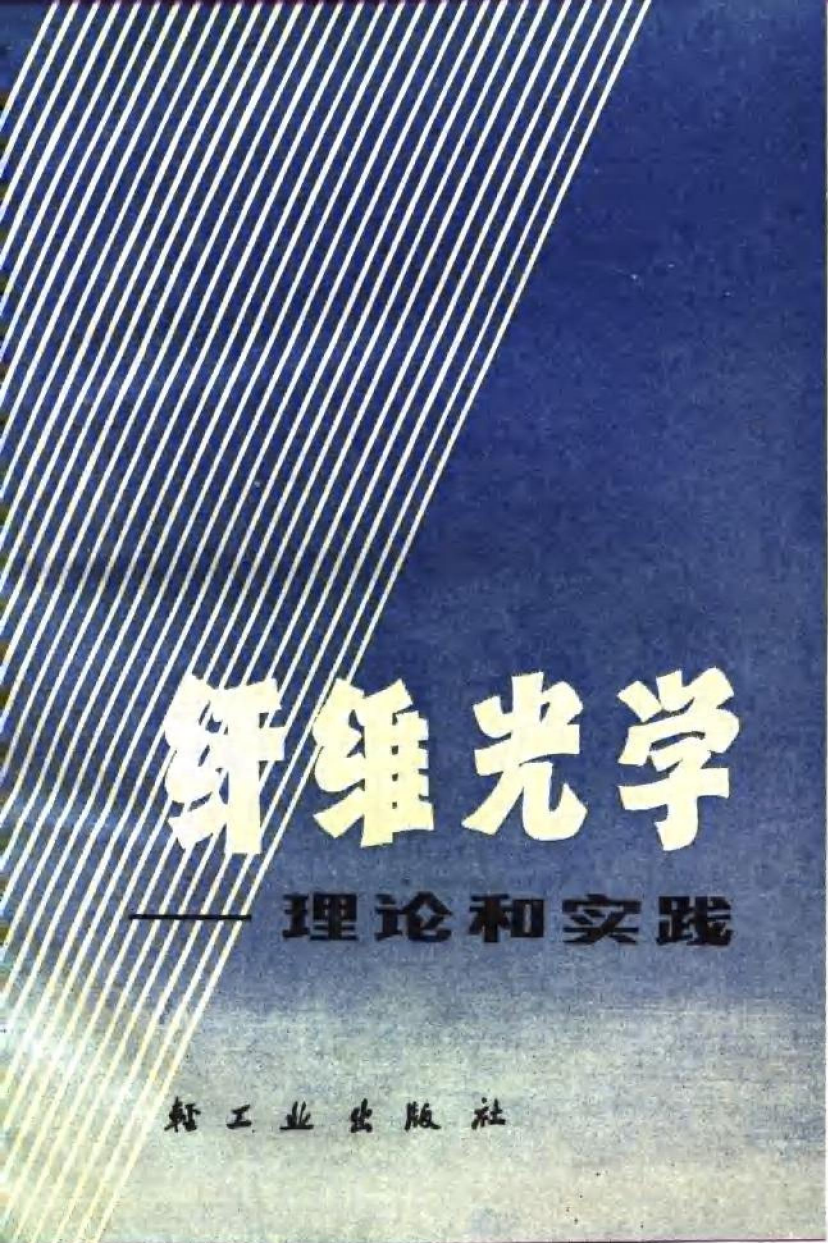




纤维光学

——理论和实践

轻工业出版社

纤维光学
——理论和实践——

[英] W.B. 艾伦 著

甘子光 译
林 敏

FIBRE OPTICS
Theory and Practice
by

W.B. Allan

Copyright © 1973 by Plenum Publishing Company Ltd
London NW 10 6SE

*

轻工业出版社出版
(北京阜成路3号)

重庆新华印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行
各地新华书店经售

*

787×1092毫米1/32 印张: $8\frac{16}{32}$ 字数: 186千字

1981年 1月 第一版第一次印刷

印数: 1—5,000 定价: 0.88元

统一书号: 15042·1591

前 言

仅仅十年前，纤维光学才作为一种商业上可行的技术问世。在此期间，它已被证实是一个具有多种用途的领域。本书试图评述整个领域，但将侧重于技术的实际应用方面。采取这种方法的缘由在于作者认为需要有这样一本著作，以适应对纤维光学感兴趣或愿意使用纤维光学的非专业人员工作的需要。

