

第 4 章 干涉装置与光场时空相 干性激光 激光

- 4.1 分波前干涉装置 4.2 光源宽度对干涉场衬比度的影响
4.3 光场的空间相干性 4.4 薄膜干涉 4.5 迈克耳孙干涉仪
4.6 非单色性对干涉场衬比度的影响 4.7 傅里叶变换光谱仪
4.8 光场的时间相干性 4.9 多光束干涉 法里布-珀罗干涉仪
4.10 激光 4.11 强度相关实验 中子束干涉实验

4.1 分波前干涉装置

- 概述
- 几种典型装置
- 散斑干涉
- 两点说明
- 干涉条纹的变动
- 点源位移

* * * * *

● 概述

本章将在第 2 章光波干涉引论的基础上,介绍一些典型的干涉装置和干涉仪及其实际应用,并结合实际干涉装置,阐述两个重要概念,即光场的空间相干性和光场的时间相干性,相应地导出两个反比律公式,以定量地反映光场的时空相干性.

为了消除普通光源发光随机性所引起的场点相位无

规跃变的影响,以保证场点相位差的稳定性,通常的办法是借助光学系统,将点源发出的一列光波分解为二,使其经过不同途径后,再重新交叠.由于这样得到的两列波来自同一点源,故它们频率相同,相位差稳定,且存在振动方向一致的平行分量,从而满足相干条件,在交叠区中出现稳定的可观测的干涉场.

使一波列**先分解后交叠**的方法有两种:

(1)分波前法(division of wavefront). 点光源产生的波前在横向分为两部分,使其分别通过两个光学系统,经衍射、反射、折射或散射而实现交叠,如图 4.1 所示.杨氏双孔实验是这类分波前干涉装置的典型代表.

(2)分振幅法(division of amplitude). 让一束光投射到由透明板制成的分束器,光能流一部分反射,一部分透射,再通过反射镜等一类光学元件,让这两束光发生交叠.在第 2 章中实现平行光干涉的两种典型光路图 2.23 和图 2.24,就是这类分振幅干涉装置.本章将要研究的薄膜干涉、迈克耳孙干涉仪和多光束干涉仪,也均系分振幅干涉.

● 几种典型装置

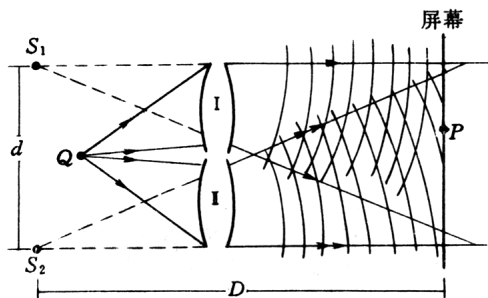


图 4.1 分波前干涉的一般性构图

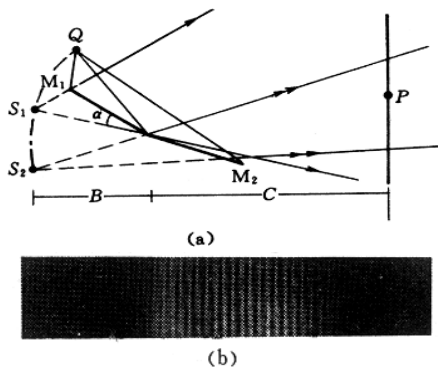


图 4.2 菲涅耳双面镜

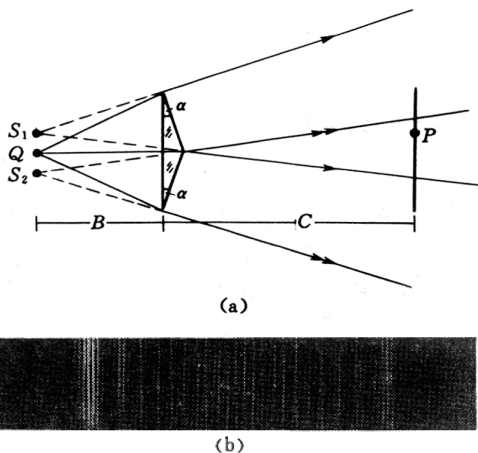


图 4.3 菲涅耳双棱镜

* 归结为杨氏双孔干涉模型，
条纹间距为

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

针对具体装置去确定等效 D 、
等效 d 。

(参见书 147、148 页)

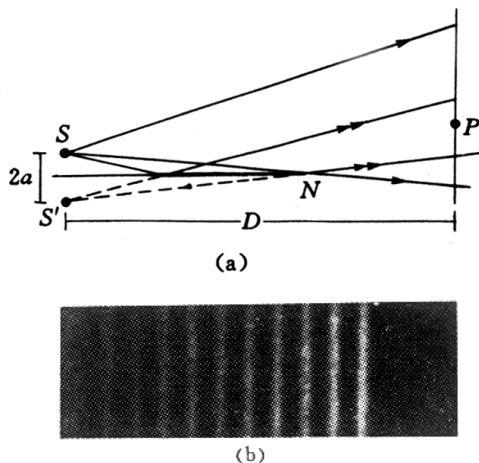


图 4.4 劳埃德镜

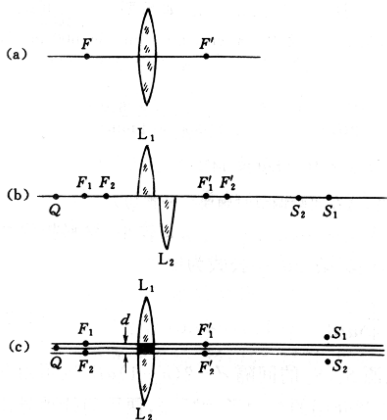


图 4.5 对切透镜

● 散斑干涉

如图 4.5 所示, 镜面上撒有一些粉末作为散射微粒, 在光束照射下, 每一散射点源发出球面波, 其一半波前直接向上传播, 另一半波前先是向下传播进入玻璃板, 再经背面镜面反射返回上方空间. 这相当于产生了一对相干点源 S_1 与 S_2 . 若是在上方用一透镜或用眼睛接收, 便可得到一组同心干涉环. 值得指出的是, 这大量的散射颗粒之间, 不仅间距很小, 而且横向位置分布无规, 致使这大量的一组组干涉环之间的相干叠加, 退化为非相干叠加, 结果使干涉环变得格外明亮.

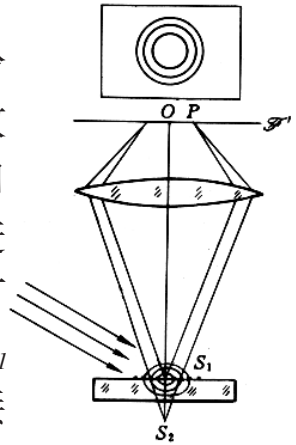


图 4.6 散斑干涉

● 两点说明(参见书 149 页)

▲ 狭缝光源 ▲ 衍射效应

● 干涉条纹的变动

▲ 泛论, 干涉条纹的动态变动常常联系着许多实际应用——干涉精密计量.

$\Delta L(p) \rightarrow$ 条纹分布 $I(p)$ 、 $\Delta L(p)$ 变化 \rightarrow 条纹变动

▲ 三种因素 装置结构变化 介质变化 光源移动

▲ 定量关系 若光程差变化 $\delta(\Delta L) = N\lambda$.

则此处光强 $I(p)$ 变化 N 次, 或移过 N 个条纹.

▲ 判断条纹变动的一般方法或一般原则: 或固定空间点. 看光程差 $\Delta L(p)$ 的变化; 或固定光程差值, 看空间点的变化——通常跟踪“零级条纹”(如果允许的话)

● 点源位移

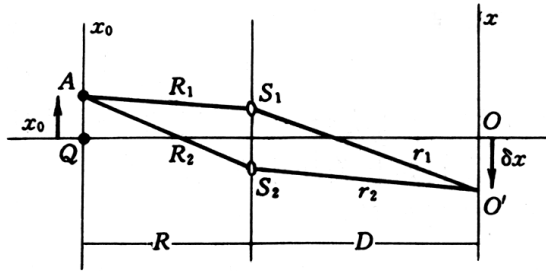


图 4.7

$$(\overline{s_1 s_2} = d)$$

点源 $Q \rightarrow A, x_0$;

相应, 0 级移动, $0 \rightarrow 0', \delta x$

两者定量关系

$$(R_1 + r_1) = (R_2 + r_2),$$

$$\text{即 } (R_2 - R_1) = (r_1 - r_2),$$

注意到左右几何结构的相似性,且考虑傍轴近似,有

$$(R_2 - R_1) \approx \frac{x_0 \cdot d}{R}, \quad (r_1 - r_2) \approx \frac{\delta x \cdot d}{D},$$

结果 $\delta x = \frac{D}{R} \cdot x_0,$

究竟移过几根条纹? 看

$$N = \frac{\delta x}{\Delta x} = \frac{\frac{D \cdot x_0}{R}}{\frac{D \cdot \lambda}{R \lambda}} = \frac{x_0 \cdot d}{R \lambda}$$

(目前、条纹间距不变)

4.2 光源宽度对干涉场衬比度的影响

- 概述
- 两个分离点源照明时的部分相干场
- 非相干线光源照明时的部分相干场
- 光源极限宽度或双孔极限间隔
- 面光源照明时的部分相干场

* * * * *

● 概述

干涉装置中所使用的实际光源,不可能是一个理想的点源,它总有一定的几何线度或面积,人们称其为扩展光源(extended source of light).我们可以用这样的一种眼光来看待扩展光源照明的干涉场:将扩展光源看成是大量点源的集合,其中每一点源造成一组干涉条纹;由于各点源之间发光的随机性和独立性,彼此为非相干点源,故观测到的干涉场是那一组组干涉条纹的非相干叠加;一般情况下,这一组组干涉条纹并不一致,彼此有错位,非相干叠加结果使衬比度 γ 值有所下降,甚至使 γ 值降为零,即干涉场变为均匀照明,无强度起伏;个别特殊情况下,那一组组干涉条纹分布竟完全重合一致,非相干叠加结果不仅不会降低 γ 值,而且使条纹变得更加清晰明亮,有利于观测计量.

我们如此关注干涉场衬比度 γ 值,是因为一方面 γ 值具有实际观测上的意义,试想若由于光源宽度的影响而使 γ 值降为零,哪里还谈得上什么干涉精密计量之功能.另一方面从理论高度上看, γ 值反映了干涉场的相干程度,精略地划分, $\gamma=1$,系完全相干; $\gamma=0$,系完全非相干; $0<\gamma<1$,系部分相干,这是更为一般的情况.下面我们将针对几种典型形状的扩展光源,仔细考量它们对干涉场衬比度的影响.

● 两个分离点源照明下的部分相干场

点源 Q , 产生 $I_Q(x,y) = I_0(1 + \cos(\frac{2\pi}{\Delta x} \cdot x))$, $\gamma_Q = 1$;

产生点源 A , 产生 $I_A(x,y) = I_0(1 + \cos(\frac{2\pi}{\Delta x} + \varphi_0))$, $\gamma_A = 1$.

其中, 条纹间距不变, $\Delta x = \frac{D\lambda}{\alpha}$, 引入空频 $f = \frac{1}{\Delta x}$;

位移量 $\delta x \rightarrow$ 相移量 $\varphi_0 = \frac{2\pi}{\Delta x} \cdot \delta x = 2\pi \frac{d}{R\lambda} x_0$,

同时存在(Q, A), 干涉场的强度分布为

$$\begin{aligned} I(x,y) &= I_Q(x,y) + I_A(x,y) && \text{(非相干叠加)} \\ &= I_0(1 + \cos 2\pi f x) + I_0(1 + \cos(2\pi f x + \varphi_0)) \\ &= 2I_0(1 + \cos \frac{\varphi_0}{2} \cdot \cos(2\pi f x + \frac{\varphi_0}{2})) \end{aligned}$$

可见, 其反衬度 $\gamma = \left| \cos \frac{\varphi_0}{2} \right| \leq 1$,

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{当 } \delta x = \frac{\Delta x}{4}, \quad \varphi_0 = \frac{\pi}{2}, \quad \gamma = 0.71; \\ \text{当 } \delta x = \frac{\Delta x}{2}, \quad \varphi_0 = \pi, \quad \gamma = 0; \\ \text{当 } \delta x = \Delta x, \quad \varphi_0 = 2\pi, \quad \gamma = 1.0; \end{array} \right.$$

指明: γ 值随 δx 或 x_0 的递增而有周期性的变化

● 非相干线光源照明空间中的部分相干场.

▲ 数学描写

备忘录 条纹间 $\Delta x = \frac{D\lambda}{d}$,

$$0 \text{ 级位移 } \delta x = \frac{Dx_0}{R}.$$

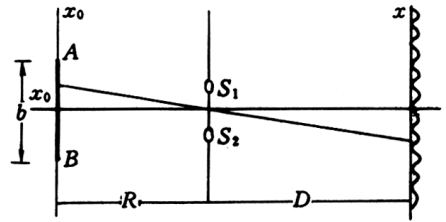


图 4.8 非相干线光源照明双孔

在线光源坐标轴上,

取线元 $x_0 - x_0 + \Delta x_0$, 产生干涉强度分布

$$dI(x) \propto (1 + \cos(2\pi fx + 2\pi f_0 x_0)) dx_0$$

其中,空间频率 $f = \frac{l}{\Delta x} = \frac{d}{D\lambda}$, $f_0 = \frac{d}{R\lambda}$,

(改写 相移 $\varphi(x_0) = \frac{2\pi}{\Delta x} \cdot \delta x = 2\pi \frac{d}{R\lambda} x_0 = 2\pi f_0 x_0$)

于是 (引入比例常数 B , 设光源为均匀发光体).

$$I(x) = \int_{-b/2}^{b/2} dI(x) = \int_{-b/2}^{b/2} B(1 + \cos(2\pi fx + 2\pi f_0 x_0)) dx_0$$

积分结果, 第一项 $Bb = I_0$, (直流成分),

第二项 $B \frac{\sin \pi f_0 b}{\pi f_0} \cos 2\pi fx$, (交变成分),

即
$$I(x) = I_0 \left(1 + \frac{\sin \pi f_0 b}{\pi f_0 b} \cdot \cos 2\pi fx \right).$$

可见,衬比度

$$\gamma = \left| \cos \frac{\sin \pi f_0 b}{\pi f_0 b} \right| = \left| \frac{\sin u}{u} \right|,$$

其宗量 $u = \pi f_0 b = \pi \frac{d}{R\lambda} b,$

▲ γ 函数曲线 $\gamma(u)$, $\gamma(b)$ 或 $\gamma(d)$,

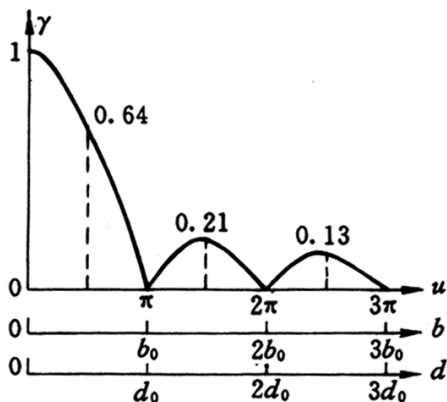


图 4.9 线光源照明时的衬比度曲线

● 光源极限宽度或双孔极限间隔

$$b_0 = \frac{R\lambda}{d} \quad (\text{光源极限宽度, 当 } d \text{ 给定})$$

或

$$d_0 = \frac{R\lambda}{b} \quad (\text{双孔极限间隔, 当 } b \text{ 给定}).$$

▲ 值得注意,一个有意思的结论(现象)是

(1) b_{0B}^A | 此时,线光源的两端点 A 与 B ,
有两套条纹,彼此错开

$$N = \frac{d}{R\lambda} b_0 = 1 \text{ (条)!}$$

而 整体 $\gamma = 0$;

(2) $\frac{b_0}{2} \Big|_B^A$ 此时,这两套条纹,彼此错开

$$N = \frac{1}{2} \text{ (条),}$$

而 整体 $\gamma = 0.64!$

* 由此引出一个判据 (估算)——今后常提及,“用非相干扩展光源,当其边缘点源相应的光程差之差为一个波长 λ_0 时,则考察区域中的 $\gamma = 0$ ——以此估算极限值。”

极限宽度、极限距离、极限角间隔、……

即 当

$$\delta(\Delta L) = \Delta L_A(p) - \Delta L_B(p) = \pm \lambda_0,$$

有 γ (p 附近) ≈ 0 .

