弱相互作用中的宇称守恒质疑 [‡*]

李政道　　　　杨振宁 [†]

(哥 伦 比 亚 大 学)　（布鲁克海文国家实验室）

(1956 年 6 月 22 日收到)

提要: 本文检验了 β 衰变及超子和介子衰变中的宇称守恒问题。建议了在这些相互作用中可以检验宇称守恒的可能的实验。

最近，实验显示 θ^+（ $\equiv K_{\pi 2}^+$ ）和 τ^+（ $\equiv K_{\pi 3}^+$ ）介子的质量 [1] 和寿命 [2] 几乎完全一样。另一方面，基于角动量和宇称守恒，对 τ^+ 的衰变产物的分析 [3] 强烈建议 τ^+ 和 θ^+ 是不同的粒子，这就形成了一个相当令人迷惑的局面，并引起了广泛的讨论 [4] 。

摆脱这种困境的一种方法是，假定宇称不严格守恒， θ^+ 和 τ^+ 是同一粒子的两种不同的衰变模式，它们的质量和寿命就必须相同。在本文中，我们想在已有的宇称守恒的实验证据的基础上分析这种可能性。我们的分析清楚显示，在强作用和电磁作用中，现有的实验以很高的精确度表明宇称守恒；但是，对弱相互作用（即，介子和超子的衰变作用和各种费米相互作用）宇称守恒至今仍只是外推的假设，并没有实验证据的支持。（人们甚至可以说，现在的 $\theta-\tau$ 之谜也许可以视为弱

‡ 注：原文发表于 1956 年 10 月 1 日 Phys. Rev. 104 卷， 254-258 页。

* 本工作由美国原子能委员会部分支持。

† 永久地址：高等研究院，普林斯顿，新泽西。

1. Whitehead, Stock, Perdins, Perterson, and Birge, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 1, 184 (1956); Barkas, Heckman, and Smith, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 1, 184 (1956).

2. Harris, Orear, and Taylor, Phys. Rev. 100, 932 (1955); V. Fitch and K. Motley, Phys. Rev. 101, 496 (1956); Alvarez, Crawford, Good, and Stevenson, Phys. Rev., 101, 503 (1956).

3. R. Dalitz, Phil. Mag. 44, 1068 (1953); E. Fabri, Nuovo Cimento 11, 4769 (1954). 最近实验结果参看 Orear, Harris, and Taylor [Phys.Rev. 102, 1676 (1956)].

4. 参看, 例如, Report of the Sixth Annual Rochester Conference on High Energy Physics (Interscience Publishers, Inc., New York, 即将发表) 。

作用中宇称守恒破坏的迹象。但是，这个论点没有被认真对待，因为，我们目前对于奇异粒子的性质了解得太少。倒不如说，这提供了一个检验宇称守恒问题的动机。）要明确地判断宇称在弱作用中是否守恒，我们必须通过实验确定弱作用能否分出右和左。下面将讨论一些可能的这类实验。

目前宇称不守恒的实验极限

如果宇称不严格守恒，所有的原子与原子核都将处于混合状态，它们主要由我们通常认定的态构成，同时混有少量具有相反宇称的成份。后者所占比例称为 $\mathcal{F}^2$ ，这个量代表了宇称守恒破坏的程度。

在原子物理与核物理中确立的宇称选择定则清楚表明，混合度 $\mathcal{F}^2$ 不可能大。从这些考虑我们可以得到的限度为： $\mathcal{F}^2 \leq (r/\lambda)^2$ ，对于多数原子谱，其数值为 $\sim 10^{-6}$ 。一般说来，对核谱所得的极限的精度较低。

宇称不守恒意味着存在使不同宇称混合的相互作用。与通常的作用相比，这种作用的强度一般以 $\mathcal{F}$ 表示，由此得到混合为 $\mathcal{F}^2$ 的量级。这种作用的存在会影响核反应的角分布。但是，我们将看到，这些实验的精度不高，得到的 $\mathcal{F}^2$ 的限度不会好于 $\mathcal{F}^2 < 10^{-4}$ 。

作为例子，让我们检验极化实验，因为它与下面要讨论的一些实验很相似。一束在对于其动量垂直的 z 方向极化的质子流，被原子核散射时，比较对 x−y 平面反射对称的两个方向 A 和 B 上的散射强度 [5] ，结果发现二者的差异小于 $\sim 1\%$ 。如果这散射是由通常宇称守恒的相互作用加上宇称不守恒的相互作用（比如， $\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}$ ）引起的，则在 A 和 B

5. 参看，例如， Chamberlain, Sergre, Tripp, and Ypsilantis, Phys. Rev. 93, 1430 (1954).