考虑到这样的读者对象，尽可能用简单的方式来表达理论，同时将重点放在描述典型应用及制造工艺技术方面。希望通过这种表述方式，能使读者对其优点和局限性两方面都有所了解。

在第一章中，对技术发展做了一个简短的历史性叙述。第二和第三章概述了光学纤维的理论和实践。第四和第五章描述了纤维光学中最简单的元件，即光导的制造和应用。第六、七和第八章则分别介绍了相干光学纤维束的理论、制造和应用。第九章讨论作为电磁能量波导的光学纤维。第十章是一些次要课题(就目前而言!)的综合，包括：可见光谱以外的纤维光学，激活光学纤维和具有缓变折射系数的光学纤维。第十一章是评述纤维光学技术在医疗方面的应用。

在这种性质的工作中，要突出一些对作者有影响的人，常常是困难的，因为所叙述的许多发展是集体的成果；但是，我还是应当向巴尔(Barr)和斯托德(Stroud)两公司的J.M.巴楞亭(Ballantine)先生和A.J.伍勒尔(Worral)博士致谢，因为当我在那儿的时候，得到了他们的帮助和建议。另外，

我和J.M.巴楞亭先生就纤维光学一书的结构曾进行过多次富有启发性的讨论，同时，承蒙他阅读了原稿并提出了意见。我还觉得应当感谢当时任兰克扣索(兰克精密工业公司)总经理的T·佛里卡佛特(Flitcroft)博士给予我的鼓励，在这段时期内出现了许多商品化的新成果，其中一部分在本书中做了介绍。最后，我应当感谢我的妻子，她承担了打印和校对手稿的繁重工作，没有她的精神上的支持，是不可能完成这本书的写作的。

W.B.艾伦

目 录

第 一 章	历史引言	1
第 二 章	纤维光学的基础理论	4
第 三 章	光学纤维	44
第 四 章	非相干纤维束的制造和性质	67
第 五 章	非相干纤维束的应用	82
第 六 章	相干纤维束的基础理论	116
第 七 章	相干纤维束的制造和性质	133
第 八 章	相干纤维束的应用	169
第 九 章	光学纤维的波导性质	202
第 十 章	其它课题	230
第十一章	纤维光学在医疗方面的应用	248

第一章 历史引言

纤维光学领域所涉及的是光沿着由玻璃或塑料所构成的通道多次反射而传导的问题。必定要用到的反射过程是介质分界面上的全反射，这一原理是丁铎尔^[1](John Tyndall)于1854年首先提出的，他在伦敦皇家学院的学术演讲中谈到：“……如果让水从一个管道中喷出，光射到空气和水的界面时发生全反射，仿佛就像被流下的液体冲下来一样……”。在这种情形中，介质界面由水和空气形成，而空气为较低折射系数的物质。

直到二十世纪初期，才提出了这种现象的实际应用。1927年贝尔德^[2](Baird)和汉塞尔^[3](Hansell)分别在英国和美国就利用氧化硅纤维做影像传递的装置申请专利。三十年代，英国在医疗检验仪器中应用塑料光导将光引导到所检验的部位进行照明；同时，在德国拉姆^[4](Lamm)发表了应用柔性纤维传递胃镜中的影像的文章。但是，由于采用了没有涂层的纤维，效率低，所以这些想法没有得到积极的深究，而一直搁置到五十年代初期。在这个时候，荷兰的范希尔^[5](Van Heel)和英国的霍普金斯(Hopkins)与卡普尼^[6](Kapany)同时发表论文，都讨论了细玻璃纤维束的影像传递问题，从而引起了对这个领域的重新关注，并一直持续到现在。范希尔指出了导致纤维光学所要求的高反射效率的途径，他通过在纤维上涂以较低折射系数的固体包层以保护反射表面。范希尔采用的涂层是一种塑料物质，并不完全令人满意，1958年赫绍威兹^[7](Hirschowitz)等人报导了玻璃涂层的发展。1954