● 面光源照明时的部分相干场(参见书 155—160 页)

▲ 方孔光源

▲ 环状光源

▲ 圆盘光源

▲ 结论

4.3 光场的空间相干性

- 空间相干性概念
- 反映空间相干性的反比律公式
- 相干面积 ● 太阳光在地球上的相干面积
- 迈克耳孙的星体干涉仪

* * * * *

● 空间相干性概念

▲ 问题的提出

考察 照明空间中 横向
两个点 — 两个次波源 (S_1, S_2)

相关性.

S_1 点的总扰动

$$\begin{aligned} \widetilde{U}_1(t) &= (u_A + \dots + u_0 + \dots + u_B) \\ &= \sum u_i(t); \end{aligned}$$

S_2 点的总扰动

$$\begin{aligned} \widetilde{U}_2(t) &= (u'_A + \dots + u'_0 + \dots + u'_B) \\ &= \sum u'_i(t). \end{aligned}$$

可见,其中含

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{完全相干成份, } u_A \text{ 与 } u'_A, \quad u_0 \text{ 与 } u'_0, \dots \\ \text{完全非相干成份, } u_A \text{ 与 } u'_0, \quad u'_B, \dots \\ \quad \quad \quad u_B \text{ 与 } u'_A, u'_0, \dots \end{array} \right.$$

▲ 总效果,既非完全相干,又非完全不相干,而是“部分相干”,
虽然光源是完全非相干光源.

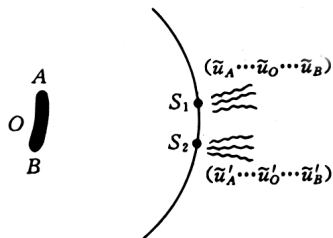


图 4.10 扩展光源照明下
两点源光扰动的内部构成

▲ 或者说

光在传播过程中，
其相干程度将有变化。

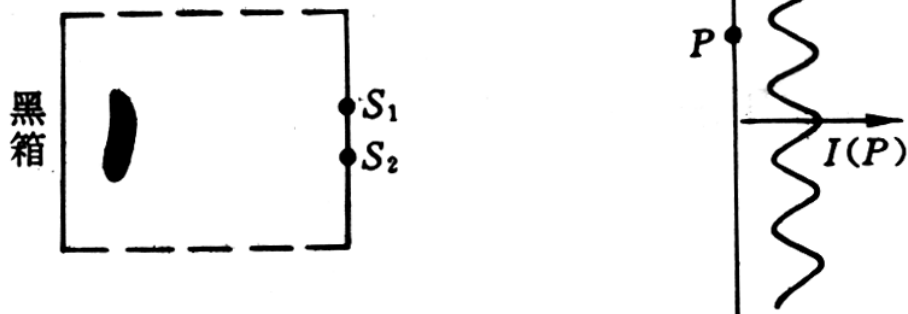


图 4.11 干涉场衬比度反映两点源的相干程度

(S_1, S_2) 相干程度 $\rightarrow \gamma$ 值

即 作双孔干涉实验，

由观察屏上 光强分布的衬比度 γ 值，

作为 (S_1, S_2) 相干度的一种度量。

● 反映光场空间相干性的反比律公式

▲ 直接利用上节结果：

当光源线度 b 给定，

则双孔的极限宽度 $d_0 = \frac{R\lambda}{b}$ ，

即 $b \cdot \frac{d_0}{R} = \lambda$ ，

引入角量 $\Delta\theta_0 = \frac{d_0}{R}$ ，极限角范围，

或相干孔径角。

于是 $\underline{b \cdot \Delta\theta_0 \approx \lambda}$

▲ 其意义是 (1) 实际双孔对光源中心的张角

$\Delta\theta \approx \Delta\theta_0$ ，则 $\gamma \approx 0$ ；

$\Delta\theta < \Delta\theta_0$ ，则 $\gamma > 0$ ，部分相干。

(2) 光源线度 $b \downarrow$ ，则 $\Delta\theta_0 \uparrow$ 。

(3) 由反比律而规划了一个角范围。

若 (S_b, S_2) 处于 $\Delta\theta_0$ 之外，则 $\gamma \approx 0$ ，它俩几乎不相干；

若 (S_b, S_2) 处于 $\Delta\theta_0$ 之内，则 $\gamma > 0$ ，它俩部分相干；

若 (S_b, S_2) 处于 $\Delta\theta_0$ 内部越深，则 γ 值越高，相干性越好。

▲ 几何图像

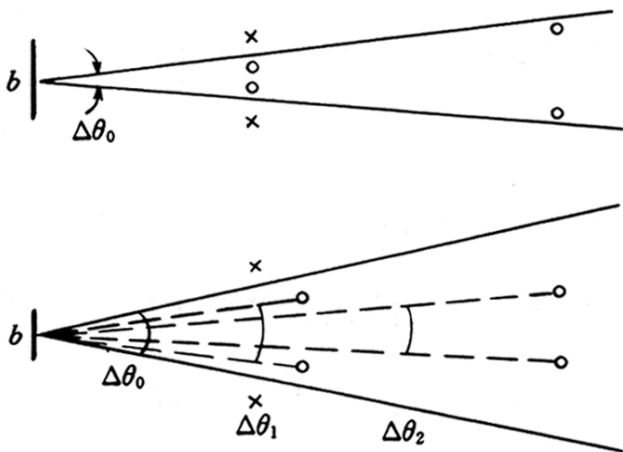


图 4.12 空间相干性反比公式的几何图像

双孔张角: $\Delta\theta_2 < \Delta\theta_1 < \Delta\theta_0$,

部分相干度: $\gamma_2 > \gamma_1 > 0$.

▲ 其实上节得到的

$$\gamma = \left| \frac{\sin \pi f_0 b}{\pi f_0 b} \right|, \quad \text{可以被改写为}$$

$$\gamma = \left| \frac{\sin \pi \frac{\Delta\theta}{\Delta\theta_0}}{\frac{\theta}{\Delta\theta_0}} \right|, \quad \text{与反比公式配套,}$$

其物理意义更为鲜明.

● 相干面积

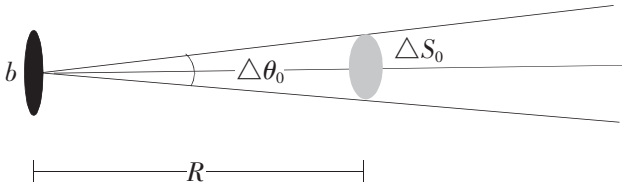


图4.13 面光源照明空间中的相干面积 ΔS_0

由 $b \cdot \Delta\theta_0 \approx \lambda$, 得 $\Delta\theta_0 \approx \frac{\lambda}{b}$;

距离 R 远近的面积(圆锥底面)

$$\begin{aligned} \Delta S_0 &\approx \frac{\pi}{4} (R \cdot \Delta\theta_0)^2 \\ &\approx \left(\frac{R\lambda}{b} \right)^2, \text{相干面积.} \end{aligned}$$

● 太阳,圆盘光源, 作双孔干涉实验.

求最大间距 d_0 (在地球上)?

已知,太阳对地面上观测者所张角度

$$\Delta\theta'_0 \approx 30' \approx 10^{-2} \text{ rad},$$

由 $d \cdot \Delta\theta'_0 \approx \lambda$, 有

$$d_0 \approx \frac{\lambda}{\Delta\theta'_0} = \frac{0.55 \mu\text{m}}{10^{-2}} = 55 \mu\text{m},$$

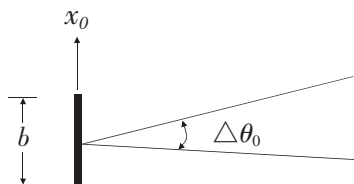
这表明,若开孔间距 $d \approx 30 \mu\text{m}$ (一根发丝粗细).作干涉实验,可以获得 $\gamma \approx 0.5$ 的干涉条纹. 相应的相干面积

$$\Delta S_0 \approx d_0^2 \approx 3 \times 10^{-3} \text{ mm}^2.$$

★ 补充说明,

空间相干性反比律公式中的系数(精确化)

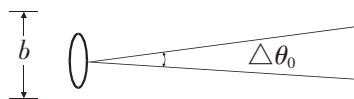
$$b \cdot \Delta\theta_0 \approx ?\lambda$$



线光源($\parallel \overline{s_1 s_2}$)

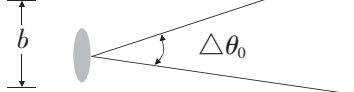
$$b \cdot \Delta\theta_0 \approx \lambda;$$

环形光源



$$b \cdot \Delta\theta_0 \approx 0.78\lambda;$$

圆盘光源



$$b \cdot \Delta\theta_0 \approx 1.22\lambda.$$

图 4.14

有意思的是,这系数平均值 $\frac{1}{2}(0.78+1.22) \approx 1.00$.

其物理图象是

等亮度的环形光源,它等效于一个线光源,

却是非等亮度, $B(x_0)$ ——外强内弱;

等亮度的盘光源,它亦可以等效于一个线光源,

也是非等亮度的, $B(x_0)$ ——却是内强外弱.

● 迈克耳孙的星体干涉仪

▲ 利用 γ 值的变化(下降),可以精测遥远星体的角径——

化“消极”为积极.

当 $d \rightarrow d_0$, 则 $\gamma 1.0 \rightarrow 0$ (干涉条纹消失),

于是 $\Delta\theta' \approx \lambda/d_0$.

▲ 数值例子: $d_0 \approx 1m \rightarrow \Delta\theta' \approx 5.5 \times 10^{-7} \text{rad}$.

这只是一种设想,技术上的实现有问题:

(1) 可调范围在 m 量级的双孔,在实验上有限多不便.

(2) 这么大 d , 条纹间距 Δx 太小,过密,以致不可分辨.对

γ 值变化的测量早已失效. 这是主要矛盾.

迈克耳孙星体干涉仪巧妙地解决了这个问题. 1920年12月,寒冷夜晚,猎户座 α (左上方橙色星).

调节 $h \rightarrow 121 \text{ 吋} = 3.07m$ 时,

干涉条纹消失.

据此,测算出该星体角径为

$$\Delta\theta' \approx \lambda/h \approx 5700\text{\AA} / 3.07m \approx 2 \times 10^{-7} \text{rad}$$

——记得 $1' \approx 3 \times 10^{-4} \text{rad}$.

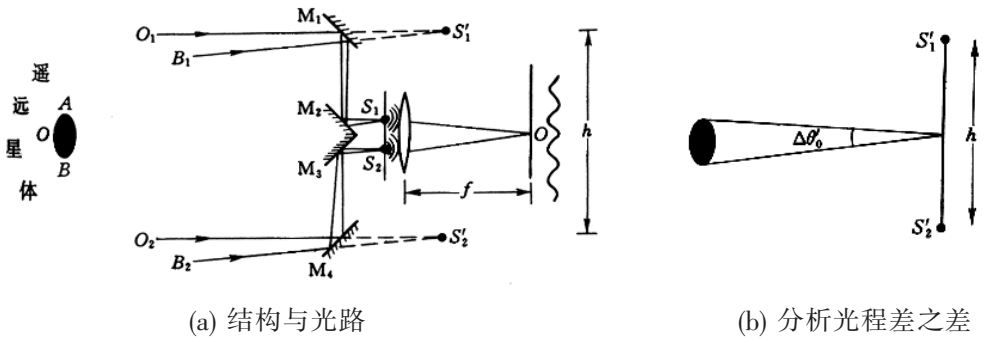


图 4.15 迈克耳孙星体干涉仪

* 评论

(1) 它巧妙地解决了测角高精度与条纹宽间距之间的

矛盾. 短 $d \rightarrow \Delta x = \frac{f\lambda}{d}$, $d \sim mm$;

长基线 $h \rightarrow \Delta\theta' \approx \frac{\lambda}{h_0}$, $h_0 \sim 10^3 mm$.

(2) 在光源与双孔位置不变的条件下. 它通过镜面的移动与改变场点(S_1, S_2)的相关程度, 并予以探测. 史无前例, 这使它成为现代光学相关实验的先导. 虽然这里涉及的是相位型干涉仪中的空间相干性概念; 那里涉及的是强度干涉仪.

4.4 薄膜干涉

- 概述
- 薄膜表面等厚条纹
- 薄膜表面条纹偏离等厚线情形
- 扩展光源将降低表面条纹衬比度
- 薄膜颜色——增透膜与增反膜
- 薄膜干涉的等倾条纹
- 扩展光源利于观测等倾条纹
- 薄膜干涉定域概念

* * * * *

●概述

▲自然现象

水面油层,蜻蜓翅膀,金属表明氧化膜,肥皂泡,.....
出现彩色花样.

为什么要“薄”?

眼睛看见了彩色花样,但相机拍摄却模糊了,
条纹消失了?

