利用 ^{241}Pu 测量中微子质量

Mustafa Anaam[1],Nicolo de Groot[1] 和 Inge van Rens[1]

1 拉德堡德大学，奈梅亨，荷兰

arXiv:2611.29122v1 [nucl-ex] 22 Nov 2026

摘要

长期以来，氚一直是测量绝对中微子质量的首选同位素。氚的核质量较低，会产生显著的反冲能量，从而限制了使用分子氚（T_2）和与基底结合的原子氚进行的测量。 ^{241}Pu 的 β衰变端点能量和半衰期与氚相近，但核质量大得多，因此可能成为一种有趣的替代选择。它面临的主要挑战是来自 ^{237}U β衰变的本底。我们探讨了抑制这种本底的策略，并比较了 ^{241}Pu 和氚的预期中微子质量灵敏度随本底抑制程度的变化。

关键词： 中微子物理、中微子质量、β衰变、氚、钚

版权归属：作者。本作品已投稿至 SciPost Physics。许可证信息将在发表后公布。出版信息将在发表后公布。

收稿日期
录用日期
发布日期

1 引言

几十年来，氚一直是测量绝对中微子质量的首选核素。其较低的 18.6 千电子伏端点能量、在运动学端点附近衰变的事件比例相对较高、原子结构简单，以及 12.3 年的适宜半衰期，都是促成这一选择的因素。目前最先进的测量由 KATRIN 实验完成，该实验使用分子氚，得出了当前世界上最佳的直接中微子质量上限，$m_\nu < 0.45$ 电子伏特，置信水平为 90% [1]。这项测量目前仍受统计不确定度主导，但随着数据增多，其精度将受子体分子 $(^3H^3He)^+$ 的振动和转动激发谱的能量展宽限制。衰变的氚原子核与电子发生反冲；由于其质量相对较低，反冲使其获得 3.4 电子伏特的动能。这一反冲足以使子体分子进入若干激发态之一，并导致 0.36 电子伏特的能量展宽。因此，Project8 [2] 和 QTNM [3] 等未来实验都在研究原子氚。

PTOLEMY实验 [4] 计划使用负载在石墨烯上的原子 ^{3}H来测量质量，并在之后观测宇宙中微子背景。一项研究 [5] 发现，结合在石墨烯表面（或任何其他表面）上的 ^{3}H的零点运动会导致能量

展宽为 $\Delta E \sim 0.5$ 电子伏特。采用密度泛函理论 [6]对氚与石墨烯的结合进行的更精确计算表明，可以评估能量的不确定性，而且这种不确定性不会限制中微子质量的测量；不过，计算还指出了其他不确定性来源，包括在覆盖率不完全时氚原子的排列，以及氚原子衰变过程中基底随时间发生的变化。

用于质量测量的替代核素首先应具有适中的β衰变能。对于衰变能为 10-100 千电子伏的同位素，实验精度至少需要达到 1ppm。寿命为 1-20 年最为理想，因为这样既能产生数量合理的事件

，又能使测量条件相对稳定。铼-187 是已知 β衰变同位素中能量最低的，只有 2.6 千电子伏；但由于其寿命长达 600 亿年，人类的一生中都不会有事件出现在端点附近。此外，子体同位素在实验时间尺度上也必须稳定。例如，钌-106 的衰变能为 39.4 千电子伏，半衰期为 1.48 年，但其子体同位素铑-106 会在 30 秒内发生衰变，释放数兆电子伏的衰变能并发射多条伽马射线，使得端点无法被清晰测量。在 [5] 对具有$A > 100$ 的原子核进行研究时，特别提出将 ^{171}Tm 和 ^{151}Sm 作为候选同位素。其一项缺点是β衰变能显著更高。能谱端点处的事件数与总衰变能的三次方成反比。这意味着 ^{171}Tm 和 ^{151}Sm 的衰变受到抑制，减少了两个数量级。即便实验装置能够适用于能量高得多的电子，能量测量所需的相对精度仍须比 ^{3}H 高 4-5 倍。

^{241}Pu 被认为是更合适的替代选择， [7] 因为它与 ^{3}H 更为相似。本文研究了以 ^{241}Pu 作为源同位素测量绝对中微子质量的潜力，并将其与氚进行比较。下一节将讨论 ^{241}Pu 的β衰变。在第3 节中，我们讨论降低本底的可能方法；在第4 节中，我们介绍针对 ^{241}Pu 和 ^{3}H 的灵敏度研究。第5节专门介绍研究结果，第6 节总结我们的结论。

2 氚和 ^{241}Pu 的β衰变

钚-241 是通过钚-239 双中子俘获产生的一种同位素。乏核燃料中约有 12% 的钚是 ^{241}Pu。它主要通过β衰变成为^{241}Am，衰变能为 20。78 ± 0.17 千电子伏 [8]，半衰期为 14。33 ± 0.02 年， [9],这些数值与 ^{3}H 的非常相似。使 ^{241}Pu 对质量测量颇具吸引力的是该同位素的质量较大，因此其反冲较小，仅为 47 电子伏特。

