

中微子和液氙探测器附近的放射源的无偶极矩时刻

Gonzalo Herrera and Patrick Huber

Center for Neutrino Physics, Department of Physics, Virginia Tech, Blacksburg, VA 24061, USA

我们表明, 将放射源如 ^{51}Cr 放置在液氙探测器附近可能会使检测到由偶极矩引起的中微子-电子散射对标准模型的贡献成为可能, 在 $1-2\sigma$ 级别上。尽管中微子的偶极矩会诱导具有与中性和电荷流贡献相同光谱形状的散射率, 但 XENONnT 或 XLZD 上运行的 ~ 60 吨源 \times 的曝光量可能足以积累足够的统计量来进行检测。我们还讨论了一个简单的模型, 在该模型中, 中微子的偶极矩相对于标准模型的预期有所增强或减弱, 进一步展示了对中微子偶极矩的潜在测量如何能够限制新物理。

介绍

尽管中微子在标准模型 (SM) 中是电中性的, 洛伦兹和规范对称性允许它们在一环级具有磁矩、电偶极矩和无轴矩 [1-3]。多篇研究致力于探讨中微子的磁矩和电偶极矩的现象学后果, 例如 [4-20]。然而, 目前的探测手段还远远无法探测到标准模型中预期的值, 这些值由于与中微子质量成正比而非常小 [21, 22]。不过, 无轴矩的研究并不广泛。被证实为规范不变量的无轴矩在标准模型中的预期值是众所周知的 [23-27]。从反应堆和太阳中微子实验得出其值得界限, 这些界值非常接近标准模型的预测值, 仅比预测值低大约 1 到 2 个数量级, 具体取决于所考虑的实验 [18, 28-33]。

我们建议将诸如 ^{51}Cr 这样的放射性中微子源放置在液氙探测器附近, 以寻找中微子偶极矩。一个位于距离探测器 1-10 米处的 MCI^{51}Cr 源的单能中微子通量可以比太阳中微子通量高出几个数量级, 这可能允许在大型体积液氙实验 [34, 35] 中检测到对中微子偶极矩敏感的电子反冲率。

此外, 我们讨论了一种模型, 在这种模型中, 由于中微子与暗光子的一圈混合作用, 它们可能获得增强或抑制的无偶极矩, 而在该作用下新的轻暗区粒子是带电的。通过这种方式, 我们展示了未来对中微子无偶极矩的测量如何可能用于限制新物理。

液氙中的中微子-电子散射率

对角中微子相互作用由一个无极矩诱导, 源于拉格朗日量

$$\mathcal{L} = \frac{a_\alpha}{2} \bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu \gamma_5 \nu_\alpha \partial^\nu F_{\mu\nu}, \quad (1)$$

带有 $\alpha = e, \mu, \tau$ 。在 SM 中,

$$a_\alpha^{\text{SM}} \simeq \frac{G_F}{24\sqrt{2}\pi^2} \left(3 - 2 \log \frac{m_\alpha^2}{m_W^2} \right) \quad (2)$$

这给出了中微子对角轴偶矩的值为 $a_{ee}^{\text{SM}} = 6.8 \times 10^{-34} \text{ cm}^2$, $a_{\mu\mu}^{\text{SM}} = 4 \times 10^{-34} \text{ cm}^2$ 和 $a_{\tau\tau}^{\text{SM}} = 2.5 \times 10^{-34} \text{ cm}^2$ [3, 25]。

具有风味 α 的中微子主要与原子中的电子发生弹性相互作用 $\nu_\alpha e^- \rightarrow \nu_\alpha e^-$ 。我们用原子中的电子来近似弹性微分散射截面为

$$\frac{d\sigma_\alpha}{dT} = \sum_{k=1}^Z \theta(T - E_{\text{bind}}^k) \frac{d\sigma_{\nu_\alpha e_k^- \rightarrow \nu_\alpha e_k^-}^{\text{free}}}{dT}, \quad (3)$$

其中 T 是电子的反冲动能, $\frac{d\sigma_{\nu_\alpha e_k^- \rightarrow \nu_\alpha e_k^-}^{\text{free}}}{dT}$ 是一个自由电子的散射截面, E_{bind}^k 是电子 $k = 1 \dots Z$ 的结合能, Z 是原子的原子序数。

由无手性矩引起的自由中微子-电子散射截面可以通过重新定义弱混合角来进行参数化

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W (1 - 2m_W^2 a_\alpha), \quad (4)$$

并且对角弱电中微子-电子散射截面为 [36]

$$\frac{d\sigma_\alpha}{dT} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[g_{L,\alpha}^2 + g_{R,\alpha}^2 \left(1 - \frac{T}{T_\nu} \right)^2 - g_{L,\alpha} g_{R,\alpha} \frac{m_e T}{T_\nu^2} \right], \quad (5)$$

其中 $g_{L,e} = (g_V + g_A)/2 + 1$, $g_{L,\mu} = g_{L,\tau} = (g_V + g_A)/2$ 和 $g_R = (g_V - g_A)/2$, 且 $g_V = -1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$ 及 $g_A = -1/2$ 。现在, 我们可以通过

$$\frac{dR}{dT'} = N_T \mathcal{E} \sum_\alpha \int dT \int_{T_\nu^{\min}}^{T_\nu^{\max}} dT_\nu \left\langle \frac{d\phi^\alpha}{dT_\nu} \right\rangle \frac{d\sigma_\alpha}{dT} \epsilon(T') \lambda(T', T), \quad (6)$$

