基于HIAF集群的高强度缪子、反质子次级束产生及其物理研究展望

孙志宇^{1,2*}, 陈良文¹, 蔡汉杰¹, 李亮^{3,4}, 尤郑昀⁵, 袁野^{2,6}, 王莹⁵, 谢聚军^{1,2}, 冯兆庆⁷, 王世陶^{1,2}

1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;
2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 上海交通大学物理与天文学院, 上海 200240;
4. 上海市粒子物理和宇宙学重点实验室, 上海 200240;
5. 中山大学物理学院, 广州 510275;
6. 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;
7. 华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641

*联系人, E-mail: sunzhy@impcas.ac.cn

收稿日期: 2020-07-27; 接受日期: 2020-08-20; 网络出版日期: 2020-10-13

中国科学院前沿科学重点研究(编号: QYZDY-SSW-SLH006)、国家自然科学基金(编号: 11722546, 11675226, 11675275)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2015CB856903)资助项目

摘要 粒子物理高强度前沿研究可以揭示超出标准模型的新物理规律, 是探索高能标物理的灵敏探针. 本文概述了基于缪子和反质子束流开展的部分高强度前沿关键科学问题, 包括带电轻子味破缺、缪子反常磁矩的高精度测量等实验的物理目标和当前进展, 展望了基于我国惠州强流重离子加速器装置(High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, HIAF)集群开展缪子物理和反质子物理的可行性. 基于信号事例的统计量的初步分析表明, HIAF集群将能够提供极具国际竞争力的高流强缪子和反质子束流, 具备将缪子电子转换效率 $R_{\mu e}$ 上限推至 10^{-19} 量级、缪子反常磁矩的精度提高到0.07 ppm的潜力.

关键词 高强度前沿, 缪子反常磁矩, 带电轻子味破缺, 反质子, 湮灭反应

PACS: 13.35.Bv, 14.60.Ef, 25.43.+t

1 引言

2012年7月, 欧洲大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)上的ATLAS和CMS实验组宣布发现了

标准模型(Standard Model, SM)所预言的最后一个基本粒子: 希格斯粒子^[1,2], 这意味着标准模型成为了一个得到实验检验的完整理论. 标准模型成功地描述了目前已知基本粒子的性质及其相互作用, 然而仍有许

引用格式: 孙志宇, 陈良文, 蔡汉杰, 等. 基于HIAF集群的高强度缪子、反质子次级束产生及其物理研究展望. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 112010
Sun Z Y, Chen L W, Cai H J, et al. Producing high intensity muon, antiproton beams and related physical researches in the HIAF accelerators (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 112010, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0287](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0287)

多根本的科学问题和疑难有待回答, 比如正反物质不对称性、暗物质、暗能量的来源和特性等.

为了研究这些根本问题, 粒子物理有三个前沿的研究方向, 分别是宇宙学前沿、高能量前沿和高强度前沿. 三个前沿方向在寻找和研究超出标准模型的新物理(Beyond Standard Model, BSM)上互为补充. 20世纪末和21世纪初, 宇宙学前沿的研究已经表明, 仅有5%的宇宙构成是人类所了解的, 其余部分是所谓的暗能量和暗物质, 而现代科学的追求目标之一就是了解这些暗的、隐藏着的和不可见的宇宙构成. 此外, 中微子振荡实验证明中微子有质量, 这是目前唯一已知的超出标准模型新物理的实验现象.

高能量前沿实验研究以LHC上的实验为代表. 尽管LHC实验目前还没有发现超出粒子物理标准模型新物理的直接证据, 但在一些粒子物理实验中已经发现了新物理存在的迹象. 这些迹象包括: (1) 缪子反常磁矩疑难; (2) 质子电荷半径疑难; (3) 带电弱玻色子轻子衰变的疑难; (4) B介子半轻子衰变中轻子味道普适性的破坏等. 它们都指向了在轻子区域中可能存在的新物理, 这使得利用在高功率强子加速器上产生的高强度次级粒子束流, 如缪子束和中微子束等, 开展高强度前沿粒子物理实验显得尤为重要.

粒子物理的高强度前沿研究一般通过寻找标准模型中严格禁戒或极其稀有的物理过程, 或者对标准模型进行严格和高精度的检验, 来间接地探索和揭示超出标准模型的新物理. 高强度前沿实验要求高强度的束流和灵敏的探测手段, 用以揭示物质世界深层次的物理规律, 是探索高能标物理极为灵敏的探针. 在许多情况下, 其探索能力甚至可以超出高能加速器的研究范围.

人们通常使用强流质子或者重离子束流打靶产生各种次级粒子, 如 π 介子和反质子束流. 缪子束流通常来源于 π 介子的衰变, 而 π 介子或缪子的衰变还可以产生中微子束流. 基于这些束流可以开展多方面的重要基础科学研究. 典型的高强度前沿实验有带电轻子味破缺(Charged Lepton Flavor Violation, cLFV)寻找、缪子反常磁矩(g-2)和电偶极矩(Electric Dipole Moment, EDM)的测量等. 2014年5月, 美国粒子物理学战略规划小组(P5)发布了未来十年美国粒子物理学发展规划报告^[3]. 该报告认为, 美国费米实验室的缪子g-2/EDM实验和Mu2e(缪子-电子转换)实验很有可能在未

来10–15年左右时间内产生一系列重大科学成果.

正因为高强度前沿实验具有巨大的科学发现潜力, 它已成为国际上各大粒子物理实验室如Paul Scherrer Institute (PSI), CERN, Fermilab, J-PARK, RAL等的关注焦点. 这些国际前沿的实验室不仅有当今粒子物理高强度前沿项目, 同时还在考虑下一代乃至更长远的未来规划.

当前, 我国未来高流强加速器装置——HIAF (High Intensity heavy-ion Accelerator Facility)集群的先期建设已经开始. 它的主要优势在于高平均功率和高流强, 这也为在我国开展粒子物理高强度前沿研究提供了有利的条件.

在本文的第2节和第3节, 我们分别介绍了涉及缪子、反质子等次级束流的部分高强度前沿研究物理及进展情况. 在第4节, 我们根据HIAF集群的束流条件, 参照国际同类实验, 对依托HIAF集群开展相关研究工作可能具备的束流条件和有望达到的实验精度进行了初步的探讨.

2 高强度缪子研究

缪子于1936年由安德森(C. D. Anderson)和内德梅耶(Seth Neddermeyer)发现. 缪子的寿命约为2.2 μs , 这一寿命对研究缪子衰变以及其他物理特性如磁矩等都比较适合, 因此在探索和理解亚原子世界的过程中起到了重要作用. 目前对缪子反常磁矩的理论预言和实验测量的精度都超过了百万分之一的量级^[4–11], 这在极高精度下检验标准模型提供了很好的平台.

在标准模型中, 不同代夸克之间通过带电流发生弱相互作用, 混合强度由CKM矩阵描述. 同电荷夸克之间味道改变中性流(Flavor Changing Neutral Current, FCNC)作用则体现在圈图诱导产生的过程中. 实验上已经观测到上夸克、下夸克中性流弱作用所导致的物理过程, 比如在K, B, D等介子系统中. 由于它们在标准模型中发生的概率很小, 一直是精确检验标准模型、寻找新物理的理想反应过程. 中微子振荡实验表明, 不同代轻子之间也会发生弱相互作用, 但带电轻子之间的味道改变过程至今没有观测到^[12]. 例如缪子轻子味改变过程^[12], 包括 $\mu \rightarrow e\gamma$ ^[13], $\mu \rightarrow eee$ ^[14], 缪子电子转换($\mu^- + N \rightarrow e^- + N$)^[15,16]等.

目前, 缪子源在世界范围内兴起^[12]. 基于这些缪子

源, 缪子带电轻子味破缺过程、缪子寿命、缪子原子、缪子反常磁矩、电偶极矩等一系列高强度缪子前沿研究已经引起学界的广泛关注.

2.1 带电轻子味破缺

守恒性破缺的寻找一直是高能实验物理中令人兴奋的课题. 中微子振荡发现了不带电轻子的味破缺, 获得了2015年的诺贝尔奖; 由CKM矩阵预言了第三代夸克进而发现了夸克的味道混合, 获得了2008年的诺贝尔奖.

标准模型在寻找到希格斯粒子后已被认为是完备的有效模型, 然而一些关键问题, 如为什么有三代费米子, 为什么正反物质不对称等问题却一直没有明确的答案.

中微子振荡实验表明, 不同代轻子之间也会发生弱相互作用, 其混合强度由PMNS矩阵刻画. 但是, 实验上至今没有观测到带电轻子之间发生味破缺的物理过程($\tau \rightarrow \mu\mu\mu$, $\mu\gamma$ 或 $e\gamma$; $\mu \rightarrow e\gamma$, eee ; $\mu N \rightarrow eN$; Z 或 $H^0 \rightarrow e\mu$, $e\tau$ 或 $\mu\tau$; $K_L \rightarrow e\mu$ 等). 带电轻子的味道由于受到标准模型中味道改变中性流过程的限制, 在标准模型中没有树图阶的味道改变中性流过程, 只能通过圈图实现, 反应截面受GIM机制的影响被严重压低. 标准模型预测cLFV过程的概率在 10^{-54} 量级^[17], 由于太小在实验上无法实现. 相反, 如果实验观测到这类过程, 或者能给出更精确的上限, 将会有力推动超越标准模型最小扩充的新物理研究. 例如中微子如果被证实为Majorana粒子, 轻子数破坏的物理过程将与cLFV过程建立关联, 比如通过Leptogenesis等物理机制产生重子数破坏^[18], 从而有助于揭示宇宙中物质形成和正反物质不对称的起源, 而后者可以说是物理学领域亟待解决的最重要课题之一.

因此, 对cLFV过程的测量成为检验众多理论模型和物理机制的重要手段, 同时也将是发现新物理最有力的证据. 众多超越标准模型的理论都对这一过程进行了预测, 如图1所示, 超对称模型(Supersymmetry, SUSY)、compositeness、重质量中微子模型、第二希格斯粒子二重态模型、leptoquarks模型、重质量Z玻色子和反常Z玻色子耦合模型等(理论模型详见文献[19–23]). 不同模型所预言的cLFV过程发生的概率是不同的, γ -企鹅费曼图预测 $\mu \rightarrow e\gamma$ 比 $\mu \rightarrow eee$ 和 $\mu N \rightarrow eN$ 高出 ~ 100 倍; Z -和 H -企鹅费曼图(或树图阶的贡献)则

图1 超出标准模型的费曼图. (a) 超对称模型; (b) compositeness; (c) 大质量中微子模型; (d) 第二希格斯二重态模型; (e) leptoquarks模型; (f) 重质量Z玻色子和反常Z玻色子耦合模型

Figure 1 The Feynman diagrams of BSM contributions. (a) Super-symmetry model; (b) compositeness; (c) models with a massive neutrino; (d) type II two Higgs doublet model; (e) leptoquarks model; (f) heavy Z boson and anomalous Z boson coupling model.

预测 $\mu \rightarrow e\gamma$ 过程被 $\mu \rightarrow eee$ 和 $\mu N \rightarrow eN$ 抑制, 进而后两者是cLFV过程的主要反应.

