第 1 章

光 的 干 涉

光纤干涉技术是基于光纤介质的一个光学干涉技术分支，因此它遵从光学干涉的一般规律，又因光纤这一特殊波导介质而产生了许多独特的现象、理论和应用技术。本章主要讨论光的干涉过程，包括产生干涉现象对光源的要求，干涉现象的规律和用途。首先讨论双光束干涉的一些基本规律。例如，如何由光程差来确定干涉场的分布、干涉条纹的特性等。在此基础上，接着讨论两种典型的分振幅干涉——等倾干涉和等厚干涉，讨论其干涉场的光强分布和有关的应用；光场的相干性；双光束干涉和多光束干涉的特点（迈克耳孙干涉仪，法布里-珀罗干涉仪）。光程的计算、光场的相干性以及多光束干涉的特性，也是本章的重点。

1.1 光波的叠加

1.1.1 概述

光波的叠加遵循以下规律：在非叠加区光波各自按自己的传播规律向前传播，如图 1-1 中画斜线区域；在叠加区光波的传播因两光波特征参量的差别而不同。

光波的特征参量有振幅、相位、偏振（由光矢量方向确定）和波长。按两光波特征参量之间的差别，光波的叠加有以下几种情况。

（1）光矢量方向和波长相同（但振幅和相位不同）的叠加。单色光的干涉、衍射等属于这一类叠加。

（2）光矢量方向相同，波长、振幅、相位均不相同的叠加。白光干涉、光脉冲、

光调制等属于这一类。

(3) 波长相同，但光矢量方向、振幅、相位均不相同的叠加。光矢量方向相近时，可近似为干涉、衍射。光矢量方向相互垂直时，则属于偏振光干涉。

1.1.2 获得相干光的方法

在实验室中为了演示双光束的干涉现象，一个最简单的办法就是让一束激光通过两个窄缝(通常称为狭缝或两个小圆孔)，则在缝后的白色屏幕上就会出现一个典型的双缝干涉图像——间距相等的明暗交替的条纹。如图 1-1 所示，图(a)是实验装置，图(b)是干涉条纹。图中 S_1、S_2 是两个细长的窄缝。在一张废底片上用刀片刻出两条刻痕即得到窄缝，两刻痕间的距离无严格要求，1 mm 左右即可。双缝的作用是产生两束相干光，这两束相干光的叠加处就形成干涉条纹。

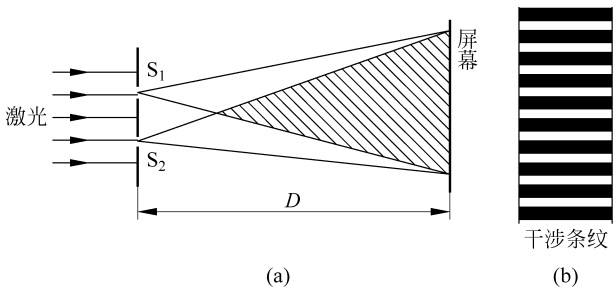

图 1-1 光的双缝干涉

可是，两个独立的光源发出的光波叠加后，却只有强度的相加，并无明暗的条纹。例如两支日光灯同时照亮某处时，只见其强度增加(仍为均匀光)，却无明暗条纹出现。原因是两支独立的日光灯并不是相干光源。至于为什么不相干，则需了解一些光源发光的性质。

所谓双光束干涉是指两束光相遇以后所产生的一种现象：在两光波的叠加区，光强将会重新分布，经常会出现明暗相间、稳定的干涉条纹。所谓干涉条纹的稳定是指在一定的时间间隔内(通常这时间间隔要大大超过光探测器的响应时间。例如，人眼的视觉暂留时间、底片的曝光时间、光电管的响应时间等)，光强的空间分布不随时间改变。这种强度分布是否稳定，是目前我们区别相干和不相干的主要标志。

从光源发光的本性可知，一个光源包含许多个发光的原子、分子，每个原子、分子都是一个发光中心(一个小的点光源)。而我们看见的每一束光都是从大量原子(发光中心)发射并会集出来的。另外，单个原子的发光并非无休无止。其发光动作每次只能持续短暂的时间，这个时间很短(经实验证明发光时间小于 10^{-8} s)，因

