

1.1 引言

利用物质辐射的特征光谱分析物质的化学成分和研究物质的结构是光谱分析的基本内容。在历史上,科学家们应用光谱分析先后发现了铷、铯、钡、镓等元素以及一些稀土元素和稀有气体。在现代,在科学技术和一些生产领域,特别是在地质、冶金、核工业、化工和环保等领域,光谱分析仍然有着广泛的应用。

光谱仪器是光谱分析中必不可少的仪器,它的基本功能是测定物质的光谱组成,包括谱线波长、强度等。光谱仪的种类很多,根据分解光谱的工作原理,大致可分为四大类:棱镜光谱仪、光栅光谱仪、干涉光谱仪和新型光谱仪。棱镜光谱仪是最早使用的光谱仪。随着光谱刻画技术和复制技术的提高,以及光栅分光与棱镜分光相比具有色散均匀、分辨率高、能量集中、光谱范围宽等优点,光栅光谱仪的使用越来越普遍。干涉光谱仪(如法布里-珀罗干涉光谱仪)属于高分辨率光谱仪,其分辨率可达到 5×10^7 。棱镜光谱仪和光栅光谱仪的分辨率一般为 10^5 量级。采用光波调制技术制成的新型光谱仪(如傅里叶变换光谱仪等)可同时兼顾光强与分辨率,适应高分辨率、高灵敏度、高检测信噪比的要求。

CCD 是电荷耦合器件(charge coupled devices)的简称,是由美国贝尔实验室的 W. S. Boyle 和 G. E. Smith 于 1970 年提出来的新型半导体器件。CCD 像感器具有尺寸小、重量轻、功耗小、线性好、噪声低、动态范围大、光谱响应范围宽、寿命长、实时传输和自扫描等一系列优点。30 多年来,CCD 的研究和应用得到了惊人的发展,已成为跨专业、跨行业的一种光电产品,是现代光电技术中最活跃、最富有成果的器件。它的用量以每年 20% 的速度递增,是未来 10 年可能增益 100 倍的高技术产品。

CCD 首先在光学成像领域迅速获得应用和发展,在许多场合,CCD 摄像机已取代传统的电子束扫描摄像管摄像机。在电视监视、工厂电视、广播电视、电影、可视电话、住宅可视安全防范、扫描仪、传真机、车载摄像机、数码相机、医用内窥镜和机器人视觉传感器等方面的市场不断扩大。在天体观测领域,CCD 集照相底片的广视场(一次可同时观测很多颗星像)和光电倍增管的高精度于一身,迅速取代了传统的照相底片,成为装配在天文望远镜上的探测器。由 CCD、光学成像系统和微机数据采集处理系统组成的光电测量系统具有对图像信息快速采样、存储、传输和数据处理等功能,在尺寸测量、定位检测、位

移测量、振动测量和光谱测量等量测领域的应用越来越广泛。

随着 CCD 应用的不断扩展和应用技术的深化,促进了 CCD 本身的发展,使 CCD 像传感器的综合性能在不断提高。现在 CCD 像传感器向高感光元(也称像素)数,多制式方向发展。像面尺寸在减少,但其像素数在增加,由早期的 $512(H) \times 492(V)$ 向 $795(H) \times 596(V)$ 发展,甚至出现超过百万像素的 CCD 传感器,为提高水平方向和垂直方向的分辨能力,已从通常的隔行扫描向逐行扫描发展。CCD 摄像机正朝着高速、低光强、小体积、轻重量、低功率、数字化、智能控制等方向发展。CCD 摄像机目前能达到的动态范围为 $1:500$ 采用两倍频图像采集和处理技术,可实现 $1:10000$ 的动态范围。国际信息高速公路的实施,将使电脑摄像机和网络摄像机的应用更加普遍。家用 CCD 摄像机将会普及到千家万户。

1.2 实验目的

1. 了解平面光栅光谱仪的结构并掌握其使用。
2. 了解电荷耦合器件的构造,工作原理和应用。
3. 熟悉光谱测量的原理和方法。

1.3 实验装置和实验原理

图 1.1 是实验装置框图。光源发出的光经聚光镜成像在光谱仪的入射狭缝上,经光栅光谱仪分光后的衍射光成像在 CCD 的感光面上。CCD 器件将感光元上的光信息转换成与光强成比例的信号电荷。在时钟脉冲的驱动下,信号电荷依次转移,并最终的视频信号输出。CCD 输出端的视频信号中每一个离散电压信号的大小对应着 CCD 感光区的相应感光元所接收的光强的强弱,而信号输出的时序对应 CCD 感光元的位置的顺序。也就是说,CCD 依靠自扫描方式完成信息从空间域到时间域的变换。CCD 输出的视频信号(模拟信号)经图像卡由 A/D 转换器、数据存储器、地址发生器、同步控制器及微机接口电路组成)数字化处理后的数字电压信号存储在图像卡中的数据存储器中。微机对图像卡的输出数据实时采集,并对光谱数据进行处理。

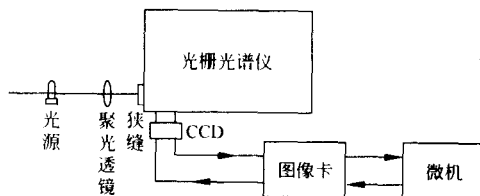


图 1.1 实验装置框图

CCD 器件为积分型器件,其输出信号的大小既和其感光面上的照度有关,也和两次取样的时间间隔有关。两次取样的时间间隔称为光积分时间。若以 I 代表 CCD 输出电流信号, E 代表感光面上的照度, t 代表两次取样的时间间隔,则在正常工作范围内有

$$I = KEt = KQ, \quad (1.1)$$

式中： K 为比例常数 $Q=Et$, Q 称为曝光量 单位为 $\text{lx} \cdot \text{s}$ 。

在光谱测量中，将 CCD 的每一个感光元称为一“道”。根据光栅衍射的特点，在衍射角变化不很大的情况下，衍射角与波长差不多成线性关系。CCD 的每个感光元尺寸一样而且均匀配置，因此我们可以认为，在 CCD 感光面上，波长 λ 与道数 m 有线性关系

