

全国光纤通信学术会议论文集

中国通信学会光通信专业委员会编

一九八〇年·武汉

前 言

由中国电子学会通信专业学会和中国通信学会光通信专业委员会联合举办的全国光纤通信学术会议，于1979年12月1日——7日在武汉举行。参加这次会议的代表有309人，向这次会议报送的学术论文共206篇。

这次报送的学术论文，有些通过本地区和本单位预审，又经过主办单位邮电部武汉邮电科学研究院邀请全国光纤通信方面的专家24人分组评阅。通过学术交流和讨论评议，认为有一部分文章或者在理论方面研究比较深入，并进行了必要的计算推导；或者在工艺实验方面，对设计方案进行论证，试验方法比较准确，并对工艺结果进行了总结分析，有的科研成果已接近当前的国际水平；经作者修改补充或归并整理后，一部分已推荐给有关学报发表。还有一部分文章，有的在理论阐述方面比较清楚，并有一定的独立见解，有的系总结性文章，综合比较全面。其他各篇学术论文，绝大部分都在不同角度上反映了科研成果，通过作者的辛勤劳动，进行了总结分析，都有一定的参考价值。

为了扩大学术交流，促进我国光纤通信科研的发展，我们根据学术会议讨论评议结果，编辑出版了这本论文集。

由于我们水平有限，错误或不当之处在所难免，请读者批评指正。

中国通信学会光通信专业委员会

一九八〇年

目 录

一、已在或将在有关学报上刊登的论文摘要

- 折射率量化渐变型光纤的理论分析……………北方交通大学 简水生 吴重庆 杨永川 (1)
- 数字光纤通信系统的估算……………邮电部武汉邮电科学研究院 赵梓森 (1)
- 玻璃光纤的强度……………中国科学院上海硅酸盐研究所 李家治 王建国 (1)
- 紫外光固化涂层光纤的强度特性……………
……………中国科学院上海硅酸盐研究所 秦晨 王建国 吴惠芳 李家治 (2)
- 梯度型 $P_2O_5-SiO_2$ 系光纤折射率剖面控制的初步探讨
……………中国科学院上海硅酸盐研究所 滕琴 倪沛文 张英华 (2)
- 用 CO_2 激光器制备通信光纤的光学平端面
……………北京大学物理系 刘弘度 林祥芝 崔晓明 (2)
- 具有端面圆锥透镜的折射率台阶分布多模光纤与 $GaAlAs-GaAs$ 条型双异质结激光
器的耦合……………北京大学物理系 刘弘度 林祥芝 崔晓明 (3)
- $GaAlAsDH$ 激光器若干参数的测量和分析……………中国科学院上海光机研究所 单振国 (3)
- 集成光路的模式选择……………成都电讯工程学院 杨淑雯 (4)
- $AlGaAs/GaAs$ 双异质结激光器退化特性及 $P-I$ 特性研究
……………中国科学院半导体研究所 王启明 庄婉如 (4)

二、论文全文或详细摘要

- 光的导波和界面声光子……………上海交通大学 方俊鑫 (5)
- 数字光纤通信系统中的接收机设计……………西北电讯工程学院 严宏茂 (18)
- 多模梯度光纤的设计和研制……………邮电部武汉邮电科学研究院 黄定国 韦世林 (36)
- 光导纤维的远场 NA 测试……………中国科学院上海硅酸盐研究所 施庆麟 汤仁玉 (41)
- 光纤断点定位测试仪……………邮电部武汉邮电科学研究院 杜懋畅 张进安 范幼英 (51)
- 激光前向散射法动态测量光导纤维直径
……………上海轻工业研究所 周鸣皋 周长文 王建军 (56)
- $GaAs(100)$ 面光栅皱折的形成……………中国科学院上海光机研究所 刘枝伍 曹根娣 (63)
- 高效快速的硅雪崩光电二极管……………四机部1444研究所 朱华海 (71)
- 光纤通信进展……………北京大学物理系 刘弘度 (81)
- 用MCVD法制造石英光纤预制件的实验……………邮电部武汉邮电科学研究院 潘中浩 执笔 (87)

