

薄膜光学

——理论与实践

尹树百 编著

科学出版社

薄 膜 光 学

——理论与实践

尹 树 百 编 著

科 学 出 版 社

1987

内 容 简 介

本书在总结现代薄膜光学发展的基础上,系统地论述薄膜光学的基础理论,并讨论了生产实践中一些具体问题。全书分十二章:绪论;介质膜系的基本光学理论;基本介质膜系;金属光学;一般膜系;分层介质的普遍定理;基本的金属-介质膜系;特殊计算方法;调谐膜系的精确合成法;光学非均匀膜;厚膜;扰动。附有索引。

本书可供从事薄膜光学理论研究和光学薄膜研制、生产、应用等方面的科研人员及工程技术人员阅读,亦可作为理工科大专院校有关专业的教学参考书。

薄 膜 光 学

——理论与实践

刘树百编著

责任编辑 陈德义

科学出版社出版

·北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1987年11月第 一 版 开本:787×1092 1/16
1987年11月第一次印刷 印张:22 1/2
印数:0001—2,450 字数:517,000

统一书号:15031·875

本社书号:4890·15—4

定价: 5.30 元

前 言

为了便于揭示物体的物理本性,深入研究物质的性质,我们常将气体、液体与固体制成薄膜来进行研究。一种材料一旦制成薄膜后,它却又表现出许多奇异的新性质,包括力学性质,光学性质和电学性质。这一典型事例正好说明了“从量变到质变”的客观规律。固体薄膜就常表现出许多所谓“反常的”光学性质;正是这些所谓的反常光学性质成为了推动薄膜光学这门年青学科发展的原动力之一。

从牛顿时代有关薄膜的奇异色彩成因的争论到现代的金属膜透射性质的发现,当人们认识了这些“反常”性质以后,便立刻又为之找到许许多多的新用途。鉴于薄膜在应用物理学、特别是在现代光学技术上的重要性,如果说等离子体是物质的第四态,那么,光学家们便可毫不含糊地说“薄膜乃是物质的第五态”。光学薄膜在工业生产中有广泛的应用。各种型式的薄膜光学元件——增透膜、增反膜、干涉滤光膜、分光膜、偏振与消偏振膜等早已成为各种光学系统与仪器中必不可少的部件。世界上第一台激光器的诞生也多亏了优质高反射膜的一臂之力,而且所谓“激光薄膜”至今仍忠实地为日新月异的现代激光技术效力。

光学薄膜在我国是解放后才从无到有而发展起来的,作者经历了它的整个发展过程。到目前为止,从事薄膜研制、生产以及应用开发的单位已遍及全国各地,从业人员的队伍十分壮观。为了更深入探索薄膜的光学性质、了解其理论原理、设计原则以及应用基础,使之为人类更多造福,我们把本书奉献给读者。本书以 Z. Knittl 著的《Optics of thin films》(Wiley, 1976) 为主要蓝本,并参考了国内外近期发表的专论和成果,特别是七十年代后期与八十年代初期的重要论文而编写成,以满足薄膜光学界日益增长的需要。

本书全稿曾得到四川大学物理系教授郭覆容先生细心审阅,并提出了若干宝贵意见,在此谨致谢意。

目 录

第一章 绪论	1
1.1 历史的回顾	1
1.2 理论的应用前提和客观依据	4
1.3 均匀媒质中的平面波	5
1.4 电磁波的能量传递	7
1.5 偏振态	9
参考文献	11
第二章 介质膜系的基本光学理论	13
2.1 符号规则	13
2.2 用光纳符号表示边界条件	13
2.3 菲涅耳公式	14
2.4 界面的输入光纳	23
2.5 膜系的反射与透射系数的矩阵计算	25
2.5.1 光纳矩阵	25
2.5.2 位相矩阵	25
2.5.3 膜系传递矩阵	25
2.5.4 根据 S 求解传递系数	26
2.5.5 干涉矩阵与传递系数的计算	27
2.5.6 矩阵运算的简化——仅考虑右行波的各系数	28
2.6 利用多次反射的递推公式	28
2.6.1 广义爱里和公式	28
2.6.2 r 与 r/t 的矢量近似法	32
2.6.3 各近似表式的精度	33
2.6.4 内传递系数	35
2.7 输入光纳的递推公式。史密斯圆图	36
参考文献	43
第三章 基本介质膜系	44
3.1 单层膜	44
3.1.1 振幅和能量系数	44
3.1.2 正入射与斜入射下的能量公式的分析	44
3.1.3 单层膜的减反和增反。用白光观测	48
3.1.4 作为原型单色滤光器的单层膜	49
3.1.5 测量薄膜光学参量用的理论原理	51
3.2 周期结构	53
3.2.1 符号说明	53
3.2.2 $HLHLHLH$ 膜系概述	54

