2.3 节　粒子运动学、衰变和散射

袁　强

中国科学院紫金山天文台

2017 年 3 月

能量、动量和质量

粒子物理学常常研究高速运动的粒子，需要在**狭义相对论**框架下描述粒子的运动。**洛伦兹度规**通常约定为

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3.$$

粒子的**能量** E 和 **3 维动量** $\mathbf{p}$ 构成 **4 维动量** $p^\mu = (E, \mathbf{p})$。p^μ 是一个洛伦兹逆变矢量，对应的协变矢量为 $p_\mu = g_{\mu\nu} p^\nu = (E, -\mathbf{p})$。$p^\mu$ 的内积

$$p^2 \equiv p \cdot p \equiv p^\mu p_\mu = g_{\mu\nu} p^\mu p^\nu = g^{\mu\nu} p_\mu p_\nu = E^2 - |\mathbf{p}|^2 = m^2$$

是一个**洛伦兹不变量**，即在洛伦兹变换下不变，在所有惯性系中有相同的值。

- m 是粒子的**（静止）质量**。
- $E^2 = m^2 + |\mathbf{p}|^2$ 称为粒子的**质壳条件**，自由运动的粒子应满足这个条件。
- 粒子的 **3 维速度**定义为 $\mathbf{v} = \mathbf{p}/E$。

洛伦兹变换

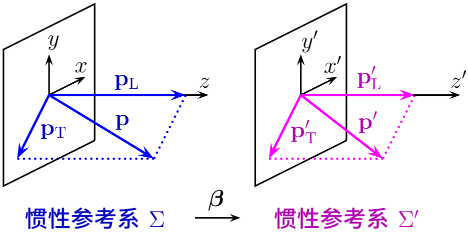
洛伦兹变换将一个洛伦兹矢量在一个惯性参考系 Σ 中的测量值变换成它在另一个惯性参考系 Σ' 中的测量值。

设 Σ' 系相对于 Σ 系的运动速度为 $\boldsymbol{\beta}$，粒子在 Σ 系中的能量和动量分别为 E 和 $\mathbf{p}$，记 $\mathbf{p}$ 在平行于 $\boldsymbol{\beta}$ 方向上的分量为 p_L，在垂直于 $\boldsymbol{\beta}$ 方向上的分量为 $\mathbf{p}_\mathrm{T}$，则粒子在 Σ' 系中的能量和动量为

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_\mathrm{L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma|\boldsymbol{\beta}| \\ -\gamma|\boldsymbol{\beta}| & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_\mathrm{L} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{p}'_\mathrm{T} = \mathbf{p}_\mathrm{T},$$

其中洛伦兹因子 $\gamma = (1 - |\boldsymbol{\beta}|^2)^{-1/2}$。可以验证，$p'^2 = p^2$，即 4 维动量的内积在洛伦兹变换下不变。

粒子能量 E 与质量 m 的关系为 $E = \gamma m$，这里 $\gamma = (1 - |\mathbf{v}|^2)^{-1/2}$。



动尺缩短和动钟延缓

时空坐标 $x^\mu = (t, \mathbf{x})$ 也是洛伦兹矢量，同样服从洛伦兹变换

$$\begin{pmatrix} t' \\ x'_\mathrm{L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma|\boldsymbol{\beta}| \\ -\gamma|\boldsymbol{\beta}| & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ x_\mathrm{L} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x}'_\mathrm{T} = \mathbf{x}_\mathrm{T}.$$

从而引起两个相对论效应。

1. **运动的尺子变短**：从静止参考系 Σ 中观察固定在运动参考系 Σ' 中的一个物体，则它在平行于 $\boldsymbol{\beta}$ 方向上的长度 L' 变短为 $L = L'/\gamma < L'$。
2. **运动的时钟变慢**：运动参考系 Σ' 中的时间间隔 $\Delta t'$ 比静止参考系 Σ 中的时间间隔 Δt 长，满足 $\Delta t' = \gamma \Delta t > \Delta t$。

