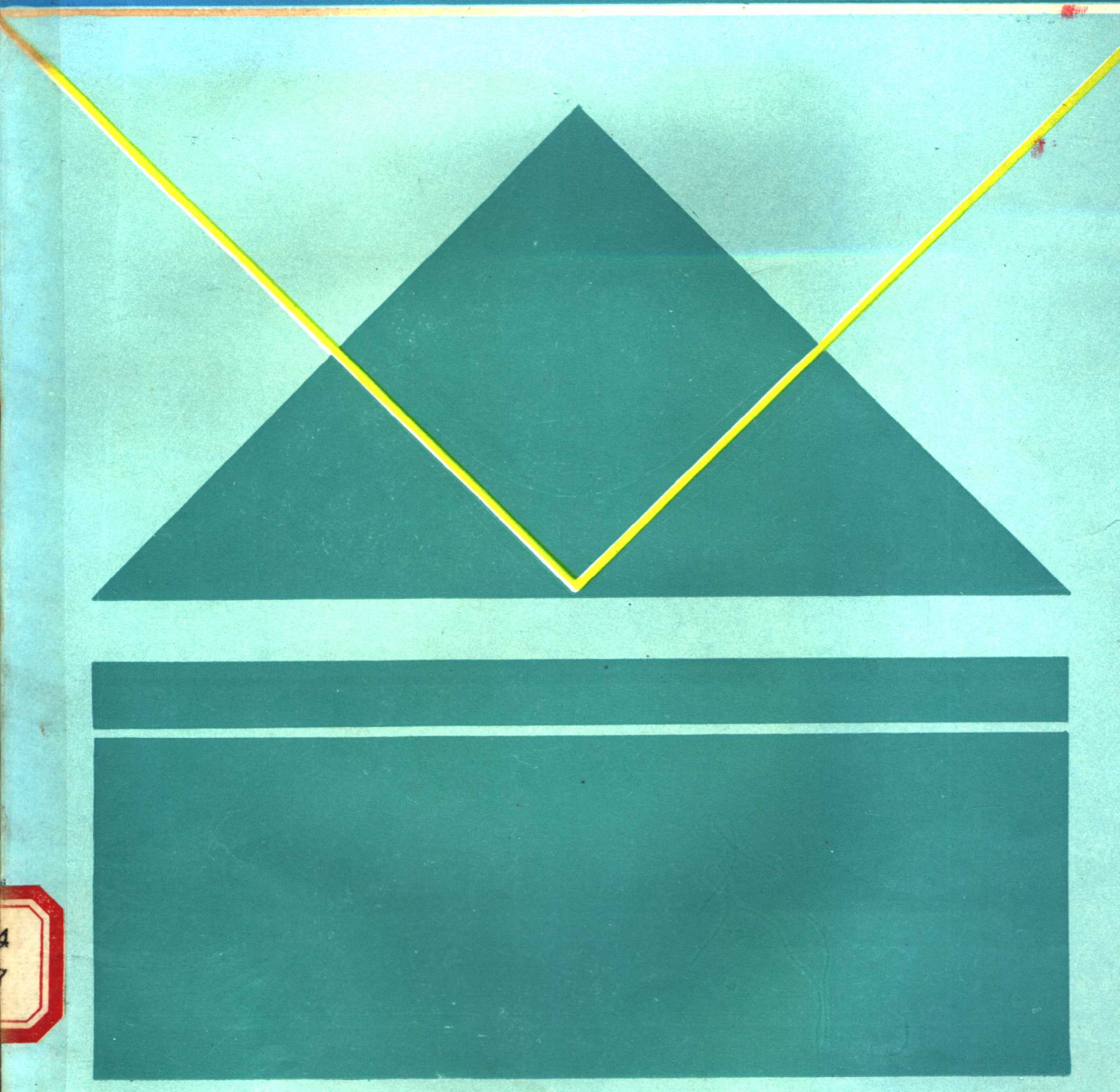
方俊鑫　曹庄琪　杨傅子　编著

光波导技术物理基础



上海交通大学出版社

光波导技术物理基础

方俊鑫　曹庄琪　杨傅子　编著

上海交通大学出版社

内 容 提 要

本书以经典电磁理论和近代光学为基础，系统介绍了各类介质光波导中的光传播特性。全书内容包括介质平板波导、矩形介质波导、周期性波导、金属包覆介质波导、各向异性介质波导、弯曲波导、介质波导中的非线性光学现象、波导耦合原理及应用和介质圆柱波导（光纤）。

本书可供理工科院校应用物理、光电子技术和光纤通信等专业的学生作为教材，也可供理工科院校有关专业的教师、研究生、高年级学生以及研究人员参考。

光波导技术物理基础

上海交通大学出版社出版
（淮海中路1984弄19号）

新华书店上海发行所发行
浙江上虞汤浦印刷厂排版
常熟市印刷二厂印装

开本787×1092毫米 1/16 印张17.75 字数423000
1987年7月第1版 1988年8月第1次印刷
印数：1—1700
ISBN 7—313—00223—8/TN2 科技书目：176—295

定价：2.95元

前　言

本书是以方俊鑫教授主编的《导波光学》讲义为主要参考资料，并进行了较大幅度的增删、整理而成的。内容除光波导的基本理论之外，还综合了国外近期有关理论进展以及作者近年来的研究成果。

本书共分九章，内容依次为介质平板波导、矩形介质波导、周期性波导、金属包覆介质波导、各向异性介质波导、弯曲波导、介质波导中的非线性光学现象、波导耦合原理及应用和介质圆柱波导(光纤)。其中一、二、三、六、八、九等六章由曹庄琪执笔，四、五、七等三章由杨傅子执笔，方俊鑫教授除撰写序言外，还审阅了全书的主要章节。

全书以经典电磁理论和近代光学为基础，系统介绍了各类介质波导中光的传播特性。可供理工科院校应用物理、光电子技术和光纤通信等专业的学生作为教材，也可供理工科院校有关专业的教师、研究生、高年级学生及研究人员参考。

由于作者水平有限，加以脱稿仓促，错误和不妥之处在所难免。恳请广大读者给予批评和指正。

作　者

1987 年 9 月于上海交通大学

序

(一)

