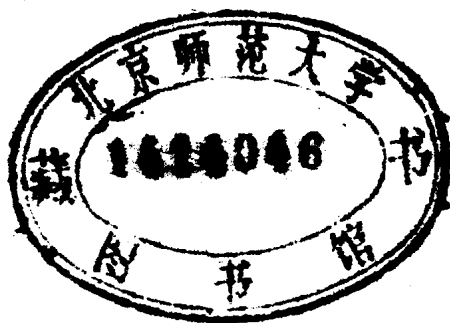


基础物理参考丛书

光 学

赵玲玲 编



上海科学技术文献出版社

基础物理参考丛书

光 学

赵玲玲 编

*

上海科学技术文献出版社出版
(上海市武康路2号)

新华书店上海发行所发行
上海商务印刷厂印刷

*

开本 787×1092 1/32 印张 9.75 字数 235,000

1986年12月第1版 1986年12月第1次印刷

印数: 1—5,700

书号: 13192·92 定价: 2.00 元

《科技新书目》126-191

前 言

《基础物理参考丛书》是根据我们在教学中积累的资料和经验编写而成的。

本书编写的特点是:在简要介绍物理原理、定理和定律的基础上,结合我们在教学中的体会及学生经常出现的问题进行方式多样、不拘一格的“讨论”,包括史料介绍、概念分析、伴谬疑析、内容扩展、对比总结及公理证明等,有时还适当穿插一些例题,以加深对某些概念的理解。

本书可供大专院校中从事普通物理教学的教师、大学低年级学生及自学青年参阅,尤其对于资料缺乏的大专院校师生更为适宜。

为了便于读者阅读,本丛书分《力学》、《热学》、《电磁学》、《光学》及《原子物理学》等五册。本册由赵玲玲编写。

由于水平有限,本书尚存在一定的局限性,望读者提出宝贵意见。

编 者

1985年6月

目 录

第一章 光的干涉	1
§ 1.1 玻印廷矢量与光强	1
§ 1.2 相干条件析议	3
§ 1.3 两点光源产生的干涉	9
§ 1.4 相干性	22
§ 1.5 平面波的薄膜干涉	28
§ 1.6 球面波的薄膜干涉	34
§ 1.7 等厚干涉条纹的定域	40
§ 1.8 迈克耳孙干涉仪中条纹的形状	49
§ 1.9 多光束干涉条纹的锐度	54
第二章 衍射	68
§ 2.1 菲涅耳对惠更斯原理的修改	68
§ 2.2 近场衍射的半定量处理	71
§ 2.3 单缝衍射中的相干与不相干迭加	86
§ 2.4 夫琅和费圆孔衍射强度分布函数的推导	97
§ 2.5 最小偏向角位置上的光栅方程	103
§ 2.6 闪耀光栅和阶梯光栅	111
§ 2.7 衍射光栅的频谱	115
§ 2.8 全息术中的干涉和衍射	120
第三章 几何光学	126
§ 3.1 由波动理论看反射、折射定律	126

§ 3.2	振幅反射系数和振幅透射系数	141
§ 3.3	反射率和透射率	152
§ 3.4	根据费马原理推导物象公式	158
§ 3.5	厚透镜的主点和焦点	178
§ 3.6	光学仪器中的视角放大率和聚光本领	196
第四章 光的偏振		203
§ 4.1	偏振光的描述	203
§ 4.2	平面偏振光的获得	209
§ 4.3	单轴晶体中的双折射	217
§ 4.4	椭圆和圆偏振光的获得	225
§ 4.5	偏振态的判别	234
§ 4.6	偏振光干涉中的位相差	236
§ 4.7	电光效应与光调制器	240
§ 4.8	偏振光沿光轴晶体的传播	245
第五章 辐射的量子性		250
§ 5.1	绝对黑体的辐射规律	250
§ 5.2	$\frac{c}{4}$ 的由来	259
§ 5.3	“紫外灾难”的物理原因	264
§ 5.4	普朗克的贡献	267
§ 5.5	一小段量子史	271
§ 5.6	光子观及其光电方程	273
§ 5.7	遏止电压与光电子的动能	278
§ 5.8	康普顿位移	286
§ 5.9	散射光子的能量与反冲电子的动能	292
§ 5.10	光电效应和康普顿效应的比较	298