3.2.3 各基点 $\varphi = (2l - 1)\pi/2$ 处的反射	56
3.2.4 虚设的 $\lambda/2$ 层(基点 $\varphi = l\pi$ 处)	59
3.2.5 利用 $\lambda/2$ 膜作联接单元	59
3.2.6 截止带理论	61
3.2.7 对称性与周期性	66
3.2.8 倾斜入射	66
3.2.9 位相色散	68
3.3 在若干波长处具有零反射点的宽带减反射膜	69
3.3.1 减反射问题	69
3.3.2 消色差原理	70
3.3.3 应用实例	75
3.4 某些非调谐多层膜	83
3.4.1 模拟的双层减反射膜	83
3.4.2 失调三层减反射膜的设计	85
3.4.3 非整厚的其他多层减反射膜	88
3.4.4 用厚度失调法改进分光镜的性能	90
3.4.5 失调——调整反射率值的一种手段	91
3.4.6 大跨度的截止边限	92
3.5 周期膜系的应用	94
3.5.1 干涉反光镜。低通与高通滤光片	94
3.5.2 单半波单色滤光片	100
3.5.3 双半波单色滤光片	102
3.5.4 多腔滤光片	109
参考文献	112
第四章 金属光学	113
4.1 折射定律的推广。非均匀波	113
4.2 不变量与卡特勒关系式	116
4.3 折射后矢量 E 与 H 的指向	116
4.4 介质/金属界面的菲涅耳公式	118
4.5 折射波中的坡印亭矢量	118
4.6 单层金属膜	119
4.6.1 外场的计算	120
4.6.2 内场的计算	123
参考文献	129
第五章 一般膜系	131
5.1 膜系中的吸收	131
5.2 潜在透射率与吸收率	134
5.3 在弱耗散媒质中吸收沿膜系的分布	137
5.4 全反射	141
5.5 准全反射 (FTR)	143
参考文献	146

第六章 分层介质的普遍定理	148
6.1 左入射与右入射定理	148
6.2 可逆性定理	148
6.2.1 可逆性原理的某些结论	150
6.3 等效性定理	152
6.3.1 计算基本周期 $(0.5B)$ $A(0.5B)$ 的等效参数	153
6.3.2 等效层的光谱特性分析	155
6.3.3 基元的叠加	157
6.3.4 利用匹配层调整通带内的纹波	158
6.3.5 截止带	164
6.4 有关透射的若干定理	165
6.4.1 前扩充定理	166
6.4.2 最大透射率定理	166
参考文献	173
第七章 基本的金属-介质膜系	174
7.1 法布里-珀罗标准具	174
7.1.1 基本公式	175
7.1.2 $\mathcal{R}$ 和 $\mathcal{T}$ 的傅里叶展开式	176
7.1.3 透射滤光片	180
7.1.4 反射标准具	184
7.1.5 激光腔	196
7.2 镀有介质膜的金属反射镜	198
7.3 某些透增透膜系	201
7.3.1 波拉克分光镜	201
7.3.2 透射窄带滤光片	204
参考文献	204
第八章 特殊计算方法	205
8.1 伏拉索夫-卡尔德递推公式	205
8.2 关于 r/d 与 $1/d$ 的两类卡尔德展开式	206
8.3 卡尔德增透理论	212
8.4 圆图	215
8.5 多层干涉膜的偏振和消偏振	220
参考文献	227
第九章 调谐膜系的精确合成法	229
9.1 合成法原理	230
9.1.1 公式的变换	230
9.1.2 能量关系式	232
9.1.3 如何求解 a_p 、 b_p	234
9.1.4 $N_{kp}^{(g)}$ 、 $N_{kp}^{(b)}$ 的逆运算	235
9.1.5 有关匹配方法的某些说明	236
9.2 减反射问题	237

9.2.1 低通滤光片的布特渥兹逼近和契别舍夫逼近	237
9.2.2 频率变换	239
9.2.3 锗基片的减反射	241
9.3 半反射问题	246
9.3.1 波拉克展开式及其契别舍夫逼近多项式	246
9.3.2 合成半反镜的用表	249
9.3.3 倾斜入射	255
9.3.4 令 $A_{kz} = 0$ 使消色差条件化简	257
9.4 用拉格朗日插值法合成具有缓坡型反射率曲线的膜系	259
9.5 $\tan \delta$ 的有理函数	260
9.6 薄膜与电子学网络间的某些物理相似性	261
9.6.1 与传输线的相似性	261
9.6.2 与单色 LC 网络的相似性	262
9.6.3 无厚度的膜层的相似对应物	264
9.6.4 有理化薄膜的相似物	265
9.7 插入损耗	267
9.8 数值实例	269
参考文献	278
第十章 光学非均匀膜	279
10.1 引言	279
10.2 介质混合物的折射率	279
10.2.1 理论	280
10.2.2 实验结果	282
10.3 连续变化折射率分布的产生	287
10.4 非均匀膜的反射和透射系数的计算	290
10.4.1 一般公式	290
10.4.2 近似方法	293
10.4.3 精确方法	296
10.5 薄膜非均匀性的测量	298
10.6 非均匀膜的应用	299
10.6.1 概述	299
10.6.2 减反射膜	300
10.6.3 多层膜	302
10.6.4 太阳玻璃的吸收膜	305
参考文献	305
第十一章 厚膜	307
11.1 薄膜与厚膜	307
11.2 镀膜的平面平行玻璃板	308
11.2.1 片堆	310
11.2.2 胶合片	310
11.3 立方体	311

