

在动量为 68 ± 6 亿电子伏/c 的 π^- 介子 与质子相互作用下 $\Lambda^0(\Sigma^0)$ 及 K^0 的产生*

王淦昌 王祝荆 В. И. 維克斯列尔 (Векслер)
И. 符拉娜 (Врана) 丁大釗 В. Г. 伊凡諾夫
(Иванов) Е. Н. 克拉德尼茨卡婭 (Кладни́цкая)
А. А. 庫茲涅佐夫 (Кузнецов) 阮丁賜
(Нгуен Дин Ты) А. В. 尼基金 (Никитин)
М. И. 索洛維耶夫 (Соловьёв) 陈玲燕

摘 要

在这一工作中研究了动量为 68 ± 6 亿电子伏/c 的 π^- 介子与质子相互碰撞时产生 $\Lambda^0(\Sigma^0)$ 超子及 K^0 介子的过程。得到了关于 $\Lambda^0(\Sigma^0)$ 与 K^0 产生的截面, $\gamma^0 K$ 与 $K^0 \bar{K}$ 对的产生截面之比, 荷电粒子的多重率, 在产生时质量中心系统中 Λ^0 及 K^0 的角分布及动量谱与 Λ^0 及 K^0 的横向动量分布的结果。

迄今所发表的关于在 π^-p 作用时 $\Lambda^0(\Sigma^0)$ 超子与 K^0 介子产生过程的研究工作, 仅是在近阈能区内 (9—14 亿电子伏/c) 进行的^[1]。

为了了解核子结构及基本粒子间的相互作用, 必须要得到在更高能区内的实验数据。我们利用放在强度为 13700 奥斯特的恒定磁场中的二十四升丙烷气泡室, 研究了动量为 68 ± 6 亿电子伏/c 的 π^- 介子与质子相互碰撞时产生 $\Lambda^0(\Sigma^0)$ 超子及 K^0 介子的过程。实验的布置在工作[2]中已有所叙述。

1. 实验资料的处理方法及 π^-p 相互作用事例的选择

用焦距为 67 毫米的 Руссар-Плазмат 镜头的立体摄影机来拍摄气泡室的工作区域。摄影胶卷压紧在刻有由二正交的细直线所组成的叉丝的玻璃片上; 立体摄影的基距等于二边叉丝间的距离, 为 300 毫米。照相镜头被调整到使其光轴与叉丝中心重合的位置上。对气泡室工作区域的中心平面处的摄影比例为 1:10。在气泡室工作时摄影机固定在气泡室上部。

所得到的立体照相由不同的人进行二次或三次的扫描, 观察 V^0 粒子的扫描效率分别

* 1960 年 11 月 9 日收到。

为 91% 与 96%。一共扫描了 14000 对立体照片。

若产生 Λ^0 或 K^0 的核作用事例满足下列条件的話,則被認為是 π^-p 的相互作用:

1), 在产生 Λ^0 或 K^0 的星(即核作用事例,以后簡以“星”称之)中沒有碳核分裂时碎片所引起的黑径迹。

2), 星的次級径迹数为偶的(0, 2, 4, 6)。

3), 全部次級粒子的总电荷等于零。

4), 在星中观察到的重粒子(Λ , Σ 或 p)不多于 1。

5), 在产生时质量中心系統中 Λ^0 或 K^0 的动量不超过为 π^- 介子与自由质子碰撞产生 Λ^0 或 K^0 的动力学所允許的数值。

在扫描时所挑出来的全部事例中,經分析处理后有 233 个事例满足上述的全部条件。挑选出来的事例应用在立体照片上的“相当点”方法在 УИМ-21 型万能工具显微镜上进行測量。空間坐标,角度及动量等的計算是在电子计算机“烏拉尔”上进行的。径迹在空間的几何形状用最小二乘法来决定,并且径迹的曲率用拋物綫来定出。在气泡室工作区域內的磁場不均匀度不大于 $\pm 3\%$ 。由于多次散射的影响,致使相对論粒子在长度为 10 厘米的径迹上决定动量时的不确定度約为 13%。

利用在衰变时的动力学关系(衰变生成物的角度及动量的关系)来鑑定 Λ^0 与 K^0 。这样可使决定 Λ^0 或 K^0 的动量的誤差 $\leq 10\%$ 。

2. 几何校正

产生及观察 Λ^0 与 K^0 粒子的有效区域,小于气泡室的工作区域 ($55 \times 28 \times 14$ 立方厘米),并且还与粒子本身的寿命及速度有关。

我們从实验上来决定这一有效区域。为此目的,我們曾把全部所产生的 Λ^0 与 K^0 作其在气泡室内的分布,结果显示在 x 軸从 4 到 22 厘米及 z 軸从 3 到 9 厘米的区域內¹⁾核作用事例的分布与初級粒子的分布重合。若取初級 π^- 介子飞行的方向为 $+y$ 軸的方向,且 y 軸的原点在气泡室中心,則 90% 的事例落在 -24 到 $+14$ 厘米的区域內,亦即在上述区域內包含有 233 个事例中的 209 个事例。并且对于 Λ^0 或 K^0 的有效区域实际上是一致的。 Λ^0 及 K^0 的寿命之差別,由于 K^0 的速度較大而导致在实验室坐标內較大的相对論增长而补偿了。为了考虑在有效区域外衰变为 Λ^0 及 K^0 与在水平或垂直平面內飞行的 Λ^0 及 K^0 所具有的不同的記錄效率,我們引入二項校正: W_1 ——对于在有效区域外衰变的 Λ^0 与 K^0 的机率的校正; W_2 ——对不同的深度角(垂直或水平)的 Λ^0 及 K^0 的不同效率的校正。

