

能量在 10Bev 以下的 π -N, p -N 和 $\bar{p}$ -N 相互作用*

王 淦 昌 王 祝 翔

提 要

本文試把到写稿时为止 (1961 年 3 月底) 的一切关于 π -N, p -N 和 $\bar{p}$ -p 的作用和入射粒子能量在几百 Mev. 至 10Bev. 范围以内的实验工作予以报导和总論。举凡关于这些作用的总截面、弹性散射截面和非弹性散射截面, 都經收集整理, 并加以分析。这些截面随能量的增減而变化的情况, 都以曲线表达, 并且与理論結果作出比較。曲线中有几个重要和有趣之点, 也予以指出。在 π -N 作用中的几个共振峯和关于他們的理論解釋, 也經較詳細的敘述。在弹性散射方面, 我們將微分截面的角分布和理論作了比較。在非弹性散射方面, 我們把多重产生、动量分布、角分布、横动量和它們与入射粒子能量的关系, 都加以分析和討論。我們特別注意和討論了下列二种情况: 在 π -p 作用时, 质子总是向后散射; 而在 p -p 作用时, 两个质子总是不各向均匀地但向前后对称地散射。这种現象被称为质子的“边缘”碰撞。我們认为, 这些和其他事实都可能表明了, 在质子内的确有“核心”的存在, 而且这个“核心”非常的小, 它的直径比 0.4×10^{-13} 厘米要小得多。

目 录

緒言	(2) p -N 弹性散射
一、 π -N 相互作用	(3) p -N 非弹性散射
(1) π -N 散射总截面	三、 $\bar{p}$ -p 相互作用
(2) π -N 弹性散射	(1) $\bar{p}$ -p 散射截面
(3) π -N 非弹性散射	(2) $\bar{p}$ -p 弹性散射
二、 p -N 相互作用	四、討論
(1) p -N 散射总截面	結束語

緒 言

近几年来, 在高能物理領域內, 关于基本粒子之間強相互作用及核子結構問題的研究, 占有重要的地位。在理論上对这些問題有一些不同的看法; 而实验上的重要任务就是檢驗这些看法, 并且要求更进一步使理論能比較完善地解釋实验結果, 从而对实验提出更高的要求。

目前, 由于高能加速器 ($> 1\text{Bev}$) 的数目逐漸增多以及实验技术 (包括探测仪器的改进等等) 的迅速提高, 在高能范围研究各种基本粒子間強相互作用的实验工作有很大进展。其中特别是 π 介子和质子与核子碰撞的研究做得更多。这主要是因为这些过程最能

* 1961 年 7 月 10 日收到。

說明基本粒子相互作用及核子結構問題, 並且在實驗上 π 介子束和質子束也最容易得到。

關於 π 介子和質子與核子碰撞的實驗工作, 以前曾經有過總結報導^[1,2], 但入射粒子能量只是在 1Bev 以下的。目前, 能量範圍已經擴充到 10Bev, 得到了不少新的結果。本文重點是敘述在加速器上入射粒子能量大於 1Bev 的 π -N、 p -N 及 $\bar{p}$ -N 碰撞的一些重要結果, 並且只討論它們的總截面、彈性散射和非彈性散射。有時也涉及 1Bev 以下的工作, 但只作概括的敘述。至於奇異粒子和反核子、反超子的產生過程, 雖然也是 π -N, p -N 非彈性散射中的一小部分, 但我們將和 k 介子與核子的碰撞實驗一起另文敘述, 不包括在本文範圍之內。

一、 π -N 相互作用

到目前為止, 能量在 1Bev 以下的, π^+ , π^- 介子和質子碰撞的實驗數據已經不少; 但在 1Bev 以上, π^-p 的數據比較多, 而 π^+p 的還很少。這是因為所有能量在 1Bev 以上的質子加速器都是環形的, 若要从這些加速器引出足夠強度而又比較純的次級粒子, 則最容易得到的是 π^- 介子, 因此在這能量範圍 π^- 介子和質子碰撞的實驗數據(彈性散射及非彈性散射)也要比 π^+p 容易得到。但如用電子學辨別粒子的方法(例如用契連科夫計數器)來測量它們與核子的作用截面(例如散射總截面), 則用 π^+ 及 $\bar{p}$ 等作為入射粒子也能與 π^- 一樣得到精確的結果。從理論上看, 討論 π -N 的作用似乎要比討論 p -N 的作

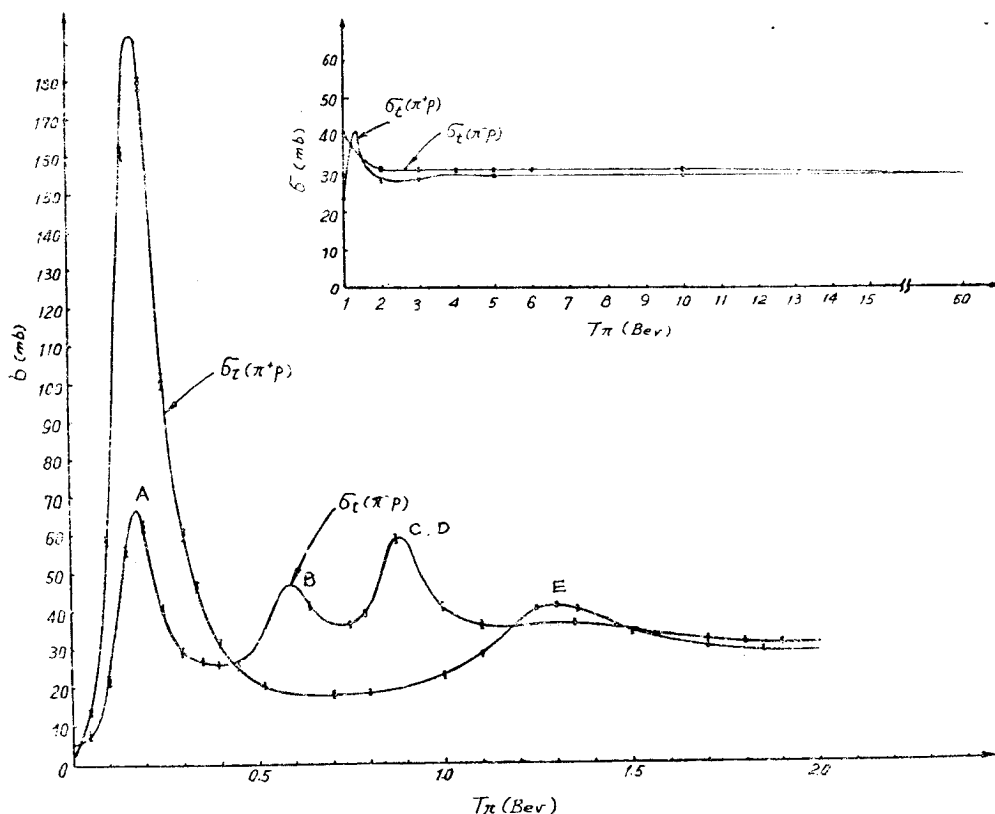


圖1 $\pi^\pm p$ 散射總截面與入射 π 動能的關係

用来得更基本更简单些,因此我们先叙述 π - N 的作用.

(1) π - N 散射的总截面

图 1 的二条曲线是分别为 π^+ - p 和 π^- - p 的散射总截面与入射 π 介子能量 (在实验室坐标系的动能) 的关系. 这二曲线是综合很多实验结果而得到的 (图中的点是根据已有的实验结果, 再用插入法求得). 从图 1 明显地看到, 正如大家已很熟悉的, 在入射 π 介子的能量约 190Mev 处, 有一个显著的高峰, 这就是所谓 $\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right)$ 共振峰, 即同位旋为 $T = \frac{3}{2}$, 角动量为 $J = \frac{3}{2}$ 的 (πN) 的复合态. 关于这点已有不少文章^[1,2]讨论过, 这里不再多述.

对 π^- - p 作用, 能量在 600 和 900Mev 附近, 又出现了 2 个共振峰^[3-6], 但 π^+ - p 散射总截面在此能量范围并没有相应的峰, 这说明此二个共振峰必定处于 $T = \frac{1}{2}$ 态. 对 π^+ - p 散射, 发现在 1.3Bev 附近^[7] 有一个很宽的峰, 见图 2. 这个宽的峰究竟是一个峰还是由几个峰合并而成, 尚不清楚, 需要加多更密的精确的实验点. 还有人认为^[7], π^+ - p 作用总截面在 850—950Mev 之间应该有一个峰. 从实验结果来看, 这种可能性是存在的. 因为从图 2 π^+ - p 散射截面曲线的趋势看, 在 850—950Mev 处确有一个类似峰的突起.

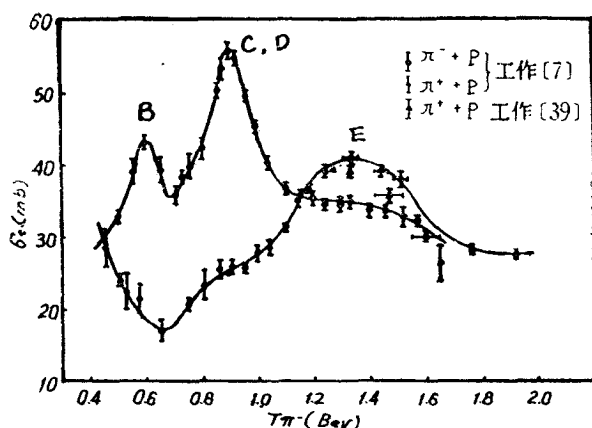


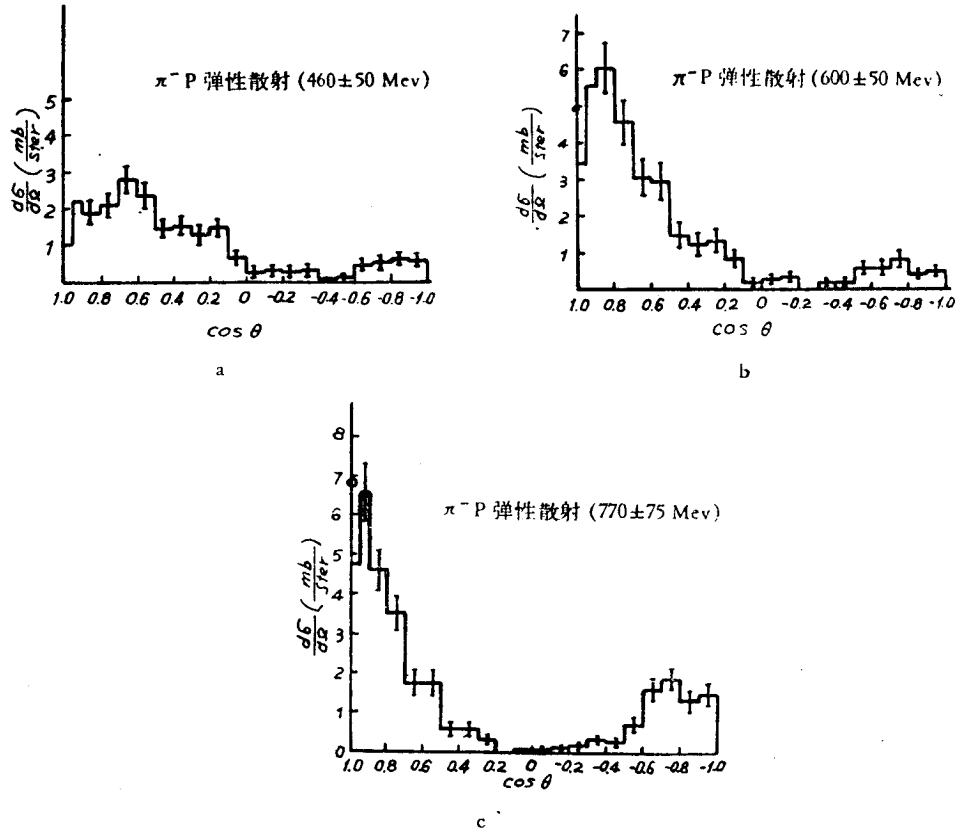
图 2 π^+ - p 散射总截面随入射 π 动能的改变 (0.4—2.0 Bev)

让我们来比较详细地叙述 B 和 C 二个峰的情况. 首先关于它们顶点的位置, 按照 [3] 的数据, 高峰是在 615 ± 40 Mev 和 975 ± 40 Mev 处, 但工作 [5, 6] 的结果, 则是在 600 ± 15 Mev 和 900 ± 15 Mev 处. 从总结所有的结果来看, 后者比较可靠. 表 1 是表示这些共振峰与复合态之间的联系.

关于 600Mev 处的共振峰, 实验上还发现以下的事实. 工作 [4] 用气泡室研究了 π^- - p 在 460 ± 50 , 600 ± 50 及 770 ± 50 Mev 范围的弹性散射, 从他们的角分布 (图 3a, b, c) 可以看到, 当能量从 460Mev 增加到 770Mev 时, 向后散射的 π^- (在质心系内) 数目逐渐增多. 这可能是由于 $T = \frac{1}{2}$ 态的相移经过 90° 所引起. 在同一工作中还进行了在上述

表 1 共振峰与复合态之间的联系

激发能量(粗略数据)	$L_{T,J}$	宇 称	图 1 中的标记
0 (Mev)	$S\ 1/2, 1/2$	+	
200 (Mev)	$P\ 3/2, 3/2$	+	A
600 (Mev)	$P\ 1/2, 3/2$	-	B
900 (Mev)	$D\ 1/2, 5/2$	+	C
	$D\ 3/2, 3/2$	-	D
1350 (Mev)			E

图 3 不同能量下, π -p 弹性散射在质心系 π^- 的角分布

能量下的弹性散射、非弹性散射、电荷交换散射等截面的测量, 结果如图 4 所示. 图 4a 是

把 $T = \frac{1}{2}$ 态的截面 $\sigma_{\frac{1}{2}}$ 从总的截面 σ_t 中分出来, 利用

$$\sigma_{\frac{1}{2}} = \frac{3\sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p}}{2}$$

的关系而得到的, 它更明显地显示出了这二个峰的确是 $T = \frac{1}{2}$ 态.

从图 4b 看到, 弹性散射截面在上述能量处有二个共振峰, 非弹性散射截面也同样有二个共振峰(在 600 Mev 处不大明显), 这并不奇怪, 因为较大的弹性散射截面通常相应有

較大的非弹性散射截面。

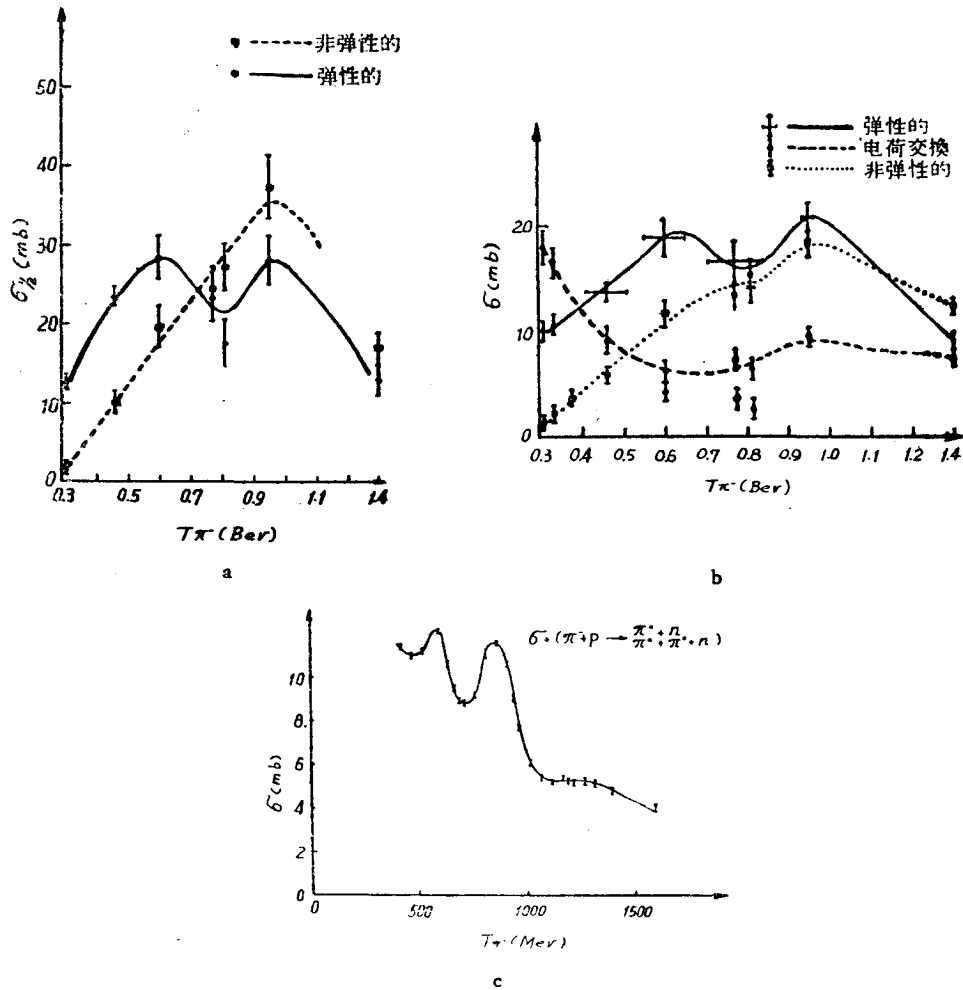


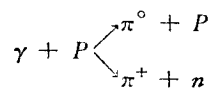
图 4a 同位旋为 $1/2$ 态的弹性和非弹性散射截面与 π^- 动能的关系

4b π^-p 散射截面与 π^- 动能的关系

4c $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ 作用截面与能量的关系

此外,我們还注意到关于 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ 作用截面,图 4c 是 Brisson^[68] 等人所得到的这两种作用截面随能量变化的实验点。从图很明显地看到,这些点与 $\sigma_t(\pi^-p)$ 及 $\sigma_c(\pi^-p)$ 一样,在 600 和 900 Mev 处也有二个共振峰,这一点与 $T = \frac{1}{2}$ 态在上述能量范围内起主要作用有关(参阅第四节)。

依照 Peierls^[9] 的分析, B、C 这二个峰的角动量态各为 $P_{3/2}$ 、 $D_{5/2}$, 他的依据主要是光生 π 介子,即从反应



的实验数据结合光电效应的理论而得到的,因为在光生介子的实验中^[10-13,61],也发现入射光子在相当的能量处有二个峰¹⁾. 并且还有人具体分析了在同能量下 π^+ 和 π^0 的角分布,测量了 $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ 反应中的反冲质子的极化程度^[14,15]. 从这些数据,结合光生介子的理论,就得出了以上结论. 他还认为 B, C 二个共振峰是由 $\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right)$ 共振态与 π 的二个最后状态发生作用而引起的.

