

“基本粒子”的实验研究近况*

張 文 裕

(中 国 科 学 院)

提 要

这篇总结性文章论述了最近四、五年来“基本粒子”实验研究的发展情况。全文着重讨论了强相互作用粒子的发展情况,关于弱相互作用问题则谈得不多。其主要原因是:在强相互作用粒子方面,近年来实验上发现了大量的粒子共振态,以致使粒子总数由 30 种剧增到 100 种左右,而且,有关的理论方面也相应地取得了成功的发展——由强相互作用对称性提出的 $SU(3)$ 分类方案。正是这些新发展,使得对所谓基本粒子(至少对强相互作用粒子来说)是有结构的、是可分的看法在近年来更加明确了。本文总结和讨论了最近四、五年来较重要的七组实验——四组关于强相互作用问题,三组关于弱相互作用问题,并且,集中地讨论了强相互作用粒子在最近几年来的发展情况,1960 年前后的统计对比以及粒子分类的物理意义等,这些为讨论 $SU(3)$ 和 Regge 轨迹分类方案准备了有利的物理条件。在讨论 $SU(3)$ 和 Regge 轨迹分类方案时,本文只着重讨论了这两个方案(特别是 $SU(3)$)的物理背景和设想、方案的数学基础、理论结果及其与实验的比较。通过和实验比较,Regge 轨迹方案就显出了远不如 $SU(3)$ 方案,这个事实和 Regge 极理论所出现的严重问题(参看第二章第 3 节)当然是分不开的。希望通过这篇文章能向读者介绍“基本粒子”在这几年中的发展概况,在现阶段解决或摸清了那些问题,以及今后实验工作的可能方向。

綱 要

一、引言

二、1961 年以来一些较重要的实验

A. 强相互作用

1. 核子、超子和介子共振态的发现
2. Ω^- 粒子的发现
3. 衍射峰的缩减和 Regge 极理论的确切性
4. 高能下 pp 和 πp 的向前弹性散射

B. 弱相互作用

5. 两种中微子 ν_e, ν_μ 的实验证明
6. 中间玻色子的寻找——质量小于 1.8 BeV 的中间玻色子不存在
7. $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的实验和 CP 守恒的矛盾
8. 小结

三、1961 年以来强相互作用粒子的研究概况

1. 1960 年以前粒子物理的概况和人们对粒子的看法
2. 四种作用力的一般性质、相对强度和研究近况
 - (1) 强相互作用力
 - (2) 电磁相互作用力
 - (3) 弱相互作用力
3. 1961 年以后我们对重子共振现象的一些工作
 - (1) 共振态的能级图和跃迁图
 - (2) 级联跃迁过程的运动学计算
 - (3) 在 πp 作用实验中 Δ 超子动量分布的分析
 - (4) 关于次级粒子总能量 ω 的工作
4. 1960 年以来强相互作用粒子的发展,统计

* 1965 年 7 月 20 日收到。

和分类的意义

四、强相互作用粒子的分类, $SU(3)$ 和

Regge 轨迹的物理基础

1. 编号、正名和排列

2. $SU(3)$ 或八度法 (Eight-fold Way) 分类法

(1) 八度法的物理背景和设想

(2) 八度法的数学基础和结果

(3) 和实验进一步比较

3. Regge 轨迹分类法

(1) Regge 轨迹的定义

(2) 电磁相互作用——氢原子的 Regge 轨迹

(3) 强相互作用的 Regge 轨迹

(4) Regge 轨迹分类法的考验

(5) 介子族 Regge 轨迹的坡度

五、结论

1. 弱相互作用方面的问题

(1) 奇异粒子的稀有衰变

(2) μ 介子中微子 ν_μ 和核子的作用

2. 强相互作用方面的问题

(1) 高能(10BeV 以上)散射

(2) 共振态的继续研究

(3) 双重子共振态($A=2$)

(4) $\frac{1}{3}e, \frac{2}{3}e$ 粒子(Quarks)的寻找

一、引言

最近五年来,人们越来越发现,在长期内被看成是“基本粒子”的粒子其绝大部分并不是基本的。越来越多的事实证明,它们的性质是近于象原子核那样,内部具有结构,而不是不可分的。在研究物质结构的历史过程中,象这样的情况已经发生了多次。例如,最初认为原子是不可分的,但后来发现它是由电子和原子核组成的。当时又认为原子核是不可分的,但很快地又发现它是由质子和中子(“基本粒子”)组成的。现在又发现所谓“基本粒子”也是有结构的,也是可分的。这并不足为奇,这与物质的无限可分性的观点完全符合。我们相信宇宙之大或小都是无穷无尽的。

核力在强相互作用粒子中可以引起一系列的态——共振态。低态是“束缚”的或亚稳定的,高态是部分束缚的或不稳定的(在 $\sim 5 \times 10^{-23}$ 秒内衰变)。因此,所有强相互作用粒子都显示出一能级谱(参见第三章第3节),这一能级谱似乎没有明显的上限。

如果把共振态也认为是粒子,到目前为止,就有约100种粒子。这其中约有90种粒子是强相互作用粒子的“基态”和共振(“激发”)态;其余9种粒子尚未发现有共振态,这9种粒子是光子和8种轻子: $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, e^-, e^+, \mu^-, \mu^+$ 。

按通常观点,一种粒子(或一般系统)一有共振(“激发”)态,就不能认为是基本的,因为共振(“激发”)态是和系统(粒子)的结构密切相连的,它们是系统结构的标记。从另一方面看,即从不能真实进行强作用衰变的方面看,一个强相互作用粒子可以认为有许多封闭交通孔道¹⁾。例如一个 π 介子,可以有下列的封闭交通孔道: $3\pi, 5\pi, K\bar{K}\pi, N\bar{N}, \Xi\bar{\Xi}$ 。那么,理论上可以认为,一个 π 介子在它的生命期间有一段时间是在 3π 态,另一段时间是在 5π 态,等等。换言之,当讨论(或计算) π 介子性质的时候,可以认为 π 介子是由上列的态组成的。当然,总有一个或数个态是比较主要的,即 π 介子存在于这个态的时间较长。对其他粒子也有类似的想法。这些是几年来较普遍的理论观点,在某些问题上,在解释实验结果时是起了不少作用的。如果可以进行计算,其结果是和实验符合的。当然,这

1) 封闭交通孔道是一些态(粒子系统),它们各个的总能量高于我们所讨论的粒子的能量,而所有有关的守恒量子数都和这粒子的量子数一样。封闭孔道和敞开孔道是讨论粒子稳定性的重要概念(参看第二章第1节)。

些概念和说法都是在现有的已知粒子和已知物理过程的基础——实验基础——上提出的。如果新事物进一步被发现,这些概念和说法也许都会改变或改进。

因此,除了那些少数的光子和轻子的情况尚不知道外,其余绝大多数的粒子——强相互作用粒子——都很难被认为是基本的,所有粒子包括质子在內都是有结构的,它们的结构^[1]就是我们研究的主要课题之一。任何种类的粒子都可以由能量足够的其他种类的粒子(在某种条件下,如选择定律)碰撞而产生。当粒子遇见其反粒子时,又可以湮没而转换为其他粒子。按目前情况来看,粒子的构成可能有以下三种情况:1)在一定条件下“相互构成”(如上面所述的);2)由已知粒子中的某些较基础的粒子构成(有如坂田模型);3)由“更小”的新的尚未知的粒子构成。这“构成”的性质、形式和规律正是我们目前迫切需要知道的。我们相信,随着实验技术和准确度的不断提高,这些问题是一定可以弄清楚的。当然,随之又会有新的问题相继产生,因为“基本粒子”只不过是构成自然的不同质的无限阶层的一个或几个阶层。问题是,这些粒子是否是属于同一阶层。

本文的题目虽是“基本粒子的实验研究近况”,但是全篇的内容侧重于强相互作用粒子,只在某些地方简略地谈到了与弱相互作用有关的问题。例如,我们简单地总结和讨论了三组有关弱相互作用的实验,希望附带地看出近三、四年来在弱相互作用领域内有什么较突出的进展。本文着重讨论强相互作用粒子的主要原因在于,近几年来这方面的工作有很大的进展,而弱相互作用的问题进展较少。在讨论强相互作用粒子时,我们将尽量使用目前的标准名称,但因习惯关系,有时免不了用了其他名称,这时希读者由质量、同位旋、自旋与宇称等把它们相应地对照出来。

二、1961 年以来一些较重要的实验

高能物理总的目的^[1]是要研究 1) 粒子的内部运动和内部结构,和 2) 粒子间的相互作用力。这两个问题是先后交替逐步深入的,但又并不是相互独立的,而是相互交错相互渗透的。研究这些问题的方法是:使一个高能粒子和一个“靶”粒子相碰撞(入射粒子能量越高它越靠近“靶”粒子),然后通过研究所产生的次级粒子(包括弹性散射的散射粒子)的种类、相对数目、性质和行为等来研究上述两个问题。研究次级粒子的行为是特别重要的,例如角分布、能量分布和各种不同方式的动量分布以及共振现象等的观测,可以提供不少有关这两个问题的有用资料。在低能弹性散射过程中,通过长期的实践与不断分析和总结实验结果,已经建立了理论,可以把比如可观测的角分布与粒子的结构(形状)和粒子间的相互作用力等连结起来。历史上,这些理论在原子物理和原子核物理中起了重大的作用。在**高能粒子碰撞过程中,人们也希望有类似的情况发生。

下列所总结的七组实验,有的是在粒子物理学中开辟了一个新领域或新方向(例如共振态的发现),有的是验证了较重要理论的某个关键环节(例如 Ω^- 粒子存在的证实),有的是严重地破坏了某些现行理论(例如衍射峰在 πp 弹性散射不缩减和 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 等)。因此,它们是较重要的。这些实验可以粗略地显出最近四年来在强相互作用和弱相互作用范围内研究的活跃程度,和在这两个领域内的一些主要课题。

在历史上,物理学的进展,特别是在它的每一个刚开始的新阶段,更是要依靠实验和理论二方面工作的密切配合。现在高能物理是物理学中刚开始的另一个新阶段,十五年

来,它能有这么大的进展,完全是实验和理论二方面的工作者并肩前进密切合作的结果。当然,下列实验的进行和完成也绝不是例外的。这完全是符合“实验 $\rightarrow$ 概念 $\rightarrow$ 理论 $\rightarrow$ 再实验”以使科学不断发展的规律的。从这个总的观点看,下面每一个实验所引起的问题,只是问题的开始或发展,而绝不是问题的解决或终了。

A. 强相互作用

1. 核子、超子和介子共振态的发现(参见第三章第4节)

这是一系列实验的成果,其研究工作在 1963—1964 年间特别活跃,达到了最高峰。人们一方面寻找新共振态(有效质量值),另一方面,在条件允许下测定它们的某些物理性质,特别是某些量子数,例如自旋、宇称等。下面给出了到 1964 年底为止所发现的共振态的统计数据¹⁾:

- (1) 核子共振态……………12 个²⁾
- (2) 超子共振态……………12 个
- (3) 介子共振态……………11 个(包括反介子)

新发现的共振态分别被认为是核子、超子和介子的激发态,这主要是根据粒子(见表 6,7,12 和 13)的质量、质量数 A 、超荷 Y 和同位旋 I 来考虑的。

有的共振态只有一个强相互作用衰变孔道(所谓敞开交通孔道,即能量等于或小于起始态的能量,而有关的量子数和起始态的一样的一个态),但是有的就有好几个孔道,当然其中总有一个是较重要的。例如:

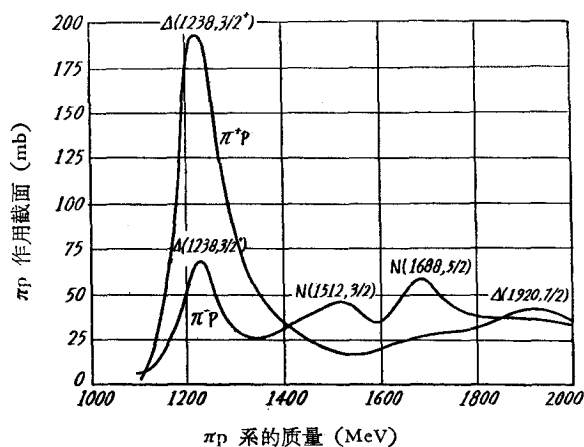


图 1 π^+p “弹性”散射而产生的核子共振态(isobaric states)

第一个共振,即不稳定粒子 $\Delta(1238, \frac{3}{2}^+)$,是在 1952 年发现的,这就是大家所熟悉的所谓“3,3”共振。 π^+p 作用所产生的这个峰的高度比 π^-p 作用所产生的同一个峰要高得多。其他共振峰出现在 πp 系的质量为 1512, 1688 和 1920 MeV 处,每个峰都相当于一个不稳定粒子。

1) 这些数字不包括有效质量大于 2000 MeV 的共振态。只有介子族的数字包括有反粒子的共振态。核子和超子的反粒子不包括在内,因此关于这两个重子族的共振态的数目应乘 2 才能得到总数目。

2) 其中四重态 $(1238, \frac{3}{2}^+)$ 是早在 1952 年就被发现了。

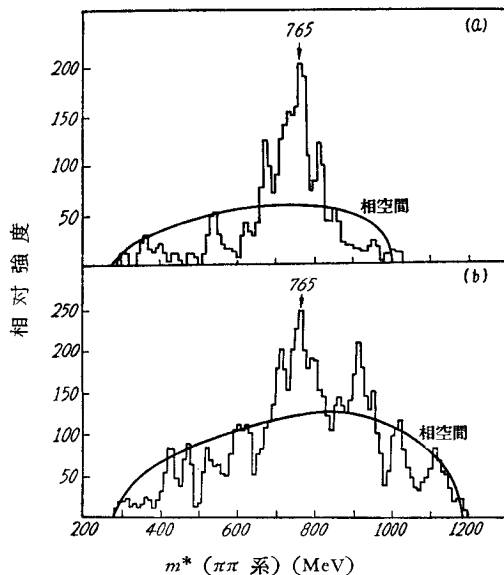


图2 $\pi^-\pi^0$ 系和 $\pi^-\pi^+$ 系的混合质量谱—— ρ 介子^[12]
(a) $\Delta \leq 400 \text{ MeV}/c$, (b) $\Delta > 400 \text{ MeV}/c$.
 $\pi\pi$ 组合是由 $\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^0$ 和 $n + \pi^- + \pi^+$ 进行的. 光滑曲线是相空间分布, 经调整后分别适合于所包括的动量传递, 并经归一化分别相当于所画的事例数目. 在 $m^* = 765 \text{ MeV}$ 有一高峰突出于相空间 (统计理论) 之外, 这是被以后的实验所证明了的 ρ 介子¹⁾.

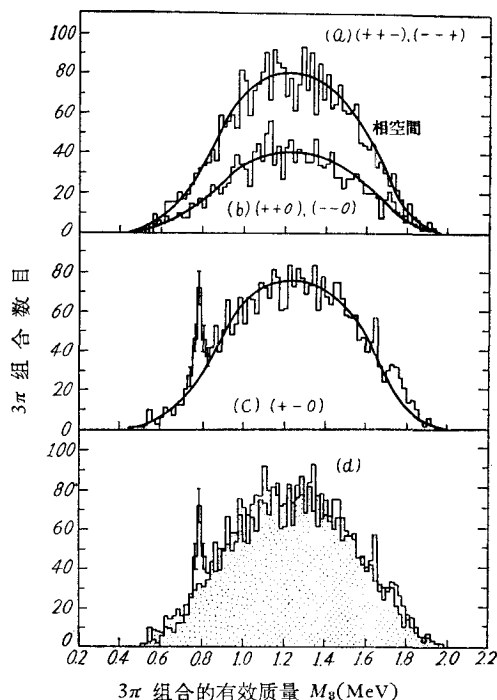


图3 3π 关联质量谱—— ω 介子^[13]
 3π 组合是由 $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ 进行的. 由图3(a)和(b)看不出单带电和双带电的 3π 组合有任何峰, 但在图3(c)中, 中性 3π 组合的质量谱在 $M_s = 785 \text{ MeV}$ (宽度 $< 20 \text{ MeV}$) 处有一个很显著的峰突出于相空间之上, 这即为 ω 介子²⁾, 其同位旋 I 为 0.

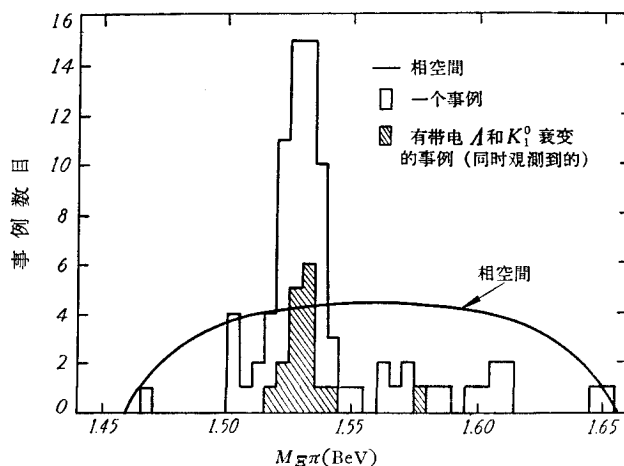


图4 $E\pi$ 系有效质量分布^[14]
共 88 个事例, 66 个是由 $K^- + p \rightarrow E^- + \pi^+ + K^0$ 得到, 其中有 17 个是同时观测到有带电 A 和 K^0 衰变的事例. 其余 22 个事例是由 $K^- + p \rightarrow E^- + \pi^0 + K^+$ 得到的. K^- 介子的动量为 $1.8 \text{ BeV}/c$. 由图中的高峰知 $M(E\pi) = 1530 \text{ MeV}$ ³⁾, 全宽度 $< 7 \text{ MeV}$.

- 1) ρ 介子的质量是 750 MeV , 在半高处的全宽度是 $\Gamma \approx 100 \text{ MeV}$. ρ 介子就是新名称的 $\pi(750, 1^-)$, 在 $SU(3)$ 中属于八重正多重态.
- 2) 后来的实验证明了这些结果, ω 的质量为 782 MeV , 全宽度 $\Gamma < 15 \text{ MeV}$. 按新名称 ω 介子是 $\eta(782, 1^-)$. 在 $SU(3)$ 群中, 它是属于单一正多重态还是八重正多重态, 目前尚无法肯定.
- 3) 由 E^* 的衰变分支比, 得出 E^* 的同位旋 $I = \frac{1}{2}$, 即 E^{*0} 和 E^{*-} . 在 $SU(3)$ 中 $E(1530, \frac{3}{2}^+)$ 是属于 10 重正多重态.

