§12.2 强子及其共振态

强子：重子 $B \neq 0$

介子 $B=0$

1．π介子的性质

介子是自旋为整数的强子。最早认识的介子是π介子，它是介子家族中最轻的一种。

从第四章我们知道，π介子最初是作为相互作用的场粒子提出来的，并于1947年在宇宙线实验中发现。随后，同步回旋加速器的能量超过了π介子产生阈，大量的介子被探测到，从而可以详细的研究它的性质。

（1）π介子的电荷。实验证明，π介子有三种，分别带电荷+*e*、0和-*e*，被称为π^+、π^0和π^-，π^+和π^-互为反粒子，而π^0的反粒子就是它本身。

（2）π介子的同位旋。由于π介子的电荷态有三种，与核子的情形相比较，可以给出π介子的同位旋为$T=1$，它的投影$T_3=+1$、0 和—1分别对应于π^+、π^0和π^-。这些同位旋量子数的合理性在涉及π介子的反应与衰变中得到证实。

（3）π介子的质量。π介子的质量被多种方法测量过，目前最好的结果是：

$$m_{\pi^\pm} = 139.56995 \pm 0.00035\text{MeV}$$

$$m_{\pi^0} = 134.9764 \pm 0.0006\text{MeV}$$

带电的和中性的π介子质量之差归因于电磁相互作用。这个质量差也可能是造成nn、np和pp散射截面差别的原因。

（4）自旋和宇称。从π^0到$\gamma\gamma$的衰变或从阈能下核子-核子碰撞中π的产生，比如，容易判定π介子的自旋是整数。π自旋的具体数值，可以通过比较反应和它的逆反应的截面来确定。按照细致平衡原理，这两个反应的截面的差别仅仅在于统计因子和动力学因子，即：

$$\frac{\sigma(\mathrm{pp}\to\mathrm{d}\pi)}{\sigma(\mathrm{d}\pi\to\mathrm{pp})}=\frac{g(\mathrm{pp}\to\mathrm{d}\pi)}{g(\mathrm{d}\pi\to\mathrm{pp})}\frac{k_\pi^2}{k_p^2}=\frac{(2s_\pi+1)(2s_\mathrm{d}+1)}{\frac{1}{2}(2s_\mathrm{p}+1)^2}\frac{k_\pi^2}{k_\mathrm{p}^2}=\frac{3(2s_\pi+1)}{2}\frac{k_\pi^2}{k_\mathrm{p}^2}\qquad(12.2-1)$$

式中g是统计因子，分母中还考虑了全同粒子的影响。从实验测得的截面值，可以推出$s_\pi=0$，这一结果在很宽的能区都成立。对于中性的π^0粒子，也可以从2γ衰变中导出$s_\pi=0$。

π介子的内秉宇称可由低能（S波）俘获反应推出。这个反应初、末态的宇称分别是

$$\pi_i = \pi_\pi \pi_d (-1)^{l_i} = \pi_\pi \qquad (12.2-2)$$

$$\pi_f = \pi_n \cdot \pi_n (-1)^{l_f} \qquad (12.2-3)$$

$$\pi_\pi = (-1)^{l_f} \qquad (12.2-4)$$

为了确定l_f的奇偶性，需要用到角动量守恒。初态的总角动量

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{s}_\pi + \mathbf{s}_d + \mathbf{l}_i \qquad (12.2-5)$$

已知$s_\pi=0$, $l_i=0$和$s_d=1$，显然$J_I=1$。末态的总角动量

$$\mathbf{J}_f = \mathbf{s}_{n_1} + \mathbf{s}_{n_2} + \mathbf{l}_f \qquad (12.2-6)$$

由于中子是自旋1/2粒子，它的总波函数相对于中子的交换必须是反对称的，即如果自旋部分是对称的（$s_{n_1}+s_{n_2}=1$），则空间部分必须是反对称的（l_f=奇数）；反过来，如果自旋部分是反对称的（$s_{n_1}+s_{n_2}=0$），则空间部分必须是对称的（l_f=偶数）。后一种情况是不可能的，因为总角动量守恒要求。所以，只能取l_f=奇数，从而由（12.2-4）式得$\pi_\pi=-1$。用类似的方法可以求得π^-和π^0的宇称为负。

(5) π介子的衰变。π介子是最轻的强子，因此不可能由强作用衰变到其他强子，而只能通过更缓慢得多的电磁或弱过程衰变。

π^0的主要衰变道是：

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

这是一个典型的电磁衰变，它的半衰期是10^{-16}秒的量级。这个时间对于直接测量来讲是太短了，但如果用能级宽度来推测，这个时间又显得太长了，因为按照测不准关系，10^{-16}秒对应的能级宽度只有约8eV，比目前γ探测器的能量分辨率小得多。为此，人们用测量π^0介子的光产生截面的办法，来间接推出π^0的平均寿命为

$$\tau_{\pi^0} = (0.82 \pm 0.04) \times 10^{-16}\,\mathrm{s}$$

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 过程占π^0衰变的98.8%的分支比，另一种竞争的过程是占1.2%的

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$$

由于轻子数守恒的原因，$\pi^{\pm}$的衰变只能是弱衰变，其半衰期是10^{-8}秒的量级，可以进行直接测量。1971年，艾瑞斯等人在伯克利的184-英寸质子同步回旋加速器上获得π介子次级束。他们在不同距离上测量π介子相对数目的变化，推出$\pi^{\pm}$的平均寿命为。

$$\tau = 26.02 \pm 0.04\text{ns}$$

实验上π^{+}和π^{-}的平均寿命在误差范围内是相同的，这与CPT守恒的要求是一致的。带电π介子的主要衰变道如下：

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad (\approx 100\%)$$

$$\to e^- + \bar{\nu}_e \qquad (1.23\times10^{-4})$$

$$\to \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \gamma \qquad (1.24\times10^{-4})$$

$$\to e^- + \bar{\nu}_e + \gamma \qquad (5.6\times10^{-8})$$

$$\to e^- + \bar{\nu}_e + \pi^0 \qquad (1.03\times10^{-8})$$

对π^+粒子的衰变，只需把上列粒子都变成它们的反粒子就行了。由于μ轻子数，电轻子数和τ轻子数各自守恒，上述衰变末态中同类轻子和反轻子必须成对出现。又考虑到电荷守恒，必然要求有中微子出现，也就是必须通过弱衰变。$\pi^{\pm}$衰变到μ或e的概率相差很大，这可以用统计和禁戒因子来解释。我们知道，在相互作用矩阵元相同的条件下，衰变概率正 比于末态的态密度。对于两体衰变，末态密度：

