

6.8 GeV/c π^- -N 非弹性作用的继续研究*

王世偉 王祝翔 任敬儒 罗春熏
郑蒲英 郎鵬飛 黄德強

提 要

本文继续文献[1], 总共积累了 493 个非弹性作用事例。在 $\omega = 1.5\text{GeV}$ 附近的峰仍然明显地突出于单 π 交换近似理论曲线以外, 物理解释同文献[1]。镜象系质子非弹性系数 K_z 值的实验分布也在丰度较大的统计基础上与上述单 π 交换理论作了比较。利用鉴定了的 π 介子在实验室系的动量谱对未鉴定的粒子中应有的质子数作了估计。

一、引 言

本工作是文献[1]的继续和补充。在文献[1]中共分析了 317 个非弹性作用事例, 其后又积累了 176 个事例, 现在总共有 493 个非弹性作用事例。

对这 493 个事例的分析, 在某些方面我们利用了与文献[1]稍有不同的方法, 例如根据实际次级粒子数对改正因子再作校正, 利用鉴定粒子的动量分布来估计在不能鉴定的粒子中质子所占的比例等等。在这些方法的基础上, 我们进行了惯常分析, 同时作出了 ω 值分布。从 ω 分布看到, 在 $\omega = 1.5\text{GeV}$ 附近的峰仍很突出于单 π 交换理论曲线以外。此外还作了一些其他考虑。例如, 对 493 个事例中的所有质子计算了在镜象系中的非弹性系数 K_z , 作出了 K_z 值的分布, 并与单 π 交换理论作了比较。

二、实 验 结 果

总共扫描了 1661.6 米。扣除粒子束中混杂的 $5 \pm 2\%$ μ^- 和 e^- 后, 入射 π^- 介子径迹的实际总长为 (1578.5 ± 33.2) 米。其中总共找到 4230 个核作用, 平均自由程为 (37.3 ± 0.9) 厘米。根据选择标准, 共选出 493 个 π^- -N 非弹性作用事例。其中 250 个是 $(\pi^-$ -p) 事例, 243 个是 $(\pi^-$ -n) 事例。 π^- -N 事例数占作用总数的 14.6%。

1. 事例分布

表 1 列出了 $(\pi^-$ -p) 和 $(\pi^-$ -n) 作用事例按次级带电粒子支数 n 的分布。表上同时也

表 1 $(\pi^-$ -p), $(\pi^-$ -n) 事例中带电粒子数的分布

支 数	0	2	4	6	8	1	3	5	7	9
事 例 数	18	109	99	21	3	70	119	42	11	1
%	7.2 ± 1.7	43.6 ± 4.2	39.6 ± 4.0	8.4 ± 1.8	1.2 ± 0.7	28.8 ± 3.4	49.0 ± 4.5	17.3 ± 2.7	4.5 ± 1.4	0.4 ± 0.4
文献[2]%	3.1 ± 0.6	42.3 ± 2.1	43.8 ± 2.2	9.8 ± 1.0	0.96 ± 0.32	21.5 ± 2.5	55.8 ± 4.0	21.2 ± 2.5	1.5 ± 0.7	0
统计理论%	3.7	45.1	46.5	4.7	0.05	18.5	59.5	20	2.0	

* 1965 年 5 月 28 日收到。

列入了文献[2]及统计理论的计算结果。从表上看到,在误差范围内我们的结果与文献[2]及统计理论基本上是一致的,只是1,3支事例数差别较大。

平均每个事例中带电粒子数 \bar{n} 为

$$\bar{n}_{(\pi-p)} = 3.06 \pm 0.11,$$

$$\bar{n}_{(\pi-n)} = 2.98 \pm 0.11,$$

$$\bar{n}_{(\pi-N)} = 3.02 \pm 0.08.$$

这些数值与文献[2]的结果及边缘碰撞理论计算^[3]结果相符。

我们根据实际次级粒子数,对几何改正因子作了校正(参看附录1)。经过这种校正后得到: π^\pm 介子总数为 1030 个,质子总数为 149 个。此外,在 $p\beta c$ 为 1.5—2.7 GeV 区域内,总共有 235 个不能鉴定的粒子。根据被鉴定粒子的动量分布,估计出在这 235 个不能鉴定的事例中 75% (即 176 个)是 π^\pm 介子,25% (即 59 个)是质子。由此求得每个事例中 π^\pm 介子和质子的平均数分别为

