

# 激光原理及应用

丁俊华等 编著

清华大学出版社

# 激光原理及应用

丁俊华 崔砚生 吴美娟 编著



清华大学出版社

8810237

0-t11/37  
内 容 简 介

本书基本内容包括：激光的基本原理、常用的激光技术、激光器件及激光在工程技术中的应用和全息照相。书中附有习题及参考答案。

本书着重物理概念的阐述，尽量避免涉及理论物理的推演，力求做到由浅入深、循序渐进。凡具有高等数学、普通物理、电工学及电子学等一般基础知识者均可阅读，且便于自学。

本书可作为高等工科院校或师范学院高年级学生的选修课教材，也可作为科技人员知识更新的参考书和青年读者的自学用书。

激 光 原 理 及 应 用

丁俊华 崔砚生 吴美娟 编著

☆

清华大学出版社出版

(北京 清华园)

北京关西庄印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

☆

开本：787×1092 1/16 印张：16.5 字数：417千字

1987年5月第1版 1987年5月第1次印刷

印数：0001~8000

· 统一书号：15235·269

定 价：2.75元

## 前 言

本书是为高等学校部分工科专业高年级学生的选修课程编写的。目的是希望通过对本教材的学习，能对激光的基本原理及其在工程中的应用有一定深度的了解，对掌握日益发展的激光技术有所裨益。

本书的大部分内容曾在清华大学、南京工学院、山东聊城师院等院校以讲义形式试用，现经修改整理成书。

为适应目前工科学生的基础，编写中尽量避免涉及理论物理的推演而着重于物理概念的阐述，力求做到由浅入深，循序渐进，便于自学。

本书内容基本上可分为两部分。第一章至第四章为第一部分，是本书的基本内容，讲述激光的基本原理。第五章至第八章为第二部分，偏重于讲述激光技术、激光器件及激光在工程技术上的一些应用。这部分内容在教学中可灵活掌握，根据学时的多少及专业类型作适当的选取。

学习本书只需具备高等数学、普通物理、电工学、电子学等一般的基础知识。

本书有些部分为选读内容（标以▲▲），这部分内容在学时不够时可删去，或作为学生的自学内容。为巩固基本原理，本书除第六、七章外，每章均附有少量习题可供选用，书并附有参考答案。

在编写本书过程中得到许多同志的热情帮助和鼓励，徐亦庄教授、夏学江教授、刘鑫森、后晏思贤、朱鹤年副教授、傅云鹏同志等对本书内容的取舍，合理组织等都提出过很多宝贵的意见。编写中，我们参考了北大、南开、天大等兄弟院校的讲义以及清华大学原物理教研组其它同志的讲义和激光教研组提供的资料，在许多地方得到不少启发和教益，在此一并表示衷心的感谢。

本书第一、五、八章，第七章的§7.5、§7.6和全部习题由丁俊华编写；第三章，第四章的§4.3、§4.5，第七章的§7.1—§7.4由崔砚生编写；第二章，第四章的§4.1，§4.2由吴美娟编写；第六章由吴美娟、丁俊华合写。由丁俊华修改整理全书。

由于编写时间仓促，再加编者的知识有限，难免错误之处，我们恳切希望读者指正。

编 者

1985年于清华大学

# 目 录

## 前言

## 第一章 辐射理论概要

- § 1.1 光波、光子——光的二象性 ..... (1)
- § 1.2 原子能级、简并度、波尔兹曼分布 ..... (7)
- § 1.3 平衡热辐射场的辐射能量密度 ..... (13)
- § 1.4 光和物质的作用 ..... (15)
- § 1.5 自发辐射、受激辐射和吸收之间的关系 ..... (18)
- § 1.6 光谱线的线型和宽度 ..... (20)
- § 1.7 光的相干性 ..... (33)

## 第二章 连续激光器的原理

- § 2.1 激光的形成, 激光器的基本结构 ..... (42)
- § 2.2 光学谐振腔 ..... (48)
- § 2.3 激光器的模式 ..... (56)
- § 2.4 速率方程组、粒子数反转分布 ..... (62)
- § 2.5 增益系数与增益饱和 ..... (67)
- § 2.6 非均匀增宽型介质的增益系数和增益饱和 ..... (72)
- § 2.7 阈值条件 ..... (80)

## 第三章 谐振腔内的光束特性

- § 3.1 光学谐振腔的衍射理论概述和共焦腔中的场分布 ..... (87)
- § 3.2 共焦腔的谐振频率 ..... (92)
- § 3.3 共焦腔的光束传播特性、高斯光束 ..... (95)
- § 3.4 非共焦腔中的光束传播特性 ..... (103)
- § 3.5 高斯光束通过薄透镜时的变换 ..... (108)