我們可以用下面的作用来说明:

$$\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N. \quad (1)$$

这反应表示 πN 作用产生了二个 π 介子. 假定其中一个和核子组成 $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$ 复合态 I , 而这个复合态再同其他的 π 介子组成一个总态,因此,我们有 $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N \rightarrow \pi + I$.

倘若这个余下的 π 和 I 之间是处于 S 态,则显然总态将为 $J = \frac{3}{2}$ 和宇称是负的(因为 π 介子是赝标量),这就说明了 B 峰. 倘若这个余下的 π 和 I 组成 P 态,则总态将为 $J =$

$\frac{3}{2} + 1 = \frac{5}{2}$ 和宇称是正的,这又说明了 C 峰.

这种假说是比较有趣的,但可惜到目前为止,还没有更直接的实验证明,因此非常需要在 600 Mev 到 1000 Mev 更多更精确的散射数据,特别是次级粒子的角分布和反冲核子的极化研究.

最近,Клепиков 等^[16]对 π - p 作用总截面的数据进行了分析工作,他们用插入法首先把目前所有的实验数据加以审核和整理,确定误差范围,再重新得出从 0—6.6 Bev 的 π - p 总截面值(图 1 就是根据这些值画出的),然后假定一个公式,与实验数据比较,看是否符合. 他们得到的公式如下:

$$\sigma(E) = L(E) + \sum_{j,l} B_{jl}(E) + A(E)$$

式中 $L(E)$ 是一个依能量的增长而逐渐减小的函数,即 $L(E) = \frac{\sigma(0)}{1 + |\alpha|\eta^2}$, η 是入射 π 介子在质心系的动量(以 $m_\pi c$ 为单位),

$$B_{jl} = (2j + 1)2\pi k^2 \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(E_k - a_1) + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2},$$

$$\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 = a_2 \left(\frac{\eta}{C}\right)^6 \left(\frac{1 + a_3 C^2}{1 + a_3 \eta^2}\right)^2,$$

B_{jl} 是 Breit-Wigner 式的共振公式, a_1, a_2, a_3, C 都是可变参数.

$$A(E) = \begin{cases} \sigma(\infty) \frac{2}{\pi} \arctg(\eta - \eta^0)^2 |\alpha| & \eta > \eta_0 = 1.497 \\ 0 & \eta < \eta_0 \end{cases}$$

1) 事实上是 R. R. Wilson 首先提出有二个峰的存在^[31].

以上公式真正的实质还不够清楚。

π^-p , π^+p 的总截面从 1350MeV 起直至 10BeV (宇宙线的结果到 ~ 200 BeV) 并无显著的起伏现象,但这并不表示在此能量范围内一定没有共振或其他不寻常的现象,因为现在实验数据太少,还不能精确地作这种判断。虽然如此,有二点却可以肯定: 1)如图 1 所示,截面的总的趋势随能量的增加而逐渐减小,且截面的变化显得不大(在大于 2BeV 时,截面基本上不改变),并且 π^-p , π^+p 的总截面趋向同一个值。2)在同样入射能量下 ($E_s = 10$ BeV 时), π^-p 的截面比 π^+p 的要来得大,即 $\sigma_{\pi^-p} \cong 29mb$, $\sigma_{\pi^+p} = 26mb^{[7]}$ 。这与高能下 k^+p 及 $p-p$, $\bar{p}-p$ 的作用有类似性质,即负粒子和质子作用截面总是要比正粒子与质子的作用截面大些。

值得注意的是,在入射 π^+ 介子能量为 0.6—0.7BeV 时, π^+p 的散射总截面特别的小,只有 $\sim 17mb^{[3,6]}$,比在 10BeV 的尚小得多,何以解释呢? 此外,对于 π^-p 非弹性散射截面和弹性散射截面的比较,从图 4 可以看到,弹性散射截面与能量的关联,和非弹性散射截面与能量的关联几乎完全一样。实际上在较高能量下它们的值随能量变化不大(即 $\sigma_{el} \cong 6mb$, $\sigma_{in} = 28 - 6 = 22mb$)。因此,在本文所讨论的能量范围内 π^-p 弹性和非弹性散射截面的比例几乎是常数,与能量无关。这个事实有待于理论上进一步的阐明。

对于 π^-p , π^+p 截面在高速时趋于同一常值是与 Померанчук 的理论符合的。按照他的看法^[17,48],在极高能下(达到某一值后),

$$\sigma_{t(\pi^-p)}(\infty) = \sigma_{t(\pi^+p)}(\infty) = C,$$

现在的结果表明对 $\pi^\pm p$ 作用,在几个 BeV 时它们的作用总截面已很相接近了。

(2) $\pi-N$ 弹性散射

弹性散射是研究核子结构比较最直接的方法^[49-51],从观察平均的光学反射性质(用光学模型)可以得到关于核子结构的一些图形(核子的作用半径、透明性...)。这类似于用高能电子与质子的散射来研究质子的电荷分布一样。但是要深入到核子内部就要求入射粒子有较高的能量,即在质心系入射粒子的波长 λ 要很小于核子半径 r ($\lambda \ll \frac{\hbar}{mc} \cong 10^{-13}$)。表 2 就是不同的粒子射束在质心系的波长(见[51])。

表 2 不同能量粒子在质心系的波长

射 束 的 源	射 束	在与 N 的质心系内的波长 $10^{-13}cm$
柏克莱 6BeV 质子加速器 联合所的同步稳相加速器	质子 (6.15BeV)	0.12
	质子 (10BeV)	0.09
	π 介子 (8BeV)	0.10
	π 介子 (5BeV)	0.13
50BeV 的同步稳相加速器	质子 (50BeV)	0.04
	π 介子 (50BeV)	0.04
斯坦福尔特的电子直线加速器	电子 (1BeV)	0.35
10BeV 质子的对头碰射束	质子 (10BeV) + 质子 (10BeV)	0.018
10BeV 质子和 10BeV 电子对头碰	质子 (10BeV) + 电子 (10BeV)	0.019
500Mev 电子的对头碰	电子 (500Mev) + 电子 (500Mev)	0.4

高能下 π - p 弹性散射的研究, 目前只有 π^- 与 p 的散射数据, 因此我们将叙述 1BeV 附近到 6.8BeV 的 π^- - p 弹性散射.

从截面所表现出来的不同, 在弹性散射中也得到一定的反映. 图 5 是 Franzinetta^[2] 根据 Walker 及 Ballam 在第八届国际高能会议的图^[13]加以补充而得到的. 这图和图 4b 截然不同. 图 4b 共有二个峰(在 600MeV 及 950MeV 处), 并且在接近 800MeV 处是最低点. 但图 5 则只有一个较宽的峰, 且其最高点恰好在近 800MeV 处. 关于这个问题我们认为图 4b 是可靠的, 因为它是同一组工作人员在最近得到的. 确定了这一点以后, 还可以看到这二个峰在弹性散射过程当中的反映. 在不同能量下弹性散射的角分布如图 3, 6, 7, 8, 所示. 它们的能量分别为 460 ± 90 ^[4], 600 ± 50 ^[4], 770 ± 75 ^[4], 915, 1000 及 1200MeV.

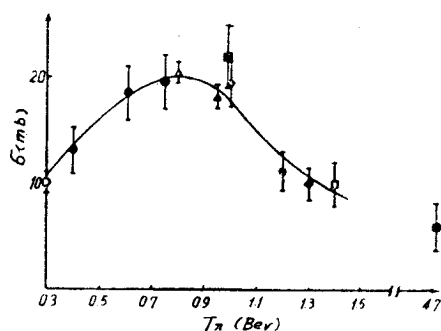


图 5 工作[2]得到的 π - p 散射总截面与能量的关系

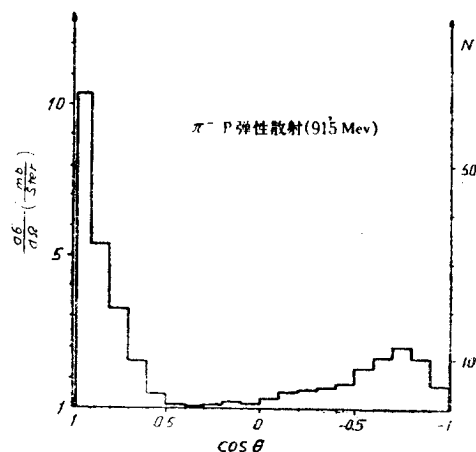


图 6 能量为 915MeV π^- - p 弹性散射的角分布

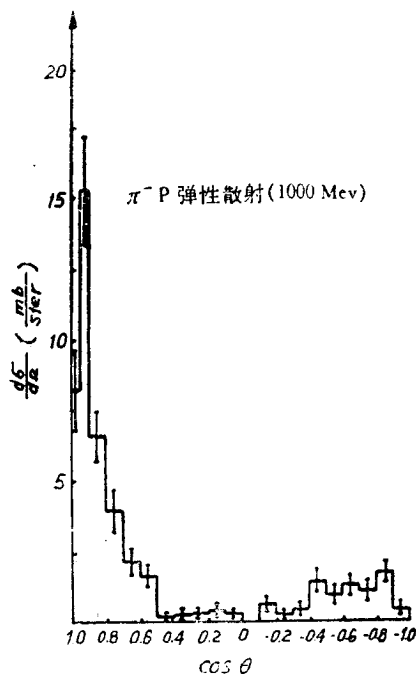


图 7 能量为 1000 MeV π^- - p 弹性散射的角分布

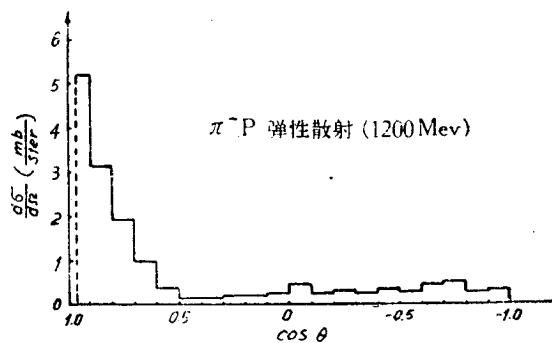


图 8 能量为 1200MeV π^- - p 弹性散射的角分布

从这些图看到, π^- 向后散射的趋势, 从 460 Mev 起逐渐增加, 到了 770 至 915 Mev 间为最大, 以后就逐渐减小. 这个现象更可以从图 9^[2] 看出. 图 9 是在散射角为 120° (在质心系内) 时 π^-p 作用的微分散射截面乘各能量相应的 $\frac{1}{k^2}$, 它在 900 Mev 处有最大值, 之后就逐渐减小. 这个现象可以认为是由于在 $T = \frac{1}{2}$ 态的一个相移穿过 90° 的缘故.

Chretien 等^[19] 曾用丙烷气泡室很仔细地研究了 π^- 介子能量为 $1.44 \pm 1\%$ Bev (动能 $T_{\pi^-} = 1.3$ Bev) 的 π^-p 弹性散射. 他们得到 $\sigma_{el} = 10.1 \pm 0.8 mb$, 图 10 是散射后 π^- 的角分布. 这个分布表明 π^- 介子有很显著的向前突起, 即在 0° 时, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 有最大值, 当角度增

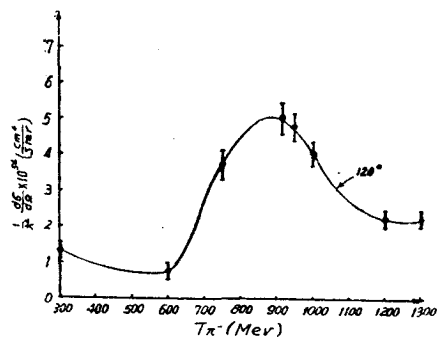


图 9 π^-p 弹性散射在散射角为 120° 处(质心系), 微分散射截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 与能量的关系

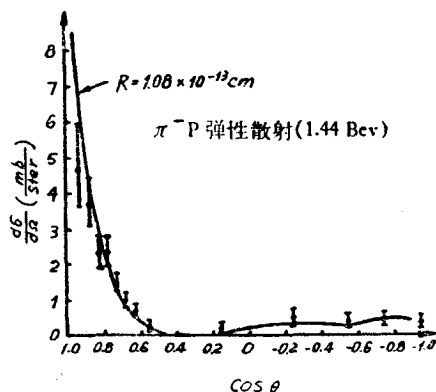


图 10 能量为 1.44 Bev π^-p 弹性散射的角分布

大时就很快的变小, 到 40° 时几乎等于 0, 过了 40° , $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 又逐渐上升. 从 90° 到 180° 时,

则几乎保持常值, 即 $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 0.3 \frac{mb}{ster}$. 这种现象 (即向前有最大值) 主要是由于衍射的结果, 这与较大的吸收截面 ($\sigma_{in} = 20 mb$) 是相符合的, 但向后散射为何也比较强呢? 显然这

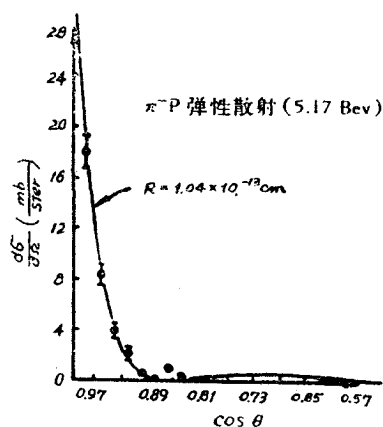


图 11 能量为 5.17 Bev π^-p 弹性散射的角分布

是和衍射的解释相矛盾的, 很可能向前散射和向后散射的机构不一样, 但是, 他们的振幅仍然可以互相干涉. 图 10 与图 3, 6, 7, 8 比较就可以看出, 向后散射虽然存在, 可是象前面已提起过, 在 900 Mev 处已经逐渐地减弱了.

很可惜, π^- 介子能量在 2.0—4.0 Bev 范围内, 迄今还没有实验数据, 因此无从叙述和讨论这范围的结果. Walker^[20] 曾用乳胶方法研究了 4.5 Bev 的 π^- 和质子的作用, 得到弹性散射截面为 $7.5 mb$. Maenchen^[21] 用一个装高压氙气的扩散云室做了 π^- 介子在 5.0 Bev 附近的 π^-p 散射, 他们得到 $\sigma_{el} = 4.7 mb$, 显然, 由于数据太少 (共 27 个事例) 准确程度是不高的.

不久前, Powell 組^[22]用气泡室研究了 5Bev 的 π^-p 弹性散射, 并且用光学模型进行分析, 其方法和结果与王淦昌組^[23]的极为类似. 图 11 就是[22]得到的弹性散射的角分布(对大于 90° 的, 只有在极大统计时才能分辨), 得到 $\sigma_{el} = 5.6 \pm 0.5mb$, $\sigma_t = 29.1 \pm 2.9mb$.

王淦昌組^[23]利用气泡室做的 π^-p 弹性散射的研究, 从能量上来看, 是目前最高的 (6.8Bev), 他们得到 $\sigma_{el}(\theta > 0^\circ) \simeq 5.5mb$, $\sigma_t \simeq 30mb$, 其散射 π^- 的角分布见图 12.