附表一	299
附表二	299
附表三	300
附表四	300

第一章 光的干涉

§ 1.1 玻印廷矢量与光强

在研究光的干涉和衍射问题中,经常用到光强的概念,并认为光强与振幅的平方成正比。这一结论可以从电磁波的能量角度加以论述。

我们知道,光是电磁波,因此,它的能量密度 S 可用玻印廷矢量表示出来,即:

$$S = E \times H$$

其中 E 和 H 分别是电矢量和磁矢量,对于电介质中的平面波,它们可以写成

$$E = \hat{x} E_0 \cos(\omega t - kz)$$

$$H = \hat{y} H_0 \cos(\omega t - kz)$$

利用 $\sqrt{\epsilon} E_0 = \sqrt{\mu} H_0$, 及 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ 可得

$$H = \hat{y} \frac{E_0}{\mu v} \cos(\omega t - kz)$$

对光频来说,所有磁化机制都不起作用,相对磁导率 $\mu_r \simeq 1$, 所以 $\mu = \mu_r \mu_0 \approx \mu_0$, μ_0 是真空磁导率,则

$$H = \hat{y} \frac{n E_0}{\mu_0 c} \cos(\omega t - kz)$$

其中折射率 $n = \frac{c}{v}$, c 是光速,因此

$$S = E \times H = \hat{z} \frac{n}{\mu_0 c} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz)$$

上式表明, 能量是沿着 z 轴方向的, 也就是说能量是沿波的传播方向的, 并且单位时间内通过与 z 轴垂直的单位面积的能量值 (即能量密度) 为

$$S = \frac{n}{\mu_0 c} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) = \frac{n}{\mu_0 c} E^2$$

显然, S 在极大值和极小值之间周期变化。对光波来说, 频率 $\omega \simeq 10^{15}$ 秒⁻¹, 因而 ωt 将迅速变化, 任何探测器都只能记录到这些变化量的平均值。玻印廷矢量对时间平均值的大小, 在光学中叫做光强, 现在国际上称它为辐照度, 并以符号 I 表示, 也就是

$$\begin{aligned} I = \langle S \rangle &= \frac{n}{\mu_0 c} \langle E^2 \rangle \\ &= \frac{n}{\mu_0 c} E_0^2 \langle \cos^2(\omega t - kz) \rangle \end{aligned} \quad (1.1-1)$$

式中 $\langle \dots \rangle$ 表示角括号内的量的时间平均值。由于

$$\begin{aligned} \langle \cos^2(kz - \omega t) \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{1 + \cos 2(\omega t - kz)}{2} dt \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{4\omega} \{ [\sin 2(\omega t - kz)]_0^\tau \} \\ &= \frac{1}{2} + \frac{T}{8\pi\tau} \{ [\sin 2(\omega t - kz)]_0^\tau \} \end{aligned} \quad (1.1-2)$$

式中 $T = \frac{2\pi}{\omega}$, 对光波来说约等于 $2\pi \times 10^{-15}$ 秒。任何实用的探测器, $\frac{T}{\tau} \ll 1$, 例如正常眼睛响应时间 $\tau = 0.1$ 秒, 因此 $T/\tau = 6 \times 10^{-9}$ 。并且由于括号内的量总是在 -2 和 $+2$ 之间, 所以 (1.1-2) 式变为

$$\langle \cos^2(\omega t - kz) \rangle \approx \frac{1}{2} \quad (1.1-3)$$

(1.1-3)式代入(1.1-1)式,就可知探测器记录到的强度为

$$I = \frac{n}{2\mu_0 c} E_0^2 = \frac{K E_0^2}{2} \quad (1.1-4)$$

在一种介质中, n, μ_0 都是常数, 因此, 光强与电场强度振幅的平方成正比。比例常数 $K = \frac{n}{\mu_0 c}$ 。

讨论:

1° 在同一种介质中只关心光强的相对分布时, (1.1-4)式中的比例常数 $K/2$ 并不重要, 因此, 往往把光强写成是振幅的平方,

$$I = \langle E^2 \rangle = E_0^2 \quad (1.1-5)$$

2° 在比较两种介质中的光强时, 应该考虑到比例系数 K 是与介质性质有关的, 或者说与介质的折射率 n 有关的。

§ 1.2 相干条件析议

一般认为, 两列波在空间相遇点, 它们的频率相同, 振动互相平行, 位相差恒定是产生干涉的必要条件。为什么必须具备这三个条件才能相干? 这三个条件是否必须严格满足? 本节将对它作一具体分析。

设想有两列平面偏振的平面光波, 它们由下式给出

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 \cdot r_1 + \varphi_{01}) \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 \cdot r_2 + \varphi_{02}) \end{aligned} \right\} \quad (1.2-1)$$

式中 $E_{01}, E_{02}, \omega, \varphi_{01}, \varphi_{02}$ 都是常量, 这两列波在 P 点迭加, 如图 1.2-1 所示。迭加后的合场强可表示为

$$E = E_1 + E_2$$

考察同一种介质中的相对光强, 由(1.1-5)式可得 P 点的光强于合场强的时间平均值, 即

$$I = \langle E^2 \rangle$$

式中

$$\begin{aligned} E^2 &= \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \end{aligned}$$

对 E^2 取平均值得到光强

$$\begin{aligned} I &= \langle E^2 \rangle \\ &= \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle \\ &\quad + 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle \\ &= I_1 + I_2 + I_{12} \end{aligned} \quad (1.2-2)$$

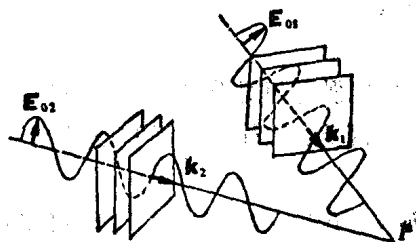


图 1.2-1

利用(1.1-4)式,并略去常数 K , 可得

$$I_1 = \langle E_1^2 \rangle = \frac{1}{2} E_{01}^2 \quad (1.2-3)$$

该项表示没有 E_2 波传播到考察点 P 的情况下, E_1 波所产生的光强。同理可得

$$I_2 = \langle E_2^2 \rangle = \frac{1}{2} E_{02}^2 \quad (1.2-4)$$

它表示没有 E_1 波传播到考察点 P 的情况下, E_2 波所产生的光强。第三项

$$I_{12} = 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle \quad (1.2-5)$$

称为干涉项。正是由于这一项的存在,使得光强 I 不同于各分波的强度的简单和;为此,下面对干涉项作一详细分析。首先,利用(1.2-1)式算出 $\mathbf{E}_1$ 和 $\mathbf{E}_2$ 的点积,即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 &= E_{01} \cdot E_{02} \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \varphi_{01}) \\ &\quad \times \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 + \varphi_{02}) \end{aligned}$$

令 $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$, 则

• 4 •

$$\text{将 } E_1 \cdot E_2 = E_{01} \cdot E_{02} \cos(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \varphi_{01}) \\ \times \cos[(\omega + \Delta\omega)t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 + \varphi_{02}]$$

$$= \frac{1}{2} E_{01} \cdot E_{02} [\cos(2\omega t + \Delta\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 \\ + \varphi_{01} + \varphi_{02}) + \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 \\ - \Delta\omega t + \varphi_{01} - \varphi_{02})]$$

