RHIC能区反物质和奇特粒子态研究

陈金辉^{1*}, 马余刚^{1,2*}, 张正桥², SAHA Neha²

1. 复旦大学现代物理研究所, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433;

2. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800

*联系人, 陈金辉, E-mail: chenjinhui@fudan.edu.cn; 马余刚, E-mail: ygma@sinap.ac.cn

收稿日期: 2019-02-15; 接受日期: 2019-03-15; 网络出版日期: 2019-05-17

国家重点基础研究发展计划(编号: 2014CB845400)、国家自然科学基金(编号: 11890710, 11421505, 11520101004, 11775288)、中国科学院前沿科学重点研究项目(编号: QYZDJ-SSW-SLH002)和中国科学院B类先导科技专项培育项目(编号: XDPB09)资助

摘要 本文介绍了我们在相对论重离子对撞机上进行反物质奇特粒子态研究上的新进展. 主要包括: 通过反质子-反质子动量关联函数研究, 提取出反质子间相互作用的有效力程和散射长度等关键物理参数, 在实验上实现反物质间相互作用力的首次测量, 结果表明反质子之间存在较强的吸引力, 足够克服反质子-反质子之间的排斥力, 结合成反物质原子核; 通过质子- Ω 及其反粒子对动量关联函数测量, 在实验上寻找多奇异性双重子态, 实验结果表明质子与 Ω 超子之间存在强的吸引, 约为27 MeV, 远大于氘核的结合能.

关键词 相对论重离子对撞机, 大型强子对撞机, 反物质原子核, 超子, 双重子态

PACS: 25.75.Dw, 25.40.Eq, 25.75.Nq

1 引言

位于美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)的相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy-Ion Collider, RHIC)和欧洲核子中心的大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)在实验室制造了一个极端高温高密的新物质形态, 类似于宇宙大爆炸演化早期(约几千万分之一秒)的情形, 是寻找和研究新物质形态: 夸克-胶子等离子体的理想环境^[1,2]. 同时, 这些大型科学装置也为寻找可能存在的反物质粒子、奇异夸克物质、奇特粒子态、手征磁效应等稀

有事件创造了极佳的条件^[3-8]. 在对奇特粒子态的研究上, 目前所有的尝试都只能给出奇异单子的产额上限. 而对多奇异性双重子态, 它是基于夸克模型预言的一种多夸克态, 其存在与否将对基于量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)物理图像的多超子体系的理解带来突破. 通过重离子反应寻找这些奇特粒子, 以前的努力要么集中在相对低束流能量区间, 要么虽然在高束流能量碰撞区但是在前快度区. 在RHIC和LHC高能重离子对撞的中心快度区间, BNL和欧洲核子研究委员会(Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire, CERN)运行着目前世界上最好的高

引用格式: 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

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, doi: 10.1360/SSPMA-2019-0045

能重离子对撞机. 而且, 这些机器也一直在进行一系列探测器的软硬件升级, 例如RHIC-STAR (Solenoidal Tracker at RHIC)的高阶触发技术(High Level Trigger, HLT)的实现, 从而使得实验研究人员可以通过在线快速镜像筛选可能含有稀有粒子的事件, 从而极大地提高奇特粒子态寻找成功的可能性. 例如通过重建理论预言的 Λ 粒子的弱衰变顶点($\Lambda \rightarrow \pi + p + \Lambda$)实时筛选可能含奇异单子的事件. 通过对这些奇异粒子衰变轨迹的研究, 有可能会给我们新的启示和发现. STAR时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)内径系统的升级将明显提高低动量区间粒子的探测效率, 这对我们寻找多奇异性双重子态, 如 $(\Lambda\Xi)$, $(\Xi\Xi)$ 和 $(\Omega\Omega)$ 等带来了重要的帮助. 因为这些预言的奇特粒子态衰变的 π 介子动量分布的峰值大部分集中在150 MeV以下^[2], 位于当前STAR-TPC鉴别单粒子的动量下限之外. RHIC和LHC加速器的高亮度和STAR/ALICE探测器的全方位角接收等优点给实验研究人员提供了在此方向上探索的优势.

在RHIC和LHC重离子中心对撞事例中所产生的高粒子数、低净重子密度环境, 十分适合反物质原子核的研究^[3]. 在此环境中, 轻的原子核(例如质子、氘、氚、氦3等)及其反物质原子核, 都是由重离子碰撞中产生的正反核子以及参与碰撞的核子通过反核子聚合(Coalescence)产生. 由于这些对象的结合能相对体系的温度显得很小, 这种聚合过程一般发生在体系演化到反核子和其他反粒子的相互作用很弱的末期. 同时因为聚合的几率和局域反核子数密度相关, 所以对轻的正反物质核的研究也为测量诸如粒子数密度、关联体积等提供了可行的途径^[9,10].

例如, 我们通过RHIC-STAR实验, 在实验室观测到第一个反物质超核——超氦核, 打开了三维核素图的大门^[11]; 观测到迄今为止最重的反物质原子核——反氦4, 为科学家在宇宙寻找反氦原子核信号提供可靠的截面计算参考值^[12]. 从反氦4实验测量结果出发, 结合其他反物质原子核截面实验数据, 如下图1所示, RHIC能区轻核和反轻核截面随着核子数目符合指数分布函数描述. 从拟合结果延伸到下一个更重的反物质原子核, 其截面将是反氦4的1/1000左右, 也就是说, 至少需要比目前所累积的实验数据增加1000倍的统计事例才有可能测量到质量数为5的反物质原子核. 在目前的加速器技术水平下, 再往更重的反物质原子核研

图1 (网络版彩图)正反轻核产生截面随着重子数分布函数^[13]. 其中空心点是STAR实验测量结果, 实心点对应我们的核子聚合模型计算结果, 虚线代表指数函数拟合

Figure 1 (Color online) Invariant yield of nuclei and antinuclei as a function of baryon number B for central Au+Au collisions at 200 and 11.5 GeV/c ^[13]. Open symbols are data from STAR experiment, solid points are our calculations from coalescence model (details in text later). Dotted lines represent exponential fit to calculations.

