

增刊

# 1980年诺贝尔演讲集

上海科学技术出版社

**1980 年诺贝尔演讲集**

自然杂志社 编

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

新华书店上海发行所发行 上海市印刷三厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 6.25 字数 51,000

1983 年 8 月第 1 版 1983 年 8 月第 1 次印刷

书号: 13119·1104 定价: 0.81 元

## 内 容 提 要

本增刊包括 1980 年自然科学方面的诺贝尔演讲八篇,每篇冠有获奖者画像和小传。物理学领域有两篇,作者分别是美国的菲奇和克罗宁。他们的成果是关于中性 K 介子在衰变时存在电荷共轭-宇称不对称性的发现,这一新发现使人类对微观世界的认识又大大提高了一步,同时也向物理学家提出了新的挑战。化学领域有三篇,作者分别是美国的伯格、英国的桑格和美国的吉尔伯特。他们的成果奠定了脱氧核糖核酸(DNA)重组技术的基础,是一项具有革命性的重大发现。生理学、医学领域有三篇,作者分别是美国的贝纳塞拉夫、斯内尔和法国的多塞特。他们在免疫机制研究和异体器官移植方面作出了杰出的贡献。

本增刊主要供科研人员及大专院校师生参考,也可供高中以上文化水平的自然科学爱好者阅读。

自然科学 增刊

# 1980年诺贝尔演讲集

## 目 录

---

### 诺贝尔物理学奖

- |           |                         |   |
|-----------|-------------------------|---|
| V. L. 菲奇  | 电荷共轭-宇称不对称性的发现 .....    | 1 |
| J. W. 克罗宁 | CP 对称性的破坏——寻找它的起源 ..... | 8 |

---

### 诺贝尔化学奖

- |         |                    |    |
|---------|--------------------|----|
| P. 伯格   | 基因和染色体的解剖和重建 ..... | 21 |
| F. 桑格   | DNA 核苷酸顺序测定 .....  | 33 |
| W. 吉尔伯特 | DNA 序列和基因结构 .....  | 43 |

---

### 诺贝尔生理学、医学奖

- |           |                                         |    |
|-----------|-----------------------------------------|----|
| B. 贝纳塞拉夫  | 主要组织相容性复合体(MHC) 基因产物<br>在免疫调节中的作用 ..... | 55 |
| G. D. 斯内尔 | 组织相容性的研究 .....                          | 73 |
| J. 多塞特    | 人的主要组织相容性复合体——过去、现在和将来的概念 .....         | 84 |
-



V · L · 菲奇

## 电荷共轭-宇称不对称性的发现

菲奇 (Val Logsdon Fitch) 1923 年 3 月 10 日生于美国内布拉斯加州的梅里曼城。1948 年在加拿大蒙特里尔的麦吉尔大学获工程学士学位。1953~1954 年在哥伦比亚大学任物理学讲师, 1954 年在该校获物理学博士学位。1954~1960 年在普林斯顿大学任讲师, 后任副教授。1960 年以后任物理学教授, 并获得斯隆奖金。1968 年获研究协会奖和美国工程技术理事会洛伦斯奖。1970~1973 年任总统科学顾问委员会委员。他也是美国国家科学院、美国科学艺术学院和美国物理学会成员。——编者

物理学作为一门科学, 由于理论和实验之间微妙的相互作用, 已经取得了令人难以置信的进展, 根据那些为说明已知现象而提出的理论所作的惊人预言, 已经得到了实验的证实。在过去未曾探索过的领域中进行探索的实验, 常常揭露出理论推测中完全没有预料到的物理效应。接踵而来的就是把这些新的效应归并到一个理论体系中去。

今年, 克罗宁教授和我由于一个十足是实验上的发现而获得荣誉。对于这个发现, 过去不论在理论上和实验上都未曾有过初步的预兆。对于这个发现, 在过了十六年之后的今天, 还没有满意的说明。然而它显示了电荷共轭-宇称 (CP) 对称性的缺乏, 相应地显示了时间反演不变性的破坏, 因此, 它触及了我们对自然界最深层次的了解。

CP 对称性的破坏是在 K 介子系统中发现的。这一观察非常有趣, 因为也正是对 K 介子的研究导致推翻了宇称守恒, 所谓宇称守恒, 即认为相互作用同它们的镜面反射必定相等的观念。

我自己对 K 介子感到兴趣是在 1952 年和 1953 年开始的。当时我正在哥伦比亚大学同雷因沃特 (Jim Rainwater) 一起做  $\mu$  子原子的工作。那时候, 在宇宙线中新发现的粒子的奇异特性<sup>[1]</sup>是我们在路上和喝咖啡时谈话的主题。所谓奇异特性, 我指的是大量产生却缓慢衰变。 $\pi$  介子轰击质子时  $\Lambda^0$  超子的产生率比起他们衰变为  $\pi$  介子和质子的衰变率要大  $10^{13}$  倍。佩斯<sup>[2]</sup>来到哥伦比亚, 谈到他用协同产生的观念来解释这一反常现象。盖尔曼<sup>[3]</sup>, 在前来访问时讨论了他和 Nakano-Nishijima<sup>[4]</sup> 为解释协同产生的现象而各自独立提出的方案。

面对现有的数据,他们的观念是难以置信和大胆的。这个方案假定,  $K$  介子是两个双重态,即  $K^+$  和  $K^0$  及反粒子  $K^-$  和  $\bar{K}^0$ 。一个本来可能的假定是:  $K$  介子和  $\pi$  介子一样,是粒子的三重态  $K^+, K^0$  和  $K^-$ 。Nishijima 也给  $K$  介子指定了后来称为奇异数的量子数;它们在强相互作用中守恒,而在弱相互作用中则不守恒。指定  $K^+, K^0$  的奇异数是  $+1$ , 而  $\bar{K}^0, K^-$  和  $\Lambda^0$  的奇异数是  $-1$ 。

