

## 1.3 BeV $\pi^-$ 介子产生的不稳定重粒子的性质 §\*

R. 布德 ( Budde ), M. 克瑞廷 ( Chretien ),  
J. 雷特奈尔 ( Leitner ), N. P. 塞缪斯 ( Samios ),  
M. 史瓦茨 ( Schwartz ), J. 斯坦伯格 ( Steinberger )  
哥伦比亚大学, 物理系, 奈维斯 ( Nevis ) 回旋加速器实验室

(1956 年 6 月 15 日收到)

**提要:** 用 1.3 BeV 动能的  $\pi^-$  束流照射丙烷泡室, 实验上可将下列反应从碳的事例中区分出来:

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+,$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0,$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \theta^0,$$

本文介绍了基于最早的 55 个这类事例的结果。产生的  $\Sigma^-$  粒子在质心系中的分布有一个朝前峰,  $\Lambda^0$  有一个向后峰。实验上没有观测到明显的产生和衰变的角关联的各向异性, 因此, 对于三种粒子  $\Sigma^-$ ,  $\Lambda^0$  和  $\theta^0$  都没有自旋超过  $\frac{1}{2}$  的证据。对于单、双  $V$  产生的相对丰度的研究显示,  $\Lambda^0$  和  $\theta^0$  两者或者具有长寿命的“态”, 或者具有中性衰变模式。对  $\Lambda^0$  和  $\theta^0$  的正常带电衰变 ( $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$ ;  $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ) 的几率的统计分析分别得到  $\bar{\alpha}_{\Lambda^0} = 0.3_{-0.12}^{+0.15}$ ,  $\bar{\alpha}_{\theta^0} = 0.3_{-0.12}^{+0.19}$ 。由一个事例分析得到  $\Sigma^-$  衰变放出的能量:  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n + Q$ ;  $Q = 118 \pm 2.6$  Mev。由 16 个衰变事例得到  $\Sigma^-$  的寿命为  $(1.4_{-0.6}^{+1.6}) \times 10^{-10}$  秒。

### I. 引言

高能介子在氢上的奇异粒子产生过程已由福勒 ( Fowler ), 舒特

§ 原文见 1956 年 9 月 15 日 Phys. Rev. 103 (1956) 1827

\* 本工作由海军研究署和美国原子能委员会的联合项目部分支持。允许全部或部分复制以用于美国政府的任何用途。

( Shutt ), 松迪克 ( Thorndike ) 和威特莫 ( Whittemore ) 在扩散云室中进行了研究 [1]。这个实验表明, 超子和  $K$  介子是按照协同产生的假设 [2][3] 产生的。 瓦尔克 ( Walker ) 和谢法德 ( Shephard ) [4] 在较低能量下做了类似的研究, 一共观测到 14 个事例, 其中 9 个由布鲁克海文 ( Brookhavan ) 小组在  $\sim 1.5$  BeV 测到, 5 个由威斯康辛 ( Wisconsin ) 小组在  $\sim 1$  BeV 得到。我们将介绍布鲁克海文小组用动能为 1.3 BeV 的  $\pi^-$  束流照射液态丙烷泡室获得的初步结果。

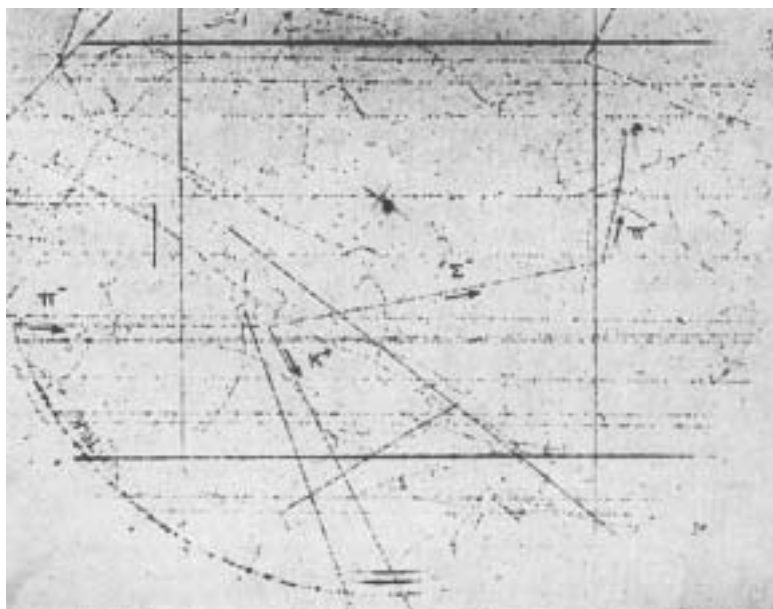


Figure 1:  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ ,  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$ .  $\Sigma^-$  的衰变产物在泡室中停止。它形成一个包含短的质子反冲的星, 因此, 被鉴定为  $\pi^-$ 。

我们特别要报告基于 55 个在氢上的奇异粒子产生事例的结果 ( 见表 I、II )。这些数据仅仅是开始, 继续利用泡室, 不久可望获得更多的信息。一个大得多的泡室不久将投入使用, 可以期望看到几百个这类事例。以后会做出更全面的有关实验方法和更广泛的实验结果的报

<sup>1</sup> Fowler, Shutt, Thorndike, and Whittemore, Phys. Rev. 98, 121(1954).

<sup>2</sup> M. Gell-Mann and A. Pais, *Proceedings of the Fifth Annual Rochester Conference on High Energy Physics, 1955* (Interscience Publishers, Inc., New York, 1955).

<sup>3</sup> T. Nakano and K. Nishijima, Progr. Theoret. Phys. Japan 10, 581(1953).

<sup>4</sup> W. Walker and W. Shephard, Phys. Rev. 101, 1810 (1954).

告。下面要介绍的结果包括：（1）产生粒子角分布，（2）衰变角关联，奇异粒子的自旋，（3）寿命和其它衰变模式，及（4） $\Sigma^-$  衰变的  $Q$  值。

TABLE I. A compilation of the data concerning the production events  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + p^0$  and  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + p^0$ .  $\beta$  is the laboratory momentum of the observed particle in Bev/c,  $\theta$  is the polar angle and  $\phi$  the azimuthal angle in a coordinate system in which the decaying particle is at rest (see Fig. 7).  $\beta$  is the production angle of the heavy meson in the center-of-mass system of the  $\pi^-$ ,  $p$ . The last column indicates the nature of the event. (1)=sure  $\Lambda^0 - p^0$ ; (2)=either  $\Lambda^0$  or  $\Sigma^0$ ; (3)=very likely  $\Sigma^0 - p^0$ .