## 第四章 激光器的输出特性

- § 4.1 均匀增宽型介质激光器的输出功率 ..... (117)
- § 4.2 非均匀增宽型介质激光器的输出功率 ..... (119)
- § 4.3 激光器输出的选频 ..... (124)
- § 4.4 激光器的稳频 ..... (129)
- § 4.5 激光的线宽极限 ..... (138)

## 第五章 电光效应、声光效应

- § 5.1 电光效应、电光滞后 ..... (141)
- § 5.2 电光强度调制、位相调制、电光光束偏转 ..... (144)
- § 5.3 声光效应、声光偏转 ..... (149)

<b>第六章 激光器</b>	
§ 6.1 固体激光器 .....	(152)
§ 6.2 调Q技术、锁模技术 .....	(155)
§ 6.3 气体激光器 .....	(163)
§ 6.4 半导体激光器 .....	(172)
<b>第七章 激光在工业中的一些应用</b>	
§ 7.1 激光干涉测长 .....	(179)
§ 7.2 激光测速 .....	(186)
§ 7.3 激光准直 .....	(190)
§ 7.4 激光测距 .....	(196)
§ 7.5 激光加工 .....	(203)
§ 7.6 激光通讯 .....	(209)
<b>第八章 光学全息</b>	
§ 8.1 概述 .....	(219)
§ 8.2 全息学基本原理 .....	(220)
§ 8.3 全息照相中的实验技术 .....	(235)
§ 8.4 全息术的应用 .....	(243)
<b>习题参考答案</b> .....	(254)
<b>参考文献</b> .....	(256)

# 第一章 辐射理论概要

激光技术是本世纪六十年代初发展起来的一门新兴科学。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、通讯、国防、科学等各方面的应用均在迅速扩展，其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。

激光是光的受激辐射，而普通光源是光的自发辐射，激光与普通光源比较有以下三个特点：1)方向性好：普通光向四面八方辐射，光线分散到 $4\pi$ 球面度的立体角内，而激光基本沿某一直线传播，激光束的发散角很小，通常在 $10^{-6}$ 球面度量级的立体角度内。2)相干性好（指的是时间相干性与空间相干性）：普通光源无法与它比拟。3)亮度高：即激光在单位面积，单位立体角内的输出功率特别大。这是因为激光输出能量虽然有一定限度，但却能在十分细小的光束中和很短的时间内将能量输出（指脉冲输出）。所以激光输出的亮度比普通光源的亮度要高上百万倍，甚至几十亿倍。在以后的有关章节中，我们围绕激光的这些特点还要讨论。

本章具体介绍光的本性，光的平衡热辐射，光与物质的相互作用（光的自发辐射、受激辐射、受激吸收），光谱线的宽度，线型函数以及光源的相干性等一些必备的基础知识。

## § 1.1 光波、光子——光的二象性

光的一个基本性质就是具有波粒二象性。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，光子是具有有一定能量和动量的物质粒子。波动性和粒子性是光的客观属性，二者总是同时存在的。但在一定条件下，可能某一方面的属性比较明显，而当条件改变后，另一方面的属性又变得明显。例如，光在传播过程中所表现的干涉，衍射等现象中其波动性较为明显，这时我们往往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，这时我们往往又把光看作是由一个一个光子组成的光子流。

下面我们分别对光的波动性和粒子性作简要的介绍。

### 一、光波

光波是一种电磁波，是交变电磁场在空间的传播。也就是说，光波既是电矢量 $E$ 的振动和

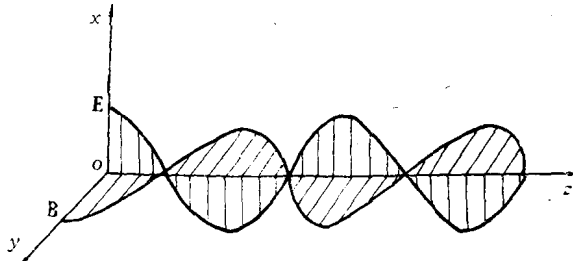


图 (1.1.1) 电磁波的传播

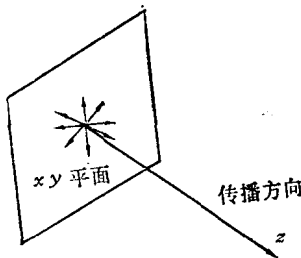
传播,同时又是磁矢量 $B$ 的振动和传播。在均匀介质中,电矢量的振动方向与磁矢量的振动方向互相垂直,且 $E$ 、 $B$ 均垂直于光的传播方向。它们三者方向上的关系如图(1.1.1)所示。

