

普通化学

下 册

浙 江 大 学

普通化学教研组编

下册目录

第五章 原子结构与周期系	1
§ 5—1 氢原子结构	2
§ 5—2 多电子原子结构	200
§ 5—3 元素性质的周期性递变与原子结构的关系	37
本章小结	47
复习思考题	49
习题	50
第六章 化学键与晶体结构	54
§ 6—1 化学键	54
§ 6—2 分子间力和氢键	73
§ 6—3 晶体的内层结构	82
本章小结	93
复习思考题	94
习题	96
第七章 单质与无机化合物	99
§ 7—1 单质的物理性质与晶体结构	99
§ 7—2 单质的化学性质	108
§ 7—3 无机化合物的物理性质与晶体结构	119
§ 7—4 无机化合物的化学性质	132
本章小结	157
复习思考题	160
习题	162

第八章	络合物	165
§ 8—1	络合物的概念	165
§ 8—2	络合物中的化学键	170
§ 8—3	络合物在溶液中的状况	181
§ 8—4	络合物的应用	188
本章小结		191
	复习思考题	192
	习题	194

第九章	有机化合物	197
§ 9—1	有机化合物的分类、命名和结构	198
§ 9—2	有机化合物的重要反应	209
§ 9—3	高分子化合物的合成	223
§ 9—4	高分子化合物各论	227
§ 9—5	高分子化合物的结构与性能	236
本章小结		243
	复习思考题	244
	习题	246

附表 1	一些物质的标准生成焓、标准生成自由焓和标准熵的数据	249
2	一些常见弱电解质的电离常数	253
3	一些常见物质的溶度积	255
4	一些水化离子在单位浓度的标准生成焓、标准生成自由焓和标准熵的数据	257
5	标准电极电位	259

第五章 原子结构与周期系

内容提要 根据波尔理论对氢原子光谱中谱线规律性的解释引入原子能级的概念。根据量子力学对氢原子研究的结果介绍波函数 ψ 和原子轨道、波函数平方 ψ^2 和电子云等概念以及原子轨道和电子云的图形表示,结合屏蔽效应和钻穿效应在讨论多电子原子的能级。从泡利不相容原理、最低能量原理和洪特规则出发,讨论原子核外电子分布的一般情况,并着重介绍原子的外层电子构型和元素按周期表的分区,运用原子结构的观点讨论元素的金属性和非金属性及化合价的周期性递变。简单介绍电离能、电子亲和能和电负性等概念并指出共和元素的金属性、非金属性之间的联系。

本书第一章介绍了物质的聚集状态，接着又在第2-4章从宏观方面讨论了物质变化时的平衡理论。为了深入了解事物发展的根本原因，还必须进一步研究物质的微观结构。因此，学习原子结构的知识对于掌握物质的性质和化学变化的规律具有十分重要的意义。由于氢原子核外只有1个电子，结构最简单，从研究氢原子所得到的一些重要概念如原子能级、原子轨道、电子云等作为理解多电子原子结构的基础。所以本章从氢原子结构入手，讨论电子在核外的运动状态。

§ 5-1 氢原子结构

一、氢原子光谱和氢原子能级

人们对原子结构的认识是和原子光谱的实验分不开的。当以火焰、电弧、电火花或其它方法灼热气体或蒸汽时，它就发出不同波长或频率^①的光线，利用三棱镜对这些光线折射率的不同，可以把它们分成一系列按照波长长短的次序排列的线条，这些线条叫谱线，线状光谱是这些谱线的总称。原子光谱都是线状光谱。每种元素都有它自己的光谱，所以运用这一现象就可以进行元素的原子光谱分析。大多数金属的光谱都很复杂，色含很多谱线，例如铁，就有几千条之多；但也有一些元素的线状光谱比较简单，例如氢原子光谱（参5-1）就是最简单的一种，它在可见光范围内，有比较明显的五根谱线，H α 、H β 、H γ 、H δ 、H ϵ 。后来有人发现这五根谱线的频率服从下列数学关系式：

$$\nu = 3.29 \times 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5-1)$$

他观察到从氢原子中发射出来的光线的频率

(1) 波长单位用埃(A)，1埃 = 10^{-8} 厘米 = 10^{-9} 纳米。频率的单位用秒⁻¹。光的波长(λ)、频率(ν)和光速(c)的关系是 $c = \nu \lambda$ 。 $c = 2.99795 \times 10^8$ 米·秒⁻¹

