

普通高等教育“十五”国家级规划教材

# 激光原理与技术

阎吉祥 主编著

崔小虹 高春清 王茜蓓 于常青 编著

高等教育出版社

## 内容提要

本书是“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。内容包括激光基本原理及工作特性、谐振腔理论、典型激光器、半导体激光器、激光调制技术、调  $Q$  与锁模技术、频率变换等 7 章。本书可作为理工科大学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阅读与参考。

## 图书在版编目(CIP)数据

激光原理与技术/阎吉祥主编著. —北京:高等教育出版社, 2004.7

ISBN 7-04-014567-7

I. 激... II. 阎... III. 激光理论—高等学校—教材  
IV. TN241

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 055040 号

策划编辑 张培东      责任编辑 刘 洋      封面设计 刘晓翔  
责任绘图 朱 静      版式设计 胡志萍      责任校对 王 雨  
责任印制

---

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 100011  
总 机 010-82028899

购书热线 010-64054588  
免费咨询 800-810-0598  
网 址 <http://www.hep.edu.cn>  
<http://www.hep.com.cn>

经 销 新华书店北京发行所  
印 刷

开 本 787×960 1/16  
印 张 20.5  
字 数 380 000

版 次 年 月第 1 版  
印 次 年 月第 次印刷  
定 价 25.70 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

# 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□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

绪论 .....	1
第 1 章 激光的基本原理及其特性 .....	3
1.1 激光的特性 .....	3
1.1.1 单色性与时间相干性 .....	3
1.1.2 方向性与空间相干性 .....	4
1.1.3 高亮度 .....	4
1.1.4 高阶相关 .....	5
1.2 激光产生的必要条件 .....	5
1.2.1 二能级系统的三种跃迁 .....	5
1.2.2 激光产生的必要条件 .....	8
1.3 激光产生的充分条件 .....	9
1.3.1 饱和光强的概念 .....	9
1.3.2 饱和光强的简单计算 .....	10
1.3.3 产生激光的充分条件 .....	10
1.4 谱线加宽 .....	12
1.4.1 概述 .....	13
1.4.2 均匀加宽 .....	14
1.4.3 非均匀加宽 .....	15
1.5 谱线加宽下的增益系数 .....	17
1.6 激光器的速率方程 .....	18
1.6.1 速率方程的建立 .....	18
1.6.2 速率方程的稳态解 .....	19
1.6.3 反转粒子数及增益饱和 .....	20
1.7 连续与脉冲工作 .....	21
1.7.1 固体三能级系统速率方程组 .....	21
1.7.2 速率方程的解 .....	23
1.7.3 激光器的工作状态 .....	24
1.8 粒子数反转分布条件 .....	25
1.8.1 稳态工作情况 .....	25
1.8.2 瞬态工作情况 .....	26

1.9	激光放大的阈值条件 .....	27
1.9.1	阈值增益系数和粒子数 .....	27
1.9.2	连续/长脉冲光泵阈值功率 .....	28
1.9.3	短脉冲工作 .....	28
1.10	均匀加宽激光器的模竞争和频率牵引 .....	29
1.10.1	均匀加宽激光器的模竞争 .....	29
1.10.2	频率牵引 .....	30
1.11	激光器的输出特性 .....	31
1.11.1	均匀加宽连续激光器的输出功率 .....	31
1.11.2	脉冲激光器的输出能量 .....	32
1.12	激光器的泵浦技术 .....	33
1.12.1	直接泵浦 .....	33
1.12.2	间接泵浦 .....	34
第 2 章	光学谐振腔理论 .....	37
2.1	光学谐振腔的基本知识 .....	38
2.1.1	光学谐振腔的构成和分类 .....	38
2.1.2	光学谐振腔的作用 .....	39
2.1.3	腔模 .....	39
2.2	光学谐振腔的损耗 .....	43
2.2.1	光腔的损耗及其描述 .....	43
2.2.2	光子在腔内的平均寿命 .....	47
2.2.3	无源腔的品质因数—— $Q$ 值 .....	48
2.2.4	无源腔的单模线宽 .....	48
2.3	光学谐振腔的稳定性条件 .....	49
2.3.1	光线传播的矩阵表示 .....	49
2.3.2	共轴球面腔的稳定性条件 .....	54
2.3.3	稳区图 .....	55
2.4	谐振腔的衍射积分理论 .....	56
2.4.1	菲涅耳-基尔霍夫衍射积分 .....	56
2.4.2	自再现模所应满足的积分方程式 .....	58
2.4.3	积分方程解的物理意义 .....	59
2.5	平行平面腔的自再现模 .....	60
2.5.1	平行平面腔的模式积分方程 .....	61
2.5.2	平行平面腔模的数值迭代解法 .....	62
2.6	对称共焦腔的自再现模 .....	65

