

●吕海宝 主编●

# 激光光电检测

国防科技大学出版社

收  
光  
光  
包  
金  
测  
●吕海宝 主编●  
国  
防  
科  
技  
大  
学  
出  
版  
社

# 激光光电检测

吕海宝 颜树华 罗武胜 杨华勇 编著

国防科技大学出版社

· 湖南长沙 ·

**图书在版编目(CIP)数据**

激光光电检测/吕海宝等编著. —长沙: 国防科技大学出版社, 2000. 1  
ISBN 7-81024-610-0

I. 激… I. 吕… II. 激光检测 IV. TN247

中国版本图书馆 CIP 数据核字(1999)第 75182 号

国防科技大学出版社出版发行  
电话:(0731)4555681 邮政编码:410073  
E-mail: gfkdcbs@ public. cs. hn. cn  
责任编辑:卢天颢 责任校对:张静  
新华书店总店北京发行所经销  
国防科技大学印刷厂印装

\*  
787×1092 1/16 印张:13.5 字数:312 千  
2000 年 1 月第 1 版第 1 次印刷 印数:1-3000 册

\*  
定价:16.00 元

激光光电检测反

## 前 言

1960 年第一台激光器问世后的 30 年间,激光的应用技术迅速发展,尤其是在测试计量领域取得了一系列惊人的进展,国内外大批激光应用新成果的不断诞生,表明激光光电检测技术和仪器已成为仪器科学与技术及相关学科的一个前沿性的重要分支。

国防科技大学机械电子工程与仪器系开设《激光检测》课程已有近 20 年的历史。本书是在长期教学科研实践积累的基础上,按教学大纲的要求编写而成的。

本书由吕海宝教授主编。全书共分六章,第一、二章由吕海宝编写;第三、第四章由颜树华编写;第五章由罗武胜编写;第六章由杨华勇编写。

本书可作为高等理工科院校测试、机电一体化等类专业的教材,也可供有关工程技术人员参考。

由于水平有限,加之时间仓促,书中错漏或不足之处难免,恳请广大读者批评指正。

编者

1999. 12

# 目 录

## 第一章 激光原理基础

1.1 激光的基本特性 .....	(1)
一、激光的方向性 .....	(1)
二、激光的高亮度 .....	(1)
三、激光的相干性 .....	(2)
1.2 激光的产生 .....	(4)
一、原子的能级 .....	(4)
二、光与物质的相互作用 .....	(5)
三、玻尔兹曼分布律与光吸收 .....	(8)
四、粒子数反转与光放大 .....	(9)
五、激光介质的增益 .....	(9)
六、谐振腔概述 .....	(10)
七、产生激光的阈值条件 .....	(12)
1.3 光谱线的加宽 .....	(13)
一、自然加宽 .....	(13)
二、碰撞加宽 .....	(14)
三、多普勒加宽 .....	(15)
四、综合加宽 .....	(19)
1.4 激光谐振腔与高斯光束 .....	(20)
一、谐振腔的稳定性 .....	(20)
二、激光腔的模 .....	(22)
三、高斯光束 .....	(24)
四、高斯光束的转换 .....	(28)
1.5 能级系统的速率方程 .....	(32)
一、二能级系统的速率方程 .....	(32)
二、三能级系统的速率方程 .....	(33)
三、四能级系统的速率方程 .....	(34)
1.6 连续激光器的增益及工作特性 .....	(39)
一、小信号稳态增益 .....	(39)
二、增益饱和和烧孔 .....	(40)

三、输出功率与最佳透射率 .....	(45)
四、单纵模激光的极限线宽 .....	(47)
五、线宽小结 .....	(50)
六、频率牵引效应 .....	(50)
1.7 氦氖激光器.....	(51)
一、氦氖激光器的工作原理 .....	(51)
二、氦氖激光器的结构 .....	(53)
三、输出功率和运转参数 .....	(54)
四、对 $3.39\mu\text{m}$ 波长激光振荡的抑制 .....	(56)
五、氦氖激光器的稳频 .....	(57)
六、双频氦氖激光器及其稳频 .....	(58)
参考文献 .....	(60)

