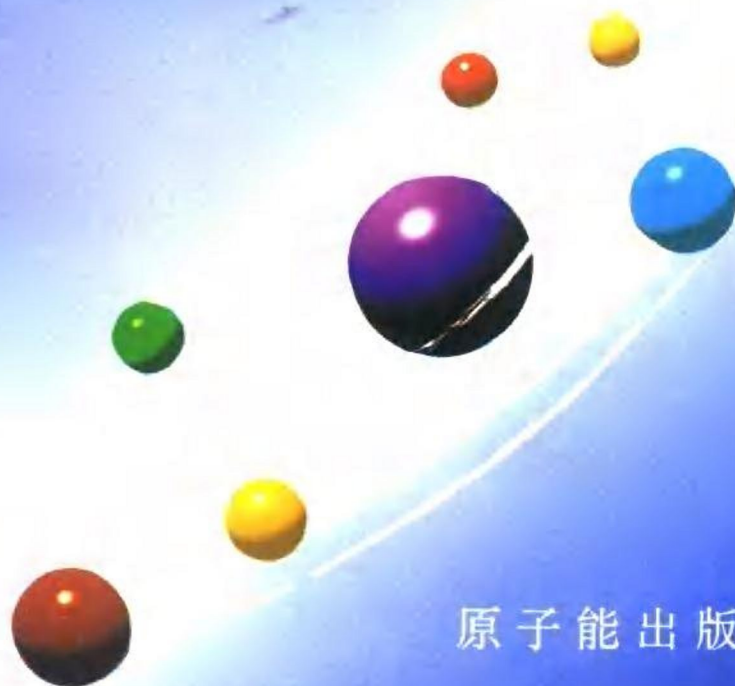


实验原子核物理学

戴光曦 编著



原子能出版社

实验原子核物理学

戴光曦 编著

原子能出版社
北京

图书在版编目(CIP)数据

实验原子核物理学/戴光曦编著. —北京:原子能出版社,1995.6

ISBN 7-5022-1178-0

I. 实… I. 戴… II. 原子核-物理学 N.O571

中国版本图书馆 CIP 数据核字(94)第 03975 号

内 容 简 介

本书著者是实验核物理学家,我国的重离子物理实验研究开创者。他在中国科学院从事核物理实验研究 30 多年,又在国外一流实验室研究了 5 年;著有《重离子物理》一书,主编了我国第一张彩色核素图、核素图册、《核素常用数据手册》;在国内外发表学术论文约 130 篇。

本书从实验的角度来介绍原子核物理学,阐明了当代核物理的新发现与进展,并讲述了与实验密切相关的粒子探测原理、单元探测器和电磁场分析与偏转设备。这样就为工作在核科学研究、核医学以及同位素应用等领域的广大科技人员提供了一本较好的参考书。本书对原子核的静态特性、衰变特性、核碰撞、核结构等作了深入浅出的,并有一定理论深度的阐述;此外还对天体核物理作了简介。



原子能出版社出版发行

责任编辑:袁祖伟

社址:北京市海淀区阜成路 43 号 邮政编码:100037

原子能出版社印刷厂印刷 新华书店经销

开本:787×1092mm 1/16 印张 25.5 字数 653 千字

1995 年 6 月北京第 1 版 1995 年 6 月北京第 1 次印刷

印数:1-700

定价:26.85 元

目 录

前言	(1)
第一篇 原子核物理基本知识和研究现状	(3)
第1章 原子核的静态特性	(5)
1.1 核半径及其测定方法	(5)
1.2 核质量与结合能半经验公式	(10)
1.3 原子核形状,自旋与电、磁矩及其测定方法	(18)
* 1.4 中子皮与中子晕核素	(35)
第2章 原子核的衰变特性	(38)
2.1 α 衰变与自发裂变,裂变,液滴模型加壳修正	(40)
2.2 裂变形变的几何学	(57)
2.3 β 衰变和裸核 β_{λ} 衰变	(61)
2.4 次级衰变——缓发粒子与 γ 退激	(76)
2.5 重离子衰变与质子直接衰变	(95)
第3章 核素与核起源概述	(97)
3.1 核素天然丰度与核起源	(97)
* 3.2 核素图与新核素合成	(103)
第4章 原子核碰撞	(108)
* 4.1 全熔合与非全熔合反应, LMT 与碰撞参数的测定	(111)
* 4.2 前平衡粒子发射与用弹核破裂测定费米动量	(128)
* 4.3 深度非弹性碰撞与热核巨偶极共振	(137)
* 4.4 弹性散射	(150)
* 4.5 直接原子核反应	(156)
* 4.6 费米球分析法	(166)
* 4.7 库仑激发	(168)
* 4.8 热核多重分裂与核解体	(172)
* 4.8.1 热核的物态方程与核温度测定	(172)
* 4.8.2 热核的裂变,多重分裂与核解体	(174)
第5章 原子核结构	(180)
5.1 壳层模型	(180)
5.2 原子核的统一(集体)模型	(191)
* 5.2.1 原子核的转动模型与高自旋态和超形变带	(193)
5.2.2 尼尔逊单粒子形变壳模型	(204)
5.2.3 原子核的振动	(206)
5.2.4 综合模型与核矩和电磁跃迁	(214)
第6章 原子核物理学中常用的数学公式与常数	(221)
6.1 常用的数学公式	(221)
6.1.1 各类坐标系下的 ∇ , ∇^2 和 $L=r \times p$ 的表示	(221)
6.1.2 球谐函数	(222)
6.1.3 三维方位阱势	(223)