$$\rho(E_{\mathrm{f}}) \equiv \frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}E_{\mathrm{f}}} = \frac{4\pi p^2}{h^3}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}E_{\mathrm{f}}} \qquad (12.2-7)$$

$$E_{\mathrm{f}} = m_{\pi}c^2 = E_{\nu} + E_{\pm} = cp + \sqrt{c^2p^2 + m^2c^4} \qquad (12.2-8)$$

$$\mathrm{d}E_{\mathrm{f}} = [c + \frac{1}{2}(c^2p^2 + m^2c^4)^{-1/2}2c^2p]\mathrm{d}p \qquad (12.2-9)$$

$$p^2\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}E_\mathrm{f}}=\frac{(m_\pi^2+m^2)(m_\pi^2-m^2)^2}{8cm_\pi^4} \qquad (12.2-10)$$

另外还有一个修正因子也应当出现在态密度函数中。在比如衰变中，由于π^-处于静止且自旋为**0**，则e^-和 $\bar{\nu}_e$ 的自旋之和必为**0**。由于所有反中微子的螺旋性为**+1**（见第§**6.2**节），即自旋和动量平行，则显然电子的自旋和动量也平行。然而，β衰变中的高速电子的螺旋性平均为-***v/c*** 。即只有比例为（**1-*v/c*）/2**的电子具有**+1**的螺旋性。按前面的分析，螺旋性为**—1**的部分是被禁止的，因此，能够测量到的概率需乘上因子

$$\frac{1}{2}(1-\frac{v}{c})=\frac{m^2}{m_\pi^2+m^2} \qquad (12.2-11)$$

最后：

$$\frac{\lambda(\pi\to \mathrm{e}\nu)}{\lambda(\pi\to \upsilon\nu)}=\frac{m_\mathrm{e}^2(m_\pi^2-m_\mathrm{e}^2)^2}{m_\mu^2(m_\pi^2-m_\mu^2)^2}=1.28\times10^{-4} \qquad (12.2-13)$$

2. π介子的产生及利用π介子束进行物理实验

在宇宙射线中发现π介子之后不久，加速器可以提供的束流能量就超过了π介子的产生阈能，从而开创了在实验室中研究π物理的新领域。70年代以来，在几个称为“介子工厂”的实验室中（美国Los Alamos的LAMPF，加拿大温歌华的TRIUMF，瑞士Zurich的SIN等），用强流质子打出大量的π介子，并将它们作为次级束流引出开展新的实验，取得了大量关于强子的知识。

（1）π介子的产生

产生π介子的最简单方法是利用核子—核子碰撞：

$$
\begin{aligned}
p + p &\rightarrow p + p + \pi^0 \\
&\rightarrow p + n + \pi^+ \\
p + n &\rightarrow p + p + \pi^- \\
&\rightarrow p + n + \pi^0 \qquad (12.2-14)
\end{aligned}
$$

上式的反应Q值为负，实验室阈能约为T_{th}=290MeV。注意反应前后都是2个核子，这是重子数守恒所要求的。图12—3是单π介子产生截面随能量的变化。在阈能之上，截面迅速增大，在800MeV左右达到一个平台。

