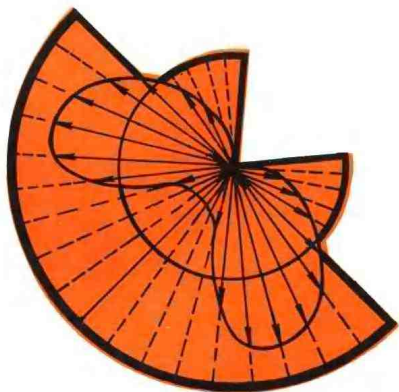


射线检测

工艺学

屠耀元 编

航空工业出版社



TG115.28

30

3 15.2

射线检测工艺学

屠耀元 编

1521
0771

航空工业出版社

1989

B 625670



内 容 提 要

本书为高等院校无损检测专业课教材,分50学时讲授。书中系统介绍了射线检测理论、检测工艺与设备,检测标准与应用等。本书也可作为从事射线检测的中、高级技术人员资格鉴定与考核的教学与学习参考书。

射线检测工艺学

屠耀元 编

航空工业出版社出版发行
(北京市和平里小关东里14号)

一部改编码: 100013-1
全国各地新华书店经售
地质出版社印刷厂印刷

1989年11月第1版	1989年11月第1次印刷
开本: 787×1092毫米 1/16	印张: 13.75
印数: 1—1500	字数: 359.7千字

ISBN 7-80046-169-6/TB·006

定价: 2.90 元

前 言

《射线检测工艺学》是无损检测专业的一门专业课。通过该课程的学习,要求学生掌握射线检测理论,熟悉检测工艺和设备,了解检测标准及应用,学会工艺规范设计,并初步掌握分析缺陷影像。

本课程在50学时内讲授,其中包括4个实验。实验指导书与习题库另编。

《射线检测工艺学》是在讲义的基础上修订编写而成,原讲义已在南昌航空工业学院无损检测专业使用五届。华东化工学院、华南工学院、广西大学、重庆建筑工程学院等兄弟院校也在无损检测专业中用做讲义或教学参考书。根据讲义使用过程中的反映,修订编写时删除了“X射线应力测定”的有关内容,而对射线检测工艺作了补充,并且增加了“计算机在射线检测中的应用”一章。

编写中注意吸收国外先进技术,有关内容直接译自国外的教材、著作和论文,为便于查阅原文,在这部分内容后面都标注了出处。

承蒙北京理工大学王信义教授为本书审稿,并提出不少宝贵意见,对此深表谢意。在讲义和书稿的编写与使用过程中,曾得到许多兄弟院校和有关单位同行专家的热忱帮助,在此致谢。

本书除用做无损检测专业的专业课教材之外,也可作为从事射线检测工作的中、高级技术人员资格鉴定与考核的教学或学习参考书。

由于编者水平有限,缺点和错误之处,请读者批评指正。

编 者

1989.2.于南昌航院

绪 论

1895年德国魏茨堡大学教授伦琴在研究阴极射线时,发现了一种新的不可见射线。这种射线具有较强的穿透力,能够穿透木板、玻璃和金属,因为当时对这种射线的产生机理和性质还不了解,故命名为X射线。X射线发现以后,立即引起了科学界的密切关注,人们热衷于寻求它的本质和实际应用,医学界首先将X射线用于诊断。由于早期的X射线管是冷阴极的低压管,它产生的X射线波长很长,穿透力很小,还不能用于材料的探伤。1913年美国人库利吉发明了热阴极X射线管,使X射线的能量有了很大的提高,这才逐步应用到工业无损检测中。

随着科学技术的发展,人们对X射线产生机理和基本性质的认识也逐步加深。X射线在工业生产中的应用是基于X射线对不同密度和厚度的物体有不同穿透能力的性质,此后逐步发展为“X射线照相技术”。这一性质表明了物体对X射线的衰减和吸收。当X射线穿过物体时,还具有衍射的性质。X射线衍射理论是随着人们对X射线的本质的认识和对晶体结构的研究发展起来的。人们对晶体结构的研究起源很早,在十九世纪末晶体结构的几何理论已经全部完成,但在发现X射线衍射现象之前,较多的研究还只限于晶体的外形上。1784年法国结晶学家阿羽提出了晶体结构理论,接着法国的布拉菲、德国的赫塞尔提出了空间点阵型式。由于结晶学家对晶体外形作出了系统的研究,对其微观结构提出了假说,于是导致了晶体物质的原子规则排列的理论。化学和物理学家继而完成了晶体中原子间距约为 10^{-8} 厘米数量级的计算。值得注意的是,德国科学家索末菲通过X射线狭缝衍射,实验测得X射线波长约为 4×10^{-9} 厘米(40×10^{-10} 厘米即 $40 \text{ \AA}$)。这一惊人成就开拓出一门新型学科——X射线晶体学,1912年德国物理学家劳厄提出用晶体作为天然光栅来研究X射线的衍射,他的设想得到夫里德里克和克尼平的支持,对 $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ 进行了试验,并获得了世界上第一张X射线衍射照片。实验的成功,一方面肯定了X射线的本质,另一方面也证实了晶体的结构,为研究物质的微观世界提供了崭新的方法。初次获得的衍射图像是一些看起来似乎是无规则排列的斑点(这些斑点被称为劳厄斑),实际上它们的排列是有规则的。劳厄在这方面作出了第二个重大贡献,他提出了一组方程式(被称为劳厄方程),成功的解释了这些斑点排列的规律。科学发展象接力赛一样,后人在延续前人成果的基础上又站到一个新的起点。英国的布拉格父子在X射线晶体学的创立与发展上作出了很大的贡献。W. L. 布拉格在1912年做了劳厄实验,他认为斑点的产生是X射线产生“镜面反射”的结果,并且指出夫里德里克在劳厄实验中用的是连续辐射,它是由各种波长的X射线组成的“白色”辐射。那么如果用单色X射线进行晶体衍射实验将怎样呢, W. L. 布拉格用他父亲(W. H. 布拉格)设计的电离光谱仪产生特征X射线,并且做了衍射实验,得到了斑点有规律排列的衍射图像。W. L. 布拉格还导出了布拉格方程,劳厄方程仅仅是布拉格方程的一个特例。W. L. 布拉格的研究还揭示了KCl和NaCl的原子排列方式并精确地测量了X射线波长。1913—1914年莫塞勒发现元素的原子序数与发射的X射线频率间存在着一定的关系,这样便可从发射的X射线频率求出元素的原子序数,这一关系被称为莫塞勒定

