

波动光学

第四篇

—CONTENTS—

第12章

光的干涉

第13章

光的衍射

第14章

光的偏振

第四篇 波动光学

本篇以光的波动性质为基础，研究光的传播及规律。主要内容包括光的干涉、光的衍射和光的偏振

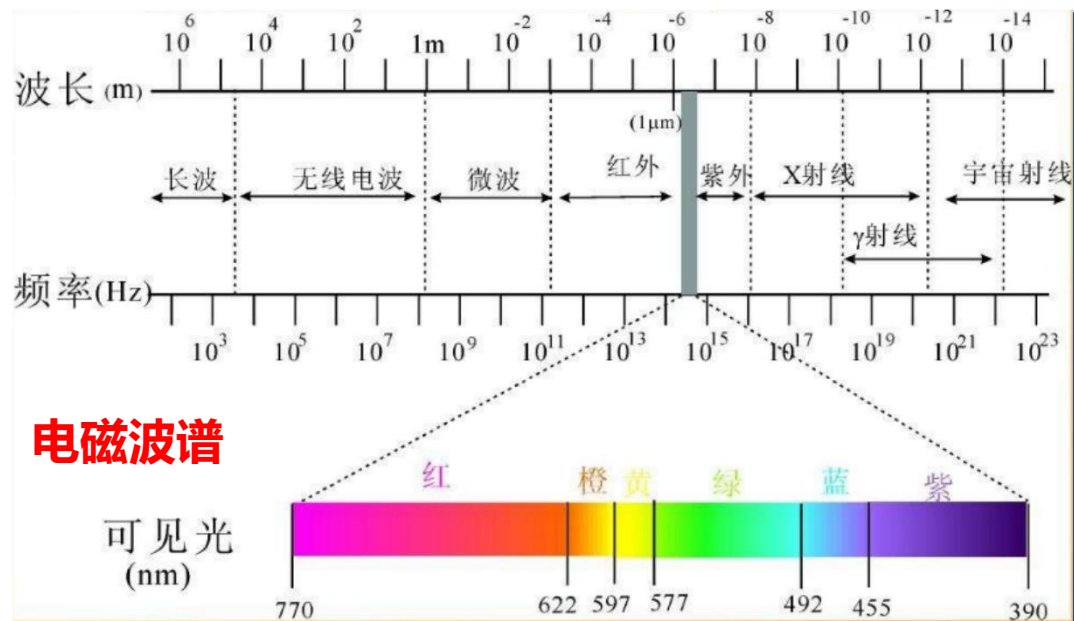
1、什么是光学

光是一种重要的自然现象，我们之所以能看到客观世界中的景象，是因为眼睛接受物体发射、反射或散射的光。



光学是研究光的本性、光的传播和光与物质的相互作用等规律的学科。

第四篇 波动光学



光学可分为：几何光学、波动光学、量子光学、现代光学

几何光学：以光的直线传播为基础，研究光在透明介质中的传播规律。

波动光学：以光的波动性质为基础，研究光的传播及规律。

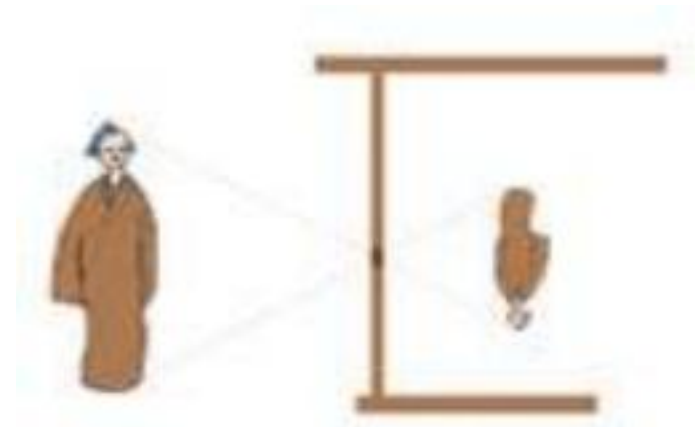
量子光学：以光的粒子性为基础，研究光与物质相互作用的规律。

现代光学：激光光学、全息光学、非线性光学、光子学等

第四篇 波动光学

2、光学的发展：

几何光学



公元前400多年，《墨经》中就记载了光影关系、小孔成像、反射成像等光的直线传播特性。

北宋时期 沈括（1031——1095）的名著《梦溪笔谈》中记载了关于凸面镜的成像，以及关于日食、月食的起因和预报。

逐步建立折射定律和反射定律，奠定了几何光学的基础

第四篇 波动光学

光的机械论认识----- 粒子光学：



法国 笛卡儿 1638年，提出光的粒子假说，
并用以推出光的折射定律。



英国 牛顿 1704年，《光学》一书出版。
牛顿坚持光的微粒说，他认为波动说的最大
障碍是不能解释光的直线进行。他提出发光
物体发射出以直线运动的微粒子、微粒子流
冲击视网膜就引起视觉。它也能解释光的折
射与反射。

第四篇 波动光学



胡克是光的波动说支持者。1665年，胡克提出了光的波动说，他认为光的传播与水波的传播相似。1672年胡克进一步提出光波是横波的概念。



惠更斯在1690年出版的《光论》一书中正式提出了光的波动说，建立了著名的惠更斯原理。在此原理基础上，他推导出光的反射和折射定律。



杨氏 (T.Young 1773-1829)杨氏干涉实验为波动光学的复兴作出了开创性的工作。用干涉原理解释牛顿环的成因和薄膜的彩色，并第一个近似地测定了七种颜色的光的波长，从而完全确认了光的周期性，为光的波动理论找到了又一个强有力的证据。



菲涅耳(1788 ~ 1827) 菲涅耳以惠更斯原理和干涉原理为基础，用新的定量形式建立了以他们的姓氏命名的惠更斯 - 菲涅耳原理。解释了衍射现象，完成了光的波动说的全部理论

第四篇 波动光学



法拉第 (1817-1867)

对于光波的进一步认识—电磁波：

法拉第由于对电磁学作出的贡献而成为19世纪最伟大的物理学家之一



麦克斯韦 (1831-1879)

麦克斯韦是继法拉第之后，集电磁学大成的伟大科学家，建立了第一个完整的电磁理论体系，不仅科学地预言了电磁波的存在，而且揭示了光、电、磁现象的本质的统一性，完成了物理学的一次大综合。



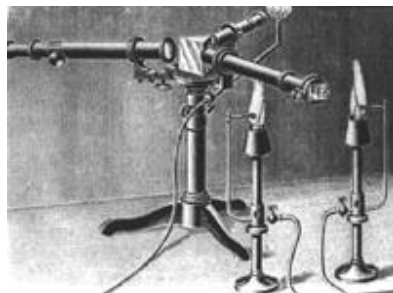
赫兹 (1857-1894)

赫兹用实验证实了电磁波的存在，赫兹先求出振荡器的频率，又以检波器量得驻波的波长，二者乘积即电磁波的传播速度。正如麦克斯韦预测的一样，电磁波传播的速度等于光速。1889年在一次著名的演说中，赫兹明确的指出，光是一种电磁现象。

第四篇 波动光学

近代和现代光学： 光谱学

1815年，德国物理学家夫琅和费(Fraunhofer, 1787—1826)开始用分光镜研究太阳光谱中的暗线。



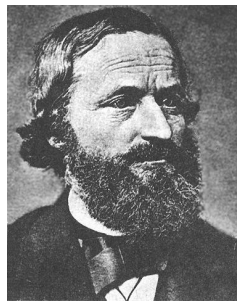
德国 本生

(R. W. Bunsen 1811 - 1899)



德国 基尔霍夫

(G. R. Kirchhoff, 1824 ~ 1887)



1858 ~ 1859年间，德国化学家本生和物理学家基尔霍夫奠定了一种新的化学分析方法——光谱分析法的基础。他们两人被公认为光谱分析法的创始人。光谱分析法，被称为“化学家的神奇眼睛”

第四篇 波动光学



Erwin Schrödinger
薛定谔1887-1961

量子光学



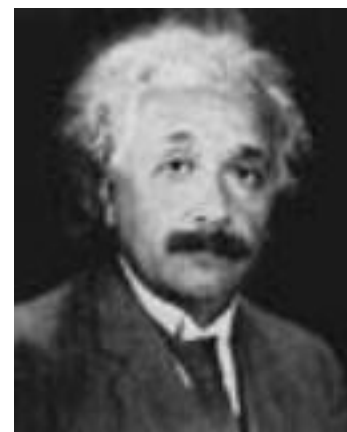
Werner Karl Heisenberg
海森伯1901-1976



Niels Bohr
尼尔斯·玻尔1885-1962



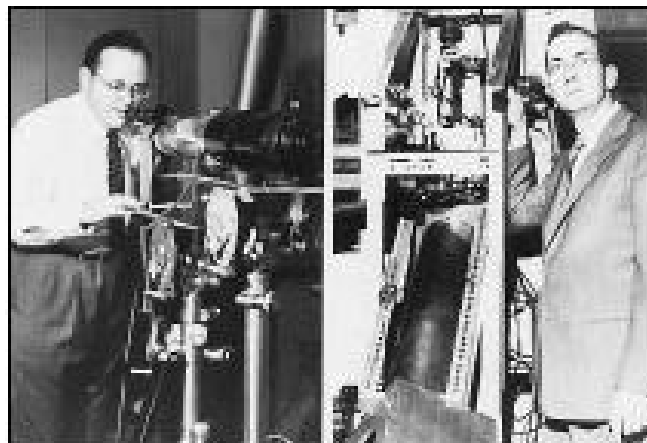
Max Karl Ernst Ludwig Planck
普朗克1858-1947



Albert Einstein
爱因斯坦1879-1955

第四篇 波动光学

激光光学、非线性光学



1958年，贝尔实验室的肖洛和哥伦比亚大学的汤斯发表了“红外线和光激励器”——这篇论文为后来激光技术和应用领域的发展开辟了道路，1960年，休斯顿航空公司的梅曼用人造红宝石制造了一个激光器。

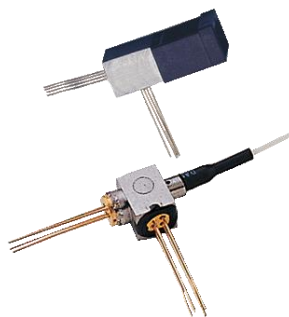
20世纪60年代，非线性光学、激光光谱、信息光学、光纤通讯...



第四篇 波动光学

光子学 (Photonics)：是以光子作为信息载体的一门系统性科学研究光子与物质相互作用、光子的本质，以及光子的产生、传播、探测等微观机制。

- 光子学器件
- 光通信
- 光存储
- 光信息处理和计算



3、光的本质

光是一种电磁波，光既具有粒子性也具有波动性，即光的波粒二象性，光在某些方面的行为像波动，在另一些方面的行为像粒子

第12章 光的干涉

目录

—CONTENTS—

1

光源 光的相干性

4

薄膜干涉

2

杨氏双缝干涉实验

5

劈尖干涉 牛顿环

3

光程与光程差

6

迈克耳孙干涉仪

12.1

光源 光的相干性



12.1.1 光源

1. 光源的发光机理

光源:

能发射光的物体，光源的最基本发光单元是分子、原子

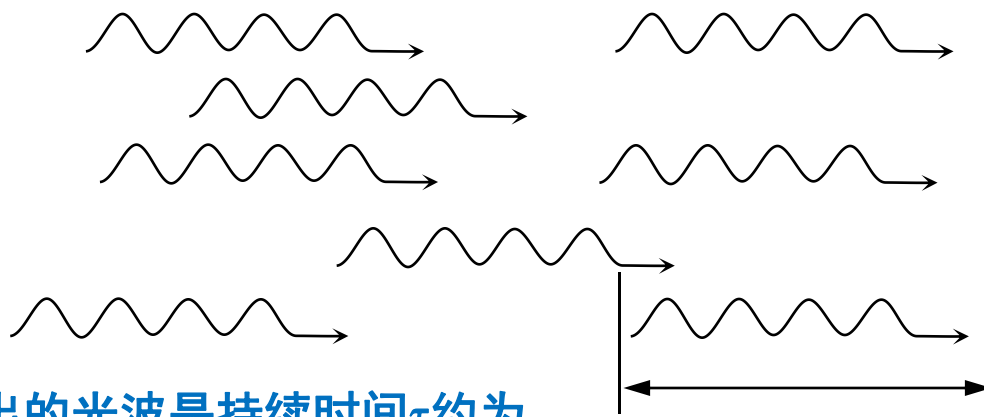
普通光源

激光光源

热光源(由热能激发, 如白炽灯、太阳)

冷光源(由化学能、电能或光能激发, 如日光灯、气体放电管)

波列



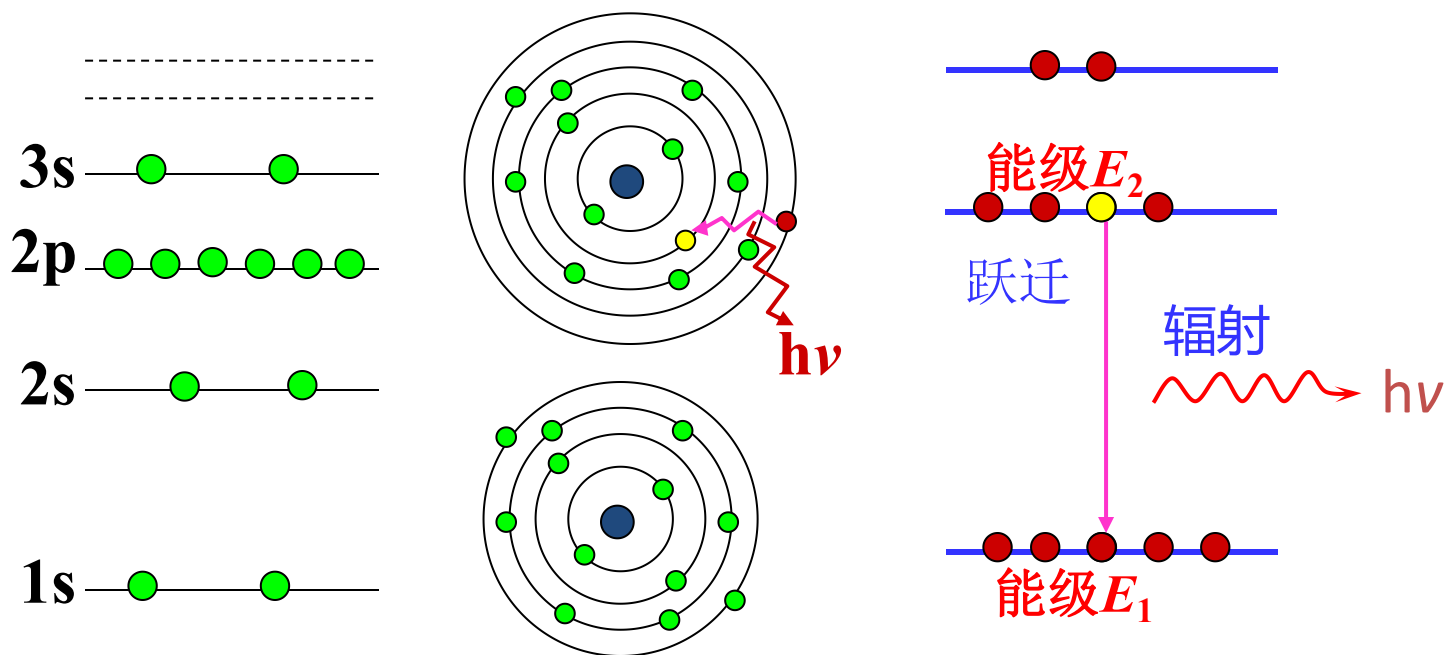
普通光源的各原子或分子所发出的光波是持续时间 τ 约为 10^{-8}s 的波列, 彼此完全独立, 典型 τ 值内约包含 5×10^6 个振动周期

波列长 $L = \tau c$

12.1.1 光源

1. 光源的发光机理

光源的发光原理：孤立单原子中的电子处于不同的能级，发光过程是原子的外层电子进行能级跃迁的过程。



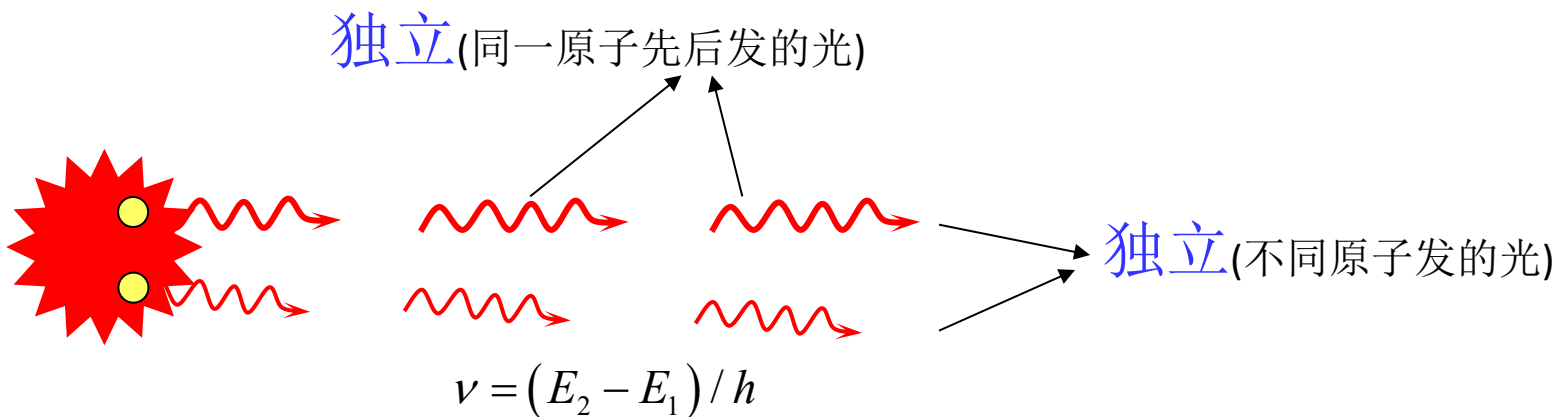
光源发光，是大量原子、分子的微观过程，且间歇性地向外发光。

$$\nu = (E_2 - E_1) / h$$

12.1.1 光源

1. 光源的发光机理

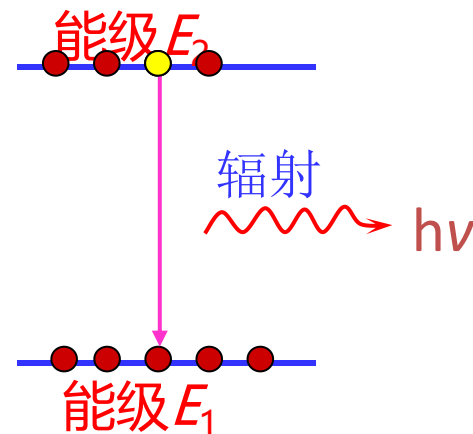
1. 普通光源：自发辐射



间歇性，独立性 → 不相干

光波列频率、相位、振动方向等具有随机性。

太阳、日光灯...

