

密级_____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

相对论重离子碰撞(RHIC)实验下超氙核的产生及 寿命测量

作者姓名: 朱逾卉

指导教师: 马余刚 研究员

中国科学院上海应用物理研究所

合作指导教师: 许长补 研究员

美国布鲁克海文国家实验室

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院上海应用物理研究所

2013 年 05 月

中国科学院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

论文独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式说明并表示了感谢。本声明的法律结果由本人承担。

声明人：

日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解中科院上海应用物理研究所关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 1、按照应物所的要求向研究生部提交学位论文的印刷本，向信息中心提交学位论文电子版；
- 2、应物所有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；
- 3、应物所可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 4、应物所可以公布论文的全部或部分内容；
- 5、应物所有权按规定向有关论文保存单位提交论文，并同意论文保存单位向社会公布。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名：

导师签名：

年 月 日

年 月 日

Study on Hypertriton Production and Lifetime measurement at RHIC STAR

By
Yuhui Zhu

Dissertation Director: Prof. YuGang Ma
Off-campus Co-adviser: Dr. Zhangbu Xu

A Dissertation/Thesis Submitted to
The University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Philosophy

Shanghai Institute of Applied Physics
Chinese Academy of Sciences

May, 2013

致 谢

五年的硕博生活转眼就要结束,想起第一次来到组里的事情,情景历历在目。这几年我经历了不少事情,想法也改变了很多,不仅仅是对科研的想法和态度,还有对自己人生的思考。非常感谢这五年,让我成熟了许多。

首先要由衷感谢我的导师马余刚研究员。作为一个导师,他无可挑剔。马老师不仅仅在物理上学识渊博,图像清晰,并且他严谨和踏实的工作作风值得我们每一个学生学习。在这几年,马老师给我创造了很多科研条件,也对我悉心指导,包括08年来所里做毕业设计,包括送我去美国布鲁克海文国家实验室两年,对我有莫大的帮助。作为一个研究生,我有太多不合格和任性之处,感谢马老师对我的宽容,尽管以后不会从事科研,但是马老师永远会是我的人生导师。

再有要诚挚感谢美国布鲁克海文国家实验室的许长补研究员。在美国的两年,他直接指导了我的论文的大部分工作。作为一个履历优秀工作出众的华人科学家,许长补研究员身上有太多需要我学习的地方:精通物理和硬件,工作勤勉踏实,和学生平等相处,对彼此观点互相尊重,在他身上我看到了那种单纯的对科学的热爱和努力。感谢那两年他对我的督促,让我改变了很多。

感谢陈金辉副研究员,在我的工作期间对我的工作提供了诸多指导和帮助。陈金辉副研究员做事的坚持和认真是我非常值得学习的。

感谢张松博士,作为带我入门的第一个师兄,张松博士教会了我很多。

感谢马国亮副研究员, 钟晨副研究员, 他们不仅在科研上时常给我指导, 在生活上也对我颇为关心。

感谢我们年级的几位同学兼好友: 刘亚芬、梅龙伟、韩立欣、陶城。在所里略显枯燥的生活里, 如果没有他们, 我想我不会有那么多开心的回忆。感谢他们包容我这个有点自我和任性的朋友, 虽然以后不在一个单位工作, 甚至不在一个城市, 但是我想我们的友谊长存。

感谢在BNL的众多好友, 我们一起度过了许多愉快的时光, 在工作上互相学习, 在生活上互相照顾。感谢薛亮师兄和赵杰师兄, 他们在BNL的时候对我生活和工作都给给予了巨大帮助; 感谢我的师弟寿齐焯, 教会我吉他, 在我郁闷的时候开解我, 并在平时各种讨论中对我诸多启发; 感谢我的师傅陈佳筠, 教会我做菜, 更让我学到了女人的自信和潇洒; 感谢我的室友陈丽珠, 她的直爽开朗让我特别投缘, 在有点小迷茫的时期, 我们互相开导, 对我影响很大; 感谢我的室友崔相利, 她让我看到了什么是善良和温婉, 在学习生活上对我多次无私帮助, 很让我感动; 感谢柯宏伟、杨岩同学在众多小白问题上的诸多帮忙; 感谢仇浩博士, 黄炳鑫博士, 杜成明, 杨驰, 郑亮, 郭毅, 阎威华, 唐泽波副教授, 邵明副教授, 张一飞副教授等等众多曾经在工作生活上给予我帮助的朋友。

感谢其他在组里的各位同学朋友们: 李薇, 田健, 曹喜光, 张国强, 周成龙, 王佳, 叶绍强, 何万兵, 吕明, 代志涛, 刘应都, 张正桥, 徐亦飞, 马龙, 普洁, 朱亮, 张同林, 王玉廷, 杜龙。HIRG组是一个大家庭, 大家互相之间既是同学, 也是朋友。

最后, 谨以此文献给我亲爱的父母, 祝他们幸福快乐、健康长寿。

摘 要

超子-核子的相互作用(Y-N相互作用)在物理上是非常重要的,它可以帮助科学家统一理解重子-重子相互作用。科学家们认为在中子星中起主导的就是Y-N相互作用[1],因此,它对于天体物理的研究意义重大。相对论重离子对撞机RHIC实验上可以大量地产生超子,是个非常理想的用来研究Y-N相互作用的平台。

由于超子的不稳定性,因此实验上很难得到直接的Y-N碰撞数据。超核为包含有超子的原子核,本身就是一个天然的Y-N相互作用系统,因此可以作为一个可行的探针来研究Y-N相互作用。超核的诸多性质,如衰变道和寿命会受到Y-N相互作用的影响。因此,通过研究超核的性质可以反过来帮助我们理解Y-N相互作用。最轻的超核是超氦核 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$,它是在RHIC上产生几率最大的超核。本论文中将详细介绍我们对于超氦核的实验分析。

奇异性丰度因子[2]是跟超氦核相关的一个重要物理量,定义为 $S_3 = {}^3_{\Lambda}\text{H}/({}^3\text{He} \times \Lambda/p)$,理论上计算结果[2, 3]表明可以使用这个量来区分强子相和相对论重离子碰撞中形成的QGP相。超氦核的寿命也是本工作的一个重要内容,2010年和2011年相对论重离子对撞机RHIC上的STAR探测器采集的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 200\text{GeV}$ Au+Au碰撞事例提供了大量的统计,可以帮助我们得到一个统计上更好的寿命测量结果。

我们首先将所有样本合并得到了一个 9.6σ 的 ${}^3_{\Lambda}\text{H} + {}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的信号(信号统计个数为600)。之后在每个能量的碰撞样本里单独重构 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 信号,进行了效率修正后,我们得到了奇异性丰度因子 S_3 的能量依赖性,并将结果与模型结果进行了比较。由于统计不足,暂时无法得到很强的物理结论。通过对数据点进行拟合,我们可以给出一个量化的描述: S_3 随着能量有变大的趋势,置信区间为 1.7σ 。

关于寿命测量,我们最终的结果为: $\tau = 123^{+26}_{-22}(\text{stat}) \pm 10(\text{sys})\text{ps}$ 。这个跟我们以往对超氦核的理解有出入。我们还需要后续的物理工作包括理论和实验的结果来在这个问题

上进一步做讨论。

此外，我们利用多相输运模型(AMPT)研究了200GeV Au+Au碰撞事件中的双强子方位角关联函数。我们计算了在三个中心度(0-10%, 20-40%, 50-80%)下的两粒子方位角关联函数对 p_T^{assoc} 的依赖性，由于存在两种背景计算方式，我们在本工作中同时采用了两种方法。尽管两个背景幅度有稍许差异，但是定性来说物理结果是一致的。从结果来看，关联函数的形状变化有着这样一种趋势：碰撞越中心，分布越宽，到高 p_T^{assoc} 的范围，甚至出现了双峰结构。这个现象和喷注淬火的图像是一致的。我们随后又在很细的 p_T^{assoc} 区间研究了在0-10%中心度下两粒子方位角关联函数对 p_T^{assoc} 的依赖性。从结果来看，关联函数的形状随着 p_T^{assoc} 变宽。我们计算了非流在两粒子方位角关联函数中的贡献比例，发现其比例不超过5%。从这个结果来看，如果要很好的了解喷注-介质相互作用，必须要对集体流引起的关联有比较精确的研究。并且，从以上结论来看，了解喷注-介质相互作用对了解jet在QGP演化中的能损机制很有帮助。

关键词:相对论重离子碰撞(RHIC)，超氙核，奇异性丰度因子，寿命，双强子方位角关联，非流

Abstract

The hyperon-nucleon(Y-N) interaction is of great physical interest because it introduces a new quantum number strangeness in nuclear matter. It is predicted to be the decisive interaction in some high-density matter systems, such as neutron stars [1]. RHIC, the Relativistic Heavy Ion Collider, provides an ideal laboratory to study Y-N interaction because hyperons and nucleons are abundantly produced at high energy nucleus-nucleus collisions.

The lifetime and decay modes of the hypertriton, the lightest hypernucleus, which consists of a proton, a neutron and the lightest hyperon Lambda, and the antimatter hypertriton discovered at RHIC[4], provide valuable insights into the Y-N interaction.

The strangeness population factor S_3 , defined as $\frac{{}^3_{\Lambda}H/{}^3He}{\Lambda/p}$, is a good representation of the local correlation between baryon number and strangeness[2]. It is predicted that S_3 has a different behavior in quark gluon plasma(QGP) and pure hadron gas[2, 3] thus can be used as a tool to distinguish QGP from a pure hadronic phase.

The RHIC beam energy scan program in 2010-2011 allowed STAR to collect data from Au+Au collisions over a broad range of energies. This provides an opportunity to study the beam energy dependence of S_3 . In addition, due to the beam energy independence of our lifetime measurement method, with increased statistics of present datasets, an improved result of lifetime measurement of hypertriton can be obtained.

In this thesis, the hypertriton analysis results for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39$ and 200 GeV will be presented. With the excellent particle identification of the Time Projection Chamber, we are able to reconstruct ${}^3_{\Lambda}H({}^3_{\Lambda}\bar{H})$ via its two-body decay channel to 3He and π^- (${}^3\bar{H}$ and π^+). The combined ${}^3_{\Lambda}H$ plus ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ raw yield is about 600 and its

significance can reach 9.6σ . The Beam Energy Dependence of S_3 is presented. Although we can not draw a strong physical conclusion from the result due to bad statistics, we can still give a quantitative statement that S_3 increases with beam energy with 1.7σ significance. In addition, with this increased statistics, we can make a statistically improved lifetime measurement: $\tau = 123_{-22}^{+26}(\text{stat}) \pm 10(\text{sys})\text{ps}$.

We also present a phenomenological study on the dihadron azimuthal correlation functions using a multi-phase transport (AMPT) model in 200 GeV/c Au+Au collisions for different centralities 0-10%, 20-40% and 50-80% and different p_T^{assoc} bins. We have obtained the harmonic flows with less nonflow effect and constructed the combined harmonic flow background using two formulas as reasonable upper and lower limits. Although the backgrounds calculated by two formulas differ in magnitude, the physics information is quite similar for both cases.

The evolution of real signal shape and away-side jet relative contribution with the increase of p_T^{assoc} and centrality is consistent with the fact that the high p_T particles are strongly modified by the hot dense medium and the effect is weaker in more peripheral collisions.

The jet contribution percentage in the raw dihadron correlation function is relatively small. For the most central events (0-10%), it is less than 5%. For a reliable extraction of the jet-correlation yields, a precise understanding of the harmonic flow background to within a few percent is required. However, the jet-correlation shape is robust against a large variation in the background subtraction. We have carried out a comprehensive study of jet-medium contribution as a function of p_T^{assoc} in fine bins. We observe an evolution of the correlation signal with increasing p_T^{assoc} , from a single Gaussian to a flat or even double-peaked shape. The away-side correlation function RMS increases with p_T^{assoc} , even

for our conservative choices of the two significantly different flow backgrounds. These results suggest the importance of jet-medium interactions, and may help elucidate the mechanisms of jet energy loss in the QGP.

Keywords: RHIC, hypertriton, strangeness population factor, lifetime, dihadron, nonflow

目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	v
1 相对论重离子碰撞	1
1.1 粒子物理的历史发展	1
1.2 标准模型的建立	3
1.3 量子色动力学 (Quantum chromodynamics)	5
1.3.1 夸克禁闭和渐进自由	6
1.3.2 QCD 相变	8
1.4 相对论重离子碰撞	11
1.4.1 几何描述	11
1.4.2 时间演化	12
1.5 RHIC能区QGP存在的实验证据	14
1.5.1 温度和粒子谱(Temperature and Spectra)	14
1.5.2 喷注淬火 (Jet quenching)	16
1.5.3 各向异性流 (Anisotropic Flow)	20
1.5.4 奇异性增强(Strangeness Enhancement)	22
1.6 RHIC上寻找QCD相变点的相关结果	25
1.7 LHC能区的实验结果	30
1.8 相对论重离子碰撞模型介绍	32
1.8.1 流体动力学模型(Hydrodynamical Model)	32
1.8.2 统计模型(Statistical Model)	37
1.8.3 多相运输模型(A Multi-phase Transport Model)	39
1.9 本论文的内容和结构	42
2 相对论重离子碰撞实验装置	43
2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)	43
2.2 螺旋管径迹探测器 (STAR)	45
2.2.1 时间投影室 (Time Projection Chamber)	47
2.2.2 飞行时间探测器 (Time Of Flight)	51

2.3	RHIC未来的物理计划和探测器升级	54
2.3.1	能量扫描第二阶段BES-II	55
2.3.2	eRHIC	55
2.3.3	前向GEM径迹探测器FGT(Forward GEM Tracker).....	57
2.3.4	μ 子望远镜探测器MTD(Muon Telescope Detector).....	59
2.3.5	重味探测器HFT(Heavy Flavor Tracker)	60
2.3.6	ITPC升级(inner TPC)	61
3	零度量能器(ZDC)的测试与刻度	63
3.1	宇宙射线实验.....	63
3.2	RHIC运行过程中对ZDC的刻度.....	67
4	${}^3_{\Lambda}$H的实验分析	69
4.1	超核物理介绍.....	69
4.1.1	超子和核子的相互作用(Y-N相互作用).....	69
4.1.2	超核的衰变.....	73
4.1.3	超核的实验研究	74
4.1.4	超氦核的性质	77
4.2	数据样本和挑选条件	79
4.3	${}^3_{\Lambda}$ H次级衰变顶点的重建.....	80
4.3.1	${}^3\text{He}({}^3\bar{\text{He}})$ 粒子鉴别.....	80
4.3.2	衰变拓扑图和实验上信号重建	84
4.4	奇异性丰度因子的能量依赖性	86
4.4.1	奇异性丰度因子	86
4.4.2	不同的能量下重构 ${}^3_{\Lambda}$ H的信号.....	88
4.4.3	通过旋转多个角度进一步改善信号背景	88
4.4.4	探测器接收度和探测效率修正	90
4.4.5	系统误差分析.....	91
4.4.6	结果讨论	92
4.5	${}^3_{\Lambda}$ H寿命的测量.....	93
4.5.1	实验测量方法介绍	93
4.5.2	系统误差分析.....	94
4.5.3	修正效率后的结果讨论.....	95
5	双强子方位角关联理论研究	97
5.1	关联函数构造.....	97
5.2	关联函数的背景构建	98
5.2.1	高阶流	98
5.2.2	反应平面的构建	99
5.2.3	非流对关联函数背景的影响	101

5.3	近年相关的计算结果	101
5.4	结果讨论	103
5.4.1	两粒子方位角关联对中心度和 p_T^{assoc} 的依赖性	103
5.4.2	0-10%中心碰撞中两粒子方位角关联对 p_T 的依赖性	105
5.4.3	$\langle v_1^{trig} \rangle$, $\langle v_1^{assoc} \rangle$ 和 $\langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$ 的比较	107
5.5	总结	109
6	总结和展望	111
6.1	总结	111
6.2	展望	113
	参考文献	115
	插图目录	127
	表格目录	135
	发表论文和学术报告清单	139
	附录: 物理常数表	145

第一章 相对论重离子碰撞

了解自然、研究物质的性质是物理学科的最基本的使命。而对于粒子物理这个学科来说,我们的任务就是了解清楚物质的最基本组成和它们的性质。

1.1 粒子物理的历史发展

最早从古希腊和古印度开始,人们就开始慢慢认为物质由离散和有限的成分组成。在19世纪,约翰道尔顿提出,化学元素由原子组成。在那时,原子被认为是最小的组成单位,直到1897年约瑟夫·汤普森在阴极射线中发现了电子。而后在1909年,卢瑟福提出了原子的轨道模型,认为原子的图像就是带负电的电子围绕一个带正电的原子核运行。同时期普朗克和爱因斯坦在辐射和光的量子化上做了大量工作,在他们的基础上,尼尔斯·玻尔在1913年提出了基于量子理论的原子模型,介绍了分立能级的电子轨道的概念,并成功预测了氢原子的光谱线。

1919年,卢瑟福发现了质子,并预测了中子的存在。1932年中子被詹姆斯·查德威克观测到。然而,玻尔的原子模型并未能解释更复杂的原子。1925年泡利不相容原理和1927年海森堡不确定性原理的提出让科学家们对原子结构的理解的进一步加深。1924年和1926年,德布罗意和薛定谔分别研究了粒子的波动性,这些理论的提出对狄拉克有很大的启发,他在1928年结合狭义相对论和量子力学给出了自己对电子的描述,并且预测了反

物质的存在。1929年时为加州理工研究生的赵忠尧发现了跟电子特性一致唯独电荷相反的粒子, 这个促使1932年卡尔·安德森发现了正电子。1955年欧文·张伯伦等发现了反质子。正电子和反质子的发现都证实了反物质的存在。

在那个时候, 原子的 α, β, γ 辐射已经被观测到。1930年为了解释连续的 β 衰变能谱, 泡利假设中微子的存在。1933年费米利用中微子的假设提出了 β 衰变中的弱相互作用理论。1935年汤川秀树提出了一个理论用来描述强相互作用, 因为质子参与电磁相互作用互相排斥, 这个理论对于理解核的组成有很大启发, 同时对于理解强作用力相对电磁作用力的有限的作用距离有很大帮助。

1947年 π 介子被发现, 1952年唐纳德·格拉泽发明的气泡室还有粒子加速器的发展使得之后那段时期新粒子如雨后春笋般冒出来。如此多的粒子如何分类呢? 1966年盖尔曼提出了他的粒子分类方法, 利用味的SU(3)群理论将强子整理排序, 同时预言了新的强子, 如 Ω^- 超子。1964年 Ω^- 被实验观测到。 $\Omega^-(sss)$ 和 $\Delta^{++}(uuu)$ 使得科学家对原本的粒子组成的理论产生了怀疑, 因为它们违背了泡利不相容原理。为了解决这个问题, 1965年, 韩武杨, 南部阳一郎和奥斯卡·W·格林伯格提出, 夸克具有一个额外的SU(3)规范的自由度, 就是色荷(color)。这个理论认为我们发现的强子都不是基本粒子, 它们由u, d, s三种夸克组成。夸克携带了自旋和电荷。为了更好的描述弱相互作用和已知的介子质量[5], 第4个夸克, 粲夸克被引入进去。1973年, 为了解释弱相互作用中的CP破坏[6], 另外两个夸克被假设出来, 它们在1975年分别被命名为顶夸克(t)和底夸克(b)[7]。

对于夸克的存在有很大的争议, 直到1968年从轻子与强子的深部非弹性散射实验中发现了u夸克和d夸克[8, 9], 并且间接观测到了s夸克。1974年, $J/\Psi(c\bar{c})$ 的发现进一步证明了夸克模型的有效性。b夸克在1977年被发现[10], t夸克在1995年被发现[11]。

观测到的粒子已经种类繁多了, 为了去描述观测到的轻子和夸克之间的相互作用, 在20世纪后期, 人们提出了粒子物理的标准模型。Abdus Salam, Steven Weinberg, Sheldon Glashow最开始发展了这个模型[12], 他们对于电弱相互作用的统一做出了很大

的贡献。1967年Weinberg把希格斯机制[13]加入到标准模型中[14], 用来解释夸克、轻子还有W、Z这些弱相互作用的媒介子的质量来源。而这个机制也被2012年LHC的观测结果[15]所支持。1973年人们发现了中性弱流, 1981年人们发现了W和Z玻色子, 它们的质量跟模型预测的一致。强作用力在夸克被观测到存在之后也被加入到了标准模型之中。下面给出了标准模型的简要介绍, 更全面的描述可参见文献[16]。

图1-1给出了主要基本粒子的发现时间表, 作为粒子物理历史发展的图像说明。

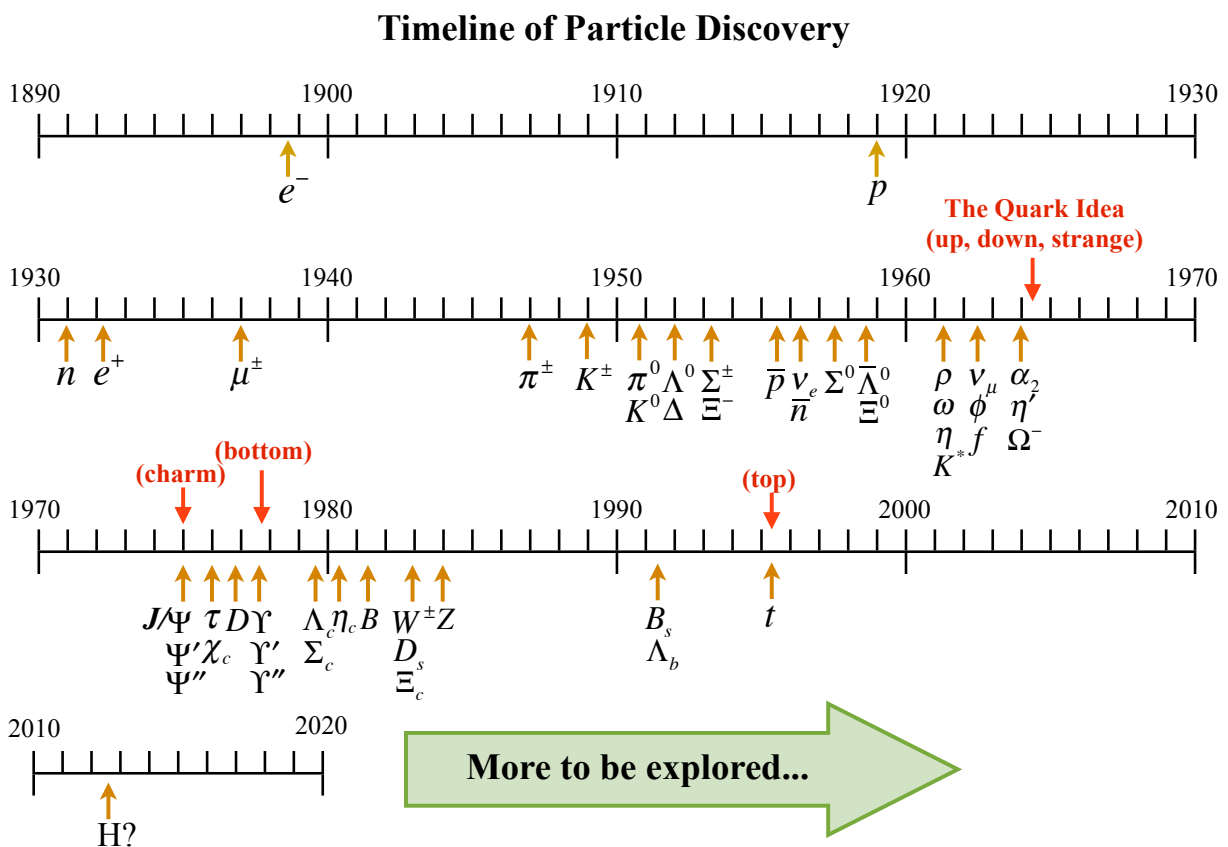


图 1-1: 基本粒子的发现时间表。

1.2 标准模型的建立

粒子物理的标准模型成功地描述了基本粒子和它们之间的电磁、弱、强相互作用。它可以被用来解释和计算大部分粒子和相互作用, 并且由于实验上charm、bottom、top夸克和W、Z玻色子的发现以及它们质量的精确测量, 标准模型的有效性已经得到了充分证

实。

图1-2显示了标准模型的主要理论框架：物质是由三代夸克和轻子等最基本的粒子所组成，我们所观测到的各种复合粒子都可以被基本粒子和它们之间的相互作用来描述。标准模型中的基本粒子被分成两组：自旋为半整数的粒子，也被称为费米子；自旋为整数的粒子，也被称为玻色子。

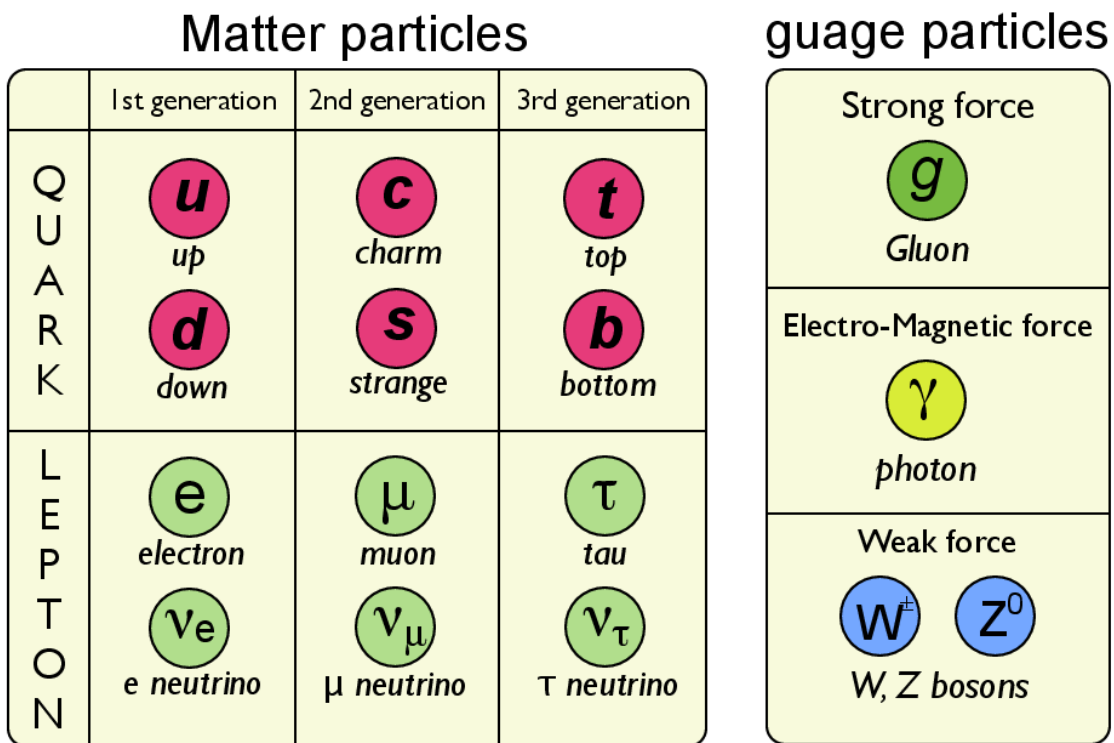


图 1-2: 粒子物理标准模型示意图。

费米子根据它们的相互作用被分类成6个轻子和6个夸克。它们被分为三代，代和代之间性质类似，整体质量逐代增加。电荷为-1的轻子 e^- , μ^- , τ^- 和伴随它们的中微子 ν_e , ν_μ , ν_τ 形成了三代轻子。夸克携带分数电荷($+2/3e$ 或 $-1/3e$)，被分组成u(up)和d(down), charm(c)和strange(s), top(t)和bottom(b)三代。图1-2中清晰的表明了上述分类。标准模型预测中微子是没有质量的，但是因为观测到的中微子震荡需要非0的

质量, 因此表明中微子必须有质量。对于图1-2的每个粒子, 都存在一个携带相反量子数的反粒子。第一代是最轻的粒子, 它们不会衰变, 形成了我们自然中观测到的原子。质量更高的二代和三代粒子寿命比较短(中微子除外), 只存在高能环境中。费米子携带半整数自旋, 遵从泡利不相容原理。夸克被认为携带额外的色荷, 互相之间存在强相互作用力。此外, 它们还携带了电荷和弱同位旋, 因此同样也会经受电磁相互作用和弱相互作用。

标准模型中规范玻色子是几种基本作用力的媒介子。自旋为1的粒子可以根据相互作用种类被分开, 并且每种相互作用的媒介子的数量由它们所在的规范群的维度决定。电磁相互作用的媒介子为光子(γ), 是一个质量和电荷均为0的媒介子, 它可以被量子电动力学很好的描述。弱作用的媒介子是 Z^0 (电荷量为0)和 W^\pm 玻色子(电荷量为 $\pm 1e$)。强相互作用的媒介子为胶子, 质量为0, 和夸克所携带的色荷发生相互作用。一共有8种规范胶子分别对应8种总色荷不为0的组合。胶子携带色荷就说明胶子之间是相互作用的。

夸克和胶子之间的强相互作用可以解释核子如何组成原子核还有夸克如何组成强子。量子色动力学(Quantum Chromodynamics - QCD)用来描述夸克和胶子之间的强相互作用, 在下一节会详细讨论。

1.3 量子色动力学 (Quantum chromodynamics)

QCD是SU(3)下的强相互作用的杨-米尔斯理论(也称做非阿贝尔规范场论), 它用来描述标准模型中由交换胶子所带来的携带色核的费米子之间的基本作用力。规范不变的描述夸克和胶子的动力学的QCD拉格朗日量为:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{\Psi}_q^i (i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij}) \psi_q^i \quad (1-1)$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu + \frac{i}{2}g_s\lambda_{ij}^a (G_\mu)_a \quad (1-2)$$

其中 ψ_q^i 是4分量SU(3)狄拉克旋量场, i 和 j 代表夸克色荷, q 代表夸克的味, m 是夸克的质量, γ^μ 是狄拉克矩阵。张量 $G_{\mu\nu}^a$ 代表了规范不变胶子场的强度:

$$(G_{\mu\nu})_a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_{b\mu} G_{c\nu}, \quad (1-3)$$

$(G_{\mu\nu})_a$ 是杨-米尔斯胶子场, g_s 是QCD耦合常数, f_{abc} 是SU(3)的结构常数。前两项的场类似于QED的情况, 只不过胶子场有8个胶子作为媒介而电磁场只有一个光子作为媒介。不过, 和QED不同的是, 胶子携带不为0的色荷, 它们之间会发生自相互作用, 体现为第三项。

QCD提供了对夸克和胶子以及它们之间的强相互作用的描述。QCD的不少特性被用来检验标准模型的有效性, 我们在下面进行讨论。

1.3.1 夸克禁闭和渐进自由

在上面提到了, 胶子本身携带色荷, 互相之间会发生相互作用。夸克可以携带三种色荷, 我们用红(r)、绿(g)和蓝(b)来指代, 同样的反夸克携带对应的三种反色荷($\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$)。夸克通过强相互作用束缚在一起, 形成色中性的束缚态, 我们称之为强子。一个夸克和反夸克形成的束缚态被称为介子; 三个夸克或反夸克的束缚态被称之为重子。强子只能存在为色中性的态, 因为QCD的一个重要特性:色禁闭。介子由携带相反色荷的夸克和反夸克组成。同样的, 重子由携带三种色荷或者反色荷的夸克形成, 从而形成一个色中性的束缚态。由于色禁闭的存在, 自由的夸克和胶子没法被直接观测到, 它们的性质也没法直接研究。不过, 我们依然可以通过QCD的理论所预测的一些物理现象来检验这个理论的有效性。

QCD相互作用的强度是可以重整化的强耦合常数($\alpha_s \equiv g_s^2/4\pi$)所表示。 α_s 的大小依赖于动量转移 Q , Q 由作用过程中交换的玻色子的质量决定。海森堡不确定性允许寿命很短(虚)的规范玻色子的质量不同于名义值, 这样使得虚胶子和虚光子可以获得一个非0的质量。尽管 α_s 在某个确定能量下的值无法用QCD得到而只能依赖实验, 但是 α_s 对于能量的依赖性可以被计算出来。如果 α_s 在某个能量标度 Q 下的值已知, 那么其能量依赖性可以使

用QCD重整群 β 函数来得到[17]。只考虑一阶贡献的话, α_s 可以被写成:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})} \quad (1-4)$$

其中 Λ_{QCD} 是QCD标度, $\beta_0 = (33 - 2N_f)/12\pi$ 是一个恒正的参数, N_f 是活跃的夸克味的个数, 依赖于能量标度。当质量标度接近QCD标度的时候, $Q \rightarrow \Lambda_{QCD}$, QCD为强耦合。但是当能量标度增加, $\alpha_s \rightarrow 0$, QCD可以用微扰理论来计算。相互作用的距离和能量标度成反比, 大 Q^2 的相互作用意味着短的作用距离。

α_s 的值可以从实验中得到, 近年来在pQCD的框架下通过 τ 衰变, 电弱数据的全局拟合以及对质子结构方程的测量来确定 α_s 的值, 精度可以达到 $O(\alpha_s^4)$ [18]。对 α_s 的测量显示在了图1-3中。

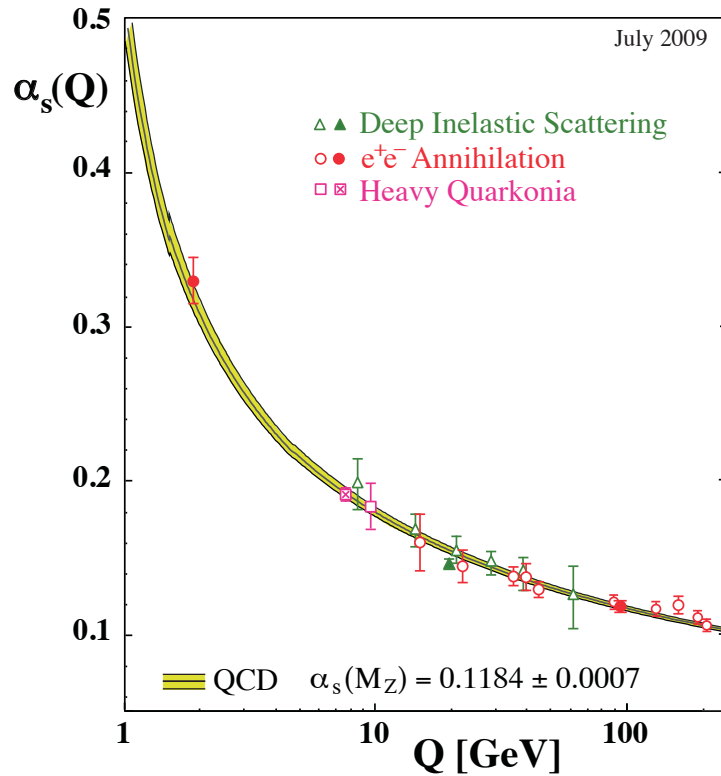


图 1-3: 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数 α_s 和QCD计算比较 [18]。

从图中可以看到, α_s 在低能量标度或者长程下比较大, 不同于电磁力。因此, 如果要分开夸克的话需要非常大的能量来克服强作用力。在足够大的距离上, 产生一对夸克-反夸

克对的能量比增加它们之间的距离所需要的能量还要小, 在这种情况下, 夸克-反夸克对被产生出来, 我们把这种机制称为碎裂。这个图像表明夸克永远不会孤立出来, 会被禁闭在色中性的束缚态中。QCD的这种特性被称为色禁闭或夸克禁闭。

色禁闭是QCD的一个最主要的特性, 另外一个特性就是渐进自由。虽然由于色禁闭, 夸克和胶子没法孤立存在, 但是在某些极端条件下, 会出现 $\alpha_s \rightarrow 0$ 。此时夸克和胶子就达到了渐进自由的状态, 会表现为近似自由的粒子。

在足够大的能量标度下, $\alpha_s \ll 1$, QCD可以使用微扰QCD来计算(pQCD)[19]。pQCD只能在 $\alpha_s \ll 1$ 时使用, 对于 $Q < 1\text{GeV}$ 的情况不适用。

非微扰的理论是用来描述低能下的相互作用, 比如夸克和胶子碎裂成色中性的强子的过程(强子化), 不过强子化背后的机制并没有很好的被理解。到现在为止发展的最多的非微扰QCD方法就是格点QCD(Lattice QCD)方法[20, 21]。LQCD方法对四维晶格使用场算符, 使用了蒙特卡罗和数值计算方法, 并且对晶格使用不同的间隙设定来研究计算结果对于间隙尺寸的敏感度, 以此得到一个连续性极限。这个方法获得了很大成功, 在很多强子的质量预测上给出了非常准确的结果[22], 并且对 α_s 的预测结果的精度为1%[23]。但是, LQCD的计算只能局限在净重子数为0 ($\mu_B = 0$)的情况下。虽然有一些试图去改进这个缺点的尝试[24], 但是还没有得到很成功的结果。

微扰QCD和格点QCD提供了计算实验上可测量物理量的工具, 这个对于检验标准模型的有效性是非常重要的。它们各有局限, pQCD只能应用在 $Q > 1\text{GeV}$ 的条件下, 而LQCD只能用在 $\mu_B = 0$ 的情况下。在这些限制之外的计算必须从上述条件外推, 不过这些近似必须要经受实验结果的检验。

1.3.2 QCD 相变

QCD理论预言在极端高温或者高密度的条件下, 强子物质会转变为一个新的物态, 成为夸克胶子等离子体(QGP)[25-28]。在这个新的物态下, 夸克和胶子从强子的束缚态中被解

禁闭出来, 变成了相应的色自由度。自然界中普通强子相相变到由夸克和胶子组成的新的物态是QCD最重要的预测之一。对于这个新的物态的观测和研究可以进一步证实QCD理论和标准模型的成功。

解禁闭来源于高能量密度环境下夸克和胶子之间色荷的屏蔽效应, 类似于电荷的德拜屏蔽效应。当屏蔽的半径小于强子的半径的时候, 夸克之间的相互作用强度已经无法将它们束缚在一起, 在这种情况下, 解禁闭产生, 强子物质向夸克和胶子的汤或气体一样的物质转变, 科学家认为大爆炸早期宇宙演化的前几个微秒内存在QGP[29]。由于QGP只是碰撞的中间阶段, 因此直到RHIC实验人们依然只能获得一些间接QGP的证据。

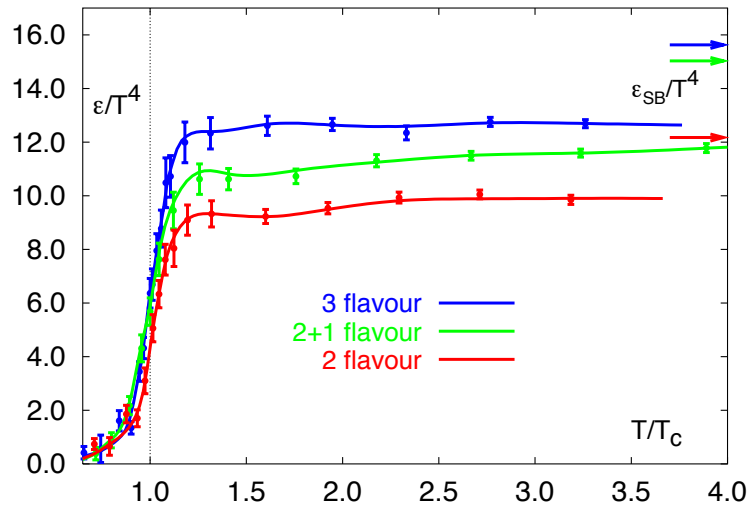


图 1-4: 格点QCD预测在三种味组合下 ϵ/T^4 随着温度 T 的演化。当温度达到 T_c 时, 系统自由度迅速增加, 箭头表示高温Stefan-Boltzmann极限[30]。

格点QCD预测在某个温度 T_c 下会发生QCD相变。 T_c 的值从150MeV到180MeV[30], 具体取决于格点计算的方法。相变的图如图1-4所示。

计算结果发现QGP相变临界温度 $T_c \sim 170\text{MeV}$, 而相变临界能量密度 $\epsilon_c \sim 1\text{GeV}/\text{fm}^3$ [30, 31]。图1-4 是在不同味(flavor)组合下LQCD对QCD相变过程的计算, 它画出了能量(ϵ)与温度4次方的比值的温度依赖性。 ϵ/T^4 代表热力学系统的熵或者自由度的数量。当系统温度 T 达到相变临界温度 T_c 时, 系统的自由度将迅速增加, 这与

理论上预测在QGP相中夸克和胶子获得新的自由度的推断是一致的。图中箭头标示了Stefan-Boltzmann理想气体极限, 在此极限下, 夸克胶子完全自由且没有相互作用。不同味组合下的QCD计算值均低于对应的Stefan-Boltzmann理想气体极限, 表明夸克和胶子之间还是存在着相互作用力。早期的QGP理论认为, QGP中夸克胶子之间的相互作用类似气体, 作用较弱。而现在RHIC和LHC的测量结果表明QGP中夸克胶子存在着很强的相互作用, 其行为模式更类似液体, 即强相互作用或强耦合QGP(sQGP)。

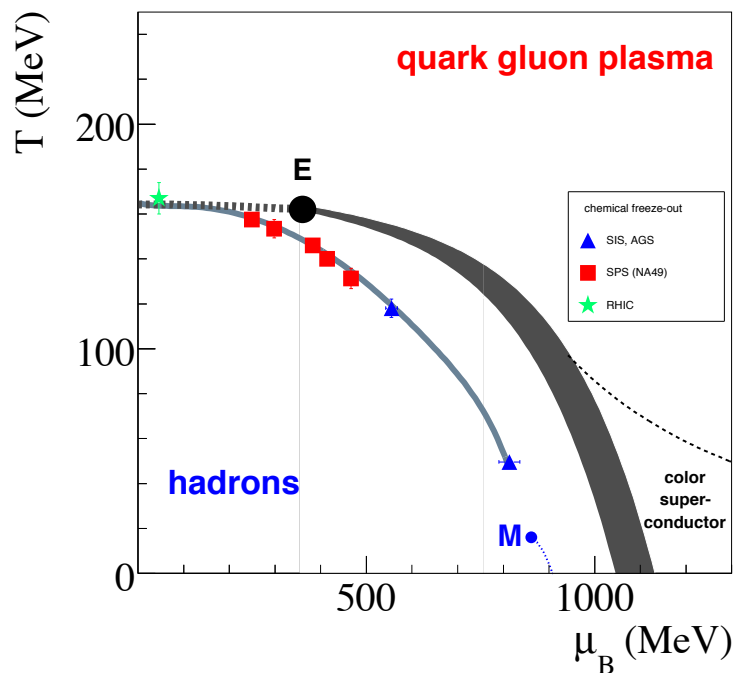


图 1-5: QCD相图[32]。标示出了一级相变(阴影区)和平滑过渡(虚线), 临界点, 和不同实验下系统在相图的位置。

图1-5标示了QCD相变图, 它是用温度和重子化学势来描述。图中还标明一些实验点在相图上的位置。普通的物质作为强子气体存在于低温和高重子化学势下, 而在高温下, 人们预言了强子相到QGP的相变。格点计算的结果表明在0净重子化学势下($\mu_b=0$), 若温度 $T > T_c$, 则从强子物质到QGP的相变只是单纯的一个平滑过渡(虚线)。在更大 μ_b 的情况下, 人们预测会发生一级相变[33, 34]。这样必然存在一个分割平滑过渡和一级相变的临界点。计算表明, 这个临界点存在于 $250 < \mu_B < 450$ MeV这个范围[35, 36]。

在实验上寻找QCD相变临界点是一个很重要的课题。RHIC的能量扫描(质心系对撞能量 7.7GeV、11.5GeV、19.6GeV、27GeV、39GeV、62.4GeV)和将来的FAIR实验都将主要物理目标定在寻找QCD相变临界点和研究相关的性质。我们期待在未来的运行中能够得到更加确切的关于临界点的信息, 这将是高能核物理很重要的一个突破。

1.4 相对论重离子碰撞

1.4.1 几何描述

在相对论重离子碰撞中, 两个核可以分为参与者部分和旁观者部分。图1-6画出了两个洛伦兹收缩的核在质心系的碰撞演示的几何描述。

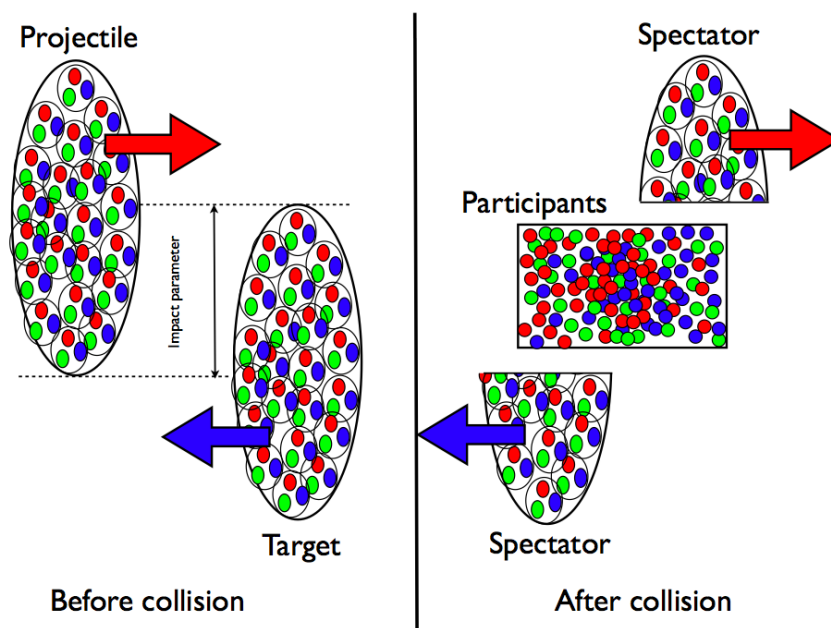


图 1-6: 相对论重离子碰撞的几何描述。

两个碰撞原子核之间的距离用碰撞参数 b 来表示, 而中心度(Centrality)用来表示碰撞的对心程度。中心度跟碰撞参数有特定的换算关系($centrality = (b/b_{max})^2 \times 100\%$), 对于同一个系统来说, 两者是一一对应的。非对心的碰撞, 一部分核子直接飞走不参与后续反应, 被称为旁观者核子(Spectator), 而与对面核的核子相互碰撞并有了后续反应的核子被成为参与核子(Participant)。由于实验上没法直接测量到碰撞参数的值, 因此大多数

实验通过计算参与核子或旁观核子的规模来确定碰撞参数。实验上参与核子和旁观核子是可以很好的分离的，因为旁观核子有很高的纵向速度，主要分布在前向或后向快度区域；而参与核子反应之后产生的粒子主要分布在中快度区域。一旦碰撞参数被确定，我们可以用Glauber模型[37]来得到参与碰撞的核子数(N_{part})，核子-核子两两碰撞数(N_{bin})和碰撞产生的带电粒子数(N_{ch})等等。粗略的说 b 越小， N_{part} 、 N_{bin} 、 N_{ch} 越大，而核-核碰撞越中心。

1.4.2 时间演化

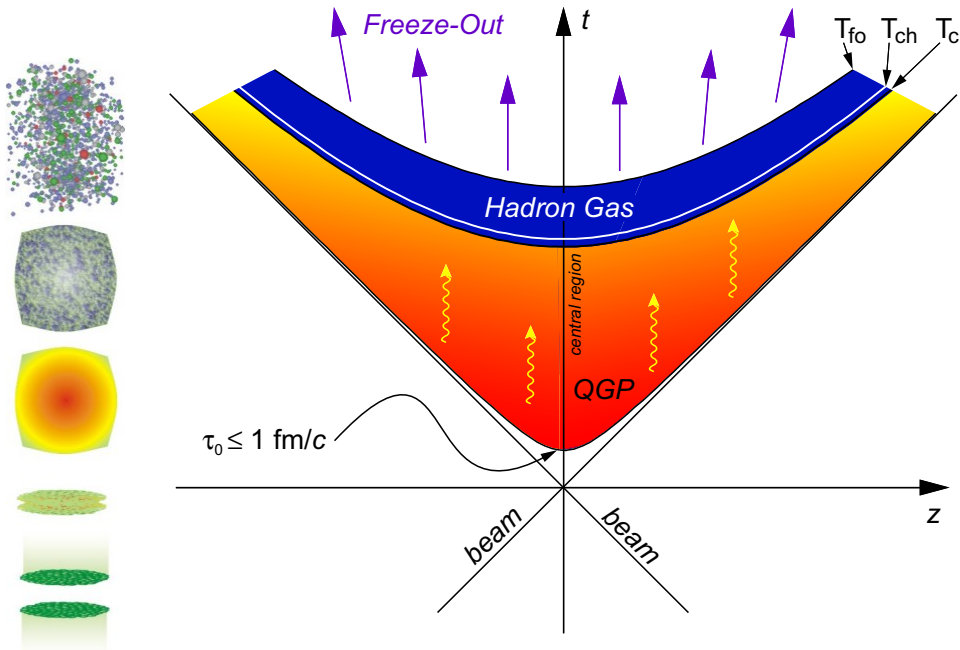


图 1-7: 相对论重离子碰撞的时间演化。

如图1-7所示，演化的碰撞系统根据不同的温度和时间被分为了若干个阶段。左侧的图只是作为一个演示，并没有跟右侧严格对齐。相对论重离子碰撞中，一开始两个核沿着运动方向被洛伦兹收缩成扁平状。当发生核-核碰撞后，在预平衡阶段，部分子经历了硬的相互作用过程，在这个过程中重的夸克和高横动量的喷注(jets)被产生出来。用来描述预平衡的模型有: color string 模型[38]、color glass condensate 模型[39]和微扰QCD模型[40, 41]，此阶段的部分子的时空演化过程可以用输运方程描述。当两个核充分重叠以