- μ 子质量 $m = 106$ MeV，寿命 $\tau = 2.2 \times 10^{-6}$ s。对于能量 $E = 106$ GeV 的 μ 子，$\gamma = E/m = 10^3$，因而飞行衰变寿命会延长到 $\tau' = 2.2 \times 10^{-3}$ s。
- $\pi^\pm$ 介子质量为 140 MeV，寿命为 2.6×10^{-8} s，能量为 1.4 GeV 时从产生到衰变平均可以飞行七十多米，能量为 14 GeV 时则可达到七百多米。

质心参考系

对粒子能动量的实验测量是在实验室参考系中进行的。不过，对于多个粒子组成的系统，在质心参考系中描述粒子运动状态通常要比实验室参考系容易得多。质心系定义为使系统总动量为零的参考系，满足 $\mathbf{p}_{\mathrm{CM}} \equiv \sum_i \mathbf{p}_i^{\mathrm{CM}} = \mathbf{0}$。

系统的质心系能量（质心能）$E_{\mathrm{CM}} \equiv \sum_i E_i^{\mathrm{CM}}$ 是一个洛伦兹不变量：

$$p_{\mathrm{CM}}^{\mu} \equiv (E_{\mathrm{CM}}, \mathbf{p}_{\mathrm{CM}}), \quad p_{\mathrm{CM}}^2 = \Big(\sum_i E_i^{\mathrm{CM}}\Big)^2 - \Big(\sum_i \mathbf{p}_i^{\mathrm{CM}}\Big)^2 = \Big(\sum_i E_i^{\mathrm{CM}}\Big)^2 = E_{\mathrm{CM}}^2.$$

- 系统的质心系总能量 E_{CM} 是激发粒子体系内部相互作用的有效能量。
- 几个粒子的总质心能也称为它们的不变质量，$m_{\mathrm{inv}} = E_{\mathrm{CM}}$。由于能动量守恒，如果几个粒子是同一个母粒子的衰变产物，m_{inv} 就是母粒子的质量。
- 两个粒子碰撞时，质心系中两个入射粒子动量大小相同，方向相反。质心系中出射粒子的角度分布是轴对称的，以任一入射粒子的动量方向为轴。
- 标量粒子衰变所产生的次级粒子在质心系中呈球对称分布。若母粒子自旋不为零，次级粒子在质心系中则呈轴对称分布，以母粒子自旋方向为轴。

打靶实验和对撞实验

打靶实验用粒子束流轰击固定靶来发生相互作用。在实验室系中，记入射粒子 1 的动量为 $p_1=(E_1,\mathbf{p}_1)$，静止靶粒子 2 的动量为 $p_2=(m_2,\mathbf{0})$，则

$$E_{\mathrm{CM}}^2=(p_1+p_2)^2=p_1^2+p_2^2+2p_1\cdot p_2=m_1^2+m_2^2+2E_1m_2.$$

对于高能入射粒子，$m_1,m_2\ll E_1$，质心能 $E_{\mathrm{CM}}\simeq\sqrt{2E_1m_2}$。

对撞实验用两个粒子束流相撞来发生相互作用。目前已经设计出 e^+e^-、pp、$p\bar{p}$ 和 $e^\pm p$ 等束流类型不同的对撞机。设粒子 1 和 2 沿相反方向入射并对撞，若能量远高于质量，则 $|\mathbf{p}_1|\simeq E_1$，$|\mathbf{p}_2|\simeq E_2$，$p_1^2\simeq p_2^2\simeq 0$，在实验室系中可得

$$E_{\mathrm{CM}}^2=p_1^2+p_2^2+2p_1\cdot p_2\simeq 2E_1E_2+2|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_2|\simeq 4E_1E_2.$$

因此，质心能 $E_{\mathrm{CM}}\simeq\sqrt{4E_1E_2}$。

费米实验室的 Tevatron 是 $p\bar{p}$ 对撞机，$E_p=E_{\bar{p}}=1$ TeV，$E_{\mathrm{CM}}=2$ TeV。若改为以 p 为靶的打靶实验，需要入射 $\bar{p}$ 能量为 $E_{\bar{p}}\simeq 2000$ TeV 才能达到相同的质心能。由此可见，**对撞实验远比打靶实验更能有效地利用能量。**

