

高等学校教材

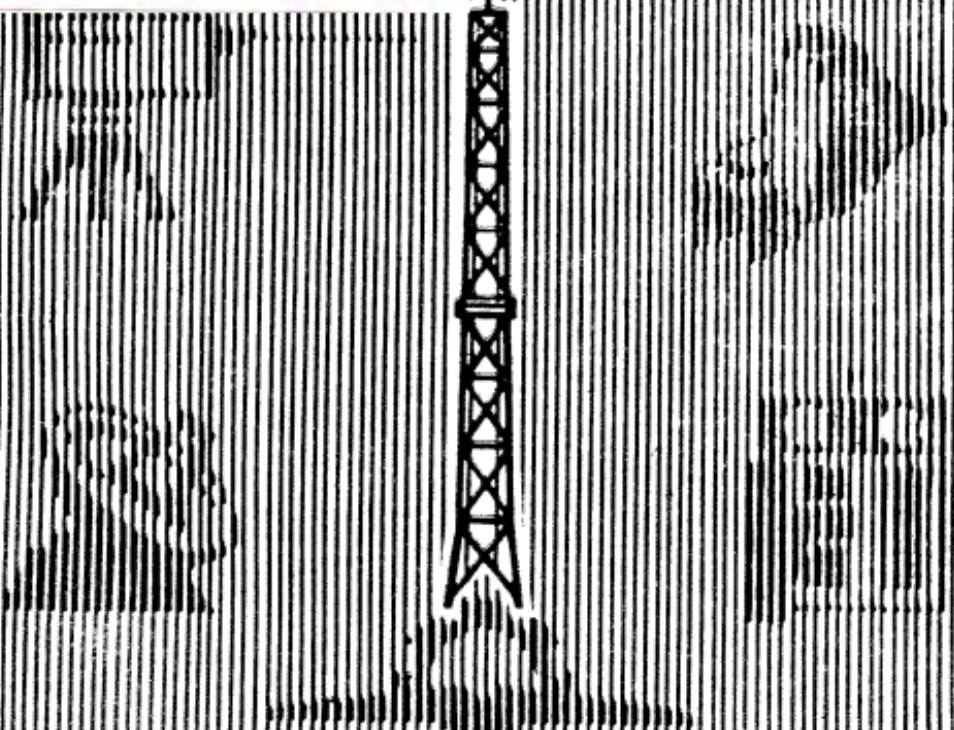
# 光电子学

徐金明

校教材



东南大学出版社



东南大学出版社

## 内 容 简 介

本书系机械电子部高校统编教材，主要讨论光辐射的产生、变换、传输和检测。全书共分八章，第一章激光器原理；第二章激光器的特性；第三章激光器件和发光二极管；第四章光辐射的调制；第五章光辐射的频率变换；第六章光辐射在介质波导和光纤中的传输；第七章光辐射探测器；第八章光辐射探测器中的噪声。

本教材可作电子物理技术及相关专业“光电子学”课程的教材，也可供研究生及从事光电子技术的科研和工程技术人员参考。

责任编辑：冉榴红

责任校对：王益民

## 光 电 子 学

徐 淦 卿

---

东南大学出版社出版

南京四牌楼2号

江苏省新华书店发行 江苏省大丰县第二印刷厂印刷

开本787×1092毫米1/16印张19 字数450.53千字

1990年6月第1版 1990年6月第1次印刷

印数：1—1000册

---

ISBN7—81023—249—5

TN·27

定价：3.80元

## 出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

## 前 言

本教材系按电子工业部制定的工科电子类专业教材1986~1990年编审出版规划,由电子物理与器件教材编审委员会电子物理与器件编审小组组织征稿、评选、推荐出版的。

本教材由东南大学徐淦卿编写,清华大学高以智担任主审。

本课程的参考学时为60学时,其主要内容和学时分配如下:

第一章激光器原理10学时;第二章激光器的特性6学时;第三章激光器件和发光二极管8学时;第四章光辐射的调制8学时;第五章光辐射的频率变换——非线性光学6学时;第六章光辐射在介质波导和光纤中的传播8学时;第七章光辐射探测器件8学时;第八章光辐射探测器中的噪声6学时。每章末均附有习题。

电子物理与器件编审小组的编委以及参加审阅的电子科技大学卢亚雄同志,都为本书提出了许多宝贵意见,这里表示诚挚的感谢。由于编者水平有限,本书难免还存在一些缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。

