

“十四五”时期国家重点出版物出版专项规划·重大出版工程规划项目



变革性光科学与技术丛书



Fiber Lasers: Principle, Technology and Applications

光纤激光器： 原理、技术与应用

林金桐 施进丹 著

清华大学

清华大学出版社

北京

内 容 简 介

第一台稀土掺杂的光纤激光器诞生至今已有 60 余年。而对于光纤激光器的科学研究、技术开发和应用领域的拓展至今仍方兴未艾。

本书的两位作者,一位参与过早期光纤激光器的发明研究,一位仍然在这个领域的前沿探索着。他们从原理、技术和应用三个层面向读者系统介绍了光纤激光器的基础理论和技术发展。书中前 4 章重点介绍了光纤激光器早期研究所取得的重要科学技术成果,以及偏振效应、增强操作等核心技术理论。第 5~7 章分别阐述了目前光纤激光器在高功率、单频窄线宽、超快脉冲和超连续谱 4 个关键方向的产生技术。最后两章概述了光纤激光器的应用和未来。全书各章自成体系,内容丰富、层次分明,对光纤激光技术进行了深入浅出、透彻翔实的分析与呈现。

本书可供高等院校的本科生、硕士研究生和博士研究生学习参考;在光电子领域从事激光技术与开发的科研工作者和工程技术人员也可以从本书中获得创新的灵感与启发。

版权所有,侵权必究。举报:010-62782989, beiqinquan@tup.tsinghua.edu.cn。

图书在版编目(CIP)数据

光纤激光器:原理、技术与应用/林金桐,施进丹著. —北京:清华大学出版社,2023.11
(变革性光科学与技术丛书)
ISBN 978-7-302-62341-0

I. ①光… II. ①林… ②施… III. ①纤维激光器 IV. ①TN248

中国国家版本馆 CIP 数据核字(2023)第 010046 号

责任编辑:佟丽霞

封面设计:意匠文化·丁奔亮

责任校对:赵丽敏

责任印制:沈 露

出版发行:清华大学出版社

网 址: <https://www.tup.com.cn>, <https://www.wqxuetang.com>

地 址:北京清华大学学研大厦 A 座 邮 编:100084

社 总 机:010-83470000 邮 购:010-62786544

投稿与读者服务:010-62776969, c-service@tup.tsinghua.edu.cn

质量反馈:010-62772015, zhiliang@tup.tsinghua.edu.cn

印 装 者:北京雅昌艺术印刷有限公司

经 销:全国新华书店

开 本:170mm×240mm 印 张:17.25

字 数:327 千字

版 次:2023 年 11 月第 1 版

印 次:2023 年 11 月第 1 次印刷

定 价:199.00 元

产品编号:090486-01

丛书编委会

主 编

罗先刚 中国工程院院士,中国科学院光电技术研究所

编 委

周炳琨 中国科学院院士,清华大学

许祖彦 中国工程院院士,中国科学院理化技术研究所

杨国桢 中国科学院院士,中国科学院物理研究所

吕跃广 中国工程院院士,中国北方电子设备研究所

顾 敏 澳大利亚科学院院士、澳大利亚技术科学与工程院院士、
中国工程院外籍院士,皇家墨尔本理工大学

洪明辉 新加坡工程院院士,新加坡国立大学

谭小地 教授,北京理工大学、福建师范大学

段宣明 研究员,中国科学院重庆绿色智能技术研究院

蒲明博 研究员,中国科学院光电技术研究所

清华大学出版社

丛书序

光是生命能量的重要来源,也是现代信息社会的基础。早在几千年前人类便已开始了对光的研究,然而,真正的光学技术直到 400 年前才诞生,斯涅耳、牛顿、费马、惠更斯、菲涅耳、麦克斯韦、爱因斯坦等学者相继从不同角度研究了光的本性。从基础理论的角度看,光学经历了几何光学、波动光学、电磁光学、量子光学等阶段,每一阶段的变革都极大地促进了科学和技术的发展。例如,波动光学的出现使得调制光的手段不再限于折射和反射,利用光栅、菲涅耳波带片等简单的衍射型微结构即可实现分光、聚焦等功能;电磁光学的出现,促进了微波和光波技术的融合,催生了微波光子学等新的学科;量子光学则为新型光源和探测器的出现奠定了基础。

伴随着理论突破,20 世纪见证了诸多变革性光学技术的诞生和发展,它们在一定程度上使得过去 100 年成为人类历史长河中发展最为迅速、变革最为剧烈的一个阶段。典型的变革性光学技术包括激光技术、光纤通信技术、CCD 成像技术、LED 照明技术、全息显示技术等。激光作为美国 20 世纪的四大发明之一(另外三项为原子能、计算机和半导体),是光学技术上的重大里程碑。由于其极高的亮度、相干性和单色性,激光在光通信、先进制造、生物医疗、精密测量、激光武器乃至激光核聚变等技术中均发挥了至关重要的作用。

光通信技术是近年来另一项快速发展的光学技术,与微波无线通信一起极大地改变了世界的格局,使“地球村”成为现实。光学通信的变革起源于 20 世纪 60 年代,高琨提出用光代替电流,用玻璃纤维代替金属导线实现信号传输的设想。1970 年,美国康宁公司研制出损耗为 20 dB/km 的光纤,使光纤中的远距离光传输成为可能,高琨也因此获得了 2009 年的诺贝尔物理学奖。

除了激光和光纤之外,光学技术还改变了沿用数百年的照明、成像等技术。以最常见的照明技术为例,自 1879 年爱迪生发明白炽灯以来,钨丝的热辐射一直是最常见的照明光源。然而,受制于其极低的能量转化效率,替代性的照明技术一直是人们不断追求的目标。从水银灯的发明到荧光灯的广泛使用,再到获得 2014 年诺贝尔物理学奖的蓝光 LED,新型节能光源已经使得地球上的夜晚不再黑暗。另外,CCD 的出现为便携式相机的推广打通了最后一个障碍,使得信息社会更加丰

富多彩。

20 世纪末以来,光学技术虽然仍在快速发展,但其速度已经大幅减慢,以至于很多学者认为光学技术已经发展到瓶颈期。以大口径望远镜为例,虽然早在 1993 年美国就建造出 10 m 口径的“凯克望远镜”,但迄今为止望远镜的口径仍然没有得到大幅增加。美国的 30 m 望远镜仍在规划之中,而欧洲的 OWL 百米望远镜则由于经费不足而取消。在光学光刻方面,受到衍射极限的限制,光刻分辨率取决于波长和数值孔径,导致传统 i 线(波长为 365 nm)光刻机单次曝光分辨率在 200 nm 以上,而每台高精度的 193 光刻机成本达到数亿元人民币,且单次曝光分辨率也仅为 38 nm。