与轻子数守恒和重子数守恒不同的是，没有要求介子数目守恒的规则。因此，只要能量更高，就可以产生更多的介子，比如在大约600MeV之上，就可以打出两个介子

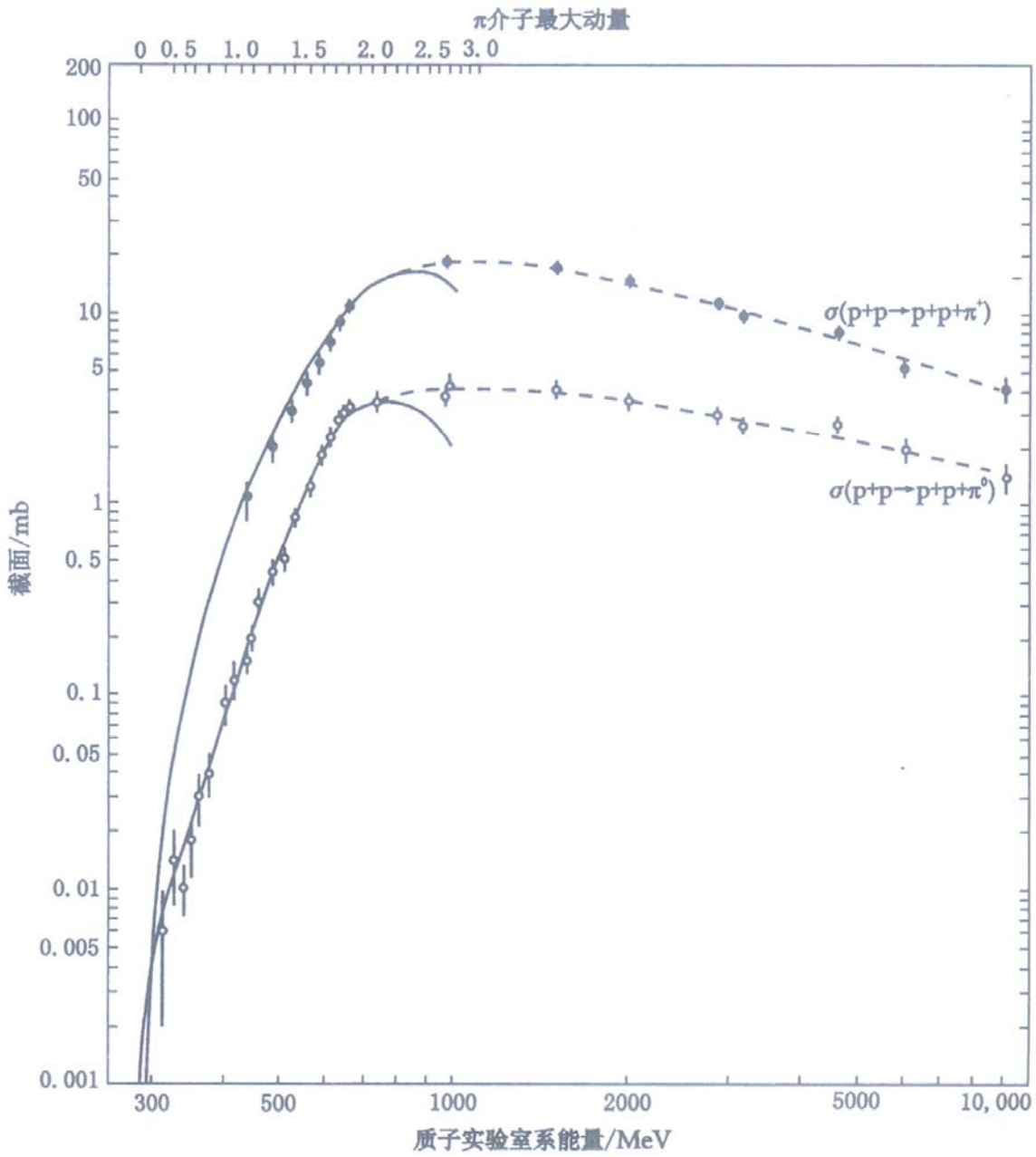

图 12-3　pp 碰撞的单 π 介子产生截面

[引自 W.O. Lock et al., Intermediate Energy Nuclear Physics, London: Methuen, 1970.]

$$
\begin{aligned}
p + p &\rightarrow p + p + \pi^{+} + \pi^{-} \\
&\rightarrow p + p + \pi^{0} + \pi^{0} \\
&\rightarrow p + n + \pi^{0} + \pi^{+} \\
&\rightarrow n + n + \pi^{+} + \pi^{+} \qquad (12.2-15)
\end{aligned}
$$

图12—4是双π介子产生截面。显然，约500—800MeV区间是“π介子工厂”的最佳工作能区。入射能量太低，介子产生截面太小；入射能量太高，又会出现几种不同出射能量的介子，造成 次级处理困难。除了核子—核子碰撞的强作用过程外，π介子也可在电磁过程中产生。

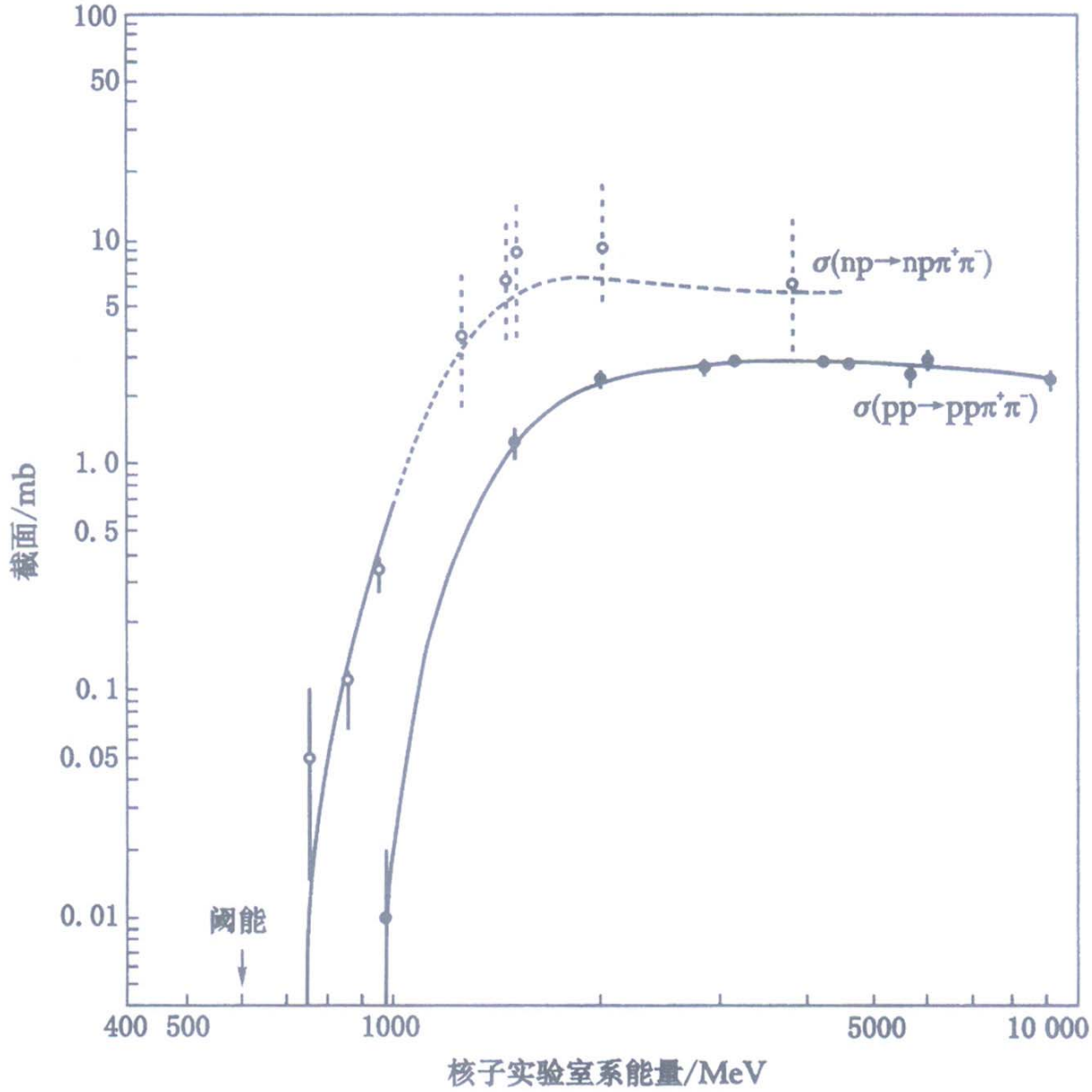

图 12-4　NN 碰撞的双 π 介子产生截面

[引自 W. O. Lock et al., Intermediate Energy Nuclear Physics, London: Methuen, 1970.]

