

# CP 对称性的破坏

## ——寻找它的起源

James W. Cronin

这是1980年诺贝尔物理学奖获得者之一、美国物理学家 James W. Cronin 教授在授奖典礼上的学术讲演。承作者惠寄预印本，并经诺贝尔基金会1981(Nobel Foundation 1981<sup>1)</sup>)同意译成中文。对此，谨向他们表示感谢。另一获奖者 V. L. Fitch 教授的讲演本刊亦将刊载。

· 编者 ·

一个科学家最愉快的事，是遇到未曾预料的发现。这一直使我感到惊奇：设计一个简单的仪器，对提出正确的自然界的问题，得到了明确的回答。同 J. Christenson, V. Fitch 和 R. Turlay 一起做的这个实验，给出了令人信服的证据，表明长寿命的中性K介子( $K_L$ )会衰变为两个带电 $\pi$ 介子。这种衰变方式是CP对称性所禁戒的。实验发现，被禁戒的衰变方式是所有带电衰变方式的很小一部份： $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ 。Fitch 教授已经描述了我们发现CP对称性破坏的情况。他说明了，这个实验是如何以卓越的理论见解和深入的K介子实验作为前导的。我这个演讲将要总结一下在这个发现之后，我们得到的关于CP破坏的知识<sup>[1]</sup>。这个发现推动了国际上许多实验工作。它也激发起许多理论设想，后者又进一步促进了多种多样的实验。

目前对CP破坏还没有满意的理论。我们所有的理解全部是从实验得到的。这方面的研究工作已经超出高能加速器实验室以外，扩展到原子核物理实验室和研究性反应堆实验室。为了解释这种微小效应所做的实验，不但是富有独创性的，而且是非常细致的工作。

在1964年当我们的同行们知道这个发现以后，一个自然的反应是问，这个实验有没有错。当他们相信这个测量是正确的之后，他们又问，

能不能在仍旧保留CP对称性的情况下，解说这个效应。我清楚地记得，1964年在苏联杜布纳开国际高能会议时组织的一次专门会议。在那里我整个下午面对着一大批物理学家为我们的实验答辩。他们希望知道实验的每一个细节，比正式会议时提出的问题详细得多。

当这个会议接近结束时，一个苏联同行提出，这个效应也许是在不幸被封在实验用的氦包里的一头苍蝇上面，再生了短寿命的K介子( $K_S$ )。我们当场很快地估算了一下，看这头苍蝇需要有多大密度，才能产生这种效应。结果是密度要远超过铀的密度。

在这次会议上，还有其他许多物理学家对我们的结果经过深入考虑，提出过更认真的问题。虽然我们自信实验做得对，也解释得对，但许多人是在其他小组做了验证实验之后才放心的。在英国卢瑟福实验室<sup>[2]</sup>和瑞士日内瓦西欧中心<sup>[3]</sup>做的实验，很快证实了我们的结果。

接着提出了另一个重要问题。在我们原来的实验中， $K_L$ 介子衰变为两个 $\pi$ 介子是从运动学推断的，但并没有证明这些 $\pi$ 介子是否和普通的 $\pi$ 介子等同，也没有证明衰变中是否伴随着发出第三个能量很低的轻粒子。这效应确实是CP对称性破坏的一个直接证明是，在长寿命

1) ©The Nobel Foundation 1981.

K 介子和短寿命 K 介子衰变为两个带电  $\pi$  介子之间存在干涉。我的同事 V. Fitch 和 Roth, Russ 和 Vernon<sup>[4]</sup> 在一个简单而精致的实验中第一次证明了这种干涉。

他们的实验比较了  $K_L$  介子在真空中以及在有分散的铍再生体时，衰变为两个带电  $\pi$  介子的衰变率。实验中调节再生体的密度，使再生振幅  $A_R$  等于 CP 破坏振幅  $\eta_{+-}$ 。这些振幅的定义是：

$$\eta_{+-} = \frac{\text{振幅}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{振幅}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)},$$

$$A_R = i\pi N\Lambda \left( \frac{f - \bar{f}}{k} \right) \left( i\delta + \frac{1}{2} \right)^{-1}.$$

在有再生体时  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  的产额正比于  $|A_R + \eta_{+-}|^2$ 。

在  $A_R$  式中， $\delta$  等于  $(M_S - M_L)/\Gamma_S$ ，其中  $M_S$  和  $M_L$  是  $K_S$  和  $K_L$  的质量， $\Gamma_S$  是  $K_S$  介子的衰变率， $\Lambda$  是  $K_S$  介子的平均衰变长度， $k$  是入射  $K_L$  束的波数， $f$  和  $\bar{f}$  分别是  $K$  和  $\bar{K}$  在再生体原子核上向前散射振幅。再生振幅正比于  $N$ ，它是物质的密度数。在用密集再生体的辅助实验中确定了  $(f - \bar{f})/k$  值。然后用  $A_R$  公式<sup>[5]</sup> 选定合适密度的再生体。实际所用的再生体是 0.5 mm 厚的片子，间距是 1 cm。当片子间距比  $\delta\Lambda$  小时，这种装置的行为同密度为  $\left(\frac{1}{20}\right)$  正常密度的均匀再生体一样。

在 Fitch 和他同事最早的实验中发现，当选择  $|A_R|$  等于  $|\eta_{+-}|$  时，衰变为  $\pi^+\pi^-$  的衰变率大约是没有再生体时衰变率的四倍。这个结果表明，不但存在着干涉，而且干涉是相长的。随后对这个实验的全面分析<sup>[6]</sup>，给出了  $\pi^+\pi^-$  产额随密度的变化，如图 1 所示。图中  $\alpha$  是再生振幅与 CP 破坏振幅间的相对相位。

这个实验结果还使我们能够在实验上区分由物质组成的世界与由反物质组成的世界<sup>[7]</sup>。设想在反物质世界里做这个实验。这时唯一的区别是：再生体材料是由反物质做成。设强相互作用有 C 不变性，K 和  $\bar{K}$  的向前散射振幅可以互换，因而  $A_R$  符号相反。这样，研究人员在

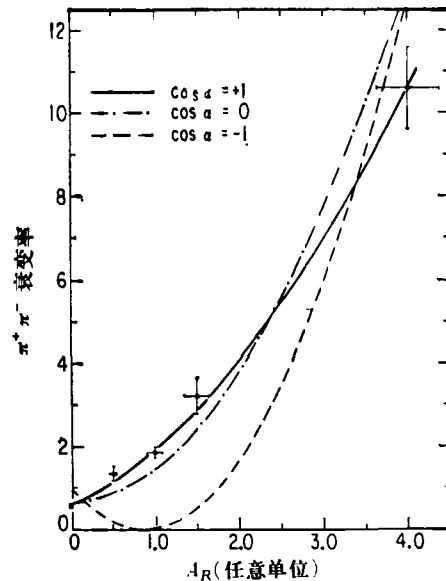


图 1  $\pi^+\pi^-$  事例产额随分散再生体振幅的函数。三根曲线相应于再生振幅  $A_R$  与 CP 破坏振幅  $\eta_{+-}$  间相位的三种数值

反物质世界中所做的干涉实验中，将会观察到相消干涉，如图 1 中的虚线所示。这同在我们的世界里得到的结果有明显区别。因为 Fitch 及其合作者的干涉实验有这样的特性，使得有可能从实验上区别物质世界与反物质世界，所以它排除了对  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  衰变的其他解释。