2.6.1	方形球面镜共焦腔模式积分方程及其解	65
2.6.2	方形球面镜共焦腔自再现模的特征	67
2.6.3	方形球面镜共焦腔的行波场	71
2.6.4	圆形球面镜共焦腔	74
2.7	一般稳定球面腔的模式理论	76
2.7.1	等价共焦腔	77
2.7.2	一般稳定球面腔的模式特征	78
2.8	高斯光束	81
2.8.1	高斯光束的基本性质	81
2.8.2	高斯光束的 $q$ 参数	83
2.8.3	高斯光束 $q$ 参数的变换规律	84
2.8.4	ABCD 定律在谐振腔中的应用	87
2.9	非稳腔的模式理论	88
2.9.1	非稳腔的几何自再现波型	88
2.9.2	非稳腔的几何放大率	90
2.9.3	非稳腔的能量损耗率	92
第 3 章	典型激光器	94
3.1	概述	94
3.1.1	激光器的基本结构	94
3.1.2	激光器的分类及其主要输出特性	95
3.2	气体激光器	98
3.2.1	气体放电激励基础	98
3.2.2	He-Ne 激光器	102
3.2.3	CO <sub>2</sub> 激光器	112
3.3	固体激光器	131
3.3.1	固体工作物质	131
3.3.2	光泵浦系统	139
3.3.3	工作物质的热效应及其散热	151
3.3.4	掺钛蓝宝石激光器	156
3.4	染料激光器	160
3.4.1	染料激光器的工作原理	161
3.4.2	染料激光器的泵浦方式与典型器件结构	165
第 4 章	半导体激光器	168
4.1	半导体的能带结构和电子状态	168
4.1.1	能带概念的引入	168

4.1.2	半导体中的电子状态 .....	169
4.2	激发与复合辐射 .....	171
4.2.1	直接跃迁和半导体激光材料 .....	171
4.2.2	态密度和电子的激发 .....	172
4.2.3	非本征半导体材料——pn 结 .....	174
4.3	激光振荡条件 .....	175
4.3.1	半导体中的光增益 .....	175
4.3.2	损耗和阈值振荡条件 .....	177
4.4	异质结半导体激光器 .....	178
4.4.1	异质结 .....	178
4.4.2	激光器的结构 .....	180
4.5	半导体激光的波长与线宽 .....	181
4.5.1	半导体激光的波长 .....	181
4.5.2	线宽与频率控制 .....	182
4.6	半导体激光器当前发展趋势 .....	183
4.6.1	大功率半导体激光器 .....	183
4.6.2	表面发射激光器 .....	185
4.7	半导体激光的应用 .....	187
4.7.1	概述 .....	187
4.7.2	半导体激光器在各种 CD 盘中的应用 .....	188
4.7.3	半导体激光器在光纤通信中的应用 .....	189
<b>第 5 章</b>	<b>激光调制技术 .....</b>	<b>192</b>
5.1	调制的基本概念 .....	192
5.1.1	振幅调制 .....	193
5.1.2	频率调制和相位调制 .....	193
5.1.3	强度调制 .....	195
5.1.4	脉冲调制 .....	196
5.1.5	脉冲编码调制 .....	196
5.2	电光调制 .....	197
5.2.1	电光调制的物理基础 .....	197
5.2.2	电光强度调制 .....	202
5.2.3	电光相位调制 .....	207
5.2.4	电光调制器的电学性能 .....	208
5.2.5	设计电光调制器应考虑的问题 .....	211
5.3	声光调制 .....	212