末态相空间

衰变和散射过程的末态可能包含多个粒子，末态粒子能动量可取运动学允许的任意值。计算衰变宽度和散射总截面要**对所有末态粒子的动量相空间积分**。

单个粒子的**洛伦兹不变动量相空间体积元**为 $d^4p/(2\pi)^4 = dp^0 d^3p/(2\pi)^4$。末态粒子应满足**质壳条件**且**能量为正**，考虑到这两个限制，体积元变成

$$\frac{dp^0 d^3p}{(2\pi)^4} 2\pi\delta((p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2)\theta(p^0).$$

对 p^0 积分，利用恒等式 $\delta(f(x)) = \sum_i \frac{\delta(x-x_i)}{|f'(x_i)|}$ (x_i 为 $f(x)$ 的根)，可得

$$\begin{aligned}\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\int \frac{dp^0}{2\pi} 2\pi\delta((p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2)\theta(p^0) &= \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\int dp^0 \frac{\delta(p^0 - \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2})}{2\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}} \\ &= \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}} = \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E}.\end{aligned}$$

因此，n **体末态相空间不变体积元**为 $d\Pi_n = \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$。

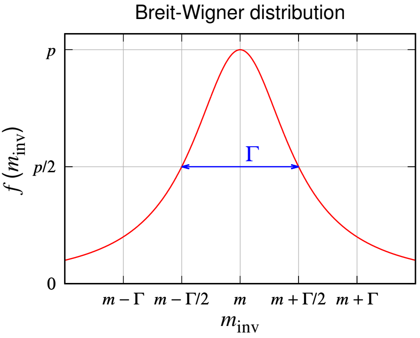
衰变

不稳定粒子的**衰变**是一个泊松过程。在静止参考系中，粒子在衰变之前存活的时间 $\geq t$ 的概率由指数分布给出，

$$P(t) = e^{-t/\tau} = e^{-\Gamma t},$$

其中 τ 是粒子**寿命**，Γ 称为粒子**宽度**：

$$\Gamma \equiv \frac{1}{\tau}.$$



不稳定粒子的质量并不是确定的值，而是一个分布，即是衰变产物不变质量 $m_{\rm inv}$ 的分布，服从 **Breit–Wigner 分布**

$$f(m_{\rm inv}) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(m_{\rm inv}-m)^2+\Gamma^2/4}.$$

分布的中心值 m 是通常所说的粒子**质量**，分布的半峰全宽是粒子宽度 Γ。

分支比和分宽度

一个粒子可能有多种衰变过程。在一次衰变中，某个衰变过程 j 发生的概率称为它的**分支比** $\mathrm{BR}(j)$。定义衰变过程 j 的**分宽度**为 $\Gamma_j = \Gamma \cdot \mathrm{BR}(j)$，则

$$\sum_j \mathrm{BR}(j) = \frac{1}{\Gamma}\sum_j \Gamma_j = 1, \quad \text{即 } \Gamma = \sum_j \Gamma_j.$$

对于末态为 n 体的衰变过程 j，分宽度在理论计算中表达为

$$\Gamma_j = \frac{1}{2m}\int \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} (2\pi)^4 \delta^{(4)}\Big(p^\mu - \sum_i p_i^\mu\Big) |\mathcal{M}_j|^2.$$

这里 m 和 p^μ 是母粒子的质量和 4 动量，4 维 δ 函数体现能动量守恒。衰变过程的**不变振幅** $\mathcal{M}_j$ 是发生 j 过程的概率振幅，在洛伦兹变换下不变。

一个粒子物理理论模型会定义粒子类型和拉格朗日密度量（**拉氏量**），由此给出一套**费曼规则**。利用这套规则可以画出**费曼图**来表示所有可能发生的衰变和散射过程。根据**量子场论**知识，可以通过费曼图计算不变振幅。

散射

散射是两个粒子通过碰撞发生反应的过程。

- **弹性散射**：碰撞粒子之间只有动量交换，类型和内部状态没有发生改变。
- **非弹性散射**：粒子内部状态有所改变或转化为其它粒子。

描述散射过程本质的物理量是**散射截面** σ，它是粒子间相互作用的有效面积，表征相互作用的强弱。常用单位是靶，记作 b，$1\ \mathrm{b} = 10^{-28}\ \mathrm{m}^2$。