在cLFV反应过程中, τ 在GIM机制下与 μ 相比具有单粒子优势, 但缪子源所能达到的束流强度更高, 使其更适合用于研究cLFV过程. 通过缪子束流寻找cLFV过程同时也是对通过高能加速器对撞实验寻找新物理的补充, 并具有相较于其他方法所不能比拟的精度和所能检验能区高度的优势. LHCb实验中反常B介子衰变以及费米实验室E821实验中观测到的反常缪子磁矩等现象使人们重新对leptoquarks^[24–27]和Z物理产生了兴趣^[28]. 直接进行leptoquarks寻找, 大型强子对撞实验CMS和ATLAS的能量极限为400–800 GeV, 可以提高的极限目前为1 TeV, 所能达到的精确度为 10^{-9} – 10^{-10} . 由于这些模型在树图阶便可对cLFV过程有贡献, 对理论模型检测的敏感度和所能覆盖的能标远高于加速器对撞实验, 其能标上限可达到300 TeV. 因此 μ -cLFV在寻找超越标准模型的新物理实验竞争中, 无论在精度和能标尺度上都是最具潜力的选择.

实验精度是寻找超越标准模型的cLFV过程的关键指标, 因此高强度的缪子束流和高分辨率的探测器是提高该类实验精度的关键^[29]. 图2给出了 μ -cLFV实验历史与预研实验最佳上限. 自1948年Hincks和Ponte-

图 2 μ -cLFV 实验历史与预研实验最佳上限

Figure 2 The history of μ -cLFV experiments and the upper limit obtained.

corvo^[30]通过 $\mu \rightarrow e\gamma$ 反应的寻找开始, 随着加速器技术和探测器技术的发展, 现有实验的最高精度已经达到了 10^{-13} 量级^[13]. 正在建设中的通过缪子研究cLFV过程的下一代实验包括以下两种.

(1) 瑞士PSI的MEG实验及其升级后的MEGII实验: 寻找一个带正电的缪子衰变为正电子和光子的过程($\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$)^[13]; 以及Mu3e实验: 寻找一个带正电的缪子衰变为一个正电子和一个正负电子对的过程($\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$)^[14];

(2) 美国费米实验室的Mu2e^[15]和日本JPARC的COMET实验^[16]: 缪子在核子场中通过无中微子过程转化为电子($\mu^- N \rightarrow e^- N$). 目前, 通过缪子衰变寻找cLFV的实验上限在90%的置信概率下分别达到 $B(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ ^[13], $B(\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+) < 1 \times 10^{-12}$ ^[31], $R_{\mu e}(\text{Au}) < 7 \times 10^{-13}$ ^[32], 其中 B 是衰变分支比, $R_{\mu e}$ 是 $\mu \rightarrow e$ 转换效率对普通核子的缪子捕获效率归一后的比率, 即

$$R_{\mu e} = \frac{\Gamma(\mu^- + N(A, Z) \rightarrow e^- + N(A, Z))}{\Gamma(\mu^- + N(A, Z) \rightarrow \nu_\mu + N(A, Z-1))}. \quad (1)$$

三种cLFV过程所采用的实验方法基本类似. 实验通过质子束流轰击金属靶产生低能的 π 介子和K介子. π/K 介子衰变产生的缪子将被磁场收集, 实验需要低能缪子的动量小于50 MeV/c, 使其能够停止在薄的静止靶上以等待cLFV过程的发生. 而探测器部分的设计要求具有非常好的能量动量分辨和时间分辨, 并具有极高的本底排除能力.

2.1.1 MEG和Mu3e实验

MEG和Mu3e利用PSI功率为1.4 MW, 动量为590 MeV/c的高功率质子束流打靶来获得高流强的低能缪子束流. 这是目前世界上束流强度最高的低能缪子源, 其动量约为28 MeV/c、产生速率大于 10^8 particles/s.

MEG先前的工作尚未找到 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 信号事例, 在90%的置信概率下给出了分支比上限为 4.2×10^{-13} ^[13], 这也是迄今为止精度最高的缪子带电轻子味破缺过程的实验结果. 目前该实验正在升级为MEG-II^[33], 将探测器的各项精度在原有基础上提高2倍, 并进一步提高缪子束流强度. MEG-II目前计划于2020年底前开始取数, 预期 $B(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma)$ 测量结果将比MEG现有的精度提高1个数量级, 可以在有效能标高达 10^3 TeV的区间检验新物理模型.

PSI早期的SINDRUM实验在90%置信概率下给出 $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$ 信号的分支比上限为 1.7×10^{-12} . 作为先前工作的延续, Mu3e将分三个阶段实行. 第一阶段计划将测量精度提高2个数量级, 第二阶段将在仪器设备升级后再提高1个数量级. 终极目标是在目前停止缪子的产生速率提高10–100倍后, 最终实验单事例灵敏度能达到 10^{-16} 量级^[14].

2.1.2 COMET和Mu2e实验

日本J-PARC的COMET和美国费米实验室的Mu2e实验都在开展 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 过程的寻找. COMET将使用功率为3 kW, 动量为8 GeV/c的束流进行COMET PhaseI实验, 其停止缪子的产生速率可达到 10^9 particles/s. 到21世纪20年代早期, COMET预期将在目前缪子电子转换率 $R_{\mu e} < 7 \times 10^{-13}$ 的基础上提高2个数量级. 之后, J-PARC计划在COMET PhaseII实验^[34]时使用的质子束流功率达到56 kW, 使停止缪子产生速率达到 2×10^{10} particles/s, 并最终将 $R_{\mu e}$ 的测量精度在现有基础上提高4个数量级, 达到 10^{-17} 量级.

费米实验室的Mu2e实验将使用总功率为700 kW、动量为8.9 GeV/c的质子束流, 其中8 kW的脉冲束流将被用于产生停止缪子, 产额达到 10^{10} particles/s, 预计 $R_{\mu e}$ 的测量精度将达到 10^{-17} 量级. 在费米实验室的下一代加速器PIP-II规划中, 可提供总功率为1.6 MW、能量为0.8 GeV的质子束流, 理论上可提供功率为100 kW的质子脉冲束流以及 10^{11} particles/s的缪子产

生速率. Mu2e计划在21世纪20年代中后期, 在费米实验室PIP-II直线加速器升级后, 使用其中功率100 kW的0.8 GeV质子束流, 从而在Mu2e-II^[35]中将 $R_{\mu e}$ 的测量精度再提高1个数量级, 达到 10^{-18} 量级.

COMET和Mu2e的实验目标是单事例灵敏度达到 3×10^{-17} , 比现有最好的cLFV上限测量值提高4个数量级. 如果新物理与cLFV过程相关, 这一测量结果预期能够检验有效能标在 10^4 TeV以下是否存在新物理. 无论LHC是否发现新物理信号, cLFV都将会对超出标准模型的新物理模型给出强有力的约束.

2.2 缪子反常磁矩

缪子反常磁矩是缪子的重要物理量. 缪子g-2实验是世界上对标准模型的最严格检验之一. 在粒子物理标准模型的框架中, 其理论计算的精度达到0.3 ppm^[9,36,37], 同时, 实验测量值的精度也达到了同等量级, 为0.54 ppm^[11](正在运行的费米实验室的缪子反常磁矩测量实验精度将达到0.14 ppm^[38]). 这为在极高精度下检验标准模型提供了理想平台. 理论研究表明, 对于TeV能标上超出标准模型新物理的探索, 缪子反常磁矩的高精度测量将是非常灵敏的探针. 目前, 最新的标准模型预言与已有最精确的实验结果之间有3.7个置信度的差别^[37], 这个差别是目前超出标准模型新物理最强的实验暗示之一.

2.2.1 缪子反常磁矩理论概述及进展

在量子力学中, 缪子的磁矩 μ_μ 与其内禀自旋 S 的关系为

$$\mu_\mu = g_\mu \left(\frac{q}{2m} \right) S, \quad (2)$$

这里, q 为粒子电荷, m 为其质量, g_μ 为该粒子的旋磁比, 也称为朗德因子. 在领头阶 $g_\mu=2$, 高阶效应所带来的修正项可以表现为 $a_\mu=(g_\mu-2)/2$, 即为缪子的反常磁矩. 缪子反常磁矩最引人关注的点是其对超出标准模型新物理非常敏感. 未知的新粒子带来的量子效应对轻子反常磁矩的贡献近似为^[5]

$$\delta a_1 \sim m_1^2 / M^2, \quad (3)$$

其中, m_1 是轻子质量, M 为新粒子的质量或者BSM能标. 由于缪子质量是电子质量的约200倍, 新物理效应

在缪子反常磁矩中会比在电子反常磁矩中表现得更为明显.

对于缪子反常磁矩的计算, 物理学家自20世纪50年代起就付出了巨大的努力. 经过60余年的不断发展, 理论计算达到了很高的精度. 在标准模型框架下, a_μ 主要来自于三个方面的贡献: 电磁相互作用(Quantum Electrodynamics, QED)、强相互作用(Quantum Chromodynamics, QCD)和电弱相互作用(Electroweak, EW), 即

$$a_\mu^{\text{SM}} = a_\mu^{\text{QED}} + a_\mu^{\text{Had}} + a_\mu^{\text{EW}}, \quad (4)$$

其中各项在领头阶所对应费曼图如图3所示. QCD部分贡献 a_μ^{Had} 又可以分为 a_μ^{HVP} 和 a_μ^{HLBL} 两部分(HVP为Hadronic Vacuum Polarization, HLBL为Hadronic Light By Light). 表1列出了各项贡献的参考值以及相应误差^[6-9,36,39]. 这里, QED的贡献已经计算到5圈, 其对 a_μ 的贡献达99.99%, 而其误差对 δa_μ 的贡献非常小, 只有 $\sim 0.001\%$. EW的贡献已经计算到2圈, 其对 a_μ 贡献不足1%, 对 δa_μ 的贡献约为2%. HVP的部分对 a_μ 的贡献非常小, 而对 δa_μ 的贡献则高达48%, 该部分的计算可以通过色散关系从 $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ 的截面得到. 与HVP类似, HLBL对 a_μ 贡献非常小, 而对 δa_μ 贡献高达50%, 这部分的计算主要采用格点QCD的方法.

近期, 基于标准模型的理论预言是 $(11659182.04 \pm 3.56) \times 10^{-10}$ ^[37], 而实验测量结果为 $(11659208.9 \pm 6.3) \times 10^{-10}$ ^[40], 二者约有3.7个置信度的差别. 正在运行的费米实验室E989实验其预期精度可达 1.6×10^{-10} , 是目前理论预言精度的1/2. 相对地, 理论预言的精度也有望在实验运行期间提高一倍. 一方面, 更新的实验数据将被纳入计算, 这将有助于提高HVP的理论计

图3 标准模型中 a_μ 的领头阶贡献费曼图. (a) QED贡献; (b), (c) 弱相互作用贡献; (d) QCD贡献. 图中红点代表强子

Figure 3 The lowest-order Feynman diagrams of a_μ within standard model. (a) The QED contribution; (b), (c) the weak contribution; (d) the QCD contribution. The red dot denotes hadron.

表 1 标准模型中 a_μ 的QED, EW和QCD的贡献及相应误差, 单位为 10^{-10}

 Table 1 The QED, EW and QCD contribution and corresponding uncertainties of a_μ within standard model. In unit of 10^{-10}

贡献项	值	对 a_μ 贡献 (%)	误差	对 δa_μ 贡献 (%)	文献
QED	11658471.895	99.99	0.008	0.001	[6]
EW	15.36	0.0001	0.11	0.2	[7,8]
HVP, LO	693.1	0.006	3.4	57	[36]
HVP, NLO	-9.84	-	0.07	-	[9]
HLBL	10.5	0.0001	2.6	43	[39]
Total SM	11659182.3	-	4.3	-	[36]

算精度. 另一方面, 从第一性原理出发的新的格点QCD计算方法和更强大的计算能力也将进一步提高HLBL的精度.