三、论文摘要

- 光纤通信的均衡……………邮电部武汉邮电科学研究院 罗斌(91)
- 光纤传输的色散问题……………邮电部武汉邮电科学研究院罗斌(91)
- 单纤双工通信试验……………邮电部武汉邮电科学研究院苏斌(91)
- 光纤通信系统在我国市内电信网中的应用……………邮电部电信传输研究所 白其章(92)
- 采用LED和阶跃多模光纤的数字通信系统设计方法探讨
……………成都电讯工程学院 唐明光(92)
- 34兆毕/秒激光调制器及自动功率控制实验
……………邮电部武汉邮电科学研究院 徐向东, 王新秀(92)
- 微弱光信号接收机……………四机部1423研究所 陈祥琪执笔(93)
- 结电容自发辐射复合对半导体激光器调制延迟的影响
……………中国科学院长春物理研究所 赵鲁光(93)
- 中继器误码检测及数字线路监测系统……………邮电部武汉邮电科学研究院 王振瀛(93)
- 34兆毕/秒光纤通信接收机的研制
……………邮电部武汉邮电科学研究院 周顺钦 陈宝珍(94)
- 梯度光纤熔炼过程中的微流量控制……………邮电部武汉邮电科学研究院 张承志执笔(94)
- 拉制光纤用的石墨高温炉的寿命……………邮电部武汉邮电科学研究院李德健执笔(94)
- 石英光纤的增强涂复……………上海树脂厂(95)
- 四芯松包套管内铠层绞式光缆试制……………一机部上海电缆研究所 范载云(95)
- 光纤成缆过程中的张力控制……………四机部1408研究所谢谊健 陈正飞 李国梁(95)
- 关于光纤的标准化问题……………邮电部第五研究所 徐乃英(96)
- 后向散射技术进行光纤光缆衰耗测量的实验研究…武汉邮电科学研究院 白崇恩执笔(96)
- 光纤折射率分布及其等密法的测量
……………中国科学院上海硅酸盐研究所 陈显球 陈士萍 姜铨章 周学林(96)
- 光纤折射率截面电视显示测量……………
……………中国科学院上海硅酸盐研究所 陈显球 钟伯强 邵康清(97)
- GY—A型光纤外径测量控制仪的研制……………四机部1423研究所 杜柏林(97)
- 光纤总衰减的近似稳态测量……………一机部上海电缆研究所 王临堂(97)
- 光导纤维的脉冲响应测试
……………中国科学院上海硅酸盐研究所 施庆麟 施震东 邱梅玉 汤仁玉(98)
- GGCY—1型光纤故障点测试仪的研制……………上海市测试技术研究所 贾文焕执笔(98)
- 用于光纤通信的光功率计……………四机部1444研究所 李哲元 潘广义 王长海(98)
- 活动屏蔽式PIN管耦合器……………四机部1423研究所 华根英(99)
- DH激光器与锥形光纤耦合效率计算及实验
……………中国科学院半导体研究所 周汝生 朱伯生 张伦(99)
- 国外光纤通信用长波长光源的研制进展……………邮电部武汉邮电科学研究院 冯佩珍(99)
- 砷化镓双异质结高辐射度发光管的研制……………中国科学院上海冶金研究所 潘慧珍等(100)

用作光纤通信光源的 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ DHLED.....	四机部1444研究所 孙克昌 (100)
质子轰击条形区的金膜掩蔽工艺.....	邮电部武汉邮电科学研究院孙明堂执笔 (100)
半导体发光二极管和激光器的 I — V, I — P 曲线扫描仪	中国科学院上海冶金研究所 陈瑞璋 龚连根 陈启屿 (101)
硅雪崩光电探测器主要参数测试及分析.....	上海交通大学 孙诗英 (101)
砷化镓激光器—波导—探测器单片集成光路	中国科学院上海冶金研究所 潘慧珍等 (101)
光探测器的线性测定装置的研制.....	上海市计量局 包学诚 (102)
$\text{N}^+ \text{P} \text{P}^+$ 台型硅雪崩光电二极管.....	邮电部武汉邮电科学研究院 戴振华执笔 (102)

折射率量化渐变型光纤的理论分析

北方交通大学 简水生 吴重庆 杨永川

本文提出了光波网络的概念,在光纤中每一具有均匀折射率的环形域对于光的场分量就是一个八端网络,它可以用四阶转移矩阵来描述。本文首次给出了JN这个新的函数,它在别的文献中并未介绍过。这个JN函数是第一类和第二类Bessel函数的积差函数,它不仅对于分析具有梯度折射率、环形阶跃折射率或环形梯度折射率的光纤是重要的,而且对于设计类似Bragg光纤这样的新型光纤也是非常有用的。最后,给出了一个普通的特征方程,它适用于具有任何量化渐变折射率分布的光纤。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

数字光纤通信系统的估算

邮电部武汉邮电科学研究院 赵梓森

已知光纤、激光器、探测器的参数和系统传输码率和误码率的要求。如何确定系统可能达到的通信距离,是光纤通信系统总体设计的主要问题。本文以根均方脉宽标准考虑光纤带宽对通信距离的限制。把代价曲线用以估算接收机灵敏度使计算简单而准确。另外,又补充了双极型晶体管的S. D. Personick法的具体公式,并对这两种方法计算结果进行比较。最后列举几个例子,包括5.7公里实验线路估算的实例。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

玻璃光纤的强度

中国科学院上海硅酸盐研究所

李家治 王建国

光纤的高强度是光纤在光通信技术上应用的必要条件,近年来由于大量的研究工作,使得光纤的强度有了很大的提高,但对它的断裂行为和影响强度的因素,还不是很清楚。因此,对于长距离和长期使用来说,上述两方面的进一步研究,将具有重要意义。

