

大学物理手册

第五分册

原子和原子核物理学

【苏】B. 亚沃尔斯基 A. 杰特拉夫 著 上海翻译出版公司

大学物理手册

(第五分册)

原子和原子核物理学

[苏联] B. 亚沃尔斯基 A. 杰特拉夫 著

陆瑞征 李顺祺 译

沈 旆 校

上海翻译出版公司

大学物理手册

第五分册

【苏联】B. 亚沃尔斯基 A. 杰特拉夫 著

陆瑞征 李顺祺 译

沈 蒞 校

上海翻译出版公司

(上海武定西路 1251 弄 20 号)

新华书店上海发行所发行 上海群众印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 6.125 字数 134,000

1986 年 11 月第 1 版 1986 年 11 月第 1 次印刷

印数 1—5,000

统一书号: 13311·13 定价: 1.30 元

出版说明

《大学物理手册》是根据苏联国立列宁师范学院理论物理学教授、物理数学博士 B. 亚沃尔斯基和 A. 杰特拉夫编著的《物理学手册》全文译出的。中译本共分五个分册：

第一分册 经典力学和流体力学

第二分册 热力学和分子物理学

第三分册 电磁学和相对论基础

第四分册 声学、光学和电磁波

第五分册 原子和原子核物理学

这本手册的俄文本自 1972 年出版以来颇受欢迎，短短几年中重版了三次，还出了英译本。它之所以受欢迎，是因为它以大学物理教学参考为主要目的，内容包罗万象。普通物理学中所有的物理现象、定律公式、基本概念等它都有介绍，还包括理论物理学的基础内容，有些内容甚至延伸到专业基础课之中。例如，本册中较详细地介绍了各类分子光谱，还介绍了量子电动力学的基础，如真空极化、电子反常磁矩等。凡是一般物理教科书上查不到的名词，在这本手册中几乎都可以查到。这样，作为一本手册它确实很完满地起到了备查的作用，对于进行普通物理学教学的广大师生来说，无疑是有较大参考价值的。

本分册的第一、二、三章由陆瑞征译出，第四、五、六章由李顺祺译出，最后由沈菴校阅全书。书中的插图由张惠瑛重新绘制。

目 录

第一章 非相对论性量子力学基础	1
§ 1-1 粒子的波动性 波函数	1
§ 1-2 薛定谔波动方程	4
§ 1-3 海森堡测不准关系	5
§ 1-4 用量子力学处理的最简单的问题	7
§ 1-5 量子跃迁	28
第二章 原子	35
§ 2-1 具有单个价电子的原子和离子	35
§ 2-2 多电子原子	43
§ 2-3 原子的矢量模型	48
§ 2-4 塞曼效应和共振现象	52
§ 2-5 类氢系统中的斯塔克效应	59
§ 2-6 泡利不相容原理 元素周期表	61
§ 2-7 X-射线	67
第三章 分子	71
§ 3-1 离子分子	71
§ 3-2 原子分子	73
§ 3-3 分子的电子光谱	77
§ 3-4 分子的振动光谱	82
§ 3-5 分子的转动光谱	84
§ 3-6 分子的电子-振动光谱	88
§ 3-7 分子的转动-振动光谱	90
§ 3-8 分子的组合散射光谱	92
§ 3-9 分子的连续光谱和漫射光谱	93

§ 3-10	分子光谱学	94
§ 3-11	原子和分子的电离	95
第四章	原子核	98
§ 4-1	原子核的组成和大小	98
§ 4-2	原子核的结合能和核力	100
§ 4-3	原子核的电磁性质	104
§ 4-4	核结构模型	108
§ 4-5	放射性	112
§ 4-6	α 衰变	118
§ 4-7	β 衰变	120
§ 4-8	γ 辐射	126
§ 4-9	带电粒子和 γ 辐射对于物质的穿透性	131
§ 4-10	对电离粒子和辐射量子的探测	142
第五章	原子核反应	146
§ 5-1	基本概念	146
§ 5-2	原子核反应的一般分类	149
§ 5-3	核动力工程的物理基础	154
第六章	基本粒子	161
§ 6-1	基本粒子的基本数据	161
§ 6-2	强相互作用中的对称性概念	176
§ 6-3	粒子和场	180
§ 6-4	宇宙线	185

第一章 非相对论性量子力学基础

§ 1-1 粒子的波动性 波函数

1-1-1 量子(波动)力学是理论物理的一部分,它涉及微观世界领域(从 10^{-6} 到 10^{-13} 厘米的尺度)中粒子运动的定律. 对于运动速度 $v \ll c$ (c 是真空中光速)的粒子的运动,要应用非相对论性量子力学; 在 $v \sim c$ 时,要由相对论性量子力学来代替. 量子力学所研究的对象是晶体、分子、原子、原子核和基本粒子.