▲定域问题

- (1)点光源照明时薄膜干涉区——广延性.
- (2)扩展光源照明时薄膜干涉区——局限性.

▲重点关注两处的干涉场

- (1)薄膜表面的——等厚条纹.
- (2)膜厚均匀时远处的——等倾条纹.

因为这两种场合的干涉场

理论分析简单,而实际应用广泛.

▲ 薄膜干涉场的形成(构图)

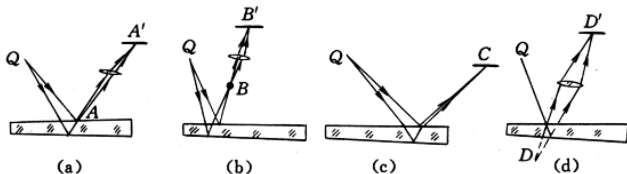
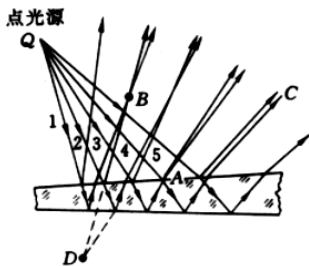
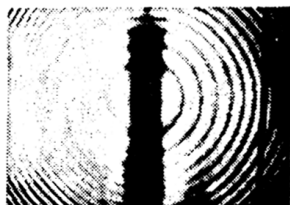
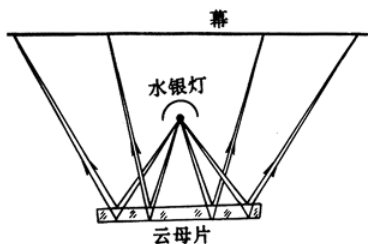


图4.16 薄膜干涉场

图4.17 借用透镜成像观测薄膜干涉场



(a) 装置

(b) 条纹

图4.18 借用透镜成像观测薄膜干涉场

● 薄膜表面等厚条纹

▲ 光程差近似公式

$$\Delta L_0(p) \approx 2nh_p \cdot \cos i_p \quad (\text{表观光程差})$$

i_p 内折射角, nh_p 该处薄膜

光学厚度; 膜越薄, 则 $\Delta\theta$ 越小,

$\Delta L_0(p)$ 表达式的近似程度越好.

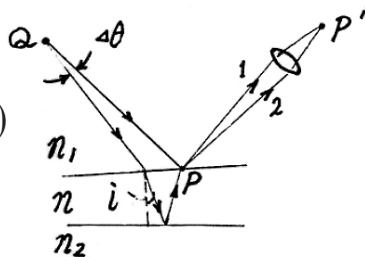


图4.19 薄膜表面干涉场中光程差的计算

可见,影响光程差的

既有厚度 h 因素, 又有倾角 i 因素.

▲ 获得等厚条纹的实验条件

- (1) 平行光近乎垂直照明,
 - (2) 球面波傍轴小倾角照明(窄光束),
- 总之,设法实现 $i_p \approx 0$. ($< 0.4 \text{ rad}$)

$$\text{有 } \cos i_p \approx 1$$

于是

$$\Delta L_0(p) \approx 2nh_p, \text{ 它 仅仅决定于厚度!}$$

▲ 等厚条纹的性质

- (1) 表面条纹形貌一致性于薄膜几何等厚线轨迹,
- (2) 当 $2nh = k\lambda_0$, 有亮纹(或暗纹);

$$\text{当 } 2nh = (k + \frac{1}{2})\lambda_0, \text{ 有暗纹(或亮纹),}$$

- (3) 相邻条纹对应的厚度差 $\lambda/2$;

或条纹变动 1 次(条),对应的厚度变化 $\lambda/2$,

此均由于 $\delta(\Delta L_0) = \delta(2nh) = \lambda_0$,

$$2n\delta_h = \lambda_0,$$

$$\delta h = \frac{\lambda_0}{2n},$$

$$\delta h = \frac{\lambda}{2}, \text{ (适用于任何形貌的干涉花样)}$$

● 等厚条纹应用例举(详见书 167—170 页)

▲ 楔形膜及其变动

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha}, \alpha \text{—劈角}, \alpha \downarrow \rightarrow \Delta x \uparrow$$

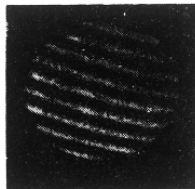
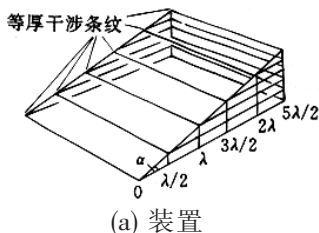


图 4.20 楔形薄膜的等厚条件

▲ 牛顿环及其变动 设中心点膜厚 h_0 ,

(1) 密接, $h_0=0$, 中心—0 级暗斑,

则 k 级暗环半径

$$r_k = \sqrt{kR\lambda} \propto \sqrt{k},$$

即
$$R = \frac{r_k^2}{k\lambda}.$$

(2) 常见 $h_0 \neq 0$, 中心可亮可暗,

有

$$R = \frac{r_{k+m}^2 - r_k^2}{m\lambda} = \frac{d_{k+m}^2 - d_k^2}{4m\lambda}.$$

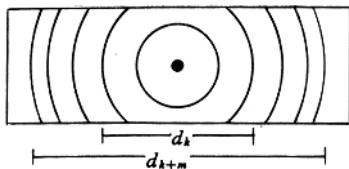


图 4.21 精测透镜曲率半径

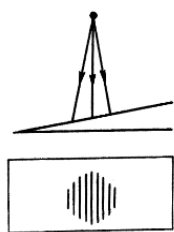
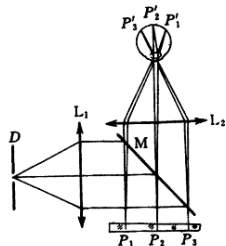
▲ 等厚条纹用于精密测量

微角度,微厚度及相关的物理量,

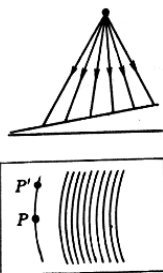
精度 $\Delta \sim 100 \text{ nm}$.

● 薄膜表面条纹偏离等厚线情形

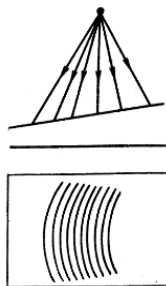
▲ 现象



(a)



(b)



(c)

图4.22 精密观测等厚条纹的装置

图4.23 楔形膜表面条纹的弯曲

▲ 定性说明

考察条纹上,两点 P, P' ——满足“等光程”:

$$2nh_p \cos i_p = 2nh'_{p'} \cos i'_{p'}$$

因为 $i_{p'} > i_p$, $\cos i'_{p'} < \cos i_p$,

故 $h'_{p'} > h_p$, 弯曲凸向较边.

▲ 数学描写(粗略).

h 变化— i 变化,有确定关系,以维持

$$2nh \cos i = \text{const.}$$

即 全微分 $d(2nh \cos i) = 0$,

有 $-2nh \sin i di + 2n \cos i dh = 0$,

注意到 $\frac{dh}{di} = h \tan i \begin{cases} \propto \tan i, & \text{倾角因素;} \\ \propto h, & \text{膜厚因素.} \end{cases}$

说明,

大倾角或厚膜层 $\rightarrow \frac{dh}{di}$ 越大,

条纹弯曲(或偏离等厚线)越明显.

★“薄膜”的一种意义——膜层越薄,其表面条纹形貌与等厚线的一致性越好,因而精测的准确度越高.

- 扩展光源将降低表面条纹的衬比度,因为各点源生成的各套条纹,彼此错位;或者说,不同点源有不同的光程差(对同一场点 P).

▲ 数学描写(粗略)

与接收光瞳对应的光源边缘两点 A 、 B ,产生的光程差之差

$$\delta(\Delta L) = -2nh \sin i \delta i,$$

令 $\delta(\Delta L) < \lambda_0$, 取 $\delta(\Delta L) = \lambda_0/2$,

方有 $\gamma \approx 0.5$ 的干涉场,可供观测.

由此,确定光源的“极限角宽” Δi_M ,

$$-2nhs \sin i \Delta i_M = \lambda_0,$$

即
$$\Delta i_M \approx \frac{\lambda}{2h \sin i} \propto \frac{1}{h},$$

★膜越薄,所允许的光源线度则越大

— 薄膜的又一种意义.

▲ 数量级估算

设 $i_1 \approx i \approx 30^\circ$, $l \approx 30 \text{ cm}$,

$h \sim 60 \mu\text{m}$, $\lambda \sim 0.6 \mu\text{m}$

代入,算出

$$\Delta i_M = 10^{-2} \text{ rad},$$

$$b_M \approx l \Delta i_M \approx 3 \text{ mm},$$

即 膜厚 $h \sim 60 \mu\text{m} \longleftrightarrow$ 限宽 $b_M \sim 3 \text{ mm}$,

膜厚 $h \sim 30 \mu\text{m} \longleftrightarrow$ 限宽 $b_M \sim 6 \text{ mm}$.

▲ 解释一个疑问

条件与上述相近,而当实际光源线度 30 mm 时,人们却也能看见表面条纹?

这是因为接收光瞳(眼瞳)的限制——实际光源的有效宽度变小了, $b_e < b_M$ 成立. 而相机镜头的光瞳几倍于人眼光瞳,以至光源有效宽度 $b_e > b_M$,导致表面条模糊一片。

● 薄膜颜色——增透膜 & 增反膜

▲ “干涉分光”,这是普遍现象.

具体到目前薄膜表面条纹,其现象是

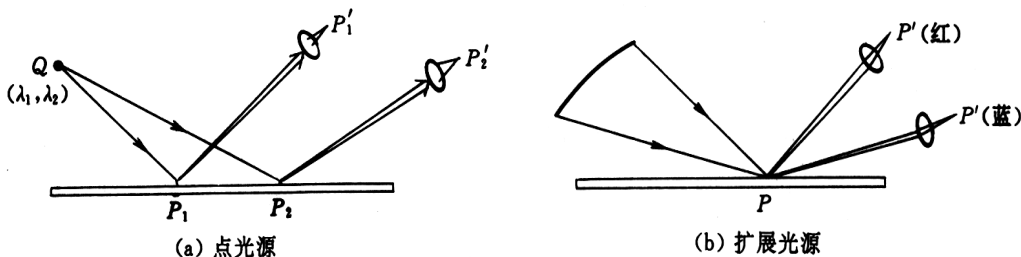


图 4.24 薄膜颜色

可能对 P_1 点: $2nh_1 \cos i_1 = k_1 \lambda_1$, (λ_1 亮)

$$= (k_2 + \frac{1}{2}) \lambda_2, \quad (\lambda_2 \text{ 暗});$$

对 P_2 点: $2nh_2 \cos i_2 = k'_1 \lambda_2$, (λ_2 亮)

$$= (k'_2 + \frac{1}{2}) \lambda_1, \quad (\lambda_1 \text{ 暗}).$$

总之,白光照明时,表面不同处,有不同的色调——

彩色条纹.

▲ 扩展光源时,从不同方位注视表面同一处——

将有不同色调.

▲ 增透膜 & 增反膜

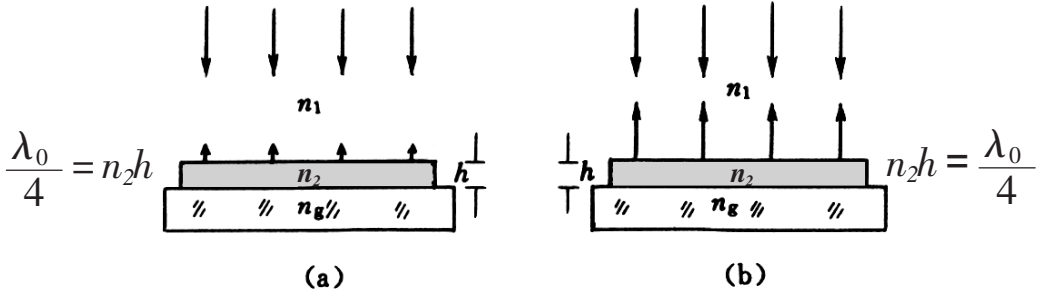


图 4.25

低膜

$$n_1 < n_2 < n_g$$

“无半波损”

反射双光束

光程差

$$\Delta L = \Delta L_0 = \frac{\lambda_0}{2},$$

相干相消

—消反射,

“增透膜”.

高膜

$$n_1 < n_2 > n_g$$

“有半波损”

反射双光束

光程差

$$\Delta L = \Delta L_0 + \frac{\lambda_0}{2} = \lambda_0,$$

相干相长

—“增反膜”.

注意:

(1) 为了完全消反射, 还需满足振幅条件,

由 $n_2 = \sqrt{n_1 n_g}$, 予以保证.

(2) “镀膜”是对某一波长 λ_0 而为之, 不可能对所有波长成分均“增透”; 干涉滤光片——其透射光有个谱线宽度 $\Delta\lambda$.

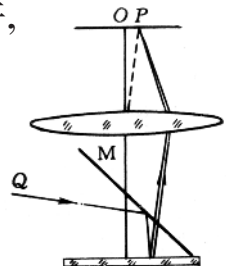


图 4.26 接收等倾条纹的实验装置. 剖面光路

● 薄膜干涉的等倾条纹

▲ 形成

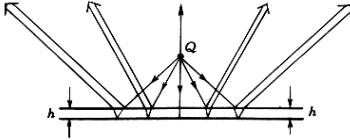


图 4.27 等倾干涉的形成

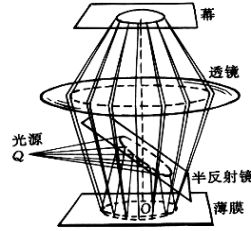


图 4.28 接收等倾条纹的实验装置

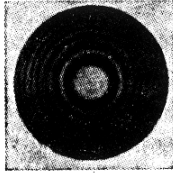


图 4.29 等倾干涉条纹

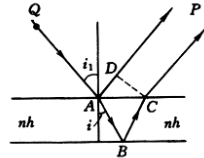


图 4.30 计算等倾干涉光程差

▲ 光程差

$$\Delta L(p) = L(ABC) - L(AD) = 2nh \cos i,$$

可见,倾角 $i(i_i)$ 是决定 $\Delta L(i)$ 的唯一因素,因为 h 相同.

倾角相同各点 — 等光程差 — 强度相等.

若透镜正置放 — 同心干涉圆环;

若透镜斜置放 — 斜椭圆干涉圈.

(2) 中心级别高;外圈级别低.

(3) 膜厚变化时,呈现条纹“吞吐”,

$h \downarrow$ “吞” — 向中心收缩;

$h \uparrow$ “吐” — 由中心冒出.

