



奇异性核物理

宁平治 等 著



科学出版社
www.sciencep.com

国家科学技术学术著作出版基金资助出版

奇异性核物理

宁平治 等 著

二〇〇八年十月十日

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书系统论述包含奇异性(s 夸克)的强子与原子核的基本性质, 奇异性自由度为原子核物理打开了新的维度, 极大地丰富了核物理的研究内容. 本书内容涉及奇异粒子性质(第 1 章)、奇异粒子与核子的二体相互作用(第 2 章)、奇异粒子与原子核的相互作用——束缚态(第 3 章)、奇异性散射态(第 4 章)、奇异原子与强相互作用(第 5 章)、奇异性夸克物质和奇异性强子物质(第 6 章).

本书可作为原子核物理、粒子物理、理论物理等相关专业领域的研究人员和研究生的参考书.

图书在版编目(CIP)数据

奇异性核物理/宁平治等著. —北京: 科学出版社, 2008

ISBN 978-7-03-021766-0

I. 奇… II. 宁… III. 核物理学 IV. O571

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2008) 第 058521 号

责任编辑: 张 静/责任校对: 宋玲玲

责任印制: 赵德静/封面设计: 王 浩

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

双青印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2008 年 6 月第 一 版 开本: B5 (720 × 1000)

2008 年 6 月第一次印刷 印张: 15 1/4 插页: 1

印数: 1—3 000 字数: 287 000

定价: 50.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈双青〉)

前 言

奇异性核物理主要研究奇异量子数 $S \neq 0$ 的原子核束缚态(超核)、奇异量子数 $S \neq 0$ 的原子核散射态以及奇异强子物质与奇异夸克物质等. 研究原子核内(以及核子内)的奇异性是目前国际上一个内容丰富而活跃的前沿领域. 本书主要讨论带奇异量子数的原子核多体系统的结构和性质, 它们在探索原子核的新形态、核内夸克自由度以及强相互作用的 $SU(3)$ 动力学等方面具有重要的物理意义.

奇异性核物理具有许多与传统核物理不同的新特征和新现象. 例如, 奇异介子(K^+ 介子)穿透原子核的能力最强, 奇异重子(超子)在原子核内不受泡利原理限制, 多奇异性夸克集团可能构成最稳定的束缚态而成为相对论重离子碰撞中夸克胶子等离子体形成的重要信号, 奇异强子物质或奇异夸克物质可能是中子星等致密天体的重要组成部分等. 这些新现象和新特点为核物理研究展现了诱人的新天地. 在实验方面, 世界 5 大核物理实验室, 特别是日本的 KEK 和美国的 BNL, 由于甚高分辨率新型谱仪的问世和强流弱本底束流的实现, 已经提供了有关奇异性核物理的丰富的新数据、新现象, 为理论家的分析、解释和提取有关物质深层次结构和强相互作用的新认识提供了宝贵的资源. 帮助读者掌握该领域的基本物理问题、理论方法和实验成果, 特别是使读者了解该领域国际前沿的研究现状, 是撰写本书的主要目的.

本书内容包括 6 个专题, 即奇异粒子的基本性质(第 1 章)、奇异粒子与核子的相互作用(第 2 章)、奇异性束缚态——超核(第 3 章)、奇异性散射态—— K -核散射(第 4 章)、奇异原子(第 5 章)、奇异性核物质(第 6 章). 为方便读者, 在具体内容安排上, 作者一方面力求适当降低起点, 一方面力求直达本领域科学前沿. 在文献引用方面, 以奇异性核物理最新前沿文献为主, 又照顾到历史上有关的关键文献.

本书作者共 6 人, 分别为宁平治、闵德芬、李磊、彭光雄、钟显辉、谭玉红.

本书适合于与核物理有关专业的科研人员、研究生、高年级大学学生和大学教师阅读.

本书的出版, 得到了国家科技部、国家自然科学基金委员会和南开大学物理科学学院的支持和赞助. 作者在此一并致谢.