也有人建议过，这个效应可能是由宇宙学起源的长程矢量场造成的<sup>[8]</sup>。这种原因会使  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  衰变率正比于  $K_L$  介子在实验室中能量的平方。我们原来的实验是在  $K_L$  平均能量为 1.1 GeV 时进行的。在卢瑟福实验室和西欧中心做的验证实验，则是分别在  $K_L$  平均能量为 3.1 GeV 和 10.7 GeV 时进行的。因为这三个实验得到相同的  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  分支比，所以排除了长程矢量场的可能性。

在继续讨论之前，需要唯象地说明一下中性 K 介子系统中的 CP 破坏。基本的记号是由吴和杨<sup>[9]</sup>引入的。在讨论中假设了 CPT 守恒。我们在后面将要提到，K 介子衰变的全部数据同相应的 T 破坏相一致。在目前测量的灵敏度水平上，CPT 破坏效应等于零。

为了讨论在  $K_L$  介子衰变为两个  $\pi$  介子时观察到的 CP 破坏，需要有两个基本的复参量。

第一个量  $\varepsilon$ , 是在本征态  $|K_S\rangle$  和  $|K_L\rangle$  中  $CP$  掺杂的度量. 这些本征态由下式给出:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \cdot [(1+\varepsilon)|K\rangle + (1-\varepsilon)|\bar{K}\rangle],$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \cdot [(1+\varepsilon)|K\rangle - (1-\varepsilon)|\bar{K}\rangle].$$

$\varepsilon$  可用质量矩阵元与衰变矩阵元表示. 这些矩阵使  $|K\rangle$  和  $|\bar{K}\rangle$  态耦合, 并控制它们的时间发展. 它等于

$$\varepsilon = \frac{-\text{Im } M_{12} + i \text{Im } \Gamma_{12}/2}{i(M_S - M_L) + (\Gamma_S - \Gamma_L)/2}.$$

由观察到的  $K_S$  和  $K_L$  不同衰变方式的衰变率, 可以得到  $\text{Im } \Gamma_{12}$  大小的极限. 如果  $\text{Im } \Gamma_{12}$  为零, 则  $\varepsilon$  的相位将由分母决定, 它等于使  $K$  与  $\bar{K}$  耦合的矩阵的本征值之差. 这些量已在实验上测量过, 得到  $\arg \varepsilon \sim 45^\circ$ .

第二个量  $\varepsilon'$  的定义是

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \text{Im} \left( \frac{A_2}{A_0} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

其中  $A_0$  和  $A_2$  分别是  $K$  介子衰变为同位旋 0 与 2 的两个  $\pi$  介子驻波态的振幅. 时间反演对称性要求  $A_0$  和  $A_2$  相对为实的 (relatively real).  $\delta_0$  和  $\delta_2$  分别是  $I=0$  态与  $I=2$  态的  $S$  波  $\pi\pi$  散射相移. 参量  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'$  同可观察量有以下关系:

$$|\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{\text{振幅}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{振幅}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)},$$

$$|\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{\text{振幅}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\text{振幅}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)},$$

$$\delta_1 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^-1^+\nu_1) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+1^-\bar{\nu}_1)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^-1^+\nu_1) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+1^-\bar{\nu}_1)}$$

实验测量值与  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'$  的联系如下<sup>[11]</sup>:

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon',$$

$$\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon',$$

$$\delta_1 = 2 \text{Re } \varepsilon.$$

研究由  $K_S$  和  $K_L$  混合的  $K$  束衰变为  $\pi^+\pi^-$  的时间特性, 精确地定出了  $\eta_{+-}$  的数值和相位. 这个实验技术, 是 Whatley<sup>[12]</sup> 和  $CP$  破坏发现前早就建议的. 设  $t=0$  时  $K_S$  振幅为  $\rho$ ,

(相对于  $K_L$  振幅), 则  $\pi^+\pi^-$  衰变对时间的依赖关系将为<sup>[13]</sup>

$$N_{+-}(t) = |\rho \exp [(-i\Delta M - \Gamma_S/2)t] + \eta_{+-}|^2.$$

$K_S$  成分的原始振幅可由两种不同方法造成. 第一种方法是使  $K_L$  束穿过再生体.  $\rho$  就是再生振幅. 干涉项则为

$$2|\rho| |\eta_{+-}| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(-\Delta M t + \phi_\rho - \phi_{+-}).$$

第二种方法是在  $t=0$  时产生一个纯  $K$  (或  $\bar{K}$ ) 束. 实际上能量  $\sim 20$  GeV 的质子, 在小角上产生的  $K$  约为  $\bar{K}$  的三倍. 这里不讲  $\bar{K}$  减小问题的细节. 在这种情况下  $\rho = +1$ , 而干涉项为

$$2|\eta_{+-}| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(-\Delta M t - \phi_{+-}).$$

重要的  $CP$  参量是  $|\eta_{+-}|$  和  $\phi_{+-}$ . 但是我们看到, 还需要有辅助参量  $\Gamma_S$  和  $\Delta M$  的知识. 在第一种方法中, 我们测量  $\phi_{+-} - \phi_\rho$ , 还要用一种技术独立测量  $\phi_\rho$ . 在这两种情况下, 当两个干涉振幅大小相近时,  $\pi^+\pi^-$  产额对干涉项最为灵敏. 在第二种方法中, 我们要在 12 个  $K_S$  寿期进行观测. (因为需要  $e^{-\Gamma_S t/2} \simeq |\eta_{+-}| \simeq 2 \times 10^{-3}$ ).

因此,  $\Delta M$  中很小的误差会导致  $\phi_{+-}$  很大的不确定性. 更重要的是,  $\Delta M$  的系统误差会导致错误的  $\phi_{+-}$  值. 与  $\Delta M$  中 1% 的误差相应的  $\phi_{+-}$  误差约为  $3^\circ$ . 要测量  $\Delta M$  达到足够的精确度, 难度同做干涉实验的难度差不多大<sup>[14]</sup>.

时间和篇幅都不允许我详细叙述在西欧中心、布鲁克海文、阿贡、斯拉克实验室许多组的工作. 他们进行的细致测量给出了以下数据<sup>[15]</sup>:

$$\eta_{+-} = [(2.27 \pm 0.02) \times 10^{-3}] \exp [i(44.7^\circ \pm 1.2^\circ)],$$

$$\Delta M = M_S - M_L = -(0.535 \pm 0.002) \times 10^{10}/\text{sec},$$

$$\Gamma_S = (1.121 \pm 0.003) \times 10^{10}/\text{sec}.$$

图 2 是上述测量的水平的一个例子. 图中表示动量 4 到 10 GeV/c 的  $K_L$  束穿过 81 cm 厚的碳再生体后, 衰变为  $\pi^+\pi^-$  的时间分布<sup>[16]</sup>, 可以清楚地看到相消干涉. 如果实验是用一个反碳的再生体做的, 将会看到相长干涉.