自1970年低损耗光纤问世以来，光纤技术的发展十分迅速。目前，石英光纤损耗已降低至0.2 dB/km，光纤通信已在许多国家中得以实现，其他方面的应用如光纤传感器(optical fibre sensors)等也正得到大力发展。与此同时，平片型光波导技术、集成光电回路及集成光路技术也以迅猛的势头振兴起来，从这里行将诞生出光子计算机。技术革命的关键在于超小型、超快速器件的新突破，电子器件必将让位于光子器件，导波激光和集成光路则是光子器件的生长点。总之，由导波激光诞生出来的这个技术新领域正方兴未艾，前途不可限量。人类正由电子学时代向光子学时代过渡。

在这样的发展形势下，物理系的学生有必要学习一些关于导波光的技术和理论。1978年，我曾在上海市举办过集成光学讲习班，当时主编了一部《导波光学》讲义(1979年起由上海交通大学应用物理系油印发行)，并亲自主讲过几次。以后，导波光学就成为上海交大应用物理系以及其他一些院校物理系、光学系和电子学系本科生和研究生的必修课或选修课。经过这些年的教学实践，我觉得把导波光学作为一种新技术系统地介绍给物理系的学生确实是很必要的。

导波光具有一些优异的性质。例如，导波光遵守线光学规律[比普通光(非导激光)遵守得更好些]，导波光基本上不发散，在光纤中传输数十千米衍射损耗很小，基本上不衍射，光纤中的导波光更具有明显的一维平面波 $e^{i\beta z}$ 的性质(其中，z 代表传播方向；β 表示波矢，是常量)。

但是，光纤的纤芯很细，芯径约十几微米，而平面光波导的薄膜厚度甚至只有几微米；光纤中的光波波长λ常为1.3 μm或1.5μm，与光纤芯径属同一量级。在这种情况下，不加说明而用几何光学(线光学)方法来处理导波光的问题，物理系的学生是难以接受的。他们熟知，应用线光学的前提是波长λ趋于零，即波数k趋于无穷大，而光波导(光纤)中的导波光显然是不符合该条件的。此外，光导波[$e^{i(\beta z-\omega t)}$]是无法从电磁场波方程中用适当的边界条件求解出来的。现在流行的《集成光学》或《导波光学》教材(也包括我们所编的讲义)中都是以导波的解作为前提，代入到电磁场波方程中，求出模式方程。对于这样的做法，一般认真的学生是有疑问的。光纤中的导波光 $e^{i\beta z}$ 是一维平面波，但有限空间中的光辐射决不可能是一维平面波(所以不能用任何边界条件从电磁场波方程中求解出光波导 $e^{i\beta z}$)。导波光甚至不遵守惠更斯原理。实际上，导波光不是纯粹的电磁辐射，不是普通意义上的光，它并不遵守一般光的规律，它只是外表上像光而已。在光波导(光纤)的几何尺寸条件下，导波光依然服从线光学的规律，这是很不寻常的，其中一定蕴含着极为深刻的物理本质。

上述一些问题，实际上是我从1978年讲授导波光学起就陆陆续续接触到的问题，它们一直在困惑着我。一次，我用导波[$e^{i(\beta z-\omega t)}$]的形式代入电磁场波方程，探索其物理意义，结果发现，入射到波导中的光若能形成为导波，则必然受到波导中准粒子的作用。这使我受到很大的

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

启发，领悟到导波光形成的物理本质，即导波激光不是纯粹的电磁辐射，实际上它具有波导元激发波(elementary excitation waves)的属性。在此基础上，我提出了"光导波是入射激光与波导中元激发杂交耦合的结果"这个论点，发表了《光的导波与界面声光子》论文[《中国光学学会成立大会报告征文摘要汇编》(编号 1009)(1979 年 11 月于北京)]；其后，又用这个论点安排了一些硕士学位论文，都得到了相当满意的结果。1982 年，我指导一位博士生对"光导波的元激发杂交耦合理论"进行系统的论证，由此而写成的论文于 1985 年通过博士学位论文答辩。迄今，我们已完成了 5 篇博士学位论文，发表了 50 余篇学术论文。至此，我们才对导波光的物理本质有了一些粗浅的认识。真是不研究不知道，一研究才知道导波光中确实蕴含着非常深刻的物理本质。通过我们的论证，从关于导波光的元激发杂交耦合理论出发，可以得到光波导的模式方程。换句话说，导波光学可以通过我们的框架，建立在微观理论的基础上。有人可能认为导波光是由光的全反射所形成的，我们则认为光的全反射也是非常深刻的物理问题。目前，我们正在酝酿证明，光的全反射是入射光与界面元激发杂交耦合的结果。此外，我们还初步论证了从普通(非导)激光到导波激光是个类相变(phase transition analog)过程；在这过程中，光的电磁场出现对称性破缺(symmetry breaking)，导波光场的对称性降低；与此同时，导波光的有序度则升高，导波光场量子的准动量变为长程有序。因此，导波光的线性传输很好，相干性也很好。这也正是在光波导(光纤)的几何尺寸条件下，导波光很好地遵从线光学的规律的原因。换一种说法，光与元激发杂交耦合的结果使光的维数降低，这里，光从三维的 TEM 波变为一维的 TE 波或 TM 波，即光纤中的导波激光是准一维平面波。导波光学是正待我们继续研究发展的低维光学(low-dimensional optics)中的一部分。

经典的导波光学对于光导波本身的问题实际上没有作过多少讨论，它所讨论的仅是模式理论。然而，正是光导波的模式理论推动了迄今光纤技术和集成光学技术的发展。所以，讨论导波光的模式问题仍然是十分必要的，它不但是光波导技术的理论基础，也是进一步研究光导波本质问题不可缺少的理论准备。同时，目前物理系四年级学生虽已学习了初等量子力学、初等电动力学、初等固体物理和普通光学等课程。但以这点基础来学习和研究导波光的物理本质仍然是十分困难的。为此，我决定把我所主编的《导波光学》讲义进行改编和改写，并把原来的一部教材改为两部：一部为本科生教材，仍以宏观电磁理论为基础，讲授光波导的模式理论，但在内容上有所扩充和更新；一部为研究生教材，在前一部的基础上有所提高和深入。