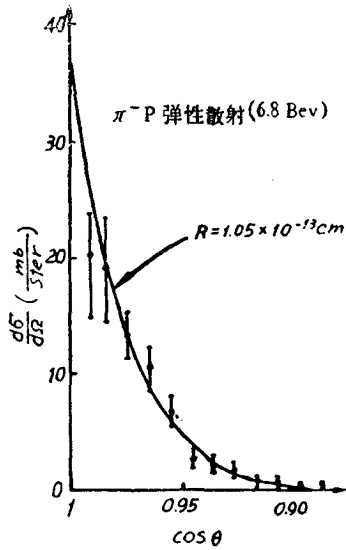


图 12 能量为 6.8BeV π^-p 弹性散射的角分布

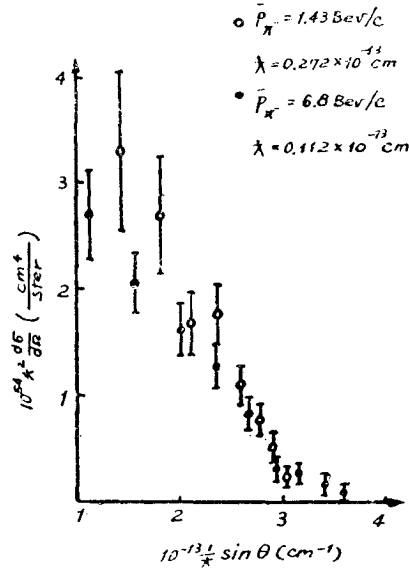


图 13 动量为 1.4BeV/c 及 6.8BeV/c π^-p 弹性散射的 $10^{-13} \frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}$ 与 $\frac{\sin\theta}{\lambda}$ 的关系

从以上所有不同能量下的角分布图看到, 能量愈高, 散射愈向前集中, 因而在零度的微分散射截面就愈大, 这说明衍射特性随能量的增高而表现得更加明显.

下面让我们来看用光学模型进行分析的情况.

假定质子是透明的均匀的球, 有锐的边界与一定的折射率, 并且弹性散射只具有衍射的性质(即 $\sigma_{el} = \sigma_d$), 则有^[73]

$$\sigma_{in} = \pi R^2 \{1 - [1 - (1 + 2KR \exp(-2KR))/2K^2 R^2]\},$$

$$\sigma_{el} = \sigma_{el}(K, k_1 = 0) \left\{ 1 + 4(k_1/K)^2 \left[1 - \frac{1}{18} K^2 R^2 + \dots \right] \right\},$$

$$\sigma_{el}(K, k_1 = 0) = (\pi R^2/4K^2 R^2) \{4K^2 R^2 - 14 - 2(1 + 2KR) \times \exp(-2KR) + 16(1 + KR) \exp(-KR)\},$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2,$$

$$f(\theta) = ik_0 \int_0^R [1 - \exp(-K + 2ik_1 S)] J_0(k_0 \rho \sin \theta) \rho d\rho$$

$$S = \sqrt{R^2 - \rho^2},$$

其中 $f(\theta)$ 是散射振幅, θ 是散射角, k_0 ——入射粒子波数, k_1 散射波数的实数部分, K 是

质子吸收系数, R 是球的半径, ρ 是瞄准距离.

在以上假定下, 利用不同的 σ_d , σ_{in} 及 R , 可以计算 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 与 θ 的关系曲线, 从而与实验比较, 得出最理想的值. 表 3 是与实验符合得最好的数值 ($k_1 = 0$ 是表示黑球(纯吸收)的模型).

从表 3 可以看到, 在大于 1Bev 时, R 基本上可认为不变(在 p - p 弹性散射中也有类似结果).

表 3

E_π -Bev	σ_d, mb	σ_t, mb	$10^{13}R, cm$	$10^{-13}K, cm^{-1}$	$10^{-13}k_1, cm^{-1}$	$\sigma_{in}/\pi R^2$
1.3[20]	7.4 ± 10	26.4 ± 2.2	1.08 ± 0.06	—	—	—
1.4[31]	7.0 ± 10	34 ± 3	1.18 ± 0.10	0.67	~ 0	0.61 ± 0.10
1.4[19]	10.1 ± 0.8	30 ± 3	1.08 ± 0.06	—	—	—
4.5[20]	6.0 ± 1.5	28 ± 2.6	0.90 ± 0.15	—	—	—
5.0[21]	4.7 ± 1.0	22.5 ± 2.4	0.90 ± 0.15	1.02	~ 0	0.6 ± 0.2
5.2[22]	5.6 ± 0.5	29.1 ± 2.9	1.04 ± 0.05	0.75	~ 0	0.69 ± 0.05
6.8[23]	5.5 ± 0.5	30 ± 5	1.05 ± 0.05	0.71	~ 0	0.61

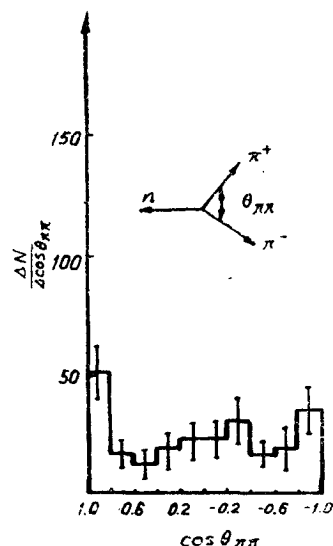
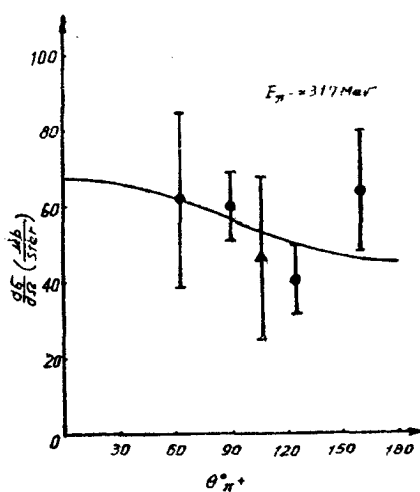
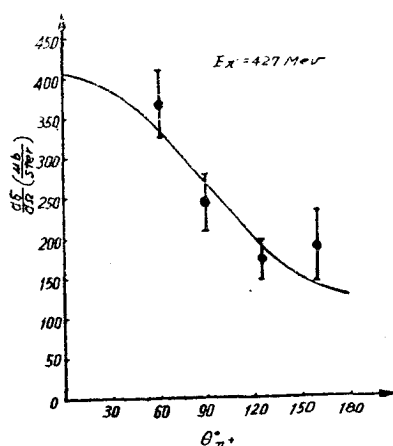
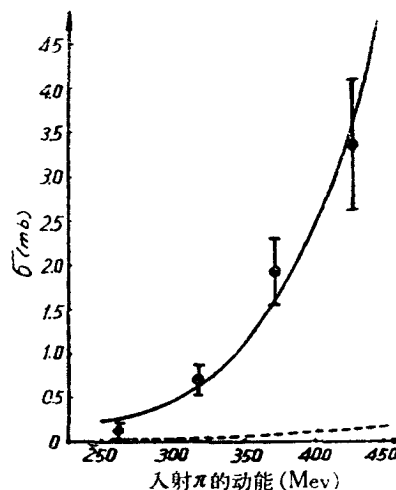
图 13 是入射粒子动量为 1.44 Bev/ c 及 6.8 Bev/ c π^- - p 弹性散射的 $k^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ 与 $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ 的关系. 从图看到, 在误差范围内, 他们相差不太大, 特别在较大角度时很相符合. 这表示在 1.44 Bev/ c 及 6.8 Bev/ c 下散射时, π^- 传递给质子的垂直动量平均值相差很小, 亦即作用半径及作用性质与能量关系不大.

对于在小角度部分二曲线的差别, 可以这样来解释, 即在 1.44 Bev/ c 时, 散射振幅的实数部分还起作用, 而在 6.8 Bev/ c 下, 实数部分已经不起作用了. 可惜到目前为止, 还没有 π^- 动量在 10 Bev/ c 左右和以上的 π^- - p 弹性散射数据, 因此还不能和 6.8 Bev/ c 的数据作比较, 以验证上述解释是否可以推演至更高的能量, 虽然从理论上讲, 能量愈高, 上述解释应该愈符合.

(3) π - N 非弹性散射

在 300 Mev — 1Bev 之间的非弹性碰撞主要是产生一个 π 的过程(即 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$). 这方面有不少研究结果^[24, 33, 34, 40, 64]. 这些研究的主要目的, 在于检验下列三种模型那个是准确的. [(i) 普通统计模型(在这么低能量 N_π 很小统计模型显然是不好的); (ii) 复合态模型, 即 $\pi^- + p \rightarrow I\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right) + \pi^-$, $I\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right) \rightarrow p + \pi^0$ (或 $n + \pi^+$). 其中 $I\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right)$ 即前面已提到 $T = \frac{3}{2}$, $J = \frac{3}{2}$ 的复合态; (iii) π - π 作用模型, 即认为次级 π 的产生, 主要是由 π - π 作用而引起的, 这三种模型, 可能都不对, 可能在某个能量范围内是符合某一个模型, 但在别的能量范围内又符合另一个模型. 总之这是很有趣的工作, 目前只在开始阶段. 下面略述最近这方面工作的初步结果^[74]: 在 290 Mev 处^[75] 研究 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 作用, 发现在质心系中子趋于向前, π^+ , π^-

趋于向后,且在质心系 $\pi^+\pi^-$ 之间的角度分布各向同性(见图 14). 相同的反应,随着入射能量的增加,发现在 320 Mev 处, π^+ 在质心系的角分布是均匀的(见图 15). 能量再大一些,在 430 Mev 处, π^+ 则趋于向前(见图 16). 即 π^+ 的角分布随着能量而改变. 这种现象不能用统计理论来解释. 但是却与这样的模型一致,即假定 π^+ 是从复合态衰变中产生 ($\pi^- + p \rightarrow I + \pi^- \rightarrow \pi^+ + n + \pi^-$). 至于 $\pi^+\pi^-$ 之间角度分布均匀(图 14),也许与 $\pi\pi$

图 14 在质心系 $\pi^+\pi^-$ 之间的角度分布图 15 π^+ 在质心系的角分布图 16 π^+ 在质心系的角分布图 17 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 作用截面随能量的关系

作用有联系,这需要更精确的数据,如图统计误差太大,不能作什么结论. 此外,在 500 Mev 以下 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 的截面随着能量而增加,见图 17. 图中虚线是利用 Chew-Low 吸收机构而确定的,实线是假定 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 作用是由三个 $\pi\pi$ 位相来描述的结果(即由 $\pi\pi$ 相互作用引起). 很显然,后者与实验符合. 后者这个假定的要求是:

在接近阈能处有相当大的截面,这是由于 S 态的 $\pi\pi$ 相互作用. 截面随能量很快增加,要求存在 P 态 $\pi\pi$ 相互作用. 能量再大(在 500 Mev 以上),则应由三个 $\pi\pi$ 位相来描述,其中

二个是 S 波($T=0$ 及 $T=2$),一个是 P 波($T=1$).

从另外一个角度来看,记 a_0, a_1, a_2 是 $\pi\pi$ 态 $T=0, 1, 2$ 的幅度,假定 a_2 很小,可以忽略,则有 $\frac{|a_1|^2}{|a_0|^2}$

$= \left(\gamma - \frac{1}{2}\right)^{-1[63]}$, $\gamma = \frac{n_1}{n_2}$, n_1 是 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 的数目, n_2 是 $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ 的数目. Carruthers^[63] 等人得出了如图 18 的结果,图 18 表示 $\frac{|a_1|^2}{|a_0|^2}$ 随能量改变值. 从图可以看到在 900 Mev

处有一极大值,这似乎表示 $T=1$ ($\pi\pi$ 系)的态,在 900 Mev 处相对的贡献为最大. 但是更新的 γ 值的实验结果^[20]表明(见表 4),在 900 Mev 处 γ 并不是极

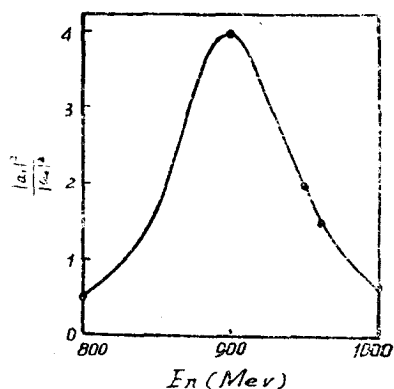


图 18 $\frac{|a_1|^2}{|a_0|^2}$ 随能量的改变

小. 这二者结果是矛盾的,还有待于进一步阐明.

表 4 不同能量下的 γ 值

$E(\text{Mev})$	810 ^[26]	905 ^[26]	960 ^[27]	960 ^[39]	1020 ^[29]	1100 ^[30]
γ	2.5 ± 0.4	1.7 ± 0.17	1.25 ± 0.16	1.56 ± 0.19	2.0 ± 0.5	1.67 ± 0.13

在 960 Mev 处也研究了 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 反应. 从 π^+ 在质心系的动量分布^[27], 可以看到与复合态模型一致($T=J=3/2$ 态),它不能用统计理论解释. 图 19 就是能量为 960 Mev 的 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 作用中, π^+ 在质心系的动量分布. 此外,如果只存在 $(n\pi)_{3/2}$, $(p\pi)_{3/2}$ 的结合态,则在

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-,$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^-$$

二反应中,快 π^- 的(大于 325 Mev/c)分布应该一样,但实验结果表明,二者分布有差别,这说明以上反应中可能 $T=1/2$ 态也有贡献. 在这能量下, Pickup 等^[28]对于 $\pi\pi$ 作用看了它们之间的 Q 值,结果发现对 $\pi^+\pi^-Q$ 值分布是均匀的,而对 $\pi^-\pi^0Q$ 值在 325 Mev 处有峰. 这可能是 $\pi\pi T=1$, 或 2 的复合态(其质量为 600 Mev).

当入射 π 介子的能量逐渐增加,则非弹性散射的截面也逐渐增加,因而成为 $\pi-N$ 作用的主要过程,而每次作用所产生的次级介子的数目也逐渐增多,例如当 π 介子的能量为 1.5 Bev 时,产生次级 $\pi^\pm$ 介子的平均数目约为 1.65,当 π 介子的能量是 4.5 Bev,

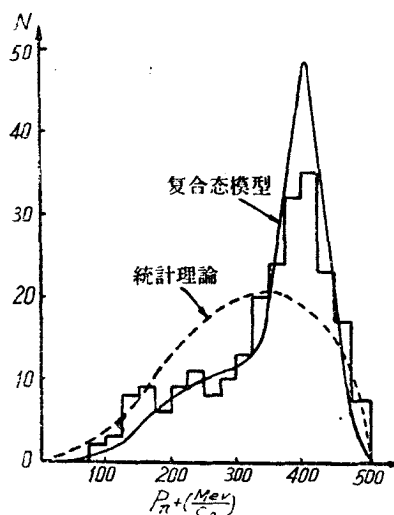


图 19 能量为 960 Mev 的 $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ 作用中 π^+ 在质心系的动量分布

則此数目增加至 2.3(見下面), 这种作用普通又称之为 π 介子的多重产生。現在已有一些工作, 作了比較深入的研究, 也有一些結果, 目的是要通过这种現象来研究核子的結構, 当然, 由于事态的极其复杂性, 离开目的还是很远, 但无论如何, 总是一个良好的开始。

先看一下在 4.5 及 5.0 BeV 下^[20,21]的結果。工作^[21]所做的 π^-p 非弹性散射統計并不多。得到多重性分布为:

n_s 是次級带电粒子数, 次級 $\pi^\pm$ 的平均值 $\bar{n}_{\pi^\pm} = 2.3$ 。

对于次級的 π^- 及 p 在质心系的角分布, 发现对 $n_s = 2$, π^- 向前的多, 对 $n_s = 4-6$, π^- 分布均匀。而 p 的分布对所有 n_s 基本上都向后。这个角分布不論用統計理論或是用复合态都不能解释。曾經提出下面一种假定: 在作用过程中, 核子被打出 $\delta\pi$ 子 (即打出核子的外层 π 介子, 是 $\pi\pi$ 碰撞), 并且这种 $\pi\pi$ 碰撞 (邊緣碰撞) 占 20%, 其余的是 π 与核心的碰撞。在这假定下可定性解释以上事实。

类似于以上这种現象, 在 6.8 BeV 下表現得更为明显。联合原子核研究所利用二种探测器、乳胶^[56]及丙烷气泡室进行了 6.8 BeV/c 的 π^-p 非弹性散射的研究。气泡室的結果現还没有最后发表, 不过初步結果大致与乳胶結果相同。这二个工作的統計, 加在一起大概有 900 多个事例, 因此从角分布及能譜很可以說明一些問題。他們所研究的反应是 $\pi^- + N \rightarrow N + n\pi$ 。結果可分几部分来看:

(i) 多重性: 表 5 是 π^-p , π^-n 多重产生的分布, 实验与統計理論大致符合。

(ii) 角分布: 图 20 及图 21 是不同多重性下 π 及 p 在质心系的角分布。图 20 是 π 介子在质心系的角分布, 从图看到, $n_s = 2$ 时, 有不对称情况, π 向前的多, $\frac{\pi^+}{\pi^-} = 2.2 \pm 0.3$, n_s 比較大时 (5, 6, 7, 8), 則 π 分布各向同性, $\frac{\pi^+}{\pi^-} = 1.0 \pm 0.1$ 。图 21 是质子在质心系的角分布, 它飞行方向基本上都是自己原来飞行的方向 (向后)。与多重性关系不大。

表 5

$\pi^- + p$				$\pi^- + n$			
n_s	事例数	% (实验)	% (理論)	n_s	事例数	% (实验)	% (理論)
0	13	4.4		1	56	23.1	17.0
2	142	48.5	46.0	3	143	59.1	57.5
4	122	41.6	44.0	5	36	14.9	18.5
6	14	4.8	6.0	7	7	2.9	2.0
8	2	0.7	0.1				
总共	293	100		总共	242	100	

(iii) 平均垂直动量: 次級粒子平均垂直动量是一个非常有意义的量, 它的大小表征着相应的作用半径大小。对于 π 及质子平均垂直动量的結果見表 6, 可以看到在誤差范围内它們随多重性改变不大。这說明对不同的多重性, 碰撞机构是一样的。

(iv) 中性 π 介子的产生: 图 22 是中性 π 的分布 (利用动力学关系得到)。图中記号 Δ 是假定 π^0 都具有小能量 (< 0.5 BeV/c), $\circ$ 是假定 π^0 与 $\pi^\pm$ 有一样动量, $\times$ 是理論計算值。很明显地看到, $\circ$ 与 $\times$ 二者基本上相符合。在 $\circ$ 的假定下, 得到 $\bar{n}_{\pi^\pm} = 2.5$, $\bar{n}_{\pi^0} = 1.3$ 。这

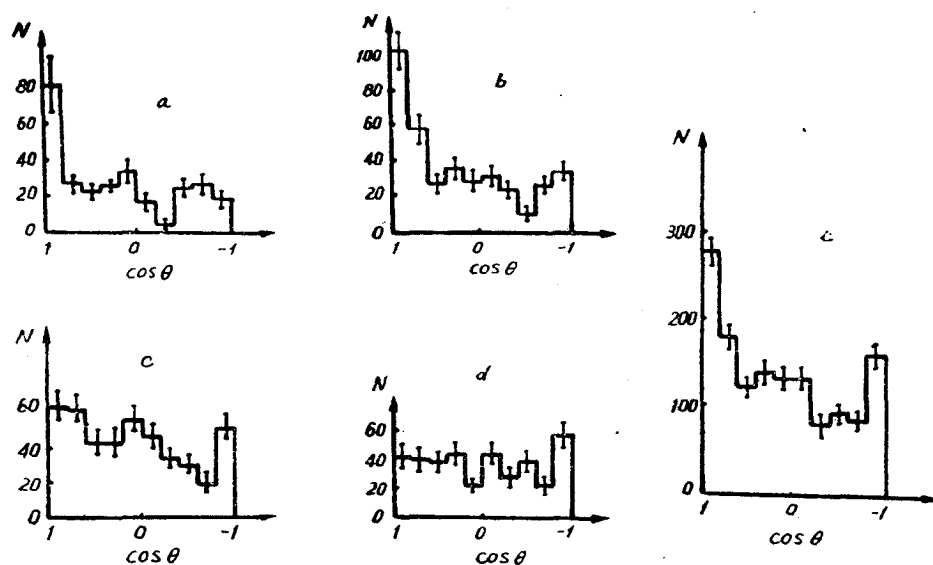
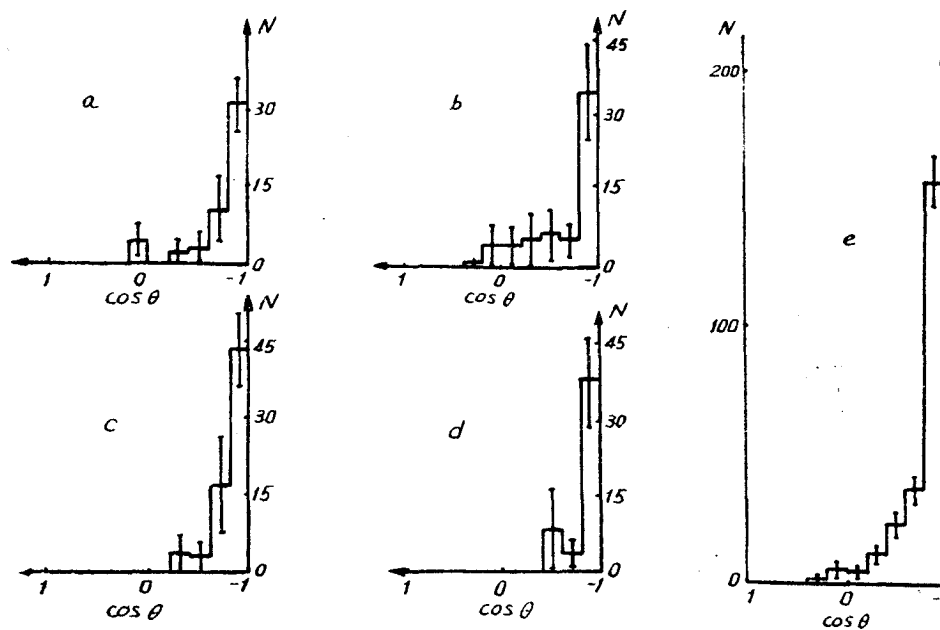
图 20 π 介子在质心系的角分布(a) $n_s = 1$ 和 2, 向前向后的比例, $\frac{N_{\theta=0}}{N_{\theta=\pi}} = 2.2 \pm 0.3$ (b) $n_s = 3$, $\frac{N_{\theta=0}}{N_{\theta=\pi}} = 1.9 \pm 0.2$ (c) $n_s = 4$, $\frac{N_{\theta=0}}{N_{\theta=\pi}} = 1.5 \pm 0.2$ (d) $n_s = 5, 6, 7$ 和 8, $\frac{N_{\theta=0}}{N_{\theta=\pi}} = 1.0 \pm 0.1$ (e) 总的角分布, $\frac{N_{\theta=0}}{N_{\theta=\pi}} = 1.6 \pm 0.1$ 

图 21 质子在质心系的角分布

(a) $n_s = 2$, 平均角度 $\bar{\theta} = (136^{+11}_{-9})^\circ$ (b) $n_s = 3$, $\bar{\theta} = (133^{+11}_{-8})^\circ$ (c) $n_s = 4$, $\bar{\theta} = (143^{+15}_{-11})^\circ$ (d) $n_s = 5, 6, 7$ 和 8, $\bar{\theta} = (145^{+32}_{-15})^\circ$ (e) 总的角分布, $\bar{\theta} = (138^{+19}_{-11})^\circ$

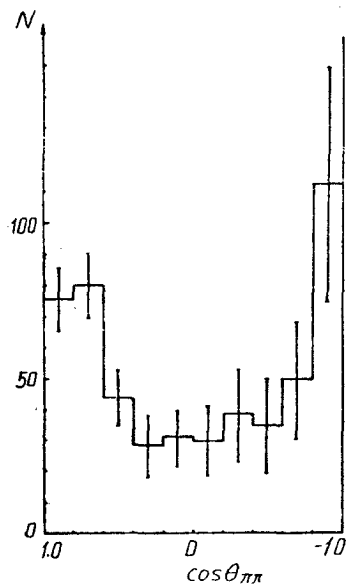
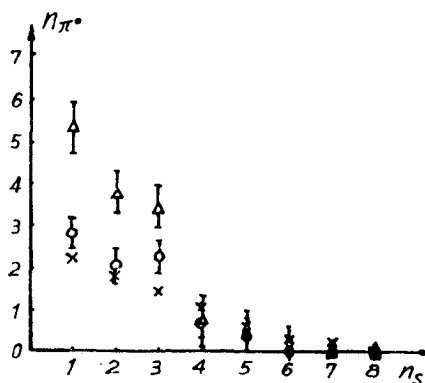
表 6 不同多重性下 π 及质子的平均垂直动量

n_s	$\bar{P}_{\perp\pi}(\text{Bev})$	$\bar{P}_{\perp p}(\text{Bev})$
1—2	0.31 ± 0.04	0.30 ± 0.06
3	0.26 ± 0.03	0.37 ± 0.08
4	0.36 ± 0.04	0.41 ± 0.08
5—8	0.31 ± 0.05	0.40 ± 0.10
1—8	0.31 ± 0.02	0.37 ± 0.04

与统计理论的看法 π^0 是所有 π 的 1/3 相符合。

(v) π - π 质心系中 π 的角分布: 角分布的不对称性用 π -N 碰撞统计理论是没法解释的, 必须引进新模型。譬如关于边缘碰撞 ($\pi\pi$ 作用) 以及 $\pi\pi$ 作用的统计性表现等等。

以上的结果给出, 在所有次级 π 中有二类 π , 即慢的和快的 π (从实验室系看来)。慢 π 的角分布表现各向同性, 快 π 则非各向同性 (在 π -N 质心系内), 后者是与 $\pi\pi$ 碰撞相联系的。假定 $\pi\pi$ 碰撞存在, 并作在 $\pi\pi$ 质心系中的角分布, 则发现它们是对称的 ($\bar{\cos\theta} = 1.0 \pm 0.2$), 见图 23, 这也許是 $\pi\pi$ 碰撞的一个间接的证据。

图 23 快的 π 在 $\pi\pi$ 质心系中的角分布图 22 在不同的多重性 n_s 下 π^0 的数目。

○——假定 π^0 的能谱与 $\pi^\pm$ 一样而计算得到
 Δ ——假定 π^0 具有较低的能量而计算得到
 $\times$ ——统计理论的计算值。

总结以上实验, 其基本结论是: 1) 在质心系质子角分布趋于向后, 与多重性无关。2) 质子的平均垂直动量为 $0.37 \pm 0.04 \text{ Bev}/c$, 且与多重性无关。3) 动量大于 $0.5 \text{ Bev}/c$ 的 π 向前的多, 小于 $0.5 \text{ Bev}/c$ 的 π 分布各向同性。4) 每个事例产生 π 的总数 (包括 π^0) 随多重性改变不大 (不超过 2 倍), 这个结果与气泡室的初步结果有些出入, 这要等后者的结果发表以后再作讨论。

以上这些实验结果都是十分有趣的, 我们将在最后一章加以讨论。

有些理论学家认为, 在多重产生中可能会有 $(\pi-N)$ 复合态存在, 同时以上的二个组也进行了这方面的分析, 可惜, 由于统计数目太少, 目前还不能说明关于复合态是否存在这个问题。

二、 p -N 相互作用

与 π - p 相互作用一样, p - p 相互作用的研究也可以探讨和确定核子的作用半径, 核子结构以及相互作用的特性等等问题。因此这方面同样进行了大量的工作。

质子是加速器直接加速的粒子, 因此利用乳胶来研究 p - p 相互作用就比较多, 因为它不需要引出质子束, 直接可以把乳胶迭放在加速器里面照射。用乳胶方法研究相互作

用,其入射质子所能达到的能量,往往就是加速器的最高能量。

在已有的 p - p 相互作用实验数据当中,我们着重于谈能量比较高的,因为高能下表现出更为明显的性质,特别是非弹性散射过程。

(1) p - N 散射总截面

从动能 $T_p = 400\text{Mev} = 0.4\text{Bev} \rightarrow T_p = 9.2\text{Bev}$ 的 p - p 作用截面值列在表 7 中,并作图(图 24)^[70](为了以下在讨论时作比较,同图也画出了高能下 $\bar{p}$ - p 作用总截面)。从

表 7 不同能量下 p - p 作用截面值

T_p (Mev)	σ_t (mb)	σ_{el} (mb)	σ_{in} (mb)	文献
400	26.5 ± 1.5			
450	27.5 ± 0.5	23.5 ± 1		
500	30 ± 0.5			
528	30 ± 7	24 ± 5	6 ± 3	38
550	32 ± 1			
650	36.5 ± 1	25 ± 2		
700	41 ± 1			
720	$46.9^{+1.0}_{-0.6}$	(24 ± 2)	(24)	39
800	$47.5^{+2.2}_{-1.1}$			39
870	$47.7^{+3.0}_{-1.1}$			39
940	49 ± 5	26 ± 3	23 ± 3	38
1000	$46.5^{+2.0}_{-0.6}$			39
1200	$46.3^{+3.2}_{-0.8}$			39
1300	$45.0^{+3.0}_{-1.0}$			39
1500	47	20 ± 2	27	
1700	$45.6^{+1.9}_{-0.7}$			39
2200	$45.1^{+0.9}_{-0.5}$			39
2650	$42^{+3.5}_{-2}$			
2770	$43.3^{+0.6}_{-0.5}$	(15 ± 2)	26	39
3200	42.4 ± 0.6			39
4150	44 ± 1.5			7
5130	43.9 ± 1.1			7
6020	43.5 ± 1.0			7
9000	~ 40	~ 10	~ 30	36 ¹⁾
9110	42 ± 0.5			7
9170	41 ± 0.5			7

1) 这是 Борачев 等^[86]最早得到的数据,后来同作者又得到了以下的结果^[87],即 $\sigma_{in} \cong 21\text{mb}$, $\sigma_{el} = 10 \pm 3\text{mb}$, $\sigma_t \cong 30 \pm 3\text{mb}$ (用乳胶方法,并且假定 $\sigma_t(pN) = \sigma_t(pp)$ 下得到的),但从所有结果分析看来, $\sigma_t \cong 30\text{mb}$ 的数据是不可靠的。

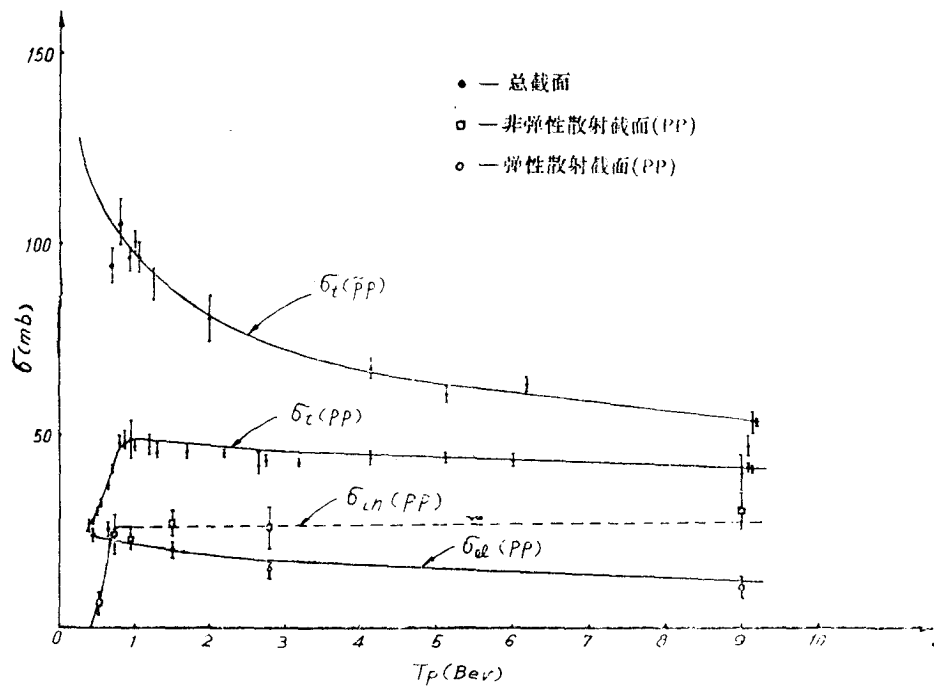
图 24 p - p 及 $\bar{p}$ - p 散射截面与入射 p 动能的关系

图 24 可以看到,在整个能量区域中, p - p 作用总截面并没有类似于 π - p 作用截面的高峯,其变化比较平缓. 当 $T_p > 1\text{BeV}$ 时, $\sigma_{t(pp)}$ 随能量改变不大. 能量再增加,它就趋于一常值($\sim 42\text{mb}$),这与 Померанчук 的理论^[11]符合. 按照他的看法,在极高能下(超过某一值 E_K 时) $\sigma_{t(pp)}$ 应趋于常值. 从现在数据来看, $\sigma_{t(pp)}$ 的确是趋于一常值(至少在以上的能量范围内),并且 E_K 的值并不太大,约 2BeV 左右.

p - p 弹性散射截面与非弹性散射截面数据较少. 但是已有的结果表明,当能量增高时 $\sigma_{in(pp)}$ 稍有升高,而 $\sigma_{el(pp)}$ 则略为降低. 即比例 $\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}}$ 随能量增高而变大(至少到 7BeV 是如此),可惜目前这范围的实验点还不够多,不能得出更确切的结论.

(2) p - p 弹性散射

目前,在不同能量下已经有不少 p - p 弹性散射的实验数据^[11-13]. 我们只选能量比较高的来讨论. 图 25—28 是不同能量下实验观察到的弹性散射的角分布,图中的曲线是根据光学模型^[16,17]计算而得出(光学模型的分析与 π - p 的完全一样).

根据 Белецкий^[44,45] 的理论,对于在高能下的弹性散射,散射粒子振幅的实数部分的贡献可以忽略不计(即 $k_1 = 0$, 是纯吸收模型). 姑且我们假定在入射质子能量大于 1.5BeV 时, k_1 都等于 0, 则得到 $\frac{\sigma_{el}}{\pi R^2}$, $\frac{\sigma_{in}}{\pi R^2}$ 为最大(即 R 最小)(见表 8), 相应于这个假定($R = R_{min}$) 可以作角分布. 图 29—31 中虚线即表示这些分布. 但是显然这些分布与实验不符合. 符合得较好的是: 对 1.5, 2.24, 2.75 BeV, R 在 $1.0 - 1.15 \times 10^{-13}\text{cm}$ 之间, 对 4.4BeV, R 在

0.95—1.15 之間, 对 6.15Bev, R 在 1.0—1.15 之間. 此外, 对所有的能量, 取 $R=1.2 \times 10^{-13}\text{cm}$ 都与实验不符. 由此看来, 在以上能量范围, 散射振幅实数部分的贡献不能忽略

表 8 不同能量下的 $R_{\min}$ 值

$T_p(\text{Bev})$	1.5	2.24	2.75	4.4	6.15
$R_{\min}(10^{-13}\text{cm})$	0.90	0.89	0.90	0.92	0.95

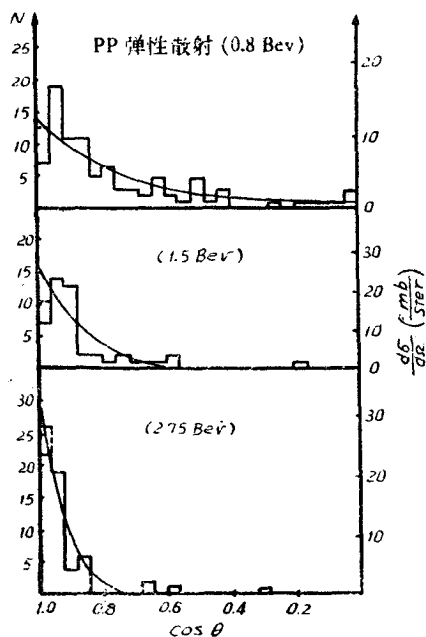


图 25 不同能量下, pp 弹性散射的角分布

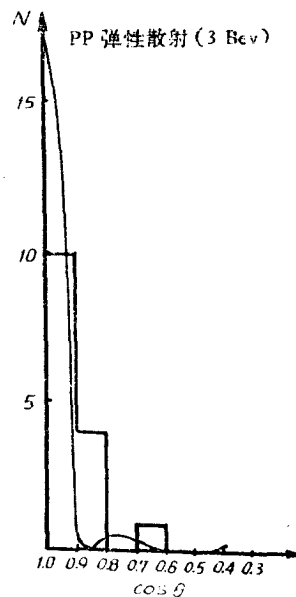


图 26 能量为 3 BeV pp 弹性散射的角分布
曲线是用光学模型取 $R = 1.0 \times 10^{-13}\text{cm}$ 及实验总截面计算而得。

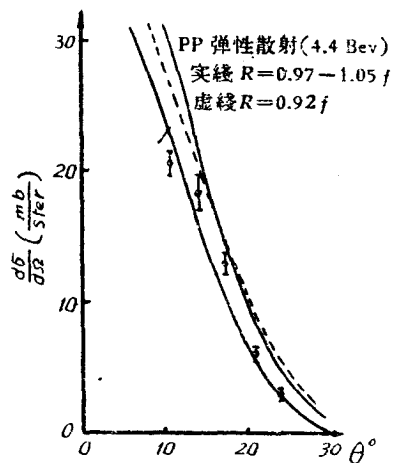


图 27 能量为 4.4 BeV pp 弹性散射的角分布

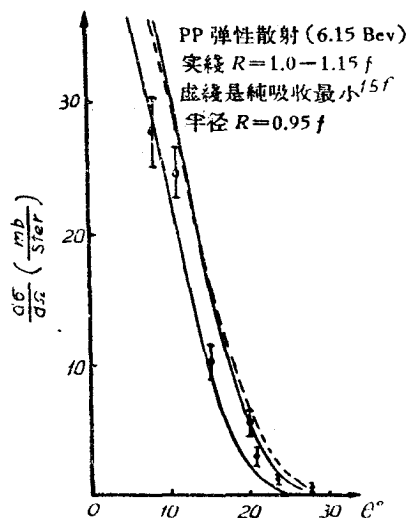


图 28 能量为 6.15 BeV pp 弹性散射的角分布

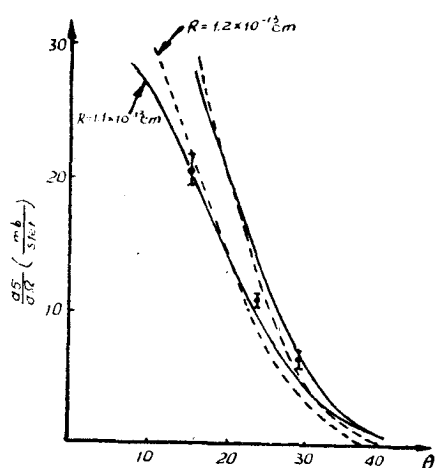


图 29 能量为 2.24 Bev pp 弹性散射的角分布
曲线是假定透明均匀球的光学模型计算而得。

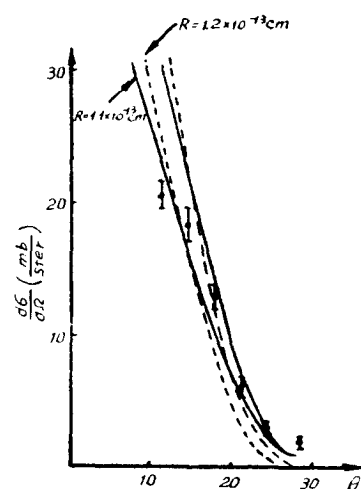


图 30 能量为 4.4 Bev pp 弹性散射的角分布

不計(对 6.15 Bev, 其贡献就比较小)。此外, 可以看到, 以上的结果 (> 1.5 Bev), 如用质子是透明均匀的球的模型来描述, 则与 π^-p 弹性散射一样, 可以认为 R 的大小与入射粒子能量无关, 即 $R = (1.08 \pm 0.07) \times 10^{-13}$ cm (在 π^-p 弹性散射中, R 值与此相近)。 R 是表征作用的半径。

对不同能量在不同的 R 下, 其吸收系数, 散射振幅实数部分的贡献列在表 9 中。从表 9 可以看到, 当能量增加时, 实数部分贡献逐渐减小, 即相当于 $k_0 \rightarrow 0$ (透明球变成纯吸收的黑球了)。当 $T_p > 5$ Bev 时, 实数部分贡献确实很小, 以至可忽略不计。由此看来, Беленкий 的理论在更高的能量下可能与实验符合。此时, 可以简单地利用纯吸收(黑球)的光学模型, 其表现出来的特性是能量愈高, 弹性散射愈集中于小角度, 即衍射特性更为明显, 目前 8.5 Bev 的 $p-p$ 散射实验也证实了这一点。

工作[41]用乳胶做了在 8.5 Bev 的 $p-p$ 弹性散射, 实验上他们创造了一个新方法, 即使入射质子束垂直于乳

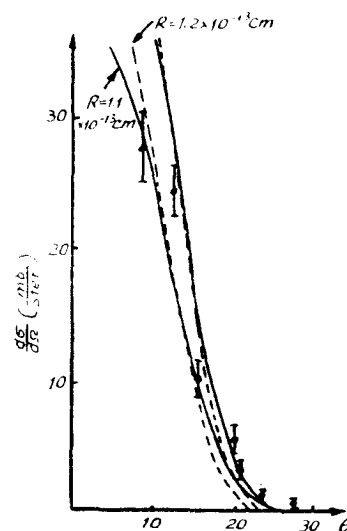
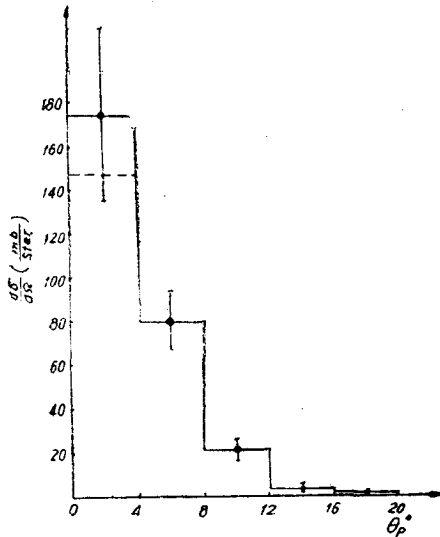
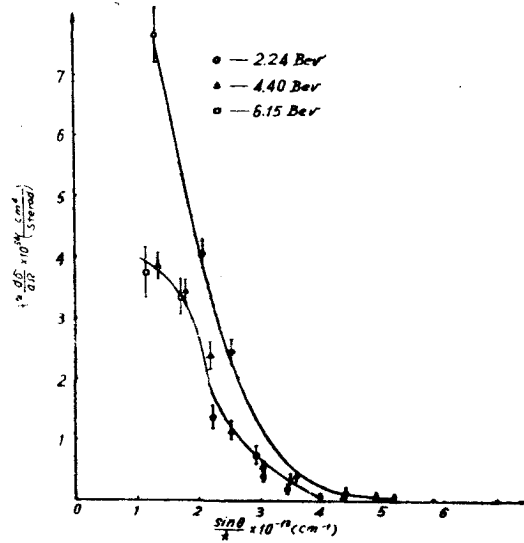


图 31 能量为 6.15 Bev pp 弹性散射的角分布

表 9 散射振幅实数部分的贡献

T_p	$\lambda(10^{-14}\text{cm})$	$K(10^{-13})$	$[\text{Re}f(\theta)]^2/ f(\theta) ^2\%$		
			$R=1.05f$	$R=1.1f$	$R=1.15f$
1.5	2.35	0.64 ± 2.6	6 ± 21	12 ± 27	20 ± 35
2.24	1.92	0.60 ± 2.1	8 ± 23	15 ± 30	22 ± 35
2.75	1.73	0.60 ± 2.0	5 ± 22	9 ± 28	15 ± 35
4.4	1.37	0.53 ± 1.3	0 ± 21	0 ± 29	5 ± 35
6.15	1.16	0.51 ± 1.0	0 ± 16	0 ± 23	0 ± 30

胶面照射, 这样在扫描时就比较容易看到反冲质子(提高了扫描效率), 并且可以测量反冲质子的射程到很小范围, 使得到的散射角度达到更小的区域(最小可达到在质心系散射角为 2.5°), 其角分布如图 32 (共 66 个事例). 从图 32 看到, 在小角度范围的微分截面非常大. 在 $\theta = 0$ 处, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} \simeq 150 \text{ mb}$ (此值是作了一些假定以后才得到, 因此误差很大). 他们根据光学定理作了计算, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} = \left(\frac{K\sigma_t}{4\pi}\right)^2$, 并取 $\sigma_t = 30 \text{ mb}$, 得到在 $\theta=0$ 处, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} = 57 \text{ mb}$, 而实验值比此值大得多, 因此他们认为可能在小角度范围有些反常现象, 不能单单用光学模型来解释. 关于这个问题, 现在的看法是: 在他们计算当中取 $\sigma_t = 30 \text{ mb}$, 而实际上所有的实验表明, 在 9 BeV 范围 σ_t 约为 42 mb (见图 24), 因此如取 $\sigma_t = 42 \pm 2 \text{ mb}$ 以代替 30 mb , 则得到在 $\theta = 0$ 处 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} = 112 \pm 12 \text{ mb}$, 这在误差范围与实验符合. 所以这种在小角度的“反常现象”是很可能不存在的.

图 32 能量为 8.5 BeV pp 弹性散射的角分布图 33 不同能量下 pp 弹性散射的 $\lambda^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ 与 $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ 的关系

为了说明光学性质(透明性, 作用半径……)是否随着入射粒子能量改变, 我们来看在不同能量下 $\lambda^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ 与 $\frac{1}{\lambda} \sin \theta$ 的分布. 如图 33 是在 2.24 BeV, 4.4 BeV, 6.15 BeV 三个能量下的 $\lambda^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{\lambda} \sin \theta$ 实验点. $\circ$ 表 $T_p = 2.24 \text{ BeV}$, $\triangle$ 表 4.4 BeV, $\square$ 表 6.15 BeV.

如果利用黑球(纯吸收)模型, 则角分布有以下公式:

$$\lambda^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R^2 \left[J\left(\frac{R}{\lambda} \sin \theta\right) \right]^2}{\frac{1}{\lambda} \sin \theta}$$

从以上分析看,作用半径(球半径) R 随入射能量改变不大,故可认为 R 是常数。此时,对所有的能量 $k^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ 与 $\frac{1}{k} \sin\theta$ 的关系点应该落在同一条曲线上。但是从图看到,他们并不在一条曲线上。特别是 2.24Bev 的与 4.4Bev, 6.15Bev 相差很远,而 4.4Bev 与 6.15Bev 倒还比较接近。由此可以得出这样结论,虽然作用半径 R 随能量变化不大,但是光学透明性却随能量改变。在以上三个能量下,不能够全都认为是黑球。根据在更高能量下,散射振幅的实数部分贡献可以忽略不计这一点来看(即可以认为是黑球模型),可以预料在更高能量下,不同能量的 $k^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{k} \sin\theta$ 分布点应落在一条曲线上。这有待进一步实验证明。

(3) p -N 非弹性散射

在低能量部分 p -N 非弹性散射的研究,只是得到了一些非弹性散射截面及其他一些性质,不能做更仔细的分析。小于 0.8Bev 的 p - p 非弹性散射的研究,证明了“电荷无关”定律是成立的,并且表明,在 0.8—1.5Bev 内,角分布、动量分布、角关联、 Q 值……等量都与统计理论一致,但是在 1.5—2.75Bev 范围内,产生的 π 数目却比统计理论的计算要来得多^[52],并且表明有可能存在 πN 的结合态(按理讲,能量越高,产生的 π 越多,就更应符合统计理论,但实际上很多事实都不能用统计理论来解释,也许在低能下是偶然的符合)。

我们感兴趣的是能量再高一些的 p - p 非弹性作用,因为高能下 π 多重产生的数目多,就有可能比较不同多重性之间的关系,从而得出某些结论。

工作[53]研究了 3Bev 的 p - p 非弹性散射(用乳胶)。他们得到 $\sigma_{in} \sim 36mb$, $\sigma_t \sim 45mb$, $\sigma_{in(pp)}$ 占 $\sigma_{t(pp)}$ 的 80%, $\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}} = 4$ 。为了与统计理论比较,记产生一个 π 介子的截面为 σ_1 ,产生三个 π 的截面为 σ_3 。实验有 $\left(\frac{\sigma_3}{\sigma_1}\right)_{\text{实验}} > \frac{1}{10}$, 而按照统计理论 $\frac{\sigma_3}{\sigma_1} = \frac{1}{67}$ 。很显然,在多重性上与统计理论不一致。

6.2Bev 的 p - p 非弹性散射的研究^[54]得到了以下的结果, $\sigma_{in} = 22.6 \pm 5.3mb$, 不同多重性分布如表 10。产生的平均带电 π 数目 $\bar{n}_\pi \pm 1.9 \pm 0.3$ 。非弹性系数 $K = 0.49 \pm 0.05$ 。同时得到,在质心系质子的角分布向前和向后有高峰(这一点在更高能下是共同的)。可是由于事例数不多,不能作深入的分析。

表 10 多重产生的分布

n_π	2	4	6	8	10
%	32.3 ± 20.3	53.5 ± 11.7	12.0 ± 2.7	1.3 ± 1.3	0.9 ± 0.9

9Bev 的 p -N 非弹性散射工作^[55,57,56],目前来说要算是研究得比较详细的。入射质子是从联合原子核研究所 10Bev 的质子同步稳相加速器上得到的,并且利用了原子核乳胶。在相同的能量下,同作者曾进行了几次分析工作,但是在发表的文章上,前后的某些结果有很大差别,我们只是取他们最近发表的文章^[56]来看,并且在分析时也指出与他们以前的结论不同之处。

他們一共得到了 161 个 p - p 作用和 94 个 p - n 作用, 分几个部分来看.