目 录

前言

第 1 章 奇异粒子的基本性质	1
1.1 从非奇异粒子谈起	1
1.1.1 一般讨论	1
1.1.2 核子的同位旋	3
1.1.3 π 介子的性质	4
1.1.4 π 介子的产生和衰变	5
1.2 K 介子和超子的基本性质	6
1.2.1 关于 K 介子的一般介绍	6
1.2.2 关于超子的一般介绍	7
1.2.3 奇异粒子的产生和衰变	8
1.3 奇异粒子的夸克模型	11
1.3.1 一般讨论	11
1.3.2 夸克的量子数	12
1.3.3 SU(2)与 SU(3)	13
1.3.4 基于夸克模型的强子分类	16
1.3.5 SU(6)	20
1.4 核子与奇异粒子的质量关系	22
1.4.1 SU(3)破缺与质量分裂	22
1.4.2 强子质量关系式	23
1.4.3 核子和超子质量谱的夸克模型理论估算	26
1.4.4 核子和超子磁矩的夸克模型理论估算	28
1.5 奇异重子共振态	29
1.5.1 奇异重子共振态的实验研究	29
1.5.2 奇异重子共振态的理论研究	34
1.6 小结及其他	37
参考文献	40
第 2 章 奇异粒子与核子的相互作用	45
2.1 π 介子与核子的相互作用	45
2.1.1 一般讨论	45

2.1.2	πN 系统的同位旋	47
2.1.3	πN 散射	49
2.1.4	πN 相互作用的动力学模型	51
2.2	K 介子与核子的相互作用	54
2.2.1	一般讨论	54
2.2.2	KN 系统的同位旋	55
2.2.3	K^+N 散射	56
2.2.4	K^-N 散射	57
2.2.5	KN 相互作用的动力学模型	58
2.3	超子与核子的相互作用	63
2.3.1	一般讨论	63
2.3.2	YN 散射实验数据	64
2.3.3	某些对称性结果	66
2.3.4	YN 相互作用的理论模型	67
2.4	研究现状一:YN 相互作用	69
2.4.1	介子交换模型	69
2.4.2	夸克模型	73
2.4.3	YN 实验方面	74
2.5	研究现状二:KN 相互作用	75
2.5.1	K^+N 相互作用的介子交换模型(新 Nijmegen 模型)	76
2.5.2	KN 相互作用的夸克模型	80
2.5.3	低能 K^-N 相互作用	80
2.5.4	K^+N 散射的分波分析	83
	参考文献	83
第 3 章	奇异性束缚态	88
3.1	Λ 超核($S=-1$)	89
3.1.1	一般讨论	89
3.1.2	Λ 超核的壳模型分析	91
3.1.3	Λ 超核的相对论平均场分析	94
3.1.4	Λ 超核的弱衰变	98
3.2	双 Λ 超核与 Ξ 超核($S=-2$)	100
3.2.1	双 Λ 超核概述	100
3.2.2	Ξ 超核概述	102
3.2.3	(ΞN)超子-核子(ΞN)有效相互作用	104
3.3	Λ 超核能谱的精细结构	106

3.3.1 引述	106
3.3.2 Λ 超子-核子(ΛN)有效二体相互作用	108
3.3.3 由超核能谱精细结构进一步研究 ΛN 有效二体相互作用	110
3.3.4 由超核能谱精细结构研究收缩效应	112
3.3.5 Λ 超子单粒子能谱再研究	113
3.4 研究现状一: Σ -核光学势	114
3.4.1 历史回顾	114
3.4.2 Σ -核光学势	114
3.4.3 同位旋相关性	114
3.5 研究现状二:重味超核问题	116
3.5.1 引述	116
3.5.2 关于重味重子束缚态	116
3.5.3 重子杂质对核束缚系统的影响	117
3.5.4 重味超核小结	121
3.6 研究现状三: K 介子核束缚态问题	122
3.6.1 引述	122
3.6.2 核介质内 K^- 介子的性质	124
3.6.3 在 RMF 框架下研究核内可能的 K^- 介子束缚态	126
3.6.4 当前关于 K 核的争论	129
3.7 研究现状四:核内 η 介子束缚态问题	129
3.7.1 手征微扰理论中的 ηN 相互作用	130
3.7.2 ηN 西格玛项 $\Sigma_{\eta N}$ 和参数 κ 的确定	132
3.7.3 核物质中 η 介子的性质	133
3.7.4 η 介子在核物质中的有效质量和光学势	135
3.8 其他专题简介	138
3.8.1 多奇异数束缚系统	138
3.8.2 超核中的晕现象	140
3.8.3 关于 Θ^+ 超核	142
3.8.4 关于单 Λ 超核系统学	142
参考文献	145
第 4 章 奇异性散射态	156
4.1 K -核散射的一般讨论	156
4.1.1 K^+ -核散射	156
4.1.2 K^+ -核散射的理论分析	157
4.1.3 K^+ -核散射的光学模型	157