律。后来发展成为X射线发射光谱分析（电子探针）及X射线荧光分析。1925年利用衍射性质开始了宏观应力的测量。

综上所述，X射线技术目前在工业和科学技术中的应用主要分三个方面：1. X射线照相技术；2. X射线衍射技术；3. X射线光谱分析技术。

X射线照相术是无损检测的一个主要分支，它的发展和应用比其他无损检测技术早得多。由于成像清晰，检测质量可靠，检测结果又易于保存，所以该技术的应用十分广泛。科学技术的发展，已使射线检测不局限于照相方法。随着计算机的出现和应用，实时法X射线检测发展十分迅速，数字图像处理技术的应用又使实时法的灵敏度大为提高。1963年柯马克根据X射线在物体中的衰减和吸收规律，提出了X射线计算机层析摄影理论。通过求解物体层面上的衰减系数，利用计算机重建层面图像。这一技术成果最先应用在医学上，并且获得了诺贝尔奖，之后广泛应用到无损检测中。

在工业上能用于检测的射线源不仅仅是X射线。1896年法国物理学家贝克勒尔在研究铀盐时发现，它能发射出使照相胶片感光的不可见射线。在磁场中研究这种射线，证明它是由三个部分组成的，其中一部分的偏转与带正电的粒子流的偏转相同；第二部分的偏转与带负电的粒子流的偏转相同；而第三部分则完全不发生偏转，呈现中性。当时对这三种性质不清楚的射线定名为 α 、 β 和 γ 射线。进一步研究表明， γ 射线和X射线的本质是相同的，只不过产生方式、波长、穿透力不同而已。 γ 射线作为一种射线，也能够用于工业无损检测。

1930年玻特等人在用 α 射线轰击锂、铍等轻元素时，发现一种连铅也不容易吸收的射线，起初以为是 γ 射线，但难以从理论上得到证明，查得威克在深入分析实验结果的基础上，认为这是一种新的粒子，这种粒子不带电，其质量与质子的质量相近，称其为中子。这种假设后来被大量的实验所证实。由于中子在物质中的衰减具有奇特的性质，所以它被用作X射线检测的一种补充手段，完成X射线难以完成的检测任务。

大量的实验表明： β 射线（电子）也能作为射线源进行射线检测。而且，我们通常认为对射线检测质量有影响的散射线，在一定条件下也可进行射线检测。随着技术的发展，射线源的种类还会不断增加。

《射线检测工艺学》是研究射线的产生机理、射线与物质的相互作用，射线检测原理、射线检测技术和工艺以及射线检测的应用等方面的学科。不言而喻，《射线检测工艺学》的研究范围不包括衍射技术和X射线光谱分析技术，那些技术由专门的学科去讨论和研究。因此这里所涉及的射线检测技术主要是：常规技术，如X射线照相技术， γ 射线照相技术，中子射线照相技术，实时射线检测技术等；非常规射线检测技术，如CT技术，显微放大技术，电子射线照相技术等。当然上述各种技术都有反应其检测特征的工艺特点，在此不可能一一加以论述。本书以照相法为基点，对工艺理论展开讨论。

射线检测工艺是影响射线检测质量的重要因素。即使有一台先进的设备，如果不注意检测工艺的合理性、先进性就不可能拍出一张清晰的射线底片来。反之，如果设备一般但工艺先进，同样可以达到检测的要求。把设备看作“硬件”，工艺就是“软件”，在一定的条件下“软件”比“硬件”更为重要。

