

学校代码: 10730

分类号: O57

密级: 公开

# 兰州大学

## 博士学位论文

( 学 术 学 位 )

论文题目 (中文) 相对论重离子碰撞中反物质超核

反超氢-4 的发现与研究

论文题目 (外文) Discovery and Study on the Antimatter

Hypernucleus  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  in Relativistic Heavy-Ion

Collisions

作者姓名 吴俊霖

学科专业 物理学·粒子物理与原子核物理

研究方向 相对论性重离子碰撞

教育类型 学历教育

指导教师 许怒 研究员 仇浩 研究员

合作导师 龙文辉 教授

论文工作时间段 2020 年 5 月 至 2024 年 5 月

答辩日期 2024 年 8 月 27 日

校址: 甘肃省兰州市城关区天水南路 222 号

学院：核科学与技术学院 学号：120190902801  
学生姓名：吴俊霖 导师姓名：龙文辉  
学科名称：物理学  
论文题目：相对论重离子碰撞中反物质超核反超氢4的发现与研究



## 原创性声明

本人郑重声明：本人所提交的学位论文，是在导师的指导下独立进行研究所取得的成果。学位论文中凡引用他人已经发表或未发表的成果、数据、观点等，均已明确注明出处。除文中已经注明引用的内容外，不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究成果做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名：吴俊霖

日期：2024.08.30

## 关于学位论文使用授权的声明

本人在导师指导下所完成的论文及相关的职务作品，知识产权归属兰州大学。本人完全了解兰州大学有关保存、使用学位论文的规定，同意学校保存或向国家有关部门或机构送交论文的纸质版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权兰州大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用任何复制手段保存和汇编本学位论文。本人离校后发表、使用学位论文或与该论文直接相关的学术论文或成果时，第一署名单位仍然为兰州大学。

本学位论文研究内容：

可以公开

延时公开，已在学位办公室办理延时公开申请，期满后适用本授权书。

(请在以上选项内选择其中一项打“√”)

论文作者签名：吴俊霖

导师签名：龙文辉

日期：2024.08.30

日期：2024.08.30

# 相对论重离子碰撞中反物质超核反超氢-4 的发现与研究

## 中文摘要

反物质是当前重要的研究课题，在早期宇宙中反物质的丰度少于正物质，这构成了现今正物质主导的宇宙的基础。在宇宙宏观尺度上，我们从未观测到反物质的存在，这种对称性的破缺至今仍未被完全解释清楚。

高能重离子碰撞产生的条件与宇宙大爆炸后的几微秒相似，这种极端环境下物质和反物质的数量接近。在这些碰撞中，部分反物质成功逃脱了迅速膨胀的火球而未被湮灭，这使得重离子碰撞实验成为了研究反物质核并探索其性质的有效工具。

超子是一类有奇异夸克（s）为价夸克的短寿命（几十到几百 ps）重子，超核是由超子和核子组成的束缚态。研究超核可以有助于我们理解超子-核子（Y-N）相互作用，有助于研究致密星体的性质。本论文中，我们在相对论重离子对撞机的 STAR 实验中首次观测到了反物质超核  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 。 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  是由一个  $\bar{\Lambda}$ 、一个反质子和两个反中子组成的。这是迄今为止发现的最重的反物质原子核，也是最重的反物质超核。

我们使用卡曼滤波算法，在碰撞能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  的金-金对撞、钨钨对撞、铅铅对撞实验中，以及碰撞能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 193\text{GeV}$  的铀铀对撞实验中，分析了总计约 66 亿个碰撞事件的实验数据，由两体衰变道重建，获得了 15.6 个反物质超核  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的候选信号，同时估计背景计数为 6.4，显著度为 4.7。同时我们使用相同方法得到了 941 个  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  信号、637 个  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  信号和 24.4 个  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  信号。

我们测量了  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的寿命，分别为  $254 \pm 28(\text{stat.}) \pm 14(\text{sys.})\text{ps}$ 、 $238 \pm 33(\text{stat.}) \pm 28(\text{sys.})\text{ps}$ 、 $188 \pm 89(\text{stat.}) \pm 37(\text{sys.})\text{ps}$  和  $170 \pm 72(\text{stat.}) \pm 34(\text{sys.})\text{ps}$ 。我们通过对比超核和其对应的反超核的寿命以检验物质和反物质之间的 CPT 对称性，在测量的不确定度范围之内结果未发现 CPT 对称性有破坏。

此外，我们还测量了(反)氦核和(反)超核之间的不同产额比。其中有  $({}^3\bar{\text{He}}/{}^3\text{He}) \times (\bar{p}/p) \approx {}^4\bar{\text{He}}/{}^4\text{He}$ ， $({}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3_{\Lambda}\text{H}) \times (\bar{p}/p) \approx {}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^4_{\Lambda}\text{H}$ ，这些结果较为符合统计热模型和聚合模型的预测。且  ${}^4_{\Lambda}\text{H}/{}^4\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^4\bar{\text{He}}$  预计分别比  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$  高 4 倍左右，验证了  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  存在自旋为 1 的激发态。这些测量符合我们对(反)超核和(反)轻核产生机制的理解。

关键词：

# DISCOVERY AND STUDY ON THE ANTIMATTER HYPERNUCLEUS ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ IN RELATIVISTIC HEAVY-ION COLLISIONS

## Abstract

Antimatter is a research topic of fundamental interest. Sufficient matter-antimatter asymmetry in the early Universe created the matter-dominated world today with no evidence of the existence of any antimatter at cosmological scales. The origin of this asymmetry is not completely understood to date. High-energy nuclear collisions create conditions similar to the Universe microseconds after the Big Bang, with comparable amounts of matter and antimatter.

Much of the antimatter created escapes the rapidly expanding fireball without annihilation, making such collisions an effective experimental tool to create heavy antimatter nuclear objects and study their properties.

Hyperons are a kind of short-lived baryons with valence quarks containing strangeness, and hypernuclei are the bound states composed of hyperons and nucleons. Studying hypernuclei can help us to understand the hyperon-nucleon(Y-N) interaction and help us study the properties of compact stars.

In this paper, we report the first observation of the antimatter hypernucleus  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , composed of an  $\bar{\Lambda}$ , an antiproton and two antineutrons. The discovery was made through its two-body decay after production in ultrarelativistic heavy-ion collisions by the STAR experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider.

In the gold-gold, ruthenium-ruthenium, and zirconium-zirconium with the collision energy  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ , as well as uranium-uranium with the collision energy of  $\sqrt{s_{NN}} = 193\text{GeV}$ , we use Kalman Filter algorithm to analyze the data totaling 6.6 billion collision events. Hypernuclei were reconstructed by two-body decay channels  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}} \rightarrow {}^4\bar{\text{He}} + \pi^+$ , we obtained 15.6 signal candidates for the antimatter hypernucleus  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , with the estimated background counts 6.4 and significance of 4.7. We also obtained 941  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  signal candidates, 637  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  signal candidates and 24.4  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  signal candidates using the same method.

We measured the lifetimes of  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ , and  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ . The result is  $254 \pm 28(\text{stat.}) \pm 14(\text{sys.})\text{ps}$ ,  $238 \pm 33(\text{stat.}) \pm 28(\text{sys.})\text{ps}$ ,  $188 \pm 89(\text{stat.}) \pm 37(\text{sys.})\text{ps}$  and  $170 \pm 72(\text{stat.}) \pm 34(\text{sys.})\text{ps}$  respectively.

We also have tested the CPT symmetry between matter and antimatter by comparing the lifetime of the hypernuclei and its corresponding antihypernuclei. We haven't found the CPT symmetry broken within the measurement uncertainty.

Various production yield ratios among (anti)hypernuclei and (anti)nuclei are measured. We found  $\left(\overline{{}^3\text{He}}/{}^3\text{He}\right) \times (\bar{p}/p) \approx \overline{{}^4\text{He}}/{}^4\text{He}$  and  $\left(\overline{{}^3_{\Lambda}\text{H}}/{}^3_{\Lambda}\text{H}\right) \times (\bar{p}/p) \approx \overline{{}^4_{\Lambda}\text{H}}/{}^4_{\Lambda}\text{H}$ , which agree well with the thermal model and coalescence model predictions. And  $\overline{{}^4_{\Lambda}\text{H}}/{}^4_{\Lambda}\text{H}$  and  $\overline{{}^4_{\Lambda}\text{H}}/{}^4\text{He}$  are expected to be about 4 times higher than  $\overline{{}^3_{\Lambda}\text{H}}/{}^3\text{He}$  and  $\overline{{}^3_{\Lambda}\text{H}}/{}^3\overline{\text{He}}$ , respectively, verifying that  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  has an excited state with spin 1. These measurements shed light on their production mechanism.

**Keywords:** Relativistic Heavy-ion Collision, Antimatter, Hypernuclei, Light Nuclei, Hypernuclei Lifetime, CPT Symmetry

# 目 录

中文摘要 .....	I
Abstract.....	II
第一章 引言 .....	3
1.1 量子色动力学 (QCD) 与 QCD 相结构 .....	3
1.2 相对论重离子碰撞.....	4
1.3 超子和超核.....	7
1.4 反物质研究的历史.....	9
1.4.1 狄拉克方程.....	9
1.4.2 正电子和反质子的发现 .....	9
1.4.3 反轻核的发现 .....	9
1.4.4 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 和反氦-4 的发现 .....	12
1.5 论文物理意义 .....	14
1.6 论文结构.....	16
第二章 实验装置.....	17
2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC).....	17
2.2 螺线管径迹探测器 (STAR).....	17
2.2.1 时间投影室 (TPC) .....	19
2.2.2 飞行事件探测器 (TOF) .....	19
第三章 数据采集和粒子鉴别与重建 .....	22
3.1 数据集 .....	22
3.2 事件的选择.....	25
3.3 径迹选择和粒子重建 .....	25

3.3.1	径迹品质选择 .....	25
3.3.2	粒子鉴别 .....	25
3.3.3	卡曼滤波算法简介与 KF Particle 软件包 .....	28
3.3.4	(反)超核的重建 .....	31
3.4	不变质量谱的本底 .....	32
3.5	显著度的计算 .....	33
第四章	信号的效率与修正 .....	36
4.1	嵌入数据、TPC 径迹和衰变顶点重建效率 .....	36
4.2	嵌入数据的超核寿命修正 .....	38
4.3	轻核的吸收修正 .....	38
4.4	粒子鉴别效率 .....	40
4.4.1	飞行时间探测器信号与 TPC 径迹匹配效率 .....	40
4.4.2	TOF 截断效率 .....	41
4.5	超核和轻核的效率结果 .....	41
第五章	超核寿命与 CPT 不变性 .....	45
5.1	CPT 分立对称性与粒子质量和寿命 .....	45
5.2	超核寿命 .....	47
5.3	系统误差 .....	50
5.4	$\Lambda$ 寿命的测量 .....	51
第六章	相对论性重离子碰撞中轻核及超核的产生机制 .....	53
6.1	超核与轻核的产额 .....	54
6.2	系统误差 .....	58
6.3	粒子产额比结果及讨论 .....	58
第七章	结论与展望 .....	61
7.1	结论 .....	61
7.2	展望 .....	61

第八章 附录 .....	65
8.1 氦-3 横动量谱的敲出修正.....	65
8.2 在不同横动量区间内 (反) 超氦的不变质量谱分布.....	65
参考文献 .....	69
在学期间的研究成果 .....	79
致谢.....	80
致谢.....	82



# 目 录

## 图 目 录

图 1-1 强相互作用跑动耦合常数 $\alpha_S$ 随着转移动量 $Q$ 的函数变化关系 <sup>[8]</sup> 。 .....	4
图 1-2 QCD 相结构的示意图，横坐标为重子化学势，纵坐标为温度。白色线条示意了不同质心系能量的重离子碰撞系统的演化在相图上的位置，重离子碰撞系统的冻出时刻用红色点标记 <sup>[23]</sup> 。 .....	5
图 1-3 重离子碰撞的演化示意图和其在光锥中的结构。因束流中重离子接近光速运动，由于相对论的尺缩效应，在实验室系下观察到的重离子在对撞前是“扁”的。光锥中横坐标 $z$ 代表束流方向的空间尺度，纵坐标是时间 $t$ ，束流 (Beam) 十分接近光速 $c$ ，以三四象限斜率为 $\pm 1/c$ 的黑色直线表示；白色部分表示部分子的级联反应；随着时间的推移， $\tau_0$ 时刻系统之间充分热化 (Thermalization)，此时有可能存在 QGP，图中用红色区域表示；之后系系统继续膨胀，体系向强子气体相过渡，而后发生化学冻出和动力学冻出，此区域用蓝色表示 <sup>[26]</sup> 。 .....	6
图 1-4 发现超核的乳胶室径迹照片。其中被红色箭头标记的可能是一个超核的候选粒子径迹，其在飞行了一段距离后又衰变成蓝色箭头标记的两个粒子。此乳胶室没有外加磁场，因而所有粒子径迹为直线 <sup>[26]</sup> 。 .....	7
图 1-5 含有一个 $\Lambda$ 或 $\bar{\Lambda}$ 超子的超核核素图。横坐标的为中子数，纵坐标为质子数，负数表示其对应的反中子数、反质子数。质子数或中子数大于 4 的超核在本图中并未画出。其中红色方框中的 ${}^4_{\Lambda}\bar{H}$ 是本文所重点讨论的。 .....	8
图 1-6 Anderson 拍摄的正电子穿过云室的照片。一个能量为 63MeV 的正电子从底部入射，穿过 0.6cm 厚的铅板，损失了 23MeV 的能量。可以看到，穿过铅板后，粒子在磁场下的偏转半径变小 <sup>[51]</sup> 。 ..	10
图 1-7 Bevatron 磁谱仪实验所测量到的反质子质量与质子质量的比值，其与质子的质量差在 5% 以内，不确定性来自探测器的分辨率 <sup>[53]</sup> 。 ..	11
图 1-8 反物质的质量与其发现的年份。主要包括正电子、反质子、反中子、 $\bar{\Lambda}$ ，以及其组成的反（超）核集团 <sup>[44,51,54-61]</sup> 。 .....	12

图 1-9 (A)(B) 分图: (反) 氦-3 核  $+\pi^-$  ( $\pi^+$ ) 介子的不变质量分布; 圆圈表示候选信号的分布, 黑色折线表示背景, 蓝色虚线表示使用高斯分布作为信号, 双指数函数作为背景的拟合结果。(C) 分图: 带电粒子的平均能损相对于磁刚度 (动量/电荷数) 的分布。反氦-3 和  $\pi$  的理论能损用红色实线和黑色虚线标记。(D) 分图: 定义  $Z = \ln(\langle dE/dx \rangle / \langle dE/dx \rangle_B)$ , 其中  $\langle dE/dx \rangle_B$  为理论能损, 这个分图展示了氦-3 和反氦-3 的  $Z(^3\text{He})$  分布, 使用  $|Z(^3\text{He})| < 0.2$  条件用以鉴别粒子<sup>[44]</sup>。..... 13

图 1-10 横坐标为所测量到的质量, (a)(b)(c) 分图的纵坐标分别为偏离  $^4\overline{\text{He}}$  理论能损的标准差, 偏离  $^4\text{He}$  理论能损的标准差, 候选粒子的计数。橙色代表正电荷粒子的信号, 蓝色代表负电荷粒子的信号。 $^3\overline{\text{He}}$  ( $^3\overline{\text{He}}$ ) 和  $^4\overline{\text{He}}$  ( $^4\overline{\text{He}}$ ) 的质量分别为  $2.81\text{GeV}/c^2$  和  $3.73\text{GeV}/c^2$ , 用纵向虚线表示。方框标记了  $^4\overline{\text{He}}$  ( $^4\overline{\text{He}}$ ) 的信号选择区域:  $-2 < n_{\sigma_{dE/dx}} < 3$ ,  $3.35\text{GeV} < \text{质量} < 4.04\text{GeV}$ 。(c) 分图为 (a)(b) 分图的计数在  $-2 < n_{\sigma_{dE/dx}} < 3$  的范围内对质量坐标轴的投影<sup>[61]</sup>。..... 14

图 2-1 相对论粒子对撞机俯视照片, 黄色和蓝色线条标注了 RHIC 的两个储存环, 白色方块标记了 6 个碰撞点, 其中位于 6 点钟方向碰撞点建有 STAR 探测器系统。AGS 使用绿色线条标注<sup>[26]</sup>。..... 17

图 2-2 STAR 探测器系统的透视图。其核心探测器是时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC) 和飞行时间探测器 (Time of Flight, TOF)。 18

图 2-3 STAR-TPC 的结构示意图。整体成圆柱形, 长 4.2m, 外径 2.0m, 外部有场笼和支撑材料构成, 内部被一个带高电压的薄膜分割成两个漂移室, 漂移室内充有 90% 氩气和 10% 甲烷, 带电粒子穿过漂移室而的产生漂移电子会漂移到两侧端盖上产生信号。..... 20

图 2-4 STAR 的 TOF 的每个模块的结构示意图。..... 21

图 2-5 使用 STAR-TOF 所测量到的质量平方分布, 图中可以看出清晰的  $\pi^+$ 、 $K^+$  和质子的信号。数据来自于 2008 年的 p+p 对撞实验, 质心系能量 200GeV。..... 21

图 3-1 一个  $^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  发生两体或三体衰变, 经过 HFT 和 TPC 的示意图。当反物质原子核穿过内部的 HFT 探测器时, 容易与其中的探测器材料发生反应, 导致其探测效率降低<sup>[70]</sup>。..... 24

- 图 3-2 四个数据集中对撞顶点  $z$  方向位置  $V_z$  的分布和  $x$ 、 $y$  方向顶点位置  $V_x$ 、 $V_y$  的二维分布。A1、A2 和 B1、B2 分图分别为采集于 2010 年和 2011 年质心系能 200GeV/u 金金实验数据，C1、C2 分图为采集于 2012 年质心系能量 193GeV/u 的铀铀对撞实验数据，D1、D2 分图混合了采集于 2018 年质心系能量 200GeV/u 的钉钉对撞和锆锆对撞的实验数据。红色线标记了我们所分析数据的范围。... 26
- 图 3-3 图 (A)TPC 中测量到的粒子平均能损  $\langle dE/dx \rangle$  相对于磁钢度的分布；不同颜色的线条标记了  $\pi^+$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  以及它们对应的反粒子的理论能损曲线。图 (B)(C) 分别是  $n_{\sigma^4\text{He}}$  和  $n_{\sigma^4\overline{\text{He}}}$  相对于 TOF 测量到的质荷比平方的分布， $^4\text{He}$  和  $^4\overline{\text{He}}$  的信号区间用红色的方框标记出来。..... 27
- 图 3-4 一个超核发生两体衰变在 K-F particle 软件包中所给出的拓扑变量和对应的几何关系。衰变长度  $L$ : 碰撞顶点到衰变顶点的距离； $L/dL$ : 衰变长度与其误差之比； $\chi_{topo}^2$ : 与重建的母粒子径迹与碰撞顶点之间的最短距离  $DCA_{V0}$  有关，图中用黑色虚线表示； $\chi_{NDF}^2$ : 与两子粒子径迹之间的最短距离有关，图中用子粒子径迹之间的绿色虚线表示； $\chi_{primary}^2$ : 与子粒子到碰撞顶点之间的最短距离  $DCA$  有关，图中用子粒子到碰撞顶点之间的绿色虚线表示。... 30
- 图 3-5 横坐标为本底数  $b$ ，纵坐标为显著度的中值，黑色点为真实的显著度，蓝色线为渐进公式所计算的结果，红色虚线为公式  $s/\sqrt{b}$  计算的显著度结果。分别画出了信号数  $s = 2, 5, 10$  的情况。可以看到，渐进公式给出显著度是较为精确的，而  $s/\sqrt{b}$  在小本底时会明显偏离精确值<sup>[85]</sup>。..... 34
- 图 3-6  $^3\text{He}+\pi^-$  (A),  $^3\overline{\text{He}}+\pi^+$  (B),  $^4\text{He}+\pi^-$  (C) 和  $^4\overline{\text{He}}+\pi^+$  (D) 的不变质量分布。红色阴影区间标记了用来计算信号数  $N_{\text{Sig}}$  和本底数  $N_{\text{Bg}}$  的区间。使用两种方法计算的显著度  $Z_{\text{count}}$  和  $Z_{\text{shape}}$  列在了每张图上。..... 35
- 图 4-1 A-H 分图分别表示了重建  $^3_{\Lambda}\text{H}$  的拓扑变量  $L$ 、 $L/dL$ 、 $\chi_{ndf}^2$ 、 $\chi_{topo}^2$ 、氦-3 $DCA$ 、氦-3 $\chi_{prim}^2$ 、 $\pi$  介子的  $DCA$ 、 $\pi$  介子的  $\chi_{prim}^2$  的嵌入数据分布与真实信号数据分布的比较。..... 37
- 图 4-2  $^3_{\Lambda}\text{H}$  以及其子粒子，模拟嵌入数据与真实数据的横动量分布（分图 A-C）、快度分布（分图 D-F）的比较。..... 37
- 图 4-3 STAR-TPC 的内部场笼 (IFC) 和外部场笼 (OFC) 的各材料的厚度。这将会被用在 GEANT4 模拟的几何中。..... 39

图 4-4	在 GEANT4 模拟计算得到的吸收修正的结果。纵坐标表示原有的嵌入数据所高估效率的比例。 .....	39
图 4-5	$1 - \alpha$ 随着横动量 $p_T$ 的变化关系，红色的线为一个二阶多项式乘高斯函数的拟合结果。 .....	40
图 4-6	蓝色实线表示由拟合氦-3 的质荷比平方分布分辨率得到的质荷比平方分布 $\pm 1\sigma$ 范围，红色实线表示氦-4 的质荷比平方分布的 $\pm 1\sigma$ 范围，其函数参数与蓝色实线相同。红色虚线表示截断条件。只要计算出 Student's t-分布在红色虚线内的积分比例，就可以计算出 TOF 的截断效率。 .....	42
图 4-7	在最小偏移触发条件下，4 种超核分别在 4 个数据中的效率，不同颜色标记不同末态带电粒子多重数区间。 .....	43
图 4-8	在最小偏移触发条件下，4 种氦核分别在 4 个数据中的效率，不同颜色标记不同末态带电粒子多重数区间。 .....	44
图 5-1	通过质量差验证 CPT 对称性的实验测量结果。包括氦核与反氦核、氦-3 核与反氦-3 核、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 与 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 。横线段表示的总测量误差，其合并了系统误差和统计误差。为了图像清楚，其中 STAR 2019 年的结果纵坐标略微上移。 .....	46
图 5-2	在不同 $L/\beta\gamma$ 区间内的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的不变质量分布。 .....	48
图 5-3	重建效率 $\epsilon$ 对于 $L/(\beta\gamma)$ 函数，由嵌入数据得到。如表 3-2 所示，为了抑制敲出 (knock-out) ${}^3\text{He}$ 和 ${}^4\text{He}$ ，超核比反超核有更严格的拓扑截断，导致效率较低。 .....	49
图 5-4	(A) ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的产额相对于 $L/\beta\gamma$ 分布。垂直误差条仅表示统计不确定性。(B) 我们测量的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 寿命与其他测量数据 <sup>[44,71,84,91,93-103]</sup> 以及理论预测 <sup>[104-109]</sup> (实心三角形)的比较。误差条和方框分别表示统计和系统的不确定性。带阴影区域的实心竖线表示 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 的所有之前测量的寿命平均值及其根据先前结果计算的相应不确定性。垂直的灰线表示自由的 $\Lambda$ <sup>[110]</sup> 的寿命。 .....	49
图 5-5	$\Lambda$ 和 $\bar{\Lambda}$ 的微分产额 $dN/d(L/\beta\gamma)$ 相对于 $L/\beta\gamma$ 的函数，指数函数拟合得到它们的寿命。 .....	52
图 6-1	${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\bar{\text{He}}$ 信号的 $p_T - y$ 相空间分布图。红框标记了测量粒子产额比的相空间范围。 .....	54

图 6-2	${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 在相空间 $ y  < 0.7$ , $0.7 < p_T/M < 1.5$ 内的信号不变质量谱, 其中 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的信号已经逐每个信号计数进行了效率修正。.....	55
图 6-3	4 种 $A=3$ 的粒子在 $ y  < 0.7$ 区间的横动量谱。由于结合了不同碰撞系统的数据, 这个产额谱并没有对相应的事件数归一。.....	56
图 6-4	各年份数据中氦-4、反氦-4 信号计数的能损标准偏差 $n_{\sigma}$ 相对与 $M^2/Q^2$ 的二维分布, 其对应的平均效率和纯度也标记在图上。..	57
图 6-5	各种有相同重子数的粒子之间的产额比。结合了所有数据的结果用实心蓝色五角星表示, 只合并了 U+U、Au+Au 较大碰撞系统的结果用蓝色空心五角星表示, 只合并了 Zr+Zr 和 Ru+Ru 较小碰撞系统的结果空心蓝色四角星表示。线段表示对应的统计误差, 方形阴影表示系统误差。之前的一些测量结果 <sup>[44,61,71,116]</sup> 和统计热模型的预言 <sup>[111]</sup> 也画在了图上以作为比较。.....	59
图 7-1	${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ 能级图。各个能级上标有其对应的束缚能。可以看到 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ 基态的束缚能略大于 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ , 且存在自旋为 1 的激发态。.....	62
图 7-2	轻核和反轻核的产额 $d^2N/2\pi p_T dp_T dy$ 与重子数 $B$ 的关系。上图为 STAR 中金金碰撞 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}/u$ 的测量结果 <sup>[61,119-120]</sup> 。其测量值对应应在 $p_T/ B =0.875\text{GeV}/c$ , $y$ 表示快度, (反) 氦核没有表示在这张图中。图中的点使用指数函数 $\propto e^{-r/ B }$ 拟合, 用黄色实线 (正粒子) 和蓝色虚线 (反粒子) 表示。.....	62
图 7-3	统计热模型所计算的各种轻核、超核及其对应的反粒子的产额随着碰撞能量变化的函数关系 <sup>[111]</sup> 。.....	63
图 8-1	在较低的几个横动量区间内的 DCA 分布, 氦-3 核用黑色实心点表示, 反氦-3 核用黑色空心圈表示, 经过拟合缩放后的反氦-3 核 DCA 分布用粉色方框表示。蓝色虚线表示拟合的第二项。.....	66
图 8-2	在不同横动量区间内的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的不变质量谱分布, 黑色点表示数据, 蓝色线为背景, 红色阴影部分为信号区间。其中已经施加了快度截断 $ y  < 0.7$ , 且逐计数进行了效率修正。.....	67
图 8-3	在不同横动量区间内的 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的不变质量谱分布, 图注同图 8-2.....	68

## 表 目 录

表 3-1 用以重建超核所使用的数据集，其中属于最小偏移的触发模式类别用黑体标注了其标签 (trigger label)。	23
表 3-2 重建超核时所用选择的拓扑变量截断。	32
表 3-3 信号区间和用以计算缩放因子的信号外区间。	33
表 5-1 粒子寿命测量的系统误差。	51
表 6-1 在被测量的相空间 $ y  < 0.7$ , $0.7 < p_T/M < 1.5$ 内和最小偏移触发事件下, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的不变质量谱的信号和本底计数。	55
表 6-2 在不同碰撞系统中，因为超核的两体衰变所修正的氦核产额的比例。其中 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 使用的两体衰变分支比是 0.25, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 使用的两体衰变分支比是 0.5。误差仅来自产额的测量而不考虑衰变分支比的误差。	58
表 6-3 结合所有碰撞系统粒子产额比值的系统误差。对于 $A=4$ 的那些粒子，由于其统计量较小，改变径迹重建品质选择或拓扑变量截断会明显的影响其统计量和产额，此时得到的系统误差有相当一部分来自于统计涨落的贡献，因此结果是不准确的。这里我们认为 $A=4$ 的粒子与 $A=3$ 的粒子有相似的特征，因而可推测他们有相近的系统误差贡献。	58
表 6-4 大碰撞系统 (Au+Au 和 U+U) 与小碰撞系统 (Isobar) 的粒子产额比的系统误差。	59







# 第一章 引言

## 1.1 量子色动力学 (QCD) 与 QCD 相结构

标准模型中描述强相互作用的理论是量子色动力学 (Quantum Chromo-Dynamics, QCD)<sup>[1-4]</sup>, 它是一个满足 SU(3) 对称性的非阿贝尔规范场论。其拉氏量为

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{k=1}^{N_f} \bar{\psi}^k (i\gamma^\mu D_\nu - m_k) \psi^k \quad (1-1)$$

其中  $a = 1, 2, \dots, 8$  为颜色指标,  $k$  代表了不同味道的夸克。  $D_\nu$  为协变导数,  $F_{\mu\nu}^a$  为规范场场强张量。三种色荷对应着 SU(3) 群的基础表示空间, 八种胶子对应 SU(3) 群的伴随表示。QCD 难以精确求解, 但理论和实验都表明 QCD 有两个特征: 色禁闭 (Color Confinement) 和渐进自由 (Asymptotic Freedom)<sup>[5-7]</sup>。色禁闭是指我们只能观测到色中性即不带色荷的粒子, 原因是强相互作用太强, 当一对带有相反色荷的夸克之间的距离开始增大时, 导致胶子场在局域的空间内的能量足够在真空中激发出另一对新的带有相反色荷的夸克, 这导致了自然界中无法观测到带有色荷的粒子, 只能观测到色中性的强子。渐进自由是指, 当强相互作用的尺度减少, 能动量转移增大, 其相互作用强度会降低。表征强相互作用强度的是重整化后的跑动强耦合常数  $\alpha_S$ ,

$$\alpha_S = \frac{g_s^2(Q)}{4\pi} \approx \frac{1}{\beta_0 \ln(Q\Lambda_{QCD})} \quad (1-2)$$

其中  $\beta_0$  与参与相互作用的夸克的味道数有关, 标度参数  $\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$ 。如图 1-1 所示, 实验测量和理论计算都表明, 其随着相互作用的转移动量  $Q$  增大而减小, 这与色禁闭和渐进自由的特征是吻合的。

强相互作用的特征使得以往在 QED 和弱相互作用中常用的微扰求解场论的方法不再适用于低转移动量的情况, 现在常用的理论方法有格点 QCD、戴森施温格方程、手征有效场论等等。

研究强相互作用要解决的一个重要的问题是理解强相互作用下物质的相结构<sup>[9-22]</sup>。图 1-2 概括了目前人们对 QCD 相结构的理解。横坐标是化学势  $\mu_B$ , 用以表示费米子系统的密度, 纵坐标是系统的温度  $T$ 。在密度和温度都比较低的区域是强子气体相, 此时物质以介子或者重子的形式存在, 它们之间发生级联反应, 而没有自由的胶子和色荷, 对应于色禁闭的特征; 在温度比较高的区域是夸克胶子等离子体相 (Quark-Gluon Plasma, QGP), 温度较高, 粒子因热运动碰撞交换动

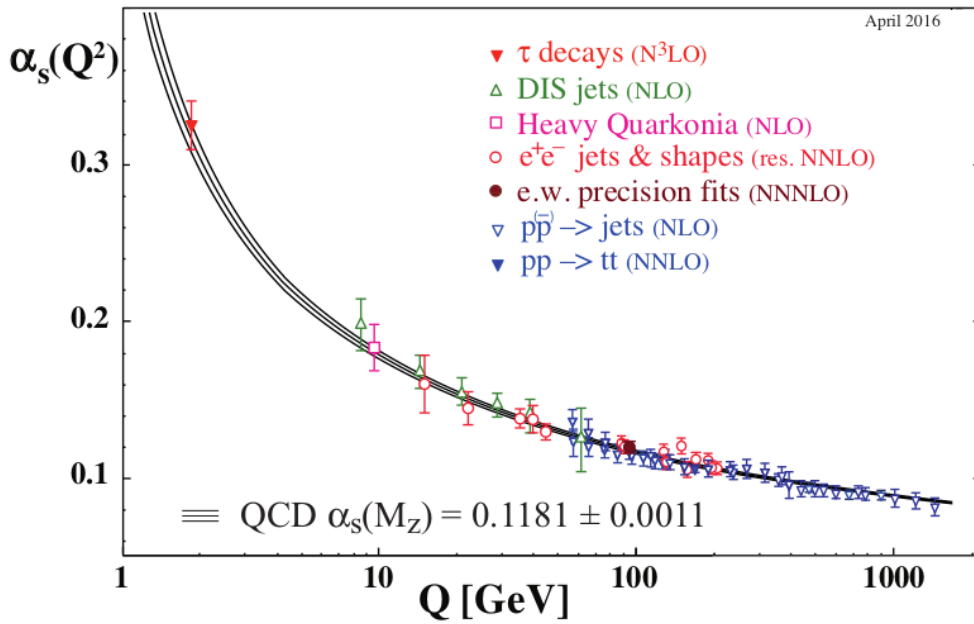


图 1-1 强相互作用跑动耦合常数  $\alpha_s$  随着转移动量  $Q$  的函数变化关系<sup>[8]</sup>。

量较大,使得渐进自由的特征占主导,使得物质可以以胶子和夸克的自由度存在;以及色超导相。格点 QCD 理论的计算结果表明,在较低的化学势下,随着温度的变化,强子气体相与 QGP 相之间是连续的相变,相变温度大约在 150-160MeV 左右。随着化学势的增加,当  $\mu_B/T > 2$  时,格点遇到了“符号问题”而失效,但是其他的一些理论和实验都表明,强子气体相与 QGP 相之间存在一级相变,而在相边界的终点存在一个临界点。相变一般伴随着对称性的破缺和恢复,强子气体相与 QGP 相之间的相变被认为是手征对称性  $U_A(1)$  的破缺和恢复。

## 1.2 相对论重离子碰撞

在宇宙大爆炸后的几微秒内,宇宙处于高温高密的状态,温度不低于几百 MeV,宇宙中物质以 QGP 的形式存在的<sup>[24-25]</sup>。随着宇宙的膨胀与冷却,夸克物质形成了强子,进一步冷却,粒子之间的解耦,形成了原子核和原子(例如,温度下降到 0.51MeV 以下才能形成稳定存在的电子,温度下降为几个 eV 才能形成稳定的原子)。在实验室的条件下,相对论重离子碰撞被认为能够产生 QGP。在相对论重离子碰撞中,两个原子核在几个 fm 的空间尺度中相撞,在极短的时间内产生大量的粒子反粒子对,这使在相对论重离子对撞中产生 QGP 成为可能。按照时间,这个过程可以分成以下几个部分

