

分类号 0571.6

UDC

密级

编号

中国科学院研究生院
博士学位论文

相对论重离子碰撞(RHIC)实验中粒子产额比涨落
的测量及QGP相变的研究

田 健

指 导 教 师 马余刚 研究员 黄焕中 教授

中国科学院上海应用物理研究所

申请学位级别 理学博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2010年4月 论文答辩日期 2010年5月

培 养 单 位 中国科学院上海应用物理研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席

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

博士学位论文



相对论重离子碰撞(RHIC)实验中粒子产额比涨落的测量及QGP相变的研究

Study of Particles Ratio Fluctuations and QGP Phase Transition in Au+Au Collisions at RHIC

田 健

中国科学院上海应用物理研究所

贰零壹零年肆月贰拾陆日



谨献给我最亲爱的父母

Dedicated to my dear family

致 谢

转眼间，五年的研究生学习即将结束，在这段时间里，老师们对我的教诲和指导，师兄们对我的帮助和关心，还有和同学们的快乐相处都使我牢记这段美好的回忆，让我的人生充实而有激情，在这里我要向他们表示衷心的感谢。

首先要特别感谢我的导师马余刚研究员。马老师给我们创造了良好的条件，正是他耐心的引导让我步入高能重离子碰撞物理这个奇妙的世界。在工作上，马老师教会了我科研的方法，在学习和生活上也给予了无微不至的关怀，这些都是本论文得以完成的基础；马老师严谨的工作态度和踏实的工作作风也一直感染着我，使我在科学研究的道路上不断前进；马老师扎实的物理基础，新颖的物理思想以及对物理多学科联系和交叉的认识也一直是我不努力的目标；我很幸运能在马老师这样优秀的科学家指导下工作学习，对此我再次表示衷心的感谢。

特别要感谢美国加州大学洛杉矶分校的黄煊中教授。黄老师指导了我实验数据分析的大部分工作。黄老师扎实深厚的物理基础、对高能物理的认识和理解以及对物理方向的敏感给我留下了深刻的印象。在我访问加州大学大学洛杉矶分校期间，黄老师对我工作上耐心的指导、生活上的关心帮助让我非常的感动。他认真的工作态度，勤奋工作的精神让我钦佩，也给我树立了榜样。在黄老师身上我看到了真正物理学家的风采。

特别感谢陈金辉博士，陈师兄在工作学习上给了我很多直接的指导，使我明白了很多基础物理知识，和陈师兄的讨论也给了我很大的启发，这些指导和讨论是我工作得以顺利进行的前提，他勤奋工作的态度一直是我学习的榜样。除此之外，还要感谢陈师兄在

生活上的关心和帮助。

感谢美国加州大学洛杉矶分校重离子碰撞组在我访问期间指导和帮助，其中要特别感谢Charles J. Whitten教授的和王钢博士。感谢LBNL实验室的许怒研究员对我工作和学习上的关心和指导。

感谢沈文庆院士对我学习和研究工作的关心和鼓励。

感谢蔡翔舟研究员对我工作和生活上的帮助和关心，蔡老师的指导和讨论给了我很大的帮助。感谢钟晨博士、马国亮博士和张松博士对我工作上的指导，和他们的讨论让我的研究工作能够顺利的进展。感谢核物理研究室左嘉旭博士、马春旺博士、颜廷志博士、施兴华博士、刘桂华博士，和他们在许多方面的讨论对我有很大的帮助。感谢靳富、管娜娜、范功涛、傅瑶、曹喜光、李建伟、李薇、周培、孙小艳、张国强、武红利、薛亮、赵杰、叶绍强，周铖龙，朱逾卉、刘亚芬、韩立欣、陶城、梅龙伟等同学在工作和学习上的讨论与合作，他们的相伴使得我的研究生生涯充满色彩和快乐。

非常感谢核物理室重离子反应组的全体工作人员和研究生，能在这样一个年轻而开放的研究团队里工作和学习是我的荣幸。非常感谢RHIC-STAR国际合作组，能够在世界上顶级的高能重离子碰撞实验组学习是一个科研工作者最大的荣幸。非常感谢在美国访问期间许文钦、赵峰、朱相雷、王辉、石疏苏，仇浩、Shingo Sakai、David Staszak、Bertrand Biritz、Ramon Cendejas、Dhevan Gangadharan、王丕文、蔡绍滨在学习上的指导和生活上的帮助。

感谢我所研究生部李勇平老师、高君颖老师、叶惠芳老师以及2007级全体博士研究生同学对我的帮助与关心。

最后，我要衷心地感谢我亲爱的父母和家人。感谢他们二十多年来对我的无私奉献。父母是朴实的农民，他们善良的品质和踏实的作风指引我如何做人做事，激励我不断的追求，他们是我前进的动力。感谢父母对我至今未能尽儿子孝心的理解。感谢我的姐姐，正是她对父母无怨无悔的照顾，使我能安心的在外求学。

摘 要

相对论重离子碰撞的一个重要目的就是研究碰撞中产生的高温高密物质的性质，特别是这团热物质在强子化之前是否经历了从强子物质到夸克胶子等离子体(QGP)的相变。相对论重离子对撞机(RHIC)上的实验结果表明，在较高能量的Au+Au碰撞中，一种高温高密的部分子物质已经形成。这种物质具有很强的集体运动特征，并且不能用强子物质的自由度来描述。研究发现，部分子-强子相变的一个最主要的特征就是一些特定的观测量在逐个事件层次上的涨落会有很大的变化。

本论文主要分析了RHIC-STAR实验中能量为 $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的Au+Au碰撞中重子数和奇异数产额比值(p/K)的逐事件动力学涨落。首先我们根据NA49实验组的工作，用多事件随机混合的方法(multi-event random mixing)构建背景涨落，然后通过扣除背景涨落提取出 p/K 的逐事件动力学涨落 σ_{dyn} 。分析发现RHIC能区的中心碰撞中动力学涨落 σ_{dyn} 的值都比较小并且小于零。动力学涨落小于零表明混合事件中引入了其它的涨落，使得背景涨落变大。分析认为背景涨落增大的原因可能是由于混合事件消除了粒子之间的关联。相比于RHIC能区的动力学涨落，我们发现SPS能区动力学涨落的绝对值更大一些，这表明SPS能区包含着更强的关联。

在RHIC高能碰撞中，对产生机制是重子和奇异性产生的主要途径，这样由重子数和奇异性的守恒导致的关联会对涨落的测量产生影响，并且会改变参照背景涨落的大小。我们用四事件混合的方法构建了由统计涨落和探测器引起的而且不包含对产生关联的背景涨落。扣除背景涨落后，我们得到了与对产生相关的 p/K 的逐事件动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 。分析发现，62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中， σ_{dyn}^{pair} 对碰撞中心度有明显的非单调依赖性，并且在 $dN_{ch}/d\eta \sim 100 - 200$ 的区间， σ_{dyn}^{pair} 有一个最大值。这表明，与对产生相关的 p/K 的逐事件动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 可以作为涨落测量的一个重要观测量。对将来RHIC低能

量运行中 σ_{dyn}^{pair} 的测量可以帮助我们理解其中包含的物理。

本篇论文中，我们提出了用粒子椭圆流的组分夸克数标度行为作为研究低能量碰撞中夸克解禁闭的一个观测量。在夸克组合模型框架下，QGP中夸克自由度的存在是末态强子椭圆流组分夸克数标度出现的原因。我们利用多相输运模型(AMPT)研究了Au+Au碰撞中强子椭圆流的组分夸克数标度行为。在夸克组合强子化的版本中，我们观察到了强子椭圆流的组分夸克数标度行为；在没有夸克相存在的版本中，强子的椭圆流明显的小于有夸克相存在时的值，并且没有看到强子椭圆流组分夸克数标度行为。强子椭圆流的组分夸克数标度行为的能量依赖性研究夸克解禁闭的一个有效的探针，而且将被应用到RHIC低能量扫描运行中来寻找相变的临界点。

关键词： 相对论重离子碰撞(RHIC)，QGP相变，逐事件动力学涨落，椭圆流，组分夸克标度

Study of particles ratio fluctuations and QGP phase transition in Au+Au collisions at RHIC

by

Jian Tian

Co-supervisors: Prof. Yugang Ma, Prof. Huanzhong Huang

Doctor of Philosophy in Physics

Shanghai Institute of Applied Physics, China Academy of Science, Shanghai, 2010

One of the major scientific goals for heavy ion physics program at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory (BNL) is to study properties of the high temperature and high energy density matter produced in heavy ion collisions. In particular, experimental efforts have been focusing on possible signatures for a quark-hadron phase transition. Measurements from RHIC have demonstrated that a partonic matter with high temperature and energy density has been formed in ultra-relativistic heavy ion collisions, whose properties cannot be described using hadronic degrees of freedom. Event-by-event fluctuations of experimental observables are predicted to be a signature of the quark-hadron phase transition.

We present STAR measurement of dynamical event-by-event fluctuations of baryon to strangeness ratios (p/K) from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV and $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Following the previous work by NA49 at SPS we extract the dynamical fluctuation σ_{dyn} by subtracting fluctuations from background events which are constructed from multi-event random mixing (MRM) method. We found that the dynamical σ_{dyn} values at RHIC energies are small and negative. This is a strong indication that particle productions are correlated

in physical events, unlike that in mixing events. Such correlations make the particle ratio fluctuations smaller than the Poisson like fluctuations expected from mixing events. The σ_{dyn} values measured at SPS energies are smaller (more negative) than the measurements at RHIC energies indicative of stronger correlations.

At RHIC energies pair-production mechanism is the dominate channel for baryon and strangeness production. Such constraints from baryon number and strangeness number conservations could contribute correlations in fluctuation measurement and alter the baseline for our background expectations. We propose to use a 4-event mixing scheme to model single particle statistical and instrument-induced fluctuations without the pair production constraint. We extract particle ratio fluctuations related to pair production dynamics σ_{dyn}^{pair} by subtracting the background reference from 4-event mixing events. We found that σ_{dyn}^{pair} depends on collision centrality and the fluctuation values peak at mid-centrality corresponding to charged particle rapidity density $dN_{ch}/d\eta \sim 100 - 200$. The proposed fluctuation measure seems to be indicative of pair production fluctuations in the p/K ratios. Future measurements of σ_{dyn}^{pair} with data from RHIC lower energy runs will shed light on the underlying physics.

We propose to use the number-of-constituent-quark scaling for identified particle elliptic flow as an observable to probe the onset of de-confinement of quarks in low energy heavy ion collisions. In the framework of coalescence/recombination mechanism for hadronization, the partonic degrees of freedom are essential for the NCQ scaling. We used a Multi-Phase Transport (AMPT) model to study the NCQ scaling for identified particles in Au+Au collisions. We found that the NCQ scaling is present in the string melting scenario where full parton evolution has been included, whereas the NCQ scaling is broken in the default version with hadronic interactions being dominant and the magnitude of flow is also small.

The energy dependence of the NCQ scaling will be an effective probe for the onset of deconfinement and we will employ the technique in our searches for critical point in RHIC beam energy scan program.

Keywords: RHIC, QGP phase transition, dynamical event-by-event fluctuations, elliptic flow, number-of-constituent-quark scaling

目 录

致谢	iii
摘要	v
Abstract	vii
1 引言	1
1.1 夸克胶子等离子体-QGP	2
1.2 相对论重离子碰撞	6
1.2.1 奇异性的增强	8
1.2.2 喷注淬火	11
1.2.3 椭圆流	13
1.3 涨落和关联	14
1.4 模型介绍	18
1.4.1 HIJING	18
1.4.2 AMPT	19
1.5 本文的主要内容和结构	20
2 相对论重离子碰撞实验装置	23
2.1 相对论重离子对撞机-RHIC	23
2.2 STAR 实验装置	26
2.3 时间投影室-TPC	31
3 STAR实验中粒子的鉴别	35
3.1 事件和径迹的选择	35
3.2 粒子的鉴别	38

4 STAR实验中动力学涨落的测量方法	45
4.1 重子数和奇异性动力学涨落	45
4.2 动力学涨落的测量	47
4.2.1 用 σ_{dyn} 表示的 p/K 动力学涨落	49
4.2.2 用 $\nu_{dyn,pK}$ 表示的 p/K 动力学涨落	52
4.2.3 和对产生相关的 p/K 动力学涨落 σ_{dyn}^{pair}	53
4.2.4 $p * K / (\pi * \pi)$ 的动力学涨落 σ_{dyn}	58
5 动力学涨落的测量结果和讨论	61
5.1 动力学涨落 σ_{dyn}	61
5.2 p/K 动力学涨落 ν_{dyn}	66
5.3 $p * K / (\pi * \pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn}	67
5.4 和对产生相关的 p/K 动力学涨落 σ_{dyn}^{pair}	68
5.5 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道对 p/K 涨落的影响	70
6 强子椭圆流组分夸克数标度与QGP相变	73
6.1 各向异性流	73
6.2 实验中椭圆流的测量方法	75
6.3 椭圆流测量的实验结果	77
6.4 组分夸克数标度(NCQ-scaling)作为相变的探针	79
7 结论和展望	83
7.1 结论	83
7.2 展望	85
参考文献	87
发表论文和学术报告清单	95
附录A: 物理常数表	99
附录B: 常用变量	101