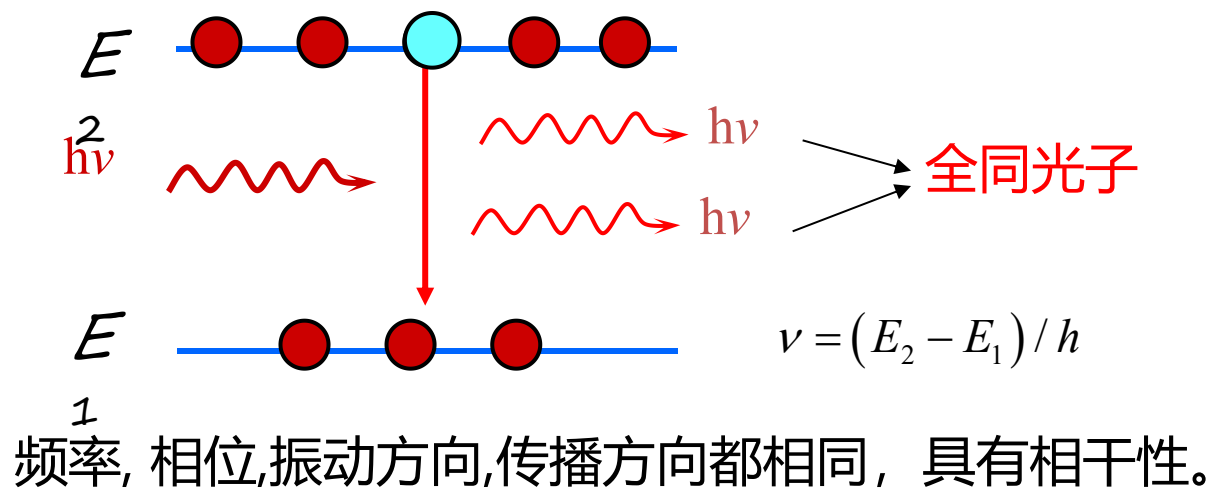


12.1.1 光源

1. 光源的发光机理

2. 激光光源：受激辐射

处于激发态的发光原子在外来辐射场的作用下，向低能态或基态跃迁时，辐射光子的现象

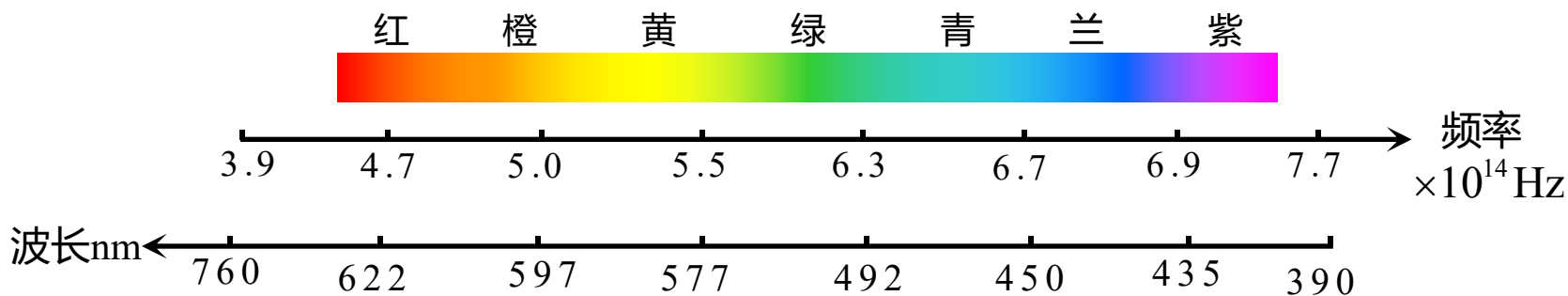


12.1.1 光源

2. 光的颜色与光谱

光是可以引起视觉的电磁波。

颜色：不同频率引起不同的颜色感觉。



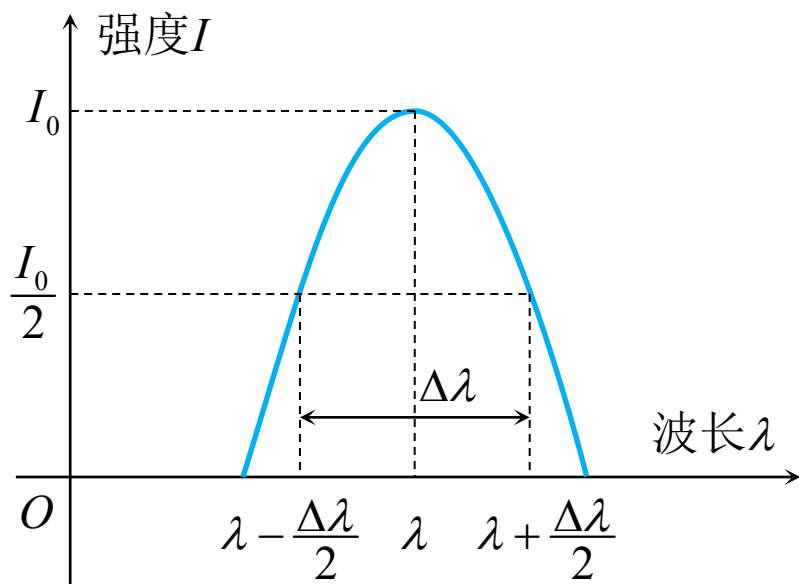
12.1.1 光源

单色光：指具有确定的单一频率(或波长)的简谐光波。

严格的单色光在实际中是不存在的,只能说是准单色光

一束光, 设其中心强度为 I_0 处的波长为 λ , 则光强下降到 $I_0/2$ 处所对应的两点处的波长差 $\Delta\lambda$ 称为谱线宽度。光单色性的度量：**谱线宽度**。

例如：
非常艳的色布：
 $\Delta\lambda$ 在 2-3 \AA
普通单色光源：
 $\Delta\lambda$ 在 1-0.1 \AA
激 光：
 $\Delta\lambda$ 在 10^{-8} \AA



谱线及其宽度

12.1.1 光源

3. 光强

能引起眼睛视觉效应和照相底片感光作用的是光波中的**电场**。

光学中常把电场强度 \vec{E} 代表光振动，并把 \vec{E} 矢量称为**光矢量**。

光振动指的是电场强度随时间周期性地变化。

如平面电磁波
$$E = E_0 \cos[(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda}r) + \varphi_0]$$

光强：不同的振幅引起不同的强度感觉。

$$I \propto E_0^2 \xrightarrow{\text{相对强度}} I = E_0^2$$

12.1.2 光的相干性

波动知识回顾：两个同方向、同频率谐振动合成

$$y = y_1 + y_2 = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\phi}$$

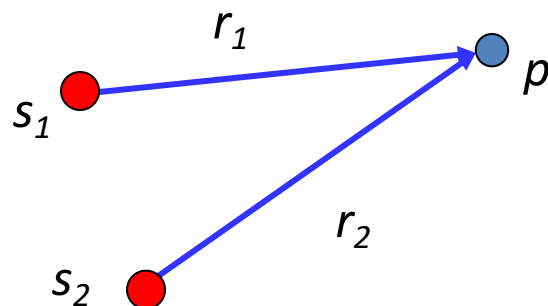
若 $\phi_{10} = \phi_{20}$, 位相差 $\Delta\varphi = 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = \begin{cases} 2k\pi \\ (2k+1)\pi \end{cases}$

波程差 $\delta = r_2 - r_1 = \begin{cases} 2k \frac{\lambda}{2} & A = A_1 + A_2 \text{ 干涉相长} \\ (2k+1) \frac{\lambda}{2} & A = |A_1 - A_2| \text{ 干涉相消} \end{cases} \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

相干叠加: $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi$

12.1.2 光的相干性

1. 两列光波的叠加



$$E_1 = E_{10} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \varphi_{10}\right) \quad \varphi_1 = -\frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \varphi_{10}$$
$$E_2 = E_{20} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_2 + \varphi_{20}\right) \quad \varphi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda} r_2 + \varphi_{20}$$

P点的光矢量的合振幅平方为 $E^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$

$$I \propto \overline{E^2} \quad I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$$

两光振动在 P 点的相位差

在观察时间 τ 内, 人所感觉到的光强 I

$$I = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi) dt = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos \Delta \varphi dt$$

12.1.2 光的相干性

1. 非相干叠加

若 S_1, S_2 是非相干光源, 则

$$\overline{\cos \Delta \varphi} = \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi dt = 0$$

P点光强: $I = I_1 + I_2$ (叫非相干叠加)

来自两个独立光源的两束光, 或同一光源不同部位所发出的光, 叠加后的光强等于两光束单独照射时的光强之和, 故观察不到干涉现象。



12.1.2 光的相干性

2. 相干叠加

频率相同,振动方向相同, 相位差恒定。

$$\overline{\cos \Delta \varphi} = \cos \Delta \varphi$$

(叫相干叠加)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$$

若 $I_1 = I_2$ 则
$$I = 2I_1(1 + \cos \Delta \varphi) = 4I_1 \cos^2 \frac{\Delta \varphi}{2}$$



12.1.2 光的相干性

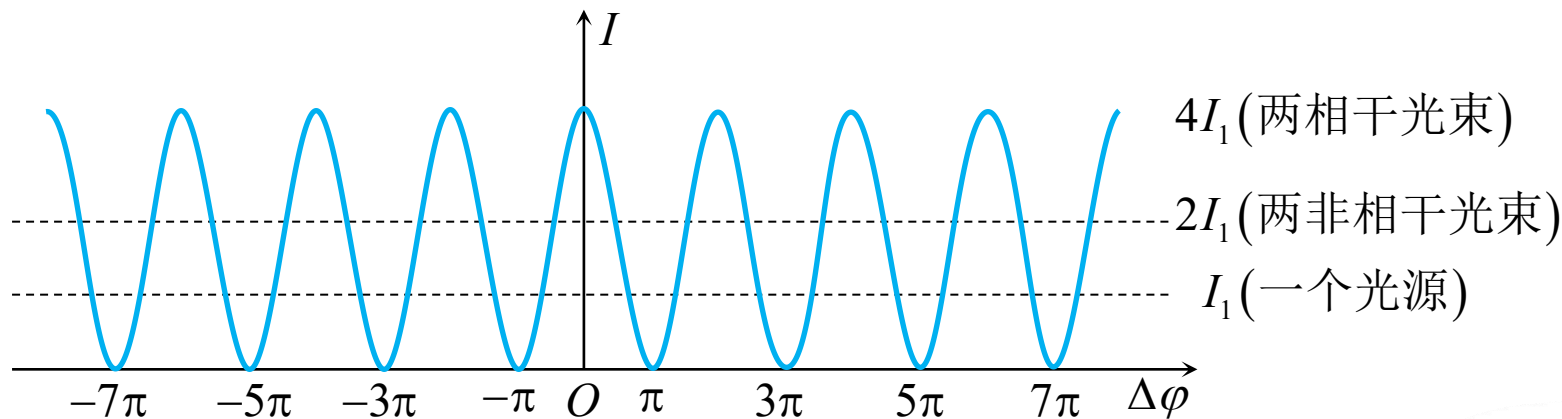
2. 相干叠加

▲干涉相长(明), 光强最大 $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$ ($k = 0, 1, 2, \dots$)

$$I = I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = 4I_1$$

▲干涉相消(暗), 光强最小 $\Delta\varphi = \pm(2k+1)\pi$ ($k = 0, 1, 2, \dots$)

$$I = I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = 0$$



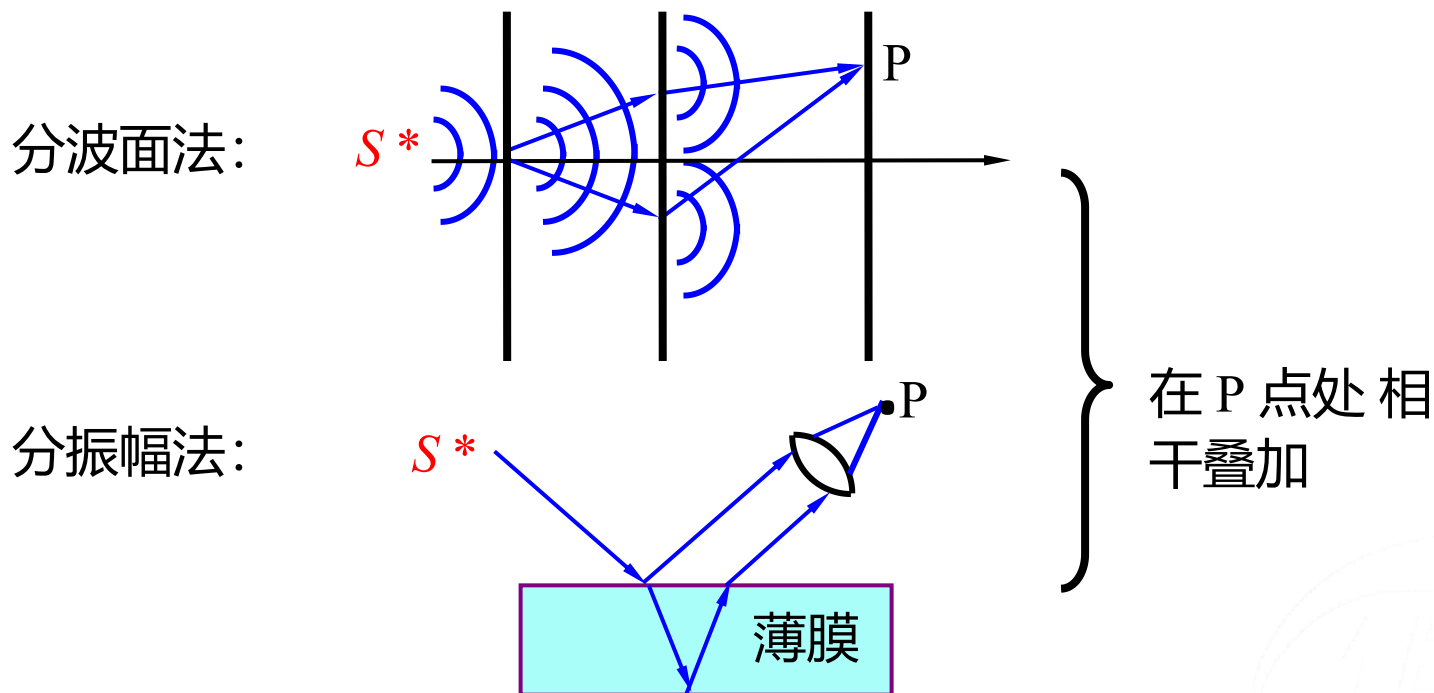
两光叠加时的光强分布

12.1.2 光的相干性

结论：只有两束**相干光叠加**才能观察到光的干涉现象。

相干光的获得 {
分波面：杨氏双缝干涉、菲涅耳双棱镜、洛埃镜
分振幅：薄膜干涉（劈尖干涉、牛顿环）

原则：将**同一光源同一点发出的光波列**即某个原子某次发出的光波列**分成两束**，使其经历不同的路径之后相遇叠加。





12.2

杨氏双缝干涉实验

12.2.1 杨氏双缝干涉

1801年，英国人托马斯·杨首次从实验获得了两列相干的光波，观察到了光的干涉现象，是十大最美物理实验之一，为光的波动学说建立确定了坚实的实验基础。



托马斯·杨双缝干涉实验

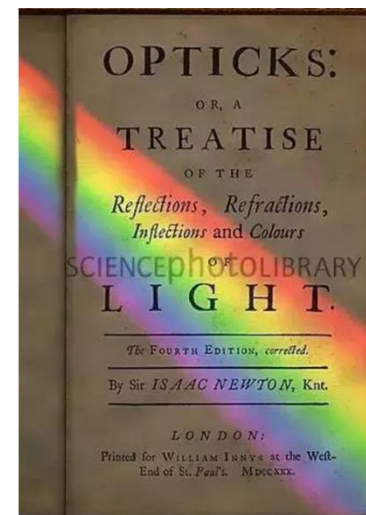
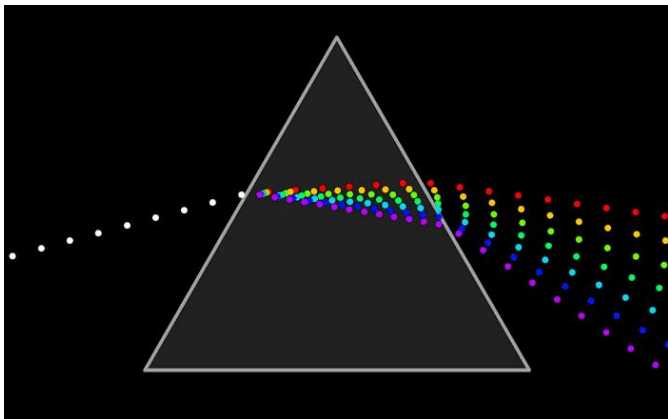
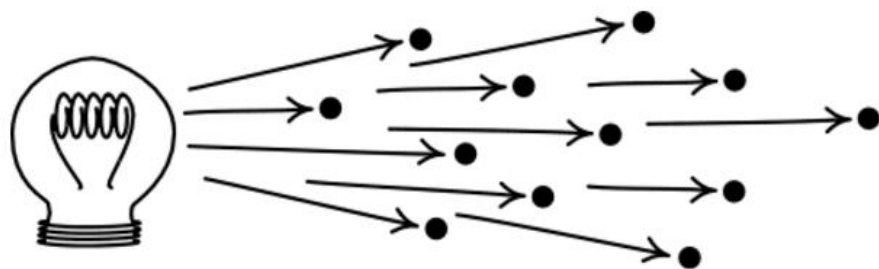
托马斯·杨：1801年完成干涉实验，解释牛顿环，精密测量光波长；1803年解释了衍射现象。