粒子中具有正奇异数的只有  $K^+$  介子和  $K^0$  介子,我猜想,要最终了解这一情况,这些对象可能是关键。物理学的实验常常是持久而艰难的。要投身于新的研究领域,需要把兴趣扭转过来。事后看来,最初的动机往往是很天真的。然而我确实参加了由雷诺兹 (George Reynolds) 领导的普林斯顿大学宇宙线小组,而且在科罗拉多的高山上花了 1954 年的一个夏季去学习正在进行的实验。在同一时期,布鲁克海文的“宇宙加速器” (Cosmotron) 能量提高到了 3 GeV。在布鲁克海文,休特和他的小组<sup>[5]</sup>清楚地看到了协同产生的现象,宇宙加速器产生的  $K$  介子也在照相乳胶中得到了证实<sup>[6]</sup>。到了夏末,我勉强决定,将来不是在我喜欢的高山上研究宇宙线,而是去做加速器实验。

秋天到了,我和研究生莫特利 (Bob Motley) 开始设计一个仪器,纯粹用计数器技术在宇宙加速器上探测  $K$  介子。在做这个工作的过程中,对  $\tau$ - $\theta$  之谜<sup>[7]</sup>的兴趣自然地促使我们去探索  $K$  介子的寿命是否和它们的衰变方式有关。莫特利和我用我们的探测器做的实验很成功。我们两人和伯克利实验室的阿尔瓦里兹小组同时发表了实验结果<sup>[8,9]</sup>。他们的实验用质子同步稳相加速器 (bevatron) 作为粒子源。这些结果表明了  $\tau$  介子和  $\theta$  介子的寿命的简并性。另外的实验又独立地证明了  $\tau$  和  $\theta$  的质量在 1% 限度内相等<sup>[10]</sup>。这个情况为李政道和杨振宁的著名工作<sup>[11]</sup>布置了舞台,往后的实验给出了在弱相互作用中最大限度宇称破坏的惊人结果<sup>[12]</sup>。1957 年李和杨曾在那一年的这个场合里讲过这个著名的事迹。

大约就在这个时候,朗道发表了他写在知道  $\beta$  衰变实验结果之前的一篇文章<sup>[13]</sup>。在谈到  $\tau$ - $\theta$  问题时他注意到,单单排除宇称守恒将在物理上产生一些困难问题。但是用他所称呼的“复合反演”,亦即空间反演同时又将粒子变换为反粒子,就可以避免这些难题。确实,自然界所采取的道路似乎就是这样。随后的实验证明,宇称破坏被电荷共轭破坏所补偿。因此,弱相互作用在粒子-反粒子互换和镜面反射的联合作用下电荷共轭-宇称不变。

一个对称性被证明无效但却被另一个更深的对称性所代替。这个新对称性由于 CPT 定理而特别吸引人。这个几乎以狭义相对论和定域性为基础的 CPT 定理是所有量子场论的基础。它的意思是,在  $C$ ,  $P$  和时间反演  $T$  全部联合变换的情况下,所有相互作用必须不变。如果  $CP$  是充分的,  $T$  也就是充分的,这同所有的实验数据完全符合,因此情况非常令人满意。萨库雷在 1963 年写道<sup>[14]</sup>: “在 1953 年谁能想像到对  $K$  粒子的衰变特性的研究竟引起了我们在不变性原理的理解方面一次新的革命呢?”但是此后在 1964 年,实际上正是这些同样的粒子继 1957 年宇称破坏实验之后再一次显示出  $CP$  破坏的惊人特性。

很难给出一个比描述中性  $K$  介子更好的例子来说明理论和实验之间相互补充的作用了。中性  $K$  介子特别使物理学家感到高兴。因为难得有一个物理系统包含着近代物理这么多的原理。两态系统是很多的,这只是其中的一例,然而这个例子的特点使它具有独特的妙处。我希望我能告诉你们一些理由,为什么这个系统能如此吸引我们。这个故事要从盖尔曼

和Nishijima给粒子指定同位旋和奇异数讲起。指定 $K$ 介子是两个双重态,这使 $\bar{K}^0$ 和 $K^0$ 成为不同的物体。但是这两种粒子都衰变为两个 $\pi$ 介子。如果物理学家在他的探测器中看到了 $\pi^+$ 和 $\pi^-$ 介子,来源是什么,是 $K^0$ 还是 $\bar{K}^0$ 呢?这个问题由于盖尔曼和佩斯的惊人洞察力在他们1955年发表的文章<sup>[15]</sup>中得到了解决。按照量子力学的精神, $\pi^+$ 和 $\pi^-$ 介子的源必须是 $K^0$ 和 $\bar{K}^0$ 态的某种线性组合。他们注意到,一个 $\pi^+\pi^-$ 介子末态在电荷共轭情况下为偶(even),偶就是指粒子和反粒子互换时波函数不改变其代数符号。显然, $K^0+\bar{K}^0$ 组合满足这个偶性的条件。他们称这为 $K_1^0$ <sup>[16]</sup>。如果这是对的,就必定有几率相同的另一个态 $K^0-\bar{K}^0$ ,这 $K_2^0$ 在电荷共轭情况下为奇(odd),相应地它衰变成 $\pi^+\pi^-$ 介子是被禁戒的。但是它可以衰变为许多其他的态,例如 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 介子那样的三体态。可以预料,衰变为三体态的事例比起衰变为二体的事例将大大受到抑制。相应于 $K_2^0$ 粒子的寿命将比 $K_1^0$ 约长500倍。此外,虽然根据CPT定理, $K^0$ 和 $\bar{K}^0$ 的质量严格相等;但是可以预料 $K_1^0$ 和 $K_2^0$ 的质量会稍稍有所不同。

盖尔曼和佩斯预言的这种长寿命的中性 $K$ 介子,随后已被在布鲁克海文高能加速器上工作的哥伦比亚小组所寻找和发现<sup>[17]</sup>。以弱相互作用中电荷共轭不变性观念为基础的理论模型曾被证实是对的。其后突然发现弱相互作用中宇称与电荷共轭一道都破坏了。但这块乌云几乎立刻就被消除,因为注意到了只要用CP代替C,对中性 $K$ 介子的描述仍然保持一样<sup>[13]</sup>。由于CP守恒, $K_2^0$ 衰变为两个 $\pi$ 介子仍然是被绝对禁止的。费曼<sup>[18]</sup>曾称誉 $K$ 介子中性系统的描述成功为“理论物理的最大成就之一”。