插图目录

1-1	标准模型描述的基本粒子和基本相互作用子的示意图。	3
1-2	不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数随动量转移的关系，红虚线为QCD计算的结果 [1]。	4
1-3	Lattice QCD计算的强相互作用物质中多种味组合下 p/T^4 和 ϵ/T^4 随着T的演化图象 [2, 3]，右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限。	5
1-4	由温度和重子化学势表示的核物质相变图象，灰色带子表现的是一阶相变区域，黑点表示临界点，图中还给出了不同实验观测值拟和的结果。	6
1-5	相对论重离子对撞演化示意图。	7
1-6	相对论重离子对撞中时间(t)-空间(z)演化示意图。	8
1-7	奇异性粒子的增强因子随碰撞的平均核子数 $\langle N_{part} \rangle$ 的变化关系，实心点来自于200 GeV的Au+Au碰撞 [4]，空心点来自于17.3 GeV的Pb+Pb碰撞 [5, 6]。	9
1-8	Au+Au中心碰撞 [7-11] 和Pb+Pb中心碰撞 [12, 13]中 $\langle K^+ \rangle/\langle \pi^+ \rangle$ 和 $\langle K^- \rangle/\langle \pi^- \rangle$ 随能量的变化关系，以及与 $p + p$ [14]碰撞和模型计算结果的比较。	10
1-9	200 GeV Au+Au中心碰撞和200 GeV d+Au碰撞中的核修正因子随着 p_T 的关系。	12
1-10	200 GeV $p + p$ ，200 GeV d+Au和200 GeV Au+Au碰撞中双强子方位角关联图象。	12
1-11	RHIC实验200 GeV Au+Au碰撞中粒子椭圆流 v_2 随横动量 p_T 的关系 [15]，曲线是流体动力学计算的结果。	13
1-12	200 GeV Au+Au碰撞中粒子 v_2/n 随 p_T/n 的变化关系 [15]，下图是 v_2/n 和多项式拟合曲线的比值。	14

1-13 格点QCD计算的重子数，电荷以及奇异性的二阶涨落 $\chi_2^{B,Q,S}$ 和四阶涨落 $\chi_4^{B,Q,S}$ 随温度的关系 [16]。这里所有的值都已经根据自由夸克气体结果进行了归一。	16
1-14 相对论重离子碰撞中 K/π 产额比动力学涨落随碰撞能量的关系，STAR的结果来自于文献 [17]，NA49的结果来自于文献 [18]。	17
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。	24
2-2 STAR探测器系统透视图。	27
2-3 STAR实验最新的探测器系统剖面图。	27
2-4 200 GeV d+Au碰撞中TOF测量的粒子速度的倒数($1/\beta$)对动量的分布。	30
2-5 STAR时间投影室TPC示意图。	31
2-6 TPC读出平板扇区的示意图。	32
2-7 利用时间投影室重建的Au+Au中心碰撞事件的径迹图 [19]。	33
2-8 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失随动量的变化关系 [20]。	34
3-1 2004年STAR实验中62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中的参考多重数分布和碰撞中心度的划分。	37
3-2 不同动量（横动量）区间的质子和反质子的DCA分布，粉红色直线(DCA=1.5)左边是我们选择质子的区域。	40
3-3 200 GeV Au+Au碰撞中带电初始径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 和动量依赖图象，粉色、蓝色和红色的带子分别是挑选出的 π 介子、K介子和质子。	40
3-4 最终挑选的 π 介子，K介子和质子的 n_σ 的分布,其中黑线是单高斯拟合的结果。	41
3-5 鉴别出来的质子和K介子的横向快度对动量的分布，下图是在横向快度上的投影。	42
3-6 TOF测量到的粒子速度的倒数随动量的变化关系 [21]，插入的图片是特定动量区间在 $1/\beta$ 轴上的投影。	43
3-7 模拟的利用TOF和没有用TOF时入射能量为 $\sqrt{s_{NN}}=8.8$ GeV Au+Au 中心碰撞中单事件 K/π 比值的分布。	44
4-1 格点QCD计算的重子数和奇异性的磁化率随温度的变化关系 [22]。	46
4-2 通过模型计算的158A GeV Pb+Pb碰撞中参加反应靶核子数的相对宽度随入射核子数的变化关系 [23]。	48

4-3	62.4 GeV和200 GeV Au+Au最中心碰撞中(0-5%)真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的 π 介子、K介子以及质子多重数分布。	50
4-4	62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的 p/K 的分布。	51
4-5	200 GeV Au+Au碰撞中, 真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件中 K/π 和 p/π 动力学涨落 ν_{dyn} 随中心度的变化关系。	54
4-6	200 GeV Au+Au中心碰撞中不同粒子之间的关联对 p/K 涨落的影响。	55
4-7	62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和用四事件混合方法得到的混合事件的质子、K介子和 π 介子多重数分布。	56
4-8	62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和四事件混合得到的混合事件的 p/K 的分布。	57
4-9	62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的 $p * K/(\pi * \pi)$ 的分布。	59
5-1	$p/K(K/p)$ 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞能量的变化关系, 以及和模型计算的结果比较。	62
5-2	200 GeV Au+Au碰撞中 p/K 和 K/p 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。	63
5-3	200 GeV Au+Au碰撞中同种电性 p/K^+ , $\bar{p}/K^-$ 和不同电性 p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。	64
5-4	200 GeV Au+Au碰撞中同种粒子不同电性 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。	65
5-5	200 GeV Au+Au碰撞中, 真实事件和由多事件随机混合方法构建的混合事件中 p/K 动力学涨落 ν_{dyn} 随中心度的变化关系。	66
5-6	$p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞能量的变化关系。	67
5-7	200 GeV Au+Au碰撞中 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。	68
5-8	62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中, 和对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 和 p/K 的平均值随碰撞中心度的变化关系。	69
5-9	200 GeV Au+Au碰撞中 p/K^+ , $\bar{p}/K^-$, p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的与对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 随碰撞中心度的变化关系。	70
5-10	200 GeV Au+Au碰撞中同种粒子不同电性 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的与对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 随碰撞中心度的变化关系。	71

5-11 AMPT模型200 GeV Au+Au中心碰撞中, $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道对不同的涨落的影响。	72
6-1 重离子非中心碰撞中形成的初始重叠区域。	74
6-2 坐标空间的各向异性向动量空间的各向异性的转变。	74
6-3 STAR实验200 GeV Au+Au 0-80% 碰撞中 π , K_S^0 , p , Λ , ϕ , Ξ , Ω 的椭圆流随横动量的变化关系。	78
6-4 STAR实验中强子椭圆流的组分夸克数标度现象, 虚线是用多项式的拟合。 ...	79
6-5 不同版本的AMPT模型对应的粒子椭圆流组分夸克数标度行为的比较。	81

表 格 目 录

2-1	RHIC实验装置中部分重要参数。	25
3-1	2004年STAR实验62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中触发Trigger的选取以及 最终选择的事件的个数。	36
3-2	2004年STAR实验62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞数据分析中径迹的选择。 ..	36
3-3	2004年STAR实验中62.4 GeV Au+Au碰撞中心度划分的参数列表。	37
3-4	2004年STAR实验中200 GeV Au+Au碰撞中心度划分的参数列表。	38
3-5	π 介子、K介子以及质子鉴别时用到的选择条件。	38

第一章 引言

探究组成物质的基本粒子以及他们之间的相互作用一直是促进物理学研究发展的动力之一。在过去的数百年里，人们在这个问题的认识上已经有了很大的发展：原子可以分为原子核以及核外运动的电子，原子核又是由核子构成的。那么核子能不能再分呢？现在，人们普遍认为夸克是组成物质的基本单元，夸克通过强相互作用被禁闭在强子里面。作为描述强相互作用比较成功的理论，量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)认为当夸克之间的距离比较远或者他们之间的动量转移比较小的时候，夸克之间的强相互作用会变得非常的大，所以在自然界中我们观察不到自由的夸克，这就是我们常说的夸克禁闭(Quark confinement)。当夸克之间的距离距离比较小或动量转移比较大的时候，强相互作用就会变小，这是我们常说的渐进自由(Asymptotic freedom)。格点量子色动力学(Lattice QCD)预言在极高密度、极高温度的情况下夸克会从强子物质中解禁出来，形成一种新的物质相：夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma, QGP)。在这种新的物质状态下，夸克具有较大的活动范围，具备有效的自由度。这种新的物质也被认为存在于宇宙大爆炸的早期，经过后期宇宙的膨胀和温度的降低，会发生相变而成为普通的核物质。所以对夸克胶子等离子体这种新的物质形态的研究还可以帮助我们理解宇宙的形成及核物质的性质。

通过相对论重离子（质量数大于4的原子核）碰撞，我们可以在实验室条件下

产生这种被称为夸克胶子等离子体的新物质态。位于美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)的相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy-Ion Collider, RHIC)可以把对撞重离子的质心系能量加速到200 GeV, 碰撞产生的高温和高密可以改变强子中夸克的束缚态, 使夸克从强子中解禁出来从而产生夸克胶子等离子体。它的运行为我们寻找和认识夸克胶子等离子体这种新的物质形态提供了很好的机会, 并且可以帮助我们了解强相互作用的基本性质: 夸克的禁闭和解禁, 以及手征对称性的破缺和恢复等物理问题。

1.1 夸克胶子等离子体-QGP

根据标准模型(Standard model)的描述 [24, 25], 物质是由夸克、轻子以及各种相互作用子组成。到目前为止, 实验上共发现六种夸克(quark): up(u)夸克、down(d)夸克、strange(s)夸克、charm(c)夸克、bottom(b)夸克和top(t)夸克及其反夸克, 和六种轻子(lepton): $e^\pm$ 、 $\mu^\pm$ 、 $\tau^\pm$ 、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ 以及它们的反粒子。自然界中基本的相互作用有四种, 分别是强相互作用, 电磁相互作用, 弱相互作用和万有引力。这四种相互作用力有自己的交换玻色子, 分别是胶子(gluon)、光子(γ)、 $W^\pm$ 、 Z^0 和引力子(graviton), 图 1-1给出了基本粒子和它们之间的各种相互作用子的示意图。

现在我们都知**道**强子是由夸克组成。在理论上, 夸克模型最早是由Gell-Mann [26]和George Zweig [27]分别在1964年独立提出的。他们认为强子是由夸克按照 $SU(3)$ “味(Flavor)”对称性组成的。当时, 他们认为有三种夸克存在, 即up(u), down(d), 和strange(s)夸克, 这些夸克的电荷分别为 $2/3$, $-1/3$, 和 $-1/3$, 每一种夸克的自旋为 $1/2$ 。每一种夸克可以具有三种颜色(Color), 为红(Red, R), 绿(Green, G), 蓝(Blue, B), 但是组成的强子是无色的。在夸克模型中重子(baryon)由三个夸克组成(qqq), 它们分别组成 $SU(3)$ 的八重态和十重态; 而介子(meson)是由一个夸克和一个反夸克组成($q\bar{q}$), 它们分别组成 $SU(3)$ 的八重态和单态。夸克最早是在深度非弹散

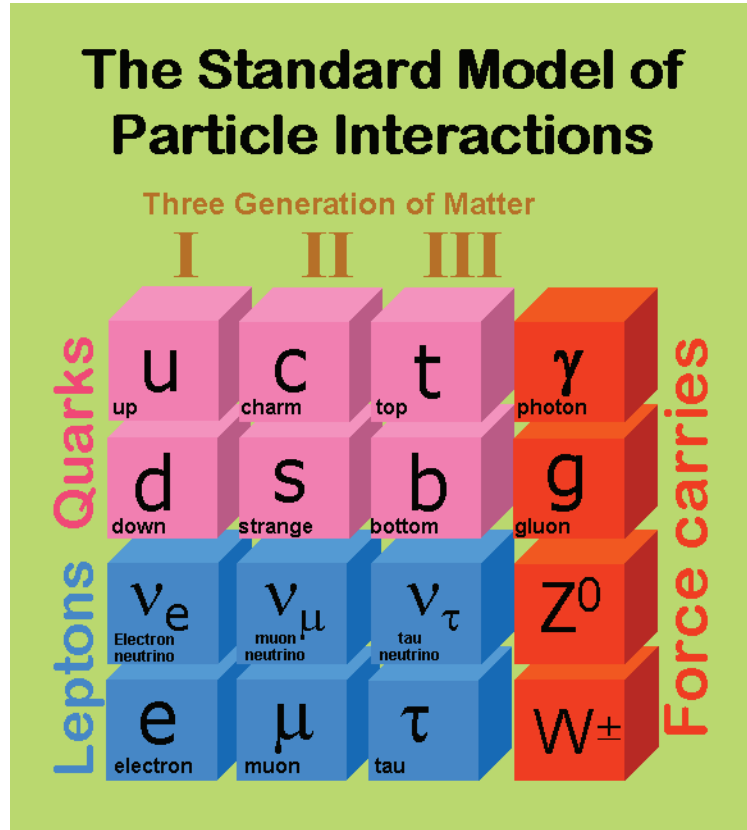


图 1-1: 标准模型描述的基本粒子和基本相互作用子的示意图。

射(Dep-Inelastic Scattering, DIS)实验中得到证实 [28], 早期在DIS实验中发现的类点粒子和胶子一起被称为部分子(parton), 至今没有发现夸克有内部结构。胶子是由色荷和反色荷组成, 构成一个 $SU(3)$ 的色八重态。夸克被束缚在强子当中是通过交换带色荷的胶子来完成的, 描述这种相互作用的量子场论被称为量子色动力学(QCD)。这种非阿贝尔规范场论有两个主要的特征: 夸克禁闭和渐进自由。QCD通过一个复杂的以相互作用距离为变量的公式来描述强相互作用力, 使其同时具有夸克禁闭和渐进自由两种属性。当两个相互作用夸克传递的动量很大或作用的距离很小时, 它们之间的束缚就相对较弱(渐进自由), 但是当它们传递的动量很小或作用的距离很大时, 它们之间的束缚能就会很强(夸克禁闭)。当作用距离进一步增大时, 这种束缚不会继续增加, 而是产生一些新的夸克-反夸克对, 这些夸克-反夸克最终都会变成新的强子。