## 第二章 激光干涉测量

2.1 光的叠加与干涉原理.....	(61)
一、光的叠加与干涉 .....	(61)
二、双光束干涉条纹 .....	(68)
三、白光干涉 .....	(72)
2.2 激光干涉仪的构成.....	(73)
一、概述 .....	(73)
二、激光干涉仪主要构件的作用原理 .....	(77)
2.3 激光干涉测长技术.....	(84)
一、倍频鉴向 .....	(84)
二、干涉条纹的移相 .....	(85)
三、非接触式定位 .....	(88)
四、大气修正 .....	(91)
2.4 双频激光干涉仪.....	(97)
一、概述 .....	(97)
二、双频激光干涉仪的测长公式 .....	(99)
三、双频激光干涉仪的工作原理 .....	(99)
四、测量功能的扩展 .....	(104)
参考文献.....	(105)

## 第三章 激光衍射测量

3.1 衍射基本原理 .....	(106)
一、惠更斯—菲涅耳原理 .....	(106)
二、菲涅耳—基尔霍夫衍射公式 .....	(107)
三、基尔霍夫衍射公式的近似 .....	(107)

四、巴俾涅原理 .....	(110)
3.2 夫琅和费单缝衍射及其应用 .....	(111)
一、夫琅和费单缝衍射和矩孔衍射 .....	(111)
二、各种狭缝形位的计算公式 .....	(113)
三、测量精度和量程 .....	(114)
四、应用举例——纤维直径激光衍射检测系统 .....	(115)
3.3 夫琅和费圆孔衍射及其应用 .....	(116)
一、夫琅和费圆孔衍射 .....	(116)
二、应用举例——微孔径激光检测系统 .....	(119)
3.4 菲涅耳衍射及菲涅耳透镜 .....	(120)
一、菲涅耳衍射 .....	(120)
二、菲涅耳半波带法 .....	(121)
三、菲涅耳透镜 .....	(122)
3.5 衍射缩放法测量微尺寸 .....	(125)
一、基本原理 .....	(125)
二、光电面接收修正因子 .....	(125)
三、应用举例 .....	(126)
3.6 光学图样光电探测动态仿真及误差修正 .....	(127)
一、基本原理 .....	(127)
二、应用举例 .....	(128)
参考文献 .....	(130)

#### 第四章 激光全息干涉测量

4.1 全息术及其基本原理 .....	(131)
一、全息术概述 .....	(131)
二、全息术的基本原理 .....	(132)
4.2 全息图的几何分析 .....	(134)
一、基元全息图条纹的分布 .....	(134)
二、点光源照明的波前再现 .....	(136)
三、像的放大率 .....	(139)
4.3 体积全息图 .....	(139)
一、体积全息图的记录 .....	(139)
二、体积全息图的波前再现 .....	(142)
4.4 全息干涉测量方法 .....	(142)
一、二次曝光法 .....	(143)
二、单次曝光法 .....	(145)
三、时间平均法 .....	(146)
4.5 全息干涉测量应用举例 .....	(147)

一、测定光学玻璃折射率的不均匀性 .....	(147)
二、全息光栅及位移精密测量 .....	(149)
参考文献 .....	(154)

## 第五章 光纤传感检测技术

5.1 光纤的基本理论 .....	(155)
一、光线理论 .....	(155)
二、波动理论 .....	(159)
三、光纤的传输特性 .....	(165)
5.2 光纤传感检测原理 .....	(167)
一、光纤传感原理 .....	(167)
二、光纤传感器信号检测技术 .....	(172)
5.3 光纤传感检测中的补偿技术 .....	(175)
一、双光路补偿 .....	(176)
二、单光路补偿 .....	(178)
5.4 光纤传感检测技术应用 .....	(179)
一、激光光纤式表面粗糙度智能检测系统 .....	(179)
二、工业用内窥镜 .....	(180)
参考文献 .....	(182)

## 第六章 其他光电检测方法

6.1 CCD 图像传感器及其应用 .....	(183)
一、CCD 芯片的结构 .....	(183)
二、CCD 工作原理 .....	(184)
三、CCD 基本性能参数 .....	(185)
四、CCD 应用 .....	(187)
6.2 CMOS 图像传感器 .....	(188)
一、CMOS 图像传感器的现状 .....	(188)
二、CMOS 图像传感器的总体结构 .....	(189)
三、CMOS 图像传感器的发展趋势 .....	(189)
四、基于 CCD 和 CMOS 技术的混合数字图像传感器 BCMD .....	(190)
6.3 PSD 及其应用 .....	(190)
一、一维 PSD 的工作原理 .....	(190)
二、二维 PSD 的工作原理 .....	(191)
三、四象限 PSD 的工作原理 .....	(191)
四、PSD 应用 .....	(192)
6.4 激光扫描法 .....	(192)
一、测量原理 .....	(192)