子体核素 ^{241}Am 通过 α 衰变转变为 ^{237}Np，半衰期为 432 年。^{237}Np 的半衰期为 200 万年，可视为稳定。此外， ^{241}Pu 发生 α 衰变转变为 ^{237}U 的概率很小（2.4×10^{-5}）。α 粒子及其后续 γ的能量远在端点附近相关能量窗口之外。最大的挑战来自 ^{237}U。它会通过数种 β 衰变转变为 ^{237}Np，半衰期为 6.7 天，能量最高可达 459 千电子伏。 ^{237}U 的总衰变率比 ^{241}Pu 低约五个数量级，但在端点附近， ^{241}Pu 能谱迅速下降，而 ^{237}U 仍处于平台区。在端点前约 20 电子伏处，两者的衰变率变得相近；若不采取特殊措施，在远短于其寿命的时间尺度内去除 ^{237}U，就无法进行质量测量。

鉴于能量和半衰期相近，人们会认为，针对原子态 ^{3}H 的实验装置同样适用于 ^{241}Pu。例如，Project 8 实验计划使用原子态 ^{3}H 陷阱达到最终精度，并且必须在统计量（高密度有利于提高统计量）与氚复合成 T_2所产生的本底之间取得平衡。气态 PuF_6 形式的 ^{241}Pu则是一种无需作出这类折衷的替代方案。对于 QTNM 实验，采用含有 ^{241}Pu 原子或离子的束线也是一种选择。对于 PTOLEMY，射频系统、电磁滤波器以及量热器或半球形分析器的设计都将相同。其中一项要求是，在靶与电磁滤波器出口之间设置精确的参考电压。事实上，与石墨烯相比，使用钚这类金属靶更容易满足这一要求。

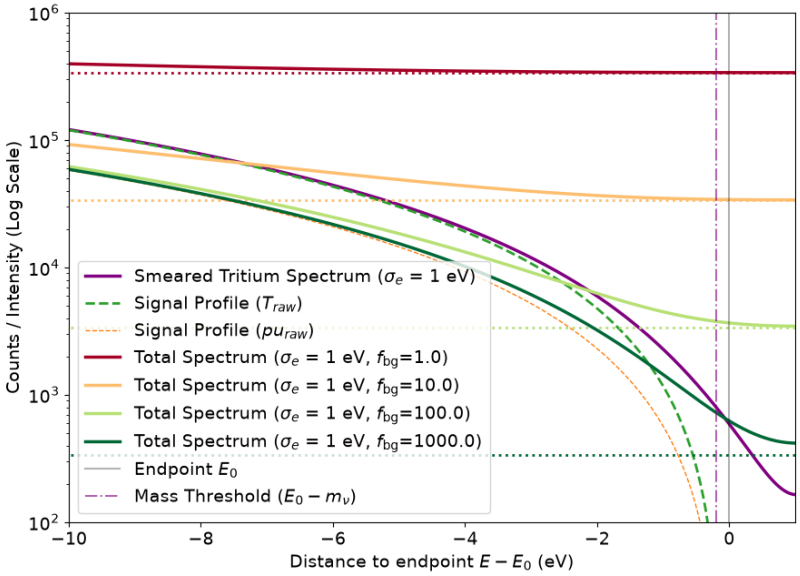


图1：$m_\nu = 0.2$ 电子伏特端点附近的谱分解，其中钚源按其总活度归一化。图中展示了多个水平的本底抑制。

3 本底抑制

^{241}Pu 端点测量的主要内禀背景并非直接来自 α放射性活度本身，而是 ^{237}U；这种核素会在 α Pu 的罕见 ^{241}分支中持续产生。我们用$b \simeq 2$表示其分支比。5×10^{-5}。由于 ^{237}U 的半衰期仅为 6.75 天，对应的平均寿命为 $\tau_U \simeq 9.74$ 天，其数量由母体源产生它的过程与其自身衰变将其移除的过程之间的竞争决定。后续衰变的衰变方案如图2b 所示。在没有主动缓解的情况下，

$$\frac{dN_U}{dt} = b\lambda_{\mathrm{Pu}} N_{\mathrm{Pu}} - \lambda_U N_U, \tag{1}$$

并且放射性活度会在约为 τ_U 的时间尺度上逐渐累积，趋近平衡值。与 ^{241}Pu的总活度相比，这一数值很小，但由于端点附近^{241}Pu能谱迅速下降，而高能 ^{237}U β能谱在同一区域内仍缓慢变化，因此会带来问题。因此，一种有效的抑制策略有两个目标：减少源中的 ^{237}U原子数，并使残余成分能够与中微子质量信号区分开来。

一种简单的方法是定期清洁或更新源。如果在固定周期时间T后移除铀，^{237}U群体会反复从接近零的水平开始，并按$1 - \exp(-t/\tau_U)$增长。在一个周期内取平均后，剩余的平衡群体比例为

$$\frac{\langle N_U \rangle}{N_U^{\mathrm{eq}}} = 1 - \frac{1 - e^{-T/\tau_U}}{T/\tau_U}. \tag{2}$$

对于为期两天的清洁周期，该值约为 0.11。因此，在利用任何能谱或计时信息之前，与α 分支相关的原始本底会从约 2.5×10^{-5} 降至几个10^{-6} 的水平。相对于长期平衡，新近纯化的 ^{241}Pu 源中抑制效应的时间依赖性如图 2a 所示。纯化后立即，^{237}U 的含量可以忽略不计，因此瞬时抑制因子 $f^{\mathrm{eff}}\,\mathrm{bg}\,(t)$ （实线）为

