

固体激光器及其应用

耿爱丛 著 ■



国防工业出版社
National Defense Industry Press

固体激光器及其应用

耿爱丛 著

国防工业出版社

·北京·

内 容 简 介

全固态激光器属于固体激光器之一,特指由半导体激光器泵浦的固体激光器。近年来,随着半导体激光技术的日臻完善和半导体激光器件性能的大幅改进,高功率全固态激光器获得了飞速发展,特别在输出功率和光束质量方面。针对传统激光器实现高平均功率、高光束质量激光面临的障碍之一热管理技术,还衍生出多种新型结构的激光器而且均取得了显著进展,使得目前全固态激光器领域呈现百花齐放的景象。全固态激光技术是目前我国在国际上为数不多的、从材料源头到激光系统集成拥有整体优势的高新技术领域之一,具备了在部分领域加速发展的良好基础。

本书是关于全固态激光器及其变频技术的专著。全书共分6章。前三章主要介绍国内外对于全固态激光及其变频技术的最新研究成果,对比了世界范围内的相关研究,标定了目前所达到的研究水平,并系统阐述了全固态激光器的起源、主要特点、发展背景、研究进展和发展前景,论述了全固态激光技术的基础理论以及频率变换技术。在本书的第四、五、六章中,作者结合自己的研究成果,分别介绍了高功率全固态基频红外激光器、倍频绿光激光器以及和频黄光激光器的研制过程,并总结了热管理技术、光束质量优化技术、非线性变频效率控制技术、高平均功率激光器技术等关键技术。

本书既有国内外的最新研究成果的介绍,又有相应的理论分析。因此,本书可供从事激光技术的研究人员阅读,也可为即将开展相关研究的人员提供参考。

图书在版编目(CIP)数据

固体激光器及其应用/耿爱丛著. —北京:国防工业出版社,2014.5
ISBN 978-7-118-09499-2

I. ①固… II. ①耿… III. ①固体激光器 IV. ①TN248.1

中国版本图书馆CIP数据核字(2014)第081344号

※

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路23号 邮政编码 100048)

北京京华虎彩印刷有限公司印刷

新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16 印张 12 字数 286千字

2014年5月第1版第1次印刷 印数 1—2000册 定价 68.00元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010) 88540777

发行邮购:(010) 88540776

发行传真:(010) 88540755

发行业务:(010) 88540717

前 言

激光的发明是 20 世纪最伟大的成就之一。从 1960 年休斯研究实验室的科学家梅曼发明世界上第一台激光器以来,激光技术的发展日新月异,并逐步渗透应用到科研、娱乐、医疗、工业和国防等众多领域。以激光高新技术为核心的相关产业已成为信息时代的重要驱动力量,并带动了整个高新技术产业链的发展。激光高新技术在国民经济建设、国防和科研领域发挥着不可替代的关键作用,是一项具有战略性、全局性和引领性的战略高新技术。

21 世纪知识经济占主导地位,大力发展高新技术是迎接知识经济时代到来的必然选择。目前全球业界公认的发展最快、应用日趋广泛、最重要的高新技术就是光电技术,它必将成为 21 世纪的支柱产业。而在光电技术中,其基础技术之一就是激光技术。2010 年,以光电信息技术为主导的信息产业已形成约 5 万亿美元的产业规模;因此,光电产业势必取代传统电子产业。光电技术将继续微电子技术之后再次推动人类科学技术的革命和进步。激光技术是光电技术及产业的基础,将取代和推动传统电子信息产业。21 世纪的激光技术与产业的发展将支撑并推进高速、宽带、海量的光通信以及网络通信,并将引发一场照明技术革命,小巧、可靠、寿命长、节能半导体(LED)发光器件将主导市场,品种繁多的光电子消费类产品以及新型的信息显示技术产品将推出并进入人们的日常生活中。激光产品已成为现代武器的“眼睛”和“神经”,光电子军事装备将改变 21 世纪战争的格局。

本书是关于固体激光器及其应用的专著,重点研究固体激光器种类之一,即半导体激光器泵浦的固体激光器,因其“全固态”的特点,故简称全固态激光器。全固态激光器(DPL)集半导体激光器(LD)和固体激光器的优势于一体,具有体积小、重量轻、效率高、光束质量好、可靠性高、寿命长、运转灵便(连续/重复率/长/短脉冲)等一系列优点,已成为固体激光发展中最具前景的方向之一。而且,它通过变频获得宽波段输出(红外、可见、紫外甚至深紫外激光)、便于模块化和电激励等应用优势,已经广泛应用于科研、医疗、工业加工、军事等领域,成为新一代性能卓越的绿色、节能光源,因此市场需求十分巨大。以全固态激光器件与材料研究为先导,面向激光先进制造技术、激光显示技术和激光医疗的需求,开拓全固态激光器及其应用技术的产业应用,促进材料与器件研究优势延伸到激光器应用优势和产业优势,已经在我国造就了一个高水平的全固态激光器产业及其应用产业链。