究是不现实的. 换一个角度考虑, RHIC和LHC对撞机上中心碰撞的反质子产额很可观, 那么我们能开展反物质间相互作用力的实验研究, 寻找反物质缺失之谜^[3]?

对称性是物质世界的基本规律, 它普遍存在于自然界、日常生活中. 对称性和对称破缺是世界统一性和多样性的根源. 在可观测的世界中, 物质-反物质的不对称现象仍然是一个重大科学之谜, 引起科学家的极大关注. 1956年, 李政道先生和杨振宁先生先驱性地发现在微观世界中, 左右镜像(宇称)对称性在弱相互作用时会遭到破坏, 从而使科学家意识到一些基本规律在一定条件下会出现破缺. 紧接着, 1964年, 克罗宁、菲奇及其合作者在实验上发现了CP(正粒子-反粒子、左右镜像反演的联合对称性)破坏, 再次引起了物理学界的震惊^[14]. 它不仅意味着时间反演在微观世界中也可能是不对称的, 而且对宇宙学和大统一理论有直接影响. 从CP对称性原理出发, 物质数量等于反物质数量, 但是在人类可观测的范围, 充满了正物质, 而反物质却不知道在哪里? 这是否暗示着CP对称性可能在宇宙大爆炸过程中破缺? 因此寻找反物质并研究其与物质相互作用是科学家非常关心的重大问题. 在这个科学研究过程中, 有的实验装置跑到天上, 有的钻

入深地, 计划从宇宙射线中捕获反物质信号; 也有的科学家借助先进的现代加速器技术, 通过大型原子核对撞机在实验室制造反物质.

反物质的研究在过去几十年取得了巨大的成就, 这其中包括欧洲核子中心CERN在实验室捕捉到反氢原子^[15,16]、BNL-RHIC观察到反超氦核、反氦4和实现反物质间相互作用力的首次测量^[17]、国际空间站上的阿尔法磁谱仪二期实验(AMS-II)的实验数据发现了正电子通量“反常”增加等现象^[18].

反物质概念最早是1898年由Schuster^[19]的一篇给*Nature*的Letters to the Editor提出的, 文章的题目是“Potential matter—A holiday dream”, 作者在文中大胆地提出反物质存在的可能性. 后来, 随着20世纪初量子理论的迅猛发展, 人们对于物质的认识有了极大的深化. 1928年, 英国物理学家狄拉克在解释狄拉克方程负能解的问题时正式提出了正电子概念, 预言了正负电子对的湮灭和产生, 使人们认识到反物质的存在^[14]. 1930年, 中国老一辈的科学家赵忠尧先生还在美国做博士论文期间, 在实验上发现重核对于硬光子的吸收系数远大于Klein-Nishima公式, 后来意识到是因为反应中产生了正负电子对^[20]. 这可以说是第一个正电子观测的间接信号. 紧接着, 1932年安德森在宇宙射线中发现了正电子, 随后1959年塞格雷和张伯伦在伯克利的回旋加速器上发现了反质子. 一系列的突破性研究成果使得反物质概念深入人心. 那么, 下一个反物质信号是什么呢? 1965年丁肇中先生参加的研究小组在布鲁克海汶国家实验室的交互梯度质子同步加速器(BNL-AGS)成功观测到反氦核. 随后, 1971年苏联科学家在其国家高能物理实验室测量到了质量数为3的反物质原子核信号^[3]. 值得指出的是, 该实验室另一个重要成果是1960年王淦昌和合作者发现了反西格玛超子, 类似的发现也在劳伦斯实验室独立实现. 在反氦3的发现工作中, 苏联科学家同时研究了反质子、反氘、反氦3的产生截面随着质量数的关系, 发现随着质量数的增加, 反物质原子核的产生截面相应地减少若干个数量级(这个产生截面与体系的温度有关). 所以, 假设在相同的产生机制下, 在他们的加速器上观测到下一个反物质原子核需要的事例统计量要比发现反氦3的增加约10000倍, 这也是为什么在随后的几十年都没有发现反氦4的主要原因. 在反氦4发现之前, 来自布鲁克海汶国家实验室的RHIC-STAR实验组在

2010年发现了由反质子、反中子和反Lambda组成的反物质超氦核, 紧接着一年后STAR实验组在实验室上观测到了反氦4, 迄今为止最重的反物质原子核. 关于反物质原子核研究的细节详见本文作者及其合作者的综述文章^[3]. 下文我们着重讲述在反氦4之后反物质原子核的研究进展.

2 实验装置和实验方法

在通常环境下, 反物质的产额极为稀少, 在此之前一直未有实验涉及反物质间相互作用力的定量测量. RHIC可以将金核加速到每核子100 GeV的高能量, 利用两束接近于光速的金核对撞来模拟宇宙大爆炸, 产生类似于宇宙大爆炸之后几个微秒时刻的物质形态. 这种物质是由基本粒子, 即夸克、胶子组成的等离子体新物质形态, 又称为夸克-胶子等离子体(Quark-Gluon Plasma, QGP), 它具有大约是太阳中心25万倍的极端高温^[1,2]. 然后, 夸克-胶子等离子体迅速冷却产生大约等量的质子与反质子, 这为研究反质子间的相互作用提供了极佳的机会. 这种相互作用力使得核子或者反核子能够相结合成原子核或者反物质原子核. 研究最简单的反质子之间的相互作用力可为以后研究更为复杂的反物质原子核间的相互作用提供决定性的基础.

