

现代光学导论

G. R. 福尔斯 著

陈时胜 林礼煌 译

刘 颂 豪 校

上海科学技术出版社

内 容 提 要

本书系根据 1975 年出版的 G. R. 福尔斯著的《现代光学导论》第二版译出, 主要特点是内容广泛, 取材新颖, 理论性强。既包括有一般物理光学书中关于光的电磁场理论以及应用电磁场理论处理光的干涉、衍射与偏振等内容, 又增加了现代光学发展的重要内容, 包括光的传播、光的矢量性、相干性和干涉、多光束干涉、衍射、固体光学、热辐射和光量子、光谱学、光的放大和激光器以及光线光学。

本书可供大学物理系光学专业师生阅读, 也可供研究生以及光学科研人员和工作人员参考。

Introduction to Modern Optics

Grant R. Fowles

1975

Holt, Rinehart and Winston, Inc.

现 代 光 学 导 论

G. R. 福尔斯 著

陈时胜 林礼煌 译

刘 颂 豪 校

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 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 11.125 字数 246,000

1980 年 10 月第 1 版 1980 年 10 月第 1 次印刷

印数 1—8,000

书号: 13119·805 定价: (科四) 1.05 元

中,引入了光学矩阵方法处理光线通过诸如透镜、反射镜等光学元件时的光线轨迹,这种方法在研究激光共振腔以及高斯光束传输时的行为中都有重要应用。

本书第五、七、八、九章和附录由陈时胜译出,第一、二、三、四、六、十章由林礼煌译出,全书由刘颂豪校阅。

由于译者水平所限,书中的错误和不妥之处,敬请读者指正。

一九七九年十二月

译者序

G. R. 福尔斯所著《现代光学导论》一书第一版出版于1968年。这里介绍给读者的是作者1975年修改后的第二版。在这一版中,作者根据在美国犹他(Utah)大学的教学实践已经作了较大的改动。本书内容丰富,取材新颖,是阐述物理光学的一本颇有价值的参考读本。书中每一章的末尾皆附有习题,书末还附有习题选答,以便帮助读者加深理解所学的内容。本书不仅可作为大学物理系光学专业师生阅读,也可供研究生以及光学科研人员和工作人员参考。

本书既包含有一般物理光学教科书中关于光的电磁场理论以及应用电磁场理论处理光的干涉、衍射与偏振等方面的详尽内容,还对近年来现代光学的发展作了重点的介绍。例如,在第二章中,介绍了琼斯算法(即矩阵方法)的应用。在第三章中,引入了相干时间与相干长度的概念以及傅里叶变换频谱学的初步知识。在第五章中,较详细地阐述了傅里叶变换在衍射以及在相衬显微镜、全息照相中的应用。在第六章中,详细地阐述了用麦克斯韦方程处理光在媒质中传播的方法,并介绍非线性光学的基本知识。在第七章中,介绍了光子统计学的初步知识以及光子在模式中的分布规律,这是激光的基础知识,也是已往物理光学教程中所缺少的。在第八章中,包含了量子力学在光谱学中的应用,是原子物理、原子光谱与分子光谱的主要内容。在第九章中,简要阐述激光及激光器的工作原理,并介绍了各种类型的激光器。在第十章

线性光学。而非线性光学则是在激光问世之后才出现的一门学科。

为了更好地理解第九章的光放大和激光器理论，第七章和第八章对光的量子论和光谱的基础理论作了简要介绍。如若学生已听过原子物理学的课，在课时不足时第七、八章可以略去。最后的第十章对光线光学作了简单的阐述，旨在引导学生用矩阵法去处理光学系统。本章的主要目的是把光线矩阵用于研究激光共振腔，而不试图对光线光学作全面的讨论。

本书的程度是假定学生已在电学和磁学的课程中了解麦克斯韦方程，并且除了微积分外还掌握了一些高等数学，从而熟悉基本矩阵代数学和傅里叶变换等等。数学程度约为怀利著的《高等工程数学》(Wylie: *Advanced Engineering Mathematics*)一书的水平。

为了用于教学，每章后面均附有习题。习题的选答附于书末。其余习题的答案可向教师请教。

对于帮助本书问世诸君，其中包括用过本书第一版并提出许多建设性批评者，著者表示谢忱。

G. R. 福尔斯

一九七五年一月

序 言

光学虽然是一门古老的学科,但在近年来,它对于科学和技术的重要性却达到登峰造极的地步,其部分原因是由于激光器的发展及其应用的迅速扩大所引起的。编写本书的缘由是为满足大学生对于现代化的光学教科书的迫切需要。