目 录

诸 论	(III)
第一章 射线学基础	(1)
第一节 原子和分子	(1)
第二节 原子核和放射性衰变	(4)
第三节 X射线和 γ 射线	(12)
第四节 中 子	(22)
第五节 射线的探测	(25)
第六节 辐射量和单位	(33)
第二章 X射线和 γ 射线与物质的相互作用	(39)
第一节 光电效应	(40)
第二节 瑞利散射	(41)
第三节 康普顿散射	(42)
第四节 电子对效应	(48)
第五节 俄歇效应和荧光辐射	(50)
第三章 X射线和 γ 射线通过物质时的衰减	(54)
第一节 衰减、吸收和散射的含义	(54)
第二节 X射线和 γ 射线的衰减	(55)
第三节 X射线吸收系数突变规律	(62)
第四节 连续X射线的均匀化	(64)
第四章 X射线和 γ 射线检测	(68)
第一节 射线检测成像原理	(68)
第二节 射线检测工艺和参数	(72)
第三节 曝光曲线	(82)
第四节 不清晰度和衬度	(87)
第五节 影像质量评价及控制	(94)
第六节 射线照相技术概述	(107)
第七节 影像识别与缺陷分析	(113)
第八节 γ 射线检测	(118)
第九节 实时射线检测	(123)
第五章 中子射线检测	(128)
第一节 中子与物质的相互作用	(128)
第二节 慢中子的吸收和散射	(130)
第三节 检测原理和方法	(135)
第四节 中子源及其装置	(137)
第五节 中子检测的影像记录	(139)
第六节 中子检测中几个具体问题的讨论	(142)

第六章 非常规射线检测技术	(145)
第一节 显微放大技术	(145)
第二节 计算机层析摄影技术	(147)
第三节 康普顿散射层析摄影技术	(149)
第四节 放射性物质的射线检测	(150)
第五节 电子射线照相	(152)
第六节 层面摄影技术	(153)
第七节 缺陷位置和截面长度测定技术	(154)
第七章 射线检测设备	(157)
第一节 X射线机	(157)
第二节 高能X射线机	(157)
第三节 γ 射线仪	(169)
第八章 技术标准和规范设计	(172)
第一节 射线检测标准体系	(172)
第二节 射线检测方法标准	(174)
第三节 规范设计的基本要求和设计原则	(182)
第四节 规范设计的基本程序和内容	(184)
第九章 计算机在射线检测中的应用	(186)
第一节 量值计算和数据处理	(186)
第二节 计算机辅助规范设计	(191)
第三节 计算机数字图像处理	(197)
附 录	(201)
附录 1 几种典型缺陷的X射线底片	(201)
附录 2 物理常数	(203)
附录 3 元素的特征发射谱线及吸收限波长	(204)
附录 4 质量吸收系数 μ_a/ρ 及密度 ρ	(206)
附录 5 几种典型材料的重量百分比	(207)
附录 6 几种典型材料的质量衰减系数	(208)
参考文献	(209)

第一章 射线学基础

第一节 原子和分子

X射线的发现及X射线理论的发展是与原子结构理论的建立及发展密切联系在一起的。因此，本节将首先介绍原子结构理论的建立和发展。

一、原子的核模型

关于原子结构问题，在20世纪初期就提出了两种不同的模型。一种是1903年汤姆逊提出的，他假设原子中的正电荷以均匀的体密度分布在一个大小等于整个原子的球体内，而电子则一粒粒地分布在球内的不同位置上。另一种是1911年卢瑟福提出的，他假设：原子内部有一个原子核，原子核具有体积小、质量大而且带正电荷的特征。带负电荷的电子则分布在与原子大小同数量级的封闭轨道上绕核旋转，如同行星系一样。对中性原子，所有电子所带负电荷之和等于原子中心的正电荷。由于这个模型假设原子有核心存在，故称其为原子结构的核模型。

上面所提出的两种原子模型只是两个粗糙的假定，如果这些假定能够解释观察到的事实，并与进一步的实验相符合，那么假定就能为人们所接受，而且在此基础上有可能建立比较深入的理论。十九世纪末廿世纪初，物理学家做了许多实验，这些实验为建立原子结构理论奠定了基础。 α 粒子散射实验便是其中的一个。 α 粒子是放射性物质中发射出来的快速粒子，这种粒子经后来的实验证明，它就是氦原子的原子核，其质量约为电子质量的7300倍，带有两个正电荷，速度为光速的十五分之一。由于速度高、质量大，因而发射的 α 粒子具有很高的能量。用这样的 α 粒子组成的平行射线束通过很薄的金属箔（金、银或铜等）后发生散射现象，即一些 α 粒子改变了原来的运动方向而偏转一个角度。偏转的角度绝大多数只有 2° — 3° ；但发现有1/8000的 α 粒子偏转角大于 90° ，有的几乎达到 180° 和人射时的方向相反。显然，金属原子对 α 粒子的作用造成 α 粒子运动方向的偏转。对于这种作用，可以假设为：在原子中存在着正电荷与负电荷，当带有两个正电荷的 α 粒子深入金属原子内部时，金属原子的正电荷对它产生斥力，而负电荷对它产生引力。由于 α 粒子的质量比电子的质量大很多倍，电子作用于 α 粒子上的力不能显著地改变 α 粒子的运动方向。所以 α 粒子的散射可以看作是由于受到原子内部正电荷的斥力所产生的。 α 粒子的散射情况应当与原子内正电荷的分布情况有关，故研究 α 粒子的散射情况可以探索原子内正电荷的分布。

上述 α 粒子大角度散射情况是在1909年观察到的一个重要现象。那时汤姆逊的原子结构假设已经提出，但是这个假设却不能解释 α 粒子散射现象。因为按照汤姆逊假设， α 粒子进入原子后，受原子正电荷斥力最大的位置应当在原子球体的表面；进入球体，离球心愈近受斥力愈小，当其对准中心通过时，斥力为零。这与个别 α 粒子沿入射相反方向折回