近年来，曹庄琪和杨傅子两同志以及赖祖猷同志在上海交通大学应用物理系分别为本科生和研究生讲授导波光学这门课(都以我主编的《导波光学》讲义为主要参考教材并加以增删)，同时在光波导理论和实验方面做了一些研究工作。目前，为本科生用的教材已由曹庄琪和杨傅子两同志执笔脱稿，我看了内容后取名为《光波导技术物理基础》。与现今流行的导波光学教材相比，该教材除为光波导技术提供物理基础外，比较注重叙述光导波在非通信应用中的理论基础，以适应最近几年迅速发展起来的光信息处理技术、光的超短脉冲技术以及光纤传感技术等方面的需要；另外，这本教材增加了最近几年中发展起来的导波理论，在内容上有所更新，写法上比较注重物理概念的讨论，使学生对光波导中的各种电磁模能有清晰的了解；这本教材还系统总结了作者近年来在光波导宏观理论方面所做的工作。

至于为研究生用的另一部教材，则还没有改编完竣，将来写好后，还是要争取出版的。

这就是将原来的《导波光学》讲义改编为两部教材的动机与经过。

(二)

前面已经指出，对导波光的物理本质，近年来我们用固体量子场论的方法进行了一些探索。下面简略地介绍光导波所涉及的物理过程，以作为深入掌握本书内容的物理基础。

(1) 固体(波导)中的元激发[1～3]

光是不能自动地形成为导波的，光导波是光与光波导(光纤)物质及其内在运动相互作用的结果。导波光的性质与普通光(包括非导激光)的性质很不相同，这些特殊性质是由波导(光纤)的结构和内在运动所决定的。因此，欲研究、掌握和利用导波光的本征性质，必须从研究波导介质的微观结构、运动及其与光的相互作用入手。

光波导一般由固态介质组成。固体和一切凝聚态物质因其结构比较紧密，质粒(分子、原子、离子以及电子等)间相互作用较强，关联性显著，因而运动或激发时，质粒间相互带动，形成集体运动或集体激发。对于这种集体性的运动或集体性的激发，应采用波场的观点进行描述。场的激发单元(傅里叶分量)叫做元激发(elementary excitations)。由于质粒的运动是发生在 10^{-8}cm 范围内的，故元激发在本质上是量子性的。根据波粒二象性，每个平面波对应于一个准粒子(quasi-particle)。把场加以量子化，得到激发场的能量量子，称为元激发准粒子。凝聚态介质中，原子(离子)振动的波场量子，称为声子(phonon)；原子激发的波场量子，称为激子(exciton)(原子的价电子激发时，在价带中留下空穴，激子是电子、空穴的成对激发，这时，电子与空穴还是互相束缚着的，换句话说，激子是互相束缚着的电子-空穴对)；大家熟知的光子(photon)是电磁场(辐射场)的能量量子。为了讨论它们之间的相互作用，可以引进相应的产生算符和湮灭算符，运算上也比较便捷。凝聚态中的光学现象大多是光与其中元激发相互作用的结果。

要掌握光导波的物理本质，必须研究和分析光波导(光纤)中物质元激发与光的相互作用，仅研究其中原子、分子与光的相互作用已经很不够了。以前讨论气体介质时，只需考虑原子、分子，因此，只需掌握原子物理、分子物理有关知识就够了；现在讨论凝聚态介质，就必须考虑元激发的作用，要掌握"元激发物理"的有关知识了。实际上，元激发是凝态物质中集体运动的化身。所以，要讲清光波导技术物理基础，最终还是要介绍波导中元激发与光的相互作用。

因为离子是带电的，所以，凝聚态介质中的元激发波场也可以有电磁性，例如，振动方向与波矢垂直的横波就具有电磁性；但这种电磁场却不是辐射场。光波导外的迅衰场(evanescent field) $e^{-\alpha x}$为非辐射的电磁场，是电磁性的元激发波场在波导外的表现，是被杂交耦合后的光"透射"出来的。光遵守惠更斯原理(Huygens' principle)，总是要发生衍射的，但导波光能在光纤中传输数十千米而衍射损耗很小。所以，导波光不是纯粹的光，不是纯粹的电磁辐射[10]。固体中的元激发波是由其中紧密关联的原子(离子)作集体振动或受集体激发时所产生的，这与电磁辐射的电偶极子振荡是不同的。沿一条直线排列的原子振动所构成的波，可以是一维平面波(像绳索上的波可以是一维平面波)，但属于电磁辐射的光波在有限空间中决不可能是一维平面波。光导波[$e^{i(\beta z-\omega t)}$]是一维平面波，这表明它已经具有波导元激发波的属性了。所以，就光导波是准一维平面波[所谓"准"是指横向有振幅分布$A(x,y)$]这一属性来说，几乎可以肯定导波光是入射光与波导元激发杂交耦合的结果，具有光辐射和物质元激发的双重性。导波光具有一系列特殊的性质，这种性质不是普通光(包括非导激光)所具有的，实际上这指出它具有

波导中元激发的性质。因为导波光是一维平面波，所以，在用线光学描述导波光的同时，还可考虑位相的变化和光的相干性，这在普通的情形($\lambda \to 0$)中是不可思议的。

所谓光与元激发杂交耦合是指它们间的相互作用是异常紧密的，用更形象的语言说，就是光与元激发已形成为复式的准粒子。进行数学处理时，就是相互作用矩阵对角化[6,7,8]。光子是玻色子(boson)；声子也是玻色子；电子是费米子(fermion)；激子是膺玻色子(pseudo-boson)，因为它们是费米子(电子和空穴)的成对激发。膺玻色子不是很稳定的，在浓度大时趋向分解成费米子。光子与声子可以杂交耦合，形成的声子-光子耦合场量子(phonon-polariton)是稳定的；光子与激子也可以杂交耦合，但所形成的激子-光子耦合场量子(exciton-polariton)则不是十分稳定的，在某些情况下，可能被分解。倘若导波光是由激子-光子杂交耦合形成的，一旦分解，就不具有元激发的特性；这样，在光纤中的光就要发生衍射，光的损耗剧增。激子对应于电子的激发，其工作波长较短；声子对应于原子的振动，工作波长较长。硅光纤的零色散波长为 1.3 μm，低损耗波长为 1.55 μm，我们认为硅石英光纤作用在激子区，远不是理想的；我们主张探索新型的"超长"波长的红外光纤，作用在声子区，但这项探索工作涉及的问题很多，进行起来有相当大的难度。

