《物理学报》创刊 90 周年

# 反物质研究进展

马余刚 1)2)†

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) (国家自然科学基金委理论物理专款-上海核物理理论研究中心, 上海 200438)

(2024 年 7 月 22 日收到; 2024 年 8 月 30 日收到修改稿)

宇宙正反物质的不对称性起源是当今科学的重要未解之谜. 本文简要评述反物质研究历程和近期国际上的相关研究热点. 重点阐述了近些年来, 在相对论重离子碰撞实验中取得的反物质研究进展, 包括发现首个反物质超核 (反超氚)、反物质氦 4、反超氢 4、反质子相互作用的首次测量、正反超氚核的质量和结合能的精确测量等. 在此基础上, 我们讨论了 (反) 轻核产生的不同物理机制. 同时, 也介绍了反氢原子实验、太空探测反物质等方面取得的最新成果, 并讨论这些进展对认识物质结构的启示.

**关键词:** 反物质原子核, CPT 对称性, (反物质) 轻核产生机制, 反氢原子

**PACS:** 11.30.Er, 21.80.+a, 24.80.+y, 21.45.–v **DOI:** 10.7498/aps.73.20241020

**CSTR:** 32037.14.aps.73.20241020

## 1 引 言

当今物理学正向纵深发展, 一方面研究极小的基本粒子是物理学的前沿, 另一方面研究宇宙的大尺度结构和寻找暗物质、反物质粒子是另一前沿. 宇宙大爆炸发生几个微秒后产生了极端高温高密的退禁闭的夸克-胶子等离子体 (QGP), 随后又迅速演变成强子, 此时产生了数量相当的正粒子与反粒子. 然而, 由于某种未知的机制破坏了正反粒子的平衡, 导致目前人类所观测到的宇宙主要由正物质组成. 这就是所谓的反物质消失之谜, 被公认为当今重要的科学疑难问题之一.

李政道和杨振宁先生早在 1956 年就发现了弱相互作用中宇称不守恒 [1], 吴建雄先生在实验上进行了证实 [2], 这一发现说明一些物理规律的基本对称性会在一定条件下出现破缺. 后来, Cronin 和 Fitch[3] 通过 K 介子衰变实验发现了正反粒子和左右镜像反演的联合对称性 (CP 对称性) 的破坏, 这不仅意味着时间反演在微观世界中也可能是破缺的, 而且对回答反物质消失之谜提供了线索. 然而在量子场论理论中, 物理量在电荷 $C$、宇称 $P$、时间 $T$ 一起反向变换后是不变的, 这就是著名的 CPT 对称理论, 它是由洛伦兹不变推导而来的. 对反物质进行精确研究, 是验证 CPT 对称性的一个重要方向, 并为宇宙中正反物质不称性提供重要线索. 因此, 对反物质原子核甚至反物质原子的研究是物理学的一个重要前沿方向.

Schuster[4] 于 1898 年以 Potential Matter-A Holiday Dream 首次提出了反物质概念. 1928 年, 狄拉克 [5] 正式在量子力学框架下引入正电子 (电子的反粒子) 概念, 从而给反物质存在打实了基础. 1930 年, 赵忠尧先生 [6] 在他的博士论文中通过伽马硬散射实验间接观测到正电子的信号. 1932 年, Anderson[7] 通过带有磁场的探测器观测到了来自宇宙射线的正电子, 从此打开了人类从实验直接研究反物质的大门. 随后, 原子核层次的反物质也陆续被发现. 例如, 1959 年 Segrè 和 Chamberlain 等[8]

† 通信作者. E-mail: mayugang@fudan.edu.cn

 

在美国伯克利的回旋加速器上发现了反质子. 1965 年, 丁肇中等[9] 在美国布鲁克黑文国家实验室 (BNL) 的交互梯度质子同步加速器 (AGS) 上观测到反氘核. 1971 年, 苏联科学家观测到了反氦 3[10]. 值得指出的是, 正电子和反质子的发现分别获得了 1936 年与 1959 年的诺贝尔物理学奖.

然而, 由于当时加速器能量和实验技术的限制, 20 世纪 70 年代后人们对反物质原子核的研究基本上处于停顿阶段. 2000 年, 美国布鲁克黑文国家实验室的相对论重离子对撞机建成运行, 它能把金离子加速到质心系能量高达 200 GeV/$c$, 因此提供了寻找新的反物质的机会. 随后, 在 STAR 中国组主导的实验分析上, 发现了首个反物质超核 (反超氚核[11], 2010 年), 观测到反氦 4 核[12] (2011 年), 首次测量了反质子-反质子的相互作用[13] (2015 年), 精确测量超氚核与反超氚的质量与结合能[14] (2020 年), 以及刚刚观测到了反物质超氢 4[15] (2024 年). 本文着重介绍以上这些年来我们主导的工作进展[14,16], 以及高能重离子碰撞过程中轻的 (反) 原子核的产生机制. 此外, 对原子层次的反物质 (反氢原子) 的实验、太空探测反物质等方面取得的最新成果也进行简要介绍.

## 2 反物质原子核研究进展

### 2.1 相对论重离子对撞机和 STAR 探测器

21 世纪初, RHIC 是当时国际上最高能量的重离子对撞机. 运行之初, RHIC 上有 BRAHMS, PHENIX, PHOBOS 和 STAR 等四个探测器, 它们的设计有各自的特点, 并在物理上相互检验和补充. 2005 年, 这四个实验组发表了对高能重离子碰撞产生的夸克-胶子等离子体新物质形态的综述文章, 宣布了在 RHIC 上已经发现 QGP 新物质形态的实验证据和相关性质[17–20].

Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) 探测器作为四个探测器中最重要、运行时间最长的探测器, 它在中心快度区域具有全方位角接收度 ($|\eta| < 1$, $2\pi$), 且能进行多径迹事件重建能力, 能够鉴别各种正、反粒子, 探测到的带电粒子可以覆盖到很大的动量范围 (0.2—30 GeV/$c$). STAR 探测器由不同探测子系统构成, 其主要部件包括时间投影室 (TPC)、飞行时间谱仪 (TOF)、重味径迹探测器、电磁量能器等. 图 1 显示了 RHIC-STAR 探测器概览[21]. 基于探测器的运行和物理分析组建了 STAR 国际合作组, 由来自于美国、欧洲、亚洲、南美洲等十余个国家和地区的近 50 家单位的近 500 位科学家和研究生组成. 在合作组的前期工作中, 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和山东大学这 6 家中国科研单位加入了 STAR 国际合作组. 后期复旦大学、湖州师范学院、华南师范大学等也加入到 STAR 合作组. STAR-中国组通过深度参与这项大型国际合作, 在探测器硬件研发和物理分析等方面都取得了丰硕的成果, 并培养了一大批优秀的科研人员. 在探测器的研发方面, STAR-中国组贡献了完整的基于多气隙电阻板室 (MRPC) 技术的大型飞行时间谱仪, 还参与研发了缪子探测器 (MTD)、内径迹时间投影室 (iTPC)、HLT(高阶触发器)、端盖 TOF (eTOF)、事件平面探测器 (EPD) 等. 在一系列以反物质原子核为主的系统性成果中均起到了主导性作用, 例如 QGP 探测和性质研究、QGP 的整体极化[22]、$\phi$ 介子自旋排列[23,24]、极化光生物质[25,26]、费米尺度的双缝干涉实验[27,28] 以及对手征效应的实验寻找[29–31] 等代表性成果. 值得指出的是, 中国理论家的一些重要预言, 如梁作堂、王新年[32,33] 提出的 QGP 整体极化和矢量介子的自旋排列等理

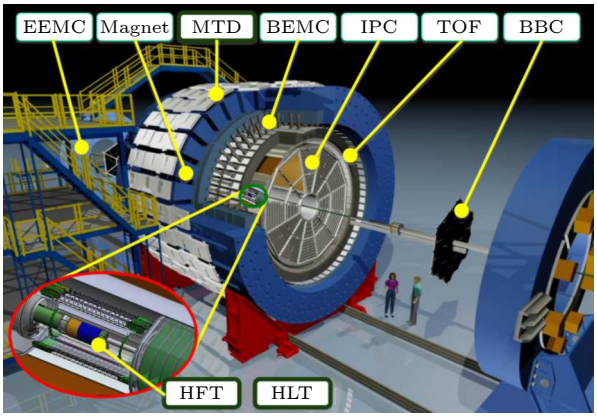


图 1 RHIC-STAR 探测器概览. 主要子系统包括磁铁、时间投影室 (TPC)、飞行时间谱仪 (TOF)、电磁量能器 (BEMC/EEMC)、缪子望远镜 (MTD)、重味径迹探测器 (HFT)、高阶触发器 (HLT). STAR 总共拥有超过 18 个探测器子系统[21]

Fig. 1. Overview of the RHIC-STAR detector. The main subsystems include magnets, time projection chamber (TPC), time of flight detector (TOF), electromagnetic calorimeters (BEMC/EEMC), Muon telescope detector (MTD), heavy flavor tracker (HFT), and high-level trigger (HLT). STAR has a total of over 18 detector subsystems[21].

论得到了 STAR 实验组的验证, 并开启了重离子物理的新方向[34–38].

STAR 探测器的核心子件是时间投影室 (time projection chamber), 它是一个桶状结构的气体漂移室, 长 4.2 m, 直径为 4 m, 与束流同轴, 气体室的内半径和外半径分别是 0.5 m 和 2.0 m. 在磁场强度 $B = 0.5$ T 时, TPC 能够测量横动量 ($p_{\rm T}$) 为 $0.15\ {\rm GeV}/c < p_{\rm T} < 30\ {\rm GeV}/c$ 的带电粒子. TPC 通过测量粒子的电离能损进行粒子鉴别, 还能得到粒子的位置、径迹以及碰撞的顶点位置等. 通过收集到的所有粒子电离位置的三维坐标, 可以得到粒子的螺旋径迹. 将粒子的径迹加上其他径迹探测器得到的粒子位置信息一起重新拟合, 就得到了全局径迹, 从而得到碰撞顶点 (primary vertex) 的位置. TPC 原始径迹的重建效率与粒子种类、动量、径迹选择的条件、碰撞多重数有关.

## 2.2 反超氚核的发现

超子作为一种重子, 类似于核子 (中子、质子), 是由三个夸克组成, 但不同的是超子至少含有一个奇异夸克 (s). 通常, 它由强相互作用产生, 可以通过弱相互作用衰变. 理论上认为, 在中子星内核的构成中, 存在着大量超子, 而超子与核子相互作用影响着中子星的状态方程[39]. 相对于只含有普通的核子组成的原子核, 含有超子的原子核被称为超核. 最简单的超核系统是超氚核, 它由质子、中子和 Λ 超子组成. 对于超核的研究, 人们还可以研究超子-核子间的相互作用.

2010 年, 我们组通过分析海量的金-金碰撞的事例样本, 从 STAR 探测器中探测到共约 2168 个反氦 3 信号和 5810 个氦 3 信号, 通过不变质量的重构, 首次发现了反超氚核[11]. STAR-TPC 探测器能很好地鉴别反氦 3 和低动量区间的 π 介子. 将反氦 3 和带正电的 π 介子的能动量信息进行组合可以得到不变质量分布, 而反超核衰变的次级顶点可以通过 STAR 探测器精确的鉴别, 从而可以去除大部分组合背景. 另外, 衰变径迹间的最佳几何筛选条件可以通过探测器接收度模拟. 在这项工作中, 严格按照一系列严苛的衰变运动学的要求, 例如衰变长度需大于 2.4 cm, 衰变点位置的反氦 3 和 π 径迹间的距离小于 1 cm, 反超氚核径迹和碰撞顶点的距离小于 1 cm, π 介子径迹和碰撞顶点的距离大于 0.8 cm 等. 之后, 就看到了在不变质量为 2.991 GeV 的信号区间有明显的峰. 进一步, 对于残留的背景噪声, 可以运用旋转背景分析方法来消除. 最终, 将不变质量分布中 2.991 GeV 的信号区间的计数扣除拟合后得到组合背景噪声, 最后得到约 70 个反超氚核的信号. 作为检验, 同时测量到了氦 3 和带负电的 π 介子的超氚核信号, 用相同的分析方法得到了在不变质量分布 2.991 GeV 的信号区间约 157 个超氚核信号[11]. 由于重构反超氚和超氚正好是用了电荷相反的两体衰变道, 因此对超氚核的重构也进一步验证了反超氚核的存在.

图 2 显示了通过末态的 $^3$He 和 π 的不变质量重构, 观测到不变质量为 2.991 GeV 的超氚核 (图 2(a)) 和反超氚核 (图 2(b)) 的信号[11]. 通过定量分析, 在 200 GeV 的金-金碰撞中, 反超氚核/超氚核的比约为 $0.49 \pm 0.18 \pm 0.07\%$, 而这可以通过并合机制或热模型来解释实验数据. 后文也会对这两个模型做些介绍. 值得一提的是, 随着 STAR 宣布发现反超氚核, LHC-ALICE 实验上也观测到了反超氚核[40].

由于反超核等奇异性物质也可能大量存在于宇宙的婴儿期和一些天体中, 如中子星等. 因此对反超核的研究, 可以进一步理解超子-核子相互作用, 有助于理解中子星等星体的状态与构成. 该成果入选了科技部评选的 2010 年度“中国科学十大进展”[41,42]. 我们在随后的分析中进一步给出了超氚核质量和结合能的精确测量, 引发了对超氚核的寿命“迷惑”的进一步理解.

## 2.3 反氦 4 的发现

通过发现反超氚核, 说明了 RHIC 是一个理想的寻找和研究反物质的场所. 随后, 我们把目标锁定在寻找更重的反物质原子核. 2011 年, 通过分析金-金对撞数据, 从近 10 亿次的碰撞中产生的约 5000 亿个带电粒子里找到 18 个反氦 4 信号[12,43]. 作为氦 4 的反物质伙伴, 由两个反质子和两个反中子组成的稳定束缚态的反氦 4, 时至今日, 它还是人类能直接探测到的最重的稳定的反物质. 该反物质原子核也是丁肇中先生领导的阿拉法磁谱仪太空探测的最早的科学目标, 然而 AMS 在太空中迄今还未能探测到反氦 4. 通过研究 STAR-TPC 的带电粒子的飞行径迹在每单位路径的电离能量损失, 可对粒子进行初步鉴别, 而 TOF 则能够精确测量粒子的质量, 从而对反氦 4 进行更完整的鉴别. 图 3(a), (b) 为 TPC 获得的 $\langle {\rm d}E/{\rm d}x \rangle$ 与 $p/|Z|$ 的关系图, 在 $p/|Z| \approx 1$ 处, 有两个清楚的反氦 4

信号[12]. 图 3(c)—(e) 根据每电荷动量和飞行时间计算出的能量损失和质量进行正反氦同位素鉴别[12].

由 STAR-中国组为主研制完成的 TOF 探测器, 起初是在 2006 年得到了国家自然科学基金委、科技部、中国科学院的联合资助. 通过 3 年的努力, 研制完成 4032 块多气隙电阻板室后组成了 120 条 TOF Tray, 然后于 2009 年安装在 STAR-TPC 探测器的外面, 从而组成了大型飞行时间谱仪 (TOF). STAR-TOF 具有卓越的时间分辨能力, 因此也具有了很高的粒子质量分辨能力. 由于 TPC 对高动量的电荷数为–3 的反氦同位素不能很好的区分, 因此 TOF 发挥用武之地, 在反氦 4 的鉴别过程中发挥了关键作用. 在 RHIC-STAR 合作组的[12] 工作中, 得到国家自然科学基金委重点项目资助的“STAR 高阶触发”(HLT) 技术也对反氦 4 的发现也起到了关键性作用. STAR HLT 作

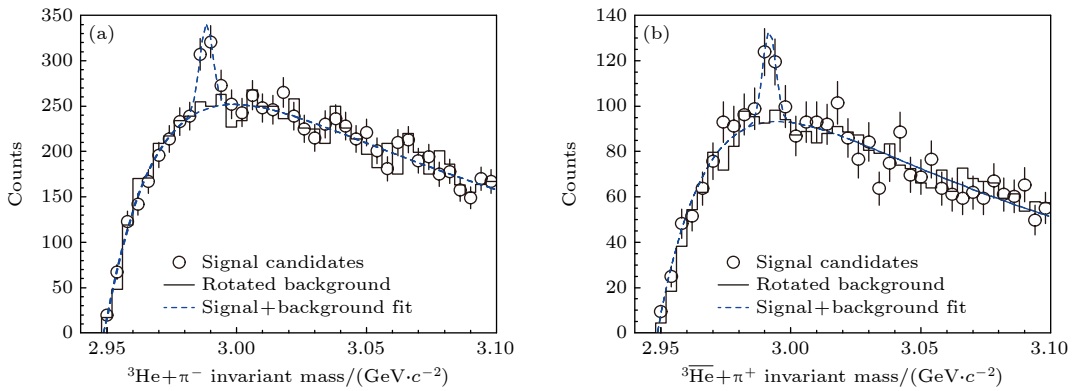


图 2 (a) 超氚核的衰变产物 $^3\mathrm{He}^+ + \pi^-$ 的不变质量分布, 峰位是候选超氚核的分布[11]; (b) 反超氚核的衰变产物 $^3\mathrm{He}^- + \pi^+$ 的不变质量分布, 峰位是候选反超氚核的分布[11]. 开圆代表候选信号的分布; 黑色实线为背景分布; 蓝色虚线为信号 (高斯) 加背景 (双指数) 的综合拟合

Fig. 2. (a) Invariant mass distributions of decay products $^3\mathrm{He}^+ + \pi^-$ from $^3_\Lambda\mathrm{H}$, and the peak position corresponds to the distribution of candidate hypertritons[11]; (b) invariant mass distributions of decay products $^3\mathrm{He}^- + \pi^+$ from $^3_{\overline{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$, and the peak position corresponds to the distribution of candidate anti-hypertritons[11]. Open circles represent the distribution of candidate signals; solid black line indicates the background distribution; blue dashed line represents the combined fit of the signal (Gaussian) and the background (double exponential).