$$\lambda = a + bm. \quad (1.2)$$

用标准波长（本实验由氖灯和汞灯提供标准波长）对(1.2)式进行定标 定出 a 和 b 值后，由微机中读出的被测波长所在道数，就可以计算出被测波长的值。

本实验的数据采集、定标和测量可以由微机完成。具体操作见实验室操作说明。

图 1.2 为显示在微机屏幕上的 CCD 采集到的氖灯的部分光谱。图中横轴分度为像素数，纵轴分度为光强量化值。工具栏中的光积分时间按钮共有 16 档可供选用，档次越大，光积分时间越长。工具栏中的采集按钮有两个，靠近问号按钮的为一次采集按钮，紧靠一次采集按钮的为连续采集按钮。选了连续采集按钮，则 CCD 采集系统就连续不断地进行采集，微机屏幕上的显示就连续不断地变更。选中工具栏中的数字按钮，则可显示光谱的数据。

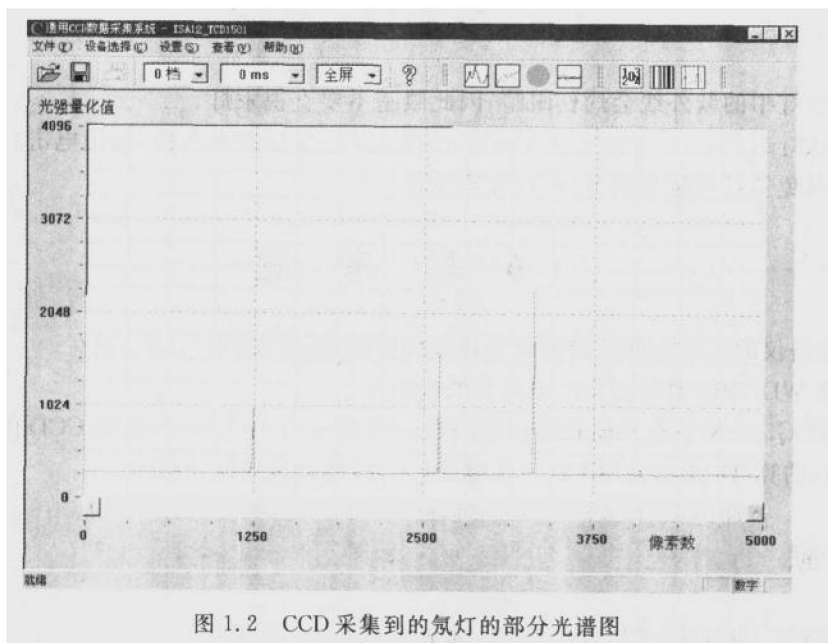


图 1.2 CCD 采集到的氖灯的部分光谱图

本实验中使用的 WDG500 型平面光栅光谱仪的主要技术参数如下：

波长范围：2000~8000Å	凹面反射镜焦距：500mm
平面反射光栅：1200 线/mm	闪耀波长：5700Å
波长重复性：1Å	分辨率：1Å
波长准确度：±0.5Å	

本实验中使用的 TCD1501 D CCD 主要性能指标如下：

感光元数：5000 像元	感光元尺寸：7μm×7μm 相邻感光元中心距 7μm
--------------	----------------------------

灵敏度： $13\text{V}/\text{lx}\cdot\text{s}$ （典型值）动态范围：3000

平面光栅光谱仪和 CCD 的结构和工作原理见附录 1.1 和 1.2

1.4 实验内容

1. 利用氖灯和汞灯的已知的光谱波长作为标准波长测量氪灯的可见光范围内的光谱波长值，并画出氪灯光谱图。

定标和测量可以由微机完成。为了深刻理解测量原理，要求实验者根据微机提供的已知波长对应的道数，手工定出 $\lambda=a+bm$ 中的 a 和 b 值，并测量氪灯的一条谱线。

2. 在 $6400\sim 6800\text{\AA}$ 范围内，取氪灯的 5 条谱线的道数 m ，作 $\lambda-m$ 拟合，记录 $\lambda=a+bm$ 的 a, b 值和 $\lambda-m$ 的相关系数，说明 λ 与 m 的线性关系。

3. 测量 WDG500 型平面光栅光谱仪的倒数线色散率（定义见附录 1.1）。

本实验要求实验者根据实验内容拟定具体的实验方案，包括光谱仪的外光学系统的共轴如何调至最佳，如何尽快找到谱线等。

1.5 实验注意事项

(1) 汞灯中的紫外线会灼伤眼睛，因此眼睛不要直视汞灯。

(2) 汞灯起辉电压 1500V ，不要用手或身体部位接触裸体电极，以免电击。

(3) 避免氪灯或氖灯倒下，以免灯管破碎。

1.6 思考题

1. 光谱仪的入射狭缝的缝宽对光谱线的强弱和谱线线宽有何影响？

2. 求 WDG500 型平面光栅单色仪的闪耀角。

3. WDG500 型平面光栅光谱仪的倒数线色散率为 $16\text{\AA}/\text{mm}$ 如果 CCD 的所有感光元都有效，估算 TCD1501D CCD 一次曝光（一屏）能测量的波长范围。

参考文献

[1] 王以铭编著. 电荷耦合器件原理与应用, 北京: 科学出版社, 1987 年

[2] 王庆有编著. CCD 应用技术, 天津: 天津大学出版社, 2000 年

[3] 李廷钧编. 发射光谱分析, 北京: 原子能出版社, 1983 年

附录 1.1 自准直平面光栅光谱仪

一、自准直平面光栅光谱仪的光学系统

平面光栅光谱仪中采用的光栅都为反射式平面光栅。本实验使用的是自准直平面光栅光谱仪，其光学系统如图 1.3 所示。

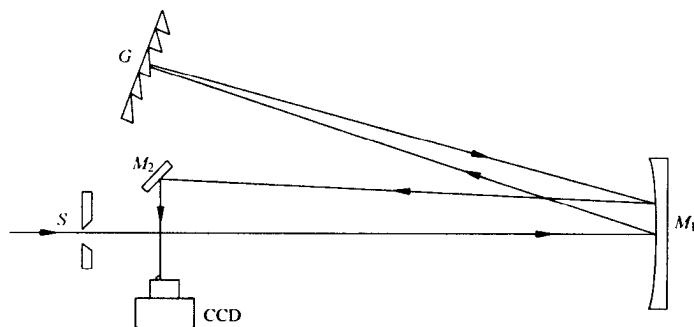


图 1.3 自准直平面光栅光谱仪光学系统

1. 凹面反射镜

凹面反射镜 M_1 作为物镜，起准直和聚焦作用。入射缝 S 位于它的焦平面上，入射缝发出的光经凹面反射镜后成为平行光照射到光栅上，经光栅分光后，不同波长的单色光沿接近入射方向返回到 M_1 并经 M_1 聚焦到 CCD 的感光面上。