5.3.1	声光调制的物理基础 .....	212
5.3.2	声光相互作用的两种类型 .....	213
5.3.3	声光体制调制器 .....	218
5.3.4	声光调制器设计应考虑的问题 .....	221
5.4	磁光调制 .....	223
5.4.1	磁光调制的物理基础 .....	223
5.4.2	磁光体制调制器 .....	224
5.5	直接调制 .....	225
5.5.1	半导体激光器(LD)直接调制的原理 .....	225
5.5.2	半导体光源的模拟调制 .....	226
5.5.3	半导体光源的PCM数字调制 .....	227
第6章	调Q技术与锁模技术 .....	228
6.1	调Q技术 .....	228
6.1.1	调Q的基本理论 .....	228
6.1.2	调Q激光器的速率方程 .....	233
6.1.3	电光调Q .....	240
6.1.4	可饱和吸收调Q .....	248
6.1.5	声光调Q .....	253
6.1.6	机械转镜调Q .....	255
6.2	锁模技术 .....	257
6.2.1	锁模的基本理论 .....	257
6.2.2	实现锁模的主要方法 .....	261
6.2.3	主动锁模原理与器件 .....	262
6.2.4	被动锁模原理与器件 .....	267
6.2.5	同步泵浦锁模原理与器件 .....	271
6.2.6	自锁模原理与器件 .....	272
第7章	激光频率变换技术 .....	275
7.1	介质的非线性极化 .....	275
7.1.1	非线性极化概述 .....	275
7.1.2	非线性极化率张量的性质 .....	278
7.1.3	倍频极化率张量 .....	280
7.1.4	有效倍频极化率 .....	285
7.2	非线性耦合波方程 .....	287
7.2.1	非线性波动方程 .....	288
7.2.2	耦合波振幅方程 .....	288

---

7.3 光学倍频 .....	292
7.3.1 光学倍频的基本描述 .....	292
7.3.2 光学倍频的理论分析 .....	292
7.3.3 高转换效率情况下的光学倍频.....	300
7.3.4 倍频过程中的能量守恒和动量守恒 .....	302
7.3.5 光学倍频的实验系统 .....	303
7.4 光学和频与差频效应 .....	306
7.5 光学参量振荡与放大 .....	309
7.5.1 光学参量效应的描述 .....	309
7.5.2 光学参量放大效应 .....	310
7.5.3 光学参量振荡器 .....	312
参考文献 .....	316

## 绪 论

激光的英文名称“Laser”是“Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”的缩写,意为辐射通过受激发射的光放大。由此可以看出,受激辐射是产生激光的基础。

受激辐射概念是由 A. Einstein 在他 1917 年发表的论文“关于辐射的量子理论”中提出的,大约 10 年后,英国著名物理学家、剑桥大学教授 P. A. M. Dirac 首次实验证明受激辐射的存在。在 20 世纪 50 年代人们认识到,在非平衡态,电磁辐射可以通过受激辐射得到放大。1953 年—1955 年 J. Weber, N. G. Basov 及 A. M. Prokhorov 分别发表了实现这种放大的方法。而 1951 年就曾与其在哥伦比亚大学的同事们讨论过这种放大可行性的 C. H. Townes, 于 1954 年和 I. P. Gordan, H. J. Zeiger 一起造出氨分子振荡器,使该项技术实现了突破。Townes 的装置称为 Maser(脉泽,它是 Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation 的缩写)。

氨脉泽非常小的线宽特别适合作为频率标准,但用于微波放大器则有很大限制。科学之所以能不停地向前发展,就是因为科学家们有一种孜孜不倦的执著追求精神。气体脉泽刚刚研究成功,便立即向新的领域进军。一方面努力研制固体量子振荡器,并导致二能级和三能级固体脉泽于 1957 年相继出现;另一方面则在考虑如何将工作频率从微波段进一步提高到光波段。A. L. Schawlow 和 Townes 于 1958 年公布了光波段脉泽原理的理论研究结果,并对多种能级系统估计了激发阈值。该项工作立即引起了人们极大的兴趣,包括 Townes 在内的很多科学家尝试在实验室制造这种装置,不幸的是,这些努力当时均未能取得成功。于是,一些似乎很有道理的观点力图证明这种装置根本无法实现。

