

第3章 光 纤

3.1 光纤概述

1. 光纤结构

光纤的典型结构是多层同轴圆柱体,如图 3-1 所示,自内向外为纤芯、包层及涂覆层。通信光纤的纤芯通常是折射率为 n_1 的高纯 SiO_2 ,并有少量掺杂物(如 GeO_2 等),以提高折射率。包层折射率为 n_2 ($n_2 < n_1$),通常也由高纯 SiO_2 制造,掺杂 B_2O_3 及 F 等以降低折射率。纤芯和包层合起来构成裸光纤,光纤的光学及传输特性主要由它决定。对于通信石英光纤,多模光纤的芯径 $2a$ 大多为 $50\mu\text{m}$ 或 $62.5\mu\text{m}$,单模光纤芯径仅 $4\sim 10\mu\text{m}$ 。它们的包层外径 $2b$ 一般为 $125\mu\text{m}$ 。在包层外面是 $5\sim 40\mu\text{m}$ 的涂覆层,材料是环氧树脂或硅橡胶,其作用是增强光纤的机械强度。再外面还常有缓冲层($100\mu\text{m}$ 厚)及套塑层。此外,纤芯及包层材料也可由玻璃或塑料制造,它们的损耗比石英光纤大,但在短距离的光纤传输系统中仍有一定的应用。

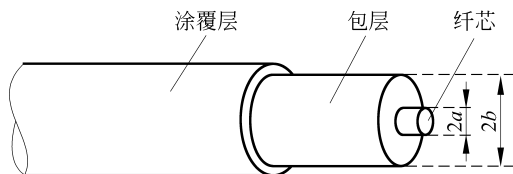


图 3-1 光纤结构

套塑后的光纤(称为芯线)还不能在工程中使用,必须成缆。把数根、数十根光纤绞绞或疏松地置于特制的螺旋槽聚乙烯支架里,外缠塑料绑带及铝皮,再被覆塑料或用钢带铠装,加上外护套后即成为光缆。

2. 光纤的分类

光纤的种类很多,从不同的角度,有不同的分类方法。通常我们可以按照光纤材料、折射率分布和传输模式来分类。

(1) 按照光纤材料分类

首先来分析构成光纤的原材料,光纤按其构成的原材料可分为以下四类。

① 石英系光纤:它主要是用高纯度的 SiO_2 掺有适当的杂质制成。目前这种光纤损耗最低,强度和可靠性最高,应用最广泛。

② 多组分玻璃光纤:例如用钠玻璃掺有适当的杂质制成。这种光纤的损耗较低,但可靠性不高。

③ 塑料包层光纤:纤芯是用石英制成,包层是硅树脂。

④ 全塑光纤：纤芯和包层均由塑料制成，其损耗较大，可靠性也不高。但随着光纤接入网技术发展，有广阔的应用前景。

目前，光纤通信中石英系光纤应用非常广泛，所以后面的章节主要来分析石英系光纤。

(2) 按照折射率分类

光纤可以按照光纤横截面的折射率分布来分类，按照折射率分布分类可分为阶跃型光纤(SIF)和渐变型光纤(GIF)。

① 阶跃型光纤

如果纤芯折射率 n_1 沿半径方向保持一定，包层折射率 n_2 沿半径方向也保持一定，而且纤芯和包层的折射率在边界处呈阶梯形变化的光纤，称为阶跃型光纤，也称为均匀光纤，如图 3-2(a)所示。

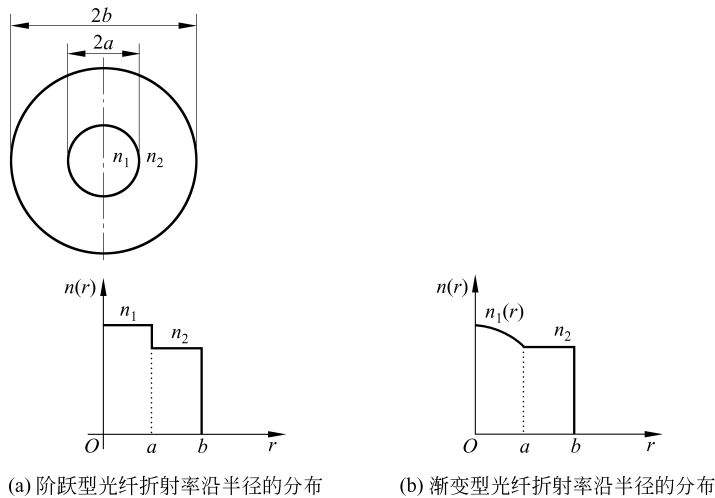


图 3-2 光纤折射率的剖面分布

纤芯的折射率 n_1 和包层的折射率 n_2 的相差程度可以用相对折射指数差 Δ 来表示

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (3-1)$$

对于阶跃型光纤，由于光纤的纤芯和包层是采用相同的基础材料 SiO_2 ，只不过分别掺入不同的杂质，折射率略有差别，但差别极小，这种光纤称为弱导波光纤维。弱导波光纤维的相对折射指数差 Δ 可近似表示为：

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (3-2)$$

石英光纤的相对折射指数差 Δ 近似为 0.01。

② 渐变型光纤

如果纤芯折射率 n_1 随着半径加大而逐渐减小，而包层中折射率 n_2 是均匀的，这种光纤称为渐变型光纤，又称为非均匀光纤，它的折射率分布如图 3-2(b)所示。

对于渐变型光纤，相对折射指数差 Δ 一般以光纤的光轴点的折射率 $n(0)$ 和包层的折射率 $n(a)$ 的差别来表示

$$\Delta = \frac{n^2(0) - n^2(a)}{2n^2(0)} \quad (3-3)$$

(3) 按照光纤中的传导模式数量分类

光是一种电磁波,它沿光纤传输时可能存在多种不同的电磁场分布形式(即传导模式)。能够在光纤中远距离传输的传导模式称为导模。根据传导模式数量的不同,光纤可以分为多模光纤和单模光纤两类。

多模光纤是在光纤中传输多个传导模式的光纤,它的纤芯直径较大。多模光纤适用于中短距离、中小容量的光纤通信系统。

单模光纤是在光纤中只传输一种模式,即基模(最低阶模式)。单模光纤的纤芯直径极小,约为 $4\sim 10\mu\text{m}$,包层直径为 $125\mu\text{m}$ 。单模光纤适用于长距离、大容量的光纤通信系统。

3.2 多模光纤的射线光学理论分析

多模光纤的纤芯直径较大,可以用射线光学理论分析。按照射线光学理论分析方法,光纤中的光射线可以分为子午射线和斜射线。过纤芯的轴线的平面称为子午面,在子午面的光线称为子午射线,不在子午面的光线称为斜射线。斜射线情况较为复杂,下面只分析子午射线。

1. 多模光纤概述

多模光纤是在光纤中传输多个传导模式的光纤,它的纤芯直径较大,种类繁多。现在将国际电工委员会(IEC)和国际电信联盟电信标准化部(ITU-T)的有关建议汇总(见表3-1),表3-1中的字母A表示多模光纤。

表 3-1 多模光纤

分类代号	折射率分布	纤芯直径/ μm	包层直径/ μm	材 料
A1a	渐变折射率	50	125	二氧化硅
A1b	渐变折射率	62.5	125	二氧化硅
A1c	渐变折射率	85	125	二氧化硅
A1d	渐变折射率	100	140	二氧化硅
A2a	突变折射率	50	125	二氧化硅
A2b	突变折射率	85	125	二氧化硅
A2c	突变折射率	100	140	二氧化硅
A2d	突变折射率	200	250	二氧化硅
A3a	突变折射率	200	300	二氧化硅纤芯塑料包层
A3b	突变折射率	200	380	二氧化硅纤芯塑料包层
A4a	突变折射率	980~990	1000	塑料
A4b	突变折射率	730~740	750	塑料
A4c	突变折射率	480~490	500	塑料

2. 多模阶跃型光纤的射线光学理论分析

多模阶跃型折射率光纤的导光原理比较简单,如图 3-3 所示。

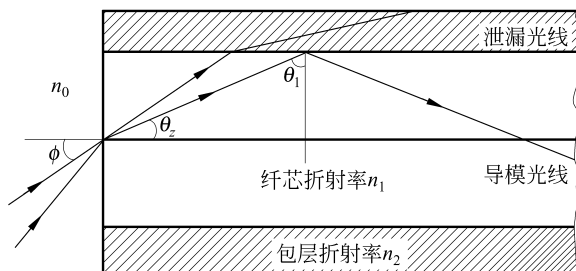


图 3-3 阶跃型折射率光纤的导光原理

按照光的全反射理论,全反射的临界角由式(3-4)确定。

$$\theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (3-4)$$

当入射光线的入射角 θ_1 大于临界角 θ_c 时,入射光线将会在纤芯与包层的界面上发生全反射,当全反射的光线再次入射到纤芯与包层的分界面时,又会再次发生全反射而返回纤芯中传输形成导波;如果光线满足 θ_1 小于或等于临界角 θ_c ,那么这条光线将形成辐射模,不会在纤芯中传输形成导波。

由全反射条件 $\theta_1 > \theta_c$ 可得:

$$\sin \theta_1 > \frac{n_2}{n_1} \quad (3-5)$$

在端面上,一条光线与光纤轴线成 ϕ 角入射到光纤中,由于光纤与空气界面的折射效应,光纤将会向轴线偏移,折射光线的角度 θ_z 由式(3-6)给出:

$$n_0 \sin \phi = n_1 \sin \theta_z \quad (3-6)$$

其中

$$\theta_1 = 90^\circ - \theta_z \quad (3-7)$$

式(3-6)中 n_1 为纤芯折射率, n_0 为空气折射率,空气折射率近似为 1,因此

$$\sin \phi = \frac{n_1}{n_0} \sin \theta_z = \frac{n_1}{n_0} \sin(90^\circ - \theta_1) = \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_1 = \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1}$$

则可得:

$$\sin \phi \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3-8)$$

由上面分析可知,并不是由光源射出的全部光射线都能在纤芯中形成导波,光线与光纤轴线所成的角度 ϕ 满足式(3-8)时入射到光纤中,才能在纤芯中传输形成导波。

光纤的数值孔径定义为表示光纤捕捉光射线能力的物理量,用 NA 表示。

$$NA = \sin \phi_{\max} \quad (3-9)$$

式中 ϕ_{\max} 是入射到光纤端面的光线被光纤捕捉而形成导波的最大角度,只要射入角小于 ϕ_{\max} 的所有射线均可被光纤所捕捉。数值孔径越大表示光纤捕捉射线的能力就越强。阶跃型光纤的数值孔径为常数,即

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (3-10)$$

不同的光纤数值孔径不同。

例 3-1 求下面两种光纤的数值孔径。

(1) 石英光纤: $n_1 = 1.48, n_2 = 1.46$ 。

(2) 塑料光纤: $n_1 = 1.495, n_2 = 1.402$ 。

解

(1) 把石英光纤数据代入式(3-10)得

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{1.48^2 - 1.46^2} = 0.2425$$

(2) 把塑料光纤数据代入式(3-10)得

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{1.495^2 - 1.402^2} = 0.5192$$

石英系光纤的相对折射指数差 Δ 很小,因此其数值孔径也不大,约为 $0.1 \sim 0.3$ 。但塑料光纤的数值孔径要大得多。

对于多模阶跃型折射率光纤,光信号的能量是由不同的光射线携带的。不同的光射线,由于入射角不同,传输路径也会不同。那么不同的光射线同时出发,到达终点的时间就会不同,就会有时延差,信号在时间上会发生展宽,这样限制了多模阶跃型折射率光纤的传输带宽。为此人们研制出了多模渐变型折射率光纤。

3. 多模渐变型光纤的射线光学理论分析

多模渐变型光纤导光原理如图 3-4 所示。

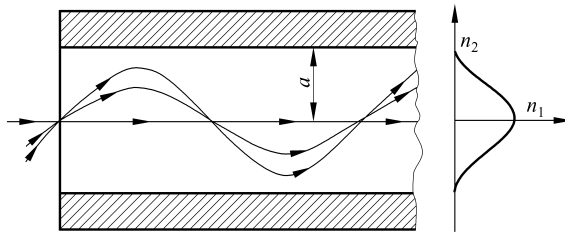


图 3-4 渐变型折射率光纤的导光原理

图 3-4 显示了多模渐变型光纤中三条不同路径的光线沿光纤传播的情况,与轴线夹角大的光线经过的路径要长一些,然而它的折射率较小,光线沿轴向的传播速度较快;而沿着轴线传播的光线尽管路径最短,但传播速度却最慢。这样如果选择合适的折射率分布就有可能使所有光线同时到达光纤输出端。

这样就很容易理解为什么采用多模渐变型光纤:不同的光射线同时出发,到达终点的时延差就会变小,信号在时间上会发生的展宽也会变小,这样多模渐变型折射率光纤的传输带宽就会增大。

这就是人们研制多模渐变型光纤的目的。

多模渐变型光纤的捕捉光射线能力的物理量也可以用数值孔径来表示。但对于渐变型光纤,由于纤芯中各处的折射率不同,因此各点的数值孔径也不相同。我们把射入点 r 处的数值孔径称为渐变型光纤的本地数值孔径用 $NA(r)$ 表示

$$NA(r) = \sqrt{n^2(r) - n^2(a)} \quad (3-11)$$

式(3-11)中 $n(r)$ 为半径 r 点的折射率, $n(a)$ 为半径 a 点的折射率。

下面将讨论多模渐变型光纤的最佳折射指数分布。

选择合适的折射率分布就有可能使所有光线同时到达光纤输出端,那么什么样的折射指数分布是最佳折射指数分布?

我们从多模渐变型光纤的子午射线上分析就可以得出结论。多模渐变型光纤子午射线的行进轨迹如图 3-5 所示。行进轨迹方程为

$$z = \int_l \frac{n_0 N_0}{\sqrt{n^2(r) - n_0^2 N_0^2}} dr \quad (3-12)$$

式(3-12)中: n_0 为初始点的折射率。

$$N_0 = \cos\theta_{z_0} \quad (3-13)$$

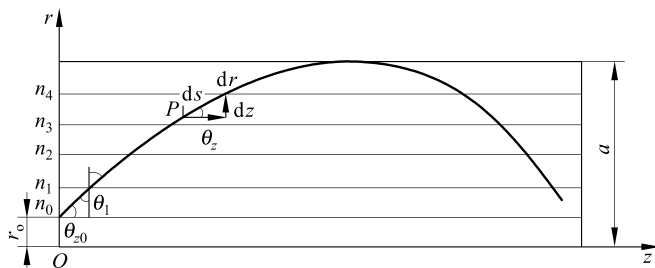


图 3-5 多模渐变型光纤子午射线的行进轨迹

可以证明满足 $n(r)$ 为双曲正割分布时,多模渐变型光纤的子午射线,从同一地点出发,会到达相同的终端。这种现象称为光纤的自聚焦现象,相应的折射指数分布称为最佳折射指数分布。

通常多模渐变型光纤的最佳折射指数选取平方律型分布形式

$$n(r) = n(0) \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3-14)$$

式中: $\Delta = \frac{n^2(0) - n^2(a)}{2n^2(0)}$, $n(0)$ 为光纤轴线处 ($r=0$) 的折射率, a 为纤芯半径。

利用多模渐变型光纤的自聚焦现象也可以制成自聚焦透镜。

3.3 阶跃型光纤的波动光学理论

1. 光纤传输光波的波动方程

光波在阶跃型光纤中的传输满足麦克斯韦方程组。阶跃型光纤的内部近似为一个无源空间,对于时变电磁场随时间简谐规律变化时,麦克斯韦方程组可以表示为:

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \mathbf{D} \quad (3-15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} \quad (3-16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3-17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3-18)$$

式中 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{D} 、 \mathbf{H} 分别为电场强度、磁感应强度、电位移矢量、磁场强度矢量的复数形式,为了方便,这里省略了在复数场量上边的点号标记。

光纤近似为线性极化电介质和线性磁化磁介质,则:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \quad (3-19)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (3-20)$$

利用式(3-19)和式(3-20)和矢量恒等式可以得出在光纤中电场强度 \mathbf{E} 和磁场强度 \mathbf{H} 的亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3-21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (3-22)$$

式(3-21)和式(3-22)中:

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (3-23)$$

现在分析 k 的物理意义, k 是电磁波在光纤中传播的波数,即电磁波在光纤中每传输单位距离产生的相位变化。

在自由空间中的波数用 k_0 表示

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (3-24)$$

则有

$$k = k_0 n \quad (3-25)$$

n 为介质的折射率,在纤芯中 $n=n_1$,在包层中 $n=n_2$ 。

∇^2 为拉普拉斯算符,在直角坐标系、球坐标系和圆柱坐标系中的展开式有所不同。

在直角坐标系中

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3-26)$$

在球坐标系中

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (3-27)$$

在圆坐标系中

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3-28)$$

理想的光纤是无限延伸的圆柱体,可以采用的圆柱坐标系如图 3-6 所示。

所以在圆柱坐标系中电场强度 \mathbf{E} 的亥姆霍兹方程为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3-29)$$

直接求解矢量的亥姆霍兹方程的求解方法称为矢量解法,这种解法十分烦琐,得到的解也较为复杂。所以一般采用标量近似解法。

2. 标量近似解法

阶跃型光纤中的纤芯和包层的折射率差很小,即 $\Delta \ll 1$,因而在纤芯和包层界面上发生

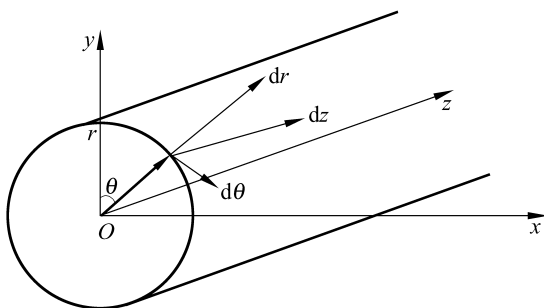


图 3-6 圆柱坐标系的光纤

全反射的临界角 θ_c 趋近 90° 。光线的入射角必须大于 θ_c 才能形成导波,即光纤中的光线几乎与光纤轴平行。这种波非常接近 TEM 波,其电磁场的轴向分量 E_z 和 H_z 非常小,而横向分量 E_t 和 H_t 则很大。设横向电场沿 y 轴偏振,即设横向场 E_t 用标量 E_y 表示,则它满足下面的标量波动方程:

$$\nabla^2 E_y + k_0^2 n^2 E_y = 0 \quad (3-30)$$

将式(3-30)用圆柱坐标系展开

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_y}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 E_y = 0 \quad (3-31)$$

此式为二阶三维偏微分方程,可以利用分离变量法求解 E_y 。

利用分离变量法求解 E_y 的过程如下所示。

(1) 将 E_y 写成三个函数乘积的形式

$$E_y = AR(r)\Theta(\theta)Z(z) \quad (3-32)$$

式(3-32)中: A 是常数, $R(r)$ 、 $\Theta(\theta)$ 、 $Z(z)$ 分别是坐标 r 、 θ 、 z 的函数,表示沿横向场 E_y 这三个方向的变化情况。在数学上我们可以把式(3-32)代入到式(3-31)中,分别得到关于 $R(r)$ 、 $\Theta(\theta)$ 、 $Z(z)$ 的三个常微分方程,然后对这三个常微分方程分别求解得出 $R(r)$ 、 $\Theta(\theta)$ 、 $Z(z)$,进而得到横向场 E_y 的通解。再根据边界条件得到式(3-31)的标量近似解。

上述求解方法较为复杂,我们也可通过物理概念确定 $\Theta(\theta)$ 和 $Z(z)$,再通过方程求解 $R(r)$ 。

(2) 通过物理概念确定 $\Theta(\theta)$ 和 $Z(z)$ 的表达式

$Z(z)$ 表示导波沿光纤轴向 z 的变化规律,它沿 z 向呈行波状态传输,设相位常数为 β ,则可写为

$$Z(z) = \exp(-j\beta z) \quad (3-33)$$

$\Theta(\theta)$ 表示 E_y 沿圆周方向的变化规律。沿圆周当 θ 变化 2π 时,回到原处场不变化,则可以确定 E_y 是以 2π 为周期的正弦或余弦函数。可写为

$$\Theta(\theta) = \begin{cases} \sin m\theta, \\ \cos m\theta, \end{cases} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3-34)$$

(3) 求出 $R(r)$ 的表达式

$R(r)$ 表示场沿半径方向的变化规律。通过上述 $Z(z)$ 和 $\Theta(\theta)$ 的表示形式, E_y 可写为

$$E_y = AR(r)\cos m\theta \exp(-j\beta z) \quad (3-35)$$

把式(3-35)代入式(3-31)中进行整理,得到关于 $R(r)$ 的二阶常微分方程。

阶跃型光纤纤芯的折射率为 n_1 , 则关于 $R(r)$ 的二阶常微分方程为

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} + [(k_0^2 n_1^2 - \beta^2)r^2 - m^2]R(r) = 0, \quad r \leq a \quad (3-36)$$

设

$$U = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a \quad (3-37)$$

式(3-36)是标准贝塞尔方程,在纤芯中的应是振荡解,应是第一类标准贝塞尔函数,如图 3-7 所示,图中

$$x = \frac{U}{a}r$$

其解为

$$R(r) = C_1 J_m\left(\frac{U}{a}r\right), \quad r \leq a \quad (3-38)$$

所以在纤芯中

$$E_{y1} = A_1 J_m\left(\frac{U}{a}r\right)\cos m\theta \exp(-j\beta z), \quad r \leq a \quad (3-39)$$

阶跃型光纤包层的折射率为 n_2 , 则关于 $R(r)$ 的二阶常微分方程为

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} - [(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)r^2 + m^2]R(r) = 0, \quad r \geq a \quad (3-40)$$

设

$$W = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a \quad (3-41)$$

式(3-36)是虚宗量贝塞尔方程,在包层中的应是衰减解,应是第二类虚宗量贝塞尔函数,如图 3-8 所示,图中

$$x = \frac{W}{a}r$$

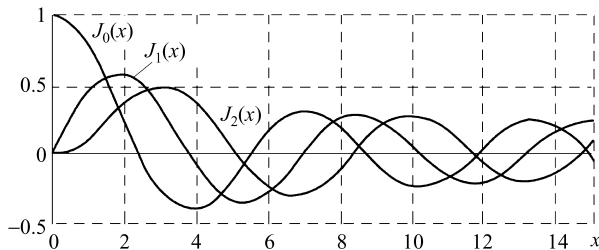


图 3-7 第一类标准贝塞尔函数曲线

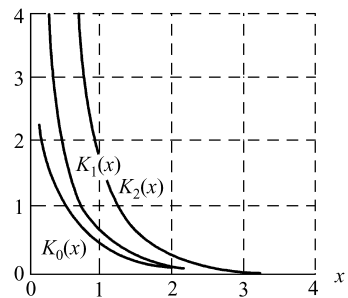


图 3-8 第二类虚宗量贝塞尔函数曲线

其解为

$$R(r) = D_2 K_m\left(\frac{W}{a}r\right), \quad r \geq a \quad (3-42)$$

所以在包层中

$$E_{y2} = A_2 K_m \left(\frac{W}{a} r \right) \cos m \theta \exp(-j\beta z), \quad r \geq a \quad (3-43)$$

利用边界条件可以找到 A_1 和 A_2 之间的关系, 在 $r=a$ 处, 电场强度在分界面的切向是连续的, 即 $E_{\theta 1} = E_{\theta 2}$, 而 $E_\theta = E_y \cos \theta$, 可得

$$A_1 = A / J_m(U)$$

$$A_2 = A / K_m(W)$$

所以式(3-39)和式(3-43)为

$$E_{y1} = A \frac{J_m \left(\frac{U}{a} r \right)}{J_m(U)} \cos m \theta \exp(-j\beta z), \quad r \leq a \quad (3-44)$$

$$E_{y2} = A \frac{K_m \left(\frac{W}{a} r \right)}{K_m(W)} \cos m \theta \exp(-j\beta z), \quad r \geq a \quad (3-45)$$

式中: J_m 为第一类标准贝塞尔函数; K_m 为第二类虚宗量贝塞尔函数; β 为电磁波的相位常数。 $m=0, 1, 2, \dots$

电磁场近似为 TEM 波, 磁场强度只包含 x 分量, 由电磁场的性质可得纤芯的磁场强度 H_{x1} 和包层的磁场强度 H_{x2} 。

$$H_{x1} = -A \frac{n_1}{Z_0} \frac{J_m \left(\frac{U}{a} r \right)}{J_m(U)} \cos m \theta \exp(-j\beta z), \quad r \leq a \quad (3-46)$$

$$H_{x2} = -A \frac{n_2}{Z_0} \frac{K_m \left(\frac{W}{a} r \right)}{K_m(W)} \cos m \theta \exp(-j\beta z), \quad r \geq a \quad (3-47)$$

式中

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$$

利用麦克斯韦方程组可以得到纤芯中纵向分量 E_{z1} 、 H_{z1} , 包层中纵向分量用 E_{z2} 、 H_{z2} 表示, 但纵向分量至少要比横向分量小一个数量级, 这样光纤中的电磁场的场方程就都得出来了。限于篇幅, 这里就不再给出。

3. 光纤的归一化频率和特征方程

在解方程(3-36)过程中引入的常数 U , 其表达式为

$$U = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a \quad (3-48)$$

U 称为导波的径向归一化相位常数, 表明了光纤的纤芯中, 导波沿半径 r 方向的场的分布规律。

在解方程(3-40)过程中引入的常数 W , 其表达式为

$$W = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a \quad (3-49)$$

W 称为导波的径向归一化衰减系数, 表明了光纤的包层中, 场沿半径 r 方向的衰减规律。

由 U 和 W 可以得出两个重要的参量: 归一化传播常数 b 和归一化频率 V 。 b 和 V 定