编 者

1989年1月

# 目 录

## 第一章 激光器原理

§ 1-1	激光器概述	( 1 )
§ 1-2	自发辐射、受激辐射和受激吸收	( 2 )
§ 1-3	光谱线的宽度 线型函数	( 5 )
§ 1-4	光的受激辐射放大	( 9 )
1-4-1	实现光放大的条件	( 9 )
1-4-2	小信号增益系数	( 11 )
1-4-3	均匀增宽工作物质的增益饱和	( 12 )
1-4-4	非均匀增宽工作物质的增益饱和	( 14 )
§ 1-5	光的自激振荡	( 17 )
§ 1-6	光谱振荡	( 18 )
1-6-1	光谱振荡的稳定性	( 19 )
1-6-2	光谱振荡的谐振频率	( 25 )
1-6-3	光谱振荡的横模	( 26 )
1-6-4	光谱振荡的损耗	( 29 )
§ 1-7	高斯光束	( 32 )
1-7-1	基模高斯光束	( 32 )
1-7-2	高斯光束的 $q$ 参数	( 37 )
1-7-3	高斯光束的聚焦和准直	( 40 )
1-7-4	球面镜光谱振荡的计算	( 43 )
习题一		( 44 )

## 第二章 激光器的特性

§ 2-1	激光器的单模和多模振荡	( 46 )
2-1-1	均匀增宽激光器中的模竞争	( 46 )
2-1-2	空间烧孔引起的多模振荡	( 47 )
2-1-3	非均匀增宽激光器的多纵模振荡	( 48 )
2-1-4	单纵模的选取	( 48 )
2-1-5	高阶横模的抑制	( 50 )
§ 2-2	激光器的输出功率	( 51 )
2-2-1	均匀增宽单模激光器的输出功率	( 51 )
2-2-2	非均匀增宽激光器的输出功率	( 52 )
§ 2-3	脉冲激光器的特性	( 53 )

§ 2-4	调Q激光器	( 56 )
2-4-1	调Q原理	( 56 )
2-4-2	调Q激光器的特性	( 57 )
§ 2-5	锁模激光器	( 61 )
2-5-1	锁模的特性	( 62 )
2-5-2	锁模的方法	( 63 )
§ 2-6	频率牵引效应	( 64 )
§ 2-7	激光器的稳频	( 66 )
习题二		( 68 )

### 第三章 激光器件和发光二极管

§ 3-1	气体激光器	( 69 )
3-1-1	氦氖激光器	( 69 )
3-1-2	氩离子激光器	( 72 )
3-1-3	二氧化碳分子激光器	( 75 )
3-1-4	气体激光器的特性	( 78 )
§ 3-2	固体激光器	( 79 )
3-2-1	概述	( 79 )
3-2-2	固体激光器的工作物质	( 80 )
3-2-3	泵浦光源和泵浦腔	( 82 )
3-2-4	固体激光器的性能	( 84 )
§ 3-3	染料激光器	( 85 )
§ 3-4	半导体激光器	( 87 )
3-4-1	粒子数反转分布的条件	( 88 )
3-4-2	光学谐振腔	( 90 )
3-4-3	增益与阈值条件	( 90 )
3-4-4	半导体激光器的特性	( 91 )
3-4-5	异质结激光器	( 93 )
§ 3-5	发光二极管	( 95 )
3-5-1	辐射复合和非辐射复合	( 95 )
3-5-2	发光二极管的材料	( 99 )
3-5-3	发光二极管的效率	( 100 )
3-5-4	发光二极管的特性	( 103 )
3-5-5	异质结发光二极管	( 104 )
习题三		( 105 )

### 第四章 光辐射的调制

§ 4-1	光辐射在晶体中的传播	( 107 )
-------	------------	---------

4-1-1	麦克斯韦方程组 平面波	( 107 )
4-1-2	普遍的波动方程	( 109 )
4-1-3	光在晶体中的传播	( 110 )
4-1-4	折射率椭球	( 116 )
§ 4-2	电光效应	( 117 )
§ 4-3	光辐射的电光振幅调制	( 122 )
4-3-1	电光振幅调制	( 122 )
4-3-2	横向电光振幅调制	( 124 )
4-3-3	电光法布里-珀罗调制器	( 125 )
4-3-4	电光振幅调制器的调制频率和带宽	( 126 )
§ 4-4	光辐射的电光相位调制	( 128 )
§ 4-5	光辐射的磁光调制	( 130 )
4-5-1	旋光性	( 130 )
4-5-2	法拉弟效应和磁光调制	( 132 )
§ 4-6	光辐射的声光调制	( 133 )
4-6-1	弹光效应	( 133 )
4-6-2	声光效应	( 136 )
4-6-3	声波和光波相互作用的分析	( 138 )
4-6-4	声光调制器	( 141 )
习题四		( 141 )