STAR探测器位于RHIC环形对撞机的6点钟位置. STAR是具有测量中心快度区域的全方位角接收度、由不同探测子系统构成的一个大型探测器复合装置, 它具有多径迹事件重建能力, 能够直接提供大动量范围(>0.2 GeV/c)的带电粒子信息. 围绕STAR探测器和相关的物理分析构成了一个大型国际合作组: STAR合作组. 合作组由近500位科学家和研究生组成, 他们分别来自于美国、欧洲、亚洲、南美洲等十余个国家的近50家单位. 在合作组中, 中国多家科研单位是其中重要的组成力量, 这些单位包括中国科学院上海应用物理研究所、中国科学技术大学、清华大学、华中师范大学、中国科学院近代物理研究所、山东大学、复旦大学、湖州师范学院等.

STAR探测器主要部件包括时间投影室、硅顶点探测器、桶型飞行时间探测器、电磁量能器等, 如图2所示. 这些探测器子件都是STAR探测器的重要组成部分, 他们就像身体的不同脏腑既独立工作, 又协同合

图 2 (网络版彩图)RHIC-STAR实验探测器示意图

Figure 2 (Color online) Schematic view of the RHIC-STAR detector system.

作, 从而使得身体的运转保持生命力. STAR探测器通过不同探测器元件汇集信息, 从而来获取每一次原子核碰撞后的末态带电粒子的信息. 合作组里面的成员围绕着合作组的科学目标和各个研究小组的侧重点开展合作研究.

2.1 反质子-反质子相互作用测量

探究反质子-反质子相互作用可以通过动量关联函数来实现, 它类似于应用于HBT强度干涉中的时空关联. 在本项目开展的实验数据分析中, 两粒子关联函数定义成

$$C(k^*) = \frac{A(k^*)}{B(k^*)}, \quad (1)$$

其中, $A(k^*)$ 是来自真实碰撞事例的双粒子对动量关联分布(在这里我们定义为两个反质子的动量差), $B(k^*)$ 是来自不同碰撞事例的双粒子关联函数. 一般是通过选择当前事件的反质子分布样本, 和来自另一个不同事件的反质子分布样本进行配对. 构建混合事例时, 需要尽量地要求背景池中的事例和当前事例相似, 例如, 相近的碰撞顶点区间、相似的碰撞中心度等, 细节详细见参考文献[17,21]. 此外, 实验测量到的关联强度有可能被样本中杂质粒子污染而降低, 对此我们可以修正为

$$C_{\text{corrected}}(k^*) = \frac{C_{\text{measured}}(k^*) - 1}{P(k^*)} + 1, \quad (2)$$

其中, $P(k^*)$ 是两个粒子对的纯度, 在这里主要是探测器鉴别纯度, $C_{\text{measured}}(k^*)$ 代表实验直接测量得到的结果,

而 $C_{\text{corrected}}(k^*)$ 是探测器接收度等因素修正之后的关联函数. 最终的物理结果由 $C_{\text{corrected}}(k^*)$ 得到.

在我们的实验研究中, 同时分析质子-质子和反质子-反质子对尤其重要. 在(反)质子样本中, 存在其他物理过程的影响, 例如, 由于存在来自已经关联的原始粒子所衰变产生的次级(反)质子, 因此测量的关联函数被残余关联污染. 其中主要的污染源来自 $p\Lambda$, $\Lambda\Lambda$ 以及他们对应反粒子的关联. 关联函数的残余污染是同时拟合了主关联函数以及残余关联函数. 以双质子关联函数作为例子, 我们的关联函数可能包括下面的组分:

$$C_{\text{inclusive}}(k^*) = 1 + x_{pp}[C_{pp}(k^*, R_{pp}) - 1] + x_{p\Lambda}[C_{p\Lambda}(k^*, R_{p\Lambda}) - 1] + x_{\Lambda\Lambda}[C_{\Lambda\Lambda}(k^*) - 1], \quad (3)$$

其中, $C_{\text{inclusive}}(k^*)$ 为实验中直接测量获得的关联函数, $C_{pp}(k^*, R_{pp})$ 是我们需要最终获取的从真实碰撞事例中产生的原初质子关联函数, 而这个函数可以用量子多粒子关联理论描述, 例如Lednický-Lyuboshitz (L-L)模型来定量分析^[11]. 另外其他量定义如下: $C_{p\Lambda}(k^*, R_{p\Lambda})$ 是通过理论计算得到的关联函数, 它包含整个系统末态相互作用并被成功地解释实验数据. $C_{\Lambda\Lambda}(k^*)$ 则是来自STAR实验组测量的经过纯度修正的实验数据. 而 R_{pp} 和 $R_{p\Lambda}$ 则分别代表质子-质子, 质子- Λ 超子关联的不变高斯半径. 在参考文献[17]对于早期实验测量结果的拟合中, $R_{p\Lambda}$ 假定是定值. x_{pp} , $x_{p\Lambda}$, $x_{\Lambda\Lambda}$ 则分别代表着两个质子都来自原始碰撞的比例、一个质子粒子来自原始碰撞而另一个来自 Λ 衰变的比例、两个质子都是来自 $\Lambda\Lambda$ 衰变的比例. 在这个分析中, 这些比例值都是由热力学模型得到^[17], 例如:

$$C_{p\Lambda}(k_{pp}^*) = \int C_{p\Lambda}(k_{p\Lambda}^*) T(k_{p\Lambda}^*, k_{pp}^*) dk_{p\Lambda}^*, \quad (4)$$

其中, $T(k_{p\Lambda}^*, k_{pp}^*)$ 是由热力学模型生成的矩阵, 用于将 $k_{p\Lambda}^*$ 转化为 k_{pp}^* .

有了这些分析手段, 在介绍实验结果之前, 我们先描述STAR实验组鉴别反质子的过程. 在实验测量上, 我们结合STAR主探测器TPC重建带电粒子在磁场中的运动轨迹, 利用其在气体中的单位能量损失分布鉴别各个粒子. 具体上, STAR-TPC能够清楚地区别1.1 GeV/c以下的质子和介子(主要是 π 和K); 由于RHIC能区强子微分截面随着横向动量的分布符合玻尔兹曼分布, 1.1 GeV/c区间之前的鉴别范围已经覆盖了大部

分质子和反质子信号. 但是, 为了增加实验统计, 我们同时使用飞行时间探测器, 把反质子鉴别区间从 1.1 GeV/c 拓展到 3 GeV/c 的高动量区间, 如图 3 所示.