反射镜作为物镜，不但不会产生色差、可适用于紫外到远红外的整个光谱范围，还可简化机械结构，因而在现代光谱仪中被广泛使用。

2. 平面反射光栅

按光学反射面的形状，有平面反射光栅和凹面光栅之分。凹面光栅是将刻痕刻画在凹球面上的光栅。平面反射光栅是在高精度平面上刻画出具有一定形状刻痕的反射光栅如图 1.5 所示。

我们知道，光栅常数为 d 的透射光栅的光栅方程为

$$d(\sin\theta + \sin\phi) = k\lambda, \quad (1.3)$$

透射光栅衍射光的强度分布为

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \cdot \frac{\sin^2 N\nu}{\sin^2 \nu}, \quad (1.4)$$

$$u = \pi a(\sin\theta + \sin\phi)/\lambda,$$

$$\nu = \pi d(\sin\theta + \sin\phi)/\lambda.$$

(1.3) 式和 (1.4) 式中， I_0 为单缝衍射的零级光谱的光强， k 为衍射级次， N 为缝（刻线）总数， d 为光栅常数 a 为缝宽 θ 为入射角，永远取正值 ϕ 为衍射角当 ϕ 与入射角 θ 在光栅法线 n 同侧时为正值，异侧时为负值； $\sin^2 u/u^2$ 为单缝衍射因子，主最大在 $\phi = -\theta$ 处， $\sin^2 N\nu/\sin^2 \nu$ 为干涉因子。

对于图 1.4 所示的“理想”平面反射光栅,(1.3)式和(1.4)式仍然适用。(1.4)式的光强分布表明,无用的零级衍射像强度最大(80%以上),而有用的衍射光很弱。1888 年罗兰认识到控制刻痕的形状可以改变衍射光的相对光强分布,使光强集中在某一级光谱上。如图 1.5 所示,现代刻画的平面反射光栅的刻槽断面成三角槽形,槽面是光滑平面,起“狭缝”作用。沿槽面的镜反射方向特别明亮,称为闪耀方向,因而这种光栅称为闪耀光栅或定向光栅。槽面与光栅平面所成的角或者槽面法线与光栅法线之间的夹角,称为闪耀角。

闪耀光栅的衍射光的强度分布中的 u 为

$$u = \pi a (\sin \theta' + \sin \phi') / \lambda, \quad (1.5)$$

式中: θ' 和 ϕ' 分别为相对于槽面法线的入射角和衍射角。规定 u 取正值,衍射角 ϕ' 以及闪耀角 β 若与入射角 θ' 在槽面法线同侧时取正值,反之取负值。(1.5)式表明,此时 $u=0$ 的条件为 $\phi' = -\theta'$,就是说对于闪耀光栅来说,衍射包迹主最大的方向(也就是闪耀方向)移到了 $\phi' = -\theta'$ 处。在闪耀方向的波长称为闪耀波长。

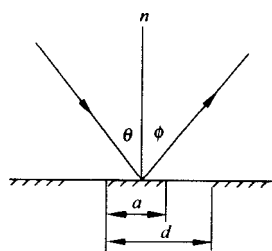


图 1.4 “理想”平面反射光栅

我们知道,光栅光谱中不同谱级的光谱会互相交错、重

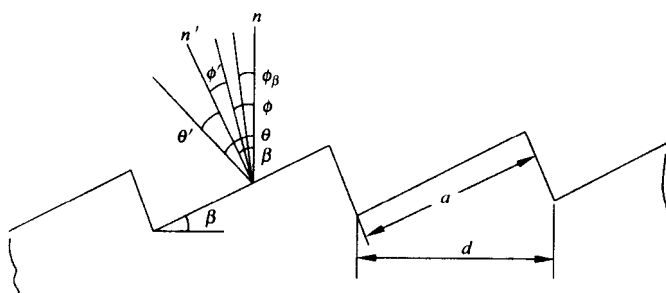


图 1.5 平面反射光栅断面

叠。因此在闪耀方向上,波长为 λ 的一级谱线和波长为 λ/k 的 k 级谱线都会出现。如果 k 级谱线出现在闪耀方向,则称相应的波长为 k 级闪耀波长。一般在光栅规格中给出的闪耀波长是一级闪耀波长,记为 λ_b 。闪耀波长 λ_b 与闪耀角 β 的关系为

$$\lambda_b = 2d \sin \beta \cos \frac{\theta - \phi_\beta}{2}, \quad (1.6)$$

式中: ϕ_β 为闪耀方向与光栅法线之间的夹角。

对于自准直系统有

$$\lambda_b = 2d \sin \beta \quad (1.7)$$

比较(1.6)式和(1.7)式后可知,当入射光线与闪耀方向的衍射光线的夹角 $\theta - \phi_\beta$ 不太大时,一级闪耀波长接近自准式一级闪耀波长值。

应该指出,在同一块光栅上,波长在 λ_b 附近的光的衍射强度也是比较高的,离 λ_b 越远则强度越低,而且短于 λ_b 的降低得较快,长于 λ_b 的降低得较慢。