如果我们对 $K^0$ 在 $t=0$ 时产生的情况写出包括寿命和能量项的波函数, $K^0\bar{K}^-$ 系统的其他特性将变得非常明显:

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K_1^0\rangle e^{-i/2\tau_1 + i\omega_1 t} + |K_2^0\rangle e^{-i/2\tau_2 + i\omega_2 t} \},$$

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle],$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle].$$

可以看到,经过一段比起 $K_1^0$ 寿命长而比起 $K_2^0$ 寿命短的时间后,初始时一个纯 $K^0$ 态将会变成 $K_2^0$ ;它是 $K^0$ 和 $\bar{K}^0$ 的等量混合物。为了给出一个数值范围,我们必须指出,在一个典型的实验情况中, $K_1^0$ 介子在衰变之前平均走几厘米,而 $K_2^0$ 介子则平均走几十米。因此,在离开 $K^0$ 产生点大于一米左右距离上,将会出现一个接近纯净的 $K_2^0$ 束。

当我们考虑 $K_2^0$ 与物质相互作用时,这个系统的另一重要特性也是很明显的。由于 $K^0$ 和 $\bar{K}^0$ 的奇异数相反,它们的相互作用截面很不一样。一束 $K_2^0$ 穿过一块物质,由于物质吸收 $K^0$ 和 $\bar{K}^0$ 这两个成分有差异,会形成 $K^0$ 和 $\bar{K}$ 不再是一半对一半,而是相当于 $K_1^0$ 和 $K_2^0$ 的新组合的一种混合物。在物质后面将出现新产生的短寿命的 $K_1^0$ ,它们会衰变为 $\pi^+\pi^-$ 。这个现象称为再生<sup>[19]</sup>。在吸收物质对 $K^0$ 完全透明而对 $\bar{K}^0$ 不透明的情况下,吸收体后面 $K_1^0$ 的强度将是 $K_2^0$ 入射到吸收体上的原始强度的1/4。

古德<sup>[20]</sup>在五十年代末注意到,由于 $K_1^0$ 和 $K_2^0$ 之间有一个非常小的质量差,在相干过程中将发生上面所讨论的再生现象。相干是指从 $K_2^0$ 到 $K_1^0$ 的散射过程不是在个别原子核上发生,而是在整个一块散射物质上发生。也就是说,在散射过程中整块物质将保持它的初

始量子力学态。在这种情况下,如同普通光穿过玻璃那样,可以把再生物质看作是有折射率的。相干再生的  $K_1^0$  具有和入射的  $K_2^0$  精确相同的能量,其角分布和入射束相同,但由于衍射效应而有加宽,后者决定于再生物质在垂直束方向上的大小。在一个典型的实验中,  $K_2^0$  介子的特征波长约  $10^{-13}$  厘米。横向尺度的典型值是 10 厘米。因此,相应的衍射图样具有数量级为  $10^{-14}$  弧度的宽度! 另外,  $K_1^0$  波的相干相加是在大于  $10^{14}$  波长的距离上观察到的。这种相干再生  $K_1^0$  束的特点是,它可以同原始束区别开来,因为它是以短寿命衰变为  $\pi^+$   $\pi^-$  的。就我所知,这是向前相干散射束能够同原始束区别开来的唯一例子。

听众中学物理的学生都知道,  $K_1^0 K_2^0$  的情况与极化光有相似之处。  $K_1^0$  和  $K_2^0$  相应于左旋和右旋的圆极化光,而  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  态相应于线极化的  $x$  和  $y$  分量。  $K_2^0$  束穿过一块凝聚态物质相当于左旋圆极化光穿过一块方解石之类的双折射介质,方解石对极化的  $x$  和  $y$  分量具有不同的折射率。相干再生与非相干再生的总的图象,已经在一次决定性的泡室实验中证实了<sup>[21]</sup>。

但是还有许多与此相联系的现象有待于探索。例如,还需要在晶体平面上做相干再生  $K_1^0$  的实验。在通常能得到的粒子动量下,布拉格角非常小,因此消光因子(即 Debye-Waller 因子)只在相应的小角度才起作用,但这些实验是能够完成的。

$K^0 \bar{K}^0$  系统给我们提供了有关引力相互作用的重要的而且非常精确的信息,这是未曾预料到的。它同强普适性问题有关系,就是说,不论什么物体,在这里是粒子和反粒子,如果具有相同的惯性质量,它们在引力场中的表现相同。古德<sup>[22]</sup>说过:倘若  $K^0$  及其反粒子  $\bar{K}^0$  具有相反的引力位能,则  $K^0 \bar{K}^0$  系统会很快混合,就永远看不到长寿命粒子。对这个系统进行更仔细的分析,可以证明,倘若粒子和反粒子的引力相互作用差一份额  $\kappa$ ,并且如果我们讨论的是地球引力场,则  $\kappa$  值必须小于  $10^{-10}$ 。对太阳系则是  $10^{-11}$ ,对银河系则是  $10^{-13}$ 。

科学发现的航行可以在未经探查的水域中进行,但是也可以在港口附近熟悉的海湾内进行,只要人们有一种观察仪器能够对熟悉的物体观察得比以往进行的观察更为精细就是了。1963 年,我们有机会用比以前所能得到的更好的分辨率去研究中性  $K$  介子现象。采用了能够精确测定径迹位置的火花室作为带电粒子探测器,而且能够对合适的几种事例进行有选择的触发。

我们的同事克里斯坦森 (Jim Christenson), 和特莱 (Rene Turlay), 以及克罗宁和我用这种新设备着手进行下列的系统研究: ① 再生现象, ② 我们称之为 CP 不变性的问题, ③ 中性流。我们对再生现象特别有兴趣,因为刚好有一个小组报道了他们研究  $K_2^0$  介子穿过液氢泡室的反常结果<sup>[23]</sup>。我们的同事中对我们研究 CP 不变性给予充分信任的人虽然不多,但不管怎样,我们还是做了这个实验。至于中性流,这是一个很久以来就被人们关心的问题,一年以前已由格拉肖 (Sheldon Glashow) 在上一年这个场合里讲过了。

