

中国机械工程学会无损检测分会 编

射线检测



机械工业出版社

射线检测

中国机械工程学会无损检测分会 编



机械工业出版社

本书是中国机械工程学会无损检测分会推荐使用的高等院校无损检测专业及其相关专业参考教材之一（全套教材计有：射线检测、超声检测、电磁检测）。书中系统地介绍了射线检测的基础理论知识，射线透照工艺分析和射线检测方面的新技术，反映了近年来射线检测方面的新成果。内容包括：原子和基本粒子、原子核和放射性衰变、射线与物质的相互作用、射线检测工艺规范、有效透照范围缺陷检出的可能性、对典型射线照相的分析、射线实时成像、高能射线检测、工业CT技术和高速射线检测技术等。书中有200余幅插图和典型的缺陷照片。

本书的主要读者对象是大专院校无损检测专业及相关专业的学生和教师、从事无损检测工作的高、中级技术人员，也可作为无损检测高级人员培训参考教材和有关质量管理人员、安全监察人员在工作中参考。

2004/13

图书在版编目（CIP）数据

射线检测/中国机械工程学会无损检测分会编. —北京：机械工业出版社，1997.4

大学本科教材

ISBN 7-111-05528-4

I. 射… II. 中… III. 射线检验-高等学校-教材 IV. TG115.28

中国版本图书馆CIP数据核字（97）第02877号

出版人：马九荣（北京市百万庄南街1号 邮政编码100037）

责任编辑：武江 版式设计：张世琴 责任校对：熊天荣

封面设计：方芬 责任印制：王国光

三河市宏达印刷厂印刷 · 新华书店北京发行所发行

1997年8月第1版第1次印刷

787mm×1092mm¹/₁₆ · 10.5印张 · 253千字

0 001—4 000册

定价：20.00元

凡购本书，如有缺页、倒页、脱页，由本社发行部调换

前 言

近几年来,我国在理工科高等院校中的应用物理(无损检测)、测试技术与仪器制造、焊接、铸造、电子等专业中,开设无损检测课程的系、所和教研室逐渐增多,这是一种十分可喜的现象,说明无损检测技术在国民经济各部门中的重要性引起了高等院校的注意,高级无损检测专业人材的系统培养在我国已成当务之急。编选合适的教材以供有关部门参考选用,既是一项紧迫而又重要的任务,也是我们无损检测学会专业工作人员应尽的责任。

另外,目前我国在职无损检测高级人员的继续教育和在职培训,也很需要这方面的系列教材和参考书。

基于上述情况,中国机械工程学会无损检测分会教育培训委员会多次召开这方面的教材编选会议,1993年在上海讨论了射线、超声、电磁检测三门课程的教学大纲;1994年在北京又对三门课程的编写内容进行了较具体、深入的讨论和分工,1995年对大纲讨论稿定稿后即开始组织编写。《射线检测》就是其中的一本。

本书主要作为理工科大学无损检测专业和相关专业的师生参考教材,以及在职无损检测高级人员进行系统培训的参考教材,也可作为从事工程设计、技术管理、安全防护管理人员和广大无损检测工作者阅读参考。

本书的内容包括:(1)基础理论部份:原子和基本粒子、原子核和放射性衰变、射线的性质及其与物质的相互作用、射线探伤原理(14学时)。(2)射线检测工艺部份:透照灵敏度、透照规范、曝光曲线、有效透照范围、缺陷的可检出性、铸件与焊缝的射线照相、平板和有余高试件的射线照相(22学时)。(3)射线检测新技术部份:射线实时成像、高能射线和中子射线的照相、运动中的射线照相、工业CT技术、背散射技术、图像处理和高速射线检测技术(18学时)。全书授课共54学时。因此,本书的特点是力求对基础理论知识和射线检测工艺在中级基础上的进一步研究和提高,并注意了对新技术的引进和介绍。

本书第1章基础理论的前4节由屠耀元编写;第1章的5、6节和第2章射线检测工艺共8节由郑中兴编写;第3章射线检测新技术共9节由张家骏编写。全书由郑中兴负责主编,王怡之负责主审。