计算液氙探测器的微分反冲率, 其中目标原子的总数是每千克 $N_T = 6.02 \times 10^{26}/A$ 个, A 为探测器原子

的质量 (以原子单位计), \mathcal{E} 是以 $\text{kg} \times \text{年}$ 为单位的曝光量。 $\epsilon(T')$ 是在重建能量 T' 方面的探测器效率, 而 $\lambda(T', T)$ 是一个归一化的高斯模糊函数, 用于考虑探测器的能量分辨率 [34, 35, 37]。积分限由实验感兴趣区域内能量阈值和最大能量决定。我们指出, 如果这些实验将感兴趣的区域扩展到比当前的 70 千电子伏更高的能量 (\sim), 则对 中子偶极矩的灵敏度可能会显著提高。例如, 在 [38] 中进行低暴露电子反冲搜索时, 我们将感兴趣区域扩大到 140 千电子伏, 我们发现由偶极矩引起的总反冲事件数量增加了 ~ 1.8 。最后, 使用 XENONnT 效率函数和能量分辨率 [35], 我们可以计算总的速率。虽然我们的重点是 XENONnT 实验, 但我们的建议可以应用于其他大型液氙实验, 如 PandaX-4T 或 LUX-ZEPLIN [34, 39]。诱导能量为 T 的反冲所需的最小中微子能量由

$$T_{\nu}^{\min} = \frac{T + \sqrt{2m_e T + T^2}}{2}, \quad (7)$$

给出, 而 T^{\max} 对应于从 $\left\langle \frac{d\phi^{\alpha}}{dT_{\nu}} \right\rangle$ 的最大中微子能量, 这是给定曝光时间内到达探测器的每种味道的平均中微子通量。我们将考虑 pp 链太阳电子中微子通量 [40], 其电子中微子生存概率为 $P_{ee} = 0.553$ 。进一步, 我们将考虑来自 ^{51}Cr 源的中微子通量 [41, 42]。 ^{51}Cr 源通过反应 $^{51}\text{Cr} + e^{-} \rightarrow ^{51}\text{V} + \nu_e$ 产生电子中微子, 其半衰期为 27.7 天。鉴于这一半衰期, 在下文中我们将以吨 \times 源运行单位表示暴露量, ^{51}Cr 源的运行对应于 2 个月。电子中微子的能谱来自一个 ^{51}Cr 源, 由四个单能线组成, 能量分别为 0.427, 0.432, 0.747 和 0.752 MeV, 分支比分别为 0.09, 0.009, 0.816 以及 0.085。我们将考虑一个 ^{51}Cr 源, 其活性为 3 MCi, 并放置在距离探测器 1 米处, 偏离轴线且处于探测器水箱的中间高度。然后我们使用 XENONnT 容器的尺寸 (底面直径为 132.8 厘米, 高度为 148.6 厘米) [43] 模拟到探测器的平均距离。在我们的设置中, 我们发现源到探测器的平均距离为 131.9 厘米。位于 LNGS 的 XENONnT 探测器屏蔽层足够薄, 可以允许将一个源放置在其旁边 1 米处的一个中间高度。

此处考虑的测量可以使用中微子或反中微子进行。在相关能量范围内, 最可用的反中微子源是核反应堆, 因为它具有极高的反中微子通量和低能谱。然而, 探测器需要位于地下深处以抑制宇宙背景辐射, 而没有位于地下深处的核反应堆。已经考虑了 Borexino [44]

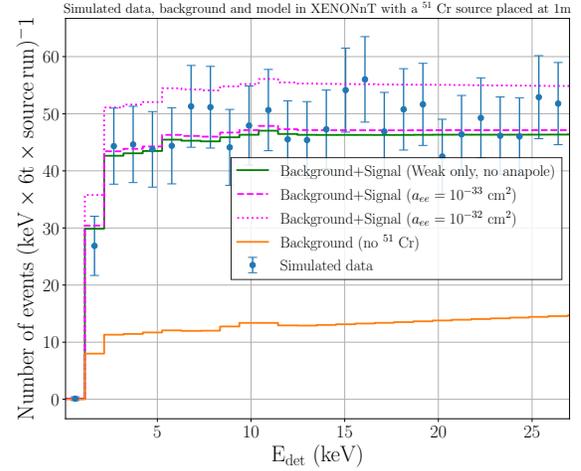


图 1. XENONnT 中的模拟电离率, 包括具有系统不确定性的数据 (蓝色)、不包含铬源的背景模型 (橙色)、带有铬源的背景加上弱相互作用贡献 (绿色) 以及对于不同偶极矩值的信号模型 (洋红色), 其中在距离探测器平均 131.9 厘米处放置了一个 ^{51}Cr 铬源 (详见正文)。

的 kCi 范围内的高强度 β 衰变放射源, 但在从乏燃料中分离同位素的过程中发生了事故 [45]。在 keV–MeV 尺度上的中微子源可以是 β 减发射体、正电子发射体或通过电子捕获衰变。电子捕获源具有吸引力, 因为除了极少量的非中微子辐射外, 几乎没有其他辐射被释放, 在纯电子捕获衰变中仅会发出几个俄歇电子和 X 射线。衰变到激发态时可能会有额外的辐射存在。这极大地促进了辐射屏蔽, 并使这些来源总体上更安全处理。此外, 由此产生的单能中微子通量显著减少了系统性不确定性。电子捕获源使用 ^{51}Cr [46, 47] 和 ^{37}Ar [48] 校准了太阳中微子实验 GALLEX 和 SAGE, 最近又使用了 ^{51}Cr 源用于 BEST 实验 [49] 以寻找惰性中微子。鉴于这一近期经验以及事实 ^{37}Ar 需要快速中子通量, 因此被认为难以生产, 我们将重点放在 ^{51}Cr 源上; 另见参考文献 [41, 42, 50, 51]。我们假设与 BEST 源相同的参数, 具体细节请参阅参考文献 [52], 特别地, 我们使用 3.1 MCi 的活性。我们还讨论了未来液氙实验如何因中微子无偶极矩在单个 ^{51}Cr 源寿命期间 (对应 27.7 天) 散射率有所增加的问题, 所提出的探测器质量与未来的 XENON/DARWIN 和 LUX-ZEPLIN 合作组织 (XLZD)[53] 相同。