而原子发光每次只能产生有限的一段空间波列。普通光源的发光方式，主要是自发辐射，各原子都是一个独立的发光中心，各原子的发光动作杂乱无章，彼此无关。因而同一原子先后产生的各个波列之间，以及不同原子产生的各个波列之间，都没有固定的位相关系。这样的光波叠加的结果，当然不会有干涉现象产生。因为在某一时刻，其叠加的结果可能是加强。而在另一时刻，由于初相位的改变，其叠加的结果就可能是减弱。在 1 s 内，这种强弱的变化可能在 10^8 次以上。这样，总的效果是干涉项的时间平均值为零：

$$\frac{1}{\tau}\int_0^{\tau}\sqrt{I_1 I_2}\cos\delta\,\mathrm{d}t=0$$

由此可见，不仅从两个普通光源发出的光不会产生干涉，而且即使是同一光源的两个不同部分发出的光也不相干。因此普通光源是一种非相干光源。

20 世纪 60 年代出现一种新型光源——激光器，其发光的主要特点是：原子的发光方式主要是受激发射，即各发光原子的动作和步调是有秩序、有规则、彼此协调的。因而同一原子先后发射的各波列之间，以及空间上不同原子发射的各波列之间都具有确定的相位关系。因此，激光有很好的相干性，所以激光器是一种相干光源。

由上述讨论可知，要获得稳定的干涉条纹，对光源有下列要求：①两光波频率相同；②两光波在相遇处光矢量方向相同；③两光波在相遇处有固定不变的相位差。对于光的干涉，由于光源发光的特点，最关键的是要满足第③条要求。因此，在光学中获得相干光源的唯一办法就是把一个波列的光分成两束或几束波，然后再令其重合而产生稳定的干涉效应。除此以外，别无他法。用一分为二的办法就能使两光波的初相差保持恒定的原因，从双缝干涉的装置即可明了。在图 1-1 中，设 S_1 和 S_2 两缝是由来自 S_0 点的光波所照明，这光波被双缝分成两部分，因此从 S_1 和 S_2 发出的两列波是来自同一波列，其初相差由程差 $\Delta_0=S_0S_2-S_0S_1$ 决定，与波列本身的初相位无关。因此，不论此波列的初相位怎样随时间在千变万化，从 S_1、S_2 发出的两光波其初相差却丝毫不变。所以利用这“一分为二”的办法，可解决光源初相位不稳定的问题。上述三点是产生干涉现象的必要条件，而为了获得一定质量的干涉条纹（即条纹对比度可供目视观察或测量），则需再满足以下两个充分条件：①参加干涉的诸光波，在光波叠加处其振幅（或光强）相近；②参加干涉的两光波到达叠加处的时间差远小于光源的相干时间，或光程差即折射率和几何路程差的乘积，远小于光源的相干长度。对此将在“光的相干性”一节再作说明。

获得相干光的办法一般有两类：分振幅干涉和分波面干涉。利用透明薄板的第一表面和第二表面对入射光波的依次反射，将入射光的振幅分解为若干部分，由这些部分的光波相遇所产生的干涉，称为分振幅干涉，这是一种常用的产生干涉的方法。油膜和肥皂泡的彩色就是这一类干涉的结果。所谓分波面干涉就是把一个波列的波面分成两部分或几部分，由每一部分发出的波再相遇时，必然是相干的。

上面介绍过的双缝干涉就是一个早期的分波面干涉。一个波列的波阵面被两个狭缝 S_1 和 S_2 分为两部分，这两部分就成为两个相干光源。

1.1.3 两平面光波的叠加

设两同频率、同振动方向的光波 $u_1=a_1e^{i\phi_1}$ 和 $u_2=a_2e^{i\phi_2}$ 在空间叠加，则叠加处任一点 P 的光振动是两列波在该点引起的振动叠加的结果，两波叠加后的光强为

$$\begin{aligned} I &= u\times u^* = (a_1e^{i\phi_1}+a_2e^{i\phi_2})(a_1e^{-i\phi_1}+a_2e^{-i\phi_2}) \\ &= a_1^2+a_2^2+2a_1a_2\cos(\phi_1-\phi_2) \end{aligned}$$