当我们收集到干净的反质子样本后, 我们就可以构建反质子动量关联函数. 在 STAR 实验组 2015 年的测量中, 对于质子-质子关联函数的分析, 我们借鉴了早期质子散射实验结果高精度的数据, 其散射长度 f_0 和有效力程 d_0 分别被修正为 7.82 和 2.78 fm. 在这种情况下只有半径 R_{pp} 被视为自由参数. 而在拟合反质子-反质子关联函数过程中, 因为对于反质子对并没有散射长度 f_0 或有效力程 d_0 的测量值可以借鉴, 就都作为自由参数进行拟合实验数据. 图 4 是我们得到的实验结果, 其中具体实验参数为: 金核+金核对撞中心度为 30%–80%, 每核子对质心系下能量为 200 GeV. 图中红色的实线是对实验数据的拟合, 蓝色的虚线代表仅来自质子-质子对贡献的关联函数.

质子-质子关联函数在相对动量 $k^* \sim 0.02$ GeV 处呈现一个峰值, 这是由于两个质子之间的相互吸引的 S 波相互作用引起的, 这一点和早期实验测量结果一致. 反质子-反质子的关联函数与质子-质子的关联函数有着极为相似的结构, 表明两个反质子之间的相互作用也是吸引的.

对于实验数据拟合得到的物理参数如下: 对于质子-质子关联函数, 不变高斯半径 $R_{pp} = (2.75 \pm 0.01)$ fm; 对于反质子-反质子关联函数, 其不变高斯半径为

图 3 (网络版彩图) STAR 实验通过时间投影室和时间飞行谱仪延长反质子鉴别二维示意图. 内嵌图例是节选横向动量为 1.2–1.4 GeV/c 区间的一维投影图

Figure 3 (Color online) The particle identification versus momentum via MRPC Time of Flight detector. The insert panel displays how well TOF extends anti-proton identification after TPC capability.

图 4 (网络版彩图) STAR 实验获得的(反)质子-(反)质子动量关联函数测量^[11]. (a) 质子-质子在每核子对质心系下能量为 200 GeV 的金核-金核碰撞中的动量关联结果; (b) 反质子-反质子的; (c) 质子对关联函数和反质子对关联函数结果的比值

Figure 4 (Color online) The proton or antiproton pairs momentum correlations from STAR Experiment [11]. (a) The proton-proton correlation in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV; (b) the antiproton-antiproton correlation; and (c) the ratio of results from (a) to (b).

(2.80 ± 0.02) fm, 散射长度为 ($7.41 \pm 0.19 \pm 0.36$) fm, 有效力程为 ($2.14 \pm 0.27 \pm 1.34$) fm, 数据中的误差分别是统计误差和系统误差.

表 1 和图 5 总结了反质子-反质子以及其他核子间强相互作用参数 f_0 (散射长度) 和 d_0 (有效力程). 我们发现在误差范围内反质子-反质子的基本作用参数与质子-质子的是一致的. 我们的测量结果能够为研究超冷环境中反物质离子捕获实验中相互作用研究提供定量的参数化输入. 例如在 S 波散射占据主导地位的超冷环境中, 有效力程理论表明 f_0 和 d_0 足以描述弹性碰撞. 该结果还提供了促使核和反核结合力有关的物质-反物质对称性的定量验证^[3].

2.2 质子-Ω 及其反粒子对相互作用测量

RHIC 对撞机制造的高温高密核物质形态携带丰

表 1 核子-核子、反质子-反质子之间散射长度 f_0 和有效力程 d_0 参数

Table 1 The scattering length (f_0) and effective range (d_0) for nucleon-nucleon and antiproton-antiproton interactions

粒子种类	f_0 (fm)	d_0 (fm)
质子-质子	7.82 ± 0.01	2.78 ± 0.01
反质子-反质子	7.41 ± 0.19	2.14 ± 0.27
质子-中子(三重态)	-5.42 ± 0.02	1.71 ± 0.05
质子-中子(单重态)	23.72 ± 0.02	2.66 ± 0.06
中子-中子	16.70 ± 0.38	2.78 ± 0.13

图 5 (网络版彩图)核子-核子、反质子-反质子相互作用参数^[11], 有效力程(d_0)和散射长度(f_0)对照图. 其中, 红色五角星是STAR实验组新结果, 误差靶包括统计误差和系统误差

Figure 5 (Color online) Effective range (d_0) versus scattering length (f_0) for (anti)nucleon-(anti)nucleon interactions [11]. The red points represent the singlet S-wave scattering length (f_0) and the effective range (d_0) for the antiproton-antiproton nucleon interactions. Here, statistical errors are represented by error bars, and systematic errors are represented by the box.

富的奇异夸克, 是开展奇异夸克物质寻找, 奇特粒子态研究的理想场所. 下面描述我们在奇特粒子态研究上取得的主要进展^[13,22].

首先, 我们使用核物理领域常用的核子聚合模型^[23-25], 研究了RHIC能区金核+金核碰撞中多奇异性双重子态的理论产额^[13]. 在这个模型下, 奇特粒子态产生概率正比于其核子组分的截面:

$$E_c \frac{d^3 N_c}{d^3 p_c} = B \left(E_a \frac{d^3 N_a}{d^3 p_a} \right)^n \left(E_b \frac{d^3 N_b}{d^3 p_b} \right)^m, \quad (5)$$

其中, p_c, p_a, p_b 分别对应奇特粒子态及其组分的动量, B

是聚合模型参数, n 和 m 是整数, 代表母体中各个组分的个数. 在这个计算中, 我们假设 $p_c = n \times p_a + m \times p_b$. 另一个关键因素, 核子的坐标和动量空间信息由基于流体力学框架下发展的冲击波模型给出^[23]. 在具体计算中, 我们对聚合成双重子态的核子组分的坐标和动量空间做了如下的限制:

$$|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| < 2R_0, \quad (6)$$

$$|\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j| < 100 \text{ MeV/c}, \quad (7)$$

其中, R_0 是核力半径.