后, 它们形成了一个高温高密之火球, 在其中很多夸克反夸克对被产生出来。随着能量密度接近临界值, 部分子开始被解禁闭, 系统经历了到QGP的相变。内部的压力使得火球继续膨胀, 直到这个阶段, 系统还是近似流体的行为, 可以用流体动力学[42]来描述。流体动力学假定系统已经达到了局域热平衡, 遵循以下方程:

$$T^{\mu\nu}(x) = u^\mu u^\nu (\epsilon(x) + P(x)) - g^{\mu\nu} P(x), \quad \partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0 \quad (1-5)$$

其中 x 代表微小流体元的相空间位置, $T^{\mu\nu}(x)$ 是体系能动量张量, $\epsilon(x)$ 和 $P(x)$ 分别代表能量密度和压强, u^μ 是微小流体元的四维速度。

体系的局部能动量守恒要求 $\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0$; 流体动力学冲击波模型(Hydrodynamic BlastWave model)[43]把体系看成一个温度为 T 的静态发射源和径向流(β_L)以及横向流(β_T)的集体效应, 这个假设能够很好地描述实验结果。

之后系统的温度和密度随之下降, 直到碰到了QGP 相的边界然后开始强子化。粒子之间的非弹性散射使得系统朝着化学平衡演化。当到达化学冻结温度(T_{ch})后, 粒子的产额比就不变了。热力学统计模型(Thermal model)从末态出发, 利用巨正则系综理论, 假设系统是一团强子气体并且已经达到了化学平衡[44, 45], 其计算结果能够很好地拟合粒子相对产额。

从化学冻结阶段到运动学冻结阶段还有弹性散射过程的发生。当系统到达了运动学冻结温度(T_{kin})后, 弹性碰撞不会再发生, 粒子的动量保持不变。之后强子被发射出来, 并被各种探测器所探测到。

RHIC利用两束高能重离子核进行对撞, 重离子对撞的最高质心系能量最高可达到 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, 中心碰撞事件中产生的初始能量密度高达 $5 \text{ GeV}/f\text{m}^3$ [46], 超过了产生QGP所需要的能量密度 ($1 \text{ GeV}/f\text{m}^3$)。自2000年开始运行以来, RHIC取得了很多非常有意义的物理结果, 它们更倾向于支持QGP的存在, 下一章将集中介绍RHIC的一些重要的实验测量结果。

1.5 RHIC能区QGP存在的实验证据

1.5.1 温度和粒子谱(Temperature and Spectra)

相对论重离子碰撞中生成的粒子的谱提供了很多关于反应过程的信息[47, 48]。粒子的多重数密度提供了初始胶子密度的信息[49], 粒子的产额比和横动量谱可以用来测量碰撞反应的化学和运动学冻结条件等等[43, 44]。

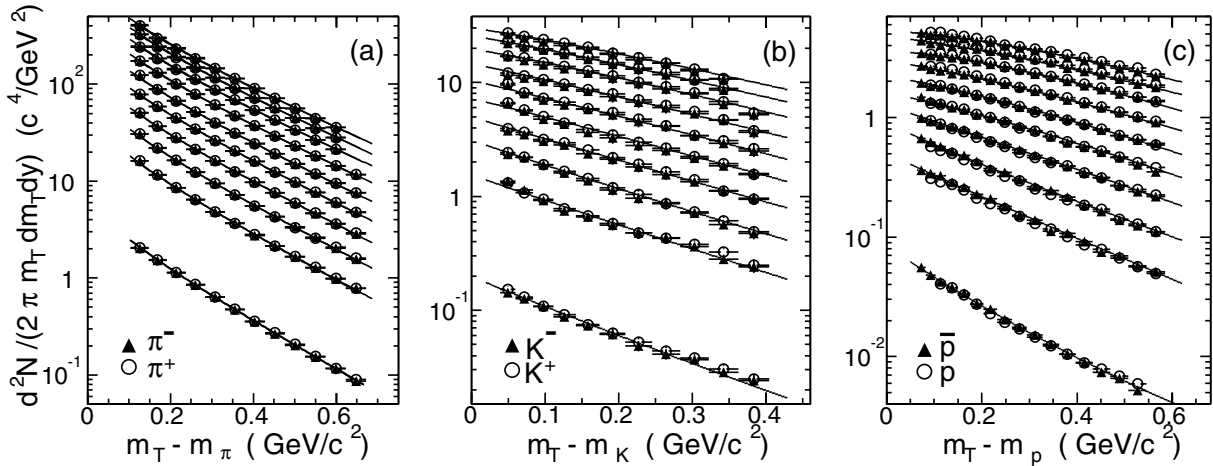


图 1-8: $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的不同碰撞系统和中心度下的 $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ 粒子的不变产额的 m_T 依赖性, $|y| < 0.1$ 。图中从下往上的线分别为 p+p 碰撞, Au+Au 70-80% 至 0-5% 的结果。图来自[50]。

图1-8画出了 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下 $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ 粒子的不变产额的 m_T 依赖性[50]。图中从下往上的线分别为 p+p 碰撞(0-80%), Au+Au 碰撞中心度 70-80%, 60-70%, 50-60%, 40-50%, 30-40%, 20-30%, 10-20%, 0-5% 的结果。空心符号代表带正电的粒子, 实心符号代表带负电的粒子。质子的谱乘上了 0.8 的基数。 π^\pm 的谱在 p+p 和 Au+Au 里面比较类似, 但是对于 K^\pm, p, \bar{p} 来说, 谱表现出一个很明显的斜率渐变。在相同中心度下, 越是重的粒子分布越平缓。

基于流体力学的冲击波模型(Blast Wave)[43]被用来描述粒子的横向质量谱。使用这个模型, 粒子的分布可以写为:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto \int_0^R r dr m_T I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho}{T} \right) K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho}{T} \right) \quad (1-6)$$

其中R是系统的横向尺度, I_0 和 K_1 代表了变形贝塞尔函数, T是冻结温度。推进角度 $\rho = \tanh^{-1}\beta$ 在 $0 \leq r \leq R$ 的范围内依赖横向速度的分布 β 。横向速度分布可以写为:

$$\beta(r) = \beta_s \left(\left(\frac{r}{R} \right) \right)^n, \quad (1-7)$$

n被处理为一个自由参数[50]。冲击波模型可以用运动学冻结温度 T_{kin} 和横向流(β)作为自由参数来同时拟合 K_{\pm} , $p\bar{p}$ 全部范围和 π_{\pm} 的高横动量($p_T > 0.5\text{GeV}/c$)部分的数据点。从拟合结果中我们知道, 在0-5%中心度Au+Au碰撞中 $T_{kin} = 89 \pm 10 \text{ MeV}$ 。

图1-8中 π^{\pm} 的低横动量部分跟冲击波模型偏离, 主要原因可能是因为这个范围有大量共振态衰变出的 π 的贡献。作者使用的是Bose-Einstein分布($\propto 1/(\exp\frac{m_T}{T} - 1)$)来拟合。

热力学模型[44, 51, 52]已经被成功地用于描述重离子碰撞中观测到的粒子产额比, 冻结时的温度和重子化学势分别设为 $T_{ch} = 165 \pm 7\text{MeV}$ 和 $\mu_{ch}^B = 41 \pm 5\text{MeV}$ [53]。这些值是依赖模型的, 不过跟格点QCD计算的结果一致。初始阶段产生的高密火球的温度比冻结时的温度要高, 说明在RHIC上的相对论重离子碰撞已经超过了临界温度。不过, 这些模型都假设重离子碰撞中产生的介质已经达到了局域热化, 但是这个假设并未被证实。

为了使用玻尔兹曼统计, 冲击波模型假定了热平衡。但是热平衡在高 p_T 范围会被破坏, 因为在这个范围硬过程占主导。Tsallis统计[55, 56]被用来描述非平衡的复杂系统, 并且被包括进了Tsallis Blast Wave(TBW)的方法中。这个方法采用Tsallis统计和流体力学膨胀过程, 使用温度和流参数来描述p+p和重离子碰撞中的强子谱[54, 57]。RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下p+p(左图)和Au+Au 10-40%(右图)碰撞下粒子的不变产额的 m_T 依赖性被画在了图1-9中。TBW模型也可以用来表征系统的热化程度, 用参数q来表示, q=1对应一个热化了的系统。利用这个参数, 发现在0-10%中心Au+Au中系统是高度热化的($q-1=0.018 \pm 0.005$), 这个热化程度随着Au+Au碰撞越来越周边而降低, 同样的在p+p碰撞中, 热化程度是很低的($q-1 > 0.06$)。

对相对论重离子碰撞中达到的能量密度的估计结果超过了相变所需要的临界能量密

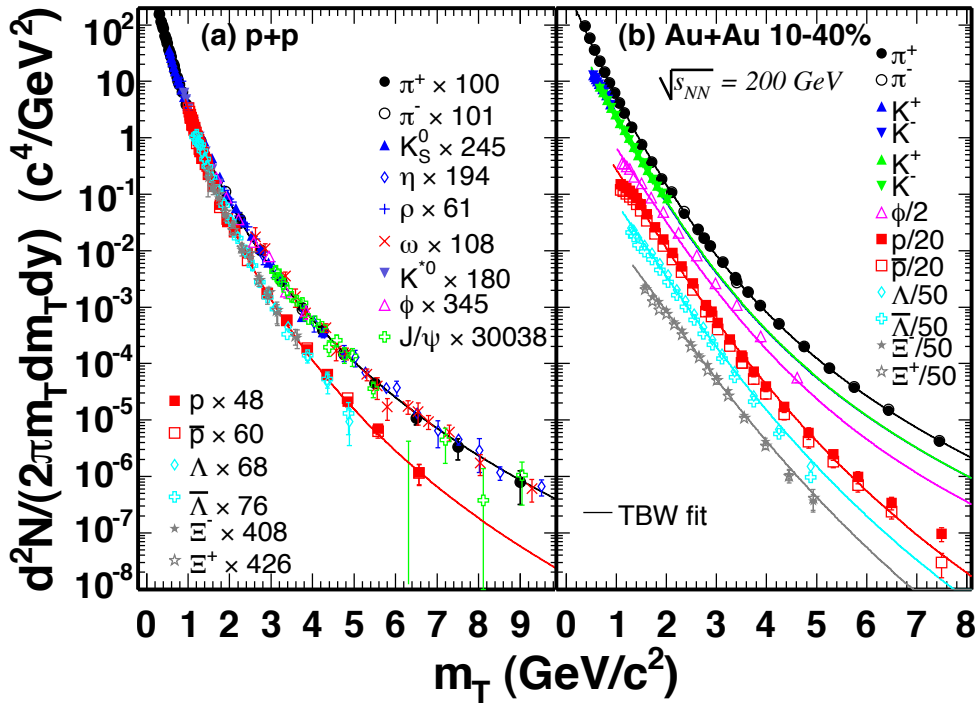


图 1-9: $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下p+p(左图)和Au+Au 10-40%(右图)碰撞下粒子的不变产额的 m_T 依赖性。谱都采用TBW拟合。图来自[54]。

度, 这个作为一个证据, 和另外两个证据: 使用热学模型和流体模型提取出比较高的温度; 使用TBW拟合发现系统高度热化都说明了产生QGP相变所需要达到的条件在RHIC上的相对论重离子碰撞中已经达到。而更多的相关证据在后面会被详细介绍。

1.5.2 喷注淬火 (Jet quenching)

研究在相对论重离子碰撞中产生的热密物质可以通过研究它对穿过其的粒子的改变来入手。我们可以选择对其在p+p碰撞中物理性质已经了解比较清楚的粒子作为探针。一般认为, 高横动量的部分子($p_T > 5\text{GeV}/c$)是产生自初始的硬散射过程。这个说明它们可以使用微扰QCD来计算从而提供系统演化的信息。高横动量部分子的碎裂产生了一簇关联的强子, 通常被成为喷注(jet)。我们可以通过观察喷注跟热密物质相互作用从而被影响的程度来研究热密物质的性质。高横动量部分子通过热密物质时会通过弹性部分子散射和胶子辐射损失能量。这样的能损会导致喷注的能量变低和结构变宽。我们把这种现象成

为喷注淬火(jet quenching)。

核修正因子 为了定量的研究能损, 我们引入了核修正因子(R_{AB})。它用来对比核-核碰撞中粒子产额和p+p碰撞粒子产额, 定义为:

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d^2 N_{AB}/dp_T dy}{T_{AB} d^2 \sigma_{pp}/dp_T dy} \quad (1-8)$$

其中 $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{pp}^{inel}$ 是核-核相互作用重叠函数, 它包括了p+p碰撞中非弹性散射截面 σ_{pp}^{inel} 和A+B碰撞中两体核-核碰撞的碰撞次数 N_{bin} 。 T_{AB} 可通过Glauber模型[37]计算求得。如果没有中间阶段热密物质的相互作用, 初始硬散射阶段的粒子产额应该和核-核碰撞次数成正比, 从而使 $R_{AB}=1$ 。因此 R_{AB} 是一个很直接的QGP探针。

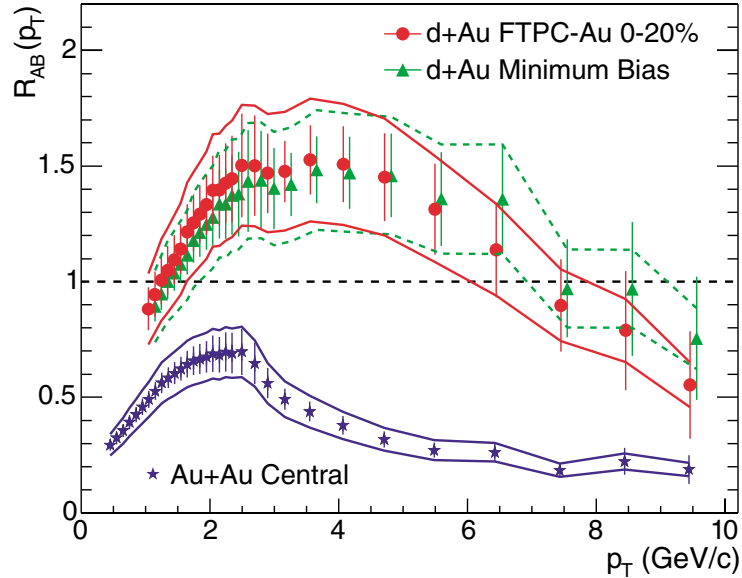


图 1-10: $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞中的核修正因子 R_{AB} 随着 p_T 的关系。图来自[58]。

RHIC在200GeV不同碰撞系统中研究了 R_{AB} 随 p_T 的变化情况, 如图1-10所示[58]。我们首先看到d+Au minbias和d+Au中心碰撞的 R_{AB} 对 p_T 的依赖几乎重合, 充分说明由于中心度变化所造成的参与物质的改变对核修正效应并没有影响。而Au+Au中心碰撞的 R_{AB} 结果跟d+Au系统差别很大, 被压低了很多, 这说明存在有额外的对粒子产额的修正效应, 表明有热密物质的存在。

除了可以通过 R_{AB} 研究核-核碰撞跟p+p碰撞的差别外, 也可以类似地推广到中心碰撞

和周边碰撞的对比中, 在这种情况下 R_{AB} 引申为 R_{CP} , 其定义为:

$$R_{CP}(p_T) = \frac{\langle N_{bin}^{Peripheral} \rangle d^2 N_{Central}/dp_T dy}{\langle N_{bin}^{Central} \rangle d^2 N_{Peripheral}/dp_T dy} \quad (1-9)$$

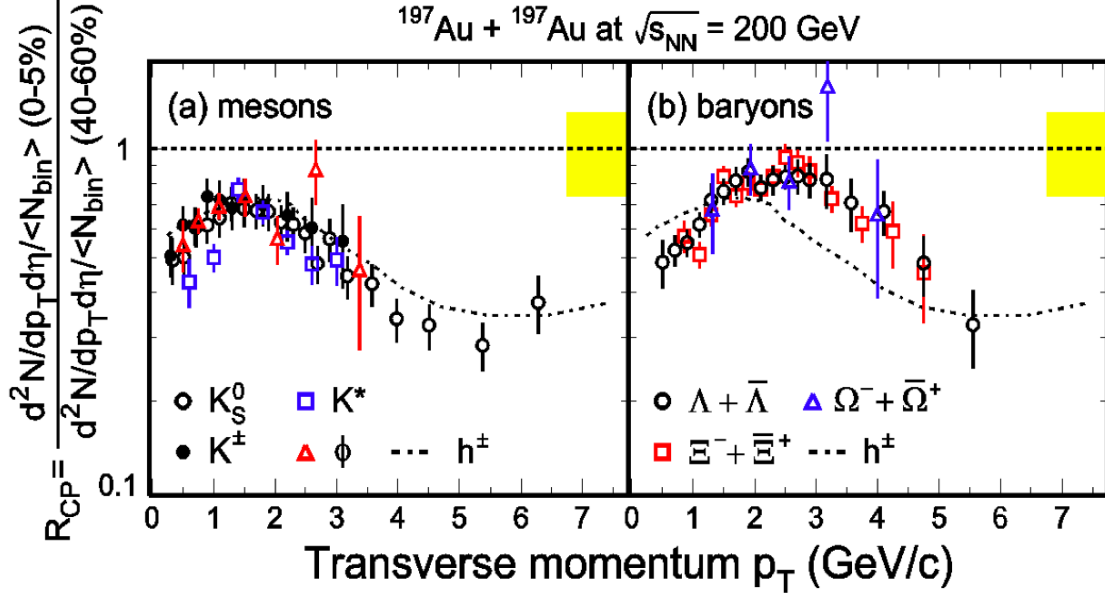


图 1-11: Au+Au碰撞中心快速区各种奇异强子 R_{CP} (0-5%的中心碰撞和40-60%的周边碰撞的比)随着 p_T 的变化, 左图为奇异介子 R_{CP} 随着 p_T 分布图, 右图是奇异重子 R_{CP} 分布图。

图1-11是各种奇异强子的 R_{CP} 随着 p_T 的分布[47], 在 $p_T > 4\text{GeV}/c$ 时, R_{CP} 明显降低。

在Au+Au中心碰撞中明显观测到 R_{CP} 有类似于上述 R_{AB} 的变化趋势, 表明Au+Au中心碰撞中已经产生了热密物质。在SPS能区的Pb+Pb碰撞中, 中心碰撞对周边碰撞的核修正因子 R_{CP} 并没有出现压低, 表明SPS Pb+Pb碰撞中没有产生类似RHIC中的喷注淬火效应[59]。

双强子方位角关联 喷注和介质相互作用造成的能量损失是和其穿越介质的路径相关的。双强子方位角关联是喷注淬火应用的另外一种探针, 可以从另外一个角度证明Au+Au中心碰撞产生了热密物质。

如图1-12所示, 左图为p+p碰撞的示意图, 右图为Au+Au碰撞的示意图。

人们认为高能jet对都是背对背成对产生的, 典型的如上图p+p碰撞所示。但是Au+Au碰撞中如果出现了热密物质, 那么穿过热密物质的那个jet就会与其发生相互作用, 导致能量损失, 这也是典型的喷注淬火的物理图像。因此, 我们画出粒子和jet之间的

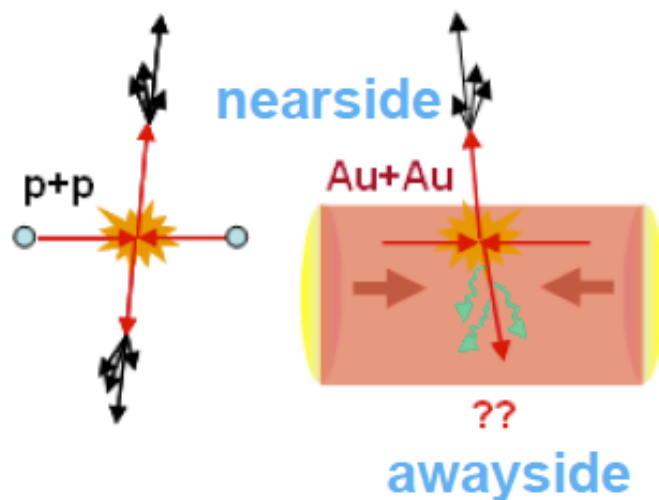


图 1-12: 相对论p+p碰撞和Au+Au碰撞中背对背jets示意图比较。

方位角关联函数, 与p+p的情况相比较, 从而研究是否有热密物质产生, 它对jet有什么影响。方法就是首先选取一个横动量非常高的粒子作为触发粒子(trigger particle), 对应于图1-12右图中离表面比较近而直接发射出去没有穿过QGP的粒子; 然后将其它所有的符合横动量要求的粒子(称为伴随粒子associated particle)遍历一遍, 计算 $\Delta\phi = \phi^{assoc} - \phi^{trig}$, 然后从 $\Delta\phi$ 的分布中观察背对背jets的结构。

STAR的实验结果如图1-13所示, 给出了p+p, d+Au, 和Au+Au中双强子关联的分布函数。图中伴随粒子 $p_T > 2\text{GeV}/c$, 而触发粒子 $p_T > 4\text{GeV}/c$ 。

从图中可以看到, 关联函数在 $\Delta\phi \sim 0$ 有个明显的单峰, 这在p+p, d+Au, Au+Au系统中都是一致的。由于一簇jet里面的粒子在方位角上是关联的, 因此 $\Delta\phi \sim 0$ 处成峰表明这些粒子由同一个jet碎裂出来。另外p+p和d+Au中 $\Delta\phi = 180^\circ$ 明显的单峰形状在Au+Au中被改变, 也就是p+p系统和d+Au中明显的背对背jet结构在Au+Au中被改变。结合示意图1-12, 实验结果跟这个示意图的物理图像非常吻合。表明Au+Au中心碰撞形成了不同于p+p、d+Au的致密媒介, 背向jet在穿过该媒质时损失了相当能量。

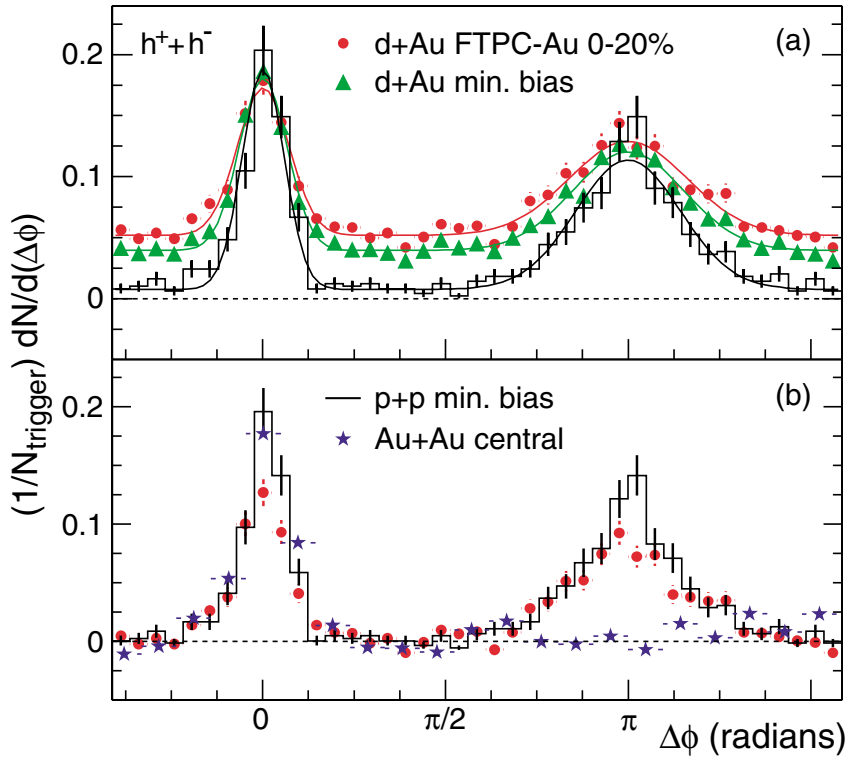


图 1-13: (a) d+Au 最小偏差碰撞(实心三角), d+Au 0-20%中心碰撞(实心远点), p+p最小偏差碰撞(实线)的两粒子方位角关联函数比较; (b)p+p最小偏差碰撞(实线)和Au+Au中心碰撞中两粒子方位角关联函数比较[58]

1.5.3 各向异性流 (Anisotropic Flow)

在非对心碰撞中,两个核在横平面的重叠区域形成一个椭球。碰撞参数(x)和束流方向(z) 决定的平面成为反应平面。椭球相对反应平面有一个平行于碰撞参数的短轴和一个垂直于它的长轴。在演化过程中,这个空间的各向异性最终会转化成粒子动量空间的压强梯度和各向异性。其具体的几何构型如1-14所示。

粒子在动量空间的分布可以通过傅立叶展开分解为:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Psi_r)] \right), \quad (1-10)$$

其中 p_T , y , ϕ 分别是横动量,快度和方位角; Ψ_r 是核-核碰撞的反应平面在实验系坐标的方位角。展开系数 v_n 即是粒子的各阶各向异性流。其中椭圆流(elliptic flow) v_2 是一个非常重要的物理观测量,它是判断系统早期是否达到局域热化和探测系统流体演化的重要探

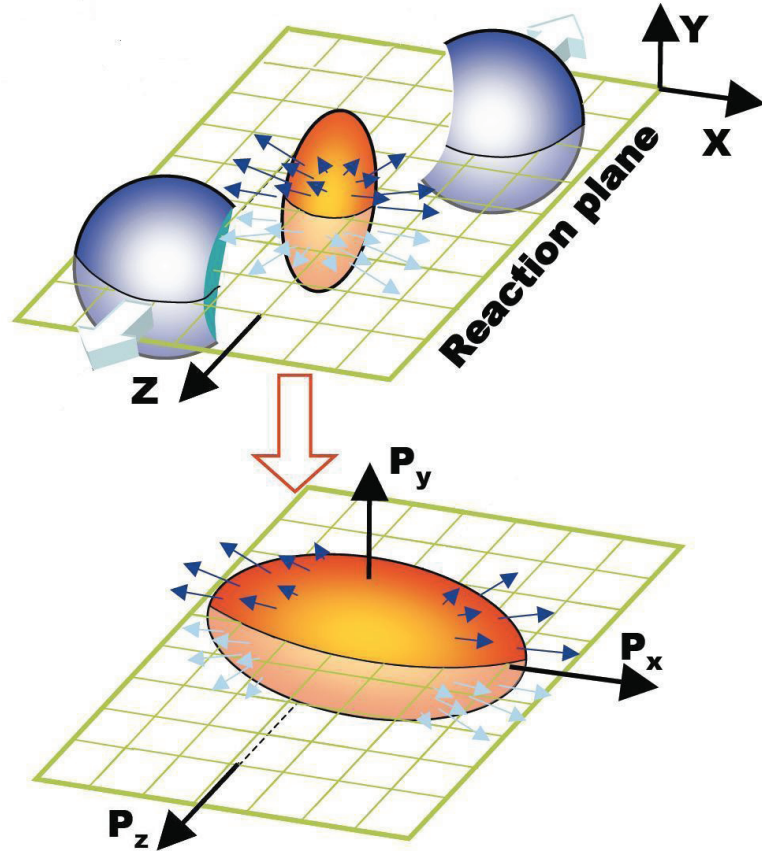


图 1-14: 核核碰撞的空间各向异性随着系统演化而转化到动量的各向异性。

针。文献[60]里面提到通过 v_2 随系统和中心度的演化可以研究碰撞中间产生热密介质的热化。如果系统达到了热化, 那么椭圆流对系统和中心度的依赖完全取决于初始的几何分布, 否则, 如果系统远离热化状态, 没有纯粹意义上的流, 这时按照标准方法计算出的 v_2 跟初始几何分布和中心度都有关系。

图1-15画出了不同的强子在重离子碰撞中的椭圆流结果[61]。流体力学计算结果来自[62]。流体力学计算结果和实验结果在高 p_T 区域差别很大, 充分说明强子自由度无法产生足够强的耦合产生如此大的椭圆流。同时, 流体力学计算给出了这样两个椭圆流的性质: 1. 在低 p_T 区($p_T < 2\text{GeV}/c$), 我们可以看出明显的质量分类, 因为在同样的一个压强梯度下, 质量越小的粒子越容易被推动, 从而 v_2 越大; 2. 对任意种类的粒子, v_2 随着 p_T 增大而增大, 因为粒子可以沿着行进方向被推到更大的压力梯度和更大的 v_2 。

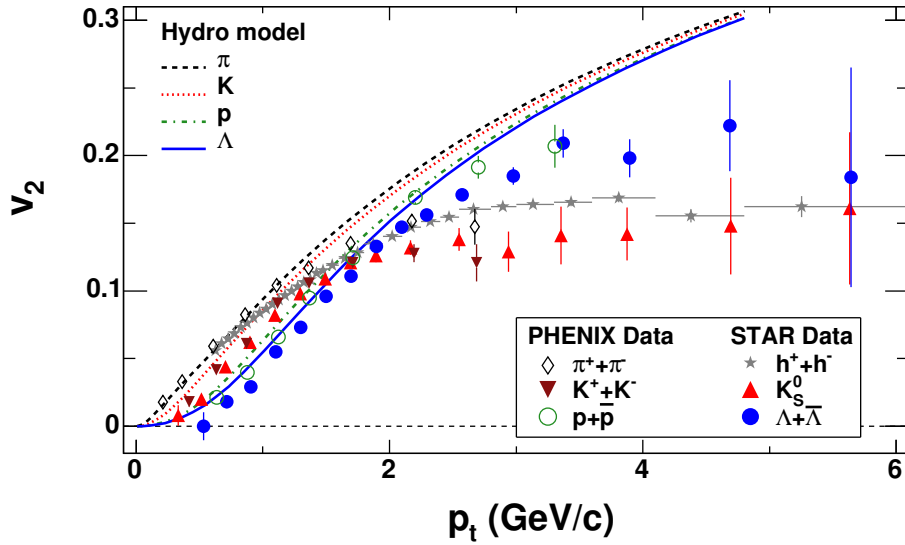


图 1-15: $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的Au+Au碰撞中不同粒子的椭圆流随着 p_T 的变化。实心或空心符号代表的是实验结果, 而实线或虚线代表的都是流体模型的计算结果。图都来源于[61]。

中间动量区域, 粒子的 v_2 值表现出介子-重子分类, 重子的 v_2 值大于介子。在这个动量区间, 粒子 v_2 行为不能够用流体来解释, 表明存在着不同于低动量区间的物理机制。因为零自由程是一个系统成为流体状态的必要条件, 因此流体力学在RHIC能区的成功应用进一步证明了在RHIC产生的热密QGP物质的确达到了热平衡, 里面的微观成分彼此之间强相互作用。这个发现有着很重要的意义, 因为之前认为QGP是一个类似气态的形态, 组成成分之间是弱相互作用。

图1-16下图是 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的 v_2/n 相对于 p_T/n 的分布, 重子和介子表现了一致性。表明介子-重子椭圆流存在着组分夸克标度律(NCQ scaling), 强子的各向异性流来源于部分子, 即RHIC的Au+Au对撞产生了部分子层次的流(Partononic flow)。这和夸克组合机制的预测是一致的[63]。

1.5.4 奇异性增强(Strangeness Enhancement)

在A+A碰撞中奇异性粒子产额的增加(奇异性增强)被认为是QGP产生的一个信号[64]。普通的核不携带奇异性, 初始碰撞的核里面净奇异数为0, 因此末态粒子携带的奇

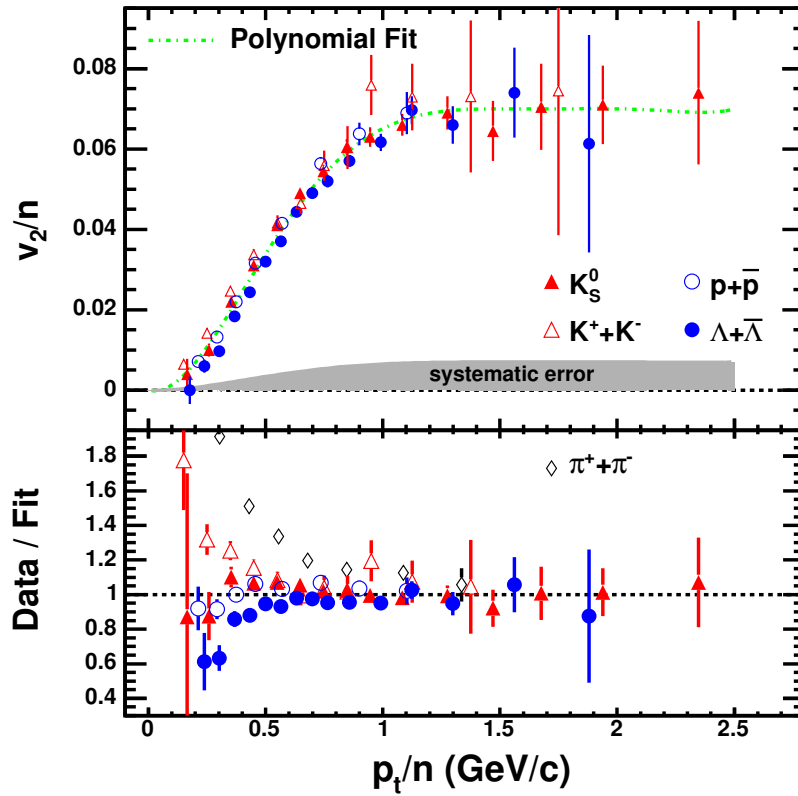


图 1-16: 上图是 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 以及正负强子(h^\pm)椭圆流 v_2 随着 p_T 分布图。图中虚线是基于流体力学模型计算出来的结果。下图是 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的 v_2/n 相对于 p_T/n 的分布(n 为粒子的组分夸克数)。图都来源于[61]。

异性必然在中间过程产生。

强子态的奇异性产生通道为:



此反应如果要发生, 根据左右质量差别可知所需要的额外能量至少为530MeV。如果发生了QCD相变产生了QGP, 由于相变温度约为150MeV, 非常接近s夸克的流质量, 因此 $s\bar{s}$ 能够通过胶子融合产生:



用同样的方法计算, 此反应发生的能量阈值为300MeV左右。由于在QGP相中胶子密度大, 且奇异性产生反应的能量阈值低, 预测在QGP中奇异性产生的效率很高。

实验上观察奇异性增强的方法就是通过将大的A+A碰撞系统(如RHIC中的Au+Au)中

奇异粒子和核子的产额比与小的参考系统(如RHIC中的p+p)中的产额比拿来比较, 观察有什么改变。如图1-17[65]所示。

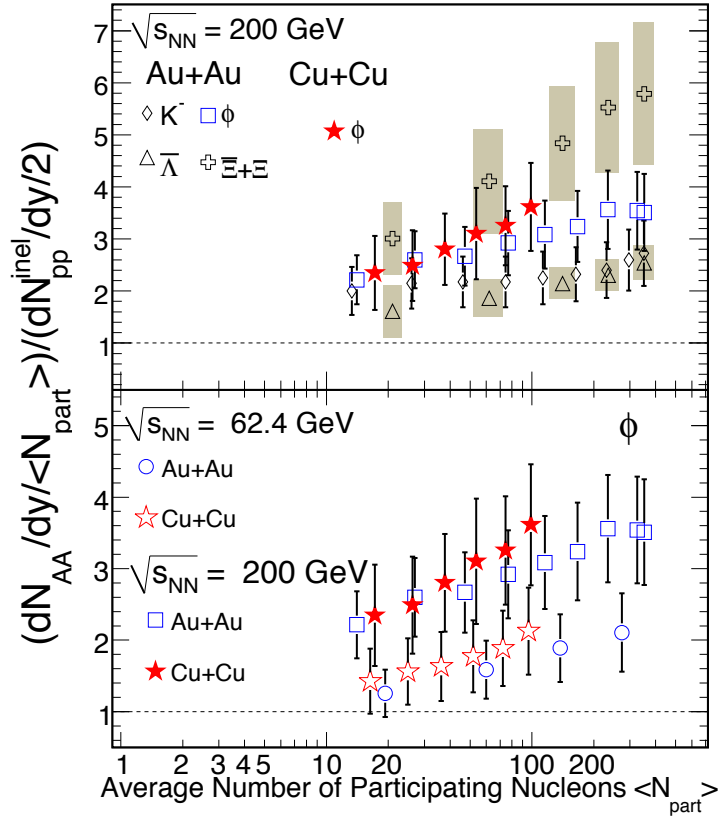


图 1-17: 上半部:用 $\langle N_{part} \rangle$ 修正过的Au+Au和Cu+Cu碰撞中 $K, \phi, \bar{\Lambda}, \Xi + \bar{\Xi}$ 的产额和p+p碰撞中相应的产额之比; 下半部:和上面物理量相同, 只是观察的粒子只限定在 ϕ 上, 比较了两个能量: $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 和 62.4GeV 下的结果[65]。

图1-17列出了奇异性增强的实验计算结果。将 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 下Au+Au碰撞中 $K, \phi, \bar{\Lambda}, \Xi + \bar{\Xi}$ 和其在p+p碰撞中相应产额之比用 $\langle N_{part} \rangle$ 标度在一起, 同时又比较了 ϕ 在不同能量下的Au+Au碰撞中的产额比。

从图中我们可以看到, 首先, $K, \bar{\Lambda}, \Xi + \bar{\Xi}$ 这些携带有开放奇异数的粒子表现出了有中心度依赖性的奇异性增强, 数值在最中心的碰撞中达到最大。但是, 在试图将这些产额比用携带的组分奇异夸克数标度的时候, 发现携带有2个奇异夸克的 ϕ 介子不服从这个规律。 K 和 Λ 几乎重合的产额比表明这个差异并非来自于它们不同的强子类别(重子和介子)。而由于 ϕ 介子(静止质量 1.02GeV)的奇异性增强效应比 Λ (静止质量 1.116GeV)还要大,

因此也排除了质量因素。这使得 ϕ 介子的性质变得很有意思, 我们需要通过进一步的结果来了解这个粒子的产生机制。

在重离子碰撞中, ϕ 介子的产生不会因为其 $s\bar{s}$ 的结构而被压抑。在低能 $p + \bar{p}$ ($\sqrt{s_{NN}}=3.6\text{GeV}$)的碰撞中, ϕ 介子的产额被OZI原理所压抑[66]。在 $\sqrt{s_{NN}}=6.84\text{GeV}$ 的 $p + \bar{p}$ 碰撞中, 观察到了对OZI原理的破坏[67, 68]。在这个能量下, 发现 ϕ 的主要产生道为伴随着非奇异强子的反应(相对于伴随着奇异强子的反应)。而在 $\sqrt{s_{NN}}=27.4\text{GeV}$ 的 $p+A$ 碰撞中也发现 ϕ 的主要产生道为OZI禁止的反应[69]。此外, 还有其它的实验结果也支持这个结论[70]。而实验上对 $p+p$ 碰撞中 ϕ 介子的产生研究发现截面比 $\sigma(pp \rightarrow pp\phi)/\sigma(pp \rightarrow pp\omega)$ 相对于OZI原理的预测[71, 72]有很大的增强[73, 74]。RHIC上的 $p+p$ 碰撞比上述发现OZI原理失效的实验能量要高几十倍。因此, 我们可以认为重离子碰撞中 ϕ 介子的产额增强并非因为 $p+p$ 碰撞中 ϕ 介子的产额由于OZI原理被压抑。

综上所述, 我们可以认为 ϕ 介子的产额增强证明了在 200GeV Au+Au 碰撞中产生了一个高密的部分子态物质。此外, ϕ 介子不服从组分奇异夸克标度。在图1-17中下半部分图中, 我们可以看到 Au+Au 碰撞中相对于 $p+p$ 碰撞的 ϕ 产额在 200GeV 碰撞中的结果比 62.4GeV 碰撞中更大, 这个跟正则模型预测的结果正好相反。早先的实验测量说明了 ϕ 介子的产生不是通过 $K\bar{K}$ 的组合, 并且几乎不被强子再散射效应所影响[75]。而文献[76]实验测量说明了 ϕ 介子是从热化的奇异夸克组合而来。所有这些观测结果再加上 ϕ 介子产额的中心度和能量依赖性说明了一个热密物质在重离子碰撞中产生。

1.6 RHIC上寻找QCD相变点的相关结果

RHIC STAR在能量扫描第一阶段进行了诸多能量点的数据采集: 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4GeV等。到现在为止, 已经有了很多结果, 下面介绍几个重要的结果。

R_{CP} 的 p_T 依赖性的变化

在之前的章节已经详细介绍了 R_{CP} 在高 p_T 范围的压低可以作为QGP存在的信号之一。因此,在RHIC进行的能量扫描中,将不同的能量的 R_{cp} 放在一起比较,就有可能观测到QGP相变的信号。

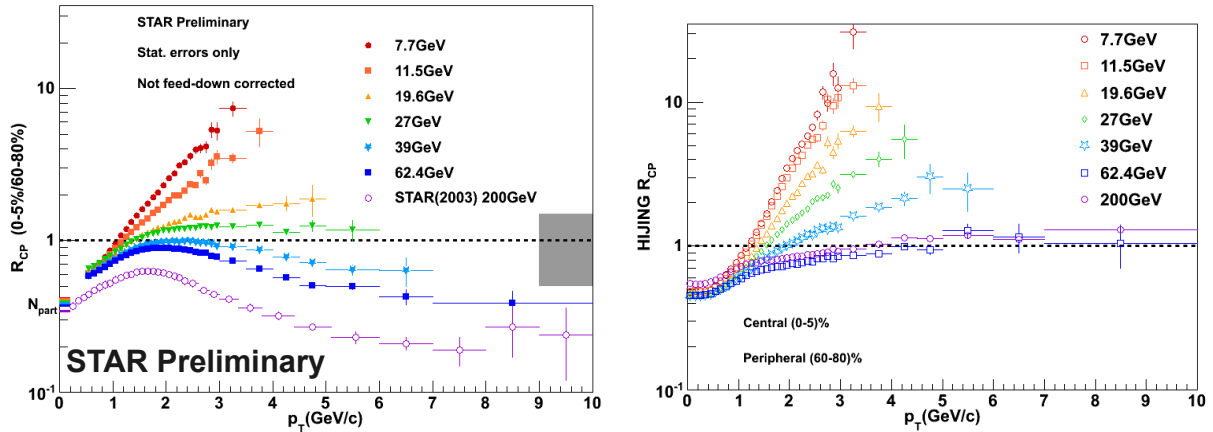


图 1-18: 左图: $\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200\text{GeV}$ 下Au+Au碰撞中心快速区带电粒子(正+负) R_{CP} 随着 p_T 的变化;右图:对应于左图的能量用HIJING模型计算的结果。图都来源于[77]。

图1-18左边画出了不同能量下 R_{cp} 的 p_T 依赖性。 R_{cp} 的 p_T 依赖性随着能量的变化有明显变化趋势,如果从高 p_T 范围的压低情况来看,从19.6GeV开始往更低能量的时候,压低情况已经完全消失。右图使用HIJING模型计算了相应的能量结果。HIJING模型是没有喷注淬灭机制也就是没有热密介质的能损效应,因此,这个图可以作为左图的参考,可以发现没有QGP产生的情况下 R_{cp} 在高 p_T 范围都不会有压低情况出现。比较两图,STAR做出的推断就是:QGP相变的范围极大可能在 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5\text{GeV}$ 和19.6GeV之间。

v_2 的NCQ标度破缺

前面同样提到过NCQ标度的出现也是QGP产生的一个重要实验证据。图1-19[78]画出了各种粒子的NCQ标度的结果。 ϕ 的组分夸克为 $s\bar{s}$,并且强子作用截面很小,因此被认为直接反映了QGP阶段的信息。在19.6GeV以及更高的能量中,所有的粒子都很好的标度在了一条线上,这个跟图1-19的200GeV结果是一致的。但是到了11.5GeV开始往下, ϕ 跟其他粒子分离了开来,NCQ标度破缺,这个被认为是比较确定的QGP消失的信号。因此还是推断

为QGP相变的范围极大可能在 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5\text{GeV}$ 和 19.6GeV 之间, 与上一节一致。

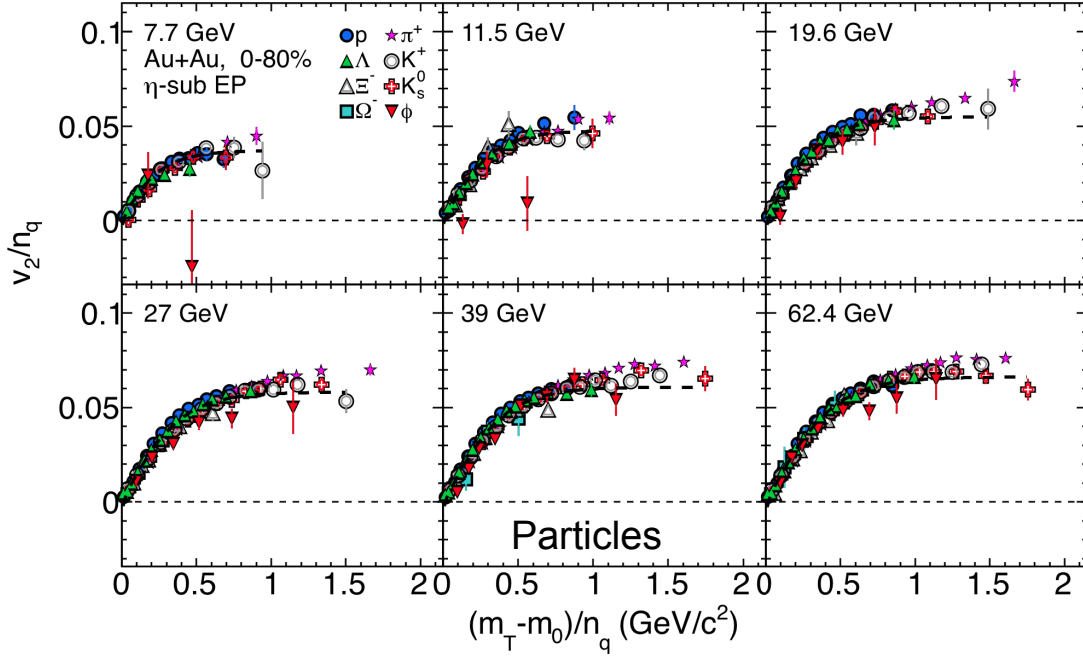


图 1-19: $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4\text{GeV}$ Au+Au碰撞中不同粒子的 v_2/n_q vs $(m_T - m_0)$, 其中 n_q 为粒子的组分夸克数。图来自[78]。

局部宇称破缺效应

强相互作用中宇称守恒, 关于这点最好的证据就是对于中子电偶极矩的上下限的测定实验[79, 80]。这些实验的结果都证明用来描述QCD中宇称破坏的参数 θ 的绝对值小于 10^{-10} 。这个使得在重离子碰撞中全局宇称守恒情况不可观测。

Lee和Wick[81, 82], Morley和Schmidt[83]提出了局部宇称破缺的概念, 这个概念被Kharzeev在[84, 85]中丰富。在一个高度激发的态, 胶子场可以产生一些在空间和时间有限的构型, 它们满足CPT守恒, 但是CP是破缺的。每个被如此设定的时空区域会自发产生一个随机的宇称符号, 在理论中这是由胶子场的拓扑荷所决定的。带有非0拓扑荷的场构型有一个有限的 $\langle \vec{E}_{chromo} \times \vec{B}_{chromo} \rangle$ 期望值, 其中 \vec{E}_{chromo} 和 \vec{B}_{chromo} 分别为色电场和色磁场, $\langle \rangle$ 表示就所有被这个构型所占据的空间做平均运算。色场的时空对称性和电磁场类似, 这个区域在P和T变换下不守恒。这样拓扑构型的夸克相互作用改变了夸克的手征, 从而使得左手夸克和右手夸克的数目不对称: $N_L - N_R = 2n_f Q$, 其中 n_f 为轻夸克的味数, Q是

胶子构型的拓扑荷。因此, 带有非0拓扑荷的胶子构型会带来局域宇称破缺效应。

系统的角动量方向是垂直于反应平面的。在非中心碰撞中, 上面描述的时空区域可以通过朝系统的角动量方向发射相同电荷的粒子来修正它自己[86, 87]。带有相反电荷的夸克会倾向于朝着系统角动量相反的方向发射。夸克在发射方向上的不对称性可以反映在 π_+ 和 π_- 发射方向的不对称性上。这个现象是由在非中心对撞的重离子碰撞中产生的巨大电磁场所带来的[86, 88, 89]。磁场强度最大可到 10^{15} T。磁场(使得夸克的磁矩和磁场方向相同)和正负手征的夸克的数目不同, 这两种效应组合在一起, 产生了”手征磁场效应”。

当考虑了手征磁场效应之后, 粒子分布的角关联可以傅里叶展开为:

$$\frac{dN_\alpha}{d\Delta\phi} \propto 1 + 2v_{1,\alpha}\cos(\Delta\phi) + 2v_{2,\alpha}\cos(2\Delta\phi) + \dots + 2a_{1,\alpha}\sin(\Delta\phi) + 2a_{2,\alpha}\sin(2\Delta\phi) + \dots, \quad (1-13)$$

其中参数a描述了宇称破坏效应。a的符号是随着区域的拓扑荷的涨落变化的, 因此如果将大量时间的a平均, 那么得到的必然是0。但是, 这些区域的粒子之间的关联依然是存在的。只考虑一阶贡献, 将 $a_{1,\alpha}$ 简写为 a_α , α 只取+和-号, 分别代表带正电和带负电的粒子。

由于 $\langle \sin\Delta\phi_\alpha \sin\Delta\phi_\beta \rangle$ 除了包括宇称破缺的贡献外还包括了所有出平面关联在系统角动量方向上的投影贡献, 因此换做使用 $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_{RP}) \rangle$ 来作为观测量。更详细的介绍请参考文献[90]。

图1-20画出了在STAR六个能量下携带相同电荷和携带相反电荷的粒子的 $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_{RP}) \rangle$ 的中心度依赖性。两条线的结果在200GeV分开比较明显, 随着能量降低逐渐接近, 到7.7GeV时几乎重合。结合前面两节所说的结果, QGP消失的能量点应该在11.5和19.6GeV之间。

