粒子物理简明教程

第二节 对称性和守恒定律

余钊焕 (Zhao-Huan Yu)

ARC Centre of Excellence for Particle Physics at the Terascale,
School of Physics, the University of Melbourne

2017 年 3 月

对称性

自然界中存在着各式各样的**对称性**。

比如，太阳是一个球体，如果忽略细节结构，它就具有**球对称性**，也就是说，绕中心进行任意旋转操作都不会显现出任何形状上的变化。

然而，太阳表面经常出现黑暗的斑点——太阳黑子，把它们考虑进来，太阳就不再具有严格的球对称性。这是一种**对称性破缺**现象。

太阳和太阳黑子

在物理学中，如果某个现象或系统在某种变换下不改变，就说此现象或系统具有与这种变换相对应的对称性。

- **空间对称性**：对空间性质进行变换所对应的对称性
- **时间对称性**：对时间性质进行变换所对应的对称性
- **内部对称性**：对与空间和时间相独立的其它性质进行变换所对应的对称性

连续对称性

若一种变换可用一组连续变化的参数来描述，则它是一种**连续变换**。连续变换对应的对称性叫**连续对称性**。上述球对称性就是一种连续对称性，因为旋转变换可以用连续变化的转动角描述。

诺特定理：如果一个系统具有某种不明显依赖于时间的连续对称性，就必然存在一种对应的守恒定律。

对称性	守恒定律	守恒量
时间平移不变性	能量守恒	能量
空间平移不变性	动量守恒	动量
空间转动不变性	角动量守恒	角动量
U(1) 整体不变性	荷数守恒	荷数

诺特定理首先是在**经典物理学**中给出的，但它实际上对所有物理行为由最小作用量原理决定的系统都成立。因此，将它推广到**量子物理学**中也得到了普遍证明。

Emmy Noether
(1882-1935)

分立对称性

不连续的变换称为分立变换。分立变换对应的对称性叫分立对称性。在经典物理学中，分立对称性不会导致守恒定律。但在量子物理学中，情况有所不同，若哈密顿量在某个不含时的厄米分立变换下不变，则变换本身是守恒量。

例如，空间反射变换（P 变换）是使空间坐标都反号而时间坐标不变的一种分立变换，它对应的分立对称性叫空间反射不变性。

空间反射变换对任意态 $|\psi(\mathbf{x},t)\rangle$ 的作用是 $\hat{P}\,|\psi(\mathbf{x},t)\rangle = |\psi(-\mathbf{x},t)\rangle$。从而，$\hat{P}^2\,|\psi(\mathbf{x},t)\rangle = |\psi(\mathbf{x},t)\rangle$，即 $\hat{P}^2 = 1$。另外，可以证明 $\hat{P}$ 算符是厄米的，故

$$\hat{P} = \hat{P}^{-1} = \hat{P}^{\dagger}.$$

P 变换对其本征态 $|\psi(\mathbf{x},t)\rangle$ 的作用是 $\hat{P}\,|\psi(\mathbf{x},t)\rangle = P\,|\psi(\mathbf{x},t)\rangle = |\psi(-\mathbf{x},t)\rangle$，这里 P 是 $\hat{P}$ 的本征值。作用两次得 $\hat{P}^2\,|\psi(\mathbf{x},t)\rangle = P^2\,|\psi(\mathbf{x},t)\rangle = |\psi(\mathbf{x},t)\rangle$。因此，$P$ 的取值必为 ± 1，叫做相应本征态的宇称 (或 P 宇称)。$P = +1$ 称为偶宇称，而 $P = -1$ 称为奇宇称。

若哈密顿量 $\hat{H}$ 在 P 变换不变，即 $\hat{P}^{-1}\hat{H}\hat{P}=\hat{H}$，亦即 $[\hat{P},\hat{H}]=0$，则利用 $\hat{P}$ 的不含时性质 $\frac{\partial \hat{P}}{\partial t}=0$ 和薛定谔方程 $i\frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t}=\hat{H}|\psi\rangle$ 可得

