 V_{IN} 的大小，在这里可定为10mV，并调整位相旋钮使指示最大。然后再测 V_o ，因为通过网络后，信号 V_{IN} 的大小及位相都有改变，所以必须测出与参考信号平行和正交的两个分量。

实验所用的双T电桥谐振频率为450Hz左右，即在这一频率点上，双T电桥输出最小。在测量值很小时应注意改变锁定放大器的灵敏度。