2.2.2 缪子g-2实验概述及进展

缪子反常磁矩的测量是通过对缪子在磁场中的进动频率以及磁场强度的精确测量来进行的. 将极化的缪子束注入到储存环中, 该储存环加有垂直于缪子运动方向的均匀磁场 $\mathbf{B}$, 以及对缪子束进行垂直聚焦的电场 $\mathbf{E}$, 缪子的进动频率 ω_s 和回旋频率 ω_c 之差为

$$\omega_a = \omega_s - \omega_c = -\frac{q}{m} \left[a_\mu \mathbf{B} - \left(a_\mu - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E} \right], \quad (5)$$

这里 γ, β 为缪子的洛伦兹因子. 若选定注入的极化缪子 $\gamma=29.3$ ^[41], 亦即动量 $p=3.094$ GeV/c时, ω_a 不依赖于电场 $\mathbf{E}$, 即

$$\omega_a = -a_\mu \frac{q\mathbf{B}}{m}. \quad (6)$$

这样, 对缪子反常磁矩的测量就转化为对 ω_a 和磁场 $\mathbf{B}$ 的测量^[42], 如图4所示. 通过式(6)也可以看到, 由于 ω_a 与磁场强度的线性关系, 保持磁场均匀恒定可以减少测量的系统误差.

对动量 $p=3.094$ GeV/c的缪子, 其寿命为64.4 μs , 反常磁矩所导致的进动周期为4.37 μs . 对缪子, 其衰变道 $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ 的分支比 $\approx 100\%$ ^[43]. 由于弱相互作用过程宇称不守恒, 该衰变产物中 e^- 的运动方向与 μ^- 的自旋方向有一定关联性. 在实验室参考系中, 衰变所产生的电子的能量为

$$E_{\text{lab}} = \gamma(E^* + \beta p^* c \cos \theta^*) \approx \gamma E^* (1 + \cos \theta^*), \quad (7)$$

其中 E^*, p^*, θ^* 分别为在缪子质心系中的电子能量、动

图 4 缪子在磁场中的进动

Figure 4 The precession of muon in the magnetic field.

量、动量方向与缪子自旋方向夹角. 在缪子质心系中, 电子的角分布变化的频率与缪子自旋方向变化的频率 ω_a 相同^[44], 而根据式(7), 实验室系中电子能量强烈依赖于 θ^* , 因此实验室系能量大于阈值 E_{th} 的电子的数目将是 ω_a 的函数, 即^[44]

$$N_{\text{ideal}}(t) = N_0 \exp \left(-\frac{t}{\gamma \tau_\mu} \right) [1 - A \cos(\omega_a t + \phi)], \quad (8)$$

下标ideal表示未考虑堆积(Pile-Up)等因素的影响, N_0, A, ϕ 皆为依赖于阈值 E_{th} 的常数. $N_{\text{ideal}}(t)$ 随时间变化的典型情况如图5所示^[11], 其时间分布的周期频率即为 ω_a .

磁场强度由含水的磁场探针利用核磁共振(Nuclear Magnetic Resonance, NMR)技术测得. 在实验过程中外部磁场需要保持恒定且分布均匀. 这可通过磁场匀化(Shimming)技术得以实现. 磁场匀化一般采用被动式的垫补技术和主动式的磁场修正技术来改变磁场的空间强度分布并消除磁场非对称性和散乱效应, 使得磁场分布高度均匀化.

在欧洲核子中心(European Organization for Nuclear Research, CERN)、美国布鲁克海文实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)和美国费米实验室(Fermilab)进行的缪子反常磁矩实验均采用以上思想, 利用质子打靶产生的高强度缪子束流开展缪子反常磁矩测量实验. 费米实验室的g-2实验目前正在运行. 图6列出了历次缪子反常磁矩实验的结果^[11,41,45-50]. 值得指出的是, 在缪子反常磁矩测量实验中, 初期的CERN实验是将产生的次级束 π 介子注入到储存环中, 而从后期CERN实验开始, 到BNL实验, 和目前的费米实验室E989实验都是采用将缪子束注入到储存环的方法, 有

图5 缪子衰变所得电子能量大于某阈值的计数随时间的分布图. 根据该曲线的周期关系可以得到 ω_a . 图片来自文献[11]

Figure 5 The counts distribution of electron from muon decay versus time. The value of ω_a can be obtained from the periodicity of the counts distribution. This figure is from ref. [11].

图6 a_μ 历次实验测量结果

Figure 6 Experiments for a_μ measurement and the corresponding results.

效地降低了系统误差.

费米的缪子g-2实验在已经完成的2018年Run1期间完成质子打靶总数约 5.1×10^{19} 个, 采集的正电子总数约为 1.8×10^{10} , 是前期BNL实验数据量的1.8倍. 但是正电子总体采集通量(Flux)仅为预期值的50%左右. 实验在今天的Run2期间将会通过改进偏转器、冲击器、聚焦磁铁等提高束流输运和储存效率, 大大提高正电子的采集通量(有望达到实验设计的预期值), 同时也会延长实验的平稳运行时间, 预计将会获得5倍左右的Run1数据量. 缪子g-2实验的最终统计量将至少为前期BNL实验数据量的20倍, 测量的统计误差约为0.100 ppm. 缪子g-2实验的进动频率和磁场测量的系统误差预计分别可以达到0.070 ppm的水平. 再考虑到测量的统计误差, 缪子g-2实验的总体测量误差预计约为0.140 ppm, 这将比前期BNL实验的测量精度提高4倍.

图7列出了2010年以来标准模型下理论计算值^[36,37,51-54]和BNL实验测量值^[11]以及两者之间相应的差别. 2018年的理论预言与实验测量值之间存在3.7个置信度的差别. 如果中心值不变, 在提高实验测量和理

图7 a_μ 的实验值和理论预言值之间的比较, 以及各个理论预言值与BNL-E821实验结果的置信度上的差别. 绿色的带状区域为BNL-E821实验值, 蓝色带状区域为正在运行的费米实验室E989实验的预期值(假定中心值与BNL-E821相同)

Figure 7 The standard model predictions of a_μ provided by several groups and the results of BNL-E821 experiment and future Fermilab-E989 experiment. The corresponding discrepancies between the standard model predictions and the BNL-E821 result are shown too. The result of BNL-E821 experiment is shown as the green band, and the hypothetical result of Fermilab E989 experiment provided that the central value of measured a_μ is the same as BNL measurement is shown as the blue band.

论计算精度后,理论和实验之间的差异将至少达到7.6个置信度.

3 高强度反质子研究

我们知道,原子核和强子结构都是由强相互作用决定的,量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)是描述微观世界强相互作用的基本理论,它驾驭着形成核子和原子核体系及其演化的动力学.但是,QCD在低能区具有非微扰特性,即“色禁闭”,人们还不能从QCD基本拉氏量出发直接推导出强子的性质和结构.对禁闭区非微扰QCD的研究已成为目前最主要的挑战性难题,无论是对理论还是对实验研究都是一个极大的挑战.如果能够解决这个挑战,必将使我们对包括色禁闭在内的强耦合规范理论的非微扰动力学特性有一个全新的理解.而低能(约几个GeV/c)的反质子束流正是开展相关研究的一个有力工具.

反质子是1955年由西格雷(Emilio Segrè)和张伯伦(Owen Chamberlain)领导的研究组^[55]在美国伯克利国家实验室开展的6.2 GeV质子轰击铜靶实验中首次观察到,这一发现获得了1959年诺贝尔物理学奖.

由于反质子-质子相互作用在很大程度上与质子-质子相互作用具有相似性^[56],而且反质子和质子相互作用具有湮灭过程,对它们之间相互作用的研究必将丰富和扩展我们对核力的理解和认识.1956年,Cork等人^[57]利用反质子电荷交换反应发现了反中子.意大利物理学家鲁比亚和荷兰物理学家范德米尔在欧洲核子中心CERN利用几百GeV正反质子对撞发现了 W^+ 和 Z^0 粒子,获得了1984年诺贝尔物理学奖^[58].2015年我国科学家马余刚团队与STAR合作者在美国布鲁克海文实验室的相对论重离子对撞机上通过反质子的动量关联函数研究实现了反物质间相互作用力的首次测量^[56,59],拓展了反物质研究的领域,关于反质子或反物质研究进展,详见近期专题综述文献^[60].

反质子引起的核反应容易产生大量介子和超子,碰撞系统不会产生高密压缩的重子物质,因此是研究超核和强子介质效应特别是提取饱和密度附近强子光学势的最好手段.利用反质子与核子或者原子核碰撞可以研究QCD低能区非微扰性质、强子结构和谱学、反核子-核子相互作用、反核子湮灭机制、超子-核子相互作用、超核形成、冷的夸克-胶子-等离子

体、反物质性质等.

作为次级束流,低能反质子束流($p < 5$ GeV/c)已在世界各大实验室采用高能质子轰击固定靶产生,如欧洲核子中心的低能反质子环(CERN-LEAR)^[61]、日本高能加速器中心(KEK)^[62]、美国布鲁克海文国家实验室(BNL)^[63]等,主要开展了奇异粒子产生、高温核物质性质、高激发态原子核等方面的研究.而最新的发展是正在建设中的德国反质子-离子大科学装置(FAIR),它预计将能够提供高品质、较大动量范围(几十MeV/c–15 GeV/c)的反质子束流,将主要开展强子谱学、核子结构、重子物质中强子性质和超核方面的研究^[64].

在原子核层面,反质子湮灭实验也是研究非稳定核结构的重要工具.反质子同原子核的湮灭过程可以用来研究原子核核子密度分布.相对动能较小的 $\bar{p}$ 可以被原子核捕获而形成 $\bar{p}$ -A原子体系. $\bar{p}$ 向内层原子轨道跃迁会放出X射线,进而 $\bar{p}$ 会与原子核表面的质子中子发生湮灭($\bar{p}p$ 湮灭和 $\bar{p}n$ 湮灭),放出 π 介子等轻粒子. $\bar{p}p$ 和 $\bar{p}n$ 湮灭产额同原子核表面处的质子和中子密度分布直接相关,因此通过测量 $\bar{p}p$ 和 $\bar{p}n$ 湮灭事例产额,并结合一定的理论模型即可获得原子核质子中子分布半径.

3.1 反质子与物质相互作用

3.1.1 反质子与质子相互作用

虽然理论和实验上都对轻味(含有上、下或者奇异夸克)介子的性质有了较为深入的研究,但是目前还没有一个可以系统、完整地描述这些低质量介子特别是标量介子的理论框架.在实验上对这些轻味介子在不同过程中的产生及衰变的测量仍然是极其重要的.精确测量它们在不同的产生过程中的表现形式可以帮助人们进一步确定其内部结构和不同成分之间的耦合道效应.正因为如此,通过反质子-质子散射到标量介子的产生过程,研究这些标量介子的性质是很有必要的.

与之相应,寻找胶球及奇特强子态一直是中高能核物理研究的重要课题.QCD理论本身不排除完全由胶子组成的“胶子球”的存在.然而目前,无论是理论还是实验上,都还没有确定的胶球候选者.理论模型对胶球质量的预言也具有很大不同,一定程度上加大了实验上寻找胶球的难度.反质子-质子散射过程中,

夸克和反夸克湮灭, 从而产生胶子, 而胶子进一步相互作用, 形成胶球, 然后衰变到一对介子(图8). 因此, 反质子-质子湮灭过程对研究可能的胶球很有意义.

通过一定的运动学计算, 我们可以得到反质子-质子(固定靶)系统质心系能量与入射反质子束流动量之间的关系(图9). 如果反质子束流动量(P_{lab})在1–2 GeV, 则反质子-质子的质心系能量($S_{1/2}$)在2.1–2.4 GeV之间, 完全可以用来研究2 GeV附近的轻味介子和胶球. 反质子-质子湮灭过程为寻找胶球开辟了一个全新的研究平台^[65].