实验证明,光对人眼的视觉,胶片的感光及在其它一般光学现象中起主要作用的是电矢量 $E$ 。因此以后我们着重讨论电矢量 $E$ 的振动及传播。习惯上常把电矢量叫做光矢量。由图(1.1.1)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。

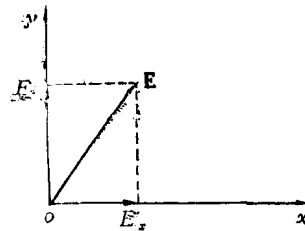
### (一) 线偏振光

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 $xy$ 平面内。也就是说, $E$ 的振动方向可取 $xy$ 平面内的任意一个方向,这种光矢量垂直于传播方向且只沿一个固定方向振动的光称为线偏振光(或面偏振光)。普通光源发出的沿 $z$ 方向传播的光,可以包括许多彼此独立的线偏振成份。它们的电矢量振动方向都在 $xy$ 平面内,各取不同的方位,如图(1.1.2)所示。这样的光叫自然光,普通光源发的是自然光。

根据矢量分解的原理,在 $xy$ 平面内电矢量 $E$ 的任一振动总可以分解成一个 $x$ 方向的分振动和一个 $y$ 方向的分振动,如图(1.1.3)。也就是说,一般的线偏振光总可以分解为沿 $x$ 和 $y$ 方



图(1.1.2) 自然光

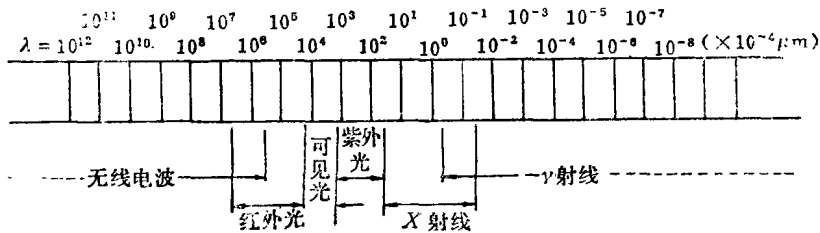


图(1.1.3) 光振动的分解

向振动的,位相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是互相垂直且均垂直于传播方向。

### (二) 光速,频率和波长三者的关系

电磁波就其波长范围来说非常宽,按其波长短(或频率大小)顺序,大体可分为无线电波、红外光、可见光、紫外光、X射线及 $\gamma$ 射线,具体波长划分见图(1.1.4)电磁波谱图。图中表明各区域有所交错。由图也可看到可见光的波长范围只占整个电磁波谱的一个极小部分。



图(1.1.4) 电磁波谱

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,波长约从 $0.3\mu\text{m}$ (微米)—— $30\mu\text{m}$ (红外),其相应频率由 $10^{15}\text{Hz}$ —— $10^{13}\text{Hz}$ 。表1.1.1给出几个波段的大致波长范围。



表1.1.1

光谱区		波长 $\lambda$ 的大致范围
红外光		1000—0.76 $\mu\text{m}$
可见光	红	0.76—0.63 $\mu\text{m}$
	橙	0.63—0.60 $\mu\text{m}$
	黄	0.60—0.57 $\mu\text{m}$
	绿	0.57—0.50 $\mu\text{m}$
	青	0.50—0.45 $\mu\text{m}$
	蓝紫	0.45—0.43 $\mu\text{m}$
紫外光		0.40—0.0050 $\mu\text{m}$

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

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

光的频率就是光矢量每秒钟振动的次数。如果以字母 $T$ 表示光振动的周期（即完成一次振动所需的时间），则频率 $\nu$ 和周期 $T$ 的关系互为倒数：

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1.1.1)$$

我们知道，光的波长就是振动状态在经历一个周期的时间内向前传播的距离，用字母 $\lambda_0$ 表示。又已知各种不同频率的光在真空中的传播速度均等于 $c$ 。所以在真空中光速、频率和波长有如下的关系：

$$c = \lambda_0 \nu \quad (1.1.2)$$

实验证明光在各种介质中传播时，保持其原有频率不变，而速度 $v$ 各不相同，它等于真空中的光速 $c$ 被介质的折射率 $\mu$ 去除。所以介质中光速是

$$v = \frac{c}{\mu} \quad (1.1.3)$$

由于各种介质的折射率 $\mu$ 总是大于1，所以 $v$ 总是小于 $c$ 。例如，在真空中 $\lambda_0 = 0.6943 \mu\text{m}$ 的红光射入到平均折射率 $\mu = 1.76$ 的红宝石晶体中。则在晶体中的光速

$$v = \frac{c}{\mu} = \frac{2.998 \times 10^8}{1.76} = 1.70 \times 10^8 \text{ m/s}.$$