设两束粒子 $\mathcal{A}$ 和 $\mathcal{B}$ 发生散射，各自含有 $N_\mathcal{A}$ 和 $N_\mathcal{B}$ 个粒子，$\mathcal{A}$ 与 $\mathcal{B}$ 相互作用的散射截面为 σ，粒子束相互投射的区域横截面积为 A，则相互作用发生的次数 $N = N_\mathcal{A} N_\mathcal{B} \sigma / A$。若两个粒子束的数密度分别为 $n_\mathcal{A}$ 和 $n_\mathcal{B}$，彼此间相对速度为 $v = |\mathbf{v}_\mathcal{A} - \mathbf{v}_\mathcal{B}|$，则在 t 时间内相互投射的区域体积 $V = Avt$，而 $N_\mathcal{A} = n_\mathcal{A} V$，$N_\mathcal{B} = n_\mathcal{B} V$。于是，单位时间单位体积内的相互作用率

$$R = \frac{N}{Vt} = \frac{n_\mathcal{A} V n_\mathcal{B} V \sigma}{AVt} = n_\mathcal{A} n_\mathcal{B} \sigma v.$$

散射截面

对于末态为 n 体的散射过程，散射截面在理论计算中表达为

$$\sigma = \frac{1}{2E_{\mathcal{A}}2E_{\mathcal{B}}|\mathbf{v}_{\mathcal{A}}-\mathbf{v}_{\mathcal{B}}|}\int\prod_{i=1}^{n}\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i}(2\pi)^4\delta^{(4)}\Big(p_{\mathcal{A}}^{\mu}+p_{\mathcal{B}}^{\mu}-\sum_i p_i^{\mu}\Big)|\mathcal{M}|^2.$$

与分宽度的计算公式类似，4 维 δ 函数体现能动量守恒，而 $\mathcal{M}$ 是散射过程的不变振幅，可以通过费曼图计算。

对于末态为两体的散射，质心系中截面表达式可以简化为

$$\sigma = \frac{1}{2E_{\mathcal{A}}2E_{\mathcal{B}}|\mathbf{v}_{\mathcal{A}}-\mathbf{v}_{\mathcal{B}}|}\int d\Omega_1\frac{|\mathbf{p}_1|}{(2\pi)^2 4E_{\mathrm{CM}}}|\mathcal{M}|^2.$$

其中 $d\Omega_1=\sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1$ 是第 1 个末态粒子的方位角积分元。假如初末态四个粒子的质量都相等，上式可以进一步简化为

$$\sigma = \frac{1}{64\pi^2E_{\mathrm{CM}}^2}\int d\Omega_1|\mathcal{M}|^2.$$

Mandelstam 变量

在两体散射计算中常常使用如下洛伦兹不变的 **Mandelstam 变量**：

$$s=(p_{\mathcal{A}}+p_{\mathcal{B}})^2=(p_1+p_2)^2,\quad t=(p_{\mathcal{A}}-p_1)^2=(p_{\mathcal{B}}-p_2)^2,$$

$$u=(p_{\mathcal{A}}-p_2)^2=(p_{\mathcal{B}}-p_1)^2.$$

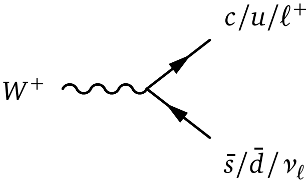
它们满足 $s+t+u=m_{\mathcal{A}}^2+m_{\mathcal{B}}^2+m_1^2+m_2^2$。

容易看出，$\sqrt{s}=E_{\mathrm{CM}}$，而且 $s=(p_{\mathcal{A}}+p_{\mathcal{B}})^2$ 的定义可以推广到任意 n 体末态，因此通常使用 $\sqrt{s}$ 表示散射过程的**质心能**。

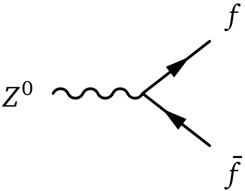
根据**狭义相对性原理**，物理定律在一切惯性参考系中具有相同形式。若一个过程能够在质心系中发生，则在其它惯性参考系中也能发生。利用质心系可以简便分析一个过程需要满足的运动学条件。衰变过程质心能为母粒子质量 m，根据能量守恒，发生衰变的运动学条件是 $m\geq\sum_i m_i$，即**粒子只能向质量之和比它轻的其它粒子衰变**。对于散射过程，能量守恒要求的运动学条件是 $\sqrt{s}\geq\sum_i m_i$，即**散射过程质心能应大于末态粒子质量之和**。

典型衰变过程

1. $W^{\pm}$ **规范玻色子**，质量 80.4 GeV，宽度 2.1 GeV
   - 弱衰变 $W^+ \to c\bar{s}/u\bar{d}$，分支比 67.4%
   - 弱衰变 $W^+ \to \tau^+\nu_\tau$，分支比 11.4%
   - 弱衰变 $W^+ \to e^+\nu_e$，分支比 10.7%
   - 弱衰变 $W^+ \to \mu^+\nu_\mu$，分支比 10.6%

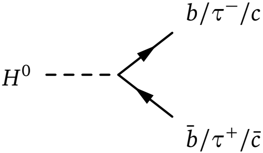


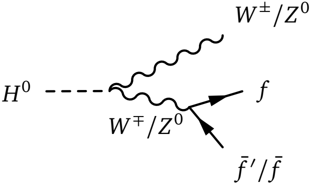
2. Z^0 **规范玻色子**，质量 91.2 GeV，宽度 2.5 GeV
   - 弱衰变 $Z^0 \to u\bar{u}/d\bar{d}/c\bar{c}/s\bar{s}/b\bar{b}$，分支比 69.9%
   - 弱衰变 $Z^0 \to \nu_e\bar{\nu}_e/\nu_\mu\bar{\nu}_\mu/\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$，分支比 20%
   - 弱衰变 $Z^0 \to \tau^+\tau^-$，分支比 3.37%
   - 弱衰变 $Z^0 \to \mu^+\mu^-$，分支比 3.37%
   - 弱衰变 $Z^0 \to e^+e^-$，分支比 3.36%

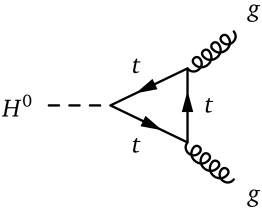


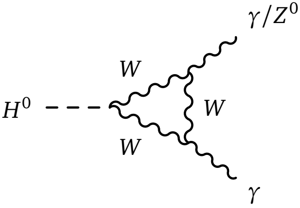
❸ Higgs 玻色子 H^0，质量 125 GeV，预期宽度 4 MeV

- $H^0 \to b\bar{b}$，预期分支比 58%
- $H^0 \to W^\pm W^{\mp *}(\to f\bar{f}')$，预期分支比 21%
- $H^0 \to gg$，预期分支比 8.2%
- $H^0 \to \tau^+\tau^-$，预期分支比 6.3%
- $H^0 \to c\bar{c}$，预期分支比 2.9%
- $H^0 \to Z^0 Z^{0*}(\to f\bar{f})$，预期分支比 2.6%
- $H^0 \to \gamma\gamma$，预期分支比 0.23%
- $H^0 \to Z^0\gamma$，预期分支比 0.15%