本文阐述了玻璃的理论强度和葛里菲斯微裂及对玻璃实际强度的影响,分析了许多作者应用韦布尔分布处理光纤强度的数据和应用应力腐蚀理论解释光纤疲劳特性的结果,最后对提高光纤的强度提出了几点意见。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

紫外光固化涂层光纤的强度特性

中国科学院上海硅酸盐研究所

秦 晨 王建国 吴惠芳 李家治

在光纤应用于通信之前,必须对它的机械强度作出评价。本文介绍结合采用质量较好的石英玻璃支撑管和火法抛光,即炉拉法光固化树脂涂复的石英光纤的强度已有了明显的改善。对于0.5米测量长度试样的破断强度,得出测定结果表明:最小值为 2.2GN/m^2 ,算术平均值为 3.8GN/m^2 ,在强度数据的韦布尔统计分布处理中出现了单模分布图型,形状参数 m 为7左右。因此,认为这种纤维的破坏可能要归因于炉拉污染。外推结果表明:在破坏几率大约为2.5%时,一公里长纤维的破断力可达1公斤。

本工作的结果告诉我们若要改善光纤的强度,既要采用合理的光纤涂复拉制工艺,又要严格控制石英支撑管的质量,同时还得注意坯棒表面的状态等一系列因素。

(本文《硅酸盐学报》拟刊登——编者注)

梯度型 $\text{P}_2\text{O}_5-\text{SiO}_2$ 系光纤折射率剖面控制的初步探讨

中国科学院上海硅酸盐研究所 滕 琴 倪沛文 张英华

本文从D.Gloge提出的最佳模色散的波导结构出发,设计了制备 $\text{P}_2\text{O}_5-\text{SiO}_2$ 系光纤折射率剖面参数 $\alpha\sim 2$ 的沉积程序。即在折射率增量随纤芯某点离芯中心距离的变化呈抛物线分布的情况下,光纤的色散最小,由此在本工作中作了下面三点假定:

1. 当 SiCl_4 载流气体流量保持恒定时, POCl_3 携带量与载流气体流量成正比。
2. 沉积膜层折射率的增量与反应气体中掺杂剂的浓度成正比。
3. 每层沉积膜的体积相等。

通过实验结果,修正了假定的设计程序,并获得了 $\alpha=1.95\pm 0.1$ 的折射率剖面。同时,对影响折射率剖面的各种因素进行了探讨。

(本文《硅酸盐学报》拟刊登——编者注)

用 CO_2 激光器制备通信光纤的光学平端面

北京大学物理系 刘弘度 林祥芝 崔晓明

本文讨论采用 CO_2 激光器制备光学纤维平端面,端面完整无缺,平度达到1~2个干涉花纹以内。用此法制备光纤端面进行光纤直接耦合,其耦合损耗 $<0.5\text{dB}$ (测试时系不加折射率匹配液)。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

具有端面圆锥透镜的折射率台阶分布

多模光纤与AlGaAs/GaAs条形

双异质结激光器的耦合

北京大学物理系 刘弘度 林祥芝 崔晓明

本文讨论多模光纤端面圆锥透镜的设计考虑,给出端面圆锥透镜有效数值孔径及其制作方法,讨论具有端面圆锥透镜的多模光纤与AlGaAs/GaAs条形双异质结激光器的耦合效率,给出耦合器件的实验装置和实验结果。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

GaAlAs DH激光器若干参数的测量和分析

中国科学院上海光机所 单振国

本文扼要介绍了GaAlAs DH激光器若干参数的测量方法和测试结果。这些参数包括:激光器的阈值电流、伏安特性、光功率—电流特性、偏振特性、瞬态特性、光谱峰值、近场分布等。此外,还对激光器的腔面进行了显微观察和电镜扫描。在实验的基础上,就偏振特性、伏安特性、瞬态特性等问题,进行了较详细的定性分析。解释了一些现象,提出了一些看法,主要结果如下:偏振特性要能反映自然解理GaAlAs DH激光器的本质,因而偏振好坏可能成为这种激光器好坏的一个重要依据;正向导通电压和激光器的峰值波长有关;反向击穿电压和作用区的宽度有关;“正反向通但能发光”的器件,可以用加偏压的方法治好;质子轰击太深(轰到第一层)使真正发光的条区变短,在偏振好的器件上,仍能观察到张弛振荡、尖峰效应、低频阻尼振荡、自脉动以及顶部“噪声”等现象,说明在这种器件中,仍有微结构缺陷存在。因此,没有封装的器件,其腔面容易被腐蚀。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

集成光路的模式选择

成都电讯工程学院 杨淑雯

本文从理论分析和X频段的微波模拟实验出发,探讨了光的偏振对集成光路衰耗的影响,提出若适当选择光路的工作模式,可在不改变波导的几何结构和电气剖面的情况下,取得较小的损耗,使集成光路具有较好的性能。

(本文《通信学报》拟刊登——编者注)