对电子中微子无偶极矩的敏感性

首先，我们将使用放置在距探测器 1 米处的偏轴 ^{51}Cr 源来模拟 XENONnT 实验中的分箱数据和背景，包括来自放射性源的中微子弱相互作用率。我们忽略可能源自源杂质和 ^{51}Cr 本身产生的伽马射线的其他额外背景。已经表明，内部伽马射线以及由活化杂质产生的那些可以通过 2 厘米的钨与 40-45 厘米的贫化铀相结合有效屏蔽 [54]。来自 XENONnT 的模拟数据被归一化到 6 吨 \times 源运行，相当于 1 吨 \times 年。我们使用来自 [55] 的 XENONnT 背景模型，并且具有相同的能量阈值，模拟了该背景模型加上 Chromium 源产生的中微子弱作用率的数据，固定在这个分析水平上的 $\sin^2\theta_W = 0.231$ 。我们仅考虑模拟数据的统计不确定性，隐含假设系统不确定度非常小。我们针对过程 $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ 进行此计算，通过标准模型中的中性流和电荷流贡献以及无偶极矩进行计算。正如预期的那样，无偶极矩贡献呈现与 W/Z 介导贡献相同的光谱形状，这需要大量统计才能在统计误差范围内区分这两个分量。由于来自 ^{51}Cr 的中微子通量较大，我们发现反冲率相对于太阳中微子大约增强了 ~ 19.5 倍，并且扩展到了大于太阳 pp 中微子通量端点的能量。这在探测器中产生了数量可观的事件，这些事件是由来自 ~ 6 吨 \times 源运行曝光中的中微子偶极矩引起的，在 XENONnT 的当前范围内可以达到。

图 1 显示了 XENONnT 中的模拟数据和背景模型，包括来自电子中微子无偶极矩的不同值的贡献。如图所示，对于这种曝光量，统计不确定性掩盖了由标准模型预期的无偶极矩值引起的电离率之间的任何差异。然而，如果由于超出标准模型的贡献使无偶极矩变大，它可以通过 ~ 6 吨 \times 源运行曝光量检测到。例如，如图所示，一个 $a_{ee} = 10^{-32}\text{cm}^2$ 的无偶极矩将诱导一个超过大多数能量区段统计误差棒的速率。这种增大的无偶极矩值可以由与中微子在树级别耦合的 MeV 尺度毫电荷部分所引起。我们将在手稿后面讨论此类模型。在以下内容中，我们演示了当曝光量足够大时，统计不确定性可能不会掩盖由中微子轴偶极矩引起的回弹率差异，如标准模型中预期的那样，因为它们随曝光量 \mathcal{E} 按 $\sigma \sim \sqrt{\mathcal{E}}$ 缩放，而由轴偶极矩引起的速率则线性缩放 $N_{\text{exp}} \sim \mathcal{E}$ 。

我们将从未来 XENONnT 实验模拟中未观察到事

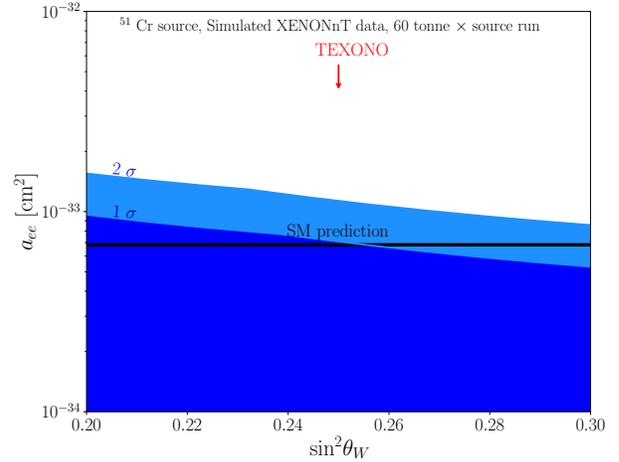


图 2. 1σ 和 2σ 级电子中微子无偶极矩的等值线，使用 XENONnT 和 60 吨 \times 源运行（相当于 10 吨 \times 年）的 ^{51}Cr 源。来自 TEXONO 的中微子轴偶极矩最强限制， $a_{ee} \leq 5.5 \times 10^{-33}\text{cm}^2$ ，以红色箭头显示 [29]。为了比较，我们将电子中微子轴偶极矩的标准模型预测作为黑色线条展示。

件过剩的情况下，推导出电子中微子对角磁偶极矩 a_{ee} 的预期约束条件。我们将对 XENONnT 感兴趣的区域执行简化的分箱 χ^2 分析，其中 χ^2 函数定义为

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_{\text{obs}} - N_{\text{bck}} - N_{\text{exp}}(a_{ee}, \sin^2\theta_W, u_{Cr}))^2}{\eta_i^2}$$

并且索引 i 遍历实验中的所有区间， N_{obs} 是在 XENONnT 中模拟的观测事件数， N_{bck} 是没有 ^{51}Cr 源的背景模型，而 η 是观测到的事件数量的统计不确定性。 $N_{\text{exp}}(a_{ee}, \sin^2\theta_W, u_{Cr}, u_m)$ 是从铬源产生的中微子通量引起的中微子-电子散射预期事件的数量，这取决于弱混合角的确切值（该值不确定），铬源的活性 u_{Cr} 的不确定性，液氙探测器的有效质量 u_m 的不确定性，以及电子中微子轴偶极矩本身 a_{ee} 。实际上，来自铬源的中微子的非对角轴偶极矩和太阳中微子的缪子及陶子轴偶极矩也会在探测器中引起散射。对于 SM 预测的中微子阿纳波尔矩值，我们发现这些贡献是次要的（至少比对角线贡献小 $\sim 60\%$ ），因此在后续分析中我们将忽略它们¹ 我们可以推导出 χ^2 函数不确定参数上的上限，以达到所需的显著性水平 σ

¹我们对铬源电子中微子无偶极矩的灵敏度前景也可以通过一个对角和非对角贡献的线性组合来解释。由于非对角贡献被 PMS 矩阵元素 $a_{\nu_e \nu_e}$ =