年库特尼-普拉特(Courtney-Pratt)建议采用光学纤维做成熔合面板的形式以用作电子管器件的屏幕。

在此期间,美国纤维光学的研究大部分都是由卡普尼以及美国光学公司发展的。除美国外,从1957年起科尔曼(Coleman)在英国艾德麦斯顿(Aldermaston)的原子武器研究机构以及1959年作者在英国的巴尔和斯托德有限公司都开始做这方面的工作。六十年代初期,大部分的基础研究工作已经完成。此后,主要重点放在技术的应用方面。

这门技术发展的主要历程是:

(a) 范希尔采用固体的包层。

(b) 1958年卡普尼^[8]研制“纤维束”。

其中,涉及到将非常细的纤维熔合在一起成为一个整体部件的生产技术;所采用的技术与公元前一世纪巴勒斯坦制造玻璃镶嵌装饰所使用的相类似^[9]!

(c) 美国光学公司采用一种辅助的吸收性包层来减少杂光的影响。

(d) 1961年斯尼泽^[10](Snitzer)研制光学纤维激光器。

(e) 1968年日本的“日本玻璃公司”^[11]研制缓变折射系数的纤维。

纤维光学技术被利用在两个广阔的应用领域:即光的传递和视觉信息的传递。第一个领域采用光学纤维束,其中的纤维是没有经过排列的,叫做非相干束,或者更简单一些叫做光导。第二个领域的纤维是经过排列的,所得到的纤维束称为相干束。后一领域又能方便地分为两类,一类是柔性纤维束,而另一类为刚性纤维束,因而,所采取的制造工艺完全不同。对于非相干的情况,主要商品化的应用是作医疗仪器的照明装置和作穿孔卡片输入机上小孔的感受器件。对于

相干的情况，柔性纤维束主要应用在医疗检查方面，而刚性纤维束几乎只用作电子光学象管的面板。

可以看出，虽然作为整个纤维光学基础的基本原理大约在一百二十年前就被揭示了，但主要的研究活动开始不到二十年，而商业上采用这种技术仅仅才十年的历史。在这相当短的时间内，这种技术已被证实是光学的一个有生命力的领域，它所能达到的应用无疑是有效的；事实上，其中一些应用是任何其它方法所不能奏效的。这也许正是对任何新技术的考验，当新奇性已经消失，牵强附会的应用也已根除，所剩下的将是有效应用这样一个坚实的核心，可以证明其存在是合理的。纤维光学当然也是这样，并且有迹象表明，有效应用的数量近几年将要增加。

参 考 文 献

- [1] J. Tyndall, Proc. Roy. Instn. 1, 446(1854).
- [2] J. L. Baird, Brit. Appl. 20,969/27, Brit. Patent 285,738 (1927).
- [3] C. W. Hansell, US Patent 1,751,584(1930).
- [4] H. Lamm, Z. Instrumentenk, 50, 579(1930).
- [5] A. C. S. van Heel, Nature 173, 39(1954).
- [6] H. H. Hopkins and N. S. Kapany, Nature 173, 39(1954).
- [7] B. I. Hirschowitz, L. E. Curtiss, C. W. Peters and H. M. Pollard, Gastroenterology, 35, 50(1958).
- [8] N. S. Kapany, J. Opt. Soc. Am 49, 779(1959).
- [9] A. C. Revi, Glass Industry 38, 328(1957).
- [10] E. Snitzer, J. Appl. Phys. 32, 36(1961).
- [11] T. Uchida, M. Furukawa, I. Kitano, K. Kojzumi and H. Matsumara, Paper Presented at the IEEE/Opt. Soc. Am. Joint Conf. Laser Eng. Appl., May 1969, Washington, D. C.

第二章 纤维光学的基础理论

任何纤维光学系统的基本单元是一根单独的光学纤维，它的性质将确定整个系统的性质。在这一章中将讨论纤维的理论特性，并在以后的章节中用来描述和评价组合的光学纤维的特性。

一根光学纤维基本上是一个圆柱形的导引系统。如果一束电磁能量，通过圆柱体的一个端面进入这个系统，则相当部分的能量，通常是光，将被束缚在此系统中，并经它导引而在另一端面出现。导引是通过使光在圆柱体表面进行多次反射实现的，因为射线束要经过许多次的反射，所以常利用全反射来获得高的反射率。这样，光学纤维可看作是折射系数为 n_1 的透明介质圆柱体，其表面与另一种较低折射系数 n_2 的介质接触。为具有普遍性起见，假定纤维是放置在折射系数为 n_0 的第三种介质中的，虽然这种介质通常是空气 ($n_0 = 1.0$)。