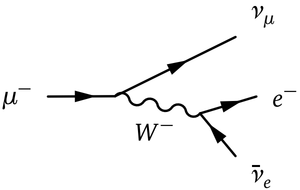


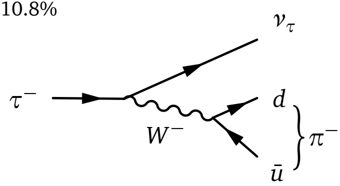


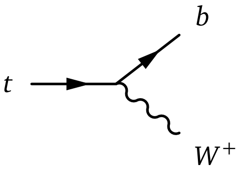


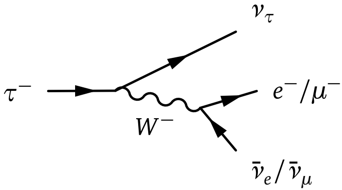


4. μ 子，质量 105.66 MeV，寿命 2.2×10^{-6} s
   - 弱衰变 $\mu^-\to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$，分支比 $\simeq 100\%$
5. τ 子，质量 1.777 GeV，寿命 2.9×10^{-13} s
   - 弱衰变 $\tau^-\to$ 强子 $+\,\nu_\tau$，分支比 64.8%
     - $\mathrm{BR}(\tau^-\to\pi^-\pi^0\nu_\tau)=25.5\%$，$\mathrm{BR}(\tau^-\to\pi^-\nu_\tau)=10.8\%$
   - 弱衰变 $\tau^-\to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$，分支比 17.8%
   - 弱衰变 $\tau^-\to\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$，分支比 17.4%
6. 顶夸克 t，质量 173 GeV，宽度 1.4 GeV
   - 弱衰变 $t\to bW^+$，分支比 $\simeq 100\%$

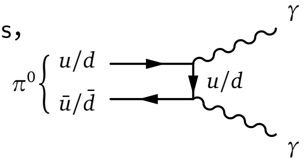




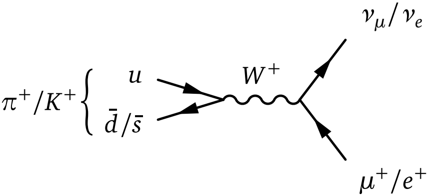


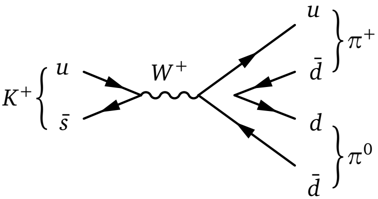


7. π^0 **介子**，质量 135.0 MeV，寿命 8.5×10^{-17} s，价夸克为 $(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$
   - **电磁衰变** $\pi^0\to\gamma\gamma$，分支比 98.8%
   - **电磁衰变** $\pi^0\to e^+e^-\gamma$，分支比 1.2%



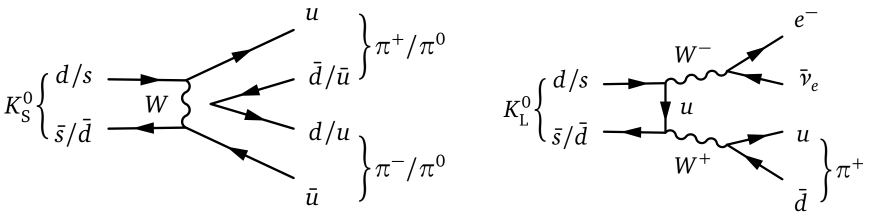
8. $\pi^\pm$ **介子**，质量 139.6 MeV，寿命 2.6×10^{-8} s，价夸克为 $\pi^+(u\bar{d})$，$\pi^-(d\bar{u})$
   - **弱衰变** $\pi^+\to\mu^+\nu_\mu$，分支比 99.9877%
   - **弱衰变** $\pi^+\to e^+\nu_e$，分支比 0.0123%
9. $K^\pm$ **介子**，质量 493.7 MeV，寿命 1.2×10^{-8} s，价夸克为 $K^+(u\bar{s})$，$K^-(s\bar{u})$
   - **弱衰变** $K^+\to\mu^+\nu_\mu$，分支比 63.6%
   - **弱衰变** $K^+\to\pi^+\pi^0$，分支比 20.7%