传统夸克模型指出, 质子内部只有上(u)和下(d)夸克, 而奇异(s)夸克成分几乎可以忽略. 因此, $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ 过程初态正反夸克完全湮灭, 末态产生两对奇异夸克与其反夸克, 该过程初末态所有夸克线均不连续, 是属于Okubo-Zweig-Iizuka (OZI)压低的过程(图10). 这个过程对于研究奇异夸克产生及核子内部奇异夸克成分都具有十分重要的意义^[66].

3.1.2 反质子与原子核相互作用

反质子与原子核发生相互作用, 其主要是与原子核内核子发生相互作用. 这个过程可以发生弹性散射、非弹性碰撞、电荷转移和湮灭反应等, 主要反应道有

$$\bar{p}N \rightarrow \bar{N}N, \bar{N}N \rightarrow BB, \bar{N}N \rightarrow YY, \bar{N}N \rightarrow MM,$$

其中B, Y和M表示核子共振态、超子和介子. 反质子与核子作用有较大的湮灭截面, 与弹性散射相当, 湮灭后的主要产物是 π 介子, 也有少量的 η , K, $\bar{K}$, K^* , $\bar{K}^*$, η' , ρ , ω , ϕ 等介子产生, 通常采用统计模型描述反质子湮灭机制^[67]. 超过阈能后, 这些介子容易和核子碰撞发生其他反应, 如超子的产生 $\pi(\eta, \rho, \omega)N \rightarrow KY$. 在反质子能量较低时超子主要是通过介子-核子碰撞和奇异数交换反应如 $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ 产生. 在反质子动量较低($P_{lab} < 1$ GeV/c)的时候, 粒子主要是通过湮灭反应产生, 大部分是介子. 反质子引起的核反应容易产生大量介子和超子, 碰撞系统不会产生高密压缩的重子物质. 因此是研究强子介质效应特别是提取饱和密度附近强子光学势的最好手段. 反质子湮灭后产生高动能的介子与核子碰撞“加热”靶原子核到高激发态, 而转移给靶核的角动量较小. 因此, 反质子核反应也是研究热核性质的最好手段.

图 8 反质子-质子夸克湮灭, 产生胶球过程示意图

Figure 8 Schematic diagram for the production of glueball in proton-antiproton annihilation.

图 9 反质子-质子(固定靶)散射质心系能量与入射反质子束流动量关系图

Figure 9 Invariant mass of the proton-antiproton system vs. the momentum of antiproton beam.

图 10 $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ 湮灭过程示意图

Figure 10 Schematic diagram for the $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ reaction.

超核拓展了核物理研究范畴, 其性质和结构研究是当前核物理前沿课题. 超核(反超核)是指含有超子(Λ , Σ , Ξ , Ω)或者反超子($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Sigma}$, $\bar{\Xi}$, $\bar{\Omega}$)的原子核. 超子在原子核内部不会受到泡利不相容原理限制, 可以占据核内任何轨道态. 核内奇异夸克成分改变了原子核的性质, 如半径、结合能、电荷密度分布等. 通过对超核或含有超子的原子性质研究人们可以理解超子-核子、超子-超子两体作用和超子-核子-核子、超子-超

子-核子三体作用, 以及致密星体内部结构如中子星等. 迄今为止, 人类在实验室里已发现的超核有40余个, 40个 Λ 超核, 1个 Σ 超核(${}^4_\Sigma\text{He}$)和3个 $\Lambda\Lambda$ 超核(${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, ${}^{12}_{\Xi}\text{Be}$, 其中后两者目前还不确定^[68]). 利用高能粒子或者光子轰击原子核来产生超核, 采用的反应机制有奇异数伴随反应(N, K)、奇异夸克交换反应($\bar{K}$, π^-)、 π 介子引起的核反应(π , K)、光核反应(γ , K)、高能电子引起的核反应(e, $e^+\text{K}^+$)等. 迄今为止, 人们发现最轻的超核为 ${}^3_\Lambda\text{H}$, 即由一个质子、一个中子和一个 Λ 超子组成, 最重的超核为 ${}^{209}_\Lambda\text{Bi}$. 原子核内超子的引入提高了核芯的稳定性, 使得不稳定的原子核有了较长的寿命, 如 ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^9_\Lambda\text{Li}$, ${}^9_\Lambda\text{B}$ 等. 通过分析 γ 谱学人们大量研究了超核能级谱学、超子在核内束缚能、轨道之间的跃迁及自旋相关的作用引起的能级分裂等超核结构性质和超子-核子相互作用势. 同时, 首个反物质超核也于2010年由我国科学家陈金辉、马余刚等人与STAR合作者发现^[69], 并于2019年实现超氦核-反超氦核质量和结合能的精确测量^[70]. 随着核物理大科学装置的建成或即将建设, 如我国在建的强流重离子加速器(HIAF)、日本高能质子加速器系统(J-PARC)、德国反质子离子研究装置(FAIR)、俄罗斯高能重离子装置(NICA)等, 都将超核物理研究列为优先发展方向.

反质子湮灭后产生 $\bar{K}$ 介子通过奇异数交换反应可以产生超子, 在入射能量较高时也可以直接产生超子如 $\text{NN} \rightarrow \Lambda^-$ 阈能($P_{\text{lab}}=1.439$ GeV/c). 因此, 利用反质子较容易产生超子形成超核. 核子-核子碰撞 $\text{NN} \rightarrow \text{NYK}$ ($E_{\text{th}}=1.58$ GeV)和 π 介子-核子 $\pi\text{N} \rightarrow \text{KY}$ ($E_{\text{th}}=0.76$ GeV)达到一定阈值才能产生超子. 反质子核反应有较高的超子产额, 超子也容易被核碎片俘获形成超核. 表2是低能反质子在不同靶核上湮灭产生介子和超子的多重数. 可以看出在入射能量很低时, 也有一定产额的超子产生. 图11是由兰州量子分子动力学模型(Lanzhou Quantum Molecular Dynamics, LQMD)计算得到的在入射动量为4 GeV/c时反质子轰击 ${}^{40}\text{Ca}$ 产生粒子随时

间的演化. 反质子引起的核反应中产生粒子的核介质效应, 提取反质子和产生粒子与核子相互作用势, 即粒子光学势. 另一方面, 基于反质子核反应可以研究超子-超子相互作用和 $s=-2$ 超核(${}_{\Lambda\Lambda}\text{X}$, ${}_{\Lambda\Sigma}\text{X}$, ${}_{\Sigma\Sigma}\text{X}$, ${}_{\Xi}\text{X}$)性质. 图12是4 GeV/c反质子轰击 ${}^{181}\text{Ta}$ 产生超核碎片分布. 可以看到, 超核有较大的产生截面, 特别是 ${}_{\Lambda\Lambda}\text{X}$. 基于高强度反质子束流, 通过选择不同靶核产生大质量范围双 Λ 超核并开展精细谱学研究, 分析不同质量区

图 11 入射动量4 GeV/c下 $\bar{p}+{}^{40}\text{Ca}$ 反应产生pion介子(a), K介子(b), 反K介子(c)和超子(d)随时间演化^[68]

Figure 11 Temporal evolution of pions (a), kaons (b), antikaons (c) and hyperons (d) produced in $\bar{p}+{}^{40}\text{Ca}$ at the incident momentum of 4 GeV/c [68].

图 12 动量为4 GeV/c反质子轰击 ${}^{181}\text{Ta}$ 产生超核碎片分布

Figure 12 The distribution of hyper-nuclei generated from the bombarding of ${}^{181}\text{Ta}$ target with 4 GeV/c anti-proton.

表 2 入射动能为21 MeV反质子轰击 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{197}\text{Au}$ 靶产生介子和超子多重数

Table 2 The multiplicities of mesons and hyperons produced by 21 MeV anti-proton impinging on ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{197}\text{Au}$ targets

靶	π^+	π^0	π^-	K^+	K^0	K^-	$\bar{K}^0$	$\Lambda+\Sigma^0$	Σ^+	Σ^-
${}^{12}\text{C}$	0.6	1.2	1.5	0.027	0.034	0.013	0.008	0.021	0.009	0.01
${}^{197}\text{Au}$	0.8	1.4	1.6	0.045	0.051	0.01	0.007	0.051	0.011	0.017

域超核性质. 在铜系核区域, 超核的形成会延迟裂变过程, 也会改变位能曲面进而影响裂变碎片分布. 反质子湮灭可以在原子核内形成局域致密的强子物理, 其性质研究可以帮助理解核物质相结构.

3.2 反质子在核物理研究中的应用

原子核的密度分布及半径是核物理研究中的重要物理量之一, 其不仅对核物理研究本身有重要意义, 在核天体物理研究中也具有重要意义. 目前, 用来研究原子核密度分布的实验方法有很多, 但某种特定的实验手段往往只能测量质子密度分布和核子密度分布这两个量中的一个, 能够直接测量中子密度分布的方法还很稀缺. 反质子束流在研究原子核密度分布方面具有独特的优势, 它可以用来同时测量原子核的质子和中子密度分布^[71-82]. 利用低能反质子束流与原子核相互作用可以产生反质子原子(Antiprotonic Atom, $\bar{p}$ -A Atom), 反质子原子的X射线谱及湮灭过程已经被大量用来研究稳定核的质子中子相对密度分布^[71-78]. 另外, 研究认为通过测量中能反质子束流同原子核碰撞的吸收截面可以同时研究原子核中的质子、中子及核子密度分布^[79-82].

3.2.1 利用反质子原子X射线谱和湮灭过程研究原子核密度分布

通过测量反质子原子的X射线谱可以得到反质子原子的能级结构, 而由于处于反质子原子内层轨道上的反质子同原子核之间的强相互作用会改变反质子原子能级的宽度, 因此反质子原子的能级宽度和位移信息可以用来提取原子核的密度分布. 图13展示了利用反质子原子X射线谱方法得到的大量原子核的质子中子相对半径的结果. 利用反质子原子湮灭方法研究原子核物质分布主要是利用反质子与原子核中质子或中子相遇可以发生湮灭的特点^[71-78]. 实验上, 在利用反质子研究稳定核密度分布方面, 低能反质子束流首先被注入到稳定靶并慢化阻止, 之后会被捕捉进入到原子的电子轨道, 从而形成反质子-原子核($\bar{p}$ -A)组成的原子体系. 因此通过测量测 $\bar{p}p$ 和 $\bar{p}n$ 湮灭事例产额, 并结合一定的理论模型即可获得原子核质子中子相对分布半径. 实验上, 可以通过测量湮灭产物中的剩余核 ${}_{Z-1}^{A-1}$ 和 ${}_{Z}^{A-1}$ 来鉴别相关湮灭反应道及得到反应产

图 13 通过研究反质子原子X射线谱得到的大量原子核质子中子相对半径的系统性展示. 图片来自文献[72]

Figure 13 Systematics of the difference Δr_{np} between the rms radii of the neutron and proton distributions in a quantity of nuclei as deduced from the antiprotonic atom X-ray data. The figure is from ref. [72].

额, 也可以通过测量湮灭产物中 π 介子的总电荷数来确定湮灭道及产额, 因为 $\bar{p}p$ 湮灭放出的 π 介子总电荷量为0, $\bar{p}n$ 湮灭后放出的 π 介子总电荷量为-1.