的现象不符。按照卢瑟福模型，因为正电荷集中在原子核上，所以当 α 粒子进入原子后，电子的作用仍然忽略不计。显然，当 α 粒子离核的距离为 r 时，所受斥力为 $2Ze^2/4\pi\epsilon_0 r^2$ ， r 愈小，即愈接近核时斥力愈大；若 α 粒子对准中心射去 ($r \rightarrow 0$)，有可能沿入射方向折回。这样， α 粒子散射现象便得到了很好的解释，汤姆逊的原子模型很快就被人们放弃了。

二、玻尔的氢原子理论

我们知道，氢原子是所有原子中结构最简单的一种原子。从卢瑟福的原子模型看来，氢原子应具有电荷为 $+e$ 的原子核和一个电荷为 $-e$ 的电子。氢原子核的质量约为电子质量的 1836 倍，称为质子，在氢原子中电子围绕质子运动。但是电子运动的规律及它与原子发射光谱的关系等问题，卢瑟福理论解决不了。这一问题由玻尔解决了。玻尔在核模型的基础上，结合原子光谱的经验规律，引入普朗克量子概念，于 1913 年对原子结构问题提出了新的假设，从而初次建立了一种氢原子理论。依据这种理论能够准确地推导出巴尔末公式，并能纯粹从理论上算出黎德堡常数，与实验值非常符合。但是玻尔理论解决稍复杂一点的原子结构，例如氦时，就有困难了。直到 1925 年建立了量子力学之后，原子结构的理论才趋于完善。玻尔假设为：

1. 原子只能存在一些不连续的稳定状态，这些稳定状态各有一定的能量 E_1 、 E_2 、 E_3 ……。处于这些稳定状态中运动的电子虽然有加速度，也不会发生能量辐射。一切能量的改变，由于吸收或放射辐射的结果，或由于碰撞的结果，只能从由一个稳定状态过渡到另一个稳定状态的跃迁来产生，不能任意连续地改变。

2. 原子从一个能量为 E_n 的稳定状态过渡到能量为 E_m 的稳定状态时，它发射（或吸收）单色的辐射，其频率 ν 决定于下列关系式（称为玻尔频率条件）：

$$h\nu = E_n - E_m \quad (1.1)$$

通常可用图 1.1 所示的图解方法，以能级的形式表示原子的能量，而且使最低的能级与最小的能量相对应。用把两个能级连接起来的箭头来表示在两个能级之间发生跃迁时所

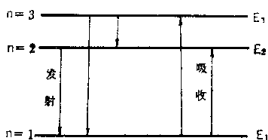


图 1.1 原子的能级

辐射的谱线。在正常状态下，原子处于能量最小的稳定状态中，换句话说，处于最低能级中。若受外界的作用，原子由低能级升到较高的能级，这时原子的状态称为激发态或受激态。受激态原子是不稳的，当它回复到原来状态时，将发射出一定的谱线，谱线的频率可用 (1.1) 式求得。

玻尔对氢原子作了定量计算，得出在氢原子中，电子绕核旋转的轨道半径为：

$$a = 0.529177 \times 10^{-8} \times \frac{n^2}{Z} \text{ 厘米} \quad (1.2)$$

电子运动的能量：

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 n^2 h^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (1.3)$$

当 $n=1, 2, 3, \dots$ 等整数时，就得到一系列不连续的量子化了的数值 E_1 、 E_2 、 E_3 ……，我们称 n 为量子数。按照玻尔的第二个基本假设，当电子由 n_i 个轨道过渡到 n_f 轨道时所

发出的波数为

$$\tilde{\nu} = \frac{E_i - E_f}{hc} \quad (1.4)$$

应用 (1.3) 式后得

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = RZ^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (1.5)$$

这就是类氢原子的广义巴尔麦公式。令 $Z=1$ 则得氢原子的巴尔麦公式。此时括号前的因子就是黎德堡常数的表达式

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c} \quad (1.6)$$

把 m 、 e 、 h 、 c 等值代入，算出：

$$R = 1.0973731 \times 10^7 \text{米}^{-1}$$

实验值为

$$R_H = 1.0967758 \times 10^7 \text{米}^{-1}$$

二者非常符合。说明玻尔的氢原子理论在揭示氢原子内部的情况方面获得了显著的成功。

三、原子的壳层结构

原子的壳层结构，实际上就是讲原子中电子分布的壳层结构，绕核运动的电子按照以下规律分布：

1. 在第 n 壳层上，最多可容纳 $2n^2$ 个电子；
2. 在第 n 壳层上的电子，又都分布在 n 个不同的支壳层上（支壳层用 ν 表示），每一支壳层最多可容纳电子数为 $2(2\nu+1)$ ； $\nu=0, 1, 2, \dots, (n-1)$ ，这些支壳层可分别记以 $s, p, d, f, g, \dots$ 。
3. 原子中的电子原则上从第 $n=1$ 层开始排布，布满第一层布第二层……依次类推，同时考虑到服从最低能量原理，即电子的分布，将尽可能地使体系的能量为最低。凡是布满了 $2n^2$ 个电子的壳层称为闭合层，重原子的内壳层通常都是闭合层，内壳层上的电子称为内电子。

