

内 容 提 要

《原子核理论》一书分为两卷出版。第一卷为核结构与核衰变，内容包括原子核的一般性质，原子核的壳模型与集体运动模型，核结构的微观理论，原子核的电磁相互作用和 β 衰变理论。第二卷为核力与低能核反应理论。两卷相对独立，可分别选用。

本书包括核结构理论的各主要方面，着重阐明其立论基础、物理意义和实验证据，所用公式绝大部分有详细推导。每章附有参考文献、习题或问题，供读者选用。

本书可作为核物理及理论物理专业研究生的教材和大学的教学参考书，并可供有关教师和研究人員参考。

原子核理论

第一卷

胡济民 杨伯君 郑春开 合编

责任编辑 刘荣久

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

北京电子外文印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092^{1/16}·印张23·字数561千字
1987年6月北京第一版·1987年6月北京第一次印刷

印数1—2,000·统一书号: 15175·818

定价: 3.75 元

前 言

本书是在北京大学技术物理系原子核理论课程讲义的基础上修改、补充而成。它主要是为核物理和理论物理专业的研究生和本科生进一步学习原子核理论知识而编写的。着重阐述原子核理论各主要方面的立论基础、物理意义及处理问题的基本方法。理论公式大都有详细的推导，理论计算的结果与实验事实的比较，以图表的形式给出。阅读本书绝大部分内容，需具有一般的原子核物理知识和量子力学基础知识。为了适应教学要求，本书分为两卷，第一卷为核结构与核衰变，第二卷为核力与低能核反应。这两卷内容基本上是相互独立的，可根据需要分别选用，每卷各章的次序也可重新调整、安排，并可独立选择讲授。

本书第一卷共七章，内容包括原子核的一般性质，原子核的壳模型与集体运动模型，核结构的微观理论，原子核的电磁跃迁与 β 衰变理论。全书由胡济民主编。在第一卷中，郑春开编写了第一章的前四节、第二章的第二、三节和第三章的第一节；杨伯君编写了第五、六、七章；胡济民编写了其余章节，并统一审校、修定全书。

本书初稿曾经核工业部教育司主持召开的审稿会审定。参加审稿会的有杨立铭、杨亚天、裘志洪、丁肇忠、陈学俊、廖继志、赵叔平、刘敦恒、储连元、张竞上、吴崇试、齐辉、周宗源、吕国雄、莫树春、李君清等同志，他们对初稿进行了逐章审阅，提出了不少宝贵意见。最后杨立铭、吴崇试、齐辉、陈学俊、陈泽民等同志又审阅了第一卷修改稿的部分内容，进一步提出修改意见，这些都有助于本书质量的提高，编者谨向他们一并致谢。原子能出版社责任编辑刘荣久和陈进贵等同志在本书的编辑加工等方面做了大量工作，为保证本书质量及其顺利出版付出了艰辛的劳动，编者对他们也深表谢意。

原子核理论涉及到理论物理的很多方面，而且又是发展非常迅速的一门学科，限于编者水平，书中缺点、错误在所难免，敬请读者指正。

编者 一九八六年三月于北京大学

绪 论

原子核物理是一门研究原子核结构、核反应和核子间的相互作用的学科。原子核与物质结构的其它层次相比,具有如下特点:

1) 原子核的性质和行为主要是由核子间的短程强作用所决定,核的 β 衰变则通过力程更短的弱作用而实现。在核环境中研究这些相互作用是核物理研究的一个重要方面,而这种研究又依赖于人们关于核结构方面的知识。正是这种相互制约的情况,使核物理研究具有特殊的困难,但也具有特殊的魅力。也正因为这种情况,在核物理研究中,往往采用更加与实验紧密结合的、唯象的、综合的方法,而较少采用理论物理学中常用的演绎的方法。

2) 一般认为,核子是由三个夸克所组成。实验测定质子的电荷半径几乎达到1fm,因此在核内核子的总体积几乎占了核体积的60%。在这样紧密堆积的情况下,不仅核子的结构会受到相当大的影响,甚至会发生六夸克或九夸克的组态,核子也可能处于各种激发态。这就使得人们不能把核与核子这两个层次清楚地区分开,迫使人们要去研究核内的介子和夸克自由度。也就是说,把原子核仅仅看成由以一定位势相互作用的核子所组成,即使在非相对论条件下,也不见得是一个很好的近似。

3) 在低能核物理中,人们常常近似地把原子核看成以位势相互作用的核子所组成的体系。即使是这样简化了的体系,也和原子、分子或凝聚体等其它多体系统有很大的差别:核作用要比电磁作用复杂得多,而且核子是以平等地位参加核体系的,不像原子或分子有一个质量很大的原子核作为自然的中心。此外,这种体系中的粒子数最多也不过两百多个,又和粒子数基本无限的凝聚态不同,往往不能用统计的方法,并受到有限边界的影响。例如,核形状的影响使裂变或重离子核反应变成了很难严格处理的过程。一般认为,核结构的复杂性是和核多体系的这种特点分不开的。

以上这些特点,已足以说明核物理在物理学基础研究中的意义与地位。但是,开展核物理的实验研究,需要大型的、精密的设备和大量的人力物力。而这种研究工作得以广泛地开展,主要还因为科学技术发展的需要。核能与核技术的应用在国民经济和各项科学技术的发展上占有着日益重要的地位,只有不断发展的核物理才能为这些应用研究提供必要的理论基础和精确的核数据。苏、美、英、法、联邦德国以及日本等国家都有大型的实验室从事核数据的实验测定和理论计算工作,并设有收集、评价和储存核数据的专门机构。近年来,我国对核数据工作也给予足够重视,建立了专门机构,组织并开展这项研究工作,已取得可喜的进展。

不言而喻,只有实验数据才是核物理知识的基本来源。但是,这并不是说,理论在核物理研究中的作用是不重要的。应该看到,只有经过理论分析,才能从实验事实推测核的运动形态,并进而分析这种运动形态的微观基础或预测某些核现象,再由实验验证。理论分析还可以帮助人们选择实验体系(靶核与入射粒子)、束流的能量和确定探测方面的要求等。总之,现代的核物理实验,或多或少总是在一定的理论指导下进行的。正确的理论指

