

费米实验室 Muon g-2 实验中的 μ 子反常磁矩的 2/3 测量

Estifa'a Zaid^{a,*}

^aUniversity of Liverpool,
Oliver Lodge, Liverpool, United Kingdom

*On behalf of the g-2 collaboration

E-mail: ezaid@liverpool.ac.uk

费米实验室的缪子 g-2 实验旨在测量缪子磁矩异常 $a_\mu = (g - 2)/2$ ，最终目标精度为 0.14 parts-per-million (ppm)。实验的初步结果于 2021 年发布，使用了 2018 年的 Run 1 数据，并确认了布鲁克海文国家实验室的先前测量结果，其灵敏度相当，为 0.46 ppm。在 2023 年，基于 2019 和 2020 年收集的 Run 2 和 Run 3 数据发布了一个新结果。这些数据集包含的数据量是 Run 1 的四倍，大大增强了灵敏度，并达到了前所未有的不确定度 0.20 ppm。这一进展使得统计不确定性和系统不确定性都改善了两倍。在这里，我们将讨论缪子 g-2 测量、相对于 Run 1 结果的精度提高情况，并对将结合 2021 至 2023 年数据集的未来测量提供展望。此外，我们还将探讨新的测量结果与最新的标准模型预测对比的意义。

第 43 届粒子碰撞物理学国际研讨会 (PIC2024)
2024 年 10 月 22 日至 25 日
希腊雅典

*Speaker

1. 缪子 g-2

基本粒子的磁矩 $\vec{\mu}$ 可以用其质量 m 、电荷 q 和自旋 \vec{S} 表达

$$\vec{\mu} = g \frac{q}{2m} \vec{S} \quad (1)$$

其中, g 是磁旋比, 一个无量纲的量, 描述了磁矩的强度。施温格在 1948 年对电子磁旋比的计算表明, g 与狄拉克理论预测的 2 有所不同。[1]. 这种差异是由于给定轻子与虚粒子之间的相互作用引起的, 这些虚粒子为 g 因子提供了额外的贡献, 可以用异常磁矩 $a = \frac{g-2}{2}$ 来参数化。

电子的 g 因子已经被计算到了惊人的精度, 发现电子反常磁矩与其实验测量值 [16] 相符。然而, 缪子反常磁矩为物理学家提供了一个持续了二十多年的问题。实验测量值和标准模型 (SM) 预测之间的差异一直存在, 表明可能有不在 SM 理论中的粒子存在。

在布鲁克海文国家实验室 (BNL) 进行的 E821 实验 [2] 测量了缪子磁异常, 相对精度为 0.54 部分每百万 (ppm), 揭示了一个接近 3σ 的与标准模型预测 [7] 的偏差。随着时间的推移, 标准模型计算的进步将这一偏差增加到 3.7σ , 使其成为实验数据和标准模型预测之间最显著差异之一。为了进一步调查这种偏差并提高测量精度, 费米国家加速器实验室 (FNAL) 启动了 E989 缪子 g-2 实验, 从 2018 年开始收集数据。这里将讨论费米实验室实验的两个已发表结果 [3] [4], 以及对预计在 2025 年发布的第三和最终结果改进的期望。该实验实现的高精度激励了理论界产生越来越精确的标准模型预测值来对应缪子 g-2。

2. 费米实验室的缪子 g-2 实验

费米实验室的 Muon g-2 实验旨在以 0.14 ppm 的精度测量 μ 子的反常磁矩, 这比 BNL 实验 [5] 的精度提高了四倍。该实验使用由费米实验室加速器复合体产生的正 μ 子。费米实验室设有一个线性加速器, 在这里质子达到高达 400 MeV 的能量后被注入一个助推环中以进一步提高到 8 GeV。利用固定靶产生高能正 π 介子; 然后选择并分离出 3.1 GeV 的 π 介子, 从质子中将其分开。由此产生的 μ 子束是由于 π 介子衰变而来的, 其极化度达到 95%, 这是 Muon g-2 实验原理的关键特征。

