

高等学校试用教材

大学 物理 教程

第三册
(第三版)

廖耀发

梁荫中 陶作花 等编
张立刚 张兆国



武汉测绘科技大学出版社

高等学校试用教材

大学物理教程

第三册

(第三版)

主 编

廖耀发

副主编

梁荫中

张立刚

李长真

余守宪

陶作花

张兆国

阎旭东

主 审

武汉测绘科技大学出版社

(鄂)新登字 14 号

内 容 提 要

本教程分三册出版。第一册为力学和热学部分,第二册是电磁学部分,第三册是波动光学、近代物理基础及现代工程技术中的物理基础专题选讲三部分。各部分选材原则是“保证基础、加强近代、联系实际、涉及前沿”,并注重突出物理思想和方法。为适应教与学的需要,书中精选了例题、习题(附有习题答案)和阅读材料;本教程的教学要求和学习指导载于《大学物理学习指导书》中(另册出版)。

本教程可作工科类各专业大学物理课的基本教材,也可供非工科类有关专业师生选用。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理教程:第三册/廖耀发等主编. —第三版
武汉:武汉测绘科技大学出版社,1996. 11
ISBN 7-81030-187-X

I. 大… II. 廖… III. 大学-物理学-教材 IV. O4

武汉测绘科技大学出版社出版发行
(武汉市珞喻路 39 号 430070)
武汉测绘科技大学出版社印刷厂印刷

· * ·

开本:850×1168 1/32 印张:8.8125 字数:208 千字
1996 年 11 月第 3 版 1997 年 12 月第 4 次印刷
印数:33001~34400 册 定价:7.60 元

目 录

第四篇 波动光学

第二十章 光的干涉	(2)
§ 20-1 光 相干光 光程	(2)
§ 20-2 分波阵面干涉	(7)
§ 20-3 分振幅干涉	(12)
§ 20-4 干涉仪	(25)
§ 20-5 多个相干点光源的干涉	(27)
§ 20-6 光源的相干性	(30)
习题与思考	(34)
阅读材料 机遇只偏爱有准备的头脑	(40)
第二十一章 光的衍射	(43)
§ 21-1 惠更斯-菲涅耳原理	(43)
§ 21-2 单缝衍射	(45)
§ 21-3 圆孔衍射	(53)
§ 21-4 光栅衍射	(57)
§ 21-5 X 射线衍射	(63)
习题与思考	(65)
阅读材料 用黑白胶卷拍彩照	(68)
第二十二章 光的偏振	(72)
§ 22-1 自然光和偏振光	(72)
§ 22-2 起偏和检偏 马吕斯定律	(74)
§ 22-3 由反射和折射获得偏振光 布儒斯特定律	(77)

§ 22-4 由双折射获得偏振光	(80)
§ 22-5 偏振光的干涉	(89)
§ 22-6 旋光现象及其应用	(96)
习题与思考	(98)
阅读材料 光纤通信	(103)

第五篇 近代物理学基础

第二十三章 狭义相对论	(107)
§ 23-1 力学相对性原理 伽利略变换	(107)
§ 23-2 狭义相对论的基本原理	(111)
§ 23-3 洛伦兹变换	(114)
§ 23-4 狭义相对论的时空观	(118)
§ 23-5 高速运动物体的质量、动量和能量	(125)
习题与思考	(131)
阅读材料 爱因斯坦	(133)
第二十四章 光的量子性	(136)
§ 24-1 普朗克量子假设	(136)
§ 24-2 光电效应	(140)
§ 24-3 康普顿效应	(146)
§ 24-4 光的波粒二象性	(150)
习题与思考	(151)
第二十五章 量子力学初步	(154)
§ 25-1 物质波假设与电子衍射实验	(154)
§ 25-2 波函数及其统计解释	(158)
§ 25-3 不确定关系	(161)
§ 25-4 薛定谔方程及其简单应用	(164)
§ 25-5 隧道效应	(170)