- 平衡前 (Pre-equilibrium), 此阶段发生于碰撞发生后的 1fm/c 的时间之内,重离子中部分子在很小的空间内发生大量级联反应。这一阶段可以用相对论性的部分子输运模型来描述。由于动量转移较大,输运模型中的碰撞项

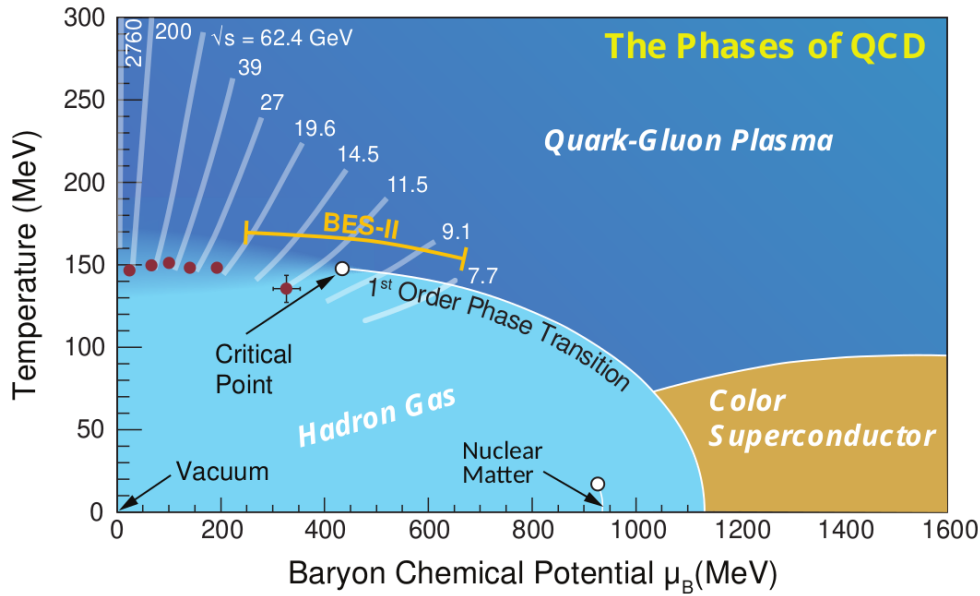


图 1-2 QCD 相结构的示意图，横坐标为重子化学势，纵坐标为温度。白色线条示意了不同质心系能量的重离子碰撞系统的演化在相图上的位置，重离子碰撞系统的冻出时刻用红色点标记<sup>[23]</sup>。

可以使用微扰 QCD 给出散射截面。

- 局域热平衡 (Local Thermal Equilibrium)，此阶段发生于碰撞发生后的 1-10fm/c 的时间之内，由于级联反应充分的发生，系统各部分之间进行了充分的热量动量交换，此时可以将系统看作流体，系统达成局域热平衡。此时可以使用相对论性流体力学的运动方程来描述系统。
- 强子化 (Hadronization)，系统膨胀冷却，能量密度降低，“色禁闭”特征显现出来，QGP 变为由介子和重子主导的强子气体。
- 冻出 (Freeze-out)，当密度温度继续减小时，系统的平均自由程大于体系的尺度时，各强子之间很难再发生反应或者动量交换的弹性散射。当系统的粒子组分不再发生改变，称之为化学冻出，随后弹性散射也不发生时，粒子的动量也不在发生改变，称之为动力学冻出。这些冻出的强子可以被探测器探测到，实验上我们通过探测这些冻出的末态粒子，从而研究重离子碰撞系统的性质。

实际的重离子碰撞要更为复杂，比如非对心碰撞中产生极强的磁场与物质发生相互作用，流体的粘滞系数与集体流，QCD 相边界和临界点的问题，在较低的碰撞能量下是否有 QGP 的生成的证据等等问题。

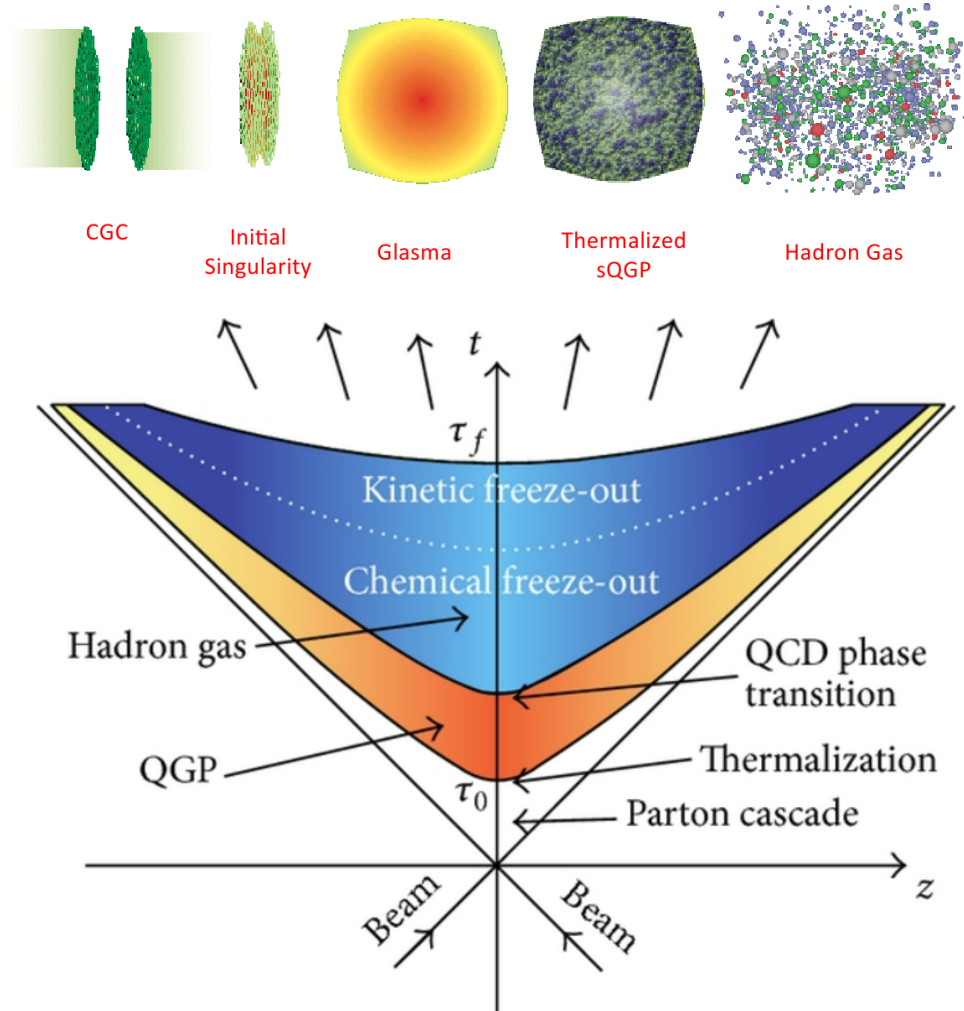


图 1-3 重离子碰撞的演化示意图和其在光锥中的结构。因束流中重离子接近光速运动，由于相对论的尺缩效应，在实验室系下观察到的重离子在对撞前是“扁”的。光锥中横坐标  $z$  代表束流方向的空间尺度，纵坐标是时间  $t$ ，束流 (Beam) 十分接近光速  $c$ ，以三四象限斜率为  $\pm 1/c$  的黑色直线表示；白色部分表示部分子的级联反应；随着时间的推移， $\tau_0$  时刻系统之间充分热化 (Thermalization)，此时有可能存在 QGP，图中用红色区域表示；之后系系统继续膨胀，体系向强子气体相过渡，而后发生化学冻出和动力学冻出，此区域用蓝色表示<sup>[26]</sup>。

### 1.3 超子和超核

超子是指至少包含一个奇异夸克  $s(\bar{s})$  为价夸克的重子，如  $\Lambda$ 、 $\Sigma^-$ 、 $\Sigma^0$ 、 $\Xi^-$ 、 $\Xi^0$ 、 $\Omega$  等<sup>[26]</sup>。1950年，超子  $\Lambda$  被发现于乳胶室中，由宇宙线产生<sup>[27]</sup>。超子一般在强相互作用中成对产生，即产生一对分别包含  $s$  和  $\bar{s}$  夸克的粒子，然后经由味道改变的弱相互作用衰变，典型寿命  $\tau$  为几十到几百 ps，光速与寿命的乘积  $c\tau$  为几个厘米。

至少含有一个超子的原子核叫做超核，例如目前发现的最轻的超核是  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ，它由一个质子、一个中子、一个  $\Lambda$  超子组成。历史上第一次观测到超核是在1953年，人们在一个高空热气球的核乳胶室中发现的<sup>[28]</sup>。图1-4显示了当时发现的超核径迹的照片。图中显示一个高能宇宙线质子击中了乳胶室中的一个原子核上（溴原子或者银原子），产生了大量核碎片，其中一个碎片飞行了  $90\mu\text{m}$  后衰变成一个  $\pi$  介子和一个其他核。分析表明这个碎片很可能是一个包含  $\Lambda$  的超核。

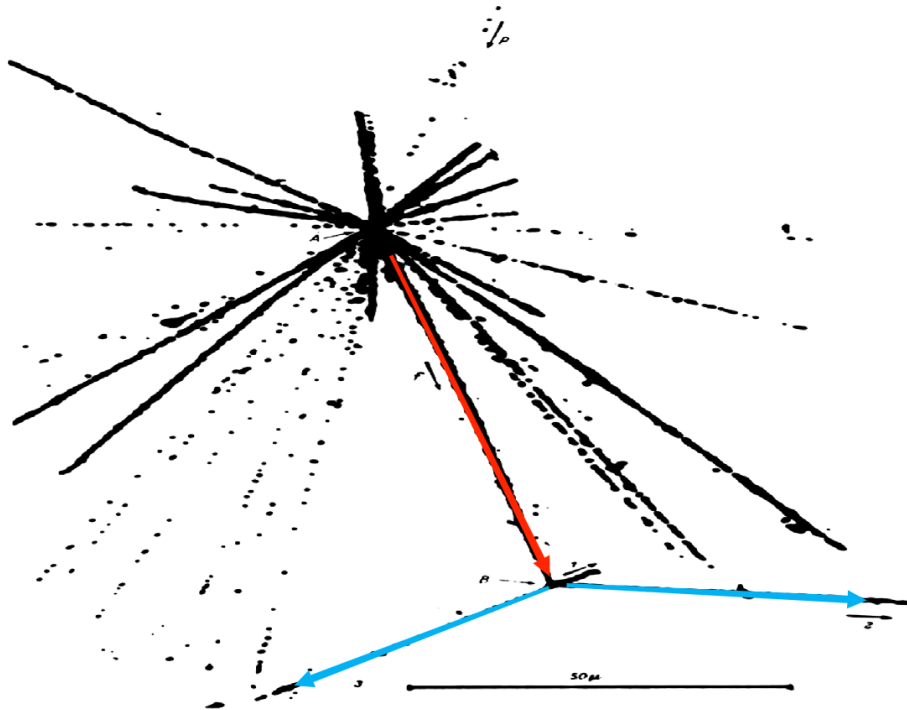


图 1-4 发现超核的乳胶室径迹照片。其中被红色箭头标记的可能是一个超核的候选粒子径迹，其在飞行了一段距离后又衰变成蓝色箭头标记的两个粒子。此乳胶室没有外加磁场，因而所有粒子径迹为直线<sup>[26]</sup>。

研究超子对超子-核子（Y-N）相互作用极为重要，Y-N 相互作用的性质可以加深我们对强相互作用的理解。普通核子之间只存在核子-核子（N-N）相互作用，但是超核的存在给我们打开了新的视野。例如  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  通常被认为是一个由氘核和一个  $\Lambda$  形成的弱束缚系统，有较大的波函数尺寸和较小的结合能，这与一般的核素很不同。图1-5是含有一个超子  $\Lambda$  的超核核素图，目前已经发现了几十种

超核。

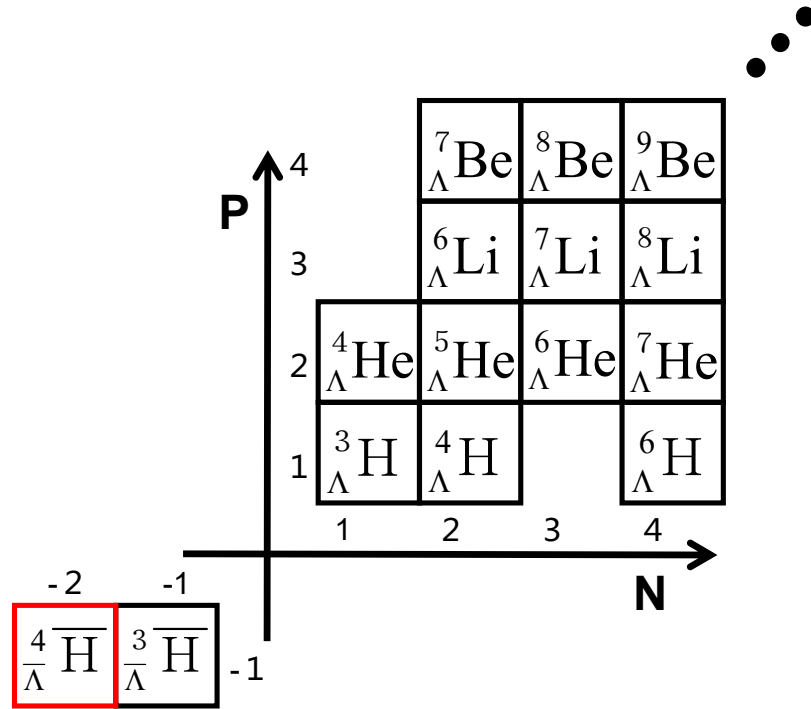


图 1-5 含有一个  $\Lambda$  或  $\bar{\Lambda}$  超子的超核核素图。横坐标的为中子数，纵坐标为质子数，负数表示其对应的反中子数、反质子数。质子数或中子数大于 4 的超核在本图中并未画出。其中红色方框中的  ${}^4_{\bar{\Lambda}}\bar{\text{H}}$  是本文所重点讨论的。

研究 Y-N 相互作用对于致密天体也十分重要。在中子星内部，由于极高的密度、费米能级和化学势，使高能级核子之间的反应足以形成超子，超子的加入可以软化中子星物质的状态方程，使中子星的最大质量变小。然而加入超子的中子星理论，其计算的中子星最大质量不符合天文观测。所以研究 Y-N 相互作用，以及探明 Y-N 相互作用下的中子星物质的状态方程有助于解决中子星最大质量问题。[29-40]。

现在常用来产生超核的加速器实验主要有两种，一种是使用带有奇异夸克的 K 介子束流打在靶原子上，以期望产生超核，例如日本的 J-PARC-E73 实验<sup>[41]</sup>，通过  $K^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3_{\Lambda}\text{H} + \pi^0$  来研究  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  的寿命。另一种是相对论性重离子碰撞，在大量末态重子的聚合过程中寻找超核，如 STAR 实验<sup>[42-44]</sup>、ALICE 实验<sup>[45]</sup>、E864 实验<sup>[46]</sup>等。

## 1.4 反物质研究的历史

### 1.4.1 狄拉克方程

1928 年, Pual Dirac 发表了著名的狄拉克方程<sup>[47]</sup>, 用以描述相对论性电子波函数:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (1-3)$$

该方程同时存在能量为正和能量为负的解  $E = \pm\sqrt{p^2 + m^2}$ 。Dirac 当时提出一个著名的猜想“狄拉克之海”以解释负能量: 我们的真空并不是什么的没有, 而是像海面一样, 海面下存在着被填满的能级, 海面上则是空的能级。当一个电子由海面下被激发到海面上的时候, 表现为一个正常的电子和一个有着负能量带正电荷的“空穴”。起初 Dirac 认为这样的空穴是质子<sup>[48-49]</sup>, 但随后人们就发现质子解释有很多困难<sup>[50]</sup>, 这样的空穴应该与电子有着相同的质量。1931 年, Dirac 更新了这个图像, 认为“空穴”是所谓“正电子”, 与电子有着相同的质量和性质, 但是有着相反的电荷, 此外他还预言了反质子的存在。

尽管“狄拉克之海”图像与现代量子场论对反物质的解释有些出入, 但是在当时这一非凡的解释的确推动了量子场论的发展。

### 1.4.2 正电子和反质子的发现

1930 年, 当时在德国哈罗大学工作的物理学家赵忠尧发现了硬  $\gamma$  射线在铅板上的额外吸收<sup>[52]</sup>。1932 年, 赵忠尧的同事 Carl Anderson 在研究宇宙辐射的时候, 在云室中发现了一种新的带正电荷的粒子<sup>[51]</sup>, 他在 1300 张云室的照片中发现了 15 个该粒子的候选者, 如图 1-6, 一个带正电的粒子在 1.5T 的磁场下穿过铅板并损失能量, 经过测量这个粒子的质量十分接近电子, 被 Anderson 命名为正电子 (Positron)。随着同样的粒子在别的实验中发现, 人们很快意识到, 正电子就是 Dirac 理论中的“空穴”, 并且后来又意识到当初赵忠尧先生发现的硬  $\gamma$  射线额外吸收正是与其激发出的正电子有关。

1955 年, 加州大学的辐射实验室 (现 Berkeley 实验室) 的 Bevatron 加速器的磁谱仪实验中, 人们将加速到 6.5GeV 的质子打在了铜靶上, 产生了质量十分接近于质子的带负电荷的粒子<sup>[53]</sup>。这个实验的目标就是寻找反质子, 因而被设计成具有很好的质量分辨能力, 可以将反质子与  $\pi^-$  介子区分开。如图 1-7 展示了这个实验测量到的反质子候选粒子与质子质量的比值。

### 1.4.3 反轻核的发现

一个自然而然的问题是, 既然存反核子, 那么它们能否像普通核子一样组成对应的反原子核?



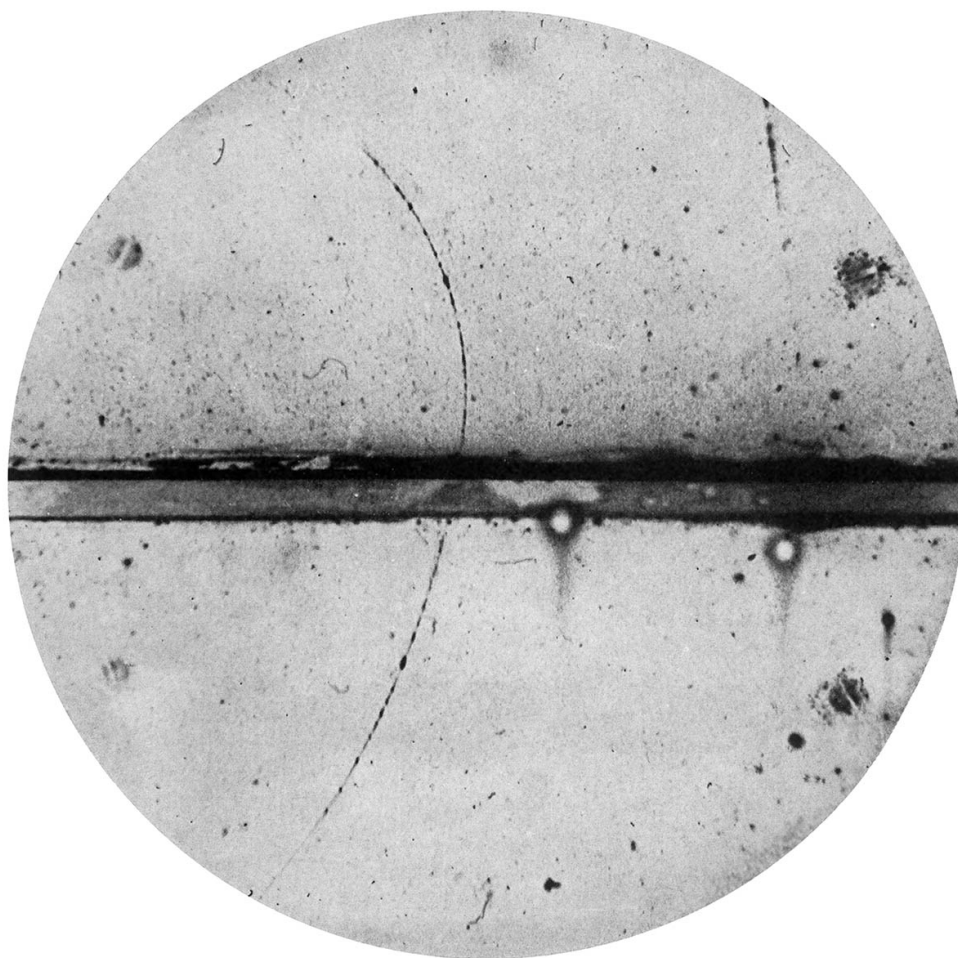


图 1-6 Anderson 拍摄的正电子穿过云室的照片。一个能量为  $63\text{MeV}$  的正电子从底部入射，穿过  $0.6\text{cm}$  厚的铅板，损失了  $23\text{MeV}$  的能量。可以看到，穿过铅板后，粒子在磁场下的偏转半径变小<sup>[51]</sup>。

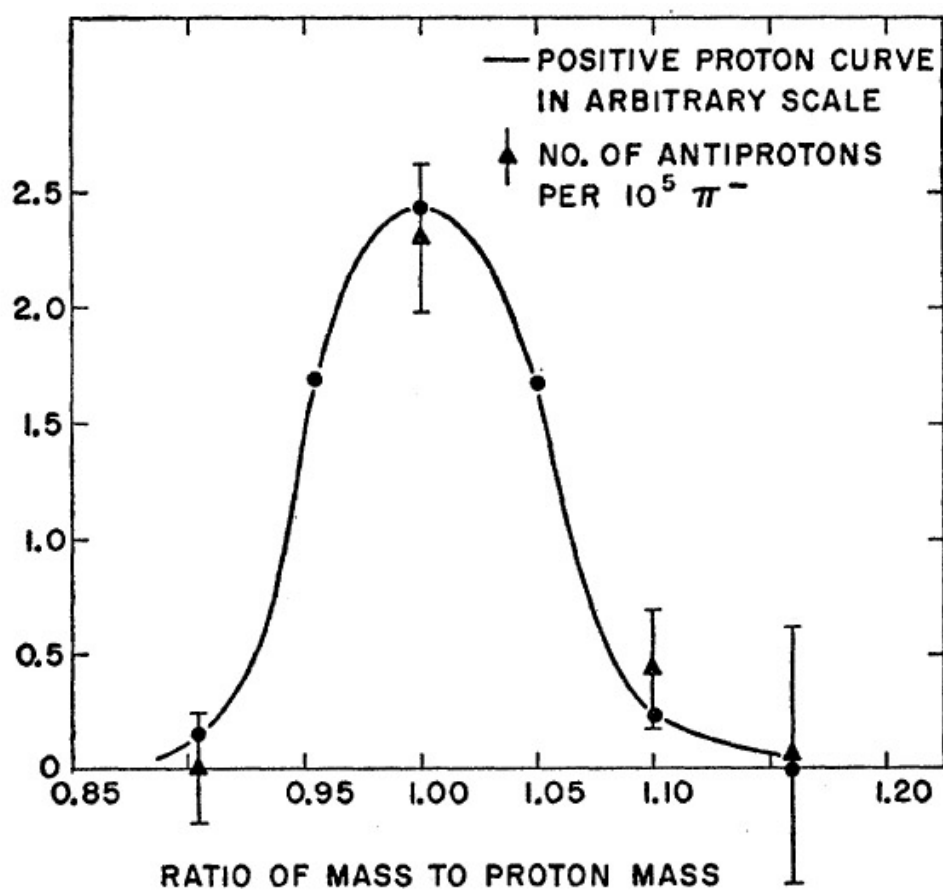


图 1-7 Bevatron 磁谱仪实验所测量到的反质子质量与质子质量的比值，其与质子的质量差在 5% 以内，不确定性来自探测器的分辨率<sup>[53]</sup>。

1965 年，在布鲁克海文国家实验室的同步回旋加速器（AGS）上，人们将加速到能量为 30GeV 的质子打在铍靶上，在末态产物中发现了带一个负电荷，质量为十分接近氦核的粒子<sup>[54]</sup>。不久之后，在欧洲核子中心的 Proton Synchrotron 实验中，同样的质子撞击铍靶的实验中也发现了这个粒子<sup>[55]</sup>。这个粒子就是反氦核。

随后几十年，随着加速器技术和粒子探测器技术的发展，越来越多的反物质核被发现。图 1-8展示了反物质核质量以及其发现的年份。

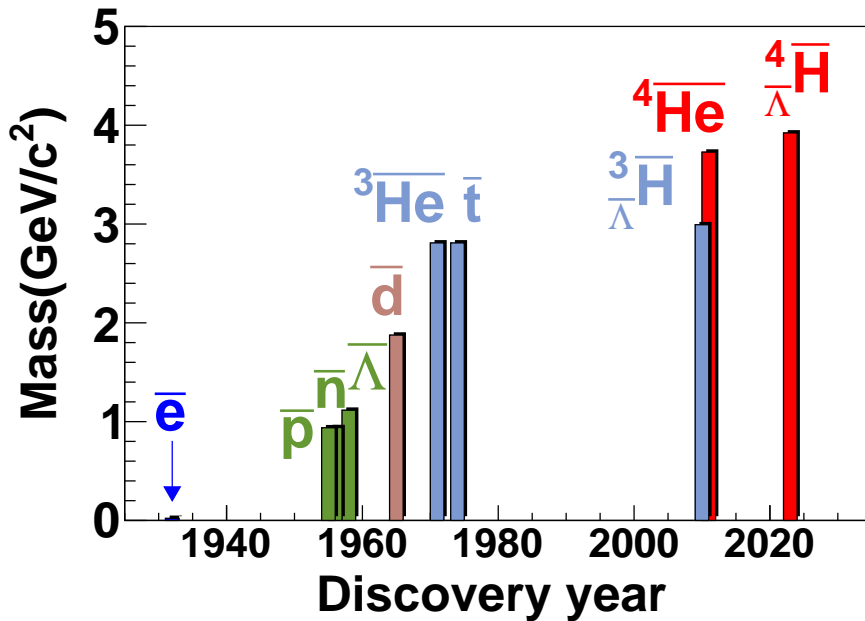


图 1-8 反物质的质量与其发现的年份。主要包括正电子、反质子、反中子、 $\bar{\Lambda}$ ，以及其组成的反（超）核集团<sup>[44,51,54-61]</sup>。

#### 1.4.4 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 和反氦-4 的发现

尽管反氦-3 核和反氦核在 20 世纪 70 年代就在质子加速器中发现了，但是直到 2010 年，人们才在 RHIC-STAR 中发现反超氦  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ <sup>[44]</sup>，其原因就是在于其寿命较短（约 200 ps），只能在探测器中飞行几个厘米就会发生衰变。在大约 110M 个金金碰撞事件，质心系碰撞能量  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  的实验数据中，得到了 70 个  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的信号，如图 1-9。这些信号由  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的两体衰变道重建而来。

仅仅在一年之后，2011 年，依赖飞行时间探测器（Time of Flight, TOF）的投入使用，RHIC-STAR 实验中就发现了反  $\alpha$  粒子<sup>[61]</sup>，即反氦-4 核。反氦-4 核发现的困难之处在于，它需要有 4 个反核子才能形成，需要大量的重离子碰撞实验数据。在极高能量相对论重离子碰撞中，形成了几乎相等的夸克与反夸克，这些夸克与反夸克聚合形成了重子和反重子，而这些重子或者反重子聚合再形成

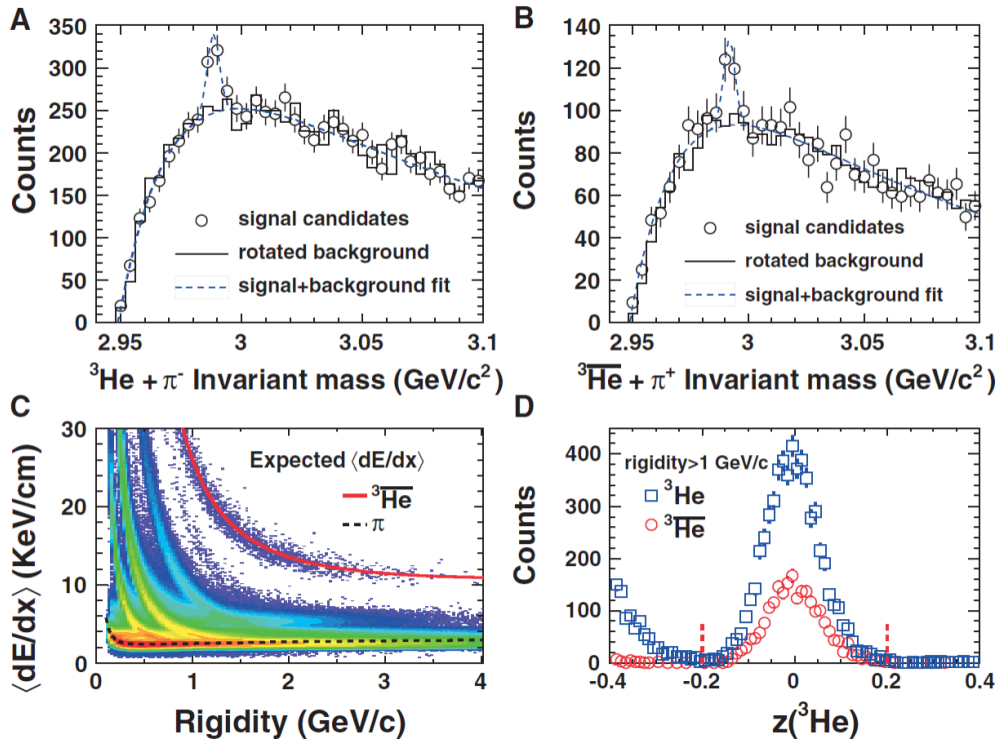


图 1-9 (A)(B) 分图: (反) 氦-3 核 +  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) 介子的不变质量分布; 圆圈表示候选信号的分布, 黑色折线表示背景, 蓝色虚线表示使用高斯分布作为信号, 双指数函数作为背景的拟合结果。(C) 分图: 带电粒子的平均能损相对于磁钢度 (动量/电荷数) 的分布。反氦-3 和  $\pi$  的理论能损用红色实线和黑色虚线标记。(D) 分图: 定义  $Z = \ln(\langle dE/dx \rangle / \langle dE/dx \rangle_B)$ , 其中  $\langle dE/dx \rangle_B$  为理论能损, 这个分图展示了氦-3 和反氦-3 的  $Z({}^3\text{He})$  分布, 使用  $|Z({}^3\text{He})| < 0.2$  条件用以鉴别粒子<sup>[44]</sup>。

(超)核。由于聚合模型中核的产额与形成其的核子的密度成正比,所以每增加一个核子,其产额就下降一定量级。在金金质心系能量  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  碰撞实验中,每增加一个核子,轻核的产额下降为原来的  $1/300$ <sup>[61]</sup>。而 He-3 核与 He-4 核的能损曲线又比较接近,所以在 TOF 安装使用之前,STAR 实验很难仅仅通过能损将反  $\alpha$  粒子从 300 倍其数量的反氦-3 核的背景中区分出来。但是一旦有了 TOF,如图1-10所示,就很容易依靠质量区分两者。

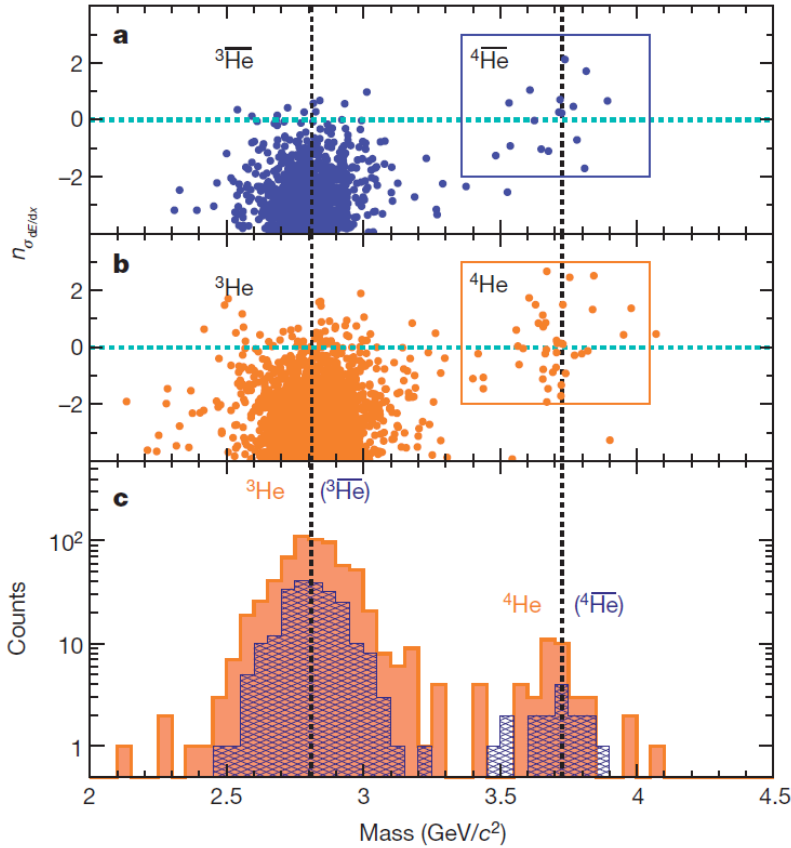


图 1-10 横坐标为所测量到的质量,(a)(b)(c)分图的纵坐标分别为偏离  ${}^4\overline{\text{He}}$  理论能损的标准差,偏离  ${}^4\text{He}$  理论能损的标准差,候选粒子的计数。橙色代表正电荷粒子的信号,蓝色代表负电荷粒子的信号。 ${}^3\text{He}$  ( ${}^3\overline{\text{He}}$ ) 和  ${}^4\text{He}$  ( ${}^4\overline{\text{He}}$ ) 的质量分别为  $2.81\text{GeV}/c^2$  和  $3.73\text{GeV}/c^2$ ,用纵向虚线表示。方框标记了  ${}^4\text{He}$  ( ${}^4\overline{\text{He}}$ ) 的信号选择区域:  $-2 < n_{\sigma_{dE/dx}} < 3$ 、 $3.35\text{GeV}/c^2 < \text{质量} < 4.04\text{GeV}/c^2$ 。(c)分图为(a)(b)分图的计数在  $-2 < n_{\sigma_{dE/dx}} < 3$  的范围内对质量坐标轴的投影<sup>[61]</sup>。

## 1.5 论文物理意义

标准模型认为正反物质的性质对称<sup>[62-67]</sup>,但我们的世界是由物质构成的而非反物质。能够让我们判断地球之外是否有反物质天体的重要依据是粒子与反

粒子碰撞时的湮灭现象。湮灭的过程中大量释放  $\pi$  介子, 其中  $\pi^0$  介子很快衰变程一对光子, 这使光子谱有鲜明的特征, 这是我们实际地寻找宇宙中反物质地重要依据。目前来看天文观测发现遥远的宇宙也是正物质构成星系的, 没有发现反物质构成的天体。即没有证据认为由于大爆炸初期的物质分布涨落, 导致正反物质解耦而非湮灭。宇宙射线中目前也只观测反质子<sup>[68]</sup>, 而还未观测到反氦核以及更重的反物质核。什么原因导致我们的宇宙是由物质而非反物质构成的, 这依旧是个悬而未决的问题。在由粒子气体构成地宇宙早期, 在温度高于夸克和轻子的静质量情况下, 正反夸克和轻子都必定大量存在, 问题是在于最初他们是否等量。理论家们认为大自然不会偏袒, 他们应该等量, 这样的模型叫做 BSU(Baryon-Symmetric Universe)。当 BSU 温度下降到一定程度时, 正反重子将对湮灭, 重子数密度大量下降, 直到密度足够低, 它们失去了继续湮灭的可能, 即粒子退偶造成的冻结。理论估计, 重子冻结发生再宇宙温度  $T = 22\text{MeV}$  时。但是这样的宇宙重子数密度极小, 比后来形成原子核所需要的密度低了 9 个数量级, 这个理论模型无论如何也演化不成现实宇宙。为了避免湮灭带来的重子数过少的问题, 质能假设再湮灭前正反重子已经不等量, 即 BAU(Baryon-Asymmetric Universe)。假设其中正重子数略多, 反重子完全被湮灭消失后, 所多出来的正重子数正好符合后来合成原子核的要求, 理论计算, 正反重子的只需要不对称度  $A \approx 3 \times 10^{-8}$  就可以实现。但是进一步问, 这亿分之三的差别是怎么来的? 科学家仍然愿意相信宇宙早期是 BSU, 那么它是如何演化成 BAU 的?