3.2.2 通过测量反质子散射中的吸收截面研究原子核密度分布

研究认为, 中能反质子束流在原子核上的吸收截面可以精确提供原子核中质子和中子的密度分布信息^[79-82]. 理论研究结果显示, 原子核的核子分布半径 $\langle r^2 \rangle$ 跟反质子和原子核碰撞后的吸收截面 σ_{abs} 有简单的关系: $\sigma_{abs} \approx \alpha_0 \langle r^2 \rangle$. 其中, α_0 是近似常数的系数, 可以通过测量已知 $\langle r^2 \rangle$ 值的核素的 σ_{abs} 进行提取. α_0 同入射束流能量有微弱的依赖性, 反质子束流能量从200 MeV增加到400 MeV情况下 α_0 值大约减小5%. 原子核的质子分布半径 $\langle r_p^2 \rangle$ 和中子分布半径 $\langle r_n^2 \rangle$ 由以下公式得到: $\sigma_{abs}^p \approx (Z/A)\alpha_0 \langle r_p^2 \rangle$, $\sigma_{abs}^n \approx (N/A)\alpha_0 \langle r_n^2 \rangle$. 其中 σ_{abs}^p 和 σ_{abs}^n 分别为反质子轰击靶核时与中质子和中子发生湮灭的吸收截面, 并且有以下关系成立: $\sigma_{abs} \approx \sigma_{abs}^p + \sigma_{abs}^n, \langle r^2 \rangle = (Z/A)\langle r_p^2 \rangle + (N/A)\langle r_n^2 \rangle$.

3.2.3 反质子在不稳定核密度分布研究方面的规划

已经完成的所有反质子实验都是对稳定原子核的密度分布进行测量. 由于远离稳定线原子核的核子密

度分布呈现出更加奇特的性质, 如中子皮和中子晕^[83], 近年来人们对利用反质子研究非稳定核中核子密度分布产生了极大的兴趣. 由于远离稳定线原子核寿命极短且产额很低, 故无法做成固定靶. 因而传统实验中反质子轰击固定靶的实验手段无法应用到非稳定核的核子密度分布研究上. 在不稳定核密度分布研究方面, 人们建议了如下实验方法.

(1) 在 $\bar{p}$ -A湮灭实验方面, 人们建议利用离子阱将一定数量的反质子囚禁起来, 然后将低能不稳定核束注入离子阱, 从而形成反质子-不稳定核原子, 进而通过探测 π 介子总电荷数反推 $\bar{p}p$ 和 $\bar{p}n$ 湮灭产额, 并最终得到不稳定核中质子中子密度分布^[76,77]. 目前, 这方面的实验计划已经在欧洲核子中心(CERN)相关装置上开始实施^[71], 这一计划的名字为PUMA (AntiProton Unstable Matter Annihilation). PUMA计划首先将CERN的反质子储存环ELENA (Extra Low ENergy Antiproton)提供的低能反质子束流注入离子阱中进行储存, 然后运至放射性束流装置ISOLDE实验终端, 利用ISOLDE产生的低能不稳定核束注入离子阱, 同反质子作用发生湮灭反应, 进而开展相关实验测量. 离子阱的真空度直接决定了反质子在离子阱内的存活寿命, PUMA计划将反质子存储在离子阱的时间达到几个星期, 以便能够更有效地利用反质子, 这需要离子阱具有大约 10^{-16} mbar的真空度. 若能将反质子存储足够长的时间, 还可以将反质子离子阱运至世界各地的放射性束流装置上开展 $\bar{p}$ -A湮灭实验.

(2) 在反质子吸收截面实验方面, 可以通过利用反质子-离子对撞机(Antiproton Ion Collider, AIC)开展散射实验, 以实现在不稳定核的质子中子密度分布的研究^[78-82]. 人们已经在FAIR (Facility for Antiproton Ion Research)大科学装置上开展了相关AIC装置的规划^[79,80]. 研究人员计划将FAIR项目中电子离子对撞机ELISe (Electron Ion Scattering in a Storage Ring, eA-collider)上的电子储存环(e-Ring)进行适当改造, 使其可以储存反质子, 从而使ELISe起到AIC的功能. FAIR上反质子束流通过SIS100同步加速器提供的30 GeV的质子束轰击固定靶产生, 并利用CR和RESR储存环进行收集、储存、冷却及降能, 并最终注入改造后的e-Ring. 不稳定离子束流通过弹核碎裂机制产生, 并利用碎片分离器Super-FRS进行分离和纯化后送至CR和RESR进行收集和冷却, 再注入离子储存环NESR与反

质子进行对撞. 反质子与不稳定核碰撞后的剩余核 ${}_{Z-1}A-1$ 和 ${}_{Z}A-1$ 大部分情况下仍然在NESR的接收度范围内, 因而会继续在NESR中循环运动, 在NESR中运动的剩余核的鉴别可以通过肖特基噪声频率分析方法进行无损探测, 进而提取反质子吸收截面. 对于超出NESR动量接收范围的剩余核, 可以通过在 $\bar{p}$ -A对撞区域下游第一块偏转磁铁后面布置探测器进行探测并获得反质子吸收截面.

3.3 高精度反氢原子测量

近年来, 欧洲核子中心成功合成了反氢原子并精确测量了其性质, 检验了CPT定理^[84,85]. 欧洲核子中心ATHENA离子阱将加速器产生的反质子经过减速器将其动能降低至5.3 MeV, 在脉冲电场下俘获反质子与“冷电子”碰撞使其能量进一步降低. 另一方面, 采用放射性核 ${}^{22}\text{Na}$ 的 β^+ 衰变将正电子收集到离子阱, 通过回旋辐射降低正电子能量^[86]. 反质子和正电子构成的等离子体在低温环境中有一定概率可以形成反氢原子, 发现反氢原子2S-1S跃迁谱与氢原子完全一致. ALPHA离子阱谱仪是ATHENA的升级, 采用圆柱形电场和螺线管型磁场约束等离子体, 如文献^[84]图1所示. 人工合成反氢原子为人们探索宇宙中反物质消失之谜提供了重要线索. 随着加速器技术和离子阱技术的提高, 将来还可以人工合成更重的反原子.

4 基于HIAF集群的高强度缪子、反质子研究展望

惠州大型加速器集群是规划中的、以国家“十二五”重大科学工程项目“强流重离子加速器装置(HIAF)”和“加速器驱动嬗变系统(CiADS)”为基础, 以核科学研究为主的大规模先进加速器集群. 本文中的HIAF集群, 是整个规划的前期部分, 如图14所示, 包括HIAF, CiADS两装置及规划中的HIAF升级HIAF-U. 作为正在建设中的我国下一代大型离子束加速装置, 将能够提供极具国际竞争力的质子和重离子流强.

CiADS设计的平均功率和相应的流强均居世界前列, 利用HIAF上的高强度重离子束流在缪子、反质子等次级粒子的产生上相较于质子束流也有独特的优势. 因此, 依托HIAF集群, 完全可以产生高强度的缪子、反质子等次级束流, 进而开展高精度实验测量工

图 14 惠州大型加速器集群

Figure 14 Overall planning of the Huizhou accelerator facility.

作. 这为在我国开展粒子物理高强度前沿研究提供了有利的条件.

4.1 依托HIAF集群开展缪子电子转换实验

CiADS将能够提供能量为600 MeV、频率为几百个MHz的质子束流, 其功率高达 ~ 2.5 MW. 进行缪子电子转换实验需要脉冲式束流, 在CiADS上通过直线加速器的中能束流传输线(MEBT)的chopper系统可以得到类似于Mu2e设计的1695 ns周期脉冲结构的束流^[87], 满足该实验的要求. 值得注意的是, 相比费米实验室的Mu2e和J-PARC的COMET实验的高能质子束流(前者束流动量为8.9 GeV/c, 后者为8 GeV/c), CiADS的600 MeV的束流能量将具备没有反质子本底的优点.

参照费米实验室的Mu2e实验, 通过模拟束流打靶过程, 提取产生靶所在超导螺线管出口处 μ^- 产生信息, 从统计量的角度对CiADS上缪子电子转换实验的可行性进行了初步的探讨.

首先, 需要基于CiADS的束流设计针对缪子电子转换实验的束流时间结构. 这里, 假定实验的缪子停止靶的材料为铝, 并参照费米实验室Mu2e实验的束流时间结构^[88](图15). 图15中, 灰色阴影区域为束流脉冲. 每个脉冲之间的间隔为1695 ns. 对于Mu2e, 每个脉冲打到靶的质子数(POT)约为 3×10^7 . 对于如上脉冲式束流, CiADS的引出功率可以达到0.4 MW, 对应的每个脉冲的POT数目可达 6.8×10^9 . 同时, 为降低 π 介子俘获等本底, 也要确保脉冲束流的纯度, 降低两个主脉冲间的残留质子数, 使其优于Mu2e实验的束流品质.

图 15 Mu2e实验的束流时间结构

Figure 15 The proton bunch timing structure of Mu2e experiment.

对比能量为8 GeV的质子, 能量为600 MeV的质子的缪子产额有明显的降低. 图16给出了能量为8 GeV和600 MeV的质子束流打靶后在缪子俘获超导螺线管出口处所收集的缪子的能谱. 可以看出, 600 MeV与8 GeV质子的缪子能谱相似. 相比而言, 600 MeV质子对应缪子平均动量略低, 单个质子的缪子产额约为8 GeV质子的1/32.

CiADS预期将在2026年建成, 按目前规划, 功率在2.5 MW, 未来有望升级到10 MW. 按照600 MeV束流能量的设计, 如果利用其直线加速器开展缪子电子转换实验, 假设束流引出时间结构类似于费米实验室Mu2e实验的0.4 MW脉冲式质子束流. 假设与费米实验室Mu2e实验相同的停止靶材料和几何, 即停止靶的缪子俘获率为0.609^[88]. 探测器的接受度采取COMET实验的几何接受度, 即0.18^[16]. 表3对比了费米实验室Mu2e实验和CiADS开展缪子电子转换实验的各个参数. 可以看出, 如果仅考虑事例统计量, 基于CiADS开展缪子电子转换实验, 将具备把 $R_{\mu e}$ 的上限推进至 10^{-19} 量级

图 16 产生靶处螺线管出口的缪子动量分布. (a) 8 GeV 质子; (b) 600 MeV 质子

Figure 16 The momentum distribution of muon after the solenoid at production target. (a) 8 GeV proton; (b) 600 MeV proton.

的区间的潜力.

在Mu2e此类高精度实验中, 由于探测到微弱的物理信号十分困难, 物理目标的实现不仅取决于事例统计量, 更重要的是信号区域的背景控制, 需要对复杂的本底来源全面了解并掌握压低本底的各种技术手段, 开展探测器设计、硬件性能、计算机模拟等前期预研究工作. 同时, 还需要解决高功率束流下的靶站设计、系统散热、高强度非均匀磁场螺线管等一系列技术难题.

4.2 HIAF上的缪子反常磁矩研究

在重离子核反应中, 存在大量的核子-核子碰撞过程, 只要核子能量足够高, 便能产生 π 介子. 理论上, 如果重离子束流的能量超过3 AGeV, 打靶过程中便能产生3 GeV左右的高能 π 介子, 可以开展缪子反常磁矩实验. 根据规划中HIAF的升级计划, 利用更长的超导直线段及更高磁刚度(86 Tm)的超导加速环(BRing2),

HIAF-U将具备提供 ~ 10 AGeV@ 1×10^{13} ppp的高质量重离子束流的能力. 这里选取HIAF-U的典型束流 ^{136}Xe 为参考, 模拟束流打靶过程, 研究 π 介子的产生和收集, 通过与费米实验室g-2实验质子束流(8 GeV)打靶过程的对比, 主要从统计量的角度对基于HIAF-U重离子束流开展缪子反常磁矩实验的可行性进行初步探讨.

这里我们采用费米实验室g-2实验的8 GeV质子束流及Inconel600的合金靶. ^{136}Xe 能量为10 GeV/u. 图17为前冲 45° 范围内的 π^+ 动量分布. 纵坐标为平均到每核子的 π^+ 的产额. 在低能段, 质子的产率更高, 而 ^{136}Xe 则能提供更多高能的 π^+ .