较大：一天后约为十倍。随着 ^{237}U 重新生成，该值逐渐降低；经过约 22 天，其数量达到平衡值的 90%。虚线表示在长度为 $f_{\mathrm{avg\ bg}}(T)$ 的清洁周期内取平均的抑制因子 T，其定义为公式（2）的倒数。它高于实线，是因为每个周期开始时几乎不含铀；对于两天的周期，该值约为十，而在周期结束时为 5.4。平均值就是周期性刷新源对时间积分分析所提供的有效 f_{bg} 。

一种更有效的缓解策略是连续提取。可通过添加一个有效去除率 λ_{rem}来描述，

$$\frac{dN_U}{dt} = b\lambda_{\mathrm{Pu}}N_{\mathrm{Pu}} - (\lambda_U + \lambda_{\mathrm{rem}})N_U. \tag{3}$$

此时，与不进行去除的情况相比，稳态粒子数将受到抑制，抑制因子为

$$\frac{N_U^{\mathrm{cont}}}{N_U^{\mathrm{eq}}} = \frac{\lambda_U}{\lambda_U + \lambda_{\mathrm{rem}}} = \frac{\tau_{\mathrm{rem}}}{\tau_U + \tau_{\mathrm{rem}}}, \tag{4}$$

其中 $\tau_{\mathrm{rem}} = 1/\lambda_{\mathrm{rem}}$。若去除时间尺度为一天，平衡态铀粒子数将降至约 9%；若时间尺度为 0.1 天，则降至约 1%。以 2.5×10^{-5} 分支比为起点，这对应的有效稳态水平约为 10^{-7}–10^{-6}，具体取决于设计的提取率。

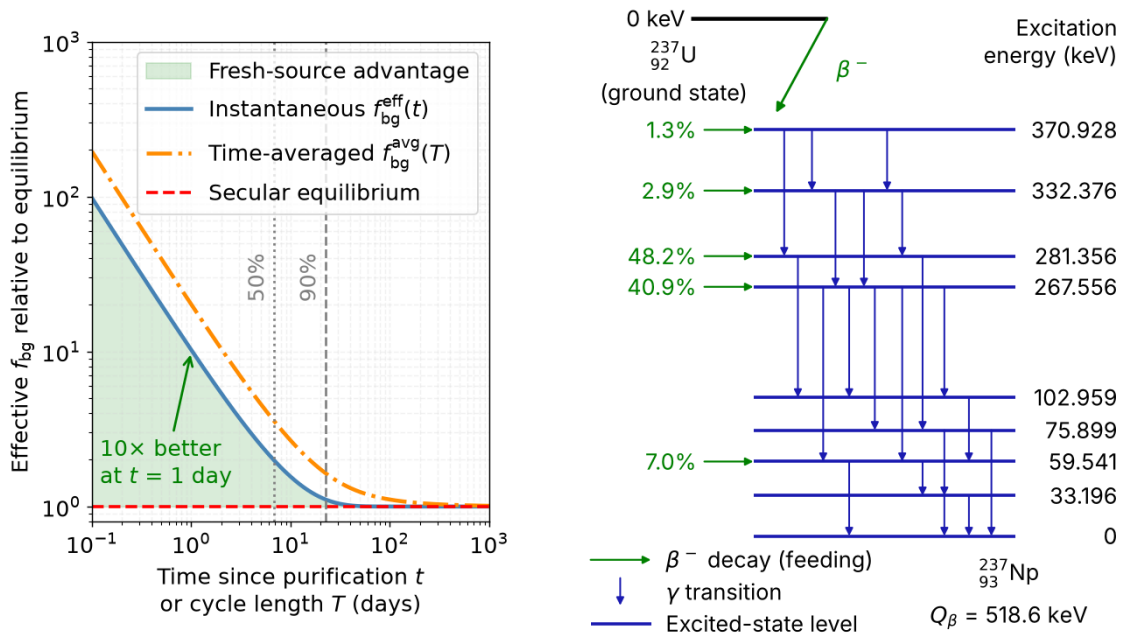
在若干现有或拟议的中微子质量实验中，源的几何结构天然提供了主动抑制子核的机会。对于类似 KATRIN 的谱仪以及 Project 8，可以考虑采用基于挥发性钚化合物（如 PuF_6，）的气态源；产生 ^{237}U 的 α 衰变分支可能为去除子体提供一种天然机制。 ^{237}U 原子核约 100 千电子伏的反冲能量远高于分子键能，预计会使母体分子碎裂，同时产生高度电离的子体。因此，相当一部分新生成的铀原子可能以带电离子或电离分子碎片的形式存在。由此，通过静电收集区进行连续气体循环，便可在数秒至数分钟的时间尺度内去除^{237}U，远短于子体同位素 6.75 天的半衰期。

一种类似 PTOLEMY、采用液态或流动源的方法，可以通过放射化学纯化系统循环处理，例如使用核燃料循环中开发的离子交换、溶剂萃取或电化学技术。由于钚和铀具有不同的氧化态化学性质，可以持续将子核从有效测量体积中移除。可实现的抑制程度取决于循环回路的循环时间；在经过适当设计的系统中，循环时间有可能缩短至数小时甚至更短。另一种方法是使用由薄层（厚度至多为 10 nm）构成的固体源，α 反冲会将相当一部分 ^{237}U 从源中弹出，之后可通过溅射、反应化学或表面吸气剂将其移除。

