

第三章 光学测量

光学是一门信息物理学科,它包含成像的几何光学,在百余年前理论就已成熟,并转化到技术科学的领域.波的干涉和衍射即波的传播是几何光学的物理基础,也是精密计量技术的重要分支.各种干涉衍射仪是精密技术的典型体现.近几十年由于激光的发明,干涉计量术得到长足的发展,在许多实验科学领域都成为重要的手段.

从牛顿时代开始光的微粒说和波动说一直并存,直到麦克斯韦时代人们才明确,可见光只是电磁波的一个波段.而到了20世纪20年代以普朗克、爱因斯坦和波尔为先驱的光的量子论,使我们懂得电磁能是量子化的,只能给予电磁场或从电磁场中取出称为光子的分立能量.

作为电磁波的光,它的速度非常大,历史上有许多著名学者设计了非常巧妙的测量方法.由于光是一种电磁波,因此也具有横波特性,即光的偏振性.光的偏振对透光和反射介质的各向异性是很好的“探针”.反之,光本身的偏振也靠已知其各向异性的介质来检定,“晶体光学”就是这方面的研究成果.

光介质的最新成果当首推光纤,光纤的奇妙在于长达几公里的光程上衰减很小.光纤是光纤通信和光纤传感器的基本材料,光纤技术的应用在当前的信息时代已广泛深入到生产和生活的各个领域.

光谱学是研究原子结构的基础,是19世纪开拓原子物理学的门径.光谱的分立式谱线导致“光谱项”的发现,光谱项实际上就是“能级”.光谱公式为量子论提供了经验基础.对热辐射连续谱的分析导致量子论的产生.到今日光谱学成了物质成分与结构分析的重要手段,广泛应用于各种技术和生产领域.

今日的光学应该说是很广阔的技术物理学的分支,值得学习科技知识的学生和从事科技工作的人们花较大的精力钻研和学习.

§ 3.1 光的干涉衍射

实验 3.1.1 迈克耳孙干涉仪

1881年美国物理学家迈克耳孙(A. A. Michelson)为测量光速,依据分振幅

产生双光束实现干涉的原理精心设计了这种干涉测量装置. 迈克耳孙和莫雷 (Morley) 用此一起完成了在相对论研究中有重要意义的“以太”漂移实验. 迈克耳孙干涉仪设计精巧、应用广泛, 许多现代干涉仪都是由它衍生发展出来的.

本实验的目的是了解迈克耳孙干涉仪的原理、结构和调节方法, 观察非定域和定域干涉条纹, 测量氦氖激光的波长, 并增强对条纹可见度和时间相干性的认识.

实验原理

1. 迈克耳孙干涉仪的结构和原理

迈克耳孙干涉仪的原理图如图 3.1.1-1 所示, A 和 B 为材料、厚度完全相同的平行板, A 的一面镀上半反射膜, M_1 、 M_2 为平面反射镜, M_2 是固定的, M_1 和精密丝杆相连, 使其可前后移动, 最小读数为 10^{-4} mm, 可估计到 10^{-5} mm, M_1 和 M_2 后各有三个小螺丝可调节其方位.

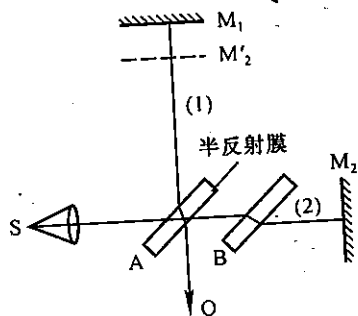


图 3.1.1-1 迈克耳孙干涉仪的原理图

光源 S 发出的光射向 A 板而分成 (1)、(2) 两束光, 这两束光又经 M_1 和 M_2 反射, 分别通过 A 的两表面射向观察处 O, 相遇而发生干涉, B 作为补偿板的作用是使 (1)、(2) 两束光的光程差仅由 M_1 、 M_2 与 A 板的距离决定.

由此可见, 这种装置使相干的两束光在相遇之前走过的路程相当长, 而且其路径是互相垂直的, 分得很开, 这正是它的主要优点之一. 从 O 处向 A 处观察, 除看到 M_1 镜外, 还可通过 A 的半反射膜看到 M_2 的虚像 M_2' , M_1 与 M_2 镜所引起的干涉, 显然与 M_1 、 M_2' 引起的干涉等效, M_1 和 M_2' 形成了空气“薄膜”, 因 M_2' 不是实物, 故可方便地改变薄膜的厚度 (即 M_1 和 M_2' 的距离), 甚至可以使 M_1 和 M_2' 重叠和相交, 在某一镜面前还可根据需要放置其他被研究的物体, 这些都为其广泛的应用提供了方便.

