

缪轻子反常磁矩和北京谱仪实验

周小蓉^{1,2,†} 黄光顺^{1,2} 李海波^{3,4}

(1 中国科学技术大学 合肥 230026)

(2 核探测与核电子学国家重点实验室 合肥 230026)

(3 中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

(4 中国科学院大学 北京 100049)

The anomalous magnetic moment of the muon, and the Beijing Spectrometer experiment

ZHOU Xiao-Rong^{1,2,†} HUANG Guang-Shun^{1,2} LI Hai-Bo^{3,4}

(1 University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(2 State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Hefei 230026, China)

(3 Institute of High Energy Physics, Beijing 100049, China)

(4 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

2021-06-02收到

† email: zxrong@ustc.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20210805

摘要 最新的缪子反常磁矩实验测量结果与标准模型理论预言偏离 4.2σ ，提供了新物理存在的重要证据。然而要确认新物理的存在，实验和理论还需要进一步提高精度。运行在量子色动力学微扰与非微扰过渡能区的北京谱仪实验能够约束缪子反常磁矩理论计算中最重要的误差来源——强相互作用的修正。文章介绍了缪子反常磁矩的实验与理论现状，特别是北京谱仪实验上相关的研究成果，并展望了未来缪子反常磁矩的实验测量与理论计算。

关键词 缪轻子，磁矩，强真空极化，北京谱仪

Abstract The latest experimental measurements of the anomalous magnetic moment of the muon deviates from the theoretical prediction by 4.2 sigma, which provides essential evidence for the existence of new physics beyond the Standard Model. To confirm this, however, further improvements in the precision for both experimental measurements and theoretical predictions are necessary. The Beijing Spectrometer experiment at the Beijing Electron-Positron Collider facility, operating in the transition energy range between perturbative and non-perturbative quantum chromodynamics, is an ideal playground for the study of strong interactions in the low energy region; it is an important contributor to the theoretical prediction of the anomalous magnetic moment by providing a stringent constraint on the dominant theoretical uncertainty—the hadronic vacuum polarization. In this paper, the current status of experimental measurements and theoretical prediction are reviewed, and future expectations are assessed.

Keywords muon, magnetic moment, hadronic vacuum polarization, Beijing Spectrometer

1 引言

最近高能物理学界最轰动的事件无疑是缪子反常磁矩实验测量结果的发布。2021年4月7日,费米国家加速器实验室(简称费米实验室)宣布了最新的缪子反常磁矩实验结果,实验精度达到百万分之0.46(0.46 ppm),这个结果利用了费米实验室预期总获取数据的6%。与之前布鲁克海文国家实验室的测量结果联合,得到最新的缪子反常磁矩实验结果与目前描述粒子物理学最成功的理论——标准模型的预言偏离4.2倍标准偏差(4.2σ)。 4.2σ 说明该偏差偶然发生的几率仅为几分之一,是可能存在超出标准模型新物理的直接证据¹⁾。

什么是缪子反常磁矩?这里不得不提到自旋和磁矩的概念,自旋作为微观粒子具有的内禀特性,1925年被荷兰物理学家乌伦贝克和古兹密特提出,它很好地解释了反常塞曼效应和施特恩—格拉赫实验。不久后,英国物理学家狄拉克将量子力学和相对论结合起来,提出狄拉克方程,自然地导出自旋,并得到电子自旋的角动量量子数为 $1/2$ 。我们可以想象,自旋会导致微观粒子像陀螺一样飞速绕着其中心轴旋转²⁾,由于这种自转形成围绕粒子的磁场力矩,称为自旋磁矩。量子力学中,点粒子的自旋磁矩等于朗德因子 g 乘以其电荷与质量的比, $\mu = g \frac{q\hbar}{2m} s$ 。对于自旋 $1/2$ 的点粒子,如电子,其 g 因子等于2。此后,为了解释兰姆移位实验中发现氢原子的精细结构异常现象,1947年施温格提出了经过辐射修正后的电子反常磁矩 $a_e = (g_e - 2)/2 = \alpha/2\pi \approx 0.00116$ 。修正后的电子磁矩结果与1948年实验测量值相符合,验证了电磁相互作用对电子磁矩的贡献。缪子反常磁矩即为缪子磁因子与2的偏差,即 $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ 。历史上,也正是实验上观测到缪子的反常磁矩与施温格的理论预言相符,发现其具有与电子类似的性

