



LASER
TECHNOLOGY
FOR MILITARY

军事激光技术

毕燕 张廷华 韩意 编著



国防工业出版社

National Defense Industry Press

军事激光技术

孙华燕 张廷华 韩意 编著



国防工业出版社

·北京·

内 容 简 介

激光技术在军事上具有非常重要和独特的作用。本书主要讲述军事激光技术的基本原理、关键技术和在军事领域中的应用,介绍了国内外军事激光技术、激光武器装备的最新发展状况。主要内容有:激光的产生;常用军用激光器;激光的发射、传输和接收;激光武器;激光测距技术;激光雷达技术;激光制导技术等。

本书可作为高等工科院校光电工程专业学生的教学参考书,亦可供相关科技人员和院校其他相关专业师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

军事激光技术 / 孙华燕, 张廷华, 韩意编著. —北京: 国防工业出版社, 2012. 1
ISBN 978-7-118-07891-6

I. ①军… II. ①孙… ②张… ③韩… III. ①激光应用 - 军事技术 IV. ①E919

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 267224 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)
北京嘉恒彩色印刷有限责任公司
新华书店经售

*

开本 710×960 1/16 印张 14 字数 249 千字
2012 年 1 月第 1 版第 1 次印刷 印数 1—3000 册 定价 49.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)88540777
发行传真:(010)88540755

发行邮购:(010)88540776
发行业务:(010)88540717

前 言

激光是 20 世纪的重大发明之一,由于其具有单色性好、相干性好、方向性好、亮度高等显著特点,一问世就迅速地被应用到军事技术领域中,主要用于侦测、导航、制导、通信、模拟、显示、信息处理和光电对抗等方面,并可直接作为杀伤武器,发挥了其独特的作用,日益受到各国军界的关注。目前已投入使用的军用激光装备很多,如激光测距仪、激光雷达、激光瞄准具、激光制导弹、激光陀螺、激光通信、激光训练模拟器、激光大屏幕显示系统、激光扫描相机、激光引信和激光致盲武器等,正在研究中的有激光模拟核爆炸装置和强激光武器等。

本书是针对生长干部任职教育的培训对象、培训目标而专门编写的,介绍了一些重要军事激光技术的基本原理、关键技术和发展现状。具体内容包括:激光的产生;典型军用激光器;激光的发射、传输和接收;激光武器;激光测距技术;激光雷达技术;激光制导技术等。在教材的内容选材上尽可能体现理论联系实际、具体实用、针对性强的特点,以满足课程教学需要。本书亦可作为相关科技人员和院校有关专业师生的参考教材。

参加本书编著工作的人员有:孙华燕、韩意(第 1 章~第 4 章、第 6 章)、张廷华(第 5 章、第 7 章)。全书由孙华燕主编、统稿,张怀利参与部分内容编著,韩意负责全书插图绘制及校对工作。

本书在编著过程中,参考了有关专家的专著和兄弟院校的教材,在此表示感谢。

由于我们水平有限,加之时间紧迫,书中错误、疏漏在所难免,敬请读者批评指正。

编著者

2011 年 8 月

目 录

第 1 章 激光的产生	1
1.1 光与物质相互作用的几个过程	1
1.1.1 自发辐射	2
1.1.2 受激吸收	3
1.1.3 受激辐射	4
1.1.4 爱因斯坦三系数 A_{21} 、 B_{12} 、 B_{21} 的相互关系	4
1.2 激光产生的基本条件	5
1.2.1 粒子数反转分布和光的受激辐射放大	6
1.2.2 激光的振荡和阈值条件	8
1.3 激光器的结构问题	9
1.3.1 工作物质	10
1.3.2 激励(泵浦)源	11
1.3.3 光学谐振腔	12
1.4 激光的特性	18
1.4.1 激光的方向性	18
1.4.2 激光的单色性	19
1.4.3 激光的高亮度	19
1.4.4 激光的相干性	21
思考题	21
第 2 章 典型军用激光器	22
2.1 气体激光器	22
2.1.1 CO_2 工作原理	23
2.1.2 CO_2 激光器的发展趋势	26
2.2 半导体激光器	27

