

介 质  
光 波 导  
理 论

Theory of  
Dielectric optical waveguides  
DIETRICH MARCUSE  
ACADEMIC PRESS 1974

### 内 容 提 要

本书介绍介质光波导理论,是光通信的基础理论专著。

全书共分五章,首先系统讲述理想的非对称平板波导和圆形光学纤维的理论,然后讲述耦合模理论并导出相应的耦合系数表达式,后面两章应用耦合模理论讨论实际的单模波导中的模式耦合问题及多模波导中的功率分布、脉冲传播问题。

本书可供从事光学纤维、集成光学、半导体激光器及光通信研究工作的人员及大学有关专业师生阅读。

### 介 质 光 波 导 理 论

[美] D·马库塞 著  
刘 弘 度 译

\*

人民邮电出版社出版  
北京东长安街27号  
山西新华印刷厂印刷  
新华书店北京发行所发行  
各地新华书店经售

\*

开本: 850×1168      1982年2月第一版  
印张: 9 页数: 144    1982年2月山西第一次印刷  
字数: 239千字      印数 1—3,000册  
统一书号: 15045·总2534—有5227  
定 价: 1.10元

## 译者序

光通信的历史虽然可以追溯到很远的年代，但只是在六十年代发明激光器以后，并且由于对大容量通信系统日益增长的需要，才迅速发展成为活跃的研究领域。主要的研究工作有以下四个方面：

首先是探索光通信的传输介质。六十年代前期对大气传输和透镜波导进行的研究，表明这些传输方式只适用于一些特殊场合；圆光学纤维早已获得应用，对这种圆柱形电介质光波导也进行了许多研究，将它应用于光通信具有许多优点，但当时损耗太大（约为1000dB/km的数量级），因而六十年代后期致力于采用超纯材料研制低损耗光通信纤维。1970年宣布制成损耗低于20dB/km的石英纤维，目前波长0.83微米的损耗低于2dB/km，而在波长1.55微米处已达到0.2dB/km（即1公里长光学纤维的透过率在95%以上），还有人在谈论研制超低损耗纤维（ $\sim 10^{-3}$ dB/km）的可能性。低损耗光纤的发明，开辟了地面光通信的新篇章，它又进一步推动了对光学纤维的物理研究，不仅确认它是地面光通信最理想的传输介质，而且在其他方面也有着重要应用（例如灵敏度有可能超过激光陀螺的纤维光学陀螺）。

其次是寻找适用于光纤通信系统的小型、高效率和高可靠性激光器，研究结果表明半导体激光器最有希望。经过六十年代后期的努力，半导体激光器于1970年取得突破，制成室温下连续工作的GaAs-GaAlAs双异质结激光器，它具有平板介质波导结构，只有零点儿毫米大小，工作波长约在0.83至0.85微米，工作电流为几十至上百毫安，输出几毫瓦至几十毫瓦光功率，可以直接调制，现在已达到十万小时以上的工作寿命。目前正在大力发展InGaAsP-InP等半导体激光器，工作波长为1.3 $\mu$ m和1.55 $\mu$ m。

就在同一时期，以光通信为背景，1969年提出集成光学概念，利用光在平板介质波导中的传播性质，实现光学器件的平面化和光学系统的集成化。目前集成光学领域开展着广泛的研究工作，主要研究各种平面光学器件，如调制器、耦合器、滤波器、光开关等等（当然半导体激光器也是一种平面光学器件），也初步研究一些集成光学系统，这些不仅对于光通信的未来具有重要的意义，而且在光学信息处理等方面尚有重要应用。

第四方面的工作涉及光纤通信系统与有关技术的研究。光纤通信系统采用数字通信方式，为了建立设备简单的高性能的图象光纤传输系统，也发展模拟调制方式；端机增加了光-电转换部分，采用光电元件，光缆取代了电缆，光中继器代替电中继器，为了使光纤通信实用化，还要研究耦合技术以及微光学器件、光纤器件和多模平板波导器件。有这样的看法，认为光通信系统将从目前的第一代发展至第二代、第三代。第二代光通信系统主要的特征是采用集成光学系统，配有完全的光学中继器，而第三代系统的发信和收信将直接采用声-光和图象-光转换方式，去掉光-电转换环节，实现完全的光通信。