质。结合缪子中微子的发现,证实了缪子是第二代轻子的重要结论。

为何寻找新物理如此重要?前面提到标准模型是目前描述基本粒子和相互作用最成功的理论,它成功地解释了几乎所有与微观世界有关的实验结果。特别是2012年希格斯粒子的发现证实了标准模型中使基本粒子获得质量的希格斯机制。即便如此,标准模型仍有一系列悬而未决的基本问题:首先,标准模型包含了19个自由参数,只能由实验来确定:包括夸克、轻子和希格斯粒子质量、CKM夸克味道混合角,以及三个规范耦合常数,这有违物理学规律的简洁之美;其次,标准模型理论预言的电荷宇称(CP)破坏还不足以解释宇宙中观测到的物质—反物质不对称现象;此外,有关引力作用、暗物质、中微子质量、轻子和夸克分代等问题,标准模型至今未提供令人信服的解释。因此,物理学家普遍认为标准模型只是一个基本理论在现有实验条件下的有效近似。寻找超出标准模型的新物理是当前粒子物理学的重要前沿。一方面,通过不断提高粒子加速器的对撞能量,直接地寻找高能标下的新粒子或新物理。在当前的加速器技术下,人类目前能够获得最高能量为TeV量级。另一方面,任何高能标下的新物理可能会在低能区高精度实验测量中显示出与标准模型预言不相符的特性。由于新物理的未知性以及新物理的贡献与能量平方成正比,因此在低能区下寻找新物理需要极为精确的测量,从而发现可能的超出标准模型的新物理。本文所述的缪子反常磁矩实验,即为通过精确测量找到可能存在超出标准模型新物理的证据。

2 缪子反常磁矩的实验与理论

研究轻子的反常磁矩能够精确地检验粒子物理学的标准模型。缪子的质量约是电子的200倍,若有超出标准模型的新物理存在,在缪子的反常磁矩测量中贡献会更显著。三代轻子中陶轻

1) 按照国际高能物理学界的惯例,这种置信度在 3σ 以下的测量结果叫hint(迹象),处于 3σ 与 5σ 之间的结果叫evidence(证据),超过 5σ 的实验结果为discovery(发现)。

2) 这只是一个假设,实际上自旋完全属于量子力学的范畴,没有任何经典物理的对应。

子的质量最重，与新物理的耦合可能最强。然而，由于陶轻子的寿命很短，基于目前的技术手段，实验上很难有足够的统计量进行陶轻子反常磁矩测量，因此，对缪子反常磁矩的精确测量是当前寻找新物理最理想的场所之一。

2.1 缪子反常磁矩的实验测量

在缪子被发现20年后，其反常磁矩在实验上首次被测量，精度为10%。最新的实验是2021年费米实验室的结果，精度为0.46 ppm。四分之三个世纪以来，在科学家们的不懈努力和科学手段的精益求精下，缪子反常磁矩的实验测量精度提高了20万倍以上，这是人类对超精细结构探索的令人惊叹的成就。