1) 在有效区域外衰变的 Λ^0 及 K^0 的机会,由众所周知的对数衰减律来决定 $1 - e^{-L/l_0}$, 此处 $l_0 = \beta c \tau_0$ 为平均衰变长度及 L 为潛在长度。潛在长度是 Λ^0 及 K^0 粒子产生点到記錄衰变的有效区域边缘的长度。这一“衰变有效区域”由动量測量时所要求的最小长度来决定的,在我們的情况下这一最小长度为 4 厘米。利用工作 [3] 中所示的 Λ^0 及 K^0 的寿命值,我們对每一事例計算出其在室内被观察到的几率 f_i 。对于 Λ^0 及 K^0 的平均 f_i 值分

1) x 軸潛室的寬边, y 軸潛室的長边, z 軸潛室的高边。

别为 84% 及 78%, 对于成对的 $\Lambda^0 K^0$ 及 $K^0 \bar{K}^0$, 则分别为 65% 及 63%。这些 f_i 值的倒数即为校正 W_1 。

2) 由于气泡室的深度较宽度为小, 故若 Λ^0 或 K^0 产生时沿较大的深度角 (垂直) 飞行, 其记录效率比沿小深度角 (水平) 飞行为小。我们称此为“ ϕ 效率”。曾对全部的 Λ^0 及 K^0 作了按 ϕ 的角分布 (深度角), 定出对 ϕ 效率的校正, 对于 Λ^0 及 K^0 分别为 $W_2 = 1.48 \pm 0.1$ 及 1.13 ± 0.03 。

3. Λ^0 (Σ^0) 及 K^0 的产生截面

在这一工作中, 我们不曾想在全部 Λ^0 中分出由 Σ^0 衰变而来的部分。由于 Σ^0 在其产生处马上就衰变为 Λ^0 及 γ 光子, 且由于在我们的气泡室内 γ 的记录效率为 11% (即 γ 转变为电子对的几率), 故无法用 γ 光子为讯号来分别出 Λ^0 或 Σ^0 。从表 1 可见到, 在我们的能量下与中性奇异粒子一起, 还产生有几个荷电粒子, 它们基本上都是 $\pi^\pm$ 介子, 这种荷电粒子的平均多重率为 2.5 ± 0.1 。应该指出在这些荷电粒子间当有 $K^\pm$ 介子的存在。

表 1

n_s 經鑑定的粒子	0	2	4	6	共 計
$\Lambda^0 + K^0$	2	8	3	0	13
Λ^0	6	47	17	3	73
$K^0 + \bar{K}^0$	0	5	1	0	6
K^0	16	62	26	3	107
Λ^0 或 K^0	2	6	2	0	10
共 計	26	128	49	6	209
	12.5%	61.6%	23.0%	2.9%	100%

我們记录了在下列反应中所产生的中性奇异粒子:

- (1) $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 + n\pi$,
- (2) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0 + n\pi$,
- (3) $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n\pi$,
- (4) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+ + n\pi$,
- (5) $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + N + n\pi$,
- (6) $\pi^- + p \rightarrow K^0 + K^- + N + n\pi$,
- (7) $\pi^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + K^+ + N + n\pi$.

在我们的能量下也可能在下列反应中产生 K^0 :

- (8, 9) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + K^0 + n\pi$,
- (10) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^0 + K + n\pi$,
- (11) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^0 + K^0 + K + n\pi$.

但这几个反应所导致混在我们所研究的反应中的 K^0 数当是极小的; 因为 $\Sigma^\pm$ 的寿命很短, 且有特征性的衰变图形, 因此能很可靠地把 (8, 9) 与 (1)–(7) 分开, 至于 Ξ^0 , 则它們在

我們的能量下的产生截面是极小的¹⁾。若当次級荷电粒子的动量足够大时,我們无法分出 $\pi^\pm$ 介子与 $K^\pm$ 介子。当动量大于 12 亿电子伏/c 时,用游离度的测量来区分 $\pi^\pm$ 介子与质子已經不可靠了,当然更不必去談区分 $\pi^\pm$ 介子与 $K^\pm$ 介子了。因此(3)(4), (6)(7)反应的部分,我們用下法来估計: 我們知道 Λ^0 及 K^0 衰变为中性粒子的部分,并且亦知长寿命 K^0 介子(K_S^0)所占的部分。令这一部分对 Λ^0 为 f_{Λ^0} 及对 K^0 为 f_{K^0} 为 0.63^[4], 則可从观察到的 $\Lambda^0 K^0$ 对数— $n_{\Lambda^0 K^0}$ 及 $K^0 \tilde{K}^0$ 对数— $n_{K^0 \tilde{K}^0}$ 来决定真正产生出的 $\Lambda^0 K^0$ 对数及 $K^0 \tilde{K}^0$ 对数— $N_{\Lambda^0 K^0}$ 及 $N_{K^0 \tilde{K}^0}$:

$$N_{\Lambda^0 K^0} = \frac{n_{\Lambda^0 K^0}}{(1 - f_{\Lambda^0})(1 - f_{K^0})},$$

$$N_{K^0 \tilde{K}^0} = \frac{n_{K^0 \tilde{K}^0}}{(1 - f_{K^0})(1 - f_{K^0})}.$$

