

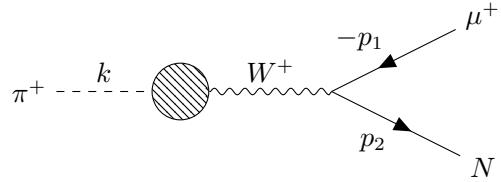
1 ISS 机制中的 HNL

2 HNL 的唯象性质

2.1 产生

2.1.1 π^\pm 衰变

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



由于 HNL 粒子通过混合角 U_μ 参加弱作用， π^\pm 的衰变过程中，HNL 产生的衰变宽度与产生 ν_μ 的宽度只差一个混合角和运动学因子：

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

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

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

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 π 介子中分得较少的能量。

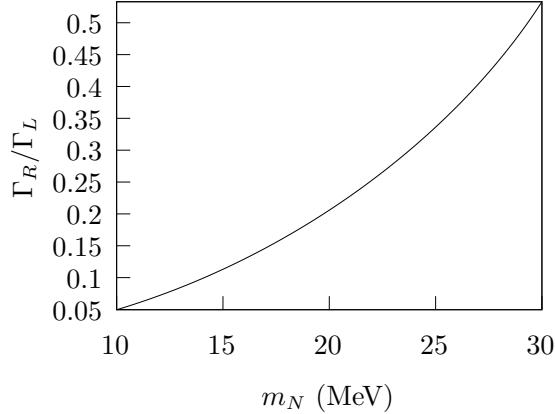


图 1: 不同 HNL 质量下经由 π 介子衰变产生右旋和左旋 HNL 的比。对于反 HNL 粒子，此过程是 CP 对称的。

这同时表明对于 π 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。即对于已知的 π 介子谱，有

$$Q_N(E_N) = \int_{\frac{E_N}{x_{max}}}^{\infty} J(E_\pi) \frac{dE_\pi}{x_{max} E_\pi} \quad (4)$$

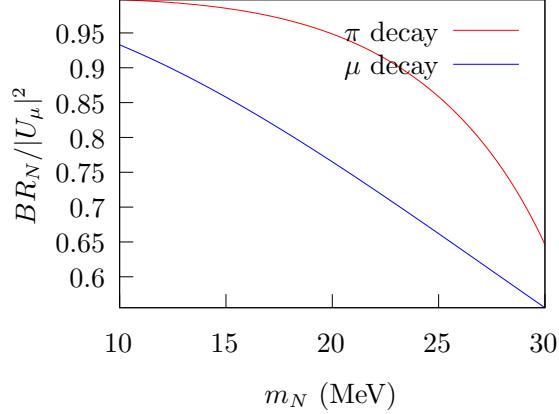
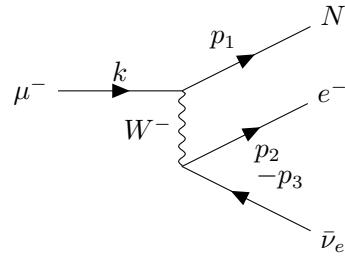
然而，由于 μ 子的质量相较于 HNL 较大，衰变过程中依然存在明显的螺旋性不对称。不同螺旋的 HNL 粒子会影响到后面计算其衰变的角分布。在 π 介子静止系中，产生螺旋度 -1 的 HNL 粒子与 $+1$ 的 HNL 粒子的宽度比由下式给出

$$\frac{\Gamma_R}{\Gamma_L} = \frac{(m_\mu^2 + m_N^2)m_\pi^2 - (m_\mu^2 - m_N^2)^2 - (m_\mu^2 - m_N^2)\sqrt{\lambda(m_\pi^2, m_\mu^2, m_N^2)}}{(m_\mu^2 + m_N^2)m_\pi^2 - (m_\mu^2 - m_N^2)^2 + (m_\mu^2 - m_N^2)\sqrt{\lambda(m_\pi^2, m_\mu^2, m_N^2)}} \quad (5)$$

其随 HNL 质量的变化在图 1 中绘出。除非 HNL 的质量非常接近相空间边缘，HNL 倾向以“正确的螺旋度”产生，取决于 HNL 的质量， $2/3$ 以上至几乎全部的 HNL 粒子是左旋的。

2.1.2 μ 子衰变

处理 μ 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。 μ 子产生 HNL 粒子的衰变过程如下：

图 2: 不同 HNL 质量下 π 介子与 μ 子衰变产生 HNL 的分支比。

其衰变宽度具有如下平凡的形式

$$\Gamma_{\mu \rightarrow N} = \Gamma_{\mu \rightarrow \nu} \times |U_\mu|^2 \times \rho_\mu(m_N) \quad (6)$$

其中 HNL 的质量导致的运动学因子为

$$\rho_\mu(m_N) = -r_N^8 + 8r_N^6 - 24r_N^4 \ln(r_N) - 8r_N^2 + 1 \quad (7)$$

其中 $r_N = m_N/m_\mu$ 。上式与 [2] 中式 (2.8) 具有相同的形式，这是可以预见的，因为这个衰变过程对于 μ 子和 τ 子是完全相似的。而衰变产生的 HNL 能谱为：

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \frac{G_F^2 p^2 (3m_\mu^2 E + 3m_N^2 E - 4m_\mu p - 6m_N^2 m_\mu)}{12\pi^3 E} \quad (8)$$

在 μ 子静止系下，我们可以比较其产生的 HNL 和 ν_μ 的能谱（图 3）。 μ 子产生 HNL 的情况下，产生的 HNL 能谱形状跟 ν_μ 较为相似，除了由