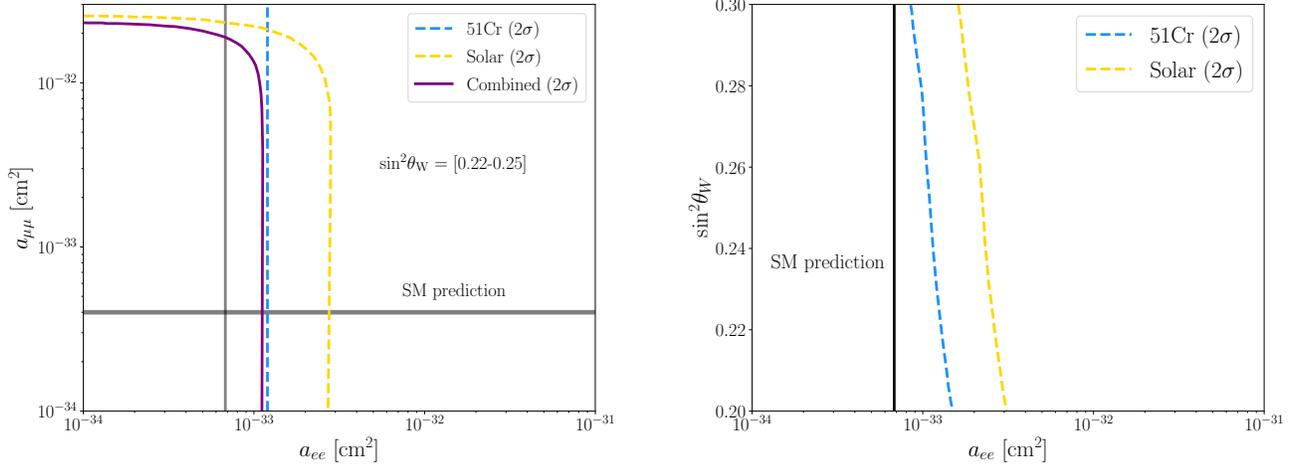


图 3. 左图 2σ 对电子中微子和缪中微子阿纳波矩组合的灵敏度与 XENONnT 的关系。该灵敏度源自结合了 ^{51}Cr 源，以及 $60 \text{ 吨} \times \text{源}$ 运行，并且没有铬源的情况下进行的运行，但考虑到太阳中微子通量和 $195 \text{ 吨年} \times$ 的曝光，这将产生与使用 $60 \text{ 吨} \times \text{源}$ 运行时相似的速率。实黑线表示电子中微子和缪中微子对角阿纳波矩的标准模型预测。右侧图： 2σ 灵敏度来自 ^{51}Cr 源，暴露量为 $60 \text{ 吨} \times \text{源}$ 运行（蓝色），以及来自太阳中微子，暴露量为 $195 \text{ 吨} \times \text{年}$ （橙色）的参数空间上的电子中微子阿纳波矩和弱混合角。标准模型对阿纳波矩的预测以垂直线和水平线表示。

和自由度 $d.o.f$ 作为 [56]

$$\chi^2(a_{ee}, \sin^2\theta_W, u_{Cr}, u_m) - \chi_{\min}^2 \leq \chi_{\sigma, d.o.f}^2 \quad (8)$$

其中 χ_{\min}^2 是所有参数上函数的最小值，而 $\chi_{\sigma, d.o.f}^2$ 是从统计分布 χ^2 中得出的。在实践中，我们将仅约束无偶极矩和弱混合角，并且我们将在铬源纯度的不确定性上最小化我们的 χ^2 ，我们认为其为 1%，尽管 BEST 合作组报告说它小至 0.23% [52]，并且在探测器质量的不确定性上进行最小化，对于最近在 XENONnT[35] 中的分析来说，其为 2.75%。探测器质量和铬源的不确定性，用 u_m 和 u_{Cr} 参数化，作为对散射率归一化的修正。具体来说，在等式 6 中引入了以下修改：

$$\mathcal{E} \rightarrow (1 + u_m)\mathcal{E} \quad (9)$$

其中 $u_m \in (-0.0275, 0.0275)$ 表示探测器质量的不确定性，以及

$$\left\langle \frac{d\phi^\alpha}{dT_\nu} \right\rangle \rightarrow (1 + u_{Cr}) \left\langle \frac{d\phi^\alpha}{dT_\nu} \right\rangle \quad (10)$$

其中 $u_{Cr} \in (-0.01, 0.01)$ 表示铬源活性的不确定性。在

$\sum_{k,j} U_{\ell'k} a_{\nu k_j} U_{\ell j}^*$ 抑制，这相当于相对于对角贡献有 $\sim 50 - 60\%$ 的抑制，因此对角贡献占主导地位。我们的分析专注于仅探测电子中微子的对角无偶极矩，这是一种保守的方法。

图 2 中，我们展示了电子中微子轴偶极矩与弱混合角的参数空间中的 1σ （浅蓝色）和 2σ 水平（深蓝色）等值区域，这些数据来自一个使用 $60 \text{ 吨} \times \text{源}$ 并以 ^{51}Cr 源运行的模拟 XENONnT 实验，并仅考虑统计不确定性。可以看出，在这种实验设置下可以测试电子中微子轴偶极矩达到 1σ 水平。我们考虑了弱混合角的一系列值，这些值远超出了从低能反应堆中微子实验获得的当前不确定范围 [57]。显然，在我们的实验设置中，中微子轴子矩的 SM 期望值可以在 1σ 水平上被探测到，尽管弱混合角存在不确定性。这一陈述依赖于检测器质量的不确定性小于 2.75%，并且铬源的活性低于 1%，这一点对于当前的液氙检测器和 ^{51}Cr 来源开发的 [35, 52] 来说是真实的。