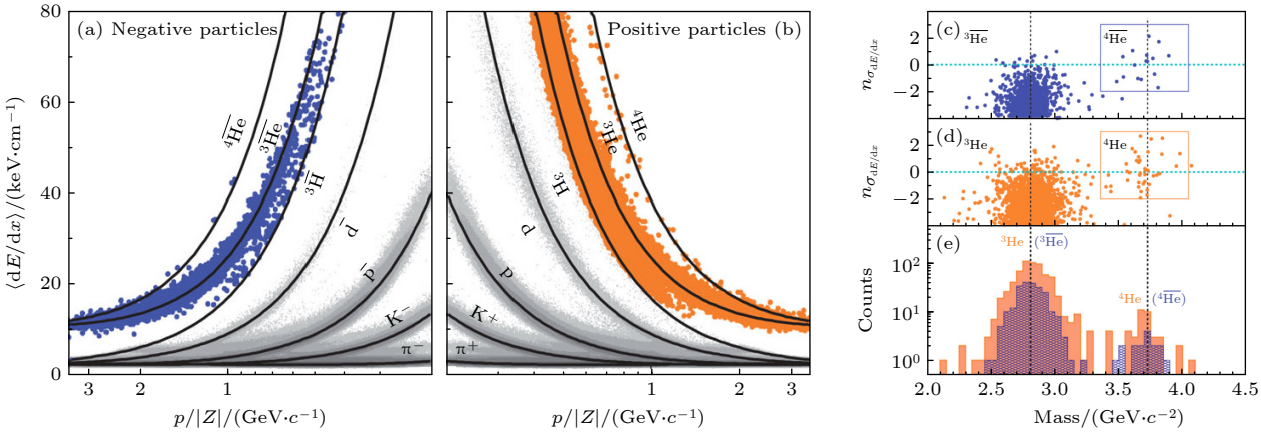


图 3 (a), (b) $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x\rangle$ 与 $p/|Z|$的关系图[12] (a) 带负电的粒子 (灰色和蓝色点); (b) 带正电的粒子 (灰色和橙色点). 其中黑色曲线表示每种粒子的预期值; 标有 p, $\bar{\mathrm{p}}$, K 和 $\pi$ 的带分别对应质子、反质子、K 介子和 $\pi$ 介子. (c)—(e) 根据每电荷动量和飞行时间计算出的能量损失和质量进行同位素鉴别[12] (c), (d) 以带负电荷粒子 (a) 和带正电荷粒子 (b) 的倍数为单位的 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 作为 TOF 系统测量的质量函数; (e) 图 (c), (d) 在质量轴上的投影, 这些粒子的选取范围是 $-2 < n_{\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}} < 3$

Fig. 3. (a), (b) Relationship between $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x\rangle$ and $p/|Z|$[12]: (a) Negatively charged particles (gray and blue points); (b) positively charged particles (gray and orange points). Black curves represent the expected values for each type of particle. The labels p, $\bar{\mathrm{p}}$, K and $\pi$ correspond to protons, antiprotons, K mesons, and $\pi$ mesons, respectively. (c)–(e) Isotope identification based on energy loss and mass calculated from momentum and time of flight for each charge[12]: (c), (d) The $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in units of multiples for (a) negatively charged particles and (b) positively charged particles as a function of mass measured by the TOF system; (e) projections of panels (c) and (d) on the mass axis, with the selection range for these particles being $-2 < n_{\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}} < 3$.

为一个主要基于软件技术的触发系统, 可以对重离子碰撞后产生的粒子进行在线鉴别, 从而对相应的碰撞事例进行在线挑选. 反氦 4 的实验观测[43–45]推广了人类对反物质认识的极限, 并为宇宙太空观测反氦 4 (即反阿拉法) 提供了定量的背景.

## 2.4 反超氢 4 的发现

反超氢–4($\overline{^4_\Lambda\mathrm{H}}$) 由一个反质子、两个反中子、一个反 Λ 超子组成. 在 RHIC 最高能量 200 GeV 的金-金碰撞实验中, 每多一个反核子, 组成的反物质核的产额就会下降约 300 倍. 反超氢–4 比反超氚多一个反中子, 因此其产额就可能只是反超氚的 1/300, 发现反超氢–4 就更加困难. 然而, 存在两个有利于 (反) 超氢–4 发现的因素: 一是超氢–4 存在一个自旋为 1 的激发态, 其质量小于氚+Λ 等潜在的强衰变产物质量之和, 因此只能通过电磁衰变到基态的超氢–4, 从而使超氢–4 的总产额增加 4 倍; 二是超氢–4 最容易进行重建的两体衰变道是 $^4_\Lambda\mathrm{H}\to{}^4\mathrm{He}+\pi^-$, 分支比约为 50%, 大于超氚的 $\pi^-$ 两体衰变道分支比 (约为 25%). 这两个因素使得在发现反超氚十余年之后, STAR 积累的数据有可能发现反超氢–4.

2022 年, STAR 合作组通过分析能量 3 GeV 金-金对撞, 测量了超氢 4($^4_\Lambda\mathrm{H}$) 和超氦 4($^4_\Lambda\mathrm{He}$) 的质量和结合能[46]. 2024 年, STAR 合作组通过分析能量 200 GeV 金-金对撞、能量 193 GeV 铀-铀对撞、能量 200 GeV 钌-钌对撞和锆-锆对撞的 STAR 实验数据, 在总计约 66 亿次碰撞事例中, 找到了约 16 个反超氢–4($\overline{^4_\Lambda\mathrm{H}}$) 的信号, 信号显著度为 4.7[15]. 在这项分析中同时使用了 TPC 和 TOF 探测器的信息进行衰变子体鉴别. 使用卡曼滤波算法对超核衰变顶点进行重建, 该算法考虑粒子径迹的误差, 相比传统算法, 拥有更高的信噪比和重建效率. 同样, 该分析也使用旋转背景方法来消除背景噪声. 同时合作组也使用包含 π 介子两体衰变道重建其他超核, 同时得到了 941 个超氚的信号, 637 个反超氚的信号, 以及 24.4 个超氢–4 的信号, 如图 4 所示. 反超氢–4 是迄今为止人们在实验室中发现的最重的反物质超核.

STAR 合作组同时还完成了若干 (反)(超) 核的产额比值测量, 结果与大部分之前的测量结果在误差范围内一致, 也与热产生模型预期一致. 此外, STAR 合作组还发现粒子的产额比值满足如下关系: $\overline{^4\mathrm{He}}/{}^4\mathrm{He}\approx\overline{^3\mathrm{He}}/{}^3\mathrm{He}\times\bar{\mathrm{p}}/\mathrm{p}$, $\overline{^4_\Lambda\mathrm{H}}/{}^4_\Lambda\mathrm{H}\approx{}^3_\Lambda\mathrm{H}/{}^3_\Lambda\mathrm{H}\times\bar{\mathrm{p}}/\mathrm{p}$, 这可以用并合的产生机制来解释. 这项工作还测量了反超氢–4 的寿命, 结果为 $(170\pm72(\mathrm{stat.})\pm34(\mathrm{sys.}))$ps, 并与其对应的反粒子超氢–4 寿命比较, 寿命之差为 $(18\pm115(\mathrm{stat.})\pm46(\mathrm{sys.}))$ ps, 两者寿命在误差范围内一致. 图 5 显示了超核的 $\mathrm{d}N/\mathrm{d}(L/\beta\gamma)$ 与 $L/\beta\gamma$ 的关系, 以及超核寿命的测量数据.

## 2.5 反物质相互作用的首次测量

2015 年之前, 人们对反物质间相互作用力的认识还仅停留在理论上, 即两者应该等价, 但还没有直接的实验验证. 极端高温的夸克-胶子等离子体冷却后产生了约等量的质子与反质子, 大量的反质子信号为我们研究反质子间的相互作用提供了测量的机会. 通过金-金碰撞中产生的反质子, 我们组借鉴低能核反应中质子-质子动量关联测量的方法, 提出通过测量反质子-反质子动量关联函数来提取反质子-反质子相互作用参数的方法.

在高能碰撞实验中, 可以通过测量由汉伯里-布朗 (Hanbury-Brown) 和特威斯 (Twiss) 提出的强度干涉的办法, 来测量从一个扩展源发出的粒子的时空信息, 即 HBT–Hanbury-Brown Twiss 关联的方法来研究微观粒子的相互作用[47,48]. 1956 年, Hanbury-Brown 和 Twiss 首次提出用两个光子之间关联测量了星体的角径. 其原理是在第一个探测器收集到第一个光子的同时, 另外一个探测器探测到第二个光子的概率是关联于探测对象的横向距离的. 在后来的强子或原子核碰撞实验中人们推广应用了 HBT 关联, 即通过测量在能量动量空间中两个全同粒子的强度关联, 来提取相互作用或发射源的时空信息. 这种从一个扩展源发出的全同粒子的时空或者说动量的关联被称作 HBT 效应, 利用这个效应, 我们可以研究反质子间相互作用. 图 6(d) 为测量反质子-反质子动量关联函数的示意图.

如果关联函数恒等于 1, 就说明粒子之间不存在任何相互作用和量子力学效应. 吸引的相互作用或排斥的相互作用都会导致动量关联函数大于 1 或小于 1. 在高能重离子碰撞中, 反质子有一部分是由反 Λ 超子衰变而来, 而从探测到的反质子样本中没法直接区分与原初反质子的差别, 因此需要在关联函数的基础上扣除来自反 Λ-反质子、反 Λ-反 Λ 关联的影响, 从而来提取尽可能真实的原初

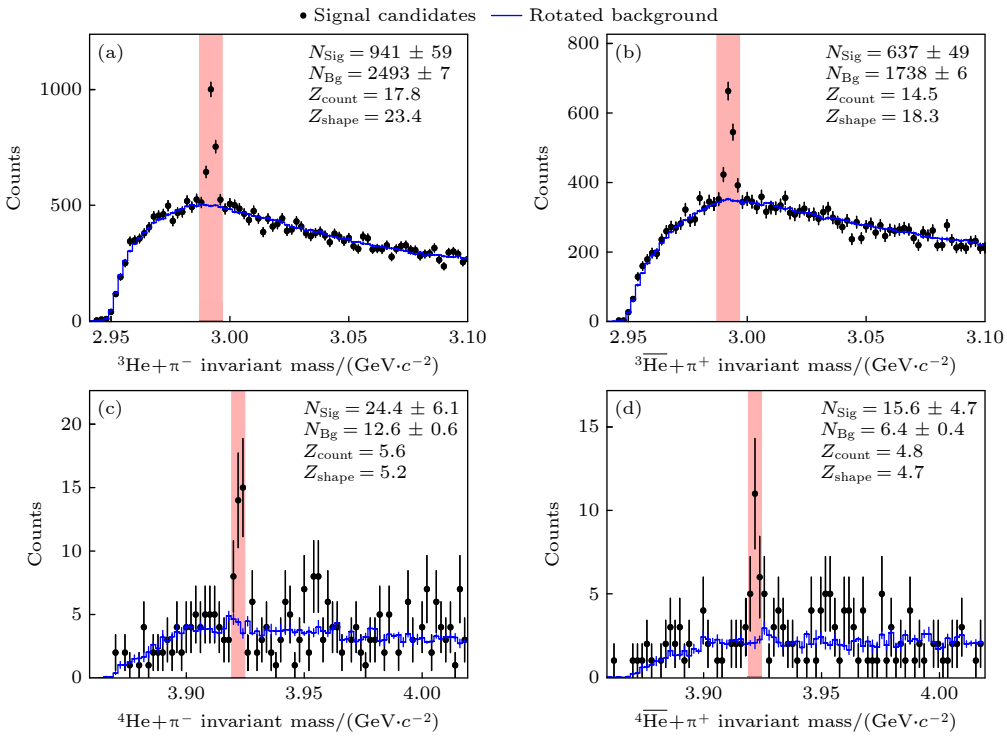


图 4 (a) $^3He + \pi^-$, (b) $\overline{^3He} + \pi^+$, (c) $^4He + \pi^-$ 和 (d) $\overline{^4He} + \pi^+$ 不变质量的分布[15]. 红色阴影范围标记了信号的不变质量区间, 提取出的信号计数为 $N_{sig}$, 背景计数为 $N_{Bg}$, 使用两种方法计算了信号显著度 $Z_{shape}$ 和 $Z_{count}$. 其中 $Z_{shape}$ 通过计算原假设 (纯背景) 和备择假设 (背景+高斯形状的信号) 的似然函数之比获得. $Z_{count}$ 通过以下公式计算获得: $Z_{count} = \{2[N_{sig} + N_{Bg}\ln(1 + N_{sig}/N_{Bg}) - N_{sig}]\}^{1/2}$

Fig. 4. Invariant mass distributions for (a) $^3He + \pi^-$, (b) $\overline{^3He} + \pi^+$, (c) $^4He + \pi^-$ and (d) $\overline{^4He} + \pi^+$ are presented[15]. The red shaded regions indicate the invariant mass ranges for the signal, with the extracted signal counts denoted as $N_{sig}$ and the background counts as $N_{Bg}$. Signal significances $Z_{shape}$ and $Z_{count}$ were calculated using two methods. The $Z_{shape}$ was obtained by calculating the ratio of the likelihood functions under the null hypothesis (pure background) and the alternative hypothesis (background + Gaussian-shaped signal). The $Z_{count}$ was calculated using the formula: $Z_{count} = \{2[N_{sig} + N_{Bg}\ln(1 + N_{sig}/N_{Bg}) - N_{sig}]\}^{1/2}$.

反质子-反质子动量关联函数. 通过分析碰撞中心度为 30%—80% 的 200 GeV/$c$ 的金核-金核碰撞数据, 得到了质子-质子和反质子-反质子的动量关联函数, 分别如图 6(a) 和图 6(b) 所示. 可以发现, 两者结构相似而且关联强度几乎等价, 在小的相对动量时其关联函数在 1 以下, 而这是由于质子对或者反质子对间库仑排斥作用引起的. 动量关联函数的主要特点是其在相对动量的一半处 $k^* \approx 0.02$ GeV 时都有一个峰, 这是由质子间 (反质子间) 相互吸引的 S 波相互作用引起的. 从质子对的动量关联函数与反质子对动量关联函数的比值来看, 它很好地位于 1 周围 (图 6(c)), 暗示着反质子-反质子相互作用与质子 – 质子相互作用是等效的.

通过量子多粒子关联理论, 我们首次测得了两个表征描述反质子-反质子强相互作用的参数, 即散射长度 ( $f_0$ ) 和有效力程 ( $d_0$ )[13]. 图 6(e) 给出了反质子-反质子相互作用 (红星) 的 S 波散射长度 ( $f_0$ ) 和有效力程 ( $d_0$ ) 与其他核子-核子相互作用的 S 波散射参数的比较. 其中反质子-反质子相互作用的 $f_0 = [7.41 \pm 0.19(\text{stat.}) \pm 0.36(\text{sys.})]$ 费米, $d_0 = [2.14 \pm 0.27(\text{stat.}) \pm 1.34(\text{sys.})]$ 费米. $f_0$ 是低能情况下 S 波散射振幅, 直接与散射截面的大小相关. 散射长度 $f_0 > 0$ 表明可以存在束缚态, 反之若 $f_0 < 0$ 则不存在束缚态. 描述强相互作用的有效力程范围的参数是 $d_0$. 例如, 对于方势阱来说, 有效力程就对应于势阱的宽度.