由于胶子带有色荷, 它可以发射胶子, 因此当传递动量较大或观察距离较近时, 观测

到的色荷就将减少。按照定义电弱相互作用耦合常数的方法我们可以定义强相互作用的耦合常数为：

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g^2}{4\pi}, \quad (1-1)$$

其中 g 为有效色荷。在最低阶的近似情况下，强相互作用的耦合常数可以简化地写为：

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

其中 Q^2 是动量交换， β_0 和 Λ 是常数，实验测得， Λ 大约为 $0.2 \text{ GeV}(1/fm)$ 。图 1-2 给出了实验上测量得到的耦合常数 α_s 结果和QCD计算结果的比较 [1]，可以看出两者吻合得很好。

从图 1-2 可知，随着动量传递的增大，强耦合常数将变得越来越小。当 $Q^2 \gg \Lambda^2$ ，强相互作用的耦合常数 $\alpha_s \ll 1$ 时，这时候强相互作用在大的横动量的传递情况下可以用微扰量子色动力学(pQCD)来描述。当 $Q^2 \sim \Lambda^2$ 时， α_s 增大，夸克禁闭，微扰的方法不再适用，这时候可以用格点QCD来计算。

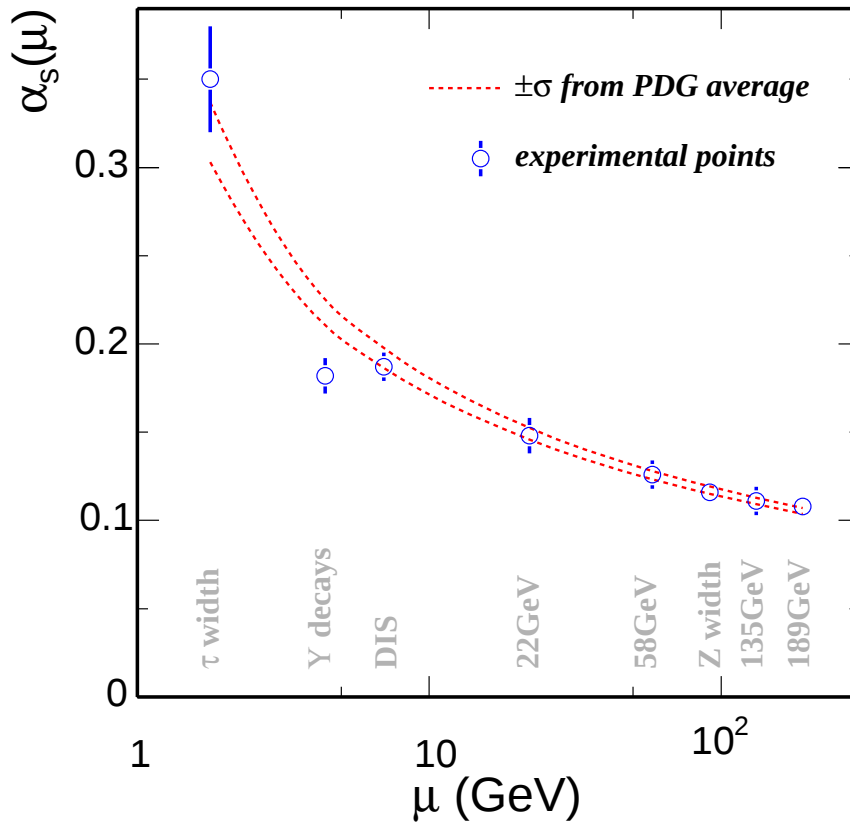


图 1-2: 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数随动量转移的关系，红虚线为QCD计算的结果 [1]。

QCD理论预言了在高温和高能量密度下将发生从强子物质到解禁闭夸克胶子的相变, 这种解禁闭的致密物质就是夸克胶子等离子体(QGP)。格点QCD对发生QGP相变的条件进行了定量的计算, 包括所需的能量密度和压力, 给出了关于物态方程以及基本自由度的直接信息。计算得到的发生相变的临界能量密度和临界温度分别为 $\varepsilon_c \sim 1 \text{ GeV}/fm^3$, $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ [2, 3]。图 1-3给出了压强和能量密度随温度的变化关系 [2, 3]。从图中我们可以看到, 在临界温度 $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ 的时候, 系统的压强(p)和能量密度(ε)都突然的上升, 这表明系统的自由度的个数明显的增加, 也就是说, 将会发生从强子物质到夸克胶子的解禁闭相变。图 1-3中还给出了夸克味个数的依赖性, 右边的箭头是Stefan-Boltzmann理想气体极限, 它表示夸克胶子已经完全自由, 没有相互作用。我们发现理想气体极限都高于格点QCD计算的值, 即使温度达到4倍的临界温度(T_c), 所有曲线还是明显的低于各自的Stefan-Boltzmann极限, 表明这时候夸克胶子之间还存在相互作用, 这不同于早期的QGP中相互作用很弱的假设。关于相变的确切的情形到目前为止还不清楚, 但是计算表明在零化学势($\mu_B = 0$)的时候相变过程更像是一种连续的相变(cross-over) [29]。

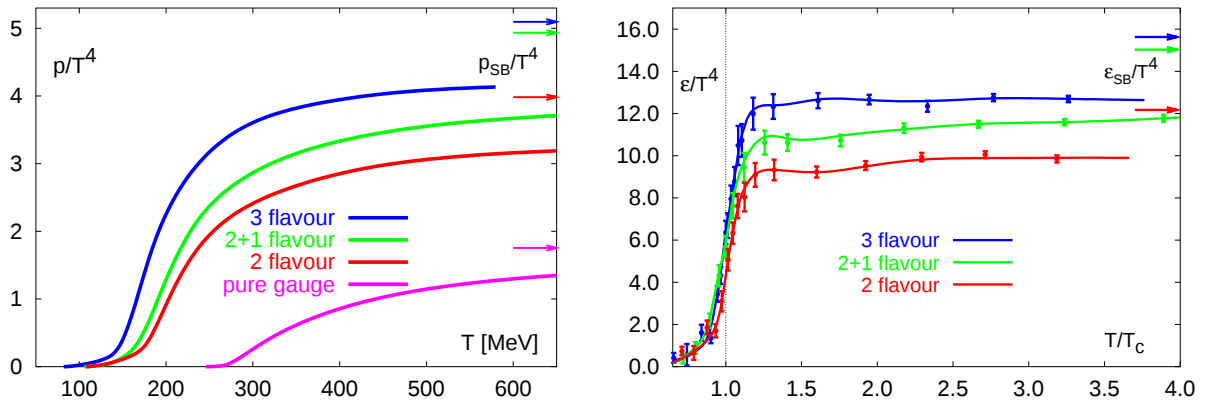


图 1-3: Lattice QCD计算的强相互作用物质中多种味组合下 p/T^4 和 ε/T^4 随着 T 的演化图象 [2, 3], 右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限。

图 1-4给出了QCD的相图 [30], 图中标出了物质状态随温度 T_{ch} 和重子化学势 μ_B 的变化关系以及一些实验在相图上的位置。从图中我们可以清楚的看到, 在高温低重子化学势的区域是由解禁闭的夸克和胶子组成的夸克胶子等离子体, 而在低温和低重子化学势的

区域是禁闭的强子。QCD计算认为在低温高重子化学势区域将会是一个色超导相(Color Super-conducting phase)。

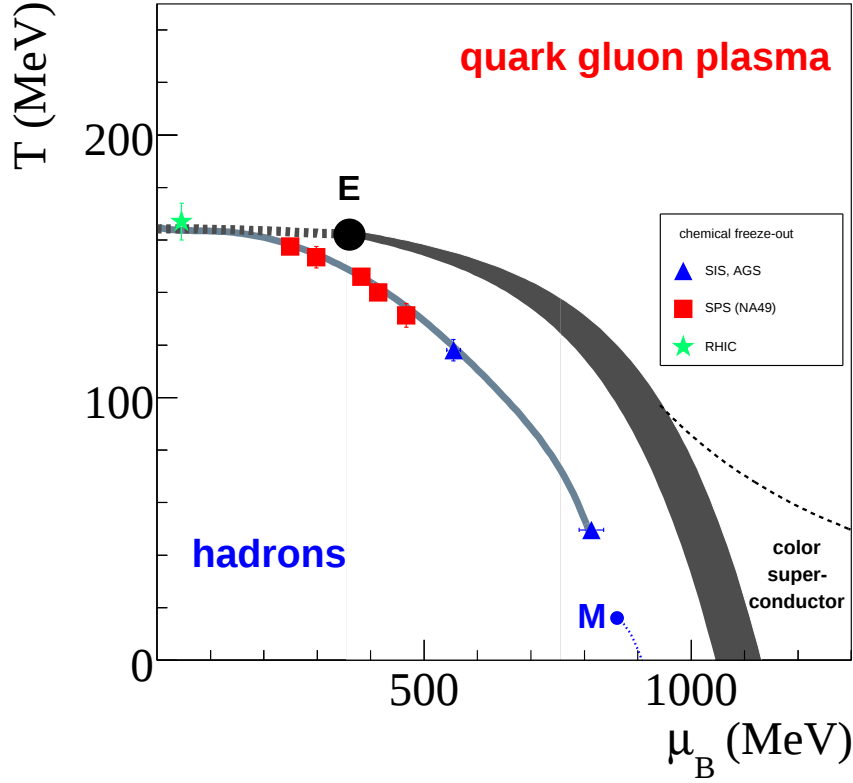


图 1-4: 由温度和重子化学势表示的核物质相变图象, 灰色带子表现的是一阶相变区域, 黑点表示临界点, 图中还给出了不同实验观测值拟和的结果。

1.2 相对论重离子碰撞

为了获取QGP, 研究QGP的性质, 我们需要极端的高温高密来实现从强子物质到QGP的相变。早在上世纪70年代, 科学家就建议利用相对论重离子碰撞在实验室条件下获得这种高温高密的物质 [31]。位于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC)是近几年来相对论重离子碰撞领域最重要的装置, 它可以把碰撞的重离子加速到质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, 核子加速到质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV。自从2000年第一次运行以来, RHIC已经成功的完成了多次物理的运行, 取得了大量的物理结果。位于欧洲核子中心(CERN)的大型强子对撞机(LHC)也已经开始了升级后的运行, 在质心系下

质子的对撞能量可以达到 $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ TeV。

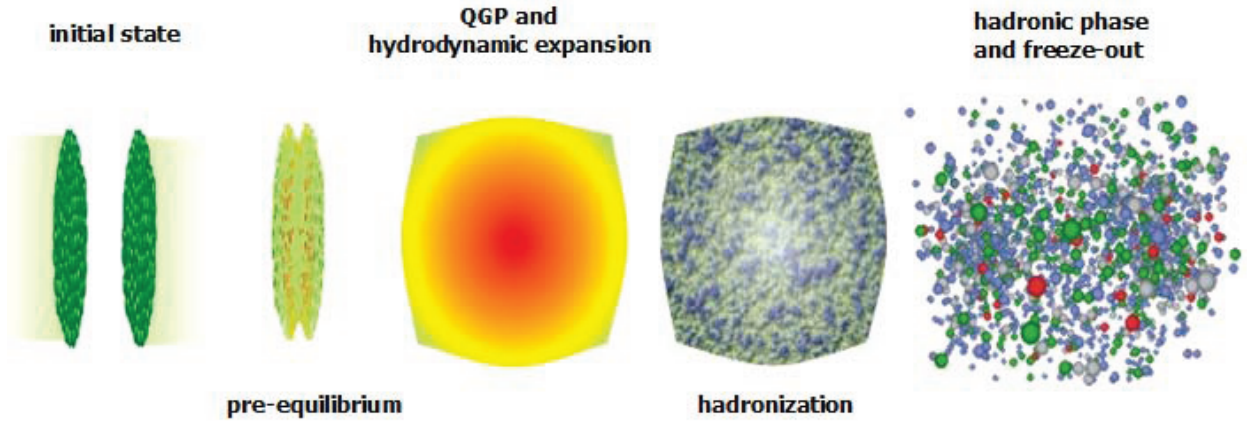


图 1-5: 相对论重离子对撞演化示意图。

图 1-5和 1-6给出了相对论重离子碰撞中的时间和空间演化过程。由于洛伦兹收缩，两个原子核可以被看成接近光速的圆盘。当碰撞的时候，位于重叠区域的核子会经历多重散射，这样，来自于入射方向的动能会在碰撞点集中而产生极高的温度。如果碰撞中心的能量密度达到了QGP产生的临界值，夸克和胶子就会从强子物质中解禁出来。人们认为夸克和胶子之间的强相互作用可以在碰撞后很短的时间内使系统达到局部的热平衡和化学平衡。这时候，系统内主要过程将是伴随着高动量转移的部分子的散射，并且产生高能的轻子和包含夸克反夸克对、胶子以及光子的喷注。接下来，QGP会迅速的膨胀和冷却，介子和重子会通过部分子的碎裂和组合产生。然后这团高温的物质将会开始化学组分的冻结(freeze out)，逐步演化成强相互作用的强子气体。随着温度的继续降低，系统达到运动学上的冻结，这时候粒子慢慢停止相互作用，碰撞结束。

在过去几年里，相对论重离子对撞机(RHIC)上已经取得了大量令人兴奋的物理结果。这些结果无法用传统的基于强子自由度的物理图象来解释，而更倾向于夸克胶子等离子体(QGP)的产生 [32–35]。下面，我们将介绍一下相对论重离子碰撞实验中的一些重要结果。