- (1) 核子: $N\left(939, \frac{1}{2}^{+}\right)^{1)}$ 基态
 $\Delta\left(1238, \frac{3}{2}^{+}\right)$ 共振态
 $\downarrow$
 $N + \pi$ 强作用衰变
- (2) 超子: $\Lambda\left(1115, \frac{1}{2}^{+}\right)$ 基态
 $\Lambda\left(1520, \frac{3}{2}^{-}\right)$ 共振态
 $\left. \begin{array}{l} \rightarrow \Sigma + \pi \\ \rightarrow N + \tilde{K} \\ \rightarrow \Lambda + \pi + \pi \end{array} \right\}$ 强作用多孔道衰变
- (3) 介子: $\pi(137, 0^{-})$ 基态
 $\pi(750, 1^{-})$ 共振态
 $\left. \begin{array}{l} \rightarrow \pi + \pi \\ \rightarrow \pi + \pi + \pi + \pi \end{array} \right\}$ 强作用多孔道衰变

在实验过程中,一个共振态的“有效质量” M 是由有关次级粒子(衰变后)的总能量 E 和动量 P 来测定的。但是,我们事先无法确定哪些次级粒子是由共振态强衰变来的,哪些是直接由强反应来的。因此,每个可能组合都要考虑到。每个组合的“有效质量” M 是

$$M_{\text{eff}} = [(\sum E_i)^2 + (\sum \mathbf{P}_i)^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (1)$$

然后画出这许多组合的“有效质量”的分布(见图1,2,3和4)。光滑本底是代表统计过程的本底,即所谓相空间分布。在粒子反应过程中如有共振态产生,则在质量分布的光滑本底上应有突出的“峰”。“峰”的位置就是共振态的质量。通过测不准原理,峰的宽度可以用来估计共振态的寿命。有的寿命可以短到 5×10^{-24} 秒,有的可以长到 5×10^{-18} 秒,但一般说来(即大部分共振态)寿命是 $\sim 5 \times 10^{-23}$ 秒。

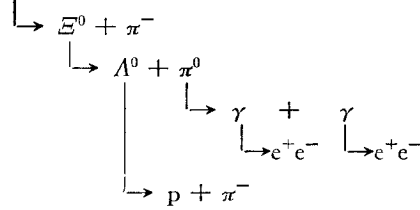
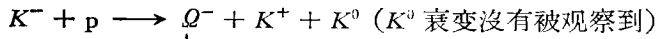
2. Q^{-} 粒子的发现^[5,6]

Q^{-} 粒子是由 $SU(3)$ 群理论预言出来的(参看第四章)。按 $SU(3)$ 群的[10]表示,在重子家族的一个由10个成员组成的“超多重态”中,应有一个电荷单一态 Q^{-} 粒子。要作为此“超多重态”中的一员(见图7),它的质量应为1676 MeV,奇异数 S 应为 -3 , J^P 应为 $\frac{3}{2}^{+}$ 。由于它的质量不太大,而奇异数很大($S=-3$),因此它只能通过弱作用衰变($\Delta S=1$),即 $\tau \sim 10^{-10}$ 秒。如果通过强作用衰变, S 必须守恒,那么它只能衰变为 $\Xi(S=-2)$ 和一个 $S=-1$ 的粒子,或衰变为3个 $S=-1$ 的粒子。这样它的质量太小,不能满足能量守恒。

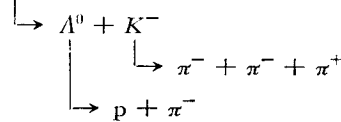
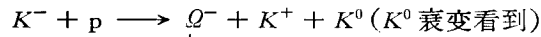
在实验过程中,利用布鲁克海文实验室的33BeV AGS高能加速器所产生的5.0BeV/c K^{-} 粒子束²⁾,射入长形(80英寸)氩气泡室,并与质子作用。在十几万张照片中,发现了一张照片可以由下列反应(强作用)和衰变(弱作用)来解释^[5](见图5):

1) 括弧内第一个数字是电荷多重态所有成员的平均质量(MeV),第二个是自旋 J ,正负号是代表宇称 P 。

2) 用28 BeV 质子束轰击铍靶,产生了 K^{-} , π^{-} 和反质子,经分离后得到5.0 BeV/c K^{-} 介子束。



由运动学(利用测量数据)推出质量 $M = 1686 \pm 12 \text{ MeV}$. 又由于奇异数 S 在强作用反应中应守恒, 在弱作用衰变中应改变 1, 即 $\Delta S = 1$, 所以 Ω^- 粒子的奇异数应是 $S = -3$. $\tau(0.7 \times 10^{-10} \text{ 秒})$ 和 J^P 的估计也和预言的不相违背. 最近, Barnes 等^[6] 又发表了另一个事例(见图 6). 这第二个 Ω^- 粒子是由同一组照片找到的. 它的产生方式和第一个的相同, 但衰变方式不同, 它衰变为 Λ^0 和 K^- :



由动量和角度计算这个 Ω^- 的质量为 $1674 \pm 3 \text{ MeV}$. 第一个事例的质量经重新计算应为 $1677 \pm 9 \text{ MeV}$ (见杜布纳 1964 年会议). 这两个事例的平均质量为 $1675 \pm 3 \text{ MeV}$. 这两个 Ω^- 粒子是由约 150,000 张照片里找到的, 在这些照片里, K^- 介子的径迹总长度约为 2×10^6 呎. 初步估计, Ω^- 粒子的产生截面只不过是约 $2 \mu\text{b}$. 在这二个片子里, Ω^- 粒子当然也可以衰变为 $\Xi^- + \pi^0$. 据说最近又发现了两个, 但尚未看到照片.

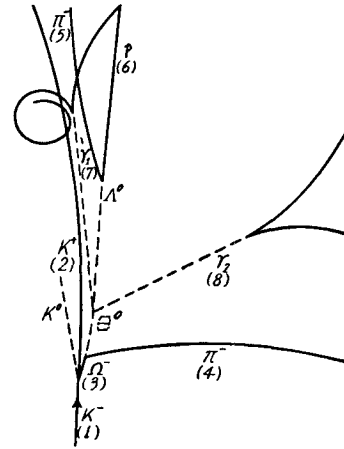


图 5 在氢气室里第一个 Ω^- 粒子的产生和衰变描绘

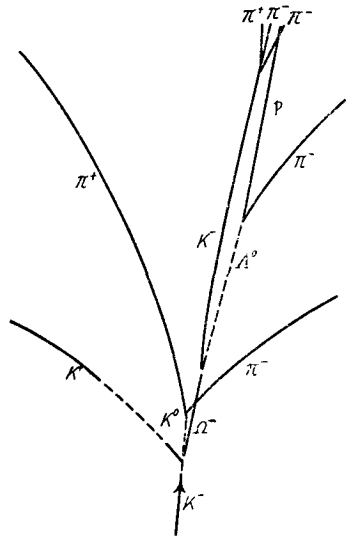


图 6 第二个 Ω^- 粒子的产生和衰变的描绘

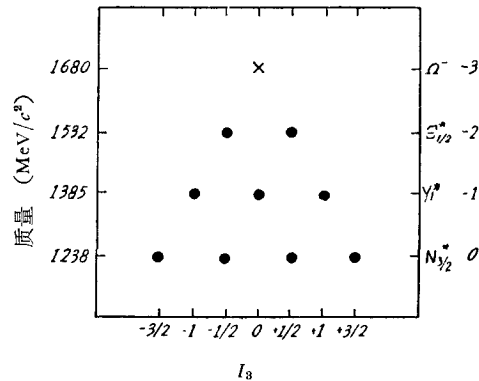


图 7 重子的 10 重态图

“x”代表 Ω^- 粒子, Ω^- 粒子的发现是 $SU(3)$ 的成就. 此图是图 20 的 10 重态的另一种画法, 即用同位旋 I 的分量 I_3 来代替 (I, Y) , 并把质量的坐标(纵坐标)放大.

3. 衍射峰的缩减 (shrinkage of diffraction peak) 和 Regge 极理论的确切性

假设入射能量很高, 使得真空 Regge 轨迹(参看第四章)居主导地位, 那么根据 Regge

极理论,任何一种粒子的弹性散射过程(小角度散射)其微分截面 $\frac{d\sigma}{dt}$ 应对数地随 S 增加而缩减;这里 t 是四动量传递的平方, S 是质心系总能量的平方. 这种 $\frac{d\sigma}{dt}$ 的缩减相当于作用半径增长的半经典图象. 根据 Regge 极理论可以推出下面方程^[7]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_{\text{opt}} F(t) \left[\frac{S}{S_0} \right]^{2\alpha_p(t)-2}. \quad (1)$$

式中指数 $\alpha_p(t) \leq 1$; $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{opt}}$ 即 $\frac{d\sigma}{dt}$ 在 $t=0$ 的最小值,可由光学定理推出; S_0 通常取为 $2m_p^2$.

1962—1963 年间,有一组高能物理工作者(Foley 等)利用布鲁克海文实验室的 33BeV 质子 AGS 加速器作了一系列的实验^[8]来验证这个预言. 在这一系列的实验中,他们把动量为 7—20BeV/c 的 p , $\bar{p}$, $\pi^\pm$ 和 $K^\pm$ 注射到液体氘靶上,用电子学方法测量在每一个入射动量的小角度弹性散射截面. 探测仪器的输出由复杂的电子学线路直接耦合到电子计算机上. 在分析数据时,可以有三种方法来表示我们的结果: 1) 对一定入射动量(即一定 S 值)画出 $\frac{d\sigma}{dt}$ 对 t 的分布; 2) 在一定 $-t$ 值画出 $\frac{d\sigma}{dt}$ 与 S 的对数关系; 3) 画出指数 $\alpha_p(t)$ 与 $-t$ 的关系. 从这三种曲线关系,我们都可以看出 $\frac{d\sigma}{dt}$ 是否随入射能增加而缩减. 第 2) 和 3) 法较为直接和灵敏. 如无缩减,则 $\alpha_p(t)$ 与 $-t$ 的关系曲线的相对坡度(对 pp 散射说)接近于 0, 即 $\frac{d\alpha(t)}{dt}(x+p) / \frac{d\alpha(t)}{d(t)}(p+p) \approx 0$. 实验结果见图 8—12. pp 和 K^+p 弹性散射的 $\frac{d\sigma}{dt}$ (在一给定 t 值),当入射能量增加时明显地有缩减,正如 Regge 极理论所预言的. $\pi^\pm p$ 的 $\frac{d\sigma}{dt}$ 明显地没有缩减,因而与 Regge 极理论不相符合. $\bar{p}p$ 的 $\frac{d\sigma}{dt}$ 没有缩减的

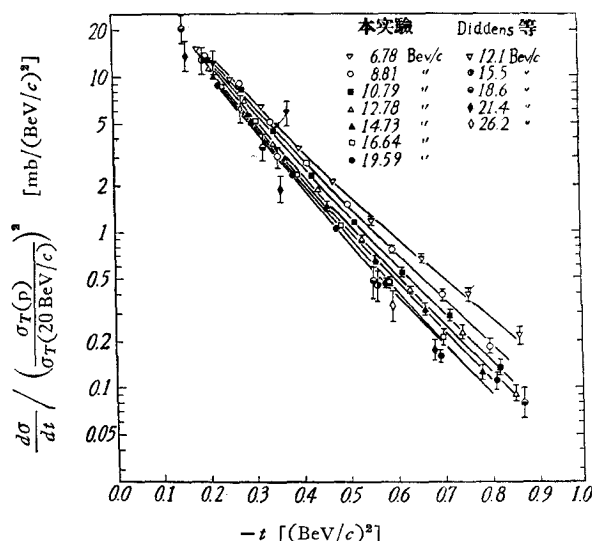


图 8 pp 弹性散射的微分截面与四动量传递的平方 t 的关系

迹象;关于 K^-p 弹性散射目前数据尚少,不能得出有缩减的结论. 总之,按目前情况看, Regge 极理论是有较严重问题的. 两年来,虽有不少理论文章企图解释这些实验结果^[9],但是问题尚未得到根本解决. 当然,由其他实验组来重复这些实验也是有益的,但看来实验情况大改变的可能性是不大的.

4. 高能下 pp 和 πp 的向前弹性散射

这些实验的主要目的是要测量库伦干涉效应,从而推出关于靶核子对一高能入射粒子的吸收性(或透明

1) $\alpha(t)$ 是微分截面与总能量平方 S 的关系指数,因此它是衡量这个关系的强度.

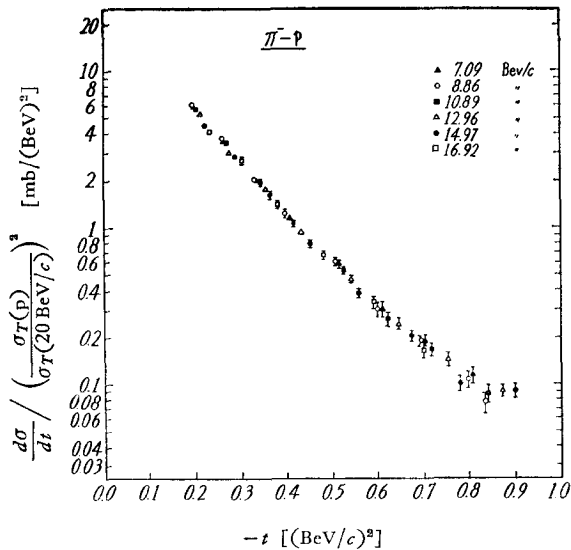


图 9 π^-p 弹性散射的微分截面与四动量传递的平方 t 的关系

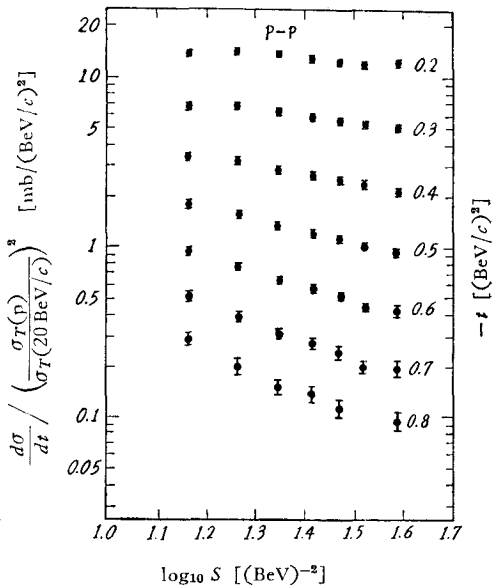


图 10 pp 弹性散射的微分截面与总能量平方 S (质心系) 的对数关系

这些数据是由图 8 内推出来的。曲线直接显示了在一定 t 值微分截面与入射能量(或动量)的关系。 S 增加时, 微分截面明显地减少, t (图中的数字) 越大, 减少越显著。

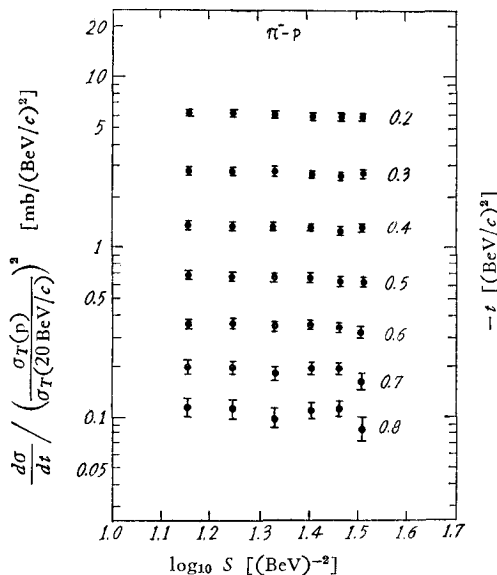
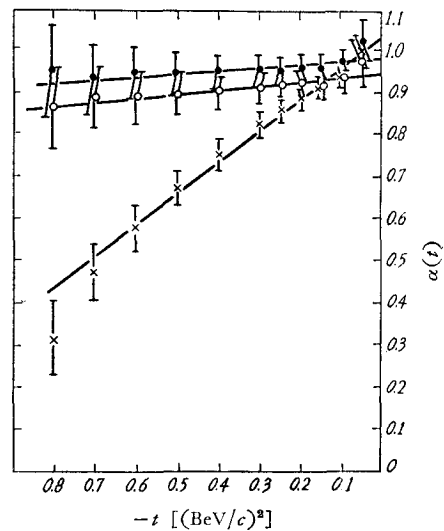


图 11 π^-p 弹性散射的微分截面与总能量平方 S (质心系) 的对数关系。

这些数据是由图 9 内推出来的。可以直接看出, 不管在那一个 t 值, 微分截面基本上与入射能量无关。



$$\begin{aligned} \times pp: & \quad \alpha = 1.034 \pm 0.018 + (0.746 \pm 0.060)t \\ \bullet \pi^-p: & \quad \alpha = 0.980 \pm 0.021 + (0.081 \pm 0.073)t \\ \circ \pi^+p: & \quad \alpha = 0.943 \pm 0.023 + (0.103 \pm 0.074)t \end{aligned}$$

图 12 指数 $\alpha(t)$ 与 $-t$ 的关系图

由曲线推出了 pp , π^-p , π^+p 弹性散射的 $\alpha(t)$ 与 t 的关系式, 其系数分别为 0.746, 0.081, 0.103, 所以 pp 弹性散射的微分截面与总能量平方 S 的关系强度比 π^-p 和 π^+p 弹性散射的要大约 10 倍(如果用 $\alpha(t)$ 值来衡量这个强度的话)。因此, pp 散射和 $\pi^\pm p$ 散射是很不相同的, 很难用目前的 Regge 极理论来“统一”地描述它们。

性), 弹性散射微分截面 $\frac{d\sigma}{dt}$ 可用下式表示:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |A_c(t) + A_n(t)|^2, \quad (2)$$

这里 t 是四动量传递的平方, $A_c(t)$ 和 $A_n(t)$ 分别是由库伦场和核力场所引起的向前散射复数振幅. 库伦振幅 $A_c(t)$ 实质上是两个结构因子 (Form Factors) 的乘积, 它所包含的参量都可以由理论和实验配合求出. 由于假设核力振幅 $A_n(t)$ 与自旋无关, 可以用下面的半经验公式来表示:

$$A_n(t) = (\alpha + i) \exp(a + bt), \quad (3)$$

其中 a 可由光学定理和总截面的实验值求得. 用最小二乘法使 (2) 式符合 $\frac{d\sigma}{dt}$ 对 t 的实验曲线 (在每个入射动量下), 由此, 对每个入射动量都可以求出 α 和 b 的值. α 是我们最关心的一个量, 因为在一定条件下它可以代表靶核子的吸收 (或透明) 性.

假设 $A_n(t)$ 的实部和虚部有同样的坡度, 那么一个单一的与 t 无关的常量 α 就代表这两部分的比, 即

$$\alpha = \frac{\text{Re} A_n(t)}{\text{Im} A_n(t)}. \quad (4)$$

比值 $\frac{\text{Re} A_n(t)}{\text{Im} A_n(t)}$ 是衡量核子吸收性 (或透明性) 的. 这样, 通过 α , 核子对入射高能粒子的吸收 (透明) 性就可以在不同入射能量下由实验测得. 按通常的推测, 在 高能下 α 或 $\text{Re} A_n(t)/\text{Im} A_n(t)$ 应近于零, 因为这时散射截面的绝大部分应是吸收截面 (由 $\text{Im} A_n(t)$ 所代表).

文献 [11, 12] 的一系列实验工作, 都是在布鲁克海文实验室的 33 BeV 质子 AGS 加速器上做的. 他们利用可变动量 8—18 BeV/c 的质子束、8—12 BeV/c 的 π^- 介子束和 10 BeV/c 的 π^+ 介子束先后注射到液体氘靶上, 用电子学方法测量每一种粒子在每一个入射能量的总微分截面 (库伦力加核力). 利用上面所解释的分析原理和直接耦合到电子计算机的复杂线路, $\frac{d\sigma}{dt}$ 与 t 的关系和 α 值在不同入射能量都可直接算出. 实验结果明确显示: pp 和 π^+p 散射有同数量级的加强库伦干涉 (Constructive Interference), 而 π^-p 散射则有同数量级的消减库伦干涉 (Destructive Interference). 利用这些实验事实和上面的分析计算, $\frac{d\sigma}{dt}$ 因而 α 就可以得到. 以 pp 散射为例, 其 α 值列在表 1(a). 从表上看不出 α 与入射能量有何显著关系. π^+p 的 α 值和 pp 的 α 值很相似, 也接近于 -0.3 (见表 1(b)). 如果

表 1(a) α 值与入射动量的关系 (pp 散射)

质子动量 BeV/c	$\alpha = \text{Re} A_n(t)/\text{Im} A_n(t)$	标准误差*
7.92	-0.247**	0.023
9.94	-0.302	0.018
12.14	-0.258	0.016
17.82	-0.307	0.016

* 系统误差 (估计) 约等于标准误差的 3 倍.