4.1.4	K^- -核弹性散射	159
4.1.5	奇异性交换反应	160
4.2	K^+ -核散射的核介质效应	162
4.2.1	K^+ -核散射的常规核介质效应	162
4.2.2	K^+ -核散射的次常规核介质效应	163
4.2.3	K^+ -核散射的非常规核介质效应	165
4.3	研究现状	172
4.3.1	概述	172
4.3.2	K^+ -核光学势与 K^+ -核散射	173
4.3.3	K^- -核光学势与 K^- -核散射	174
	参考文献	175
第5章	奇异原子	178
5.1	从非奇异原子谈起	179
5.1.1	μ 原子	179
5.1.2	π 原子	180
5.1.3	π 原子的深束缚态	180
5.2	K 原子	183
5.2.1	一般讨论	183
5.2.2	K 氢原子	184
5.2.3	其他 K 原子	185
5.2.4	关于 K-核强相互作用势与 K 原子的深束缚态	186
5.3	超子原子	187
5.3.1	Σ^- 原子	187
5.3.2	Ξ^- 原子	188
5.4	研究现状:双强子原子	189
5.4.1	引述	189
5.4.2	$\pi^+\pi^-$ 原子	190
5.4.3	πK 原子	192
5.4.4	K^+K^- 原子	193
	参考文献	193
第6章	奇异性核物质	197
6.1	两类奇异性核物质简介	197
6.2	奇异夸克物质	198
6.2.1	实验室条件下奇异夸克物质的形成	198
6.2.2	奇异夸克物质与 strangelets	199

6.2.3	MIT 袋模型	199
6.2.4	夸克质量-密度相关模型	200
6.2.5	准粒子袋模型	202
6.2.6	色介电模型	203
6.2.7	NJL 模型	204
6.2.8	势模型	205
6.2.9	中子星内部的奇异夸克物质	205
6.3	奇异强子物质	206
6.3.1	奇异强子物质与中子星内核	206
6.3.2	超子的产生机制和弱平衡条件	206
6.3.3	奇异强子物质的相对论平均场分析	207
6.3.4	强子耦合常数及对奇异强子物质性质的影响	209
6.4	核物质中可能的 K 凝聚	211
6.4.1	关于 K 凝聚的定性讨论	211
6.4.2	K 介子的有效质量	213
6.4.3	K 凝聚的相对论平均场计算	215
6.5	研究现状一:中子星内的奇异强子成分	218
6.5.1	超子成分对中子星性质的影响	218
6.5.2	中子星内的介子凝聚	221
6.5.3	中子星内的 H 双重子成分	222
6.5.4	中子星内的五夸克态成分	223
6.6	研究现状二:奇异夸克物质	223
6.6.1	奇异夸克物质与色超导	223
6.6.2	奇异强子物质到奇异夸克物质的相变	224
	参考文献	228

第 1 章 奇异粒子的基本性质

组成原子核的中子和质子(统称为核子)都是非奇异粒子,它们的奇异量子数 $S=0$,并由禁闭着的 u 夸克和 d 夸克组成,其中不包含 s 夸克(奇异夸克,奇异量子数 $S=-1$).一切包含 s 夸克的强子($S \neq 0$)都称为奇异粒子.奇异粒子的基本性质与非奇异粒子十分不同,了解这些基本性质是阅读本书以后章节的基础.本章内容主要来自参考文献[1].

1.1 从非奇异粒子谈起

1.1.1 一般讨论

由于即将讨论的奇异粒子与核子相互作用(第 2 章)和奇异粒子与原子核的相互作用(第 3 章及以后各章)的需要,本节首先讨论作为非奇异粒子的核子.了解核子和 π 介子的基本性质有助于了解奇异重子(超子)和奇异介子(K 介子)的性质及其内在联系.

本节首先结合实验结果介绍核子的若干性质,并在简单夸克模型下给予初步解释.核子的简单夸克模型假定核子只是由三个夸克构成的.这个模型是核子复杂内部结构的粗糙近似,仅适用于描述核子的静态性质和低能碰撞过程.