方向的散射振幅之比应正比于（ $1+\mathcal{F}$ ） $/(1-\mathcal{F})$，其中， $\mathcal{F}$ 是散射中两类作用的强度之比。因此，实验结果要求 $\mathcal{F}<10^{-2}$, 或 $\mathcal{F}^2<10^{-4}$ 。

宇称守恒的破坏在所有系统中都将导致一个电偶极矩，矩的大小为

$$\text{矩} \sim e\mathcal{F}\times(\text{系统的尺度}). \tag{1}$$

这一电偶极矩的存在会产生有兴趣的结果。比如，若质子有电偶极矩 $\cong e\times(10^{-16}$ 厘米)，由氢原子的相邻的 $2p$ 态引起的微扰会使其 $2s$ 态移动约 1Mc/ 秒。这将与目前兰姆位移的理论解释不一致。在电子 – 中子相互作用中还找到另一个例子。中子的电偶极矩 $\cong e\times(10^{-18}$ 厘米) 是目前实验允许的上限。

至今最精确的电偶极矩测量由普塞尔(Purcell), 拉姆塞(Ramsey) 和史密斯(Smith)完成 [6] 。他们得到中子电偶极矩的上限为 $e\times(5\times10^{-20}$ 厘米)。由此得到 $\mathcal{F}^2$ 的上限为 $\mathcal{F}^2<3\times10^{-13}$, 这也是强作用和电磁作用中对宇称守恒的最精确的验证。但是，我们将看到，即使如此高的精度也不足以提供弱作用中宇称守恒的实验证明。为此，需要 $\mathcal{F}^2<10^{-24}$ 的精度。

β 衰变中的宇称守恒质疑

初看起来，大量与 β 衰变有关的实验似乎会提供弱 β 相互作用中宇称的确守恒的证明。我们仔细检验了这个问题，却发现并非如此，（见附录）。我们先写出五种通常类型的耦合。另外，我们又引入了五种保持角动量守恒，但宇称不守恒的耦合。很明显，这时将 β 衰变分为

6. E.M. Purcell and N.f. Ramsey, Phys. Rev. 78, 807 (1950); N. F. Ramsey, Molecular Beams (Oxford University Press, London, 1956) 书中引用 Smith et al. 的工作。

允许跃迁，一级禁戒跃迁等等的过程与通常的完全相同。(核态的宇称混合对这些选择定则没有可测量的效应。这一现象将在下节讨论)。然后，我们检验了如下一些现象：允许跃迁谱，特殊禁戒跃迁谱，具有允许谱形状的禁戒跃迁谱， β – 中微子关联和 $\beta-\gamma$ 关联。结果发现，这些实验都与 β 衰变作用中的宇称守恒问题无关。这是因为，在所有这些现象中都不存在宇称守恒和宇称不守恒两类相互作用的干涉项。换言之，计算结果总得到正比于 $|C|^2$ 的项加上正比于 $|C'|^2$ 的项。这里 C 和 C′ 分别为通常宇称守恒的作用 (五项的总和) 和宇称不守恒的作用 (同样也是五项的总和) 的耦合常数。而且，众所周知 [7] ，如果不测量中微子的自旋，就不可能区分 C 耦合与 C′ 耦合 (假定中微子的质量为 0) 。我们目前有关 β 衰变的绝大部分知识来自与上述现象有关的实验结果，因此不能决定 C′ 型相互作用与通常类型作用的混合程度。

CC′ 干涉项不存在的原因其实很清楚。仅当从实验观测量能形成赝标量时，这种量才会出现。例如，当测量三个动量 $\boldsymbol{p_1}$ 、 $\boldsymbol{p_2}$ 、 $\boldsymbol{p_3}$ 时，就可能有 $CC'\boldsymbol{p_1}\cdot(\boldsymbol{p_2}\times\boldsymbol{p_3})$ 项。或者，当测量动量 $\boldsymbol{p}$ 和自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 时，会出现 $CC'\mathbf{p}\cdot\boldsymbol{\sigma}$ 项。在所有上面谈到的 β 衰变现象中，都不能从观测量形成这样的赝标量。