$K_L$  衰变电荷不对称性  $\delta_1$  的测量工作是在

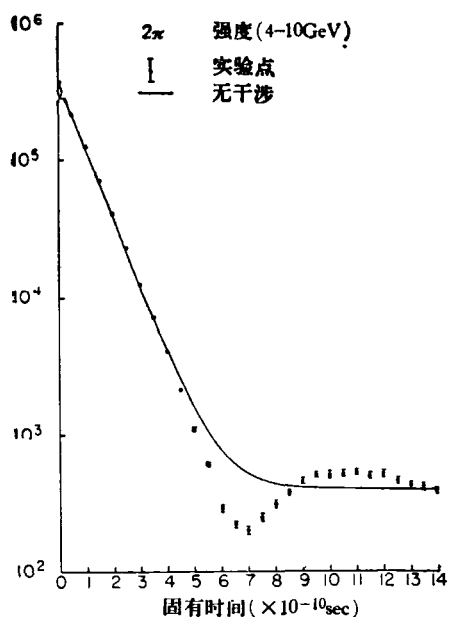


图2 从一个放在  $K_L$  束中的 81cm 厚的碳再生体后面测到的  $\pi^+\pi^-$  事例产额随固有时间的函数

1966年开始的。在半轻子衰变方式  $K_L \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$  中发现了这种不对称性， $l$  指电子或  $\mu$  子。这基本上就是测量  $K_L$  本征态中  $K$  和  $\bar{K}$  振幅之差。这个测量凭借了  $\Delta S = \Delta Q$  规则，它的意思是，在所有半轻子衰变中，强子电荷的变化等于奇异数的变化。这样， $K$  介子衰变为  $\pi^- l^+ \nu$ ，而  $\bar{K}$  介子衰变为  $\pi^+ l^- \bar{\nu}$ 。对这个  $\Delta S = \Delta Q$  规则的正确性多年来是有疑问的，但最后终于确定了， $\Delta Q = -\Delta S$  跃迁不超过  $\Delta Q = +\Delta S$  跃迁的 2%<sup>[17]</sup>。预期的电荷不对称性大小为  $\sim \sqrt{2} |\eta_{+-}| \approx 3 \times 10^{-3}$ 。为了准确地测量

$\delta_l$ ，需要有数百万个事例。为减小系统误差起见，必须很好地控制仪器的对称性，并且要了解与电荷有关的偏置(biases)。

这里我们略去所有关于不对称性测量工作的详细评述。在西欧中心、布鲁克海文和斯拉克实验室中都做过这类实验。这些测量的结果给出<sup>[15]</sup>

$$\delta_e = (3.33 \pm 0.14) \times 10^{-3},$$

及

$$\delta_\mu = (3.19 \pm 0.24) \times 10^{-3}.$$

我们期望这两个不对称性相等，因为两者都测量  $2 \operatorname{Re} \epsilon$ 。这些不对称性是对一个纯  $K_L$  束测量的。对在  $t=0$  时的纯  $K$  束，电荷不对称性会显示随角频率  $\Delta M$  强烈振荡项。图 3 是在 V. Lüth 论文<sup>[18]</sup>中电荷不对称性的时间特性。可以明显地分辨出在振荡消失之后剩余的很小的  $K_L$  衰变电荷不对称性。

电荷不对称性显示了  $CP$  破坏，它同样允许在实验上区分世界与反世界。在我们的世界里，我们发现衰变中正电子稍稍多些。正电子是轻子，它们所带电荷的符号和我们世界里的原子核电荷相同。而在反世界里，实验家将会发现，稍多的轻子所带电荷的符号，和他们世界里的原子核电荷相反。因此，他们将对同样的实验报道不同的结果。

观察实验测量的参量与变量  $\epsilon$  和  $\epsilon'$  之间的关系，可以看出，测量  $|\eta_{00}|$  和  $\phi_{00}$  对于确定  $\epsilon$  和  $\epsilon'$  是很重要的。为了获得  $|\eta_{00}|$  和  $\phi_{00}$  的可靠结果，所走过的道路是曲折的。这是个人经验之谈；测量  $|\eta_{00}|$  花了我六年的时间。

测量  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  过程有关的参量是复杂的，因为每个  $\pi^0$  很快 ( $10^{-16}$  sec) 衰变为两个光子。对于这些实验中所用的典型  $K_L$  束，光子能量范围约 0.25 到 5 GeV，很难准确地测量这些光子的方向和能量。除这个困难外， $CP$  守恒的  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  衰变率大约大 200 倍，它们构成了实验中严重的背景。

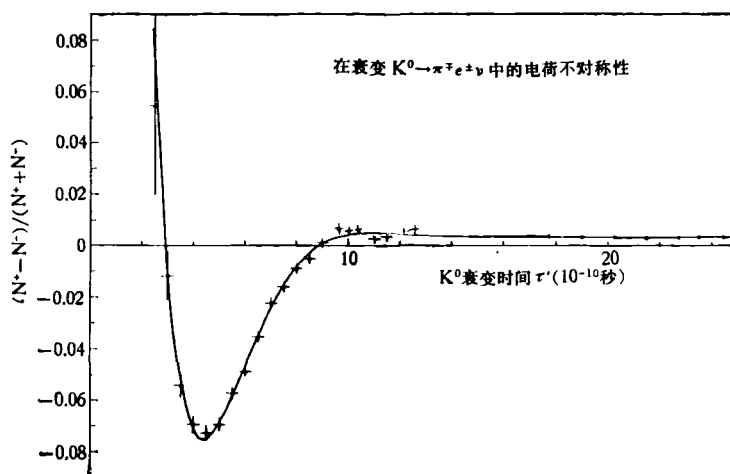


图3 半轻子衰变电荷不对称性的时间特性

早期实验给出的结果,  $|\eta_{00}|$  约为  $|\eta_{+-}|$  的两倍, 因而  $\epsilon'$  是相当大的. 但是在 1968 年, 一个用火花室的改进实验和一个西欧中心用重液泡室的辛苦实验<sup>[20]</sup>表明,  $|\eta_{00}|$  接近于  $|\eta_{+-}|$  的值. 图 4 是  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$  的最准确的测量结果<sup>[21]</sup>. 图中表示了自由的  $K_L$  衰变重建的事例, 以及一些从

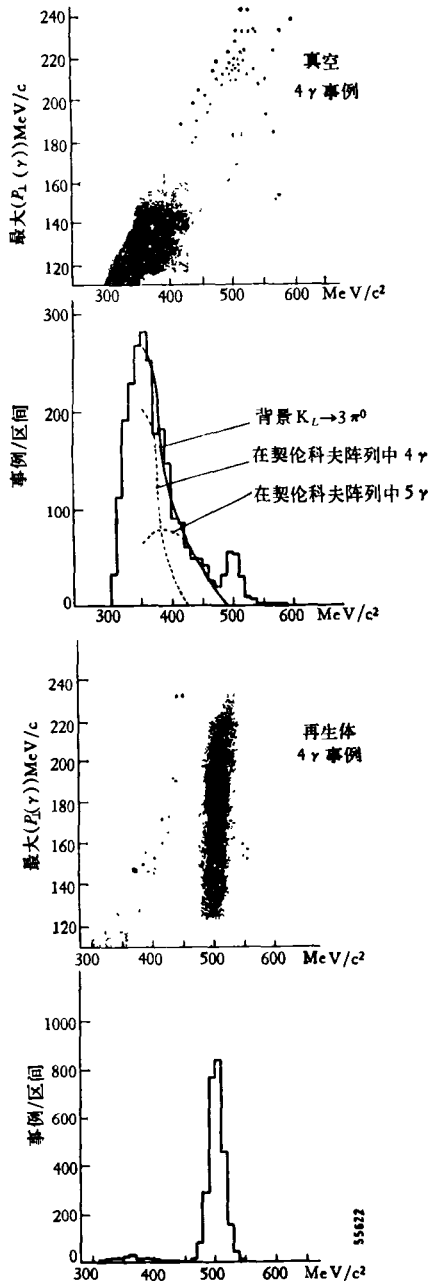


图 4 重建的  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  事例的分布和再生的  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$  事例的分布

再生体来的  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$  事例, 后者是用来确定仪器分辨率的. 可以清楚地看到  $3\pi^0$  衰变的严重背景.  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}| = 1.00 \pm 0.06$  的结果只来源于 167 个事例.  $|\eta_{00}|$  和  $|\eta_{+-}|$  相等, 意味着衰变为两个带电  $\pi$  介子与衰变为两个中性  $\pi$  介子之比, 对于  $CP$  破坏的  $K_L$  衰变和对于  $CP$  守恒的  $K_S$  衰变是相同的. 这个结果表示, 假如  $\phi_{00}$  和  $\phi_{+-}$  相近, 那么  $\epsilon'$  是非常小的.