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也不同。

在真空中有  $c = \lambda_0 \nu$

在介质中有  $v = \lambda \nu$  ( $\lambda$ 为介质中的波长)

$$\text{二者相比} \quad \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad \text{故} \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{\mu} \quad (1.1.4)$$

即光在折射率为 $\mu$ 的介质中的波长 $\lambda$ 是真空中波长 $\lambda_0$ 的 $1/\mu$ 。上例红宝石晶体中的波长应为

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\mu} = \frac{0.6943}{1.76} = 0.3943 \mu\text{m}.$$

各种气体的折射率比1大得不多，因此粗略地可以把各种气体的折射率当作1看待。

### (三) 单色平面波

#### 1. 平面波

在光波场中，光波位相相同的空间各点所连成的面叫波面也叫波阵面或同相面。光波的波面是平面的，这种波叫平面波。例如，将一个点光源放置在一个凸透镜的焦点上，如图(1.1.5)所示，则通过透镜后的光波是平面波。或者离点光源很远处整个波面上的很小一部分可以近似看作平面波(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其波面是彼此平行的平面，且在传播中如介质不吸收则波的振幅保持不变。

## 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 $\nu$ 小很多即 $\Delta\nu \ll \nu$ 时，这种波叫准单色波。 $\Delta\nu$ 越小，单色性越好。实际上的单色波都是准单色波。

为讨论方便起见，下面介绍经过科学抽象的理想单色平面波——简谐波(余弦波或正弦波)。它是最简单，最重要的一种波。因为由付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。

设在真空中电磁波的电矢量 $E$ 在坐标原点 $o$ 沿 $x$ 方向作简谐振动；它的磁矢量 $B$ 在坐标原点沿 $y$ 方向作简谐振动。其频率均为 $\nu$ ，圆频率 $\omega = 2\pi\nu$ ，起始时刻 $t = 0$ 时，二者初位相均为零。则 $E$ 、 $B$ 的振动方程分别为

$$E = E_0 \cos \omega t = E_0 \cos 2\pi \nu t \quad (1.1.5)$$

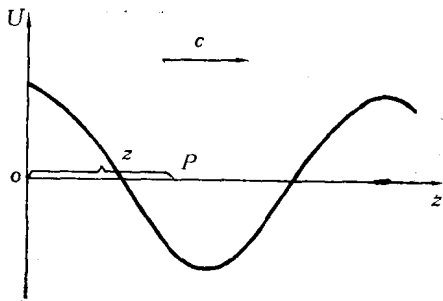
$$B = B_0 \cos \omega t = E_0 \cos 2\pi \nu t \quad (1.1.6)$$

其中 $E_0$ 、 $B_0$ 分别为电矢量及磁矢量的振幅。由上两式可见电矢量和磁矢量二者有相同的频率、位相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：

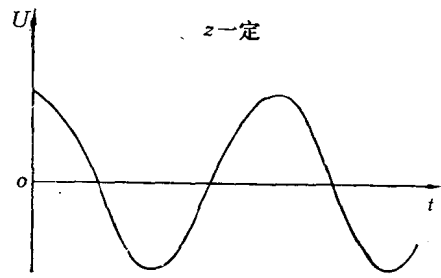
$$U = U_0 \cos \omega t = U_0 \cos 2\pi \nu t \quad (1.1.7)$$

$U$ 叫场矢量，它代表电矢量 $E$ 或磁矢量 $B$ ， $U_0$ 为场矢量的振幅。设该振动以速度 $c$ 向 $z$ 方向传播，在波场中 $z$ 轴上的任一点 $P$ ，当振源的振动传播到该点时，也作简谐振动。由于光波以有限的速度 $c$ 向前传播，所以 $P$ 点的振动状态比参考点(原点)的振动状态在时间上落后 $\tau = z/c$ ( $z$ 为 $P$ 点离参考点 $o$ 的距离)。这就是说， $o$ 点的振动状态经时间 $\tau$ 以后恰好传到 $P$ 点，如图(1.1.6)。因此 $P$ 点的振动方程容易写出，它为：

$$U = U_0 \cos \omega(t - \tau) = U_0 \cos \omega \left( t - \frac{z}{c} \right) \quad (1.1.8)$$



图(1.1.6) 振动状态的传播



图(1.1.7)  $z$ 一定

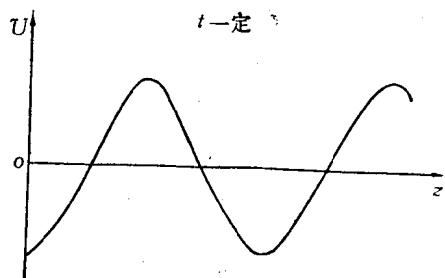
由于 $P$ 点的位置是任意选取的,所以此方程是代表波场中任一点的振动状态,它叫简谐波方程(也叫余弦波方程),它是一个时间和空间的二元函数,从上可知:

(1) 如果固定空间某一点 $P$ 的位置,则上式代表场矢量(光学中主要是指电矢量)在该点作时间上的周期振动,如图(1.1.7)所示。

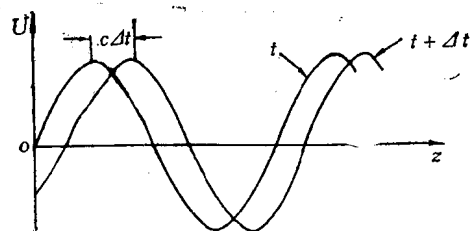
(2) 如果固定时间 $t$ 为某值,则上式代表场矢量随位置的不同而作空间的周期变化,如图(1.1.8)所示。

(3) 如果位置、时间都变化,上式代表一个行波方程,图(1.1.9)代表两个不同时刻空间各点的振动状态。简谐波方程(1.1.8)也可改写成如下的形式:

$$U = U_0 \cos 2\pi\nu \left( t - \frac{z}{c} \right) = U_0 \cos \left( \frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi z}{\lambda} \right) \quad (1.1.9)$$



图(1.1.8)  $t$ 一定



图(1.1.9) 行波

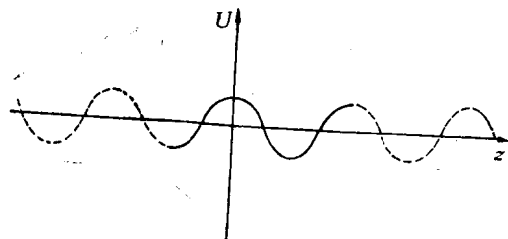
从(1.1.9)式最后可看出光波具有时间周期性和空间周期性。时间周期为 $T$ ,空间周期为 $\lambda$ ,时间频率为 $1/T$ ,空间频率为 $1/\lambda$ ;时间角频率为 $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$ ,空间角频率(或波矢)的大小为 $|k| = 2\pi/\lambda$ 。波矢 $k$ 是一个矢量,它的方向就是沿光线传播方向。公式(1.1.9)也可进一步写作

$$U = U_0 \cos(\omega t - kz) \quad (1.1.10)$$

式中光线传播的方向就是 $z$ 方向,所以波矢可用标量。其中 $(\omega t - kz)$ 叫做振动的位相。当 $t = 0$ 时,位相 $-kz$ 叫做初位相。

简谐波代表一个均匀平面波。它表示在垂直于传播方向 $z$ 的任一平面内(即当 $z$ 位置确定时)所有该平面内的各点,振动的位相在任何时刻均相同是一个同相面。

简谐波也是具有单一频率 $\nu$ 的单色波。要成为单色波,在物理上讲必须是无限长的波列,也就是说该波列空间上是无头无尾,无限延伸的,如图(1.1.10)。由付里叶分析可知,有限长的一段波列不可能是单色的,它必然有一定的频率宽度。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3m。它是有限波列,所以有一定的频率宽度。近代的激光技术由于谐振腔的作用,可使激光频宽做得很窄,接近于单色光,但仍然有一定频宽。



图(1.1.10) 无限长波列

### 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 (1.1.10) 写成复数形式。由数学中的欧拉公式：

$$e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha$$

故公式 (1.1.10) 可写为

$$U = \text{Re} [U_0 e^{i(\omega t - kz)}]$$

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

$$U = U_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (1.1.11)$$

或

$$U = U_0 \exp [i(\omega t - kz)]$$

上二式就是线偏振的单色平面波的复数表示法。注意  $e^{i(\omega t - kz)}$  式中，虚指数部分表示振动的位相。在第三章中要用到波的复数表示法。

在光学中，光强也是一个重要的物理量。它的定义是单位时间内通过垂直于光传播方向单位面积的光波能量（或辐射能量）。或者说通过垂直于光传播方向的单位面积的辐射功率，叫做光的强度，简称光强，用字母  $I$  代表。它的单位是  $\text{w/m}^2$  或  $\text{w/cm}^2$ 。

在光学中知道，光强与光矢量的平方成正比，即  $I \propto U^2$ 。由于光的频率很高（可见光在  $10^{14}$  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：