β 衰变中宇称守恒的可能的实验验证

以上讨论也建议了一类实验，用它可以探测 C 和 C′ 的可能的干涉，从而可以确定 β 衰变中宇称是否被破坏。一个相对简单的可能的实验是，测量极化原子核的 β 衰变中出射电子的角分布。设 θ 为母核取向与电子动量的夹角， θ 和 $180^o-\theta$ 分布的不对称性就构成 β 衰变中

7. C. N. Yang and J. Tiomno, Phys. Rev. 79, 495 (1950).

宇称不守恒的肯定证据。

更明确地说，让我们考虑任意一个极化核，比如 Co^{60} 的允许 β 跃迁。 β 射线的角分布形式为 (见附录):

$$I(\theta) = (\text{常数})(1 + \alpha \cos\theta) \sin\theta d\theta, \tag{2}$$

其中 α 正比于干涉项 CC' 。如果 $\alpha \neq 0$ ，我们就得到了 β 衰变中宇称不守恒的肯定证明。通过测量用分数表示的 $\theta < 90^o$ 和 $\theta > 90^o$ 的不对称性，就能得到 α 的值，即

$$\alpha = 2\left[\int_0^{\pi/2} I(\theta)d\theta - \int_{\pi/2}^{\pi} I(\theta)d\theta\right] \Big/ \int_0^{\pi} I(\theta)d\theta.$$

值得指出的是，这时用于极化原子核的磁场将可自动把以 $\theta > 90^0$ 和 $\theta < 90^0$ 出射的电子在空间上分开，因此，有可能证明这个实验是行得通的。

初看起来，研究极化核 β 衰变产物中的 γ 射线分布，可以从极化核的自旋和 γ 射线的动量 $\boldsymbol{p_\gamma}$ 形成赝标量。由此看来也许会提供另一种可能的宇称守恒的实验检验。不幸的是，核的能级有确定的宇称，而电磁作用中宇称是守恒的。（任何具有 $\mathcal{F}^2 < 3 \times 10^{-15}$ 的宇称混合都不会影响这个论证。) 因此， γ 射线携带确定的宇称，这样，所观测的几率函数一定是 $\boldsymbol{p_\gamma}$ 的偶函数。这个性质排除了形成赝标量的可能性。因此，不可能用这种实验来检验宇称守恒。

对 $\beta - \gamma - \gamma'$ 三体关联实验，基于类似的，但是更复杂的推理，我们可以证明，这三个动量的测量不能提供任何关于 β 衰变中宇称守恒问题的信息。

在 $\beta - \gamma$ 关联实验中， γ 的极化特性能提供一个检验。更确切地

说，让我们考虑与 β 射线平行出射的 γ 射线的极化状态。如果 β 衰变中宇称守恒， γ 射线就没有极化。相反，如果 β 衰变中宇称守恒被破坏，一般来说， γ 射线就存在极化。但是，这种极化的性质是圆极化，因而，可能不易实验探测。(通常通过康普敦散射，光电效应及氘的光致离解测量极化的方法都不能探测圆极化。这是因为，圆极化是由平行于传播方向的一个轴矢量规定的，从这些探测技术观测的动量无法形成这样的轴矢量。) 对于沿其它方向出射的 γ 射线，宇称不守恒会导致椭圆极化。这个效应的探测则更加困难。

介子和超子衰变中的宇称守恒质疑

如果像 β 衰变或介子和超子衰变这样的弱作用中宇称不守恒，宇称混合将作为二级过程在所有这些相互作用中出现。为了检验这个效应，让我们考虑，例如 Λ^0 的衰变：

$$\Lambda^0 \to p + \pi^-.$$

在这一衰变中宇称不守恒的假设意味着， Λ^0 实际上存在两个相反宇称的状态，因此它具有一个电偶极矩，大小为：

$$\text{电偶极矩} \sim e\mathcal{G}^2 \times (\Lambda^0\text{的尺寸}), \tag{3}$$

其中 $\mathcal{G}$ 是 Λ^0 衰变作用的耦合强度。 ($\mathcal{G}^2 \leq 10^{-12}$.）因此， Λ^0 的电偶极矩为 $\leq e \times (10^{-25}$ 厘米) 。