（2）π介子与核子的反应

π介子次级束提供了一种新的实验手段，可以研究一个新的领域。 最基础的实验，是π与核子的反应，它们可以分为弹性散射、非弹散射和电荷交换反应。

$$\pi^{+} + p \rightarrow \pi^{+} + p, \qquad \pi^{-} + p \rightarrow \pi^{-} + p,$$

$$\pi^{+} + p \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0} + p$$

$$\rightarrow \pi^{+} + \pi^{+} + n$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{0} + n$$

共振态：可以确定能量、寿命、自旋、宇称、衰变模式等，它们的存在与通常的粒子或核的激发态等并无区别，只是寿命很短。

可以强衰变的粒子称作共振态粒子。

π^+p的总截面在π能量为200 MeV处（对应质心能量为1232MeV）有一个很大的共振峰。在π^-p的实验中（图12-6）和其他相关实验中发现了同样的现象。

核子共振态

Δ系列：电荷四重态（+2，+1，0，—1）系列， $T=3/2$

N系列：电荷双重态（+1和0）， $T=1/2$

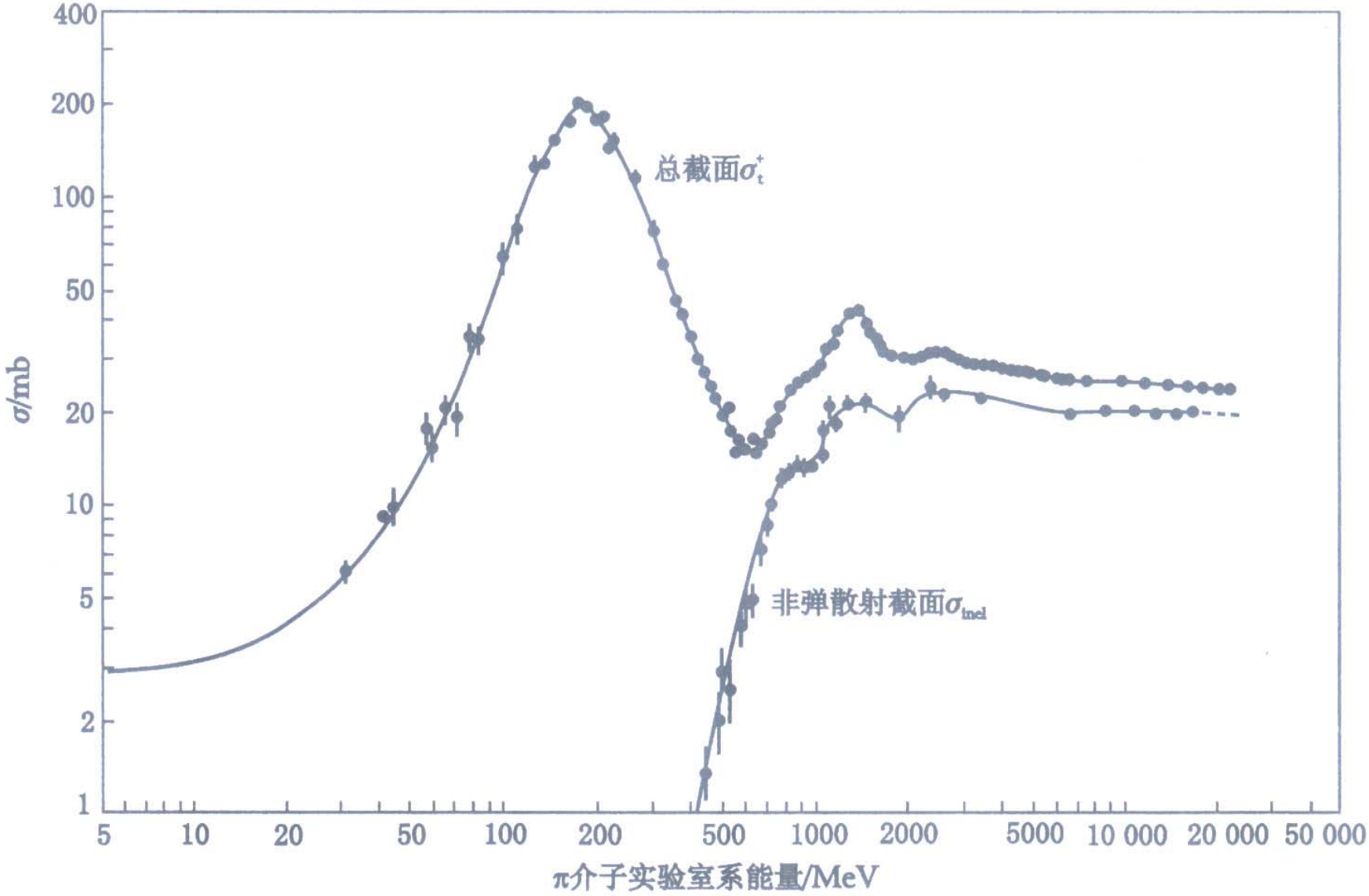

图 12-5　$\pi^+ + p$ 反应的总截面和非弹截面

[引自 W. O. Lock et al., Intermediate Energy Nuclear Physics, London: Methuen, 1970.]