质子 p 和中子 n 很相似,它们都是自旋为 $1/2$ 的费米子,它们的质量也很相近: $m_p = 938.27203 \text{ MeV}$, $m_n = 939.56536 \text{ MeV}$, 它们的相对质量差为

$$\frac{m_n - m_p}{(m_n + m_p)/2} \approx 10^{-3}.$$

这个数量级大体上接近电磁作用强度与强相互作用强度比值的量级.质子和中子的主要差别在于:质子带一个单位正电荷,而中子不带电.核子不是点粒子,它占有-一定体积.质子电荷分布的均方根半径为

$$\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0.875 \pm 0.007 \text{ fm}. \quad (1.1)$$

质子和中子都是由三个 u, d 夸克组成的: $|p\rangle = |uud\rangle$, $|n\rangle = |udd\rangle$. u, d 夸克分别带电荷 $(1/3)e$ 和 $(-1/3)e$. 于是立即得出,质子电荷应为 $(2/3 + 2/3 - 1/3)e = e$, 中子电荷应为 $(2/3 - 1/3 - 1/3)e = 0$. 公认的实验值为

$$\begin{cases} \text{质子: } Q/e = 1 \pm 10^{-21}, \\ \text{中子: } Q/e = (-0.4 \pm 1.1) \times 10^{-21}. \end{cases} \quad (1.2)$$

表 1.1 核子的磁矩

	狄拉克理论值	实 验 值	夸克模型结果
质子磁矩 μ_p	$1 \mu_N$ (核磁子)	$2.792\ 847\ 351\ (28) \mu_N$	$(4\mu_u - \mu_d)/3$
中子磁矩 μ_n	0	$-1.913\ 042\ 7\ (05) \mu_N$	$(4\mu_d - \mu_u)/3$

按照狄拉克(Dirac)的费米子理论,质子的磁矩 μ_p 等于一个核磁子 μ_N (定义 $\mu_N = e \hbar / 2m_p c$), 而中子的磁矩 μ_n 为零. 这是假定只存在电磁相互作用的点粒子得到的. 精确的实验值在表 1.1 中第三栏给出, 它们与狄拉克理论给出的数值不同. 对核子反常磁矩的一种解释是, 由于存在强相互作用, 裸核子周围环绕着虚介子(π 、 ρ 、 $\cdots$), 在测量物理核子的磁矩时, 光子探针不仅与裸核子相互作用, 也与介子云中运动着的带电介子相互作用, 后者对测量磁矩也有重要贡献.

按照简单夸克模型, 核子的磁矩应该由组成它的夸克的磁矩所贡献. 设 u 、 d 夸克的磁矩分别为 μ_u 和 μ_d , 由核子的夸克模型波函数计算总磁矩算符第三分量的期待值(见 1.4.3 节)可得表 1.1 中第三栏的结果. 假定夸克磁矩与它的电荷成正比, 于是

$$\frac{\mu_d}{\mu_u} = \frac{-1/3}{2/3} = -\frac{1}{2},$$

进而可得

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{(4\mu_d - \mu_u)/3}{(4\mu_u - \mu_d)/3} = -\frac{2}{3},$$

这个结果十分接近由实验值给出的比值: $(\mu_n/\mu_p)_{\text{实验}} = -0.685$. 这曾有力支持了简单的非相对论组元夸克模型理论.

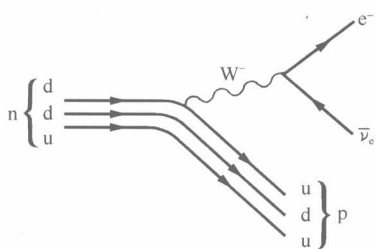


图 1.1 中子衰变过程的夸克图
强子由相应组元夸克的线表示, 时间流向为自左至右. 波纹线表示夸克放出 W^- 玻色子

中子和质子的寿命十分不同. 现在有的理论模型估计质子的寿命约为 $10^{31} \sim 10^{33}$ 年以上, 实际上质子可视为绝对稳定的粒子. 自由中子的寿命约为 885.7s, 它通过弱相互作用衰变为质子、电子和电子反中微子:



从夸克层次来看, 这个过程可表示为



衰变前后有一个 d 夸克转变为 u 夸克, 就是说夸克的“味”在衰变过程中是可变的, 这是一切弱相互作用的特征. 图 1.1 是上述衰变过程的夸克图. d 夸克变为 u 夸克, 同时放出 W^- 玻色子, 其结果是中子变为质子并放出电子和反中微子. 中子的寿命虽不足 15min, 但比其他强子的典型寿命长十个数量

级以上,因此仍可把中子视为“稳定”粒子.通常把不能通过强相互作用衰变的粒子都称为长寿命粒子或“稳定”粒子.