对于  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  事例, 不可能收集到如同衰变为  $\pi^+ \pi^-$  那样多的事例率, 它们也不能清楚地同背景区分开来. 所以我们得到的参量  $|\eta_{00}|$  和  $\phi_{00}$  的精确度, 远比带电  $\pi$  介子的参量差. 目前所有数据的加权平均值为<sup>[15]</sup>

$$|\eta_{00}|/|\eta_{+-}| = 1.02 \pm 0.04,$$

$$\phi_{00} - \phi_{+-} = 10^\circ \pm 6^\circ.$$

这结果是相对带电衰变方式的参量表示的, 因为在最准确的实验中直接测量的是  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$ .  $\phi_{00}$  的结果是 J. Christenson 等人最近的实验数据<sup>[22]</sup>.

$\epsilon'$  的相位由角度  $\pi + \delta_2 - \delta_0$  给出.  $\pi$  介子- $\pi$  介子散射相移数据有几处来源<sup>[23]</sup>. 它们可以概括为  $\delta_2 - \delta_0 = -45^\circ \pm 10^\circ$ .  $\epsilon$  的相位自然与  $\phi_n$  有关:

$$\phi_n = \arg \{ [i(M_S - M_L) + (\Gamma_S - \Gamma_L)/2]^{-1} \} = 43.7^\circ \pm 0.2^\circ.$$

如果没有  $\text{Im} \Gamma_{12}$  的贡献, 这就是  $\epsilon$  的相位值. 测量的  $\eta_{+-}$  相位 ( $44.7^\circ \pm 1.2^\circ$ ) 在实验精确度以内和  $\phi_n$  相等.

测量的参量画在图 5(a) 的复平面上.  $\eta_{+-}$  和  $\eta_{00}$  块 (box) 的大小及  $\delta_1$  条 (bar) 的宽度都相当于一个标准偏差. 推出的量  $\epsilon$  和  $\epsilon'$  在图 5(b) 中. 分别给出了相当于一个标准偏差和两个标准偏差的块. 还画出了  $\pi-\pi$  散射相移给的约束条件, 它规定  $\epsilon'$  相位为  $45^\circ \pm 10^\circ$ , 由这个约束条件,  $\epsilon, \epsilon', \eta_{00}$  和  $\eta_{+-}$  近似落在同一根直线上. 在  $\pi-\pi$  相位约束条件和 Christenson 等人的  $\phi_{00}$  结果之间稍有不符.

Bell 和 Steinberger 对中性 K 介子系统进行了更普遍的分析<sup>[24]</sup>, 其中包括了在  $T$  守恒条件下  $CPT$  破坏的可能性, 以及在  $CPT$  守恒条件下

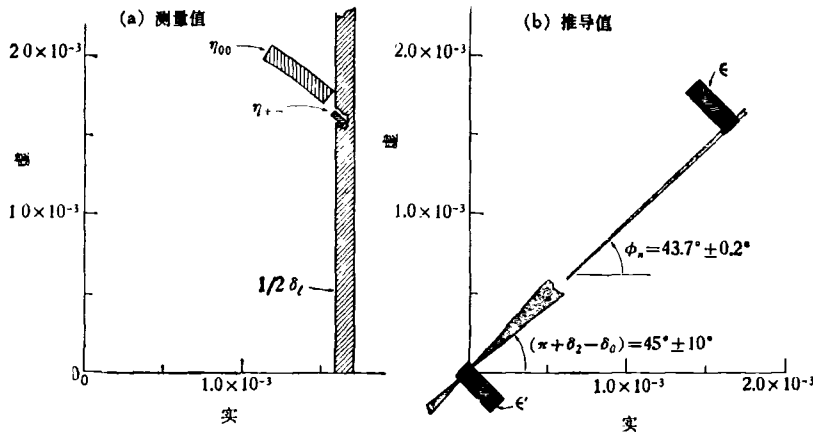


图5 中性K系统中CP破坏参数的总结。(a)是测量值;(b)是推导值

CP破坏的可能性。这个分析依赖于么正性假设,它要求 $M$ 矩阵和 $\Gamma$ 矩阵保持为厄密矩阵。Bell-Steinberger对数据进行分析得到的结论是,虽然CPT的很小破坏是可能的,但起支配作用的是CP破坏。由于全部实验是和CPT严格守恒相一致的<sup>[23]</sup>,因此表明了时间反演对称性的破坏。然而CPT守恒与否,仍是一个需要在实验上继续研究的问题。在附录中给出了么正性分析的简短讨论。

这个分析的要点在于 $\eta_{+-}$ 相位的测量。从中性K介子全部衰变方式的衰变率的测量值,可以估计 $\text{Im } \Gamma_{12}$ 贡献的极限。在目前实验的限度下,除 $2\pi$ 衰变方式外,其他衰变方式中未见到CP破坏。这限制了 $\text{Im } \Gamma_{12}$ 对 $\varepsilon$ 的贡献为 $\leq 0.3 \times 10^{-3}$ ,它比 $|\eta_{+-}|$ 小。这样可以预料, $\varepsilon$ 因而 $\eta_{+-}$ 的相位将接近于 $\phi_0$ 。我们还可以考虑另一个极端,即认为CP对称性和CPT对称性两者都破坏,而时间反演对称性仍然成立。在这些条件下我们会发现固有相位 $\phi_0 \sim 135^\circ$ ,并且预期 $\phi_{+-}$ 接近于 $135^\circ$ 。它和实验不符,这一点是CPT不破坏的重要论据。

我们注意到,固有相位依赖于质量差的符号。我们已经假设 $\Delta M = (M_S - M_L) < 0$ 。如果质量差的符号相反,对于在CPT对称性条件下CP破坏,我们预期 $\varepsilon$ 的相位等于 $135^\circ$ 或 $-45^\circ$ 。但是 $\varepsilon'$ 的相位将保持相同,因为它并不依赖于 $\Delta M$ 。所以 $\varepsilon$ 和 $\varepsilon'$ 的相位近似相同的结论,是长寿命K介子比短寿命K介子重这个事

实的结果。有几个小组测量过质量差的符号,彼此结果完全符合<sup>[26]</sup>。

与任何专门理论无关,可以预期类似观察值的结果。么正性和 $\pi\pi$ 散射相移的约束,要求在 $\varepsilon' \ll \varepsilon$ 时 $\phi_{00} \approx \phi_{+-}$ 。在这些情况下,利用关系式

$$\varepsilon'/\varepsilon \approx [1 - (|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|)^2]/6,$$

对于比值 $(|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|)^2$

的测量就是对 $\varepsilon'$ 的直接测量。把这一关系式用到现有数据,我们得到 $\varepsilon'/\varepsilon = -0.007 \pm 0.013$ 。在费米实验室和布鲁克海文实验室的新的实验,将争取把测量灵敏度提高10倍。