由于 K^0 会衰变为中性粒子及存在有 K_S^0 之故, $N_{\Lambda^0 K^0}$ 中的一部分将被記錄到好象是单个的 Λ^0 事例,这种事例的数目为 $n'_1 = N_{\Lambda^0 K^0} f_{K^0} (1 - f_{\Lambda^0})$ 。从經 W_1 与 W_2 校正后的单个 Λ^0 的事件总数中扣除 n'_1 , 則可定出按(3), (4)反应所生的 Λ^0 数。

同样地对 K^0 介子进行計算。

为此,我們分別地估計反应(1)(2)及(3)(4)以及(5)及(6)(7)的可能性。为簡便計, 令

$$\sigma(Y^0 K^0) = \sigma(1) + \sigma(2),$$

$$\sigma(Y^0 K^\pm) = \sigma(3) + \sigma(4),$$

$$\sigma(K^0 \tilde{K}^0) = \sigma(5),$$

$$\sigma(K^0 K^\pm) = \sigma(6) + \sigma(7),$$

及

$$\sigma(Y^0 K) = \sigma(Y^0 K^0) + \sigma(Y^0 K^\pm),$$

$$\sigma(K^0 \tilde{K}) = \sigma(K^0 \tilde{K}^0) + \sigma(K^0 K^\pm).$$

我們为了观察由 π^0 衰变而来的 γ 光子轉变为电子对而进行过專門的扫描, 在 228 个产生中性奇异粒子的事例中有 32 个事例中出现有电子对。这相当于 14%, 其中 20 个电子对是与 Λ^0 一起产生, 而 12 个与 K^0 一起产生。20 与 12 这二数字在誤差范围内差别并不大; 另一方面, 由于产生 $K \tilde{K}$ 对时所需要的能量較 $Y^0 K$ 对为大, 故必然可期望与 $K \tilde{K}$ 对一起产生的次級粒子多重率当比与 $Y^0 K$ 者为小; 因此可以假定这全部 γ 光子都是由 π^0 衰变而来的, 而由 Σ^0 衰变而来的 γ 則极少。

为了决定产生 $\Lambda^0(\Sigma^0)$ 及 K^0 的截面, 我們挑选了 7000 对照片, 在其中每张照片上的初級粒子数不大于 15—20 个。初級粒子流的計数工作由二个人分別独立地进行, 他們并不在每对照片上計数而是每隔 10 对数一次。二次計数結果的差別为 0.6%, 其时总的初級 π^- 介子数約为 100,000。考虑到对扫描效率的校正, 对 W_1, W_2 的校正及对中性衰变形式与 K_S^0 进行的校正后, 不同反应的数目列于表 2 上。

由于我們的气泡室內的工作液体为丙烷(C_3H_8)。因此尚須对在炭核中准自由质子上

1) 在我們能量下 Σ^- 在每个核子上的产生截面为 $3.6 \pm 2.5 \mu$ 靶(工作即将发表于 ЖЭТФ 上)。

表 2

反 应	(1)+(2)	(3)+(4)	(5)	(6)+(7)
經校正后的真实数	136 ± 38	107 ± 33	89 ± 36	264 ± 54

所引起的反应进行校正,为此在所选的立体照片中計数了在 π^-n 碰撞时产生的 Λ^0 与 K^0 数¹⁾. 这种事例占全部 π^-p 作用事例的 30%. 在鑑定的过程中有 10% 的事例(在扫描时被选为 π^-p 事例的)由于不满足条件 5)而排除了. 若假定在准自由质子上产生 Λ^0 及 K^0 的截面与在准自由中子上一样大小,则有 20% 我們所鑑定的 π^-p 作用是在炭核内的准自由质子上引起的.

得到在自由质子上产生 Λ^0 (Σ^0) 及 K^0 的截面为 (2.0 ± 0.35) 毫靶 (經上述各項校正并再考虑了在入射初級 π^- 束中的 μ 介子数),其中

$$\sigma(Y^0 K) = 0.8 \pm 0.25 \text{ 毫靶},$$

$$\sigma(K^0 \tilde{K}) = 1.2 \pm 0.3 \text{ 毫靶},$$

$$R = \frac{\sigma(Y^0 K)}{\sigma(K^0 \tilde{K})} = 0.7 \pm 0.2.$$

4. 在質量中心系統中 Λ^0 及 K^0 粒子的动量譜与角分布

在作动量譜与角分布时,我們只考虑了 W_1 的校正²⁾.