我们进行这些研究所用的仪器的平面图见图 1。它是一个双臂谱仪,每一臂中磁铁前后都装有火花室,用来测量粒子径迹。两个臂中的切伦科夫计数器和闪烁计数器符合后给出信号,以触发用照相记录的火花室。这仪器放在布鲁克海文的交变梯度同步加速器 (alternating gradient synchrotron, 简称 AGS) 的中性粒子束中,选择的距离以使  $K_1^0$  已经衰变完,只剩下  $K_2^0$  为度。谱仪双臂的夹角选择得使之最适合于探测  $K^0$  介子衰变为两个  $\pi$  介子。研究再生现象时,可将各种固体物质块放在中性粒子束中。研究  $K_2^0$  自由衰变为两个  $\pi$  介子时,在衰变容积中充以氦气,以减小相互作用。

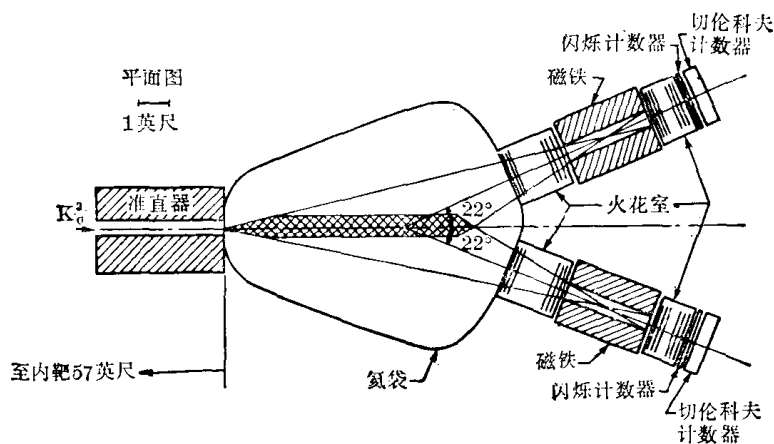


图1 仪器放在布鲁克海文实验室的 AGS 加速器上的平面图

衰变为两个  $\pi$  介子的事例同大量的三体衰变事例有两个方面不同。探测到的两个粒子的动量之和必须与入射  $K_0^0$  的方向一致。但一般说来，三体衰变不会发生这种情况。另外，计算出来的母粒子质量必须与  $K^0$  介子的质量相称。实验的原始数据见图 2 和图 3。图 2 是用较粗糙的测量仪器测量照相记录得到的数据。事例的分布在沿束流线方向有峰，这鼓励我们进行更精确的测量，测量结果见图 3。可以明显地看到，在适当的质量范围中，向前峰约有 56 个事例，其中本底为 11。根据这些数据我们确定了  $K_0^0$  衰变为两个  $\pi$  介子相对于所有带电衰变方式的分支比是  $2 \times 10^{-3}$ 。这里是 CP 守恒所完全禁止的衰变的最早证据<sup>[23]</sup>。我

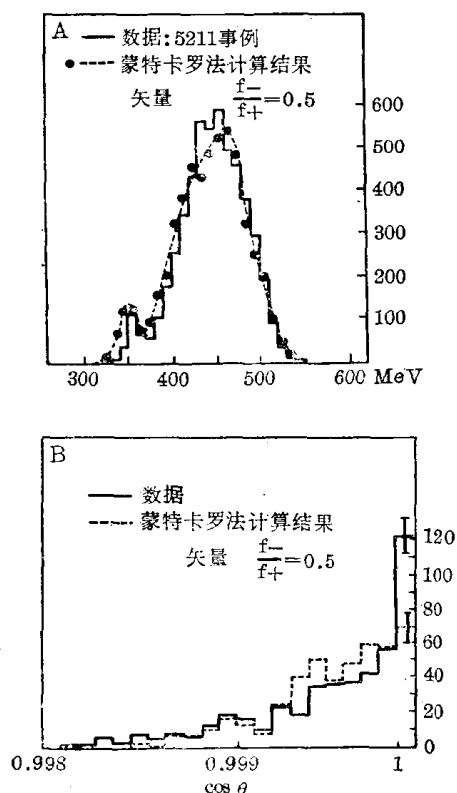


图2 用粗糙的测量仪器测得的在适当的质量范围中的事例的角分布

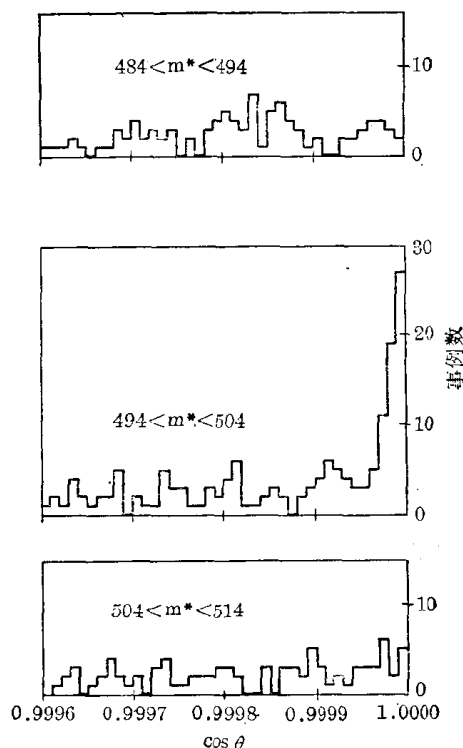


图3 用精细的测量仪器测得的在三个有关的质量区中的事例的角分布

们对这个结果的重要性是非常敏感的,我必须承认,一开始我们自己对它并不相信。我们花了近半年的时间来寻找其他可能的解释,但是没有一种能够成功。

研究相干再生对 CP 测量是很重要的。这有几点原因。第一,我们得到的结果完全符合预期值而没有反常。在钨、铜、碳和液氢上测量到的相干再生率使我们能够确认,在填充于衰变容积中的氦气上发生的相干再生对我们观察到的信号的贡献是可以完全忽略的。第二,相干再生的  $K^0$  接着衰变为  $\pi^+$  介子和  $\pi^-$  介子,它们对标定仪器非常有用。