本书前三章主要介绍国内外对于全固态激光及其变频技术的最新研究成果,对比了世界范围内的相关研究,标定了目前所达到的研究水平,并系统阐述了全固态激光

器的起源、主要特点、发展背景、研究进展和发展前景，论述了全固态激光技术的基础理论以及频率变换技术。在本书的第四、五、六章中，作者结合自己的研究成果，分别介绍了高功率全固态基频红外激光器、倍频绿光激光器以及和频黄光激光器的研制过程，并总结了热管理技术、光束质量优化技术、非线性变频效率控制技术、高平均功率激光器技术等关键技术。因此，本书对于即将开展相关研究的科研工作者是一份有益的参考。

由于作者水平有限，书中难免存在不当和错误，敬请广大读者批评指正。

本专著为北京工商大学学术专著出版资助项目，特此感谢。

目 录

第一章 激光与激光器	1
1.1 激光产生的机理	2
1.1.1 跃迁和辐射	2
1.1.2 激光器的基本构成	4
1.1.3 激活粒子的能级系统	5
1.1.4 速率方程	6
1.2 激光的特性	7
1.2.1 单色性	8
1.2.2 方向性	8
1.2.3 高亮度	9
1.2.4 相干性	9
1.3 激光器的类型	10
第二章 全固态激光导论	13
2.1 全固态激光器的起源和发展背景	13
2.2 全固态激光器的主要特点	18
2.2.1 概述	18
2.2.2 全固态激光器的分类	18
2.2.3 全固态激光器的特点	31
2.2.4 全固态激光器的应用	32
2.3 全固态激光器及其变频技术的研究进展	33
2.3.1 国际动态	33
2.3.2 国内动态	43
2.4 目前存在的问题和发展方向	49
2.4.1 全固态激光器的主要技术问题	49
2.4.2 全固态激光器的发展方向及分析	51
第三章 全固态激光技术	56
3.1 全固态激光技术基础理论	56
3.1.1 增益介质	56
3.1.2 泵浦系统	73
3.1.3 激光腔结构	76
3.1.4 激光调制技术	78

3.1.5	激光锁模技术	87
3.1.6	激光稳频技术	88
3.2	全固态激光变频技术理论	88
3.2.1	倍频技术	90
3.2.2	光学混频技术	93
3.2.3	光学参量放大技术	94
3.2.4	光学参量振荡技术	94
3.2.5	几种典型的非线性光学晶体	95
第四章	高功率全固态基频激光技术研究	100
4.1	高功率全固态激光器光束质量控制技术研究	100
4.1.1	光束质量的评定标准和制约因素	100
4.1.2	热效应基本理论	102
4.1.3	热透镜焦距的测量和热近非稳谐振腔的设计	104
4.1.4	热致双折射效应的补偿	107
4.2	高功率连续波基频全固态激光器实验研究	108
4.3	高功率准连续基频全固态激光器实验研究	110
	本章小结	113
第五章	高功率全固态倍频激光技术研究	114
5.1	高功率全固态 532nm 激光器研究进展及其应用	114
5.1.1	全固态绿光激光器发展背景	114
5.1.2	全固态绿光激光器的研究现状	115
5.1.3	全固态绿光激光器的应用	122
5.2	高功率全固态激光器倍频基本理论	124
5.2.1	倍频过程的数理模型	124
5.2.2	腔外倍频理论分析	125
5.2.3	腔内倍频理论分析	127
5.3	腔外倍频 DPL 实验研究	128
5.3.1	振荡器腔外倍频实验研究	128
5.3.2	MOPA 系统腔外倍频实验研究	131
5.4	腔内倍频 DPL 的实验研究	132
5.4.1	Z-型腔腔内倍频实验研究	132
5.4.2	L-型腔腔内倍频实验研究	135
5.5	百瓦级绿光 DPL 样机的研制和应用	138
	本章小结	141
第六章	高功率全固态和频激光技术研究	142
6.1	高功率全固态 589nm 激光器研究进展及其应用	142
6.1.1	直接发射黄光激光的固体材料	142

6.1.2	红外波长直接倍频的黄光激光器	142
6.1.3	受激拉曼散射 (SRS) 效应产生的黄光激光	143
6.1.4	双波长和频产生黄光激光	143
6.2	全固态激光器和频过程理论分析	147
6.2.1	Nd:YAG 激光器和频产生黄光的原理	148
6.2.2	非线性和频晶体特性比较	149
6.3	腔内和频全固态激光器实验研究	149
6.3.1	V-型腔腔内和频实验研究	150
6.3.2	L-型腔腔内和频实验研究	154
6.4	589nm 激光检波装置研制与实验应用	160
	本章小结	162
	参考文献	163

第一章 激光与激光器

激光 (Laser), 原意是受激辐射放大所产生的光, 是英文 Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation 的缩写。激光科学从孕育到初创和发展, 凝聚了众多科学家的创造智慧, 其中美国物理学家汤斯 (Charles Hard Townes) 和肖洛 (Arthur L. Schawlow) 所做的开创性工作尤为突出。他们在量子电子学领域中进行的基础研究, 推动了微波激射器和激光器的发明。