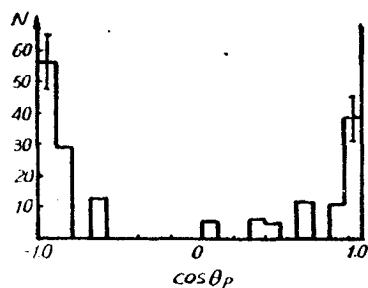
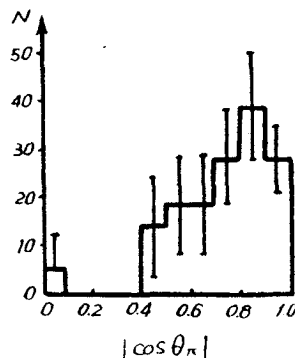
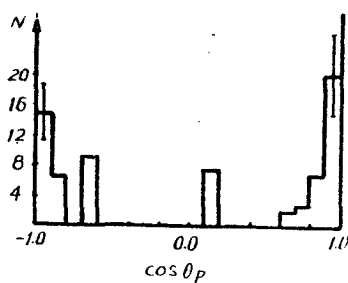
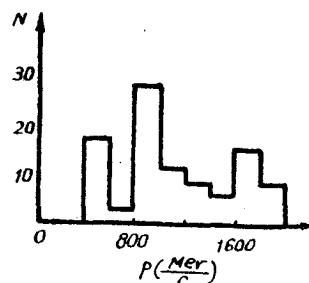
(i) 多重性 多重性分布如表 11, 12. $\bar{n}_{(pp)} = 3.25 \pm 0.10$, 其中每一个作用 p 的平均数为 $\bar{n}_p = 1.24 \pm 0.28$, $\pi^\pm$ 的平均数为 $\bar{n}_{\pi^\pm} = 2.01 \pm 0.31$, $\bar{n}_{(pp)} = 2.58 \pm 0.14$.

表 11

p - p 作用	$n_s = 2$	4	6	8
%	46.6 ± 5.4	44.7 ± 5.3	8.1 ± 2.2	0.62 ± 0.62

表 12

p - N 作用	$n_s = 1$	3	5	7
%	35.1 ± 6.1	53.2 ± 7.5	9.6 ± 3.2	2.1 ± 1.5

图 34 p 在质心系的角分布图 35 π 在质心系的角分布图 36 p 在质心系的角分布图 37 p 在质心系后半球的动量分布

(ii) 角分布及动量分布 图 34, 35, 36, 37 引进了各种分布. 图 34 是 p 在质心系的角分布, 它表现了很明显的非各向同性, 质子飞出的方向基本上都是向前和向后的. 图 35 是 π 在质心系的角分布, 这分布也是不各向同性的, 但是角度范围比较宽, 在接近 90° 的地方, 基本上没有 π 飞出. 图 36 是在 p - N 作用中 p 在质心系的角分布, 它与 p - p 作用有类似的性质. 图 37 则表明在质心系后半球(向后飞出)的 p 的动量分布.

除了以上的分布以外, 还得到质子的平均垂直动量为 $\bar{P}_{\perp(p)} = 372 \pm 25 \text{ MeV}/c$, 非弹

性系数 $K = 0.55 \pm 0.03$ (在误差范围内与 6.2BeV 的 $K = 0.49 \pm 0.05$ 一致, 在宇宙綫中 $E_p \approx 100\text{BeV}$, $K = 0.3^{[70]}$, 实验给出 K 随能量增高而减少). 在实验室系形成 π 的能量为 $\frac{E_{\pi, A}}{E_0} = 0.39 \pm 0.02$. 假定总的 π 平均数(包括 π^0) $\bar{n}_\pi = 1.5\bar{n}_{\pi^\pm} = 3.02 \pm 0.46$, 则得到每一个 π 在质心系的平均能量为 $\bar{E}_\pi^* = 475 \pm 78\text{MeV}$; 而直接测量值为 $442 \pm 23 \leq \bar{E}_\pi^* \leq 490 \pm 30$, 二者相符合, 这说明产生的 π^0 数目是总的 π 数目 1/3 的假定是合理的.

从实验所得的 π, p 的各种平均值列在表 13 中. 这些平均值基本上不随多重性改变.

表 13 π, p 的各种平均值

n_i	$P^*(\text{MeV}/c)$		$\bar{P}_\perp(\text{MeV}/c)$		$\bar{Q}^{*(0)}$	
	2—4	5—7	2—4	5—7	2—4	5—7
p	1152 ± 90	1028 ± 80	365 ± 35	349 ± 35	23 ± 2	21 ± 6
π	329 ± 30	370 ± 50	244 ± 18	175 ± 20	39 ± 2	46 ± 5

关于 p -N 作用, 由于统计少, 不能作什么结论, 但是它的某些性质与 p -p 作用相近, 象质子的角分布及 $\bar{E}_p(pN) = 1480 \pm 100$, 都与 pp 作用一致. 以上的这些结果, 我们将在第四节讨论.

三、 $\bar{p}$ -p 相互作用

目前关于 $\bar{p}$ -p 相互作用截面及弹性散射的实验数据, 大部分都是利用电子学仪器得到的(闪烁计数器, 契连科夫计数器的多重符合). 由于不能得到纯的 $\bar{p}$ 粒子束, 在实验中就必需用契连科夫计数器来选择 $\bar{p}$. 下面讨论的 $\bar{p}$ -p 相互作用的截面及弹性散射的一些实验结果, 都是在柏克萊的 6.3BeV 的质子加速器及欧洲原子核研究中心的 25BeV 质子加速器上做的.

(1) $\bar{p}$ -p 作用截面

$\bar{p}$ -p 作用截面现在已经有不少数据, 入射 $\bar{p}$ 的能量范围相当宽, 从动能 $T_{\bar{p}} = 115\text{MeV}$ 到 $T_{\bar{p}} = 9.2\text{BeV}$. 表 14 是不同能量下 $\bar{p}$ -p 截面实验结果, 同时作图(图 38).

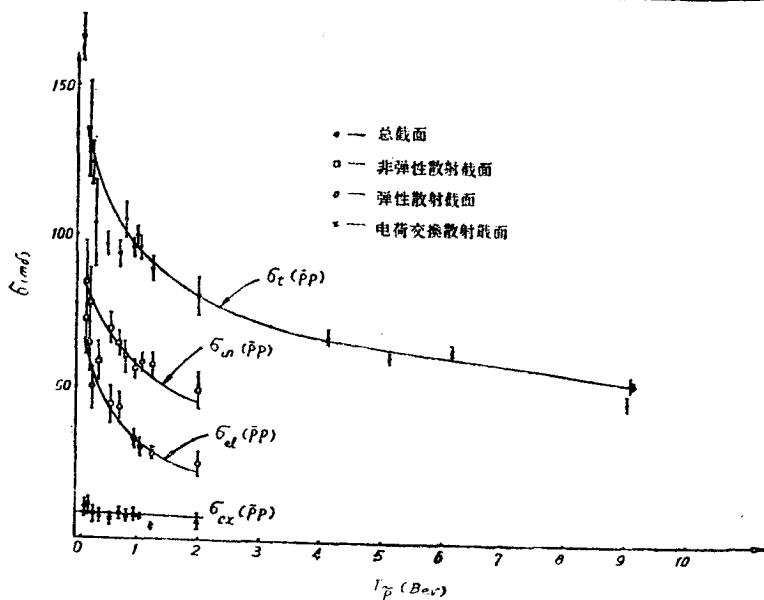
从图看到, 对 $\bar{p}$ 的动能小于 1BeV, $\bar{p}$ -p 总截面、非弹性散射截面、弹性散射截面绝对值都很大. 随着 $\bar{p}$ 能量增加, 这些作用截面逐渐下降. 对 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 来说, 在高能量时, 下降得很慢, 而且在 $T_{\bar{p}} = 9\text{BeV}$ 处, 看起来仍有下降趋势. 正如上面已经提到的, 按照 Померанчук 的看法, 在极高能下 (超过 E_K 时), $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 应趋于常值, 但显然, 对 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 来说 $T_{\bar{p}} = 9\text{BeV}$ 时, 还没有达到常值范围.

$\bar{p}$ -p 弹性散射的截面, 实验只做到 $T_{\bar{p}} = 2\text{BeV}$. 从图看到, 小于 2BeV 时, $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 随能量下降也很快, 它可以与 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 在这能量区域的下降比较. 在 $>2\text{BeV}$ 时, 是不是有类似于 σ_{el} 随能量改变的趋势, 还有待于新的实验数据.

$\bar{p}$ -p 非弹性散射截面在 2BeV 以下也有类似 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 迅速下降的性质. 值得指出的是, 对于在 $>2\text{BeV}$ 下, 作 $\bar{p}$ -p 弹性散射截面、 $\bar{p}$ -p 非弹性散射截面和 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 之间的比较, 以及再进一步在所有能量范围内作与 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$, $\sigma_{in}(\bar{p}p)$ 及 $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ 之间比较, 可能会得到物理

表 14 不同能量下 $\bar{p}$ - p 作用截面值

$T_{\bar{p}}$	σ_t	σ_{el}	σ_{in}	σ_{ch}	文献
Mev.	$\mu b.$	μb	μb	μb	
133 ± 13	166 ± 8	72^{+9}_{-11}	84^{+14}_{-12}	10^{+2}_{-3}	58
190	135 ± 16				59
197 ± 16	152 ± 7	64^{+7}_{-9}	77^{+12}_{-10}	11^{+2}_{-4}	58
265 ± 17	124 ± 7	50^{+6}_{-7}	66^{+10}_{-9}	8^{+2}_{-3}	58
300	104 ± 14				59
333 ± 17	114 ± 4	49^{+5}_{-7}	58^{+8}_{-7}	7^{+2}_{-2}	58
500	97 ± 4				59
534 ± 25	119 ± 6	44 ± 6	69 ± 5	6 ± 2	38
700	94 ± 4				59
700 ± 33	114 ± 5	43 ± 5	64 ± 4	8 ± 2	38
816 ± 37	105 ± 6	37 ± 5	60 ± 5	7 ± 2	38
948 ± 42	96 ± 3	33 ± 3	56 ± 3	8 ± 2	38
1068 ± 46	96 ± 4	30 ± 3	58 ± 3	7 ± 1	38
1000 ± 50	100 ± 3	33 ± 2	62 ± 3	$5^{+1.0}_{-1.5}$	60
1250 ± 70	89 ± 4	28 ± 2	57 ± 4	4 ± 1	60
2000 ± 90	80 ± 6	25 ± 4	49 ± 6	6^{+2}_{-3}	60
4150	67 ± 2.5				7
5130	60.5 ± 2.0				7
6020	63 ± 2				7
9110	47 ± 2.5				7
9130	53 ± 2.5				7
9170	53 ± 1				7

图 38 $\bar{p}p$ 散射截面与入射 $\bar{p}$ 动能的关系

上的結論,为什么 p 与 $\bar{p}$ 之間有如此的差別?

$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ 的反应(电荷交换)截面也只有小于 2Bev 的数据。但是我們看到,在誤差范围内,它們不随能量改变,保持一常值。在 $T_{\bar{p}}$ 大于 2Bev 时,电荷交换散射截面的变化还有待于研究,按理論的看法,当能量增高时,电荷交换截面应趋于小的方面(因为高能下非弹性散射截面趋于常值^[43],而可能的反应增多了,这样每一种反应的作用截面相应地就要减少)。

在 $T_{\bar{p}}$ 为 50—200Mev 区域, Ball 和 Chew^[61] 理論計算了 $\sigma_t(\bar{p}p)$, $\sigma_{el}(\bar{p}p)$, $\sigma_{in}(\bar{p}p)$ 随能量改变的曲綫(用 WKB 方法,并假定了二种位阱)与实验很好符合,但是大于 200Mev,現在还没有定量的理論計算,可以設想,从理論上怎样來說明以上这些問題以及这些变化是很有意义的。

(2) $\bar{p}$ - p 弹性 散 射

R. Armenteros 等^[60]及 T. Elioff 等人^[38]做了不同能量下的 $\bar{p}$ - p 弹性散射,他們給出

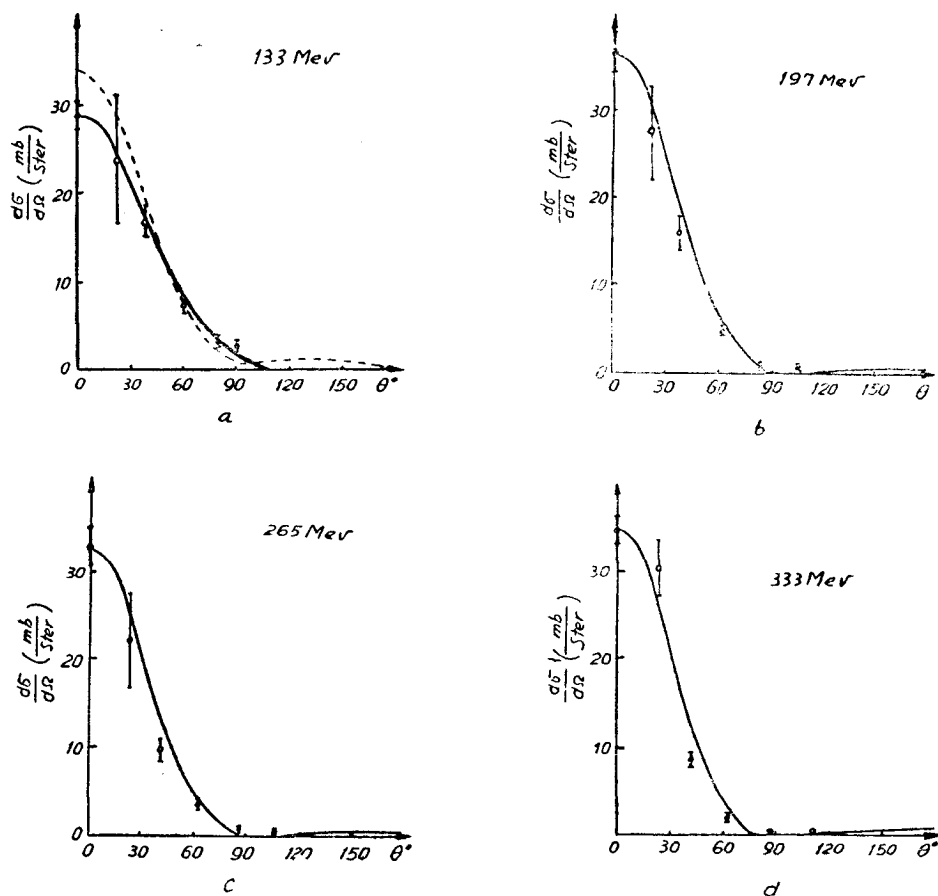


图 39 不同能量下, $\bar{p}p$ 弹性散射在质心系的角分布。 $\theta = 0$ 处 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0}$ 是从总截面根据光学定理得到,它是純吸收作用的最小值。曲綫是“黑球”模型得到的。实验点誤差只是統計誤差。(a) 中虛綫是 Fulro^[55] 計算的理論曲綫

了 $\tilde{p}$ - p 弹性散射的截面(在上节已经讲到)及在质心系 $\tilde{p}$ 的角分布,并且作了一定的分析. 图 39、40 是实验得到的不同能量下 $\tilde{p}$ 的角分布. 图 39 a, b, c, d 都是在比较低能量下的 $\tilde{p}$ - p 弹性散射,图中的实线是利用“黑球”模型¹⁾计算得到的理论曲线. 从图看到,这种模型的理论曲线与实验点并不符合(133 Mev 的符合也许是偶然的),看来,如果要用光学模

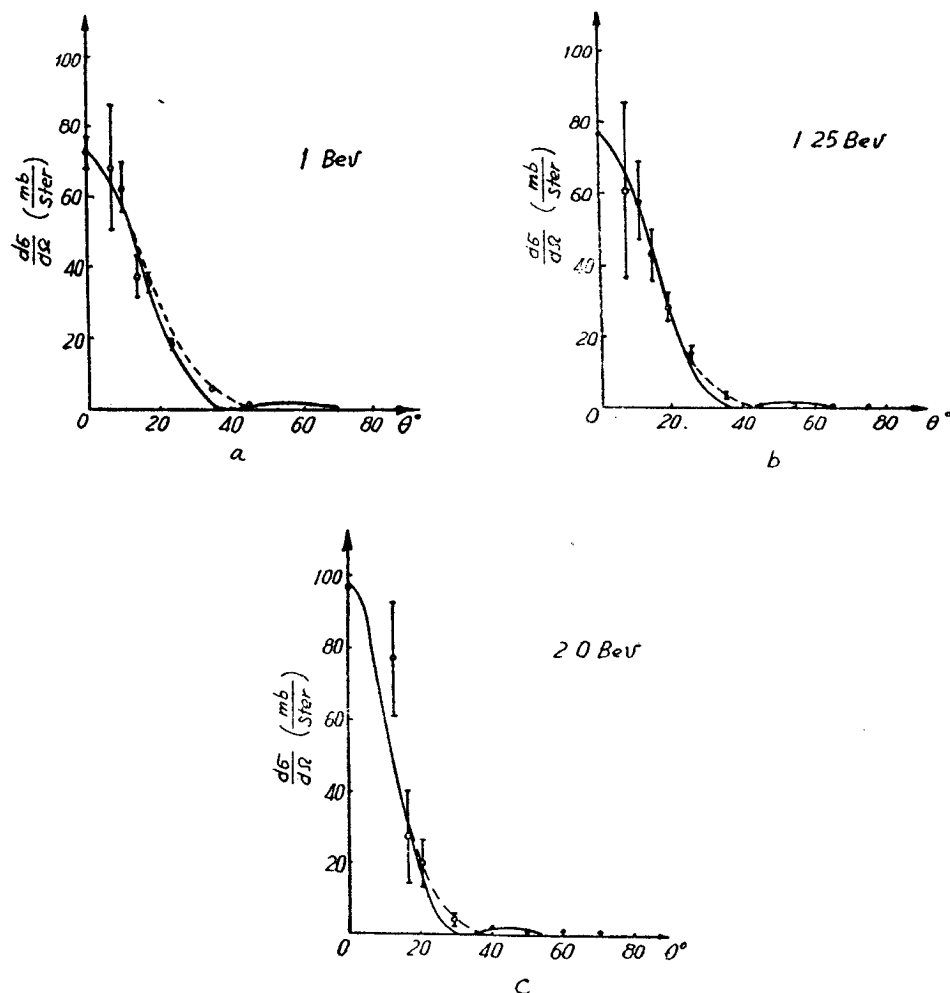


图 40 不同能量下, $\tilde{p}$ - p 弹性散射在质心系的角分布. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0}$ 是从总截面根据光学定理得到. 曲线是光学模型的曲线. 实线是模型 I, 虚线是模型 II.