净质子分布的高阶矩

在一个静止的无限的介质里, 关联长度(ξ)在相变点发散。 ξ 跟系统的守恒量(如净质子数, 净电荷数和净奇异数)分布的多阶矩有关[92, 93]。这些分布典型的方差($\sigma^2 \equiv \langle (\Delta N)^2 \rangle$; $\Delta N = N - M$; M为平均值)跟 ξ 的关系为 $\sigma^2 \sim \xi^2$ [94]。重离子碰撞的有限尺度和时间效应

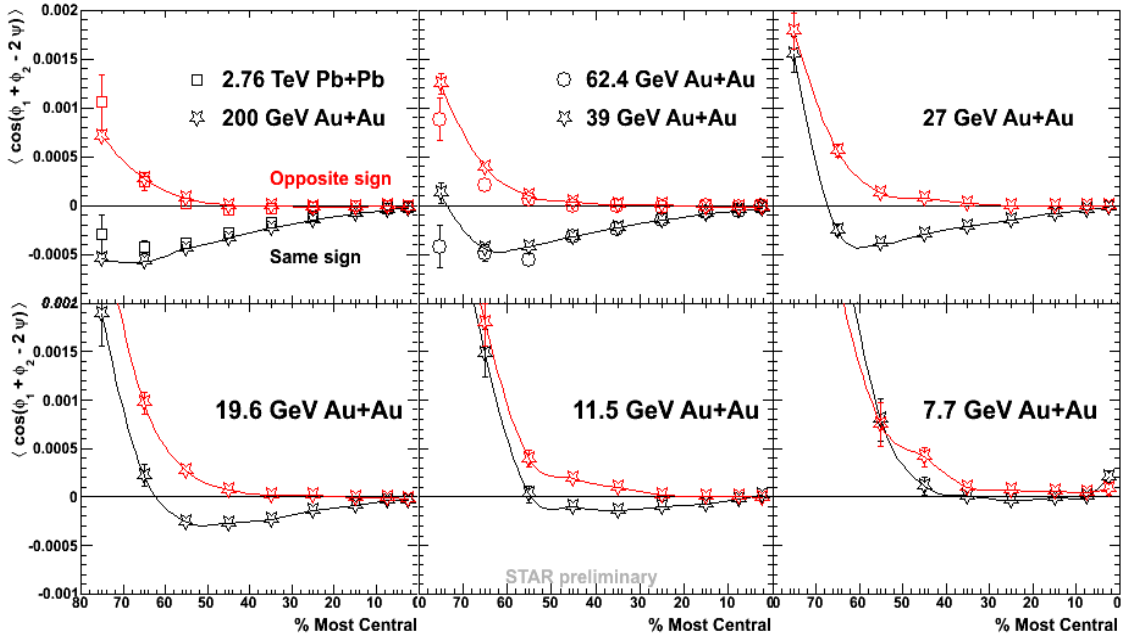


图 1-20: $\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200\text{GeV}$ 下Au+Au碰撞中正负粒子 $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_{RP}) \rangle$ 的中心度依赖性比较。图都来源于[91]。

对 ξ 的值给出了限制。理论上计算结果表明重离子碰撞中 $\xi \sim 2 - 3\text{fm}$ [95]。文献[96]中提出, 通过测量守恒量的高阶矩的分布与高斯分布的偏差是一个可行的办法, 因为它们对 ξ 有更强的依赖性。

模型计算表明守恒量分布的高阶矩对 ξ 有更高阶的依赖性[96, 97], 比如四阶矩 $\langle (\delta N)^4 \rangle - 3\langle (\delta N)^2 \rangle^2 \sim \xi^7$, 其中 $\delta N = N - M$, N 是一个事件的粒子多重数, M 是所有事件样本的平均。此外, 高阶矩也跟格点QCD[98, 99]和HRG模型[100]计算中的磁化率(χ)直接相关: $\chi_B^{(3)} = \langle (\delta N_B)^3 \rangle / VT^3$; V, T 分别是系统的体积和温度。实验上使用了这样两个量来研究四阶矩: $\kappa\sigma^2 = \chi_B^{(4)} / \chi_B^{(2)}$ 和 $S\sigma = \chi_B^{(3)} / \chi_B^{(2)}$ 。更详细的说明可以参考文献[101]。对六阶矩实验上采用 $\frac{\chi_q^{(6)}}{\chi_q^{(2)}} = C_6 / C_2$ 这样一个参量作为观测量。

下面是在Quark Matter 2012年会议上STAR的四阶矩和六阶矩的结果: 从左图我们可以看到在7.7GeV以上, 0-5%碰撞的数据点都低于泊松基线。对于周边碰撞, 在19.6GeV以下的能量点高于泊松基线。而在右图中, 在 $\sqrt{s_{NN}}$ 的范围内, C_6 / C_2 都在泊松基线以下。在这些能量以下, 0-40%碰撞中, C_6 / C_2 低于1但是在40-80%碰撞中, 这个比值都高于泊松基

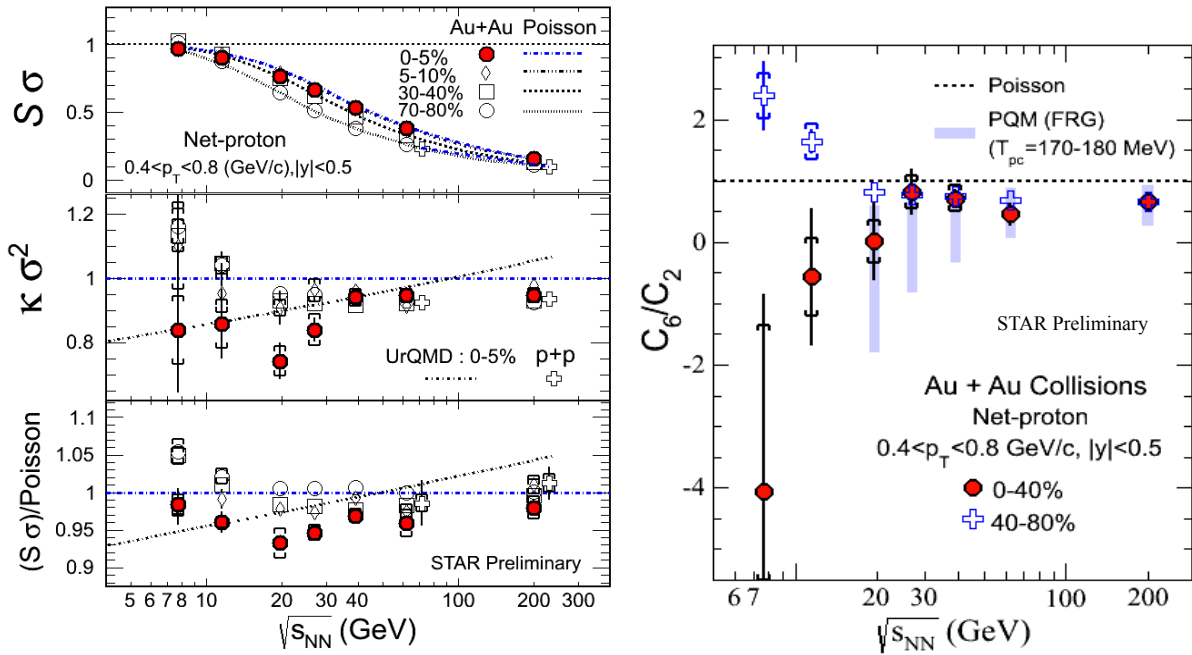


图 1-21: 不同束流能量下Au+Au碰撞的高阶矩结果。左图: $K\sigma^2$ (上)、 $S\sigma$ (中)、 $S\sigma$ 和泊松基线的比(下)的能量依赖性[101]; 右图: 不同中心度中计算出的 C_6/C_2 的能量依赖性以及与模型结果的比较[102]。

线。从结果中并没有办法给出特别强的物理结论, 需要更多的统计。

1.7 LHC能区的实验结果

直到2010年LHC运行之前, 大量的实验结果和理论计算都是基于过去的AGS, SPS,和RHIC。理论上认为在中快速运动学范围沉积的能量是被在小Bjorken标度变量 x 的碰撞核的胶子密度所决定的。在RHIC最高能量下这个相关的范围是 $\langle x \rangle \approx 10^{-2}$, 而在LHC最高能量, 这个值为 $\langle x \rangle \approx 10^{-3}$ 。在这个 x 范围, 胶子密度服从一个高度非线性的演化方程, 这个方程描述了在低虚度的快速增长的微扰胶子分布的饱和[103]。在这个饱和发生时的虚度标度被称为饱和标度 Q_s 。在现有的碰撞能量下, 对于重核来说:RHIC上 $Q_s^2 \approx 1.5 - 2\text{GeV}^2$, LHC上 $Q_s^2 \approx 3 - 4\text{GeV}^2$ [104]。

在LHC真正开始运行之前, 人们并不清楚那些描述相对论重离子碰撞和描述热的QCD介质的模型是否可以从RHIC能区平滑过渡到LHC能区。这个引出了很多有意思的问题, 比如是否QGP初始温度的升高会使得碰撞产生的介质的粘滞系数更大, 还有碰撞核的胶子

饱和效应是否会因为太强从而降低了等离子体的密度和末态高 p_T 的粒子。因为LHC更高的束流能量和大的接受度, LHC也有可能提供一些研究喷注淬火的新的观测测量, 也可以扩展人们对重味夸克相互作用的认识。LHC的结果很多, 这里只选取了部分跟RHIC主要结果可比较的部分结果。

椭圆流 v_2

在之前的章节里面详细介绍了在RHIC能区得到的各向异性流的重要结果, 这里同样将LHC 的结果予以介绍。

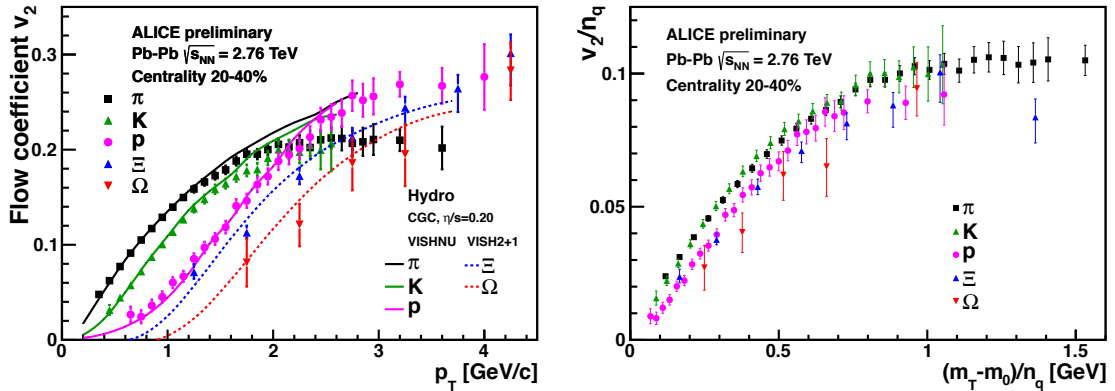


图 1-22: 左图: $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ 的Pb+Pb碰撞中不同粒子 v_2 的 p_T 依赖性。右图:对应于左图的各种粒子的 v_2/n_q 随着 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化, n_q 为粒子的组分夸克数。图来自[105]。

图1-22左边画出了 π, K, p, Ξ, Ω 粒子的椭圆流结果[105]。事实上集体径向流的作用会使得不同粒子的速度趋于一致, 而不是动量, 因此重的粒子会有更高的 p_T [106]。流体力学模型[107]包含了这个效应, 很好的描述了从低 p_T 到中 p_T 的椭圆流。它也预测了在LHC的质量分类效应相比RHIC会更大, 因为有更大的径向流。图1-22右边画出了 v_2/n_q vs $(m_T - m_0)/n_q$ 。原本在RHIC能区的组分夸克标度在这里却没有看到, 而更倾向于按照质量分类。ALICE因此认为RHIC的组分夸克标度只是巧合, 或者只在一个特定范围的径向流的条件下成立。不过他们也提出了要进一步减少统计误差还有测量 ϕ 的椭圆流来得到更强的物理结论。

核修正因子 R_{AA}

在之前的介绍里面也看到了RHIC能区的结果显示了在核-核碰撞中产生的高 p_T 粒子相对于p+p碰撞会被压抑。LHC有更高的碰撞能量,可以把 p_T 范围扩展到更高。图1-23中

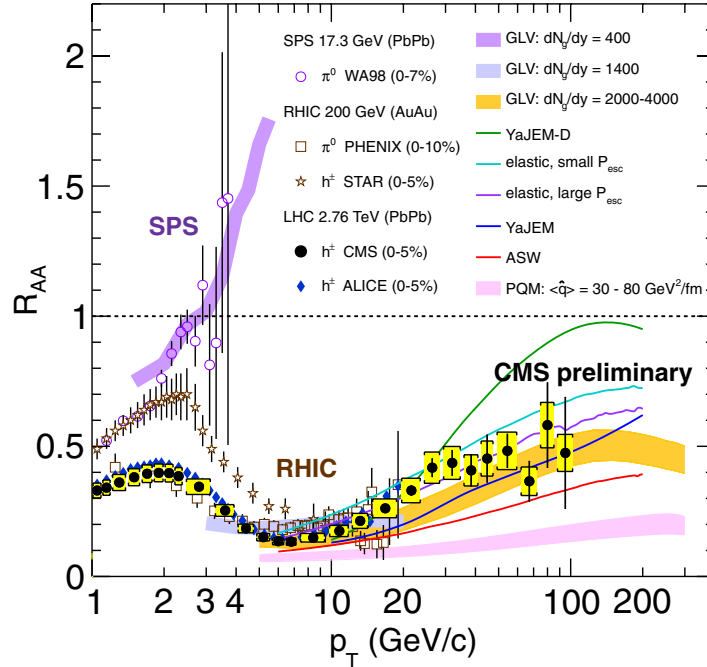


图 1-23: $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ 的Pb+Pb碰撞中 R_{AA} 的 p_T 依赖性。图中还比较了SPS、RHIC实验结果和一些模型计算结果[105]。

的 R_{AA} 比较了LHC和RHIC能区的结果,从图中可以发现, LHC的结果在RHIC能区的部分跟RHIC的结果相比偏低,说明高能粒子在LHC产生的热密介质中的能损相比RHIC更大。更明显的区别就是在高 p_T 范围, LHC的结果有一个很长的翘起来的尾巴,从大约6GeV/c开始直到200GeV/c, R_{AA} 越来越大。LHC对此的解释就是: 动量越高的粒子, 能损比例就越小, LHC中硬过程产生的高 p_T 粒子的能量要比RHIC大很多, 已经高于了某个阈值, 因此使得很高 p_T 的粒子能损很小, R_{AA} 反而升高。

1.8 相对论重离子碰撞模型介绍

1.8.1 流体动力学模型(Hydrodynamical Model)

模型概述 1953年朗道第一次提出将理想流体定律用来描述高能碰撞中产生的强相互

作用的介质。由于这些基于流体动力学的模型在形式上非常优美和简洁,它们被用来计算诸多碰撞系统中的诸多观测量。但是,并不清楚在剧烈碰撞中产生的高度激发但是却非常小的系统上是否可以使用这种在宏观的理论中应用的动力学处理。两个重核的对撞所产生的系统很小:在RHIC能区下的Au+Au或Pb+Pb对心碰撞中,有大约400个核子跟彼此碰撞,产生了数千次级粒子。之后RHIC上的第一手数据给出了很强的证据证明在对心和非对心碰撞中的确产生了很强的集体膨胀,因为这个物理图像是被流体动力学模型所预测的[108]。

理想流体动力学的有效性成立需要有朝向热平衡演化的局域弛豫时间,比任何宏观时间标度都要短。相对论重离子碰撞中产生的火球物质需要急速的热化,因为只有系统接近局域热平衡时它的一些热力学参数,比如压力,熵密度和温度才有意义。只有在这个条件下人们才可以去研究高温下强相互作用物质的物态方程(Equation of State,简称EOS),这个对于研究强相互作用介质的相变来说非常重要。理论上预言在临界能量密度为 $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ 的情况下,系统会经历从强子共振态气体向解禁的夸克和胶子组成的热密等离子体的相变。格点QCD计算表明这个相变在在155-175MeV中间的某个临界温度下迅速发生。

对于含有众多微观组分的宏观系统,由于这些系统的涨落比较小,微观动力学将这些系统迅速地引向最大无序状态,这时系统的全局表现可以被一系列宏观热力学场来表征。热化局域地发生在比宏观时间尺度小的多的时间尺度上,在这样的条件下,系统可以被描述为理想流体,对任何局域宏观场的变动都会通过调节粒子的动量分布马上反应。由此得出的宏观热力学场的运动方程就是理想流体动力学方程,它们描述了在受到能动量和电荷守恒律的限制下宏观压力梯度如何产生介质的集体流,

在重离子碰撞中流体动力学的描述只在热化和冻结之间的一个有限的范围内成立。流体动力学不能描述碰撞的初始阶段。这个初始阶段从核核初始碰撞开始,到系统内部粒子沿束流方向的初始运动被随机转化到横平面方向时结束。人们通过设定流体动力学中的

初始条件来描述上述的初始过程, 通过在流体力学演化过程后面加上一个冻结的条件来终止演化。这些初始和末态条件是流体动力学的非常重要的部分, 如果想要得到唯像相关的结果必须要非常小心的处理。

一个热化的流体的能动量四维张量可以表示为:

$$T^{\mu\nu}(x) = (e(x) + p(x)) u^\mu(x) u^\nu(x) - p(x) g^{\mu\nu}. \quad (1-14)$$

这个形式依赖于在流体的每个点的局域热平衡, 也就是说它对应一个耗散效应可以被忽略的理想流体。能动量的局部守恒可以表示为:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0, (\nu = 0, \dots, 3). \quad (1-15)$$

如果流体携带守恒荷 N_i , 在局部静止系中荷的密度为 $n_i(x)$, 相应的全局参考系中的荷的流密度 $j_i^\mu(x) = n_i(x) u^\mu(x)$, 局部荷守恒可以表示为:

$$\partial_\mu j_i^\mu(x) = 0, (i = 1, \dots, M). \quad (1-16)$$

这种守恒荷如净重子数, 电荷, 净奇异数。

如果局域弛豫速率不够快, 无法保证即时的局部热化, 那么上述能动量张量和荷流密度的表示式需要被推广, 需要把正比于扩散、传导、集体和剪切粘滞系数的输运参数的耗散项包括进来。这个变形的等式的求解比较复杂[109]。

4+M个式1-15和1-16就包含了5+M个未定的场: 流速度的3个独立分量, 能量密度, 压力和M个守恒荷密度。为了求解这些方程, 需要提供一个额外的跟局部热力学量相关联的核状态方程 $p(e, n_i)$ 。只考虑净奇异数为0的系统, 并且不考虑荷守恒的限制(这个的效应已经被认为很小[44])。这样使得净重子数密度 n 成为唯一的在动力学演化中守恒的荷密度。

强相互作用的粒子形成的高密系统的状态方程可以从模型或者格点QCD计算中提取出来。模型采用了这两种的组合: 在低能区域, 人们将核物质描述为不相互作用的强子共振态气体。随着温度升高, 越来越多的能量进入到更重或能量更高的共振态中。这样得到一个相对软的状态方程("EOS H"), 它里面的声速为: $c_s^2 = \partial p / \partial e \approx 0.15$ [110]。

随着体系里充斥这共振态, 这个系统会经历一个相变过程, 在这个过程中微观自由度从强子转化为夸克和胶子。这个转变伴随着在临界温度 T_{crit} 下熵的突然增加。在相变之上, 系统可以被模型模拟为一个包含了无相互作用的质量为0的u,d,s夸克和胶子, 受到一个外部袋压力B的作用[111]的体系。对应的状态方程 $p = \frac{1}{3}e - \frac{4}{3}B$, 这个方程相对较硬, 里面的声速为 $c_s^2 = \partial p / \partial e = 1/3$, 这个速度超过强子共振态气体中的两倍。这个状态方程被命名为”EOS I”。

将这样两个状态方程和麦克斯韦构型匹配, 将袋压力常数设为 $B^{1/4} = 230\text{MeV}$, 这样对于净重子密度为0的系统, 相变温度和格点QCD结果一致[30, 112]。选择 $T_{crit} = 164\text{MeV}$, 将相应的状态方程标为”EOS Q”。 $p(e)$ 随着净重子数和奇异数密度的函数如图1-24所示。麦克斯韦构型最终导致一个强的一级相变[113]。它包含了很大潜

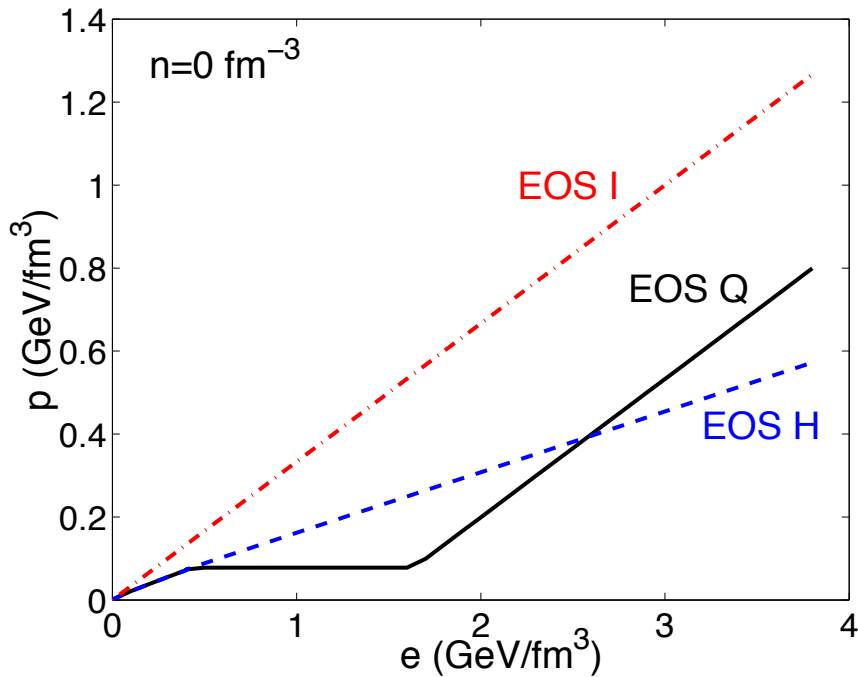


图 1-24: 流体力学的三种不同的状态方程(EOS): 强子共振态气体(EOS H); 无质量的部分子理想气体(EOS I); 在 $T_c = 164\text{MeV}$ 发生一级相变的状态方程(EOS Q)。

热 $\Delta e_Q = 1.6\text{GeV}/\text{fm}^3$ [114]。这个跟格点QCD的结果[30, 112]的结论是冲突的, 格点QCD认为相变是比较平滑的。但是, 熵密度在相变过程的总体增加被模型很好的描述, 因此不大可能麦克斯韦构型的人为变陡的相变曲线会导致巨大的动力学效应。

初始化处理 重离子碰撞的初始热化阶段其实已经不属于流体动力学模型的描述范围, 必须要替换为流体动力学的初始条件。不同的作者使用不同的方法来得到合理的初始条件。比如, 可以将两个碰撞核处理为互相穿透的冷的流体, 而在反应中心引入第三拨热的流体(三流体动力学[115]), 这个方法要求描述好流之间能动量和重子数交换的源和损失项。或者, 可以将早期阶段使用动态的描述, 比如使用输运模型, 如VNI([116]), VNI/BMS([117]), MPC[118], AMPT[119]。

但是, 生成初始熵的微观效应并没有很好的被理解, 很有可能由于反应区域极高的密度和碰撞速率, 使得在早期的热化阶段用在壳粒子去求解玻尔兹曼方程并不合适。在模型中, 只是将初始的横向熵或者能量密度分布几何处理。Glauber模型[37]被用来估计在横平面碎裂的核子的密度、两体核核或部分子-部分子碰撞次数, 并将碰撞分为两个部分: 软的部分(跟碎裂核子数成正比的)和硬的部分(跟两体碰撞次数成正比的), 以此来重建实验上观测到的带点强子末态快度分布[120, 121]和对碰撞中心度[122, 123]的依赖性。

去耦合和冻结处理 之前也提到过, 当横向的膨胀变得如此之快, 中间介质密度变得如此之低, 以至于局域热平衡已经无法保持的时候, 流体动力学的描述就不再成立。关于比较局域自由程和膨胀火球的总体尺度的详细讨论说明了体系的冻结是动态发生的, 也就是说是被火球的膨胀引起, 而非其自身的尺度。

一个传统的用来描述流体动力学失效和粒子冻结的方法是Cooper-Frye方法, 它假定了一个给定的流体单元内, 当动力学冻结的条件满足的时候, 从理想的局域热化平衡向自由蒸发的粒子的突然转变。在Cooper-Frye形式中, 首先让流体动力学长时间演化, 然后确定流体动力学单位首先满足冻结条件的时空的超表面 $\Sigma(x)$, 之后使用如下方程来计算粒子 i 的末态谱:

$$E \frac{dN_i}{d^3p} = \frac{dN_i}{dy p_T dp_T d\varphi_p} = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int_{\Sigma} f_i(p^\mu \cdot u_\mu(x), x) p^\mu \cdot d^3\sigma_\mu(x), \quad (1-17)$$

其中 $d^3\sigma_\mu(x)$ 是与冻结表面 $\Sigma(x)$ 垂直并方向朝外的矢量, $p^\mu f_i d^3\sigma_\mu$ 是动量大小为 p 穿过表面

的粒子的局域流量。对于时空分布 f , 在即将解耦合之前采用局域平衡分布:

$$f_i(E, x) = \frac{1}{\exp[(E - \mu_i(x))/T(x)] \pm 1}, \quad (1-18)$$

将1-18中的相应变量用式1-17中对应的代替, 最后温度和化学势可以从流体动力学部分的输出得到。这个形式是用来计算所有直接出射的粒子的动量分布。不稳定的共振态让其衰变, 模型中使用了适合的不同衰变道的分支比。

1.8.2 统计模型(Statistical Model)

夸克和胶子的强子化没法用QCD第一性原理计算出来。统计模型是众多描述夸克和胶子强子化的模型。虽然统计模型的提出比QCD的发展还要早, 但是直到该模型预言平衡的强子气体是QGP的一个信号之后才引起了人们的兴趣[124]。这些模型在化学平衡阶段计算强子气体中粒子的产额比和处理一些守恒量, 如重子数(B), 奇异数(S)和电荷数(C)。对基本碰撞反应的计算, 如 $e^+ + e^-, p + p, p + \bar{p}$, 我们需要使用正则系综来描述强子产生。在重离子碰撞中, 系统的体积已经大到可以用巨正则系综来描述, 相应的守恒量有对应的化学势[125]。在巨正则系综中配分函数Z的自然对数可以写为:

$$\ln(Z) = \sum_{\text{specices } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int \ln(1 \pm e^{-\beta(E_i - \mu_i)})^{\pm 1} d^3p \quad (1-19)$$

g_i 是态的简并度, V 是系统的体积, $\beta = \frac{1}{kT}$, k 是玻尔兹曼常数, T 是温度, $E_i = \sqrt{p^2 + m^2}$ 是粒子的能量, m_i 是粒子质量, p 是粒子动量, μ_i 是粒子的化学势。 μ_i 可以写为:

$$\mu_i = B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q \quad (1-20)$$

μ_B 是重子数化学势, μ_S 是奇异数化学势, μ_Q 是电荷数化学势。种类 i 的粒子数为:

$$N_i = T \frac{\partial \ln Z}{\partial \mu_i} = \frac{g_i V}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{m_i^2 T}{k} K_2\left(\frac{km_i}{T}\right) e^{\beta k \mu_i} \quad (1-21)$$

K_2 是变形贝塞尔函数。

因为在重离子碰撞中产生的介质的体积不能被探测到, 统计模型不能用来直接计算绝对产额, 只能用来计算粒子的相对产额。统计模型不能很好的描述奇异性, 因此一个特别的参数 γ_s 被引进来代表携带奇异量子数的粒子相对于其平衡值产额的压低。如果奇异

量子数平衡那么 $\gamma_s = 1$ 。我们通过把测量到的粒子产额比进行拟合来得到 $\mu_B, \mu_S, \mu_Q, \mu_T$ 。这些计算的更多细节可以在[124]中了解到。图1-25中描述了[126]中介绍的统计模型

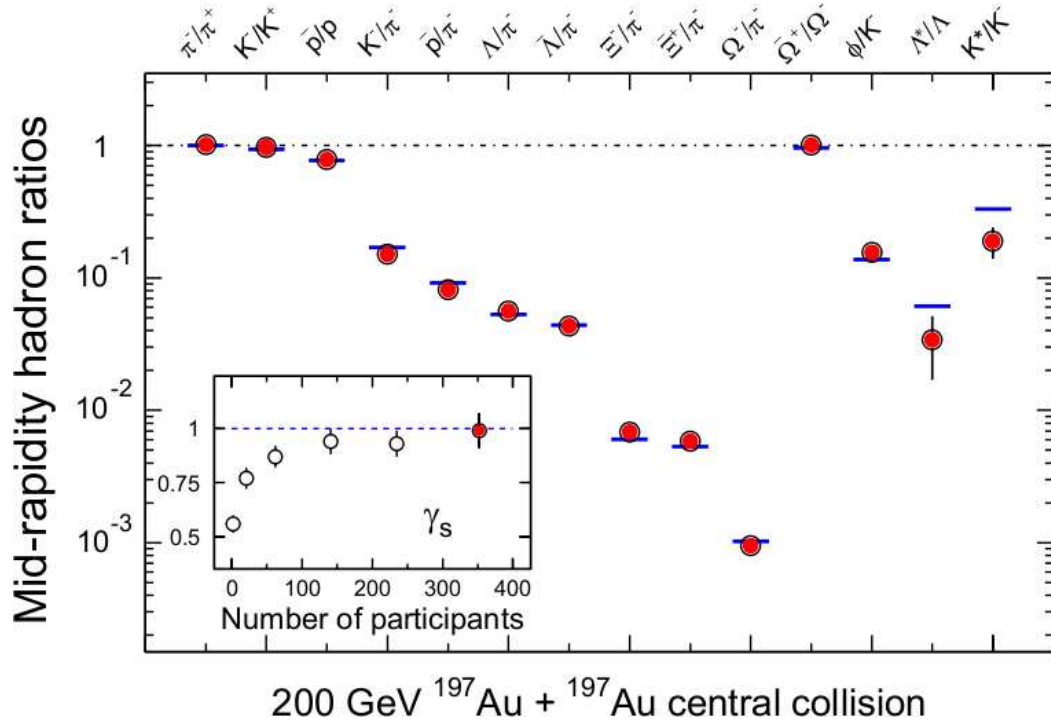


图 1-25: 使用统计模型来拟合RHIC的实验数据[47]。 γ_s 表征了奇异夸克的平衡程度。 $\gamma_s = 1$ 代表了完全的平衡。

在200GeV Au+Au 碰撞中就粒子产额的计算, 结果说明了统计模型很好地描述了结果。

从图上来看, γ_s 是碰撞中 N_{part} (参与碰撞的核子数)的函数。在中心碰撞中, $\gamma_s \approx 1$ 。

如果介质的确达到了平衡, 那么统计模型肯定可以描述数据点, 但是统计模型能够描述数据点并不代表介质一定达到了平衡。在 γ_s 为0.4-0.8的情况下, 统计模型对于描述 $e^+ + e^-$, $p + p$, $p + \bar{p}$ 碰撞中的产额比也足够好[124]。对于这个事实有诸多争议。可能强子确实是在平衡中产生的, 但是这个说明单独统计模型计算并不能作为系统已经达到平衡的证据。

不管碰撞系统的具体形式, 通过热力学拟合得到的温度都在160MeV左右, 比如在图1-25中对STAR数据的拟合结果就是 $T = 163 \pm 4$ MeV。这个温度不能作为QGP产生的温度, 只能作为化学冻结阶段的温度 T_{ch} 。统计模型不能描述重离子碰撞中强子谱的全部范

围,但是可以用来描述粒子总的产额比。

1.8.3 多相运输模型(A Multi-phase Transport Model)

多相运输模型AMPT(A Multi-Phase Transport model)[127]是一个包含多个作用过程的蒙特卡洛模型。根据所描述的物理过程的不同分为两个版本:1. Default-AMPT, 没有弦融化机制; 2. Melting-AMPT, 包含了弦融化机制。AMPT模型主要包括4个子过程, 包括: (1)相空间初始化; (2)部分子相互作用; (3)强子化过程; (4) 强子再散射过程。

模型演化过程可以用图中1-26表示出来。下面对4个子过程一一介绍。

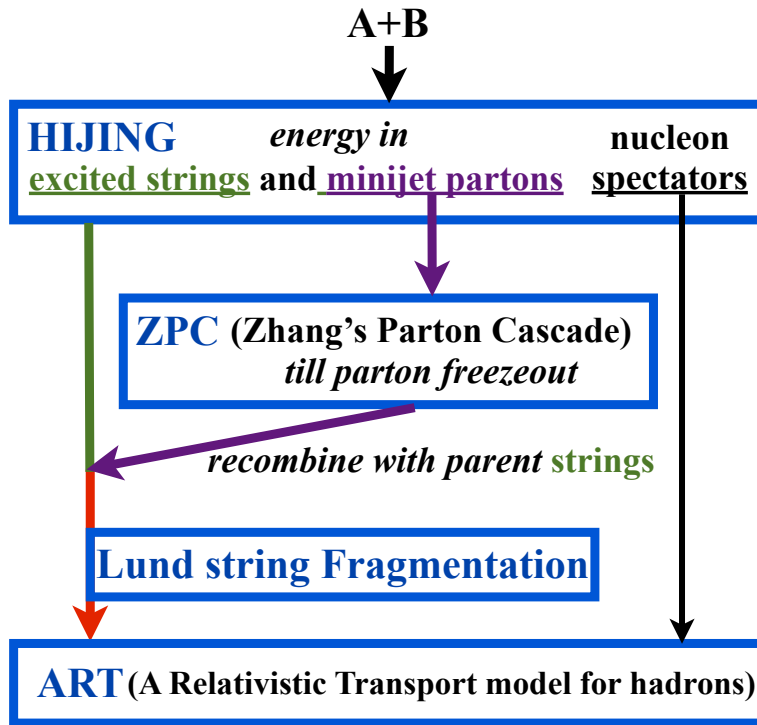
(1) 初态条件主要包括minijet的部分子和软的激发弦的相空间分布。AMPT是通过HIJING 模型[128–131]来完成相空间初始化的。在HIJING模型中, 两个对撞核的核子的径向密度分布是采用Woods-Saxon分布。重叠区域的相互作用大致包括两种:硬过程和软过程。硬过程中相互作用的动量传递较大(高于某个阈值 p_0), 可以用pQCD来描述, 这个过程产生minijet部分子;软过程中相互作用的动量传递较小(小于 p_0), 是非微扰的, 由弦形成机制模拟, 形成激发弦。Melting-AMPT版本中激发弦通过LUND弦碎裂模型融化成部分子[132–134]。产生的u、d、s夸克流质量分别为 $m_u = 5.6 \text{ MeV}/c^2$ 、 $m_d = 9.9 \text{ MeV}/c^2$ 、 $m_s = 199 \text{ MeV}/c^2$ 。

(2) 部分子相互作用。minijet部分子和弦融化产生的部分子之间的相互作用级联过程使用玻尔兹曼输运方程进行描述, 部分子相空间分布随着时间发生演化。这里使用Zhang的ZPC模型进行模拟[135], 当两个部分子之间的距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$ 时, 部分子之间将发生散射。目前ZPC仅仅包括了部分子之间的两体散射, 相应的碰撞截面使用微扰QCD获得:

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{s}\right) \frac{1}{(t - \mu^2)^2},$$

其中 α_s 是耦合常数, s和t代表标准的Mandelstam变量。有效的屏蔽质量 μ 依赖于部分子物质的温度和密度, 我们通过设定 μ 可以控制部分子相互作用的总截面。

Structure of the default AMPT model



Structure of the AMPT model with string melting

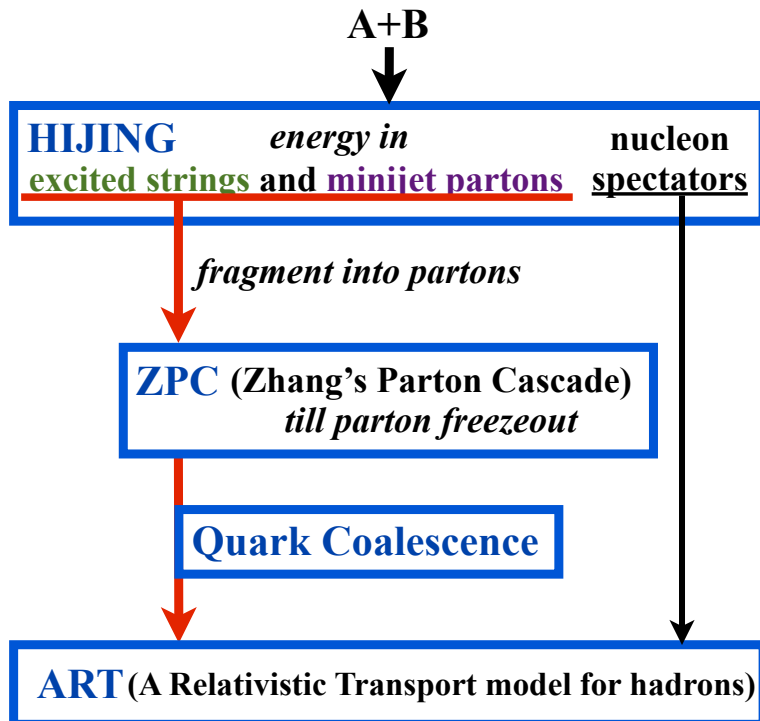


图 1-26: 上图:Default AMPT版本结构示意图; 下图: Melting AMPT版本示意图[127]

(3) 强子化。两个不同版本设置的AMPT模型采用了不同的强子化机制。当部分子之间不再有可能的相互作用发生时, default AMPT模型使用LUND弦碎裂的方法进行强子化[132–134], 而melting AMPT模型使用一个简单的部分子组合模型, 将临近的部分子按照其组分组合成介子或重子。在组合过程中, 只保持了三动量守恒, 通过组合夸克的味道, 和其不变质量与哪一种强子更接近, 而判断组合产生哪一种粒子。并认为强子形成过程中也需要一个时间, 为 $0.7\text{fm}/c$ 。另外, 强子的形成是随着时间演化在反应系统不同时间和位置产生的, 所以在系统演化的过程中形成一个部分子和强子共存的时间过程。

(4) 强子再散射过程。当强子化过程结束, 所有产生的强子将发生再散射相互作用。ART 模型[136, 137]可以用来模拟这个过程。ART模型考虑了重子-重子, 介子-介子, 重子-介子之间的相互作用, 能够很好的描述了AGS能量的实验结果[136, 137]。

AMPT模型已经对RHIC能量下的很多实验现象给出了很好的描述。例如, 粒子椭圆流和HBT等。本文将利用AMPT模型进行两粒子关联的研究, 详见论文第4章。

1.9 本论文的内容和结构

本论文将论述在RHIC-STAR探测器上各个能量下($\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 200\text{GeV}$)超氦核 $^3_\Lambda\text{H}$ 的实验研究。我们详细阐述了本论文工作的物理背景和实验现状, 其中我们对RHIC-STAR探测器的主要子探测器进行了详细介绍。在物理分析部分之前我们介绍了对RHIC-STAR上零度量能器ZDC的测试与刻度过程。在分析部分我们列出了 $^3_\Lambda\text{H}$ 的实验分析细节和主要物理结果包括各个能量下的 $^3_\Lambda\text{H}$ 产额, 奇异性丰度因子的能量依赖性以及 $^3_\Lambda\text{H}$ 的寿命测量, 之后对结果进行了讨论。此外, 我们还利用多相输运模型(AMPT)研究了 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下的双强子方位角关联中非流的贡献。

本篇文章安排如下:

第一章: 引言

第二章: 相对论重离子碰撞实验装置

第三章: 零度量能器(ZDC)的测试与刻度

第四章: $^3_\Lambda\text{H}$ 的实验分析

第五章: 双强子方位角关联理论研究

第六章: 结论和展望

第二章 相对论重离子碰撞实验装置

2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)

美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC)是世界上第一台双储存环重离子加速装置。直到2010年11月,它还是世界上对撞能量最高的对撞机,之后被位于欧洲核子中心的大型强子对撞机(LHC)所超越。RHIC加速两个束流使其对撞,这样的碰撞系统所产生的质心能量可以达到固定靶实验的十几倍甚至更高。RHIC的建造目的从一开始就是为了创造极端的实验条件来探究物质的本源,它于1991年开始设计建造,2000年建成并投入运行。RHIC可以用来加速重离子和轻离子,比如金核、氩核和质子。金核束的能量可以被加速到每核子100GeV,而质子可以到每核子250GeV。虽然这个数值已经被LHC所超过,因为LHC可以将重离子加速到每核子1.38TeV,质子每核子3.5TeV,但是迄今为止,它是唯一可以用来对撞极化质子的机器。经过10多年的升级和改造,到现在RHIC的束流亮度有了很大提高。2012年RHIC加速器亮度(Luminosity)的峰值在 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ Au+Au碰撞中能够达到 $5.0 \times 10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-2}$,在 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ p+p碰撞中达到 $5.2 \times 10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-2}$, $\sqrt{s_{NN}}=500\text{GeV}$ p+p碰撞中达到 $2.0 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-2}$ 。

此外, RHIC还可以在可变的束流能量下进行碰撞实验,比如低到 $\sqrt{s_{NN}}$ 为几个GeV。其目的就是通过调整束流能量进行重离子碰撞的能量扫描,在更低能量的重离子对撞中

寻找QGP相变的临界点(Critical point)。在2010年至2012年的能量扫描运行中RHIC进行了 $\sqrt{s_{NN}}=62\text{GeV}$ 、 39GeV 、 11.5GeV 、 7.7GeV 、 27GeV 、 19.6GeV 的Au+Au对撞,已经取得了诸多不错的结果。

RHIC的升级改造还在进行中,在未来,RHIC会增加新的探测器(MTD, HFT, FGT等)来研究更多前沿的物理,同时也会增加电子束,这些在后面会详细介绍。

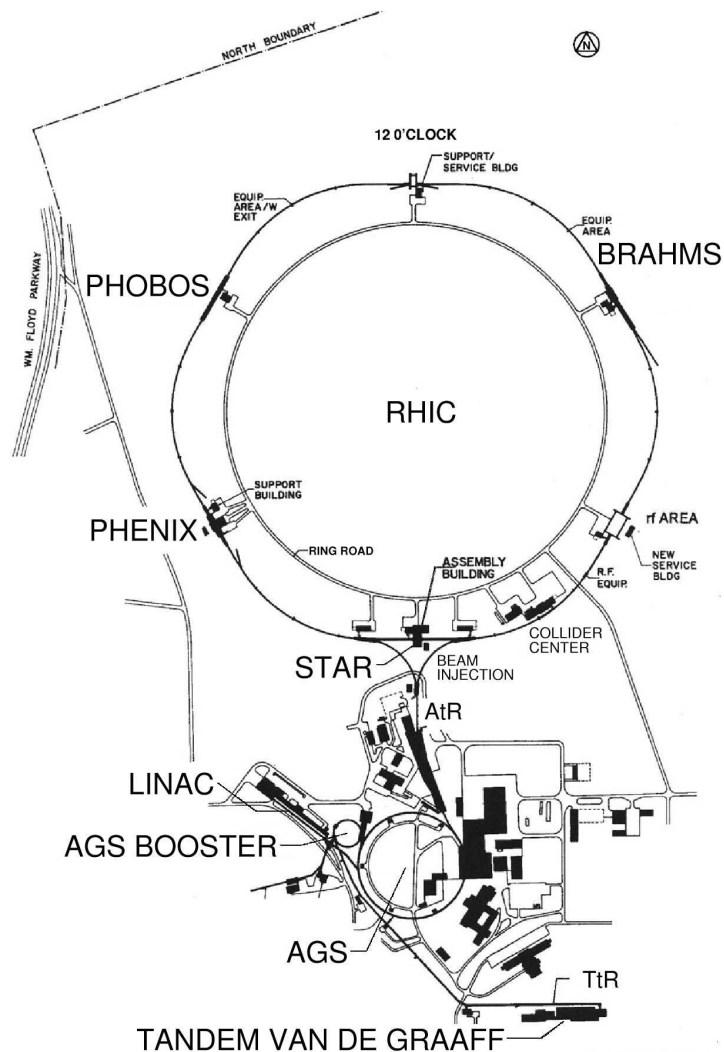


图 2-1: 布鲁克海文国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。

RHIC是由一系列复杂的子系统组成,图2-1给出了RHIC装置组合图。它包括RHIC主环、串列静电加速器(Tandem Van de Graaff)、直线加速器(Linac)、增强器(Booster)和交变梯度同步加速器(Alternating Gradient Synchrotron, AGS)。RHIC使用超强磁铁来

提供巨大的磁场, 并且聚焦足够强从而使得重离子中的质子不因库仑排斥作用而散开。RHIC的主环由两个相同的、近似为圆形、周长为2.4英里的环组成, 它们有6个相交点。其中四个对撞点上装有不同的探测器装置。它们分别是位于6:00位置的STAR, 8:00位置的PHENIX, 10:00位置的PHOBOS和2:00位置的BRAHMS。本文分析STAR探测器采集的Au+Au碰撞实验数据, 下文将对STAR探测器做详细介绍。

离子束在通过一系列加速器后被一步步的加速起来, 我们以金核为例: 第一步, RHIC在脉冲溅射离子源(Pulsed Sputter Ion Source)串列中产生的带有一个单位负电荷($Q=-1e$)的金原子束, 通过两个金箔来剥离掉部分电子, 并被注入到串列静电加速器加速。在串列静电加速器中金核被剥掉32个电子, 然后这个带电荷数为 $+32e$ 的金核束会被加速到每核子1MeV的能量。RHIC有两个相同的串列静电加速器, 这样可以同时加速不同的束流(比如金核和氩核)。第二步, 束流被增强器(Booster)加速到能量为每核子95MeV, 并进一步剥离电子到带电荷为 $+77e$ 态然后注入到AGS。第三步, 在AGS中, 金离子束被加速到每核子8.86GeV并进一步剥离掉剩下的轨道电子, 此时Au束携带电荷数为 $+79e$ 。第四步, 被完全剥离掉轨道电子的金离子通过AGS-To-RHIC(ATR)注入RHIC环, 被进一步加速到碰撞能量。它们也可以被减速到不同的最终能量, 在环中可以被储存长达十小时。

2.2 螺旋管径迹探测器 (STAR)

STAR(Solenoidal Tracker At RHIC)谱仪[138]是RHIC上的一个主要的实验装置。和RHIC其它几个探测器相比, STAR具有很大的探测接收度(Acceptance)范围, 能够探测200GeV Au+Au中心碰撞中的大部分强子, 并且具有很好的三维径迹重建能力。STAR由多个子装置构成, 图2-2和图2-3是整个STAR谱仪的三维示意图和侧向剖面图。

组成STAR谱仪的子探测器包括: 用做三维粒子径迹重建的时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)和前向时间投影室(Forward Time Projection Chamber, FTPC),