推动激光发明的理论基础可以追溯到 1916 年爱因斯坦 (Albert Einstein) 提出的光子受激辐射的概念, 但是, 当时科学技术和生产发展还没有提出对激光的实际需要。直到 20 世纪 50 年代初, 电子学、微波技术的应用迫切需要强相干光源, 才促使人们开始向激光进军。1951 年, 汤斯提出了微波激射器 (Microwav Amplification by Stimulated Emission of Radiation, MASER) 的概念。经过几年的努力, 1954 年, 美国贝尔实验室的汤斯^[1]和苏联的普罗霍罗夫 (Aleksandr Mikhailovich Prokhorov)、巴索夫 (Nicolay Gennadiyevich Basov)^[2]分别使氨分子束实现了粒子数反转, 从而观察到微波的受激发射, 这为以后激光器的诞生奠定了基础。当时, 汤斯希望微波激射器能产生波长为 0.5mm 的微波, 遗憾的是, 激射器输出波长却为 1.25cm 的微波。微波激射器问世以后, 科学家希望能制造输出更短波长的激射器。汤斯认为可将微波推到红外区附近, 甚至到可见光波段。

1956 年, 布隆伯根 (Nicolaas Bloembergen) 提出利用光泵浦三能级原子系统实现粒子束反转分布的新构思^[3]。

1958 年, 贝尔实验室的科学家肖洛与汤斯合作提出了利用法布里—珀罗干涉仪作为腔体实现光的受激发射的激光器的设想, 发表了在可见光频段工作的激射器的设计方案和理论计算, 首次描述了以光学频率产生激光作用的条件, 提出了利用尺度远大于波长的开放式光谐振腔实现激光器的新思路, 为激光器的发明奠定了基础^[4]。同年, 苏联莫斯科的普罗霍洛夫 (A. M. Prokhorov) 和巴索夫 (A. M. Prokhorov) 几乎同时在量子电子学的基础研究中, 根据微波激射器和激光器原理研制了振荡器和放大器。这又将激光研究推上了一个新阶段。以上工作导致了激光器的发明。

世界上第一台激光器是美国人梅曼 (T. H. Maiman) (图 1-1) 于 1960 年 5 月 15 日在加州休斯实验室制成的红宝石激光器^[5], 它是三能级系统, 用红宝石晶体做发光材料, 用发光度很高的脉冲氙灯做激发光源, 获得了人类有史以来的第一束激光, 波长为 694.3nm, 实现了汤斯和肖洛

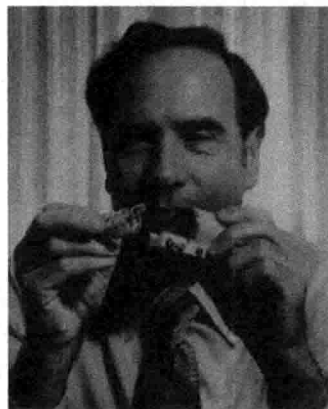


图 1-1 梅曼 (T. H. Maiman)

在 1958 年的预言。

1965 年，第一台可产生大功率激光的器件——二氧化碳激光器诞生。1967 年，第一台 X 射线激光器研制成功。几十年间，人们制造了输出各种不同波长的激光器，从中红外到深紫外，甚至是可调谐激光器。大功率激光器的研制成功，又开拓了新的领域。现在，激光应用已经遍及光学、医学、原子能、天文、地理、海洋、军事等领域，它标志着新技术革命的发展。

在我国，1961 年 9 月，中国科学院长春光学精密机械研究所研制成功国内第一台激光器。此后，在激光器的研制、激光技术的应用以及激光理论方面都取得了巨大进展，并带动了一些新型学科的发展，如全息光学、傅里叶光学、非线性光学、光化学等，激光还与当今的重点产业——信息产业密切相关。

1.1 激光产生的机理

1900 年，普朗克用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射规律；1913 年，玻耳提出了原子中的电子运动状态的量子化假设并解释了氢原子光谱规律。在此基础上，爱因斯坦提出了光子概念，他从量子论的观点出发提出，在辐射与物质相互作用的过程中包含以下三个过程：粒子的自发辐射跃迁，受激辐射跃迁和受激吸收跃迁^[6]。1916 年，爱因斯坦在《关于辐射的量子力学》一文预言了原子受激辐射发光的可能性，即存在激光的可能性^[7]。40 年后，受激辐射概念在激光技术中得到了应用。

1.1.1 跃迁和辐射

1) 受激吸收和自发辐射

普通常见光源的发光（如电灯、火焰、太阳等发光）是由于物质在受到外来能量（如光能、电能、热能等）作用时，原子中的电子吸收外来能量而从低能级跃迁到高能级，即原子被激发。激发的过程是一个“受激吸收”过程。如图 1-2 所示，处在高能级（ E_2 ）的电子寿命很短（一般为 $10^{-8} \sim 10^{-9} \text{s}$ ），在没有外界作用下会自发地向低能级（ E_1 ）跃迁，跃迁时将产生光（电磁波）辐射。辐射光子能量为

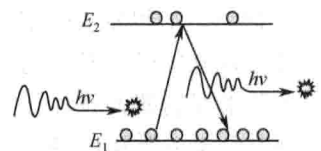


图 1-2 受激吸收和自发辐射

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1-1)$$

这种辐射称为自发辐射。

原子的自发辐射过程完全是一种随机过程，各发光原子的发光过程各自独立，互不关联，即所辐射的光在发射方向上是无规则地射向四面八方，另外初始位相、偏振状态也各不相同。由于激发能级有一个宽度，所以发射光的频率也不是单一的，有一定的宽度。