2.1 实验设置

缪子 g-2 实验装置的主要特征是一个半径为 3.56 米、磁场强度为 1.45 特斯拉的超级铁磁储存环, 该储存环是从 BNL 实验中回收来的。这个环通过一系列跨越钢轭周长的三个超导线圈来限制极化缪子束, 从而在整个区域提供均匀的磁场。图 1 展示了带有绝缘材料的空中视角下的这个环。缪子是使用沿环对称放置的四个静电四极磁铁垂直限制的。

用于进行这种精密测量的探测器有三种类型。第一种由 24 个电磁量热计组成, 这些量热计采用铅氟化物 (PbF_2) 晶体, 均匀分布在环内 [10]; 它们被用来测量正电子的能量, 这些正电子是由 μ 子衰变产生的。每个晶体都连接到一个硅光电倍增管读出装置上。第二种类型由两个管状跟踪站组成, 用于测量 μ 子束的特性, 以便更好地确定系统不确定性和进行辅助测量。每个跟踪站包含 8 个跟踪模块, 所有模块均位于储存环真空区内但不在 μ 子束路径内。第三种类型是由核磁共振 (NMR) 探针组成的, 用来测量磁场。有 378 个探针分布在储存环上方和下方的 72 个位置上, 它们持续监测存储期间的场漂移。一种所谓的“磁场推车”每 3 到 5 天会在没有 μ 子束的情况下通过储存环。这提供了磁场的地图, 并包含

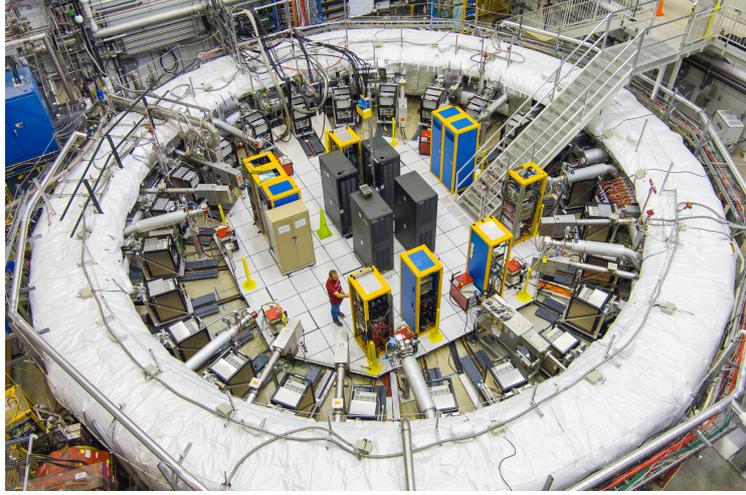


图 1: 费米实验室 Muon g-2 实验装置的视图。最显著的特点是覆盖着白色绝缘毯的储存环 [7]。

17 个 NMR 探针。除了上述探测器设置之外，还使用了一种最先进的激光校准系统来测量增益波动，在从 $10ns$ 到整个实验寿命的不同时间尺度上实现亚千分之一级别的精度。这是通过同时向电磁量热计的 1296 个晶体发送校准脉冲来完成的。

2.2 实验原理

一个带电粒子，当被放置在一个磁场 \vec{B} 中时，将会沿着圆形轨道运动，其自旋会感受到一个力矩使其像陀螺一样旋转。随着缪子穿过环形路径，它的自旋方向会领先于其动量方向旋转，这个旋转频率为回旋频率。该实验测量了异常进动频率，定义为两者之间的差异；通过这一频率与磁场 a_μ ，我们可以确定。

$$\omega_a = \omega_s - \omega_c = a_\mu \frac{e}{m_\mu c} B. \quad (2)$$

进动频率 ω_s 和磁场强度提供了计算异常磁矩 a_μ 的成分。在这种实验中，我们通过直接测量 a_μ 来确定 g ；如果 g 等于 2，则 $a_\mu = 0$ 和自旋进动将等于回旋频率。