11.3.1 分裂光束的简单立方体.....	314
参考文献.....	315
第十二章 扰动	316
12.1 介质的色散	316
12.2 假性吸收	321
12.3 表面粗糙度	324
12.4 透镜系统的积累色彩	328
12.5 镜头中斜入射的影响	332
12.6 制造误差	339
参考文献.....	346
索引	348

第一章 绪 论

薄膜光学是物理光学的一个重要分支,它研究的对象是膜层对光的反射、透射、吸收以及位相特性、偏振效应等。简而言之,它主要研究光在分层媒质中的传播规律性。在今天,这门学科已成为现代光学不可缺少的一个重要组成部分。没有光学薄膜,许多现代光学装置便无法发挥效能,失去作用。无论在提高或降低反射率、吸收率与透射率方面,在使光束分开或合并方面,或者在分色方面,在使光束偏振或检偏方面,以及在使某光谱带通过或阻滞方面,在调整位相方面等等,光学薄膜均起着至关重要的作用。总之,在光学器件的几乎全部功能方面,薄膜都扮演关键角色。目前,由于对光通讯用的光学波导表现出愈来愈大的兴趣,而在这个领域内,薄膜似乎也是决不可缺的。薄膜光波导使光沿着与其界面平行的方向在膜层内传播。这种波导可加以修改而制成光开关、光调制器、选模器以及联线等。最后将这些单元器件组合在一起,便可构成光信息处理机,这便是集成光路。

薄膜光学发展至今可分成两大部分。第一部分是光学薄膜及其理论。第二部分是光学波导及其相应器件。前者的特点是光横穿过薄膜而进行传播;后者的特征是光沿着平行薄膜界面的方向在膜内传播。对于光学薄膜,在一块基片上淀积五、六十层膜并非罕见,涂镀工艺是比较成熟的。而对光学波导,则膜层层数一般不多,通常仅用一层膜;其镀制工艺仍处在发展初期,虽然也可以利用为光学薄膜建立起来的成熟技术——热蒸发技术,但日益发展的其他成膜技术却更引人注目。

本书主要讲述光学薄膜理论及其应用,而不涉及薄膜光波导与集成光路这一正在迅速发展的领域。事实上,后者的研究方法常类似于微波技术的方法,所发表的文章又多用通讯方面的术语写就,而很少用光学方面术语。

本书既可作为高等学校有关专业高年级学生的教学用书,又可作为从事薄膜工作和研究的学者的参考书。

1.1 历史的回顾

人类生活在周围充满着光的世界里,光是一种人们无时无刻不遇到的自然现象。研究光的本性及其传播规律的学科就是光学。从历史上看,光学之所以成为物理学的一个分支,在很长一段时间里成为其发展的带头学科,恰好是因为薄膜的一些奇异性质最先引起人们的注意所致。例如:五光十色的肥皂泡,水面上彩色斑斓的油膜,两玻璃片间的空气层中常呈现出色彩鲜艳的光环。所有这些现象早在十七世纪就引起了许多自然科学家的注意。他们各自都提出了一些初步解释,但均不令人满意。甚至伟大的科学家——伊萨克·牛顿,虽然也曾注意了薄膜所呈现的奇异色彩,但却不能用他所创立的“光的微粒说”对观察到的一系列结果作出圆满的解释。在十七世纪,关于光的本性的理论远远落后于客观实际。事实上,直到一百五十年以后,即1801年托马斯·杨发表干涉实验结果以及菲涅耳对此进一步发扬光大以后,上述现象才彻底为人们弄清,物理光学的基础才

从此建立起来。今天我们可以说,整部薄膜光学的物理依据就是光的干涉。用双光束干涉处理平行平面薄膜已成为物理教科书的基本章节之一。薄膜的颜色、牛顿环等这类光学薄膜现象均可用双光束干涉给予解释。此外,爱里在 1833 年还曾将干涉加以推广,从而得到多光束干涉,并给出了至今仍被广泛利用的爱里求和公式。

光的干涉实验及其理论至今仍是研究薄膜光学性质的实验基础和基本理论。1873 年麦克斯韦的《论电与磁》问世,将光的电磁理论与波动理论相结合,以此为基础导出了两媒质界面上入射光与反射光、透射光之间的振幅、能量和位相关系,从此分析薄膜光学问题所需的全部基本理论始告完成。然而,十九世纪的物理学却没有发展多层膜的概念,也没有建立相应的分析方法,其唯一的原因是当时的光学仪器尚较简单,还没有这种实际需要。当时,自然界尚未发现有多层膜的实例,又没有一种实用的技术手段能生产人造多层膜。十九世纪干涉度量学虽有很大发展,且于 1890 年制成了第一个薄膜光学元件——法布里-珀罗标准具,但它仍是由两块镀单层银膜的平板构成,而不是一个真正的三层膜器件。