本书第二版曾作了较大的改动,其中有些是小的修改,有些是根本性的改动。教材中的部分内容已重新编排,并补充了许多新材料和新习题,扩充了解说材料,同时把特别是有关激光器的某些章节叙述得更为现代化。第一版第一章中有关相对论光学的几节则以附录的形式附于书后。

本书的上半部分讨论经典物理光学:光的传播和偏振、相干性和干涉、衍射以及物质的光学性质。余下的大部分讨论光的量子性:热辐射、原子与分子对光的吸收和发射、光放大的理论和激光器。此外,通过有关的章节把激光器在光学研究上的许多应用加以系统化。

第一章讨论光波的传播,包括相速度和群速度的概念。第二章讨论光的矢量性,包括在研究偏振时采用琼斯算法。第三章引入研究干涉的部分相干性和相干长度的概念,也简要讨论用于光学的傅里叶变换。

第四章(原第一版中第三章的一部分)介绍多光束干涉,包括法布里-珀罗干涉仪和多层薄膜理论。第五章研究衍射,并把全息照相作为理论的应用实例。

第六章讨论光在实物媒质中的传播,包括晶体光学和非

目 录

译者序	i
序言	iii
第一章 光的传播	1
1.1 基本光学现象和光的本性	1
1.2 电学常数与光速	2
1.3 平面谐波 相速度	7
1.4 表示谐波的其他方式	11
1.5 群速度	12
1.6 多普勒效应	14
第二章 光的矢量性	20
2.1 概论	20
2.2 能流 坡印廷矢量	22
2.3 线偏振	24
2.4 圆偏振和椭圆偏振	27
2.5 偏振的矩阵表述 琼斯算法	32
2.6 平面边界的反射和折射	38
2.7 反射波和折射波的振幅 菲涅耳方程组	40
2.8 布儒斯特角	48
2.9 全反射时的瞬逝波	49
2.10 全内反射时的相位改变	51
2.11 反射矩阵	53
第三章 相干性和干涉	58
3.1 线性迭加原理	58
3.2 杨氏实验	59
3.3 迈克耳孙干涉仪	63

3.4	部分相干性理论 条纹的可见度	66
3.5	相干时间与相干长度	68
3.6	有限波列的光谱分辨 相干性与线宽	72
3.7	空间相干性	75
3.8	强度干涉量度法	81
3.9	傅里叶变换频谱学	82
第四章	多光束干涉	86
4.1	多光束干涉	86
4.2	法布里-珀罗干涉仪	91
4.3	法布里-珀罗仪器的分辨本领	94
4.4	多层薄膜理论	96
第五章	衍射	105
5.1	衍射的一般描述	105
5.2	基本理论	105
5.3	夫琅和费衍射与菲涅耳衍射	111
5.4	夫琅和费衍射图样	114
5.5	菲涅耳衍射图样	126
5.6	傅里叶变换在衍射上的应用	136
5.7	衍射的波前再现 全息照相	147
第六章	固体光学	155
6.1	概论	155
6.2	宏观场和麦克斯韦方程	155
6.3	普遍波动方程	157
6.4	光在各向同性电介质中的传播 色散	158
6.5	光在导电媒质中的传播	164
6.6	在吸收媒质边界上的反射和折射	168
6.7	光在晶体中的传播	173
6.8	光在界面上的双折射现象	185
6.9	旋光性	190
6.10	固体中的法拉第旋光	196

6.11	其他的磁光效应和电光效应	198
6.12	非线性光学	201
第七章	热辐射和光量子	208
7.1	热辐射	208
7.2	基尔霍夫定律 黑体辐射	208
7.3	腔内电磁辐射的模	211
7.4	黑体辐射的经典理论 瑞利-金斯公式	214
7.5	空腔辐射的量子化	216
7.6	光子统计学 普朗克公式	216
7.7	光电效应与单个光子的探测	222
7.8	光子的动量 光压	223
7.9	光子的角动量	225
7.10	实物粒子的波长 德布罗意假设	225
7.11	海森伯测不准原理	226
第八章	光谱学	230
8.1	概论	230
8.2	原子光谱的基本理论	232
8.3	量子力学	238
8.4	薛定谔方程	241
8.5	氢原子的量子力学描述	243
8.6	辐射跃迁和选择定则	251
8.7	光谱线的精细结构 电子自旋	256
8.8	多电子原子光谱的多重性 光谱标记	258
8.9	分子光谱	261
8.10	固体中原子的能级	268
第九章	光的放大 激光器	272
9.1	引言	272
9.2	受激发射与热辐射	273
9.3	光在介质中的放大	275
9.4	产生粒子数反转的方法	280