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\langle\psi|\hat{P}|\psi\rangle &= \frac{\partial\langle\psi|}{\partial t}\hat{P}|\psi\rangle+\langle\psi|\hat{P}\frac{\partial|\psi\rangle}{\partial t}\\ &= \frac{1}{-i}\langle\psi|\hat{H}\hat{P}|\psi\rangle+\frac{1}{i}\langle\psi|\hat{P}\hat{H}|\psi\rangle\\ &= \frac{1}{i}\langle\psi|[\hat{P},\hat{H}]|\psi\rangle=0\end{aligned}$$

可见，$\hat{P}$ 算符在任意态下的平均值都不随时间改变，故 $\hat{P}$ 是个守恒量。

在量子力学中，空间反射不变性导致宇称守恒定律。

守恒量分类

从数学的角度看，守恒量可以分为两大类。

- **相加性守恒量**：复合体系的总守恒量是各组成部分贡献守恒量的**代数和**。例如，能量，动量，角动量，电荷，同位旋，奇异数，轻子数，重子数。
- **相乘性守恒量**：复合体系的总守恒量是各组成部分贡献守恒量的**乘积**。例如，P 宇称，C 宇称，CP 宇称。

有经典对应的守恒量都是相加性的，相乘性守恒量都没有经典对应。

守恒定律是否成立与相互作用有关，从这个角度可以对守恒定律分类。

- **严格守恒定律**：对各种相互作用都成立的守恒定律。
- **近似（或部分）守恒定律**：对某些相互作用成立，对另一些相互作用不成立，但在运动过程中后者的影响是次要的。

能量、动量、角动量和电荷是有经典对应的**相加性严格守恒量**，同位旋和奇异数是无经典对应的**相加性近似守恒量**，P 宇称、C 宇称和 CP 宇称是无经典对应的**相乘性近似守恒量**。**反粒子所有内部相加性量子数与正粒子相反。**

群

在数学上，对称性由**群论**描述。对称变换的集合称为**群**，群元素具有**乘法**。

- 两个群元素的乘积就是两次变换相继作用，乘法满足**结合律**。
- 群中任意两个元素的乘积仍属于此群（**封闭性**）。
- 群中必有一个**恒元** E，即恒等变换，它与任一元素的乘积仍为此元素。
- 任一元素都可以在群中找到**逆元**，两者之积为恒元。

若两个群元素的乘积与次序无关，即两次对称变换的结果与次序无关，则称该群是一个**阿贝尔群（交换群）**，否则是一个**非阿贝尔群（非交换群）**。

如果一些 $m \times m$ 矩阵的乘法关系与群元素完全相同，就可用它们来表示群。这些矩阵构成了群的 m 维**线性表示**。

利用线性表示，可将对称变换视作矩阵，将变换所操作的量子态视作列矢量。在粒子物理中，经常见到有 m 种粒子集体满足某种对称性，构成 m **重态**。从**群表示论**角度看，这里每种粒子对应于 m 维表示的一个列矢量基底。

分立群和连续群

分立对称性对应于**分立群**，连续对称性对应于**连续群**。

由一个元素 R 和它的幂次构成的分立群称为循环群，是一种阿贝尔群；如果 $R^n = E$，该群就称为 n **阶循环群** Z_n，R 称为**生成元**。P 变换满足 $\hat{P}^2 = 1$，因而与恒等变换构成了一个 Z_2 群。所以，空间反射不变性是一种 Z_2 **对称性**。

李群是粒子物理学中常见的一类连续群，具有一定的解析性质（微分流形）。

n 维李群的群元素 R 可用 n 个独立实参数 θ^a 描写，恒元邻域的元素可表达为指数形式 $R = \exp(i\theta^a t^a)$。n 个厄米算符 t^a 称为**生成元**，满足**李代数**关系

$$[t^a, t^b] = if^{abc}t^c, \quad a, b, c = 1, \cdots, n.$$

实数 f^{abc} 称为李群的**结构常数**，满足 $f^{abc} = -f^{bac}$。**在李群的表示中，生成元表达为厄米矩阵，不同维表示具有不同阶生成元，但结构常数总是一样的。**