即使是单层膜的应用也历尽艰辛,虽然早在 1817 年夫琅和斐便已制成了世界上第一批单层减反膜。1866 年瑞利又报告说,年久失泽的玻璃的反光比新鲜玻璃的反光弱;但瑞利的发现在当时由于没有实际需要,并未引起人们重视。直到后来,大气腐蚀失泽的一批透镜被光学零件制造师——泰勒偶然发现后,他才致力于用蚀刻法使玻璃表面人工失泽,以降低折射界面的讨厌反射。这种减反射效果曾被解释为在玻璃基底与空气间形成了一层具有中间折射率的膜层。更令人惊奇的是,当时还发现反射光颜色随蚀刻的厚度不同而变化,当反射光呈紫铜色时,便获得最大减反效果。

1904 年批准的英国专利 29561 号可以说是商用减反技术的第一条线索。1919 年美国批准了一个类似的专利,乃是在玻璃抛光过程中进行蚀刻。但是,这些办法均未找到生长点,原因是它们要求在玻璃加工过程中加入适当的酸进行蚀刻,这种工艺非一般人所能方便掌握。

二十世纪三十年代中期才应认为是薄膜在光学上加以应用的真正开端。此时,由于电子工业的需要促进了真空技术的发展;商用扩散泵的问世,工业真空镀膜才有了现实基础,而真空蒸镀法成了生产光学干涉膜的最好方法。斯马库拉和斯屈朗可称为是德国和美国的单层减反膜之父。与此同时,丰德又发现,蒸镀高折射率膜层可增加基片的反射率。紧接着人们便能成功地蒸镀许多种不同的膜层。这样一来,减反射和增反射膜系以及干涉单色滤光片的多层膜理论便在 1937—1947 年这段时间相继应运而生。法国的鲁阿德、捷克斯洛伐克的瓦施切克和美国的克拉克应认为是这方面的主要贡献者^[1-3],他们将爱里公式推广到多层膜系的场合;不过,还有一系列其他学者也进行了各种独特的计算。德国的格夫肯做了许多有深远预见性的工作。他于 1939 年制成了世界上第一批金属膜滤光片^[4],并首创了湿法镀膜和气体反应镀膜方法。还应顺便指出,哈利德曾于 1945 年独立地制成了金属膜法布里-珀罗型干涉滤光片,从此以后,这种滤光片的生产才开始具有了商业价值。苏联在这方面的代表人物则应推胡拉索夫,他著有《光学零件镀透光膜》一书,此书现已有中译本^[5]。

光学薄膜既要求有良好的光学性能,又要求其他物理性能稳定。因此,制备时的工艺要求十分严格,以致多层膜的研制常限于实验室范围。二次世界大战以后,光学薄膜有了新的发展,它在光学仪器中的作用亦愈来愈明显。对于它的研究,无论在理论方面,或是

实验方面,都做了相应的努力:为光学多层膜研制了专用蒸镀装置;对适合于不同光谱区的各种膜料进行了大规模的研究;对膜层的使用寿命及是否满足商用生产的要求亦作了探索。此外,还发展了薄膜蒸镀的控制方法,研究了膜层的光学常数,多孔特性、结构及附着力等。为这个新领域积累了大量的知识和经验。

由于干涉膜在光学上的应用日益增多,理论亦得到进一步的发展。例如丹尼逊(Dennison)用电磁理论研究了反射型和透射型金属膜干涉滤光片。阿贝勒发表了两篇专论文章,提出了薄膜系统的矩阵算法^[6],用光的电磁论对分层介质作了最普遍性的处理,威尔福德则从另一角度引入了矩阵算法。泰纳对光学膜的设计做了一些开拓工作。1949年在法国马赛大学举行了第一届国际薄膜会议。举行国际讨论会这件事本身就表明,在那个时代,有关光学薄膜的实验工作与理论活动实际上已达到一定的深度和广度。事隔不久,有关光学薄膜的基础教程相继问世。例如,德国人迈耶著的《薄膜物理学》卷1与卷2(Physik dünner schichten, I und II)分别于1950年与1955年出版^[7],英国教授希文思著的《固体薄膜的光学性质》(Optical properties of Thin Solid Films)第1版于1956年出版,1965年再版。此书中译本于1965年出版^[8]。另外,苏联学者洛任别尔格著的《薄膜光学》(Оптика тонкослойных покрытий)于1958年出版^[9]。1960年捷克斯洛伐克科学家瓦施切克教授的《薄膜光学》(Optics of Thin Films)一书问世了^[10]。紧接着德国人安德斯著的《光学薄膜》(Dünner Schichten für die Optik)一书于1965年出版^[11],这本书对实际镀膜工作很有参考价值,它着重介绍了许多工艺技术问题:1969年英国学者麦克劳德的著作《薄膜光学滤光片》(Thin-Film Optical Filters)出版了,此书对六十年代以前的成就和发展进行了总结。作者与周九林同志增加了该书未包括的若干重要内容,以《光学薄膜技术》为书名的编译本于1974年出版^[12],并于1976年重印。此外,国内还出版过一本《光学薄膜》^[13]。