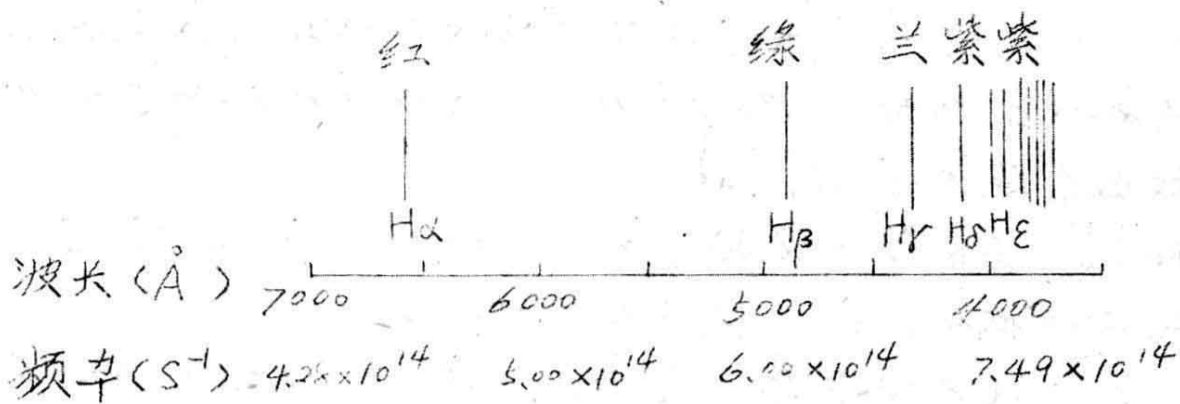


图 5-1 氢原子的可见光谱

式中 n 为大于 2 的正整数。这五根谱线的 n 值分别为 3、4、5、6、7。除上述五根谱线以外，在紫外区还可找到 n 值更大的符合上述关系式的谱线，如图 5-1 所示。

随着氢光谱研究的深入，在紫外区（图 5-1 的右端未画出）找到了符合下列关系式的谱线：

$$\nu = 3.29 \times 10^{15} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5-2)$$

$$n = 2, 3, 4, \dots$$

在红外区（图 5-1 的左端未画出）找到符合下列关系式的谱线：

$$\nu = 3.29 \times 10^{15} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5-3)$$

$$n = 4, 5, 6, \dots$$

$$\nu = 3.29 \times 10^{15} \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5-4)$$

$$n = 5, 6, 7, \dots$$

可将式 (5-1)、(5-2)、(5-3)、(5-4) 等归纳成下列通式：

$$\nu = 3.29 \times 10^{15} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (5-5)$$

$$n_1 = 1, 2, 3, \dots$$

$$n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, n_1 + 3, \dots$$

从式(5-5)可以看出氢原子光谱的谱线频率不是任意的,而是随着两个正整数(n_1 和 n_2)的改变作跳跃式的改变, n_2 的数值总是大于 n_1 。

为了解释氢原子光谱的实验事实,1913年波尔(N. Bohr)提出了一个原子结构的模型,主要有以下两类:

1. 电子在核外不能沿着任意的轨道运动,只能沿某些特定的轨道运动。电子在这些轨道中运动的时候和经典的电磁理论不同,并不辐射出能量。波尔根据自己的假设,导出了氢原子的能量(E)也和正整数(n)有关:

$$E = -\frac{21.8 \times 10^{-18}}{n^2} \text{ (焦)} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ (电子伏)} \quad (5-6)$$

n 越小,氢原子的能量越低; n 越大,氢原子的能量越高。这样,氢原子的能量就不是任意的,而是随着 n 值的改变而被一级一级地分开了,如表5-2所示。

波尔在原子结构理论中引入了一个十分重要的概念即原子能级的概念。 n 就是后面将要谈到的主量子数。

2. 只有电子在不同轨道之间发生跃迁时,原子才会吸收或辐射出能量。当电子从较高能级(E_2)的轨道跃迁到较低能级(E_1)的轨道时,原子所减小的能量($E_2 - E_1$)即以光能的形式辐射出来。光的频率(ν)决定于电子跃迁前后两个轨道的能级相差值:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (5-7)$$

h 为普朗克(M. Planck)常数 6.625×10^{-34} 焦·秒。

根据1905年爱因斯坦(A. Einstein)所提出的光子学说,光是一束光子流,光子的能量(ϵ)和光的频率(ν)成正比:

$$\epsilon = h\nu \quad (5-8)$$

①

1电子伏 = 96.4870 千焦·摩⁻¹

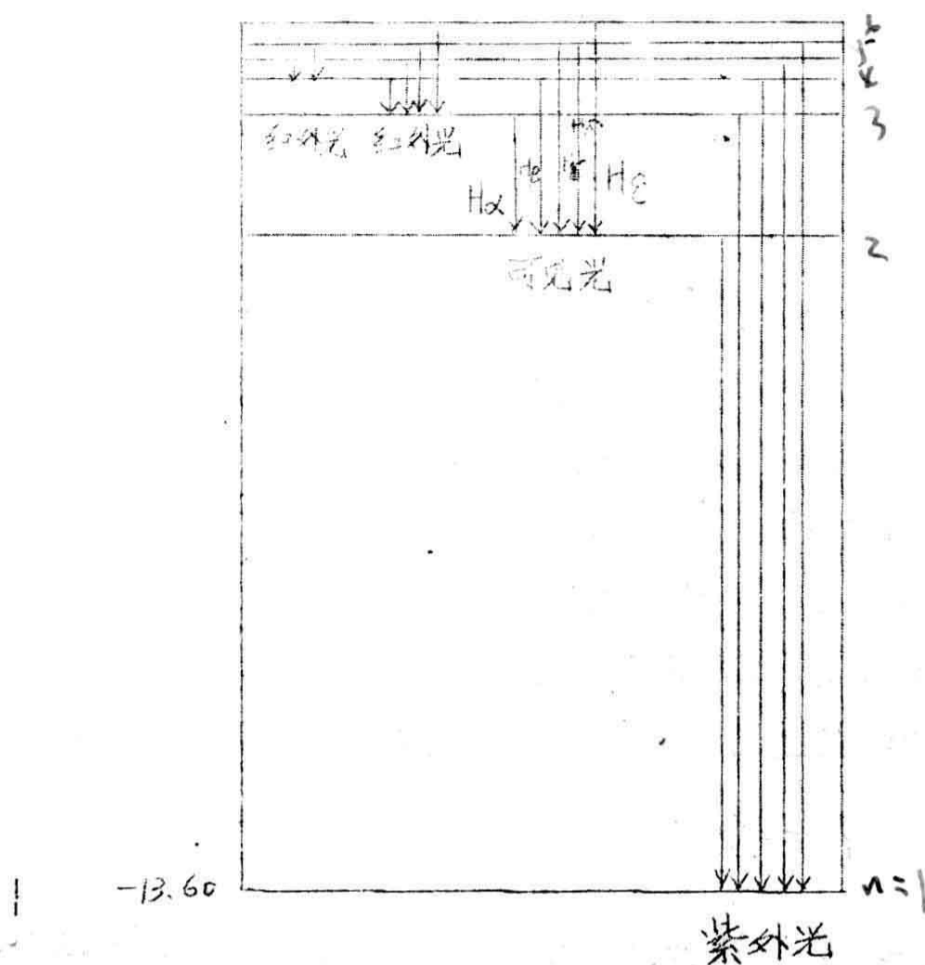


图 5-2 氢原子能级图

当电子从较高能级 (E_2) 的轨道跃迁到较低能级的轨道时即辐射出一个光子, 这个光子的能量决定于电子跃迁前后两个轨道的能级相差值:

$$\epsilon = E_2 - E_1 \quad (5-9)$$

从玻尔理论的式 (5-6)、(5-7) 可以推导出和从氢原子光谱实验所得的式 (5-5) 相一致的结果。

$$\nu = \frac{21.8 \times 10^{-19}}{6.63 \times 10^{-34}} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = 3.29 \times 10^{15} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

氢原子在正常状态下, 电子在离核最近、能级最低 ($n=1$) 的轨道中运动, 此时原子处于基态。但当原子从外界吸收能量时, 电子就被激发到离核较远、能级较高的轨道 ($n=2, 3, 4, \dots$) 上去, 此时原子处于激发态, 不同的原子可以处于不

的激发态。如原子吸收能量过多，电子有可能脱离原子的范围 ($n = \infty$) 而变成离子，产生原子的电离。处于激发态的原子很不稳定，瞬即 (约 10^{-8} 秒) 回到基态或经过能级较低的激发态再回到基态，辐射出只有不同频率或波长的谱线如表 5-2 所示。例如在氢原子中电子从 $n = 3$ 的较高能级跃迁到 $n = 2$ 的较低能级时，辐射出具有频率为 4.57×10^{14} 赫 (或波长为 6563 埃) 的 H α 谱线，电子从 $n = 4$ 的较高能级跃迁到 $n = 2$ 的较低能级时辐射出具有频率为 6.16×10^{14} 赫 (或波长为 4863 埃) 的 H β 谱线。人们日常使用的氦灯或试电笔中的氦，通电后发红光就是利用氦原子和高速电子或离子碰撞时吸收能量使氦原子中的电子激发到高能级上去，当电子从高能级跃迁到低能级时便放出红光。