如同我们已讲过的,对中性K介子系统中CP破坏的详细分析,得出了时间反演也破坏的结论。在表1中给出了一些有代表性的寻找T破坏,CP破坏和C破坏(在非弱作用中)的实验。这些实验中没有一个是得到正结果的。许多实验测量破坏的灵敏度接近于 $10^{-3}$ ,有少数已经达到这个值。在振幅或相对相位中 $10^{-3}$ 的强度,是我们根据K衰变结果所预期的CP破坏强度。对于末态有电磁相互作用的衰变实验,通常可以预料到有 $10^{-3}$ 水平的表观的T破坏效应。例如在 $^{191}\text{Ir}$ 衰变结果中看到了显著效应,但它正是末态电磁相互作用所预期有的。

表1列出的许多实验中,我们要选出中子的电偶极矩来谈谈。对这个量的第一次测量是1950年Purcell, Ramsey和Smith<sup>[27]</sup>进行的,实验目的是检验电偶极矩为零的假设。目前除K介子系统之外,寻找中子电偶极矩是探测T破坏的最有希望的方法。现在上限值为 $\sim 10^{-24} \text{e-cm}$ 。用超冷中子的新实验指望在今后几年内将灵敏度提高100倍。但如果没有一个CP破坏的理论<sup>[28]</sup>,对电偶极矩实验或表1中任何一种测量的负结果的意义是难以评价的。

到此为止我们所讨论的全部是实验。在分析中性K系统中CP破坏时,用到了量子力学的

表1 寻找 CP, T 和 C 破坏

测 量	结 果	检 验	文 献
$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-) - \Gamma(K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+)}{\text{平均值}}$	$(0.8 \pm 1.2) \times 10^{-3}$	CP	37
$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0) - \Gamma(K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0)}{\text{平均值}}$	$(0.8 \pm 5.8) \times 10^{-3}$	CP	38
$\frac{a_{\pi^+} - a_{\pi^-}}{\text{平均值}}$ , 其中 $a_{\pi^\pm}$ 是在 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ 的 Dalitz 标绘中奇 $\pi$ 介子的斜率	$(-7.0 \pm 5.3) \times 10^{-3}$	CP	37
$K_L \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ 中 $\mu$ 子对衰变平面的横向极化	$(2.1 \pm 4.8) \times 10^{-3}$	T	39
在极化 $^{19}\text{Ne}$ $\beta$ 衰变中的 T 奇关联系数 $\langle J \cdot P_e \times P_\nu \rangle$	$(-0.5 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	T	40
在中子 $\beta$ 衰变中的奇关联系数 $\langle \sigma_n \cdot P_e \times P_\nu \rangle$	$(-1.1 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	T	41
在 $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 衰变中 ( $T_{\pi^+} - T_{\pi^-}$ ) 分布的不对称性	$(1.2 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	C	42
中子的电偶极矩	$(0.4 \pm 1.5) \times 10^{-24} \text{e-cm}$ $(0.4 \pm 0.75) \times 10^{-24} \text{e-cm}$	T	43 44
极化 Ir 核 $\gamma$ 衰变的角关联 $^{191}\text{Ir}^* \rightarrow ^{191}\text{Ir} + \gamma$ . 测量 $E_2$ 和 $M_1$ 衰变振幅间的相角. 根据末态电磁相互作用预期值	$(4.7 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ $4.3 \times 10^{-3}$	T	45 46
核反应中的细致平衡, 例如 $^{44}\text{Mg} + d \rightleftharpoons ^{47}\text{Al} + p$ 测量 $\frac{T \text{ 破坏振幅}}{T \text{ 守恒振幅}}$	$\leq 3 \times 10^{-3}$	T	47

一般原则。解释  $K_L$  轻子衰变中明显的电荷不对称性, 是完全不需要假设的。关于 CP 破坏的理论猜测的文献非常多。常常引用的一个猜测是 Wolfenstein 所作的<sup>[29]</sup>。他假设有一个直接的  $\Delta S = 2$  超弱相互作用, 它可以产生 CP 破坏。这个直接相互作用和二级弱相互作用干涉而产生 K 和  $\bar{K}$  之间 CP 破坏的  $\Delta S = 2$  耦合。因为所假设的超弱跃迁是一级的, 它的强度必须只是正常弱相互作用强度的  $\sim 10^{-7}$ 。这时唯一可观察的结果是在  $K \rightarrow 2\pi$  衰变中的 CP 破坏, 而且这个过程可以用一个数目, 即质量矩阵中  $\text{Im } M_{12}$  的值来描述。

目前数据是同这个假设符合的, 它预测  $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|, \phi_{00} = \phi_{+-} = \phi_\pi$ 。关系式  $\phi_{00} = \phi_{+-} = \phi_\pi$  是从么正性约束和  $\pi-\pi$  散射相移得出的很好近似, 没有用到其他的假设。另一方面, 关系式  $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$  还没有在非常高准确

度下检验过, 因为测量  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  性质的实验是很困难的。这种实验容易有系统误差,  $|\eta_{00}|$  和  $|\eta_{+-}|$  的实际差别可能比实验上看来允许的差别大得多。因此, 虽然超弱假设可以和现有实验数据符合, 但并不意味着这些数据非要有超弱假设不可。

1973 年 Kobayashi 和 Maskawa<sup>[30]</sup> 在一篇值得注意的文章中指出, 用 (当时的) 弱相互作用流的解说, 只有存在三对或更多对强相互作用夸克, 才可能容纳 CP 破坏。这篇文章之所以值得注意, 是因为当时实验上只知道存在三种夸克。在那以后, 已有了支持粲夸克和第五种底夸克存在的有力证据。还设想最后将会发现第六种顶夸克。有六种夸克时, 包含夸克的强子弱流可用三个 Cabbibo 角和一个相位  $\delta$  来表征。如果这个相位不为零, 就暗示着弱相互作用中的 CP 破坏。

原则上,在夸克弱流中出现的这个相位的数值可以和实验观察到的CP破坏联系起来.不幸的是,所有实验研究都是用强子做的,它们被设想是束缚夸克的结构.而我们要建立的参量 $\delta$ 则是用自由夸克间相互作用来表示的.把自由夸克性质同束缚夸克性质联系起来的理论“工程”很困难,因而还没有成熟.在Guberina和Peccei<sup>[31]</sup>的文章中,对这个问题给出了一种平衡而认真的看法.即使CP破坏起源于弱流,对K衰变的实验结果是否能同超弱假设区分开来也不清楚.即使我们成功地确定,CP破坏是夸克间弱流一个相位的结果,我们仍然不理解为什么我们得到的是这样一个数值.

然而在地平线上冒出了一些新东西,它们有希望给出关于CP破坏的新的知识.有了一些新的中性介子 $D^0, B^0, B_s^0$ (它们由 $c\bar{u}, b\bar{d}$ 和 $b\bar{s}$ 夸克组成),以及它们的反粒子 $\bar{D}^0, \bar{B}^0, \bar{B}_s^0$ .这些介子的一般特性和K介子相似.它们是中性的粒子,对于强相互作用,它们和自己的反粒子有区别,但它们还由通常的弱衰变方式同反粒子相耦合.虽然我们并不预期它们的本征态(相似于 $\epsilon$ 的量)有更强的CP杂质,我们可以预期衰变振幅(相似于 $\epsilon'$ 的量)有更强的效应.我们可以这样设想,因为CP破坏来自重夸克 $c, b, t$ 的弱相互作用,在K衰变时它们只以虚的方式参与,而在重的中性介子衰变时将更有影响.目前在斯拉克实验室的正负电子贮存环SPEAR上可以产生相当多的D介子<sup>[32]</sup>,在康奈尔大学的正负电子贮存环CESR上也开始产生B介子<sup>[33]</sup>.

