

高等学  
校教  
材  
第  
二  
版

# 激光原理与技术

阎吉祥 主编  
阎吉祥 崔小虹 王茜蓓 高春清 于常青 编著



高等教育出版社  
HIGHER EDUCATION PRESS

高等学校教材

# 激光原理与技术

第2版

Jiguang Yuanli yu Jishu

阎吉祥 主编

阎吉祥 崔小虹 王茜蓓 高春清 于常青 编著

 高等教育出版社·北京  
HIGHER EDUCATION PRESS BEIJING

## 内容提要

本书为《激光原理与技术》的第2版,原书系“普通高等教育‘十五’国家级规划教材”项目和“高等教育百门精品课程教材建设计划”选题项目。新版内容包括激光的基本原理及其特性、光学谐振腔理论、典型激光器、半导体激光器、光纤激光器、热容激光器、模式选择技术与稳频技术、激光光束质量的评价和测量、调Q技术与锁模技术、激光调制技术、光束功率合成。

本书可作为理工科院校电子科学与技术专业高年级本科生的教材或教学参考书,也可供相关专业或研究领域的研究生及科技人员参考。

## 图书在版编目(CIP)数据

激光原理与技术/阎吉祥主编. —2版. —北京:高等教育出版社,2011.2

ISBN 978-7-04-031602-5

I. ①激… II. ①阎… III. ①激光理论-高等学校-教材②激光技术-高等学校-教材 IV. ①TN241

中国版本图书馆CIP数据核字(2010)第262021号

策划编辑 吴陈滨 责任编辑 许海平 封面设计 张楠 责任绘图 尹文军  
版式设计 余杨 责任校对 王效珍 责任印制 张泽业

出版发行 高等教育出版社  
社址 北京市西城区德外大街4号  
邮政编码 100120

经销 蓝色畅想图书发行有限公司  
印刷 北京机工印刷厂

开本 787×1092 1/16  
印张 23  
字数 560 000

购书热线 010-58581118  
咨询电话 400-810-0598  
网 址 <http://www.hep.edu.cn>  
<http://www.hep.com.cn>  
网上订购 <http://www.landaco.com>  
<http://www.landaco.com.cn>  
畅想教育 <http://www.widedu.com>

版 次 2004年7月第1版  
2011年2月第2版  
印 次 2011年2月第1次印刷  
定 价 35.80元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

物料号 31602-00

## 第2版前言

本书系《激光原理与技术》的第2版,原书于2004年出版,属“普通高等教育‘十五’国家级规划教材”项目和“高等教育百门精品课程教材建设计划”选题项目。立项过程中蒙相关部门和评选专家的热情帮助,出版工作则得到教育部及高等教育出版社的支持。

第1版出版至今已6年,这期间激光技术又有了巨大的发展,而作者们在教学中也积累了更多的经验。为适应新的要求,在高等教育出版社的大力支持下决定修订。第2版除根据作者们的教学体验对原书章节作了认真修订、补充外,主要包括以下方面变化:首先,考虑到“频率变换”的内容更适合在“非线性光学”课程中讲授,第2版将第1版中第7章“激光频率变换技术”删除;其次,鉴于近年来固态激光技术的飞速发展,第2版新增加了光纤激光器、热容激光器、模式选择技术与稳频技术、激光光束质量的评价和测量及光束功率合成等章。

修订版的第1章由王茜蓓在阎吉祥所写第1版第1章的基础上做了大量补充而成;第2章仍由王茜蓓编写;第3、7、9章由崔小虹编写;第8章由高春清编写;第10章由于常青编写。其余各章由阎吉祥编写。

此次修订得到高等教育出版社的大力支持,阎吉祥新增的三章的编写承蒙我国激光领域著名专家、中国工程院院士周寿桓先生的悉心指导,北京大学微电子所博士生导师甘学温教授在百忙中对全书进行了认真审阅,作者对此深表谢忱。

限于作者水平,错误与欠妥之处难免,恳请读者指正。

作 者

2010年11月

# 第1版前言

我国的教育改革正在不断深入,拓宽学生的知识面是教改的重要内容之一,为此,很多高等院校都在尽量压缩专业课学时,给学生以更多的时间选修其他课程。包括北京理工大学在内的一些理工科大学的电子科学与技术专业拟将原设专业课激光原理、激光器件与技术及光电子学基础等课程合并为一门,正是为了实现这一目标而采取的措施。

教育改革伴随着课程改革,课程改革则离不开教材的改革与建设。本书即为实现上述课程改革而编写,尝试集原《激光原理》、《激光器件与技术》等教材之主要内容于一书,删除其中重复部分,力求使学生能在大体相当于原来一门课程的学时内修完合并后的课程。

本书由北京理工大学信息科学技术学院电子科学与技术专业的几名教师在多年讲授相关课程的基础上编写而成。阎吉祥任主编并执笔其中的绪论和第1、4章;第2章由王茜蓓编写;第3、6章由崔小虹编写;第7章由高春清编写;第5章由于常青编写。全书由阎吉祥统稿。

本书属“普通高等教育‘十五’国家级教材规划”项目和“高等教育百门精品课程教材建设计划”选题项目,立项过程中蒙相关部门和评选专家的热情帮助;出版工作则得到教育部及高等教育出版社的支持;中国物理学会教学委员会主任、北京大学物理学院陆果教授在百忙中对全书进行了认真审阅;阎吉祥执笔部分的录入由其研究生王莉博士、王吉福硕士等完成。对所有这些支持与合作,作者谨致深切谢意。