$$\bar{n}_{\pi^\pm} = 2.45 \pm 0.14,$$

$$\bar{n}_p = 0.42 \pm 0.03.$$

此结果与联合原子核研究所的结果^[4] $\bar{n}_p = 0.41$ 相一致。此外,根据 N_{π^\pm} 及 N_p 总数以及事例随支数的分布可以得出,在 1206 个 π^\pm 中,有 820 个是 π^- ,386 个是 π^+ 。因此,在每个事例中的 π^- 平均数为 $\bar{n}_{\pi^-} = 1.67 \pm 0.17$; π^+ 的平均数为 $\bar{n}_{\pi^+} = 0.78 \pm 0.03$ 。根据文献[2]对 π^0 产生问题的研究,得到 $\bar{n}_{\pi^0} \approx 1.0$ 。从文献[6] $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ 电荷交换截面及文献[7] 0 支星的分支截面的计算可得,在若干 BeV 区域内,电荷交换在 $\pi^- N$ 非弹性作用中占 ~5%,我们粗略地估计 ~10% 入射 π^- 经电荷交换成 π^0 ,90% 没有交换,则产生的 π^- 的平均数为 $\bar{n}_{\pi^- \text{产生}} = 1.7 - 0.9 = 0.8$; 产生 π^0 的平均数为 $\bar{n}_{\pi^0 \text{产生}} = 1.0 - 0.1 = 0.9$; 而 $\bar{n}_{\pi^+ \text{产生}} = \bar{n}_{\pi^+} \approx 0.8$ 。这些结果表明,对 π 介子的产生来说,存在 $\bar{n}_{\pi^- \text{产生}} = \bar{n}_{\pi^+ \text{产生}} = \bar{n}_{\pi^0 \text{产生}}$ 的关系。

2. π^\pm 介子在质心系中的角分布、动量分布及横动量分布

(1) 角分布 图 1(a)和(b)分别是 $n = 1, 2$ 的事例及全部事例(1—8)的 π^\pm 角分布。

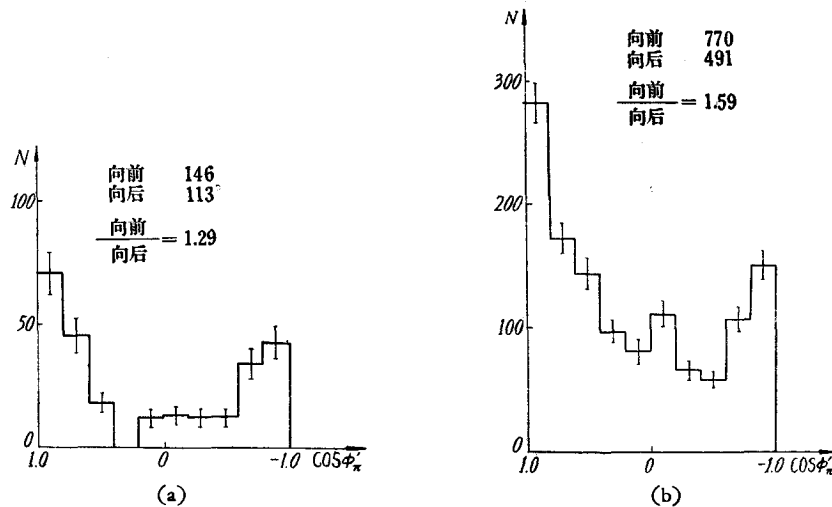


图 1 (a) $n = 1, 2$ 二种事例中 π^\pm 介子在 $(\pi^- N)$ 质心系中的角分布;
(b) 全部 π^\pm 介子在 $(\pi^- N)$ 质心系中的角分布。