9.5	激光振荡	281
9.6	光学共振腔理论	284
9.7	气体激光器	291
9.8	光抽运固体激光器	295
9.9	染料激光器	297
9.10	半导体二极管激光器	298
9.11	Q 开关与锁模	299
9.12	环形激光器	302
第十章	光线光学	305
10.1	球面上的反射和折射	305
10.2	透镜	307
10.3	光线方程	310
10.4	光线矩阵和光线矢量	312
10.5	周期性透镜波导与光学共振腔	313
附录	相对论光学	318
1	迈克耳孙-莫雷实验	318
2	爱因斯坦狭义相对论假设	321
3	光学中的相对论性效应	322
4	测定地球转动的萨尼亚克和迈克耳孙-盖尔实验	326
奇数习题选答		329
参考文献		332
索引		334

第一章 光的传播

1.1 基本光学现象和光的本性

牛顿在他的光学论文中写道：“光线是由发光物质发射出来的极小物体。”大概牛顿把光视作微粒主要是由于这样的事实：在一定的均匀媒质中，光似乎是沿直线路径传播的。这就是所谓直线传播定律。阴影的形成就是证明直线传播的常见例子。

牛顿的同时代人 O. 惠更斯(1629~1695 年)提出一种不同的看法，即光是一种从光源向四面八方传播的“波动”。读者一定会记得一度盛行的用惠更斯的初始波和次级子波作图来解释光的反射和折射的基本定律的事实。用波动图象可圆满解释的其他光学现象有：光从薄膜反射形成亮带和暗带的干涉现象，衍射或光绕过障碍物的传播等。

主要是 J. O. 麦克斯韦(1831~1879 年)的天才发现，使我们今天知道可见光仅是通常称为电磁波的电磁能的一种形式。整个电磁波谱包括无线电波，红外线，颜色从红到紫的可见光，紫外线，X 射线和 γ 射线。接着，在二十世纪头二十年内，以普朗克、爱因斯坦和玻尔为先驱的光的量子论，使我们懂得电磁能是量子化的。这就是说，只能给予电磁场或从电磁场取出称为光子的分立能量。

因此，现代光的观念包含牛顿的和惠更斯的图象的两种要素。光被认为具有双重性。某些现象，例如干涉，显现出光的波动性。而另一些现象，例如光电效应，则表现出光的微粒

性。

要是有人提出这样的问题：“真正地说光是什么？”那是不容易简单回答的。没有常见的事物或宏观的模型可用来作类比。然而，了解事物并不需要依靠类比。麦克斯韦的电磁理论和量子论共同对所有的光学现象作出一致的和明晰的理论解释。麦克斯韦理论处理光的传播现象，而量子论描绘光同物质的相互作用或光的吸收和发射。两者组成的理论称为量子电动力学。因为电磁理论和量子论也能解释除了有关电磁辐射以外的许多其他物理现象，所以完全可以假定已能很好地了解光的本性，至少是在能精确解释现有实验现象的数学方法这个方面能很好地了解光的本性。至于光的“真实的”或“最终的”本性问题，虽然未能给予回答，然而对于我们研究光学是毫不相干的。

1.2 电学常数与光速

在真空中的一点上，电磁态可由两个矢量来详细说明，这就是电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{H}$ 。在静态情况下，也就是当两个场不随时间变化时， $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 是相互无关的，且分别由在整个空间中的电荷和电流分布所确定。然而在动态的情况下，两个场却并非是无关系的。两者的空间和时间导数是由旋度方程相互联系：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1.2)$$

其散度条件：

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (1.4)$$

表明在该点上不存在电荷。这些方程在静态或动态情况下均成立。

以上四个方程式通常称为真空中的麦克斯韦方程组。这些方程可以看作是不存在物质时电磁场的基本微分方程。

常数 μ_0 称为真空磁导率。按定义，其精确值为 $4\pi \times 10^{-7}$ 亨/米(H/m)①。常数 ϵ_0 称为真空电容率，其数值必须由测量确定。 ϵ_0 的值到四位有效数字为 8.854×10^{-12} 法拉/米(F/m)。