1967 年, 苏联物理学家 Sakharov 研究了宇宙从 BSU 演化成 BAU 的可能, 他指出若存在这中可能性, 必须具备三个条件:

- 1 存在破坏重子数守恒的相互作用;
- 2 正反重子在微观性质上存在差别;
- 3 宇宙对热平衡有偏离。

人们通过 CP 破坏现象对此问题有很多研究, 如  $\bar{K}^0 - K^0$  的混合成  $K_S$  和  $K_L$ , 由于 CP 破坏这个混合并不精确等于一半。但这样的差别仅仅只有千分之一的量级, 远不能解释物质而非反物质主导的世界。

要解决这个问题, 在实验上一个重要的思路是我们要发现更多的反物质并测量其性质, 与其对应的正物质粒子进行比较, 验证 CPT 对称性, 验证正反重子在微观性质上是否存在差别。在相对论重离子碰撞中, 系统迅速膨胀和冷却, 使一些反物质与物质分离。这使得重离子碰撞成为创造和研究反物质核或超核的有效工具<sup>[69-75]</sup>。在发现反氦-4 核十几年之后, 我们在相对论重离子碰撞中又发现了  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , 这无疑使我们对反物质的观测更进一步, 并允许我们进一步验证 CPT 对称性。

## 1.6 论文结构

本论文中，我们将报告在 RHIC-STAR 实验首次观测到反奇异超核  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ，这是迄今为止人类发现的最重的反物质原子核，也是最重的反物质超核。

第一章简要介绍了进行分析所需要的物理背景。简单介绍了量子色动力学的基本理论与 QCD 相结构，相对论重离子碰撞的一般过程，超子与超核，反物质原子核发现的历史以及其物理意义。

第二章简单介绍了产生所使用数据的实验装置，即相对论重离子对撞机 RHIC 以及 STAR 探测器系统。

第三章详细介绍了实验数据集的选择，粒子鉴别，重建算法，显著度计算等最终得到  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  以及其他超核的信号的过程。

第四章主要说明了重建粒子的各种效率修正，以便后面讨论寿命分析和粒子产额比的分析。

第五章主要讨论超核寿命的测量和 CPT 对称性的实验验证。

第六章主要讨论超核和轻核之间产额比值的测量和以及超核和轻核的产生机制。

第七章为本文的结论和展望。

## 第二章 实验装置

### 2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)

相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)<sup>[76]</sup> 位于美国纽约长岛的布鲁克海文国家实验室 (BNL), 它于 1983 年提出初步构想, 当时它被作为核科学领域长远计划的一部分, 1991 年开始建造, 并于 2000 年开始运行产生实验数据。它可以将金原子加速到  $3.85\text{-}100\text{GeV}/u$  的能量, 或将极化质子加速到  $250\text{GeV}$  的能量。如图 2-1 所示, RHIC 的束流由交变梯度同步加速器 (AGS) 注入, 其周长 3834 米, 是一座六边形的交叉双存储环加速器。两个存储环相交于 6 个对撞点, 在其中 4 个交叉点上建有探测器 STAR、PHENIX、PHOBOS 和 BRAHMS。RHIC 的主要物理目标是通过核核碰撞, 研究核物质在高温高能量密度下的性质和相结构, 或通过极化质子对撞研究质子的自旋结构。

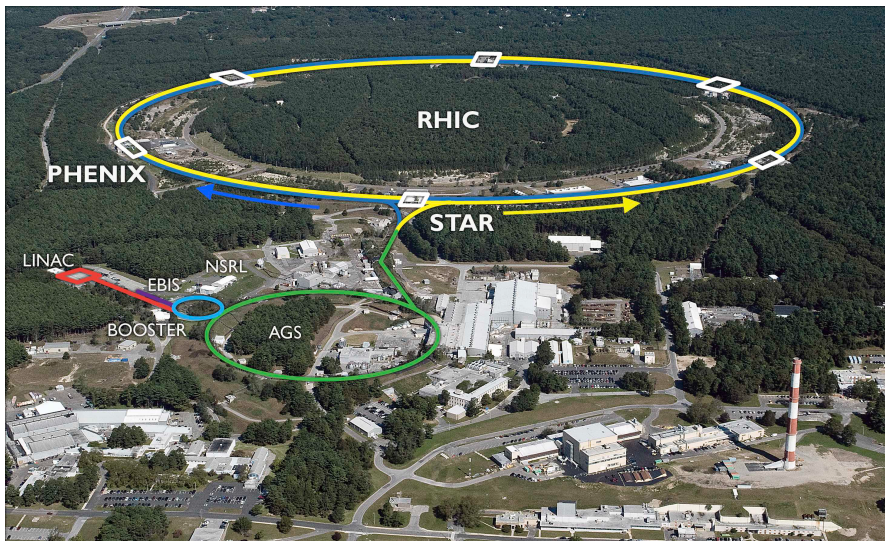


图 2-1 相对论粒子对撞机俯视照片, 黄色和蓝色线条标注了 RHIC 的两个储存环, 白色方块标记了 6 个碰撞点, 其中位于 6 点钟方向碰撞点建有 STAR 探测器系统。AGS 使用绿色线条标注<sup>[26]</sup>。

### 2.2 螺线管径迹探测器 (STAR)

在 RHIC 实验装置上, STAR 和 sPHENIX 是目前仍在运行的两个探测器系统<sup>[77]</sup>。sPHENIX 是由 PHENIX 升级而来, 于 2023 年投入运行。而 STAR 探测器系统则经历了多次升级, 自建成以来一直持续产生数据, 计划持续运行至 2025



年。STAR 探测器的主要目标是研究相对论重离子对撞实验中可能产生的夸克胶子等离子体 (QGP)。这一目标决定了 STAR 的形态设计：它呈圆柱形，外部由生成磁场的螺线管构成，内部均匀磁场最大值为 0.5T。在重离子对撞实验中，碰撞事件发生在圆柱体轴线附近，使得 STAR 具有覆盖中心快度区域的较大接受度。

STAR 探测器系统主要有：时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC) [78]，在对撞实验中，可以重建赝快度范围为  $|\eta| < 1.0$  的带电粒子的径迹，用以计算粒子能量损失和动量；飞行时间探测器 (Time of Flight, TOF) [79]，由覆盖在 TPC 的 120 个多间隙电阻板室构成，可测量赝快度范围为  $|\eta| < 0.9$  的带电粒子从反应顶点到 TOF 的飞行时间，并与 TPC 的径迹匹配用以计算粒子的质量；顶点位置探测器 (Vertex Position Detector, VPD) 用以测量反应顶点的位置，并且结合零度角量能器 (Zero-degree Calorimeters) 常常用来做探测器的触发系统 (Trigger System)；基于塑料闪烁体和光纤的束流计数器 (Beam Beam Counter, BBC) 和事件平面探测器 (Event Plane Detector)，2018 年前为多个六边形结构的 BBC，2018 年后升级为带有不同扇区的轮盘结构的 EPD，EPD 可测量赝快度范围  $2.1 < |\eta| < 5.1$  的粒子沉积的能量，用以测量非对心碰撞事件的事件平面；等等。本课题主要使用 TPC 和 TOF 探测器进行粒子重建，下文将对这两个探测器进行更详细的介绍。

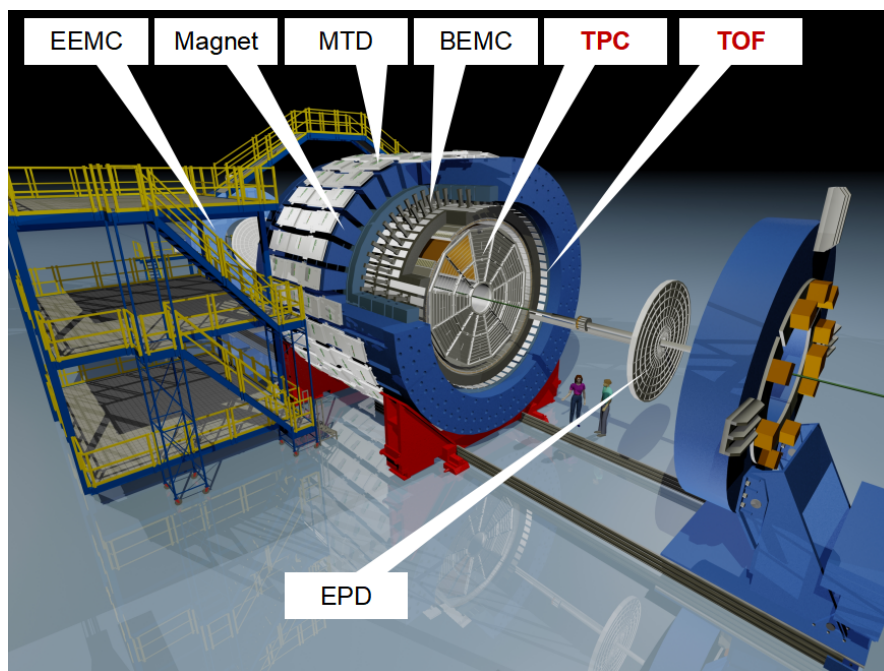


图 2-2 STAR 探测器系统的透视图。其核心探测器是时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC) 和飞行时间探测器 (Time of Flight, TOF)。

### 2.2.1 时间投影室 (TPC)

在 RHIC 的重离子对撞实验中, 例如金-金对撞实验, 对撞能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV/u}$ 。在两个金原子的中心碰撞情况下, 一次事件可能会产生近千个末态粒子, 这些粒子可能与探测器中的材料相互作用, 或者发生衰变产生更多的粒子。同时测量如此多的重建粒子对探测器提出了严峻的挑战, 而 STAR 探测器系统的核心 TPC 正是为此而设计。

TPC 是 STAR 的核心子系统<sup>[78]</sup>, 是一个长 4m, 内径 50cm, 外径 200cm 的空心圆柱体。其工作气体为 90% 的氩气和 10% 的甲烷 (P10 气体), 中间设置带有负高电压的薄膜, 并且表面装有同心圆柱体场笼, 可以形成从中间到两边的均匀电场, 电场强度为 135V/cm。当带电粒子穿过 TPC 内部时, 会电离穿过区域内的气体。这些被电离的电子在匀强电场的作用下, 沿着电场方向漂移到 TPC 的端盖上, 端盖分为 12 个扇区, 45 层 (2018 年升级前为 45 层, 升级后为 70 层), 总共有 136608 个读出板 (pad)。当飘移电子击中读出板产生点火信号时, 就可以记录下其 x-y 位置。此外, TPC 设有激光系统, 可测量飘移电子的飘移速度。通过结合 pad 测量的点火时间, 可以得到粒子径迹的 z 坐标位置。将一系列飘移电子点火位置和时间记录下来, 就可以重建出粒子穿过 TPC 气体的螺旋线径迹。由于磁场强度已知, 可以计算出重建粒子的动量。通过测量点火信号的强弱, 可以测量粒子穿过工作气体的能损。借助带电粒子在气体中的能损曲线 (Bethe-Bloch 公式), 可以鉴别不同类型的粒子。随着粒子横动量的增加, 螺旋线径迹的半径增大, TPC 的动量分辨率会随之下降。且高动量时不同类型粒子能损接近, 这使 TPC 的粒子鉴别能力降低。

### 2.2.2 飞行事件探测器 (TOF)

由于在高动量情况下 TPC 的粒子鉴别能力有限, 因此 TPC 外部装有飞行时间探测器 (TOF), 它能够通过测量粒子的飞行时间来确定其质量 (严格来说是质荷比的平方), 从而完成粒子的鉴别。TOF 采用了多间隙电阻板室 (Multi-Gap Resistive Plate Chamber) 技术。TOF 由 120 个托盘 (tray) 组成, 每个托盘长 240cm, 宽 21.3cm, 高 8.5cm, 包含 23 个模块, 每个模块有 6 个单元。每个单元由两块电极板和它们之间的 6 层玻璃板组成, 玻璃板之间充满了 220 微米厚的气体, 气体的成分是 95% 的  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$  和 5% 的异丁烷。玻璃板上镀有导电碳膜, 当粒子穿过气体时, 会引发雪崩效应, 从而使电极产生电信号。

在实际使用中, pVPD (赝顶点探测器) 给出初始时刻, TOF 测量出粒子的飞行时间  $t$ , TPC 重建出粒子的径迹并给出径迹长度  $L$  和动量比电荷  $p/Q$ , 则可

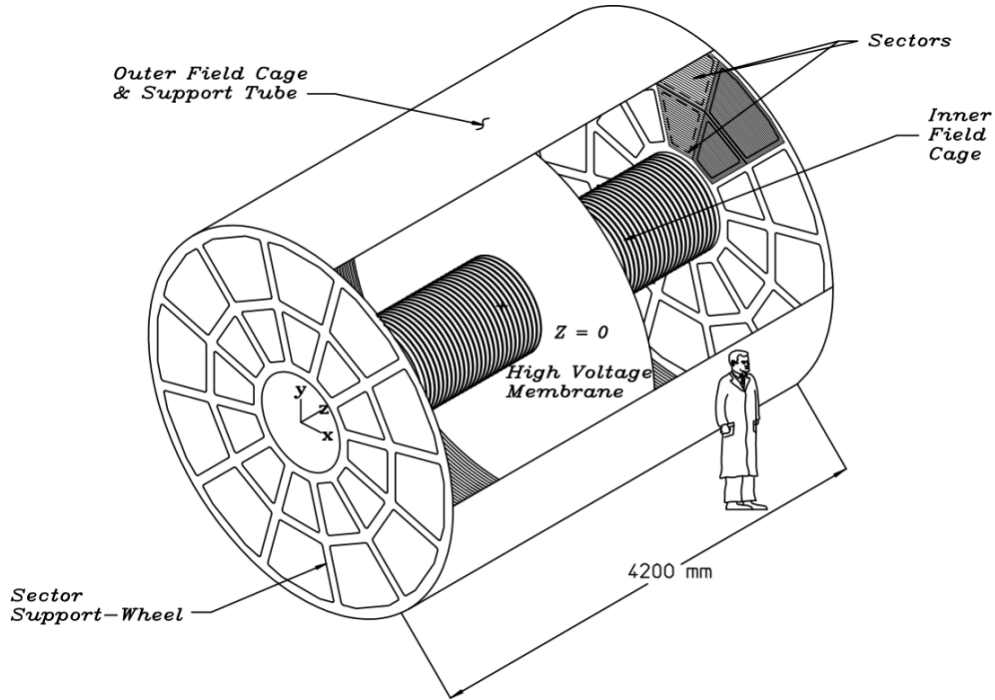


图 2-3 STAR-TPC 的结构示意图。整体成圆柱形，长 4.2m，外径 2.0m，外部有场笼和支撑材料构成，内部被一个带高电压的薄膜分割成两个漂移室，漂移室内充有 90% 氩气和 10% 甲烷，带电粒子穿过漂移室而产生的漂移电子会漂移到两侧端盖上产生信号。

计算粒子的质量比电荷的平方

$$\beta = \frac{L}{ct} \quad (2-1)$$

$$\frac{m^2}{Q^2} = \frac{p^2}{Q^2} \left( \frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (2-2)$$

TOF 的性能优异，时间分辨率可达 80ps。值得一提的是，STAR 的 TOF 是我国的合作者于 2006 年开始研制，2009 年投入使用。其优异的性能立即帮助 STAR 合作组于 2011 年发现了反氦-4 核，这是本文所讨论的  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  发现之前，最重的反物质原子核。

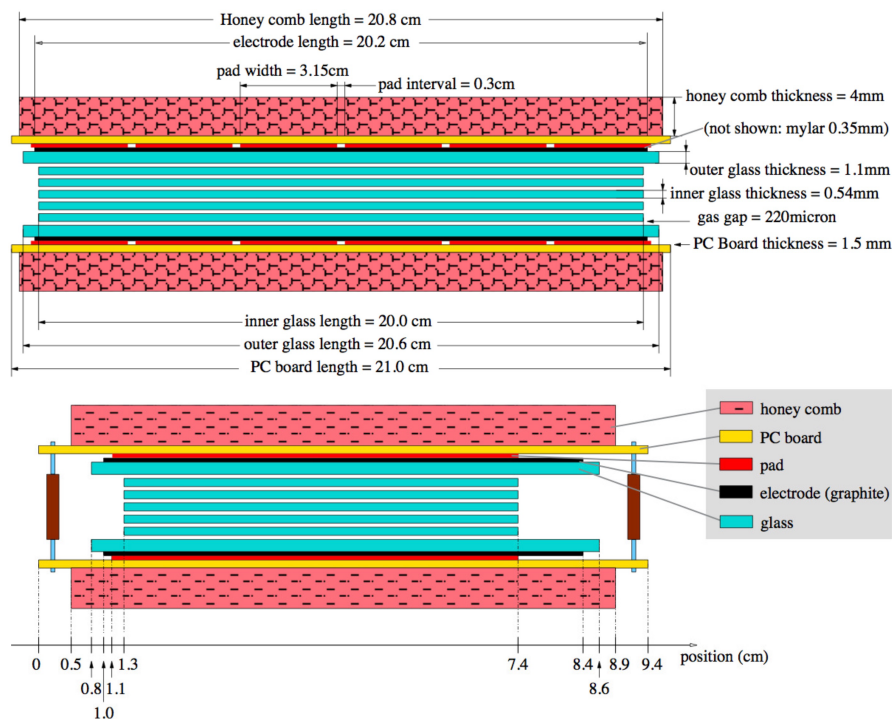


图 2-4 STAR 的 TOF 的每个模块的结构示意图。

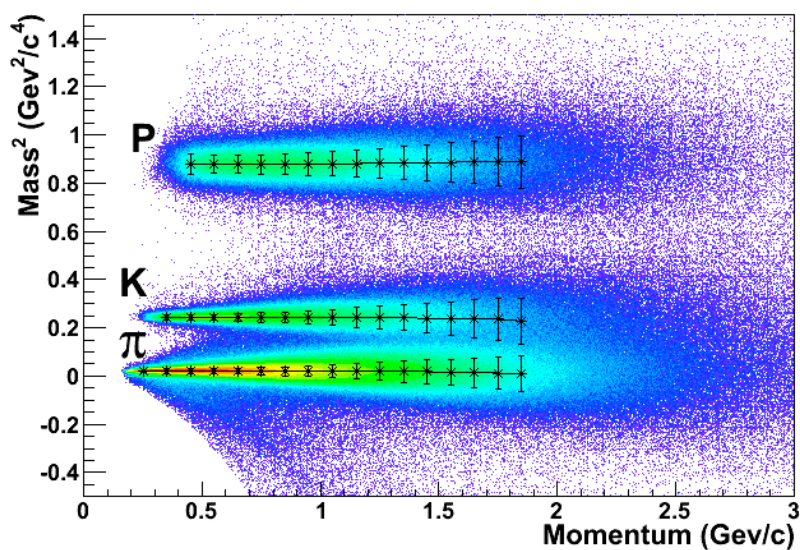


图 2-5 使用 STAR-TOF 所测量到的质量平方分布，图中可以看出清晰的  $\pi^+$ 、 $K^+$  和质子的信号。数据来自于 2008 年的 p+p 对撞实验，质心系能量 200GeV。

## 第三章 数据采集和粒子鉴别与重建

### 3.1 数据集

本课题所使用的相对论重离子碰撞的实验数据包括质心系能量  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  的金金 ( $Au + Au$ ) 碰撞、同量异位素 (Isobar) 钌钌 ( $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ ) 碰撞和锆锆 ( $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ ) 碰撞, 以及质心系能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 193\text{GeV}$  铀铀 ( $U + U$ ) 碰撞。大部分数据采用了最小偏移触发 (minimum bias triggers, MB trigger) 模式收集数据, 我们也添加了一些额外的触发模式用以增加统计。实验数据和触发的选择详细信息见表3-1。

在 2014 年和 2016 年, STAR 也采集了大量质心系能量  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  的金金 ( $Au + Au$ ) 碰撞实验数据。在合作组内部, 常常会被问及为什么不使用这部分数据。当时的 STAR 探测器系统安装有子探测器系统: 重味夸克探测器 (Heavy Flavor Tracker, HFT), 它主要由 4 层半径不同的圆筒形硅像素或硅微条探测器组成, 具有很好的径迹空间分辨率 (约  $20\mu\text{m}$ ), 主要用于研究重味夸克, 其优秀的径迹空间分辨率可用于重建短寿命粒子。实际上, 我们曾尝试在这些数据中寻找  $^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ , 但未获得任何结果。最终证明原因有两个:

- (1) 尽管 HFT 的径迹空间分辨率远优于 TPC, 但它对低动量的  $\pi$  介子的探测效率较低, 而超核衰变产生的  $\pi$  介子通常具有较低动量。
- (2) 即使我们忽略 HFT 提供的信息, 仅使用 TPC 的信息, 这部分数据仍然不适合。原因在于, 尽管 HFT 体积小、结构紧凑, 但作为固体探测器和其支撑结构对反物质核 ( $^3\bar{\text{He}}$  和  $^4\bar{\text{He}}$ ) 的有效湮灭长度远大于气体探测器 TPC 的有效湮灭长度, 而且 HFT 位于 TPC 内径的内部, 这种探测器设计导致反物质核很容易在进入 TPC 之前发生散射。这对稀有事件中产生  $^4\bar{\text{He}}$  的探测非常不利。

触发 (trigger) 是指当发生粒子碰撞事件时, 根据各探测器的响应来触发收集该事件的实验数据的过程。通常, 一个事件数据被一个或多个触发模式收集。这些用于触发的探测器通常是快速响应的, 例如反应顶点位置探测器 VPD、零度角量能器 ZDC 等。而慢响应的探测器, 如 TPC, 需要一定时间进行气体漂移则无法用于触发。根据我们感兴趣的物理过程, 我们选择相应的触发条件, 以增加捕捉携带该物理反应的碰撞事件的概率。例如, 高阶触发模式 (High Level Trigger, HLT) 可能更倾向于选择具有末态粒子电荷数大于等于 2 的事件, 如果我们想研

Collision system	Year	Production Tag	Library Version	Trigger	Events ( $\times 10^6$ )
AuAu@200GeV	2010	P10ik	SL14g	<b>VPD-MB</b> , CENTRAL, HLT, NPE	660
AuAu@200GeV	2011	P11id	SL19c	<b>VPD-ZDC-MB</b> , <b>VPD-ZDC-MB-PROTECTED</b> , HLT-HEAVY-FRAGMENT, NPE	680
UU@193GeV	2012	P12id	SL12d	<b>VPD-ZDC-MB</b> , <b>VPD-ZDC-MB-PROTECTED</b> , CENTRAL, HLT-HEAVY-FRAGMENT, HADRONIC ,MTD, MTD2hits, TOF-Mult, NPE	660
ZrZr and RuRu@200GeV	2018	P20ic	DEV	DIMUON, <b>VPD-MB-30</b> , <b>VPD-MB-30-HLT</b>	4600

表 3-1 用以重建超核所使用的数据集，其中属于最小偏移的触发模式类别用黑体标注了其标签 (trigger label)。

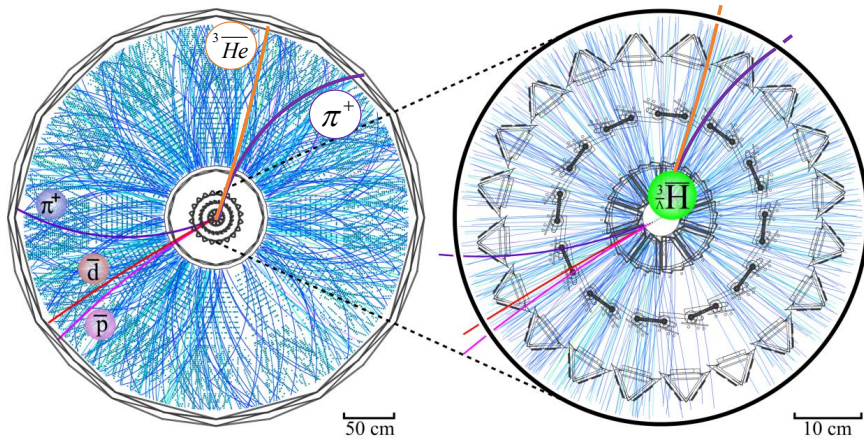


图 3-1 一个  ${}^4_{\Lambda}\bar{H}$  发生两体或三体衰变，经过 HFT 和 TPC 的示意图。当反物质原子核穿过内部的 HFT 探测器时，容易与其中的探测器材料发生反应，导致其探测效率降低<sup>[70]</sup>。

究  $\alpha$  粒子相关的问题，那么使用 HLT 触发就会更容易找到末态粒子中含有  $\alpha$  的事件。

几乎所有的触发模式都存在偏移，所谓“偏移”是指由于事件选择的倾向性导致最终物理结果偏离正确值。例如，使用 NPE 触发可能会使测量到的反轻核的产额高估。几乎所有的触发模式都会存在偏移，即使是最小偏移触发，在最边缘的碰撞中(中心度为 80%-100%)，由于末态粒子径迹数量较少(粒子多重性较低)，其触发效率也会下降，即事件触发向较为中心的碰撞事件偏移。然而，通常情况下最小偏移触发模式的偏移很小，因此它仍然是最常用的触发模式之一。

在本课题中，为了获得更多的统计，使用的触发模式较多，但是为了不使物理结果产生偏移，在粒子产额比值的测量中，我们仅仅使用 MB 触发模式。

下面是一些用到的触发模式的简要介绍：

- 1) HLT(High Level Trigger) 高阶触发，会选择那些较重的，电荷数较大的碎片，例如  ${}^4He$  核。
- 2) NPE(None Photonic Electron) 即非光子电子触发，它会给塔式电磁量能器设置一些阈值(在  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$  的空间立体角内，横向能量沉积  $E_T > 2.6, 3.5$  or  $4.2 GeV$ )。因为反物质原子核更容易在电磁量能器中湮灭产生较大的能量沉积，显然这个触发模式对含有反物质原子核的事件触发效率更高。
- 3) Hardronic trigger, 强子触发，倾向于选择能在电磁量能器触发出信号的事件，这个触发模式会向高横动量事件的偏移。

- 4) VPD and ZDC trigger, 顶点位置探测器 (vertex position detector, VPD) 测量从反应顶点处发出的  $\pi^0$  和  $\gamma$  到达 East/West 端的时间差, 从而计算顶点位置的 Z 坐标。零度角量能器 (The ZDC detector) 测量前向接受度的沉积的能量. 这两个探测器结合 TOF 通常作为最小偏移触发模式的基础。
- 5) Central trigger, 中心触发, 这个触发模式来自于桶装飞行时间探测器 (barrel TOF) 的响应, 这个探测器更容易触发带电粒子多重数较高的事件。

## 3.2 事件的选择

相对论重离子碰撞事件的反应顶点位置 (Primary Vertex, PV) 通常由一组坐标 ( $V_x, V_y, V_z$ ) 描述。在 TPC 中径迹重建完成后可确定 PV 的坐标, VPD 探测器也可以获得  $V_z$  的坐标值。为了使探测器获得较为合理的接受范围, 本课题要求所选取的事件  $|V_z| < 40\text{cm}$ ; 为了尽可能排除束流打在管壁上所产生的其他碰撞, 本课题选择  $V_R = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} < 2\text{cm}$ 。

## 3.3 径迹选择和粒子重建

### 3.3.1 径迹品质选择

在 2019 年, STAR-TPC 探测器升级之前, TPC 有 45 层读出板 (TPC pad), 即每条径迹最多可由 45 个 hit 点重建而来。STAR 合作组一般使用  $nHits$  来表示一条 TPC 中的径迹实际上是由多少个 hit 点重建而来, 通常要求其足够多; 使用  $nHitsPoss$  表示如果探测器完美的响应这条径迹, 那么这条径迹会留下多少个击中点, 通常要求  $nHits/nHitsPoss$  大于一半, 以避免一条完整的径迹被劈裂成两条。对于那些横动量  $p_T$  很低的粒子, 由于它在磁场中偏转半径非常小, 而不会飞入 TPC 探测器之中, 所以会加一个低动量的截断以减少 TPC 内径迹重建的失误。在本课题中, 我们所要求的  $\pi$  介子和氦核的径迹品质有如下要求

- (1)  $nHits > 20$
- (2)  $nHits/nHitsPoss > 0.52$
- (3)  $\pi^\pm$  的横动量  $p_T > 0.1\text{GeV}/c$
- (4)  ${}^3/4\text{He}$  的横动量  $p_T > 0.2\text{GeV}/c$

### 3.3.2 粒子鉴别

TPC 能给出带电粒子的在 TPC 中飞行的平均能量损失  $\langle dE/dx \rangle$  和动量与电荷数之比 ( $p/Z$ ) 即磁刚度。图 3-3 A 展示了粒子平均能损与粒子动量比电荷  $p/Z$



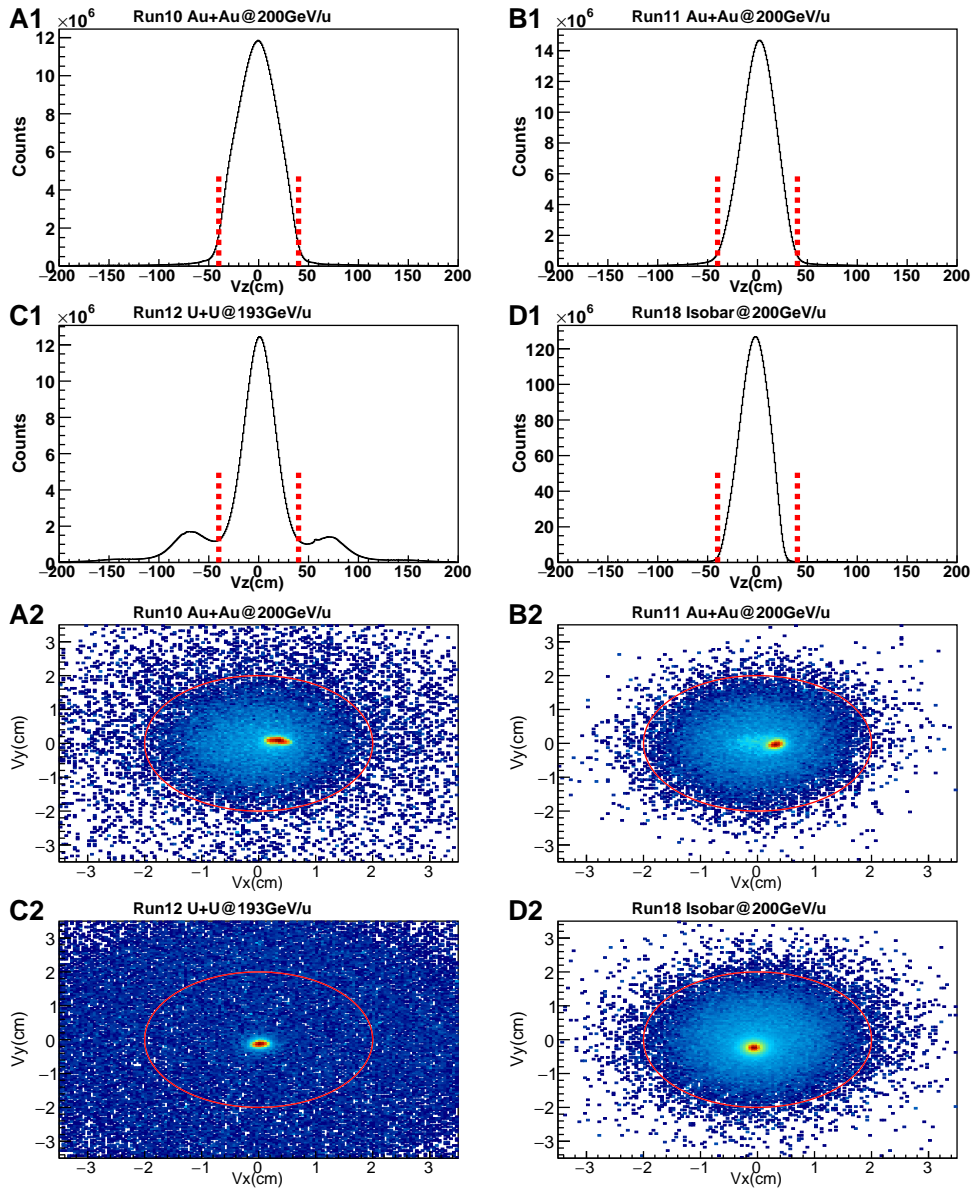


图 3-2 四个数据集中对撞顶点  $z$  方向位置  $V_z$  的分布和  $x$ 、 $y$  方向顶点位置  $V_x$ 、 $V_y$  的二维分布。A1、A2 和 B1、B2 分图分别为采集于 2010 年和 2011 年质心系能 200GeV/u 金金实验数据，C1、C2 分图为采集于 2012 年质心系能量 193GeV/u 的铀铀对撞实验数据，D1、D2 分图混合了采集于 2018 年质心系能量 200GeV/u 的钨钨对撞和锆锆对撞的实验数据。红色线标记了我们所分析数据的范围。

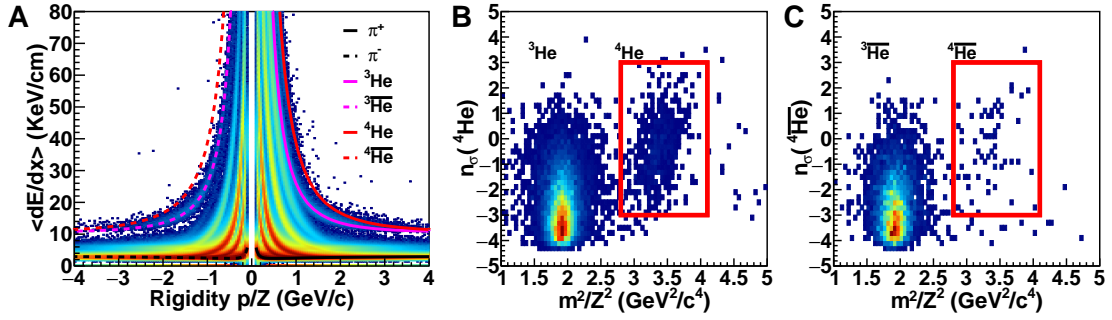


图 3-3 图 (A) TPC 中测量到的粒子平均能损  $\langle dE/dx \rangle$  相对于磁钢度的分布；不同颜色的线条标记了  $\pi^+$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  以及它们对应的反粒子的理论能损曲线。图 (B)(C) 分别是  $n_{\sigma}({}^4\text{He})$  和  $n_{\sigma}({}^4\bar{\text{He}})$  相对于 TOF 测量到的质荷比平方的分布， ${}^4\text{He}$  和  ${}^4\bar{\text{He}}$  的信号区间用红色的方框标记出来。

的二维分布关系，实线和虚线分别表示带正、负电荷粒子基于 Bichsel 函数的理论能损曲线。这里定义一个变量  $n_{\sigma}$  用来鉴别粒子的种类

$$Z = \ln \frac{(dE/dx)_{\text{experiment}}}{(dE/dx)_{\text{Bichsel}}} \quad (3-1)$$

$$n_{\sigma} = \frac{Z}{\delta_{dE/dx}}, \quad (3-2)$$

$(dE/dx)_{\text{experiment}}$  和  $(dE/dx)_{\text{Bichsel}}$  分别是测量的能损值和理论的期望值<sup>[80]</sup>,  $\delta_{dE/dx}$  是  $dE/dx$  的测量相对误差。

飞行时间谱仪 (TOF) 能测量粒子的飞行时间，结合 TPC 所测量得到的径迹长度  $L$  和动量  $p$ ，可以得到粒子的飞行速度  $\beta$  和质量平方比电荷数平方  $M^2/Q^2$ 。

定义好相关变量后，就可以给出粒子鉴别条件：

- (1)  $\pi^{\pm}$ :  $|n_{\sigma}(\pi)| < 3$ ;
- (2)  ${}^3\text{He}$ :  $|n_{\sigma}({}^3\text{He})| < 3$ , 如 TOF 的信号与 TPC 径迹匹配成功, 则要求  $1 < M^2/Q^2 < 3 \text{ (GeV}/c^2)^2$ ;
- (3)  ${}^4\text{He}$ :  $|n_{\sigma}({}^4\text{He})| < 3$ , 如  $|n_{\sigma}({}^3\text{He})| < 3.5$ , 则要求  $2.8 < M^2/Q^2 < 4.1 \text{ (GeV}/c^2)^2$ .