根据玻尔理论还可以推导出氢原子轨道的半径 (r) 也和 n 有关：
$$r = n^2 a_0 \quad (5-10)$$

a_0 叫做玻尔半径，其数值为 0.53 埃，即为基态氢原子轨道的半径。

玻尔理论成功地解释了氢原子光谱并提出了原子能级和主量子数等重要概念，对原子结构理论的发展起着十分重要的作用。但玻尔理论不能解释多电子原子的光谱，也不能解释原子如何形成分子的化学键本质 (例如氢原子形成氢分子的化学键)。玻尔理论的主要缺陷是把只适用于宏观世界的经典力学搬进了微观世界，认为电子的运动和行星绕太阳的轨道运动一样，沿着原子轨道作绕核运动，这种原子轨道的概念是和大量的实验事实相违背的。

二、量子力学中的氢原子轨道和电子云：

量子力学是二十世纪二十年代发展起来的一门研究微观粒子 (如电子、原子、分子等) 运动规律的学科。大量的实验事实表明微观粒子的运动和宏观物体不同，它具有波的特性，因此电子在核外的运动状态不能运用经典力学的规律去描写，

只有通过量子力学的原理才能得到阐明。

1. 微观粒子的波、粒二象性

本世纪初对光的本性的研究已知光既有波动性又有微粒性，这就是光的波、粒二象性。一般说来，与光的传播有关的现象如干涉、绕射等，只有应用波动的概念才能解释，所以波动性较突出；与光和实物相互作用有关的现象，如光的发射（原子光谱）、光的吸收（光电效应等），只有应用具有最小能量单位的光子（式 5-8）概念才能解释，所以粒子性较为突出。

1924 年德布罗衣 (de Broglie) 受到光的波、粒二象性的启发，大胆提出微观粒子也具有波、粒二象性的假说。并预言微观粒子的波长 (λ) 和它的质量 (m)、运动速度 (U) 可以通过普朗克常数 (h) 联系起来：

$$\lambda = \frac{h}{mU} \quad (5-11)$$

这个关系式也叫德布罗衣关系式，不久就被电子通过晶体的衍射实验所证实 (图 5-3)。

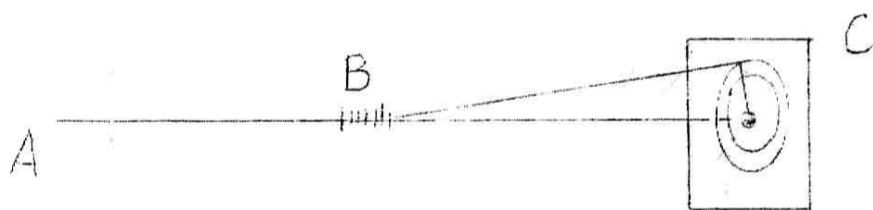


图 5-3 电子衍射示意图

A: 电子发生口; B: 晶体粉末; C: 照相底片。

当一束电子流以一定速度穿过晶体粉末时，晶体（由于原子或离子有规则的排列）起光栅作用，在照相底片上观察到的不是一个黑点而是一系列因电子衍射所产生的同心环纹，和 X 射线穿过晶体时所得的衍射图形很类似，证实了电子和 X 射线一样确有波的特性，而且根据实验所测得的电子波长和从式 (5-11) 计算所得结果相吻合。例如电子的质量为 9.1×10^{-28} 克，若电子的运动速度控制在 10^8 厘米·秒⁻¹，可通过式 (5-11) 求得电子的波长为 7.3 埃，这个数值正好落在 X 光的

波长范围内。在底片上行射强度（波的强度）大的地方，表示电子出现的几率大，行射强度（波的强度）小的地方表示电子出现的几率小。所以微观粒子的波是一种具有统计性的几率波，它和由于介质的质点振动而引起的机械波不同。

对于宏观物体来说，由于质量很大，可不须考虑其波动性。例如子弹重 10 克，运动速度为 10^5 厘米·秒⁻¹，可通过式（5-11）求得子弹的波长为 6.3×10^{-33} 厘米，与子弹本身的大小作比较可以说基本上没有波动性。