四、分子结构和物体发光

分子是由原子组成的，原子依靠化学亲和力的作用而结合，这种作用通常又用化学键的概念来描述。化学键主要有两种，即原子键和离子键。

1. 原子键 每一个原子的内电子在原子核附近运动，而原子的外电子（即价电子）离核较远而且处于非闭合轨道上，因此当两个原子（双原子分子）组成一个分子时，两个原子的内电子仍分属于各原子，而外电子则围绕两个原子运动，即为两个原子所共有。原子共有的电子一般是成对的。例如，氢分子 H_2 中两个原子核共有一对电子，形成一个单键。在氮分子 N_2 中，原有原子在基态时各有 3 个 $2p$ 电子，构成分子后，三对电子形成三键。不同原子构成的分子也具有原子键，例如氯化氢分子 HCl 的结合也是一个共价单键，因为氢具有一个未成对的 $1s$ 电子，Cl 有一个未成对的 $3p$ 电子。根据上面的性质，原子键又称为共价键。

2. 离子键 某些金属原子与某些非金属原子互相接近时,前者可能失去最外层的电子而成为正离子,后者可能获得电子而成为负离子,离子由于库仑力的作用而形成分子。碱金属元素与卤族元素的化合物就属于离子键,如钠(Na)原子有11个电子,失去一个电子成为 Na^+ 离子,变成氖(Ne)的稳定结构,氯原子有17个电子,取得一个电子而成为 Cl^- 离子,具有氩(Ar)的稳定结构。 Na^+ 和 Cl^- 两离子相互吸引,构成 NaCl 的分子。

门捷列夫周期表揭示了电子排布与元素性质之间的关系。从周期表中知道,各种元素的原子其外层电子的周期性排列决定了它们的物理性质、化学性质的周期变化,而与其内层电子运动状态无关。

原子或分子因吸收入射光而由正常态跃迁到受激态,以后回到正常态时即发射出光来。入射光的能量大小决定了发射光的性质,如果入射光的能量足以使内层电子产生跃迁,则发射光的波长较短,产生的是波长较短的X射线;如果入射光的能量只能使外电子产生跃迁,则发射光的波长较长,产生的是荧光。

分子光谱比较复杂,按其波长可以分为三类:远红外光谱(波长为厘米或毫米数量级);近红外光谱(波长为微米数量级);可见光和紫外光谱。气体、液体和固体的分子在入射光的照射下都能发光。伍德曾做过一个荧光实验,用光照射钠蒸汽时,如果照射光的频率与钠黄线的频率相同时,则钠蒸汽将发射出同样黄线组成的光束,这种光就是荧光。气体发生荧光的特征是外光源停止照射后经过极短的时间,气体的发光就消失了。液体和固体也会发生荧光,它的荧光在某些情形下有很大的亮度。有几种固体的发光在入射光停止后能够持续很长的时间(甚至很多小时),这种发光通常称为磷光。上述在外光源照射下的发光现象称为光致发光。也有在电场作用下使物体发光,称为场致发光,或称为电致发光。另外还有用高能粒子或阴极射线轰击而使物体发光,称为射线致发光。

第二节 原子核和放射性衰变

一、原子核结构模型

对原子核结构作出精确的分析是很困难的,主要是有关的核理论问题尚未根本解决。虽然目前已经发展了一些原子核结构模型,但它们都是依靠各种不同的简化了的假设推导出来的。每种模型只能解释原子核某一方面的实验数据,这里介绍三种低能原子核结构模型。

1. 液滴模型 液滴模型是最早的一个原子核模型,它能解释许多原子核的性能。把原子核比作液滴的观念是从低能原子核反应中得来的。低能原子核反应时,入射粒子进入靶原子核以后,它的能量很快地和原子核中的核子交换。液滴模型假设:

- (1) 原子核是一滴不可压缩的物质,而且所有各种原子核的密度都一样;
- (2) 暂时忽略中子-质子作用力三重态和单重态间的差异,把核子之间的作用力(即核力)看成是与自旋和与电荷无关的力;
- (3) 核力只在小范围内有效,即每个核子只和它最接近的那些核子作用,由此可以推出一个半经验公式来计算原子核的质量,并讨论原子核的稳定性。

2. 壳层模型 根据核力的特性,将原子核比作液滴,并由此推出了原子核质量的半

经验公式,说明液滴模型在这一问题是成功的。但是另一方面大量的实验事实表明原子核的内部存在着某种壳层结构。也就是说,在原子核中核子的运动也可以用类似处理轨道电子在原子中运动的方式来描述。实验发现,原子核的性质随着质子数和中子数的增加显出周期性的变化;发现质子数 Z 和中子数 N 等于 2, 8, 20, 28, 50, 82 或 126 (这些数被称为壳层数) 的原子核结构特别稳定。要解释壳层结构的存在,首先得假设单个核子在原子核中的运动可能和轨道电子在原子中的情况相类似,但是由于原子核内部并不存在质量大体积小的作用体来对其它核子起作用,所以原子核内的核子壳层与原子内的电子壳层必然有所不同。原子中的电子是处在原子核的库仑场中,受库仑力的作用;而核子内呢?我们设想每个核子所受到的有心吸引力来自原子核中其它 $(A-1)$ 个核子的联合作用。还可设想原子核内也存在一系列可能的能级,相当于各种可能的“轨道”,质子和中子各自按照泡利不相容原理填充在能级上,从最低的依次到较高的。