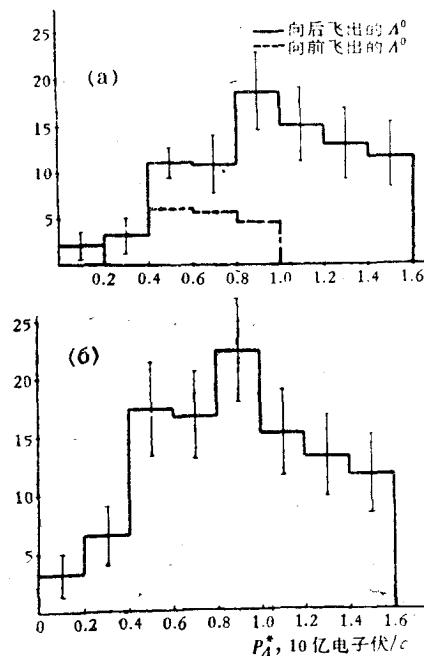


图 1 質量中心系統中 Λ^0 的动量譜

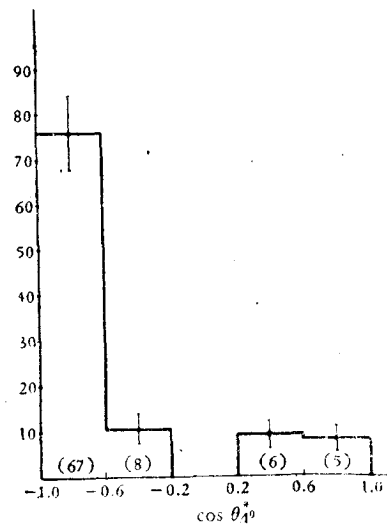


图 2 質量中心系統中 Λ^0 的角分布

- 1) 选择 π^-n 作用的条件将在工作[5]叙述.
- 2) 由于統計不足以考虑 W_2 .

图 1 所示的是 Λ^0 的动量谱. 在图 1. a 中显示了在质量中心系统中向前飞出的及向后飞出的 Λ^0 的不同动量谱. 可以看到, 向后飞出的 Λ^0 具有动量值在从零到 16 亿电子伏/c 的区间中, 而向前飞的 Λ^0 的动量谱在大约 10 亿电子伏/c 处截断了.

图 2 所示的是 Λ^0 超子的角分布. 角分布的特征与同 Λ^0 同时产生的荷电粒子的多重率无关. 绝大部分的 Λ^0 超子是向后飞出的.

图 3 上给出了 K^0 介子的动量谱, 在图 3. a 上可见不论向前或向后飞出的 K^0 所具有动量谱, 差不多是一样的.

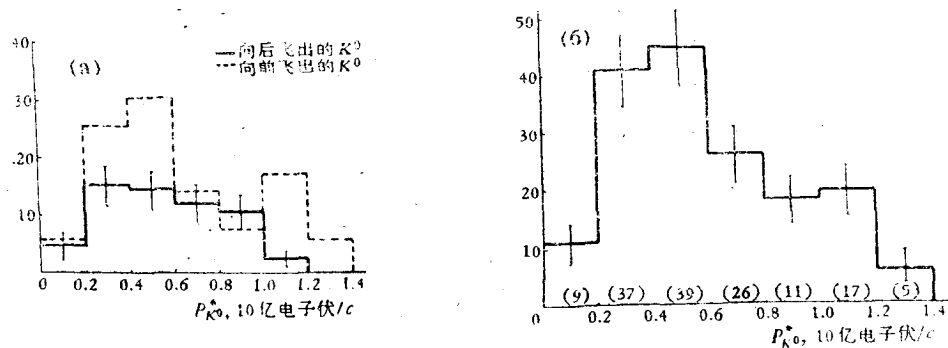


图 3 质量中心系统中 K^0 的动量谱

Λ^0 的角分布与荷电粒子的多重率无关, 而 K^0 的角分布则与荷电粒子的多重率有关. 图 4. a 所示的是荷电粒子多重率 $n_s \leq 2$ 时的 K^0 介子的角分布, 图 4. b 则为 $n_s \geq 4$ 时的 K^0 介子的角分布. 当具有小值的多重率 ($n_s \leq 2$) 时, 较多的 K^0 向前飞出:

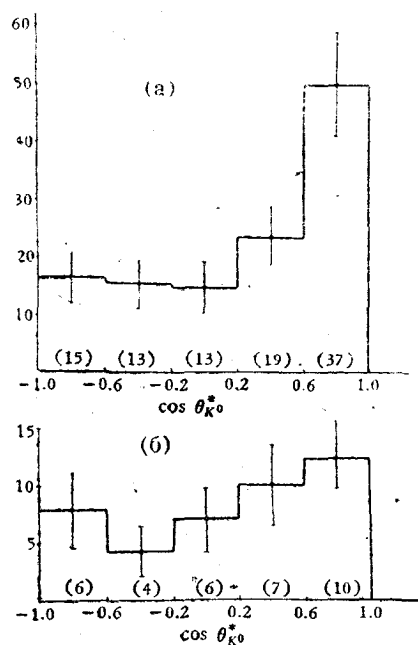


图 4 质量中心系统中 K^0 的角分布

$$\bar{n}/\bar{n} = 2.0 \pm 0.4;$$

而当具有大值的多重率时 ($n_s \geq 4$), 则 K^0 的角分布在不大的统计数据下是各向同性的。

图 5 及图 6 给出了 π^- 介子的角分布及动量谱, 其中

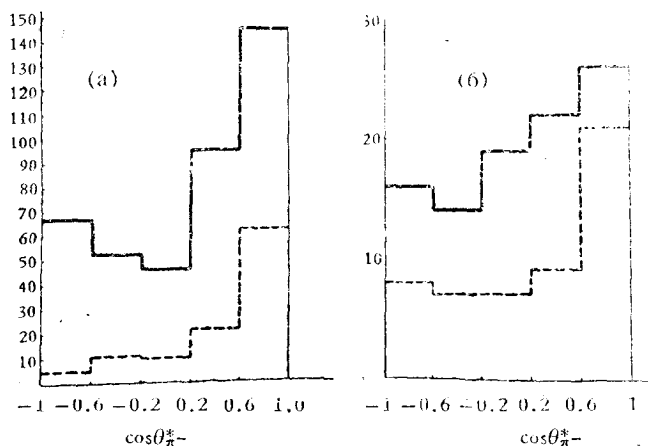


图 5 质量中心系统中 π^- 的角分布

a) 普通由 π^- 介子引起的 π^- 介子多重产生中的情况

b) 与 $A^0(\Sigma^0)$ 一起产生的 π^- 介子的情况

—— $n_s = 2, 4, 6$ --- $n_s = 2$

a) 对于在普通 π^- 介子多重产生中的 π^- 介子所作的^[3]。

b) 对于与 $A^0(\Sigma^0)$ 一起产生的 π^- 介子所作的。我们之所以只挑选与超子一起产生的 π^- 介子来比较, 是由于只有此时可确定地说这些负的次级荷电粒子一定是 π^- 介子。比较图 5、图 6 的 a 与 b 可以看出, 它们具有完全一致的特征。

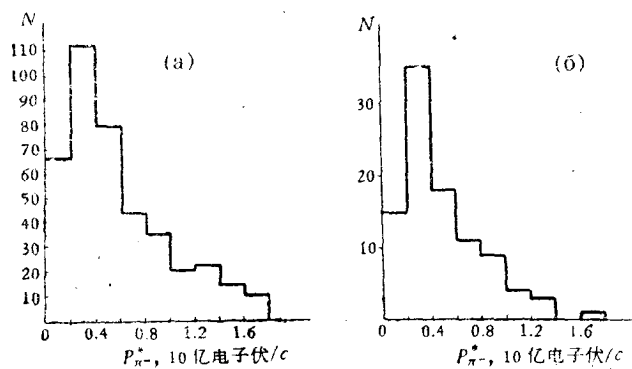


图 6 质量中心系统中 π^- 的动量谱

a) 普通由 π^- 介子引起的 π^- 介子多重产生中的情况

b) 与 $A^0(\Sigma^0)$ 一起产生的 π^- 介子的情况

A^0 与 K^0 粒子的横向动量的平均值分别为 388 ± 35 兆电子伏/c 与 393 ± 35 兆电子伏/c, 也即是在统计误差范围内二者相等。它们的横向动量的分布作在图 7 上, 从表

3 上可見到橫向動量的平均值與荷電粒子的多重率是無關的。

表 3

n_s	$(p_{\perp})_{A^0}$ 兆電子伏/c	$(p_{\perp})_{K^0}$ 兆電子伏/c
$n_s \leq 2$	395 ± 47	394 ± 42
$n_s \geq 4$	367 ± 60	386 ± 66
全 部	388 ± 35	393 ± 35