在通常热平衡条件下，处于高能级 E_2 上的原子数密度 N_2 ，远比处于低能级的原子数密度 N_1 低。这是因为处于能级 E 的原子数密度 N 的大小是随能级 E 的增加而指数减小，即 $N \propto \exp(-E/kT)$ 。这是著名的玻耳兹曼分布规律。于是，当大量近似的原子在温度 T 处于热平衡状态时，任何两个能级 E_1 和 E_2 的相关粒子数满足

$$\frac{N_2}{N_1} \propto \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (1-2)$$

式中, N_1 和 N_2 分别为处于能级 E_1 和 E_2 的原子数; k 为玻耳兹曼常量。因为 $E_2 > E_1$, 所以 N_2/N_1 总小于 1。在绝对零度时, 玻耳兹曼统计认为所有的原子都处于基态。例如, 已知氢原子基态能量为 $E_1 = -13.6\text{eV}$, 第一激发态能量为 $E_2 = -3.4\text{eV}$, 在 20°C 时, $kT \approx 0.025\text{eV}$, 则

$$\frac{N_2}{N_1} \propto \exp(-400) \approx 0 \quad (1-3)$$

可见, 即使在 20°C 时, 全部氢原子几乎都处于基态, 要使原子发光, 外界必须提供能量使原子到达激发态, 所以普通广义的发光是包含了受激吸收和自发辐射两个过程。一般说来, 这种光源所辐射的光能量较弱, 加上向四面八方发射, 会使能量更加分散。

2) 受激辐射和光的放大

由量子理论可知, 一个能级对应电子的一个能量状态, 电子能量由主量子数 n ($n=1,2,\dots$) 决定。在描写原子中电子运动状态时, 除能量外, 还有轨道角动量 L 和自旋角动量 S , 它们都是量子化的, 由相应的量子数来描述。

量子理论告诉我们, 对应同一主量子数 n , 角动量子数 l 有 n 种取值, 这种现象称为简并。当电子从高能级向低能级 (两个能级对应两主量子数 n) 跃迁时, 只能发生在角动量子数 l 相差 ± 1 的两个状态之间, 这就是一种选择规则。如果选择规则不满足, 则跃迁的几率很小, 甚至接近零。在原子中可能存在这样一些能级, 一旦电子被激发到这种能级上时, 由于不满足跃迁的选择规则, 可使它在这种能级上的寿命很长, 不易发生自发辐射跃迁到低能级上。这种能级称为亚稳态能级。但是, 在外来光的诱发和刺激下可以使其迅速跃迁到低能级, 并放出光子。这种过程是被“激”出来的, 故称受激辐射。

受激辐射的概念是爱因斯坦于 1917 年在推导普朗克的黑体辐射公式时, 第一个提出来的。他从理论上预言了原子发生受激辐射的可能性。如图 1-3 所示, 受激辐射的过程大致如下: 原子开始处于高能级 E_2 , 当一个外来光子所带的能量 $h\nu$ 正好为某一对能级之差 $E_2 - E_1$, 则这原子可以在此外来光子的诱发下从高能级 E_2 向低能级 E_1 跃迁。这种受激辐射的光子有显著特点, 就是原子可发出与诱发光子全同的光子, 不仅频率 (能量) 相同, 而且发射方向、偏振方向以及光波的相位都完全一样。于是, 入射一个光子, 就会出射两个完全相同的光子, 这两个光子又可以去诱发其他发光粒子, 产生更多状态相同的光子。当存在谐振腔时时, 受激辐射所产生的光子在增益介质中继续诱发受激辐射, 使得受激辐射光不断增强, 这种现象称为受激辐射光放大, 这种在受激过程中产生并被放大的光就是激光。综上所述, 受激辐射是产生激光的基础。

3) 粒子数反转

一个诱发光子不仅能引起受激辐射, 而且能引起受激吸收。前者使得光子数增加, 后者使得光子数减少。当一束光通过发光介质后, 光强究竟是增强还是减弱, 要看这两种跃迁过程哪个占优势。如前所述, 在热平衡条件下, 各能级上的粒子数分布服从玻耳兹曼分布, 如图 1-4 所示, $E_2 > E_1$, 在热平衡状态上, 上能级的粒子数比下能级少很多, 即 $N_2 \ll N_1$, 原子几乎都处于最低能级 (基态)。光通过这种介质时, 光的吸收总是大于光的受激辐射。因此, 通常情况下, 物质只吸收光子, 只有当处在高能级的原子数目比处在低能级的原子数目还多时, 受激辐射跃迁才能超过受激吸收跃迁。由此可知, 为使光源发射激光而不是

发出普通光的关键是，介质中原子处在高能级的数目大于处在低能级上的数目，即 $N_2 > N_1$ ，这种情况称为粒子数反转。因此，如何从技术上实现粒子数反转则是产生激光的必要条件。