Observed particle	Unobserved particle	Observed path length cm	Potential path length -0.5 cm	$p/mc$	$\phi$	$\theta$	$\beta$	$\Sigma^0$ or $\Lambda^0$
$\Lambda^0$		0.60	4.65	0.94	46°	103°	92°	(2)
	$p^0$		2.50	1.46				
	$\Lambda^0$		6.55	0.45			37°	(2)
$p^0$		3.90	7.20	1.95	230°	103°		
$\Lambda^0$		0.65	10.85	0.29	217°	112°	15°	(2)
	$p^0$		10.60	2.36				
$\Lambda^0$		1.60	5.95	0.47	114°	96°	40°	(1)
	$p^0$		2.50	2.13				
	$\Lambda^0$		7.80	0.29			15°	(1)
$p^0$		5.80	10.15	2.25	314°	139°		
$\Lambda^0$		1.20	9.20	0.45	212°	60°	38°	(1)
$p^0$		1.20	6.25	2.18	254°	112°		
	$\Lambda^0$		9.10	0.88			91°	(2)
$p^0$		0.40	8.95	1.46	259°	150°		
	$\Lambda^0$		12.15	0.26			11°	(1)
$p^0$		10.60	10.80	2.29	207°	131°		
	$\Lambda^0$		8.15	0.40			31°	(2)
$p^0$		3.05	9.75	2.07	166°	104°		
$\Lambda^0$		0.20	2.50	0.45	24°	53°	38°	(2)
	$p^0$		3.80	2.02				
$\Lambda^0$		0.65	12.85	0.35	45°	24°	22°	(1)
	$p^0$		11.00	2.25				
	$\Lambda^0$		11.00	0.32			18°	(1)
$p^0$		2.65	8.90	2.23	19°	142°		
$\Lambda^0$		2.45	3.95	0.32	280°	39°	10°	(2)
	$p^0$		3.60	2.23				
	$\Lambda^0$		5.50	1.61			139°	(2)
$p^0$		0.47	5.50	0.53	158°	115°		
	$\Lambda^0$		10.75	0.85			76°	(3)
$p^0$		1.45	7.20	1.53	293°	142°		
	$\Lambda^0$		4.45	0.70			67°	(1)
$p^0$		0.85	4.50	1.88	125°	114°		
$\Lambda^0$		1.20	4.65	0.42	288°	69°	25°	(2)
$p^0$		7.75	10.30	2.11	283°	117°		
$\Lambda^0$		0.90	2.45	0.55	291°	106°	50°	(2)
	$p^0$		1.85	1.93				
$\Lambda^0$		0.1	6.75	0.76	344°	80°	72°	(2)
	$p^0$		11.00	1.75				
$\Lambda^0$		6.45	11.50	0.85	145°	105°	81°	(1)
	$p^0$		5.40	1.48				
	$\Lambda^0$		3.35	1.10			34°	(1)
$p^0$		7.40	11.45	2.11	158°	102°		
	$\Lambda^0$		6.90	0.72			67°	(1)
$p^0$		5.15	7.55	1.86	2°	99°		
$\Lambda^0$		4.10	5.35	0.93	344°	121°	89°	(2)
	$p^0$		9.20	1.48				
$\Lambda^0$		0.2	4.00	0.55	312°	82°	53°	(1)
$p^0$		3.45	7.30	2.00	351°	165°		
$\Lambda^0$		2.40	4.60	1.21	186°	65°	117°	(1)
	$p^0$		3.05	0.83				
$\Lambda^0$		0.65	2.05	0.26	260°	78°	10°	(1)
	$p^0$		2.05	2.18				
	$\Lambda^0$		12.45	0.26			16°	(1)
$p^0$		7.50	12.55	2.11	34°	110°		
$\Lambda^0$		5.35	6.70	0.38	207°	111°	26°	(1)
	$p^0$		7.35	2.23				
$\Lambda^0$		4.05	6.85	1.13	287°	140°	117°	(1)
	$p^0$		12.00	0.98				
	$\Lambda^0$		2.00	0.76			72°	(1)
$p^0$		1.60	6.65	1.72	222°	136°		
$\Lambda^0$		2.25	5.65	0.69	139°	155°	68°	(1)
	$p^0$		9.25	1.88				
	$\Lambda^0$		7.40	0.51			36°	(3)
$p^0$		0.43	8.50	1.88	197°	105°		
$\Lambda^0$		0.25	4.50	0.40	268°	88°	30°	(2)
	$p^0$		2.80	2.20				
$\Lambda^0$		2.70	5.20	0.38	51°	34°	25°	(2)
	$p^0$		5.55	2.23				
$\Lambda^0$		2.52	7.70	0.40	270°	115°	37°	(2)
$p^0$		2.95	3.05	2.11	193°	165°		
$\Lambda^0$		6.65	12.00	1.10	222°	96°	114°	(2)
	$p^0$		5.70	1.07				
$\Lambda^0$		0.25	8.00	0.90	224°	133°	85°	(2)
	$p^0$		4.60	1.53				

## II. 实验条件

泡室直径  $6\frac{1}{8}$  英寸，深 4 英寸。应用暗场照相技术，取立体角为 0.25 弧度的两个观测方向。没有磁场。丙烷保持在  $57.50^{\circ}\text{C}$ ，膨胀前压强为 340 磅 / 英寸<sup>2</sup>。膨胀的丙烷的密度为 0.43 克 / 厘米<sup>3</sup>；氢的密度为 0.078 克 / 厘米<sup>3</sup>，比液氢的密度略高。入射束流经仔细准直和磁分析，使得由径迹求得的束流能量分布为  $\pm 1\%$ 。下面将指出， $\pi$  束流动量的绝对值为  $1.433 \pm 0.015 \text{ BeV}/c$ 。经过 35 小时的有效照射，一共得到约 25000 张照片，平均每张照片有约 15 条径迹。

## III. 事例的鉴定

在反应运动学的基础上完成对各种产生事例的鉴定

$$(1) \quad \pi^{-} + p \rightarrow \Sigma^{-} + K^{+},$$

$$(2) \quad \pi^{-} + p \rightarrow \Lambda^{0} + \theta^{0},$$

$$(3) \quad \pi^{-} + p \rightarrow \Sigma^{0} + \theta^{0}, \Sigma^{0} \rightarrow \Lambda^{0} + \gamma.$$

反应 (1) 中电荷的分配基于盖尔曼 (Gell-Mann) 的想法 [5]，这一想法用在讨论奇异粒子过程的关联时非常成功。按照这个观点，过程  $\pi^{-} + p \rightarrow \Sigma^{+} + K^{-}$  是禁戒的，在我们的实验中它与 (1) 无法区分。反应 (1) 的事例表现为入射  $\pi^{-}$  产生的两叉的星。为了从两叉星中分出  $\Sigma^{-} - K^{+}$  产生事例，它必须满足如下条件：