著作《自然哲学讲义》

12.2.1 杨氏双缝干涉

托马斯·杨 (Thomas Young 1773-1829)简介

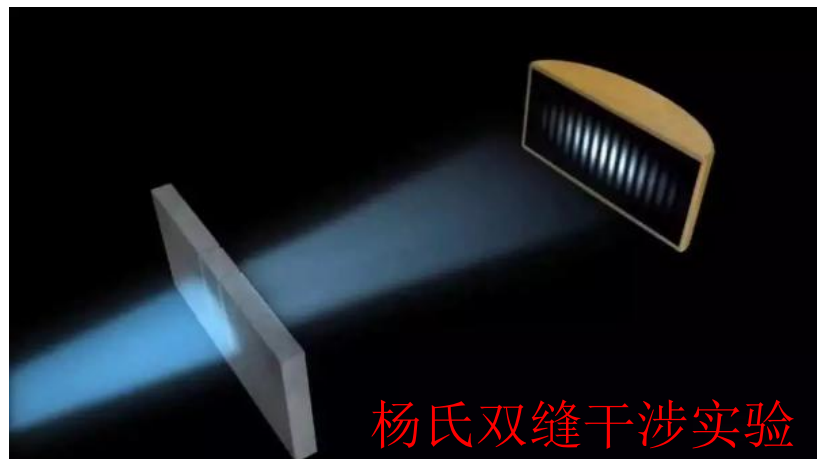
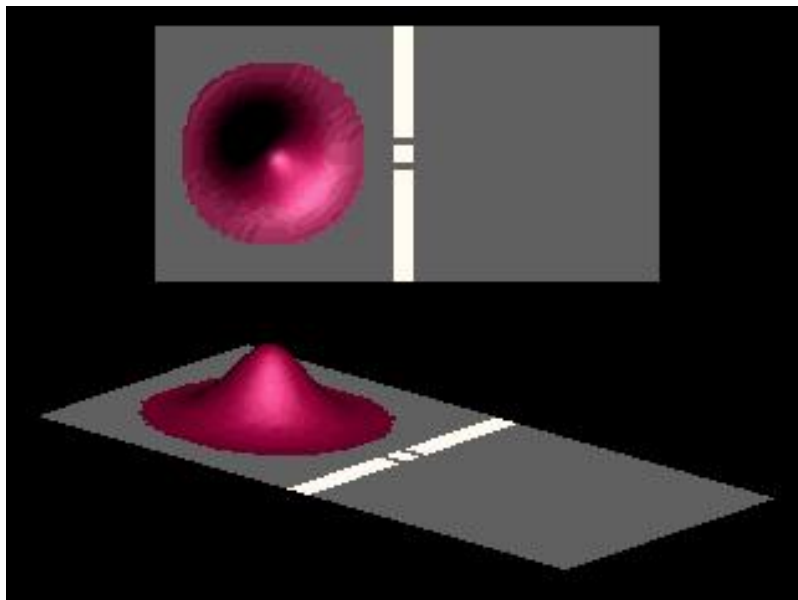
十八世纪初，科学巨匠艾萨克·牛顿发表了著作《光学》，书中指出，光的本质应是实体粒子



他以弹性小球的物理模型来解释光的反射，又认为折射是在两介质交界处粒子受力变化导致的

12.2.1 杨氏双缝干涉

托马斯·杨 (Thomas Young
1773-1829)简介



可尽管如此，他仍旧被牛顿挥之不去的权威笼罩，不得不放弃对光学研究，另寻他路，晚年转向考古学研究，对破译古埃及文字有重大突破。

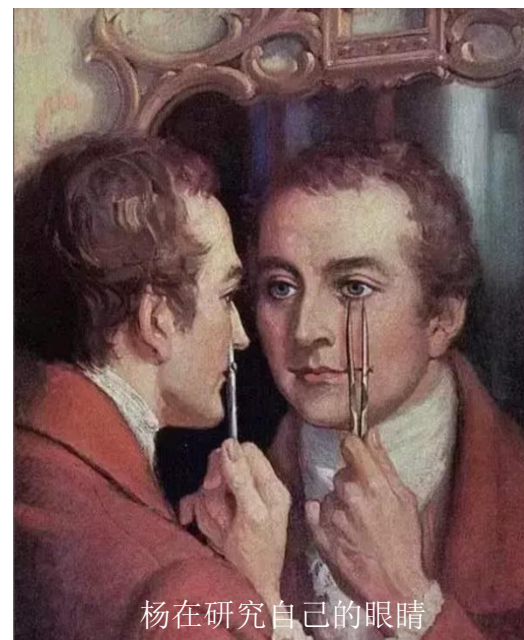
12.2.1 杨氏双缝干涉

托马斯·杨 (Thomas Young 1773-1829)简介



1773年6月13日，托马斯·杨出生于英国一个富裕的教徒家庭，是十个孩子中的老大，从小就是神童。

杨曾被誉为是生理光学的创始人，是最早发现眼睛对焦原理的人，他也研究了散光。



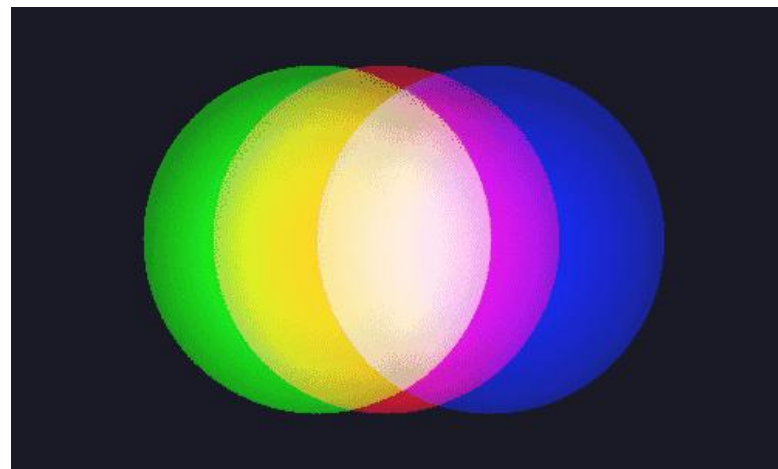
杨在研究自己的眼睛

12.2.1 杨氏双缝干涉

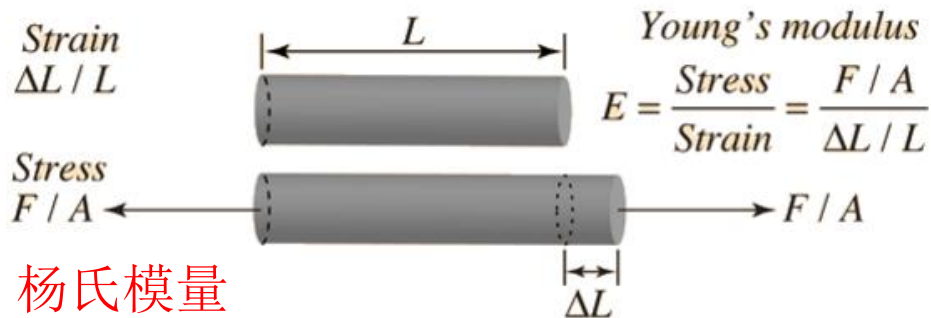
托马斯·杨 (Thomas Young

1773-1829)简介

他提出了杨氏模量。



古埃及象形文字



他对语言学颇有研究，对400种语言做了比较，

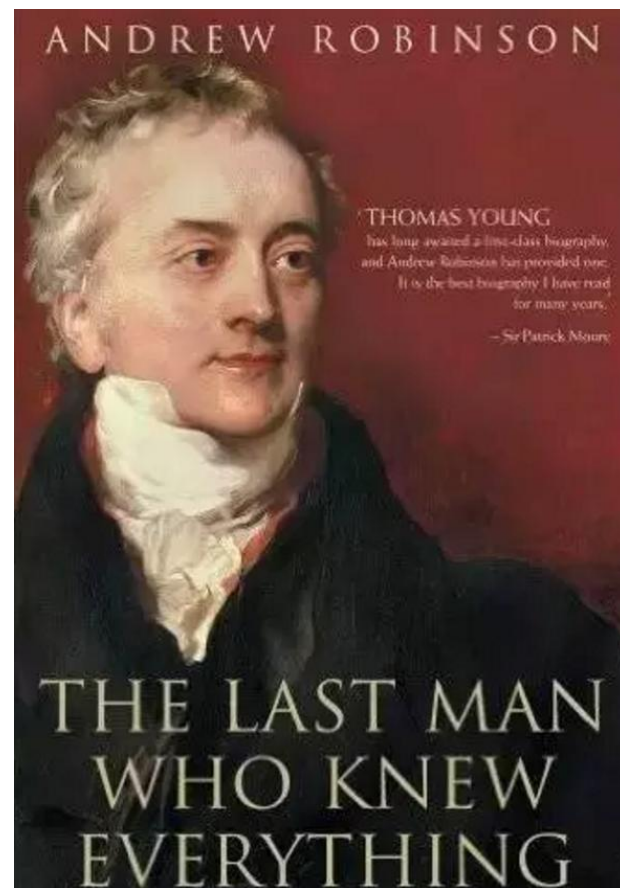
12.2.1 杨氏双缝干涉

托马斯·杨 (Thomas Young 1773-1829)简介

托马斯·杨一生成果涉及光学、声学、流体动力学、船舶工程、潮汐理论、毛细作用、力学、文字学、生理学.....

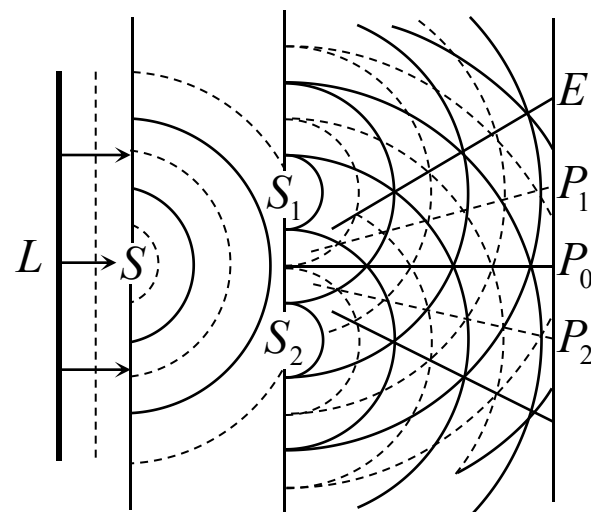
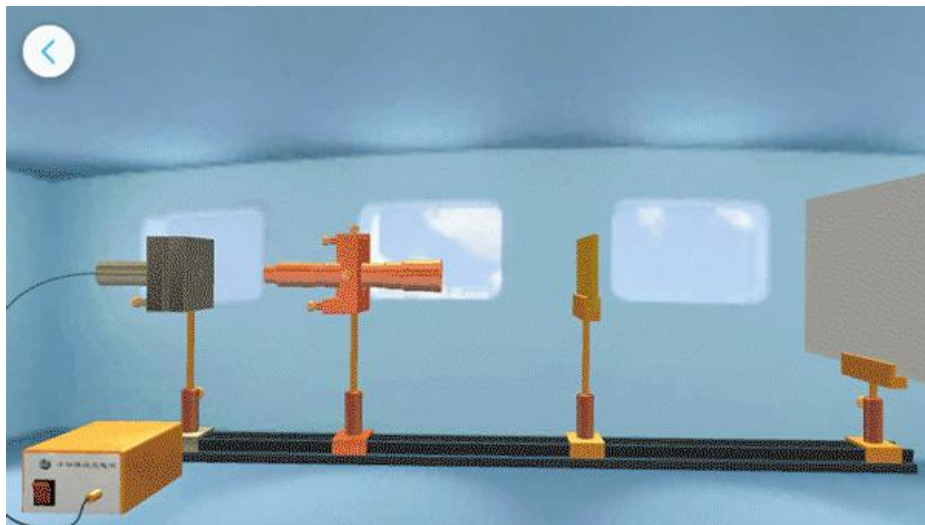
晚年的杨已经成为举世闻名的学者，他堪称全才，他被称作“最后一个什么都知道的人”

他一生过着多姿多彩的生活，音乐、美术甚至杂技一直滋养着他的生命。他精力旺盛的一生于1829年结束。就在他去世前还在编写一本埃及字典。



12.2.1 杨氏双缝干涉

实验装置与实验现象



杨氏双缝干涉实验

点光源

单缝

双缝

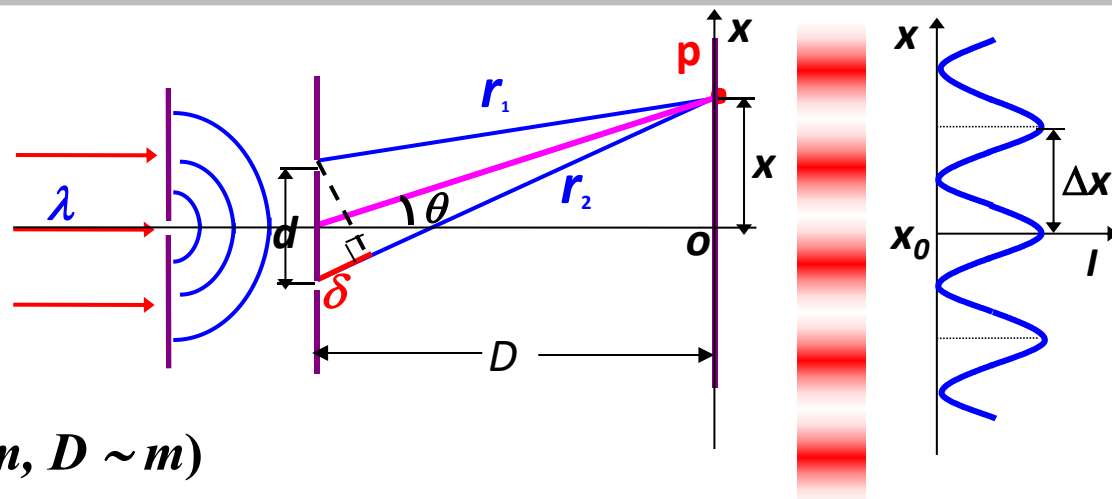
屏

干涉现象：屏上明暗条纹的位置，是对称分布于屏幕中心 O 点两侧且平行于狭缝的直条纹，明暗条纹交替排列。

12.2.1 杨氏双缝干涉

干涉条纹的分析

单色光入射



$$d \gg \lambda, \quad D \gg d \quad (d \sim 10^{-4} \text{m}, \quad D \sim \text{m})$$

$$E_1 = E_{10} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \varphi_{10}\right) \quad \varphi_1 = -\frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \varphi_{10}$$

$$E_2 = E_{20} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_2 + \varphi_{20}\right) \quad \varphi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda} r_2 + \varphi_{20}$$

相位差: $\Delta\varphi = (\varphi_{10} - \varphi_{20}) + \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) \quad \Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$

波程差: $\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta \approx d \tan \theta = d \cdot \frac{x}{D}$

$$\delta = d \frac{x}{D}$$

12.2.1 杨氏双缝干涉

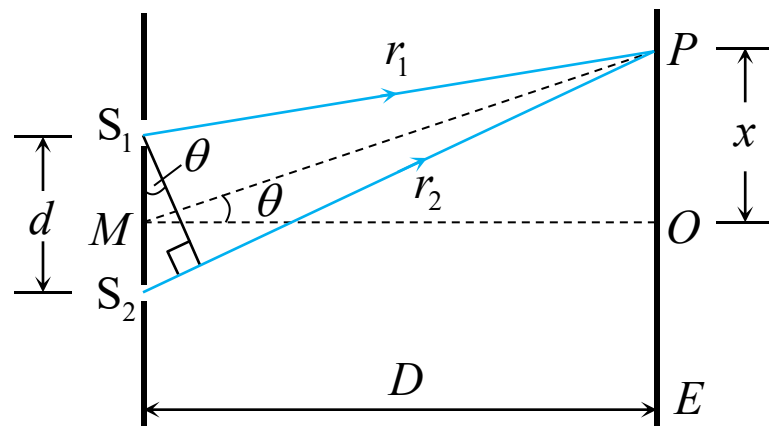
由于分波面法，两列相干波的初相位相同

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x}{D} d$$

明暗条纹的条件

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x}{D} d = \begin{cases} \pm 2k\pi & (k = 0, 1, 2, \dots) \quad \text{干涉加强, 明纹} \\ \pm (2k-1)\pi & (k = 1, 2, \dots) \quad \text{干涉减弱, 暗纹} \end{cases}$$

$$\delta = r_2 - r_1 = \begin{cases} \pm k\lambda & \text{明纹} \\ & (k = 0, 1, 2, \dots) \\ \pm (2k-1)\frac{\lambda}{2} & \text{暗纹} \\ & (k = 0, 1, 2, \dots) \end{cases}$$



干涉条纹计算用图

12.2.1 杨氏双缝干涉

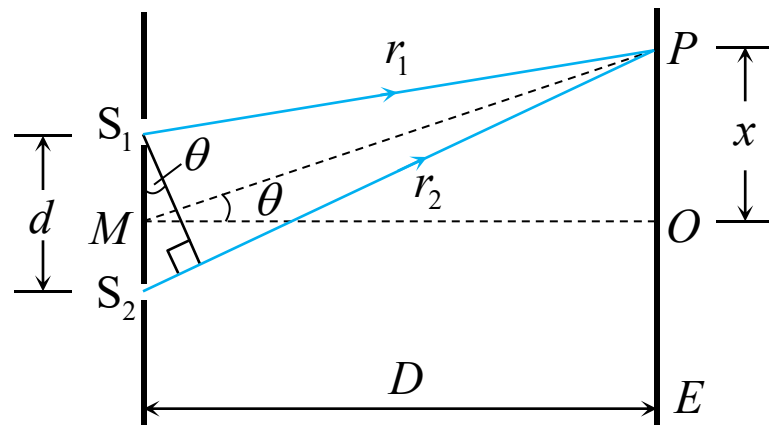
明纹中心位置 $x = \pm k \frac{D}{d} \lambda \quad k=1, 2, L$

暗纹中心位置 $x = \pm (2k-1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2} \quad k=1, 2, L$

条纹间距 $\Delta x = \frac{D}{d} \lambda \quad \Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{(k+1)\lambda D}{d} - \frac{k\lambda D}{d}$