在上述所有光学技术中,光波调制的物理基础都在于光与物质(包括增益介质、透镜、反射镜、光刻胶等)的相互作用。随着光学技术从宏观走向微观,近年来的研究表明:在小于波长的尺度上(即亚波长尺度),规则排列的微结构可作为人造“原子”和“分子”,分别对入射光波的电场和磁场产生响应。在这些微观结构中,光与物质的相互作用变得比传统理论中预言的更强,从而突破了诸多理论上的瓶颈难题,包括折反射定律、衍射极限、吸收厚度-带宽极限等,在大口径望远镜、超分辨成像、太阳能、隐身和反隐身等技术中具有重要应用前景。譬如,基于梯度渐变的表面微结构,人们研制了多种平面的光学透镜,能够将几乎全部入射光波聚集到焦点,且焦斑的尺寸可突破经典的瑞利衍射极限,这一技术为新型大口径、多功能成像透镜的研制奠定了基础。

此外,具有潜在变革性的光学技术还包括量子保密通信、太赫兹技术、涡旋光束、纳米激光器、单光子和单像元成像技术、超快成像、多维度光学存储、柔性光学、三维彩色显示技术等。它们从时间、空间、量子态等不同维度对光波进行操控,形成了覆盖光源、传输模式、探测器的全链条创新技术格局。

值此技术变革的肇始期,清华大学出版社组织出版“变革性光科学与技术丛书”,是本领域的一大幸事。本丛书的作者均为长期活跃在科研第一线,对相关科学和技术的历史、现状和发展趋势具有深刻理解的国内外知名学者。相信通过本丛书的出版,将会更为系统地梳理本领域的技术发展脉络,促进相关技术的更快速发展,为高校教师、学生以及科学爱好者提供沟通和交流平台。

是为序。

罗先刚

2018 年 7 月

序

在人类进入信息化社会的进程中,激光器和光纤起到了至关重要的作用。前者为人们在频率、时间和能量维度上操控光信号提供了前所未有的技术手段,后者则为遍布全球的大容量通信网络提供了最优异的信息通道。可以说,这两项技术是人类通信技术和工业技术革命的两根支柱。两者的结合同时也孕育了一系列重要技术,其中光纤放大器和光纤激光器的问世堪称两项支柱技术融合的典范。光纤放大器使长距离、无电中继、大容量的光信号传输成为可能,并与波分复用技术完美契合,奠定了全球光纤通信网络架构的基础。而光纤激光器则在工业制造、军事国防、医疗、电子、测绘、科学研究等领域迸发出异彩。各种结构紧凑、稳定高效的能量型光纤激光器正在代替固体激光器和气体激光器,成为工业制造的主流光源。同时,具有超短脉冲、超宽光谱范围、超窄线宽等特性的光纤激光器也在各行各业中发挥着重要作用。

利用半导体激光器泵浦掺杂稀土的光纤,既可以实现对入射光的放大,也可以实现激光激励。这种在现在看来相当普遍的技术,在它发明之初,却经历了大量基础原理性探索和技术尝试。20 世纪 80 年代,英国南安普顿大学凭借最早拉制出的低损、高增益的掺杂稀土光纤,在光纤放大器和光纤激光器技术领域起到了奠基性作用。本书的作者之一——北京邮电大学前校长林金桐教授,早年在南安普顿大学留学期间,参与了光纤放大器和光纤激光器的发明工作,也是最早对光纤激光器偏振效应展开研究的学者。在光纤激光器的早期研究中,他在实验中发现了掺铈光纤激光器的偏振效应,完成了相关理论工作和实验验证,并在 1987 年欧洲光通信会议(ECOC)进行了首次汇报。随后在电气与电子工程师协会(IEEE)年会以及国际光学工程学会(SPIE)光纤专题会议上做特邀报告时对此项技术进行了更系统的阐述。偏振是影响光纤激光器内光场演化、耦合的基本参数,在相干合束中是一个重要的影响因素。据悉,在南安普顿大学研究组讨论会上,戴维·尼尔·佩恩(David Neil Payne)教授(光纤放大器发明人)多次将林老师所发现的光纤激光器偏振效应称为“林效应”。这也足见当时林老师工作的重要性。

我们实验室与林金桐教授的合作始于 20 世纪 90 年代,至今仍有紧密的学术和人员交流。两个研究组的合作也是半导体激光器技术和光纤技术融合的结果。

这一融合在未来的研究中还将继续,并会衍生出更多的新兴技术。

本书的两位作者,林金桐教授与施进丹教授以光纤激光器发展亲历、亲为和见证的视角对光纤激光器的基本原理、技术实现以及发展情况做了全面的介绍。相信本书能够为从事光纤激光器及其应用研究的广大研究生、科研工作者以及工程师提供价值颇丰的技术参考。

中国科学院半导体所研究员,中国科学院院士 王圩

2022 年 11 月

前 言

清华大学出版社计划出版“变革性光科学与技术丛书”，询问我是否愿意参与撰写一本。其实我已经退休多年，研究组里教授职责也早就从责任教授改成了顾问教授。但这“变革性”三个字对我还是有吸引力的。我于是想到写这一本《光纤激光器：原理、技术与应用》。

我 1985 年到英国留学，在英国学习和工作了八年。在南安普顿的光纤研究组里参与了光纤激光器的早期发明研究。回国后虽然当教授创建和领导了一个研究组，但主要的研究领域偏向于通信，加上行政上承担着一些职务，因此一直没有时间去整理出版一本光纤激光器方面的书籍。

出书是耗费时间和精力的工作。为了不至于把出书时间拖得太长，就想到把一些“技术与应用”的章节请年轻学者来完成。我邀请到一位年轻女教授施进丹。

施进丹是我研究组里毕业的硕士，她在南安普顿大学攻读了博士，又在那里从事博士后研究几年，后来还在英国 SPI 公司（简称 SPI 公司。2020 年 11 月，SPI 公司并入德国通快集团 TRUMPF）以高级工程师的身份从事高性能光纤激光器的研发工作。SPI 公司是光纤激光器/放大器先驱戴维·尼尔·佩恩（David Neil Payne）教授创办的公司，公司的光纤激光器产品在全球享有盛名。2016 年，施进丹回国在江苏师范大学任教并入选 2017“江苏特聘教授”。近年来，她从事的国家自然科学基金委、中英合作、欧盟多国合作的几项科研项目等都与“光纤激光器”相关。因此，把“技术与应用”的章节让她来写，是再合适不过的。

本书分 9 章，前言和前 4 章由我完成，后 5 章由施进丹完成。为了让对某一章内容感兴趣的读者阅读起来方便，各章节自成体系。我们两位作者的前后章节中有个别重复的地方也就保留了，好在重复的篇幅很小。

我们两位作者，一位参与过早期光纤激光器的发明研究，一位仍然在这个领域的前沿探索着。我们试图从原理、技术与应用三个层面向读者介绍光纤激光器。高等院校的硕士研究生、博士研究生，可以从这本书学习光纤激光器的原理，或许同时也能学习怎样寻找研究方向；在光电子领域创业公司从事技术开发工作的读者，可以学习到技术，或许也可以从书中描述的实验设计和技术介绍章节获得创新的灵感；对于设计应用产品的工程师，可以了解光纤激光器的近期发展和未来展

望,或许也可以从光纤激光器的应用不断拓展的历史中得到设计新产品的启发。

我们两位作者,都是光纤激光器研发过程的亲历者和见证人。在这本科技书籍中,我们增添了“花絮”内容,用图片和文字向读者介绍了一些研发过程的人文故事,希望读者会得到科技内容以外的一些收获。