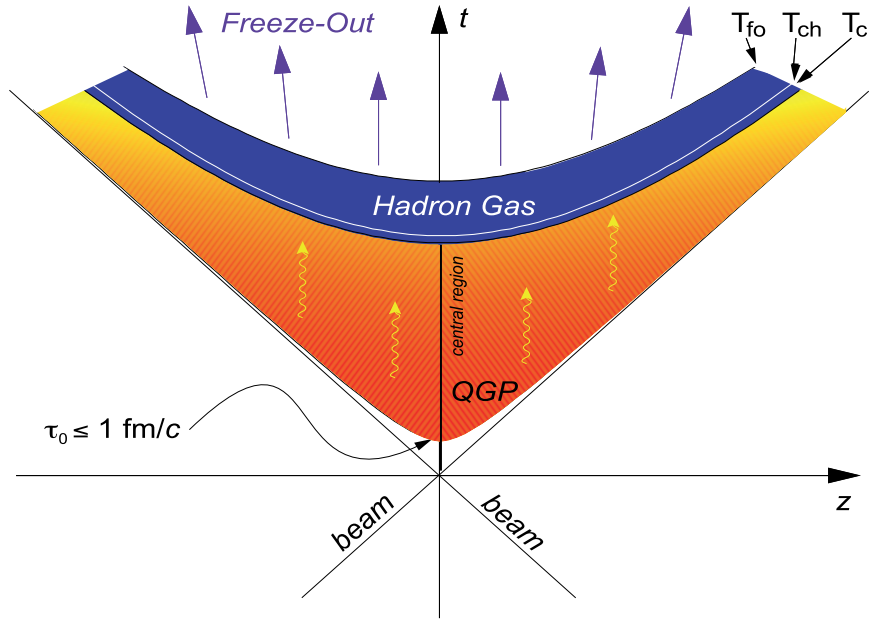


图 1-6: 相对论重离子对撞中时间(t)-空间(z)演化示意图。

1.2.1 奇异性的增强

奇异性的增强(Strangeness enhancement)被看做是QGP产生的一个重要信号 [36–38]。

由于在最初的碰撞系统中没有奇异性存在，所以由于碰撞而产生的奇异性为研究碰撞过程中的相互作用和粒子产生提供了很好的机会。奇异性为强子相和部分子相搭起了一座桥梁，在强子相互作用中，相比于较轻的 u 夸克和 d 夸克，奇异夸克比较重($m_s \simeq 60 - 170$ MeV)，这使得含有奇异夸克的粒子的产生被压抑。如果碰撞中产生了QGP，系统的温度早已超过了奇异夸克的质量，系统相空间的填充更倾向于奇异夸克和奇异反夸克对的产生($gg \rightarrow s\bar{s}$)。奇异性的增强可以通过在相同温度下，有QGP相存在时系统中含有的多奇异数重子和反重子的产额高于纯强子相的产额来反映。图 1-7给出了200 GeV的Au+Au碰撞实验 [4] 和17.3 GeV的Pb+Pb碰撞实验 [5, 6]中奇异性增强的测量结果。 $\langle N_{part} \rangle$ 表示参与重离子碰撞的平均核子数，中心碰撞具有较大的 $\langle N_{part} \rangle$ 值，周边碰撞 $\langle N_{part} \rangle$ 值较小。增强因子 E (Enhancement factor)可以被定义为，

$$E = \frac{Yield_{AA} / \langle N_{part} \rangle_{AA}}{Yield_{NN} / \langle N_{part} \rangle_{NN}}, \quad (1-3)$$

在这里, AA 对应于重离子碰撞, 而 NN 对应于像 $p + p$, $p + \text{Be}$ 这样的基本碰撞。从图 1-7 中我们可以看到, 增强因子的值都是大于 1 的, 增强的多少取决于含有的 (反) 奇异夸克的个数, 而且在中心碰撞中奇异性的增强大于周边碰撞中奇异性的增强。应该注意的是质子总产额 (inclusive proton) 的增强因子也大于 1 的, 这是因为质子产额中有一部分来源于奇异超子的衰变。

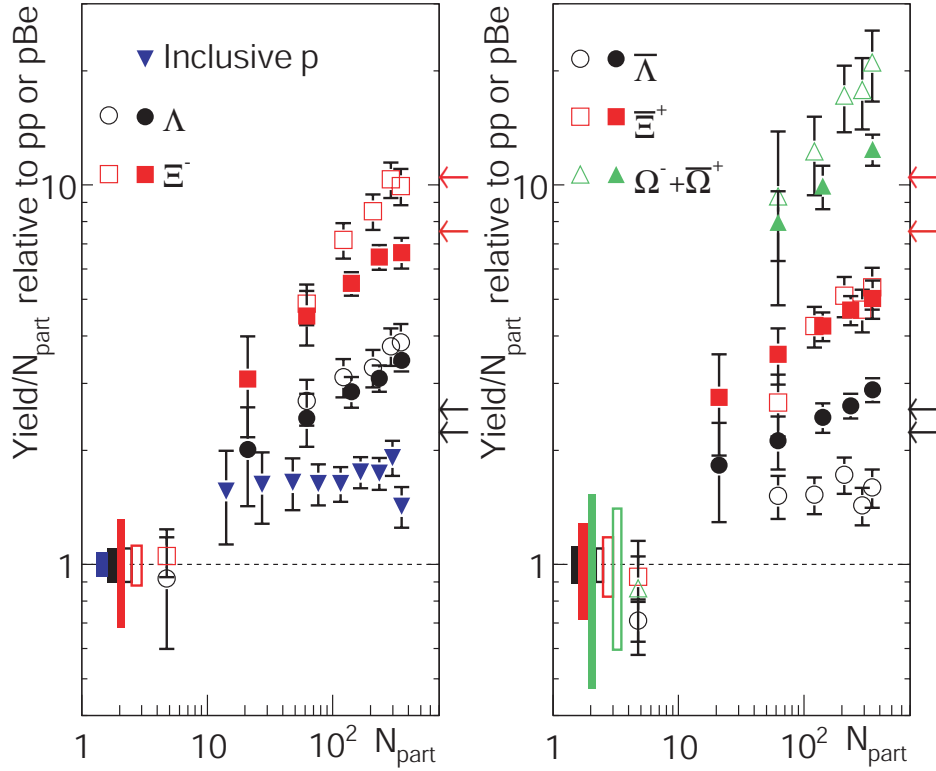


图 1-7: 奇异性粒子的增强因子随碰撞的平均核子数 $\langle N_{part} \rangle$ 的变化关系, 实心点来自于 200 GeV 的 Au+Au 碰撞 [4], 空心点来自于 17.3 GeV 的 Pb+Pb 碰撞 [5, 6]。

奇异性增强的另一个表现就是奇异粒子产额比值随碰撞能量的变化关系。图 1-8 给出了不同的实验组测量的 Au+Au [7–11] 和 Pb+Pb [12, 13] 中心碰撞中 $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ 和 $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ 的能量依赖性, 以及和 HGM [39, 40], UrQMD [41], RQMD [42], HSD [43] 等模型计算结果的比较。我们发现奇异粒子与 π 介子的比率随能量的升高明显的增加, 而且重离子碰撞 (Au+Au, Pb+Pb) 中增加的强度要高于 $p + p$ [14] 的强度。特别是 $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ 在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$ GeV 的时候有一个先上升后下降的趋势, 在模型中我们没有明显的看到这种趋势, 这表明在这个区域有一种新的物理现象出现, 这个

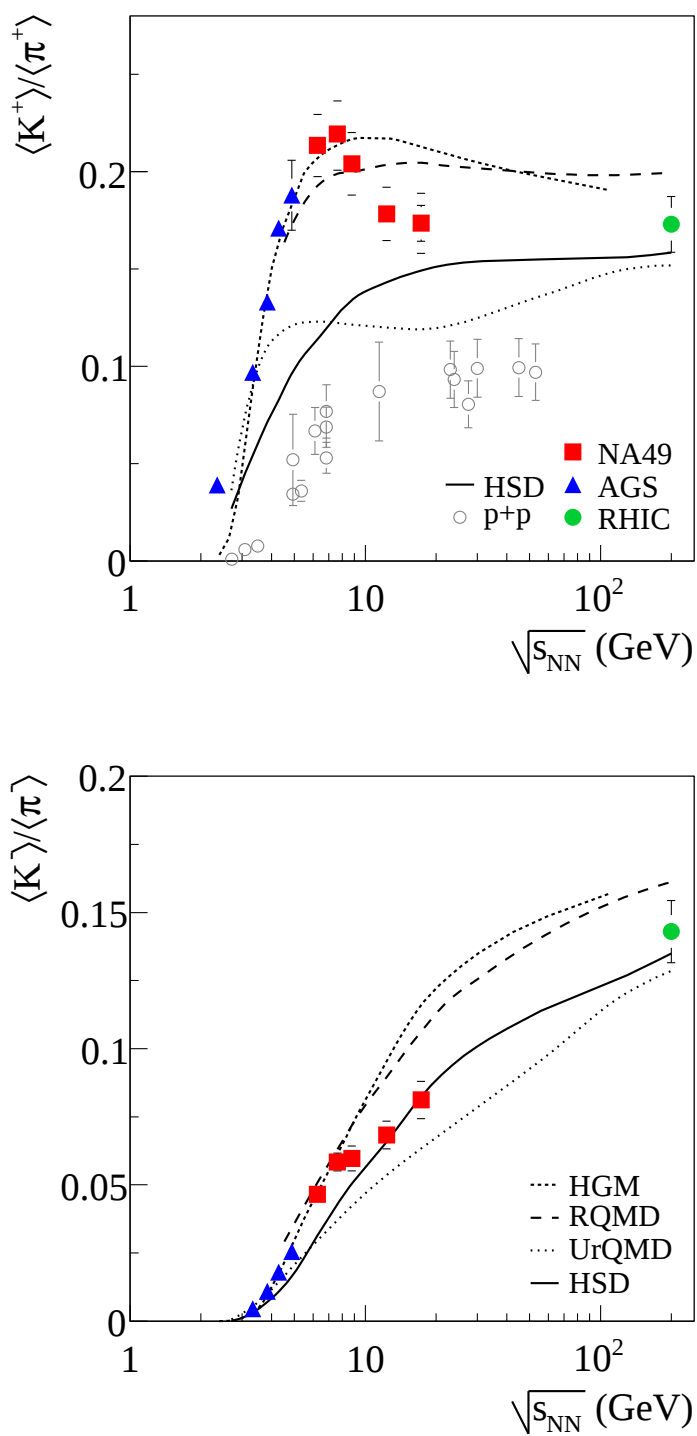


图 1-8: Au+Au中心碰撞 [7–11] 和Pb+Pb中心碰撞 [12, 13]中 $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ 和 $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ 随能量的变化关系, 以及与 $p + p$ [14]碰撞和模型计算结果的比较。

现象被认为是QGP解禁闭相变的一个信号 [13]。

1.2.2 喷注淬火

在RHIC中, 另一个重要的观测结果是中心碰撞下高横动量粒子产额的压低, 称为喷注淬火(jet-quenching)。初始QCD硬散射(hard-scattering)过程能够产生高横动量($p_T > \sim 5$ GeV/c)的粒子, 这些高横动量粒子在演化过程中和系统发生激烈作用, 会损失一定的能量, 所以它是用来研究粒子和媒介相互作用的理想探针。核修正因子 R_{AB} (nuclear modification factor)是实验上研究重离子碰撞中粒子产生机制的一个有效手段。它研究的是重离子碰撞中的产额相对于 $p + p$ 碰撞中产额的差别(R_{AA})或者重离子碰撞下中心碰撞的产额和周边碰撞的产额的差别(R_{CP}), 我们把它定义为,

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d^2 N_{AB}/dp_T dy}{T_{AB} d^2 \sigma_{pp}/dp_T dy}, \quad (1-4)$$

其中 $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{pp}^{inel}$ 是核重叠函数, 通过Glauber模型计算求得 [44, 45]。 N_{bin} 表示的是核-核碰撞中两体碰撞数目。假设重离子碰撞是简单的 $p + p$ 碰撞的叠加, 那么 R_{AA} 和 R_{CP} 应该等于1, 而偏离1则意味着碰撞中存在核效应或者不同的产生机制。图 1-9给出了RHIC实验上测量得到的核修正因子的行为 [46]。从数据中可以看到, Au+Au中心碰撞在高 p_T 表现出明显的压低, 即jet-quenching。这种现象在 $d+Au$ 碰撞中没有看到, 表明Au+Au中心碰撞形成了致密媒介, 使得粒子在穿过该媒介时候损失了部分能量。

另外, 双强子方位角关联也证实了致密媒介这一说法。图 1-10给出了关联强子(associated hadrons, $p_T > 2$ GeV/c)相对于触发强子(trigger hadrons, $p_T > 4$ GeV/c)的方位角分布 [46]。关联角分布在 $\Delta\phi \sim 0$ 成峰表明该粒子对来自于同一个喷注, 这在 $p + p$, $d+Au$, Au+Au中表现出一致性。关联粒子在 $\Delta\phi \sim \pi$ 成峰的现象只存在于 $p + p$, $d+Au$ 中, 而消失于Au+Au中心碰撞, 表明Au+Au碰撞中形成了不同于 $p + p$, $d+Au$ 的致密媒介, 背向运动的粒子在穿过该媒质时损失了能量。