这里  ${}^3\text{He}$  的鉴别条件是，径迹有 TOF 探测器信息时才对  $M^2/Q^2$  作限制，没有 TOF 探测器信息时就仅使用能损信息，这样可以在略微增加鉴别纯度的同时，又避免因 TOF 探测器效率而引入的效率修正。如图 3-3 (A) 所示， ${}^3\text{He}$  和  ${}^4\text{He}$  在高动量能损较为接近，对  ${}^4\text{He}$  鉴别时，在为了压低  ${}^3\text{He}$  的污染，增加了 TOF 探测器的使用，当然这也引入了额外的修正，这会在之后的章节讨论。

### 3.3.3 卡曼滤波算法简介与 KF Particle 软件包

卡曼滤波（Karman Filter）算法是一种高效的自回归滤波算法，它能在存在诸多不确定性情况的组合信息中更好的预测动态系统的状态，比单一信息给出的预测更为精确。卡曼滤波广泛应用于导航、航空航天弹道预测、自动控制等领域。而后人们又将其应用高能物理与核物理领域中粒子探测器中反应顶点的重建、粒子径迹重建、短寿命粒子的重建等等<sup>[81-83]</sup>。下面我们用一个简单的例子介绍卡曼滤波的基本原理。设这样一个系统，有一物体在空间（为叙述简单起见，设为一维空间）中随着时间变化不断运动。这个物体在  $k-1$  时刻的状态用状态矢量  $\mathbf{x}_{k-1}$  表达

$$\mathbf{x}_{k-1} = (x_{k-1}, v_{k-1}) \quad (3-3)$$

其中  $x_{k-1}$  是物体在  $k-1$  时刻的位置， $v_{k-1}$  是物体在  $k-1$  时刻的速度。但是在实际情况中，状态矢量应该是一组随机变量，因为它可以受到各种各样的未知的因素的影响，例如轮子打滑，路面不平整等等。在卡曼滤波中，我们认为这些因素的影响使状态矢量的随机变量服从高斯分布，即位置  $x$  和速度  $v$  都满足尤其对应的均值  $\mu$  和衡量其误差的方差  $\sigma^2$ 。由于运动学的基本原理，位置  $x$  的误差和速度  $v$  的误差还可能存在相关性，所以在  $k-1$  时刻，系统状态的误差可以用协方差矩阵去描述

$$\text{Cov}(\mathbf{x}_{k-1}) = \mathbf{C}_{k-1} = \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & C_{xv} \\ C_{vx} & \sigma_v^2 \end{bmatrix} \quad (3-4)$$

另外系统有一个传感器，可测量任意时刻  $k$  的物体的位置  $x_k$  和速度  $v_k$ 。我们当然可以只依赖传感器得到的测量结果从而获得任意时刻的物体的状态，但是问题在于探测器也是有测量精度的。那么就可以结合物体的运动规律与物体前一时刻物体的状态，以得到更精确的结果。这正是卡曼滤波所要解决的问题。根据运动学定律我们可知道，在  $\delta t$  时间间隔后， $k$  时刻的位置  $x_k$  和速度  $v_k$  为

$$x_k = x_{k-1} + v_{k-1} \delta t \quad (3-5)$$

$$v_k = v_{k-1} \quad (3-6)$$

若这个系统受到外因影响，譬如我们可以控制这个物体运动的加速度  $a$ ，则上述方程可写为

$$x_k = x_{k-1} + v_{k-1} \delta t + \frac{1}{2} a \delta t^2 \quad (3-7)$$

$$v_k = v_{k-1} + a \delta t \quad (3-8)$$

写成矩阵形式就是

$$\mathbf{x}_k = F_k \mathbf{x}_{k-1} + B_k \vec{u}_k \quad (3-9)$$

其中

$$\mathbf{F}_k = \begin{bmatrix} 1 & \delta t \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3-10)$$

$$\mathbf{B}_k = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & a \end{bmatrix} \quad (3-11)$$

$$\vec{u}_k = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \delta t^2 \\ \delta t \end{bmatrix} \quad (3-12)$$

$\mathbf{F}_k$  称为动力学矩阵,  $\mathbf{B}_k$  称为控制矩阵,  $\vec{u}_k$  称为控制向量。Cov( $\mathbf{x}$ ) =  $\mathbf{C}$ , 有协方差矩阵运算规则  $Cov(\mathbf{F}\mathbf{x}) = \mathbf{F}\mathbf{C}\mathbf{F}^T$ 。则在  $k$  时刻, 描述物体的状态向量的不确定性的协方差矩阵为

$$\mathbf{C}_k = F_k \mathbf{C}_{k-1} F_k^T + Q_k \quad (3-13)$$

其中  $Q$  为因控制产生的不确定性。另一方面, 在  $k$  时刻, 传感器探测到的物体的状态矢量为  $z_k$ , 我们也认为它是为高斯分布的一组随机变量, 其因为传感器的精度导致的协方差矩阵为  $\mathbf{R}_k$ 。现在我们得到了在  $k$  时刻物体的状态矢量的两个二维高斯分布, 一个是动力学预测的分布, 另一个是传感器的测量值。两个分布重叠的地方我们有理由认为, 它比只有一个分布覆盖的地方有更高的概率是物体实际的真实位置。最简单的办法是将两个二维高斯分布相乘, 容易证明, 相乘后得到的任然是高斯分布, 其均值和协方差写成矢量或者矩阵的形式是

$$\vec{\mu}' = \vec{\mu}_{k-1} + \mathbf{K}(\vec{\mu}_k - \vec{\mu}_{k-1}) \quad (3-14)$$

$$\mathbf{C}'_k = \mathbf{C}_{k-1} - \mathbf{K}\mathbf{C}_{k-1} \quad (3-15)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{C}_{k-1} - \mathbf{K}(\mathbf{C}_{k-1} + \mathbf{R}_k)^{-1} \quad (3-16)$$

其中  $\mathbf{K}$  称为卡曼增益。我们可以把  $k$  时刻的最佳估值  $\vec{\mu}'$ , 和更小的方差  $\mathbf{C}'_k$  作为基础预测下一时刻  $k+1$  的状态, 再用  $k+1$  时刻的传感器测量修正预测。如此反复“预测”和“修正预测”就完成了卡曼滤波算法。

KF(Kalman Filter) Particle Finder package 是基于卡曼滤波算法来重建包括  $\Lambda$  和超核等长寿命粒子的软件包。粒子的状态由 7 个变来描述, 分别是 3 个空间坐标  $(x, y, z)$ , 以及粒子四动量  $(p_x, p_y, p_z, E)$ , 即粒子的状态矢量

$$\mathbf{r} = (x, y, z, p_x, p_y, p_z, E) \quad (3-17)$$

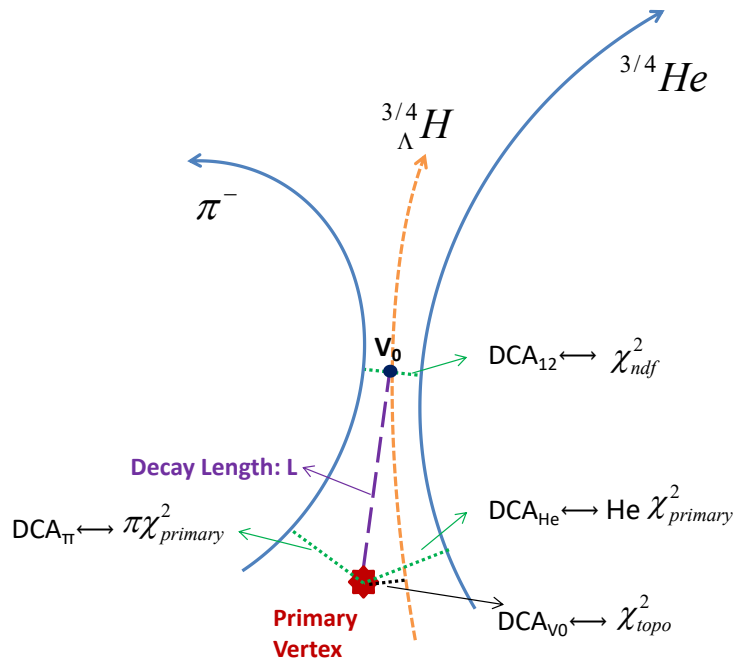


图 3-4 一个超核发生两体衰变在 K-F particle 软件包中所给出的拓扑变量和其对应的几何关系。衰变长度  $L$ : 碰撞顶点到衰变顶点的距离;  $L/dL$ : 衰变长度与其误差之比;  $\chi^2_{topo}$ : 与重建的母粒子径迹与碰撞顶点之间的最短距离  $DCA_{V_0}$  有关, 图中用黑色虚线表示;  $\chi^2_{NDF}$ : 与两子粒子径迹之间的最短距离有关, 图中用子粒子径迹之间的绿色虚线表示;  $\chi^2_{primary}$ : 与子粒子到碰撞顶点之间的最短距离  $DCA$  有关, 图中用子粒子到碰撞顶点之间的绿色虚线表示。

以及其误差的协方差矩阵

$$\mathbf{C} = \langle \mathbf{r} \mathbf{r}^T \rangle = \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & C_{xy} & C_{xz} & C_{xp_x} & C_{xp_y} & C_{xp_z} & C_{xE} \\ C_{yx} & \sigma_y^2 & C_{yz} & C_{yp_x} & C_{yp_y} & C_{yp_z} & C_{yE} \\ C_{zx} & C_{zy} & \sigma_z^2 & C_{zp_x} & C_{zp_y} & C_{zp_z} & C_{zE} \\ C_{p_x x} & C_{p_x y} & C_{p_x z} & \sigma_{p_x}^2 & C_{p_x p_y} & C_{p_x p_z} & C_{p_x E} \\ C_{p_y x} & C_{p_y y} & C_{p_y z} & C_{p_y p_x} & \sigma_{p_y}^2 & C_{p_y p_z} & C_{p_y E} \\ C_{p_z x} & C_{p_z y} & C_{p_z z} & C_{p_z p_x} & C_{p_z p_y} & \sigma_{p_z}^2 & C_{p_z E} \\ C_{Ex} & C_{Ey} & C_{Ez} & C_{Ep_x} & C_{Ep_y} & C_{Ep_z} & \sigma_E^2 \end{bmatrix} \quad (3-18)$$

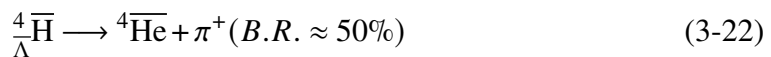
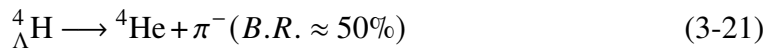
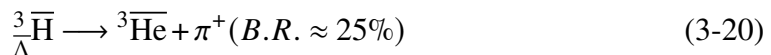
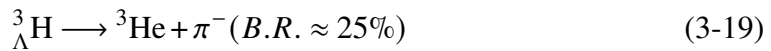
KF Partile 会给我们提供一系列的拓扑变量用以描述重建粒子的状态。这些变量与用螺旋线方法重建的拓扑变量有相似的作用，但是不同之处在于通常会被其误差归一。对于一个  ${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$  衰变来说，有拓扑变量如下

- 1  $L$ ，衰变长度，即反应顶点到衰变顶点的距离；
- 2  $L/dL$ ，衰变长度与其误差之比；
- 3  $\chi_{topo}^2$ ，描述了所重建的母粒子直接来自于反应顶点而非其他粒子衰变而来的似然函数值，与螺旋线方法的拓扑变量  $V_0DCA$  相关，即母粒子径迹到反应顶点的最短距离；
- 4  $\chi_{NDF}^2$ ，描述了所重建粒子的子粒子来自于同意个衰变顶点的似然函数值，与螺旋线方法的拓扑变量  $V_01to2$  相关，即两个子粒子径迹之间的最短距离；
- 5  $\chi_{primary}^2$ ，描述了所重建粒子的子粒子来自于反应顶点的似然函数值，与螺旋线方法的拓扑变量  $DCA$  相关，即子粒子与反应顶点之间的最短距离。

相比于传统的螺旋线方法，卡曼滤波算法利用“预测”的方法将相邻的空间或者时间上的物理量联系起来，且更充分利用了探测器系统的测量误差。经验表明，在重建衰变粒子这类问题中，这种算法能大大减小偶然符合本底。

### 3.3.4 （反）超核的重建

我们通过两体衰变道重建（反）超核：



这里超核两体衰变分支比在不同的测量中都有较大误差,在超核产额的测量中,为了方便不同结果的比较,我们取衰变分支比与之前的测量<sup>[44,46,71,84]</sup>所用的一致,为 25% 和 50%。

信号和本底的拓扑变量分布不同,拓扑变量取适当的区间后,可以使信噪比变大,这种选取叫做拓扑截断。为了获得较多的信号、更好的信噪比与显著度,重建中使用的拓扑变量的截断见表 3-2。

表 3-2 重建超核时所用选择的拓扑变量截断。

Particles	$\chi_{topo}^2$	$\chi_{NDF}^2$	$\pi \chi_{primary}^2$	He $\chi_{primary}^2$	$L(\text{cm})$	$L/dL$	He DCA
${}^3_{\Lambda}\text{H}, {}^4_{\Lambda}\text{H}$	< 2	< 5	> 10	< 2000	> 3.5	> 3.4	< 1cm
${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}, {}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$	< 3	< 5	> 10	< 2000	> 3.5	> 3.4	–

尽管我们的研究主要目标是探测  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ,但是不能直接调节上述截断而提高  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  信号。这是因为由于统计量稀少,可能会在人为调节中选择高估信号,因此之后的产额测量也会被高估。因此,我们选择优化  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的信号来确定适当的拓扑截断,并将这一截断方案应用于所有粒子。由于  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  具有足够的统计量,因此由人为选择拓扑截断导致的信号高估很小。我们所研究的 4 种粒子的衰变动力学行为都是相似的:一个超核衰变为一个较重的氦核和一个较轻的  $\pi$  介子。因此,对于  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  有较好的信号的截断方案,对其他三种粒子也应该有效。

在重离子碰撞中,由于末态粒子的多重性较高,末态粒子的能量也较高。经常发生的一种情况是,末态粒子与探测器材料中的原子核发生核敲出反应 (knock-out),产生的反应物通常是正的质子和轻核。这样的 knock-out 粒子飞入探测器中,有时会对我们所研究的对象贡献本底。这些 knock-out 粒子通常的横动量  $p_T$  不超过 2GeV, 有较大的 DCA, 并且其 DCA 分布明显区别于从重离子碰撞中生成的质子和轻核。为了抑制 knock-out 的氦 3 核和氦 4 核对  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的贡献本底,我们缩小了  $\chi_{topo}^2$  的截断范围,并且增加了氦核的 DCA 最大值截断。由于氦核比  $\pi$  介子重得多,因此衰变导致的 DCA 分布的变宽幅度应远小于 knock-out 粒子的 DCA。另外,我们对正负氦核的  $\chi_{primary}^2$  都设置了最大截断值 2000,以排除一些距离反应顶点太远的氦核径迹,这些径迹可能是由于堆叠事件等因素造成的。

### 3.4 不变质量谱的本底

不变质量谱的本底主要来自于所选定的子粒子之间的偶然符合,而非来自于所研究的母粒子的衰变。确定这样的本底形状常用的方法是旋转子粒子本底法和混合事件法。在本工作中,我们使用了旋转子粒子本底法。具体来说,在一条

氦核的径迹与一条  $\pi$  介子配对重建超核之前，先将氦核的径迹在  $\phi$  方向上旋转一个范围为 30 度到 330 度之间的随机角度，这样就可以破坏信号的子粒子之间的关联。由于旋转的角度是随机的，因此这个步骤可以重复多次，从而获得更多本底的统计量，进而确定更精确的本底形状。在本次分析中，我们重复了 50 次。

所得到的旋转本底需要一个缩放比例因子，用以匹配真实信号不变质量谱中的本底。本底缩放比例因子的计算方法如下：

$$f = \frac{N_{side}}{N_{bkg}} \quad (3-23)$$

其中  $f$  是缩放比例因子， $N_{side}$  是信号不变质量谱直方图中信号区域以外区域的积分值， $N_{bkg}$  是旋转本底谱在同样区域内的积分值。如图 3-6 中蓝色线所画的直方图所示，旋转本底谱被因子  $f$  缩放后才是我们确定的本底。所谓“信号区域 (signal range)”和“信号区域以外 (side band range)”的范围列在了表 3-3：

表 3-3 信号区间和用以计算缩放因子的信号外区间。

Particle	signal range (GeV)	side band range (GeV)
${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$	2.987~2.997	2.941~2.987 and 2.997~3.101
${}^4_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$	3.919~3.925	3.859~3.919 and 3.925~4.019

然而，旋转本底并不能无限制地重复多次。对于一对氦核和  $\pi$  介子的径迹而言，在将氦核的  $\phi$  角随机旋转多次后，重建母粒子并施加拓扑截断后，观察到通过拓扑截断的组合中，所旋转的氦核的  $\phi$  角度总是倾向于落入特定的几个有限且狭窄的角度区间范围内，其不变质量非常接近。换句话说，同一事件中同一对组合内的重复旋转会导致本底谱中计数之间的相关性增加，从而使本底涨落增大。如果一个计数为  $N$  的 bin 仅考虑统计误差  $f\sqrt{N}$ ，那么每个 bin 的误差将被低估。在这种情况下，我们可以使用 BootStrap 方法来估计本底的误差。

### 3.5 显著度的计算

在高能核物理领域，人们常用  $N_{Sig}/\sqrt{N_{Sig}+N_{Bg}}$  或者  $N_{Sig}/\sqrt{N_{Bg}}$  来计算显著度，但这样的计算方法不总是成立，尤其是在本底数较少的时候。

一般地，信号统计显著度是一种假设检验，在备择假设（同时存在本底和信号的假设）的基础下，检验不变质量谱中的信号纯粹来自于原假设（只有本底没有信号的假设）分布统计涨落的概率为多少，一般使用信号偏离标准 Gaussian 分布的宽度的倍数衡量。这需要计算渐进公式中<sup>[85]</sup>，原假设和备择假设的似然函数之比，

$$Z = \sqrt{Q} = -2\ln\left(\frac{L_B}{L_{S+B}}\right) \quad (3-24)$$



$Q$  是一个假设检验的统计量。 $L_B$  和  $L_{S+B}$  分别是原假设和备择假设的极大似然函数。精确计算这个似然函数之比一般比较复杂，但特别地，在计数实验中计数满足 Poisson 分布，当我们已经知道信号数  $N_{Sig}$  和本底数  $N_{Bg}$ ，本底数误差可以被忽略时，将 Poisson 分布的似然函数带入上式可得一个简单的形式

$$Z_{count} = \sqrt{2 \left[ (N_{Sig} + N_{Bg}) \ln \left( 1 + \frac{N_{Sig}}{N_{Bg}} \right) - N_{Sig} \right]} \quad (3-25)$$

将上式中的对数部分按  $N_{Sig}/N_{Bg}$  展开，可得到

$$Z = \frac{N_{Sig}}{\sqrt{N_{Bg}}} \left[ 1 + o(N_{Sig}/N_{Bg}) \right] \quad (3-26)$$

注意，当  $N_{Sig} \ll N_{Bg}$  时，保留第一项，即我们常用的显著度计算公式  $Z = N_{Sig}/\sqrt{N_{Bg}}$ ，图3-5显示了不同算法计算显著度的区别。

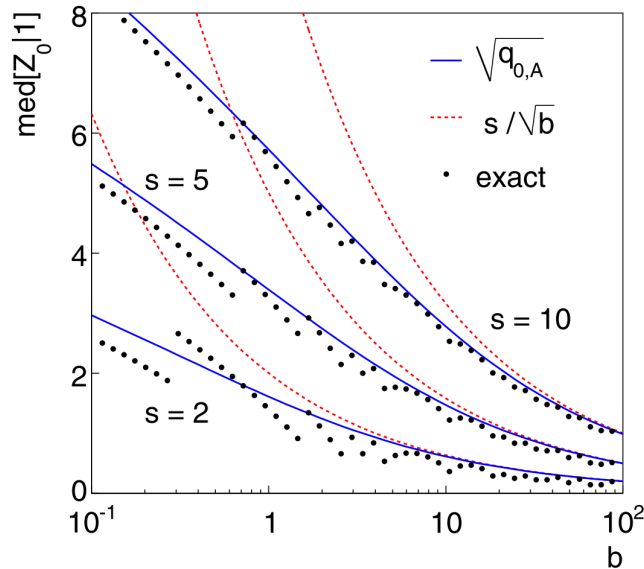


图 3-5 横坐标为本底数  $b$ ，纵坐标为显著度的中值，黑色点为真实的显著度，蓝色线为渐进公式所计算的结果，红色虚线为公式  $s/\sqrt{b}$  计算的显著度结果。分别画出了信号数  $s = 2, 5, 10$  的情况。可以看到，渐进公式给出显著度是较为精确的，而  $s/\sqrt{b}$  在小本底时会明显偏离精确值<sup>[85]</sup>。

如图3-6所示， $N_{Sig} \ll N_{Bg}$  并不成立，因此我们仍然需要使用式3-25计算显著度  $Z_{count}$ 。此外，考虑到探测器的分辨率，信号的形状假设为高斯分布，即备择假设为本底加高斯形状的信号。在这种情况下，我们可以使用 CernRoot 软件中的 `RooStats()::AsymptoticCalculator()` 来计算的信号显著度  $Z_{shape}$ 。从图3-6中可以看出，对于  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ，两种方法计算的显著度差别不大，但是对于  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ， $Z_{shape}$  要稍高一些。这是因为从信号的角度来看， ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  有足够的统计量使我们可以分辨出信号形状为高斯分布，这更符合备择假设。而对于  $Z_{count}$ ，则只关

心符合泊松统计的计数，而不考虑信号形状，这在高统计量的情况下可能会丢失一些信息。

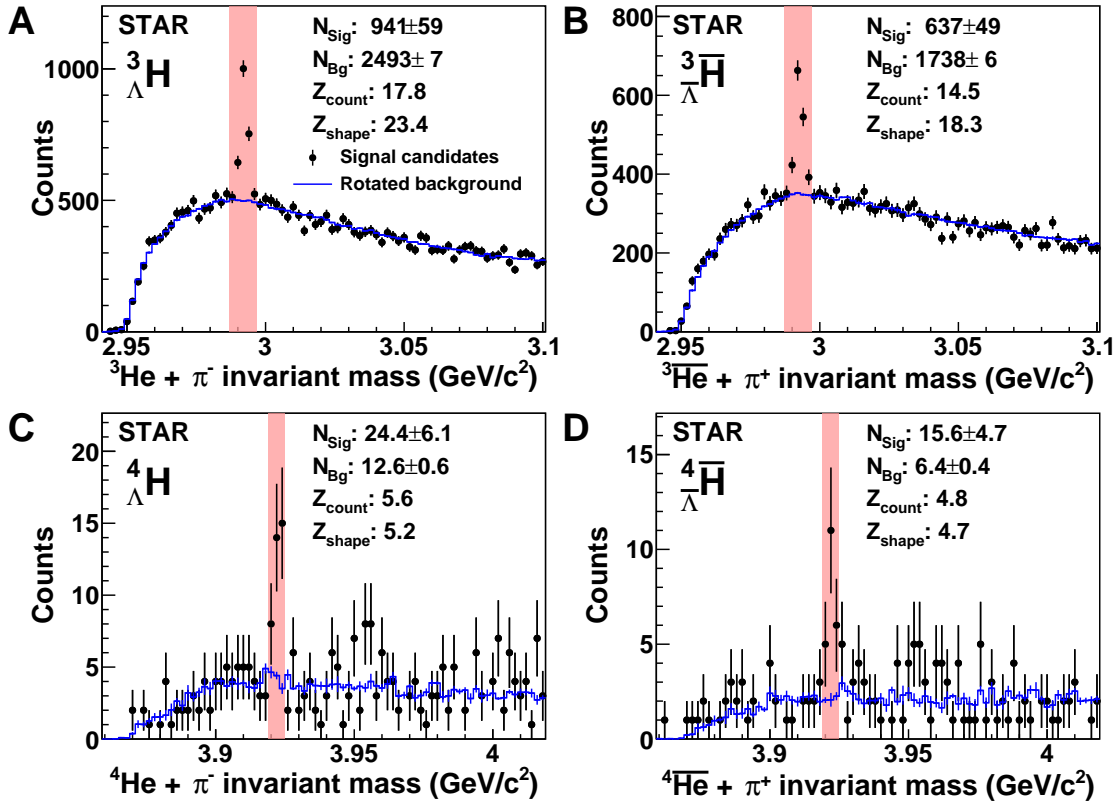


图 3-6  ${}^3\text{He} + \pi^-$  (A),  ${}^3\bar{\text{He}} + \pi^+$  (B),  ${}^4\text{He} + \pi^-$  (C) 和  ${}^4\bar{\text{He}} + \pi^+$  (D) 的不变质量分布。红色阴影区间标记了用来计算信号数  $N_{\text{Sig}}$  和本底数  $N_{\text{Bg}}$  的区间。使用两种方法计算的显著度  $Z_{\text{count}}$  和  $Z_{\text{shape}}$  列在了每张图上。

如图 3-6 所示，最终获得了  $941 \pm 59$  个  ${}^3\Lambda\text{H}$  信号， $637 \pm 49$  个  ${}^3\bar{\Lambda}\text{H}$  信号， $24.4 \pm 6.1$  个  ${}^4\Lambda\text{H}$  信号和  $15.6 \pm 4.7$  个  ${}^4\bar{\Lambda}\text{H}$  信号。 ${}^3\bar{\Lambda}\text{H}$  的信号显著度为 4.7，这意味着这个信号来自于本底的统计涨落的概率仅约为  $10^{-6}$ 。一般来说，要标志新粒子的发现，显著度应大于 5。但由于  ${}^4\bar{\Lambda}\text{H}$  的存在是可以被预期，目前未发现任何粒子与其对应反粒子的质量不同，所以事先知道其质量大小，因此 4.7 已足够表明其存在性。此外，在这个分析中，我们使用相同的数据和方法，在对应的反粒子的不变质量谱的相同位置观察到了  $Z_{\text{count}} = 5.6$  的  ${}^4\Lambda\text{H}$  信号，这足以证明我们发现的是  ${}^4\bar{\Lambda}\text{H}$  而非统计涨落或其他效应。

## 第四章 信号的效率与修正

### 4.1 嵌入数据、TPC 径迹和衰变顶点重建效率

我们所得到的原始信号都受限于一范围内的探测器接收效率，因此在提取物理结果时，对探测器的各种效应和效率进行修正是至关重要的。在 STAR 合作组中，采用嵌入数据 (embedding data) 的方法来获取探测器效率。该方法将蒙特卡罗方法生成的粒子输入到 GEANT3<sup>[86]</sup> 软件中，考虑到 STAR 探测器的几何形状和材料<sup>[87]</sup>，模拟粒子穿过各个探测器的物理过程和读出电子器件的响应。然后将最终的模拟数据嵌入到真实事件的数据中，这些数据事件抽样于整个数据集，以很好地表示分析中使用的整个数据集的特征。嵌入数据经过标记与真实数据一起重建径迹，一起使用相同的方法重建衰变前的母粒子，使用相同的径迹品质选择条件和重建拓扑变量截断。最后再将这些嵌入数据单独拿出来，计算重建的嵌入数据 (反) 超核数与输入的嵌入数据 (反) 超核数之比，从而得到重建效率。在本次分析中，我们使用蒙特卡罗方法生成的超核在  $0\text{GeV}/c < p_T < 8\text{GeV}/c$  和  $-1.0 < \eta < 1.0$  的相空间内均匀分布。由于 TPC 的径迹测量效率与一次事件所产生的带电粒子多重数  $dN_{ch}/d\eta$  相关，为了确保效率的准确性，我们仅在每次事件中嵌入  $dN_{ch}/d\eta$  的 5% 的模拟粒子数据。由于每年的探测器运行状态不同，因此我们对四年的数据集的效率进行了分别计算。

我们还需要验证嵌入数据的有效性，即这些模拟数据是否能够准确地反映衰变动力学特征和探测器响应。为了进行验证，我们比较嵌入数据的动力学量和几何拓扑变量与真实数据之间的差异。在模拟产生嵌入数据时，数据在  $p_T - \eta$  相空间内均匀地产生，即横动量在  $0\text{GeV}/c < p_T < 8\text{GeV}/c$  范围内，赝快度在  $-1.0 < \eta < 1.0$  内均匀分布。由于不同  $p_T$  和  $\eta$  的径迹具有不同的特征，为了公平比较，我们需要按照真实数据的分布对嵌入数据的  $p_T - \eta$  相空间进行加权。在  $p_T$  方向上，我们使用图 6-3 中各种粒子的  $p_T$  谱进行加权；在  $\eta$  方向上，我们认为均匀分布是足够接近真实情况的。最后，我们还需要对四年数据的数据量进行加权，使得不同年份的嵌入数据按照真实年份的数据量比例进行混合。图 4-1 展示了拓扑变量  $L$ 、 $L/dL$ 、 $\chi_{ndf}^2$ 、 $\chi_{topo}^2$ 、氦-3DCA、氦-3 $\chi_{prim}^2$ 、 $\pi$  介子的 DCA、 $\pi$  介子的  $\chi_{prim}^2$  比较，图 4-2 展示了横动量分布、速度分布的比较，可以看出，嵌入数据能够较好地反映真实数据的特征。

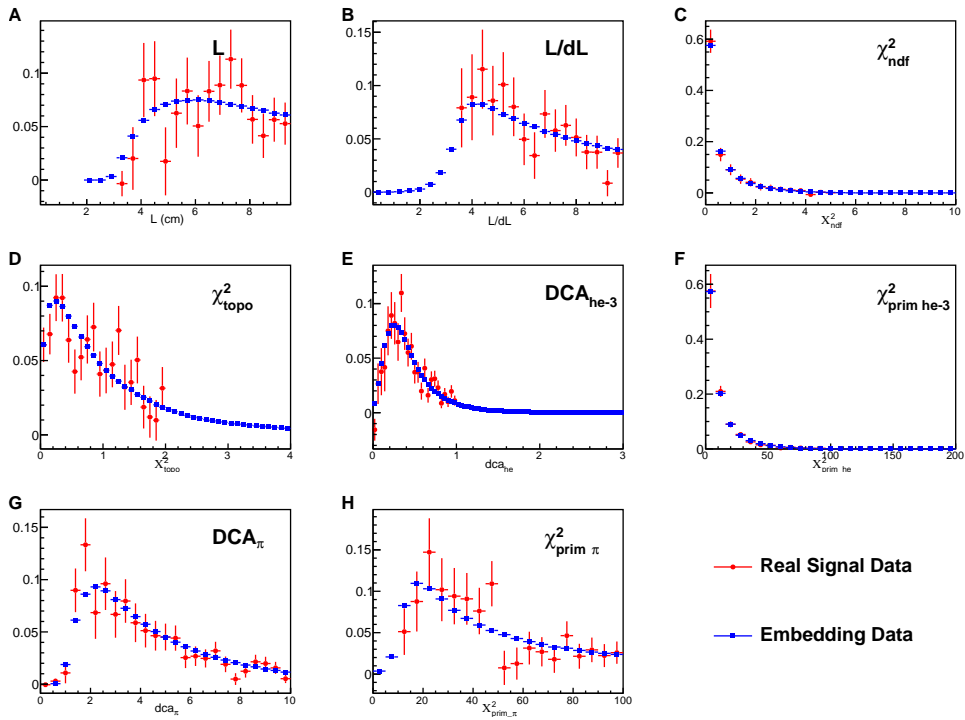


图 4-1 A-H 分图分别表示了重建  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  的拓扑变量  $L$ 、 $L/dL$ 、 $\chi^2_{ndf}$ 、 $\chi^2_{topo}$ 、氦-3DCA、氦-3 $\chi^2_{prim}$ 、 $\pi$  介子的  $DCA$ 、 $\pi$  介子的  $\chi^2_{prim}$  的嵌入数据分布与真实信号数据分布的比较。

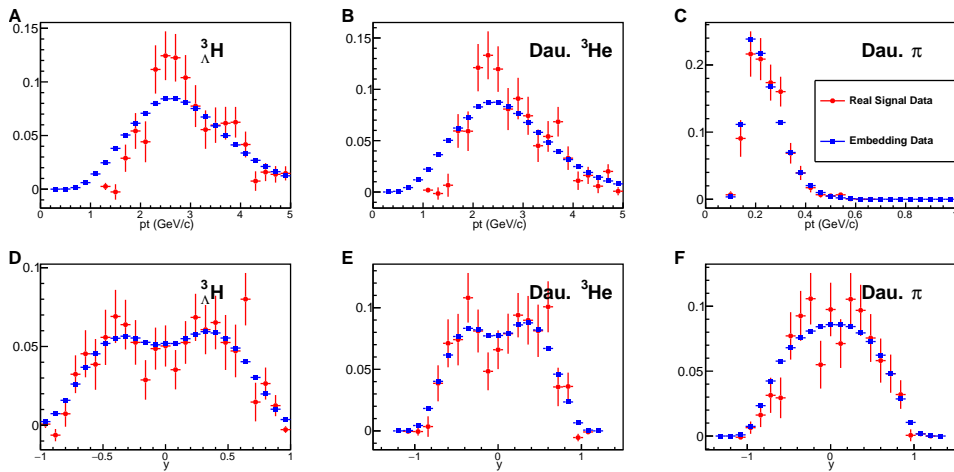


图 4-2  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  以及其子粒子，模拟嵌入数据与真实数据的横动量分布（分图 A-C）、快度分布（分图 D-F）的比较。

## 4.2 嵌入数据的超核寿命修正

在生成超核的嵌入数据时，超核的寿命是一个至关重要的输入参数，这个寿命被设置为 263 ps，即自由  $\Lambda$  粒子的寿命。然而，实际情况是，如图5-4中超核寿命的各种测量所示，由于存在 Y-N 相互作用，超核的寿命应该略小于自由  $\Lambda$  粒子的寿命。若忽略这一点，会导致衰变时间普遍高估，进而使模拟数据失真。为了解决这个问题，可以沿着粒子衰变的固有时间（静止系时间） $L/\beta\gamma$  对每个粒子进行加权。加权值可计算为

$$W_{lifetime} = \frac{263ps}{\tau} e^{(L/\beta\gamma) \times C \times \left(\frac{1}{263ps} - \frac{1}{\tau}\right)} \quad (4-1)$$

其中  $C = 100/3$  是吸收了单位换算系数和光速  $c$  的常数。 $\tau$  是超核寿命测量结果，由于本分析自身的测量结果误差并不全部小于其他测量，这里取<sup>[84]</sup>的测量， ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的寿命取 222 ps， ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的寿命取 228 ps.