或

$$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos\delta \tag{1-1}$$

式中，$I_1=a_1^2$，$I_2=a_2^2$ 分别为两光波在 P 点处的光强（略去一常数因子）；$\delta=\phi_1-\phi_2$ 是两光波在 P 点的相位差。式(1-1)表明，两束光叠加后的总强度并不等于这两列波的强度和，即 $I\neq I_1+I_2$，而是多出一交叉项。它反映了两束光的干涉效应，通常称为干涉项，用 J_{12} 代表：

$$J_{12}=2\sqrt{I_1I_2}\cos\delta \tag{1-2}$$

因此两波叠加要产生干涉效应，必须满足 $J_{12}\neq 0$，干涉项 J_{12} 和相位差 δ 有关，所以它的数值因 P 点的位置而异，并且可正可负。$J_{12}>0$ 时，$I>I_1+I_2$，是干涉加强；$J_{12}<0$ 时，$I<I_1+I_2$，是干涉减弱，显然 $\delta=0,\pm 2\pi,\pm 4\pi,\cdots$ 时，干涉强度最大（干涉极大）：

$$I_{max}=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}$$

而 $\delta=\pm\pi,\pm 3\pi,\pm 5\pi,\cdots$ 时，干涉强度最小（干涉极小）：

$$I_{min}=I_1+I_2-2\sqrt{I_1I_2}$$

当 $I_1=I_2$ 时，式(1-1)变成

$$I=4I_1\cos^2(\delta/2) \tag{1-3}$$

这时，$I_{max}=4I_1$，$I_{min}=0$。图 1-2 画出了式(1-3)的函数曲线。

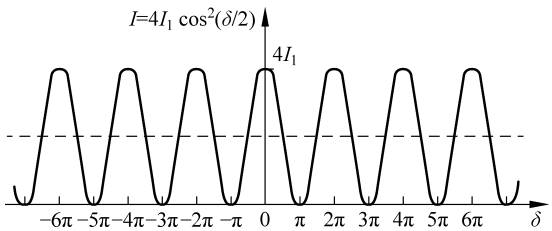

图 1-2 等光强双光束干涉的光强分布

1.2　分振幅的双光束干涉

1.2.1　等倾干涉

1. 计算光程差的公式

为研究分振幅干涉中光程差变化的规律，先讨论平行平板的干涉现象。

设有一均匀透明的平行平板，厚度为 h，折射率为 n。现有波长为 λ 的单色光入射于平板的上表面，入射角为 θ_0，经上、下两表面反射后的反射光束 $1'$ 和 $2'$，如图 1-3 所示。显见，这两束反射光 $1'$ 和 $2'$ 是相干光，因为都是从同一束入射光中分出来的。由于已假定平板上、下两表面相互平行，因此 $1'$、$2'$ 两束反射光也相互平行，所以这两束相干光只有在无穷远处才能相交，亦即干涉发生在无穷远处。为此需要用一个凸透镜 L 把干涉条纹移到近处（移到 L 的焦平面上），以便观察和测量。所以平行平板的干涉条纹出现在无穷远处，是一种定域干涉。

求 P 点的光强，实质上就是要计算 $1'$、$2'$ 两反射光到达 P 点时的相位差。两光束从 A 点分开时无相位差。在从 DC 到 P 之间的这段路程中，两光束之间也不会有相位差产生（因理想透镜对这两束光不产生附加程差）。如图 1-3 所示，$CD \perp AD$。所以 $1'$、$2'$ 两束光的相位差只来源于 AD 和 ABC 这两段路程之间的光程差。若平板置于折射率为 n_0 的介质中，则两光束间的光程差为

$$\Delta = 2nAB - n_0 AD = \frac{2h}{\cos\theta}(n - n_0 \sin\theta \sin\theta_0)$$