我们测量的结果定性地说明了反核子是由于强相互作用结合成为反物质原子核[13,49]. 反质子之间的相互作用力也为今后研究更为复杂的反物质原子核间的有效相互作用提供了基础. 在本次测量的实验精度内, 我们提取的反质子-反质子的散射长度和有效力程与质子 – 质子的是等价的, 符合 CPT 对称理论所要求的正物质、反物质间的对称性. 该研究从物质相互作用的角度提供了一种新的验证 CPT 对称性的新方式. 相关论文发表在

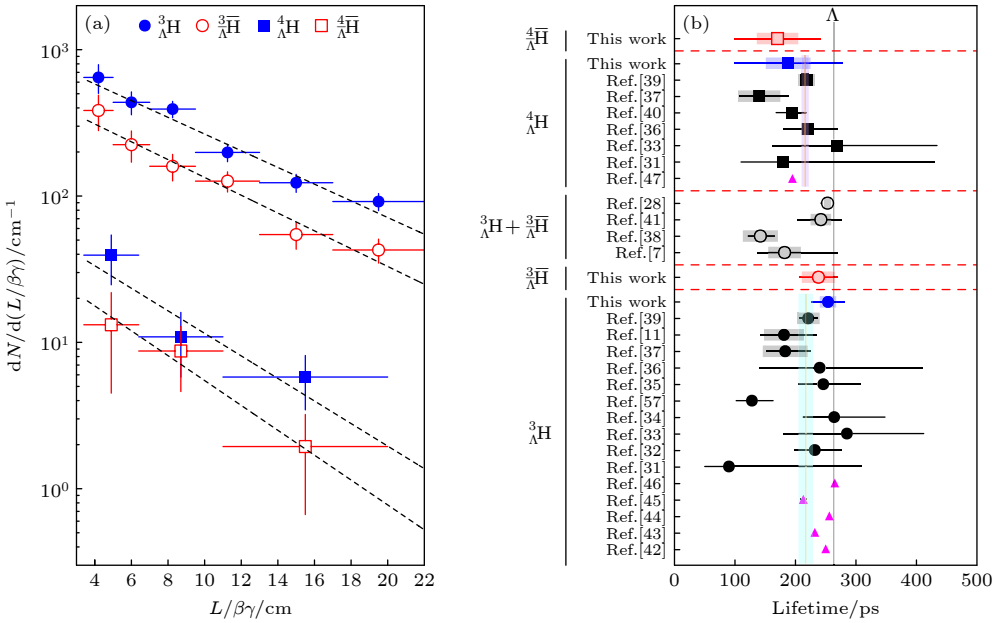


图 5 超核的 $(\mathrm{d}N/\mathrm{d}L/\beta\gamma)$ 与 $L/\beta\gamma$ 的关系以及超核寿命的测量数据[15] (a) $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$, $^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{4}_{\Lambda}\overline{H}$ 的 $\mathrm{d}N/\mathrm{d}(L/\beta\gamma)$ 与 $L/\beta\gamma$ 的关系; (b) 测量得到的 $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$, $^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{4}_{\Lambda}\overline{H}$ 寿命与国际上的数据和理论预测 (实心三角形) 的比较. 误差条和方框分别表示统计不确定性和系统不确定性; 带阴影区域的垂直实线代表 $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ 和 $^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ 的寿命平均值, 这些数值是根据之前的结果通过最大似然拟合法计算得出的; 灰色垂直线表示自由 Λ 的寿命

Fig. 5. Relationship between $\mathrm{d}N/\mathrm{d}(L/\beta\gamma)$ and $L/\beta\gamma$ for hypernuclei, as well as the measured data on hypernuclei lifetimes[15]: (a) $\mathrm{d}N/\mathrm{d}(L/\beta\gamma)$ of $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$, $^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{4}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$ relative to $L/\beta\gamma$; (b) a comparison of the measured lifetimes of $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$, $^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$, $^{4}_{\Lambda}H$, $^{4}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$ with world data and theoretical predictions (represented by solid triangles). Error bars and boxes indicate statistical and systematic uncertainties, respectively. The vertical solid lines with shaded areas represent the average lifetimes of $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ and $^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$, which were calculated using maximum likelihood methods based on prior results. Gray vertical line indicates the lifetime of a free Λ particle.

英国《自然》周刊上, 该成果入选了科技部评选的 2015 年度“中国科学十大进展”[3,50].

## 2.6 正反原子核的质量、结合能的精确测量

CPT 定理认为, 所有过程都必须精确地保持 $C$(电荷共轭)、$P$(奇偶性) 和 $T$(时间反转) 的组合运算守恒. 至今, 尚未观测到明确的 CPT 破坏现象. 对 CPT 对称性的不同定性测试是基础物理学的当务之急. 重温过去的测试, 提高准确性, 也是基础物理学的当务之急. 尽管 CPT 不变量已经在含奇异夸克的重子中得到了精度为 $10^{-19}$ 的验证.

CPT 对称性的要求之一是正反轻核质量必须相等. 2015 年, LHC-ALICE 合作组通过 2.76 TeV 的铅核-铅核对撞, 测量了氘核-反氘核以及氦 3-反氦 3 质量的差别. 发现氘核与反氘核、氦 3 与反氦 3 分别在 $10^{-4}$ 精度内、$10^{-3}$ 精度内成立, 即它们的质量是相等的. 正反轻核质量的精确测量对于理解强相互作用和 CPT 对称性有重要意义. 我们在 STAR 实验上, 首次从奇异性相关的原子核的质量角度来验证 CPT 对称性[51,52]. 为此, 提出了对超氚核和反超氚核的质量进行精确测量, 从而来检验 CPT 对称性[14]. 与最近对标准模型扩展的参数进行的 CPT 检验相似, 超核和反超核的质量差是直接从它们衰变的子核的四动量的洛伦兹不变性中构造出来的.

在每个核子对的质心能量为 200 GeV 的金-金对撞数据中, 可以得到两个测量值: 超氚与反超氚之间的相对质量差和 Λ 超子结合能[14,51]. 在这项分析中, 使用的主要探测器是用于高精度径迹探测的时间投影室和重味径迹探测器 (图 7(a)), 以及用于识别带电粒子的飞行时间谱仪. TPC 和 HFT 安置在与束流方向平行的 0.5 T 电磁场中, 用于对带电粒子进行三维跟踪. HFT 包括三个子系统: 像素探测器 (PXL) 由两个圆柱层组成, 半径分别为 2.8 cm 和 8 cm, 中间硅径迹探测器 (IST) 半径为 14 cm, 半导体径迹探测器 (SSD) 半径为 22 cm. 对于动量为 1 GeV/$c$ 的轨道, HFT 的空间分辨率优于 30 μm. 利用 TPC 气体中单位轨道长度的平均能量损失 ($\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$) 和 TOF 测量确定的速度用于识别粒子. $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$ 分辨率为 7.5%, TOF 时间分辨率为 95 ps.

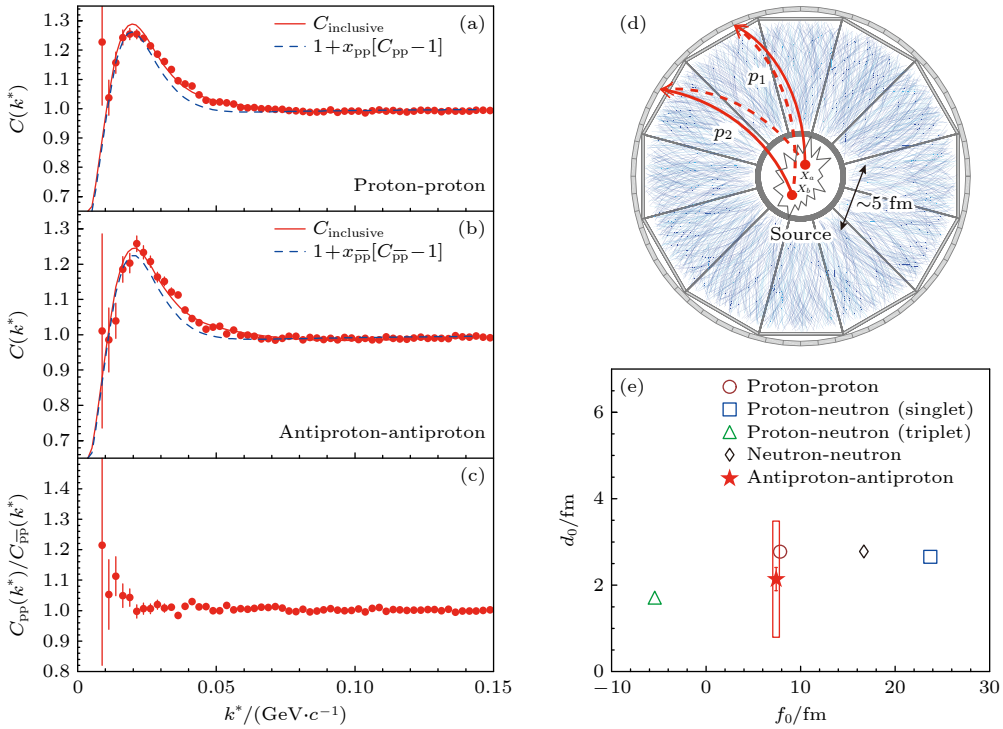


图 6 利用 200 GeV/$c$ 的金核-金核碰撞数据得到的结果[13] (a), (b) 质子-质子和反质子-反质子的动量关联函数; (c) 图 (a), (b) 结果的比值分布; (d) 测量反质子-反质子动量关联函数的示意图; (e) 反质子-反质子相互作用 (红星) 的 S 波散射长度 ( $f_0$ ) 和有效力程范围 ( $d_0$ ) 与其他核子-核子相互作用的 S 波散射参数的比较. 这里, 统计误差用误差棒表示, 而 $f_0$ 的水平不确定性小于符号大小, 系统误差用方框表示. 其他测量的误差为百分之几, 小于符号大小

Fig. 6. Results obtained from 200 GeV/$c$ gold-gold collision data: (a), (b) Momentum correlation functions for proton pair and anti-proton pair; (c) their ratio distribution from panels (a), (b); (d) schematic for measuring the momentum correlation function between anti-protons; (e) comparison of the S-wave scattering length ( $f_0$ ) and effective range ( $d_0$ ) of anti-proton-anti-proton interactions (red star) with the S-wave scattering parameters of other nucleon-nucleon interactions. Here, statistical errors are represented by error bars, while the horizontal uncertainty of $f_0$ is smaller than the symbol size, and systematic errors are indicated by boxes. Errors for other measurements are in the few percent range, also smaller than the symbol size.

通过精确测量正反超氚的质量, 可以计算出正反超氚的相对质量差别:

$$\frac{\Delta m}{m}=\frac{m_{^3_\Lambda{\rm H}}-m_{\overline{^3_\Lambda{\rm H}}}}{m}=[1.1\pm1.0({\rm stat.})\pm0.5({\rm syst.})]\times10^{-4},\quad(1)$$

其中 $m$ 为实验测得的超氚与反超氚的加权平均值: $m=[2990.89\pm0.12({\rm stat.})\pm0.11({\rm syst.})]\ {\rm MeV}/c^2$. (1) 式是在假定正、反超氚通过两体衰变道和三体衰变道衰变的子核具有 CPT 对称性. 通过变换, 也可获得的正、反氦 3 的质量差的相对值:

$$\frac{\Delta m}{m}=\frac{m_{^3{\rm He}}-m_{\overline{^3{\rm He}}}}{m}=[1.5\pm2.6({\rm stat.})\pm1.2({\rm syst.})]\times10^{-4}.\quad(2)$$

在这项实验测量中, 得到的正、反超氚的相对质量差如图 7 所示, 同时 ALICE 合作组的正、反 $^3$He 和正、反氚核的结果[52] 也一并给出. 可见, 正、反超氚质量在误差范围内相等, 因此我们首次给出了从奇异性原子核来验证 CPT 对称性的实验结果. 与 ALICE 组的实验相比, 我们超氚核的结果比具有相同质量数的 $^3$He 的 ALICE 结果 (图中黑色圆点) 精度高一个数量级, 因此这也是迄今为止从质量的角度检验 CPT 对称性的最重的反物质原子核. 该结果也为扩展标准模型 SME 参数提供一定的限制.

由于 Λ 超核是一个由超子、核子组成的系统, 因此它是一个天然的研究超子-核子相互作用的理想目标核[53,54]. Λ 超核的结合能 $B_\Lambda$ 的大小直接与超子-核子相互作用的强度相关联. 在本次实验中, 通过精确测量获得的超氚与反超氚的质量, 提取出超氚的 Λ 结合能, $B_\Lambda=[0.41\pm0.12({\rm stat.})\pm0.11({\rm syst.})]$ MeV (见图 8). 在图中, 早期用核乳胶和氦气泡室实验测量的实验结果用黑点及其对应的误差棒表示. STAR 超氚与反超氚的合并值是假定了其 CPT 对称性, 其中垂直的误差棒为标准统计误差,

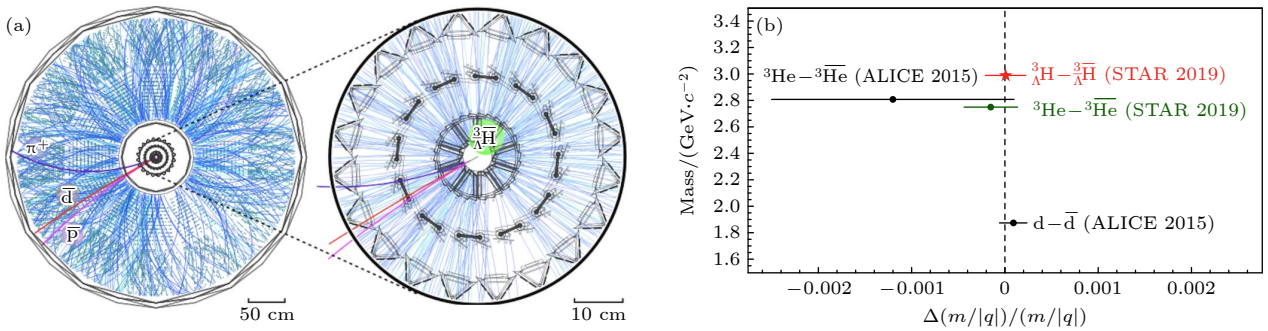


图 7 (a) TPC 探测器中反超氚事例的三体衰变, 中间的中心放大图是 TPC 内部的重味径迹探测器 (HFT) 的反超氚事例的三体衰变局部图[14]; (b) 原子核与其反原子核之间的相对质量差别测量[14]. 其中 $^3$He 和 d 结果来自于 ALICE 合作组[52]. 图中水平误差条代表统计误差与系统误差总和. 在横轴 0 位置处的垂直虚线表示 CPT 对称性期望值

Fig. 7. (a) Three-body decay of anti-hypertriton events in the TPC detector, while the central enlarged view refers to the local depiction of three-body decay events of anti-hypertriton in the Heavy Flavor Tracker (HFT) within the TPC[14]; (b) the relative mass difference between atomic nuclei and their anti-nuclei[14]. Results for $^3$He and $d$ come from the ALICE collaboration[52]. The horizontal error bars represent the total statistical and systematic uncertainties. The vertical dashed line at the zero position on the horizontal axis indicates the expected value of CPT symmetry.

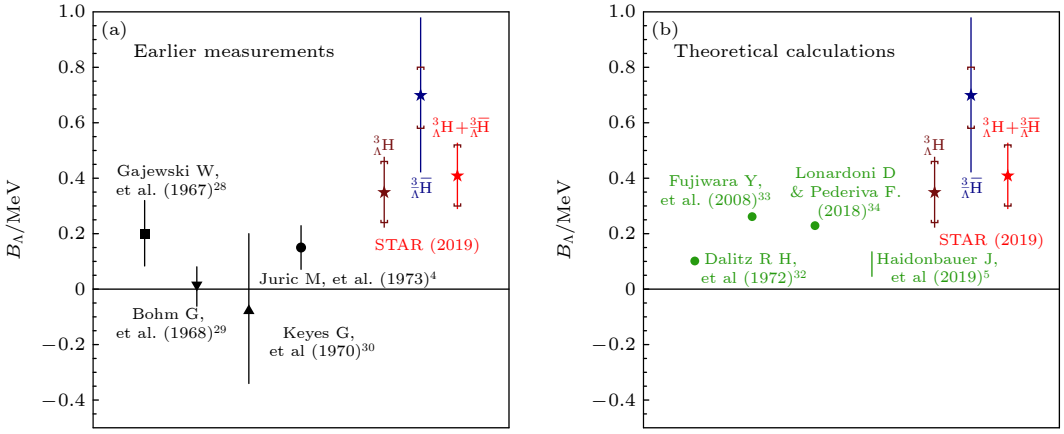


图 8 超氚结合能的 (a) 实验与 (b) 理论值. 早期测量的实验结果用黑点及其对应的误差棒表示. STAR 超氚与反超氚的合并值是假定了其 CPT 对称性, 其中垂直的误差棒为标准统计误差, 而帽子表示系统误差. 图 (b) 的实点和直线表示理论计算结果, 水平线表示束缚能为 0 的位置

Fig. 8. (a) Experimental and (b) theoretical values of the binding energy of hypertriton[52]. The early measurement results are represented by black dots and their corresponding error bars. The combined value of hypertriton and anti-hypertriton from the STAR collaboration assumes the CPT symmetry, where the vertical error bars indicate standard statistical errors, and the caps represent systematic errors. The solid points and lines on the panel (b) represent theoretical calculation results, while the horizontal line indicates the position where the binding energy is zero.

而帽子表示系统误差. 可以看到, 目前我们的测量结果比之前广泛使用的 1973 年的测量中心值大很多, 该结果是首次实验观测到超氚的 Λ 结合能 $B_\Lambda$ 大于 0, 其统计置信度高于 $3\sigma$.