在早期发展阶段,理论的应用主要在于分析一些直观上看来有用处的膜系。对这些膜系进行数学上的分析研究,然后逐步加以改进。从一般理论上不便于直观分析时,常借助于矢量算法。虽然比起几何光学,薄膜光学是更为严谨的一门学科,但是,所推导出的最终公式却不便于用各种设计参量来直接进行分析,而往往不得不依靠大量的数值计算,这只有借助电子计算机才能完成。因此,从来也没有象光学设计那样,组成过使用台式计算机的设计队伍。事实上,薄膜系统的光学设计师只能望洋兴叹地羡慕玻璃光学系统的光学设计师,因为后者所利用的基本材料——各种各样的玻璃,其折射率可精确到小数点后五位以上,而前者所能利用的设计材料——有限的几种薄膜,其折射率很难控制到有二位小数以上的准确度。不过,随着时代的进步,薄膜的设计理论亦开始发展起来,并提出了若干新概念以及为不同目的服务的专用设计程序。参照网络理论建立了薄膜光学的相应概念,以致有可能设计出一些模拟计算法和建立一整套精确的数值设计方法。此外,还为各种自动微分修正编制了大量的计算程序。

光学干涉膜系的理论今天已发展成了物理光学的专门一章。其原理及设计手段等均已成成为光学加工中的严格的技术规范。薄膜光学理论对于光学滤光片而言,其重要性就象网络理论对于电学滤波器一样。跟网络理论一样,薄膜光学这门学科“是数学、物理学和工程学的美妙的结合”。

应当承认,同电子学相比,光学理论与实践的相互关系更密切。事实上,一个薄膜光

学的理论家决不可能利用从市场上得到的各个分立元件(其上标有技术数据)组成他所需要的系统。某些理论设想要具体实现起来往往更为艰巨,以至于使一些实际工作者有时认为:理论工作者已经做了许多工作,足够工艺人员再忙十几年甚至二十年。如果承认许多惊人的新奇概念的发现可以超越实际的需要,那么,上述看法便可认为是正确的。另外,只要一门学科总是在正常状态下不断发展,我们便可以允许某些纯理论兴旺发达。本书的宗旨在于使读者熟悉分层介质光学中所要用到的电磁理论的现代概念和方法。要求读者应具有麦克斯韦理论的初步知识。

我们把多层膜视为是能改变平面光波传播方式的一种元件,但不涉及新近发展的薄膜光波导。发展基本理论是我们的首要目标,采用的主要研究方法是矩阵法,不过也介绍其他一些有价值的计算方法。本书既包括了有关介质膜系的一些传统知识,也收入了一些新出现的有关材料。本书还注意到基础理论与应用间的平衡,为此增写了有关厚膜和扰动的两章,也论述了精确设计方法这种纯理论的课题。

1.2 理论的应用前提和客观依据

光学薄膜理论本质上就是用电磁波的宏观麦克斯韦理论研究光穿过膜系的传播。其应用前提是:

(1) 大多数膜层在光学上都是各向同性媒质,其特性由折射率 n 表征。介质膜的折射率为实数;金属膜的折射率为复数(我们记为 $\bar{n} = n - j\kappa$)。

(2) 两相邻媒质被一数学平面分开,即折射率在界面处出现跃变。

(3) 除分界面处外,允许折射率呈连续变化,实际情况是,只须考虑 n 沿膜层厚度方向的变化就足够了(即允许有所谓法向非均匀性)。

(4) 把两个平行的分界面[见(2)所述]夹持的空间定义为一层膜,其横向尺寸实际上是无限大的。该层膜的厚度与光波同数量级。

(5) 一般总认为入射波是平面单色线偏振光波,偏振相对于入射面的方向总是两个基本方位 p 与 s 之一。

我们还应提出一些通常未加以考虑的物理因素,有时我们将它们视为是对上述简单模型的微小扰动。这些因素是:

(a) 蒸发膜的多晶结构,它能引起光的散射或吸收。

(b) 基片与各分界面的粗糙性,它们亦会造成光的散射与吸收。

(c) 由于结构或内应力引起的膜层材料的各向异性。

(d) 膜层结构及其光学常数与它们的实际厚度的依赖关系(尤其是金属膜)。

(e) 折射率和厚度的时效关系(老化)。

(f) 相邻膜料间的扩散,这会产生内过渡层。

(g) 膜层的后期吸收或氧化,这会导致外过渡层的出现。

(h) 蒸发条件不稳定引起的膜层非均匀性。

(i) 媒质光学常数的色散(对于金属材料通常总应加以考虑)。

考虑到(a)、(b)便要求对上述标准数学模型进行许多修正,应用所得的新理论到实践中,其数值计算量亦会相应增加。最近,洛斯^[14]对材料本身的散射影响作了深入研究。