本书得以出版,要首先感谢王怡之老师在各方面的的大力支持。本书在组织编写过程中,得到方婉莹、李喜孟、施克仁、彭应秋、任吉林、孙秦明、杨海春等各位同行的指导和帮助,在此一并致谢。

编者

1996.12.5

目 录

前言

1 射线检测物理基础	1
1.1 原子和基本粒子	1
1.1.1 原子的核模型	1
1.1.2 玻尔的氢原子理论	2
1.1.3 原子的壳层结构	3
1.1.4 基本粒子	5
1.2 原子核和放射性衰变	6
1.2.1 核结构模型	6
1.2.2 原子核的基本性质	8
1.2.3 放射性衰变	9
1.3 X射线和 γ 射线的性质	14
1.3.1 X射线的本质和一般性质	14
1.3.2 连续X射线	15
1.3.3 标识X射线	17
1.3.4 X射线谱	21
1.3.5 γ 射线和穆斯堡尔效应	21
1.4 射线与物质的相互作用	23
1.4.1 光电效应	24
1.4.2 相干散射	25
1.4.3 康-吴散射	27
1.4.4 电子对效应	29
1.4.5 俄歇效应和荧光辐射	31
1.5 射线贯穿物质后的减弱和 强度计算	33
1.5.1 射线贯穿物质后的减弱	33
1.5.2 连续X射线的谱线分布 计算和线质	37
1.5.3 散乱X射线的计算和测量	41
1.6 射线探伤原理	46
2 射线检测工艺	47
2.1 射线透照灵敏度	47
2.1.1 射线照相影像的质量因素	47
2.1.2 IQI灵敏度	51
2.1.3 IQI灵敏度与射线照相 技术因素的关系	55
2.2 透照规范与曝光曲线	58
2.2.1 引言	58
2.2.2 透照电压的最高值和最低值	58
2.2.3 焦距的最短值	60
2.2.4 曝光量的最低适宜值	62
2.2.5 曝光曲线	63
2.2.6 曝光曲线的应用和制作	65
2.2.7 X光胶片感光特性曲线和 曝光曲线的修正	68
2.2.8 射线照相时的工艺措施	71
2.3 有效透照范围	72
2.3.1 引言	72
2.3.2 射线照相的厚度宽容度	72
2.3.3 平板射线照相的有效透照 范围	73
2.3.4 圆环射线照相的有效透照 范围	74
2.3.5 圆柱射线照相的有效透照 范围	76
2.3.6 圆管射线照相的有效透照 范围	77
2.4 缺陷的可检出性	78
2.4.1 引言	78
2.4.2 体积类缺陷的可检出性	78
2.4.3 分散细小缺陷的可检出性	79
2.4.4 面状缺陷的可检出性	79
2.4.5 缺陷的可检出性与丝型 IQI灵敏度的关系	81
2.4.6 不同位置缺陷的可检出性	82
2.5 铸件的射线照相	83
2.5.1 铸件射线照相的基本原理	83
2.5.2 铸件射线照相的一般技术	84
2.5.3 铸件射线照相的显示	86
2.6 焊缝的射线照相	88
2.6.1 焊缝射线照相原理	88
2.6.2 焊缝的射线照相工艺	91
2.7 平板试件的透照	97