(2) 导波光场的分布[4,5,9,10]

这里以平面薄片型电介质(晶态或非晶态)波导为例，来说明导波光场的分布。如图 1 所示，(Ⅰ)区代表波导薄膜，(Ⅱ)区代表基板或衬底，(Ⅲ)区代表覆盖层或包层。n_1、n_2、n_3 分别为(Ⅰ)、(Ⅱ)、(Ⅲ)区的折射率，且有 $n_2 < n_1 > n_3$，满足通常所说的"全反射条件"。当光导波在波导中传输时，在(Ⅱ)、(Ⅲ)区皆为迅衰场 $e^{-\alpha x}$。在 $x = 1/\alpha$ 处，场强衰减到 $x = 0$ 处值的

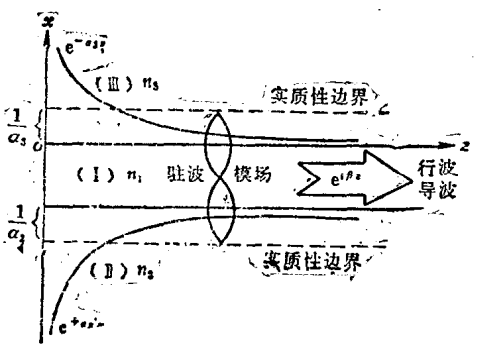


图1 导波光场的分布

e^{-1}，即 $x = 1/\alpha_2$ 和 $x = -(d + 1/\alpha_3)$构成波导的实质性边界。其中 d 代表波导薄膜的厚度。迅衰场的衰减系数 α 相当于虚波矢($i\kappa$)，换句话说，迅衰场乃非辐射的波场。光是电磁辐射，它的场自然都是辐射场。何以导波光场中会出现非辐射性的波场(迅衰场)呢？我们认为，迅衰场是波导物质电磁性元激发波场在波导边界外的反映，因此，场强随着与边界距离的增加而呈指数衰减。导波光场中存在有透射的迅衰场，暗示着光场中混杂有物质元激发波场，这就从另一角度指出，导波光的形成是光与元激发杂交耦合的结果。导波光在波导中传输时，因为波导上下被非辐射的迅衰场所包围，能量辐射不出去，就被限制在上下实质性边界之内。光波导的特征是：能量在横向上下被局域(localized)，能量只能沿纵向(Z向)传输。

因此，在实质性边界内部的上下(横向)形成了驻波场，这就是通常所称的模场，沿波导纵

向(Z向)传播的是行波 $e^{i\beta z}$。如图1所示，光导波 $e^{i(\beta z-\omega t)}$是准一维平面波。由此看出，非辐射迅衰场的出现是产生导波光的前提条件。如果把驻波场理解为局域态，行波场理解为扩展态，那么，就可以把光波导中的过程概括为横向(上下)的局域导致纵向的扩展，而其主要的前提是边界上出现了非辐射的迅衰场，在横向上下把能量包围起来。"全反射"的发生也可理解为是由迅衰场的非辐射性引起的，把辐射性的光能量从实质性边界上"完全地推拒回去"。

(3) 导波光形成中元激发的作用[6,7,9,10]

为便于理解，这里只采用经典的电磁场方程来说明导波光形成中波导元激发的作用，实际上，模场的出现标志着元激发的贡献。在我们的系统性理论中，已经用格林函数方法严格地证明了导波光的模式实际上就是导波光场量子(guided-wave polariton)能谱的一部分。下面简单介绍元激发的作用。

在介质中传播的电磁波，其波方程为

$$\nabla^2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)-\frac{1}{n^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=0; \tag{1}$$

对于简谐波有

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})e^{-i\omega t}。 \tag{2}$$

把(2)式代入(1)式，得到稳态方程(steady-state equation)：

$$\nabla^2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})+k_0^2\ n^2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})=0; \tag{3}$$

式中：n代表介质折射率；$k_0=\omega/c$ 代表简谐波在真空中的波数(波矢)。

对于长度沿 Z 方向的平面型波导(且 $\partial/\partial y=0$)，沿 Z 方向传播的导波为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})=\boldsymbol{E}(x)e^{i\beta z}; \tag{4}$$

把(4)式代入方程(3)，可得

$$\frac{d^2E(x)}{dx^2}+(k_0^2n_j^2-\beta^2)E(x)=0; \tag{5}$$

式中：$j=1,2,3$。这就是决定波导模场的方程。在覆盖层和基板中，$E(x)$具有 $e^{-\alpha x}$ 的形式，即要求 $k_0^2n_j^2-\beta^2$ 为负值；而在薄膜中，欲使方程(5)有振荡解，即在薄膜内形成驻波场的条件是 $k_0^2n_1^2-\beta^2$ 必须为正值。故可令

$$\kappa^2=k_0^2n_1^2-\beta^2=k_1^2-\beta^2; \tag{6}$$

式中：$k_1=k_0n_1$ 代表薄膜层中的波数。由(6)式可以看出，矢量 κ、$\boldsymbol{k}_1$ 与 $\boldsymbol{\beta}$ 符合以下关系：

$$\boldsymbol{\kappa}=\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{\beta}; \tag{7}$$

即

$$\hbar\boldsymbol{\beta}=\hbar\boldsymbol{k}_1-\hbar\boldsymbol{\kappa}。 \tag{8}$$

在(8)式中：$\hbar\boldsymbol{k}_1$ 代表入射到薄膜中光子的动量，$\hbar\boldsymbol{\beta}$代表导波光量子的准动量，而 $-\hbar\boldsymbol{\kappa}$ 是波导中某种准粒子的准动量。从(8)式可以看出，欲构成导波模式即形成导波光，入射光必须受到波导中元激发准粒子的帮助。又由于迅衰场乃非辐射场，它是波导内电磁性元激发波场在波导界面外的表现。因而(8)式所表示的不仅是光子与元激发准粒子的碰撞过程，而是光子与波导中电磁性元激发准粒子(TO声子或激子等)的杂交耦合过程。对于这种杂交耦合，我们的系统性论证已发表在《应用科学学报》上。

由于导波光是入射光与波导(光纤)中电磁性元激发杂交耦合的结果，导波光必然具有电磁辐射和物质元激发的二重性。导波光中所包含的不是纯态光子(photons)，而是电磁耦合场