分两步进行理论研究。第一步先考虑一种光线的行为，它通过纤维时的行迹处在单一平面内。这种光线称为子午光线，其数学描述最为简单。第二步，将讨论其行迹并不局限在单一平面的光线的性质，这种光线称为空间光线。为了避免理论的过分复杂，在上述讨论中，都假定吸收、反射以及菲涅耳损失为零。当损失不为零时所引起的效率的降低，将在下一章讨论。另外，假定纤维的尺寸要比所用光线的波长大，于是可以根据几何光学进行讨论。最后，我们将从物理的观点来考虑全反射现象，并分析它对光在纤维中传播的影响。

一、全 反 射

光导引是通过光在光学纤维圆柱表面的全反射实现的，选择这种型式的反射，是由于它具有高的反射效率。当光线自光密度较大的介质并以大于临界值的入射角射到两介质的分界面上时，将发生全反射，这个临界角的大小，由两介质的折射系数确定，它可根据斯涅尔定律计算。在图2-1中，光束投射到折射系数分别为 n_1 和 n_2 ($n_1 > n_2$) 的两种介质的分界面上。光线由光密介质达到分界面上，折射角 θ_2 和入射角 θ_1 之间的关系按斯涅尔定律为：

$$n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1$$

$$\text{或 } \sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \quad (1)$$

因为 $n_1 > n_2$, $\sin \theta_2 > \sin \theta_1$, 故存在一个小于 90° 的 θ_1 值使 $\sin \theta_2$ 等于 1。对于大于此值的 θ_1 , 方程式(1)将使 $\sin \theta_2$ 大于 1, 这在数学上是不可能的。在物理上, 这种情况, 可解释为光线在这种 θ_1 值将发生全反射。因此, 可令 $\sin \theta_2$ 等于 1, 从方程(1)来导出反射临界角(θ_{ic}):

$$\sin \theta_{ic} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2)$$

入射角大于 θ_{ic} 的所有光线都将在分界面上发生全反射。

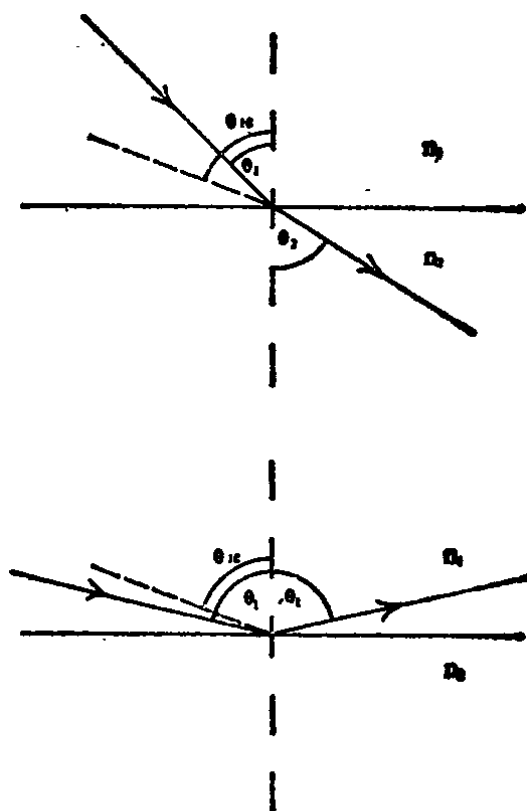


图2-1 光线在折射系数为 n_1 和 n_2 ($n_1 > n_2$) 的介质分界面上的折射和反射

显然，上述讨论仅适用于 $n_1 > n_2$ ，即光线系从光密介质射向分界面的情况。为了解释这种现象，必须应用电磁理论。但是，我们将在以后讨论这个问题，因为光学纤维的理论只要反射条件的知识就可以导出。

全反射现象很早就为人们所了解，同时，在折轴和转向光学系统中应用这种现象是很平凡的事。它提供了一种效率极高的反射系统。波特 (Potter) 根据光学纤维的测量估计，对于玻璃—玻璃介面，反射率的值为0.9995。损失比金属反射低几个数量级；铝的反射率约为0.9。因而，在需要许多次反射的任何应用中，选择全反射系统比较理想。