6.1.4	球谐函数展开成平面波	(215)
6.1.5	转动下球谐函数的变换性质	(226)
6.1.6	D 矩阵的性质	(227)
6.1.7	两个角动量的相加	(228)
6.1.8	C 系数的解析表示式	(230)
6.1.9	三个角动量的耦合	(231)
6.1.10	转动矩阵 D 的进一步讨论	(232)
6.1.11	维格纳-埃卡特定理	(234)
6.1.12	粒子被中心势的散射	(236)
6.1.13	散射矩阵(S 矩阵)	(238)
6.1.14	库仑势散射	(239)
6.1.15	核势加库仑势的散射	(242)
6.1.16	张量算符	(243)
6.1.17	粒子的同位旋	(245)
6.2	常用的常数与单位	(246)
参考文献		(248)
第二篇 探测原理与单元探测器		(250)
第 7 章 能量带电粒子在介质中的运动		(252)
7.1	能量带电粒子在介质中的电离	(252)
7.2	能量带电粒子在单晶中的沟道效应	(260)
7.3	切伦科夫辐射效应	(266)
第 8 章 中性粒子在介质中转换为带电粒子的过程		(268)
8.1	γ 射线在介质中的吸收截面	(268)
8.2	中子在介质中的行为	(278)
第 9 章 电离-收集型探测器		(281)
9.1	气体室	(284)
9.1.1	电离室、正比计数器与 G-M 管	(284)
9.1.2	布喇格曲线电离室	(287)
9.1.3	平行板雪崩室(PPAC)	(298)
9.2	半导体探测器	(299)
9.2.1	PN 结型半导体探测器	(301)
9.2.2	锂漂移锗、本征锗与硅探测器	(307)
9.2.3	化合物半导体探测器	(313)
第 10 章 电离发光型探测器		(314)
10.1	闪烁体	(315)
10.2	闪烁体的发光机理	(319)
10.3	闪烁膜与微通道板	(324)
10.4	闪烁计数器的性能及应用	(326)
10.5	中子球与中子多重性的测定	(330)
第 11 章 电离径迹型探测器		(335)
11.1	固体径迹探测器	(335)
11.2	核乳胶径迹探测器	(342)

11.3	流光室	(344)
11.4	气泡室	(346)
参考文献		(349)
第三篇 电磁场的分析与偏转设备		(350)
第12章 电场与磁场偏转分析系统		(351)
12.1	偏转磁场与对数梯度	(351)
12.2	在二极磁场中带电粒子的运动	(354)
12.3	静电偏转器	(356)
12.4	扇形二极磁场的聚焦(源与像处在无场区)	(357)
12.5	扇形磁场聚焦的矩阵分析法	(360)
第13章 电、磁四极透镜聚焦系统		(368)
13.1	磁四极透镜聚焦系统的传输矩阵分析法	(369)
13.2	磁四极透镜与光学透镜的类比	(371)
13.3	电四极透镜聚焦系统	(373)
第14章 β 粒子和电子磁谱仪		(374)
14.1	纵向 β 磁谱仪	(374)
14.2	横向磁场的 β 谱仪	(379)
第15章 重离子磁谱仪与次级束流线		(382)
15.1	宽域磁谱仪	(382)
15.2	重离子磁谱仪	(383)
15.3	大型重离子磁谱仪	(384)
15.4	次级束流线	(387)
第16章 电磁速度选择器		(391)
16.1	电磁速度选择器的离子光学	(393)
16.2	电磁速度选择器的应用	(394)
第17章 质谱仪中的电磁偏转分析系统		(397)
参考文献		(400)

前 言

原子核物理学是在实验研究中发展起来的。由于低、中、高能和相对论能区全离子加速器提供使用,研究原子核有了强有力的手段,使原子核物理学在核-核碰撞的研究中无论在深度与广度上均得到迅速的发展。

现代原子核研究分基础研究和应用研究。基础研究注重于从低能($6\sim 20\text{ MeV/u}$)、中能($20\sim 200\text{ MeV/u}$)、高能($200\text{ MeV/u}\sim 2\text{ GeV/u}$)、直到相对论能区($<1\text{ GeV/u}$)的重离子核反应;主要研究核的各类极限状态,有限核质(原子核)的热力学性质以及核-核碰撞的动力学性质等;应用研究主要有天体核反应各类截面测定,放射体的示踪研究,能量粒子与凝聚体,生物体作用产生的各类效应研究以及在医学上进行诊断、治疗的核医学临床研究等。原子核物理学一直是一门以实验带头的科学、应用的科学。1939年发现了裂变后仅5、6年,第一座核反应堆运转,第一颗原子弹爆炸。稍后核壳模型、液滴模型与核的转动模型等才相继成熟。

现代科学技术与工业的长足进步,丰富了现代原子核研究的手段。例如半导体锗 γ 探测器的发明和电子计算机的使用将核谱学数据增加几十倍,并发展出高自旋的转动核谱学。又例如上百个各类探测器和能处理上千种信息量的计算机的关联使得在重离子核反应中的热核从蒸发、裂变、多重碎裂直到核散架等现象得到研究。实际上这种多元探测器配合、多参量的计算机获取与分析已经用于核CT诊断仪中。

本书以核物理及其实验与设备为主分三篇撰写:即原子核物理基础与近况,粒子探测原理与单元探测器以及电磁场的分析与偏转设备。

在原子核物理基础与近况一篇中描述了原子核的静态与衰变特性,概述了原子核核素自然丰度与核起源,最后谈了核反应与核结构;同时加入了核物理的最新发现与研究进展。在粒子探测原理与单元探测器以及电磁场的分析与偏转设备等二篇中较详尽地表述了现代核实验的仪器设备与原理。这些设备与实验核物理是不可分的,也是工作在核应用部门的广大读者所需要的。

原子核基础研究沿着 Z (核内质子数), N/Z (核内中子数与质子数的比), E (核激发能)和 I (核自旋)等四个方向延拓,发现延拓过程中的新现象并找到它们的限度。现在核内质子数已达到111;裸核的 β_{u} 衰变,即 β 衰变到束缚态,已被观测到。轻核的所有可能的核素已全部合成,发现了中子皮和中子晕的核素从而对壳模型提出严峻的挑战;已合成约2000多种核素,其中50个中子和质子的双幻核已被合成;已获得重热核的激发能高达 1 GeV ,核温度达到 6 MeV ;核的高自旋态已测到 $65\hbar$ (超形变态)。