表面粗糙度的影响则有更多的学者进行了研究^[15]。至于漫反射,既有人用几何光学来处理,又有人当作超精细表面的不规则性的衍射来研究^[16]。后一种方法对于薄膜研究很有价值,但至今仍仅仅应用于单独界面的研究,目的是为解释实测菲涅耳反射率的反常性;也有用之来研究单层膜,以便估计椭圆术的测量误差。这些问题我们将在 12.3 节中加以讨论。我们未把表面散射与体内散射编写到多层膜的理论中。

简单说来,可以认为体内散射是多光束干涉时产生的准直光束的微弱能量损失的原因。因此,在爱里和公式中,可对振幅引入一个经验阻尼因子,以使折射率仍为实数。在本书的 5.3 节与 12.2 节均将用到这种方法,以便解释某些实际中遇到的现象。

虽然各向异性媒质早就有了矩阵算法^[17],且最近又作了更深入的推广^[18],但它只能用来计算光从膜系中通过一次时振幅的变化,而未计及内菲涅耳系数引起的多次反射。

如果已知膜系的真实光学参量与实际的非均匀性,则用现有理论就能研究 (d) 至 (i) 的影响。由于不能对一个完整膜系逐层分解来进行研究,因此总得事先作一些假定,然后找出计算结果与实测结果彼此是否最佳吻合^[19]。

对 (d) 项所列现象的解释超出了宏观理论的范围,它实际上是广义色散理论。法国马赛薄膜研究中心以及其他学者对此作过深入研究^[20,21]。

提出了薄膜理论的应用原则以后,我们再研究一下薄膜光学理论对物理研究与实际应用等到底能解决多少问题,这对于介质材料与金属材料答案有所不同。

对于介质膜系构成的薄膜光学元件,从理论上我们能够用满足事后光度测量所需的精度对之进行分析;能够事先有把握地预计止带或通带的宽度及位置,以及提出修正长波侧或短波侧的带外次峰的办法;对于反射镜与半反镜,可以成功地计算出斜入射时的偏振态与能量大小,并找出获得宽带高反射的方法;我们能够设计出具有各种型式(尖峰型或平顶型)的透射极大值的窄带滤光片,并能使其损耗达最佳化;我们可以算出具有各种带宽和纹波的许多类型的减反膜;此外,也能满足个别用户的一些非常规要求。各种新元件的研制总是从计算机分析入手。

如果要求反射率为 0 或 100% (例如,高性能的减反膜,激光反射镜等),则情况有些难办。此时对光度测量有更高的要求。不过,这多半是个工艺问题。

对于金属薄膜光学元件(包括与介质膜相组合而成的元件),结构方面的原因(如其光学参量的测不准性)会造成理论与实验出现分歧。尽管如此,计算仍是有用的,至少能对所研究的膜系给予圆满的定性说明,从而指导实验工作进行最后的修正。此外,某些有关金属膜/介质膜组合的卓越设计思想(例如,与透射概念相关联的所有现象)则纯系理论的成功。

最后应强调指出,宏观理论——有时又称为唯象理论——规定了可测量的光学常数 n 或 η 与 κ , 并给出了根据适当的预备性测量确定其值的公式。

1.3 均匀媒质中的平面波

考虑一均匀媒质,其中存在着线偏振的单色平面波

$$\mathbf{A} = \mathbf{a}_0 \exp \{j[\omega t - \mathbf{k}(x \sin \theta + z \cos \theta)]\} \quad (1-1)$$

其中 $\mathbf{k}$ 为给定媒质中的传播常数,角 θ 规定了波法线在 oxz 平面内的指向

$$\mathbf{s} = i \sin \theta + \mathbf{k} \cos \theta$$

$\mathbf{a}$ 为单位矢量, $\mathbf{A}$ 沿其方向作振动, 而 $\mathcal{A}$ 为这类简谐振动的复振幅. $\mathbf{A}$ 既可代表 $\mathbf{E}$, 也可代表 $\mathbf{H}$.

假定有一 p 偏振波. 今令其沿 oxz 平面内的某方位角 β 振动, 使得电分量的位相因子为

$$\mathbf{E} = (i \sin \beta + \mathbf{k} \cos \beta) \mathcal{E} \exp[-i \mathbf{k}(x \sin \theta + z \cos \theta)] \quad (1-2a)$$

对于磁分量, 则有

$$\mathbf{H} = i \mathbf{H}_y = i \mathcal{H} \exp[-i \mathbf{k}(x \sin \theta + z \cos \theta)] \quad (1-2b)$$

利用电磁场的波动方程^[6], 我们求得传播常数为:

$$K^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu \bar{\epsilon} = K_0^2 \mu \bar{\epsilon} \quad (1-3)$$

式中 $K_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 为真空中的传播常数, μ 为导磁率, $\bar{\epsilon}$ 为复介电常数. 在公式 (1-1) 中, 乘积 $\mathbf{a} \mathcal{A}$ 有时写为单一符号 $\bar{\mathbf{A}}$, 称为复矢量振幅. 它包含了方向为 $\mathbf{a}$ 的一物理矢量的概念. 采用合成符号 $\mathbf{a} \mathcal{A}$ 在于今后推广到金属光学时有不少方便: 对于 $\mathbf{E}$ 与 $\mathbf{H}$ 两者, $\mathbf{a}$ 均分解为复数物理矢量 $\mathbf{a}' + j\mathbf{a}''$. 今后我们用黑体字母代表矢量. 字母顶上加横划代表复数量.