2. 点光源产生的非定域干涉

一个点光源 S 发出的光束经干涉仪的等效薄膜表面 M_1 和 M_2' 反射后, 相当于由两个虚光源 S_1 、 S_2 发出的相干光束 (图 3.1.1-2). 若原来空气膜厚度 (即 M_1 和 M_2' 之间的距离) 为 h , 则两个虚光源 S_1 和 S_2 之间的距离为 $2h$, 显然只要 M_1 和 M_2' (即 M_2) 足够大, 在点光源同侧的任一点 P 上, 总能有 S_1 和 S_2 的相干光线相交, 从而在 P 点处可观察到干涉现象, 因而这种干涉是非定域的.

若 P 点在某一条纹上, 则由 S_1 和 S_2 到达该条纹任意点 (包括 P 点) 的光程差 Δ 是一个常量, 故 P 点所在的曲面是旋转双曲面, 旋转轴是 S_1 、 S_2 的连线, 显然, 干涉图样的形状和观察屏的位置有关. 当观察屏垂直于 S_1 、 S_2 的连线时, 干涉图是一组同心圆. 下面我们利用图 3.1.1-3 推导 Δ 的具体形式. 光程差

$$\begin{aligned}\Delta &= \sqrt{(Z+2h)^2 + R^2} - \sqrt{Z^2 + R^2} \\ &= \sqrt{Z^2 + R^2} \left[\left(1 + \frac{4Zh + 4h^2}{Z^2 + R^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]\end{aligned}$$

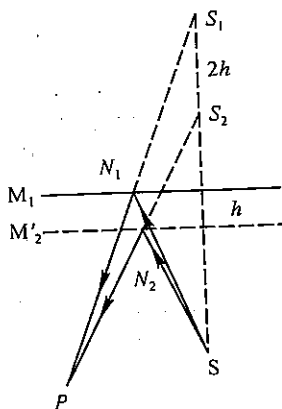


图 3.1.1-2 点光源的薄膜干涉

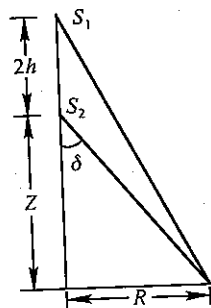


图 3.1.1-3 薄膜干涉计算示意图

把小括号内展开, 则

$$\begin{aligned}\Delta &= \sqrt{Z^2 + R^2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{4Zh + 4h^2}{Z^2 + R^2} \right) - \frac{1}{8} \left(\frac{4Zh + 4h^2}{Z^2 + R^2} \right)^2 + \dots \right] \\ &\approx \frac{2hZ}{\sqrt{Z^2 + R^2}} \left[\frac{Z^3 + ZR^2 + R^2h - 2h^2Z - h^3}{Z(Z^2 + R^2)} \right] \\ &= 2h \cos \delta \left[1 + \frac{h}{Z} \sin^2 \delta - \frac{2h^2}{Z^2} \cos^2 \delta - \frac{h^3}{Z^3} \cos^2 \delta \right]\end{aligned}$$

由于 $h \ll Z$, 所以

$$\Delta = 2h \cos \delta \left(1 + \frac{h}{Z} \sin^2 \delta \right) \quad (1)$$

从式(1)可以看出, 在 $\delta=0$ 处, 即干涉环的中心处光程差有极大值, 即中心处干涉级次最高. 如果中心处是亮的, 则 $\Delta_1 = 2h_1 = m\lambda$. 若改变光程差, 使中心处仍是亮的, 则 $\Delta_2 = 2h_2 = (m+n)\lambda$, 我们得到

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \frac{1}{2}(\Delta_2 - \Delta_1) = \frac{1}{2}n\lambda \quad (2)$$

即 M_1 和 M_2 之间的距离每改变半个波长, 其中心就“生出”或“消失”一个圆环. 反之, 距离减小时, 中心就“吐出”一个个圆环. 同时条纹之间的间隔(即条纹的稀疏)也发生变化.

由式(2) $\Delta h = \frac{1}{2}n\lambda$ 可知, 只要读出干涉仪中 M_1 移动的距离 Δh 和数出相应吞进(或吐出)的环数就可求得波长.

把点光源换成扩展光源, 扩展光源中各点光源是独立的、互不相干的, 每个点光源都有自己的一套干涉条纹, 在无穷远处, 扩展光源上任两个独立光源发出的光线, 只要入射角相同, 都会会聚在同一干涉条纹上, 因此在无穷远处就会见到清晰的等倾条纹, 这些条纹叫做定域干涉条纹. 当 M_1 和 M_2' 不平行时, 用点光源在小孔径接收的范围内, 或光源离 M_1 和 M_2' 较远, 或光是正入射时, 在“膜”附近都会产生等厚条纹.