1. 三条径迹必须共面。
2. 径迹夹角必须与已知的反应运动学一致。
3. 在所观测的角度，径迹的气泡的密度和多次散射必须与对

---

<sup>5</sup> M. Gell-Mann (即将发表)。

于  $K$  和  $\Sigma^+$  预期的一致。

4. 在液体中任何停止的粒子的射程必须与运动学预期的一致。
5. 至少有一个次级粒子在泡室中衰变。

图 1-3 是这类事例的几个例子。

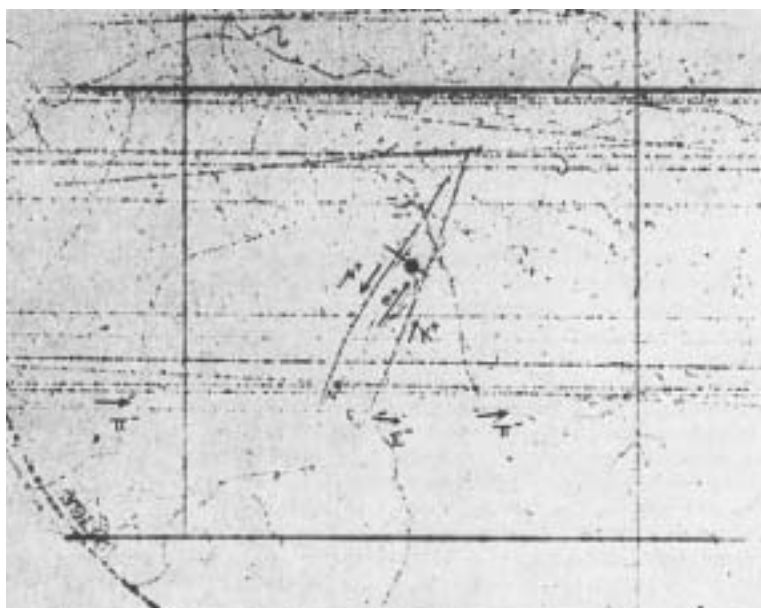


Figure 2:  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K_{\mu 3}^+$ . 这里  $\Sigma^+$  与  $K^+$  二者都衰变了。  $K^+$  的衰变产物本身衰变为一个电子，因此，被鉴定为  $\mu^+$ 。

每个投影角测量的精度通常为  $\sim \pm 0.3^\circ$ ，这导致计算的空间角度的误差为  $\pm 1^\circ$ 。气泡的密度和散射条件的应用只是定性的。由于泡室中总的质子截面有一半来自碳的质子，必须考虑到某些我们报告的事例可能是在碳上的擦边碰撞，而不是与自由质子的碰撞。为了估计这种准弹性事例的数目，我们系统研究了约 1200 个两叉星。特别仔细分析了它们弥漫聚集在  $\pi - p$  弹性散射角关联曲线附近的可能性，因为被碰的碳的质子的费米动量会引起量级为  $\sim 550 \text{ MeV}/c$  的动量不平衡，或者量级为  $\pm 10^\circ$  的角度偏差。这一研究的结果将与氢的弹性散射数据一起以后仔细报告。这里我们满足于指出，这 1200 个星中，在我们的测量精度

内有 660 个鉴定为  $\pi-p$  弹性散射，其余的没有显示出弥漫聚集在  $\pi-p$  运动学所预期的范围附近。我们认为，延伸到  $\pi-p$  产生事例接收范围内的本底最多会贡献  $\sim 10$  个事例，因此，碳污染完全可以忽略。对于  $\Sigma^- - K^+$  产生，其选择标准同样精确，因此，找到的 17 个事例中碳的污染可能远小于一个事例。对于  $\Lambda^0 - \theta^0$  产生，选择标准对于本底通常没有这么严格。但我们认为，在报告的 37 个事例中，碳污染最多会贡献 2 或 3 个事例。这些事例的测量精度将在下面更细致讨论。

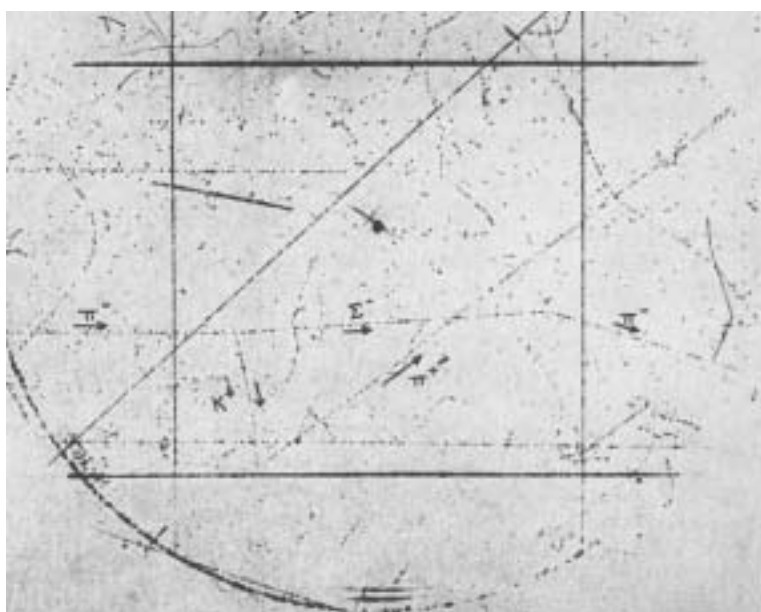


Figure 3:  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K_{e3}^+$ .  $K^+$  的衰变产物是一个最小电离，并且散射很厉害的粒子，因而被鉴定为电子。图中电子被错标为  $\pi^+$ ，应更正为  $e^+$ 。

至今我们已找到 17 个  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$  的例子。其中 16 个显示  $\Sigma^-$  在飞行中衰变。有 5 个事例在泡室中看到  $K^+$  衰变的产物。其中 3 个事例的次级粒子是一个快的电离很小的粒子；有一个事例（图 2）中  $K^+$  在相当接近液体表面的顶层玻璃中停止，衰变产物重新在泡室中出现，发射一个电子之后停止。因此，这个次级粒子是能量约为 20 MeV 的  $\mu$  介子。这个事例则是在氢中的  $K_{\mu 3}^+$  产生的例子。在另一个事例（图

3) 中,  $K^+$  在泡室中停止, 放出一个最小电离的, 散射很厉害的径迹, 因此, 它被鉴定为电子。这个次级粒子的动量为  $\sim 40 \text{ MeV}/c$ 。这是一个  $K_{e3}^+$  在氢中产生的例子。在两个事例中,  $K^+$  在停止前经历了核碰撞。两者的  $K^+$  都相当慢。在其中一个事例中的散射没有看见反冲, 因此是在碳上散射。在其中另一事例中, 携带  $\sim 10 \text{ MeV}$  剩余能量的  $K^+$  在质子上散射。在丙烷中整个  $37.7 \text{ 克}/\text{厘米}^2$  的路径上没有观测到  $\Sigma^-$  被散射, 也没有观测到  $\Sigma^-$  的星。没有发现与假设的  $\Sigma$  和  $K$  的电荷不匹配的事例。

