

迈克耳逊干涉仪实验

迈克耳逊最早是为了研究光速的问题而精心设计了一种分振幅的干涉装置 (A.A.Michelson, 1881 年)——迈克耳逊干涉仪, 其特点是光源、两个反射面、接收器四者在空间完全分开, 便于在光路中安插其他器件; 利用它既可以观察到相当于薄膜干涉的许多现象, 又可以方便地进行各种精密检测。迈克耳逊干涉仪设计精巧, 用途广泛, 是许多近代干涉仪的原型。迈克耳逊因发明干涉仪器和光速的测量而获得 1907 年的诺贝尔物理学奖金。

实验原理

1、迈克耳逊干涉仪的结构和原理

迈克耳逊干涉仪的原理图如图 1 所示。A、B 为材料、厚度相同的平行板, A 的一面镀上半反射膜, M_1 和 M_2 为平面反射镜, M_2 是固定的, M_1 与精密丝杆相连, 可以前后移动。 M_1 和 M_2 后各有两个或三个小螺丝调节其方位。

光源 S 发出的光射向 A 板而分成强度近似相等的两部分: 反射部分 1 射到 M_1 , 经 M_1 反射后再次透过 A 进入接收器; 透射部分 2 射到 M_2 , 经 M_2 反射后再经 A 的半反射膜反射到接收器。这两束相干光束中各光线光程差不同, 它们相遇时产生一定的干涉图样。为了使入射光线具有各种倾角, 光源是扩展的。玻璃板 B 起到补偿光程的作用: 反射光束 1 通过玻璃板 A 前后共三次, 而透射光束 2 只通过 A 一次; 有了 B, 透射光束将往返通过它两次, 从而使两束光在玻璃媒质中的光程完全相等。如果光源是单色的, 补偿与否无关紧要, 但在使用白光时, 就非有补偿板不可了。

从 O 处向 A 处观察, 除看到 M_1 镜外, 还可以通过 A 的反射膜看到 M_2 的虚像 M'_2 。从观察者看来, 点光源 S 发出的光束经干涉仪产生的干涉图样, 就好像两相干光束是从 M_1 和 M'_2 反射而来的, 看到的干涉图样与 M_1 和 M'_2 间的“空气层”产生的一样。调节 M_1 和 M_2 后面的旋钮, 使得 M_1 和 M'_2 十分精准地平行, 就会看到圆形的等倾干涉条纹; 如果 M_1 和 M'_2 有微小的夹角, 观察者就会在它们表面附近看到楔形“空气层”的等厚干涉条纹。前后移动 M_1 , 可以改变 M_1 和 M'_2 间的“空气层”的厚度, 而干涉图样发生相应的变化。

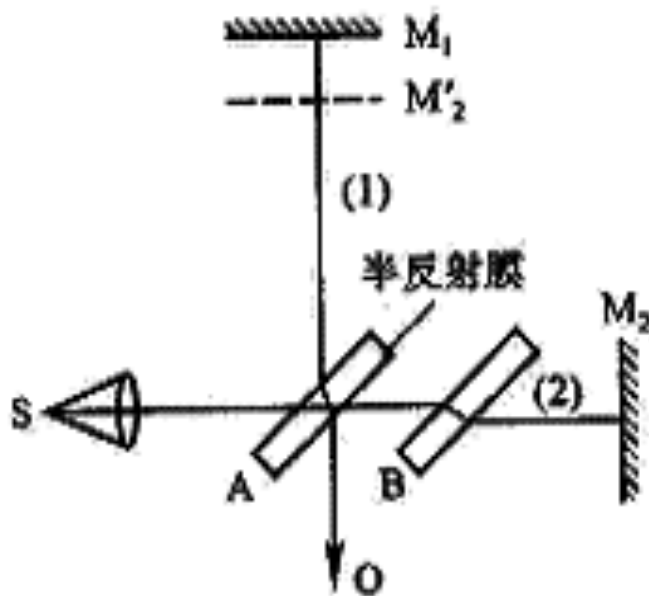


图 1 迈克尔逊干涉仪的原理图

2、干涉条纹

点光源 S 发出的光束，经干涉仪等效薄膜表面 M_1 和 M_2' 反射后，相当于由两个虚光源 S_1 和 S_2 发出的相干光束，如图 2 所示。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' 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

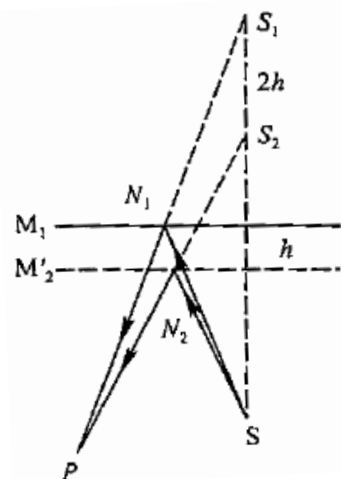


图 2 点光源的薄膜干涉

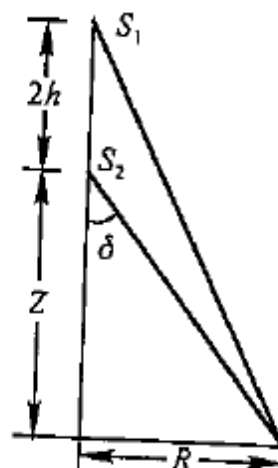


图 3 薄膜干涉计算示意图

若 P 点在某一条纹上，则由 S_1 和 S_2 到达该条纹任意点的光程差 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 和 S_2 的连线时，干涉图是一组同心圆，如图 3 所示，任意一点 P 的光程差 Δ