二、子午光线

(一) 子午光线的传播

子午光线是这样一条光线，它通过纤维的路径，限制在一个平面内，因而其传播的数学处理简化为二维，这样，就简单了。很明显，根据这个定义，包含子午光线的平面必须也包含光线在圆柱表面入射点的法线。这就意味着子午平面垂直于通过入射点的切平面。绝大多数的光学纤维的结构是圆柱体，此时，子午平面是通过圆柱轴线的任一平面。仅有两种另外的结构是通常所采用的：即六面形和正方形柱体。这些柱体的子午平面是任何垂直于一对对边并与柱体轴线平行的平面。

对光学纤维理论最简单的探讨，是考虑端面与纤维轴线垂直的直的光学纤维中子午光线的传播。图 2-2 表示一根这样的纤维，光线从折射系数为 n_0 的介质进入系统，并且在构成该光学纤维系统的折射系数为 n_1 和 n_2 的介质的分界面上发

生反射。入射角 θ 是在介质 n_0 中光线与轴线间的夹角， θ' 为折射角，而 ϕ 是光线在介质分界面上的入射角。

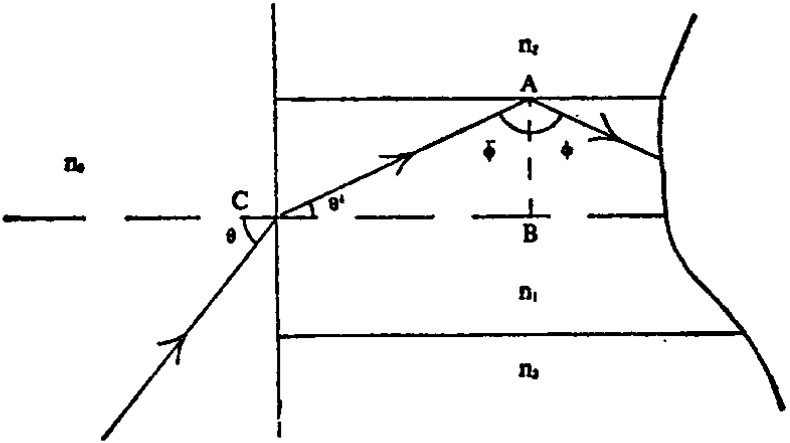


图2-2 光线进入光学纤维的行迹

根据斯涅尔定律：

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta &= n_1 \sin \theta' \\ &= n_1 \cos \phi \end{aligned} \tag{3}$$

为了发生全反射必须有：

$$\begin{aligned} \sin \phi &> n_2 / n_1 \\ \cos \phi &< (1 - n_2^2 / n_1^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \tag{4}$$

即

将不等式(4)代入方程式(3)，则得到以下的表示式：

$$n_0 \sin \theta < (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \tag{5}$$

不等式(5)给出的角度关系，是使一条子午光线产生全反射所必须满足的。除以 n_0 即得到：

$$\sin \theta < \frac{1}{n_0} (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

应当注意到，如果：

$$n_1^2 > n_2^2 + n_0^2$$

则不等式(6)的右端大于1。

这种情况的物理解释是，即使光线以最大可能的角度（即垂直于轴线）投射到端面上，也将以一个大于全反射临界角的角度投射在介质的分界面上。此时， $\sin\theta$ 取最大值等于 1。

对于直的圆柱形纤维而言，子午面与介质界面的交线为两条平行的直线。因而，随后多次反射的入射角，都等于第一次反射的入射角，光线则通过以相同的反射角 ϕ 进行的一系列反射而被纤维导引。如果纤维的输出面与轴线垂直，同时纤维被置放在折射系数为 n_0 的介质内，则很明显，出射光线与轴线的夹角为 θ ，其绝对方向与光线通过纤维时所受到的反射次数有关。如果反射次数为偶数，则光线射出时与其初始方向平行。如果反射次数为奇数，则光线射出时，与初始光线构成一个 2θ 的角度。图 2-3 表示两条相平行的光线通过纤维时的行迹，它们的反射次数相差 1。