然而,正当失望的阴云笼罩的时刻,休斯研究实验室的 T. Maiman 博士于 1960 年成功地使一根红宝石棒达到激发阈值,紧接着,一道霞光,记录了 20 世纪科学史上的一项重大发明——世界上第一台激光器宣告诞生,就此也拉开了这一舞台的序幕。过了不到 1 年的时间, A. Javan 及其贝尔实验室的同事们于 1961 年 2 月制成了第一台气体激光器,即 He-Ne 激光器。同一年稍晚些时候,第一台掺 Nd 固体激光器在同一实验室诞生。随后,通用电气实验室的 R. Hall 于 1962 年发明了半导体激光器。1963 年,红外 CO<sub>2</sub> 激光器和以汞蒸气为工作物质的第一台离子激光器,相继来自贝尔实验室的 C. K. N. Pal 和光谱物理的 E. Bell 发明。1964 年, Ar<sup>+</sup> 离子激光器在世界上第一台激光器的诞生地——休斯研究实验室问世。1966 年 W. Silfvast 等人研制成功 He-Cd 金属蒸气激光器;IBM 研究实验室的

P. P. Sorokin 发明了染料激光器,这是第一台液体激光器,也是第一台波长可调谐激光器;同一年,W. Walter 及其合作者们发明了铜蒸气激光器。

1975年,第一台XeF准分子激光器由J. J. Ewing研制成功;同年,贝尔实验室的J. Ziel等人改进了GaAs量子阱激光器,使半导体激光的性能得到极大改善,应用领域随之迅速扩展。1976年,斯坦福大学的J. M. J. Madey等人演示了工作在红外波段的第一台自由电子激光器,这是一种具有很宽调谐范围的装置。1979年,J. C. Walling等人在紫翠宝石材料中获得700~820 nm的可调谐激光输出,而由P. F. Moulton于1982年发明的掺钛蓝宝石激光器,则将固体激光的调谐范围扩展到660~1180 nm,并得到脉宽只有 $10^{-15}$ s量级的超短脉冲。1985年,由劳伦斯·利物谋实验室的D. Matthews及众多合作者成功演示的软X射线激光器,获得波长为纳米量级的辐射。

目前,激光器种类极其繁多,性能差异很大。外形尺寸小的只有头发丝直径的1/10,大的则可与大型房屋相比,辐射波长从纳米量级到毫米量级,覆盖6个数量级,输出功率范围 $10^{-9} \sim 10^{12}$ W,单脉冲能量可达 $10^4$ J;工作状态从CW到 $10^{-15}$ s的超短脉冲。

各种各样的激光器在工业、农业、国防、科学技术、生物医疗等众多领域得到非常广泛的应用。工业上,激光用于精密检测和各种材料的加工,包括纳米材料的制取。在农、林、牧、副领域,激光用于土壤污染检测,农作物、果树及牲畜品种的改良。在生物医疗领域,激光被用于DNA的排序与研究,眼科及内、外科多种疾病的诊断和治疗。在高科技领域,激光用于超快(发生于 $10^{-12}$ s内)和超慢( $1 \mu\text{m/s}$ )现象研究,超高温( $10^6$ °C)和超低温( $10^{-6}$ K)的获得,触发和控制化学反应,核裂变材料的同位素分离及核聚变装置的“点火”等。

激光在信息领域的应用更是人们每天都能感受到的,从光通信到信息高速公路,以及包括三维全息摄影的信息高密度存取,这些令人振奋和为人乐道的领域,均离不开激光。

只要战争或战争的威胁尚存在,每当一项新技术出现,总会有人情不自禁地首先想到将其应用于武器系统与战争。激光,这一素有“死光”之称的光源自然更不例外,早已成功用于军事测距、目标指示与跟踪、激光雷达、激光制导等火控系统,而激光用作直接杀伤武器的研究也在迅速发展。20世纪末披露的一份国外权威报告预测,激光武器的发展将会改变今后30年内全球军事格局;并声称,到2025年及以后的时间里,在激光武器面前,敌人所拥有的一切“只是一堆废物”。这种论调的唯武器论味道略显过浓,但的确很难否认,谁能在这种以光速行进的武器方面独执牛耳,谁就可望在太空战场的各个方面占据一定的主导地位。