再利用折射定律并化简，可得

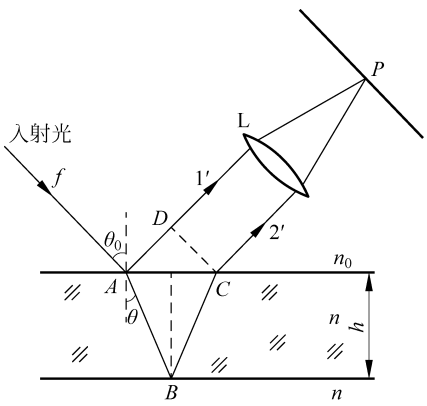

图 1-3　平行平板干涉光路图

$$\Delta = 2nh\cos\theta = 2h\sqrt{n^2 - n_0^2\sin^2\theta_0} \tag{1-4}$$

式中，h 是平板厚度；n 是平板的折射率；n_0 是周围介质的折射率；θ_0 是入射角；θ 是折射角。式(1-4)是讨论平板干涉最基本的公式。

由上述结果可知以下规律。

(1) 平板的干涉效应，主要由两光波的光程差 Δ 决定，Δ 值由式(1-4)求出。

(2) 平板干涉的条纹主要由三个因素决定：板的折射率 n，厚度 h，以及光束的入射角 θ_0。若板的折射率 n 是常数(即均匀平板)，则只由 h 和 θ_0 两个量控制条纹的变化。因此，为讨论方便，又把平板干涉分成两类：一类是 θ_0 固定(入射角不变)，h 变(各点板厚不同)，这时每个干涉条纹对应的是板厚度相同点的轨迹，故这一类干涉称为等厚干涉；另一类是板厚不变(板上各点 h 相同)，改变入射角 θ_0，这时每个干涉条纹对应的则是由同一个倾角(入射角)的入射光干涉的结果，故称为等倾干涉。

另外，在层状介质(多层膜)的干涉中，折射率也是控制干涉效应的一个重要因素。

(3) 在这类干涉中要注意附加程差的问题。虽然折射光与入射光之间永无相位突变，但反射光与入射光之间却经常有相位突变发生。因此，对于反射光就要考虑由相位突变而引起的附加光程。对于具体问题要利用菲涅耳公式进行讨论。但对于常见的小角度入射或掠入射的干涉问题，则可用下列规则：反射光在从折射率大的介质(光密介质)入射到折射率小的介质(光疏介质)界面上反射时，有 $\lambda/2$ 的附加光程。反之，从折射率小的介质入射到折射率大的介质界面上反射时，无附加光程。或者，如果平板是浸在同一均匀介质中，例如浸在空气或水中，则从平板上、下两表面反射的两束光之间永远有 $\lambda/2$ 的附加光程差(与入射角无关)。在具体装置中，两光束之间若有附加的光程差，则光程差公式(1-4)应改为

$$\Delta' = 2nh\cos\theta \pm \lambda/2 \tag{1-5}$$

(4) 条纹光强的分布由下式确定：

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

因此，条纹光强分布由光程差 Δ 唯一确定。没有附加光程差时有

$$\Delta = 2nh\cos\theta = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \cdots) \tag{1-6}$$

此时，干涉光强为极大；

$$\Delta = 2nh\cos\theta = m\lambda \quad \left(m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \cdots\right) \tag{1-7}$$

此时，干涉光强为极小。

在有附加光程差时，则应为

$$\Delta = 2nh\cos\theta \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \cdots)$$

此时，干涉光强为极大；

$$\Delta = 2nh\cos\theta \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad \left(m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \cdots\right)$$

此时，干涉光强为极小。

2. 观察等倾干涉的实验装置

等倾干涉是指薄膜（一般板的厚度很小时，均称为薄膜）厚度处处相同，而光束以各种角度入射时所产生的一组干涉条纹。因此，要获得等倾条纹，关键是两条：一是要有厚度不变的均匀薄膜（或厚度不变的空气层），二是光源的光束要以不同的角度入射于薄膜。观察等倾干涉的光路图如图 1-4 所示。S 为一扩展光源，它发出的光经过半反射镜 M 后以各种角度入射于平行平板的上、下表面 M_1 和 M_2。板的厚度为 h，折射率为 n，板外的折射率为 n_0。入射光经平板上、下表面反射后再由透镜 L 聚焦于其焦平面上，等倾干涉条纹就在此焦平面上形成。等倾干涉条纹是圆形（在垂直于薄膜的方向观察），这圆条纹的形成过程如下所述。设光源发出的某一束光 S_0 以角度 θ_1 入射于薄膜表面。经膜上、下表面反射后产生两束相互平行的反射光 R_1 和 R_2，这两束光在 L 的焦平面上 P 点相交产生干涉，干涉的效应由其光程差决定。若光源中一束光 S_0' 也以同一角度 θ_1 入射于薄膜表面，则其两反射光 R_1' 和 R_2' 必与 R_1 和 R_2 平行，经透镜 L 后仍然是交于 P 点产生干涉。由于 R_1' 和 R_2' 之间的光程差与 R_1 和 R_2 之间的光程差相等，其在 P 点的干涉效应也必然一样。所以只要入射角相等，其两反射光的光程差也就相等，它在焦平面上的会合点也就属于同一个干涉级次。另外，由实验装置显见，凡是以透镜 L 的光轴 OO' 为轴，以入射角 θ_1 为圆锥半顶角的圆锥母线上的光束，经平板反射后的相干光，都会聚在焦平面上以 O 为圆心、OP 为半径的一个圆周上，也就是同一干涉级次的条纹是一个圆。由于光源为扩展光源，它在一定大小的面积上发光，因此在焦平面上就形成一套干涉圆环。由此实验装置可见：干涉条纹的形成是 θ_1（入射角）变，h（膜厚度）不变。所以同一条纹代表同一倾角（入射角或折射角）。等倾条纹在无穷远处形成，即条纹定域于无