笔者感谢江苏师范大学冯宪教授、南京邮电大学张祖兴教授、中国科学院半导体所陆丹研究员在写作过程中提供的有益讨论和帮助。感谢北京邮电大学在读博士研究生刘畅对于写作的计算机及网络技术的支持。笔者感谢国家出版基金对于本书出版的资助。

限于作者水平,书中难免有不妥和遗漏之处,恳请读者批评指正。

本书配有导读视频和图库,请扫二维码观看。



2022 年 12 月



本书导读视频



本书图库

目 录

第 1 章 基础理论概要	1
1.1 电磁波原理	1
1.1.1 麦克斯韦方程组	1
1.1.2 电磁波	2
1.1.3 电磁波的衰减	3
1.1.4 电磁波谱	4
1.1.5 平面波、亥姆霍兹方程与标量解	5
1.2 激光原理	6
1.2.1 能级与粒子数分布	6
1.2.2 自发辐射与受激辐射	7
1.2.3 光学谐振腔	7
1.2.4 荧光、超荧光和激光	8
1.2.5 激光条件、阈值和输出功率	10
1.2.6 光的偏振	11
1.3 光纤原理	12
1.3.1 光纤导光原理：全反射	12
1.3.2 阶跃光纤的射线分析基础	14
1.3.3 光纤的数值孔径	15
1.3.4 阶跃折射率光纤的模式	16
1.3.5 阶跃折射率光纤的标量近似解	18
1.3.6 模式截止条件	20
1.3.7 单模光纤的电磁场分布	22
参考文献与深入阅读	24

第 2 章 光纤激光器的早期研究	26
2.1 历史回顾	26
2.2 稀土元素和稀土掺杂玻璃的能级	28
2.3 稀土掺杂光纤的制备	32
2.4 光纤激光器的谐振腔	36
2.5 光纤激光器早期研究成果	37
2.6 光纤激光器的优点	40
参考文献与深入阅读	42
第 3 章 光纤激光器的偏振效应	44
3.1 光纤激光器与传统激光器的区别	44
3.1.1 线偏振窄带泵浦光	44
3.1.2 双折射谐振腔	45
3.1.3 纵向泵浦系统	45
3.2 实验样本与实验装置	46
3.3 泵浦光传输和荧光的偏振特性	48
3.4 光纤激光器的偏振效应现象	49
3.4.1 自发辐射的荧光与泵浦光偏振取向无关	50
3.4.2 “单模”光纤激光器存在两个正交的偏振激光模	50
3.4.3 激光器输出激光的偏振度与泵浦光偏振取向有关	53
3.5 光纤激光器的偏振效应理论	54
3.5.1 玻璃结构	54
3.5.2 电偶极子模型	55
3.5.3 电偶极子辐射	55
3.5.4 斯托克斯效应	57
3.5.5 自发辐射和受激辐射	58
3.5.6 三点假设	59
3.5.7 速率方程	59
3.5.8 两个正交的本征偏振模	60
3.5.9 激光输出的偏振与泵浦光偏振取向的关系	61
3.5.10 偏振受激截面比	61

3.5.11	有效吸收泵浦功率	63
3.5.12	偏振选择率	64
3.5.13	泵浦功率的偏振耦合	65
3.6	激光特性分析	66
3.6.1	单程增益	66
3.6.2	阈值	67
3.6.3	斜率效率	69
3.6.4	弛豫振荡频率	70
3.6.5	偏振度	74
3.6.6	偏振截面比的测量	75
3.6.7	光纤激光器的单偏振操作	77
3.6.8	单偏振操作的偏振效率	79
3.7	光纤激光器偏振效应的应用	81
3.7.1	单偏振光纤激光器	81
3.7.2	光纤激光器的偏振开关	86
3.8	结论	90
	参考文献与深入阅读	91
第 4 章	光纤激光器的增强操作	93
4.1	单模单频	94
4.1.1	单向环形光纤激光器	94
4.1.2	短腔光栅光纤激光器	95
4.1.3	腔内附加窄带选频器件的光纤激光器	99
4.2	包层泵浦	102
4.2.1	包层泵浦的概念	102
4.2.2	双包层光纤的折射率分布	103
4.2.3	双包层光纤的结构设计	105
4.3	混合掺杂	107
4.3.1	钕镱混合掺杂的光纤激光器	107
4.3.2	混合掺杂介质的速率方程	113
4.3.3	混合掺杂需要注意的问题	114
4.4	频率上转换	116
4.4.1	频率上转换的概念	116

4.4.2	频率上转换光纤激光器	116
4.5	自调 Q 自锁模	122
4.5.1	同时自调 Q 和自锁模光纤激光器	122
4.5.2	主动调 Q 和被动锁模光纤激光器	124
4.5.3	一例半导体激光器自调 Q 实验	127
4.5.4	同时自调 Q 和自锁模机理猜想	128
4.6	多波长操作	129
4.6.1	多波长输出的早期探索	129
4.6.2	基于非线性偏振旋转效应产生多波长的技术	130
	参考文献与深入阅读	135
第 5 章	高功率光纤激光产生技术	140
5.1	包层泵浦技术	140
5.1.1	双包层光纤结构	140
5.1.2	GT-WAVE 光纤结构	145
5.2	大模场光纤技术	147
5.2.1	传统双包层低 NA 大模场掺杂光纤	147
5.2.2	传统大模场光纤激光器输出突破千瓦瓶颈	149
5.2.3	掺杂离子和激光波长	150
5.2.4	近单模传统大模场光纤激光器单纤输出功率	152
5.2.5	传统大模场光纤激光器的单纤理论输出功率极限	152
5.3	双包层大模场光子晶体光纤技术	154
5.4	级联泵浦技术	157
5.5	合束技术	161
5.5.1	相干合束技术	161
5.5.2	光谱合束技术	162
5.6	激光器光束质量参数	164
5.7	商用高功率光纤激光器	165
	参考文献与深入阅读	168
第 6 章	单频窄线宽光纤激光产生技术	171
6.1	单频窄线宽光纤激光产生机理	171

6.2	有源光纤短直腔 DBR 激光产生技术	174
6.3	有源光纤 DFB 激光产生技术	176
6.4	无源光纤非线性 DFB 激光产生技术	179
6.4.1	概述	179
6.4.2	拉曼-DFB 光纤激光器理论模型	181
6.4.3	拉曼-DFB 光纤激光信号的动态演变过程	183
6.4.4	高功率拉曼-DFB 光纤激光器的实现及其输出特性	187
6.4.5	拉曼-DFB 光纤激光器的其他非线性现象	192
6.5	高功率单频窄线宽光纤激光最新进展	195
	参考文献与深入阅读	196
第 7 章	光纤超快脉冲和超连续谱产生技术	200
7.1	光纤超快脉冲产生机理	200
7.1.1	光纤调 Q 脉冲激光产生技术	201
7.1.2	光纤锁模脉冲激光产生技术	201
7.1.3	光纤啁啾脉冲放大技术	205
7.2	光纤超连续谱光源产生机理	206
7.3	光纤超快脉冲和超连续谱技术的最新进展	208
7.3.1	光纤超快脉冲技术最新进展	208
7.3.2	光纤超连续谱技术最新进展	209
	参考文献与深入阅读	223
第 8 章	光纤激光器的应用	227
8.1	高功率光纤激光器的典型应用	227
8.1.1	在传统加工制造方面的应用	227
8.1.2	在增材加工及制造方面的应用	231
8.1.3	在激光清洗方面的应用	236
8.1.4	在国防领域的应用	237
8.2	单频窄线宽光纤激光器的应用	239
8.3	超快脉冲光纤激光器的应用	242
8.4	超连续谱光源的应用	246
	参考文献与深入阅读	248