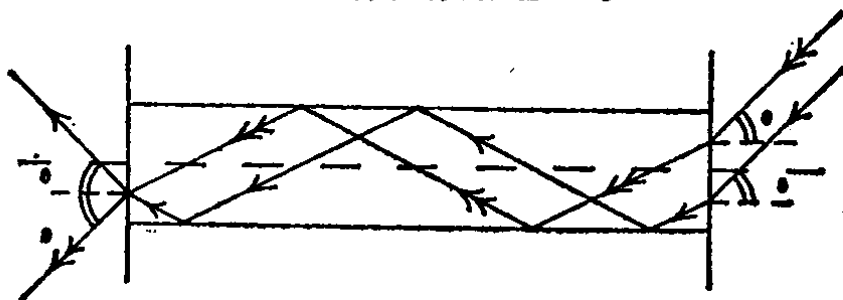


图2-3 两条平行光线通过一根光学纤维的行迹，其反射次数相差 1。

因而，一根由折射系数为 n_1 和 n_2 ($n_1 > n_2$) 的介质所组成的，并放置在折射系数为 n_0 的介质内的直的光学纤维，可接受并传播一束投射到它端面上的光锥，如果光锥的半圆锥角小于 θ_M 。 θ_M 由不等式(6)的上限值所确定，也就是：

$$\sin \theta_M = \frac{1}{n_0} (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad \text{当 } n_1^2 < n_2^2 + n_0^2 \text{ 时}$$

$$= 1.0 \quad \text{当 } n_1^2 > n_2^2 + n_0^2 \text{ 时} \quad (7)$$

通常，纤维系放在空气或真空中，在这种情形，设 $n_0 = 1.0$ 是足够精确的。这样，方程式(7)可以写作：

$$\begin{aligned} \sin \theta_M &= (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} && \text{当 } n_1^2 < n_2^2 + 1 \\ &= 1.0 && \text{当 } n_1^2 > n_2^2 + 1 \end{aligned} \quad (8)$$

很明显，方程(8)是纤维的集光本领的一种度量，与光学镜头相类似，方程(8)右端第一行的数值被定义为纤维的数值孔径($N.A.$)。这样，任一光学纤维的 $N.A.$ 定义为：

$$N.A. = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

往后将会看到，虽然以上的讨论不能准确地应用于空间光线，但方程(8)描述光学纤维的集光效率是足够精确的，这说明它的普遍使用是合理的。图 2-4 是表示 n_1 、 n_2 和 $N.A.$ 相互关系的列线图。方程(8)确定了直的光学纤维的光学特性，同时，显示出光学纤维与一般光学系统不同的新的特征。这就是纤维系统的最大接收角唯独由系统的折射系数所确定，而与它的物理尺寸无关。由此导致两个重要结