量子(混态光子，polaritons)。导波光量子是复式准粒子，它的性质自然比较复杂，用经典电磁场理论只能描述它的部分性质；对于导波光量子的寿命和稳定性题，经典的问电磁理论更无法加以讨论。目前国际上流行的导波光学理论具有很大的局限性，它基本上没有讨论导波光的性质，只是比较系统、唯象地讨论了导波光的模式问题。

(4)导波光的类相变[5,9,10]与光场量子准动量的有序化[10]

导波光的形成是光与元激发杂交耦合的结果，在这过程中，入射的纯态光子转变为混态的耦合场量子，它们不仅在性质上发生了根本性的变化，在结构上也会发生相应的变化。这是因为，微观上的这些变化必然要在宏观上反映出来。对于入射激光转变为导波激光这一现象，我们曾猜想，它们在状态(偏振态)(polarization)、电磁场结构(field structure)上都可能发生变化。经过探索和分析，我们得到的结论与原来预料的基本一致。对照物质结构的相变，例如水变为冰，可以把激光变为导波激光的过程也称为相变；实际上这只是类似，称为类相变。

水是各向同性介质，冰是各向异性介质。就对称性而言，显然，各向同性介质的对称性高，各向异性介质的对称性低。因此，水变为冰时，对称性降低，这叫做出现对称性破缺是相变的普遍特征。

当激光转变为导波激光时，电磁场也会出现对称性破缺。

光波导(例如光纤)是由电介质构成的。对于平面型电介质波导，可采用直角坐标系。因为没有自由电荷，$\rho=0$；没有传导电流，$\boldsymbol{j}=0$，所以，它的电磁场方程可写为

$$\left.\begin{aligned}&\nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},\\&\nabla\cdot\boldsymbol{D}=0,\\&\nabla\times\boldsymbol{H}=\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t},\\&\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0.\end{aligned}\right\}\tag{9}$$

设想作如图 2 所示的操作$\hat{\phi}$，使

$$\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{H};\quad \boldsymbol{H}\to\boldsymbol{E};$$
$$\boldsymbol{B}\to\boldsymbol{D};\quad \boldsymbol{D}\to\boldsymbol{B};$$

以及$t\to -t$，即$\boldsymbol{k}\to-\boldsymbol{k}$。

对于 TEM波，操作$\hat{\phi}$的作用是保持电磁场方程(9)完全不变，电场与磁场完全对称；对于非 TEM 波(例如 TE 波或 TM 波)，操作$\hat{\phi}$后，它的电场与磁场是不对称的。

入射的普通光转变为导波光后，原来的 TEM 波变为非 TEM 波(TE波或TM波)，出现电场与磁场间对称性的下降，即电磁场出现对称性破缺。所以，当普通光转变为导波光时，是个类相变过程。

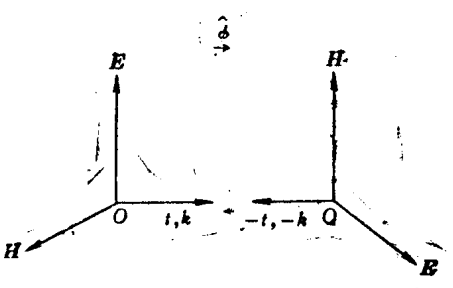


图 2 操作$\hat{\phi}$

在一般相变过程中，与对称性联系在一起的，是有序度(degree of order)的特征变化。一般而言，相变过程中，若对称性降低，则有序度增高。仍以水变为冰为例，水是液体，其结构是无规的，各个方向一样，对称性是高的；而冰是晶体，其分子按周期性排列，结构长程有序，但为各向异性，对称性则降低。相变过程中，在发生对称破缺的同时，出现有序度的变化。在凝聚态物理中，这样的例子很多。如以铁

电晶体(ferroelectric crystals)钛酸钡($BaTiO_3$)为例，在120℃以上，$BaTiO_3$晶体属立方系结构(cubic structure)，这时没有电畴。当温度降低至室温20℃，$BaTiO_3$晶体变为正方系结构(tetragonal structure)，同时出现电畴。电畴的出现标志着电极化的有序(微电矩的有序化排列)。所以，当温度从120℃以上降低至室温附近，晶体的对称性降低(由立方系变为正方系)而有序度则升高(电极化从无序变为有序)。以上规律已被概括为鉴定相变用的朗道-安德逊(Landau-Anderson)判据。

由上所述，入射的普通激光变为导波激光时，电磁场的对称性降低了，而某种性质的有序度则增加了。我们认为，在相变过程中导波光量子的准动量成为长程有序，所以导波光的线性传输非常好，线光学特别适用于导波光。

经过以上这些研究，我们认识到，导波光与超导电有着许多平行的类似。实际上，更基本的是关于光的全反射问题的微观研究。光的全反射确实是一种蕴含着极其深刻物理本质的临界现象。目前，我们正在进一步准备力量，开展这方面的研究。

经典场论和量子场论是关于物质运动两种不同层次的理论。光导波问题的现象性描述只需经典场论即可，但关于光导波本质性问题的探讨，则必须采用量子场论，即必须采取元激发的观点和方法。本书旨在介绍光波导技术，故只采用了经典场论，但就物理基础而言，还必须以量子场论为背景。所以，在本书的开头部分，先介绍固体元激发以及它与光导波的关系，以此作为出发点，聊以代序，敬请指教。

方俊鑫

1987年9月于上海交通大学

参考文献

[1] NakajimaS., *The Physics of Elementary Excitations*, New York, Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1980