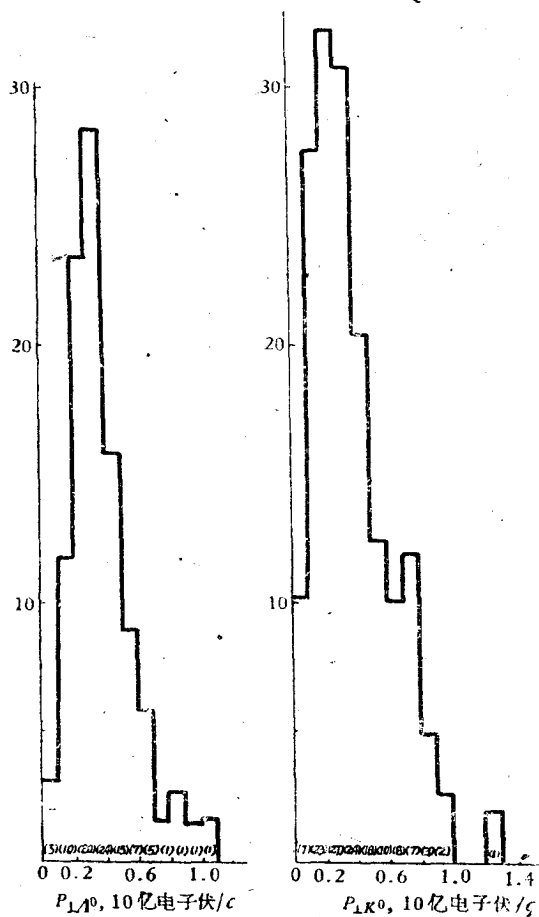


图 7 橫向動量之分布
a, 对 A^0 的 b, 对 K^0 的

5. 实验結果的討論

1) $Y^0 K$ 及 $K^0 \tilde{K}$ 对产生的截面

我們所得的結果，說明在入射 π^- 介子動量約為 70 億電子伏/c 時 $K^0 \tilde{K}$ 对的产生截面大于 $Y^0 K$ 所具有的，其比为 $R = 0.7 \pm 0.2$ 。我們只观察了 $K^0 \tilde{K}$ 对 (即在二个 K 介

子中一定有一个是中性的),若假定 K^+K^- 对的截面与 $K^0\bar{K}^0$ 对一样,则这比数将降为 0.5 左右.

由于现在还没有在其他入射 π^- 介子能量值上的关于 $K^0\bar{K}^0$ 对产生截面的实验数据,因此暂时还不能说出 $K^0\bar{K}^0$ 截面的激发曲线是怎样的.

在近阈区域内关于 $\Lambda^0 K^0$ 及 $\Sigma^0 K^0$ 的产生截面已有了很仔细的研究. $Y^0 K^0$ 的总和截面在 9.6 亿电子伏处有一极大值为 1.1 毫靶,以后下降到当 12 亿电子伏处为 0.4 毫靶,而后在 13 亿电子伏处又上升到 0.6 毫靶^[1]. 能量更高处将如何,则我们不得而知. 为了作估计性的比较,我们利用工作[6]中的情况来看,文中研究了在 50 亿电子伏/c 动量处的 π^-p 作用下的 π 介子多重产生的现象,在扩散云雾室中的 106 个 π^-p 作用中找到有 4 个事例产生了奇异粒子,其中一个事例经鉴定为 $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + \pi^-$. 这相当于总的 π^-p 非弹性作用截面的 4%. 若我们取这些作者所得的非弹性作用截面为 18 毫靶,则产生奇异粒子的截面为 0.7 毫靶. 当然不应该太认真地来考据这些数据,因为他们观察到的事例太少. 但可以设想,在这一能量下, $Y^0 K$ 的产生截面大致也是在 1 毫靶左右.

根据上述比较及再取我们的结果来看,即 $\sigma(Y^0 K) = 0.8 \pm 0.25$, 则可以看到, $Y^0 K$ 的产生截面在很宽的能区内 (14 亿电子伏/c—70 亿电子伏/c) 差不多不随入射粒子能量而改变.

我们的实验结果与统计理论的计算结果[7]是完全不相符合的. 在统计理论的计算中,得到产生各种奇异粒子的反应截面与 π^-p 作用的总截面之比为 $W(\Lambda K) = 3.8\%$, $W(\Sigma K) = 6.8\%$ 及 $W(K\bar{K}) = 1.1\%$. 若认为 $\sigma(\Sigma^0 K) = 1/3 \sigma(\Sigma K)$ 及 $\sigma(K^0\bar{K}^0) = 3/4 \sigma(K\bar{K})$, 则得 $\sigma(Y^0 K) = 0.06 \sigma_t$ 或即是 1.5 毫靶及 $\sigma(K^0\bar{K}^0) = 0.008 \sigma_t$ 或即是 0.2 毫靶. 理论计算值与实验值差不多相差了一个数量级; $R_{\text{实验}} = 0.7 \pm 0.2$ 而 $R_{\text{理论}} = 7.5$.

我们倘使认为 Y^0 是 K 与 N 的一种复合状态 [按哥尔德盖柏 (Goldhaber) 系], 则正如 M. A. 马尔科夫 (Марков) 所提出的那样; $K\bar{K}$ 对的截面将随入射 π^- 介子能量之升高而增大^[8]. 根据这一观点,则弄清在比我们的能量为高及为低处的 $K\bar{K}$ 截面值是很重要的问题了.

2) 平均多重率

在我们的能量下核作用时,除了产生奇异粒子外,同时也产生几个荷电的和中性的粒子. 现在来比较在产生奇异粒子的作用下的多重率与普通的 π 介子多重产生时的多重率^[5]. 在我们的能量下,根据[5]的结果是 $\bar{n}_s = 3.2 \pm 0.2$, 而在与奇异粒子同时产生时则为 $\bar{n}_s = 2.5 \pm 0.1$. 这些荷电粒子中的绝大多数毫无疑问是 π 介子. 由于在产生奇异粒子时要消耗掉较多的能量,而留给用于产生 π 介子的能量就少了,则期望在此情况下的 $\bar{n}_s$ 要比多重产生时的 $\bar{n}_s$ 为少. 这与我们的结果也是一致的.