AlGaAs/GaAs条形DH激光器退化特性及P—I特性

中国科学院半导体研究所 王启明 庄婉如

对所研制的质子轰击条形AlGaAs/GaAs DH激光器的L—I特性及其随温度的变化进行了测量。研究了L—I特性随考验时间的变化。个别激光器考验已超过 10^4 小时,仍可保持正常激射。部分激光器L—I特性出现了扭折,研究这种扭折附近的近场光强分布及光谱。基于实验事实,提出了一种有源区含量横向不均匀的器件物理模型,可定性地解析扭折的产生。

(本文已在《半导体学报》第一卷第一期发表——编者注)

光的导波和界面声光子

上海交通大学 方俊鑫

〔摘要〕 本文通过对导波方程物理含义的分析,引进光导波形成的“碰撞模型”。在讨论全反射过程中所产生的光界面波性质的基础上,进而以入射光的p分量为例,根据所得的物理条件解出平片波导中TM波的场分布。这样,不但把“碰撞条件”和“全反射条件”统一起来,并且从所得到的结果看出光界面波的性质和体波的很不相同;光界面波应是光子某种混态的表现。最后摘引文献上关于波导中拉曼散射实验的若干结果。因此认为光导波的形成是由于光子和界面声子(电磁声子)的耦合,使光子成为混态即界面声光子(Intercfacial Polaritons)。一般而言,光子的混态是与固体中元激发相互作用的结果。正是光子的某种混态而不是它的纯态决定着光导波的传输性能;研究固体中的元激发及其与光子的相互作用和耦合,对于发展介质波导集成光学有着重要意义。

一、引言

从1970年以来,光纤维的工作有了很大发展,使得光纤通信走向实用化阶段,这也就推动了集成光学的发展。关于光纤维的技术和性能,已有了系统的总结。对于集成光学及其有关的新的导波的现象,P.K.Tien(田炳耕)于1977年发表过很好的综合性评论文章。

但是,从物理的角度看,光何以能形成成为导波,这是个富有深刻意义的问题。研究光形成成为导波的机理,进而系统地研究光在波导中传播时所涉及的微观过程,可以把光导波的性能与波导材料的物质微观结构联系起来,并分清哪些是有害的元素、有害的基因和有害的缺陷,俾能有的放矢地制备出高质量的波导材料和器件。这对于发展导波光学集成光学有着指导作用。

自从关于ATR(衰减全反射)和LEED(低能电子衍射)的实验发表以后,对于界面声光子的存在已有过一些较为直接的实验证据。1973年,伊万斯(Eoans, Ushioda和McMullen)(简写为EUM)利用氩离子激光(4880Å)对白宝石(刚玉晶体 α - Al_2O_3)基面(0001)上外延生长的 GaAs (111)薄膜作前向拉曼散射(Forward Raman Scattering)观察到频率随散射角改变的散射峰,直接证实为界面层内声光子的模式后,关于界面层内声光子的研究有了很大发展。研究波导中光和元激发相互作用的微观过程,这对于发展导波光学、集成光学、固态光电子学显然是很重要的。而这些发展又将可能使得固态光子学(Solid state Photonics)从萌芽状态很快地成长起来。

二、导波方程的物理含义

对于电磁波的标准波方程

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1)$$

当只考虑简谐波

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (2)$$

时, 则得

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3)$$

其中 n 代表介质的折射率, $k_0 = \omega/c$ 代表光在自由空间的传布常数, k_n 是光在介质中的传布常数。

今讨论波导中的情形, 令波导的长度方向为 x ; 沿 x 传布的波, 其传布常数为 β , 则

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(y, z) e^{i\beta x} \quad (4)$$

为简单起见, 考虑薄片型波导 ($\partial/\partial y = 0$), 则 (3) 式化为

$$\frac{d^2 \vec{E}(z)}{dz^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \vec{E}(z) = 0 \quad (5)$$

其中足标 $i = 1, 2, 3$ 分别代表复盖、薄膜和基板三个区域; (5) 式代表这三个区域的导波方程。解出这种导波方程, 可得出三个区域中合适的场分布。关于这种导波方程的解, 主要的基本方面的讨论可参考有关资料, 这里不赘述。

这里主要来看方程 (5) 的物理含义: 在薄膜层内, 令

$$K^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta^2 \quad (6)$$

而设 $n_2 > n_3 > n_1$ 。欲方程 (5) 有合理的解, 则 $\beta < k n_2$, 亦即 K 为实值。这就是说, 只当 $k_0 n$, β 和 k 构成直角三角形而 $k_0 n$ 为斜边的长度时, 才能在膜层内构成光的导波。因为在膜层内体波的波矢 $k_2 = n_2 k_0$, $n k_2$ 代表膜层内体波光子的准动量, $n\beta$ 则代表导波光子的准动量, (6) 式还可改写为

$$n\beta = nK_2 - nK \quad (7)$$

这式表述出光子的准动量守恒关系, 因此意味着在形成导波过程中存在有某种“碰撞”机构, nK 代表界面层上某种准粒子 (元激发) 的准动量。换句话说, 在形成为导波时, 光子态发生了转化。