导能大大提高实验研究的效果，而对实验结果巧妙的理论分析则往往能揭示出新的核现象。

原子核的理论大体上可以分为模型理论、微观理论和核子相互作用的研究三种类型。模型理论是从一定的物理图象出发，通过一定的经典的或量子力学的考虑，获得突出核的某些运动形态的方程式，并通过与实验的拟合来确定其引入的参量。一个成功的模型应该具有良好的理论基础，并且能定量或半定量地解释广泛的实验事实。微观理论一般从多体问题的非相对论薛定谔方程出发，在一定的近似条件下，解这个波动方程来求得所需的结果。核子相互作用的研究，包括自由核子间相互作用研究、核内非核子自由度的影响以及有其它重子参与的超核结构。

核理论是一个相当广阔的学科领域。本书的内容不得不有所选择，而这种选择也受到作者的兴趣和熟悉程度的影响。例如，近年来受到广泛注意并发展迅速的中、高能核物理被完全省略了。这是一个重要而广泛的学科领域，需要一本专著才能把这部分内容讲到一定的深度，而又能为物理类专业毕业生所接受。但是，对低能核物理的主要内容，还是在篇幅许可的范围内做了介绍。应该指出，有些理论模型或近似方法，从物理图象看是简单明瞭的，但具体应用中的数学计算往往十分繁杂，我们一般避免讨论这类数学问题。

核物理是一门迅速发展的学科。我们叙述的内容着重于已经比较确立的理论和实验事实，并注意了新的实验数据的收集和分析，使其尽可能接触到学科发展的前沿，希望能起到一个入门介绍的作用。

目 录

前 言	(i)
-----------	-------

第一编 构造物理学的历史和任务

导 论	(1)
第 一 章 构造物理学发展的主要阶段	(3)
第 二 章 构造物理研究的主要方向	(12)

第二编 构造物理学的物理基础

A 岩石的物理力学性质	
第 三 章 应变和应力的一般概念	(17)
第 四 章 岩石的蠕变	(21)
第 五 章 岩石的弹性	(30)
第 六 章 岩石的粘性	(34)
第 七 章 岩石的强度 (断裂形成的物理理论)	(41)
B 构造现象的模拟实验	
第 八 章 构造现象模拟实验的基本原则	(52)
第 九 章 相似条件	(54)
第 十 章 等效材料 (对等效材料的理论要求)	(66)
第 十一 章 用模型研究应力的光学方法	(71)

第三编 构造过程的物理理论

C 构造应力场	
D 断裂的形成机制	
第 十二 章 断裂分类的基本问题	(93)
第 十三 章 简单剪切变形理论	(103)
第 十四 章 与剪应变有关的雁列式裂隙的野外研究	(112)
第 十五 章 与剪应变有关的裂隙模拟	(117)
第 十六 章 大型断裂的野外研究	(127)
第 十七 章 大型断裂的模拟实验	(135)
第 十八 章 断裂对应力的影响	(139)

第十九章	大断裂研究的若干结果	(144)
E 褶曲的形成机制		
第二十章	研究褶曲的新方向	(149)
第二十一章	褶曲分类的基本问题	(158)
第二十二章	横向弯曲褶曲的模拟试验	(162)
第二十三章	纵向挤压和纵向弯曲褶曲的模拟试验	(176)
F 构造变形机制与应力场类型		

第四编 构造物理学在估计地震危险性中的应用

第二十四章	地震地质准则的构造物理学基础	(199)
第二十五章	最新和现代构造运动在新型详细地震区划中的应用	(216)
第二十六章	地震概略区划的方法基础	(237)

第五编 构造物理学在研究构造运动和深部过程中的应用

第二十七章	编制地壳深部构造区划图的原则	(260)
第二十八章	关于最新和现代深部构造运动资料的地球物理解释	(267)
第二十九章	在构造状态和地震活动性不同的各个区域中现代和 年青构造运动的定量特征	(285)
第三十章	岩浆作用和构造物理问题	(296)

第六编 地壳应力状态和构造过程的能量

第三十一章	考虑地壳各区段构造特性及其应力状态的模型实验	(309)
第三十二章	根据矿山巷道测量分析地壳上部的应力状态	(320)
第三十三章	估计地壳中构造应力的可能性	(326)
第三十四章	地震活动区构造过程的能量	(346)

第七编 构造物理学的发展前景

第三十五章	构造物理学新的发展方向	(355)
参考文献		(388)
作者简介		(415)

第一章 原子核的基本性质

§ 1 原子核的组成

1.1 中子、质子的基本性质^[1,2] 原子核是由质子和中子组成的。质子和中子统称为核子。要研究原子核的性质和运动形态,就要了解核子的基本性质,实验测量的结果如表1.1.1所示。

中子的质量比质子质量大 $1.29\text{ MeV}^{1)}$ 。因此自由中子有足够的能量可以衰变为质子,除产生一个电子外,还可提供 0.78 MeV 的动能,因而自由中子是不稳定的,平均寿命为 $14.79(\pm 0.29)\text{ min}$ 。质子是稳定的,平均寿命大于 10^{32} a ,目前还没有确切地观测到质子的衰变事例。质子会不会衰变,寿命多长,是正在研究中的问题。

中子与质子的自旋均为 $\frac{1}{2}$ (以 $\hbar$ 为单位),它们都是费米子,遵从Fermi-Dirac统计。

表 1.1.1 质子与中子的基本性质

性 质	质 子		中 子	
	数 值	测 量 方 法	数 值	测 量 方 法
质 量 MeV^2	938.2796 MeV	质谱测定法	939.5731 MeV	核反应中的 n - p 差
自 旋 l	$1/2$	原子与分子超精细结构	$1/2$	中子束磁共振
统 计	费米-狄喇克	H_2 转动谱	费米-狄喇克	核结构
平均寿命 τ_m	$>10^{32}\text{ a}$	探测衰变产物	$14.79 \pm 0.29\text{ min}$ ($n \rightarrow p + e^- + \nu_e$)	在中子束中计质子数
电 荷	$1 \pm 10^{-21}\text{ e}$	分子束电偏转	$(-1.5 \pm 2.2) \times 10^{-20}\text{ e}$	电偏转
电荷分布半径 $\langle r_E^2 \rangle^{1/2}$	$0.83 \pm 0.02\text{ fm}$	电子-质子散射	$0.36 \pm 0.01\text{ fm}$ $\langle r_E^2 \rangle = -0.126\text{ fm}^2$	原子中的中子- 电子散射
磁偶极矩 μ , 以 $e\hbar/2M_{\text{pc}}$ 为单位	$2.79284 \pm 6 \times 10^{-5}$	原子与分子束,核感应	$-1.91304 \pm 4 \times 10^{-5}$	中子束磁共振
磁矩分布半径 $\langle r_M^2 \rangle^{1/2}$	$0.83 \pm 0.02\text{ fm}$	电子-质子散射	$0.79 \pm 0.15\text{ fm}$	电子-氘核散射
与 π 介子耦合常数 $f^2/\hbar c$	0.081 ± 0.003	π - p 散射 p - p 散射	0.08	$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ n - p 散射
夸克组成	uud		udd	

