

动量在 2.5—5 БэВ/с 区間 π^+ 介子与质子 相互作用全截面的測量* 1)

章 迺 森
(南 开 大 学)

提 要

在联合原子核研究所的 100 亿电子伏同步稳相加速器上,我們研究了 π^+ 介子与质子的强相互作用。利用閃爍計数器和閾式气体契連科夫計数器所組成的粒子望遠鏡,分离出 π^+ 介子束和质子束。利用在良好几何条件下粒子束減弱的方法,測量了动量为 2.72, 3.70 和 4.75 БэВ/с 的 π^+ 介子与质子相互作用的全截面。作为进行相互作用的质子,使用了液体氫靶。为了檢驗測量設備工作的正确性,同时还測量了动量为 2.72 БэВ/с 的质子与质子相互作用的全截面。

由所得結果得知,在所測量动量区間, π^+ 介子与质子相互作用全截面,在誤差范围內,已开始趋于恆定,并且和 π^- 介子与质子相互作用全截面互相趋近。这一趋势,符合 И. Я. Померанчук 定理的預言。文章中討論了驗證 Померанчук 定理的問題。

引 言

对高能介子与核子作用截面的研究,可以得到这些作用性质的确切知識和关于核子结构的某些消息(因为在几个 БэВ/с 时,介子波长远小于核子半径)。也可以驗證某些一般性理論,例如有关相互作用截面高能极限性质的理論。

И. Я. Померанчук 在 1958 年根据色散关系原理^[1]提出:正、反粒子作用到相同的靶子上,在高能时,如作用全截面变成并保持恆定,則两全截面应相等。这一有关高能截面极限性质的結論,常被称为 Померанчук 定理。对于同时也为同位旋多重态的 π^+ , π^- 两正、反粒子,这一結論,还曾在 1956 年由 Л. Б. Окунь 和 И. Я. Померанчук 根据同位旋守恆定律(并假設高能时,电荷交換截面趋于零)得到^[2]。因而利用測量高能 π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面的方法,比利用測量 K^+ , K^- 介子或正、反质子与质子相互作用全截面的方法更好,可以同时檢驗这两个定理。

高能 π^- 介子与质子相互作用的全截面,較早时即已被人測量过^[3]。但文献中过去并无有关高能 π^+ 介子与质子相互作用全截面的数据。这和在截面測量工作中,需要首先解决 π^+ 介子从粒子束中分离出来的困难有关。第九届国际高能物理学年会上,在 В. И. Векслер 院士报告中,提出了在联合原子核研究所首先測得的动量为 2.9 БэВ/с 时 π^+ 介子与质子相互作用全截面的初步結果^[4]。报告中也提到 M. Longo 等当时初步提出的有

* 1963 年 11 月 5 日收到。

1) 本工作是 1959—1961 年在联合原子核研究所进行的。

关数据。这时第一次看到, 在动量約为 3 БэВ/с 时, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面已有相接近的趋势。此后在联合原子核研究所, 我們繼續进行了 π^+ 介子与质子相互作用全截面的測量工作, 以求对这問題作进一步的了解。在第十届国际高能物理学年会上, 我們又报告了动量为 3.70 和 4.75 БэВ/с π^+ 介子与质子相互作用全截面的初步測量結果^[5]。本文則着重对我們后一时期工作所得結果和实验方法, 进行总结和分析討論。

实 驗 設 备

1. 高能 π^+ 介子望远镜

在同步稳相加速器里, 用高能质子束轰击加速器内靶, 产生的次级带电粒子束中, 含有正、反质子, π^+ , π^- 介子, K^+ , K^- 介子, 以及由这些粒子衰变出来的 μ^+ , μ^- 介子和正、负电子等。加速器本身的磁场, 把这些粒子按电荷和动量进行初步分析, 正电荷粒子束偏转向加速器内侧。在所测动量区間, 它与偏转向加速器外侧的负电荷粒子束(除含有 1/1000 以下的 K^- 介子和反质子外, 基本上为純 π^- 介子束)不同, 正电荷粒子束中約含有一半以上的质子, π^+ 介子占一小半, 其余尚有 K^+ 介子、 μ^+ 介子等。为了进行 π^+ 介子作用截面的測量工作, 需要将一定方向、一定动量的 π^+ 介子束分离出来。我們利用磁棱鏡和偏轉磁铁, 对粒子束进行进一步动量分析后, 使用由閃爍計数器和閘式气体契連科夫計数器所組成的粒子望远镜, 将一定方向、一定速度的 π^+ 介子挑选出来。以下对所用計数器的性能和結構作簡要介紹。