费米实验室测量缪子反常磁矩沿用之前布鲁克海文实验室的测量手段，利用具有高均匀性的超导磁场储存环，把缪子直接注入储存环后，其在磁场中会进行回旋运动和由自旋引起的拉莫尔进动，后者包含缪子的反常磁矩信息。缪子在电磁场中相对于运动方向的进动即为这两种运动的角频率差。缪子的反常磁矩便可通过测定磁场大小及缪子的相对进动角频率得到。缪子最主要的衰变模式 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ 是确定其相对进动角频率的关键，根据弱相互作用的手征性，正电子的运动方向与其自旋方向相反。因此实验上通过观测高能电子数量的周期性便能够确定缪子的相对进动频率。费米实验室测量的缪子反常磁矩大小为^[1]

$$a_\mu = 116592040(54) \times 10^{-11}, \quad (1)$$

实验误差主要来自统计误差。结合2006年布鲁克海文实验测量的缪子反常磁矩：

$$a_\mu = 116592092(63) \times 10^{-11}, \quad (2)$$

得到联合后的实验结果，为

$$a_\mu = 116592061(41) \times 10^{-11}. \quad (3)$$

2.2 缪子反常磁矩的理论计算

理论上，缪子磁矩的贡献可通过缪子与光子的作用顶点计算，如图1所示。在只考虑点粒子的作用顶点时，朗德因子 $g = 2$ 。但是该作用顶点

会受到更多量子效应，包括电磁、弱和强相互作用的影响，从而形成一个“气泡”。在标准模型理论框架下，该“气泡”包括轻子、强子、光子、W/Z玻色子和希格斯玻色子的“虚过程”贡献：

$$a_\mu = a_\mu^{\text{QED}} + a_\mu^{\text{had}} + a_\mu^{\text{EW}}. \quad (4)$$

纯电磁相互作用对于缪子反常磁矩的贡献最大，计算也最精确，描述电磁相互作用的量子电动力学理论(QED)具有可重正化特性。将微扰QED展开到十阶的各项求和，得到如下QED的贡献：

$$a_\mu^{\text{QED}} = 116584718.9(1) \times 10^{-11}, \quad (5)$$

误差来源于精细结构常数 α 的误差、陶轻子质量的误差以及更高阶的修正等，仅为总的缪子反常磁矩的十亿分之一。

弱相互作用对缪子反常磁矩的修正来源于W/Z及希格斯玻色子的贡献，由于其有较重的质量，该修正相对于电磁相互作用被严重压低，压低量级为 $am_\mu^2/M_W^2 \sim 10^{-8}$ 。这也是任何一个具有相同级别质量的粒子对于缪子反常磁矩的贡献大小，即如果有超出标准模型的新粒子存在，其质量大小为 M_{NP} ，那么它对缪子反常磁矩的贡献也会受 am_μ^2/M_{NP}^2 因子的压低，这是要在极高精度下进行缪子反常磁矩研究的重要原因。当然，如果存在新的耦合常数或其他因素，对缪子反常磁矩的影响也会有所不同。在标准模型理论框架下将

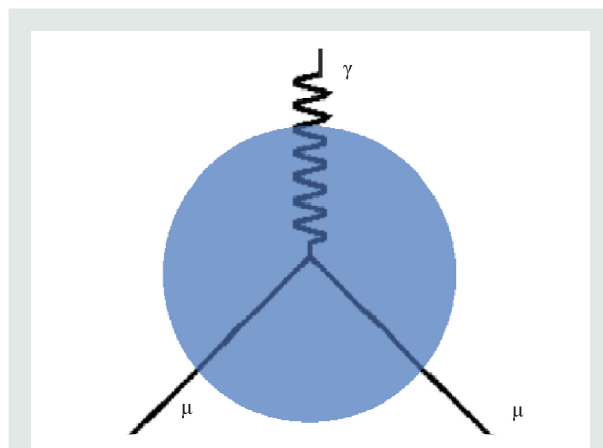


图1 理论上缪子磁矩可通过该费曼图进行计算，蓝色“气泡”包括轻子、强子、光子、W/Z玻色子和希格斯玻色子的“虚过程”贡献

弱相互作用的贡献计算到三阶，得到其对缪子反常磁矩的贡献大小为

$$a_{\mu}^{EW} = 153.6(1.0) \times 10^{-11}, \quad (6)$$

误差主要来自未知的高阶贡献。

在缪子反常磁矩的理论贡献中，强相互作用的贡献是最难计算的，包括强真空极化和光子—光子散射致强子过程(简称光子—光子强散射)两部分。由于描述强相互作用的量子色动力学(QCD)的微扰特性仅在高能标下适用，而对缪子反常磁矩的贡献主要来自低能标的强相互作用影响，因此对于这部分贡献必须要用非微扰计算方法，如利用色散关系或从第一性原理出发的格点QCD理论计算。