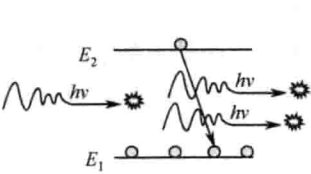


图 1-3 受激吸收和受激辐射

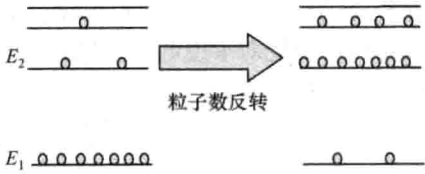


图 1-4 粒子数反转

为了形成粒子数反转，需要对增益介质输入能量，这一过程称为泵浦（也称为激励或者抽运）。粒子数反转形成的过程不但要借助于光子能量较高的光源进行泵浦，而且要求参与激光工作的能级超过两个，必须通过泵浦将粒子激发到高于激光工作上能级的某个能级。换言之，激光光子的波长比泵浦光子的波长更长。激光的特点实际上也是展示不同阈值的过程，当在阈值功率以下进行泵浦时，输出的是非相干的自发辐射；当高于阈值功率进行泵浦时，则产生频谱较窄的激光输出。

1.1.2 激光器的基本构成

激光产生的条件可归纳为形成粒子数反转、提供光反馈、满足激光振荡的阈值条件。因而，激光器的组成通常由工作介质、谐振腔和激励系统三部分组成，如图 1-5 所示。

1) 工作介质

是激光器的核心，只有能够实现能级跃迁的物质才能作为激光器的工作介质。在外来能量的激发下，激光工作介质中上能级 E_2 和下能级 E_1 之间形成粒子数反转分布，即 $N_2 > N_1$ ，这样的工作介质称为激活介质。目前，激光工作介质已有数千种，激光波长已由 X 光远至红外光。例如氦氖激光器中，通过氦原子的协助，使氖原子的两个能级实现粒子数反转。

2) 谐振腔

是激光器的重要部件，其作用一是延长工作介质的长度，使工作介质的受激辐射连续进行，从而不断给光子加速；二是限制激光输出的方向；三是选定激光输出波长。最简单的光学谐振腔是由放置在激光器两端的两个相互平行的反射镜组成。当工作介质中的原子在实现了粒子数反转的两能级间发生跃迁时，辐射出的光子方向是任意的，只有平行于激光器轴线的光才能在激活介质内往复反射，这些光子将在两反射镜之间往复反射，于是不断地引起受激辐射，很快就产生出相当强的激光。而在其他方向的光很快逸出谐振腔。这两个互相平行的反射镜，一个为全反射镜（对于某个或某些特定波长的反射率接近 100%），另一个为部分反射镜，对于特定波长的反射率通常为 70%~98%，当特定波长的光子在谐振腔内获得的增益大于其在腔内获得的损耗时，该波长的激光就从部分反射镜射出，从而产生激光。

3) 激励系统

或称泵浦源，其作用是为工作介质提供能量，即将原子由低能级激发到高能级所需要的能量。通常激励能源可以为光能源、热能源、电能源、化学能源等。通过强光照射

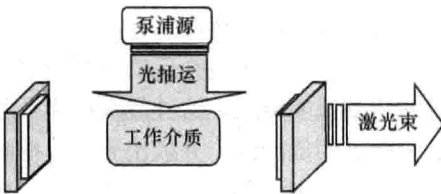


图 1-5 激光器的基本结构

工作介质而实现粒子数反转的方法称为光泵浦法。

例如钇铝石榴石激光器，就是利用大功率的闪光灯或二极管激光器照射钇铝石榴石实现粒子数反转的，从而构成产生激光的条件。大家熟悉的 He-Ne 激光器，工作介质为氦气，激励方式为直流气体放电，当电子经电场加速后，与 He 原子碰撞。处于激发态的 He 原子与 Ne 原子碰撞，把能量传递给 Ne 原子，从而使 Ne 原子在亚稳态 ($3s$ 、 $2s$) 和激发态 ($3p$ 、 $2p$) 之间形成粒子数反转分布。

1.1.3 激活粒子的能级系统

为了实现粒子数反转必须有相应的能级系统使得粒子激活，在激活粒子的能级系统中，必须包括激光的上能级和激光的下能级，以及其他一些与激光产生相关的能级。在实际中，原子的多能级结构往往是很复杂的，而且跃迁特性也不同，为使问题简化，在物理模型的建立过程中，考虑到实际激光晶体的特点及其主要的跃迁过程，最终归纳出两种具有代表性的介质模型，即三能级系统和四能级系统模型。

1) 三能级系统

如图 1-6 所示为三能级系统的示意图，它可以解释红宝石等光泵浦的三能级激光器工作原理。在三能级系统中，激光下能级为基态或是靠近基态的能级。 E_1 为基态，作为激光的下能级。最初，工作介质内所有的原子都处于最低能级 E_1 ，当工作介质在某些频率的辐射激励下， E_1 能级的粒子吸收辐射跃迁至宽带能级 E_3 。这一过程称为泵浦源使原子从基态跃迁至泵浦带。通常泵浦带 (E_3 能级) 由很多能带组成，因此，光泵浦能够在较大的光谱范围内完成。 E_3 能级的寿命非常短，粒子很快便从 E_3 能级跃迁至介于 E_1 和 E_3 中间的很窄的 E_2 能级。在此跃迁过程中不发射光子，而是将损失的能量转移至晶格，这种跃迁称为无辐射跃迁。快速的无辐射跃迁将绝大多数受激原子转移至窄能级 E_2 。 E_2 能级的寿命要大于 E_3 能级的寿命，故称为亚稳态，将其作为激光上能级。经过泵浦后， E_2 能级和 E_1 能级之间很容易形成粒子数反转，当电子从 E_2 能级返回基态 E_1 能级时发射出一个光子，就产生了受激辐射。如果泵浦强度小于激光阈值， E_2 能级的原子就会以自发辐射的方式返回到基态 E_1 。