(取自文献[1] p. 4, 已略作修改补充)。

1) 由质能关系式 $E = mc^2$, 质量与能量相当, 所以在核物理中的质量也常用能量单位表示。 1 MeV 的能量相当于质量 $m = 1\text{ MeV}/c^2 = 1.782676 \times 10^{-30}\text{ kg}$ 。

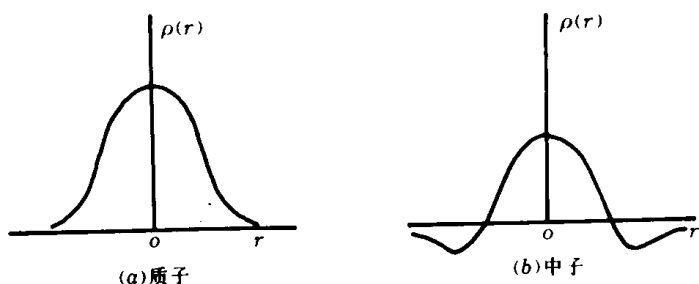


图 1.1.1 核子电荷分布示意图
(a) 质子 (b) 中子

中子与质子是结构的。一般认为是由夸克组成，并且很可能围绕着介子云。由电子在质子和中子上的散射实验可以得到质子、中子的电荷分布如图1.1.1所示。

1.2 同位旋 质子和中子的质量很相近(在许多核物理问题中，可以忽略其差别)，自旋都是 $\frac{1}{2}$ 。实验表明，核子之间的相互作用近似地与电荷无关。因此，可以把质子、

中子看成是一种粒子的两个状态(不同的电荷态)。引进一个新的量子数——“同位旋”来描述这种自由度。

自旋 $s = \frac{1}{2}$ 的粒子，在 z 方向有两个可能的不同取向，即 $s_z = +\frac{1}{2}$ 与 $-\frac{1}{2}$ ，它们分别表示了自旋平行于 z 轴和自旋反平行于 z 轴两种不同的状态。与自旋相类似，可以引入一个新的算符 t ，称同位旋矢量，它在同位旋空间不同的取向代表了一种粒子的不同电荷态。因为核子只有两种不同的电荷态，所以核子的同位旋量子数 $t = \frac{1}{2}$ 。它在同位旋空间有两个可能的取向，即 $t_3 = +\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ ，它们也分别代表两种不同的电荷态。按照习惯，规定 $t_3 = +\frac{1}{2}$ 的为质子态， $t_3 = -\frac{1}{2}$ 的为中子态。对于 π 介子，它有三种不同的电荷态： π^+ 、 π^0 、 π^- ，则同位旋量子数 $t=1$ ，同位旋空间的三个不同分量 $t_3 = +1, 0, -1$ 则分别对应于 π^+ 、 π^0 、 π^- 三种不同的电荷态。

通常引入算符 τ ，令 $t = \frac{1}{2} \tau$ ，则 τ 与泡利算符 σ 在形式上完全相同， τ 与 σ 有相同的代数， τ 称为同位旋泡利算符。 τ 在同位旋空间中有三个分量： τ_1 、 τ_2 和 τ_3 。 τ_3 有两个本征值， $\tau_3 = 1$ 代表质子， $\tau_3 = -1$ 代表中子。 τ 与 σ 有相同的对易关系

$$\tau_1 \tau_2 = i \tau_3, \quad \tau_2 \tau_3 = i \tau_1, \quad \tau_3 \tau_1 = i \tau_2 \quad (1.1.1a)$$

$$\tau_i \tau_j + \tau_j \tau_i = 2 \delta_{ij} \quad (1.1.1b)$$

在 τ_3 为对角矩阵的表象中

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.1.2)$$

质子与中子波函数分别为

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.1.3)$$

有时为了方便，采用符号

$$\nu \equiv |p\rangle \quad \delta \equiv |n\rangle$$

$$\text{则 } \tau_3 \gamma = \gamma \quad \tau_3 \delta = -\delta \quad (1.1.4)$$

$$\text{令 } \tau_{\pm} = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2) \quad (1.1.5)$$

$$\text{则 } \tau_+ |p\rangle = 0 \quad \tau_+ |n\rangle = |p\rangle \quad (1.1.6)$$

$$\tau_- |p\rangle = |n\rangle \quad \tau_- |n\rangle = 0 \quad (1.1.7)$$

这表明, 算符 τ_+ 的作用是把中子态转换为质子态, τ_- 把质子态转换为中子态。

对于两个核子的体系, 和角动量相加的规律一样, 总同位旋 $\mathbf{T} = \mathbf{t}(1) + \mathbf{t}(2)$, 两核子体系 $\mathbf{T}^2$ 与 T_3 的共同本征态有三重态 ($T=1$) 和单态 ($T=0$)

$$\text{三重态} \begin{cases} \gamma(1) \gamma(2) & \text{质子-质子 } T_3 = 1 \\ \delta(1) \delta(2) & \text{中子-中子 } T_3 = -1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} [\gamma(1) \delta(2) + \gamma(2) \delta(1)] & \text{中子-质子 } T_3 = 0 \end{cases} \quad (1.1.8)$$

$$\text{单态 } \frac{1}{\sqrt{2}} [\gamma(1) \delta(2) - \gamma(2) \delta(1)] \quad \text{中子-质子 } T_3 = 0 \quad (1.1.9)$$

显然, 三重态同位旋波函数是交换对称, 单态同位旋波函数是交换反对称。引进同位旋量子数后, 描写核子状态需要五个“坐标”(三个空间坐标, 自旋 s 和同位旋 t), 描写核子体系的总波函数为 $\Psi(r_1 s_1 t_1, \dots, r_n s_n t_n)$ 。因为核子为费米子, 交换任何两个核子的全部坐标(包括空间、自旋和同位旋), 要求波函数是反对称的。