由于缪子的自旋极化和弱衰变中的宇称违反，高能正电子倾向于沿着缪子自旋的方向发射。随着缪子自旋在磁场中进动，检测并计数高于指定阈值能量的正电子提供了一种测量异常进动频率 ω_a 的方法。进入量热器的高能正电子数量作为时间函数被计数，并根据与正电子能量相关的衰变不对称性进行加权。这个时间谱（波动图）有一个在 ω_a 频率上的振荡。当自旋矢量与动量矢量对齐时，正电子数目最多。为了提取 ω_a ，执行了一个多参数拟合函数，并考虑到束振荡、缪子损失和探测器效应。每一种束动力学效应都为波动图贡献一个额外的频率成分，因此增加了拟合中的参数数量。图 2 显示了检测到的 e^+ 时间谱的振荡及其拟合，以及从时间序列拟合残差得出的快速傅里叶变换 (FFT)。

核磁共振探针用于测量作为进动频率（拉莫尔频率）的磁场 ω_p [12]。两个频率 ω_a/ω_p 的比值与参考测量结果一起给出了 μ 子的反常磁矩 a_μ 。

$$a_\mu = \frac{\omega_a \mu_p m_p g_e}{\omega_p \mu_e m_e 2} \quad (3)$$

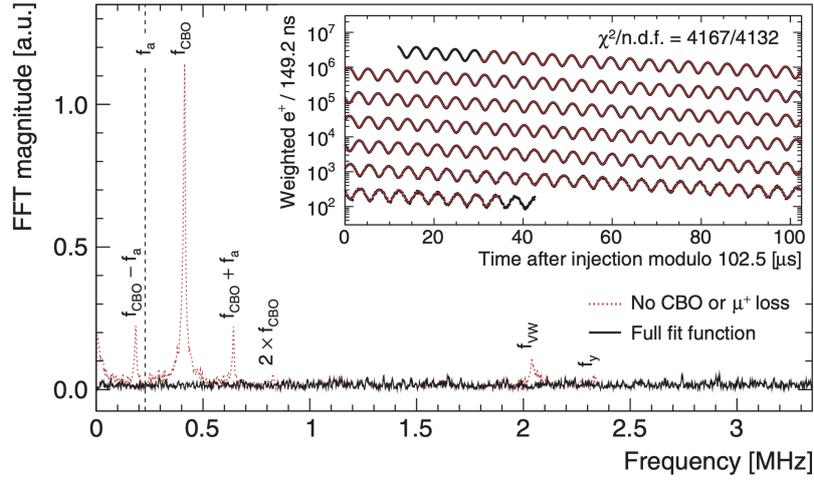


图 2: 残差的傅里叶变换来自时间序列拟合。红色虚线曲线显示了忽略束流运动和 Muon 损失时的结果，而黑色曲线则对应包含这些效应的完整拟合。插图显示了来自 Run 1c 数据集的 e^+ 时间谱（黑色），叠加了完整的拟合函数（红色） [3]。

其中外部已知常数贡献了总不确定度的 ~ 25 零分贝 (ppb)[15]。从方程 3 可以考虑到 μ 子束的运动以及环中存在的瞬时磁场。

$$a_\mu = \underbrace{\left[\frac{f_{\text{clock}} \cdot \omega_a^m (1 + C_e + C_p + C_{pa} + C_{dd} + C_{ml})}{f_{\text{calib}} \cdot \langle \omega_p(\vec{r}) \times M(\vec{r}) \rangle (1 + B_q + B_k)} \right]}_{\mathcal{R}_\mu} \frac{\mu_p(T_r)}{\mu_e(H)} \frac{\mu_e(H)}{\mu_e} \frac{m_\mu}{m_e} \frac{g_e}{2} \quad (4)$$