** 负号相当于一排斥作用势.

这些结果可靠,则表明在高速粒子撞击下,核子有一定的透明度。换言之,可以有向前散射的几率。这些实验结果和通常的看法有矛盾。

近年来,有些理论工作者试图用色散关系^[13]来解释这些实验结果。对 pp 散射,当入射能量在 2—8 BeV 之间时,色散关系大致和实验符合。但当入射能量大于 8—9 BeV 以后,色散关系就开始和实验不符合,这个差别随着能量的提高而增加。 α 的绝对理论值小于绝对实验值。至于 $\pi^\pm p$ 小角弹性散射, Foley^[12] 等最近发表了较定量的 α 值,如表 1(b) 所示。

这些作者也试用向前色散关系来计算 α 值,然后和 $\pi^- p$ 的 α 实验值相比较 ($\pi^+ p$ 因数据太少没作比较),但是理论结果并不好:在 8—12 BeV/c 动量区内理论 α 的绝对值小于实验 α 的绝对值,但当动量大于 12 BeV/c,理论 α 的绝对值则大于实验 α 的绝对值。换言之,理论 α 的绝对值随动量增加而减小得不够大(快)。

表 1(b) α 值与入射动量关系($\pi^\pm p$ 散射)

$\pi^- p$ 散 射		$\pi^+ p$ 散 射**	
质子动量 BeV/c	α 值	质子动量 BeV/c	α 值
7.96	-0.330	10.05	-0.109
9.89	-0.300	11.86	-0.132
11.86	-0.408	13.87	-0.066
15.84	-0.216		
20.04	-0.106*		
23.95	-0.001*		

* 此二值是初步的。

** $\pi^\pm p$ 的标准误差和 pp 的大小相似。

B. 弱相互作用

5. 两种中微子 ν_e, ν_μ 的实验证明

这些实验结果主要是证明:由加速器出来的中微子(即绝大部分由 π 介子和 K_μ 介子衰变而放射出来的中微子,现以 ν_μ 表示)与核子作用时只能产生 μ 介子而不能产生电子。换言之, ν_μ 中微子和由 β 衰变出来的中微子(现以 ν_e 表示)是不同的(反应过程可视为“倒”衰变过程: $n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \longleftrightarrow \bar{\nu}_e + n \longrightarrow p + e^-$)。第一个实验是在 1962 年完成的^[14]。最近一年多来又有几个新的实验证实了这个结果,并累积了更多的关于“弹性”反应 $\bar{\nu}_\mu + n \longrightarrow p + \mu^-$ 和“非弹性”反应 $\bar{\nu}_\mu + N_1 \longrightarrow N_2 + n\pi + \mu^-$ 的事例;此外 ν_μ 的质量估计为 $m_{\nu_\mu} = (6 \pm 2) \text{ MeV}$, 中间玻色子的存在与否也有了进一步的^[15]。

μ 介子中微子 ν_μ 与电子中微子 ν_e 是否相同,有着深远的理论意义。具体说来,是与应该支持中微子的二分量理论还是四分量理论有着密切关系。这两个理论所预言的一些结果见表 2。表中符号 R 和 L 分别代表中微子的自旋方向与动量方向相同和相反。按二分量理论,下列二过程是被允许的:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_{\mu L}; \nu_{\mu L} + (Z, A) \longrightarrow (Z+1, A) + \begin{cases} e^- \\ \mu^- \end{cases}, \text{换言之, } \nu_\mu = \nu_e. \text{ 但按}$$

四分量理论,上面过程特别是电子产生过程是被禁止的,被允许的只是

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_{\mu L}; \bar{\nu}_{\mu L} + (Z, A) \longrightarrow (Z+1, A) + \mu^-, \text{换言之, } \nu_\mu \neq \nu_e.$$

现在将第一个实验(在布鲁克海文实验室的 33 BeV 质子 AGS 加速器上所做的工作)简单地描述如下。中微子与核子作用而产生电子和 μ 介子的截面已由一些理论工作者计

表 2 二分量与四分量理论衰变的区别

二 分 量 理 论	四 分 量 理 论
$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{eR}$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{eR}$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_{\mu L} + \bar{\nu}_{\mu R}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_{\mu L} + \nu_{\mu R}$
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu L}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_{\mu L}$
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu L}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_{\mu L}$
为了轻子守恒 μ^+ 为反粒子	为了轻子守恒 μ^- 为反粒子

算出来。根据费米弱作用理论并假设矢量结构因子等于准矢量因子,在 $E_\nu \sim 1 \text{ BeV}$ 算出作用截面 $\sim 10^{-38} \text{ cm}^2$ 。因此,在实验上要使这么小的截面增加,中微子能量 E_ν 必须大量增高。中微子束是由 π 介子束飞行衰变而来的(即 $\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$; 小部分由 $K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ 而来)。 π 介子束是由 15BeV 质子撞击铍(Be)靶而产生的。这个混合粒子束射入离靶约 21 公尺远而厚度为 13.5 公尺的铁墙(吸收物)。中微子的作用事例就在墙后一个重 10 吨的铝火花室里被观测的。从 π 介子和 K_μ 介子衰变出来的中微子 ν_μ 的数目和能谱都可以很好地计算出来。记录到的 113 个事例,可以分为以下四类:

- 1) 34 个“单一 μ 介子”事例, μ 径迹动量 $> 300 \text{ MeV}/c$ 。
- 2) 22 个“顶点”事例——在顶点有比一根多的径迹。
- 3) 49 个短而单一的径迹;假如是 μ 介子,则动量应小于 $300 \text{ MeV}/c$, 这些短而单一的径迹可能是由于中子所引起的本底,因此不被接受为事例考虑。
- 4) 8 个“簇射”,其中有 6 个可能是电子簇射。

看来只有 1), 2) 类 56 个事例值得考虑。从以下四方面的简单论证可说明这 56 个事例(34 个单一径迹事例和 22 个多径迹事例)是最可能由中微子所引起的事例:(1) 据估计,在 56 个事例中只有 5 ± 1 事例是由宇宙线所引起的;(2) 这些事例不可能或可能性很小是再由中子引起的;(3) 这些事例的确是由 π 和 K 介子的衰变产物所引起的;(4) 在 34 根单一径迹事例中,看不出它们引起核作用现象,因此,它们非常可能是 μ 介子。详细论证请看文献[14, 15, 16]。

若只有二分量中微子,我们应得到同样多的电子事例(即 $34 - 3 = 31$ 事例),换言之,应有 31 个电子簇射,但是我们只有 6 个可能的电子簇射。所有这些考虑都使我们得出这样的结论: $\nu_\mu \approx \nu_e$, 四分量中微子是主要的。由实验得出的总截面(“弹性”的——事例 1) + “非弹性”的——事例 2)) 是和上面所提的理论值一致的,并且 $\sigma(\text{弹性}) \approx \sigma(\text{非弹性})$ 。

这个实验还不能充分说明质量小于核子的中间玻色子的存在。最近(1964 下半年)的实验结果证明,质量小于 1.8 BeV 的中间玻色子也不存在。

6. 中间玻色子的寻找——质量小于 1.8 BeV 的中间玻色子不存在^[15, 17-19]

近年来,不少高能理论物理学工作者认为,引用“弱流”(weak current)将有可能较圆满地描述弱相互作用。但是,“弱流”理论的引进是基于电磁相互作用的,即基于电磁流与自身相互作用的理论。因此,人们自然要设想:应该有所谓中间玻色子(Intermediate Boson)往返飞越于弱流与弱流自身之间,因而产生弱相互作用,犹如光子往返飞越于电磁流和电磁流自身之间因而产生电磁相互作用一样。因此,中间玻色子的寻找在弱相互作用的研

究中有很基本的意义。

假使弱相互作用是由中间玻色子W所策划的,那么,在高能中微子实验中它应该被产生(如果它的质量不是太高的话)。W产生的反应过程如下^[19]:

$$\nu_{\mu} + Z \longrightarrow W^{+} + \mu^{-} + Z, \quad (5)$$

Z是代表核或核子。这是半弱作用反应过程,据估计,在 $E_{\nu} \sim 10\text{BeV}$ (由 $E_p \sim 30\text{BeV}$ 加速器产生的)时,W的产生截面是

$$\sigma \sim 10^{-5} M_W^{-2} \alpha^2 \sim 10^{-37} \text{cm}^2. \quad (6)$$

在 10^{-17} — 10^{-18} 秒之间(取决于 M_W 值),中间玻色子W将衰变为一个中微子和一个带电轻子或为 π 介子和K介子系统:

$$W^{+} \longrightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}, \quad (7)$$

$$W^{+} \longrightarrow e^{+} + \nu_e, \quad (8)$$

$$W^{+} \longrightarrow \pi^{+} s \text{ 和/或 } K^{+} s. \quad (9)$$

衰变(7)和(8)的几率估计是应该相近的,但(9)的几率是不知道的。在下面分析数据时,我们将假设W的轻子衰变与非轻子衰变的分支比 $R = 1$ 。

从1963年以来,这种实验是利用西欧中心(28BeV 质子加速器所产生的)的高能中微子束(2—11 BeV)进行的^[15]。探测器是一套几十吨的火花室装置,内有厚度不同的铅、铁和铝的金属板,并利用多块磁化铁板来决定带电粒子的正负号。W衰变时间($\sim 10^{-17}$ 秒)是很短的,从实验观测上看,产生的 μ^{-} 粒子(5)和衰变的 μ^{+} 或 e^{+} ((7) 或(8))粒子在空间是分不开的。因此我们首先要寻找的是:无入射径迹的“两支星”事例,然后分析是否有 (μ^{-}, μ^{+}) 和 (μ^{-}, e^{+}) 事例。在挑选事例时,它们必须满足一定的条件。 $\mu^{\pm}$ 介子的特点是它们不产生核作用的“星”,因为它们是非强作用粒子。 $e^{\pm}$ 电子也是非强作用粒子,但通过电磁作用它们很容易转换为 $e^{\pm}$ 电子“簇射”。

(μ^{-}, μ^{+}) 对的寻找

(1) 实验结果符合没有 (μ^{-}, μ^{+}) 对的假定。

所有挑选过的可能 (μ^{-}, μ^{+}) 对,有可能都不是真的,而全部都是 (μ^{-}, p) , (μ^{-}, π) 或其它(ν_{μ} 的“弹性”和“非弹性”作用,或其它原因)。这种事例至少有一根径迹有产生核作用的“星”的几率。通过 p, π, K 的核作用自由路程的测定,从1963和1964年所挑选过的可能 (μ^{-}, μ^{+}) 事例中进行计算(在全部都不是真的假定下),看有多少事例可以被记录到。其结果见表3。

表3 核作用的计算数目和观测数目

实 验 年 度	计 算 数 目	观 测 数 目
1963	63	56
1964	33	36
总 数	96	92

(2) (μ^{-}, μ^{+}) 对与质量 M_W 的关系。

由于W的产生, (μ^{-}, μ^{+}) 对的数目是与下列因素有关: 1) W的产生截面(与 M_W 有强烈关系); 2) 探测效率; 3) 在高能区中微子的能谱; 4) 轻子与非轻子衰变分支比。经

对这些因素的初步(实验和理论)估计,由计算所得结果列在表 4.

表 4 计算和观测的 (μ^-, μ^+) 对数目与 M_W 的关系

$M_W(\text{BeV})$	计 算 数 目 Van der Meer* 中微子能谱	低 q^2 值** 中微子能谱	观 测
1.3	21	51	0
1.5	11	26	0
1.8	4	9	0

* Van der Meer 计算过在火花室的中微子能谱(参看文献[17]所引的文献[6]).

** q 是在“弹性”作用下的四动量传递, 低 q^2 是 $q^2 \leq (2 \text{ BeV}/c)^2$, 在这条件下中微子能谱即由“弹性”的实验事例得到.

(μ^-, e^+) 对的寻找

(μ^-, e^+) 事例的本底是比较大的. 例如, 由 ν_e 的作用可以产生 (e, p) 或 (e, π) 事例. 高能的 p 或 π 如不产生核作用的“星”, 它的径迹与 μ 的径迹是没有什么分别的. 又如 ν_μ 的“非弹性”作用可以产生 (μ^-, π^0) , π^0 有一定的几率可以在 μ^- 的地方给出一个电子径迹. 因此, 分析时应该谨慎. 用与上面相似的考虑和分析, 我们总结 (μ^-, μ^+) 和 (μ^-, e^+) 的结果如表 5.

表 5 在 $M_W = 1.8 \text{ BeV}$ 和 $R = 1$ 时计算和观测的轻子对

事 例	计 算 数 目 Van der Meer ν_μ 能谱	低 q^2 ν_μ 能谱	观 测 数 目
μe	6	16	≤ 3
$\mu\mu$	4	9	0

所以, 由这个实验我们得出了结论: 如中间玻色子 W 的轻子衰变率等于或大于非轻子衰变率, 它的质量 $M_W > 1.8 \text{ BeV}$. 如要再寻找中间玻色子, 似乎应利用更高能的中微子束, 因产生截面 σ_W 与 M_W^2 成反比, 而又随 E_ν 增加而增加. 所以, 我们如要研究这个问题, 就需要更高能量的加速器. 当然, 如何利用由宇宙中来的高能中微子是很值得考虑的.

7. $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 实验^[20-23]

早在八年多以前我们就知道, 在弱相互作用过程中, 宇称 P 是不守恒的. 但是很快地就看出电荷共轭 C 和宇称 P 联在一起(如作为算子同时运转)是守恒的, 即 CP 为不变量. 换言之, 如一个粒子转换为一个反粒子, 与此同时由它引起的物理过程的进行方向就与左右无关了. 到目前为止, 所有可靠的实验都证实这个结论. 因此, CP 守恒可以说是在弱相互作用下宇称守恒的新说法.

$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 是和 CP 守恒相违背的, 因 K_2^0 介子的 CP 本征值是 -1 , 而二个 π 介子系的 CP 本征值是 $+1$. 但是早在 1958 和 1961 年就有实验先后提供了关于这个衰变过程存在的证据. 不过当时因受试验技术的限制统计很少, 只能给出 $(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)/(K_2^0 \rightarrow \text{全部过程})$ 的最高极限为 $1/300$. 利用火花室技术, 最近有一个实验^[20] 明确证实了这个过程的存在, 并且改进了这个比值为 $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$. 关于 K_2^0 衰变形式可参看表 7.

在最近这个实验中(在布鲁克海文实验室的 33BeV 质子 AGS 加速器上做的工作),利用两个结构相同的火花室质谱仪来探测由 K_2^0 衰变时放出来的两个带电粒子。 K^0 介子是由 30BeV 质子轰击铍(Be)靶而产生的。 K^0 介子的动量 $\sim 1.1\text{BeV}/c$ 。 K_2^0 是在离铍(Be)靶约 300 个 K_1^0 衰变长度的氮气(减少作用)袋内衰变。在这么远的地方直接由铍(Be)靶来的 K_1^0 的数目基本上等于零(因 $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, 所以必须除掉它)。 K_2^0 一般是三体衰变,放出两个带电粒子和一个中性粒子(中性的不能被探测到)。所以我们在大量的本底中来寻找所需要的稀有事例 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 。实验的设计和数据的分析是根据下面几个特点进行的:

(1) 仪器的核准。 K_2^0 介子在一块厚度为 43 克/厘米² 的钨板上相干再生 (coherently regenerate) K_1^0 介子。由此产生的 K_1^0 介子束和 K_2^0 介子束的动量和方向都是一样的。所以在这样的条件下, $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 就为 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 提供了模拟试验。这套仪器就可以由此而被校准。校准后,钨板即从仪器里取出。

(2) 二动量的矢量和。由 K_2^0 的两体衰变(即 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$)所放出的两个带电粒子的动量的矢量和应和 K_2^0 介子同一方向,即它们的夹角 $\theta = 0$ 。但由 K_2^0 的三体衰变(其中一个中性因而不能被观测到)所放出的两个带电粒子的动量的矢量和在一般情况下应和 K_2^0 介子方向有一个夹角 θ 。因此,我们可以从角度 θ 的分布来寻找 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的事例。这些事例的 K_2^0 介子应该是向前的,即 $\theta \sim 0$ 。

(3) 由带电粒子求 K^0 介子的不变质量。由两体衰变的两个带电粒子求得的不变量应是 K^0 介子的质量 (497.8 MeV), 但是由三体衰变的两个带电粒子求出的质量应小于 K^0 质量。所以,有效质量的分布提供了另一线索来寻找 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 。

逐步利用上列两个条件,我们得到 45 ± 10 个 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的事例。由此, $(K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)/(K_2^0 \rightarrow \text{所有过程}) = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ 。

近年来,有不少理论文章企图解释这个似乎与 CP 守恒相违背的实验结果。例如最近就有人建议^[21],或者有一种新粒子“spion”参与了 K_2^0 介子的 2π 衰变,“spion”是有自旋的 π 介子,假如当 K_2^0 衰变为 2π 时其中有一个是“spion”,这就不意味着 CP 不守恒。不过这些解释总的说来都不令人满意。总之,这组实验的结果也许可能引起弱作用衰变原则上的变动。

最近另有一组^[23] 实验工作者证实了上面的结果。这些工作者考虑了 K_2^0 的动量分布 (1.5—5.0BeV/c), 而用这个分布来求上面的分支比,结果这个比值是 2.08 ± 0.35 , 和上面值一致。

前此不久,还有一组 (Bouard, et al.)^[23] 利用较高的 K^0 介子动量 (约为 10BeV/c) 来验证 $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 是否是由于一种新的力场——长程弱矢量场——的作用。这组工作者测得上述的分支比,在这个动量,为 $(3.5 \pm 1.4) \times 10^{-3}$ 。如果这种新的力场存在的话,在这么高的 K^0 动量,这个比应该是 $(1.6 \pm 0.3) \times 10^{-1}$ 。因此,这个实验证明这种力不存在。

8. 小 结

在上面所讨论的七组实验中,前四组是属于强相互作用的实验,后三组是与弱相互作用问题有关的实验。通过这些实验的总结和讨论,希望能向读者简略地介绍最近三、四年来在这两个领域里实验研究方面较重要的发展趋向。每组实验都向我们提供了新的问

题,下面我们将着重而又粗略地讨论强相互作用粒子在最近四年来的发展概况和它们的分类方法。

关于共振态的工作(第一组实验),在世界范围内要算 6BeV 质子加速器(Bevatron)做的最多,其次恐怕要算 3BeV 质子加速器(Cosmotron)。至于较高能量的加速器,特别是 30BeV 左右的加速器做的工作很少。可能的原因之一是:共振现象有高能级的(有效质量 $M > 2000\text{MeV}$),也有低能级的($M < 2000\text{MeV}$),从实验观点看,低能级的共振实验比较容易做得多,因为在低能区,次级粒子的辨认要容易得多。当然,从物理观点看,人们也想做更高能级的共振实验,因为人们想知道高能级共振现象的情况,例如在能量很高时能级密度是否变得很大、以及高能级是否有极限;更重要的是,如果高能级共振现象存在,它们是否可容纳于 $SU(3)$ 的分类方案中等问题。当人们转移到高能区的时候,必须逐步克服实验技术上的困难。至于上面的其他六组实验,除了中间玻色子的实验主要是在西欧中心的 28BeV 质子加速器做的外,其余五组实验都是在布鲁克海文实验室的 33 BeV 质子 AGS 加速器上做的。

三、1961 年以来强相互作用粒子的研究概况

1. 1960 年以前粒子物理的概况和人们对粒子的看法

1948 年以前,只有 12 种粒子和反粒子,即核子 N (4 个), π 介子(3 个),光子 γ (1 个),电子 $e^\pm$ (2 个)和中微子 $\nu, \bar{\nu}$ (2 个)。这 12 种粒子各有其明确的作用,它们是原子和原子核的直接或间接的成分。它们当时似乎可以解释原子和原子核的许多作用过程,从而解释由这些作用过程所产生的一切现象。所有引起微观过程的力,即核力、电磁力和弱相互作用力似乎都可以通过它们来解释。当时人们不正确地认为这 12 种粒子已足够满足要求,因此,把它们叫做“普通”或“正常”粒子¹⁾。

