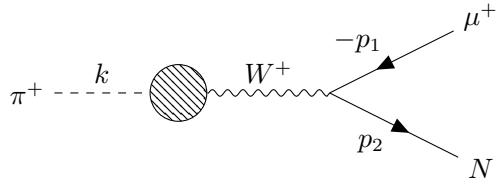


# 1 HNL 的产生过程

## 1.1 $\pi^\pm$ 衰变

AGN 环境中通过  $p - p$  与  $p - \gamma$  过程产生大量的  $\pi$  介子。在标准模型下，这些介子主要衰变成为  $\mu$  子和  $\mu$  子中微子，而 HNL 的引入会使得  $\pi$  介子有可能衰变到 HNL 粒子。



由于 HNL 粒子通过混合角  $U_{\mu N}$  参加弱作用， $\pi^\pm$  的衰变过程中，HNL 产生的衰变宽度与产生  $\nu_\mu$  的宽度只差一个混合角和运动学因子：

$$\frac{\Gamma_{\pi \rightarrow \mu N}}{\Gamma_{\pi \rightarrow \mu \nu}} = |U_{\mu N}|^2 \frac{((m_\mu^2 - m_N^2)^2 - m_\pi^2(m_\mu^2 + m_N^2))\sqrt{\lambda(m_\pi^2, m_\mu^2, m_N^2)}}{m_\mu^2(m_\mu^2 - m_\pi^2)(m_\pi - m_\mu)} \quad (1)$$

其中

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx \quad (2)$$

此过程的运动学因子在  $m_N = 10\text{--}30\text{ MeV}$  的范围内从接近 1 下降到 0.7 左右，故主要的贡献在混合角，相空间抑制相比较而言不明显。

对于两体衰变，产物在质心系中的能量是固定的，能谱的分布来源于母粒子的能谱。HNL 在实验室系中的最大能量为

$$\frac{E_{N,max}}{E_\pi} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2 + m_N^2 + \sqrt{\lambda(m_\pi^2, m_\mu^2, m_N^2)}}{2m_\pi^2} \quad (3)$$

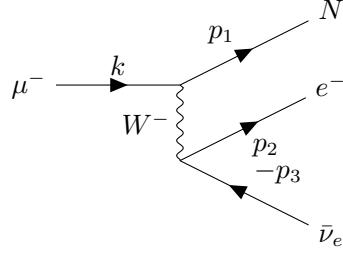
当取  $m_N \rightarrow 0$  时得到无质量中微子的情况 [1]。在  $m_N = 10\text{--}30\text{ MeV}$  的范围内，这一比值从 0.42 下降到 0.34 左右。而对中微子这一值为  $1 - m_\mu^2/m_\pi^2 \approx 0.43$ 。有质量的 HNL 相比较中微子从  $\pi$  介子中分得较少的能量。

这同时表明对于  $\pi$  介子衰变产生 HNL 的过程，[1] 中对于中微子的表达式仍然适用，只需要替换上述比值即可。

## 1.2 $\mu$ 子衰变

处理  $\mu$  子衰变这样的三体衰变会更加繁琐，但事实上，与处理  $\pi \rightarrow \mu N$  的过程一样，新过程只是标准模型产生中微子的衰变加上混合角和不可忽

略的质量。 $\mu$  子产生 HNL 粒子的衰变过程如下：



其衰变宽度具有如下平凡的形式

$$\Gamma_{\mu \rightarrow N} = \Gamma_{\mu \rightarrow \nu} \times |U_{\mu N}|^2 \times \rho_\mu(m_N) \quad (4)$$

其中 HNL 的质量导致的运动学因子为

$$\rho_\mu(m_N) = -r_N^8 + 8r_N^6 + 24r_N^4 \sinh^{-1}\left(\frac{r_N^{-1} - r_N}{2}\right) - 8r_N^2 + 1 \quad (5)$$

其中  $r_N = m_N/m_\mu$ 。而衰变产生的 HNL 能谱为：

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \frac{G_F^2 p^2 (3m_\mu^2 E + 3m_N^2 E - 4m_\mu p - 6m_N^2 m_\mu)}{12\pi^3 E} \quad (6)$$

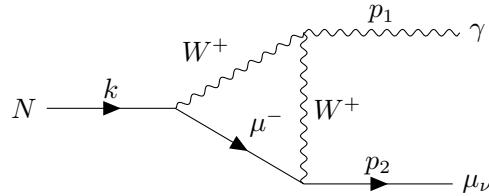
在  $\mu$  子静止系下，我们可以比较其产生的 HNL 和  $\nu_\mu$  的能谱（图 1）。 $\mu$  子产生 HNL 的情况下，产生的 HNL 能谱形状跟  $\nu_\mu$  较为相似，除了由于 HNL 存在质量而导致的截断。这使得相比于  $\nu_\mu$ ，HNL 的能谱略向高能集中一点。