1.1.2 核子的同位旋

质子和中子可以设想为核子的两种电荷状态.引入类似于自旋的同位旋 I 来描写这两种电荷状态.对于核子, $I = 1/2$. 类似于自旋为 $1/2$ 的电子,核子有两种状态,即自旋沿 z 轴的投影分别为 $+1/2$ 和 $-1/2$. 核子同位旋算符 I 的第三分量 I_3 的期望值也只能是 $I_3 = \pm 1/2$, 称为同位旋“朝上”和“朝下”. 同位旋空间是为描述不同电荷状态而人为想象的空间. 与自旋波函数类似,通常将质子态 $|p\rangle$ 和中子态 $|n\rangle$ 的同位旋波函数表示为

$$|p\rangle \equiv \left| I = \frac{1}{2}, I_3 = +\frac{1}{2} \right\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.3a)$$

$$|n\rangle \equiv \left| I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2} \right\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.3b)$$

显然,核子的电荷数 Q 与 I_3 的关系为

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}. \quad (1.4)$$

对质子, $I_3 = +\frac{1}{2}, Q = 1$; 对中子, $I_3 = -\frac{1}{2}, Q = 0$.

核子的同位旋算符定义为

$$I_1 = \frac{1}{2}\tau_1, \quad I_2 = \frac{1}{2}\tau_2, \quad I_3 = \frac{1}{2}\tau_3. \quad (1.5)$$

其中 τ_i ($i = 1, 2, 3$) 是泡利矩阵

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

(1.3)式的波函数是算符 I_3 的本征函数:

$$I_3 |p\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} |p\rangle,$$

$$I_3 |n\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} |n\rangle.$$

由(1.5)式可定义同位旋“升”算符 I_+ 和同位旋“降”算符 I_- :

$$I_+ = I_1 + i I_2 = \frac{1}{2}(\tau_1 + i \tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.6a)$$

$$I_- = I_1 - i I_2 = \frac{1}{2}(\tau_1 - i \tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.6b)$$

把 I_+ 和 I_- 分别作用到(1.3)式的波函数可以看到, I_+ 把中子态变换为质子态, I_- 把质子态变换为中子态.

有时还用到同位旋投影算符 I_p 和 I_n :

$$I_p = \frac{1}{2} + I_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.7a)$$

$$I_n = \frac{1}{2} - I_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.7b)$$

如果粒子态 $|N\rangle$ 是以不同的概率 a^2 和 b^2 处于 $|p\rangle$ 态和 $|n\rangle$ 态(混合态):

$$|N\rangle = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + b \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

$$\text{则有} \quad I_p |N\rangle = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad I_n |N\rangle = b \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

可见同位旋投影算符 I_p 和 I_n 的作用是从混合态中分别选出质子态或中子态.

以上定义的各种同位旋算符对多核子系统的同位旋分析和计算是很有用的. 对于由 A 个核子组成的原子核, 所有核子的同位旋的矢量和就是原子核的总同位旋:

$$I^{\text{核}} = \sum_{i=1}^A I(i). \quad (1.10a)$$

$$\text{它的第三分量为} \quad I_3^{\text{核}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \tau_3(i). \quad (1.10b)$$

如果一个原子核包含 Z 个质子和 N 个中子

$$Z + N = A,$$

总电荷 Ze 是所有 A 个核子电荷之和, 则由(1.4)式和(1.10b)式有

$$Ze = \sum_{i=1}^A Q(i) = e \sum_{i=1}^A \left[I_3(i) + \frac{1}{2} \right] = e \left(I_3^{\text{核}} + \frac{A}{2} \right). \quad (1.11)$$

$$\text{进而有} \quad I_3^{\text{核}} = Z - \frac{A}{2} = \frac{1}{2}(Z - N). \quad (1.12)$$

原子核总同位旋第三分量 $I_3^{\text{核}}$ 通过(1.11)式与电荷联系起来, 而(1.12)式表明 $I_3^{\text{核}}$ 本身反映了核内质子数与中子数之差. 同位旋的概念在后面讨论强子的分类和原子核状态的表述等问题时起着重要作用.