1-1-2 量子力学以下述概念为依据: 普朗克关于能量子的概念(参见第四分册 9-2-7); 爱因斯坦关于光子的概念; 证实表征微观世界中的粒子状态的某些物理量(例如能量, 参见 1-2-3)存在分立值的数据; 德布罗意关于物质粒子类似于波动的行为的假设. 德布罗意公式为

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p},$$

式中 m = 运动粒子的质量,

v = 该粒子的速度,

$p = mv$ = 该粒子的动量,

λ = 与运动的物质粒子相联系的波长.

这种波称为德布罗意波. 德布罗意关系的另一个表达式是:

$$p = \frac{h}{2\pi} k,$$

式中 $k = \frac{2\pi n}{\lambda} = \text{波矢}$,

$n = \text{在波的传播方向上的单位矢量}$.

受到电压 U 而加速的电子的德布罗意波长为

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = \sqrt{\frac{150.5}{U}} \text{ \AA},$$

式中 U 的单位是伏特.

宏观物体的波动性并不明显, 这是因为它们的德布罗意波长小得接近于零.

1-1-3 德布罗意公式使电磁辐射的波-粒二重性(参见第四分册 10-1-1)可以沿用于物质粒子(称为微观粒子的波-粒二重性); 同时, 德布罗意公式也得到电子和其他粒子通过晶体时受到衍射的一些实验的支持. 在这些实验中观测到的衍射花样是波动过程的征兆. 在电子衍射的基础上研究物质结构的方法称为电子衍射学(参见第四分册 5-5-6).

1-1-4 按照统计解释, 德布罗意波具有特殊的“几率波”的物理意义. 在射到晶体上的一束电子中, 每一个自由电子都与一个平面德布罗意波相关联. 电子和晶体点阵间的相互作用导致电子的散射, 这种散射可以当作是平面波被一种三维结构所造成的衍射. 在此情况下的衍射花样显示出一种统计规律, 按照这种统计规律, 电子以较大的几率抵达照相底板的某些部位(暗环处), 并以较小的几率到达照相底板的另一些部位(明环处). 一个入射的平面波对应于电子以相等的几率位于空间任何一点. 如果一束电子从一个点源发射出去, 它就与一个发散的球面波相关联. 几率波**的强度是在空间某指定点找到电子的几率的量度**.

1-1-5 在指定时刻, 在空间某个指定地点找到粒子的几

率是用函数 $\psi(x, y, z, t)$ 来表示的, 它称为波函数(或 ψ 函数). 这个函数既可能是实函数又可能是复函数. 唯一具有物理意义的量是它的大小的平方 $I = |\psi|^2 = \psi\psi^*$, 这里 ψ^* 是 ψ 的复数共轭. 量 I 是几率密度. 在体积 $dV = dx dy dz$ 中找到粒子的几率 $W(x, y, z)$ 为

$$W(x, y, z, t) = |\psi(x, y, z, t)|^2 dV.$$

1-1-6 由量子力学引进的一个概念是物理量的平均密度. 例如, 电荷的平均密度

$$\rho = e|\psi|^2,$$

质量为 m , 带电荷 e 的粒子流的平均密度为

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar e}{\varphi\pi m} (\psi \text{grad} \psi^* - \psi^* \text{grad} \psi).$$

电荷守恒定律(连续性方程, 参见第三分册 11-6-1)对 ρ 和 \mathbf{j} 是适用的.

1-1-7 一个自由粒子是跟一个平面波相关联的. 这样,

$$\psi(\mathbf{r}, t) = a e^{i[2\pi\nu t - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]},$$

式中 $\nu = \frac{c}{\lambda}$ = 频率,

\mathbf{k} = 波矢,

\mathbf{r} = 表征粒子的空间位置的矢量,

a = 振幅.