理论物理学家也一直尝试计算超氚的结合能 $B_\Lambda$, 图 8(b) 的实点和直线表示理论计算结果, 水平线表示束缚能为 0 的位置. 早在 1972 年, Dalitz 就计算了超氚 $B_\Lambda$, 结果为 0.10 MeV. 近几年, SU(6) 夸克模型计算得到的 $B_\Lambda$ 为 0.262 MeV, SU(3) 手征有效场理论计算的 $B_\Lambda$ 结果在 0.046—0.135 MeV 之间. 可见理论计算值存在很大的不确定性. 因此, 迫切需要实验上能够精确测量 $B_\Lambda$ 以限制理论计算. 利用 STAR 测量结果 $[0.41 \pm 0.12(\text{stat.}) \pm 2.03]$ MeV 作为输入时, 人们可以获得一个较小的散射长度 $(7.90 \pm 1.71 \pm 0.93)$ fm. $B_\Lambda$ 大而且散射长度小, 均意味着 Λ 与超氚的核心 (氚核) 之间的相互作用较强, 这与早期人们普遍认为的超氚核是一个弱束缚系统不一样. 而 Λ 与超氚核心 (氚核) 之间的距离也会影响超氚核的产额以及横向动量的分布[55], 这些也对实验测量提供了指导. 从物理上说, 超子-

核子相互作用和超核物质的状态方程与中子星的性质紧密相关. 一些理论模型也指出中子星的最大质量依赖于ΛNN相互作用, 而ΛNN相互作用又直接与超核的Λ分离能$B_\Lambda$相关联. 因此, 对超核的Λ结合能的精确测量具有重要意义.

### 2.7 测量反$^3$He原子核在物质中的吸收及其对银河系传播的影响

在银河系中, 由反质子和反中子组成的轻质量反核可以通过与星际介质的高能宇宙射线碰撞产生, 也可能源于尚未发现的暗物质粒子的湮灭. 在地球上, 高精度产生和研究反物质原子核的唯一方法是在高能粒子加速器中产生它们. 虽然人们已经对基本反粒子的特性进行了详细研究, 但对轻的反物质原子核与物质相互作用的了解还很有限. ALICE合作组测量了反$^3$He($\overline{^3\mathrm{He}}$)在大型强子对撞机的ALICE探测器中遇到物质粒子并湮灭或解体时的消失概率[56]. 他们提取了非弹性相互作用截面, 然后将其作为计算银河系对暗物质湮灭和星际介质中宇宙射线相互作用产生的反$^3$He传播透明度的输入. 对于特定的暗物质剖面, 他们估计其透明度约为50%, 具体数值随着反$^3$He动量从25%—90%不等. 结果表明, 反$^3$He核可以在银河系中进行长距离旅行, 可用来研究宇宙射线相互作用和暗物质湮灭. 图9显示了银河系中Dark Matter (DM)密度$\rho_{\mathrm{DM}}$的分布与银河中心距离的函数关系, 以及宇宙射线与星际气体或DM($\kappa$)湮灭相互作用产生$\overline{^3\mathrm{He}}$的图表说明.

## 3 (反物质)原子核形成的机制

在高能重离子碰撞中, 产生了夸克-胶子等离子体后, 系统进入到强子化过程, 此时夸克和反夸克可以结合成正、反介子, 三个夸克可以结合成正、反重子, 包括反质子和反中子. 随后, 反质子和反中子进一步结合, 形成反物质原子核. 如前所述, 常见的反物质原子核包括反氘核(由一个反质子和一个反中子组成)、反氚核、反氦-3核和反氦-4核. 同时由于高温QGP环境中, 还有许多反奇异夸克, 这些反奇异夸克与反u、d轻夸克会组合成反Λ超子. 同样, 一个反质子、一个反中子和一个反Λ超子就可能会形成反超氚核. 对于QGP中的反物质原子核的形成, 理论研究表明, QGP阶段的温度和密度条件对反核的形成有重要影响, 高温高密度环境有利于更多、更重的反核的生成. 反过来说, 从轻核的观测量[57,58], 可以提供QCD相变的探针[59–61], 而QCD相变是目前高能重离子碰撞的核心目标之一[62–71].

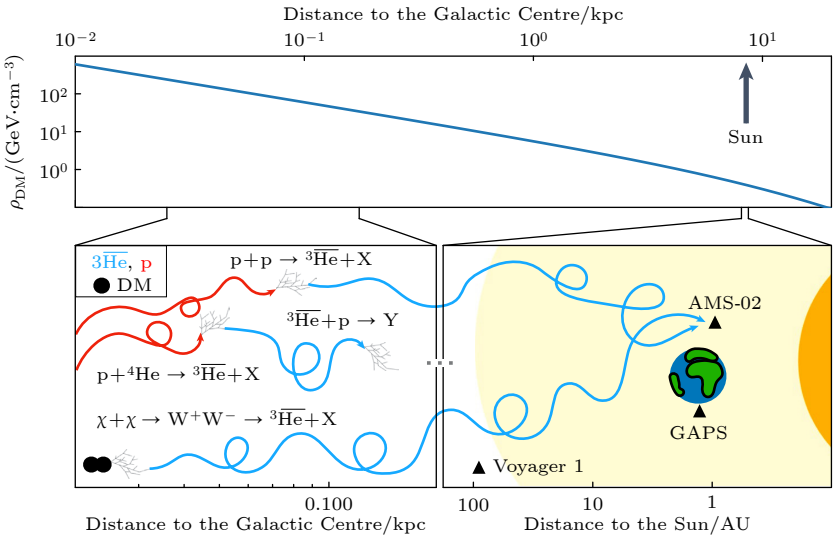


图9 根据纳瓦罗-弗伦克-怀特剖面图, 银河系中Dark Matter (DM)密度$\rho_{\mathrm{DM}}$的分布与银河中心距离的函数关系(上图)[56]. 宇宙射线与星际气体或DM($\kappa$)湮灭相互作用产生$\overline{^3\mathrm{He}}$的图表说明(下图)[56]. 黄色光环代表日光层, 地球、太阳以及旅行者1号、AMS-02和GAPS实验的位置也被描绘出来

Fig. 9. According to the Navarro-Frenk-White profile, the distribution of Dark Matter (DM) density $\rho_{\mathrm{DM}}$ as a function of the distance from the Galactic center is shown in the upper panel[56]. The lower panel illustrates the interaction between cosmic rays and interstellar gas or DM ($\kappa$) that produces $\overline{^3\mathrm{He}}$ [56]. The yellow halo represents the heliosphere, and the positions of Earth, the Sun, Voyager 1, AMS-02, and GAPS experiments are also depicted.

从理论上说, (反物质) 轻核形成模型主要有三类: 热模型 (thermal model)、并合模型 (coalescence model) 和运动学模型 (kinetic model). 热模型假设在重离子碰撞后的热平衡状态下, 反核与普通核按照热力学分布形成, 而并合模型则假设反核是由相邻的反质子和反中子直接结合形成的, 运动学模型考虑强子化后期的动力学过程影响等.

### 3.1 热模型

热模型是解释重离子碰撞中反物质原子核生成的一种重要理论模型. 该模型基于热力学和统计力学的原则, 假设在高能重离子碰撞后形成的系统达到热平衡, 并按照热力学分布生成各种粒子, 包括反核[72]. 如统计强子化模型 (SHM), 这个模型只涉及几个参数, 如体积、温度和重子化学势. 通过这种模型对实验数据的分析表明, 轻 (反) 核和其他稳定的强子有一个共同的化学冻结温度, 这个温度与量子色动力学 (QCD) 相变温度相符合, 因此超过了轻核结合能的数量级[62]. 这一有趣的结果使我们得出这样的结论: 轻核是在强子化时从 QGP 中产生的, 强子化后的动力学对其最终丰度的影响很小. 使用萨哈方程和速率方程以及更微观的传输方法进行的研究都支持这一结果.

热模型的基本假设是在重离子碰撞后, 产生的强子物质 (包括反物质) 达到热平衡状态. 在这种状态下, 粒子的分布可以用热力学统计来描述, 系统的温度和化学势决定了粒子的生成概率. 其生成概率遵循 Boltzmann 分布或 Fermi-Dirac 分布 (对于费米子) 和 Bose-Einstein 分布 (对于玻色子). 即对于一种粒子种类 $i$, 其生成概率可以表示为

$$N_i \propto V \int \frac{\mathrm{d}^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\mathrm{e}^{(E_i-\mu_i)/T} \pm 1},$$

其中, $V$ 是系统体积, $E_i$ 是粒子的能量, $\mu_i$ 是化学势, $T$ 是系统温度, $\pm$分别对应费米子和玻色子.

对于反核的生成, 遵循同样的热力学分布规则, 其生成概率由组成反质子和反中子的生成概率以及结合概率决定. 热模型中, 反核生成的关键在于系统的温度和体积, 以及反核的束缚能.

目前, 热模型成功解释了许多重离子碰撞实验中观察到的反核生成率. 尤其在 CERN 的 ALICE 实验和 BNL 的 STAR 实验中, 热模型与实验结果符合良好. 图 10(a) 和图 10(b) 显示了 2.76 TeV Pb-Pb 碰撞中产生的强子和原子核的丰度和统计强子化模型的预测值[62], 图 10(c) 和图 10(d) 是重

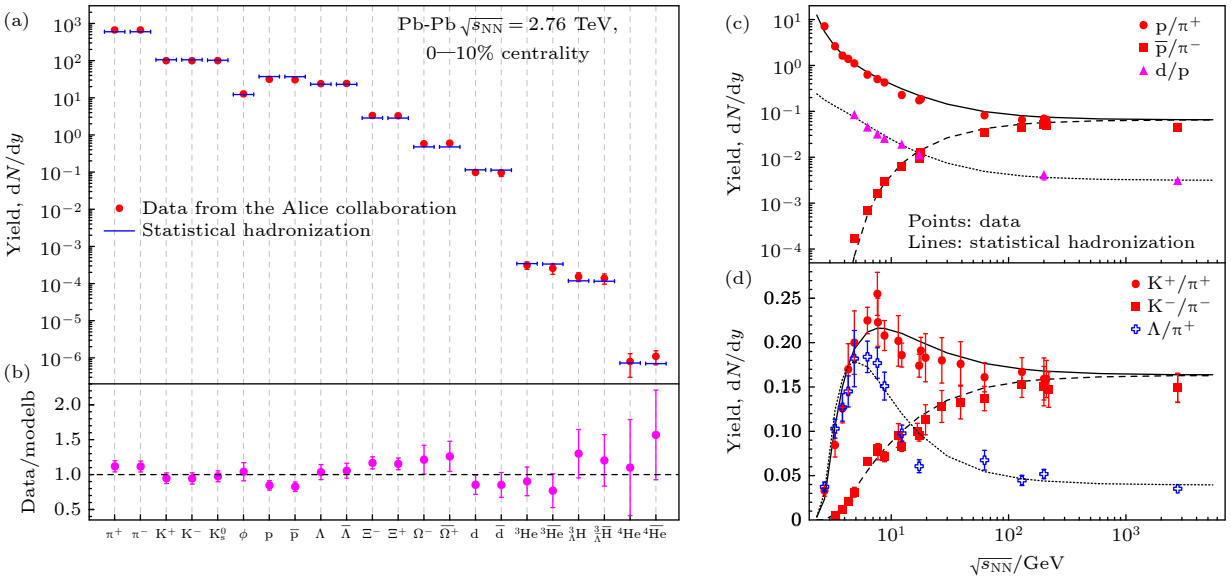


图 10 (a), (b) 强子丰度和统计强子化模型的预测值[62] (a) 不同强子和原子核的中快度的 d$N$/d$y$ 值 (红圈), 包括超氚核, 与统计强子化分析 (蓝条) 进行比较; (b) 数据与统计强子化模型预测之比, 误差条仅根据数据确定, 为统计和系统不确定性的和. (c), (d) 若干强子种类相对丰度的碰撞能量依赖性. 中心对撞的数据与统计强子化计算结果进行了比较[62]

Fig. 10. (a), (b) Hadron abundances and predictions from the statistical hadronization model[62]: (a) The d$N$/d$y$ values (red circles) for different hadrons and nuclei at mid-rapidity, including hypertritons, compared with the statistical hadronization analysis (blue bars); (b) the ratio of data to the predictions of the statistical hadronization model, with error bars determined solely from the data, representing the sum of statistical and systematic uncertainties. (c), (d) Collision energy dependence of the relative abundances of several hadron species. Data from central collisions are compared with the results of statistical hadronization calculations[62].

离子碰撞中产生的强子比与质心系能量的依赖性的实验数据与 SHM 模型的比较. 总体上都显示了很好的符合. 通过拟合实验数据, 热模型能够获得系统的温度和化学势, 这对于理解重离子碰撞后的状态具有重要意义. 热模型预测的反核生成率取决于碰撞能量、系统温度和体积. 高能碰撞产生的高温高密度环境有利于反核的生成. 不同种类的反核生成率与其束缚能密切相关. 束缚能越高, 生成率越低, 因为高束缚能的反核需要更高的能量来生成.

### 3.2 并合模型

反物质原子核的并合模型是解释在高能重离子碰撞中反核生成机制的主要理论之一. 该模型基于这样的观点: 在碰撞过程中, 产生的自由反质子和反中子如果在动量空间和位置空间上足够接近, 就会结合形成反核[73,74].

反核的生成概率与这些自由反粒子在动量空间中的接近程度有关. 通常, 动量空间中的接近程度可以用动量差 $\Delta p$ 表示. 通过并合模型, 可以计算特定反核生成的相对概率. 这种概率通常用一个相对简单的公式来表示, 它考虑了生成反核所需的动量窗口. 例如, 对于反氘核, 生成概率 $P_{\rm d}$ 可以近似表示为

$$P_{\rm d} \propto \int f_{\rm p}(\boldsymbol{p}_1) f_n(\boldsymbol{p}_2) \delta(\boldsymbol{p}_d - \boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2) {\rm d}\boldsymbol{p}_1 {\rm d}\boldsymbol{p}_2,$$

其中, $f_{\rm p}$ 和 $f_{\rm n}$ 分别表示反质子和反中子的动量分布, $\boldsymbol{p}_{\rm d}$ 是反氘核的总动量.

在多相输运模型与动力学并合模型的框架下, 我们计算了 pp 碰撞中动态并合机制产生的轻反核及其在地球附近宇宙射线中的通量[75]. 通过应用广泛使用的宇宙射线传播模型, 估算了地球附近在一个宽的动能范围内的反核通量. 对反氘核通量的估算结果与其他文献中的计算结果一致, 而对反氦–3 通量的上限则介于该领域中的计算结果之间, 这些计算结果的数值相差了一个数量级. 这项研究表明, 通过更多的地基实验和模型模拟, 可以进一步精确估算二次反氦–3 通量. 最重要的是, 我们得出的来自强子源的反核背景值远远低于 AMS-02 五年整合时间的预计灵敏度, 这支持了在未来十年通过测量轻反核寻找新物理的想法[75].

并合模型也能成功解释重离子碰撞实验中观测到的反核生成率. 特别是在 CERN 的 ALICE 实验和 BNL 的 STAR 实验中, 该模型预测的反核生成率与实验数据相符合. 图 11(a) 显示了核冲击波 (Blast Wave) 模型与并合模型计算得到的 11.5 GeV/$c$ 和 200 GeV/$c$ 金-金碰撞产生的轻原子核不变产率与重子数 $B$ 的函数关系[76]. 通过比较不同能量和系统的重离子碰撞数据, 并合模型展示了其广泛适用性. 通过并合模型预测, 反核的生成率依赖于碰撞能量、碰撞体系以及核子动量分布. 更高的碰撞能量通常会提高反核的生成率, 因为产生的反质子和反中子更多, 且它们的动量空间更接近.

并合模型也可以用来估算多重子奇特强子的产生[77]. 图 11(b) 显示了利用 Blast Wave 模型与并合模型计算得到的在 2.76 TeV 的 Pb + Pb 对撞中, 多重子奇特强子的 ${\rm d}N/{\rm d}y$ 与重子数 ($A$) 的指数衰变关系. 从图中可以看到, 这些粒子的斜率存在两类. 第二类粒子的惩罚因子 $b$ (衰变率的指数) 要比第一类大得多, 这表明增加一个 Ω 的产额要比增加一个核子的产额少得多. 不同的惩罚因子 $b$ 来自 N-Ω 和 Ω-Ω 之间不同的相互作用, 以及 N 和 Ω 产额的差异. 受此启发, 超核 ${\rm N}_n{\rm H}_m$ (N 代表核子, H 代表一种超子, $n$ 代表核子的个数, $m$ 代表超子的个数) 产额可以通过 ${\rm N}_i{\rm H}_m$ 链和 ${\rm N}_n{\rm H}_j$ 链 ($i(j)$ 小于 $n(m)$) 的交集来估算.

### 3.3 相对论运动学方法

在中能重离子碰撞中, 我们开发了一种运动学方法[78], 对碰撞中产生质量数 $A \leqslant 4$ 的轻核, 把它们作为动态自由度. 在碰撞过程中, 核子与轻核之间的转换是通过核子击碎轻核及其逆反应动态进行的. 还加入了轻核的莫特效应, 也就是说, 如果轻核周围核子的相空间密度过大, 轻核将不再被束缚. 利用这种运动学方法, 可以合理地描述 FOPI 合作组在能量为 0.25—1.0 A GeV 的中心金 + 金对撞中测得的轻核产率. 我们的研究还表明, 在低入射能量下观测到的 α 粒子产率的增强可归因于 α 粒子的莫特效应较弱, 由于它的大结合能使得它更难溶解在核介质中.