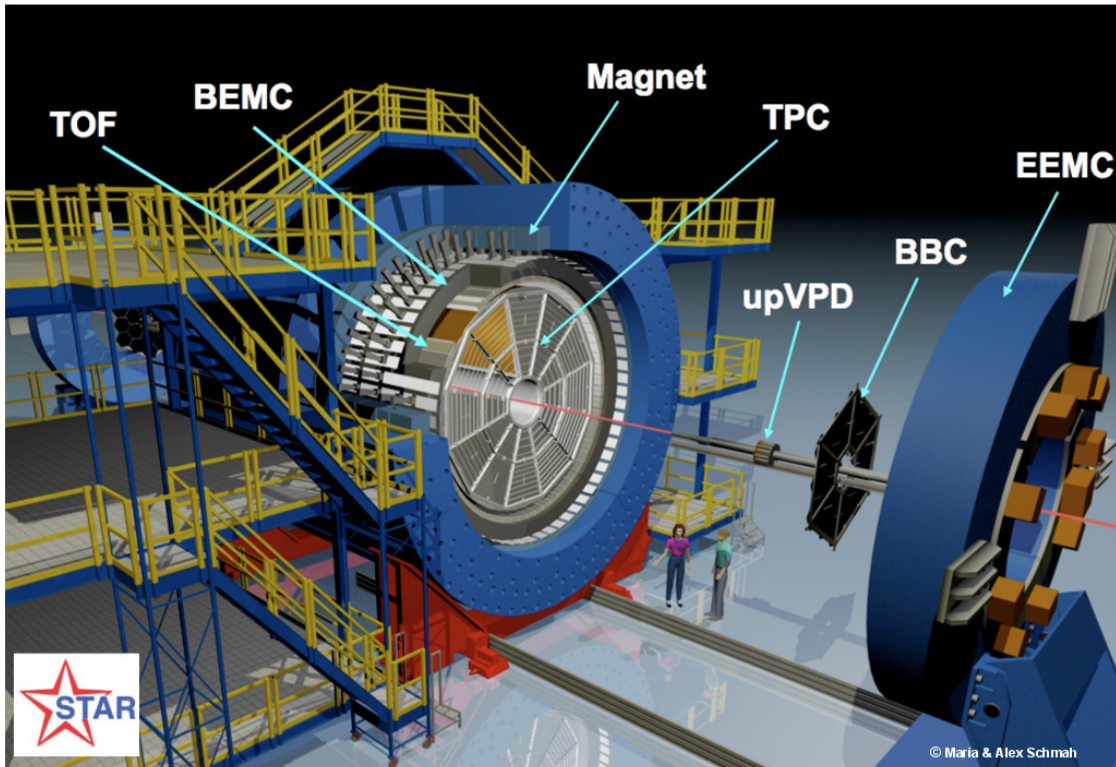


图 2-2: STAR探测器三维图。

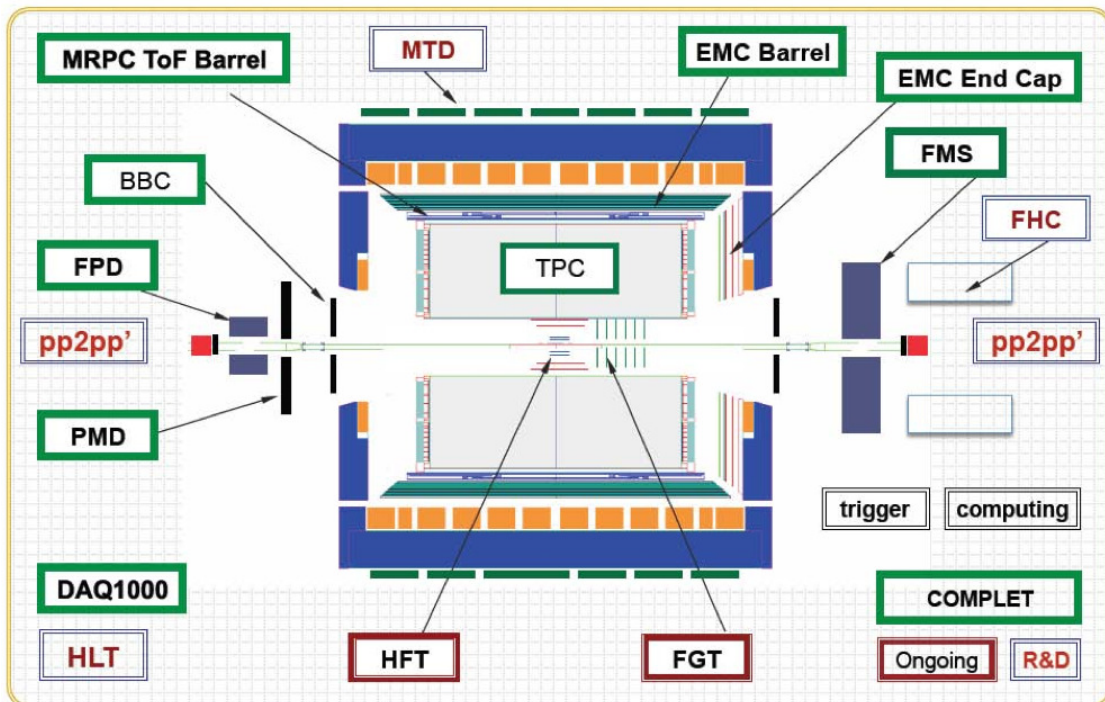


图 2-3: STAR探测器的侧向剖面图。

用于测量粒子飞行时间的大型飞行时间谱仪(Time-Of-Flight detector, TOF), 用于测量粒子沉积能量的桶部电磁量能器(Barrel ElectroMagnetic Calorimeter, BEMC)和端部电磁量能器(Endcap ElectroMagnetic Calorimeter, EEMC), 以及 μ 子望远镜探测器(Muon Telescope Detector, 筹建中)、束流计数器(Beam Beam Counters, BBC)、零度量能器(Zero Degree Calorimeters, ZDC)、赝顶点探测器(pseudo-Vertex Position Detectors, pVPDs)、契伦科夫探测器(Ring-Imaging Cerenkov Retector, RICH)、前向强子量能器(Forward Hadron Calorimeter)等。下面我们将对几个主要的探测器予以介绍。

2.2.1 时间投影室 (Time Projection Chamber)

时间投影室是STAR实验装置中最主要的径迹重建探测器[139]。它具有很大的探测接收度, 探测范围覆盖了整个方位角方向, 赝快度 η 可以从-1.8至1.8。图 2-4是TPC的三维示意图。

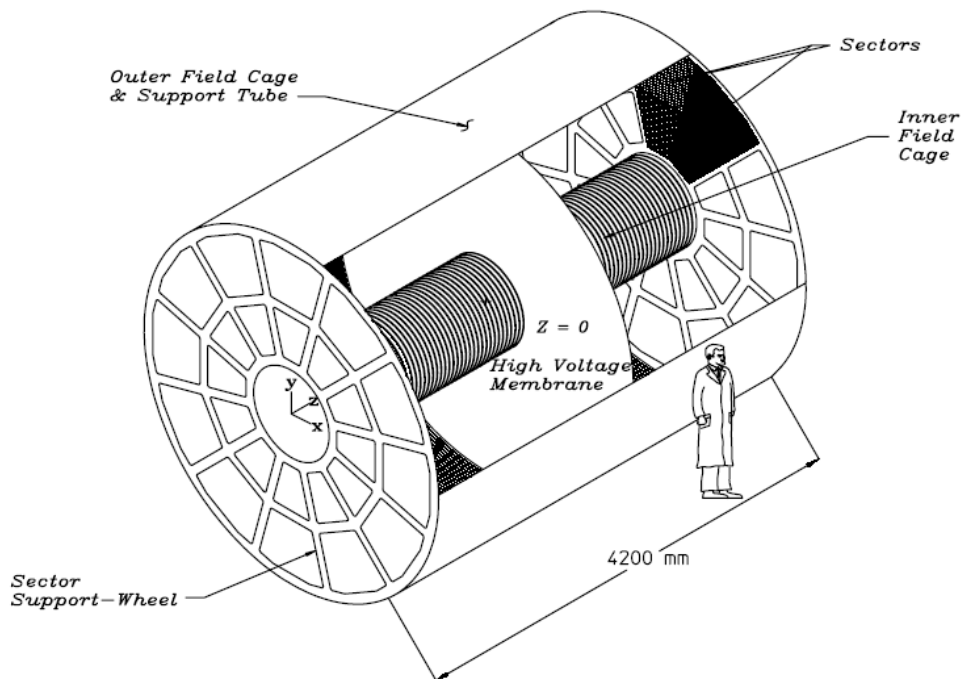


图 2-4: STAR时间投影室TPC。

从图中可以看出, 时间投影室是一个长4.2m, 内桶半径0.5m, 外桶半径2.0m的空心圆柱体。从横截面观察, TPC均等的按方位角分成十二个分区(TPC Sectors), 每个sector有45个pad, 根据位置分成了inner pad和outer pad。TPC中间充满混合了90%的氩气和10%的甲烷所组成的 P_{10} 气体, 压强高于标准大气压2毫巴, 处于圆柱体中心位置的阴极膜把空间分割成两个气体漂移室。阴极膜上所加的高压约为28kV, 漂移电场强度约为135V/cm。

TPC外部包围着强磁铁来提供强大的磁场。STAR的磁铁是一个6.85米长, 内直径和外直径分别为5.27米和7.32米的圆环体。它能够在STAR探测器中产生沿束流方向 0.25T 和 0.5T 的均匀磁场, 从而TPC能够利用简单的螺旋径迹方法重建碰撞产生的高能粒子的三维径迹。STAR磁场强度设计的误差精度可达1-2个高斯, 磁场的均匀性在径向上不超过 ± 50 高斯, 在方位角方向不超过 ± 3 高斯。STAR磁铁的高精度设计使TPC粒子径迹位置重建的精度可到达 200-300 μm 。关于STAR磁铁的详细介绍请参考文献[140]。

下表2-1列出了TPC的一些基本参数:

Number of Anode Sectors	24
Number of Pads	136608
Cathode Potential	28 kV
Drift Gas	P_{10}
Pressure	Atmospheric + 2 mbar
Signal to Noise Ratio	20:1
Drift Velocity	5.45 cm/ μs
Transverse Diffusion (σ)	230 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
Longitudinal Diffusion (σ)	360 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$

表 2-1: 部分STAR时间投影室的参数。

碰撞产生的高能带电粒子在穿越TPC的时候在 P_{10} 气体中电离出大量的电子簇。电离出的电子在漂移电场的作用下向TPC两端(阳极)漂移, 速度为 5.45cm/ μs , 因此在TPC中的最大漂移时间为 40 μs 。漂移中的电子经过雪崩放大, 其信号最终被电子学读出。利用电子学读出系统记录的电子簇的漂移时间, 就可以知道电离点在纵向方向(z)上的位置, 而通

过电离信号在两端的pad上留下的峰就可以得到xy平面的位置。这样确定了一个个电离点的三维坐标就可以重建出粒子的径迹。在得到带电粒子的径迹后,可以计算出径迹的曲率半径,然后结合磁场强度B得到它的横向动量,最终由粒子的出射角度得到粒子的总动量。TPC所能测量到的粒子动量最大可达30GeV/c。利用STAR的Embedding技术能够计算出TPC的径迹重构的效率和径迹的动量分辨率。其中径迹重构效率可达80%以上,而动量分辨率低于3%。

STAR时间投影室的读出电子学的设计和世界上其他大型实验装置(例如PEP4, ALEPH, EOS, NA49 等)的设计类似,但是考虑到需要记录RHIC重离子碰撞产生的大量带电粒子, STAR-TPC做了一些必要的改良。图2-5所示为TPC的扇形读出系统的分布。TPC上总共有24个扇形读出区,每边对称的分布着12个,扇形读出区之间的空隙仅为3mm,这样就尽可能的减少了读出系统的死区。每个读出区又被分为外部扇区和内部扇区两个部分。内部扇区共有1750个读出片,每个读出片面积为 $2.85 \times 11.5\text{mm}^2$,外部扇区共有3742个读出片,每个读出片面积为 $6.2 \times 19.5\text{mm}^2$,外部扇区和内部扇区之间有着2mm的间隙。

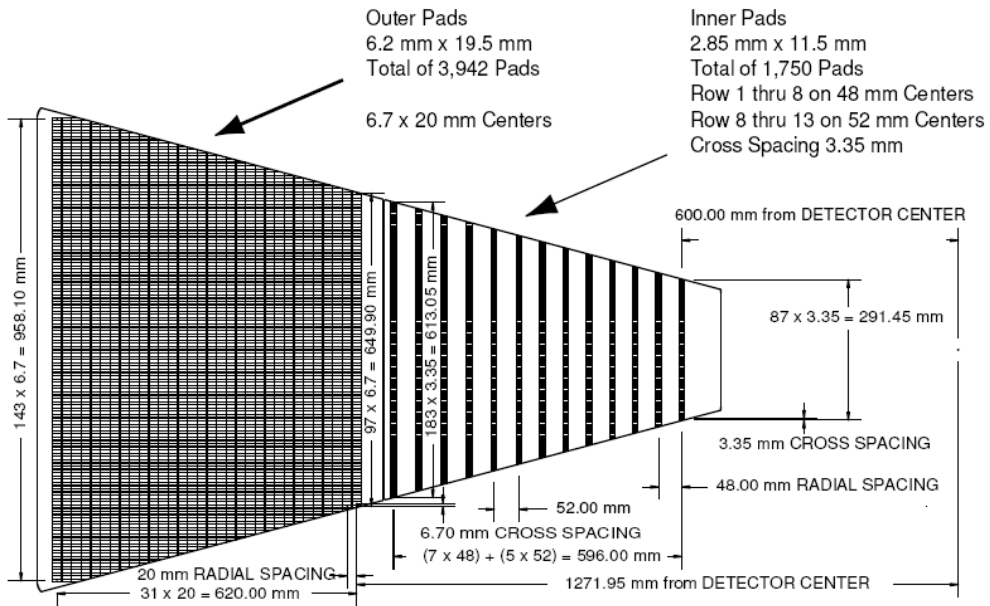


图 2-5: TPC读出平板扇区的示意图。

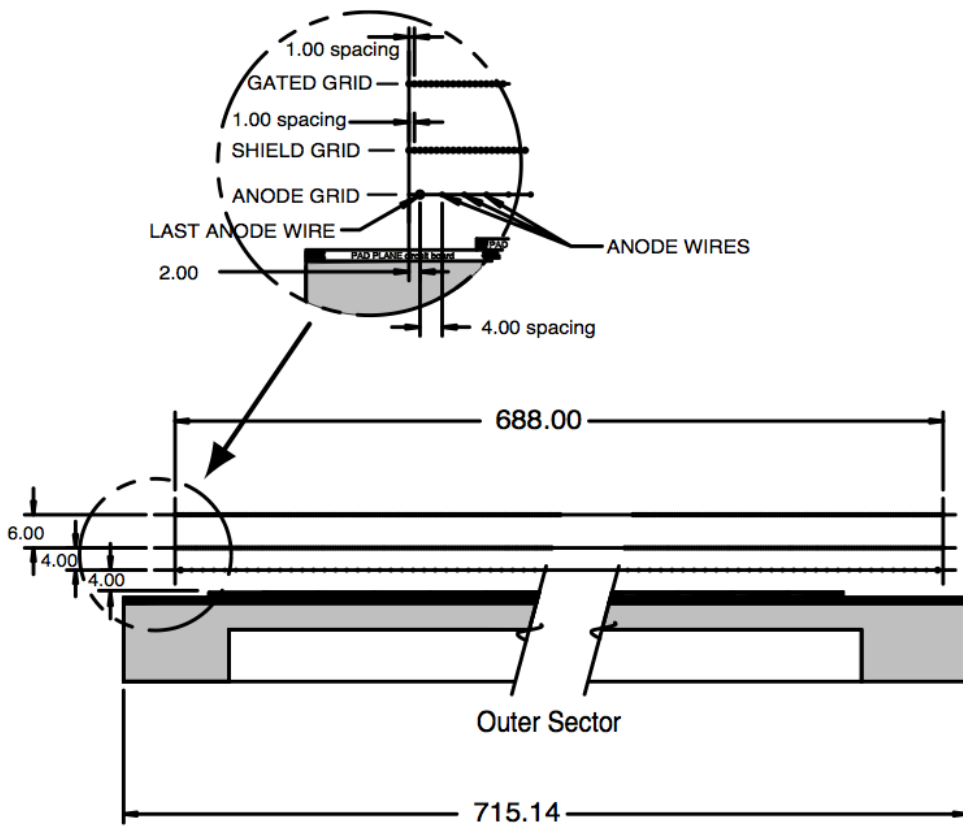


图 2-6: TPC外部扇区面板(Outer Sector)的切面图。

读出系统是一个多丝正比室(Multi Wire Proportional Chambers, MWPC), 主要包括4个部份, 其中1个是读出片, 另外3个是电子学金属丝片。图2-6是扇形读出区外部扇区的切面图, 最接近读出片的是阳极线板(Anode wire plane), 依此是接地线板(Ground wire plane)和门控格子。阳极线板上加有高压, 由于它距离接地线板比较近, 因此形成了很强的电场, 径迹穿过TPC电离出来的电子在这里经过雪崩而放大。读出系统通过记录经过雪崩放大的电子簇的空间位置和它们的电量来重建粒子径迹和测量它们的能量损失(dE/dx)。

结合粒子的动量和测量到的粒子在 P_{10} 气体中的能量损失, TPC可以对高能粒子进行鉴别。粒子径迹的平均 $\langle dE/dx \rangle$ 可以用Bethe-Bloch公式来表示 [141],

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2 \right], \quad (2-1)$$

其中 z 为粒子的电荷(以 e 为单位), $\beta=v/c$ 为粒子的速度, ρ 为介质的密度, N_0 为阿伏加德罗常数, m_e 为电子质量, $r_e = e^2/m_e$ 为经典电磁半径, c 为光速, Z 为气体的原子序数, A 为气体的

原子量, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, I 为平均的激发能。 $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$ 是单次碰撞最大的转移能量。

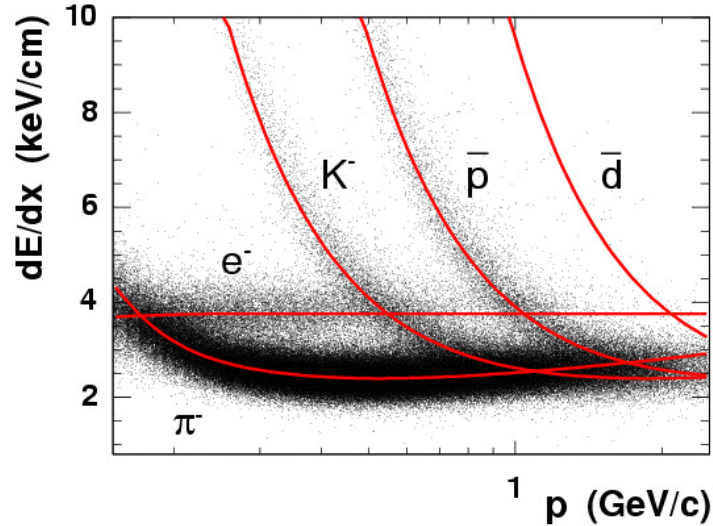


图 2-7: 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失。实线为理论曲线, 由Bichsel函数[142]计算得出。

图 2-7给出了在STAR的TPC测量到的不同粒子的能量损失(dE/dx)和粒子动量的二维图。不同带子对应着不同种类的粒子, 可见具有相同的动量的不同粒子种类, 它们的能量损失是不同的。因此, 可以利用能损对它们进行鉴别。对于Au+Au碰撞, 通过直接测量 dE/dx 可以在动量小于 $\sim 0.7\text{GeV}/c$ 的范围内分辨出 π 和K, 在动量小于 $\sim 1.1\text{GeV}/c$ 的范围内分辨出 p 。利用 dE/dx 鉴别出来的 π, K, p , 结合STAR的次级顶点重建技术, 可以鉴别出很多强子共振态, 例如 K_S^0, Λ , 鉴别动量范围可以从 $0.3\text{GeV}/c$ 到 $7.0\text{GeV}/c$ 。对于强衰变粒子, 例如 K^*, ϕ, Δ , 通过混合事件方法可以鉴别的动量范围最大为 $5.0\text{GeV}/c$ 。

2.2.2 飞行时间探测器 (Time Of Flight)

TPC虽然性能强大, 但是对粒子的鉴别能力依然有限, 制约了STAR在物理上的一些研究。飞行时间探测器(TOF)的建造就是为了提高粒子的鉴别能力。利用飞行时间来鉴别粒子的原理很简单, 实验系下, $p = \beta\gamma \cdot m_0$, 其中 $\beta = L/t$ 。L和t都可以测量出来。从这个关系式就可以看到, TOF的鉴别要比TPC简单, 而且是跟中间气体性质无关的。

STAR飞行时间探测器(TOF)[143–145]位于TPC和BEMC之间,由120个条形板(Tray)组成,东西两侧各60个条形板。每个条形板长240cm、宽21.3cm、高8.5cm,包括32个模块(Module),每个模块由6个基本单元(Pad)组成,每个基本单元的覆盖面积为 $6.3\text{cm}\times 3.15\text{cm}$,整个TOF共有23040个基本单元,总的覆盖面积达 60m^2 。

STAR-TOF是基于多气隙阻性板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber, MRPC)技术[146]而建造的探测器。MRPC技术首先由欧洲核子中心的ALICE实验组发展起来,并应用到飞行时间谱仪上,能够达到很好的时间分辨率[147]。图2-8和图2-9是MRPC模块侧向切面图。

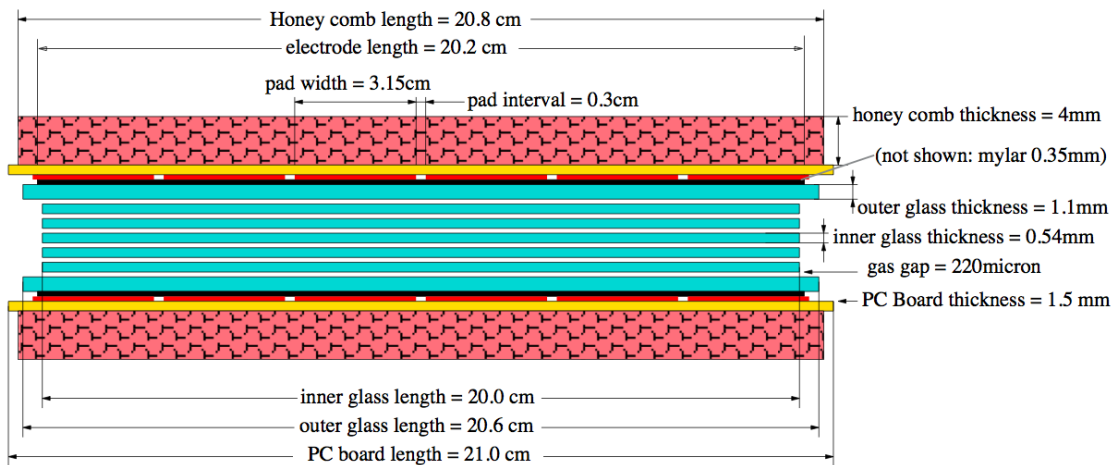


图 2-8: MRPC结构示意图I。

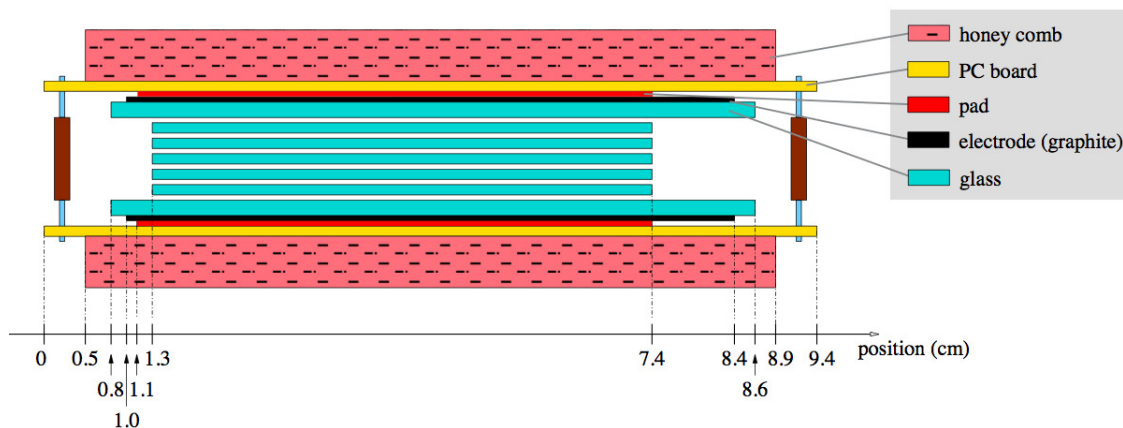


图 2-9: MRPC结构示意图II。

MRPC由一系列的平行玻璃电阻板组成,玻璃板之间用尼龙丝分隔成 0.22mm 的气隙。

内层玻璃电阻板长20cm、宽6.1cm、厚度为0.54mm, 体电阻率约为 $8 \times 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$, 所有的内层玻璃板处于浮置的电位。外层玻璃板长20.6cm、宽7.6cm、厚为1.1mm, 它通过石墨电极和高电压相连。这样就可以在气隙中形成一个均匀的强电场, 当带电粒子穿过气室时, 在灵敏区内电离产生的电子会立即开始电子雪崩过程, 而玻璃板由于其电阻性不会参与产生感应电荷, 所有感应产生的电荷聚集在感应电极上。读出系统则通过读取感应电极上的感应电荷来记录径迹抵达TOF的时刻, 结合质顶点探测器(pVPD)测量的碰撞初始时间和TPC测量的径迹长度, 可以计算出粒子飞行时间 t 和飞行速度 β 。

STAR-TOF的时间分辨率低于100ps[148]。图2-10是 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ d+Au碰撞中径迹的 $1/\beta$ 和动量的关系[149], 图中可以看出, 利用飞行时间探测器, STAR谱仪的 π 介子与K介子之间的分辨从0.7GeV/c扩展到1.6GeV/c, 质子和K介子、 π 介子之间的分辨从原来的1.1GeV/c扩展到3GeV/c。而同时利用TPC的 dE/dx 鉴别方法和TOF鉴别方法可以把粒子鉴别扩展到更高的动量区间[150]。

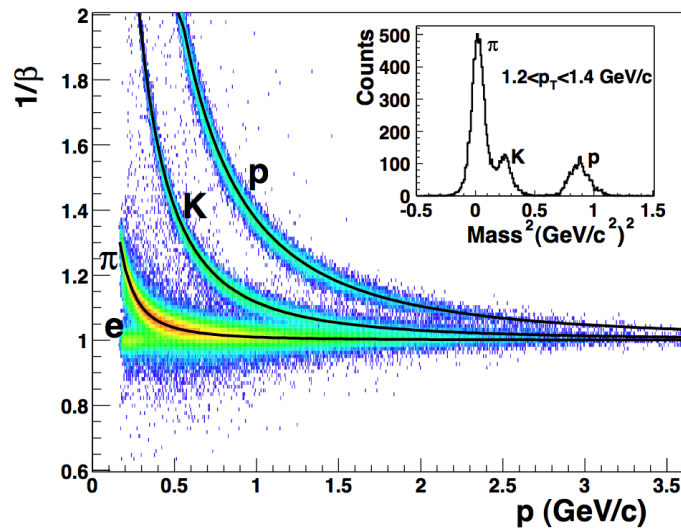


图 2-10: $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ d+Au碰撞中粒子速度倒数和动量的分布图, 内嵌的图为利用粒子速度求得的 $m^2(m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1))$ 分布。

STAR-TOF于2006年开始由STAR-中国合作组研制生产[151], 2010全部安装到STAR上, 对于基于STAR的分析提供了巨大帮助, 比如2012年反氦四的发现[148, 152–156]。

2.3 RHIC未来的物理计划和探测器升级

RHIC自2002年开始运行,在这十几年间,获得了大量数据,尤其是核-核碰撞数据,通过那些结果,我们研究了高能重离子碰撞反应的过程,对中间QGP介质也有了相当多的了解,但是基于RHIC探测器当年的设计标准,很多更深更细致的课题没法做。因此,在未来十年到二十年,RHIC会进行探测器的升级和物理目标的改变。

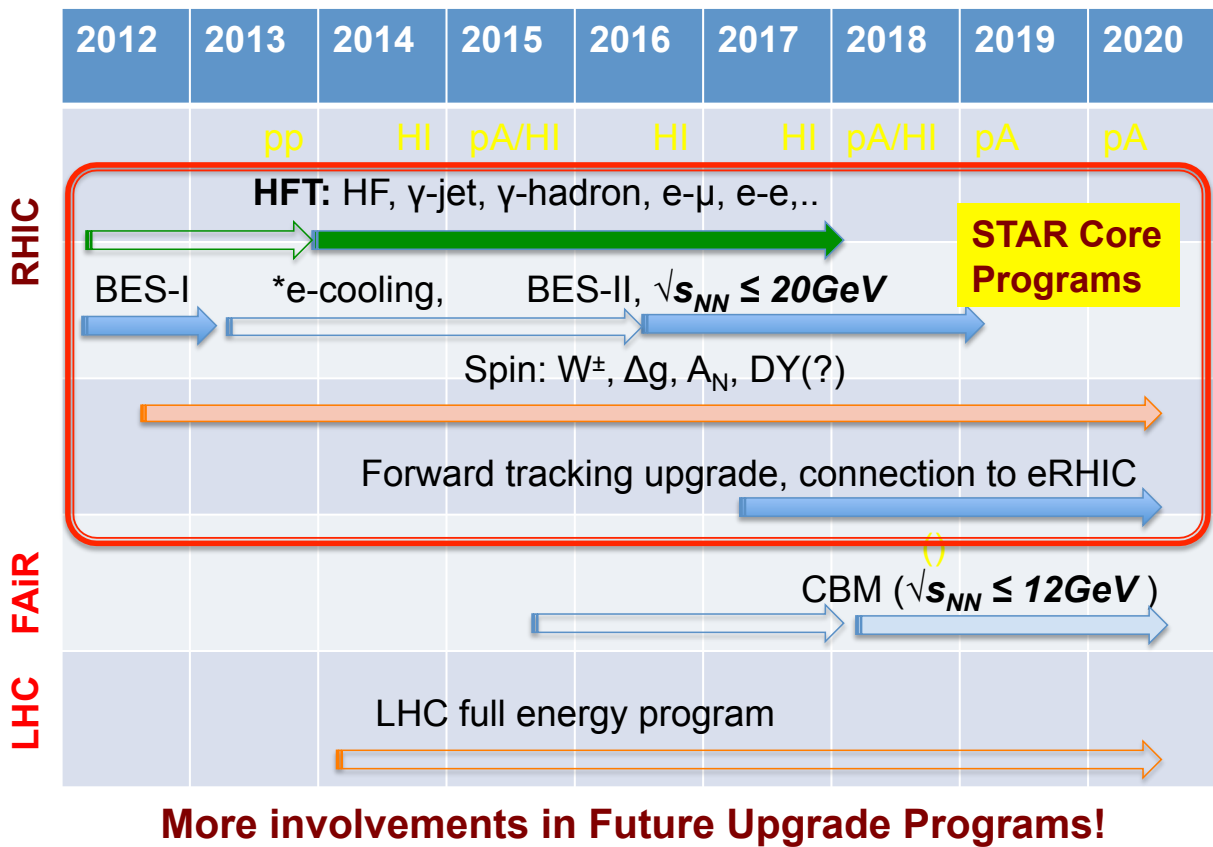


图 2-11: STAR 2012年之后的大致计划表。图来自[157]。

图2-11列出了2012年后RHIC的计划时间表,以及跟LHC和FAIR的比较。至2012年,RHIC基本完成了BES-I(能量扫描第一阶段)的运行,而之后预计到2016年会实现BES-II(往低能区方向扫描,并且能量间隔会更细)的运行。由于越低的束流能量意味着更差的聚焦,需要采用e-cooling技术。在这个过程中MTD, HFT, FGT等探测器会相继准备完毕。RHIC还会通过pp2pp项目来对自旋相关物理(Spin)进行更深的研究,比如 W^\pm , Δg , A_N ,

Drell-Yan过程等等。

2.3.1 能量扫描第二阶段BES-II

RHIC的能量扫描第一阶段开始于2010年,在这两年多的运行中,得到很多结果。部分结果在前面章节也详细做了介绍。总的来说,最后的STAR的结论就是:

1. 主要的QGP信号在19.6GeV已经消失,没必要在19.6GeV以上的能量寻找;
2. 一级相变或者解禁闭的发生比较可能发生在低能部分;
3. 相变点需要更多的统计,可能还需要更细的能量间隔;
4. 需要对输运性质的温度依赖性进行确定(比如 η/s)。

如果在现有的亮度情况下,可能需要70周的运行才能采集足够的数据,这个就时间和成本来说都是花费很大的。而电子冷却技术(e-cooling),在3-10GeV的范围内可以将亮度提高3-10倍,这会大大缩短采集时间。

BES-II可能在2016年正式开始。

2.3.2 eRHIC

eRHIC是RHIC最重要的转型,未来RHIC要从传统的核核碰撞转为用电子束和核对撞,从而研究相关的物理。

eRHIC的主要物理内容就是自旋物理(Spin),希望通过深度非弹性散射(DIS)来研究核子结构,包括核子内部分子的分布和它们之间的关联,希望通过对夸克禁闭和渐进自由的研究对进一步了解QCD理论。

从图2-12来看,相对p+A碰撞, e+A碰撞的反应是更为干净的,更适合用来研究核结构的细节,电子是个更干净的探针,它只参与电磁相互作用,不参与强相互作用。

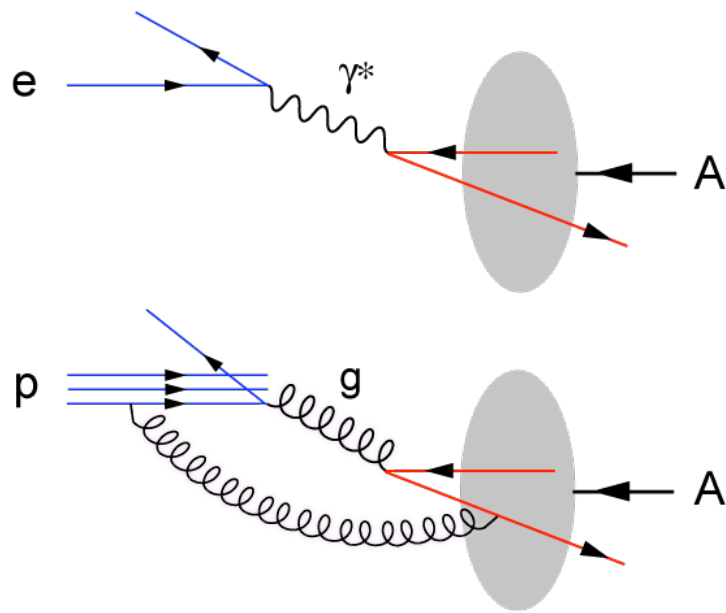


图 2-12: e+A碰撞夸克图(上图)和p+A碰撞夸克图(下图)。

自旋物理有这样几个基本问题: 1. 在小 x 的胶子的自旋如何? 2. 极化的海的 x 依赖性和味组成到底如何? 通过回答这样两个问题我们可以最终理解夸克和胶子对质子自旋的贡献。

从图像上来看, 人们想要知道核子中夸克和胶子的空间分布, 还有更深入的了解规范理论。之后我们可能可以真正理解轨道角动量的由来。具体来说, 人们希望通过e+A 碰撞实验来量化的了解A+A, p+A, e+A中强的色场的统一性质; 希望了解过度到强胶子场的非线性范围的细节和胶子饱和的物理; 希望了解硬的探针如何与在e+A碰撞产生的介质发生相互作用。而事实上到现在还没有对核中小 x 的胶子的性质进行研究的实验数据。

eRHIC规划的技术指标为:

1. 束流能量: 电子束的能量范围为每个电子加速到5-30GeV, 极化质子的能量范围为每核子50-325GeV, 金核的能量为每核子130GeV。
2. 亮度: 对于e-p对撞, 超过 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; 对于e-Au对撞, 超过 $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。
3. 能够产生高度极化的电子, 质子和 ^3He 束。

图2-13就是eRHIC的示意图。

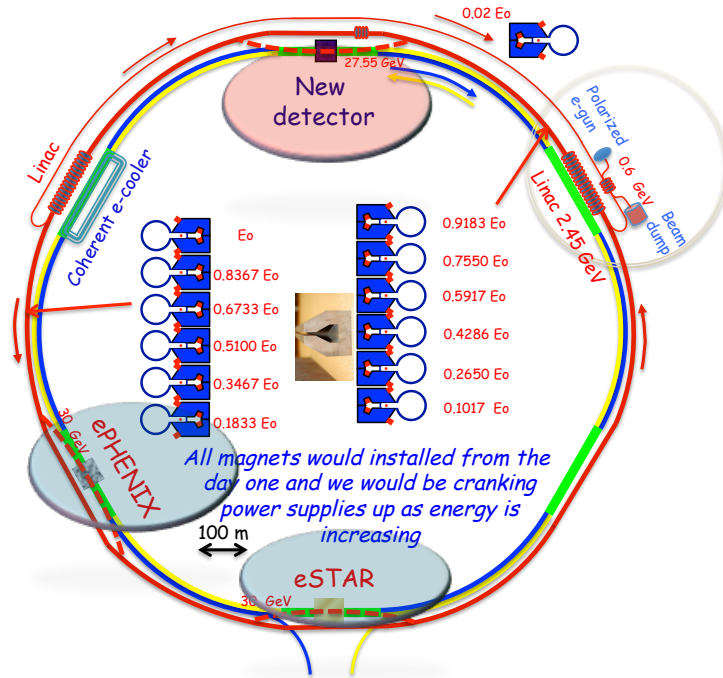


图 2-13: eRHIC示意图。

2.3.3 前向GEM径迹探测器FGT(Forward GEM Tracker)

RHIC之后的物理计划是希望能够对QGP的基础性质有更深入的研究, 并且通过极化的 $p+p$ 对撞实验来研究核子的自旋结构和动力学等基本课题。

STAR未来的SPIN项目主要的科学目标就是测量海夸克的极化的味依赖性, 因此检验在质子中产生一个海夸克的机制。部分子的极化分布函数只能在极化固定靶深度非弹实验中被很弱的限制[158]。实验的进行是通过探测宇称破缺的W产生和衰变。要基于重构出以W速度为函数的单轴向自旋非对称性而提取出有自旋依赖性的夸克分布是不可能的, 因为W只能在一个密封的探测器中重构。但是后来发现在轻子观测量中它对反夸克极化的敏感度大部分保留了下来。理论上基于重构出以轻子速度为函数的单轴向自旋非对称性的工作可以参考[159]。

$W^{-(+)}$ 玻色子的产生提供了一个理想的用来研究质子自旋-味结构的探

针。 $W^{-(+)}$ 在 $\bar{u} + d(d + \bar{u})$ 碰撞中产生,可以通过这些反应的轻子衰变道(到一个电子和中微子或相应的反粒子)来被探测到。现在使用STAR EMC探测器来标记从向前运动的入射极化质子束的前向散射的 $e^{-(+)}$,纯度可以达到98%(从电子+中微子反应道)和75%(从正电子+反中微子衰变道)。从众多的强子背景中分离出电子是非常关键的。而将 $\bar{u} + d(d + \bar{u})$ 夸克组合分离要求对高 p_T 粒子和它们的反粒子有很好的分离鉴别能力,这个就要求探测器有非常高的径迹重构能力。STAR TPC的分辨率在 $|\eta| > 1$ 之后衰减非常快,它无法做到在高 p_T 范围对电荷正反粒子分离。因此我们需要对STAR前向探测进行探测系统进行升级,以此来达到足够高的电荷分离能力。

这个前向径探测系统会由6个3-GEM探测器组成,可以做到沿着束流方向二维的读出。这个探测器就是前向径迹探测器FGT(Foward GEM Tracker)。如图2-14所示。

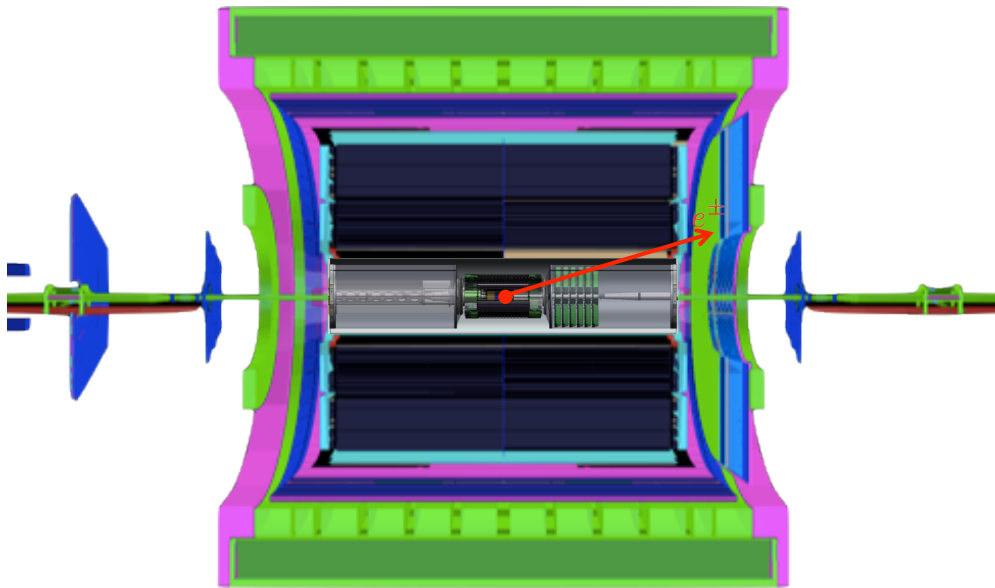


图 2-14: FGT结构示意图。

要说明的是径迹探测能力的升级需要基于快速的探测器和读出系统,因此要求现有的STAR探测系统有一个大的升级,尤其是未来RHIC还要运行在高流明度的实验条件下。

FGT预计在RHIC 2013年运行的时候会正式投入运行。

2.3.4 μ 子望远镜探测器MTD(Muon Telescope Detector)

μ 子本身携带了很多物理信息,但是由于对其的探测能力的局限,使得很多物理研究没法开展。TPC和TOF结合起来可以鉴别低动量范围($0.17 < p_T < 0.25\text{GeV}/c$)的 μ 轻子。但是这个能力对于我们感兴趣的物理来说远远不够。为了提高对 μ 子的鉴别能力,STAR合作研制了一种新的探测器: Muon Telescope Detector[160, 161]。

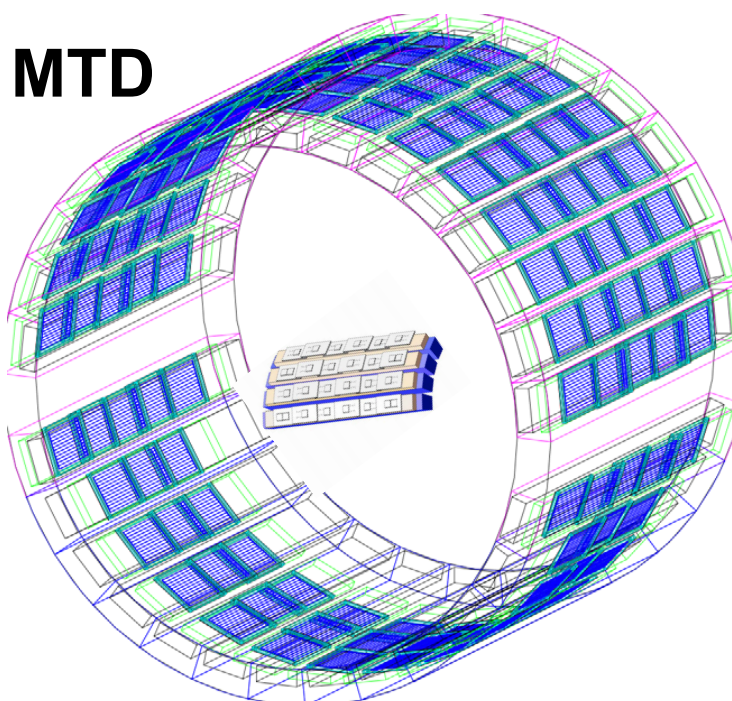


图 2-15: MTD示意图。

MTD计划安装在STAR探测器的最外层。它的主要目标就是做 μ 子探测,从而研究QGP相关的众多前沿物理。

μ 子跟 e 一样也是轻子,但是跟电子相比,它有很多优势:没有从光子转化的背景 μ 子,小的多的Dalitz衰变的贡献,在探测器中小的多的能损。因此它可以用来研究以下的课题:

1. 从QGP热辐射,夸克偶素,轻的矢量介子,QGP中的共振态和Drell-Yan过程都会产生双 μ 子对,反过来通过对双 μ 子的分析可以用来研究以上物理过程。

2. 重味强子的半轻子衰变出单个 μ 子,可以用来研究这个过程。

3. 可以用来触发 J/ψ 。 μ 有很好的质量分辨,可以区别 Υ 的不同激发态。 $e-\mu$ 关联可以用来区分重味产生的阶段。

MTD也是采用MRPC的技术,探测技术还有电子学系统跟STAR-TOF比较类似。到目前为止已经有一部分的MTD部件由STAR-中国合作组生产了出来,现在还在测试阶段。

2.3.5 重味探测器HFT(Heavy Flavor Tracker)

对于QGP的了解有助于检验QCD理论。重味夸克(粲夸克charm, 底夸克bottom)由于质量很重,因此一般认为它们产生在重离子碰撞的早期,不同于被认为产生在介质演化后期的轻夸克。另外,由于它们的强子作用截面小,在后期强子再散射阶段受到的影响比较小,因此是一个很好的研究QGP性质的探针。

HFT[162]的主要目的就是通过对次顶点的精确测量来提高STAR测量重味夸克产生的能力。这个对于RHIC的重离子和SPIN项目都是非常关键的。重味夸克测量可以对重离子碰撞中产生的热密物质有一个系统详细的研究,并且可以在极化p+p碰撞实验中测量核子自旋结构。HFT上最重要的物理课题就是重味能损,流,部分子热化测试等。这个项目被认为是RHIC中长期非常关键的目标。

通过对D介子态的粒子谱和产额比的精确测量,我们可以外推到粲夸克产生的总体产额。另外,RHIC上的开放粲夸克产生率足够高到使得组合过程跟粲夸克偶素产生相关。对粲夸克总产生截面的了解是 J/Ψ 测量的基线。对于RHIC里 J/Ψ 的产额到底是被压抑还是增强的一个有意义的解释需要我们对重离子反应里粲夸克产生过程的了解。

一个重味夸克可以用来探测重离子反应里产生的介质的特性。对于重味夸克来说,穿过介质时产生的胶子辐射在动力学上是被压抑的,因为它们在热密物质中会有较小的能损。利用HFT要进行的一个重要测量就是 R_{AA} 。现在用非光电子进行的对粲夸克和底夸克的丰度的测量表明重味夸克能损很大,这个跟我们现今对于pQCD模型的理解不符。基于非光电子数据,重味夸克能损理论是不确定的,甚至可能完全错误,尤其当处理底夸克的

时候。

另外一个重要的测量就是把D介子的椭圆流测量做到非常低 p_T 的范围。通常认为椭圆流是在部分子相产生的。如果携带有超过系统温度的质量的粲夸克也受了椭圆流的作用,那么这个说明它经历了与轻夸克的频繁的碰撞。因此,粲夸克的流可以用来作为轻夸克频繁再散射的一个探针,并且会表明在RHIC上的重离子碰撞反应的早期就有可能达到了热化。我们认为热化的证据需要对RHIC上产生的强相互作用热密物质的最后了解。这个需要有一个很薄的探测器来将测量做到非常低的动量。如果没有HFT的升级,STAR没法去做上述这样复杂的重味夸克探测项目。

HFT包裹在束流管道外面,主要由几个子探测器构成:PXL, IST, SSD。如图2-16 示。

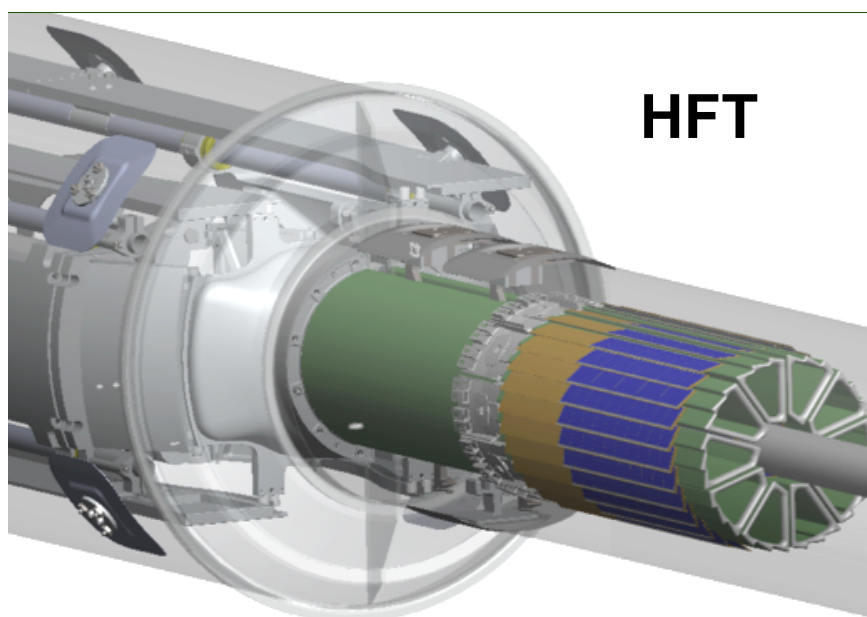


图 2-16: HFT的结构示意图。

2.3.6 ITPC升级(inner TPC)

STAR-TPC运行已经有十年以上了,各个部分都会有不同程度的老化。之前已经介绍过TPC的构成。TPC的扇区分inner扇区和outer扇区,由于碰撞的径迹分布必然是在接近束流管道的位置电荷分布最大,因此inner扇区的工作负荷要比out扇区要大的多,也加

速了它的老化。Inner扇区的pad比outer扇区的pad要少, 并且更厚, STAR预期的升级就是将inner扇区的径向尺寸改成和outer一样, 这样增加了inner扇区上的信号点, 这样带来的好处有以下这么几点:

1. 提高tracking的效率。这个对于高 η 的粒子影响尤其明显, 因为它们的径迹电离产生的信号大部分集中在inner扇区。同样的也可以增强 p_T 的分辨, 对低 p_T 粒子的鉴别帮助很大;

2. 提高dE/dx的分辨, 跟上一项结合起来提高了粒子鉴别能力;

3. 提高事件平面的分辨率, 有利于集体流的分析;

4. 由于这个升级显著提高了inner范围的分辨, 因此有利于研究寿命短的粒子比如超子、共振态、光子、奇异性的粒子比如H粒子。

iTPC现在还在计划阶段, 如果顺利的话, 到2022年eRHIC运行之前应该可以安装测试完毕。

第三章 零度量能器(ZDC)的测试与刻度

零度量能器(Zero Degree Calorimeter)是RHIC上非常重要的探测器,在STAR, PHENIX和BRAHAMS上都有安装。RHIC上ZDC探测器的主要目的是测量沿着束流方向(零度)发射的中子和它们的能量。束流的两个方向上中子信号的符合是重离子碰撞的最小偏差的挑选条件。因此, ZDC可以作为事件触发器和流明度的探测器。中子多重数跟事件的几何是关联的,所以ZDC也用来测量碰撞的中心度。

3.1 宇宙射线实验

RHIC-STAR上的ZDC由于多年使用导致辐射损伤,无法维持在一个适合的响应状态下继续工作,因此我们从BRAHAMS上搬来闲置的ZDC替换在STAR上使用。由于这些ZDC已经使用过一段时间,我们需要对其的电子学特性重新进行测试,从而为以后运行提供数据参考。

由于没有中子源作为触发,我们使用了随处可见的宇宙射线 μ 子作为触发粒子。图3-1表示出了我们这个宇宙射线实验的电子学逻辑构成。整个测试实验所使用的电子学模块都是安装在CAMAC机箱上,跟电脑的通信使用CCUSB模块来读取ADC的信号供我们分析。