在反应 (2) 的事例中, 看到一个或两个由中性不稳定粒子的衰变产物形成的 V 型叉, 这是在泡室中停止的介子。例如图 4 和 5 所示。如

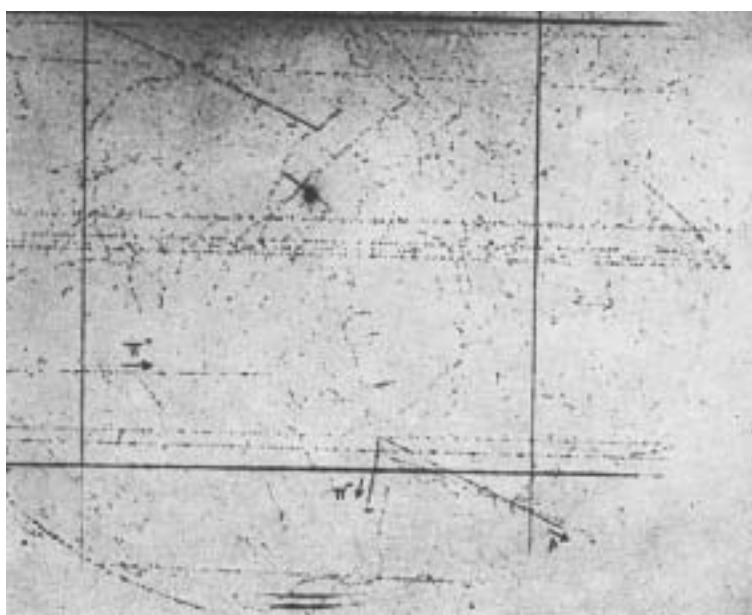


Figure 4: 一个  $\Lambda^0 - \theta^0$  产生事例, 只看到一个 V, 这个 V 被鉴定为  $\Lambda^0$ , 产生一个包含一个慢的  $\pi^-$  的星。

果只有一个 V, 我们则要求 V 型衰变的两个径迹与中性粒子的飞行线共面; 中性粒子的飞行线为停止的  $\pi^-$  的端点和 V 型叉的顶点的连线。此外, 如果利用这些反应已知的 Q 值, 就能从  $\Lambda^0(\theta^0)$  衰变产物的角度来

确定  $\Lambda^0(\theta^0)$  的能量 [6]。用这个方法测量的能量则应该与从观测的  $\Lambda^0(\theta^0)$  的产生角和已知的产生过程的运动学推得的能量相符。对于观测到两个  $V$  型叉的事例，由于以上步骤适用于每一个  $V$ ，事例能很好地重复确定。更进一步还要求气泡的密度，多次散射，以及可能获得的次级粒子的射程都与反应的运动学一致。在判断此方法的精度时必须记住，由于气泡的密度有限，入射  $\pi^-$  的端点不能精确决定。由这个效应引起的位置的概率误差为  $\sim \frac{1}{2}$  毫米。 $\Lambda^0$  和  $\theta^0$  路径的平均长度是  $\sim 2-3$  厘米，但是如果路径长度为几毫米量级，测量的精度就差。确定  $\Lambda^0$  和  $\theta^0$  能量的通常精度为  $\sim 5-15\%$ 。

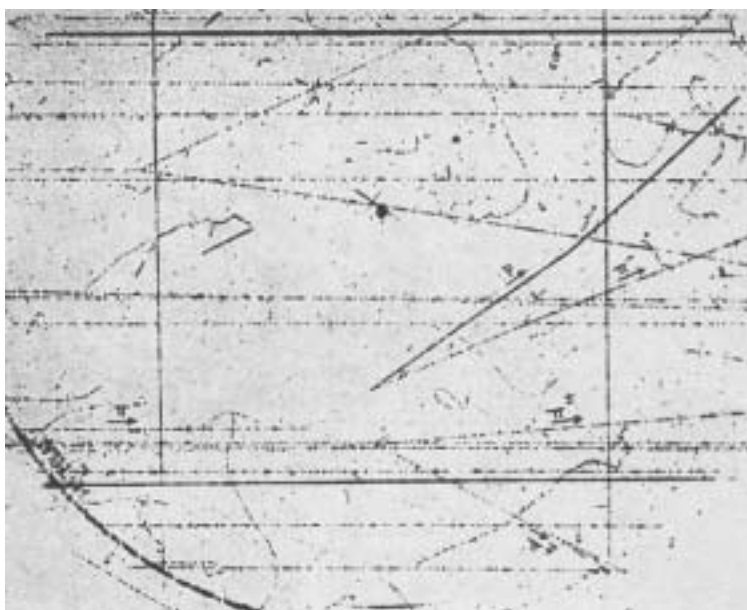


Figure 5: 看到两个“ $V$ ”的  $\Lambda^0 - \theta^0$  产生事例， $\Lambda^0$  典型地衰变为一个强电离的质子和一个最小电离的  $\pi^-$ 。 $\theta^0$  给出两个最小电离的  $\pi^-$ 。

与  $\Sigma^+$  质量相近的  $\Sigma^0$  存在与否的证据还没有定论。但是，理论上足够理由假定存在这种粒子 [5]，它会在很短时间内 ( $\sim 10^{-20}$  秒) 以大约 70 MeV 的  $Q$  值衰变为  $\gamma$  射线和  $\Lambda^0$ 。在我们的泡室相片图像中，

<sup>6</sup> R. W. Thompson, “International Congress on Elementary Particles. Pisa, July, 1955,” Nuovo Cimento(即将发表)。



这个产生事例几乎与反应 (2) 一样 (因为  $\Sigma^0$  会在产生处衰变), 除了有以下区别:

1. 如果这个事例产生一个  $\theta^0$ , 对于给定的出射角, 它的动能将比在  $\Lambda^0 - \theta^0$  产生事例中的低。数值的降低随产生角由小到大而从  $\sim 20\%$  变到  $\sim 50\%$ 。

2. 如果这个事例产生一个  $\Lambda^0$ , 它的能量不能由产生角唯一确定。实际上, 由于  $\gamma$  射线出射角的不同, 它能分布在一个相当大的区间。