二、分析和讨论 .....	(193)
6.5 激光半焦斑边缘检测法 .....	(194)
一、理论模型 .....	(194)
二、仿真与检出灵敏度的讨论 .....	(195)
三、半焦斑边缘检出法 .....	(196)
6.6 激光准直测量 .....	(196)
一、激光准直的原理 .....	(196)
二、准直激光器 .....	(197)
三、准直光束的抖动和折射问题 .....	(198)
6.7 激光三角法测量 .....	(199)
一、三角法测量的原理 .....	(200)
二、测控系统 .....	(200)
6.8 分布式光纤传感技术 .....	(201)
一、分布式光纤传感技术的特点 .....	(201)
二、分布式光纤传感技术的现状 .....	(202)
三、分布式光纤传感技术的应用与发展 .....	(204)
参考文献 .....	(205)

# 第一章 激光原理基础

## 1.1 激光的基本特性

### 一、激光的方向性

光束传播的方向性,常用光束发散角或光束立体角来衡量。光束发散角是平面角(图 1-1-1),光束立体角则是空间角(图 1-1-2),二者都描述传播过程中光束发散的程度。

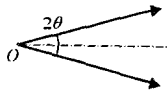


图 1-1-1 光束发散角

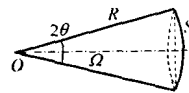


图 1-1-2 光束立体角

球冠曲面  $S$  对球心  $O$  所张的空间角  $\Omega$ ,称为立体角,可由下式描述

$$\Omega = \frac{S}{R^2} \quad (1-1-1)$$

式中  $R$  为球半径; $\Omega$  的单位为  $\text{sr}$ 。可见,整个球面对球心所张的立体角是  $4\pi\text{sr}$ 。因此,太阳是向它周围整个  $4\pi\text{sr}$  的空间发光的,这就是阳光普照的物理含义。

对于激光检测中用得最多的氦氖激光,其光束发散角  $2\theta$  通常为毫弧度数量级。由于  $2\theta$  很小,这时(1-1-1)式可改写为

$$\Omega \approx \pi\theta^2 \quad (1-1-2)$$

若  $2\theta = 2\text{mrad}$ ,代入(1-1-2)式,可算得  $\Omega = 0.5\pi \times 10^{-6} \text{sr}$ ,即氦氖激光束仅仅向着  $0.5\pi \times 10^{-6} \text{sr}$  的空间发射。激光这种极好的方向性,是其他任何光源发射的光所无法比拟的。

### 二、激光的高亮度

单位面积光源表面  $S$  向该面法向单位立体角发射的辐射功率  $P$ ,称为光源的亮度,即

$$B = \frac{P}{S \cdot \Omega} \quad (1-1-3)$$

单位为  $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr}$ 。由于辐射功率是单位时间内辐射的能量,因此也可把光源的亮度说成是单位时间内单位面积光源表面向其法向单位立体角发射的辐射能量,即

$$B = \frac{E}{S \cdot \Omega \cdot t} \quad (1-1-4)$$

激光的高亮度与激光的方向性密切相关。由上面的分析已知,一般氦氖激光的发射立体角为  $0.5\pi \times 10^{-6} \text{sr}$ ,而太阳的发射立体角为  $4\pi\text{sr}$ ,二者相差  $0.8 \times 10^7$  倍。从(1-1-4)式

可见,即使取相同的发光面积和相同的发光功率,单就光源发光的方向性一项的影响,就使氦氖激光的亮度比太阳光的亮度高了  $0.8 \times 10^7$  倍。加之激光的辐射功率可达到很高,而且还能将很大的辐射能量集中在极短的时间内发射,因此激光可具有极高的亮度。一个普通的调 Q 红宝石激光器发射的激光,其脉冲功率很容易达到  $10^6 \text{W}$  的水平,这种激光的亮度比太阳要高  $10^{10}$  倍。而一台每  $\text{cm}^2$  输出功率达  $1\text{kMW}$ , 发散角接近  $1\text{mrad}$  的红宝石巨脉冲激光器所发射的激光的亮度,比普通光源中亮度极好的高压脉冲氙灯的亮度要高 37 亿倍。