[2] 方俊鑫，陆栋编：《固体物理学》，上海，上海科学技术出版社，1981年

[3] 李振亚；方俊鑫：《自然杂志》，第7卷，第5期，1984年，第333～340页

[4] 赖祖猷，方俊鑫：《应用科学学报》，第2卷，第4期，1984年，第354～360页

[5] Fang J.X., *Appl. Sci. Res.*, 41(4), 1984, pp.355～357

[6] 孙弘，庞乾骏，方俊鑫：《应用科学学报》，第3卷，第1期，1985年，第20～27页

[7] 郑杭，方俊鑫：《应用科学学报》，第3卷，第2期，1985年，第100～107页

[8] 周礼冲，周小玲，方俊鑫：《应用科学学报》，第3卷，第3期，1985年，第201～207页

[9] 林苗：《上海交通大学应用物理系研究生硕士学位论文摘要汇编》，1982年，第40～42页

[10] 方俊鑫：《自然杂志》，第9卷，第7期，1986年，第492～500页

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

目　　录

序…… 1

第一章　介质平板波导…… 1

1.1　平板波导的线光学模型…… 1

1.2　平板波导的电磁理论……15

1.3　介电常数连续变化的平板波导……23

1.4　求解非均匀波导的近似方法……29

1.5　多层平板波导……38

参考文献……43

第二章　矩形介质波导……45

2.1　马卡提里近似解析法……45

2.2　有效折射率法……51

2.3　微扰解法……56

2.4　渐变折射率矩形波导……60

2.5　单模矩形介质波导的设计……66

参考文献……68

第三章　周期性波导……69

3.1　耦合模公式与矩形皱阶周期性波导……69

3.2　分布反馈激光器……78

3.3　周期性波导的等效折射率法……82

3.4　一般周期性波导的分布反馈系数……88

参考文献……94

第四章　金属包覆介质波导……96

4.1　金属的光学性质……96

4.2　非对称金属包覆介质波导 ……104

4.3　对称金属包覆介质波导 ……114

4.4　光波导偏振器 ……120

参考文献 ……122

第五章　各向异性介质光波导 ……124

5.1　各向异性薄膜波导的简正模分析 ……124

5.2　各向异性薄膜波导的严格电磁理论 ……134

5.3　各向异性介质波导中的漏模 ……136

5.4 各向异性薄膜波导中的能量和功率流 ……141
参考文献 ……148
第六章 弯曲波导 ……149
6.1 速度方法 ……149
6.2 直波导等效法 ……152
6.3 四层波导近似法 ……157
6.4 弯曲矩形波导的模式分析方法 ……162
参考文献 ……173
第七章 介质波导中的非线性光学现象 ……174
7.1 非线性波导的特征 ……174
7.2 $\chi^{(2)}$ 非线性效应理论 ……175
7.3 二阶非线性效应 ……181
7.4 微微秒光学信号处理 ……185
7.5 波导中的$\chi^{(3)}$非线性光学效应 ……187
7.6 光纤中的自位相调制效应 ……198
参考文献 ……201
第八章 波导耦合原理及应用 ……204
8.1 耦合波方程及基本特征 ……204
8.2 无源定向耦合器 ……209
8.3 棱镜耦合器 ……213
8.4 光栅耦合器 ……221
参考文献 ……225
第九章 介质圆柱波导(光纤) ……226
9.1 阶跃型折射率光纤 ……226
9.2 单模光纤的偏振光学 ……250
9.3 单模光纤的色散 ……257
9.4 光纤的损耗 ……265
参考文献 ……267

第一章　介质平板波导

介质光波导是在光波导器件和集成光路中用以限制和传导光的元件。一种为大家熟知的介质光波导就是通常具有圆形截面的光导纤维。然而，集成光学所注重的波导往往是平面薄膜所构成的平板波导。这一方面固然是由于平板波导几何形状简单，其导模和辐射模可以用简单的数学式来描述；另一方面是由于平板波导是最常用最基本的介质光波导，因此以下将着重讨论这种平板波导。

介质平板波导的结构如图 1.1 所示，它由三层材料组成，中间一层是折射率为 n_1 的波导薄膜，它淀积在折射率为 n_2 的衬底上；薄膜上面是折射率为 n_3 的覆盖层(或称包层)，覆盖层通常是空气，因此 $n_3=1$。薄膜和衬底的折射率之差在 10^{-3} 到 10^{-1} 的范围内，薄膜的厚度一般为微米数量级，可与光波长相比较。为了构成真正的波导，要求 n_1 必须大于 n_2 和 n_3，假定 $n_1>n_2\geqslant n_3$。如果波导的 $n_2=n_3$，则称为对称平板波导；如果波导的 $n_2\neq n_3$，则称为非对称平板波导。本章专门叙述非对称平板波导的光学性质。由于对称平板波导仅仅是非对称平板波导的极限情况，故对称平板波导的叙述当然包括在本章的内容中。本章先介绍光在平板波导中传播的线光学图像，使读者对介质平板波导有一个基本的认识；然后再利用光的电磁理论较详细地处理光波导模式及其有关性质，为以下各章打下理论基础；接着将讨论几种有严格解的渐变波导以及几种处理渐变波导的近似方法；最后将讨论多层波导的光学性质。

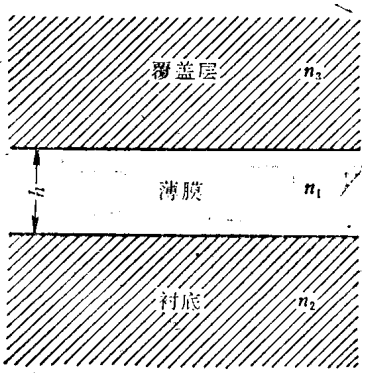


图 1.1　介质平板波导的横截面

本章始终假定导波光是相干单色光，并假定光波导由无损耗、各向同性、非磁性的无源介质构成。

1.1　平板波导的线光学模型

本节讨论和研究光在平板波导中传播的线光学模型，并利用这个模型介绍介质波导理论的基本概念和术语，其中包括传播模的性质、导模、传播常数、导模的截止以及波导的有效厚度等。此外，还将利用线光学模型推导和提供一些值得重视的结果，诸如平板波导的传播常数和有效宽度的曲线图，以供有关实验人员参考。线光学图像是一种简明直观的模型，但值得指出的是，为了解释波导中光的传播特性，还必须引入位相和相干等波动概念，再配以波导中锯齿光线传播的模型，这样才能得到光导波的本征方程和分立导模的结果。因为导波光是准一维平面波，这里所介绍的线光学模型是讨论介质光波导时所特有的。

光在平板波导中传播的图像，是光线在薄膜-衬底和薄膜-覆盖层分界面上发生全内反射，

而在薄膜中沿 Z 字形路径传播的图像。鉴于发生在这些介质界面上的折射和反射在导波光传播过程中起着重要作用，所以下面将简要分析折射与反射的物理过程，同时回顾有关的定律及其一些推论。

1.1.1 反射与折射[1:1]