## 4.3 轻核的吸收修正

STAR 合作组使用 GEANT3 生成模拟的嵌入数据，然而在 GEANT3 中使用了质子、反质子与探测器材料的反应截面代替了轻核、反轻核的反应截面，这实际上低估了轻核和反轻核在探测器中的反应概率，从而高估了探测器的探测效率。在过去的一段时间里，合作组通常使用经验公式来估算“吸收修正”，但一个更可靠的方法是使用 GEANT4 来估算轻核和反轻核的吸收修正。然而，使用 GEANT4 重构 STAR 模拟软件的成本极高。实际上，我们只需要分别使用 GEANT3 和 GEANT4 来搭建简化的 STAR 探测器几何结构（如图4-3中列出的 STAR-TPC 场笼的材料），然后计算额外的吸收修正即可满足精度要求。在本次分析中，我们采用了合作组成员 Bill Llope 之前的计算结果作为吸收修正的参考<sup>[88]</sup>。

模拟结果表明，GEANT3 和 GEANT4 都能够描述探测器材料对质子和反质子的吸收，且两者结果一致。此外，GEANT3 所给出的探测器材料对轻核和反轻核的吸收效应相同，而 GEANT4 所给出的探测器材料对反轻核的吸收略大于对轻核的吸收，且都高于 GEANT3 的结果。考虑到轻核与探测器材料可能发生的吸收或湮灭过程，GEANT4 的结果显然更为合理。

经过计算，我们画出了吸收修正随动量变化的关系，如图4-4所示。在我们所测量产额的动量区间  $0.7 < p_T/M < 1.5$  内，这个修正会导致正氦核的效率下降约 3%，产额上升 3%；反氦核的效率下降约 5%，产额上升 5%。由于（反）氦核是（反）超核的两体衰变道的子粒子，因此（反）超核的效率也会受到相同效应的影响。

Table 2  
Material thickness for the inner (IFC) and outer (OFC) electrostatic field cages<sup>a</sup>

Structure	Material	Density (g/cm <sup>3</sup> )	X <sub>0</sub> (g/cm <sup>2</sup> )	Thickness (cm)	Thickness (%X <sub>0</sub> )
Insulating gas	N <sub>2</sub>	1.25e-03	37.99	40	0.13
TPC IFC	Al	2.700	24.01	0.004	0.04
TPC IFC	Kapton	1.420	40.30	0.015	0.05
TPC IFC	NOMEX	0.064	40	1.27	0.20
TPC IFC	Adhesive	1.20	40	0.08	0.23
IFC total (w/gas)					0.65
TPC gas	P10	1.56E-03	20.04	150.00	1.17
TPC OFC	Cu	8.96	12.86	0.013	0.91
TPC OFC	Kapton	1.420	40.30	0.015	0.05
TPC OFC	NOMEX	0.064	40	0.953	0.15
OFC	Adhesive	1.20	40	0.05	0.15
OFC total (w/gas)					2.43

<sup>a</sup> Adhesive is only an estimate.

图 4-3 STAR-TPC 的内部场笼 (IFC) 和外部场笼 (OFC) 的各材料的厚度。这将会被用在 GEANT4 模拟的几何中。

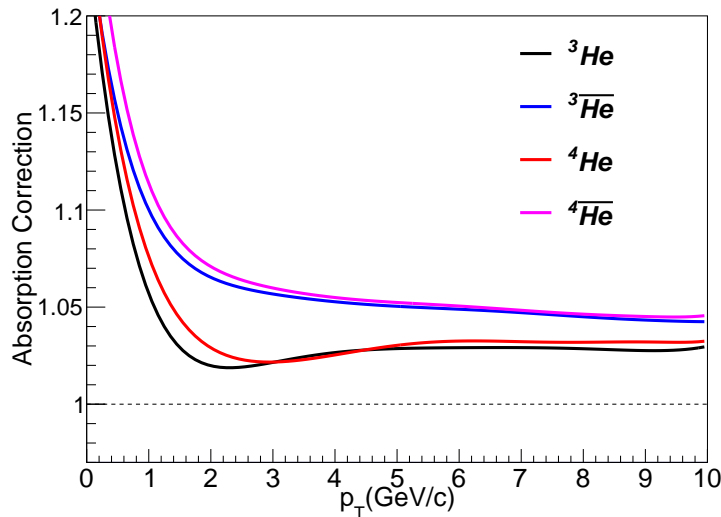


图 4-4 在 GEANT4 模拟计算得到的吸收修正的结果。纵坐标表示原有的嵌入数据所高估效率的比例。

## 4.4 粒子鉴别效率

让我们回顾一下上一章对  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的子粒子  ${}^4\text{He}$ 、 ${}^4\bar{\text{He}}$  以及  $\pi^{\pm}$  的粒子鉴别条件：对于  $\pi^{\pm}$  鉴别条件为： $|n_{\sigma}(\pi^{\pm})| < 3$ ；对于  ${}^4\text{He}$  鉴别条件为： $|n_{\sigma}({}^4\text{He})| < 3$ ，如果  $|n_{\sigma}({}^3\text{He})| < 3.5$ ，将会要求  $2.8 < M^2/Q^2 < 4.1$  ( $\text{GeV}/c^2$ )<sup>2</sup>； ${}^4\bar{\text{He}}$  与  ${}^4\text{He}$  鉴别条件相同。 $|n_{\sigma}({}^4\text{He})| < 3$  这个条件的粒子鉴别效率接近 100%，但是一旦使用了 TOF 探测器所提供的粒子质量信息，就要修正 TOF 的探测效率。这其中包含了两种不同的内容，一是 TOF 的信号匹配 TPC 径迹的效率  $\epsilon_{TOFMatched}$ ，二是使用  $2.8 < M^2/Q^2 < 4.1$  这一截断条件时，由于 TOF 的分辨率所带来的截断效率  $\epsilon_{TOFCut}$ 。

$$\epsilon_{PID} = 1 - \alpha + \alpha(\epsilon_{TOFMatched} * \epsilon_{TOFCut}) \quad (4-2)$$

其中  $\alpha$  是满足  $|n_{\sigma}({}^3\text{He})| < 3.5$  ( $|n_{\sigma}({}^3\bar{\text{He}})| < 3.5$ ) 这部分的  ${}^4\text{He}$  ( ${}^4\bar{\text{He}}$ ) 的径迹占总的  ${}^4\text{He}$  ( ${}^4\bar{\text{He}}$ ) 径迹数之比例。 $\alpha$  是  $p_T$  的函数，计算方法为，先同时使用 TOF 和 TPC 的条件得到一个较为干净的  ${}^4\text{He}$  数据样本，然后统计在  $|n_{\sigma}({}^3\text{He})| < 3.5$  条件之内的样本数量占比就可以得到  $\alpha$ ，如图4-5为  $1 - \alpha$  的计算结果。

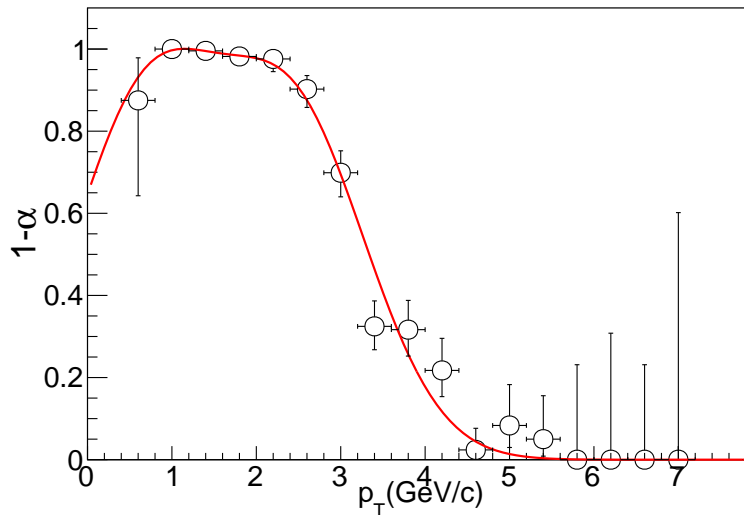


图 4-5  $1 - \alpha$  随着横动量  $p_T$  的变化关系，红色的线为一个二阶多项式乘高斯函数的拟合结果。

### 4.4.1 飞行时间探测器信号与 TPC 径迹匹配效率

带电粒子击中飞行时间探测器 (TOF) 所产生的信号在数据处理中并不总是能与 TPC 中重建的径迹一一对应的匹配起来。因此，在使用 TOF 进行粒子鉴别时，需要计算这个匹配效率  $\epsilon_{TOFMatched}$ 。

$\epsilon_{TOFMatched}$  的计算相对简单，只需要统计所研究的粒子从 TPC 飞出后是否有 TOF 信号，然后计算其比例即可。

$$\epsilon_{TOFMatched}(p_T) = \frac{|n_{\sigma}| < 3 \text{ and TOF matched}}{|n_{\sigma}| < 3} \quad (4-3)$$

对于  ${}^4\text{He}$  来说，条件  $|n_{\sigma^4\text{He}}| < 3$  会使样本有大量  ${}^3\text{He}$  信号污染。但考虑到我们计算的物理结果的横动量区间内， ${}^4\text{He}$  与  ${}^3\text{He}$  的  $\epsilon_{TOFMatched}$  很接近，所以上式仍然可靠。

#### 4.4.2 TOF 截断效率

在这个分析中，不仅仅是  ${}^4\text{H}$  和  ${}^4\bar{\text{H}}$  的子粒子  ${}^4\text{He}$  和  ${}^4\bar{\text{He}}$  部分地要求 TOF 信号截断  $2.8 < M^2/Q^2 < 4.1$ ，在  ${}^4\text{He}$  和  ${}^4\bar{\text{He}}$  的产额分析中也全部要求有  $2.8 < M^2/Q^2 < 4.1$ ，则必须算出这个截断的效率。一般来说， $M^2/Q^2$  的分辨率随着动量或横动量增大而增大，但是这个问题的困难之处在于我们没有足够的统计量去测量  $\frac{\delta m^2/Q^2}{m^2/Q^2}$  随着动量或者横动量的变化。

这里我们使用的方法是先测量  ${}^3\text{He} + {}^3\bar{\text{He}}$  的分辨率随着横动量的变化，在每一个横动量区间内使用 Student's-t 分布函数拟合，获得  $1\sigma$  宽度即为分辨率。

将这个变化的关系使用一个参数化的函数去拟合，拟合函数如下

$$\left(\frac{\delta m^2/Q^2}{m^2/Q^2}\right)^2 = 4 \left\{ \left(\frac{\delta p^{-1}}{p^{-1}}\right)^2 + \gamma^4 \left[ \left(\frac{\delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 \right] \right\}. \quad (4-4)$$

这个式子来自于探测器效率章节 TOF 的原理的公式推导而来，其中  $p$ ,  $t$  和  $L$  的分辨率都被视为拟合参数。我们认为这些拟合参数仅仅反映探测器的性质，对于不同的粒子都是相同的，所以只要将式中的质量参数换为  ${}^4\text{He}$  的质量，即可得到其分辨率。再结合  $2.8 < M^2/Q^2 < 4.1$  即可得到截断效率随着动量的变化。

## 4.5 超核和轻核的效率结果

超核的效率包括以下几个方面：首先是由嵌入数据本身计算出的重建母粒子的效率和子粒子径迹重建的效率；其次是由于 GEANT3 低估了轻核效率，导致嵌入数据中氦核子粒子重建径迹效率的高估，需要进行的“吸收修正”；最后是由粒子鉴别（PID）引起的效率变化，其中包括使用 TOF 所导致的 TOF 匹配效率和质量截断条件的效率。具体的计算结果如图4-7所示。

对于氦核的效率计算，主要包括两个方面：嵌入数据本身计算出的径迹重建效率；以及由于吸收修正所引起的效率变化。计算结果如图4-8所示。

在接受度内的末态带电粒子径迹数通常称为参考多重性（Reference Multiplicity），它反映了重离子碰撞的中心度（Centrality）。具体而言，参考多重性较



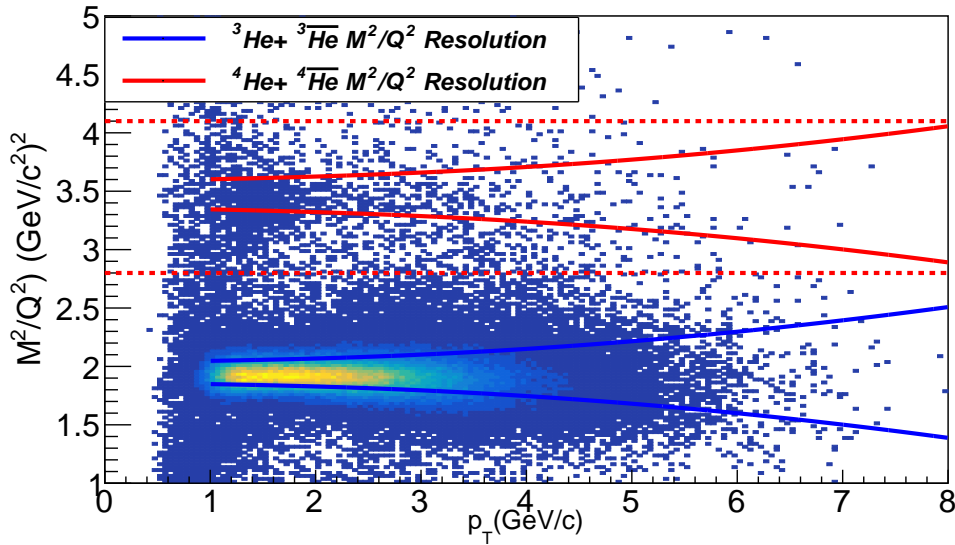


图 4-6 蓝色实线表示由拟合氦-3 的质荷比平方分布分辨率得到的质荷比平方分布  $\pm 1\sigma$  范围，红色实线表示氦-4 的质荷比平方分布的  $\pm 1\sigma$  范围，其函数参数与蓝色实线相同。红色虚线表示截断条件。只要计算出 Student's t-分布在红色虚线内的积分比例，就可以计算出 TOF 的截断效率。

大的事件代表了较接近对心的碰撞，而参考多重性较小的事件则代表了较为擦边的碰撞。虽然本次分析由于统计量限制未能测量产额随中心度的依赖性，但是效率却对参考多重性有轻微的依赖。随着参考多重性的增加，效率会逐渐下降，这一点可以从图4-7和图4-8中观察到。这种效率对参考多重性的依赖性是可以理解的：在 TPC 中，一次事件中重建的径迹越多，径迹合并（merge）或分裂（split）的概率就越大，从而导致了重建效率的下降。

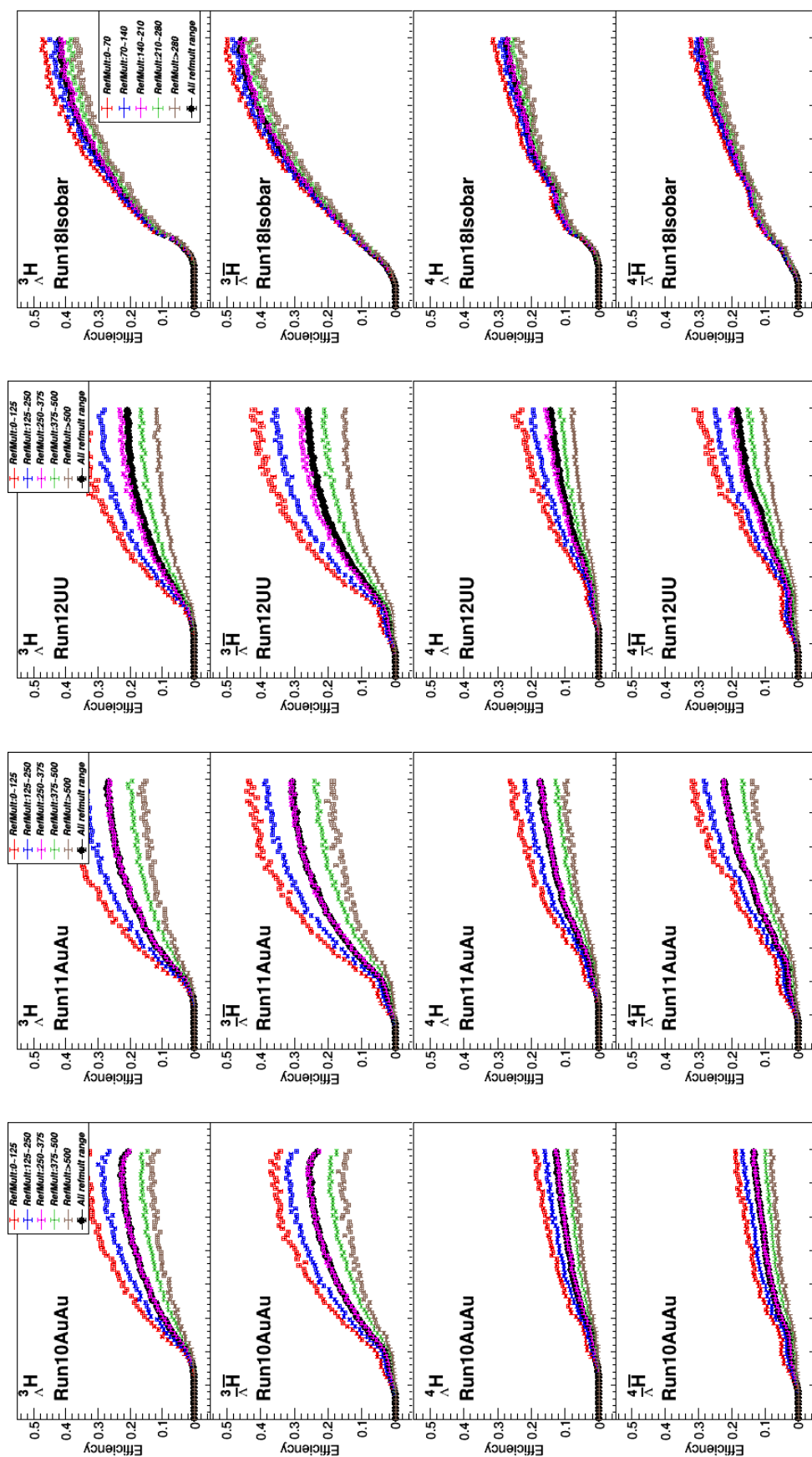


图 4-7 在最小偏移触发条件下，4 种超核分别在 4 个数据中的效率，不同颜色标记不同末态带电粒子多重数区间。

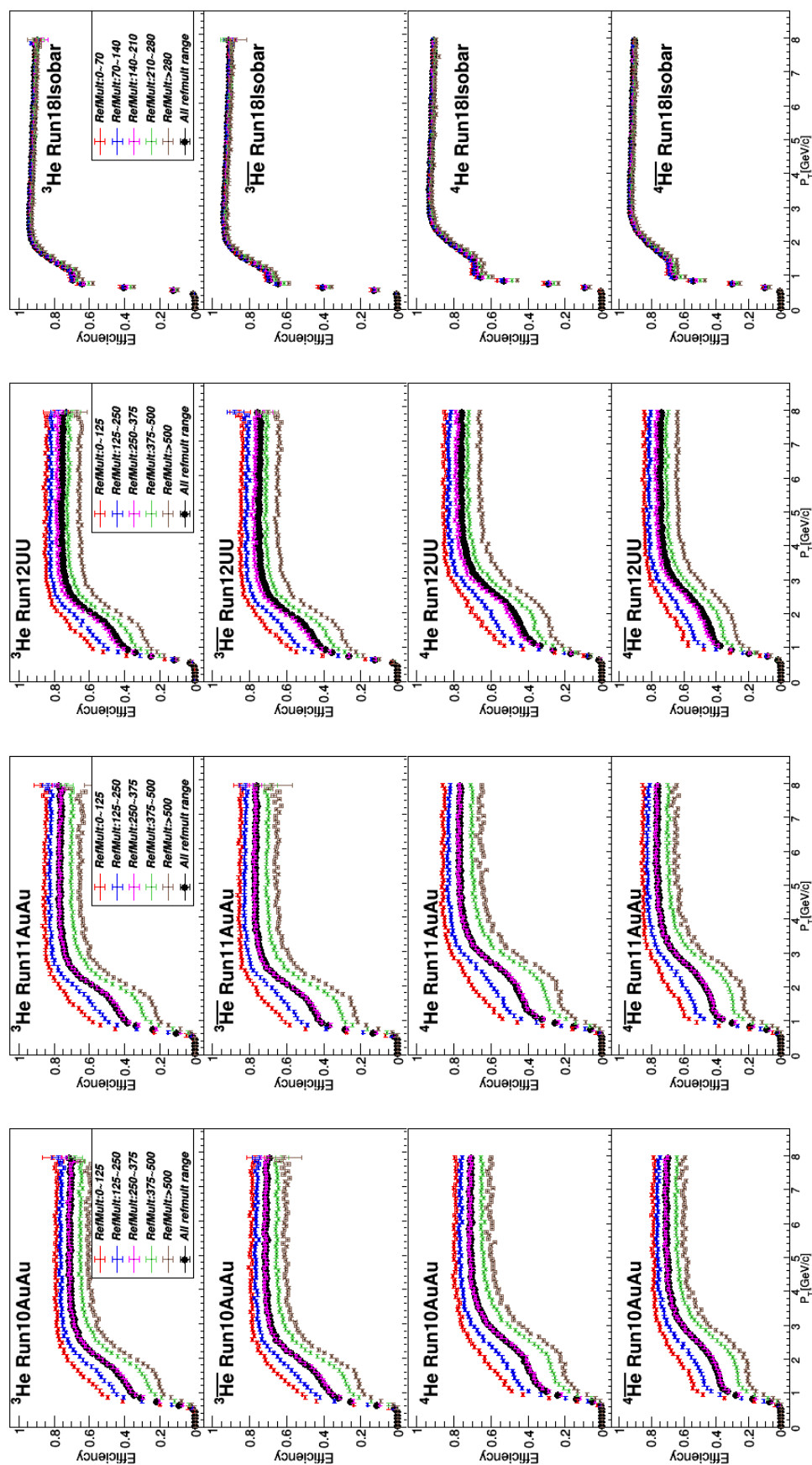


图 4-8 在最小偏移触发条件下，4 种氢核分别在 4 个数据中的效率，不同颜色标记不同末态带电粒子多重数区间。

## 第五章 超核寿命与 CPT 不变性

### 5.1 CPT 分立对称性与粒子质量和寿命

在量子场论或粒子物理的教科书中，我们可以找到分离对称性的定义。这些对称性包括电荷共轭变换  $\hat{C}$ ，即将旋量场的正频解和负频解的产生湮灭算符进行交换；宇称变换  $\hat{P}$ ，即将空间坐标进行镜像对称；以及时间反演变换  $\hat{T}$ ，即将时间坐标进行反演。电磁相互作用和强相互作用在  $\hat{C}$ ， $\hat{P}$ ， $\hat{T}$  变换下是对称的，而弱相互作用在这些变换下则不对称。然而， $\hat{C}$ ， $\hat{P}$ ， $\hat{T}$  三种变换的乘积，无论顺序如何，对于三种相互作用总是对称的。这意味着，相互作用在  $\hat{P}$ ， $\hat{C}$ ， $\hat{T}$  的联合变换下保持不变<sup>[89-90]</sup>。

可定义 CPT 联合变换算符

$$\hat{I} = \hat{C}\hat{P}\hat{T} \quad (5-1)$$

CPT 定理的一种表述是：系统 CPT 不变意味着系统的哈密顿量  $\hat{H}$

$$\hat{I}\hat{H}\hat{I}^{-1} = \hat{H} \quad (5-2)$$

对于任意的粒子态  $|f\rangle$ ，根据  $\hat{P}$ ， $\hat{C}$ ， $\hat{T}$  定义有  $\hat{I}|f\rangle = e^{i\theta}|\bar{f}\rangle$ ，即将其变为了其对应的反粒子态。其中  $e^{i\theta}$  为任意约定的相因子。粒子的质量  $m_f$  为哈密顿量在该态下的对角矩阵元，即

$$m_f = \langle f|\hat{H}|f\rangle \quad (5-3)$$

在该式中插入  $\hat{I}^{-1}\hat{I} = \hat{1}$ ，得

$$m_f = \langle f|\hat{I}^{-1}\hat{I}\hat{H}\hat{I}^{-1}\hat{I}|f\rangle = \langle \bar{f}|\hat{H}|\bar{f}\rangle^* = m_{\bar{f}}^* = m_{\bar{f}} \quad (5-4)$$

即粒子与其反粒子的质量相等，这是 CPT 定理的一个自然的推论。类似地，由于粒子的寿命的倒数，衰变宽度  $\Gamma$  正比于初末态衰变矩阵元模平方，

$$\Gamma \propto |\langle final|\hat{S}|init\rangle|^2 \quad (5-5)$$

而衰变矩阵元  $\hat{S}$  可以写成哈密顿量的的多项展开，只要在相邻的哈密顿量之间插入  $\hat{I}^{-1}\hat{I}$  就可以容易证明，粒子与其对应的反粒子的寿命也相同。类似的还可以证明多粒子体系之间的相互作用与其对应的反粒子体系的相互作用相同，等等。

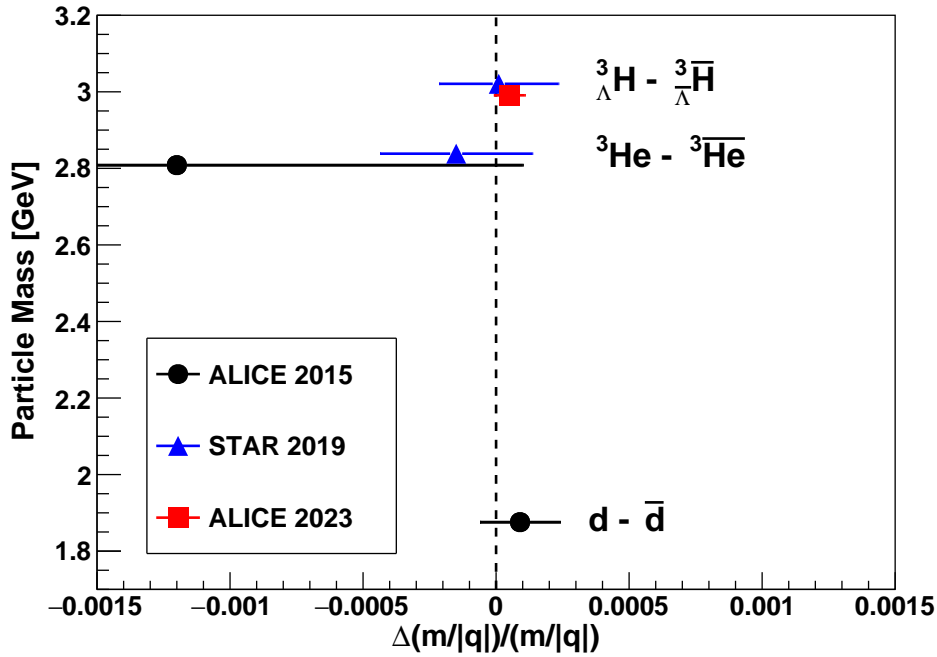


图 5-1 通过质量差验证 CPT 对称性的实验测量结果。包括氦核与反氦核、氦-3 核与反氦-3 核、 ${}^3_{\Lambda}H$  与  ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ 。横线段表示的总测量误差，其合并了系统误差和统计误差。为了图像清楚，其中 STAR 2019 年的结果纵坐标略微上移。

实验中验证 CPT 定理的常用方法就是测量粒子与其对应的反粒子之间的质量或寿命的差异。ALICE 和 STAR 实验报告了氦核和反氦核<sup>[73]</sup>、 ${}^3He$  和  ${}^3\bar{He}$ <sup>[73]</sup> 以及  ${}^3_{\Lambda}H$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ <sup>[70,91]</sup> 之间没有明显的质量 (结合能) 差异。如图 5-1 所示，但在实验的不确定度范围内，都没有发现 CPT 对称性的破坏。

在去年，LHC-ALICE 合作组发表了新的 CPT 对称性的实验验证结果<sup>[91]</sup>，这个工作使用  ${}^3_{\Lambda}H$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ ，得益于较低的本底，测量的精度十分高。

$$\frac{m({}^3_{\Lambda}H) - m({}^3_{\Lambda}\bar{H})}{m({}^3_{\Lambda}H)} = [5 \pm 5(stat.) \pm 3(sys.)] \times 10^{-5} \quad (5-6)$$

还首次使用寿命差来验证 CPT 对称性：

$$\frac{\tau({}^3_{\Lambda}H) - \tau({}^3_{\Lambda}\bar{H})}{\tau({}^3_{\Lambda}H)} = [3 \pm 7(stat.) \pm 4(sys.)] \times 10^{-2} \quad (5-7)$$

结果表明，仍然未发现 CPT 对称性在不确定度范围内有任何的破坏。

另一个有趣的实验结果是反质子与反质子之间关联函数  $C(k^*)$  的测量<sup>[92]</sup>， $k^*$  是同一个重离子碰撞事件中两个粒子之间的相对动量，关联函数  $C(k^*)$  可反应两个粒子之间由库仑力或核力引起的相互作用的信息。结果表明，没有观测到反质子反质子之间的相互作用与质子质子之间相互作用存在不一致。