型,则必须还要一些其他的假定才行(参较高能量下的分析). 从图 39、40 还可看出另外一个特点,就是 $\tilde{p}$ 在质心系的最大散射角随能量增高而变小,而在接近小角度时,微分截面随能量增高而增大. 换句话说,能量愈高,衍射散射的特性表现就愈突出,这和 π - p ,

1) “黑球”模型的角分布,利用以下公式来计算:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^2 R^4 \left[\frac{J(2kR \sin(\theta/2))}{2kR \sin(\theta/2)} \right]^2,$$

R 由 $2\pi R^2 = \sigma_t$ 来确定, k 是散射波的波数. J 是 Bessel 函数.

p - p 弹性散射完全一样, 与光学模型的看法是一致的.

现在我们利用不同的假定来看一下光学模型的分析. 假定是纯吸收作用, 则有

$$\sigma_{el} = 2\pi \int_0^\infty [1 - a(\rho)]^2 \rho d\rho, \quad (1)$$

$$\sigma_t = 4\pi \int_0^\infty [1 - a(\rho)]^2 \rho d\rho, \quad (2)$$

ρ 是入射粒子与靶子中心的瞄准距离(垂直于运动方向), $a(\rho)$ 是 $\tilde{p}$ 的波在作用范围散射后的振幅, 而弹性散射的振幅 $f(\theta)$ 与 θ 有如下的关系:

$$f(\theta) = k \int_0^\infty [1 - a(\rho)] J_0(2k\rho \sin(\theta/2)) \rho d\rho, \quad (3)$$

其中 k 是 $\tilde{p}$ 在质心系的波数. J_0 是 0 级的 Bessel 函数. 假定二种不同的模型:

I, 对 $\rho < R$, 取 $a(\rho) = a_0$, 对 $\rho > R$, $a(\rho) = 1$;

II, 对 $\rho < R_0$, $a(\rho) = 0$. 对 $\rho > R_0$, $a(\rho) = 1 - \exp[-(\rho^2 - R_0^2)/\rho_0^2]$,

对以上每一种模型从公式(1)(2)可以确定二个量(不同能量下). 即对模型 I 可确定 a_0 及 R . 对 II 可确定 R_0 及 ρ_0 . 从这些值, 再用公式(3)就能得到角分布. 图 40 中实线表示模型 I, 虚线是模型 II, 看来虚线与实验符合得较好.

在不同能量下求得的 a_0 , R , R_0 , ρ_0 值列在表 15 中.

表 15

$T_{\tilde{p}}$	a_0	$R(10^{-13}\text{cm})$	$R_0(10^{-13}\text{cm})$	$\rho_0(10^{-13}\text{cm})$
1.0Bev	0.34 ± 0.03	1.55 ± 0.02	0.73 ± 0.06	1.03 ± 0.03
1.25	0.37 ± 0.03	1.50 ± 0.02	0.61 ± 0.08	1.02 ± 0.03
2.00	0.38 ± 0.07	1.43 ± 0.04	0.57 ± 0.17	0.98 ± 0.07

需要指出, 以上这种模型的分析法, 只是定性地看看, 并不能解决弹性散射的真正的实质问题.

四、讨 论

总括以上的实验数据, 我们对以下几方面作一些讨论, 主要是提出一些问题, 至于更深入的看法, 希望理论物理学家能够提出来.

(1) 截面共振峰与同位旋的关系

在 π^-p 碰撞中, $\sigma_{t(\pi^-p)}$ 在 600MeV 及 900MeV 处出现了二个共振峰. 前已提到, 其解释是: 由于 πN 在不同的同位旋及自旋的共振态所引起, 并且它们的同位旋态主要是 $T = \frac{1}{2}$ 的贡献, 因为 π^+p ($T = \frac{3}{2}$) 在这能量范围内没有或只有极小的共振峰(参考 [7]).

$T = \frac{3}{2}$ 在以上能量下贡献很少, 这可以从另外一个方面来看. 按照 Беленкий 等理论^[45,71,72], 对 $\pi + N \rightarrow \pi + N$ 作用, 记 F_1 及 F_3 各为 $T = \frac{1}{2}$, $T = \frac{3}{2}$ 总的散射振幅, 则

有以下关系:

$$\sigma_1 \equiv \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = |F_3|^2, \quad (1)$$

$$\sigma_2 \equiv \sigma(\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p) = \frac{1}{9} |2F_3 + F_1|^2, \quad (2)$$

$$\sigma_3 \equiv \sigma(\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n) = \frac{2}{9} |F_3 - F_1|^2, \quad (3)$$

$$\sigma_4 \equiv \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) = \frac{1}{9} |F_3 + 2F_1|^2, \quad (4)$$

$$\sigma_5 = \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \sigma_3, \quad (5)$$

我們从图 4b, 4c 看到, 在 600—900Mev 处, $\sigma_5 = \sigma_3$ ($\pi^- p$ 电荷交换截面) 有共振峰, 并且数值较大, 这表示 F_3 与 F_1 之間有很大的差别(看(3)), 或者是 F_1 大或者是 F_3 大. 但是我們知道这能量范围内 σ_1 是很小的, 即 F_3 很小, 故 F_1 应该比较大. 如果我們从实验知道 $\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) (\equiv \sigma_1)$, $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) (\equiv \sigma_4 + \sigma_5)$, 则从(1)(4)(5)就能得出 $F_1^2 (\equiv \sigma_{\frac{1}{2}}$, 即 $T = \frac{1}{2}$ 态的截面) 随能量的变化, 其公式如下:

$$\sigma_{\frac{1}{2}} = |F_1|^2 = \frac{3\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) - \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)}{2}.$$

工作[4]得出了 $\sigma_{\frac{1}{2}}$ 的分布, 在 600Mev 及 900Mev 处, 确有二个峰(见图 4a). 把这一点与 $\sigma_t(\pi^- p)$, $\sigma_{in}(\pi^- p)$, $\sigma_{exch}(\pi^- p)$, $\sigma_{el}(\pi^- p)$ 等截面在此范围内都有共振峰联系起来看, 可以更肯定地说, $\sigma_t(\pi^- p)$ 的这二个共振峰主要是 $T = \frac{1}{2}$ 的态. 虽然 $T = \frac{3}{2}$ 态也是有贡献, 不过在这范围贡献极少. 因为 $\sigma_5 = \sigma_3 \approx \frac{2}{9} |F_1|^2$ (看图 4a, b), 这相当于 $F_3 \ll F_1$.

在 高能下, 实验发现 $T = \frac{1}{2}$ 和 $T = \frac{3}{2}$ 的态有相同的贡献. 这从以上的一些公式也很容易看出. 因为高能下, 可能的非弹性散射反应增多, 相对地电荷交换作用减少, 即可以认为 $\sigma_3 = \sigma_5 \approx 0$, 故有 $F_1 = F_3$, $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_4$, 实验也表明了这一点.

与以上所述 πp 作用中有共振峰这一点相联系, 应该认为 $p-N$ 作用中同位旋态也会有影响. 在实验上, pp 散射的 σ_t , 并没有显著的高峰, 只是从低能起 $p-p$ 散射截面逐渐上升至 0.9—1.0Bev 处为最大(这主要是由于非弹性散射截面逐渐增大的缘故), 此后就很缓慢地减少, 到 2.5Bev 处已近常数(即 $\sigma_t \approx 40mb$), 这种很宽的变更, 恐很难认为是共振峰. 关于这个问题, 也可利用以上相同方法来看. 假定 $T=0, 1$ 的散射振幅各为 F_0, F_1 , 则有:

$$\sigma_1 \equiv \sigma(pp \rightarrow pp) = |F_1|^2, \quad (6)$$

$$\sigma_2 \equiv \sigma(pn \rightarrow pn) = \frac{1}{4} |F_1 + F_0|^2, \quad (7)$$

$$\sigma_3 \equiv \sigma(pn \rightarrow np) = \frac{1}{4} |F_1 - F_0|^2. \quad (8)$$

Барашенков^[66] 利用以上式子得出了 $T=1, T=0$ 态的截面和能量的关系(图 41). 他

得到对 $T = 1$ 态, 在 $\sim 1\text{BeV}$ 处有极大值, 对 $T = 0$, 则在 2BeV 及 5BeV 处有极大值, 而 0.8BeV 处为最小. 倘若我们从实验上能知道 $\sigma(pp \rightarrow pp) (\equiv \sigma_1)$, $\sigma(pn \rightarrow \begin{smallmatrix} pn \\ np \end{smallmatrix}) (\equiv \sigma_2 + \sigma_3)$, 则就可以得到 $|F_0|^2$ 及 $|F_1|^2$ 的分布, $|F_1|^2 = \sigma(pp \rightarrow pp)$; $|F_0|^2 = 2(pn \rightarrow \begin{smallmatrix} pn \\ np \end{smallmatrix}) - \sigma(pp \rightarrow pp)$. 可惜这方面的数据目前还很少, 不能作这种分布, 因此实际上是否象 Барашенков 所提出的那样, 还需要进一步研究, 至少现在的数据还不够说明这一点. 对 $T = 1$ 的态 (pp 作用), 似乎与实验符合(在 $\sim 1\text{BeV}$ 处有宽的峰), 但是对 pn 作用, 有没有高峯? $T = 0$, $T = 1$ 态各别的贡献如何? 都还需要阐明.

在能下, pN 作用, 可以认为 $T = 0$, $T = 1$ 态贡献相同, 因为高能下, $\sigma_3 \approx 0$, 故 $F_3 = F_1$, $\sigma_1 \approx \sigma_2$, 这一点与实验是符合的.

(2) $\bar{p}$ - p 与 p - p 及 π^- - p 与 π^+ - p 作用截面比较

Померанчук^[17] 及 Glaser 等人^[13] 用色散关系证明, 在极高能下, 如果粒子与反粒子在 p 上的作用截面趋于常数, 那这二个常数应该相等, 即 $\sigma^+(E = \infty) = \sigma^-(E = \infty)$. σ^+ , σ^- 分别表示入射粒子为正粒子及为负粒子(它的反粒子)的作用截面, 对 $\pi^\pm p$ 的截面来说, 很显然, 当 $T_\pi > 2\text{BeV}$ 时已经趋于常数, 并且相互在接近着. 对于 $\bar{p}$ - p 与 p - p 截面, 情况则不同. 对 p - p 散射, 当能量大于 2BeV 时, 总截面基本上已经不改变, 是一常值($\sim 40mb$), 为了看更高的能量, 我们估计了一下宇宙线的结果. 从宇宙线 $p + \text{Fe}$ 作用 ($\bar{E} = 178\text{BeV}$), 比较精确地得到 $\sigma_{t(p+\text{Fe})} = 670mb$, 假定与一个核子作用的截面为 $\frac{\sigma_t}{(A)^{2/3}}$, A 是 Fe 的质量数, 则近似地得到 $\sigma_{t(pN)} \simeq 40mb$, 这结果表明, 在能下 pN 作用截面也确是约等于 $40mb$ 这个常数. 对 $\bar{p}$ - p 作用截面, 在能量增加到 9BeV 时, 还没有达到常值, 仍有很慢的下降趋势(在 9BeV 时, $\sigma_{t(\bar{p}p)}$ 约比 $\sigma_{t(pp)}$ 大 $10mb$ 左右). 因此, 对 $\bar{p}$ - p , p - p 作用要验证以上理论的结论, 就要求更高的能量. 但是从以上 p - p , $\bar{p}$ - p 截面随能量改变的趋势看, 在更高能量下很可能仍趋于一致的值.

在低能下(小于 1BeV), $\bar{p}$ - p 作用截面非常大, 比同能量的 p - p 作用要大 2.5 倍样子, 这个问题虽然有一些文章^[61] 讨论过, 但似乎仍未能解决. 自然, $\bar{p}$ - p 与 p - p 作用本来有所不同, 首先 $\bar{p}$ - p 作用有湮没现象, 并且有电荷交换过程($\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$), 由此截面大了很多, 这比较容易理解, 但为什么弹性散射也有这样大的差别? 这却是值得研究的.

此外, 从高能下总截面的结果还看到一个事实, 即在高能下 $\sigma_{t(\pi^-p)}$, $\sigma_{t(\bar{p}p)}$, $\sigma_{t(K^-p)}$ 总比 $\sigma_{t(\pi^+p)}$, $\sigma_{t(pp)}$, $\sigma_{t(K^+p)}$ 来得大些(即负的入射粒子的作用截面比正的入射粒子截面大), 虽然, 这种差别是随能量增高而越来越小. 这个现象可能是由于电荷作用所引起, 但理论上现还不能计算出这种影响.

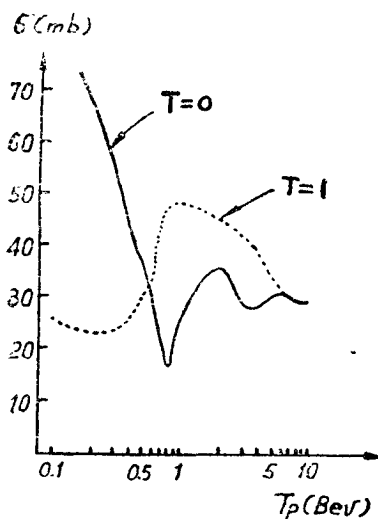


图 41 核子间同位旋态 $T = 0$, $T = 1$ 的作用总截面.

(3) 质子的作用半径 R

以上对于 π^-p 及 $p-p$ 弹性散射的分析, 看到有这样的结果, 如果假定质子是具有半径为 R 的透明球, 则在高能下 ($T_\pi > 1\text{Bev}$), π^-p 弹性散射可用 $R = 1.05 \times 10^{-13}\text{cm}$ 的透明球来描述 (透明度 K 可以不同). 对 $p-p$ 弹性散射 ($T_p > 2\text{Bev}$), 可用 $R = 1.03 \times 10^{-13}\text{cm}$ 的透明球来描述 (K 也不同). 原来, 它们作用半径 R 的大小相同. 也许这个 R 与核子真正的大小相联系, 因而不随入射粒子及入射能量改变.

我们知道 π^-p 和 $p-p$ 作用机构是不同的, 但是二种散射得出的质子半径 R 确相同, 这是否可以与 π 介子和质子有同样大小的观点联系起来呢! 认为 π 和 p 的不同, 仅仅是在于在 p 中还有一个极小的但质量很大的核心. 如果是这样的话, 那末 $\pi^+\pi^-$ 的作用截面也可能很大 (因为 $\tilde{p}p$ 截面相当大), 可惜这方面还没有直接的实验数据.

关于光学模型, 它虽然可以认为是目前解释弹性散射的唯一方法, 并且在任何能量下, 对任何类型的弹性散射都能找到合适的因子 ($R, K, k_1, \dots$), 使其满足于实验结果, 但是如何真正地来说明核子结构的实质问题, 确还不够明显, 当然, 根据这些分析也可以得到核子的“平均作用半径”及“介子荷”的分布的情况, 但这是否是真正客观上的核子结构, 却并不能肯定, 因此, 这种分析是不够完美的, 需要进一步探讨更直接的解释, 更肯定的看法.

(4) 边缘碰撞和中心碰撞

在 πp 和 pp 作用中, 反冲质子的角分布及动量分布是否随多重性改变, 是一个十分重要的问题. 理论上曾认为 $p-p$ (或 $\pi-p$) 非弹性过程 (7Bev) 可能存在二种碰撞形式, 即边缘碰撞与中心碰撞^[57]. 根据这样的看法, 假定确实是存在二种碰撞, 并且认为边缘碰撞产生的 π 数少, 中心碰撞产生的 π 数多, 则此时表现在实验上, p 的角分布应该随多重性改变, 即在产生 π 比较多的情况, 分布应趋于各向同性. 但是现在的结果表明, 作用特性 (角分布, 动量分布) 随多重性的增加改变很少 (从表 13 中平均值可以看出)¹⁾, 这一事实表明, 以上的作用中不可能区分这二种碰撞.