第 9 章 光纤激光器的未来	252
9.1 从市场角度看光纤激光器的机遇与挑战	252
9.2 超大功率光纤激光器的光场调控技术	254
9.3 高平均功率超快光纤激光器的未来发展趋势	256
9.4 单频窄线宽光纤激光器的未来应用前景	257
参考文献与深入阅读	258
索引	259

第 1 章

基础理论概要

本书在写作时设想读者已学习过“电磁场原理”“激光原理”和“光波导原理”等大学本科、研究生课程。本章只是重新将本书用到比较多的一些基本原理概括地陈述复习一遍,如果读者希望更深入地了解这些基本原理,笔者推荐四本中文专业书籍:《电磁场与电磁波(第三版)》^[1]、《激光原理(第7版)》^[2]、《信息光子学物理》^[3]和《光波导理论简明教程》^[4]。

1.1 电磁波原理

1.1.1 麦克斯韦方程组

1865年,英国科学家麦克斯韦(James Clerk Maxwell)在总结前人研究电磁现象的基础上,提出电磁波学说,即麦克斯韦方程组。

方程组的微分形式为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (1.1.1)$$

式中,

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \end{cases} \quad (1.1.2)$$

式(1.1.1)和式(1.1.2)中有 4 个电磁场矢量： $\mathbf{E}$ 是电场强度， $\mathbf{D}$ 是电通量密度， $\mathbf{H}$ 是磁场强度， $\mathbf{B}$ 是磁通量密度。 $\mathbf{J}$ 是电流密度，3 个希腊字母 ϵ 、 μ 、 σ 是反映传播电磁波介质性质的常数，分别是介电常数、磁导率和电导率。如果电磁波在真空中传播，那么介电常数、磁导率均为 1，电导率为 0。

式(1.1.1)的第一个方程左边是微分运算符号“ $\nabla \times$ ”，可以理解为对于坐标位置的变化，右边是磁场对时间的变化率。而第二个方程恰好对称，左边是磁场对于坐标位置的变化，右边是电场对于时间的变化率与电流密度之和。这就是说，麦克斯韦方程组揭示出，电和磁是按照一定的规则互相关联的。

式(1.1.2)则揭示了，电和磁的这种关联也和介质的特性有关。

从麦克斯韦方程组可以推导出：

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.1.3)$$

方程式(1.1.3)的左边是电场强度 $\mathbf{E}$ 对位置 (x, y, z) 的偏微商，右边是电场强度 $\mathbf{E}$ 对时间的偏微商。这说明，电场强度 $\mathbf{E}$ 随时间的变化会随着位置传递。数学上把这样的方程称为波动方程。

振动的传递就是“波”。电场强度和磁场强度振动的传递也是“波”，称为电磁波。

1.1.2 电磁波

电磁波是横波，电场强度和磁感应强度的振动方向与波的传递方向垂直。

电磁波的传递不需要介质，可以在真空中传播。这是因为，变化振动的电场会产生变化振动的磁场；而变化振动的磁场又会再产生变化振动的电场，于是把这种振动持续传递下去。

光也是电磁波，所以它可以在真空中传播。

电场强度的方向与磁感应强度的方向是相互垂直的。

有一个坡印廷矢量公式：空间某处的电场强度为 $\mathbf{E}$ ，磁场强度为 $\mathbf{H}$ ，则该处电磁场的能流密度为

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.1.4)$$

能流密度概念是 1884 年由英国物理学家坡印廷(John Henry Poynting)建立的。矢量 $\mathbf{S}$ 的方向代表能量流动的方向，也就是电磁波传递的方向。

坡印廷矢量的单位是 W/m^2 。如果一个高耸的无线电天线向四周发射电磁波信号，因为球体表面积为 $4\pi r^2$ ，所以，能流密度与传输距离 r 的平方成反比。

对于波动方程(1.1.3)，可以求得它在 z 方向上传递的解，即 E 和时间 t 以及位置 z 的函数关系为

$$E(t) = A e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \theta) \quad (1.1.5)$$

这是一个很重要的结论：电磁波是正弦波。也就是说，电场强度 E 与时间 t 和传播方向 z 都是正弦变化的关系。注意，按照教科书习惯，式(1.1.5)表述为余弦函数，和正弦函数只相差一个相位常数。

在式(1.1.5)中， A 表示振幅；指数项 $e^{-\alpha z}$ 代表振幅随着传播方向呈指数下降的规律，我们称 α 为衰减系数； ω 是电磁波的圆频率，与频率 f 的关系为 $\omega = 2\pi f$ ； β 是传输常数，与电磁波长 λ 的关系为

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.1.6)$$

θ 是初始相位，与起始时间的确定有关。

电磁波在真空中以光速 c 传播，

$$c = 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1.1.7)$$

电磁波的频率、波长和传播速度之间的关系与机械波一样，满足

$$v = \omega / \beta \quad (1.1.8)$$

式中， v 是光在介质中的传播速度； ω 是电磁波的圆频率； β 与波长的关系如式(1.1.6)所示。在真空中，就是 $c = \lambda f$ 。

在介质中，电磁波的传播速度小于真空中的光速 c ，表示为

$$v = c / n \quad (1.1.9)$$

式中， n 是介质的光折射率，它与介质的介电常数 ϵ 和磁导率 μ 的关系为

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.1.10)$$

1.1.3 电磁波的衰减

电磁波在传输过程中的衰减对于光通信和无线通信至关重要。哪一个波段的电磁波适合用于哪一种电信技术，最重要的决定因素就是衰减。式(1.1.5)中的衰减常数 α 与反映介质特性的 3 个常数 ϵ 、 μ 、 σ 有关，也和电磁波频率有关。将电磁波的表达式(1.1.5)代入电磁波动方程(1.1.3)，便能得到 α 与电磁波频率以及介电常数、磁导率、电导率的关系表达式^[1]：

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \right)^2} - 1 \right]} \quad (1.1.11)$$

式(1.1.11)告诉我们，衰减与电磁波频率、传输媒质的介电常数、磁导率和电导率有着比较复杂的关系。

在真空中，介电常数、磁导率都等于 1，电导率为 0，因此 $\alpha = 0$ 。也就是说，电磁波的传输没有衰减。在空气中，电磁波的传输因为式(1.1.11)引起的衰减也很小。至于距离移动通信的基站越远，手机信号越弱，那是因为基站信号向四周传播，电磁波的能量密度与传输距离 r 的平方成反比。