黄昆曾经指出, 横光学波声子 (TO) (称为电磁声子) 可以和光子发生耦合, 使光子成为混态。电磁声子与光子耦合所构成的混态, 我们称之为声光子 (Phonon—Polariton)。下面将进一步说明, 光导波的形成应是光子与界面上电磁性的准粒子 (例如, 电磁声子) 之间场的耦合, 使光子变成为混态; 这不仅仅是简单的“碰撞”过程。

但是, 这里所引进的“碰撞”模型便于我们定性分析薄膜层 (足标用 2 表示, 并且 $n_2 > n_3 > n_1$) 光导波的行为。譬如, 若我们假设入射光子与界面上电磁声子碰撞两次, 则利

用(7)式就可以定性说明“全反射”现象。P. K. Tien曾提出过“折向”(Zig-Zag)模型。“全反射模型”、“折向模型”和“碰撞模型”在定性方面是互相符合的。值得注意的是,“碰撞模型”是从导波方程(5)引出的,因此,可以把导波的模式和声光子的态联系起来。这样就便于我们用微观过程来表述宏观过程,使我们的认识深化,从而可能从本质上去探索光导波现象的内在微观规律。

为此,先来讨论全反射过程的若干物理问题。

从几何光学的角度看,当光从密介质入射到疏介质时在临界角上,可以使光沿界面进行,这是熟知的。从物理光学说,在全反射过程中,可以形成光的界面波,这也是容易理解的。实质上全反射过程是相当复杂的。下面将围绕光导波的物理性质,对全反射问题作些说明。

三、光的界面波; G—H位移

透射是第一性而反射是派生的;如果没有透射也就谈不上反射。所谓全反射充其量也只是光强(能流)的全反射,决不是场强的全反射。因此,在全反射过程中,也必须讨论透射场。

今以 $\varnothing$ 代表入射角, ψ 代表折射角,如图所示。透射波的电场为

$$E_t = E_t^0 e^{-i \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_2} (z \cos \psi + x \sin \psi) \right]} \quad (8)$$

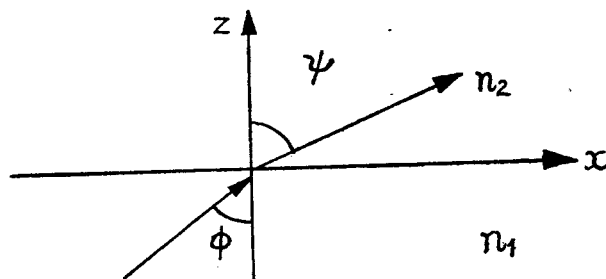


图1 光从光密介质进入光疏介质

$$(n_1 > n_2; \varnothing < \psi)$$

$$\frac{\sin \varnothing}{\sin \psi} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (9)$$

当入射角 $\varnothing$ 大于临界角 $\varnothing_c$ ($\sin \varnothing_c = n_2/n_1$)

$$\cos \psi = \sqrt{1 - \sin^2 \varnothing} = \frac{i \sqrt{\sin^2 \varnothing - (n_2/n_1)^2}}{(n_2/n_1)} \quad (10)$$

其中 $\sin \varnothing > n_2/n_1$ 。值得注意的是,这里 $\cos \psi$ 是虚值。于是

$$E_t = E_t^0 e^{-i \omega t} \underbrace{e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \varnothing - (n_2/n_1)^2} z}}_{\text{振幅因子}} \cdot \underbrace{e^{-i \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \varnothing \right) x}}_{\text{位相因子}} \quad (11)$$

可见透射波的等振幅面是

$$\frac{2\pi}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 \varnothing - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} z = \text{常量} \quad (12)$$

而等相面是

$$\frac{2\pi}{\lambda_1} (\sin \varnothing) x = \text{常量} \quad (13)$$

所以,全反射出现时,透射波的等幅面与等相面是不平行、不一致的。这里,等幅面是一系列平行于界面($x-y$ 面)的平面,而等相面则是另一系列垂直于界面的平面,如图2(a)所示。