对于足够质量的探测器 ($\gtrsim 60 \text{ 吨}$)，单个源可能在单一运行期间产生可检测到的事件率。XLZD 协作组的第一个提案预计将达到 60 到 80 吨的探测器质量，因此原则上只需要补充一次源就能达到对中微子偶极矩 σ 的 1-2 灵敏度。追求这一科学目标的另一种可能性是将当前的 XENONnT 探测器重新用于寻找中微子的偶极矩，一旦 XLZD 探测器开始运行。在这种情况下，由于 XENONnT 探测器的质量仅为 5.9 吨，因此在达到所需的对中微子偶极矩灵敏度之前，需要补

充 ^{51}Cr 源大约 ~ 10 次。

从图 2 可以看出, 我们的提议显著改善了先前最强的界限, 该界限来自 PDG[58] 中报道的内容, 该内容源自反应堆中微子实验 TEXONO[29] 的中微子-电子散射, 使用的是 CsI(Tl) 闪烁晶体探测器。最近, 从 COHERENT[31] 实验中的相干弹性中微子核散射在 CsI 探测器上得出的对电子中微子电荷半径的限制稍强一些。也为 LHC 前向物理设施 [32] 得出了设定比 TEXONO 更强界限的可能性。

应指出的是, 我们的建议允许超越 $1-2\sigma$ 检测水平, 如果将来能够实现更大的曝光量和更小的系统不确定性 (主要是探测器的质量)。例如, 将探测器质量的不确定性减小到 1%, 并且曝光量为 300 吨 \times 源运行, 将使我们能够达到弱混合角大于 $\sin^2\theta_W \gtrsim 0.23$ 的值时 3σ 的灵敏度水平。因此, 我们鼓励我们的实验同事进一步减少探测器质量的系统不确定性, 这在对中微子偶极矩的敏感前景中也扮演着重要角色, 并且与总曝光量一起起作用。

对电子和缪子中微子偶极矩组合的敏感性

在以下内容中, 我们将使用一个实验装置, 该装置对太阳中微子通量的曝光量是铬源 ^{51}Cr 源曝光量的 10 倍, 并推导出电子中微子无偶极矩 (同时存在于太阳和铬通量中) 和 μ 中微子无偶极矩 (仅存在于太阳通量中) 的预期组合约束。如果铬源在为期两个月的源运行期间操作, 但实验继续运行另外 ~ 20 个月并对太阳中微子通量保持敏感, 那么这将是一个合理的场景, 接近当前液氙时间曝光情况。

在这种情况下, 我们将最小化 χ^2 函数在 $\sin^2\theta_W = 0.22 - 0.25$ 范围内的值, 超出低能中微子实验的不确定性范围 [57], 因此我们的选择是保守的。在图 3 的右侧面板中, 我们展示了电子中微子赝偶极矩与 μ 子中微子赝偶极矩参数空间中的预期约束条件。我们发现, 在这种情况下可以探测到标准模型对电子中微子赝偶极矩的预测值为 1σ , 而 μ 子中微子赝偶极矩的预期值偏离 2σ 等高线超过一个数量级。铬源与太阳中微子通量结合, 并且曝光度增加 19.5 倍, 可以将对电子中微子赝偶极矩的敏感性提高到 20%。

我们还在图 3 的右面板展示了来自 ^{51}Cr 和太阳中微子的个别约束条件, 这些条件是在弱混合角与电子

中微子阿纳波矩之间的参数空间上得到的, 在此之前已经对范围为 $a_{\mu\mu} = [10^{-32} - 10^{-34}]\text{cm}^2$ 的缪子中微子阿纳波矩进行了边缘化处理。图 3 强调了即使将太阳中微子的曝光度增加到 19.5 倍, 来自 ^{51}Cr 源的改进仍然存在。铬源的改进主要源于它完全由电子中微子组成, 而太阳中微子通量则分布于所有种类之中。

最后, 我们讨论了通过未来测量中微子的无偶极矩来限制中微子领域新物理的可能性。强约束作用于来自对撞机、束流倾倒、间接和直接探测实验的新带电 GeV 尺度粒子, 这些约束使得此类新粒子必须非常重。中微子可能间接带有电荷, 从而规避了其中的一些约束。例如, 中微子可能与暗物质领域下新的 $U(1)'$ 对称性下的新粒子耦合, 其相应的规范玻色子在动力学上与标准模型光子混合 (参见例如 [61, 62] 中类似的想法)。尽管中微子在此新的对称性下不带电, 它们可能在一环阶获得暗矩和由于与标准模型光子的动力学混合作用的有效矩。这将自然地通过有效无偶极矩诱导中微子-电子相互作用。如果暗部门 ϕ 中存在新的标量场、狄拉克费米子 χ 和在暗 $U(1)'$ 下带电且以 e 为单位的矢量玻色子 V , 并且它们与中微子耦合, 这些会在一环阶产生中微子的暗电磁矩。暗 $U(1)'$ 的轻或无质量规范玻色子 A' 与 SM 光子混合, 为暗电磁相互作用向可见部门提供了媒介。强度由动能混合 ϵ 决定通过

$$\mathcal{L} = \frac{\epsilon}{2} F'_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (11)$$

其中 $F'_{\mu\nu}$ 和 $F^{\mu\nu}$ 分别是 $U(1)'$ 和 $U(1)$ 规范场 A' 和 A 的场强。中微子与毫电荷暗区粒子之间的相互作用可以通过拉格朗日量

$$\mathcal{L}_\phi = \bar{\nu}_\alpha (c_L^\alpha P_L + c_R^\alpha P_R) \phi^* \chi_\alpha \quad (12)$$

来描述

$$\mathcal{L}_V = \bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu (v_L^\alpha P_L + v_R^\alpha P_R) V_\mu \chi_\alpha + \bar{\nu}_\alpha (g_R^\alpha P_R + g_L^\alpha P_L) G \chi_\alpha \quad (13)$$

其中 χ_α 是一个狄拉克费米子, V_μ 是一个带电的有质量矢量玻色子, ϕ 是一个复标量场, 而 G 是 V_μ 的纵向戈德斯通极化。这些耦合在一圈阶导致与暗光子 A' 的相互作用。 cg 和 v 分别是中微子与标量和矢量粒子耦合的系数。我们注意到, 无极矩的值取决于左手和右手耦合强度的相对大小, 可以取正值或负值。

在中微子质量的一阶以内, 由于圈图中新 BSM 粒

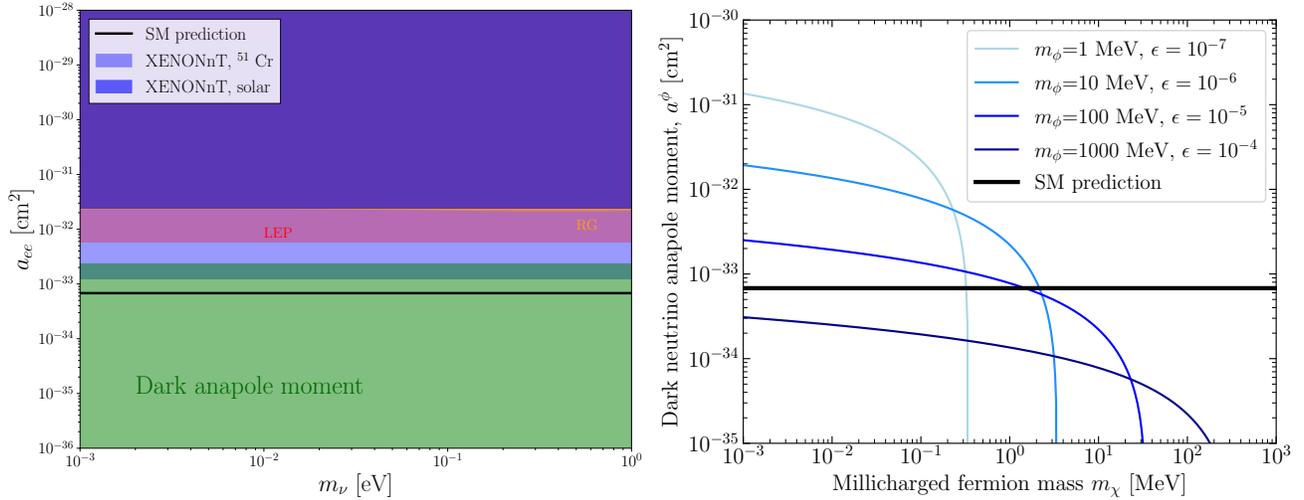


图 4. 左图: 预测的 BSM 值电子中微子对角暗轴偶极矩在本工作中考虑的参数空间 (阴影绿色) 与 SM 预期 (实线黑色) 进行了对比。这些预测值符合对毫电荷粒子的补充约束条件, 见例如 [59]。为了进行比较, 我们展示了本工作中通过固定 $\sin^2\theta_W = 0.2312$ 得到的来自太阳中微子在 XENONnT 中的当前限制、一个 ^{51}Cr 光源和相同曝光时间下的预期限制, 以及来自 LEP 和红巨星 [60] 的补充约束。右面板: 暗中微子轴偶极矩作为毫电荷费米子质量的函数值, 与 SM 预测相比, 在不同暗标量质量和动能混合情况下的比较。这里我们取 $Q = 1$ 和 $(|c_L|^2 - |c_R|^2) = 1$ 具体说明。

子导致的 (Majorana) 中微子对角单极矩的 BSM 贡献已经在多种工作中进行了计算, 例如 [22, 25, 63–65]。可以在 [65] 中找到有用的紧凑表达式, 其归一化可以调整以考虑具有毫电荷的暗部分子。例如, 由新的毫电荷费米子 χ 和标量 ϕ 在具有动能混杂 ϵ 的 SM 的 $U(1)'$ 扩展中诱导出的无杆矩为

$$a^\phi \simeq \frac{\epsilon e Q}{96\pi^2 m_\nu^2} \left[|c_L|^2 - |c_R|^2 \right] \frac{3(\eta^2 - \bar{\eta}^2) + (2\eta^2 + \bar{\eta}^2) \log \frac{\eta}{\bar{\eta}}}{(\eta^2 - \bar{\eta}^2)^2} \quad (14)$$

其中我们定义了以下比率:

$$\eta = \frac{m_\chi}{m_\nu}, \quad \bar{\eta} = \frac{m_\phi}{m_\nu}, \quad (15)$$

这些比率控制无杆矩的强度。当这些比率变小时, 暗无杆矩会被增强。我们在图 4 的右面板中展示了这一示例, 显示了中微子无杆矩值作为暗毫电荷质量以及不同暗标量质量函数的变化。

我们考虑暗部门粒子质量在兆电子伏特尺度上的取值, 以及当前实验室、天体物理和宇宙学约束允许的耦合和动能混合 [59, 66]。如图 4 左侧所示, 在阴影绿色区域中展示了在这种设置下获得的中微子偶极矩范围, 并与标准模型预期进行了比较。可以看出, 中微子偶极矩可以根据所考虑的参数选择相对于标准模型贡

献增强或抑制。可以看出, 我们提出的在 XENONnT 中使用 ^{51}Cr 光源并具有 60 吨 \times 源运行来探测暗偶极矩允许的参数空间的方法。如果未检测到超出现象, 则此次搜索将为中微子喜爱的轻暗 $U(1)$ 部门设定新的领先约束。此外, ^{51}Cr 搜索在对来自 LEP 的电子-正电子碰撞、红巨星异常冷却过程 [60] 和我们在本文中使用的 [38] 数据推导的 XENONnT 中的太阳中微子-电子散射的当前限制进行补充探测时有所改进。需要注意的是, 来自 LEP 的限制仅适用于生成电磁矩的粒子足够重的情况下, 即在 GeV 能标下与实验中心质量能量相比要重得多。因此, 对于本文所提出的模型讨论中的较轻圈内粒子质量, 该限制不适用。此外, 在图 4 左侧面板中, 我们展示了由轻暗部分诱导的中微子暗反偶极矩的各种参数预测。这里可以清楚地看出, 当涉及圈的粒子 m_ϕ 和 m_χ 的质量较小时, 反偶极矩会增强。