但是这些成就离核的存在限度尚远,例如尚未达到超重核稳定岛,3000种新核素有待发现,核的物态方程有待建立,核的统计过程与核碰撞的动力学过程有待区分以及超晕态是否存在有待研究等。

现代核探测方法朝多元、关联并与计算机联网方向发展,并保留更多的探测余量。探测单元朝多功能与多鉴别方向发展。例如早先使用的电离室发展出布喇格曲线电离室、 ΔE 和 E 复

合电离室和平行板双栅雪崩室,以及飞行时间测量技术。本书将带电粒子探测单元分为电离—收集、电离—发光和电离—径迹等三种类型,这就从原理上对诸多探测单元作出了区分。在电磁偏转一篇中重点对磁二极与磁四极设备作了原理描述。核物理实验室的许多大型实验设备都是基于它建立起来的,例如次级放射性束流线。这些也是核物理学家应该了解的基本知识。自从全粒子中、高能重离子加速器建成后,可把研究客体放在运动坐标系中来研究,此即逆运动学原理。这样核反应中的所有产物均可被探测与分析。这时的探测器系统是电磁分析器和各类探测器的有机的组合。

原子核研究应用于国民经济与服务于民众福利方面大体有两个方面:核能方面与非核能方面。基于中子物理和输运理论而建造的核电站将作为 21 世纪的我国主要能源之一,它是最干净、最安全的可用能源。对轻核聚变能的研究,包括磁约束与惯性约束方法的研究,将作为 21 世纪中叶建立起聚变核电站的基础,最终解决人类的能源需求。在非核能方面主要是以核技术结合其他学科发展起来的边缘学科。稳定同位素与放射性同位素的示踪应用,如加速器质谱计用于古地质学, ^{14}C 用于文物年代考证,短寿命的核素用于核医学的诊断与治疗等;中子、质子和重离子束的活化分析用于材料科学;从核素的天然丰度与核反应截面来模拟天体演化与变革过程;束箔光谱学对原子内壳与天体光谱研究;离子注入作材料改性研究;以及穆斯堡尔效应、核波谱学、离子在单晶中的沟道效应等等。可见原子核研究的应用,上至天体、早及远古,在对原子、分子、晶体、固体、生物体直到人体等各个物质层次的研究中都证明是卓有成效的。可以预言,21 世纪原子核物理研究及其应用将得到更大的发展。

第一篇 原子核物理基本知识和研究现况

原子核物理学研究的对象是原子核。通过测定原子核自发或诱发的各种射线和测定原子核与原子核碰撞过程中所关联的各种信息,可取得对原子核内部规律的了解。

经过近一个世纪核物理学家与核化学家们的努力,已经发现或经过人工合成后鉴定的原子核,共有 2300 多种。这 2300 多种核素中,除了 300 种是天然存在的稳定核素外,其余都是不稳定的、放射性的核素。这些不稳定核素通过 β^- 、 β^+ (或 ϵ 电子俘获)、重离子衰变、 α 衰变、质子直接衰变、自发裂变和同核异能跃迁等初级衰变过程,以及 γ 跃迁、 β 缓发粒子 (如缓发中子、质子或 α 粒子) 等次级跟随衰变过程,而趋向于各个稳定核素及稳定态。一个核素可用它包含的中子数 N 、质子数 Z 以及它们的总质量数 A 来描述。将这 2300 多种核素按 A 、 Z 和 N 的次序排成一个图,称作核素图。在该图中每一个小格代表一种核素,在格中列下每个核素最基本的特性:质量、天然丰度、自旋宇称、半衰期、衰变类型、各型衰变分支比、衰变能量以及各种反应截面等。在核素图中一般标记出 N 及 Z 的幻数,2、8、20、28、50、82 和 126。这样可以从整体上了解原子核在幻数附近的特性变化趋势。核素图只给出主要的核素数据,更为详细的数据由核素表或同位素表给出。在核素表中,还给出核素的磁矩、电四极矩值,给出 A 链各同质异核素相对基态能量差以及每个核的低能激发分立能级图及各种衰变细致的数据。美国 1978 年出版的第七版核素表是目前已出版的最完整的一本。它总结了全世界无数核物理学家与核化学家所测出的大量的实验结果。

核素图每三、四年更新一次数据,也增补一些新核素的数据。这反映出射线探测器不断地改进,和大量的实验工作正在开展的情况。例如 60 年代初期,发明了锗(锂漂移式)- γ 探测器 [Ge(Li)- γ 探测器],从而把对 γ 测量的能量分辨率从 100keV 左右提高到 2keV,即提高 γ 能量分辨率 50 倍左右。尔后,使用 Ge(Li)- γ 探测器对所有核素的 γ 射线作了重新测定,更新和补充了大量的核态数据。从 60 年代至今的 30 年中,仅超钷元素已补充了自 102 号到 111 号等 10 种新元素、共 43 种核素;至于朝远离 β 稳定线两侧拓宽的新核素,补充的就更多了。理论上预言,在中子下滴线及富质子核寿命长于 10^{-10} s 线所包围的核素区,考虑到自发裂变半衰期的寿命限制后,应该有 7000 种核素能为人们所合成、发现与测定。因此,现在核科学家们只探索了其中的 1/3,今后还有大量的工作需要做。

原子核物理研究对象——核素,它的种类繁多,这从广度上决定了核物理学家工作的繁重性。与原子物理相比较,核素种类比元素种类(在目前)要多 20 倍;原子的良好的周期性使之能对同族的化学性质有很精确的预示,可是核素的周期性(幻数)所起的这种作用就比较小;原子的描述由电子数(它等于 Z) 来决定,而原子核则要由 Z 、 N 两个数来决定,这样多了一维,问题变得复杂多了;原子中的力可用库仑力描述,而库仑力又是十分清楚的,原子核中不但存在库仑力而且存在很强的核力,而后者又不甚清楚。从这些情况看来,原子核物理学不管从广度上与深度上都比原子物理学的研究困难得多。