在第 (1) 和 (2) 类的 38 个事例中, 只有 4 个事例在泡室中观测到两个  $V$ , 其中 3 个与  $\Lambda^0 - \theta^0$  产生符合很好, 而第 4 个符合  $\Sigma^0 - \theta^0$  产生, 似乎与 (2) 不相符。其余 34 个事例只观测到一个  $V$ 。其中 19 个是  $\Lambda^0$ , 15 个是  $\theta^0$ 。在这些事例中, 有 15 个事例的测量不足以完全区分  $\Lambda^0$  和  $\Sigma^0$  的产生。另外 17 个事例可以肯定是  $\Lambda^0 - \theta^0$  产生, 只有两个事例似乎肯定表明有  $\Sigma^0$  产生。这两个事例中都观测到一个  $\theta^0$ ; 在观测到一个  $\Lambda^0$  的事例中, 没有一个能肯定地解释为  $\Sigma^0 - \theta^0$  产生事例。

#### IV. 束流能量

束流能量是用两个特殊的  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$  事例精确测定的。这两个事例中的  $K^+$  不通过核作用就达到静止。由  $M_{\Sigma^-} = 2344m_e$ [7],  $M_{K^+} = 965.5m_e$ [8], 我们分别求得这两个事例的束流动量  $P_\pi = 1.420 \pm 0.005$  BeV/c, 和  $P_\pi = 1.447 \pm 0.005$  BeV/c; 由此得到平均动量  $P_\pi = 1.433 \pm 0.015$  BeV/c。后者的误差来自计算轨迹时所定出的束流动量的分布范围。

<sup>7</sup> Chupp, Goldhaber, Goldhaber, and Webb, "Proceedings of the international Conference on Elementary Particals, Pisa, 1955," Nuovo cimento (即将发表).

<sup>8</sup> Heckman, Smith, and Barkas, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-3156(未发表).

## V. 产生的角分布

38 个  $\Lambda^0 - \theta^0$  或  $\Sigma^0 - \theta^0$  产生事例的质心分布画在图 6 中。17 个  $\Sigma^- - K^+$  事例的质心角也画在同一图中。无需指出，统计相当差；但是，结果强烈显示，在  $\Lambda^0$  产生中，重介子倾向于朝前发射，而在  $\Sigma^-$  产生中，重介子倾向于朝后发射。函数  $(\cos\theta_k + 1)^2$  也画在图中作为比较。它表示仅存在  $s$  和  $p$  波时所能得到的最尖的角分布。看来似乎相当清楚，较高的轨道动量对终态有可观的贡献。由于超子或重介子的质心动量约为  $200 \text{ MeV}/c$ ，相互作用半径至少应当有  $lh/p \cong 2 \times 10^{-13}$  厘米的量级。

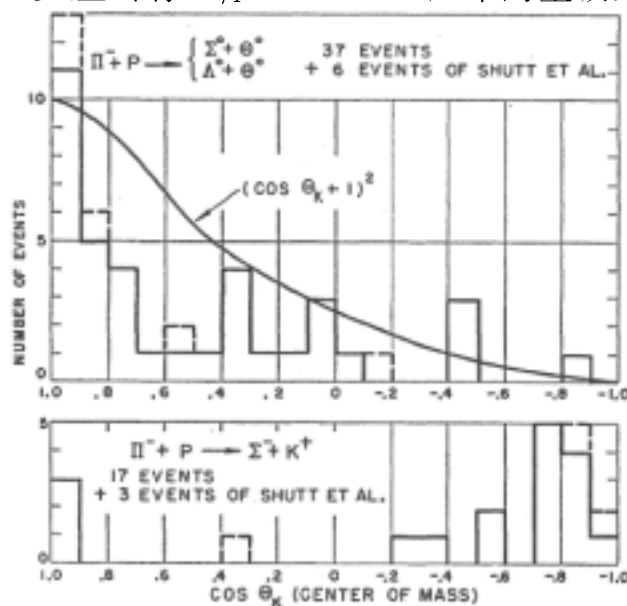


Figure 6.  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$ ,  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$  反应的产生角分布。 $\theta_K$  是每个事例中重介子的质心角。第六个舒特 (Shutt) 事例应当插在 0.8 和 0.7 之间。

## VI. 产生和衰变中的角关联： $\Lambda^0$ ， $\theta^0$ 和 $\Sigma^-$ 的自旋

Figure 7. 衰变的不稳定粒子为静止的坐标系。z 轴是从实验室系到质心系的变换速度的方向。

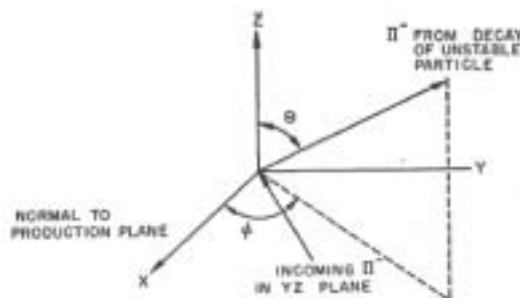


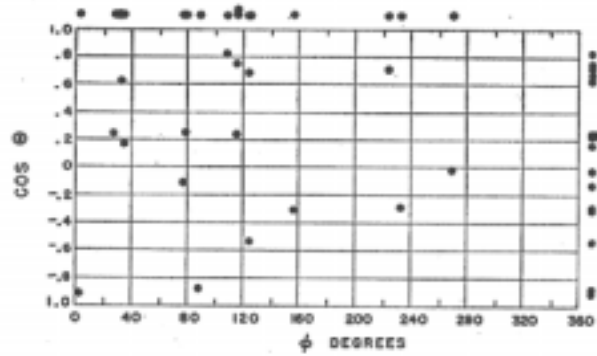
表 II.  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$  反应的数据汇集。符号意义同表 I。  $K_L^+ \equiv K^+$ ，其次级粒子电离很弱。