可以想象,随着能量增高,CP破坏的效应会变得更强烈.在西欧中心,不久将能观察质子与反质子的碰撞,其质心总能量大于500 GeV.最有兴趣的是在这种碰撞产生的粒子谱中寻找C破坏.此外,今后几十年内探测器工艺的改进将使得有可能在高中微子相互作用中以高灵敏度寻找时间反演破坏.

最近不少人注意到,CP破坏可能在宇宙的早期演化中起作用<sup>[34]</sup>.提出过一种机制,认为CP破坏的因素会从早期宇宙物质-反物质对称

导致现时宇宙中物质的少量过剩.就我所知,这方面最早发表的工作是1967年Sakharov<sup>[35]</sup>做的.他明确说明这种机制的基础有三个组成部分.它们是:(1)重子不稳定性,(2)CP破坏,(3)适度缺乏热平衡.近来人们对这个问题兴趣很大,因为按照目前将强相互作用和成功的弱电统一作用统一起来的观念,重子不稳定性是一个自然的结果.在1979年的诺贝尔演讲中,Glashow, Salam和Weinberg<sup>[36]</sup>曾讨论了弱电统一理论.

借助于图6(a),对导致重子数净值的过程,可以有一个非常简单的解释.夸克和轻子由一种非常重的玻色子X及其反粒子 $\bar{X}$ 联系起来.虽然X和 $\bar{X}$ 的总衰变率可能是相等的,但由于CP破坏,X和 $\bar{X}$ 分别衰变到 $B = -\frac{1}{3}$ 和 $B = +\frac{1}{3}$ 道的分支衰变率 $r$ 和 $\bar{r}$ 可以不一样.在早期温度比X的质量大时,X和 $\bar{X}$ 的密度可能是相等的.但由于衰变,重子数演化的净值正比于 $(r - \bar{r})$ .这个过剩量非常小,因为现今重子与光子之比为 $\sim 10^{-9}$ .图6(b)表明X玻色子可以作为 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ 衰变的媒介.如果

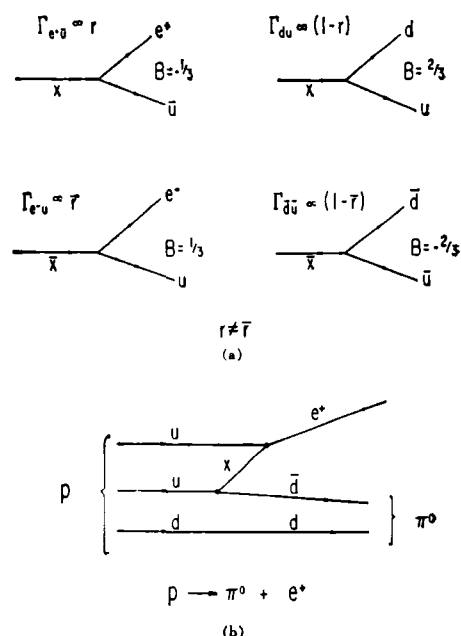


图6 (a) 重子数不守恒的X玻色子衰变简图;  
(b) 由一个X玻色子作媒介的质子衰变



发现了核子衰变，它对目前的猜测将是有力的支持。

我们今天观察到的  $CP$  破坏是否是上述猜测的宇宙早期事例的“遗留化石”，这个问题现在还不能作出回答。就是说，我们今天观察到的  $CP$  破坏是不是给这种猜测提供了支持呢？我们对  $CP$  破坏知道得还不够。我们的实验知识只限于对自然界提供给我们唯一非常灵敏的一个系统的观察。我们需要知道  $CP$  破坏的理论基础，我们需要知道怎样可靠地将  $CP$  破坏特性外推到很高能区。

目前我们对  $CP$  破坏的实验上的理解，可以用说明一个数字来加以总结。如果我们说，耦合  $K$  和  $\bar{K}$  的质量矩阵具有虚数非对角项

$$\text{Im } M_{12} = -1.16 \times 10^{-8} \text{ eV},$$

那么，所有同  $CP$  破坏有关的实验结果都可以由此数字说明。如果这是自然界愿意提供的有关  $CP$  破坏的全部信息，它的起源是难以理解的。我已经强调，尽管实验上所作的巨大努力，包括那些非常漂亮的实验在内，我们还没有达到这样的灵敏度水平，使得单参数描述让我们吃惊或者失望。

然而我们应当不断提醒自己，不管  $CP$  破坏是多么小，它是一个真实的效应。在一些高能物理实验中，它甚至已被用来作为常规的刻度信号，更重要的是，这个效应告诉我们，在物质和反物质之间存在着基本的不对称性。它还告诉我们，在很微小的水平上，相互作用会显示出时间反演不对称性。我们应当尽一切力量寻找  $CP$  对称性破坏的起源。在未来几十年里，由于探测器技术和加速器质量的改进，我们将可以进行更加灵敏的实验。我们希望，可能在某个遥远的时候，自然界这个神秘的信息将被我们解释清楚。

## 附 录

中性  $K$  系统的发展，可用对  $|K\rangle$  和  $|\bar{K}\rangle$  成分的依赖于时间的振幅  $a$  和  $\bar{a}$  表示：

$$-\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} = \left( iM + \frac{1}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix},$$

其中  $M$  和  $\Gamma$  均为厄密矩阵， $t$  是在  $K$  介子静止系统中测量的时间。矩阵用它们的矩阵元表示为

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} \quad \text{及} \quad \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

矩阵  $iM + \frac{1}{2} \Gamma$  有本征值  $\gamma_s = iM_s + \frac{1}{2} \Gamma_s$

及  $\gamma_L = iM_L + \frac{1}{2} \Gamma_L$  定义小的参量

$$\varepsilon = (-\text{Im } M_{12} + i \text{Im } \Gamma_{12}/2) / (\gamma_s - \gamma_L)$$

及

$$\Delta = [i(M_{11} - M_{22}) + (\Gamma_{11} - \Gamma_{22})/2] / [2(\gamma_s - \gamma_L)].$$

可以将本征矢表示为

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon + \Delta|^2}} [(1 + \varepsilon + \Delta)|K\rangle + (1 - \varepsilon - \Delta)|\bar{K}\rangle]$$

及

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon - \Delta|^2}} [(1 + \varepsilon - \Delta)|K\rangle - (1 - \varepsilon + \Delta)|\bar{K}\rangle].$$

参量  $\varepsilon$  表示  $CP$  破坏而  $T$  不守恒。参量  $\Delta$  表示  $CP$  破坏而  $CPT$  不守恒。

令态  $|K(t)\rangle$  为  $|K_S\rangle$  和  $|K_L\rangle$  的任意叠加，在  $t=0$  时振幅为  $a_s$  及  $a_L$ ，可以计算  $\langle K(t)|K(t)\rangle$  随时间的函数。在  $t=0$  时，由几率守恒有关系式：

$$-\frac{d}{dt} \langle K(t)|K(t)\rangle|_{t=0} = \sum_f |a_s \text{ amp}(K_S \rightarrow f) + a_L \text{ amp}(K_L \rightarrow f)|^2,$$

其中  $f$  表示末态系统 (set)。计算得到

$$\begin{aligned} & [-i(M_s - M_L) + (\Gamma_s + \Gamma_L)/2] \langle K_S|K_L\rangle \\ & = \sum_f [\text{amp}(K_S \rightarrow f)]^* [\text{amp}(K_L \rightarrow f)]. \end{aligned}$$