2.2.1	工作原理	27
2.2.2	关键技术及研究状况	29
2.3	固体激光器	31
2.3.1	一般固体激光器的工作原理	32
2.3.2	高平均功率全固态激光器关键技术	36
2.3.3	固体热容激光器	37
2.4	光纤激光器	40
2.4.1	光纤激光器的组成	42
2.4.2	光纤激光器实现高功率的主要技术途径	42
2.4.3	高功率光纤激光器在激光武器中的应用前景	44
2.5	化学激光器	44
2.5.1	概述	44
2.5.2	氟化氢、氟化氙激光器	46
2.5.3	氧碘化学激光器	46
2.5.4	发展趋势	47
2.6	自由电子激光器	49
2.6.1	工作原理	49
2.6.2	发展现状	49
2.6.3	发展趋势	51
2.7	军用激光器的发展趋势	52
2.7.1	光电装备对激光器的发展需求	53
2.7.2	激光武器用激光器的发展趋势	54
	思考题	55
第3章	激光的发射、传输和接收	56
3.1	激光的发射	56
3.1.1	激光光束及参数	56
3.1.2	发射光学系统	58
3.2	激光的大气传输	59
3.2.1	大气构成	59
3.2.2	激光大气传输效应	60

3.2.3	大气传输的计算	66
3.2.4	激光大气传输补偿技术	66
3.3	激光接收系统	71
3.3.1	接收光学系统	72
3.3.2	光电探测器	74
3.4	跟踪伺服系统	76
3.5	激光发射接收系统设计	77
3.5.1	激光发射接收轴系的结构	77
3.5.2	发射接收系统的匹配	78
3.5.3	光学系统的设计	79
	思考题	81
第4章	激光武器	82
4.1	概述	82
4.1.1	激光武器的特点	82
4.1.2	激光武器的分类	83
4.2	低能激光武器	85
4.2.1	激光干扰技术与系统	85
4.2.2	激光致盲武器技术	88
4.2.3	低能激光武器的装备现状	91
4.2.4	低能激光武器的发展趋势	95
4.3	高能激光武器	96
4.3.1	高能激光武器的毁伤机理	96
4.3.2	高能激光武器的作战方式	97
4.3.3	高能激光武器的组成	100
4.4	美国高能激光武器的发展动向	105
	思考题	116
第5章	激光测距技术	117
5.1	脉冲式激光测距仪的原理与组成	118
5.1.1	激光测距基本原理	118
5.1.2	脉冲式激光测距仪的基本组成	119

5.2	脉冲式激光测距的性能参数与分析	124
5.2.1	脉冲式激光测距的性能参数	124
5.2.2	激光测距机性能参数的影响因素分析	128
5.3	激光测距机的关键技术	131
5.3.1	激光器	131
5.3.2	微弱信号检测技术	133
5.3.3	时刻鉴别技术	135
5.3.4	飞行时间间隔测量技术	136
5.3.5	虚警抑制技术	138
5.4	激光测距技术的最新进展及发展趋势	139
5.4.1	多脉冲体制激光测距技术	139
5.4.2	混沌激光测距技术	141
5.4.3	激光测距的发展趋势	143
5.5	激光测距的军事应用	144
	思考题	151
第6章	激光雷达	152
6.1	概述	152
6.1.1	激光雷达的特点	152
6.1.2	激光雷达分类	154
6.1.3	激光雷达的发展趋势	155
6.2	激光雷达组成及原理	157
6.2.1	激光雷达的组成	157
6.2.2	激光雷达工作体制	159
6.2.3	激光雷达工作基本原理	160
6.2.4	成像激光雷达的关键技术	165
6.3	新体制成像激光雷达	167
6.3.1	相控阵激光雷达	167
6.3.2	合成孔径激光雷达	172
6.3.3	非扫描3D激光雷达	175
6.4	激光雷达的军事应用	179