在一些三能级系统中，基态 E_1 并不作为激光下能级，而是以 E_2 能级和 E_3 能级作为激光的下能级和上能级，在热平衡条件下， E_2 能级基本是空的，没有粒子数存在。只要将少数的粒子泵浦到 E_3 能级，就可以实现粒子数反转，粒子通过受激辐射可以到达 E_2 能级， E_2 能级上的粒子很快以非辐射跃迁的方式回到基态 E_1 。

2) 四能级系统

如图 1-7 所示为四能级系统的示意图，玻璃或晶体基质材料中的稀土离子大多具有这种能级结构。在四能级系统中，激光下能级和基态能级之间仍然存在一个无辐射跃迁。粒子从基态 (现为 E_0) 提升到高于激光上能级 E_2 的一个或多个泵浦带 E_3 ，粒子快速通过无辐射跃迁到达激光上能级 E_2 。因此，泵浦带 E_3 上的粒子很快跃迁到寿命比较长的亚稳态 E_2 ，在亚稳态 E_2 上积累， E_2 的寿命比较长，作为激光的上能级。 E_1 能级的寿命非常短，在热平衡条件下， E_1 能级基本是空的，作为激光的下能级。这样，很容易造成亚稳态 E_2 上的粒子数多于激光下能级 E_1 上的粒子数，即粒子数反转。 E_2 上的粒子以辐射光子的形式放出能量回到激光的下能级 E_1 。这种自发辐射的光子被谐振腔反馈回增益介质中诱发受激辐射，产生的光子与诱发过程的光子性质完全相同。当光子在谐振腔内获得的增益大于其在腔内获得的损耗时，就会产生激光。

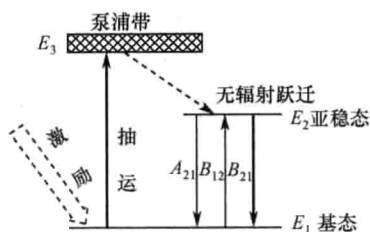


图 1-6 三能级系统

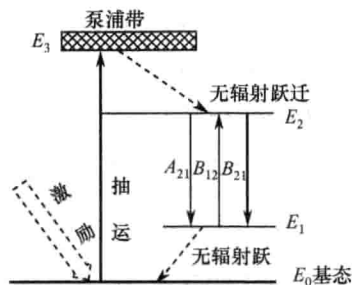


图 1-7 四能级系统

在一些四能级系统中， E_0 作为基态，而 E_2 能级和 E_3 能级作为激光的下能级和上能级， E_1 能级作为 E_2 能级和 E_0 能级之间的一个中间能级。 E_2 能级的寿命非常短，通过受激辐射跃迁从 E_3 能级达到 E_2 能级的粒子很快以非辐射跃迁的方式到达 E_1 能级，并很快再以非辐射跃迁的方式回到基态。在这种结构中，也很容易实现粒子数反转。

四能级系统与三能级系统实现粒子数反转的途径基本相同。不同的是，在四能级系统中，激光下能级 E_1 不是基态，在热平衡状态下 E_1 上的粒子数很少，基本是空的，很容易实现 E_2 与 E_1 两个能级之间的粒子数反转。而三能级系统中，下能级 E_1 是基态，通常情况下，粒子几乎全部处于基态，必须将一半以上的粒子激发到高能级时才能实现粒子数反转，这就需要较高的抽运功率。所以，三能级系统的激光阈值远高于四能级系统。

1.1.4 速率方程

激光的理论是在量子电动力学基础上建立的，可以描述激光的全部特性，但是这一描述非常复杂。人们在讨论激光理论时常采用一些近似的理论来讨论相关问题，例如通过一组联立的速率方程可以精确描述激光的动态特性。一般说来，虽然速率方程无法获得光谱、温度和空间分布等激光发射的某些特性，但却有助于预计激光输出的总体性能，如平均功率、峰值功率、Q 脉冲包络形状、阈值条件等，并且这些参数可以分别求出。

速率方程理论是把电磁场看成量子化的光子，把物质体系看成具有量子化能级的粒子体系，从而对泵浦光与激光介质之间的相互作用进行近似描述，这使该理论具有非常简单的形式。速率方程理论建立在自发辐射、受激辐射和受激吸收概率与爱因斯坦系数之间关系的基础上，根据具体的能级系统列出一系列相关能级上的粒子数随时间变化的微分方程。这些微分方程组称为粒子反转的速率方程组。