正如上面已谈到的,有 14% 的产生奇异粒子的核作用中带有 γ 光子;而在多重产生中则为 21%. 若认为所观察到的 γ 光子数直接正比于所产生的 π^0 的数目,则在产生奇异粒子时与 π 介子的多重产生时所产生的 π^0 的比数为 2:3, 而这一比数对荷电粒子是不合适的. 若我们对荷电介子 ($\pi^\pm$) 也取 2:3 的比数,则在产生奇异粒子时荷电介子的平均数当为 2.0. 如此与所观察到的 2.5 这数值间的差别,可用 $K^\pm$ 介子的存在来解释,也即是说与中性奇异粒子产生的同时,其中还有荷电的 K 介子.

若我們用另一方法来估計,則亦可得出这 $\bar{n}_{K^\pm} = 0.5$ 的数值来. 这一估計法是基于表 2 中所列的“眞实”的核作用数上的. 当我们沒有观察到 V^0 粒子的衰变时,則在核作用中虽有 $K^\pm$ 介子产生了,而我們却仍然当它是普通的 π 介子多重产生而放过去了. 但我們已知 Λ^0 及 K^0 衰变为荷电粒子的几率为

$$\eta_{\Lambda^0} = (1 - f_{\Lambda^0}) \text{ 及 } \eta_K = (1 - f_K).$$

記录荷电粒子衰变的几率为

$$\eta'_{\Lambda^0} = \left(\frac{1}{W_1 W_2} \right)_A \text{ 及 } \eta'_K = \left(\frac{1}{W_1 W_2} \right)_K.$$

于是我們可以决定

$$\begin{aligned} \bar{n}_{K^\pm} &= \frac{\eta_{\Lambda^0} \eta'_{\Lambda^0} N_{\Lambda^0 K^\pm} + \eta_K \eta'_K N_{K^0 K^\pm}}{\eta_{\Lambda^0} \eta'_{\Lambda^0} N_{\Lambda^0 K^\pm} + \eta_K \eta'_K N_{K^0 K^\pm} + [\eta_{\Lambda^0} \eta'_{\Lambda^0} + \eta_K \eta'_K] N_{\Lambda^0 K^0} - n_{\Lambda^0 K^0} + 2[\eta_K \eta'_K N_{K^0 K^0} - \frac{1}{2} n_{K^0 K^0}]} \\ &= 0.5 \pm 0.12 \end{aligned}$$

其中 $N_{\Lambda^0 K^\pm}$, $N_{K^0 K^\pm}$, $N_{\Lambda^0 K^0}$ 及 $N_{K^0 K^0}$ 用表 2 中所列数字及 $n_{K^0 K^0}$ 与 $n_{\Lambda^0 K^0}$ 为所观察到的 $K^0 \bar{K}^0$ 及 $\Lambda^0 K^0$ 对的数目(在表 1 中).

上述二种估計是相符合的.

3) 角分布及动量譜

在 $\pi^- p$ 核作用中产生 Λ^0 超子的角分布,在近阈能区内已經有过研究,并进行了 s 波及 p 波的振幅分析^[9]. 在我們的能量下,当然不能进行上述的分析,而为了要了解次級粒子角分布的特征,只能利用一般的模型图象.

图 2 中所示的 Λ^0 的角分布,表示出它們在質量中心系統中向后飞出的趋向非常强. 这种向后的趋向不可能是由于准自由質子的混杂所引起的. 若我們认为全部 20% 准自由質子的混杂都給出向后的趋向,則扣除这部分后所得的前后比仍然是 $\bar{n}/\bar{n} = 1:5$ (这当然已是下限的情况了). 在同时观察到 $\Lambda^0 K^0$ 对时的 Λ^0 的角分布特性亦是如此. 表 4 中列出了考虑 W_1 校准后的 $\Lambda^0 K^0$ 及 $K^0 \bar{K}^0$ 成对的事例的角分布,虽則数据极少,但仍然

表 4

$\cos \theta^*$	$\Lambda^0 K^0$		$K^0 \bar{K}^0$
	Λ^0	K^0	
1.0—0.6	0.0	7.0	7.5
0.6—0.2	5.3	0.0	4.0
0.2—-0.2	0.0	2.2	0.0
-0.2—-0.6	1.2	1.1	1.0
-0.6—-1.0	10.3	3.3	2.4

可以看到 Λ^0 的根本趋向——向后飞出; 此时 K^0 向前,但趋向不太显著. 由于数据太少,我們不可能仔細地来推敲 $K^0 \bar{K}^0$ 对的角分布. 从图 4 中可以看出, K^0 的角分布确乎是向前的多,而且这趋向当多重率为零或为 2 时表现出来,但当 $n_s = 4$ 或 6 时,則角分布事实上是各向同性的.

在 π 介子多重产生时的質子也具有向后飞出的角分布特征^{[5][10]}.