2. 波函数和原子轨道：

既然微观粒子具有波的特性，就可以用一个波函数来描写其电子的运动状态。波函数不是一个具体数目，通常是一个包含空间坐标的数学函数式。

在原子体系中电子的运动，由于有固定的空间范围，其波的特性和驻波有类似之处，正像琴弦的振动由于两端固定而产生的波是一种驻波一样（参 5-4）。

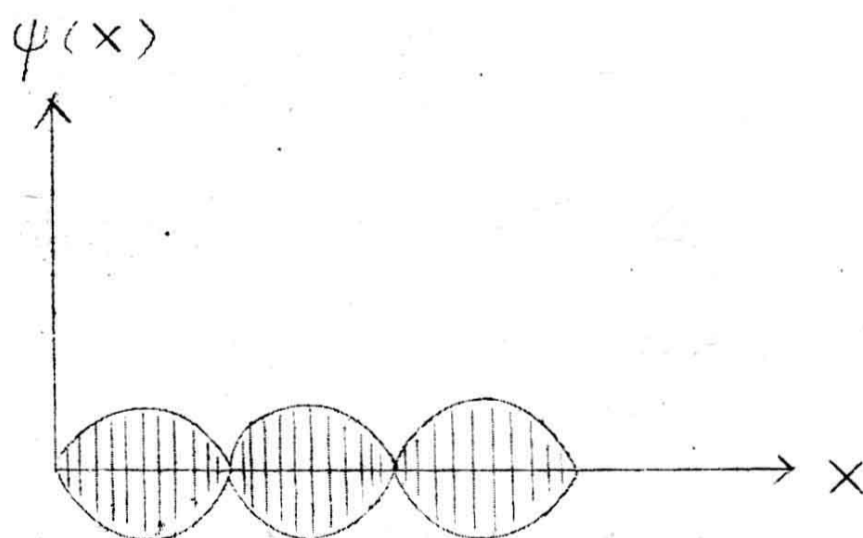


图 5-4 一维驻波

上述一维驻波的波函数 $\psi(x)$ 的数学函数式可表示如下：

$$\psi(x) = A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (5-12)$$

其中 A 是最大的振幅，波函数 $\psi(x)$ 是距离 x 处波的振幅，只是坐标 x 的函数和射向无关。波函数 $\psi(x) = 0$ 的具

叫节莫。

原子体系中电子运动也可以找到类似于驻波的波函数，但这种波函数不像弦振动这类经典机械波那样具有具体的物理意义。

在化学中要了解原子体系中电子的运动状态，必须找出不同条件下的波函数 ψ 来，这种波函数可通过薛廷谔 (E. Schrödinger) 方程式^① 而得到。薛廷谔方程式是描写微观粒子运动状态变化规律的基本方程，正像经典力学 (牛顿力学) 方程是描写宏观物体运动状态变化规律的基本方程一样。通过薛廷谔方程式的求介还可得到体系相应的能量 (E)。

为了使薛廷谔方程式的求介得到有意义的结果，在求介过程中出现了三个量子数，这些量子数在确定原子的能级和波函数 ψ 的形式与否都是很重要的。

这三个量子数可取的数值如下：

- (1) 主量子数 $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$;
- (2) 角量子数 $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ 共可取 n 个数值；
- (3) 磁量子数 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ 共可取 $2l + 1$ 个数值。

可见 l 的数值受 n 的数值限制，例如 $n=1$ 时， l 只可能取 0； $n=2$ 时， l 可取 0 和 1。m 的数值受 l 的数值限制，例如 $l=0$ 时， m 只可能取 0； $l=1$ 时，

①

薛廷谔方程式是一个如下的二阶偏微分方程。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0$$

ψ 为波函数， E 为体系的总能量， V 为体系的势能，对氢原子体系来说体系势能为 $-\frac{e^2}{r}$ ， e 为电子电荷， r 为电子和核间的距离， m 为电子的质量， x, y, z 为空间坐标。

m 可取 $-1, 0, +1$ 。因此三个量子数的组合不可能是任意的，必须具有一定的规律，例如基态氢原子 $n=1$ ， l 只可取 0 ， n, l, m 三个量子数的组合方式只可能 1 种，即 $(1, 0, 0)$ 。当 $n=2$ 时，这三个量子数的组合方式可以有 4 种，即 $(2, 0, 0), (2, 1, 0), (2, 1, 1), (2, 1, -1)$ 。当 $n=3$ 时，这三个量子数的组合方式可以有 9 种。依次类推，当 $n=4$ 时，可以有 16 种。