3. 条纹的可见度

使用单色光源, 当干涉光的光程差连续改变时, 条纹的可见度一直是不变的. 如果使用的光源包含两种波长 λ_1 及 λ_2 , 且 λ_1 和 λ_2 相差很小, 当光程差为 $L = m\lambda_1 = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_2$ (其中 m 为正整数) 时, 两种光产生的条纹为重叠的亮纹和暗纹, 使得视野中条纹的可见度降低, 若 λ_1 与 λ_2 的光的亮度又相同, 则条纹的可见度为零, 即看不清条纹了.

再逐渐移动 M_1 以增加(或减小)光程差, 可见度又逐渐提高, 直到 λ_1 的亮条纹与 λ_2 的亮条纹重合, 暗条纹与暗条纹重合, 此时可看到清晰的干涉条纹, 再继续移动 M_1 , 可见度又下降, 在光程差 $L + \Delta L = (m + \Delta m)\lambda_1 = \left(m + \Delta m + \frac{3}{2}\right)\lambda_2$ 时, 可见度最小(或为零). 因此, 从某一可见度为零的位置到下一个可见度为零的位置, 其间光程差变化应为 $\Delta L = \Delta m \cdot \lambda_1 = (\Delta m + 1)\lambda_2$. 化简后

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\Delta L} = \frac{\lambda^2}{\Delta L} \quad (3)$$

式中 $\Delta\lambda = |\lambda_1 - \lambda_2|$, $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$. 利用式(3)可测出钠黄光双线的波长差.

4. 时间相干性问题

时间相干性是光源相干程度(即光源光谱的单色性)的一个描述. 为简单起见, 以入射角 $i=0$ 作为例子, 讨论相距为 d 的薄膜上、下两表面反射光的干涉情况. 这时两束光的光程差 $L = 2d$, 干涉条纹清晰. 当 d 增加某一数值 d' 后, 原有的

干涉条纹变成一片模糊, $2d'$ 就叫做相干长度, 用 L_m 表示. 相干长度除以光速 c , 是光走过这段长度所需的时间, 称为相干时间, 用 t_m 表示. 不同的光源有不同的相干长度, 因而也有不同的相干时间. 对于相干长度和相干时间的问题有两种解释. 一种解释是认为实际发射的光波不可能是无穷长的波列, 而是有限长度的波列, 当波列的长度比两路光的光程差小时, 一路光已通过了半反射镜, 另一路还没有到达, 这时它们之间就不可能发生干涉, 只有当波列长度大于两路光的程差时, 两路光才能在半反射镜处相遇发生干涉, 所以波列的长度就表征了相干长度. 另一种解释认为: 实际光源发射的光不可能是绝对单色的, 而是有一个波长范围, 用谱线宽度来表示. 现假设“单色光”的中心波长为 λ_0 , 谱线宽度为 $\Delta\lambda$, 也就是说“单色光”是由波长为 $\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}$

到 $\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}$ 之间所有的波长组成的, 各个波长对应一套干涉花纹. 随着距离 d 的增加, $\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}$ 和 $\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 之间所形成的各套干涉条纹就逐渐错开了, 当 d 增加到使两者错开一条条纹时, 就看不到干涉条纹了, 这时对应的 $2d' = L_m$, 就叫做相干长度. 由此我们可以得到 L_m 与 λ_0 及 $\Delta\lambda$ 之间的关系为:

$$L_m = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (4)$$

波长差 $\Delta\lambda$ 越小, 光源的单色性越好, 相干长度就越长, 所以上面两种解释是完全一致的. 相干时间 t_m 则用下式表示

$$t_m = \frac{L_m}{c} = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda} \quad (5)$$

钠光灯所发射的谱线为 589.0 nm 与 589.6 nm, 它们的强度基本相等, 谱线宽度均为 0.017 nm, 其相干长度均为 2 cm. 氦氖激光器所发出的激光单色性很好, 其 632.8 nm 的谱线, $\Delta\lambda$ 只有 $10^{-4} \sim 10^{-7}$ nm, 相干长度长达几米到几公里的范围. 对白光而言, 其 $\Delta\lambda$ 和 λ 是同一数量级, 相干长度为波长数量级, 仅能看到级数很小的几条彩色条纹.

5. 透明薄片折射率(或厚度)的测量

(1) 白光干涉条纹

干涉条纹的明暗决定于光程差与波长的关系, 用白光光源, 只有在 $d=0$ 的附近才能在 M_1 、 M_2' 交线处看到干涉条纹, 这时对各种光的波长来说, 其光程差均为 $\frac{\lambda}{2}$ (反射时附加 $\frac{\lambda}{2}$), 故产生直线黑纹, 即所谓的中央条纹, 两旁有对称分布的彩色条纹. d 稍大时, 因对各种不同波长的光, 满足明暗条纹的条件不同, 所产生的干涉条纹明暗互相重叠, 结果就显不出条纹来. 只有用白光才能判断出中央

条纹,利用这一点可定出 $d=0$ 的位置.