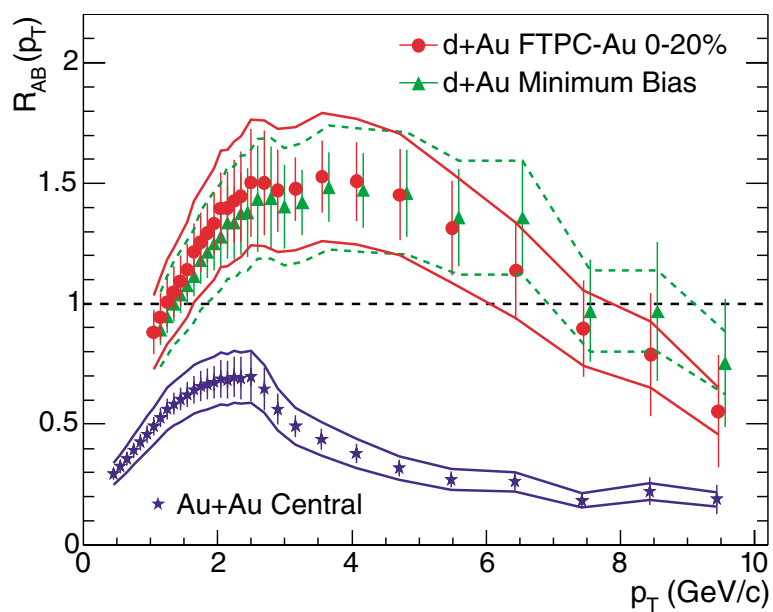


图 1-9: 200 GeV Au+Au中心碰撞和200 GeV d+Au碰撞中的核修正因子随着 p_T 的关系。

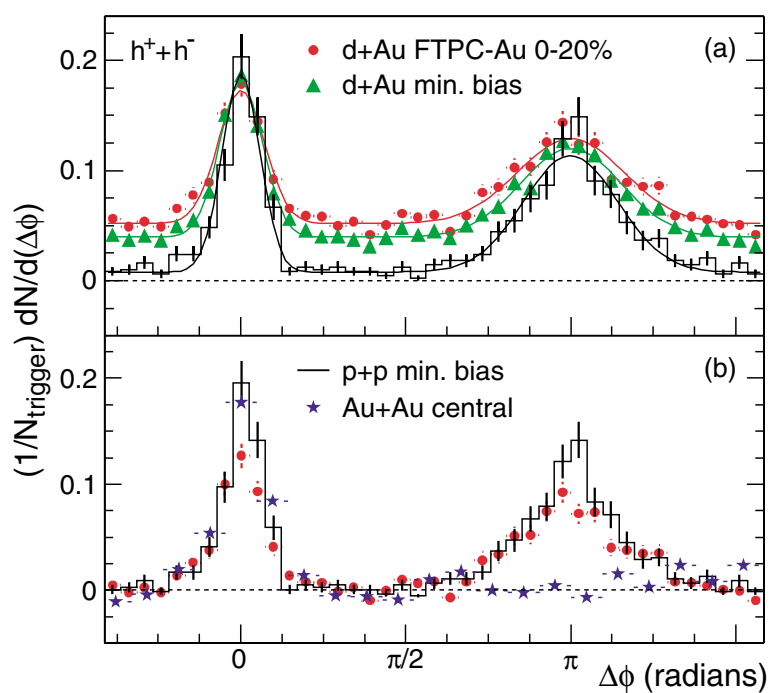


图 1-10: 200 GeV $p + p$, 200 GeV d+Au和200 GeV Au+Au碰撞中双强子方位角关联图象。

1.2.3 椭圆流

在非对心的重离子碰撞中，碰撞重叠区域是一个类似椭圆的形状。碰撞产生的粒子相互作用会使系统在椭圆形短轴方向的膨胀更强，那么系统开始坐标空间分布的各向异性就可以转化为动量空间分布的各向异性。因此，测量粒子各向异性分布可以帮助我们理解碰撞早期系统演化的动力学机制 [47–49]。实验上最经常分析的各向异性流是椭圆流(Elliptic flow)。

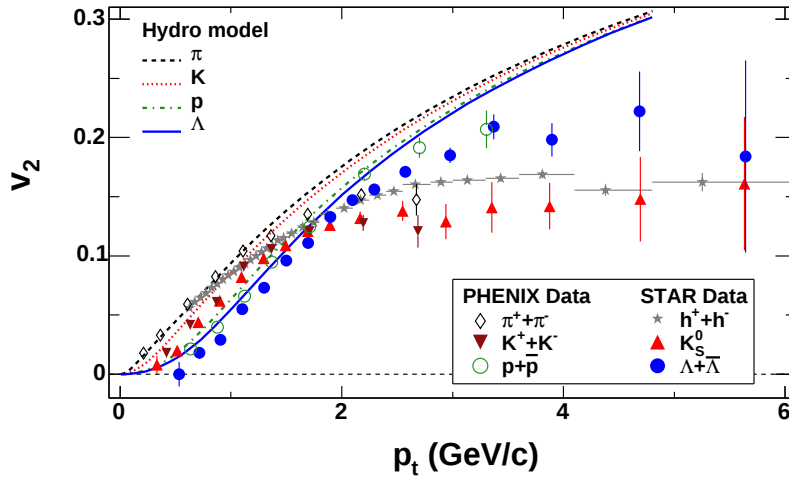


图 1-11: RHIC实验200 GeV Au+Au碰撞中粒子椭圆流 v_2 随横动量 p_T 的关系 [15]，曲线是流体动力学计算的结果。

RHIC实验中已经观测到了关于椭圆流的大量的结果。图 1-11给出了STAR实验组 [15, 50] 和PHINEX实验组 [51]测量到的在200GeV Au+Au碰撞实验的结果。在低横动量区域($p_T < 2$ GeV/c)，我们观察到不同强子的椭圆流遵循质量的标度，这和流体模型中 [52]系统达到热平衡的图像是一致的。在横动量达到2 GeV/c的时候，流体力学预言椭圆流会继续增大，可是在实验中我们却看到粒子的椭圆流已经达到饱和，这表明在横动量大于2 GeV/c的区域，强子的椭圆流已经不能用流体力学来解释。这时候，我们发现在中横动量区域(2 GeV/c $< p_T < 5$ GeV/c)粒子的椭圆流遵循组分夸克数标度(number-of-constituent-quark scaling, NCQ-scaling)。这种组分夸克标度行为可以用夸克组合模型很好的描述 [53–56]，这些模型认为，强子是由组分夸克组合而成，如果夸克

在强子化之前的分布就是各向异性，那么强子的椭圆流就可以用组分夸克数(n)来标定，从而所有强子椭圆流/ n 随横动量/ n 的关系就会落到一条线上，图 1-12给出了强子椭圆流的组分夸克数标度图像。这种标度表明碰撞系统中部分子的自由度已经占据主导。应该注意的是， π 介子的椭圆流不遵循组分夸克数标度，主要原因是很大一部分的 π 介子来源于共振态的衰变 [57, 58]。粒子的椭圆流组分夸克标度行为是QGP已经形成的有力证据。

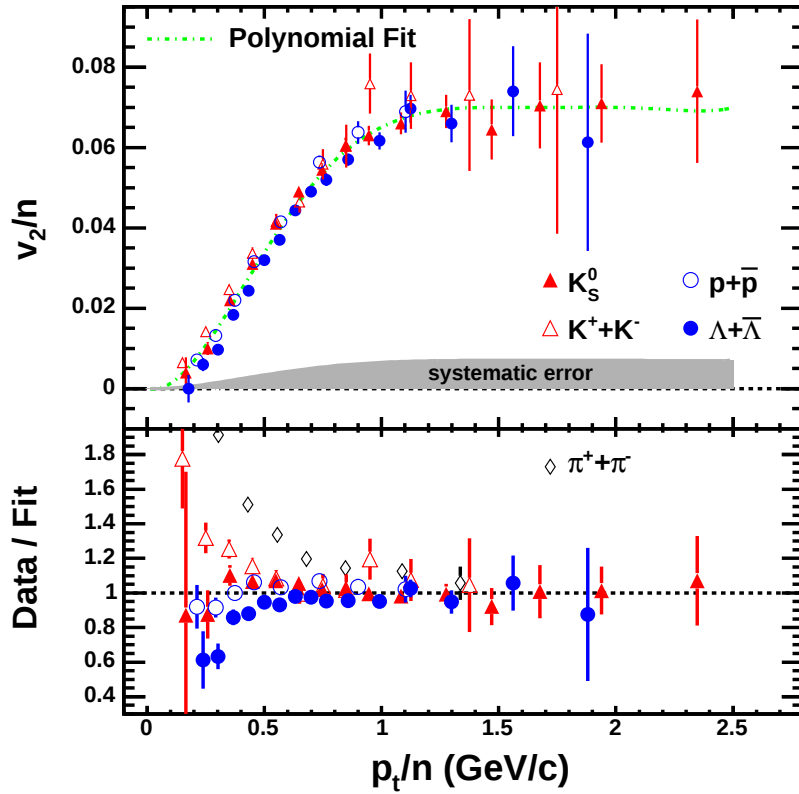


图 1-12: 200 GeV Au+Au碰撞中粒子 v_2/n 随 p_T/n 的变化关系 [15]，下图是 v_2/n 和多项式拟合曲线的比值。

1.3 涨落和关联

涨落和关联是描述一个物理系统的重要的特征，它们提供了系统中与有效自由度相关的信息。一般的，系统的涨落可以分为几类，最基本的涨落是量子涨落，它的产生是由于一些特定的观测量不能与系统的哈密顿量(Hamiltonian)交换作用而产生的，这种涨落在重离子碰撞中的并不明显；另一类是动力学的涨落，这部分涨落是对系统性质和动力

学演化的一种反映，包含了关于系统的大量物理信息，所以它是重离子碰撞中研究比较多的一个观测量。另外还有许多背景涨落，这些涨落可能来自于样本本身和测量的方法及过程，比如的事件统计量有限，样本中观测量（粒子多重数、平均动量等）自身的不足以及探测器的不稳定等。在提取系统动力学涨落的时候，我们需要扣除这部分背景涨落。

系统的涨落和相变有非常密切的关系，当系统演化到两相分界的区域时，会观察到区别于普通热力学特性的明显的动力学涨落，我们熟知的临界乳光现象就是由于二阶相变而产生涨落的结果。而在一阶相变中，会有气泡的产生，也就是极端情况下粒子局部密度的涨落。因此，研究相对论重离子碰撞过程中的涨落为实验上探索QCD相图提供了有效的方法。

对于一个达到热平衡的强相互作用系统，我们可以用格点QCD(Lattice QCD)来计算。根据格点QCD计算 [16]，重子数(B)，电荷(Q)和奇异性(S)的各阶磁化率 χ_{ijk}^{BQS} ，可以通过对QCD配分函数（比如，压强）的对数在重子数，电荷以及奇异性的化学势接近于零时求导得到，

$$\chi_{ijk}^{BQS} = \frac{\partial^{i+j+k} p/T^4}{\partial \hat{\mu}_B^i \partial \hat{\mu}_Q^j \partial \hat{\mu}_S^k} \Big|_{\mu=0} = \frac{\partial^{i+j+k} \frac{1}{VT^3} \ln Z(V, T, \mu_B, \mu_S, \mu_Q)}{\partial \hat{\mu}_B^i \partial \hat{\mu}_Q^j \partial \hat{\mu}_S^k} \Big|_{\mu=0}, \quad (1-5)$$

这里 $\hat{\mu}_X \equiv \mu_X/T$ 。一般的， χ_{ijk} 可以看作是对对方差的测量，对角的磁化率表示系统的涨落，非对角的磁化率表示不同守恒量之间的关联。在这里我们最经常分析是二阶磁化率和四阶磁化率，

$$\begin{aligned} \chi_2^X &= \frac{1}{VT^3} \langle N_X^2 \rangle, \\ \chi_4^X &= \frac{1}{VT^3} (\langle N_X^4 \rangle - 3 \langle N_X^2 \rangle^2), \end{aligned} \quad (1-6)$$

以及两个守恒量之间最基本的关联，

$$\chi_{11}^X = \frac{1}{VT^3} \langle N_X N_Y \rangle, \quad (1-7)$$

图 1-14 给出了格点QCD计算得到的重子数，电荷以及奇异性的二阶磁化率 $\chi_2^{B,Q,S}$ 和四阶磁化率 $\chi_4^{B,Q,S}$ 随温度的变化关系 [16]。我们可以看到，在相变温度 $T \sim 200$ MeV，各

种守恒量的二阶磁化率都有一个明显的上升，随着温度的升高，所有的二阶磁化率都达到饱和。同样在相变温度，各种守恒量的四阶磁化率都有一个最大值，这个最大值对于重子数的磁化率最明显，但是对于电荷和奇异性的四阶磁化率，我们还是能够清晰地看到这个最大值，在远离相变的更高温度，所有的四阶磁化率也会达到饱和。我们注意到，格点QCD计算的两种磁化率中，利用比较精细的时间范围 $N_\tau = 6$ 计算的结果与利用比较粗糙的时间范围 $N_\tau = 4$ 计算的结果符合的很好。这些不同阶的磁化率可以通过测量一些特定观测量的涨落来得到 [59, 60]。

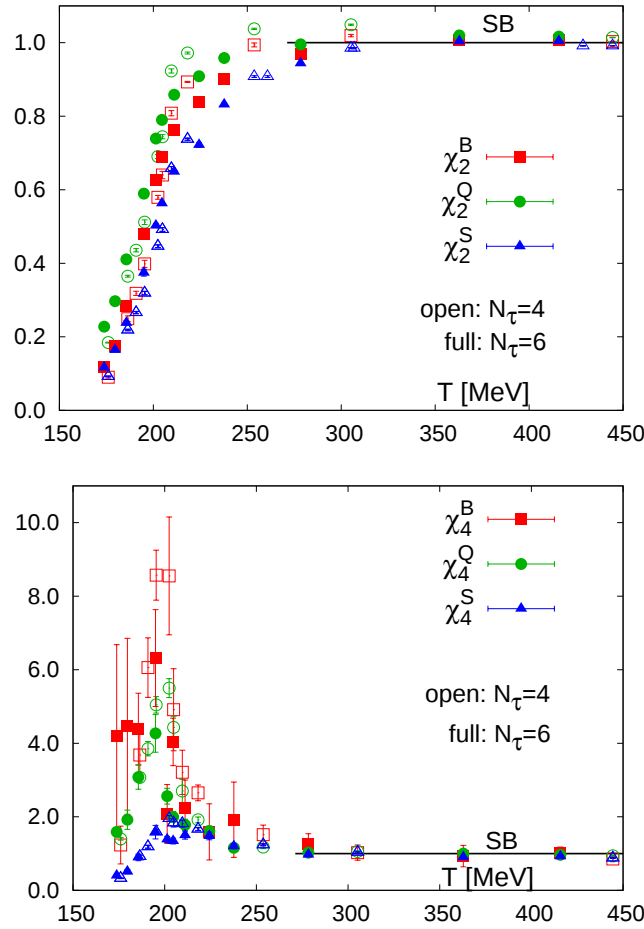


图 1-13: 格点QCD计算的重子数, 电荷以及奇异性的二阶涨落 $\chi_2^{B,Q,S}$ 和四阶涨落 $\chi_4^{B,Q,S}$ 随温度的关系 [16]。这里所有的值都已经根据自由夸克气体结果进行了归一。