二、光谱仪的主要性能

光谱仪的主要光学性能有：工作光谱范围、色散率、分辨率和聚光本领等。

1. 工作光谱范围

光谱仪能获得的光谱的波长范围，称为该光谱仪的工作光谱范围。光谱仪的工作光谱范围主要决定于光学元件的光谱透过率或反射率以及所采用的探测系统的光谱灵敏度界限。

光栅光谱仪的工作光谱范围较宽，改变光栅的参数和光栅表面的光谱反射率，可以扩展到整个光学光谱范围。

2. 色散率

光谱仪的色散率是指光谱仪分开不同波长的能力。常用角色散率和线色散率来表示。

角色散率：不同波长的光彼此分开的角距离随波长的变化率。若不同波长的光的波长差为 $\Delta\lambda$ ，经光谱仪色散后所分开的角度为 $\Delta\phi$ ，则光谱仪的角色散率 D 为

$$D = \frac{d\phi}{d\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta\phi}{\Delta\lambda}, \quad (1.8)$$

角色散率的单位是 rad/mm ，角色散率也就是将偏向角或衍射角对波长求导数。光栅光谱仪的角色散率，实际上就是光栅的角色散率。其大小主要取决于光栅常数，光栅常数越小，角色散越大。

线色散率：不同波长的光在光谱仪成像系统的焦平面上彼此分开的距离随波长的变化率。若不同波长的光的波长差为 $\Delta\lambda$ ，在成像系统的焦平面上被分开的距离为 Δl ，则光谱仪的线色散率 D_l 为

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta l}{\Delta\lambda}, \quad (1.9)$$

线色散率的单位为 mm/nm 或 $\text{mm/\AA}$ 。如果实际成像面与成像系统的光轴垂直，则光谱仪的线色散率和角色散率有如下关系：

$$D_l = fD, \quad (1.10)$$

式中： f 为成像物镜焦距。

在实际中，常用线色散的倒数（也称倒数线色散率）来表征光谱仪的色散能力。其单位常用 nm/mm 或 $\text{\AA/mm}$ 来表示。

$$\text{倒数线色散率} = \frac{1}{D_l} = \frac{d\lambda}{dl}. \quad (1.11)$$

3. 分辨率

光谱仪器的色散率表征了不同波长的谱线被分开的大小，但不能表示靠得很近的两条光谱线能否被分辨。靠得很近的两条光谱线能否被分辨，不仅决定于光谱仪的色散率，也与光谱线强度的分布轮廓有关，还与接收系统有关。光谱线的强度分布轮廓是一个复杂的函数，它不仅与光谱线的理论宽度（这儿指自然宽度、碰撞展宽、多普勒展宽等）有关，还与光谱仪的狭缝宽度、仪器的色散系统、入射狭缝的照明情况以及光学系统的像差等诸多因素有关。

光谱仪器的分辨率 R 通常用能分辨的两条光谱线的平均波长 $\bar{\lambda}$ 与波长差 $\Delta\lambda$ 的比值来表示 即

$$R = \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda}。 \quad (1.12)$$

光谱仪器的分辨率有理论分辨率和实际分辨率之分。理论分辨率就是根据瑞利准则推得的分辨率。光栅光谱仪的理论分辨率由下式表示

$$R = kN , \quad (1.13)$$

式中： k 为光谱级次， N 为光栅的总刻槽数。

光谱仪器的实际分辨率要比理论分辨率小。实际分辨率的表示方法常有两种，其一是给出该光谱仪的实际分辨率不低于理论分辨率的百分之几十；其二是明确指出该仪器可以分辨开哪些谱线组中的邻近线，这时就可用谱线组中相距最近的两条谱线的平均波长 λ 和波长差 $\Delta\lambda$ 之比来表示。另外，有的光栅光谱仪直接给出可分辨的最小波长差来表征分辨率。

光谱仪器的理论分辨率 R 与角色散率 D 有如下关系：

$$R = AD = A \frac{d\phi}{d\lambda}, \quad (1.14)$$

式中： A 为色散元件的有效孔径。

4. 聚光本领

聚光本领是表征光谱仪传递光能量的能力，它涉及到光谱线强度的高低。常用谱面上得到的照度 E 与入射狭缝的面辐射强度 B 之比值来表示聚光本领 L ，即

$$L = \frac{E}{B}。 \quad (1.15)$$

光谱仪器的聚光本领与光源亮度，光学系统的透射能力有关。光学系统的透射能力与聚焦物镜的相对孔径成正比关系，而且相对孔径对集光本领影响极大。

本实验中使用的 WDG500 型平面光栅光谱仪的主要技术参数如下：

工作波长范围：2000~8000Å	凹面反射镜焦距：500mm
平面反射光栅：1200 线/mm	闪耀波长：5700Å
波长重复性：1Å	分辨率：1Å
波长准确度：±0.5Å	倒数线色散率：16Å/mm

附录 1.2 电荷耦合器件简介

电荷耦合器件（简称 CCD）的基本结构是由彼此非常靠近的一系列 MOS 电容器组成。MOS 电容器能存储电荷。CCD 的基本功能是电荷的存储和转移。

一、MOS 电容器

组成 CCD 的一系列 MOS 电容器是用同一半导体衬底（如 P 型硅）制成，衬底上面生成均匀、连续的氧化层（ SiO_2 ）。各金属电极（称为栅极）互相绝缘，但相隔距离很小。如图 1.6，当栅极上加正偏压 U_G （N 型硅加负偏压）时，形成的电场穿过氧化层，在电场作用下，Si-SiO₂ 界面附近的 P 型硅中的多数载流子（空穴）被排斥，留下带负电的受主离子，在界面下形成一定深度的耗尽区。同时，界面处的电势（称为表面势）升高，形成电子势阱。在耗尽状态时，耗尽区中电子和空穴浓度与受主浓度相比是可以忽略的。随着栅极电极的增加耗尽区向半导体内延伸，表面势也不断升高。当栅电压 U_G 超过半导体的阈值电压 U_{th} （也称门限电压）时，界面处会形成一层极薄的电子层，这电子层称为反型层。达到反型状态后，耗尽区深度基本上不再随栅压增加，MOS 电容器达到稳定状态。