用一些定义和一个特殊的相位约定：定义  $\tilde{\Delta} = \Delta - (A_0 - \bar{A}_0)/(A_0 + \bar{A}_0)$ ，其中  $A_0$  和  $\bar{A}_0$  分别是  $K$  和  $\bar{K}$  衰变为两个  $\pi$  介子  $I=0$  态驻波振幅。 $A_0$  和  $\bar{A}_0$  选为实数，用来定义分析中的相位约定。由实验参数定义

$$\varepsilon_0 = \frac{2}{3} \eta_{+-} + \frac{1}{3} \eta_{00}$$

及

$$\varepsilon_2 = \frac{\sqrt{2}}{3} (\eta_{+-} - \eta_{00}),$$

及

$$\alpha(f) = (1/\Gamma_S) [\text{amp}(K_S \rightarrow f)]^* [\text{amp}(K_L \rightarrow f)].$$

用这些定义, 作为很好近似, 有

$$\left[ -i \Delta M / \Gamma_S + \frac{1}{2} \right] [2 \text{Re } \varepsilon - 2i \text{Im } \tilde{\Delta}] = \varepsilon_0 + \sum_f \alpha(f) \quad (1)$$

及

$$\varepsilon - \tilde{\Delta} = \varepsilon_0. \quad (2)$$

对  $f$  求和, 排除  $I=0$  的  $\pi\pi$  态, 得到下列项:

$$\begin{aligned} \alpha(\pi\pi, I=2) &= [\Gamma(K_S \rightarrow \pi\pi, I=2)/\Gamma_S] \varepsilon_2, \\ \alpha(\pi^+\pi^-\pi^0) &= [\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)/\Gamma_S] \eta_{+-}^*, \\ \alpha(\pi^0\pi^0\pi^0) &= [\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)/\Gamma_S] \eta_{00}^*, \\ \alpha(\pi e\nu) &= [\Gamma(K_L \rightarrow \pi e\nu)/\Gamma_S] 2i \text{Im } X_e, \\ \alpha(\pi\mu\nu) &= [\Gamma(K_L \rightarrow \pi\mu\nu)/\Gamma_S] 2i \text{Im } X_\mu, \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \eta_{+-0} &= \text{amp}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) / \text{amp}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0), \\ \eta_{000} &= \text{amp}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) / \text{amp}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0), \\ X_i &\text{是比值} \end{aligned}$$

$$\text{amp}(\Delta Q = -\Delta S) / \text{amp}(\Delta Q = \Delta S),$$

对  $K \rightarrow \pi l \nu_l$  量  $\eta_{+-0}$  及  $\eta_{000}$  是  $CP$  破坏比值。(末态  $\pi^+\pi^-\pi^0$  可以是  $CP$  偶或奇, 这里只指奇态)。目前  $\eta_{000}$  和  $\eta_{+-0}$  的测量不很准确, 同零是相符的。如用现有的实验极限<sup>[1]</sup>, 得到

$$\text{Re } \alpha = \text{Re } \sum_f \alpha(f) = (0.14 \pm 0.19) \times 10^{-3}$$

及

$$\text{Im } \alpha = \text{Im } \sum_f \alpha(f) = (-0.19 \pm 0.25) \times 10^{-3}.$$

如将  $\varepsilon$  和  $\tilde{\Delta}$  分解为平行与垂直于同实轴作  $\phi_n$  角的方向的分量, 式(1)及(2)的形式非常简单。其中

$$\phi_n = \tan^{-1} \left[ -\frac{2(M_S - M_L)}{(\Gamma_S - \Gamma_L)} \right]$$

我们有:

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{01} + \cos \phi_n \text{Re } \alpha,$$

$$\varepsilon_{\perp} = -\cos \phi_n \text{Im } \alpha,$$

$$\tilde{\Delta}_{11} = \cos \phi_n \text{Re } \alpha,$$

及  $\tilde{\Delta}_{\perp} = -\varepsilon_{0\perp} - \cos \phi_n \text{Im } \alpha,$

$\varepsilon_{01}$  及  $\varepsilon_{0\perp}$  的实验值分别为  $(2.27 \pm 0.03) \times 10^{-3}$  及  $(0.16 \pm 0.09) \times 10^{-3}$ , 于是得到

$$\varepsilon_{11} = (2.37 \pm 0.19) \times 10^{-3},$$

$$\varepsilon_{\perp} = (0.14 \pm 0.19) \times 10^{-3},$$

$$\tilde{\Delta}_{11} = (0.10 \pm 0.14) \times 10^{-3},$$

及

$$\tilde{\Delta}_{\perp} = (-0.02 \pm 0.20) \times 10^{-3}.$$

在目前实验极限内所有测量是同  $T$  破坏及  $CPT$  守恒相一致的。特别是  $\varepsilon_{\perp}$  的极限很小, 可以预期  $\phi_{+-}$  和  $\phi_{00}$  不会同  $\phi_n$  相差很大。而且如果  $\eta_{000}$ ,  $\eta_{+-0}$ ,  $X_e$ ,  $X_\mu$  的值  $< 10^{-2}$ , 可以得到  $|\varepsilon_{\perp}| \leq 10^{-4}$ 。如果在所有方式中  $CP$  破坏的强度大致相同, 这种预期值是合理的。

### 致 谢

我感谢 S. Chandrasekhar, R. Oehme, R. G. Sachs, B. Winstein 等教授对这个演讲的建议和批评。我也感谢多年来 V. Telegdi, S. Freiman, L. Wolfenstein 等教授有关  $CP$  破坏的有价值的讨论。

### 参 考 文 献

- [1] 这个演讲不可能包括所有重要的细节, 不能引用所有有关  $CP$  破坏的重要工作, 也不是对文中所引工作作全面评价。至于更完整的讨论, 读者可看最近的一篇评述文章: K. Kleinknecht, *Annual Review of Nuclear Science*, Vol. 26, 1, 1976。关于这个领域中的进展, 可以读 *Proceedings of the biannual International Conference on High Energy Physics, 1964-1974* 中的有关部分。
- [2] W. Galbraith et al., *Phys. Rev. Letters*, **14**, 383 (1965)。
- [3] X. de Bouard et al., *Phys. Letters*, **15**, 58 (1965)。
- [4] V. L. Fitch et al., *Phys. Rev. Letters*, **15**, 73 (1965)。
- [5]  $A_1$  的值依赖于  $K_S-K_L$  质量差  $|\delta|$ , 当时的测量值等于  $0.5 \pm 0.1$ , 见 J. H. Christenson et al., *Phys. Rev.*, **140B**, 74 (1965)。
- [6] V. L. Fitch et al., *Phys. Rev.*, **164**, 1711 (1967)。
- [7] 这个论点是在下面文献中提到的: A. Wattenberg and J. Sakurai, *Phys. Rev.*, **161**, 1449 (1967)。
- [8] J. S. Bell and J. K. Perring, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 348 (1964); J. Bernstein, N. Cabibbo, and T. D. Lee, *Phys. Letters*, **12**, 146 (1964)。
- [9] T. T. Wu and C. N. Yang, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 180 (1964); 最先的唯象讨论见 Lee, Oehme and Yang, *Phys. Rev.*, **106**, 340 (1957)。
- [10] E. P. Wigner, *Göttinger Nachrichten*, **31**, 546 (1932); 并见文献 [9] 中 Lee, Oehme and Yang 文。
- [11] 已作了近似, 前两式应为:  $\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon'/(1+\omega)$  及  $\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'/(1-2\omega)$ , 其中  $\omega = 1/\sqrt{2} \text{Re}(A_1/A_0)$