如果确实是存在二种碰撞, 则以上的作用只可能是其中之一. 从分析结果来看, 以上所有反应很可能都是边缘碰撞 (我们认为与 π 云的作用都是边缘碰撞). 姑且假定这是对的, 则说明边缘碰撞可能产生 2, 4, 6 根径迹, 此外, 再认为中心碰撞是产生 7—8 根径迹的情况. 从而可以估计“核心”的上限, 我们发现这上限不超过 0.1—0.2 的核子半径.

关于边缘碰撞及中心碰撞, 又可以从另一方面来看. π^-p 与 $p-p$ 作用中反冲质子垂直动量的分布与质子横断面的 π 云密度分布应有对应的关系. 反冲质子平均垂直动量的大小也就表征着核子平均半径的大小 (即平均的 π 云密度分布), 这从测不准关系式 $\sqrt{\Delta x^2} \cdot \sqrt{\Delta p_\perp^2} \geq \hbar$ 可以直接得出. 因此, 对不同的反应, 看反冲质子平均垂直动量, 就能直接推知作用半径的大小.

1) 这结果与他们以前的数据^[37]是不一致的, 根据最早的数据, 曾经得到这样的结论, 即 $p-p$ 非弹性作用, 核子角分布是随多重性改变的, 多重性 n 大, 则趋于各向同性. 现在他们已否定了这样的结论.

根据以上的看法,如果存在二种碰撞,则显然,作用半径是不同的. 边缘碰撞作用半径大,中心碰撞作用半径小. 表现在质子平均垂直动量 $\tilde{p}_\perp$ 上则刚好相反. 但是现在的结果表明,不论是 π^-p 作用或是 $p-p$ 作用,对不同多重性, $\tilde{p}_\perp$ 没有什么差别(见表 6 及表 13). 这一点也可以直接说明在以上反应中,不能从多重性来区分这二种碰撞.

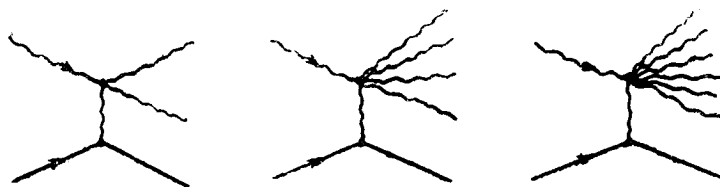
这里可以顺便提一下一个极为有趣的事实,即对于许多反应(如产生 Ξ , Σ , Λ , K , $\pi \cdots$), 其产生的粒子平均垂直动量基本上都差不多($\sim 400 \text{ Mev}/c$), 这也許表明根本不存在什么不同的碰撞(至少在以上能量范围内),这一点将另文叙述.

但从另一个角度看,发现在 π^-p 多重产生 π 的作用中,反冲质子在质心系总是向后,而在 $p-p$ 或 $p-N$ 多重产生 π 作用里,则反冲核子(质子或中子)总是向前向后的多,并且前后对称,但不各向同性. 这些事实很令人相信以上的作用可能都是边缘碰撞. 此外,在 π^-p 弹性散射里,入射 π 能量愈大,则衍射愈大, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ 也愈大,并且非衍射的弹性散射愈小,这些事实也同样说明碰撞是“边缘性”的. 我們也許可以认为核子是有核心的,但非常之小(很小于 $\Delta R \approx \frac{\hbar}{\Delta p_\perp}$ 即 r (核心大小) $\ll \Delta R \approx \frac{\hbar c}{400 \text{ Mev}} \approx 0.4 \times 10^{-13} \text{ cm}$). 这一点可以与(3)的看法联系起来.

(5) 关于多重产生問題

关于多重产生問題,討論得比較多的是利用統計理論,但是在高能下实验結果与統計理論完全不符合(多重性分布例外). 譬如,7Bev 下統計理論給出 $\tilde{p}_p^* (\text{理論}) = 0.79 \text{ Bev}/c$, $\tilde{p}_\pi^* (\text{理論}) = 0.51 \text{ Bev}/c$, $\frac{E_\pi}{E_0 (\text{理論})} = 58\%$ 以及产生的 π 在质心系角分布应各向同性,但是实验数据与此相差很大.

为寻找完美解释,理論学家曾提出一些不同看法,譬如有人认为以下的作用是主要的^[35].



这些反应的特点是次級的 π 必定为偶数,并且还能算出反冲核子垂直动量分布,从而与实验比較(这种作用机构計算出的平均垂直动量与实验大致符合).

也有人认为在反应中,还可能存在 πN 复合态,从而得出了一些可以用实验来验证的关系. 此外,有些人仍然用統計理論,不过是加了一些校正,譬如考虑 $\pi\pi$ 碰撞的統計理論^[57],复合态的存在……等等. 总之,有許多不同看法,但是要证实这些看法,在实验上需要更细致的数据,例如需要给出每个作用事例 π^0 产生的情况(π^0 产生的研究是十分重要的). 可惜在实验上还不能做到这一点,目前,正在解决这方面的問題.

对于以上所提到的这些作用过程,我們认为并不是其中某一种是绝对主要的,很可能所有的过程都会发生,問題在于大小比例不同而已.

結 束 語

总结上面所叙述的,我们认为高能 π 介子、质子和反质子与核子的散射实验工作,虽然已做了不少,但仍不够精确,并且工作点也不够稠密,特别是 $p-n$ 和 π^+-p 作用在1Bev以上的工作做得太少。在分析乳胶片或气泡室照片中,往往不容易分辨高能质子和介子,且不能探测中子,而探测 π^0 的效率也仍非常的低,这些缺点都亟待弥补。累积大量的可靠数据,然后从事分析,从而推出比较近于实际的结论,这是今后在这方面工作的奋斗目标。此外,如何妥善地把加速器上的工作和宇宙线的工作联系起来看,使人们的观点比较全面,也是今后的重要方向。这主要有待于宇宙线工作者能做出更为可靠的实验结果。

最后,在写本文的过程中,承张文裕、胡宁、王树芬等提出宝贵意见,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] S. J. Lindenbaum, *Ann. Rev. of Nucl. Sci.* **7** (1957), 317.
- [2] O. Piccioni, 8-th international annual conference on high energy physics, p. 65, 86 (1958).
- [3] H. C. Burrowes, D. O. Caldwell, D. H. Frisch, D. A. Hill, D. M. Ritson, R. A. Schluter and M. A. Wahlig, *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959), 119.
- [4] R. R. Crittenden, J. H. Scandrett, W. D. Shephard, W. D. Walker and J. Ballam, *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959), 121.
- [5] J. C. Brisson, J. Detoef, P. Falk-Vairant, L. van Rossum, G. Valladas and Luke C. I. Yuan, *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959), 561.
- [6] Thomas J. Devlin, Barry C. Barish, Wilmot N. Hess, Victor Perez-Mendez and Julius Solomon, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 242.
- [7] Peter Carruthers, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 303.
- [8] G. Von Dardel, D. H. Frisch, R. Mermod, R. H. Milburn, P. A. Piroué, M. Vivargent, G. Weber and K. Winter, *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960), 333.
- [9] Ronald F. Peierls, *Phys. Rev.* **118** (1960), 325.
- [10] M. Heinberg, W. M. McClelland, F. Turkot, W. M. Woodward, R. R. Wilson and D. M. Zipoy, *Phys. Rev.* **110** (1958), 1211.
- [11] P. C. Stein and K. C. Rogers, *Phys. Rev.* **110** (1958), 1209.
- [12] F. P. Dixon and R. L. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **1** (1958), 142.
- [13] J. I. Vette, *Phys. Rev.* **111** (1958), 622.
- [14] P. C. Stein, *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959), 473.
- [15] P. L. Connolly and R. Weil, *Bull. Am. Phys. Ser.* **4** (1959), 23.
- [16] N. P. Клепиков, V. A. Meshcheryakov, S. N. Sokolov, Препринт ОИЯИ D-584 (1960).
- [17] И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ.* **31** (1958), 725.
- [18] Материалы 8-й ежегодной конференции по физике высоких энергий, Женева, (1958).
- [19] M. Chretien, J. Leitner, N. P. Samios, M. Schwartz and J. Steinberger, *Phys. Rev.* **108** (1957), 383.
- [20] W. D. Walker, *Phys. Rev.* **108** (1957), 872.
- [21] G. Maechen, W. Fowler, W. Powell and R. Wright, *Phys. Rev.* **108** (1957), 850.
- [22] Richard G. Thomas, Jr, *Phys. Rev.* **120** (1960), 1015.
- [23] 王淦昌, 王祝翔, 丁大钊, В. Г. Иванов, Ю. В. Катышев, Е. Н. Кладницкая, Л. А. Кулюкина, 阮丁賜, А. В. Никитин, С. З. Отвиносский, М. И. Соловьев, Р. Сосновский, М. Д. Шафранов, *ЖЭТФ.* **33** (1960), 426.
- [24] B. Pontecorvo, 9-th International Annual Conference on High Energy Physics, p. 145 (1959).
- [25] L. Baggett, Lawrence Radiation Laboratory Report VCRL-8302, 1958 (unpublished); L. Baggett and B. McCormack, 1958 Annual International Conference on High-Energy Physics at CERN, edited by B. Ferretti (CERN Scientific Information Service, Geneva, 1958), p. 68.
- [26] B. A. Munir, E. Pickup, D. K. Robinson and E. O. Salant, *Phys. Rev. Lett.* **6** (1961), 192.
- [27] V. Alles-Borelli, S. Bergia, E. P. Ferreira and P. Waloschek, *Nuovo cimento*, **14** (1959), 211.
- [28] E. Pickup, F. Ayer and E. O. Salant, *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960), 161.

- [29] I. Derado and N. Schmitz, *Phys. Rev.* **118** (1960), 309.
- [30] E. Pickup, D. K. Robinson and E. O. Salant (to be published).
- [31] L. M. Eisberg, W. B. Fowler, R. M. Lea, W. D. Shephard, R. P. Shutt, A. M. Thorndike and W. L. Whittemore, *Phys. Rev.* **97** (1955), 797.
- [32] R. M. Sternheimer and S. J. Lindenbaum, *Phys. Rev.* **109** (1958), 1723.
- [33] S. J. Lindenbaum, R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.* **105** (1957), 1107.
- [34] W. D. Walker, J. Crussard, *Phys. Rev.* **98** (1955), 1416.
- [35] Д. И. Блохинцев, 汪容, препринт ОИЯИ д-576 (1960).
- [36] Н. П. Богачев, С. А. Бунятов, Ю. П. Мереков, В. М. Сидоров, *ДАН СССР*, **121** (1958), 617.
- [37] Н. П. Богачев, С. А. Бунятов, И. М. Траменицкий, В. Б. Любимов, Ю. П. Мереков, М. И. Подпорецкий, В. Н. Сидоров, Д. Тувдендорж, *ЖЭТФ*, **37** (1959), 1225.
- [38] T. Elioff, L. E. Agnew, O. Chamberlain, H. M. Steiner, C. E. Wiegand and T. J. Ypsilantis, *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959), 285.
- [39] M. J. Longo, J. A. Helland, W. N. Hess, B. J. Moyer and V. Perez-Mendez, *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959), 568.
- [40] W. D. Walker, F. Hushfar and W. D. Shephard, *Phys. Rev.* **104** (1956), 526.
- [41] В. Б. Любимов, П. К. Марков, Э. Н. Цыганов, 郑蒲英, М. Г. Шафранова, *ЖЭТФ*, **37** (1959), 910.
- [42] R. M. Kalbach, J. J. Lord, C. H. Tsao, *Phys. Rev.* **113** (1959), 325.
- [43] B. Cork, W. A. Wenzel, C. W. Causey, *Phys. Rev.* **107** (1957), 859.
- [44] С. З. Беленки, *ЖЭТФ*, **30** (1956), 983.
- [45] С. З. Беленки, *ЖЭТФ*, **33** (1957), 1248.
- [46] В. Г. Гришин, И. С. Саитов, *ЖЭТФ*, **33** (1957), 1051.
- [47] В. Г. Гришин, И. С. Саитов, И. В. Чувило, *ЖЭТФ*, **34** (1958), 1221.
- [48] D. Amati, M. Fierz and V. Ciser, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 89.
- [49] Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, В. Г. Гришин, *ЖЭТФ*, **35** (1958), 311.
- [50] В. Г. Гришин, *ЖЭТФ*, **35** (1958), 501.
- [51] Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, В. М. Барбашев, *УФН*, **63** (1957), 417.
- [52] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, *Phys. Rev.* **95** (1954), 1026.
- [53] R. Cester, T. F. Hoang and A. Kernan, *Phys. Rev.* **103** (1956), 1443.
- [54] R. M. Kalbach, J. J. Lord, C. H. Tsao, *Phys. Rev.* **113** (1959), 330.
- [55] Н. П. Богачев, С. А. Бунятов, Ю. П. Мереков, В. Н. Сидоров, В. А. Ярба, *ЖЭТФ*, **33** (1960), 1346.
- [56] 王树芬, Т. Вишки, И. М. Граменицкий, В. Г. Гришин, Н. Далхажав, Р. М. Лебедев, А. А. Номофилов, М. И. Подгорецкий, В. Н. Стрельцов, *ЖЭТФ*, **33** (1960), 957.
- [57] В. С. Барашенков, В. М. Мальцев, Э. К. Михул, *ЖЭТФ*, **37** (1959), 1484.
- [58] C. A. Coombes, Bruce Cork, W. Galbraith, G. R. Lamberton and W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **112** (1958), 1303.
- [59] Bruce Cork, G. R. Lamberton, O. Piccion and W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **107** (1957), 248.
- [60] R. Armenteros, C. A. Coombes, B. Cork, G. R. Lamberton and W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **119** (1960), 2068.
- [61] J. S. Ball, G. F. Chew, *Phys. Rev.* **109** (1958), 1385.
- [62] Jose, R. Fulco, *Phys. Rev.* **110** (1958), 784.
- [63] P. Carruthers and H. A. Bethe, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 535.
- [64] W. D. Walker, J. Crussard and M. Koshiba, *Phys. Rev.* **95** (1954), 852.
- [65] В. П. Джелепов, Б. М. Понтекорво, *УФН*, **64** (1958), 15.
- [66] В. С. Барашенков, *УФН*, **72** (1960), 53.
- [67] I. Derado and N. Schmitz, *Phys. Rev.* **118** (1960), 309.
- [68] P. Falk-Vairant and G. Valladas, Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester.
- [69] F. P. Dixon and R. L. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **1** (1958), 458.
- [70] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, N. T. Cocconi, E. Hart, M. M. Block, E. M. Harth, E. C. Fowler, J. D. Garrison, T. W. Morris, *Phys. Rev.* **103** (1956), 1489.
- [71] И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ*, **33** (1956), 423.
- [72] Л. В. Окунь, И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ*, **30** (1956), 424.
- [73] S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor, *Phys. Rev.* **75** (1948), 1352.

- [74] B. Portecorvo, 9-th International annual conference on high energy Physics, p. 99 (1959).
[75] Yu. A. Batusov, N. P. Bogachev and V. M. Sigolov, 参阅 [74].
[76] N. A. Dobrotin and S. A. Slavatsky. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester.

π - N , p - N AND $\bar{p}$ - N INTERACTIONS WITH ENERGIES OF INCIDENT PARTICLES NOT GREATER THAN 10 BEV

WANG KAN-CHANG, WANG TZU-TZEN

ABSTRACT

In this paper, it is attempted to give a comprehensive survey of recent experimental works on the π - N , p - N and $\bar{p}$ - p interactions with kinetic energies of incident π -mesons, protons and antiprotons, ranging from a few hundred Mev to 10 Bev. Experimental results concerning cross-sections of total scattering, elastic scattering and inelastic scattering of these interactions are summarized and analysed. Curves representing the trend of change of these cross-sections with energies are presented and compared with theoretical predictions. Some interesting points of these curves are indicated. In the case of π - N interactions, the appearance of some resonance peaks are demonstrated and their interpretations by some theoreticians are described. For elastic scatterings, the angular distributions of differential cross-sections are compared with optical model. For inelastic collisions, the multiplicities, angular and momentum distributions and transversal momenta of secondary particles and the variations of these quantities with energies are described and discussed. Special attention being paid on the persistence of the backward scattering of protons in the case of π - p interactions and the symmetrical but nonisotropic scattering of protons in the case of p - p interactions. These phenomena are attributed to the so called "peripheral" collision of the interacting nucleons. This and other facts in elastic scattering may indicate that nucleon really has a "nucleus" but of very small dimension ($\ll 0.4 \times 10^{-13}$ cm in radius).