研究表明相比于一些分布的二阶矩，逐个事件的 π 介子和质子多重数分布的高阶矩更加敏感于相变临界点的存在，特别是这些分布的四阶矩(Kurtosis)可能与关联长度的7次方

成正比 [61]。另外，系统从相变临界点到强子气体的演化过程中，由于涨落会使逐事件多重数的分布呈现非高斯的分布。由于以上原因，使得粒子多重数分布的四阶矩成为寻找QCD相变临界点的一个更加敏感的探针。

描述重离子碰撞系统中涨落的方式有许多种，其中逐事件涨落(event-by-event fluctuations)是最有效的方法。逐事件涨落就是在单个事件的层次上测量特定物理量，然后研究单事件的物理量在整体事件中涨落。研究表明，测量系统的逐事件的动力学涨落可以帮助我们理解QGP的性质及QGP相变的发生，特别是寻找与QGP相变的临界点相关的信息 [62–65]。实验上，在SPS能量区间和RHIC能量区间已经进行了很多关于动力学涨落的测量，他们已经利用逐个事件的方法测量了系统中平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 的动力学涨落 [66–70]，粒子多重数的动力学涨落 [71, 72]，不同电荷 [73, 74]的动力学涨落，强子产额比值(K/π , p/π)的动力学涨落 [17, 18, 75] 以及净电荷和净质子涨落的高阶矩 [76]。

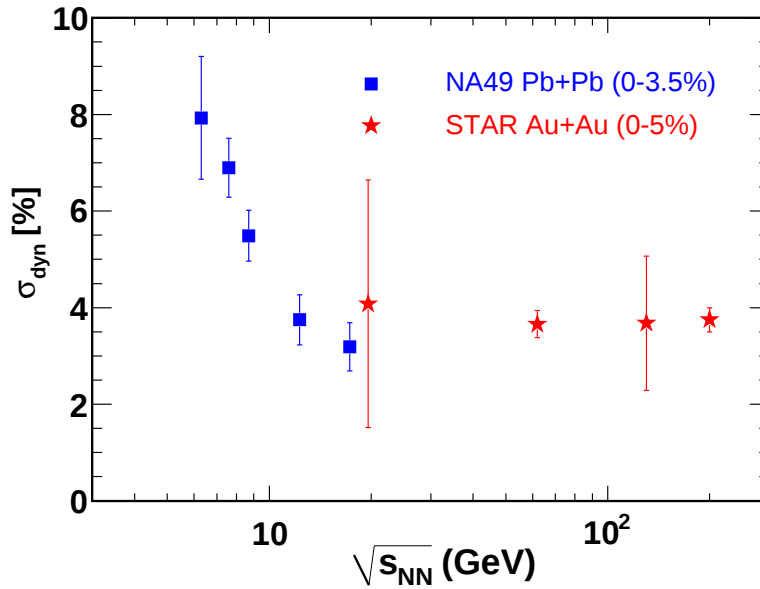


图 1-14: 相对论重离子碰撞中 K/π 产额比动力学涨落随碰撞能量的关系，STAR的结果来自于文献 [17]，NA49的结果来自于文献 [18]。

图 1-14给出了STAR实验组和NA49实验组测量的 K/π 产额比值的逐事件动力学涨落。STAR实验的数据来自于中心的Au+Au碰撞，中心碰撞能量从19.6 GeV到200 GeV

[17]。NA49实验的数据来自于中心的Pb+Pb碰撞，中心碰撞能量6.3 GeV到17.3 GeV [18]。我们可以看到 K/π 产额比值的涨落值是正的，在SPS的能量区域，涨落有明显的能量依赖性，随着能量的增加是下降的，而在RHIC的能量区域，涨落随着能量的增加几乎是不变的。尽管STAR实验中有的能量涨落的误差比较大，我们还是可以看到STAR实验中的涨落和NA49实验的最高能量碰撞的结果是一致的。这表明在SPS的能量区域和RHIC的能量区域可能存在着不同的物理过程。

1.4 模型介绍

1.4.1 HIJING

HIJING(Heavy-Ion Jet Interaction Generator)模型 [77]是一个基于蒙特卡洛模拟的事件产生器，可以模拟高能强子-强子或核-碰撞中部分子和粒子产生。在HIJING中，核子-核子非弹性碰撞的截面分为两个部分，一部分含有硬相互作用过程，另一部分为纯的软过程。在硬过程中，部分子之间的相互作用会产生含有部分子的喷注。对于硬相互作用过程中产生的部分子，首先将它们按照快度的方向进行排列，然后和产生它们的领头夸克(leading quarks)或双夸克(di-quarks)一起形成一些激发的弦，这些弦再碎裂成为末态的强子。

对于没有产生喷注的反应或没有硬过程的反应主要采用多弦机制(multiple string)来处理，通过交换胶子，两个参与反应的强子可以形成两个激发的弦。而从硬的过程中产生的一部分胶子也会和这些弦连接在一起形成一些新的弦，这些弦最后都会碎裂成强子。

在HIJING中，所有软过程产生的粒子主要来自于激发的核子所产生的弦，因此它和参与碰撞的核子数($N_{participant}$)相关，而对于硬过程，产生的粒子主要来自于喷注的碎裂，而喷注的产生来自于部分子之间的相互作用，因此硬过程和两两碰撞的次数(N_{binary})相联系。

1.4.2 AMPT

多相输运模型AMPT(A Multi-Phase Transport model)是一个包含多个作用过程的蒙特卡洛模型 [78]。它主要有两个版本，一个不包含弦融化机制，我们称之为Default-AMPT；另一个包含了弦融化机制，我们称之为Melting-AMPT。AMPT模型主要包括四个子过程：（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。在对激发弦的处理上，Default-AMPT版本的激发弦直接强子化然后进入强子在散射过程，Melting-AMPT版本的激发弦全部融化为部分子，然后进入部分子相互作用阶段。强子化过程中，Default-AMPT版本采用LUND弦碎裂模型，而Melting-AMPT版本采用夸克组合模型。下面分别对四个子过程进行说明。

相空间初始化 AMPT模型的相空间初始化是由HIJING模型 [77]完成的。在HIJING模型中，两个对撞核的核子径向密度分布是采用Woods-Saxon分布。重叠区域的核子碰撞会产生两种过程，硬过程和软过程。硬过程中相互作用的动量传递较大，这个过程产生的minijet部分子；软过程中相互作用的动量传递较小，这个过程产生的是激发弦。在Melting-AMPT版本中激发弦通过LUND弦碎裂成强子 [79]，然后产生的强子根据它们的味道和自旋被分解为部分子。产生的u、d、s夸克流质量分别为 $m_u = 5.6 \text{ MeV}/c^2$ 、 $m_d = 9.9 \text{ MeV}/c^2$ 、 $m_s = 199 \text{ MeV}/c^2$ 。

部分子相互作用 Default-AMPT中的minijet部分子，Melting-AMPT的minijet部分子以及激发弦融化来的部分子都将进入部分子相互作用阶段，该阶段由Zhang's Parton Cascade(ZPC) [80]描述。该过程采用玻尔兹曼输运方程描述相空间的演化，当两个部分子距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$ 时，部分子发生散射， σ 为部分子相互作用截面。目前ZPC中的部分子相互作用只包含两体散射。

强子再散射过程 AMPT中两种版本采用了不同的强子化机制。在Default-AMPT版本中，当minijet部分子停止相互作用后，将与其母弦形成激发弦，然后通过LUND弦碎裂

模型形成强子。在Melting-AMPT版本中，利用简单的部分子组合模型将临近的部分子按照夸克的味道合成介子或重子。强子的形成是随着事件演化在反应系统不同时间和位置产生，所以系统演化过程中会存在部分子和强子共存的时间过程。

强子化过程 部分子强子化以后，进入强子相互作用阶段，ART [81]可以模拟这个过程。目前ART只考虑了 π , ρ , ω , η , K , K^* , ϕ , N , Δ , $N^*(1440)$, $N^*(1535)$, Λ , Σ , Ξ , Ω 等强子，包括了重子-重子、介子-介子和重子-介子间的相互作用，以及一些强子和共振态粒子的衰变，并考虑了同位旋自由度、核子和 K 介子的平均场效应，能够很好的描述RHIC能量下的实验结果 [82, 83]。

1.5 本文的主要内容和结构

本论文详细介绍了金离子-金离子($^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$)对撞过程中重子数（质子）和奇异性（ K 介子）产额比值的动力学涨落的测量方法，给出了测量结果并对结果进行了讨论。我们发现在SPS的能区 $p/K(K/p)$ 的动力学涨落有较强的碰撞能量依赖性，在RHIC能区碰撞能量依赖性较小。由于重子和奇异性在相对论重离子碰撞中产生的特殊性，我们还提取了与对产生相关的 p/K 动力学涨落，我们发现与对产生相关的 p/K 动力学涨落有很强的中心度依赖性，并且在中间中心度区域有一个涨落的最大值。本文所用的数据来自于STAR(Solenoidal Tracker At RHIC)探测器在2004年采集的质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的Au+Au碰撞的数据样本。

在本论文中，我们还通过对实验上末态强子椭圆流测量结果的分析，提出了在夸克组合强子化框架下，可以利用强子椭圆流的组分夸克数标度现象作为判断相对论重离子低能量碰撞中是否发生解禁闭相变的一个依据，并且利用多相输运模型(AMPT)的模拟验证了这个假设。

本篇文章的结构安排如下：

第一章是论文的引言部分；

第二章将介绍RHIC-STAR实验装置；

第三章将介绍STAR实验中粒子鉴别的方法；

第四章我们将介绍涨落的测量方法；

第五章是关于涨落测量的结果和讨论；

第六章我们将讨论椭圆流的组分夸克数标度与相变的关系；

第七章是论文的总结和展望。

第二章 相对论重离子碰撞实验装置

在这一章里我们将介绍位于美国布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机(RHIC)上面的STAR(Solenoidal Tracker At RHIC)实验装置, 以及STAR实验装置上的主要探测器时间投影室(TPC)。

2.1 相对论重离子对撞机-RHIC

相对论重离子对撞机(RHIC)的建造开始于1991年, 2000年开始正式运行, 后续的升级也一直在进行中。它是世界上第一台可以把对撞重离子的质心系能量加速到 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的加速器, 是固定靶重离子碰撞能量的十几倍甚至更高。RHIC建造的主要目的是在实验室条件下创造高温高密的物质, 研究其性质, 进而理解物质最基本的起源。RHIC还可以把极化质子束的质心能量加速到 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV, 来进行一系列和自旋相关的物理研究。

图 2-1给出了RHIC装置组合图。RHIC对撞机的直径为1.22 km, 包括两条同中心的超导磁铁环(冷却温度低于4.6K)用来聚焦和引导束流进行对撞。利用这个装置, 可以加速从质子到金离子的各种离子并使它们对撞。其中质子可以被加速到每核子250 GeV, 亮度为 $4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 金离子可以被加速到每原子核100 GeV, 亮度为 $2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。要想得到金离子进行对撞, 首先金离子通过第一个范德格拉夫串列静电加速器(Tandem