在图上同时列出 π^\pm 朝前和朝后的数目及比值。

(2) **动量分布** 全部事例的 π^\pm 介子(虚线是包括不能鉴定的粒子)的动量分布列在

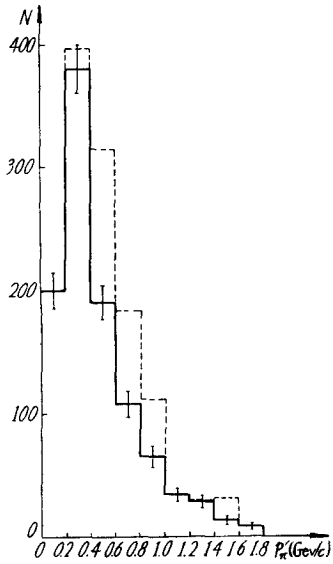


图2 π^\pm 介子在质心系中的动量分布

图2.

表2列出了 π^\pm 介子在 (π^- -N) 质心系中按事例支数 n 分类的平均值。

表2 π^\pm 介子在 (π^- -N) 质心系中动量平均值

1+2	3+4	5-8	1-8
0.588 ± 0.023	0.466 ± 0.012	0.333 ± 0.010	0.457 ± 0.009

(3) **横动量** π^\pm 介子的横动量的平均值列于表3.

表3 π^\pm 介子横动量平均值

1+2	3+4	5-8	1-8
0.365 ± 0.014	0.300 ± 0.007	0.240 ± 0.009	0.298 ± 0.006

图3给出了 π^\pm 介子横动量平均值在质心系中随角度 ϕ' 的变化情况; 图4给出了 π^\pm 介子在质心系中平均动量随角度的分布。

3. 质子在质心系中的各种分布

(1) **角分布** 图5是鉴定质子的角分布。图中没有包括在不能鉴定粒子中的25%质子。从图看到, 绝大部分质子保持原来的飞行方向(在质心系), 只有少部分质

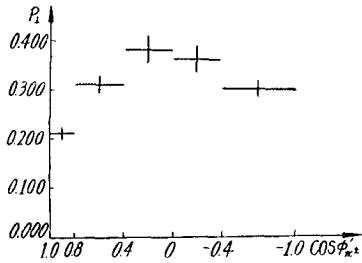


图3 π^\pm 介子横动量随它在质心系中角度的变化

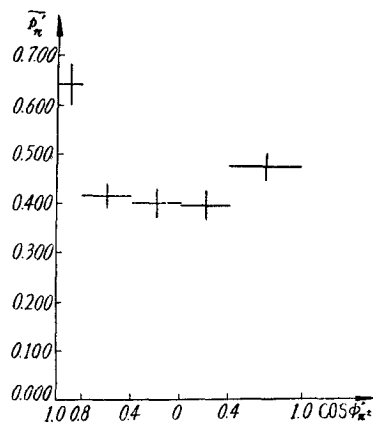


图4 p'_{π^\pm} 值随 $\cos \phi'_{\pi^\pm}$ 的变化

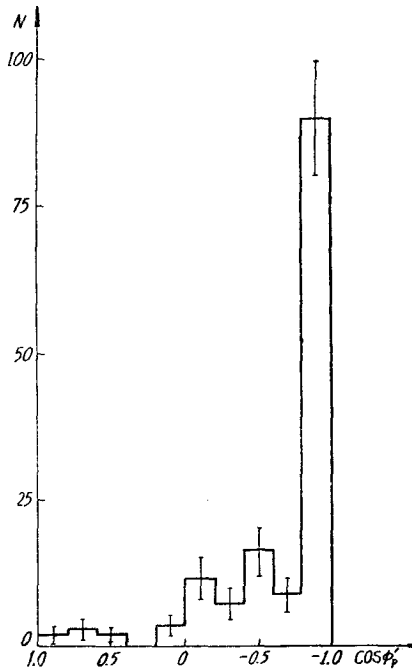


图5 质子在质心系中的角分布

子改变了方向。

(2) **动量分布** 图6是质子在质心系中的动量分布。与文献[1]的结果一样,在 $0.8 \text{ GeV}/c < p'_p < 1.0 \text{ GeV}/c$ 范围内,仍观察到比理论值为低的值。