图18为前冲 10° 范围内, 动量在1000–5000 MeV/c之间的 π^+ 的动量-角度二维分布. 可以看出Xe所产生的 π^+ , 整体上具有更好的前冲性. 由于高能g-2实验所需缪子动量为3.09 GeV/c, 我们对比3 GeV附近不同角度

表 3 费米实验室Mu2e实验和在规划中的HIAF集群上开展缪子电子转换实验可行性的比较

Table 3 The comparison of various parameters for muon electron conversion measurements at the Fermilab Mu2e experiment and HIAF-CiADS

参数	Mu2e@Fermilab	Mu2e@CiADS
运行时间(2×10^7 s/y)	3 y	3 y
POT每年	1.2×10^{20}	6.4×10^{22}
停止靶上缪子停止个数(每个POT)	0.0019	$\sim 6 \times 10^{-5}$
μ^- 俘获率	0.609	0.609
探测器接受度	0.08	0.18
单事例灵敏度	3×10^{-17}	8×10^{-19}

图 17 前冲 45° 范围内的 π^+ 动量分布

Figure 17 The momentum distribution of π^+ with the forward angle in the range of $0-45^\circ$.

处的相对值, 可以发现Xe对应的 π^+ 在角度分布上更加集中, 且主要分布于小角度内, 这对于 π^+ 的收集是有利的.

基于费米实验室g-2实验前端^[89], 如图19所示部件, 包括产生靶、锂透镜、准直器以及偏转磁铁, 采用G4BeamLine^[90]模拟, 可以得到质子及 ^{136}Xe 所能提供 π^+ 次级束流的产率及谱型. 如图20所示为经偏转磁铁选择后的 π^+ 动量分布情况. 质子及Xe离子对应的单核子 π^+ 产额之比约为0.92. 从动量分布上看, ^{136}Xe 对应 π^+ 具有更高的动量, 且峰值在3.3 GeV/c附近, 而在3 GeV/c附近相比质子略低. 总体而言, 10 AGeV ^{136}Xe

图 18 前冲 10° 范围内, 动量在1000–5000 MeV/c之间的 π^+ 的动量-角度二维分布. (a) 8 GeV质子束流; (b) 10 AGeV ^{136}Xe 束流

Figure 18 The momentum-angle distributions of π^+ with momentum in the range of 1000–5000 MeV/c and forward angle in the range of $0-10^\circ$. (a) 8 GeV proton; (b) 10 AGeV ^{136}Xe .

图 19 费米实验室g-2实验前端. 图片来自文献^[89]

Figure 19 The front-end of Fermilab muon g-2 experiment. The figure is from ref. ^[89].

的单位核子 π^+ 产率与8 GeV质子十分接近.

束流的时间结构也是需要考虑的一个因素. 时间结构主要取决于储存环的半径. 费米实验室进行的缪子反常磁矩实验所采用的磁铁的半径约为7 m, 对于动量3.09 GeV/c的缪子束, 其时间宽度不能超过140 ns; 同时, 为采集数据, 束流脉冲之间的时间间隔为10 ms. 假定相同的储存环半径或磁场, HIAF-U上可以构造时间宽度为130 ns的束流脉冲. 基于HIAF-U所能提供的重离子束, 可构造的束流如表4所示. 在这样的束流参数下, 根据上述模拟计算的结果可以推断, HIAF-U上缪子束流强度将能够达到目前费米实验室g-2实验的30倍左右.

为分析 a_μ 的误差, 可以将其写成^[4]

$$a_\mu = \frac{\omega_a m_\mu \mu_p g_e}{\omega_p m_e \mu_e 2}, \quad (9)$$

图 20 8 GeV质子及10 AGeV ^{136}Xe 作为束流得到的二极铁出口处的 π^+ 的动量分布

Figure 20 The momentum distribution of the π^+ after the dipole magnet for 8 GeV proton and 10 AGeV ^{136}Xe beam.

表 4 费米实验室g-2实验和在HIAF-U上开展高能缪子反常磁矩实验束流参数的比较. 以HIAF-U上 ^{136}Xe 为例

Table 4 The comparison of various beam parameters for muon g-2 measurements at Fermilab and HIAF-U. The projectile is adopted as ^{136}Xe for HIAF-U

参数	g-2@Fermilab	g-2@HIAF
单脉冲打靶核子数	1×10^{12}	$136 \times 2 \times 10^{12}$
脉冲宽度 (ns)	120	130
每周脉冲束	16	5
周期长度 (s)	1.4	4
束流动量 (AGeV/c)	8.89	~ 10

其中, m_μ , m_e 分别为缪子、电子质量, μ_p , μ_e 分别为质子和电子磁矩, g_e 为电子的旋磁比. 这些物理量来自其他实验的精确测量值^[40], 是 a_μ 测量的输入参数. ω_a 和 ω_p 为缪子反常磁矩实验的测量参数, ω_a 如前文所述为电子累计计数的时间分布周期频率, ω_p 为前文所述利用核磁共振测量磁场时质子的进动频率. 缪子反常磁矩测量的统计误差主要来自于 ω_a , 系统误差则包括 ω_a 和 ω_p 两部分^[38]. 其中 ω_a 的系统误差主要来自于堆积事件背景、束流相干感应振荡、在储存环中丢失的缪子、探测器能量响应变化以及电四极矩的修正. ω_p 的系统误差主要来源是固定型和移动型磁场探针的绝对标定和相对标定, 磁场位置测量精度以及缪子在磁场中的分布测量和环境温度的变化等.

我国的HIAF将提供高流强中低能重离子束流, 产生高功率短脉冲高能重离子束团. 利用重离子束流打固定靶, 相比质子打靶可以产生更强的高能缪子束流, 而且在运动学上具有更好的前冲性, 利于高能缪子的收集. 表5列出了费米实验室E989实验和HIAF-U上开展缪子反常磁矩测量的误差估计^[37]. 费米实验室g-2实验的统计误差约为0.100 ppm, 系统误差约为0.100 ppm.

基于HIAF-U能提供 $\sim 10 \text{ AGeV}@1 \times 10^{13} \text{ ppp}$ 重离子束的初步模拟计算表明, 缪子束流强度将能够达到目前费米实验室g-2实验的30倍左右, 这意味着测量 a_μ 的统计误差将从费米实验室的0.100 ppm提高到0.020 ppm水平. 在 ω_a 系统误差方面, 通过设计和建造更加精细、位置分辨率更高的量能器和径迹探测器可以减少堆积背景信号和能量刻度变化以及电四极矩带来的影响. 另外设计和安装性能更优的偏转器和冲击

器可以提高束流输运效率和减少束流相干感应振荡. 在 ω_p 系统误差方面, 将进一步改进磁场匀化技术, 提高磁场的均匀度. 同时改进磁场移动探针的位置定位精度并对温度进行更加严格的控制. 通过这些测量技术手段的提高和改进, 初步估计可将实验测量的系统误差从0.100 ppm提高到0.066 ppm的水平. 因此, 缪子g-2实验的总体误差预期可以提高一倍, 从0.140 ppm提高到0.070 ppm. 这将为缪子反常磁矩的高精度测量作出重要贡献. 需要指出的是, 在表5中可见, HIAF-U上缪子g-2测量的系统误差将是统计误差的三倍左右, 即系统误差占主导, 有效控制系统误差将是未来能否在HIAF-U上开展该实验的关键因素之一.

4.3 HIAF上高强缪子束流可开展的其他研究工作

除cLFV和缪子反常磁矩外, HIAF集群提供的强缪子束流, 还是开展其他前沿研究如缪原子物理, 以及应用研究如 μSR (Muon Spin Rotation)的理想平台.

缪原子是原子核外电子被缪子取代所形成的一种类似原子的结构. 比起电子原子, 缪原子具有更小的库仑位垒, 因而有着特殊的用途. 自2010年PSI CREMA合作组利用缪氢原子测量质子电荷半径以来, 缪原子物理研究进入一个新的阶段, 成为国际高能物理研究中的热点前沿问题. 在重核缪原子中, 由于核的半径和原子的半径大小可比, 因此重核结构对重核缪原子的能级将产生显著影响, 此外可预期重核缪原子中缪子对核结构产生扰动, 进而改变重核的性质. 因此通过测量重核缪原子X射线确定重核缪原子能级可提供重核结构及结构变化的灵敏的、重要的信息.

重核缪原子的能级可达数个MeV的水平, 远高于高分辨率光子探测设备所能达到的分辨率, 因此可以对重核缪原子X射线进行较高精度的测量.

由于原子核俘获缪子形成缪原子需要在准静止状态下, 因此通常的缪原子物理研究的一大难点在于缪子的慢化. 而HIAF独特的Merging设计使得高速运动的原子核有机会接触到相对动能接近零的缪子, 为缪原子的形成提供了一条可能的新途径.

重核缪原子的研究是有重要意义和广阔前景的课题, 但国际上尚未开展此类研究. 依托HIAF集群逐步建设和完善相应实验条件, 及时开展重核缪原子理论和实验方面的研究将有望在该方向上做出一批国际领先的工作.

表 5 费米实验室g-2实验和在HIAF-U上开展高能缪子反常磁矩实验的预期误差^[37]

Table 5 The expected uncertainties of g-2 measurements at Fermilab and HIAF-U [37]

参数	g-2@Fermilab误差	g-2@HIAF误差
m_μ/m_e		0.022×10^{-6}
μ_p/μ_e		0.003×10^{-6}
g_e		2.6×10^{-13}
统计误差	0.100×10^{-6}	$\sim 0.018 \times 10^{-6}$
系统误差	0.099×10^{-6}	$\sim 0.066 \times 10^{-6}$
总误差	0.140×10^{-6}	$\sim 0.070 \times 10^{-6}$

4.4 HIAF上的高强反质子研究

HIAF集群上的反质子是通通过高能重离子束流轰击靶产生的. 同传统的利用高能质子束流产生反质子相比, 重离子可以得到更高的每粒子反质子产额.

核子-核子碰撞产生反质子阈能比较高, 如反应道 $NN \rightarrow NN\bar{p}p$, 阈能为5.63 GeV. 由于核介质环境中, 反质子有效质量小于自由质量, 会导致阈能有所降低. 反质子主要是在核-核碰撞的压缩阶段产生, 核-核碰撞动力学涨落以及共振态和介子反应道都增加了反质子的产额. 图21是2 GeV/核子 $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ 碰撞和质子轰击 ^{63}Cu 产生反质子激发函数比较^[91,92]. 与高能质子反应相比较, 重离子碰撞中反质子的产额明显增加. 由于动力学涨落和核介质效应影响, 在核-核碰撞入射能量低于阈值时, 也可以产生大量反质子.

HIAF-U升级完成后, HIAF集群可以提供最大磁刚度为86 Tm的重离子束流. 图22比较了HIAF提供的10 GeV/u的 ^{136}Xe 束流同FAIR所用的29 GeV质子束流在相同靶设定情况下产生的反质子的模拟结果. 可以看出, 两者具有几乎一致的动量和角分布, 同时有小得多的单核子能量, 每个 ^{136}Xe 产生的反质子数量达到质子的8.4倍. 升级后HIAF将能够提供高达 10^{13} pps的重离子束流, 可以产生动量几十MeV/c到几个GeV/c, 流强与FAIR相当甚至更强的高强度反质子束流, 完全具备开展 $\bar{p}$ -A原子湮灭实验及 $\bar{p}$ -A对撞实验的能力, 有

图 21 2 GeV/核子 $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ 碰撞产生反质子质量不变谱动能分布与实验数据比较^[91]. 计算结果取自LQMD输运模型^[92]

Figure 21 Invariant spectra of antiprotons produced in collisions of $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ incident energies of 2 GeV/nucleon and compared with the available experimental data [91]. Calculations are from LQMD transport model [92].