2.7.1 透照条件的确定	97	3.4 运动中的射线照相	133
2.7.2 考虑到透照灵敏度的曝光 曲线图	101	3.4.1 运动中射线照相的特点	133
2.8 有余高试件的透照	104	3.4.2 运动中射线照相的适用环境	136
2.8.1 带余高试件的散射比的计算 方法及其测量	104	3.4.3 运动中射线照相应用举例	137
2.8.2 余高对射线底片对比度的 影响	107	3.4.4 运动中射线照相步移技术	138
3 射线检测新技术	109	3.5 工业射线 CT 技术	138
3.1 射线实时成像	109	3.5.1 CT 技术基本原理	139
3.1.1 射线实时成像原理	109	3.5.2 射线 CT 的新进展	141
3.1.2 荧光屏	109	3.5.3 射线 CT 的评价参数	143
3.1.3 像质与射线成像参数	110	3.5.4 射线 CT 的应用举例	144
3.1.4 射线源	111	3.6 背散射检测技术	145
3.1.5 远距离观察系统	112	3.6.1 康普顿背散射成像原理	145
3.1.6 射线实时成像中的图像优化	117	3.6.2 康普顿背散射成像的 灵敏度与衬度	146
3.1.7 微焦点射线实时成像	119	3.6.3 康普顿背散射系统	147
3.2 高能射线检测	120	3.6.4 背散射测厚系统	148
3.2.1 高能射线设备概述	120	3.6.5 β 背散射检测技术	149
3.2.2 高能辐射特性	124	3.7 辐射检测技术	150
3.2.3 检测灵敏度和影像质量	126	3.7.1 最佳辐射源的选择	150
3.2.4 高能 X 射线照相应用的 几个问题	127	3.7.2 辐射检测器	151
3.2.5 高能检测用加速器的发展 趋势	127	3.8 图像数据分析	154
3.3 中子射线检测法	128	3.8.1 数字化图像	154
3.3.1 中子射线检测原理及其特点	129	3.8.2 图像增强方法	154
3.3.2 中子射线源的类型与选用	130	3.8.3 图像数据处理	155
3.3.3 中子图像检测器	131	3.8.4 图像数据分析应用举例	156
3.3.4 中子射线照相的应用	132	3.9 高速射线照相技术	157
		3.9.1 高速射线照相用 X 射线管	157
		3.9.2 高速射线照相图像	158
		3.9.3 高速射线照相的应用	160
		参考文献	162

1 射线检测物理基础

1.1 原子和基本粒子

X射线的发现和X射线理论的发展是与原子结构理论的建立及发展密不可分的。因此,本节首先介绍原子结构理论的建立和发展。

1.1.1 原子的核模型

关于原子结构在20世纪初就提出两种不同的模型。一种是1903年由汤姆逊提出的,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,而电子则一粒粒的分布在球内的不同位置上;另一种是1911年由卢瑟福提出的,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。对中性原子,所有电子所带负电荷之和等于原子中心所带正电荷。由于这个模型假设原子有核存在,故称其为原子结构的核模型。

这里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,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。19世纪末20世纪初,物理学家做了许多实验,这些实验为建立原子结构的理论奠定了基础。 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,这种粒子经过后来的实验证明,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 $2^\circ\sim 3^\circ$,但发现有 $1/8000$ 的 α 粒子偏转角大于 90° ,有的几乎达到 180° 和入射时的方向相反。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的改变 α 粒子的运动方向。所以 α 粒子的散射可以看作是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1909年观察到的一个重要现象。那时汤姆逊的原子结构假说已经提出,但是这个假说不能解释 α 粒子的散射现象。因为按照汤姆逊的假说, 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。按照卢瑟福的模型,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,所受的斥力为 $2Ze^2/4\pi\epsilon_0 r^2$, r 愈小,即愈接近核

心时斥力愈大；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 粒子的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。

1.1.2 玻尔的氢原子理论

我们知道，氢原子是所有原子中结合最简单的一种原子。从卢瑟福的原子模型看来，氢原子具有电荷为 $+e$ 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，卢瑟福的理论解决不了。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新的假设，从而初次建立了氢原子理论。依据这个理论能够准确的推导出巴尔麦公式，并能纯粹从理论上算出黎德堡常数，与实验值非常符合。但是玻尔理论在解决稍复杂一点的原子结构例如氦原子时就困难了。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。玻尔的假设为：

1) 原子只能存在于一些不连续的稳定状态中，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，一切能量的改变都是由于吸收或放射辐射的结果，或者由于碰撞的结果。能量的改变只能从一个稳定态过渡到另一个稳定态的跃迁中产生，不能任意连续地改变。

2) 原子从能量为 E_n 的稳定态过渡到能量为 E_m 的稳定态时，其发射或吸收的单体辐射频率 ν 由下列关系式给出：

$$h\nu = E_n - E_m \quad (1-1)$$

此式称玻尔频率条件。通常可用图 1-1 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表示在两个能级之间发生跃迁时所辐射的谱线。在正常状态下，原子处于能量最小的稳定状态中，即处于低能级中。若受到外界的作用，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。受激态的原子是不稳定的，当它恢复到原来的状态时，将辐射出一定能量的谱线，谱线的频率可用 (1-1) 式求得。