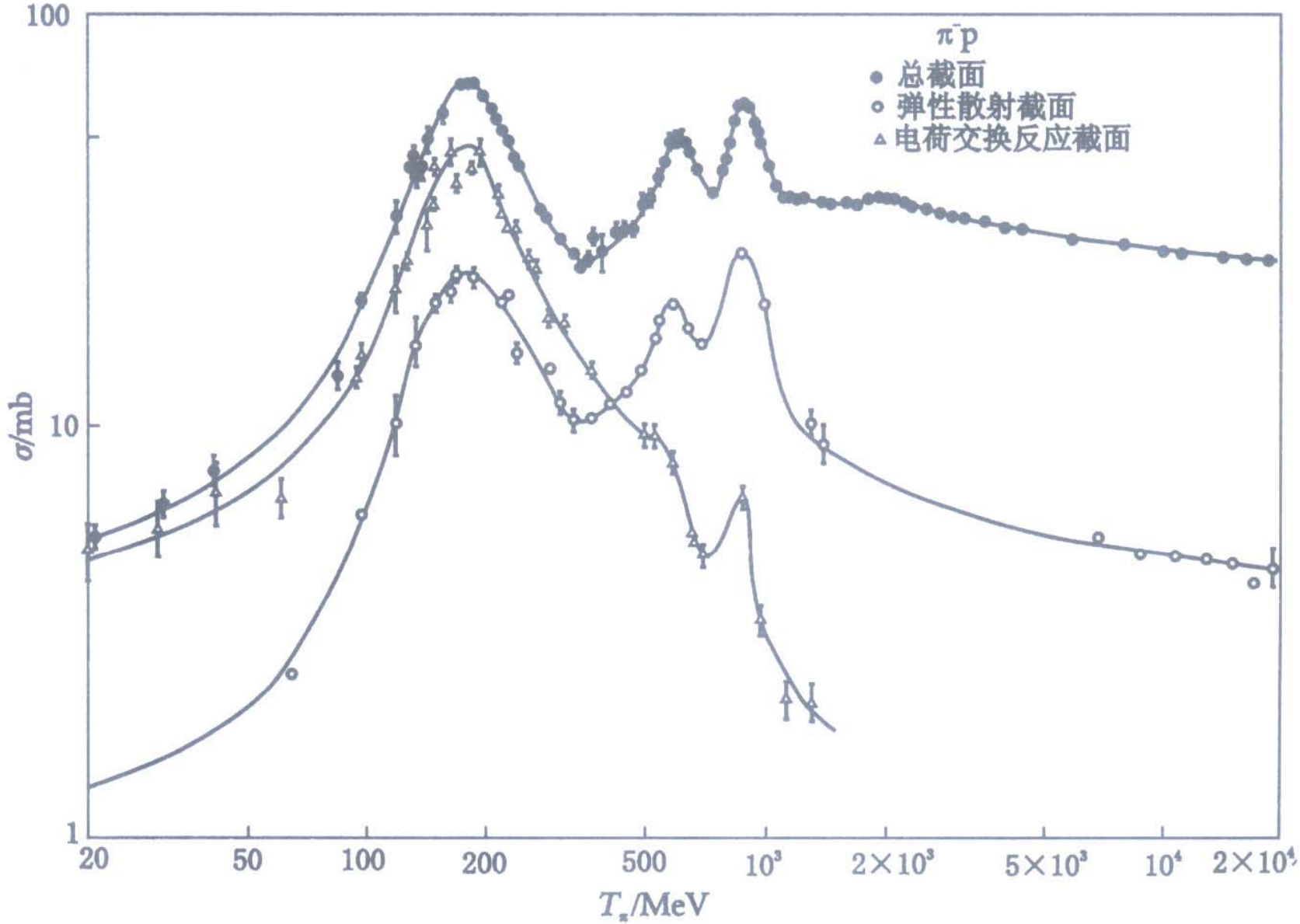

图 12-6　π^- + p 反应的截面

[引自 R. J. Cence, Pion-Nucleon Scattering, Princeton University Press, 1969.]

表 12-4　核子的共振态

标 示	能量/ MeV	宽度/ MeV	自旋宇称	同位旋	l_π
N(939)	939	–	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1
N(1440)	1440	200	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1
N(1520)	1520	125	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	2
N(1535)	1535	150	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	0
N(1650)	1650	150	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	0
N(1675)	1675	155	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	2
N(1680)	1680	125	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	3
N(1720)	1720	200	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1
N(2190)	2190	350	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	4
N(2220)	2220	400	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	5
N(2250)	2250	300	$\frac{9}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	4
Δ(1232)	1232	115	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	1
Δ(1620)	1620	140	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	0
Δ(1700)	1700	250	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	2
Δ(1905)	1905	300	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	3
Δ(1910)	1910	220	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	1
Δ(1950)	1950	240	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	3
Δ(2420)	2420	300	$\frac{11}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	5

***T*=3/2和*T*=1/2的共振态可以被视为是*T*=1的π介子和*T*=1/2 的核子耦合而成的。可以通过实验定出N和Δ系列的物理参量。表12.1给出了实际的结果。**

(3)共振态的衰变

$$
\begin{aligned}
&\mathrm{N}(1440) \rightarrow \mathrm{N}(939)+\pi && (\approx 60\%)\\
&\qquad\rightarrow \Delta(1232)+\pi && (\approx 20\%)\\
&\Delta(1232) \rightarrow \mathrm{N}(939)+\pi &&\\
&\mathrm{N}(1650) \rightarrow \mathrm{N}(939)+\pi && (\approx 60\%)\\
&\qquad\rightarrow \Delta(1232)+\pi && (\approx 10\%)\\
&\qquad\rightarrow \mathrm{N}(939)+\rho && (\approx 20\%)\\
&\Delta(1950) \rightarrow \mathrm{N}(939)+\pi && (\approx 40\%)\\
&\qquad\rightarrow \Delta(1232)+\pi && (\approx 40\%)\\
&\qquad\rightarrow N(939)+\rho && (\approx 20\%)
\end{aligned}
$$

4）介子共振态

π介子是介子家族中最轻的成员。在核子—核子和π—核子反应中，当能量提高时，其它更重的介子也可以产生出来。由于没有介子数守恒的限制，这些较重的介子可以通过强作用在10^{-23}秒量级的极短时间内衰变到若干个π介子。对于这样短寿命的共振态的存在，通常只能通过不变质量法来确定。

$$\pi^+ + p \rightarrow \rho^+ + p$$

$$\mapsto \pi^+ + \pi^0$$

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

假定π介子是来自于ρ，则按照能量动量守恒：

$$E_\rho = E_{\pi^+} + E_{\pi^0}, \quad \mathbf{p}_\rho = \mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^0} \qquad (12.2-18)$$

$$m_\rho c^2 = [E_\rho^2 - c^2 p^2]^{1/2} = [(E_{\pi^+} + E_{\pi^0})^2 - c^2 |\mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^0}|^2]^{1/2} \qquad (12.2-19)$$