引入电荷交换算符

$$P_{\tau} = \frac{1}{2} [1 + \tau(1) \cdot \tau(2)] \quad (1.1.10)$$

对同位旋单态 $^1\xi$ 和三重态 $^3\xi$ 分别有

$$P_{\tau} ^1\xi = -^1\xi \quad P_{\tau} ^3\xi = ^3\xi \quad (1.1.11)$$

若以 P_x, P_y 分别表示空间和自旋的交换算符, 则交换两个核子的全部坐标, 波函数应是反对称的, 可以表示为

$$P_{\tau} P_x P_y = -1 \quad (1.1.12)$$

或

$$P_{\tau} = -P_x P_y$$

对于核子, 电荷 Q_N 与同位旋的关系为

$$Q_N = \frac{1}{2} + t_3 \quad (1.1.13)$$

两个核子间的库仑作用可以表示为

$$\frac{e^2}{r_{12}} \left[\frac{1}{2} + t_3(1) \right] \left[\frac{1}{2} + t_3(2) \right] \quad (1.1.14)$$

两个核子以上的体系的总同位旋 $\mathbf{T}$ 与 t_3 不可交换, 因此哈密顿量中如包含库仑作用时, 体系的总同位旋不是守恒量, 只有忽略库仑作用时总同位旋才是守恒量。一般地讲, 同位旋是近似守恒量, 但 T_3 总是守恒量, 因为它是与总电荷相联系的。

在粒子物理中, 电荷与同位旋的普遍关系为

$$Q = \frac{1}{2} B + T_3 \quad (1.1.15)$$

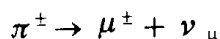
式中 B 为重子数, 对于核子 $B=1$, 反核子 $B=-1$, π 介子 $B=0$ 。在强相互作用下, 电荷守恒、重子数守恒、同位旋也守恒。

1.3 介子及核子的激发^[3] 核子之间、核子与介子之间主要是强相互作用。在低能现象中, 最重要的, 也是最轻的强相互作用的粒子是 π 介子, 它可以由核子-核子的碰撞产生

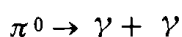


入射核子要有足够的能量 (在 $\geq 290 \text{ MeV}$) 才能产生 π 介子。两个质子碰撞可以产生 π^+ , π^- ; 初始核子必须有一个是中子才能产生 π^- 。

π 介子的自旋为 0, 宇称为负, 同位旋为 1。它们的质量为 $m_{\pm} = 139.6 \text{ MeV}$, $m_0 = 135.0 \text{ MeV}$, 自由的 π 介子可以衰变。带电的 π 介子主要地衰变为 μ 介子与中微子

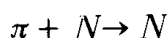


其平均寿命为 $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ 。中性 π 介子主要衰变为两个 γ 光子:



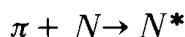
其平均寿命为 $0.84 \times 10^{-16} \text{ s}$ 。这两种衰变过程的寿命都比束缚在核中的核子的运动周期 (10^{-22} s) 长得多, 因此在核物理中可以把 π 介子看成稳定粒子。

π 介子也可被核子吸收

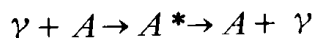


这一过程在核内才能发生。核子之间强相互作用可以产生和消灭 π 介子。与带电粒子间的电磁相互作用通过交换光子而实现相似, 核子之间的强相互作用可通过交换介子而实现。

光子可以被原子吸收, 而使原子跃迁到激发态, 为了使能量、动量守恒, 入射光子必须具有一定的能量。类似地, 核子也可吸收具有一定能量的 π 介子而跃迁到激发态, 即



光子被原子散射可以看成吸收再发射的过程



当入射光子的能量在原子的激发态能量附近时, 散射截面有一共振峰。 π 介子与核子的散射也有类似的现象。

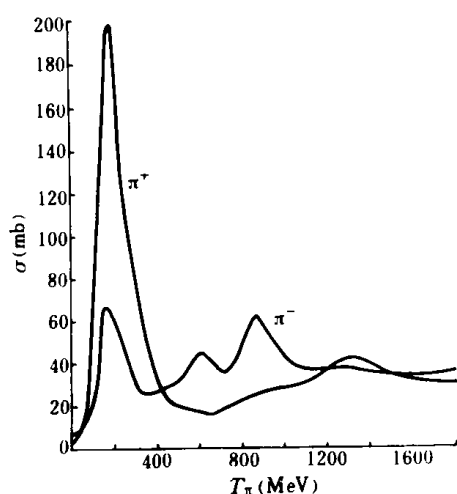
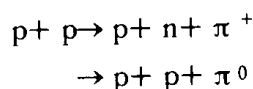


图 1.1.2 π^+ 和 π^- 被质子散射的总截面
(取自文献[3] p.12)

实验上测量了 π 介子与质子的散射截面, 结果如图 1.1.2 所示。图上有几个明显的共振峰, 经过详细的分析, 共振峰的出现可以解释为核子存在激发态, 即 π 介子与质子形成的共振态。共振态的寿命可以从激发曲线共振峰的宽度 Γ 来估计, 若 $\Gamma \approx 100 \text{ MeV}$, 则

$$\tau = \hbar / \Gamma \approx 6.6 \times 10^{-24} \text{ s}$$

从其它的散射实验也发现了这种共振现象, 如



而且在同一能量处都有共振峰。上述反应可看成先形成共振态, 然后衰变放出 π^+ 或 π^0 。最低的几个共振态列在表 1.1.2 中。

表 1.1.2 $\pi + N$ 的共振态

名 称	T_{π} (MeV)	质 量 (MeV)	宽 度 (MeV)	J^P	t
$\Delta(1236)$	195	1230-1236	110-122	$3/2^+$	$3/2$
$\Delta(1650)$	830	1615-1685	130-200	$1/2^-$	$3/2$
$\Delta(1670)$	870	1650-1720	175-300	$3/2^-$	$3/2$
$\Delta(1890)$	1280	1840-1920	135-350	$5/2^+$	$3/2$
$\Delta(1910)$	1330	1780-1935	230-420	$1/2^+$	$3/2$
$\Delta(1950)$	1410	1930-1980	140-220	$7/2^+$	$3/2$
$N(1470)$	530	1435-1505	165-400	$1/2^+$	$1/2$
$N(1520)$	610	1510-1540	105-150	$3/2^-$	$1/2$
$N(1535)$	640	1500-1600	50-160	$1/2^-$	$1/2$
$N(1670)$	870	1655-1680	105-175	$5/2^-$	$1/2$
$N(1688)$	900	1680-1692	105-180	$5/2^+$	$1/2$
$N(1700)$	920	1665-1765	100-400	$1/2^-$	$1/2$
$N(1780)$	1070	1650-1860	50-450	$1/2^+$	$1/2$
$N(1860)$	1220	1770-1900	180-330	$3/2^+$	$1/2$

(取自文献[3] P. 13)

$\pi^+ + p$ 的共振态, $T_3 = \frac{3}{2}$, 只有 $T = \frac{3}{2}$ 的态, 而 $\pi^- + p$ 的共振态, $T_3 = -\frac{1}{2}$, 则有 $T = \frac{1}{2}$ 和 $\frac{3}{2}$ 两种成分。表1.1.2中 Δ 代表 $t = \frac{3}{2}$ 的态, N 代表 $t = \frac{1}{2}$ 的态, 括号中的数值表示推荐的质量, Γ 表示共振峰的宽度。

$\Delta(1236)$ 是最低的态, 也是最容易激发的。同位旋 $t = \frac{3}{2}$ 时有四种电荷态 $-1, 0, 1$ 或 2 , 自旋 $j = \frac{3}{2}$, 宇称为正。因为 t 和 j 都是 $\frac{3}{2}$, 也称 $(3, 3)$ 或 $\Delta 33$ 共振, 它的能量处在质子质量以上 300MeV 处。

$\pi^- + p$ 的散射截面曲线在 530MeV 处有一个小的共振峰, 它是 $N(1470)$ 共振态引起的, 但由于附近有 $N(1520)$ 和 $N(1535)$ 两个较高的共振峰而被淹没了。因此对激发曲线和微分截面需要进行详细的分析, 才能揭示这种隐蔽的共振态。

1.4 核内的介子流^[4] 核子是通过交换介子而相互作用的, 因此核内存在着介子流。在低能核物理中, 核子间的相互作用是用只与核子自由度有关的核力来表示的, 介子自由度被冻结。这仅仅是一种近似, 并不意味着介子自由度完全可以忽略。在强相互作用中, 由于有许多其它的不定因素, 难于把介子效应分离出来, 因此核内的介子流效应主要表现在电磁相互作用和弱相互作用里, 并且只有对核结构比较清楚的核, 才能对这种效应进行定量的计算。核内介子流的效应, 就目前所知, 主要表现在下述三个方面:

(i) 通过交换介子, 核内核子有一定的几率处于激发态, 特别是最低的 $\Delta 33$ 共振态。例如, 考虑了 $\Delta 33$ (简写成 Δ) 共振的影响, 可以把 ^3H 或 ^3He 的基态波函数写成

$$\psi = a\psi_1(3N) + b\psi_2(2N, \Delta) + c\psi_3(N, 2\Delta)$$

式中 $\psi_2(2N, \Delta)$ 和 $\psi_3(N, 2\Delta)$ 分别为出现一个和两个共振态的波函数。有人用微扰法计算了这些态的系数^[5], 得到

$$|b|^2 = 0.04 - 0.06, \quad |c|^2 = 0.02 - 0.03$$

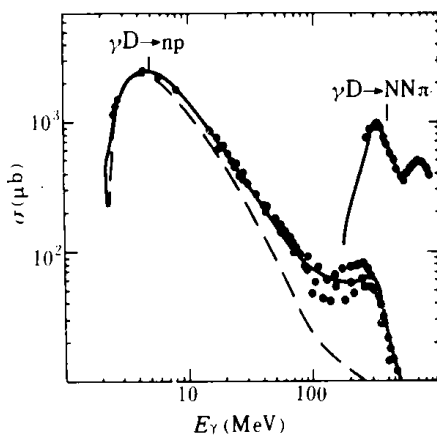


图 1.1.3 氘核的光致蜕变

[取自 *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics*, V. II (1983) p 6.]

由此可见,在这些核中出现 $\Delta 33$ 共振态的几率还是不小的,会对核的性质有一定影响。 $\Delta 33$ 共振对核反应也有影响,图 1.1.3 画出了氘核光致蜕变: $D + \gamma \rightarrow n + p$ 截面随光子能量变化的情况。

从图上可以看到,如果只考虑核子与电磁波的相互作用,则所得的激发曲线如虚线所示,在 γ 射线能量超过 10 MeV 时已开始与实验值偏离。如果考虑了介子交换流的效应,特别是 $\Delta 33$ 共振态的影响,就能得到与实验值符合较好的实线,特别是在 $E_\gamma = 300$ MeV 处的共振峰,正好和 $\gamma D \rightarrow NN\pi$ 的共振峰的位置是一致的。

(ii) 关于介子交换流和电磁场的相互作用,将在本书第六章第五节中讨论。在这方面的一个低能核反应的例子是热中子的质子辐射吸收过程,实验测得吸收截面为

$$\sigma_{\text{exp}} = (334.2 \pm 0.5) \times 10^{-27} \text{ cm}^2$$

仅仅考虑核子的电磁作用时,理论计算的截面为

$$\sigma_n = (302.5 \pm 4.0) \times 10^{-27} \text{ cm}^2$$

可以证明,考虑了介子流效应后,理论与实验的偏离可以消除^[6]。此外, ^3He 的电磁形状因子,以及电子引起氘核衰变的截面等,理论上都需要考虑了介子交换流效应,才能得到与实验相符的结果,如图 1.1.4 (a)、(b)、(c) 所示。此外,介子流还会影响核的磁矩,这将在有关的章节中提及。

(iii) 介子交换效应还会改变核的轴矢量弱流,这种效应将在第七章中讨论。这里只举一个例子^[7]。根据实验测定的中子和氘核的 β 衰变 ft 值

$$(ft)_n = 1108 \pm 16.45 \text{ s}$$

$$(ft)_d = 1143 \pm 3 \text{ s}$$

可以算出 Gamow-Teller 矩阵元的实验值

$$[|\langle ^3\text{He} | \sigma | ^3\text{H} \rangle|^2]_{\text{实验}} = 2.86 \pm 0.05$$

而根据关于 ^3He 及 ^3H 结构方面的知识,可以算得

$$[|\langle ^3\text{He} | \sigma | ^3\text{H} \rangle|^2]_{\text{理论}} = 2.52 \pm 0.10$$

理论计算在考虑了介子交换效应以后,反而使理论值超过实验值 10% 以上。由此可见,介子效应可能很大,但在理论处理上还存在着误差。

1.5 核内夸克效应^[8] 由于核子和介子都是由夸克组成的,应该预期这种夸克结构会在核内有所表现,这就是核内夸克效应。但是由于理论上的困难和不定因素,要在各种核现象中把夸克效应分离出来是比较困难的。目前可以肯定的核内夸克效应是 EMC 效应 (EMC 是欧洲 μ 子研究组的缩写)。已经知道,用电子或 μ 子对核子的深部非弹散射是研究核子结构的主要手段。