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

所以平均光强与相应的光矢量的振幅平方成正比，即  $\bar{I} \propto U_0^2$ 。由于实用中，主要考虑光的相对强度，所以上式经常写成：

$$I = U_0^2 \quad (1.1.12)$$

认为比例系数为1。且只要记住测量的是平均光强就可直接用  $I$  代替  $\bar{I}$

#### (四) 球面波及其复数表示法

光波的波面为一系列同心球面的波叫球面波。例如在均匀介质中点光源所发的光，其形成的波面就是球面，如图 (1.1.11) 所示。可以证明球面波的振幅随波面半径  $r$  扩大成反比地减小。故球面简谐波的方程为：

$$U = \frac{U_0}{r} \cos\omega(t - \frac{r}{c}) \quad (1.1.13)$$

式中  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ ，为任一点  $P$  离振源的距离，如图 (1.1.12)。  $U_0$  的数值等于离振源单位距离处的振幅。

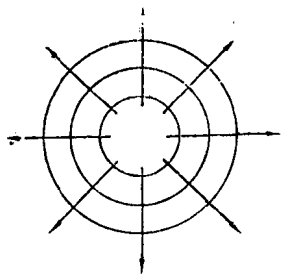


图 (1.1.11) 球面波

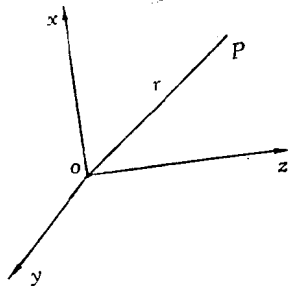


图 (1.1.12)  $P$  点离振源的距离

球面波的复数表示法为

$$U = \frac{U_0}{r} e^{i(\omega t - k r)} \quad (1.1.14)$$

在后面的学习中要用到平面波、球面波的复数表示法，希望大家熟悉它们。

## 二、光子

前面已指出，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，我们往往把光当作一个一个的粒子看待。由物理学中知道，在真空中一个光子的能量为 $\varepsilon$ ，动量为 $p$ ，则它们与光波的频率 $\nu$ ，波长 $\lambda_0$ 之间有如下数值上的关系：

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.1.16)$$

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda_0} \quad (1.1.17)$$

式中 $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{S}$ ，叫做普朗克常数。实际上，光是由大量光子组成的光子流。光的能量就是光子能量的总和。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。

公式(1.1.16)、(1.1.17)把表征粒子性的能量 $\varepsilon$ 和动量 $p$ 的物理量与表征波动性的频率 $\nu$ 和波长 $\lambda_0$ 联系起来，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、 $\gamma$ 射线的频率依次增高，相应的光子能量也逐渐增大。

注意：光子的动量 $p$ 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。

## § 1.2 原子能级、简并度、波尔兹曼分布

### 一、原子能级、简并度

我们知道物质是由原子、分子或离子组成的，而原子是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。电子一方面绕核作轨道运动，一方面本身作自旋运动。在原子物理学中知道，原子中电子的状态应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动量矩。对于辅量子数为 $l=0, 1, 2, 3$ 等的电子，顺次用 $s, p, d, f$ 字母表示，习惯上叫它们为 $s$ 电子， $p$ 电子等等。

3. 磁量子数 $m$ 。 $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ 。磁量子数可以决定轨道动量矩在外磁场方向上的分量。

4. 自旋量子数 $s$ 。 $s = \pm 1/2$ ，自旋量子数决定电子自旋动量矩在外磁场方向上的分量。

四个量子数中前三个是轨道量子数，它们可取一系列的整数值。最后一个是自旋量子数，它只能取 $1/2$ 。电子自旋在外场中只能取正、负两个方向。电子具有的量子数不同，表示有

不同的电子运动状态。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，如图(1.2.1)。电子在一系列确定的分立状态运动时，相应有一系列分立的、不连续的能量值。这些能量通常叫电子（或原子系统）的能级。依次用  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $E_3$ 、 $\dots$ 、 $E_n$  表