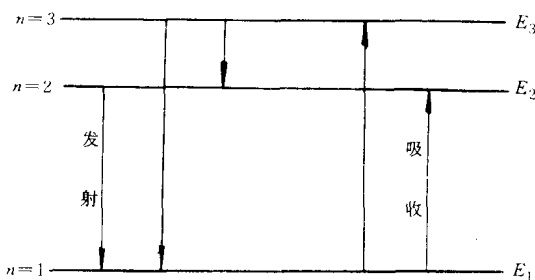


图 1-1 原子的能级

玻尔对氢原子作了定量的计算，得出在氢原子中，电子绕核旋转的轨道半径为：

$$a = 0.529177 \times 10^{-8} \times n^2 / Z (\text{cm}) \quad (1-2)$$

电子运动的能量为：

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

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 、 $E_3 \dots$ ，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_j 轨道时所辐射的频率为：

$$\tilde{\nu} = \frac{E_i - E_j}{hc} \quad (1-4)$$

应用 (1-3) 式后得

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2 c} \left(\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = RZ^2 \left(\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (1-5)$$

这就是类氢原子的广义巴尔麦公式。此时括号前的因子就是黎德堡常数的表达式:

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2 c} \quad (1-6)$$

把 m 、 e 、 h 、 c 等值代入, 算出:

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

实验值为:

$$R = 1.0967758 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

二者非常符合。说明玻尔的氢原子理论在揭示氢原子的内部结构方面获得了成功。

1.1.3 原子的壳层结构

在原子中, 电子被原子核所吸引, 从而绕核作轨道旋转。量子力学指出, 电子不能有任何的轨道, 而只能被限制在几个不连续能级的轨道上, 我们以字母 K 、 L 、 M 、 N 、 O 、 P 及 Q 按顺序表示这些所谓的壳层, K 层最靠近原子核, 能容纳最高能量的电子, 因而它被最紧密的束缚在原子中。所有轨道电子的特征是, 一定的量子状态限制了它们的能量、角动量、自旋及任一层中所能容纳的电子数, 例如: 铀原子的 K 层有两个电子、 L 层有 8 个电子、 M 层有 18 个电子、 N 层有 32 个电子、 O 层有 18 个电子、 P 层有 10 个电子以及 Q 层有两个电子。

一般说, 绕核运动的电子其壳层结构按照以下的规律分布:

在第 n 壳层上, 最多可容纳 $2n^2$ 个电子; 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 η^3 表示), 每一支壳层最多可容纳的电子数为: $2(2\eta+1)$; $\eta=0, 1, 2, \dots, (n-1)$, 这些支壳层可分别记为: $s, p, d, f, g, \dots$; 原子中的电子原则上从第 $n=1$ 层开始排列, 布满第一层布第二层, 依此类推。同时考虑到电子的分布将尽可能使其体系的能量为最低。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。

通常, 随原子核中质子数的增加, 电子从 K 层至 Q 层将按顺序逐步被充满。但有两种情况显然没有按这种法则进行, 一种情况是稀土元素, 它的 P 层有两个电子, 而 O 层有 8 个或 9 个电子, N 层被全部充满。由于原子的化学性质仅仅取决于最外层的电子数, 所以, 稀土元素有相似的化学属性, 并在周期表中占据相同的位置。与此类似, 我们也可以说明铜系元素在周期表中的位置, 在这种情况下, 铜系原子的 P 层和 Q 层电子未被填满, 但 O 层却被填满。

化学元素周期表是依据元素的化学和物理性质, 有规律和有周期性再现的情况而排列的。在这种排列中, 族的数目 (0~8) 总是表示最外层或次外层的电子数。 O 族包含了那些有完整电子层结构的元素, 化学性质极不活泼, 是属于稀有元素或惰性气体。1 族包含的是碱金属, 它们有完整的电子层结构, 最外层有一个电子。2 族包含的是碱土金属, 它们也有完整的电子层结构, 最外层有两个电子。3 族包含铝族元素, 包含在这族中的元素是稀土和铜系, 尽管它们没有完整的内部电子层, 但其最外层有三个电子, 因此它们有基本相同的化学性质。在其它剩下的族中, 就是唯一被命名为卤素的第 7 族, 它们有完整的电子层结构, 最外层有七个电子。