强真空极化对缪子反常磁矩的领头阶，即展开后的最大贡献，可以表示为虚光子衰变为强子末态截面的色散积分：

$$a_{\mu}^{HVP, LO} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} ds \sigma_{had}^0(s) K(s), \quad (7)$$

其中 $K(s)$ 是随质心能量 \sqrt{s} 单调递减的函数， $\sigma_{had}^0(s)$ 是正负电子对湮没到强子末态的总产生截面。该截面大小从低能区 ($\sqrt{s} \in (0.3, 1.0)$ GeV) 的 10^{-3} mb 降至高能区 ($\sqrt{s} > 10$ GeV) 的 10^{-6} mb。因此，真空极化对缪子反常磁矩的贡献主要来源于低能量区，即微扰计算不适用的能区，这部分截面只能通过实验上研究正负电子对湮没到强子末态获得。根据质心能量的不同，强子产生截面的测量方法也不同。在较低能区 (\sqrt{s} 小于 2 GeV)，强子截面通过累加所有可能的强子过程的截面得到，超过 35 个强子末态过程在实验上被测量并以此无重复及考虑关联性的方式累加。在这些过程

中，主要贡献是正负电子对湮没到 $\pi^+\pi^-$ 过程，其次来源于 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 、 $K\bar{K}$ 、 4π 过程。这部分过程也构成了目前缪子反常磁矩的主要误差来源，如图 2 所示。当 $\sqrt{s} > 2$ GeV，由于阈值的打开，强子末态过程更多，通过累加的方式获取强子总截面已不现实。更为可靠的方式是通过单举方式测量强子总截面。当能量大于 5 GeV，微扰计算与实验符合的很好，尤其是能量达到 11 GeV 以上，微扰理论能够作为更精确的计算方式完全替代实验数据。理论上结合实验结果利用色散关系计算出强真空极化贡献的缪子反常磁矩为

$$a_{\mu}^{HVP} = 6845(40) \times 10^{-11}. \quad (8)$$

与强真空极化类似，强相互作用中来自光子—光子强散射的贡献也只能通过非微扰的方式或格点 QCD 计算，然而与强真空极化不同的是，光子—光子强散射过程的相互作用顶点更多，计算更为复杂。此外，更多的作用顶点也导致光子—光子强散射对缪子反常磁矩的贡献相较于强真空极化被压低了至少两个量级。BESIII 实验对 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0, \eta, \eta'$ 及 $\pi\pi$ 等过程的测量，为光子—光子强散射的理论计算提供重要输入。理论通过微扰方法计算的结果为

$$a_{\mu}^{HLBL} = 92(19) \times 10^{-11}. \quad (9)$$

将以上贡献相加，我们得到标准模型框架下缪子反常磁矩的理论计算值^[2]：

$$a_{\mu} = a_{\mu}^{QED} + a_{\mu}^{EW} + a_{\mu}^{HVP} + a_{\mu}^{HLBL} = 116591810(43) \times 10^{-11}. \quad (10)$$

理论误差主要来自强相互作用的强真空极化和光子—光子强散射两部分。

标准模型理论计算的缪子反常磁矩与布鲁克海文实验的结果相差 3.7σ ，与费米实验室的实验结果相差 3.3σ ，与两者的联合实验结果相差 4.2σ ，如图 3 所示。该显著度正处于能够声称实验上观测到新物理的边缘。如果该显著度能提高至 5σ ，那将是粒子物理学的重要转折点。从图 3 可以看到，实