现有 2000 多种核素,每一种核素要测量其静态特性(如质量、电磁矩、自旋宇称)、动态特性(能级、能级之间的跃迁概率、衰变特性等),可见其实验工作量是相当大的。而且这仅是原子核结构所涉及的问题。另一方面的研究是原子核碰撞(反应)的研究。目前重离子加速器已经是全离子、全能量(单核能从 5MeV/u 直到 2GeV/u)加速器,可以加速 300 种稳定核素。这样 300 种束流与 300 种靶,组成原子核碰撞系统共 45000 对。每对碰撞系统若采用 10 个入射能量,则共需进行 450000 轮实验。当然现在的核碰撞实验离这种要求尚远,只是对典型核束与典型靶(大致分成轻、中、重系统)作了一些测量。当前中能($20\sim 200\text{MeV/u}$)、高能($200\text{MeV/u}\sim 1\text{GeV/u}$)和相对论能区(大于 1GeV/u)的重离子加速器已建成出束,并且得到了许多新成果。如裸核 β 衰变到束缚态已做了实验;50 双幻核 ^{100}Sn 已合成;从裂变到多重碎裂到核散架等的热核性质已进行测定等。

第 1 章 原子核的静态特性

原子核的静态特性包括核半径、核质量、自旋宇称与磁矩和电四极矩等。

1.1 核半径及其测定方法

简单地把原子核看成一个球,而存在一个核半径参数,这是人们对核传统的看法。核半径有多大?这是本世纪初科学家们争论的焦点。那时汤姆逊测定了电子的荷质比后,发现电子质量相当小,现在测定值为 $5.4858026 \times 10^{-4} \text{u}$ 。电子质量只是氢原子的 $1/1840$,可以忽略不计。所以原子的质量可以看作完全是核的贡献。如果微观原子核具有宏观固体密度时,原子核大小应和原子大小相同。这就是汤姆逊的想法。1905 年汤姆逊提出的原子结构设想是,带正电的原子核与原子半径相同,而电子嵌在其中,像松软的蛋糕中嵌进几粒瓜子一样。汤姆逊的这种错误的原子结构模型,被卢瑟福 1911 年做出的著名的 α 粒子散射实验所推翻。这个实验用天然 α

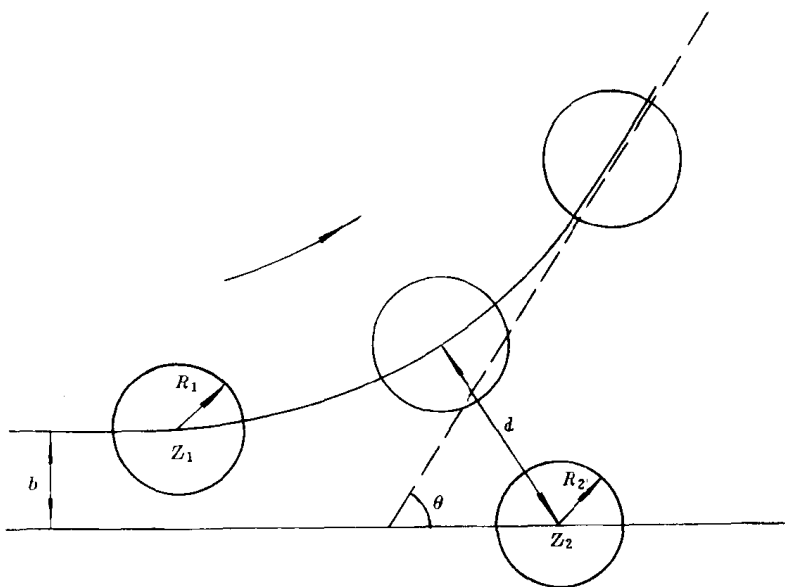


图 1.1 卢瑟福散射

在靶核质量远大于核弹质量情况下的散射轨迹图。

图 1.1):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2mv^2} \right]^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{1}{2}\theta} \quad (1.1)$$

这时核弹与靶核最接近距离 d 为

$$d = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{mv^2} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{1}{2}\theta} \right) \quad (1.2)$$

同时,偏转函数 $\theta = \theta(b)$ 或 $b = b(\theta)$ 可表示成

放射源所产生的 α 粒子轰击重核组成的金属靶,并观测 α 粒子散射到各个角度上的概率。卢瑟福观测到在大角度上仍存在可观的散射 α 粒子,因此只有假定原子核是集中在原子中心一个极小的区域内,并集中了几乎全部原子的质量与全部电荷,才可能解释实验结果。

令投射粒子,或称核弹的质量为 m_1 ,速度为 v_1 ,核电荷为 $Z_1 e$,则在瞄准距离为 b (或称碰撞参数)入射到靶核($Z_2 e$)上,被散射到质心系 θ 的概率 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 可以表达成著名的卢瑟福散射截面公式(见

$$b = \frac{Z_1 Z_2}{mv^2} \cot \frac{1}{2} \theta \quad (1.3)$$

微分截面与 b 的关系为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta} \cdot \frac{db}{d\theta} \quad (1.4)$$

卢瑟福散射截面(1)式的推导是从纯库仑势 $V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ 的散射着眼的。这个势是点电荷势。要使散射过程满足(1)式,必然要求最接近距离 d 下,两个核仍保持两体分开的情况。而汤姆逊模型由于核保持两体分开时作用力为零,两核重叠为一部分或全部时都给不出两个点电荷的作用势 $V_c(r)$ 的情况,所以该模型是错误的。卢瑟福散射截面公式(1.1)成立,要求

$$d \geq R_1 + R_2 = R$$

在对头碰时,相应的条件是

$$V_c(R) \geq E \quad (1.5)$$

也就是在入射能量小于库仑势的情况下,才在 θ 为 $0 \sim 180^\circ$ 范围内成立。如果 $E > V_c(R)$,则擦边角 θ_c 满足

$$\sin \frac{1}{2} \theta_c = \frac{V_c(R)}{2E - V_c(R)} \quad (1.6)$$

当 $\theta > \theta_c$,则两核有重叠,核力起了作用,这时将使散射粒子减少而出现转移反应和其他核反应事件。从弹性库仑散射的 θ_c 值,就可以确定核半径 $R = R_1 + R_2$ 的数值。实验得到核半径 R 与质量数 A 的关系为