QTNM 概念或许能提供最直接的子核排斥方法。以束线作为源时，α 衰变分支伴随的巨大反冲能量会将新生成的 ^{237}U 原子弹出。束线内增设的静电或磁清除级可截获反冲产生的离子，并将其输送至专用捕集表面。在这种配置下，有效移除时间将由离开装置的输运时间决定，而非由核半衰期决定，因此相较于长期平衡状态， ^{237}U 的丰度有可能降低数个数量级。

时间依赖性也为统计分析提供了一种判别手段。每个事件不仅可以按能量标记，还可以按距上次清洁步骤所经过的时间标记。于是，预期速率可示意性地写为

$$\lambda(E,t) = A_{\mathrm{Pu}}S(E;m_\nu^2) + A_U^{(0)}\left(1 - e^{-t/\tau_U}\right)B(E), \tag{5}$$



(a) (b)

图 2： **(a)：** 相对于长期平衡的有效本底抑制，对于刚刚纯化的 ^{241}Pu 源。实线表示瞬时抑制因子$f_{\text{eff bg}}(t)$，即纯化后时刻 t 的抑制。点划线表示抑制因子$f_{\text{avg bg}}(T)$，即在长度为 T 的清洁周期内取平均的抑制。竖线标示 ^{237}U 核素数量达到其平衡值 50% 和 90% 的时刻，阴影区域表示新鲜源的优势。 **(b)：** 简化的 ^{237}U 向 ^{237}Np 的衰变方案，其中 β^-衰变馈入比例以绿色表示，后续的 γ射线跃迁以蓝色表示 [10]。

其中 $S(E;m_\nu^2)$ 是 ^{241}Pu 的端点能谱，而$B(E)$ 是 ^{237}U 本底的局部形状。重要的是，在一个清洁周期的时间尺度内，信号保持恒定，而铀贡献则具有可预测的增长曲线。因此，带时间戳的似然分析不仅能扣除归一化，还能降低端点能谱畸变与残余 ^{237}U 成分之间的简并。这种本底削减方法可用于采用固体靶的实验，其中氚像 PTOLEMY 一样结合在基底上。

逐事件判别器的另一种实现方式，源于以下特征 γ射线：当 ^{237}U β 衰变使 ^{237}Np 的激发态被占据时，会发射这些射线，如图2b 所示。周围的闪烁体或半导体探测器可以在电子与端点探测器中的电子发生快速符合时识别这些光子，从而否决相应事件。所需的 ^{241}Pu β衰变信号不会产生相同的 ^{237}Np 退激级联，因此，这一符合要求无需依赖铀本底的电子能谱，就能抑制铀本底。必须选择合适的符合窗口，在保留快速级联的同时，使偶然符合否决及其导致的信号曝光量损失保持在可接受的较小范围内。虽然所有 ^{237}U 衰变都会到达 ^{237}Np 的激发态，但只有 54% 会产生一条或多条 γ射线 [10]。这是由于子核 ^{237}Np 退激过程中内转换（IC）的概率很大。由于每一次 β 衰变都会占据 ^{237}Np 的激发态，随后发生的电磁级联会通过 γ 发射和内转换的组合进行。与连续的 β 能谱相比，内转换电子以明确的能量发射，

$$E_{\mathrm{CE}} = E_{\mathrm{tr}} - E_{\mathrm{bind}}(n\ell), \tag{6}$$

其中，E_{tr} 是核跃迁能，E_{bind} 是内转换过程中所涉及原子壳层的结合能。

采用文献 [10], 评估的衰变纲图，我们重建了完整的电磁级联，并计算了在 γ 射线或内转换电子中至少有一个在 β 衰变后发射的概率。该计算利用测得的跃迁强度和内转换系数，对衰变级联进行递归计算。

所得理想发射概率为

$$P(\gamma) \approx 54\%, \tag{7}$$

$$P(\mathrm{CE}) \approx 93\%. \tag{8}$$

因此，在理想情况下，观测到 γ 射线或内转换电子的概率基本为1。因此，内转换比仅使用 γ的反符合 veto 更为有效。

有几条内转换电子谱线的强度尤其高。其中最显著的是从267.6千电子伏能级跃迁至59.5千电子伏能级的208千电子伏跃迁，其总内转换系数为 $\alpha_T \simeq 2.98$。该跃迁在约89.3千电子伏处产生一条很强的K壳层内转换谱线，强度约为每100次铀-237衰变产生50个电子。此外，在38–42千电子伏、54–59千电子伏和186–208千电子伏附近还存在其他明显的谱线组。

表1 汇总了不同内转换电子阈值下计算得到的概率。这些数值假设发射粒子的探测效率为 100%，因此代表了反符合效率的理论最大值。

表 1： ^{237}U 衰变后，探测到至少一个能量高于给定阈值的内转换电子的理想概率。

阈值 E_{CE}	标记事件 (γ 或内转换电子)
0 千电子伏	100%
5 千电子伏	≈ 100%
10 千电子伏	≈ 100%
20 千电子伏	99%
50 千电子伏	96%
100 千电子伏	65%