本书的编写是一种改革和尝试,更限于编著者的水平,错误与欠妥之处必定难免,恳请读者给予指正。

作者谨于  
2004年3月

# 目 录

<b>第 1 章 激光的基本原理及其特性</b> .....	1
1.1 激光的特性 .....	1
1.1.1 单色性与时间相干性 .....	1
1.1.2 方向性与空间相干性 .....	2
1.1.3 高亮度 .....	3
1.1.4 高阶相关 .....	3
1.2 光波模式和光子状态 .....	4
1.2.1 光波模式 .....	4
1.2.2 光子状态 .....	5
1.2.3 光子的相干性 .....	7
1.2.4 光子简并度 .....	7
1.3 原子的能级、分布和跃迁 .....	8
1.3.1 原子的能级 .....	8
1.3.2 能级间的跃迁和辐射 .....	8
1.3.3 Boltzman 分布 .....	9
1.4 激光产生的必要条件 .....	9
1.4.1 二能级系统的三种跃迁 .....	10
1.4.2 激光产生的必要条件 .....	12
1.5 激光产生的充分条件 .....	13
1.5.1 饱和光强的概念 .....	13
1.5.2 饱和光强的简单计算 .....	14
1.5.3 产生激光的充分条件 .....	14
1.6 谱线加宽和线型函数 .....	16
1.6.1 概述 .....	16
1.6.2 均匀加宽 .....	17
1.6.3 非均匀加宽 .....	19
1.7 谱线加宽下的增益系数 .....	22
1.7.1 谱线加宽下的跃迁系数修正 .....	22
1.7.2 吸收截面和发射截面 .....	23
1.7.3 谱线加宽下的增益系数 .....	24
1.8 激光器的速率方程 .....	25
1.8.1 速率方程的建立 .....	25
1.8.2 固体三能级系统速率方程组 .....	26
1.8.3 固体四能级系统速率方程组 .....	27
1.8.4 速率方程的稳态解 .....	28
1.8.5 反转粒子数及增益的饱和 .....	28
1.9 连续与脉冲工作 .....	32
1.9.1 速率方程的解 .....	33
1.9.2 激光器的工作状态 .....	33
1.10 激光放大的阈值条件 .....	35
1.10.1 粒子数反转分布条件 .....	35
1.10.2 阈值增益系数和阈值反转粒子数密度 .....	36
1.10.3 连续/长脉冲阈值光泵功率 .....	37
1.10.4 短脉冲工作阈值光泵能量 .....	38
1.11 激光器的振荡模式 .....	39
1.11.1 起振纵模数目的估算 .....	39
1.11.2 激光器稳定工作状态的建立 .....	40
1.11.3 均匀加宽激光器的模竞争 .....	40
1.11.4 非均匀加宽激光器的多模振荡 .....	41
1.11.5 频率牵引 .....	42
1.12 激光器的输出特性 .....	43
1.12.1 连续激光器的输出功率 .....	43
1.12.2 脉冲激光器的输出能量 .....	45
1.13 激光器的单模线宽极限和弛豫振荡 .....	46
1.13.1 激光器的单模线宽极限 .....	46
1.13.2 弛豫振荡 .....	47
1.14 激光器的泵浦技术 .....	48
1.14.1 直接泵浦 .....	48
1.14.2 间接泵浦 .....	49
<b>第 2 章 光学谐振腔理论</b> .....	52
2.1 光学谐振腔的基本知识 .....	53
2.1.1 光学谐振腔的构成和分类 .....	53
2.1.2 光学谐振腔的作用 .....	53
2.1.3 腔模 .....	54
2.2 光学谐振腔的损耗 .....	57
2.2.1 光腔的损耗及其描述 .....	57