干涉条纹特点:

- (1) 明暗相间, 以 o 点对称分布
- (2) Δx 与 k 无关, 条纹等间距分布
(θ 不太大时)
- (3) 条纹级次中间低, 两边高;
- ($r_2 - r_1 = 0$ 时, $k = 0$ 中央明纹)



干涉条纹计算用图

12.2.1 杨氏双缝干涉

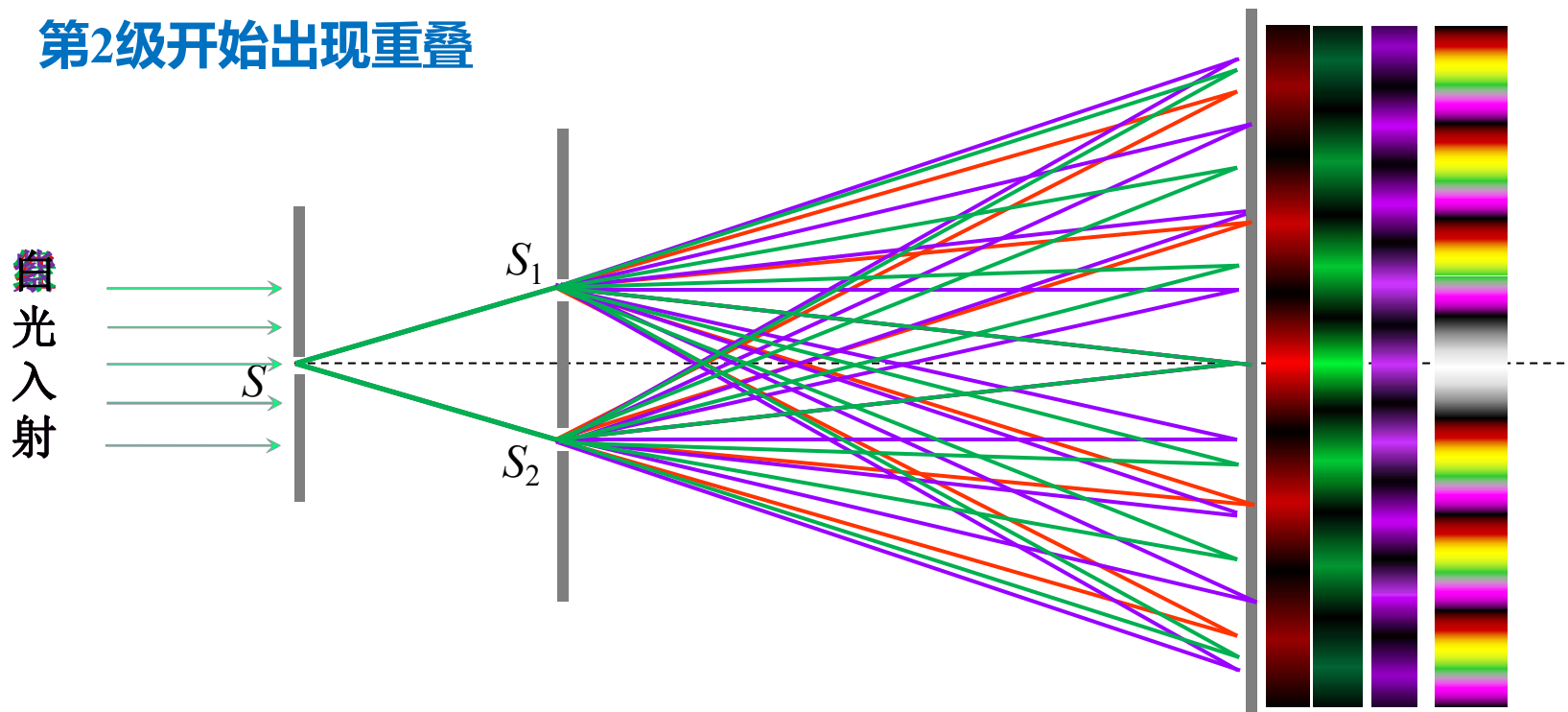
$$\Delta x = \frac{D}{d} \lambda$$

波长越长，干涉越显著(Δx 大，变疏)

缝间距越小，干涉越显著

屏越远，干涉越显著

$\Delta x \propto \lambda$, 白光入射时，中央为白色明纹，其它级次出现彩色条纹，
第2级开始出现重叠



12.2.1 杨氏双缝干涉

杨氏双缝干涉光强分布

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

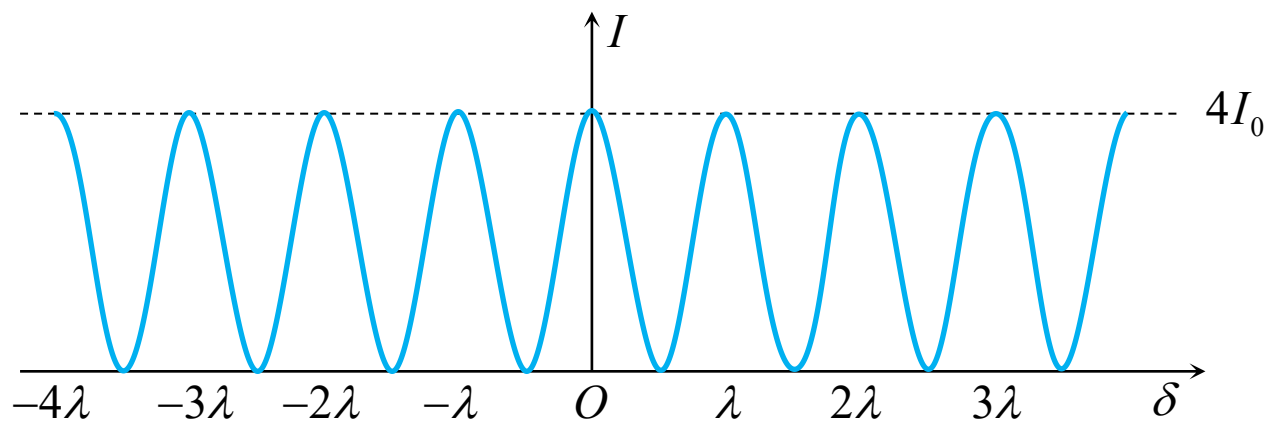
$$I_1=I_2=I_0 \text{ 则 } I=2I_0(1+\cos\Delta\varphi)=4I_0\cos^2\frac{\Delta\varphi}{2}=4I_0\cos^2\left(\pi\frac{\delta}{\lambda}\right)$$

$$I = I_{\max} = 4I_0 \quad \delta = \pm k\lambda$$

▲干涉相长(明), 光强最大

$$I = I_{\min} = 0 \quad \delta = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

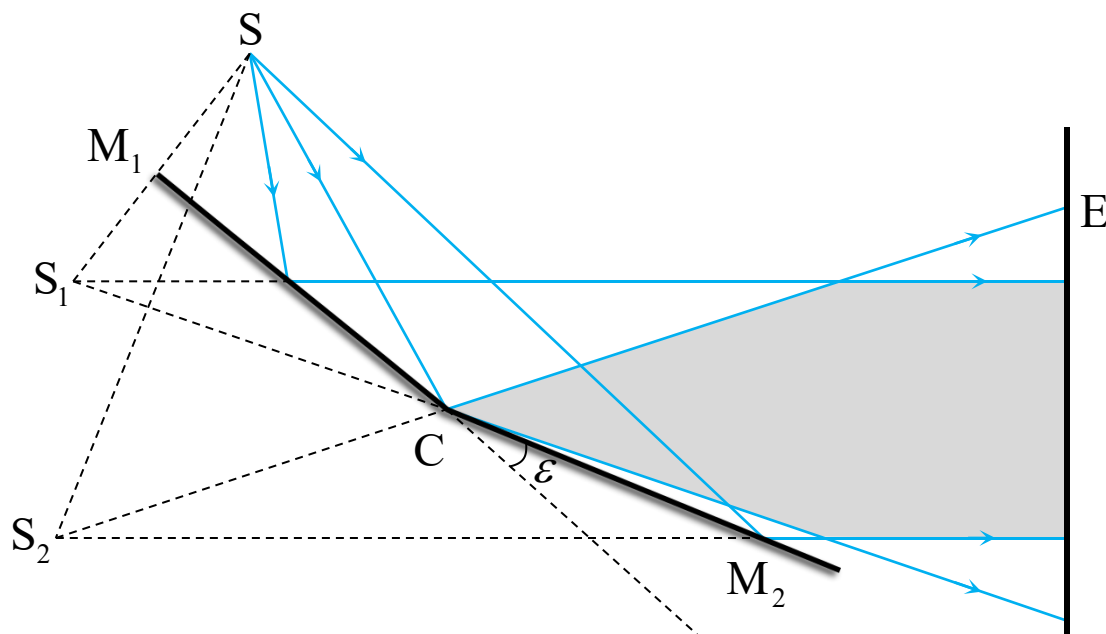
▲干涉相消(暗), 光强最小



两光叠加时的光强分布

12.2.2 其他分波阵面干涉装置

1. 菲涅耳双面镜

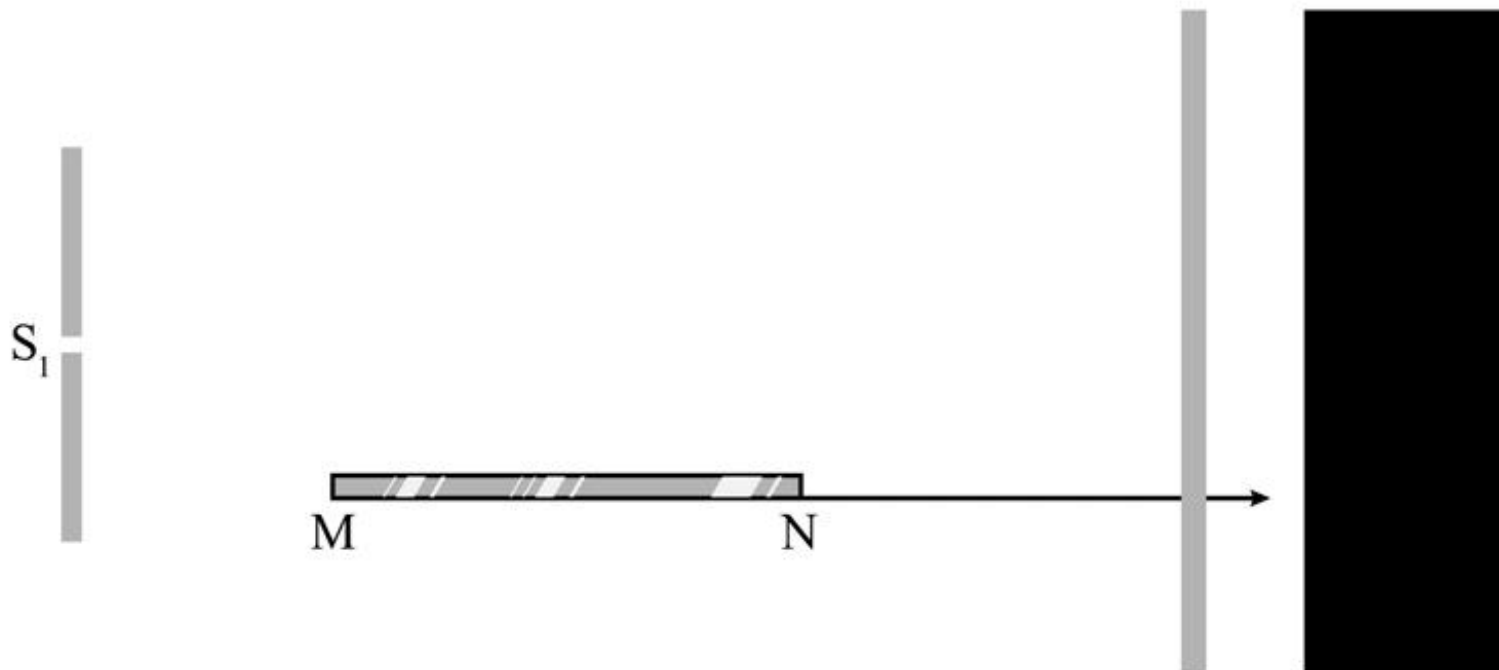


菲涅耳双面镜实验

菲涅耳双面镜：结论与杨氏双缝干涉相同，只不过只在屏上部分区域出现条纹。

12.2.2 其他分波阵面干涉装置

2. 洛埃镜



洛埃镜实验

洛埃镜：结论与杨氏双缝干涉相反，且只在屏幕上半部分区域出现条纹。

例 题



【例 题】

用单色光照射相距0.4 mm的双缝，缝屏间距为1 m。(1) 从第1级明纹到同侧第5级明纹的距离为6 mm，求此单色光的波长；(2) 若入射的单色光波长为400 nm的紫光，求相邻两明纹间的距离；(3) 上述两种波长的光同时照射时，求两种波长的明条纹第1次重合在屏幕上的位置，以及这两种波长的光从双缝到该位置的波程差。

解 (1) 由双缝干涉明纹条件 $x = \pm k \frac{D}{d} \lambda$ ，可得

$$\Delta x_{1:5} = x_5 - x_1 = \frac{D}{d} (k_5 - k_1) \lambda$$

$$\lambda = \frac{d}{D} \frac{\Delta x_{1:5}}{(k_5 - k_1)} = \frac{4 \times 10^{-4} \times 6 \times 10^{-3}}{1 \times (5 - 1)} = 6.0 \times 10^{-7} \text{ m} \quad (\text{橙色})$$

例 题

(2) $\lambda=400\text{ nm}$ 时, 相邻两明纹间距为

$$\Delta x = \frac{D}{d} \lambda = \frac{1 \times 4 \times 10^{-7}}{4 \times 10^{-4}} = 1 \times 10^{-3} \text{ m} = 1.0 \text{ mm}$$

(3) 两种波长的光的明条纹重合处离中央明纹的距离为 x , 则有

$$x = k_1 \frac{D}{d} \lambda_1 = k_2 \frac{D}{d} \lambda_2 \quad \longrightarrow \quad \frac{k_1}{k_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{400}{600} = \frac{2}{3}$$

波长为400nm的紫光的第3级明条纹与波长为600nm的橙光的第2级明条纹第1次重合。重合的位置为

$$x = k_1 \frac{D}{d} \lambda_1 = \frac{2 \times 1 \times 6 \times 10^{-7}}{4 \times 10^{-4}} \text{ m} = 3 \times 10^{-3} \text{ m} = 3 \text{ mm}$$

双缝到重合处的波程差 $\delta = k_1 \lambda_1 = k_2 \lambda_2 = 1.2 \times 10^{-6} \text{ m}$

例 题



补充例题

在双缝干涉实验中，入射光的波长为 λ ，用玻璃片遮住双缝中的一个缝，若玻璃片中光程比相同厚度的空气的光程大 2.5λ ，则屏上原来的明纹处 **B**)。

A. 仍为明条纹

B. 变为暗条纹

C. 既非明纹也非暗纹

D. 无法确定是明纹，还是暗纹

解

玻璃片遮住前 $r_2 - r_1 = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$

玻璃片遮住后 $r_2 - r_1 = \pm 2k \frac{\lambda}{2} + \frac{5\lambda}{2} = \pm (2k + 5) \frac{\lambda}{2}$

12.3

光程与光程差



12.3 光程与光程差

当两相干光在真空中传播时，真空中的波长为 λ ，则在某点叠加时的相位差由波程差决定。

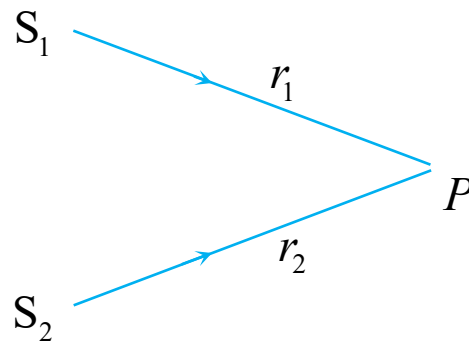
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r_2}{\lambda} - \frac{2\pi r_1}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$$

$$\delta = r_2 - r_1$$

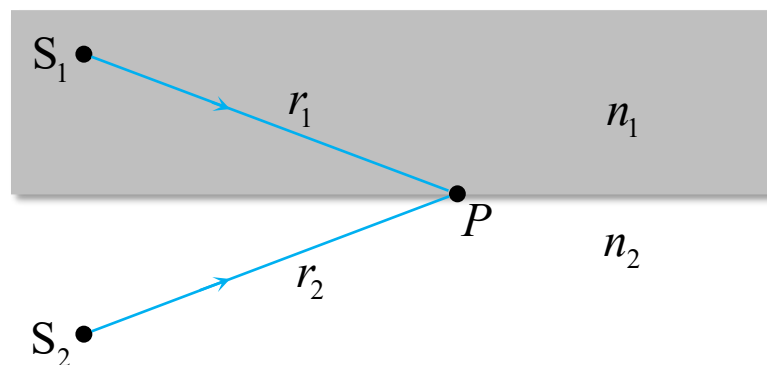
当两相干光在不同介质中传播时，则在某点叠加时的相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r_2}{\lambda_2} - \frac{2\pi r_1}{\lambda_1}$$

$$\text{光矢量 } E = E_0 \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}r + \phi_0)$$



两相干光在真空中传播



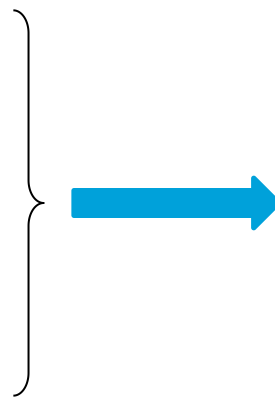
两相干光在不同媒质中传播

12.3 光程与光程差

光在真空中传播时，波长为 $\lambda = \frac{c}{\nu}$

光在折射率为 n 的媒质中传播速度 $u = \frac{c}{n}$

单色光的频率 ν 恒定不变



光在折射率为 n 的某介质中传播时，波长为 $\lambda_n = \frac{u}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda}{n}$

所以当两相干光在不同介质中传播时，在某点叠加时的相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r_2}{\lambda_2} - \frac{2\pi r_1}{\lambda_1} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 r_2 - \frac{2\pi}{\lambda} n_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 r_2 - n_1 r_1)$$