习题与思考.....	(172)
阅读材料 近代物理与高科技.....	(174)
第二十六章 原子结构的量子理论.....	(176)
§ 26-1 氢原子光谱的实验规律.....	(176)
§ 26-2 玻尔的氢原子理论.....	(178)
§ 26-3 量子力学的氢原子理论.....	(183)
§ 26-4 电子的自旋.....	(188)
§ 26-5 原子的电子壳层结构.....	(191)
习题与思考.....	(193)
阅读材料 玻尔.....	(195)

第六篇 现代工程技术中的物理基础专题选讲

第二十七章 固体的能带结构及其应用.....	(198)
§ 27-1 固体的能带.....	(198)
§ 27-2 绝缘体、导体和半导体.....	(201)
§ 27-3 半导体的特性及应用.....	(204)
习题与思考.....	(208)
第二十八章 激光及其应用.....	(209)
§ 28-1 受激吸收、自发辐射和受激辐射.....	(209)
§ 28-2 激光.....	(212)
§ 28-3 激光的特性及其应用.....	(217)
习题与思考.....	(219)
第二十九章 超导现象及其应用.....	(220)
§ 29-1 超导的特性及理论.....	(220)
§ 29-2 高温超导研究的进展.....	(225)
§ 29-3 超导的应用前景.....	(226)
习题与思考.....	(228)

第三十章 核结构与核能利用	(229)
§ 30-1 原子核的基本性质	(229)
§ 30-2 结合能 核力	(231)
§ 30-3 核结构模型	(235)
§ 30-4 核反应与核能利用	(236)
习题与思考	(239)
第三十一章 基本粒子与大爆炸宇宙学简介	(240)
§ 31-1 基本粒子的分类及相互作用	(240)
§ 31-2 基本粒子的守恒定律	(243)
§ 31-3 强子的结构	(246)
§ 31-4 大爆炸宇宙学简介	(249)
习题与思考	(251)
第三十二章 核磁共振及其应用	(252)
§ 32-1 核磁共振的基本原理	(252)
§ 32-2 实现核磁共振的基本方法	(254)
§ 32-3 核磁共振的应用	(257)
习题与思考	(261)
第三十三章 传感器的物理基础	(262)
§ 33-1 传感器的功能和种类	(262)
§ 33-2 传感器传感作用的物理基础	(264)
§ 33-3 传感器的发展动向	(266)
习题与思考	(269)
习题与思考答案	(270)
附录 常用物理常量表	(275)

第四篇 波动光学

光是一种十分普遍的自然现象,早在 2000 多年前,我国的《墨经》就已记载了光的直线传播、小孔成像、平面镜及凸、凹面镜成像及其规律。17 世纪,欧洲的一些物理学家开始用经典力学的观点去研究光的本性,出现了两派学说:牛顿的微粒说,认为光是一种遵守力学规律的粒子流;惠更斯的波动说,认为光是一种依靠弹性媒质传播的机械波。微粒说可以直观地解释光的直线传播现象,但在研究光的折射现象时却得出了光在水中的传播速度大于在空气中的传播速度的错误结论。波动说不仅能解释光的直线传播和反射、折射现象,而且还能解释光的干涉和衍射现象。然而由于当时的波动说建立在机械波的基础上,因此在解释光在真空中的传播问题上,便遇到了难以克服的困难。

19 世纪后期,由于麦克斯韦电磁波理论的建立和赫兹用实验证实了电磁波的存在,人们才进一步认识到光是一种电磁波而不是机械波,使得光的波动理论变得更加完善,并获得了广泛的应用。用光的波动性去研究光在传播过程中的各种现象、规律及其应用的学科称为波动光学。19 世纪末到 20 世纪初,光学的研究已深入到发光原理、光与物质相互作用的微观机制中。在这一领域,光则呈现明显的粒子性。进一步的研究表明,光和其它微观粒子一样,既具有波动性,又具有粒子性。

本篇主要讨论光的波动性。光的粒子性将在第五篇中讨论。

第二十章 光的干涉

干涉现象是一切波动过程的基本特征之一。光的波动性可以从光的干涉现象中得到证实。本章主要讨论光的干涉现象、基本规律及其简单应用。

§ 20-1 光 相干光 光程

光 光是一定频率范围内的电磁波。频率在 $3.9 \times 10^{14} \sim 7.5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 之间的电磁波能引起人的视觉,称为可见光。其颜色与光的频率(或波长)有关。它们的对应关系如图 20-1 所示。

