

WEIJIEGOU GUANGXIAN OUHE
LILUN JI JISHU

微结构光纤耦合 理论及技术

■ 朱晓亮 著



东北大学出版社
Northeastern University Press

微结构光纤耦合理论及技术

朱晓亮 著

东北大学出版社

· 沈 阳 ·

© 朱晓亮 2016

图书在版编目 (CIP) 数据

微结构光纤耦合理论及技术 / 朱晓亮著. —沈阳: 东北大学出版社, 2016.10

ISBN 978-7-5517-1448-8

I. ①微… II. ①朱… III. ①光纤耦合器 IV. ①TN929.11

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2016) 第 260782 号

内 容 简 介

本书从微结构光纤基本概念出发, 介绍了最基础的微结构光纤代表——光子晶体光纤 (包括光子晶体光纤模场理论及熔接损耗特点), 而且深入研究了近年涌现的各种新型微结构光纤, 例如多芯光纤、平行阵列、毛细管光纤等。具体内容包括: 各种微结构光纤导光原理、特性及耦合理论与技术。

本书可作为光学工程、光电子科学与技术、智能结构与仿生学等专业的研究生参考书, 也可作为相关领域研究和开发人员的工具书。

出 版 者: 东北大学出版社

地址: 沈阳市和平区文化路 3 号巷 11 号

邮编: 110004

电话: 024—83680267 (社务部) 83687331 (市场部)

传真: 024—83683655 (总编室) 83680178 (出版部)

网址: <http://www.neupress.com>

E-mail: neuph@neupress.com

印 刷 者: 沈阳航空发动机研究所印刷厂

发 行 者: 东北大学出版社

幅面尺寸: 145mm×210mm

印 张: 4.25

字 数: 114 千字

出版时间: 2016 年 10 月第 1 版

印刷时间: 2016 年 10 月第 1 次印刷

组稿编辑: 牛连功

责任编辑: 孙德海

责任校对: 图 图

封面设计: 刘江旻

责任出版: 唐敏志

ISBN 978-7-5517-1448-8

定 价: 20.00 元

前 言

100多年来, 光纤理论与技术得到了蓬勃发展, 各种各样的新型光纤层出不穷。例如, 1996年诞生的第一根光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fibers, PCF) 又被称为微结构光纤 (Micro-Structured Fibers, MSF)。微结构光纤问世之后受到广泛的关注与研究, 其本身的结构及定义也在不断地丰富、发展。各种新型结构的微结构光纤不断涌现, 使微结构光纤内容不断丰富, 其功能及应用也越来越多样化。微结构光纤家族以其微型化、集成化、光路稳定、实时在线测量、多样化传感等优点, 正逐步成为新一代光纤的代表。

新型微结构光纤具有的统一特点为将复杂光路集成在一根光纤之内, 即在一根光纤内实现集成化的传导结构, 不仅丰富了光纤的结构、种类, 而且在光纤传感领域也彰显出了标准光纤所无法替代的优越性。然而微结构光纤无论进行传感应用还是制作各种光纤器件, 低能耗高功率的耦合技术都是其能否成功的关键所在。本书较为详细地介绍了微结构光纤的耦合理论与技术。所选微结构光纤包括多芯光纤、平行阵列芯光纤、光子晶体光纤、毛细管光纤等典型微结构光纤。

本书是作者10余年来研究成果的结晶, 同时参考了国内外相关的论文及专著。本书共5章, 具体内容如下。

第1章为光波导的耦合理论。主要介绍与光波导耦合相关的光波导理论, 基于几种典型的光波导结构及其导波模式, 深入研究了波导之间耦合的物理机理。不同结构光波导之间耦合

时一般应考虑其数值孔径、模场匹配面积及传播相位匹配程度等因素。为后续章节进行微结构光纤耦合模型的建立和计算提供理论依据。

第2章介绍多芯光纤耦合理论及技术。选取两种有代表性的多芯光纤,即双芯光纤与三芯光纤,分别对其与单模光纤的耦合进行实验及理论研究。基于直接激发耦合模型与平行光波导耦合理论,建立了单芯单模光纤与多芯单模光纤的耦合模型,并就熔融拉锥过程中多芯光纤各纤芯耦合光功率的动态变化进行了详细分析,计算了双芯单模光纤、三芯单模光纤与单芯单模光纤的耦合光功率特性曲线,得到了耦合光功率与拉锥长度的定量关系。

第3章考虑到平行阵列芯光纤在激光器领域的应用,以5芯平行阵列光纤为例,对单芯单模光纤与平行阵列芯光纤的超模耦合理论进行介绍,并就两种不同激励情况(熔接激励与熔融拉锥激励)对5芯平行阵列光纤的超模输出进行了理论及实验研究。利用柯林斯(Collins)公式对5芯平行阵列光纤远场超模强度分布进行了计算,分析了两种不同激励情况下各超模的光束质量,通过对比得出平行阵列芯光纤用于光纤激光器时可极大地提高输出光束质量、获得高功率的激光输出的耦合激励方法。

第4章介绍了国内外对于光子晶体光纤的研究成果及研究进展,主要内容包括光子晶体光纤有效模场、模场匹配与熔接损耗的关系、理论模型与实验验证。光子晶体光纤为含孔光纤和微结构光纤的最初代表,从问世以来受到了国内外学者的广泛关注。

第5章基于两种耦合方法(熔接法与熔融拉锥法),分别研究了单芯单模光纤与内壁波导型毛细管光纤以及壁中波导型毛细管光纤的耦合特性,通过模场叠加原理,建立了拉锥长度

与耦合光功率之间的对应关系，给出了熔拉过程中毛细管光纤的耦合光功率的动态变化，并通过所能获得的最大耦合光功率，将两种耦合方法进行了对比。

本书是国内首部关于多种微结构光纤耦合特性研究的专著，既可作为光学工程、光电子科学与技术、智能结构与仿生学等专业的研究生参考书，也可作为相关领域研究和开发人员的工具书。本书的出版对于相关领域的深入研究及人才培养具有重要意义。

感谢国家自然科学基金项目（61307005）对本书的资助！

著 者

2016年5月

目 录

第1章 光波导的耦合理论	1
1.1 波导结构及其导波场分布	1
1.1.1 平板形光波导	1
1.1.2 条形光波导	4
1.1.3 带状光波导	6
1.1.4 圆形均匀光波导	8
1.2 波导耦合的物理机理	14
1.3 波导耦合的数值分析方法	20
1.4 本章小结	25
第2章 多芯光纤的耦合模型	26
2.1 多芯光纤发展及应用	26
2.2 实验系统设计	32
2.3 单芯单模光纤与双芯光纤耦合特性	34
2.3.1 实验结果分析	34
2.3.2 耦合模型的建立	37
2.4 单芯单模光纤与三芯光纤耦合特性	45
2.4.1 实验结果分析	45
2.4.2 耦合模型的建立	48
2.5 本章小结	53
第3章 平行阵列芯光纤的超模耦合	54
3.1 平行阵列芯微结构光纤的制作	54

3.2	平行阵列芯光纤的超模耦合特性	55
3.2.1	熔接激励时超模耦合特性	56
3.2.2	熔融拉锥激励时超模耦合特性	63
3.3	不同超模质量对比与分析	68
3.4	本章小结	76
第4章	光子晶体光纤的熔接耦合	77
4.1	光子晶体光纤发展及应用	77
4.2	光子晶体光纤导光原理	80
4.3	光子晶体光纤的模式	82
4.4	光子晶体光纤熔接损耗模型	86
4.5	本章小结	90
第5章	毛细管光纤的耦合特性	91
5.1	毛细管光纤发展及应用	91
5.2	毛细管光纤波导结构	95
5.3	毛细管光纤制作	96
5.4	毛细管光纤的模式	99
5.5	毛细管光纤的耦合特性	105
5.5.1	单芯单模光纤与内壁型毛细管光纤的连接耦合	105
5.5.2	单芯单模光纤与壁中波导型毛细管光纤的连接耦合	108
5.5	本章小结	114
参考文献		115

第1章 光波导的耦合理论

光波导按照结构不同,可分为平板形光波导、条形光波导(脊形光波导、矩形光波导等)、带状光波导、圆形光波导(二层圆形光波导及多层圆形光波导)等。本章主要对几种相关光波导的波导结构及其导波模进行介绍^[1-3],为后面章节中的微结构光纤理论研究与分析奠定基础。

1.1 波导结构及其导波场分布

1.1.1 平板形光波导

平板形光波导由折射率为 n_1 的导波层和折射率分别为 n_0 和 n_2 的衬底和覆盖层构成,如图1.1所示,折射率分布满足 $n_1 > n_0 > n_2$ 。

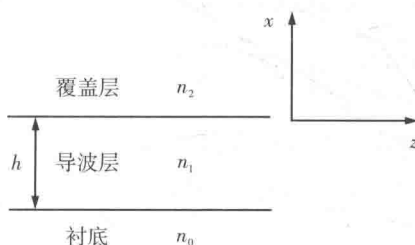


图1.1 平板形光波导

平板形光波导中TE导模的电磁场分量是 E_y , H_x , H_z 。对导模而言,衬底和覆盖层中场呈指数形式衰减,而导波层中场是振荡的,因此,该平板形光波导中电场分布为

$$E_y = \begin{cases} A \exp(p_0 x), & x < 0 \\ B \exp(i\kappa_1 x) + C \exp(-i\kappa_1 x), & 0 \leq x \leq h \\ D \exp[-p_2(x-h)], & x > h \end{cases} \quad (1-1)$$

式中, A, B, C, D ——待定常数;

κ_1 ——沿 x 方向的传播常数;

p_0, p_2 ——衬底和覆盖层中场的衰减系数。

将式 (1-1) 代入波动方程

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) E_y = 0$$

则可得

$$\kappa_1 = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (1-2)$$

$$p_0 = (\beta^2 - k_0^2 n_0^2)^{1/2} \quad (1-3)$$

$$p_2 = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} \quad (1-4)$$

根据边界条件: E_y 和 H_z 在边界上连续。利用 E_y 在 $x=0$ 和 $x=h$ 界面上连续和 $\partial E_y / \partial x$ 在 $x=0$ 界面上连续的条件, 可将 B, C, D 用 A 表示。因此, $E_y(x)$ 可表示成如下形式:

$$E_y(x) = \begin{cases} A \exp(p_0 x), & x < 0 \\ \frac{A}{\cos \varphi_{10}} \cos(\kappa_1 x - \varphi_{10}), & 0 \leq x \leq h \\ \frac{A}{\cos \varphi_{10}} \cos(\kappa_1 h - \varphi_{10}) \exp[-p_2(x-h)], & x > h \end{cases} \quad (1-5)$$

式 (1-5) 中的待定常数 A 可通过对场的功率归一化求出。再利用 $\partial E_y / \partial x$ 在 $x=h$ 界面上连续的条件, 可得

$$\tan(\kappa_1 h - \varphi_{10}) = \frac{p_2}{\kappa_1} \quad (1-6)$$

写成相位型方程

$$\kappa_1 h = m\pi + \varphi_{10} + \varphi_{12} \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (1-7)$$

其中

$$\varphi_{10} = \arctan\left(\frac{p_0}{\kappa_1}\right) \quad (1-8)$$

$$\varphi_{12} = \arctan\left(\frac{p_2}{\kappa_1}\right) \quad (1-9)$$

平板形光波导中TM导模的电磁场分量是 H_y , E_x , E_z 。类似于TE导模的分析, 该平板波导3个区域中的电场分布为

$$H_y = \begin{cases} A \exp(p_0 x) & x < 0 \\ \frac{A}{\cos \varphi_{10}} \cos(\kappa_1 x - \varphi_{10}) & 0 \leq x \leq h \\ \frac{A}{\cos \varphi_{10}} \cos(\kappa_1 h - \varphi_{10}) \exp[-p_2(x-h)] & x > h \end{cases} \quad (1-10)$$

则同样有相位型色散方程为

$$\kappa_1 h = m\pi + \varphi_{10} + \varphi_{12}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1-11)$$

其中

$$\varphi_{10} = \arctan\left(\frac{n_1^2 p_0}{n_0^2 \kappa_1}\right) \quad (1-12)$$

$$\varphi_{12} = \arctan\left(\frac{n_1^2 p_2}{n_2^2 \kappa_1}\right) \quad (1-13)$$

如定义导模的归一化频率

$$V = k_0 h (n_1^2 - n_0^2)^{1/2} \quad (1-14)$$

波导的归一化有效折射率

$$b = \frac{\left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_0^2} \quad (1-15)$$

由归一化参量, 平板波导TE导模的模式本征方程(1-7)可改写成如下形式:

$$V \sqrt{1-b} = m\pi + \arctan \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \arctan \sqrt{\frac{a+b}{1-b}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1-16)$$

而TM模的模式本征方程(1-11)可改写为

$$V\sqrt{1-b} = m\pi + \arctan\left(\frac{n_1^2}{n_0^2}\sqrt{\frac{b}{1-b}}\right) + \arctan\left(\frac{n_1^2}{n_2^2}\sqrt{\frac{a+b}{1-b}}\right)$$

$$m=0, 1, 2, \dots \quad (1-17)$$

数值计算后可得TE模的归一化有效折射率 b 随归一化频率 V 的变化关系,称之为归一化色散曲线。一个传播模式或导波模式场量的空间分布规律可从式(1-1)、式(1-5)和式(1-10)得到,几个低阶TE模的横向电场 E_y (或横向磁场 H_x)沿 x 轴方向的分布如图1.2所示,TM_{*m*}模式的场量 H_y (或 E_x)沿 x 轴的分布规律与TE_{*m*}模的 E_y 完全类似。

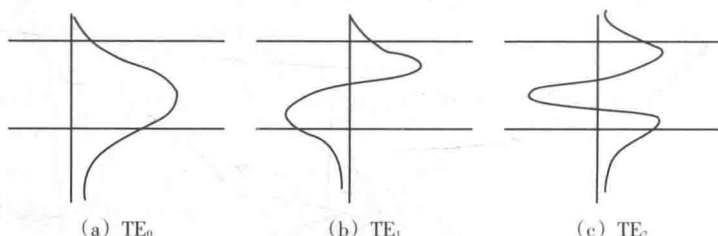


图1.2 低阶模横向场分量分布

1.1.2 条形光波导

平板波导的电磁场仅在一个方向受限制,为了避免横向发散,在实际的集成光路中,常用的是两个相互垂直的方向上能够限制光能量的条形波导。集成光学中用的耦合器、调制器等光波导几乎都是条形波导,半导体激光器的有源区实际上也可以看作一段长度有限的条形波导(带状波导)。常用的条形介质波导有脊形波导和条载波导,由于这两种波导中的光能量主要集中在脊形区和条载区下面的薄膜中,大大地放宽了对脊形区和条载区的加工精度,因而应用广泛。图1.3所示的是脊形波导和条载波导的横截面结构。

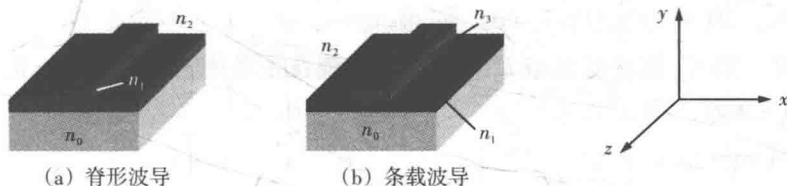


图 1.3 两种常见的条形波导

常用的分析条形波的一种近似方法为马卡梯里法：不管各种条形波导的结构如何，总可以将其横截面分成如图 1.4 (a) 所示的 9 个区域。考虑到一个导波模式，电磁场在带条以外的区域中随着离开带条表面距离的增加是呈指数衰减的，因此，忽略角上 VI, VII, VIII, IX 各区域中的场，仅考虑 I, II, III, IV, V 各区域的场以及带条四周的边界条件，可以推导出导波模式的特征方程。在弱导条件下，波导中导波模式的场量的纵向分量比横向分量小得多，因而引进准 TEM 近似。在该近似条件下，可将波导中的导波模式分成横向分量为 E_y , H_x 的 E_{mn}^y 模式和横向分量为 H_y , E_x 的 E_{mn}^x 模式。模式的上标 x , y 表示电场矢量的偏振方向；下标 m , n 表示模式序数，代表场量在 x 轴和 y 轴方向出现场量极大值的个数。在 $a > b$ 的条件下，在波导的介质带条内沿 x , y 方向只有一个极大点，称之为 E_{11}^y 模，即 $a > b$ 时， E_{11}^y 模是条形波导的主模。

若用 k_x , k_y 表示 I 区中场沿 x 方向和 y 方向的相位常数， φ_x , φ_y 表示初相位因子， α_2 , α_3 , α_4 , α_5 代表带条四周 II, III, IV, V 区中场量在与界面垂直方向上的衰减常数，则 E_{11}^y 模的场分布特点如图 1.4 所示。其中，图 1.4 (a) 是波导横截面内电场强度和磁场强度的分布示意图，实线代表电场强度，虚线代表磁场强度，箭头长度代表场量的大小；图 1.4 (b) 是场量 H_x 或 E_y 随 y 坐标的分布规律；图 1.4 (c) 是场量 H_x 或 E_y 随 x 坐标的分布规律。由图 1.4 (c) 可见，场量在带条中某一点 (x_0, y_0) 处达到极大。如果波导左右对称，即 $n_4 = n_5$ ，则 $x_0 = 0$ ；如果波导上下对

称, 即 $n_2 = n_3$, 则 $y_0 = 0$ 。如果 $n_2 = n_3 = n_4 = n_5$, 即矩形波导情况, 则 E_{11}^y 模场量 H_x 或 E_y 的最大值出现在带条中心轴上即 $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ 处。

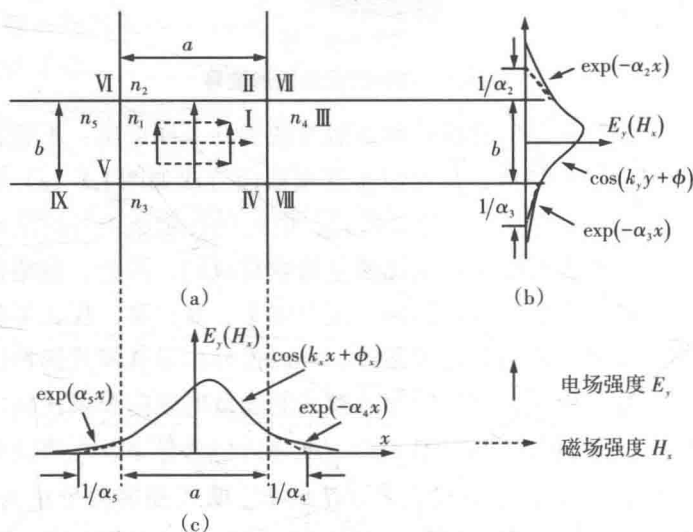


图 1.4 E_{11}^y 模横向场分布

1.1.3 带状光波导

带状光波导实际上是横向尺寸满足 $W \gg d$ 的条形波导, W 为其宽度, d 为其厚度。广泛应用于光通信系统的隐埋条形异质结半导体激光器的有源层, 即可看成这种波导。带状波导的横截面如图 1.5 所示。

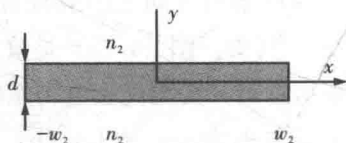


图 1.5 带状波导的横截面

将实际隐埋条形异质结激光器做简化处理: 认为有源区周围介质的折射率近似相等, 均为 n_2 , 而有源区的折射率为 n_1 , 且

$n_1 > n_2$ 。由于 $W \gg d$ ，因此将横截面内二维问题分解成两个一维问题分别求解，可使问题简化。

首先在波导横截面内一个确定的 x 值处求解场量在 y 方向的分布规律，然后求 x 方向场量的分布规律，为此假设电场矢量、磁场矢量可写成

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = e\phi(y, x)\psi(x)e^{-j\beta z} \quad (1-18)$$

式中， $\phi(y, x)$ 中的 x 是个参变量； e 是电场或磁场的偏振方向上的单位矢量，它可以是沿 x 方向的，也可以是沿 y 方向的。显然，电场和磁场都应满足亥姆霍兹方程，即

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \mathbf{H} \\ \mathbf{E} \end{pmatrix} + k_0^2 n^2 \begin{pmatrix} \mathbf{H} \\ \mathbf{E} \end{pmatrix} = 0 \quad (1-19)$$

将式 (1-18) 代入式 (1-19)，利用分离变量法可得 $\phi(y, x)$ 和 $\psi(x)$ 所满足的方程

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2 - \beta_{\text{eff}}^2(x)]\phi = 0 \quad (1-20)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + [\beta_{\text{eff}}^2(x) - \beta^2]\psi = 0 \quad (1-21)$$

式中， $\beta_{\text{eff}}(x)$ 是在分离变量过程中引进的等效相位常数，从而也可以引进等效折射率，即

$$\beta_{\text{eff}}(x) = k_0 n(x) \quad (1-22)$$

式中， $n(x)$ 和 $\beta(x)$ 都是 x 的函数。

在有源区及其上下区域中分别令

$$k_y^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta_{\text{eff}}^2 \quad (1-23a)$$

$$\alpha^2 = \beta_{\text{eff}}^2 - k_0^2 n_2^2 \quad (1-23b)$$

则可以将式 (1-20) 的解写成

$$\phi(y, x) = \begin{cases} A_1 \cos(k_y y - \gamma), & |y| \leq d/2 \\ A_2 \exp\left[-\alpha\left(|y| - \frac{d}{2}\right)\right], & |y| > d/2 \end{cases} \quad (1-24)$$

式(1-24)略去了一个共同的传播因子 $e^{-j\beta_{eff}z}$ ，式中的初相位 γ 在对称条件下，只能取 0 和 $\pi/2$ 两个值。当 $\gamma=0$ 时，场量在 y 方向呈偶对称分布；当 $\gamma=\pi/2$ 时，场量在 y 方向呈奇对称分布。

TE 模电场在 y 轴方向，TM 模磁场在 y 轴方向。在 $y=\pm d/2$ 的面上，令 E 和 H 的切向分量连续（ ϕ 和 $\partial\phi/\partial y$ 连续），可得 TE 模特征方程

$$k_y d = 2 \tan^{-1} \frac{\alpha}{k_y} + m\pi, \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (1-25)$$

对应一个确定的 m 值，可以解得 k_y 值，从而确定对应的 TE_m 模。

同理可得 TM 模的特征方程为

$$k_y d = 2 \tan^{-1} \frac{n_1 \alpha}{n_2 k_y} + m\pi, \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (1-26)$$

$m=0$ 的 TE 模、TM 模即为最低阶模式。由上分析可得， TE_{00} 模和 TM_{00} 模的光斑呈椭圆形， TE_{00} 模的场分布和光斑示意图如图 1.6 所示。

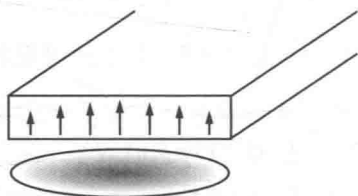


图 1.6 TE_{00} 模的场分布和光斑示意图

1.1.4 圆形均匀光波导

圆形均匀光波导定义为，折射率沿横截面的分布在一系列同心圆构成的环状区域内为均匀分布的正规光波导，如图 1.7 所示。根据圆形波导层数不同，分为二层圆形光波导及多层圆形光波导，下面分别进行介绍。

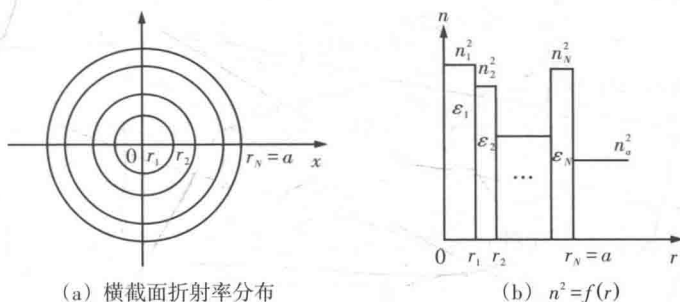


图 1.7 圆形均匀光波导

(1) 二层圆形光波导

二层圆形均匀光波导（即阶跃型光纤）具有一个芯层和包层，其波导结构如图 1.8 所示。

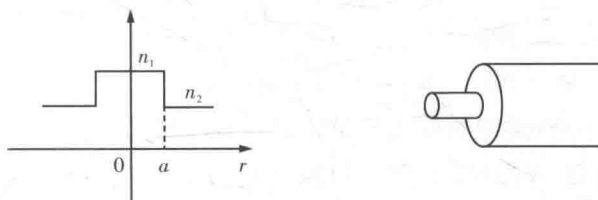


图 1.8 二层圆形均匀光波导（阶跃光纤）

其数学模型为

$$\begin{cases} n^2(r) = \begin{cases} n_1, & r < a \\ n_2, & r > a \end{cases} \\ n_1 > n_2 \end{cases} \quad (1-27)$$

二层圆形均匀光波导的模式场具有圆对称性。

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}(x, y, z, t) = \begin{pmatrix} e \\ h \end{pmatrix}(r) e^{j(m\phi + \beta z - \omega t)} \quad (1-28)$$

在弱导近似下，在圆柱坐标系中利用标量法求解方程

$$[\nabla_t^2 + (k^2 n_i^2 - \beta^2)]e_r = 0 \quad (1-29)$$

由 $e_z = \frac{j}{\beta} \frac{\partial e_r}{\partial r}$ 可得