- $\cdot e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$ , 因  $\omega \approx 0.05$ , 其效应不大. 电荷不对称性  $\delta_L$  应为  $\delta_L = 2(1 - |X|^2)/|1 - X|^2 \text{Re} X$  其中  $X$  是在半轻子衰变中  $\Delta Q = -\Delta S$  振幅与  $\Delta Q = +\Delta S$  振幅之比. 实验很有利于  $x \approx 0$ , 见文献[17].
- [12] M. C. Whatley, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 317(1962).
- [13] 这里  $\Delta M = M_S - M_L$ , 已忽略了  $\Gamma_L$  (相对于  $\Gamma_S$  而言)干涉实验都是在这样的时间尺度进行的, 即  $t \ll 1/\Gamma_L$ , 因此  $K_L$  振幅的衰减可以忽略.
- [14] 对  $\Delta M$  的精确测量的报道, 见: S. H. Aronson et al., *Phys. Rev. Letters*, **25**, 1057 (1970); M. Cullen et al., *Phys. Letters*, **32B**, 523(1970); R. K. Carnegie et al., *Phys. Rev. D*, **4**, 1(1971); C. Geweniger et al., *Phys. Letters*, **52B**, 108 (1974).
- [15] 这个编评的数据来自粒子数据组. 见 N. Barash-Schmidt et al., *Rev. Mod. Phys.*, **52**, S1 (1980).
- [16] 图取自 T. Modis 的论文, Columbia University (1973), (未发表); 这个工作发表于: W. Carithers et al., *Phys. Rev. Letters*, **34**, 1244 (1975).
- [17] F. Niebergall et al. *Phys. Letters*, **49B**, 103 (1974).
- [18] 图取自 V. Lüth 的论文, Heidelberg University (1974) (未发表); 这个工作发表于 S. Gjosal et al., *Phys. Letters* **52 B**, 113 (1974).
- [19] M. Banner et al., *Phys. Rev. Letters*, **21**, 1103 (1968).
- [20] I. A. Budagov et al., *Phys. Letters*, **28B**, 215 (1968).
- [21] M. Holder et al., *Phys. Letters*, **40B**, 141(1972)
- [22] J. H. Christenson et al., *Phys. Rev. Letters*, **43**, 1209(1979).
- [23] 从  $K_c$  衰变相移分析外推得到  $\delta_2 - \delta_0 = 36^\circ \pm 10^\circ$ , J. Rosset et al., *Phys. Rev.*, **D15**, 574 (1977). 从  $K^+$  和  $K_S$  衰变为  $\pi^+\pi^-$  和  $\pi^0\pi^0$  的分析, 得到  $\delta_2 - \delta_0 = \pm(53^\circ \pm 6^\circ)$ , Abud, Lee and Yang, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 980 (1967); Particle Data Group, N. Barash-Schmidt et al., *Rev. Mod. Phys.*, **52**, S1 (1980). 从  $\pi$  介子产生  $\pi$  介子的分析, 得到  $\delta_2 - \delta_0 = 40^\circ \pm 6^\circ$ , 见 J. Baton et al., *Phys. Letters*, **33B**, 528 (1970); P. Estabrooks and A. D. Martin, *Nucl. Phys.*, **B79**, 301 (1974).
- [24] J. S. Bell and J. Steinberger. Proceedings of the Oxford International Conference on Elementary particles, 1965, edited by T. Walsh et al., (Rutherford Laboratory, Chilton, England, 1966). 同一目的的分析. 见 R. G. Sachs, *Progr. Theor. Phys.*, (Japan) **54**, 809 (1975). Sachs 给出了有关将中性  $K$  介子数据分析为 T 守恒成分与 T 破坏成分的参考文献.
- [25] K. R. Schubert et al., *Phys. Letters*, **31B**, 662 (1970).
- [26] J. Cantor et al., *Phys. Rev. Letters*, **17**, 942 (1966); G. W. Meisner et al., *Phys. Rev. Letters*, **17**, 492(1966); W. A. W. Mehlhop et al., *Phys. Rev.*, **172**, 1613(1968). 最后这篇文献中采用了革新的技术, 读它将使人感到愉快.
- [27] E. M. Purcell and N. F. Ramsey. *Phys. Rev* **78**, 807(1950); 又 J. H. Smith Harvard University Ph. D 论文(1951)(未发表).
- [28] Weinberg 曾经建议过由于 Higgs 粒子 CP 破坏的机构. 这个建议有吸引力, 因为 CP 破坏可以最大, 并且预期中子电偶极矩  $\sim 10^{-24}$ . 见 S. Weinberg, *Phys. Rev. Letters*, **37**, 657 (1976).
- [29] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 569 (1964).
- [30] M. Kobayashi and K. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.*, **49**, 6521(1973).
- [31] B. Guberina and R. D. Peccei *Nucl. Phys.*, **B163**, 289(1980).
- [32] V. Lüth. Proceedings of the 1979 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, 1979, edited by T. B. W. Kirk, p. 83 (Fermilab, Batavia, IL. USA, 1980)
- [33] D. Andrews et al., *Phys. Rev. Letters*, **45**, 219 (1980); G. Finocchiaro et al., *Phys. Rev. Letters*, **45**, 222(1980).
- [34] M. Yoshimura, *Phys. Rev. Letters*, **41**, 381 (1978); S. Dimopoulos and L. Susskind, *Phys. Rev.*, **D18**, 4500(1978); B. Toussaint et al., *Phys. Rev.*, **D19**, 1036(1979); J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, *Phys. Letters*, **80B**, (1979); S. Weinberg, *Phys. Rev. Letters*, **42**, 850(1979).
- [35] A. D. Sakharov. *ZhETF Pis'ma* **5**, 32(1967); 英译本 *JETP Letters*, **5**, 24(1967).
- [36] S. L. Glashow, *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 539(1980); A. Salam. *ibid.*, **52**, 525(1980); S. Weinberg, *ibid* **52**, 515(1980).
- [37] W. T. Ford et al., *Phys. Rev. Letters*, **25**, 1370 (1970)
- [38] K. M. Smith et al., *Nucl. Phys.*, **B60**, 411(1970).
- [39] M. Schmidt et al., *Phys. Rev. Letters*, **43**, 556 (1979)
- [40] R. M. Baltrusaitis and F. P. Calaprice, *Phys. Rev. Letters*, **38**, 464(1977).
- [41] R. I. Steinberg et al., *Phys. Rev. Letters*, **33**, 11 (1974).
- [42] J. G. Layter et al., *Phys. Rev. Letters*, **29**, 316 (1972); M. R. Jane et al., *Phys. Letters*, **48B**, 260(1974).
- [43] W. B. Dress et al., *Phys. Rev.*, **D15**, 9(1977).
- [44] I. S. Altarev et al., "Search for an Electric Dipole Moment by Means of Ultra-cold Neutrons", p. 541, proceedings of the Third International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, 1978, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY and State University of New York, Stony Brook, NY, ed. by Robert E. Chrien and Walter R. Kane (Plenum Press).
- [45] J. L. Gimlett, *Phys. Rev. Letters*, **42**, 354(1979).
- [46] B. R. Davis et al., *Phys. Rev.*, **C22**, 1233(1980).
- [47] W. G. Weitkamp et al., *Phys. Rev.*, **165**, 1233 (1968); W. von Witsch et al., *Phys. Rev.* **169**, 923(1968); S. T. Thornton et al., *Phys. Rev.*, **C3**, 1065(1971); M. Driller et al., *Nucl. Phys.*, **A317**, 300(1979).

(唐孝威译 杜东生校)