在实验中，由于内转换电子从放射源逸出的概率有限，以及探测器接受度和本征探测效率的限制，可实现的反符合效率会有所降低。预计这些效应会强烈依赖于源厚度。尽管如此，内转换的本征概率很高，这表明基于瞬发内转换电子的符合反符合，辅以镎特征X射线和 γ 射线，可能比单独使用传统的 γ 反符合更有效地抑制 ^{237}U本底。

因此，在下文的灵敏度估计中，我们将 ^{237}U 的贡献视为本底，其归一化可通过一个明确的抑制因子降低；在实际运行中，还可进一步利用其时间依赖性加以约束。关键问题并非 ^{237}U 衰变支是否存在，而是需要多大的抑制因子，才能使剩余本底不再主导中微子质量灵敏度。

4 灵敏度研究

谱模型

通过模拟的 ^{241}Pu 和氚的端点谱，评估了对有效中微子质量的灵敏度。分析采用的能量窗口从E_0-40 电子伏特延伸至端点能量$E_0 = 21.78$ 千电子伏，并以 1000 个均匀间隔的分箱进行采样。

对于给定的中微子质量假设 m_ν，未展宽的微分信号能谱建模如下：

$$S(E; m_\nu) = N_{\text{iso}}\, C_{\text{iso}} \sqrt{\max\left[(E_0 - E)^2 - m_\nu^2,\, 0\right]}\, \max(E_0 - E, 0), \tag{9}$$

其中 N_{iso} 是在测量期间贡献的源衰变总数，而 C_{iso} 是同位素相关归一化常数。我们对 $C_{\text{Pu}} = 3.9 \times 10^{-13}$ （钚）和 $C_{\text{T}} = 8.6 \times 10^{-13}$ （氚）采用这些值。它们由 BetaShape 软件确定 [11]。

对于 ^{241}Pu源，在数据采集期间的衰变总数估算为

$$N_{\text{Pu}} = \frac{m_{\text{Pu}} N_A}{241}\, \frac{t_{\text{run}}}{\tau_{\text{Pu}}}, \tag{10}$$

其中，$m_{\text{Pu}} = 100\ \mu$g为源质量，N_A 为阿伏伽德罗常数，$t_{\text{run}} = 3$ 年为曝光时间，$\tau_{\text{Pu}} = 20.68$年为与衰变过程相关的寿命。

背景模型

对于 ^{241}Pu分析，使用一个平坦分量表示 ^{237}U本底，其谱密度为ρ_U ，归一化为

$$A_U = \frac{N_{\text{Pu}} f_\alpha}{f_{\text{bg}}}, \tag{11}$$

其中，$f_\alpha = 2.5\times10^{-5}$ 为假定的分支比，$\rho_U = 9.1\times10^{-6}$ 为本底谱密度，f_{bg} 为用户定义的缩放因子，用于控制整体本底水平。氚情形中未计入背景贡献。

因此，未展宽总能谱为$N(E; m_\nu) = S(E; m_\nu) + B(E)$。

探测器能量分辨率

通过将能谱与高斯响应函数进行卷积来模拟有限的探测器分辨率。实际操作中，使用宽度为σ_E的高斯核对能谱进行平滑，得到重建谱$N_{\text{rec}}(E;\ m_\nu, \sigma_E)$。针对 0.05 到 10 电子伏特的能量分辨率进行了灵敏度研究，取值按对数间隔分布。

阿西莫夫数据集

使用阿西莫夫数据集形式主义评估预期灵敏度。对于每个假定的真实中微子质量m_ν^{true} ，直接根据模型生成一个数据集，

$$N_i^{\text{A}} = N_{\text{rec}}(E_i; m_\nu^{\text{true}}, \sigma_E). \tag{12}$$

分配给每个分箱的统计不确定度为

$$\sigma_i = \sqrt{N_i^{\mathrm{A}} + \beta B_i}, \tag{13}$$

其中加入了背景归一化因子 $\beta = 0.01$，以考虑本底归一化的不确定度。为避免数值奇异性，对空分箱赋予了单位不确定度。

卡方统计量

中微子质量假设与阿西莫夫谱之间的一致性通过以下方式量化：

$$\chi^2(m_\nu) = \sum_i \left[\frac{N_i^{\mathrm{A}} - N_i^{\mathrm{model}}(m_\nu)}{\sigma_i} \right]^2, \tag{14}$$

其中 $N^{\mathrm{model}}{}_i(m_\nu)$ 是与所检验质量假设相对应的重建谱。

预期 90% 置信水平上限

预期的中微子质量上限采用基于阿西莫夫数据集的剖面似然近似得出。由于阿西莫夫谱是在真实参数值处生成的，最小卡方值出现在 $\chi^2\ \mathrm{min} = \chi^2(m_\nu^{\mathrm{true}})$。

单侧 90% 置信限由以下条件定义

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(m_\nu^{90}) - \chi^2_{\mathrm{min}} = 2.71, \tag{15}$$

这对应于标准的单参数 90% 置信准则。上限m_ν^{90} 通过从假定的真实质量开始向上扫描，直至达到阈值来确定。

发现灵敏度

通过检验无质量中微子假设与具有非零中微子质量生成的阿西莫夫数据集，评估发现灵敏度。我们采用检验统计量$q_0 = \chi^2(m_\nu = 0)$。假设具有威尔克斯型渐近行为，对应的高斯等效显著性为$Z = \sqrt{q_0}$。

当$Z \geq 3$时，认为可以实现探测，对应于 3σ 发现阈值。

5 结果

我们研究了三个主要问题：

1. 对于相同的源活度，^{3}H 和 ^{241}Pu 如何比较?