光通过两种不同的介质时，发生反射和折射现象。反射光与折射光是由以下过程所产生的：光透射到第二介质的一个薄层内完全地被吸收，透射的薄层厚度称为透射深度。被吸收的能量激起该介质内分子或原子电矩的受迫振荡，产生瑞利散射。散射出来的瑞利次波相干的结果，在特征方向上给出极大值，这就是所观察到的反射光与折射光。因此，透射是第一性的；反射和折射是派生的，是第二性的。当光从光密介质射向光疏介质，而入射角大于临界角时，所出现的全反射并不是真正的"完全"反射。首先光必须透射，在不同的条件下，具有不同的透射深度；其次，全反射出来的光，在不同的条件下，经历着不同的位相突变和偏振变化。由此可见，光的反射与折射具有深刻的物理内容，它是光与界面物质相互作用的结果。

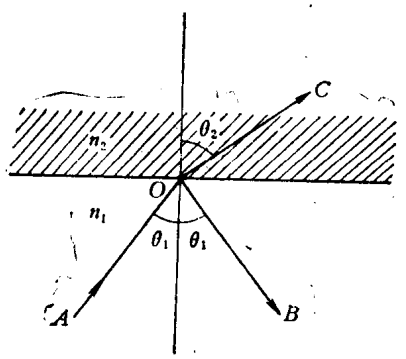


图 1.2 折射率为 n_1 和 n_2 的两介质间的分界面

考虑如图 1.2 所示的一分界面，其两侧是折射率分别为 n_1 和 n_2($n_2<n_1$)的两种无损耗、各向同性的均匀介质。入射一相干光波，其波阵面法线与分界面法线成 θ_1 角。一般说来，具有复振幅 A 的光在分界面上，一部分被反射，一部分被折射。根据斯奈尔(Snell)定律，折射光的出射角 θ_2（即通常所说的折射角）由下式给出：

$$n_1\sin\theta_1 = n_2\sin\theta_2。 \tag{1.1}$$

反射光具有复振幅 B，在分界面处它与 A 通过反射系数 R 成线性关系：

$$B = RA。 \tag{1.2}$$

反射系数的大小取决于入射角和光的偏振态，由菲涅耳公式给出。对于 TE 偏振（即电场垂直于波阵面法线和分界面法线构成的入射面），则有

$$R_{TE} = \frac{(n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2)}{(n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2)} = \frac{n_1\cos\theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}}{n_1\cos\theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}}。 \tag{1.3}$$

对于 TM 偏振(即磁场垂直于入射面)，相应的公式为

$$R_{TM} = \frac{(n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2)}{(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2)} = \frac{n_2^2\cos\theta_1 - n_1\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}}{n_2^2\cos\theta_1 + n_1\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}}。 \tag{1.4}$$

临界角 θ_c 由下式给出：

$$\sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1}。 \tag{1.5}$$

若 $\theta_1<\theta_c$，则光只能部分被反射，而且 R 取实数。一旦入射角超过了临界角($\theta_1\geqslant\theta_c$)，则 $|R|=1$，于是发生光的全反射。这时，反射光产生相移，R 取复数，可写为

$$R = \exp(-i2\phi)。 \tag{1.6}$$

因而，可以从菲涅耳公式中推出与两偏振态对应的相移 ϕ_{TE} 和 ϕ_{TM}，其表达式分别为

$$\tan\phi_{TE}=\frac{\sqrt{n_1^2\sin^2\theta_1-n_2^2}}{n_1\cos\theta_1}=\frac{\sqrt{\beta^2-k_0^2n_2^2}}{\sqrt{k_0^2n_1^2-\beta^2}};\tag{1.7}$$

$$\tan\phi_{TM}=\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{\sqrt{n_1^2\sin^2\theta_1-n_2^2}}{n_1\cos\theta_1}=\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{\sqrt{\beta^2-k_0^2n_2^2}}{\sqrt{k_0^2n_1^2-\beta^2}};\tag{1.8}$$

式中：$\beta=k_0n_1\sin\theta_1$，$k_0=2\pi/\lambda$，λ是入射光的波长。

图 1.3 示出了ϕ_{TE}对入射角θ_1的依赖关系，图中选择的折射率比n_2/n_1的值为0.3、0.5和0.7，分别近似对应于空气与 GaAs、空气与 $LiNbO_3$ 及空气与 SiO_2 的分界面。从图中可以看到，相移从临界角时的 0° 增大到掠入射角时的 $\pi/2(\theta_1=90°)$。当 $\theta_1=\theta_c$ 时，斜率增至无穷大；当 $\theta_1=90°$ 时，斜率便为 $(1-n_2^2/n_1^2)^{-1/2}$。ϕ_{TM} 的变化性质与之十分相似，故不再重复。

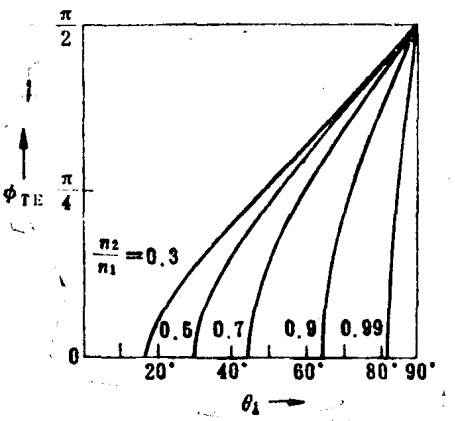


图1.3 TE模的相移ϕ_{TE}作为入射角θ_1的函数的曲线图

1.1.2 平板波导的模式

考虑图 1.4 所示的非对称平板波导结构，其中薄膜的折射率为 n_1，衬底和覆盖层材料的折射率分别为 n_2 和 n_3，且设 $n_1>n_2>n_3$。薄膜-衬底分界面上的全反射临界角设为θ_c，而薄膜-覆盖层分界面上的全反射临界角设为 θ_c。显然，$\theta_c<\theta_c$。当入射角 θ 逐渐增大时，经分析可知，存在着三种不同的情况，如图 1.4 所示：(a)对应于入射角 θ 小的情况(即 $\theta<\theta_c<\theta_c$)，从衬底一侧入射的光按照斯奈尔定律进行折射，并穿过覆盖层从波导逸出。此时，光基本上没有受到什么限制。相应于这一图像的电磁模式称为“辐射模”(或称“包层模”)。(b)如图所示，入射角 θ 略为增大，使$\theta_c<\theta<\theta_c$，自衬底入射的光在薄膜-衬底分界面上被折射，而在薄膜-覆盖层分界面上全反射，然后再发生折射，回到衬底，并最终穿过衬底逸出波导结构。这时，光仍然没有受到什么限制。这种传播方式称为“衬底辐射模”。(c)当 θ 足够大时，则有 $\theta_c<\theta_c<\theta$，也就是在两个分界面上都发生全反射。光一旦进入薄膜后就被封闭在里面沿 Z 字形路径传播。这种情况对应于传播的“导模”。