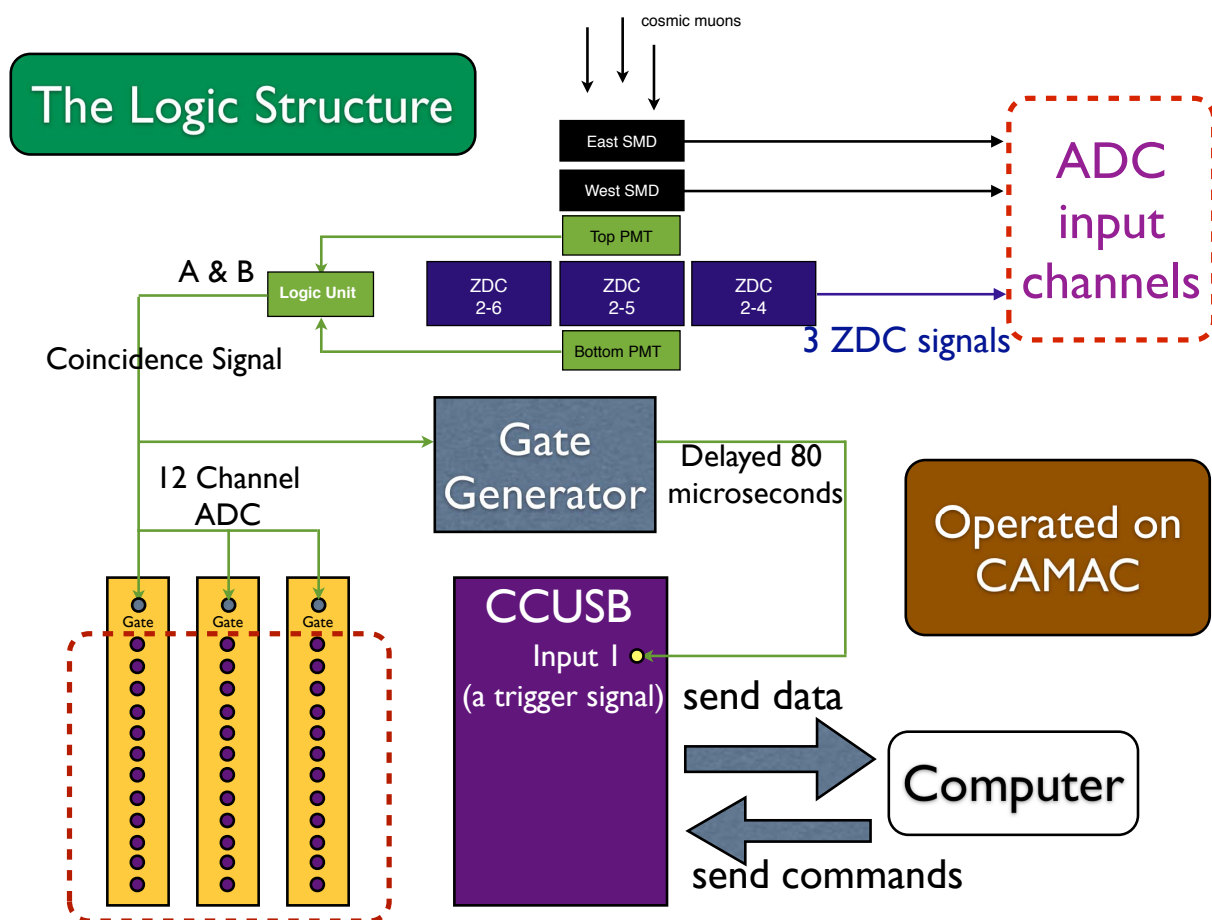


图 3-1: 利用宇宙射线测试ZDC模块的电子学逻辑示意图。

宇宙射线中的 μ 子会依次打到这样5个模块:东SMD, 西SMD, 顶部触发闪烁体, ZDC, 底部触发闪烁体。因为随处都有背景粒子会随机打到这几个模块上产生电信号, 因此我们需要使用逻辑”与”模块对比顶部和底部闪烁体的电信号从而筛选出真正的事件, 也就是那些径直穿过了ZDC的 μ 子触发事件。不过, 在进行信号对比时需要同时修正时间差, 因为 μ 子打到两个模块不是同时的。我们可以通过改变连接电缆的长度来修正这个时间差使得两者完全重合。当逻辑与结果为1时, 这个逻辑运算结果会作为ADC模块和CCUSB模块的门信号, 从而触发模块的操作, 让ADC 读取ZDC的信号并且传给电脑。

图3-2表示了6个ZDC模块在不同高压下的响应情况。在扣除了pedestal(基线读数, 即外加电压为0时的读数)之后我们算出了平均的增益。一个光电倍增管(PMT)的增益和高

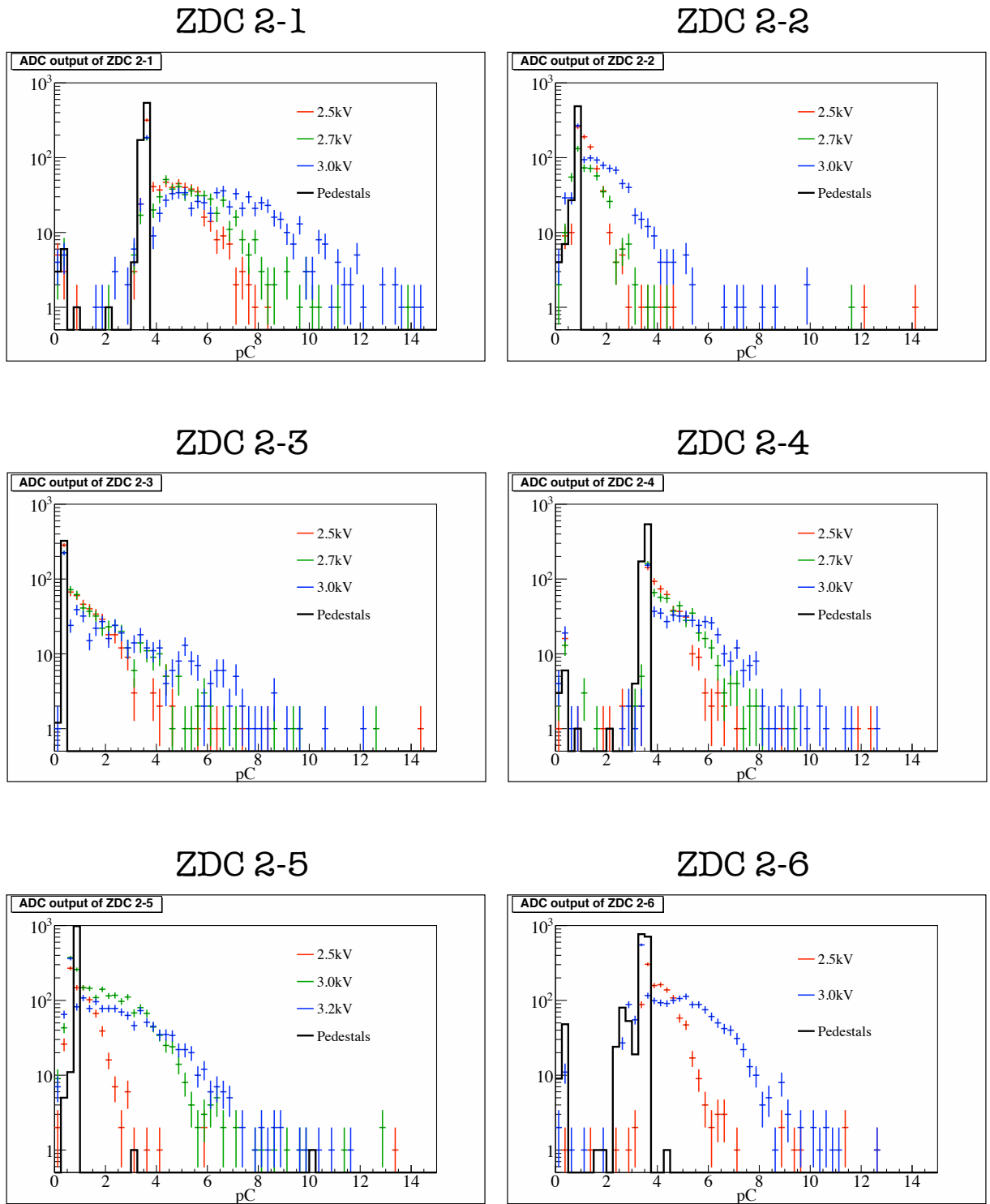


图 3-2: 6个ZDC模块分别在3个高压下的增益分布。

压的关系为:

$$gain = a \cdot HV^b, \quad (3-1)$$

其中a和b为依赖PMT模块和环境的参数。理论上b只跟PMT本身有关, 因此如果我们使用的PMT模块都是同一规格的, 那么b的值就不会差太远。

我们对式3-1两边均使用log运算, 得到:

$$\ln(gain) = \ln a + b \cdot \ln(HV) = p_0 \cdot \ln(HV) + p_1, \quad (3-2)$$

将每个ZDC模块的所加高压和对应的平均增益画在一起, 如图3-3所示。我们使用

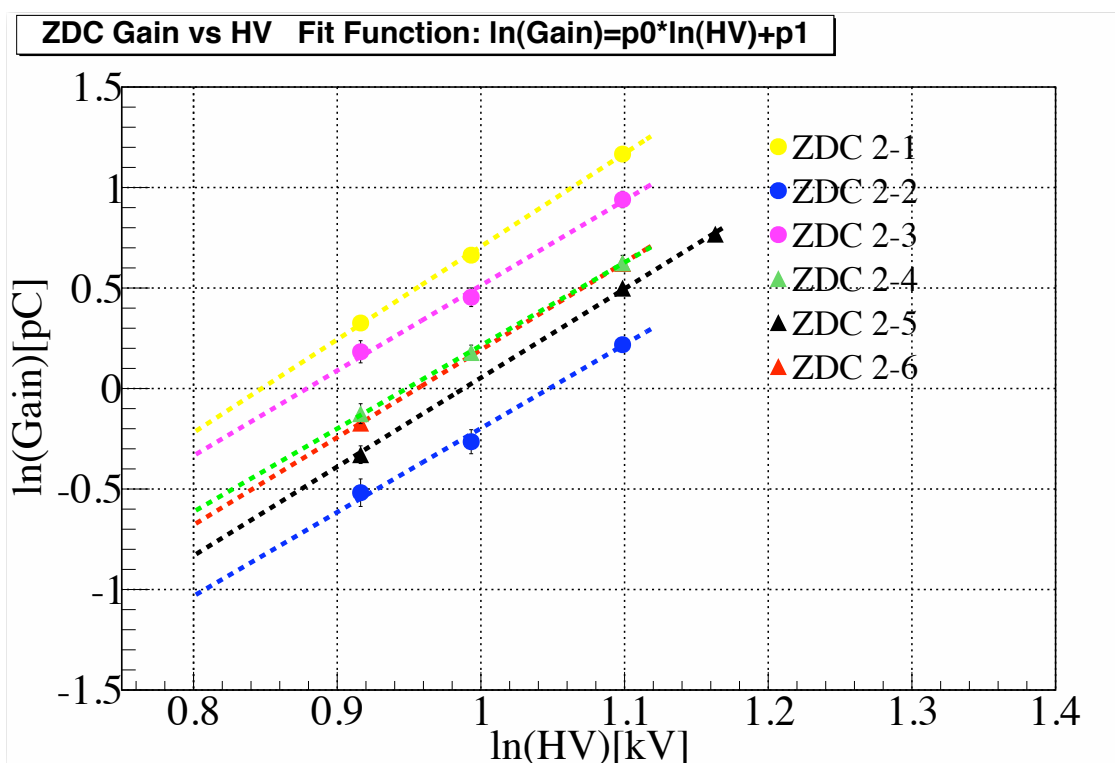


图 3-3: 6个ZDC模块的平均增益和高压关系图。

式3-2来拟合每个模块的数据点, 得到了如表3-1的参数列表:

	ZDC 2-1	ZDC 2-2	ZDC 2-3	ZDC 2-4	ZDC 2-5	ZDC 2-6
p_0	4.63 ± 0.016	4.17 ± 0.024	4.24 ± 0.026	4.14 ± 0.023	4.43 ± 0.196	4.36 ± 0.015
p_1	-3.92 ± 0.017	-4.37 ± 0.026	-3.72 ± 0.027	-3.92 ± 0.023	-4.37 ± 0.217	-4.16 ± 0.016

表 3-1: 利用式3-2拟合得出的ZDC模块参数表。

3.2 RHIC运行过程中对ZDC的刻度

由于我们分别将3个模块连续放置在一起作为一个整体来探测中子,因此需要将它们的增益响应保持一致,即同样能量的中子打过来在其中产生的电信号一致。由于中子在穿过第一个模块会有能损,所以实际上三个模块的增益信号是递减的。根据计算,三个模块的平均增益比大致应为6:3:1,同时,两边ZDC的增益响应也应该是一致的。因此,我们一方面要计算同一边三个ZDC模块的平均增益之比,还要对比两边对应的模块的增益分布。

以RHIC 2011年运行的Au+Au 200GeV数据采集为例。我们以上一节宇宙射线实验的ZDC模块参数表3-1为量化参考来调节电压。同时,Au+Au碰撞中富余的中子会在ZDC信号中形成中子信号峰,这也是重要的参考条件。我们需要把中子峰调整到合适的增益位置使其方便被事件筛选条件给筛选出来。

在分析了多个运行的数据样本之后,我们对高压进行了相应的调整,最后一次测试运行得到的各个模块的增益分布如图3-4所示。为了避免电子信号达到ADC的阈值上限达到饱和,我们在测试中加了BBC的信号增益的筛选条件从而将ZDC的信号增益维持在一个合理的范围。而在测试中子峰的时候,并不需要加上BBC的筛选条件,最后的中子峰分布如图3-5所示。

从图3-4和图3-5中来看,东西两边分别对应的ZDC模块增益一致,平均增益之比约为6:3:1。同时,将两边3个ZDC模块的信号累积在一起后看到了明显的中子峰,东西两边增益的最大值位置一致,峰的幅度也一致,因此我们最后确认这个测试所使用的高压可以用来在整个Au+Au 200GeV运行中作为默认高压使用。别的能量的Au+Au碰撞方法类似。p+p碰撞中看不到中子峰,主要参考ZDC模块的平均增益比来调节高压。

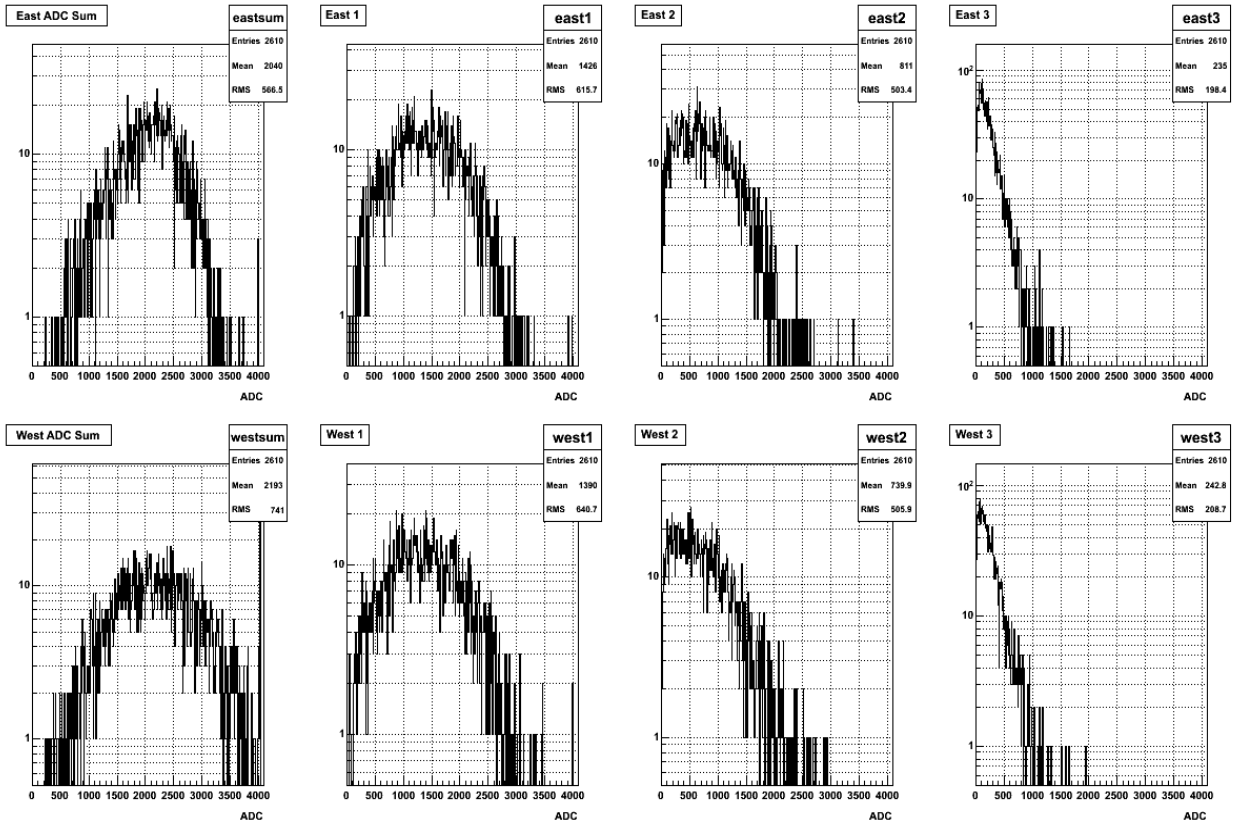


图 3-4: 6个ZDC模块在RHIC 2011年运行中的Au+Au 200GeV碰撞中某个Run中的增益分布图。

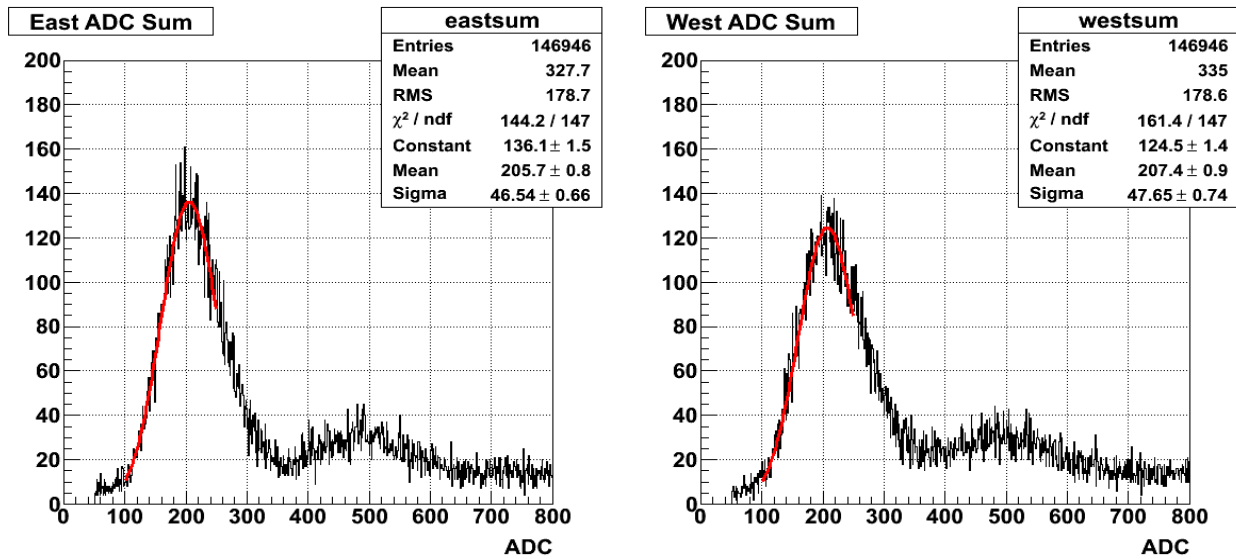


图 3-5: 东边和西边分别3个ZDC模块累加起来的增益分布。

第四章 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的实验分析

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 是由一个质子(p)、一个中子(n)和一个 Λ 组成。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 是不稳定的粒子,其衰变长度只有几个厘米,远远小于TPC的探测范围,无法用探测器得到 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的直接信号。因此,在实验上,我们通过计算其衰变产物的不变质量谱来重构出 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 。本章将详细讨论 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的研究过程,包括物理背景、用到的数据和径迹选择条件、 ${}^3\text{He}$ (和 ${}^3\overline{\text{He}}$)与 π 在TPC中的粒子鉴别、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的背景构建、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 在不同能量下的产额、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 产额的效率修正、奇异性丰度因子的能量依赖性、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命的测量以及系统误差分析、进一步的物理讨论等。

4.1 超核物理介绍

4.1.1 超子和核子的相互作用(Y-N相互作用)

超子是含有奇异夸克(s)的重子,包括 Λ , Σ^{\pm} , Σ^0 , Ξ^0 , Ξ^{-} 和 Ω 。它们都携带奇异量子数S,具有奇异夸克(s)成分。它们一般都不稳定,会通过弱作用衰变,典型的寿命为 10^{-10}s ,平均衰变长度为 $c\tau \approx 10\text{cm}$ (例外: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$,为电磁衰变,寿命 10^{-20}s)。

超子的质量跟普通核子的质量差别很大,味的SU(3)对称性已破缺。破缺的程度是了解这些带奇异性的重子-重子相互作用的基本问题。超子-核子(YN)、核子-核子(NN)和超子-超子(YY)相互作用都属于重子-重子(BB)相互作用。科学家希望通过对YN相互作用的

理解达到对NN, YN和YY相互作用的统一理解。

研究YN相互作用的物理目的主要有:

(1)了解强相互作用自身的性质和动力学,例如超子和非奇异重子与核子的强相互作用是否有所不同。

(2)有助于了解包含超子的原子核结构。

(3)有助于了解星体特别是中子星的结构。一般认为中子星内部深处存在奇异强子或奇异夸克物质。

我们现在以 ΛN 相互作用为例来介绍YN相互作用的一些特性。我们通常可以用单介子交换模型OME(one-meson-exchange)来理解NN相互作用。由于强子之间有夸克交换,并且其作用距离一般为0.5fm,因此一般情况下我们会对NN在短距离的排斥分量进行一个合适的参量化。已经有一些模型尝试将OME模型推广到奇异粒子[169–177],但是并不能得到很让人满意的结果。

ΛN 相互作用跟NN相互作用不尽相同。由于强相互作用要求同位旋守恒,而 Λ 同位旋量子数 $I=0$,从而使得类似 $\Lambda \rightarrow \Lambda\pi$ 的反应被禁止发生。如图4-1所示。左图中我们

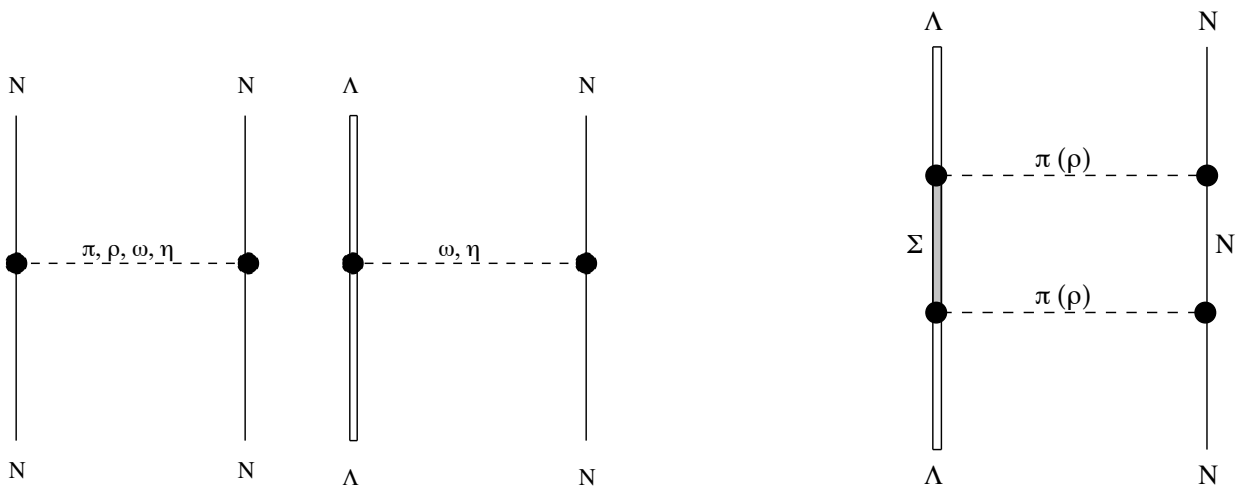


图 4-1: 左图为NN和 ΛN 在OME模型中的强相互作用示意图;右图为 ΛN 作用势的双介子交换贡献示意图。图来自[178]。

将NN和 ΛN 强作用势用OME模型画出示意图。 $\Lambda \rightarrow \Sigma\pi$ 和 $\Sigma \rightarrow \Lambda\pi$ 这类强作用是允许发生的, 而右图的示意图表示 Λ 超子可以通过交换偶数个 π 介子或 ρ 介子来与一个核子发生反应。 ΛN 相互作用中最主要的成分就是从双介子交换而来, 它比NN的单介子交换有更短的作用距离。

此外, 三体相互作用和包含奇异性交换的两体作用是可以发生的, 如图4-1所示。 ΛNN 三体作用力的 π 介子相关贡献如图(a)所示, 它是研究 Λ -超核结构的非常重要的成分[179-183], 尤其在轻系统中。这是由于在核介质中, $\Lambda N - \Sigma N$ 的强耦合的贡献很大。

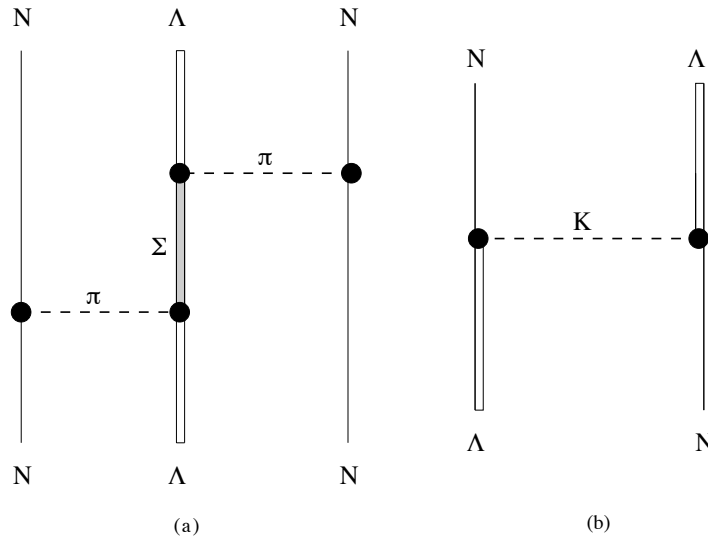


图 4-2: 图(a):三体作用; 图(b):包含奇异性交换的两体作用。图来自[178]。

实验上研究NN相互作用的方法就是通过NN散射实验, 核子-核子(NN)二体系统存在着丰富的实验数据。而类似的, 研究YN和YY相互作用最直接的方法是直接测量这两类反应的截面, 但是直到现在还没有YY散射的数据, 而YN散射数据也非常少, 只有一些低能总截面和少量微分界面、很高能量下的 Λp 总截面, 以及 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda N$ 过程的极化度和左右不对称度等。

实验方面的困难主要是超子寿命短($\sim 10^{-10}s$), 很难产生稳定的超子束直接做实验。在进行YN散射实验时, 需要临时产生超子。可以先利用 π 介子或者K介子和核子的碰撞反应, 比如 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 过程产生 Λ 超子, 产生的 Λ 再与附近的质子碰撞才能发生 Λp 散射事

件。一次实验只能找到几个或几十个这种事件。这个比NN散射积累的数据少了太多。并且,由于YN相互作用截面很小,因此背景很大,也给测量分析造成了困难。YN散射实验的困难使YN散射不能完全采取NN散射的研究方法。迄今仅对 ΛN 相互作用了解的相对多一些,因为相对而言 Λ 超子的产生几率最大。

在综上所述的各种限制条件下,科学家们把眼光转向了超核,即包含超子的原子核,如普通原子核中的一个核子被一个 Λ 超子所替换则形成了 Λ 超核。对于超子和核子下列强相互作用($\Delta S = 0$)可以发生:

$$\begin{aligned} \Sigma^- p &\rightarrow \Lambda n & \Sigma^+ n &\rightarrow \Lambda p & (Q \approx 78\text{MeV}) \\ \Xi^- p &\rightarrow \Lambda \Lambda & \Sigma^0 n &\rightarrow \Lambda \Lambda & (Q \approx 26\text{MeV}) \\ \Omega^- p &\rightarrow \Lambda \Xi^0 & \Omega^- n &\rightarrow \Lambda \Xi^- & (Q \approx 178\text{MeV}) \end{aligned}$$

从上面来看, Λ 作为最轻的超子,在核系统中,是相对稳定的超子(寿命比上述强相互作用的典型寿命要长的多)。我们在后面的介绍中就都以 Λ 超核为例来说明。

研究超核的意义主要有以下这么几点:

(1) 超核的实验性质对基本YN和YY相互作用很敏感,可以从超核的性质间接了解YN和YY相互作用。对YN和YY相互作用的研究有助于我们对重子-重子相互作用的理解,因此可以加深对强相互作用的味SU(3)对称的理解。

(2) 在超核内,由于携带了额外的一个量子数,超子相对于众多核子是可区分粒子,不受泡利不相容原理的限制,因而可以说是原子核性质的带有“味标记”的内部探针。

(3) 通过对超核衰变的研究,可以研究核介质中的弱相互作用。 $\Delta S = 1$ 的 $\Lambda\text{N} \rightarrow \text{NN}$ 这种弱过程包含宇称守恒和宇称不守恒两个分量。这种非介子弱衰变过程不可能在自由空间发生,而只能通过超核来研究。

(4) 可以了解核结构,比如自旋-轨道相互作用的起源和多体相互作用核动力学。

(5) 带奇异性的介子和重子进入核内,可以明显地影响核的状态方程,从而有助于研究

天文学和相对论重离子碰撞中感兴趣的现象。天文学家相信中子星内存在着大量的超子或K介子[1]。

4.1.2 超核的衰变

超核一般是不稳定的,它们可以通过弱作用衰变。我们以 Λ 超核为例来说明。

介子衰变道 自由的 Λ 的衰变道: $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ (63.9%) 和 $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ (35.8%), 寿命为 $\tau_{\Lambda}^{free} = 2.632 \times 10^{-10} s$ 。可以看到介子衰变道占了自由 Λ 衰变道的99.7%。

当 Λ 束缚在核中,情况会发生变化。[178]做了这样一个估算:考虑能动量守恒,在质心系中, $m_{\Lambda} = \sqrt{p^2 + m_{\pi}^2} + \sqrt{p^2 + m_N^2}$, 这样末态核子的动量为 $p \simeq 100 MeV$, 对应释放的能量为 $Q_{\Lambda} \simeq m_{\Lambda} - m_N - m_{\pi} \simeq 40 MeV$ 。这里忽略了回冲的核子和 Λ 之间的束缚能。这样,介子衰变在一个核系统中会因为泡利不相容原理的作用而被压抑,尤其在重核这种核子很多的系统中。对于普通的无限核物质(费米动量为 $k_F^0 \simeq 270 MeV$), 这个介子道衰变是被严格禁止的。不过在有限大小的核中,介子道衰变反应是可以发生的,因为此时衰变出的核子可以有机会获取更大的能量。

总的来说,实验研究发现,介子道的衰变宽度随着超核核质量数 A 的增加而迅速减小[184, 185]。除了泡利不相容原理的作用之外,还有一个比较小的作用也会抑制介子道衰变,就是末态 π 在核中的吸收效应。当能动量守恒定律禁止一个自由的核子吸收在壳 π 的时候,它仍可允许一对关联的核子吸收在壳或不在壳的 π ,这样的话观测到的 Λ 衰变就表现为非介子衰变,使得末态为三个核子: $\Lambda NN \rightarrow NNN$ 。因此,介子衰变道和三体非介子衰变道是严格相关的。

非介子衰变道 当 $\Lambda \rightarrow \pi N$ 中释放出的 π 是虚的时候,它会被核内的核子吸收,非介子衰变道打开:

$$\Lambda n \rightarrow nn(\Gamma_n), \tag{4-1}$$

$$\Lambda p \rightarrow np(\Gamma_p), \quad (4-2)$$

$$\Lambda NN \rightarrow nNN(\Gamma_2), \quad (4-3)$$

Λ 超核总的弱衰变宽度为: $\Gamma_T = \Gamma_M + \Gamma_{NM}$, 其中 $\Gamma_M = \Gamma_{\pi^-} + \Gamma_{\pi^0}$, $\Gamma_{NM} = \Gamma_1 + \Gamma_2$, $\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$, 寿命为 $\tau = 1/\Gamma_T$ 。

非介子衰变过程只能发生在核介质中。类似介子衰变道, [178]也给出了对于非介子衰变道的估计。还是不考虑 Λ 和核子之间的束缚能, 并假设有 $Q = m_{\Lambda} - m_N \simeq 176\text{MeV}$ 的释放能量被平均分配到末态的核子, 这样对于单核子诱发的衰变(式4-1和4-2), $p_N \simeq 420\text{MeV}$; 对于双核子诱发的衰变(4-3), $p_N \simeq 340\text{MeV}$ 。因此非介子衰变道不会被泡利不相容原理所限制。相反的, 末态核子有了更大的逃逸出核的几率, 对于所有非s壳的超核来说, 非介子衰变道占主导。对于很轻的系统来说, 这两个衰变模式处于竞争状态。

非介子衰变很重要, 因为 $\Lambda N \rightarrow NN$ 过程由纯弱相互作用引起, 它为重子-重子弱相互作用的研究提供了唯一的机会。目前, 直接观测 $\Lambda N \rightarrow NN$ 过程几乎是不可能的, 这主要是因为缺少超子束或超子靶。 Λ 超核的弱衰变将是寻找 $\Lambda N \rightarrow NN$ 相互作用的线索之一。 $\Lambda N \rightarrow NN$ 衰变模式的细节可以用来检验弱相互作用的模型。

4.1.3 超核的实验研究

1952年两个波兰科学家利用核乳胶在宇宙射线实验中观测到了这样一个衰变反应, 如图4-3所示。

图4-3中有两个主要的衰变交叉点(用绿色圆圈标示)。实验采用核乳胶作为探测材料, 图中上面的圆圈就是核乳胶的核子(Br或者Ag)被一个宇宙射线中的质子p(紫色箭头标示)打中然后碎裂成几个核碎片。下面一个次级衰变顶点引起了两位科学家的注意。后续

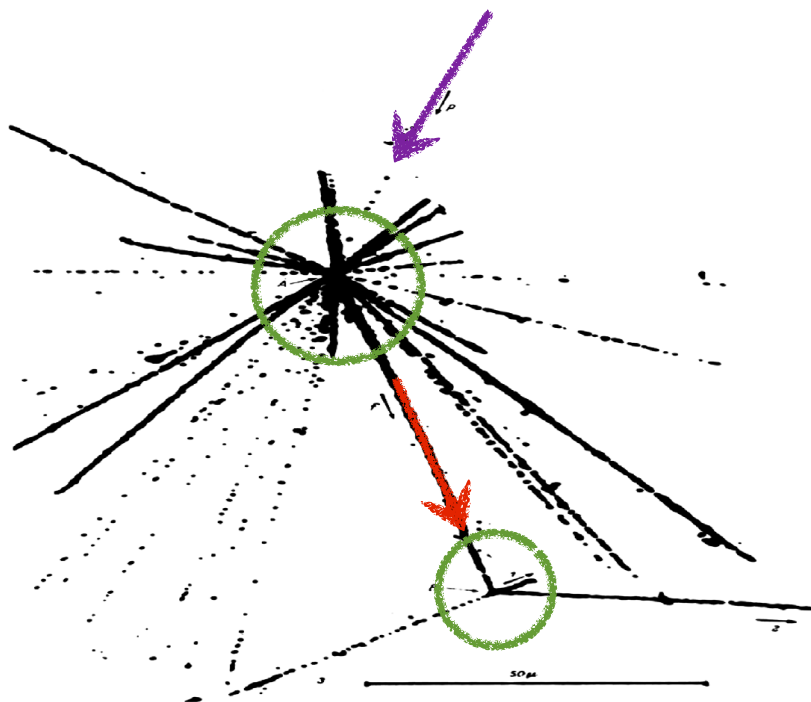


图 4-3: 第一个超核的核乳胶照片图。

的计算表明这个衰变释放了大量的能量, 但是这条径迹的寿命对于这样的激发来说又太大。因此, 在发现这样一个径迹之后, 很多科学家参与了讨论, 给予了各种各样的解释, 比如是两个无关事件被错误的鉴别成一个; 比如这个碎片携带了一个束缚的 π 。经过种种讨论和排除可能, 最后证明这个碎片携带了一个束缚的 Λ 。

这个发现对于当时的物理界来说是有很重要的意义的, 因为我们第一次在核中发现了新的量子数-奇异性。如图4-4, 由于超核的发现, 使传统的二维核素表增加了第三轴。图中我们还看到了奇异量子数(S)= -2的核, 它们的衰变是先衰变成 S =-1的超核然后再衰变成普通的核。

自第一个超核被发现之后, 在1960年初, 针对超核弱衰变的实验开始, 它们使用核乳胶或气泡室将入射的 K^- 阻拦在内部[186]。它们主要是基于对出射的 π^- 的探测, 由于实验精度限制, 只能对s壳的 Λ 超核给出比较粗糙的寿命上下限。

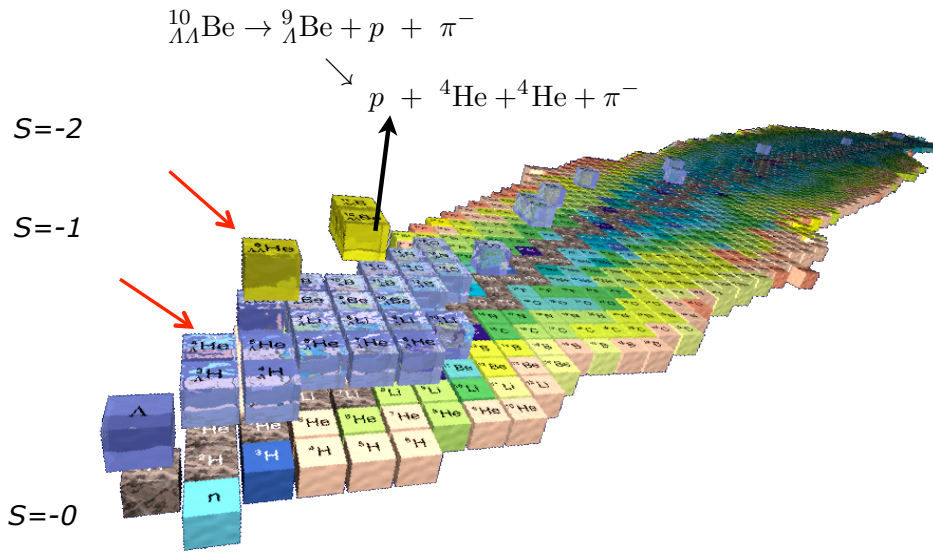


图 4-4: 加上了奇异量子数S的核表。

之后的一些年[187], 直到1970年初, 尽管由于统计和精度的不足, 实验有很大的困难, 但是最终实验上成功的分离了超核的介子道和非介子道 Λ 衰变, 并且给出了部分衰变率。这些实验使用 K 介子或 π 介子束流来产生超核。它们给出了这样一些结论[188–190]。

(1) 对于s壳超核, 介子道和非介子道的发生率量级上可比较, $\Gamma_{NM}/\Gamma_{\pi^-} \simeq 0.3 - 1.5$, $0.3 \lesssim \Gamma_n/\Gamma_p \lesssim 2$ 。

(2) 对于p壳超核, $\Gamma_{NM}/\Gamma_{\pi^-} \simeq 2 - 7$, $0.6 \lesssim \Gamma_n/\Gamma_p \lesssim 2$ 。

(3) 对于中等或重的超核($40 < A < 100$), 非介子衰变道占主导, $\Gamma_{NM}/\Gamma_{\pi^-} \simeq 100 - 200$, $1.5 \lesssim \Gamma_n/\Gamma_p \lesssim 9$ 。

(4) 轻的超核($A \leq 15$)的寿命范围为 $\tau/\tau_{\Lambda}^{free} \simeq 0.3 - 1$ 。

之后实验探测进入了空白期, 直到1980年中叶[191–193], 在布鲁克海文国家实验室, 使用现代的实验技术(闪烁体, 正比室等, 可以直接测量时间), 通过利用(K^- , π^-)反应, ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ 和 ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ [194]的寿命被测量出来。再过了一些年, 通过探测非介子衰变中产生的质子、中

子和介子衰变中产生的 π^- , ${}^5_{\Lambda}He$ 和 ${}^{12}_{\Lambda}C$ 的反应率被测量[188]。总的寿命被直接探测出来。现代的超核物理从类似的计数器实验中开始, 极大地改进了数据的质量。而之后使用相同的技术, ${}^4_{\Lambda}He$ 和 ${}^9_{\Lambda}Be$ 超核在布鲁克海文国家实验室被研究[195]。同时期, 还有相当多的实验[196–200]进行了寿命的测量。

第一个反物质超核, 反超氦(${}^3_{\Lambda}\bar{H}$) 由一个反质子、一个反中子和一个反 Λ 超子组成, 直至2010年才被发现[4, 155, 156, 201, 202]。超核中 Λ 超子和核子的相互作用强度直接体现在超核的寿命上, 因此实验上可以通过测量超核的寿命来研究 $Y-N$ 相互作用。根据CPT对称性理论, ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ 衰变到 ${}^3\bar{He}$ 和 π^+ , 衰变分支比为25%。图4-5是STAR实验组通过衰变道 ${}^3_{\Lambda}H \rightarrow {}^3He + \pi^-$ 和 ${}^3_{\Lambda}\bar{H} \rightarrow {}^3\bar{He} + \pi^+$ 重构出来的 ${}^3_{\Lambda}H$ 和 ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ 的不变质量谱[4, 201]。图中圆圈表示重构出来的粒子信号, 虚线表示重构造成的组合背景。重构出来的不变质量峰的位置处在 $2.991 GeV/c^2$ 附近。这是第一次在实验上观测到 ${}^3_{\Lambda}\bar{H}$ 原子核存在的实验证据, 信号的统计学显著性达到了4.1个 σ , 对应的 ${}^3_{\Lambda}H$ 的信号强度为5.2个 σ 。

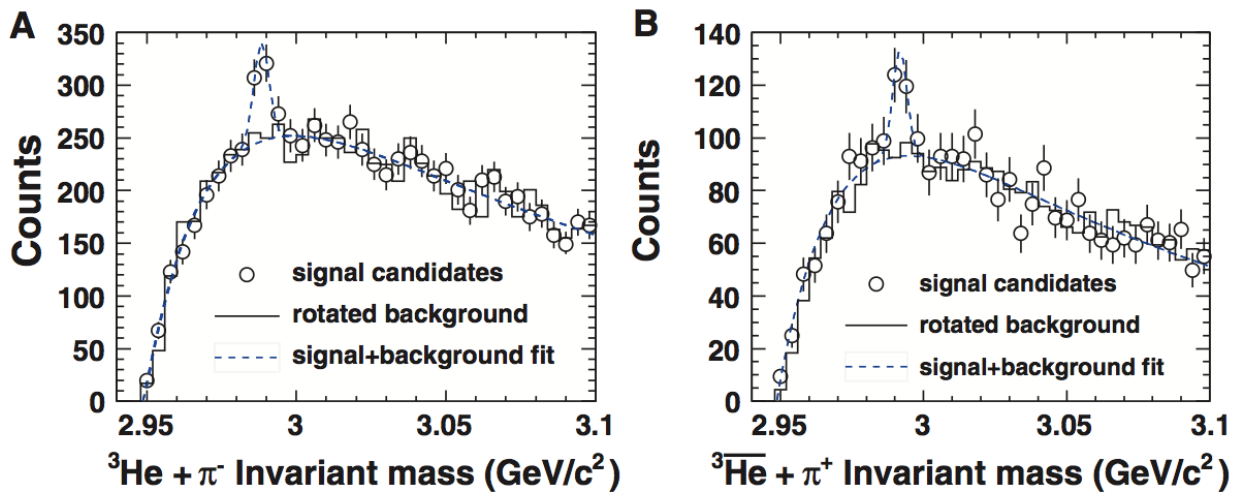


图 4-5: A图和B图分别是 ${}^3He + \pi^-$ 和 ${}^3\bar{He} + \pi^+$ 通过能动能量守恒重构出来的不变质量分布。图中圆圈是重构出来的粒子信号, 实线表示重构造成的组合背景, 虚线为对数据点的拟合结果。图来自[4]。

4.1.4 超氦核的性质

最轻的超核是超氦核: ${}^3_{\Lambda}H$, 类似于把氦中的一个中子替换成 Λ 。这个也是结构最简单的超核。由于在相对论重离子碰撞中核子数越少的集团产生几率越大, 因此 ${}^3_{\Lambda}H$ 是产额最高的

超核, 更适合在相对论重离子碰撞实验中被作为探针来研究Y-N相互作用。如之前介绍所讲, 对于这种很轻的超核, 泡利不相容原理几乎不起作用, 非介子衰变道和介子衰变道是互相竞争的。

单核子引起的衰变具体为

$$\Lambda + p \rightarrow n + p(\Gamma_n), \Lambda + n \rightarrow n + n(\Gamma_n), \quad (4-4)$$

这时释放出约177MeV的能量。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 可以通过弱相互作用衰变。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 可以通过放出 π 介子发生介子道弱衰变:

$$\Lambda \rightarrow \pi N(\Gamma_M), \quad (4-5)$$

或具体写为

$$\Lambda \rightarrow p + \pi_-(\Gamma_{\pi^-}), \Lambda \rightarrow n + \pi_0(\Gamma_{\pi^0}), \quad (4-6)$$

对于自由 Λ 衰变, 上述两个衰变道分别放出38和41MeV的能量。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的寿命是跟内部超子和核子的相互作用密切相关的。 Λ 在 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 中的束缚能反映了它们之间的相互作用, 被束缚的 Λ 跟自由的 Λ 相比, 它的相空间被改变了, 尽管依然还是不稳定的, 但是此时衰变情况已经大不相同。

一个束缚的 Λ 由于周围核子跟它之间的相互作用, 衰变道发生了改变: 1. 由于 Λ 弱衰变成一个普通核子, 因此会受到泡利不相容原理的限制, 使得介子衰变道被压抑; 2. 非介子衰变道 $\Lambda + N \rightarrow N + N$ 会出现。这些改变都会影响到这个不稳定系统的存在时间, 也就是 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的寿命。因此通过测量 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的寿命, 我们可以反过来研究Y-N相互作用。

这几十年学界也有不少对 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命测量的结果。实验方法主要有核乳胶和气泡室, 通过在数千条径迹中寻找大概率的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 径迹, 从而用统计方法得出其寿命。历史上比较可靠的测量结果如图4-6中右图所示。图中的结果所涉及的实验方法和 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的衰变道不尽相同, 其中有的用两体衰变道, 有的用三体衰变道。

图中各个结果统计误差也有大有小, 并且它们并没有给出一个非常可靠一致的结果。

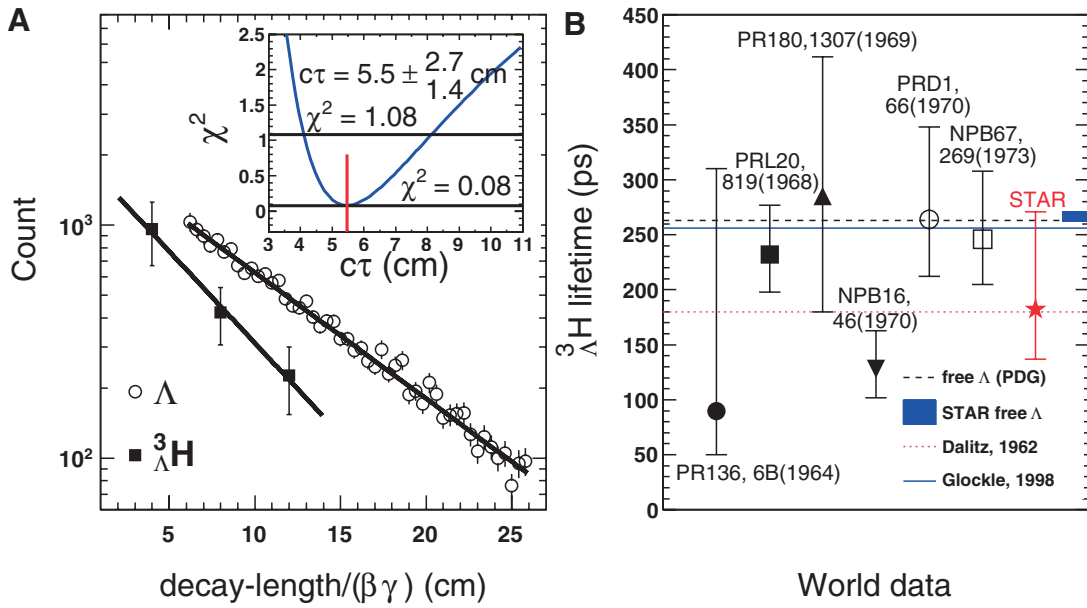


图 4-6: 左图:超氦核的产额vs $c\tau$, Λ 的寿命结果作为检验也画在上面, 小图中画出了使用最小 χ^2 方法的最佳拟合结果。右图: 历史上各种实验的超氦核寿命测量。图来自[4]。

理论学者们认为 ${}^3\Lambda H$ 的寿命应该和 Λ 接近, 可是并非所有的结果都支持这个假想。如1970的实验结果[203], 统计误差是最好的, 但是它所测出的寿命明显比 Λ 小很多。STAR虽然在2010年用完全不同的方法得出了寿命的测量结果(图4-6左边所示), 但是由于统计不够, 误差还是偏大。STAR 2010和2011年的实验运行已经增加了很多统计, 我们可以使用新的数据样本来做这样一个测量。详细结果将在本章中后面内容中讨论。