2. 对于接近端点的相同源活度，^{3}H 和 ^{241}Pu 如何比较?

3. 需要额外增加多少 ^{241}Pu，才能与 ^{3}H 具有竞争力?

如图1 所示，^{3}H 在端点附近的放射性活度是 ^{241}Pu 的两倍多，而两者的总体放射性活度相同。原因有两个。首先，^{241}Pu 的端点能量比 ^{3}H 高 17%，端点附近的能谱与

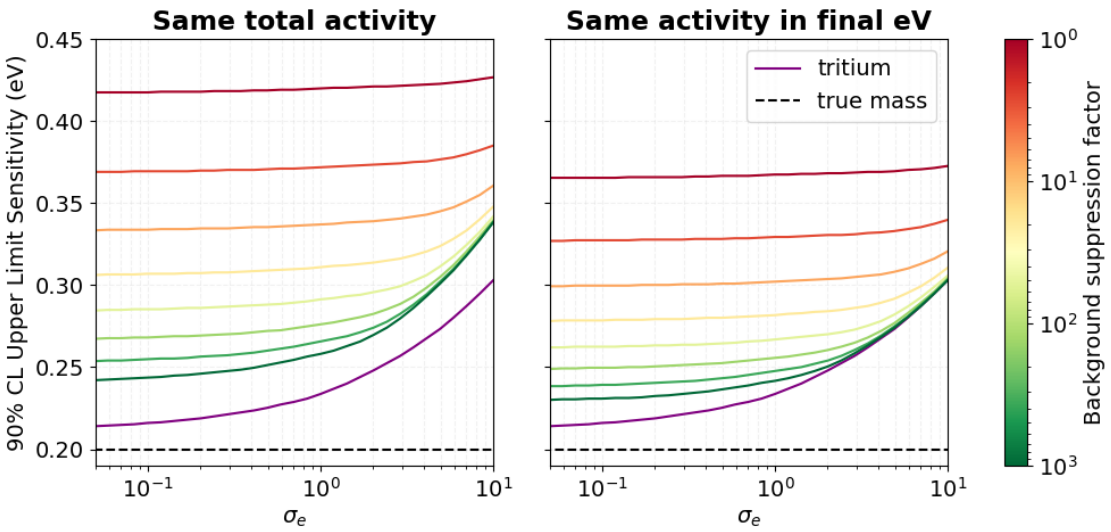


图 3：当真实中微子质量为 0.2 电子伏特时，^{241}Pu 和 ^{3}H 的预期 90% 置信水平上限灵敏度。本底抑制越强，中微子质量灵敏度越高。**左：** 总活度相同。**右：** 端点处活度相同。

$1/E_0^3$。其次，^{241}Pu 的库仑相互作用要显著得多，这会将能谱拉向较低值。

相同总活度下的灵敏度比较如图 3 左图所示。氚的中微子质量灵敏度远高于钚，这是由于统计效应以及 ^{241}Pu 的本底，而氚没有本底。即使我们能够完全抑制钚衰变的本底，氚衰变在端点附近的事件率仍然更高，因此对中微子质量的灵敏度也更高。当实验误差较大时，由于本底的相对影响被稀释，我们可以看到这种影响变得不那么显著。

如果我们不以总活度，而是以末端电子伏特范围内的活度来调整与氚比较的钚用量，就可以消除钚相较于氚的一部分劣势。此时，总 Pu+U 能谱会随着本底抑制增强而趋近于氚能谱。在这种情况下，中微子质量灵敏度的比较见图 3 右图。对于足够高的本底抑制，可以看到，低分辨率探测器中氚和钚的灵敏度趋于一致，因为低分辨率导致的展宽效应开始超过铀本底的影响。对于灵敏度更高的探测器，我们看到氚仍然保持其优势。

如果我们使用更多的靶材料，从而获得更高的放射性活度，那么对中微子质量的灵敏度就会提高。某些实验设计可能会将实验中 ^{241}Pu 的用量增加到超过 ^{3}H 的用量。因此，我们想知道，要达到与氚相同的灵敏度，需要多用多少钚。为了补偿本底，需要增加多少放射性活度？图 4展示了在本底抑制为 10 和 100 时，钚达到与氚相同灵敏度所需的额外放射性活度。增加钚的用量可以提高灵敏度，并且在达到某个用量后，灵敏度会超过作为参照的氚源。所需的钚用量取决于探测器分辨率和铀本底抑制程度。

灵敏度比 $\mathrm{UL_{Pu}/UL_T}$ 在端点归一化下（$N_{\mathrm{Pu}}C_{\mathrm{Pu}} = N_{\mathrm{T}}C_{\mathrm{T}}$），对应于 206 μ克 ^{241}Pu，见图5。该比值在整个