## II 目 录

2.2.2 光子在腔内的平均寿命 .....	60	3.3 固体激光器 .....	131
2.2.3 无源腔的品质因数—— $Q$ 值 .....	61	3.3.1 固体工作物质 .....	132
2.2.4 无源腔的单模线宽 .....	62	3.3.2 光泵浦系统 .....	139
2.3 光学谐振腔的稳定性条件 .....	62	3.3.3 工作物质的热效应及其散热 .....	149
2.3.1 光线传播的矩阵表示 .....	62	3.3.4 掺钛蓝宝石激光器 .....	153
2.3.2 共轴球面腔的稳定性条件 .....	66	3.4 染料激光器 .....	157
2.3.3 稳区图 .....	67	3.4.1 染料激光器的工作原理 .....	158
2.4 谐振腔的衍射积分理论 .....	68	3.4.2 染料激光器的泵浦方式与典型器件 结构 .....	161
2.4.1 菲涅耳-基尔霍夫衍射积分 .....	69	<b>第4章 半导体激光器</b> .....	163
2.4.2 自再现模所应满足的积分方程式 .....	70	4.1 半导体的能带结构和电子状态 .....	163
2.4.3 积分方程解的物理意义 .....	71	4.1.1 能带概念的引入 .....	163
2.5 平行平面腔的自再现模 .....	72	4.1.2 半导体中的电子状态 .....	164
2.5.1 平行平面腔的模式积分方程 .....	72	4.2 激发与复合辐射 .....	165
2.5.2 平行平面腔模的数值迭代解法 .....	73	4.2.1 直接跃迁和半导体激光材料 .....	165
2.6 对称共焦腔的自再现模 .....	75	4.2.2 态密度和电子的激发 .....	167
2.6.1 方形球面镜共焦腔模式积分方程及 其解 .....	76	4.2.3 非本征半导体材料——pn 结 .....	168
2.6.2 方形球面镜共焦腔自再现模的 特征 .....	78	4.3 激光振荡条件 .....	169
2.6.3 方形球面镜共焦腔的行波场 .....	81	4.3.1 半导体中的光增益 .....	169
2.6.4 圆形球面镜共焦腔 .....	84	4.3.2 损耗和阈值振荡条件 .....	170
2.7 一般稳定球面腔的模式理论 .....	85	4.4 异质结半导体激光器 .....	172
2.7.1 等价共焦腔 .....	86	4.4.1 异质结 .....	172
2.7.2 一般稳定球面腔的模式特征 .....	87	4.4.2 激光器的结构 .....	173
2.8 高斯光束 .....	89	4.5 半导体激光的波长与线宽 .....	174
2.8.1 高斯光束的基本性质 .....	90	4.5.1 半导体激光的波长 .....	174
2.8.2 高斯光束的 $q$ 参数 .....	91	4.5.2 线宽与频率控制 .....	175
2.8.3 高斯光束 $q$ 参数的变换规律 .....	92	4.6 半导体激光器当前发展趋势 .....	176
2.8.4 ABCD 定律在谐振腔中的应用 .....	95	4.6.1 大功率半导体激光器 .....	176
2.9 非稳腔的模式理论 .....	96	4.6.2 表面发射激光器 .....	177
2.9.1 非稳腔的几何自再现波型 .....	96	4.7 半导体激光的应用 .....	179
2.9.2 非稳腔的几何放大率 .....	98	4.7.1 概述 .....	179
2.9.3 非稳腔的能量损耗率 .....	99	4.7.2 半导体激光器在各种 CD 盘中的 应用 .....	179
<b>第3章 典型激光器</b> .....	101	4.7.3 半导体激光器在光纤通信中的 应用 .....	180
3.1 概述 .....	101	<b>第5章 光纤激光器</b> .....	183
3.1.1 激光器的基本结构 .....	101	5.1 引言 .....	183
3.1.2 激光器的分类及其主要输出 特性 .....	102	5.2 光纤激光器的工作原理 .....	184
3.2 气体激光器 .....	105	5.3 模及单模运转条件 .....	187
3.2.1 气体放电激励基础 .....	105	5.3.1 块状工作介质 .....	187
3.2.2 He-Ne 激光器 .....	108	5.3.2 光纤工作物质 .....	188
3.2.3 CO <sub>2</sub> 激光器 .....	116		

5.3.3 模特性与截止频率 .....	189	自适应光学系统 .....	226
5.3.4 光纤激光器的基本结构 .....	194	<b>第7章 模式选择技术与稳频技术</b> .....	228
5.4 双包层光纤激光器 .....	194	7.1 模式选择技术 .....	228
5.4.1 单包层光纤的限制 .....	194	7.1.1 激光模式与选模的概念 .....	228
5.4.2 双包层光纤激光器 .....	195	7.1.2 横模选择技术 .....	230
5.4.3 光子晶体光纤激光器简介 .....	198	7.1.3 纵模选择技术 .....	235
5.5 受激散射光纤激光器 .....	199	7.2 稳频技术 .....	239
5.5.1 Raman 散射 .....	199	7.2.1 稳频的基本理论 .....	239
5.5.2 Raman 散射光纤激光器 .....	200	7.2.2 兰姆凹陷稳频 .....	242
5.5.3 受激布里渊散射光纤激光器 .....	201	7.2.3 塞曼稳频 .....	245
5.6 调 $Q$ 和锁模光纤激光器 .....	202	7.2.4 分子饱和吸收稳频 .....	248
5.6.1 光纤激光器的调 $Q$ 工作 .....	202	7.2.5 半导体激光器的稳频 .....	250
5.6.2 光纤激光器的锁模工作 .....	203	<b>第8章 激光光束质量的评价和</b>	
5.7 可调谐光纤激光器 .....	205	<b>测量</b> .....	252
5.7.1 孤立波和光孤子 .....	205	8.1 激光束宽的定义方法 .....	252
5.7.2 全光纤系统中波长可调谐光孤子		8.2 激光光束质量的评价方法 .....	255
脉冲 .....	206	8.2.1 激光光束质量的常用评价参数 .....	255
5.7.3 波长连续可调光纤激光器 .....	206	8.2.2 一些激光束的 $M^2$ 因子 .....	258
5.8 高阈值功率光纤激光现状 .....	207	8.3 激光束传输特性参数的测量 .....	260
5.8.1 高阈值功率光纤激光 .....	207	8.3.1 光束宽度的测量 .....	260
5.8.2 窄线宽高阈值功率激光器 .....	207	8.3.2 远场发散角的测量 .....	261
<b>第6章 热容激光器</b> .....	209	8.3.3 激光光束质量参数的测量 .....	262
6.1 固体的热容 .....	209	8.3.4 其他测量束宽的方法 .....	263
6.1.1 固体热容的经典理论 .....	209	<b>第9章 调 <math>Q</math> 技术与锁模技术</b> .....	266
6.1.2 固体热容的量子理论 .....	209	9.1 调 $Q$ 技术 .....	266
6.2 储热与温升 .....	213	9.1.1 调 $Q$ 的基本理论 .....	266
6.2.1 储热功率与输出光功率 .....	213	9.1.2 调 $Q$ 激光器的速率方程 .....	270
6.2.2 温度的升高 .....	214	9.1.3 电光调 $Q$ .....	274
6.2.3 能量输出 .....	214	9.1.4 可饱和吸收调 $Q$ .....	282
6.3 温度分布与热应力 .....	215	9.1.5 声光调 $Q$ .....	287
6.3.1 表面与中心的温度差 .....	215	9.1.6 机械转镜调 $Q$ .....	291
6.3.2 应力比较 .....	216	9.2 锁模技术 .....	292
6.4 光束畸变 .....	218	9.2.1 锁模的基本理论 .....	293
6.5 NOPC 的基本原理 .....	219	9.2.2 实现锁模的主要方法 .....	296
6.5.1 相位共轭波的定义 .....	219	9.2.3 主动锁模原理与器件 .....	297
6.5.2 PCM 与 CPM 的比较 .....	219	9.2.4 被动锁模原理与器件 .....	301
6.5.3 SBS 相位共轭波 .....	221	9.2.5 同步泵浦锁模原理与器件 .....	304
6.6 固态激光器的自适应象差校正 .....	224	9.2.6 自锁模原理与器件 .....	306
6.6.1 引言 .....	224	<b>第10章 激光调制技术</b> .....	308
6.6.2 用于固体激光器的 MMDM 基		10.1 调制的基本概念 .....	308
自适应光学系统 .....	225	10.1.1 振幅调制 .....	309
6.6.3 用于固体激光器的 Bimorph 基			