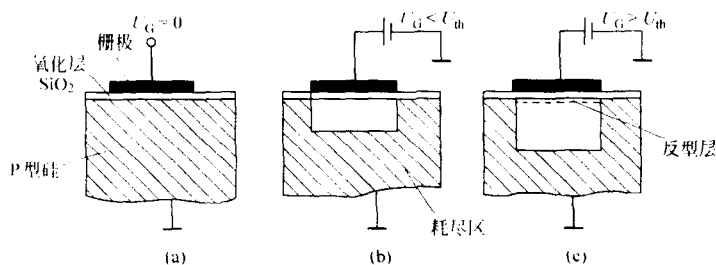


图 1.6 耗尽区和反型层

在没有外来信号电荷的情况下，反型层中的电子来源于半导体热发射产生的电子—空穴对，这种电子—空穴对的产生过程很慢。如果让栅极电压（加脉冲电压）由零突变到高于阈值电压时，由于热产生的电子—空穴对还来不及形成反型层，MOS 电容器就处于深耗尽状态，这是非平衡状态。CCD 就是利用反型前的非平衡态人为地注入电荷的，所以 CCD 就是在非平衡态下工作的 MOS 电容器的集成。

二、CCD 电荷转移原理和转移电极结构

如图 1.7 取 CCD 中四个彼此靠得很近的栅极来讨论。在这些栅极上，分别加上形状相同但彼此有一定相位差的脉冲（图 1.7(e)）。如图 1.7(a) 所示，在 t_1 时刻 ϕ_1 处于高电平， ϕ_2 和 ϕ_3 处于低电平， ϕ_1 电极下的界面处的势阱中充满了信号电荷。接着 ϕ_2 电平上升到 t_2 时刻 ϕ_2 也为高电平，由于极间间隔很小， ϕ_2 和 ϕ_1 下面的势阱发生耦合， ϕ_1 势阱中的电子向 ϕ_2 转移，如图 1.7(b)。接着 ϕ_1 电平开始下降，到 t_3 时刻，更多的电子转移到 ϕ_2 ，如图 1.7(c)。到 t_4 时刻 ϕ_1 电平已经下降到低电平，原来在 ϕ_1 势阱中的电子几乎都转

移到 φ_2 势阱中，这时 ϕ_1 和 ϕ_3 处于低电平，而 ϕ_2 处于高电平，如图 1.7(d)。这样，在时钟脉冲的控制下，实现信号电荷的定向转移。

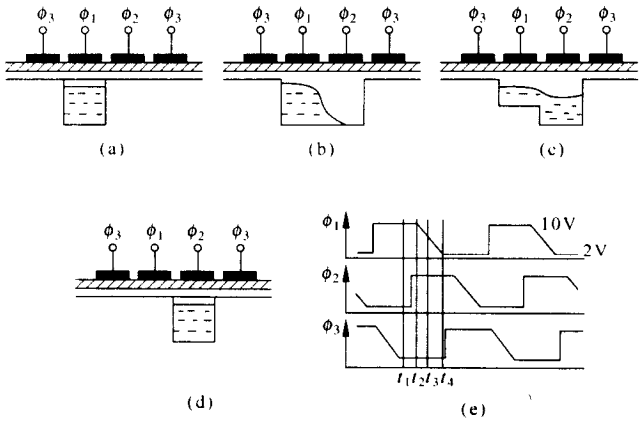


图 1.7 三相 CCD 中势阱耦合和电荷转移
(a) $t=t_1$; (b) $t=t_2$; (c) $t=t_3$; (d) $t=t_4$

在实际的 CCD 中，转移电极是很多的。如果将 1,4,7... 个电极并联并加时钟脉冲 ϕ_1 将第 2,5,8... 个电极并联并加脉冲 ϕ_2 将第 3,6,9... 个电极并联并加脉冲 ϕ_3 那么在时钟脉冲驱动下，信号电荷就从电极 1 转移到电极 2，再经过电极 3 转移到电极 4，所需时间为脉冲的一个周期。以后各个周期内，信号电荷继续向前转移。信号电荷在一个时间周期内通过一个单元。这种由三组彼此有相位差的时钟脉冲驱动的 CCD 叫三相 CCD。对于对称电极结构的 CCD 三相驱动是必须的。如果考虑到驱动脉冲，则可以认为三相 CCD 的基本单元是由相邻三个 MOS 电容组成。

三相 CCD 是最简单也是最早使用的器件。除三相 CCD 外，还有四相、二相等电极结构。二相电极结构中的电极必须具有不对称结构，才能保证电荷的定向转移。产生不对称电极的常用方法有多种。图 1.8 所示的二相结构是利用绝缘层（氧化层）的厚度不同来实现表面势的不对称的，此结构称为阶梯形氧化物结构。当加在金属电极上的电压相同时，厚氧化层下面的表面势比薄氧化层下的表面势低。因此，在每个电极下厚氧化层区建立起势垒，它阻止薄氧化层区域储存的电荷回流。

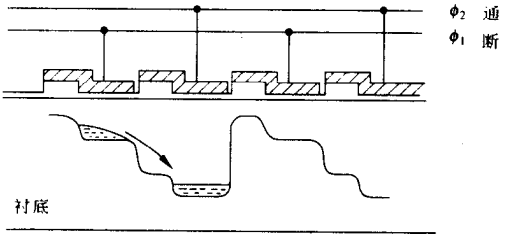


图 1.8 阶梯形氧化物结构

图 1.9 示出二相 CCD 的转移过程，图 1.10 示出二相时钟脉冲波形图。假设 t_1 时， $\phi_1=0, \phi_2=V$ 则电极 1 下面无势阱，电极 2 下面形成阶梯状势阱，并假设信号电荷包存储

在电极 2 和电极 4 等下面。到 t_2 时, $\phi_1 = \phi_2 = 1/2V$, 各电极下面的电势分布相同。图 1.9 中的箭头表示电势分布的移动方向, 即表示随着时间从 t_1 到 t_3 奇数电极下势阱变深, 偶数电极下的势阱变浅。到 t_3 时刻, 势阱成阶梯状, 最深处在电极 3 和 5 下面。到 t_4 时刻, $\phi_1 = V, \phi_2 = 0$, 电荷包转移了一个电极距离。从 t_5 和 t_8 产生第二次转移。二相 CCD 的一个单元包含 2 个电极。 $t_4 \sim t_5$ 和 $t_8 \sim t_7$ 间隔称为移入 / 移出间隔。