每吞吐一次(一个条纹), 膜厚改变

$$\delta h = \frac{\lambda}{2}.$$

● 扩展光源有利于观测等倾条纹(参见书 176 页)

● 薄膜干涉定域概念(参见书 176、177 页)

4.5 迈克耳孙干涉仪

- 结构
- 功能
- 用以观察薄膜干涉条纹及其变化
- 干涉测长的精度 & 量程
- 长度的单位 & 基准
- 用于研究光速——*Michelson-Morley* 实验

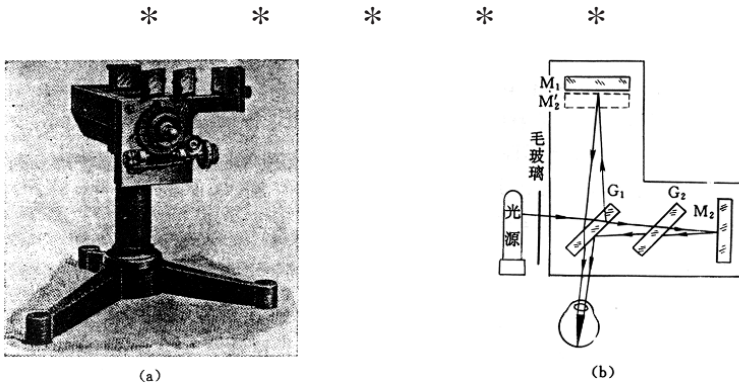


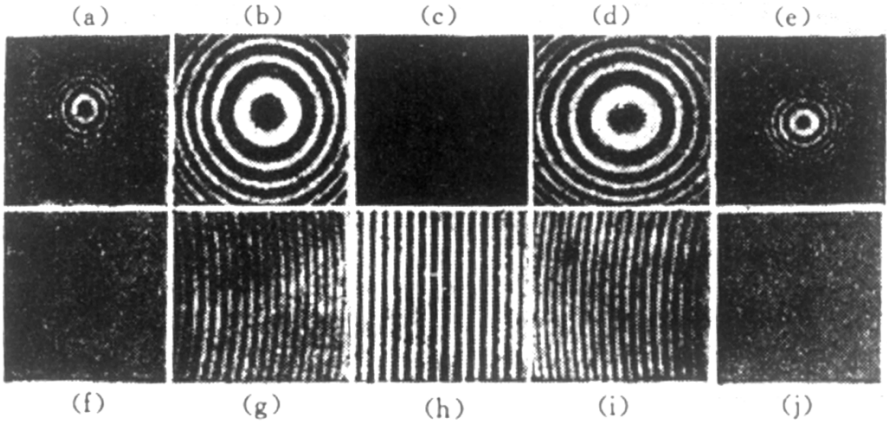
图 4.31 (a) 迈克耳孙干涉仪(实物照片)
(b) 迈克耳孙干涉仪中的光路(俯视图)

● 结构 & 功能

平面镜 M_1 是安装在承座 C 上的, 承座 C 可沿精密的轨道 T 前后移动, 承座的移动是靠丝杠 V 来控制的, 当我们转动丝杠 V 时, M_1 前后平移, 从而改变了 M_1 和 M_2' 之间的距离, 或者说改变了其间“空气层”的厚度, 这时我们便会看到干涉图样发生相应的变化.

由此可见, 利用迈克耳孙干涉仪可以实现在前面分析过的各种薄膜的干涉图样, 现在我们再结合着迈克耳孙干涉仪将它们系统地回顾一下.

● 用以观察薄膜干涉条纹及其变化



4.32 迈克耳孙干涉仪产生的各种条纹

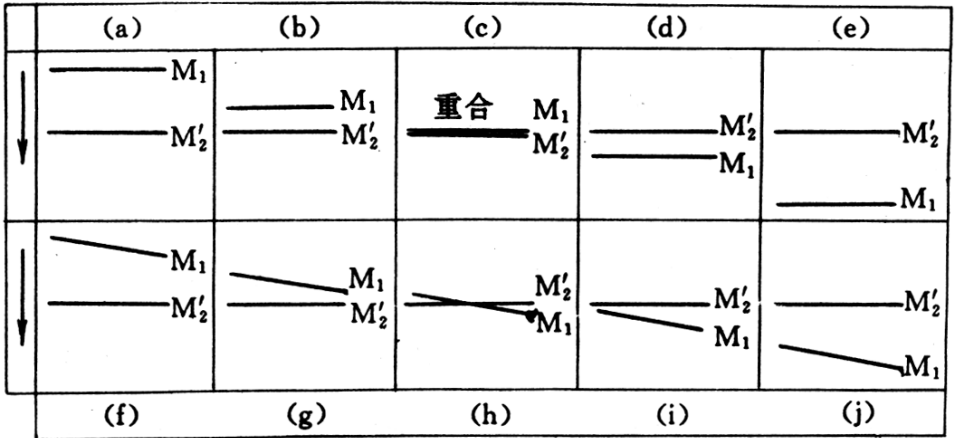


图 4.33 产生图 4.32 各种条纹时等效空气层的状态

●干涉测长的精度与量程

▲精度

$$\delta l = \frac{\lambda}{2} \cdot \delta N,$$

取决于对条纹的计数精度 δN ,

若 $\delta N \frac{1}{2}$ (条), $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{8}$, ...

有 $\delta l \lambda/4$, $\lambda/8$, $\lambda/16$, ...

这又取决于光电计数技术—逻辑电路设计.

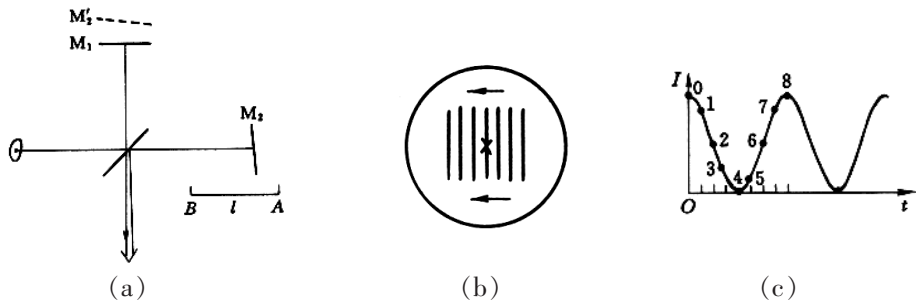


图 4.34 干涉测长原理示意图

(a)动臂平移,(b)条纹平移,(c)光电计数

例如, δN (计数精度) $\sim 1/4$,

有 $\delta l \sim \lambda/8 \sim 100nm$ (即 $0.1\mu m$).

▲测长量程 l_M 受限于谱线宽度 $\Delta\lambda$, 其结果是

$$l_M \approx \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}. \quad (\text{随后证明})$$

例如, $\Delta\lambda \sim 10^{-3}nm$, $\lambda \sim 600nm$,

有 $l_M \sim 18 \times 10^7 nm \sim 18cm$

即连续一次测长的量程为 $18cm$.

▲ 干涉精密测长的相对精度

$$\Delta = \frac{\delta l}{l_M} \sim 10^{-6}, \quad 10^{-7},$$

欲提高精度, $\Delta \downarrow$, 应当使

$\delta N \downarrow$ 且 $\Delta \lambda \downarrow$ (单色性越好).

● 有关长度单位 “米、metre”

一定义、基准、复现的知识

(1) 实物基准 “米原器”、

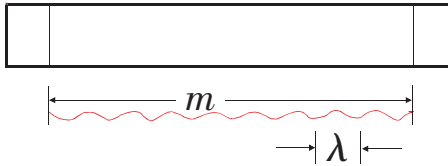


图 4.35

实物基准 不稳定、不可靠.

↓

自然基准.

1960 年, 氪灯、特定谱线 ${}^{86}\text{Kr}, 2p \rightarrow 5d$ 跃迁,

$$\lambda_{\text{Kr}} = 6057.802102 \text{ \AA},$$

即 $1m = 1650763.73 \lambda_{\text{Kr}}.$

(2) 更改“米”定义——新的“米”定义，

1982.6—研究 更改“米”定义，

给出 *依据、措词、复现方法、辐射和条件*，

1982.10—国际计量委员会通过，

1983.— 第 17 届国际计量大会正式批准。

“真空中光在 $1/299\,792\,458$ 秒的时间间隔中行进的路程的长度。”

*Le mètre est la longueur du
trajet parcouru dans le vide par la
lumière Pendant une durée de
 $1/299\,792\,458$ de seconde.*

(3) 真空中光速变成了“规定值”，

$$C=299\,792\,458\text{ m/s};$$

这也排除“天文学家的长期烦恼”——

$$l = c \cdot t$$

而光速测量值 $c = \frac{l_0}{t_0}$,

两者各自的测量精度为

$$\Delta l \sim 10^{-7}, \quad \Delta t \sim 10^{-13} \quad (\text{原子钟}),$$

两者相比悬殊,从而引致新 c 值的不断改进——麻烦。

● 用于研究光速。(参见书 182—184 页)

4.6 非单色性对干涉场衬比度的影响

- 非单色性的两种典型
- 光谱双线结构导致 $\gamma(\Delta L)$ 周期性变化
- 准单色线宽导致 $\gamma(\Delta L)$ 下降
- 最大光程差 & 干涉测长量程

* * * * *

● 非单色性的两种典型

(1) 双线结构 例如,

Na 黄双线

589.0nm, 589.6nm;

Hg 黄双线

577.0nm, 579.1nm,

均系 $\Delta\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1) \ll \lambda_1, \lambda_2$.

(2) 单色线宽—准单色,

$\Delta\lambda \sim 1nm,$	单色性差;
$\Delta\lambda \sim 10^{-3},$	单色性好;
$\Delta\lambda \sim 10^{-6},$	单色性很好.

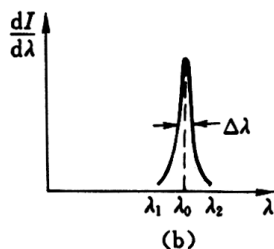
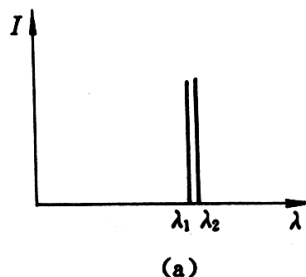


图 4.36 非单色性的两种典型

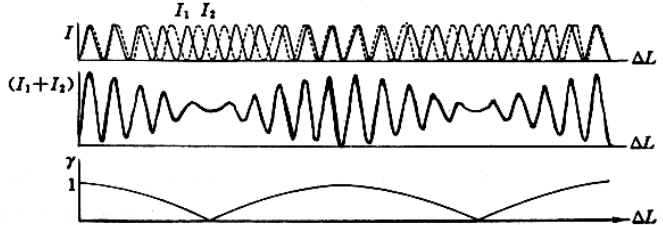
例 $\Delta\lambda \sim 10^{-3}nm, \lambda_0 \sim 500nm,$

有 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 2 \times 10^{-6}.$

均系 $\Delta\lambda \ll \lambda_0,$ 准单色.

● 光谱双线结构导致 $\gamma(\Delta L)$ 作周期性变化:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta L: \quad 0 \rightarrow \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \rightarrow \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \\ \text{干涉场: 清晰} \text{—} \text{模糊} \text{—} \text{清晰,} \end{array} \right.$$



▲ 粗略分析

设初始 $\Delta L = 0$,

则 $(\lambda_1 \text{ 色亮}, \lambda_2 \text{ 色亮}) \rightarrow$ 干涉场清晰;

随 ΔL 增加, 当满足

$$\Delta L = N_0 \lambda_1 = (N_0 - \frac{1}{2}) \lambda_2, \quad \text{则}$$

$(\lambda_1 \text{ 色亮}, \lambda_2 \text{ 色暗}) \rightarrow$ 干涉场模糊;

继续 ΔL 增加, 当满足

$$\Delta L' = 2N_0 \lambda_1 = (2N_0 - 1) \lambda_2, \quad \text{则}$$

$(\lambda_1 \text{ 色亮}, \lambda_2 \text{ 色亮}) \rightarrow$ 干涉场清晰.

据此, 确定

$$N_0 = \frac{\lambda_2}{2\Delta\lambda} \approx \frac{\bar{\lambda}}{2\Delta\lambda}, \quad (\Delta\lambda \ll \lambda_1, \lambda_2)$$

这提供了一个分解谱线的测量方法: 先由低分辨的分光仪, 粗测 $\bar{\lambda}$; 再由于干涉法, 移动一臂 M_2 改变光程差, 计数条纹变动数目, 直至模糊不清, N_0 ;

确定了双线波长差为

$$\Delta\lambda = \frac{\bar{\lambda}}{2N_0},$$

于是

$$\text{双线 } \lambda_1 = \bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}, \quad \lambda_2 = \bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}.$$

▲ 数学描写

λ_1 谱线 \rightarrow 一套条纹,

$$I_1(\Delta L) = I_0(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta L),$$

λ_2 谱线 \rightarrow 一套条纹,

$$I_2(\Delta L) = I_0(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_2} \Delta L),$$

(λ_1, λ_2) 双线 \rightarrow 两套条纹非相干叠加,

$$\begin{aligned} I(\Delta L) &= I_1(\Delta L) + I_2(\Delta L) \\ &= I_0(1 + \cos k_1 \Delta L) + I_0(1 + \cos k_2 \Delta L) \\ &= 2I_0(1 + \cos \frac{\Delta k}{2} \Delta L \cdot \cos \bar{k} \Delta L), \end{aligned}$$

其中

$$k = \frac{k_1 + k_2}{2} \gg \Delta k = (k_1 - k_2),$$

衬比度

$$\gamma = \left| \cos \frac{\Delta k}{2} \cdot \Delta L \right|, \quad \gamma \text{ 随 } (\Delta L) \text{ 而呈现周期性.}$$
$$\gamma = \begin{cases} 1.0, & \text{当 } \Delta L = 0, \dots \\ 0, & \text{当 } \Delta L = \frac{\pi}{\Delta k}, \dots \end{cases} \quad (= \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda})$$

● 准单色导致 $\gamma(\Delta L)$ 值下降:

(1) 谱密度函数 $i(k)$.