现在我们来更定量地检查一下中性 K 系统是适宜的<sup>[24]</sup>。由于  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  是通过弱相互作用而混合的,  $K^0$  波随时间的变化率将不仅决定于  $K^0$  振幅,而且也决定于  $\bar{K}^0$  振幅,即

$$-\frac{dK^0}{dt} = AK^0 + p^2\bar{K}^0$$

及

$$-\frac{d\bar{K}^0}{dt} = B\bar{K}^0 + q^2K^0。$$

其中粒子符号表示相应的波振幅。根据 CPT 不变性,粒子和反粒子的质量和寿命必须精确相等。就上面的方程式来说,  $A$  必须等于  $B$ 。于是, CP 破坏实际上可能由两种方式发生:或者通过上面方程组中的项,或者通过衰变振幅。随后的实验表明,大部分(如果不是全部的话)破坏是在上面的方程式中,其中包含了所谓质量衰变矩阵。克罗宁教授将会讨论在衰变项中也存在效应的细节。这里仅要指出一点;  $p^2$  对  $q^2$  的任何偏离,将使  $K^0$  衰变为两个  $\pi$  介子。由于 CP 不守恒,短寿命粒子和长寿命粒子不再是前面定义过的  $K^0$  和  $K^0$ , 而是

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} \{p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle\},$$

和

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} \{p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle\}。$$

$K_L^0$  衰变为两个  $\pi$  介子的事实表明, 粒子跃迁到反粒子的振幅, 在这里就是  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ , 不完全等于其逆过程振幅  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ ; 事实上我们现在已相当精确地知道, 不但是振幅稍有不同, 而且两个振幅之间还存在着一个小的相角(见图 4)。前面已经指出, 由于 CPT 定理, CP 的

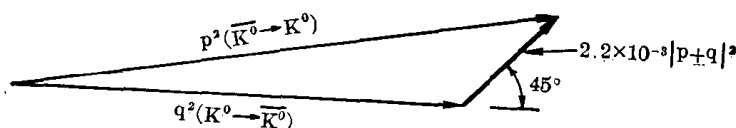


图 4 表示  $K^0 \rightarrow K^0$  振幅与  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$  振幅差的矢量图

破坏等同于时间反演不变性的破坏。克罗宁教授将会说明, 已经独立地证明了 CPT 定理对于中性 K 介子系统是成立的, 这样就自相抑制地表明了时间反演不变性的破坏。

我们都熟悉与熵相联系的时间不对称性。在一个封闭系统中, 熵随时间而增加。这种时间不对称性是边界条件造成的结果。但是, 在中性 K 介子系统中, 我们第一次迁到了由于相互作用而不是边界条件造成时间不对称性的一个物理系统。

因为人们过去一直认为微观物理定律具有时间反演不变性, 这个发现揭示了范围广泛而意义深远的许多问题。克罗宁教授将要详细地讨论这些问题。我要提出两个问题。能不能用这个效应来减少一个孤立系统的熵? 我们从地球上望出去, 看到一个非常有秩序的字

宙。倘若熵永远增加,宇宙怎么会是这个样子呢? CP 破坏实际上是一种可以用来把宇宙“绞紧”起来的效应吗?对这些问题的回答似乎是否定的<sup>[25]</sup>。

同时,我们从地球上望出去,看到早期很热的宇宙的遗留物。在这个很早的时期,人们期望物质和反物质会以相等数量凝聚,最终湮灭成  $\gamma$  辐射。但是我们现在没有见到反物质的踪迹。一年以前在这个场合里曾经讲过规范理论,它考虑到质子(和反质子)可能会衰变。这个过程结合 CP 破坏,就会迫使宇宙趋向于物质比反物质多,而且还可以说明观察到的宇宙中物质与辐射数量比值的由来<sup>[26]</sup>。

托马斯 (Lewis Thomas) 的科学小品给我们的文学增光不少,他曾经写道:“工作的质量可以用它引起的惊奇程度来量度”。经过十六年之后,物理学界仍然对 CP 和 T 的非不变性感到惊奇。我猜想诺贝尔委员会是出于类似托马斯的考虑而给予克罗宁教授和我以这个最高荣誉的。