4.2 数据样本和挑选条件

在RHIC 2010年至2011年的能量扫描运行中, STAR实验组采集了大量质心能量为200GeV、62GeV、39GeV、27GeV、19.6GeV、11.5GeV和7.7GeV的 Au+Au 碰撞事例。在数据分析过程中, 为了选择更好的探测器接收度和去除束流和管道相互作用(Beam pipe)引起的背景, 我们根据不同能量下采集的数据的不同情况使用了各自的事件筛选条件, 详细的条件和筛选出来的事件数在下表中被详细列出。我们要求事件的碰撞顶点 $|V_z(\text{TPC})| < 30\text{cm}$, $|V_z(\text{pVpd}) - V_z(\text{TPC})| < 3\text{cm}$, $V_z(\text{TPC})$ 和 $V_z(\text{pVpd})$ 分别是TPC和pVpd重建出来的碰撞顶点。

表 4-1: 本论文 ${}^3\Lambda$ 分析中所用到的数据和基本事件筛选条件、事件数、 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\overline{\text{He}}$ 在每个dataset下的个数。

	Trigger	VertexZ	Statistics	${}^3\text{He}$	${}^3\overline{\text{He}}$
Run10 7.7 GeV	minbias	< 70cm	4 M	8587	0
Run10 11.5 GeV	minbias	< 50cm	11 M	7161	0
Run10 19.6 GeV	minbias	< 70cm	31 M	6321	0
Run10 27 GeV	minbias	< 50cm	49 M	5312	19
Run10 39 GeV	minbias	< 40cm	118 M	6456	133
Run10 200 GeV	minbias	< 30cm	223 M	5822	2213
Run10 200 GeV	central	< 30cm	199 M	11181	4241
Run7 200 GeV	minbias	< 30cm	56 M	2264	861

由于 ${}^3\Lambda$ 的平均飞行距离为几个厘米,而我们需要通过其衰变产物 ${}^3\text{He}$ 和 π 来间接重构 ${}^3\Lambda$,因此在 ${}^3\Lambda$ 的数据分析过程用所有被TPC重构出来的径迹(Global Track)。为了提高 ${}^3\Lambda$ 的信噪比,我们在分析过程中用到了一些基本的cuts条件,具体列在表格4-2中。

表 4-2: 基本的径迹选择条件。

	global track	nHitsFit	nHitsdEdx	nHitsFit/nHitsPoss	η	$p_T/ Z $
Cuts	Yes	> 25	> 15	> 0.52	(-1, 1)	> 0.2GeV/c

nHitsFit和nHitsPoss分别指用来拟合径迹所用到的电子簇个数和径迹可能包括的电子簇总数。cuts条件nHits > 25和nHitsFit/nHitsPoss > 0.52用来排除TPC重构出来的比较短的径迹和分叉的径迹; 赝快度(定义见附录) $|\eta| < 1$. 能够保证分析所用到的径迹在一个好的TPC接收度范围内。

4.3 ${}^3\Lambda$ 次级衰变顶点的重建

4.3.1 ${}^3\text{He}({}^3\overline{\text{He}})$ 粒子鉴别

对于常见的粒子如 π 、K、p、e等, STAR自己内部有一套完善的计算方法来得到对应的 $n\sigma_{dE/dx}^{\pi,K,p,e}$, 从而用来做粒子鉴别。但是对于 ${}^3\text{He}$, 并没有这样一个默认给出的量。因此, 我们需要自己通过对dE/dx进行运算来得到一个与 $n\sigma_{dE/dx}$ 相同功能的量, 从而帮助我们做粒子鉴别, 这就是为什么我们引入了Z值。

Z的定义式如下:

$$Z = \ln(dE/dx^{\text{data}}) - \ln(dE/dx^{\text{Bichsel}}),$$

它同样表示 $\langle dE/dx \rangle$ 测量值和理论值之间偏离的大小。图4-7左图(A)是来自于表4-1中所有数据样本中的 dE/dx vs 动量(p)×电荷量(q)的二维图分布, 我们从图中可以看到在通常的电荷为1的粒子的带状分布之外还有两条非常明显的电荷为2的带状分布, 它们分别代表了 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\bar{\text{He}}$ 。而在4-7右图(B)中我们将 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\bar{\text{He}}$ 的Z值分别算出来做一维的投影分布。从图(B)中可以看到, 无论是 ${}^3\text{He}$ 还是 ${}^3\bar{\text{He}}$, 只用基本的径迹cut(4-2)是不够的, 无法很干净的鉴别出来。因此, 我们需要对它们的背景做分析来给出进一步的cut, 从而最终得到干净的 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\bar{\text{He}}$ 样本。

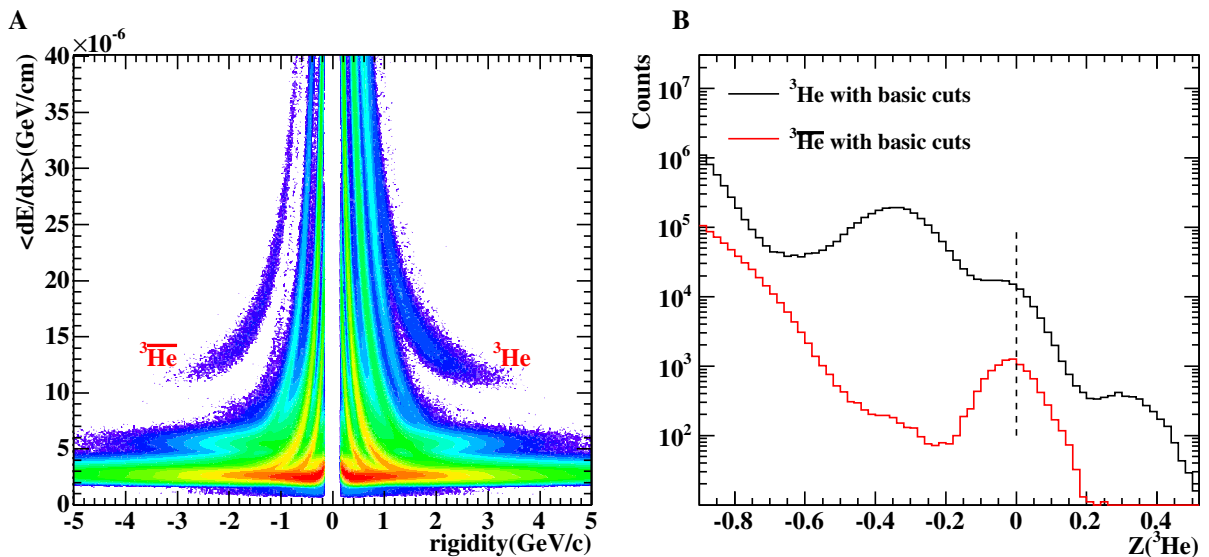


图 4-7: (A)Z(${}^3\text{He}$) vs rigidity 分布; (B) ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\bar{\text{He}}$ 一维Z(${}^3\text{He}$) 分布。

TPC所探测到的 ${}^3\text{He}$ 并非都是真实的碰撞事件产生出来的, 还有很大一部分是来自于束流和束流管道的碰撞。这一部分被束流打出来的 ${}^3\text{He}$ 明显不是我们需要的样本, 因此必须去除。而要补充说明的是, 这类事件类似于打靶实验, 所以尽管束流的能量在每核子100GeV, 但是实际的质心系能量很小(14GeV), 不足以产生 ${}^3\bar{\text{He}}$, 这就是为什么我们在4-7图(B)中看到 ${}^3\bar{\text{He}}$ 背景比 ${}^3\text{He}$ 小的多的原因。

既然知道了背景的一个主要来源, 我们需要使用额外的cut来去除掉这部分粒子。这里

介绍一个拓扑上非常重要的参量: dca(distance at closest approach)。dca是指在三维空间两条径迹之间或者一个点和一条径迹之间的最短距离, 如果粒子为碰撞直接产生, 那么可以预料到从碰撞顶点到这个粒子径迹的dca会很小。

束流和管道碰撞的这类事件的质心系能量很小, 意味着产生的 ${}^3\text{He}$ 的动量分布必然会软很多, 大部分会集中在低动量区域。同时, 由于其时间顶点跟对撞事件的顶点关系不定, 因此我们以对撞时间的顶点为基准重构出来的dca的分布必然跟顶点直接产生的粒子的dca分布不一致, 粗略的估计, 分布会比较宽。为了验证这一点, 我们画出了如下的图来验证这一点:

图(A)是cut了 $|Z({}^3\text{He})|$ 后的dca 对rigidity的二维分布图, 已经把明显不是 ${}^3\text{He}$ 或 ${}^3\overline{\text{He}}$ 的粒子给去除了。这里面有个明显的dca分布宽但动量小的很长的带状分布, 非常符合之前对束流管碰撞出的 ${}^3\text{He}$ 特性的描述。另外, 在 ${}^3\overline{\text{He}}$ 这半边并没有类似的结构出现, 也是侧面的一个证据。

我们接下来把 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\overline{\text{He}}$ 的dca分布图放在一起比较, 如图(B)。 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\overline{\text{He}}$ 的dca分布理论上应该是一致的, 所以由 ${}^3\overline{\text{He}}$ 的dca分布我们可以计算出大部分对撞事件产生的 ${}^3\text{He}$ 粒子(约为95%)都分布在 $dca < 1\text{cm}$ 的区域之内。因此, 我们可以额外加上 $dca < 1\text{cm}$ 的cut用来去除束流管被打出来的 ${}^3\text{He}$ 背景。接下来, 我们看看那些背景 ${}^3\text{He}$ 的rigidity分布是什么样子的。我们选择 $dca < 1\text{cm}$ 的那部分 ${}^3\text{He}$ 来观察, 如图(C)。从图中可以算出, $\text{rigidity} > 1\text{GeV}/c$ 可以去除掉97%的背景。

我们在选择给样本加额外的rigidity筛选条件的时候主要考虑到这样一个因素: 从 ${}^3\text{H}$ 衰变出来的 π 和 ${}^3\text{He}$ 动量之间是有一定关系的, 从它们的质量关系来看, 它们的平均动量比大致为20 ($m({}^3\text{He})/m(\pi) \approx 20$), 而TPC能够探测到的粒子的最小 p_T 为 $0.15\text{GeV}/c$, 那意味着能够跟我们探测到的 π 相配对的 ${}^3\text{He}$ 的 p_T 约为 $3\text{GeV}/c$ 。当然了, 这个关系并非完全精确, 因此充分考虑到上述几种因素, 我们额外给样本的cut为 $dca < 1\text{cm}$ 和 $dca < 1\text{cm}$ 。

图(D)为加上了这几个cut之后的 $Z({}^3\text{He})$ 分布图。蓝色的线清楚地表明了综合各种cut之后

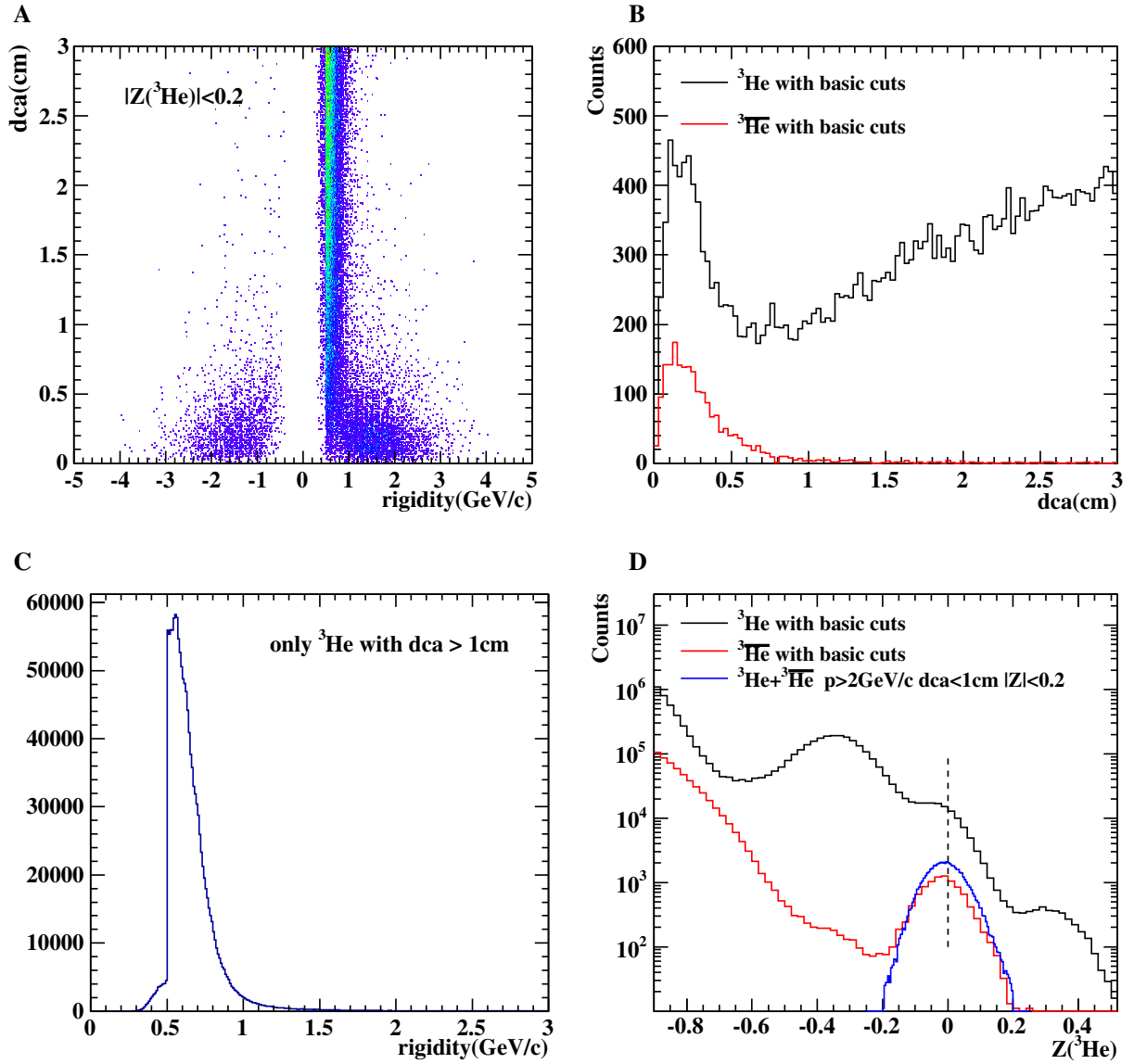


图 4-8: (图A)满足 $|Z(^3He)| < 0.2$ 的粒子的 dca 对rigidity的分布。(图B)使用表4-1和表4-2的径迹选择条件之后 3He 和 $^3\bar{He}$ 的 dca 分布。(图C)将图A中 $dca > 1cm$ 的带正电的粒子投影到rigidity轴的分布。(图D) $Z(^3He)$ 分布, 黑色实线和红色实线分别代表正负带电粒子使用表4-1和表4-2的径迹选择条件之后, 蓝色实线代表再额外加上图中所标示的选择条件之后的分布。

我们可以非常干净的挑选出碰撞事件中的 ${}^3\text{He} + {}^3\overline{\text{He}}$ 。

4.3.2 衰变拓扑图和实验上信号重建

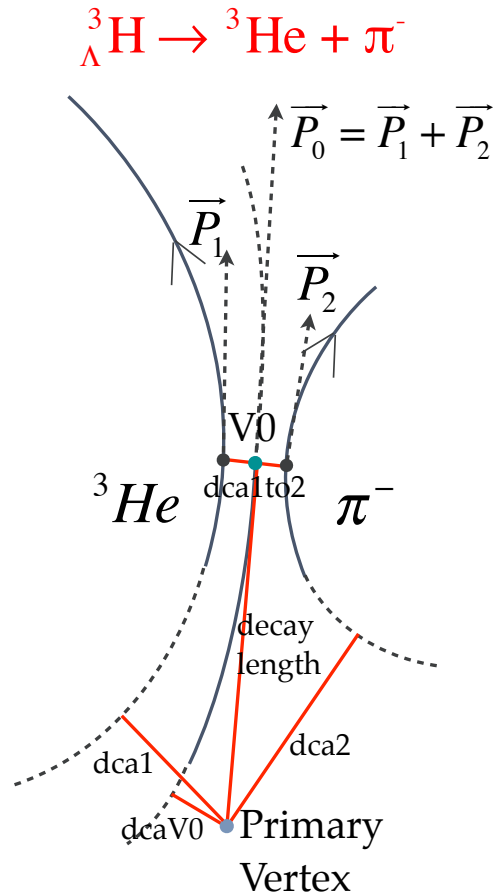


图 4-9: ${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ 的衰变示意图。

由于在TPC中的粒子飞行轨迹为一条条螺旋线, 因此我们需要在三维空间找到确定顶点的办法。虽然理论上我们可以把每一条找到的 ${}^3\text{He}$ 和 π 配对然后计算出它们的不变质量谱, 但是这样做会带来极大的背景从而增加了寻找信号的难度。因此在实验分析中, 我们会增加拓扑上的限制从而提高信噪比。 ${}^3\text{He}$ 两体衰变的拓扑图示意如图4-9。

图4-9所示中假定我们已经找到了一条 ${}^3\text{He}$ 和一条 π 的轨迹, 那么首先我们可以计算这两条螺旋线相对于事件顶点(primary vertex)的dca分别是多少(dca1和dca2); 其次, 我们还可以计算出它们的空间最短距离dca1to2, 并假定这条线段的中点就是 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 衰变顶点V0; 然后

我们可以算出V0和事件顶点的距离也就是 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的衰变长度(V0 decay length)。最后, 通过得到 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 在V0点的动量, 我们可以反推出 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的螺旋线轨迹, 从而算出 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 径迹相对事件顶点的dca(dcaV0)。现在有了这样几个拓扑量:dca1、dca2、dca1to2、v0decaylength 和dcaV0, 我们就可以给出合理的限制从而提高信噪比。

我们计算出了 ${}^3\text{He}$ 和 π 的不变质量谱后, 需要同时重构出背景。背景的重构原理就是打乱原本来自于 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 衰变的关联, 有很多方法可以实现这个目的, 比如混合事件方法从两个非常相似的事件中分别挑选出两个衰变粒子来计算不变质量谱; like-sign方法通过 ${}^3\text{He}$ 和 π^+ 来计算不变质量谱; 旋转背景方法通过从拓扑上旋转其中一个粒子来计算不变质量谱。在这个分析里面, 我们通过旋转背景方法来重构背景, 具体说来就是将 π 旋转180度然后再跟 ${}^3\text{He}$ 配对, 其它的流程跟信号重建的方法完全一致。

我们将表4-1的数据全部加在一起, 按照上面的方法成功重建出 ${}^3_{\Lambda}\text{H}+{}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 的信号, 如图4-10。这个信号的significance为 9.6σ 。

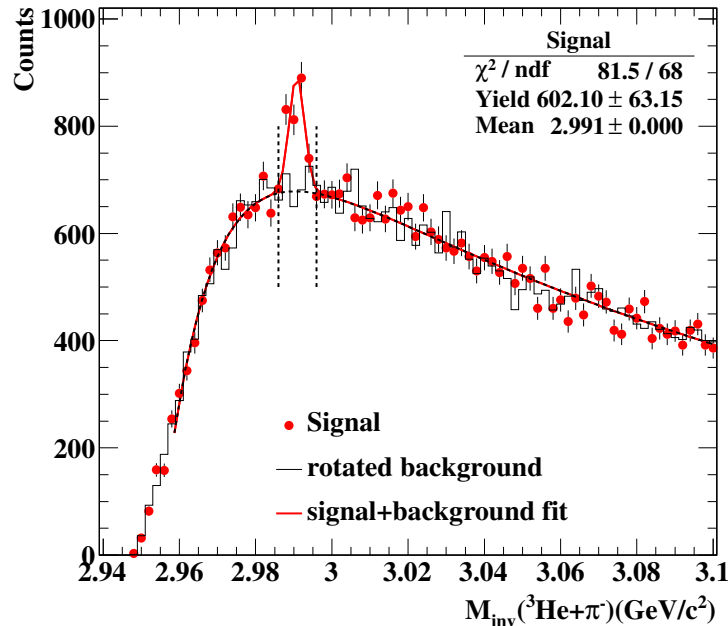


图 4-10: 将表4-1的信号全部加在一起做出的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}+{}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 不变质量谱。

4.4 奇异性丰度因子的能量依赖性

4.4.1 奇异性丰度因子

重子数-奇异数的关联被认为是研究QGP相变的一个探针[92, 204]。由于自由的超子束都是不稳定的, 因此很难直接用超子束和核子束作用直接研究相互作用的性质。超氦核实际是一个局域的重子和超子的相互作用系统, 它可以作为一个非常合适的探针来研究Y-N相互作用。文献[2]中引入了一个新的参数:奇异性丰度因子(strangeness population factor), 定义为:

$$S_3 = \frac{{}^3_{\Lambda}\text{H}}{({}^3\text{He} \times \Lambda/p)}, \quad (4-7)$$

理论上计算这个量来区分强子相和相对论重离子碰撞中形成的QGP相。图4-11列出了近几年就 S_3 的模型计算。

图4-11使用了default AMPT模型来模拟单纯强子相, 而产生了QGP的过程使用了melting AMPT模型来模拟。结果发现 S_3 在部分子作用相中随着 $\sqrt{s_{NN}}$ 增长很快, 而在强子相中就明显缓慢。作者认为局域重子数和奇异数的关联强度是跟一个系统的自由度相关的, 而这个自由度在QGP中明显更大。下图的作者使用了Dubna Cascade Model(DCM)[205, 206]来模拟强子相而用流体力学模型[207, 208]来模拟QGP相。而他们的结果跟AMPT的结果趋势上有较大区别。从图上来看, 强子相中重子数和奇异数的关联随着 $\sqrt{s_{NN}}$ 增大而减小, 而在流体力学模型中几乎没有能量依赖性。作者认为这个说明了局域的重子数-奇异数关联在低能更强, 而在QGP中信息会被破坏掉。这两个结果都非常有意思, 也给出了自洽的解释, 因此在实验中我们需要具体观测下 S_3 的能量依赖性到底如何。这个结果我们会在第5节实验上 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的分析中详细讨论。

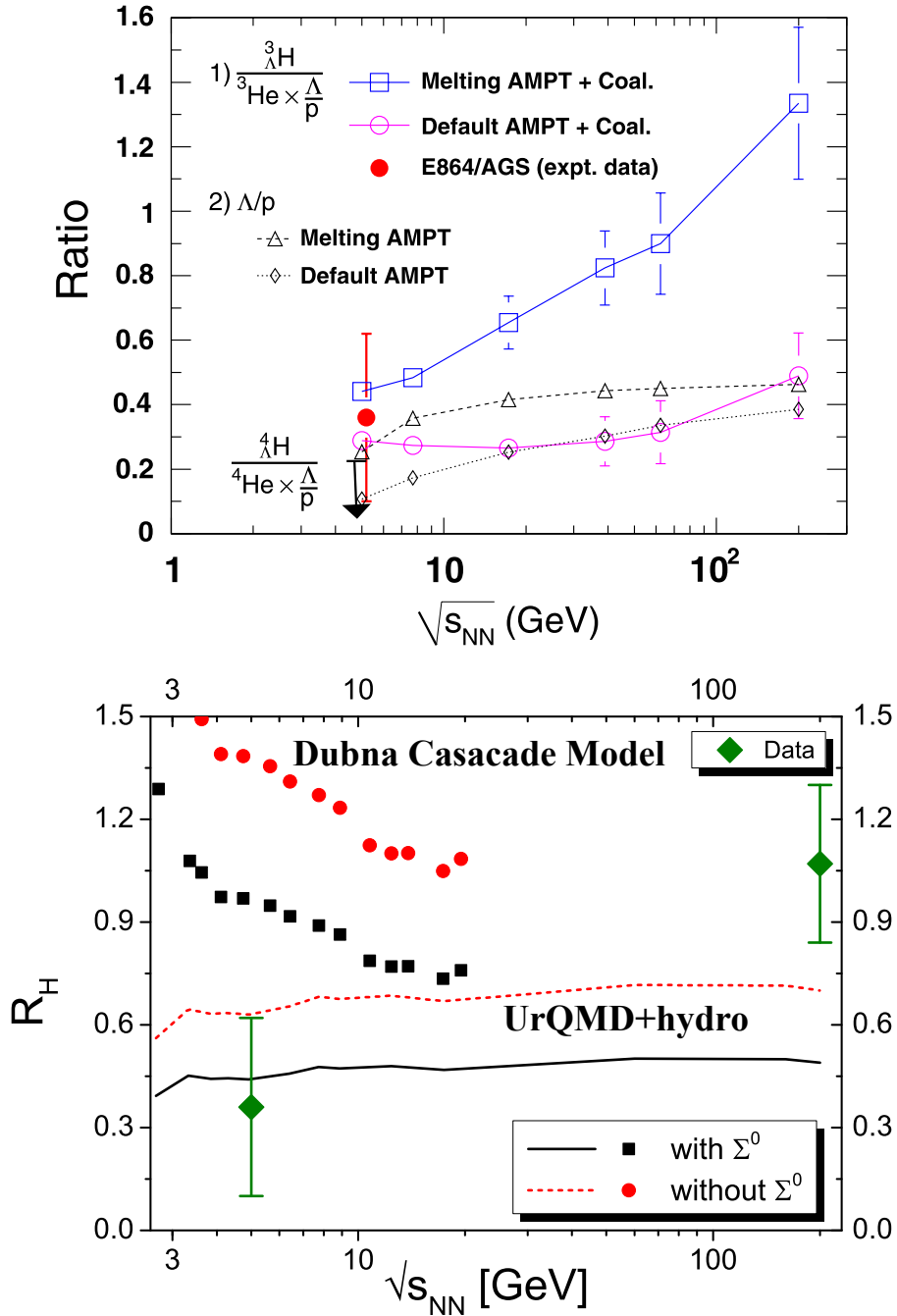


图 4-11: 奇异性丰度因子的能量依赖性的模型计算结果。(上图)Melting AMPT模拟含部分子相的反应过程, Default AMPT模拟中间阶段为纯强子相的反应过程[2]; (下图)DCM模型用来模拟纯强子相, UrQMD+hydro模型来模拟含部分子相的反应过程[3]。

4.4.2 不同的能量下重构 ${}^3\Lambda\text{H}$ 的信号

我们将表4-1中minbias的dataset取出来分析。由于每个能量的数据的采集情况会有所差异, 因此为了在单个能量下得到尽量好的信噪比, 我们需要对每个能量的数据应用不同的拓扑cut, 见表4-3。相应的各个能量的 ${}^3\Lambda\text{H}+{}^3\bar{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 信号如图4-12。

表 4-3: 不同能量下拓扑cut的选择。

	dca2	dca1to2	dcaV0	v0decaylength
Run10 7.7 GeV minbias	> 0.9cm	< 1.0cm	< 1.0cm	> 2.4cm
Run10 11.5 GeV minbias	> 0.8cm	< 0.8cm	< 0.8cm	> 2.1cm
Run11 19.6 GeV minbias	> 1.2cm	< 0.9cm	< 1.0cm	> 3.8cm
Run11 27 GeV minbias	> 1.0cm	< 1.0cm	< 1.0cm	> 3.5cm
Run10 39 GeV minbias	> 0.7cm	< 1.0cm	< 0.9cm	> 2.0cm
Run10 200 GeV minbias	> 1.0cm	< 0.8cm	< 1.0cm	> 3.3cm

4.4.3 通过旋转多个角度进一步改善信号背景

之前提到背景的重构是通过把某一个衰变产物的径迹旋转一定角度来实现, 但是旋转角度并非随意选择, ${}^3\text{He}$ 和 π^- 的关联有多种, 除了 ${}^3\Lambda\text{H}$ 的衰变关联, 还有来自集体流的关联。由于集体流的各向异性, 只有旋转180度才是真正的中心对称, 这也是我们之前说明的做法。在需要增加背景统计的情况下, 我们可以通过旋转多个角度来得到多个背景再来叠加。但是想要旋转多个角度, 为了抵消集体流关联的效应, 需要成对旋转, 比如转90度和270度。

在本工作中, 我们对11.5GeV, 19.6GeV, 27GeV, 200GeV做了这样的处理, 通过再加上旋转90度和270度的背景, 使得原本旋转180度的背景平滑了不少。这个对于统计差的dataset修正尤其明显, 以Run10 11.5GeV为例, 如图4-13所示。图4-12中的背景是处理之后的结果。

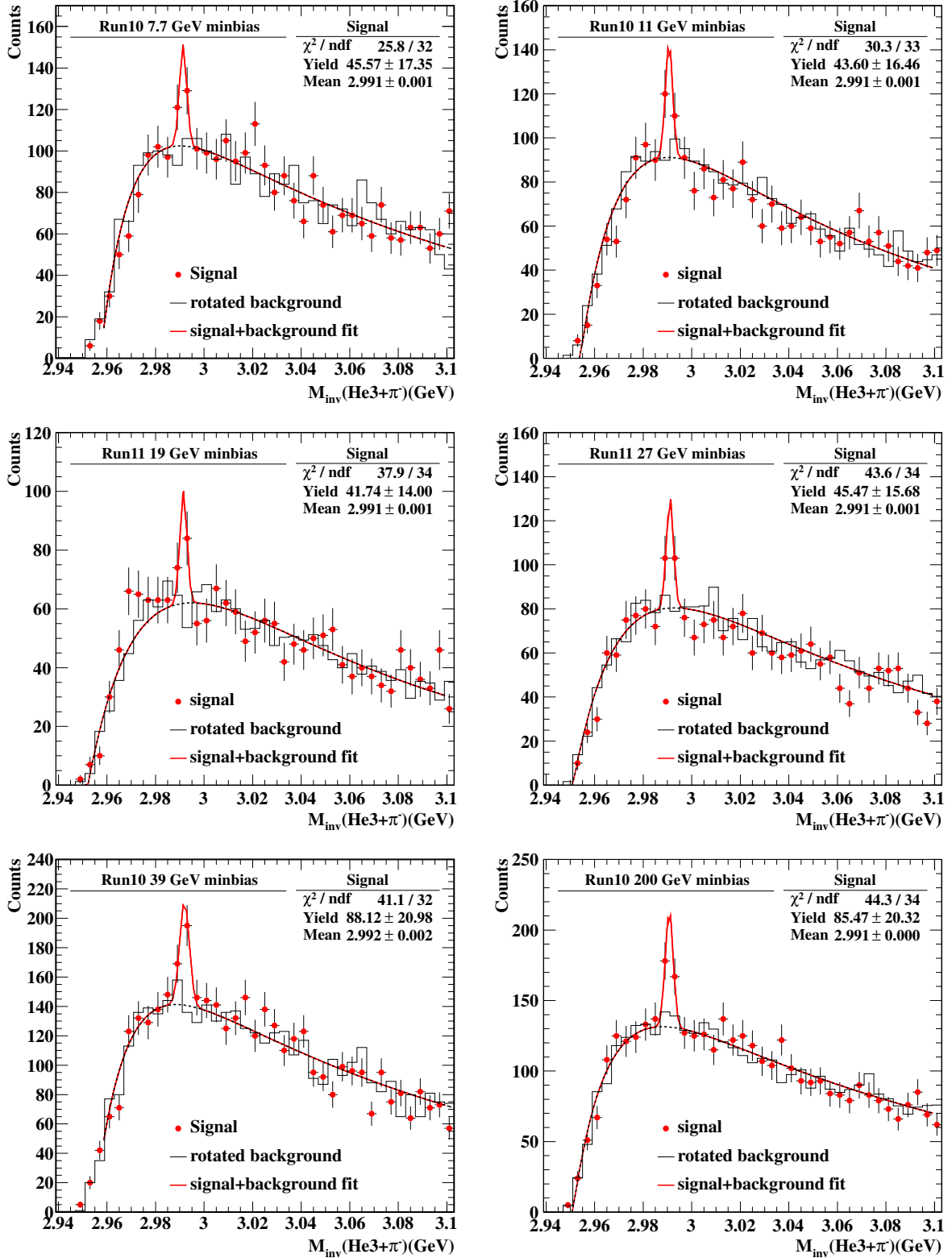


图 4-12: ${}^3_{\Lambda}\text{H}+{}^3_{\Lambda}\text{H}$ 不变质量谱。从左到右从上到下的顺序依次对应 $\sqrt{S_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 200\text{GeV}$ 的结果。

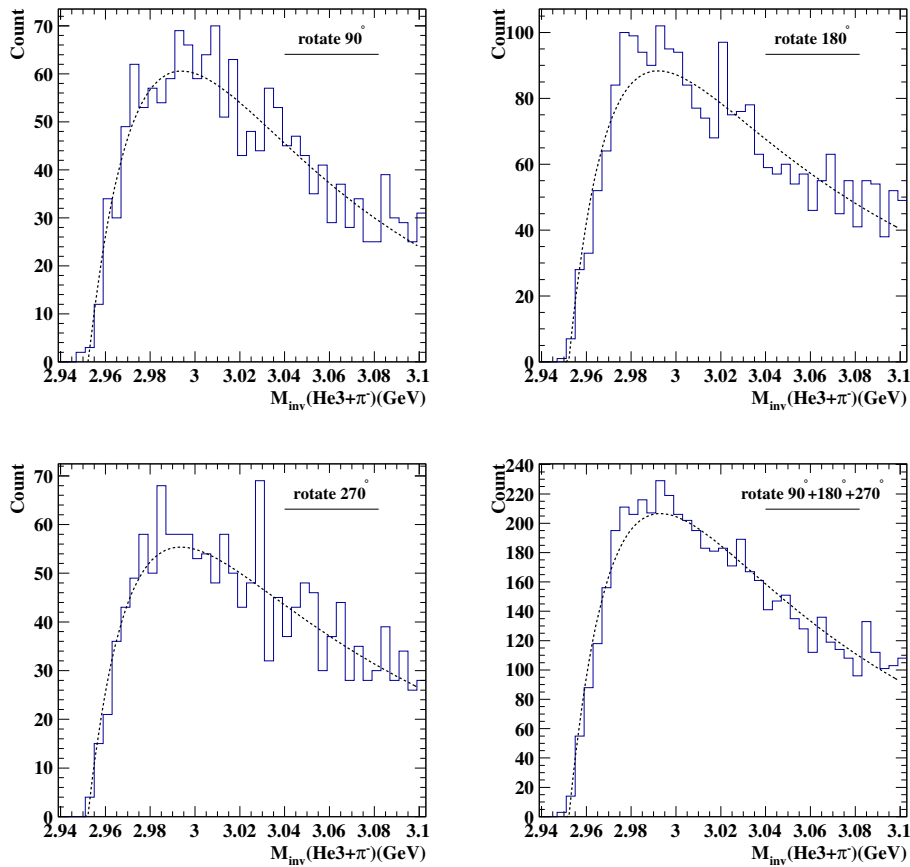


图 4-13: Run10 11.5GeV 将 π 转动不同角度后不变质量谱的背景比较。

4.4.4 探测器接收度和探测效率修正

在得到 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的不变质量谱以后, 为了得到 $\frac{{}^3_{\Lambda}\text{H}/{}^3\text{He}}{\Lambda/p}$, 我们必须还要进行探测器接受度和径迹探测效率修正。在STAR实验组, 我们通过Monte Carlo模拟产生初始的粒子样本, 然后使用STAR-GEANT软件包(根据STAR探测器的参数设定的GEANT包)来模拟探测器反应, 并通过软件手段, 将生成的假的粒子掺入真实的事件之中并作上相应标记。我们通过分析最后探测器探测到的粒子中带标记的部分就能算出总体的效率为多少。对于我们这个具体的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 两体衰变道, 在GEANT MC模拟中, 我们人为让 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 通过 ${}^3\text{He}$ 和 π 衰变, 得到的MC径迹嵌入真实的实验数据中, 并且一起通过标准的STAR探测器环境重建径迹软件包。在完整的事件重构后, 我们通过径迹在探测器上留下的触点信息, 就可以重建出MC径迹所对应的径迹。由于MC径迹和其对应的重建径迹都被标记了, 因此当把本分析中采用

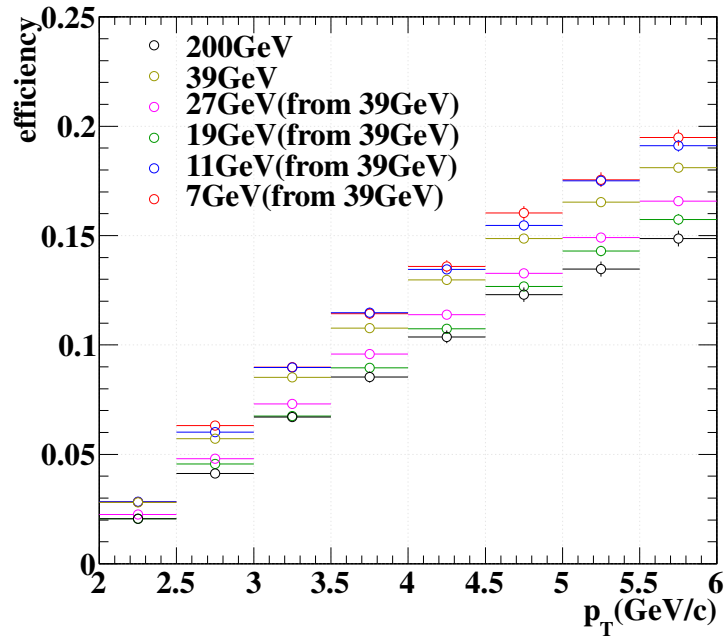


图 4-14: 表4-3中cut对应的V0重建效率。

的cuts(表4-3) 同样用于重建径迹的筛选之后, 我们就可以计算出 ${}^3\Lambda$ H的重建效率。图4-14给出了对应于表4-3中的各个能量的cuts的效率。

4.4.5 系统误差分析

系统误差主要来源于我们分析方法的选择, 主要有以下几个贡献:

1. 不变质量谱信号区间的选择(将区间从[2.986, 2.996]GeV放宽成[2.984, 2.998]GeV);
2. 采用不同的V0 cuts(改变表4-3中的各种V0参数);
3. 不变质量谱的最小bin宽选择(4MeV改成2MeV)。

分析由上述贡献引入的系统误差方法, 就是改变上述条件(如括号内说明), 进行必要的效率修正后, 计算统计到的信号个数有多少。三种贡献带来的差别取平方和的开放之后即为系统误差。具体的系统误差为: 7.7GeV 11%, 11.5GeV 17%, 19.6GeV 10%, 27GeV 19%, 39GeV 14%, 200GeV 14%。系统误差在下一节图4-15和图4-16中用方括号标明。

4.4.6 结果讨论

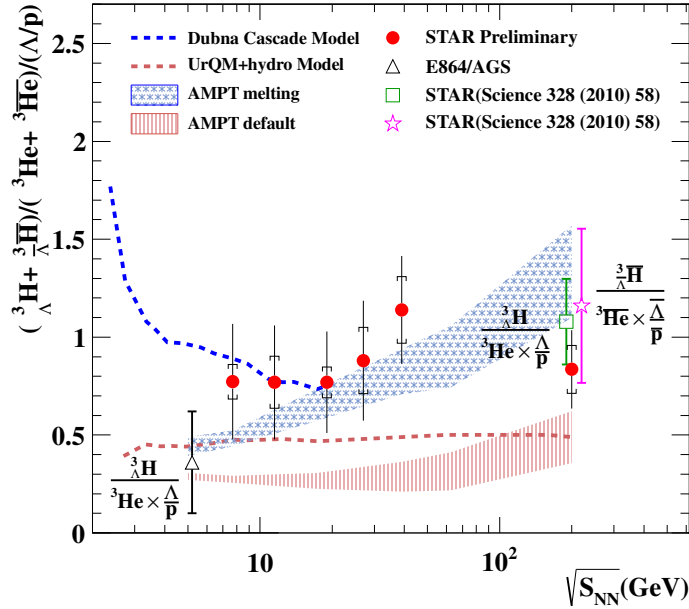


图 4-15: 奇异数丰度因子(S_3)的能量依赖性。红色实心点为本工作的分析结果, 虚线为[3]的模型计算结果, 阴影部分为[2]的模型计算结果, 空心三角为AGS结果, 空心方块和五角星为STAR2010年的结果。

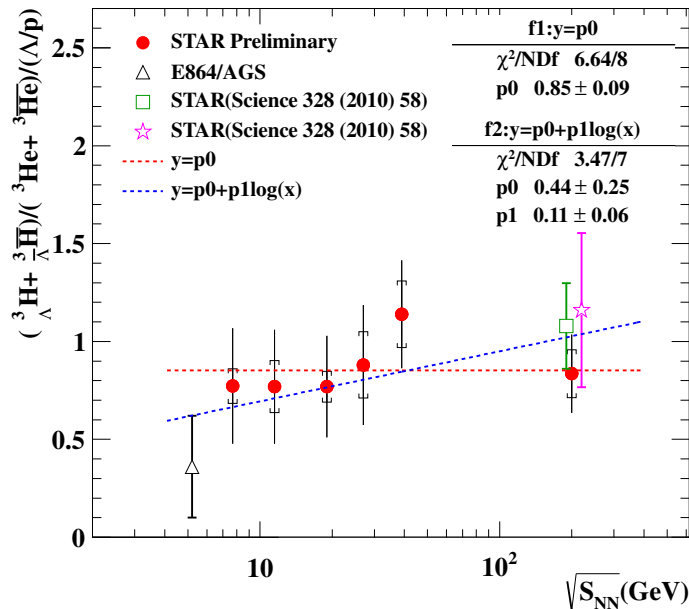


图 4-16: 奇异数丰度因子(S_3)的能量依赖性的定量研究,用两个函数去拟合9个实验点。

图4-15中将3.4.2节中提到的两个模型计算结果也标示了出来, 分别用阴影区和虚线表示。我们原本试图用实验数据去跟模型去对比, 从而得出确定的物理结果, 但是由于最终

统计还是不如我们预期, 因此也无法从中得到一个非常强的物理结论。为了定量的去给出一个结论, 我们用0阶和1阶函数去拟合那9个实验点, 最终我们的结论就是实验点略微有上升趋势, 但是置信度只有 1.7σ 。

4.5 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命的测量

4.5.1 实验测量方法介绍

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的衰变符合这样一个公式:

$$N(t) = N(0)e^{-t/\tau} = N(0)e^{-l/(\beta\gamma c\tau)},$$

其中 l 为衰变长度。在实验中我们可以把信号在不同的 $l/(\beta\gamma)$ 重构出来, 然后使用这样一个公式来拟合就可以得到 τ 。根据统计情况, 我们将表4-1中的除Run7 200GeV之外的datasets全部组合到一起(由于Run7的重构效率现在无法确定, 因此不得不排除在外), 并且进一步将数据分成4个区间: $[2, 5]\text{cm}$, $[5, 8]\text{cm}$, $[8, 11]\text{cm}$, $[11, 41]\text{cm}$ 。为了证明将不同的datasets加到一起是可行的, 我们把效率对 $l/(\beta\gamma)$ 的关系画在图4-17中。

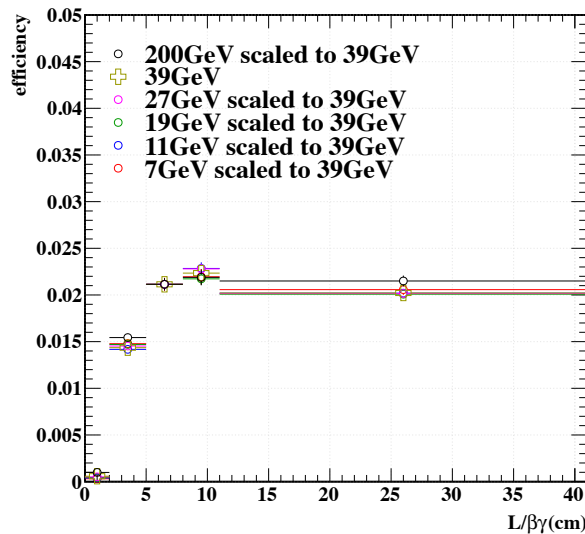


图 4-17: 效率对 $l/(\beta\gamma)$ 的关系。

从图4-17中我们可以看出, 不同能量的datasets下的效率对 $1/(\beta\gamma)$ 的关系曲线可以被标度到一起,哪怕是差别最大的区间, 差别也在5%以内,这个是可以被接受的。这说明不同能量的datasets可以被组合到一起, 现在我们把4个不同 $1/(\beta\gamma)$ 区间的信号画在图4-18中。

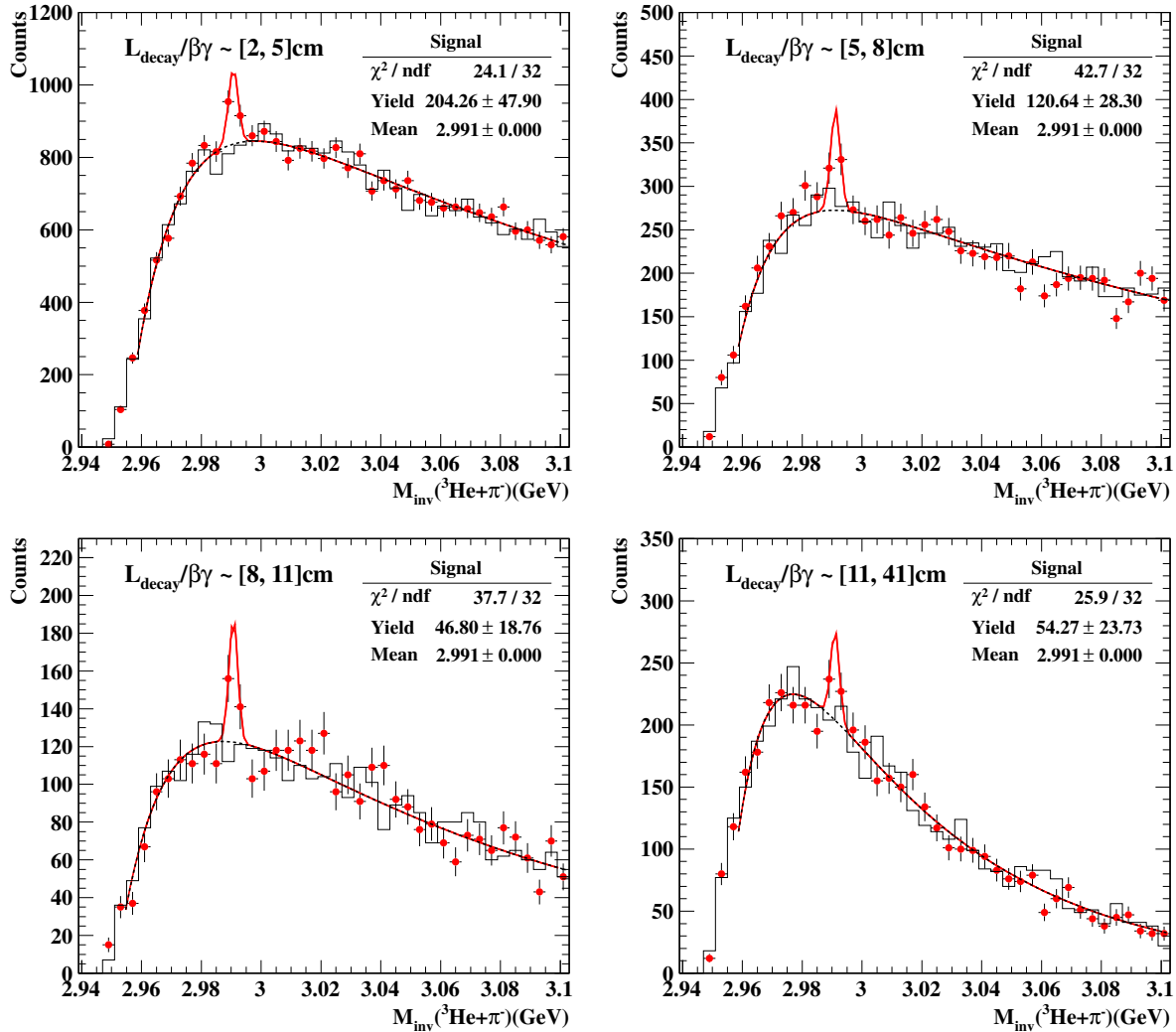


图 4-18: 四个不同 $1/(\beta\gamma)$ 区间的 ${}^3\Lambda\text{H} + \bar{{}^3\Lambda\text{H}}$ 不变质量谱。

从图4-18中可以看到, 4个区间信号的产额和质量都不错。

4.5.2 系统误差分析

信号的误差除了统计误差之外, 还包括了系统误差, 这个是实验分析中非常重要的一环。我们需要通过各种方式确认系统误差的各个来源, 从而尽量保证我们的结果可靠。

系统误差主要包括这么几个效应:

(a) ${}^3\Lambda\text{H}$ 穿过TPC时的吸收效应可用下面的估计方法大致估计:

$$e^{-\frac{\sigma_{\Lambda\text{H}+material}^3}{\sigma_p+material} \cdot \frac{l}{\lambda_T/\rho}} \sim e^{-\frac{\sigma_{\Lambda\text{H}+p}^3}{\sigma_{p+p}} \cdot \frac{l}{\lambda_T/\rho}} < e^{-\frac{\sigma_{pd}+\sigma_{p\Lambda}}{\sigma_{pp}} \cdot \frac{l}{\lambda_T/\rho}} < 1.5\%$$

其中最右边式子的各种参数可在Particle Data Group数据库里查到, 我们最后发现这个吸收效应可以忽略不计。

(b) 区间的宽度选择 (5.7%);

(c) 不同V0 cuts的选择 (-6.2%);

把这些因素综合起来(a+b+c)可以得到总的系统误差。总的系统误差为 8.4%。

4.5.3 修正效率后的结果讨论

我们根据图4-17中的效率来修正每个区间的原始 ${}^3\Lambda\text{H}+{}^3\bar{\Lambda}\text{H}$ 的产额, 并用公式拟合画在图4-19中:

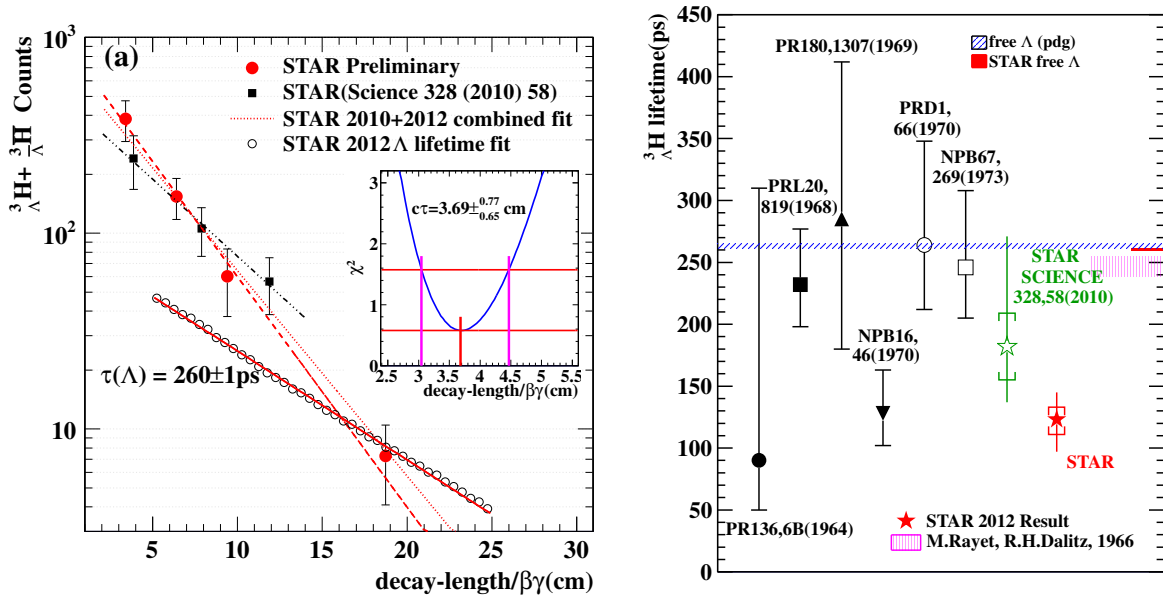


图 4-19: 左图: ${}^3\Lambda\text{H}$ 的寿命测量。实心点为STAR不同年份的结果比较, 空心点为 Λ 的寿命测量结果, 小图为使用最小 χ^2 方法得出的最佳拟合结果。右图: 迄今为止 ${}^3\Lambda\text{H}$ 的寿命测量结果的比较。红色阴影是1966年Dalitz的理论计算结果。

我们最终的结果为: $\tau = 123^{+26}_{-22}(\text{stat}) \pm 10(\text{sys})\text{ps}$ 。

图4-19中列举了到现在为止可信的实验结果。我们的测量在统计误差上是最小的,跟STAR2010的结果是在 1.5σ 的置信区间内一致,但是跟理论计算结果有较大出入。这个测量结果给以往我们对 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的理解提出了挑战。以往我们认为超氦核的构成大致类似于一个氦核外面弱束缚着一个 Λ ,这样的话超氦核的寿命应该和 Λ 接近,即使考虑到 Λ 与核子的相互作用,也不会有太大修正,如图中Dalitz1966年的计算结果。但是,如果不是这样一个组成图像呢?已经有研究工作表明可能存在 ΛN 的束缚态,如果真的存在,那么意味着 Λ 可能跟核子有着比较强的相互作用,这对于我们理解 YN 相互作用会有很大的启发。我们还需要后续的物理工作包括理论和实验的结果来在这个问题上进一步作讨论。

第五章 双强子方位角关联理论研究

本章的主要是利用多相输运模型AMPT, 研究了双强子方位角关联中非流的贡献。在下面我们会详细介绍本工作的分析方法, 包括关联函数构造, 背景构造以及主要结果讨论。

5.1 关联函数构造

之前在引言中已经介绍了喷注淬火和双强子方位角关联, 这个探针对QGP阶段比较敏感, 本身构造起来也比较简单。首先选取一个横动量非常高的粒子作为触发粒子(trigger particle), 然后将其它所有的符合横动量要求的粒子(称为伴随粒子associated particle)遍历一遍, 计算 $\Delta\phi = \phi^{assoc} - \phi^{trig}$, 然后从 $\Delta\phi$ 的分布中观察背对背jets的结构。现在我们得到的就是未经扣除背景的raw关联函数。

构造出的关联函数包括很多种贡献, 在方位角上有关联的作用过程很多, 包括流, jet, 共振态衰变还有动量守恒等等。我们感兴趣的部分是jet和热密物质的相互作用对关联函数的修正效应, 这部分属于非流(non-flow), 为了得到jet的信号, 我们必须对背景有一个精确的估计, 这样才能准确地分析信号的性质。

5.2 关联函数的背景构建

以往认为背景主要由椭圆流贡献, 因此很多工作采用混合事件方法。混合事件方法将中心度非常接近的事件挑出来, 分别在两个里面挑选触发粒子和伴随粒子, 这样关联函数中只包含由于初始几何重叠区域各向异性所导致的集体流的贡献。但是近年来, 对三角流 v_3 [209]的研究发现哪怕是中心度一样的事件, 初始涨落的存在带来了逐事件高阶流的关联, 这样就必须严格按照流参数的定义式来确定背景, 现在常用的方法是使用流参数的方法来构建背景, 这样可以将初始涨落所带来的因为高阶流的关联包括进来。如下面介绍。

5.2.1 高阶流

粒子的方位角分布可以傅里叶分解为如下公式:

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N}{2\pi} (1 + 2v_2\cos(2\phi) + 2v_3\cos(3\phi) + 2v_4\cos(4\phi) + \dots), \quad (5-1)$$

由于以前一直认为几何分布的对称性, 所以奇数阶的流参数接近于0, 而更高阶的贡献认为非常小, 也可以忽略不计。

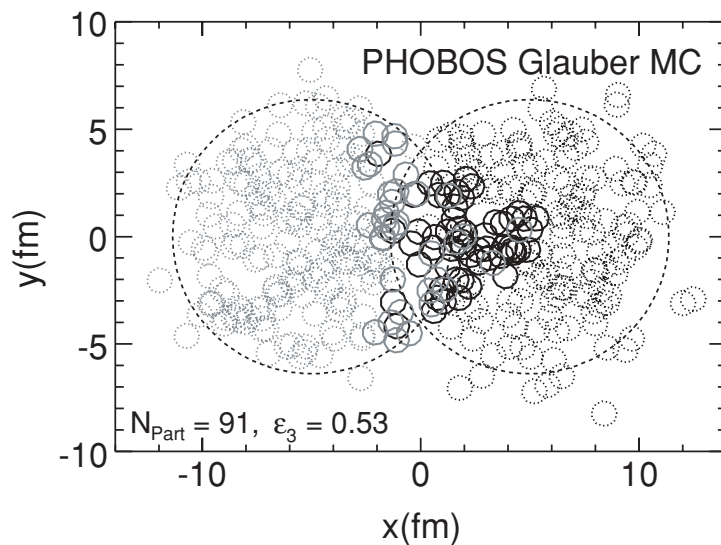


图 5-1: 核-核碰撞重叠区域初始几何分布的涨落示意图[209]。

近几年, 对于高阶流研究的结果发现, 阶数大于2的流参数比我们想象的要大, 在某些中心度区域, v_3 跟 v_2 的结果差不多[209]。这个导致了这样一个图像的提出: 初始几何分布的涨落导致了较大的高阶流。如图5-1所示。

在这样的情况下我们必须要将以前认为可以忽略不计的 $v_3, v_4\dots$ 等包括到计算中去, 事实上我们所额外要做的就是用跟求椭圆流相同的方法来求高阶流, 只不过每阶的反应平面 Ψ_n 要单独计算出来, 具体方法如下节介绍。

5.2.2 反应平面的构建

事件平面方法 实验上对于反应平面 Ψ_n 的构建是采用事件平面方法(event-plane method)[210, 211]。这个方法是从各向异性流本身去得到这个角, 每阶的结果是单独求出来的。流矢量 Q_n 是横平面的2维矢量:

$$Q_{n,x} = \sum_i w_i \cos(n\phi_i) = Q_n \cos(n\Psi_n),$$

$$Q_{n,y} = \sum_i w_i \sin(n\phi_i) = Q_n \sin(n\Psi_n), \quad (5-2)$$

其中求和遍历所有粒子 i 。 ϕ_i 和 w_i 分别是实验室系的方位角和粒子 i 的权重。最合适的权重是 $v_n(p_T, y)$ 。一般 $v_n(p_T, y)$ 随着 p_T 线性增加, 因此一般权重选为 p_T 。这样事件平面角(矢量 Q_n 的方位角)可以写为:

$$\Psi_n = \arctan2(Q_{n,y}, Q_{n,x})/n, \quad (5-3)$$

测量到的 v_n 是相对于事件平面的粒子分布的 n 阶流参数:

$$v_n^{obs}(p_T, y) = \langle \cos [n(\phi_i - \Psi_n)] \rangle, \quad (5-4)$$

为了消除自关联, 在对某一个粒子 i 进行 $\cos[n(\phi_i - \Psi_n)]$ 运算的时候需要把 Q 矢量中相应的这个粒子的贡献减除。

因为有限的事件粒子多重数的有限使得我们对反应平面的计算总是有偏差的，因此 v_n 需要用事件平面分辨率来修正：

$$R_n = \langle \cos [n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle, \quad (5-5)$$

最后修正后的流参数为：

$$v_n = \frac{v_n^{obs}}{R_n} \quad (5-6)$$

具体的计算 R_n 的方法请参考[212]中的详细说明。

事实上这个方法的缺陷也是非常明显的，由于末态粒子的方位角分布并非都因为流的贡献，还有非流比如说jet的贡献，这个时候反推回去求最初的反应平面必然有偏差。因此在实验上，还有多种修正的方法来做这个，比如说使用赝快度很大的部分粒子(如STAR的FTPC探测到的粒子)来去除非流的贡献。

初始坐标空间分布计算反应平面 实验上用上述方法来做主要是因为实验只能探测到末态的粒子。而在模型中实际上这个反应平面的处理要比实验简单的多。在不考虑初始涨落的时候，反应平面角就是0。不过现在由于要考虑初始涨落对几何分布的影响，需要重新计算。

我们可以用初始坐标空间的几何分布来计算反应平面角。由于按照定义实际上反应平面角就是核核碰撞重叠区域的一个矢量方向，因此用初始坐标空间来算是完全符合原始定义的，计算方法如下：

$$\Psi_n^r = \frac{1}{n} \left[\arctan \frac{\langle r^n \sin(n\phi) \rangle}{\langle r^n \cos(n\phi) \rangle} + \pi \right], \quad (5-7)$$

其中 r^n 是权重。相应的 v_n 计算如下：

$$v_n^r = \langle \cos [n(\phi - \Psi_n^r)] \rangle, \quad (5-8)$$

这个方法的优势就是不需要计算反应平面的分辨率 R_n 。由于高阶的反应平面分辨率很低，因此如果使用实验上的方法会造成高阶流的结果有很大误差。在近年多个模型计算中作者都是使用这种方法来得到反应平面角。

5.2.3 非流对关联函数背景的影响

构建一个合理的背景是双强子方位角关联研究非常重要的部分, 虽然用流参数构建背景是比较通用的方法, 但是由于流参数本身有非流的贡献, 因此在使用这个方法时我们要非常小心。在模型计算和实验中通用的有两种方法, 如下面两个公式所示:

$$\langle f(\Delta\phi) \rangle_e = \left\langle \frac{N^{trig} \cdot N^{assoc}}{2\pi} \cdot 2 \sum_{n=1}^{+\infty} v_n^{trig} \cdot v_n^{assoc} \right\rangle_e \cos n \Delta\phi \quad (5-9)$$

$$\langle f(\Delta\phi) \rangle_e = \left\langle \frac{N^{trig} \cdot N^{assoc}}{2\pi} \cdot 2 \sum_{n=1}^{+\infty} \langle v_n^{trig} \rangle_e \cdot \langle v_n^{assoc} \rangle_e \right\rangle_e \cos n \Delta\phi \quad (5-10)$$

式5-10中使用事件平均之后的 $v_n(\langle v_n \rangle_e)$ 代替了式5-9中的单个事件中的 v_n 。这两者的主要区别就是 $\langle v_n \rangle_e$ 丢弃了逐个事件的流的涨落。这个涨落的来源主要有两个部分: 一个是由于非流的影响, 也是我们想要提取出来的信号; 另外一个就是由于初始几何构型的涨落所导致的逐个事件的流的涨落(背景部分)。事实上这两个贡献一个是需要剔除的, 一个是需要保留的。但是上面两个式子都没有办法做到这一点, 抑或全部保留, 抑或全部丢弃。之前的许多考虑了高阶流的双强子方位角关联工作一般都是选择其中某一种作为构建背景的方法, 因此它们的结果都会有不同程度的偏差。

事实上对于非流的贡献至今还没有得出一个定论, 尤其是当初始涨落的因素考虑进来之后, 发现很难真正得出准确的背景。[213]提出在实验上可以使用2/4/6粒子关联来得出非流的贡献, 不过方法比较复杂。

5.3 近年相关的计算结果

下面列出了在考虑高阶流的背景贡献之后两粒子方位角关联相关的研究结果。图5-2利用AMPT模型计算了在对心碰撞(碰撞参数 $b=0$)的情况下 p_T^{Assoc} 在1-2GeV/c的范围内两粒子方位角关联函数[214]。左图是各阶流随横动量的变化, 可以看到, 在考虑初始涨落之后, 高阶流的幅度比原本认为的要大了很多。在这种对心碰撞中, 椭圆流也是完全由

初始涨落贡献。被认为是双强子方位角关联双峰信号的主要贡献的三阶流[209], 和椭圆流数值非常接近, 不可忽略。右图中比较了用不同方法扣除背景后得到的关联函数: (1) 用普通的混合事件方法得出来的背景; (2) 考虑了6阶高阶流的贡献得出来的背景。从图上来看, 高阶流对于关联函数双峰形状的形成是有很大贡献的, 不过, 就算考虑了1到6阶的流的贡献, 这个计算的结果仍然表明还有双峰结构的存在。

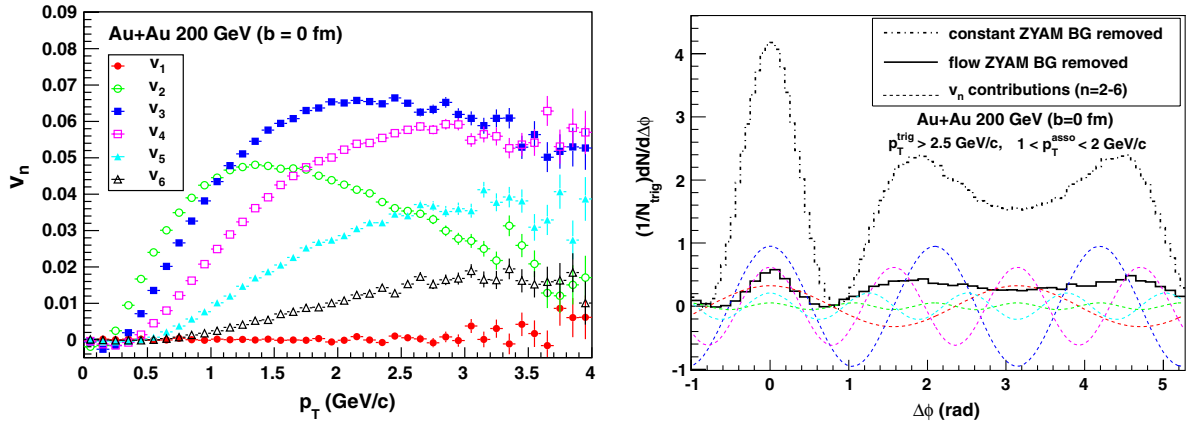


图 5-2: [214]的双强子方位角关联结果。左图为在对心碰撞中不同阶数各向异性流的 p_T 依赖性。右图为用各种方法扣除背景之后的关联函数比较。

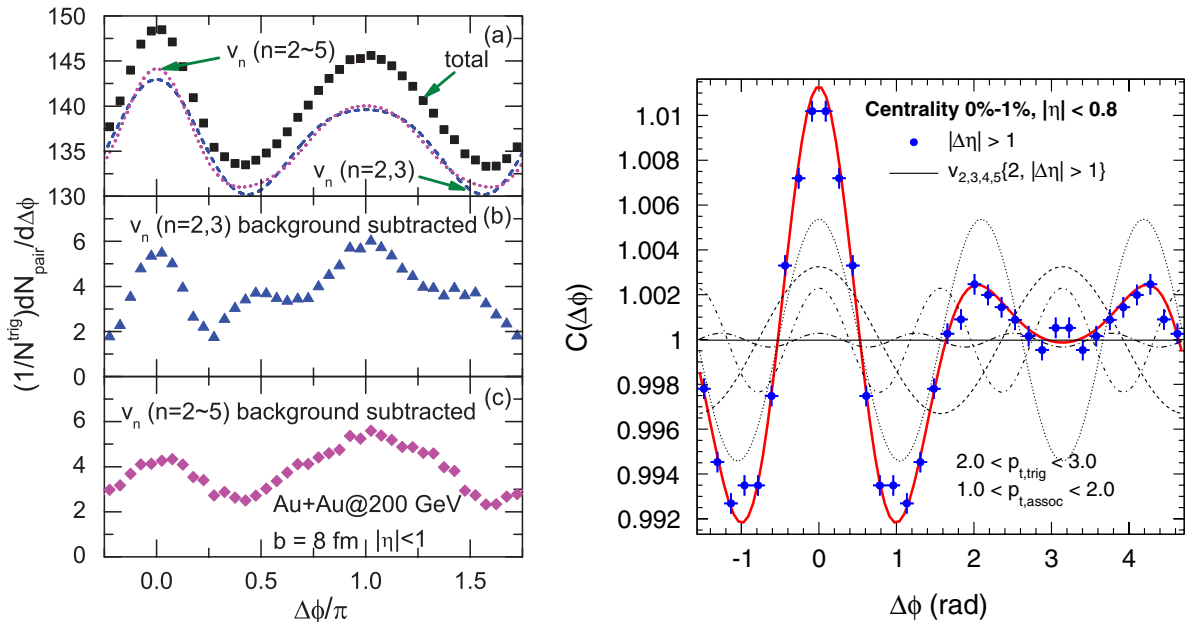


图 5-3: 左图:[215]的双强子方位角关联结果。右图:[216]的双强子方位角关联结果。

图5-3左边是利用AMPT模型计算的另一个结果[215]。采用33%中心度的事件, 考察了 ϕ^{assoc} 在0.25到2.5GeV/c的两粒子关联函数。最后结果表明在这个动量围下, 考虑了高

阶流对背景的贡献之后, 关联函数信号变成了单峰。图5-3右边列出了ALICE实验的分析结果, p_T^{assoc} 的范围为1-2GeV/c, 限定伴随粒子跟触发粒子的 $\Delta\eta > 1$, 以此来去除非流的贡献, 从而观察高阶流是否能完全重现关联函数信号。从图上来看, 高阶流完全重现了剔除了非流影响的关联函数信号。

上述的结果都是在有限的中心度或者 p_T^{assoc} 范围内, 综合ALICE实验和AMPT模型计算的结果, 我们可以得出基本的结论: 1. 高阶流贡献了大部分两粒子方位角关联函数背景; 2. 去除了高阶流背景的关联函数不为0。因此, 对于更详细的两粒子关联函数的特性, 值得进一步研究。

5.4 结果讨论

5.4.1 两粒子方位角关联对中心度和 p_T^{assoc} 的依赖性

我们利用Melting-AMPT模型来模拟200GeV Au+Au碰撞。为了研究两粒子方位角关联对中心度和 p_T^{assoc} 的依赖性, 我们选取了三个代表性的中心度区间(0-10%, 20-40%, 50-80%)和三个典型的 p_T^{assoc} 区间(0.2-0.8GeV/c, 0.8-1.4GeV/c, 1.4-2.0GeV/c)用来研究两粒子方位角关联函数。

我们首先利用式5-9和式5-10来构建背景, 分别在图上画出来跟关联函数(未去除背景的)进行对比, 观察分别的变化趋势。如图5-4所示。

从图中可以看出, 关联函数的形状依赖于中心度和 p_T^{assoc} , 越是中心的碰撞, p_T^{assoc} 越大, 关联函数形状也是平坦, 甚至出现了双峰结构。对于背景来说是一样的变化趋势。单独对比每一个小图中的Raw信号和两个背景, 会发现他们的形状类似, 这样的话计算真实关联信号比较必要。于是我们分别减去两种背景, 画在了图5-5里。

我们首先看左图, 周边碰撞(50-80%)的关联函数信号的形状接近单高斯, 除了在1.4-2.0GeV/c的高 p_T^{assoc} 区域有略微平坦的趋势。而在中心碰撞(0-10%)中, 形状明显被改变, 三

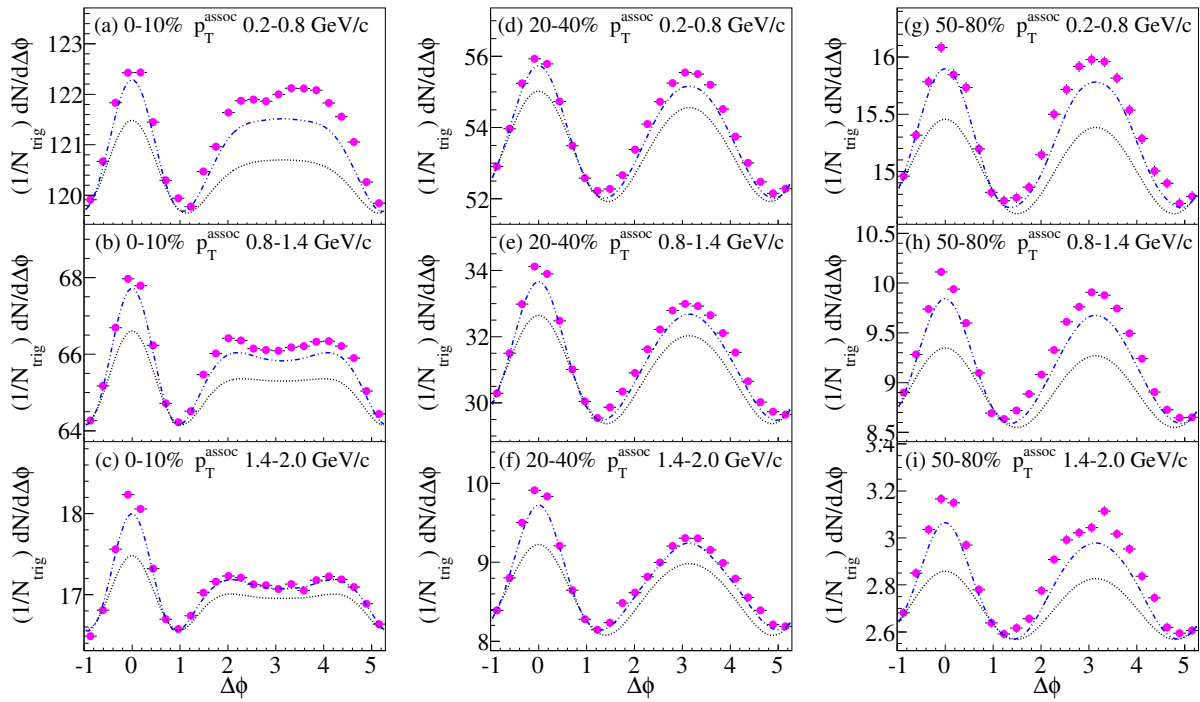


图 5-4: 在三个中心度碰撞和三个 p_T^{assoc} 区间计算的raw关联函数和两个方法计算出的背景。左列: 中心度0-10%碰撞, 三个 p_T^{assoc} 范围分别为0.2-0.8GeV/c、0.8-1.4GeV/c和1.4-2.0GeV/c; 中列: 中心度20-40%, p_T^{assoc} 区间和左列相同; 右列: 中心度50-80% 碰撞, p_T^{assoc} 区间和左列相同。

个都显现出双峰结构, 20-40%的结果介于两者之间。反观 p_T^{assoc} 的依赖性, 可以从三个图中都看出, 关联函数形状随着 p_T^{assoc} 的变大而越来越平直至变成双峰结构。右图中的趋势跟左图完全一致, 尽管信号幅度略微不同。

另外我们还对非流在总的关联函数中的贡献比例感兴趣, 因此根据raw的关联函数和背景算出了这个贡献比例(jet/raw)的中心度和 p_T^{assoc} 依赖性, 如图5-6。我们先看nearside这边的结果(右图)。Nearside显现出相对 p_T^{assoc} 非常一致的变化趋势, jet/raw的值在 p_T^{assoc} 高的范围贡献大。这样一个相对于 p_T^{assoc} 单调性的增长趋势跟没有出现QGP的图像是一致的, 因为没有QGP的喷注淬火效应, 跟jet相关联的粒子应该能量较高。我们再看awayside这边的结果(左图), 分别扣除了两个背景的关联信号放在了一起比较。50-80%中心度的结果, 两个信号变化趋势一致, 并且跟nearside那边趋势一致, 这恰好验证了周边碰撞中没有出现QGP的图像。这个趋势在0-10%的结果中被改变, 高 p_T^{assoc} 的jet/raw掉下去, 与QGP喷注淬火的图像是一致的。因为热密物质的存在会改变awayside jet的相空

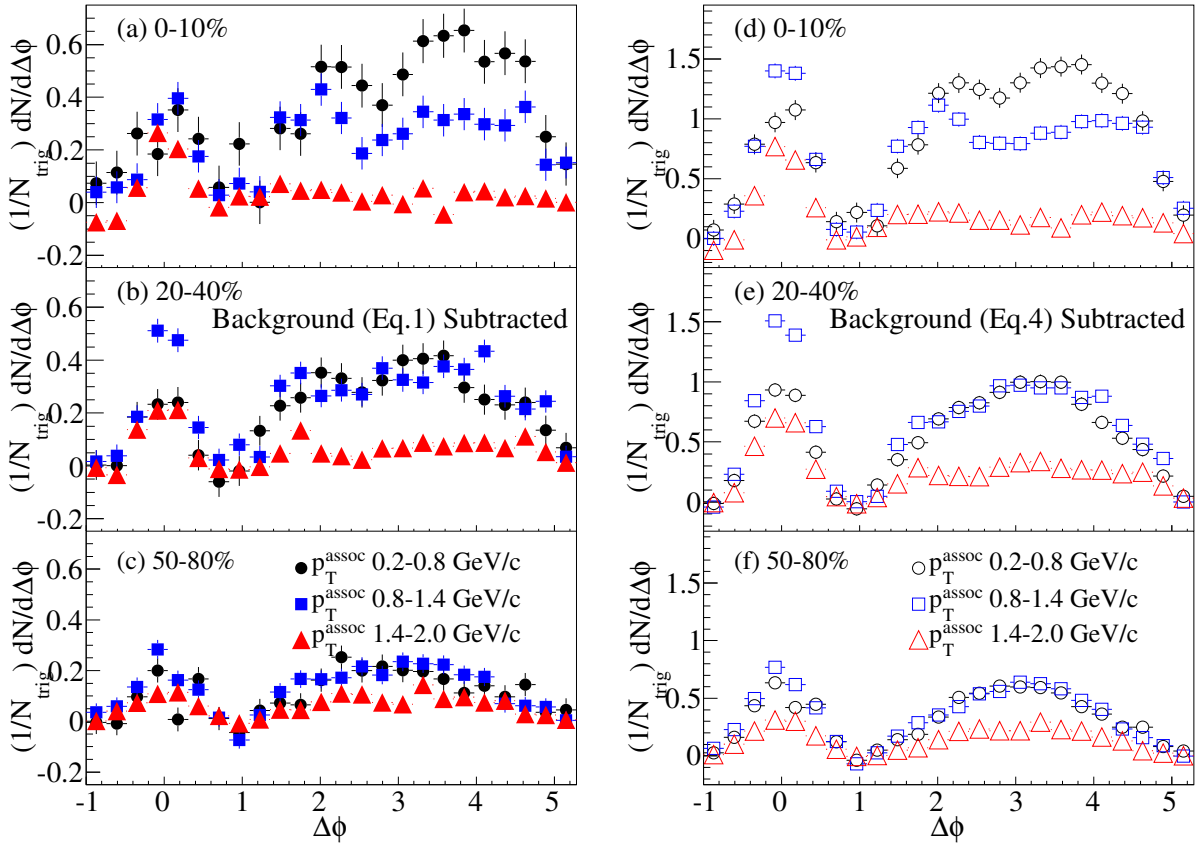


图 5-5: 对应图5-4中三个中心度碰撞和三个 p_T^{assoc} 区间扣除了背景后的关联函数。从上到下依次为: 中心度0-10%, 20-40%, 50-80%。

间, 使其变软。

5.4.2 0-10%中心碰撞中两粒子方位角关联对 p_T 的依赖性

0-10%是大概率产生QGP的中心度范围, 既然在上面一节的结果中我们看到了0-10%关联函数出现双峰结构, 那么为了进一步研究这样一个趋势, 我们将 p_T^{assoc} 的区间分的更细, 从0.2GeV/c到2.0GeV/c, 每0.2GeV/c一个图, 结果如图5-7。

我们在0-10%的图中看到了跟上一节类似的趋势: raw的关联函数和两个背景形状类似, 并且随着 p_T^{assoc} 增大形状从单峰结构变成双峰。我们使用类似上一节的方法, 将raw的关联函数扣去背景, 然后将各个 p_T^{assoc} 范围的关联函数信号放在一起比较, 观察它们的变化趋势, 如图5-8。

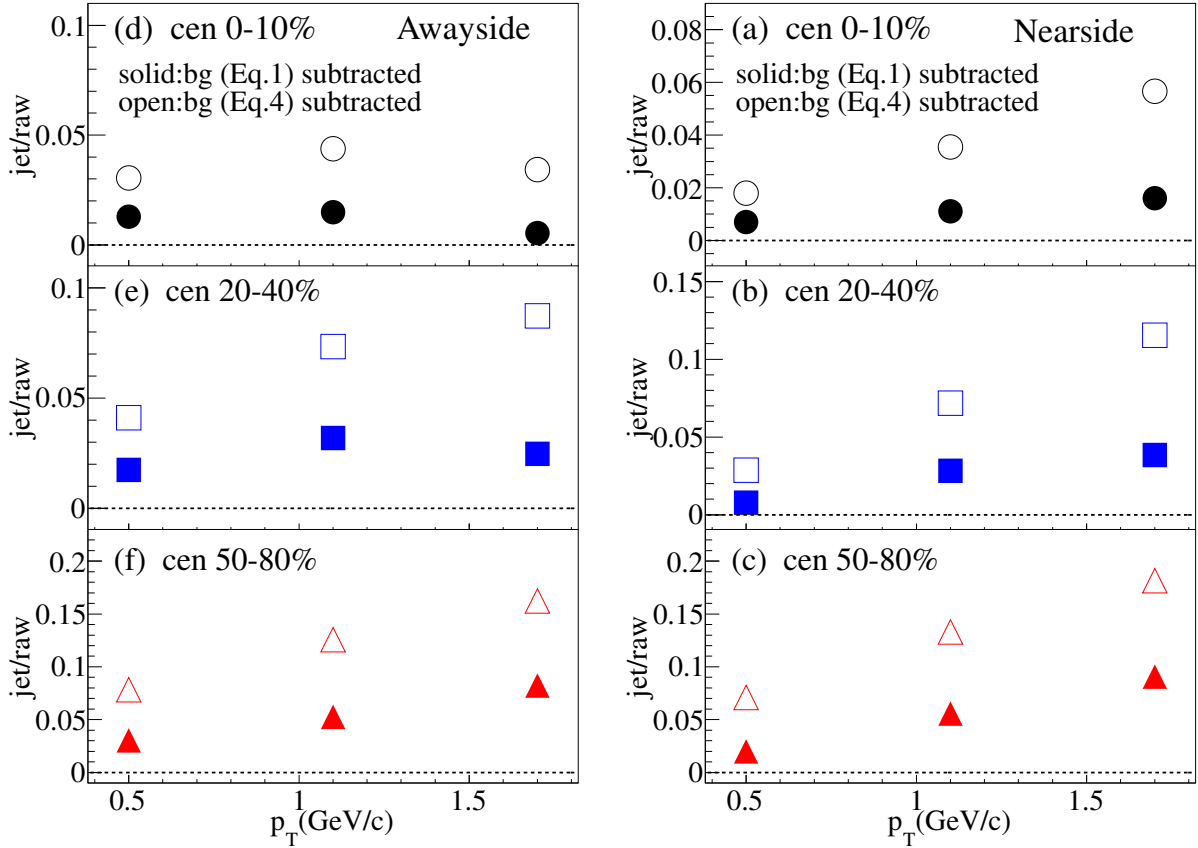


图 5-6: 用两种方法扣除背景得到的关联函数的jet/raw比例在三个中心度中的 p_T 依赖性。

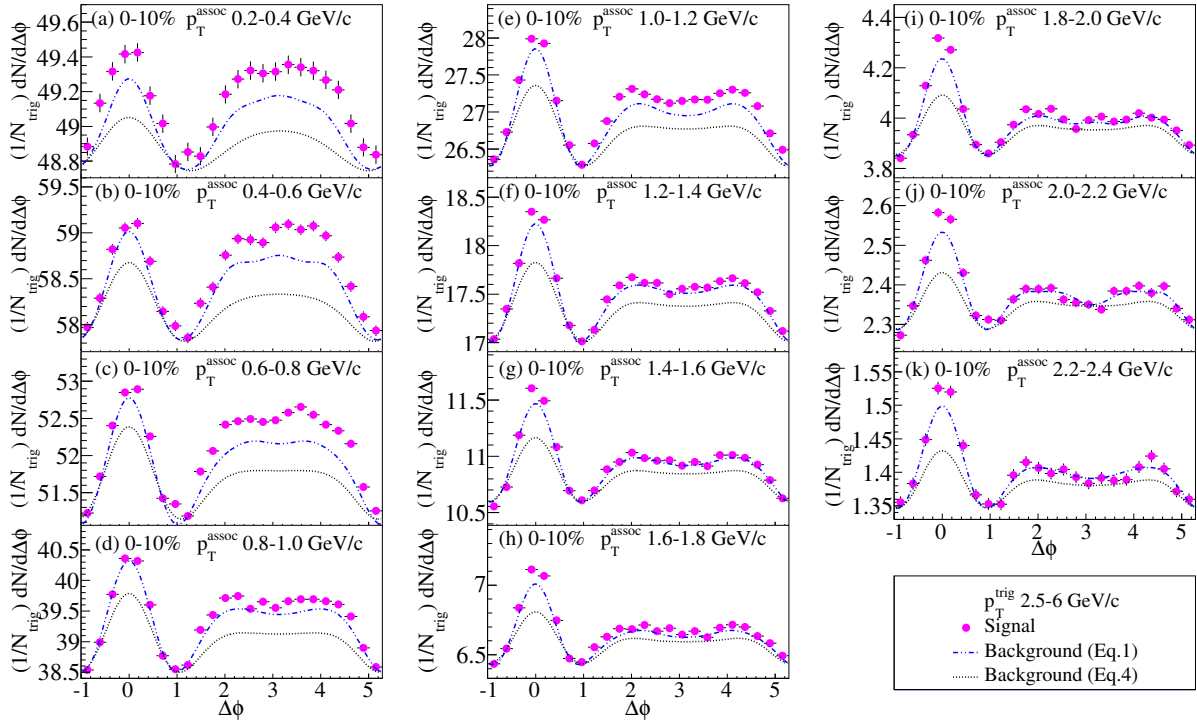


图 5-7: 在200GeV 0-10%碰撞中11个 p_T^{assoc} 区间计算的raw关联函数和两个方法计算出的背景。

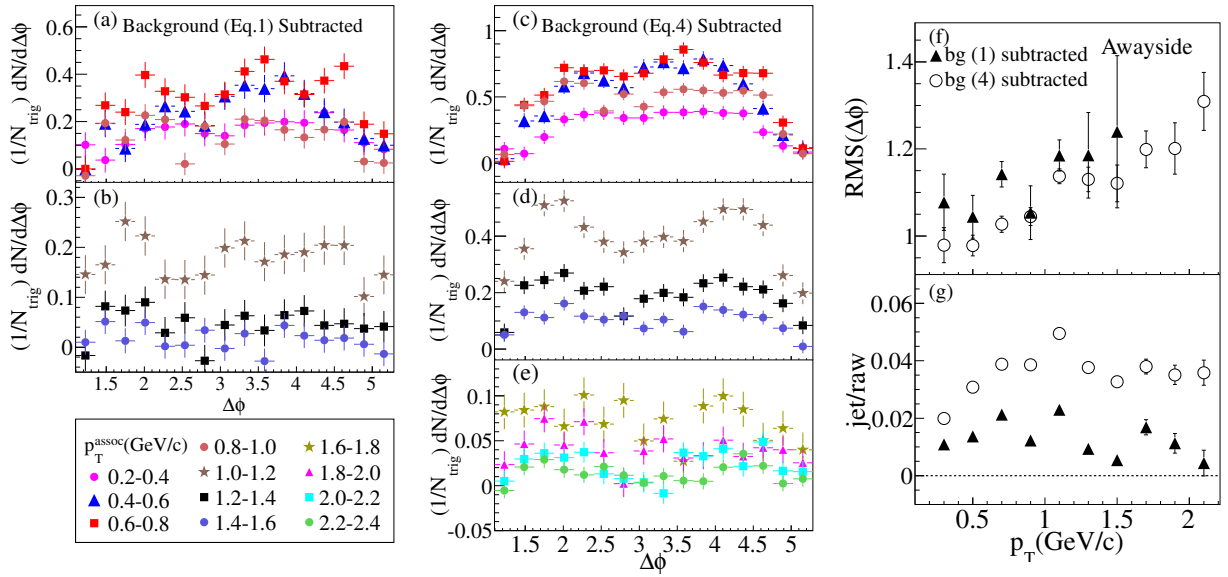


图 5-8: 左图:用第一种方法扣除背景后的关联函数随着 p_T^{assoc} 的变化; 中图:用第二种方法扣除背景后的关联函数随着 p_T^{assoc} 的变化。

考虑到扣除第一种背景后某些高 p_T^{assoc} 的信号统计误差会非常大, 我们只选取了7个区间; 扣除第二种背景后的信号区间是完整的。从这个图上我们可以看到无论扣除哪种背景, 关联函数信号的变化趋势都是从单峰到双峰。为了定量的说明这个, 我们计算了 $RMS(\Delta\phi)$ 随 p_T^{assoc} 变化的趋势图, 如图5-8 右图小图(f)所示。从RMS的变化趋势来看, alwayside关联函数形状的确是越来越宽。我们同时也画出了jet/raw的比例随 p_T^{assoc} 的变化, 从图上来看, 我们可以定出一个范围: 0-10%中心碰撞中, 非流在两粒子方位角关联中的所占比例不会超过5%。

5.4.3 $\langle v_1^{trig} \rangle$, $\langle v_1^{assoc} \rangle$ 和 $\langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$ 的比较

我们在表4-1至4-6中列出了 $\langle v_1^{trig} \rangle$, $\langle v_1^{assoc} \rangle$ 和 $\langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$ 的比较, 从表中的数字来看, 先关联再逐事件平均的确会带来额外的非流效应。

表 5-1: $\langle v_1^{trig} \rangle \langle v_1^{assoc} \rangle \langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$

p_T^{assoc} range	0-10%			20-40%			50-80%		
	$\langle v_1^{trig} \rangle$	$\langle v_1^{assoc} \rangle$	$\langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$	$\langle v_1^{trig} \rangle$	$\langle v_1^{assoc} \rangle$	$\langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$	$\langle v_1^{trig} \rangle$	$\langle v_1^{assoc} \rangle$	$\langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$
0.2-0.4 GeV/c	-0.025871	0.003891	-0.000697	-0.002960	0.001342	-0.000942	-0.005993	0.000993	-0.001940
0.4-0.6 GeV/c	-0.025871	0.004727	-0.001506	-0.002960	0.001394	-0.001624	-0.005993	0.000642	-0.002396
0.6-0.8 GeV/c	-0.025871	0.003769	-0.001587	-0.002960	0.001312	-0.001456	-0.005993	-0.000149	-0.002416
0.8-1.0 GeV/c	-0.025871	0.001927	-0.001085	-0.002960	0.000702	-0.001577	-0.005993	-0.000068	-0.002329
1.0-1.2 GeV/c	-0.025871	-0.000342	-0.000595	-0.002960	0.000570	-0.001468	-0.005993	0.000488	-0.003082
1.2-1.4 GeV/c	-0.025871	-0.001999	-0.000035	-0.002960	-0.000051	-0.000855	-0.005993	-0.001384	-0.003353
1.4-1.6 GeV/c	-0.025871	-0.004586	0.000807	-0.002960	-0.000390	-0.000036	-0.005993	-0.003510	-0.003151
1.6-1.8 GeV/c	-0.025871	-0.007725	0.001316	-0.002960	-0.001960	0.000864	-0.005993	0.002034	-0.003610
1.8-2.0 GeV/c	-0.025871	-0.010687	0.002172	-0.002960	-0.003233	0.001257	-0.005993	0.000679	-0.003284
2.0-2.2 GeV/c	-0.025871	-0.012145	0.003433	-0.002960	-0.002566	-0.001859	-0.005993	-0.002832	-0.003654
2.2-2.4 GeV/c	-0.025871	-0.016067	0.003415	-0.002960	-0.003811	0.002671	-0.005993	-0.005312	-0.004666

表 5-2: $\langle v_2^{trig} \rangle \langle v_2^{assoc} \rangle \langle v_2^{trig} v_2^{assoc} \rangle$

p_T^{assoc} range	0-10%			20-40%			50-80%		
	$\langle v_2^{trig} \rangle$	$\langle v_2^{assoc} \rangle$	$\langle v_2^{trig} v_2^{assoc} \rangle$	$\langle v_2^{trig} \rangle$	$\langle v_2^{assoc} \rangle$	$\langle v_2^{trig} v_2^{assoc} \rangle$	$\langle v_2^{trig} \rangle$	$\langle v_2^{assoc} \rangle$	$\langle v_2^{trig} v_2^{assoc} \rangle$
0.2-0.4 GeV/c	0.073775	0.016994	0.001957	0.188455	0.041964	0.009125	0.164376	0.052629	0.012003
0.4-0.6 GeV/c	0.073775	0.031763	0.003030	0.188455	0.070599	0.015442	0.164376	0.081647	0.018957
0.6-0.8 GeV/c	0.073775	0.044547	0.004151	0.188455	0.095192	0.021016	0.164376	0.103296	0.024413
0.8-1.0 GeV/c	0.073775	0.053954	0.004852	0.188455	0.114463	0.025449	0.164376	0.120846	0.028254
1.0-1.2 GeV/c	0.073775	0.060495	0.005207	0.188455	0.129821	0.029124	0.164376	0.133234	0.032168
1.2-1.4 GeV/c	0.073775	0.064775	0.006021	0.188455	0.141029	0.031751	0.164376	0.143701	0.035081
1.4-1.6 GeV/c	0.073775	0.067712	0.006900	0.188455	0.149935	0.034043	0.164376	0.151426	0.038436
1.6-1.8 GeV/c	0.073775	0.068329	0.007220	0.188455	0.156176	0.035729	0.164376	0.152973	0.038768
1.8-2.0 GeV/c	0.073775	0.068417	0.007574	0.188455	0.160479	0.037796	0.164376	0.155515	0.040527
2.0-2.2 GeV/c	0.073775	0.066030	0.007593	0.188455	0.163173	0.038348	0.164376	0.159956	0.043669
2.2-2.4 GeV/c	0.073775	0.064178	0.008366	0.188455	0.163583	0.038770	0.164376	0.160305	0.043453

表 5-3: $\langle v_3^{trig} \rangle \langle v_3^{assoc} \rangle \langle v_3^{trig} v_3^{assoc} \rangle$

p_T^{assoc} range	0-10%			20-40%			50-80%		
	$\langle v_3^{trig} \rangle$	$\langle v_3^{assoc} \rangle$	$\langle v_3^{trig} v_3^{assoc} \rangle$	$\langle v_3^{trig} \rangle$	$\langle v_3^{assoc} \rangle$	$\langle v_3^{trig} v_3^{assoc} \rangle$	$\langle v_3^{trig} \rangle$	$\langle v_3^{assoc} \rangle$	$\langle v_3^{trig} v_3^{assoc} \rangle$
0.2-0.4 GeV/c	0.100672	0.004909	0.001118	0.098937	0.010104	0.001703	0.057041	0.012910	0.002508
0.4-0.6 GeV/c	0.100672	0.015469	0.002593	0.098937	0.021127	0.003401	0.057041	0.019854	0.003226
0.6-0.8 GeV/c	0.100672	0.028102	0.004178	0.098937	0.032916	0.005453	0.057041	0.027854	0.004895
0.8-1.0 GeV/c	0.100672	0.040093	0.006086	0.098937	0.043845	0.007427	0.057041	0.033936	0.006076
1.0-1.2 GeV/c	0.100672	0.050931	0.007859	0.098937	0.053737	0.008962	0.057041	0.039496	0.006865
1.2-1.4 GeV/c	0.100672	0.059100	0.008760	0.098937	0.061137	0.010424	0.057041	0.045423	0.008008
1.4-1.6 GeV/c	0.100672	0.066054	0.009964	0.098937	0.068773	0.011919	0.057041	0.048002	0.008809
1.6-1.8 GeV/c	0.100672	0.071490	0.010496	0.098937	0.074461	0.013307	0.057041	0.051733	0.010559
1.8-2.0 GeV/c	0.100672	0.075416	0.011367	0.098937	0.077711	0.013558	0.057041	0.054062	0.010938
2.0-2.2 GeV/c	0.100672	0.076608	0.012745	0.098937	0.082178	0.014395	0.057041	0.058495	0.008238
2.2-2.4 GeV/c	0.100672	0.078378	0.013210	0.098937	0.085642	0.014619	0.057041	0.061674	0.014042

表 5-4: $\langle v_4^{trig} \rangle \langle v_4^{assoc} \rangle \langle v_4^{trig} v_4^{assoc} \rangle$

p_T^{assoc} range	0-10%			20-40%			50-80%		
	$\langle v_4^{trig} \rangle$	$\langle v_4^{assoc} \rangle$	$\langle v_4^{trig} v_4^{assoc} \rangle$	$\langle v_4^{trig} \rangle$	$\langle v_4^{assoc} \rangle$	$\langle v_4^{trig} v_4^{assoc} \rangle$	$\langle v_4^{trig} \rangle$	$\langle v_4^{assoc} \rangle$	$\langle v_4^{trig} v_4^{assoc} \rangle$
0.2-0.4 GeV/c	0.075574	0.000948	0.000221	0.030574	0.001625	0.000085	-0.003253	-0.001360	0.000677
0.4-0.6 GeV/c	0.075574	0.005678	0.000723	0.030574	0.004099	0.000683	-0.003253	-0.002469	0.000986
0.6-0.8 GeV/c	0.075574	0.012493	0.001632	0.030574	0.007566	0.001628	-0.003253	-0.002682	0.001783
0.8-1.0 GeV/c	0.075574	0.020305	0.002501	0.030574	0.011671	0.002133	-0.003253	-0.003266	0.002189
1.0-1.2 GeV/c	0.075574	0.028170	0.003525	0.030574	0.015414	0.003059	-0.003253	-0.002346	0.003384
1.2-1.4 GeV/c	0.075574	0.035320	0.004594	0.030574	0.018721	0.004194	-0.003253	-0.002007	0.002937
1.4-1.6 GeV/c	0.075574	0.042858	0.005170	0.030574	0.021235	0.004439	-0.003253	-0.002812	0.002656
1.6-1.8 GeV/c	0.075574	0.048819	0.005748	0.030574	0.025388	0.005695	-0.003253	-0.004228	0.001316
1.8-2.0 GeV/c	0.075574	0.053568	0.006991	0.030574	0.028373	0.006568	-0.003253	-0.005650	0.002296
2.0-2.2 GeV/c	0.075574	0.056891	0.006922	0.030574	0.029028	0.006538	-0.003253	-0.002869	0.005727
2.2-2.4 GeV/c	0.075574	0.058573	0.007499	0.030574	0.031020	0.005983	-0.003253	-0.000363	0.005555

表 5-5: $\langle v_5^{trig} \rangle \langle v_5^{assoc} \rangle \langle v_5^{trig} v_5^{assoc} \rangle$

p_T^{assoc} range	0-10%			20-40%			50-80%		
	$\langle v_5^{trig} \rangle$	$\langle v_5^{assoc} \rangle$	$\langle v_5^{trig} v_5^{assoc} \rangle$	$\langle v_5^{trig} \rangle$	$\langle v_5^{assoc} \rangle$	$\langle v_5^{trig} v_5^{assoc} \rangle$	$\langle v_5^{trig} \rangle$	$\langle v_5^{assoc} \rangle$	$\langle v_5^{trig} v_5^{assoc} \rangle$
0.2-0.4 GeV/c	0.035613	0.000163	0.000072	-0.004876	-0.000210	0.000189	-0.006631	-0.001752	-0.000043
0.4-0.6 GeV/c	0.035613	0.001217	0.000029	-0.004876	-0.000709	0.000279	-0.006631	-0.003521	-0.000147
0.6-0.8 GeV/c	0.035613	0.003841	0.000401	-0.004876	-0.000459	0.000549	-0.006631	-0.004073	0.000861
0.8-1.0 GeV/c	0.035613	0.006993	0.000565	-0.004876	-0.000890	0.000854	-0.006631	-0.004225	0.000594
1.0-1.2 GeV/c	0.035613	0.010640	0.001154	-0.004876	-0.000437	0.000669	-0.006631	-0.005513	-0.000439
1.2-1.4 GeV/c	0.035613	0.014408	0.001556	-0.004876	-0.000367	0.000239	-0.006631	-0.005430	0.001545
1.4-1.6 GeV/c	0.035613	0.018030	0.001783	-0.004876	0.000923	0.000809	-0.006631	-0.006749	0.001939
1.6-1.8 GeV/c	0.035613	0.020953	0.002676	-0.004876	0.002621	0.001746	-0.006631	-0.007577	0.002326
1.8-2.0 GeV/c	0.035613	0.023771	0.002333	-0.004876	0.001566	0.001071	-0.006631	-0.005370	0.001255
2.0-2.2 GeV/c	0.035613	0.027007	0.003120	-0.004876	0.001490	0.002077	-0.006631	-0.011794	0.001494
2.2-2.4 GeV/c	0.035613	0.030243	0.002670	-0.004876	0.003509	0.002326	-0.006631	-0.011982	0.001287