目前，常见的激光工作介质如 Nd:YLF、Nd:YVO₄、Nd:YAG 等，其辐射机理都是典型的四能级过程。四能级系统中产生激光的下能级不是基态能级，而是激发态能级，在常温下激光的下能级基本是空的。因此，四能级系统所需要的泵浦能量要比三能级系统小得多，产生激光也比三能级系统容易得多、效率也高，对四能级系统的研究更具有意义，因此本节只讨论四能级系统的速率方程。

四能级系统是指与激光发射相关的粒子能级主要归结为 4 个：泵浦能级 E_3 、激光上能级 E_2 、激光下能级 E_1 和基态能级 E_0 ，如图 1-8 所示。对泵浦能级的要求是要有较宽的吸收带，以便更好吸收泵浦能量，并且要有大的非辐射跃迁概率，这样才能成为激光上能级理想的粒子中转站。另外，

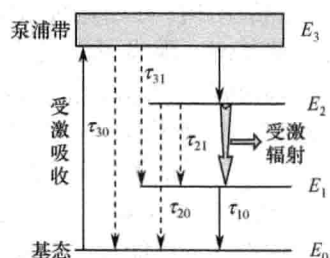


图 1-8 四能级系统能级结构简图

激光上能级的寿命越长越好，而激光下能级的寿命越短越好，这样才容易实现粒子数反转。

假设从泵浦带到激光的上能级跃迁速率非常快，以至于可以忽略泵浦带的粒子数，即 $N_3 \approx 0$ ，这种假设下激光上下能级粒子数随时间的变化量关系，即四能级速率方程就可以简化，即^[8]

$$\frac{dn_2}{dt} = W_p n_0 - \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \sigma \phi c - \frac{n_2}{\tau_{21} + \tau_{20}} \quad (1-4)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \sigma \phi c + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_{10}} \quad (1-5)$$

$$n_{tot} = n_1 + n_2 + n_0 \quad (1-6)$$

式中， n_0 、 n_1 、 n_2 和 n_{tot} 分别表示基态能级 E_0 、激光下能级 E_1 、激光上能级 E_2 上的粒子数密度和所有能级上的粒子数密度之和； W_p 表示泵浦跃迁速率； g_1 和 g_2 分别表示激光下能级 E_1 和激光上能级 E_2 的简并度； σ 和 ϕ 分别表示受激辐射截面和光子密度； τ_{ij} 表示能级 E_i 向能级 E_j 跃迁的弛豫时间。

用 Δn 表示反转粒子数密度，则

$$\Delta n = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \quad (1-7)$$

从四能级速率方程可以看出，在四能级系统中，激光上能级 E_2 上的粒子数由于泵浦而增多，又由于向激光下能级 E_1 和基态能级 E_0 的受激辐射和自发辐射而减小。激光下能级 E_1 上的粒子数由于受激辐射和自发辐射而增多，又由于向基态能级 E_0 的无辐射跃迁而减少。在理想的四能级系统中，激光下能级以无限快的速度向基态能级消耗，如果有 $\tau_{10} \approx 0$ ，则根据式 (1-5) 得 $n_1 \approx 0$ 。此时，所有的粒子都分布在基态能级和激光的上能级上。系统似乎正被一个大的泵浦源泵浦，而与激光下能级无关。

又由于 $n_2 \ll n_0$ ，所以

$$n_{tot} = n_2 + n_0 \approx n_0 \quad (1-8)$$

考虑到并非所有泵浦到 E_3 能级的原子最终都会终止于激光上能级 E_2 ，因而，激光上能级 E_2 粒子数密度变化量表示式为

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2 \sigma \phi c - \frac{n_2}{\tau_f} + W_p (n_0 - n_2) \quad (1-9)$$

式中， τ_f 表示激光上能级的荧光衰减寿命，即

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}} \quad (1-10)$$

1.2 激光的特性

由于激光产生的机理与普通光源的发光不同，这就使激光具有不同于普通光的一系列性质。激光是入射光子经受激辐射过程被放大，激光束与普通光相比最突出的特性是它具有高度的方向性、单色性、相干性和高亮度。而这 4 个特性本质上可归结为一个特

性，即激光具有很高的光子简并度，也就是说，激光可以在很大的相干体积内具有很高的相干光强。

1.2.1 单色性

单色性是指光强按频率（波长）的分布情况。由于激光本身是一种受激辐射，再加上谐振腔的选模和限制频率宽度的作用，因而发出的是单一频率的光。但是，激发态总是有一定的能级宽度，加之温度、振动、泵浦电源的波动等因素的影响，造成谐振腔长的变化和谱线频率的改变，光谱线总有一定的宽度。所以，激光单色性的好坏可以用频谱分布的宽度（线宽）来描述。

谱线宽度：通常把亮度为最大亮度一半的两个频率（或波长）间的宽度定义为这条光谱线的宽度，简称线宽。如图 1-9 所示， ν_0 为谱线的中心频率， $\Delta\nu$ 为谱线宽度。光的颜色取决于光的频率（波长），谱线越窄，则说明光源的单色性越好。