1.1.4 基本粒子

1) 电子 富兰克林 (B. Frankling) 在 1750 年提出这样的假设: 电的流动并不是一个连续的过程, 而是许多不连续电荷的流动。1833 年迈·法拉第发表了电解定律, 他发现输送一摩尔分子二价材料从一个电极到另一个电极, 所消耗的电正好是一价材料的两倍。他证实了电是以成整倍数的某种电荷单元而存在。1874 年, G. Johostone Stoney 假设所有的单价离子所携带的电荷数相同, 并根据法拉第的工作计算出溶液中离子的平均电荷, 他称这电荷是电子。虽然他的计算结果还不准确, 但他的研究方向是正确的。早在几年前, Willam Crookos 在一个近似抽真空的发射管中发现了阴极射线, 后来, Arthur Schus-tev 和 J. J. Thomson 分别在实验中, 发现这些阴极射线和 β 射线是以高速运动并带负电荷的电子。依据阴极射线在磁场和静电场中的偏转, Thomso 能够粗略的测量出电子 (或 β 粒子) 的荷质比 e/m 。

电子电荷的实验是直接确定电子所带电荷的实验, 最初由 Townsend 和 Thomso 分别于 1896 和 1898 年进行的。他们的方法是类似的, 冷凝带有负离子水, 然后计算水微滴的数目, 以及冷雾滴所携带的总电荷数, 依据这些数据, 便可求出每个冷雾滴的平均电荷。

1909 年, R. A. Millikan 进行了一项重大实验, 这项实验称为 Millikan 油滴实验, 他提供了关于带电原子核特征的令人信服的证据, 并因此获得了诺贝尔奖。Millikan 使用高倍数的光学仪器, 观察带电油滴的自由降落, 以及在电场作用下油滴的上升速度, 他还借助斯托克斯定律算出了单个微滴的电荷。他发现, 计算出来的所有微滴的电荷都正好是一个最小值 ($1.5196 \times 10^{-19} \text{C}$) 的整数倍。这个实验直接找到了原子核电特性的证据。此后, 许多科学工作者运用更精密的仪器和数据测量了电子的电荷。1928 年以后, 借助于 X 射线衍射法, 使用分格光栅或晶体点阵间隔, 获得了阿伏加德罗常数的准确数值。综合阿伏加德罗常数和法拉第实验, 电荷的电量值便能准确确定。以后, 人们还完成了确定电子其它性质的许多实验。表 1-2 给出了电子性质的最新数据。

2) 质子 1827 年布朗观察到了气体分子运动的近似图象, 即布朗运动。1886 年, Goldstein 观察到阳极射线流通过克鲁克斯发射管阴极的孔洞, 形成了发光射线, 它们被称为极隧射线。这种射线与阴极射线的区别在于其传播方向显示出它们是阳离子。1898 年, Wein 测出了这些阳极射线在电场和磁场中的偏转, 以此为据, Wein 计算出它们的荷质比 e/m , 并且发现这个比例要比电子的相应比例小得多, 事实上, 这个比例取决于发射管中气体的种类, 并且它是氢原子的最大值。

Thomson 使用了能说明元素的原子本质的偏转场, 将不同质量的阳极射线分离开。在这以后, Aston、Bainbmdgeh 和 Dempster 做了更精确的测量, 他们使用质谱仪展示了原子结构的全部同位素图象。所有这一切说明, 氢离子是一个基本的结构单元, 它被命名为质子, 其特性由表 1-3 给出。

表 1-2 电子性质

电 量	$1.602 \times 10^{-19} \text{C}$
静 质 量	$9.109 \times 10^{-31} \text{kg}$
经典半径	$2.818 \times 10^{-15} \text{m}$
磁 距	$-9.271 \times 10^{-24} \text{J/T}$
康普顿波长	$2.426 \times 10^{-12} \text{m}$