### 参 考 文 献

- [1] 作为一篇评论文章见 G. D. Rochester and C. C. Butler, *Rep. Prog. Phys.* **16**, 364. (1953)
- [2] A. Pais, *Phys. Rev.* **86**, 663. (1952)
- [3] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **92**, 833. (1953),
- [4] T. Nakano and K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 581. (1953)
- [5] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, *Phys. Rev.* **93**, 861. (1954)
- [6] *Rochester Conference Proceedings* (1954).
- [7] R. H. Dalitz, *Philos. Mag.* **44**, 1068 (1953); E. Fabri, *Nuovo Cimento*, **11**, 479, (1954).  
奇异粒子中有些衰变为两个  $\pi$  介子,有些衰变为三个  $\pi$  介子。用 Dalitz 和 Fabri 的分析方法分析手头上的少数事例,表明三  $\pi$  介子系统的宇称和两  $\pi$  介子系统的宇称相反。如果在衰变相互作用中宇称是守恒的,则应当存在可以辨别的宇称相反的母体:  $\theta$  衰变为两个  $\pi$  介子,而  $\tau$  衰变为三个  $\pi$  介子。使人迷惑不解的问题是:“如果这两种粒子是不同的东西,为什么它们会有相同的质量和寿命呢?”在知道了宇称守恒破坏以后,认识到两者都是 K 介子,即  $K\pi_2$  和  $K\pi_3$ 。
- [8] L. W. Alvarez, F. S. Crawford, M. L. Good, M. L. Stevenson, *Phys. Rev.* **101**, 503 (1956); G. Harris, J. Orear, S. Taylor, *ibid.* **100**, 932 (1955).
- [9] V. Fitch, R. Motley, *ibid.*, **101**, 496 (1956); *ibid.*, **105**, 265 (1957).
- [10] R. W. Birge, D. H. Perkins, J. R. Peterson, D. H. Stork, M. N. Whitehead, *Nuovo Cimento* **4**, 834 (1956).
- [11] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [12] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, *ibid.* **105**, 1413 (1957); R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich, *ibid.* **105**, 1415; J. I. Friedman and V. L. Telegdi, *ibid.*, **105**, 1681. (1957).
- [13] L. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 254 (1957).
- [14] J. J. Sakurai, *Invariance Principles and Elementary Particles*, (Princeton University Press, Princeton, N. J., 1964) P. 296.
- [15] M. Gell-Mann and A. Pais, *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
- [16] 我们已经按最近的惯例更改了记号, Gell-Mann 和 Pais 原来称它们叫  $\theta_1$  和  $\theta_2$ 。
- [17] K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, L. M. Lederman, W. Chinowsky, *Phys. Rev.* **103**, 1901 (1956).
- [18] R. P. Feynman, *Theory of Fundamental Processes*, (Benjamin, New York, 1961), P. 50.
- [19] A. Pais and O. Piccioni, *Phys. Rev.* **100**, 1487 (1955).
- [20] M. L. Good, *ibid.* **106**, 591 (1957).
- [21] R. H. Good, R. P. Matsen, F. Muller, O. Piccioni, W. M. Powell, H. S. White, W. B. Fowler, R. W. Birge, *ibid.*, **124**, 1223 (1961).
- [22] M. L. Good, *ibid.* **121**, 311 (1961).
- [23] J. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Letters* **13**, 138 (1964).
- [24] T. D. Lee, R. Cheme, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
- [25] Y. Ne'eman, Erice Summer School Lectures, 16 June to 6 July, 1972.
- [26] A. D. Sakharov, *JETP Letters* **5**, 24 (1967). 非专门性的讨论见 F. W. Wilczek, *Scientific American* **243**, 82 (Dec. 1980).

(唐孝威译自 *Science*, Vol. 212, No. 4498, 29 May, 1981.)



J · W · 克罗宁

## CP 对称性的破坏 ——寻找它的起源

克罗宁 (James Watson Cronin) 1921 年 9 月 29 日生于美国芝加哥。1951 年在得克萨斯州达拉斯城的南方卫理公会大学获理学士学位。1953 年和 1955 年在芝加哥大学先后获理科硕士和物理学博士学位。1955~1958 年在布鲁克海文国立实验室供职。1958~1971 年在普林斯顿大学任助理教授，其后任教授，并在美国国家科学院和美国物理学会任职。

——编者

一个科学家能感受的最大快乐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，对所提出的正确的自然界问题，得到了明确的回答。我同克里斯坦森 (J. Christenson)，菲奇 (V. Fitch) 和特莱 (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分： $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ 。菲奇教授已经描述了我们发现 CP 对称性破坏的情况。他论述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。我这个演讲将要回顾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。它也激起许多理论设想，后者又转过来促进了多种多样的实验。

目前对 CP 破坏还没有令人满意的理论。我们所有的理解全部是从实验研究得来的。这些研究工作已经超出高能加速器实验室，扩展到原子核物理实验室和研究性反应堆实验室中去了。试图解释这种微小效应而进行的这些实验，不但是要富有独创性，而且要密切注意细节情况。

当我们的同行们在 1964 年知道这个发现以后，一个自然的反应是问，这个实验有没有错。或者，即使他们相信这个测量是正确的，他们会问，能不能在仍旧保留 CP 对称性的情况下，解释这个效应。我清楚地记得 1964 年在苏联杜布纳开国际高能物理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作答辩，他们希望知道这一实验的每一个细节，比正式会议时提出的问题详细得多。

当这次会议接近结束时，一个苏联同行提出，这个效应也许是由于在不幸被关进实验用

的氦包里的一只苍蝇上面再生了短寿命的  $K_s$  介子 ( $K_s$ ) 所引起的。我们当场很快地估算了一下,看这只苍蝇需要有多大密度,才能产生这种效应。结果是密度要远远超过铀的密度。

在这次会议上,还有其他许多物理学家对我们的结果作过深入的思考,提出了更严峻的问题。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>和瑞士日内瓦西欧核研究中心<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  $K$  介子 ( $K_L$ ) 和短寿命  $K$  介子 ( $K_s$ ) 衰变为两个带电  $\pi$  介子之间存在干涉。我的同事菲奇和罗思 (R. F. Roth), 鲁斯 (J.S. Russ) 和弗农 (W. 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  $K_L$  介子束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:

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

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

在有再生体时  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  的产额正比于

$$|A_R + \eta_{+-}|^2$$

在  $A_R$  的公式中,  $\delta$  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  $\bar{K}$  在再生体原子核上的向前散射振幅。再生振幅正比于  $N$ , 它是物质的密度数。  $\frac{(f - \bar{f})}{k}$  值是在一个辅助实验中用密集的再生体确定的。然后用  $A_R$  的公式<sup>[5]</sup> 构成适当密度的再生体。实际所用的再生体是 0.5 mm 厚的片子构成的, 间距是 1cm。如果片子的间距小于  $\delta\Lambda$ , 这种装置的行为同密度为 1/20 的正常密度的均匀再生体一样。

在最早的实验中, 菲奇和他的同事发现, 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。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。

这个实验的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。唯一的区别是: 再生体材料是反物质。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的区别。因为费奇及其合作者的干涉实验有这样的效应, 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>。这种效应的根