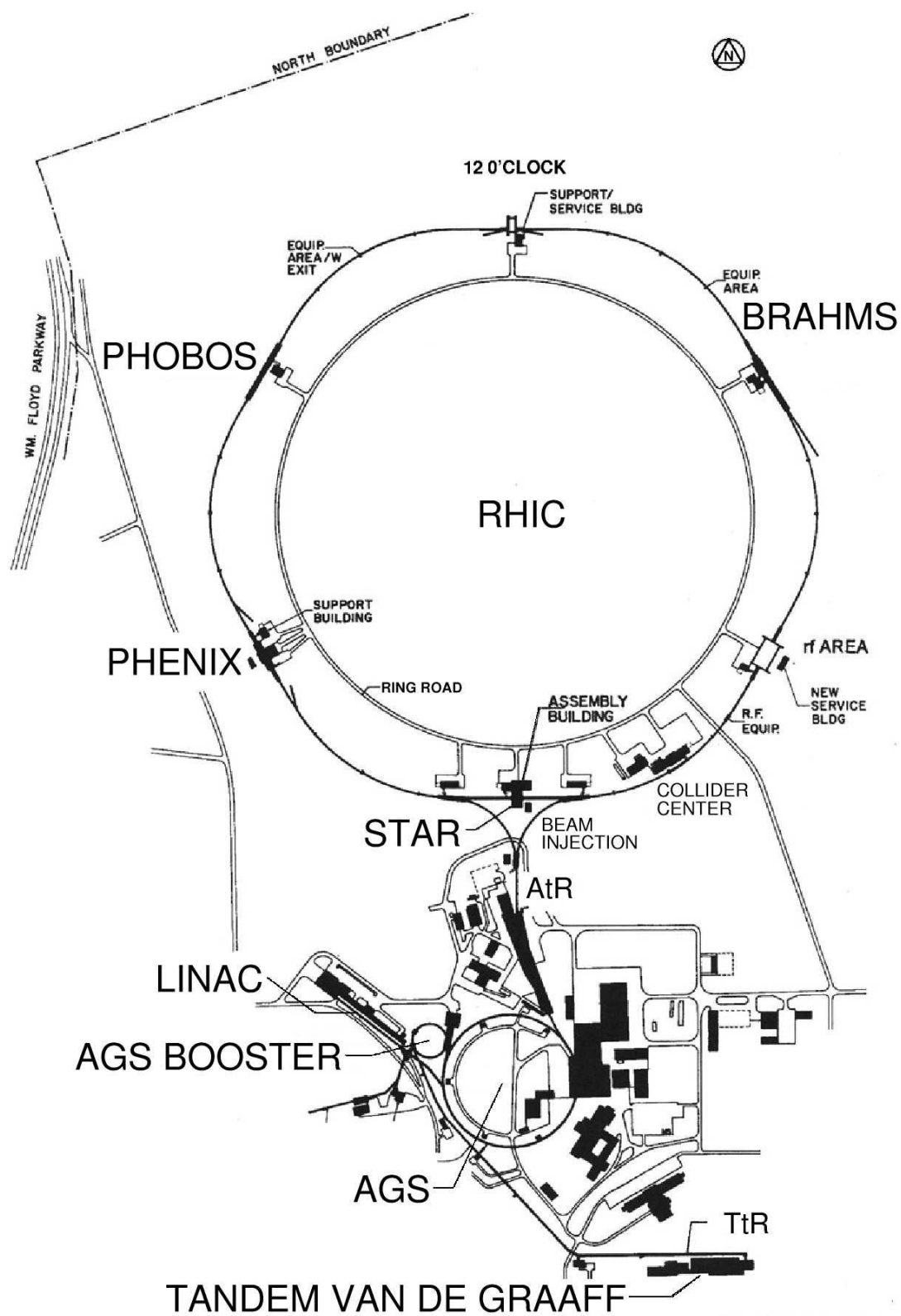


图 2-1: 布鲁克海文国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。

Van de Graaff)后被加速到15 MeV, 这时候金离子带有电荷为 $-1e$ 。然后金离子经过第一个剥离器(the Stripping Foil), 这个剥离器在两个Tandem之间, 在这里电子被剥离, 使金离子的电荷达到 $+12e$ 。伴随着离子所带的电荷由负变正, 离子进入第二个串列静电加速器, 在这里离子获得另外的1 MeV/u的能量。当离子完全通过静电加速器后, 离子进行第二次剥离, 之后离子所带的电荷为 $+32e$ 。然后离子被注入到增强器(the Booster Synchrotron)加速到能量为95 MeV每核子并进一步剥离电子到带电荷为 $+77e$, 然后注入到变梯度同步加速器(Alternating Gradient Synchrotron, AGS)。在AGS中, 金离子束被加速到10.8 GeV/u。离子从AGS出来通过最后一个剥离器后, 离子的电荷达到 $+79e$ 。最后, 离子被注入RHIC环内, 在外加磁铁的作用下被加速到最高能量并且能够保存数小时来进行对撞实验。在质子-质子对撞中, 质子束是由直线加速器(Linear Accelerator)而不是Tandem产生的。在RHIC对撞机上总共有六个对撞点, 其中四个对撞点上装有实验谱仪。它们分别是位于环的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。从2000年到2009年之间, RHIC已经成功进行了9.2 GeV, 19.6 GeV, 62.4 GeV, 130 GeV和200 GeV下的Au+Au碰撞实验, 22 GeV, 62.4 GeV和200 GeV的Cu+Cu碰撞实验, 200 GeV的 $p + p$ 和 $d + Au$ 碰撞实验, 以及500 GeV下的 $p + p$ 碰撞实验。表 2-1给出了RHIC实验的一些主要参数。

Cut parameters	values
Top Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$	200 GeV
Top p+p $\sqrt{s_{NN}}$	500 GeV
Ave. luminosity (Au+Au)	$\sim 2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Ave. luminosity (p+p)	$\sim 4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Bunches per ring	60
Ions per bunch (Au)	10^9
Ions per bunch (proton)	10^{11}
Crossing points	6
Beam lifetime (store length)	$\sim 10 \text{ hours}$
RHIC circumference	3.8 km

表 2-1: RHIC实验装置中部分重要参数。

本论文的结果主要来自于STAR探测器2004年采集的中心能量为 $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的Au+Au碰撞的实验数据。

2.2 STAR 实验装置

STAR(Solenoidal Tracker At RHIC) [19]探测器是RHIC对撞机上的两个主要探测器之一。它的建造主要是用来探索高能量密度下强相互作用物质的性质，以便寻找与QGP产生相关的信号。由于STAR探测器具有较大的接收度，以及其复杂的次级探测系统，我们可以利用它同时测量多个观测量，从而能够得到一个详尽清晰的关于核核碰撞的物理图像。图 2-2和 2-3分别给出了STAR探测器透视图和剖面图。从最内层束流管到外层，在中间快度区域的探测器分别为，硅顶点探测器(Silicon Vertex Tracker, SVT)，硅微条探测器(Silicon Strip Detectors, SSD)，时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)，中央环形触发探测器(Central Scintillator Barrel, CTB)，飞行时间谱仪(Time-Of-Flight detector, TOF)，桶形的电磁量能器(Barrel Electro-Magnetic Calorimeter, BEMC)，磁铁，以及磁铁外部的计划安装的 μ 轻子探测器(Muon Telescope Detector, MTD)。

在前端和后端快度区域的探测器有，两个前向的时间投影室(pair of radial-drift Forward TPC, FTPC)，端部的电磁量能器(Endcap Electro-Magnetic Calorimeter, EEMC)，光子多重数探测器(Photon Multiplicity Detector, PMD)，束流探测器(Beam Beam Counters, BBC)，零度量能器(Zero Degree Calorimeters, ZDC)，赝顶点探测器(pseudo-Vertex Position Detectors, pVPDs)。下面我们将简要的介绍一下这些探测器。

磁铁 STAR探测器的磁铁系统 [84]是一个室温下的螺旋管磁铁，长6.85m，内径5.27m，外径7.32m，大部分的探测器都包裹在这个磁铁之中。它可以提供一个沿束流方向0.25 – 0.5T的均匀磁场，当带电粒子穿过这个磁场时运动方向就会发生偏转，从而可以测量到粒子的动量。现在，STAR的磁铁工作时可以设置成全磁场，翻转全磁场，和半边磁场。

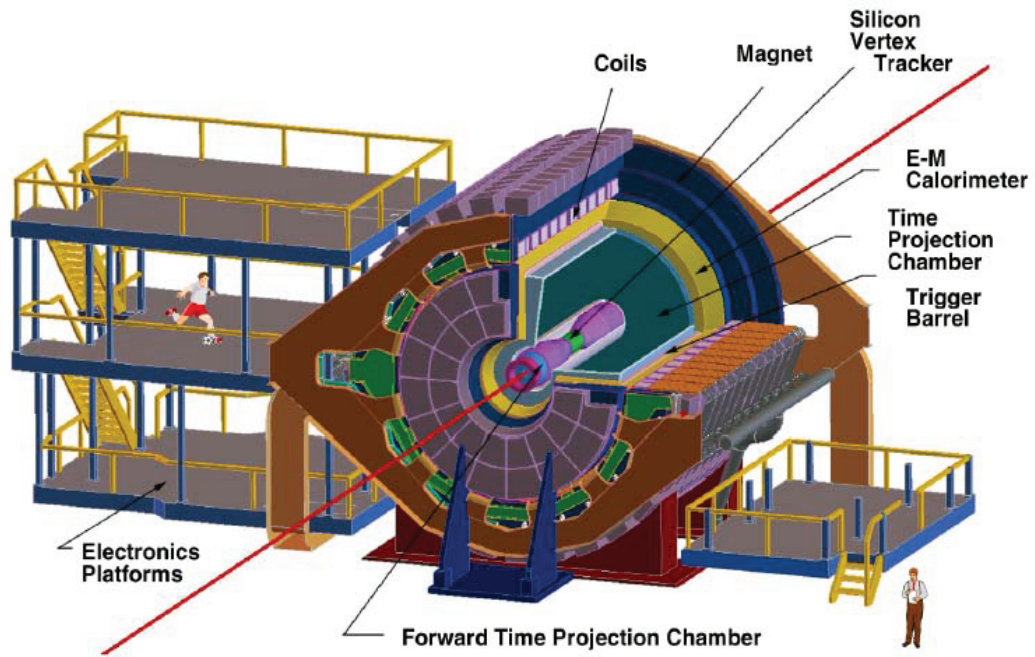


图 2-2: STAR探测器系统透视图。

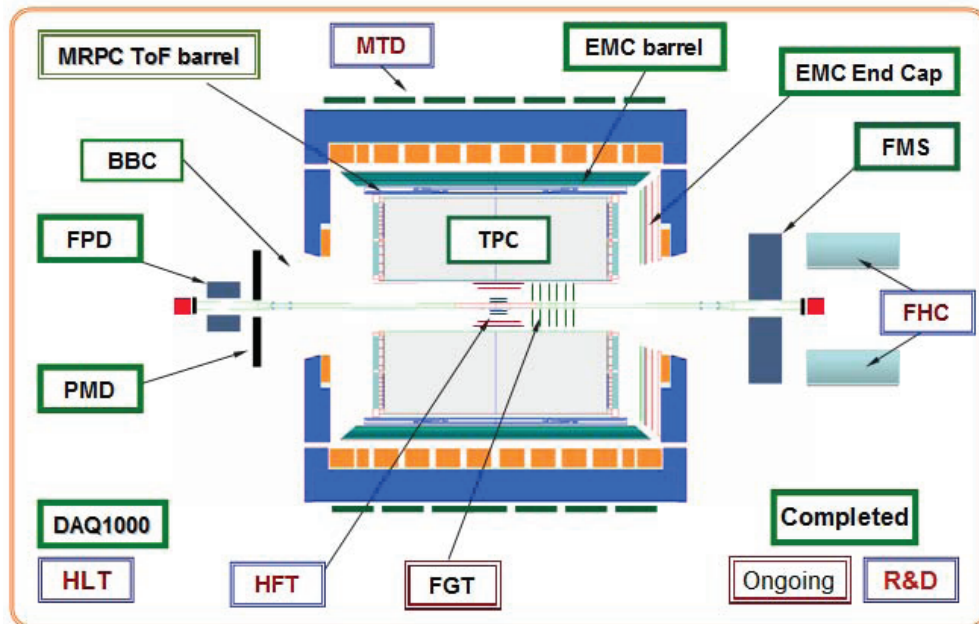


图 2-3: STAR实验最新的探测器系统剖面图。

径迹跟踪探测器 时间投影室(TPC) [20]是STAR的主要径迹探测器, 它可以测量中快度区域带电粒子的动量信息。在几何形状上时间投影室是一个长为4米, 直径为4米的圆筒, 它的探测范围覆盖住整个方位角, 在赝快度方向上的探测区间为 $|\eta| < 1.8$ 。我们将会在下一节详细的介绍时间投影室。两个前向的时间投影室(FTPC) [85]位于顶点探测器的两端, 它们的赝快度测量范围为 $2.5 < |\eta| < 4$, 拓展了TPC在快度方向的测量范围。为了增强前端方向的径迹探测能力, 一个前端跟踪器(Forward Gas Electron Multiplier Tracker, FGT) [86]的升级计划正在进行中。

内部径迹跟踪 靠近碰撞点的带电粒子的径迹跟踪是靠硅顶点探测器(SVT) [87] 和硅微条探测器(SSD) [88]来完成的。硅顶点探测器是由216条硅漂移探测器分三层按桶状排列, 它们离中心轴线的距离分别为7, 11, 15cm。硅微条探测器构成了第四层内部径迹探测系统, 它的位置离中心轴线的距离约为23cm。硅探测器覆盖了整个方位角, 在赝快度方向上的探测区间上能够达到 $|\eta| \lesssim 1$ 。由于硅探测器离碰撞中心的距离很近, 使得原初碰撞顶点和由弱衰变(Λ , Ξ , Ω 等等)产生的第二顶点的定位非常的精确。虽然硅探测器对于第二顶点的重构很有帮助, 它也为电子的分析带来了大量的光子背景, 所以在2008年的运行中, 硅探测器被取出。为了能给重夸克的测量提供准确的第二顶点, STAR正在计划建造一个新的硅顶点探测器, 重夸克跟踪器(Heavy Flavor Tracker, HFT) [89]。这个新探测器将会和硅微条探测器一起放在TPC和最内层的硅探测器之间的空隙中来使用。

电磁量能器 STAR的桶形电磁量能器(BEMC) [90]放在时间投影室的外面, 它可以覆盖住整个方位角, 在赝快度方向上的探测区间上能够达到 $|\eta| < 1$ 。底端电磁量能器(EEMC) [91]也能覆盖住整个方位角, 在赝快度方向上的探测区间为 $1 < |\eta| < 2$, 它是桶形电磁量能器很好的补充。电磁量能器能够测量粒子的横向能量, 以及鉴别高横动量的轻子和光子。电磁量能器包含一个shower-maximum detectors(SMD), 它可以把单个高动量的光子和由 π 和 η 介子衰变而来的光子对区别开来, 也可以用来区别电子和带电强

子。最近, 电磁量能器又被用来作为高横动量强子的触发器, 并且已经成功的把 $p + p$ 碰撞中可鉴别的粒子的横动量谱提高到15 GeV/ c .