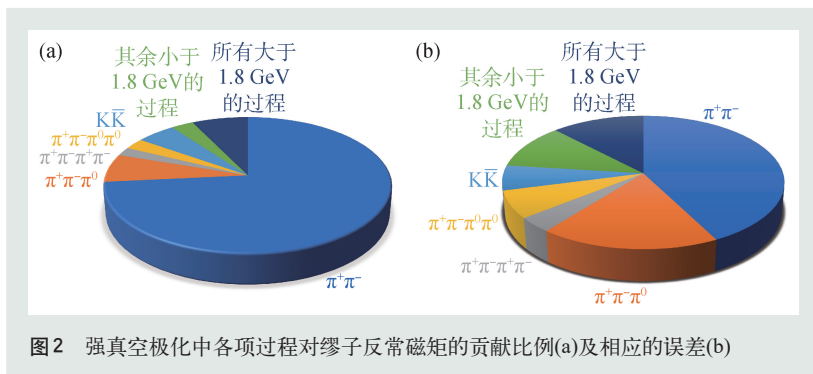


图2 强真空极化中各项过程对缪子反常磁矩的贡献比例(a)及相应的误差(b)

验和理论误差对于显著度的影响是巨大的,为进一步验证新物理的存在,实验和理论均需要进一步降低误差,提高显著度。为此,费米实验室将会利用更大的统计量将缪子反常磁矩实验测量的统计和系统误差均控制在0.11 ppm。此外,日本的质子加速器研究中心(J-PARC)实验也将利用另外一种方法——重新加速热缪子源——对缪子反常磁矩进行独立的实验测量。理论上,进一步降低来自强相互作用贡献的误差至关重要。在强相互作用的贡献中,虽然光子—光子强散射的相对误差很大,然而其贡献很小,理论上将其目前的精度提高一倍即能满足需求。最重要的是提高强真空极化的精度,该精度受限于低能区正负电子对湮没到强子末态的产生截面测量精度。在正负电子对撞机上提高低能区强子末态的截面测量精度是降低理论误差的关键。

值得一提的是,理论上用格点QCD计算强相互作用的贡献,得到的缪子反常磁矩结果为³⁾

$$a_{\mu}=116592080.5(185)\times 10^{-11} . \quad (11)$$

由于误差的限制,该结果与利用色散方法的理论预言和实验结果均符合。当前世界上有关格点的计算能力不断提高,期待在不久的将来将能够格点计算的精度达到与色散方法类似,从而在两种理论方法之间进行相互验证。

3 北京谱仪实验

目前缪子反常磁矩的实验测量和理论计算精度大体相当,但是费米实验室未来的实验精度将达到0.14 ppm甚至更小,这将给理论计算带来新的挑战。理论精度的改善依赖于精确测量的强子产生截面作为输入量,北京谱仪实验(图4)可以在这方面做出直接贡献。

作为我国第一个大科学装置,北京正负电子对撞机(BEPC)和北京谱仪(BES)运行在质心能量2—5 GeV^[4, 5],该能量范围覆盖了QCD微扰与非微扰的过渡能区,物理研究内容独特且丰富。该