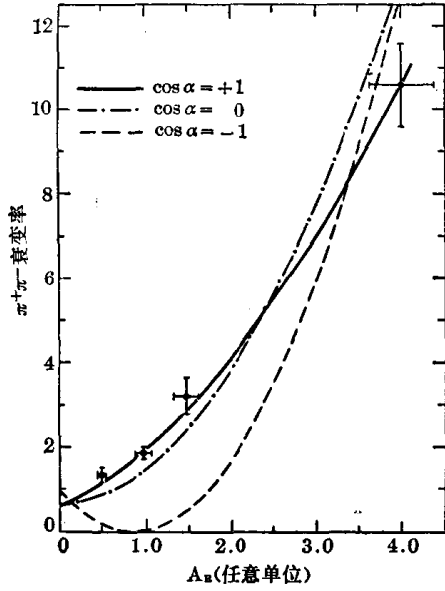


图1  $\pi^+\pi^-$  事例产额随分散再生体振幅的变化。三根曲线相应于再生振幅  $A_R$  与 CP 破坏振幅  $\eta_{+-}$  间相位的三种数值

度。这些本征态由下式给出：

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

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

$\epsilon$  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，並控制它们的时间发展。它由下式给出：

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

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  $\epsilon$  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。这些量已从实验中测出，得到  $\arg \epsilon \sim 45^\circ$ 。

第二个量  $\epsilon'$  的定义是

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

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  $A_2$  相对地为实数<sup>[9,10]</sup>。 $\delta_0$  和  $\delta_2$  分别是  $I=0$  态与  $I=2$  态的  $s$  波  $\pi\pi$  散射相移。参量  $\epsilon$  和  $\epsilon'$  同可观察量有以下关系：

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

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

$$\delta_1 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}$$

源会使  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  衰变率正比于  $K_L$  介子在实验室中的能量的平方。我们原来的实验是在  $K_L$  平均能量为 1.1 GeV 时进行的。在卢瑟福实验室和欧洲核研究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。在这一讨论中假设了 CPT 守恒。我们在后面将要说明， $K$  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范围内，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  $\epsilon$ ，是在本征态  $|K_S\rangle$  和  $|K_L\rangle$  中 CP 掺杂的量

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

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \varepsilon + \varepsilon', \\ \eta_{00} &= \varepsilon - 2\varepsilon', \\ \delta_L &= 2\text{Re } \varepsilon_0.\end{aligned}$$

借助于研究由  $K_S$  和  $K_L$  混合的  $K$  介子束衰变为  $\pi^+\pi^-$  对时间的依赖关系，很精确地定出了  $\eta_{+-}$  的数值和相位。这个实验技术是惠特利<sup>[12]</sup>在 CP 破坏发现前早就提出的。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。于是  $\rho$  就是再生振幅。这里干涉项为

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

第二种方法是在  $t=0$  时产生一个纯  $K$ （或  $\bar{K}$ ）束。在实践中，能量  $\sim 20$  GeV 的质子在小角上产生的  $K$  约为  $\bar{K}$  的三倍。 $\bar{K}$  减小是一个枝节问题，这里不必关心。在这种情况下  $\rho = +1$ ，而干涉项为

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

重要的 CP 参量是  $|\eta_{+-}|$  和  $\phi_{+-}$ 。但是我们知道，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  $\phi_{+-} - \phi_\rho$ ，还得用一种技术独立地测量  $\phi_\rho$ 。在这两种情况下，当两个干涉振幅大小相同时， $\pi^+\pi^-$  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  $e^{-\Gamma_S t/2} \approx |\eta_{+-}| \approx 2 \times 10^{-3}$ ）。因此， $\Delta M$  中很小的误差会导致  $\phi_{+-}$  很大的不确定性，而且更重要的是， $\Delta M$  的系统误差会导致错误的  $\phi_{+-}$  值。 $\Delta M$  中 1% 的误差相应于  $\phi_{+-}$  中约  $3^\circ$  的误差，要测量  $\Delta M$  达到足够的精确度，难度差不多同做干涉实验本身的难度一样大<sup>[14]</sup>。

时间和篇幅都不允许我公正地详细叙述在欧洲核研究中心、布鲁克海文、阿贡及斯坦福直线加速器中心的许多小组的工作，他们进行的细致测量给出了以下数据<sup>[15]</sup>：

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= [(2.27 \pm 0.02) \times 10^{-3}] \exp[i(44.7^\circ \pm 1.2^\circ)], \\ \Delta M &= M_S - M_L = -(0.535 \pm 0.002) \times 10^{10}/\text{sec}, \\ \Gamma_S &= (1.121 \pm 0.003) \times 10^{10}/\text{sec}.\end{aligned}$$

作为上述测量的水平的一个例子，图 2 中示出动量 4 到 10 GeV/c 的  $K_L$  束穿过 81cm 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，就会看到相长干涉。

$K_L$  衰变电荷不对称性  $\delta_L$  的测量工作是在 1966 年开始的。这种不对称性是在半轻子衰变方式  $K_L \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$  中发现的，其中  $l$  是一个电子或一个  $\mu$  子。这基本上就是测量  $K_L$  本征态中  $K$  和  $\bar{K}$  振幅之差。这个测量借助于  $\Delta S = \Delta Q$  规则，它的意思是，

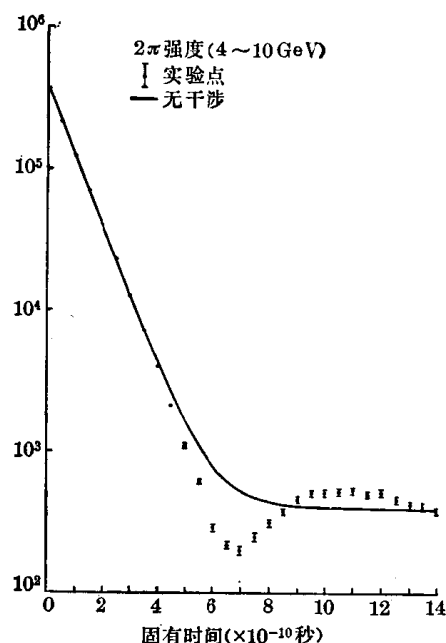


图 2 从一个放在  $K_L$  束中的 81cm 厚的碳再生体后面测到的  $\pi^+\pi^-$  事例产额随固有时间的函数。

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  $\Delta S = \Delta Q$  规则的正确性疑惑了许多年, 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  $\sim \sqrt{2} |\eta_{+-}| \approx 3 \times 10^{-3}$ 。需要有数百万个事例来准确地测量  $\delta_l$ , 而且必须很好地控制仪器的对称性并了解与电荷有关的偏置 (biases), 以减小系统误差。

