

第 1 章 辐射理论概要与激光产生的条件

激光技术是 20 世纪 60 年代初发展起来的一门新兴学科。激光的问世引起了现代光学技术的巨大变革。激光在现代工业、农业、医学、通信、国防、科学研究等各方面的应用迅速扩展。之所以在短期间获得如此大的发展是和它本身的特点分不开的。

激光与普通光源相比较有三个主要特点,即方向性好、相干性好和亮度高,其原因在于激光主要是光的受激辐射,而普通光源主要是光的自发辐射。研究激光原理就是要研究光的受激辐射是如何在激光器内产生并占据主导地位而抑制自发辐射的。本章首先从光的辐射原理讲起,讨论与激光的发明和激光的技术发展有关的物理基础及产生激光的条件。

光的辐射既是一种电磁波又是一种粒子流,激光是在人们认识到光有这两种相互对立而又相互联系的性质后才发明的。因此本章从介绍光的波粒二象性开始研究原子的辐射跃迁。激光的产生又是光与物质相互作用的结果,对光的平衡热辐射和光与物质相互作用(光的自发辐射、受激辐射、受激吸收)的研究是发明激光的物理基础。光谱线的宽度、线型函数是影响激光器性能的重要因素,提高激光的单色性是激光技术发展的一个重要方向。阐明上述这些基础后,本章最后讨论激光产生的条件。

1.1 光的波粒二象性

光的一个基本性质就是具有波粒二象性。人类对光的认识经历了牛顿的微粒说,惠更斯菲涅耳的波动说,到爱因斯坦的光子说的发展,最后才认识到波动性和粒子性是光的客观属性,波动性和粒子性总是同时存在的。一方面光是电磁波,具有波动的性质,有一定的频率和波长。另一方面光是光子流,光子是具有一定能量和动量的物质粒子。在一定条件下,可能某一方面的属性比较明显,而当条件改变后,另一方面的属性变得更为明显。例如,光在传播过程中所表现出来的干涉、衍射等现象中其波动性较为明显,这时往往可以把光看作是由一列一列的光波组成的;而当光和实物互相作用时(例如光的吸收、发射、光电效应等),其粒子性较为明显,这时往往又把光看作是由一个一个光子组成的光子流。

1.1.1 光波

光波是一种电磁波,即变化的电场和变化的磁场相互激发,形成变化的电磁场在空间的传播。光波既是电矢量 $\vec{E}$ 的振动和传播,同时又是磁矢量 $\vec{B}$ 的振动和传播。在均匀介质中,电矢量 $\vec{E}$ 的振动方向与磁矢量 $\vec{B}$ 的振动方向互相垂直,且 $\vec{E}$ 、 $\vec{B}$ 均垂直于光的传播方向 $\vec{k}$ 。三者方向上的关系如图 1-1 所示。

实验证明,光对人的眼睛或感光仪器(如照相底板、热电偶)等起作用的主要是电矢量 $\vec{E}$,因此,以后着重讨论电矢量 $\vec{E}$ 的振动及传播。习惯上常把电矢量叫作光

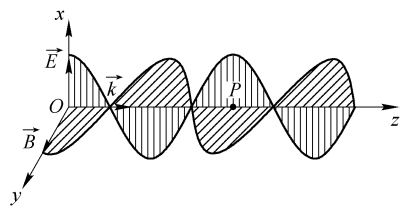


图 1-1 电磁波的传播

矢量。由图 1-1 可知,电矢量振动方向和传播方向垂直,因此光波是一种横波。

1. 线偏振光

设光波沿 z 轴方向传播,则光矢量的振动方向必在与 z 轴垂直的 xOy 平面内。但是,在 xOy 平面内,光矢量 $\vec{E}$ 还可能有不同的振动状态。如果光矢量始终只沿一个固定方向振动,这样的光称为线偏振光(或面偏振光)。普通光源发出的光,包括许多彼此独立的线偏振成分,它们的电矢量振动方向都在 xOy 平面内,各取不同的方位,这样的光叫作自然光。

根据矢量分解原理,在 xOy 平面内电矢量 $\vec{E}$ 的任一振动总可以分解成一个沿 x 方向的分振动和一个沿 y 方向的分振动。也就是说,一般的线偏振光总可以分解为沿 x 和 y 方向振动的相位相同或相反的两个线偏振光。显然这两种线偏振光的电矢量互相垂直且均垂直于传播方向。

2. 光速,频率和波长三者的关系

电磁波的波长范围非常宽,按其波长长短顺序,大体可分为无线电波、红外光、可见光、紫外光、X 射线及 γ 射线,具体波长划分见图 1-2 电磁波谱。图中表明各区域有所交错,可见光的波长范围只占整个电磁波谱的一个极小部分。目前通用激光器中常用电磁波在可见光或接近可见光范围,波长约为 $0.3\sim30\mu\text{m}$ (红外),其相应频率为 $10^{15}\sim10^{13}\text{Hz}$ 。

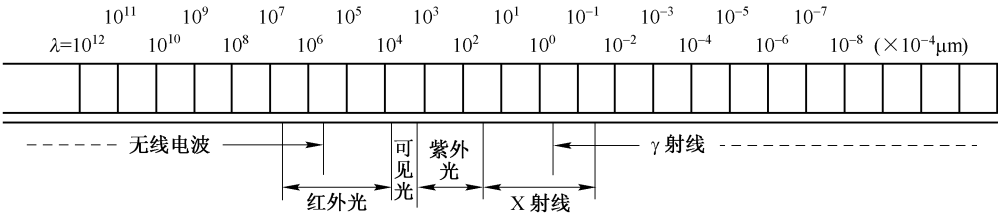


图 1-2 电磁波谱

光在真空中传播的速度 c 是一个重要的物理常数,实验测得的光速值为

$$c=2.998\times10^8\text{m/s}\approx3\times10^8\text{m/s}$$

光的频率就是光矢量每秒振动的次数,光振动的周期是完成一次振动所需的时间,频率 ν 和周期 T 的关系互为倒数

$$\nu=1/T \tag{1-1}$$

光的真空波长指振动状态经历一个周期在真空中向前传播的距离,用字母 λ_0 表示。所以,在真空中光速、频率和波长有如下的关系

$$c=\lambda_0\nu \tag{1-2}$$

实验证明光在各种介质中传播时,保持其原有频率 ν 不变;而介质中的光速为

$$v=c/\mu \tag{1-3}$$

式中, μ 为介质的折射率。即介质中的光速各不相同。

由于各种介质的折射率 μ 总是大于 1,所以 v 总是小于 c 。各种气体的折射率比 1 大得不多,可粗略地把各种气体的折射率当作 1 看待。由于不同介质的折射率不同,光速不同,所以同频率的光在不同介质中的波长 λ 也不同。可以证明光在折射率为 μ 的介质中的波长 λ 是真空中波长 λ_0 的 $1/\mu$ 。介质中光速、频率和波长则有如下的关系

$$v=\lambda\nu \tag{1-4}$$

3. 单色平面波

(1) 平面波

在光波场中,光波相位相同的空间各点构成的面叫作波面,也叫作波阵面或等相位面。光波波面是平面的波叫作平面波。例如将一个点光源放置在一个凸透镜的焦点上,则通过透镜后的光波是平面波。离点光源很远处整个波面上的很小一部分也可近似看作平面波。例如太阳发出的光波到达地球表面时,波面的很小一部分可近似看作平面波。

平面波在均匀介质中传播的特点是:波面为彼此平行的平面,且在无吸收介质中传播时,波的振幅保持不变。

(2) 单色平面波

具有单一频率的平面波叫作单色平面波。实际上任何光波,包括激光在内,都不可能是完全单色的,总有一定的频率宽度。如果频率宽度 $\Delta\nu$ 比光波本身频率 ν 小很多,即 $\Delta\nu \ll \nu$ 时,这种波叫作准单色波。 $\Delta\nu$ 越小,单色性越好。实际上的单色波都是准单色波。

下面介绍经过科学抽象的理想单色平面波——简谐波,它是最简单、最重要的一种波。由傅里叶分析可知,任何复杂的波都可以分解为一系列不同频率的简谐波,所以讨论它是有实际意义的。

设真空中的电磁波(见图 1-1)的电矢量 $\vec{E}$ 在坐标原点 O 沿 x 方向作简谐振动,磁矢量 $\vec{B}$ 在坐标原点 O 沿 y 方向作简谐振动,其频率均为 ν ,角频率 $\omega = 2\pi\nu$,起始时刻,即 $t=0$ 时,二者初相位均为零。则 $\vec{E}$ 、 $\vec{B}$ 的振动方程分别为

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t) = \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu t) \quad (1-5)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cos(\omega t) = \vec{B}_0 \cos(2\pi\nu t) \quad (1-6)$$