频率 ν 和波矢 \mathbf{k} 通过德布罗意公式(参见 1-1-2)

$$\mathbf{p} = \frac{\hbar\mathbf{k}}{2\pi}$$

和一个类似的公式

$$E = h\nu$$

与粒子的能量和动量相关联, 后者对光量子也是适用的. 与电磁波适成对照, 甚至当粒子处于真空时德布罗意波也会发

生色散(参见第四分册 2-1-11)。德布罗意波的相速度为

$$v = \frac{2\pi\nu}{k} = \frac{2\pi E}{\hbar k} = \sqrt{c^2 + \frac{4\pi^2 m_0^2 c^4}{k^2 \hbar^2}} > c,$$

它超过了光在真空中的速度, 并且是 k 的函数(色散)。德布罗意波的群速度是

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\hbar k}{2\pi m} = \tilde{v},$$

式中 \tilde{v} 是粒子的速度。由于色散, 德布罗意波的波列或波包(参见第四分册 2-1-12)在一段时间内将扩展开去。但这并不允许我们将粒子当作德布罗意波列。

§ 1-2 薛定谔波动方程

1-2-1 量子力学的基本方程称为薛定谔波动方程, 它决定了微观粒子运动和相互作用种种情况所要求的 ψ 函数的类型。对于不存在磁场的情况下单个粒子的薛定谔方程具有如下形式

$$\frac{i\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + V(x, y, z, t)\psi,$$

式中 Δ = 拉普拉斯算符,

$V(x, y, z, t)$ = 与力函数(参见第一分册 3-4-1)有关的势能(参见第一分册 3-5-3)(如果作用在粒子上的力是保守力的话),

m = 粒子的质量,

$$i = \sqrt{-1}.$$

薛定谔方程也可以写成这样的形式:

$$\frac{i\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi,$$

式中 H 是哈密顿算符,或哈密顿(参见第一分册5-3-1).

1-2-2 就粒子的自由运动($V=0$)而言,薛定谔方程具有解

$$\psi(x, y, z, t) = ae^{-\frac{2\pi i}{h}(Et - p_x x - p_y y - p_z z)},$$

这个式子描述了一个平面波(参见第四分册2-1-3).

1-2-3 $\frac{\partial}{\partial t} |\psi|^2 = 0$ 的情况对应于粒子的一种定态运动,即不随时间而变的运动.对于这种情况,薛定谔方程具有如下形式

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

或 $H\psi = E\psi,$

式中 H 是哈密顿算符,它与总能量算符是一致的.这个方程的解称为本征函数,它仅存在于 E 有确定值(叫做本征值)的情况下.整个一套 E 的本征值称为粒子(或粒子系)的能谱.如果 V 是一个单调函数,在无穷远处 $V \rightarrow 0$,那么,在 $E < 0$ 的区域中,本征值形成一个分立谱.

量子力学最重要的目标是求得粒子(或粒子系)的本征值和本征函数.

1-2-4 由于几率1代表一个确定的事件(即粒子在任何时刻不能出现在比一处更多的几处,就是说它必须出现在某一处),通过这样的条件:在所有可以达到的空间各处找到粒子的几率等于1,我们可以将本征函数归一化.于是,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1.$$

§ 1-3 海森堡测不准关系

1-3-1 经典力学的一些概念,例如质点的坐标和动量的概念

只能在有限程度上应用于具有波动性的微观粒子。既然“一个波的坐标”这样的概念缺乏任何物理意义，那么，在量子力学中“一个粒子的轨迹”之类的概念也同样缺乏物理意义。在经典力学中，质点坐标的每个确定值都对应着质点动量的一个确切值。然而，在量子力学中，基本的不确定性存在于同时测定粒子的空间位置和动量之中。这是微观粒子的非经典性质所造成的。

1-3-2 在任何情况下，我们都不能绝对精确地同时测定微观粒子的坐标及其动量的分量。在测定粒子坐标 x 时的不确定量 Δx ，通过下列的海森堡测不准关系与测定粒子动量的分量 p_x 时的不确定量 Δp_x 相联系：

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi}.$$

同样有 $\Delta y \Delta p_y \geq \frac{h}{4\pi}$ 及 $\Delta z \Delta p_z \geq \frac{h}{4\pi}$ 。

粒子的坐标越是测得精确（即 Δx 、 Δy 和 Δz 越小），它的动量的分量就越是测不精确（即 Δp_x 、 Δp_y 和 Δp_z 越大）。粒子坐标的完全确定值则对应于它的动量分量的完全不确定值。

1-3-3 使用方均根偏差（参见第二分册 6-11-1） $\overline{\Delta x^2}$ 和 $\overline{\Delta p_x^2}$ ，以估计在每种情况下测量值 x 和 p_x 偏离它们的平均值的程度，那么，海森堡关系可以写成如下形式：

$$\overline{\Delta p_x^2} \overline{\Delta x^2} \geq \frac{h^2}{16\pi^2}.$$

1-3-4 由作用量子 h （参见第四分册 9-2-7）值的有限性，按照海森堡关系，任何测定表征微观物体的某个物理量的企图都会导致表征这个微观物体的另一个物理量的某种变化（这可以通过海森堡关系来决定）。海森堡关系对于任何一对正则共轭量都是适用的，对于能量 E 和时间 t 的测不准关系