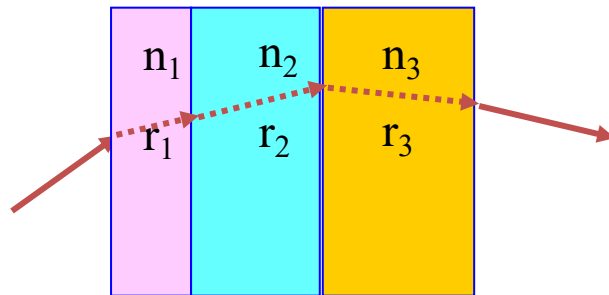
12.3 光程与光程差

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r_2}{\lambda_2} - \frac{2\pi r_1}{\lambda_1} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 r_2 - \frac{2\pi}{\lambda} n_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 r_2 - n_1 r_1)$$

光程：光在媒质中的几何路程 r 与该媒质折射率 n 的乘积 nr 。

光线连续经过几种不同均匀媒质时，
光程为

$$n_1 r_1 + n_2 r_2 + n_3 r_3 + \dots = \sum n_i r_i$$



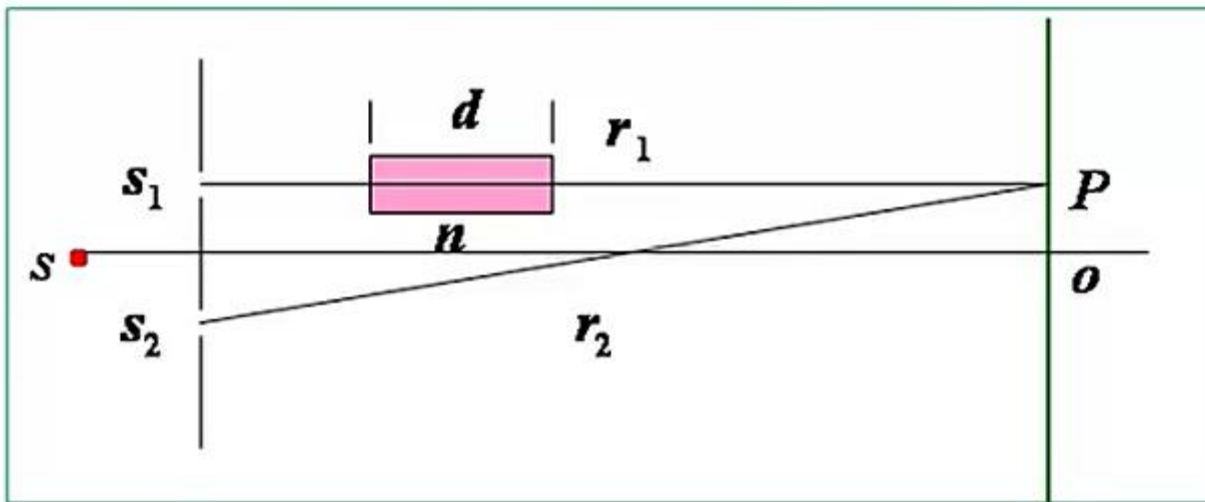
光程差 $\Delta = (n_2 r_2 - n_1 r_1)$ (波程差用 δ ，光程差用 Δ 表示)

光程差引起的相位差 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$ 光在真空中的波长

$$\Delta = \begin{cases} \pm k\lambda & k=0,1,2,L & \text{加强 (明)} \\ \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} & k=0,1,2,L & \text{减弱 (暗)} \end{cases}$$

12.3 光程与光程差

例：求下图中的光程差和相位差（ S_1 、 S_2 在真空中，其中 S_1 还通过了折射率为 n 介质。）



$$\Delta = r_2 - [(r_1 - d) + nd] = (r_2 - r_1) - (n - 1)d$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} [(r_2 - r_1) - (n - 1)d]$$

12.3 光程与光程差

对光程的理解

(1) 把光在媒质中的传播路程折算为光在真空中的传播光程, 即光在介质中的几何路程为 r 时, 与在真空中的 $r' = nr$ 有同样多的波数, 即

$$k = \frac{r}{\lambda_n} = \frac{r}{\lambda/n} = \frac{nr}{\lambda} = \frac{r'}{\lambda} = k'$$

(2) 在媒质中走过 r 的路程和在真空中走过 nr 路程的时间相同。

$$t = \frac{r}{u} = \frac{r}{c/n} = \frac{nr}{c} = t'$$

12.3 光程与光程差

例 在相同的时间 t 内，一束波长为 λ 的单色光在空气中和在折射率为 n 的玻璃中

- (A) 传播的路程相等，走过的光程相等。
- (B) 传播的路程相等，走过的光程不相等。
- (C) 传播的路程不相等，走过的光程相等。
- (D) 传播的路程不相等，走过的光程不相等。

解：光在某媒质中的几何路程 r 与该媒质的折射率 n 的乘积 nr 叫做光程

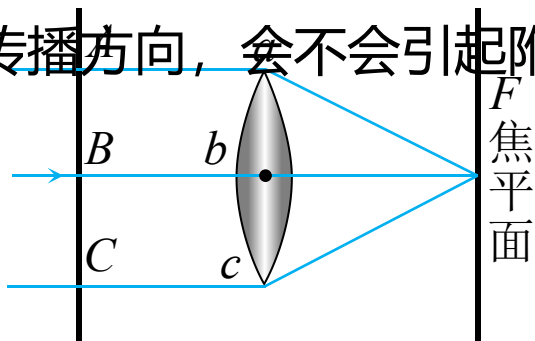
光在玻璃种的传播速度 $u = \frac{c}{n}$

在相同的时间 t 内，光在空气中传播的路程是 ct ，在玻璃中的传播的路程是 ut
 $ct \neq ut$

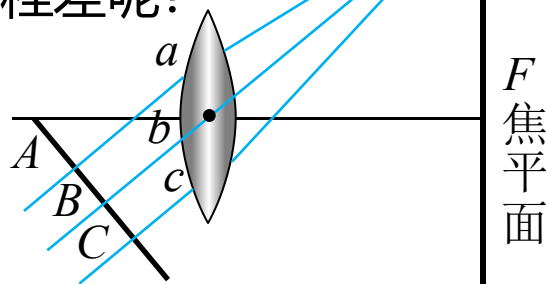
在相同的时间 t 内，光在空气中走过的光程 ct ，在玻璃中走过的光程是 nut
 $nut = ct$ 答案[c]

12.3 光程与光程差

在观察干涉、衍射现象时，经常要用到透镜，不同光线通过透镜可改变传播方向，会不会引起附加光程差呢？



(a)



(b)

平行光通过透镜后各光线的光程相等

平行光束经过透镜后汇聚于焦点或者焦平面上的一点，平行光通过透镜后各光线的光程相等。

结论：在各光线的垂线后，光程差为零，即**透镜不带来附加光程差**。



注意：（1）光程差为零只说明光程相等，并不是几何路程相等。

（2）垂线之后（图中虚线）光程差为零。

例 题



【例 题】

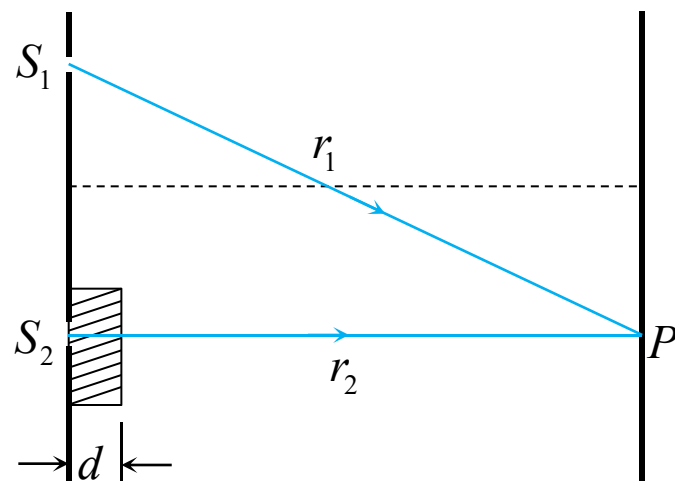
在杨氏双缝干涉实验中，入射光的波长为 λ ，现在 S_2 缝上放置一片厚度为 d ，折射率为 n 的透明介质，试问原来的零级明纹将如何移动？如果观测到零级明纹移到了原来的 k 级明纹处，求该透明介质的厚度 d 。

解 如图所示，有透明介质时，从 S_1 和 S_2 到观测点 P 的光程差为

零级明纹相应的 $\Delta=0$ ，其位置应满足

$$\Delta = (r_2 - d + nd) - r_1$$

$$r_2 - r_1 = -(n-1)d < 0 \quad (1)$$



与原来零级明纹位置所满足的 $r_2 - r_1 = 0$ 相比可知，在 S_2 前有介质时，零级明纹应该下移。

例 题

原来没有介质时 k 级明纹的位置满足

$$r_2 - r_1 = k\lambda \quad k=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

按题意，观测到零级明纹移到了原来的 k 级明纹处，于是 (1) 式和 (2) 式必须同时得到满足，由此可解得

$$d = \frac{-k\lambda}{n-1}$$

插入透明介质使屏幕上的干涉条纹移动了 $|k| = (n-1)d / \lambda$ 条。
这也提供了一种测量透明介质折射率的方法。

例 题



补充例题

在双缝干涉实验中，波长 $\lambda=550\text{nm}$ 的单色平行光垂直入射到缝间距 $a=2\times 10^{-4}\text{m}$ 的双缝上，屏到双缝的距离 $D=2\text{m}$ 。

求：

- (1) 中央明纹两侧的两条第10级明纹中心的间距；
- (2) 用一厚度为 $e=6.6\times 10^{-5}\text{m}$ 、折射率为 $n=1.58$ 的玻璃片覆盖一缝后，零级明纹将移到原来的第几级明纹处？

解 (1)
$$\Delta x = 20 \frac{D\lambda}{a} = 20 \frac{2.0 \times 5.5 \times 10^{-7}}{2.0 \times 10^{-4}} = 0.11\text{m}$$

例 题

(2) 覆盖玻璃片后, 零级明纹应满足

$$(n-1)e + r_1 = r_2$$

设不覆盖玻璃片时, 此点为第 k 级明纹, 则应有

$$r_2 - r_1 = k\lambda$$

所以

$$(n-1)e = k\lambda$$

$$k = (n-1) \frac{e}{\lambda} = 6.96 \approx 7$$

零级明纹移到原第 7 级明纹处。



12.4

薄膜干涉

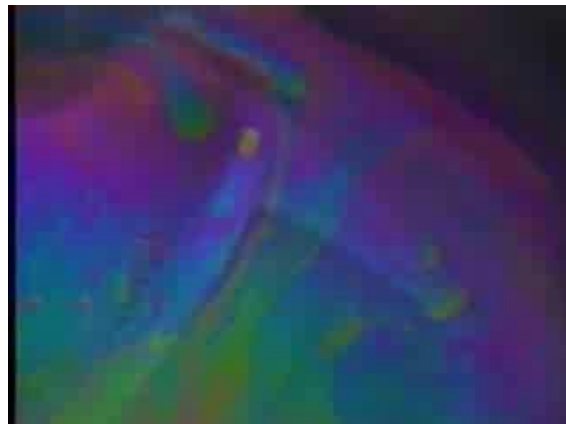


12.4 薄膜干涉

薄膜干涉：扩展光源投射到透明薄膜上，其反射光或透射光的干涉。



阳光下的肥皂泡



白光下的油膜



鸽子脖颈羽毛



蝶翼



镜头镀膜

12.4.1 薄膜干涉

分振幅法获取相干光。

通过界面的反射与折射，将一束光分成两束，因为反射光和折射光均来自同一光波，满足相干条件。

$$\Delta = n_2(AC + CB) - n_1 AD + \frac{\lambda}{2}$$

由图中几何关系可知

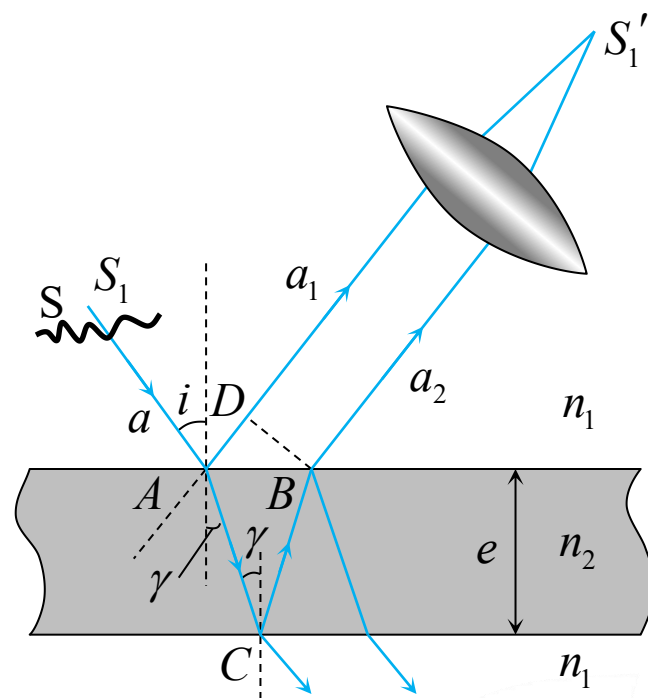
$$AC = CB = \frac{e}{\cos \gamma}$$

$$AD = AB \sin i = 2e \tan \gamma \sin i$$

两光线在上表面反射时因半波损失而产生的附加光程差

根据折射定律

$$n_1 \sin i = n_2 \sin \gamma$$



薄膜干涉

12.4.1 薄膜干涉

$$\begin{aligned}\Delta &= 2n_2 \frac{e}{\cos \gamma} - 2n_1 e \tan \gamma \sin i + \frac{\lambda}{2} = \frac{2n_2 e}{\cos \gamma} (1 - \sin^2 \gamma) + \frac{\lambda}{2} \\ &= 2n_2 e \cos \gamma + \frac{\lambda}{2} = 2e \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}\end{aligned}$$

干涉条件为

$$\boxed{\Delta = 2e \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}} = \begin{cases} k\lambda & k=1, 2, L \quad \text{加强 (明)} \\ (2k+1)\frac{\lambda}{2} & k=0, 1, 2, L \quad \text{减弱 (暗)} \end{cases}$$

对于厚度均匀的薄膜，光程差只决定于入射光在薄膜上的入射倾角*i*，则相同倾角的光线光程差相同，即倾角*i*相同的光线对应同一条干涉条纹——**等倾干涉条纹**。

12.4.1 薄膜干涉

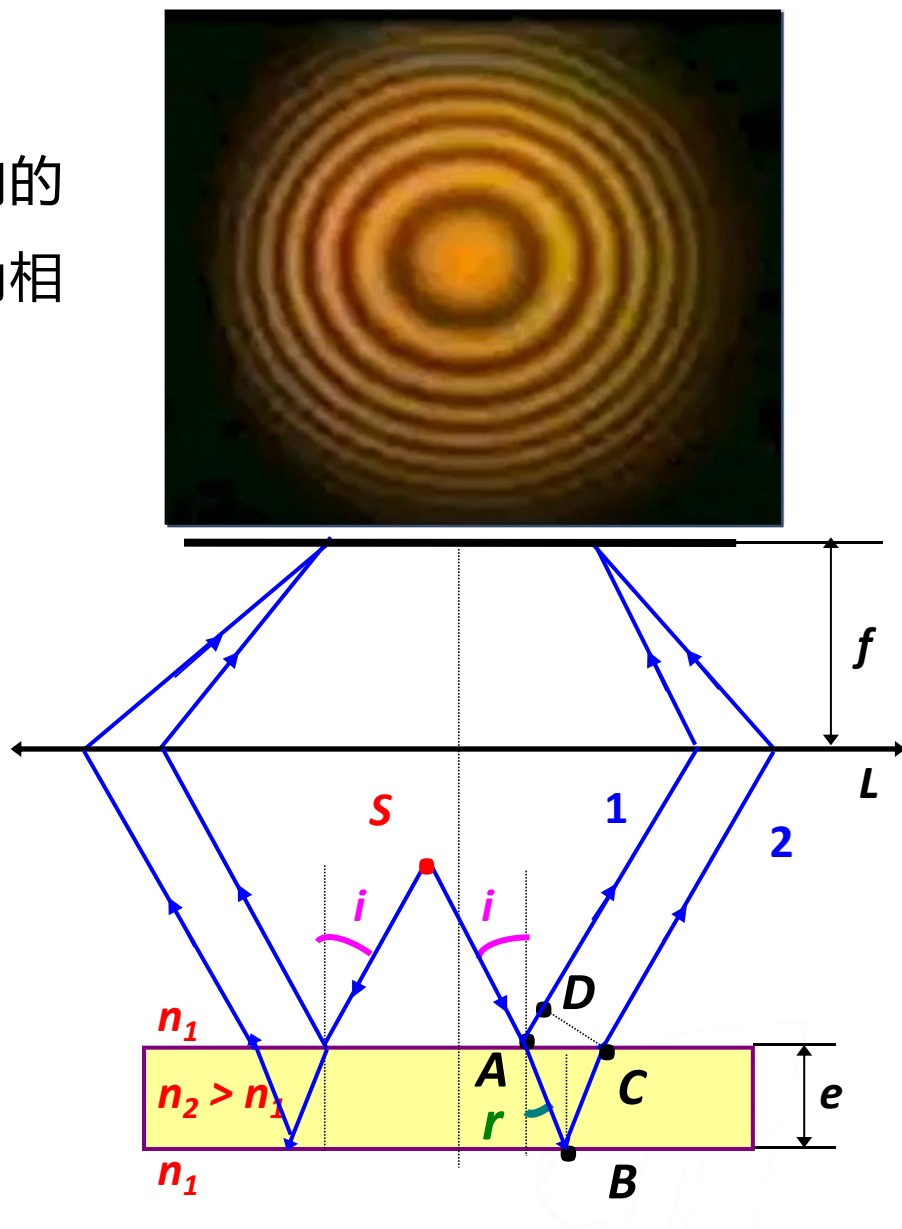
等倾干涉

1.产生条件：扩展光源发出的不同方向的光，入射到厚度均匀的薄膜上，入射角相同的光线形成同级干涉条纹。

2.条纹特点：

- 1) 干涉条纹为一系列内疏外密的同心圆环（明暗相间，非等间距）
- 2) 中心环的明暗取决于光程差
- 3) 圆环中心级次高,边缘条纹级次低

$$\Delta = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}$$



12.4.1 薄膜干涉

当光垂直入射到薄膜上： $i=0$

$$\Delta = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} = 2en_2 + \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta = 2en_2 + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & k=1,2,L \\ (2k+1)\frac{\lambda}{2} & k=0,1,2,L \end{cases}$$