这些效应导致方程 4，其中 ω_p 由四极和踢磁体瞬变分别进行分数校正，即 B_q 和 B_k 。 B_q 描述了扰乱磁场的 ESQ 板振动， B_k 描述了来自踢磁体的残余涡流。同样，五个校正因子应用于测量的 ω_a 。量子电动力学因子 $\mu_e(H)/\mu_e$ 表示氢原子中电子磁矩与真空中自由电子磁矩的比值。参考温度 $T_r = 34.7^\circ\text{C}$ 是在该条件下测量屏蔽质子到电子磁矩比 $\mu_p(T_r)/\mu_e(H)$ 的条件。另外，使用 muonium 谱学确定了 muon 到电子质量比 m_μ/m_e ，精度达到 22 ppb。所有的校正因子 C_i 来自导致频率偏差的影响。这些影响源自 muon 束的行为以及正电子漂移时间的能量依赖性和量热器接受度的时间依赖性。 C_e 是为考虑 muons 动量分布而需要的电场校正，并且起因于非零电场。 C_p 是用于校正缪子垂直振荡的相位修正。 C_{ml} 是由于缪子衰减率与动量相关而导致的缪子损失修正，因此影响了整个填充时间内缪子的初始相位，并偏置了 ω_a 。 C_{pa} 是由正电子漂移时间的能量依赖性和 calorimeter 接收度的时间依赖性引起的相位接收度校正。 C_{dd} 是由于高动量缪子具有更长寿命而导致的微分衰减修正。

缪子 g-2 合作组采用了一种蒙蔽技术，以防止分析中的无意偏见并确保结果的完整性。这是一种通过在用于测量 ω_a 频率的时钟系统中引入未知频率偏移 (Δf) 来实现的硬件蒙蔽。该偏移由一个独立的团队选定，并且直到所有分析步骤完成才会公开。解除蒙蔽因子表示为 f_{clock} 。

基于上述测量原理，分析分为两部分；磁场强度 ω_p 的测量和异常进动频率 ω_a 的测量及校正。为了最小化误差并使用多种分析技术， ω_a 测量由几个独立的小组进行，然后在考虑到不同分析方法之间的相关性后将结果合并。

3. 运行 1 结果

费米实验室的缪子 g-2 实验历时 6 年采集数据。在此期间，收集并分析了 3220 亿个正电子，这对应于统计不确定度超过了实验设计目标 100 ppb 的统计不确定度，并且数据量是布鲁克海文的 21.9 倍。这些数据可以分为 6 个数据采集阶段（运行 1-6）。第一次实验运行始于 2018 年 3 月，该数据的分析结果于 2021 年 4 月发布 [3]。

Run 1 分析发现 a_μ 为 $116592040 \pm 54 \cdot 10^{-11}$ ，确认了布鲁克海文的测量结果，误差在 0.6σ 以内，并且与当时标准模型预测的紧张度增加了 4.2σ 。图 3 包括 FNAL Run 1 结果。

Run 1 分析的不确定性主要由统计误差主导，给出了 460 ppt 的统计误差，而系统不确定度为 157 ppt。这些都在 Run 2/3 分析中得到了显著改善，将在下一节进行解释。

4. 运行 2/3 分析改进和结果

运行 2 和运行 3 的数据是在 2019-2020 年采集的，而运行 2/3 的分析结果于 2023 年 8 月发表。这项测量得益于更大的统计数据以及系统不确定性的显著改进。统计不确定度从运行 1 的 460 ppb 减少到运行 2/3 的 201 ppb；这直接归因于分析了多出 4.7 倍的正电子数据。