表 1-3 质子性质

电 量	$1.602 \times 10^{-19} \text{C}$
静 质 量	$1.673 \times 10^{-27} \text{kg}$
经典半径	$2.818 \times 10^{-13} \text{m}$
磁 距	$+1.409 \times 10^{-28} \text{J/T}$
康普顿波长	$1.321 \times 10^{-15} \text{m}$

3) 中子 1930 年, Bothe 和 Becker 观察到, 当铍和锂等轻元素受到 α 粒子 (氦离子) 的轰击后, 会发出一种非常强烈的辐射, 如果将这种辐射解释为 γ 辐射, 那么铅的半价层将有几个厘米厚, 这表明 γ 能量接近 3MeV。然而, 居里和约里奥却指出这个假设与他们的实验是矛盾的, 因为与强辐射相作用将获得非常高能量的反冲质子。

1932 年, Chadwick 解开了这个疑点, 他假设组成这种辐射的中性粒子与质子具有相同的重量, 这个假设为我们提供了一种令人信服的图象, 并立即得到人们的承认, 他称这个粒子为中子。许多物理学家和化学家的实验完善了这个假说, 中子的性质由表 1-4 给出。

表 1-4 中子性质

电 荷	中 性
静 质 量	$1.675 \times 10^{-27} \text{kg}$
经典半径	$1.532 \times 10^{-18} \text{m}$
磁 距	$-9.646 \times 10^{-27} \text{J/T}$
康普顿波长	$1.319 \times 10^{-15} \text{m}$

4) 正电子 1932 年, Anderson 发现了正电子。在云室的研究中, 他注意到有一中离子, 轨迹与电子完全相同, 只是在磁场中偏转方向与电子相反。早在几年前, Dirac 的理论就预言了这种粒子的存在。1933 年, Blackett 和 Occhialini 通过实验指出, 当宇宙射线和物质相互作用时, 能给出大体等量的电子和正电子流。

更进一步的实验证实, 正电子在原子中和具有电子相同的重量、静质量以及静能量, 所带的正电荷与电子的负电荷数相等。它具有相同的自旋角动量, 但它的磁距却与电子的磁距数值相等、符号相反。因而, 正电子是一种寿命极短 (10^{-7}s) 的粒子, 仅在运动时存在, 一旦靠近电子, 便与电子结合而形成光子 (辐射湮没)。

5) 中微子 1934 年, Fermi 用连续光谱的谱线分布代替用量子论假设的离散线来解释 β 辐射时, 发现能量守恒定律出现了矛盾, 他提出了中微子的假设。他认为这种中微子其质量等于或接近零且不带电荷, 在 β 衰变过程中, 与 β 粒子共同分担其能量释放。人们已经普遍承认中微子的存在, 洛斯阿拉莫斯国家实验室的 Cowan 和 Reines 提供了证实中微子存在的许多证据。

6) 介子 1934 年, Yakawa 在解释各种核粒子被原子核吸引的核力时, 第一个提出了介子的假设。1936 年, Anderson 在他的云室宇宙射线研究中, 看到了这种粒子, 它们极不稳定, 寿命非常短, 其质量小于中子但大于电子, 要么带正电荷, 要么带负电荷。进一步的实验揭示了几种类型介子的存在, 现在大体分类为: μ 介子, π 介子和 τ 介子, 所有介子的寿命都极短, 并能自发的衰变成一个电子或一个正电子以及一个中微子, 象带电的介子一样, 也存在中性的介子。

7) 超子 人们观察到许多各种质量的其它粒子, 统称超子, 并进行了一般的分类。主要有 Δ^0 、 Σ^+ 、 Σ^- 、 Ξ^- 、 Ω^- 等, 它们的质量相当于电子质量的 2000 倍左右, 但平均寿命非常短, 约 10^{-10}s 。

8) 反粒子 1955 年, Segre 与他的合作者通过实验提出了反粒子存在的依据, 这些反粒子的存在能解释早期量子论的某些矛盾。应该相信, 所有的粒子都有反粒子, 正粒子和反粒子, 其电荷等量异号, 磁距方向相反。

1.2 原子核和放射性衰变

1.2.1 核结构模型

对原子核结构作出精确的分析是困难的, 主要是有关核理论的问题尚未根本解决。目前

虽然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广出来的,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的模型。