（注意：上面的表达式都省略了求和符号，实际上要对重复的指标从 1 至 n 求和。）

典型的李群：U(n) 群和 SU(n) 群

在线性代数中，矩阵具有乘法，因而可逆方阵能够依靠自身乘法关系构成群。用来定义矩阵群本身的方阵构成该群的基础表示，这个表示的维数和方阵的阶数一致。需要注意的是，矩阵群可以拥有维数不同于基础表示的其它表示。

幺正群 U(n) 由 $n \times n$ 幺正矩阵 U 构成，是维数为 n^2 的李群。这些矩阵满足

$$U^\dagger U = UU^\dagger = 1, \quad |\det(U)| = 1.$$

最常见的幺正群是 U(1) 群，记实数 Q 为它的生成元，则群元素在基础表示里表达为 $e^{iQ\theta}$。电磁相互作用具有 U(1) 对称性，从而导致**电荷守恒定律**。

特殊幺正群 SU(n) 由 $\det(U) = 1$ 的 $n \times n$ 幺正矩阵 U 构成，是 $n^2 - 1$ 维李群。

SU(2) 群基础表示的生成元 $t^a = \sigma^a/2$，其中 σ^a 为**泡利矩阵**

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

李代数关系为 $[t^a, t^b] = i\varepsilon^{abc} t^c$，结构常数是 Levi-Civita 符号 ε^{abc}。

同位旋

实验表明，质子和中子**质量相近，强相互作用性质相似。**π 介子也有类似性质。在强相互作用中互换质子和中子，系统性质不会改变。类比于**自旋**，海森堡在 1932 年提出**同位旋**的概念解释这种现象。

W. Heisenberg (1901-1976)

粒子	质子 p	中子 n	π^+ 介子	π^0 介子	π^- 介子
质量 (MeV)	938.27	939.57	139.57	134.98	139.57
电荷 Q	$+1$	0	$+1$	0	-1

同位旋 I 由 SU(2) 群描述，生成元记为 I^a。在 SU(2) 的 2 维和 3 维表示中，I^3 分别为 $\mathrm{diag}(1/2,-1/2)$ 和 $\mathrm{diag}(1,0,-1)$，对角元是多重态的 I^3 本征值。

质子和中子的同位旋为 $I=\dfrac{1}{2}$，构成**二重态** $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$，$I^3(p)=+\dfrac{1}{2}$，$I^3(n)=-\dfrac{1}{2}$

π 介子的同位旋为 $I=1$，构成**三重态** $\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$，$I^3(\pi^\pm)=\pm 1$，$I^3(\pi^0)=0$

同位旋守恒

强相互作用同位旋 SU(2) 不变性引起**同位旋 I 和同位旋第三分量 I^3 的守恒**。因此，在强相互作用过程中，初态与末态的 (I, I^3) 相同：$\Delta I = \Delta I^3 = 0$。

对于 π 介子与核子的散射，电荷守恒定律允许存在以下过程：

弹性散射	截面	弹性散射	截面	弹性散射	截面	准弹性散射	截面
$\pi^+ p \to \pi^+ p$	σ_1	$\pi^0 p \to \pi^0 p$	σ_3	$\pi^- p \to \pi^- p$	σ_5	$\pi^+ n \leftrightarrow \pi^0 p$	σ_7
$\pi^+ n \to \pi^+ n$	σ_2	$\pi^0 n \to \pi^0 n$	σ_4	$\pi^- n \to \pi^- n$	σ_6	$\pi^- p \leftrightarrow \pi^0 n$	σ_8

强作用在同位旋 SU(2) 变换下不变，则在同位旋空间绕第二个轴转 180°，即

$$p \leftrightarrow n, \quad \pi^+ \leftrightarrow \pi^-, \quad \pi^0 \leftrightarrow \pi^0,$$