即从π介子能量动量的测量中可以推出常量——ρ介子的质量，这就是不变质量法。

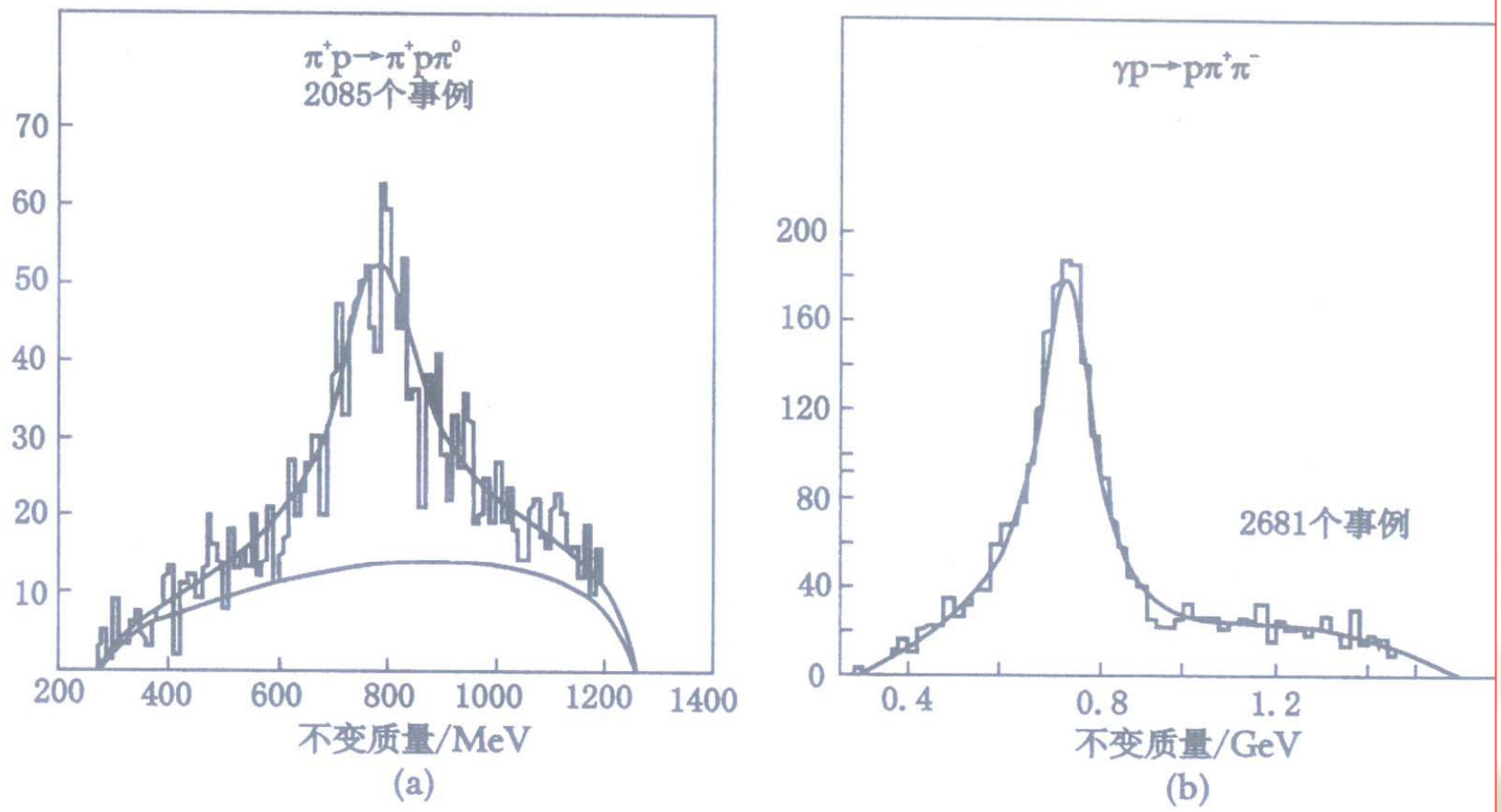

图 12-7　ρ 共振态的不变质量谱

(a)用 $\pi^+\pi^0$ 计算　(b)用 $\pi^+\pi^-$ 计算

[引自 F. E. James et al., Phys. Rev. 142, 896(1966)(左图)

和 J. Ballam et al., Phys. Rev. D5, 545(1972)(右图)]

由不变质量法容易得出ρ共振态的中心质量是770MeV，而宽度为150MeV。实际上，ρ是同位旋T=1的三重态ρ^{+}、ρ^{0}、和ρ^{-}。通过测量衰变出的π介子对的相对角分布，可以定出它们之间的轨道角动量l=1，从而ρ的自旋为1，宇称为 —1。其它的一些反应过程，也能产生介子共振态。实验上发现的π介子共振态构成了一个系列，被列在表12-2中。共振态衰变的最直接方式是通过10^{-23}秒量级的快过程到多π末态，但有时这种衰变受到同位旋守恒的限制，这时较慢的（10^{-16}~10^{-20}秒）的电磁衰变就成为主要的渠道。

表 12-5　部分介子共振态

符 号	质量/(MeV/c^2)	自旋宇称	同位旋	宽度/ MeV	主要衰变模式
η	549	0^-	0	0.00083	$\gamma\gamma(39\%)$
					$3\pi^0(32\%)$
					$\pi^+\pi^-\pi^0(24\%)$
					$\pi^+\pi^-\gamma(5\%)$
ρ	769	1^-	1	154	$2\pi(100\%)$
ω	783	1^-	0	9.9	$\pi^+\pi^-\pi^0(90\%)$
					$\pi^0\gamma(9\%)$
					$\pi^+\pi^-(1\%)$
η'	958	0^-	0	0.29	$\eta\pi\pi(65\%)$
					$\rho^0\gamma(30\%)$
					$\omega\gamma(3\%)$
					$\gamma\gamma(2\%)$
ϕ	1020	1^-	0	4.2	$K^+K^-(49\%)$
					$K_LK_S(35\%)$
					$\pi^+\pi^-\pi^0(15\%)$
					$\eta\gamma(1\%)$
f	1270	2^+	0	178	$\pi\pi(84\%)$
					$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-(3\%)$
					$K\bar{K}(3\%)$

3. 奇异介子和重子

在π介子与核子的反应中，人们发现一种奇怪的新的介子，被称为K介子：

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

*K*的质量约500MeV，可带正或负电荷，产生截面很大，是典型的强作用过程。

K介子并不象通常的π共振态那样通过强过程衰变成若干个π介子，而是主要通过弱过程衰变（寿命10^{-8}秒量级）：

$$
\begin{aligned}
K^+ &\to \mu^+ + \nu_\mu && (63\%)\\
&\to \pi^+ + \pi^0 && (21\%)\\
&\to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- && (6\%)\\
&\to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 && (2\%)\\
&\to \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu && (3\%)\\
&\to \pi^0 + e^+ + \nu_e && (5\%)\\
&\to e^+ + \nu_e && (0.0015\%)
\end{aligned}
$$

奇异介子在反应中总是成对产生。

为了解释这些“奇异”现象，人们引入了一个新的量子数（自由度）——奇异量子数***S***，并要求它在强相互作用和电磁相互作用中是守恒的，但在弱作用过程中可以改变。我们可以指定K^+的奇异数***S*=1**，而K^- 的奇异数显然就应该是***S*= -1**，这样就解释了“奇异”现象。