(1) 閃爍計数器

表面抛光的盘形有机塑料閃爍体[聚苯乙烯(Полистирол) + 1.5% 联叁苯(Р-Дерфенил) + 0.05% РОРОР] 和 ФЭУ-33 型光电倍增器, 組成閃爍計数器。在一些計数器中, 利用有机玻璃制成的光导, 将閃爍体所发荧光导向光电倍增器的光阴极。在另一些計数器中, 沒有使用光导, 直接将閃爍体和光阴极通过硅油进行接触。当閃爍体直径在 10 厘米以下时, 其厚度可选得很薄(< 0.5 厘米), 这样既不影响高能粒子的通行, 又能保証相对論性带电粒子的纪录效率达到約 100%。这种計数器提供了毫微秒符合綫路工作所需要的快脉冲。

(2) 閘式气体契連科夫計数器

瓦維洛夫-契連科夫效应^[6]的基本內容是: 当带电粒子通过介质时, 如粒子速度超过介质中的光速, 即有电磁冲击波发生。因此产生契連科夫輻射的閘值是

$$v > \frac{c}{n},$$

其中 v 为带电粒子的速度; c 为光速; n 为介质的折射系数。

根据有无契連科夫輻射发生来辨別粒子的計数器, 称为閘式契連科夫計数器。

为了选择高能 π^+ 介子束, 使用了我們制成的閘式气体契連科夫計数器^[7]。在图 1 中, 給出这种計数器的結構簡图。

計数器是由本体、球面鏡、聚光窗和光电倍增器等部分組成。

計数器本体是用杜耳鋁制成, 体内充以气体作为契連科夫輻射体。計数器长一米, 杜耳鋁管内径 120 毫米, 管壁厚 5 毫米, 可承受六个大气压以上, 管内壁抛光, 以加强聚光

本領。球面鏡在本体后端，曲率半径 220 毫米，表面鍍鋁。在球面鏡的焦点处，安置有光电倍增器。聚光窗处有抛光的聚光錐面鏡。契連科夫輻射通过水晶窗，聚焦到光电倍增器的光阴极上。

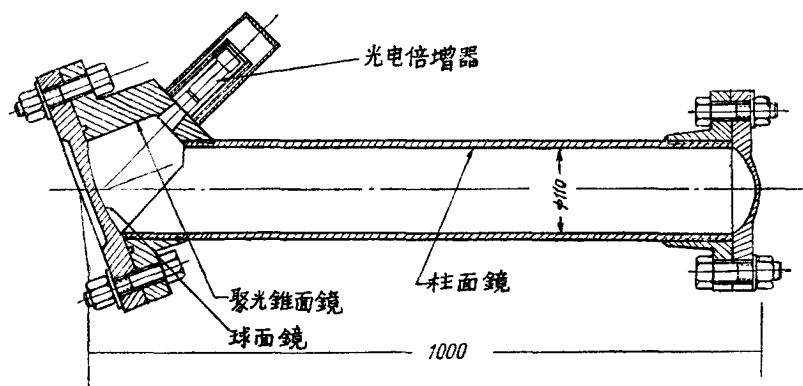


图 1 閥式气体契連科夫计数器结构简图

所用的光电倍增器是经过特选的 $\Phi\Theta V-33$ 型光电倍增器。其蓝光灵敏度大于 10 微安/流明，放大系数约 10^8 。

利用同步稳相加速器的动量为 3.5 BeV/c 正电荷粒子束，检验了閥式气体契連科夫计数器。当计数器管内充以 1.5 大气压氟里昂-12 气体时， π^+ 介子的契連科夫輻射角约为 2.5° 。每个 π^+ 介子在通过计数器内的全部路程上，共放出约 120 个光子。实验测定，此时计数器对 π^+ 介子的纪录效率约为 99.7%。

2. 电子学线路

利用多重毫微秒符合-反符合线路，对粒子望远镜中各个计数器输出的脉冲进行分析，选择出所需要的事件。图 2 给出了所用电子学线路中符合-反符合线路部分的原理图。

在同步稳相加速器旁工作的计数器，距实验室约 100 米。通过 PK-2 型高频电缆，将计数器输出脉冲传递到实验室中。经 150 兆周分布式放大器放大约 20 倍，再经 6 $\text{K} 1 \Pi$ 管制成的限幅器限幅，并利用 PK-2 型高频电缆整形后，输入快符合线路。