3. 集体运动模型 壳层模型所考虑的是一群核子中的每一个核子在一个由其它核子集体形成的势场中运动,这个场被看作是静止的。实际上由于原子核中并不存在象原子中的原子核那样的中心,因此核子系统并不是静止的。由于核子间的相互吸引,核子系统会发生集体振动。这些核子就不是处在静止的势场中,而是处在变动着的势场中。单个核子的运动和集体运动相结合,才能对原子核内部的运动做较全面的描述。这样的集体运动模型又称为综合模型。这种集体运动模型与分子系统情况类似,它的集体运动由振动和转动相耦合。

(1) 原子核形变 当质子和中子都构成完整壳层时,原子核的稳定平衡形状是球形,如果在完整壳层之外,还存有少数核子,就会引起小的变化,但平衡形状仍是球形。满壳层外面的核子数如果再增加,球形平衡就会破坏,平衡形状成为非球形的,往往是一个轴对称形。当外层核子数离完整壳层最远时,平衡形状偏离球形也最远;

(2) 原子核的集体振动 原子核可能有几种振动方式。如能量较低时,振动形状是周期变化,体积不变,这称为形状振动;形状振动不大时,可以看作是各级多极振动的迭加,其中主要的是四极振动。

(3) 原子核的转动 偏离完整壳层结构较远的原子核的平衡形状是非球形的,但往往是轴对称的。这时单独核子的运动可以用它的角动量在对称轴上的分量来描述。

二、原子核的基本性质

1. 原子核的电荷 因为原子是电中性的,原子核所带的电荷必须与轨道电子所带的总电荷数值相等、符号相反。如果以单个电子的电荷 e 为单位,则原子核的正电荷数值就是轨道电子数 Z , Z 也就是原子序数。任何确定原子序数的方法都可以用来测定原子核的电荷。

2. 原子核的半径 和原子有外围轨道电子的情况不同,原子核的表面比较确定。原子中轨道电子存在的几率从原子中心向外逐渐减小;可是原子核的表面以内核子存在的几率很高,表面以外存在的几率很快地降到零。对重元素的原子核,这段变化距离比原子核的半径小得相当多,原子核半径可以确定;面对轻原子核,原子核密度降低到零的变化距离相对地长一些,原子核半径比较难确定。根据 α 散射实验,可以确定原子核的半径数量级为 10^{-12} — 10^{-13} 厘米。原子轨道半径数量级为 10^{-8} 厘米,因此原子半径是原子核半径的 10^4 —

10^5 倍。由此可见,原子核确实是一个类似于点电荷的非常小的区域。大量实验表明,原子核半径与质量数 A 间存在以下关系:

$$r_0 = R_0 A^{1/3} \text{厘米} \quad (1.7)$$

R_0 是常数,精确测量为 1.53×10^{-13} 。由原子核的质量和体积可以计算出其密度为一常数:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi r_0^3} = \frac{3M}{4\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3 N}$$

式中 $N = A/M$ 是阿伏伽德罗常数。将 R_0 和 N 的值代入即得 $\rho \approx 10^{14}$ 吨/米³, 水的密度为 1 吨/米³, 原子核的密度是水的密度的 10^{14} 倍, 足见原子核是质量集中之处。

3. 原子核的成分 原子核是由质子和中子两种粒子组成的。 ^1_1H 的原子核只是一个质子, 所以质子就是带一个单位正电荷的最轻的氢核。中子是质量等于 1.0086654 质量单位的中性粒子, 由于这两种粒子质量都是 1, 所以原子核的质量数 A 代表构成这个原子核的质子和中子的总数。代表原子核电量的 Z 也代表核内的质子数, N 为中子数, 因此

$$A = Z + N \quad (1.8)$$

质子和中子统称为核子。

在自然界中,许多元素都有好几种不同的原子核,例如氧元素就有三种原子核: $^{16}_8\text{O}$ 、 $^{17}_8\text{O}$ 和 $^{18}_8\text{O}$ 。这三种原子核内的质子数相同都是 8 个,但是它们含有的中子数各不相同。按 (1.8) 式可以计算,分别为 8、9、10 个中子。质子数相同而中子数不同的元素,其化学性质完全相同 (化学性质取决于核外电子排列状况,质子数相同,表明核外电子的数量和排布规律也完全相同),因此 $^{16}_8\text{O}$ 、 $^{17}_8\text{O}$ 和 $^{18}_8\text{O}$ 仍属同一种元素。中子数不同仅造成元素的质量数不同,通常把这些质子数相同而中子数不同的同种元素的原子核称为同位素。

4. 原子核的质量 通常,原子质量应当等于原子核质量与核外电子质量的总和。根据精确数量,原子质量基本上是原子质量单位 (碳同位素质量的十二分之一,其数值为 1.66×10^{-27} 千克) 的整数倍,原子质量的整数性质可以解释为原子核是由质量大约为 1 原子质量单位的基本单元所组成,而每个核外电子质量为 9.1×10^{-31} 千克,与核相比这部分质量可以忽略,可见原子质量的绝大部分是原子核质量,在对原子核进行描述或某些计算时,往往用整个中性原子的质量数代替原子核的质量数,所以原子核的质量也是原子质量单位的整数倍,常用原子质量数 A 来表示。如果要精确的计算原子核的质量,必须考虑核子在形成原子核时结合能的影响和各种修正项的影响。