1.1.3 π 介子的性质

实验确认, π 介子有三种电荷状态, 即 $+e$ 、 0 、 $-e$, 分别表示为 π^+ 、 π^0 、 π^- . π^+ 和 π^- 互为反粒子, π^0 的反粒子仍是 π^0 . 在简单夸克模型中, π 介子是夸克和反夸克的束缚态:

$$|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle, \quad |\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle), \quad |\pi^-\rangle = |d\bar{u}\rangle.$$

在实验上已对三种 π 介子的质量进行了相当精密的测量:

$$m_{\pi^\pm} = 139.570\,18 \pm 0.000\,35 \text{ MeV},$$

$$m_{\pi^0} = 134.976\,6 \pm 0.000\,6 \text{ MeV.}$$

它们的质量差为

$$m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0} = 4.593\,6 \pm 0.000\,5 \text{ MeV.}$$

这个质量差,以及上节提到的中子-质子质量差的来源是组成它们的 u 夸克和 d 夸克的质量差以及它们之间不同的电磁效应. 如果忽略上述微小质量差,则 π^+ 、 π^0 、 π^- 可以看做是 π 的三种电荷状态,用同位旋 $I = 1$ 和 $I_3 = 1, 0, -1$ 来描述,称为同位旋三重态. 显然 π 介子的电荷数为

$$Q = I_3. \quad (1.13)$$

核子间的二体相互作用是通过交换虚 π 介子传递的. 带电 π 介子与中性 π 介子之间的质量差使得中子-中子、中子-质子和质子-质子之间的二体散射参量存在微小差别.

π 介子的质量比其他强子质量 ($\approx 1 \text{ GeV}/c^2$) 差不多小了一个数量级. 这一特点是与强相互作用基本理论(量子色动力学)中的一个重要的近似对称性(手征对称性)相联系的. 如果这种对称性精确成立, π 介子的质量应为零.

π 介子也不是点粒子,它的电荷分布均方根半径的实验值为

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0.672 \pm 0.008) \text{ fm.}$$

这个数值比质子半径小,但并不太小.

考虑 π 介子的自旋和宇称 J^π . 实验确认对 π 介子有 $J^\pi = 0^-$, 称为赝标介子, π 介子场称为赝标介子场,在空间坐标反射变换 ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) 下改变符号(负宇称),而标量场在空间反射下不变号.

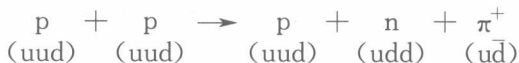
π 介子是由正、反夸克 $q\bar{q}$ 组成的二体系统, π 介子的自旋即系统的自旋角动量,由夸克自旋 $\mathbf{S} = \mathbf{S}_q + \mathbf{S}_{\bar{q}}$ 和夸克轨道角动量 $\mathbf{L}$ 贡献. 在简单夸克模型下,假定 l 和 s 都是好量子数,由于 q 和 $\bar{q}$ 的自旋为 $1/2$, 所以 s 的可能值为 0 和 1. π 介子是能量最低的夸克束缚态,可取 $l = 0$. 从而 J^π 的可能值为 0^- 和 1^- . 由关于强子分类的考虑可确定 π 介子的 $J^\pi = 0^-$. $J^\pi = 1^-$ 的介子称为矢量介子. π 介子的负宇称也可由正反费米子具有相反的宇称来理解.

1.1.4 π 介子的产生和衰变

有许多强子反应可产生 π 介子,并保持电荷和重子数守恒. 例如,在能量较高的 pp 碰撞中可发生以下过程:

$$p + p \rightarrow \begin{cases} p + n + \pi^+, \\ p + p + \pi^0, \\ p + p + \pi^+ + \pi^-. \end{cases} \quad (1.14)$$

注意,上面的三种强相互作用过程中,同味夸克数 N_u 和 N_d 是相同的, $N_q = N(q) - N(\bar{q})$. 例如,对第一个过程有



带电 π 介子的衰变主要通过以下弱相互作用过程进行:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.15)$$

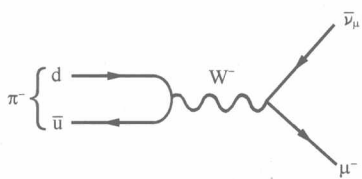


图 1.2 π 介子衰变的夸克图

其寿命约为 2.6×10^{-8} s. 图 1.2 是上式第 2 种衰变过程的夸克图, 弱相互作用由 W^- 玻色子来传递. 在 β 衰变理论中, 跃迁矩阵元与费米弱相互作用常数 G 成正比. G 反映弱相互作用的强度. 在图 1.2 所示的 π 介子弱相互作用衰变过程矩阵元中除耦合常数 G 外还有一个附加因子, 该因子中包含另一个重要的常数 f_π , 称为 π 介子衰变常数, 其经验值为 $f_\pi = 93.2$ MeV. f_π 亦称为赝标衰变常数, 通常实验测量的值为 $\sqrt{2} f_\pi$. f_π 是低能强子结构的重要参数之一.