快符合线路(图 2)是用高频晶体管(ДТС)制成的罗西型线路。分辨时间 $\Delta\tau \sim 5$ 毫微秒。符合输出脉冲经放大甄别后，进入定标线路或慢符合线路。

符合线路有两个反符合输入道，用以选择质子束。反符合道上的输入脉冲只经限幅，未曾整形。限幅后放大五倍，加到反符合二极管上去。为了获得好的反符合效率，需使反符合脉冲比符合脉冲早到约 10 毫微秒。

3. 液体氫靶

在全截面的测量中，作为相互作用中的质子靶，可以使用石蜡及炭的相差法(CH_2-C)。但这需要比较多的统计计数。利用液体氫靶，可以使在加速器上的实验工作时间减少约 10 倍，而能得到相同准确度的全截面值。

我们自制了 50 厘米长的液体氫靶^[8]。采用了泡沫塑料板这种新型材料，制成氫靶的保温层。粒子束在通过氫靶的路程中，所遇到的其他物质在重量上约为所遇到的液体氫

器加入反符合道时 ($S_1 - H + S_2$), 可以选出质子束.

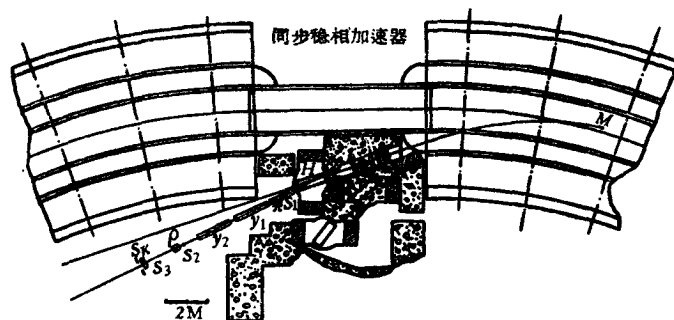


图 3 测量 π^+ 介子与质子相互作用全截面所使用的实验设备布置图

为了减少加速器旁杂粒所造成的本底, 在探测设备周围用一米多厚的洋灰块和铅砖防护起来. 为了防止加速器磁场对光电倍增器的影响, 在计数器中光电倍增器的周围, 包上 3—4 层软磁性合金制成的屏蔽层.

2. 全截面的测量

全截面的测量是利用在良好几何条件下, 粒子束减弱的方法. 所用探测器的几何位置安排如图 4 所示.