在金属中,电导率极大,式(1.1.11)表示的电磁波衰减也就会很大。因此,金属对电磁场有着“屏蔽”的效应。

不同的材料有着不同的衰减谱。只有那些在信息传输距离内衰减比较小的电磁波频率才适合用作信息的载波。

式(1.1.5)中, αz 的乘积在幂指数上,而指数只能是无单位、无量纲的数字。因此, α 的量纲应该是长度单位的倒数,或 m^{-1} ,或 km^{-1} 。人们用分贝每千米作为 α 的单位,记作 dB/km。其定义如下:

$$\alpha = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} \quad (1.1.12)$$

式中, P_1 和 P_2 分别是相差 1 km 处的两点所测量到的电磁场能量。此时的衰减单位称为分贝每千米,如果 $P_1/P_2=100$,那么, α 等于 20 dB/km。

推而广之,如果是相差 1 m 处的两点测量的结果,就称为分贝每米。

式(1.1.12)也常被用作广义的衰减或增益定义公式。当 $P_1/P_2=2$ 时, α 近似等于 3,所以 3 dB 增益就是指功率增加了一倍;3 dB 损耗就是指功率衰减了 1/2。

1.1.4 电磁波谱

人类迄今认知的电磁波可以绘制成一张电磁波谱,如图 1.1.1 所示。这是一幅很宽广的谱,下方是三个坐标,分别是频率、波长和能量,所采用的单位分别是赫兹(Hz)、米(m)和电子伏特(eV)。右方排列的便是人们对各个频段电磁波的命名。

对于电磁波谱,人们以频率高低划分成不同波段。各个波段的电磁波在大气中或介质中传播的特性(主要是衰减特性)不同,有着不同的应用,也有着不同的命名。

频率低于 300 kHz 的无线电波称为长波,频率在 300 kHz~3 MHz 的称为中波,频率在 3~30 MHz 的则称为短波。这三个波段主要用于无线电调幅(AM)广播。在这个频率范围内,也有海底通信和无线射频识别(RFID)方面的应用,其中无线射频识别是物联网的一个十分重要的应用。

30~300 MHz,用于广播电台的频率调制(FM)、电视广播和海上移动广播。

300 MHz~3 GHz,用于电视广播、移动电话、无线局域网和全球定位系统(GPS)。

3~30 GHz,用于无线局域网、卫星电视广播、卫星通信。

至于 200~300 GHz 的频段,通常称作毫米波,因为波长是毫米量级;而对于 300~3000 GHz 的频段,则称作亚毫米波。

激光物理学所研究的“光”,涵盖了红外光、可见光和紫外光。

比毫米波波长更短、频率更高的电磁波是红外光,波长为 0.8~1.7 μm 。这是

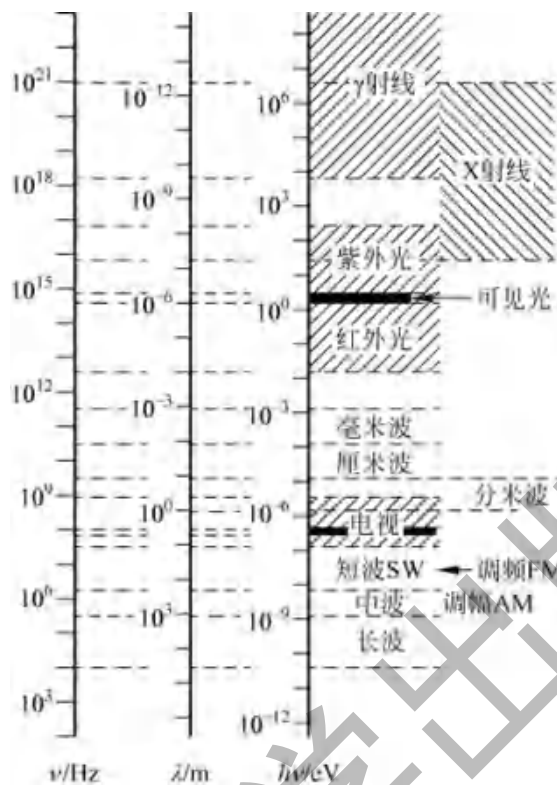


图 1.1.1 电磁波谱

目前光纤通信所使用的波段。

人眼能够感觉的电磁波是可见光,在很宽广的电磁波谱中只是很窄的一部分,色感是红、橙、黄、绿、青、蓝、紫 7 种,对应的波长为 $0.76 \sim 0.4 \mu\text{m}$ 。

比紫色光频率更高的是紫外线。

比紫外线频率更高的是 X 射线和 γ 射线。在 γ 射线以外,频率更高。

当电磁波的频率提高到一定的程度,比如红外光、可见光,电磁波就呈现出明显的粒子性,物理学中称之为光子或光量子。光波具有波粒二向性,已经是现代物理学的共识。

光子的能量为 $h\nu$,其中 h 是普朗克常量, ν 是光波频率。

1.1.5 平面波、亥姆霍兹方程与标量解

电磁波动方程的一个特解,式(1.1.5)所表示的随时间正弦(或余弦)变化的电磁波,实际上描述的是一个平面波。这个波,是沿 z 方向传播的电磁波。或者说,坡印廷矢量指向 z 方向,当确定了坐标 z ,那么在这个平面上各点的电场强度 $\mathbf{E}$ 都有同样的大小。虽然 $\mathbf{E}$ 随时间在作简谐振荡,但是平面上的各个点, $\mathbf{E}$ 的简谐振荡都是完全同步的。

当电磁波远离波源时,平面波就是很好的近似解。当光纤弱导、单模时,如本书后续章节所讲解的,平面波也是很好的近似解。

我们将简谐振动的电磁场称作时谐场(time harmonic fields),此时, $\partial/\partial t = j\omega$, $\partial^2/\partial t^2 = -\omega^2$,则方程(1.1.3)可以推导成为如下的亥姆霍兹方程(Helmholtz equation)^[4]:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_x + k^2 \mathbf{E}_x = 0 \quad (1.1.13)$$

式中,已经设定 $\mathbf{E}$ 的方向为 x 方向, $k^2 = n^2 k_0^2$, $k_0 = 2\pi/\lambda$,即真空中的波数。

对于平面波的描述, $\mathbf{E}$ 的方向确定之后, $\mathbf{H}$ 是在 $\mathbf{E}$ 的垂直方向上。所以,此时的电磁波只需一个电场强度的简谐振荡幅度就可以完全描述。复杂的麦克斯韦方程组简化为一个标量亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 \quad (1.1.14)$$

标量场在介质 1 和介质 2 的边界是连续的,因此边界条件是函数连续和导数连续,即

$$\phi_1 = \phi_2 \quad (1.1.15a)$$

$$d\phi_1/dx = d\phi_2/dx \quad (1.1.15b)$$

1.2 激光原理

1.2.1 能级与粒子数分布

现代物理学已经清楚,发射光对应的是分子、离子、原子中的电子从高能级向低能级跃迁的过程。吸收光所对应的则是相反的过程。对于发光过程,爱因斯坦给出一个简洁易懂的公式:

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (1.2.1)$$

式中, E_2 是高能级; E_1 是低能级;如前所述, $h\nu$ 是发射光子的能量。

在热平衡状态下,各能级的粒子分布遵从玻尔兹曼统计分布:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} \quad (1.2.2)$$