## 5.2 超核寿命

为了测量超核  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的寿命, 需要获得其在不同的  $ct = L/\beta\gamma = L/(p/m)$  区间的产额。其中  $L$  为粒子的衰变长度,  $\beta$  为自然单位制下的速度 (即以光速  $c$  为单位),  $\gamma$  为 Lorentz 变换因子。需要先获得超核在不同  $L/\beta\gamma$  区间的不变质量谱及其信号数, 如图 5-2 所示。获得每个  $L/\beta\gamma$  区间内其对应的效率, 如图 5-3 所示。考虑到我们需要尽可能多的统计, 以及相空间的选择对寿命的测量影响不大, 这里仅对相空间做  $p_T > 2.1\text{GeV}/u$  的限制。这个横动量的截断的原因是, 低动量的效率可能计算不准确, 有较大的系统误差。

通过拟合  $dN/d(L/\beta\gamma)$  的分布来获得寿命, 拟合函数是

$$dN/d(L/\beta\gamma) = N_0 \times \exp\left(-\frac{1}{c\tau} \frac{L}{\beta\gamma}\right) \quad (5-8)$$

其中  $\tau$  为粒子寿命,  $N_0$  是拟合确定的系数。该函数有两个拟合参数  $N_0$  和  $\tau$ , 则至少需要三个点拟合确定, 以保证拟合自由度大于等于 1。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  从  $L/\beta\gamma = 3.4\text{cm}$  到  $L/\beta\gamma = 22.0$  分为六个区间, 间隔范围为 (3.4 cm、5.0 cm)、(5.0 cm、7.0 cm)、(7.0 cm、9.5 cm)、(9.5 cm、13.0 cm)、(13.0 cm、17.0 cm)、(17.0 cm、22.0 cm)。由于  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  信号统计较少, 从  $L/\beta\gamma = 3.4\text{cm}$  到  $L/\beta\gamma = 20.0\text{cm}$  分为三个区间, 间隔范围为 (3.4 cm、6.4 cm)、(6.4 cm、11.0 cm) 和 (11.0 cm、20.0 cm)。

如图 5-4, 所测得的寿命为

$$\begin{aligned} \tau\left({}^3_{\Lambda}\text{H}\right) &= 254 \pm 28(\text{stat.}) \pm 14(\text{sys.})\text{ps} \\ \tau\left({}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}\right) &= 238 \pm 33(\text{stat.}) \pm 28(\text{sys.})\text{ps} \\ \tau\left({}^4_{\Lambda}\text{H}\right) &= 188 \pm 89(\text{stat.}) \pm 37(\text{sys.})\text{ps} \\ \tau\left({}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}\right) &= 170 \pm 72(\text{stat.}) \pm 34(\text{sys.})\text{ps} \end{aligned}$$

正反粒子的寿命差为

$$\tau\left({}^3_{\Lambda}\text{H}\right) - \tau\left({}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}\right) = 16 \pm 43(\text{stat.}) \pm 20(\text{sys.})\text{ps} \quad (5-9)$$

$$\tau\left({}^4_{\Lambda}\text{H}\right) - \tau\left({}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}\right) = 18 \pm 115(\text{stat.}) \pm 46(\text{sys.})\text{ps} \quad (5-10)$$

结合统计误差和系统不确定度, 并没有观测到超核于其对应的反粒子有明显的寿命差, CPT 对称性仍然成立。

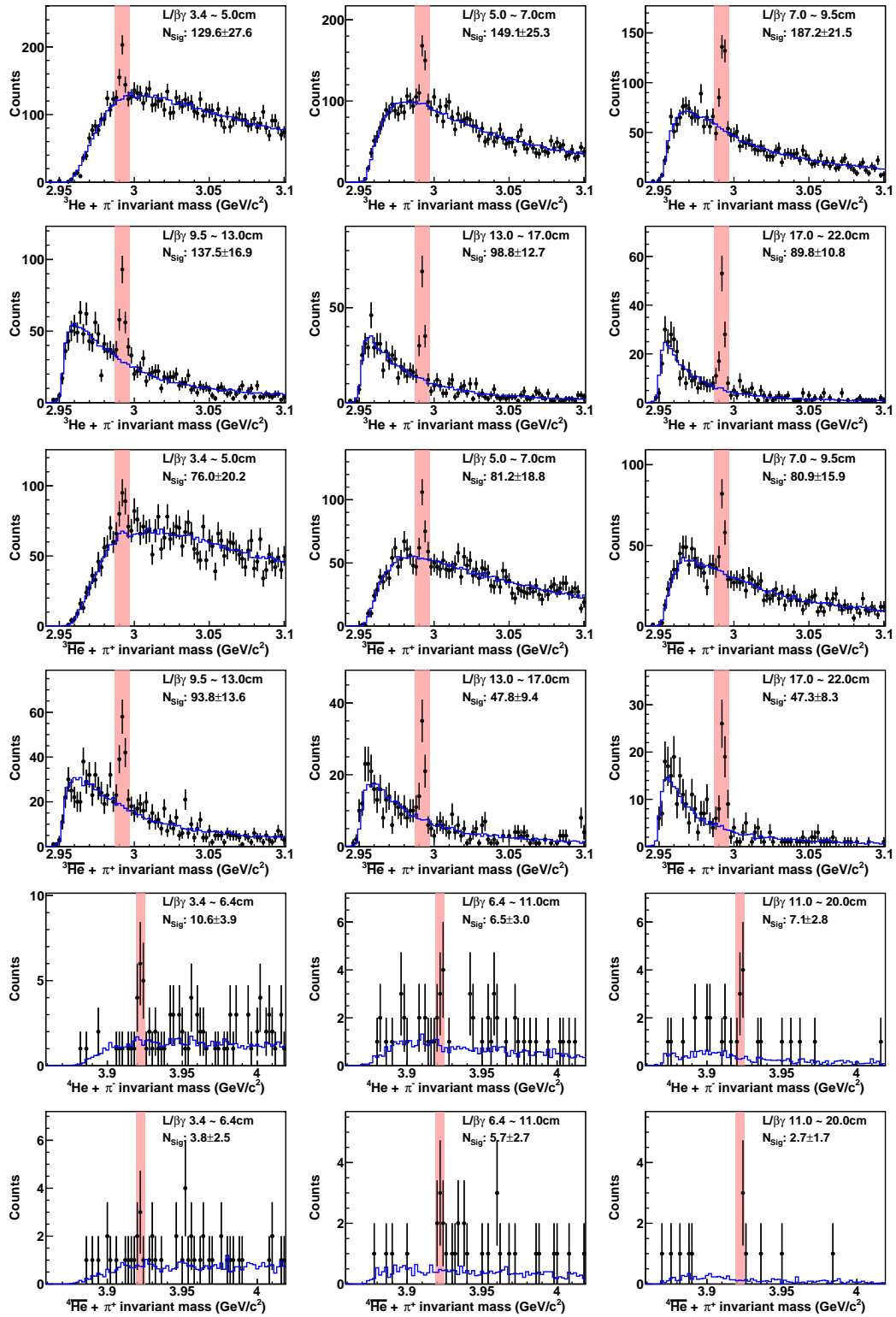


图 5-2 在不同  $L/\beta\gamma$  区间内的  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\bar{\text{H}}$ ,  ${}^4\text{H}$  和  ${}^4\bar{\text{H}}$  的不变质量分布。

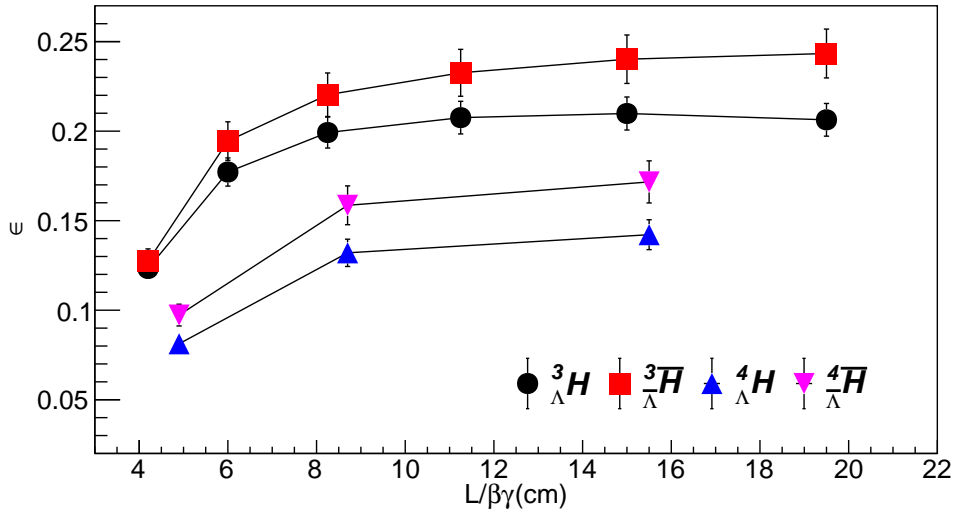


图 5-3 重建效率  $\epsilon$  对于  $L/(\beta\gamma)$  函数，由嵌入数据得到。如表 3-2 所示，为了抑制敲出 (knock-out)  ${}^3\text{He}$  和  ${}^4\text{He}$ ，超核比反超核有更严格的拓扑截断，导致效率较低。

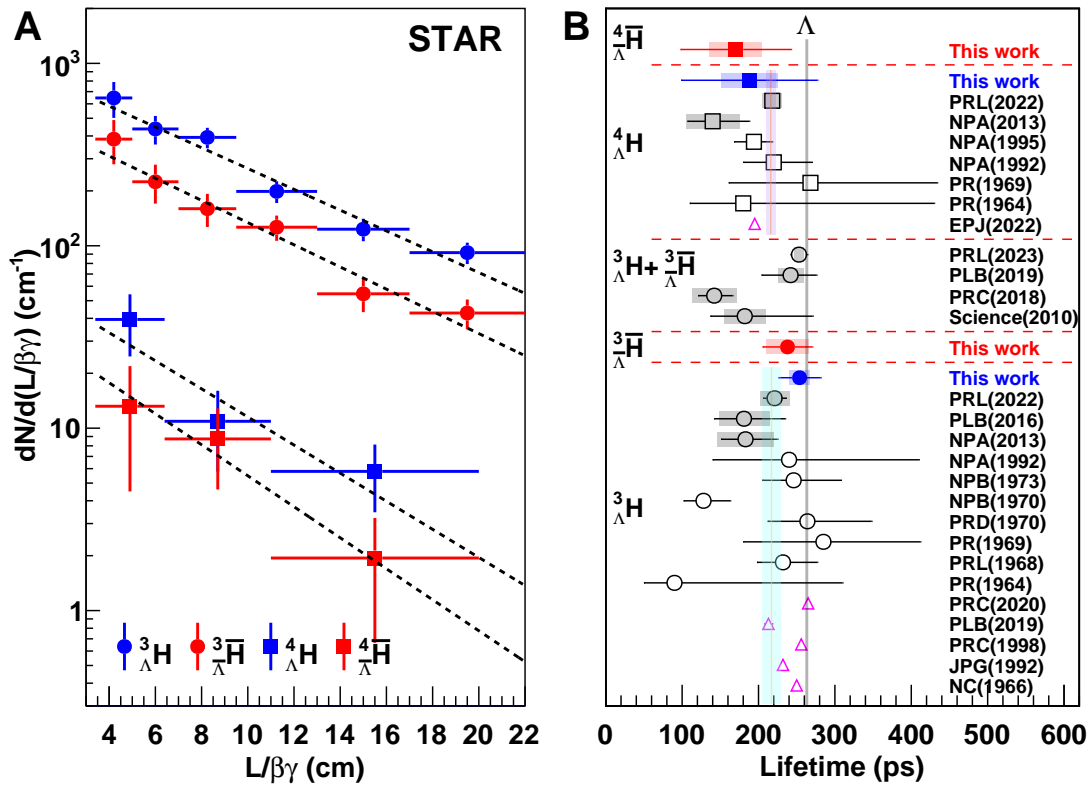


图 5-4 (A)  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的产额相对于  $L/\beta\gamma$  分布。垂直误差条仅表示统计不确定性。(B) 我们测量的  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  寿命与其他测量数据<sup>[44,71,84,91,93-103]</sup>以及理论预测<sup>[104-109]</sup>(实心三角形)的比较。误差条和方框分别表示统计和系统的不确定性。带阴影区域的实心竖线表示  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的所有之前测量的寿命平均值及其根据先前结果计算的相应不确定性。垂直的灰线表示自由的  $\Lambda$ <sup>[110]</sup> 的寿命。



### 5.3 系统误差

系统误差是非随机性误差，它是由某些已知或未知但固定的原因引起的，导致测量值与真实值之间的偏差。例如，在前面的章节中已经提到，尽管我们对嵌入数据进行了各种加权和修正，以尽量使其特征与真实数据一致，但仍然无法保证其完全准确。解决此问题的常用方法之一是调整每个设定的截断值，因为每次调整截断值的宽松度或严格度都会影响效率的提高或降低。如果嵌入数据能够完全反映这些效率变化，那么物理结果就不会有变化。然而，实际情况是最终的物理结果总是在一定范围内波动，这种波动范围就被认为是系统误差存在的体现。

下面举几个更具体的例子来说明系统误差：

在分析嵌入数据时，我们注意到金金对撞反应顶点位置坐标没有给出误差，即  $Err(V_{x,y,z}) = 0$ 。如图 3-4 所示，这导致在计算  $\chi_{topo}^2$  时，仅考虑了粒子径迹的误差，忽略了反应顶点位置的误差，使得  $\chi_{topo}^2$  的分布略宽于正确情况，在相同的  $\chi_{topo}^2$  截断条件下低估了效率。当我们修复了这个问题时，系统误差就会略微减小。

另一个例子，如图 3-6 所示，红色阴影部分表示提取信号计数的区间。对于  $A=3$  的粒子，这个宽度是 10MeV，对于  $A=4$  的粒子，宽度则为 6MeV。我们选择了一个合适数量的整数个 bin，这涉及到人为因素。当然，我们可以通过使用高斯拟合，将  $\pm 3\sigma$  作为信号范围，但选择使用“高斯函数”本身也是人为的。为什么不使用 Breit-Wigner 分布？这些人为设置的可变因素，而我们又无法确定真实值，都可能成为系统误差的来源。

在本分析中，我们将系统误差按照相关性，可以分为 3 类：

- 1 Track reconstruction. 轨道重建效率的系统性不确定性，通过改变粒子径迹上的最少测量点  $nHits$  的数量来估计；
- 2 Topological selection. 由于拓扑截断的选择导致的 (反) 超核重构效率的系统不确定性，通过改变拓扑变量截断来估计；
- 3 Signal extraction. 从不变质量谱中提取 (反) 超核信号产额的系统不确定性，通过扩大信号不变质量谱范围来估计；以及  $p_T$  谱形状的系统不确定性，通过缩小  $p_T$  谱拟合范围来估计；

总系统不确定性计算为上述三个贡献平方和开方。不同来源对寿命测量的系统误差贡献总结在表 5-1 中。在计算寿命和寿命差的系统误差时，考虑了来自相同来源的系统不确定性的相关性。例如变动某些拓扑变量截断， ${}^3_{\Lambda}H$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$  寿命的结果会同时上升或同时下降。因此，寿命差的部分系统误差将被抵消。

表 5-1 粒子寿命测量的系统误差。

Sources	$\tau(\Lambda^3\text{H})$	$\tau(\Lambda^3\bar{\text{H}})$	$\tau(\Lambda^4\text{H})$	$\tau(\Lambda^4\bar{\text{H}})$
Track reconstruction	2.8%	8.9%	15.5%	16.8%
Topological selection	4.5%	7.3%	11.9%	10.5%
Signal extraction	0.4%	0.5%	2.4%	3.8%
Total	5.4%	11.6%	19.7%	20.1%

## 5.4 $\Lambda$ 寿命的测量

为了验证超核寿命测量方法的正确性, 一个额外的测试是使用相同的方法测量  $\Lambda$  和  $\bar{\Lambda}$  的寿命, 再与已有的粒子数据表 PDG<sup>[110]</sup> 中精确的测量值比较。

我们使用了约  $3.2 \times 10^6$  个金-金对撞事件的实验数据进行这个方法验证, 这些数据是超核分析 2011 年数据的一部分, 实验的质心系能量  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV。用于获得  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  信号的拓扑变量截断和径迹品质筛选条件与超核的分析相同, 除了我们额外添加了一个  $V_0DCA < 0.1$  cm 的拓扑截断。 $V_0DCA$  是所重建的母粒子  $\Lambda$  的径迹与反应顶点之间的最短距离 (distance-of-closest approach)。 $V_0DCA$  截断可以减少来自  $\Xi(\bar{\Xi})$  和  $\Omega(\bar{\Omega})$  衰变而贡献的次级  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的贡献。如果不抑制这些, 我们会测量到更长的表观寿命。我们也验证过调大  $V_0DCA$  截断, 我们会测量到更大的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  寿命。

图 5-5 展示了  $\Lambda$  和  $\bar{\Lambda}$  的产额相对于  $L/\beta\gamma$  分布, 并且使用了指数函数 5-8 拟合得到了粒子寿命:  $\Lambda$  寿命为  $264.5 \pm 1.6$  ps,  $\bar{\Lambda}$  寿命为  $268.3 \pm 2.3$  ps。在其误差内,  $\Lambda$  和  $\bar{\Lambda}$  的寿命一致, 满足 CPT 对称性。然而, 这两个值仍然略微大于粒子数据表 PDG 中给出的  $\Lambda$  寿命  $263 \pm 2$  ps<sup>[110]</sup>, 这是因为一个简单的  $V_0DCA$  截断不能完全排除所有的  $\Xi$  和  $\Omega$  衰变而来的次级  $\Lambda$  的贡献。在重离子碰撞中, 在  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 这个能量下, 我们还没有发现什么超核能衰变成  ${}^3_\Lambda\text{H}$  或  ${}^4_\Lambda\text{H}$ 。所以在这个分析中我们不考虑其它粒子衰变成超核而对超核寿命的影响。

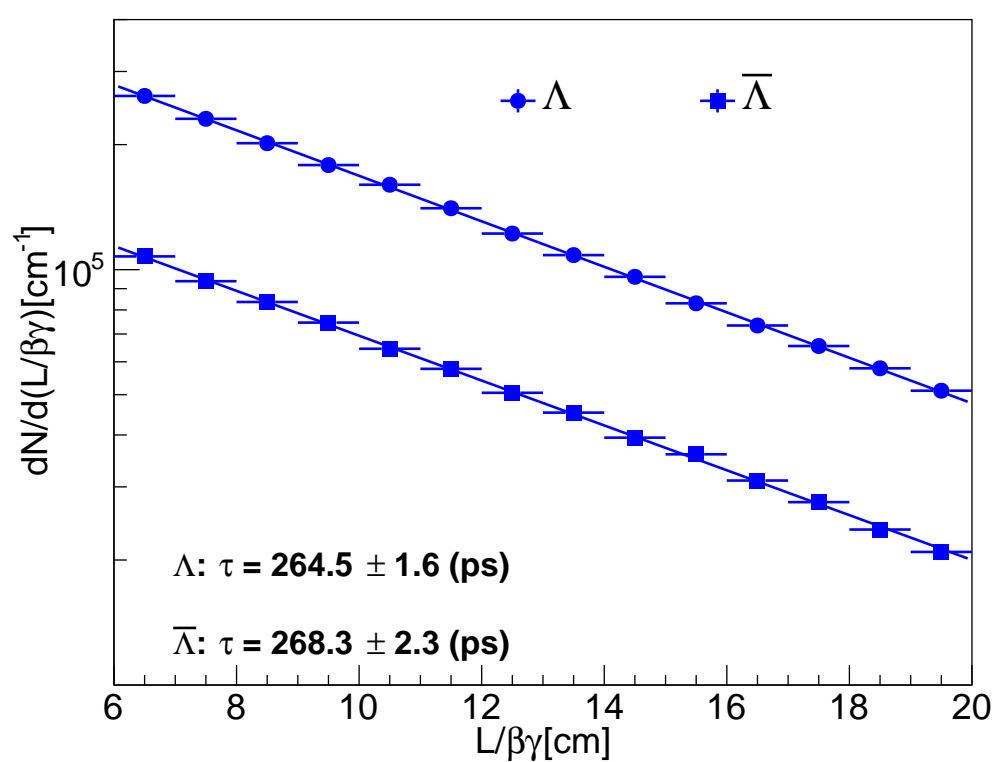


图 5-5  $\Lambda$  和  $\bar{\Lambda}$  的微分产额  $dN/d(L/\beta\gamma)$  相对于  $L/\beta\gamma$  的函数，指数函数拟合得到它们的寿命。

## 第六章 相对论性重离子碰撞中轻核及超核的产生机制

统计热模型<sup>[111]</sup>可以较为成功的描述相对论重离子碰撞中(反)核和(反)超核的粒子产额。在该模型中,假设所有粒子都处于热化学平衡状态,各强子之间存在吸收或放出能量的强相互作用的反应。将这些粒子放入一个巨正则系综中,通过同时拟合所有已测量到的粒子产额,可以得到化学冻出温度  $T$  和重子化学势  $\mu_B$  参数,以及火球的体积  $V$  (如果是拟合粒子的产额比值,则只需要化学冻出温度  $T$  和重子化学势  $\mu_B$ )。应用这些参数计算模型,可给出未测量的粒子的产额。对于每对核子-核子碰撞能量在 200 GeV 左右的金金重离子碰撞,统计热模型化学冻出温度在 164 MeV 左右<sup>[111]</sup>。但是,存在一个矛盾是,碰撞系统中的(反)核和(反)超核,结合能仅为每(反)重子几个 MeV,远远低于其冻出时刻的温度,而我们知道,重离子碰撞的火球演化中,在冻结之前,温度越来越低,所以其温度总是高于冻出时刻温度。有人将这样的情形比喻成“火炉里的雪球”。显然,直观结论是结合能如此小的轻核或者超核应该很难存在,它应该被碰撞系统的高温所融化掉。这是容易理解的,温度就是粒子的平均动能,它接近于粒子相互碰撞时的能量交换,这个能量远大于粒子的结合能,所以轻核和超核应该很容易被“撞碎”。统计热模型<sup>[111]</sup>对此的解释是,在模型中,主导核产生的是熵守恒而非粒子结合能与温度之间的差异。不难理解,统计热模型是一个宏观的热力学模型,它不包含粒子相互作用的微观机制,只能通过宏观的热力学变量去描述反应系统。

目前的一个微观解释是(反)核和(反)超核是在碰撞系统演化的最后阶段产生的,(反)超子或(反)核子在坐标和动量都接近的相空间区域内发生的并合<sup>[112-113]</sup>,从而形成(反)核或(反)超核。以氦核的形成为例,只有当一次碰撞事件的末态质子和中子的坐标和动量都很接近时,其波函数才能在氦核的 Wigner 函数有投影,才能有概率形成氦核。其他(反)核和(反)超核亦然,这样的机制被称为聚合模型 (Coalescence Model)。由这个图像,我们可以得知,轻核的产额与其对应的核子数密度成正比

$$E_A \frac{d^3 N_A}{d^3 p_A} = B_A \left( E_p \frac{d^3 N_p}{d^3 p_p} \right)^Z \left( E_n \frac{d^3 N_n}{d^3 p_n} \right)^{A-Z} \approx B_A \left( E_p \frac{d^3 N_p}{d^3 p_p} \right)^A \quad (6-1)$$

其中  $E_p \frac{d^3 N_p}{d^3 p_p}$  是洛伦兹不变的质子动量分布函数,  $A$  为质量数,  $Z$  为质子数,  $p_A = Ap_p$ ,  $B_A$  为聚合参数,反应了核子聚合的概率。

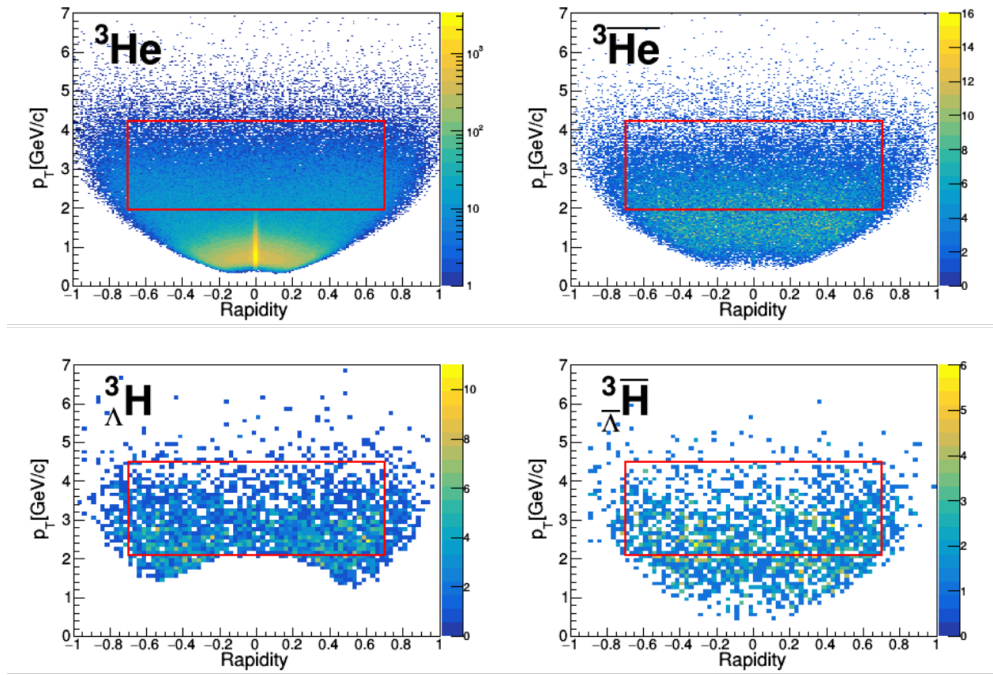


图 6-1  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^3\text{He}$  和  ${}^3\bar{\text{He}}$  信号的  $p_T - y$  相空间分布图。红框标记了测量粒子产额比的相空间范围。

相对论重离子碰撞所产生的火球，存在着由内到外的压强梯度，其会在极短的时间内膨胀演化，体系体积增大，体系各空间微元的物质之间没有时间进行充分的热交换，这时可看作体系的熵是近似守恒的。这样的结果导致(反)超子或(反)核子产生集体运动，即熵的密度减小，粒子有更大的概率趋向于同样的运动状态而非完全的热无序，这也符合了爆炸波模型说描述的内容<sup>[114]</sup>。考虑重子数、奇异数和自旋简并度等量子数后，聚合模型可以描述现有(反)核和(反)超核的对横动量  $p_T$  积分后的产额和产额比测量<sup>[44,61,71-72,115]</sup>。

## 6.1 超核与轻核的产额

如图6-1，本文研究的所有粒子的产额都是在  $|y| < 0.7$  和  $0.7 < p_T/m < 1.5$  的相空间中测量的，且只有最小偏移触发事件，以避免触发模式选择可能导致的物理产额的偏移。因此，产额测量中的(反)超核信号计数小于本文图 3-6 中的计数。用于提取(反)超核产额的信号和本底计数列在表6-1，图6-2也展示了结合所有碰撞系统用以提取产额的不变质量信号图。

对于  $A=3$  的粒子，其产额的  $p_T$  微分谱可以用 Blast-Wave 函数拟合<sup>[114]</sup>

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \propto \int_0^R r dr m_0 I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T}\right), \quad (6-2)$$

这里  $\rho = \tanh^{-1}[\beta_s(r/R)^n]$ ， $n = 1$ 。火球半径  $R$  固定在 10fm 而不参与拟合，

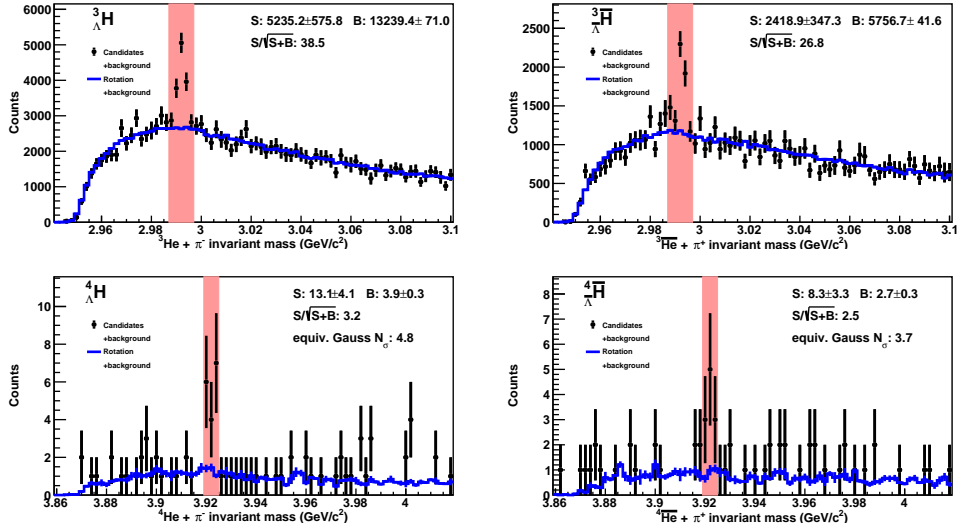


图 6-2  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  在相空间  $|y| < 0.7$ ,  $0.7 < p_T/M < 1.5$  内的信号不变质量谱, 其中  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的信号已经逐每个信号计数进行了效率修正。

表 6-1 在被测量的相空间  $|y| < 0.7$ ,  $0.7 < p_T/M < 1.5$  内和最小偏移触发事件下,  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的不变质量谱的信号和本底计数。

Collision systems		${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$
Total	$N_{Sig}$	$606 \pm 42$	$317 \pm 31$	$13.3 \pm 4.1$	$8.3 \pm 3.3$
	$N_{Bg}$	$1145 \pm 6$	$605 \pm 5$	$3.9 \pm 0.3$	$2.7 \pm 0.3$
Au+Au, U+U	$N_{Sig}$	$207 \pm 27$	$89 \pm 19$	-	-
	$N_{Bg}$	$517 \pm 5$	$267 \pm 4$	-	-
Zr+Zr, Ru+Ru	$N_{Sig}$	$400 \pm 32$	$228 \pm 24$	-	-
	$N_{Bg}$	$627 \pm 4$	$339 \pm 3$	-	-

$I_0$  和  $K_1$  都是贝塞尔函数,  $m_0$  是粒子质量,  $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$ 。  $\beta_s$  和  $T$  为自由拟合参数, 表示火球的表面膨胀速度和温度。拟合结果如图6-3。

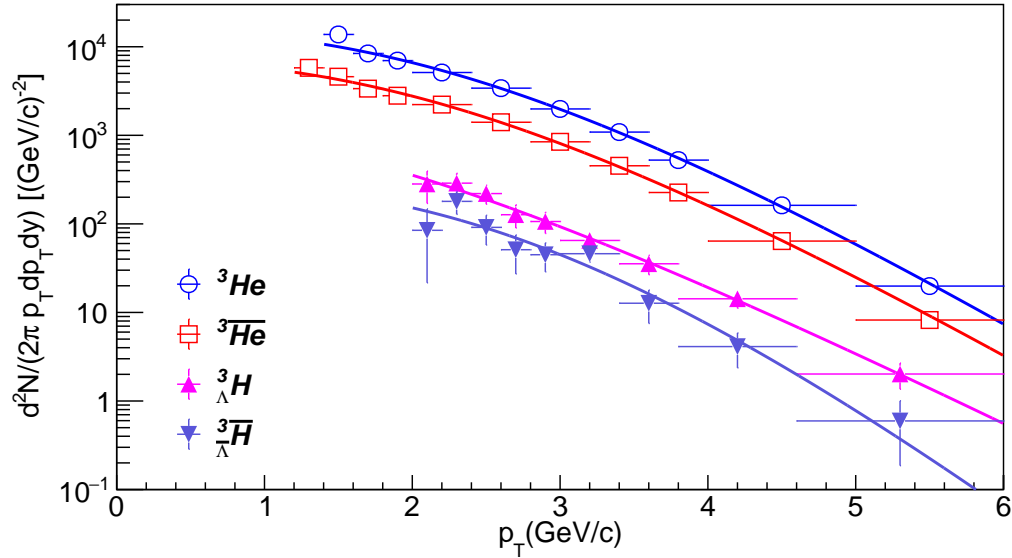


图 6-3 4 种  $A=3$  的粒子在  $|y| < 0.7$  区间的横动量谱。由于结合了不同碰撞系统的数据, 这个产额谱并没有对相应的事件数归一。

对于  $A=4$  的粒子, 我们假设  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^4\overline{\text{He}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  的横动量谱拥有与  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\overline{\text{He}}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  相同的  $\beta_s$  和  $T$ , 唯一区别是粒子质量。在  $200\text{GeV}/u$  的高能重离子碰撞中, 由于系统充分的平衡, 这一假设是合理的。在整个测量的  $p_T$  范围内的  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^4\overline{\text{He}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  随横动量分布的效率以上述 Blast-Wave 函数做权重以计算平均效率。补充说明一点, 在寿命的计算中, 也是通过相同的方法得到的每个  $L/\beta\gamma$  区间内的平均效率的, 如图 5-3 所示。使用平均效率对测量的  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^4\overline{\text{He}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  原始计数进行修正, 以获得产额。如图 6-2 所示,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  原始计数直接由不变质量谱获得。如图 6-4 所示,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^4\overline{\text{He}}$  的原始计数由能损标准偏差  $n_{\sigma}$  相对于  $M^2/Q^2$  的二维分布获得, 但这个计数被一部分  ${}^3\text{He}$  或  ${}^3\overline{\text{He}}$  污染。还要将此分布在  $|n_{\sigma}| < 3$  的范围内投影到  $M^2/Q^2$  轴上, 使用两个 Student's-t 分布拟合 (反) 氦-3 和 (反) 氦-4 的计数以获得氦-4 纯度。

由于  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  两体弱衰变的贡献,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\overline{\text{He}}$ ,  ${}^4\text{He}$  和  ${}^4\overline{\text{He}}$  产额会被高估, 我们用  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  的产额结合衰变分支比对氦核的产额进行了修正, 这些弱衰变占总测量 (反) 氦核产率的比例列在表 6-2 中。