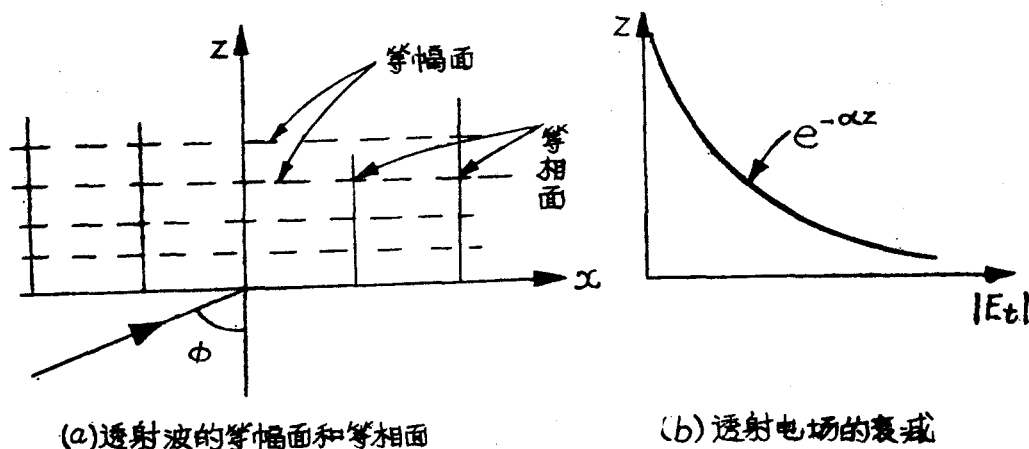


图2 全反射时的透射电场

透射电场 $|E_t|$ 按 $e^{-\alpha z}$ 关系衰减,如图2(b)的曲线所示。衰减系数

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 \varnothing - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \quad (14)$$

当 $\varnothing$ 比临界角 $\varnothing_c$ 愈大,振幅衰减愈快。

因为等相面和等幅面不平行,所以波矢 $\vec{k}$ 的方向(波的传布方向)与坡因延矢($\vec{E} \times \vec{H}$)的方向(能流的方向)不一致,即 $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 、 $\vec{k}$ 三者不完全相垂直。全反射时,透射波不是TEM波而只能是TE波或TM波。

由于透射波的等相面垂直于界面,所以界面薄层内透射波的波矢有平行于界面的分量,

这就是前面的 β 。位相传布的方向沿着界面的 x 方向,这就构成光的界面波,它的振幅很快衰减,因此是在界面薄层内传布的。古斯——汉欣(Goos—Hanchen)曾以实验方法证实了光表面波的存在。图3是G—H实验的示意图,对应于入射光束PO的全反射光束不是图中的OQ而是SR,后者相对于前者平移了一段距离D。

当 $\sin \varnothing > n_2/n_1$ ($n_1 > n_2$), 反射线的平移距离

$$D = 0.52 n_2 \frac{\lambda_1}{\sqrt{\sin^2 \varnothing - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} \quad (15)$$

$$= 0.52 n_2 \frac{2\pi}{\alpha} \quad (15')$$

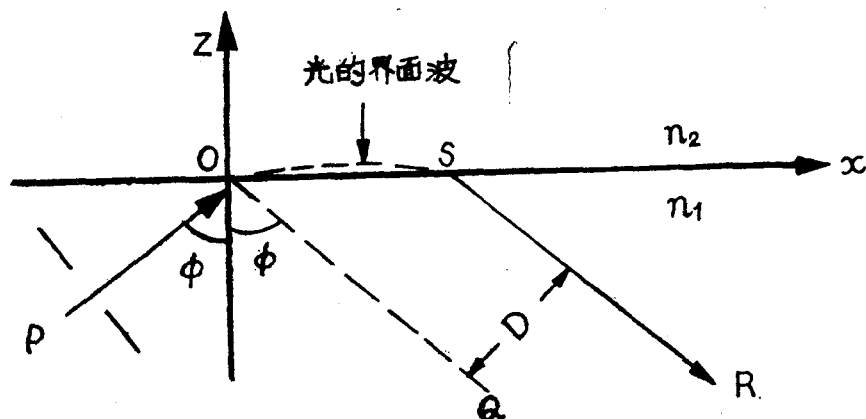


图3 G—H效应的示意图

(通常又把图3中的OS叫做G—H位移)。于是

$$E_t = E^o_t e^{-2\pi(0.52)n_2 \frac{z}{D}} \cdot e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_1} x \sin \phi)} \quad (16)$$

可见透射深度 (Z_t) 总是正比于 D 的, 只当 $Z_t \rightarrow \infty$ 时, $D \rightarrow \infty$ 即构成理想的界面波 (此时 $\alpha \rightarrow 0$)。当 $\alpha \neq 0$, 透射深度 Z_t 有限, 则 D 也是有限的, 这就出现全反射 (仍然有沿 x 向传布的界面波)。如果第二介质的厚度小于应有的透射深度, 则全反射条件被破坏, 全反射的光强会减弱, 甚至全反射现象消失。

利用费涅尔公式, 全反射时, 反射场振幅 (R) 与入射场振幅 (A) 之间的关系对于 p 分量和 s 分量分别为*

$$\left. \begin{aligned} R_p &= \frac{n^2 \cos \phi - i \sqrt{\sin^2 \phi - n^2}}{n^2 \cos \phi + i \sqrt{\sin^2 \phi - n^2}} A_p \quad (a) \\ R_s &= \frac{\cos \phi - i \sqrt{\sin^2 \phi - n^2}}{\cos \phi + i \sqrt{\sin^2 \phi - n^2}} A_s \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

其中 $n = \frac{n_2}{n_1}$ 。可以看出

$$|R_p| = |A_p| \quad |R_s| = |A_s| \quad (18)$$

这表示, 无论 p 分量或 s 分量, 入射光强都是全反射的。当全反射条件被破坏时, 部分光强又透入到第二介质中, 入射光波可以有效地转化为光表面波 (界面波)。实际上, 棱镜—波导 (薄膜) 耦合器就是根据这原理设计出来的。