## 第五章 光辐射的频率变换——非线性光学

§ 5-1	非线性光学的极化率张量	( 143 )
§ 5-2	非线性相互作用的基本方程	( 147 )
§ 5-3	光的二次谐波的产生	( 149 )
§ 5-4	用高斯光束产生二次谐波	( 155 )
§ 5-5	参量放大	( 157 )
§ 5-6	参量振荡	( 159 )
5-6-1	自治法求解起振条件	( 160 )
5-6-2	参量振荡的频率调谐	( 163 )
§ 5-7	频率上变换	( 165 )
习题五		( 166 )

## 第六章 光辐射在介质波导和光纤中的传播

§ 6-1	概述	( 168 )
§ 6-2	平板波导的模式	( 170 )
§ 6-3	对称平板波导中的导波模	( 173 )
6-3-1	概述	( 173 )

6-3-2	TE 模式	( 174 )
6-3-3	TM 模式	( 178 )
§ 6-4	非对称平板波导的导波模	( 179 )
§ 6-5	条形介质波导的导波模	( 183 )
6-5-1	概述	( 183 )
6-5-2	$E_{mn}^y$ 模中各场量的关系	( 184 )
6-5-3	$E_{mn}^y$ 模分析	( 185 )
6-5-4	一些分析结果的讨论	( 187 )
§ 6-6	光纤中的射线传播	( 189 )
§ 6-7	阶跃折射率光纤中的导波模	( 194 )
6-7-1	弱导近似	( 194 )
6-7-2	标量近似解	( 195 )
6-7-3	标量解的特征方程和标量模	( 198 )
6-7-4	LP 模的场分布	( 200 )
6-7-5	各标量模的功率	( 203 )
§ 6-8	阶跃折射率光纤的色散特性	( 205 )
6-8-1	概述	( 205 )
6-8-2	模内色散的分析	( 206 )
6-8-3	有关色散的讨论	( 208 )
§ 6-9	光纤的损耗	( 210 )
6-9-1	吸收损耗	( 210 )
6-9-2	散射损耗	( 211 )
习题六		( 211 )

## 第七章 光辐射探测器件

§ 7-1	概述	( 213 )
7-1-1	光子探测器	( 213 )
7-1-2	热探测器	( 214 )
7-1-3	光子探测器和热探测器的比较	( 215 )
7-1-4	光辐射探测器的噪声	( 216 )
7-1-5	光辐射探测器的主要特性参数	( 217 )
§ 7-2	光电倍增管	( 219 )
7-2-1	半导体光电发射	( 219 )
7-2-2	实用的光电阴极	( 221 )
7-2-3	负电子亲和势光电阴极	( 225 )
7-2-4	光电倍增管的结构和工作原理	( 229 )
7-2-5	光电倍增管的特性和参数	( 231 )
7-2-6	通道式和微通道板光电倍增管	( 233 )
§ 7-3	光电导探测器	( 236 )



7-3-1	光电导效应	( 230 )
7-3-2	光电导探测器的工作原理	( 241 )
7-3-3	光电导探测器的特性	( 242 )
§ 7-4	光电二极管	( 243 )
7-4-1	光伏效应	( 243 )
7-4-2	光电二极管的结构与特性	( 246 )
7-4-3	PIN光电二极管	( 249 )
7-4-4	雪崩光电二极管	( 251 )
7-4-5	肖特基势垒光电二极管	( 253 )
7-4-6	光伏探测器	( 253 )
§ 7-5	热释电探测器	( 254 )
7-5-1	热释电现象	( 255 )
7-5-2	热释电探测器的工作特性	( 256 )
7-5-3	热释电晶体材料	( 259 )
7-5-4	热释电探测器的结构与性能	( 259 )
习题七		( 262 )

