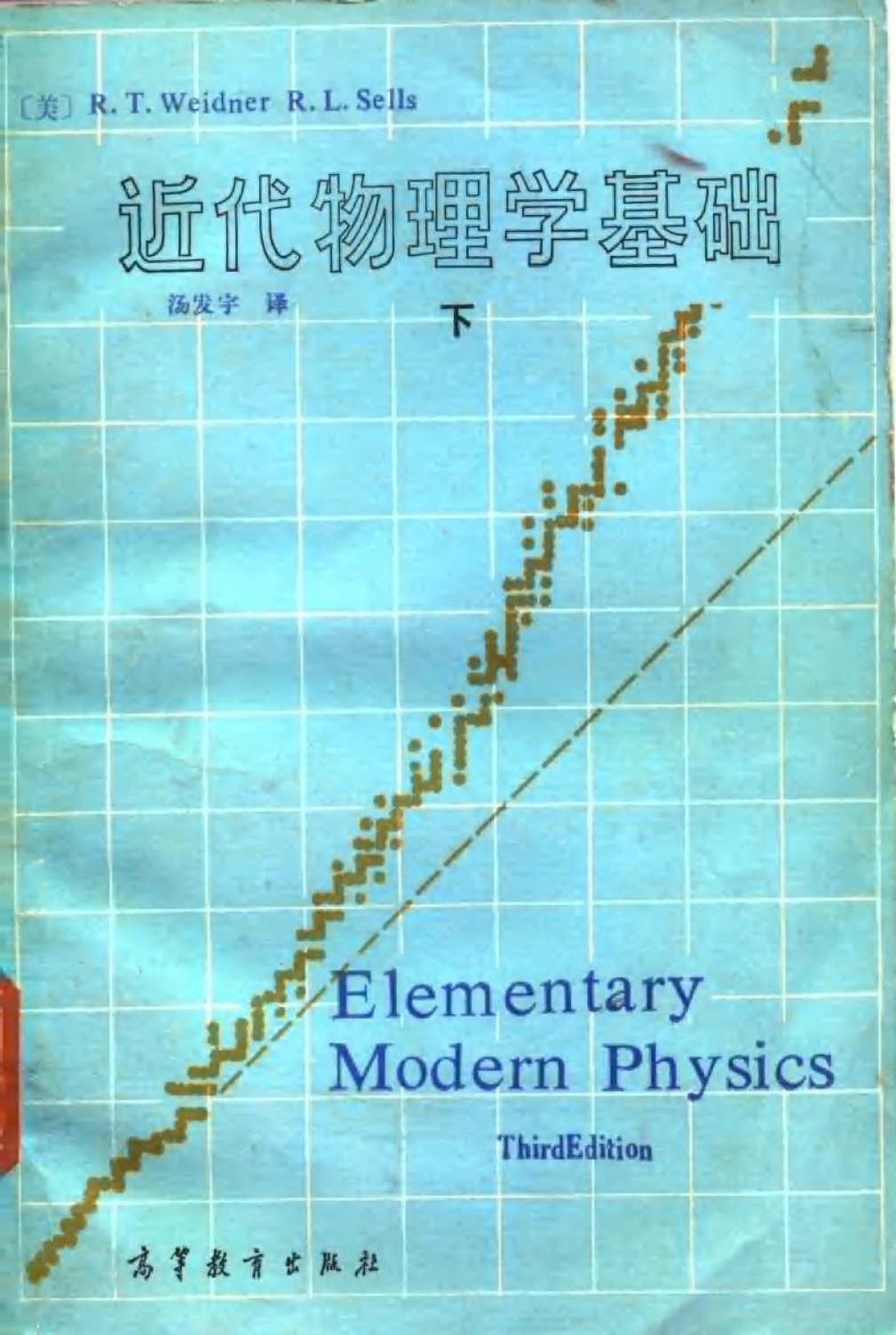


[美] R. T. Weidner R. L. Sells

近代物理学基础

汤发宇 译

下



Elementary
Modern Physics

Third Edition

高等教育出版社

〔美〕 R. T. Weidner R. L. Sells

近代物理学基础

下 册

汤发宇 译

高等教育出版社

1983

本书根据美国 Allyn and Bacon, Inc. 出版的 R. T. Weidner 和 R. L. Sells 合著《近代物理学基础》(Elementary Modern Physics)1980 年第三版译出。译本分上下册。上册包括一至六章,是本书的基本部分,主要内容为相对论运动学、相对论动力学、量子效应以及氢原子结构等;下册各章彼此相对独立,可以根据专业不同而选择使用。

本书适用于少学时近代物理学课程。可作工院校、电视大学的教学参考书。

R. T. Weidner & R. L. Sells
Elementary Modern Physics
Allyn and Bacon, Inc. 1980

〔美〕 R. T. Weidner R. L. Sells

近代物理学基础

下 册

汤发宇 译

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

国防出版社印刷厂印装

开本 850×1168 1/32 印张 12 字数 288,000

1986 年 11 月第 1 版 1986 年 11 月第 1 次印刷

印数 00,001—4,450

书号 13010·01094 定价 2.75 元

常用的物理常数

阿伏伽德罗数	$N_A = 6.02204 \times 10^{23} (\text{gmol})^{-1}$
玻耳兹曼常数	$k = 1.38066 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
库仑力常数	$k_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8.98755 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$
电子电荷	$e = 1.60219 \times 10^{-19} \text{ C}$
电子伏特	$1 \text{ eV} = 1.60219 \times 10^{-19} \text{ J}$
质-能转换因子	$1 \text{ u} = (1/12) {}^{12}_6\text{C} = 931.502 \text{ MeV} \cdot \text{c}^{-2}$
气体常数	$R = 8.31441 \text{ J} \cdot \text{gmol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
普朗克常数	$h = 6.62618 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 4.13570 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$ $\hbar = h/2\pi = 1.05459 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 6.58218 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$
光速	$c = 2.997925 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
hc	$= 1.23985 \times 10^4 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$
$k_C e^2$	$= 14.3998 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$
光子能量	$= 12.3985 \text{ keV} \cdot \text{\AA} / \lambda$
玻尔半径	$= \hbar^2 / k_C e^2 m_e = 0.5291782 \text{ \AA}$
氢原子基态能	$= -k_C^2 e^4 m_e / 2\hbar^2 = -R_\infty hc = -13.6058 \text{ eV}$
kT (300 K 时)	$= 2.5852 \times 10^{-2} \text{ eV}$
电子静质量 m_e	$9.10953 \times 10^{-31} \text{ kg} = 0.000548624 \text{ u} = 0.511003 \text{ MeV}/c^2$
质子静质量 m_p	$1.67265 \times 10^{-27} \text{ kg} = 1.0072765 \text{ u} = 938.280 \text{ MeV}/c^2$ $= 1836.15 m_e$
中子静质量 m_n	$1.67482 \times 10^{-27} \text{ kg} = 1.0086650 \text{ u} = 939.573 \text{ MeV}/c^2$ $= 1838.68 m_e$
氢原子静质量 m_H	$1.67356 \times 10^{-27} \text{ kg} = 1.007825 \text{ u}$

目 录

常用的物理常数	1
第7章 多电子原子	1
§ 7-1 经典系统中的运动恒量	1
§ 7-2 轨道角动量的量子化	5
§ 7-3 类氢原子	11
§ 7-4 角动量分量的量子化	15
§ 7-5 正常塞曼效应	20
§ 7-6 电子自旋	24
§ 7-7 “单电子”原子的量子理论	29
§ 7-8 斯特恩-革拉赫实验	38
§ 7-9 泡利不相容原理与周期表	40
§ 7-10 标识 x 射线光谱	53
第8章 分子物理学与固体物理学	66
§ 8-1 分子键联	66
§ 8-2 统计分布律	72
§ 8-3 麦克斯韦-玻耳兹曼统计应用于理想气体	79
§ 8-4 固体比热容的量子理论	83
§ 8-5 金属自由电子理论	94
第9章 量子效应和器件	109
§ 9-1 导电性和超导电性	109
§ 9-2 固体(导体、绝缘体和半导体)能带理论	116
§ 9-3 半导体器件	124
§ 9-4 激光	132
§ 9-5 自发发射几率与受激发射几率	140
§ 9-6 全息术	144
第10章 原子核结构	160
§ 10-1 原子核的组成部分	161

§ 10-2	核子之间的力	163
§ 10-3	氘核	165
§ 10-4	稳定原子核	169
§ 10-5	原子核半径	172
§ 10-6	稳定原子核的结合能	175
§ 10-7	放射衰变定律	177
§ 10-8	γ 衰变	182
§ 10-9	α 衰变	185
§ 10-10	β 衰变	190
§ 10-11	天然放射性	200
第11章	原子核反应和装置	212
§ 11-1	低能核反应	212
§ 11-2	核反应的能量关系	216
§ 11-3	动量守恒与核反应阈	218
§ 11-4	反应截面	224
§ 11-5	复核与核能级	228
§ 11-6	核裂变	234
§ 11-7	中子与核反应堆	238
§ 11-8	核聚变	243
§ 11-9	核辐射的电离与吸收	246
§ 11-10	探测器	247
§ 11-11	径迹记录设备	252
§ 10-12	测量速度、动量和质量的设备	259
§ 10-13	核加速器	263
§ 10-14	对撞射束	271
第12章	基本粒子	283
§ 12-1	电磁相互作用	284
§ 12-2	其他基本相互作用	295
§ 12-3	已观测到的基本粒子的性质	302
§ 12-4	普遍适用的守恒定律	308
§ 12-5	适应于强相互作用和电磁相互作用的其他两个守恒	

定律.....	314
§ 12-6 共振态粒子.....	331
§ 12-7 夸克, 亚强子粒子.....	337
附录I 洛伦兹变换的推导 (见上册)	
附录II 原子质量(见上册)	
附录III 参考书目 (见上册)	
附录IV 计算中常用的物理常数 (见上册)	
习题答案.....	347
下册索引.....	354

第7章 多电子原子

虽然玻尔的原子理论不能详细描述原子结构和原子光谱，但是这一理论的某些主要的量子特征，适用于多电子原子系统。这些特征包括：定态的存在，能量的量子化和角动量的量子化等。严格说来，能够正确论述多电子原子的是波动力学；但波动力学从数学上讲是困难的，而且它无助于原子结构的简明形象化。在波动力学中，必须把原子中的电子看成是原子核周围的三维波。所以对电子的运动给出一条完全确定的轨迹，确实是不可能的，也是不正确的。波动力学只是用波函数来给出电子在特定位置上的几率。尽管如此，我们仍可以在这些限制之内，利用适用于经典粒子模型的结果，对波动力学的结果得到某些深入的理解。下面我们首先简要地复习一下，粒子在平方反比库仑引力作用下的运动这个经典问题。其次我们不加证明地检验一下波动力学的几个重要结果，然后才可能通过与相应的经典模型的类比来解释这些结果。

§ 7-1 经典系统中的运动恒量

当一个粒子在平方反比有心引力作用下运动时如同行星绕太阳的运动，或经典的电子绕带正电的重粒子的运动，这种孤立束缚系统的特征可用几个运动恒量来表示。这些运动恒量是不随时间变化的物理量，包括系统的总能量，总角动量和总电荷。在讨论原子系统的波动力学性质之前，复习一下经典的行星系统的运动恒量是有益的。因为经典系统的每一个运动恒量，在波动力学中都有一个相应的量。波动力学中的这个相应的量，不仅不随时间变化，

而且是量子化的。例如，总电荷，在经典物理学中是恒量，在波动力学中不仅是恒量而且是量子化的，其数值只能是基本电荷 e 的整数倍。波动力学预言，能量和角动量也具有类似的性质。

我们知道，在平方反比有心引力(来自一固定点)作用下运动的束缚粒子，所描划的轨迹是一椭圆，力心是该椭圆的一个焦点。第一个运动恒量是经典行星系统(例如一个氢原子)的总能量(动能加势能)，可用 $E = -ke^2/2a$ 表示，这里 a 是椭圆的半长轴(见图 7-1)。能量 E 仅取决于 a 。因此，就图 7-1 中所示的两条轨道来说，系统的总能量是相同的。这两条轨道，一条是相当扁平的椭圆；另一条是半径为 a 的圆，力心在圆心处。在平方反比力的作用下，束缚粒子的轨迹是一椭圆。在椭圆轨迹的所有各点上，系统的总能量都是一样的。于是，具有相同半长轴的所有椭圆轨道时，系统的总能量都相同。

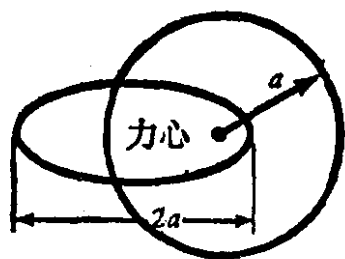


图 7-1 在平方反比有心引力作用下，系统的总能量只取决于轨道椭圆的半长轴 a 。

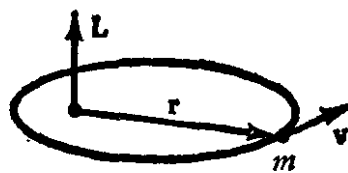


图 7-2 轨道粒子的角动量为 $L = r \times mv$ 。

虽然 a 值相同的所有轨道的总能量相同，但是第二个运动恒量(即系统的总轨道角动量)的大小并不相同。相对于力心这个固定点测量时，轨道粒子的角动量可由 $L = r \times mv$ 表示，见图 7-2。只要作用于运动粒子的力是有心力(这个力沿着粒子与力心的连线)，那么，系统的轨道角动量 L 的大小和方向就都是恒定的。 L 的方向与轨道平面成直角， L 与粒子转动方向的关系遵守右手定则。

现在考察半长轴都是 a 的许多椭圆轨道。半长轴相同，所以

总能量相同,但是偏心率不同. 偏心率最小的轨道是圆形的;粒子在圆轨道上运动时,与力心的距离始终是 a . 偏心率最大的椭圆扁缩成一条直线,焦点靠近转向点. 圆轨道表示轨道角动量最大的状态,扁缩成一条直线的轨道表示轨道角动量为零的状态. \mathbf{L} 的大小连续分布在这两个极值之间. 如图 7-3 所示. 因此,对于一个给定的总能量来说,存在着连续分布在零与极大值之间的各种轨道角动量.

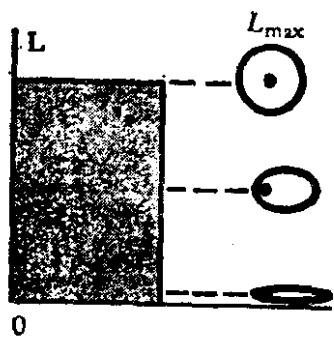


图 7-3 半长轴相同的椭圆轨道 (能量相同) 的轨道角动量的经典容许值.

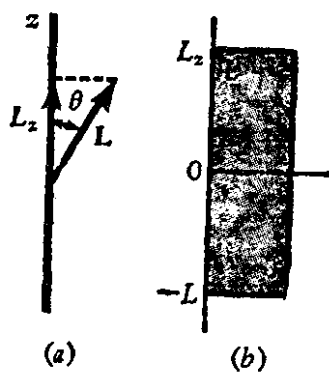


图 7-4 轨道角动量在某一任意 z 方向上的分量: (a) L_z 相对于 L 的取向; (b) L 的值给定时, L_z 的经典容许值.

因为孤立系统的轨道角动量 \mathbf{L} 的方向和大小都是恒定的. 所以轨道角动量沿着空间任何轴的分量 L_z 也是恒定的. 这是第三个运动恒量. 例如,设想有一个任意 z 轴(见图 7-4 a), 可以看出 $L_z = L \cos \theta$, 这里 θ 是 \mathbf{L} 与 z 轴之间的夹角. 在经典物理学中, z 方向的选择没有什么限制, 所以 L_z 可以连续分布在 $+L$ 到 $-L$ 的范围内, 如图 7-4(b) 所示. 换句话说, 根据 z 方向的不同选择, 角 θ 可取从 0° 到 180° 的任何值. 总之, 对于经典轨道角动量矢量 \mathbf{L} 的可能方向, 没有什么限制. 上述讨论, 看上去很普通, 但在对波动力学的类比中可以得到很重要的结果.

最后, 如果作轨道运行的物体, 还具有一定大小, 并且绕固有转轴旋转, 那么, 除了系统的轨道角动量之外, 物体还有自旋角动量. 如果没有净外转矩作用在自旋物体上, 该物体的自旋角动量

就保持恒定。这就是第四个运动恒量。求轨道运行物体(例如,每日绕自己质心自转的地球)的自旋角动量时,应用矢量式 $\mathbf{L}=\mathbf{r}\times m\mathbf{v}$, 求出自旋物体各部分对自旋角动量的贡献,就可计算出来。自旋角动量的大小和方向,与计算角动量时所选择的轴无关,这是自旋角动量的显著特性。这种特性只有当自旋物体是对称的并绕一对称轴自转时才存在。对自旋角动量上述特性的证明,并不复杂。设有两个粒子,质量各为 m ,并以相同速率 v 沿相反方向运动,如图 7-5 所示。这两个粒子的位置,相对于通过系统质心的自旋轴是对称的,每个粒子离它们圆运行轨道中心的距离都是 r 。现在我们来计算这对粒子相对于任选点 P 的总角动量。考虑到一个粒子的角动量是正的,而另一个粒子的角动量是负的,于是这一对粒子的总角动量为

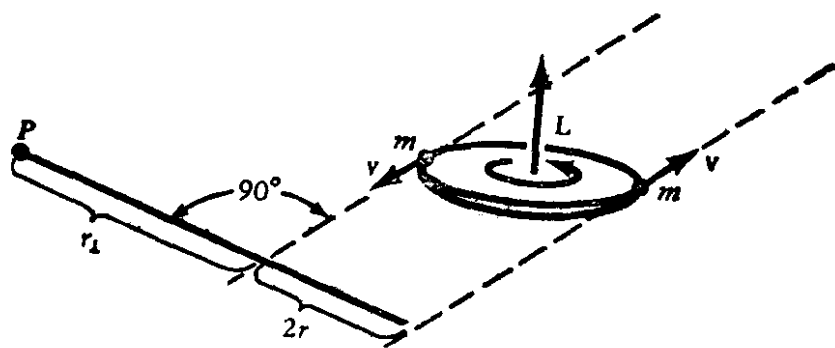


图 7-5 两个粒子的位置,相对于自旋轴是对称的。这两个粒子相对于任意点 P 的总自旋角动量为 L 。

$$L_{\text{总}} = mv(r_{\perp} + 2r) - mvr_{\perp} = 2mvr$$

位置对称的两个粒子,其角动量 $2mvr$ 与 P 的位置无关,即与 r_{\perp} 无关。由于我们假定自旋物体对于自旋轴是对称的,可把这物体想象为由许多这种粒子对所组成,即每一对粒子所产生的角动量与轴的选择无关。因此,物体的总自旋角动量与轴的选择无关。根据上述证明,自旋角动量矢量可以放置在任何地方,按惯例把自旋角动量矢量沿自旋轴放置,如图 7-5 所示。不难证明,自旋角动量矢

量也与惯性参照系无关。由此可见,对称的自旋物体的角动量,是物体的一种内禀性质,有时称为内禀角动量。

物体系统的总角动量,是由轨道角动量和自旋角动量的矢量和组成的。当系统是孤立的时候,系统的总角动量是恒定的。我们将看到,象电子之类的粒子,除其轨道角动量之外,必定还有内禀角动量。

§ 7-2 轨道角动量的量子化

单电子原子的玻尔理论引用主量子数 n , n 的整数值按照关系式 $E_n = -E_1/n^2$ 决定原子的总能量,其中 E_1 是电离能。量子数 n 还规定角动量 L 的量值。这一量值是按照 $L = n\hbar$, 从电子绕核作圆形轨道运动而得出的,这里 \hbar 是普朗克恒量除以 2π 。可是,从波动力学的观点来看,把电子想象为沿完全确定的轨道(圆形的或其他形的)运动,是不对的。

虽然玻尔理论在量子化能量值 E_n 方面与波动力学是一致的,但是关于轨道角动量取值量子化的玻尔定则,是不正确的。波动力学证明,单电子原子系统的轨道角动量是量子化的,但其规则比简单玻尔模型提供的规则更复杂。这一量子问题的数学分析冗长而又复杂,这里我们只叙述其结果①。

首先,人们发现一原子系统的轨道角动量 L 的取值是量子化的,其可能值由下式表示:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (7-1)$$

式中 l 是整数,叫做轨道角动量量子数。此外,对于一个给定的主量子数 n 的值, l 的容许值只能是从零到 $(n-1)$ 的整数:

$$l = 0, 1, 2, 3 \dots, n-1$$

① 可参阅任何一本初等量子力学教科书。

因此, $n=1$ 时(基态), l 的唯一可能值是 0, 根据方程(7-1)得 L 值为 0. $n=2$ 时, l 值限定为 0 或 1, 相应的 L 值就分别为 0 和 $\sqrt{2}\hbar$. 一般来讲, n 为一给定值时, l 就有 n 个可能值, 所以轨道角动量也有 n 个可能值. 由于历史原因, 量子数 l 的整数值通常用字母符号表示如下:

$$l=0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$$

$$\text{符号} = \text{S, P, D, F, G, H, } \dots$$

在玻尔理论中, 原子的状况用一个量子数 n 就可以完全确定(从而确定圆轨道的半径或总能量), 而在波动力学中, 原子的状态要用所有合适的量子数的值来确定, 对于原子的每一个状态, 要有一个相应的特殊波函数 ψ . 这个波函数对空间坐标的关系, 与其他波函数不同. 比如说, $n=3$ 时, $l=0, 1$ 和 2, 原子的这些状态分别叫做 3S 态, 3P 态, 和 3D 态. 根据方程(7-1), 相应的轨道角动量 L 的值为 0, $\sqrt{2}\hbar$, $\sqrt{6}\hbar$, 如图7-6.

所示. 由于 3S 态, 3P 态和 3D 态的主量子数有共同值, $n=3$, 因而一个单独的电子在原子核(假定为点电荷)的库仑力作用下, 三种状态具有相同的能量(E)而角动量的值不相同; 这三种状态的空间相关波函数也不相同. 总能量相同而其他方面不相同的状态, 称为简并态.

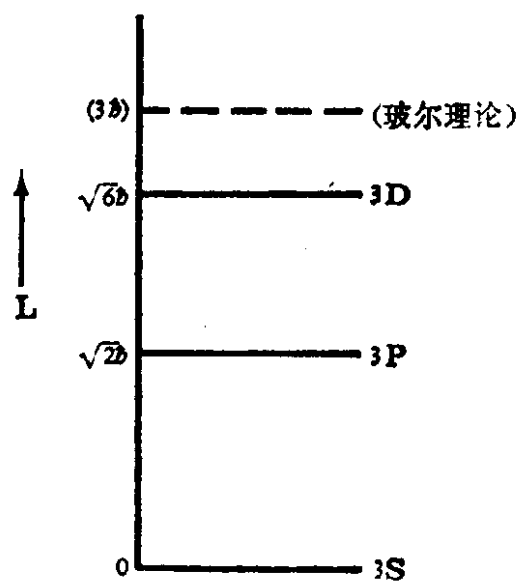


图 7-6 $n=3$ 时, 轨道角动量的容许值.

前面讲过, 在经典的行星式模型中, 束缚系统的总能量只取决于椭圆轨道半长轴的长短, 而不取决于椭圆轨道的偏心率或轨道角动量. 在量子理论中, 有类似情况. 对于一个给定的 n 值(它确定原子的能量), l 有 n 个可能值. 每个 l 值, 确定轨道角动量

的一个不同的可能值。经典理论对于轨道角动量的可能值没有什么限制；而量子理论限制轨道角动量的可能值为不连续的量子化数值。这是经典理论与量子理论之间一个重要的差别。

在经典理论中，角动量较小时，对应轨道的偏心率较大。半长轴（或能量）给定时，圆形轨道具有最大的角动量，见图 7-1。对此，人们可以解释说，半长轴（或能量）给定时，小角动量的轨道是在力心附近度过较长时间的轨道；而大角动量的轨道是轨道粒子始终远离力心的轨道。对应的波动力学情况，与此类似。检验由薛定谔方程得出的波函数，我们发现， n 的值（或总能量）给定时，在低角动量（ l 小）状态电子出现在原子核处（或靠近原子核处）的几率，比在高角动量（ l 大）状态电子出现在原子核处（或靠近原子核处）的几率大。

在 $n=1, 2, 3$ 的各状态情况下，把氢原子的波函数 ψ 标绘成电子离原子核的距离 r 的函数（见图 7-7；并参看 § 6-6, $n=1$ 时解薛定谔方程以求 ψ 。）我们知道，对于 n 的任何值，S 态（ $l=0$ ）的 ψ 在 $r=0$ 处有一极大值。另一方面，对于 $l>0$ 从而具有非零角动量的所有状态，在 $r=0$ 处 ψ 等于零，电子在具有固定尺寸的任何小体积元 dv 内出现的几率，与 ψ^2 成正比。由此可知，当角动量为零时，电子很可能是在原子核附近的给定体积元 dv 之内，而不是远离原子核。反之，在角动量较大的状态，电子很可能是远离原子核，而不是靠近原子核。

现在研究另一有关的但与前者不同的几率，即电子在 r 和 $r+dr$ 之间（即半径为 r ，厚度为 dr ，体积为 $dv=4\pi r^2 dr$ 的球壳内）出现的几率。电子在尺寸不固定的体积元 dv 内出现的几率，与 $\psi^2 dv = \psi^2 (4\pi r^2) dr$ 成正比；所以电子在厚度固定为 dr 的球壳内出现的几率，与 $r^2 \psi^2$ 成正比。图 7-7 右边三个曲线图示出 $r^2 \psi^2$ （与左边的三个波函数相对应）作为 r 的函数。我们看到，量子数 n

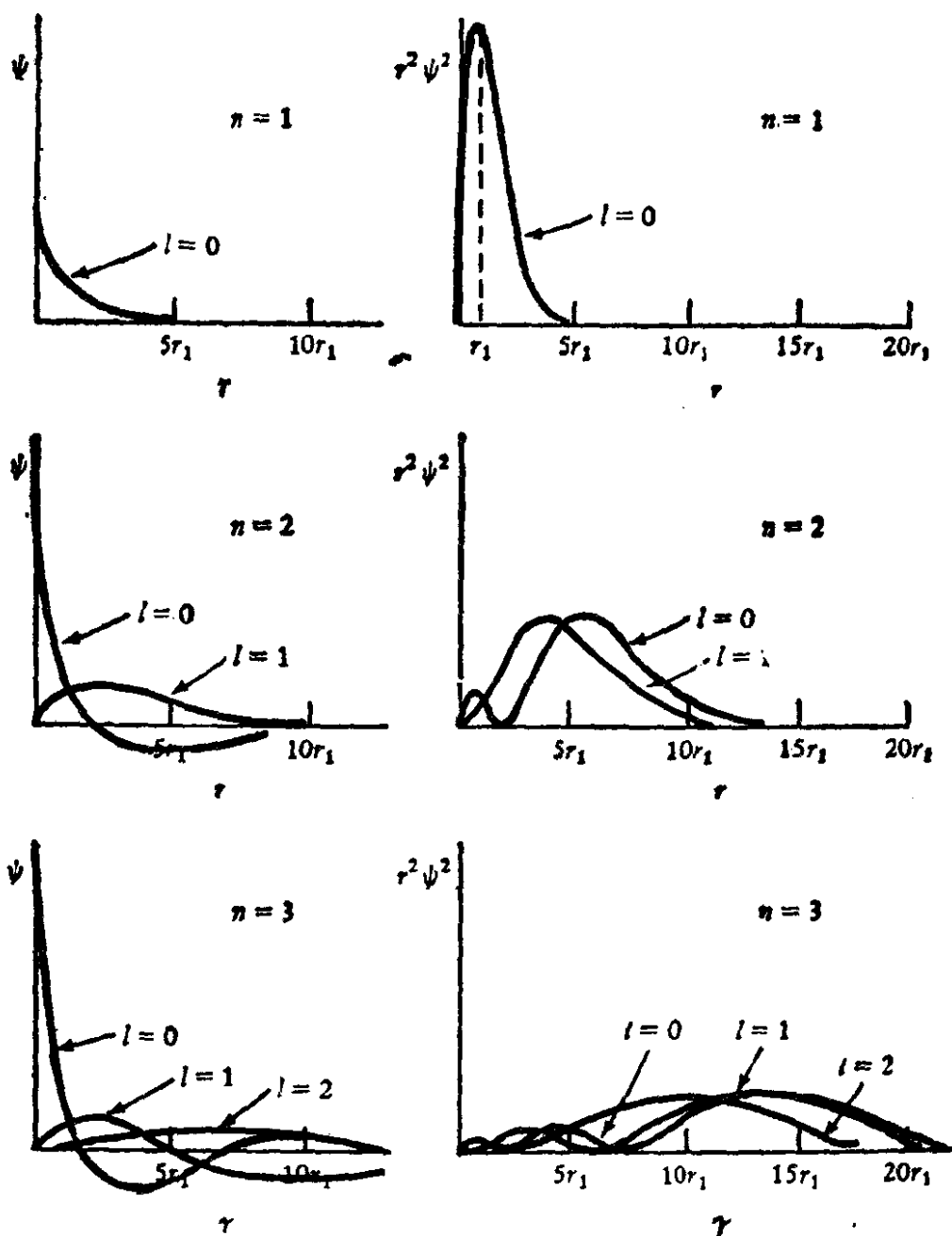


图 7-7 $n=1, 2, 3$ 时的波函数 ψ (左边三个曲线图) 和电子出现在 r 和 $r+dr$ 之间的几率 (出现的几率与 $r^2\psi^2$ 成正比, 右边三个曲线图.)

和总能量增加的, 峰值朝着 r 值逐渐增大的方向移动. 这符合轨道尺寸随能量而增加的经典理论结论.

图 7-7 只示出氢原子的波函数作为径向距离 r 的函数. 当然, 对三维空间波函数的彻底认识, 牵涉它对其他两个空间坐标的依

赖关系。在 $l=0$ 的 S 态，波函数是球对称的，且仅取决于径向距离 r 。从图 7-7 右边的三个曲线图可知(大体上说)，对于 $n=1$ 的态，可以把 S 态电子看成是环绕原子核的电荷球；对于 $n=2$ 的态可把 S 态电子看成是被一电荷壳层包围着的电荷球，因为 $r^2\psi^2$ 在两个峰值之间有一零值。对于越来越高的 n 值，可把 S 态电子看成是被尺寸陆续增大的若干电荷壳层包围的电荷球。 $l=1$ 的态的波函数不是球对称的。例如 P 态波函数的一般形式是 $xF(r)$, $yF(r)$, $zF(r)$ (或由此得出的线性组合)，其中 $F(r)$ 只是 r 的函数。D 态波函数也不是球对称的，它的一般形式是 $x^2F(r)$, $y^2F(r)$, $xyF(r)$, \dots ，含有 x, y, z 等坐标的二次方，其中 $F(r)$ 仍然只是 r 的函数，图 6-15 示出 $n=2$ 的情况下，P 态波函数的空间几率分布。

下面再研究氢的能级图(图 7-8)。图中按照主量子数 n ，还按照轨道角动量量子数 l ，标出各个能态。图中示出每个能级的 n 重简并。连接各态的斜线，代表导致光子发射的定态之间的可能跃迁；在这些跃迁中， l 只有增加 1 或减少 1 的变化。波动力学从所有的定态组合中，只选出那些有利于发生显著辐射(发射或吸收)的组合。 l 增 1 或减 1 (即 Δl 等于 +1 或 -1) 的跃迁叫做容许跃迁。于是，容许跃迁的选择定则为

$$\Delta l = \pm 1 \quad (7-2)$$

所有其他的跃迁都是禁戒跃迁。禁戒跃迁并不是绝对不容许的，不过它们的出现几率最多不过是容许跃迁的百万分之一。量子数 n 的可能变化，没有选择定则限制。

事实上， l 的选择定则要求：当发射或吸收一个光子时，原子的轨道角动量有变化。根据角动量守恒定律，发射光子前处于受激态的原子，其总角动量必定等于发射后原子加光子的总角动量。由于发射或吸收光子时只有原子的角动量有变化，所以光子本身必定具有角动量。因此，光子具有能量，线动量和角动量。光子的

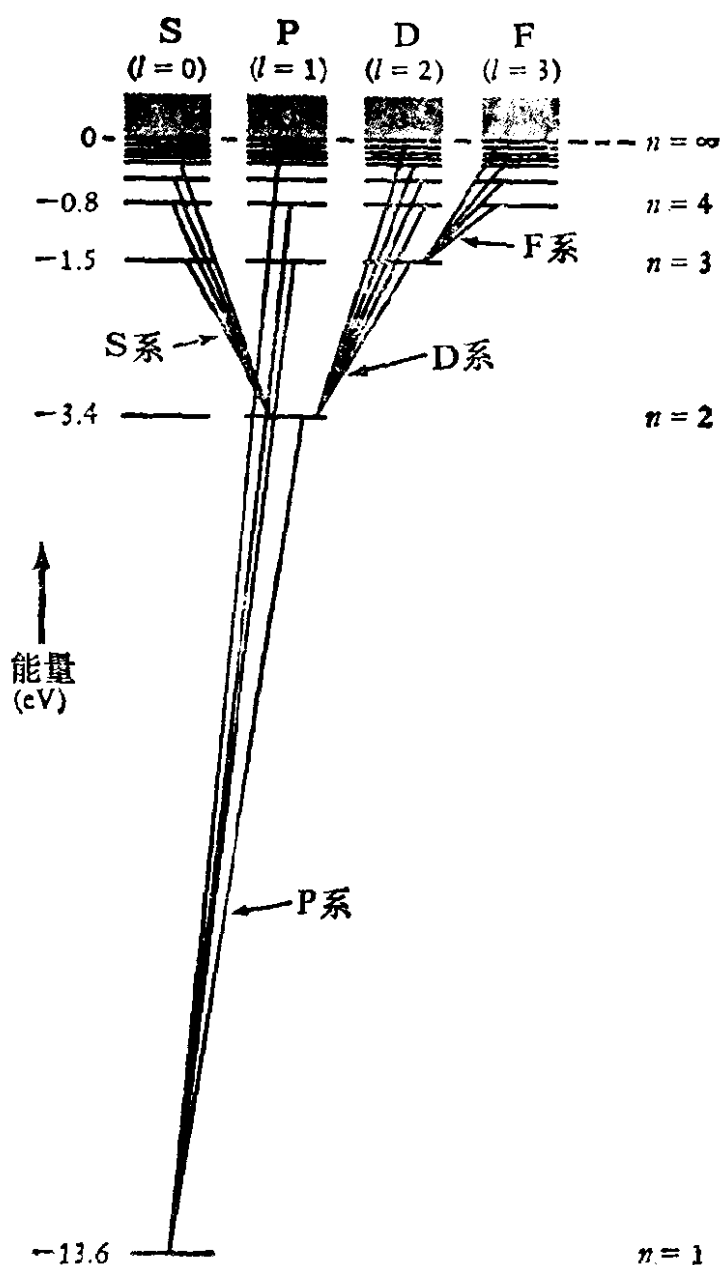


图 7-8 氢的能级图, 示出 S, P, D 和 F 四个线系.

角动量有一个经典的类比^①, 就是圆偏振电磁波所具有的角动量.

图 7-8 所示氢谱中的光子能量, 正是简单玻尔理论所给出的那些能量(图 6-12). 波动力学给出同样的容许能量: $E_n = -E_1/n^2$. 把跃迁分为几组, 即几个线系, 各组用向下跃迁的起始态的 l 值加

^① 参看 Weidner 和 Sells 著 *Elementary Classical Physics*, 第二版 § 40-6.