得到的散射截面应该不变：

$$\sigma_1 = \sigma_6, \quad \sigma_2 = \sigma_5, \quad \sigma_3 = \sigma_4, \quad \sigma_7 = \sigma_8.$$

这在实验中得到证实。

同位旋破坏

1. **强相互作用同位旋不变性破坏**
   在强相互作用中，同位旋量子数是严格守恒的，但同位旋不变性不是完全严格的。由于同个多重态中不同分量具有**微小质量差**，各分量在运动学上有微小差异，导致同位旋不变性引起的截面关系式存在微小破坏。
2. **电磁相互作用同位旋破坏**
   同个同位旋多重态中各分量带有**不同电荷**，导致电磁相互作用性质不同。因此，在电磁相互作用中同位旋不守恒。比如，$\pi^0 \to \gamma\gamma$ 电磁衰变就不满足同位旋守恒（光子同位旋为 0）。不过，电磁相互作用过程中同位旋的改变比较有限：$\Delta I = 0$ 或 ± 1，$\Delta I^3 = 0$（I^3 仍然是守恒的）。
3. **弱相互作用同位旋破坏**
   在弱相互作用中，**I 和 I^3 都不守恒**。不过，大量实验结果表明，大多数弱作用过程满足 $|\Delta I| \leq 1$。

奇异数

1947 年，宇宙线实验中观察到由两种中性粒子引起的 V 型事例，它们是后来称为 K^0 介子和 Λ^0 重子的**奇异粒子**。50 年代，加速器上产生大量奇异粒子，才得以系统研究。奇异粒子具有以下两个特征。

- 奇异粒子在强相互作用中**成对产生**，再分别**衰变为非奇异粒子**。
  例如：$\pi^- p \to \pi^0 K^+ \Sigma^-$，$K^+ \to \mu^+ \nu_\mu$，$\Sigma^- \to n\pi^-$；
  $pp \to pK^+\Lambda^0$，$K^+ \to \pi^+\pi^0$，$\Lambda^0 \to n\pi^0$。
- 奇异粒子以强相互作用典型时间 $t \sim 10^{-23}$ s **快速产生**，再以弱相互作用典型时间 $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ s **缓慢衰变**。
  例如：$K^\pm$ 寿命为 $\tau_{K^\pm} = 1.2 \times 10^{-8}$ s，Λ^0 寿命为 $\tau_{\Lambda^0} = 2.6 \times 10^{-10}$ s。

有些奇异粒子成对产生过程，如 $nn \to \Lambda^0\Lambda^0$，虽然阈能很低，却始终没有在实验中发现。这促使西岛和彦在 1953 年提出**奇异数 S** 的概念，指定 K^+ 和 K^0 的奇异数为 $+1$，K^-、Σ^- 和 Λ^0 的奇异数为 -1。**强相互作用中奇异数守恒**，故 $nn \to \Lambda^0\Lambda^0$ 这个过程被严格禁戒。**弱相互作用中奇异数不守恒**，因而奇异粒子可以缓慢衰变成非奇异粒子。

夸克

建立夸克模型之后，奇异数得到了合理的解释。奇异数是由奇夸克导致的，正奇夸克 s 的奇异数为 -1，反奇夸克 $\bar{s}$ 的奇异数为 $+1$。

同理可以定义粲数 $\mathcal{C}$、底数 $\mathcal{B}$ 和顶数 $\mathcal{T}$。另外，还有一个概念是重子数 B，介子的重子数为 0，重子的重子数为 ± 1。这些相加性量子数各自对应于一种 U(1) 整体不变性，**在强和电磁相互作用中守恒，在弱相互作用中不守恒。**