## 第八章 光辐射探测器中的噪声

§ 8-1	光辐射探测器中的噪声	( 264 )
8-1-1	功率谱密度	( 264 )
8-1-2	一系列随机事件的谱密度函数	( 266 )
8-1-3	散粒噪声	( 267 )
8-1-4	产生-复合噪声	( 269 )
8-1-5	热噪声	( 270 )
8-1-6	$1/f$ 噪声	( 272 )
8-1-7	温度噪声	( 273 )
§ 8-2	信号起伏极限和背景起伏极限	( 274 )
8-2-1	信号起伏极限	( 275 )
8-2-2	背景起伏极限	( 276 )
§ 8-3	噪声对最小可探测功率的限制	( 277 )
8-3-1	噪声对视频探测法最小可探测功率的限制	( 277 )
8-3-2	噪声对外差探测法最小可探测功率的限制	( 280 )
§ 8-4	噪声对脉冲码调制系统误码率的影响	( 282 )
§ 8-5	微弱信号的检测	( 284 )
8-5-1	窄带滤波法	( 284 )
8-5-2	同步累积法	( 286 )
8-5-3	锁定接收法	( 287 )
8-5-4	取样积分法( Boxcar法 )	( 288 )
§ 8-6	红外信息检测	( 290 )

习题八..... ( 292 )

主要参考书目..... ( 294 )

# 第一章 激光器原理

## § 1-1 激光器概述

激光是在一定条件下,光与粒子(原子、分子或离子)系统相互作用而产生的受激辐射,而普通光源是光的自发辐射。激光与普通光源相比有下列特点:

1) 单色性好 只有一个确定波长的光称为单色光。自然界中没有绝对的单色光,实际的单色光都有一定的波长范围 $\Delta\lambda$ , $\Delta\lambda$ 愈小,单色性愈好。在普通光源中,单色性最好的是氪灯所发出的光,波长 $\lambda = 605.7\text{nm}$ ,谱线宽度 $\Delta\lambda = 0.047\text{nm}$ 。由单模稳频氦氖激光器发出的激光,波长 $\lambda = 632.8\text{nm}$ ,谱线宽度 $\Delta\lambda < 10^{-6}\text{nm}$ 。

2) 方向性好 从激光器发出的激光束,一般都是非常好的平行光束,发散角在毫弧度(mrad)的数量级( $1\text{mrad} = 3'37''$ ),具有很好的方向性。普通光源发出的光是向四面八方辐射的,光线分散在 $4\pi\text{sr}$ (球面度)的立体角内。

3) 亮度高 光源在单位面积上向某一方向单位立体角内发射的光功率称为光源在这个方向上的强度或亮度。大孔径毫微秒宽度的脉冲激光,其亮度高达 $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2\cdot\text{sr}$ ,而太阳表面的亮度仅 $2 \times 10^8\text{W}/\text{cm}^2\cdot\text{sr}$ 。高亮度是激光的主要特性之一。

4) 相干性好 如果一个光源发出的光,在空间不同点上的相位有相关的关系,当它们通过双缝时,在后面的屏幕上产生干涉条纹,这种光就称为空间相干光。如空间某点的光,在不同的时刻,相位有相关关系,则是时间相干光。激光是很好的空间和时间相干光。

光的时间相干性和单色性密切相关。单色性好,时间相干性也好。时间相干性可用相干长度来衡量。在普通光源中,最好的单色光源氪灯的相干长度仅几百毫米,而氦氖激光器的激光,其相干长度可达 $100\text{km}$ 。

上述激光束的基本特性,从应用角度可概括为两个方面,一方面它是定向的强光光束,另一方面是单色的相干光束。激光在各个技术领域中的广泛应用都是利用这两方面的特性。例如激光通讯、激光测距、激光定向、激光雷达、激光切割、激光手术、激光受控热核反应等方面的应用,主要是利用激光是定向强光光束的特性;而激光全息、激光测长、激光干涉等领域,主要是利用激光是单色相干光束的特性。当然激光这两方面的特性往往是不能截然分开的,有的应用与这两方面的特性都有关系。

产生激光的光源是激光器,它由激光工作物质、激励装置和光谱谐振腔三部分组成,其示意图见图 1-1。

激光工作物质又称激光介质,它是激光器的核心部分。激光工作物质有固体(晶体、玻璃)、液体(有机和无机液体)、半导体和气体(原子气体、离子气体、分子气体)等材料。激光工作物质中包含有发光的粒子(原子、分子或离子),它们受激励装置的

激发，跃迁到激发态，使物质处于非热平衡状态，高能级的粒子数超过低能级上的粒子数。粒子数的这种能态分布称为粒子数反转分布。处于激发态的粒子在外来光的激发下产生受激辐射。受激辐射的光与外来光迭加，光强增加，产生光的放大作用。

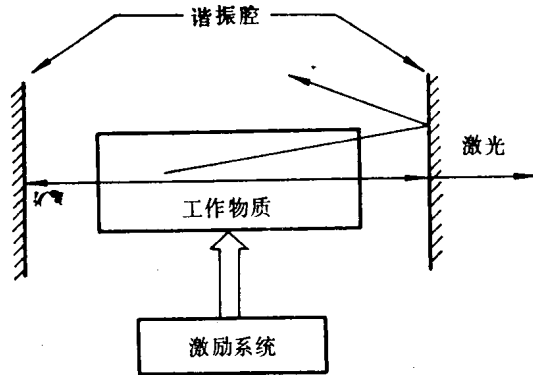


图 1-1 激光器的基本组成

激光器激励装置的作用，是通过适当的方式，把一定的能量传送给工作物质，使工作物质的发光粒子

跃迁到激发态上，形成粒子数反转分布。激励装置实质上是激光器的能源。激励的方式有：光学激励、电激励、气体放电激励、化学反应激励、热激励等。

光谐振腔是维持激光持续振荡的必要条件。一般光谐振腔由两块相隔一定距离的反射镜组成。它的作用一方面是提供光学反馈以形成受激辐射的持续振荡，另一方面则是对振荡的激光束的方向和频率进行限制，以保证输出激光的单色性和定向性。

一种最简单的光谐振腔是由两块平行的平面反射镜组成，其中一块是全反射镜，另一块是部分反射镜。由图 1-1 可以看到，沿两镜面法线方向往返行进的光，可以多次通过激光工作物质经受受激辐射的放大作用而逐次增强。当这种增益作用足够强，以致能抵消腔内的损耗时，就形成持续振荡，而由部分反射镜透射出来的那部分振荡光能，就是通常所说的激光。

各种激光器发射的谱线分布在一个很宽的波长范围内，短的到  $0.24\mu\text{m}$  以下的紫外波段，长的到  $774\mu\text{m}$  的远红外波段，中间包括可见光、近红外等波段。激光器输出功率低的为微瓦级，高的脉冲功率可达兆瓦 ( $10^{12}\text{W}$ )。如高功率  $\text{CO}_2$  激光器的连续波输出功率可达  $10^4\text{W}$ ，钕玻璃激光器的脉冲输出功率达  $10^{12}\text{W}$ 。钇铝石榴石 (YAG) 激光器连续波输出功率达  $10^3\text{W}$ ，脉冲输出功率达  $10^6\text{W}$ 。

## § 1-2 自发辐射、受激辐射和受激吸收

光的吸收和发射与原子、分子等微观粒子的能量状态的改变相联系。当粒子从高能级跃迁到低能级时发射光子。相反，从低能级跃迁到高能级则吸收光子。这些跃迁都是按一定的几率发生的。

设高能级的能量为  $E_2$ ，低能级的能量为  $E_1$ ，根据能量守恒条件，可得发射或吸收的光子频率为  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ ，其中  $h$  是普朗克常数。

处于高能级的粒子有一定的几率自发地向低能级跃迁并发射一个光子，这种过程称为自发跃迁。由自发跃迁发射的光称为自发辐射。设高能级  $E_2$  上的粒子数为  $N_2$ ，在  $dt$  时间内由高能级  $E_2$  自发跃迁到低能级的粒子数  $dN_2$  可写成

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt \quad (1-2-1)$$

比例常数  $A_{21}$  是自发跃迁几率，负号表示粒子数  $N_2$  的减少。自发跃迁是一种只与粒子本身状态有关的过程，因此， $A_{21}$  只决定于粒子本身的性质。

对于大量处于高能级的粒子来说，它们是各自独立地发射一个个能量相同但彼此无关的光子。这相当于它们各自独立地发射一列列频率相同的光波，各列光波之间没有固定的相位关系，偏振方向和传播方向也是杂乱的。

式(1-2-1)可写成

$$\frac{dN_2}{N_2} = -A_{21}dt$$

积分后得

$$N_2 = N_{20} \exp(-A_{21}t) \quad (1-2-2)$$

式中  $N_{20}$  是  $t=0$  时的  $N_2$  值。由此可见， $A_{21}$  具有时间倒数的量纲，它的倒数  $\tau$  为

$$\tau = \frac{1}{A_{21}} \quad (1-2-3)$$

反映了粒子在能级  $E_2$  上平均停留时间的长短，称为粒子在该能级上的平均寿命。一般激发态上粒子的寿命为  $10^{-8}$ s 数量级，但也有一些激发态的寿命特别长，可达  $10^{-3}$ s 甚至 1s。这种寿命特别长的激发态称为亚稳态。粒子间的碰撞或其他外界干扰，都会使跃迁几率大大增加。激发态的实际寿命可能比自发跃迁寿命低几个数量级。

处于高能级  $E_2$  上的粒子，由于受到能量恰为  $h\nu = E_2 - E_1$  的外来光子的激励而跃迁到低能级  $E_1$ ，并发射出一个与外来光相同的光子。这种发射过程叫做受激辐射。受激辐射的光子与入射光子的频率相同，其光波的相位相同，偏振方向和传播方向也相同，两者是完全相干的。

在  $dt$  时间内，从高能级受激跃迁到低能级的粒子数，除了和高能级上粒子数  $N_2$  成正比外，还与入射的单色辐射能密度  $\rho_\nu$  成正比，即

$$dN_2 = -B_{21}N_2\rho_\nu dt$$

式中  $B_{21}$  称为受激辐射系数。令

$$W_{21} = B_{21}\rho_\nu \quad (1-2-4)$$

则

$$W_{21} = B_{21}\rho_\nu = \frac{-dN_2}{N_2 dt} \quad (1-2-5)$$

即  $W_{21}$  代表高能级  $E_2$  上的粒子在单位时间内发生受激辐射的几率，它与入射辐射的强度有关，不象自发辐射几率  $A_{21}$  那样是个常数。

处于低能级  $E_1$  上的粒子受到能量  $h\nu = E_2 - E_1$  的光子照射，吸收光子而跃迁到  $E_2$  的过程称为受激吸收。和受激辐射相似，在  $dt$  时间内，吸收入射光子从低能级  $E_1$  跃迁到高能级  $E_2$  的粒子数  $dN_1$  可写成

$$dN_2 = -dN_1 = B_{12}\rho_\nu N_1 dt = W_{12}N_1 dt \quad (1-2-6)$$

系数  $W_{12}$  表示受激吸收几率。和受激辐射几率一样，它与入射辐射的强度有关，不是常数。

上述三种辐射和物质的相互作用的示意图绘于图 1-2 中。

自发辐射、受激辐射和受激吸收三者之间是相互联系的，这定量地反映在  $A_{21}$ 、 $B_{21}$  和  $B_{12}$  三个系数的关系上。为了推导这一关系，设想在一个温度为  $T$  的热平衡空腔内充有大量的某种粒子。空腔内壁的热辐射在腔内来回反射，形成一个稳定的辐射场。从普朗克的理论可知，空腔内单色辐射能密度  $\rho_\nu$  为

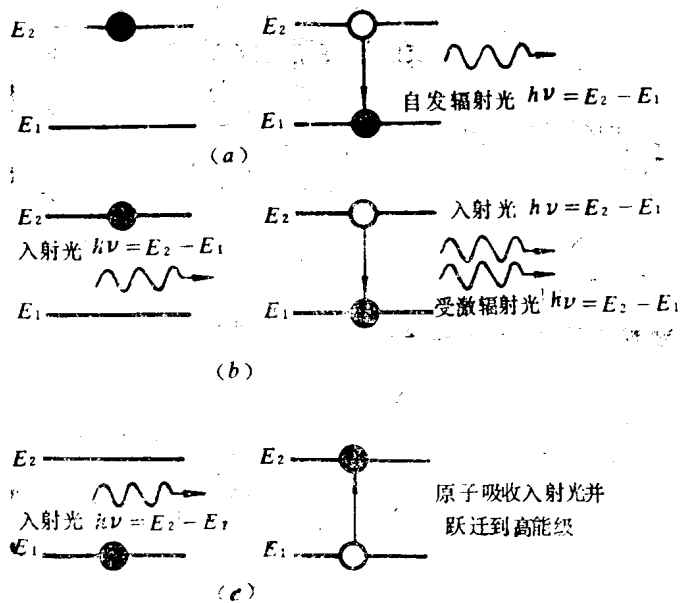


图 1-2 粒子的自发辐射、受激辐射和受激吸收

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h \eta^3 \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1-2-7)$$

式中  $\eta$  是腔内介质的折射率， $c$  是光速， $k$  是玻尔兹曼常数。

这种辐射场对于腔内的粒子来说就是外来辐射，因此这些粒子除了自发辐射外，还在辐射场的激励下发生受激辐射和受激吸收。在稳定状态下

$$A_{21}N_2 dt + B_{21}\rho_\nu N_2 dt = B_{12}\rho_\nu N_1 dt$$

由此得

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}} \quad (1-2-8)$$

在热平衡状态下， $E_1$  和  $E_2$  上的粒子数  $N_1$  和  $N_2$  满足玻尔兹曼分布，即

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = \frac{g_2}{g_1} \left(\frac{-h}{kT}\right) \quad (1-2-9)$$

其中  $g_1$  和  $g_2$  分别是能级  $E_1$  和  $E_2$  的统计权重系数。把式 (1-2-7) 和 (1-2-9) 代入式 (1-2-8)，得

$$\frac{8\pi h \eta^3 \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{g_1}{g_2}\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - B_{21}}$$

要上式两端对任何的  $\frac{h\nu}{kT}$  之值都能成立，必须系数分别相等，即

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \eta^3 \nu^3}{c^3} \quad (1-2-10)$$

和

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1-2-11)$$

如果上、下能级的统计权重相等, 则

$$\begin{cases} B_{12} = B_{21} \\ W_{12} = W_{21} = W = \frac{A_{21} c^3}{8\pi\eta^3 h\nu^3} \rho(\nu) \end{cases} \quad (1-2-12)$$

即受激吸收的几率和受激辐射的几率相等。

### § 1-3 光谱线的宽度 线型函数

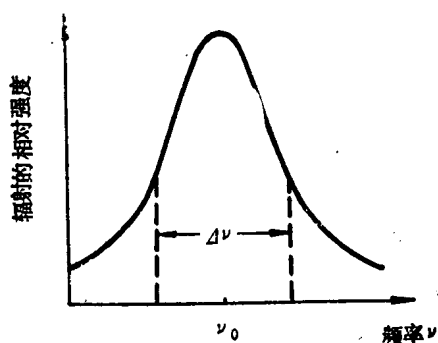


图 1-3 辐射谱线的形状

在上面的讨论中, 认为粒子从高能级向低能级跃迁时发射单一频率的光子, 也就是说发射单色光。实际的谱线有一定宽度, 其形状如图 1-3 所示, 在谱线的中心频率  $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{kT}$  处, 辐射最

强。通常把辐射相对强度下降到 1/2 的频率范围定义为光谱线的宽度  $\Delta$ 。影响光谱线宽度的因素有:

#### 一、光谱线的自然增宽

光谱线的自然增宽是微观粒子测不准原理的必然结果。上面已经指出, 由于自发跃迁, 粒子在激发态上只有有限的寿命  $\tau$ 。因此, 根据测不准原理, 粒子在激发态就不可能具有确定的能量, 也就是激发态能级有一定的宽度。能级宽度  $\Delta E$  和寿命  $\tau$  之间满足测不准关系

$$\Delta E \cdot \tau \geq \frac{h}{2\pi}$$

这样, 辐射的谱线就有一定的宽度。由于这种增宽是必然存在的, 所以称为自然增宽。谱线的自然宽度  $\Delta_N$  是

$$\Delta_N = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1-3-1)$$

根据经典理论, 原子中作简谐运动的电子由于自发辐射而不断损耗能量, 因而电子振动的振幅服从阻尼振动规律

$$x(t) = x_0 \exp\left(-\frac{\gamma t}{2}\right) \exp(i\omega_0 t)$$

式中  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ ,  $\nu_0$  是电子作无阻尼简谐振动的频率, 相应于量子理论中的  $\frac{E_2 - E_1}{h}$ ,  $\gamma$  是阻尼系数。上述阻尼振动不再是频率为  $\nu_0$  的单一频率振动, 这是从经典理论分析自然增宽的原因。

对  $x(t)$  作傅里叶变换, 可求得它的频谱

$$\begin{aligned} x(\nu) &= \int_0^{\infty} x(t) \exp(-i2\pi\nu t) dt \\ &= x_0 \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\gamma t}{2}\right) \exp\left[i2\pi(\nu_0 - \nu)t\right] dt \\ &= \frac{x_0}{\frac{\gamma}{2} - i2\pi(\nu - \nu_0)} \end{aligned} \quad (1-3-2)$$

由于辐射功率正比于电子振动振幅的平方, 所以频率在  $\nu \rightarrow \nu + d\nu$  区间内自发辐射的功率是

$$p(\nu)d\nu \propto |x(\nu)|^2 d\nu \quad (1-3-3)$$

而总的自发辐射的功率为

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} p(\nu) d\nu \quad (1-3-4)$$