图 22 能量为29 GeV的质子(a)和10 GeV/u的 ^{136}Xe (b)束流在同一靶上产生的反质子的分布比较

Figure 22 The distributions of anti-proton generated by 29 GeV proton (a) and 10 GeV/u ^{136}Xe (b) beams impinging on the same target.

望在赝标量介子(π , η 等)、矢量介子(ρ , ω 等)、超子(Λ , Σ , Ξ , Ω)、反超子($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Sigma}$, $\bar{\Xi}$, $\bar{\Omega}$)与核子相互作用势、 $s=-2$ 超核性质和结构研究、探索冷的夸克-胶子等离子体(Cold QGP)机制、理解 Λ/K_s 值偏大的物理原因等研究领域做出重要贡献.

HIAF集群将是CERN和FAIR之外的第三个可以同时提供高品质反质子束流和放射性束流的设施, 也是利用 $\bar{p}$ 湮灭研究非稳定核核子密度分布的理想场所. 通常的研究方案核心在于利用离子阱将 $\bar{p}$ 收集并束缚住, 然后利用慢化了的放射性核束注入离子阱, 与反质子符合形成原子, 进而测量湮灭产物. 而HIAF独特的双环Merging设计提出了另一种思路, 即利用双储存环结构分别将反质子和不稳定核冷却储存在两个环中, 两者同向运动且速度相似, 因而相对动能很低, 容易结合形成原子. 该方案若成功实施, 将极大扩展可研究的核素领域.

除了在强子物理、核物理等基础物理学领域有重要应用外, 反质子束流在其他应用领域也存在潜在的应用价值. 例如, 人们对反质子用于肿瘤放疗进行了一些前期研究^[93,94]. 研究结果认为, 相对于质子放疗, 反质子更具优势. 反质子除了具备质子在放疗方面的优点外, 还有独特之处. (1) 在病灶处(布拉格峰处)沉

积的反质子会发生湮灭, 从而放出大量的能量 (~ 1.8 GeV), 其中一部分会在病灶处沉积下来(约等于质子在布拉格峰处沉积的能量). 因此相同入射能量的反质子束流相对于质子束流, 可以在布拉格峰处沉积双倍的能量, 使放疗效果更加明显. (2) 反质子湮灭放出的高能带电粒子, 如正负 π 介子对, 可以被高效利用进行实时成像, 从而可以监测沉积粒子剂量在生物体内的空间分布. 由于目前国际上只有CERN可以提供反质子束流, 反质子用于肿瘤治疗方面的研究还比较初步, 因此未来HIAF可以在反质子肿瘤治疗可行性方面开展更多开创性研究工作.

5 总结与展望

高强度前沿研究是粒子物理的研究前沿之一. 依托高强度束流和灵敏的探测手段, 它可以揭示在高能量处的新物理规律, 是探索高能标物理的灵敏探针.

当前, 粒子物理高强度前沿关键的、突破性的科学问题包括: 缪子反常磁矩的精确测量、缪子-电子转换的cLFV过程的寻找等. 此外, 开展诸如缪原子物理、利用反质子湮灭实验开展QCD低能区非微扰性质、不稳定核结构等研究也具有重要的科学意义. 而要研究这些关键的科学问题, 高流强的粒子加速器不

可或缺.

带电轻子味破缺是标准模型的费米子中唯一尚未被观测到的基本粒子味破缺现象. 对这些过程的预测是众多超越标准模型的新物理理论的重要部分. 实验上如果寻找到cLFV信号将是新物理存在的有力证据, 而对其信号灵敏度的更新也是检验众多理论模型的重要方法.

缪子反常磁矩的理论计算和实验测量值的精度好于百万分之一, 对于高能标上超出标准模型新物理的寻找, 缪子反常磁矩的高精度测量将是重要手段.

利用反质子与核子或者原子核碰撞可以研究QCD低能区非微扰性质、超核形成、冷的夸克-胶子等离子体、反物质性质等一系列重要科学问题. 对禁闭区非微扰QCD的研究将使得我们对包括色禁闭在内的强耦合规范理论的非微扰动力学特性有一个全新的理解.

我国下一代大型离子加速器集群的建设工作已经开始, 高平均功率和高流强正是HIAF集群的优势. 因此, 依托这一大型加速器集群, 可以产生高强度的缪子、反质子等次级束流, 进而开展高精度实验测量工作. 基于统计量的初步分析表明, HIAF集群具备将缪子电子转换效率 $R_{\mu e}$ 上限推至 10^{-19} 以及将缪子反常磁矩的精度提高到0.07 ppm水平的潜力, 这为在我国开展粒子物理高强度前沿研究提供了有利的条件.

参考文献

- 1 Aad G, Abajyan T, Abbott B, et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys Lett B*, 2012, 716: 1–29, arXiv: [1207.7214](#)
- 2 Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A M, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys Lett B*, 2012, 716: 30–61, arXiv: [1207.7235](#)
- 3 Ritz S, Aihara H, Breidenbach M, et al. Building for Discovery: Strategic Plan for US Particle Physics in the Global Context. Particle Physics Projects Prioritizationpanel Report, 2014
- 4 Lusiani A. Muon $g-2$, current experimental status and future prospects. *Acta Phys Pol B*, 2018, 49: 1247
- 5 Meyer H B, Wittig H. Lattice QCD and the anomalous magnetic moment of the muon. *Prog Particle Nucl Phys*, 2019, 104: 46–96, arXiv: [1807.09370](#)
- 6 Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, et al. Complete tenth-order QED contribution to the muon $g-2$. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 111808, arXiv: [1205.5370](#)
- 7 Czarnecki A, Marciano W J, Vainshtein A. Erratum: Refinements in electroweak contributions to the muon anomalous magnetic moment [Phys. Rev. D 67, 073006 (2003)]. *Phys Rev D*, 2006, 73: 119901
- 8 Gnendiger C, Stöckinger D, Stöckinger-Kim H. The electroweak contributions to $(g-2)_\mu$ after the Higgs-boson mass measurement. *Phys Rev D*, 2013, 88: 053005, arXiv: [1306.5546](#)
- 9 Kurz A, Liu T, Marquard P, et al. Hadronic contribution to the muon anomalous magnetic moment to next-to-next-to-leading order. *Phys Lett B*, 2014, 734: 144–147, arXiv: [1403.6400](#)

- 10 Bennett G W, Bousquet B, Brown H N, et al. Publisher's note: Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.7 ppm [Phys. Rev. Lett. 89, 101804 (2002)]. [Phys Rev Lett](#), 2002, 89: 129903
- 11 Bennett G W, Bousquet B, Brown H N, et al. Final report of the E821 muon anomalous magnetic moment measurement at BNL. [Phys Rev D](#), 2006, 73: 072003, arXiv: [hep-ex/0602035](#)
- 12 Calibbi L, Signorelli G. Charged lepton flavour violation: An experimental and theoretical introduction. [Riv Nuovo Cim](#), 2018, 41: 71
- 13 Adam J, Bai X, Baldini A M, et al. New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay. [Phys Rev Lett](#), 2013, 110: 201801
- 14 Blondel A, Bravar A, Pohl M, et al. Research proposal for an experiment to search for the decay $\mu \rightarrow eee$. arXiv: [1301.6113](#)
- 15 Abrams R J, Alexander D, Ambrosio G, et al. Mu2e conceptual design report. arXiv: [1211.7019](#)
- 16 RAbramishvili R, Adamov G, Akhmetshin R R, et al. COMET phase-I technical design report. arXiv: [1812.09018](#)
- 17 Marciano W J, Mori T, Roney J M. Charged lepton flavor violation experiments. [Annu Rev Nucl Part Sci](#), 2008, 58: 315–341
- 18 Pilaftsis A, Underwood T E J. Electroweak-scale resonant leptogenesis. [Phys Rev D](#), 2005, 72: 113001, arXiv: [hep-ph/0506107](#)
- 19 Kuno Y, Okada Y. Muon decay and physics beyond the standard model. [Rev Mod Phys](#), 2001, 73: 151–202, arXiv: [hep-ph/9909265](#)
- 20 Gonderinger M, Ramsey M, Musolf J. Erratum: [JHEP 1205, 047 (2012)]. [J High Energy Phys](#), 2010, 1011: 45
- 21 Blanke M, Buras A J, Duling B, et al. Charged lepton flavour violation and $(g-2)_\mu$ in the littlest higgs model with T-Parity: A clear distinction from supersymmetry. [J High Energy Phys](#), 2007, 2007: 013, arXiv: [hep-ph/0702136](#)
- 22 de Gouvêa A, Vogel P. Lepton flavor and number conservation, and physics beyond the standard model. [Prog Particle Nucl Phys](#), 2013, 71: 75–92, arXiv: [1303.4097](#)
- 23 Raidal M, van der Schaaf A, Bigi I, et al. Flavor physics of leptons and dipole moments. [Eur Phys J C](#), 2008, 57: 13–182, arXiv: [0801.1826](#)
- 24 Gripaos B, Nardecchia M, Renner S A. Composite leptoquarks and anomalies in B-meson decays. [J High Energy Phys](#), 2015, 2015: 6
- 25 Dumont B, Nishiwaki K, Watanabe R. LHC constraints and prospects for S_1 scalar leptoquark explaining the $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau \bar{\nu}$ anomaly. [Phys Rev D](#), 2016, 94: 034001, arXiv: [1603.05248](#)
- 26 Bauer M, Neubert M. Minimal leptoquark explanation for the $R_D^{(*)}$, $R_K^{(*)}$ and $(g-2)_\mu$ anomalies. [Phys Rev Lett](#), 2016, 116: 141802
- 27 Baek S, Nishiwaki K. Leptoquark explanation of $h \rightarrow \mu\tau$ and muon $(g-2)$. [Phys Rev D](#), 2016, 93: 015002, arXiv: [1509.07410](#)
- 28 Crivellin A, Hofer L, Matias J, et al. Lepton-flavor violating B decays in generic Z' models. [Phys Rev D](#), 2015, 92: 054013, arXiv: [1504.07928](#)
- 29 Bernstein R H, Cooper P S. Charged lepton flavor violation: An experimenter's guide. [Phys Rep](#), 2013, 532: 27–64, arXiv: [1307.5787](#)
- 30 Hincks E P, Pontecorvo B. Search for gamma-radiation in the 2.2-microsecond meson decay process. [Phys Rev](#), 1948, 73: 257–258
- 31 Bellgardt U, Otter G, Eichler R, et al. Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$. [Nucl Phys B](#), 1988, 299: 1–6
- 32 Bertl W, Engfer R, Hermes E A, et al. A search for μ -e conversion in muonic gold. [Eur Phys J C](#), 2006, 47: 337–346
- 33 Baldini A M, Baracchini E, Bemporad C, et al. The design of the MEG II experiment. [Eur Phys J C](#), 2018, 78: 380, arXiv: [1801.04688](#)
- 34 Angélique J C, Cârloganu C, da Silva W, et al. COMET-A submission to the 2020 update of the European strategy for particle physics on behalf of the COMET collaboration. arXiv: [1812.07824](#)
- 35 Abusalma F, Ambrose D, Artikov A, et al. Expression of interest for evolution of the Mu2e experiment. arXiv: [1802.02599](#)
- 36 Davier M, Hoecker A, Malaescu B, et al. Reevaluation of the hadronic vacuum polarisation contributions to the standard model predictions of the muon $g-2$ and $\alpha(M_Z^2)$ using newest hadronic cross-section data. [Eur Phys J](#), 2017, C77: 827
- 37 Keshavarzi A, Nomura D, Teubner T. Muon $g-2$ and $\alpha(M_Z^2)$: A new data-based analysis. [Phys Rev D](#), 2018, 97: 114025, arXiv: [1802.02995](#)
- 38 Grange J, Guarino V, Winter P. Muon $(g-2)$ technical design report. arXiv: [1501.06858](#)
- 39 Prades J, de Rafael E, Vainshtein A. Hadronic light-by-light scattering contribution to the muon anomalous magnetic moment. [Adv Ser Direct High Energy Phys](#), 2009, 20: 303–317
- 40 Mohr P J, Newell D B, Taylor B N. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014. [Rev Mod Phys](#), 2016, 88: 035009, arXiv: [1507.07956](#)
- 41 Bailey J, Borer K, Combley F, et al. Final report on the CERN muon storage ring including the anomalous magnetic moment and the electric dipole moment of the muon, and a direct test of relativistic time dilation. [Nucl Phys B](#), 1979, 150: 1–75
- 42 Jegerlehner F, Nyffeler A. The muon $g-2$. [Phys Rep](#), 2009, 477: 1–110, arXiv: [0902.3360](#)
- 43 Tanabashi M, Hagiwara K, Hikasa K, et al. Review of particle physics. [Phys Rev D](#), 2018, 98: 030001
- 44 Deng H, Bennett G W, Bousquet B. Experimental results and theoretical developments of muon $g-2$. arXiv: [hep-ex/0408148](#)
- 45 Bailey J, Bartl W, von Bochmann G, et al. Precise measurement of the anomalous magnetic moment of the muon. [Nuov Cim A](#), 1972, 9: 369–432