6.4.1	靶场测量	180
6.4.2	综合火控	182
6.4.3	远程预警、精密跟踪、瞄准和识别	184
6.4.4	引导、制导激光雷达	187
6.4.5	大气测量	189
	思考题	190
第7章	激光制导技术	191
7.1	概述	191
7.2	激光寻的制导技术	192
7.2.1	制导规律	193
7.2.2	激光导引头	195
7.2.3	激光目标指示器	197
7.3	激光驾束制导技术	200
7.3.1	驾束制导原理	201
7.3.2	驾束制导基本工作过程	201
7.3.3	激光驾束制导的关键部件	202
7.3.4	激光驾束制导的优缺点	203
7.4	传输指令制导技术	203
7.5	激光制导技术的军事应用	204
7.5.1	国外装备现状	205
7.5.2	国内装备现状	208
7.6	激光制导技术的展望	209
	思考题	211
	参考文献	212

第 1 章 激光的产生

20 世纪 60 年代以来,人们一直在寻找一种强的相干光源。1958 年,物理学家 A. L. Schawlow 和 C. H. Townes 首次提出可以将 MASER (Microwave Amplification for Stimulated Emission of Radiation, 受激辐射微波放大器) 原理从微波段延伸到光谱段,并给出了理论证明,几乎同时 A. M. Prokhorov 也提出研制光波波段的 MASER 建议。1960 年, T. H. Maiman 成功研制出了世界第一台光波 MASER (Light Amplification for Stimulated Emission of Radiation, 受激辐射光波放大器, 缩写成 Laser)——红宝石激光器。1964 年,钱学森建议将用于光波段的 MASER 命名为“激光”。

激光的产生是光与物质相互作用的结果。本章从光与物质相互作用的几个过程出发,叙述激光产生的基本原理。本章讨论的重点是自然光的自发辐射与激光的受激辐射、光放大和振荡的基本概念以及激光器的基本构成。

1.1 光与物质相互作用的几个过程

由原子物理学可知,原子可以处于不同的运动状态,且具有不同的内部能量,这些能量在数值上是分立的。若原子处于内部能量最低的状态,则称此原子处于基态。其他比基态能量高的状态,都叫激发态。在热平衡情况下,绝大多数原子都处于基态。处于基态的原子,从外界吸收能量以后,将跃迁到能量较高的激发态。

普朗克于 1900 年用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律,波尔于 1913 年提出原子中电子运动状态量子化假设,在两者的基础上,爱因斯坦从光量子的概念出发,重新推导了黑体辐射的普朗克公式,并在推导中提出了两个极为重要的概念:受激辐射和自发辐射。他采用的光和物质相互作用的模型,只考虑原子的两个能级。如图 1-1 所示的能级 E_1 和 E_2 , 单位体积内处于两能级的原子数(原子数密度)分别用 n_1 和 n_2 表示原子从能级 E_2 向能级 E_1 跃迁,辐射出光子 $h\nu$, 由低能级向高能级跃迁,吸收光子 $h\nu$ 。辐射光子的过程,分为自发辐射和受激辐射。

1.1.1 自发辐射

当原子被激发到高能级时,它在高能级上是不稳定的,总是力图使自己处于低的能量状态 E_1 ,如图 1-1 所示。



图 1-1 自发辐射

处于高能级的原子,即使在没有任何外界作用的情况下,也有可能从高能级 E_2 跃迁到低能级 E_1 ,并把相应的能量释放出来。这种在没有外界作用的情况下,原子从高能级向低能级的跃迁方式有两种:一种跃迁过程中释放的能量以热量的形式放出,称为无辐射跃迁。另一种跃迁过程所释放的能量是通过光辐射形式放出,称为自发辐射跃迁。辐射出的光子能量 $h\nu_{21}$ 满足玻尔条件 $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ 。假定,参与自发辐射的原子数 dn_{21} ,原子通过激发若在时刻 t ,处于高能级 E_2 上的原子数密度为 n_2 ,从时间 t 到 $t + dt$ 时间,即在 dt 时间间隔内,若在单位体积中有 dn_{21} 个原子从高能级 E_2 自发跃迁低能级 E_1 上去,则显然 dn_{21} 应与 n_2 成正比,也与 dt 成正比,即

$$dn_{21} = A_{21} n_2 dt \quad (1-1)$$

式中: A_{21} 为原子从高能级跃迁到低能级的自发辐射爱因斯坦系数。由式(1-1)得

$$A_{21} = \frac{dn_{21}}{dt} \frac{1}{n_2} \quad (1-2)$$

A_{21} 表示单位时间内 n_2 个高能级原子中发生自发辐射的原子数与 n_2 的比值,所以 A_{21} 也称为原子在单位时间参与自发辐射的自发辐射跃迁几率。