### 三、激光的相干性

#### 1. 激光的时间相干性

时间相干性是指不同时刻发出的光波在同一点的相干性。时间相干性的好坏主要取决于光源的单色性,通常用相干长度或相干时间来度量。

为了讨论激光的时间相干性,下面我们先引入线宽的概念。

同种原子从高能级  $E_2$  自发向低能级  $E_1$  作辐射跃迁时,将发射一条中心频率为

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1-1-5)$$

的光谱线。式中  $E_2, E_1$  分别为高能级和低能级的能量;  $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ , 是普朗克恒量。由于激发态能级总具有一定的宽度等种种原因,因此谱线频率不是单一的。描述光线形状的函数  $g(\nu)$  称为谱线的线型函数。线型函数实际上是谱线相对光强按光频的分布关系(见图 1-1-3), 因此可写成

$$g(\nu) = \frac{I(\nu)}{I} \quad (1-1-6)$$

式中  $I$  是谱线总光强;  $I(\nu)$  是频率为  $\nu$  的光的光强, 且有

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(\nu) d\nu = I \quad (1-1-7)$$

由此可得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1 \quad (1-1-8)$$

(1-1-8) 式称为线型函数的归一化条件。

通常把中心频率  $\nu_0$  的光的相对光强  $g(\nu_0)$  下降到一半即  $g(\nu_0)/2$  时谱线所对应的频宽  $\Delta\nu$  称为原子谱线的宽度, 又称荧光线宽(见图 1-1-3), 即

$$\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2| \quad (1-1-9)$$

根据光速  $c$ 、光频  $\nu$  以及光波长  $\lambda$  的关系  $c = \nu\lambda$ , 很容易导得

$$\frac{|\Delta\nu|}{\nu} = \frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} \quad (1-1-10)$$

频率宽度和波长宽度是线宽的两种不同表示方式。显然, 线宽越窄, 即  $\Delta\nu$  或  $\Delta\lambda$  越小, 光的单色性就越好。

通常通过迈克尔逊干涉实验来分析光源的时间相干性。在图 1-1-4 所示的实验光路中, 光源  $S$  发出的光经分光器  $B$  分成两束, 分别经参考镜  $M_1$  和动镜  $M_2$  反射, 然后又经

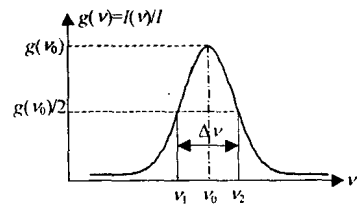


图 1-1-3 线型函数  $g(\nu)$  曲线

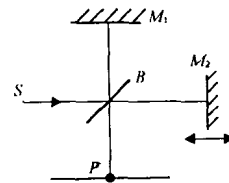


图 1-1-4 迈克尔逊干涉实验光路

分光器  $B$  透射和反射,先后到达观察屏上的  $P$  点会合。当两光程差为波长的整数倍时,两光干涉相长, $P$  点最亮;两光程差为半波长的奇数倍时,则干涉相消, $P$  点最暗。若光源发出的光是绝对的单色光,则不论两光程差多大,干涉效应将始终存在。然而绝对的单色光源是没有的,因此实际上上述干涉效应只是在有限的光程差范围内才明显出现,当光程差大于某个数值时,干涉现象消失。通常把能产生干涉效应的这个极限程差称为相干长度。光在相干长度内传播的时间则称为相干时间。

在普通物理中我们曾学过时间相干性,为了说明激光的相干性,这里不妨给出有关的表达式,即相干长度

$$\Delta L_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1-1-11)$$

相干时间

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1-1-12)$$

由(1-1-11)、(1-1-12)式可见,若光谱线的线宽  $\Delta\nu$  或  $\Delta\lambda$  越窄,即光源的单色性越好,则光源的相干长度就越长,相干时间也越长,也即光源的时间相干性越好。

为了使大家对激光优良的时间相干性有一个数量上的认识,我们将激光问世前单色光源中单色性很好,其光波波长曾经作过长度参考基准的同位素 86 氪( $\text{Kr}^{86}$ )灯与氦氖激光器的单色性数据作一比较(见表 1-1-1)。

表 1-1-1

光源	波长 $\lambda(\mu\text{m})$	线宽 $\Delta\lambda(\mu\text{m})$	相干长度 $\Delta L_{\max}$
$\text{Kr}^{86}$	0.6057	$4.7 \times 10^{-7}$	38.5cm
单纵模氦氖激光器	0.6328	$10^{-11} \sim 10^{-12}$	几十 km