图6是本文计算得到的RHIC能区中快速区域重子和多奇异性双重子态的微分截面随着横向动量的分布函数. 我们的计算结果很好地描述了RHIC能区中质心系下每核子对能量为200 GeV的中心碰撞事例中重子的横向动量谱实验数据. 对于11.5 GeV能区的结果, 理论计算也能定量地描述实验结果. 在这个基础上, 我们计算了 $(\Lambda\Lambda)$, $(p\Omega)$, $(\Xi\Xi)$, $(\Omega\Omega)$ 的产额随着横向动量的分布函数. 整个横动量区间积分的截面见表2. 以上双重子都是奇特强子态, 在强子理论的发展中具有重要的作用. $\Lambda\Lambda$ 最早由Jaffe^[26]提出, $p\Omega$ 最早由Goldman等人^[27]提出, $\Xi\Xi$ 最早由Schaffner-Bielich等人^[28]提出, $\Omega\Omega$ 最早由Zhang等人^[29]提出. 但至今实验上对以上双重

图 6 (网络版彩图)通过重子聚合模型计算的RHIC能区中心快速区间的奇特粒子态微分截面随着横向动量的分布函数^[13]. 其中空心点是实验数据, 实线和虚线是我们的理论计算结果

Figure 6 (Color online) Differential invariant yields distributions versus p_T for baryon and multistrange dibaryon candidates in central Au+Au collisions at RHIC [13]. The open symbols are data from the STAR experiment and different lines represent our calculations from the hydrodynamic blast-wave model plus a coalescence model.

表 2 核子聚合模型得到的RHIC能区中心快度区间多奇异性双重子态的积分截面**Table 2** p_T integrated yields of multistrange dibaryon in midrapidity Au+Au collisions at RHIC

积分	11.5 GeV能区	200 GeV能区
$dN_{\Lambda\Lambda}/dy$	2.46×10^{-2}	7.24×10^{-3}
$dN_{p\Omega}/dy$	2.12×10^{-3}	4.24×10^{-4}
$dN_{\Xi\Xi}/dy$	6.68×10^{-4}	2.75×10^{-4}
$dN_{\Omega\Omega}/dy$	1.63×10^{-6}	3.25×10^{-6}

子态的寻找还没有明确的结果. 我们的理论估计(表2)表明对于研究的前三个多奇异性双重子态, RHIC能区低能端的丰度更高, 而对于($\Omega\Omega$), RHIC能区高能端丰度更高. 这两者的差别可能是系统的重子化学势和奇异化学势竞争的结果, RHIC低能区的重子化学势高, 由重子聚合成双重子态的压低因子相对小; RHIC高能区奇异化学势小, 能产生很多的奇异强子, 尤其是多奇异夸克重子 Ω 的丰度也高^[13].

图7展示了RHIC能区奇异重子和多奇异双重子态在中间快度区间产额随着奇异数的变化曲线. 从图中可以看出多奇异重子的产额随着奇异数表现出指数下降行为, 与轻核的行为相似^[3]. 图中的实线是如下指数

函数分别拟合实验结合和理论计算结果:

$$N_S = N \left(\frac{1}{\lambda} \right)^{|S|-1}, \quad (8)$$

其中, N_i 对应图中第一个奇异重子产额, λ 是指数因子, $|S|$ 是奇异数. 指数因子定量地告诉我们在奇异数为 S 的截面基础上, 产生奇异数为 $S+1$ 超子截面的相对压低数目. 在这个研究中, 两个能区的指数因子从11.5 GeV的5.7变化到200 GeV的13左右. 我们的理论计算结果为接下来开展相应的实验测量提供了有力的支持. 下面我们详细地描述 $p\Omega$ 的实验测量过程.

开展 $p\Omega$ 动量关联函数测量, 我们需要先鉴别质子和 Ω . 质子的鉴别在上小节已经详细地描述, 这里不再展开. 下文我们主要描述 Ω 的鉴别. 在STAR实验中, 我们通过 Ω 衰变到 Λ 和Kaon来构建 Ω 信号, 这是一个弱衰变过程, 其衰变几何示意图如下图8所示.

在这个分析中, 一系列和图7相关的筛选条件被选择, 具体各个参数的数值详见文献[22], 这里也不展开.

为了减少背景, Λ 及其反粒子的选择被限制在很窄的质量区间(1.112, 1.120) GeV/ c^2 , 这个8 MeV质量

图 7 (网络版彩图)RHIC能区中心碰撞中奇异重子和多奇异双重子态积分产额随着奇异数的变化曲线^[13]. 其中, 黑色三角点和圆点代表实验结果, 短横线是本文的理论计算结果, 实线是指数函数拟合的结果

Figure 7 (Color online) p_T integrated yield (dN/dy) of multistrange hadrons as a function of strangeness $|S|$ for central Au+Au collisions at RHIC [13]. Filled symbols are data from the STAR experiment, short strings are our calculations and lines represent exponential function fits to the result.

图 8 Ω 超子在 STAR-TPC探测器中的弱衰变示意图

Figure 8 Schematic view of Ω decay into Λ +kaon in the STAR TPC detector.