光程差最大，K最大，所以中央条纹级次最大

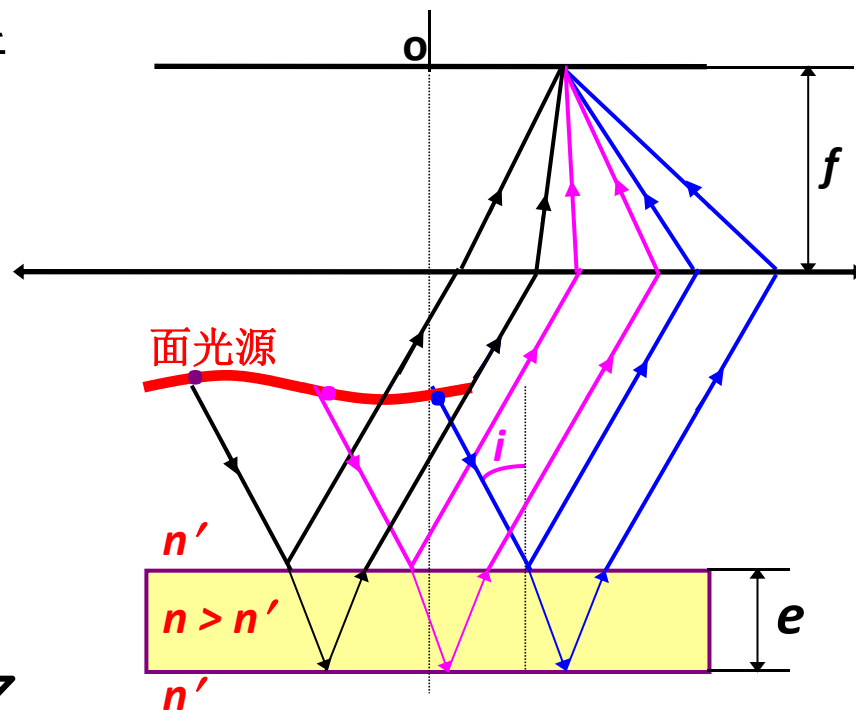
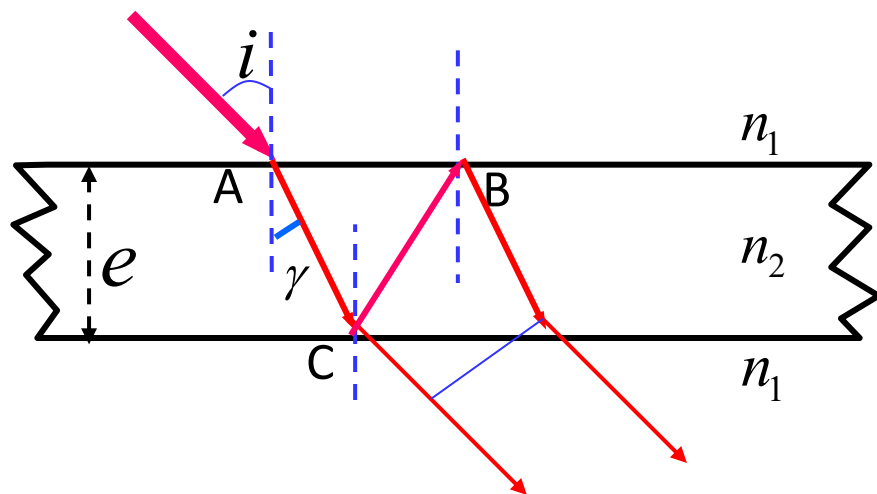
4) 膜厚 e 增大,条纹变的更加细锐,中心条纹级次增大,中心级次变化 ± 1 时,相应的膜厚变化为 $\Delta e = \pm \lambda / 2n_2$ (对比牛顿环) e 连续增大(减小),条纹从中心生出(消失)并向外扩展(向内收缩)

5) 白光光源产生彩色干涉圆环，由内到外按由红到紫分布。

12.4.1 薄膜干涉

面光源照明时，干涉条纹的分析

只要入射角 i 相同，
都将汇聚在同一个干涉环上

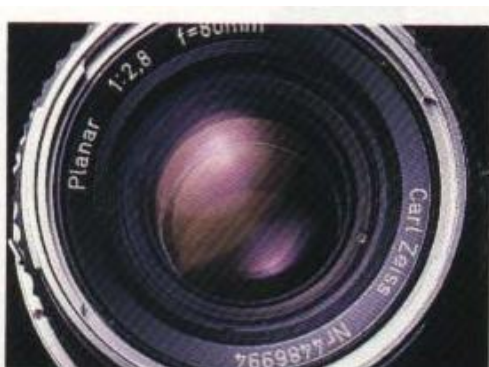


透射光干涉

透射光条纹与反射光相反 (互补)

12.4.1 薄膜干涉

薄膜干涉应用：紫外防护镜、冷光膜、各种面镜，激光谐振腔，光学镜头的增透膜、增反膜.....



各种相机镜头上的薄膜色



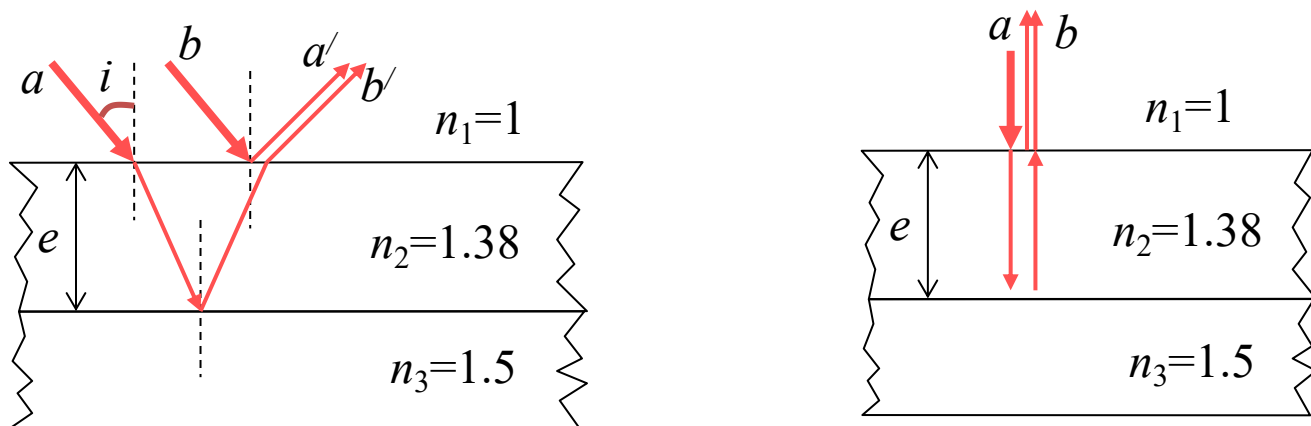
12.4.2 增透膜与增反膜

增透膜：使反射光干涉相消、透射增强的薄膜。

为达到反射光干涉相消、透射增强的目的，在透明介质（玻璃）外表面镀上合适折射率的透明薄膜（氟化镁），如镜头。

在具体应用中（如投影仪、照相机镜头等）

- (1) 考虑光的吸收、节省材料和工艺困难，选择合适的镀膜厚度。
- (2) 混色光入射（多波长成分），镀多层膜。



通常作正入射处理，即 $i=0$, a 、 b 都有一次半波损失

12.4.2 增透膜与增反膜

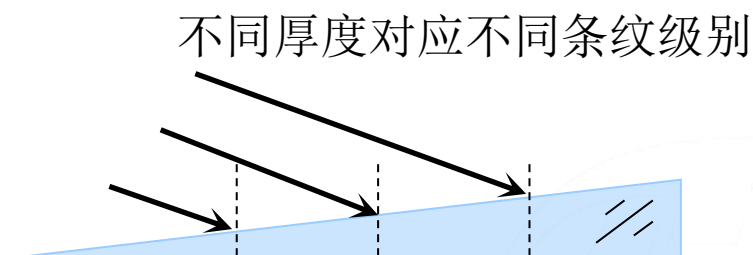
增反膜：使反射光增强的薄膜，原理与增透膜相同，**使得反射光干涉相长**，透射光自然相干相消。实例：宇航员的头盔、服装。



等厚干涉：扩展光源同一方向的光线照射到厚度不均匀的薄膜后，在无穷远处（经透镜汇聚）产生的干涉。

- 特征：
- (1) 具有相同入射角的入射光；
 - (2) 薄膜厚度不均匀。

具体实例：**劈尖干涉**、**牛顿环**。



例 题

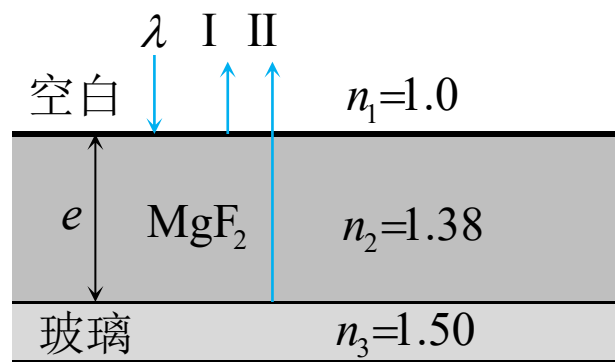


【例 题】

在一光学元件的玻璃（折射率 $n_3=1.5$ ）表面上镀一层厚度为 e ，折射率为 $n_2=1.38$ 的氟化镁薄膜，为了使入射白光中对人眼最敏感的黄绿光（ $\lambda=550\text{nm}$ ）反射最小，试求薄膜的厚度。

解 如图所示，由于 $n_1 < n_2 < n_3$ ，氟化镁薄膜的上、下表面反射的I、II两光均有半波损失。设光线垂直入射（ $i=0$ ）则I、II两光的光程差为

$$\Delta = \left(2n_2e + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{\lambda}{2} = 2n_2e$$



例 题

要使黄绿光反射最小，即 I、II 两光干涉相消，于是

$$\Delta = 2n_2e = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$$

应控制的薄膜厚度
$$e = \frac{(2k + 1)\lambda}{4n_2}$$

薄膜的最小厚度 ($k=0$)

$$e_{\min} = \frac{\lambda}{4n_2} = \frac{550\text{nm}}{4 \times 1.38} = 100\text{nm} = 0.1\mu\text{m}$$

氟化镁的厚度为 $0.1\mu\text{m}$ 或 $(2k + 1) \times 0.1\mu\text{m}$ ，都可使这种波长的黄绿光在两界面上的反射光干涉减弱。根据能量守恒定律，反射光减少，透射的黄绿光就增强了。

例 题

若取薄膜厚度 $e = 300\text{nm}$ ，反射光是什么颜色的光？

$$2en = k\lambda_k$$

$$\lambda_k = \frac{2en}{k} = \frac{2 \times 300 \times 1.38}{k}$$

$$k=1 \quad \lambda_1 = 828\text{nm}$$

$$k=2 \quad \lambda_2 = 414\text{nm}$$

$$k=3 \quad \lambda_3 = 276\text{nm}$$

$$\vdots \quad \vdots$$

紫色光

反射光为紫色光。

12.5

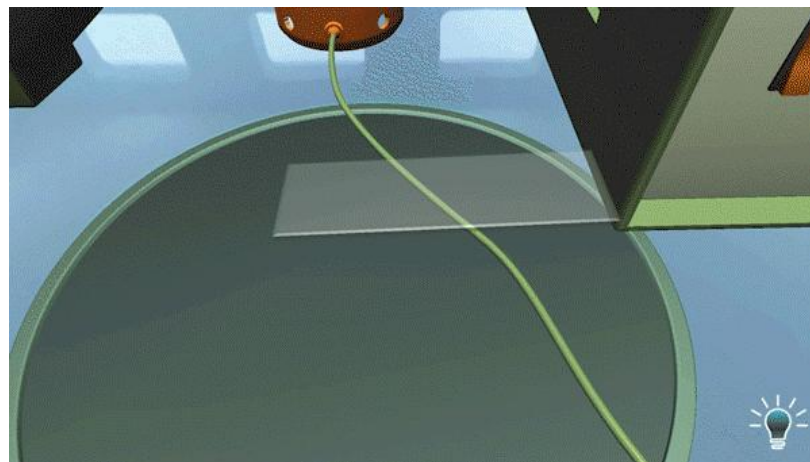
劈尖干涉 牛顿环



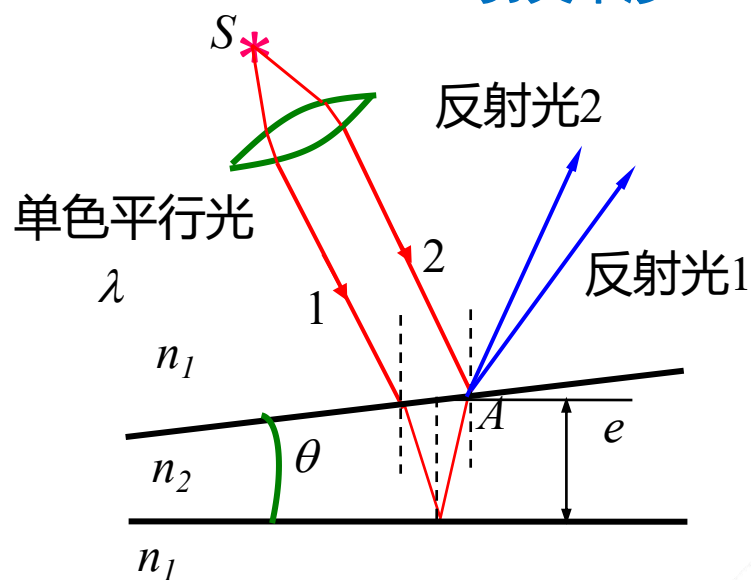
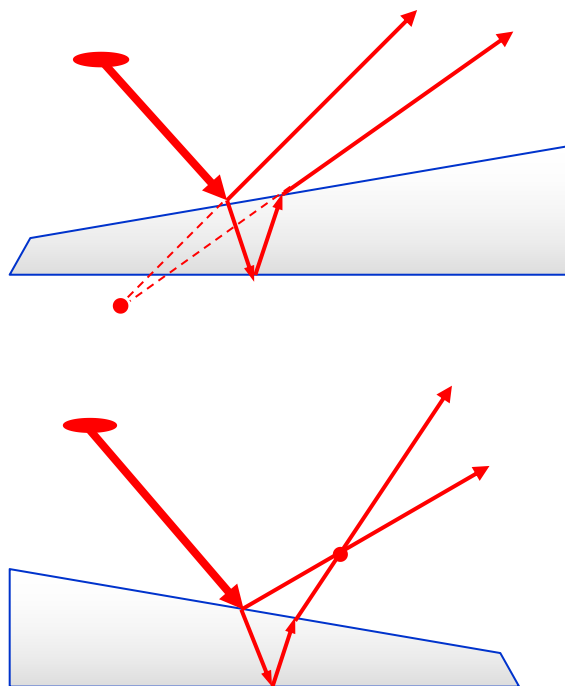
12.5.1 劈尖干涉

劈尖 (劈形膜)

夹角很小 ($\theta: 10^{-4} \sim 10^{-5} \text{ rad}$)
的两个平面所构成的薄膜



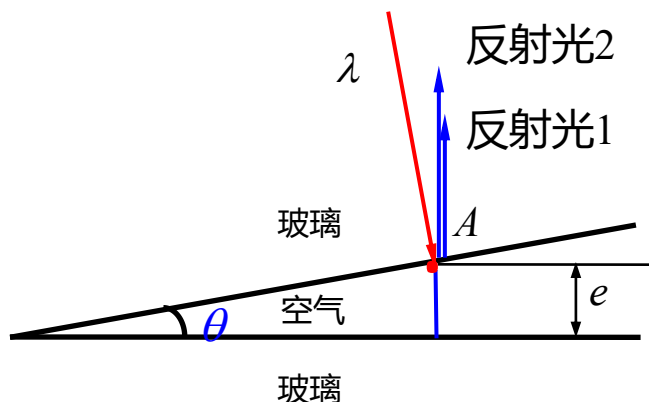
劈尖干涉



12.5.1 劈尖干涉

1. 光程差

实际应用中, $i=0$, 即正入射, 单色平行光垂直入射



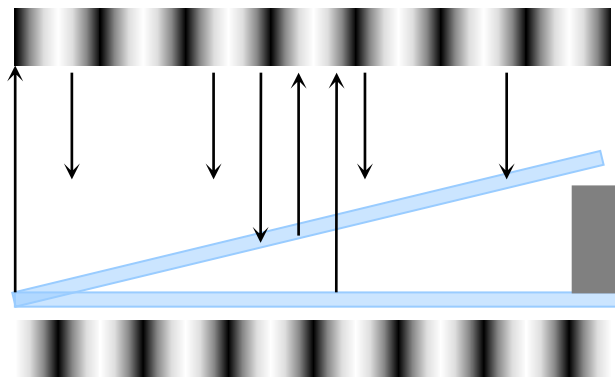
$$\Delta = 2ne + \frac{\lambda}{2} = 2e + \boxed{\frac{\lambda}{2}} \quad \text{半波损失}$$

当一平行光投射到厚薄不均匀的薄膜上, 其光程差则随着厚度 e 而变化, 厚度相同的区域, 其光程差相同, 都与一定的明纹或暗纹的 k 值相对应, 这些区域就出现同一级别的干涉条纹, 这些条纹叫作等厚干涉条纹, 故这样的干涉谓之**等厚干涉**。

12.5.1 劈尖干涉

2. 明暗纹条件

$$\begin{cases} \Delta = 2ne + \frac{\lambda}{2} = k\lambda & k=1, 2, \dots & \text{明条纹} & e_k = \frac{(2k-1)\lambda}{4n} \\ \Delta = 2ne + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2} & k=0, 1, 2, \dots & \text{暗条纹} & e_k = \frac{k\lambda}{2n} \end{cases}$$