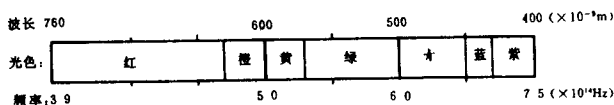


图 20-1

实验表明,可见光之所以能引起视觉或引起感光材料的光化学效应,主要是由于电磁波中的电场振动矢量 E 与视觉系统或感光材料的电结构相互作用的结果。因此,在波动光学中常将电磁波中的电矢量 E 称为光矢量,其振幅 E_0 称为光振幅。同时还规定,在同一媒质中传播的光的相对强度 I 用 E_0^2 来量度,即

$$I = E_0^2 \quad (20 \cdot 1)$$

普通光源(如太阳、白炽灯等)发出的光含有一系列波长成分,各种波长成份的光的光强在很大范围内连续分布。其中太阳光中

各种波长的可见光相互混合,给人以白色的感觉,称为白光。如果某种光只含有理想的单一波长成分则称为单色光。在实验室中,通常用气体放电发光的方法来获得近似的单色光。例如,用钠灯产生的黄光,其主要波长成分为 589.0nm^* 和 589.6nm ;用汞灯产生的绿光,其主要波长成分为 546.1nm ;用激光器产生的氦氖激光,其波长为 632.8nm 。

相干光 在第七章中已经讲过,欲使两波相遇时能产生干涉现象,这两列波必须是相干波,其条件是:它们的频率相同,振动方向相同且相位差恒定。满足相干条件的光波称为相干光。只有相干光叠加时才能产生光的干涉现象。

大量事实表明,两个独立光源(如两盏灯)发出的光相互叠加时不能产生干涉现象。这是由于光源的发光过程涉及到微观粒子运动的随机性和非连续性的缘故。普通热光源发出的光波,是光源中大量原子(或分子)的运动状态发生变化(如原子中的电子由外壳层跃迁到内壳层)时所辐射出的电磁波,这种辐射过程是不连续的,其持续时间大约为 $10^{-10}\sim 10^{-8}$ 秒。在此时间内辐射出一列振动方向一定,频率单一的谐波,称为波列。图 20-2 表示的是某原子先后两次辐射出的沿 X 轴方向传播的波列 A 及 B 。由于分子或原子运动状态变化具有随机性,因此同一原子先后发出的各波列之间,以及不同原子发出的各波列之间都没有固定的相位关系,且振动方向和频率也不一定相同。由此可见,两个独立的普通光源发出的光波在空间相遇时将不能产生干涉现象。

怎样才能获得相干光呢?常见的方法是将来自光源上同一点发出的光分成两部分,则这两部分的光必然含有大量同频率、同振动方向的波列,且每一对这样的波列在空间同一点相遇时都有相同的相位差,因而能够满足相干条件而成为相干光。因此,我们在

* 在光学中,有时也用非 SI 单位埃($\text{\AA}$)作波长单位, $1\text{\AA}=10^{-10}\text{m}=10^{-1}\text{nm}$ 。

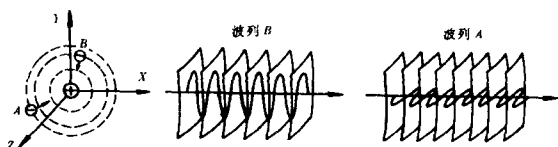


图 20-2

研究光的干涉时,常常先从研究光源上某一点(或极小的一个区域)发出的光波中的某一频率的光入手,将它抽象成一个最基本的单色点光源,用不同的方法将其发出的单色光分成两个(或多个)部分,然后使它们相遇而发生干涉。

将来自同一点光源的光分成两部分的方法大致可归纳成两类:一类称为分波阵面法,另一类叫分振幅法。它们的具体内容将分别在 § 20-2 及 § 20-3 中介绍。

光程 根据干涉的基本原理(见 § 7-5)可知,两相干光在相遇点的合成振幅主要取决于它们在该点的振动相位差。光波到达相遇点的振动相位与该光波从波源传到相遇点这一过程中的相位改变量有关。光波每传播一个波长的距离,其相位改变为 2π 。但光波在不同媒质中传播时,其波长是不同的。因此,光波通过某一媒质时其相位的改变应根据它在该媒质中的波长来计算。然而,各种书籍及文献中通常只给出单色光在真空中的波长值。为此,须先将单色光在媒质中传播的距离折合成相当于它在真空中传播的距离,然后用该光在真空中的波长值去计算其相位改变量,并算出两相干光在相遇点的相位差。