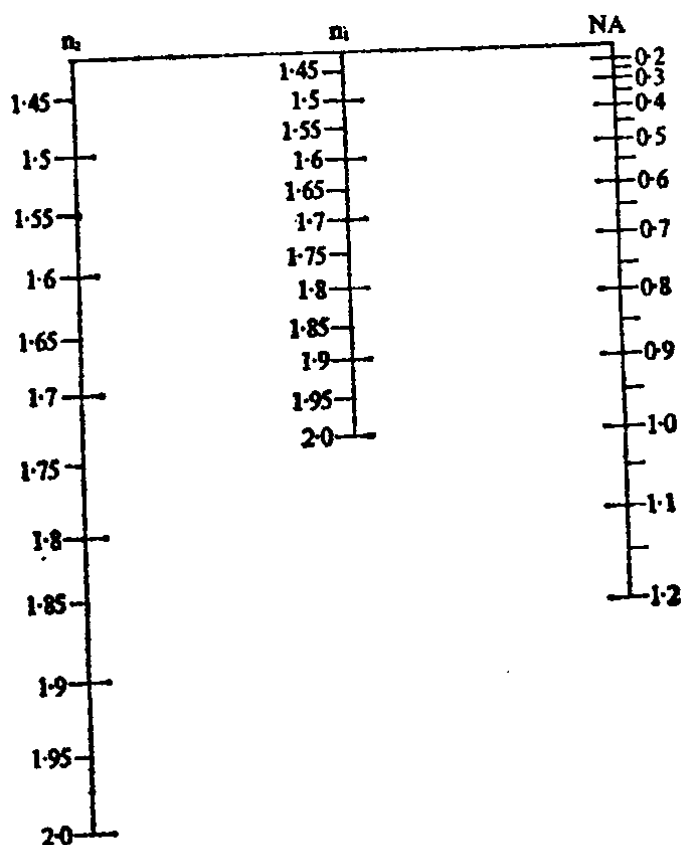


图2-4 芯体折射系数(n_1)，包层折射系数(n_2)和数值孔径相互关系的列线图。

论：第一，可以加大接收角，也就是 $N.A.$ 可接近或超过 1。第二，可缩小纤维横断面，使纤维做成柔性的。利用这些特性就形成了目前人们所了解的纤维光学领域。

行程长度和反射次数

重新回到图2，可以看出，两次反射之间的行程长度为 $2 \times AC$ ，对应的轴线长度为 $2 \times BC$ 。因而，在光学纤维中，每单位长度的行程 (l_m) 为：

$$l_m = AC/BC = \sec\theta^{(1)}$$

$$= \frac{n_1}{(n_1^2 - \sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}}, \text{ 当 } n_0 = 1.0 \text{ 时} \quad (10)$$

上式与纤维的尺寸无关，而由折射角所控制。图 2-5 表示在 n_1 的两个典型值即 1.6 和 1.8 下， l_m 随 θ 的变化关系。

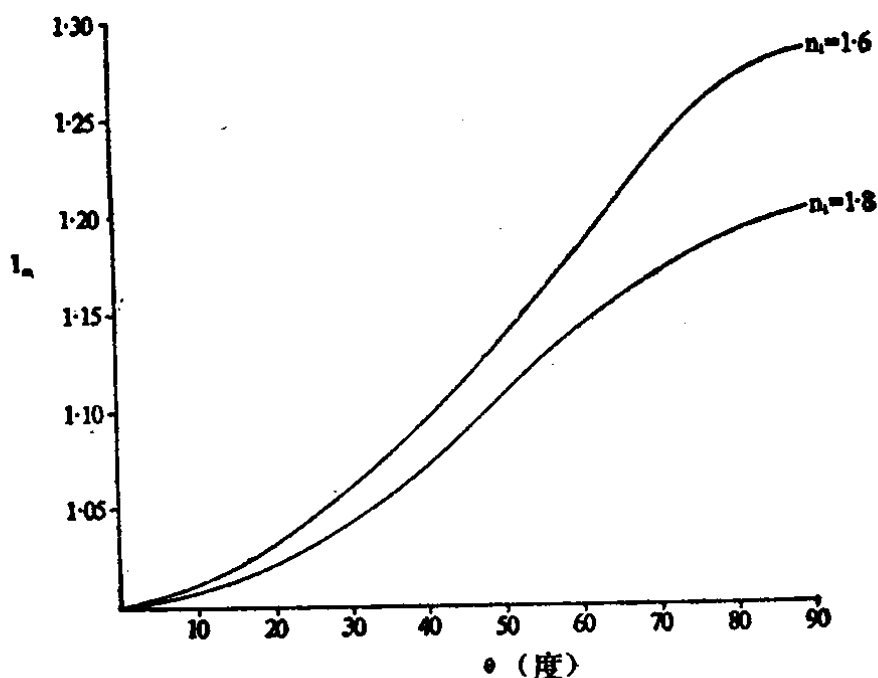


图2-5 子午光线的行程长度/单位长度 (l_m) 随输入角 θ 的变化关系

此外，每单位长度的反射次数 η_m 为 $1/2BC$ ，即：

$$\eta_m = \frac{1}{2BC} = \frac{\tan\theta'}{d}, \text{ 式中 } d \text{ 为纤维直径}$$

$$= \frac{1}{d \tan\phi} \quad (11)$$

$$= \frac{\sin\theta}{d (n_1^2 - \sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}}, \text{ 当 } n_0 = 1.0 \text{ 时} \quad (12)$$