## IV 目 录

10.1.2	频率调制和相位调制	309
10.1.3	强度调制	310
10.1.4	脉冲调制	311
10.1.5	脉冲编码调制	312
10.2	电光调制	312
10.2.1	电光调制的物理基础	313
10.2.2	电光强度调制	317
10.2.3	电光相位调制	321
10.2.4	电光调制器的电学性能	322
10.2.5	设计电光调制器应考虑的问题	324
10.3	声光调制	325
10.3.1	声光调制的物理基础	325
10.3.2	声光相互作用的两种类型	326
10.3.3	声光调制器	330
10.3.4	声光调制器设计应考虑的问题	333
10.4	磁光调制	335
10.4.1	磁光调制的物理基础	335
10.4.2	磁光调制器	336
10.5	直接调制	337
10.5.1	半导体激光器(LD)直接调制的原理	337

10.5.2	半导体光源的模拟调制	338
10.5.3	半导体光源的PCM数字调制	338
<b>第11章</b>	<b>光束功率合成</b>	<b>339</b>
11.1	概述	339
11.2	光相干的电磁理论	340
11.2.1	光的电磁理论	340
11.2.2	光波的叠加与干涉	341
11.3	光相干的经典统计描述	343
11.3.1	复色场的复表示	343
11.3.2	空间和时间相干度	344
11.3.3	空间和时间相关性的测量	345
11.4	光纤激光的相干合成	347
11.4.1	孔径填充方法	348
11.4.2	共线干涉叠加法	349
11.4.3	光束合成的限制条件	349
11.5	波长光束合成	350
11.5.1	概述	350
11.5.2	WBC合成阵列元数估计	351
11.6	WBC与CBC的比较	351
<b>参考文献</b>		<b>354</b>

# 第 1 章

## 激光的基本原理及其特性

激光在各个领域的应用如此广泛,以至于一方面几乎每一个人无需思索便可历数其中几项;另一方面则是没有一个人能够毫无遗漏地将其详尽列举。之所以能得到如此广泛的应用,是因为它具有普通光源发射的光无法比拟的奇特性质。因而,本章将首先在 1.1 节介绍激光的特性,而激光之所以具有这些特性,是由它的产生机理决定的。因此,从 1.2 节开始将循序渐进地阐明激光的产生机理,包括激光产生的必要条件和充分条件,并对激光的某些工作特性作进一步描述。

激光的产生本质上是受激辐射光放大的结果,而辐射离不开工作物质的能级跃迁。激光工作物质可以是原子、离子、分子或准分子系统,还可以是半导体材料。其中半导体激光工作物质将在本书第 4 章中专门讨论,而对前面几种工作物质,为简单且不失一般性,本章中统称为原子。

### 1.1 激光的特性

一般文献将激光的特性归纳为单色性、方向性、相干性和高亮度。本节将简述这些性质,并最终说明只有相干性或高亮度才是激光令普通光源真正无法比拟的基本特性,而这里所说的相干性包括高阶相干。

#### 1.1.1 单色性与时间相干性

普通光源可以看作是由大量独立的发光中心组成的,每个发光中心发出的光波是由持续一段时间  $\Delta t$  的波列所组成的。不同的发光中心发出的光是不相干的,同一个发光中心发出的不同波列之间也是不相干的。

对光波进行频谱分析,所得频带宽度  $\Delta\nu$  即是光源单色性的度量。光源单色性也可用谱线宽度  $\Delta\lambda$  或  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ 、 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  来度量,各个量之间的关系如下