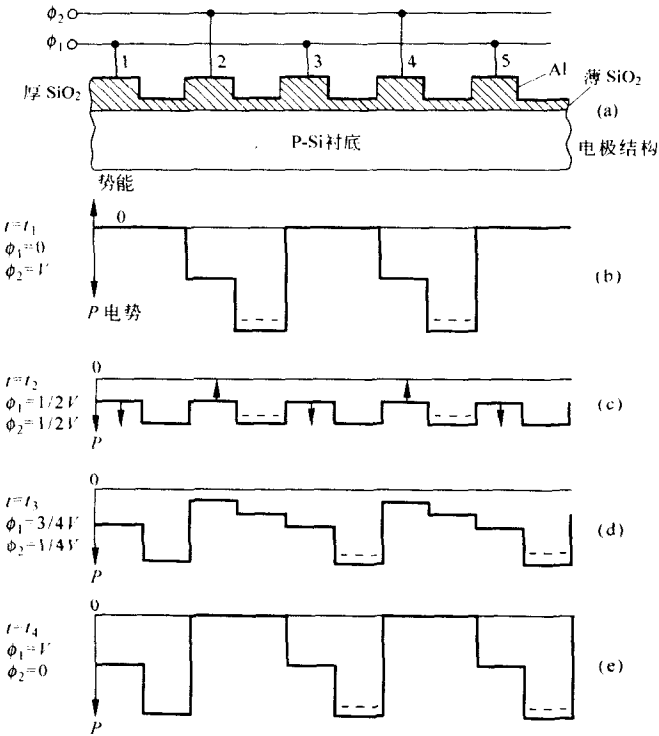


图 1.9 二相 CCD 的转移过程

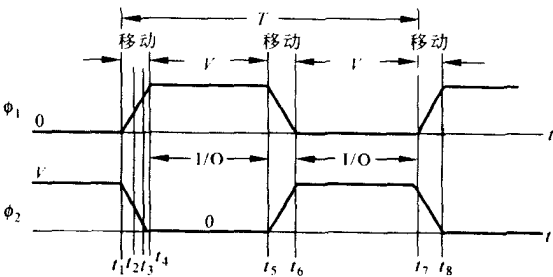


图 1.10 二相时钟脉冲波形图

三、信号转移沟道

上述的 CCD, 在垂直于界面方向, 信号电荷势能在 Si-SiO₂ 界面处最小, 因此信号电荷只能在贴近界面的极薄衬底内转移。信号转换沟道在界面的器件称为表面沟道 CCD。

由于界面处存在势阱，信号电荷在转移过程中将受到影响，因而表面沟道 CCD 的传输效率低。用离子注入法使信号电荷的存储和转移从界面移到体内，可以改善器件性能。这种信号转移沟道在体内的器件称为体内沟道或埋沟 CCD。体内沟道 CCD 结构的纵剖面如图 1.11 所示。与面沟 CCD 的差别是在氧化层下面增加了薄 N 型注入层。体内沟道 CCD 对时钟脉冲的要求和面沟 CCD 相同，只是偏置电压不同。

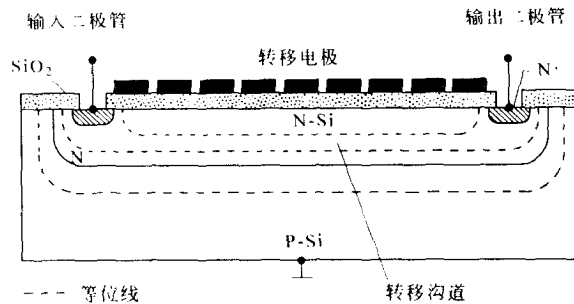


图 1.11 体内沟道 CCD 结构

四、线阵型 CCD 像传感器

用于摄像或像感的 CCD 的功能是将光学图像信号转变成视频信号输出，前面叙述的 CCD 虽然它的电极结构绝大多数都具有一定的透光性，因而在势阱中会形成信号电荷包，在时钟脉冲作用下信号电荷包会转移并依次输出。但是，这种 CCD 用于像感时具有效率低、噪声大等缺点。实际用于像感的 CCD 都使感光区（也称光敏区）和转移区（也称读出区）彼此分开。

CCD 像传感器分为线阵型和面阵型两大类。线阵型 CCD 的感光区是一排感光元，可以接收一维光信息，而不能直接将二维光学图像转变为视频信号输出。要获得二维图像必须附加机械扫描。线阵型 CCD 像传感器主要用于谱分析、图形尺寸检测等。面阵 CCD 像传感器的光敏区由面阵排列的感光元组成，可以直接将二维光学图像转变为视频信号输出，主要用于实时摄像和监控等。

线阵型 CCD 像传感器有单通道型（只有一个移位寄存器）和双通道型（有两个移位寄存器）。图 1.12 示出的是双通道型结构原理图。两个不透光的移位寄存器分别平行配置在感光区的两侧。感光区用沟阻扩散分割成 A、B 两组感光单元。在积分期，光栅加高电平，各感光单元下面形成势阱，光生多数载流子通过衬底流走，而光生电子被势阱收集形成信号电荷包。积分期结束，光栅电平下降，转换栅打开，A 组的信号电荷包由感光单元向上面的移位寄存器中的相应单元转移，而 B 组的电荷包由感光单元向下面的移位寄存器中的相应单元转移。当各个电荷包在时钟脉冲驱动下开始沿移位寄存器一位一位地向输出端转移时，转移栅关断。随着光栅上升至高电平，感光区进入又一个积分期。同样数目感光元条件下，双通道比单通道的转移次数少一半，因此双通道型的转移效率大大提高。