夸克	I	I^3	$\mathcal{S}$	$\mathcal{C}$	$\mathcal{B}$	$\mathcal{T}$	B	Q	质量 (GeV)	
d	1/2	−1/2	0	0	0	0	+1/3	−1/3	~ 0.3	组分质量
u	1/2	+1/2	0	0	0	0	+1/3	+2/3	~ 0.3	
s	0	0	−1	0	0	0	+1/3	−1/3	~ 0.5	
c	0	0	0	+1	0	0	+1/3	+2/3	~ 1.6	
b	0	0	0	0	−1	0	+1/3	−1/3	~ 4.6	
t	0	0	0	0	0	+1	+1/3	+2/3	173 (极点质量)	

强子的相加性量子数是价夸克的相加性量子数之和，满足盖尔曼—西岛关系

$$\text{电荷 } Q = I^3 + \frac{1}{2}(B + \mathcal{S} + \mathcal{C} + \mathcal{B} + \mathcal{T}).$$

轻子数

电子、μ 子、τ 子及相应中微子统称为**轻子**，它们不参与强相互作用。

1962 年，L. Lederman、M. Schwartz 和 J. Steinberger 在中微子束流实验中发现，中微子具有不同味道，存在 μ 子型中微子 ν_μ，它与电子型中微子 ν_e 不同。他们在中微子与原子核 N 的散射中**探测到反应** $\nu_\mu + N \to \mu^- + X$（$X$ 代表不包含带电轻子的其它所有粒子），但**没有探测到反应** $\nu_\mu + N \to e^- + X$。

这表明不同代轻子在反应过程中不会混合起来。按下表方式指定三种**轻子数 L_e、L_μ 和 L_τ**，则它们**在电磁和弱相互作用中守恒**。

轻子	L_e	L_μ	L_τ	Q	质量	寿命
e^-	$+1$	0	0	-1	0.511 MeV	稳定
μ^-	0	$+1$	0	-1	105.7 MeV	2.2×10^{-6} s
τ^-	0	0	$+1$	-1	1.777 GeV	2.9×10^{-13} s
ν_e	$+1$	0	0	0	< 1 eV	稳定
ν_μ	0	$+1$	0	0	< 1 eV	稳定
ν_τ	0	0	$+1$	0	< 1 eV	稳定

轻子数守恒允许：

$$n \to p e^- \bar{\nu}_e$$
$$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$
$$\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$
$$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

轻子数守恒禁戒：

$$e^- e^- \not\leftrightarrow \pi^- \pi^-$$
$$\mu^- \not\to e^- \gamma$$
$$\pi^- \not\to \mu^- \bar{\nu}_e$$

全同粒子交换不变性

对于含有全同粒子的系统，把交换全同粒子 i 和 j 的分立变换记作 $\hat{P}_{ij}$。根据量子力学**全同性原理**，交换全同粒子不会改变系统状态，运动规律对于全同粒子不可分辨。因此，$[\hat{P}_{ij}, \hat{H}] = 0$，即 $\hat{P}_{ij}$ 是系统的守恒量。由于 $\hat{P}_{ij}^2 = 1$，有 $|j,i\rangle = \hat{P}_{ij}\,|i,j\rangle = \pm\,|i,j\rangle$，即 $\hat{P}_{ij}$ 的本征值只能取 $P_{ij} = \pm 1$。

- $P_{ij} = +1$：波函数对于交换 i 和 j 是**对称**的，相应全同粒子是**玻色子**。
- $P_{ij} = -1$：波函数对于交换 i 和 j 是**反对称**的，相应全同粒子是**费米子**。

全同粒子交换不变性对所有相互作用成立，$\hat{P}_{ij}$ 是相乘性严格守恒量。

对于**两个全同粒子构成的系统**，可以证明，波函数 $|i,j\rangle$ 满足

$$\hat{P}_{ij}\,|i,j\rangle = (-)^{L+S-2s}\,|i,j\rangle\,,$$

其中 s 为粒子的自旋，L 为系统的轨道角动量，S 为系统的总自旋。玻色子的自旋 s 为整数，有 $(-)^{2s} = +1$；费米子的自旋 s 为半整数，有 $(-)^{2s} = -1$。因此 $L+S$ **必定为偶数**。