本来人们预期,核子结合成原子核不会严重改变核子的结构,于是由深部非弹散射测定的结构函数 (即核子内部夸克的动量分布) 在核内应该和自由核子相同。因此,比较不

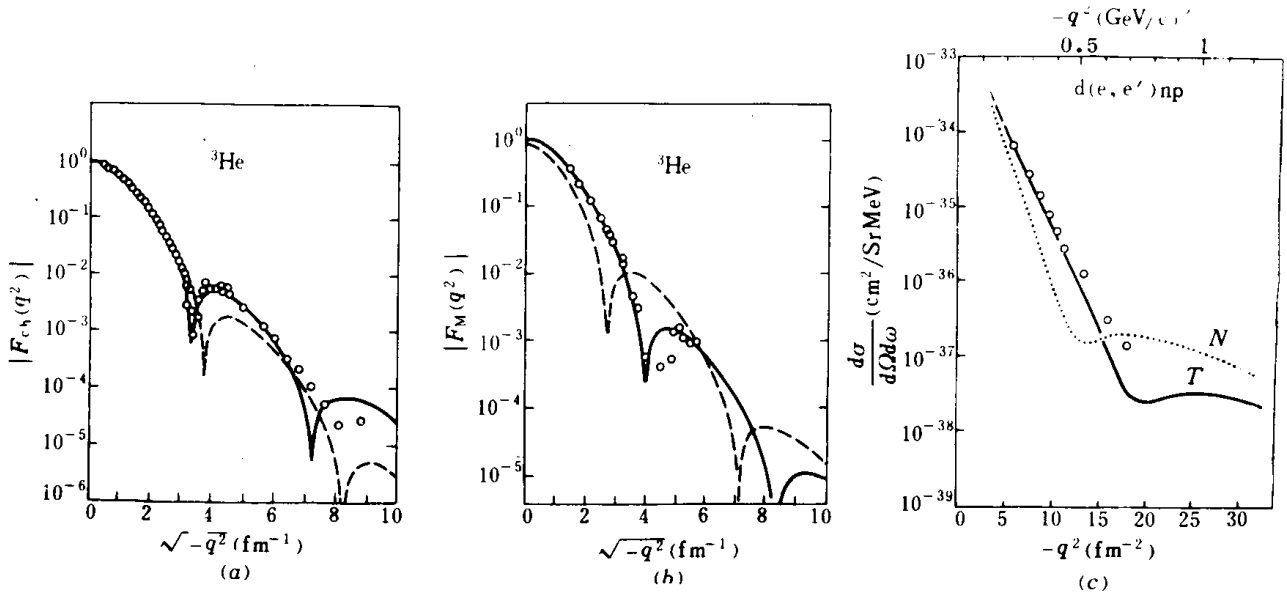


图 1.1.4 介子流效应

(a) ^3He 电形状因子; (b) ^3He 磁形状因子; (c) 氘核电子衰变截面

图(a)(b)中虚线为考虑介子交换的理论值, 实线仅为核子流的贡献。图(c)中 N 仅为核子流贡献, T 包括介子流, 虚线为中子形状因子为 0 时的截面, q 为电子的动量变化。

[取自 *Proc. of Int. Conf. on Nuclear Physics V. II* (1983), (a, b) p. 241, (c) p. 240]

同核上的深部非弹散射截面, 就可以考查核结构对核子夸克结构的影响。在这种测量中, 采用 $x = Q^2/[2M(E-E')]$ 为独立变量, 这里 Q^2 为轻子 (电子或 μ 子) 四度动量改变的平方, M 为核子质量, $E-E'$ 为轻子能量的变化。不难证明, x 的值在零到 1 之间变化, $x=1$ 相当于弹性散射。EMC 组比较了 μ 子在氘核和 ^{54}Fe 上深部非弹散射的结果。由于氘核和 ^{54}Fe 的质子、中子比非常接近, 对相同的 Q^2 和 x 值, 结构函数的比就相当于每核子截面的比 (每核子截面为测得截面除以靶核的核子数)。他们发现, 这比值基本上和 Q^2 无关, 因此在图 1.1.5 上画的实验结果是对不同 Q^2 (相同的 x) 的平均值。从图 1.1.5 (b) 可以看出, 比值显著地偏离 1。这种结构函数受核结构影响的效应称为 EMC 效应。后来, SLAC 等实验室根据 EMC 组的结果重新整理了电子非弹散射的数据, 发现了相同的效应。对于 ^{54}Fe , 在 x 值相重叠的一段内, 电子和 μ 子所给出的比值是一致的, 如图 1.1.5 (b) 所示 (图上未区分不同实验室的数据)。图 1.1.5 (a) 画出了 ^{27}Al 电子散射的结果, 情况和 ^{54}Fe 相类似。后来又对 He, Be, C, Cu, Ag, Au 等核进行了相同的实验, 也得到类似的结果。从总的趋势讲, EMC 效应随着靶核的质量数增加而缓慢地增强。

应该指出, 即使核子的结构没有变化, 截面比值也不会总是 1。对于 $x \leq 0.05$ 的区域, 截面比较大, 核子之间有屏蔽效应, 会使截面比值减小, 而在 $x > 0.65$ 的区域, 由于核内核子的运动, 会使比值随 x 的增加而迅速增大。这两种效应在图 1.1.5 (a), (b) 中都可以看出来, 图上曲线就是这样算出来的理论比值。但是实验测量的结果表明, 在 $0.3 < x < 0.65$ 的区域内, 截面比值有一个随 x 值而线性下降的区域, 这是屏蔽或核子核内运动所不能解释的, 而从 ^4He 起所有测量过的核都有同样的行为。深部非弹散射是轻子和夸克的碰撞, 因此这种效应无疑是一种核内夸克效应。对于这种效应, 目前有各种可能的理论解释, 例

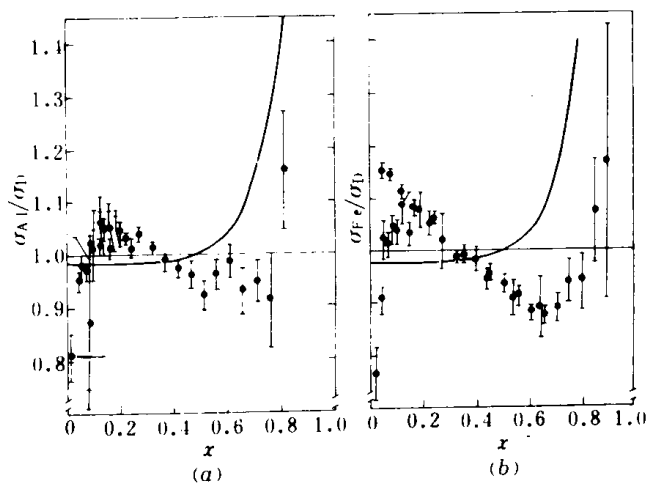


图 1.1.5 EMC 效应及每核子截面比值

(a) Al/D, (b) Fe/D, 曲线为单考虑了核内核子运动的理论值

[取自 *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics V. II* (1983) p. 35]