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c}\Delta\nu \quad (1.1)$$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (1.2)$$

而光源的时间相干性是描述光源上同一个发光中心在两个不同时刻发出的光之间的相关程度。这种相关程度在两个光波传播到空间同一点叠加时,表现为形成干涉条纹的能力。因此,引入反衬度函数来衡量两个光波之间的相关程度。

## 2 第1章 激光的基本原理及其特性

由物理光学的知识可知,频率在  $\nu_0 - \Delta\nu/2 \sim \nu_0 + \Delta\nu/2$  范围内,光强为  $I_0$  的非单色光在空间某一考察点处干涉的强度为

$$I = 2I_0\Delta\nu \left[ 1 + \frac{\sin\pi \frac{\Delta\nu}{c}\Gamma}{\pi \frac{\Delta\nu}{c}\Gamma} \cos\left(\frac{2\pi\nu_0}{c}\Gamma\right) \right] \quad (1.3)$$

式中, $\Gamma$ 为光程差。

其反衬度函数为

$$V_{is} = \left| \frac{\sin\pi \frac{\Delta\nu}{c}\Gamma}{\pi \frac{\Delta\nu}{c}\Gamma} \right| \quad (1.4)$$

由式(1.4)可知,当  $\pi \frac{\Delta\nu}{c}\Gamma = \pi$  时,  $V_{is} = 0$ 。因此,  $\Gamma = \frac{c}{\Delta\nu}$  是能发生干涉的最大光程差,称为相干长度,用  $L_c$  表示。光沿传播方向通过相干长度所需的时间称为相干时间,用  $\tau_c$  表示。相干长度和相干时间都是用来描述光源时间相干性的量,相干长度或相干时间越长,说明光源的时间相干性越好。

由上述分析可知,光源的相干长度

$$L_c = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.5)$$

相干时间

$$\tau_c = \frac{L_c}{c} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.6)$$

由此可见,谱线宽度越窄或单色性越好,相干时间越长,即时间相干性越好。普通光源谱线宽度具有  $10^{14}$  Hz 的量级,单模稳频气体激光器的  $\Delta\nu$  可达  $10^3$  Hz 甚至更小。这就是说,后者的相干时间可达前者的  $10^{11}$  倍甚至更高。这样看来,良好的时间相干性的确是激光优于普通光源所发射光的重要特性。

然而,重要的并非是“不可比拟”。事实上,用优质窄带滤波器对普通光辐射不断滤波,最终至少在理论上可以使其达到像激光一样好的单色性或时间相干性。但是,这样做时却使光的功率大大衰减。为简单,假定原始光波的能量在  $\Delta\nu \approx 10^{14}$  Hz 内按频率均匀分配,则当它被压窄到  $10^3$  Hz 时,其能量也只剩下原来的  $10^{-11}$  而失去使用价值。正是由于这一原因,尽管理论上可通过特殊措施将普通光波的时间相干性“改善”到激光的水平,但实际上是没有多大意义的。因此,一般文献常将单色性列为激光的特性。

### 1.1.2 方向性与空间相干性

光源的方向性常用发散角  $\Delta\theta$  度量,发散角  $\Delta\theta$  小表示光源的方向性好。而光源的空间相干性则是描述某一时刻不同空间位置处的光波场之间的相关程度。

由物理光学的知识可知,如果要求发散角为  $\Delta\theta$ 、波长为  $\lambda$  的光波是相干的,则光源的面积不能大于  $(\lambda/\Delta\theta)^2$ ,因而称

$$A_c = (\lambda/\Delta\theta)^2 \quad (1.7)$$

为光源的相干面积。从光源的相干面积内的任意两点发出的光波彼此之间都是相干的。光源的相干面积越大表示光源的空间相干性越好。

由式(1.7)可知,当波长一定时,发散角越小或方向性越好,相干面积越大,即空间相干性越好。普通光源一般向全方位发光,即光波的发散角为 $4\pi$ ,而激光束的发散角可以达到 mrad 量级甚至更小。假定二者具有相同波长,则相干面积可以相差 $10^8$ 倍甚至更多。如此看来,方向性好或空间相干性好也是激光的重要特性。

但是,和单色性或时间相干性类似,对于来自普通光源的辐射进行空间滤波,也可使发散角大大压缩。从这一意义上讲,激光方向性好的性质,理论上并非令普通光发射“无法比拟”。但存在的问题同样是这样做将使光源发出的光只有 $10^{-8}$ 得到利用。

光源的相干性常用相干体积来描述,将式(1.5)与式(1.7)相乘得到相干体积

$$V_c = A_c L_c = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.8)$$

这就是说,相干体积是一个与空间相干性和时间相干性均有关的量。在相干体积内各点的光波场都具有明显的相干性,相干体积越大,表示光源的相干性越好。

### 1.1.3 高亮度

亮度是光源在传播方向上单位面积、单位立体角内发射的功率。截面积为 $A$ 的光源单色亮度可表示为

$$B_\nu = \frac{P}{A\Delta\nu\pi(\Delta\theta)^2} \quad (1.9)$$

式中, $P$ 为光源向立体角 $\pi(\Delta\theta)^2$ 内发射的频率在 $\nu \sim \nu + \Delta\nu$ 内的光功率。

从前两小节的讨论可知,激光的 $\Delta\nu$ 和 $\Delta\theta$ 比普通光源的小得多,因而其单色亮度比后者高得多。虽然通过适当光学系统的变换可以将普通光发射的 $\Delta\nu$ 或 $\Delta\theta$ ,甚至二者均压缩到足够小,但保留在该空间范围和频带宽度内的光功率 $P$ 也会小到几乎难以探测到的程度。这就是说,尽管光学变换理论上可以将普通光发射的单色性或方向性,甚至二者“改善”到激光的水平,但却不可能提高光源的单色亮度。事实上,可以从理论上证明(此处从略),只要是在相同媒质中,像的亮度永远不可能高于产生它的物的亮度。由此可见,高的单色亮度是激光令普通光源“无法比拟”的特性。