表 5-6: $\langle v_6^{trig} \rangle \langle v_6^{assoc} \rangle \langle v_6^{trig} v_6^{assoc} \rangle$

p_T^{assoc} range	0-10%			20-40%			50-80%		
	$\langle v_6^{trig} \rangle$	$\langle v_6^{assoc} \rangle$	$\langle v_6^{trig} v_6^{assoc} \rangle$	$\langle v_6^{trig} \rangle$	$\langle v_6^{assoc} \rangle$	$\langle v_6^{trig} v_6^{assoc} \rangle$	$\langle v_6^{trig} \rangle$	$\langle v_6^{assoc} \rangle$	$\langle v_6^{trig} v_6^{assoc} \rangle$
0.2-0.4 GeV/c	0.014519	-0.000231	0.000120	-0.013741	0.000010	-0.000044	-0.001509	0.000120	-0.000396
0.4-0.6 GeV/c	0.014519	0.000030	0.000215	-0.013741	-0.000491	-0.000084	-0.001509	-0.001390	-0.000110
0.6-0.8 GeV/c	0.014519	0.000156	-0.000083	-0.013741	-0.001263	-0.000056	-0.001509	-0.001474	-0.000271
0.8-1.0 GeV/c	0.014519	0.001058	0.000036	-0.013741	-0.002195	0.000216	-0.001509	0.000550	0.000498
1.0-1.2 GeV/c	0.014519	0.002324	0.000420	-0.013741	-0.002858	0.000355	-0.001509	-0.000728	0.000465
1.2-1.4 GeV/c	0.014519	0.003721	0.000349	-0.013741	-0.003420	0.000420	-0.001509	-0.002572	-0.000688
1.4-1.6 GeV/c	0.014519	0.004106	0.000447	-0.013741	-0.003858	0.000966	-0.001509	-0.002692	0.000093
1.6-1.8 GeV/c	0.014519	0.006095	0.000886	-0.013741	-0.005499	0.000622	-0.001509	-0.002420	0.002307
1.8-2.0 GeV/c	0.014519	0.007962	0.001136	-0.013741	-0.004095	0.000763	-0.001509	-0.002748	0.001520
2.0-2.2 GeV/c	0.014519	0.007611	-0.000213	-0.013741	-0.001545	0.000804	-0.001509	0.002193	-0.000750
2.2-2.4 GeV/c	0.014519	0.008142	0.000370	-0.013741	-0.001668	0.000705	-0.001509	0.003055	0.000971

5.5 总结

总结来说, 我们利用AMPT模型计算了在三个中心度(0-10%, 20-40%, 50-80%)下的两粒子方位角关联函数对 p_T^{assoc} 的依赖性, 由于存在两种背景计算方式, 我们在本工作中同时采用了两种方法。尽管两个背景幅度有稍许差异, 但是定性来说物理结果是一致的。从结果来看, 关联函数的形状变化有着这样一种趋势: 碰撞越中心, 分布越宽, 到高 p_T^{assoc} 的范围, 甚至出现了双峰结构。这个现象和喷注淬火的图像是一致的。我们随后又在很细的 p_T^{assoc} 区间研究了在0-10%中心度下两粒子方位角关联函数对 p_T^{assoc} 的依赖性。从结果来看, 关联函数的形状随着 p_T^{assoc} 变宽。我们计算了非流在两粒子方位角关联函数中的贡献比例, 发现其比例不超过5%。从这个结果来看, 如果要很好的了解清楚喷注-介质相互作用, 必须要对集体流引起的关联有比较精确的研究。并且, 从以上结论来看, 了解喷注-介质相互作用对了解喷注在QGP演化中的能损机制很有帮助。

第六章 总结和展望

6.1 总结

在本论文里, 我们分析了2010年和2011年相对论重离子对撞机RHIC上的STAR探测器采集的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 200\text{GeV}$ Au+Au碰撞事例。我们利用时间投影室(TPC)对 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的两体衰变产物 ${}^3\text{He}$ 和 π 中的电离能损(dE/dx)进行测量, 并通过重建的粒子三维径迹计算出粒子动量。之后利用参量

$$Z = \ln(dE/dx^{\text{data}}) - \ln(dE/dx^{\text{Bichsel}})$$

来筛选 ${}^3\text{He}$, 用 n_{σ} 来筛选 π 。我们使用STAR上通用的次级粒子衰变顶点重建方法, 首先对衰变产物进行选择配对, 之后使用一些拓扑上的筛选条件之后计算出配对的不变质量谱, 从而观测 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的信号。我们再将通过将某一个衰变产物的径迹旋转180度来重构背景, 为了增加背景的统计, 我们在某些样本的分析中额外旋转了多个角度来得到一个更好的组合背景。

我们首先将所有样本合并得到了一个 9.6σ 的 ${}^3_{\Lambda}\text{H} + {}^3_{\bar{\Lambda}}\bar{\text{H}}$ 的信号(信号统计个数为600)。之后在每个能量的碰撞样本里单独重构 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 信号, 进行了效率修正后, 我们得到了奇异性丰度因子 S_3 的能量依赖性, 并将结果与模型结果进行了比较。由于统计不足, 暂时无法得到很强的物理结论。通过对数据点进行拟合, 我们可以给出一个量化的描述: S_3 随着能量有变

大的趋势, 置信区间为 1.7σ 。

通过分析 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 在不同样本里的效率, 我们确定可以合并一部分样本来增加统计。我们将信号在4个不同的 $1/(\beta\gamma)$ 区间重构出来, 再利用辐射衰变公式拟合, 从而得到了寿命的初步结果。再经过系统误差分析之后, 本工作得到的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命的最终结果为: $\tau = 123^{+26}_{-22}(\text{stat}) \pm 10(\text{sys})\text{ps}$ 。我们将我们的结果跟之前别的实验测量结果和理论计算结果进行了比较。我们跟理论计算结果有比较大的差距, 但是跟之前误差最小的一个实验组的结果一致。这个测量结果对以往我们对 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的理解提出了挑战。以往我们认为超氦核的构成大致类似于一个氦核外面弱束缚着一个 Λ , 这样的话超氦核的寿命应该和 Λ 接近, 即使考虑到 Λ 与核子的相互作用, 也不会有太大修正, 如图中Dalitz 1966年的计算结果。但是, 如果不是这样一个组成图像呢? 已经有研究工作表明可能存在 ΛN 的束缚态, 如果真的存在, 那么意味着 Λ 可能跟核子有着比较强的相互作用, 这对于我们理解 YN 相互作用会有很大的启发。我们还需要后续的物理工作包括理论和实验的结果来在这个问题上进一步作讨论。

此外, 我们利用多相输运模型(AMPT)研究了200GeV Au+Au碰撞事件中的双强子方位角关联函数。我们计算了在三个中心度(0-10%, 20-40%, 50-80%)下的两粒子方位角关联函数对 p_T^{assoc} 的依赖性, 我们在本工作中同时采用了两种方法。尽管两个背景幅度有稍许差异, 但是定性来说物理结果是一致的。从结果来看, 关联函数的形状变化有着这样一种趋势: 碰撞越中心, 分布越宽, 到高 p_T^{assoc} 的范围, 甚至出现了双峰结构。这个现象和喷注淬火的图像是一致的。我们随后又在很细的 p_T^{assoc} 区间研究了在0-10%中心度下两粒子方位角关联函数对 p_T^{assoc} 的依赖性。从结果来看, 关联函数的形状随着 p_T^{assoc} 变宽。我们计算了非流在两粒子方位角关联函数中的贡献比例, 发现其比例不超过5%。从这个结果来看, 如果要很好的了解清楚喷注-介质相互作用, 必须要对集体流引起的关联有比较精确的研究。并且, 从以上结论来看, 了解喷注-介质相互作用对了解jet在QGP演化中的能损机制很有帮助。

6.2 展望

STAR上 ${}^3_{\Lambda}$ H的研究 由于在RHIC上 ${}^3_{\Lambda}$ H的信号获取很大程度上依赖于STAR对次级衰变顶点的重建质量, 因此 ${}^3_{\Lambda}$ H的研究对探测器质量有很大依赖性。STAR未来十年有很大的升级, 从探测器来说, HFT, inner TPC的升级对重建 ${}^3_{\Lambda}$ H的径迹有巨大提升。次级衰变顶点的更好的重建对于确定 ${}^3_{\Lambda}$ H的衰变长度有很大帮助, 有助于更好地测量 ${}^3_{\Lambda}$ H的寿命。重建效率的提升意味着有可能可以对 ${}^3_{\Lambda}$ H的更多性质比如 p_T 谱, 椭圆流等开展研究。

此外, 未来BES-II的运行对于研究 ${}^3_{\Lambda}$ H性质的能量依赖性可以提供更多的能量点数据, 可以在类似奇异性丰度系数上增加统计和数据点, 有助于我们更多的了解QGP的性质。

双奇异性超核 当单奇异性的超核被发现之后, 我们自然会思考是否会出现双奇异性的超核, 即两个核子被超核所代替。双奇异性超核对于我们理解Y-Y相互作用是很重要的, 对于我们进一步对重子-重子相互作用的理解很有帮助。现在STAR所积攒的数据比较少, 但是随着探测器升级和数据的增多, 相信到时候可能会有条件开展对双奇异性超核的寻找和研究。

H双重子粒子(H-dibaryon) 寻找双重子系统(dibaryon)是了解强相互作用进而了解QCD理论的非常重要的一个课题。在非奇异粒子中, 只有一个双重子存在, 那就是氘核d(p+n系统), 在实验上对氘核的了解已经比较多了。但是, 在奇异粒子的范围, 到现在为止还不清楚是否存在束缚的双重子或者双重子共振态。在其余的各种假说中, 味单态(uuddss)也被称为H双重子, 被认为是最有可能存在的粒子[217]。H双重子的存在也会帮助理解奇异物质和奇异的超核[218]。从观测到的双 Λ 粒子 ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$ [219]的性质中, 已经排除了强束缚的H粒子($B_H > 7MeV$)的存在, 不过, 依然有可能存在一个较浅的束缚态或者共振态[220]。对于H双重子粒子的实验研究依然要取决于对粒子的鉴别能力和衰变顶点的重建效率, 相信在STAR探测器升级之后有可能会有更多关于H双重子粒子积极的物理结果。

参考文献

- [1] J. M. Lattimer and M. Prakash, *Science* **304**, 536 (2004).
- [2] S. Zhang, J. H. Chen, H. Crawford, D. Keane, Y. G. Ma, and Z. B. Xu, *Phys. Lett. B* **684**, 224 (2010).
- [3] J. Steinheimer et al., *Phys. Lett. B* **714**, 85 (2012).
- [4] B. I. Abelev et al., *Science* **328**, 58 (2010).
- [5] B. Bjorken and S. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 255 (1964).
- [6] B. Bjorken and S. Glashow, *Prog. Th. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [7] H. Harari, *Phys. Lett. B* **57B**, 265 (1975).
- [8] E. D. Bloom, *Phys. Rev. Lett* **23**, 930 (1969).
- [9] M. Breidenbach, *Phys. Rev. Lett* **23**, 935 (1969).
- [10] S. W. Herb, *Phys. Rev. Lett* **39**, 252 (1977).
- [11] F. Abe, *Phys. Rev. Lett* **74**, 2626 (1995).
- [12] S. L. Glashow, *Nucl. Phys* **22**, 579 (1961).

-
- [13] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett **13**, 508 (1964).
- [14] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett **19**, 1264 (1967).
- [15] CERN press release (2012), URL <http://press-archived.web.cern.ch/press-archived/PressReleases/Releases2012/PR17.12E.html>.
- [16] J. Beringer, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [17] T. van Ritbergen, J. Vermaseren, and S. Larin, Phys. Lett. B **400**, 379 (1997).
- [18] S. Bethke, Eur. Phys. J **C64**, 089 (2009).
- [19] G. S. et al., Rev. Mod. Phys **67**, 157 (1995).
- [20] P. Petreczky, Nucl. Phys. B **140**, 78 (2004).
- [21] J. B. Kogout, Rev. Mod. Phys. **55**, 775 (1983).
- [22] S. D. et al., Science **322**, 1224 (2008).
- [23] C. T. H. Davies, Phys. Rev. **D78**, 114 (2008).
- [24] Z. Fodor and S. D. Katz, Phys. Lett. **B534**, 87 (2002).
- [25] E. V. Shuryak, Phys. Rept. **61**, 71 (1908).
- [26] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz, Phys. Rev. D **64**, 094015 (2001).
- [27] F. Karsch, D. Kharzeev, and H. Satz., Phys. Lett. B **637**, 75 (2006).
- [28] P. Braun-Munzinger and J. Stachel., Nature **448**, 302 (2007).
- [29] *From Big Bang to Little Bang* (Cambridge University Press, 2006).
- [30] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199 (2002).

-
- [31] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Phys. Lett. B **478**, 447 (2000).
- [32] P. Braun-Munzinger, Nucl. Phys. A **681**, 119c (2001).
- [33] Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo, Phys. Lett. **B568**, 73 (2003).
- [34] Z. Fodor and S. D. Katz, Journ. High Energy Phys. **04**, 50 (2004).
- [35] R. V. Gavai and S. Gupta, Phys. Rev **D71**, 114014 (2005).
- [36] M. M. Aggarwal et al. (2010), [arXiv:1007.2613\[nucl-ex\]](#).
- [37] M. L. Miller et al., Annual Review of Nuclear and Particle Science **57**, 205 (2007).
- [38] T. Matsui, Nucl. Phys. A **461**, 27 (1987).
- [39] L. McLerran (2002), [arXiv:hep-ph/0104285v2](#).
- [40] K. Geiger and B. Müller, Nucl. Phys. A **544**, 467 (1992).
- [41] X. N. Wang, Phys. Rep **280**, 287 (1997).
- [42] P. F. Kolb and U. Heinz (2003), [arXiv:nucl-th/0305084](#).
- [43] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C **48**, 2462 (1993).
- [44] P. B. Munzinger, I. Heppe, and J. Stachel, Physics Letters B **465**, 15 (1999).
- [45] S. Wheaton (2004), [arXiv:hep-ph/0407174v1](#).
- [46] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).
- [47] J. A. et al., Nucl. Phys. **A757**, 102 (2005).
- [48] K. Adcox et al., Nucl. Phys. **A757**, 184 (2005).
- [49] D. Kharzeev and E. Levin, Phys. Lett. B **523**, 79 (2001).

-
- [50] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 112301 (2004).
- [51] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. Wessels, and N. Xu, Phys. Lett. B **344**, 43 (1995).
- [52] J. Cleymans, D. Elliott, H. Satz, and R. L. Thews, Z Phys. **74**, 319 (1997).
- [53] W. Broniowski, W. Florkowski, and M. Michalec, Acta Phys. Pol. B **33**, 761 (2002).
- [54] Z. Tang, L. Yi, L. Ruan, M. Shao, C. Li, H. Chen, B. Mohanty, and Z. Xu, Chin. Phys. Lett. **30**, 31201 (2013).
- [55] B. De, S. Bhattacharyya, G. Sau, and S. Biswas, Int. J Mod. Phys. E **16**, 1687 (2007).
- [56] G. Wilk and Z. Wlodarczyk, Eur. Phys. J **A40**, 299 (2009).
- [57] Z. Tang et al., Phys. Rev. C **79**, 051901 (2009).
- [58] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [59] C. Blume (2006), [arXiv:nuc1-ex/0609022v1](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0609022v1).
- [60] S. A. Voloshin and A. M. Poskanzer, Phys. Lett. B **474**, 27 (2000).
- [61] J. Adams et al., Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005).
- [62] P. Huovinen et al., Phys. Lett. B **503**, 58 (2001).
- [63] D. Molnar and S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett **91**, 092301 (2003).
- [64] X. N. Wang, Nucl. Rev. A **715**, 775 (2003).
- [65] B. I. Abelev et al., Phys. Lett. B **673**, 183 (2009).
- [66] R. A. Donald et al., Phys. Lett. B **61**, 88 (1976).
- [67] V. Blobel et al., Phys. Lett. B **59**, 88 (1975).

-
- [68] A. Sibirtsev, J. Haidenbauer, and U.-G. Meissner, *Eur. Phys. J. A* **27**, 263 (2006).
- [69] C. W. Akerlof et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 861 (1977).
- [70] C. Daum et al., *Phys. Lett. B* **98**, 313 (1981).
- [71] H. J. Lipkin, *Phys. Lett. B* **60**, 371 (1976).
- [72] J. Ellis et al., *Phys. Lett. B* **353**, 319 (1995).
- [73] M. Hartmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 242301 (2006).
- [74] M. Abdel-Bary et al., *Phys. Lett. B* **647**, 351 (2007).
- [75] J. Adams et al., *Phys. Lett. B* **612**, 181 (2005).
- [76] B. I. Abelev et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 112301 (2007).
- [77] E. Sangaline (for the STAR Collaboration), Quark Matter 2012 Oral Presentation (2012).
- [78] S. Shi (for the STAR Collaboration), Quark Matter 2012, Oral Presentation (2012).
- [79] M. Pospelov and A. Ritz, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2526 (1999).
- [80] C. A. Baker et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 131801 (2006).
- [81] T. D. Lee, *Phys. Rev. D* **8**, 1226 (1973).
- [82] T. D. Lee and G. C. Wick, *Phys. Rev. D* **9**, 2291 (1974).
- [83] P. D. Morley and I. A. Schmidt, *Z. Phys. C* **26**, 627 (1985).
- [84] D. Kharzeev, R. D. Pisarski, and M. H. G. Tytgat, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 512 (1998).
- [85] D. Kharzeev and R. D. Pisarski, *Phys. Rev. D* **61**, 111901(R) (2000).

-
- [86] D. Kharzeev, Phys. Lett. B **633**, 260 (2006).
- [87] D. Kharzeev and A. Zhitnitsky, Nucl. Phys. A **797**, 67 (2007).
- [88] D. E. Kharzeev, L. McLerran, and H. J. Warringa, Nucl. Phys. A **803**, 227 (2008).
- [89] K. Fukushima, D. E. Kharzeev, and H. J. Warringa, Phys. Rev. D **78**, 074033 (2008).
- [90] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **81**, 054908 (2010).
- [91] G. Wang (for the STAR Collaboration), Quark Matter 2012 Oral Presentation (2012).
- [92] V. Koch, A. Majumder, and J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **95**, 182301 (2005).
- [93] M. Asakawa, U. Heinz, and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **85**, 2072 (2000).
- [94] M. A. Stephanov, K. Rajagopal, and E. Shuryak, Phys. Rev. D **60**, 114028 (1999).
- [95] B. Verdnikov and K. Rajagopal, Phys. Rev. D **61**, 105017 (2000).
- [96] M. A. Stephanov, Phys. Rev. Lett. **102**, 032301 (2009).
- [97] C. Athanasiou, Phys. Rev. D **82**, 074008 (2010).
- [98] R. V. Gavai and S. Gupta, Phys. Lett. B **696**, 459 (2011).
- [99] M. Cheng et al., Phys. Rev. D **79**, 074505 (2009).
- [100] F. Karsch and K. Redlich, Phys. Lett. B **695**, 136 (2011).
- [101] X. Luo (for the STAR Collaboration), Quark Matter 2012, Oral Presentation (2012).
- [102] L. Chen (for the STAR Collaboration), Quark Matter 2012, Oral Presentation (2012).
- [103] Y. V. Kovchegov, Nucl. Phys. A **854**, 3 (2011).
- [104] J. L. Albacete, A. Dumitru, and y. Nara, J. Phys. Conf. Ser. **316**, 012011 (2011).

-
- [105] B. Müller, J. Schukraft, and B. Wyslouch (2012), [arXiv:1202.3233](#)[hep-ex].
- [106] P. Huovinen, P. Kolb, U. W. Heinz, P. Ruuskanen, and S. Voloshin, *Phys. Lett. B* **503**, 58 (2001).
- [107] C. Shen, U. Heinz, P. Huovinen, and H. Song, *Phys. Rev. C* **84**, 044903 (2011).
- [108] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. Heinz, *Phys. Rev. C* **62**, 054909 (2000).
- [109] A. Muronga, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 062302 (2002).
- [110] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. Heinz, and H. Heiselberg, *Phys. Lett. B* **500**, 232 (2001).
- [111] A. Chodos et al., *Phys. Rev. D* **9**, 3471 (1974).
- [112] J. Engels, F. Karsch, H. Satz, and I. Montvay, *Nucl. Phys. B* **205**, 545 (1982).
- [113] K. S. Lee, M. Rhoades-Brown, and U. Heinz, *Phys. Rev. C* **37**, 1452 (1988).
- [114] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. Heinz, *Phys. Lett. B* **459**, 667 (1999).
- [115] H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rept.* **137**, 277 (1986).
- [116] K. Geiger, *Comput. Phys. Commun.* **104**, 70 (1997).
- [117] S. A. Bass, B. Müller, and D. K. Srivastava, *Phys. Lett. B* **551**, 277 (2003).
- [118] D. Molnar and M. Gyulassy, *Phys. Rev. C* **62**, 054907 (2000).
- [119] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li, and Z. W. Lin, *Phys. Rev. C* **61**, 067901 (2000).
- [120] B. B. Back et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3100 (2000).
- [121] B. B. Back et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 022302 (2002).
- [122] K. Adcox et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3500 (2001).

-
- [123] B. B. Back et al., Phys. Rev. C **65**, 031901 (2002).
- [124] F. Becattini (2009), [arXiv:0901.3643\[hep-ph\]](#).
- [125] S. Wheaton and J. Cleymans, Comput. Phys. Commun. **180**, 84 (2009).
- [126] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel (2003), [arXiv:nucl-th/0304013](#).
- [127] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang, and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [128] X. N. Wang, Phys. Rev. D **43**, 104 (1991).
- [129] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [130] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **45**, 844 (1992).
- [131] M. Gyulassy and X. N. Wang, Phys. Commun. **83**, 307 (1994).
- [132] B. Anderson, G. Gustafson, and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [133] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [134] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun **82**, 74 (1994).
- [135] B. Zhang, Comput. Phys. Commun **109**, 193 (1998).
- [136] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995).
- [137] B. A. Li, T. Sustich, B. Zhang, and C. M. Ko, Int. J. Mod. Phys. E **10**, 267 (2001).
- [138] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 624 (2003).
- [139] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Methods Phys Res. A **499**, 659 (2003).
- [140] F. Bergsma et al., Nucl. Instrum. Methods Phys Res. A **499**, 633 (2003).
- [141] S. Eidelman et al., Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).

-
- [142] H. Bichsel, Nucl. Instrum. Methods Phys Res. A **562**, 154 (2006).
- [143] B. Bonner et al., Nucl. Instrum. Methods Phys Res. A **508**, 181 (2003).
- [144] H. F. Chen et al., High Energy Physics And Nuclear Physics **26**, 201 (2002).
- [145] M. C. S. Williams et al., Nucl. Instrum. Methods Phys Res. A **434**, 362 (1999).
- [146] B. Bonner et al., Nucl. Instrum. Meth. **A508**, 181 (2003).
- [147] M. C. S. Williams, Nucl. Phys. A **698**, 464 (2002).
- [148] H. Agakishiev et al., Nature **473**, 353 (2011).
- [149] J. Adams et al., Physics Letters B **616**, 8 (2005).
- [150] M. Shao et al., Nucl. Instrum. Methods Phys Res. A **558**, 419 (2006).
- [151] P. Fachini et al. (The STAR TOF Collaboration) (2004).
- [152] 马余刚, 2012科学发展报告 (中国科学院, 2012).
- [153] Y. G. Ma, J. H. Chen, and L. Xue, Front. Phys. **7**, 637 (2012).
- [154] L. Xue, J. Phys. G **38**, 124072 (2011).
- [155] Y. G. Ma, J. H. Chen, L. Xue, A. H. Tang, and Z. B. Xu, Nucl. Phys. News **23**, 10 (2013).
- [156] Y. G. Ma, J. Phys: Conf. Ser. **420**, 012036 (2013).
- [157] N. Xu (2012), URL http://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/nxu_STAR_Junior_5Aug2012.pdf.
- [158] D. de Florian, G. A. Navarro, and R. Sassot, Phys. Rev. D **71**, 094018 (2013).

-
- [159] P. M. Nadolsky and C. P. Yuan, Nucl. Phys. B **666**, 3 (2003).
- [160] L. J. Ruan et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 095001 (2009).
- [161] Y. J. Sun et al., Nucl. Instrum. Meth. A **593**, 307 (2008).
- [162] A. Shabetai, Eur. Phys. J. C **49**, 175 (2007).
- [163] CERN (2008), URL <http://public.web.cern.ch/public/en/Science/Superforce-en.html>.
- [164] ATLAS Collaboration (2008), URL <http://cdsweb.cern.ch/record/290968>.
- [165] CMS Collaboration (2008), URL <http://cdsweb.cern.ch/record/290969>.
- [166] LHb Collaboration (2008), URL <http://cdsweb.cern.ch/record/622031>.
- [167] TOTEM Collaboration (2008), URL <http://cdsweb.cern.ch/record/385483>.
- [168] ALICE Collaboration (2008), URL <http://cdsweb.cern.ch/record/290968>.
- [169] B. Holzenkamp, K. Holinde, and J. Speth, Nucl. Phys. A **500**, 485 (1989).
- [170] A. Reuber, K. Holinde, and J. Speth, Nucl. Phys. A **570**, 543 (1994).
- [171] M. Nagels, T. Rijken, and J. de Swart, Phys. Rev. D **20**, 1633 (1979).
- [172] P. Maessen, T. Rijken, and J. de Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).
- [173] T. A. Rijken and V. G. J. Stoks, Phys. Rev. C **54**, 2851 (1996).
- [174] T. A. Rijken, V. G. J. Stoks, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59**, 21 (1999).
- [175] V. G. J. Stoks and T. Rijken, Phys. Rev. C **59**, 3009 (1999).
- [176] T. A. Rijken, Nucl. Phys. A **691**, 322 (2001).

-
- [177] Y. Fujiwarai, C. Nakamoto, and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **54**, 2180 (1996).
- [178] W. M. Alberico and G. Garbarino, Physics Reports **369**, 1 (2002).
- [179] Q. N. Usmani and A. R. Bodmer, Nucl. Phys. A **639**, 147c (1998).
- [180] Q. N. Usmani and A. R. Bodmer, Phys. Rev. C **60**, 055215 (1988).
- [181] A. Bodmer and Q. Usmani, Nucl. Phys. A **477**, 621 (1988).
- [182] M. Shoeb, N. Neelofer, Q. Usmani, and M. R. Khan, Phys. Rev. C **59**, 2807 (1999).
- [183] Y. Akaishi et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3539 (2000).
- [184] J. Nieves and E. Oset, Phys. Rev. C **47**, 1478 (1993).
- [185] T. Motoba and K. Itonaga, Prog. Theor. Phys. Suppl. **117**, 477 (1994).
- [186] V. L. Telegdi, Sci. Am. **206**, 50 (1962).
- [187] B. Povh, Rep. Prog. Phys. **39**, 823 (1976).
- [188] J. J. Szymanski, Phys. Rev. C **43**, 849 (1991).
- [189] J. Cohen, Prog. Part. Nucl. Phys. **25**, 139 (1990).
- [190] A. Montwill, Nucl. Phys. A **234**, 413 (1974).
- [191] M. May et al., Phys. Rev. Lett. **47**, 1106 (1981).
- [192] M. May et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 2085 (1983).
- [193] C. Milner et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 1237 (1985).
- [194] R. Grace et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 1055 (1985).
- [195] V. J. Zeps, Nucl. Phys. A **639**, 261c (1998).

-
- [196] J. P. Bocquet et al., Phys. Lett. B **182**, 146 (1986).
- [197] J. P. Bocquet et al., Phys. Lett. B **192**, 312 (1987).
- [198] T. A. Armstrong et al., Phys. Rev. C **47**, 1957 (1993).
- [199] B. Kamys et al., Eur. Phys. J. A **11**, 1 (2001).
- [200] P. Kulesa et al., Acta Phys. Polon B **33**, 603 (2002).
- [201] J. H. Chen for STAR collaboration., Nucl. Phys. A **835**, 117 (2010).
- [202] 马余刚, 陈金辉, 中国基础科学 **2** 20 (2011).
- [203] G. Bohm et al., Nucl. Phys. B **16**, 46 (1970).
- [204] A. Majumder and B. Müller, Phys. Rev. C **74**, 054901 (2006).
- [205] V. D. Toneev, N. S. Amelin, K. K. Gudima, and S. Y. Sivoklov, Nucl. Phys. A **519**, 463C (1990).
- [206] V. D. Toneev, N. S. Amelin, K. K. Gudima, and S. Y. Sivoklov, Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 172 (1990).
- [207] H. Petersen, J. Steinheimer, G. Burau, M. Bleicher, and H. Stocker, Phys. Rev. C **78**, 044901 (2008).
- [208] H. Petersen, M. Bleicher, S. A. Bass, and H. Stocker (2008), arXiv:0805.0567 [hep-ph].
- [209] B. Alver and G. Roland, Phys. Rev. C **81**, 054905 (2010).
- [210] J. Barrette et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2532 (1994).
- [211] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).

-
- [212] S. A. Voloshin, A. Poskanzer, and R. Snellings (2008), arXiv:0809.2949v2[nucl-ex].
- [213] L. Yi, F. Wang, and A. Tang (2013), arXiv:1101.4646[nucl-ex].
- [214] G. L. Ma and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **106**, 162301 (2011).
- [215] J. Xu and C. M. Ko, Phys. Rev. C **83**, 021903 (2011).
- [216] K. Aamodt et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 032301 (2011).
- [217] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).
- [218] E. Farhi and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **30**, 2379 (1984).
- [219] H. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 212502 (2001).
- [220] C. J. Yoon et al., Phys. Rev. C **75**, 022201 (2007).

插图目录

1-1	基本粒子的发现时间表。	3
1-2	粒子物理标准模型示意图。	4
1-3	不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数 α_s 和QCD计算比较 [18]。	7
1-4	格点QCD预测在三种味组合下 ϵ/T^4 随着温度T的演化。当温度达到 T_c 时, 系统自由度迅速增加, 箭头表示高温Stefan-Boltzmann极限[30]。	9
1-5	QCD相图[32]。标示出了一级相变(阴影区)和平滑过渡(虚线), 临界点, 和不同实验下系统在相图的位置。	10
1-6	相对论重离子碰撞的几何描述。	11
1-7	相对论重离子碰撞的时间演化。	12
1-8	$\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的不同碰撞系统和中心度下的 $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ 粒子的不变产额的 m_T 依赖性, $ y < 0.1$ 。图中从下往上的线分别为p+p碰撞, Au+Au 70-80%至0-5%的结果。图来自[50]。	14
1-9	$\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下p+p(左图)和Au+Au 10-40%(右图)碰撞下粒子的不变产额的 m_T 依赖性。谱都采用TBW拟合。图来自[54]。	16

- 1-10 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞中的核修正因子 R_{AB} 随着 p_T 的关系。图来自[58]。 17
- 1-11 Au+Au碰撞中心快度区各种奇异强子 R_{CP} (0-5%的中心碰撞和40-60%的周边碰撞的比)随着 p_T 的变化, 左图为奇异介子 R_{CP} 随着 p_T 分布图, 右图是奇异重子 R_{CP} 分布图。 18
- 1-12 相对论p+p碰撞和Au+Au碰撞中背对背jets示意图比较。 19
- 1-13 (a) d+Au 最小偏差碰撞(实心三角), d+Au 0-20%中心碰撞(实心远点), p+p最小偏差碰撞(实线)的两粒子方位角关联函数比较; (b)p+p最小偏差碰撞(实线)和Au+Au中心碰撞中两粒子方位角关联函数比较[58] 20
- 1-14 核核碰撞的空间各向异性随着系统演化而转化到动量的各向异性。 21
- 1-15 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的Au+Au碰撞中不同粒子的椭圆流随着 p_T 的变化。实心或空心符号代表的是实验结果, 而实线或虚线代表的都是流体模型的计算结果。图都来源于[61]。 22
- 1-16 上图是 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 以及正负强子(h^\pm)椭圆流 v_2 随着 p_T 分布图。图中虚线是基于流体力学模型计算出来的结果。下图是 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的 v_2/n 相对于 p_T/n 的分布(n 为粒子的组分夸克数)。图都来源于[61]。 23
- 1-17 上半部:用 $\langle N_{part} \rangle$ 修正过的Au+Au和Cu+Cu碰撞中 $K, \phi, \bar{\Lambda}, \Xi + \bar{\Xi}$ 的产额和p+p碰撞中相应的产额之比; 下半部:和上面物理量相同, 只是观察的粒子只限定在 ϕ 上, 比较了两个能量: $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 和 62.4GeV 下的结果[65]。 24
- 1-18 左图: $\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200\text{GeV}$ 下Au+Au碰撞中心快度区带电粒子(正+负) R_{CP} 随着 p_T 的变化; 右图: 对应于左图的能量用HIJING模型计算的结果。图都来源于[77]。 26

1-19	$\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4\text{GeV}$ Au+Au碰撞中不同粒子的 v_2/n_q vs $(m_T - m_0)$, 其中 n_q 为粒子的组分夸克数。图来自[78]。	27
1-20	$\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200\text{GeV}$ 下Au+Au碰撞中正负粒子 $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_{RP}) \rangle$ 的中心度依赖性比较。图都来源于[91]。	29
1-21	不同束流能量下Au+Au碰撞的高阶矩结果。左图: $\kappa\sigma^2$ (上)、 $S\sigma$ (中)、 $S\sigma$ 和泊松基线的比(下)的能量依赖性[101]; 右图: 不同中心度中计算出的 C_6/C_2 的能量依赖性以及与模型结果的比较[102]。	30
1-22	左图: $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ 的Pb+Pb碰撞中不同粒子 v_2 的 p_T 依赖性。右图:对应于左图的各种粒子的 v_2/n_q 随着 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化, n_q 为粒子的组分夸克数。图来自[105]。	31
1-23	$\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ 的Pb+Pb碰撞中 R_{AA} 的 p_T 依赖性。图中还比较了SPS、RHIC实验结果和一些模型计算结果[105]。	32
1-24	流体力学的三种不同的状态方程(EOS): 强子共振态气体(EOS H); 无质量的部分子理想气体(EOS I); 在 $T_c = 164\text{MeV}$ 发生一级相变的状态方程(EOS Q)。	35
1-25	使用统计模型来拟合RHIC的实验数据[47]。 γ_s 表征了奇异夸克的平衡程度。 $\gamma_s = 1$ 代表了完全的平衡。	38
1-26	上图:Default AMPT版本结构示意图; 下图: Melting AMPT版本示意图[127]..	40
2-1	布鲁克海文国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。	44
2-2	STAR探测器三维图。	46
2-3	STAR探测器的侧向剖面图。	46
2-4	STAR时间投影室TPC。	47

2-5	TPC读出平板扇区的示意图。	49
2-6	TPC外部扇区面板(Outer Sector)的切面图。	50
2-7	带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失。实线为理论曲线, 由Bichsel函数[142]计算得出。	51
2-8	MRPC结构示意图I。	52
2-9	MRPC结构示意图II。	52
2-10	$\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ d+Au碰撞中粒子速度倒数和动量的分布图, 内嵌的图为利用粒子速度求得的 $m^2(m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1))$ 分布。	53
2-11	STAR 2012年之后的大致计划表。图来自[157]。	54
2-12	e+A碰撞夸克图(上图)和p+A碰撞夸克图(下图)。	56
2-13	eRHIC示意图。	57
2-14	FGT结构示意图。	58
2-15	MTD示意图。	59
2-16	HFT的结构示意图。	61
3-1	利用宇宙射线测试ZDC模块的电子学逻辑示意图。	64
3-2	6个ZDC模块分别在3个高压下的增益分布。	65
3-3	6个ZDC模块的平均增益和高压关系图。	66
3-4	6个ZDC模块在RHIC 2011年运行中的Au+Au 200GeV碰撞中某个Run中的增益分布图。	68
3-5	东边和西边分别3个ZDC模块累加起来的增益分布。	68

4-1	左图为NN和 ΛN 在OME模型中的强相互作用示意图; 右图为 ΛN 作用势的双 介子交换贡献示意图。图来自[178]。.....	70
4-2	图(a):三体作用; 图(b):包含奇异性交换的两体作用。图来自[178]。.....	71
4-3	第一个超核的核乳胶照片图。.....	75
4-4	加上了奇异量子数S的核表。.....	76
4-5	A图和B图分别是 ${}^3\text{He} + \pi^-$ 和 ${}^3\overline{\text{He}} + \pi^+$ 通过能动能量守恒重构出来的不变质量 分布。图中圆圈是重构出来的粒子信号, 实线表示重构造成的组合背景, 虚 线为对数据点的拟合结果。图来自[4]。.....	77
4-6	左图:超氦核的产额vs $c\tau$, Λ 的寿命结果作为检验也画在上面, 小图中画出了 使用最小 χ^2 方法的最佳拟合结果。右图: 历史上各种实验的超氦核寿命测 量。图来自[4]。.....	79
4-7	(A) $Z({}^3\text{He})$ vs rigidity 分布; (B) ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\overline{\text{He}}$ 一维 $Z({}^3\text{He})$ 分布。.....	81
4-8	(图A)满足 $ Z({}^3\text{He}) < 0.2$ 的粒子的dca 对rigidity的分布。(图B)使用表4-1和 表4-2的径迹选择条件之后 ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\overline{\text{He}}$ 的dca分布。(图C)将图A中dca>1cm的 带正电的粒子投影到rigidity轴的分布。(图D) $Z({}^3\text{He})$ 分布, 黑色实线和红色 实线分别代表正负带电粒子使用表4-1和表4-2的径迹选择条件之后, 蓝色实 线代表再额外加上图中所标示的选择条件之后的分布。.....	83
4-9	${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ 的衰变示意图。.....	84
4-10	将表4-1的信号全部加在一起做出的 ${}^3_{\Lambda}\text{H} + {}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$ 不变质量谱。.....	85

4-11	奇异性丰度因子的能量依赖性的模型计算结果。(上图)Melting AMPT模拟含部分子相的反应过程, Default AMPT模拟中间阶段为纯强子相的反应过程[2]; (下图)DCM模型用来模拟纯强子相, UrQMD+hydro模型来模拟含部分子相的反应过程[3]。	87
4-12	${}^3_{\Lambda}\text{H}+{}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 不变质量谱。从左到右从上到下的顺序依次对应 $\sqrt{S_{NN}}=7.7, 11.5, 19.6, 27, 39, 200\text{GeV}$ 的结果。	89
4-13	Run10 11.5GeV 将 π 转动不同角度后不变质量谱的背景比较。	90
4-14	表4-3中cut对应的V0重建效率。	91
4-15	奇异数丰度因子(S_3)的能量依赖性。红色实心点为本工作的分析结果, 虚线为[3]的模型计算结果, 阴影部分为[2]的模型计算结果, 空心三角为AGS结果, 空心方块和五角星为STAR2010年的结果。	92
4-16	奇异数丰度因子(S_3)的能量依赖性的定量研究,用两个函数去拟合9个实验点。	92
4-17	效率对 $1/(\beta\gamma)$ 的关系。	93
4-18	四个不同 $1/(\beta\gamma)$ 区间的 ${}^3_{\Lambda}\text{H}+{}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ 不变质量谱。	94
4-19	左图: ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的寿命测量。实心点为STAR不同年份的结果比较, 空心点为 Λ 的寿命测量结果, 小图为使用最小 χ^2 方法得出的最佳拟合结果。右图: 迄今为止 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 的寿命测量结果的比较。红色阴影是1966年Dalitz的理论计算结果。	95
5-1	核-核碰撞重叠区域初始几何分布的涨落示意图[209]。	98
5-2	[214]的双强子方位角关联结果。左图为在对心碰撞中不同阶数各向异性流的 p_T 依赖性。右图为用各种方法扣除背景之后的关联函数比较。	102
5-3	左图:[215]的双强子方位角关联结果。右图:[216]的双强子方位角关联结果。 ..	102

5-4 在三个中心度碰撞和三个 p_T^{assoc} 区间计算的raw关联函数和两个方法计算出的背景。左列: 中心度0-10%碰撞, 三个 p_T^{assoc} 范围分别为0.2-0.8GeV/c、0.8-1.4GeV/c和1.4-2.0GeV/c; 中列: 中心度20-40%, p_T^{assoc} 区间和左列相同; 右列: 中心度50-80% 碰撞, p_T^{assoc} 区间和左列相同。 104

5-5 对应图5-4中三个中心度碰撞和三个 p_T^{assoc} 区间扣除了背景后的关联函数。从上到下依次为: 中心度0-10%, 20-40%, 50-80%。 105

5-6 用两种方法扣除背景得到的关联函数的jet/raw比例在三个中心度中的 p_T 依赖性。 106

5-7 在200GeV 0-10%碰撞中11个 p_T^{assoc} 区间计算的raw关联函数和两个方法计算出的背景。 106

5-8 左图:用第一种方法扣除背景后的关联函数随着 p_T^{assoc} 的变化; 中图:用第二种方法扣除背景后的关联函数随着 p_T^{assoc} 的变化。 107

表格目录

2-1	部分STAR时间投影室的参数。	48
3-1	利用式3-2拟合得出的ZDC模块参数表。	66
4-1	本论文 ^3H 分析中所用到的数据和基本事件筛选条件、事件数、 ^3He 和 $^3\overline{\text{He}}$ 在每个dataset下的个数。	80
4-2	基本的径迹选择条件。	80
4-3	不同能量下拓扑cut的选择。	88
5-1	$\langle v_1^{trig} \rangle \langle v_1^{assoc} \rangle \langle v_1^{trig} v_1^{assoc} \rangle$	108
5-2	$\langle v_2^{trig} \rangle \langle v_2^{assoc} \rangle \langle v_2^{trig} v_2^{assoc} \rangle$	108
5-3	$\langle v_3^{trig} \rangle \langle v_3^{assoc} \rangle \langle v_3^{trig} v_3^{assoc} \rangle$	108
5-4	$\langle v_4^{trig} \rangle \langle v_4^{assoc} \rangle \langle v_4^{trig} v_4^{assoc} \rangle$	108
5-5	$\langle v_5^{trig} \rangle \langle v_5^{assoc} \rangle \langle v_5^{trig} v_5^{assoc} \rangle$	109
5-6	$\langle v_6^{trig} \rangle \langle v_6^{assoc} \rangle \langle v_6^{trig} v_6^{assoc} \rangle$	109

发表论文和学术报告清单

- 主要论文清单

1. Extraction of dihadron-jet correlations with rigorous flow-background subtraction in a multiphase transport model
Y. H. Zhu, Y. G. Ma et al.,
Phys. Rev. C 87 (2013) 024904
2. Beam Energy Scan on Hypertriton Production and Lifetime Measurement at RHIC STAR
Y. H. Zhu
Nucl. Phy. A(Accepted)
3. System-size scan of dihadron azimuthal correlations in ultra-relativistic heavy ion collisions
S. Zhang, Y. H. Zhu, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen and C. Zhong
Nucl. Phy. A 860 (2011) 76

- 学术报告清单

1. Beam Energy Scan on Hypertriton Production and Lifetime Measurement
The 4th Asian Triangle Heavy-Ion Conference, November 14-17, 2012, Busan, Korea.
2. Beam Energy Scan on Hypertriton Production and Lifetime Measurement
Quark Matter 2012 , August 12-18, 2012, Washington, USA.
3. Beam Energy Scan on Hypertriton Production and Lifetime Measurement
The 7th International Workshop on Critical Point and Onset of Deconfinement, November 7-11, 2011, Wuhan, China.

- 其它合作文章

1. Measurement of Charge Multiplicity Asymmetry Correlations in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions at 200 GeV

- H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1303.0901)
2. Fluctuations of charge separation perpendicular to the event plane and local parity violation in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au+Au collisions at RHIC
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1302.3802)
 3. Freeze-out Dynamics via Charged Kaon Femtoscopy in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Central Au+Au Collisions
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1302.3168)
 4. System Size Dependence of Transverse Momentum Correlations at RHIC
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.6633)
 5. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=7.7-62.4$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.2348)
 6. Third Harmonic Flow of Charged Particles in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.2187)
 7. Observation of an energy-dependent difference in elliptic flow between particles and antiparticles in relativistic heavy ion collisions
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.2347)
 8. Measurement of J/ψ Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (arXiv:1212.3304)
 9. Studies of di-jets in Au+Au collisions using angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (arXiv:1212.1653)
 10. J/ψ production at high transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1208.2736)
 11. Inclusive charged hadron elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=7.7-39$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 54908
 12. Single Spin Asymmetry A_N in Polarized Proton-Proton Elastic Scattering at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV

- H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 719 (2013) 62
13. Transverse Single-Spin Asymmetry and Cross-Section for π^0 and η Mesons at Large Feynman- x in Polarized p+p Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 86 (2012) 51101
14. Longitudinal and transverse spin asymmetries for inclusive jet production at mid-rapidity in polarized p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 86 (2012) 32006
15. Measurements of D^0 and D^* Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 86 (2012) 72013
16. Di-electron spectrum at mid-rapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 24906
17. Hadronic Trigger using electromagnetic calorimeter and particle identification at high- p_T with STAR Detector
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1112.2946)
18. Directed Flow of Identified Particles in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV at RHIC
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 202301
19. Measurement of the $W \rightarrow e\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ Production Cross Sections at Mid-rapidity in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=500$ GeV
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 85 (2012) 92010
20. Energy and system-size dependence of two- and four-particle v_2 measurements in heavy-ion collisions at 62.4 and 200 GeV and their implications on flow fluctuations and nonflow
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 0
21. Energy and system-size dependence of two- and four-particle v_2 measurements in heavy-ion collisions at 62.4 and 200 GeV and their implications on flow fluctuations and nonflow
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 0
22. System size and energy dependence of near-side dihadron correlations
 H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14903

23. Identified Hadron Compositions in p+p and Au+Au Collisions at High Transverse Momenta at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 72302
24. Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=22.4$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14901
25. ρ^0 photoproduction in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV measured with the STAR detector
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14910
26. Strangeness Enhancement in Cu+Cu and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 72301
27. Evolution of the differential transverse momentum correlation function with centrality in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 704 (2011) 467
28. Observation of the antimatter helium-4 nucleus
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Nature. 473 (2011) 353
29. Experimental studies of di-jet survival and surface emission bias in Au+Au collisions via angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 061901
30. High p_T nonphotonic electron production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 83 (2011) 052006
31. Strange and multistrange particle production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 024901
32. Measurement of the Parity-Violating Longitudinal Single-Spin Asymmetry for W^\pm Boson Production in Polarized Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 062002
33. Scaling properties at freeze-out in relativistic heavy-ion collisions
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 034910

34. Measurement of the Bottom Quark Contribution to Nonphotonic Electron Production in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 202301
35. K^{*0} production in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV and $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 84 (2011) 34909
36. Balance functions from Au+Au, d+Au, and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 82 (2010) 024905
37. Higher Moments of Net Proton Multiplicity Distributions at RHIC
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022302
38. Azimuthal di-hadron correlations in d+ Au and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV measured at the STAR detector
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 82 (2010) 024912
39. Pion femtoscopy in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 64905
40. Longitudinal scaling property of the charge balance function in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Physics Letters B. Vol 690 (2010) 239
41. Charged and strange hadron elliptic flow in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}= 62.4$ and 200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 44902
42. Upsilon cross section in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 82 (2010) 12004
43. Three-Particle Coincidence of the Long Range Pseudorapidity Correlation in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 22301
44. Inclusive π^0 , η , and direct photon production at high transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 64904

-
45. Observation of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction in ultraperipheral heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV at the STAR detector
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 44901
 46. Spectra of identified high- p_T π^\pm and \bar{p} in Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 54907
 47. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80 (2009) 111108
 48. Observation of an Antimatter Hypernucleus
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Science 328, 58-62 (2010)
 49. Longitudinal spin transfer to Lambda and Lambda hyperons in polarized p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80 (2009) 111102
 50. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=9.2$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 24911

附录: 物理常数表

Quantity	Symbol	Value(SD uncertainty)	Unit
自然对数底	e	2.7182818284590	[1]
圆周率	π	3.1415926535898	[1]
真空中的光速	c	299792458	[m s ⁻¹]
普朗克常数	h	$6.6260755(40) \times 10^{-34}$	[J s]
	\hbar	$1.05457266(63) \times 10^{-34}$	[J s]
	$\hbar \equiv h/2\pi$		
波尔兹曼常数	k	$1.380658(12) \times 10^{-23}$	[J K ⁻¹]
阿弗加德罗常数	N_A	$6.0221367(36) \times 10^{23}$	[mol ⁻¹]
真空的磁导率	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	[H m ⁻¹]
真空的电导率	ϵ_0	$8.854187817... \times 10^{-12}$	[F m ⁻¹]
	$\mu_0\epsilon_0 \equiv c^2$		
电子电荷	e	$-1.60217733(49) \times 10^{-19}$	[C]
精细结构常数	α	1/137.03599976	[1]
	$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\hbar c\epsilon_0}$		
原子质量单位	m_u	$1.66053886(28) \times 10^{-27}$	[kg]
		931.49391220	[MeV]
电子静止质量	m_0	$9.1093897(54) \times 10^{-31}$	[kg]
		0.51099884(57)	[MeV]
电子经典半径	r_0	$2.817940325(28) \times 10^{-15}$	[m]
质子静止质量	m_p	$1.6726231(10) \times 10^{-27}$	[kg]
		938.2718997	[MeV]
中子静止质量	m_n	$1.6749286(10) \times 10^{-27}$	[kg]
		939.5652175	[MeV]