宽度的选择考虑了TPC动量分辨率. 此外, 在 Ω 衰变分析中, 存在 Ω 衰变的 π 介子(来自 Λ 衰变过程)及其衰变的K介子对换位置的情况, 这构成主要残留背景. 通过检查 Ξ 噪音, 能够有效地去除该背景. 为了检查 Ξ 粒子噪音对该分析的影响, π 介子质量被分配给每个单一轨迹, 并且对于每个 Λ 和单一轨迹信号重构了不变质量分布. 如果重构信号的不变质量位于在 Ξ 质量区间: (1.306, 1.336) GeV/c^2 的范围内, 则该粒子被剔除. 图9是我们得到的 Ω 不变质量分布图, 其中关键实验参数分别是: 质心系下每核子对能量为200 GeV, 碰撞中心度分布为0–40%和40%–80%, 横向动量位于(1.5, 2.0)和(3.0, 3.5) GeV/c 两个范围, 代表低动量区间和高动量区间. 通过扣除 Ξ 构想之后, 我们能够得到比较干净的 Ω 信号分布.

对于碰撞中心度0–40%, 横动量位于(1.5, 2.0) GeV/c 区间的分布(图9(a)), 信号(S)除以(信号+背景)($S+B$)比值约为0.2, 在(3.0, 3.5) GeV/c 范围内该比值为0.4(图9(b)). 而对于中心度为40%–80%的, 横向动

量位于(1.5, 2.0) GeV/c 区间, 比值为0.3(图9(c)), 横向动量位于(3.0, 3.5) GeV/c , 比值为0.7(图9(d)). 位于不变质量(1.665, 1.679) GeV/c^2 区间的信号(在扣除残留背景之后)用于质子- Ω 动量关联函数分析, 如图中的红色实线所示.

质子- Ω 动量关联函数的分析技术和上文反质子-反质子动量关联函数一样. 具体到这个分析, 我们分别构建了信号分布和背景分布函数, 相同事例的对关联用来构建信号分布, 不同事件中的质子和 Ω 混合来构建背景分布. 混合事例数据分析在9个碰撞中心度中进行: 0–5%, 5%–10%, 10%–20%, 20%–30%, 30%–40%, 40%–50%, 50%–60%, 60%–70%和70%–80%. 对于 Ω 统计精度考虑, 最终结果组合并呈现在两个中心区域中: 0–40%和40%–80%.

从式(1)可知, 我们需要进行质子- Ω 对探测纯度和探测器接收度等的修正. 其中, 对纯度 $P(k^*)$ 被用于 Ω 及其反粒子的产额的 $S/(S+B)$ 数值和质子(反质子)的纯度的计算. 关联函数中来自 Λ , Σ 和 Ξ 等高质量共振态衰变

图9 (网络版彩图) STAR实验组在2011和2014年实验中收集到的大统计样本中 Ω 及其反粒子的不变质量分布图^[22]. 其中红色竖线区间的信号用来做质子- Ω 动量关联函数研究

Figure 9 (Color online) Reconstructed invariant mass (M) distributions of Ω and its antiparticle from a combined proton sample STAR 2011 and 2014 data [22]. Solid lines show the mass region of the reconstructed Ω candidates used for the measurement of the proton- Ω correlation function.

对质子造成污染, 需要有效扣除. 我们根据热学模型的研究, 对于本文研究的能区来说, 初始产生的质子(反质子)的比例大概为52%(48%)^[15]. 质子样本的纯度可以通过鉴别产额的几率以及初始质子的比例得到. 对于中心度为0–40%(40%–80%)的事例, 质子- Ω 对纯度分别为0.2(0.36). 动量分辨率对关联函数的影响可以通过模拟来自于真实事例中 Ω 衰变和质子径迹产物得到(实验上通常使用的嵌入数据分析方法)^[22].

为了研究背景是否对关联函数造成明显的影响, 在 Ω 粒子的不变质量分布的边带区间, 如 $M < 1.665 \text{ GeV}/c^2$ 的小范围内, 和 $M > 1.679 \text{ GeV}/c^2$ 的小范围内, 可以构建相似的动量关联函数. 在这里, 这些待选择的假 Ω 粒子和来自同一个事例的质子径迹结合在一起去重构相对动量; 相应地, 不同事例的样本构建背景分布函数, 通过这样和上面真实实验数据分析的过程构建出背景区间的关联函数. 这些结果在后面详细讨论.

经过上述严格的实验修正之后, 我们可以得到较好的统计信号. 例如, 在大家关心的低相对动量区间, 这里指 $k^* < 0.2$ (0.1) GeV/c 的范围内. 对于碰撞中心度分别为0–40%和40%–80%的金核-金核碰撞中, 我们总共分别鉴别到 38065 ± 195 (8816 ± 94)和 3037 ± 55 (679 ± 26)对质子- Ω 和其相对应的反粒子对. 对于0–40%和

40%–80%中心度的金核+金核碰撞, 测量得到的质子- Ω 及其反粒子关联函数之和, 展示在图10中.

参考文献[30]使用格点QCD理论严格地计算了质子- Ω 动量关联函数, 其中, 质子- Ω 相互作用势 V_I , V_{II} 和 V_{III} 以及静态源的尺寸为 $R_p^u = R_\Omega^u = 5 \text{ fm}$ 或者 $R_p^u = R_\Omega^u = 2.5 \text{ fm}$ 的预测也显示在图10(a)和(b)中. 需要注意的是, 理论计算所选的源尺寸并不是通过拟合实验数据得到. 该理论研究中重子相互作用势的选择是基于最新的格点QCD计算结果, 例如第二种势形式如下:

$$V(r) = b_1 e^{-b_2 r^2} + b_3 (1 - e^{-b_4 r^2}) (e^{-b_5 r} / r)^2, \quad (9)$$

其中, b_1 和 b_3 是负值, b_2 , b_4 和 b_5 是正值, 这表示 $N\Omega$ 处于弱束缚状态. 另外两个势 V_I 和 V_{III} 分别代表没有 $N\Omega$ 束缚态和深度 $N\Omega$ 束缚状态. 对于 $N\Omega$ 相互作用势 V_I , V_{II} , V_{III} , 结合能(E_b), 散射长度(f_0)和有效力程(d_0)参数如表3所示.