### 1.1.4 高阶相关

本节1.1.1和1.1.2小节的讨论表明,使普通光发射的时间相干性和空间相干性变得像激光一样好,虽然实际上是不可取的,但在理论上是可以做到的。这样看来,似乎相干性并不是激光的特性。然而应该指出的是,时间相干和空间相干都仅仅联系于光波的一阶相关,完全相干还应包括高阶相关。可以证明,只有激光才可能有较大的高阶相关度,因此,相关性的确是激光令普通光发射无法比拟的特性。但由于这一证明,甚至高阶相关意义的准确理解都需要较多的数

理知识而超出本书范围,所以这里不做进一步的讨论。

## 1.2 光波模式和光子状态

光波模式和光子状态是激光原理中所涉及的重要概念,本节首先分别介绍光波模式和光子状态的概念,然后讨论这两者之间的关系。

### 1.2.1 光波模式

光波模式的广义定义是能代表光波场本征振动状态的场分布。一种光波模式代表具有一定频率、一定偏振方向、一定传播方向和一定寿命的光波。

由波动光学的知识可知,单色平面波是光波场的一种本征模式,其表达式为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.10)$$

式中,  $\mathbf{E}_0$  为光波电场的振幅矢量;  $\omega$  为单色平面波的角频率;  $\mathbf{k}$  为波矢量(简称波矢);  $\mathbf{r}$  为空间位置坐标矢量。

由式(1.10)可知,不同的光波模式以不同的波矢量  $\mathbf{k}$  来区分,但是考虑到电磁波两种独立的偏振,同一波矢量  $\mathbf{k}$  对应着两个具有不同偏振方向的模。

在自由空间,具有任意波矢量  $\mathbf{k}$  的单色平面波都可以存在,但在一个有边界条件限制的空间内,  $\mathbf{k}$  的取值是不连续的。以如图 1.1 所示的体积为  $V = \Delta x \Delta y \Delta z$  的封闭空腔  $z$  轴传播的单色平面波为例,只有满足相长干涉条件

$$k \cdot 2\Delta z = q \cdot 2\pi \quad (1.11)$$

的单色平面波可以在腔内存在,形成驻波。因此,这种能在腔内存在的驻波模的波矢量  $\mathbf{k}$  的取值是分立不连续的,满足

$$k = q \cdot \frac{\pi}{\Delta z} \quad (1.12)$$

式中,  $q$  为正整数。

由上述分析可知,在图 1.1 所示封闭空腔内存在的光波模式的波矢量  $\mathbf{k}$  的三个分量应满足条件

$$k_x = m \frac{\pi}{\Delta x}, k_y = n \frac{\pi}{\Delta y}, k_z = q \frac{\pi}{\Delta z} \quad (1.13)$$

每一组正整数  $m, n, q$  对应腔内一种模式(包含两个偏振)。

以  $k_x, k_y, k_z$  为轴建立坐标系形成波矢空间,则每个模对应波矢空间的一个点。相邻模式的间隔为

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{\Delta x}, \quad \Delta k_y = \frac{\pi}{\Delta y}, \quad \Delta k_z = \frac{\pi}{\Delta z} \quad (1.14)$$

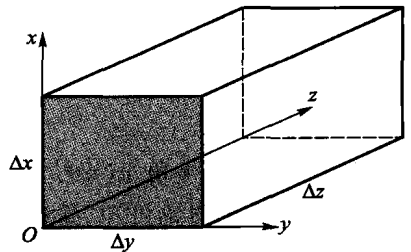


图 1.1 封闭空腔

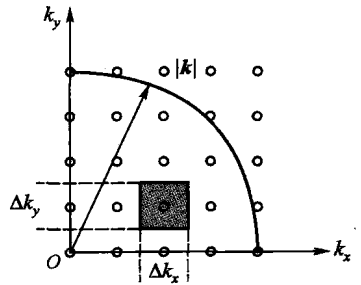


图 1.2 波矢量空间相邻模式的间隔

图 1.2 所示为在  $k_x - k_y$  平面内一个模式所占的面积。

因此,每一个模式在波矢量空间占有一个体积元

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\pi^3}{V} \quad (1.15)$$

在波矢量空间,  $k$  的绝对值处于  $|k| \sim |k| + d|k|$  的体积是  $1/8$  个球壳,如图 1.3 所示。

再考虑到同一波矢量  $k$  对应着两个具有不同偏振方向的模,可以推导出在此体积内的模式数

$$N_m = \frac{\frac{1}{8} \cdot 4\pi |k|^2 d|k|}{\pi^3/V} \cdot 2 = \frac{|k|^2 d|k|}{\pi^2} \cdot V \quad (1.16)$$