在 $k-k+\Delta k$ 区间, 含光强

$$\Delta I_0 \propto \Delta k,$$

写成
$$\Delta I_0 = i(k)\Delta k,$$

即
$$i(k) = \frac{dI_0}{dk}, \text{ 光强谱密度.}$$

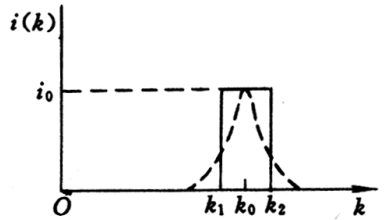


图 4.38 方垒型谱密度函数

(2) $i(k)$ 有各种线型, 取决于发光机制. 目前, 为计算简明且不影响物理后果 (主要). 设谱函数为“方垒型”(简化模型), 其谱密度函数为

$$i(k) = \begin{cases} i_0, & |k - k_0| < \Delta k / 2; \\ 0, & |k - k_0| > \Delta k / 2. \end{cases}$$

(3) 干涉场中,

$(k-k+\Delta k)$ 谱元, 提供相干强度为

$$\begin{aligned} dI &= dI_0(1 + \cos k \Delta L) \\ &= i(k)(1 + \cos k \Delta L) dk, \end{aligned}$$

总干涉强度为各谱元贡献的非相干叠加，

$$\begin{aligned}
 I(\Delta L) &= \int_0^{\infty} i(k)(1 + \cos k \Delta L) dk \\
 &= \int_{(k_0 - \frac{\Delta k}{2})}^{(k_0 + \frac{\Delta k}{2})} i_0 (1 + \cos k \Delta L) dk \\
 &= i_0 \Delta k + i_0 \int_{k_1}^{k_2} \cos k \Delta L dk \\
 &= I_0 \left(1 + \frac{\sin v}{v} \cos k_0 \Delta L \right)
 \end{aligned}$$

其中 $I_0 = i_0 \Delta k$ 入射于干涉仪的总光强，
宗量 $v = \frac{\Delta k}{2} \Delta L$.

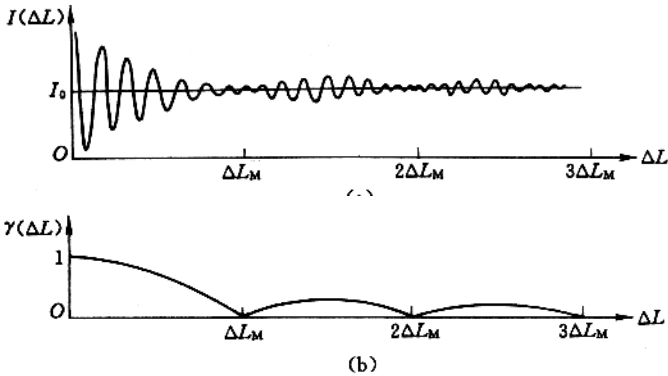


图 4.39 准单色线宽产生的干涉强度 $I(\Delta L)$ (a) 及其相应的 $\gamma(\Delta L)$ (b)

(4) 衬比度 $\gamma(\Delta L) = \left| \frac{\sin v}{v} \right|$

即 $\gamma(\Delta L) = \left| \frac{\sin \frac{\Delta k}{2} \Delta L}{\frac{\Delta k}{2} \Delta L} \right| = \left| \frac{\sin \pi \frac{\Delta L}{\Delta L_M}}{\pi \frac{\Delta L}{\Delta L_M}} \right|$.

● 最大光程差 ΔL_M 与干涉测长量程

▲ 令 $\frac{\Delta k}{2} \Delta L = \pi,$

反比形式

求出 $\Delta L_M = \frac{2\pi}{\Delta k},$ \longrightarrow $\Delta L_M \cdot \Delta k = 2\pi.$

注意到 $\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda^2} \Delta \lambda.$

非单色性度量

可表达 $\Delta L_M = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda},$ \longrightarrow $\Delta L_M \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \lambda.$

▲ 迈克耳孙测长仪的量程

$$l_M = \frac{1}{2} \Delta L_M = \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta \lambda}.$$

被单色性所限制! $\Delta \lambda \downarrow, l_M \uparrow$

▲ ΔL_M 的意义是

实际光程差 $\Delta L < \Delta L_M, \quad \gamma > 0;$

$\Delta L \geq \Delta L_M, \quad \gamma \approx 0.$

推荐一个有用的换算公式

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta k}{k} \approx \frac{\Delta \omega}{\omega},$$

据 $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}$ (不计较 \pm 号).

4.7 傅里叶变换光谱仪

- FTS 工作原理
- FTS 分辨率
- 一份仪器介绍书
- 双谱线入射的输出讯号
- 一种新型光谱仪

* * * * *

● FTS 工作原理(详见书 189、190 页)

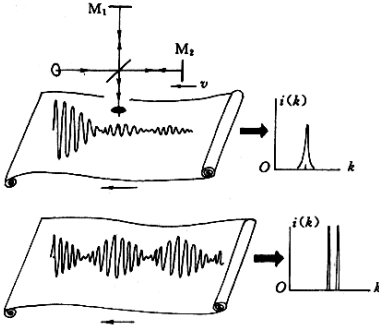


图 4.40 迈克耳孙干涉仪演变为一种光谱仪

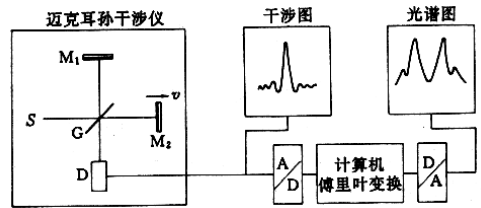


图 4.41 FTS 工作原理、工作程序

- 双谱线入射的输出讯号(书 190 页)
- FTS分辨率(书 191 页)
- 一种新型的光谱仪(书 192 页)

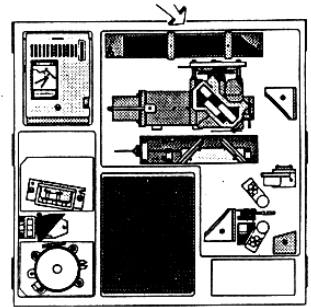


图 4.42 一台衫 FTS 的内部结构

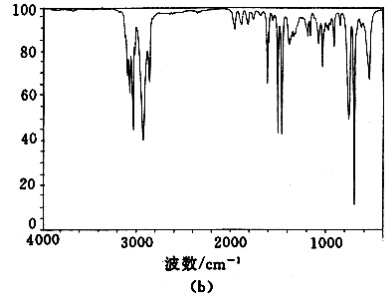
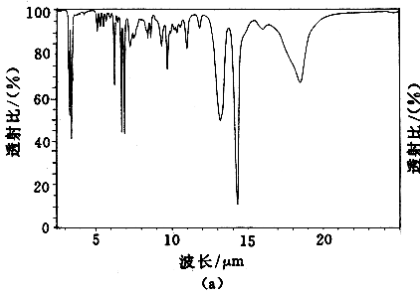


图 4.43 FTS 输出的聚苯乙烯的吸收光谱图

● 一份仪器介绍书

富里叶变换红外光谱和富里叶变换拉曼光谱学

稀土材料及应用国重实验室红外光谱实验室

稀土材料化学及应用国家重点实验室的红外光谱实验室始建于1980年.1993年,利用世界银行贷款购进了两台富里叶变换红外光谱仪和一台富里叶变换拉曼(FT-Raman)光谱仪.仪器投入使用后为本室及校内外的教学和科研作出了极大的贡献.FTIR光谱仪不同于传统的色散型红外光谱仪,具有扫描速度快,光通量大,波数精度高,灵敏度高,信噪比高等优点.FT-Raman光谱仪也不同于传统的拉曼光谱仪,具有扫描速度快,测量时间短的优点.对弱信号的样品,通过多次扫描,可大大提高信噪比.另一个优点是,它能够有效地消除荧光的干扰.拉曼光谱和红外光谱是互补的,都是一种重要的仪器分析手段.

这几台富里叶变换红外光谱仪不仅可以测量中红外光谱($4000-400\text{cm}^{-1}$),即 $2.5\mu\text{m}-25\mu\text{m}$, 还可以测量远红外光谱($400-50\text{cm}^{-1}$)和红外光谱($11000-4000\text{cm}^{-1}$).仪器除主机外,还配备了各种各样的红外附件;显微镜红外光谱,园型池ATR附件,还有漫反射光谱附件,光声光谱附件,变温光谱附件,偏振红外光谱附件等.这些红外光谱附件对特殊样品的测试起了很大的作用.FTIR光谱仪具有许多光谱数据处理

功能,如光谱差减,光谱和加,光谱检索,谱带求导数,谱带退卷积,谱带分峰拟合,谱带求面积等,目前这些功能都已经得到开发和利用.

为了充分发挥大型仪器在教学和科研中的作用,红外光谱实验室配备了很强的技术力量,主要负责人是博士生导师,此外,配备了三名专门管理人员,负责日常的测试和仪器管理,其中一位是教授级高工,一位是高工,一位是技术员.雄厚的技术力量保证了仪器的正常运转和有效使用. 仪器组在特殊样品的制备和测试,红外光谱的解析,技术咨询和仪器功能开发等方面作了大量的工作.

1993 年以前,红外光谱实验室每年测试 2000 多个样品,1993 年购进新的红外和拉曼仪器后,每年测试的样品数达到 5000 多个.根据统计,其中三分之一样品是本重点实验室的样品,三分之一是化学与分子工程学院的样品,三分之一是校内各系和校外各单位送来的样品.本着贵重仪器设备资源共享的原则,这几台仪器都向社会开放.我们愿意更多地为用户解决科研中的样品测试问题作出贡献.

4.8 光场的时间相干性

- 问题的提出
- 相干时间 & 相干长度
- 时间相干性突出表现于长程干涉
- 波列长度与谱线宽度互为表里
- 时间相干性反比律公式
- 光场时空相干性小结

* * * * *

● 问题的提出

▲ 即使是点光源 其照明空间中的
 两点(次波源) 亦并非“完全相关”。

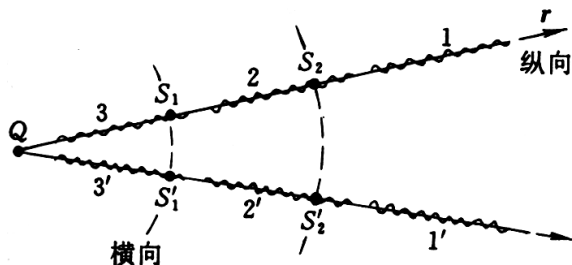


图 4.44 考察光场纵向两点的相干性

准单色光源, 自发辐射, 随机过程, 断续发光;
 微观上看 持续发光时间 τ_0 (量级),
 波列长度(光程)有限

$$L_0 \approx c\tau_0$$

致使

扰动 S_1 与扰动 S_2 并不总能
 处于一个波列之内;
 它俩相关程度取决于光程差
 ΔL_{12} (与 L_0 相比较).

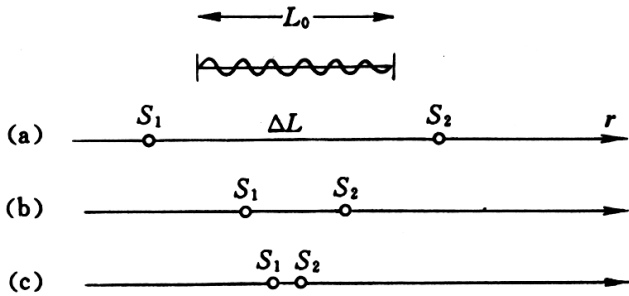


图 4.45 实际光程差与相干长度的比较

可见, a. $\Delta L > L_0$, (S_1, S_2) 非相干,
 b. $\Delta L < L_0$, (S_1, S_2) 部分相干,
 c. $\Delta L \approx 0$, (S_1, S_2) 几乎完全相干,
 —— ΔL 越小, (S_1, S_2) 相干程度越高。

这里 $\Delta L = L(QS_2) - L(QS_1)$,

注意,并不限于“纯纵向”,譬如

(S_1, S'_2) 相干程度 $\approx (S_1, S_2)$ 相干程度,

● 相干时间 & 相干长度

τ_0 , 相干时间,

$L_0 \approx c\tau_0$ 相干长度。

例如 $\tau_0 \sim 10^{-9}s$, $1ns$, $L_0 \sim 30cm$;

$\tau_0 \sim 10^{-5}s$, $L_0 \sim 3km$.

- 时间相干性问题 在迈在耳孙测长仪
这种场合——特别突出，
因为那里涉及“长程差”！

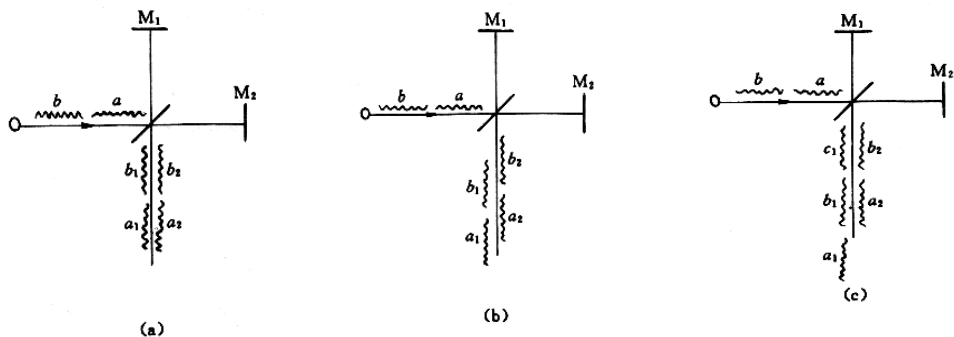


图 4.46 光场的相干长度决定干涉测长的量程

可见，

若着眼于“干涉测长”，

则两路的最大光程差受相干长度的限制，

$$\Delta L'_M \approx L_0,$$

相应的测长量程 $l'_M \approx \frac{\Delta L'}{2} \approx \frac{L_0}{2}$ 。

- 波列长度与谱线宽度 **互为表里**

源于“谱线宽度” $\rightarrow \Delta L_M \approx \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}$ ，

源于“波列长度” $\rightarrow \Delta L'_M \approx L_0$ ，

两者是否一致？

须知，最大光程差 ΔL_M 是

一个可观测量，具有“唯一性”。

▲ 实验观测

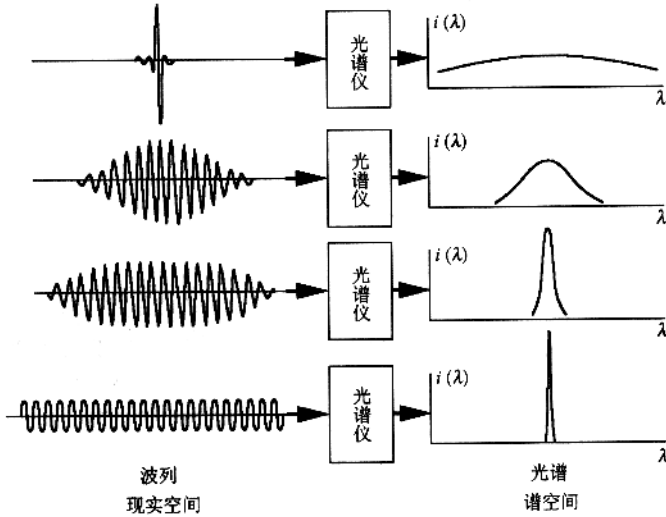


图 4.47 波列长度与非单色性之反比关系

▲ 数学分析

拟有两种方式：

或 给定有限长波列

\mathcal{F}
→
 \mathcal{F}^{-1}

谱函数

给定光谱线型

空间波函数

我们取第二种方式,兹分列如下.