5. 原子核的角动量和磁矩 许多实验证明,原子核有角动量和磁矩,也就是说,原子核总是象陀螺一样旋转着的,并且具有磁性。原子核的总角动量为 $\sqrt{I(I+1)} \frac{h}{2\pi}$, I 为整数或半整数,称为原子核的自旋量子数。一个原子核的总角动量是构成这个原子核的质子和中子的轨道角动量和它们的自旋角动量的矢量和。当原子核被激发,激发态的角动量不一定等于基态的角动量。原子核的总角动量往往按照习惯称为原子核的自旋。原子核的质子是带电的,它的运动会产生磁场,所以原子核具有磁矩。原子核的总磁矩,可以表达为 $g\sqrt{I(I+1)} \beta$, β 为核磁子, g 为一因子,其值不能通过公式计算,只能由实验测得。

6. 原子核的电荷分布 由实验可知原子核的电荷分布不一定是球形对称的,而是椭圆形电荷分布,它对核外电子有影响,这在原子和分子光谱的形成中显示出来。

7. 原子核的结合能 分析 ${}^9_4\text{Be}$ 原子核的质量关系可以看到一个有趣的现象： ${}^9_4\text{Be}$ 的原子核是由4个质子和5个中子构成的，把这9个核子的质量加起来，可得

$$1.0078252 \times 4 + 1.0086654 \times 5 = 9.0746278$$

这里4个质子的质量用了氢原子的质量，因此多算了4个电子的质量。而 ${}^9_4\text{Be}$ 的原子质量（即 ${}^9_4\text{Be}$ 的原子核质量和4个核外电子的质量）却是9.0121858。比较一下可以发现，把原子成分的质量加起来的数值和原子质量的数值（它们都包含了4个电子质量）有差别，差数为0.06244。显然这一差数只与原子核有关，因为各有4个电子的质量恰好抵消了。9个核子结合成原子核后其质量减少这一有趣现象，该如何解释呢？从相对论中的质能关系可以说明这一现象。按照相对论原理：

$$E = mc^2 \quad (1.9)$$

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (1.10)$$

核子结合成原子核时，即有质量的减少，这表明在结合成原子核时定有能量的释放，所释放的能量称为原子核的结合能。1个原子质量单位的质量按上述公式计算，相当于931.5MeV的能量，上述质量差数相当于58MeV，这就是 ${}^9_4\text{Be}$ 的结合能，每个核子（共9个）的平均结合能为6.4MeV。

8. 核力 在原子核的性质中，核力是一个重要的性质。所谓核力，就是核子间的相互吸引力，它具有一系列特点：它的作用范围小而作用力强；有饱和性和交换性，核力与电荷无关等。

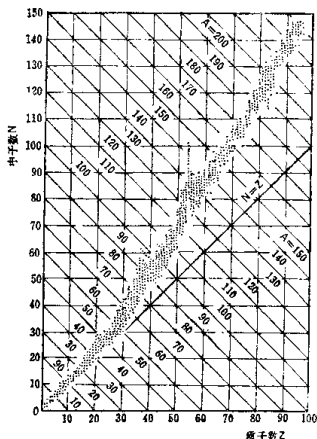


图 1.2 原子核的“位置”

三、放射性衰变

前面谈到了原子核的基本性质，事实上它还有一个十分重要的性质，即它的放射性。具有放射性的原子核占已知原子核中的大多数，原子核发出的射线等于原子核发送的信号，在绝大多数场合下，利用它来研究原子核的性质和原子核间的相互作用。

放射性原子核所发射的射线主要有： α 粒子（ ${}^4_2\text{He}$ 的原子核）组成的 α 射线； β 粒子（阳电子或阴电子）组成的 β 射线；光子所组成的 γ 射线和中子束等。

把所有已知的原子核用质子数Z和中子数N作为座标画在图上，便可看到，稳定的轻原子核大致在 $N=Z$ 的直线上，如图1.2所示。当质量数A增加时，稳定原子核的位置逐渐向这条线的

上方中子数加多的方向偏移。这是因为稳定重原子核所含的质子数必须少于中子数，否则，它们所积累的库仑势能便要引起原子核的不稳定。

1. 基本衰变规律 放射性衰变通常有 α 衰变、 β 衰变、 γ 衰变等形式。实际上，一种放射性元素，不断的放出 α 射线或 β 射线而变成另一种元素，致使原来元素的数量逐渐减少而新元素的数量逐渐增多，这样的过程就叫做衰变。放射性元素的衰变是一个统计过程，在大量的原子核中，每一个核在什么时候发生放射变化是无法预测的。但是如果在短时间 dt 内，有 dN 个核改变，则从统计的观点，改变率 dN/dt 必定与当时存在的总原子核数 N 成正比，即：

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad \text{亦即} \quad \frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (1.11)$$