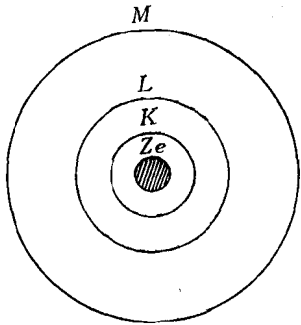


图 (1.2.1) 原子壳层模型

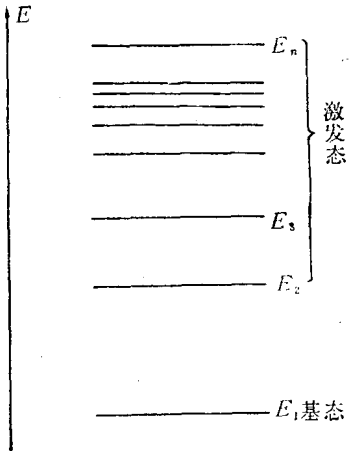


图 (1.2.2) 原子能级示意图

示，如图(1.2.2)。原子处于最低的能级状态称为基态。能量高于基态的其它能级状态叫激发态。一般说，处于一定电子态的原子对应某个一定的能级。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，电子可以有两个或两个以上的不同运动状态具有相同的能级。这样的能级叫简并能级。同一能级所对应的不同电子运动状态的数目，叫简并度，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  $n=1, l=0, m=0$ ）有两个不同的电子自旋状态（ $s = \pm 1/2$ ），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（ $n=2, l=1, m=0, \pm 1, s = \pm 1/2$ ）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  $g_2 = 6$ ，如表(1.2.1)所示。

原子的简并能级可由外场或由原子中其它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。

表1.2.1 氢原子  $1s, 2p$  态的简并度

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

## 二、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  $n$

▲▲ 凡注有“▲▲”符号的章、节、目为选读内容。整个章节为选读者“▲▲”注标题后，到章节终了为止。章节中部分为选读者，“▲▲”注在选读开始，到符号“▼”为止。

个电子的原子如何表示原子的状态呢？这里我们先介绍原子的电子组态符号，其次再介绍原子态的标记。

### 1. 原子的电子组态符号

对于有 $n$ 个电子的原子如锂它有三个外层电子。由原子物理中的泡里不相容原理知道，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；另外还知道，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。因此锂的基态是两个电子处在 $1s$ 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做原子实（同理，锂核及 $1s^2$ 电子也组成原子实）。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 $1s^2 2s^2 2p^6 3p, 1s^2 2s^2 2p^6 3d, 1s^2 2s^2 2p^6 4s \dots$ 等等。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

对于多个价电子的原子，考虑到原子中电子的轨道动量矩与自旋动量矩之间的相互作用，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。如氮原子有两个外层电子，基态的电子组态为 $1s1s$ ，它对应下面的原子状态即两个电子均在第一壳层，它们的自旋动量矩互相反平行，只有这一原子状态。如把氮的一个电子激发到 $2s$ 态，此时氮原子的电子组态为 $1s2s$ ，它对应有两个原子状态。一个是第一壳层的电子自旋动量矩与第二壳层的电子自旋动量矩平行；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氢原子的讨论，这里不再介绍）。

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，多个电子轨道运动和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。如何考虑它们之间的相互作用呢？主要有两种方法，一种叫 $LS$ 耦合，一种叫 $JJ$ 耦合。下面我们结合具有二个价电子的氮原子来讨论 $LS$ 耦合（对于 $JJ$ 耦合可参考一般原子物理学教材，这里就不再讨论）。

$LS$ 耦合通常用于轻元素，因为轻元素中，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。因此考虑各电子轨道动量矩与自旋动量矩的合成时，应该先求出各个电子的轨道动量矩 $P_{l_i}$ 的矢量和，得轨道运动的总动量矩 $P_L$ ，即 $P_L = \sum_i P_{l_i}$ 。同时再求出各个电子的自旋动量矩 $P_{s_i}$ 的矢量和，得自旋运动的总自旋动量矩 $P_S = \sum_i P_{s_i}$ 。然后轨道运动总动量矩 $P_L$ 和自旋运动总动量矩 $P_S$ 再合成为原子的总动量矩 $P_I$ 。由于最后是 $P_L$ 和 $P_S$ 合成 $P_I$ ，所以叫做 $LS$ 耦合。

具体对氮原子来说，二个价电子的轨道动量矩分别可以取下列值：

$$P_{l_i} = \sqrt{l_i(l_i+1)} \frac{h}{2\pi}, \quad l_i = 0, 1, 2, \dots, n_i - 1$$

$$P_{l_2} = \sqrt{l_2(l_2+1)} \frac{h}{2\pi}, \quad l_2 = 0, 1, 2, \dots, n_2 - 1$$

$l_1, l_2$ 叫做辅量子数或轨道量子数。它们可以取一系列正整数。两个电子的自旋动量矩的值是：

$$P_{s_1} = P_{s_2} = \sqrt{s(s+1)} \frac{h}{2\pi} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)} \frac{h}{2\pi},$$

自旋量子数只能等于1/2。

耦合时，先求出 $P_L$ 和 $P_S$ 即

$$P_L = P_{l_1} + P_{l_2}$$

轨道动量矩的值是

$$P_L = \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi}.$$

式中，轨道总动量矩量子数 $L$ 只能取下列的数值：

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, l_1 + l_2 - 2, \dots, |l_1 - l_2|.$$