光频来说, $\omega \approx 10^{15}$ 秒⁻¹, ωt 变化极为迅速, 在一个比周期

$\tau \left(= \frac{2\pi}{\omega} \right)$ 长的时间内对上式中第一项取平均值为零, 因此

$$E_1 \cdot E_2 = \frac{1}{2} E_{01} \cdot E_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 - \Delta\omega t + \varphi_{01} - \varphi_{02}) \quad (1.2-6)$$

显然, 要产生干涉效应, 就必须使干涉项在空间各点有确定的值, 因此, 我们先作如下假定:

假定 I: $\Delta\omega \approx 0$, 即 $\omega_1 \approx \omega_2$ 。

这时, (1.2-6) 式变成

$$E_1 \cdot E_2 = \frac{1}{2} E_{01} \cdot E_{02} \cos \varphi \quad (1.2-7)$$

式中位相差 φ 由下式给出

$$\varphi = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \varphi_{01} - \varphi_{02} \quad (1.2-8)$$

这意味着, 在空间从一点移动到另一点时, φ 随着 r 变化而变化, 这说明干涉项 I_{12} 随 r 的变化而变化, 从而总强度在空间就出现一定的强度分布。

$\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1$ 对位相的贡献是由于光从光源到 P 点所导致的光程差而产生的。 $\varphi_{01} - \varphi_{02}$ 则是发射体的初位相差。

假定 II: E_{01} 和 E_{02} 在考察点 P 的振动互相平行。

由 (1.2-5) 式和 (1.2-7) 式可得干涉项

$$I_{12} = 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = E_{01} \cdot E_{02} \cos \varphi \\ = E_{01} E_{02} \cos \theta \cos \varphi \quad (1.2-9)$$

其中 φ 是位相差, θ 是振幅矢量 $\mathbf{E}_{01}$ 与 $\mathbf{E}_{02}$ 在相遇点的夹角。根据假定 II, $\mathbf{E}_{01}$ 平行于 $\mathbf{E}_{02}$, 这时 θ 等于 0, 干涉项就简化为

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \varphi \quad (1.2-10)$$

而且由 (1.2-3) 式和 (1.2-4) 式可知

$$E_{01} = \sqrt{2I_1}$$

$$E_{02} = \sqrt{2I_2}$$

从而

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (1.2-11)$$

若把 (1.2-11) 式代入 (1.2-2) 式, 则可得光强为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (1.2-12)$$

假定 III: 两光源之间的初位相差 $\varphi_{01} - \varphi_{02}$ 随时间保持恒定, 即 φ 只是位置的函数。

这样, 随着空间位置的变化将出现稳定的明暗变化的干涉现象。 $\cos \varphi$ 的极大值和极小值分别为 +1 和 -1, 因而 I 的极大值和极小值是

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2 \quad (1.2-13)$$

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 \quad (1.2-14)$$

显然, 当

$$\varphi = 2j\pi, \quad j = 0, 1, \dots, 2, \dots \quad (1.2-15)$$

时, 产生最大强度。而当

$$\varphi = (2j+1)\pi, \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2-16)$$

时, 产生最小强度。

综上所述, 两光波在空间迭加后, 必须在上述三个假定下, 才能出现稳定的干涉现象。换句话说, 产生干涉现象必须具备下列三个条件:

- (1) 两光波的频率必须非常接近相等;
- (2) 两光波在相遇点的振动几乎平行;
- (3) 两光源的位相差必须随时间保持恒定。

讨论:

1° 由(1.2-14)式可知,当 $I_1 = I_2$ 时,强度最小值为零。但一般情况下, $I_1 \neq I_2$, 因此强度最小值不等于零。当 I_1 与 I_2 相差较大时(例如 $I_2 \ll I_1$), $I_{\max} \approx I_{\min}$, 条纹就模糊不清。干涉条纹的清晰程度可用反衬度