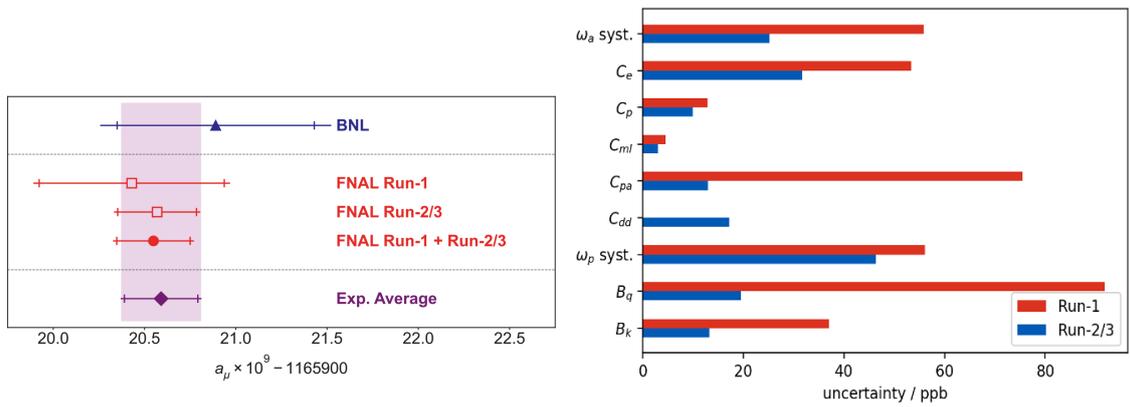


图 3: 左边，实验结果概览对于 a_μ ，图表显示了运行 1 的 [3] 和运行 2/3 的结果 [4] 以及这两者的 FNAL 平均值。布鲁克海文的结果 [2] 也有所展示，以上所有结果的组合以世界平均值 [4] 的形式呈现。正确，运行 1 分析与运行 2/3 分析的误差预算比较。

如图 3 所示，所有系统不确定性在运行 2/3 中均有所降低。总体而言，系统不确定性的改善超过了一倍。最大的改进来自于替换 ESQ 板上的损坏高压电阻器。这些与缪子束同步脉冲的板由 32 个电阻器单独调节。这一问题引入了垂直聚焦中的不对称时间依赖性，进而影响了径向和垂直位置及束宽的稳定性。修复这些电阻器因此大幅降低了相位接受度校正的不确定性， C_p 。

振动四极磁铁产生的振荡磁场使用一种新型改进的核磁共振探针进行了测量。还在周围的许多更多位置进行了测量；这结合了时间上的重复测量，显著降低了瞬态磁场校正 B_q 的不确定性。改进后的磁力计还使 kicker 瞬变 B_k 的系统误差减少了 ~ 3 倍。

踢出系统是一个非铁磁性磁体，它将注入的 μ 子束“踢”入存储环周围的稳定轨道。在运行 1 和运行 2 期间，由于电缆限制，踢出电压被限制在 142 千伏，这阻止了完全中心化 μ 子束并将 μ 子存储在所谓的“魔力动量”，该动量最小化了电场校正。在运行 3 中升级了

电缆，使踢出系统能够以更高的电压工作。这一改进使得 μ 子束更好地居中，减少了电场校正 C_e 并降低了相干贝特拉特振荡 (CBO) 的幅度，这是一种由 μ 子束径向运动产生的束频率。

系统不确定性的测量降低了进动频率的不确定性。这些不确定性的来源来自于导致频率偏差的影响因素。在第一运行中， ω_a 的系统性误差主要来源于堆积污染校正和 CBO 模型化。在第二/第三运行中，显著的努力被应用于减少这两种以及其他系统性不确定性。

当重建算法无法区分两个时间接近的正电子击中量热器时，就会产生堆积效应。一种改进的聚类技术 (将晶体打击组合在一起以重建一个正电子)，利用了定时分辨率的能量依赖性，减少了堆积污染，从而将不确定性从运行 1 中的 35 ppb 降至运行 2/3 [9] 中的 7 ppb。

建模 CBO 的主要挑战在于准确地对 CBO 信号的退相干和 CBO 频率的时间依赖性进行建模。尽管仍然是 Run 2/3 中不确定性的主要来源，增加的数据量使得可以测试更精细的模型来应对这一挑战。数据量的增加以及运行条件稳定性的提高将不确定性从 Run 1 中的 38 ppb 减少到了 Run 2/3 中的 21 ppb。