式中, N_1 、 N_2 分别是能级 E_1 、 E_2 上的粒子数; T 为绝对温度; k 是玻尔兹曼常量。式(1.2.2)表明,热平衡状态下,高能级的粒子数少于低能级的粒子数。这里以及本章后面的讨论,都没有考虑能级的兼并度。

这种两能级系统比较简单明了,常被用来描述发光过程。如式(1.2.1)所示,电子吸收一个光子的能量 $h\nu$,便能从低能级 E_1 跃迁到高能级 E_2 ,此时称 E_2 为激发态, E_1 为基态。

如果吸收了能量为 $h\nu$ 的光子足够多,就有可能使得 $N_2 > N_1$,此时,称为粒子数反转。实现了粒子数反转的媒质称为激活媒质。使得粒子数反转的光源称为泵浦光。

1.2.2 自发辐射与受激辐射

电子在激发态能级 E_2 上只能停留一段很短的时间,就会自发地跃迁到较低能级 E_1 中,同时辐射出一个光子。这个过程称为自发辐射。

自发辐射是不受外界辐射场影响的自发过程,各个原子在自发跃迁过程中是彼此无关的,不同原子产生的自发辐射光在频率、相位、偏振及传播方向上都是随机的。因此,自发辐射的光是非相干的,称为荧光。又因为实际原子的基态和激发态的能级有一定的宽度,所以自发辐射的光分布在一个较宽的频率范围 $\Delta\nu$ 内。

在能级 E_2 上的粒子受到 $\Delta\nu$ 范围内频率为 ν 的光子的激发,会立即跃迁到低能级 E_1 上,在这个过程中,辐射出一个光子,称为受激辐射。

受激辐射的光子与激发光子在频率、相位、偏振及传播方向上完全一致。

粒子数变化关系,也称为速率方程,可以作如下推演:能级 E_2 上的粒子数因为受激辐射而减小的速率为

$$(dN_2/dt)_{st} = -B_{21}\rho\nu N_2 \quad (1.2.3a)$$

因为自发辐射而减小的速率为

$$(dN_2/dt)_{sp} = -A_{21}N_2 \quad (1.2.3b)$$

能级 E_1 上因为受激吸收而减小的速率为

$$(dN_1/dt)_{st} = -B_{12}\rho\nu N_1 \quad (1.2.3c)$$

式中, $\rho\nu$ 是单色能量密度; B_{21} 、 B_{12} 和 A_{21} 称为爱因斯坦系数。运用普朗克黑体辐射公式,可以得出两个重要结论:

$$B_{21} = B_{12} \quad (1.2.4a)$$

$$A_{21}/B_{21} = 8\pi h\nu^3/c^3 \quad (1.2.4b)$$

式中, c 为光速。式(1.2.4a)说明,在不考虑能级兼并度的前提下,受激辐射和受激吸收的跃迁概率相等;式(1.2.4b)说明受激辐射系数与自发辐射系数之比是一个常数,与激光频率有关。

1.2.3 光学谐振腔

如果在激活媒质的两端放置两块与激活媒质轴线垂直的平面或凹型的球面反射镜,就形成了一个光学谐振腔,使得受激辐射的光束方向越来越趋同于媒质轴线,也使得光子的频率越来越趋同于 ν ,各个光子的相位也越来越趋同。

这种形式上最为简单的谐振腔称为法布里-珀罗谐振腔(Fabry-Perot cavity), 简称 F-P 腔。

光学谐振腔有两个功能, 一个是提供正反馈, 再一个是控制腔内振荡光束。

光在谐振腔内可能的振荡形式称为“模式”。图 1.2.1 的 F-P 腔是在纵向振荡, 称沿着谐振腔轴向的稳定光波振荡为纵模。

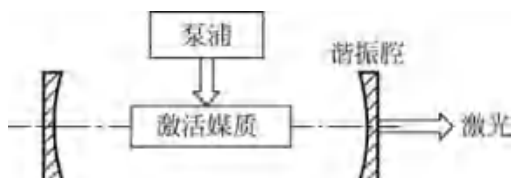


图 1.2.1 法布里-珀罗谐振腔组成的激光器示意图

在光学谐振腔中, 若光波振荡稳定存在, 必须满足驻波条件:

$$\lambda = 2nl/q \quad (1.2.5)$$

式中, n 为折射率; l 为谐振腔长; q 为整数。

只有那些波长落在增益谱宽范围内的纵模才可能得到放大。设增益谱范围为 $\lambda_1 \sim \lambda_2$, 则只有满足条件 $\lambda_1 < 2nl/q < \lambda_2$ 的纵模才可能产生激光。

不同的模式, 具有不同的波长或频率。对激光器纵模的选取称为激光的选频技术。腔内如果只有一种光场分布, 称为单纵模, 否则称为多纵模。

1.2.4 荧光、超荧光和激光

图 1.2.2 是笔者(林金桐)从事光纤激光器初期研究的实测结果^[5], 分别对应着光源的三种状态: 荧光、超荧光和激光。实验样品是掺钕光纤激光器。

荧光频谱也就是激活媒质的增益谱。

荧光频谱之所以有相当的宽度, 是因为上、下能级都有一定的宽度。加宽的物理机理多种多样。以本书主题为例, 在玻璃为基质的掺杂稀土金属钕或钕的光纤激光器中, 由于玻璃结构的无序性, 各个激活离子处于不同的电磁场环境中, 各自的能级就有所不同, 在宏观测试中, 表现出来的便是由图 1.2.2(a)证实的 57 nm 荧光谱宽。

稀土掺杂的有源光纤具备这么宽的增益曲线, 是光纤放大器后来用于光通信网络的波分复用技术的物理学基础。

自发辐射在泵浦下的有源介质里的行波放大产生超荧光。产生超荧光有两个条件: 强泵浦和长距离介质。强泵浦提供足够多的激活离子, 而长距离介质则保证了激活离子与自发辐射相互作用的持续。

光纤激光器初期研究报道过激光器历史上最长的介质距离, 有着产生超荧光态的理想介质条件。

超荧光态是既与荧光态有区别,又与激光态有区别的一个物理状态。荧光态有两个特征:一是粒子在上能级寿命 τ_{21} 只取决于自发跃迁的概率 A_{21} ,具体关系是互为倒数,即 $\tau_{21} = 1/A_{21}$;二是自发辐射在空间均匀分布。激光态下,受激辐射起着决定性的作用。激光光子不再均匀分布在空间,而是聚集一束,甚至一个模式——单模。超荧光态是介于两者之间的状态。超荧光态下,上能级粒子的寿命 τ_{21} 比荧光态缩短了,光子空间辐射的方向聚集了,频谱也明显收窄了。