因为这里 R_p 和 R_s 都是复值, 所以全反射时的位相突变不象普通反射时那样为 π 或为 0 而是介于 π 与 0 之间。设 p 分量或 s 分量的位相突变分别为 δ_p 或 δ_s , 则

*注: 参 Bornd Wolf, Principles of Optics 第5版 (1975) § 1.5.4

$$\frac{R_p}{A_p} = e^{i\delta_p} \quad (a) \quad \frac{R_s}{A_p} = e^{i\delta_s} \quad (b) \quad (19)$$

由 (19a, b) 和 (17a, b) 则得

$$\left. \begin{aligned} \tan \frac{\delta_p}{2} &= -\frac{\sqrt{\sin^2 \varnothing - n^2}}{n^2 \cos \varnothing} \quad (a) \\ \tan \frac{\delta_s}{2} &= -\frac{\sqrt{\sin^2 \varnothing - n^2}}{\cos \varnothing} \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

可见, p分量和s分量在全反射过程中都有不同的位相突变。因此, 入射的线偏振光经全反射后, 就变成椭圆偏振光, 表示偏振态发生改变。

综上所述, 在全反射过程中 (1) 入射的TEM波转化为TE波或TM波 (2) 入射光的体波转化为光的界面波 (即导波) (3) 反射时, 有着异于 π (或 0) 的位相突变。这三者是互相联系的它们都暗示着全反射过程中, 光子的状态发生了变化。全反射虽是很普通的现象, 但它的过程则包含着深刻的物理内容。

四、光导波性质的分析

为了便于分析和讨论, 考虑平片型波导; 设基板 (Ⅲ) 由单轴晶体构成, 光轴沿 Z 向, $\epsilon_{zz} = \epsilon_{11}$, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$; 薄膜 (Ⅱ) 和复盖物 (Ⅰ) 都是光的各向同性介质。令 xz 为入射面, y 向的宽度比膜层的厚度 d 大得多, 即 $\partial/\partial y = 0$ 并且假设入射光是 p 分量, 沿 x 向传布的是 TM 波。坐标轴的选取如图 4 所示。

$$\left. \begin{aligned} \text{令 } E_x(x, z, t) &= E_x(z) e^{-i(\omega t - \beta x)} \quad (a) \\ E_z(x, z, t) &= E_z(z) e^{-i(\omega t - \beta x)} \quad (b) \\ E_y(x, z, y) &= E_y(z) e^{-i(\omega t - \beta x)} \quad (c) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

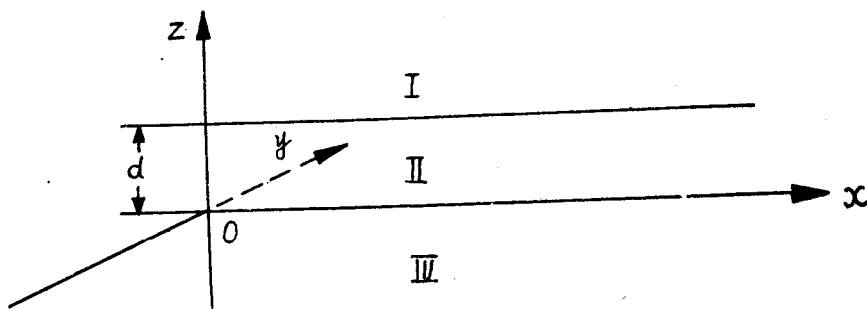


图 4 平片型波导 ($\partial/\partial z = 0$)

由麦氏方程

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (a) \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

因为 $[\nabla \times \vec{E}]_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\mu_0 \omega H_y$

得出 $H_y(z) = \frac{1}{i\mu_0 \omega} \left[\frac{dE_x(z)}{dz} - i\beta E_z(z) \right]$ (23a)

又因 $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$

分别得出

$$-\frac{d^2 E_x(z)}{dz^2} + i\beta \frac{dE_z(z)}{dz} = \frac{\omega^2}{c^2} E_x(z) \quad (23b)$$

$$i\beta \frac{dE_x(z)}{dz} + \beta^2 E_z(z) = \frac{\omega^2}{c^2} E_z(z) \quad (23c)$$

在区域 I ($z > d$):

令 $E_x(z) = A e^{-\alpha_1 z}$ (24a)

代入 (23c) 解得

$$E_z(z) = \frac{i\beta \alpha_1}{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_1 / c^2} A e^{-\alpha_1 z} \quad (24b)$$

再代入 (23b) 可得

$$\alpha_1^2 = \beta^2 - \omega^2 \epsilon_1 / c^2 \quad (24d)$$

因此 $E_z(z) = \frac{i\beta}{\alpha_1} A e^{-\alpha_1 z}$ (24b)