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.2-17)$$

来描述。 V 的取值范围为

$$0 \leq V \leq 1$$

当 $I_{\min} = 0$ 时, $V = 1$, 条纹的反衬度最大, 条纹清晰可见; 当 $I_{\max} \approx I_{\min}$ 时, $V = 0$, 条纹模糊不清, 甚至不可分辨。因此, 在有的教材中, 把两光波在相遇点的强度(或振幅)不能相差太悬殊也作为产生干涉的一个条件。

影响干涉条纹反衬度大小的因素很多, 对于理想的相干点光源发出的光来说, 主要的因素是振幅比。把(1.2-13)式和(1.2-14)式代入(1.2-17)式, 即得干涉条纹的反衬度及其与振幅比的关系

$$\begin{aligned} V &= \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2} \\ &= \frac{2(E_{01}/E_{02})}{1 + (E_{01}/E_{02})^2} \end{aligned} \quad (1.2-18)$$

2° 严格地说, 两列波的频率相等, 是产生干涉的必要条件, 如果两列波的频率不相等, 由(1.2-6)式可知, 频率差 $\Delta\omega$ 将引起与时间有关的迅速变化的位相差, 这个位相差使得在探测时间内干涉项 I_{12} 的平均值为零, 总光强 $I = I_1 + I_2$, 干涉效应也

就不存在。

3° 从干涉项中的矢量性(I_{12} 式中的点乘)可以看出,产生干涉的第二个条件并非是绝对的,因为, (1.2-9)式给出干涉项为

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \theta \cos \varphi$$

在一般情况下, E_{01} 和 E_{02} 在相遇点并不一定是相互平行的, 即 θ 不一定等于零, 这时是否还存在干涉现象呢? 当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时, E_{01} 与 E_{02} 相互垂直, $I_{12} = 0$, 总光强 $I = I_1 + I_2$, 显然, 这时不存在干涉现象。当 $0 < \theta < 90^\circ$ 时, $0 < \cos \theta < 1$, 干涉项 I_{12} 并不为零, 应该有干涉效应。但是, 在振幅值 E_{01} 和 E_{02} 给定的情况下, θ 越小, I_{12} 越大, 干涉效应越显著。由此可见, 在 θ 不很大时, 仍然能观察得到干涉现象。

4° 产生干涉的第三个条件是干涉场的稳定性问题。对一般的光源, 发射的光波持续时间只有 10^{-10} 秒的数量级, 相应的波列长度远小于米的数量级, 而且不同原子发射的各个波列以及每个原子先后发射的不同波列, 彼此之间在位相上没有什么联系。因此, 两个光源的位相差 $(\varphi_{01} - \varphi_{02})$ 随时间而变, $\cos \varphi$ 的数值也就在 ± 1 之间迅速地改变, 探测器测量到的是它们的时间平均值(注意: 再一次地取时间平均)。由于光波的振动周期 ($T \approx 10^{-15}$ 秒) 远小于探测器的响应时间 τ (对正常眼睛来说, $\tau = 0.1$ 秒), 所以 $\langle \cos \varphi \rangle \approx 0$, 干涉项 $I_{12} = 0$, 干涉效应也就不存在。换句话说, 从相对接收器的响应时间而言, 要产生相干迭加, 必须设法使两个光源之间有稳定的位相差。

5° 前面讨论的一些结论是就平面偏振光导出的, 但是它们也适用于包括自然光在内的任何偏振态。因为每一列非偏振光可以想象为由两个相互垂直的非相干的平面偏振光组成。设

想从两个相干光源发出的两列波，它们对含有 k_1 和 k_2 的参考平面可依次写为

$$E_1 = E_{1//} + E_{1\perp}$$

和 $E_2 = E_{2//} + E_{2\perp}$

如图 1.2-2 所示。因为 E_1 波和 E_2 波是相干的，所以 $E_{1//}$ 和 $E_{2//}$ 是相干的，同样 $E_{1\perp}$ 和 $E_{2\perp}$ 也是相干的，所以，必然导致两个完全重迭的独立的干涉图样