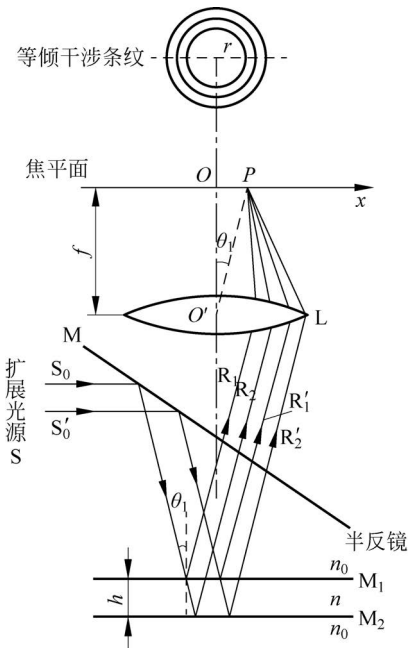

图 1-4　等倾干涉光路图

穷远。

3. 等倾条纹的性质

1）中央条纹

因为中央条纹就是干涉条纹的中心点 O，它是由入射角 $\theta_1=0$（当然有 $\theta=0$）的光线干涉而成。所以由程差公式可得，m_0 的表达式为

$$m_0=\frac{\Delta_0}{\lambda}=\frac{2nh}{\lambda}+\frac{1}{2} \tag{1-8}$$

式中，m_0 是中央条纹的干涉级次。在实际的干涉装置中 m_0 往往是一个很大的数。例如，当用 $h=1$ mm 厚的平玻璃片（$n=1.50$）产生等倾圆环时，对于 $\lambda=0.5$ μm 的绿光，其中央亮环的级次是

$$m_0=\frac{2\times1.50\times1(\mathrm{mm})}{0.5\times10^{-3}(\mathrm{mm})}+\frac{1}{2}\approx6000$$

由等倾干涉的光程差公式(1-6)可见，当入射角 θ_1 增大时（折射角 θ 亦随之增大），$\cos\theta$ 的值却是减小，因而光程差也相应地减小。所以光线垂直入射时，光程差最大，干涉级次最高。因此等倾干涉环越向边缘，干涉级次越低，这是等倾干涉的一个特点。在测量上为方便起见，往往将最靠中心的环记作第 1 环，向边缘依次记为第 2，3，…，N 环。这种人为的标记环号 N 和干涉环本身的干涉级次 m 之间的对应关系如下：

干涉级次	$m_0,m_1,m_1-1,m_1-2,\cdots,m_N$			
条纹标号	1，	2，	3，	…，N

由此可见，它们之间的关系是

$$m_N+N=m_1+1$$

式中，m_1 是最靠中心的第一个环的干涉级次，再把该式代入光程差公式(1-5)，并经化简即可找出 N 和诸参量之间的关系。因为

$$\Delta_N=2nh\cos\theta+\frac{1}{2}\lambda=m_N\lambda=(m_1+1-N)\lambda$$

又一般干涉装置中均有 $\theta\approx0$，因此，

$$\cos\theta\approx1-\frac{1}{2}\theta^2$$

再利用

$$2nh+\frac{1}{2}\lambda=m_0\lambda=(m_1+\varepsilon)\lambda$$

式中，$m_1=m_0-\varepsilon$，这里 $\varepsilon<1$，ε 是中央条纹干涉级次的小数部分，因为中央条纹的级次不一定是整数。则可得 Δ_N 的表示式并化简，可得

$$\Delta_N = \sqrt{\frac{\lambda}{nh}} \cdot \sqrt{(N-1)+\varepsilon} \tag{1-9}$$

再利用小角度下的折射定律：$n_0\theta_0 = n\theta$，

$$\theta_{0N} = \frac{1}{n_0}\sqrt{\frac{n\lambda}{h}} \cdot \sqrt{(N-1)+\varepsilon} \tag{1-10}$$