1948—1960 年间,在宇宙线和加速器实验中,先后发现了在当时认为是太多了的新粒子和它们的反粒子(共 18 个,参看表 6 和 7)。这些新粒子的发现说明了两点:1)有新的而未知的问题存在,2)“12 种粒子理论”是不足以说明新问题的。人们把这些新粒子叫做“奇异粒子”,因为它们对上面 12 种粒子,特别对 π 介子和核子来说,是完全意外的。其实最“奇异”的是它们的产生率($\sim 10^{-23}$ 秒——由强相互作用引起的)和衰变率($\sim 10^{-10}$ 秒——由弱相互作用引起的)的矛盾,即和可逆原理的矛盾(普通粒子 $\xrightarrow{\text{产生}}$ 奇异粒子 $\xrightarrow{\text{衰变}}$ 普通粒子)。这个矛盾后来是由引进“奇异数 S ”(衡量相对于 π 介子和核子($S = 0$)的奇异程度的)和“奇异数 S ”守恒来解决的。

从表 6,7 和 8 可以看出,直到 1960 年左右只有 30 种粒子和反粒子。在这 30 种粒子中有 23 种强相互作用粒子(16 种重子、反重子和 7 种介子、反介子)和 7 种非强相互作用粒子(1 种光子和 6 种轻子、反轻子)。从 1948 到 1960 这 12 年间,大部分工作是研究和测定这些粒子的产生截面、衰变形式和分支比、衰变半寿命、质量和其他物理性质(包括量子数)。利用某些物理量和量子数,也建立了一套选择定律(守恒定律),用来讨论哪些粒子的反应过程是被允许的,又哪些是被禁止的,从而讨论了相对这些过程来说粒子的稳

1) 后来“普通”粒子只指 4 个核子和 3 个 π 介子而言,因为“普通”和“奇异”只在强相互作用中才有意义。

定性。但是,直到目前为止,还没有使人满意的所谓动力学的粒子理论。在这时期,人们也觉得至少有一部分粒子似乎是有结构的和可分的。所以,曾提出了一些粒子模型,例如坂田模型(见表9)就是其中最重要的一个^[24]。它的概括范围较广,影响较大,它本身虽有严重困难,但起了开端和启发作用,其后的 $SU(3)$ 分类法在这种意义上就是在坂田模型的基础

表6 1960年前重子数目(不包括反重子*)及其性质**

重子	I, J^P	质 量 (MeV)	平均寿命 (秒)	主要衰变形式	百分比 %
$N(S=0)$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	p 938.21	稳 定		
		n 939.51	(1.01×10^8)	$p e^- \bar{\nu}$	100
$\Lambda(S=-1)$	$0, \frac{1}{2}^+$	1115.4	(2.5×10^{-10})	$p \pi^-$	64
				$n \pi^0$	36
				$p e^- \bar{\nu}$	
$\Sigma(S=-1)$	$1, \frac{1}{2}^+$	$\Sigma^+ 1189.4$	0.8×10^{-10}	$p \pi^0$ $n \pi^+$	50 50
		$\Sigma^0 1191.5$	$(< 10^{-11})$	$\Delta \gamma$	100
		$\Sigma^- 1196.0$	(1.6×10^{-10})	$n \pi^-$	100
$\Xi(S=-2)$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	$\Xi^0 1311$	$(\approx 10^{-10})$	$\Delta \pi^0$	≈ 100
		$\Xi^- 1320$	(1.3×10^{-10})	$\Delta \pi^-$	≈ 100

* 重子和反重子是完全独立的,彼此不能相互转换。

** 有一些超子的质量和其他物理量的最新的和较精确的数值可参看 Miller, D. H., Strange Particle Physics, Proc. Int. Conf. on H. E. Physics at Dubna, Aug. 1964.

表7 1960年前介子数目(除 K^0 外包括反介子)及其性质

介子	I, J^P	质 量 (MeV)	平均寿命 (秒)	主要衰变形式	百分比 %
$\pi^*(S=0)$	$1, 0^-$	$\pi^\pm 139.6$	(2.55×10^{-8})	$\mu \nu$	≈ 100
		$\pi^0 135.0$	(2×10^{-10})	2γ	≈ 100
$K^{**}(S=1)$	$\frac{1}{2}, 0^-$ (K_1^0, K_2^0 是 K^0 或 $\bar{K}^0$ 的衰变形式)	$K^\pm 494$	(1.22×10^{-8})	$\mu^\pm \nu$	64
				$\pi^\pm \pi^0$	19
		$K_1^0 498$	(1.0×10^{-10})	$\mu^\pm \pi^0 \nu$	5
				$e^\pm \nu \pi^0$	5
		$K_2^0 498$	(6×10^{-8})	$\pi^\pm \pi^+ \pi^-$	5.7
				$\pi^\pm \pi^0 \pi^0$	1.7
		$K_1^0 498$	(1.0×10^{-10})	$\pi^+ \pi^-$	70
				$2\pi^0$	30
		$K_2^0 498$	(6×10^{-8})	$\mu^\pm \pi^\mp \nu$	35
				$e^\pm \pi^\mp \nu$	30
		$K_1^0 498$	(1.0×10^{-10})	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12
				$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$	—

* π^+ 和 π^- 介子是完全独立的,彼此不能相互转换; π^0 介子是粒子和反粒子合一的,即自己也就是反粒子。

** K^+ 和 K^- 介子是完全独立的,彼此不能相互转换; K^0 和 $\bar{K}^0$ 介子是半独立的,彼此可相互转换。

表 8 非强相互作用粒子——光子和轻子(包括反粒子)*

非强相互作用粒子		记 号	质 量 (MeV)	自 旋 J	平均寿命 (秒)	观测到衰变形式
光 子		γ^{**}	0	1	稳 定	—
轻 子†	电 子	$e^{\pm}$	0.511	$\frac{1}{2}$	稳 定	—
	μ 介子††	$\mu^{\pm}$	106	$\frac{1}{2}$	2.22×10^{-6}	$e\nu\bar{\nu}$
	e 中微子	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	稳 定	—
	μ 中微子	$\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$	0	$\frac{1}{2}$	稳 定	—

* 1960 年后的重大变化只是发现了 ν 有两种, 即 ν_e 和 ν_{μ} 。

** γ 光子是粒子和反粒子合一的, 即自己就是反粒子。

† 轻子中 e^- 和 e^+ , μ^- 和 μ^+ , ν 和 $\bar{\nu}$ 是完全独立的, 不能相互转换。

†† $\mu^{\pm}$ 介子除了质量比电子约大 200 倍外, 与电子很相似, 所以它们属于轻子家族。

表 9 坂田昌一的复合模型

粒 子	符 号	复合态(有“ $\sim$ ”代表反粒子)
质 子	p	基 础 粒 子
中 子	n	
Λ 粒 子	Λ	
Σ 粒 子	Σ	$(p\bar{n}\Lambda), (n\bar{n}\Lambda), (n\bar{p}\Lambda)$
Ξ 粒 子	Ξ	$(\bar{p}\Lambda\Lambda), (\bar{n}\Lambda\Lambda)$
π 介 子	π	$(p\bar{n}), (n\bar{n}), (n\bar{p})$
K 介 子	K	$(p\bar{\Lambda}), (n\bar{\Lambda})$

础上发展出来的。由于当时实验数据不够多, 证据还不够充分, 所以在这一段时期, 在一个较广泛或较灵活的意义上来说, 人们如果要称呼这 30 种粒子为“基本”粒子, 也许不会被强烈指责。但是, 最近这五年来又有 60 或 70 种新的次原子(subatomic)物体被发现。这 60—70 种新粒子(共振态)是和重子和介子(见表 6 和 7)密切结联的, 而和光子与轻子(见表 8)无关。如本文绪言中所说明的, 所有这些粒子都很难被称为“基本”的, 因为现在有许多理由相信它们全部(光子和轻子目前可以除外)都是有结构的, 都不是不可分的。看到目前关于“基本粒子”的新实验事实, 回顾了过去关于物质结构的发展历史, 我们深刻地体会了自然界的物质结构是无限阶层的真理。

若希全面细致地了解“基本粒子”的实验数据, 可参看 Rosenfeld 等的文章^[32]。

2. 四种作用力的一般性质、相对强度和研究近况

为了讨论粒子的分类, 我们先简单地谈谈四种相互作用力: 强相互作用力(如核力)、电磁相互作用力、弱相互作用力和万有引力。这四种相互作用力可以解释宇宙间所有已知的自然现象, 它们是引起自然界所有已知过程的推动力。万有引力的相对强度很低(见表 10), 在微观世界它所引起的效应是无法观测到的。因此, 在原子核和粒子物理领域内我们可以不讨论万有引力。

(1) **强相互作用力** 这是四种力中最强的一种(见表 10),它也是使核子束缚在一起而组成原子核的力,因而又称为核力;其实核力只是强相互作用力的一种。它的力程很短,约为 10^{-13} 厘米,即约等于强相互作用粒子的直径。我们认为 π 介子是核力场的“运送”者,犹如光子是电磁场的“运送”者。到目前为止,对强相互作用力的了解可以说是最不清楚。我们只是利用某些对称性规律(某些量子数在它的作用下的守恒情况)把粒子加以分类和提出各种粒子模型,即尚处在唯象研究阶段。我们所需要的是一个可以解决问题的粒子动力学理论,这是实验和理论工作者需要突破的重大问题。

表 10 四种力的相对强度和反应时间

	相 对 强 度	力 程(厘米)	反 应 时 间(秒)
强相互作用力	1	$\sim 10^{-13}$ (短)	$\lesssim 10^{-23}$
电磁相互作用力	$\sim 10^{-2}$	$\sim \frac{1}{r^2}$ (长)	$\lesssim 10^{-21}$
弱相互作用力	$\sim 10^{-14}$	$\sim 10^{-13}$ (短)	$\lesssim 10^{-9}$
万有引力	$\sim 10^{-39}$	$\sim \frac{1}{r^2}$ (长)	$\lesssim 10^{+16}$

(2) **电磁相互作用力** 其强度只等于核力的 $\frac{1}{137}$,与两粒子间距离的平方成反比,所以电磁力的力程在原则上是无穷尽的。所有带电粒子都具有电磁相互作用力。电磁力束缚电子与带正电的核而组成原子,它又束缚原子而组成分子,因而在多种多样的作用过程中,它就成为化学和生物学的缔造者。人们对电磁相互作用力的了解是最清楚的,量子电动力学基本上可以解释到目前为止的所有电磁现象。目前尚不清楚的是,当两个带电粒子的距离 $r \ll 10^{-13}$ 厘米时,现在通行的量子电动力学是否还适用。有的国家正在建立高能(约 45BeV)电子直线加速器,其主要目的就是要研究这个问题。

(3) **弱相互作用力** 它是除万有引力外最弱的一种力,仅是强相互作用力的 10^{-14} 。它是短程力,但与上面两种力不同,它不能束缚任何粒子而组成一稳定的或不稳定的系统,而是支配着许多强相互作用粒子的所谓弱作用衰变($\tau \lesssim 10^{-10}$ 秒)和放射性原子核的 β 衰变。换言之,它是联结(耦合)衰变粒子和衰变产物的力。研究弱相互作用力最容易的途径是通过研究轻子(见表 8)的行为,因为轻子对强相互作用力是完全没有反应的。当然最好的是中微子。对弱相互作用力已摸清了一些规律,但是目前认为最基本的问题还是完全不清楚的。例如轻子为什么存在,虽然它们的性质是很简单而有规律的;又例如到底有没有中间玻色子的存在。到如今我们仍设想有一种所谓中间玻色子是弱相互作用力的“运送”者,犹如光子是电磁力的“运送”者。但是目前的实验结果(见第二章第 6 节)告诉我们:中间玻色子若存在,它的质量必须大于 1.8BeV。

此外,这些相互作用力使两个粒子不仅能进行弹性散射,在能量足够时还能进行非弹性散射,虽然它们所引起的作用过程的强烈程度是极不相同的(参看反应时间)。在非弹性作用过程中,一个或多于一个新的粒子可以被产生。有的新粒子的质量比碰撞粒子的

任何一个都要大,例如共振态,它们的质量是大于 π , K 或核子的质量. 在高能物理中,最有意思的作用过程是在碰撞粒子的飞行速度近于光速(即 $\sim 10^{10}$ 厘米/秒)时进行的过程. 一个粒子的直径是 10^{-13} 厘米的数量级(也是强相互作用力的力程),因此当一个以光速飞行的粒子与一个靶粒子碰撞时,最小的反应时间应小于 10^{-23} 秒. 在这极短的时间内,如强作用力能导致一个反应进行,我们就叫这种作用力为“强”相互作用力. 按作用强度不同类推,电磁作用引起的反应所需要的时间应比核力所引起的反应时间长约 100 倍,即约 10^{-24} 秒. 同样,弱相互作用力引起的过程所需时间应约 10^{-9} 秒.

重子家族(费米子)和介子家族(玻色子)的成员都兼有强相互作用和弱相互作用. 例如质子,它是强相互作用粒子,但是它可由中子的 β 衰变而产生 ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$),所以它是兼有弱相互作用的粒子,它又带有电荷,所以也兼有电磁相互作用. 轻子家族成员的特点是它们完全没有强相互作用. 光子只是带电粒子间的电磁相互作用的“运送”者(媒介),完全没有其他任何相互作用.

3. 1961 年以后我们对重子共振现象的一些工作

早在 1962 年,我们就认为新发现的包括有重子的许多共振系统可以认为是核子和超子的激发态,因而提出了一个能级和跃迁图. 这个图的几个能产生 Λ^0 超子的跃迁过程,通过运动学方法,被应用来分析和解释在 7—8, 10, 16 BeV π^-p 作用中所观测到的 Λ^0 粒子的动量谱. 结果还算令人满意. 现在简略地介绍如下.

(1) 共振态的能级和跃迁图^[25]

图 13 就是这个能级和跃迁图. 我们把共振系统按 $Y = +1 (S=0)$, $Y = 0 (S=-1)$ 和 $Y = -1 (S=-2)$ 分为三组. 这里 $Y (=A + S)$ 是代表超荷, S 是奇异数, A 是质量数. 如果再引进一个量子数如同位旋 I , 图的最右边一组即分为 ($Y = +1, I = 1/2$) 和 ($Y = +1, I = 3/2$) 两组, 右起第二组即分为 ($Y = 0, I = 0$) 和 ($Y = 0, I = 1$) 两组. 这种分组方法是比较细致的, 是目前较通用的方法, 下面讨论 $SU(3)$ 时, 我们就要用这种方法, 而不用我们自己的方法.

跃迁都是强相互作用衰变(除了基态的衰变是弱相互作用衰变), 所以, 所有有关量子数都要守恒. 当然, 在任何情况下能量必须是守恒的. 在同一垂直组内, 跃迁时所放出的“量子运送”者必须是普通粒子 ($S = 0$), 即 π , ρ , ω 或 η 粒子. 若跃迁是在两个不同组之间进行, 显然所放出的“量子运送”者必须是 ($S = \pm 1$) 的粒子, 如 K , $\tilde{K}$ 等. 在图中垂直线的双线部分(或斜双线的垂直投影)代表“量子运送”者的质量, 垂直单线部分代表可放能量(如变为“运送”者的动能). 由图我们可以看出, 级联跃迁到基态也是可能的, 犹如原子和核的 γ 跃迁. 共振态的级联衰变已有实验证明. 左边两组的基态可以通过弱相互作用衰变到核子能级系的基态, 即普通核子. 有的跃迁过程已经由实验证实, 但有不少过程目前尚没有实验可以证明. 因此, 在这方面进一步进行实验观测还是有意义的.

我们也曾经指出: 电磁作用跃迁因而发射 γ 射线的可能性恐怕不能完全否定, 虽然这种跃迁几率较之强相互作用跃迁几率要小得多. 这里, 除了能量守恒外, 有与强相互作用不是完全相同的一套选择定律. 一般来说, 在电磁相互作用的跃迁过程中, 守恒定律不如在强相互作用过程中的那么严紧. 因此, 在实验上观测到 γ 射线的可能性并不是没有的. 所以, 对 γ 射线的探测是有意义的.

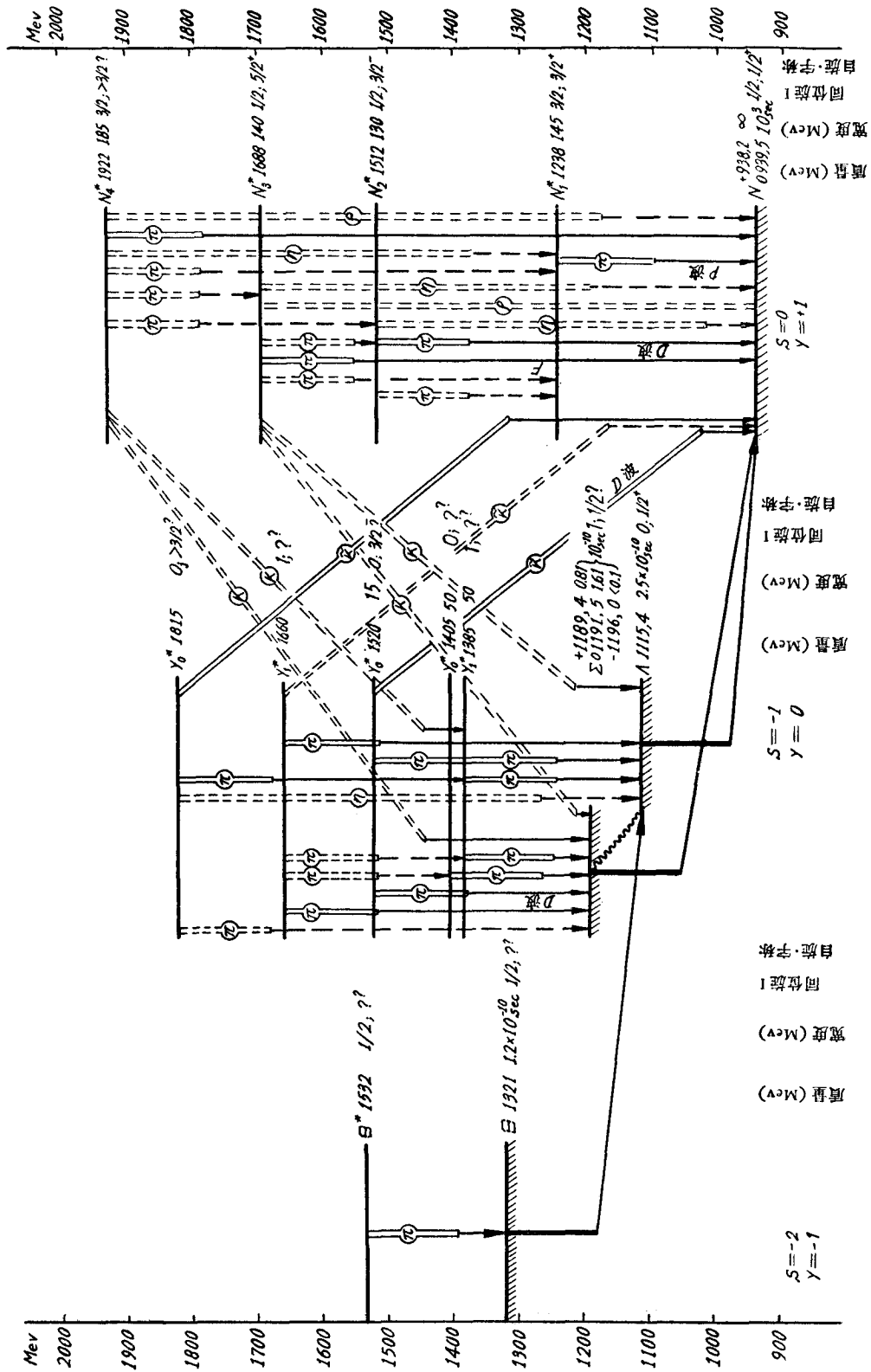


图 13 重子 Isobaric 态 (能级) 和可能跃迁

(2) 级联跃迁(衰变)过程的运动学计算^[26]