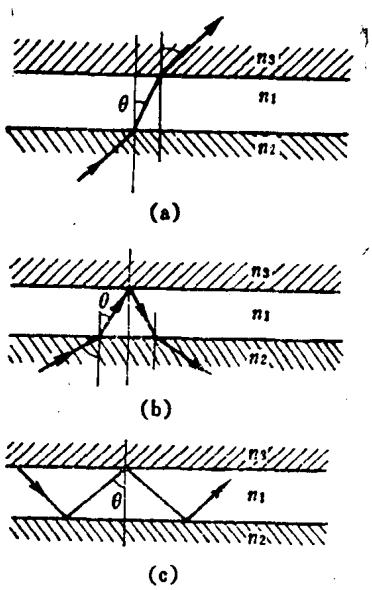


图1.4 在平板波导中的图像
(a)辐射模的折线图像；(b)衬底辐射模的折射图像；(c)导模的Z字形图像。

根据波动理论，导模在薄膜内形成X方向的驻波，在覆盖层和衬底内形成振幅沿X方向指数衰减的迅衰场。以后还将会看到，并不是所有能满足 $\theta>\theta_c>\theta_c$ 的光线都能在波导中传播，并构成导模。实际上，构成导模的 θ 只能取有限个离散值，因此，导模属离散谱。而包层辐射模和衬底辐射模的 θ 可取无限多个连续值，因此，辐射模属连续谱。

由于导模是实际在光波导中传播的光波，它是研究所有光波导器件的基础，因此，以下将着重研究导模。同时，为了研究光波导损耗和某些光波导耦合器件（如棱镜-波导耦合器、光栅耦合器等），还必须了解一些辐射模的知识。

1.1.3 平板波导的导模

图 1.5 示出了平板波导的侧视图以及所选的坐标系，图中画出了对应于导模的 Z 字形波的波阵面法线。前已指出，平板波导的导模可以用锯齿光线模型描述，并且锯齿光线与界面法线的夹角 θ 只能取有限个离散值。以下，对这个问题作进一步的分析。设波导中的光沿坐标 Z 方向传播，而在 X 方向受到限制。至于在垂直于 XZ 平面的 Y 方向上，由于波导的尺寸比较大，所以在理论上认为平板波导的几何结构和折射率分布沿 Y 方向是不变的，并可进一步认为光场沿 Y 方向也是均匀一致的。于是可以看出，锯齿光线实际上是两个重叠的均匀平面波的图像，一个是斜向上传播的，另一个是斜向下传播的，其波阵面法线即是图 1.5 所示的锯齿形光线。设这两个平面波是单色并相干的，其角频率为 ω，自由空间的波长为 λ。则自由空间的波数为

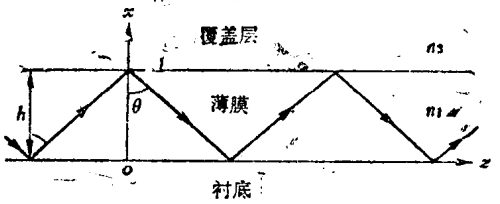


图1.5 平板波导的侧视图

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}; \tag{1.9}$$

式中：c 是真空中的光速。图 1.5 所示的平面波的波矢量为

$$|\boldsymbol{k}| = k_0 n_1; \tag{1.10}$$

$$\kappa = k_0 n_1 \cos\theta; \tag{1.11}$$

$$\beta = k_0 n_1 \sin\theta; \tag{1.12}$$

式中：κ 和 β 分别是波矢 $\boldsymbol{k}$ 的 X 分量和 Z 分量。由此可见，薄膜中的波动场按以下方式变化：

$$\exp[\mathrm{i}(\pm\kappa x + \beta z)]; \tag{1.13}$$

式中：κ 前面的正负号分别对应于斜向上和斜向下传播的平面波。可以想象，如果观察一下 Z 为常数的波导截面，那么只能看到光波沿 X 方向的上下运动，因而这时不必考虑光波沿 Z 方向的运动。以下从这个观点出发推导平板波导维持导模的条件。设一光波从薄膜下界面（$x=0$）出发向上行进到薄膜上界面（$x=h$），在上界面遭受全反射后返回到下界面，在下界面又遭受全反射后与原先从下界面出发的光波叠加在一起。将此过程中发生的相移累加起来，可以看到，为了达到相干加强（谐振）的结果，这个相移的累加总和必须是 2π 的整数倍。对于厚度为 h 的薄膜，第一次横向穿过薄膜的相移是 κh，在薄膜-覆盖层分界面上的全反射相移是 $-2\phi_{13}$，另一次向下横穿薄膜的相移也是 κh；在薄膜-衬底分界面上的全反射相移是 $-2\phi_{12}$。因此，光波能在薄膜中传播的条件，即能由平板波导维持的导模条件是

$$2\kappa h - 2\phi_{13} - 2\phi_{12} = 2m\pi; \tag{1.14}$$

式中：m 为模序数，它取从零开始的有限个正整数；相移 ϕ_{12} 和 ϕ_{13} 是由(1.7)和(1.8)式所描述的角度 θ 的函数。由此可看出，只有满足方程(1.14)的入射角 θ 才为波导所接受，即波导对入射角是有选择性的。由于 m 只能取有限个正整数，所以平板波导所能维持的导模数量也是有限的。方程(1.14)称为平板波导的模式本征方程，该方程的未知数是 β 或 θ，对于给定的 m 就有确定的 β_m 或 θ_m，β_m 叫作 m 阶导模的传播常数，θ_m 叫作 m 阶导模的模角。当然上述方程也可

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com