在图 5.6 中给出了与 Λ^0 (Σ^0) 一起产生的 π^- 介子的角分布, 其中虚线是对于 $n_s = 2$ 的事例所作的, 实线则为对 $n_s = 2, 4, 6$ 的全体事例所作的. 由图可见, 当多重率小时 ($n_s = 2$), π^- 介子在质心系统中主要地是向前飞出, 其前后之比为 $n^-/n^+ = 1.7 \pm 0.5$. 而当 $n_s \geq 4$ 时, 这种不对称程度显著地减少 (虽然此时统计极少, 无法进行定量的估计). 若与图 5. a 中所示在普通 π 介子多重产生中 π^- 的角分布相比^[2], 则可看到二者具有同样的特征. 而且在这二种情况下, π^- 介子的行为与 K^0 介子也是相似的.

在工作[5], [6], [10]中, 也得到了类似的结果. 再总述一遍, 即他们研究了 π^-p 作用时的 π 介子多重产生现象; 确定了质子在作用后保持其初始的运动方向, 即在质心中向后飞出, 而 π 介子则当小多重率时向前飞出及当大多重率时趋于各向同性. 在工作[5]中所得 π^- 的动量谱与和 Λ^0 (Σ^0) 超子一起产生的 π^- 的动量谱极相似, 这一点从图 6 中可以看出. 根据上列的那些相似的特征, 我们可以粗略地认为 Y^0 超子与核子及 K^0 介子与 π 介子分别具有相似的参加核作用的行为, 前者属于“重粒子”类, 后者属于“介子”类.

当然, 了解 $\Sigma^\pm$ 超子产生时的角分布行为是非常重要的. 它们在近阈能区时的角分布特征与 Λ^0 是不同的^[1]. 假若我们上述的观念是正确的, 则由于 $\Sigma^\pm$ 同样也是重粒子, 在产生时它们当有与 Λ^0 相似的角分布——向后飞出.

Λ^0 的角分布的特征同样也反映在其动量谱上. 少数的 Λ^0 向前飞出, 这意味着在核作用时交换很大的动量的机会极小; 于是可以预期, 向前飞出的 Λ^0 的动量谱要“软”一些. 从图 1. a 中, 我们看到了这一事实.

4) 横向动量

可以说, Λ^0 超子的横向动量的平均值及其分布与在多重产生 π 介子中的核子所具有者一样, 而且都与多重率无关的这一点是很有趣的实验事实. 在工作[5][10]中, 测量了在不同多重率下质子的横向动量. 在统计误差范围内与我们的 Λ^0 所具有的完全符合. 对于 Λ^0 及 K^0 的横向动量的均方根值均为 400 兆电子伏/c; 如利用测不准关系 $\Delta p \Delta r \geq \hbar$, 则可得相应于产生奇异粒子的作用区域的半径为 4×10^{-13} 厘米. 这一区域与普通的 π 介子多重产生的区域是一样的.

最后作者们感谢 Д. И. 布洛欣采夫 (Блохинцев), М. А. 马尔科夫 (Марков), В. 奥奇维茨基 (Огневский), 周光召, И. В. 丘维洛 (Чувилло), В. С. 巴腊兴柯夫 (Барашенков) 和 В. Г. 索洛维耶夫 (Соловьёв) 与我们讨论所得的结果; 感谢 Л. П. 齐诺维耶夫 (Зиновьев), Н. И. 巴甫洛夫 (Павлов), К. В. 契舍洛夫 (Чехлов), Л. Н. 贝里亚耶夫 (Беляев) 和其他工程师与技术员们运转加速器, 进行实验工作; 感谢进行测量工作的实验员们和进行计算的电子计算机工作人员. 我们也非常感谢 Т. 霍夫莫克立 (Хофмоклъ) 和金仁蔭 (Ким хи ин) 帮助校验结果.

参 考 文 献

- [1] F. Eisler et al. *Nuovo Cim.* **X**, 468 (1958).
- [2] 王淦昌及其他 *ЖЭТФ*. **38** (1960), 426.
- [3] D. Glaser: Annual International Conference on High Energy Physics at CERN (1958).
- [4] I. Brown et al. *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959), 563.
- [5] Н. Г. Бигреп, 王淦昌及其他 (即将发表于 *ЖЭТФ* 上).

- [6] G. Maenchen et al. *Phys. Rev.* **108** (1957), 850.
[7] В. С. Барашенков и др.: *Acta Phys. Polonica.* **XVII** (1958), 177.
[8] М. А. Марков. Гипероны и К-мезоны. pp. 171—176 (1958).
[9] J. Steinberger: Annual International Conference on High Energy Physics at CERN (1958).
[10] В. Беляков, 王树芬及其他 (印刷中, ЖЭГФ).

РОЖДЕНИЕ Λ И K^0 В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

ПРИ 6.8 ± 0.6 Бэв/с

Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В. И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао,
В. Г. Иванов, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты,
А. В. Никитин, М. И. Соловьев, Чен Лин-янь

Резюме

В этой работе изучались процессы рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ -гиперонов и K^0 -мезонов в π^-p -столкновениях при энергиях π^- -мезонов 6.8 Бэв. Получены сечения рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ и K^0 , соотношения между сечениями $\Upsilon^0 K^-$ и $K\bar{K}$ -пар, средняя множественность заряженных частиц, угловые и импульсные распределения Λ и K^0 в системе центра масс и распределения поперечных импульсов Λ и K^0 .