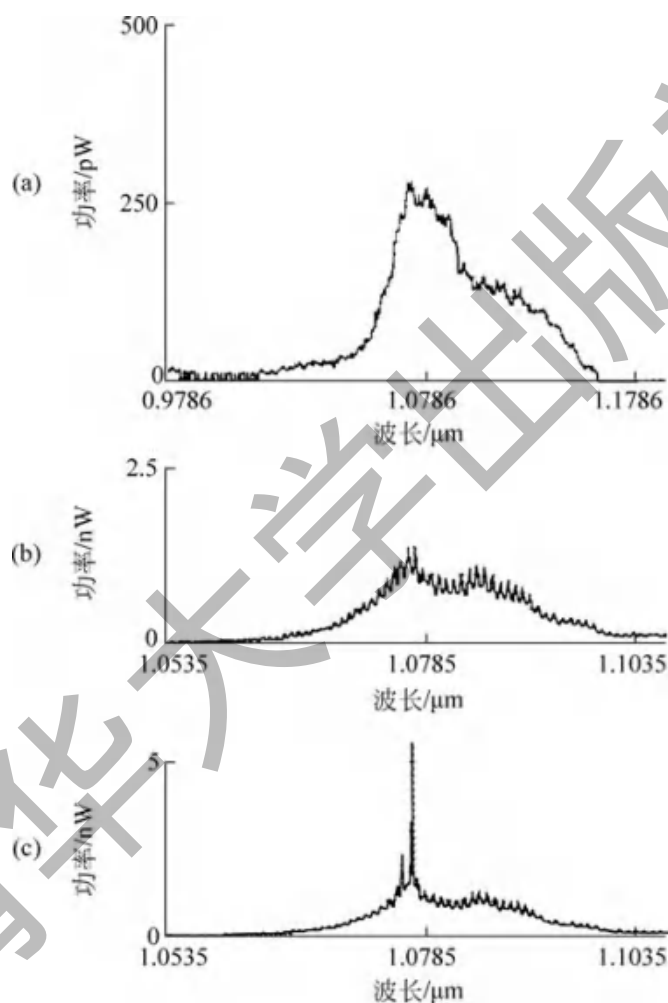


图 1.2.2 荧光、超荧光和激光的频谱

从图 1.2.2 中可以读出,荧光的 3 dB 谱宽 $\Delta\lambda = 57$ nm,超荧光谱宽 $\Delta\lambda = 16$ nm,而激光的谱宽 $\Delta\lambda < 0.2$ nm。

从荧光到超荧光,再到激光,是一个提高泵浦光能的过程,是一个从以自发辐射为主转变到以受激辐射为主的过程,也是一个辐射光的频谱越来越窄、相干性越来越强的过程。

1.2.5 激光条件、阈值和输出功率

由上述理解,可以概括激光产生的条件:

- (1) 激光媒质;
- (2) 谐振腔;
- (3) 泵浦;

(4) 在谐振腔内振荡的光波,在振荡过程中,获得的增益必须大于损耗,即增益大于损耗,这也是实现激光最为重要的。

作一数学推导如下:

设腔内激活媒质的增益为 G ,腔内总损耗为 α ,两端反射镜在激光波长上的反射率分别为 R_1 和 R_2 。如果一束光强为 I_0 的光沿着轴向从右向左行进,一个完整来回之后,光强

$$I = I_0 R_1 R_2 e^{2(G-\alpha)} \quad (1.2.6)$$

增益大于损耗,即 $I > I_0$,亦即

$$R_1 R_2 e^{2(G-\alpha)} > 1 \quad (1.2.7)$$

若称 $\beta = R_1 R_2$ 为正反馈系数, $k = e^{2(G-\alpha)}$ 为放大系数,那么产生激光振荡的条件就是 βk 大于或等于 1。

振荡的激光可以由一个在激光波长具备一定透射率的镜面 R_2 输出,如图 1.2.1 所示。

如前所述,从荧光到超荧光,再到激光,是一个提高泵浦光能的过程。激光器开始振荡产生激光所需的泵浦功率称为阈值。阈值条件是:光子在腔内的增加率等于损耗率。即

$$(N_2 - N_1)/\rho\nu\tau_2 = 1/\tau_c \quad (1.2.8)$$

式中, τ_2 和 τ_c 分别是电子在上能级 N_2 的寿命和光子在谐振腔内的寿命。

激光器阈值很容易直接通过实验测得。图 1.2.3 是笔者(林金桐)实测的由半导体激光器作为泵浦的掺铈光纤激光器的功率输出图^[6]。

图 1.2.3 中,横坐标是泵浦源镓铝砷半导体的输出功率,纵坐标是掺铈光纤激光器的输出功率。从图中很容易理解“阈值”的概念。

一个激光器的输出功率取决于泵浦功率、泵浦效率、介质增益参数、谐振腔反射镜、腔内损耗等众多因素。在一般的激光物理教科书上,都可以找到反映输出功率和泵浦功率关系的公式:

$$P = \eta(P_p - P_{th}) \quad (1.2.9)$$

式中,等式左侧 P 是激光器输出功率;右侧 P_p 是泵浦功率; P_{th} 是激光器阈值功率; η 是与激光器参数和多种效率相关的常数^[2]。图 1.2.3 所呈现的输出功率与

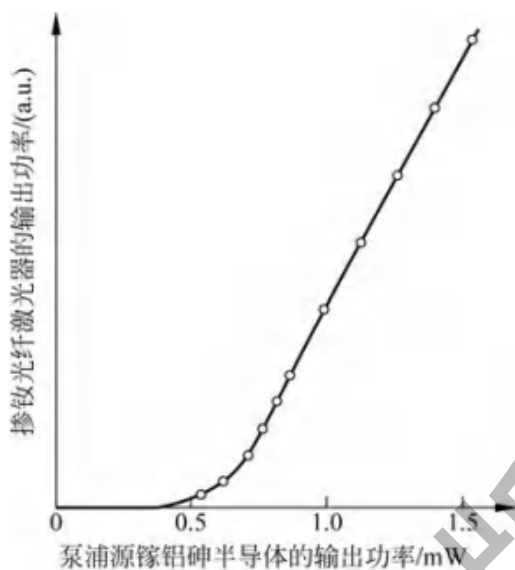


图 1.2.3 掺铒光纤激光器的功率输出图

泵浦功率的线性关系证明了式(1.2.9)的正确。

1.2.6 光的偏振

电磁波的极化方向定义为电场强度的方向。

极化和偏振,在英文里是同一个词 polarization,只是中文翻译不同,不同领域的学者译为不同的名词。

可以采用电偶极子的模型来解释电磁波的极化。电偶极子是一对分隔一段距离、电量相等、正负相反的电荷。由这样一对正负电荷组成的电偶极子,其电场线分布如图 1.2.4 所示。试想,正负电荷周期性地改变相互的距离,那么向四方传播的电场就一定是电磁波了。因此,图 1.2.4 中的电力线方向便是电磁波的极化方向。

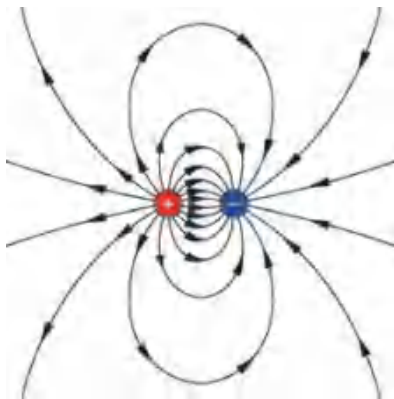


图 1.2.4 电偶极子

这虽然是一个理论上的、抽象的模型。但许多微观的分子、离子、原子内部的结构,都可以理解为正负电荷稍有偏离的状态。产生光的过程可以用这种半经典的电偶极子的模型来描述^[1]。