接着将两个旋度方程式中的场 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 分开。取其中一个方程式的旋度并取另一个方程式的时间导数，利用对于时间或空间的微分法次序可以颠倒的关系，于是结果为：

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (1.5)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{H}) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (1.6)$$

进而用到散度条件(1.3)和(1.4)以及矢量运算的恒等式

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2(\mathbf{A}), \quad (1.7)$$

得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad \text{和} \quad \nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}, \quad (1.8)$$

其中

$$c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}. \quad (1.9)$$

因此可见，场 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 满足同样形式的偏微分方程：

$$\nabla^2(\mathbf{A}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(\mathbf{A})}{\partial t^2}.$$

这类方程称为波动方程。方程的出现是同许多不同类型的物

① 本书通用 MKS 合理单位制。在包含磁场的全部方程中，我们选用 $\mathbf{H}$ 而不是 $\mathbf{B}$ 。要是有 $\mathbf{B}$ 之处， $\mathbf{H}$ 往往写成 $\mathbf{B}/\mu_0$ ，因为本书仅考虑非磁性媒质。

理现象相联系的,例如弦的机械振动、声波、振动膜等等^[29]①。这里的含意是指场 E 和 H 的变化是以常数 c 值的速度通过真空传播的。在 MKS 单位制中, c 的数值等于

$$1/\sqrt{4\pi \times 10^{-7} \epsilon_0} \approx 3 \times 10^8 \text{ 米/秒 (m/s)}.$$

一种电学上对 $(\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ 的值作最精确的测定是由国家标准局的罗莎 (Rosa) 和多尔西 (Dorsey) 进行的^[33]。他们算出已精确知道实际尺寸的电容器的电容,并用静电单位表示。接着又用电桥测出同一电容器的电磁单位电容。当把两个电容值之比换算成 MKS 单位时,就得出 $(\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ 的值。罗莎和多尔西所得的结果为 2.99784×10^8 米/秒,精度约为 $1/30,000$ 。其他观察者早先用纯电学方法测出 $(\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ 的值,虽结果类似,但精度较差。

另一方面,自从勒默尔 (Römer) 在 1676 年由木星的月食对光速作历史性的测定以来,这些年间,许多观察者对光速进行了直接测量。对电磁辐射速度所作的测量总结列于表 1.1 中。当考虑了实验误差并还原到真空时,所有的测量结果往往是相同的。这样,光作为一种电磁扰动的结论是不可避免的了。

c 的最精确的测定已用激光完成。1972 年在国家标准局由埃万森 (K. M. Evanson) 及其合作者进行了测量,其结果为

$$c = 299,792,456.2 \pm 1.1 \text{ 米/秒}. \quad (1.10)$$

在物理学百科全书^[2]上,伯格斯特兰 (Bergstrand) 的“光速”一文对此给予很高的评价。

媒质中的光速 在各向同性的非导电媒质中,电场和磁场的麦克斯韦旋度方程和真空中的方程在形式上精确相同,只不过真空常数 μ_0 和 ϵ_0 由媒质的相应常数 μ 和 ϵ 代替。结

① 方括号内数字表示列于书末的参考文献。

表 1.1 电磁辐射速度的测量

A. 光速

日期 (年)	研 究 者	方 法	结果(公里/秒)
1849	斐索(Fizeau)	旋转齿轮法	$313,000 \pm 5000^*$
1850	傅科(Foucault)	旋转镜法	$298,000 \pm 2000^*$
1875	考涅(Cornu)	旋转镜法	$299,990 \pm 200$
1880	迈克耳孙(Michelson)	旋转镜法	$299,910 \pm 150$
1883	牛康贝(Newcomb)	旋转镜法	$299,860 \pm 30$
1928	米特尔施太特(Mittelstaedt)	克尔盒快门术	$299,778 \pm 10$
1932	皮斯(Pease)和皮尔逊(Pearson)	旋转镜法	$299,774 \pm 2$
1940	许特耳(Hüttel)	克尔盒快门术	$299,768 \pm 10$
1941	安德森(Anderson)	克尔盒快门术	$299,776 \pm 6$
1951	伯格斯特兰(Bergstrand)	克尔盒快门术	$299,793.1 \pm 0.3$