原子光谱实验结果表明,原子的自发辐射系数 A_{21} 大约为 $10^8/s$ 数量级。很容易证明, A_{21} 与原子激发能级 E_2 的平均寿命 τ_{21} 之间的关系为

$$\tau_{21} = \frac{1}{A_{21}} \quad (1-3)$$

可以计算出自发辐射强度 I_0 在单位时间内,处于高能级的 n_2 个原子中,应有 $A_{21} n_2$ 个原子参与自发辐射,所以光强为

$$I = n_2 A_{21} h\nu \quad (1-4)$$

应该指出,原子自发辐射的特点是原子的自发辐射几率 A_{21} 只与原子本身性

质有关,与外界辐射场 $\rho(\nu, T)$ 无关。所以原子自发辐射是完全随机的,各个原子在自发跃迁过程中彼此无关,这样产生的自发辐射光的相位、偏振态以及传播方向上都是杂乱无章的,光能量分布在一个很宽的频率范围内。所以,以自发辐射为机制的光源发出的光,其单色性、相干性、定向性都很差,而且没有确定的偏振状态。

1.1.2 受激吸收

当原子系统受到外来的能量为 $h\nu_{21}$ 的光子作用(激励)时,如果 $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$,则处于低能级 E_1 上的原子由于吸收一个能量为 $h\nu_{21}$ 的光子而受到激发,跃迁到高能级 E_2 上去,这一过程称为光的受激吸收,如图1-2所示。



图1-2 受激吸收

设在时间 t 时,处于低能级 E_1 上的原子数密度为 n_1 ,处于高能级 E_2 上的原子数密度为 n_2 ,若在 $t \sim t + dt$ 时间内,由于从外界吸收了频率 ν_{21} 附近的辐射能密度 $\rho(\nu, T)$,而使得单位体积中有 dn_{12} 个原子从 E_1 跃迁到 E_2 ,则 dn_{12} 应该和 $\rho(\nu, T)$ 、 n_1 以及 dt 成正比,即

$$dn_{12} = B_{12}\rho(\nu, T)n_1 dt$$

式中: B_{12} 为原子从低能级 E_1 跃迁到高能级 E_2 的受激吸收爱因斯坦系数。上式可改写为

$$B_{12}\rho(\nu, T) dt = \frac{dn_{12}}{n_1} \quad (1-5)$$

由此可知, $B_{12}\rho(\nu, T)$ 等于在 $t \sim t + dt$ 时间内,在单位体积内,从低能级 E_1 跃迁到高能级 E_2 的原子数 dn_{12} ,和原来在时刻 t 处于低能级 E_1 上的原子数 n_1 之比,亦即 $B_{12}\rho(\nu, T)$ 表示在单位时间内原子受激吸收的几率,记作 W_{12} ,即

$$W_{12} = B_{12}\rho(\nu, T) \quad (1-6)$$

原子受激吸收的特点:原子受激吸收几率 W_{12} 与外来光的频率有关,当外来光频率等于原子的两个特定能级 E_2 、 E_1 的间隔所对应频率 ν_{21} 时,受激吸收几率最大,原子受激吸收几率的大小和外来光有严格的频率选择性。原子的受激吸收几率 W_{12} 还与爱因斯坦系数 B_{12} 有关, B_{12} 由原子系统的两个特定能级 E_2 、 E_1 决定。原子的受激吸收几率与外来光辐射能量密度 $\rho(\nu)$ 的数值大小有关,即 $\rho(\nu)$ 越大则 W_{12} 越大。

1.1.3 受激辐射

光的受激吸收的反过程就是受激辐射。即:当原子受到外来的能量为 $h\nu_{21}$ 的光子作用(激励)时,如果 $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$,则处在高能级 E_2 上的原子也会在能量为 $h\nu_{21}$ 光子诱发下,跃迁到低能级 E_1 ,这时原子发射一个与外来光子一模一样的光子,这种过程叫受激辐射,如图 1-3 所示。