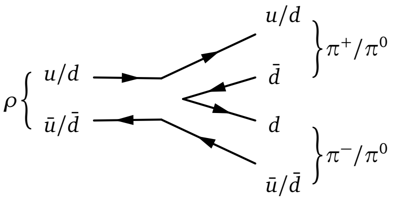


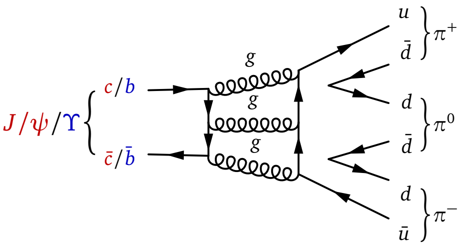
中性介子 $K^0(d\bar{s})$ 和 $\bar{K}^0(s\bar{d})$ 互为正反粒子，质量均为 497.6 MeV。在 CP 变换下，$K^0 \leftrightarrow -\bar{K}^0$，它们可以混合成两个不同的态：$CP$ 为偶的态 $K_S^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ 和 CP 为奇的态 $K_L^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$。弱作用中的 CP 守恒允许 K_S 衰变成一对 π 介子，却禁止 K_L 衰变成一对 π 介子。这导致 K_S 比 K_L 衰变得更快，寿命更短。

10. K_S^0 介子，$CP = +$，质量 497.6 MeV，寿命 9.0×10^{-11} s
    - 弱衰变 $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$，分支比 69.2%
    - 弱衰变 $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$，分支比 30.7%
11. K_L^0 介子，$CP = -$，质量 497.6 MeV，寿命 5.1×10^{-8} s
    - 弱衰变 $K_L^0 \to \pi^\pm e^\mp \nu_e / \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$，分支比 67.6%
    - 弱衰变 $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0 / \pi^+\pi^-\pi^0$，分支比 32.1%

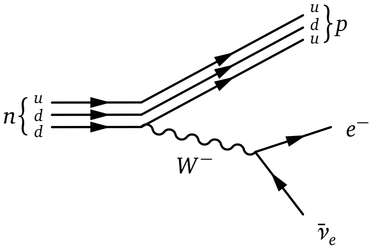


12. $\rho(770)$ **介子**，质量 775 MeV，宽度 149 MeV，价夸克为 $(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$
    - **强衰变** $\rho\to\pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$，分支比 $\simeq 100\%$
13. $J/\psi(1S)$ **介子**，质量 3.097 GeV，宽度 92.9 keV，价夸克为 $c\bar{c}$
    - **强衰变** $J/\psi\to ggg\to$ 强子，分支比 64.1%
    - **电磁衰变** $J/\psi\to\gamma^*\to$ 强子，分支比 13.5%
    - **电磁衰变** $J/\psi\to e^+e^-/\mu^+\mu^-$，分支比 11.9%
14. $\Upsilon(1S)$ **介子**，质量 9.460 GeV，宽度 54.0 keV，价夸克为 $b\bar{b}$
    - **强衰变** $\Upsilon\to ggg\to$ 强子，分支比 81.7%
    - **电磁衰变** $\Upsilon\to e^+e^-/\mu^+\mu^-/\tau^+\tau^-$，分支比 7.46%





15. 中子 n，质量 939.6 MeV，寿命 880 s，价夸克为 udd
    - 弱衰变 $n \to p e^- \bar{\nu}_e$，分支比 $\simeq 100\%$



16. Λ^0 重子，质量 1.116 GeV，寿命 2.6×10^{-10} s，价夸克为 uds
    - 弱衰变 $\Lambda^0 \to p\pi^-$，分支比 63.9%
    - 弱衰变 $\Lambda^0 \to n\pi^0$，分支比 35.8%
17. Σ^+ 重子，质量 1.189 GeV，寿命 8.0×10^{-11} s，价夸克为 uus
    - 弱衰变 $\Sigma^+ \to p\pi^0$，分支比 51.6%
    - 弱衰变 $\Sigma^+ \to n\pi^+$，分支比 48.3%
18. Σ^- 重子，质量 1.197 GeV，寿命 1.5×10^{-10} s，价夸克为 dds
    - 弱衰变 $\Sigma^- \to n\pi^-$，分支比 99.85%
19. Σ^0 重子，质量 1.193 GeV，寿命 7.4×10^{-20} s，价夸克为 uds
    - 电磁衰变 $\Sigma^0 \to \Lambda^0\gamma$，分支比 $\simeq 100\%$
20. $\Delta^0(1232)$ 重子，质量 1.232 GeV，宽度 117 MeV，价夸克为 udd
    - 强衰变 $\Delta^0 \to n\pi^0/p\pi^-$，分支比 99.4%