显然，质子也应当有同样数量级大小的电偶极矩。我们已经看到，这么小的电偶极矩的存在完全与已有的实验信息一致。换另一种说法，

比较式（ 3 ）与式（ 1 ），我们有

$$\mathcal{F} \sim \mathcal{G}^2.$$

因为所有的弱作用，包括 β 相互作用都有特征的耦合强度 $\mathcal{G}^2 \leq 10^{-12}$, 弱作用中的宇称破坏会引入以 $\mathcal{F}^2 < 10^{-24}$ 标志的宇称混合，正如我们已经指出，这个量超出当前实验知识的限度。

如果弱作用破坏宇称守恒，宇称就象奇异数一样，只能在强作用和电磁作用中被定义和被测定。而且，要注意一件重要的事，伴随着奇异数守恒，正如伴随每一个守恒律一样，对所有系统的宇称都存在一个任意因子。所有奇异粒子的宇称因而只能决定到因子 $(-1)^S$ 。其中 S 是奇异数。因此， Λ^0 (相对于核子) 的宇称只是个定义问题。但是，一旦它定义了，其它奇异粒子的宇称就可以从强作用中测得。

介子和超子衰变中宇称守恒的可能的实验检验

要灵敏地、明确地检验弱作用中宇称是否守恒，我们必须确定弱作用是否能区分右和左。只有产生了相反宇称态之间的干涉，才有可能做到这一点。仅观测从一种“粒子”产生的具有相反宇称的两种衰变产物不能提供宇称不守恒的结论性证据，这正是目前 $\theta-\tau$ 之谜所处的状态。

如前所述，仅当所观测的量能形成如 $\boldsymbol{p_1} \cdot (\boldsymbol{p_2} \times \boldsymbol{p_3})$ 这样的赝标量时，才可能有这些干涉项。与 Λ^0 的产生联系起来观察它的衰变，确实提供了这种可能的赝标量，从而提供了检验 Λ^0 衰变作用中宇称是否守

恒的可能性．让我们考虑如下实验：

$$\pi^- + p \to \Lambda^0 + \theta^0, \quad \Lambda^0 \to p + \pi^-. \tag{4}$$

令 $\boldsymbol{p}_{in}$ ， $\boldsymbol{p}_\Lambda$ 和 $\boldsymbol{p}_{out}$ 分别为实验室系中入射 π ， Λ^0 和衰变 π 的动量。定义参数 R 为 $\boldsymbol{p}_{out}$ 在 $\boldsymbol{p}_{in}\times\boldsymbol{p}_\Lambda$ 方向上的投影。 R 的数值范围在大约 -100 MeV/c 到大约 $+100$ MeV/c 之间。将矢量乘法从（通常使用的）右手定则变成左手定则意味着改变 R 的符号。因此，从实验上研究 +R 和 −R 是否以相同的几率出现，可以验证 Λ^0 的弱衰变相互作用中的宇称守恒。

为了更清楚地了解参数 R 的意义，我们把 $\boldsymbol{p}_{out}(\to \boldsymbol{p}')$ 变换到 Λ^0 的质心系中。新的矢量 $\boldsymbol{p}'$ 的大小为常数 $\cong 100$ MeV/c 。可以在球面上画出矢量 $\boldsymbol{p}'$ 出现的次数（频度）的分布。取这个球的 z 轴为 $\boldsymbol{p}_{in}\times\boldsymbol{p}_\Lambda$ 方向，我们能证明如下两个对称性：

(a) 绕 z 轴转 180^0 后，球面上的频度分布不变。这个对称性是由产生 Λ^0 的强作用过程的宇称守恒决定的，与弱作用的性质无关。

(b) 如果在 Λ^0 的衰变作用中宇称守恒，对 Λ^0 的产生平面作反射后，球面上的频度分布不变。

为了证明（ a ），我们只需考虑，对于由 $\boldsymbol{p}_{in}$ 和 $\boldsymbol{p}_\Lambda$ 确定的产生平面作反射后，产生过程的不变性。这个反射是空间反演后，再绕 z 轴（即产生平面的法向）转 180^o 的结果。因此， Λ^0 的极化状态在绕 z 轴转 180^o 后不变，由此得到所述的对称性。