图 1-3 受激辐射

设在光辐射能量密度为 $\rho(\nu, T)$ 的外来光作用下,原子产生受激辐射,有 dn_{21} 个原子在 $t \sim t + dt$ 时间内,从能级 E_2 跃迁到能级 E_1 ,则

$$dn_{21} = B_{21}\rho(\nu, T)n_2 dt \quad (1-7)$$

式中: B_{21} 为原子从高能级 E_2 跃迁到低能级 E_1 的受激辐射爱因斯坦系数。式 (1-7) 可改写成

$$B_{21}\rho(\nu, T) dt = dn_{21}/n_2 \quad (1-8)$$

所以, $B_{21}\rho(\nu, T)$ 等于在 $t \sim t + dt$ 时间内,在单位体积中,从高能级 E_2 受激跃迁到低能级 E_1 的原子数 dn_{21} 和原来在时刻 t 处于高能级 E_2 上的原子数之比,即 $B_{21}\rho(\nu, T)$ 表示在单位时间内原子受激辐射的跃迁几率,记作 W_{21} ,即

$$W_{21} = B_{21}\rho(\nu, T) \quad (1-9)$$

根据经典辐射理论可知,原子的受激辐射过程可以认为是原子的电子在外来光辐射场作用下,进行强迫振荡的过程。这样,原子的电子振荡时所发光的频率、相位、偏振以及传播方向均应与外来的光相同,也就是说,原子受激辐射出的光与外来的引起受激辐射的光有相同的频率、相位、偏振以及传播方向。受激辐射场与入射辐射场属于同一模式。特别是,大量原子在同一辐射场激发下产生的受激辐射处于同一光波模或同一光子态,因而是相干的。受激辐射的这一重要特性就是现代量子电子学(包括激光与微波激射)的出发点。

1.1.4 爱因斯坦三系数 A_{21} 、 B_{12} 、 B_{21} 的相互关系

光与原子相互作用的三种过程,即光的受激吸收、受激辐射和自发辐射,是同时出现的。在热平衡情况下,辐射率和吸收率应相等,即单位时间内物质辐射出的光子数,等于单位时间内被物质吸收的光子数。光的电磁场的总光子数保

持不变,辐射的光谱能量密度保持不变,所以有

$$A_{21}n_2 + B_{21}\rho(\nu, T)n_2 = B_{12}\rho(\nu, T)n_1 \quad (1-10)$$

处于高能级 E_2 和低能级 E_1 的原子数密度分别为 n_2 和 n_1 , 在热平衡时, 各能级上的原子数密度服从玻耳兹曼统计分布, 即

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2 e^{-E_2/KT}}{g_1 e^{-E_1/KT}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/KT} \quad (1-11)$$

式中: n_1 和 n_2 分别表示能级 E_1 和 E_2 的简并度, 或称统计权重。由式(1-10)和式(1-11)可得到黑体辐射能量密度为

$$\rho(\nu, T) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}\bar{n}_1 e^{h\nu/KT} - 1}{B_{21}\bar{n}_2}} \quad (1-12)$$

将式(1-12)与普朗克公式 $\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1}$ 比较便可得到

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3} \quad (1-13)$$

$$\frac{\bar{n}_1 B_{12}}{\bar{n}_2 B_{21}} = 1 \quad (1-14)$$

式(1-13)和式(1-14)所表示的 A_{21} 、 B_{12} 和 B_{21} 之间的关系称为爱因斯坦关系式, 当简并度数 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$ 时, 式(1-14)变为

$$B_{12} = B_{21} \quad (1-15)$$

或

$$W_{12} = W_{21} \quad (1-16)$$

则可得

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3} B_{21} \quad (1-17)$$

式(1-16)表明, 当其他条件相同时, 受激辐射和受激吸收具有相同的几率, 即一个光子作用在高能级 E_2 上的原子引起受激辐射的可能性, 恰好相当于它作用在低能级 E_1 上的原子时被吸收的可能性。在热平衡状态时, 高能级上的原子数少于低能级上的原子数, 因此, 在正常情况下, 吸收比发射更频繁地出现, 其差额由自发辐射补偿。式(1-17)表明, 自发辐射的出现随 ν^3 而增加, 波长越短, 自发辐射的几率越大, 受激辐射也就越困难。