缪子 $g-2$ 合作组于 2023 年 8 月 10 日宣布了其 a_μ 的第二次测量，精度为 215 ppb，比 Run 1 [4] 的精度低 2.2 倍。Run 2/3 不确定性包括 70 ppb 的系统不确定性，超过了实验的 100 ppb 设计目标 [5]。Run 2/3 结果与 Run 1 和布鲁克海文的结果非常一致。费米实验室两次结果、布鲁克海文的结果以及世界平均值如图 3 所示。撰写本文时的实验世界平均值 (包括 Run 1 + Run 2/3 费米实验室和 BNL 测量) 为 $a_\mu(\text{exp}) = 116592059(22)10^{-11}$ 。

5. 与标准模型预测的比较

g 因子对标准模型的所有部分都敏感，使得缪子 $g-2$ 的计算非常复杂，涉及量子电动力学、电弱效应和强子效应的贡献。强子效应源于强相互作用粒子的真空涨落，即强子真空极化 (HVP)。这些效应最难计算，因此在计算 a_μ 时提供了主要的不确定性。

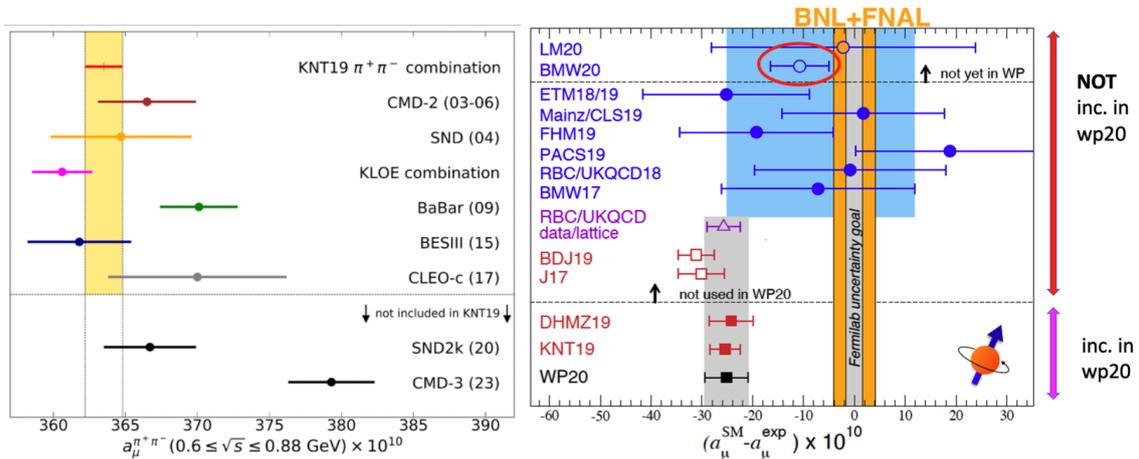


图 4: 左: 主导的 2π 贡献来自不同的 e^+e^- 实验 [7]。正确: 示例比较理论预测与 a_μ [17] 的实验测量结果 $g-2$ 的景观总结

在 2020 年, $\text{Mu}on\ g-2$ 理论倡议使用色散方法以 0.37 ppm 的精度更新了标准模型 (SM) 预测 [6], 这依赖于 e^+e^- 到强子截面测量。这一数值进一步证实了理论与实验之间持续存

在的差距，并提供了新物理学令人着迷的线索。然而，在 2021 年，BMW 合作组织提出了一个更接近实验值的格点 QCD 计算 HVP 结果，因此与色散方法产生了 2.1σ 紧张关系。进一步的复杂情况出现在 2023 年，当时 CMD-3 实验测量了 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 截面 [8]，减少了实验值之间的差异，并且与之前的色散结果不符。当前的 $g-2$ 谜题格局在 2024 年来自格点 QCD 的新理论预测下变得更加有趣 [13] [14]。这些持续存在于强子领域的紧张局势继续挑战着对 μ 子 $g-2$ 测量进行确定性的理论与实验对比。

6. 结论与展望

μ 子 $g-2$ 合作组在测量 μ 子磁异常方面达到了前所未有的 215 ppb 精度，比其初始的 2021 年结果减少了超过一半的不确定性。这一新测量结果与早期的结果和布鲁克海文实验一致。展望未来，合作组将在 2025 年发布新的最终结果，分析额外三年的数据，超出其最初收集 21 倍于布鲁克海文数据集的目标。这连同运行条件的改进意味着合作组正按计划进一步精炼和提升其精度。