而在相对论能区, 通过相对论运动学方法表明, 强子化后期的动力学过程在高能重离子碰撞过程中的小爆炸核合成中起着重要作用. 强子再散射会导致 $^3$H 产率从 SHM 预测的热平衡值大幅降低. 理论上, 轻核产生的动力学可以通过将实时多体格林函数形式中的相对论动力学方程 (RKE)[79] 扩展

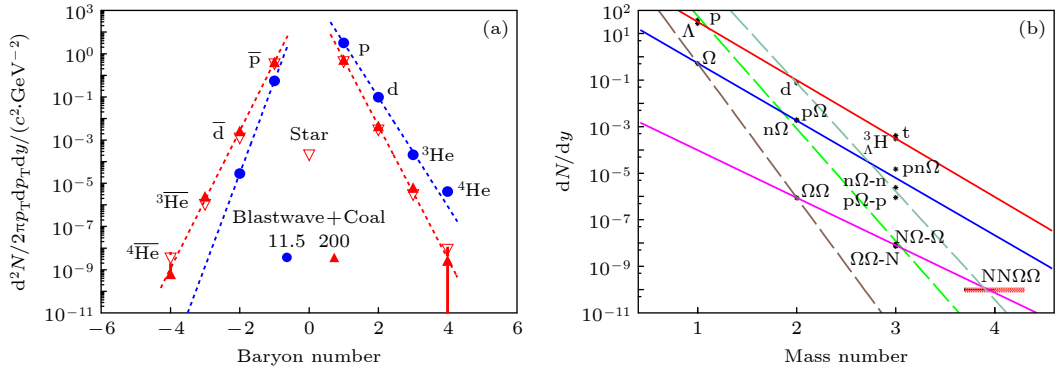


图 11 (a) 利用 Blast Wave 模型与并合模型计算得到的 11.5 GeV/$c$ 和 200 GeV/$c$ 金-金碰撞产生的原子核不变产率与重子数 $B$ 的函数关系[76]. 所用的区间是平均横动量区 $p_{\rm T}/|B| = 0.875$ GeV/$c$. 实心点是根据并合模型计算的结果, 不同的线代表并合模型与 STAR 实验[12] 数据的拟合. (b) 在 2.76 TeV 的 Pb + Pb 对撞中, d$N$/d$y$ 与重子数 ($A$) 的指数衰变关系[77]. 基本上有两类生产链, 即第一类: N→d→t ($^3_\Lambda$H) (红色), Ω → N Ω → NN Ω (蓝色), ΩΩ → N ΩΩ (粉红色); 以及第二类: N → N Ω → N ΩΩ (绿色), Ω → ΩΩ (棕色) 和 d → N Ω N → NN ΩΩ (浅绿色) 链. 这些线条显示了 d$N$/d$y$ ≈ exp(−$bA$) 的关系, 其中第一类的 $b$ = 5.78(红色)、5.68(蓝色) 和 4.70(粉红色), 以及 11.1(绿色)、13.3(棕色) 和 10.7(浅绿色)

Fig. 11. (a) Invariant yield of nuclei produced in Au-Au collisions at 11.5 GeV/$c$ and 200 GeV/$c$ as a function of baryon number B, calculated using the Blast Wave model and coalescence model[76]. The interval used is the average transverse momentum range $p_{\rm T}/|B| = 0.875$ GeV/$c$. The solid points represent our results based on the coalescence model, while different lines indicate the fits of the coalescence model to data from the STAR experiment[12]. (b) In the 2.76 TeV Pb + Pb collisions, the relationship between d$N$/d$y$ and baryon number $A$ exhibits an exponential decay[77]. There are essentially two types of production chains: the first type includes N→d→t ($^3_\Lambda$H) (red), Ω → N Ω → NN Ω (blue), ΩΩ → N ΩΩ (pink), while the second type includes N → N Ω → N ΩΩ (green)、Ω → ΩΩ (brown) and d → N Ω N → NN ΩΩ (light green) chains. These lines illustrate the relationship d$N$/d$y$ ≈ exp(−$bA$), where the values of b for the first type are 5.78 (red), 5.68 (blue), and 4.70 (pink), and for the second type are 11.1 (green), 13.3 (brown), and 10.7 (light green).

到束缚态来描述, 并通过细致平衡原理将解离和再生过程包含在碰撞积分中. 在每个核子对的质量中心能量为 $\sqrt{s_{\rm NN}} = 7.7 - 200$ GeV 的 Au + Au 对撞以及碰撞能量更高的 Pb + Pb 对撞中, 氘核和氚核产生的主要强子再散射过程是 π 催化的反应, 如 πNN ↔ πd, πNd ↔ π$^3$H, 以及更复杂的 πNNN ↔ π$^3$H. 通过使用随机方法评估这些多粒子反应的碰撞积分, 可以得到小爆炸核合成的全部动力学过程. 我们发现强子再散射对氘核产生的影响很小, 这证实了之前研究的结果. 然而, 在强子物质膨胀过程中, QGP 强子化产生的初始氘核数减少了约 1.8 倍[80,81], 而这一结果与相对论重离子对撞机 (RHIC) 上的 STAR 合作组和大型强子对撞机 (LHC) 上的 ALICE 合作组的最新测量结果非常一致[82]. 图 12 显示了 RHIC 能量下 Au + Au 对撞中的氘核和氚产生. 与 SHM 相比, 考虑强子再散射的结果显然与实验数据更符合.

## 4 反氢原子的实验进展

1995 年, 欧洲核子研究中心 (CERN) 的 ATHENA 和 ATRAP 实验首次成功制造了反氢原子 (由一个反质子和一个正电子组成). 这一突破标志着反物质研究的重大进展. 生产反氢原子需要在极低温度和高真空条件下, 将反质子和正电子结合在一起. 通常使用磁阱 (如 Penning 阱和 Paul 阱) 来捕获和冷却反质子和正电子, 以提高它们结合成反氢原子的几率.

2010 年, 欧洲核子中心的实验室成功合成了反氢原子, 并维持了 172 ms[83,84]; 次年, 他们把反氢原子维持到了 1000 s[85]. 捕捉反氢原子的关键技术是使用强大的磁场来创建磁阱, 使反氢原子处于悬浮状态, 避免它们与容器壁接触并湮灭. 图 13 显示了 ALPHA 的中心设备和混合势能. 科学家们想通过研究反氢原子能谱来检验 CPT 对称原理. 通过对比正反氢原子的量子属性和精细结构, 以及原子能谱的测量结果, 若能发现任何差别, 都将预示着全新的物理. 目前实验主要测量了反氢原子的电荷和质量、能级的精细结构、反氢原子引力和反质子磁矩等参数.

### 4.1 反氢原子的电荷测量

理论上, 反氢原子应该是电中性的, 因为它由带负电的反质子和带正电的正电子组成, 这两者的

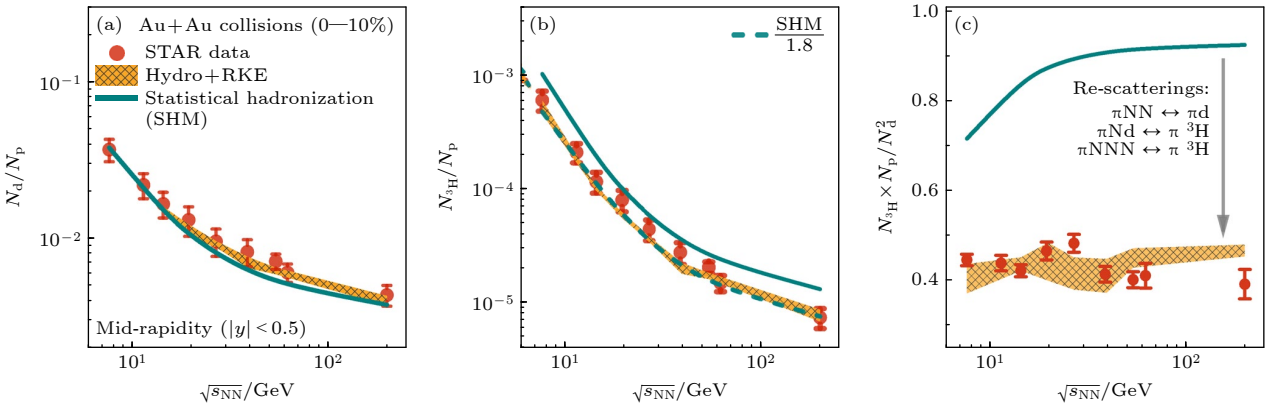


图 12 RHIC 能量下 Au + Au 对撞中的氘核和氚产生图[80]. 强子再散射效应对轻核产额比率 (a) $N_d/N_p$, (b) $N_{^3H}/N_p$ 和 (c) $N_{^3H} \times N_p/N_d^2$ 的碰撞能量依赖性. 包含和不包含强子运动学的理论结果分别来自 Hydro + RKE (阴影带) 和 SHM (线条). 带有统计和系统综合不确定性的实验数据点来自 STAR 合作组

Fig. 12. Production of deuterons and tritons in Au + Au collisions at RHIC energies[80]. The collision energy dependence of the light nucleus yield ratios (a) $N_d/N_p$, (b) $N_{^3H}/N_p$ and (c) $N_{^3H} \times N_p/N_d^2$ is shown. Theoretical results including and excluding hadronic kinematics are derived from Hydro + RKE (shaded band) and SHM (lines), respectively. The experimental data points, which include statistical and systematic uncertainties, are sourced from the STAR collaboration.

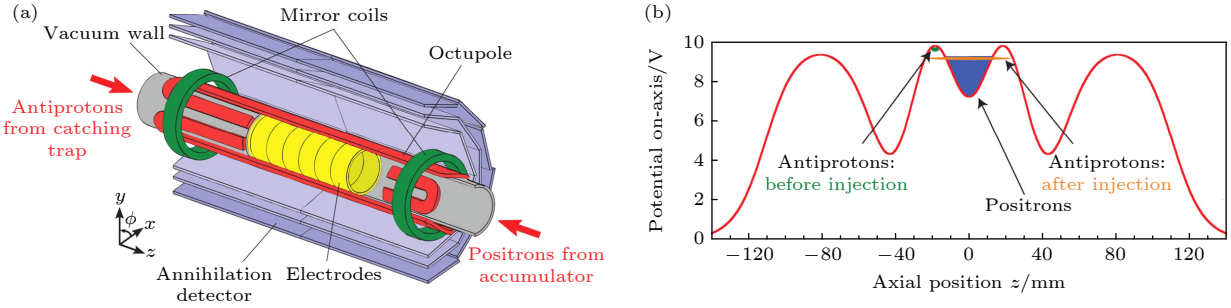


图 13 ALPHA 中央装置和混合势能[83] (a) ALPHA 设备的反氢合成和捕集区域. 图中显示了原子阱磁铁、模块化湮灭探测器和部分潘宁阱电极. 一个外部螺线管 (未显示) 为潘宁阱提供 1 T 磁场. 图未按比例绘制. 潘宁阱电极的内径为 44.5 mm, 最小磁场阱的有效长度为 274 mm. 每个硅模块都是一个双面、分段式硅晶片, $z$ 方向的条带间距为 0.9 mm, $w$ 方向的条带间距为 0.23 mm. (b) 用于混合正电子和反质子的巢状阱势. 蓝色阴影表示正电子云的近似空间电荷势. $z$ 位置是相对于原子阱中心测量的

Fig. 13. Central apparatus and hybrid potential energy of ALPHA[83]: (a) Antihydrogen synthesis and trapping region of the ALPHA apparatus. The image shows the atomic trap magnet, modular annihilation detectors, and partial Penning trap electrodes. An external solenoid (not shown) provides a 1 T magnetic field for the Penning trap. The diagram is not to scale. The inner diameter of the Penning trap electrodes is 44.5 mm, and the effective length of the minimum magnetic field trap is 274 mm. Each silicon module is a double-sided, segmented silicon wafer, with strip spacing of 0.9 mm in the $z$ direction and 0.23 mm in the $w$ direction. (b) The nested trap potential used for mixing positrons and antiprotons. The blue shading represents the approximate space charge potential of the positron cloud. The $z$ position is measured relative to the center of the atomic trap.

电荷大小相等但符号相反. 实验测量反氢原子的电荷主要是为了验证这一理论预测. 电荷测量的高精度可以测试 CPT 对称性, 如果反氢原子显示出任何电荷不对称性, 这将意味着物理学中的基本对称性可能被破坏. 实验上, CERN 的 ALPHA 实验小组通过将反氢原子置于强电场中, 观察其运动轨迹来测量其电荷. 实验结果显示反氢原子的电荷与零非常接近, 电荷值的上限非常小, 这意味着反氢原子确实是中性的[86]. 2016 年, ALPHA 实验组报告其测量结果, 反氢原子的电荷与零的差异在 $10^{-10}$ 的精度范围内[87].

## 4.2 反氢原子的质量测量

理论上, 反氢原子的质量应该等于普通氢原子的质量, 因为质子和反质子、电子和正电子的质量相等. 测量反氢原子的质量可以用于检验 CPT 对称性. 目前, 对质子和反质子的质量比测量得非常精确, 这些测量通常在磁阱中进行, 通过比较反质子和质子的旋进频率来确定它们的质量比. 实验结果显示, 质子和反质子的质量比在 $10^{-9}$ 的精度范

围内相等. 对于反氢原子的质量测量, 实验方法包括捕捉反氢原子并使用激光光谱技术测量其能级跃迁. 这些测量结果与普通氢原子的能级跃迁进行比较, 可以间接推导出反氢原子的质量. 2018 年, CERN 的 BASE 实验小组利用潘宁阱技术测量反质子的质量, 结果表明反质子和质子的质量在极高精度下相等[88,89].

通过这些高精度的电荷和质量测量实验, 科学家们进一步验证了反物质与物质之间的对称性. 反氢原子的电荷测量结果显示其电中性, 而质量测量结果显示反质子和质子的质量相等. 这些实验结果支持 CPT 对称性假说, 同时为理解宇宙中物质-反物质不对称性提供了宝贵的实验数据.

### 4.3 反氢光谱测量

2016 年, ALPHA 实验成功测量了反氢原子的 1S-2S 跃迁光谱. 这是首次测量反物质原子的光谱性质, 为检验物理学中的 CPT 对称性提供了重要数据.

通常, 光谱测量是通过激光冷却和激发反氢原子, 然后探测其发射的光子来实现的. 反氢原子的光谱测量是检验 CPT 对称性的关键实验之一. 如果反氢原子的光谱与普通氢原子的光谱不同, 这将意味着 CPT 对称性可能被破坏. 通过精确测量反氢原子的光谱, 可以在极高精度下检验 CPT 对称性. 任何微小的偏差都可能揭示新的物理现象. 光谱测量涉及测量反氢原子的能级跃迁, 并与普通氢原子的光谱进行比较. 从实验技术上来说, 可以通过激光光谱学方法, 即通过激光激发反氢原子的特定跃迁, 测量其发射或吸收的光子频率. 由于反氢原子在捕捉和存储过程中容易湮灭, 需要使用复杂的磁阱和激光冷却技术来稳定和操控反氢原子.

目前, 实验上已成功实现了对反氢原子 1S-2S 的跃迁测量. 2016 年, CERN 的 ALPHA 实验成功测量了反氢原子的 1S-2S 跃迁. 这是反氢原子光谱测量的一个里程碑[90]. 1S-2S 跃迁是氢原子和反氢原子中最常研究的跃迁之一, 因为其频率在紫外区域, 非常稳定和易于高精度测量. 实验结果显示, 反氢原子的 1S-2S 跃迁频率与普通氢原子的 1S-2S 跃迁频率在 $10^{-12}$ 的精度范围内相等. 2018 年, ALPHA 实验组进一步提高了 1S-2S 跃迁频率测量的精度, 达到 $10^{-13}$ 的量级. 这些高精度测量进一步验证了 CPT 对称性, 并未发现反氢原子和普通氢原子光谱之间的显著差异[91]. 另外, 2017 年, ALPHA 实验组首次测量了反氢原子的 1S-2P 跃迁频率[92]. 图 14 显示了他们测量得到的反氢和氢跃迁频率的比较. 这个测量结果也与普通氢原子的相应跃迁频率一致, 进一步支持了 CPT 对称性. 从实验的结果看, 反氢原子的光谱测量在高精度下验证了 CPT 对称性, 实验结果显示反氢原子的光谱与普通氢原子的光谱一致. 尽管实验技术复杂且面临许多挑战, 但近年来的进展为进一步理解物质与反物质的对称性以及探索新物理提供了重要的实验数据.

### 4.4 反氢原子的激光冷却

反氢原子的激光冷却是一项重要的技术突破, 有助于精确研究反物质的性质, 尤其是验证 CPT 对称性. 激光冷却反氢原子可以将它们降到极低温度, 从而使其速度变慢, 便于精确测量其光谱和其他特性[93]. 图 15 显示了激光冷却反氢原子实验中横向冷的反质子和热反质子光谱线形的比较[93].

激光冷却是一种通过激光光子与原子相互作用来降低原子温度的方法. 基本原理包括以下 3 个步骤. 1) 调节激光光子的频率, 使其略低于反氢原子特定跃迁的共振频率. 当反氢原子向激光束移动时, 由于多普勒效应, 它“看到”的光子频率增加, 正好达到共振频率, 从而被光子吸收. 2) 反氢原子吸收激光光子后, 其动量会改变, 原子速度减慢. 之后, 反氢原子自发辐射掉吸收的能量, 发射一个光子. 3) 通过不断吸收和发射光子, 反氢原子的动能逐渐减少, 温度降低.