由强相互作用衰变而产生共振系统 A 的过程为



其中, B 是另一共振系或代表所有剩余次粒子的总合体; A 可由强相互作用直接衰变为 a 和 b:



也可通过级联衰变而到 a 和 b:



我们的目的是要计算 a 粒子在 (xN) 质心系 C 或在实验室系的发射角 θ_a 和动量 P_a 的关系。我们将看到, θ_a 和 P_a 数值的分布区域与 A 如何产生和如何衰变有密切联系。为了得到普适结果,计算是由过程(12)出发。

θ_a 和 P_a 的关系式是与三个参量(η , q , γ_c)和过程(10), (11), (12)中的粒子质量等有联系。 η 是 A 的“弹性作用系数”。若 A 是由 x 产生, 则 $\eta_x \equiv \frac{E_A^C}{E_x^C}$; 若 A 是由 N 产生, 则 $\eta_N \equiv \frac{E_A^C}{E_N^C}$ 。 E^C 是粒子 A, x 或 N 在 (xN) 质心系 C 的总能量(包括质量)。 η 值可以由运动学计算, 比如在 NN 相互作用中, $m_x = m_N$, 则

$$\eta = 1 + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(2m_N \gamma_c)^2}. \quad (13)$$

γ_c 是 (xN) 质心系 C 对实验室系的洛伦兹系数, 它是衡量在碰撞时的初始能量; q 是 A 在 (xN) 质心系 C 的横动量, 即 $q = P_A^C \sin t$, 这里 t 是 A 在 C 的发射角。

在 (xN) 质心系 C 所求得的 P_a^C 和 θ_a^C 的关系式为

$$\cos(\theta_a^C - \delta_c) = T_c \frac{E_a^C}{P_a^C} - W_c \frac{1}{P_a^C}. \quad (14)$$

这里 δ_c , T_c 和 W_c 是 η , γ_c , q 和过程中的粒子质量等的函数。可以证明, 在实验室系 P_a 和 θ_a 的关系式与式(14)的形状完全一样, 虽然 δ_l , T_l 和 W_l 是 η , γ_c , q 等较复杂的函数。

图 14, 15 和 16 代表由式(14)(转换为实验室坐标)计算出来在实验室系的具体例子。

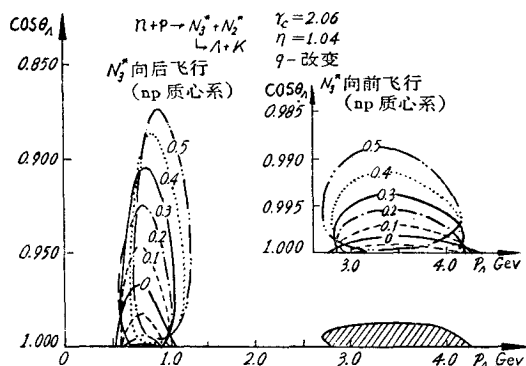
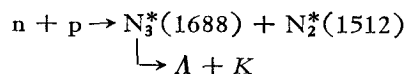
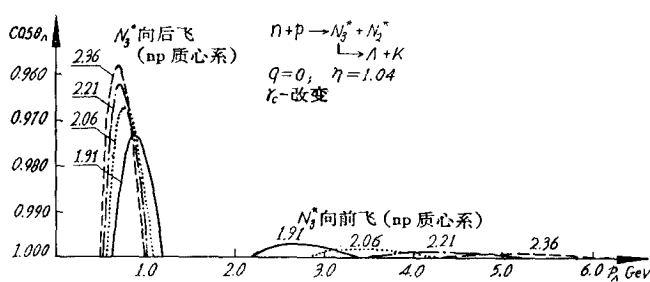
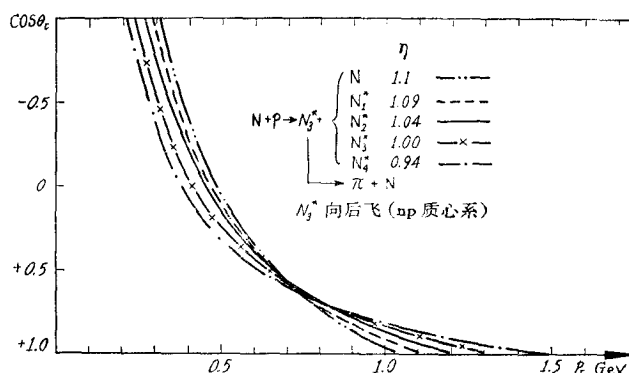


图 14 Λ 超子在实验室坐标的 $\cos \theta_A$ 对 P_A 的运动学关系曲线

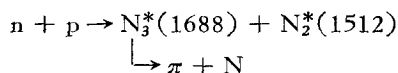
图 14 和 15 是表示由



所发射出来的 Λ 粒子的 θ_A 和 P_A 的分布图。在图 14 中, $\gamma_c = 2.06$ (初能固定), $\eta = 1.04$, q 值改变 (q 是 N_3^* 在 (np) 质心系的横动量)。从图上可以清楚地看出, Λ 粒子有两组: 一组相当于 N_3^* 在 C 系向后飞行 (即由 p 产生), 这组的 Λ 粒子动量分布很窄, P_A 只约在 0.5—1.3 BeV/c, 但角度分布较宽, 约 $1.00 \geq \cos \theta_A \geq 0.900$; 另

图 15 Λ 超子在实验室坐标的 $\cos \theta_A$ 对 P_A 的运动学曲线图 16 π 介子在实验室坐标的 $\cos \theta_\pi$ 对 P_π 的运动学曲线

一组（相当于 N_3^* 在 C 系向前飞行——由 n 产生）的 Λ 粒子动量分布很宽，约 2.6—4.3 BeV/c，但角度分布特别窄，为 $1.00 \geq \cos \theta_A \geq 0.99$ 。在图 15 中， $q = 0$ ， $\eta = 1.04$ ， γ_c 值改变（初能改变）。从图 15 可看出：第一组的 Λ 粒子的 θ_A 和 P_A 的分布受 γ_c 改变的影响很小，而第二组的 Λ 粒子的 θ_A 和 P_A 分布，特别是 P_A 的分布受 γ_c 值的改变影响很大。图 16 是表示由



所发射出来的 π 介子的 θ_π 和 P_π 的分布（相当于 N_3^* 在 C 系向后飞行）。图中 $q = 0$ 和 $\gamma_c = 2.06$ （初能固定）而 $\eta(m_B)$ 值改变。与 Λ 粒子的 θ_A 和 P_A 分布很不相同，由图 16 我们看不出 θ_π 和 P_π 的分布有“组”的界线。可以想象当 N_3^* 在 C 系向前飞行时， $\cos \theta_\pi$ 和 P_π 的分布也是连续的。

这里我们很清楚地看到：观测到的次粒子—— Λ 超子或 π 介子——的 θ_A 和 P_A 的分布是直接反映了它们的产生机制，比如它们是先通过共振系衰变而产生的还是直接产生的。下面将更具体地讨论这个问题。

(3) 在 π^-p 作用实验中， Λ 超子动量分布的分析^[27]

在 E_π 为 7—8, 10 和 16 BeV 的 π^-p 作用实验中，人们发现， Λ 超子的动量分布是分组的：两组较显著，一组不甚明显似乎是作为背景存在（见图 17, 18）。每组各有其动量区和角度区，例如在不太宽的高动量区域内有一组（表 11 中第 I 组）在 πp 质心系非常集中地向后飞行。因此，如在某一角度区选出相应的（属于这区的）事例来画动量分布，某一个

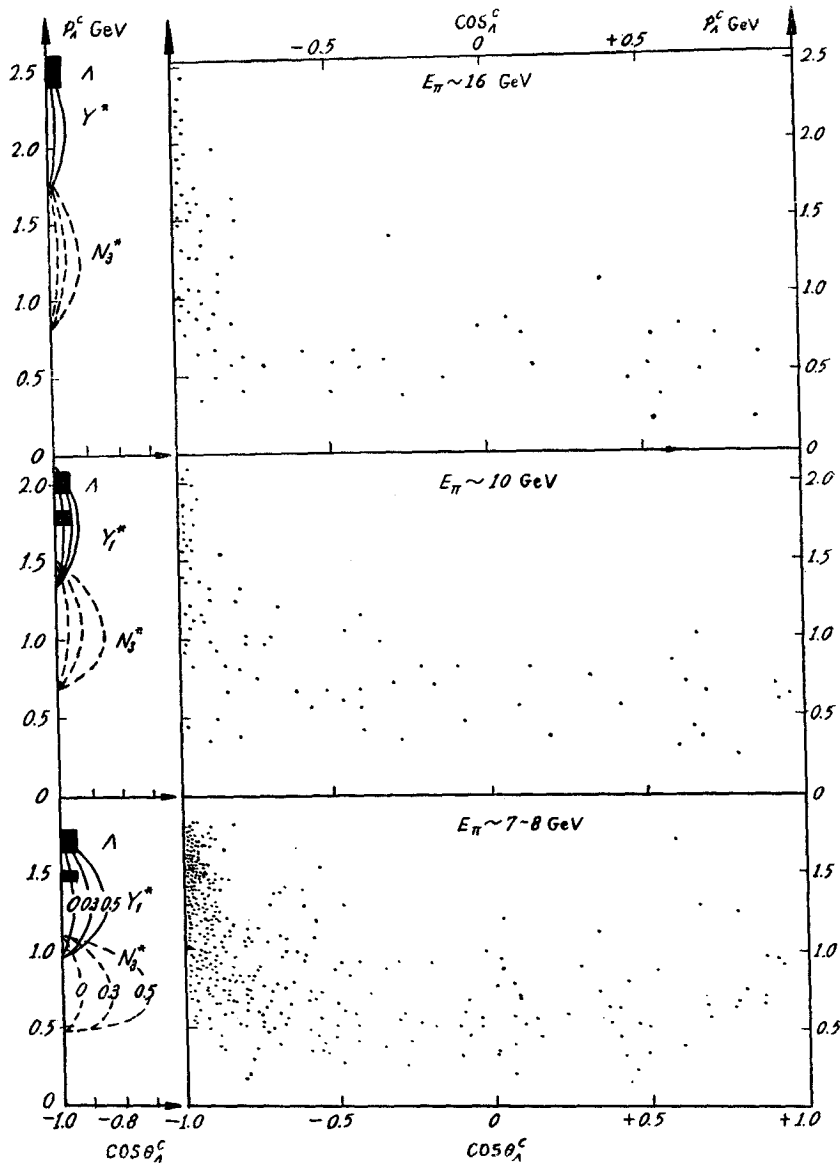


图 17 在 Λ 超子的 p_A^C 对 $\cos \theta_A^C$ 平面上(在 np 质心系 C)实验点的分布

左边插图是计算的 p_A^C 对 $\cos \theta_A^C$ 的运动学曲线, 以便和实验分布比较。

动量组有可能完全消失。图 18 的分图 (b), (c), (d) 和 (e) 说明了这一点; 例如在 (b) 和 (c) 分图, 高动量组(表 11 中第 I 组)就消失了, 等到 (e) 分图($-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.95$) 时它就出现了。图 18 的事例由下列发射角区(在 np 质心系)取出而画分布: (a) 总和, (b) $-0.60 \leq \cos \theta_A^C \leq +1.00$, (c) $-0.90 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.60$, (d) $-0.95 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.90$, (e) $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.95$ 。为比较方便起见, 在 (f) 我们引进了运动学曲线。在图 (a), (b), (c), (d) 和 (e) 用虚线画的曲线是表明 Λ 超子的动量有可能分为 3 组。斜线影区是代表第一组。我们看出这一组只在 $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.95$ 出现, 这和运动学

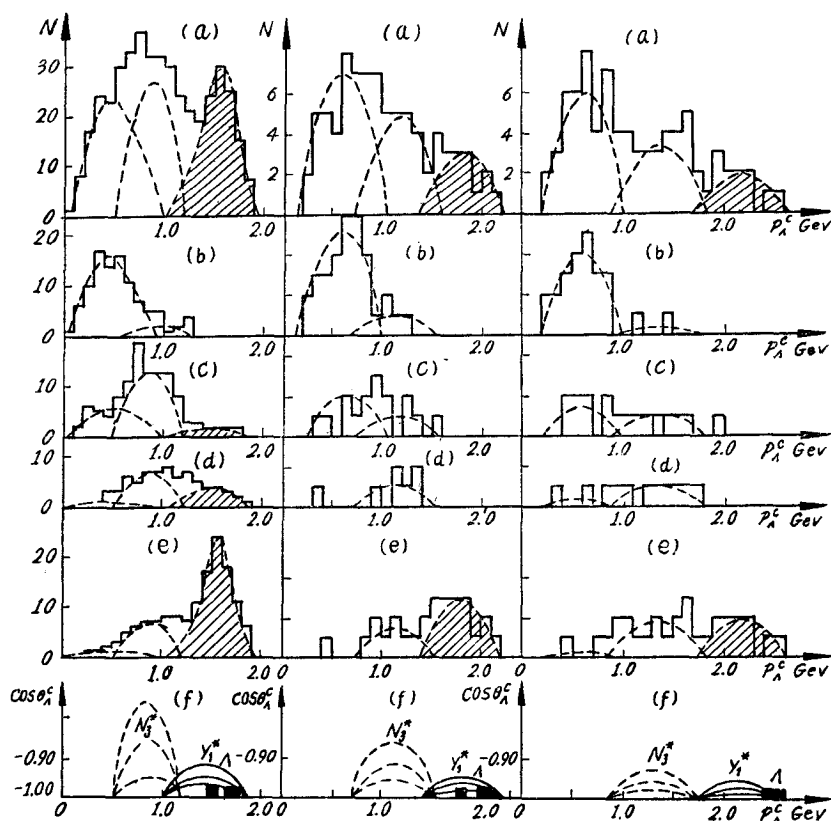
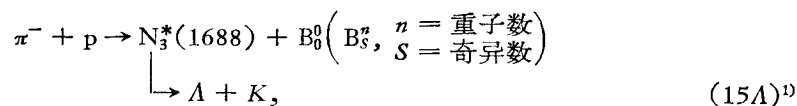


图 18 由 7—8 BeV (左图), 10 BeV (中图) 和 16 BeV (右图) π^-p 作用实验所产生的 Λ 超子的动量分布与 $\cos \theta_A^C$ 的关系

曲线所预言的大体是一致的。

我们曾试图用下列反应和衰变过程来解释 Λ 超子的动量分布的实验结果：



此外, $N_3^*(1922)$ 和 $Y_0^*(1815)$ 通过级联衰变所发射的 Λ 超子似乎可以贡献背景 (表 11 中第 III 组)。用运动学方法我们计算了这些过程所发射的 Λ 超子的 θ_A^C 与 p_A^C 的分布。这些运动学曲线分别画在图 17 的左边和图 18 的 (f) 分图上, 并和实验分布作了比较。我们认为, 这个解释还算是不错的, 是合理的, 至少可以令人满意地描述实验结果。经比较和分析后, 我们得到了三组 θ_A^C 区和 p_A^C 区的相对强度 (比例) 如表 11。

(4) 关于次级粒子总能量 ω 的工作^[28,29]

用乳胶方法来研究共振态是非常困难的。原因是, 这个方法对每个事例中的某些给

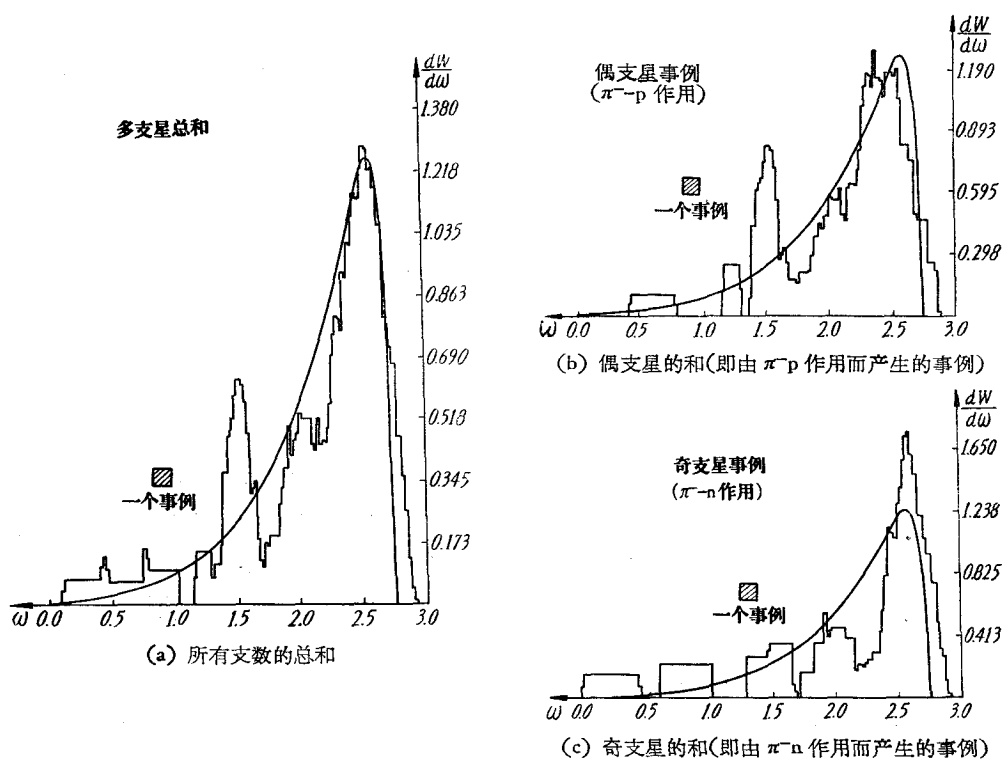
1) 这里符号 “ Λ ” 是指 Λ 超子, 例如 (15A) 是指由反应方程 (15) 发射的 Λ 超子。

表 11 A 的 θ_A^C 和 P_A^C 区域的相对强度*

组	7—8 BeV	10 BeV	16 BeV
I (16A, 17A)	$1.1 \leq P_A^C \leq 1.8$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.95$	$1.5 \leq P_A^C \leq 2.2$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.95$	$1.8 \leq P_A^C \leq 2.6$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.95$
比 例 $\downarrow$	3	2	2
II (15A)	$0.5 \leq P_A^C \leq 1.1$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.75$	$0.7 \leq P_A^C \leq 1.5$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.8$	$0.8 \leq P_A^C \leq 1.8$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq -0.85$
比 例 $\updownarrow$	3	3	3
III ($N_1^*(1922)$, $Y_1^*(1815)$)	$0.1 \leq P_A^C \leq 1.0$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq +1.00$	$0.2 \leq P_A^C \leq 1.0$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq +1.00$	$0.2 \leq P_A^C \leq 1.0$ $-1.00 \leq \cos \theta_A^C \leq +1.00$
比 例 $\uparrow$	3	4	5

* A 超子动量组的强度比只应在同一能区内才有意义。例如在 7—8 BeV, 三组的强度比是 3:3:3。

定的次级粒子的辨认效率是很低的, 它对中性次级粒子(如 π^0 , 中性奇异粒子等)的寻找和辨认也是极其困难的。但是近几年来, 我们对由 6.8 BeV/c π^-p 作用所产生的全部次级粒子(质子除外, 绝大部分是 π 介子)的总能量 ω 进行了研究, 也得到了很有意思的共振现象。这种共振现象可以说是一种“集体”的共振现象, 它可能是某一个(或某些)介子共振