(2) 固体透明薄片折射率或厚度的测定

当视场中出现中央条纹之后,在 M_1 与 A 之间放入折射率为 n 、厚度为 l 的透明物体,则此时程差要比原来增大

$$\Delta L = 2l(n-1)$$

因而中央条纹移出视场范围,如果将 M_1 向 A 前移 d ,使 $d = \frac{\Delta L}{2}$,则中央条纹会重新出现,测出 d 及 l ,可由下式

$$d = l(n-1) \quad (6)$$

求出折射率 n .

实验内容

1. 观察非定域干涉条纹

(1) 打开 He-Ne 激光器,使激光束基本垂直 M_2 面,在光源前放一小孔光阑,调节 M_2 上的三个螺钉(有时还需调节 M_1 后面的三个螺钉),使从小孔出射的激光束,经 M_1 与 M_2 反射后在毛玻璃上重合,这时能在毛玻璃上看到两排光点一一重合.

(2) 去掉小孔光阑,换上短焦距透镜而使光源成为发散光束,在两光束程差不太大时,在毛玻璃屏上可观察到干涉条纹,轻轻调节 M_2 后的螺钉,应出现圆心基本在毛玻璃屏中心的圆条纹.

(3) 转动鼓轮,观察干涉条纹的形状、疏密及中心“吞”、“吐”条纹随程差的改变而变化的情况.

2. 测量 He-Ne 激光的波长

采用非定域的干涉条纹测波长. 缓慢转动微动手轮,移动 M_1 以改变 h ,利用式(2) $\Delta h = \frac{1}{2}n\lambda$ 可算出波长,中心每“生出”或“吞进”50 个条纹,记下对应的 h 值. n 的总数要不小于 500 条,用适当的数据处理方法求出 λ 值.

(对以下实验内容,具体的测量方法和步骤均不给出,要求同学在预习过程中自己能够用书面写出.)

3. 测钠黄光波长及钠黄光双线的波长差,观察条纹可见度的变化.

4. 测量钠光的相干长度,观察氦氖激光的相干情况(不必测出相干长度).

5. 调节观察白光干涉条纹,测透明薄片的折射率或厚度.

思考题

1. 测 He-Ne 激光波长时,要求 n 尽可能大,这是为什么? 对测得的数据应采用什么方法进行处理?
2. 从图 3.1.1-1 中看,如果把干涉仪中的补偿板 B 去掉,会影响到哪些测量? 哪些测量不受影响?

(张希文)

实验 3.1.2 衍射光栅实验

衍射光栅是一种重要的光学元件. 在单色仪和光谱仪中它是分光元件, 它还可以担任改变光路方向和对光束进行调制的任务. 光栅的种类繁多, 按照它的透射性, 可以分为振幅型、位相型、反射型等等, 按照它的结构特点有平面、凹面、凸面、非球面、体积型等等. 在教学上它的意义也很重要, 晶体的 X 光衍射就是一个三维光栅(体积型光栅), 全息图也可以用光栅的原理去理解. 本实验旨在让学生较全面的理解和掌握光栅的基本原理和正确的使用方法.

广义地说任何具有周期性结构的透光或反光的物体都可以叫做光栅. 对于周期的尺寸大于波长的光栅可以用标量衍射原理去解释和计算, 也就是说可以利用夫琅和费衍射公式.

研究和使用的衍射光栅一般主要要了解它的特征参数有: 光栅常数、衍射效率、谱线的半角宽度、角色散、光谱分辨本领等. 一般的计算可以从光栅方程式出发. 如最简单的透射振幅矩形光栅, 它的光栅方程式为:

$$d(\sin \varphi + \sin \theta) = m\lambda \quad (1)$$

其中 d 为光栅的周期, φ 为入射角, θ 为衍射角, λ 为照明光的波长, m 为衍射光的级次. 所以只要测量出已知衍射级次的光的衍射角和入射角, 已知光的波长就可以得出光栅的周期即光栅常数, 反之已知光栅的周期就可以求出光的波长. 对于光栅结构细节的全面了解是一个比较复杂的问题, 必须对衍射图形的细节作进一步研究, 完成一些其他的测量实验. 光学教科书中对于以上具有透光部分宽度为 a , 周期为 d 的透射振幅矩形光栅已经有较详细的分析, 我们这个实验中不再进行分析和测量. 全息光栅在实验室中可以很容易地制作出来, 通过不同的显影处理方式可以得到正弦型或近似矩形分布的振幅和位相型的光栅, 我们在这里较详细的讨论它们的测量方法.