从薛廷谔方程式所介得的氢原子能量 E 只和主量子数 n 有关，可以得到和玻尔理论所得出的式 (5-6) 一样的结果。这说明玻尔理论对氢原子能级的阐述是正确的。但是从薛廷谔方程式所介得的氢原子波函数 ψ 却和 n, l, m 三个量子数都有关。即波函数随三个量子数的不同而不同。由于原子中电子的运动状态可用波函数 ψ 来描写，所以在量子力学中波函数就成了原子轨道的同义词。但千万不要和玻尔理论中描写电子运动状态的原子轨道概念相混淆。例如基态氢原子轨道在玻尔理论中为半径等于 0.53 埃的圆形轨道，而在量子力学中则为基态氢原子的波函数。若电子的离核平均距离为 r ，这个波函数 ψ 随着 r 的增大迅速地减小。

$$\psi(\text{基态氢原子}) = \sqrt{\frac{1}{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0} \quad (5-13)$$

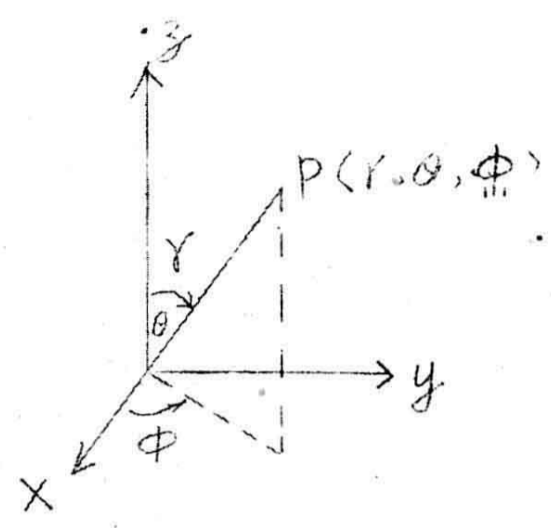
这个波函数也就是量子力学中的基态氢原子轨道。

根据光谱学上的规定，角量子数 $l=0$ 的轨道叫 s 轨道， $l=1$ 的轨道叫 p 轨道， $l=2$ 的轨道叫 d 轨道， $l=3$ 的轨道叫 f 轨道；又根据一个角量子数可取的磁量子数不同， s 轨道只有一个， p 轨道有 3 个， d 轨道有 5 个， f 轨道有 7 个，如果把轨道所属的主量子数 n 也标出来，则 $n=1$ 时，只有 1 个 $1s$ 轨道； $n=2$ 时，有 1 个 $2s$ 轨道和 3 个 $2p$ 轨道共 4 个原子轨道； $n=3$ 时，有 1 个 $3s$ 轨道，3 个 $3p$ 轨道和 5 个 $3d$ 轨道共 9 个原子轨道； $n=4$ 时，有 1 个 $4s$ 轨道，3 个 $4p$ 轨道、5 个 $4d$ 轨道和 7 个 $4f$ 轨道共 16 个原子轨道。

如果用不同的波函数的数学函数式来表示不同的原子轨道，那是相当麻烦的事（除非作某种特定的坐标）。为了简便，常用球面坐标（参 5-5）的参形表示。但用三个坐标（ r, θ, ϕ ）来表示原子轨道的空间参形也不容易办到，因此可把波函数写成两个波函数的相乘积：

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) \cdot Y(\theta, \phi) \quad \dots \dots (5-14)$$

$R(r)$ 叫做波函数 ψ 的径向部分， $Y(\theta, \phi)$ 叫做波函数 ψ 的角度部分。前者只随 r 的变化而变化，后者只随 (θ, ϕ) 的变化而变化，若再分别作参，则可得到较简单的参形。



参 5-5

球面坐标和直角坐标的关系

现将氢原子波函数的径向部分和角度部分分别列于表 5-1 中（ $n = 3$ 以上的波函数从略）。

表 5-1 氢原子的波函数 ($a_0 =$ 玻尔半径)

量子数			轨道符号	波函数径向部分 $R(r)$	波函数的角度部分 $Y(\theta, \phi)$
n	l	m			
1	0	0	1S	$2 \left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} e^{-r/a_0}$	$\left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2}$
2	0	0	2S	$\frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} \left(2 - \frac{r}{a_0}\right) e^{-r/2a_0}$	$\left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2}$
2	1	0	$2p_z$		$\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \cos\theta$
2	1	± 1	$2p_x$	$\frac{1}{2\sqrt{6}} \left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} \left(\frac{r}{a_0}\right) e^{-r/2a_0}$	$\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \cos\phi$
2	1		$2p_y$		$\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \sin\phi$

根据波函数的角度分布 $Y(\theta, \phi)$ 随角度 (θ, ϕ) 的变化作图，可得原子轨道的角度分布图（图 5-6）：

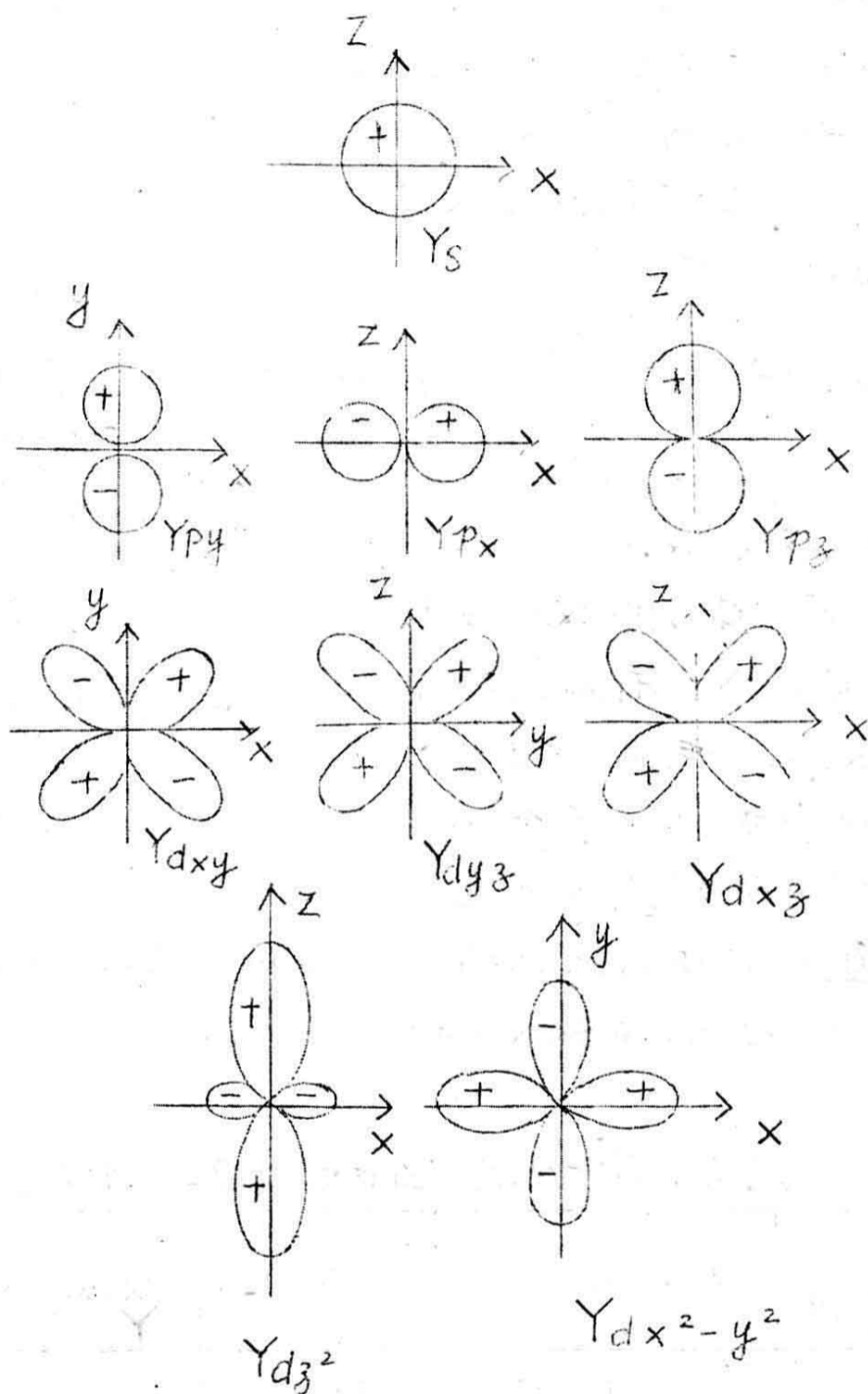


图 5-6 s、p、d 原子轨道角度分布图（平画图）

由于这种图形对研究原子间的成键作用（§6-2）很有用处，现举例说明其画法：

例如 s 轨道： $Y_s = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2}$ 是一个与角度 (θ, ϕ) 无关的常数，所以原子轨道的角度分布图是一个半径为 $\left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2}$ 的球面。Y 值在各个不同的方向上都相同，可看成是一个“球形”波。

又如 Y_{p_z} 轨道: $Y_{p_z} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \cos\theta$ 只与 θ 有关而与 ϕ 无关, 所以 p_z 轨道的角度分布是一个绕 z 轴旋转的曲面。

θ	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°
	300°	330°	300°	270°	240°	210°	
$\cos\theta$	1	0.866	0.50	0	-0.5	-0.866	-1
Y_{p_z}	0.489	0.423	0.244	0	-0.244	-0.423	-0.489

图 5-7 反映 Y_{p_z} 随 θ 的变化, 在 z 轴方向出现最大值, 所以叫做 p_z 轨道。在 xy 平面 ($\theta = 90^\circ$) 上, 有 $Y_{p_z} = 0$ 的节面。

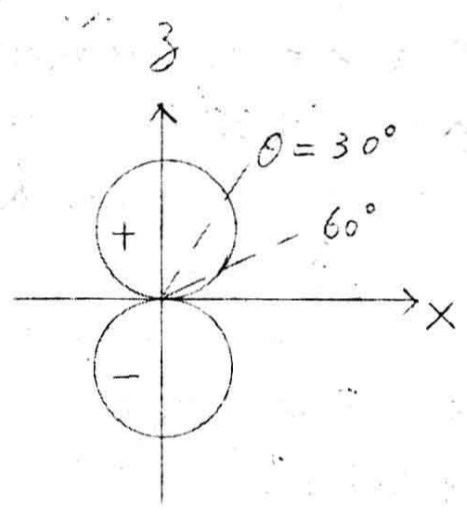
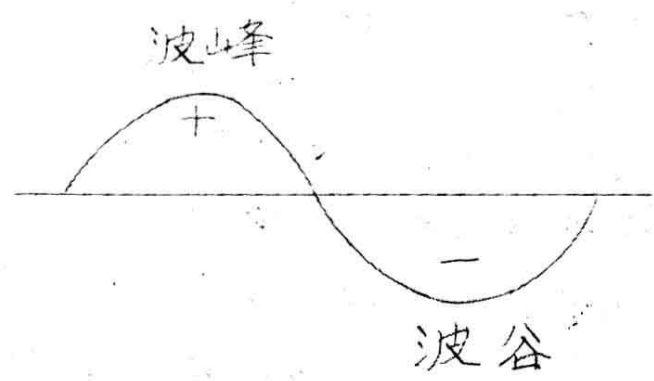


图 5-7

又 $p_x = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \cos\phi$,

$p_y = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \sin\phi$,

其极大值分别出现在 x 轴 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$) 和 y 轴 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 90^\circ$) 上, 并分别在 y 子和 x 子平面上有 Y_{p_x} (Y_{p_y}) = 0 的节面, 它们的形状与 p_z 轨道相同, 只是空间取向不同而已, 因此可以把 p 轨道的角度分布看成是一种“双球”形波或“8”字形波。图中的+、-号表示 Y_p 值的正、负性质, 相当于经典机械波中包含有波峰和波谷之分。



按上述方法可以画出 5 种 d 轨道的角度分布图。其中 d_{z^2} 和 $d_{x^2-y^2}$ 两个轨道 Y 的极大值都是沿着坐标轴的方向，而 d_{xy} 、 d_{yz} 和 d_{xz} 三个轨道 Y 的极大值都是沿着两个轴间的 45° 夹角方向，除 d_{z^2} 轨道外，其它 4 个 d 轨道的角度分布图都是互相垂直的“双 8”字形，可看成是一种“双 8”字形波。

比较原子轨道的角度分布图可以看出原子轨道的节面数随着角量子数的增大而增多： s 轨道为 0， p 轨道为 1， d 轨道为 2……。

3. 几率密度和电子云：

前面已经提到微观粒子具有波的特性，可用波函数来描写其运动状态。但微观粒子的波是一种几率波，和经典的机械波不同，波函数本身并没有直观的具体的物理意义。但波函数的平方 ψ^2 可以代表微观粒子在空间某处单位体积内出现的几率大小即几率密度。若用黑点疏密来表示空间各点的几率密度大小， ψ^2 大的地方，黑点较密， ψ^2 小的地方，黑点较疏，这种图形叫做电子云。电子云密度较大的地方也就是几率密度较大的地方。以基态氢原子为例，可将式 (5-13) 两边平方即得：

$$\psi_{1s}^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} e^{-2r/a_0} \quad (5-15)$$

根据式 (5-15) 可画出氢原子的 $1s$ 的电子云的图形 (图 5-8)。从图中可以看出，离核越近电子出现的几率密度越大，而且在不同的角度 (θ, ϕ) 出现的几率都相同，所以氢原子的 $1s$ 电子云呈球形。



图 5-8

由于电子的运动具有波的特性，虽然无法预言电子在某一时刻一定在空间何处出现以及如何从这一点到达另一点 (如玻尔理论那样)，但通过波函数的平方 ψ^2 可预言电子在空间的几率密度分布。

氢原子 $1s$ 电子云

当氢原子处于激发态时，也可按上述方法画出各种电子云