上述光学纤维、平面光学器件和集成光学等内容可总称之为导波光学，共同的物理模型是电介质光波导，这正是本书所讨论的课题。本书讲述的介质光波导理论，前三章为基本原理和方法，后二章处理许多实际工作中感兴趣的问题，对于从事光通信理论、光学纤维、集成光学和半导体激光器等研究工作的有关人员，是一本有用的参考书。书中对平板波导和圆光学纤维的论述是平行的两条线索，因此，不同的读者可以分别选读相应的章节，这样做仍可保持前后内容连贯。作者马库塞博士特为中译本准备了勘误表，译文已作了更正，借此机会向马库塞博士表示衷心的感谢。原书中发现的其他错误，译文也一并更正。此外，为了便于阅读，对文中个别名词术语作了几处注释。由于译者水平有限，译文错误与不妥之处切望读者批评指正。

刘弘度

1980年5月

## 序

人们看到，通信技术的历史就是稳步提高传输信息所用的载波频率的历史。随着激光器的发明，这个稳步的爬升作出了从毫米波到光频范围的巨大跳跃—增加三至四个数量级。

然而，相干光源只是通向可工作的通信系统的许多步骤之一。下一个步骤是探索适当的传输介质。这一探索的早期阶段被试图利用透镜系统和反射镜建造光波导所统治着。在光通信系统中实际使用透镜波导所引起的许多问题中，造价因素目前是最严重的要害。

在我撰写“光传输光学”一书时，当时透镜波导仍成功地与其他类型光学波导竞争。玻璃纤维波导刚刚开始表现出是严重的竞争者，但它的高损耗使它胜过透镜波导的前途并不太光明。

从撰写“光传输光学”手稿以来四年过去了，在这个期间发生了一次革命。光学纤维的损耗已降得很低(目前低于 $10\text{dB/km}$ )<sup>1)</sup>，因此从通信的角度来看，光学纤维的优点远胜过它所有的对手，这就使通信工程师的兴趣几乎完全地独一无二地转向光学纤维。在此期间积累了大量的新知识，这样，就需要一本专门介绍电介质光波导理论的书了。

专门瞩目于介质光波导的第二个原因是集成光学的迅速发展。这个新领域是致力于在薄膜工艺的基础上发展极微小的光学回路的。集成光学中利用的介质波导是非对称平板，这在以前的教科书中尚未涉及。我从几何光学及波动光学的观点提出光通过非对称平板波导传输的理论，得出导引模和辐射模，并讨论泄漏波和反转的平板波导—只支持泄漏波的空心介质波导。

1) 这是1973年的估计。目前在波长为 $0.83\mu\text{m}$ 处的损耗低于 $2\text{dB/km}$ ， $1.30\mu\text{m}$ 处为 $0.5\text{dB/km}$ ，而 $1.55\mu\text{m}$ 处低达 $0.2\text{dB/km}$ 。——译者注

从“光传输光学”写成以来，斯奈德和格洛吉(Snyder和Gloge)发展了圆光学纤维的简化分析处理。圆光学纤维理论的复杂性迫使我在“光传输光学”的讨论中限于描述它的导引模，而这种重要的波导结构的辐射模和模式转换以及辐射现象，只能借助于类比平板波导的方法来讨论。新的近似描述圆光学纤维的技巧基于以下事实，即所有实际的纤维都是用折射率非常接近相同的芯子和包层材料做成的。近似理论使我们能处理稍有缺陷的光学纤维的辐射现象和模式转换现象。

应用激光器的光通信系统有可能使用单模纤维作为光传输介质。然而，较便宜、较简单的系统多半要用发光二极管代替激光器，这就需要采用多模纤维以有效地传输光功率。多模介质光波导有许多有趣的性质，可以借助于耦合模理论来了解。第三章为耦合模理论发展了二种方法，讨论了电磁场按理想波导模展开以及用局域简正模展开的问题。这两种方法对特定的应用都各有优点。利用第一章和第二章的理论，推导关于非对称平板波导和圆光学纤维芯区一包层边界不规则性的耦合系数。

第四章介绍耦合模理论的应用。论述由芯区一包层边界不完整性引起的非对称平板波导和光学纤维的辐射损耗。本章也包括了记述一种有用的近似方法，此法用来推导通常的和空心的介质平板波导的耦合系数。最后，耦合模理论应用于折射率无规涨落引起的瑞利散射问题。

光功率在多模波导许多可能的导引模上的分布问题和模耦合对脉冲传输的影响，是最后一章的主题。我们以推导关于每个模携带的平均功率的耦合方程作为开始。这个耦合功率理论对于了解有着模耦合的多模波导而言是必不可少的，因为这个问题的复杂性使得不能用耦合模理论来处理它。但是，为了推导耦合功率方程，耦合模理论的结论还是需要的。我们论述了关于前向模和后向模的耦合功率方程，讨论了功率对模数的分布问题，还研究了脉冲的传播。本章还提出一种非常有用的多模功率耦合的近似扩散理论，作为

求解耦合功率方程的一个解析方法的例子。

现在的这本书包括了解单模和多模光学纤维以及集成光学波导所需要的知识。这些资料对于从事发展光通信系统的工程师是很重要的。本书对大学里的课堂讲授也会是有用的，因为光通信不断增加的重要性将肯定要求在工科大学的课程中有所反映。

# 目 录

译者序

序

|     |                      |     |
|-----|----------------------|-----|
| 第一章 | 非对称平板波导 .....        | 1   |
| 1.1 | 引言 .....             | 1   |
| 1.2 | 平板波导的几何光学处理 .....    | 3   |
| 1.3 | 非对称平板波导的导引模 .....    | 7   |
| 1.4 | 非对称平板波导的辐射模 .....    | 20  |
| 1.5 | 泄漏波 .....            | 32  |
| 1.6 | 空心介质波导 .....         | 45  |
| 1.7 | 矩形介质波导 .....         | 51  |
| 第二章 | 弱导引光学纤维 .....        | 63  |
| 2.1 | 引言 .....             | 63  |
| 2.2 | 光学纤维的导引模 .....       | 64  |
| 2.3 | 波导色散和群速度 .....       | 82  |
| 2.4 | 光学纤维的辐射模 .....       | 87  |
| 2.5 | 截止和内部全反射 .....       | 94  |
| 第三章 | 耦合模理论 .....          | 101 |
| 3.1 | 引言 .....             | 101 |
| 3.2 | 按理想波导模展开 .....       | 104 |
| 3.3 | 按局域简正模展开 .....       | 113 |
| 3.4 | 耦合振幅方程的微扰解 .....     | 119 |
| 3.5 | 非对称平板波导的耦合系数 .....   | 124 |
| 3.6 | 光学纤维的耦合系数 .....      | 135 |
| 第四章 | 耦合模理论的应用 .....       | 141 |
| 4.1 | 引言 .....             | 141 |
| 4.2 | 界面正弦形畸变的平板波导 .....   | 141 |
| 4.3 | 界面正弦形畸变的空心介质波导 ..... | 154 |



|            |                        |            |
|------------|------------------------|------------|
| 4.4        | 直径正弦形变化的光学纤维 .....     | 163        |
| 4.5        | 偏振的变化 .....            | 168        |
| 4.6        | 具有更普遍的界面畸变的光学纤维 .....  | 170        |
| 4.7        | 瑞利散射 .....             | 178        |
| <b>第五章</b> | <b>耦合功率理论 .....</b>    | <b>184</b> |
| 5.1        | 引言 .....               | 184        |
| 5.2        | 耦合功率方程的推导 .....        | 185        |
| 5.3        | 多模波导的连续波操作 .....       | 192        |
| 5.4        | 功率涨落 .....             | 205        |
| 5.5        | 多模波导中脉冲的传播 .....       | 214        |
| 5.6        | 耦合模的扩散理论 .....         | 242        |
| 5.7        | 沿相反方向传播的波之间的功率耦合 ..... | 253        |
| 参考文献       | .....                  | 262        |
| 索引         | .....                  | 266        |

# 第一章 非对称平板波导

## 1.1 引言

介质平板是最简单的光学波导。由于平板波导几何形状简单，其导引模和辐射模可以用简单的数学表达式来描述。因此，平板波导及其性质的研究，对于了解更复杂的介质波导的光波导引性质常常是有用的。但是，平板波导不仅仅作为更普遍的光学波导的模型，而且在集成光学中实际采用于光的导引〔Mr1, Mr3〕。

介质平板波导示于图1.1.1。图中表示的平板波导与典型的集成光学应用中所采用的相似。波导的芯区折射率假定为 $n_1$ ，它淀积在折射率为 $n_2$ 的衬底上。芯区上面的媒质<sup>1)</sup>的折射率为 $n_3$ 。如果芯区以上的区域是空气，则折射率 $n_3$ 为1；如果折射率 $n_1$ 的波导区两侧均被介质包围，则 $n_3$ 也可以具有某些其他的数值。为了达到真正的模式导引，要求 $n_1$ 大于 $n_2$ 和 $n_3$ 。为了具体起见假定

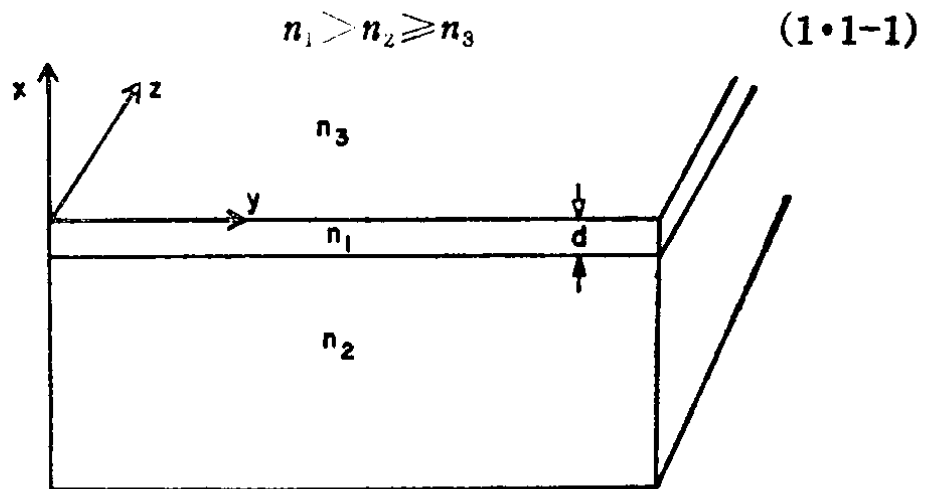


图 1.1.1 介质平板波导示意图

1) “媒质”一词含义较广泛，指光波在其中传播的媒介物质；“电介质”或“介质”一词，则指绝缘材料，也即对光波是透明的，所以介质是一种透明的媒质。在本书内容所涉及的范围，这二个名词没有什么差别，但仍一律按原文译出，而不统一为一种名称。——译者注。

如果 $n_2 = n_3$ ，我们称之为对称平板波导，而在 $n_2 \neq n_3$ 的情况，平板波导是非对称的。对称平板波导的模式比非对称平板简单，因为它们可以表示为偶函数或奇函数的场分布[Me1]。对称平板波导的最低阶模没有截止频率，在原理上意味着这个模式可以以任意低的频率传播。对比之下，非对称平板所有的模式当工作频率足够低时都截止。

本章专门叙述非对称平板波导的光学性质。由于对称平板仅仅是非对称平板的极限情况，故对称平板波导的叙述当然包括在我们目前的论述中。

像所有的介质波导一样，非对称平板波导存在着数目有限的导引模，并且还有连续的无限多个非导引的辐射模。这二种类型的模式都是作为边值问题的解而得到的。然而，导引模也可以从几何光学的观点来考虑。由于几何光学比波动光学更直观，我们开卷之始就先根据几何光学原理推导出导引模的本征值方程，再补充平面波在介质平界面的反射和折射的某些简单的结果。

在平板波导导引模的波动光学基础上，1·3节和1·4节讨论并求解边值问题。而后，本章接着讨论泄漏波以及只存有泄漏波的反转平板波导( $n_1 < n_2, n_3$ )。

在集成光学应用中，用各种方法来制作平板波导，其中最简单的是在玻璃或塑料衬底上淀积玻璃或塑料薄膜。这些薄膜波导可以用蒸发、溅射或外延生长技术来淀积，后面一种方法限于在晶体的衬底上淀积单晶薄膜。集成光学应用中形成介质光波导的另一种方法是采用离子注入技术。用适当的离子轰击衬底材料可改变其折射率，这样便得到介质平板波导。选择加速离子束的能量可以控制衬底表面以下形成的波导层厚度。

许多集成光学应用，利用窄的条形介质波导代替连续的二维薄膜，这种结构的模式在1·7节中讨论。用离子注入技术可制成这样的波导，也可以在衬底顶面淀积薄膜，随后用光刻腐蚀方法留下窄条波导。

对非对称平板波导的研究成为整个介质光波导理论重要的“绪论”，因为平板波导很简单，起到了剖析介质光波导的光波导机理的作用。

## 1.2 平板波导的几何光学处理

几何光学把与光波场等相面正交的直线定义为光线，并以此描述光波场的传播。光线具有直观感觉，因为一窄束光就是较抽象的光线概念的很好的近似。

我们现在所需要的几何光学定律很简单，只需假设光线在各向同性的光学媒质中走直线路径；此外，还需要知道斯涅耳(Snell)定律，此定律把光束通过介质界面时诸光线与界面法线的夹角联系起来。如按图1.2.1所示定义这些夹角，斯涅耳定律可以表示为以下形式[Me1]

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (1.2-1)$$

就我们的用途而言，更方便的是利用光线与介质界面的夹角，所以斯涅耳定律采取以下的形式

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2 \quad (1.2-2)$$

若 $n_1 > n_2$ ，根据(1.2-2)式，显然当 $n_1 \cos \theta_1 > n_2$ 时不存在实数角度 $\theta_2$ 。不存在满足(1.2-2)式的实数角度 $\theta_2$ ，可以解释为内部全反射。这种情况下介质界面彼侧没有光束出射，因而所有的光全部反射回媒质1的内部。全反射的临界角定义为

$$\cos \theta_{1c} = n_2 / n_1 \quad (1.2-3)$$

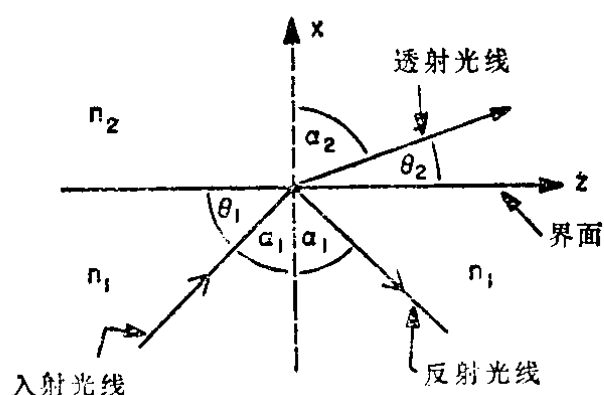


图 1.2.1 平面波在介质界面的反射和折射

一条直光线可以与一个平面波相联系。几何光学不包括光场相位的描述，然而，根据光程长度的概念（定义为实际光路长度乘以媒质的折射率），我们易于给光线附加上一个相位。

一条长度为  $s$  的光线在媒质 1 中行经的光程长度为  $n_1 s$ , 它相对于起点  $s = 0$  的相位可以定义为  $\phi = -n_1 k s$  (加负号是必要的, 因为我们假定随时间变化的形式为  $e^{i\omega t}$ ),  $k$  为自由空间中平面波的传播常数,

$$k = 2\pi/\lambda \quad (1.2-4)$$

然而, 平面波不仅行经空间而积累了相移, 而且从介质界面反射时也积累了相移。平面波 (所以是偏振的) 当其电矢量平行于界面时, 在介质界面的反射系数可从 [Me1] 中的 (1.6-10), (1.6-11) 和 (1.6-14) 式得出:

$$r = \frac{B}{A} = \frac{(n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} - (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}}{(n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} + (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}} \quad (1.2-5)$$

参数  $\beta$  (在 [Me1] 中称为  $k_{1z}$ ) 可以用角度  $\theta_1$  表示:

$$\beta = n_1 k \cos \theta_1 \quad (1.2-6)$$

当  $\theta_1 > \theta_{1c}$  时, (1.2-5) 式给出的反射系数  $r$  是正实数, 所以从折射率为  $n_2$  的媒质反射时没有发生附加的相位变化。当  $\theta_1 < \theta_{1c}$ , 在介质界面发生全反射, 这时  $r$  是复数, 因为 (1.2-5) 式中分子分母的第二个平方根是负的虚数。取负号是必要的, 因为在媒质 2 中应当得到衰减波而不是增长波。在全反射的条件下, 电矢量平行于界面的偏振波发生相移

$$\phi = -2 \arctan [(\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} / (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}] \quad (1.2-7)$$

对于磁矢量平行于界面的偏振波, 根据 [Me1] 的 (1.6-56) 式得到相移为

$$\phi = -2 \arctan [(n_1^2/n_2^2) (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} / (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}] \quad (1.2-8)$$

汇集以上几何光学和平面波在介质界面反射的几个结果, 我们就可以讨论平板波导中模式的导引过程, 并推导出关于导引模的传播常数的本征值方程。属于模式场的光线在折射率为  $n_1$  的芯区内传

播，它们在介质界面受到全反射而被限于此区域之内。图1·2·2表示这样的一条光线的径迹。

至此我们已解释了模式限制的机理，并指出了角度 $\theta_1$ 不应当超过(1·2-3)式的临界角。人们可能得出结论，认为具有任意角度的光线只要不超过临界角，都可以在平板波导内传播。但是这是一个错误的臆测。为了了解与导引模相联系的光线出现分立角度的原因，我们应该把光线相位的知识引入上面的图象。图1·2·2所示的光线，仅仅是与之相联系的平面波的一种方便的描写。图1·2·3将

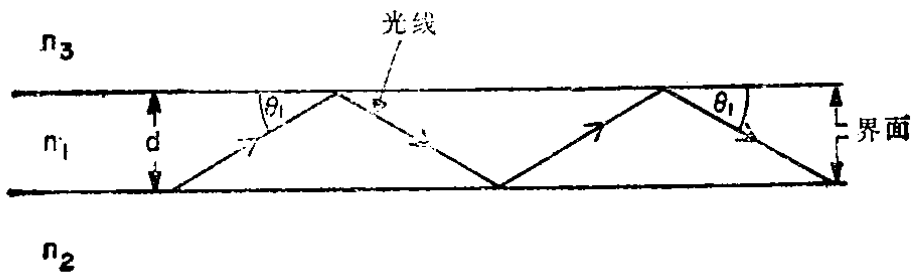


图 1·2·2 平板波导内导引波的光线径迹

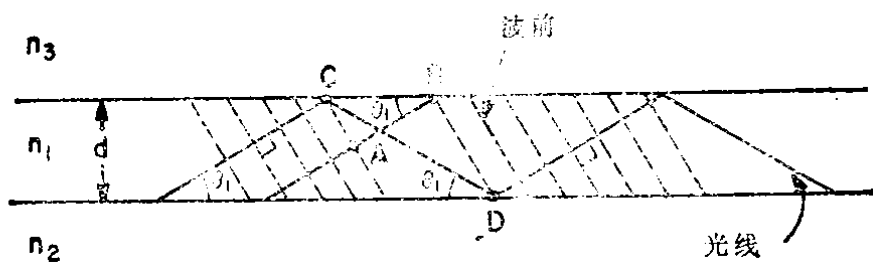


图 1·2·3 导出本征值方程的相位条件的图解。  
同方向行进的所有光线属于同一个平面波

平面波的波前表示为虚线，标出  $A$  和  $B$  二点，通过这两点的波前都属于同一平面波。我们略去向前下方行进的反射波的波前，以保持画面尽可能的简洁。从  $A$  点到  $B$  点的光线 ( $AB$  光线) 假定未受到反射。从  $C$  点到  $D$  点较长些的光线 ( $CD$  光线) 属于反射波，当它从通过  $A$  点的波前行进至通过  $B$  点的波前时受到了两次全反射。因为一个平面波的同一波前上所有的点应该同相，我们应要求  $AB$  光线的光程长度与  $CD$  光线相差  $2\pi$  的整数倍。 $B$  点与  $C$  点间的距离等于  $(d/\tan\theta_1) - d\tan\theta_1$ 。所以， $A$  点与  $B$  点的距离为

$$s_1 = [(1/\tan\theta_1) - \tan\theta_1]d\cos\theta_1 = (\cos^2\theta_1 - \sin^2\theta_1)d/\sin\theta_1 \quad (1\cdot2-9)$$

通过C点和D点的长光线的长度为

$$s_2 = d/\sin\theta_1 \quad (1\cdot2-10)$$

但是, CD光线除行经实际距离 $s_2$ 而累积的相移之外, 还受到两次全反射, 引起相变 $\phi_3$  (从与区域3的界面反射) 和 $\phi_2$  (从与区域2的界面反射)。这样, 要求两条光线得出同一平面波, 其条件可用以下关系式表示

$$n_1(s_2 - s_1)k + \phi_2 + \phi_3 = 2N\pi \quad (1\cdot2-11)$$

其中 $N$ 为整数。(1·2-11)式为确定允许的光线角度的条件, 或者通过(1·2-6)式确定允许的参数值 $\beta$  (本征值)。这样一个关系式被称为本征值方程。由于对光波两种可能的偏振有不同的相移 $\phi_2$ 和 $\phi_3$ , 故得到两个不同的本征值方程。我们把电矢量平行于界面的波记为TE波, 从(1·2-7)、(1·2-9)、(1·2-10)和(1·2-11)式得到TE波的本征值方程为

$$\arctan(\gamma/\kappa) + \arctan(\delta/\kappa) = \kappa d - N\pi \quad (1\cdot2-12)$$

其中使用了简略记号

$$\kappa = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} = n_1 k \sin\theta_1 \quad (1\cdot2-13)$$

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} = [(n_1^2 - n_2^2)k^2 - \kappa^2]^{1/2} \quad (1\cdot2-14)$$

和

$$\delta = (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2} = [(n_1^2 - n_3^2)k^2 - \kappa^2]^{1/2} \quad (1\cdot2-15)$$

取(1·2-12)式的正切, 把TE波的本征值方程变换为

$$\tan\kappa d = \kappa(\gamma + \delta) / (\kappa^2 - \gamma\delta) \quad (1\cdot2-16)$$

对TM波, 相应的步骤得到本征值方程为

$$\tan\kappa d = n_1^2 \kappa (n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta) / (n_2^2 n_3^2 \kappa^2 - n_1^4 \gamma \delta) \quad (1\cdot2-17)$$

下一节我们将从麦克斯韦 (Maxwell) 方程出发并利用介质界面处的边界条件重新推导这些方程。现在讨论的目的, 是给出平板波导中模式导引过程的一个直观的解释, 并且要显示如何只借助于几何光学和平面波性质的简单原理, 就可得出模式条件(1·2-16)和(1·2-17)[Ti1]。

### 1·3 非对称平板波导的导引模

为了完整地描述介质波导模式, 应当求解麦克斯韦方程[MK1, NM1]。借助于算符( $e_x, e_y$ 和 $e_z$ 为 $x, y, z$ 方向的单位矢量)

$$\nabla = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y} + e_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (1·3-1)$$

麦克斯韦方程可以写成<sup>1)</sup>

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 n^2 \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (1·3-2)$$

和

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t \quad (1·3-3)$$

叉号表示矢量积,  $\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{E}$ 为磁场和电场矢量,  $\epsilon_0$ 和 $\mu_0$ 为真空介电常数和磁导率。本书不考虑磁性材料, 所以利用真空常数 $\mu_0$ 就足够了。媒质折射率记为 $n$ ,  $t$ 为时间变量。

为了简化平板波导的描述, 我们设 $y$ 方向没有变化, 用符号表示为

$$\partial / \partial y = 0 \quad (1·3-4)$$

条件(1·3-4)式实际上并未限制模式描述的普遍性, 因为对任何给定的模式总能在 $yz$ 平面内旋转坐标系使此条件得到满足。平板波导的模式可以分为TE模和TM模。TE模即横电模, 在波传播方向上没有电场分量, 而TM模即横磁模则没有纵向磁场分量。我们分别来考虑TE模和TM模。注意, 导引模的场在 $x = \pm \infty$ 处应为零。

1) 本书采用MKSA单位制——译者注



## TE导引模

TE模只有三个场分量： $E_y$ 、 $H_x$ 和 $H_z$ 。坐标系相对于平板波导的位置如图1·1·1所示。设介质平板在 $yz$ 平面无限延伸。我们只来严格地考察时间的简谐场，它随时间的变化可以用复数记号表示为

$$e^{i\omega t} \quad (1\cdot3-5)$$

角频率 $\omega$ 与实际频率 $f$ 的关系为

$$\omega = 2\pi f \quad (1\cdot3-6)$$

由于我们感兴趣的是获得平板波导的简正模，故设模式场随 $z$ 的变化由以下函数给出

$$e^{-i\beta z} \quad (1\cdot3-7)$$

把(1·3-5)和(1·3-7)二因子结合起来，我们得到

$$e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1\cdot3-8)$$

函数(1·3-8)描述沿正 $z$ 方向传播的波，其相速度为

$$v = \omega/\beta \quad (1\cdot3-9)$$

本征值 $\beta$ 与(1·2-6)式引入的量相同。(1·3-8)因子对所有的场量都是共同的，为了简洁常省略掉。利用 $E_x = 0$ 、 $E_z = 0$ 和 $H_y = 0$ ，根据麦克斯韦方程(1·3-2)，(1·3-3)，并借助于(1·3-4)式，再用(1·3-8)式给出的对时间和 $z$ 的依赖关系，我们得到

$$-i\beta H_x - (\partial H_z/\partial x) = i\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (1\cdot3-10)$$

$$i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (1\cdot3-11)$$

$$\partial E_y/\partial x = -i\omega\mu_0 H_z \quad (1\cdot3-12)$$

因此我们得到用 $E_y$ 分量表示的 $H$ 分量

$$H_x = (-i/\omega\mu_0) \partial E_y/\partial z = -(\beta/\omega\mu_0) E_y \quad (1\cdot3-13)$$

和

$$H_z = (i/\omega\mu_0) \partial E_y/\partial x \quad (1\cdot3-14)$$

把以上两式代入(1·3-10)式，得到关于 $E_y$ 分量的约化的一维波方程