K^+和K^-互为反粒子。K介子家族还有不带电荷的K^0和$\overline{K}^0$，他们也互为反粒子，奇异数S=+/-1。随着能量的提高，人们发现K介子也有共振态，如K^*、K_1、K_2等。较重的奇异粒子可以在保持奇异数不变的条件下，通过强衰变到较轻的奇异粒子。但最轻的奇异粒子，如K介子，就只能通过弱衰变到非奇异粒子。

带奇异性的重子（费米子），超子。如：

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+$$

根据奇异数守恒和$S(K^+)=1$，很容易确定$S(\Lambda^0)=-1$。表12-3给出了已发现的奇异重子的基本性质。

表 12-6　已发现的奇异重子——超子

名 称	质量(MeV/c^2)	自旋宇称	同位旋 T, T_3	奇异数	宽度或寿命	主要衰变模式
Λ^0	1116	$\frac{1}{2}^+$	0,0	−1	2.6×10^{-10} s	$p\pi^-$(64%); $n\pi^0$(36%)
Σ^+	1189	$\frac{1}{2}^+$	1, +1	−1	0.80×10^{-10} s	$p\pi^0$(52%); $n\pi^+$(48%)
Σ^0	1192	$\frac{1}{2}^+$	1,0	−1	5.8×10^{-20} s	Λ_γ
Σ^-	1197	$\frac{1}{2}^+$	1, −1	−1	1.5×10^{-10} s	$n\pi^-$
Ξ^0	1315	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	−2	2.9×10^{-10} s	$\Lambda\pi^0$
Ξ^-	1321	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	−2	1.6×10^{-10} s	$\Lambda\pi^-$
Σ^{*+}	1382	$\frac{3}{2}^+$	1, +1	−1	35 MeV	$\Lambda\pi$(80%); $\Sigma\pi$(12%)
Σ^{*0}	1382	$\frac{3}{2}^+$	1,0	−1	35 MeV	
Σ^{*-}	1387	$\frac{3}{2}^+$	1, −1	−1	40 MeV	
Ξ^{*0}	1532	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	−2	9 MeV	Ξ_π
Ξ^{*-}	1535	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	−2	10 MeV	
Ω^-	1673	$\frac{3}{2}^+$	0,0	−3	0.82×10^{-10} s	ΛK(69%); $\Xi\pi$(31%)

人们还发现自旋为1/2的八种重子性质相似，构成一个组，奇异数分布在0到2，我们在后面会看到它们在强子结构上的特殊意义。另一组是自旋为3/2的重子（包括Δ粒子），奇异数分布在0到3之间。

奇异原子核，即超核。它的基本过程是将核内的一个中子置换成Λ^0，但由于Λ^0与中子不是全同粒子，在壳层上的分布不受泡利不相容原理的限制，因而会很快跃迁到能量最低的轨道上，然后再通过弱衰变到$n+\pi^0$，相应的超核也变到正常原子核。类似于最后一个中子的结合能，可以定义超核中Λ^0的结合能：

$$B_\Lambda = [m(\Lambda^0) + m({}^{A-1}X) - m({}^{A}_{\Lambda}X)]c^2 \qquad (122-20)$$

奇异性的研究是核物理的一个新领域，超子和超核是新的核物质。奇异粒子可以容易地进入原子核的内部，这是通常的核反应难以作到的。为了深入研究奇异性，实验上需要建立所谓的**K**介子工厂，即用几个**GeV**的质子打靶产生大量的**K**介子，把**K**介子重新聚焦加速后作为次级束流用到实验中。目前准备兴建的日本强子装置（**JHF**）就将起到**K**介子工厂的作用。