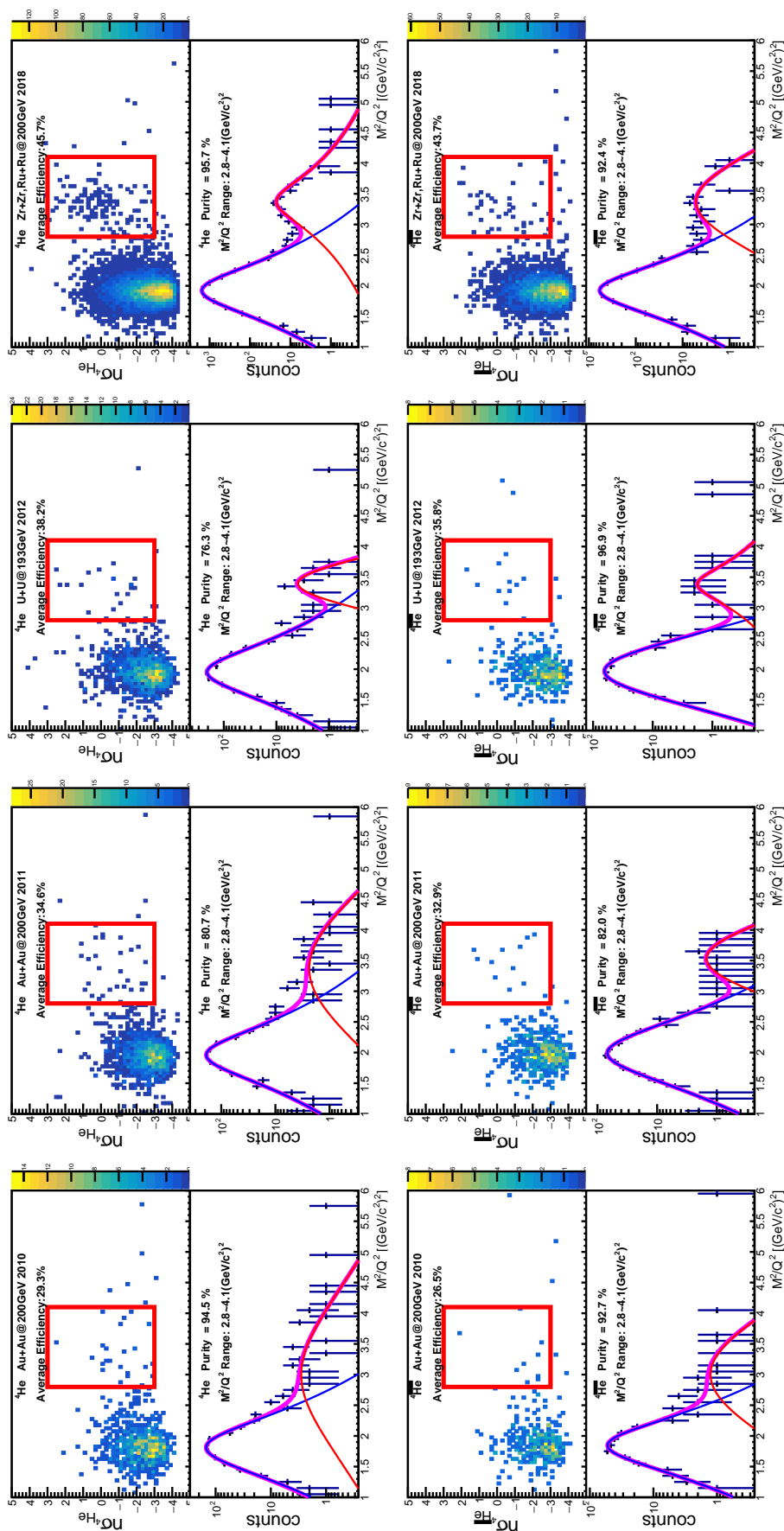


图 6-4 各年份数据中氦-4、反氦-4 信号计数的能损标准偏差  $n_{\sigma}$  相对与  $M^2/Q^2$  的二维分布, 其对应的平均效率和纯度也标记在图上。



表 6-2 在不同碰撞系统中，因为超核的两体衰变所修正的氦核产额的比例。其中  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  使用的两体衰变分支比是 0.25， ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}$  使用的两体衰变分支比是 0.5。误差仅来自产额的测量而不考虑衰变分支比的误差。

Collision systems	${}^3\text{He}$	${}^3\overline{\text{He}}$	${}^4\text{He}$	${}^4\overline{\text{He}}$
Total	(4.3±0.8)%	(4.9±1.1)%	(29±12)%	(42±21)%
Au+Au, U+U	(5.5±1.7)%	(6.2±2.5)%	-	-
Zr+Zr, Ru+Ru	(3.6±1.0)%	(4.0±1.5)%	-	-

## 6.2 系统误差

本节所讨论的系统误差来源包括第五章第5.3节中计算寿命的系统误差的三种来源：径迹重建效率的系统性不确定性、由于拓扑截断的选择导致的(反)超核重效率的系统不确定性、从不变质量谱中提取(反)超核信号产额的系统不确定性。除此之外还要增加一类来源：(Anti)helium yields. 测量产额比值时(反)氦产额的系统不确定性，通过改变计算  $\langle dE/dx \rangle$  的最小测量点数量和氦核径迹的  $DCA$  截断来估计。

总系统不确定性计算为上述四个贡献平方和开方。不同来源产额比的系统误差贡献总结在表6-3和表6-4中。

表 6-3 结合所有碰撞系统粒子产额比值的系统误差。对于  $A=4$  的那些粒子，由于其统计量较小，改变径迹重建品质选择或拓扑变量截断会明显的影响其统计量和产额，此时得到的系统误差有相当一部分来自于统计涨落的贡献，因此结果是不准确的。这里我们认为  $A=4$  的粒子与  $A=3$  的粒子有相似的特征，因而可推测他们有相近的系统误差贡献。

Sources	$\frac{{}^3\overline{\text{He}}}{{}^3\text{He}}$	$\frac{{}^4\overline{\text{He}}}{{}^4\text{He}}$	$\frac{{}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}}{{}^3_{\Lambda}\text{H}}$	$\frac{{}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}}{{}^4_{\Lambda}\text{H}}$	$\frac{{}^3_{\Lambda}\text{H}}{{}^3\text{He}}$	$\frac{{}^4_{\Lambda}\text{H}}{{}^4\text{He}}$	$\frac{{}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}}{{}^3\overline{\text{He}}}$	$\frac{{}^4_{\Lambda}\overline{\text{H}}}{{}^4\overline{\text{He}}}$
Track reconstruction	0.6%	0.6%	12.6%	12.6%	5.8%	5.8%	10.8%	10.8%
Topological selection	0.6%	0.6%	11.4%	11.4%	3.8%	3.8%	13.7%	13.7%
Signal extraction	0.1%	22.2%	1.9%	46.3%	6.0%	20.4%	8.2%	49.9%
(Anti)helium yields	0.3%	0.3%	-	-	3.4%	3.4%	3.2%	3.2%
Total	0.9%	22.2%	17.1%	49.3%	9.8%	21.8%	19.5%	52.9%

## 6.3 粒子产额比结果及讨论

图 6-5 展示了各种粒子产额之比，并且与之前的实验值<sup>[44,61,71,116]</sup>以及统计热模型的结果进行比较<sup>[111]</sup>。 ${}^3\overline{\text{He}}/{}^3\text{He}$ 、 ${}^4\overline{\text{He}}/{}^4\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}/{}^3_{\Lambda}\text{H}$  的比值与之前的 STAR 测量结果非常吻合<sup>[44,61]</sup>。对于  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}/{}^3\overline{\text{He}}$  比率，由于预计会有碰撞系统

表 6-4 大碰撞系统 (Au+Au 和 U+U) 与小碰撞系统 (Isobar) 的粒子产额比的系统误差。

Sources	Au+Au, U+U		Zr+Zr, Ru+Ru	
	$\frac{{}^3\text{H}}{\Lambda^3\text{He}}$	$\frac{{}^3\bar{\text{H}}}{\Lambda^3\bar{\text{He}}}$	$\frac{{}^3\text{H}}{\Lambda^3\text{He}}$	$\frac{{}^3\bar{\text{H}}}{\Lambda^3\bar{\text{He}}}$
Track reconstruction	8.1%	27.0%	3.6%	4.9%
Topological selection	7.0%	28.9%	3.7%	7.9%
Signal extraction	15.1%	18.3%	3.0%	0.6%
(Anti)helium yields	4.2%	3.5%	3.8%	1.9%
Total	19.0%	43.7%	7.1%	9.5%

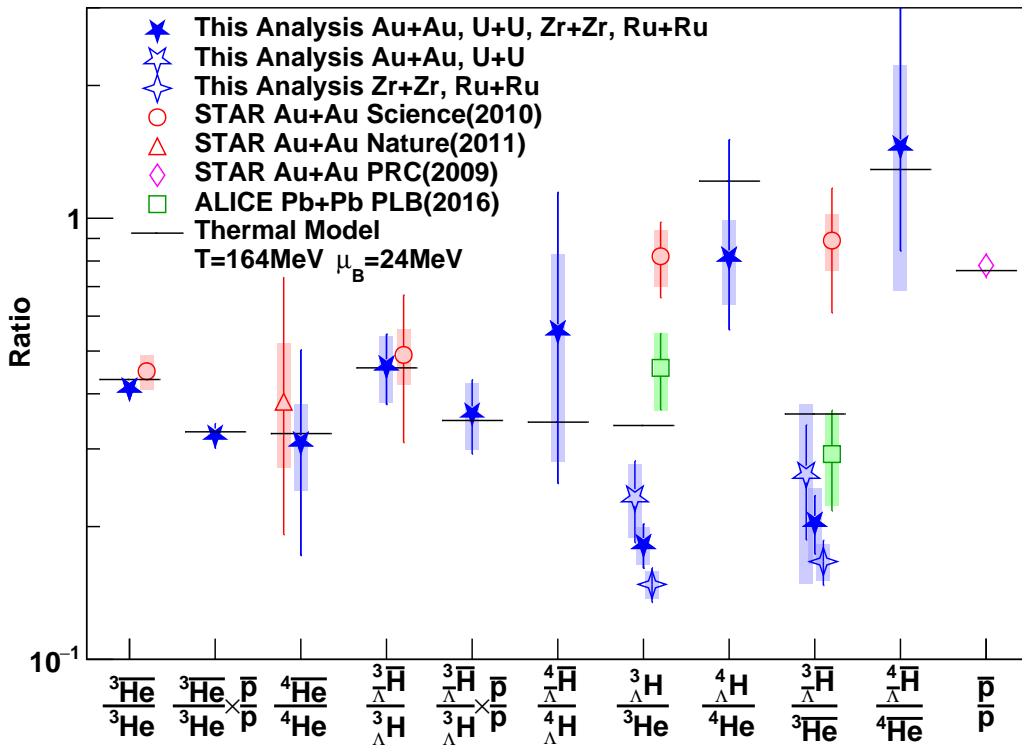


图 6-5 各种有相同重子数的粒子之间的产额比。结合了所有数据的结果用实心蓝色五角星表示，只合并了 U+U、Au+Au 较大碰撞系统的结果用蓝色空心五角星表示，只合并了 Zr+Zr 和 Ru+Ru 较小碰撞系统的结果空心蓝色四角星表示。线段表示对应的统计误差，方形阴影表示系统误差。之前的一些测量结果<sup>[44,61,71,116]</sup>和统计热模型的预言<sup>[111]</sup>也画在了图上以作为比较。

体积依赖性<sup>[117]</sup>，我们还分别在较大的 (U+U, Au+Au) 和较小的 (Zr+Zr, Ru+Ru) 系统中进行了测量，以便与现有的测量结果进行比较。测量到的 U+U 和 Au+Au 碰撞系统的  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$  比值比之前的 STAR 结果<sup>[44]</sup> 分别低 2.8 和 1.9  $\sigma$ 。

由于重离子碰撞系统的净重子数为正，碰撞系统具有正重子化学势，因此测量到各种反物质-物质粒子的产率比低于 1。测得的  ${}^4\bar{\text{He}}/{}^4\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^4_{\Lambda}\text{H}$  比值与  ${}^3\bar{\text{He}}/{}^3\text{He} \times \bar{p}/p$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3_{\Lambda}\text{H} \times \bar{p}/p$  的组合比值一致。这在 (反) 核和 (反) 超核生成的聚合模型<sup>[112-113]</sup> 和统计热模型<sup>[111]</sup> 中是可以预料到的，因为这两种比率<sup>[84,118]</sup> 对应的分子和分母的总重子数、奇异度和自旋简并度是相同的。这背后有一个经验现象，在聚合模型中，轻核的产额与其组分的重子密度成比例，所以  ${}^4\bar{\text{He}}/{}^4\text{He}$  推测比  ${}^3\bar{\text{He}}/{}^3\text{He}$  更低，而与  ${}^3\bar{\text{He}}/{}^3\text{He} \times \bar{n}/n$  接近，而实验中较难测量中子的产额，但可以推测有  $\bar{n}/n \approx \bar{p}/p \leq 1$ 。

对于 (反) 超核/(反) 核比， ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$ ,  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}/{}^4\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^4\bar{\text{He}}$ ，重子数效应在分子和分母之间抵消；奇异数效应在  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  与  ${}^4_{\Lambda}\text{H}/{}^4\text{He}$  比较，以及  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$  与  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^4\bar{\text{He}}$  比较之间也是相同的。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$  中自旋简并效应也抵消了，因为所有这些  $A = \pm 3$  (反) 核和 (反) 超核的自旋都是 1/2。然而，与  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  不同， ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的自旋 0 和自旋 1 态都有足够的结合能，因此不存在能量允许的强衰变道。所以  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  存在自旋为 1 的态，自旋简并度为 3，会电磁衰变到自旋为 0 的基态。与只有自旋为 0 的态<sup>[84]</sup> 的  ${}^4\text{He}$  和  ${}^4\bar{\text{He}}$  相比，这将会使测量的  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  产额提高。因此，根据聚合模型， ${}^4_{\Lambda}\text{H}/{}^4\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^4\bar{\text{He}}$  预计分别比  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$  高 4 倍左右。这与图6-5所示的测量结果较为吻合。

所有测量的粒子产生比也与统计热模型<sup>[111]</sup> 的预测结果进行了比较。考虑到上文提到的  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  自旋简并效应，热模型的预测结果也与我们在图6-5中的测量结果吻合得很好，只是实测的  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  比热模型的预测结果略低。这种差异，如果真的存在的话，可以用  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  比  ${}^3\text{He}$  的结合能更小<sup>[115]</sup> 而波函数尺寸大来解释<sup>[117]</sup>。

## 第七章 结论与展望

### 7.1 结论

- 在 RHIC-STAR 的重离子对撞实验，使用卡曼滤波算法，在碰撞能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  的金-金对撞、钨钨对撞、铅铅对撞实验中，以及碰撞能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 193\text{GeV}$  的铀铀对撞实验中，分析了总计约 66 亿个碰撞事件的实验数据，由两体衰变道重建，获得了 15.6 个反物质超核  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的候选信号，同时估计本底计数为 6.4，估计显著度为 4.7。这是人类迄今为止发现的最重的反物质超核。
- 测量了  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  的寿命，结果分别为  $254 \pm 28(\text{stat.}) \pm 14(\text{sys.})\text{ps}$ 、 $238 \pm 33(\text{stat.}) \pm 28(\text{sys.})\text{ps}$ 、 $188 \pm 89(\text{stat.}) \pm 37(\text{sys.})\text{ps}$  和  $170 \pm 72(\text{stat.}) \pm 34(\text{sys.})\text{ps}$ 。并且将超核寿命和其对应的反超核寿命比较，在误差范围之内（结合统计误差与系统误差），未发现超核与其对应的反超核的寿命有明显的差异，再次在实验上验证了 CPT 对称性。
- 测量了 4 种超核与 4 种氦核共 8 种粒子之间在重离子碰撞实验中的比值，结果符合统计热模型，粒子的产额比值也与聚合模型给出的图像一致；验证了可能存在的  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的自旋为 1 的激发态。

### 7.2 展望

在  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  存在自旋为 1 的激发态，产额增加约 4 倍的有利条件下，我们才在几十亿个（几个 Billion）金碰撞事件中找到 15.6 个  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  信号。下一个比较容易找到的反物质超核是  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{He}}$ ，它比  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  更难发现的原因是其主要的末态非中性粒子衰变道是三体衰变道，这使其重建效率更低，而且衰变分支比也比较低。但其也有自旋为 1 的激发态，如图 7-1 所示，基态质量略轻于  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ ，激发态的存在能减小发现  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{He}}$  的难度。

在质心系能量为 200 GeV/u 的金碰撞中的轻核的产额测量中<sup>[61]</sup>，排除了自旋简并和激发态的因素后，我们发现，每增加一个核子，其产额下降约 300 倍，如图 7-2 所示。这意味着如果仍然使用 200 GeV 的金碰撞实验数据，我们至少需要上万亿个的事件才可以发现  ${}^5_{\Lambda}\bar{\text{He}}$ ，上十万亿个事件才有可能发现  ${}^6_{\Lambda}\bar{\text{He}}$  或  ${}^6_{\Lambda}\bar{\text{Li}}$ ，这在现有的实验条件下几乎是不可能的。而随着碰撞能量的上升，火球的能量密度增加，尽管反重子的化学势升高，但是火球膨胀更剧烈，使其冻出时刻的重子

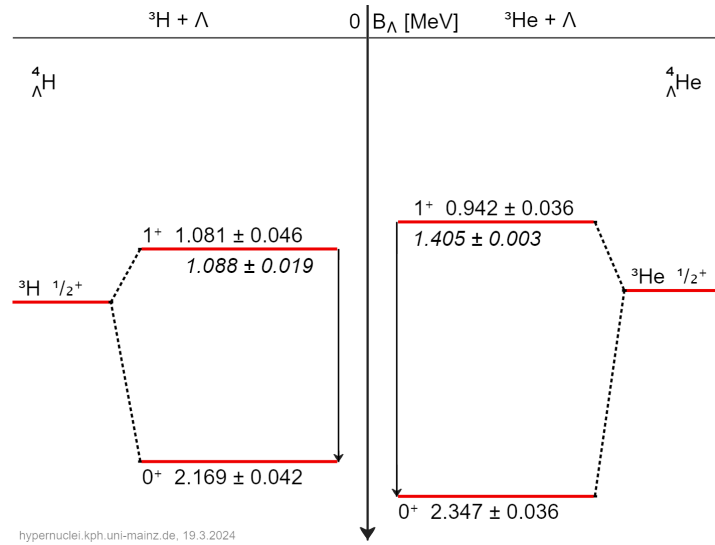


图 7-1  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  能级图。各个能级上标有其对应的束缚能。可以看到  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  基态的束缚能略大于  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ，且存在自旋为 1 的激发态。

化学势更低，密度更低，其低密度使聚合过程更难发生。如图7-3展示了统计热模型所预测的超核和其对应的反超核随着碰撞能量增加的产额变化。

似乎在相对论重离子碰撞中，以现有的条件，发现更重的  $A>4$  的反物质核或反物质超核是十分困难的，所以我们期待加速器技术和探测器技术有革命性的突破。

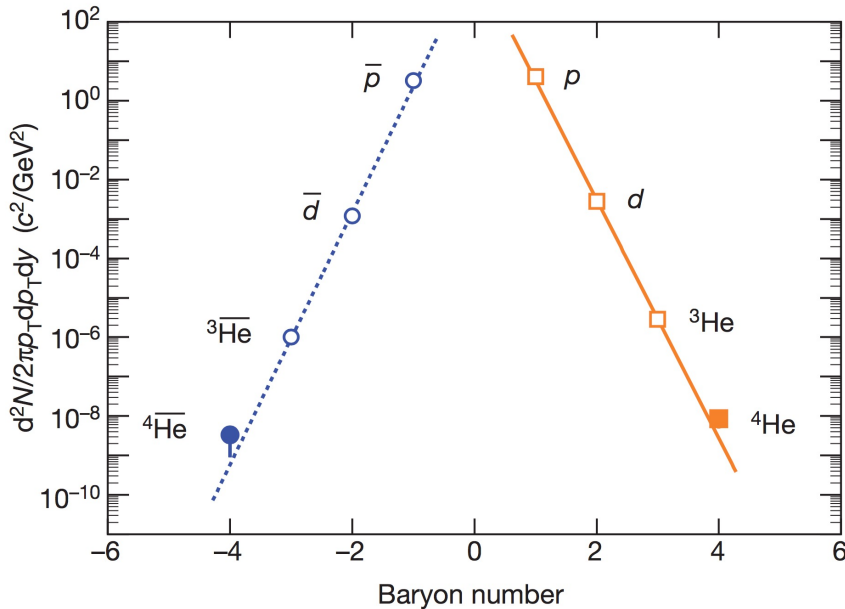


图 7-2 轻核和反轻核的产额  $d^2N/2\pi p_T dp_T dy$  与重子数  $B$  的关系。上图为 STAR 中金金碰撞  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}/u$  的测量结果<sup>[61,119-120]</sup>。其测量值对应应在  $p_T/|B|=0.875\text{GeV}/c$ ， $y$  表示快度，（反）氦核没有表示在这张图中。图中的点使用指数函数  $\propto e^{-r/|B|}$  拟合，用黄色实线（正粒子）和蓝色虚线（反粒子）表示。

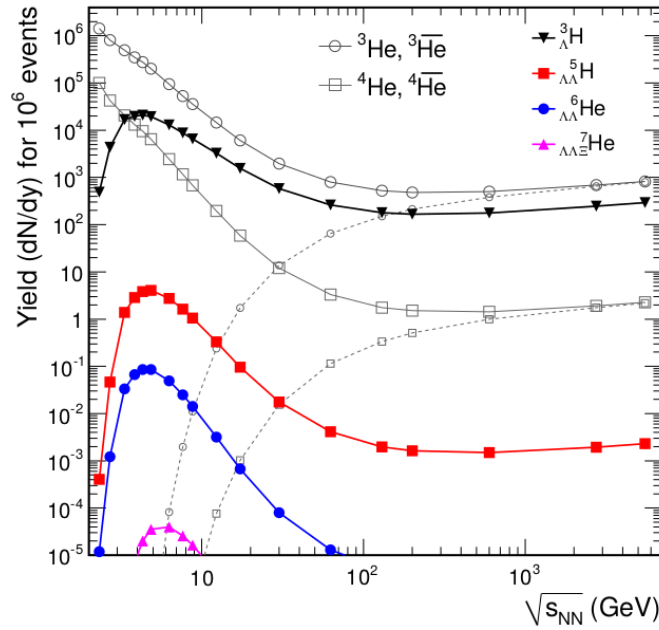


图 7-3 统计热模型所计算的各种轻核、超核及其对应的反粒子的产额随着碰撞能量变化的函数关系<sup>[111]</sup>。

在重离子碰撞领域，由本课题所引出的另外一个可以继续深入研究的问题是  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  的产额的碰撞系统的大小依赖性。如图6-5所示，我们确实看到了  ${}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}$  和  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}/{}^3\bar{\text{He}}$  两种比值，在较大的系统中比较小的系统更高。但我们还不能仅仅依靠图6-5的测量值得出结论。一个原因是图6-5中的误差较大，还不能完全确定这种差异；另一个原因是我们还不知道是超子  $\Lambda$  的产额本身的系统大小依赖导致  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  产额的大小依赖，还是由于  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  自身的性质导致其产额的大小依赖。所以必须测量双重比值  $S_3 = \frac{{}^3_{\Lambda}\text{H}}{{}^3\text{He} \times \Lambda}$  来研究。一个由聚合模型出发的有趣的理论图像讨论了这一现象<sup>[117]</sup>，认为是由于  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  自身具有较大的波函数尺寸引起的：轻核或超核的产额应该由其组分的核子在重离子碰撞火球中的相空间密度分布函数在其 Wigner 函数上的投影给出，以氦核的产生为例：

$$N_d = g_d \int d^3\mathbf{x}_1 \int d^3\mathbf{k}_1 \int d^3\mathbf{x}_2 \int d^3\mathbf{k}_2 f_n(\mathbf{x}_1, \mathbf{k}_1) f_p(\mathbf{x}_2, \mathbf{k}_2) W_d(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2, (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2) \quad (7-1)$$

其中  $g_d = 3/4$ ，是自旋为 1/2 的质子和中子形成自旋为 1 的粒子的统计因子， $f_{p,n}$  是质子或者中子的相空间密度分布函数，可将其看作在动力学冻出时刻一个温度为  $T_K$ ，半径为  $R$  的热化的火球，忽略其空间各项异性：

$$f_{p,n}(\mathbf{x}, \mathbf{k}) = \frac{N_{p,n}}{(2\pi)^3 (mT_K R^2)^{3/2}} e^{-\frac{k^2}{2mT_K} - \frac{x^2}{2R^2}} \quad (7-2)$$

$m$  为核子的质量， $N_{p,n}$  是核子的总数量。若认为氦核是由质子中子形成的谐振

子，则其 Wigner 函数有简单的高斯形式：

$$W_d(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2, (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2) = 8e^{-\frac{(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)^2}{\sigma^2}} e^{-\frac{\sigma^2(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2}{4}} \quad (7-3)$$

其中  $\sigma$  与氦核的半径成正比。计算可得

$$N_d = \frac{3N_p N_n}{4(mT_K R^2)^{3/2}} \frac{1}{(1 + 1/(mT_K \sigma^2))^{3/2}} \frac{1}{(1 + \sigma^2/(4R^2))^{3/2}} \quad (7-4)$$

同理，若认为氦-3 由氦核和质子聚合而来， ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  由氦核和  $\Lambda$  聚合而来，进一步可以得到

$$S_3 = \frac{N_{\Lambda}\text{H}}{N_{3\text{He}} \times \frac{N_{\Lambda}}{N_p}} \propto \frac{[1 + (\frac{\sigma_{3\text{He}}}{R})^2]^3}{[1 + (\frac{\sigma_{\Lambda}\text{H}}{R})^2]^3} \quad (7-5)$$

${}^3_{\Lambda}\text{H}$  通常是被认为是有着较大波函数尺寸的“晕核”，其半径大小可以与碰撞系统的大小比拟， $\sigma_{\Lambda}\text{H} \approx R$ ，而  ${}^3\text{He}$  的尺寸则要远远小于  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ，若上述猜测成立，我们就可以看到  $S_3$  随着碰撞系统的大小依赖关系。所以有必要在  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  产额比较多的几个 GeV/u 的碰撞能量区间研究这个问题。

## 第八章 附录

### 8.1 氦-3 横动量谱的敲出修正

图6-3中展示了氦-3 核的横动量分布，我们在提取产额的时候，要求横动量区间有  $0.7 < p_T/M < 1.5$ 。正如前文所说，对于敲出（knock-out）的轻核和质子来说，经验表明其横动量一般不大于 2GeV，所以这个横动量区间是安全的。但是我们在讨论产额时，对于  $A=4$  的粒子计算平均效率，又需要  $A=3$  的粒子的横动量谱提取其爆炸波函数（Blast-Wave function）拟合中的参数，所以最好对图6-3中的氦-3 核的横动量谱做“敲出修正”。如前文所说，敲出的只有正轻核，没有反轻核，且有着较宽的 DCA 分布。所以我们认为信号中的正氦-3 和反氦-3 有这相同的 DCA 分布，只是数量不同。除此之外，氦-3 的 DCA 分布还要叠加一个敲出氦-3 的贡献。如图8-1所示，我们使用下面的式子去拟合氦-3 的 DCA 分布：

$$f_{he3}(dca) = c_0 f_{h\bar{e}3}(dca) + c_1 \left(1 - e^{-dca/c_3}\right)^{c_2} \quad (8-1)$$

其中  $f_{h\bar{e}3}(dca)$  为反氦-3 核的 DCA 分布， $c_i$  为拟合参数。这样一来就可以提取出氦-3 敲出比例了。

### 8.2 在不同横动量区间内 (反) 超氦的不变质量谱分布



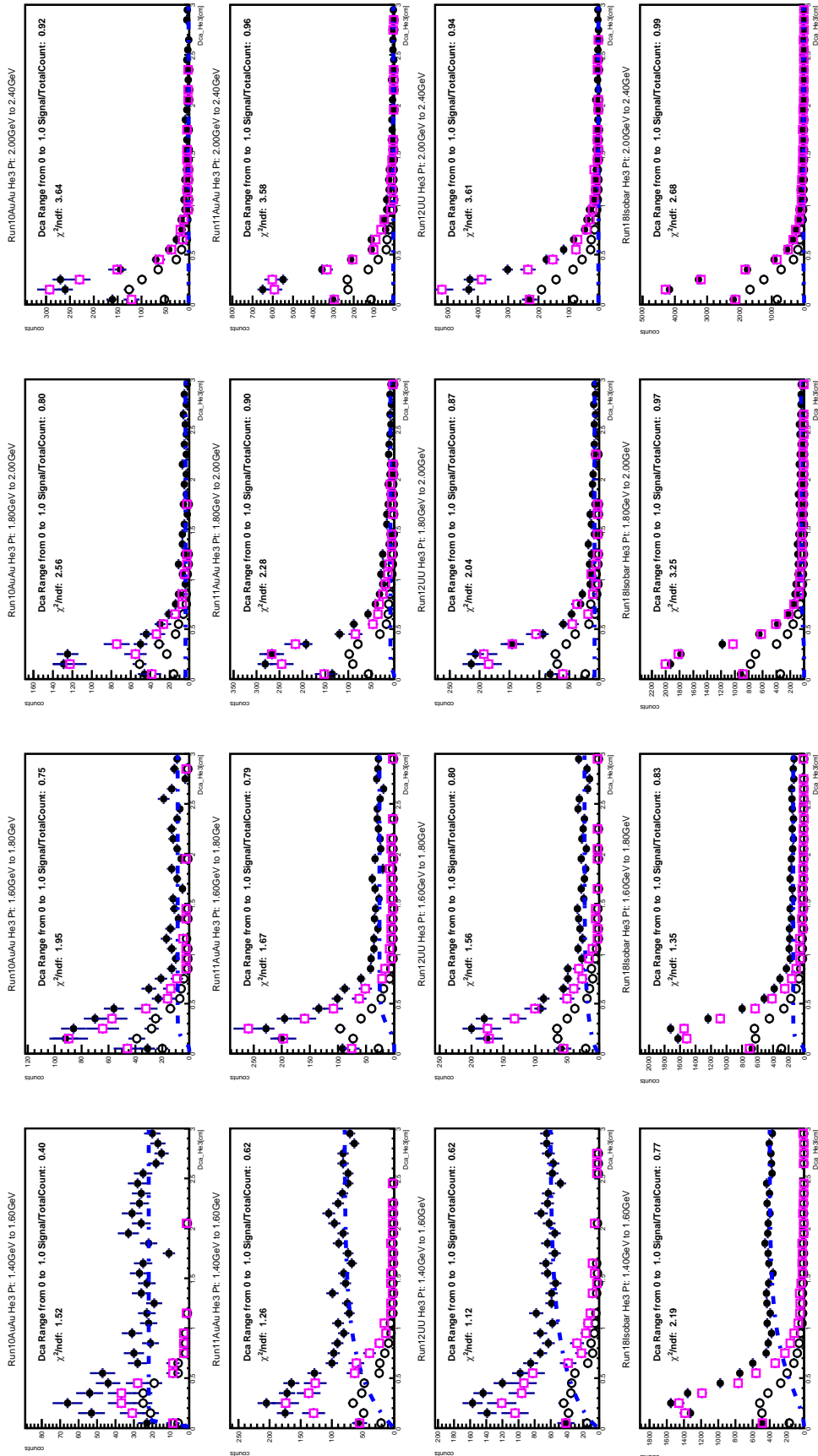


图 8-1 在较低的几个横动量区间内的 DCA 分布, 氦-3 核用黑色实心点表示, 反氦-3 核用黑色空心圈表示, 经过拟合缩放后的反氦-3 核 DCA 分布用粉色方框表示。蓝色虚线表示拟合的第二项。

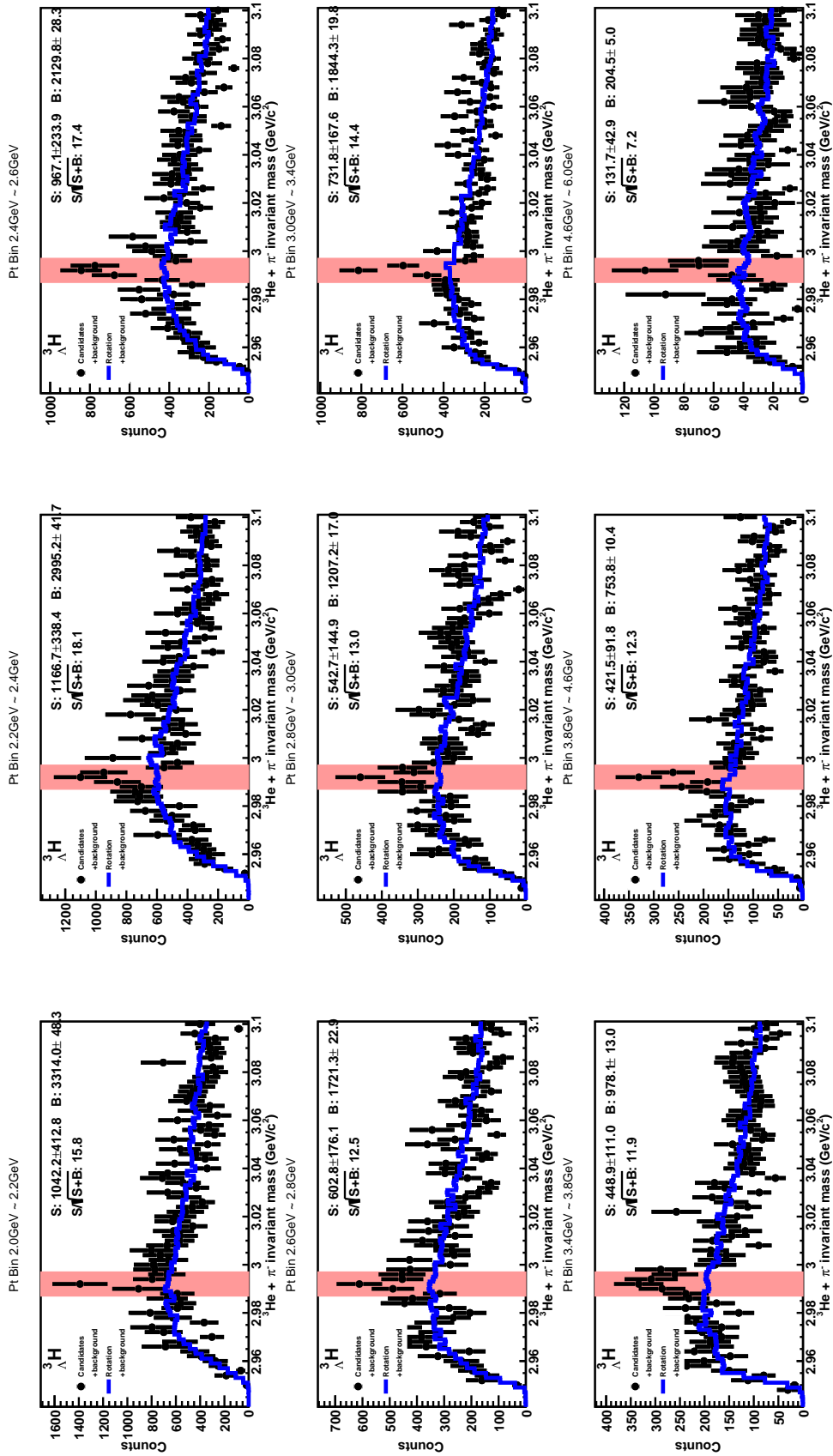


图 8-2 在不同横动量区间内的  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  的不变质量谱分布, 黑色点表示数据, 蓝色线为信号, 红色阴影部分为信号区。其中已经施加了快速截断  $|\eta| < 0.7$ , 且逐计数进行了效率修正。