2018 年, ALPHA 团队首次成功对反氢原子进行激光冷却[83], 将反氢原子降至极低温度, 反氢原子的温度降低到数毫开尔文 (mK) 范围, 使其速度显著减慢. 冷却后的反氢原子运动速度较慢, 使其光谱测量的精度大大提高, 从而更精确地测试 CPT 对称性. 目前, 他们已经通过激光冷却反氢原子后, 进行了高精度的光谱测量, 研究其能级跃迁. 冷却的反氢原子的测量精度是未冷却的三倍, 从而能够以更高精度对反氢和氢的原子跃迁进行比较.

### 4.5 反氢原子引力的检验

2023 年, ALPHA 实验组首次定量证明了反物质对重力的反应[85], 发现在误差范围内与正物质大致相同. 假如天真的想, 由反物质组成的苹果,

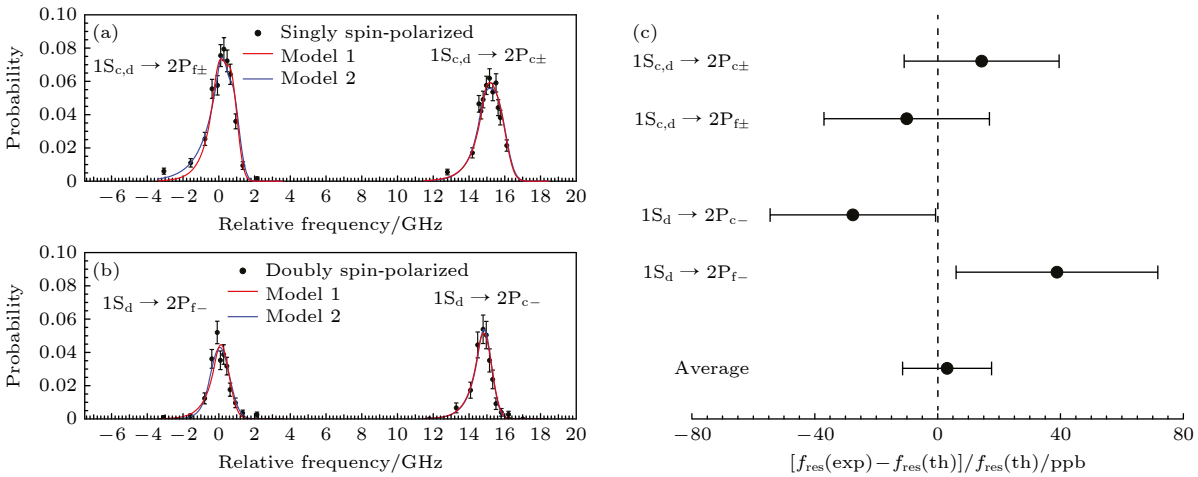


图 14 (a) 单自旋极化和 (b) 双自旋极化反氢样品的实验数据 (填充圆圈) 和拟合线形[92]. 数据点是在激光脉冲能量为 0.5 nJ 时从检测到的自旋翻转事件中获得的, 并归一化为被捕获的反氢原子总数. 误差带为 1$\sigma$ 计数不确定性. 频率偏移 2, 466, 036.3 GHz. 红色拟合曲线是通过标准拟合程序 (模型 1) 得到的, 蓝色曲线是通过另一个拟合模型 (模型 2) 得到的. (c) 反氢 $f_{res}$ (exp) 中 1S-2P 转变的实验测量频率与氢 $f_{res}$ (th) 的理论预期频率进行了比较. 所有四次测量结果都与氢一致, 它们的平均值给出了在十亿分之 1 时对 CPT 不变性的测试. 误差带为 1$\sigma$, 平均误差带的计算考虑了其他相关的误差[92]

Fig. 14. Experimental data (filled circles) and fitted lines for (a) single-spin polarized and (b) double-spin polarized antihydrogen samples[92]. Data points were obtained from detected spin-flip events at a laser pulse energy of 0.5 nJ, normalized to the total number of trapped antihydrogen atoms. Error bands represent 1$\sigma$ counting uncertainty. The frequency offset is 2, 466, 036.3 GHz. The red fitted curve is obtained using a standard fitting procedure (Model 1), while the blue curve is derived from another fitting model (Model 2). (c) Experimental measured frequency of the 1S-2P transition in antihydrogen $f_{res}$ (exp)is compared with the theoretical expected frequency for hydrogen $f_{res}$ (th). All four measurements are consistent with hydrogen, and their average provides a test of CPT invariance at the level of one billionth. Error bands represent 1$\sigma$, and the average error band calculation takes into account other related uncertainties[92].

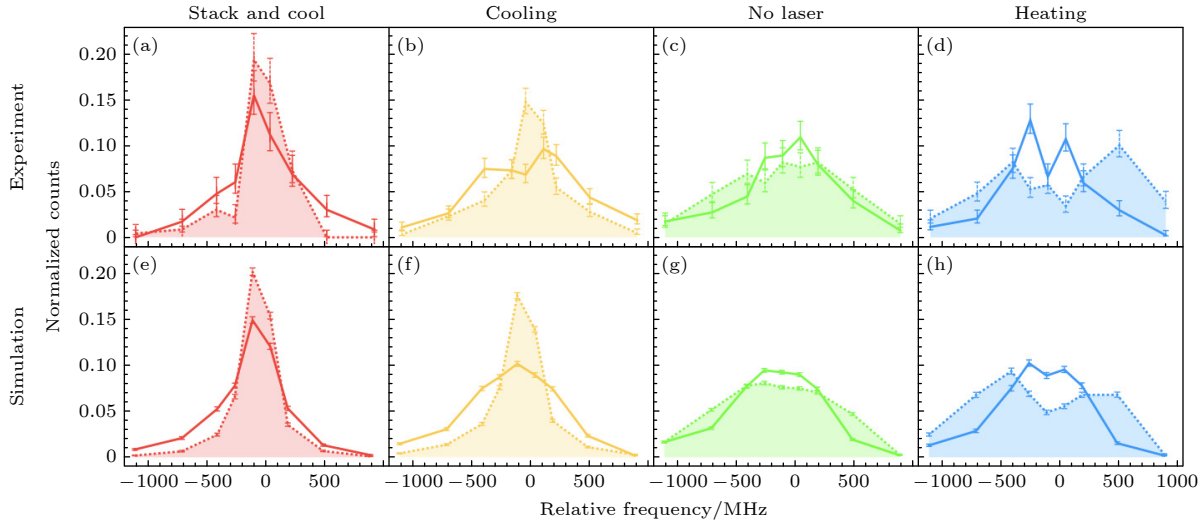


图 15 冷却实验中同一系列中横向冷反质子和热反质子光谱线形的比较[93] (a) “堆叠和冷却”系列数据中同等大小子样本之间光谱线形的比较, 横向能量大于 (小于) 中值的子样本的线型用实线表示 (虚线填充在曲线下); (b) 冷却、(c) 无激光和 (d) 加热系列的类似比较, 以及 (e)—(h) 相应的模拟. 在所有情况下, 连线是为了引导视线. 在图 (a), (b) 激光冷却系列中, 横向较冷的原子纵向也较冷, 而图 (d) 加热系列的相关性则相反

Fig. 15. Comparison of spectral line shapes of transversely cooled antiprotons and thermally excited antiprotons in the same series of cooling experiments[93]: (a) Comparison of spectral line shapes between equally sized subsamples in the “stacking and cooling” series data. The line shapes for subsamples with transverse energies greater than (less than) the median are represented by solid (dashed, filled under the curve) lines. (b)–(h) Similar comparisons for the (b) cooling, (c) no laser, and (d) heating series, along with (e)–(h) corresponding simulations. In all cases, the connecting lines are intended to guide the eye. In the laser cooling series as shown in panels (a) and (b), transversely cooler atoms are also longitudinally cooler, while the correlation is reversed in the heating series and shown in panel (d).

它会飘浮还是下落? ALPHA-g 合作组设计了巧妙的实验, 给出了对反氢原子自由下落的首个直接观测. 实验是在一个高圆柱形真空室中完成的 (见图 16), 其中反氢原子首先被保存在磁阱中. 随后, 反氢从陷阱中释放出来并在室壁上湮灭. 实验观察表明, 在释放点下方发生的湮灭事件多于释放点上方发生的事件. 在考虑了反氢的热运动后, 他们得出了反物质同样会受到重力作用而下落. 也就是说, 反氢原子和氢原子受到的引力相同. 由广义相对论中的弱等效原理可知, 不论质量和其组成, 所有物体在引力作用下都会以相同的方式自由下落. 然而, 实验所得的结果显示反氢原子因重力而产生的加速度约为氢原子所经历的加速度的 75%. 尽管这一测量的统计显著性还较低, 但它引发了对重力和反物质相互作用的更深层次的研究. 在 ALPHA 实验出现之前, 人们的主流观点认为反物质在地球引力下也会出现物质的行为, 但由于难以设计严格的、可对照的实验, 因此一直缺乏直接观测. 本次实验, 是物理学家们首次直接观察到自由落体的反物质原子—反氢原子[94,95], 是反物质版的“比萨斜塔实验”, 这一创新实验有望为未来的物理学发展提供新的线索和启示.

### 4.6 反质子磁矩的精确测量

对物质-反物质共轭的基本性质进行精确比较, 是对电荷-宇称-时间 (CPT) 不变性的灵敏测试, 而电荷-宇称-时间不变性是基于粒子物理标准模型基本假设的重要对称性. 介子、轻子和重子实验比较

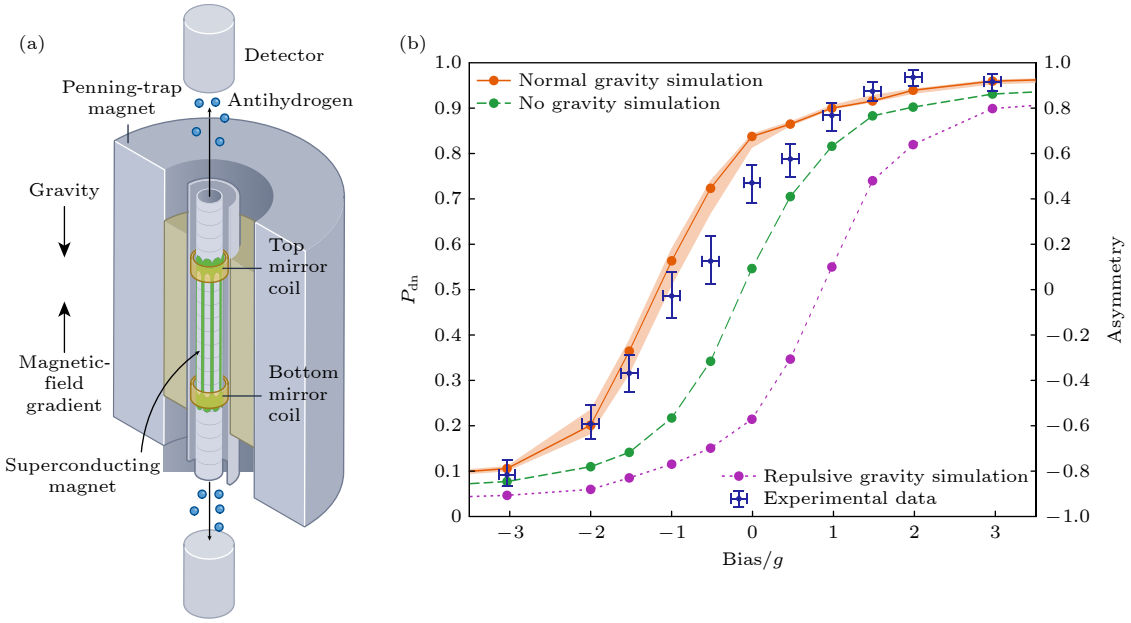


图 16 反氢原子的重力测试实验 (a) 示意图. ALPHA 合作组首先在潘宁阱的装置中操纵形成反氢原子, 它被困在一个由超导磁体和两个称为镜像线圈的电磁铁产生的磁场中. 在两个镜像线圈上施加电压以模拟重力效应的磁场梯度. 然后, 释放反氢原子, 并在仪器壁上检测到它们. 当磁场梯度与重力加速度平衡时, 在顶部和底部的壁上会发现相似数量的原子, 这表明反氢原子受到与氢原子相同的引力作用[94]. (b) 实验数据和模拟实验得出的反氢原子向下逃逸的概率 $P_{\rm dn}$ 值与偏差的关系图[95]. 图中显示了三种重力加速度 $a_{\rm g}$ 值: 1 g (正重力, 橙色)、0 g (无重力, 绿色) 和–1 g (斥重力, 紫色). 右侧纵坐标为反粒子往上往下不对称 $A = 2\,P_{\rm dn} - 1$. 无引力和斥引力模拟的置信区间与正常引力模拟的置信区间相当, 为清晰起见这类未画出

Fig. 16. Gravity test experiment of antihydrogen atoms: (a) Schematic diagram. The ALPHA collaboration first manipulates the formation of antihydrogen atoms in a Penning trap apparatus, where they are confined in a magnetic field generated by superconducting magnets and two electromagnetic coils known as mirror coils. Voltage is applied to the two mirror coils to simulate the magnetic field gradient of the gravitational effect. Antihydrogen atoms are then released and detected on the walls of the apparatus. When the magnetic field gradient balances with the gravitational acceleration, a similar number of atoms will be found on both the top and bottom walls, indicating that antihydrogen atoms experience gravitational effects similar to those of hydrogen atoms[94]. (b) Relationship between the experimental data and the probability $P_{\rm dn}$ of antihydrogen atoms escaping downwards, derived from simulated experiments, as a function of deviation[95]. Graph displays three values of gravitational acceleration $a_{\rm g}$ : 1 g (normal gravity, orange), 0 g (zero gravity, green), and –1 g (repulsive gravity, purple). The right vertical axis represents the asymmetry of antiparticles moving upwards and downwards, $A = 2\,P_{\rm dn} - 1$. The confidence intervals for the zero gravity and repulsive gravity simulations are comparable to those for normal gravity simulations, although these are not depicted for clarity.

了物质-反物质共轭物的不同性质, 其分数不确定性达到了十亿分之一或更高水平. 在欧洲核子研究中心反质子加速器的物理计划中, 质子和反质子、反质子和电子、氢和反氢的性质都得到了高精度的比较. 这些实验为 CPT 不变性提供了严格的检验. 然而, 有一个特定的量, 迄今为止只有百万分之一级别的分数不确定性: 反质子的磁矩 $\mu_{\bar{\mathrm{p}}}$[96]. 由于其固有的微小性, 高精度测量 $\mu_{\bar{\mathrm{p}}}$ 异常困难, 例如, 它比正电子的磁矩小 660 倍. 得益于 CERN 合作组的新测量方案, 如图 17 所示, 文献 [96] 提出的反质子磁矩测量在 68% 的置信度下达到了十亿分之 1.5 (p.p.b.) 的精度. 图 17(a) 显示了反质子磁矩测量的历史概述, 图 17(b) 给出了实验中使用的潘宁陷阱组件的相关部分. 与质子磁矩测量中使用的双潘宁陷阱技术相比, 这种新方法无需在每个测量周期中进行回旋加速器冷却, 并提高了采样率.

在这项工作中, CERN 的合作组给出了以核磁矩 $\mu_{\mathrm{N}}$ 为单位对 $\mu_{\bar{\mathrm{p}}}$ 的高精度测量结果. 他们在先进的低温多潘宁陷阱系统中使用了双粒子光谱法. 图 17(c) 给出了自旋翻转概率. 他们获得的反质子磁矩的结果 $\mu_{\bar{\mathrm{p}}} = -2.7928473441(42)\,\mu_{\mathrm{N}}$ (括号中的数字代表该值最后一位数字的 68% 置信区间), 此项实验结果将之前 $\mu_{\bar{\mathrm{p}}}$ 测量值的精度提高了约 350 倍. 测量值与质子磁矩 $\mu_{\mathrm{p}} = 2.792847350(9)\,\mu_{\mathrm{N}}$ 相一致, 并且符合 CPT 不变性. 因此, 该测量将某些违反 CPT 的效应限制在 $1.8\times10^{-24}$ GeV 以下, 并将质子-反质子磁矩可能因 CPT-odd dimension-five 作用而分裂的情况限制在 $6\times10^{-12}$ 玻尔磁矩以下.

以上是反氢原子的一些精确测量, 对精确检验 CPT 对称性发挥了重要的作用. 另外, 在奇特原子方面, 国际也有不少的实验报道, 如对反质子氦 4 原子, π 原子, μ 原子等精确测量. 这些原子的测量有助于进一步检验物理的基本规律.