我们得到的质子平均动量为 $\bar{p}'_p = 0.82 \pm 0.04$, 与边缘碰撞理论给出的值 $0.8 \text{ GeV}/c$ 一致。

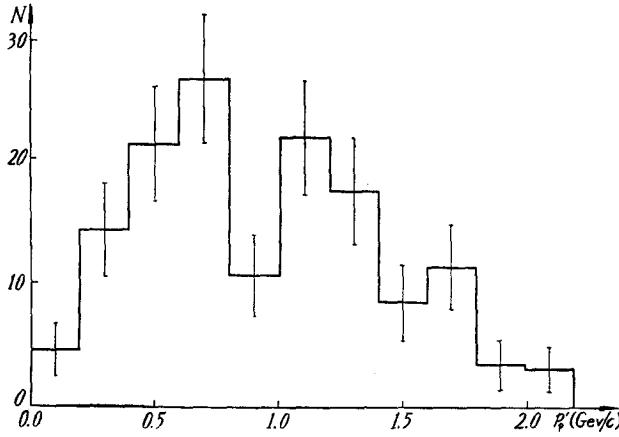


图6 质子在质心系中的动量分布

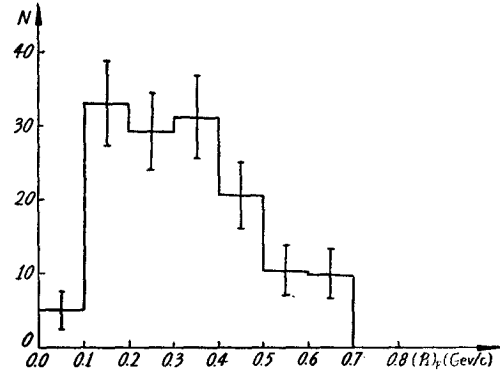


图7 质子横动量分布

(3) **横动量分布** 图7是质子的横动量分布。平均值为 $\bar{p}'_{\perp} = 0.37 \pm 0.02 \text{ GeV}/c$, 与理论值 $\sim 0.4 \text{ GeV}/c$ 相近。

三、对带有次级质子事例的分析

1. ω 值分布

ω 值就是指入射 π^- 介子与核子周围虚 π 介子碰撞后产生的全部次级粒子(不包括重粒子)在它们自己的质心系统中的总能量,即

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

式中 E_0 , \mathbf{p}_0 分别为碰撞前 π^- 和 N 的总能量之和与动量之和; E_p 及 \mathbf{p}_p 分别为碰撞后质子的总能量与动量。

我们一共鉴定了 68 个质子。对带有质子的事例计算了 ω 值。其方块图如图 8 所示。图 9 则是它的 idcogram。图中曲线是理论计算的 ω 分布,亦即 $\frac{dW}{d\omega}$ 对 ω 的关系曲线¹⁾。

由图可见,在 $\omega = 1.5 \text{ GeV}$ 处仍有一个突出于理论曲线之外的峰,而相应于 $\omega = 1.9 \text{ GeV}$ 附近并没观察到有峰存在。与文献[5]中综合联合原子核研究所乳胶组相同条件下的数据所得到的 ω 值分布图比较,可以认为:在 $\omega = 1.5 \text{ GeV}$ 处存在峰的可能性非常大,

1) 这是利用

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\partial W}{\partial p'_p} \frac{\partial p'_p}{\partial \omega}, \quad \omega^2 = (E'_0 - E'_p)^2 - (p'_p)^2$$