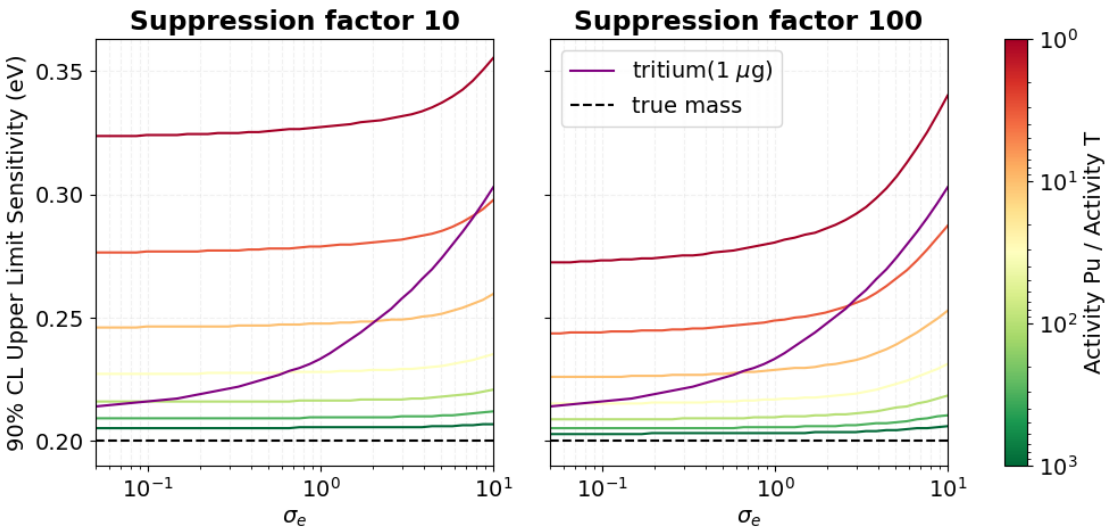


图 4：当真实中微子质量为 0.2 电子伏特时，^{241}Pu 和 ^{3}H 的预期 90% 置信水平上限灵敏度。根据探测器分辨率的不同，我们需要将 ^{241}Pu 的放射性活度提高一定幅度，才能达到高于^{3}H 的灵敏度。图中展示了 f=10和 f=100两种情况。

参数空间中始终高于 1，这表明即使将两种源归一化至在端点附近产生相同的谱振幅，氚的灵敏度仍优于 ^{241}Pu。

如右图所示，该比值随 σ_e 和 f_{bg}增大而减小。在本底抑制最强（$f_{\mathrm{bg}} = 1000$）、能量分辨宽度最大（$\sigma_e \sim 10$ 电子伏特）的情况下，该比值趋近于 1，表明在这种归一化下，^{241}Pu 的灵敏度最接近氚。

6 结论

自 1948 年首次开展中微子质量测量实验以来，氚一直是最有希望用于中微子质量测量的同位素。它的衰变能低、寿命适宜、没有次级衰变，而且同位素的可获得性相对较高，这些优点使其难以被超越。然而，在本研究中，我们探讨了 ^{241}Pu 成为有竞争力替代方案所需的条件。 ^{241}Pu 的衰变能和寿命与^{3}H相近，但其会发生罕见的 α 衰变并生成 ^{237}U，这一特点限制了它的应用。在一种能够在 α 衰变后轻松、可靠地去除 ^{237}U的实验装置中， ^{241}Pu 可以作为 ^{3}H的替代方案。此外，如果在该实验装置中， ^{241}Pu 的放射性活度比 ^{3}H的质量更容易提升，那么根据放射性活度的提升方式和探测器分辨率，它甚至可能具有更高的中微子质量灵敏度。

为了使 ^{241}Pu在中微子质量排除限方面具有与 ^{3}H相当的竞争力，必须至少将^{237}U本底抑制10倍，不过更高的抑制因子有助于提升可能的测量效果。对于分辨率为 $\sigma_E \approx 1$ 电子伏特的探测器，若本底抑制因子为100，要达到相同的灵敏度， ^{241}Pu的放射性活度至少需要达到 ^{3}H的10倍。若抑制因子为10， ^{241}Pu的放射性活度则需要达到 ^{3}H的约50倍。