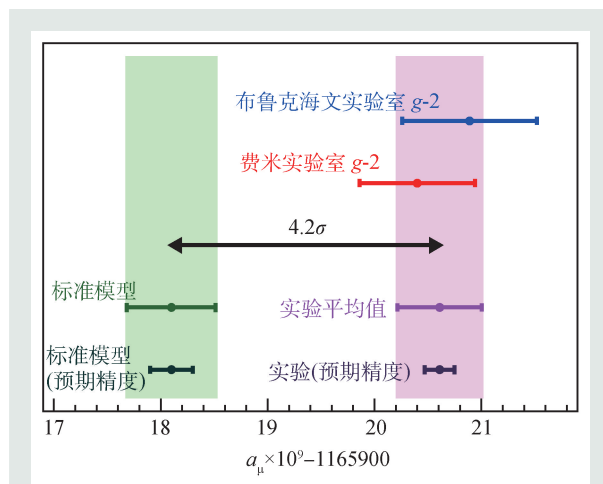


图3 缪子反常磁矩的实验与理论现状和未来预期的精度

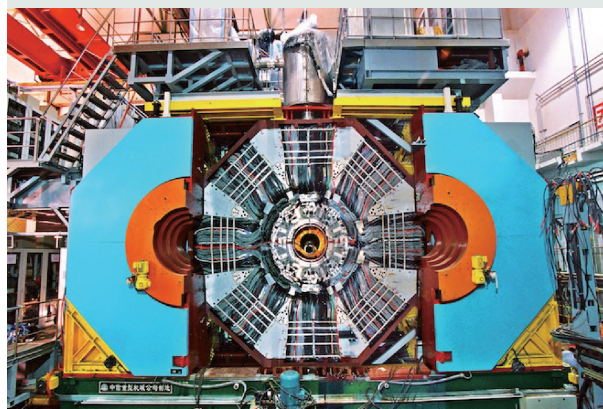


图4 北京谱仪实验(来自北京谱仪网页)

装置建成以来的30多年里,产出了丰硕且备受国际关注的物理成果,也培养出了一批又一批的专业人才。BEPC/BES已经在国际粒子物理研究领域占有一席之地。BES实验具有阈值测量的独特优势,在轻强子谱、粲偶素、粲强子研究、奇特态粒子和新物理寻找、核子结构探索等领域均有一系列国际领先的成果。以下,我们将对BES实验对缪子反常磁矩的理论计算做出的重要贡献进行讨论。

(1) R 值精确测量

R 值是正负电子对撞产生强子的领头阶总截面与产生缪子对的领头阶截面比值。由于正负电子湮没到缪子对的截面可由QED严格计算, R 值的测量精度反映了正负电子对湮没到强子过程的

3) 最新发表的格点QCD理论计算值 $a_{\mu}=116591954(55)\times 10^{-11}$ ^[9]与实验结果更为接近,误差也更小。由于结果仍需要被其他格点QCD计算组独立验证,因此没有放在正文中。

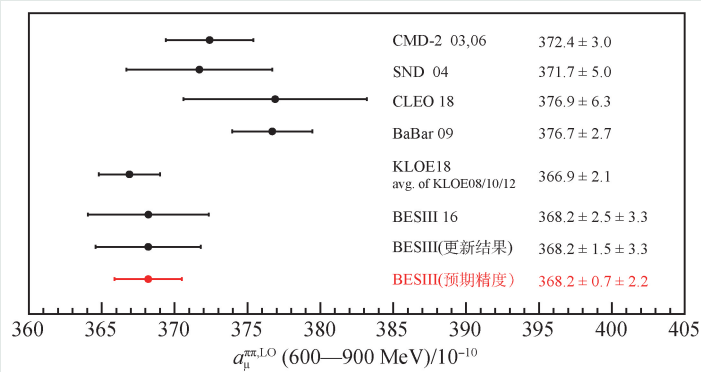


图5 不同实验上, 强真空极化中最重要的 $\pi^+\pi^-$ 在主要能区600—900 MeV对缪子反常磁矩的贡献结果

总截面的精度, 对缪子反常磁矩中真空极化的计算有重要意义。在BESII实验之前, 2—5 GeV能区的 R 值不确定度为15—20%。BESII实验通过能量扫描方式, 将 R 值的测量误差降低至6.6%^[6, 7], 整体精度提高2—3倍。将 a_μ^{HVP} 的误差降低近30%, 由原来的 $(696.7 \pm 15.6) \times 10^{-10}$ 变为 $(698.75 \pm 11.11) \times 10^{-10}$ 。此外, BESII实验的 R 值测量还为约束希格斯质量、强相互作用跑动耦合常数、检验微扰QCD理论提供重要实验依据。 R 值的测量是中国对高能物理研究的一个重要贡献。鉴于 R 值测量对标准模型精确检验的重要性, BESIII上 R 值的测量工作将继续开展, 目标将实验误差降低至3%^[8]。