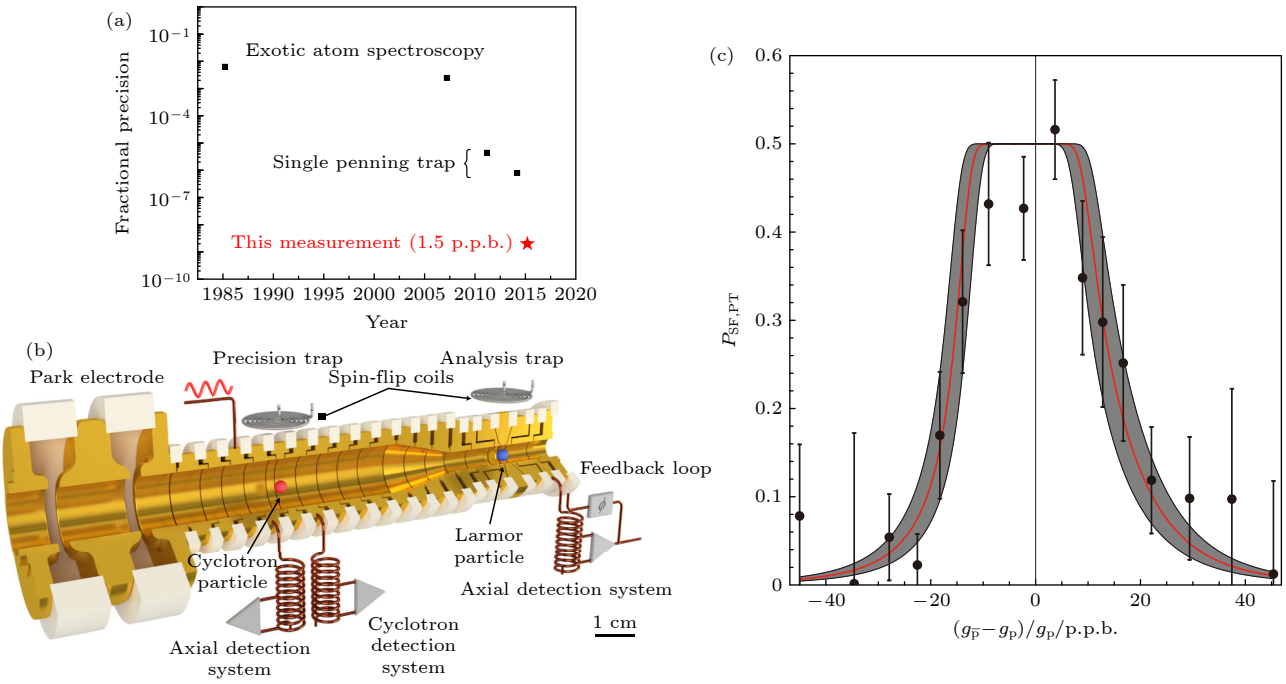


图 17 (a) 反质子磁矩测量的历史概述[96]; (b) 实验中使用的潘宁陷阱组件的相关部分[96]. 在精密陷阱的均匀磁场中, 测量回旋粒子的回旋频率, 并诱导拉莫尔粒子的自旋转变. 在分析阱的非均相磁场中, 首先初始化自旋态, 然后在精密阱中每次尝试自旋翻转后进行分析. (c) 自旋翻转概率[96]. 红线是直接似然估计 $g_{\mathrm{p}}$ 和 $\Omega_{\mathrm{R}}$ 的结果. 灰色区域表示 68% 的误差带. 黑色数据点为 $P_{\mathrm{SF}}$ ($I$) 测量值的分档平均值, 误差带为 $1\sigma$

Fig. 17. (a) A historical overview of the measurement of the magnetic moment of antiprotons[96]. (b) Relevant components of the Penning trap used in the experiment[96]. In the uniform magnetic field of the precision trap, the cyclotron frequency of the particles is measured, and the spin transitions of the Larmor particles are induced. In the inhomogeneous magnetic field of the analysis trap, the spin state is first initialized, and then analyzed after each attempt to flip the spin in the precision trap. (c) Spin flip probability[96]. The red line represents the results of the direct likelihood estimation of $g_{\mathrm{p}}$ and $\Omega_{\mathrm{R}}$. The gray area indicates the 68% error band. The black data points represent the binned average values of $P_{\mathrm{SF}}$ ($I$) measurements, with the error band corresponding to $1\sigma$.

## 5 太空反物质实验进展

高空宇宙射线的测量是寻找反物质的另一个直接途径. 大部分宇宙射线被称为原生宇宙射线, 是由源直接产生的, 如电子、质子和大部分原子核. 与此同时, 正电子、反质子和一些原子核被认为是原生宇宙射线在穿过星际空间时与星际介质碰撞产生的. 因此, 次级宇宙射线的数量比初级宇宙射线少. 暗物质粒子在标准粒子-反粒子对 (如电子-正电子和质子-反质子对) 中衰变或湮灭, 会在稀有的次级宇宙射线 (即正电子和反质子) 的能谱中产生异常.

宇宙射线能谱 (即单位时间、能量、表面和实体角的粒子数与能量的函数关系) 随着能量的增加而减少, 大致遵循一个幂律, 从 100 GeV 时的每秒每平方米 1 个粒子到 $10^{18}$ eV 时的每年每平方公里只有几个粒子. 这就推动了宇宙射线探测的双重实验方法, 即利用地面千米级观测站测量 $10^{15}$ eV 以上的宇宙射线光谱, 以及利用太空探测器和气球探测器测量 $10^{15}$ eV 以下的宇宙射线光谱. 然而, 地面探测器只能对宇宙射线粒子进行间接探测, 它们必须依靠宇宙射线与地球大气层相互作用的模型来识别进入的宇宙射线粒子. 相反, 在大气层顶部、卫星或空间站上运行的空间探测器, 以及在一定程度上平流层气球上的探测器, 可以直接接触宇宙射线粒子, 因此可以对它们各自的光谱进行精确测量.

在太空探测器中, 还有两种实验方法可供选择: 磁谱仪和热量计探测器. 只有磁谱仪能够区分带负电和带正电的粒子, 因此能够测量正电子和反质子的单独光谱, 这对于寻找暗物质信号以及通过寻找大爆炸的原始反核遗迹来解决物质-反物质不对称问题至关重要. 目前, 在太空中的反物质实验也取得了显著进展. 以下是一些关键的太空反物质实验及其主要发现.

目前, 在太空中的反物质实验也取得了显著进展. 以下是一些关键的太空反物质实验及其主要发现.

1) 阿尔法磁谱仪 (AMS-02): AMS-02 是工作在国际空间站上的粒子物理实验装置, 旨在研究宇宙射线中的反物质和暗物质 [97]. 探测宇宙射线中的反质子、反氦核和其他反物质粒子, 以寻找宇宙中存在的反物质证据. AMS-02 自 2011 年启动以来, 已收集了数十亿个宇宙射线事件的数据. 2013 年, AMS-02 实验报告探测到超出预期数量的高能反质子, 暗示可能存在暗物质湮灭的迹象. 2015 年, AMS-02 发布了其关于反质子到质子比率的精确测量结果, 这对理解宇宙射线源和暗物质提供了重要数据.

2) PAMELA: PAMELA (反质子和反物质探测实验) 是一个搭载在卫星上的粒子探测器, 专门用于研究宇宙射线中的反物质. 测量宇宙射线中的反质子和正电子, 以研究反物质的存在及其来源. PAMELA 自 2006 年启动以来, 已收集了大量关于宇宙射线中反质子和正电子的数据. 2008 年, PAMELA 实验报告探测到高能反质子的异常增加, 这可能与暗物质湮灭有关. 2011 年, PAMELA 发布了关于反质子的详细测量结果, 显示其能谱与理论预期的初级宇宙射线模型存在差异 [98].

3) FERMI 大面积望远镜 (LAT): FERMI 是一颗伽马射线望远镜, 用于研究高能宇宙射线和伽马射线暴, 甚至引力波 [99]. 通过探测高能伽马射线, 间接寻找反物质和暗物质的踪迹. FERMI 自 2008 年启动以来, 已探测到大量的伽马射线数据, 并发现了许多伽马射线源. FERMI 的数据帮助科学家研究伽马射线背景和银河系中心的高能伽马射线辐射, 这些辐射可能与暗物质湮灭有关.

4) 宇宙射线探测器 (CRD): 多个搭载在卫星和探测器上的宇宙射线探测器, 用于研究高能宇宙射线中的反物质成分. 通过直接测量宇宙射线中的反质子和反氦核等反物质粒子, 研究其来源和性质. 这些探测器的测量结果帮助科学家理解了宇宙射线的组成, 并提供了关于反物质存在的重要数据. 例如, BESS (balloon-borne experiment with superconducting spectrometer) 实验在高空气球上进行, 已多次探测到宇宙射线中的反质子, 但尚未观测到反氘核 [100,101].

太空中的反物质实验通过探测高能宇宙射线中的反物质粒子, 提供了关于宇宙中反物质存在的重要线索. AMS-02, PAMELA, FERMI 和其他宇宙射线探测器的实验结果对理解反物质的起源、性质及其在宇宙中的分布提供了重要数据. 这些实验不仅验证了现有物理理论, 还可能揭示新的物理现象, 如暗物质的存在和行为.

下面就 AMS-02 的一些进展做些介绍. AMS 是迄今在太空部署的最大的磁谱仪, 用于测量从

GeV 到几 TeV 的宇宙射线反粒子、粒子和原子核. AMS 探测器包括飞行时间计数器和反重合计数器、穿越辐射探测器 (TRD)、九层硅跟踪器 (其中七层插入永久磁铁的孔中)、环形成像切伦科夫探测器和电磁量热计. 粒子和原子核是通过飞行时间谱仪 (TOF)、径迹探测器、环形成像切伦科夫探测器 (RICH) 和电磁量能器 (ECAL) 对其电荷 ($Z$)、能量、速度 ($\beta$)、磁刚度、动量等的独立测量来识别的. TRD 和 ECAL 可以从 100 万个质子中识别出 1 个正电子. 粒子的电荷符号是通过粒子在磁场中的轨道弯曲方向测量的. 这样就能从电子中准确识别出正电子, 最高可达 TeV 量级. 电子和正电子的能量由 ECAL 测量, 精确度仅为百分之几. 质子、原子核及其反粒子的磁刚度是通过硅跟踪器测量它们在磁场内的弯曲轨迹获得的. 3 m 长的杠杆臂可以达到高达 3 TV 的磁刚度. 粒子电荷的绝对值通过其在探测器材料中的能量沉积获得.

丁肇中先生领导的 AMS-II 在 2011 年升空后, 近年陆续发布了高精度实验数据. AMS 最近将电子能谱的测量范围扩大到了 1.4 TeV[102], 并将正电子能谱的测量范围扩大到了 1 TeV[103], 首次精确地描述了这两种能谱的能量依赖性. AMS 观察到, 在 42 GeV 以上, 电子能谱偏离 $E^{-3}$ 幂律的程度为 $7\sigma$ (图 18 左侧和中间). AMS 还发现, 宇宙射线与星际介质碰撞产生的二次正电子 (在低能量时占主导地位) 和一种新的正电子源 (在高能量时占主导地位, 并在 $810^{+310}_{-180}$ GeV 处显示出有限的能量截止) 的贡献之和可以很好地描述正电子谱. 源项能量截止点的存在被确定在 $4\sigma$ 以上. 高能正电子源的性质尚未确定, 有人提出暗物质粒子湮灭或衰变和脉冲星是可能的来源. 与暗物质信号相比, 脉冲星信号在正电子到达方向上应具有更高的各向异性. 根据目前 AMS 数据集对能量从 16 GeV 到 500 GeV 的正电子到达方向的分析, 没有观察到偏离各向同性的现象. 此外, 脉冲星不可能产生反质子, 而 AMS 观察到反质子和正电子在高能量下的光谱具有惊人的相似性.

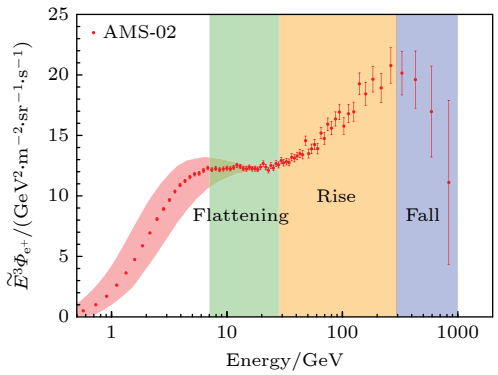


图 18 正电子通量 $\Psi_{e+}$ 以 $E^3$ 的比例表示, 导出的 AMS 正电子谱 $E^3\Psi_{e+}$ (红色数据点) 与能量 $E$ 的关系[103]. 由于太阳调制[104], 低能量时的通量随时间的变化用红色条带表示. 为了引导视线, 垂直色带表示与光谱变化行为相对应的能量范围: 平坦、上升和下降光谱

Fig. 18. Positron flux $\Psi_{e+}$ is expressed as a function of $E^3$ [103]. Derived AMS positron spectrum $E^3\Psi_{e+}$ (red data points) is plotted against energy $E$. Due to solar modulation[104], the flux at low energies varies over time, indicated by the red bands. To guide the eye, the vertical colored bands represent the energy ranges corresponding to the spectral behavior: flat, rising, and declining spectra.

正电子光谱中的时间结构和银河宇宙射线中的电荷符号效应: 根据国际空间站上阿尔法磁谱仪 (AMS) 收集到的 $3.4\times10^6$ 个正电子, 他们报道了 11 年来对磁刚度范围从 1.00 到 41.9 GV 的每天宇宙正电子通量的精确测量结果. 正电子通量与电子通量在短时标和长时标上显示出明显不同的时间变化. 在磁刚度低于 8.5 GV 时, 可以观察到电子通量和正电子通量之间存在滞后现象, 其显著性大于 $5\sigma$. 相反, 正电子通量和质子通量显示出相似的时间变化. 值得注意的是, 他们发现在磁刚度低于 7 GV 时, 正电子通量比质子通量受到的调制更大, 其显著性大于 $5\sigma$. 这些连续的每日正电子通量, 连同 AMS 在 11 年太阳周期中的每日电子、质子和氦通量, 为了解日光层中宇宙射线的电荷符号和质量依赖性提供了独特的信息[105,106]. 图 19 显示了在 1.00—1.71 GV 的刚度范围内, 电子通量 $\Psi_{e-}$ 与正电子通量 $\Psi_{e+}$, 质子通量 $\Psi_p$ 与正电子通量 $\Psi_{e+}$ 的关系[106].

## 6 结论与展望

对反物质的探测和性质的研究, 不仅加深了人类对物质世界的理解, 并且提供了寻找物质和反物质不对称性的蛛丝马迹并追踪其物理起源. 通过重离子碰撞实验中的反核研究, 物理学家不仅能够探索反物质的基本性质, 还可以验证基本物理对称性, 深入理解宇宙的起源和演化过程.

反物质原子核研究对理解宇宙大爆炸后的反物质生成和湮灭过程有重要意义. 特别是对于解释宇宙中反物质的缺失问题, 反核研究提供了重要的

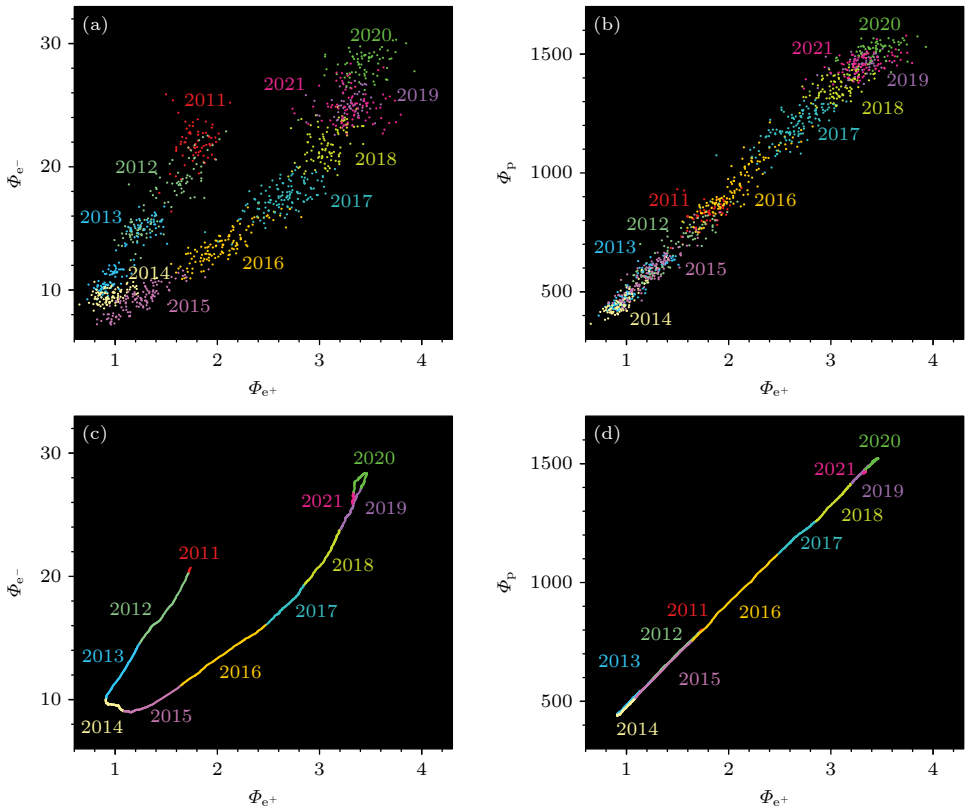


图 19 在 1.00—1.71 GV 的磁刚度范围内, (a), (c) 电子通量 $\Psi_{e^-}$ 与正电子通量 $\Psi_{e^+}$ 的关系, (b), (d) 质子通量 $\Psi_p$ 与正电子通量 $\Psi_{e^+}$ 的关系. (a), (b) 中的数据点对应于 3 天的平均通量[106]. 对于图 (c), (d), $\Psi_{e^-}$ 、$\Psi_p$ 和 $\Psi_{e^+}$ 是以 14 BRs 的移动平均值和 3 天的步长计算的. 通量单位为 $[\mathrm{m^{-2}\cdot sr^{-1}\cdot s^{-1}\cdot GV^{-1}}]$. 不同颜色表示不同年份

Fig. 19. In the magnetic rigidity range from 1.00 to 1.71 GV, (a) and (c) show the relationship between electron flux $\Psi_{e^-}$ and positron flux $\Psi_{e^+}$, while (b) and (d) depict the relationship between proton flux $\Psi_p$ and positron flux $\Psi_{e^+}$ [106]. The data points in panels (a) and (b) correspond to the average flux over 3 days. For (c) and (d), $\Psi_{e^-}$, $\Psi_p$, and $\Psi_{e^+}$ are calculated as moving averages over 14 BRs with a 3-day step. The flux units are $[\mathrm{m^{-2}\cdot sr^{-1}\cdot s^{-1}\cdot GV^{-1}}]$. Different colors represent different years.