式中： λ 是比例常数，是放射物衰变快慢的标志，称为衰变常数。将上式积分，并令 $t=0$ 时的 N 为 N_0 ，就得到

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.12)$$

N_0 是衰变前的原子核数目， N 是衰变 t 时后存留的原子核数目。

如果经过时间 T 后，原子核的数目减到原数的一半，则 T 称为半衰期，由(1.12)式

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1.13)$$

此式给出了半衰期与 λ 的关系， λ 大， T 则短。在一种放射物中，有些原子核早变，有些晚变，换句话说有的寿命长，有的寿命短。其平均寿命 τ 可以计算：

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t(-dN) = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (1.14)$$

从(1.13)式可得

$$T = 0.693 \tau \quad (1.15)$$

T 、 τ 和 λ 是三个常用的常数，只要知道其中的一个，就可算出其余的两个。

半衰期在射线检测中应用得较多，其值可用实验方法测定。用计数器测出单位时间内原子核衰变数目 dN/dt ，那么根据(1.12)式可得

$$-\frac{dN}{dt} \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t \quad (1.16)$$

根据此式，把测得的 $(-dN/dt)$ 的对数对时间 t 作图，必然是一条直线，此线在纵轴上坐标为 $\ln(\lambda N_0)$ ，斜率为 λ （如图1.3）。利用这条直线可以直接读出半衰期 T 的值，根据(1.13)式定义， $N = \frac{1}{2} N_0$ 时的 t 即为 T ，也就是直线上 $\ln(-\frac{dN}{dt}) = \ln(\lambda N) = \ln\left(\lambda \frac{N_0}{2}\right)$ 处的 t 即为 T 。

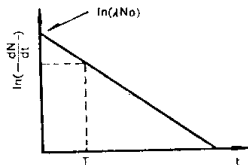


图 1.3 半衰期的测定

2. α 衰变 经过前人的实验研究,我们知道组成 α 射线的 α 粒子是高速度的氦原子核。这是一个由两个中子和两个质子组成的特别稳定的原子核,也是唯一能从衰变原子核放射出的重粒子。 α 衰变后,原子核变为原子序数小于2的新核。衰变原子核所发射的 α 粒子的能量局限在很小的一个范围内。一般小于2兆电子伏特的衰变中 α 射线是很难见到的。如果 α 粒子的能量增大,衰变几率也随着增大,衰变寿命就缩短。 α 粒子能量增大到一定程度以后,衰变寿命就会短得无法进行探测,例如8.95兆电子伏的 TbC' 的 α 衰变半衰期只有 3.0×10^{-17} 秒。所以大部分能观察到的 α 射线的能量都在4到8兆电子伏的范围之内。

原子核放射出来的 α 粒子具有一定的速度,也就是说有一定的动能,当它通过物质时,能量损失在与电子的碰撞上,如果受到很大数目的碰撞,它的能量逐渐损失,直至损失完毕,由此可知 α 粒子经过一定射程之后才能使能量全部损失。

根据各种 α 射线的能量测定,知道 α 射线的能谱分布是由一些谱线组成的。这表明各种原子核所发射的 α 射线是由一群或一群以上能量一定的 α 粒子所组成的。一群以上 α 粒子的出现是由于 α 衰变是在基态与各个激发态及基态之间进行的结果。例如 TbC 到 TbC'' 的 α 衰变共有6群 α 粒子,它们的能量和相对强度如表1.1所示。

表 1.1 TbC 放射的 α 射线

α 粒子组	α 粒子能量 (MeV)	粒子相对数 (%)	α 衰变能 (MeV)	与 α 衰变能之差 (MeV)
α_0	6.086	27.2	6.203	0.000
α_1	6.047	59.9	6.163	0.040
α_2	5.765	1.7	5.874	0.329
α_3	5.622	0.15	5.730	0.473
α_4	5.603	1.1	5.711	0.492
α_5	5.478	0.016	5.584	0.619

放射出以上6组 α 射线之后,生成 TbC'' ,其能态变化如图1.4所示。 TbC 在发射 α 粒子的同时,将产生反冲,并具有反冲能,即是子核的动能。 α 粒子的能量与子核动能之和称为 α 衰变能,可写为

$$E_{\alpha} = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{1}{2} M_r v_r^2 \quad (1.17)$$

式中 M , M_r 和 v , v_r 分别是 α 粒子和子核的质量与速度。

图1.4说明了 α 射线谱的形成, TbC 放射出6组 α 射线, α 粒子最大动能为6.086MeV对应的 α 衰变能称为最大衰变能,其值为6.203MeV。可以认为,当 TbC 在进行 α 衰变而生成 TbC'' 时, TbC 核总是释放出6.203MeV的能量,这一部分能量释放之后便生成处于最低能态(或称基态)的子核。这部分衰变能变成 α_0 粒子的动能和 TbC'' 的反冲能。如果 TbC 发射一个 α_1 粒子,衰变能为6.163MeV。比最大衰变能少0.04MeV,换句话说 TbC'' 保留了0.04MeV的能量而使它处于受激态。显然,受激态的 TbC'' 必然要产生一个能级跃迁,即以发射出电磁波的形式放出其多余的能量回到基态,这和受激原子产生电子跃迁情况类似,这时发射的电磁波就是 γ 射线,其能量为0.04MeV。在 α 衰变过程中, γ 射线的能量是可以通过实验测定的。以此类推,后四种受激态也能确定。除此之外,还存在较高的受激态到较低