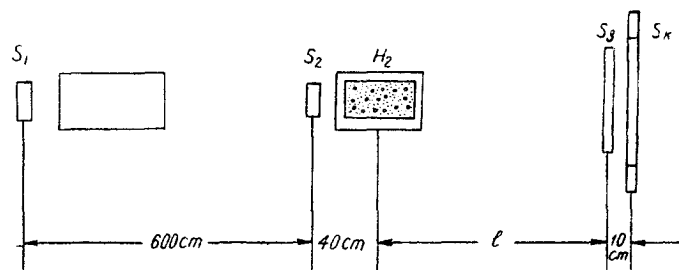


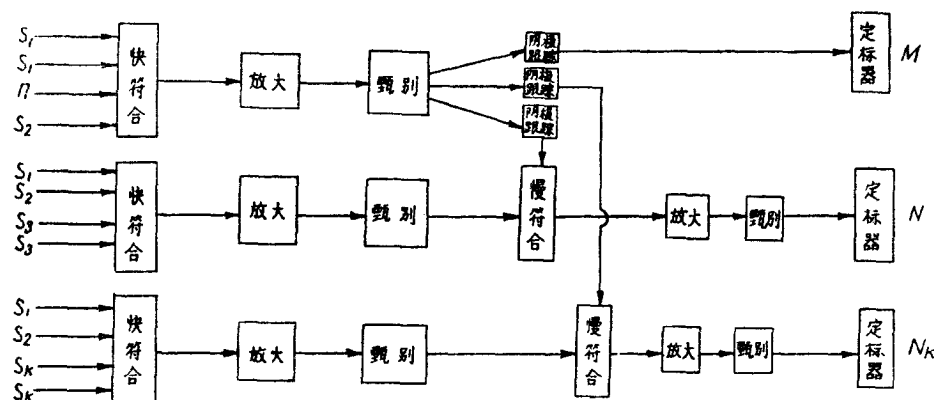
图 4 测量全截面所使用探测器的几何安排

在计数器 S_1, S_2 中, 使用 6 厘米直径的闪烁体时, π^+ 介子束的角度散度 $\Delta\theta \simeq \pm 0.5^\circ$. 计数器 S_3 中, 闪烁体直径为 14.5 厘米. S_3 距液体氢靶中心的距离 l , 决定 S_3 对靶心的张角 Ω . 环形闪烁计数器 S_K 是用来作全截面测量值的小角度校正的.

图 5 给出了测量 π^+ 介子与质子相互作用全截面所用的电子学线路方框图. 图 5 中计数 M 是在一定时间内, 通过望远镜的 π^+ 介子总数; N 是通过望远镜, 又通过闪烁计数器 S_3 的 π^+ 介子数; N_K 是通过望远镜的 π^+ 介子与氢靶作用后, 所生的次级带电粒子通过环形计数器 S_K 的计数. 轮流纪录氢靶和空靶时 N, M, N_K 等计数, 根据下式

$$\sigma = \frac{1}{\chi_0} \ln \frac{\left(\frac{N}{M}\right)_{\text{空靶}}}{\left(\frac{N}{M}\right)_{\text{氢靶}}}$$

(χ_0 为单位截面积内, 靶中共有的质子数), 并经过以下几方面的修正后, 可以得到全截面的数值.

图5 测量 π^+ 介子与质子相互作用全截面所使用电子学线路的方框图

用两种方法进行了小角度内散射的修正: 利用 S_K 的测量结果, 算出立体角 Ω 内散射截面修正值; 改变距离 l 值, 用计数器 S_3 测得不同立体角 Ω 的截面值, 向 Ω 为零时延伸, 得到全截面值. 4.75 和 3.70 БэВ/с 的两组数据是利用第一种方法作的修正; 2.72 БэВ/с 的数据是利用第二种方法作的修正.

库仑散射的修正是根据 R. M. Sternheimer^[9] 方法进行的. 闪烁计数器 S_3 附近粒子束的空间分布是利用小面积闪烁计数器测定的.

π^+ 介子束中 μ^+ 介子的成分是利用在铁吸收体内的 π^+ 介子核作用吸收曲线测定的. 在动量为 2.9 БэВ/с 的 π^+ 介子束中, 测定 μ^+ 介子含量为 $3 \pm 1\%$. 在动量提高时, 由于相对论效应, π^+ 介子衰变的几率要小些, 但衰变后, 朝前的几率要增加些. 这两种因素都会影响 π^+ 介子束中 μ^+ 介子的含量. 但考虑到在 2.5—5 БэВ/с 区間, 这两种效应本身变化不大, 而且又部分地相互抵消, 因此在所测动量区間, π^+ 介子束中 μ^+ 介子的含量都采用以上数据进行了全截面的修正.

经过以上各种修正后, 所得全截面数值列于下表:

表 π^+ 介子、质子与质子相互作用全截面

相 互 作 用	动 量 (БэВ/с)	全 截 面 (毫 巴)
π^+p	2.72	28.2 ± 2.3
π^+p	3.70	30.0 ± 1.2
π^+p	4.75	29.3 ± 1.4
pp	2.72	44.7 ± 1.7

表中所列质子与质子相互作用全截面是利用同一实验设备、同时进行测量得到的. 所列数据, 也经过了库仑散射及小角度散射的修正. 这一测量结果与文献中已发表的有关数据^[3]相互符合, 这也说明了所用实验设备的工作是正常的.

结 果 讨 论

对所得数据进行分析, 可以得到以下结论:

1. π^+ 介子与质子相互作用全截面, 在动量为 2.5—5 БэВ/с 区間, 在实验误差范围之

内, 已开始趋于恒定 (~ 29 毫巴). 当我们根据文献上已知的 π^+ 介子与质子作用全截面随能量关系的全部曲线^[3]进行分析时, 这一点更为明显.

2. 图 6 给出了我们所测 π^+ 介子与质子作用全截面的数据, 并给出了文献上已有的在动量为 1—5 БэВ/с 区間, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面的部分实验数据^[3].