如认为核内两核子有一定的几率组成六夸克体系, 核内介子云的影响, 在核内核子间夸克的渗漏效应等等。

§ 2 原子核的电磁矩

当考虑原子核与外加的静电磁场的相互作用时, 可以把原子核看成在小区域中电荷、电流分布系统。若核中的粒子运动速度比光速小很多, 外场不太强 (不至于改变原子核的电荷、电流分布) 以及外场在核的线度范围内变化很小, 则可采用多极矩展开的方法。根据经典电动力学, 这样的电荷、电流系统与电磁场的相互作用能量为

$$E_{int} = q\phi_0 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{E}_0 - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0 - \frac{1}{6} \sum_{ij} Q_{ij} \left(\frac{\partial E_j}{\partial x_i} \right)_0 - \dots \quad (1.2.1)$$

式中 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 为外电磁场, ϕ 是外场的静电势, 角标 0 表示取坐标原点处的值, 它可以选在电荷电流系统小区域中任一点, 对于原子核, 一般都取在质心。 q 代表核的总电荷, $\mathbf{P}$ 为核的电偶极矩, $\mathbf{M}$ 是核的磁矩, Q_{ij} 为核的电四极矩张量。若以 ρ 表示核的电荷密度, $\mathbf{j}$ 为核的电流密度, 则核的多极矩可以表示为

$$q = \int \rho dV \quad (1.2.2)$$

$$\mathbf{P} = \int \rho \mathbf{r} dV \quad (1.2.3)$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \int \mathbf{r} \times \mathbf{j} dV \quad (1.2.4)$$

$$Q_{ij} = \int \rho (3x_i x_j - \delta_{ij} r^2) dV \quad (1.2.5)$$

由此可见, 核的多极矩只与核的电荷、电流分布有关。因此, 测量核的多极矩, 可以得到有关核的形状、大小、密度及电流分布的信息。

所有原子核基态都具有空间反射对称性, 电偶极矩为 0, 因此, 最重要的矩是电四极矩

与磁偶极矩。

在实验上, 可以通过测量核与原子或分子的场的相互作用引起的能级移动来确定多极矩的值, 也可以将核放在特定的外场中测量其相互作用能量来定核的多极矩。通常后一种方法比较精确, 因为外场的性质是清楚的。用前一种方法要精确地确定电四极矩是很困难的, 因为分子、原子的场与它们的电子组态的关系非常灵敏, 其梯度难于精确计算。

2.1 电四极矩 仿照式 (1.2.5), 在量子力学中可定义电四极矩为

$$Q_{ij}(J, M) = \langle JM | \sum_{p=1}^Z (3X_{pi}X_{pj} - r_p^2 \delta_{ij}) | JM \rangle \quad (1.2.6)$$

应用Wigner-Eckart定理 (见附录B), 可得

$$Q_{ij}(J, M) = \frac{Q}{3J^2 - J(J+1)} \langle JM | \frac{3}{2}(J_i J_j + J_j J_i) - J^2 \delta_{ij} | JM \rangle \quad (1.2.7)$$

式中

$$Q = \langle JJ | \sum_{p=1}^Z (3x_{p3}^2 - r_p^2) | JJ \rangle \quad (1.2.8)$$

通常称 Q 为核的电四极矩。由式(1.2.6)或(1.2.8)可见, 仅当 $J \geq 1$ 时, 核态才有电四极矩。

对于轴对称的变形核, 可以取一随体坐标系并以对称轴为 z' 轴。如定义内禀电四极矩 Q_0 为

$$Q_0 = \frac{1}{e} \int \rho (3z'^2 - r'^2) dV' \quad (1.2.9)$$

如果核内电荷是均匀分布, 则球形核 $Q_0 = 0$, 长椭球核 $Q_0 > 0$, 扁椭球核 $Q_0 < 0$, 因此根据电四极矩 Q_0 值的大小及符号, 可以推知核的形状。如 z 轴与 z' 轴的交角为 θ , 则由式(1.2.8)与(1.2.9), 可得

$$\begin{aligned} Q &= \langle JJ | \frac{1}{2}(3\cos^2 \theta - 1) \sum_{p=1}^Z (3x_{p3}'^2 - r_p'^2) | JJ \rangle \\ &= Q_0 \langle JJ | \frac{1}{2}(3\cos^2 \theta - 1) | JJ \rangle \end{aligned}$$

上式表明, Q 是内禀电四极矩 Q_0 对可能取向的平均值。在第三章 § 3 中将证明, 对于基态,

$$Q = Q_0 \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} \quad (1.2.10)$$

实验上测量的电四极矩值如图 1.2.1 所示。由图中曲线可以看到, 电四极矩由正到负变化很大, 只当 Z 或 $N = 8, 14, 20, 28, 40, 50, 82, 126$ 时, $Q = 0$ 。 Q 值大的核为变形核。有些核 Q 值很大, 说明它的形状与球对称偏离很大。

2.2 磁矩 由式(1.2.4)定义的磁偶极矩, 也可改写为另一种形式。若电流密度 $\mathbf{j}$ 看成电荷密度为 ρ 的电荷, 以速度 $\mathbf{v}$ 运动产生的, 则 $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}/c$, 若电荷密度实际上是电量为