对于金属膜, 与电介质膜相类似, 引入复折射率 $\bar{n} = \eta - i\kappa$, 以致直观关系式 $K = K_0 \cdot n$ (折射率 n 视为相速度之比) 可形式上写为 $K = K_0 \bar{n}$. 如果有

$$\bar{n} = \sqrt{\mu \bar{\epsilon}} \quad (1-4)$$

则 (1-3) 便得到满足. 上式表明

$$\eta^2 - \kappa^2 = \mu \bar{\epsilon}, \quad \eta \kappa = \frac{2\pi \sigma \mu}{\omega} = \sigma \mu T \quad (1-5a, b)$$

其中 T 为振动的周期, μ 为磁导率.

根据公式 (1-5a, b) 可推导出

$$\left. \begin{matrix} \eta^2 \\ \kappa^2 \end{matrix} \right\} = \frac{\mu}{2} [\sqrt{(\bar{\epsilon}^2 + 4\sigma^2 T^2)} \pm \bar{\epsilon}] \quad (1-6a, b)$$

这个关系式就把吸收媒质的光学参量 η, κ 与电学参量 $\bar{\epsilon}, \mu, \sigma$ 联系起来. 对电介质而言, 直接有

$$n = \eta = \sqrt{\mu \bar{\epsilon}} \quad (1-7)$$

这些关系式的真正重要性是很有限的, 因为它们仅仅在远红外区得到近似证明. 问题在于所用的常数 $\bar{\epsilon}, \mu, \sigma$ 均是对极高频的现象在多少是静止状态下测得的.

我们根据式 (1-6) 与 (1-5) 唯一得到的结论是: 金属的光学常数与频率 T^{-1} 明显相关, 而对于介质材料, 这种关系仅仅通过 $\bar{\epsilon}$ 表现出来. 实际影响是实测的 η 与 κ 值比实测 n 值有大得多的色散.

因此, 我们得到另一推论: 即若按 (1-2) 这样的条件修改方程 (1-1), 则引出可借助纯波动光学的方法测量的新参量 η, κ . 今将 $K = K_0 \bar{n}$ 代入 (1-1) 中, 便得

$$\mathbf{a} \mathcal{A} \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa d\right) \exp\left[i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \eta d\right)\right] \quad (1-8)$$

式中 $d = x \sin \theta + z \cos \theta$ 是波沿其法线方向以相速度 $v = c/\eta$ 行进的距离, 而

$\exp(-2\pi\lambda^{-1}\kappa d)$ 代表振幅衰减因子。

因此,复折射率 $(\eta - j\kappa)$ 的分量 η 与 κ 自然可视为是真正的折射率和吸收系数。

为使公式 (1-2) 符合麦克斯韦方程,除了条件 (1-3) 外,尚需满足另外的条件。根据麦克斯韦方程,我们从 (1-2a) 可推得

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -j\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} (\sin \beta \sin \theta + \cos \beta \cos \theta) = 0 \Rightarrow \beta \pm \pi/2$$

除 $H_z = 0$ 外,我们还有 $E_z = 0$,此乃众所周知的电磁波横向性的条件。

根据麦克斯韦方程

$$\operatorname{curl} \mathbf{H} = j \frac{\omega}{c} \varepsilon \mathbf{E}$$

由公式 (1-2a, b) 得

$$-i \frac{\partial H_y}{\partial z} + k \frac{\partial H_y}{\partial x} = j \frac{\omega}{c} \varepsilon E$$

其两个分量均引出

$$k\mathcal{H} = \pm K_0 \varepsilon E$$

其中正负符号取决于 $\beta = \theta \pm \pi/2$ 。参考 (1-4), 则有

$$\mathcal{H} = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot E = \pm \bar{n} E \quad (1-9)$$

对于非铁磁性介质而言(光学中多是如此), $\mu \doteq 1$ 。而 $\sqrt{\varepsilon}$ 实际上等于 $\bar{n}$ [见式 (1-4)]。复折射率亦称为光学导纳(简称光纳), 其定义是光在真空中与某介质中的相速度之比 $\bar{n} = c/v$ 。它是描述该种介质光学性质的特征参量。

如果将公式 (1-9) 改写为

$$\mathbf{H} = \bar{n} [\mathbf{s} \times \mathbf{E}] \quad (1-10)$$

则符号问题便迎刃而解。

至此,我们阐述了均匀媒质中平面单色波的全部基本要点。公式 (1-8) 对于 $\mathbf{E}$ 与 $\mathbf{H}$ 均成立,公式 (1-9) 与 (1-10) 则把电场与磁场强度的两个不同的振幅联系起来。