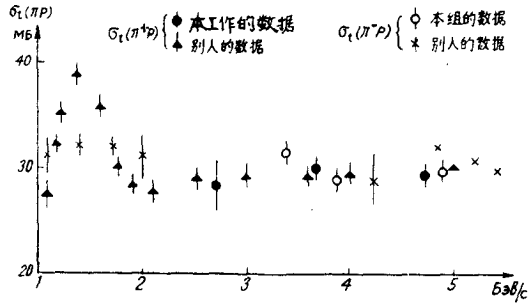


图 6 动量为 1—5 БэВ/с 区間, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面实验数据

由图 6 可见, 在所测动量区間, 在实验误差范围内, π^+ , π^- 介子与质子作用全截面都已开始趋于恒定, 而且互相趋近. 这一趋势, 符合 И. Я. Померанчук 根据色散关系原理所提出的截面极限性质的理论预言. 这样, 对 π^+ , π^- 这一对正、反粒子, 在动量 2.5—5 БэВ/с 区間, 已开始出现 Померанчук 定理所预示的情况. 而对于其他如正、反质子, K^+ , K^- 介子等正、反粒子与质子作用全截面的

数值 $\sigma_t(\bar{A}p)$ 及 $\sigma_t(Ap)$, 在此动量区間相距尚远^[3,10].

3. 根据同位旋守恒定律, 可以将 π 介子与核子弹性散射及电荷交换截面归结为同位旋 $T = 3/2$ 态散射振幅 f 及 $T = 1/2$ 态散射振幅 g 的某种迭加. 计算表明:

$$\sigma_1(\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p) = |f|^2,$$

$$\sigma_2(\pi^0 + p \rightarrow \pi^0 + p) = \frac{1}{9}|2f + g|^2,$$

$$\sigma_3(\pi^0 + p \rightarrow \pi^+ + n) = \frac{2}{9}|f - g|^2,$$

$$\sigma_4(\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p) = \frac{1}{9}|f + 2g|^2,$$

$$\sigma_5(\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n) = \frac{2}{9}|f - g|^2.$$

在 高能时, π 介子与核子相互作用的可能孔道加多. 但由已知的实验数据知道, 高能时, π 介子与核子作用的全截面及总非弹性作用截面, 并不随能量增加而有显著变化. 因而作为非弹性散射孔道之一的电荷交换截面, 将随能量增加而减少 ($\sigma_3 = \sigma_5 \rightarrow 0$). 所以在高能时, 有

$$|f - g| \rightarrow 0, f \rightarrow g.$$

由此可以得到, 这时在任何角度下, 弹性散射微分截面趋于相等:

$$\sigma_1 \simeq \sigma_2 \simeq \sigma_3 = |f|^2.$$

根据光学定理, 相互作用全截面 σ_t 和朝前散射的振幅虚部有关:

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{K} \text{Im } f(0^0).$$

因而 π^+ , π^0 , π^- 介子与质子作用全截面在 高能时应相等, 即

$$\sigma_t(\pi^+ p) \simeq \sigma_t(\pi^- p) \simeq \sigma_t(\pi^0 p).$$

就是说, 在 高能时, π 介子与核子的作用将不依赖于系统的同位旋^[2]. 因此根据本文

所得截面测量结果知道,在所测动量区間,电荷交换截面已经很小.由此也可以推論:在实验上很难测量的 π^0 介子与质子相互作用全截面在动量 2.5—5 БэВ/с 区間,也应趋近于 π^+ , π^- 介子和质子相互作用全截面的数值 (~ 29 毫巴).

4. 将所得 π^+ 介子与质子作用全截面的数值,和我们^[11]及其他作者^[12]测得的、动量在 2.5—5 БэВ/с 区間, K^+ 介子与质子相互作用全截面数值比較,可見:在此动量区間, π^+ 介子与质子相互作用全截面仍然大于 K^+ 介子与质子相互作用全截面.分析截面随能量关系曲线变化趋势,可以設想:在大于 5 БэВ/с 动量区間, $\sigma_t(\pi^+p) > \sigma_t(K^+p)$ 的关系仍将保持.