图 20-3 表示上述折合计算的基本原理。设某一频率为 ν 的单色光在真空中的传播速度为 c , 波长为 λ , 则 $\nu\lambda=c$ 。实验表明,该单色光在媒质中传播时,其频率 ν 不变。因此,光在媒质中的波长 λ' 与传播速度 v 的关系为 $\nu\lambda'=v$ 。将前后两个速度公式比较,得 $\lambda'=\frac{v}{c}\lambda$, 再根据折射率的定义式 $n=\frac{c}{v}$ 则得

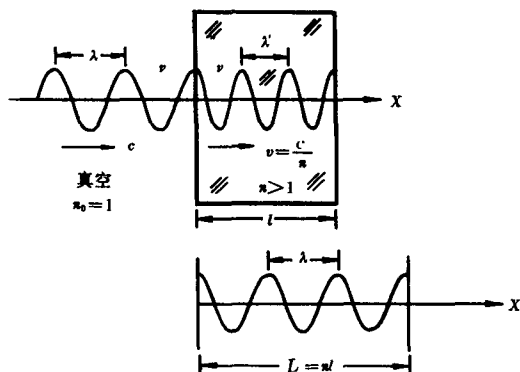


图 20-3

$$\lambda' = \frac{\lambda}{n} \quad (20 \cdot 2)$$

由于其中媒质的折射率 $n > 1$, 因此 $\lambda' < \lambda$ 。又由于单色光在媒质中传播一个波长 λ' 的距离与它在真空中传播一个波长 λ 的距离所经历的相位改变都是 2π , 所以, 当它在媒质中传播距离 l 时, 其相位改变量应与它在真空中传播距离 nl 时的相位改变量相等。我们将媒质折射率 n 与光在该媒质中传播时所经历的几何路程 l 的乘积称为光程, 以 L 表示, 即

$$L = nl \quad (20 \cdot 3)$$

如果光通过厚度分别为 $l_1, l_2, \dots$, 折射率分别为 $n_1, n_2, \dots$ 的多层媒质, 则全段光程应为各分段光程之和, 即

$$L = n_1 l_1 + n_2 l_2 + \dots = \sum n_i l_i$$

与此光程相应的相位改变

$$\varphi = \frac{L}{\lambda} 2\pi$$

根据上述原理, 我们可以分别算出两束相干光各沿不同的路

径、通过不同媒质而到达相遇点的光程(以 L_1 和 L_2 表示)及其光程差

$$\delta = L_1 - L_2$$

其相应的相位差

$$\Delta\varphi = \frac{\delta}{\lambda} 2\pi \quad (20 \cdot 4)$$

理想透镜不会产生附加光程差 在光的干涉问题中经常遇到透镜。例如,用透镜聚焦、成像或产生平行光等。理论和实验都证明,透镜不会产生附加的光程差。这

可以用图 20-4 来略加说明。图中 S 为单色点光源, S' 是它的像,波动成像理论证明,从 S 发出来的球面波经过透镜后成为以 S' 为球心的会聚球面波。由于同一波阵面上各点的相位相同,因此,从 S 发出的光波沿各条波线到达 S' 时都具有相同的相位,它们的光程当然也是相等的。用透镜将平面波聚焦时,情况也是如此。总之,理想透镜不产生附加的光程差。

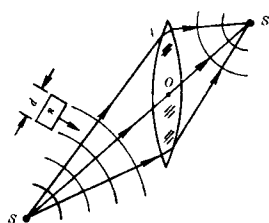


图 20-4

若在图 20-4 的光线 SA 中插入一厚度为 d 、折射率为 n 的透明媒质,则 SAS' 光线与其它由 S 到 S' 的光线之间的光程差

$$\delta = nd - d = d(n - 1)$$

相位差

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n - 1)$$

§ 20-2 分波阵面干涉

将点光源发出的波阵面分割为两部分,使它们分别通过某些光学装置,经反射、折射或衍射后再在一定的区域里叠加而产生干涉,这种方法称为分波阵面法。用分波阵面法产生的干涉称为分波阵面干涉。下面介绍几种典型的分波阵面干涉实例。