式中，θ_{0N} 是相应于第 N 环的光束的入射角；λ 是入射光波长；n 是膜的折射率；n_0 是膜周围介质的折射率；h 是膜的厚度。

2）条纹的半径和间距

由图 1-4 等倾干涉的实验装置可见，干涉圆环的半径 r_N 由透镜 L 的焦距 f 和干涉环对透镜中心的张角 α_N 决定：

$$r_N = f\tan\alpha_N$$

α_N 又称条纹的角半径，一般其值都很小，故有

$$r_N \approx f \cdot \alpha_N$$

显见：$\alpha_N = \theta_0$。把式(1-10)代入则得条纹角半径为

$$\alpha_N = \frac{1}{n_0}\sqrt{\frac{n\lambda}{h}} \cdot \sqrt{(N-1)+\varepsilon} \tag{1-11}$$

条纹半径为

$$r_N = f \cdot \frac{1}{n_0}\sqrt{\frac{n\lambda}{h}} \cdot \sqrt{(N-1)+\varepsilon} \tag{1-12}$$

再由 $r_{N+1}^2 - r_N^2 = \frac{f^2}{n_0^2} \cdot \frac{n\lambda}{h}$，可求出条纹间距 e_N 的表达式。因为

$$e_N = r_{N+1} - r_N = \frac{f^2}{n_0^2} \cdot \frac{n\lambda}{h} \cdot \frac{1}{r_{N+1} + r_N}$$

又

$$r_{N+1} + r_N \approx 2r_N = \frac{2f}{n_0}\sqrt{\frac{n\lambda}{h}} \cdot \sqrt{(N-1)+\varepsilon}$$

所以

$$e_N = \frac{f}{2n_0} \cdot \sqrt{\frac{n\lambda}{h(N-1+\varepsilon)}} \tag{1-13}$$

由此可见，越向边缘（N 增加），条纹越密。

1.2.2　平行平板的多光束干涉

在平行平板的干涉中(1.2.1 节)，我们只讨论了从平板上、下两表面反射的两束光叠加后所产生的双光束干涉现象。实际上，由于上下两表面多次反射和折射

的结果，其反射和透射光的数目远非两束。又因是平行平板，故诸反射波均相互平行，诸透射波也相互平行。当反射率很低时，例如，对于 $n=1.52$ 的玻璃平板，放在空气中，其上下界面的反射率均为 4%，这时只有最前面两束反射光强度相近，能产生可见度较好的干涉条纹。以后各反射光强度急剧下降，透射光也一样，故其干涉效应可忽略。反之，当反射率很高时，这种忽略就不能允许。例如，当用两面镀有高反射膜的平板玻璃时，如其两面反射率均为 90%。则每束透射光的强度就很相近，这时每束光对干涉效应都有贡献，不能忽略。这种由多束相干光叠加而产生的效应称为多光束干涉。

1. 多光束干涉的强度分布

如图 1-5 所示，设 $E^{(i)}$ 为入射平面波电矢量的复振幅，并假定入射波是线偏振波，电矢量平行于入射面或垂直于入射面，则由图 1-5 可见，每相邻两反射光或透射光之间的光程差为

$$\Delta = 2nh\cos\theta_t \tag{1-14}$$

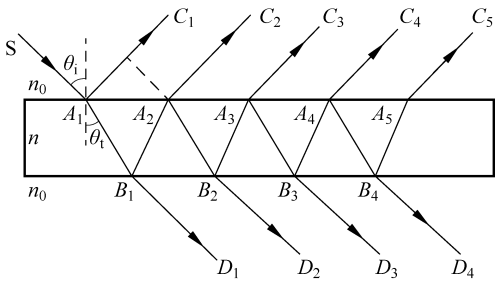

图 1-5　多束相干光的获得

而由光程差引起的相位差则为

$$\delta = k \cdot \Delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} nh\cos\theta_t \tag{1-15}$$

式中，h 是板的厚度；λ_0 是真空中波长；n 是平板材料的折射率（设板放在空气中）；θ_t 是光线的折射角。又设上、下两表面的透射振幅比，亦称透射系数（透射光振幅与入射光振幅之比）和反射振幅比，亦称反射系数（反射光振幅与入射光振幅之比）：光束自介质进入平板时，透射振幅比为 t，反射振幅比为 r；光束从平板进入介质时，则为 t' 和 r'，如图 1-6 所示。有了这几个系数后，就可立即求出每束反射光到达会合点时的复振幅。

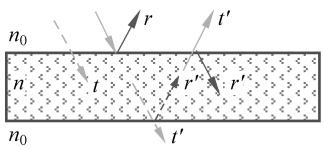

图 1-6　光在平板上的反射和透射

（请扫Ⅴ页二维码看彩图）