結 束 語

这一工作的实验测量部分是 1959—1961 年在联合原子核研究所完成的^[13].經分析整理得到以上数据和結論后,于 1961 年 9 月印发了論文摘要^[13].几乎同时,日内瓦欧洲原子核研究中心 (CERN) 发表了在动量 4.5—10 БэВ/с 区間, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面的实验结果^[14].稍迟,紐約 Brookhaven 实验室发表了动量在 8—20 БэВ/с 区間, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面的实验结果^[15].这两个工作中,都分別利用同一設备,测出 π^+ , π^- 介子与质子作用全截面的数值.他們得到了在所测动量区間,随能量增加, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面都有緩慢的下降.对于 π^+ 介子与质子作用,由 4.5 БэВ/с 时 $\sigma_t(\pi^+p) = 27.6 \pm 0.3$ 毫巴,变到 20 БэВ/с 时 $\sigma_t(\pi^+p) \simeq 23.5$ 毫巴.他們并給出,在动量 4.5—20 БэВ/с 区間, π^+ , π^- 介子与质子作用全截面的差值 $\Delta = \sigma_t(\pi^-p) - \sigma_t(\pi^+p)$ 約为 2 毫巴,随 π 介子能量的增加, Δ 值可能緩慢地略有縮小.但看来距 Δ 趋于零的能量尚远.因此他們认为:直到动量为 20 БэВ/с 时,对 π^+ , π^- 介子这一对正、反粒子, Померанчук 定理所要求的高能限仍未达到.

1962 年 Berkely 洛伦兹輻射实验室 M. J. Longo 等发表了:在 2—5 БэВ/с 动量区間所测量的 π^+ 介子^[16]、 π^- 介子^[17] 和质子相互作用全截面的两篇文章.他們利用了和我们类似的实验方法,在誤差范围内,得到和我们基本上符合的实验结果 [包括 $\sigma_t(\pi^+p)$ 和 $\sigma_t(pp)$]. 并和我们一样认为:在此动量区間, $\sigma_t(\pi^+p)$ 值稳定在 29 毫巴附近,且和 $\sigma_t(\pi^-p)$ 相趋近.最近又看到 Brookhaven 实验室給出的在 1.5—6 БэВ/с 动量区間, π^+ , π^- 介子与质子相互作用全截面更为精确的测量结果^[18].他們指出,在超过 2 БэВ 不多的地方, $\sigma_t(\pi^+p)$ 和 $\sigma_t(\pi^-p)$ 都有一个不高的极大值.能量再高, π^+ 介子与质子作用全截面又趋于平坦.

以上各个实验室得到的 π^+ 介子与质子相互作用全截面的测量结果不完全符合.文献 [14, 15] 的数据略小于文献 [16] 及我們的数据,但是从各篇工作的数据中都可以看到,象本文討論中提出的,在 2.5—5 БэВ/с 区間, π^+ 介子与质子作用全截面开始趋于恆定,并和 π^- 介子与质子作用全截面相互趋近的結論.从这个意义上說, И. Я. Померанчук 关于截面极限性质理論所預言的趋势,在 π^+ , π^- 介子与质子相互作用中,在 2.5—5 БэВ/с 这一动量区間,已经能够看到.由文献 [9] 中知道,对 K^+ , K^- 这一对正、反粒子,在动量为 8 БэВ/с 时,尚有 $\Delta = \sigma_t(K^-p) - \sigma_t(K^+p) = 5 \pm 2$ 毫巴.对正、反质子,在 20 БэВ/с 时仍有 $\Delta = \sigma_t(\bar{p}p) - \sigma_t(pp) = 8.5 \pm 4$ 毫巴.

关于 И. Я. Померанчук 定理全面严格的证明,需要对于每一对正、反粒子找到一定的能量 ϵ , 在能量高于 ϵ 时,它们作用到同一靶子上,两截面都变成完全恒定,而且严格相等。这是需要很精确的实验数据和多次测量才能下肯定的结论。对于 π^+ , π^- 介子,在什么能量以上,将完全证实 Померанчук 定理,或者在高能时,将出现 Berestesky^[19], Gribov^[20] 及 Amati^[21] 等所预言的另一情况: 即高能时,全截面数值随能量增加,下降得快于 $1/\ln E$ 。这都还需要进一步的实验工作。在联合原子核研究所,对 π^+ , π^- 介子^[22]与质子作用全截面随能量关系精确的测量工作,仍在进行中。