就单个原子来讲,它发射的光子的偏振平行于电偶极子的方向。然而,一般的发光体,可以设想原子的电偶极子的取向分布是随机的,因此宏观发射的光是没有偏振的,例如白炽光、荧光、发光二极管产生的光。经过特殊设计的发光体,或者激活媒质波导本身对于偏振具有选择性,例如染料激光器、半导体激光器,才能发射线偏振光。

度量光的线偏振特性的物理参数是偏振度。偏振度的定义为^[7]

$$\text{DOP} = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (1.2.10)$$

式中, $I_{\max}$ 是偏振最强的方向上的光强, $I_{\min}$ 是偏振最弱的方向上的光强。

在谐振腔内的激活媒质里,当受激辐射逐步成为发光的主导原因时,输出光的偏振度就会明显提高,图 1.2.5 是一支商用半导体激光器的输出功率、偏振度与驱动电流的实测关系图^[5]。

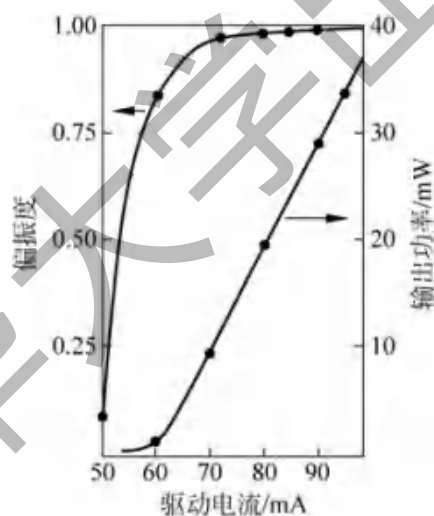


图 1.2.5 半导体激光器(Sharp-LTO15)的输出功率、偏振度与驱动电流的关系图

1.3 光纤原理

1.3.1 光纤导光原理：全反射

图 1.3.1 演示的是一家游乐场的导光水柱,能清楚地说明光纤导光的原理:全反射。

当光从光密介质射向光疏介质时,如果入射角 θ 增大到一定程度,折射角将达



图 1.3.1 游乐场喷射水柱传导可见光

到 90° , 称此时的 θ_c 为临界角。若入射角大于临界角, 则无折射, 全部光线均返回光密介质, 这种现象称为全反射。

临界角公式为

$$\theta_c = \arcsin(n_2/n_1) \quad (1.3.1)$$

式中, n_1 、 n_2 分别为光密、光疏介质的折射率。

当光线由光疏介质射到光密介质时, 不会发生全反射。

水的折射率大于空气, 因此与水柱轴线夹角比较小的一部分光, 在水柱与空气的界面会产生全反射, 因此光就能在水柱中传导。当水柱因为重力而弯曲成拱门形状时, 又会产生折射光而射出, 于是我们能看见整个导光的情景。

光的全内反射现象在 1854 年就发现了。基于这个理论, 20 世纪 20 年代诞生了世界上第一批光纤。最初的光纤传输损耗高达 1000 dB/km, 因此光纤基本上只用于短距离医疗图像的传输。

1966 年, 高锟博士(2009 年诺贝尔物理学奖得主)和他的合作者乔治·霍肯发表了一篇重要论文^[8], 预言若提高制作光纤材料的化学纯度, 光纤的传输损耗可以下降到 20 dB/km。到 1970 年, 国际最好水平光纤的传输损耗果然降到了 20 dB/km。而到了 1979 年时, 光纤的损耗更是降到了 0.2 dB/km, 极大地推进了光纤通信科技和产业的发展。

光纤的结构如图 1.3.2 所示, 纤芯(core)通常由石英玻璃构成, 包裹在包层(cladding)里, 再向外还有一层涂覆层(jacket)。根据全反射定律可知, 包层折射率要小于纤芯折射率。根据纤芯横截面上折射率分布规律可以把光纤分为两大类: 阶跃折射率光纤(step-index fiber)和渐变折射率光纤(graded-index fiber)。对于

阶跃折射率光纤,折射率在纤芯中均匀分布,在纤芯和包层的界面上发生突变;而对于渐变折射率光纤,折射率在纤芯中是连续变化的。

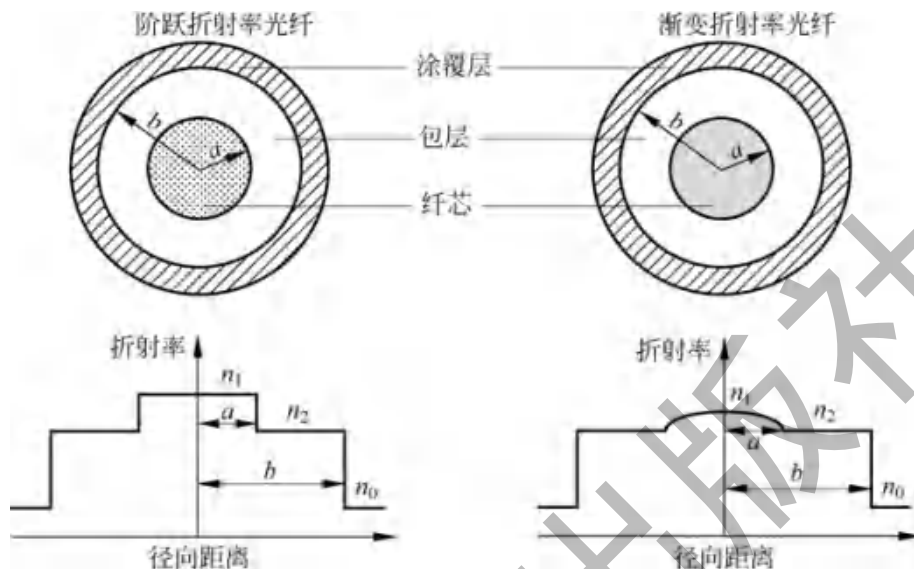


图 1.3.2 光纤结构和光纤的横截面折射率分布

光纤能够导光的原理,与水柱导光一样,纤芯的折射率高于包层折射率,使得输入的光能在纤芯与包层交界面上不断产生全反射,如图 1.3.2 所示。通信工程使用的光纤,包层外还有涂覆层。

1.3.2 阶跃光纤的射线分析基础

用射线法分析光纤,清晰而直观。

光纤波导中包含两种射线:子午线和偏射线。子午线是与光纤轴相交的光线,即在光纤轴组成的子午面上传输的光线。偏射线或斜射线是不与光纤轴相交的光线。

根据斯涅尔定律(Snell's Refraction Law):

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta' \quad (1.3.2)$$

以子午剖面为例,当一束光线射到介质 n_1 和 n_2 的界面,如果入射角 θ 小于临界角 θ_c ,那么光如图 1.3.3 中最左边的轨迹。如果入射角 θ 等于临界角 θ_c ,那么折射的光线将与介质的界面平行。而当入射角 θ 大于临界角 θ_c ,全反射发生,所有光能折回到 n_1 介质。

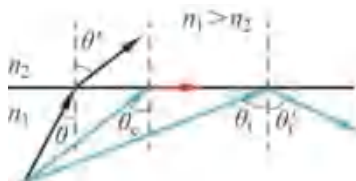


图 1.3.3 不同光纤在介质界面的折射或全反射