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.7)$$

在此 r_0 为一常数,在 10^{-13} cm (1fm) 单位下,大致为 1.2~1.5 之间。

卢瑟福通过 α 粒子散射确立了原子有核模型,得出核半径为 10^{-12} cm 的量级,这比原子半径 10^{-8} cm 小 4 个量级;所以核体积比原子要小 12 个量级,换句话说核密度将比原子的大 13 到 14 个量级。这是十分令人惊奇的事。是什么力把原子核那样大的质量束缚到一个极小的体积中呢?大家知道,人类在总结宏观运动规律时,早已发现物质之间存在两种相互作用力,一个是万有引力,一个是电磁作用力(库仑力是其中的一个特例)。这两种力都是长程力,而万有引力与库仑力均可用两体间距平方反比律来描述。从核内束缚情况来看,核内库仑力是互相排斥的(质子之间),必然需要假定尚存在十分强的引力,必需假定这个引力是短程的,以致使得在宏观尺度上还观察不到它的存在。于是引进了具有短程的、强吸引力的核力的概念。既然是短程的,比平方反比律来讲衰减更快,那只能是 $\frac{1}{r^n}$ (n 很大) 或随距离作指数快衰减的情况更为恰当。

从(1.7)式可见,原子核具有核质量密度 ρ 为一常数的特点。即

$$\rho = 0.17 \text{ 核子 / fm}^3 \approx 0.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3 \quad (1.8)$$

故原子核的体积正比于质量数 A 。这个事实本身也得出核力的短程性质,即核中核子仅与其相邻核子有核力作用;否则,核的结合能将 $\frac{1}{2} A(A+1)$ 即与 A^2 成正比。而实际上核的结合能仅与 A 成正比增加。因此,也得出了核力的短程性质。

现在回到核半径测定的另一些实验上来。利用高能电子散射实验来对原子核中质子分布进行测定,是一种测定核半径的精密方法。正是由于有了这方面的成就,R. Hofstadter 荣获 1961 年诺贝尔奖。他用 153MeV 电子轰击原子核来测量电子的散射角分布。这时电子的德布

$$\lambda_e = \frac{hc}{E_e} = \frac{197.3}{E_e(\text{MeV})} \text{fm} \quad (1.9)$$

在 $E_e \approx 150 \text{MeV}$ 下, λ_e 大致在 1.3fm , 故和原子核线度差不多, 或者还短些。这样, 电子的散射所感受到的核散射, 当然不是由一个点电荷而是由一个具有一定分布的体电荷的散射。从图 1.2 可见, 实验点比点电荷所预示的低一个量级, 同时实验角分布呈现出缓慢振荡的衍射花纹, 并在 $\theta \approx 45^\circ$ 及 85° 呈现出极小值。按照光学衍射公式

$$R = \frac{2\sin(\frac{\theta_2}{2})}{\lambda_e} - \frac{2\sin(\frac{\theta_1}{2})}{\lambda_e} = \pi \quad (1.10)$$

将 $\theta_2 = 85^\circ, \theta_1 = 45^\circ$ 代入, 可以求出 $R = 5.236 \lambda_e = 6.8 \text{fm}$ 。在图 1.2 中显示了两种核密度的分布形式 $\rho(r)$ 。A 组形式是均匀分布, 并有明显“间断”锐边缘, 这时核半径

$$R_A = 6.87 \text{fm} = 1.18 A^{1/3} \text{fm} \quad (1.11)$$

另一 B 组密度分布, 假定是费米双参数模型的电荷分布 (简称费米分布):

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (1.12)$$

在此 R 为核密度下降到一半时的半径, 其中 $a = 0.53 \text{fm}$, 为描述核密度的弥散度, 这时, 在与数据

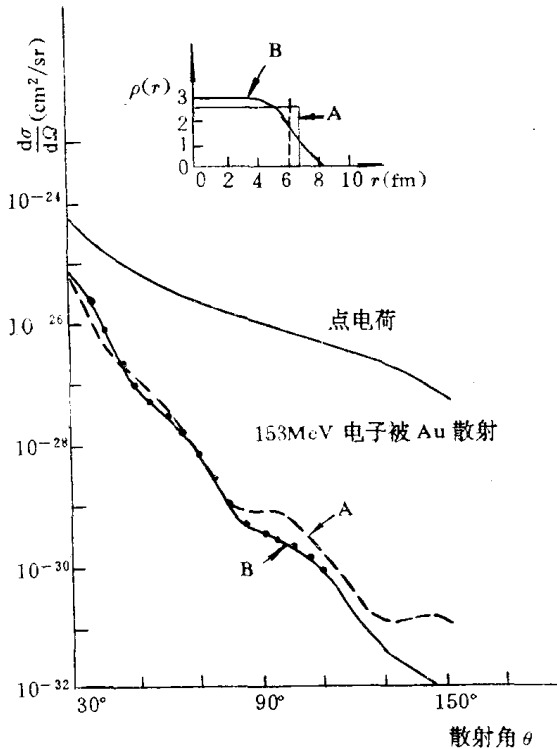


图 1.2 153 MeV 电子被金靶散射角分布

拟合下得到

$$R = 6.38 \text{fm} = 1.07 A^{1/3} \text{fm} \quad (1.13)$$

其中, 从图 1.2 可见, B 组是与实验点拟合较好的。对于原子核来说式 (1.12) 的密度分布比较合理。也就是说核密度在边缘是逐渐减小的。定义核密度从 ρ_0 的 90% 下降到 10% 的径向广延为表层厚度 t , 则

$$t = (4 \ln 3) a \approx 4.4 a \quad (1.14)$$

上述对散射电子角分布的拟合是用电子计算机作出的。这时电子被 Z 核弹性散射截面

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{点核}} \cdot |F(q)|^2 \quad (1.15)$$

在此 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{点核}}$ 是假定靶核第一个带 Ze 正电荷的对电子的散射截面, 又叫作蒙脱 (Mott) 截面,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{点核}} = \left(\frac{Ze^2}{2E_e} \right)^2 \frac{\cos^2(\frac{\theta}{2})}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \frac{1}{1 + (2E_e/Mc^2) \sin^2(\frac{\theta}{2})} \quad (1.16)$$

而 $|F(q)|^2$ 是核的形状因子。对于球对称的电荷分布, 即 $\rho = \rho(r)$ 时,

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr \quad (1.17)$$

式中

$$q = \left(\frac{2p_e}{h}\right) \sin \frac{\theta}{2} = \frac{2}{\lambda_e} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.18)$$

在此 p_e 为入射电子的动量。从对实验数据作拟合后,可以给出(1.15)式中的 $F(q)$ 值来,然后用(1.17)式的傅里叶变换式可以求出 $\rho(r)$ 来

$$\rho(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) \sin(qr) q dq \quad (1.19)$$

第三种确定原子核半径的方法是 μ 介子原子方法。 μ 介子静止质量 m_μ 比电子的大 207 倍, μ 介子可看成一个重电子。当 μ 介子被核俘获到其玻尔轨道上,此轨道半径比电子玻尔轨道的小 m_μ/m_e 倍,所以 μ 介子在最低 μ 介子原子态下,大部分时间是穿入核内运动的。例如对 Pb 的 μ 介子原子,其主量子数 $n=1$ 的轨道半径为 3.1fm,这时有 50% 的时间 μ 介子在核内运动。而 $n=2$ 的轨道半径为 12fm,是处于核外运动。原子核从 μ 介子束中俘获 μ 介子后,先以非辐射跃迁从较高轨道朝低轨道跃迁。这种非辐射跃迁一般是发射俄歇电子。然后仅在 2p-1s 跃迁中才发射 KX 射线。 μ 介子从高轨道跃至 2p 态,只需 $10^{-13} \sim 10^{-14}$ s,而从 2p 到 1s 的电磁跃迁寿命却在 10^{-8} s 左右。

从 μ 介子原子的 2p-1s KX 射线的能量,可以确定原子核的半径。由于 μ 介子原子中的 μ 介子十分靠近原子核,所以更加感受到核电荷的分布。例如 μ 介子铅原子的 2p-1s KX 的射线,按核是点电荷计算,其能量为 16.4MeV,可是由于核有有限大小,即核电荷有一分布,实测出来该能量仅为 6.02MeV。由此可见,能量差别是很大的,这就有可能很灵敏地决定核电荷的分布半径。

对于一个点核来说, μ 介子原子的束缚能由狄拉克理论给出,为

$$E_{\text{点}} = \frac{1}{2} m_\mu c^2 \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2 \left(\frac{n}{|K|} - \frac{3}{4}\right)\right] \quad (1.20)$$

式中: α 为精细结构常数, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$; n 为主量子数; $|K|$ 可以取两个值:对 $j = l + \frac{1}{2}$ 时取 $l + 1$,对 $j = l - \frac{1}{2}$ 时取 l 。

对于有限电荷分布的核,库仑能异于点核的能量差为 ΔE_c ,则

$$\Delta E_c = \int_0^\infty d^3r |\psi|^2 \left[V(r) - \frac{Ze^2}{r}\right] \quad (1.21)$$

在此 $V(r)$ 和 $\frac{Ze^2}{r}$ 分别为在 r 处的有限核与点核所产生的库仑势;而 $|\psi|^2$ 表示 μ 介子的波函数,即表示 μ 介子在 r 处存在的概率。令有限核电荷分布 $\rho(r)$ 应满足下式:

$$\int_0^\infty \rho(r) 4\pi r^2 dr = Ze \quad (1.22)$$

同时在 r 较小时的 μ 介子波函数是

$$\phi(r) = C(Z, n, e) r^{l-1} \quad (1.23)$$

在此系数

$$C^2(Z, n, l) = \left[\frac{2Zn}{(l+1)a_0 m_\mu}\right]^{2l+3} \frac{1}{(2l+1)!} \quad (1.24)$$

式中 a_0 是介子氢原子的玻尔半径。将(1.23)式代入(1.21)式中,有

$$\Delta E_c = \frac{C^2(Z, n, l)}{(2l+2)(2l+3)} \int_0^\infty \rho(r) r^{2(l+1)} r^2 dr \quad (1.25)$$

此式是从一级微扰计算中给出的,它对 Z 很大和 $l = 0$ 或 1 来说,近似性较差,应作真空极化效应的修正等。从 μ^- 介子原子决定出的核半径 $r_0 = 1.17\text{fm}$, $R \approx r_0 A^{1/3}$ 。在表 1.1 和表 1.2 中列出了实验确定的 r_0 值。

表 1.1 μ^- 介子原子的 K_{α} X 射线与得出的 r_0 值

元素	X 射线能量(keV)	线宽(keV)	r_0 (fm)
Mg	295.6	17.7	1.45 ± 0.18
Si	400.4	22.0	1.32 ± 0.09
Fe	1261.4	42.8	1.25 ± 0.02
	1262.8	47.7	1.24 ± 0.02
Sn	3446.4	79.1	1.24 ± 0.01