本实验中使用的 TCD1501D CCD 为线阵型、二相驱动、双通道、内置采样保持电路 CCD，其电路结构框图及各脉冲波形图见实验室说明书。

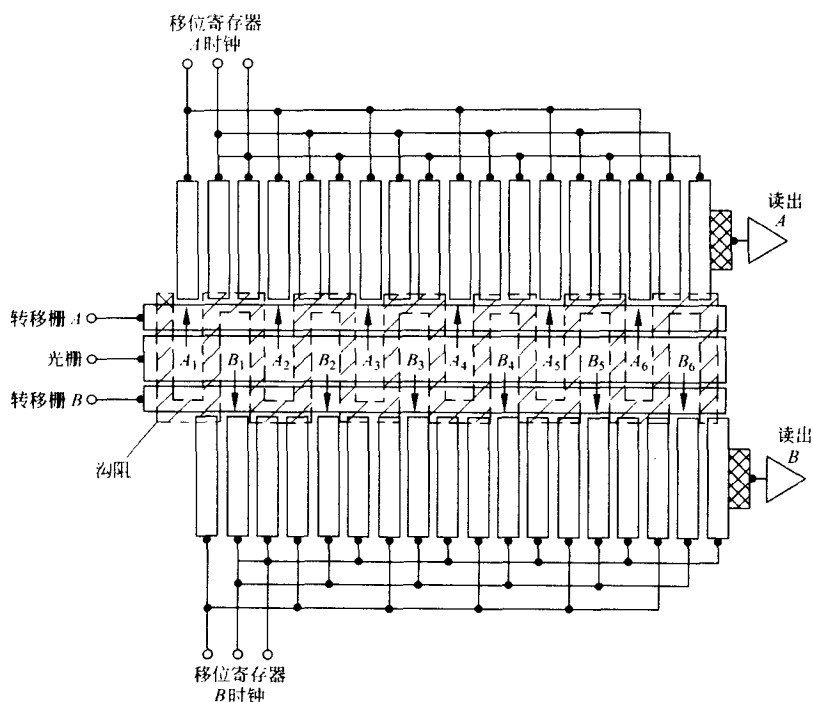


图 1.12 双通道型结构原理图

五、CCD 像传感器的主要性能参数

1. 灵敏度

灵敏度是图像传感器的重要性能参数，CCD 像传感器的灵敏度单位常用 V/lx 或 $V/lx \cdot s$ 表示，后者表示单位曝光量所得到的有效信号电压， lx (勒克斯) 为照度单位。有的 CCD 像传感器给出最小照度而不是给出灵敏度。

2. 分辨率

分辨率也称分解力，表示对图像细节的分解能力。CCD 的光电转换实质上是由空间上分立的、呈周期性排列的感光元对光学图像进行抽样。根据奈氏抽样定理，CCD 的极限分辨率是空间抽样频率的一半，因此，CCD 本身的分辨率主要取决于 CCD 芯片的像素数。其次，还受传输效率等的影响。CCD 像传感器的分辨率常用电视线 (TVL) 表示，有时给出有效像素数。

3. 动态范围

CCD 图像传感器的动态范围由势阱中可存储的最大电荷量和噪声决定的最小电荷量之比决定。势阱中存储的信号电荷量与电极面积、器件结构、时钟脉冲的驱动方式以及栅电压等有关。噪声来源于：电荷注入器件，电荷转移中电荷量波动，电荷读出等。

4. 暗电流

产生暗电流的主要原因有：体内存在杂质，耗尽的硅衬底中电子自价带至导带的本征

跃迁，少数载流子在中性体内的扩散，以及 Si-SiO₂ 界面存在界面态。

本实验中使用的 TCD1501 D CCD 主要性能指标如下：

感光元数：5000 像元 感光元尺寸： $7\mu\text{m} \times 7\mu\text{m}$ ，相邻感光元中心距 $7\mu\text{m}$

灵敏度： $13\text{V}/\text{l}\bar{x} \cdot \text{s}$ （典型值） 动态范围：3000

饱和曝光量： $0.23\text{l}\bar{x} \cdot \text{s}$ 直流电流损耗：240mW 驱动频率：12.0MHz

光谱响应范围：300~1000nm 光谱响应峰值波长：550nm

实验 2

塞曼效应

2.1 引言

塞曼效应是继法拉第 (M. Faraday, 1791—1867, 英国物理学家) 1845 年发现旋光效应, 克尔 (J. Kerr, 1824—1907, 英国物理学家) 1875 年发现电光效应、1876 年发现克尔磁光效应之后, 由荷兰物理学家塞曼 (P. Zeeman, 1865—1943) 于 1896 年发现的又一个磁光效应。法拉第旋光效应和克尔效应的发现在当时引起了众多物理学家的兴趣。1862 年法拉第出于“磁力和光波彼此有联系”的信念, 曾试图探测磁场对钠黄光的作用, 因仪器精度欠佳未果。塞曼在法拉第的信念的激励下, 经过多次的失败, 最后用当时分辨本领最高的罗兰凹面光栅和强大的电磁铁, 终于在 1896 年发现了钠黄线在磁场中变宽的现象。后来又观察到了镉蓝线在磁场中的分裂。荷兰物理学家洛伦兹 (H. A. Lorentz, 1853—1928) 根据他的电磁理论 (电子发现后称为电子论), 解释了正常塞曼效应和分裂后的谱线的偏振特性。塞曼根据电子论和分裂谱线的波数差, 估算出的电子的荷质比与几个月后汤姆逊从阴极射线得到的电子荷质比相同。塞曼效应不仅证实洛伦兹电子论的准确性, 而且为汤姆逊发现电子提供了证据, 也证实了原子具有磁矩并且空间取向是量子化的。1902 年洛伦兹和塞曼因此而共享诺贝尔物理学奖。经典电子论无法解释反常塞曼效应, 对反常塞曼效应以及复杂光谱的研究, 促使朗德 (Lande) 于 1921 年提出 g 因子概念, 乌伦贝克和哥德斯密特于 1925 年提出电子自旋的概念, 推动了量子理论的发展。