二个关系式以及文献[3]所给出的 p'_p 分布,即 $\frac{\partial W}{\partial p'_p}$ 对 p'_p 的关系而求得的。

而在 $\omega = 1.9$ GeV 附近则不存在峯。

关于对 ω 分布可能产生影响的一些因素的讨论,已在文献[5]中叙述过,这里从略。

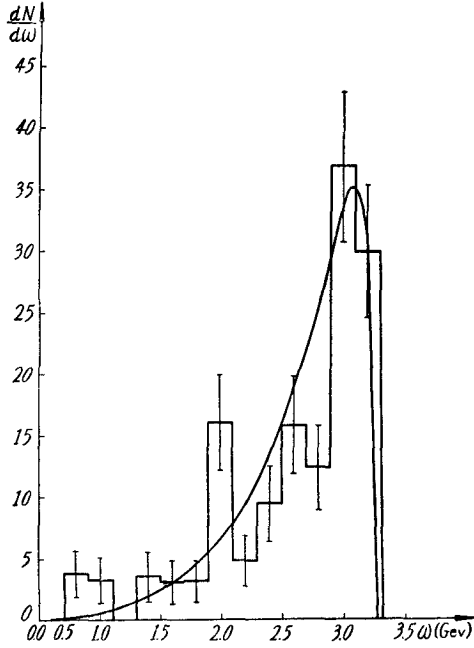


图8 ω 值分布
(光滑曲线是理论曲线)

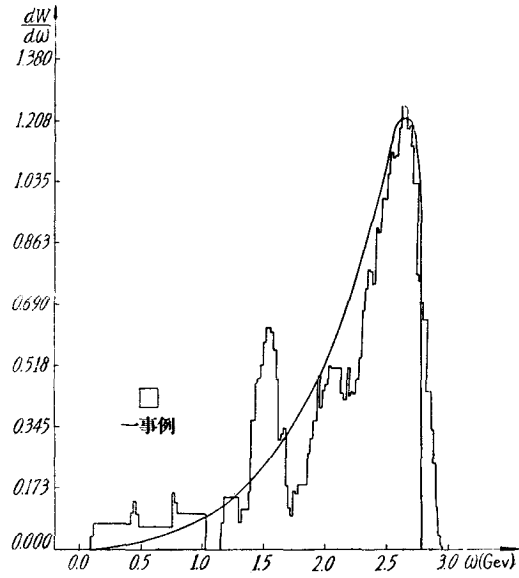


图9 ω 值分布的 ideogram
(光滑曲线是理论分布曲线)

2. 峯区事例的分析

为了进一步研究此 ω 峯,我们对峯区($1.3 \text{ GeV} \leq \omega < 1.7 \text{ GeV}$)事例(一共有 10 个)作了分析。结果列在表 4。

表 4 峯区事例的某些量的平均值

\bar{n}	$\overline{p}_p^z(\text{GeV}/c)$	$(\overline{p}_\perp)_p(\text{GeV}/c)$	$\overline{\omega}(\text{GeV})$
3.6 ± 0.4	1.34 ± 0.10	0.26 ± 0.09	1.53 ± 0.09

表中 \overline{p}_p^z 和 $(\overline{p}_\perp)_p$ 表示峯区内质子在质心系中的动量平均值与横动量平均值。与质子相应量的平均值比较, $(\overline{p}_p^z)_{\text{峯区}}$ 比 $\overline{p}_p^z = 0.82 \text{ GeV}/c$ 大得多,而 $(\overline{p}_\perp)_p$ 要比 $\overline{p}_\perp = 0.37$ 来得小。

此外,值得指出的是,四支星对峯的贡献是主要的。峯区事例的支数平均值为 $\bar{n} = 3.6 \pm 0.4$ 。

我们还分别作出 (π^-p) 作用(共有 38 个事例)及 (π^-n) 作用(共有 30 个事例)的 ω 值分布的方块图及 ideogram,并画上理论曲线与之比较。结果如图 10—13 所示。从图 10,11 中可明显看到, (π^-p) 作用的 ω 分布在 1.5 GeV 处有一峯高出于理论曲线之外(在 2 倍统计标准偏差之外),而在峯区内事例,四支星的约占 80%。在 (π^-n) 作用的 ω 分布中,则不存在明显的峯(分布在 1 倍统计误差内与理论曲线重合)。