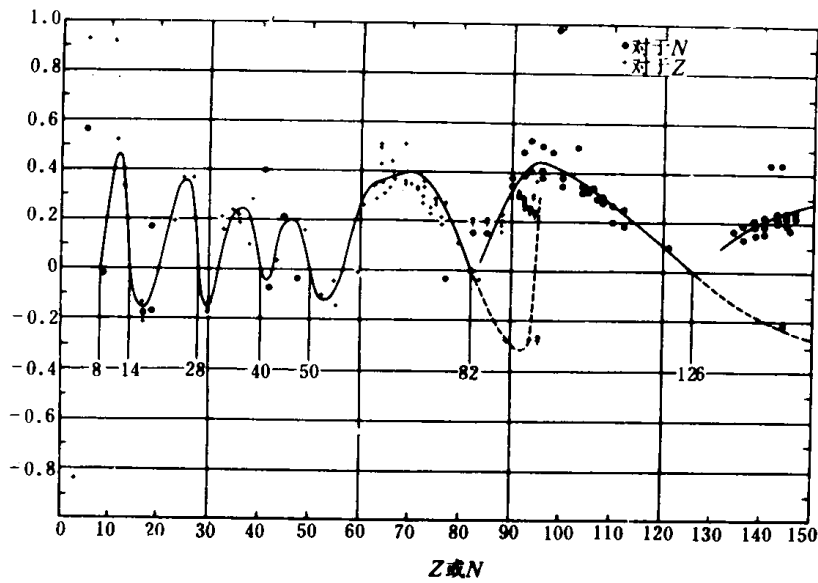


图 1.2.1 电四极矩的实验值

纵坐标取 $\frac{\sqrt{5\pi}}{3} \frac{(J+1)(2J+3)}{J(2J-1)} \frac{Q}{ZR_0^2}$, 横坐标对奇质子核和偶偶核取 Z ,
奇中子核取 N (取自文献[3] p. 73)

e 、质量为 m 的带电粒子, 其角动量密度 $\mathbf{L} = \frac{m\rho}{e} \mathbf{r} \times \mathbf{v}$, 则式(1.2.4)可改写为

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \frac{e}{mc} \int \mathbf{L} dV \quad (1.2.11)$$

对于 Z 个质子的核, 与上式相类比, 在量子力学中由于轨道运动产生的磁矩可表示为

$$\mathbf{M}_{\text{orb}} = \frac{1}{2} \frac{e\hbar}{Mc} \langle \Psi | \sum_{k=1}^Z \mathbf{l}_k | \Psi \rangle \quad (1.2.12)$$

式中 $\mathbf{l}_k$ 为第 k 个质子轨道角动量算符 (以 $\hbar$ 为单位), M 为质子的质量, $\mathbf{M}_{\text{orb}}$ 称轨道运动磁矩。写成算符形式为

$$\mathbf{M}_{\text{orb}} = \mu_0 \sum_{k=1}^Z \mathbf{l}_k \quad (1.2.13)$$

式中 $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2Mc}$ 为核磁子。每个核子还有自旋磁矩, 自旋磁矩算符

$$\mathbf{M}_{\text{spin}} = \mu_0 \sum_{k=1}^A g_k \mathbf{s}_k \quad (1.2.14)$$

式中 $\mathbf{s}_k$ 为核子的自旋, g_k 为自旋迴转磁比率。由表1.1.1, 质子 $g_p = 5.5856$, 中子 $g_n = -3.8263$ 。

由式 (1.2.13) 和 (1.2.14), 核的磁矩算符为

$$\mathbf{M} = \mu_0 \sum_{k=1}^A (g_k^{(l)} \mathbf{l}_k + g_k \mathbf{S}_k) \quad (1.2.15)$$

式中 $g_k^{(l)}$ 为轨道因子, 对于质子 $g^{(l)} = 1$, 中子 $g^{(l)} = 0$ 。

核磁矩 μ 定义为 $J_z = J$ 的态 M_z 的期待值, (以 μ_0 为单位)

$$\mu = gJ = \frac{1}{\mu_0} \langle JJ | M_z | JJ \rangle \quad (1.2.16)$$

上式也定义了 g 因子。自旋为 0 的核, 因为没有优先的方向性, 所以 $\mu = 0$ 。偶偶核的基态, 就属于这种情况。

原子核是空间反射对称的, 因此磁四极矩为 0, 更高级的磁八极矩, 在实验上只观测到几个例子。

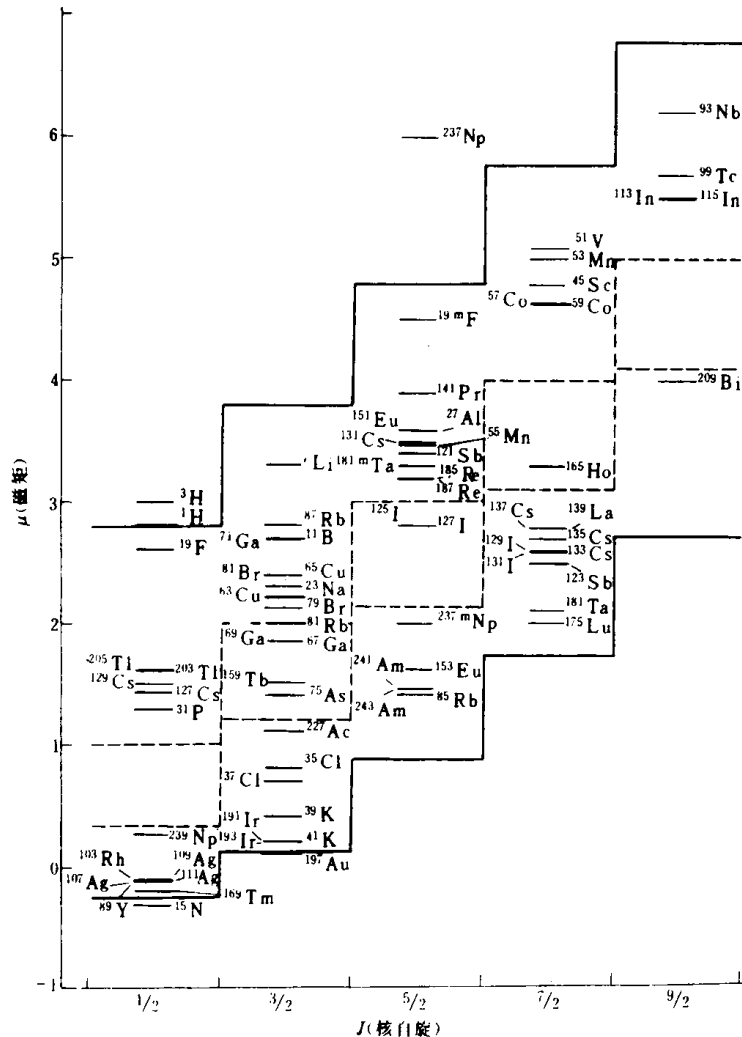


图 1.2.2 奇质子核的磁矩

实线: Schmidt 线, 虚线: $\mu_p = 1$ 时的磁矩值 (取自文献 [3] P. 76)

2.3 核磁矩的 Schmidt 线 在极端单粒子模型中, 对于奇 A 核, 成对的核子角动量及其磁矩都互相抵消, 因而核的磁矩就等于最后一个奇核子的磁矩。最后一个核子的角动