杨氏双缝实验 早在 1801 年,杨氏就成功地利用普通光源实

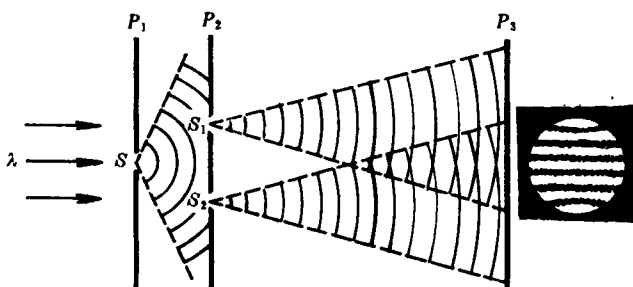
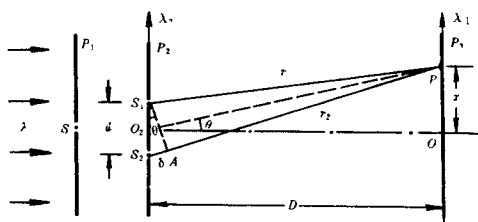
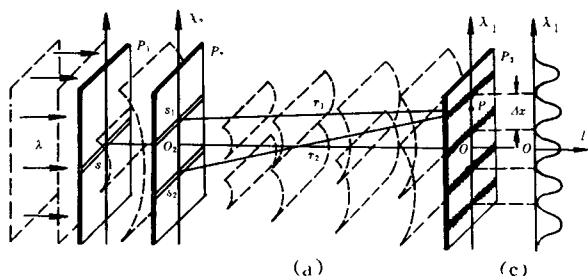


图 20-5

现了光的干涉。他最初做的是双孔实验,如图 20-5 所示。在不透明的屏 P_2 上有两个小孔 S_1 和 S_2 ,它们将来自同一点光源 S 发出的光波的波阵面分割出极小的两个部分。根据惠更斯原理*,小孔 S_1 和 S_2 可视为两个新的波源,它们发出的球面波能够满足相干条件,我们称之为相干点光源,其球面波在交叠区内会产生干涉,在观察屏 P_3 上可以看到稳定的干涉条纹。

为了获得更好的干涉效果,通常将小针孔换成细狭缝,如图

* 1690 年由惠更斯提出的原理:媒质中任一波阵面上的各点,均可看作能够独立发射子波的波源,其后任一时刻各子波的包络面就是该时刻新的波面。



(b)

图 20-6

20-6(a)所示。为了便于分析,假定入射于 P_1 的光是波长为 λ 的单色平面波,则 S 缝上各点光振动的相位相同,并向外发出单色柱面波。设 S_1 和 S_2 与 S 平行且等间距,它们从入射柱面波的波阵面上分割出两个窄带,可视为两个相干线光源,向外发出初相相同的相干柱面波,并在观察屏上产生一组与双缝平行的干涉直条纹。

为了讨论方便,我们只取图 20-6(b)所示的截面进行分析。设 S_1 、 S_2 代表双缝中处在 X_2 轴上的两个相干点光源,它们到屏 P_3 的 X_1 轴上某点 P 的距离分别为 r_1 及 r_2 ; 设 P_2 、 P_3 之间的距离为 D , 过 S_1 作 $\overline{S_1A} \perp r_2$, 考虑到实际情况下 $D \gg d$, 且 $D \gg x$, 因此 θ 角很小, $\sin \theta \approx \tan \theta$, $\frac{\overline{S_2A}}{d} \approx \frac{x}{D}$, 且 $\overline{S_2A} \approx r_2 - r_1$ 。由于整个实验装置位