(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-质子作用力中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,将原子核比做液滴,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上成功的。但是,另一方面大量的实验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,但是由于原子核的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。原子中的电子是处于原子核的库仑场中,受库仑力的作用;而核子呢? 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包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。这些核子就不是处于静止的势场中,而是处在变动的势场中,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作较全面的描述。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的壳层时,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,球形的平衡就会被破坏,平衡形状成为非球形,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,如果能量较低时,振动形状是周期性变化,但体积不变,这称为形状振动。形状振动不大时,可以看作是各级振动的迭加,其中主要是四极振动。

3) 原子核的转动 偏离完整的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。

1.2.2 原子核的基本性质

1) 原子核的电荷 因为原子是中性的，原子核所带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的相当多，原子核的半径可以确定；而对轻原子核，原子核密度降低到零的变化距离相对的长一些，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 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ cm，原子轨道半径的数量级为 10^{-8} cm，因此原子半径是原子核半径的 $10^4 \sim 10^5$ 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。大量的实验表明，原子核半径与质量数 A 间存在以下关系：

$$r_0 = R_0 A^{\frac{1}{3}} \text{cm} \quad (1-7)$$

式中， 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：

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \frac{3M}{4\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3 N} \quad (1-8)$$

式中， $N=A/M$ 是阿伏加德罗常数。将 R_0 和 N 的值代入即得 $\rho \approx 10^{14} \text{t/m}^3$ ，水的密度为 1t/m^3 ，原子核的密度是水密度的 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 1.0036654 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

$$A = Z + N \quad (1-9)$$

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： $^{16}_8\text{O}$ ， $^{17}_8\text{O}$ ， $^{18}_8\text{O}$ 。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 (1-9) 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， $^{16}_8\text{O}$ ， $^{17}_8\text{O}$ ， $^{18}_8\text{O}$ 仍属同一种元素。中子数不同仅造成元素的质量不同，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。根据精确的测量，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 $1.66 \times 10^{-27} \text{kg}$ ）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一原子质量单位的基本单元所组成，而每个核外电子的质量为： $9.1 \times 10^{-31} \text{kg}$ ，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的质量，在对原子核进行某些描述或计算时，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倍数，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。

5) 原子核的角动量和磁距 许多实验证明, 原子核有角动量和磁距, 也就是说, 原子核总是象陀螺一样旋转, 并且具有磁性。原子核的总角动量为: $\sqrt{I(I+1)}(h/2\pi)$, 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, 所以原子核具有磁距。原子核的总磁距可以表达为 $g\sqrt{I(I+1)}\beta$, β 为核磁子, g 为一个因子, 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, 而是椭球式电荷分布, 它对核外电子有影响, 这在原子和分子光谱的形成过程中显示出来。

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 (即铍的原子核质量和 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 个电子的质量) 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。按照相对论的原理:

$$E = mc^2 \quad (1-10)$$

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (1-11)$$

核子结合形成原子核时, 有质量减少现象, 这说明在形成原子核时有能量释放, 所释放的能量称为原子核的结合能。一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, 这就是形成 ${}^9_4\text{Be}$ 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, 它具有一系列的特点: 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。

1.2.3 放射性衰变

前面谈到原子核的基本性质, 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, 在绝大多数的情况下, 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 作为坐标画在图上, 便可以看到, 稳定的轻原子核大致在 $N=Z$ 的直线上, 如图 1-3 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增加的方向偏移。这是因为稳定重原子核所含的质子数必须少于中子

数, 否则它们所累积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, 改变率必然与当时存在的总原子核数 N 成正比, 即:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \text{ 亦即 } \frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (1-12)$$

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

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1-13)$$

式中, 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, 原子核的数目减少到原来的一半, 则 T 称为半衰期, 由 (1-13) 式

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1-14)$$

此式给出了半衰期与 λ 的关系, λ 大, T 则短。在一种放射性物质中, 有些原子核衰变早, 有些原子核衰变晚, 即其寿命长短不同, 其平均寿命 τ 可由下式计算:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t(-dN) = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t\lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (1-15)$$