激光大家庭的成员与日俱增,激光技术的发展日新月异,激光在人类生活各个方面正在发挥着越来越重要的作用。

# 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;另一方面则是绝对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 5 章中专门讨论,而对前面几种,为简单起见且不失一般性,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

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。而光波的相干时间

$$\tau_c = \frac{1}{2\pi\Delta\nu} \quad (1.1)$$

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  $10^{14}\text{Hz}$  的量级,单模稳频气体激光器的  $\Delta\nu$  可达  $10^3\text{Hz}$  甚至更小。这就是说,后者的相干时间可达到前者的  $10^{11}$  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”的。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,这样做却使光的功率大大衰减。为简单计,假定原始光波的能量在

$\Delta\nu \sim 10^{14}$  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, 但实际上却没有多大意义。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

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

$$A_c = (\lambda/\Delta\theta)^2 \quad (1.2)$$

为光源的相干面积。

由式 (1.1), 光波的相干长度

$$L_c = c\tau_c = \frac{c}{2\pi\Delta\nu} \quad (1.3)$$

与式 (1.2) 相乘得到相干体积

$$V_c = A_c L_c = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\lambda}{\Delta\theta} \right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.4)$$

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。

现在回到式 (1.2) 来比较激光与普通光源的空间相干性。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毫弧度量级甚至更小。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, 也可使起发散角大大压缩。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”, 但存在的问题是, 这样做的结果将使光源发出的光只有  $\frac{1}{10^8}$  得到利用。

### 1.1.3 高亮度

截面为  $A$  的光源单色亮度可表示为

$$B_\nu = \frac{P}{A\Delta\nu\pi(\Delta\theta)^2} \quad (1.5)$$

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

从前两小节的讨论已知, 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  $P$  也会小到几乎难以被探测到的程度。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

本章 1.9.1 和 1.9.2 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,那么,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 激光产生的必要条件

本节首先介绍原子能级间的三种跃迁及其与辐射的相互作用,在此基础上导出光放大的条件,这也是产生激光的必要条件。

实际原子的能级结构往往非常复杂,然而,与产生激光直接相关的主要是两个能级,或两个态,因而,除有特别说明外,本章将以二能级原子作为研究对象。

### 1.2.1 二能级系统的三种跃迁

#### 一、自发跃迁

用  $u$  和  $l$  分别表示原子的较高能态和较低能态,相应的能量分别为  $E_u$  和  $E_l$ ,单位体积介质中处于  $u$ 、 $l$  态的粒子数密度(有时简称为粒子数)则用  $N_u$  和  $N_l$  表示。根据物理学的最小能量原理,处于上能级  $u$  的原子在无外界作用的条件下会以几率  $A_{ul}$  自发地向下能级  $l$  跃迁,并辐射  $1$  个频率为

$$\nu = \frac{E_u - E_l}{h} \quad (1.6)$$

的光子(如图 1.1(a)所示),这种过程称为自发辐射跃迁,而  $A_{ul}$  称为自发辐射跃迁几率,或自发跃迁 Einstein 系数,这是一个只与原子本身性质有关的参数。

自发跃迁引起  $N_u$  变化的速率与  $N_u$  成正比,比例系数即为  $A_{ul}$ ,即

$$\left( \frac{dN_u}{dt} \right)_{sp} = -A_{ul}N_u \quad (1.7)$$

其中,下标‘sp’表示自发辐射。

由式 (1.7) 容易解得  $t$  时刻  $N_u$  值为

$$N_u(t) = N_{u0} e^{-A_{ul}t} = N_{u0} e^{-\frac{t}{\tau_N}} \quad (1.8)$$

其中  $N_{u0}$  为  $N_u$  在  $t=0$  时刻的值, 而

$$\tau_N = \frac{1}{A_{ul}} \quad (1.9)$$

称为能级  $u$  的自发跃迁寿命。它表示由于自发跃迁的存在而导致原子在能级  $u$  上滞留时间的有限性。

如果与能级  $u$  发生跃迁的下能级不止 1 条, 能级  $u$  向其中第  $i$  条自发跃迁的几率为  $A_{ui}$ , 则式 (1.9) 由更一般的关系