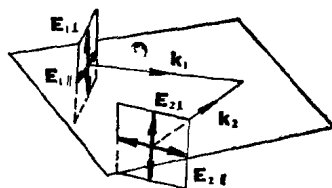


图 1.2-2

$$\langle (E_{1//} + E_{2//}) \rangle \quad \text{和} \quad \langle (E_{1\perp} + E_{2\perp})^2 \rangle$$

因此，只要两列波是相干的，不管它们是否偏振，总是会产生干涉现象的。要注意的是 $E_{1\perp}$ 和 $E_{2\perp}$ 永远是相互平行的，但在参考平面上的 $E_{1//}$ 和 $E_{2//}$ 却并不一定如此。一般情况下，两者之间有一夹角 θ ，只有当两光束的传播方向平行时，它们才是平行的，由(1.2-9)式可知，这时干涉效应最显著。

§ 1.3 两点光源产生的干涉

两个独立的点光源发出的光波没有恒定的位相关系，这种

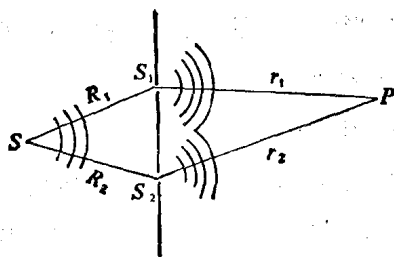


图 1.3-1

点光源称为非相干光源，它们不能产生稳定的干涉条纹。1802年杨氏设计了一种光源之间有稳定的位相关系的简单装置，如图 1.3-1。这种方法就是在同一列波的波阵面上取出两个次波波源 S_1 和 S_2 。可以证明，这两个

次波波源，总是具有恒定的位相关系。

设 $\overline{SS_1} = R_1$, $\overline{SS_2} = R_2$, 用 $\varphi_0(t)$ 代表点光源 S 的初位相, 则点源 S_1 和 S_2 的位相分别为

$$\varphi_{01} = \varphi_0(t) - \frac{2\pi}{\lambda} R_1$$

$$\varphi_{02} = \varphi_0(t) - \frac{2\pi}{\lambda} R_2$$

因而

$$\varphi_{01} - \varphi_{02} = \frac{2\pi}{\lambda} (R_2 - R_1) \quad (1.3-1)$$

由此可见, 即使由于 $\varphi_0(t)$ 的不稳定, 而使 φ_{01} 和 φ_{02} 都不稳定, 但 φ_{01} 与 φ_{02} 之差却只与 $(R_2 - R_1)$ 有关, 不随时间的变化而变化, 这就是说, S_1 和 S_2 是相干光源。因此, 从同一列波的波阵面上取出的两个次波源总是相干的。这种由波面分割产生干涉的方法, 称为分波阵面法。

图 1.3-1 中, S 分出来的两个点光源所发射的波是两列频率相同的球面波, 它们在 P 点的波可表示成

$$E_1 = E_{01}(r_1) \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1 + \varphi_{01})$$

$$E_2 = E_{02}(r_2) \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_2 + \varphi_{02})$$

式中 r_1 和 r_2 是在 P 点迭加的球形波阵面的半径, 也就是说, 它们代表了从光源到 P 点的距离。这时

$$\varphi = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}$$

两球面波的振幅 $E_{01}(r_1)$ 和 $E_{02}(r_2)$ 不仅与振源的强度有关, 而且分别与距离 r_1 和 r_2 有关。当 S_1 和 S_2 之间的距离 d 比 r_1 和 r_2 小得多, 并且干涉区域比 r_1 和 r_2 也小得多时, 可认为 E_{01} 和 E_{02} 与 r_1 和 r_2 无关。设两振源强度相等, 则可认为 $E_{01} \approx E_{02}$, $I_1 = I_2 = I_0$, 于是, 按照式(1.2-12), 可得