$p(\nu)$  给出了谱线中所包含的各单色波的强度随频率的变化关系, 也就是给出了谱线的轮廓。把归一化的谱线轮廓定义为谱线的线型函数, 用  $g(\nu)$  表示。按照这个定义,

$$g(\nu) = \frac{p(\nu)}{\int_{-\infty}^{\infty} p(\nu) d\nu}$$

把式 (1-3-2) 和 (1-3-3) 代入, 不难解得

$$g(\nu) = \frac{\gamma}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2} \quad (1-3-5)$$

自发辐射功率随时间变化的规律可写成

$$P(t) \propto |x(t)|^2 \propto x_0^2 \exp(-\gamma t)$$

因而有

$$P(t) = P_0 \exp(-\gamma t) \quad (1-3-6)$$

另一方面, 我们已经知道能级  $E_2$  上粒子数随时间的变化规则是

$$N_2 = N_{20} \exp(-A_{21}t) = N_{20} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

由此可得自发辐射功率

$$\begin{aligned} P(t) &= -\frac{dN_2}{dt} h\nu = \frac{N_{20} h\nu}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \\ &= P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \end{aligned} \quad (1-3-7)$$

比较式 (1-3-6) 和 (1-3-7), 可得

$$\gamma = \frac{1}{\tau} \quad (1-3-8)$$



这样，也可把自然增宽的线型函数表示成

$$\begin{cases} g_N(\nu) = \frac{\frac{\Delta\nu_N}{2\pi}}{(\nu-\nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2} \\ \Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau} \end{cases} \quad (1-3-9)$$

## 二、碰撞增宽

大量粒子之间无规则“碰撞”是引起谱线增宽的另一个重要原因。在气体中，大量原子（分子）处于无规则的热运动之中。当两个原子相遇而处于足够近的位置时，原子间的相互作用足以改变原子原有的运动状态，这时就认为两个原子发生了“碰撞”。在晶体中，原子在晶格位置上作热振动，每个原子也受到相邻原子的耦合相互作用。因此每个原子也可能在无规则的時刻由于这种相互作用而改变自己的运动状态。这时也可认为发生了“碰撞”，虽然实际上并没有发生碰撞过程。

碰撞的过程是各种各样的，例如激发态原子和基态原子发生碰撞而将自己的内能转移给基态原子，使其跃迁到激发态而自身回到基态。因此，碰撞过程会导致激发态原子只有一定的寿命。

因碰撞的产生是随机的，只能了解其统计平均性质。设任一粒子和其他粒子发生碰撞平均时间间隔为  $\tau_L$ ，显然  $\tau_L$  就是由碰撞引起的粒子的平均寿命，它是压强和温度的函数。由此可见，碰撞过程应和自发辐射过程同样引起谱线增宽，而且可以预计它的线型函数和自然增宽一样，并可表示为

$$\begin{cases} g_L(\nu) = \frac{\frac{\Delta\nu_L}{2\pi}}{(\nu-\nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_L}{2}\right)^2} \\ \Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi\tau_L} \end{cases} \quad (1-3-10)$$

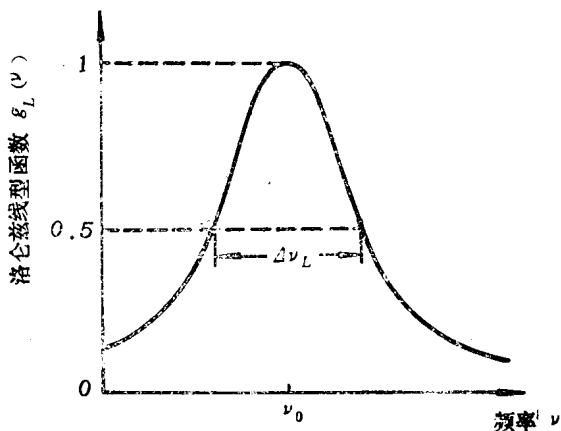


图 1-4 洛伦兹线型函数

自然增宽和碰撞增宽的线型函数称为洛伦兹线型函数，其图形见图 1-4。

自然增宽和碰撞增宽统称为均匀增宽。其特点是引起增宽的物理因素对每个原子都是相同的。例如大量原子中每个原子的平均寿命都是相同的，因而每个发光原子都以整个线型辐射，不能把线型函数上的某一特定频率和某些特定的原子联系起来，每一发光原子对光谱线内任一频率都有贡献。