## 2. 激光的空间相干性

空间相干性是指光源空间不同点上同一时刻发出的光波之间的相干性,通常用相干面积来度量。

下面通过杨氏双缝实验来分析光源的空间相干性。

在图 1-1-5 所示的实验光路中,衍射板上的双缝  $S_1$  和  $S_2$  的缝距为  $a$ ,离衍射板  $L$  处有一线度为  $d$  的扩展光源  $S$ 。当  $S$  为普通光源时,光源上不同点都向  $S_1$ 、 $S_2$  发射相互之间无一定位关系的光波,例如光源中心点  $S_0$  发出的在  $S_1$  处的子波与光源边缘点  $S'$  发出的在  $S_2$  处的子波之间是不相干的。但是,光源上同一点发出的在  $S_1$  和  $S_2$  处的子波却是相干的。因此, $S_1$ 、 $S_2$  处无数对同光源点来的子波都能在屏  $B$  上形成各自的干涉条纹。而屏上的总光场则是这些干涉条纹非相干叠加的结果。如果这些干涉条纹叠加后仍形成明显的明暗相间的干涉场,则说明  $S_1$ 、 $S_2$  处的各同光源点来的子波场之间具有明显的相干性,而这种相干性就是空间相干性。

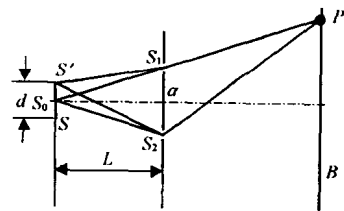


图 1-1-5 杨氏双缝实验光路示意图

同样,这里先给出衡量空间相干性好坏的相干面积的表达式,对方形光源,有

$$a^2 = \frac{L^2 \lambda^2}{d^2} \quad (1-1-13)$$

对圆形光源,有

$$\frac{\pi a^2}{4} = \frac{\pi L^2 \lambda^2}{4d^2} \quad (1-1-14)$$

这就是说,在离光源  $L$  处的横截面内,存在着一个相干面积,光源在该面积内的子波是可以相干的,光源在该面积外的子波则不能相干。这就是用相干面积描述的普通光源的空间相干性。由(1-1-13)和(1-1-14)式可见,若光源面积越小,则相干面积越大,即空间相干性越好。但缩小普通光源的发光面积,往往使发光强度减小,结果导致相干光强的减弱。这正是普通光源对光学相干技术发展的一大限制。

使用激光光源时,情况和以上分析的有极大的不同。由于单纵模激光光源上不同点发射的光束之间均存在一定的位相关系,因此,激光束在整个横截面内都是空间相干的。只要扩展激光束能够覆盖双缝(见图 1-1-6),则在观察屏  $B$  上就总可以看到十分清晰的干涉图样。与普通光源相比,激光光源的发射面积很小,又具有极高的亮度,因此是一种理想的强相干光源。

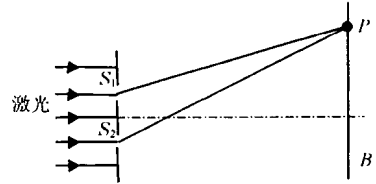


图 1-1-6 激光束在整个横截面内空间相干

## 1.2 激光的产生

光的发射、吸收和放大,都是物质能量交换、转化的结果。广义的发光现象包括有热辐射、电致发光和化学发光等几种形式。普通光源的发光都是自发发射,但激光却是一种受激发射光。受激发射是形成激光的基础。受激发射理论是爱因斯坦于 1917 年用光量子概念重新解释普朗克公式时首先提出来的。然而,直到 40 年后的 1958 年,美国的托尼(Townes)和斯考洛(Schawlow)才论证了激光运转的物理条件。两年以后,梅曼(Maiman)制作的第一台激光器问世。

### 一、原子的能级

当核外电子的运动状态发生变化时,原子的能量状态也将发生变化。根据量子理论,原子的这种能量变化值不是连续的,而是量子化的。原子这些量子化的能量级别称为原子的能级。在构成物质的一个原子系统中,能量最低的能级称为基能级或基态,能量值高于基态的能级统称为激发能级或激发态。处于基态的原子只能吸收辐射。在玻尔理论中,这些能级与电子轨道相对应。但在量子力学中,轨道实际上是不存在的,因此原子的能级应是原子中核外电子分布几率最大时原子所具有的那些量子化能量值。原子这些稳定的量子化状态称为量子态。原子的每个量子态都可以用四个量子数,即主量子数、角量子数、磁量子数以及自旋量子数来描述。当原子的两个或更多个量子态具有相同的能量时,这些量子态所对应的能级称为简并能级,具有相同能量的量子态的数目则称为该能级的简并度。