(1) 引入“振幅谱密度函数”, $a(k)$,

借鉴理想单色波函数(复振幅)

$$\tilde{U}(x) = A \cdot e^{ikx}, \quad (e^{-i\omega t})$$

考虑非单色波,在 $k - k + \Delta k$ 谱元,

贡献 $d\tilde{U}(x) = dA \cdot e^{ikx}$,

其中 $dA \propto dk$, $dA = a(k)dk$,
 即 $a(k) = dA/dk$, “振幅谱密度”,
 于是 空间波(列)函数

$$\bar{U}(x) = \int d\bar{U} = \int_0^{\infty} a(k)e^{ikx} dk,$$

(2) 设(简化模型) “方垒型”,

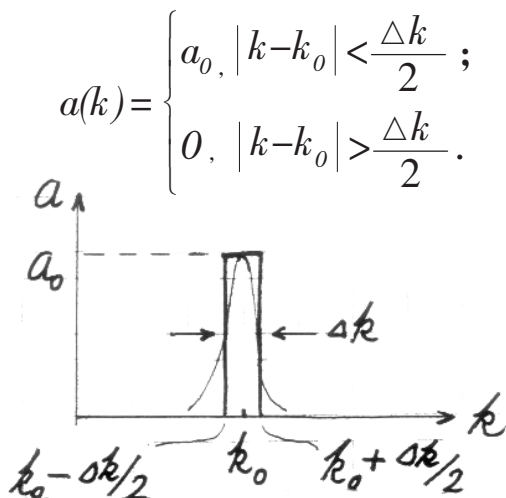


图 4.48

故
 结果

$$\bar{U}(x) = \int_{k_1}^{k_2} a_0 e^{ikx} dk$$

$$\bar{U}(x) = A_0 \frac{\sin v}{v} \cdot e^{ik_0 x}$$

其中

$$A_0 = a_0 \cdot \Delta k,$$

(宗量) $v = \frac{\Delta k}{2} \cdot x$, 注意到 $\Delta k \ll k_0$.

(3) 可见, $(\frac{\sin v}{v})$, “慢变” — 低频调制因子,

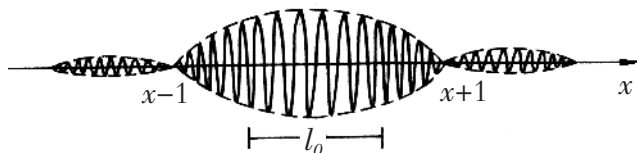


图 4.49 准单色光的空间波列形态及其波列长度

波列有效长度

$$l_0 \approx \frac{1}{2}(x_{+1} - x_{-1}),$$

而零点位置 $x_{\pm 1}$ 满足

$$v = \pm \pi, \quad \text{即} \quad \frac{\Delta k}{2} x = \pm \pi.$$

故

$$x_{\pm 1} \approx \pm \frac{2\pi}{\Delta k} \approx \pm \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda},$$

结果

$$l_0 \approx \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad \text{或} \quad L_0 \approx \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}, \quad (\text{换算到真空中})$$

与先前由衬比度的讨论结果

$$L_M \approx \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}$$

一致.

● 时间相干性反比律公式

▲ 相干长度 L_0 与非单色性($\Delta\lambda$)的关系,

$$L_0 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \lambda .$$

▲ 相干时间 τ_0 与非单色性($\Delta\nu$)的关系,

$$\tau_0 \cdot \Delta\nu \approx 1.$$

△ 推荐一个有用的换算公式

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta k}{k} \approx \frac{\Delta\nu}{\nu} .$$



▲ 改写衬比度 $\gamma(\Delta L)$ 公式

$$\gamma(\Delta L) = \left| \frac{\sin\pi \frac{\Delta L}{\Delta L_M}}{\pi \frac{\Delta L}{\Delta L_M}} \right|, \quad \Delta L_M, \quad \text{“测量”}.$$

变成

$$\gamma(\Delta L) = \left| \frac{\sin\pi \frac{\Delta L}{L_0}}{\pi \frac{\Delta L}{L_0}} \right|, \quad L_0, \quad \text{“本色”}.$$

或

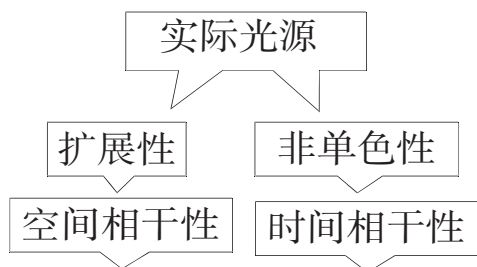
$$\gamma(\tau) = \left| \frac{\sin\pi \frac{\tau}{\tau_0}}{\pi \frac{\tau}{\tau_0}} \right|, \quad \tau_0, \quad \text{“更本色”}.$$

其时差 $\tau = \frac{\Delta L}{c}$, τ_0 , “源”; τ , “场”.

可见, 凡有光程差或时差的场合,
必存在光场时间相干性问题。

★ 关于光场时空相干性小结

▲ 图示



反比律公式 $b \cdot \Delta\theta_0 \approx \lambda$ $L_0 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \lambda$ $\tau_0 \Delta\nu \approx 1$

常用术语	相干孔径角	相干 体 积	相干时间
	相干面积		相干长度

衬比度 $\gamma(\Delta\theta) = \left| \frac{\sin\pi \frac{\Delta\theta}{\Delta\theta_0}}{\pi \frac{\Delta\theta}{\Delta\theta_0}} \right|$ $\gamma(\Delta L) = \left| \frac{\sin\pi \frac{\Delta L}{L_0}}{\pi \frac{\Delta L}{L_0}} \right|$

▲ 实际干涉装置中,两者并存。因为实际光源总是非单色的扩展光源。

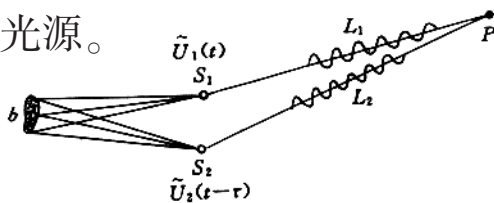


图 4.50 光场中时空相干性并存的图像

接收场点 P , 叠加的“同时性”,
意味 发射源 (S_1, S_2) , “非同时”,

$$\text{时差 } \tau = \frac{\Delta L}{c}, \quad t_1 = t, \quad t_2 = t - \tau,$$

于是 对光场时空相干性的统一描述,

就集中于研究

$$\tilde{U}_1(t) \text{ 与 } \tilde{U}_2(t-\tau)$$

两者的相关性,由此推演展开而

形成理论光学中的一个分支

——“部分相干光的传播理论”。

▲ 不过

在杨氏干涉为代表的分波前干涉装置中,

突出的表现为空间相干性, $1 > \gamma_s(\Delta\theta) \geq 0$.

因为 那里是“短程差”干涉,

$$\Delta L < d \ll L_0 \quad ,$$

以致 $\gamma_t(\Delta L) \approx 1$.

而在迈克耳孙干涉仪这类“纵向、平移”场合,

突出的表现为时间相干性,

因为 那里是“长程差”干涉;

而 扩展光源可能有利。



4.9 多光束干涉 法布里-珀罗干涉仪(FP 仪)

- 反射、透射形成相干多光束
- 多光束干涉的光强分布特点
- FP 仪用于分辨超精细结构
- FP 谐振腔的选频功能
- 讨论

* * * * *

● 形成相干多光束

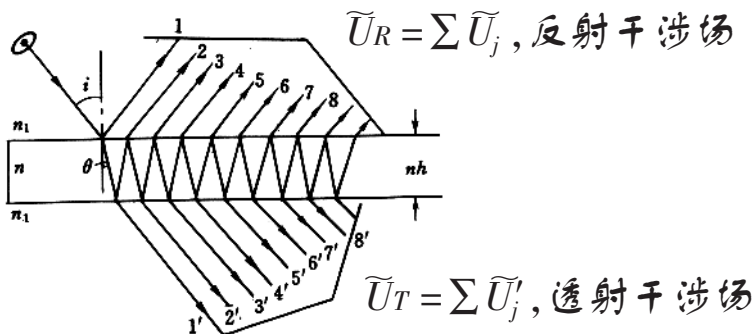


图 4.51 相干多光束的形成

考量到 $(n_1=n_2)$ 有 $r = -r'$, $tt' + r^2 = 1$,

反 $\tilde{U}_1 = A_0 r = -A_0 r'$

射 $\tilde{U}_2 = A_0 r' t t' e^{i\delta}$

多 $\tilde{U}_3 = A_0 r'^3 t t' e^{i2\delta}$

光 $\tilde{U}_4 = A_0 r'^5 t t' e^{i3\delta}$

束 \vdots

透 $\tilde{U}'_1 = A_0 t t'$

射 $\tilde{U}'_2 = A_0 r'^2 t t' e^{i\delta}$

多 $\tilde{U}'_3 = A_0 r'^4 t t' e^{i2\delta}$

光 $\tilde{U}'_4 = A_0 r'^6 t t' e^{i3\delta}$

束 \vdots

公比 $r'^2 e^{i\delta}$,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nh \cos\theta$$

公比 $r'^2 e^{i\delta}$,

其光强分布特点

▲光强分布公式

借助等比级数求和公式,求得透射干涉场

$$\tilde{U}_T = A_0 \frac{tt'}{1 - Re^{i\delta}}, \quad \tilde{U}_T^* = A_0 \frac{tt'}{1 - Re^{-i\delta}},$$

$$I_T = \tilde{U}_T \tilde{U}_T^* = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}}.$$

据光功率守恒,由透射相干光强直接导出
反射相干光强

$$I_R = I_0 - I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4R \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1-R)^2}}.$$

▲光强曲线

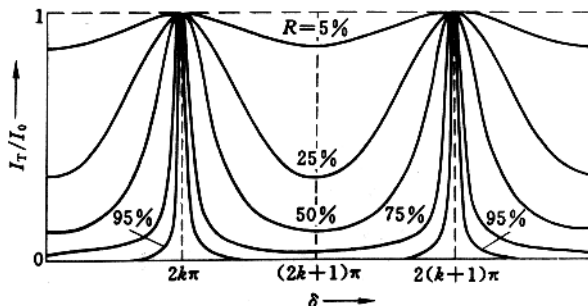


图 4.52 透射多光束干涉的光强分布曲线

看低反射率情形, $R \sim 5\%$

“双光束干涉近似”、观察反射场有利;

看高反射率~~, $R \sim 90\%$

光强极大峰很尖锐,宽度很窄。

不过,极小值 I_{Tm} 并不为 0: R 4% 25% 75% 95%

$$I_{Tm} / I_0 \quad 85\% \quad 36\% \quad 2\% \quad \sim 10^{-3}.$$

▲ 实验照片

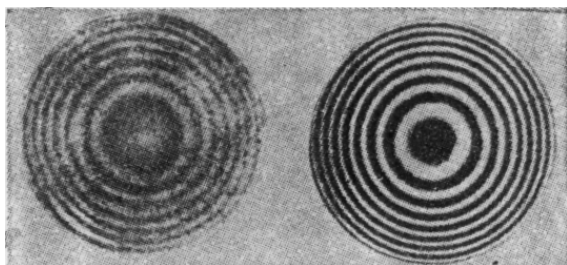


图 4.53 低反射率时的透射条纹(a)和反射条纹(b)

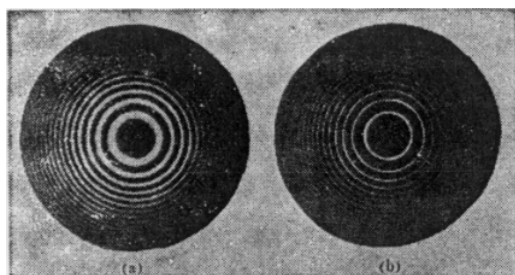
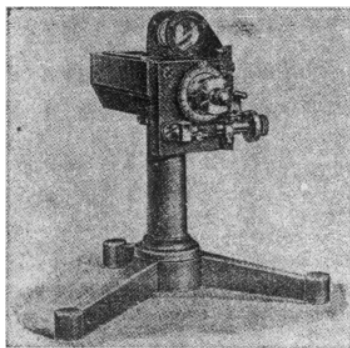
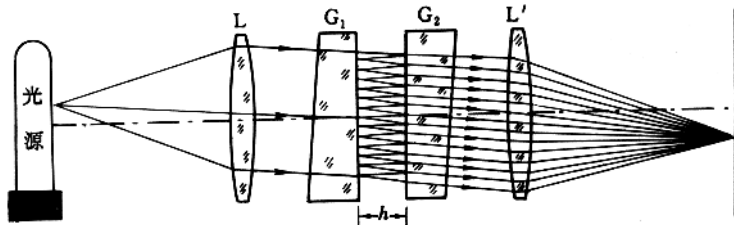


图 4.54 迈克耳孙干涉仪和法布里—珀罗干涉仪条纹的比较



(a) 仪器结构



(b) 光路

图 4.55 法布里-珀罗干涉仪

* 值得关注的两个特点是

(1) 单界面光强反射率 R ,

作为一个重要参数,影响着多光束干涉

光强曲线 $I_T(\delta)$ 的**峰值锐度**。

(2) 相位差 δ 是个宗(变)量

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nh \cos\theta. \quad (nh, \lambda, \theta),$$

于是, a.光源扩展、单色, 则

$\delta(\theta) \rightarrow I_T(\theta)$ 曲线

\Rightarrow 条纹细锐, 用于分辨谱线.

b.光源非单色、平行光照明(θ 单一), 则

$\delta(\lambda) \rightarrow I_T(\lambda)$ 曲线

\Rightarrow 选频效应、选择波长、压缩线宽.