图 19 总能量 ω 的示意分布 (ideogram)

态的一种反映。

更准确地说, ω 是入射 π^- 介子和核子的虚 π 介子碰撞后所产生的全部次级粒子(质子除外)在它们自己的质心系中的总能量。数学上的定义是

$$\omega^2 = (E_0 - E_p)^2 - (\mathbf{P}_0 - \mathbf{P}_p)^2,$$

式中 E_0 、 $\mathbf{P}_0$ 分别为碰撞前 π^- 介子与核子的总能量与总动量, E_p 及 $\mathbf{P}_p$ 分别为碰撞后质子的总能量和总动量。因此, 在实验上我们只能利用那些其中质子可以辨认和测量的事例。在不同的统计过程(阶段)中^[28,29], 在 $\omega = 1.5$ BeV 附近都观察到一个突出于统计理论曲线之外的高峰。图 19(a) 是代表 493 个非弹性作用事例中的那些满足上述条件的事例^[29]。光滑曲线是统计理论(单 π 交换)曲线。进一步分析表明, 这个在 $\omega = 1.5$ BeV 的峰是由 π^-p 作用(偶支星)而不是由 π^-n 作用(奇支星)产生的。图 19(b) 和 19(c) 说明了这个问题^[29](在图 19(c)中, 原来在 $\omega = 1.5$ BeV 的峰不见了)。假如在峰中的事例统计够高的话, 我们就可以把它们进行组合来进一步分析, 这样也许能找出由这个峰所反映或所代表的介子共振态。

4. 1960 年以来强作用粒子的统计和分类的意义

最近四、五年来, 在高能物理实验中发现了许多共振系统¹⁾。这些共振现象只发生在重子和介子家族中, 即在兼有强相互作用的粒子中。目前, 它们为高能物理学开辟了一个新领域, 使原子核结构的研究前进到粒子结构的研究的起始阶段, 也使人们对“基本粒子”的概念起了根本性的改变。

我们现在将新建立的而又只包括有效质量小于 2000 MeV 的共振态列在表 12 和 13。表 12 代表重子共振态(带有重子的), 表 13 代表介子共振态(只包含有介子的)。在这两表中我们列出了这些共振态的新旧名称、量子数、质量、全宽度(衡量态的半寿命)和主要衰变形式(包括形式、分支比、 Q 值和衰变产物的动量等)。有些数值特别是全宽度和衰变分支比是较初步的, 列出仅供参考。更重要的是, 有不少事例的自旋和宇称只是间接估计的而不是直接测定的, 有的自旋和宇称甚至完全不清楚, 所以在下面讨论分类时, 我们应该注意到这个问题^[31]。

考虑到电荷多重态(取决于 I 值)和反粒子, 表 12 就有 48 个重子共振态, 表 13 也有 11 个介子共振态, 两表加在一起就共有 59 个共振态。加上表 6 和 7 的 23 个核子、超子、介子和它们的反粒子, 总共就有 82 个兼有强相互作用的粒子。现在的任务就是怎么样把这 82 个粒子分类, 使它们成为有联系的系统。下面即将看到, 我们是利用某些量子数的数值和有关它们的守恒定律或相应的对称性(与守恒定律有密切关系)来进行编号和分类的。因此, 可以想象分类不只是给出粒子间的表面关系, 而同时也反映了粒子的内在性质(内部结构和内部运动)和粒子间的内在联系。换言之, 这样的办法也是唯象(或间接)地显示粒子内部结构和内部运动与粒子间相互作用以及这两方面的关系。通过这个办法并配合别的途径, 我们希望将能逐步地揭露和认识这两方面问题的本质和它们的真正(或直接)关系。

1) 有关共振态的总结性文章可参看文献 [30—32]。其中文献 [30] 是比较一般的, 但有关的物理概念和全文的论述都很清楚, 可谓深入浅出; 文献 [31] 技术性多一些, 特别是关于共振态的自旋和宇称的测定方法讨论了不少, 对每种共振态的实验数据的情况也有较详细的论述; 文献 [32] 是总结 1963—1964 一年多来的新发展情况和较细致的共振态数据。

表 12 1960 年后发现的重子共振态($A=1$)(不包括反粒子态,也不包括 $M_R > 2000$ MeV①)

粒 子		量 子 数 $I(J^{PG})$		质 量	全宽度	主 要 衰 变 形 式			
旧 名	新 名	建 立 的	可 能 的	(MeV)	(MeV)	形 式	%	Q 值	P 或 $P_{\max}$ (MeV/c)
$N_{1/2}^*(1688)$	N		$\frac{1}{2}(\frac{5}{2}^+)$	1688	100	$N\pi$ (f 波) ΔK (f 波)	80 <2	610 76	572 235
$N_{1/2}^*(1512)$	N		$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$	1512	100	$N\pi$ (d 波)	80	434 ($p\pi^-$)	450
$N_{3/2}^*(1238)$ ②	Δ		$\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$	1238	100	$N\pi$ (p 波)	100	160 ($p\pi^-$)	233
$N_{3/2}^*(1920)$	Δ	$\frac{3}{2}(\frac{7}{2})$	$\frac{3}{2}(\frac{7}{2}^+)$	1920	~ 200	$N\pi$ ΣK	30 <4	842($p\pi^-$) 233	722 425
$Y_0^*(1815)$	Λ	$0(J \geq \frac{5}{2})$	$0(\frac{5}{2}^+)$	1815	120	$\bar{K}N$ $\Sigma\pi$	60 <33	383 490	541 504
$Y_0^*(1405)$	Λ	$0(?)$	$0(\frac{1}{2}^-)$	1405	50	$\{\Sigma\pi\}$ $\{\Lambda 2\pi\}$	$\{100\}$	69($\Sigma^-\pi^+$) 10($\Lambda\pi^-\pi^+$)	144 69
$Y_0^*(1520)$	Λ	$0(\frac{3}{2}^-)$		1520	16	$\Sigma\pi$ (d 波) KN (d 波) $\Lambda 2\pi$	55 30 15	194($\Sigma^0\pi^0$) 88($K^-\pi$) 125($\Lambda\pi^+\pi^-$)	267 244 253
$Y_1^*(1385)$	Σ	$1(J \geq \frac{3}{2})$	$1(\frac{3}{2}^+)$	1385	50	$\Lambda\pi$ $\Sigma\pi$	98 4 ± 4	135($\Lambda\pi^0$) 49($\Sigma^-\pi^+$)	210 119
$Y_1^*(1660)$ ③	Σ	$1(\frac{3}{2})$	$1(\frac{3}{2}^-)$	1660	40	$\bar{K}N$ $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi$ $\Sigma\pi\pi$ $\Lambda\pi\pi$	~ 10 25 30 20 15	225 335 410 200 275	406 386 441 328 394
$\Xi^*(1530)$	Ξ	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	1530	<7	$\Xi\pi$	100	74 ($\Xi^-\pi^0$)	148
Ω^- ④	Ω^-	$0(\frac{3}{2}^+)$		1686 ± 12	0	$\Xi^0\pi^-$ ΔK^- $\Sigma K(K^-, \bar{K}^0)$			

① 质量大于 2000 MeV 的初步(观测)事例有几个,例如 $N_{1/2}(2200) = N(2200)$ 和 $N_{3/2}(2350) = \Delta(2350)$. 它们的自旋和宇称都不清楚,可能第一个是 $\frac{9}{2}^+$ 或 $\frac{7}{2}^-$, 第二个是 $\frac{11}{2}^+$ 或 $\frac{5}{2}^+$. 有很多理由使我们相信,质量大于 2000 MeV 的共振态实验很值得大力开展. 高质量介子共振态实验也是一样值得做.

② 核子共振态发现较早,特别是 $N_{3/2}^*(1238)$ 早在 1952 年就被发现了.

③ $Y_1^*(1660)$ 的宇称已肯定(建立)为负(-),见 Snow, G., Proc. Int. conf. on H. E. Phys. At Dubna (1964); Science, 146 (1964), No. 3645, 809.

④ Ω^- 粒子不是共振态,它是通过弱作用衰变的 ($\tau \sim 10^{-10}$ 秒).

四、强作用粒子的分类. $SU(3)$ 和 Regge 轨迹的物理基础

一个好的分类法有两个作用:首先是希望它能把所有已知粒子都归纳在一个方案里,然后在这个基础上再由它来预言新粒子的存在. 据初步观察和分析,八度法($SU(3)$)和 Regge 轨迹法或多或少都有这两种作用,特别是八度法(Regge 轨迹法就差得多). 一个正确的方案并不是偶然地或一下子找到的. 在实践过程中,每一个阶段一定都会发现不少矛盾. 通过不断地发现和揭露矛盾的本质,逐步地分析和总结实验结果,然后才能提出一个可以认为是正确的方案. 以上两种方法可以说正在经受考验中,特别是 Regge 轨迹法,它有可能将行不通.

表 13 1960 年后发现的介子共振态($A=0$)(除 $K_{1/2}^*(888)$ 外, 均包括反粒子态)^[32]

粒 子		量 子 数 $I(J^{PC})$		质 量 (MeV)	全宽度 (MeV)	质量平方 (BeV) ²	主 要 衰 变 形 式			
旧 名	新 名	建 立 的	可 能 的				形 式	%	Q 值	P 或 $P_{\max}$ (MeV/c)
f	η	$0(\geq 2^{++})$	$0(2^{++})$	1250	75	1.56	2π 4π $K\bar{K}(K_1K_1,$ $K_2K_2 \text{ 非 } K_1K_2)$	大 <30 ?	980 710 256	690 550 380
η	η	$0(0^{-+})$		548	<10	0.30	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $\gamma\gamma$	23 39 7 31	134 143 269 548	174 182 235 274
ω	η	$0(1^{--})$		782	<15	0.62	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\gamma$ $\pi^+\pi^-$	84 12 ± 4 4	368 647 503	326 379 364
ϕ	η	$0(J_{\frac{3}{2}}^-)$	$0(1^{--})$	1020	<5	1.04	$K\bar{K}(K_1K_2,$ $\text{非 } K_1K_1, K_2K_2)$ 奇数 π 介子		24	111
ρ	π	$1(1^{+-})$		750	100	0.56	$\pi \pi$ (p 波)	100	471	348
$K_{1/2}^*(888)$ ①	K	$\frac{1}{2}(1^-)$		888	50	0.78	$K \pi$ (p 波)	100	251 ($K^0\pi^-$)	283

① 有好几个实验(例如动量 $\sim 2 \text{ GeV}/c$ 的 π^-p , $K^\pm p$ 实验)证明存在一个 $K_{1/2}^*(725)$. 它有两个电荷态,带正电的和中性的. 它的全宽度很小($\leq 10 \text{ MeV}$), 产生截面也很小,由 $15 \mu\text{b}(\pi^-p)$ 到 $40 \mu\text{b}(K^-p)$. 它(和它的反粒子)与么正对称分类法的关系目前都不清楚. Nambu 和 Sakurai [见 *Phys. Rev. Letters*, April (1963)] 认为它与对称破坏相互作用有关,不一定是共振态,因而而不一定和么正对称分类法有关. 此外,还有迹象表明,有一个电荷单一态(K_1K_1)的存在,但是确切情况也是很不清楚的,它的质量 $\sim 2 m_K$ 而量子数可能是 $0(J_{\frac{1}{2}}^{+-})$.

现在来把上面提到的 82 个强相互作用粒子(表 6, 7, 12 和 13)进行分类,使它们成为有联系的系统(或家族). 作为分类的初步工作,先把它们编号和重新取名,然后排列成图(见图 20 和 21). 此排列图有两种用处: 第一,由这两个图我们将清楚地看到,把这些共振系(表 12 和 13)分别认为是核子、超子和介子(表 6 和 7)的激发态是合理的. 若只是为了这个目的,我们自己的编号法(见图 13)也是可以的,当然没有这个方法细致,因而不好用于将讨论的那两个分类法(没用 I 的原因). 第二,这两个图将有效地帮助说明 $SU(3)$ 和 Regge 轨迹的目的,解释它们的物理基础从而了解其中有关数学的物理意义. 分类是根据一些量子数在强相互作用下的守恒情况(或根据与这些守恒定律相对应的对称性)进行的.

1. 编号、正名和排列

编号、正名和排列是利用粒子的量子数: 电荷 Q 、重子数(或质量数) A 、超荷 Y 、同位旋 I 、自旋 J 、宇称 P 和 G 宇称(G 宇称只是适用于 $Y=0$ 的介子族)进行的. 这里 A 、 Y 和 I 在编号和正名中起主要作用,虽然其他量子数有极其重要的物理意义. 在强相互作用下,这 7 个量子数都是守恒的¹⁾,这是目前最重要的事实和条件.

现在我们简略地讨论这三个主要量子数: (1) A 是重子数或质量数. 它的值可以有 $0, \pm 1, \pm 2, \dots$; “-”号是反粒子或反核子的质量数. 目前粒子的 A 只有 0 和 ± 1 (假使

1) Q , A 和 J 的守恒定律是被所有四种力所遵守的,但是 Y , I , P 和 G 却不是这样,例如 Y 在强和电磁相互作用下是守恒的,而在弱相互作用下则不守恒.

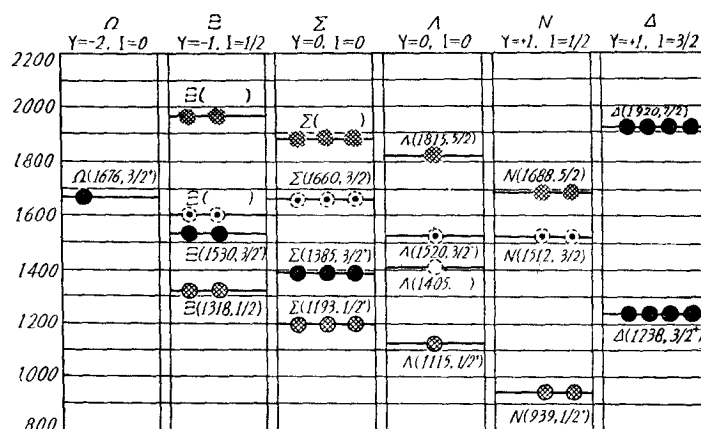


图 20 重子多重态

同 J^P 的横向粒子是按 $SU(3)$ 分的, 有单一, 8 重, 10 重和 27 重么正多重态. 27 重尚未发现. $\Lambda(1405)$ 可能是单一么正多重态. Ω^- 粒子是最近发现的 10 重态最后一个成员. 同 (Y, I) 的竖向粒子是按 Regge 轨迹分的. 目前只有 $\Delta(1920, 7/2^-)$, $N(1688, 5/2^-)$ 和 $\Lambda(1815, 5/2^-)$ 可能是 Regge “再现”(Recurrences), J 值比相应基态的要高两个单位, 宇称 P 则相同.

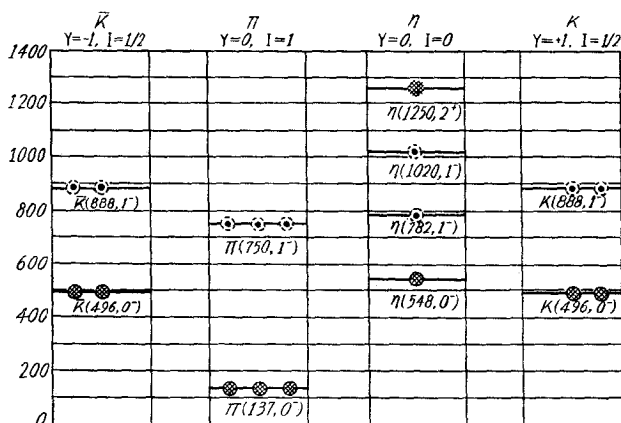


图 21 介子多重态

同 J^P 的横向粒子是按 $SU(3)$ 分的, 尚未发现 10 重和 27 重么正多重态. $\eta(782, 1^-)$ 和 $\eta(1020, 1^-)$ 哪一个属于 8 重态, 哪一个属于单一么正态尚不能肯定. $\eta(1250, 2^+)$ 可能是单一么正态. 竖向粒子若按 Regge 轨迹分类, 目前尚没有相应的 “再现” 被辨认到. 第一个(质量最低, 仅高于基态)被预言的 “再现” 是质量约为 1700 MeV 的 π 介子电荷三重态.

双重子共振态存在的话, A 即将有 ± 2 , 我们目前正在寻找这种 $A=2$ 的共振系), $A=0$ 是介子和反介子族, $A=\pm 1$ 是重子和反重子族. (2) Y 是超荷. 它与奇异数 S 或与电荷多重态中的平均电荷 $\bar{Q}$ 有简单的关系: $Y = 2\bar{Q} = A + S$. 目前所观测到的粒子的 Y 有 $-2, -1, 0, +1$. (3) I 是同位旋. 它最初是被引进来标记核子 $N(I=1/2)$ 的电荷双重态质子 $p(I_z = +1/2)$ 和中子 $n(I_z = -1/2)$ 的. 对强相互作用来说, 这两个电荷态 (p, n) 完全是一样的, 它们的相互关系只是通过同位旋的对称性 ($I_z = \pm 1/2$). 假使电磁相互作用遵守(保护)这个对称性, 质子和中子的质量将完全一样. 但是, 正是因为同位

旋对称性被电磁作用所破坏,所以中子质量才比质子的大 1.3 MeV. 类似的, π 介子 ($I = 1$) 是一个电荷三重态: $\pi^\pm(I_z = \pm 1)$ 和 $\pi^0(I_z = 0)$. 同样,因为电磁相互作用破坏了同位旋对称性,这三个态 $\pi^{\pm 0}$ 的质量也就发生了分裂. 同位旋 I 和自旋 J 毫无关系,只是在量子力学上它们的形式和数学运算相似而已. 例如,在一个电荷多重态里,成员的数目(多重性) $M = (2I + 1)$, 而自旋多重性 $\mathcal{M} = (2J + 1)$. 目前在粒子物理上所观测到的 I 值是 0, 1/2, 1, 3/2.

如何利用这些量子数特别是 A, Y 和 I 来把那 82 个粒子(表 6, 7, 12 和 13)编号,取名和排列成图呢?可以由 A, Y 和 I 的观测值(表 14)来组合 (A, Y, I) 组,得到许多在数学上可能的组合. 但是目前实验所需要的(即那 82 个粒子所需要的)只是 10 个组合: $A=0$ 的介子族有 4 个组合; $A = \pm 1$ 的重子族和反重子族(相应的)各有 6 个组合. 现将这两族的 (Y, I) 实际组合列在表 15.