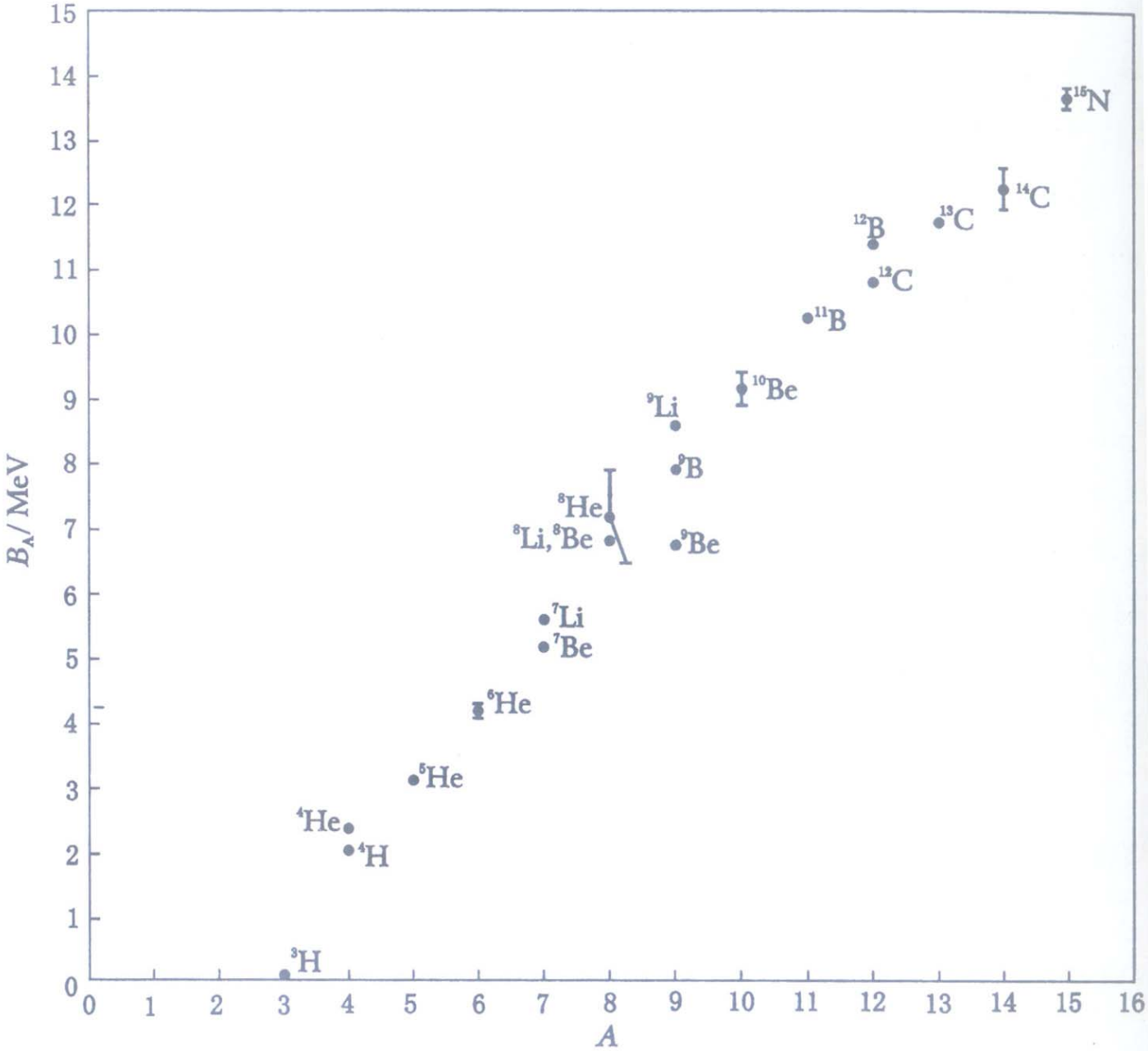

图 12-8　超核中的 Λ^0 结合能[①]

4. K衰变中的CP不守恒

观察到K^0到$\overline{K}^0$的转变。

K^0和 $\overline{K}^0$ 都可以衰变到2π粒子

C是把正粒子变成反粒子的变换，而P是宇称变换。比如用 $\psi(\pi_a^0, \pi_b^0)$ 表示双π^0末态，则由于K和π的自旋都为0，按总角动量守恒必有l=0，因此：

$$P\Psi(\pi_a^0,\pi_b^0) = (-1)^2(-1)^l\Psi(\pi_a^0,\pi_b^0) = \Psi(\pi_a^0,\pi_b^0)$$

$$C\Psi(\pi_a^0,\pi_b^0) = \Psi(\pi_a^0,\pi_b^0) \qquad (12.2-21)$$

$$CP\ \Psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = \Psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \qquad (12.2-22)$$

即 $\psi(\pi_a^0, \pi_b^0)$ 在CP变换下不变。类似的可得到 $\psi(\pi_a^+, \pi_b^-)$

在CP变换下不变（同样还可得到 $\Psi(3\pi)$ 在CP变换下改变符号）。然而初态K粒子在CP变换下却要发生变化：

$$CP\Psi(K^0) = -\Psi(\overline{K}^0) \qquad (12.2\quad 23)$$

这表明，在CP守恒的条件下， K—>2π 衰变应当是禁止的。在β衰变的研究中，我们认识到弱作用过程中C和P分别都是不守恒的，但CP联合起来是守恒的。CP守恒与衰变的实验事实发生了明显的矛盾。对以上问题的解释，是认为K^0和 $\overline{K}^0$ 不是独立的粒子，而是其它独立粒子的耦合。定义：

$$\Psi(K_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi(K^0) - \Psi(\overline{K}^0)]$$

$$\Psi(K_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi(K^0) + \Psi(\overline{K}^0)] \qquad (12.2-24)$$

$$CP\,\Psi(K_1) = \Psi(K_1); \quad CP\Psi(K_2) = -\Psi(K_2) \qquad (12.2-25)$$

因此，在CP守恒条件下，$K_1 \to 2\pi$和$K_2 \to 3\pi$是容许的：在奇异数守恒的强作用过程，产生了有确定奇异数的粒子

K^0 或 $\overline{K}^0$，由于CP守恒的要求它们本身不能直接经弱过程衰变，但它们的成分K_1和K_2可以分别进行2π和3π弱衰变。

K_1和K_2并不是互为反粒子的关系。K_1和K_2的质量相近，，但寿命却很不一样。我们知道，衰变概率是与末态的态密度，因而与动量的平方成正比的。$K_1 \to 2\pi$的衰变中释放动能约200MeV，而$K_2 \to 3\pi$衰变只释放动能约70MeV，因此，K_1衰变比K_2衰变快得多。实验测得的平均寿命为：

$$\tau(\mathrm{K}_1) = 0.893\times10^{-10}\,\mathrm{s}, \qquad \tau(\mathrm{K}_2) = 5.17\times10^{-8}\,\mathrm{s},$$

即，K_1的平均飞行距离只有约**2.67cm,**而K_2的平均飞行距离达到**15.5m**。于是，K_1和K_2被更恰当的称为K_S和K_L，**S**和**L**表示短和长。利用K_S和K_L寿命的区别，可以解释K^0到 $\overline{K}^0$的转变。比如在反应中产生的K^0，一开始含有的K_S和K_L成分恰好保证为纯的K^0，没有 $\overline{K}^0$；但一段时间后，K_S的成分减少，K_L为主。K_L中有等量的K^0 和$\overline{K}^0$，因而可以观察到$\overline{K}^0$。这就说明了从K^0到$\overline{K}^0$转变的现象。

1964年，克罗林(Cronin)和费齐(Fitch)等：

使一束K^0粒子穿过足够长的距离，从而保证它的K_S成分已衰减到可以忽略不及。用两个对称的谱仪来观察2π衰变，由不变质量法给出母体质量，同时由2π的总动量计算出母体的运动方向。在要求不变质量为 K_S 的质量（498MeV），而且总动量在束流方向时，测得的必为2π衰变，而不是3π中的两个组分粒子造成的假2π现象。如果CP守恒，显然这样观察到的2π衰变概率应当为0。但实际上在排除了所有本底之后，仍发现了大约0.3%分支比的2π衰变，这表明弱衰变中CP有轻微的破缺。在K粒子的其它衰变道中也发现了约0.3%的CP破缺。

CP破缺是一个很基本的物理问题。由于人们普遍相信CPT(T是时间反演)是守恒的，因此如果CP对称性破缺，则T也是破缺的。但是30多年过去了，尽管已做了大量的实验，仍然还没有在K以外的其它系统中确认CP或T破缺，理论上也还没有对CP破缺的根源作出可信的解释。目前人们普遍认为在底夸克构成的系统中更容易观察到CP破缺，这是兴建B工厂的最主要动机。CP破缺的意义非常重大。我们生活的宇宙是由物质，而不是由反物质构成的。这种不可思义的自然选择很可能就是由CP破缺造成的。

除了常规粒子、奇异粒子外，后来还陆续发现了许多带粲、底和顶的介子和重子（共振态），它们构成了丰富的强子家族。目前发现的强子已达数百种。