将  $|k| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c}$ ,  $d|k| = \frac{2\pi}{c} d\nu$  代入上式,得到在空间体积  $V$  内,  $\nu \sim \nu + d\nu$  频率区间的模式数

$$N_m = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot V d\nu \quad (1.17)$$

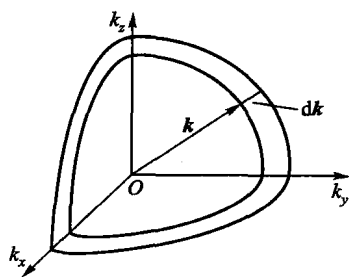


图 1.3 波矢量空间示意图

### 1.2.2 光子状态

光的量子学说认为,光是一种以光速  $c$  运动的光子流。光子的基本性质归纳如下。

① 光子与其他基本粒子(电子、质子、中子等)一样,具有能量、动量与质量。表征光子的粒子属性的参量与表征光的波动属性的参量紧密相连。光子的能量  $\varepsilon$  与光波的频率  $\nu$  相对应

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.18)$$

式中,  $h$  为普朗克常数。

光子的动量  $P$  与单色平面光波的波矢量  $k$  对应

$$P = \frac{h}{2\pi} k \quad (1.19)$$

光子具有运动质量

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1.20)$$

② 光子具有两种可能的独立偏振状态,对应于光波场的两个独立偏振方向。

③ 光子具有自旋,并且自旋量子数为整数。因此,光子服从玻色-爱因斯坦统计分布,处于同一状态的光子数目没有限制,这是光子与其他服从费米统计分布的粒子(电子、质子、中子等)的重要区别。

光子状态是指光子的运动状态。经典质点的运动状态完全由其空间坐标  $(x, y, z)$  和动量  $(P_x, P_y, P_z)$  确定。由  $x, y, z, P_x, P_y, P_z$  构成的六维空间称为相空间,质点的一个运动状态由相空间内的一点表示。光子的运动状态不同于宏观经典质点,它受量子力学测不准关系的制约

$$\begin{aligned}\Delta x \cdot \Delta P_x &\approx h \\ \Delta y \cdot \Delta P_y &\approx h \\ \Delta z \cdot \Delta P_z &\approx h\end{aligned}\quad (1.21)$$

因此,在六维相空间中一个光子态所占的体积元

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3 \quad (1.22)$$

称为相格。光子的某一运动状态只能定域在一个相格中,而不能确定它在相格内部的对应位置。因此,同一相格中的光子是无法区分的,它们属于同一光子态。

下面推导在空间体积  $V$  内,动量的绝对值处于  $|\mathbf{P}| \sim |\mathbf{P}| + d|\mathbf{P}|$  区间的光子状态数。此区间在动量空间所占的体积是一个球壳  $4\pi |\mathbf{P}|^2 d|\mathbf{P}|$ ,在相空间所占的体积是  $4\pi |\mathbf{P}|^2 d|\mathbf{P}| \cdot V$ 。再考虑到光子具有两种独立的偏振状态,因此,此区间内的光子状态数

$$N_p = 2 \cdot \frac{4\pi |\mathbf{P}|^2 d|\mathbf{P}| V}{h^3} \quad (1.23)$$

将  $|\mathbf{P}| = \frac{h\nu}{c}$ ,  $d|\mathbf{P}| = \frac{h}{c} d\nu$  代入上式,得到在空间体积  $V$  内,  $\nu \sim \nu + d\nu$  频率区间的光子状态数

$$N_p = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V d\nu \quad (1.24)$$

比较式(1.17)和式(1.24)可以发现,在相同的空间体积和频率范围内所具有的光波模式数与光子状态数是完全相同的。下面通过求解一个光波模式在相空间所占的体积,进一步证明光波模式和光子状态是等价的。

一个光波模可以看作是由两列沿相反方向传播的行波组成的驻波,根据式(1.19)可知其动量的三个分量为

$$\begin{aligned}P_x &= 2 \frac{h}{2\pi} k_x \\ P_y &= 2 \frac{h}{2\pi} k_y \\ P_z &= 2 \frac{h}{2\pi} k_z\end{aligned}\quad (1.25)$$

其在相空间的三个动量轴上所占据的线度为

$$\begin{aligned}\Delta P_x &= \frac{h}{\pi} \Delta k_x \\ \Delta P_y &= \frac{h}{\pi} \Delta k_y \\ \Delta P_z &= \frac{h}{\pi} \Delta k_z\end{aligned}\quad (1.26)$$

将式(1.14)代入上式,推导出一个光波模所对应相空间体积元为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z = \Delta x \Delta y \Delta z \frac{h^3}{\pi^3} \Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = h^3 \quad (1.27)$$

因为一个光波模在相空间占一个相格的体积,所以处于同一个光波模里的光子具有相同的光子状态,光波模式和光子状态是完全等价的。

### 1.2.3 光子的相干性

研究光子的相干性,实际上就是讨论处于同一光子态内的光子是否相干。从1.1节的讨论中可知,处于相干体积内的光都是相干光。如果能够证明处于一个光子态内的光子所占的空间体积等于相干体积,则可证明处于同一光子态内的光子是相干的。