C 宇称

电荷共轭变换（C 变换）是一个分立变换，将粒子态转换成对应的反粒子态。**纯中性粒子**和**纯中性系统**在 C 变换下不变，因此是 C 变换的本征态，相应的本征值 C 称为 **C 宇称**。**C 宇称在强和电磁作用中守恒，在弱作用中不守恒。**

- C 变换使电菏和电流反号，因而电磁场也要反号才能符合麦克斯韦方程组。所以，电磁场的激发态**光子的 C 宇称为奇**，即 $C(\gamma) = -1$。
- 如果一个多粒子系统各组分内部相加性守恒量之和均为零，且在 C 变换下不变，则称为**纯中性系统**，比如 $\gamma\gamma$ 系统、e^+e^- 系统和 $e^+e^-\gamma$ 系统。可以证明，一对正反粒子组成的纯中性系统的 C 宇称为 $C = (-)^{L+S}$，其中 L 为轨道角动量，S 为总自旋。
- 实验上观测到的 π^0 主要衰变道是电磁相互作用过程 $\pi^0 \to \gamma\gamma$。末态是由两个光子组成的纯中性系统，故 C 宇称为 $(-)^{L+S}$，另由全同粒子交换不变性可知该系统 $L+S$ 为偶数。因此，C 宇称在电磁相互作用中守恒意味着 π^0 **介子的 C 宇称为偶**，即 $C(\pi^0) = +1$。

P 宇称

在 P 变换下，位置算符 $\hat{\mathbf{x}}$ 和动量算符 $\hat{\mathbf{p}}$ 反号，即 $\hat{P}^{-1}\hat{\mathbf{x}}\hat{P}=-\mathbf{x}$，$\hat{P}^{-1}\hat{\mathbf{p}}\hat{P}=-\mathbf{p}$；而轨道角动量算符 $\hat{\mathbf{L}}\equiv\hat{\mathbf{x}}\times\hat{\mathbf{p}}$ 不变，因为 $\hat{P}^{-1}\hat{\mathbf{L}}\hat{P}=(\hat{P}^{-1}\hat{\mathbf{x}}\hat{P})\times(\hat{P}^{-1}\hat{\mathbf{p}}\hat{P})=\mathbf{L}$。也就是说，$[\hat{P},\hat{\mathbf{L}}]=0$。于是，$\hat{\mathbf{L}}$ 和 $\hat{P}$ 具有共同的本征态，可以同时测量。

- **轨道宇称**：轨道角动量为 L 时轨道波函数由球谐函数 $|LM\rangle=Y_{LM}(\theta,\phi)$ 描述，可得 $\hat{P}\,|LM\rangle=(-)^L\,|LM\rangle$，故轨道宇称为 $P=(-)^L$。
- **内禀宇称**：粒子的内部波函数具有的宇称。纯中性粒子具有绝对的内禀宇称，其它粒子只有相对的，需要约定。实验测得如下绝对内禀宇称：

$$P(\gamma)=P(\pi^0)=P(\rho^0)=P(J/\psi)=-1.$$

总宇称是轨道宇称和内禀宇称之积，在强和电磁相互作用中守恒。

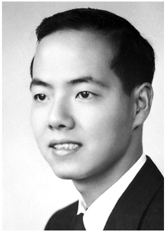
对于一对正反粒子组成的纯中性系统，可以证明，若它由正反费米子对组成，则宇称为 $P=(-)^{L+1}$；若它由正反玻色子对组成，则宇称为 $P=(-)^L$。扣除轨道宇称的贡献之后，可以看出，正反费米子的内禀宇称符号相反，而正反玻色子的内禀宇称符号相同。