结论

我们已经表明, 在液氙探测器附近放置一个 ^{51}Cr 光源可能允许以 1σ 的水平检测标准模型预测的电子中微子无偶极矩。达到对标准模型预测的中微子无偶极

矩具有 1σ 灵敏度所需的曝光量约为 60 吨 \times 源运行时间，相当于 10 吨 \times 年的运行时间，在不久将来的液氙实验如 XLZD 中可以达到。仅通过结合放射源并增加 19.5 倍的太阳中微子通量曝光量，可能会使灵敏度更接近 2σ 的水平。其他可移动的中微子源（例如模块化反应堆）可能对中微子通量有更大的增强作用，并且所需的曝光量会相应减少。我们将这个任务留待未来的研究。

此外，我们讨论了未来对偶极矩的测量将如何限制中微子领域的新型物理。特别是，我们讨论了活动中微子可以在一循环水平上获得暗偶极矩，并且暗超轻或无质量规范玻色子与标准模型光子之间的动能混合作用会产生一个有效的中微子偶极矩。我们展示了循环中的新粒子可以增强或抑制相对于标准模型贡献的偶极矩，这将允许限制带有轻度密电荷粒子的模型，这些粒子也与中微子耦合。

致谢

我们感谢 Ian M. Shoemaker 和 Garv Chauhan 的有益讨论。该工作得到了美国能源部科学办公室 DE-SC0020262 奖号的支持。

-
- [1] J. F. Nieves, Phys. Rev. D **26**, 3152 (1982).
 [2] B. Kayser, Phys. Rev. D **26**, 1662 (1982).
 [3] C. Giunti and A. Studenikin, Rev. Mod. Phys. **87**, 531 (2015), arXiv:1403.6344 [hep-ph].
 [4] A. Cisneros, Astrophys. Space Sci. **10**, 87 (1971).
 [5] G. Barbiellini and G. Cocconi, Nature **329**, 21 (1987).
 [6] W. Grimus and P. Stockinger, Phys. Rev. D **57**, 1762 (1998), arXiv:hep-ph/9708279.
 [7] G. G. Raffelt, Phys. Rept. **320**, 319 (1999).
 [8] A. Studenikin, EPL **107**, 21001 (2014), [Erratum: EPL 107, 39901 (2014), Erratum: Europhys.Lett. 107, 39901 (2014)], arXiv:1302.1168 [hep-ph].
 [9] J.-W. Chen, H.-C. Chi, H.-B. Li, C. P. Liu, L. Singh, H. T. Wong, C.-L. Wu, and C.-P. Wu, Phys. Rev. D **90**, 011301 (2014), arXiv:1405.7168 [hep-ph].
 [10] B. C. Canas, O. G. Miranda, A. Parada, M. Tortola, and J. W. F. Valle, Phys. Lett. B **753**, 191 (2016), [Addendum: Phys.Lett.B 757, 568–568 (2016)], arXiv:1510.01684 [hep-ph].
 [11] C.-C. Hsieh, L. Singh, C.-P. Wu, J.-W. Chen, H.-C. Chi, C. P. Liu, M. K. Pandey, and H. T. Wong, Phys. Rev. D **100**, 073001 (2019), arXiv:1903.06085 [hep-ph].
 [12] D. Aristizabal Sierra, O. G. Miranda, D. K. Papoulias, and G. S. Garcia, Phys. Rev. D **105**, 035027 (2022), arXiv:2112.12817 [hep-ph].
 [13] A. N. Khan, Phys. Lett. B **837**, 137650 (2023), arXiv:2208.02144 [hep-ph].
 [14] A. N. Khan, Nucl. Phys. B **986**, 116064 (2023), arXiv:2201.10578 [hep-ph].
 [15] M. Atzori Corona, W. M. Bonivento, M. Cadeddu, N. Cargioli, and F. Dordei, Phys. Rev. D **107**, 053001 (2023), arXiv:2207.05036 [hep-ph].
 [16] P. Coloma, P. Coloma, M. C. Gonzalez-Garcia, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, M. Maltoni, J. a. P. Pinheiro, J. a. P. Pinheiro, S. Urrea, and S. Urrea, JHEP **07**, 138 (2022), [Erratum: JHEP 11, 138 (2022)], arXiv:2204.03011 [hep-ph].
 [17] P. Coloma, I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, L. Larizgoitia, F. Monrabal, and S. Palomares-Ruiz, JHEP **05**, 037 (2022), arXiv:2202.10829 [hep-ph].
 [18] S. K. A., A. Majumdar, D. K. Papoulias, H. Prajapati, and R. Srivastava, Phys. Lett. B **839**, 137742 (2023), arXiv:2208.06415 [hep-ph].
 [19] G. Herrera, JHEP **05**, 288 (2024), arXiv:2311.17719 [hep-ph].
 [20] D. Aristizabal Sierra, V. De Romeri, and D. K. Papoulias, JHEP **09**, 076 (2022), arXiv:2203.02414 [hep-ph].
 [21] K. Fujikawa and R. Shrock, Phys. Rev. Lett. **45**, 963 (1980).
 [22] R. E. Shrock, Nucl. Phys. B **206**, 359 (1982).
 [23] M. J. Musolf and B. R. Holstein, Phys. Rev. D **43**, 2956 (1991).
 [24] J. Bernabeu, L. G. Cabral-Rosetti, J. Papavassiliou, and J. Vidal, Phys. Rev. D **62**, 113012 (2000), arXiv:hep-ph/0008114.
 [25] L. G. Cabral-Rosetti, M. Moreno, and A. Rosado, AIP Conf. Proc. **623**, 347 (2002), arXiv:hep-ph/0206083.
 [26] J. Bernabeu, J. Papavassiliou, and J. Vidal, Phys. Rev. Lett. **89**, 101802 (2002), [Erratum: Phys.Rev.Lett. 89, 229902 (2002)], arXiv:hep-ph/0206015.
 [27] K. Fujikawa and R. Shrock, Phys. Rev. D **69**, 013007 (2004), arXiv:hep-ph/0309329.
 [28] M. Hirsch, E. Nardi, and D. Restrepo, Phys. Rev. D **67**, 033005 (2003), arXiv:hep-ph/0210137.
 [29] M. Deniz *et al.* (TEXONO), Phys. Rev. D **81**, 072001 (2010), arXiv:0911.1597 [hep-ex].