对于0–40%几何中心度的金核-金核碰撞, 我们测量到的关联函数与带有相互作用势 V_I , V_{II} 和 V_{III} 的 $P\Omega$ 关联函数预测趋势一致. 然而在40%–80%碰撞几何中心度, 由于在较低相对动量区 k^* 处的统计事例非常有限, 由库仑相互作用引起的增强势并没有显现如图10(b)所示. 正电荷质子和负电荷 Ω 之间的库仑相互作用使得关联函数在较小的相对动量 k^* 有一个强烈增强. 可

图 10 质子- Ω 及其反粒子动量关联函数^[22]. 图中不同种类数据点代表不同修正结果, 线代表格点QCD的计算结果^[30]

Figure 10 The measured correlation function for proton- Ω and antiproton-anti Ω [22]. The triangles represent raw correlations, open circles represent pair-purity corrected correlations, and solid circles represent pair-purity and smearing corrected correlations. Predictions from LQCD calculations [30] are also plotted for comparison.

表 3 格点QCD计算得到的 $N\Omega$ 关联函数在3种不同的相互作用势中的若干关键物理参数

Table 3 The binding energy, scattering length and effective range for the spin-2 $N\Omega$ potentials

作用参数	I	II	III
E_b (MeV)	—	6.3	26.9
f_0 (fm)	-1.12	5.79	1.29
d_0 (fm)	1.16	0.96	0.65

以通过使用Gamow因子去除库仑增强, 然而, 这种简单的修正不足以去除强相互作用引起的影响. 因此需要对源尺寸依赖的完全校正来隔离库仑增强的强相互作用引起的效应. 对此, 参考文献[30]提出了使用小碰撞和大碰撞系统之间关联函数的比率作为一种独立于模型的方式, 以期获得较少库仑相互作用污染的强相互作用测量结果.

我们接下来研究这样的一种比率测量. 对于碰撞中心度(40%–80%)的边缘碰撞与碰撞中心度(0–40%)的中心对撞事例, 该比值定义为 $R=C_{40-80}/C_{0-40}$, 如图11所示. 我们先看背景研究, 如上文所述, 来自不变质量

分布边带待选粒子与质子结合以构建关联函数. 从图中我们可以看出, 背景分布的比率 R 是1(图11中对应的中空十字形状). 重离子碰撞前期源尺寸上测量得到 π - π , K-K, 质子-质子和质子- Λ 的关联函数, 发现他们随着横向质量的增加, 相应的源尺寸减小[15]. 使用这种横向质量依赖性, 对于周边碰撞质子- Ω 关联的预期源尺寸为2–3 fm, 中心碰撞为3–5 fm. 参考文献[30]提到的关于小系统与大系统比率的预测对于质子- Ω 相互作用势的不同结果也画在图11中. 源尺寸微小变化不会改变3个不同重子相互作用势的比率特性.

重离子碰撞形成的火球处于膨胀中, 所以需要考虑基于膨胀源的情形. 图11(e)正是这个结果. 对于小系统, 横向源尺寸取 $R_p^{\text{tr}}=R_\Omega^{\text{tr}}=2.5$ fm, 而对于大系统, $R_p^{\text{tr}}=R_\Omega^{\text{tr}}=5$ fm. 对于周边碰撞热力学冻出温度取为164 MeV, 而对于中心碰撞取为120 MeV. 通过对比得到, 理论计算中的第一种相互作用势(V_I)和第二种(V_{II}), 在低相对动量区间明显大于实验测量值, 而第三种重子相互作用势可以较好地描述实验结果, 即质子- Ω 之间存在较强的吸引. 我们的实验数据支持 $p\Omega$ 束缚态的

图 11 (网络版彩图)不同碰撞几何中心度的质子- Ω 动量关联函数比率结果, 作为对比, 格点QCD计算随着源尺寸变化的结果也相应地画在各个图中[22]. (a) $(S, L)=(2, 3)$ fm; (b) $(S, L)=(2, 4)$ fm; (c) $(S, L)=(2.5, 5)$ fm; (d) $(S, L)=(3, 5)$ fm; (e) expanding source

Figure 11 (Color online) The collision system size dependence of proton- Ω and antiproton-anti Ω correlation ratio [22]. Predictions for the ratio of the small system to large system for proton- Ω interactions with different potentials are added for comparison. (a) $(S, L)=(2, 3)$ fm; (b) $(S, L)=(2, 4)$ fm; (c) $(S, L)=(2.5, 5)$ fm; (d) $(S, L)=(3, 5)$ fm; (e) expanding source.

存在, 未来随着统计量的增加和探测器升级, 直接从不变质量寻找 $p\Omega$ 束缚态的研究将给出一个明确的答案.

3 展望

反物质从概念提出到目前的系列进展, 显示了这个领域巨大的潜力. 一些先进的实验已经开始用反物质检验CPT原理的普适性和引力作用下的物质-反物质的等效性原理等. 实际应用方面, 以现有的发展速度, 我们不难想象, 在将来反物质的应用将不局限于星际争霸等科幻小说中. 反物质和物质湮灭时释放出

巨大的能量, 例如: 1 g反物质存储的能量是90万亿焦耳, 远远大于传统的汽油燃烧, 比目前高效的核反应也要高出1000倍. 将是未来宇宙飞船的理想动力燃料. 当然, 如何产生反物质是科学家必须解决的第一个问题, 传统的实验室核-核反应效率低下, 并不是一个有效和经济的途径. 紧接的问题将是如何安全地储存反物质. 奇特粒子态的实验研究是描述QCD的强有力补充, 任何新的发现都是对QCD框架的突破, 后面实验直接从不变质量分布寻找奇特粒子的信号, 将是激动人心的方向. 总之, 在反物质应用上, 未来的路上还有很长. 但对于基本物理对称性的检验, 反物质的研究正逐渐发挥着重要的作用.