中性 π 介子主要通过电磁相互作用衰变:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

其寿命约为 8.4×10^{-17} s, 比 $\pi^\pm$ 介子的寿命短许多. 因而在核物理实验中多把 $\pi^\pm$ 用作介子探针.

1.2 K 介子和超子的基本性质

1.2.1 关于 K 介子的一般介绍

1.1 节讨论的核子和 π 介子都是由 u、d 夸克或它们的反夸克构成的, 其中不包含奇异夸克. K 介子和超子 (统称为奇异粒子) 组分中包含奇异夸克 (s 夸克) 或反奇异夸克 ($\bar{s}$ 夸克). 规定 s 夸克携带奇异量子数 $S = -1$, $\bar{s}$ 反夸克携带奇异量子数 $S = 1$, 而对其他夸克和反夸克有 $S = 0$.

四种 K 介子是

$$\left. \begin{array}{l} K^+(494) = u\bar{s}, \quad K^0(498) = d\bar{s}, \\ K^-(494) = s\bar{u}, \quad \bar{K}^0(498) = s\bar{d}. \end{array} \right\} \quad (1.16a)$$

注意: (1) K^+ 和 K^0 的奇异量子数为 $S = 1$, 对 K^- 和 $\bar{K}^0$ 有 $S = -1$; (2) K^+ 的反粒子是 K^- , K^0 的反粒子是 $\bar{K}^0$, 这与光子和 π^0 介子的情况是很不同的, 后者的反粒子就是它们自身; (3) K^+ 和 K^0 构成一组同位旋为 $I = 1/2$ 的二重态, K^- 和 $\bar{K}^0$ 构成另一组 $I = 1/2$ 的同位旋二重态. 这与上节讨论的 π 介子的情形很不相同.

K^0 介子的质量为: $m_{K^0} = 497.648 \pm 0.022$ MeV. $K^\pm$ 介子的质量、电荷半径和平均寿命的测量值分别为^[1]

$$\begin{cases} m_K = 493.677 \pm 0.016 \text{ MeV}, \\ \langle r_K \rangle = 0.560 \pm 0.031 \text{ fm}, \\ \tau_K = (1.2385 \pm 0.0024) \times 10^{-8} \text{ s}. \end{cases}$$

1.2.2 关于超子的一般介绍

下面几种超子是包含奇异夸克的重子:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda(1116) &= uds, & S &= -1, \\ \Sigma^+(1189) &= uus, & S &= -1, \\ \Sigma^0(1193) &= uds, & S &= -1, \\ \Sigma^-(1197) &= dds, & S &= -1, \\ \Xi^0(1315) &= uss, & S &= -2, \\ \Xi^-(1321) &= dss, & S &= -2, \\ \Omega^-(1672) &= sss, & S &= -3. \end{aligned} \right\} \quad (1.16b)$$

Λ 和 Ω^- 超子的同位旋为 $I=0$, 为同位旋单态; Σ 超子的同位旋为 $I=1, I_3=0, \pm 1$, Σ^+, Σ^0 和 Σ^- 构成同位旋三重态; Ξ 超子的同位旋为 $I=1/2, I_3=\pm 1/2$, Ξ^0 和 Ξ^- 构成同位旋二重态. 各种超子的强相互作用性质十分不同, 参见 2.3 节.

关于 Ω^- 超子, 按照夸克模型, 其自旋、宇称为 $J^P = 3/2^+$ (非测量值). Ω^- 超子的重子数 $B=1$, 同位旋 $I=0$, 奇异数 $S=-3$, 电荷数 $Q=-1$. 根据 1.4 节介绍的盖尔曼-大久保公式, 可按 (1.45) 式对 Ω^- 超子的质量进行计算. 利用实验值:

$$M_\Delta = 1232 \text{ MeV}, M_{\Sigma^*} = 1384.6 \text{ MeV}, M_{\Xi^*} = 1533.4 \text{ MeV},$$