实验数据. 从反物质原子核或反氢原子的角度研究 CPT 对称性是一个重要的方向, 将为人类认识宇宙的反物质消失之谜提供重要的线索. 未来若能发现正、反物质性质的明确差别, 都将预示着物理学规律的新突破.

从潜在的应用前景来说, 虽然目前反核的研究主要集中在基础科学, 但在未来, 反物质的研究可能在医学成像、肿瘤治疗和材料科学等领域产生应用. 另外, 由于正反物质会发生湮没, 按照爱因斯坦质能方程, 正反物质的质量将完全转化为能量. 也许诚如科幻小说所设想, 未来反物质可以用来作为星际旅行的动力, 甚至可以用来做成反物质武器. 当然, 目前人类只能在大型实验装置中产生为数极少的反物质, 而且成本巨大, 因此未来的反物质应用之路还非常非常漫长.

从未来展望来说, 一是需要对反物质原子核实验探测进行拓展, 这样未来的实验可以致力于探测更重的反核, 如反锂和反铍. 这需要更高能量的碰撞和更灵敏的探测器. 二是提高实验精度, 以便更精确地测量反核的质量、寿命和其他性质.

反物质研究的另两个重要的分支一是通过太空直接探测, 从广袤的宇宙空间中去寻找反物质, 而这可能与暗物质的信号也有间接的关系. 另一分支是原子物理中, 主要是通过对反氢原子的精确性质的测量, 检验物理规律, 特别是 CPT 对称性. 而这方面, 欧洲核子中心的几个实验组已展开激烈的反物质研究竞赛.

感谢课题组成员和学生陈金辉、寿齐烨、薛亮、张正桥、刘鹏等以及 BNL 合作者许长补、唐爱洪博士等在反物质原子核研究的长期合作, 感谢 STAR 合作组的其他成员.

## 参考文献

[1] Lee T D, Yang C N 1956 *Phys. Rev.* **104** 254

[2] Wu C S, Ambler E, Hayward R W, Hoppes D D, Hudson R P 1957 *Phys. Rev.* **105** 1413
[3] Christenson J H, Fitch V L, Cronin J W, Turlay R 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 138
[4] Schuster A 1898 *Nature* **1503** 367
[5] Dirac P 1928 *Proceedings of the Royal Society of London Series A* **117** 610
[6] Chao C Y 1930 *PNAS* **16** 431
[7] Anderson C D 1932 *Phys. Rev.* **41** 405
[8] Chamberlain O, Goldhaber G, Jauneau L, Kalogeropoulos T, Segrè E, Silberberg R 1959 *Phys. Rev.* **113** 1615
[9] Dorfan D E, Eades J, Lederman L M, Lee W, Ting C C 1965 *Phys. Rev. Lett.* **14** 1003
[10] Antipov Yu M, Denisov S P, Donskov S V, et al. 1971 *Nucl. Phys. B* **31** 235
[11] Abelev B, et al. 2010 *Science* **328** 58
[12] STAR Collaboration 2011 *Nature* **473** 353
[13] STAR Collaboration 2015 *Nature* **527** 345
[14] STAR Collaboration 2020 *Nat. Phys.* **16** 409
[15] STAR Collaboration 2024 *Nature* **632** 1026
[16] Chen J, Keane D, Ma Y G, Tang A, Xu Z 2018 *Phys. Rep.* **760** 1
[17] Arsene I, et al. (BRAHMS Collaboration) 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 1
[18] Back B B, et al. (PHOBOS Collaboration) 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 28
[19] Adam J, et al. (STAR Collaboration) 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 102
[20] Adcox K, et al. (PHENIX Collaboration) 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 184
[21] Arkhipkin D, Lauret J 2017 *J. Phys. Conf. Ser.* **898** 032023
[22] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. 2017 *Nat.* **548** 62
[23] STAR Collaboration 2023 *Nat.* **614** 244
[24] Wang X N 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 15
[25] Adams J, et al. (STAR Collaboration) 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 052302
[26] Yang S, Tang Z B, Yang C, Zha W M 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 211201 (in Chinese) [杨帅, 唐泽波, 杨驰, 查王妹 2023 物理学报 **72** 211201]
[27] STAR Collaboration 2023 *Sci. Adv.* **9** eabq3903
[28] Ma Y G 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 16
[29] Abdallah M S, et al. (STAR Collaboration) 2022 *Phys. Rev. C* **105** 014901
[30] Shou Q Y, Zhao J, Xu H J, Li W, Wang G, Tang A H, Wang F Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112504 (in Chinese) [寿齐烨, 赵杰, 徐浩洁, 李威, 王钢, 唐爱洪, 王福强 2023 物理学报 **72** 112504]
[31] Zhao X L, Ma G L, Ma Y G 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112502 (in Chinese) [赵新丽, 马国亮, 马余刚 2023 物理学报 **72** 112502]
[32] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 102301
[33] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Lett. B* **629** 20
[34] Gao J H, Huang X G, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072501 (in Chinese) [高建华, 黄旭光, 梁作堂, 王群, 王新年 2023 物理学报 **72** 072501]
[35] Sheng X L, Liang Z T, Wang Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072502 (in Chinese) [盛欣力, 梁作堂, 王群 2023 物理学报 **72** 072502]
[36] Ruan L J, Xu Z B, Yang C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112401 (in Chinese) [阮丽娟, 许长补, 杨驰 2023 物理学报 **72** 112401]
[37] Chen J H, Keane D, Ma Y G, Oliva L, Sheng X L, Singha S, Sun X, Tang A H, Wang Q, Zhou C S 2024 *Nucl. Phys. News* **34** 17
[38] Chen J, Liang Z T, Ma Y G, Wang Q 2023 *Sci. Bull.* **68** 874
[39] Lattimer J M, Prakash M 2004 *Science* **304** 536
[40] Lea R 2013 *Nucl. Phys. A* **914** 415
[41] Ma Y G, Chen J H 2011 *Science* **63** 11 (in Chinese) [马余刚, 陈金辉 2011 科学 **63** 11]
[42] Ma Y G, Chen J H 2011 *Chin. Bas. Sci.* **13** 20 (in Chinese) [马余刚, 陈金辉 2011 中国基础科学 **13** 20]
[43] Xue L, (for the STAR Collaboration) 2011 *Jour. of Phys. G: Nucl. and Part. Phys.* **38** 124072
[44] Ma Y G 2013 *J. Phys. Conf. Ser.* **420** 012036
[45] Ma Y G 2012 *Sci. Dev. Rep.* (Beijing: Science Press) p108 (in Chinese) [马余刚 2012 科学发展报告 (北京: 科学出版社) 第 108 页]
[46] Abdallah M, et al. 2022 *Phys. Lett. B* **834** 137449
[47] Hanbury Brown R, Twiss R Q 1956 *Nature* **178** 1046
[48] Ma Y G, Fang D Q, Sun X Y, et al. 2015 *Phys. Lett. B* **743** 306
[49] Zhang Z Q, Ma Y G 2016 *Nucl. Sci. Tech.* **27** 152
[50] Ma Y G, Zhang Z Q 2016 *Science* **68** 10 (in Chinese) [马余刚, 张正桥 2016 科学 **68** 10]
[51] Liu P 2019 *Nucl. Phys. A* **982** 811
[52] ALICE Collaboration 2015 *Nat. Phys.* **11** 811
[53] Ma Y G 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 97
[54] Chen J H, Dong X, Ma Y G, Xu Z 2023 *Sci. Bull.* **68** 3252
[55] Liu D N, Ko C M, Ma Y G, Mazzaschi F, Puccio M, Shou Q Y, Sun K J, Wang Y Z 2024 *Phys. Lett. B* **855** 138855
[56] Acharya S, et al. 2023 *Nat. Phys.* **19** 61
[57] Zhu L L, Wang B, Wang M, Zheng H 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 245
[58] Lan S W, Shi S S 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 21
[59] Sun X, Zhou C S, Chen J H, Chen Z Y, Ma Y G, Tang A H, Xu Q H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072401 (in Chinese) [孙旭, 周晨升, 陈金辉, 陈震宇, 马余刚, 唐爱洪, 徐庆华 2023 物理学报 **72** 072401]
[60] Ko C M 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 80
[61] Sun K J, Chen L W, Ko C M, Li F, Xu Z B 2023 *Nucl. Tech.* **46** 040012 (in Chinese) [孙开佳, 陈列文, 柯治明, 李峰, 徐骏, 许长补 2023 核技术 **46** 040012]
[62] Andronic A, Braun-Munzinger P, Redlich K, Stachel H 2018 *Nat.* **561** 321
[63] Zhang Y, Zhang D, Luo X 2023 *Nucl. Tech.* **46** 040001 (in Chinese) [张宇, 张定伟, 罗晓峰 2023 核技术 **46** 040001]
[64] Jiang Y, Liao J F 2023 *Nucl. Tech.* **46** 040011 (in Chinese) [姜寅, 廖劲峰 2023 核技术 **46** 040011]
[65] Chen Q, Ma G L, Chen J H 2023 *Nucl. Tech.* **46** 040013 (in Chinese) [陈倩, 马国亮, 陈金辉 2023 核技术 **46** 040013]
[66] Li F P, Pang L G, Wang X N 2023 *Nucl. Tech.* **46** 040014 (in Chinese) [李甫鹏, 庞龙刚, 王新年 2023 核技术 **46** 040014]
[67] He W B, Ma Y G, Pang L G, Song H C, Zhou K 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 88
[68] Ma Y G, Pang L G, Wang R, Zhou K 2023 *Chin. Phys. Lett.* **40** 122101
[69] Zhao J, Chen J H, Huang X G, Ma Y G 2024 *Nucl. Sci. Tech.* **35** 20
[70] Pang L G, Wang X N 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 194
[71] Wu W H, Tao J Q, Zheng H, Zhang W C, Liu X Q, Zhu L L, Bonasera A 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 151
[72] Andronic A, Braun-Munzinger P, Stachel J, Stocker H 2011 *Phys. Lett. B* **697** 203
[73] Hirenzaki S, Suzuki T, Tanihata I 1993 *Phys. Rev. C* **48** 2403
[74] Cho S, et al. 2017 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **95** 279

[75] Shao T, Chen J, Ma Y G, Xu Z 2022 *Phys. Rev. C* **105** 065801
[76] Shah N, Ma Y G, Chen J H, Zhang S 2016 *Phys. Lett. B* **754** 6
[77] Zhang L, Zhang S, Ma Y G 2022 *Euro. Phys. J. C* **82** 416
[78] Wang R, Ma Y G, Chen L W, Ko C M, Sun K J, Zhang Z 2023 *Phys. Rev. C* **108** L031601
[79] Danielewicz P, Bertsch G F 1991 *Nucl. Phys. A* **533** 712
[80] Sun K J, Wang R, Ko C M, Ma Y G, Shen C 2024 *Nat. Commun.* **15** 1074
[81] Bleicher M 2024 *Nucl. Sci. Tech.* **35** 129
[82] Abdulhamid M, et al. (STAR Collaboration) 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 202301
[83] Andresen G B, Ashkezari M, Baquero-Ruiz M, et al. 2010 *Nature* **468** 673
[84] Amoretti M, Amsler C, Bonomi G, et al. 2002 *Nature* **419** 456
[85] ALPHA Collaboration 2011 *Nat. Phys.* **7** 558
[86] Amole C, Ashkezari M, Baquero-Ruiz M, et al 2014 *Nat. Commun.* **5** 3955
[87] Ahmadi M, Baquero-Ruiz M, Bertsche W, et al. 2016 *Nature* **529** 373
[88] Ulmer S, et al. 2015 *Nature.* **524** 196
[89] Borchert M J, Devlin J A, Erlewein S R, et al. 2021 *Nature* **601** 53
[90] Ahmadi M, Alves B, Baker C, et al. 2017 *Nature* **541** 506
[91] Ahmadi M, Alves B X R, Baker C J, et al. 2018 *Nature* **557** 71
[92] ALPHA Collaboration 2020 *Nature* **578** 375
[93] Baker C J, Bertsche W, Capra A, et al. 2020 *Nature* **592** 35
[94] Soter A 2023 *Nature* **621** 699
[95] Anderson E K, Baker C J, Bertsche W, et al. 2023 *Nature* **621** 716
[96] Smorra C, Sellner S, Borchert M, et al. 2017 *Nature* **550** 371
[97] Aguilar M, et al. (AMS Collaboration) 2021 *Phys. Rep.* **894** 1
[98] Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskay G A, et al. 2011 *Science* **332** 69
[99] Ajello M, et al. (FERMI-LAT Collaboration) 2022 *Science* **376** 521
[100] Abe K, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 051102
[101] Sakai K, et al. (BESS Collaboration) 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 131001
[102] Aguilar M, et al. (AMS Collaboration) 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 101101
[103] Aguilar M, et al. (AMS Collaboration) 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 041102
[104] Aguilar M, et al. (AMS Collaboration) 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 051102
[105] Aguilar M, et al. (AMS Collaboration) 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 161001
[106] Aguilar M, et al. (AMS Collaboration) 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 151002

The 90th Anniversary of *Acta Physica Sinica*

# Research advances in antimatter

Ma Yu-Gang [1)2)†]

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

2) (*Shanghai Research Center for Theoretical Nuclear Physics*, *NSFC and Fudan University*, *Shanghai* 200438, *China*)

( Received 22 July 2024; revised manuscript received 30 August 2024 )

**Abstract**

The asymmetric origin of matter and antimatter in the universe is an important unsolved mystery in science today. In this paper, we briefly review the history of antimatter research and the recent international hotspots of related research. This paper focuses on the advances in antimatter research made in recent years at the large-scale international RHIC-STAR experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider, including the discovery of the first antimatter hypernucleus (anti-hypertriton), antimatter helium 4 and antihyperhydrogen 4, the first measurements of antiproton interactions, and the precise measurements of the mass and binding energy of the hypertriton and anti-hypertriton. The antimatter hypertriton nucleus, composed of an antiproton, an antineutron, and an anti-Λ hyperon, is the first anti-hypernucleu to be discovered, extending the three-dimensional nuclide map from the anti-strange quark degree of freedom. Antimatter Helium 4 is the heaviest stable antimatter nucleus yet discovered. Anti-hyperhydrogen 4, just discovered in 2024, is composed of an antiproton, two antineutrons, and an anti-Λ hyperon, and is the heaviest antimatter hypernucleus to date. Equivalence to the proton-proton interaction was established by measurements of the antiproton-antiproton interaction. At the same time, precise measurements of the mass of hypertriton and anti-hypertriton nuclei confirmed the equivalence of matter and antimatter. And these also fully demonstrate that the CPT symmetry is also valid for antimatter nuclei. Measurements of the binding energy of the hypertriton nucleus indicate that the interaction between Λ and the nucleus of the hypertriton (the deuterium nucleus) is strong, which differs from the earlier common belief that the hypertriton nucleus is a weakly bound system. Furthermore, we discuss different physical mechanisms for the production of (anti) light nuclei, mainly including thermal, coalescence and relativistic kinetic models. Finally, we also present recent results from antihydrogen atom experiments at CERN, antimatter space probes, etc., and discuss the implications of these advances for understanding the structure of matter. Overall, the existing studies of antimatter nuclei and atoms have not yet provided clear evidence for the asymmetric origin of matter and antimatter in the universe, which can help further improve the accuracy of various measurements in antimatter research. Of course, other efforts in this direction in nuclear and particle physics are well expected.

**Keywords:** antimatter nucleus, CPT symmetry, mechanism of (antimatter) light nucleus production, antihydrogen atom

**PACS:** 11.30.Er, 21.80.+a, 24.80.+y, 21.45.–v **DOI:** 10.7498/aps.73.20241020

**CSTR:** 32037.14.aps.73.20241020

† Corresponding author. E-mail: mayugang@fudan.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

# 反物质研究进展

马余刚

# Research advances in antimatter

Ma Yu-Gang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 73, 191101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241020
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.73.20241020
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn