



高等学校物理学小丛书

纤维光学的 物理基础

俞人维 编

高等教育出版社

高等学校物理学小丛书

纤维光学的 物理基础

徐大雄 编

高等教育出版社

1982

内 容 简 介

本书为《物理学》小丛书之一册，主要介绍光在透明介质中传播的基本理论，纤维光学的物理基础（以阶跃折射率光学纤维为例），梯度折射率光学纤维中光的传播，以及实际光学纤维的制作及其传输特性，每章附有少量习题。本书为高等学校普通物理学教学参考书，也可供有关科技人员参考。

本书经李金爵、李维亮审查并推荐出版。

高等学校物理学小丛书
纤维光学的物理基础
徐大雄 编

高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行
长春新华印刷厂印装

开本787×1092 1/32 印张 8.75 字数 78,000

1982年8月第1版 1983年8月第1次印刷

印数00,001—6,500

书号13010·0783 定价0.49元

前 言

研究光学纤维传递光、信息和图象的科学称为纤维光学。近十多年来，纤维光学已发展成为近代光学的一个新分支。

早在50年代，范·黑尔 (Van Heel) 就提出，用低折射率的固体介质包在高折射率的介质芯之外，可使光在介质芯中依靠全反射而传播，同时保护了纤维芯的表面。其后，很快制成了多种光学纤维和光学纤维束。

1954年，科特尼-普拉特 (Courtney-Pratt) 提出用熔合方法制成的纤维面板，是光学纤维束的另一种形式，后来发展成为用于电子射线荧光屏的器件。

梯度纤维是在1968年出现的一种新奇的光学纤维。光线在其中自动弯曲前进。自聚焦光学纤维便是梯度纤维的一种，它具有成象的作用。

用光学纤维来传输光能，具有数值孔径大、可以弯曲、结构简单等优点。但是用一般光学玻璃制成的纤维传输光能，衰减较大，传输距离只能达到数米。后来开始研制纯度极高、衰减极小的石英玻璃纤维，能长距离传输光能和光信息，并可以应用于通讯。最近几年中，研制低损耗光学纤维的技术有较大进展。一些国家包括我国建立了光纤通信实验系统，有的已经投入应用。这种通讯用的光学纤维，称为光波导纤维或光导纤维。最近已发展了许多种类的新型光导纤维。

用光学纤维组合而成的光学纤维束，按其用途可分为两类：一类是只用来传输光能的，称为非相关传光束；另一类是

要用来传输图象的，称为相关传光束。纤维面板也属于相关传光束。应用相关和非相关传光束的一个典型设备是内窥镜，可用于工业和医疗。现在各种传光束和内窥镜在我国均有生产。

用光学纤维组合而成的通讯用光缆，也是一种专用的纤维束。光缆的成功运用，代替了传统的电缆，是近年来纤维光学在实际应用上的重大发展。

当前，纤维光学在应用上的潜力和优越性，还有待于进一步发掘和发展。从最近来看，主要研究动向转向了光通讯和数据处理；但可以肯定，纤维光学在科学技术的许多其他领域中，存在很大的潜在能力。

本书主要对象是理工科大学一、二年级学生，他们在学习了高等数学和普通物理后，通过本书能对纤维光学的基本知识有一定的了解。书中对一些主要的理论作了一定深度而又简要的介绍，并着重于理论的应用。全书分五章。第一、二章分别研究理想的（无衰耗的）阶跃纤维和梯度纤维的传输原理；第三章研究了实际光纤的衰耗问题；第四章集中介绍了光学纤维的一些应用；第五章介绍了光学纤维波导的一些初步概念。读者也可以首先略读第四章，然后再读全书。第五章要求事先具备一些电磁场理论和贝塞尔函数的知识。如果学习起来感觉困难，第五章也可以不作为重点阅读。

编写本书时，主要参考了W.B.Allan著《*Fiber Optics—Theory and Practice*》，1973，Plenum Publishing Co.

书中缺点，希读者批评指正。

最后，向帮助本书搜集资料，绘制插图底图的刘泓，刘新升，高艳丽同志表示感谢。

目 录

前言	1
第一章 纤维光学基础	1
第一部份	1
§1.1 光的全反射原理	1
§1.2 反射型光学纤维的结构原理	5
§1.3 光学纤维中子午光线的传播	6
§1.4 光学纤维中斜光线的传播	13
* 第二部份	17
* §1.5 纤维弯曲后对传播子午光线的影响	17
* §1.6 纤维直径不均匀对传播子午光线的影响	21
* §1.7 纤维端面倾斜时对传播子午光线的影响	26
习题	32
第二章 折射型光学纤维	34
§2.1 费玛原理	35
§2.2 梯度折射率纤维中子午光线的传播	39
§2.3 梯度折射率纤维波导中的折射率分布 自聚焦光学纤维	43
§2.4 自聚焦光学纤维中的斜光线	48
§2.5 自聚焦透镜及其成象	50
* §2.6 自聚焦透镜成象的矩阵分析法	59
习题	65
第三章 光学纤维的制造及性质	66
§3.1 反射型光学纤维的制造	66

§3.2	折射型光学纤维的制造	68
§3.3	实际光学纤维的光学性能	69
习题	75
第四章	光学纤维的应用	76
§4.1	非相关传光束及其应用	76
§4.2	相关传光束及其应用	80
§4.3	纤维内窥镜	82
§4.4	纤维面板与微通道板	84
§4.5	光学纤维通讯	86
§4.6	自聚焦光导纤维, 微型镜头	87
*第五章	光学纤维波导的概念	88
*§5.1	波导中的传输模的概念	88
*§5.2	在光学纤维波导中用特征方程法求传输模的概念	92
习题	101
附录一	习题详解	102
附录二	由麦克斯韦电磁场方程组推导式(5-25)和式 (5-26)	113

第一章 纤维光学基础

在本章中，主要根据光的全反射原理，研究反射型理想光学纤维的基本结构和光线在其中的传播规律，建立起光学纤维的数值孔径、集光本领等基本概念，以及掌握有关光线在纤维中传播的几何程长和反射次数等基本公式。

所谓理想光学纤维，是不考虑透明介质本身的吸收损耗，也不考虑端面上费涅耳反射损耗，以及由于芯线和包层界面上全反射不完全而造成的反射损耗等因素，而把纤维看成没有能量损耗的理想媒质来研究。

在研究中，先以直圆柱光学纤维为例，分别讨论子午光线和斜光线在其中的传播规律。在弄清基本概念的基础上，再分别分析纤维弯曲、直径不均匀和端面倾斜等三种因素对传播子午光线和光学纤维的数值孔径等的影响。

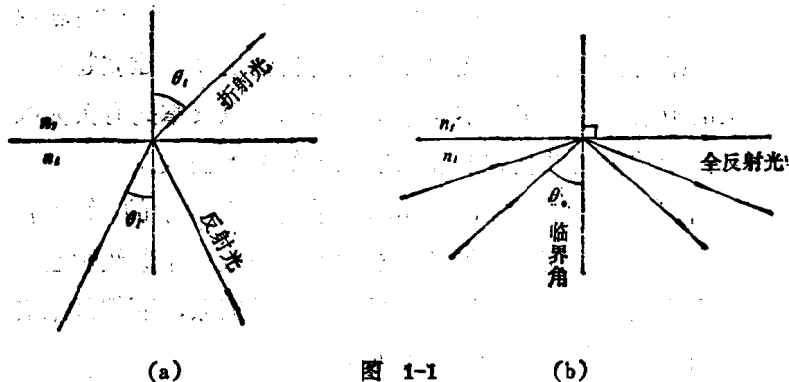
第一部份

§1.1 光的全反射原理

在纤维光学中，光的全反射原理是一条重要的基本原理。在几何光学中，我们已经熟悉全反射现象。当光线由光密媒质（折射率设为 n_1 ）射入光疏媒质（折射率设为 n_2 ）且入

射角大于临界角 (θ_c) 的时候, 就会发生全反射现象, 如图 1-1(b) 所示。临界角 θ_c 由下式决定:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} = n_{12} \quad (1-1)$$



式中 $n_1 > n_2$ 。

然而在几何光学中并未说明入射光的能流是否全部反射回到光密媒质。几何光学不能说明光的强度问题。光的强度要根据光的电磁场理论来说明。

用费涅耳公式说明全反射光的强度

设在界面上的入射光和反射光的振幅矢量 (即电场强度振幅矢量) 各为 E_i 和 E_r , 令 $r = \frac{E_r}{E_i}$ 表示界面对于光的振幅反射系数, 由光的电磁场理论可以导出有关 r 的费涅耳公式如下:

$$r_{\perp} = \left(\frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} \right)_{\perp} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_r}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_r} \quad (1-2)$$

$$r_{\parallel} = \left(\frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} \right)_{\parallel} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_r}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_r} \quad (1-3)$$

式中符号 \perp 和 \parallel 分别表示振幅矢量垂直于入射面的分量和振幅矢量平行于入射面的分量。现在将这两个公式中的 r 化为入射角 θ_i 的函数如下(习题1.1):

$$r_{\perp} = \frac{\cos\theta_i - (n_{ii}^2 - \sin^2\theta_i)^{\frac{1}{2}}}{\cos\theta_i + (n_{ii}^2 - \sin^2\theta_i)^{\frac{1}{2}}} \quad (1-4)$$

$$r_{\parallel} = \frac{n_{ii}^2 \cos\theta_i - (n_{ii}^2 - \sin^2\theta_i)^{\frac{1}{2}}}{n_{ii}^2 \cos\theta_i + (n_{ii}^2 - \sin^2\theta_i)^{\frac{1}{2}}} \quad (1-5)$$

当 $\theta_i > \theta_c$ 时,由公式(1-1)可知 $\sin^2\theta_i > n_{ii}^2$,上二式中的平方根项成为虚数,而 r_{\perp}, r_{\parallel} 均成为复数。不难算出,这时正好有 $r_{\perp} r_{\perp}^* = r_{\parallel} r_{\parallel}^* = 1$,由于 $rr^* = |r|^2$ 代表光的强度反射系数,所以这就说明了全反射光的强度等于入射光的强度,即入射光的能流全部返回原有媒质。

越过界面的指数衰减波的存在

在全反射现象中,能流虽然全部返回原媒质之中,但不等于在第二种媒质(光疏媒质)中没有透射波存在。因为如果没有透射波存在,便要违反光的电磁场理论关于界面上的边界条件。现在我们来研究这一透射波的性质。如图1-2所

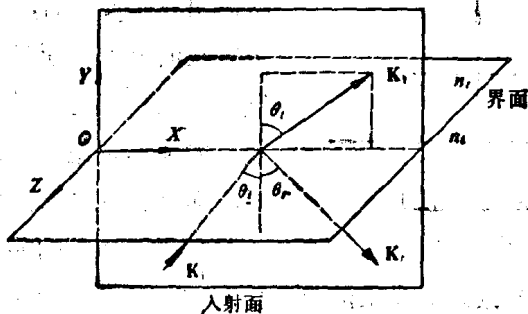


图 1-2

示，设透射波的方程为

$$E_t = E_{t_0} e^{i(k_t \cdot r - \omega t)} \quad (1-6)$$

这里的 k_t 代表透射波的波矢量，它沿 X 轴和 Y 轴的分量各为

$$k_{tx} = k_t \sin \theta_t = \frac{k_i}{n_{ii}} \sin \theta_t \quad (1-7)$$

$$k_{ty} = k_t \cos \theta_t = k_i \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_t}{n_{ii}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-8)$$

而 $k_t \cdot r = k_{tx} X + k_{ty} Y$

全反射时，由于 $\left(1 - \frac{\sin^2 \theta_t}{n_{ii}^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ 变为虚数，这时可将 k_{ty} 写作

$$k_{ty} = \pm i\beta \quad (1-9)$$

将公式 (1-7)、(1-8)、(1-9) 代入公式 (1-6)，可得

$$E_t = E_{t_0} e^{-\beta y} e^{i\left(\frac{k_{ix} \sin \theta_i}{n_{ii}} - \omega t\right)} \quad (1-10)$$

这里舍去了 $+\beta$ 项，因为它没有什么物理意义。上式表示沿 X 轴方向传播的波，但其振幅是沿 Y 轴方向衰减（由 $e^{-\beta y}$ 项决定）的。可以算出，振幅的衰减非常快（只能传播几个波长）。

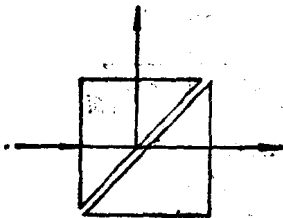


图 1-3

这说明在全反射时，仍有一指数衰减波透入界面另一方的媒质，透入的深度只有几个波长。能流不是绝对不能透过边界，而是透过去又返回来，平均起来看，透过的能流为零。

这一现象可以用实验来证明。如图 1-3 所示，两块光密媒质做的棱镜中间夹着一薄层空气（光疏媒质），让光由一块棱镜

入射。如果空气层的厚度足够大，入射光就在底面上全反射。如果不断减小空气层的厚度，由于空气层中有透射波，这透射波透入第二块棱镜，在第二块棱镜中便有光线沿入射光的原方向射出。这种现象称为受抑全（内）反射现象^①。

§1.2 反射型光学纤维的结构原理

光学纤维分为反射型光学纤维和折射型光学纤维两种，本章先讨论前一种，后一种留在下一章讨论。

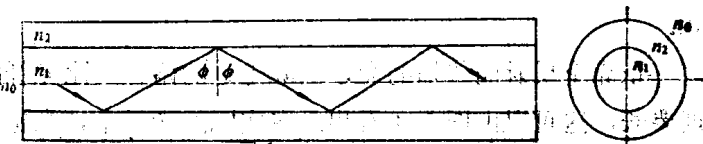


图 1-4

反射型光学纤维的基本结构如图1-4所示。在光学纤维内部，要求光线的反射是全反射。整个纤维由两层均匀媒质组成，内层称为芯线，外层称为包层，芯线的折射率要高于包层的折射率。在纤维内部，光线在界面上的入射角 ϕ 要大于临界角，以保证产生全反射现象。

包层的结构是必要的。当全反射的指数衰减波透过界面时，如果没有包层，这指数衰减波会被界面附近的某些微粒散射而造成损失，不能全部返回芯线内部来。用空气或液体来作为包层是不合适的，必须以固体材料来作包层，而且包层要有足够的厚度，以防指数衰减波透过包层而被包层之外

^① 受抑全（内）反射，Frustrated total internal reflection，缩写为FTIR。

的某些微粒所散射。用了固体包层，虽使全反射的临界角增大了（例如，比用空气作包层时的临界角要大），但能产生全反射的入射角的范围缩小了，不过总的看来，还是用固体包层有利。

并不是所有射到光纤端面的光线都能在纤维内部界面上发生全反射。只有在端面上入射角 θ_0 小于某一值（可参考图1-5） θ_c 的入射光线进入纤维内部后，才能保证 ϕ 角大于临界角。也就是说，一定的光纤有一定的数值孔径和集光本领。

依靠全反射而传播的光，实际走过的路程，比光纤的长度要长，这可以由图1-4看出。在实际的光纤中，光走过的路程越长，所生成的媒质吸收损耗越大。实际光纤中全反射也是有损耗的，全反射的次数越多，损耗就不能忽略。

在本章中，首先以直圆柱全反射型理想光学纤维为例，研究数值孔径、集光本领、传播程长、反射次数等基本概念和基本公式。先研究较简单的子午光线，再研究较复杂的斜光线，最后讨论光纤存在弯曲、端面倾斜、直径不均匀等情况时对传播子午光线的影响。

§1.3 光学纤维中子午光线的传播

在光学纤维中，如果某光线的传播路径始终在同一平面之内，则称为子午光线，包含子午光线的平面叫做子午面。由于这种光线是不断在柱体的界面壁上反射的，子午面必包含壁面在各个入射点上的法线；也就是说，子午面必垂直于壁面在各个入射点处的切面。对于圆柱形光学纤维来说，子

午面就是包含圆柱体轴线的平面。对于截面为正六角形或正方形的柱形光学纤维来说，子午面是垂直于正好对着的两个柱面的平面，此平面并与柱体的轴线平行。子午面内的光线只要用两个坐标变量，研究起来较为简单。

光学纤维的数值孔径 (N.A.)

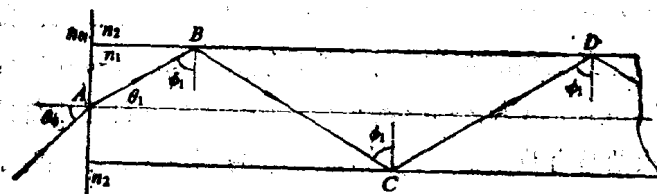


图 1-5

在图1-5中，设光线沿直圆柱形纤维的某一子午面入射，入射点在端面上的中心 A 点，进入纤维后依次在界面壁上 B 、 C 、 D 等各点反射。显然在各反射点的入射角 ϕ_1 都是相等的。设芯线和包层的折射率分别为 n_1 和 n_2 。整个光学纤维放在折射率为 n_0 的媒质之中。

在 A 点，应用折射定律可得

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = n_1 \cos \phi_1 \quad (1-11)$$

当界面上发生全反射时，要求

$$\sin \phi_1 > n_2 / n_1$$

$$\text{即 } \cos \phi_1 < \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-12)$$

将式(1-12)代入式(1-11)得

$$n_0 \sin \theta_0 < (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-13)$$

$$\text{即 } \sin \theta_0 < \frac{1}{n_0} (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-14)$$

式(1-14)确定了能产生全反射的子午光线在端面的入射角的范围。如果入射角超出了这个范围,进入纤维的光线便会在界面上发生折射光,并透入包层。

光线在整个纤维中传播的情形如图1-6所示。光线由纤维的一端入射,经无数次全反射后从另一端射出。因为另一端也是放在折射率为 n_0 的媒质中,所以出射角也为 θ_0 。如果该光线在纤维内部的全反射次数是偶数(如图1-6中之光线2),则出射光线与入射光线平行;如果光线在纤维内部的全反射次数是奇数(如图1-6中之光线1),则出射光线相对于入射光线在子午面内转过了 $2\theta_0$ 的角度。

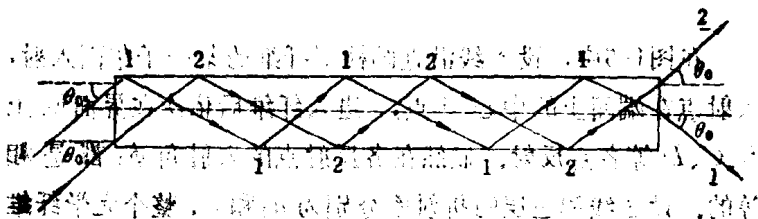


图 1-6 光线在纤维中的传播

下面我们来讨论光学纤维的数值孔径。由式(1-15)可知, θ_0 有一极限值 θ_M , 满足

$$n_0 \sin \theta_M = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-15)$$

入射角 $\theta_0 < \theta_M$ 的子午光线都可以在纤维中传输出去。仿照研究透镜那样,引入光学纤维的数值孔径(N. A.) 这个概念

$$N. A. = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-16)$$

当 n_0 一定时,数值孔径便决定了能够被传播的光束的半孔径角的最大值(即 θ_M),也决定了该纤维的集光本领。

(由于一般都将纤维放在空气中,式(1-15)中 $n_0 = 1$,

所以

$$\sin \theta_M = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-17)$$

注意, 这个 $\sin \theta_M$ 值可以小于1也可以等于1, 即

$$\sin \theta_M = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{当 } n_1^2 < n_2^2 + 1 \text{ 时})$$

$$\sin \theta_M = 1 \quad (\text{当 } n_1^2 \geq n_2^2 + 1 \text{ 时}) \quad (1-18)$$

当 $\sin \theta_M = 1$ 时, 意味着 $\theta_M = 90^\circ$, 入射光线与端面法线的夹角达到最大限度, 而所有的入射光线都能在纤维内部发生全反射, 这样的光学纤维的集光本领也达到最大。

由上面的讨论还可看出, $\sin \theta_M$ 只决定于纤维光学系统的折射率, 而与纤维的尺寸无关。这样, 光学纤维就可以制造得使它的数值孔径值很大(可以达到或超过1), 而截面积又可以很小, 使纤维变得柔软可以弯曲。这是光学纤维能够开辟一个新的应用领域的原因之一, 也是一般光学系统(如球面镜、透镜等)所不能相比的。

纤维中子午光线的几何程长和反射次数

许多情形下需要知道某光线在光学纤维中所传播路程的长度。为此, 引入光纤每单位长度上的几何程长 (l_n) 这一物理量。知道了 l_n , 再乘上光学纤维的总长度, 便可得出某光线在该纤维中所传播的总路程长度。

如图1-7所示, 与路程 AB 相对应的纤维长度是 AC , 所以有

$$l_n = \frac{AB}{AC} = \sec \theta_1 \quad (1-19)$$

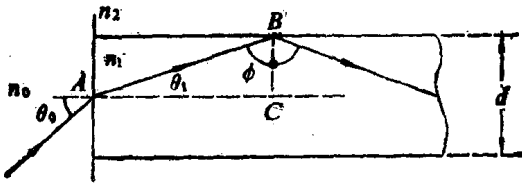


图 1-7

当 $n_0 = 1$ 时，上式化为

$$\begin{aligned}
 l_m &= \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_1}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta_0}{n_1}\right)^2}} \\
 &= \frac{n_1}{\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \theta_0}} \quad (1-20)
 \end{aligned}$$

由上式看出，当 n_1 一定时， l_m 只决定于光线的人射角 θ_0 ，而与纤维本身的粗细无关。

许多情形下还需要知道某光线经光学纤维反射了多少次。为此引入光纤每单位长度上的反射次数 (η_m)，知道了 η_m ，再乘以纤维的长度，使可得出总反射次数。由图 1-7 可见，

$$\begin{aligned}
 \eta_m &= \frac{1}{2AC} = \frac{\tan \theta_1}{d} = \frac{1}{d \tan \phi} \\
 &= \frac{\sin \theta_1}{d \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1}} = \frac{\sin \theta_0 / n_1}{d \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta_0}{n_1}\right)^2}} \\
 &= \frac{\sin \theta_0}{d(n_1^2 - \sin^2 \theta_0)^{\frac{1}{2}}} \quad (1-21)
 \end{aligned}$$

式中 d 是纤维的直径，推导中假定 $n_0 = 1$ 。