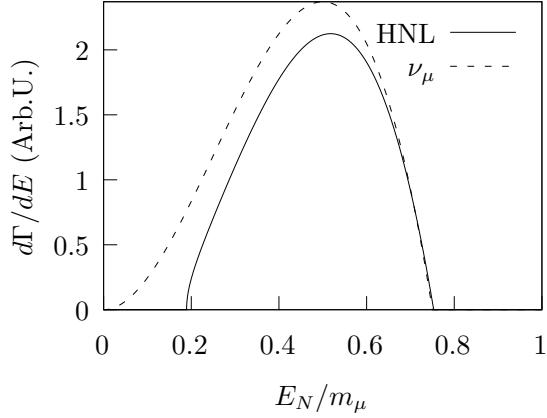


图 3: 在 μ 子静止系中, 其衰变产生的有质量 HNL 和无质量 ν_μ 的能谱比较。此图中 HNL 质量 $m_N = 20$ MeV。能谱对 ν_μ 进行了归一化处理, 并令 $|U_\mu|^2 = 1$ 。

于 HNL 存在质量而导致的截断。这使得相比于 ν_μ , 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 π 介子产生的 μ 子的极化问题。

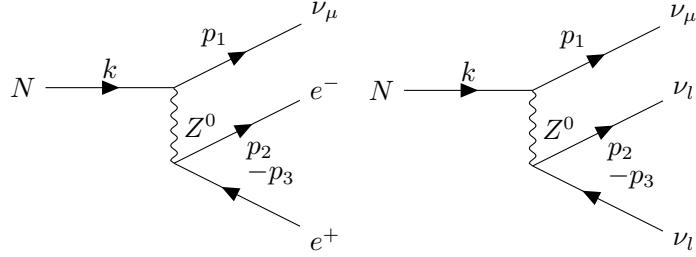
2.2 寿命与衰变

2.2.1 轻子衰变

对于 HNL 粒子的衰变过程, 其必须经由与 ν_μ 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:

$$\begin{aligned} N &\rightarrow \nu_\mu + e^- + e^+ \\ N &\rightarrow \nu_\mu + \nu_l + \nu_l \end{aligned}$$

费曼图则如下



这两个费曼图的计算在 [2] 中给出了如下结果

$$\Gamma_{N \rightarrow 3\nu} = \frac{G_F^2 m_N^5}{192\pi^3} \times |U_\mu|^2 \quad (9)$$

$$\Gamma_{N \rightarrow \nu e \bar{e}} = \frac{G_F^2 m_N^5}{192\pi^3} \times |U_\mu|^2 \times C_1^e \quad (10)$$

上面两式已经针对我们讨论的衰变通道进行了调整，且忽略了电子的质量，其中

$$C_1^e = \frac{1}{4} (1 - 4 \sin^2 \theta_W + 8 \sin^4 \theta_W) \quad (11)$$

在这种情况下产生电子的分支比约为

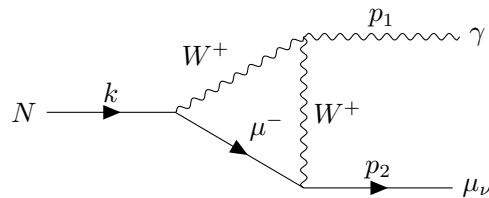
$$BR_{N \rightarrow \nu e \bar{e}} = \frac{C_1^e}{1 + C_1^e} \approx 0.11 \quad (12)$$

这意味着 HNL 的电子衰变通道相比全不可见的中微子衰变（能量损失）受到抑制，会使产生的 HNL 的能谱再衰减一个量级。如果考虑电子的质量，算出的分支比会更低。

根据上述衰变通道和宽度，计算出的 HNL 寿命如图 4 所示。考虑到混合角最大也不超过 10^{-3} ，我们所考虑的 HNL 的寿命至少在秒量级，寿命较长。

2.2.2 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 γ 射线。典型的费曼图如下（还有另一个经由 μ 子发射光子的图）：



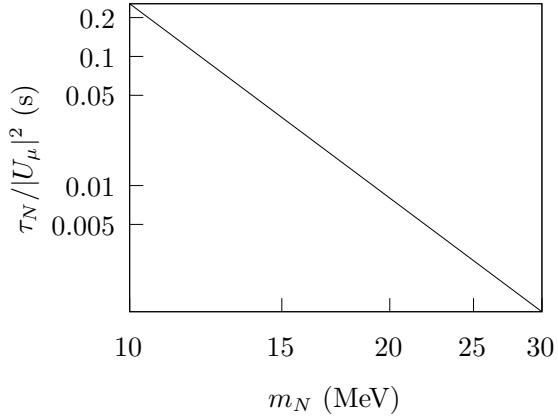


图 4: 仅考虑式 9 与式 10 通道时 HNL 粒子在不同质量下的寿命。在 $\frac{m_e}{m_N} \ll 1$ 的情况下, HNL 寿命与质量的 5 次方成反比, 在对数坐标下是一条直线。

然而, 虽然我们在本文章中只考虑 HNL 与 ν_μ 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。

3 AGN 模型

3.1 AGN 中的中微子产生

3.2 冕区的 γ 射线遮蔽

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.

- [2] K. Bondarenko, A. Boyarsky, D. Gorbunov, and O. Ruchayskiy, “Phenomenology of gev-scale heavy neutral leptons,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2018, Nov. 2018.