$$\tau_N = \frac{1}{\sum_i A_{ui}} \quad (1.10)$$

代替。此外, 能级寿命还与原子碰撞等有关。一些常见激光器典型发射谱线上能级寿命如表 1.1 所示。

表 1.1 常见激光发射谱线上能级寿命

激光种类	He-Ne	Ar <sup>+</sup>	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	Nd:YAG	Nd:Glass	Ti Sapphire	Er fiber
$\lambda/\text{nm}$	632.8	488/514	10600	337	1064	1054~1062	660~1180	1530~1560
$\tau_u/\text{s}$	$1.7 \times 10^{-7}$	$1.0 \times 10^{-8}$	$4 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-8}$	$2.3 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-4}$	$3.8 \times 10^{-6}$	$1.1 \times 10^{-2}$

## 二、受激跃迁

当上述原子受到能量密度为  $\rho$ 、频率由式 (1.6) 给出的光场作用时, 将会有以下两种过程发生。

### (一) 受激吸收

处于能级  $l$  的原子吸收入射光子并以几率

$$W_{lu} = B_{lu}\rho \quad (1.11)$$

向能级  $u$  跃迁 [如图 1.1(b) 所示] 其中  $B_{lu}$  称为受激吸收跃迁 Einstein 系数。

受激吸收跃迁引起入射光子数  $n$  的减少及上能级原子数的增加, 变化速率与  $N_l$  成正比, 且可写为

$$\left( \frac{dN_u}{dt} \right)_{ab} = - \left( \frac{dn}{dt} \right)_{ab} = W_{lu} N_l \quad (1.12)$$

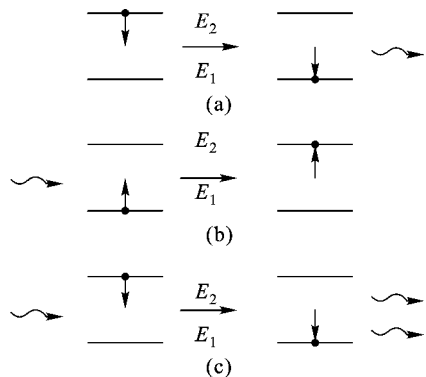


图 1.1 二能级间的三种跃迁过程  
a) 自发辐射 (b) 受激吸收 (c) 受激辐射

这里下标 'ab' 表示吸收过程。

## (二) 受激辐射

处于能级  $u$  的原子在光的激发下以几率

$$W_{ul} = B_{ul}\rho \quad (1.13)$$

向能级  $l$  跃迁, 并发射 1 个与入射光子全同的光子 [如图 1.1(c)所示], 其中,  $B_{ul}$  称为受激辐射 Einstein 系数。这一过程称为受激辐射, 是由 Einstein 于 1917 年首次提出的。受激辐射跃迁引起  $N_u$  的减少及  $n$  的增长, 变化速率为

$$\left(\frac{dN_u}{dt}\right)_{st} = -\left(\frac{dn}{dt}\right)_{st} = -W_{ul}N_u \quad (1.14)$$

其中, 下标 'st' 表示辐射过程。

由以上讨论不难看出, 自发辐射是在没有外界作用的条件下原子的自发行为, 因而, 不同原子辐射的场互不相关, 即是非相干的。而受激辐射则不同, 由于它是在入射辐射场的控制下发生的, 所以, 辐射场必然会与入射场有某种联系。Einstein 预言该过程后又过了整整 10 年, 杰出的英国物理学家、剑桥大学物理系教授 Dirac 首先发现受激辐射有一些与普通发光不同的特点。到 20 世纪 50 年代, 理论与实验都证明, 受激辐射与入射场具有相同的频率、相位和偏振态, 并沿相同方向传播, 因而具有很好的相干性。事实上, 正是受激辐射的这些特性, 决定了激光具有普通光发射无法比拟的特性。