然而，标准模型理论的最新进展使得实验与理论之间的比较变得更加具有挑战性。该理论计划将在 2025 年为 a_μ 提供一个新的 SM 预测，这将更好地反映这一现状。此外，在图 4 中显示的提供分散结果的小组中，许多小组正在进行分析，这些分析可能在未来几年内提供更明确的答案。其中一个途径是 MuonE 实验 [11]，旨在通过分析在 CERN SPS 进行的弹性 μ 子-电子散射来精确测量 μ 子 $g-2$ 的强子真空极化 (HVP) 贡献，提供一种独立的数据驱动确定方法以解决理论预测与实验结果之间的分歧。

7. 致谢

此项工作部分得到了美国能源部、费米实验室、英国科学技术设施理事会、英国皇家学会、欧盟地平线 2020 研究与创新计划下的玛丽亚·斯克沃兹卡-居里奖学金协议编号 101006726 以及利弗休姆信托基金 LIP-2021-01 的支持。

参考文献

- [1] P.A.M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, vol.117, pp.610–624, Jan.1928. DOI: [10.1098/rspa.1928.0023](https://doi.org/10.1098/rspa.1928.0023).
- [2] G.W. Bennett *et al.*, *Phys. Rev. D*, vol.73, no.7, Apr.2006. DOI: [10.1103/PhysRevD.73.072003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.072003).
- [3] B. Abi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, vol.126, no.14, Apr.2021. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.141801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.141801).
- [4] D.P. Aguillard *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, vol.131, no.16, Oct.2023. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.161802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.161802).
- [5] J. Grange *et al.*, 2018. [arXiv:1501.06858](https://arxiv.org/abs/1501.06858).
- [6] T. Aoyama *et al.*, *Phys. Rep.*, vol.887, pp.1–166, Dec.2020. DOI: [10.1016/j.physrep.2020.07.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.07.006).

- [7] G. Venanzoni, *arXiv preprint*, arXiv:2311.08282, 2023. [arXiv:2311.08282](https://arxiv.org/abs/2311.08282).
- [8] F.V. Ignatov *et al.*, *Phys. Rev. D*, vol.109, no.11, 112002, Jun.2024. DOI: [10.1103/PhysRevD.109.112002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.112002).
- [9] S. Foster and Muon $g-2$ Collaboration, *PoS EPS-HEP2023*, 359(2024). DOI: [10.22323/1.449.0359](https://doi.org/10.22323/1.449.0359).
- [10] K.S. Khaw *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol.945, 162558(2019). DOI: [10.1016/j.nima.2019.162558](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162558).
- [11] R. Pilato, *PoS*, 788(2022). DOI: [10.22323/1.414.0788](https://doi.org/10.22323/1.414.0788).
- [12] X. Fei, V.W. Hughes, R. Prigl, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol.394, pp.349–356, 1997. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)84161-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)84161-7).
- [13] A. Boccaletti *et al.*, arXiv:2407.10913, 2024. [arXiv:2407.10913](https://arxiv.org/abs/2407.10913).
- [14] S. Kuberski *et al.*, arXiv:2401.11895, 2024. [arXiv:2401.11895](https://arxiv.org/abs/2401.11895).
- [15] E. Tiesinga, P.J. Mohr, D.B. Newell, B.N. Taylor, *Rev. Mod. Phys.*, vol.93, no.2, 025010, Jun.2021. DOI: [10.1103/RevModPhys.93.025010](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.93.025010).
- [16] X. Fan, T.G. Myers, B.A.D. Sukra, G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.*, vol.130, no.7, 071801, Feb.2023. DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.071801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.071801).
- [17] G. Colangelo *et al.*, *arXiv preprint*, arXiv:2203.15810, 2022. [arXiv:2203.15810](https://arxiv.org/abs/2203.15810).