这里我们必须再一次略去所有关于不对称性测量工作的详细评述。欧洲核研究中心、布鲁克海文和斯坦福直线加速器中心都做过这类实验。这些测量的最后结果给出<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, 因为两者都是  $2\text{Re } \varepsilon$  的量度单位。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<sup>[18]</sup> 显示了电荷不对称性的时间相依性。图中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。

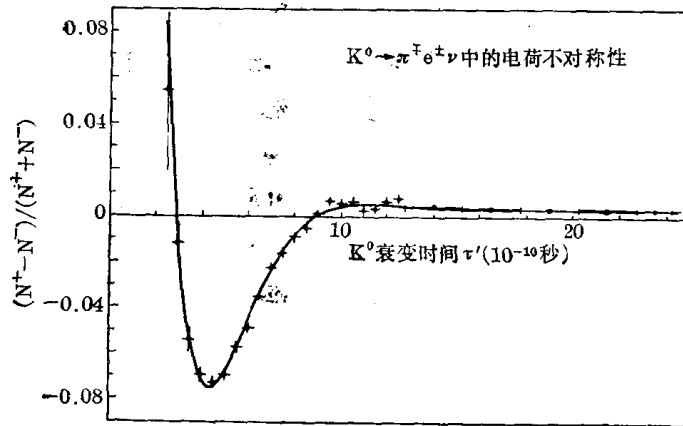


图 3 半轻子衰变电荷不对称性的时间相依性

电荷不对称性显示了 CP 的破坏, 因而它也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, 实验人员将会发现, 超过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。

简单地检查一下实验测量的参量与变量  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'$  之间的关系, 就可以看出, 测量  $|\eta_{00}|$  和  $\phi_{00}$  对于确定  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'$  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。这是根据个人的经验来谈的; 测量  $|\eta_{00}|$  花了我六年的时间。

测量与  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  过程有关的参量是复杂的, 因为每个  $\pi^0$  很快 ( $10^{-16}$  秒) 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。准确地测量这些光子的方向和能量是困难的。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。

早期实验表明,  $|\eta_{00}|$  约为  $|\eta_{+-}|$  的两倍, 因而  $\varepsilon'$  是相当大的。但是在 1968 年, 用火花室的一个改进实验<sup>[19]</sup> 和欧洲核研究中心用重液泡室的一个艰苦实验<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。这个结果意味着,假如  $\phi_{00}$  和  $\phi_{+-}$  相近,那么  $\epsilon'$  是非常小的。

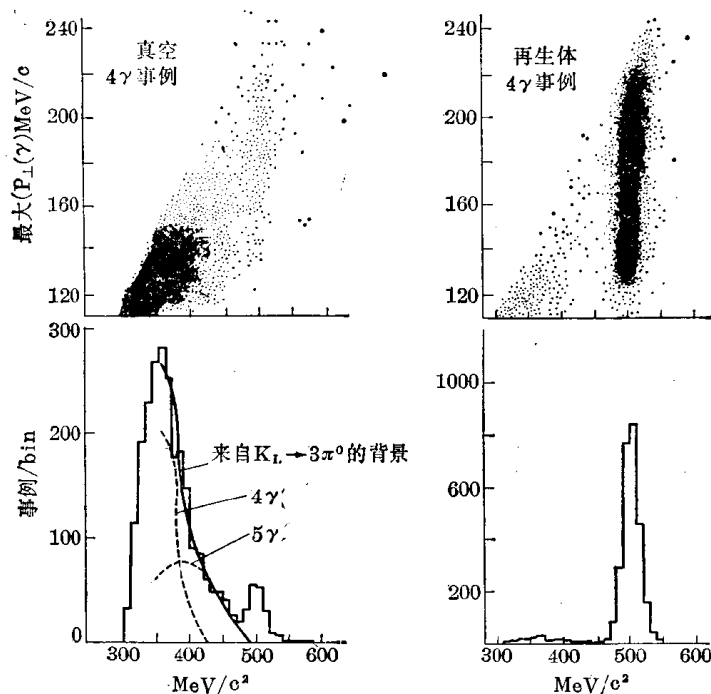


图4 重建的  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  事例的分布和再生的  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  事例的分布

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  事例不可能收集到如同衰变为  $\pi^+ \pi^-$  那样多的衰变率,它们也不能那样清楚地同背景区分开来。所以我们识别参量  $|\eta_{00}|$  和  $\phi_{00}$  的精确度,远比我们识别带电  $\pi$  介子的参量的精确度差。目前能得到的所有数据的加权平均值为<sup>[15]</sup>

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

及

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

这两个结果是相对于带电衰变方式的参量表示的,因为最准确的实验已直接测量到  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$  这个量。 $\phi_{00}$  的结果是克里斯坦森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。与  $\pi$  介子- $\pi$  介子散射相移有关的资料有几处来源<sup>[23]</sup>。把这些来源加以概括,给出了  $\delta_2 - \delta_0 = -45^\circ \pm 10^\circ$ 。 $\epsilon$  的相位自然与

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

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

测量到的参量画在图 5(A) 的复平面上。 $\eta_{+-}$  和  $\eta_{00}$  长方形的大小及  $\delta_1$  长条的宽度都相当于一个标准偏差。导出量  $\epsilon$  和  $\epsilon'$  在图 5(B) 中画出。这里分别标示出相当于一个标准偏差和两个标准偏差的长方形。还画出了来自  $\pi$ - $\pi$  散射相移的约束条件,它规定  $\epsilon'$  的相位为  $45^\circ \pm 10^\circ$ ,由这个约束条件,我们发现  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$ ,  $\eta_{00}$  和  $\eta_{+-}$  几乎落在同一根直线上。在  $\pi$ - $\pi$  相位约束条件和克里斯坦森等人的  $\phi_{00}$  结果之间稍有不符。