观测的 粒子	$\Sigma^-$ 的 观测的 路径 长度 (cm)	$\Sigma^-$ 的 潜在的 路径长度 -0.5cm	$p/mc$ ( $\Sigma^-$ )	$\phi(\Sigma^-)$ 衰变)	$\theta(\Sigma^-)$ 衰变)	$\beta$	$K^+$ 的 性质
$K^+$			1.20			$152^\circ$	$K_L^+$
$\Sigma^-, K^+$	5.5	9.2	1.15	$125^\circ$	$123^\circ$	$135^\circ$	$K_L^+$
$\Sigma^-$	2.1	6.9	0.97	$77^\circ$	$97^\circ$	$105^\circ$	
$\Sigma^-$	0.8	9.8	1.00	$156^\circ$	$108^\circ$	$109^\circ$	
$\Sigma^-$	1.1	4.2	0.40	$116^\circ$	$41^\circ$	$21^\circ$	
$\Sigma^-, K^+$	5.1	10.2	1.18	$89^\circ$	$152^\circ$	$144^\circ$	$K_L^+$
$\Sigma^-$	0.37	2.9	1.14	$79^\circ$	$76^\circ$	$135^\circ$	
$\Sigma^-$	3.2	9.1	1.14	$35^\circ$	$81^\circ$	$132^\circ$	
$\Sigma^-, K^+$	6.0	9.4	1.21	$270^\circ$	$91^\circ$	$152^\circ$	$K_{e3}^+$
$\Sigma^-$	2.0	4.9	1.08	$28^\circ$	$76^\circ$	$126^\circ$	
$\Sigma^-, K^+$	1.7	9.1	1.18	$116^\circ$	$77^\circ$	$147^\circ$	$K_L^+$
$\Sigma^-, K^+$	0.65	6.8	1.19	$224^\circ$	$45^\circ$	$150^\circ$	$K_{\mu 3}^+$
$\Sigma^-$	0.48	8.6	0.37	$107^\circ$	$35^\circ$	$18^\circ$	
$\Sigma^-$	0.33	2.9	0.37	$233^\circ$	$107^\circ$	$14^\circ$	
$\Sigma^-$	6.3	8.9	1.14	$2^\circ$	$156^\circ$	$136^\circ$	
$\Sigma^-$	3.6	5.4	1.16	$124^\circ$	$48^\circ$	$137^\circ$	
$\Sigma^-$	4.6	5.5	1.11	$33^\circ$	$52^\circ$	$123^\circ$	

如果  $\Lambda^0$ ， $\theta^0$  或  $\Sigma^-$  的自旋大于  $\frac{1}{2}$ ，而且在产生过程中这个自旋是极化的，这极化在实验上则表现为产生和衰变过程的相关角度的各向异性。图 7 表示过程的运动学情况。我们取衰变粒子为静止的坐标系，变换速度的方向取为  $z$  轴，产生平面（它在从实验室系向这一坐标系变换时是不变的）的法向取为  $x$  轴。如果衰变产物之一，比如  $\pi^-$  介子的极角  $\theta$  和方位角  $\phi$  为已知，则角关联的信息就完全确定了。方位角  $\phi$  与衰变和产生平面间的（不变的）二面角相差  $\pi/2$ 。实验数据由表 I 和 II 给出。对信息的完全描述应该要求同时描述三个角度：产生角  $\beta$  和两个衰变角  $\theta$  和  $\phi$ 。如果对其中一个或两个角度积分，任何存在的各向异性当然就有被掩盖的危险。但是，仅以 20 个左右事例，三维表示很难显示出有意义的趋势。所以，图 8-10 画的是对  $\beta$  积分以后的数据。在

图的边上，画的是对其余两个角度之一积分后的结果。在  $\theta^0$  衰变中不能区分  $\pi^+$  和  $\pi^-$ 。所以，图 10 中  $\cos\theta$  只从  $\pi/2$  画到  $\pi$ 。

Figure 8. 在  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ ,  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$  反应中, 极角的余弦对方位角  $\phi$  的角关联图。图边上画的是对另一坐标积分后的数据。



如果在奇异粒子的产生和衰变中宇称是守恒的量子数,  $\phi$  和  $\theta$  的分布则应当对  $90^\circ$  (和  $180^\circ$ ) 对称, 即  $f(\theta) = f(\pi - \theta)$ , 和  $g(\phi) = g(\pi - \phi) = g(2\pi - \phi)$ 。但是, 由于考虑到他们二者的宇称不同, 很难解释为什么  $K_{\pi 2}$  和  $K_{\pi 3}$  的寿命和质量相等 [9] [10], 在更清楚地验证衰变中宇称守恒的假设之前, 演示出所有的数据也许比较好。其实, 这些数据本身正是可以用于检验这个假设, 因为任何实验上确立的上述对称性的破坏必须归因于宇称不守恒 [11]。

应用了上述对称性质后, 在图 11 中给出了二面角在  $0^\circ - 90^\circ$  范围内的结果。这可以与福勒 (Fowler) 等人和瓦尔克 (Walker) 等人报告的结果相比较, 他们的结果基于 8 个  $\Lambda^0$  事例, 6 个  $\theta^0$  事例和 3 个  $\Sigma^-$  事例。在  $\theta^0$  产生中没有显示出极化。但是, 他们在氢上的  $\Lambda^0$  产生的结果表明, 所有 8 个事例的二面角都在  $0^\circ$  和  $45^\circ$  之间。在我们的 23 个有  $\Lambda^0$  的事例中, 有 12 个事例的二面角处于相同的范围。综合在氢中的所有 31 个  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^0$  产生事例得到

<sup>9</sup> Orear, Harris, and Taylor(即将发表)。

<sup>10</sup> Feld, Odian, Ritson, and Wattenberg, Phys. Rev. 100, 1639(1955)。

<sup>11</sup> 这里, 我们希望感谢就这些问题与李政道进行的一些非常有帮助的讨论, 和与 R. 卡布拉斯 (Karplus) 的通信。

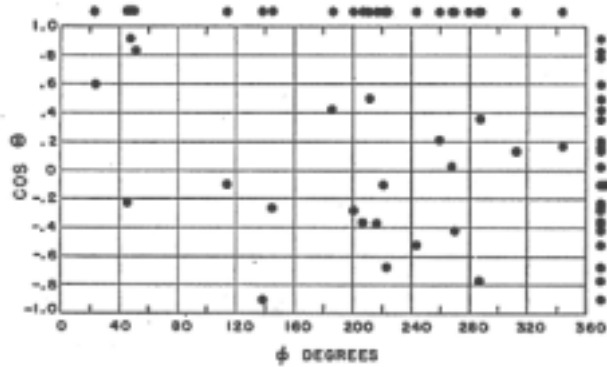
$$N(0^\circ - 45^\circ)/N(45^\circ - 90^\circ) = 20/11.$$

我们相信，这样的统计不足以证实极化效应。对  $\Sigma^-$ ，比值为

$$N(0^\circ - 45^\circ)/N(45^\circ - 90^\circ) = 10/6 ;$$

同样，这里的统计也不足以确认极化。

Figure 9. 反应  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$  ,  
 $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$  的角关联图。



阿代尔 ( Adair ) [12] 指出，当产生角  $\beta$  在  $0^\circ$  或  $180^\circ$  附近时，并假定  $\theta^0$  ( 或  $K^+$  ) 的自旋为 0， $\Lambda^0$  ( 或  $\Sigma^-$  ) 衰变的  $\theta$  角分布就只由角动量和宇称守恒决定。例如，对于自旋为  $\frac{1}{2}$  的超子， $\theta$  的分布为各向同性，当自旋为  $\frac{3}{2}$ ，分布为  $\frac{3}{2}\cos^2\theta + \frac{1}{2}$ ，等等。

我们用  $|\cos\beta| \geq 0.78$  的 11 个  $\Lambda^0$  和 8 个  $\Sigma^-$  事例，计算了这些分布的似然函数。