B. 无线电波速

日期 (年)	研 究 者	方 法	结果(公里/秒)
1923	默西埃(Mercier)	导线上驻波法	$299,782 \pm 30$
1947	琼斯(Jones)和康福德 (Conford)	欧波(Oboe)雷达法**	$299,782 \pm 25$
1950	博尔(Bol)	谐振腔法	$299,789.3 \pm 0.4$
1950	爱森(Essen)	谐振腔法	$299,792.5 \pm 3.0$
1951	阿斯拉克森(Aslakson)	肖兰(Shoran)雷达法***	$299,794.2 \pm 1.9$
1952	弗鲁默(Froome)	微波干涉仪法	$299,792.6 \pm 0.7$

C. 电学单位比率

日期(年)	研 究 者	结 果
1857	韦伯(Weber)和科尔劳奇(Kohlrausch)	$310,000 \pm 20,000^*$
1868	麦克斯韦(Maxwell)	$288,000 \pm 20,000^*$
1883	汤姆孙(Thomson)	$282,000 \pm 20,000$
1907	罗莎(Rosa)和多尔西(Dorsey)	$299,784 \pm 10$

* 估计误差极限。 ** Oboe 为 Observer bomber over enemy (将轰炸机引导到目标的系统)之缩写。 ——译者注 *** Shoran 为 Short-range navigation system (精确近程导航系统)之缩写。 ——译者注

果, 电磁场在媒质中的传播速度 u 为

$$u = (\mu\epsilon)^{-1/2}. \quad (1.11)$$

引入两个无量纲的比值, 其一是

$$K = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \quad (1.12)$$

称为相对电容率或介电常数; 以及

$$K_m = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad (1.13)$$

称为相对磁导率, 于是可以写出

$$u = (\mu\epsilon)^{-1/2} = (K_m\mu_0 K\epsilon_0)^{-1/2} = c(KK_m)^{-1/2}. \quad (1.14)$$

折射率 n 定义为真空中光速与媒质中光速之比。因此,

$$\frac{c}{u} = n = (KK_m)^{1/2}. \quad (1.15)$$

大部分透明的光学媒质是非磁性的, 所以 $K_m = 1$, 在此情况下折射率应该等于相对电容率的平方根:

$$n = \sqrt{K}. \quad (1.16)$$

表 1.2 举出折射率与静电电容率的平方根相比较的几个例子。在气体、空气和二氧化碳以及非极性固体例如聚苯乙烯

表 1.2 折射率与静电电容率平方根比较^[14]

物 质	n (对黄光)	$\sqrt{K}$
空气(1 大气压)	1.0002926	1.000295
CO ₂ (1 大气压)	1.00045	1.0005
聚苯乙烯	1.59	1.60
玻璃*	1.5~1.7	2.0~3.0
熔融石英	1.46	1.94
水	1.33	9.0
乙醇	1.36	5.0

* 近似值。

中,此二值符合得很好。对于包含极性分子的媒质,例如水和乙醇,此二值符合得较差。这是由于这些物质的静电极化率高的缘故。

实际上,折射率是随辐射的频率而变化的。所有的透明光学媒质都是如此。折射率随频率的变化称为色散。由于玻璃的色散,棱镜可把组成光的各种颜色分解开来。

为了解释色散,必须考虑光所传播的光学媒质中电子的实际运动。色散的理论将在后面第六章中详细讨论。

1.3 平面谐波 相速度

如果采用直角坐标并把矢量的波动方程(1.8)和(1.9)分解成分量,我们观察到 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的每一个分量满足普遍的标量^①波动方程

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad (1.17)$$

式中,量 U 代表任何一个场分量 $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ 。

一维波 让我们暂时来考虑 U 的空间变化仅发生在某一个特殊的坐标方向,比如 z 方向的特殊情况。在此情况下,算符 ∇^2 可简化为 $\partial^2/\partial z^2$, 于是方程(1.17)变成一维波动方程

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (1.18)$$

用直接代入法,容易证明函数

$$U(z, t) = U_0 \cos(kz - \omega t) \quad (1.19)$$

实际上是波动方程(1.18)的解,这里只要常数 ω 和 k 的比值等于常数 u 便可,即:

$$\frac{\omega}{k} = u. \quad (1.20)$$

① 电磁波的矢量性将在第二章中讨论。