作者对导师 А. Л. Любимов 及联合原子核研究所科学工作人员 В. С. Ставинский, М. Ф. Лихачев 等对工作的指导, А. С. Вовенко, 徐永昌、何远虑等同志在工作上的合作, И. Н. Какурин, Н. И. Чернышов 以及 И. А. Савин 组诸同志在工作上的帮助和联合原子核研究所同步稳相加速器工作集体在工作上的配合与协助一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Померанчук, И. Я., *ЖЭТФ*, **34** (1958), 725.
- [2] Окунь, Л. Б. и Померанчук, И. Я., *ЖЭТФ*, **30** (1956), 424.
- [3] Барашенков, В. С., *УФН*, **72** (1960), 53; *УФН*, **73** (1961), 589; 王淦昌、王祝翔, *物理学报*, **17** (1961), 520.
- [4] Лихачев, М. Ф., Ставинский, В. С., Чжан Най-сэнь (章迺森), Доклад, В. И., Векслера на IX международно́й конференций по физике высоких энергий, Киев (1959), 245.
- [5] Chang Nai-sen (章迺森), Sui Yui-chen (徐永昌), Likhachev, M. F., Stavinski, V. S., Proc. of the 1960 Annual International Conference on High-Energy Physics at Rochester (1960), 444.
- [6] Jelley, J. V., *Cerenkov Radiation and Its Applications*, London (1958).
- [7] Likhachev, M. F., Ljubimov, A. L., Stavinski, V. S., Chang Nai-sen (章迺森), Proc. of an International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics, Berkely, California (1960), 89.
- [8] 章迺森、徐永昌、何远虑, *原子能*, **5**(1964), 443.
- [9] Sternheimer, R. M., *Rev. Sci. Inst.*, **25** (1954), 1070.
- [10] Lindenbaum, S. J., *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961), 185; Dardel, G. Von, *Phys. Rev. Lett.*, **5** (1960), 333.
- [11] Вовенко, А. С., Кулаков, Б. А., Лихачев, М. Ф., Любимов, А. Л., Матуленко, Ю. А., Савин, И. А., Смирнов, Е. В., Ставинский, В. С., Сюй Юинь-чан (徐永昌), Чжан Най-сэнь (章迺森), Препринт ОИЯИ Д-721 (1961).
- [12] Cook, V., *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961), 182.
- [13] Чжан Най-сэнь (章迺森), Автореферат диссертации ОИЯИ, Дубна, Сентябрь 1961.
Чжан Най-сэнь (章迺森), Диссертация ОИЯИ, Дубна, Октябрь 1961.
- [14] Dardel, G. Von, *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961), 127.
- [15] Lindenbaum, S. J., *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961), 352.
- [16] Longo, M. J., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 701.
- [17] Longo, M. J., *Phys. Rev. Lett.*, **9** (1962), 467.
- [18] Diddens, A. N., *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963), 262.
- [19] Berestetsky, V. B. and Pomeranchuk, I., Proc. of the 1960 Annual International Conference on High-Energy Physics at Rochester (1960), 333.
- [20] Gribov, V. N., Proc. of the 1960 Annual International Conference on High-Energy Physics at Rochester (1960), 340.
- [21] Amati, D., *Phys. Rev. Lett.*, **4** (1960), 89.
- [22] Вовенко, А. С. и другие, *ЖЭТФ*, **42** (1962), 715.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π^+ -МЕЗОНОВ ПРИ ИМПУЛЬСАХ 2,5—5 БЭВ/С С ПРОТОНАМИ

Чжан Най-сэнь
(Университет Нанькаэ)

Резюме

В данной статье измерены при помощи электроники полные сечения взаимодействия π^+ -мезонов с импульсами 2,72, 3,70 и 4,75 Бэв/с с протонами методом выбывания частиц из пучка в условиях хорошей геометрии. Эти измерения были произведены на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

π^+ -мезоны выделялись из пучка положительных частиц пороговым черенковским счетчиком. Для проверки измерено также полное сечение взаимодействия протонов с импульсом 2,72 Бэв/с с протонами.

Результаты измерений показали, что в интервале импульсов 2,5—5 Бэв/с полное сечение взаимодействия π^+ -мезонов с протонами в пределах экспериментальных ошибок становится постоянным и равно ~ 29 МБ.

Из общих ходов полных сечений взаимодействия π^+p и π^-p видно, что в пределах экспериментальных ошибок полные сечения взаимодействия π^+p и π^-p в вышеуказанном интервале сближаются. В данной статье обсуждена работа проверки теорем И. Я. Померанчука о равенстве полных сечений π^+p и π^-p при больших энергиях.