回到实验室参考系后，参考 [1] 中的处理方式，可以得到 HNL 的能谱。这里我们忽略了  $\pi$  介子产生的  $\mu$  子的极化问题。

## 2 HNL 寿命与衰变

### 2.1 辐射衰变

考虑圈图的情况下，HNL 可以通过风味改变中性流发生辐射衰变，直接产生  $\gamma$  射线。典型的费曼图如下（还有另一个经由  $\mu$  子发射光子的图）：



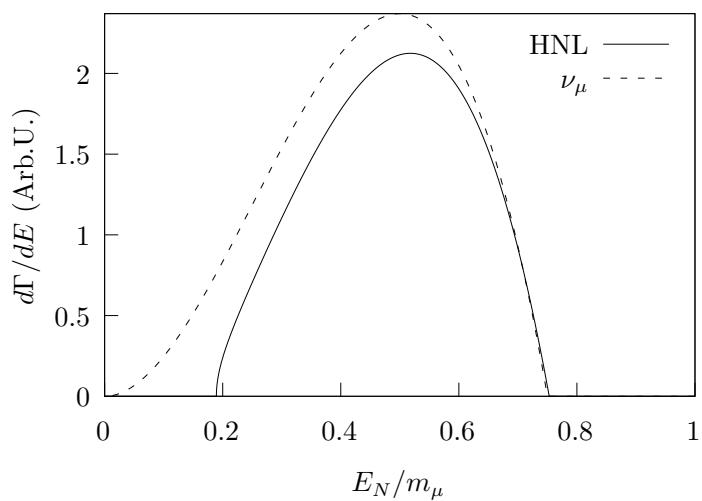


图 1: 在  $\mu$  子静止系中, 其衰变产生的有质量 HNL 和无质量  $\nu_\mu$  的能谱比较。此图中 HNL 质量  $m_N = 20$  MeV。能谱对  $\nu_\mu$  进行了归一化处理, 并令  $|U_{\mu N}|^2 = 1$ 。

然而，虽然我们在本文章中只考虑 HNL 与  $\nu_\mu$  的混合，在典型的 ISS 模型中，HNL 会与所有味的中微子混合。这意味着此过程会受到 GIM 机制的抑制，使得衰变宽度正比于  $(\frac{m_N}{m_W})^2$ ，难以主导衰变过程。

如果我们考虑其它机制产生的辐射衰变，情况会有所不同。现时有很多模型可以加强这一过程，我们暂时不关注具体过程的原理，而仅关注这一简单的两体衰变过程。

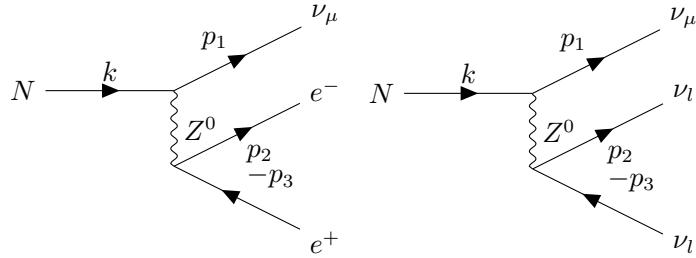
## 2.2 轻子衰变

对于 HNL 粒子的衰变过程，其必须经由与  $\nu_\mu$  的混合完成，考虑到我们研究的质量范围，其只能通过  $Z^0$  通道衰变。可能的通道有：

$$N \rightarrow \nu_\mu + e^- + e^+$$

$$N \rightarrow \nu_\mu + \nu_l + \nu_l$$

费曼图则如下



电子对衰变通道的振幅可以写为

$$i\mathcal{M}_{(N \rightarrow e^+ e^- \nu_\mu)} = -i\sqrt{2}U_{\mu N}G_F[\bar{u}_e(p_2)\gamma^\mu(2s_w^2 - \frac{1-\gamma^5}{2})v_e(p_3)] \quad (7)$$

$$\times [\bar{u}_{\nu_\mu}(p_1)\gamma_\mu(\frac{1-\gamma^5}{2})u_N(k)] \quad (8)$$

全中微子通道的振幅为

$$i\mathcal{M}_{(N \rightarrow \nu_l \nu_l \nu_\mu)} = -i\frac{\sqrt{2}}{2}U_{\mu N}G_F[\bar{u}_{\nu_l}(p_2)\gamma^\mu(\frac{1-\gamma^5}{2})v_{\nu_l}(p_3)] \quad (9)$$

$$\times [\bar{u}_{\nu_\mu}(p_1)\gamma_\mu(\frac{1-\gamma^5}{2})u_N(k)] \quad (10)$$

## 参考文献

- [1] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov, “Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime,” *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*, vol. 74, no. 3, p. 034018, 2006.