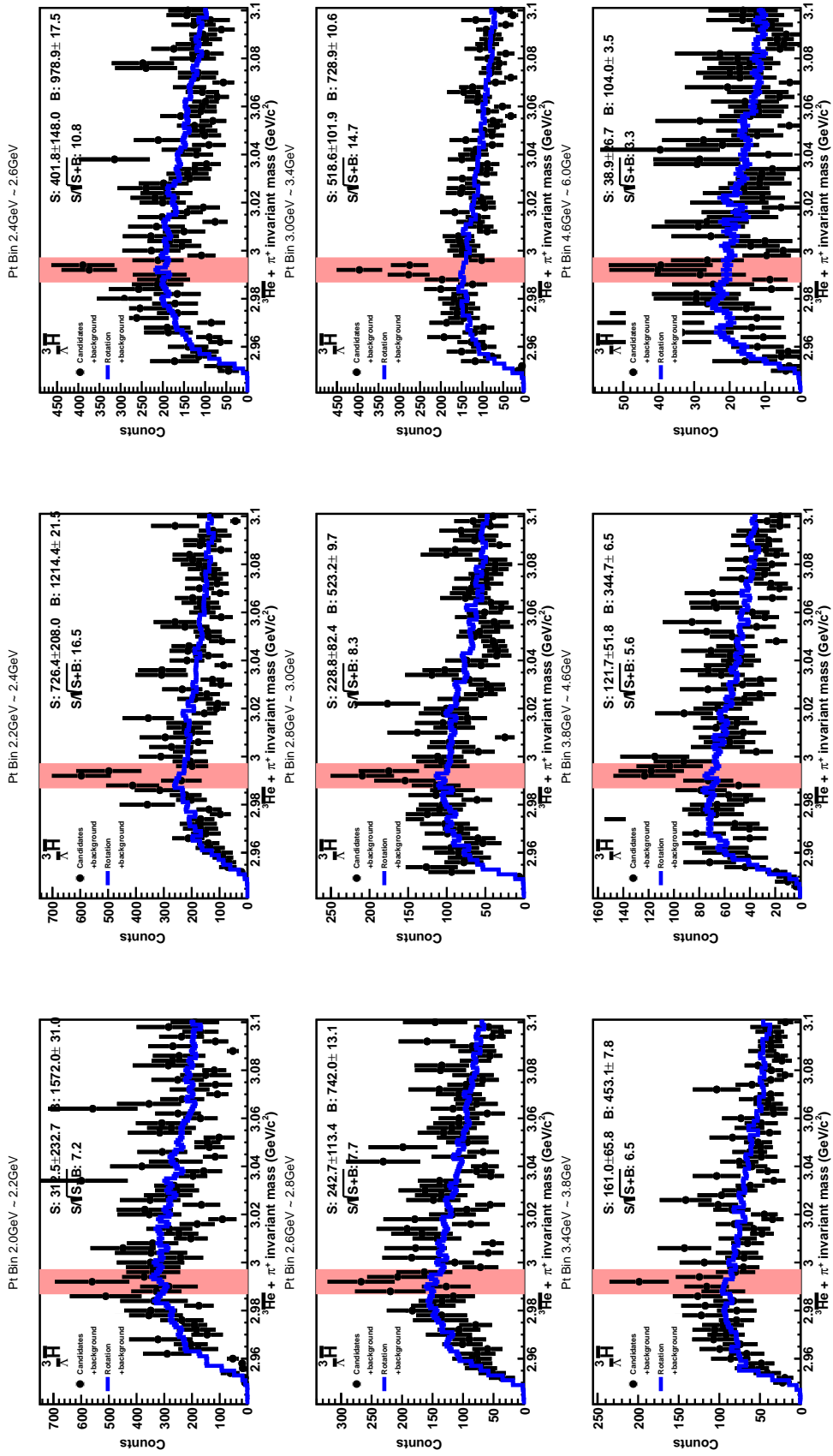


图 8-3 在不同横动量区间内的  ${}^3\text{He}$  的不变质量谱分布, 图注同图 8-2.

## 参考文献

- [1] GLASHOW S L. Partial-symmetries of weak interactions[J/OL]. Nuclear Physics, 1961, 22(4): 579-588. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [2] SALAM A, WARD J. Electromagnetic and weak interactions[J/OL]. Physics Letters, 1964, 13(2): 168-171. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364907115>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90711-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90711-5).
- [3] WEINBERG S. A Model of Leptons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1967, 19: 1264-1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [4] FRITZSCH H, GELL-MANN M, LEUTWYLER H. Advantages of the color octet gluon picture[J/OL]. Physics Letters B, 1973, 47(4): 365-368. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373906254>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(73\)90625-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90625-4).
- [5] WILSON K G. Confinement of Quarks[J/OL]. Phys. Rev. D, 1974, 10: 2445-2459. DOI: 10.1103/PhysRevD.10.2445.
- [6] GROSS D J, WILCZEK F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1343-1346. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1343.
- [7] POLITZER H D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1346-1349. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- [8] PATRIGNANI C, et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics[J/OL]. Chin. Phys. C, 2016, 40(10): 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [9] COLLINS J C, PERRY M J. Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks? [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1975, 34: 1353. DOI: 10.1103/PhysRevLett.34.1353.
- [10] CABIBBO N, PARISI G. Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation[J/OL]. Phys. Lett. B, 1975, 59: 67-69. DOI: 10.1016/0370-2693(75)90158-6.
- [11] SHURYAK E V. Theory of Hadronic Plasma[J]. Sov. Phys. JETP, 1978, 47: 212-219.
- [12] SHURYAK E V. Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions[J/OL]. Phys. Lett. B, 1978, 78: 150. DOI: 10.1016/0370-2693(78)90370-2.

- [13] FREEDMAN B A, MCLERRAN L D. Fermions and Gauge Vector Mesons at Finite Temperature and Density. 3. The Ground State Energy of a Relativistic Quark Gas[J/OL]. Phys. Rev. D, 1977, 16: 1169. DOI: 10.1103/PhysRevD.16.1169.
- [14] KAPUSTA J I. Quantum Chromodynamics at High Temperature[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1979, 148: 461-498. DOI: 10.1016/0550-3213(79)90146-9.
- [15] FUKUSHIMA K, HATSUDA T. The phase diagram of dense QCD[J/OL]. Rept. Prog. Phys., 2011, 74: 014001. DOI: 10.1088/0034-4885/74/1/014001.
- [16] RATTI C. Lattice QCD and heavy ion collisions: a review of recent progress[J/OL]. Rept. Prog. Phys., 2018, 81(8): 084301. DOI: 10.1088/1361-6633/aabb97.
- [17] AOKI Y, ENDRODI G, FODOR Z, et al. The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics[J/OL]. Nature, 2006, 443: 675-678. DOI: 10.1038/nature05120.
- [18] STEPHANOV M A. QCD phase diagram and the critical point[J/OL]. Prog. Theor. Phys. Suppl., 2004, 153: 139-156. DOI: 10.1142/S0217751X05027965.
- [19] AOKI Y, FODOR Z, KATZ S D, et al. The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit[J/OL]. Phys. Lett. B, 2006, 643: 46-54. DOI: 10.1016/j.physletb.2006.10.021.
- [20] AOKI Y, BORSANYI S, DURR S, et al. The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II.[J/OL]. JHEP, 2009, 06: 088. DOI: 10.1088/1126-6708/2009/06/088.
- [21] BAZAVOV A, et al. The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition[J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 85: 054503. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.054503.
- [22] BAZAVOV A, et al. (HotQCD Collaboration), Equation of state in (2+1)-flavor QCD [J/OL]. Phys. Rev. D, 2014, 90: 094503. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.094503.
- [23] BZDAK A, ESUMI S, KOCH V, et al. Mapping the Phases of Quantum Chromodynamics with Beam Energy Scan[J/OL]. Phys. Rept., 2020, 853: 1-87. DOI: 10.1016/j.physrep.2020.01.005.
- [24] KUTI J, POLÓNAYI J, SZLACHÁNYI K. Monte carlo study of su(2) gauge theory at finite temperature[J/OL]. Physics Letters B, 1981, 98(3): 199-204. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381909874>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)90987-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90987-4).

- [25] MCLERRAN L D, SVETITSKY B. A monte carlo study of su(2) yang-mills theory at finite temperature[J/OL]. *Physics Letters B*, 1981, 98(3): 195-198. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381909862>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)90986-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90986-2).
- [26] 徐亦飞. 相对论重离子碰撞中超氦核的实验研究[D]. 中国科学院研究生院 (上海应用物理研究所), 2017.
- [27] HOPPER V D, BISWAS S. Evidence concerning the existence of the new unstable elementary neutral particle[J/OL]. *Phys. Rev.*, 1950, 80: 1099-1100. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.1099>.
- [28] DANYSZ M, PNIEWSKI J. Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I[J]. *Philosophical Magazine Series 1*, 1953, 44: 348-350.
- [29] HAENSEL P, POTEKHIN A Y, YAKOVLEV D G. Neutron stars 1: Equation of state and structure: volume 326[M/OL]. New York, USA: Springer, 2007. DOI: 10.1007/978-0-387-47301-7.
- [30] CHOI Y B, LEE C H, KIM Y. Nuclear structure of Pt isotopes[J/OL]. *New Phys. Sae Mulli*, 2022, 72(2): 113-118. DOI: 10.3938/NPSM.72.113.
- [31] WANG M, AUDI G, WAPSTRA A H, et al. The Ame2012 atomic mass evaluation[J/OL]. *Chin. Phys. C*, 2012, 36(12): 1603-2014. DOI: 10.1088/1674-1137/36/12/003.
- [32] MÖLLER P, SIERK A J, ICHIKAWA T, et al. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012)[J/OL]. *Atom. Data Nucl. Data Tabl.*, 2016, 109-110: 1-204. DOI: 10.1016/j.adt.2015.10.002.
- [33] GLENDENNING N. Compact stars : nuclear physics, particle physics, and general relativity [J]. Springer, 2000, 39(7): 1143-1154.
- [34] PRAKASH M, BOMBACI I, PRAKASH M, et al. Composition and structure of protoneutron stars[J/OL]. *Phys. Rept.*, 1997, 280: 1-77. DOI: 10.1016/S0370-1573(96)00023-3.
- [35] BOMBACI I. The Hyperon Puzzle in Neutron Stars[J/OL]. *JPS Conf. Proc.*, 2017, 17: 101002. DOI: 10.7566/JPSCP.17.101002.
- [36] VIDAÑA I. Neutron stars and the hyperon puzzle[J/OL]. *EPJ Web Conf.*, 2022, 271: 09001. DOI: 10.1051/epjconf/202227109001.
- [37] HULSE R A, TAYLOR J H. Discovery of a pulsar in a binary system[J/OL]. *Astrophys. J. Lett.*, 1975, 195: L51-L53. DOI: 10.1086/181708.

- [38] KALAM M, HOSSEIN S M, MOLLA S. Possible radii of compact stars: A relativistic approach[J/OL]. *Mod. Phys. Lett. A*, 2016, 31(40): 1650219. DOI: 10.1142/S0217732316502199.
- [39] ANTONIADIS J, et al. A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary[J/OL]. *Science*, 2013, 340: 6131. DOI: 10.1126/science.1233232.
- [40] CROMARTIE H T, et al. (NANOGrav Collaboration), Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar[J/OL]. *Nature Astron.*, 2019, 4(1): 72-76. DOI: 10.1038/s41550-019-0880-2.
- [41] AKAISHI T, SAKAGUCHI A, TODA T, et al. Status of j-parc e73 experiment: first direct hypertriton lifetime measurement with  $3\text{He}(k^-, 0) \rightarrow 3\text{H}$  reaction[J/OL]. *Suplemento de la Revista Mexicana de Física*, 2022, 3. DOI: 10.31349/SuplRevMexFis.3.0308120.
- [42] ABOONA B, et al. Observation of Directed Flow of Hypernuclei  $\text{H}\Lambda 3$  and  $\text{H}\Lambda 4$  in  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=3$  GeV Au+Au Collisions at RHIC[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 2023, 130(21): 212301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.130.212301.
- [43] ABDALLAH M, et al. (STAR Collaboration), Measurements of  $\text{H}\Lambda 3$  and  $\text{H}\Lambda 4$  Lifetimes and Yields in Au+Au Collisions in the High Baryon Density Region[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 2022, 128(20): 202301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.202301.
- [44] ABELEV B I, et al. (STAR Collaboration), Observation of an Antimatter Hypernucleus [J/OL]. *Science*, 2010, 328: 58-62. DOI: 10.1126/science.1183980.
- [45] GAZDA D, PÉREZ-OBIOL A, FRIEDMAN E, et al. Hypertriton lifetime[J/OL]. *Phys. Rev. C*, 2024, 109(2): 024001. DOI: 10.1103/PhysRevC.109.024001.
- [46] ARMSTRONG T A, et al. Production of  $\text{H}^{*3}(\Lambda)$  and  $\text{H}^{*4}(\Lambda)$  in central 11.5-GeV/c Au + Pt heavy ion collisions[J/OL]. *Phys. Rev. C*, 2004, 70: 024902. DOI: 10.1103/PhysRevC.70.024902.
- [47] DIRAC P A. The Quantum Theory of the Electron[J/OL]. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 1928, 117(778): 610-624. DOI: 10.1098/rspa.1928.0023.
- [48] DIRAC P A M. A Theory of Electrons and Protons[J/OL]. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 1930, 126(801): 360-365. DOI: 10.1098/rspa.1930.0013.
- [49] DIRAC P A M. On the annihilation of electrons and protons[J/OL]. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1930, 26(3): 361 - 375. DOI: 10.1017/S0305004100016091.
- [50] OPPENHEIMER J R. On the theory of electrons and protons[J/OL]. *Phys. Rev.*, 1930, 35: 562-563. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.35.562>.

- [51] ANDERSON C. The Positive Electron[J/OL]. *Phys. Rev.*, 1933, 43: 491-494. DOI: 10.1103/PhysRev.43.491.
- [52] CHAO C Y. Scattering of hard  $\gamma$ -rays[J/OL]. *Physical Review*, 1930, 36: 1519-1522. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:121192875>.
- [53] CHAMBERLAIN O, SEGRÈ E, WIEGAND C, et al. Observation of antiprotons[J/OL]. *Phys. Rev.*, 1955, 100: 947-950. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.100.947>.
- [54] MASSAM T, MULLER T, RIGHINI B, et al. Experimental Observation of Antideuteron Production[J]. *Nuovo Cim.*, 1965, 39: 10-14.
- [55] DORFAN D E, EADES J, LEDERMAN L M, et al. Observation of Antideuterons[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 14: 1003-1006. DOI: 10.1103/PhysRevLett.14.1003.
- [56] CHAMBERLAIN O, SEGRE E, WIEGAND C, et al. Observation of Anti-Protons[J/OL]. *Phys. Rev.*, 1955, 100: 947-950. DOI: 10.1103/PhysRev.100.947.
- [57] CORK B, LAMBERTSON G R, PICCIONI O, et al. Anti-neutrons Produced from Anti-protons in Charge Exchange Collisions[J/OL]. *Phys. Rev.*, 1957, 104: 1193-1197. DOI: 10.1103/PhysRev.104.1193.
- [58] PROWSE D J, BALDO-CEOLIN M. Anti-lambda hyperon[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 1958, 1: 179-180. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.1.179>.
- [59] ANTIPOV Y M, et al. Observation of Anti-he-3[J]. *Yad. Fiz.*, 1970, 12: 311-322.
- [60] VISHNEVSKY N K, et al. Observation of Anti-Tritium[J]. *Yad. Fiz.*, 1974, 20: 694-708.
- [61] AGAKISHIEV H, et al. Observation of the Antimatter Helium-4 Nucleus[J/OL]. *Nature*, 2011, 473: 353. DOI: 10.1038/nature10079.
- [62] ADAMS J, et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions[J/OL]. *Nucl. Phys. A*, 2005, 757: 102-183. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085.
- [63] ADCOX K, et al. Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration[J/OL]. *Nucl. Phys. A*, 2005, 757: 184-283. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086.
- [64] BACK B B, et al. The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC[J/OL]. *Nucl. Phys. A*, 2005, 757: 28-101. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084.



- [65] ARSENE I, et al. Quark Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC: The Perspective from the BRAHMS Experiment[J/OL]. Nucl. Phys. A, 2005, 757: 1-27. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130.
- [66] MULLER B, SCHUKRAFT J, WYSLOUCH B. First Results from Pb+Pb Collisions at the LHC[J/OL]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2012, 62: 361-386. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102711-094910.
- [67] ADAM J, et al. Beam energy dependence of (anti-)deuteron production in Au + Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider[J/OL]. Phys. Rev. C, 2019, 99(6): 064905. DOI: 10.1103/PhysRevC.99.064905.
- [68] GOLDEN R L, HORAN S, MAUGER B G, et al. Evidence for the existence of cosmic-ray antiprotons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1979, 43: 1196-1199. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.1196>.
- [69] CHEN J, KEANE D, MA Y G, et al. Antinuclei in Heavy-Ion Collisions[J/OL]. Phys. Rept., 2018, 760: 1-39. DOI: 10.1016/j.physrep.2018.07.002.
- [70] ADAM J, et al. (STAR Collaboration), Measurement of the mass difference and the binding energy of the hypertriton and antihypertriton[J/OL]. Nature Phys., 2020, 16(4): 409-412. DOI: 10.1038/s41567-020-0799-7.
- [71] ADAM J, et al. (ALICE Collaboration),  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  and  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV[J/OL]. Phys. Lett. B, 2016, 754: 360-372. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.01.040.
- [72] ACHARYA S, et al. Production of  ${}^4\text{He}$  and  ${}^4\bar{\text{He}}$  in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV at the LHC[J/OL]. Nucl. Phys. A, 2018, 971: 1-20. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2017.12.004.
- [73] ADAM J, et al. Precision Measurement of the Mass Difference between Light Nuclei and Anti-nuclei[J/OL]. Nature Phys., 2015, 11(10): 811-814. DOI: 10.1038/nphys3432.
- [74] BRAUN-MUNZINGER P, DÖNIGUS B. Loosely-bound objects produced in nuclear collisions at the LHC[J/OL]. Nucl. Phys. A, 2019, 987: 144-201. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2019.02.006.
- [75] DÖNIGUS B. Selected highlights of the production of light (anti-)(hyper-)nuclei in ultra-relativistic heavy-ion collisions[J/OL]. Eur. Phys. J. A, 2020, 56(11): 280. DOI: 10.1140/epja/s10050-020-00275-w.
- [76] HARRISON M, LUDLAM T, OZAKI S. RHIC project overview[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499: 235-244. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01937-X.
- [77] ACKERMANN K, ADAMS N, ADLER C, et al. STAR Detector Overview[J]. Nuclear Instruments and Methods A, 2003, 499(2-3): 624-632.

- [78] ANDERSON M, BERKOVITZ J, BETTS W, et al. The STAR Time Projection Chamber: a Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC[J]. Nuclear Instruments and Methods A, 2003, 499(2-3): 659-678.
- [79] Llope, W. J. and STAR collaboration et al. Multigap RPCs in the STAR Experiment at RHIC [J]. Nuclear Instruments and Methods A, 2012, 661: S110-S113.
- [80] BICHSEL H. A Method to Improve Tracking and Particle Identification in TPCs and Silicon Detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods A, 2006, 562(1): 154-197.
- [81] ZYZAK M. Online Selection of Short-lived Particles on Many-core Computer Architectures in the CBM Experiment at FAIR[D]. Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2016.
- [82] JU X Y, et al. Applying the Kalman filter particle method to strange and open charm hadron reconstruction in the STAR experiment[J/OL]. Nucl. Sci. Tech., 2023, 34(10): 158. DOI: 10.1007/s41365-023-01320-1.
- [83] ABLYAZIMOV T O, ZYZAK M V, IVANOV V V, et al. Kalman filter-based fast track reconstruction for charged particles in a Compressed Baryonic Matter experiment using parallel computing on a multicore server at the Laboratory of Information Technologies, Joint Institute for Nuclear Research[J/OL]. Phys. Part. Nucl. Lett., 2015, 12(3): 423-427. DOI: 10.1134/S1547477115030012.
- [84] ABDALLAH M, et al. Measurements of  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  and  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  Lifetimes and Yields in Au+Au Collisions in the High Baryon Density Region[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2022, 128(20): 202301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.202301.
- [85] COWAN G, CRANMER K, GROSS E, et al. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2011, 71: 1554. DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0.
- [86] BRUN R, BRUYANT F, MAIRE M, et al. GEANT3[Z]. 1987.
- [87] FINE V, NEVSKI P. OO Model of STAR Detector for Simulation, Visualisation and Reconstruction[C]//11th International Conference on Computing in High-Energy and Nuclear Physics. 2000: 143-146.
- [88] LLOPE W. Light (Anti)Nucleus Absorption from Geant4[EB/OL]. 2013. [https://www.star.bnl.gov/protected/lfsupc/yuning/BES/pwg/bill\\_llope\\_20130524.pdf](https://www.star.bnl.gov/protected/lfsupc/yuning/BES/pwg/bill_llope_20130524.pdf).
- [89] E.PESKIN M, V.SCHROEDER D. Quantum Field Theory[M]. 世界图书出版公司.
- [90] 杜东升, 杨茂志. 粒子物理导论[M]. 科学出版社.
- [91] ACHARYA S, et al. Measurement of the Lifetime and  $\Lambda$  Separation Energy of  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2023, 131(10): 102302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.102302.

- [92] ADAMCZYK L, et al. Measurement of Interaction between Antiprotons[J/OL]. Nature, 2015, 527: 345-348. DOI: 10.1038/nature15724.
- [93] PREM R J, et al. Lifetimes of Hypernuclei,  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^5_{\Lambda}\text{H}$ [J/OL]. Phys. Rev., 1964, 136: B1803. DOI: 10.1103/PhysRev.136.B1803.
- [94] KEYES G, et al. New Measurement of the  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1968, 20(15): 819-821. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.819.
- [95] PHILLIPS R E, et al. Lifetimes of Light Hyperfragments. II[J/OL]. Phys. Rev., 1964, 180: 1307. DOI: 10.1103/PhysRev.180.1307.
- [96] KEYS G, et al. Properties of  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ [J/OL]. Phys. Rev. D, 1970, 1(1): 66-77. DOI: 10.1103/PhysRevD.1.66.
- [97] BOHM G, et al. On the lifetime of the  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  hypernucleus[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1970, 16: 46-52. DOI: 10.1016/0550-3213(70)90335-4.
- [98] KEYS G, et al. A Measurement of the Lifetime of the  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  Hypernucleus[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1973, 67: 269-283. DOI: 10.1016/0550-3213(73)90197-1.
- [99] AVRAMENKO S, et al. A Study of the Production and Lifetime of the Lightest Relativistic Hypernuclei[J/OL]. Nucl. Phys. A, 1992, 547: 95c. DOI: 10.1016/0375-9474(92)90714-U.
- [100] RAPPOLD C, et al. Hypernuclear Spectroscopy of Products from  ${}^6\text{Li}$  Projectiles on a Carbon Target at 2 A GeV[J/OL]. Nucl. Phys. A, 2013, 913: 170-184. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2013.05.019.
- [101] ADAMCZYK L, et al. Measurement of the  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  lifetime in Au+Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider[J/OL]. Phys. Rev. C, 2018, 97(5): 054909. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.054909.
- [102] ACHARYA S, et al.  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  and  ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$  lifetime measurement in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV via two-body decay[J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 797: 134905. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.134905.
- [103] OUTA H, et al. Mesonic Weak Decay of  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  and  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ [J/OL]. Nucl. Phys. A, 1995, 585: 109c. DOI: 10.1016/0375-9474(94)00552-X.
- [104] RAYET M, DALITZ R H. The Lifetime of  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ [J]. Nuovo Cimento, 1966, XLVI(4): 8302-8310.
- [105] CONGLETON J G. A Simple Model of the Hypertriton[J]. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1992, 18: 339-357.

- [106] KAMADA H, et al.  $\pi$ -mesonic Decay of the Hypertriton[J]. Phys. Rev. C, 1998, 57(4): 1595-1603.
- [107] GAL A, et al. Towards Resolving the  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  Lifetime Puzzle[J]. Phys. Lett. B, 2019, 791: 48-53.
- [108] HILDENBRAND F, HAMMER H W. Lifetime of the Hypertriton[J/OL]. Phys. Rev. C, 2020, 102: 064002. DOI: 10.1103/PhysRevC.102.064002.
- [109] GAL A. Recent Progress on few-body Hypernuclei[J/OL]. EPJ Web Conf., 2022, 259: 08002. DOI: 10.1051/epjconf/202225908002.
- [110] GROUP P D, WORKMAN R L, BURKERT V D, et al. Review of Particle Physics[J/OL]. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2022, 2022(8): 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [111] ANDRONIC A, BRAUN-MUNZINGER P, STACHEL J, et al. Production of Light Nuclei, Hypernuclei and Their Antiparticles in Relativistic Nuclear Collisions[J]. Phys. Lett. B, 2011, 697(3): 203-207.
- [112] SATO H, YAZAKI K. On the Coalescence Model for High Energy Nuclear Reactions[J]. Phys. Lett. B, 1981, 98(3): 153-157.
- [113] STEINHEIMER J, GUDIMA K, BOTVINA A, et al. Hypernuclei, Dibaryon and Antinuclei Production in High Energy Heavy Ion Collisions: Thermal Production vs. Coalescence[J]. Phys. Lett. B, 2012, 714(1): 85-91.
- [114] SCHNEDERMANN E, SOLLFRANK J, HEINZ U W. Thermal Phenomenology of Hadrons from 200-A/GeV S+S Collisions[J/OL]. Phys. Rev. C, 1993, 48: 2462-2475. DOI: 10.1103/PhysRevC.48.2462.
- [115] ARMSTRONG T A, et al. Mass Dependence of Light Nucleus Production in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1999, 83: 5431-5434. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.5431.
- [116] ABELEV B I, et al. Identified Baryon and Meson Distributions at Large Transverse Momenta from Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 152301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.152301.
- [117] SUN K J, KO C M, DÖNIGUS B. Suppression of light nuclei production in collisions of small systems at the Large Hadron Collider[J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 792: 132-137. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.03.033.

- [118] ZHANG S, CHEN J H, CRAWFORD H, et al. Searching for Onset of Deconfinement via Hypernuclei and Baryon-strangeness Correlations[J/OL]. Phys. Lett. B, 2010, 684: 224-227. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.01.034.
- [119] LIU H. Production of meson, baryon and light nuclei ( $A=2,3$ ): investigating freeze-out dynamics and roles of energetic quarks and gluons in Au+Au collisions at RHIC[D]. Hefei, CUST, 2007.
- [120] COLLABORATION T S. Yields and elliptic flow of  $d(\bar{d})$  and  ${}^3\text{he}({}^3\bar{H}e)$  in au+au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  gev[A]. 2009. arXiv: 0909.0566.

## 在学期间的研究成果

### 作者简介：

吴俊霖

2013年9月——2017年6月，合肥工业大学，电子科学与应用物理学院，应用物理学专业，获得学士学位。

2017年9月——2024年8月，中国科学院近代物理研究所(或中国科学院大学物理学院)，攻读博士学位。

2019年9月——2024年8月，兰州大学，核科学与技术学院，与近代物理研究所联合培养，攻读博士学位。

### 已发表（或正式接受）的学术论文：

- (1) Observation of the Antimatter Hypernucleus  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ （第一作者） arXiv:2310.12674  
期刊：Nature DOI:<https://doi.org/10.1038/s41586-024-07823-0>
- (2) Production of Proton and Light Nuclei in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{GeV}$  with the STAR Detector（第二作者） arXiv:2311.11020 投稿期刊：PRC（审稿中）
- (3) Beam Energy Dependence of Triton Production and Yield Ratio ( $N_t \times N_p / N_d^2$ ) in Au+Au Collisions at RHIC（作为合作组评审委员会 GPC 成员） Phys.Rev.Lett. 130 (2023) 202301

### 参与课题：

- (1) Observation of the Antimatter Hypernucleus  ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$
- (2) Production of Proton and Light Nuclei in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{GeV}$  with the STAR Detector

## 致 谢 之 一

在这篇论文完成之际，我想对许多人表示感谢。

首先我要感谢我的导师许怒老师、仇浩老师和龙文辉老师，他们对我的研究工作给了很多指导和支持。在我读研之前，似乎并不知怎样完成一件了不起的事情，遇到困难也不知道如何克服，只是仅仅靠一些取巧和对物理学算不上非常深厚的喜爱完成了本科学业。但是我从我的导师们身上学到了，面对一个困难，唯一能做的就是调查研究，寻找解决困难的方法。在发现 ${}^4_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的信号之前，经历了一年多的寻找，我们一无所获，但仇老师并没有放弃，而是带领我大胆假设，小心求证，找到问题。在困难面前退缩，或者产生这样或那样的情绪都是没有任何用，最后只能是一败涂地。同时，严谨的工作态度也是必不可少，我的导师们正是用一丝不苟的工作作风，言传身教影响着我。在工作中，他们经常与我讨论，给了我的研究细致全面的指导，有了他们的帮助，我才能顺利完成课题。

我要感谢课题组给过我帮助的老师：张亚鹏老师、何熊宏老师、胡强老师、Subbhash 老师、孙旭老师、尹伊老师。在工作中他们帮我解惑答疑，给了我非常多的宝贵建议。我也要感谢曾经帮助过我的巢静宜老师、赵行波老师，虽然我没有在理论研究工作的道路走下去，但是我曾经在他们的帮助下获得的理论知识永远会成为我的积累。

我要感谢 STAR 合作组的成员：许长补教授、Carl Gagliardi 教授、罗晓峰教授、梁裕恒博士、朱相雷教授等所有给过我帮助的人，他们的经验和见解让我的在研究中受益良多。

我要感谢我的同学们：武表刚、胡晨露、朱毅、赵凤仪、路坦、刘成洋、许月、张鑫、王修贤、陈梓轩、胡志成、郭恒源、Zaiba 等人。我们一起工作学习，相互帮助，他们的才华和品质让我受益良多，这使我的读博生涯并不孤独。我们来自天南海北，却汇聚在这里，将青春奉献给科学研究，在这个过程中他们的友情是我最重要的收获。

我要感谢在读研读博期间的几个朋友“ABB”微信群成员和赵亦轩，谢谢他们给我的尊重、信任和照顾，正是有这些优秀的朋友，我才能一步步成长成熟。

我要感谢我的母亲和父亲。我的母亲已经把她认为最好的母爱给了我，希望以后她能享受生活，不必操劳。我的父亲给了我最早的数理启蒙，尽管病痛让他自暴自弃，但我还是希望他能变回那个曾经教我做奥数题的男人。我要感谢我的女朋友，在我一无所有的时候选择了我，在我读博压力巨大的时候给予我理解。

我要感谢国家、兰州大学和中科院近代物理研究所，给了我良好的学习机会和研究环境。或许我并不是那么优秀，但我仍然从一个贫困家庭的小男孩走到了能为人类科学事业贡献微薄力量的一步。

2024 年 3 月



## 致 谢 之 二

我要感谢所有的劳动人民。我所信仰的思想告诉我，是人民，是劳动人民创造了一切。

科研工作，尤其是我们这样的基础科学的研究，短期内很难看到对社会发展有什么回报，但是我们仍然能坐在有空调的办公室中，进行科学研究。这原因就是有那些在工作中大汗淋漓的人的奉献。科研经费不是凭空产生，归根结底是凝聚了社会必要劳动时间。研究反物质有什么用处呢？也许在几百年后，人们能乘坐以正反物质湮灭为能量的星际飞船探索宇宙，也许他们的能以 10% 的光速飞行，在未知的宜居星球创造无限可能。可这一切都离现在太远了，又或者根本不可能发生。耕地里灰头土脸的农民、工地上劳累的建筑工人、地下通道休息的环卫工人、奔波不停的外卖小哥，等等所有劳动人民，他们都不可能等到生产力大发展，所有人都能靠兴趣生活，而不用为生计发愁的那一天。他们永远也不会坐上反物质驱动的星际飞船。

我所接受的教育、我们国家的历史告诉我，这个国家的主人是劳动人民而不是别的什么东西，一切都是为了人而服务，人不是资源，不是牛马，人是一切的主体。然而现实是我们的社会上层充斥着：行尸走肉般的官僚主义者、反动丑陋的资本主义者、愚蠢傲慢的精英主义者、可怜的精致利己主义者、狭隘的民族主义者。劳动人民没有被真正尊重过，尽管他们创造了一切。也许我们这些所谓的“知识分子”真正要做的是真正走进他们，与他们一道，问他们痛苦些什么，想要些什么，就如同一百年前的那位先生做过的那样。

我感谢所有劳动人民。没有我，同样的科学研究成果也会有别的人做出来；没有劳动人民，就没有一切。

2024 年 3 月