当原子在能级之间跃迁时,可产生光的发射或吸收,这种情况并非原子所特有,分子和离子也能产生这种现象。但是,这些产生辐射的跃迁并不是在任意两个能级之间都可以

发生的,只有当两个能级满足辐射跃迁选择定则时,粒子的辐射跃迁才有可能。这时原子系统吸收或发射的光频  $\nu$  由玻尔频率条件确定,即

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1-1-5)$$

式中  $E_2, E_1$  为上、下能级的能量值; $h$  为普朗克恒量。当原子从一个能级无辐射跃迁到另一个能级时,能量转换成热而传给其他原子。

原子在某个能级上停留的平均时间称为该能级的寿命。激发态的寿命一般都很短,通常为  $(10^{-7} \sim 10^{-8})$ s 左右。但也存在着寿命较长(可达  $10^{-3}$  s 以上)的激发态,这些激发态能级正是辐射跃迁选择定则中规定的不允许向低能级进行辐射跃迁的那些能级,事实上受禁跃迁也有发生,只是少于允许的跃迁而已,常把这种寿命较长的激发态称为亚稳态。应当指出,亚稳态对于激光的产生起着很重要的作用。

同一激发态上大量原子所具有的能量并不完全相等。这些原子按能量不同呈统计规律分布(见图 1-2-1)。分布在激发态中心能量值处的粒子数最多,随着对中心能量值偏离的增加,分布的粒子数也迅速减少。通常将中心能量值粒子数  $N_m$  减少到一半时所对应的能量间隔  $\Delta E$  定义为该能级的自然宽度。

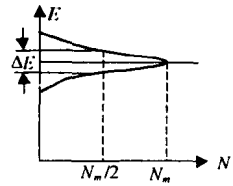


图 1-2-1 能级宽度

能级的宽度  $\Delta E$  和能级的平均寿命  $\tau$  遵从测不准关系,即

$$\Delta E \cdot \tau \geq \frac{h}{2\pi} \quad (1-2-1)$$

式中  $h$  为普朗克恒量。因此,能级的宽度  $\Delta E$  和能级的平均寿命  $\tau$  成反比。能级的自然宽度取决于粒子在该能级上的平均寿命,能级平均寿命越长,能级的自然宽度越窄。激发态寿命很短,所以激发态能级宽度很宽。亚稳态寿命较长,因此亚稳态的能级宽度较窄。基态的平均寿命为无穷大,所以基态能级的宽度为零。

## 二、光与物质的相互作用

爱因斯坦根据量子理论提出,光与物质的相互作用应包括原子的自发发射、受激发射以及受激吸收三种跃迁过程。

### 1. 自发发射

高能级  $E_2$  上的原子自发地向低能级  $E_1$  跃迁,并发射频率为  $\nu$  的光子的过程,称为自发发射(见图 1-2-2(a))。这种自发发射光子的中心频率是相同的,并由(1-1-5)式确定。但大量自发发射的光子彼此独立,没有固定的位相关系,各自的偏振方向和传播方向也不相同,因此自发发射光是一种非相干光。普通光源所发出的光一般都是这种自发发射光。

单个原子的自发发射情况是不确定的,但大量原子的自发发射服从统计规律。设有一原子系统,高能级  $E_2$  上的原子数为  $N_2$ ,  $dt$  时间内由高能级  $E_2$  自发跃迁到低能级  $E_1$  的原子数为  $dN_{21}$ ,则单位时间内高能级  $E_2$  上每个原子向低能级  $E_1$  自发发射跃迁的几率为

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

显然,  $dt$  时间内  $E_2$  能级上原子的减少数,就是  $E_1$  能级上原子的增加数,故有

$$\frac{dN_2}{dt} = - \left( \frac{dN_{21}}{dt} \right) \quad (1-2-3)$$

所以

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (1-2-4)$$

若  $t=0$  时  $E_2$  上的原子数为  $N_{20}$ , 则解微分方程(1-2-4)式可得到

$$N_2 = N_{20}e^{-A_{21}t} \quad (1-2-5)$$

可见, 自发发射使高能级上的原子数按指数规律减少, 减少的速度由自发发射几率  $A_{21}$  决定。

下面我们来求激发态  $E_2$  的平均寿命。在  $t \rightarrow (t + dt)$  时间内, 从  $E_2$  能级自发发射跃迁到  $E_1$  能级的原子数为  $dN_{21}$  个, 这说明在  $0 \rightarrow t$  时间内, 这  $dN_{21}$  个原子都曾在  $E_2$  能级上停留过。因此这  $dN_{21}$  个原子在  $E_2$  能级上停留的时间的总和为  $dN_{21}t = A_{21}N_2t dt$ 。则考虑  $t=0 \rightarrow \infty$  时,  $t=0$  时  $E_2$  能级上所在的所有  $N_{20}$  个原子的寿命总和应为