表 14 有关粒子编号分类的量子数

守恒量	符 号	观 测 值	附 注
电 荷	Q	0, ± 1 , ± 2 , (± 3 , ...)	目前粒子的观测值: 0, ± 1 , ± 2
重 子 数	A^*	0, ± 1 , (± 2 , ± 3 , ...)	目前粒子的观测值: 0, ± 1 参看文中讨论
超 荷	Y^*	-2, -1, 0, +1	参看文中讨论
同 位 旋	I^*	0, 1/2, 1, 3/2	参看文中讨论
自旋角动量	J	1/2, 3/2, 5/2, ... 0, 1, 2, 3, ...	重子——半整数 介子——整数 (单位: 普朗克常数 $\hbar$)
宇 称	P	-1, +1	有关粒子左右对称性的内在性质. 在一种力(如强相互作用力)作用下,假如一个物理过程的进行方式与左右无关,宇称 P 就是守恒的. 在这情况下, P 值取有 ± 1
G 宇 称	G	-1, +1	$Y = 0$ 的介子的内在性质

表 15 (A, Y, I) 的 实 验 组 合(a) ($A=0$) 介子族

正 名	Y	I	M
η	0	0	1
π	0	1	3
K	+1	1/2	2
$\bar{K}$	-1	1/2	2

(b) ($A=1$) 重子族

正 名	Y	I	M
Δ	+1	3/2	4
N	+1	1/2	2
Λ	0	0	1
Σ	0	1	3
Ξ	-1	1/2	2
Ω	-2	0	1

为了便于记忆而又尊重习惯(旧名),我们把 $A = 0$ 的介子族的四组叫做 η (eta), π (pi),

$K(\text{kappa})$ 和 $\bar{K}(\text{antikappa 或反 kappa})$; 而把 $A=1$ 的重子族的六组叫做 $\Delta(\text{delta})$, $N(\text{cn})$, $\Lambda(\text{lambda})$, $\Sigma(\text{sigma})$, $\Xi(\text{xi})$ 和 $\Omega(\text{omega})$. 按上面的组合 (A, Y, I) 和它们的正名, 我们可把 82 个粒子排列成图 20 和 21. 这里, A 的作用是把它们分为两大族, $A=0$ 的介子族和 $A=1$ 的重子族; (Y, I) 是在每一族里把它们再分为 4 个或 6 个竖直组. 每个竖组的成员有共同的 (Y, I) 值, 而有不同的 (J, P) 值, 当然它们的质量也是不同的 (越往上质量越高). 在横的方向可以找出同 (J, P) 值而不同 (Y, I) 值的成员 (每个成员就是一个电荷多重态), 由这样的成员 (它们的质量也有差别) 所组成的横的组叫做超 (或么正) 多重态. I 的作用是把每个电荷多重态里的不同电荷的成员分开, 例如 $(I=1)$ 就把 Σ 电荷多重态分为 Σ^+ , Σ^0 , Σ^- 三个态或把 π 电荷多重态分为 π^+ , π^0 , π^- 三个态. 每个电荷多重态在括弧内的质量值是代表它的成员的平均质量.

2. $SU(3)$ 或八度法 (Eight-fold way) 分类法

在 1961—1962 年间, 盖尔曼 (Gell-Mann)^[33] 和尼曼 (Nécmán)^[34] 分别建议了一种方案, 名为八度法 (Eight-fold way), 试图把粒子分类. 在这种方案里作者假设: 八个质量最小的重子 (N , Λ , Σ 和 Ξ , 除了 Ξ 的尚不知外, 它们有相同角动量 J 和宇称 P) 组成一个超多重态, 这个超多重态到某一定的对称性的极限时即“退化”而致使超多重态的这些成员 N , Λ , Σ 和 Ξ 有同一质量, 但经受某一动力学的相互作用时, 它即分裂为我们所熟知的四个同位旋多重态——不同平均质量. 这个对称性就叫做么正对称性 (unitary symmetry), 有关的羣就叫做 $SU(3)$ 羣. 这八个质量最小的重子 (或介子) 属于 $SU(3)$ 羣的正规八维表示 (regular eight-dimensional representation). 所有已知的 (赝标量和矢量) 介子共振态和重子共振态 (其中有几个态和 Ω^- 粒子是先由它预言而后来被证实的) 至少都可以初步地分别归纳 (辨认) 于 $SU(3)$ 的不同表示中 (见图 20 和 21 及文献 [30] 和 [35]).

八度法 (代表八个量子数的运转) 是受到坂田模型^[24] (引入完全对称性后的 $SU(2)$ 或三度法) 的启发而产生的, 或者更恰当地说, 它是以坂田模型为基础而发展出来的. 其实, 其中质量方程的推导是以坂田模型为依据的. 日本物理学家根据坂田模型预言了一个 $I=0$ 的 π^0 粒子, 后来发现的 $\eta(548, 0^-)$ 粒子和 π^0 粒子的性质符合得很好. 坂田模型实为近年来的基本粒子模型的研究开辟了道路.

(1) 八度法的物理背景和设想.

八度法的物理背景是基于模仿在电荷多重态中成员质量差的解释. 由表 6 和 7 我们可以看出, 大部分电荷多重态的成员有质量差, 例如在核子多重态中, 中子的质量大于质子的质量, 即 $M_n - M_p = 1.3 \text{ MeV}$, 又如在 Σ 多重态中, $M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+} = 5.6 \text{ MeV}$ 等. 人们认为这种质量差是由于同位旋 I 不被电磁相互作用所完全守恒而引起的质量分裂. 假如同位旋的对称性不被电磁相互作用所破坏, 那么在一个电荷多重态里, 所有成员的质量应相同, 即所谓“退化”. 现在我们来看看重子族中的四个最熟知的成员 (质量最低四个电荷多重态) N , Λ , Σ 和 Ξ , 它们之间的平均质量差分别为 76, 75 和 130 MeV, 与电荷多重态的成员质量差相比只不过大十倍到几十倍. 可以这样设想, 这些重子的质量差是由于某些新的量子数不被强相互作用完全守恒所致. 虽然 Y 和 I 在这种力的作用下是完全守恒的. 假使新对称性原则可以这样被破坏的话, 我们就有可能把重子电荷多重态组合为一个具有不同 Y, I 值而同 J, P 值的“超多重态”. 这些新的对称性量将联结不同 Y, I

值的电荷多重态, 犹如同位旋 I 联结在一个电荷多重态里不同电荷的成员. 强相互作用通过破坏新对称性(由新量子数代表)分裂每一个超多重态为不同质量的电荷多重态, 犹如电磁相互作用通过破坏同位旋对称性来分裂每一个电荷多重态为成员的质量. 当然, 在一个超多重态里, 质量的分裂程度应比在一个电荷多重态里的分裂程度大得多, 因为这里是强相互作用在发挥作用.

关于介子族的成员 π , η , K 和 $\tilde{K}$ 的质量差, 我们可以作同样的设想和进行同样的处理.

盖尔曼和尼曼在 1961—1962 年间分别建议了对称性的一个特殊统一系和破坏的特殊式样, 使超多重态的存在至少在表面上可以讲得通. 这些对称性所组成的新系统就叫做八度法(Eight-fold way), 因为它牵扯到八个量子数(作为算子)的运转. 这八个守恒量包括四个旧的量子数和四个新的而尚未正式命名的量子数. 这四个旧的量子数是超荷 Y 和同位旋 I 的三个分量 I_+ , I_- 和 I_z (作为算子), 它们在强相互作用力作用下是完全守恒的. 四个新的量子数中的两个是使 Y 上下改变一个单位而电荷不改变, 例如: $\Xi^-(Y = -1, I = 1/2) \longleftrightarrow \Sigma^-(Y = 0, I = 1)$; $\Lambda^0(0, 0) \longleftrightarrow N^0(+1, 1/2)$; $\tilde{K}^-(-1, 1/2) \longleftrightarrow \pi^-(0, 1)$; $\eta^0(0, 0) \longleftrightarrow K^0(+1, 1/2)$ 等. 其他两个是使 Y 和电荷各改变一个单位, 例如: $\tilde{K}^0(-1, 1/2) \longleftrightarrow \pi^+(0, 1)$; $\eta^0(0, 0) \longleftrightarrow K^+(+1, 1/2)$; $\Xi^0(-1, 1/2) \longleftrightarrow \Sigma^+(0, 1)$; $\Lambda^0(0, 0) \longleftrightarrow N^+(+1, 1/2)$ 等. 所有这四个新的对称性量被强相互作用的一部分所破坏, 就迫使超多重态里的成员——电荷多重态——质量(平均)改变. 作为对称性算子运用, I_+ , I_- 和 I_z 是使电荷多重态里的成员相互转换, 而这四个新的量是使超多重态里的成员——电荷多重态——相互转换. 图 20 中最低质量的 N , Λ , Σ 和 Ξ 是组合一个超多重态(8 重态)的例子, 假如它们都有 $J = 1/2$ 和 $P = +1$, 即 $J^P = \frac{1}{2}^+$ (参看下面共振态的羣表示——超多重态的多重性和羣表示的联系).

(2) 八度法的数学基础和结果.

八度法的数学基础是李羣(Lie groups)和李代数(Lie algebras). 八度法的每一个分量(共有八个独立量)是一个对称性运算(算子). 这些分量运算满足二级李代数的数学关系. 二级李代数就是用来运算李羣 $SU(3)$ 的代数. 李羣 $SU(3)$ 是代表一个具有 3×3 大小的阵列(arrays)的特殊么正羣(special unitary group). 在 3×3 阵列有一个条件使独立分量的数目由 9 减少到 8, 名词“特殊”(“special”)即是由由此而来的.

在这个基础上, 重子和赝标量介子是属于么正表示[8]. 物理上符号[8]代表由 3×3 矩阵所表示的波函数——超多重态或么正多重态, 它包含有 8 个独立分量(即上面的八个量子数)或更现实些含有 8 个粒子: N , Λ , Σ 和 Ξ (或 π , η , K 和 $\tilde{K}$). 那么, 一个重子-介子系(或介子-介子系)应属于科林克尔积(Kronecker product)表示 $[8] \times [8]$, 它可以分解为 $SU(3)$ 的不可约表示:

$$[8] \times [8] = [1] + [8'] + [8''] + [10] + [1\bar{0}] + [27].$$

[8] 出现两次的意思是: 一个介子(超)八重态和一个重子(超)八重态的(对称的)汤川偶合在么正对称性的极限时有两个可能形式——对称的(s)和反对称的(a). 每一个不可约表示的超荷 Y 和同位旋 I 的内容在表 16 列出.

假使这个方案的确有实际意义, 那么, 我们希望介子共振态和重子共振态应以 1 重,

表 16 $[8] \times [8]$ 的不可约表示的成员的超荷和同位旋值

不可约表示	(Y, I) 值
[1]	(0, 0)
[8]	(1, 1/2) (0, 0) (0, 1) (-1, 1/2)
[10]	(1, 3/2) (0, 1) (-1, 1/2) (-2, 0)
[10]	(2, 0) (1, 1/2) (0, 1) (-1, 3/2)
[27]	(2, 1) (1, 1/2) (1, 3/2) (0, 0) (0, 1) (0, 2) (-1, 3/2) (-1, 1/2) (-2, 1)

8 重, 10 重和 27 重的超多重态出现, 一个给定的超多重态的成员应有相同的自旋和宇称值。由图 20 和 21 我们可以清楚地看出, 大部分粒子在实验数据的允许下是按这个方案出现的(除了 27 重态尚不知外)。在图 20 中, 括弧内没有质量的粒子(共振态)是尚未被实验证实的。它们的发现对 $SU(3)$ 的验证是重要的。每一个表示(即相应的超多重态)的物理内容至少在原则上是可以进一步计算或估计的。例如可以预言一个超多重态的成员的产生和衰变的分支比。又如这些成员的质量关系式在一定的假设下也可以推导出来的。这些结果, 特别质量方面, 和实验符合得不错。

为了得到质量关系式, 盖尔曼^[33]建议: 这些质量偏移应有一定的根源, 而这根源应在一个模型里, 为此 $SU(3)$ 对称性就会较自然地出现, 这个模型就是坂田模型^[24]。根据这个设想和通过八度法所建议的对称性破坏式样(假使破坏不太严重), 盖尔曼为介子八重态推导了一个质量关系式:

$$m_{\pi}^2 + 3m_{\eta}^2 = 2(m_K^2 + m_{\bar{K}}^2). \quad (18)$$

欧古谟(Okubo)^[36]在同一基础上为介子八重态也推导了一个较普遍的质量公式

$$m^2(I, Y) = m_0^2 \left\{ 1 + aY + b \left[I(I+1) - \frac{1}{4}Y^2 \right] \right\}. \quad (19)$$

在重子八重态的质量方程中, 所有质量是直线关系的, 而方程的形式与介子八重态相应的方程一样。所以对重子八重态盖尔曼关系式和欧古谟公式分别为

$$m_{\Sigma} + 3m_{\Lambda} = 2(m_N + m_{\Xi}), \quad (20)$$

$$m(I, Y) = m_0 \left\{ 1 + a'Y + b' \left[I(I+1) - \frac{1}{4}Y^2 \right] \right\}. \quad (21)$$

在重子 10 重态, 欧古谟公式即化为等差公式, 即

$$(m_{\Omega^-} - m_{\Xi}) = (m_{\Xi} - m_{\Sigma}) = (m_{\Sigma} - m_N), \quad (22)$$

因为 Y 是顺序地改变一个单位, 而 I 即顺序地改变 $1/2$ 单位。

(3) 和实验进一步比较。

我们在上面已经指出, 在实验数据的允许下, 粒子(共振态)是按 1 重、8 重和 10 重么正多重态出现的。图 20 和 21 说明了这一点。我们现在进一步看一看由八度法推出的质量公式是否和实验符合。

公式(18), (20)和(22)是很简单的, 很容易和实验比较。它们和实验结果符合得出乎意料的好。例如, 将 N, Λ, Σ 和 Ξ 的最低质量值(超多重态的基态平均的)代入公式(20), 即得左边值为 4538 MeV, 右边值为 4514 MeV, 两边的值相差只不过 0.5%。又, 将 10 重态的电荷多重态的平均质量值代入公式(22), 即得到 145 MeV, 145 MeV 和 147 MeV, 它们符

合得非常好。其实,八度法通过它的质量关系式在这短短几年中起了不少预言新粒子的作用。例如在重子的 10 重态中,等差式(22)就预言了电荷双重态 $\Xi(1532)$ 和电荷单一态 $\Omega^-(1676)$ 。这两个粒子已先后被实验所发现¹⁾,实验的质量值分别为 1530 MeV 和 1675 MeV。

在介子族中,1961 年初已建立的具有 $J^P = 0^-$ 的介子电荷多重态只是 π, K 和 $\tilde{K}$ 。假如有一个预言质量等于 563 MeV 的中性电荷单一态存在的话,它和 $\pi, K, \tilde{K}$ 就可以很好地组合成为一个么正八重态。1961 年终, $\eta(548)$ 就被实验找到了,后来它的 J^P 也被确定为 0^- (正如这个八重态所要求的)。应该再指出:早在 1959 年,日本物理学工作者池田,小川,大贯就已根据坂田模型预言了这个粒子的存在。

$J^P = 1^-$ 的介子共振态也很快地被发现,如: $\pi(750, 1^-)$ 电荷 3 重态与 $K(888, 1^-)$ 和 $\tilde{K}(888, 1^-)$ 电荷双重态。所以另一个么正八重态也正在形成。质量关系式(18)预言了这个八重态的唯一未知粒子 $m_\eta \simeq 925$ MeV, 即 $\eta(925)$ 。很快的实验就找到了 $\eta(782)$, 稍后(1962 年)也找到了 $\eta(1020)$, 它们的 Y 和 I 均等于零。其中一个很可能是么正单一态。但是到底那一个是属于么正单一态,又那一个是属于么正八重态还不清楚。但是,不管那一个属于么正八重态,它的质量都会和预言的质量 925 MeV 相差很多,直到现在尚没有很肯定的办法可以决定这些问题,虽然已有了一些有意思的尝试^[30, 31, 38]。

近年来,强相互作用的对称性理论有了不少新的进展,如 $SU(6)$, $SU(12)$ 等工作。本作者不在这方面工作,所以不准备对这个问题多谈。如读者有兴趣,可以参阅文献[37, 39]以及其他有关的文献。

3. Regge 轨迹分类法

以上我们讨论了如何利用八度法把同 J^P 而不同质量、超荷 Y 和同位旋 I 的共振态(图 20 和 21 的横向粒子)归纳为一超(或么正)多重态。现在我们来看一下 Regge 轨迹分类方法,在原则上它可以把不同 J (相隔两个单位)、不同质量而其他量子数 A, Y, I 和 P 相同的粒子(图 20 和 21 的竖向粒子)联结在一起。这个概念提出得较早(1959),但是目前只是一个可能的苗头——这苗头似乎在消失。以下将看到它远不如 $SU(3)$ 成功。前途如何,目前很难说,这要看 Regge 极理论(参看第二章第 3 节)是否有发展前途。因此这里只简单地论述一下。

(1) Regge 轨迹的定义

人们观察到,当粒子的质量增加时,粒子时常显出有较高值的自旋角动量 J 。Regge^[40]曾指出: J 值和粒子质量之间在许多重要情况下存在着一个数学关系,粒子的某些性质(例如质量、束缚能等)可以认为是 J 的“光滑”数学函数,即随 J 连续改变的函数。不过按量子力学, J 值只能为整数或半整数,因此只当 J 在这些被允许的值时,上述函数才有直接的物理意义。能在不同 J 值给出物理质量的光滑数学曲线就叫做一条 Regge 轨迹。

(2) 电磁相互作用——氦原子的 Regge 轨迹

1) 10 重态有 10 个成员,分为 4 个电荷多重态。当这个方案提出时,只有 4 个 $\Delta(1238, \frac{3}{2}^+)$ 和 3 个 $\Sigma(1385, \frac{3}{2}^+)$ 。

不久后 2 个 $\Xi(1530, \frac{3}{2}^+)$ 就被实验找到,最近 Ω^- (单一电荷态) 也已被发现。这 3 个粒子(两种电荷多重态)就是我们所盼望来完成这一个 10 重么正多重态的粒子。添了 Ω^- 粒子 10 重态的所有 10 个成员都有了。

虽然 Regge 轨迹一直到现在才被物理学工作者所注意,但是它的概念已运用到那些早为大家所熟悉的原子物理问题上。因此我们先举电磁相互作用中的氢原子为例,来阐述 Regge 轨迹的物理意义。大家都知道,氢原子——电子-质子系能在不同激发态存在。换言之,即电子能占据围绕质子的不同轨道而运转,这里轨道是显著地量子化了。当径向量子数 n_r (衡量径向运动的能量) 的值不变时,不同氢原子态的束缚能就随角动量 J 的增加而减少。如果通过 J 的允许值划出一条光滑曲线,这条曲线就是一条 Regge 轨迹。 n_r 的每一个值,氢原子就相应的有一条不同的 Regge 轨迹,图 22 就说明了这些关系。

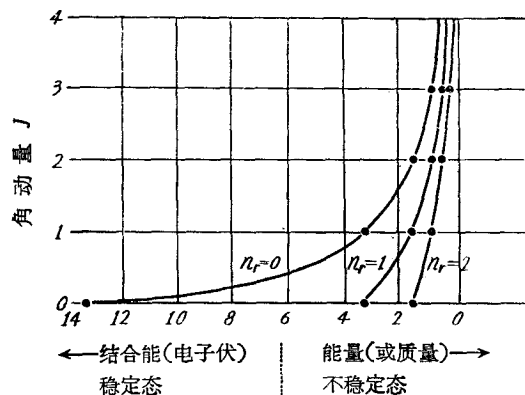


图 22 氢原子的 Regge 轨迹

在氢原子问题上,一条 Regge 轨迹和 J 的允许值 (0, 1, 2 等) 的相交点就相当于一个束缚态的出现。从实验观点上看,每一个束缚态的出现就是一个不同质量的不同粒子。当激发能大到可以使电子与质子分离时,这一系列的出现 (束缚态) 就到了尽头。这个能量极限 (游离能量) 就区分了稳定态和不稳定态。

(3) 强相互作用的 Regge 轨迹

现在让我们回到我们的主题,即如何利用强相互作用的 Regge 轨迹来把强相互作用粒子分类。如同电磁作用一样,我们也能抗拒制强相互作用粒子的强作用力画出 Regge 轨迹。在这种情况下,Regge 轨迹不是终止在稳定态与不稳定态之间的边界上,而是延续越过这个边界,切交更多的 J 的整数值,如图 23 所示。在稳定区里,一个交点表示一个束缚态的存在——一个稳定或亚稳定粒子;在不稳定区里,交点是表示共振态或不稳定粒子的存在。可以证明:一条为强相互作用粒子的特殊 Regge 轨迹只是联结 J 等于奇值的态或 J 等于偶值的态而不是把两种态都联结在一起。因为偶 J 值的态与奇 J 值的态是分开的,所以在同一条轨迹上,两个邻态之间的 J 间隔必须等于两个单位。最低态叫做“出现”(Occurrence),高态叫做 Regge “再现”(Recurrences)或激发旋转态。