可见, η_m 与纤维的直径成反比, 图2-6 表示在 n_1 的两个典型值即1.6和1.8下, $\eta_m d$ 随 θ 的变化关系。

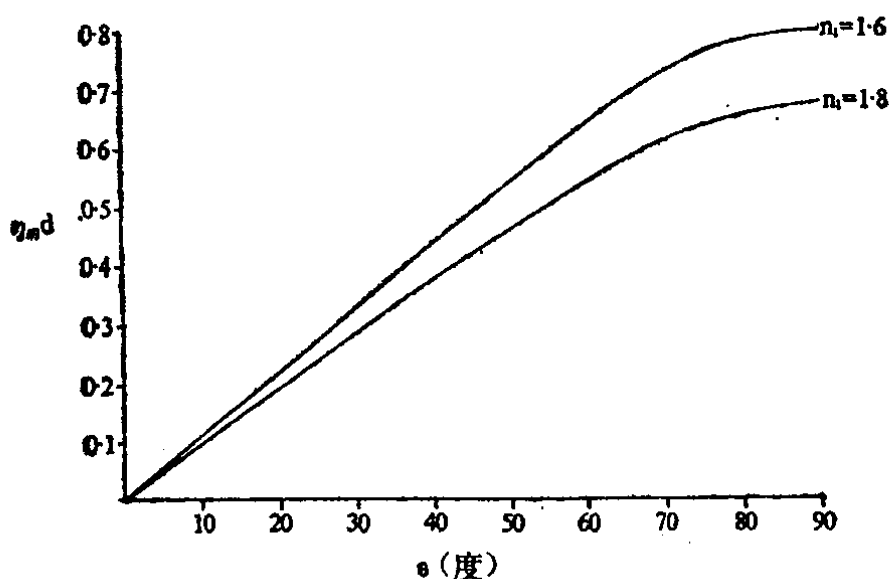


图2-6 子午光线的反射次数/单位长度乘以纤维直径($\eta_m d$)随输入角 θ 的变化关系

从图 6 可以注意到, 当采用的纤维很细时, 高反射率是很重要的。

(二) 光学纤维的集光本领

在许多应用中^[2], 光学纤维涉及朗伯(Lambert)光源聚光的系统, 朗伯光源的强度分布为 $I_0 \cos\theta$, θ 为光源法线与测量方向间的夹角。在这些情况下, 了解数值孔径 $N.A.$ 等

于 $\sin\theta_M$ ($\sin\theta_M$ 小于1) 的光学纤维从这样一个光源所聚集的光量是很重要的。显然在忽略端面的菲涅耳反射以及吸收损失时, 孔径 $N.A.$ 等于或大于1 的纤维可聚集朗伯光源的全部光线。

一个无限大的朗伯光源相垂直的纤维所聚集的光量, 与同一纤维接触光源时所传递的光量相等。很明显, 在后一种情况下, 从光源所聚集的光仅仅是来自光源上被纤维介质的介面所限定的面积内的那一部分。从这个面积上的任一点发出的光, 只要其角度在由方程(8)所确定的角度范围内, 则将通过子午光线而聚集。图2-7表示一个半球面, 其半径为 r , 球心 C 位在朗伯光源上。从 C 点发出并在与垂线夹角为 θ 和 $\theta + d\theta$ 间的光线将通过阴影带。通过这个带的光量(dF)为:

$$dF = \frac{I_0 \cos\theta}{r^2} dA \quad (13)$$

式中 dA 为带的面积。现有:

$$dA = r d\theta \times 2\pi r \sin\theta$$

代入方程(13)得到:

$$dF = 2\pi I_0 \sin\theta \cdot \cos\theta d\theta \quad (14)$$

光学纤维所聚集的总光量, 可通过对(14)式在 $\theta = 0$ 和 $\theta = \theta_M$ 区间内积分得到:

$$\begin{aligned} F &= \int_0^{\theta_M} 2\pi I_0 \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot d\theta \\ &= 2\pi I_0 \int_0^{\theta_M} \sin\theta d(\sin\theta) \\ &= \pi I_0 \sin^2\theta_M \end{aligned} \quad (15)$$

该点所辐射出的全部通量为 πI_0 , 而纤维所聚集的光所

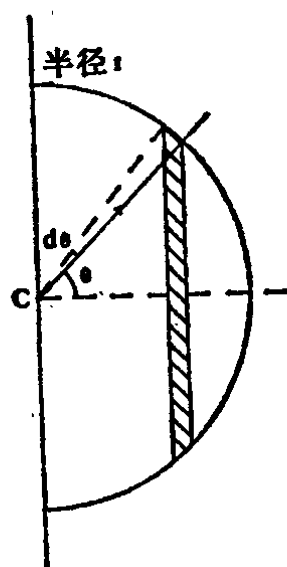


图2-7 从朗伯光源发出的光通过一个半径为 r 的球面输出