确定出 Ω^- 超子的质量非常接近其测量值^[1]:

$$M_\Omega = 1672.45 \pm 0.29 \text{ MeV}.$$

历史上正是先有了上述理论预言, 然后才在实验上发现了 Ω^- 超子. Ω^- 超子是重子十重态的第 10 个粒子 (参见图 1.5 和表 1.7), 它由 3 个 s 夸克组成, 实验测定其寿命为^[1]

$$\tau_\Omega = (0.821 \pm 0.011) \times 10^{-10} \text{ s}.$$

这对应典型的弱衰变过程. 注意重子十重态中其他 9 个粒子的典型寿命均为 10^{-23} s 量级, 都是不稳定粒子. Ω^- 超子寿命比其他 9 个粒子长 12 个数量级, 因而在某些场合下可把 Ω^- 粒子视为“稳定”粒子, 甚至可研究 Ω^- 超子与另一个 Ω^- 超子或其他强子形成束缚态的可能性. 包含 Ω^- 超子的重子十重态的以上特征在介子八重态和重子八重态中是不存在的, 那里的 8 个粒子的寿命等性质都是相近的, 要么都是稳定的, 要么都是不稳定的.

进一步考虑, 如果超子内的夸克处于轨道角动量为零的态, 则超子的磁矩应为夸克磁矩之和. 我们已经知道核子的狄拉克磁矩为 $\mu_N = e\hbar/(2M_p c)$. 若假定夸克的狄拉克磁矩也具有这种形式 $\mu_q = Q_q e\hbar/(2m_q c)$, 其中 Q_q 是夸克电荷数 (以 e 为单位), 显然 μ_q 与 μ_N 的关系为

$$\frac{\mu_q}{\mu_N} = Q_q \frac{M_p}{m_q}. \quad (1.17)$$

对于 Λ 超子, $\Lambda(1116) = uds$, 其中一对 ud 夸克处于自旋为零的态, 因而对 Λ 超子的磁矩 μ_Λ 和自旋没有贡献. s 夸克的电荷数为 $Q_q = -1/3$, 所以

$$\mu_\Lambda = \mu_s = -\frac{1}{3} \left(\frac{M_p}{m_s} \right) \mu_N.$$

实验上已精确测定超子的磁矩. 例如, $\mu_\Lambda = -0.613 \mu_N$. 代入上式立即求出

$$m_s = 510 \text{ MeV}/c^2, \quad m_{u,d} = 350 \text{ MeV}/c^2. \quad (1.18)$$

强子内组分夸克质量的上述估算值与严格的理论计算结果是一致的. 由此可进一步估算其他超子的磁矩, 结果如表 1.2 所示. 可以看出, 由简单的组元夸克模型估算出的超子磁矩接近实验值. 在介绍了核子和超子的夸克模型波函数后, 将讨论磁矩和质量的进一步计算(1.4.3 节). 更严格的理论值可由手征组元夸克模型计算出来^[2]. 附带指出, (1.18) 式给出的夸克质量称为组元夸克质量, 是由强子的质量和磁矩导出的, 应看做是禁闭在强子内部的夸克的等效质量或动力学质量, 其中包含着强子内部的夸克、胶子以及它们之间相互作用的贡献, 同时也包含着相互作用导致真空中产生所谓流夸克-反夸克对($q\bar{q}$)的贡献.

表 1.2 几种超子的磁矩 (以 μ_N 为单位)

超子	估 算 值	实 验 值 ^[1]
Λ	$-\frac{1}{3} \frac{M_p}{m_s}$ (由实验 μ 值定 m_s)	-0.613 ± 0.004
Σ^+	$\frac{8}{9} \frac{M_p}{m_{u,d}} + \frac{1}{9} \frac{M_p}{m_s} = 2.673$	2.458 ± 0.010
Σ^-	$-\frac{4}{9} \frac{M_p}{m_{u,d}} + \frac{1}{9} \frac{M_p}{m_s} = -1.091$	-1.160 ± 0.025
Ξ^0	$-\frac{2}{9} \frac{M_p}{m_{u,d}} - \frac{4}{9} \frac{M_p}{m_s} = -1.435$	-1.250 ± 0.014
Ξ^-	$\frac{1}{9} \frac{M_p}{m_{u,d}} - \frac{4}{9} \frac{M_p}{m_s} = -0.493$	-0.6507 ± 0.0025
Ω^-	$3 \mu_s = -1.839$	-2.02 ± 0.05

1.2.3 奇异粒子的产生和衰变

奇异粒子的典型产生方式为

$$\left. \begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow K^+ + \Sigma^-, \\ \pi^- + p &\rightarrow K^0 + \Lambda, \\ \pi^+ + p &\rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + p, \\ \pi^+ + n &\rightarrow K^+ + \Lambda, \\ \pi^- + n &\rightarrow K^- + K^0 + n. \end{aligned} \right\} \quad (1.19)$$