1.2 激光产生的基本条件

要使受激辐射起主要作用而产生激光, 必须具备三个条件:

(1)有提供放大作用的增益介质作为激光工作物质,其激活粒子(原子、分子或离子)有适合于产生受激辐射的能级结构;

(2)有外界激励源,使激光上下能级之间产生粒子数反转;

(3)有激光谐振腔,使受激辐射的光能够在谐振腔内维持振荡。

概括来说,粒子数反转和光学谐振腔是激光形成的两个基本条件,由激励源的激发在工作物质的能级间实现粒子数反转是形成激光的内在依据,光学谐振腔则是形成激光的外部条件。前者是起决定性作用的,但在一定条件下,后者对激光的形成和激光束的特性也有强烈的影响。

1.2.1 粒子数反转分布和光的受激辐射放大

1. 粒子数反转分布

在物质处于热平衡状态时,各能级上的粒子数服从玻耳兹曼统计分布,可得

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{KT}} \quad (1-18)$$

式中:已令 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$, 因 $E_2 > E_1$, 所以 $n_2 < n_1$, 即在热平衡状态下,高能级上的粒子数总是小于低能级的粒子数。由此可知,光通过这种介质时,光的吸收总是大于光的受激辐射。因此,通常情况下物质只能吸收光子。

在激光器工作物质内部,由于外界能源的激励(光泵或放电激励)破坏了热平衡,有可能使得处于高能级 E_2 上的粒子数 n_2 大大增加,达到 $n_2 > n_1$, 这种情况称为粒子数反转分布。也就是说,只有处于非热平衡状态,才有可能产生粒子数反转分布,如图 1-4 所示,把原子从低能级 E_1 激励到高能级 E_2 以使在某两个能级之间实现粒子数反转的过程称为泵浦(或抽运)。

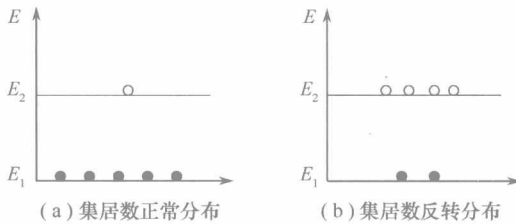


图 1-4 粒子数反转分布

2. 光在增益介质中的放大

在外来能量激发下,使激光工作物质中高能级 E_2 和低能级 E_1 之间实现了粒子数反转分布,这样的工作物质为激活物质(或激光介质,增益介质)。

有一束能量为 $\varepsilon = h\nu = E_2 - E_1$ 的入射光子通过处于这种分布下的激活物

质,这时光的受激辐射过程将超过受激吸收过程,而使受激辐射占主导地位。在这种情况下,光在激活物质内部将越走越强,使该激光工作物质输出的光能量超过入射光的能量,这就是光的放大过程。其实,这样一段激活物质就是一个放大器。放大作用的大小通常用放大(或增益)系数 G 来描述,如图 1-5 所示。