● FP 仪用于分辨超精细光谱



双谱线形成的法布里—珀罗干涉条纹

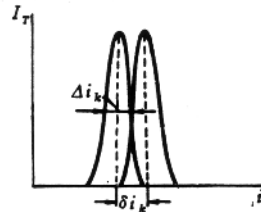
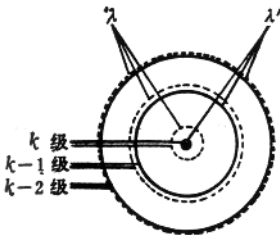


图 4.56 法布里—珀罗干涉仪的色分辨本领 谱线的分辨极限

▲ 强度峰的半值宽度

半值相位宽度

$$\varepsilon \approx \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} ;$$

半值角宽度

$$\Delta\theta_0 \approx \frac{\lambda}{2\pi n h \sin\theta_k} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} ;$$

半值谱线宽度.

$$\Delta\lambda_k \approx \frac{\lambda_k^2}{2\pi n h} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} ;$$

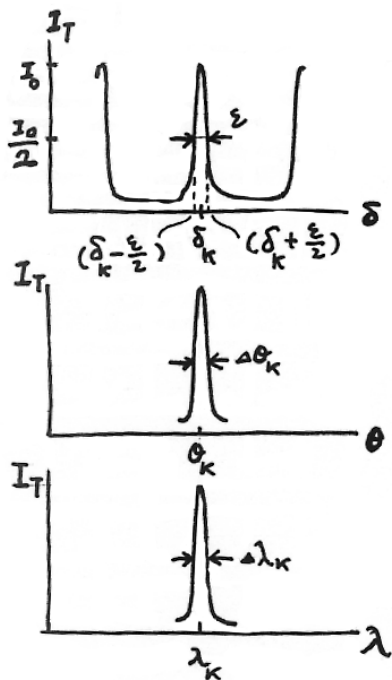


图 4.57

▲ 据瑞利定则、 $\Delta\theta_k$ 公式.

导出波长 λ 附近、可分辨的最小波长间隔

$$\delta\lambda_m \approx \frac{\lambda}{\pi k} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}},$$

$$\text{色分辨本领} \equiv \frac{\lambda}{\delta\lambda_m} = \pi k \frac{1-R}{\sqrt{R}}$$

▲ 典型数据 $\lambda \sim 500\text{nm}$, $h \sim 2\text{cm}$, $R \sim 0.98$,

有 $k = \frac{2nh}{\lambda} \approx 8 \times 10^4$, 高级别, “长程差干涉”.

$$\delta\lambda_m \approx 5 \times 10^{-5} \text{nm}, \quad \lambda/\delta\lambda_m \approx 10^7 .$$

超精细谱结构!

● FP 谐振腔的选频功能

▲ 装置与光谱图

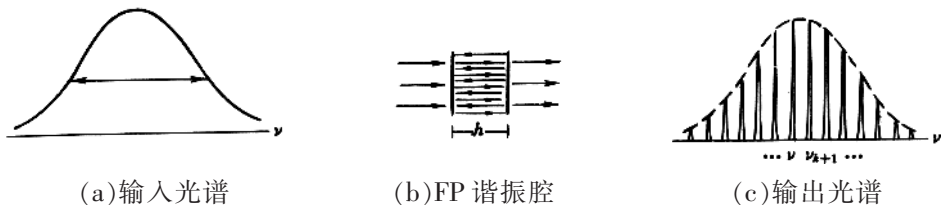


图 4.58

▲ 纵模间隔 (平行光正入射, $\theta=0$)

透射相干极强的**波长条件**,

$$\lambda_k = \frac{2nh}{k},$$

即 **频率条件**为

$$\nu_k = k \frac{c}{2nh}, \quad \text{“等间隔”}$$

$$\nu_k = \nu_{k+1} - \nu_k = \frac{c}{2nh}, \quad \text{“纵模间隔”,}$$

可见, $h \downarrow$, 有 $\Delta\nu \uparrow$,

“短腔长, 频差大”.

▲ 单模线宽

$$\delta\lambda_k \approx \frac{\lambda_k}{\pi k} \frac{1-R}{\sqrt{R}},$$

即

$$\delta\nu_k \approx \frac{\nu_k}{\pi k} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}}.$$

▲ 典型数据

$$h \sim 5\text{cm}, \quad R \sim 0.98,$$

$$\text{有} \quad \Delta\nu \approx 3 \times 10^3 \text{ MHz},$$

$$\delta\nu \approx 20 \text{ MHz},$$

★ 激光器—谐振腔，“有源 FP 腔”。

激光技术中，在激光器外部置放一个短 FP 腔，旨在“提取单模、提高单色性”，此为单模稳频技术之一举措。

● 讨论（参见书 204—205 页）

▲ FP 仪横向尺寸有限引致的误差。

▲ 不考虑相干长度限制的理由。

4.10 激光

- 概述
- 激光器基本结构
- 激活介质的光放大
- 谐振腔的选择性
- 增益和阈值条件
- 激光束的特性
- 激光应用提要
- 激光冷却并约束原子

● 概述

这之前本书已多次提及应用激光束于干涉、衍射系统中,以获得大强度、高相干性的光波前,现在紧接法—珀腔工作原理的学习之后,准备较全面地介绍激光,这是因为谐振腔是激光器的一个基本部分. 本节的重点是以波动光学的眼光阐述激光束的外部特征;而对产生激光的内部机理所涉及量子物理的内容,只作尽可能简单的描述.

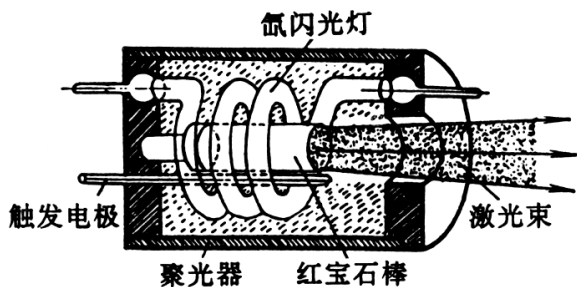
激光一词,意译于一个新单词 LASER,源于短语,Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation—通过辐射的受激发射而产生光放大.激光器是一种新型光源,第一台激光器为红宝石激光器,它诞生于 1960 年夏天,是由美国休斯航空公司实验室的梅曼(T.H.Maiman)所研制,早两年前,1958 年肖洛和汤斯提出了激光器的原理.我们知道,

普通光源有照明用的,比如蜡烛、白炽灯、日光灯、炭弧、高压水银灯、高压氙灯、太阳乃至各种火焰;有光谱术和计量术上采用的,比如钠灯、水银灯、镉灯和氦灯,等等。与上述普通光源相比较,激光器发射出来的激光束具有**高亮度、高定向、高单色性和高相干性**的特点,它一出现就引起科技界的高度重视和人们的普遍兴趣,并且很快在生产和科学技术中得到广泛的应用。在随后的二十多年里,各种激光器的研制和各种激光技术的开发,如雨后春笋般突飞猛进,其形势可以同 20 世纪 50 年代半导体材料的生长和晶体管的诞生以及与之相联系的电子学技术的发展相媲美。

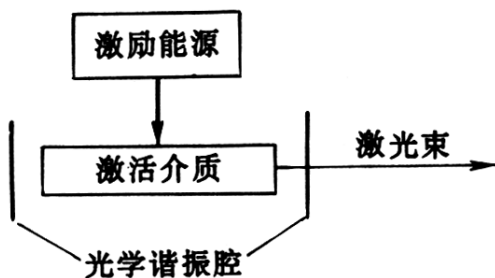
●激光器基本结构

以红宝石激光器为典型,让我们首先了解一台激光器的基本结构,参见图 4.77.红宝石的主要成分是透明的刚玉晶体(Al_2O_3),以 Cr_2O_3 的形式掺入约 0.05%的铬离子,从而成为淡红色.刚玉中的铝原子和氧原子是惰性成分,而铬离子才是激活成分。这些铬离子作为激活粒子均匀分布在基质 Al_2O_3 晶体中,浓度大约 $1.62 \times 10^{19}/\text{cm}^3$,它们替代了晶格中一部分铝离子 Al^{3+} 的位置。与红宝石激光器有关的能级

和光谱特性均来源于 Cr^{3+} 。实验室中生长的红宝石晶体呈圆柱形,切取长约 10cm,直径 1cm 的一段,两个端面精磨抛光,平行度在 $1'$ 以下,其中一个端面镀银而成为一个全反射面,另一个端面半镀银而成为一透射率为 10% 的部分反射面,从此面输出激光束。红宝石激光器的激励能源是



(a) 红宝石激光器



(b) 结构方框图

图 4.59 激光器的基本结构

一螺旋形脉冲氙灯,后来被简化为一直管氙灯,灯内氙气压约 125mmHg。氙灯在绿色和蓝色光谱段有较强的光输出,这正好与红宝石的吸收光谱位置匹配。由氙灯发出的

光照射到红宝石棒的侧面,外辅有一聚光器用以加强照射效果。氙灯通常一次工作几毫秒,输入能量约 1000—2000J,这相当于一个高压脉冲电容器,其电容为 $100\mu\text{F}$,电压为几 kV 所储存的能量。脉冲氙灯将大部分的输入能量耗散为热,只有小部分成为光能量而被红宝石吸收,并转移到 Cr^{3+} 的相应能级上。当由氙灯输入的能量超过激光器工作阈值时,则氙灯每激励一次,就有一束相干光从红宝石棒的那半镀银面射出,其波长为 6943\AA ,谱线宽度小于 0.1\AA 。

同红宝石激光器类似,几乎所有激光器其基本结构均包括三个组成部分如下:

- (1) 工作物质,或称为激活介质,比如这里的红宝石晶体中的 Cr^{3+} ;
- (2) 光学谐振腔,比如这里的由两个平行反射面形成的空间;
- (3) 激励能源,比如这里的脉冲氙灯。

概括地说,产生激光必须具备两个条件,一是光放大,二是选择性,我们将分别阐述前者“光放大”源于激活介质,后者“选择性”凭借于谐振腔。

● 激活介质的光放大(详见 208-210 页)

- (1) 粒子数按能级的统计分布。
- (2) 自发辐射、受激辐射和受激吸收。
- (3) 三个爱因斯坦系数及其关系
- (4) 光放大布居反转的实现

——三能级图示 四能级图示

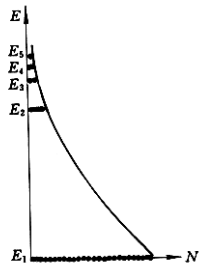


图 4.60 玻尔兹曼正则分布律

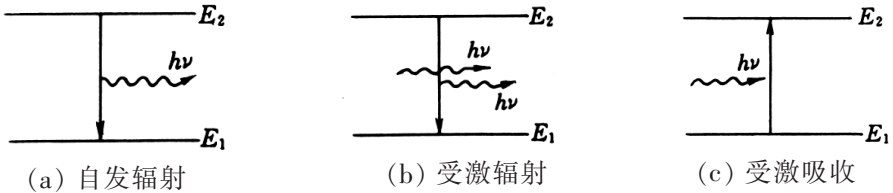


图 4.61 示意自发辐射、受激辐射和受激吸收三种微观过程

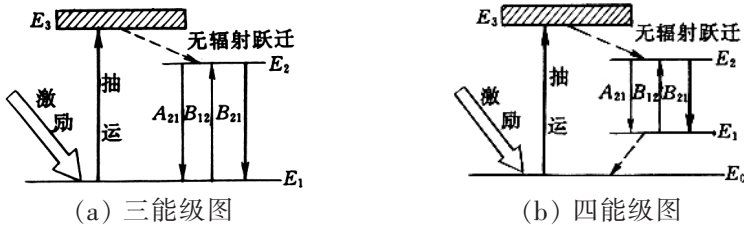


图 4.62 布居反转类型

总之,不论三能级图或四能级图,共同说明一个问题,为了实现介质中粒子数布居反转,必须内有亚稳定,外有激励能源或称其为光抽运(泵浦, optical pumping). 激活介质的作用就是提供一亚稳定。一种激活介质内部,可能同时存在几对特定能级间的反转分布,相应地便可发射几种波长的激光。例如, He-Ne 激光器可以发射 6328\AA , $1.15\mu\text{m}$ 和 $3.39\mu\text{m}$ 的波长, 又例如, 氩离子 Ar^+ 激光器, 能输出很多波长, 其中最强的是 4800\AA 的蓝光和 5145\AA 的绿光, 这两种色光可以被选择为彩色显示技术中的基色。

● 光学谐振腔的选择性(详见书 211-212 页)

- (1) 光学谐振腔.
- (2) 方向选择性.
- (3) 频率选择性 谱线宽度

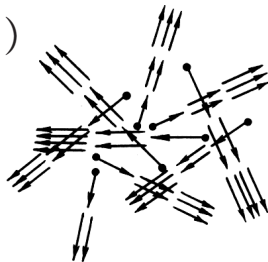


图 4.63 无谐振腔时激活介质中光放大的随机性

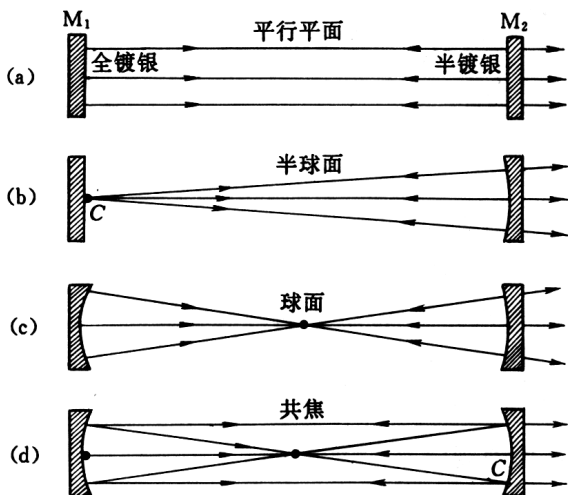


图 4.64 谐振腔的四种基本型式

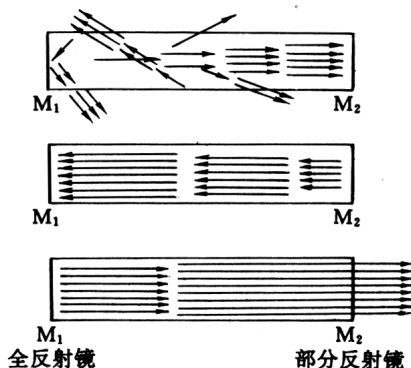


图 4.65 平面谐振腔对光束方向的选择性

综上所述,光学谐振腔和激活介质均影响着激光束的单色性,其单模线宽 $\Delta\nu_k$ 之所以很窄,这首先是由于谐振腔的选择性。从这个意义上说,激光束的高单色性来源于谐振腔的作用。与此相关的一点值得说明,内有激活介质的谐振腔被称为有源谐振腔,以区别于无源的法—珀腔。单模线宽在有源谐振腔中将变得更窄,这是因为激活介质具有光放大功能,它使干涉效应中占优的频率成分得以更优越地放大,从而使得输出光强的谱函数曲线变得更为尖锐。

● 增益阈值条件(详见书 213、214 页)

有了激活介质的光放大,又有了谐振腔对光束方向和频率的选择性,还不能保证有激光输出. 这是因为光束在谐振腔内部来回往返的过程中,其光强变化受到两个对立因素的制约:一是**激活介质中光的增益(gain)**,它使传播于介质中的光强逐渐变大;另一个是**腔面上光的耗散(dissipation)**,这包括光在腔面上的衍射、吸收以及透射等,它们集中地体现于腔面光强反射率 R_1 和 R_2 均小于 1, 它使光强经腔面反射而下降. 所以,要使光强在谐振腔往返一周过程中得以加强,就必须使增益大于耗散.