当外来辐射作用于原子时, 受激吸收和受激辐射作为矛盾的两个方面, 总是同时存在并贯穿于过程始终。作用的结果是入射光被衰减还是得到放大, 完全取决于以上两种过程中哪一种占主导地位。如果受激吸收超过受激辐射, 则光的衰减大于增益, 即总的效果是光被衰减; 反之, 若受激辐射占据主导地位, 则光得以放大。下一小节将对此做稍详细的讨论, 而在此之前先导出 Einstein 三个辐射跃迁系数之间的关系。

## 三、Einstein 辐射系数之间的关系

以上关于辐射与原子相互作用的三个比例系数  $A_{ul}$ ,  $B_{lu}$  和  $B_{ul}$  均称为 Einstein 系数。它们是一些只取决于原子性质而与辐射场无关的量, 且三者之间存在一定联系。

当三种过程都存在时,  $N_u$  总变化率为

$$\frac{dN_u}{dt} = \left(\frac{dN_u}{dt}\right)_{sp} + \left(\frac{dN_u}{dt}\right)_{ab} + \left(\frac{dN_u}{dt}\right)_{st}$$

在热平衡条件下  $dN_u/dt = 0$ , 将式 (1.7) 式 (1.12) 及式 (1.14) 代入上式得到

$$N_u A_{ul} + N_u B_{ul}\rho = N_l B_{lu}\rho \quad (1.15)$$

设能级  $u$  与  $l$  的简并度分别为  $g_u$  和  $g_l$ , 则由 Boltzman 分布得

$$N_1 = \frac{g_1}{g_u} N_u e^{\frac{h\nu}{kT}} \quad (1.16)$$

其中  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$  为 Boltzman 常数, 而  $\frac{g_1}{g_u}$  对大多数跃迁在 0.5~2 之间

取值, 因而往往设  $\frac{g_1}{g_u} = 1$ 。在激光产生过程中, 最初的光信号来自工作物质热辐射, 辐射能量密度中频率为  $\nu$  的成分由 Planck 公式给出, 为

$$\rho = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1} \quad (1.17)$$

将式 (1.16) 和式 (1.17) 代入式 (1.15), 有

$$\frac{B_{ul}}{A_{ul}} \left( \frac{B_{lu}g_1}{B_{ul}g_u} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} = \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) \quad (1.18)$$

两边对  $T \rightarrow \infty$  取极限, 得

$$B_{lu}g_1 = B_{ul}g_u \quad (1.19a)$$

或

$$B_{lu} = \frac{g_u}{g_1} B_{ul} \quad (1.19b)$$

代回式 (1.18) 得出

$$A_{ul} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ul} \quad (1.20)$$

式 (1.19a) 和式 (1.20) 给出了 Einstein 三个辐射系数之间的关系。

## 1.2.2 激光产生的必要条件

由 1.2.1 的讨论可知, 当光通过一段工作物质时, 只有受激辐射超过受激吸收, 光才有可能被放大, 进而才有可能产生激光。本小节将稍详细地讨论这一问题。

考虑图 1.2 所示截面积为  $dA$  的工作物质中长度为  $dz$  的一段, 设有强度为  $I(z)$  的光从其一端射入, 受激过程将引起光强度变化, 行进  $dz$  后变为  $I(z + dz)$ 。由于自发辐射发生在  $4\pi$  立体角的所有方向上而对沿  $z$  轴定向传输的光束贡献甚小, 因此可以忽略不计。于是, 光强的增长可表示为由受激跃迁引起的光子数净增量与单个光子能量的乘积, 即

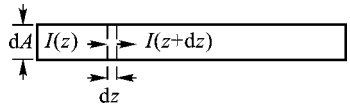


图 1.2 光通过工作物质传播

$$[I(z + dz) - I(z)]dA = (N_u B_{ul} - N_1 B_{lu}) \rho h\nu dA dz$$

注意到  $\rho = I/c$ , 于是有