（ b ）是弱作用和强作用中宇称都守恒的假设的直接结果 [8] 。对产生平面的反射必定保持整个过程不变。

R 的频度分布，只是球面上的分布在 z 轴上的投影。因此， +R 与 −R 间的不对称意味着在 Λ^0 衰变中宇称不守恒。但是，如果 Λ^0 的自旋不极化，即使在 Λ^0 衰变中宇称不守恒也不存在不对称 [9] 。所以，为了得到极化的 Λ^0 束流，实验最好以确定的入射能量，在 Λ^0 的一个确定的非朝前产生角上进行。

以上讨论也适用于任何其它奇异粒子衰变过程，只要（ 1 ）该粒子的自旋不等于零，并且（ 2 ）它衰变为两个粒子，其中至少一个自旋不为零，或者它衰变为三个或更多个粒子。因此，以上考虑也可应用于 $\Sigma^{\pm}$ 衰变，可能也可以用于 ${K_{\mu 2}}^{\pm}$ ， ${K_{\mu 3}}^{\pm}$ ， ${K_{\pi 3}}^{\pm}(\equiv \tau^{\pm})$ 衰变。

在如下衰变过程中

$$\pi \to \mu + \nu, \tag{5}$$

$$\mu \to e + \nu + \nu, \tag{6}$$

从静止的 π 出发，我们可以研究 μ 介子的动量和在 μ 的质心系中的电子动量的夹角 θ 的分布。如果在（ 5 ）和（ 6 ）中宇称都不守恒，一般来说，对于 θ 和 $\pi-\theta$ 的分布不相同。为了理解这一点，首先考虑 μ 的自旋取向。如果过程（ 5 ）破坏宇称守恒，一般来说， μ 会在它的运动方向极化。在接着的衰变（ 6 ）中，对 θ 角的角分布问题则与我们前面

8. 仅当 Λ^0 在强作用中作为具有确定宇称的单个粒子存在时，也就是说， Λ^0 不作为具有相反宇称的两个简并态 ${\Lambda_1}^0$ 和 ${\Lambda_2}^0$ 存在，不是我们曾经所建议的那样， [T. D. Lee 和 C. N. Yang, Phys. Rev. 102 ， 209 (1956)] ，对（ a ）的证明才成立（如上节所述）。[必须强调的是，如果在弱作用中宇称确实不守恒，(现在) 就根本没有必要如此复杂地引进宇称相反的两个简并态] 。另一方 ，即使 Λ^0 以相反宇称的两个简并态 ${\Lambda_1}^0$ 和 ${\Lambda_2}^0$ 存在，（ b ）仍然是正确的。总之，（ a ）中叙述的对称性破坏意味着，存在宇称二重态 ${\Lambda_1}^0$ 和 ${\Lambda_2}^0$ ，其质量差小于它们的宽度。（ b ）中叙述的对称性破坏意味着在 Λ 衰变中宇称不守恒。又见注解 12 及 T. D. Lee 和 C. N. Yang , Phys. Rev. (将发表) 。

9. 如果衰变产物中两个宇称间的相对相位为 90^o ，干涉也可能偶然地不存在。但是，当衰变过程中时间反演守恒，这种情况就不会出现。

讨论的从极化核上出射的 β 射线的角分布问题非常类似。(完全类似的讨论对 $\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$ 和 $\Lambda^0 \to p + \pi^-$ 过程也适用。)

评　注

如果宇称守恒在超子衰变中破坏，衰变产物将有混合的宇称。但这并不影响阿代尔（ Adair ）[10] 和特莱曼（ Treiman ）[11] 关于在特定情下超子自旋与其衰变产物角分布的关系的论述 [12] 。

人们会问，是否在弱作用中其它物理守恒定律也会破坏。检验这个问题后发现，重粒子数，电荷，能量和动量的守恒在弱作用中都没有出现破坏。对于角动量守恒和宇称守恒，不能得到同样的结论。对时间反演守恒，也不能作同样结论。初看起来， $\pi^\pm$ 的寿命的相等及 $\mu^\pm$ 的寿命的相等似乎可以用作弱作用中电荷共轭不变性的证明。但是，仔细检验这个问题，发现事实并非如此。事实上，带电粒子及其电荷共轭态在弱作用衰变中寿命相等（对于弱作用强度的最低级）是由在特殊洛伦兹（ Lorentz ）变换（即没有空间反演也没有时间反演的洛伦兹变换）下的不变性得到的。因此，至今还没有弱作用下电荷共轭不变的实验证据。本文只讨论了宇称不守恒的问题。