(2)真空极化: $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 截面测量

正负电子对湮没到 $\pi^+\pi^-$ 过程贡献了强真空极化的近70%, 是缪子反常磁矩测量中最重要的物理过程。国际上, 有很多实验都对 $\pi^+\pi^-$ 截面进行了精确测量, 实验方式通常有两种, (1)能量扫描方法: 即在多个对撞能量点测量 $\pi^+\pi^-$; (2)初态辐射方法: 初态辐射是一种物理现象, 指初态的电子和正电子以一定几率辐射出带有一定能量的光子, 使辐射后 e^+e^- 系统的总能量降低。初态辐射方法指在固定能量点收集较大亮度数据, 在初态辐射出光子后的连续有效能量上测量 $\pi^+\pi^-$ 。前者包括位于俄罗斯新西伯利亚的VEPP对撞机上的两个实验CMD和SND。它的优势在于有确定的能量点和精确的能量分辨, 有助于研究截面谱上

的窄共振态, 然而其截面谱的连续性完全依赖于对撞能区及取数点的密度。后者包括位于意大利 ϕ 工厂DAΦNE的KLOE实验、B工厂——美国PEP-II的BaBar和日本KEK-B的Belle实验, 以及中国BEPcII上的BESIII实验。它具有能够得到较大范围内连续截面谱的优势, 然而本底较扫描方法更为复杂。两种实验方式的精度均在1%左右, 互为补充和检验。然而, 两个最精确的实验BaBar和KLOE之间, 存在着明显的偏差, 如图5所示, 亟需更多的

实验结果进行验证。

BESIII实验利用BEPcII在3.773 GeV收集的 2.93 fb^{-1} 数据, 通过初态辐射方法测量了能量范围为600—900 MeV的 $\pi^+\pi^-$ 截面^[9]。结果与KLOE的实验结果更接近。BESIII的结果主要受系统误差限制, 系统误差来源主要是亮度测量0.5%和辐射修正0.5%。若通过测量 $\pi^+\pi^-$ 与 $\mu^+\mu^-$ 的截面比值, 能够消除这两项系统误差以及真空极化修正的系统误差, 将显著减小系统误差。然而囿于当前亮度下 $\mu^+\mu^-$ 过程的统计量, 该方法受限于统计精度。BEPcII将继续在3.773 GeV能量取数, 预计积分亮度达到 20 fb^{-1} ^[10], $\mu^+\mu^-$ 的统计精度将提高2—3倍。特别地, 如果安装上小角度晶体探测器, 能够重建出辐射小角度光子的事例(初态辐射过程中光子大部分沿束流方向, 即小角度辐射), $\mu^+\mu^-$ 的统计误差能够降到极小。假设保持其余各项系统误差不变, 总的系统误差为0.55%(这还仅是保守的估计, 因为有些系统误差来源如径迹效率等和统计量相关, 误差还能够进一步降低)。BESIII上利用3.773 GeV的积分亮度为 20 fb^{-1} 的数据, 通过测量 $\pi^+\pi^-$ 过程对缪子反常磁矩的预期贡献如图5所示。

(3)强真空极化: 其他过程的贡献

在2.0 GeV以下, 对强真空极化贡献最大的两个过程是 3π 和 4π 过程, BESIII实验通过初态辐射方式分别对 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ^[11]和 $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 过程进行了研究, 得出在主要能区其对缪子反常磁矩的贡献

为 $a_{\mu}^{3\pi} = (49.77 \pm 0.53 \pm 0.17) \times 10^{-10}$ 和 $a_{\mu}^{\pi^+\pi^-\pi^0} = (18.63 \pm 0.27 \pm 0.57) \times 10^{-10}$ 。均与世界同类实验结果精度相当。