与 $P_L$ 类似，

$$P_S = P_{s_1} + P_{s_2}$$

$P_S$ 的值为：

$$P_S = \sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi},$$

$S$ 只能取 $1/2 + 1/2 = 1$ 或 $1/2 - 1/2 = 0$ 即 $S = 1, 0$  ( $S$ 的量子数对于原子的电子数是双数时取包括0的整数，原子的电子数是单数时取半整数如 $1/2, 3/2, \dots$ 等，视有几个电子而定)。

其次再求出总动量矩 $P_J$ 即

$$P_J = P_L + P_S$$

$P_J$ 的值为：

$$P_J = \sqrt{J(J+1)} \frac{h}{2\pi}.$$

式中，总动量矩量子数 $J$ 只能取下列的数值：

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|.$$

注意这里的矢量合成，不是通常在力学或电学中经典的矢量合成而是按一定量子条件的合成。

矢量 $P_L, P_S, P_J$ 的大小与方向都是与原子内部各电子的运动情况有关的，所以可以用与它们对应的量子数 $L, S, J$ 来表明原子的状态。通常用 $^{2s+1}L_J$ 符号来标记原子（或能级）状态。符号中的 $L$ 用大写字母如 $S, P, D, F, G, H, \dots$ 等表之，它们分别对应于 $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ 。 $L$ 左上角的 $2s+1$ 为原子态的多重数。如对于一个价电子的原子 $s = 1/2, 2s+1 = 2$ 表示为双重项。对于二个价电子的原子 $S = 0$ 时， $2s+1 = 1$ 是单重项。当 $S = 1$ 时， $2s+1 = 3$ 是三重项。 $L$ 右下角的 $J$ 为原子态的总动量矩的量子数。有时为了更完全的描写原子的状态，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。

〔例1〕 氦原子的基态，它的电子组态已如前所述为 $1s1s$ ，求由此构成的原子态。

因  $l_1 = l_2 = 0$  故  $L = 0$



$$s_1 = \frac{1}{2}, \quad s_2 = -\frac{1}{2} \quad \therefore S = 0$$

最后  $J = 0$

所以，氦原子的基态是  $1s1s^1S_0$  或  $1^1S_0$  属于氦原子的单重项。

〔例2〕 电子组态为  $1s2s$  的氦原子激发态，求由此构成的原子态。

因  $l_1 = l_2 = 0 \quad \therefore L = 0$

而  $s$  有两种情况

(1) 当  $s_1 = 1/2, s_2 = 1/2$  时,  $S = 1$ 。故  $J = 1$ ，此时的原子态为  $1s2s^3S_1$  或  $2^3S_1$  (前面的2是激发电子的主量子数) 属于氦原子的三重项。

(2) 当  $s_1 = 1/2, s_2 = -1/2$  时,  $S = 0$ 。故  $J = 0$  此时的原子态为  $1s2s^1S_0$  或  $2^1S_0$  属于氦原子的单重项。图 (1.2.3) 是氦原子的部分能级示意图。

应该指出，当空间有外加磁场存在时，总动量矩  $P_J$  在磁场方向上的投影将为

$$P_{Jz} = M \frac{h}{2\pi}$$

其中  $M$  也是一个量子数，它可能取如下的  $(2J + 1)$  个数值：

$M = J, (J - 1), (J - 2) \dots - J$  共  $2J + 1$  个值。

最后，原子态的奇态 (奇宇称) 与偶态 (偶宇称) 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量子数  $l_i$  之和是奇数的状态叫奇态，偶数的状态叫偶态。

### 3. 辐射跃迁选择定则

对于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，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。

仍以氦原子为例，基态  $1^1S_0$  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)，因此氦的  $2^3S_1, 2^1S_0$  都是亚稳能级。现在已知氦原子处于  $2^3S_1$  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  $5 \times 10^{-6}s$ 。

### 三、波尔兹曼分布

前面是讨论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  $\text{Cr}^{+3}$  离子的数密度在  $10^{18} \sim 10^{20}$  个/ $\text{cm}^3$ ，氦-氖激光器中氦原子的数密度大约为

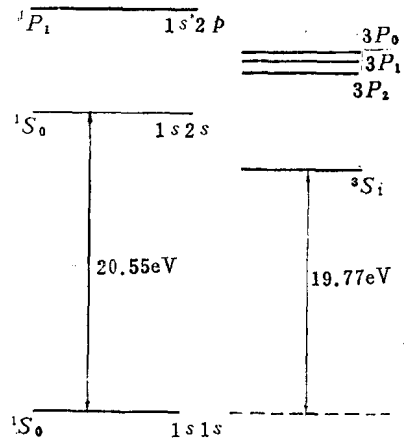


图 (1.2.3) 氦原子部分能级示意图