人们通常相信宇称守恒，并不问其正确性的可能限度。其实，并没有先验的理由说明，为什么它的破坏不会存在。正如众所周知，它的破坏意味着左右不对称的存在。前面我们已经看到一些实验有可能检验这个不对称性。这些实验将检验，是否现有的基本粒子会显示出对左

10. R. K. Adair, Phys. Rev. 100, 1540 (1955).
11. S. Btreiman Phys. Rev. 101, 1216 (1956).
12. 具有相反宇称的 $\Lambda_1{}^0$ 和 $\Lambda_2{}^0$ 的存在可能会影响这些关系。这与注释 8 中讨论的对称性（ a ）的破坏类似。见： T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev.（将发表）。

与右的不对称行为。如果这种不对称的确被发现了，人们还可以问，为什么不能存在显示相反的不对称性的相应的基本粒子，因而在更广的意义上，仍然保持整体的左 — 右对称。必须指出，若真是如此，则应存在两类质子 p_R 和 p_L ，右手质子和左手质子。而且，当前实验室中的质子必须以其中一类为主，以产生假想地被观测到的非对称性，也才会给出观测到的质子的费米（ Fermi ） — 狄拉克（ Dirac ）统计性质。这意味着，它们之间的自由振荡周期必须比宇宙的寿命长。这样，它们才有可能都被视为稳定粒子。而且， p_R 和 p_L 的数目必须分别守恒，但是它们之间的相互作用并不一定弱。比如， p_R 和 p_L 可以与同样的电磁场，也许同样的 π 场发生作用。他们就可能分别成对产生，导致有兴趣的观测可能性。

在这一图象中，假设被观测到的左右不对称性并不归因于基本的反演不守恒，而是由于在宇宙论的意义上，比如说， p_R 比 p_L 占局域优势。这情　很类似于质子对反质子的优势。沿这些方向的思考是非常有趣的，但已远远超出本文的范围。

作者感谢 M. 哥德哈伯(Goldhaber)，J. R. 奥本海默(Openheimer)，J. 斯坦伯格（ Steinberger ），和吴健雄（ C. S. Wu ）的有兴趣的讨论和评论。作者也感谢与 R. 欧默（ Oehme ）的有兴趣的交流。

附　录

如果 β 衰变中宇称不守恒，哈密顿量的最一般形式为

$$\begin{aligned}
H_{int} = & \ (\ \psi_p{}^{\dagger}\gamma_4\psi_n)(C_S\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\psi_\nu + C'_S\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_5\psi_\nu) \\
& + (\psi_p{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_\mu\psi_n)(C_V\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_\mu\psi_\nu + C'_V\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_\mu\gamma_5\psi_\nu) \\
& + \frac{1}{2}(\psi_p{}^{\dagger}\gamma_4\sigma_{\lambda\mu}\psi_n)(C_T\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\sigma_{\lambda\mu}\psi_\nu \\
& + C'_T\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\sigma_{\lambda\mu}\gamma_5\psi_\nu) + (\psi_p{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_\mu\gamma_5\psi_n) \\
& \times (-C_A\psi_e{}^{\dagger}\lambda_4\gamma_\mu\gamma_5\psi_\nu - C'_A\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_\mu\psi_\nu) \\
& + (\psi_p{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_5\psi_n)(C_P\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\gamma_5\psi_\nu + C'_P\psi_e{}^{\dagger}\gamma_4\psi_\nu), \qquad (A.1)
\end{aligned}$$

其中 $\sigma_{\lambda\mu} = -\frac{1}{2}i(\gamma_\lambda\gamma_\mu - \gamma_\mu\gamma_\lambda)$ 和 $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$ 。如果 β 衰变中时间反演守恒，两个常数 C 和 C′ 均为实数，但下面将不引入这一假设。

这一相互作用的计算过程与通常完全一样。比如，我们得到允许跃迁时电子的能量和角分布为：

$$\begin{aligned}
N(W,\theta)dW sin\theta d\theta = & \ \frac{\xi}{4\pi^3}F(Z,W)pW(W_0-W)^2 \\
& \times \left(1 + \frac{ap}{W}cos\theta + \frac{b}{W}\right)dW sin\theta d\theta, \qquad (A.2)
\end{aligned}$$