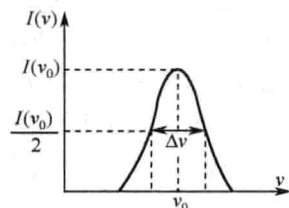


图 1-9 激光谱线宽度示意图

激光的单色性远远好于普通光源，即激光的谱线宽度远小于普通光源的线宽，例如可见光部分有 7 种颜色，每种颜色的谱线宽度 $\Delta\lambda$ 为 40~50nm，而氦氖激光器输出的红色激光谱线宽度可达 10^{-9}nm (10^3Hz)，比普通光源中单色性最好的氪灯 ($\Delta\lambda = 4.7 \times 10^{-4}\text{nm}$) 单色性还要好 10^5 倍^[9]。激光单色性好，体现了激光能量在频域上的高度集中。一般来说，单模稳频气体激光器的单色性最好。固体激光器的单色性较差，主要因为工作介质的增益曲线很宽，很难在单模下工作。半导体激光器的单色性最差。

由于能量集中在很窄的频率范围，激光的谱线分辨率高，因而，可用于研究原子、分子、晶体等物质的能级和光谱的精细结构，超精细结构等。

1.2.2 方向性

激光不像普通光源那样向四面八方传播，而是几乎在一条直线上传播，即激光的方向性好。激光之所以具有方向性好的特点，是由于激光器受激辐射的机理和光学谐振腔对激光光束的方向限制所决定。因为激光要在谐振腔内来回反射，若光线偏离轴线，则多次反射后终将逸出腔外，因此从部分反射镜透射出的激光方向性好。

激光束的方向性通常用光束发散角来衡量。由于激光所能达到的最小光束发散角还要受到衍射效应的限制，因而激光发散角不能小于激光通过输出孔径的衍射角 θ_m ， θ_m 称为衍射极限^[10]。设光腔的输出孔径为 D ，激光波长为 λ ，则

$$\theta_m \approx \frac{\lambda}{D} \quad (1-11)$$

式中， θ_m 的单位一般以弧度或毫弧度 (rad 或 mrad) 表示。由此可得激光束的立体发散角为

$$\Omega_m = \theta_m^2 \approx \left(\frac{\lambda}{D}\right)^2 \quad (1-12)$$

式中， Ω_m 为立体发散角，单位是球面度 (sr)。

不同类型激光器的方向性差别很大，它与工作介质类型和均匀性、光腔类型、腔长、激励方式以及激光器的工作状态等都有关系。

方向性好表示光能集中在很小的空间传播，能在远距离获得强度很大的光束，良好的方向性使激光的传播距离最远，可以应用于测距、通信、定位方面。

1.2.3 高亮度

光源的单色亮度是表征光源定向发光能力强弱的一个重要参数，其定义为单位截面、单位频带宽度和单位立体角内发射的功率：

$$B_v = \frac{\Delta P}{\Delta S \Delta \Omega \Delta \nu} \quad (1-13)$$

式中， B_v 的单位为瓦/（厘米²·球面度·赫兹）（W/（cm²·sr·Hz））； ΔP 为光源在面积 ΔS 的发光表面上、 $\Delta \Omega$ 立体角范围内和频带宽度 $\Delta \nu$ 内发出的功率。

对于激光器而言， ΔP 相当于输出激光功率， ΔS 为激光束截面积， $\Delta \Omega$ 为光束立体发散角， $\Delta \nu$ 为激光的谱线宽度。由于激光具有极好的方向性、单色性，因此其单色亮度很高。

一般光源发光是在空间的各个方向以及极其宽广的光谱范围内辐射，而激光的辐射范围在 1×10^{-3} rad（0.06°）左右，因此即使普通光源与激光光源的辐射功率相同，激光的亮度也是普通光源的上百万倍。例如太阳光在波长为500nm附近的亮度 $B_v \approx 2.6 \times 10^{-12}$ W/（cm²·sr·Hz），一台高功率调Q激光器的亮度 $B_v \approx 10^4 \sim 10^7$ W/（cm²·sr·Hz），其亮度比太阳表面高出 $10^{16} \sim 10^{19}$ 倍^[1]。

激光的高亮度在激光切割、精密加工、医学手术、军事上有重要应用。目前，人们正研究用高亮度的激光引发热核反应。

1.2.4 相干性

光的相干性是指在不同时刻、不同空间点上两个光波长的相关程度。相干性又可分为空间（横向）相干性和时间（纵向）相干性。空间相干性用以描述垂直于光束传播方向上各点之间的相位关系，光束的空间相干性和它的方向性是紧密联系的；而时间相干性则用来描述沿光束传播方向上各点的相位关系，光束的时间相干性 τ_c 和它的单色性 $\Delta \nu$ 存在紧密的联系

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta \nu} \quad (1-14)$$

即单色性越高，相干时间越长。有时还用相干长度 L_c 来表示相干时间，则有

$$L_c = \tau_c \cdot c = \frac{c}{\Delta \nu} \quad (1-15)$$

式中， c 为光速，因此 L_c 表示在相干时间 τ_c 内传播的最大光程，其物理意义是，在小于和等于此值的空间延时范围内，被延时的光波和后续光波应当完全相干。

利用激光的高相干性（或高单色性），不仅极大地提高了各种光学干涉测量方法的精度和量限，而且提供了以激光为标准的新的长度、时间和频率标准的稳定性。激光的高相干性在测量长度、干涉以及全息术等方面有重要应用。