表 1.2 μ^- 介子原子 K_{α} X 射线决定的中重核的 r_0 值

元素	Bi	Pb	Pr	Ce	La	Ba	Ag
r_0 (fm)	1.200	1.195	1.216	1.217	1.211	1.206	1.237

最后谈一下从镜核来决定核半径的方法。1938 年贝特(Bethe)提出用相邻镜核的库仑能差来计算原子核半径。镜核,例如 ^{11}C 和 ^{11}B ,是 ^{11}C 的一个质子被中子替代后形成 ^{11}B 。 ^{11}C 的能量比 ^{11}B 为高,原因在于库仑能增加。计算这个库仑能差一般可用量子力学方法,计算所差的那个质子在核中的波函数,然后计算其库仑作用能。但是比较烦杂一些。经典考虑简单,但算出结果比前者大百分之几。

按经典考虑,把原子核看成一均匀带电球,则其电荷密度 $\rho_c = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3}$,而在该球表面处的

库仑势 $V_c(R) = \frac{Ze}{R}$,或改写成包含 ρ_c 的因子:

$$V_c(R) = \frac{4}{3}\pi\rho_c R^2 \quad (1.26)$$

现我们来求 $V_c(r)$ 。对均匀带电来说, $r < R$ 处的电场强度 $E_c(r)$

$$E_c(r) = -\frac{\partial V_c(r)}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \int_0^r 4\pi x^2 \rho_c dx = \frac{4}{3}\pi\rho_c r \quad (1.27)$$

对上式从 r 到 R 积分可以得到 $V_c(r)$ 值:

$$V_c(r) - V_c(R) = \frac{2}{3}\pi\rho_c (R^2 - r^2)$$

$$\text{及} \quad V_c(r) = V_c(R) + \frac{2}{3}\pi\rho_c (R^2 - r^2) = \frac{Ze}{2R^3} (3R^2 - r^2) \quad (1.28)$$

在此把 ρ_c 及 $V_c(R)$ 值代入。

有了 $V_c(r)$ 的表示式(1.28),可以算出均匀带电球中的库仑总能量 E_c ,

$$E_c = \frac{1}{2} \int_0^R V_c(r) \cdot \rho_c 4\pi r^2 dr = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \quad (1.29)$$

在此 $\frac{1}{2}$ 因子是由于积分中电荷元 $\rho_c 4\pi r^2 dr$ 既作为电荷又作为产生 $V_c(r)$ 位能的项, 对 E_c 贡献两次, 所以积分后乘以 $1/2$ 因子。从 (1.29) 式出发, 得到相邻镜核的库仑能量 ΔE_c ,

$$\Delta E_c = \frac{3e^2}{5R} [(Z+1)^2 - Z^2] = \frac{3(2Z+1)e^2}{5R} \quad (1.30)$$

由此库仑能差, 可以得到 R 值。库仑能差可通过电荷交换反应如 (p, n) 、 $(^3\text{He}, T)$... 等的 Q 值的实验值给出。例如对于 $(^{29}_{14}\text{Si}, ^{29}_{15}\text{P})$ 这一对镜核, 从 $^{29}_{15}\text{P} \xrightarrow{\beta^+} ^{29}_{14}\text{Si}$, 这时 β^+ 衰变能为 4.96MeV , $\Delta E_c = 4.96\text{MeV}$ 。从 (1.30) 式可以计算出 $R = 5.04\text{fm}$, $r_0 = 1.64\text{fm}$, 这个值显然大了一些。如果考虑到电荷是非均匀分布的, 则将会减少 r_0 值, 例如使 $r_0 = 1.28 \pm 0.05\text{fm}$ 。

核半径的研究一直到现在仍在继续进行。一般采用 (1.13) 式与 (1.14) 式的值。但是光学模型位势拟合实验数据时, 对于不同入射粒子核半径 r_0 与核库仑半径 r_c 选取不同的值。一般 $r_0 = 1.16 \sim 1.25\text{fm}$, $a_0 = 0.62 \sim 0.80\text{fm}$; 而 $r_c = 1.25 \sim 1.3\text{fm}$ 。实际上作为一个小变化的参数来对数据进行拟合, 并系统化地规定, 对不同靶核 A 、入射粒子、入射能量, 选出一定范围适合的 r_0 值。用重离子熔合截面测定核半径时, 得到熔合临界半径值 $r_c = 1.0 \pm 0.07\text{fm}$, 而作用半径 $r_{\text{IR}} \approx 1.4\text{fm}$ 。

1.2 核质量与结合能半经验公式

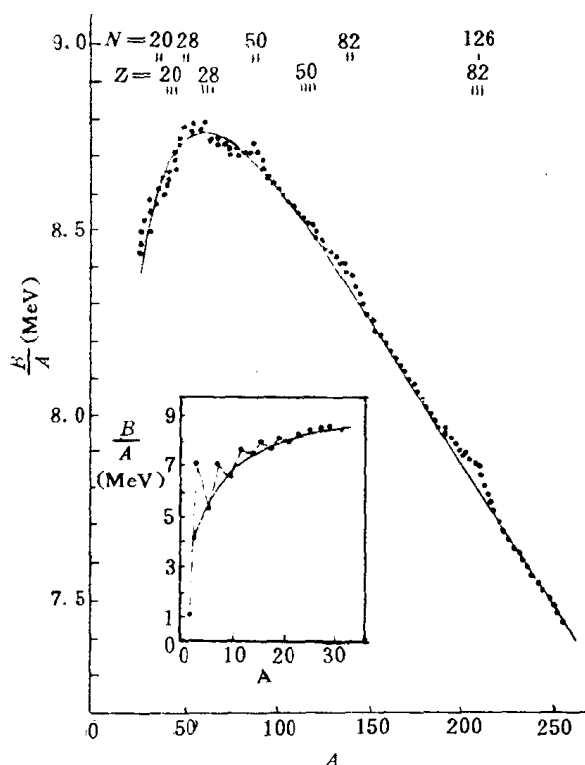


图 1.3 原子核单核子结合能数据(点)与液滴模型预言值(实曲线)的比较

在上节所讨论的核半径测定中, 我们仅涉及到库仑作用, 而回避了核力的问题。核力或核位势决定了原子核的结合能, 并表现出核的质量亏损。原子核能的利用正是以不同质量核的单核子结合能存在一定的差别为基础的, 所以它是一个重要的研究课题。