$$N_{20} \cdot \tau = \int_0^{\infty} A_{21}N_2t dt \quad (1-2-6)$$

所以每个原子在  $E_2$  能级上停留的平均时间, 即激发态  $E_2$  的平均寿命  $\tau$  应为

$$\tau = \frac{1}{N_{20}} \int_0^{\infty} A_{21}N_2t dt \quad (1-2-7)$$

将(1-2-5)式代入(1-2-7)式并运算, 可得到

$$\tau = \frac{1}{A_{21}} \quad (1-2-8)$$

$A_{21}$  也称为自发发射爱因斯坦系数。可见, 激发态平均寿命是自发发射跃迁几率的倒数。这样, (1-2-5)式可写成

$$N_2 = N_{20}e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1-2-9)$$

由此可见, 激发态的平均寿命  $\tau$  就是该激发态粒子数衰减为初始时刻 ( $t=0$ ) 粒子数  $N_{20}$  的  $1/e$  倍所需的时间。在后面, 我们还将用这一数理概念直接导出谐振腔的光子寿命。

若高能级  $E_n$  上的原子可向  $m$  个低能级进行自发跃迁, 且还可向低能级作跃迁几率为  $D$  的其他形式的跃迁(如无辐射跃迁)时, 则激发态  $E_n$  的平均寿命为

$$\tau = \frac{1}{D + \sum_m A_{nm}} \quad (1-2-10)$$

式中  $A_{nm}$  是  $E_n$  能级上原子分别向  $m$  个低能级进行自发发射跃迁的几率。显然, 激发态上原子的自发发射跃迁几率越大, 该激发态的寿命就越短。

## 2. 受激吸收

低能级  $E_1$  上的原子, 在频率为  $\nu$  的辐射场的激励下, 吸收能量为  $h\nu$  的光子而向高能级  $E_2$  跃迁的过程, 称为受激吸收(见图 1-2-2(b))。与自发发射不同, 受激吸收离不开外辐射场的激励, 但被吸收光子的频率仍由(1-1-5)式确定。

单个原子的受激吸收情况也是不确定的, 但大量原子的受激吸收也服从统计规律。设

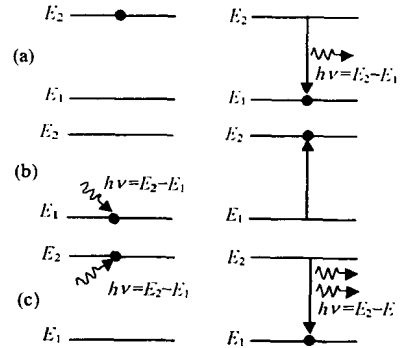


图 1-2-2 (a) 自发发射;  
(b) 受激吸收; (c) 受激发射

有一原子系统,低能级  $E_1$  上的原子数为  $N_1$ ,当受到单色能量密度为  $\rho_\nu$ (即辐射场单位体积内,频率为  $\nu$  附近的单位频率间隔内的辐射能量,量纲为  $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1}$ )的辐射场的激励时,若  $dt$  时间内有  $dN_{12}$  个原子吸收能量为  $h\nu$  的光子从低能级  $E_1$  跃迁到高能级  $E_2$ ,则单位时间内低能级  $E_1$  上每个原子向高能级  $E_2$  受激吸收跃迁的几率为

$$W_{12} = \frac{dN_{12}}{N_1 dt} \quad (1-2-11)$$

受激吸收的强弱不仅取决于原子本身的性质,还与辐射场的单色能量密度  $\rho_\nu$  成正比,即

$$W_{12} = B_{12} \cdot \rho_\nu \quad (1-2-12)$$

式中  $B_{12}$  为比例系数,称为受激吸收爱因斯坦系数。

受激吸收是一种正吸收。由于受激吸收过程吸收了辐射场的光子,因此它将减弱辐射场的辐射密度。

### 3. 受激发射

高能级  $E_2$  上的原子,在频率为  $\nu$  的辐射场的激励下,向低能级  $E_1$  跃迁,并发射出与激励光子性质完全相同(同频率、同位相、同偏振以及同传播方向)的光子的过程,称为受激发射(见图 1-2-2(c))。大量原子的受激发射同样可用统计规律来描述。