致谢 向STAR合作组及相关实验测量有贡献的成员、国家重点基础研究发展计划(973计划, 编号: 2014CB845400)的项目组课题组参与相关讨论交流的成员表示感谢.

参考文献

- Shuryak E. Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions. *Rev Mod Phys*, 2017, 89: 035001
- Andronic A, Braun-Munzinger P, Redlich K, et al. Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy. *Nature*, 2018, 561: 321–330
- Chen J, Keane D, Ma Y G, et al. Antinuclei in heavy-ion collisions. *Phys Rep*, 2018, 760: 1–39
- Luo X F, Xu N. Search for the QCD critical point with fluctuations of conserved quantities in relativistic heavy-ion collisions at RHIC: An overview. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28: 112
- Song H, Zhou Y, Gajdošová K. Collective flow and hydrodynamics in large and small systems at the LHC. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28: 99
- Kharzeev D E, Liao J, Voloshin S A, et al. Chiral magnetic and vortical effects in high-energy nuclear collisions—A status report. *Prog Particle Nucl Phys*, 2016, 88: 1–28
- Hattori K, Huang X G. Novel quantum phenomena induced by strong magnetic fields in heavy-ion collisions. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28: 26
- Wang F Q, Zhao J. Search for the chiral magnetic effect in heavy ion collisions. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 179
- Zhang S, Chen J H, Crawford H, et al. Searching for onset of deconfinement via hypernuclei and baryon-strangeness correlations. *Phys Lett B*, 2010, 684: 224–227
- Sun K J, Chen L W, Ko C M, et al. Light nuclei production as a probe of the QCD phase diagram. *Phys Lett B*, 2018, 781: 499–504
- Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Observation of an antimatter hypernucleus. *Science*, 2010, 328: 58–62
- Agakishiev H, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Observation of the antimatter helium-4 nucleus. *Nature*, 2011, 473: 353–356
- Shah N, Ma Y G, Chen J H, et al. Production of multistrange hadrons, light nuclei and hypertriton in central Au+Au collisions at $s_{NN}=11.5$ and 200 GeV. *Phys Lett B*, 2016, 754: 6–10
- Guo Y L, Shen H J. The Nobel Prize in Physics (A Centenary Volume) (in Chinese). Shanghai: Shanghai Science Popularization Press, 2002. 8 [郭奕玲, 沈慧君. 诺贝尔物理学奖一百年. 上海: 上海科学普及出版社, 2002. 8]
- Amoretti M, Amsler C, Bonomi G, et al. Production and detection of cold antihydrogen atoms. *Nature*, 2002, 419: 456–459
- The ALPHA Collaboration, Charman A E. Description and first application of a new technique to measure the gravitational mass of antihydrogen. *Nat Commun*, 2013, 4: 1785
- Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Measurement of interaction between antiprotons. *Nature*, 2015, 527: 345–348

- 18 Aguilar M, Alberti G, Alpat B, et al. First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 GeV. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 141102
- 19 Schuster A. Potential matter—A holiday dream. *Nature*, 1898, 58: 367
- 20 Chao C Y. The absorption coefficient of hard γ -rays. *Proc Natl Acad Sci USA*, 1930, 16: 431–433; Scattering of hard γ -rays. *Phys Rev*, 1930, 36: 1519–1522
- 21 Zhang Z Q, Ma Y G. Measurements of momentum correlation and interaction parameters between antiprotons. *Nucl Sci Tech*, 2016, 27: 152
- 22 Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. The proton- Ω correlation function in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV. *Phys Lett B*, 2018, 790: 490–497
- 23 Schnedermann E, Sollfrank J, Heinz U. Thermal phenomenology of hadrons from 200A GeV S+S collisions. *Phys Rev C*, 1993, 48: 2462–2475
- 24 Jin X H, Chen J H, Lin Z W, et al. Explore the QCD phase transition phenomena from a multiphase transport model. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 011012
- 25 Jin X H, Chen J H, Ma Y G, et al. Ω and ϕ production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=11.5$ and 7.7 GeV in a dynamical quark coalescence model. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 54
- 26 Jaffe R L. Perhaps a stable dihyperon. *Phys Rev Lett*, 1977, 38: 195–198
- 27 Goldman T, Maltman K, Stephenson Jr. G J, et al. Strangeness-3 dibaryons. *Phys Rev Lett*, 1987, 59: 627–629
- 28 Schaffner-Bielich J, Mattiello R, Sorge H. Dibaryons with strangeness: Their weak nonleptonic decay using SU(3) symmetry and how to find them in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 4305–4308
- 29 Zhang Z Y, Yu Y W, Ching C R, et al. Suggesting a di-omega dibaryon search in heavy ion collision experiments. *Phys Rev C*, 2000, 61: 065204
- 30 Morita K, Ohnishi A, Etminan F, et al. Probing multistrange dibaryons with proton-omega correlations in high-energy heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2016, 94: 031901

Recent progress on antimatter and exotic strange particles study at RHIC

CHEN JinHui^{1*}, MA YuGang^{1,2*}, ZHANG ZhengQiao² & SAHA Neha²

¹ Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China;

² Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

We introduce the recent progress on antimatter and exotic strange dibaryon study from our group. The main contents include two parts: we measure the interactions between antimatters via antiprotons correlations in relativistic heavy-ion colliders. The results suggest that there is a strong attraction between antiprotons, enough to overcome the Coulomb repulsive force between antiprotons, combined into antimatter nucleus. We measure the interactions between proton- Ω and their antiparticle pairs via two particle correlations to search for a possible p- Ω dibaryon. Our results, in comparison with LQCD prediction, slightly favors a proton- Ω bound system with a binding energy of ~ 27 MeV. Our value is much larger than the binding energy of proton and neutron in a deuteron.

relativistic heavy-ion collider, large hadron collider, antimatter nuclei, hypernuclei, dibaryon state

PACS: 25.75.Dw, 25.40.Eq, 25.75.Nq

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0045](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0045)