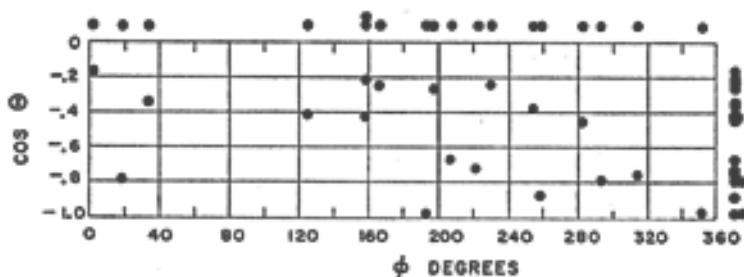
$$\text{对 } \Lambda^0 : \frac{L_{\frac{3}{2}}(\theta)}{L_{\frac{1}{2}}(\theta)} = \prod_{i=1}^N \frac{(\frac{3}{2}\cos^2\theta_i + \frac{1}{2})}{1} = 0.28.$$

$$\text{对 } \Sigma^- : \frac{L_{\frac{3}{2}}(\theta)}{L_{\frac{1}{2}}(\theta)} = 0.80.$$

<sup>12</sup> R. K. Adair, Phys. Rev. 100, 1540 (1955).

当假设的自旋  $j$  增大，似然函数  $L_j$  会渐渐变小。这里显然不存在超子自旋大于  $\frac{1}{2}$  的证据；取  $\Lambda^0$  和  $\Sigma^-$  的自旋都为  $\frac{1}{2}$ ，得到最好的符合。数据

Figure 10. 反应  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$ ， $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  的角关联图。由于实验中  $\pi^+$  与  $\pi^-$  不可分辨， $\theta$  的变化范围取为  $\pi/2$  到  $\pi$ 。



虽然不够，但是这类分析似乎是有希望的。

## VII. 反常的 $\Lambda^0$ 或 $\theta^0$ 粒子

在涉及中性不稳定粒子的产生的范围内，本文有一个基本的假定，即由单个衰变的观测确定一个事例。未被观测的粒子的轨迹和动量可以由运动学得到，并且，如表 I 所示，未被观测的粒子的潜在的路径也已经被测量了。潜在路径定义为粒子如果不衰变，应有的路径长度减  $\frac{1}{2}$  厘米；后者约为探测该衰变所必须的衰变径迹的长度。

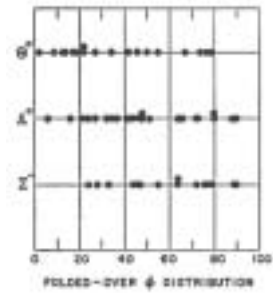
然后就可以问：如果已经确定一个  $\Lambda^0(\theta^0)$  是由  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$  过程产生的，随这些  $\Lambda^0(\theta^0)$  观测到的  $\theta^0(\Lambda^0)$  的数目是否与已知的潜在路径长度和已知的寿命相容呢？我们只观测到 4 个双叉事例，尽管对于  $\Lambda^0$  和  $\theta^0$  的衰变，平均潜在路径都是平均的平均自由程的量级。因此，对于两种情况的回答都是否定的。我们没有额外的信息来回答为什么不能观测到这些粒子。它们之所以逃过探测，或者由于存在  $\theta^0(\Lambda^0)$  的长寿命“态”，或者由于中性的衰变模式。

令  $\alpha$  为经历正常带电衰变的  $\Lambda^0(\theta^0)$  粒子的分数， $1-\alpha$  为长寿命或有

中性衰变的分数，对于  $N$  个  $\Lambda^0(\theta^0)$  被观测的反应过程，由于  $M$  个粒子在时间  $t_1, t_2, \dots, t_m$  衰变，而其余的  $N - M$  个粒子没有被探测，以潜在路径长度在时间  $T_{M+1}, T_{M+2}, \dots, T_N$  消失，我们就可以算出似然函数

$$L(\alpha) = \prod_{i=1}^M \frac{\alpha e^{-t_i/\tau}}{\tau} \prod_{j=M+1}^N [\alpha e^{-T_j/\tau} + 1 - \alpha],$$

Figure 11. 在  $\Lambda^0$ ,  $\theta^0$ ,  $\Sigma^-$  衰变中的二面角数据。  $\phi$  是  $\pi/2$  加上产生和衰变平面间的二面角。这个图是根据  $g(\phi) = g(\pi - \phi) = g(2\pi - \phi)$  的对称性质将图 8-10 约化所得结果。这一对称性质可由宇称守恒导出，详见文章内容。



$\tau$  是  $\theta^0(\Lambda^0)$  衰变的平均寿命。作为  $\theta^0$ ,  $\Lambda^0$  寿命数据的带权的最佳值，我们取

$$\tau_{\theta^0} = 1.25 \times 10^{-10} \text{ 秒}, \quad [13], [14]$$

$$\tau_{\Lambda^0} = 3.0 \times 10^{-10} \text{ 秒}, \quad [13], [15]$$

似然函数  $L(\alpha)$  作为带电衰变分支比  $\alpha$  的函数，对  $\Lambda^0$  的在图 12 给出，对  $\theta^0$  的在图 13 给出。  $\alpha$  的最佳值  $\bar{\alpha}_i$  及其从  $L(\alpha)$  的半宽度得到的统计误差为：

$$\bar{\alpha}_{\Lambda^0} = 0.3_{-0.12}^{+0.15},$$

$$\bar{\alpha}_{\theta^0} = 0.3_{-0.12}^{+0.19}.$$

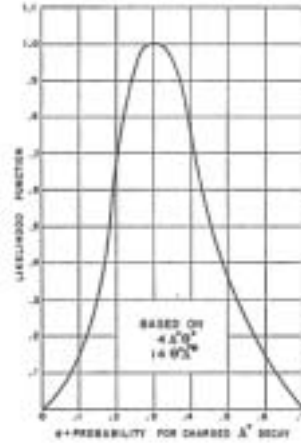
考虑  $\bar{\alpha}_{\Lambda^0(\theta^0)}$  的可靠性时，必须记住它依赖于寿命的选择。我们研究了这一依赖性。由表 III 看到，由于实验上  $\Lambda^0(\theta^0)$  寿命的不确定性带来的  $\bar{\alpha}_{\Lambda^0(\theta^0)}$  的不确定性小于统计误差。

<sup>13</sup> D. Gayther, Phil. Mag. 45, 570 (1954).

<sup>14</sup> Blumenfeld, Chinowsky, Lederman, and Booth, Phys. Rev. 102, 1184 (1956).

<sup>15</sup> D. I. Page, Phil. Mag. 46, 863 (1954).