假如认为这个峯是一组 π 介子的共振态,则以上结果(在 π^-p 作用中存在峯,在 π^-n

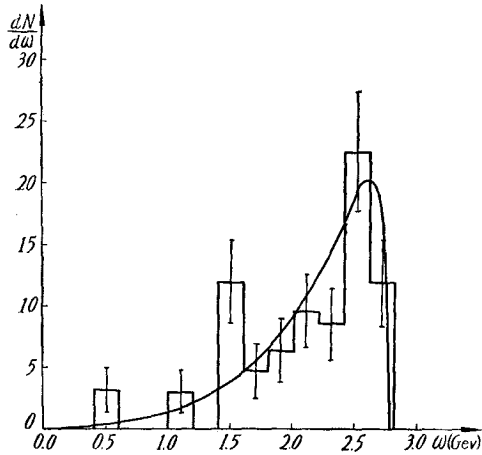


图 10 偶支星的 ω 值分布方块图及归一化的理论曲线

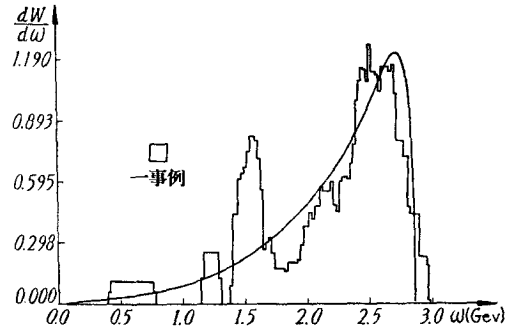


图 11 偶支星的 ω 分布 ideogram

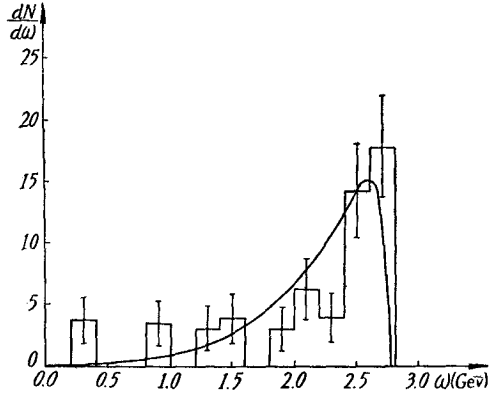


图 12 奇支星的 ω 值分布方块图及归一化的理论曲线

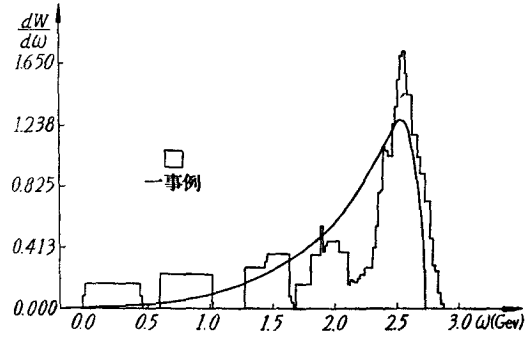


图 13 奇支星的 ω 值分布 ideogram

作用中不存在峰)说明,此共振态的同位旋第三分量 I_3 等于 -1 。 I_3 等于 -2 的可能性较小(或者说,此共振态主要是 $I = 1$ 的贡献, $I = 2$ 的贡献不大)。因峰区事例较少,目前还不能更深入的分析,也不能得到有关此态其他性质的知识。

3. 次级质子在镜象系中的非弹性系数 K_x

按照定义,质子在入射 π^- 介子静止的坐标系(即镜象系)中的非弹性系数

$$K_x = \frac{E'_N - E''_N}{E'_N} = \frac{\gamma'_N M_N - \gamma'_N (E_p - \beta'_N p_p \cos \phi_p)}{\gamma'_N M_N},$$