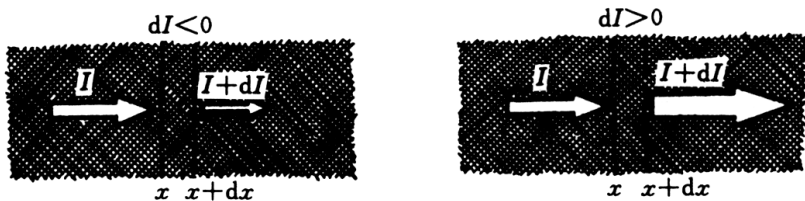


图 4.66 通常介质中的光吸收(a)与激活介质中的光放大(b)

● 激光束的特性

综上所述,由于激光器的工作原理基本上区别于普通光源,使其输出的激光束(laser beam),具有若干优异的特性,兹概括如下.

(1) **高定向和高亮度**. 由于谐振腔对光束方向具有极强的选择性,致使从腔面输出的光束仅限于一很窄的角范围,尤其对于平面谐振腔所输出的激光束,其方向性特别好. 激光束的这一高定向的特性,带来两个令人十分喜爱的效果,一是其腔面作为一面光源,它的亮度很高,二是被高定向激光束照射处光照度很大,亦即光功率密度(W/cm^2)很高. 例如,经计算得知,一个仅 10mW 的 He-Ne 激光器,其腔面面积 $\Delta S \sim \text{mm}^2$ 量级,其光束发射角 $\Delta\theta \approx 1' \approx 3 \times 10^{-4}\text{rad}$,这导致其发光亮度为太阳亮度的 10^3 倍以上.

(2) **高度单色性**. 激光束的能量在频谱分布上也是高度集中的,即它的谱线宽度很窄,或者说它的单色性很好,时间相干性很好,这同样系谐振腔的功劳. 在普通光源中,单色性最好的要算是作为长度自然基准的氪灯谱线 6058\AA ,其谱线宽度为 $4.7 \times 10^{-2}\text{\AA}$. 在激光中单色性最好的当推气体类型激光器所产生的激光,例如,He-Ne 激光器发射的 6328\AA 谱线,其线宽只有 10^{-8}\AA . 不过,诚如前述,激光束如此高的单色性是体现在单模上. 若不施加单模稳频技术,那么多个离散频率的并存也就埋没了其中单模的高度单色性.

(3) **高度空间相干性**。表观上看,激光器的腔面是一个面光源,由此发出激光,其实,它与普通光源的发光表面有着本质上的区别。对于后者比如日光灯、钠光灯、太阳光盘等,其表面每一点均是独立的实在的发光中心,且彼此无确定的相位关联。因此,在它们共同照明的空间中其光场是非相干的,其中双孔或双缝(S_1, S_2)是不能产生干涉条纹的;若要求出现干涉条纹,就必须在其间安插一小孔或一单缝 S ,以限制光源的线度,使(S_1, S_2)处于一个部分相干场中。然而,对于激光器发射的激光束,其照明的光场是相干的,它可以直接照射(S_1, S_2)而生成干涉条纹。这就是激光束具有高度空间相干性的基本图象,参见图 4.67。

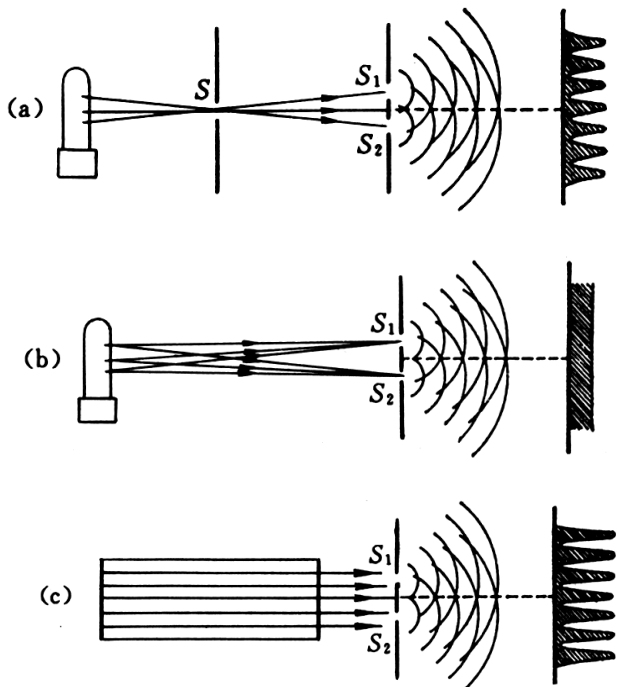


图 4.67 激光束有很好的空间相干性(与普通光源相比较)

简言之,激光束横向波前上的两点是相干的,如同一点源发射的球面波或一准直系统产生的平面波——它们波前上的两点是完全相干的,即使激光器腔面的尺寸看起来可能比一支钠光灯发光区表面积还要大,那也是如此。这样看来,与其说腔面是一个发光表面,毋宁说腔面是激光束的一个波前,其上每一点均有确定的射线方向,彼此间有确定的相位关联;腔面外部和内部构成了一个统一和谐的光场,故称激光器发射的是——激光“束”,这一说法是十分贴切的。当然,激光束是一相干光束的这一外部特性,来自激光产生的内部机理——激活介质的光放大和谐振腔的选择性,使某一特定方向、特定频率的光讯号在内部往返传输过程中得以不断激励和强化,而使粒子体系个别发光的自发性和独立性得以抑制。

● 激光应用提要

激光束的基本特性可以概括为高定向性、高单色性和高相干性,其应用的价值均源于这些特性,其应用的广泛性至今几乎遍及所有技术领域。在激光通讯、激光测距、激光准直、激光雷达、激光切削、激光手术、激光武器、激光显微光谱仪,以及激光受控热核反应等方面的应用,主要是利用了激光束的高定向性及相联系的大强度;在激光全息、激光干涉、激光测长和激光流速计等方面的应用,主要是利用了激光束的高单色性和高相干性;而在非线性光学领域,既利用了激光作为一种强光束又利用了激光作为一种相干光束的优点。

● 激光冷却并约束原子(详见书 215、216 页)

激光冷却的基本原理是,当一激光束照射迎面而来的原子时,只要光频合适,这光子就被原子共振吸收,其动量便转化为反冲量作用于原子而使其减速;同时存在的原子自发辐射,其方向是随机的即各向同性的,故这一过程招致的反冲量其宏观平均效果为零,而共振吸收导致的反冲量是定向的,如此一次次反冲所累积的效果,便可极大地减少原子的热运动速率,这等效于降低了原子体系的温度。

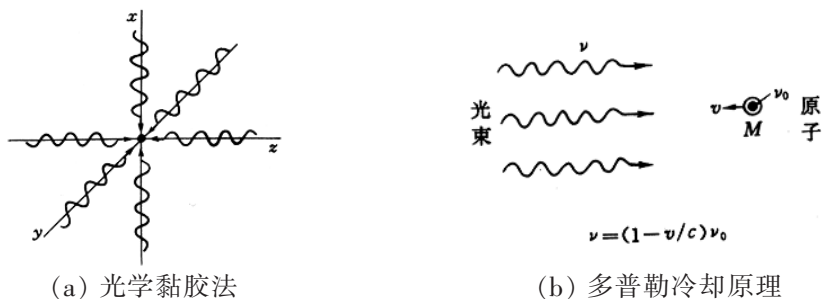


图 4.68 激光冷却并约束原子

如果原子在极低温度下冷却,它会突然降到更低温度,这时原子聚在一起,能量达到最低,凝结成一种既非液体又非固体的新物态,被称为玻色-爱因斯坦凝聚态(Bose-Einstein Condensation, 简写为 BEC),这是 1924 年印度物理学家玻色和爱因斯坦合作研究作出的一个理论预言。长期以来物理学家渴望能找到这一新物态。直至 1995 年,利用激光冷却并约束原子技术,有 3 个研究小组相继报导了铷(Rb)、锂(Li)和钠(Na)原子系统中发现了 BEC。这是一项重大发现或实现,因之他们获得了 2001 年度诺贝尔物理学奖——他们令原子齐声歌唱,因之发现了一种新的物质状态。处于 BEC 中的大量原子具有了同一禀性,有了统一的波长、频率和相位,一起同步振荡,颇像激光那样,故人们也称 BEC 是一种原子激光。

4.11 强度相关实验 中子束干涉实验

●强度相关实验(参见书 217-218 页)

先前在分析光波叠加的相干条件时,我们曾强调过从微观上看,光源的发光是断断续续的,其在空间展开的波列是一段段,有限长的,它们之间的相位关系、振幅关系和偏振关系是无规的、随机的,因之它们曾被称为**相位随机波、振幅随机波和偏振随机波**.不过,在这之前我们介绍过的所有传统干涉仪,均是针对其中的相位随机性而设计的,对干涉场性质的分析均基于光程差、相位差的考量,因之这类传统干涉仪可称之为**相位型干涉仪**。

1956年,R.Hanbury-Brown 和 R.Q.Twiss 在实验上设计了一种新型干涉仪,用以检测两束光的强度随机性及其相关程度,而撇开两束光的相位随机性及其相关程度的关注,这被之为 HBT 相关实验。HBT 相关实验装置如图 4.71

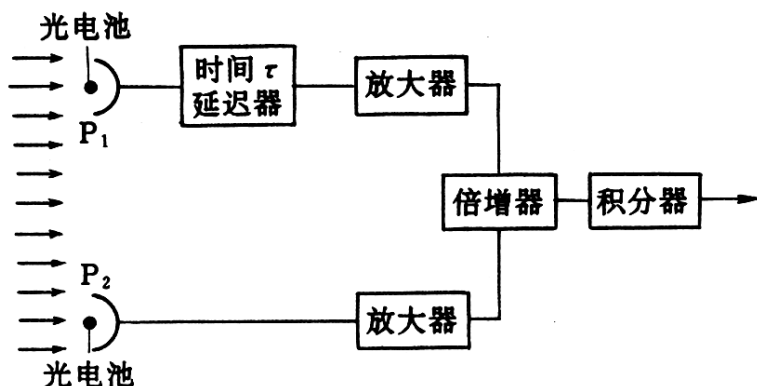


图 4.69 HBT 光场相关实验原理图

所示,放置两个反射镜使之面向一宽光束,它也许来自远方一星体;它接收到该波前上的两个窄光束,经镜面被会聚到光电接收器 P_1 和 P_2 ; 这两路光电信号分别通过两个放大器,而共同输入一相关器作积分运算,最后输出一相关讯号;值得注意的是,在光电信号传输的一支路上设有一个可调时间延迟器(τ),旨在让一路随机强度与另一路不同时刻的随机强度汇合一起作积分运算,这是相关函数定义所要求的,从而输出两路随机光强间的相关程度。

HBT光场强度相关技术也可直接应用于实验室,用以测量光源发射光场的相干性,比如将激光器发射的一光束“一分为二”,通过若干个适当安排的反射镜,汇合于一积分器实现两路光强的相关运算,其中一路所需要的时间延迟器也可以用一个移动反射镜来代替,从输出的相关函数 $\gamma_{12}(\Delta L)$ 或 $\gamma_{12}(\tau)$ 中可以探测出光束的相关性。

总之,HBT光场相关实验创立了一种区别于传统干涉仪的新型强度干涉术,它开辟了一条将光电技术和计算技术结合起来用以探测光场相干性的新途径,它为统计光学乃至所有研究随机量之关系的学科提供了一个得力的实验支持。

● 中子束干涉实验(参见书 218-220 页)

图 4.70 是中子束干涉实验的一个原理图。一束热中子其波长约为 \AA 量级, 经由晶体制成的分束器 A, B 和 D, 被分为两束再汇合于 C 点而发生相干叠加; 一探测器置于 C 点接收并显示中子束相干强度。晶体分束器由大面积、无位错的单晶硅制成的, 其面积约为 $8\text{cm}\times 5\text{cm}$ 。实验上发现,

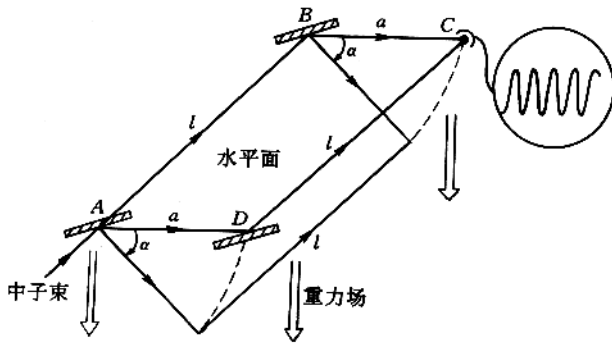


图 4.70 中子束干涉实验示意图

在这回路 ABCD 绕 AB 轴转动过程中, 探测到中子束强度竟出现极大、极小, 有若干个周期性讯号。

基于微观粒子的量子物理学理论, 考量到中子的波粒二象性及其在重力场中的势能和动能的转化, 便可以成功地解释上述使人耳目一新的中子干涉实验现象, 并能估算出该回路平面自水平转至铅直过程中所出现的讯号周期的个数。

其结果是,当中子束回路平面从水平开始,转过 α 角的过程中,中子干涉强度讯号出现的周期数目为

$$N = \frac{m^2 g \lambda_0 S}{h^2} \sin \alpha$$

其中, m —中子质量, g —重力加速度, λ_0 —热中子波长, S —回路面积, h —普朗克常数。

中子干涉实验现象是一种**宏观尺度上的量子干涉效应**,使原本存在于微观世界纳米尺度上的量子效应,在日常宏观厘米尺度上显示出来;其理论意义还在于,它证实了经典的重力势即牛顿势 mgh ,必须而且可以包含在像中子这类微观粒子的运动方程即薛定谔方程之中,此牛顿势对中子波函数的相位影响与其他势的效果完全一样。