(4) Regge 轨迹分类法 (在共振态问题上) 的考验

为了验证这个分类法,我们画出所有量子数 (除 J 外) 都相同的粒子的角动量 J 和质量的关系曲线。假如这些实验点都成组地落在上升的曲线上,这可能是显示 Regge 轨迹存在的象征。图 24 和 25 是重子族和介子族的 J 值对质量的实验分布。

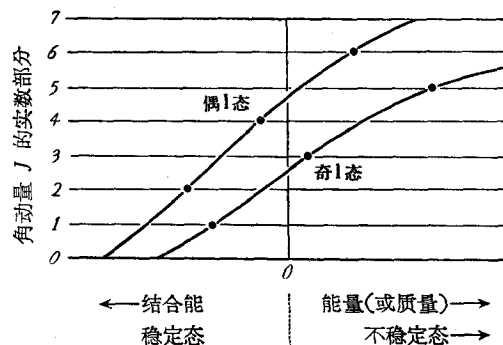


图 23 强相互作用的 Regge 轨迹

与氢原子的轨迹不同,这里不稳定态也是存在的。一个与 J 的相交点在稳定区表明一个稳定或亚稳定粒子的存在,在不稳定区表明一个不稳定粒子的存在 (共振态)。

(5) 介子族 Regge 轨迹的坡度

每条轨迹既然只有一个粒子(“出现”——最低态),它们的坡度到底怎么定呢?由于一个 $Y = 0, I = 0$ 的介子态的一条特殊 Regge 轨迹应该有一个非物理的或非真实的交点在 $J = 1$ 和静止质量=0 的地方,下一个在 $J = 0$ 的交点可能是物理的(即真实的),但这个态将有负的质量平方,这是没有意义的。因此,最低的而又真实的交点应该出现在 $J = 0$ 之上的两个单位的地方,即在 $J = 2$ 的地方。其实两年前的一个 $J = 2$ 的共振态,即 $\eta(1250, 2^+)$ 已被发现,虽然它的量子数尚未完全确定。假如在 $\eta(1250, 2^+)$ 和它在 $J = 1$ 与静止质量=0 的非物理交点之间画一条 Regge 轨迹(图 25 最上面的一条线),我们就可以为其他介子轨迹得到一个粗糙的坡度显示。从实验观点上看,我们应尽最大努力来寻找 $J = 2$ 或 3 的成员(“再现”),这与这个方案是否行得通有很大关系。但是总的看来,这个分类法的苗头似乎在消失。

五、结 论

我们现在简单地总结一下以上所讨论过的问题并指出今后研究工作的可能方向。我们主要是从物理的实验观点出发来总结和讨论这些问题。有不少问题在文中已经很明确提出过,在这里我们就不多讨论了。

1. 弱相互作用方面的问题

(1) 奇异粒子的稀有衰变

通过稀有衰变的研究,可以深入探讨已知规律的确实性,例如上面所谈过的 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 致使 CP 守恒发生了问题。对于 π 和 μ 粒子的稀有衰变已有了不少研究,也得出了-定的结论,但是奇异粒子稀有衰变的工作却做得很少,主要原因是这些粒子在产生时比 π 和 μ 介子要少得很多。要使实验结果有意义,稀有衰变事例的统计必须足够高,但这首先要靠产生足够多的奇异粒子,最好多到使电子学方法配合径迹室(如火花室)都可以用来探测稀有衰变事例。低能(几个 BeV)-强流(10^{12-14} 粒子/秒)加速器或高能(几十个 BeV)-普通流(10^{9-11} 粒子/秒)加速器可以满足这个要求。

(2) μ 介子中微子 ν_μ 和核子 N 的作用

上面提过要研究弱相互作用力最好利用轻子来进行工作,因为轻子对强相互作用完全没有反应,所以分析由弱作用引起的反应的实验就简单得多。其实中微子是更好更简单的,因为它不带电,所以连电磁相互作用都没有。但是中微子的产生和作用的截面都很小(在 $1\text{BeV} \sim 10^{-38}\text{cm}^2$),又由于加速器产生的中微子的能量是连续谱(由 28BeV 质子所产生的 ν_μ 能谱是 $\sim 2-11\text{BeV}$),因而在高能部分强度很低。由于这些原因和能量守恒问题,目前最高能量($\sim 30\text{BeV}$)的加速器也只能告诉我们中间玻色子若存在的话,它的质量应大于 $1.8\text{BeV}/c^2$ 。所以要寻找质量大于 $1.8\text{BeV}/c^2$ 的中间玻色子,就需要更高能量的加速器。更高能量的加速器对于研究其他由中微子所引起的反应也是很有利的。其实利用宇宙中微子初步来进行这些研究是很值得认真考虑的,因为这方面的问题(包括中间玻色子的寻找)只是在探索阶段,离需要大量统计的阶段还较远。

2. 强相互作用方面的问题

(1) 高能(10BeV 以上)散射

首先,比较粒子-粒子和相应的粒子-反粒子(例如 pp 和 $\bar{p}p$)的作用总截面与入射能量的关系将是有意義的,我们要看:当入射能量增高时,这两个截面是否互相接近而又趋向一常量(初步实验结果是如此);当能量再增加时,它们的行为又是怎么样。其次观测和分析个别弹性大角度散射振幅,看它们在很高能量下是否会变为很简单,这时它们的行为应充分反映强相互作用场的结构。最后,对第二章第4节所讨论的高能小角度弹性散射的 α 值进一步进行实验也是有益的。第一和第三方面都是可以验证色散关系理论的较好实验。

(2) 共振态的继续研究

一方面对已知的共振态(大多在 $M < 2000 \text{ MeV}$)准确测定它们的自旋、宇称、全宽度和不同孔道衰变的分支比等是很重要的,因为这些量将导致得到定量和确实的规律(参看第四章第3节 $SU(3)$)。我们知道,全宽度是衡量共振态寿命的,根据实验,一个共振态平均可以飞行约 10 费米(即 10×10^{-13} 厘米),然后才衰变。现在我们要问:一个指定的共振态的全宽度是否与产生它的碰撞粒子的性质有关系(例如 πp 和 $n p$ 等),是否与入射能量有关系等问题。这些问题的研究对强相互作用场的性质(结构)可能提供很有用的资料。另一方面,寻找新的共振态,特别是高质量 M (重子方面 $> 2000 \text{ MeV}$)和高角动量 J (2 或 3)的共振态也是很重要的,它们存在与否关系到 $SU(3)$ 特别是 Regge 轨迹分类法的确实性。

(3) 双重子共振态($A = 2$)

根据 $SU(3)$,双重子共振态如果存在的话,应和氦核属于反 10 重表示(即 $\bar{10}$)表示,参看表 16)^[41]。我们已将这个题目列入 1965 年计划,但是进展很慢。由于看到 Δp 弹性散射的反常迹象和反氦核的发现,所以双重子共振态研究工作的进行也许是颇有意义的。

(4) $\frac{1}{3}e, \frac{2}{3}e$ 粒子(Quarks)的寻找^[43,42,39]

按 $SU(3)$ 的 3 重表示,盖尔曼建议,可能有同位旋双重态带电荷 $\left(-\frac{1}{3}e\right)$ 和 $\left(+\frac{2}{3}e\right)$ 的粒子和同位旋单一态带电荷 $\left(-\frac{1}{3}e\right)$ 的粒子存在。此外,带整数电荷的重粒子也可能存在。一年多来,在 33 BeV 质子 AGS 加速器和 28 BeV 质子加速器上都做了实验,曾经试图寻找这些粒子的产生,但都没有确实的结果^[42]可以证明它们的存在。由实验估计,如果存在的话,它们产生截面应小于 10^{-34} cm^2 ,或对同时产生的 μ 介子来说小于五万分之一。假设它们是通过电磁作用成对产生,那么根据实验,质量小于 2 BeV 的这种粒子是不存在的。较近的实验总结,看[43]的第二篇。显然,如要寻找质量大于 2 BeV 的这种粒子则需要能量更高的加速器。和中微子实验的情况相似,在目前阶段利用宇宙线试图寻找这种粒子也是很合理的,因为离开需要大量统计的阶段还很远,目前假如能找到一两个很可靠的事例,就可以说明(或解决)现阶段所提出的问题。在这一类问题上,宇宙线的超高能量所引起的效果很可能可以抵偿它的极弱强度的缺点。

这个时期,有机会与不少高能实验和理论同志在一起工作,他们在工作上的积极性和在物理思想上的活跃性对我有很大鼓舞和启发,由于他们的促进使我对许多问题有了较深刻的了解和体会;在本文的写作和整理过程中,得到有关同志的帮助,特向这两方面的

同志表示衷心感谢。

最后,文中定有不少不正确或甚至错误的地方,请读者批评指正。

参 考 文 献

- [1] 张文裕, 物理学报, **17**(1961), 271.
- [2] Erwin, A., et al., *Phys. Rev. Letters*, **6** (1961), 628.
- [3] Maglic, B., et al., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 178.
- [4] Pjerrou, G., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 114; Bertanza, L., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 180.
- [5] Barnes, V. E., et al., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 204.
- [6] Barnes, V. E., et al., *Phys. Letters*, **12** (1964), 134.
- [7] Chew, G. F. and Frautschi, S. C., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 394; Frautschi, S. C., et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 2204; Chew, G. F., et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 1202; Blankenbecler, R. and Goldberger, M. C., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 766.
- [8] Foley, K. J., Lindenbaum, S. G., et al., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 376; 543; **11** (1963), 425; 503.
- [9] 衍射峰减缩实验的理论解释可参考 Ahmadzadeh, A. and Sakmar, I. A., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 439; Rarita, W. and Teplitz, V. L., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 206.
- [10] Diddens, A. N., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 108; 111.
- [11] Lindenbaum, S. G., On Interactions of Pions and Nucleons, Proc. Int. Conf. on H. E. Phys. at Dubna, Aug. 1964; Foley, K. J., et al., *Phys. Rev. Letters*, **14** (1965), 74.
- [12] Foley, K. J., et al., *Phys. Rev. Letters*, **14** (1965), 862.
- [13] Barashenkov, V. S. and Dedyu, Dubna Joint Inst. Preprint No. JINRP-1598 (1964); Hohler, G., et al., *Z. Physik*, **180** (1964), 430.
- [14] Danby, D., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 36; Lederman, L. M., *Scientific American*, **208** (March 1963), 60.
- [15] Bienleim, J. K., et al., *Phys. Letters*, **13** (1964), 80; Bernardini, G., On Nuetrino Physics, Proc. Int. Conf. on H. E. Phys. at Dubna, Aug. 1964.
- [16] 为了解两种中微子存在的意义, 可参看 Nishijima, K., *Fundamental Particles*, W. A. Benjamin Inc., New York, Amsterdam (1963), 第七章特别是 354—368.
- [17] Beznardini, G., et al., *Phys. Letters*, **13** (1964), 86.
- [18] Gell-Mann, M., *Physics Today*, **17** (1964), 22; Feynman, R. P. and Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **109** (1958), 193.
- [19] Schwinger, J., *Annals of Physics*, **2** (1957), 407; Lee T. D. (李政道) and Yang C. N. (杨振宁), *Phys. Rev. Letters*, **4** (1960), 307; Bell, J. S. and Veltman, M., *Phys. Letters*, **5** (1963), 94, 151; Veltman, M., *Physica*, **29** (1963), 161.
- [20] Christenson, J. H., et al., *Phys. Rev. Letters*, **13** (1964), 138; Proc. Int. Conf. on H. E. Physics at Dubna, Aug. 1964.
- [21] Cvijanovich, G. B., et al., *Phys. Rev. Letters*, **14** (1965), 117. 关于 CPT 的验证, 看 Sachs, R. G. *Phys. Rev.*, **129**(1963), 2280.
- [22] Lotsoff, S. N., *Phys. Letters*, **14** (1965), 344; Alles, W., *Phys. Letters*, **14** (1965), 348. 关于 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 和 CP 守恒的总结性文章, 看 Терентьев, М. В., *УФН*, **86** (1965), 231.
- [23] Galbraith, W., et al., *Phys. Rev. Letters*, **14** (1965), 383.
- [24] Sakata, S., *Prog. Theor. Phys.*, **16** (1956), 686; Maki, Z., et al., *Prog. Theor. Phys.*, **23** (1960), 1174; 坂田昌一, 红旗, 1965 年第 6 期, 第 19 页; Ikeda, M., et al., *prog. Theor. Phys.*, **22**(1959), 715; **23** (1960), 1073 (引进对称性); 坂田昌一, 日本物理学会会志, **16**(1961), 210.
- [25] Вишнеvский, В. Ф., Ду Юань-цай (杜远才), Мороз, В. И., Никитин, А. В., Троян, Ю. А., Цзян Шао-цзюн (钱绍钧), Чжан Вэнь-юй (张文裕), Шахбазян, Б. А., Янь У-гуан (严武光), Возможное построение системы изобарных состояний и схем их переходов, Препринт ОИЯИ (Дубна 1963), P-1282.
- [26] Вишнеvский, В. Ф., Ду Юань-цай (杜远才), Мороз, В. И., Никитин, А. В., Троян, Ю. А., Цзян Шао-цзюн (钱绍钧), Чжан Вэнь-юй (张文裕), Шахбазян, Б. А., Юань Жун-фан (袁蓉芳), Янь У-гуан (严武光), Кинематические расчеты для процессов с образованием и каскадным распадом

- изобар, Препринт ОИЯИ (Дубна 1964), P-1891.
- [27] Вишневский, В. Ф., Ду Юань-цай (杜远才), Мороз, В. И., Никитин, А. В., Троян, Ю. А., Цзян Шао-цзюн (钱绍钧), Чжан Вэнь-юй (张文裕), Шахбазян, Б. А., Янь У-гуан (严武光), О возможной схеме образования Λ -гиперонов через изобары в π^- -р взаимодействиях при энергиях 7—8 Бэв, Препринт ОИЯИ (Дубна 1963), P-1297; *ЖЭТФ*, **46** (1964), 232; Вишневский, В. Ф., Ду Юань-цай (杜远才), Мороз, В. И., Никитин, А. В., Троян, Ю. А., Цзян Шао-цзюн (钱绍钧), Чжан Вэнь-юй (张文裕), Шахбазян, Б. А., Янь У-гуан (严武光), К вопросу о применимости изобарной модели образования Λ -гиперонов в π^- -р взаимодействиях, Препринт ОИЯИ (Дубна 1964), P-1892; *ЖЭТФ* (в печати).
- [28] 王树芬等, 物理学报, **18**(1962), 422; Wang Tzu-shiang (王祝翔), et al., *Scientia Sinica*, **XIII** (1964), 897; 王世伟等, 物理学报, **21** (1965), 235.
- [29] 王世伟等, 物理学报, **21** (1965), 1874.
- [30] Chew, G. F., Gell-Mann, M. and Rosenfeld, A. H., *Scientific American*, **210** (Feb. 1964), 74.
- [31] Dalitz, R. H., The Systematics of Baryon and Meson States, Report EF ins-63-33, Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies and Department of Physics, Univ. of Chicago, Contract No. AT (11-1)-264 (April 1963), (Unpublished); Dalitz, R. H., *Annual Review of Nuclear Science*, **13** (1963), Lichtenberg, D. B., Heavy Mesons and Excited Baryons, Report Under Contract AT (04-3)-400, Stanford Linear Accelerator Centre SLAC-13 (office of Technical Services, Dept. of Commerce, Washington, 25 D. C.), March 1963; Бунятов, С. А., Пионные резонансы (обзор эксп. данных), Препринт ОИЯИ (Дубна 1964), P-1494; Грищин, В. Г., Резонансные взаимодействия элементарных частиц, Бозонные резонансы, Препринт ОИЯИ (Дубна 1964), 1622, 或 *УФН*, **86** (1965), 71.
- [32] Armenteros, R., Strange Particles Resonances, Proc. Int. Conf. on H. E. Phys. at Dubna, Aug. 1964; Rosenfeld, R. H., et al., *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964), 977.
- [33] Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 1067.
- [34] Néeman, Y., *Nuclear Phys.*, **26** (1961), 222.
- [35] Glashow, S. L. and Sakurai, J. J., *Nuovo Cimento*, **25** (1962), 337; Glashow, S. L. and Rosenfeld, A. H., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 192.
- [36] Okubo, S., *Progr. Theor. Phys.*, **27** (1962), 949; Gell-Mann, M., Proc. Int. Conf. on H. E. Phys. at Cern (1962), 805; Glashow, S. and Sakurai, J. J., *Nuovo Cimento*, **26** (1962), 622.
- [37] 关洪, 物理学报, **21** (1965), 1; 569; Hou Pei-yu (侯伯宇), *Scientia Sinica*, **XIV** (1965), 367.
- [38] 许伯威, 物理学报, **21** (1965), 577.
- [39] Salam, A., Symmetry of Strong Interactions, Proc. Int. Conf. on H. E. Phys. at Dubna, Aug. 1964. Смородинский, Я. А., *УФН*, **LXXXIV** (1965), 1. (两篇都是总结性文章)
- [40] Regge, T., *Nuovo Cimento*, **14** (1959), 951; **18** (1960), 947; Chew, G. F. and Frantschi, S. C., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 394; **8** (1962), 41; Proc. Int. Conf. on H. E. at Cern (1962).
- [41] Oakes, R. J., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 2239.
- [42] Leipunev, L. B., et al., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 423; Hagopian, V., et al., *Phys. Rev. Letters*, **13** (1964), 281.
- [43] Gell-Mann, M., *Phys. Letters*, **8** (1964), 214; Zeldouic, Ya. B., et al., *Phys. Letters*, **17** (1965), 164 (总结 quarks 实验); Damgaard, G., et al., *Phys. Letters*, **17** (1965), 152 (在宇宙线中寻找 quarks).

RECENT DEVELOPMENT IN THE EXPERIMENTAL STUDY OF "ELEMENTARY PARTICLES"

W. Y. CHANG

(*Academia Sinica*)

ABSTRACT

This paper intends to give a comprehensive survey of the development in the experimental study of "elementary particles" during the last four or five years. However, the most part of the paper has been devoted to the strongly interacting particles, bringing into discussion only a few problems concerning the weak interaction. The main reason for doing so is this: It is in the area of the strongly interacting particles that there has been in these years a rapid and large accumulation of newly discovered facts, that is, the resonant states of particles, quickly bringing the total number of particles from about 30 to about 100; moreover, in the corresponding theoretical aspect, there is also up to now a more or less successful development, that is, the $SU(3)$ classification scheme as proposed from the symmetry of strong interaction. Simply because of these new developments, we are now more than ever certain that the so-called elementary particles are not elementary but composite, i.e. having internal structure (at least as far as the strongly interacting particles are concerned). This point has been discussed in some detail in the "Introduction". The paper then summarizes and discusses seven groups of experiments which have been performed in the last four or five years and are considered as more important in the field of "elementary particles", four groups being concerned with the strong interaction while three groups with the weak interaction. After this, discussion has been concentrated on the recent development of the strongly interacting particles, on the status of statistics before and after 1960, and on the physical meaning of the particle classification, etc. It is hoped that this will provide a physical background for discussing the classification schemes of $SU(3)$ and the Regge trajectories. Finally, in discussing the two classification schemes, particularly the $SU(3)$ scheme, effort has been made to explain with as much clarity as possible the physical background and the conjecture made, the mathematical basis, the theoretical results, and comparison with experiment. Comparison with experiment shows that the Regge trajectory scheme is not at all as satisfactory as the $SU(3)$ scheme, this being naturally related with the serious difficulty as revealed by experiment (cf. Section II.3) of the theory of Regge poles. It is hoped that this paper may present a general picture of the recent development of "elementary particles", probably showing what problems have become clear and what still have not, and may possibly indicate the direction of future experimental research.