是

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}.$$

一个粒子在某个状态逗留得越久，它在这个状态中的能量就能被测定得越精确。

1-3-5 海森堡测不准关系是建立在微观粒子的微粒性和波动性之间复杂的相互关系的基础上的，对于描述这个粒子来说，从经典力学借用的坐标和动量这两个概念是不充分的。

如果不存在波动性不可分割地附加在微粒性上的话，我们可以用经典的概念来描述粒子的微粒性。微观粒子的波-粒二重性是物理学所研究的两种主要的物质形式——物质和场（参见 6-3-1）之间最一般的相互关系的表现形式。

1-3-6 量子力学与经典物理学相比有个基本的区别：它的测量过程和测量仪器是可以下述方式理解的，即在微观世界中进行测量的过程不可避免地要联系到测量仪器对正在测量的现象的实际影响。例如，为了决定一个电子的位置，有必要用一个短波长的量子“照亮”它。但是，量子的频率和能量是随它的波长的减小而增大的。结果，量子 and 电子的碰撞真的改变了电子的动量，其测不准量为 $h/2\pi \Delta x$ 的量级。

1-3-7 海森堡原理决不意味着我们对微观世界的认识有什么本质上的局限性，它仅仅反映出经典物理学概念应用于微观范围时在适用性方面存在的限制。

§ 1-4 用量子力学处理的最简单的问题

1-4-1 描述一个微观粒子任意状态的波函数 $\psi(\mathbf{r}, t)$ 的哈密顿并不显含时间，因而它可以表示为许多定态波函数的一个完整集的迭加。于是，

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n c_n \psi_n(\mathbf{r}, t)$$

或者是
$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n c_n \psi_n(\mathbf{r}) e^{-\frac{2\pi i E_n t}{h}},$$

式中 $c_n =$ 常数因子,

$\psi_n(\mathbf{r}) =$ 定态波函数, 它们是薛定谔定态方程的解,

$E_n =$ 代表一个粒子或粒子系状态能谱的本征值,

求和是对所有的定态进行的。决定本征值谱 E_1, \dots, E_n, \dots 是量子力学最重要的任务。

A. 谐 振 子

1-4-2 一维(线性)谐振子是一个质量为 m 、在沿着某个方向的弹性力作用下以固有圆频率 ω_0 振荡的粒子。

一个沿着 x 轴振荡的振子的势能是

$$V = \frac{m\omega_0^2}{2} x^2.$$

线性谐振子的薛定谔方程为

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left(E - \frac{m\omega_0^2}{2} x^2 \right) \psi = 0.$$

1-4-3 谐振子的全部能级为

$$E_n = h\nu_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots),$$

式中 $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ 。能级 E_n 彼此相隔不同距离。谐振子可能具有的最小能量

$$E_{\min} = E_0 = \frac{h\nu_0}{2},$$

它被称为零点能。只有通过改变谐振子本身的性质, 亦即减小 ω_0 , 能量才能减小; 但不论外界施加何种影响, 这都是不可

能实现的。在任何温度(包括 $T=0$ K)之下, E_0 值都不会变成零, 图 1-1 中画出了量子能级和谐振子的势能曲线。

1-4-4 谐振子的本征函数(波函数)是:

$$\psi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{x_0}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) H_n(\xi)$$

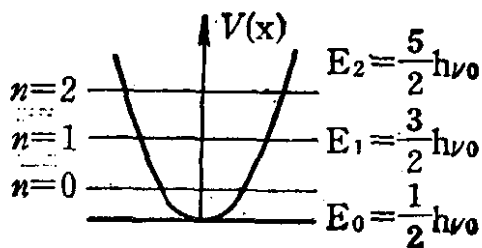


图 1-1

$$\left(\xi = \frac{x}{x_0}\right),$$

式中 $x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2\pi m \omega_0}}$,

$H_n = n$ 阶切比雪夫-厄密多项式, 这个多项式为

$$H_n(\xi) = \frac{(-1)^n}{\sqrt{2^n n!} \sqrt{\pi}} e^{\xi^2} \frac{d^n e^{-\xi^2}}{d\xi^n},$$