式中 E'_N, E''_N 为核子在镜象系中碰撞前、后的总能量; β'_N, γ'_N 为核子在镜象系中的速度及洛伦兹因子; ϕ_p 为碰撞后质子在实验室系的发射角; E_p 和 p_p 为碰撞后质子在实验室系中的总能量与动量。在这能量下,可近似取 $\beta'_N = 1 (=0.9998)$, 因此

$$K_x = \frac{M_N - (E_p - p_p \cos \phi_p)}{M_N}.$$

我们用自己的以及联合原子核研究所乳胶组的共 171 个质子的数据计算了 K_x 值,其分布见图 14。由图可见,在 $K_x \approx 0.25$ 及 $0.6 \sim 0.7$ 二处出现明显的峰。图中曲线是根据 Барашенков 等^[3]边缘碰撞单 π 交换理论推算出的 K_x 值分布曲线。比较实验分布与理论

分布可以看到: 在 $K_x = 0.7 \sim 0.8$ 处, 实验值比理论值高, 而在 $K_x = 0.5$ 处, 则实验值低于理论值. 这现象很可能是反映碰撞机制问题的, 例如可以考虑在 π^- 与核子作用中有效靶质量 M_t 与 K_x 之间的关联. 在 高能作用情况下, 定义有效靶质量为

$$M_t = M_N - (E_p - p_p \cos \phi_p),$$

因而 $M_t = K_x M_N$. 由此可见, $K_x = 0.25$ 与 $K_x = 0.65$ 的二个峰即相应于在 $M_t = 0.235$ GeV 及 $M_t = 0.623$ GeV 处有二个峰. 这是否能说明核子周围存在着两层 π 介子云壳层, 现还不清楚, 此问题还需作进一步的探讨.

本工作是在张文裕、肖健两位先生指导下进行的. 陆穗芬、张竹湘、张文爱、孙淑荣、陈化新和唐惠兴同志参加了测量计算工作, 张延焯、张良生两位同志参加了部分结果的讨论, 作者向以上诸同志表示衷心的感谢.

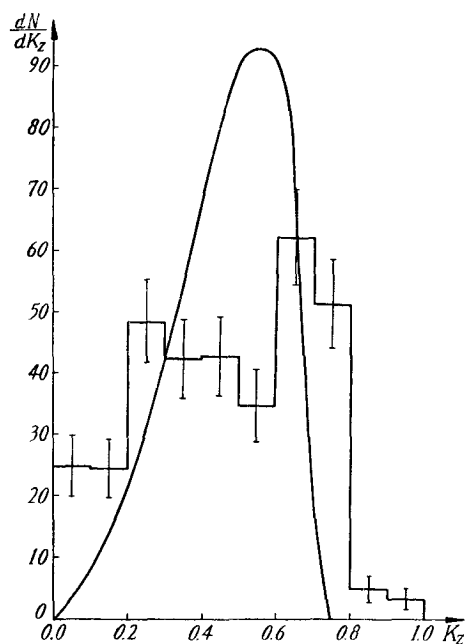


图 14 反冲质子的 K_x 分布图(光滑曲线系根据文献[3]推算的 K_x 理论分布曲线)

附录 1 根据实际粒子数对改正后粒子数作校正

我们在积累数据的过程中曾发现, 改正后的次级粒子总数与实际的粒子数往往有很大差别. 如果不考虑实际粒子数, 而只是根据改正后的粒子数来作各种物理量的计算(即通常所用的方法), 则计算就很麻烦, 而且误差很大. 为此, 我们作了以下考虑: 根据实际粒子数来校正由改正因子得出的粒子数. 因实际粒子数是已知的, 并且它们相对于入射 π 的径向角具有均匀分布, 因此可以利用可测径迹($\alpha < 5^\circ$)的改正因子 K 来算出各种 ϕ 角径迹在总粒子数中所占的相对比例, 并根据实际粒子数来进行分配, 从而推断出整个 α 角范围内各种物理量的分布情况.

换句话说, 以前的出发点是: 不论实际粒子数是多少, 都以改正后的粒子数作为进行具体分析的依据; 而我们的出发点是: 以实际粒子数为依据, 改正因子 K 只是用来求出各径迹所占的相对比例, 而后把实际粒子数按比例进行分配. 这样, 在进行各种物理量平均值的误差计算时就可以方便得多. 应当指出, 这种计算方法只有在总粒子数目足够大, 相应的可测的粒子数目也足够大的情况下是合理的, 在我们的实验中, 这条件近似地成立.