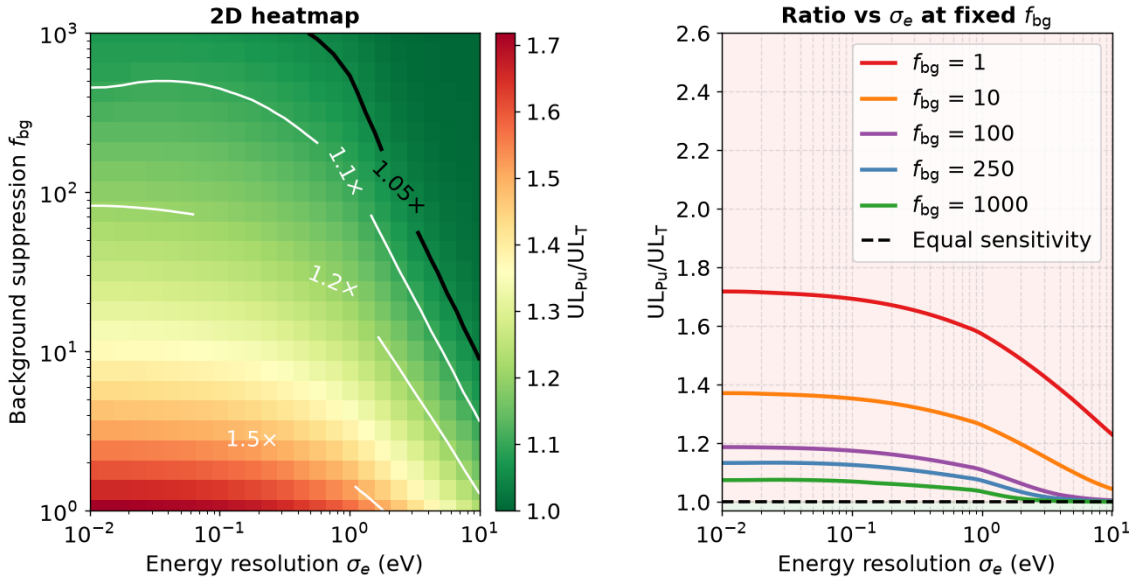


图 5：在端点放射性活度归一化条件下（$N_{Pu}C_{Pu} = N_T C_T$，对应于 ^{241}Pu 的 206 μg 与氚的 1 μg），比较 ^{241}Pu 与氚的灵敏度比 UL_{Pu}/UL_T，$m_\nu^{true} = 0.2$ 电子伏特，3年曝光时间。**左图：**以能量分辨率 σ_e 和本底抑制因子 f_{bg}为变量的二维热图，等高线标示比值阈值 1.05、1.1、1.2 和 1.5。**右图：**在五个固定本底抑制因子 f_{bg}下，灵敏度比随 σ_e 变化的曲线，其中虚线水平线表示灵敏度相同。

数据管理本分析的其他图表和源代码可在以下位置找到：
Pu241-Neutrino-Mass-Supplement

致谢

Auth或贡献 所有作者对分析和公开发表的贡献相同。

基金信息 本研究获荷兰研究理事会（NWO）研究资助：NWA.1292.19.231。

参考文献

[1] M. Aker、D. Batzler、A. Beglarian、J. Behrens、J. Beisenkötter、M. Biassoni、B. Bieringer、Y. Biondi、F. Block、S. Bobien、M. Böttcher、B. Bornschein 等，《基于 KATRIN 259 天数据的直接中微子质量测量》，《科学》388(6743)，180（2025），doi:10.1126/science.adq9592，2406.13516。[2] A. A. Esfahani、D. M. Asner、S. Böser、R. Cervantes、C. Claessens、L. de Viveiros、P. J. Doe、S. Doeleman、J. L. Fernandes、M. Fertl、E. C. Finn、J. A. Formaggio 等，《利用回旋辐射发射光谱学确定中微子质量——Project 8》，《物理学G：核与粒子物理学杂志》44(5)，054004（2017），doi:10.1088/1361-6471/aa5b4f.[3] A. A. S. Amad、F. F. Deppisch、M. Fleck、J. Gallop、T. Goffrey、L. Hao、N. Higginbotham、S. D. Hogan、S. B. Jones、L. Li、N. McConkey、V. Monachello 等，《利用量子技术确定绝对中微子质量》，《新物理学杂志》27(10)，105006（2025），doi:10.1088/1367-2630/adc624.[4] M. Betti、M. Biasotti、A. Boscá、F. Calle、N. Canci、G. Cavoto、C. Chang、A. Cocco、A. Colijn、J. Conrad、N. D'Ambrosio、N. de Groot 等，《利用 ptolemy 项目研究中微子物理：活性中微子性质与轻惰性情形》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2019(07)，047（2019），doi:10.1088/1475-7516/2019/07/047.[5] Y. Cheipesh、V. Cheianov 和 A. Boyarsky，《探寻遗迹中微子探测的陷阱》，Phys. Rev. D 104，116004（2021），doi:10.1103/PhysRevD.104.116004，ArXiv:2101.10069 [hep-ph].[6] A. Casale、A. Esposito、G. Menichetti 和 V. Tozzini，《氚化石墨烯的β衰变能谱：结合核量子力学与密度泛函理论》，Phys. Rev. C 113，054607（2026），doi:10.1103/gr8x-lf9f.[7] N. de Groot，《钚-241作为中微子质量测量与俘获的潜在同位素》，《物理学G：核与粒子物理学杂志》50(5)，055106（2023），doi:10.1088/1361-6471/acc5fc.[8] G. Audi 和 A. H. Wapstra，《1995年原子质量评定更新》，Nuclear Physics A 595(4)，409（1995），doi:10.1016/0375-9474(95)00445-9。[9] P. De Bièvre、M. Gallet 和 R. Werz，《通过同位素质谱法测定钚-241的半衰期》，International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics 51(1)，111（1983），doi:https://doi.org/10.1016/0020-7381(83)85032-3。

[10] M.-M. Bé、V. Chisté、C. Dulieu、X. Mougeot、E. Browne、V. Chechev、N. Kuzmenko、F. Kon- dev、A. Luca、M. Galán、A. L. Nichols、A. Arinc 等，《放射性核素表（第*5*卷——*A= 22* 至*244*）》，BIPM-5专著。国际计量局，法国塞夫尔（2010年）。

[11] X. Mougeot，*Betashape*：用于改进β能谱解析计算的新代码，EPJ会议网络**146**，12015（2017），doi：10.1051/epjconf/201714612015。