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

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

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

从式中可以看出，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，即 $\Delta_1 = 2h_1 = m\lambda$ 。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，两平面反射镜之间的距离增大时，中心就“吐出”一个个圆环；反之，距离减小时中心就“吞进”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（2）式 $\Delta h = \frac{1}{2}n\lambda$ 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。

3、双线结构使条纹可见度（反衬度）随 ΔL 做周期性变化（知识扩展）

许多看来单色的谱线实际上是由波长十分接近的双线或多重线组成，例如钠黄光是由 $\lambda_1 = 589.0\text{nm}$ 和 $\lambda_2 = 589.6\text{nm}$ 两条谱线组成。双线结构对干涉条纹的可见度（反衬度）的影响讨论如下：

为简单起见，假定迈克尔逊干涉仪中两臂光强相等，两束单色光相干迭加后

强度 I 随相差 δ 的变化为

$$I(\delta) = I_0(1 + \cos\delta)$$

对于视场中心, $\delta = K\Delta L$, 这里 $k = 2\pi/\lambda$, 代入上式得

$$I(\Delta L) = I_0[1 + \cos(k\Delta L)]$$

若具有双线光谱的光源 (如钠光灯) 照明时, 每条谱线产生的干涉强度分布为

$$\begin{cases} I_1(\Delta L) = I_{10}[1 + \cos(k_1\Delta L)], & k_1 = 2\pi/\lambda_1; \\ I_2(\Delta L) = I_{20}[1 + \cos(k_2\Delta L)], & k_2 = 2\pi/\lambda_2. \end{cases}$$

进一步假设两谱线等光强, 即 $I_{10} = I_{20} = I_0$, 总光强是它们的非相干迭加:

$$\begin{aligned} I(\Delta L) &= I_1(\Delta L) + I_2(\Delta L) \\ &= I_0[2 + \cos(k_1\Delta L) + \cos(k_2\Delta L)] \\ &= 2I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{\Delta k}{2}\Delta L\right) \cos(k\Delta L) \right] \end{aligned}$$

其中 $k = (k_1 + k_2)/2$, $\Delta k = k_1 - k_2 \ll k$, 由此得反衬度:

$$\gamma(\Delta L) = \left| \cos\left(\frac{\Delta k}{2}\Delta L\right) \right|$$

可以看出, 反衬度以空间频率 $\frac{\Delta k}{2\pi} = \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \approx -\Delta\lambda/\lambda^2$ 变化着, 其中 $\Delta\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1) \ll \lambda \cong \lambda_1 \cong \lambda_2$. 以上的物理含义是: 设开始时两臂等光程, 这是反衬度为 1, 条纹清晰; 现移动一臂中的镜面以改变光程差 ΔL ; 由于两谱线波长不同, I_1 和 I_2 的峰与谷逐渐错开, 条纹的反衬度下降; 直到错过半根条纹, 一个的峰与另一个的谷恰好重迭时, 反衬度降到 0, 条纹不见了, 视场完全模糊, 这时两套条纹移过视场中心的根数 N_1 , N_2 之间有如下关系:

$$\Delta L = N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 = \left(N_1 - \frac{1}{2}\right)(\lambda_1 + \Delta\lambda)$$

$$\text{由此解得 } N_1 = \frac{\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}$$

继续移动镜面, 当视场中心再移动这么多根条纹时, 两套条纹的峰与峰、谷与谷重新重合, 反衬度完全恢复。如此下去, 周而复始, 由此可见, 反衬度变化的空间周期是 $2N_1\lambda_1$, 空间频率为其倒数

$$\frac{1}{2N_1\lambda_1} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} \cong \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$$

这正是前面的 $\frac{\Delta k}{2\pi}$ 。

4、单色线宽使条纹反衬度随 ΔL 单调下降 (知识扩展)

从光谱学的角度来看，纯粹的单色光意味着无限窄的单一谱线，实际上这是不存在的，任何谱线都有一定的宽度 $\Delta\lambda$ 。干涉仪中单一波长的光强随 ΔL 的变化量是 $i(k)[1 + \cos(k\Delta L)]$ ，不同波长的光强非相干迭加，得到反衬度为

$$\gamma(\Delta L) = \left| \frac{\sin(\Delta k \Delta L / 2)}{\Delta k \Delta L / 2} \right|$$

上式表明，当 ΔL 由 0 增大到下列最大值时

$$\Delta L_M = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda^2}{|\Delta\lambda|}$$

反衬度单调下降到 0. ΔL_M 称为最大光程差，光程差超过此长度，干涉条纹已基本不可见。相干长度除以光速 c ，即光走过这段长度所需的时间，称为相干时间，用 t_m 表示。对于相干长度和相干时间还有一种解释，认为实际发射的光波不可能是无穷长的波列，而是有限长的波列 L_0 ，只有同一波列分解出来的两路波有固定的位相关系；当波列的长度比两路光的光程差长时，即 $\Delta L < L_0$ ，由同一波列分解出来的两路光还有可能重迭，能够发生干涉，条纹有一定的反衬度；当波列的长度比两路光的光程差小时，由同一波列分解出来的两路波首位错开，不再重迭，不能发生干涉，反衬度为 0。

实验内容

1. 观察非定域干涉条纹：

(1) 调整光路，使 M_1 和 M_2 垂直，（即 $M_1 // M_2'$ ）

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，在两光束光程差不太大时，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”条纹随光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 ，中心每“生出”或“吞进” $n=50$ 个条纹，记下对应的 h 值。利用下式

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

即可计算波长。为提高测量精度，要求连续记录不少于 10 个 h 值（即条纹连续变化不小于 $N=500$ 条），用逐差法处理，进而求出 λ 值。

思考题

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?为什么?