一个原子核由 N 个中子与 Z 个质子所组成, 但它的质量并不等于 N 个中子与 Z 个质子的质量和, 而存在质量亏损 ΔM ,

$$\Delta M = \frac{1}{c^2} B(N, Z) = NM_n + ZM_p - M(N, Z) \quad (1.31)$$

在此 $B(N, Z)$ 为结合能的定义式, 它与质量亏损 ΔM 是按爱因斯坦著名的质能关系 $E = mc^2$ 相联系。

在图 1.3 中显示了单核子结合能(或称比结合能)随 A 变化的规律。可见在 A 大时比结合能比起中质量核的比结合能要小。这就是说, 一个重核在分裂成两个中质量核时, 由于重核结构较松, 而中质量核结构较紧, 从而放出原子核能来。

这就是裂变核反应堆的物理基础。

由于我们只关心核的质量亏损,或结合能,所以在讨论原子核质量时,只需对结合能 $B(N, Z)$ 进行考虑就可以了。在此所提出的问题是,给定 Z 和 N 后,能否计算出 $B(N, Z)$ 来。在图 1.3 中的实曲线就是从液滴模型的半经验质量公式得到的。下面主要对这方面作一介绍。

基于原子核与液滴的相似性,如短程力、不可压缩性而使密度为一常数等,1935 年魏茨克尔(Weizsäcker)得出了结合能的半经验公式:

$$B(N, Z) = \underbrace{b_v A}_{\text{(体积能)}} - \underbrace{b_s A^{2/3}}_{\text{(表面能)}} - \underbrace{\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r_c A^{1/3}}}_{\text{(库仑能)}} - \frac{1}{2} b_{\text{sym}} \frac{(N - Z)^2}{A} + \text{对力能} \quad (1.32)$$

在此 $b_v, b_s, b_{\text{sym}}, \dots$ 等为可调的经验参数,它由与实验点最佳拟合后给出。

在公式(1.32)中第一项是对结合能贡献最大的一项,是体积能 $b_v A$,其余各项均是将结合能变小一些的修正项。体积能 $b_v A$ 与 A 成正比,这反映出核力的短程性。正如在上节所讨论的,如核力力程在核线度范围内不衰减为零,则体积能本应与 A^2 成正比。第二项为表面能的贡献, $b_s A^{2/3}$ 。因为处在原子核表面的核子只感受到表面内邻近核子与它的作用,而表面外则很少或没有核子与之作用,所以表面核子结合能就比 b_v 小一些。表面能应等于表面积 $4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}$ 乘上某一常数来表达,而且对总结合能的贡献是一个负值,故用 $\propto A^{2/3}$ 的项表示。第三项是核内质子排斥力引起的库仑能。由于库仑排斥力的作用而抵消了一部分核力的吸引力,这使原子核变松一些,即结合能变小一些。从(1.29)式可见,假定核内质子是均匀分布的,则库仑能为 $\frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_c} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{r_c A^{1/3}}$ 。尔后半经验结合能(质量)公式中,对以上三项所作的改进不大,主要关注于第四项(对称能项)和第五项(对力能项)。

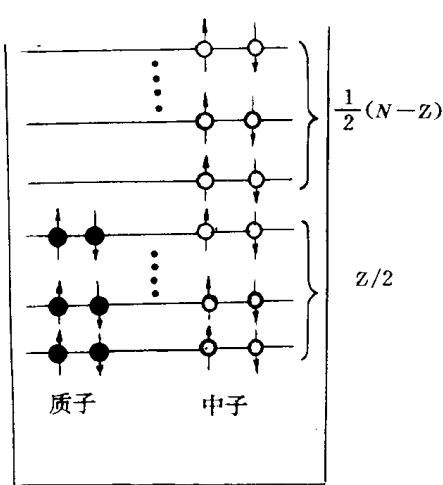


图 1.4 质子与中子在原子核能级上的填充

对称能项与 $\frac{(N - Z)^2}{A}$ 成正比,它反映了若 N 与 Z 不相等时将出现对结合能有一负值的贡献。这个问题的本质在于中子与质子都是费米子,遵从费米-狄拉克统计。从图 1.4 可见,因为核子是费米子,一个轨道只可以填充 2 个质子和两个中子。这样在给定 A 下,在 $N = Z$ 时,中子与质子各自填充自己的最低的一些轨道,给出最低能态,从而给出总的核体系的动能最小。若 $N > Z$,则一些质子由一些中子所取代,这些质子本来可以填充较低质子轨道的,却不得不由中子填充较高动能的中子轨道,这就使整个体系动能增加。这是费米-狄拉克统计造成的对称能项中出现的动能部分。此外,还有对称能中的位能部分,在重核中,中子过剩才稳定的事实,使人们不得不认为中子所感受到的平均核势与质子的有所不同。我们把核子在核中所感受到的单

粒子平均核位势写成如下形式:

$$V = V_0 + \frac{1}{2} t_z \frac{N - Z}{A} V_1 \quad (t_z = \begin{matrix} 1/2 & \text{对于中子} \\ -1/2 & \text{对于质子} \end{matrix}) \quad (1.33)$$

则核的总势能为单粒子势能总和的一半,

$$\begin{aligned} V_{\text{总}} &= \frac{1}{2} (N + Z) V_0 + \frac{1}{8} \frac{N(N - Z)}{A} V_1 - \frac{1}{8} \frac{Z(N - Z)}{A} V_1 \\ &= \frac{1}{2} A V_0 + \frac{1}{8} \frac{(N - Z)^2}{A} V_1 \end{aligned} \quad (1.34)$$