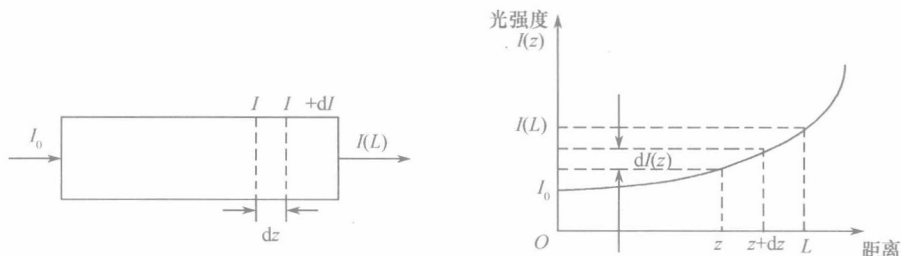


图 1-5 增益介质中的光放大

设工作物质内部 $z=0$ 处的光强为 I_0 , 距离为 z 处的光强为 $I(z)$, 距离为 $z+dz$ 处的光强度为 $I(z) + dI(z)$ 。

光强度的增加值 $dI(z)$ 与距离的增加值 dz 成正比, 同时也与光强度 $I(z)$ 成正比, 即

$$dI(z) = G(z)I(z) dz \quad (1-19)$$

式中: 比例系数 $G(z)$ 称为增益系数。式(1-19)又可改写为

$$G(z) = \frac{1}{I(z)} \frac{dI(z)}{dz}$$

所以, 增益系数 $G(z)$ 相当于光沿着 z 轴方向传播时, 在单位距离内所增加光强的百分比, 其单位是 cm^{-1} 。

为简单起见, 假定增益系数 $G(z)$ 不随光强 $I(z)$ 变化, 实际上只有当 I 很小时, 这一假定才能够近似成立, 此时 $G(z)$ 为一常数, 记为 G^0 , 称为小信号增益系数。于是, 式(1-19)为线性微分方程, 对此式作积分计算, 可得

$$I(z) = I_0 e^{G^0 z} \quad (1-20)$$

这就是图 1-5 所示的线性增益或小信号增益情况。

但是, 实际上光强 I 的增加是由于高能级原子向低能级受激跃迁的结果, 亦即光放大是以粒子数反转程度的减少而获得的, 且光强越大则粒子数反转程度减少得越多, 所以粒子数反转程度随 z 的增加而减少。于是增益系数 G 也随 z 的增加而减小, 使增益系数随光强的增大而下降, 这种现象称为增益饱和。

可证明

$$G(I) = \frac{G^0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (1-21)$$

式中： $G^0 = G(I=0)$ ，即为小信号增益系数。如果在放大器中光强始终满足条件 $I \ll I_s$ ，则增益系数 $G(I) = G^0$ 为常数，且不随 z 变化，这就是式(1-20)表示的小信号情况。反之，在条件 $I \ll I_s$ 不能满足时，式(1-21)表示的 $G(I)$ 称为大信号增益系数，或饱和增益系数。

增益系数也是光波频率 ν 的函数，表示为 $G(\nu, I)$ 。这是因为能级 E_2 和 E_1 由于各种原因总有一定的宽度，所以在中心频率 $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ 附近一个小范围 ($\pm \Delta\nu/2$) 内都有受激跃迁发生。 $G(\nu, I)$ 随频率 ν 的变化曲线称为增益曲线， $\Delta\nu$ 称为增益曲线宽度，如图 1-6 所示。

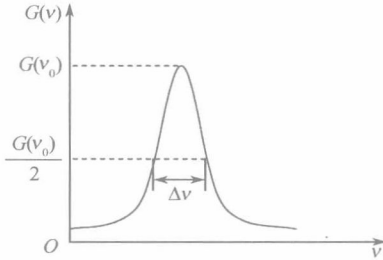


图 1-6 增益曲线

1.2.2 激光的振荡和阈值条件

在许多大功率装置中激光放大器被广泛地用作弱的激光束逐级放大。在激光放大器中引入正反馈而产生振荡形成稳定的激光振荡器，即激光器。

1. 激光的振荡

光在增益介质放大器内传播放大时，总是存在着各种各样光的损耗，故引入损耗系数 α ，定义为光通过单位长度介质后光强衰减的百分数，可表示为

$$\alpha = -\frac{dI}{dz} \frac{1}{I} \quad (1-22)$$

同时考虑介质的增益和损耗，则有

$$dI(z) = [G(I) - \alpha] I(z) dz \quad (1-23)$$

设初始有一微弱光 I_0 进入无限长放大器，随着 I_0 的传播，其光强 $I(z)$ 将按小信号放大规律增加，即

$$I(z) = I_0 \exp[(G^0 - \alpha)z] \quad (1-24)$$

但是随着 $I(z)$ 的增加， $G(I)$ 将由于饱和效应而减小，因而 $I(z)$ 的增长将逐渐变慢，最后当增益和损耗达到平衡时，即 $G(I) = \alpha$ 时， $I(z)$ 不再增加并达到一