此外, 在次级粒子数与改正后粒子数相差不大时, 这二种方法实际是没有差别的. 只是在计算误差时, 可根据实际粒子数来考虑.

附录 2 乱区中的质子对各种分布贡献的估计

1. 质子所占比例的估计

方法是先作出已鉴定 π 介子的 $p\beta c$ 谱, 然后根据分布形式作出归一化的光滑曲线(见

图 15)。算出 1.2—3.0 GeV 区间中曲线下的空面积,根据面积比估计出乱区中 π 介子所占的比例,从而计算出在不能鉴定粒子中质子占的比例。 所得结果如下:

鉴定的 π 介子总数为 1040.3 个,

$$\frac{\text{乱区所包面积}}{\text{鉴定 } \pi \text{ 所包面积}} = 16.5\%.$$

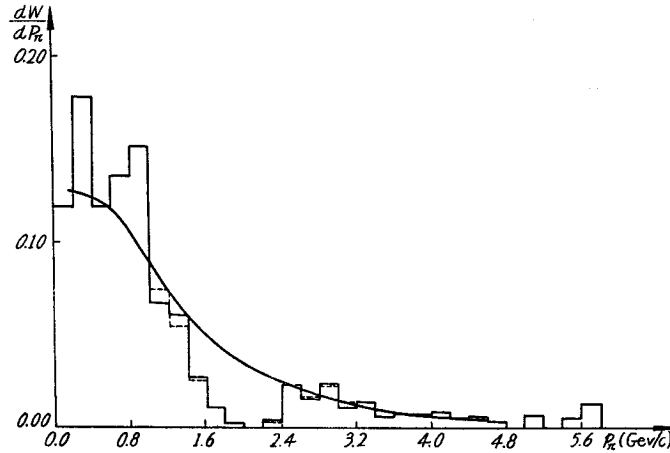


图 15 已鉴定 π 介子在实验室系的动量分布

所以,在乱区中应有 171 个 π 介子,现不能鉴定的粒子数为 230 个。所以在不能鉴定粒子中共有质子 59 个。它所占的比例为 25.5%。此结果表明,在处理实验结果时,这一部分质子的影响是不能忽略的。

在上二次数据中,我们曾认为在乱区中全部是 π 介子,因此得出 $\bar{n}_p = 0.24 \pm 0.05$ 的结果。如果加上不能鉴定粒子中的质子数时,平均质子数为 $\bar{n}_p = 0.42$,此结果与联合原子核研究所的结果相符。

参 考 文 献

- [1] Ван Цу-изен (王祝翔), и.т.д., *Scientia Sinica*, XIII (1964), 897.
- [2] 王世伟等, *物理学报*, 21 (1965), 235.
- [3] Барашенков В. С., и.т.д., Препринт ОИЯИ, Д-780.
- [4] Беляков В. А., и.т.д., *ЖЭТФ*, 39 (1960), 937.
- [5] 王树芬等, *物理学报*, 18 (1962), 422.
- [6] Азимов М. А., и.т.д., Препринт ОИЯИ (1964), Р-1782.
- [7] Femino et al., *Nuovo Cimento*, 31 (1964), 273.

ПРОДОЛЖЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ π -N НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ЭНЕРГИИ 6.8 ГЭВ

Ван Ши-вей Ван Цу-цзен Жен Зеин-жу Ло Чунь-сюнь Чжен Пу-ин
Лан Пэн-фи Хуан Дэ-цян

Резюме

Настоящая статья является дополнением работы [1]. Всего накоплено 493 случая неупругих взаимодействий. При $\omega = 1.5$ Гэв пик заметно выходит за предел теоретической кривой, вычисленной в приближении обмена одного П-мезона. Физическая интерпретация остается такой же, как в работе [1]. На основании относительно большой статистики экспериментальное распределение коэффициента неупругости протонов в зеркальной системе сравнивается с теорией обмена одного П-мезона. Число протонов среди неидентифицированных частиц оценивается с помощью спектра идентифицированных π^\pm -мезонов.