对于 $n=0, 1, 2$,

$$\varphi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{x_0} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}},$$

$$\varphi_1(x) = \frac{1}{\sqrt{2x_0} \sqrt{\pi}} \frac{2x}{x_0} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}},$$

$$\varphi_2(x) = \frac{1}{\sqrt{8x_0} \sqrt{\pi}} \left(\frac{x^2}{x_0^2} - 2\right) e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}}.$$

函数 ψ_n 的节点(即它的值等于零的点)数等于量子数 n (参见 1-4-13)。

1-4-5 图 1-2 比较了用量子力学(当 $n=1$ 时)和经典力学两种方法计算找到一个粒子的几率密度的两种结果。这个粒子按照谐振动定律以相对于它的平衡位置的振幅 a 进行振荡。波

函数的极大(等于 $\sqrt{\frac{\hbar}{2\pi\omega_0 m}}$, 在经典情况中则为 $\sqrt{\frac{3\hbar}{2\pi\omega_0 m}}$)

靠近偏离最大的点,可是仍然不同于这些点.在量子力学中,在点 $x > a$ 处(即在它的势能超过总能量的范围中)找到一个

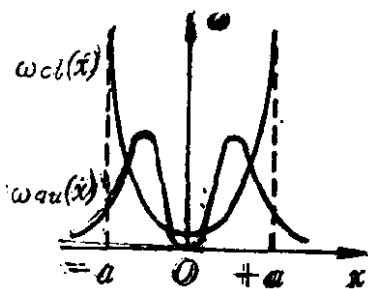


图 1-2

粒子的几率并不为零;这与能量守恒定律并不矛盾.因为按照海森堡测不准原理(参见 1-3-2)一个粒子的动能和势能(包括谐振子的动能和势能)不能同时精确地测量,这是由于动能取决于速度或动量,而势能取决于粒子的坐标.

1-4-6 随着量子数 n 的增大,线性谐振子的量子几率密度趋近经典值.这是由玻尔建立的对应原理的一种表述,这个原理讲,当量子数很大时,从量子力学获得的结论必须回复到经典力学的结论上去.这个原理的一个更一般的公式要求,在从经典发展起来的任何一种理论和原来的经典理论之间,必须存在一种有规则的联系:在某种确定的极限情况中,新的理论必须回复到旧理论.这样,在 $\lambda \rightarrow 0$ 的条件下(λ 为波长,参见第四分册 1-4-5),波动光学回复到几何光学.类似地,在低速运动($v^2/c^2 \rightarrow 0$, 这里 c 是真空中光速)时,相对论中的运动学和动力学公式也变为经典力学中的相应公式.

1-4-7 对于 $E = E_0$ 的状态(零点振子),在 $x = 0$ 处找到一个粒子的经典几率为 1(振子静止在平衡位置).而同样在 $x = 0$ 处,量子几率有一个极大值,并逐渐从两边降下,仅仅在无限远处几率才为零.

B. 转 子

1-4-8 刚性转子是一个具有质量 m 、在空间转动时与一个固

定中心的距离保持不变的粒子。

转子的波函数表示为径函数 $R_{nl}(r)$ 和球函数 $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ 的乘积。这样,

$$\psi_n(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

式中, r, θ 和 φ 分别是一般球坐标系的坐标。

在 $V=0$ 时径函数 $u(r) = rR(r)$ 的薛定谔方程是

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left[E - \frac{h^2l(l+1)}{8\pi^2mr^2} \right] u = 0;$$

而轨道函数和方位函数的方程是

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \Theta(\theta)\Phi(\varphi),$$

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[\lambda - \frac{m_l^2}{\sin^2\theta} \right] \Theta = 0,$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m_l^2\Phi = 0,$$

式中 λ 是常数。

1-4-9 转子的能谱是

$$E_l = \frac{h^2l(l+1)}{8\pi^2I_l} = \frac{p_l^2}{2I_l},$$

式中 I_l = 转子的转动惯量,

l = 轨道量子数。

这个式子与转动动能的经典表示式 (参见第一分册 3-5-2) 相一致。

对于不同的量子数 l , 角动量 p_l 是不同的, 随着 l 的增大, 能级间距也加大, 图 1-3 是转子的能级图。

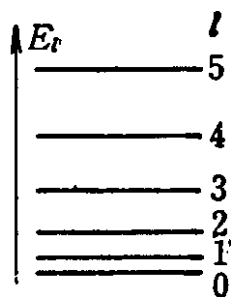


图 1-3

1-4-10 转子的轨道波函数和方位波函数是

$$\Theta(\theta) = c(1-x^2)^{\frac{|m_l|}{2}} \frac{d^{l+|m_l|}}{dx^{l+|m_l|}} (x^2-1)^l$$