Figure 12.  $\Lambda^0$  的带电衰变 ( $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$ ) 几率  $\alpha$  的似然函数曲线。  $\alpha$  的最可几值为。星号 (\*) 表示只观测到  $\theta^0$  的事例。



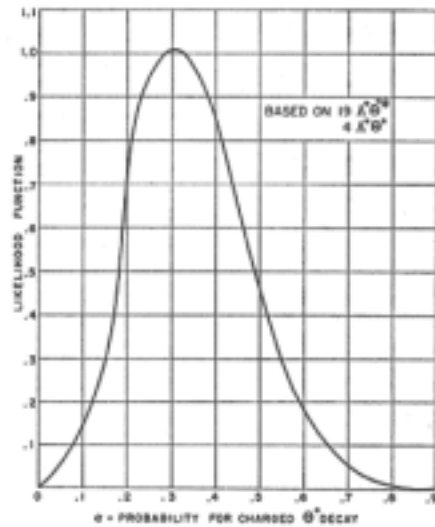
### VIII. $\Lambda^0$ , $\theta^0$ , $\Sigma^-$ 的寿命

为计算 23 个观测的  $\Lambda^0$ , 18 个观测的  $\theta^0$  和 17 个  $\Sigma^-$  的寿命所需的数据在表 I 和 II 中给出。基于巴特列特 ( Bartlett ) [16] 方法的统计分析给出

$$\tau_{\Lambda^0} = (2.0_{-0.7}^{+1.3}) \times 10^{-10} \text{ 秒},$$

$$\tau_{\theta^0} = (1.2_{-0.2}^{+7.6}) \times 10^{-10} \text{ 秒},$$

Figure 13.  $\theta^0$  的带电衰变 ( $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ) 几率  $\alpha$  的似然函数曲线。  $\alpha$  的最可几值为  $\bar{\alpha}_{\Lambda^0} = 0.3_{-0.12}^{+0.15}$ 。星号 (\*) 表示只观测到  $\Lambda^0$  的事例。



<sup>16</sup> M. S. Bartlett, Phil. Mag. 44, 249(1953).



表 III.  $\bar{\alpha}_{\Lambda^0}$ ,  $\bar{\alpha}_{\theta^0}$  随假设的寿命的变化。

$\tau_{\Lambda^0} \times 10^{-10} \text{sec}$	2.5	3	3.5
$\bar{\alpha}_{\Lambda^0}$	0.28	0.3	0.32
$\tau_{\theta^0} \times 10^{-10} \text{sec}$	1	1.25	1.5
$\bar{\alpha}_{\theta^0}$	0.25	0.3	0.35

这与第 7 节所给出的最佳值尚符合。这里，数据不够多的统计和小的泡室体积排除了精确测量寿命的可能性。 $\Sigma^-$  的寿命从如下似然函数得到：

$$L(\tau) = \prod_{j=1}^N \frac{e^{-t_j/\tau}}{\tau(1-e^{-T_j/\tau})} ,$$

$L(\tau)$  作为  $\tau$  的函数在图 14 中给出。标记与第 VII 节所用的一样。最佳值为

$$\tau_{\Sigma^-} = (1.4_{-0.5}^{+1.6}) \times 10^{-10} \text{ 秒}.$$

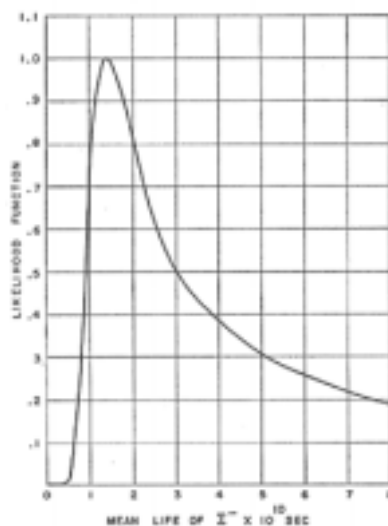
由  $L(\tau)$  的半宽度得到的误差是统计误差。据我们所知，这是仅有的与衰变超子的电荷的不确定性无关的  $\Sigma^-$  寿命的测量。

## IX. $\Sigma^-$ 的质量

在 16 个  $\Sigma^-$  衰变中，有一个产生的  $\pi^-$  到达静止（见图 1）。它用来决定在  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$  衰变中放出的能量。 $Q$  值通过测量  $\pi^-$  的射程，它的出射角，以及  $\Sigma^-$  衰变前的速度计算出来。虽然在这一特殊事例中， $\Sigma^-$  的速度可以从测量  $K^+$  和  $\Sigma^-$  的产生角计算出来，用第 4 节中有关束流平均能量的信息，可以得到更精确的值。由入射  $\pi$  束流的动量值  $1.433 \pm 0.015 \text{ BeV}/c$ ， $K^+$  的产生角  $64.5^\circ$ ，得到  $\Sigma^-$  的速度为

$V/c = 0.742$ 。由测得的衰变  $\pi^-$  的射程  $11.6 \pm 0.2$  厘米，密度  $0.429$  克 / 厘米<sup>3</sup>，和丙烷的阻止本领  $2.49$  MeV / 克 / 厘米<sup>3</sup>，得到衰变  $\pi$  的动能是  $24.9 \pm 0.26$  MeV。实验室系中测得的衰变角为  $86.0 \pm 1^\circ$ 。用这些数字我们得到  $Q(\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n) = 118 \pm 2.6$  MeV。相应的  $\Sigma^+$  超子衰变有  $Q(\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n) = 110 \pm 1$  MeV。应当指出，由于  $\Sigma^-$  和  $\Sigma^+$  不是电荷共轭态，这一质量差尽管对电磁质量而言异常的大，它并不与任何已确立的理论相冲突。由于自能计算中虚重粒子流的电磁作用的不同，就能说明这个质量差。

Figure 14.  $\Sigma^-$  寿命  $\tau$  的似然函数曲线， $\tau$  的最可几值为  $\tau_{\Sigma^-} = (1.4_{-0.5}^{+1.6}) \times 10^{-10}$  秒。



## 感 谢

我们利用这个机会感谢格莱塞尔 ( D. Glaser ) 博士协助建造泡室, 感谢与布茨 ( E. Booth ) 博士, 莱德曼 ( L. Lederman ) 博士和舒特 ( R. Shutt ) 博士关于照相技术的讨论, 感谢布鲁克海文 ( Brookhaven ) 国家实验室质子同步加速器 ( Cosmotron ) 部的工作人员, 特别是莫尔 ( W. Moore ) 博士协助照射。我们也要感谢秦 ( J. Chin ) 女士和舒德 ( H. Shute ) 先生对我们扫描仪的无价的帮助, 也要感谢在纽约都波渡口 ( Dobbs Ferry ) 的哥伦比亚大学赫德逊 ( Hudson ) 实验室的 I. B. M. 机器上的工作人员。