- 46 Bailey J, Borer K, Combley F, et al. The anomalous magnetic moment of positive and negative muons. *Phys Lett B*, 1977, 67: 225–230
- 47 Bailey J, Borer K, Combley F. The anomalous magnetic moment of positive and negative muons. *Phys Lett B*, 1977, 68: 191
- 48 Carey R M, Earle W, Efstathiadis E, et al. New measurement of the anomalous magnetic moment of the positive muon. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 1632–1635
- 49 Brown H N, Bunce G, Carey R M, et al. Improved measurement of the positive muon anomalous magnetic moment. *Phys Rev D*, 2000, 62: 091101, arXiv: [hep-ex/0009029](#)
- 50 Brown H N, Bunce G, Carey R M, et al. Precise measurement of the positive muon anomalous magnetic moment. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 2227–2231, arXiv: [hep-ex/0102017](#)
- 51 Jegerlehner F. The muon $g-2$ in progress. *Acta Phys Pol B*, 2018, 49: 1157, arXiv: [1804.07409](#)
- 52 Davier M, Hoecker A, Malaescu B, et al. Reevaluation of the hadronic contributions to the muon $g-2$ and to $\alpha(M_Z^2)$. *Eur Phys J C*, 2011, 71: 1515, arXiv: [1010.4180](#) [Erratum-ibid C 72, 1874 (2012)]
- 53 Jegerlehner F, Szafron R. ρ^0 - γ mixing in the neutral channel pion form factor $F_\pi^{(e)}(s)$ and its role in comparing e^+e^- with τ spectral functions. *Eur Phys J C*, 2011, 71: 1632, arXiv: [1101.2872](#)
- 54 Hagiwara K, Liao R, Martin A D, et al. $(g-2)_\mu$ and $\alpha(M_Z^2)$ re-evaluated using new precise data. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2011, 38: 085003, arXiv: [1105.3149](#)
- 55 Chamberlain O, Segrè E, Wiegand C, et al. Observation of antiprotons. *Phys Rev*, 1955, 100: 947–950
- 56 Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Measurement of interaction between antiprotons. *Nature*, 2015, 527: 345–348
- 57 Cork B, Lambertson G R, Piccioni O, et al. Antineutrons produced from antiprotons in charge-exchange collisions. *Phys Rev*, 1957, 104: 1193–1197
- 58 Arnison G, Astbury A, Aubert B, et al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV. *Phys Lett B*, 1983, 122: 103–116
- 59 Chen J H, Ma Y G, Zhang Z Q, et al. Recent progress on antimatter and exotic strange particles study at RHIC (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 102002 [陈金辉, 马余刚, 张正桥, 等. RHIC能区反物质和奇特粒子态研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 102002]
- 60 Chen J, Keane D, Ma Y G, et al. Antinuclei in heavy-ion collisions. *Phys Rep*, 2018, 760: 1–39, arXiv: [1808.09619](#)
- 61 Plass G. Design Study of a Facility for Experiments with Low Energy Antiprotons (LEAR). CERN Report. CERN-PS-DL-80-7, Geneva: CERN, 1980. 90
- 62 Miyano K, Noguchi Y, Fukawa M, et al. Evaporation of neutral strange particles in $\bar{p}$ -Ta at 4 GeV/c. *Phys Rev Lett*, 1984, 53: 1725–1727
- 63 Lefort T, Kwiatkowski K, Hsi W C, et al. Heating ^{197}Au Nuclei with 8 GeV/c antiproton and π^- Beams. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 4033–4036
- 64 Brinkmann K T, Gianotti P, Lehmann I. Exploring the mysteries of strong interactions—The PANDA experiment. *Nucl Phys News*, 2006, 16: 15–18
- 65 Crede V, Meyer C A. The experimental status of glueballs. *Prog Particle Nucl Phys*, 2009, 63: 74–116, arXiv: [0812.0600](#)
- 66 Xie J J, Geng L S, Chen X R. The $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ reaction in an effective Lagrangian approach. *Phys Rev C*, 2014, 90: 048201, arXiv: [1407.7403](#)
- 67 Golubeva E S, Iljinov A S, Krippa B V, et al. Effects of mesonic resonance production in annihilation of stopped antiprotons on nuclei. *Nucl Phys A*, 1992, 537: 393–417
- 68 Feng Z Q. Production of fragments and hyperfragments in antiproton-nucleus collisions. *Phys Rev C*, 2016, 93: 041601, arXiv: [1509.06090](#)
- 69 Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Observation of an antimatter hypernucleus. *Science*, 2010, 328: 58–62
- 70 Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. Measurement of the mass difference and the binding energy of the hypertriton and antihypertriton. *Nat Phys*, 2020, 16: 409–412
- 71 Gibney E. Physicists plan antimatter’s first outing—In a van. *Nature*, 2018, 554: 412–413
- 72 Trzcińska A, Jastrzębski J, Lubiński P, et al. Neutron density distributions deduced from antiprotonic atoms. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 082501
- 73 Kłos B, Trzcińska A, Jastrzębski J, et al. Neutron density distributions from antiprotonic ^{208}Pb and ^{209}Bi atoms. *Phys Rev C*, 2007, 76: 014311, arXiv: [nucl-ex/0702016](#)
- 74 Lubiński P, Jastrzębski J, Grochulska A, et al. Neutron halo in heavy nuclei from antiproton absorption. *Phys Rev Lett*, 1994, 73: 3199–3202
- 75 Trzcińska A, Jastrzębski J, Lubiński P, et al. Information on the nuclear periphery deduced from the properties of heavy antiprotonic atoms. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B*, 2004, 214: 157–159

- 76 Wada M, Yamazaki Y. Technical developments toward antiprotonic atoms for nuclear structure studies of radioactive nuclei. [Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B](#), 2004, 214: 196–200
- 77 Wada M, Yamazaki Y. Antiprotonic radioactive atom for nuclear structure studies. [AIP Conf Proc](#), 2005, 793: 233
- 78 Sławomir W. Nuclear structure studies with low energy $\bar{p}$. [AIP Conf Proc](#), 2005, 793: 201
- 79 Kienle P. Medium energy antiproton absorption, a tool to study neutron halo nuclei. [Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B](#), 2004, 214: 191–195
- 80 Kienle P. An antiproton ion collider (AIC) for measuring neutron and proton distributions in stable and radioactive nuclei. [AIP Conf Proc](#), 2005, 793: 222
- 81 Lenske H. Antiprotons for nuclear structure research. [Hyperfine Interact](#), 2009, 194: 277–282
- 82 Lenske H, Kienle P. Probing matter radii of neutron-rich nuclei by antiproton scattering. [Phys Lett B](#), 2007, 647: 82–87, arXiv: [nucl-th/0502065](#)
- 83 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region. [Phys Rev Lett](#), 1985, 55: 2676–2679
- 84 Andresen G B, Ashkezari M D, Baquero-Ruiz M, et al. Trapped antihydrogen. [Nature](#), 2010, 468: 673–676
- 85 Ahmadi M, Baquero-Ruiz M, Bertsche W, et al. An improved limit on the charge of antihydrogen from stochastic acceleration. [Nature](#), 2016, 529: 373–376
- 86 Amoretti M, Amsler C, Bonomi G, et al. Production and detection of cold antihydrogen atoms. [Nature](#), 2002, 419: 456–459
- 87 Shemyakin A, Alvarez M, Andrews R. Status of the warm front end of PIP-II injector test. arXiv: [1803.08940](#)
- 88 Bartoszek L, Barnes E, Miller J P. Mu2e technical design report. arXiv: [1501.05241](#)
- 89 Stratakis D, Convery M E, Johnstone C, et al. Accelerator performance analysis of the Fermilab muon campus. [Phys Rev Accel Beams](#), 2017, 20: 111003, arXiv: [1803.00597](#)
- 90 Roberts T J, Beard K B, Huang D, et al. G4Beamline particle tracking in matter-dominated beam lines. [Conf Proc C](#), 2008, WEPP120: 0806233
- 91 Carroll J B, Carlson S, Gordon J, et al. Subthreshold antiproton production in ^{28}Si collisions at 2.1 GeV/nucleon. [Phys Rev Lett](#), 1989, 62: 1829–1832
- 92 Feng Z Q. Antiproton production in heavy-ion collisions at subthreshold energies. [Chin Phys C](#), 2020, 44: 014102, arXiv: [1909.09800](#)
- 93 Bittner M I, Grosu A L, Wiedenmann N, et al. A systematic review of antiproton radiotherapy. [Front Phys](#), 2014, 1: 37
- 94 Holzscheiter M H, Bassler N, Agazaryan N, et al. The biological effectiveness of antiproton irradiation. [Radiother Oncol](#), 2006, 81: 233–242

Producing high intensity muon, antiproton beams and related physical researches in the HIAF accelerators

SUN ZhiYu^{1,2*}, CHEN LiangWen¹, CAI HanJie¹, LI Liang^{3,4}, YOU ZhengYun⁵,
YUAN Ye^{2,6}, WANG Ying⁵, XIE JuJun^{1,2}, FENG ZhaoQing⁷ & WANG ShiTao^{1,2}

¹ *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

² *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

³ *School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China;*

⁴ *Shanghai Key Laboratory of Particle Physics and Cosmology, Shanghai 200240, China;*

⁵ *School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China;*

⁶ *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

⁷ *School of Physics and Optoelectronic Technology, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China*

The high intensity frontier in particle physics would reveal physics beyond standard model, and is one of the most sensitive probing tools for particle physics at very high energy scales. In this paper, the high intensity frontier in particle physics is reviewed from the perspective of muon and antiproton physics and the experiments like charged lepton flavor violation are summarized. The possible utilization of HIAF accelerators in muon electron conversion searching and ultra-high precision measurement of muon anomalous magnetic moment is demonstrated. The preliminary analysis considering solely the signal statistics indicates that the muon and antiproton beams produced by the experimental platform of the HIAF accelerators would be quite competitive compared to the available beams around the world. By employing HIAF accelerators, the upper limit of muon electron conversion branching ratio could be pushed to the order of 10^{-19} , and the measurement of muon anomalous magnetic moment would be potentially improved to the precision of 0.07 ppm.

high intensity frontier, muon anomalous magnetic moment, charged lepton flavor violation, anti-proton, annihilation reaction

PACS: 13.35.Bv, 14.60.Ef, 25.43.+t

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0287](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0287)