- [30] M. Cadeddu, C. Giunti, K. A. Kouzakov, Y.-F. Li, Y.-Y. Zhang, and A. I. Studenikin, *Phys. Rev. D* **98**, 113010 (2018), [Erratum: *Phys.Rev.D* 101, 059902 (2020)], arXiv:1810.05606 [hep-ph].
- [31] M. Atzori Corona, M. Cadeddu, N. Cargioli, F. Dordei, C. Giunti, Y. F. Li, C. A. Ternes, and Y. Y. Zhang, *JHEP* **09**, 164 (2022), arXiv:2205.09484 [hep-ph].
- [32] R. Mammen Abraham, S. Foroughi-Abari, F. Kling, and Y.-D. Tsai, (2023), arXiv:2301.10254 [hep-ph].
- [33] C. Giunti and C. A. Ternes, *Phys. Rev. D* **108**, 095044 (2023), arXiv:2309.17380 [hep-ph].
- [34] J. Aalbers *et al.* (LZ), *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041002 (2023), arXiv:2207.03764 [hep-ex].
- [35] E. Aprile *et al.* (XENON), *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041003 (2023), arXiv:2303.14729 [hep-ex].
- [36] P. Vogel and J. Engel, *Phys. Rev. D* **39**, 3378 (1989).
- [37] A. N. Khan, *Phys. Lett. B* **809**, 135782 (2020), arXiv:2006.12887 [hep-ph].
- [38] E. Aprile *et al.* (XENON), *Phys. Rev. Lett.* **129**, 161805 (2022), arXiv:2207.11330 [hep-ex].
- [39] Y. Meng *et al.* (PandaX-4T), *Phys. Rev. Lett.* **127**, 261802 (2021), arXiv:2107.13438 [hep-ex].
- [40] E. Vitagliano, I. Tamborra, and G. Raffelt, *Rev. Mod. Phys.* **92**, 45006 (2020), arXiv:1910.11878 [astro-ph.HE].
- [41] J.-C. Peng and G. Baym, *Phys. Rev. D* **106**, 063018 (2022), arXiv:2205.02363 [hep-ph].
- [42] P. Coloma, P. Huber, and J. M. Link, *JHEP* **11**, 042 (2014), arXiv:1406.4914 [hep-ph].
- [43] E. Aprile *et al.* (XENON), *Eur. Phys. J. C* **84**, 784 (2024), arXiv:2402.10446 [physics.ins-det].
- [44] G. Bellini *et al.* (Borexino), *JHEP* **08**, 038 (2013), arXiv:1304.7721 [physics.ins-det].
- [45] O. Masson, G. Steinhäuser, D. Zok, and B. Zorko, *PNAS* **116**, 1675s0 (2019).
- [46] P. Anselmann *et al.* (GALLEX), *Phys. Lett. B* **342**, 440 (1995).
- [47] D. N. Abdurashitov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4708 (1996).
- [48] J. N. Abdurashitov *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 045805 (2006), arXiv:nucl-ex/0512041.
- [49] V. V. Barinov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 232501 (2022), arXiv:2109.11482 [nucl-ex].
- [50] C. Grieb, J. Link, and R. S. Raghavan, *Phys. Rev. D* **75**, 093006 (2007), arXiv:hep-ph/0611178.
- [51] P. Coloma, P. Huber, and J. M. Link, (2020), arXiv:2006.15767 [hep-ph].
- [52] S. N. Danshin *et al.*, *JINST* **17**, P08029 (2022), arXiv:2207.10928 [physics.ins-det].
- [53] J. Aalbers *et al.*, *J. Phys. G* **50**, 013001 (2023), arXiv:2203.02309 [physics.ins-det].
- [54] P. Huber, *Phys. Rev. D* **107**, 096011 (2023), arXiv:2209.02885 [hep-ph].
- [55] E. Aprile *et al.*, (2022), arXiv:2207.11330 [hep-ex].
- [56] S. S. Wilks, *Annals Math. Statist.* **9**, 60 (1938).
- [57] B. C. Canas, E. A. Garcés, O. G. Miranda, M. Tortola, and J. W. F. Valle, *Phys. Lett. B* **761**, 450 (2016), arXiv:1608.02671 [hep-ph].
- [58] S. Navas *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **110**, 030001 (2024).
- [59] H. Vogel and J. Redondo, *JCAP* **02**, 029 (2014), arXiv:1311.2600 [hep-ph].
- [60] X. Chu, J.-L. Kuo, J. Pradler, and L. Semmelrock, *Phys. Rev. D* **100**, 083002 (2019), arXiv:1908.00553 [hep-ph].
- [61] M. Lindner, B. Radovčić, and J. Welter, *JHEP* **07**, 139 (2017), arXiv:1706.02555 [hep-ph].
- [62] S. Jana, M. Klasen, V. P. K., and L. P. Wiggering, (2024), arXiv:2406.18641 [hep-ph].
- [63] J. L. Lucio, A. Rosado, and A. Zepeda, *Phys. Rev. D* **31**, 1091 (1985).
- [64] B. W. Lee and R. E. Shrock, *Phys. Rev. D* **16**, 1444 (1977).
- [65] A. Ibarra, M. Reichard, and R. Nagai, *JHEP* **01**, 086 (2023), arXiv:2207.01014 [hep-ph].
- [66] S. Davidson, S. Hannestad, and G. Raffelt, *JHEP* **05**, 003 (2000), arXiv:hep-ph/0001179.