考察由线度为  $L$  的面光源发出的动量限制在  $\Delta\theta$  内的光子,如图1.4所示,在  $\Delta\theta$  很小的情况下,其动量各分量的测不准量为

$$\begin{aligned}\Delta P_x &= \Delta P_y \approx |P| \Delta\theta = \frac{h\nu}{c} \Delta\theta \\ \Delta P_z &\approx \Delta |P| = \frac{h}{c} \Delta\nu\end{aligned}\quad (1.28)$$

如果这些光子处于同一个光子态内,则根据式(1.22)和式(1.28)可知,光子占有的空间体积(即光子的坐标测不准量)为

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \frac{h^3}{\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z} = \frac{c^3}{\nu^2 \Delta\theta^2 \Delta\nu} = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right) \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.29)$$

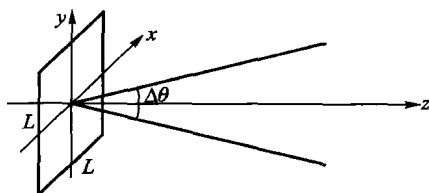


图1.4 面光源发光

比较上式与式(1.8)可知,一个光子态的空间体积和相干体积相等。如果光子属于同一光子态,则它们应该包含在相干体积之内。也就是说,属于同一光子态的光子是相干的。

综上所述,相格的空间体积以及一个光波模或光子态占有的空间体积都等于相干体积。属于同一状态的光子或同一模式的光波是相干的,不同状态的光子或不同模式的光波是不相干的。

### 1.2.4 光子简并度

光子是服从玻色-爱因斯坦统计分布的,大量光子可以处于同一状态中。将处于同一光子态的光子数称为光源的光子简并度。光子简并度  $\bar{n}$  代表了同态光子数、同一模式内的光子数、处于相干体积内的光子数,以及处于同一相格内的光子数。可由下式计算

$$\bar{n} = \frac{\rho_\nu}{n_\nu h\nu} \quad (1.30)$$

式中,  $\rho_\nu$  为单色能量密度;  $n_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$  为单位体积、单位频带宽度内的光子状态或光波模式密度;  $h\nu$  为一个光子的能量。

由于同一光子态内的光子都是相干的,光源的光子简并度高则表示大量的光子处于同一光子态内,光源的相干性好,相干光强大。普通光源的光子简并度是很低的,例如,对温度为 6000K 的黑体(相当于太阳表面的温度),在可见光波段,光子简并度仅为  $10^{-3}$ 。而激光的光子简并度非常高,以一个输出功率为 1mW, 频带宽度  $\Delta\nu \approx 10^3$  Hz 的 He-Ne 激光器为例,其光子简并度可达  $10^{11}$ 。因此,激光是一种具有很高光子简并度的光,是把光强和相干性两者统一起来的强相干光源。



### 1.3 原子的能级、分布和跃迁

为了方便理解,本节简单回顾一下有关于原子能级、玻耳兹曼(Boltzman)分布以及辐射和无辐射跃迁等方面的知识。

#### 1.3.1 原子的能级

根据量子理论,原子由带正电的原子核及绕核运动的电子组成,电子在原子系统中运动时,可以处在一系列不同的壳层状态或不同的轨道状态。电子在一系列确定的分立状态运动时,相应有一系列分立的不连续的能量值,如图 1.5 所示。将这些分立的、具有不同能量值的运动状态称为能级。能量最低的状态称为基态,能量高于基态的其他能级状态称为激发态。一般来说,处于一定电子态的原子对应某个一定的能级。但是,某一能级并不一定只对应一个电子态。可能有若干个不同的电子运动状态处于同一能级,这样的能级称为简并能级。同一能级所对应的不同电子运动状态的数目称为简并度,用字母  $g$  表示。

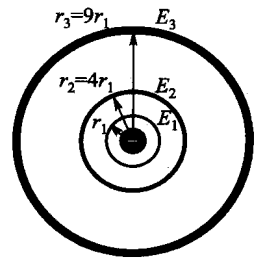


图 1.5 电子运动轨道

对于分子工作物质来说,除了上述的电子能级以外,还有振动能级和转动能级,这里不进行详细介绍。

#### 1.3.2 能级间的跃迁和辐射

根据原子理论,原子吸收能量会从低能级跃迁到高能级,处于高能级的原子会释放能量回到低能级。如果吸收或释放的能量以光子形式出现,这种能级间的跃迁称为辐射跃迁,如图 1.6 所

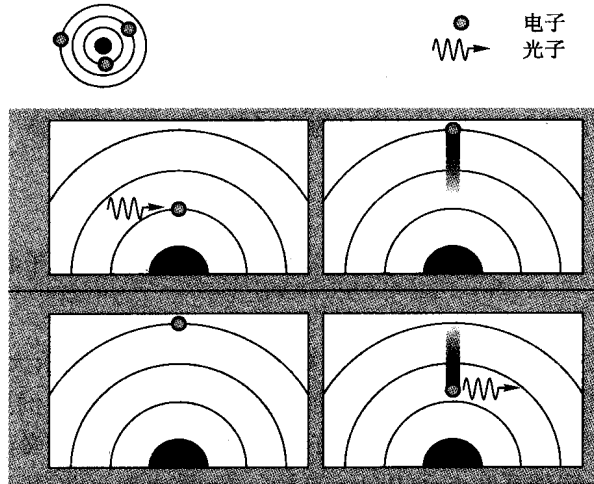


图 1.6 辐射跃迁示意图