于空气中,且两相干光的初相相同,故它们在 P 点相遇时的光程差

$$\delta = r_2 - r_1 = \frac{d}{D}x \quad (20 \cdot 5)$$

当 $\delta = \pm k\lambda (k=0, 1, 2, \dots)$ 时, P 点发生相长干涉,为一组明纹,其中 $k=0$ 为中央明纹, $k=1, 2, \dots$ 分别为第一级、第二级……明纹。

当 $\delta = \pm (2k+1)\frac{\lambda}{2} (k=0, 1, 2, \dots)$ 时, P 点发生相消干涉,为一组暗纹, $k=0$ 为位于中央明纹两侧的零级暗纹*, $k=1, 2, \dots$ 分别为第一、第二级、……暗纹。

由式(20·5)及相长干涉条件可得明纹中心位置坐标

$$x = \pm k \frac{D}{d}\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (20 \cdot 6)$$

同理可得暗纹中心位置坐标

$$x = \pm (2k+1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (20 \cdot 7)$$

相邻明(或暗)纹中心的距离 Δx 称为条纹间距,由式(20·6)或(20·7)可得

$$\Delta x = \frac{D}{d}\lambda \quad (20 \cdot 8)$$

此式表明,当 D 一定时,条纹间距与波长成正比,与双缝距离成反比,且条纹等间距,与级次 k 无关。

根据波的干涉理论(见 § 7-5)可知,上述两相干光在 P 点的合成振幅的平方

$$E_P^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\Delta\varphi$$

* 暗纹级次的称谓各书不一,若用 $\delta = \pm (2k-1)\frac{\lambda}{2}$ 作相消干涉条件,则无零级暗纹。

式中, E_1, E_2 分别为两相干光的振幅, $\Delta\varphi$ 为它们在 P 点的相位差。

当 $E_1 \approx E_2$ 时, 由式(20·1)可得 P 点的相对光强

$$I_P = E_P^2 = 2E_1^2(1 + \cos\Delta\varphi) = 4E_1^2\cos^2\frac{\Delta\varphi}{2} \quad (20 \cdot 9)$$

其中 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{d}{D}x$, 可见, 光强分布是按 $\cos^2(\frac{\pi}{\lambda}\frac{d}{D}x)$ 规律变化的, 如图 20-6(c) 所示。

若以白光入射, 则白光中各种不同波长的光将会各自产生一套间距各不相同的干涉条纹。对应于光程差 $\delta=0$ 的位置, 各种波长的光强极大值仍相互重迭混合而成为白光, 而其它地方则因各种波长的光强极大值互不重合而出现彩色条纹, 在某些重迭复杂的区段甚至会使条纹消失。利用 $\delta=0$ 而产生白色条纹的特点可以帮助找出等光程点的位置。

菲涅耳双面镜实验 菲涅耳双面镜实验是利用反射装置分割波阵面的光干涉实验, 其装置如图 20-7 所示。由光源 S 发出的波阵面 W 被两块夹角 ϵ 很小的平面镜 M_1 和 M_2 反射, 分割成 W_1 及 W_2 两部分。根据反射定律并通过简单的作图可以证明, W_1 和 W_2 这两部分反射光相当于来自两个虚光源 S_1 和 S_2 的光。而这两个虚光源则正好是 S 分别在平面镜 M_1, M_2 中的虚像, 它们分别到 M_1, M_2 的交棱 A 的连线的夹角恰为 2ϵ 。设 S 到 A 的距离为 r , 则 $\overline{S_1A} = \overline{S_2A} = r, \widehat{S_1S_2} = 2\epsilon r$ 。由于夹角 ϵ 很小, 故 S_1 至 S_2 的距离 $d \approx 2\epsilon r \approx 2r\sin\epsilon$ 。若在距离 A 为 l 处放一观察屏, 并用挡板 B 挡住光源 S 直射到观察屏上的光, 则在屏上形成的干涉条纹便是由 S_1, S_2 发出的相干光 W_1, W_2 相互干涉的结果。根据杨氏双缝干涉实验原理可以求出, 干涉条纹的间距

$$\Delta x \approx \frac{D}{d}\lambda = \frac{r+l}{2r\sin\epsilon}\lambda$$

洛埃镜实验 洛埃镜实验也是利用反射装置分割波阵面的光干涉实验, 其装置如图 20-8 所示。由光源 S 发出的波阵面 W , 一