式中, $\vec{E}_0$ 、 $\vec{B}_0$ 分别为电场矢量和磁场矢量的振幅矢量。由上两式可见,电矢量和磁矢量两者具有相同的频率、相位和相似的简谐振动方程。为简便起见,今后将此二式统一写成标量形式

$$U = U_0 \cos(\omega t) = U_0 \cos(2\pi\nu t) \quad (1-7)$$

U 称作场矢量大小,它代表电矢量 $\vec{E}$ 或磁矢量 $\vec{B}$ 的大小; U_0 为场矢量的振幅。设光波以速度 c 向 z 方向传播,在 z 轴上任选一点 P (见图 1-1),当波源的振动传播到该点时, P 点的振动状态比原点 O 的振动状态落后 $\tau = z/c$,因此 P 点的振动方程为

$$U = U_0 \cos[\omega(t - \tau)] = U_0 \cos[\omega(t - z/c)] \quad (1-8)$$

由于 P 点的位置是任意选取的,所以该方程代表了波场中任一点的振动状态,称作简谐波方程,又叫作行波方程,它是时间和空间的二元函数。从上式可知:如果固定空间某点 P ,则上式代表场矢量在该点作时间上的周期振动。如果固定时间 t ,则上式代表场矢量在该时刻随位置不同作空间上的周期变化。如果位置、时间都变化,则上式代表一个行波方程,可以给出不同时刻空间各点的振动状态,从而描绘出波的传播图像。行波方程(式(1-8))也可改写成如下的形式

$$U = U_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right] = U_0 \cos\left[\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi z}{\lambda}\right)\right] \quad (1-9)$$

从上式可以看出,光波具有时间周期性和空间周期性。时间周期为 T ,空间周期为 λ ;时间频率为 $1/T$,空间频率为 $1/\lambda$;时间角频率为 $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$,空间角频率(或波矢的大小)为 $k = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$,波矢 $\vec{k}$ 是一个矢量,方向沿光线传播方向。

简谐波为具有单一频率 ν 的单色波。要成为单色波,从物理上讲必须是无限长的波列,也就是说该波列在空间上是无头无尾、无限延伸的。由傅里叶分析可知,有限长的一段波列不可能是单色的,它必然有一定的频带宽度。波列越长,频宽越窄,越接近单色波。通常原子发光时间约为 10^{-8} s,形成的波列长度约等于 3 m。对于波长为 $0.5 \mu\text{m}$ 的绿光来讲,整个波列有 6×10^6 个周期的波形。这是一个很大的量,但它仍然是有限波列,有一定的频带宽度。激光由于谐振腔的作用,可使频宽压得很窄,接近于单色光,但仍然有一定的频宽。

(3) 平面波的复数表示法、光强

为了运算方便,常把平面波公式(式(1-9))写成复数形式。由数学中的欧拉公式

$$e^{j\alpha} = \cos\alpha + j\sin\alpha \quad (1-10)$$

式(1-9)可改写为

$$U = \text{Re}[U_0 e^{j(\omega t - kz)}] \quad (1-11)$$

式中, $\text{Re}[\]$ 表示取 $[\]$ 中的实数部分。为简略起见,在运算中只要记住最后结果取复数的实数部分,也可以将“Re”省去,直接写成

$$U = U_0 e^{j(\omega t - kz)} \quad (1-12a)$$

或

$$U = U_0 \exp[j(\omega t - kz)] \quad (1-12b)$$

上两式就是线偏振单色平面波的复数表示法。注意, $e^{j(\omega t - kz)}$ 中,虚指数部分表示振动的相位。在很多光学问题中,常将 $j(\omega t - kz)$ 中的时间变量和空间变量分开考虑,成为独立的因子。在讨论单色波场中各点扰动的空间分布时,时间因子 $e^{j\omega t}$ 总是相同的,常略去不写,剩下的空间分布因子

$$\tilde{U} = U_0 \exp(-jkz) \quad (1-13a)$$

称为复振幅。复振幅 $\tilde{U}$ 由两部分组成,其模 U_0 代表振幅在空间的分布,其辐角 $(-kz)$ 代表相位在空间的分布。复振幅将两个空间分布合成起来,且和时间变量无关,体现出很大的优越性。

引入复振幅后,相应的行波方程(式(1-8))可改写成

$$U = \tilde{U} \exp(j\omega t) \quad (1-13b)$$

在光学中,光强是一个重要的物理量。它定义为单位时间内通过垂直于光传播方向单位面积的光波能量,用字母 I 代表,它的单位是 W/m^2 或 W/cm^2 。光强与光矢量大小的平方成正比,即 $I \propto U^2$ 。

由于光的频率很高(10^{14} Hz 量级),用通常的光探测器测量到的只是光强 I 的平均值 $\bar{I}$,即

$$\bar{I} \propto \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U^2 dt = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U_0^2 \cos^2(\omega t - kz) dt = \frac{U_0^2}{2} \quad (1-14)$$

即平均光强 $\bar{I}$ 与相应的光矢量振幅的平方成正比。由于实用中主要考虑光的相对强度,所以上式经常写成: $\bar{I} = U_0^2$, 认为比例系数为 1。记住,只要测得平均光强 $\bar{I}$,就可直接用 I 代替 $\bar{I}$,上式可改写成: $I = U_0^2$ 。

(4) 球面波及其复数表示法

光波波面为一系列同心球面的波叫作球面波。例如,在均匀介质中点光源发出的光,所形成的波面就是球面。可以证明球面波的振幅随波面半径 r 的增大成反比地减小。故球面简谐波的方程为

$$U = \frac{U_0}{r} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \quad (1-15)$$

式中, r 为光传播到达的任一点 P 离波源的距离, U_0 的值等于离波源单位距离处的振幅大小。

球面波的复数表示法为

$$U = \frac{U_0}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (1-16)$$

1.1.2 光子

前面已经指出,当光和物质作用时,如果产生原子对光的发射和吸收的话,那么光的粒子性就表现得较为明显。这时往往把光当作一个一个以光速 c 运动的粒子流看待。光的量子学说(光子说)认为,光子和其他基本粒子一样,具有能量 ε 和动量 $\vec{P}$, 它们与光波的频率 ν 、真空中波长 λ_0 之间有如下关系

$$\varepsilon = h\nu \quad (1-17)$$

$$\vec{P} = \frac{h\nu}{c} \vec{n}_0 = \frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 = \frac{h}{2\pi\lambda_0} 2\pi \vec{n}_0 = \frac{h}{2\pi} \vec{k} \quad (1-18)$$

式中, $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, 称作普朗克常数。光子的动量 $\vec{P}$ 是一个矢量, 它的方向就是光子运动的方向, 即光的传播方向 $\vec{n}_0$ 。 ε 为每一个光子的能量, 光的能量就是所有光子能量的总和。当光与物质(原子、分子)交换能量时, 光子只能整个地被原子吸收或发射。

式(1-17)和式(1-18)把表征粒子性的能量 ε 和动量 $\vec{P}$ 与表征波动性的频率 ν 和波长 λ_0 联系起来了, 体现了光的波粒二象性的内在联系。光的频率越高, 光子的能量就越大。红外光与可见光相比, 其频率较低, 故它的光子能量就较小。可见光、紫外光、X 射线、 γ 射线的频率依次增高, 相应的光子能量也逐渐增大。

上述两个基本关系式后来为康普顿(Compton)散射实验所证实(1923年), 并在现代量子电动力学中得到理论解释。量子电动力学从理论上把光的电磁(波动)理论和光子(微粒)理论在电磁场的量子化描述的基础上统一起来, 从而在理论上阐明了光的波粒二象性。

1.2 原子的能级和辐射跃迁

1.2.1 原子能级和简并度

物质是由原子、分子或离子组成的, 而原子由带正电的原子核及绕核运动的电子组成。核外电子的负电量与原子核所带正电量相等。电子一方面绕核做轨道运动, 一方面本身做自旋运动。由原子物理学知道, 原子中电子的状态应该由下列四个量子数来确定:

① 主量子数 n : $n = 1, 2, 3, \dots$ 主量子数大体上决定原子中电子的能量值。不同的主量子数表示电子在不同的壳层上运动。

② 辅量子数 l : $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, 它表征电子有不同的轨道角动量。对于辅量子数 $l = 0, 1, 2, 3$ 等的电子, 依次用 s, p, d, f 字母表示, 习惯上叫它们为 s 电子, p 电子……

③ 磁量子数 m_l : $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ 。磁量子数可以决定轨道角动量在外磁场方向上的分量。

④ 自旋磁量子数 m_s : $m_s = \pm 1/2$, 它决定电子自旋角动量在外磁场方向上的分量。

电子具有的量子数不同, 表示电子的运动状态不同。电子在原子系统中运动时, 可以处在

一系列不同的壳层状态或不同的轨道状态,电子在一系列确定的分立状态运动时,相应地有一系列分立的不连续的能量值,这些能量通常叫作电子(或原子系统)的能级,依次用 $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ 表示,如图1-3所示。

原子处于最低的能级状态称为基态。能量高于基态的其他能级状态叫作激发态。一般来说,处于一定电子态的原子对应某个确定的能级。反过来,某一能级并不一定只对应一个电子态,往往有若干个不同的电子运动状态具有同一能级。也就是说,两个或两个以上的不同运动状态的电子可以具有相同的能级,这样的能级叫作简并能级。同一能级所对应的不同电子运动状态的数目,叫作简并度,用字母 g 表示。

例如,对氢原子来说,它只有一个核外电子,所以该电子状态就可代表原子的状态。因此氢原子的 $1s$ 态(即 $n=1, l=0, m_l=0$)有两个不同的电子自旋状态($m_s = \pm 1/2$),它们具有相同的能级 E_1 ,所以氢 $1s$ 态的简并度 $g_1=2$ 。又如氢原子的 $2p$ 态($n=2, l=1, m_l=0, \pm 1; m_s = \pm 1/2$)共有 6 个不同的电子状态,它们具有相同能级 E_2 ,所以氢原子的 $2p$ 态的简并度 $g_2=6$,见表1-1。原子的简并能级可由外场或原子中其他电子的场的相互作用来解除,此时原子能级原来相同的不同电子状态分裂成能级稍有不同的电子状态。

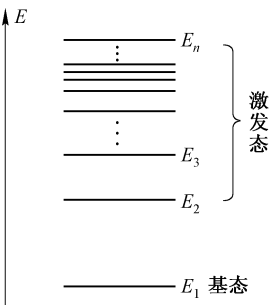


图1-3 原子能级示意图

表 1-1 氢原子的 $1s, 2p$ 态的简并度

原子状态	n	l	m	m_s	简并度
$1s$	1	0	0	$\uparrow\downarrow$	$g_1=2$
$2p$	2	1	1 0 -1	$\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$ $\uparrow\downarrow$	$g_2=6$

1.2.2 原子状态的标记

前面讨论的氢原子只有一个外层电子,所以氢的电子态就可代表氢的原子态。对于有 n 个电子的原子如何表示原子的状态呢? 这里先介绍原子的电子组态符号,再介绍原子态的标记。

1. 原子的电子组态符号

由原子物理中的泡利不相容原理知道,多电子原子中,不可能有两个或两个以上的电子具有完全相同的量子数;另外,电子充填原子壳层时,遵守最小能量原理,即在正常情况下(无外界激发),电子从最低的能级开始充填,再依次充填能量较高的能级。例如,对于有三个外层电子的锂原子,其基态为两个电子处在 $1s$ 态,一个电子处在 $2s$ 态,用符号 $1s^2 2s$ 表示。这种将原子中各个电子所处的电子态一起标出的符号,称为电子组态符号(简称电子组态)。又如钠原子有 11 个核外电子,钠原子基态的电子组态为 $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ 。钠原子内部的 10 个电子分别处在第一、第二壳层,构成稳定的闭壳层,通常把核及 $1s^2 2s^2 2p^6$ 的 10 个电子构成的稳定结构叫作原子实。这样钠原子可看作具有 $+e$ 的原子实及只有一个价电子的类氢原子。钠原子被激发时,往往是价电子被激发到外层轨道,随激发程度不同,这个电子可以跃迁到 $ns, np, nd, \dots$ 等轨道上去。 $n \geq 3$ 激发态的钠原子的电子组态可以为 $1s^2 2s^2 2p^6 3p, 1s^2 2s^2 2p^6 3d, 1s^2 2s^2 2p^6 4s, \dots$ 为书写简单,也可直接写出价电子的状态 $3p, 3d, 4s, \dots$ 而把闭壳层电子组态 $1s^2 2s^2 2p^6$ 省去。

2. 原子态的标记

对于具有多个价电子的原子,考虑到原子中电子的轨道角动量与自旋角动量之间的相互

作用,原子的同一电子组态往往有不同的原子状态,也即有不同的能量。例如,氦原子有两个外层电子,基态的电子组态为 $1s\ 1s$,它对应的原子状态为两个电子均在第一壳层,它们的自旋角动量互相反平行,只有这一个原子状态。如果把氦的一个电子激发到 $2s$ 态,此时氦原子的电子组态为 $1s\ 2s$,它对应有两个原子状态。一个是第一壳层的电子自旋角动量与第二壳层的电子自旋角动量平行,另一个是反平行。为此标记不同的原子态是必要的(对于一个价电子的情况,可以类似于氢原子的讨论)。

各个电子的轨道运动和自旋运动都会产生磁场。因此,对于多个价电子的原子来说,多个电子轨道运动与自旋运动之间或轨道运动与轨道运动、自旋运动与自旋运动之间就有相互作用,使得不同的原子态有不同的能量。它们之间的相互作用有两种方式,一种叫 LS 耦合,一种叫 JJ 耦合。 LS 耦合常见于轻元素中,各个电子轨道运动之间的相互作用和各个电子自旋运动之间的相互作用,大于每个电子的轨道运动和自旋运动之间的相互作用。 JJ 耦合中,各个电子轨道运动与电子自旋运动之间的相互作用,大于每个电子的轨道运动之间和自旋运动之间的相互作用。有关 LS 耦合和 JJ 耦合的具体讨论可参考一般原子物理学教材。下面仅以 LS 耦合为例对原子状态的标记做一说明。

由于不同的耦合作用,多电子原子的总自旋量子数 S 、总轨道量子数 L 及总角动量子数 J ,按量子化条件,只能形成特定的一系列分立的正整数或半整数(L 为正整数)。通常用 $^{2S+1}L_J$ 符号来标记原子(或能级)状态,称作光谱项。符号中的 L 用大写字母如 $S, P, D, F, G, H \cdots$ 表示,它们分别对应于 $L=0, 1, 2, 3, 4, 5 \cdots L$ 左上角的 $2S+1$ 为原子态的多重度,反映了谱项的多重性。当 $L \geq S$ 时,每一个谱项有 $2S+1$ 个不同的 J 值,因此,就代表 $2S+1$ 个不同的能级。对 $S=0$ 的状态, $2S+1=1$,故称之为单重态或多重度为 1。对 $S=1$ 的状态, $2S+1=3$,称之为三重态或多重度为 3。 L 右下角的 J 为原子态的总角动量的量子数。有时为了更完全地描写原子的状态,还在能级符号前写上外层电子的组态符号或其主量子数。

下面仍以氦原子为例,举出几个不同电子组态的原子态。氦原子的基态,它的电子组态为 $1s\ 1s$,由此构成的原子态为 $1s\ 1s\ ^1S_0$ 或 1^1S_0 ,属于氦原子的单重项。又如,对于电子组态为 $1s\ 2s$ 的氦原子激发态,由此构成的原子态有两种情况:①原子态为 $1s\ 2s\ ^3S_1$ 或 2^3S_1 (2 是激发电子的主量子数),属于氦原子的三重项;②原子态为 $1s\ 2s\ ^1S_0$ 或 2^1S_0 ,属于氦原子的单重项。氦原子的部分能级示意图如图1-4所示。

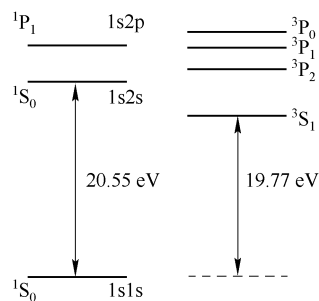


图 1-4 氦原子部分能级示意图

分子能级的标注法较原子能级复杂得多,但它们都反映了多电子之间复杂的相互作用及由此产生的分子的各种能量状态。相关的分子能级标注法可参看有关书籍。

最后需要指出的是,原子态的奇态(奇宇称)与偶态(偶宇称)也是一个很重要的概念。所谓原子的奇态就是原子中各电子的轨道辅量子数 l_i 总和是奇数的状态,而总和是偶数的状态叫偶态。研究两原子能级之间能否产生辐射跃迁时,必须考虑原子态的奇偶性。

3. 辐射跃迁选择定则

原子辐射或吸收光子,并不是在任意两个能级之间都能发生跃迁的,能级之间必须满足下述选择定则才能发生原子辐射或吸收光子的跃迁。

(1) 跃迁必须改变奇偶态。即原子发射或吸收光子,只能出现在一个偶态能级到另一个奇态能级,或一个奇态能级到另一个偶态能级之间。

(2) $\Delta J=0, \pm 1$ ($J=0 \rightarrow J=0$ 除外)。

对于采用 LS 耦合的原子还必须满足下列选择定则:

(3) $\Delta L=0, \pm 1$ ($L=0 \rightarrow L=0$ 除外)。

(4) $\Delta S=0$, 即跃迁时 S 不能发生改变。

仍以氢原子为例, 基态 1^3S_1 和两个激发态 $2^3S_1, 2^1S_0$ 都属于偶态, 因此这三个能级之间都不满足选择定则(1), 因此氢的 $2^3S_1, 2^1S_0$ 都是亚稳能级。现在已知氢原子处于 2^3S_1 能级的平均寿命约为 10^{-4} s, 处于 2^1S_0 能级的平均寿命约为 5×10^{-6} s。

1.2.3 玻尔兹曼分布

前面讨论的是单个原子的能级情况。在激光器中实际上要处理大量原子的系统。例如, 红宝石激光器中 Cr^{3+} 离子的数密度为 $10^{18} \sim 10^{20}/\text{cm}^3$, 氦-氟激光器中氟原子的数密度大约为 $10^{10} \sim 10^{15}/\text{cm}^3$ 。现在考虑由 n_0 个相同原子(分子或离子)组成的系统, n_0 很大。每个原子都有如图 1-3 所示的能级。由于原子的热运动, 原子间相互碰撞或原子与器壁的碰撞, 因此不可能所有原子都处在基态, 有一定数量的原子被激发到不同的激发态(即不同的能级)。 n_0 个原子中处在不同能级的原子数究竟分别是多少呢?

根据统计规律性, 大量原子所组成的系统在热平衡状态下, 原子数按能级分布服从玻尔兹曼定律

$$n_i \propto g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1-19)$$

式中, g_i 为 E_i 能级的简并度; k 为玻尔兹曼常数 ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$); T 为热平衡时的热力学温度; n_i 为处在 E_i 能级的原子数。

由玻尔兹曼定律可知, 处在基态的原子数最多, 处于越高的激发能级的原子数越少。显然, 分别处于 E_m 和 E_n 能级上的原子数 n_m 和 n_n 必然满足如下关系式

$$\frac{n_m/g_m}{n_n/g_n} = e^{-\frac{(E_m-E_n)}{kT}} \quad (1-20)$$

下面对式(1-20)进行一些讨论, 为简单起见, 设 $g_m = g_n$ 。

(1) 如果 E_m 和 E_n 之间的能量间隔很小, 满足 $\Delta E = E_m - E_n \ll kT$, 则由式(1-20)可得

$$\frac{n_m}{n_n} = e^{-\frac{(E_m-E_n)}{kT}} \approx 1$$

说明处在 E_m 和 E_n 两能级的粒子数基本相同, 其比值趋于 1。

(2) 如果 $\Delta E = E_m - E_n \gg kT$, 比值 $n_m/n_n \rightarrow 0$, 这表示在热平衡情况下, 只有很少量的原子处于较高的能级, 而绝大多数的原子都处在较低的能级。由式(1-20)还可知, 因 $T > 0$, 若 $E_m > E_n$, 则总有 $n_m/g_m < n_n/g_n$ 。

由上述关系可知, 处于高能态的粒子数总是小于处在低能态的粒子数, 这是热平衡情况的一般规律。后面讨论的激光器中会存在相反的情况。即当 $E_m > E_n$ 时, 有 $n_m/g_m > n_n/g_n$ 。通常把这种情况叫作粒子数反转。此时, 处在高能态的粒子数大于处在低能态的粒子数。这是在非热平衡的情况下才可能得到的结果。

1.2.4 辐射跃迁和非辐射跃迁

因为能级低的状态比较稳定, 因此一个处于高能级 E_2 的原子, 总是力图使自己的能量状

态过渡到低的能级 E_1 。但是,并不是任何一个高能级的原子都可以通过辐射光子而跃迁到低能级的,只有满足辐射跃迁选择定则时,一个处于高能级 E_2 的原子才可能通过发射一个能量为 $\varepsilon = h\nu = E_2 - E_1$ 的光子,使它跃迁到低能级 E_1 。相反,只有当满足辐射跃迁选择定则时,一个处于低能级 E_1 的原子才可能吸收一个能量为 $\varepsilon = h\nu = E_2 - E_1$ 的光子而跃迁到高能级 E_2 。这种因发射或吸收光子从而使原子造成能级间跃迁的现象叫作辐射跃迁。它必须满足辐射跃迁选择定则。

非辐射跃迁表示原子在不同能级跃迁时并不伴随光子的发射或吸收,而是把多余的能量传给了别的原子或吸收别的原子传给它的能量,所以不存在选择定则的限制。对于气体激光器中放电的气体来说,非辐射跃迁的主要机制是通过原子和其他原子或自由电子的碰撞或原子与毛细管壁的碰撞来实现的。固体激光器中,非辐射跃迁的主要机制是激活离子与基质点阵的相互作用,结果使激活离子将自己的激发能量传给晶体点阵,引起点阵的热振动,或者相反。总之,这时能量间的跃迁并不伴随光子的发射和吸收。

1.3 光的受激辐射

光与物质的相互作用,特别是这种相互作用中的受激辐射过程是激光器的物理基础。受激辐射概念是爱因斯坦于 1917 年首先提出的。在普朗克 1900 年用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律,以及玻尔在 1913 年提出原子中电子运动状态量子化假设的基础上,爱因斯坦从光量子概念出发,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。40 年后,受激辐射概念在激光技术中得到了应用。

1.3.1 黑体热辐射

处于某一温度 T 的物体能够发出和吸收电磁辐射。如果某一物体能够完全吸收任何波长的电磁辐射,则称此物体为绝对黑体,简称黑体。在自然界中绝对黑体是不存在的,没有一种物体能够在任何温度下,把投射来的各种波长的辐射都能完全吸收掉。例如,虽然煤烟可以吸收 90% 以上的可见光,但对红外线的吸收却较小。

图 1-5 所示的空腔辐射体是一个比较理想的绝对黑体,因为从外界射入小孔的任何波长的电磁辐射都将在腔内来回反射而不再逸出腔外。从辐射角度看,物体除吸收电磁辐射外,还会发出电磁辐射,这种电磁辐射称为热辐射或温度辐射。当空腔加热到一定温度 T 后,空腔内表面的热辐射在腔内来回反射,形成一个稳定的辐射场。腔内的辐射能量通过小孔向外辐射,所以小孔又是黑体热辐射的光源面。例如,高温加热炉上的观察小孔向外的辐射就是一个黑体热辐射。如果在辐射过程中始终保持温度不变,它就是平衡的黑体热辐射。

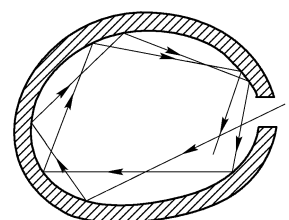


图 1-5 黑体模型

在热平衡时,空腔内有完全确定的辐射场。通常用单色辐射能量密度 ρ_ν 来描述辐射场。单色辐射能量密度 ρ_ν 定义为辐射场中单位体积内,频率在 ν 附近的单位频率间隔中的辐射能量。如辐射场中,体积元为 dV ,频率间隔在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 之间,辐射能为 dw ,则由单色辐射能量密度(简称为单色能量密度)的定义有

$$\rho_\nu = \frac{dw}{\nu dV} \quad (1-21)$$

为了从理论上解释实验测得的黑体辐射 ρ_ν 随 (T, ν) 的分布规律, 19 世纪人们从经典物理学出发所做的一切努力都以失败告终。1900 年普朗克提出了与经典概念完全不同的辐射能量量子化假设, 他认为物体在吸收或辐射能量时, 能量的变化是不连续的, 存在着能量最小单元 ε , 称为光量子。物体吸收或辐射的能量只能是最小单元 ε 的整数倍, 即 $\varepsilon, 2\varepsilon, 3\varepsilon, \dots, n\varepsilon, \dots, n$ 为整数。 ε 和辐射频率之间的关系是 $\varepsilon = h\nu$, 其中 h 是普朗克常数。在此基础上, 由处理大量光子的量子统计理论得到真空中单色辐射能量密度 ρ_ν 与温度 T 及频率 ν 之间的关系为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1-22)$$

式中, k 为玻尔兹曼常数。上式通常称为普朗克黑体辐射的单色辐射能量密度公式, 它反映了在热平衡条件下, 热力学温度为 T 时黑体的电磁辐射在单位体积中不同频率 ν 处单位频率间隔内的能量分布规律。它是 ν 和 T 的函数。有了单色能量密度的表达式, 就可进一步求出总辐射能量密度 ρ 。显然, 总辐射能量密度 ρ 为辐射场中包含的各种频率的辐射能量密度之和, 即

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu \quad (1-23)$$

1.3.2 光和物质的作用

原子、分子或离子辐射光和吸收光的过程是与原子的能级之间的跃迁联系在一起的。光与物质(原子、分子等)的相互作用有三种不同的基本过程, 即自发辐射、受激辐射及受激吸收。对一个包含大量原子的系统, 这三种过程总是同时存在并紧密联系的。在不同情况下, 各个过程所占比例不同, 普通光源中自发辐射起主要作用, 激光器工作过程中受激辐射起主要作用。

对于由大量同类原子组成的系统, 原子能级数目很多, 要全部讨论这些能级间的跃迁, 问题就很复杂, 也无必要。为突出主要矛盾, 只考虑与产生激光有关的原子的两个能级 E_2 和 E_1 ($E_2 > E_1$, 而且它们满足辐射跃迁选择定则)。这里虽然只讨论两个能级之间的跃迁, 使问题大为简化, 但并不影响能级之间跃迁规律的普遍性。

1. 自发辐射

在通常情况下, 处在高能级 E_2 的原子是不稳定的。在没有外界影响时, 它们会自发地从高能级 E_2 向低能级 E_1 跃迁, 同时放出能量为 $h\nu$ 的光子, 有

$$h\nu = E_2 - E_1$$

这种与外界影响无关的、自发进行的辐射称为自发辐射。

自发辐射的特点是每个发生辐射的原子都可看作是一个独立的发射单元, 原子之间毫无联系而且各个原子开始发光的时间参差不一, 所以各列光波频率虽然相同, 均为 ν , 但各列光波之间没有固定的相位关系, 各有不同的偏振方向, 并且各个原子所发的光将向空间各个方向传播。可以说, 大量原子自发辐射的过程是杂乱无章的随机过程。所以自发辐射的光是非相干光, 图1-6所示为自发辐射的过程。

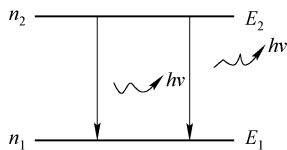


图 1-6 自发辐射

虽然各个原子的发光是彼此独立的, 但是对于大量原子统计平均来说, 从 E_2 经自发辐射跃迁到 E_1 具有一定的跃迁速率。用 n_2 表示某时刻处在高能级 E_2 上的原子数密度(即单位体积中的原子数), 用 $-dn_2$ 表示在 dt 时间间隔内由高能级 E_2 自发跃迁到低能级 E_1 的原子数, 则有

$$-dn_2 = A_{21} n_2 dt \quad (1-24)$$

等式左边“-”号表示 E_2 能级的粒子数密度减少。比例系数 A_{21} 称为爱因斯坦自发辐射系数, 简称自发辐射系数, 它是粒子能级系统的特征参量, 即对应每一种粒子中的两个能级就有一个确定的 A_{21} 的值。上式可改写为

$$A_{21} = -\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt} \tag{1-25}$$

可见, A_{21} 的物理意义是, 单位时间内发生自发辐射的粒子数密度, 占处于 E_2 能级总粒子数密度的百分比。也可以说, A_{21} 是每一个处于 E_2 能级的粒子在单位时间内发生自发跃迁的几率。

将式(1-25)重新整理并对等式两边积分得

$$n_2(t) = n_{20} e^{-A_{21}t} \tag{1-26}$$

式中, n_{20} 为 $t=0$ 时, 处于能级 E_2 的原子数密度。式(1-26)表明, 如无外界能源激发补充, 则由于自发辐射, 激发态的原子数密度将随时间作指数衰减。由全部原子完成自发辐射跃迁所需时间之和对原子数平均, 可以得到自发辐射平均寿命, 它等于原子数密度由起始值降到 $1/e$ 所用的时间, 用 τ 表示有

$$\tau = 1/A_{21} \tag{1-27}$$

即能级平均寿命等于自发跃迁几率的倒数。例如, 红宝石晶体中, 铬离子激光上下能级间自发辐射系数 A_{21} 为 10^2 s^{-1} 量级, 这表示它的平均寿命 τ 约为 10^{-2} s 。也即一个粒子约在 10^{-2} s 的时间内发生自发跃迁。

式(1-27)的结论只考虑了从能级 E_2 向能级 E_1 的跃迁。一般来说, 自高能级 E_n 可以跃迁到满足辐射跃迁选择定则的不同低能级, 见图 1-7。设跃迁到 E_m 的跃迁几率为 A_{nm} , 则激发态 E_n 的自发辐射平均寿命为

$$\tau = 1 / \sum_m A_{nm} \tag{1-28}$$

显然, 当自发辐射几率已知时, 可求得单位体积内发出的光功率。若一个光子的能量为 $h\nu$, 某时刻激发态原子数密度为 n_2 , 则该时刻自发辐射的光功率体密度(单位: W/m^3)为

$$q_{21} = n_2 A_{21} h\nu \tag{1-29}$$

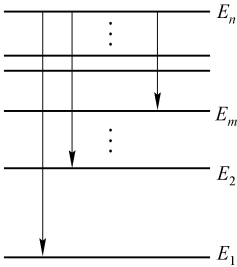


图 1-7 原子能级间的辐射跃迁

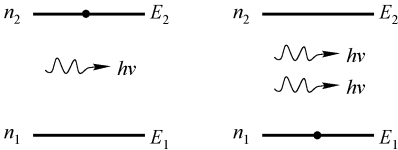


图 1-8 光的受激辐射过程

2. 受激辐射

如果原子系统的两个能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁选择定则, 当受到外来能量 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光照射时, 处在 E_2 能级的原子有可能受到外来光的激励作用而跃迁到较低的能级 E_1 上去, 同时发射一个与外来光子完全相同的光子, 如图 1-8 所示。这种原子的发光过程叫作受激辐射。

受激辐射的特点是:

- (1) 只有外来光子的能量 $h\nu = E_2 - E_1$ 时, 才能引起受激辐射。
- (2) 受激辐射所发出的光子与外来光子的特性完全相同, 即频率相同、相位相同、偏振方

向相同、传播方向相同。

受激辐射的结果使外来的光强得到放大,即光经受激辐射后,特征完全相同的光子数增加了。必须特别强调指出,受激辐射与自发辐射极为重要的区别在于相干性。自发辐射是原子在不受外界辐射场控制情况下的自发过程,因此,大量原子的自发辐射场的相位是无规则分布的,因而是不可相干的。此外,自发辐射场的传播方向和偏振方向也是无规则分布的。受激辐射是在外界辐射场的控制下的发光过程,因而各原子的受激辐射的相位不再是无规则分布,而应具有和外界辐射场相同的相位。在量子电动力学的基础上可以证明:受激辐射光子与入射(激励)光子属于同一光子态;或者说,受激辐射场与入射辐射场具有相同的频率、相位、波矢(传播方向)和偏振,因而是相干的。光的受激辐射过程是产生激光的基本过程。

设外来光的光场单色能量密度为 ρ_ν , 处于能级 E_2 上的原子数密度为 n_2 , 在从 t 到 $t+dt$ 的时间间隔内, 有 $-dn_2$ 个原子由于受激辐射作用, 从能级 E_2 跃迁到 E_1 , 则有

$$-dn_2 = B_{21}n_2\rho_\nu dt \quad (1-30)$$

式中, 负号表示 E_2 能级的粒子数密度 n_2 减少。 B_{21} 是一个比例常数, 它是原子能级系统的特征参量, 它的数值由不同原子的不同能级间跃迁而定, 称为爱因斯坦受激辐射系数, 简称受激辐射系数。令 $W_{21} = B_{21}\rho_\nu$, 则由式(1-30)有

$$W_{21} = B_{21}\rho_\nu = -\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt} \quad (1-31)$$

它表示单位时间内, 在外来单色能量密度为 ρ_ν 的光照射下, 由于 E_2 和 E_1 间发生受激跃迁, E_2 能级上减少的粒子数密度占 E_2 能级总粒子数密度 n_2 的百分比, 也即 E_2 能级上每一个粒子单位时间内发生受激辐射的几率。所以将 W_{21} 称作受激辐射跃迁几率。

受激辐射跃迁几率 W_{21} 与自发辐射跃迁几率 A_{21} 不同。自发辐射跃迁几率就是自发辐射系数本身, 而受激辐射的跃迁几率决定于受激辐射系数与外来光单色能量密度的乘积。特别需要注意的是, 当 B_{21} 一定时, 外来光的单色能量密度愈大, 受激辐射几率愈大。这一点是十分重要的。

3. 受激吸收

光的受激吸收是与受激辐射相反的过程。如图 1-9 所示, 处于低能级 E_1 的原子受到一个外来光子(能量 $\varepsilon = h\nu = E_2 - E_1$)的激励作用, 完全吸收该光子的能量而跃迁到高能级 E_2 的过程, 叫作受激吸收。

设低能级 E_1 的粒子数密度为 n_1 , 外来光单色能量密度为 ρ_ν , 则从 t 到 $t+dt$ 的时间内, 由于吸收使高能级 E_2 上粒子数密度的增加为 dn_2 , 于是有

$$dn_2 = B_{12}n_1\rho_\nu dt \quad (1-32)$$

式中, 比例系数 B_{12} 称为爱因斯坦受激吸收系数。它与 A_{21} 、 B_{21} 一样是粒子能级系统的特征参量。如令 $W_{12} = B_{12}\rho_\nu$, 则上式可改写成

$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu = \frac{1}{n_1} \frac{dn_2}{dt} \quad (1-33)$$

W_{12} 的物理意义是, 在单色能量密度 ρ_ν 的光照射下, 单位时间内, 由 E_1 能级跃迁到 E_2 能级的粒子数密度(即 E_2 能级上由于吸收而增加的粒子数密度)占 E_1 能级上总粒子数密度的百分比, 也即 E_1 能级上的每一个粒子单位时间内因受激吸收而跃迁到 E_2 能级的几率。所以将 W_{12} 称作受激吸收几率, 它与受激辐射几率一样取决于吸收系数和外来光单色辐射能量密

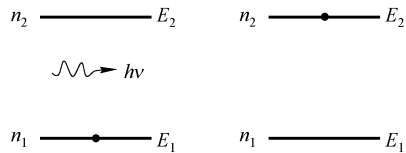


图 1-9 光的受激吸收过程

度的乘积。

1.3.3 自发辐射、受激辐射和受激吸收之间的关系

事实上,在光和大量原子系统的相互作用中,自发辐射、受激辐射和受激吸收三种过程是同时发生的,它们之间密切相关。在单色能量密度为 ρ_ν 的光照射下, dt 时间内在光和原子相互作用达到动平衡的条件下,有下述关系式

$$A_{21}n_2dt + B_{21}n_2\rho_\nu dt = B_{12}n_1\rho_\nu dt \quad (1-34)$$

(自发辐射光子数) (受激辐射光子数) (受激吸收光子数)

即单位体积中,在 dt 时间内,由高能级 E_2 通过自发辐射和受激辐射而跃迁到低能级 E_1 的原子数应等于低能级 E_1 吸收光子而跃迁到高能级 E_2 的原子数。

求出自发辐射系数 A_{21} 与受激辐射系数 B_{21} 、受激吸收系数 B_{12} 之间的具体关系,特别是 A_{21} 与 B_{21} 比值的具体关系,就可以说明激光光源和普通光源的差别。因为爱因斯坦系数 A_{21} 、 B_{21} 、 B_{12} 只是原子能级之间的特征参量,而与外来辐射场的单色能量密度 ρ_ν 无关。为此,可以设想把要研究的原子系统充入热力学温度为 T 的空腔内,使光和物质相互作用达到热平衡,来求得爱因斯坦系数间的关系。虽然研究的过程是由物质原子与空腔场相互作用达到动平衡这一特例进行的,但得到的结果应该是普遍适用的。

设高能级 E_2 (简并度为 g_2) 的原子数密度为 n_2 , 低能级 E_1 (简并度为 g_1) 的原子数密度为 n_1 , 则由玻尔兹曼分布定律

$$\frac{n_2/g_2}{n_1/g_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1-35)$$

将上式代入式(1-34)得

$$(B_{21}\rho_\nu + A_{21}) \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} = B_{12}\rho_\nu \quad (1-36)$$

由此算得热平衡空腔的单色辐射能量密度

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\frac{B_{12}g_1}{B_{21}g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1-37)$$

再与普朗克理论所得黑体单色辐射能量密度公式

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1-38)$$

比较得

$$A_{21}/B_{21} = 8\pi h\nu^3/c^3 \quad (1-39)$$

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1-40)$$

式(1-39)与式(1-40)就是爱因斯坦系数之间的基本关系。应当再次说明,由于三个系数都是原子能级的特征参量,它们与具体过程无关。所以,上述两关系式虽然是借助于空腔热平衡这一特殊过程得出的,它们仍是普遍适用的(上两式的普遍证明可由量子电动力学给出)。

如果上下能级的简并度相等,即 $g_1 = g_2$, 则式(1-40)为

$$B_{12} = B_{21} \quad (1-41)$$

在折射率为 μ 的介质中,光速为 c/μ , 则式(1-39)应为

$$A_{21}/B_{21} = 8\pi\mu^3 h\nu^3/c^3 \quad (1-42)$$

1.3.4 自发辐射光功率与受激辐射光功率

在不同条件下,自发辐射与受激辐射光功率的大小差别悬殊,了解这种差别对分析实际问题是有帮助的。

由前面讨论知,在单位时间内单位体积中自发辐射的光子数为 $n_2 A_{21}$,它与单色辐射能量密度无关。所以某时刻自发辐射的光功率体密度 $q_{\text{自}}(t)$ 应为单位时间内自发辐射的光子数密度与每一光子能量 $h\nu$ 的乘积。即

$$q_{\text{自}}(t) = h\nu n_2(t) A_{21}$$

同理,受激辐射的光功率体密度 $q_{\text{激}}(t)$ 应为单位时间内受激辐射的光子数密度 $n_2(t) B_{21} \rho_\nu$ 与每一光子能量 $h\nu$ 的乘积,即

$$q_{\text{激}}(t) = h\nu n_2(t) B_{21} \rho_\nu$$

于是,得到受激辐射光功率体密度与自发辐射光功率体密度之比为

$$\frac{q_{\text{激}}(t)}{q_{\text{自}}(t)} = \frac{h\nu \cdot n_2(t) B_{21} \rho_\nu}{h\nu \cdot n_2(t) A_{21}} = \frac{B_{21} \rho_\nu}{A_{21}} = \frac{c^3 \rho_\nu}{8\pi h\nu^3} \quad (1-43)$$

对于平衡热辐射光源,再由单色能量密度公式(式(1-22)),最后得

$$\frac{q_{\text{激}}}{q_{\text{自}}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \rho_\nu = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1-44)$$

由上式可以说明,普通光源中受激辐射的比例很小。以温度 $T = 3000 \text{ K}$ 的热辐射光源,发射波长 $\lambda = 500 \text{ nm}$ 为例:

$$\frac{h\nu}{kT} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \times 6 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}}{1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \times 3000 \text{ K}} \approx 10$$

所以

$$\frac{q_{\text{激}}}{q_{\text{自}}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{1}{e^{10} - 1} \approx \frac{1}{20000}$$

即受激辐射只占自发辐射的二万分之一。可见普通光源主要是自发辐射。而激光光源则恰恰相反,在激光器中打破了热平衡,由于粒子数反转并使用了谐振腔,可使激光器中的单色辐射能量密度 ρ'_ν 很大,比普通光源可大 10^{10} 倍,此时受激辐射远大于自发辐射。对于上例,此时

$$\frac{q_{\text{激}}}{q_{\text{自}}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \rho'_\nu = \frac{1}{20000} \times 10^{10} = 5 \times 10^5$$

可见,激光器发出的光主要是受激辐射。必须再一次指出,普通光源是自发辐射,发出的光彼此之间没有固定的相位关系,所以一般称为非相干光源;激光光源是受激辐射,发出的光与入射光有完全相同的相位关系,所以称为相干光源。

1.4 光谱线增宽

光谱的线型和宽度与光的时间相干性直接相关,对后面要讲的许多激光器的输出特性(如激光的增益、模式、功率等)都有影响,所以光谱线的线型和宽度在激光的实际应用中是很重要的问题。本节首先介绍光谱线的线型和宽度,然后再讨论造成几种不同光谱线型及增宽的原因,最后对均匀增宽和非均匀增宽线型作一简单比较。

1.4.1 光谱线、线型和光谱线宽度

在 1.1 节中已经提到,原子发光是有限波列的单频光,因而仍然有一定的频带宽度。实际上使用分辨率很高的摄谱仪来拍摄原子的发光光谱,所得的每一条光谱线正是这样具有有限宽度的。这就意味着原子发射的不是正好为某一频率 ν_0 (满足 $h\nu_0 = E_2 - E_1$) 的光,而是发射频率在 ν_0 附近某个范围内的光。实验还表明,不仅各条谱线的宽度不相同,就每一条光谱线而言,在有限宽度的频率范围内,光强的相对强度也不一样。

设某一条光谱线的总光强为 I_0 ,测得在频率 ν 附近单位频率间隔的光强为 $I(\nu)$,则在频率 ν 附近,单位频率间隔的相对光强为 $I(\nu)/I_0$,用 $f(\nu)$ 表示,即

$$f(\nu) = I(\nu)/I_0 \quad (1-45)$$

实验测得,不同频率 ν 处, $f(\nu)$ 不同,它是频率 ν 的函数。如以频率为横坐标, $f(\nu)$ 为纵坐标, $f(\nu)$ 曲线的实际线型如图 1-10(a) 所示。 $f(\nu)$ 表示某一谱线在单位频率间隔的相对光强分布,称作光谱线的线型函数,它可由实验测得。

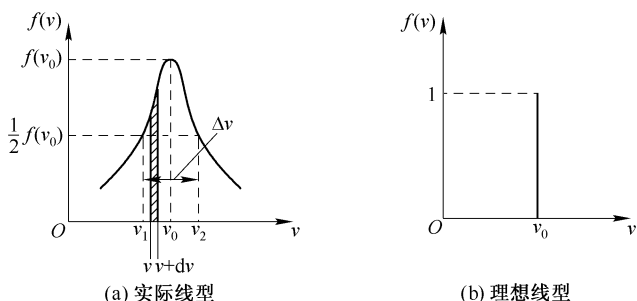


图 1-10 光谱的线型函数

为便于比较,图 1-10(b)画出了理想情况下的单色光的相对光强分布(理想线型)。由图 1-10 明显看出,理想的单色光只有一种频率,且在该频率处的相对光强为 1,即光强百分之百集中在此频率。这种情况实际上是不存在的,实际情况如图 1-10(a) 所示,光强分布在一个有限宽度的频率范围内。相对光强在 ν_0 处最大,两边逐渐减小, ν_0 是谱线的中心频率。

现在讨论频率为 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围内的光强,它应该是在 ν 附近单位频率间隔内的光强 $I(\nu)$ 乘以频率宽度 $d\nu$,即为 $I(\nu)d\nu$,同时,它也应等于光谱线总光强 I_0 与频率 ν 附近 $d\nu$ 范围的相对光强 $f(\nu)d\nu$ 的乘积。所以

$$I(\nu)d\nu = I_0 f(\nu)d\nu$$

图 1-10(a) 中曲线下阴影面积为 $f(\nu)d\nu = I(\nu)d\nu/I_0$,表示频率在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围的光强占总光强的百分比。显然有

$$\int_0^\infty f(\nu)d\nu = \frac{1}{I_0} \int_0^\infty I(\nu)d\nu = 1 \quad (1-46)$$

即相对光强总和为 1,它由图 1-10(a) 曲线下整个面积所代表。式(1-46)又叫作线型函数的归一化条件。

如图 1-10(a) 所示,线型函数在 ν_0 处达到最大值,而在 ν_1 或 ν_2 处有

$$f(\nu_1) = f(\nu_2) = \frac{1}{2} f(\nu_0)$$

通常定义 $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$,即相对光强为最大值的 1/2 处的频率间隔,叫作光谱线的半(值)宽度,简称光谱线宽度。

上节的讨论未涉及谱线有一定的宽度及线型的问题,引入光谱线线型函数后,需要重新考察光和物质的相互作用。

考虑到光谱线线型的影响后,在单位时间内,对应于频率 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间隔,自发辐射、受激辐射、受激吸收的原子跃迁数密度公式可分别改写为

$$\text{自发辐射:} \quad -dn_2(\nu) = A_{21}n_2f(\nu)d\nu \quad (1-47)$$

$$\text{受激辐射:} \quad -dn_2(\nu) = B_{21}n_2\rho_\nu f(\nu)d\nu \quad (1-48)$$

$$\text{受激吸收:} \quad dn_2(\nu) = B_{12}n_1\rho_\nu f(\nu)d\nu \quad (1-49)$$

即:考虑到光谱线宽度后,单位时间内落在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 频率范围内的自发辐射、受激辐射或受激吸收的原子数密度与光谱线型函数 $f(\nu)$ 成正比。所以单位时间内

$$\text{总自发辐射原子数密度} = \int_0^\infty -dn_2(\nu) = A_{21}n_2 \int_0^\infty f(\nu)d\nu = A_{21}n_2 \quad (1-50)$$

$$\text{总受激辐射原子数密度} = \int_0^\infty -dn_2(\nu) = \int_0^\infty B_{21}n_2\rho_\nu f(\nu)d\nu \quad (1-51)$$

$$\text{总受激吸收原子数密度} = \int_0^\infty dn_2(\nu) = \int_0^\infty B_{12}n_1\rho_\nu f(\nu)d\nu \quad (1-52)$$

总的受激辐射(或吸收)原子数密度与外来光的单色能量密度有关。计算总受激辐射原子数密度时,不像自发辐射那样简单,因此分下述两种情况讨论。

(1) 当外来光的中心频率为 ν'_0 ,线宽为 $\Delta\nu'$,但 $\Delta\nu'$ 比原子发光谱线宽度 $\Delta\nu$ 小很多时,如图 1-11(a) 所示,在 ρ_ν 的宽度 $\Delta\nu'$ 范围内, $f(\nu)$ 可近似地看作常数,提到积分号外,同时将积分号中的积分变量用 ν' 表示,则在单位时间内

$$\begin{aligned} \text{总受激辐射原子数密度} &= \int_0^\infty n_2 B_{21} \rho_\nu f(\nu'_0) d\nu' \\ &= n_2 B_{21} f(\nu'_0) \int_0^\infty \rho_\nu d\nu' = n_2 B_{21} f(\nu'_0) \rho \end{aligned} \quad (1-53)$$

式中, $\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu'$ 为外来光总辐射能量密度。上式表明,总能量密度为 ρ 的外来光,只能使频率为 ν'_0 附近的原子造成受激辐射。在激光器中,激光光束的频宽很小,它引起的受激辐射正属于此种情况。此时受激辐射的跃迁几率应为

$$W_{21} = B_{21} \rho f(\nu'_0) \quad (1-54)$$

同理,受激吸收跃迁几率为

$$W_{12} = B_{12} \rho f(\nu'_0) \quad (1-55)$$

因此,考虑到原子发光的线型函数以后,受激辐射(或吸收)几率不再是 $W_{21} = B_{21} \rho$,还应乘上外来光中心频率处的原子光谱线的线型函数。

(2) 如外来光的谱线宽度为 $\Delta\nu'$,单色辐射能量密度为 ρ_ν ,所讨论的原子谱线的线型函数为 $f(\nu)$,线宽为 $\Delta\nu$,中心频率为 ν_0 。如果有 $\Delta\nu' \gg \Delta\nu$ (上节中讨论的空腔热辐射作为外来光场就属于此种情况,即热辐射场的线宽远大于原子发光的线宽),如图 1-11(b) 所示。则在 $f(\nu)$ 范围内 ρ_ν 可看作常数,近似用 ρ_{ν_0} 代替并提到积分号外。因此,在单位时间内

$$\text{总的受激辐射原子数密度} = \int_0^\infty n_2 B_{21} \rho_\nu f(\nu') d\nu' = n_2 B_{21} \rho_{\nu_0} \int_0^\infty f(\nu') d\nu' = n_2 B_{21} \rho_{\nu_0} \quad (1-56)$$

此时受激辐射跃迁几率为

$$W_{21} = B_{21} \rho_{\nu_0} \quad (1-57)$$

同理,受激吸收几率为

$$W_{12} = B_{12} \rho_{\nu_0} \quad (1-58)$$

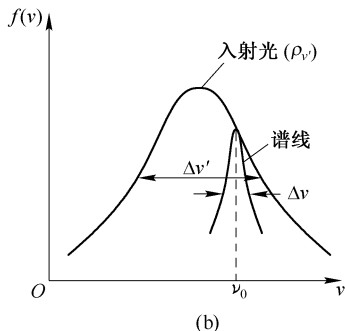
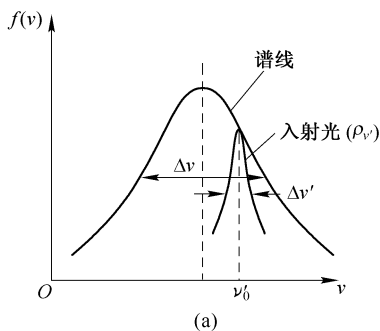


图 1-11 两种不同线宽的外来光作用下的受激原子数密度

因此,在外来光谱线宽度远大于原子光谱线宽($\Delta\nu' \gg \Delta\nu$)的情况下,受激辐射跃迁几率与原子谱线中心频率处的外来光单色能量密度有关,与式(1-31)、式(1-33)相同。

考虑了原子光谱线的线型和宽度以后,接下来的问题是为什么光谱线会有有限的频带宽度呢?线型函数的具体形式如何呢?下面根据引起谱线增宽的原因不同,分别讨论自然增宽、碰撞增宽和多普勒增宽等三种增宽及它们各自具体的线型函数。

1.4.2 自然增宽

1. 经典理论

经典电磁理论认为所有电磁波的辐射都是由原子(离子或分子)的电荷振动而产生的。经典理论把一个原子看作是由一个负电中心和一个正电中心所组成的电偶极子,当正、负电荷之间的距离作频率为 ν_0 的简谐振动时,该原子就辐射频率为 ν_0 的电磁波。该电磁波在空间某点的场矢量 $\vec{U}$ 在传输的过程中方向不变,可以写成标量形式为

$$U = U_0 \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (1-59)$$

由于原子在振动过程中不断地辐射能量,故辐射光的波列是衰减的。考虑这一点后,式(1-59)应写为阻尼振动的形式

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{2\tau}} \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (1-60)$$

上式所代表的场矢量随时间衰减的振动规律,如图 1-12 所示。

式(1-60)中, $1/2\tau$ 为阻尼系数。由于发射的光强

$$I \propto |\vec{U}|^2$$

若令比例系数为 A ,则可写成

$$I = AU_0^2 e^{-t/\tau}$$

显然,当 $t=0$ 时,有

$$I = I_0 = AU_0^2 \quad (1-61)$$

光强衰减到原光强 $1/e$ 所用的时间 τ ,称为振子的衰减寿命。可以证明,它就是原子自发辐射的平均寿命 τ 。由式(1-27)可知

$$\tau = 1/A_{21}$$

A_{21} 为自发辐射跃迁几率, A_{21} 越大,平均寿命越短,反之,平均寿命越长。

由式(1-60)及图 1-12 代表的电磁振荡不是等幅的余弦振荡,而是随时间的衰减振荡,不是 1.1 节中讨论的那种严格的简谐振动,所以原子所辐射的电磁波不是单色的,辐射的谱线具

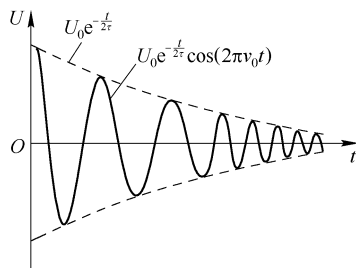


图 1-12 电偶极子辐射场的衰减振动

有有限宽度。阻尼愈小,则振幅衰减得愈慢,振动愈接近于简谐振动,它的谱线宽度也就愈窄。反之,阻尼愈大,振幅衰减得愈快,愈偏离简谐振动,谱线宽度就愈宽。

由傅里叶分析知道,以式(1-60)为振源所发出的波,由许许多多频率不同的简谐波组成。为运算方便起见,将式(1-60)写成复数形式

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{2\tau}} e^{j2\pi\nu_0 t} \quad (1-62)$$

根据傅里叶变换理论, U 可以展开为下述积分形式

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu$$

其中 $u(\nu)$ 是傅里叶系数,其物理意义是 $U(t)$ 中所包括的频率为 ν 的简谐振动的振幅因子,可由傅里叶正变换来计算

$$u(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-j2\pi\nu t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} U_0 e^{-\frac{t}{2\tau}} e^{-j2\pi(\nu-\nu_0)t} dt$$

考虑到当 $t < 0$ 时, $U(t) = 0$, 所以上式可写成

$$\begin{aligned} u(\nu) &= \int_0^{+\infty} U_0 e^{-\frac{t}{2\tau}} e^{-j2\pi(\nu-\nu_0)t} dt = U_0 \int_0^{\infty} e^{-[j2\pi(\nu-\nu_0) + \frac{1}{2\tau}]t} dt \\ &= \frac{U_0}{j2\pi(\nu - \nu_0) + 1/2\tau} \end{aligned} \quad (1-63)$$

$$I(\nu) \propto |u(\nu)|^2 = \frac{U_0^2}{4\pi^2(\nu-\nu_0)^2 + (1/2\tau)^2} \quad (1-64)$$

由于电偶极子的衰减振动可展开成频率 ν 在一定范围内连续变化的简谐波,所以光强在谱线范围内随频率 ν 有一个分布。其中 ν_0 为原子辐射的中心频率。如以 $f_N(\nu)$ 表示在频率 ν 附近单位频率间隔的相对光强随频率的分布,则有

$$f_N(\nu) = \frac{A}{4\pi^2(\nu-\nu_0)^2 + (1/2\tau)^2} \quad (1-65a)$$

A 为比例常数, $f_N(\nu)$ 称为自然增宽的线型函数。所得谱线的自然增宽是因为作为电偶极子看待的原子作衰减振动而造成的谱线增宽。由线型函数归一化条件

$$\int_0^{\infty} f_N(\nu) d\nu = 1$$

于是,有 $A = 1/\tau$, 故

$$f_N(\nu) = \frac{1/\tau}{4\pi^2(\nu-\nu_0)^2 + (1/2\tau)^2} \quad (1-65b)$$

$$\text{当 } \nu = \nu_0 \text{ 时, 有 } f_N(\nu_0) = \frac{1/\tau}{1/4\tau^2} = 4\tau$$

$$\text{当 } \nu = \nu_1 = \nu_0 - \frac{1}{4\pi\tau} \text{ 和 } \nu = \nu_2 = \nu_0 + \frac{1}{4\pi\tau} \text{ 时}$$

$$f_N(\nu) = f_N(\nu_1) = f_N(\nu_2) = 2\tau = \frac{1}{2} f_N(\nu_0)$$

故

$$\Delta\nu_N = \nu_2 - \nu_1 = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1-66)$$

$\Delta\nu_N$ 是 $f_N(\nu)$ 的值降至其最大值的 $1/2$ 时所对应的两个频率之差,称作原子谱线的半值宽度,也叫自然增宽。

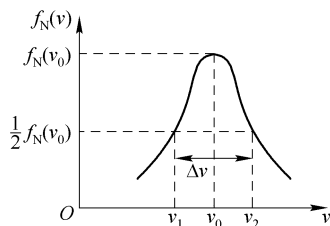


图 1-13 洛伦兹线型函数

最后,将式(1-65)写成用自然增宽来表达的光谱线线型函数

$$f_N(\nu) = \frac{\Delta\nu_N/2\pi}{(\nu-\nu_0)^2 + (\Delta\nu_N/2)^2} \quad (1-67)$$

这个自然增宽的线型分布函数也叫洛伦兹线型函数。图 1-13 画出了它随频率变化的关系。

一般原子的激发平均寿命 $\tau = 10^{-5} \sim 10^{-8}$ s, 则由式(1-66)可得自然增宽约为十分之几兆赫到几十兆赫的数量级。这里必须指出谱线的自然增宽是设想原子处在彼此孤立并且静止不动时的谱线宽度。

2. 量子解释

前面讨论原子能级时,是把能级当作没有宽度的某一确定值来考虑的理想化模型,因此满足跃迁选择定则的辐射频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 是单一的频率。

根据量子力学理论可知,原子的能级不能简单地用一个确定的数值来表示,而是具有一定宽度的。这个宽度称为能级自然宽度。

在微观领域中时间和能量是不能同时精确测定的。如果时间的不确定值用 Δt 表示,能量的不确定值以 ΔE 表示,则由不确定关系式,有

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \frac{h}{2\pi} \quad (1-68)$$

h 为普朗克常数。对原子能级来说,时间的不确定值相应于原子的平均寿命 τ , 也即原子在该能级的平均停留时间。由此得能级宽度

$$\Delta E \approx \frac{h}{2\pi\tau} \quad (1-69)$$

可以看出,能级寿命越短,能级宽度 ΔE 越宽;反之,能级寿命越长,能级宽度 ΔE 越窄。从这里可以推知,亚稳态能级较窄,基态的能级平均寿命 $\tau \rightarrow \infty$, 所以基态能级宽度 $\Delta E \rightarrow 0$ 。由于能级有宽度,所以原有原子辐射的频率公式中的频率 ν 应理解为中心频率,而频率宽度 $\Delta\nu_N$ 的大小由能级宽度决定。

宽度为 ΔE_2 的上能级的原子跃迁到宽度为 ΔE_1 的下能级时,围绕中心频率 ν_0 的谱线宽度为

$$\Delta\nu_N = \frac{\Delta E_1 + \Delta E_2}{h} \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) \quad (1-70)$$

图 1-14 画出了三种不同情况下,由于能级宽度引起的辐射跃迁谱线宽度。例如,氖原子所发波长 $\lambda = 632.8$ nm(或频率 $\nu = 4.71 \times 10^{14}$ Hz)的光谱所对应的两个能级的平均寿命,对于作为上能级的 $3S_2$ 态, $\tau_2 = 2 \times 10^{-8}$ s, 对于作为下能级的 $2P_4$ 态, $\tau_1 = 1.2 \times 10^{-8}$ s, 代入上式可得

$$\Delta\nu_N \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{2 \times 10^{-8}} + \frac{1}{1.2 \times 10^{-8}} \right) = 21 \text{ (MHz)}$$

这与前述经典理论作出的估计相符。

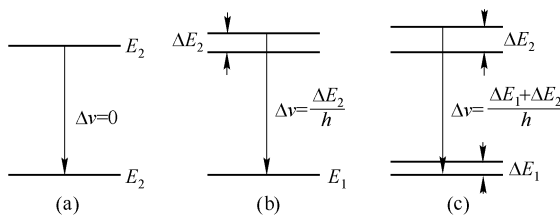


图 1-14 三种不同情况下辐射跃迁谱线的宽度

1.4.3 碰撞增宽

碰撞增宽是由于发光原子间的相互作用造成的。对于气体而言,大量原子作无规则热运动时将不断地发生碰撞(或原子与器壁碰撞),这种碰撞会使原子发光中断或光波相位发生突变,其效果均可看作使发光波列缩短。碰撞增宽的形成机理如图 1-15 所示。与图 1-12 所示的阻尼振荡比较,波列缩短偏离简谐波程度更大,所引起谱线的增宽叫碰撞增宽,其线宽用 $\Delta\nu_c$ 表示。

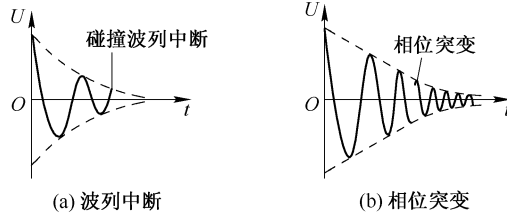


图 1-15 碰撞增宽的形成机理

采用与分析自然增宽相同的方法,由傅里叶变换给出的因碰撞增宽而引起的谱线线型函数仍为洛伦兹线型,可用下式表示

$$f_c(\nu) = \frac{\Delta\nu_c/2\pi}{(\nu-\nu_0)^2 + (\Delta\nu_c/2)^2} \quad (1-71)$$

从原子能级增宽的角度来看也可以得到同样的说明。由于大量气体原子作无规则的热运动,它们相互间频繁地发生碰撞,结果使原来处于激发态的原子有可能通过非辐射的形式跃迁到另外的能级上去,这就相当于缩短了激发态的平均寿命使能级进一步增宽。

可以证明,发光原子同时具有碰撞增宽 $\Delta\nu_c$ 和自然增宽 $\Delta\nu_N$ 时,所得线型仍为洛伦兹线型,其线宽为二者之和

$$\Delta\nu_H = \Delta\nu_N + \Delta\nu_c \quad (1-72)$$

碰撞增宽 $\Delta\nu_c$ 应和原子间的碰撞频率 Z (即一个原子每秒和其他原子碰撞的次数)成正比。显然,气体压强越大,碰撞次数 Z 越大,故碰撞引起的谱线增宽与压强 P 成正比,即

$$\Delta\nu_c = aP \quad (1-73)$$

式中, a 为与 P 无关的常数。不同原子的不同谱线, a 的值不同,其具体数值可由实验测定。实验证明式(1-73)是正确的。

例如,在³He 和²⁰Ne 按 7:1 的分压比混合的气体放电管中,对 Ne 原子所发的波长为 632.8 nm 的光谱线,实验测得 $a \approx 96 \text{ MHz/Torr}$,所以当压强 P 为 1~2 Torr 时,该谱线的碰撞增宽 $\Delta\nu_c$ 约为 100~200 MHz。一般来说,对于气体发光,碰撞增宽大于自然增宽。对于二氧化碳气体,测量值 $a \approx 65 \text{ MHz/Torr}$ 。(1Torr(托) = 133.32 帕(Pa),现在法定单位为 Pa,因换算关系复杂,本书仍用 Torr)。

最后需要指出,这里所说的“碰撞”一词,并非一定是两个原子相撞,而是指当两原子间距离足够近时,原子间的相互作用力足以改变原子原来的运动状态。“碰撞”对气体原子而言较易理解。对固体材料而言,虽然原子基本上是不移动的,但相邻原子间力的相互作用也能改变原子原来的运动状态,从这一角度说固体材料的原子所发光的谱线也存在碰撞增宽。