塞曼效应证实了原子具有磁矩并且空间取向是量子化的。从塞曼效应的实验数据可推断能级的分裂情况, 并确定量子数和朗德因子 g , 从而获得有关原子态的信息。塞曼效应是研究原子结构的重要方法之一, 是我们学习原子物理学的概念、理解磁对光的作用的重要实验。

2.2 实验目的

1. 学习观测塞曼效应的实验方法。
2. 加深对原子磁矩及空间量子化等原子物理学概念的理解。
3. 学习法布里-珀罗标准具和 CCD 器件在光谱测量中的应用。

2.3 实验原理

一、塞曼效应

塞曼效应的产生是原子磁矩与外加磁场作用的结果。根据原子物理理论，原子中的电子既作轨道运动又作自旋运动。原子的总轨道磁矩 μ_L 与总轨道角动量 p_L 的关系为

$$\mu_L = \frac{e}{2m} p_L, \quad p_L = \sqrt{L(L+1)} \hbar, \quad (2.1)$$

原子的总自旋磁矩 μ_S 与总自旋角动量 P_S 的关系为

$$\mu_S = \frac{e}{m} p_S, \quad p_S = \sqrt{S(S+1)} \hbar, \quad (2.2)$$

式中： m 为电子质量， L 为角动量量子数， S 为自旋量子数， $\hbar$ 为普朗克常数除以 2π 。如图 2.1 所示，原子的轨道角动量和自旋角动量合成为原子的总角动量 p_J ，原子的轨道磁矩和自旋磁矩合成为原子的总磁矩 μ 。由于 μ_S/p_S 的值不同于 μ_L/p_L 的值，总磁矩矢量 μ 不在总角动量 p_J 的延长线上，而是绕 p_J 进动。由于总磁矩在垂直于 p_J 方向的分量 $\mu_{\perp}$ 与磁场的作用对时间的平均效果为零，只有平行于 p_J 的分量 μ_J 是有效的， μ_J 称为原子的有效磁矩， μ_J 的大小由 (2.3) 式决定

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} p_J, \quad p_J = \sqrt{J(J+1)} \hbar, \quad (2.3)$$

式中： J 为量子数， g 为朗德因子。对于 LS 耦合有

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (2.4)$$

当原子处在外磁场中时，在力矩 $\mathbf{N} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$ 的作用下，原子总角动量 p_J 和磁矩 μ_J 绕磁场方向进动，如图 2.2 所示。原子在磁场中的附加能量 ΔE 如 (2.5) 式。

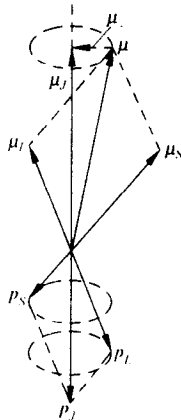


图 2.1 原子磁矩与角动量的矢量模型

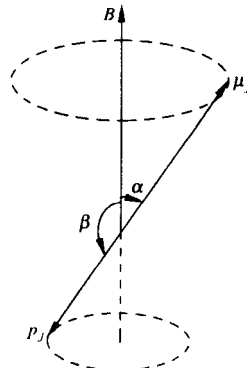


图 2.2 μ_J 和 p_J 的进动

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha = g \frac{e}{2m} p_J B \cos \beta, \quad (2.5)$$

式中： β 为 p_J 与 B 的夹角。角动量在磁场中取向是量子化的，有

$$p_J \cos \beta = M\hbar \quad M = J, J-1, \dots, -J, \quad (2.6)$$

式中： M 为磁量子数。因此

$$\Delta E = Mg \frac{e\hbar}{2m} B. \quad (2.7)$$

可见，附加能量不仅与外磁场 B 有关，还与朗德因子 g 有关。磁量子数 M 共有 $2J+1$ 个值，因此原子在外磁场中时原来的一个能级将分裂成 $2J+1$ 个子能级。未加磁场时，能级 E_2 和 E_1 之间跃迁产生的光谱线频率 ν 为

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

在磁场中，分裂后谱线频率 ν' 为

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

分裂后的谱线与原谱线的频率差 $\Delta\nu'$ 为

$$\begin{aligned} \Delta\nu' &= (\Delta E_2 - \Delta E_1)/h \\ &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{eB}{4\pi m}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

用波数差 $\Delta\tilde{\nu}$ 表示为

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{\nu} &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{eB}{4\pi mc} \\ &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) L_0, \end{aligned} \quad (2.9)$$

式中： $L_0 = eB/(4\pi mc) = 4.67 \times 10^{-3} B m^{-1}$ (B 的单位取 Gs)， L_0 称为洛伦兹单位。能级之间的跃迁必须满足选择定则，磁量子数 M 的选择定则为 $\Delta M = M_2 - M_1 = 0, \pm 1$ ；而当 $J_2 = J_1$ 时 $M_2 = 0 \rightarrow M_1 = 0$ 的跃迁除外。

当 $\Delta M = 0$ 时，产生 π 线，沿垂直于磁场方向观察时， π 线为光振动方向平行于磁场的线偏振光，沿平行于磁场方向观察时，光强度为零，观察不到（见图 2.3）。

当 $\Delta M = \pm 1$ 时，产生 σ 线，迎着磁场方向观察时， σ 线为圆偏振光， $\Delta M = +1$ 时为左旋圆偏振光， $\Delta M = -1$ 时为右旋圆偏振光。沿垂直于磁场方向观察时， σ 线为线偏振光，其电矢量与磁场垂直。

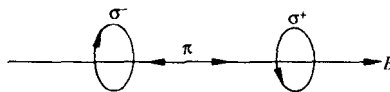


图 2.3 π 线和 σ 线

应该指出，由于历史的原因，将一条光谱线在磁场中分裂为 3 条的现象称为正常塞曼效应，而将分裂为更多条的现象称为反常塞曼效应。实际上正常塞曼效应仅仅是个特例，就是说仅当自旋磁矩无贡献（ $S=0$ ）时才产生正常塞曼效应。而且，此时 $g=1$ 裂距都相等。

另外，塞曼效应是原子在弱外磁场中的效应，当外磁场足够强时， LS 耦合可以忽略，自旋磁矩和轨道磁矩分别独立地与外磁场作用而产生珀那—巴克效应。