把 (24a) 和 (24b) 代入 (23a) 则有

$$H_y(z) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 \omega}{i\alpha_1} E_x(z) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 \omega}{i\alpha} A e^{-\alpha_1 z} \quad (24c)$$

在区域 II ($0 < z < d$):

令 $E_x(z) = B \cos(K_2 z + \delta)$ (25a)

代入 (23c) 得

$$E_z(z) = \frac{i\beta K_2}{\beta^2 - \omega^2 \epsilon(\omega) / c^2} B \sin(K_2 z + \delta) \quad (25b)$$

再代入 (23b) 得

$$K_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) - \beta^2 \quad (25d)$$

因此 $E_z(z) = \frac{-i\beta}{K_2} B \sin(K_2 z + \delta)$ (25b)

把 (25a) 和 (25b) 代入 (23a) 有

$$H_y(z) = \frac{i\epsilon_0 \epsilon(\omega) \omega}{K_2} B \sin(K_2 z + \delta) \quad (25c)$$

在区域 III ($z < 0$):

令 $E_x(z) = C e^{\alpha_3 z}$ (26a)

同样得出

$$\alpha_3^2 = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{11}} (\beta^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_{11}}{c^2}) \quad (26d)$$

$$E_z(z) = -\frac{i\beta \epsilon_{\perp}}{\alpha_3 \epsilon_{11}} C e^{\alpha_3 z} \quad (26b)$$

$$H_y(z) = \frac{i\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \omega}{\alpha_3} E_x(z) = \frac{i\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \omega}{\alpha_3} C e^{\alpha_3 z} \quad (26c)$$

我们知道, 当 α_1 、 α , 是正实数时, 在区域 I, II 中的场的迅衰的 (evanescent) 而 K_z 为正实数则给出在区域 III 中振幅在空间是周期性地变化着的场。这些是在波导中构成导模亦即构成导波的必要且充分的条件。

欲 α_1 为正实数, 则按 (24d)

$$\beta^2 - \omega^2 \epsilon_1 / c^2 = \beta^2 - k_0^2 n_1^2 > 0$$

$$\text{即} \quad \beta > k_0 n_1 \quad (27)$$

欲 α_3 为正实数, 同样按 (26d) 则

$$\beta^2 - \omega^2 \epsilon_{11} / c^2 = \beta^2 - k_0^2 n_c^2 > 0$$

$$\text{亦即} \quad \beta > k_0 n_c \quad (28)$$

其中 $n_c = \sqrt{\epsilon_{11}}$ 代表基板的非常光折射率, 这是偏振沿光轴即电场为 $E_z(z)$ 的折射率。

欲 K_z 为正实数, 则按 (25d)

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) - \beta^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta^2 > 0$$

这里 $n_2 = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ 代表膜层的折射率。也就是说, 欲 K_z 为正实数, 必须

$$k_0 n_2 > \beta \quad (29)$$

一般情形中, 基板的折射率大于复盖物的折射率, 在这里是 $n_c > n_1$ 。因此, 在波导中形成光导波的条件是

$$n_2 > n_c > n_1 \quad (30)$$

这也就是在波导中构成全反射的条件 ($n_2 > n_3 > n_1$)。不过, 这里则指出, 起作用的电场沿光轴即 $E_z(z)$ 的偏振。实际上, 对于这个偏振而言, 波矢 $\vec{\beta}$ 是沿x方向, 电场沿z方向, 磁场沿y方向, 三者互相垂直形成右旋系, 是TEM波。对于这偏振而言, 能流方向即坡因延矢方向为 $(E_z H_y) \hat{x}$ (其中 $\hat{x}$ 代表单位矢), 而由 (24b) (25b) 和 (26b) 以及 (24c)、(25c) 和 (26c) 看出 $(E_z H_y)$ 是实值, 表示沿 ω 方向, 确有能量传播的。所以, 在波导中真正的导波是这样的: 它的能流方向和波矢 $\vec{\beta}$ 的方向是一致的。

另一方面, 沿x方向的偏振显然在x向不会辐射能量, 而由于坡因延矢为 $(E_x H_y) \hat{z}$ (其中 $\hat{z}$ 代表单位矢), 这里沿z方向的能流是虚值, 表示沿Z方向也没有净的能流。换句话说, 沿x方向的偏振在入射时所带进的能量, 反射时则完全被送了出来。这就是所观察到的全反射。这个偏振, 在波导的法向构成了驻波。在这里所考虑的情形中, 基板上的寻常光 (其折射率 $n_0 = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$) 构成了驻波。前面第 (三) 节中所讲的等幅面与等相面垂直, 沿波矢 $\vec{\beta}$ 方向, 没有能流, 就是这偏振的性质。实际上, 在同一束光中, $E_z(z)$ 和 $E_x(z)$ 是互相联系而不是互相独立的, 沿z偏振的振幅 $E_z(z)$ 在z方向上也形成“驻波”, 表示在各层 (z为常数) 能流是稳定的, 层与层之间没有能量交换。所谓导波的模式, 就是沿行波波矢 $\vec{\beta}$ 的垂