从 (1-14) 式可得:

$$T = 0.6930\tau \quad (1-16)$$

T , τ 和 λ 是三个常用的常数, 知道其中的一个, 即可算出其余两个。

半衰期在射线检测中应用得较多, 其值可用实验方法确定。用计数器测出单位时间内原子核衰变数目 dN/dt , 根据 (1-12) 和 (1-13) 式:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}, \quad \ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t \quad (1-17)$$

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 1-4 所示)。利用这条直线可以直接读出半衰期 T 的值, 根据 (1-14) 式的定义, $N=1/2N_0$ 时的 t 即为半衰期 T , 也就是直线上

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N) = \ln\left(\lambda \frac{N_0}{2}\right)$$

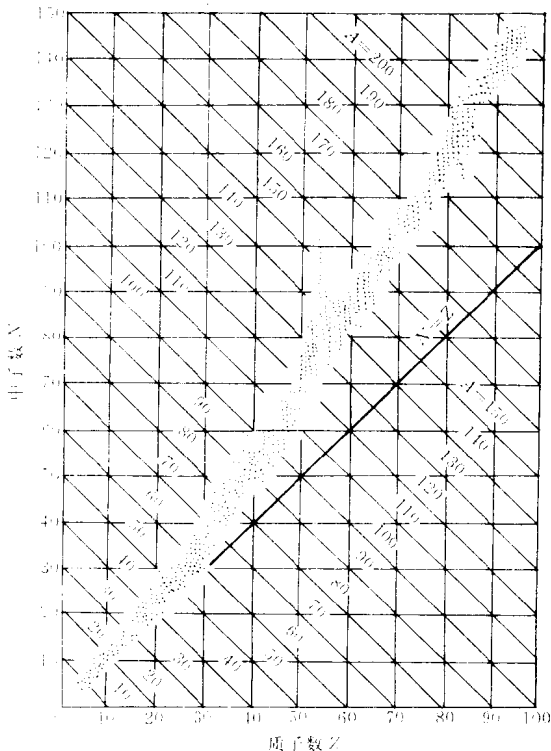


图 1-3 原子核的“位置”

处的 t 即为半衰期 T 。

(2) α 衰变

经过前人的实验研究,我们知道组成 α 射线的 α 粒子是高速运动着的氦原子核。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 的能量局限在一个很小的范围内,一般小于 2MeV 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 粒子的能量增大到一定的程度后,衰变寿命就会短到无法探测,例如 8.95MeV 的 ThC' 的 α 衰变的半衰期只有 $3.2 \times 10^{-7}\text{s}$ 。所以大部分能观察到的 α 射线的能量都在 4~8MeV 的范围内。

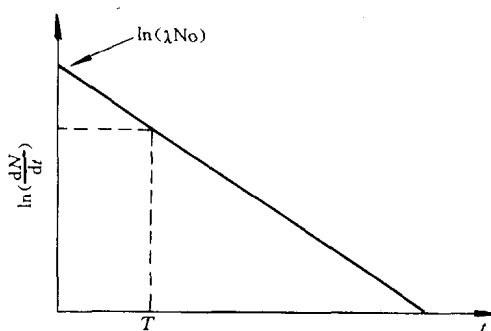


图 1-4 半衰期的测定

原子核放射出来的 α 粒子具有一定的速度,即有一定的动能,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,直到损失完毕,由此可知, α 粒子经过一个的射程之后才使能量全部损失。

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的 α 粒子所组成。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之间进行的结果。例如 ThC 到 ThC'' 的 α 衰变共有 6 群 α 粒子,它们的能量和相对强度如表 1-5 所示。

表 1-5 ThC 放射性的 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_0 间衰变能之差 (MeV)
α_0	6.086	27.2	6.203	0.000
α_1	6.047	69.9	6.163	0.040
α_2	5.765	1.7	6.874	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 ThC'' ,其能态变化如图 1-5 所示, ThC 在发射 α 粒子的同时,将产生反冲,并具有反冲能,即子核的动能。 α 粒子的能量与子核动能之和称为 α 衰变能,可写为:

$$E_\alpha = \frac{1}{2}Mv^2 + Mrvr^2 \quad (1-18)$$

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

图 1-5 说明了 α 射线谱的形成, ThC 发射出 6 组 α 射线, α 粒子的最大动能为 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 ThC 在进行 α 衰变而生