设有一原子系统,高能级  $E_2$  上的原子数为  $N_2$ ,当受到单色能量密度为  $\rho_\nu$  的辐射场的激励时,若  $dt$  时间内有  $dN_{21}$  个原子受激发射而从高能级  $E_2$  跃迁到低能级  $E_1$ ,则单位时间内高能级  $E_2$  上每个原子向低能级  $E_1$  受激发射跃迁的几率为

$$W_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt} \quad (1-2-13)$$

受激发射的强弱不仅取决于原子本身的性质,也与辐射场的单色能量密度  $\rho_\nu$  成正比,即

$$W_{21} = B_{21} \cdot \rho_\nu \quad (1-2-14)$$

式中  $B_{21}$  为比例系数,称为受激发射爱因斯坦系数。

受激发射是一种负吸收过程,受激发射的原子不但不吸收激励光子,而且将发射出与激励光子性质完全相同的光子与激励光子一起输出,从而增强了辐射场的辐射密度,起到了光放大的作用。尤其值得指出的是,由于受激发射光的频率、位相、偏振以及传播方向与激励光完全相同,因此在同一辐射场激发下大量原子所产生的受激发射光是高度相干光。

### 4. 爱因斯坦关系式

利用光与物质相互作用的分析来处理空腔黑体的热平衡过程,可以导出爱因斯坦三个系数之间的关系,即

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1-2-15)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3 \eta^3}{c^3} B_{21} \quad (1-2-16)$$

式中  $g_1, g_2$  分别是能级  $E_1$  和  $E_2$  的简并度; $\eta$  是介质折射率; $c$  是真空光速。当能级简并度  $g_1 = g_2$  时,有

$$B_{12} = B_{21} \quad (1-2-17)$$

或

$$W_{12} = W_{21} \quad (1-2-18)$$



### 三、玻尔兹曼分布律与光吸收

热平衡时,单位体积中物质粒子在不同能态(即量子态)上的分布服从统计规律,这个统计规律就是玻尔兹曼分布律,即  $i$  能态上的粒子数为

$$N_i = N_0 C e^{-E_i/kT} \quad (1-2-19)$$

式中  $N_0$  为单位体积内的粒子总数; $C$  为与物质性质及其温度有关的常数; $E_i$  为能态  $i$  的能量; $k=1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ ,称为玻尔兹曼恒量; $T$  为绝对温度。

由于粒子在同一能级所对应的每个能态上的分布几率相同,故简并能级的每个能态上具有相同的粒子数。所以简并度为  $g_i$  的能级  $E_i$  上的粒子数为

$$N_i = g_i N_i \quad (1-2-20)$$

由此可求得热平衡时粒子数随能量的分布规律为

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1-2-21)$$

式中  $g_1, g_2$  分别是能级  $E_1$  和  $E_2$  的简并度。若高、低能级均为非简并能级,即当能级简并度  $g_1=g_2=1$  时,则有

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1-2-22)$$

由(1-2-21)和(1-2-22)式可见,由于恒有  $h\nu > 0, kT > 0$ ,因此在热平衡条件下总有

$$\frac{N_2}{g_2} < \frac{N_1}{g_1} \quad (1-2-23)$$

或

$$N_2 < N_1 \quad (1-2-24)$$

成立,也即热平衡条件下低能级的粒子数密度总是大于高能级的粒子数密度。由于绝对温度不能取负值,因此热平衡时物质中粒子数密度的这种分布规律是一种粒子数的正温度分布。图 1-2-3 示出了热平衡时粒子数随能量的分布规律。

设热平衡时物质处在单色能量密度为  $\rho_\nu$  的辐射场的辐照之中, $dt$  时间内受激吸收原子所吸收的光子数为  $dN_{12}$ ,受激发射原子所发射的光子数为  $dN_{21}$ ,则根据(1-2-11)、(1-2-12)、(1-2-13)式以及(1-2-14)式,可得到受激发射光子数与受激吸收光子数之比为

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{B_{21}N_2}{B_{12}N_1} \quad (1-2-25)$$

使用爱因斯坦关系式(1-2-15)式,可有

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} \quad (1-2-26)$$

则根据(1-2-21)式,可得到

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} < 1 \quad (1-2-27)$$

因此有

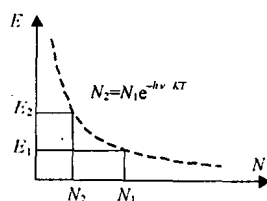


图 1-2-3 粒子数的玻尔兹曼分布律