弱相互作用中宇称不守恒

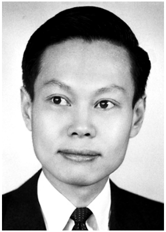
1947 年，宇宙线实验中观测到两个弱衰变粒子 τ^+ 和 θ^+，两者质量几乎相同，但衰变末态具有不同的宇称：$\theta^+ \to \pi^+\pi^0$（偶宇称）和 $\tau^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$（奇宇称）。当时普遍认为宇称是守恒的，因而 τ^+ 和 θ^+ 看起来不是同一种粒子，却又具有相同的质量。这称为 **θ-τ 疑难**。

1956 年，李政道和杨振宁仔细分析了各种实验，发现没有证据表明弱作用过程中宇称是守恒的，提出**宇称只在弱相互作用中不守恒**的观点，并建议一些实验来检验。这样一来，τ^+ 和 θ^+ 能被认作同种粒子，后来称为 K^+ 介子。

随后，吴健雄在钴 60 衰变 $({}^{60}\mathrm{Co} \to {}^{60}\mathrm{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e)$ 实验中发现电子优先选择反平行于原子核自旋方向出射，从而证实**弱作用没有空间反射不变性**。李政道和杨振宁因而获得 1957 年诺贝尔奖。



李政道 (1926-)



杨振宁 (1922-)

吴健雄 (1912-1997)

CP 宇称

CP 变换定义为先作 P 变换，再作 C 变换。纯中性粒子和纯中性系统是 P 变换和 C 变换的共同本征态，因而是 CP 变换本征态。相应本征值是 P 宇称与 C 宇称之积，称为 **CP 宇称**。

对于**一对正反粒子组成的纯中性系统**，CP 宇称为 $CP=(-)^{S-2s}$，与系统的轨道角动量无关，只由系统的总自旋 S 和粒子的自旋 s 决定。

CP 宇称在强和电磁相互作用中守恒。虽然在弱相互作用中 P 宇称和 C 宇称都不守恒，但 **CP 宇称在大多数弱作用过程中守恒**。有**一小部分弱作用过程存在 CP 破坏效应**，根源于三代夸克混合矩阵（CKM 矩阵）中的复相位。

CP 变换将弱衰变过程 $K_L^0\to\pi^-\mu^+\nu_\mu$ 变换为 $K_L^0\to\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$。如果 CP 不变性在弱相互作用中严格成立，这两个过程应该具有相同的衰变分宽度，即 $\Gamma(K_L^0\to\pi^-\mu^+\nu_\mu)=\Gamma(K_L^0\to\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$。然而，实验测得

$$\frac{\Gamma(K_L^0\to\pi^-\mu^+\nu_\mu)-\Gamma(K_L^0\to\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(K_L^0\to\pi^-\mu^+\nu_\mu)+\Gamma(K_L^0\to\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}=(0.64\pm0.08)\%.$$

说明 K_L^0 介子衰变过程存在**千分之几的 CP 破坏效应**。

小结

能量 E、动量 p、角动量 J、角动量第三分量 J^3、电荷 Q、重子数 B、轻子数 $L_{e,\mu,\tau}$、同位旋 I、同位旋第三分量 I^3、奇异数 $\mathcal{S}$、粲数 $\mathcal{C}$、底数 $\mathcal{B}$ 和顶数 $\mathcal{T}$ 的守恒情况：

相加性守恒量	E, p, J, J^3	Q, B, L_e, L_μ, L_τ	I	I^3	$\mathcal{S}, \mathcal{C}, \mathcal{B}, \mathcal{T}$
强相互作用	√	√	√	√	√
电磁相互作用	√	√	×	√	√
弱相互作用	√	√	×	×	×

全同粒子交换 P_{ij}、C 宇称、P 宇称和 CP 宇称的守恒情况：

相乘性守恒量	P_{ij}	C	P	CP
强相互作用	√	√	√	√
电磁相互作用	√	√	√	√
弱相互作用	√	×	×	$\surd_\times$

注：√ 表示守恒；× 表示不守恒；$\surd_\times$ 表示基本守恒，但少数过程有微小破坏。