显然,等振幅平面平行于等位相平面,这种波便称为均匀波,以区别于非均匀波。对于后者,将不再有这种平行性质。将平面波斜入射到吸收媒质上,便出现这类情况。在讨论金属膜的章节中,我们将导出相应的推广表示式。

1.4 电磁波的能量传递

电磁场具有能量,电磁波的传播是能量传递的一种形式。电磁场中的电场强度 $\mathbf{E}$ 和磁场强度 $\mathbf{H}$ 是无法直接测量的,即电磁波的振幅与位相是不能直接测量的,能够测量的是其传递的能量,而且还仅仅是它们在长时间内的平均值。我们可以利用光学干涉膜来改变能量的传播方式,而不是改变电磁波的波前。

电磁理论将单位时间内通过单位面积的某表面的能量流定义为下述矢量积

$$\mathbf{P} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1-11)$$

$\mathbf{P}$ 称为坡印亭矢量。

由于电磁场总是迅速变化着的, 因此只有其时间平均值才有意义。对于如式(1-1)给出的平面单色波, 只要所有的运算都是线性的, 我们便可以用其实数部分(或虚数部分)代替, 运算结果是不会错误的, 但必须自始至终采用实部(或虚部)进行。

下面我们将推导(1-11)的时间平均值公式。若将电磁场参量一般性地写为 $\mathbf{E}(x, y, z)\exp(j\omega t)$ 与 $\mathbf{H}(x, y, z)\exp(j\omega t)$, 则有

$$\mathbf{P} = \frac{c}{4\pi} [\operatorname{Re}(\mathbf{E}e^{j\omega t}) \times \operatorname{Re}(\mathbf{H}e^{j\omega t})] \quad (1-12)$$

如果将一个复数量 z 的实数部分 $[\operatorname{Re}(z)]$ 写成其共轭复数对的二分之一, 即 $\operatorname{Re}(z) = \frac{1}{2}(z + z^*)$, 则式(1-12)可改写为

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \frac{c}{16\pi} [(\mathbf{E}e^{j\omega t} + \mathbf{E}^*e^{-j\omega t}) \times (\mathbf{H}e^{j\omega t} + \mathbf{H}^*e^{-j\omega t})] \\ &= \frac{c}{16\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}e^{2j\omega t} + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}e^{-2j\omega t} + \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) \end{aligned}$$

我们关心的是空间某点处的时间平均值, 而进行时间平均时, 上式前两项均消失, 故得

$$\mathbf{P}_{Av} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (1-13)$$

此乃计算简谐电磁波 $\mathbf{E}(x, y, z)$ 与 $\mathbf{H}(x, y, z)$ 的平均能量流的普遍公式。

首先我们利用上式计算(1-1)给出的均匀单向传播波所传递的能量, 允许传播时有阻尼, 但仍为均匀波[式(1-8)]。利用(1-10)得到

$$\mathbf{P}_{Av} = \mathbf{S} \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(\bar{n}) \cdot |\mathcal{E}|^2 \quad (1-14)$$

其中, 对于金属, $\operatorname{Re}(\bar{n}) = \eta$, 对于介质, $\operatorname{Re}(\bar{n}) = n$ 。

因此, 均匀波传递的能量流正比于波的(定域)复振幅的平方模和媒质的折射率。为了由透射与反射振幅系数导出相应的能量系数(即透射率与反射率), 我们将经常利用这一结果; 而反射与透射振幅系数是薄膜光学计算的直接结果。

在讨论金属媒质中的非均匀波时, 将更多地应用普遍公式(1-13), 这点将在第四章中讨论。

现在, 我们研究计算能量流所遇到的另一普遍情况。上述关于波是单方向传播的假设是没有必要的。事实上, 如果 $\mathbf{P}$ 沿某封闭表面上的积分与该表面内存贮的能量变化率相同, 则 $\mathbf{E}$ 与 $\mathbf{H}$ 就代表总电磁场。在薄膜光学中, 所研究的对象通常是无限广延的平面空间, 其中的媒质就是一层或多层厚度均匀的薄膜。在其分界面处的总场便是入射波和出射波之和, 这些光波自然是相干波。

下面我们考虑沿相反方向行进的两列偏振态相同的光波。为方便起见, 我们将这两个方向取为界面的法线方向。按常规用一竖直线代表这个界面, 则可将光波称为右行波和左行波, 通常分别注以脚标 R 与 L , 以示区别。例如,

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{AvT} &= \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[(\mathbf{E}_R + \mathbf{E}_L) \times (\mathbf{H}_R^* + \mathbf{H}_L^*)] \\ &= \frac{c}{8\pi} [\operatorname{Re}(\mathbf{E}_R \times \mathbf{H}_R^*) + \operatorname{Re}(\mathbf{E}_L \times \mathbf{H}_L^*) + \operatorname{Re}(\mathbf{E}_R \times \mathbf{H}_L^* + \mathbf{E}_L \times \mathbf{H}_R^*)] \quad (1-15) \end{aligned}$$