3. 条纹特点

(1) 反射光的干涉条纹为明暗相间平行于棱边的直线；**棱边为暗纹**，存在半波损失。

(2) 透射光的干涉条纹与反射光相反（能量守恒）。

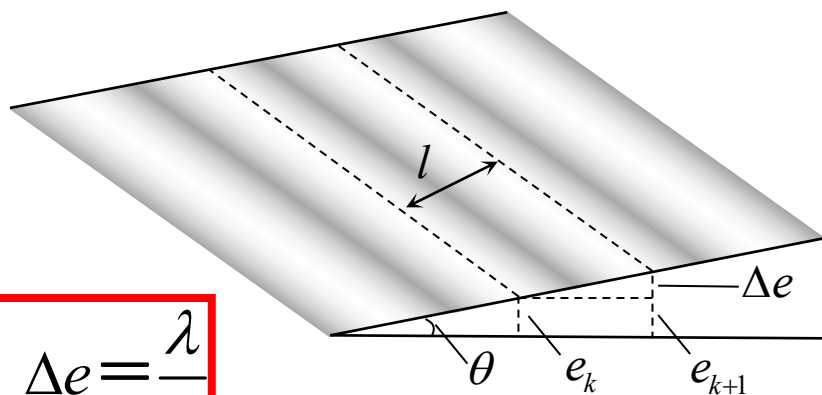
12.5.1 劈尖干涉

相邻明（暗）纹的厚度差

$$\Delta e = l \sin \theta = e_{k+1} - e_k$$
$$= \frac{1}{2n} (k+1) \lambda - \frac{1}{2n} k \lambda = \frac{\lambda}{2n}$$

$$\Delta e = \frac{\lambda}{2n}$$

$$\text{空气 } n=1 \quad \Delta e = \frac{\lambda}{2}$$



相邻明（暗）纹厚度差仅与薄膜中的波长 λ 有关，是 λ 的一半。

相邻明（暗）纹间的距离 l

由图可知：

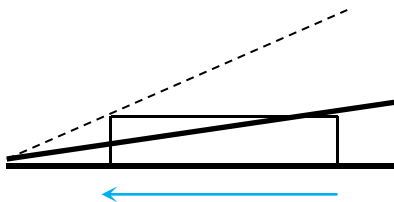
$$l \sin \theta = \frac{\lambda}{2n} \longrightarrow l = \frac{\lambda}{2n \cdot \sin \theta} = \frac{\lambda}{2n \cdot \theta}$$

12.5.1 劈尖干涉

夹角与厚度变化对条纹的影响

夹角影响

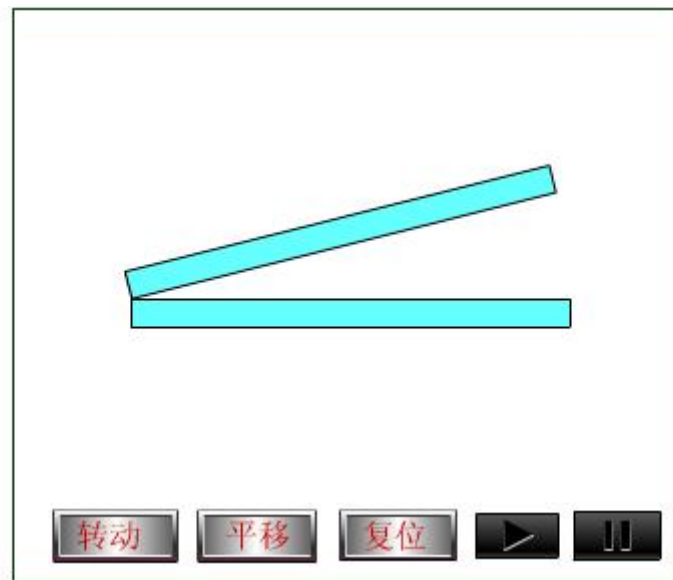
$$l = \frac{\lambda}{2n\theta}$$



θ 越小, l 越大, 条纹右移变稀;

θ 越大, l 越小, 条纹左移变密。

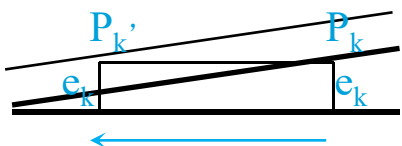
当 θ 大到某一值, 条纹密不可分, 无干涉。



12.5.1 劈尖干涉

夹角与厚度变化对条纹的影响

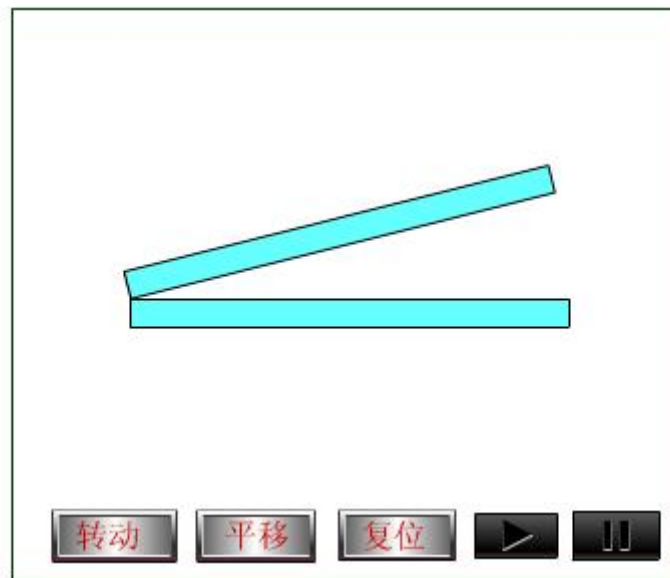
厚度影响：等厚等级，看厚度，识条纹级别移动规律。



由于一条干涉条纹对应一定的厚度，所以当厚度变化时，干涉条纹会发生移动，厚度变化

$\Delta e = \frac{\lambda}{2n}$ ，就移动一条条纹。

如果某级条纹在 P_k 处，当薄膜增厚时，则厚度为 e_k 的点向劈尖移到 P_k' 处。反之，则远离劈尖。



厚度越大，疏密程度不变，条纹左移

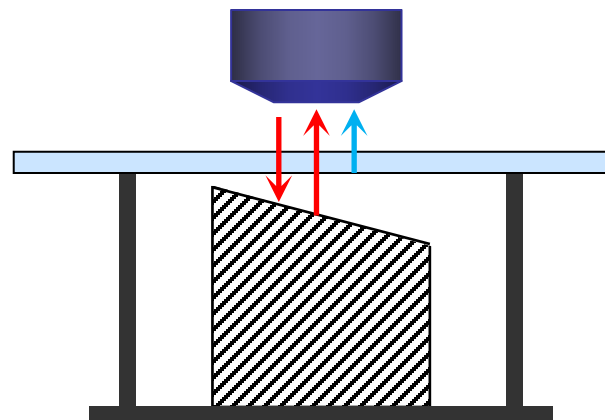
12.5.1 劈尖干涉

劈尖干涉的应用

(1) 光干涉膨胀仪：测量微小长度的变化

每移动一个条纹宽度，厚度变化为

$$\Delta e = e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2}$$



设条纹移动宽度为 N 个条纹宽度，厚度变化（即膨胀变长）为

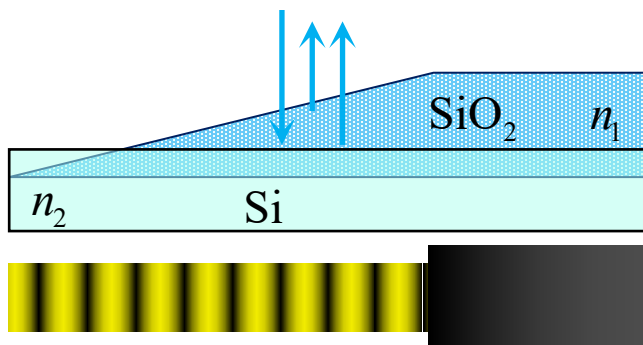
$$\Delta l = N \frac{\lambda}{2n} \xrightarrow{\text{膨胀比例}} \frac{\Delta l}{l_0} = N \frac{\lambda}{2nl_0}$$

如果缩短，则条纹反向移动，计算原理相同。

12.5.1 劈尖干涉

劈尖干涉的应用

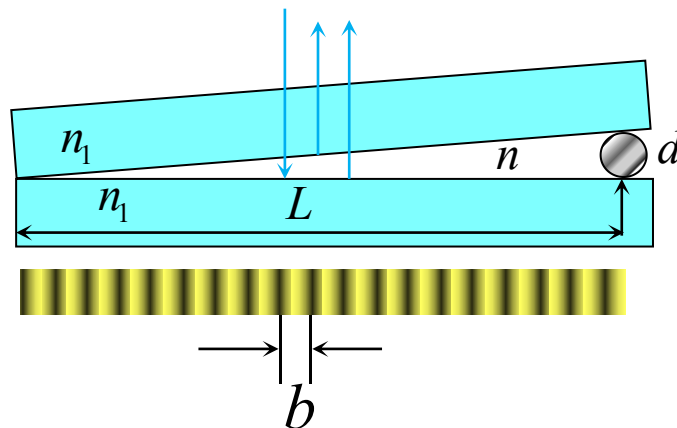
(2) 测薄膜厚度



$$\Delta e = \frac{\lambda}{2n}$$

$$e = N \frac{\lambda}{2n_1}$$

(3) 测细丝直径



$$b \sin \theta = \Delta e = \frac{\lambda}{2n}$$

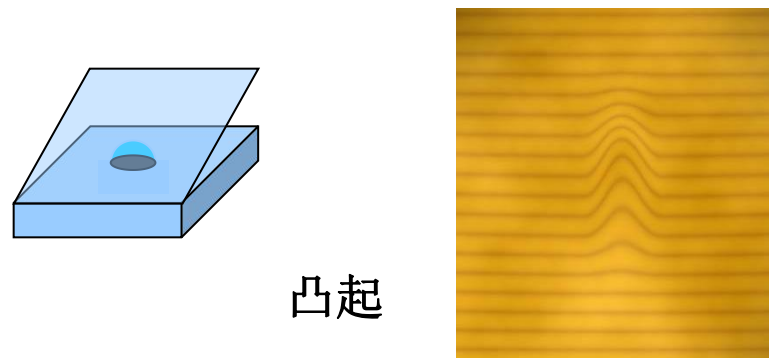
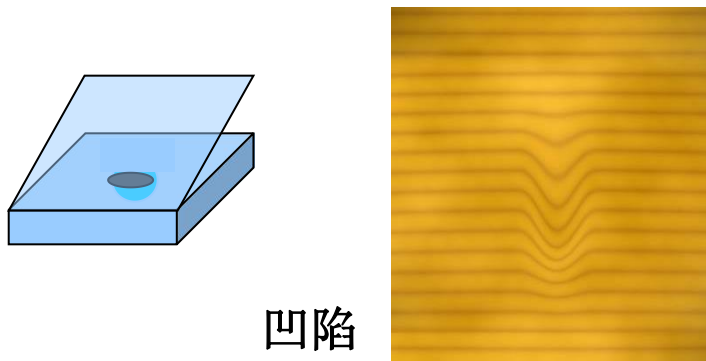
$$d = \frac{\lambda}{2n} \frac{L}{b}$$

12.5.1 劈尖干涉

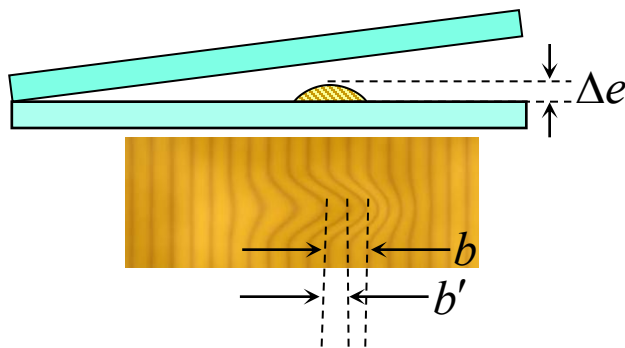
劈尖干涉的应用

(4) 检测表面平整度

凹陷与凸起的判定：厚度相同，条纹级别相同



凹陷的深度与凸起的高度：



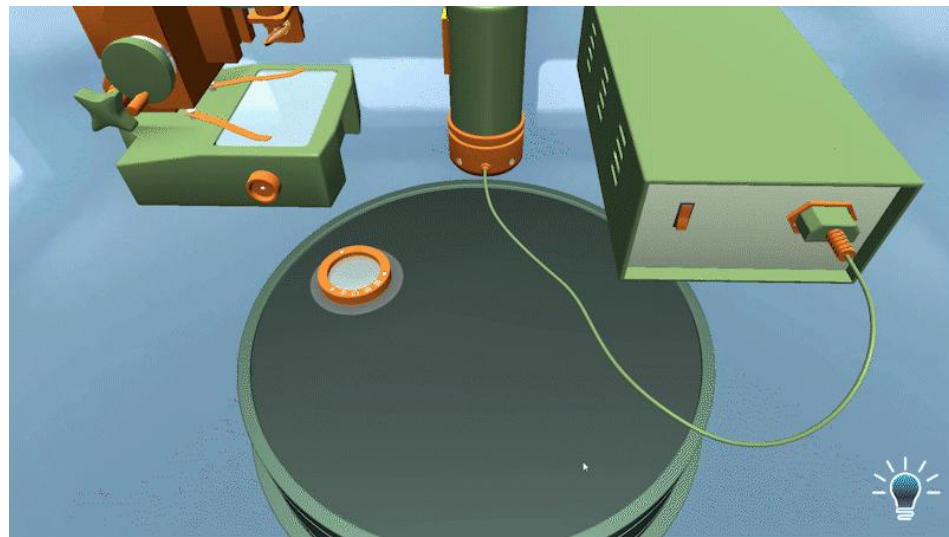
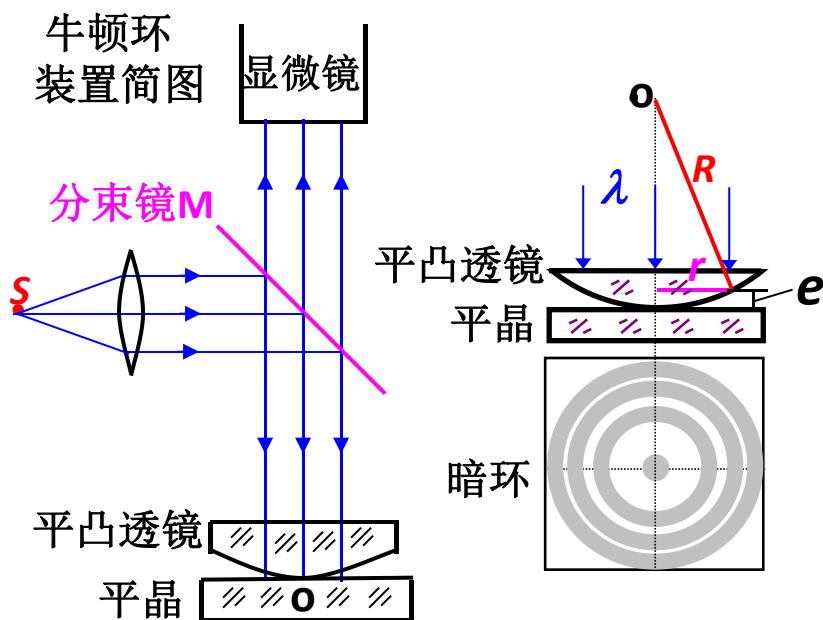
$$\Delta e = \frac{b'}{b} \frac{\lambda}{2}$$



12.5.2 牛顿环

平薄透镜放在一平板玻璃上，平薄透镜跟平玻璃片间形成一上表面弯曲的劈尖。

单色光垂直照射到牛顿环上，在空气薄层的上表面可以观察到以接触点为中心的明暗相间的环形干涉条纹，条纹间距由内到外逐渐变小，这些圆环状干涉条纹叫作**牛顿环**。



牛顿环

12.5.2 牛顿环

1. 光程差: $\Delta = 2e + \frac{\lambda}{2}$

2. 环半径与厚度的关系 $r^2 = R^2 - (R - e)^2 = 2eR - e^2$

$R \gg e$, 可略去 e^2 $\rightarrow e = \frac{r^2}{2R}$

3. 明、暗环半径

$$\Delta = \begin{cases} k\lambda \\ (2k+1)\frac{\lambda}{2} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{将 } e \text{ 代入} \\ \text{求出环半径 } r \end{array}$$
$$r = \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda}{2}} \quad k=1, 2, \dots \quad (\text{明环})$$
$$r = \sqrt{kR\lambda} \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (\text{暗环})$$

4. 平凸透镜曲率半径

$$R = \frac{r_{k+m}^2 - r_k^2}{m\lambda}$$

12.5.2 牛顿环

5.干涉条纹特点

1) 条纹非等间距, 级数越高, 条纹越密。

$$r_k \propto \sqrt{k} \quad \text{内圈的条纹级次低。}$$

2) 空气劈, 在 $e=0$ 处, 为暗斑, 证明有半波损失。

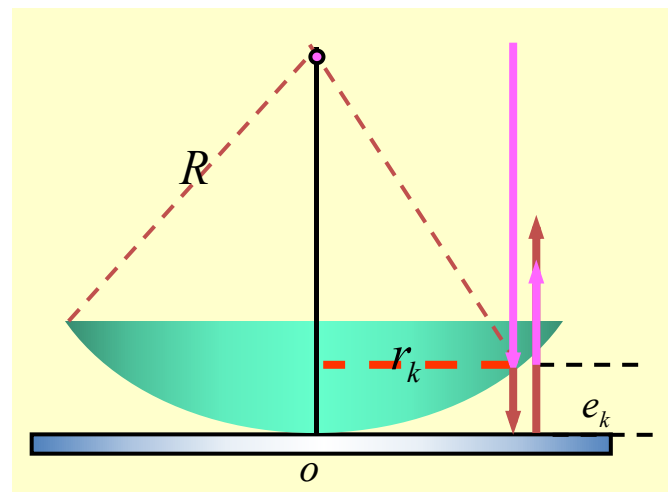
3) 用白光照射时产生彩色干涉圆环, 由内到外按由紫到红分布, 这与等倾干涉相反。

4) 透射条纹与反射条纹互补

6.牛顿环的应用:

对暗环
$$r_{k+m}^2 - r_k^2 = mR\lambda$$

测透镜球面的半径 R 、测波长 λ 、检验透镜球表面质量



例 题



【例 题】

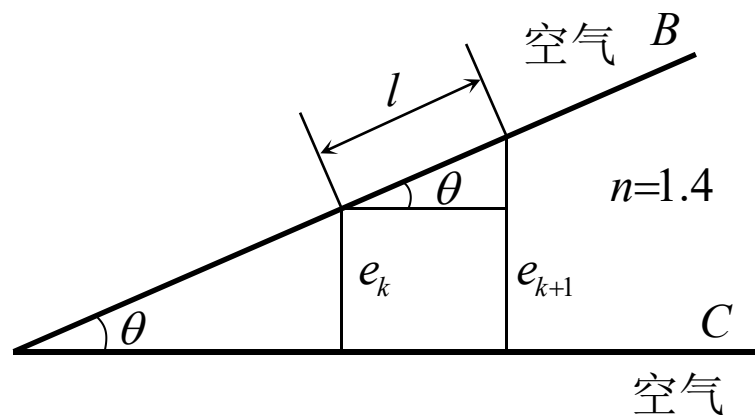
利用劈尖干涉可以测量微小角度。如图所示，折射率 $n=1.4$ 的劈尖在某单色光的垂直照射下，测得两相邻明条纹之间的距离是 $l=0.25\text{ cm}$ 。已知单色光在空气中的波长 $\lambda=700\text{ nm}$ ，求劈尖的顶角 θ 。

解 在劈尖的表面上，取第 k 级和第 $k+1$ 级两条明条纹，用 e_k 和 e_{k+1} 分别表示这两条明纹所在处劈尖的厚度。

按明条纹出现的条件：

$$2ne_k + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad 2ne_{k+1} + \frac{\lambda}{2} = (k+1)\lambda$$

两式相减，得 $n(e_{k+1} - e_k) = \frac{\lambda}{2}$ $e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2n}$



例 题

$(e_{k+1} - e_k)$ 与两相邻明纹间隔 l 之间的关系为

$$l \sin \theta = e_{k+1} - e_k$$

代入 $e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2n}$

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2nl} = \frac{7 \times 10^{-5}}{2 \times 1.4 \times 0.25} = 10^{-4}$$

代入 $n=1.4, l=0.25\text{cm}, \lambda=7 \times 10^{-5}\text{cm}$

Q $\sin \theta$ 很小

$$\therefore \theta \approx \sin \theta = 10^{-4} \text{ rad}$$

例 题



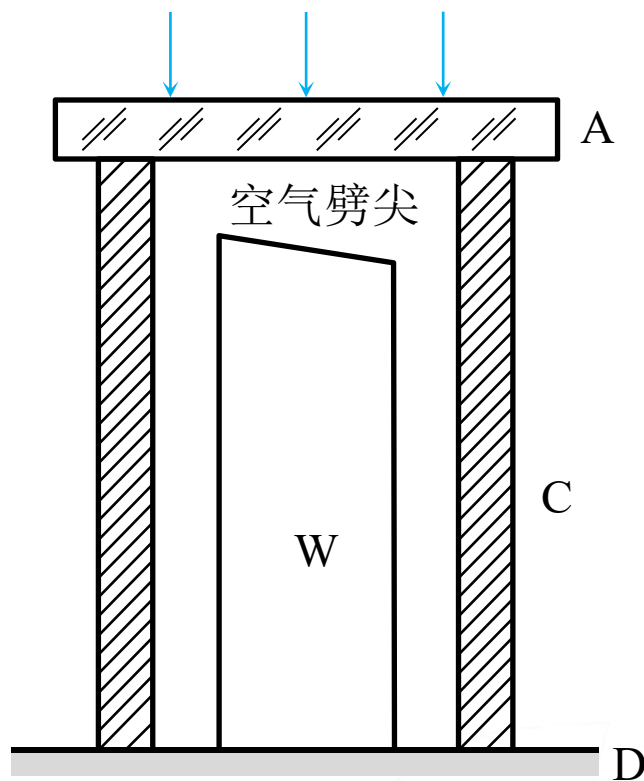
【例 题】

用干涉膨胀仪可测定固体的线胀系数，其构造如图所示。

当样品受热膨胀时（不计石英环的膨胀），劈尖的下表面位置上升，使干涉条纹移动。设温度为 t_0 时，样品的高度为 L_0 ，温度升高到 t 时，样品的高度增为 L ，在此过程中，通过视场某一刻线移动的条纹数目为 N 。求样品的热膨胀系数 β 。

解 温度为 t_0 时，第 k 级暗纹所在处的空气层厚度为

$$e_k = k \frac{\lambda}{2}$$



例 题

温度升高到 t 时，劈尖同一处的空气层厚度为

$$e_{k-N} = (k-N) \frac{\lambda}{2}$$

两温度下空气层的厚度差为

$$L - L_0 = e_k - e_{k-N} = N \frac{\lambda}{2}$$

由热膨胀系数的定义，得

$$\beta = \frac{L - L_0}{L_0} \frac{1}{t - t_0} = \frac{N\lambda}{2L_0(t - t_0)}$$

例 题

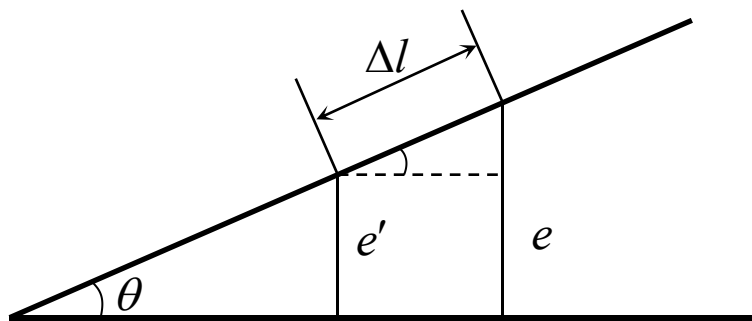


【例 题】

由两玻璃片构成一空气劈，其夹角为 $\theta = 5.0 \times 10^{-5} \text{ rad}$ ，用波长 $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ 的平行单色光垂直照射，在空气劈的上方观察在劈尖表面上的等厚条纹，如图所示。

(1) 若将下面的玻璃片向下平移，看到有15条条纹移过，求玻璃片下移的距离；

(2) 若向劈尖中注入某种液体，看到第5个明纹在劈尖上移动了0.5 cm，求液体的折射率。



解 利用劈尖干涉的光程差、干涉条纹即膜的等厚线及其干涉明纹条件求解。

例 题

(1) 劈尖下面的玻璃片向下平移，但劈尖角保持不变，形成在劈尖表面上的等厚干涉条纹（平行于劈尖棱边的一些等间距的直线段）整个向棱边方向移动（条纹间距不变）。

设原来第 k 级明纹处劈的厚度为 e_1 ，光垂直入射时，劈尖干涉明纹条件（有半波损失）为

$$2e_1 + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

下面的玻璃片向下平移后，原来的第 k 级明纹处变成第 $k+15$ 级明纹处，该处的厚度为 e_1 变成 e_2 ，由干涉条件有

$$2e_2 + \frac{\lambda}{2} = (k+15)\lambda$$

$$e_2 - e_1 = \frac{15\lambda}{2} = \frac{15 \times 15 \times 5 \times 10^{-7}}{2} = 3.75 \mu\text{m} \quad \text{玻璃向下平移距离}$$

例 题

(2) 玻璃片不动，在劈尖中注入某种液体时，劈尖上条纹也发生移动(也向棱边方向移动，条纹间距也变)，未加液体时，第5级明纹在厚度 e 处，满足

$$2e + \frac{\lambda}{2} = 5\lambda$$

加液体（设折射率为 n ）后，第5级明纹移至厚度为 e' 处，满足

$$2ne' + \frac{\lambda}{2} = 5\lambda$$

两式相减，得

$$e' = \frac{e}{n}$$

例 题

条纹在劈尖上移动的距离，由几何关系，有

$$\Delta l = \frac{e - e'}{\theta} = \frac{e - \frac{e}{n}}{\theta} = \frac{n - 1}{n\theta} e$$

由 $2e + \frac{\lambda}{2} = 5\lambda$ 解出

$$e = \frac{1}{2} \left(5 - \frac{1}{2} \right) \lambda = \frac{1}{2} \times \frac{9}{2} \times 5.0 \times 10^{-7} = 1.125 \mu\text{m}$$

液体的折射率

$$n = \frac{e}{e - \theta \Delta l} = \frac{1.125 \times 10^{-6}}{1.125 \times 10^{-6} - 5.0 \times 10^{-5} \times 0.5 \times 10^{-2}} = 1.28$$

例 题




【例 题】

在牛顿环实验中，透镜的曲率半径为5.0 m，圆平面直径为2.0 cm。

- (1) 用波长 $\lambda=589.3\text{nm}$ 的单色光垂直照射时，可看到多少干涉条纹？
- (2) 若在空气层中充以折射率为 n 的液体，可看到46条明条纹，求液体的折射率（玻璃的折射率为1.50）。

解 (1) 由牛顿环明环半径公式

$$r = \sqrt{\frac{(2k-1)}{2} R \lambda}$$


$$k = \frac{r^2}{R\lambda} + \frac{1}{2} = \frac{(1.0 \times 10^{-2})^2}{5 \times 5.893 \times 10^{-7}} + \frac{1}{2} = 34.4$$

可看到**34**条明条纹

例 题

(2) 若在空气层中充以液体，则明环半径为

$$r = \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda}{2n}}$$



$$n = \frac{(2k-1)R\lambda}{2r^2} = \frac{(2 \times 46 - 1) \times 5 \times 5.893 \times 10^{-7}}{2 \times (1.0 \times 10^{-2})^2} = 1.33$$

牛顿环中充以液体后，干涉条纹变密。

例 题



补充例题

当牛顿环装置中的透镜与玻璃间充满某种液体时，原先第10级亮环的半径由1.40cm变化到1.25cm，则该液体的折射率是多少？

解 (1)
$$r = \sqrt{\frac{(k - \frac{1}{2})R\lambda}{n}}$$

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\sqrt{n_1}}{\sqrt{n_2}} = \sqrt{n}$$

即
$$n = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = \left(\frac{1.40}{1.25}\right)^2 = 1.25$$

12.6

迈克耳孙干涉仪

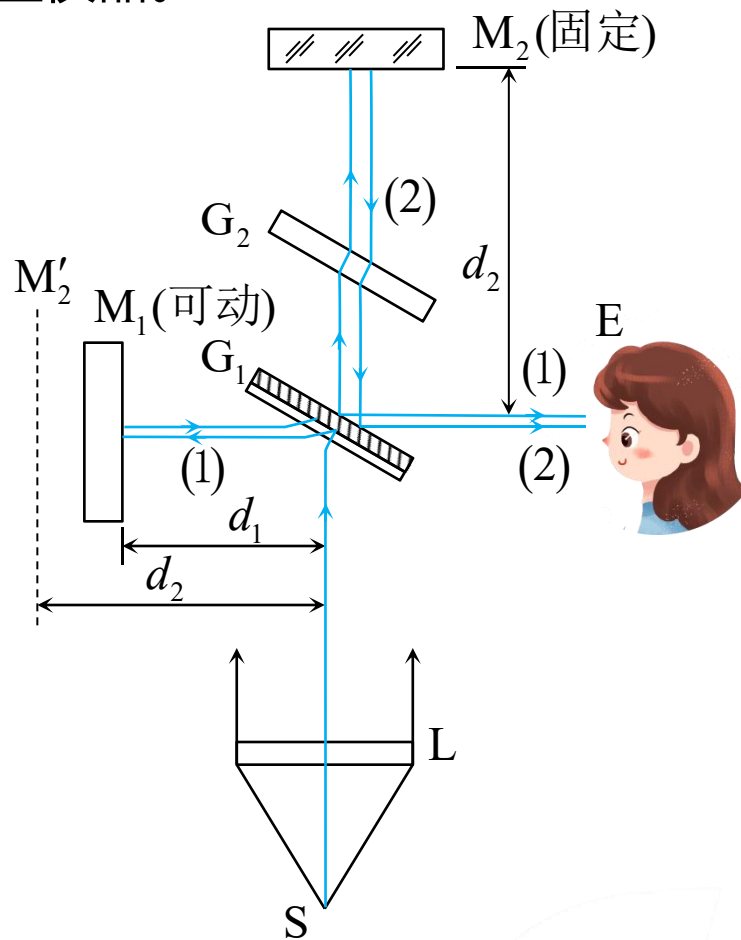


12.6.1 迈克耳孙干涉仪

迈克耳孙干涉仪是一种典型的精密测量仪器。



外观



构造及光路图

12.6.1 迈克耳孙干涉仪

迈克耳孙干涉仪的应用

(1) 精确测量物体的长度

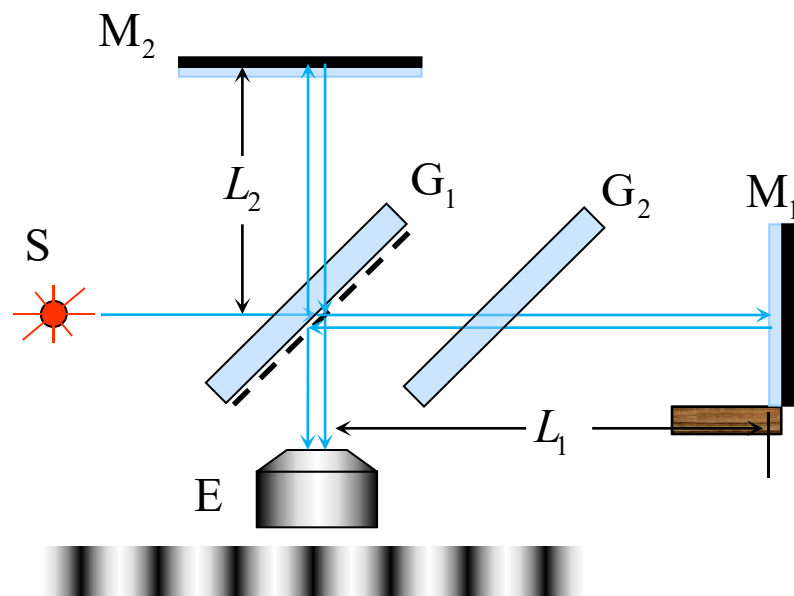
L_1 改变，光程差变化，条纹移动：

$$\Delta = 2e = 2L_2 - 2L_1$$

$$\Delta' = 2e = 2L_2 - 2(L_1 - d)$$

$$\Delta - \Delta' = 2d = N\lambda$$

$$d = N \frac{\lambda}{2}$$



条纹移动 N 条，光程差变化 N 个波长，对应厚度变化为 N 个半波长。

迈克耳孙利用干涉仪精确测量了保存在巴黎的标准米原尺，为此，迈克耳孙获得1907年的诺贝尔奖。

12.6.1 迈克耳孙干涉仪

(2) 测量透明气体或液体的折射率

$$\text{令 } L_2 = L_1 = L$$

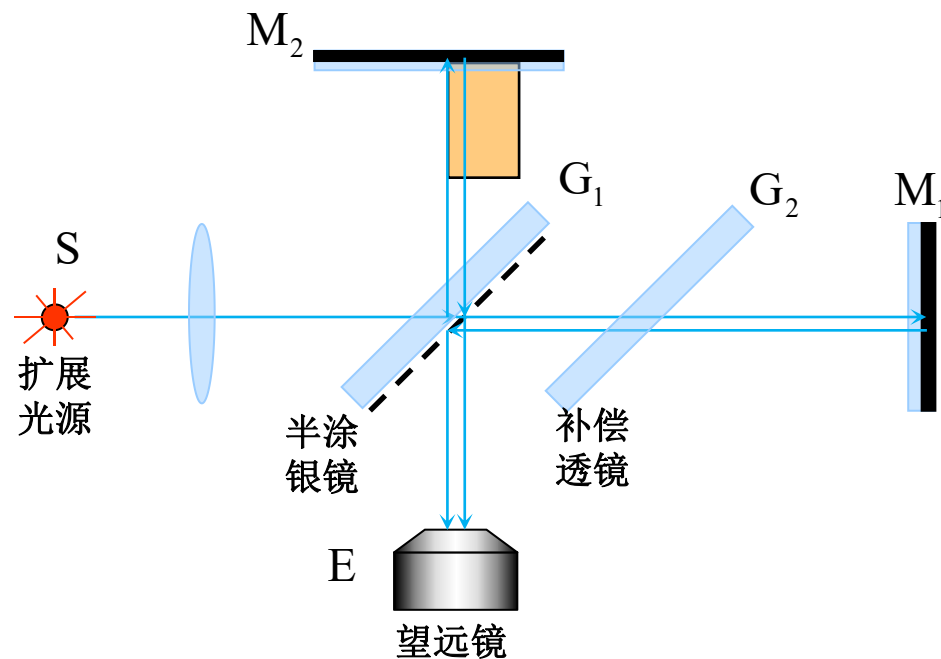
已知长度为 d 的玻璃管，
逐渐充满液体或气体过程中，
条纹将发生移动。

充之前光程差为0，充满之后，
光程差变为

$$\Delta = [2(L-d) + 2nd] - 2L_2 = 2(n-1)d$$

假设条纹移动的条数为 N ，那么：
$$n = \frac{N\lambda}{2d} + 1$$

$$\Delta - 0 = 2(n-1)d = N\lambda$$



例 题



【例 题】

在迈克耳孙干涉仪的两臂中，分别放入长10 cm的玻璃管，一个抽成真空，另一个充以一个大气压的空气。设所用光波波长为546 nm，在向真空玻璃管中逐渐充入一个大气压空气的过程中，观察到有107.2个条纹移动。试求空气的折射率 n 。

解 设玻璃管A和B的管长为 l ，当A管内为真空、B管内充有空气时，两臂之间的光程差为 Δ_1 ；在A管内充入空气后，两臂间的光程差为 Δ_2 。

$$\Delta_2 - \Delta_1 = 2nl - 2l = 2(n-1)l$$

移动107.2个条纹时，对应的光程差的变化为

$$2(n-1)l = 107.2\lambda$$

空气的折射率 $n = 1 + \frac{107.2\lambda}{2l} = 1.000\,292\,7$

例 题



补充例题

迈克耳孙干涉仪两臂中分别加入20 cm长的玻璃管，一个抽成真空，一个充以一个大气压的氩气，今以汞光线 ($\lambda = 546 \text{ nm}$) 入射干涉仪，如将氩气抽出，发现干涉仪中条纹移动了205条，求氩气的折射率。

解

$$n = \frac{N\lambda}{2d} + 1 = \frac{205 \times 5.46 \times 10^{-7}}{2 \times 0.20} = 1.000\ 28$$