(4) 光子—光子强散射: $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$

光子—光子强散射过程对缪子反常磁矩的计算最重要的过程是 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ ，其次是 η ， η' ， $\pi\pi$ 。由于过程的复杂性以及统计量的限制，通过双光子实验得到的结果一般不会直接用于计算缪子反常磁矩，而是与理论对比验证模型的正确性。BESIII 实验上开展了 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 及其他多个双光子实验过程，由于能区的独特性，BESIII 实验对于低能区的精度明显好于世界上的其他实验，为理论模型提供了更严格的检验。同时，BESIII 实验也开展了双光子衰变到其他赝标介子的相关分析。

4 总结与展望

多少年来，人类探索物质世界的脚步从未停歇，通过不断完善科学手段和理论计算，终将缪子反常磁矩的实验测量和理论预言误差均控制在百万分之一以内，并发现重要的超出标准模型新物理的证据。下一步，费米实验室将利用全部的数据，能够使实验精度再度提高四倍。理论上，强相互作用的贡献也将在正负电子对撞机实验上进一步提高精度。未来将有更多独立的对撞机实验(BESIII, BelleII, KLOE, CMD 和 SND)测量如 $\pi^+\pi^-$ 等过程，并且都能够将总误差控制在 0.5%。

参考文献

- [1] Abi B *et al*(Muon g-2 Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2021, 126(14): 141801
- [2] Aoyama T, Asmussen N, Benayoun M *et al*. Phys. Rept., 2020, 887: 1
- [3] Borsanyi S(BMW Collaboration). Nature, 2021, 593(7857): 51
- [4] Asner D M, Barnes T, Bian J M *et al*. Int. J. Mod. Phys. A, 2009, 24: 1
- [5] 苑长征, 吕晓睿, 李海波. 现代物理知识, 2019, 31: 0403
- [6] Bai J Z *et al*(BES Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 594

相应地，总的实验结果将对缪子反常磁矩的理论计算带来大约 0.15 ppm 的误差。联合其他过程，总的误差大约在 0.2 ppm，比现有的理论误差精度提高两倍。未来实验和理论上对缪子反常磁矩的测量精度如图 3 所示。

BES 实验在缪子反常磁矩的精确测量这场旷日持久的研究中发挥了重要的作用，未来还将会有更精确的实验结果涌现。然而，由于 BEPCII 储存环隧道长度和空间的限制，制约了加速器的进一步升级，导致对撞亮度很难再有量级上的提升。该能区还需要更精确的数据去寻找新物理或研究夸克禁闭效应的本质。鉴于此，中国提出了建造下一代超高亮度对撞机——超级陶粲装置(STCF)的计划^[12]。STCF 的设计峰值亮度大于 $0.5 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，比 BEPCII 提升了两个量级，对撞质心能量覆盖 2—7 GeV，同时在设计中保留了进一步提升亮度和实验束流极化的空间。STCF 将对新物理的探针能区扩展到 TeV 量级以上，并且有望在探索 CP 破缺、核子内部结构、非微扰强相互作用，以及新型强子态和新物理等重大前沿课题取得突破。STCF 设施的建设将使我国在该能区的研究领域继续引领世界 20 年以上。此外，STCF 一年的取数统计量能够将一些重要物理过程，如 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 、 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 、 $\pi\pi\pi$ 、 $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$ 、 $\eta(\prime)$ 等的截面测量统计精度比现有实验结果提高近 20 倍，大大降低缪子反常磁矩研究中的强真空极化和光子—光子强散射的误差。我们坚信，在理论与实验学家的共同努力下，缪子反常磁矩的实验与理论差别的迷雾终将拨开。

- [7] Bai J Z *et al*(BES Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, 88: 101802
- [8] 黄光顺. 现代物理知识, 2019, 31: 004
- [9] Ablikim M *et al*(BES III Collaboration). Phys. Lett. B, 2016, 753: 629(erratum: Phys. Lett. B, 2021, 812: 135982)
- [10] Ablikim M *et al*(BES III Collaboration). Chin. Phys. C, 2020, 44(4): 040001
- [11] Ablikim M *et al*(BES III Collaboration). 2019, arXiv: 1912.11208
- [12] 彭海平, 郑阳恒, 周小蓉. 物理, 2020, 49(8): 513