其中，

$$\begin{aligned}
\xi = & \ (\ |C_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_S|^2 + |C'_V|^2)|M_{F.}|^2 \\
& + (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_T|^2 + |C'_A|^2)|M_{G.T.}|^2, \qquad (A.3) \\
a\xi = & \ \frac{1}{3}(|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C'_T|^2 - |C'_A|^2)|M_{G.T.}|^2 \\
& - (|C_S|^2 - |C_V|^2 + |C'_S|^2 - |C'_V|^2)|M_{F.}|^2, \qquad (A.4) \\
b\xi = & \ \gamma[(C_S{}^*C_V + C_SC_V{}^*) + (C'_S{}^*C'_V + C'_SC'_V{}^*)]|M_{F.}|^2 \\
& + \gamma[(C_T{}^*C_A + C_A{}^*C_T) + (C'_T{}^*C'_A + C'_A{}^*C'_T)] \times |M_{G.T.}|^2, \qquad (A.5)
\end{aligned}$$

以上表达式中所有未说明的记号都与标准的记号意义相同。（比如，见罗斯（ Rose ） [13] 的文章）

上面的表示中不包含任何宇称守恒的和不守恒的相互作用部分的干涉项。实际上，在通常表达式中将 $|C_S|^2$ 因子用 $|C_S|^2+|C'_S|^2$ 代替，$C_SC_V^*$ 因子用 $C_SC_V^*+C'_SC'_V{}^*$ 代替，等等，可以得到干涉项。如文章中指出，除了能用观测量构成赝标量的情 ，这个规则一般都成立。

当能形成赝标量时，如在极化核上的 β 衰变中，如（ 2 ）式所清楚表明，会存在干涉项。在允许跃迁 $J\to J-1$（ no ）中， α 为

$$\alpha=\beta<J_z>/J\ ,$$

$$\begin{aligned}\beta=\ &\mathrm{Re}\Big[C_TC'_T{}^*-C_AC'_A{}^*+i\frac{Ze^2}{\hbar cp}(C_AC'_T{}^*+C'_AC_T{}^*)\Big]\\ &\times|M_{G.T.}|^2\frac{\nu_e}{c}\frac{2}{\xi+(\xi b/W)}\ ,\end{aligned}\tag{A.6}$$

其中 $M_{G.T.},\xi$ 和 b 由（ A.3 ） –（ A.5 ）定义。 ν_e 是电子速度， $<J_z>$ 是初态核自旋分量的平均值，对允许跃迁 $J\to J+1$（ no ）， α 为：

$$\alpha=-\beta<J_z>/(J+1).\tag{A.7}$$

在以上考虑中，已包括了库仑场的效应。

13. M. E. Rose , 见 Beta – and Gamma – Ray Spectroscopy (Interscience Publishers, Inc., New York, 1955), pp. 271-291.

勘　误 *

弱相互作用中的宇称守恒质疑，T. D. Lee and C. N. Yang [Phys. Rev. 104, 254 (1956)] 。附录中的（ A.4 ）式应修改为

$$
\begin{aligned}
a\xi =& -(|C_S|^2-|C_V|^2+|C'_S|^2-|C'_V|^2)|M_{F.}|^2 \\
&+\frac{1}{3}(|C_T|^2-|C_A|^2+|C'_T|^2-|C'_A|^2)|M_{G.T.}|^2 \\
&+2\mathrm{Re}\Big\{i\frac{Ze^2}{\hbar cp}[(C_SC_V^*+C'_S{C'_V}^*)|M_{F.}|^2 \\
&-\frac{1}{3}(C_TC_A^*+C'_T{C'_A}^*)|M_{G.T.}|^2]\Big\}. \qquad (A.4)
\end{aligned}
$$

这一改变不影响文中的叙述，也不影响附录中的其余部分。作者感谢 R. B. 科第斯 (Curtis) 博士和森田真人 (M. Morita) 博士 [††] 指出 (A.4) 式中的错误。

* 注：原文见 Phys. Rev. 106 (1957) 1371

†† M. Morita, Progr. Theoret. Phys. Japan 10, 346 (1953).