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。

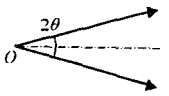


图 1-1-1　光束发散角

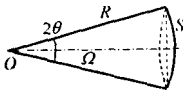


图 1-1-2　光束立体角

球冠曲面 S 对球心 O 所张的空间角 Ω，称为立体角，可由下式描述

$$\Omega = \frac{S}{R^2} \tag{1-1-1}$$

式中 R 为球半径；Ω 的单位为 sr。可见，整个球面对球心所张的立体角是 4πsr。因此，太阳是向它周围整个 4πsr 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 2θ 通常为毫弧度数量级。由于 2θ 很小，这时(1-1-1)式可改写为

$$\Omega \approx \pi\theta^2 \tag{1-1-2}$$

若 $2\theta = 2$mrad，代入(1-1-2)式，可算得 $\Omega = 0.5\pi \times 10^{-6}$ sr，即氦氖激光束仅仅向着 $0.5\pi \times 10^{-6}$ 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

$$B = \frac{P}{S \cdot \Omega} \tag{1-1-3}$$

单位为 $W/m^2 \cdot sr$。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

$$B = \frac{E}{S \cdot \Omega \cdot t} \tag{1-1-4}$$

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 $0.5\pi \times 10^{-6}$ sr，而太阳的发射立体角为 4πsr，二者相差 0.8×10^7 倍。从(1-1-4)式

需要全本请访问 www.ertongbook.com

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 0.8×10^7 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 10^6W 的水平，这种激光的亮度比太阳要高 10^{10}倍。而一台每 cm^2 输出功率达 1kMW，发散角接近 1mrad 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

$$\nu_0=\frac{E_2-E_1}{h} \tag{1-1-5}$$

的光谱线。式中 E_2、E_1 分别为高能级和低能级的能量；$h=6.63\times10^{-34}$J·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。描述光谱线形状的函数 $g(\nu)$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

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

式中 I 是谱线总光强，$I(\nu)$是频率为 ν 的光的光强，且有

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

由此可得到

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

(1-1-8)式称为线型函数的归一化条件。

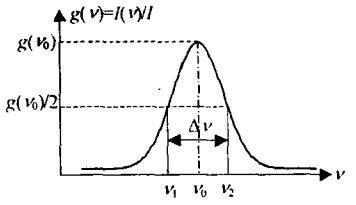


图 1-1-3　线型函数 $g(\nu)$ 曲线

通常把中心频率 ν_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

$$\Delta\nu=|\nu_1-\nu_2| \tag{1-1-9}$$

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

$$\frac{|\Delta\nu|}{\nu}=\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} \tag{1-1-10}$$

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。

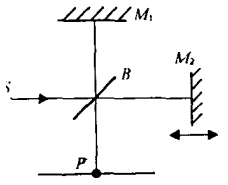


图 1-1-4　迈克尔逊干涉实验光路

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

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

$$\Delta L_{\max}=\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \tag{1-1-11}$$

相干时间

$$\tau_c=\frac{1}{\Delta\nu} \tag{1-1-12}$$

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(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 $\lambda(\mu m)$	线宽 $\Delta\lambda(\mu m)$	相干长度 $\Delta L_{\max}$
Kr^{86}	0.6057	4.7×10^{-7}	38.5cm
单纵模氦氖激光器	0.6328	$10^{-11}\sim10^{-12}$	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相关系的光波，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。

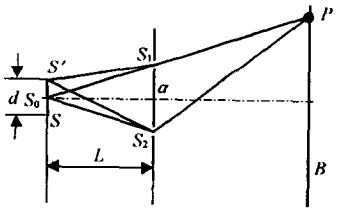


图 1-1-5　杨氏双缝实验光路示意图

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

$$a^2 = \frac{L^2\lambda^2}{d^2} \tag{1-1-13}$$

对圆形光源,有

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

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。

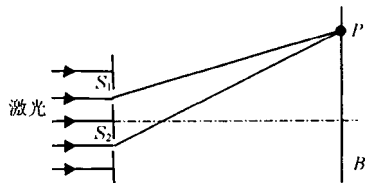


图 1-1-6　激光束在整个横截面内空间相干

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 ν 由玻尔频率条件确定，即

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \tag{1-1-5}$$

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}～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 ΔE 定义为该能级的自然宽度。

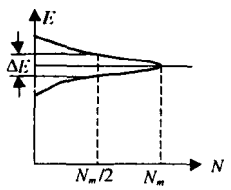


图 1-2-1 能级宽度

能级的宽度 ΔE 和能级的平均寿命 τ 遵从测不准关系，即

$$\Delta E \cdot \tau \geqslant \frac{h}{2\pi} \tag{1-2-1}$$

式中 h 为普朗克恒量。因此，能级的宽度 ΔE 和能级的平均寿命 τ 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 ν 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

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt} \tag{1-2-2}$$

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

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

需要全本请访问 www.ertongbook.com

所以

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

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

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

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。

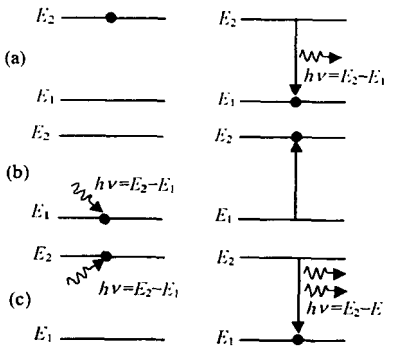


图 1-2-2 (a)自发发射；(b)受激吸收 (c)受激发射

下面我们来求激发态 E_2 的平均寿命。在 $t\to(t+dt)$ 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 $0\to t$ 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 $dN_{21}t=A_{21}N_2tdt$。则考虑 $t=0\to\infty$ 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

$$N_{20}\cdot\tau = \int_0^\infty A_{21}N_2tdt \qquad (1\text{-}2\text{-}6)$$

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 τ 应为

$$\tau = \frac{1}{N_{20}}\int_0^\infty A_{21}N_2tdt \qquad (1\text{-}2\text{-}7)$$

将(1-2-5)式代入(1-2-7)式并运算，可得到

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

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

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

由此可见，激发态的平均寿命 τ 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

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

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 ν 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

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 ρ_ν(即辐射场单位体积内，频率为 ν 附近的单位频率间隔内的辐射能量，量纲为 $J \cdot m^{-3} \cdot Hz^{-1}$)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

$$W_{12} = \frac{dN_{12}}{N_1 dt} \tag{1-2-11}$$

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 ρ_ν 成正比，即

$$W_{12} = B_{12} \cdot \rho_\nu \tag{1-2-12}$$

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 ν 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 ρ_ν 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

$$W_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt} \tag{1-2-13}$$

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 ρ_ν 成正比，即

$$W_{21} = B_{21} \cdot \rho_\nu \tag{1-2-14}$$

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

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \tag{1-2-15}$$

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

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

$$B_{12} = B_{21} \tag{1-2-17}$$

或

$$W_{12} = W_{21} \tag{1-2-18}$$

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

$$N_i' = N_0 C e^{-E_i/kT} \tag{1-2-19}$$

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;$k=1.38\times10^{-23}$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

$$N_i = g_i N_i' \tag{1-2-20}$$

由此可导得热平衡时粒子数随能量的分布规律为

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

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

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

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

$$\frac{N_2}{g_2} < \frac{N_1}{g_1} \tag{1-2-23}$$

或

$$N_2 < N_1 \tag{1-2-24}$$

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。

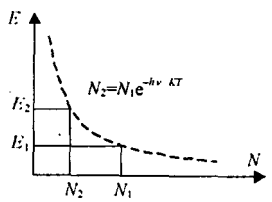


图 1-2-3 粒子数的玻尔兹曼分布律

设热平衡时物质处在单色能量密度为 ρ_ν 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

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

使用爱因斯坦关系式(1-2-15)式,可有

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

则根据(1-2-21)式,可得到

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

因此有

$$dN_{21} < dN_{12} \tag{1-2-28}$$

可见，在热平衡条件下，物质粒子遵从正温度分布规律，这时物质总呈现出光吸收的特性。

四、粒子数反转与光放大

物质中高能级粒子数密度大于低能级粒子数密度，也即

$$\frac{N_1}{g_1} < \frac{N_2}{g_2} \tag{1-2-29}$$

时，称为粒子数反转。粒子数反转是产生激光的前提条件。

在外来能量的激励下，低能级的粒子可以大批地跃迁到高能级，从而打破原子系统的热平衡状态，建立起粒子数的反转分布。供给低能级粒子能量使其跃迁到高能级的过程称为泵浦或抽运。常用的泵浦方式有光泵、电泵、热泵以及化学泵浦等等。

由于粒子数反转打破了原子系统的热平衡，因此玻尔兹曼分布律不再适用。由（1-2-21）式可以看出，当粒子数实现了反转分布时，若要使玻尔兹曼分布律形式上仍然成立，必须有

$$T < 0 \tag{1-2-30}$$

成立。也就是说，绝对温度要取“负”值。正是这个原因，粒子数的反转分布也被称为“负”温度分布。绝对温度取负值当然是不可能的，因此“负”温度的“负”字被加上了引号，也即粒子数反转时玻尔兹曼分布律中的温度概念已失去了实际温度的物理意义。粒子数的“负”温度分布并非真指绝对温度 $T<0$ 时的粒子数分布，而是指打破了热平衡状态时粒子数的反常分布。因为热平衡一旦被打破，粒子数分布已不再遵从玻耳兹曼分布律，即这时已不能用玻耳兹曼分布律来讨论粒子数的反转分布。因此“负”温度的含义仅仅是与粒子数的反转分布相对应而已，绝不能理解成粒子数反转时的温度低于绝对零度。

在“负”温度分布时，由于 $T<0$，因此前面导出的受激发射光子数与受激吸收光子数之比应满足

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} > 1 \tag{1-2-31}$$

由此可得到

$$dN_{21} > dN_{12} \tag{1-2-32}$$

可见，当粒子数反转时，物质将呈现出光放大的特性。

应当指出，处于粒子数反转分布时的原子系统是不稳定的，它将通过自发发射及受激发射等方式来减少高能级的粒子数，力图使整个系统恢复稳定。但是，在这种系统中，如果能使粒子数的反转持续存在，则在入射的激励光子的辐照下，受激发射将持续进行，入射光将得到雪崩式的放大，从而有可能形成激光。

五、激光介质的增益

由于受激发射，激光介质对入射光具有雪崩式放大的作用。激光介质光放大的大小通常用增益系数来表征。图 1-2-4 示出了激光介质的光增益作用。若入射光强（光强正比于光的单色能量密度 ρ_ν）为 I_0，在激光介质内传播至 z 处的光强为 I，传播至 $z+dz$ 处的光强为 $I+dI$，则我们定义激光介质的增益系数 G 为

$$G = \frac{dI}{I dz} \tag{1-2-33}$$

因此，激光介质的增益系数就是光通过单位长度激光介质后光强增长的百分数。当然，在光增益的同时，激光介质也有一定的光损耗。实际上，介质的光损耗就是介质对光的负增益。因此，激光介质的损耗系数就是光通过单位长度激光介质后光强衰减的百分数。

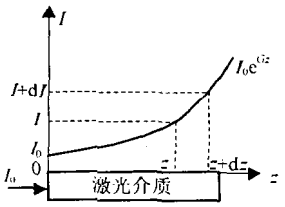


图 1-2-4　激光介质的小信号增益

如果设粒子数反转不随传播距离 z 而变化，则增益系数 G 是一个常数，并称其为小信号增益系数。这时(1-2-33)式是一个线性微分方程，对此方程积分可得到

$$I = I_0 e^{Gz} \tag{1-2-34}$$

可见，激光介质中的光强是随传播距离按指数规律增长的。图 1-2-4 示出了这种小信号增益时光强增长的情况。

那么当传播距离 $z\to\infty$ 时，按(1-2-34)式的规律，激光介质内是否会出现无节制的光放大呢？应当指出，(1-2-34) 式描述的仅仅是小信号即介质中光强较小时的情况。当光强 I 增长至足够大时，增益系数 G 不但不再是常数，而且将随 z 的增加而减小，从而导致介质中光强 I 的增长逐渐变缓。常称这时的入射光强 I_s 为饱和光强或饱和参量。直到介质中的光增益减小到等于介质的光损耗，即 $G=\alpha$ 时，光强 I 达到一个稳定的极限值。这一现象称为增益饱和，它制约了激光介质中光强的无限增长（见图 1-2-5）。

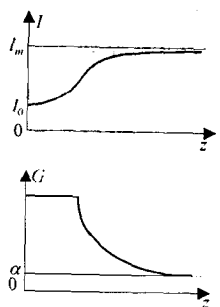


图 1-2-5　增益饱和

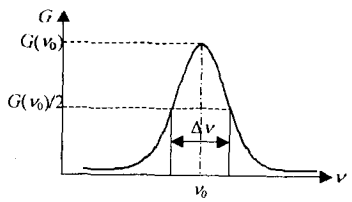


图 1-2-6　增益曲线

还必须指出，增益系数 G 也是入射光波频率的函数。增益系数随入射光频变化的曲线(见图 1-2-6)称为增益曲线。小信号时增益曲线的形状取决于原子谱线的线型函数，这在以后我们还会讨论到。增益曲线宽度的定义方法与前面介绍过的线宽定义方法相同，图 1-2-6 中的 $\Delta\nu$ 就是增益线宽。

六、谐振腔概述

如前所述，激光介质具有光放大的作用，因此可以单独作为激光放大器来放大激光。但是，能否单独使用激光介质来产生激光呢？从理论上讲，如果激光介质的增益很高，且有足够的增益长度，则在激励光的作用下，激光介质是可以产生激光的。不过在一般情况下，激光介质的增益总是有限的，因此产生激光所需要的介质长度就必须很长，但无限增加增益介质的长度是不可取的。为了解决增益长度问题，人们由振荡器得到了启发，采用两个按光学要求相向设置的反射镜来使光线在腔内来回振荡。因此，通常所说的激光器并不是

激光放大器，而是激光振荡器。

上述两个按光学要求相向设置的反射镜称为光学谐振腔。无增益介质时的谐振腔称为无源谐振腔。如果腔内放入激光介质，则就构成激光腔。所以，激光腔是一种有源谐振腔。

图 1-2-7 示出了激光在有源谐振腔内振荡的模型。图中谐振腔由两个平行平面镜构成。增益介质的激光能级是在外界能源的泵浦下实现粒子数反转的。由于激光能级之间存在有微弱的但状态(指传播方向、偏振状态、频率及位相)各不相同的自发发射光（相当于初始发射光）的诱发，就产生了状态各不相同的受激发射光。这些光通过介质时，都会产生雪崩式放大作用。但是，正如图 1-2-7 中所示的那样，那些传播方向不垂直于镜面的自发发射光诱发的受激发射光，很快将逸出介质，不能形成稳定的光场。而那些传播方向垂直于镜面的自发发射光诱发的受激发射光，则能在腔内长时间来回反射，并反复受到激光介质的雪崩式放大，直到增益饱和。增益系数与有源谐振腔的损耗系数相等时，腔内将形成稳定的激光光场。谐振腔稳定的激光场分布，也称为激光的模式。因此，有源谐振腔除了起到增加介质的增益长度以外，还起到了自动选模的作用。

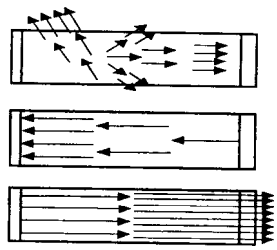


图 1-2-7 谐振腔激光振荡模型图

有源谐振腔的损耗分增益介质的损耗和无源腔损耗两部分。无源腔损耗主要包括两个反射镜的透射、吸收、散射以及衍射损耗等。反射镜的透射光就是激光器的输出光。显然，激光器输出镜的透射率不能太大，否则将无法维持腔内稳定的激光振荡。

有时也用品质因数值来描述谐振腔的损耗。谐振腔品质因数的定义为

$$Q = 2\pi\nu \frac{E}{-\mathrm{d}E/\mathrm{d}t} \tag{1-2-35}$$

式中 ν 为激光频率 E 为腔内储存的激光能量；$-\mathrm{d}E/\mathrm{d}t$ 为每秒损耗的激光能量。对于腔长为 l 的有源腔，若激光介质的折射率为 η，激光腔的总损耗系数为 γ(见本节七)，则

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{E \cdot \gamma}{\eta \cdot l/c} \tag{1-2-36}$$

式中 c 为真空光速。故激光腔的品质因数可写成

$$Q = \frac{2\pi\nu\eta l}{c\gamma} \tag{1-2-37}$$

或

$$Q = \frac{2\pi\eta l}{\lambda\gamma} \tag{1-2-38}$$

即谐振腔的 Q 值越高，谐振腔的损耗越小。

令

$$\tau_p = \frac{\eta l}{c\gamma} \tag{1-2-39}$$

则(1-2-36)式可写成

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{E}{\tau_p} \tag{1-2-40}$$

需要全本请访问 www.ertongbook.com

若 $t=0$ 时腔内的能量为 E_0,则解微分方程(1-2-40)式,可得到

$$E = E_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}} \tag{1-2-41}$$

设 t 时刻腔内的光子数为 n,则此刻腔内的光能可写成 $E=nh\nu$,式中 $h\nu$ 为一个光子的能量。所以(1-2-41)式可改写为

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}} \tag{1-2-42}$$

式中 $n_0=E_0/h\nu$,为 $t=0$ 时腔内的光子数。从(1-2-42)式所示的衰减规律,我们立即可知,腔内光子数 n 减少到初始时刻 ($t=0$)光子数 n_0 的 1/e 倍(即 $e^{-t/\tau_p}=e^{-1}$时)所需的时间 $t=\tau_p$,就是腔内光子的平均寿命。由 τ_p 的表达式可见,谐振腔的损耗越小,腔内光子平均寿命越长。因此谐振腔的品质因数也可写成

$$Q = 2\pi\nu\tau_p \tag{1-2-43}$$

七、产生激光的阈值条件

上面已经提到,激光器由增益介质和谐振腔组成。增益介质相当于放大器,谐振腔则相当于反馈系统。要产生激光,激光介质必须实现粒子数反转,这一条件在工程上是采用各种形式的泵浦源对激光介质进行泵浦而得到满足的。但是,粒子数反转的激光介质能否在谐振腔内形成稳定的激光场,还取决于介质增益与激光器损耗的关系。

设一谐振腔腔长为 l,腔内充满增益系数为 G,损耗系数为 α 的激光介质。谐振腔两反射镜的反射率分别为 r_1和 r_2,由于反射镜的透射、吸收、散射以及衍射等因素的影响,反射率 r_1 和 r_2 均小于100%此外,设光在正、反向通过激光腔内的有限孔径时,其衍射损耗系数分别为 δ_1 和 δ_2。根据(1-2-34)式,若 2 镜镜面处入射的初始光强为 I_0,则如图 1-2-8 所示,传播至 1 镜镜面处的光强为

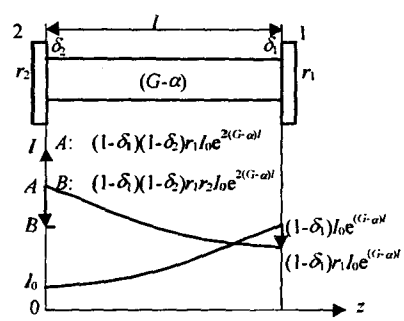


图 1-2-8 激光腔的单程增益与损耗

$$(1-\delta_1)I_0e^{(G-\alpha)l}$$

1 镜镜面上的反射光强为

$$(1-\delta_1)r_1I_0e^{(G-\alpha)l}$$

反射至 2 镜镜面处的光强为

$$(1-\delta_1)(1-\delta_2)r_1I_0e^{2(G-\alpha)l}$$

2 镜镜面上的反射光强为

$$(1-\delta_1)(1-\delta_2)r_1r_2I_0e^{2(G-\alpha)l}$$

为了维持腔内的光振荡,必须满足条件

$$(1-\delta_1)(1-\delta_2)r_1r_2I_0e^{2(G-\alpha)l} \geqslant I_0 \tag{1-2-44}$$

即单程振荡后的光强应大于或至少等于初始光强。因此有

$$(1-\delta_1)(1-\delta_2)r_1r_2e^{2(G-\alpha)l} \geqslant 1 \tag{1-2-45}$$

对(1-2-45)式两边取对数,可得到

$$G \geqslant \alpha - \frac{1}{2l}\ln(1-\delta_1)(1-\delta_2)r_1r_2 \tag{1-2-46}$$

(1-2-46）式取等号时称为激光器产生激光的阈值条件。

令

$$\gamma = \alpha - \frac{1}{2l}\ln(1-\delta_1)(1-\delta_2)r_1r_2 \tag{1-2-47}$$

式中 γ 称为激光器的总损耗系数。显然，激光器的总损耗取决于增益介质和谐振腔的损耗。则阈值条件可改写成

$$G = \gamma \tag{1-2-48}$$

这就是说，要产生激光，不仅要有实现粒子数反转的增益介质，而且该介质的增益还必须大于或至少等于激光器的总损耗。

1.3 光谱线的加宽

一、自然加宽

粒子从激发态上能级 E_2 向下能级 E_1 作辐射跃迁时，将发射频率为 $\nu=(E_2-E_1)/h$ 的一条光谱线。若跃迁能级的能量值为绝对单值，则发射的谱线将是一根单频的直线（图 1-3-1(a)）。然而，由于激发态粒子的平均寿命 τ 总是有限的，因此根据测不准关系，激发态能级总有一定的宽度 ΔE，这个 ΔE 就是激发态上每个粒子所具有的能量不准值。激发态上的大量粒子是按能量不同呈统计规律分布的(见图 1-2-1)。当具有一定自然宽度的激发态能级上的粒子向下能级作辐射跃迁时，其发射的光谱线将从一根单频直线展宽成一条具有一定频宽的钟形曲线，这就是光谱线的自然加宽。图 1-3-1 是假设能级无宽度时粒子发射直谱线和发射能级具有自然宽度时粒子发射钟形谱线的示意图。图中 $g(\nu)$ 是归一化线型函数。显然，单频直谱线的 $g(\nu)=1$。应当指出，由于只讨论发射能级上粒子跃迁发光的过程，并不涉及该粒子到达下能级 E_1 以后的再跃迁问题，因此这一讨论与该粒子到达 E_1 能级后在 E_1 能级的平均寿命无关，所以在图 1-3-1(b)中仍将 E_1 能级画成一根线，而不必计及该能级的宽度问题。图中的 $\Delta\nu_N$ 即自然加宽后光谱线的宽度，称为光谱线的自然宽度，且有

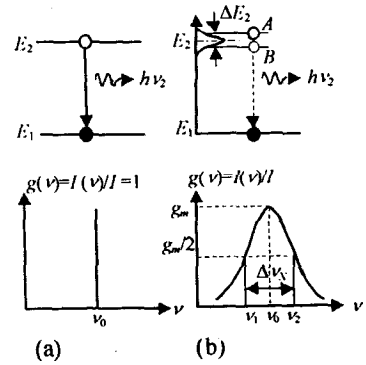


图 1-3-1 发射能级的自然宽度引起粒子发射光谱线的自然加宽

$$\Delta\nu_N = \nu_2 - \nu_1$$

式中 ν_2 为线宽内的最大频率，ν_1 为线宽内的最小频率。根据玻尔频率条件 $\nu=\frac{E_2-E_1}{h}$，可得到

$$\nu_2 = \frac{E_2 + \Delta E_2/2 - E_1}{h}$$

$$\nu_1 = \frac{E_2 - \Delta E_2/2 - E_1}{h}$$

之所以一个发射粒子的能量会从 $E_2+\Delta E_2/2$ 变为 $E_2-\Delta E_2/2$，是由于光发射衰减了该粒子的能量。于是，

$$\Delta\nu_N = \Delta E_2/h$$

将(1-2-1)式代入上式,得到光谱线的自然宽度为

$$\Delta\nu_N = 1/2\pi\tau_2 \tag{1-3-1}$$

式中 τ_2 为发射能级的平均寿命。可见，光谱线的自然宽度唯一地取决于发射能级的平均寿命。粒子在激发态能级 E_2 上的平均寿命 τ_2 越短，E_2 能级的宽度 ΔE_2 就越宽,则光谱线的自然宽度 $\Delta\nu_N$ 也越宽。

激发态的平均寿命一般为 $(10^{-7}\sim10^{-8})$s 数量级，因此光谱线的自然宽度一般在几 MHz 至几十 MHz 数量级。发射波长为 0.6328μm 谱线的 Ne 原子的能级的寿命大约为 20×10^{-9}s，所以这条谱线的自然宽度大约为 10MHz 数量级。

在发射光谱线的过程中，粒子的能量随时间呈指数规律衰减，因此粒子发射的光振荡实际上是一个振幅随时间呈指数规律衰减的阻尼振动。这种振动的频率将从简谐振动的单一频率扩展成一个频带，此频带即光谱线的自然宽度。采用傅里叶变换进行频谱分析的方法，可求出自发发射时光谱线自然加宽的线型函数 $g_N(\nu)$ 为

$$g_N(\nu) = \frac{\Delta\nu_N}{2\pi}\frac{1}{(\nu-\nu_0)^2+\left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2} \tag{1-3-2}$$

式中

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau_2} = \frac{A_{21}}{2\pi} \tag{1-3-3}$$

A_{21} 为 E_2 能级向 E_1 能级自发发射的跃迁几率。(1-3-2)式描述的函数在数学上称为洛仑兹函数,所以自然加宽的钟形谱线被称为洛仑兹型谱线(见图 1-3-1)。

由(1-3-2)式可见：

(1)当 $\nu=\nu_0$ 时,自然加宽线型函数有极大值

$$g_m = \frac{2}{\pi\Delta\nu_N} = \frac{0.637}{\Delta\nu_N} \tag{1-3-4}$$

(2) 当 $\nu_1=\nu_0-\frac{\Delta\nu_N}{2}$；$\nu_2=\nu_0+\frac{\Delta\nu_N}{2}$ 时,有

$$g_N(\nu_1) = g_N(\nu_2) = \frac{1}{2}g_m \tag{1-3-5}$$

应当指出，光谱线的自然加宽是一种均匀加宽，即从大量发光粒子的总体上讲，每个发光粒子平均发射的都是一条具有相同自然宽度的光谱线，这是因为所有发光粒子在激发态上的平均寿命都是相同的，因此每个发光粒子对谱线的展宽都作了同样的贡献。在均匀加宽中，发光粒子对光谱线内的任一频率都有光贡献，所以不能把谱线内的某一个特定频率与某些特定的发光粒子相联系。

二、碰撞加宽

在气体介质中,大量粒子(原子、分子及离子)的无规则热运动将导致粒子相互间的不断碰撞。在固体介质中，原子虽然基本不动，但每个原子都可能受到相邻原子的互耦合作

用，从而改变原有的运动状态。尽管这时并没有碰撞过程发生，但我们也将这种固体原子间的互耦合作用称之为“碰撞”。激发态粒子在与器壁或其他粒子碰撞时，将把能量转移给对方而自己回到低能态，这等效地缩短了激发态粒子的平均寿命。当激发态上的发光粒子遭受碰撞时，将导致发射波列的中断或波列位相的无规则突变（如图 1-3-2所示），这使得波列发射时间缩短，同样等效地缩短了激发态粒子的平均寿命。

碰撞的发生完全是随机的，因此只能用统计平均的方法来描述。设粒子互相碰撞的平均间隔时间为 τ_L，并称为平均碰撞时间，则激发态上由碰撞决定的每个粒子的平均寿命也就是 τ_L。由于激发态粒子的寿命有限，因此与自发发射过程引起谱线自然加宽的机理一样，碰撞过程也将引起谱线的加宽，这种加宽称为碰撞加宽，而且与自然加宽一样具有洛仑兹线型，即

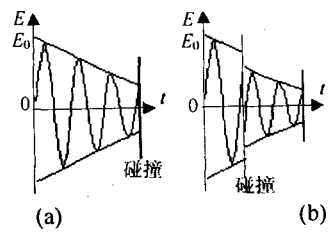


图 1-3-2 (a)碰撞使发射波列中断；(b)碰撞使发射波列位相产生无规则突变

$$g_L(\nu)=\frac{\Delta\nu_L}{2\pi}\frac{1}{(\nu-\nu_0)^2+\left(\frac{\Delta\nu_L}{2}\right)^2} \tag{1-3-6}$$

式中

$$\Delta\nu_L=\frac{1}{2\pi\tau_L} \tag{1-3-7}$$

称为谱线的碰撞线宽。实验证明，在气压不太高时，碰撞线宽与气压成正比，即

$$\Delta\nu_L=\alpha p \tag{1-3-8}$$

式中 p 为气体总气压；α 是由实验测得的比例系数，对于不同气体的不同谱线，α 的数值不同。对于一般气体原子发射的谱线，α 为几 MHz/Torr～几十 MHz/Torr（1Torr＝133.322Pa）的数量级。在氦氖混合气体中，氖谱线的 α 约为 100MHz/Torr，因此当总气压为几 Torr 时，氦氖激光的碰撞线宽大约为几百 MHz 数量级。

显然，光谱线的碰撞加宽也是均匀加宽。若同时考虑自然加宽和碰撞加宽这两种均匀加宽对谱线的加宽作用，则所得均匀加宽谱线的线型仍为洛仑兹线型，其谱线宽度将是自然线宽与碰撞线宽之和，即

$$\Delta\nu_H=\Delta\nu_N+\Delta\nu_L \tag{1-3-9}$$

对于一般气体激光介质，有 $\Delta\nu_L\gg\Delta\nu_N$，所以均匀加宽主要由碰撞加宽决定。只有当气压极低时，自然加宽的作用才比较明显。

三、多普勒加宽

1. 多普勒效应

当声源和接收器存在相对运动时，接收器接收到的声频将在声源发射频率的基础上产生一个多普勒频移 $\Delta\nu_D$，这种现象就是声学中的多普勒效应。即有

$$\nu=\nu_0\pm\Delta\nu_D \tag{1-3-10}$$

当媒质中的声速为 c，接收器和声源相对于媒质的运动速度分别为 u' 和 u 时，接收器接收到的声频为

$$\nu=\nu_0\frac{c\pm u'}{c\mp u} \tag{1-3-11}$$

式中 u' 取“ $+$ ”，u 取“ $-$ ”时对应于声源和接收器作相向运动；u' 取“ $-$ ”，u 取“ $+$ ”时对应于声源和接收器作相背运动。声多普勒频移为

$$\Delta\nu_D = \nu - \nu_0 = \nu_0\left(\frac{c \pm u'}{c \mp u} - 1\right)$$

当声源不动时，有

$$\Delta\nu_D = \pm \frac{u'}{c}\nu_0 \tag{1-3-12}$$

当接收器不动时，有

$$\Delta\nu_D = \pm \frac{u}{c \mp u}\nu_0 \tag{1-3-13}$$

分子 u 取“ $+$ ”，分母中 u 取“ $-$ ”时对应于声源向着接收器运动；分子 u 取“ $-$ ”，分母中 u 取“ $+$ ”时对应于声源背离接收器运动。

对光而言，同样也存在着多普勒效应。但是由于光速是运动的极限速度，必须考虑相对论的影响，因此光学多普勒效应比声学多普勒效应要复杂得多，我们这里不准备详述这一问题。但有一点必须指出，不管是光源相对于接收器运动，还是接收器相对于光源运动，导出的多普勒效应表达式是相同的。下面仅给出应用相对论变换公式导得的光学多普勒效应表达式。若光速为 c，光源(或接收器)的运动速度为 u，光源发出的光频为 ν_0，则接收器接收到的光频应为

$$\nu = \nu_0\sqrt{\frac{1 \pm \frac{u}{c}}{1 \mp \frac{u}{c}}} \tag{1-3-14}$$

式中分子中 u 取“ $+$ ”，分母中 u 取“ $-$ ”时对应于光源与接收器做相向运动，分子中 u 取“ $-$ ”，分母中 u 取“ $+$ ”时对应于光源与接收器做相背运动。光多普勒频移为

$$\Delta\nu_D = \nu - \nu_0 = \nu_0\left(\sqrt{\frac{1 \pm \frac{u}{c}}{1 \mp \frac{u}{c}}} - 1\right) \tag{1-3-15}$$

由于 $c \gg u$，对(1-3-15)式进行泰勒展开后略去 u/c 的高次项，则可得到近似处理后的光多普勒频移为

$$\Delta\nu_D = \pm \frac{u}{c}\nu_0 \tag{1-3-16}$$

式中 u 取“ $+$ ”时对应于光源与接收器做相向运动，u 取“ $-$ ”时对应于光源与接收器做相背运动。从(1-3-16)式可见，光学多普勒效应的强弱取决于光源(或接收器)的运动速度 u，更确切一点讲，是取决于光源或接收器在它们二者连线方向上的运动速度分量 u。

2. 多普勒加宽

热平衡时，气体介质中粒子(原子、分子及离子等)的热运动速度是遵从麦克斯韦速度分布律的。气体粒子热运动的方向是任意的(如图 1-3-3所示)，当只考虑发光粒子与观察者(接收器 D)连线方向(即图中水平方向)的速度分量时，粒子数随速度的麦克斯韦速度分布函数 $N(u)$为

$$N(u)=\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2}\mathrm{e}^{-mu^2/2kT} \qquad (1\text{-}3\text{-}17)$$

式中 m 为原子质量；k 为玻尔兹曼常数；T 为绝对温度。图 1-3-4是根据(1-3-17)式所画出的钟形速度分布曲线。在数学上，这种钟形曲线称为高斯型曲线。从速度分布曲线可知，运动速度为零的粒子数最多，对接收器而言，这部分粒子将发射频率为 ν_0 的光。速度为十 u_i 和一 u_i 的粒子数是相等的。由于多普勒效应，热运动速度为十 u_i 的那些粒子发射的光频为 $\nu_i=\nu_0+\frac{u_i}{c}\nu_0$，热运动速度为 $-u_i$ 的那些粒子发射的光频为 $\nu_i'=\nu_0-\frac{u_i}{c}\nu_0$。显然，这个结论可以推广到具有任何速度的发光粒子。由此可知，粒子数随发光频率的分布函数 $N(\nu)$与粒子数随速度的分布函数 $N(u)$ 将具有相同的形式。因此，将速度分布曲线的自变量改为光频，就可以得到粒子数的频率分布曲线(见图 1-3-5)。

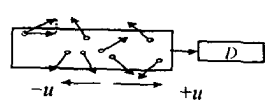


图 1-3-3　只考虑水平速度分量

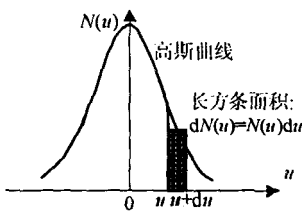


图 1-3-4　麦克斯韦速度分布曲线

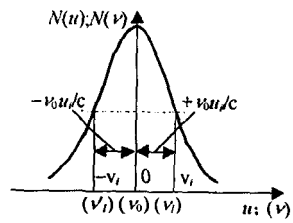


图 1-3-5　粒子数的速度分布曲线与粒子数的频率分布曲线相一致

应当指出，接收器接收到的多普勒频移并不是粒子本身发光时产生的，而是粒子相对接收器有热运动而引起的。在不计及自然加宽和碰撞加宽时，不论气体粒子运动与否，就粒子本身而言，发射的光频均是 ν_0，且发射粒子数多时，发射的光强也强，发射粒子数少时，发射的光强也弱。因此可以确定，气体介质中粒子所发射的光谱线的线型函数 $g(\nu)$与粒子数的频率分布函数 $N(\nu)$是类同的。图 1-3-6 示出了气体粒子所发射光谱线的线型函数。

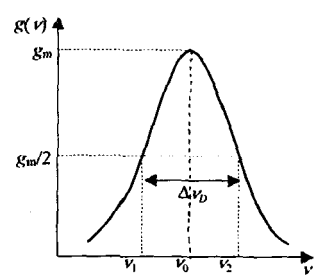


图 1-3-6　多普勒加宽的谱线线型

由以上分析可见，当不计及自然加宽和碰撞加宽时，若气体粒子静止不动，则其发射的光谱线将是频率为 ν_0 的一根单频直谱线。但因气体粒子的热运动，接收器接收到的发射光频将引起多普勒频移，从而使接收光谱线加宽。这种因多普勒效应引起的光谱线的加宽，称为多普勒加宽。显然，多普勒加宽是一种非均匀加宽，即气体介质中某些特定速度的粒子只对某个特定频率有光贡献，不同速度的粒子则对不同的频率才有光贡献。

下面我们来定量地导出多普勒加宽的线型函数和线宽。在图 1-3-4所示的麦克斯韦速度分布曲线中，小长方条的面积为 $\mathrm{d}N(u)=N(u)\mathrm{d}u$，它表示某粒子速度在 $u\to u+\mathrm{d}u$ 区间内的几率，也即 $u\to u+\mathrm{d}u$ 速度区间内的粒子数占总粒子数的百分比。曲线下的总面

需要全本请访问 www.ertongbook.com