前端光子介子探测器 在底端电磁量能器不能覆盖的前端区域, STAR安装了光子多重数探测器(Photon Multiplicity Detector, PMD) [92], 它的赝快度方向上的探测区间为 $2.3 < |\eta| < 3.5$ 。这个探测器可以在事件的层次上测量前端光子的多重数和空间分布。在更加前端的区域, STAR安装了另一个探测器, 前端 π 介子探测器(Forward π^0 Detector, FPD)来测量高快度区域的 π^0 介子。在2008年, STAR完成了前端 π 介子探测器到前端介子分光仪的升级(Forward Meson Spectrometer, FMS), 前端介子分光仪是一个更大的探测器, 它可以测量到赝快度方向上 $2.5 < |\eta| < 4$ 的中性粒子, 例如 π^0 , η 以及 J/ψ 。

飞行时间谱仪 STAR的飞行时间谱仪(Time-Of-Flight, TOF) [93, 94] 是基于多气隙电阻板室(Multi-Resistive Plate Chamber, MRPC)技术而建造的探测器。它位于时间投影室和桶形电磁量能器之间, 总共由120片组成, 东西两边各60片。每一片上有33层多气隙电阻板室组成。每一层的多气隙电阻板室都有六个读出道。TOF在赝快度方向上的探测区间为 $|\eta| < 1$, 并可以覆盖全方位角。它拥有低于80ps的固有时间分辨率, 以及高于95%的探测效率。由图 3-6我们可以看出, 飞行时间谱仪在中动量区域具有很好的粒子鉴别能力, 可以把K介子和 π 介子鉴别的动量范围从用TPC鉴别的0.7 GeV/ c 提高到1.6 GeV/ c , 质子和 π 介子的鉴别从TPC鉴别的1.1 GeV/ c 提高到3 GeV/ c 。和时间投影室的联合使用可以提供横向动量 $p_T > 0.2$ GeV/ c 范围的电子鉴别。STAR飞行时间谱仪的主要部分MRPC是由中国合作组负责研制生产, 以中国科学技术大学和清华大学为主来完成的。2003年TOF开始安装在STAR探测器上, 现在TOF的安装和调试已经完成, 并且在2010年的运行中全面使用。

飞行时间谱仪的触发系统是两个赝顶点位置探测器(Pseudo Vertex Position Detectors, pVPD), 以及升级的赝顶点位置探测器(upgraded Pseudo Vertex Position Detectors, upVPD), 它们位于探测器两端束流方向, 离TPC中心的距离为 5.45m的位置。它能提供

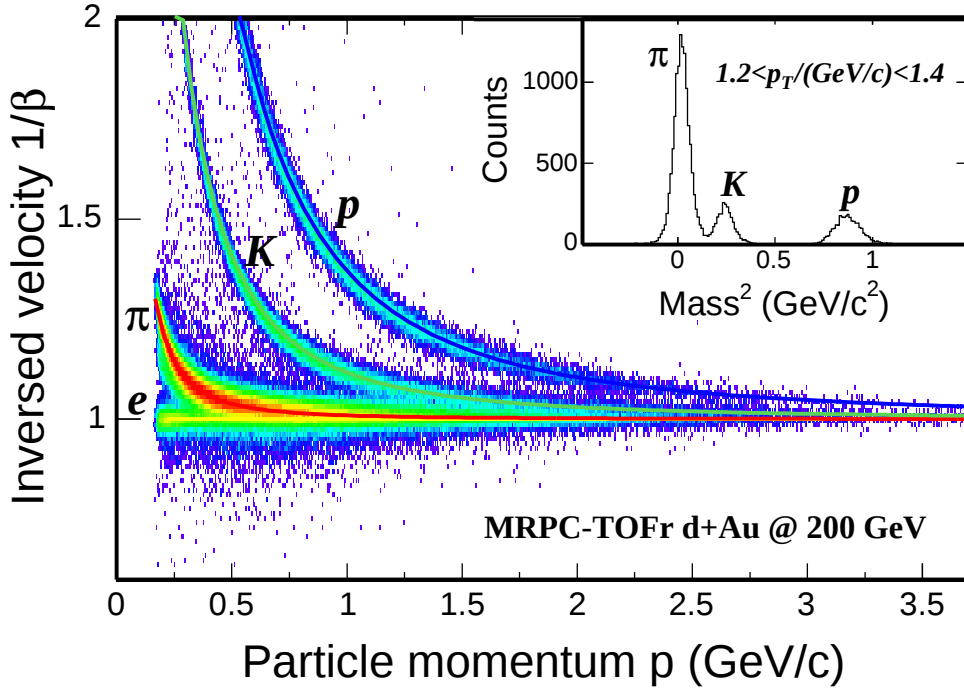


图 2-4: 200 GeV d+Au碰撞中TOF测量的粒子速度的倒数($1/\beta$)对动量的分布。

每个事件的质心位置并为飞行时间谱仪提供起始时间参考。

μ 轻子探测器 在飞行时间谱仪引入之前，STAR并没有能够测量 μ 轻子的探测器。STAR飞行时间谱仪能够测量非常低动量($0.17 < p_T < 0.25 \text{ GeV}/c$)的 μ 轻子。为了提高 μ 轻子的鉴别能力，STAR提出了一种新的 μ 轻子探测器，Muon Telescope Detector(MTD) [95, 96]。 μ 探测器和飞行时间谱仪非常的相似，只不过有更大的读出系统。它位于STAR磁铁的外部，能够利用电磁量能器和磁铁来阻挡电子和强子。 μ 探测器已经在2007年开始安装，并且运行很稳定。

触发探测器 STAR触发探测系统是一个10MHz的管状系统，它是利用快探测器来为一些慢的径迹探测器选择事件。为触发系统提供输入信号的快探测器主要有中央环形触发探测器(CTB)，一对零度角的量能器(ZDC)和一对束流探测器(BBC)。中央环形触发探测器裹在时间投影室的外面，2009年已经被飞行时间谱仪所替代。零度角的量能器是用来测量剩余的前向中性粒子的能量。束流探测器的作用主要是测量束流的相对亮度，并为 $\bar{p} + \bar{p}$ 碰撞中事件的选择提供依据。

2.3 时间投影室-TPC

时间投影室TPC是STAR探测系统中最主要的径迹探测器。它可以记录粒子的径迹，测量粒子的动量，并且通过测量粒子的电离能量损失来鉴别粒子。

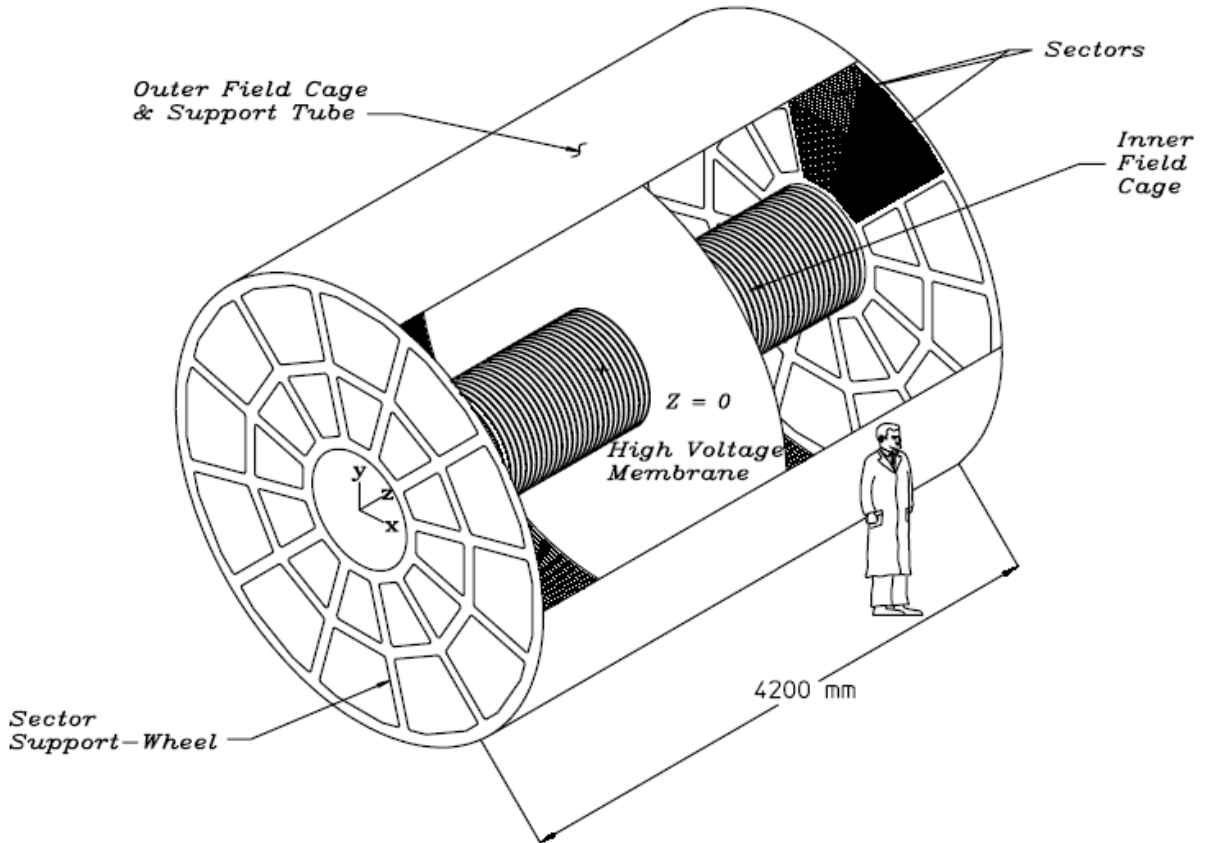


图 2-5: STAR时间投影室TPC示意图。

时间投影室具有很大的探测范围（赝快度范围为 $|\eta| < 1.8$ ，覆盖住整个方位角， $\Delta\phi = 2\pi$ ），可以记录碰撞中产生的大量粒子的信息 [20]。图 2-5给出了时间投影室的示意图。时间投影室是一个长4.2m，内外半径分别为0.5m和2m空心圆筒，座落在磁铁系统的里面，它在纵向上被分为东西两个的漂移区，每一个漂移区的长度都为2.1m。两个漂移区被放在时间投影室中央的一个阴极膜(cathode central membrane, CM)所隔开，在阴极膜上所加的高压约为28 kV。这个高压可以使电离的电子和离子在漂移区中匀速的漂移。在两个漂移区的两端为接地的阳极读出系统。两个漂移区的体积大约为 24.75 m^3 ，

里面充满了混合比率为90%的氩气和10%的甲烷所组成的 P_{10} 气体，整个气体的压强调节在约比大气压高2mbar的范围内。在方位角的方向上，时间投影室分为对称的十二个区，中间为支架。

在高速质子-质子和核-核碰撞产生的带电粒子，它们的动量主要集中在100 MeV/c 以上。当这些带电的粒子穿过时间投影室时，将会在混合的气体中产生电离而损失能量。在一个大气压下，带电粒子在这种混合气体中的损失能量大约为几 keV/cm。因此在整个飞行的路径(2m)上的能量损失大约为几个 MeV。这些带电粒子产生的电子在时间投影室的磁场的影响下以 $5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 的漂移速度向阳极端漂移。这些漂移的电子最终在阳极端被放大并被接收条所接收。

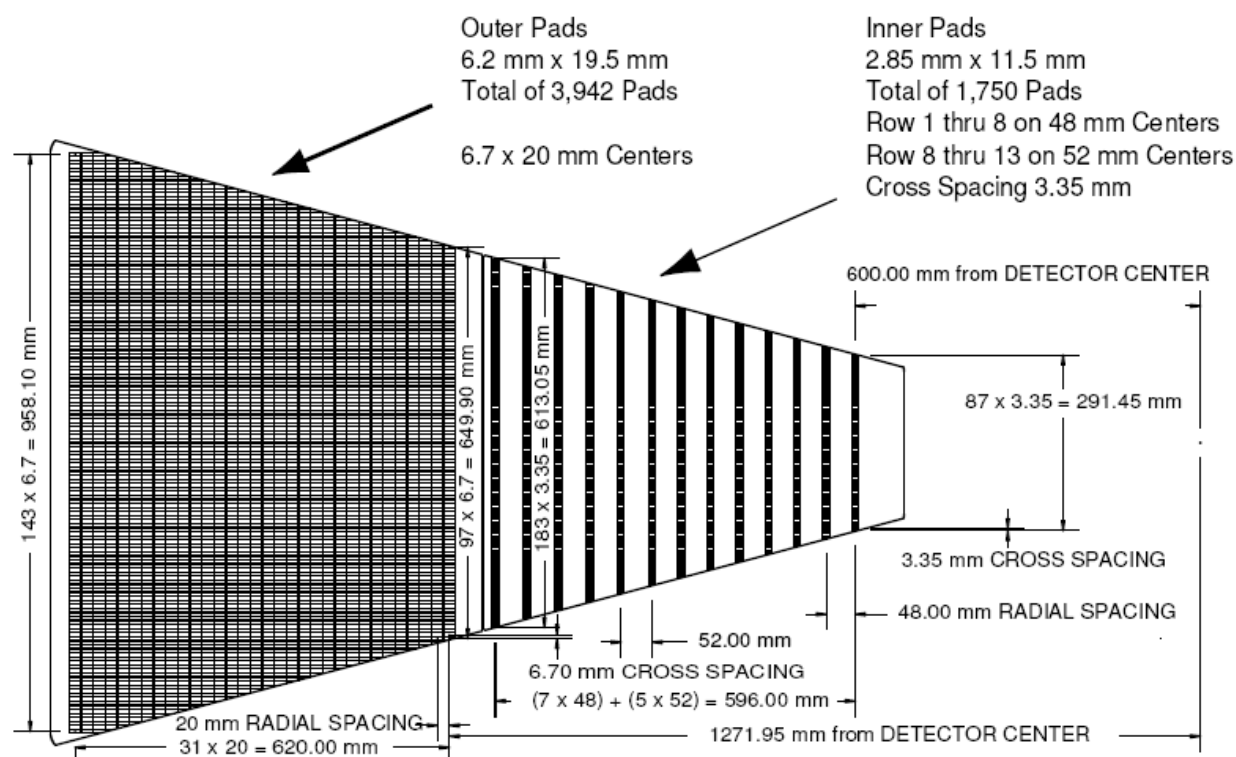


图 2-6: TPC读出平板扇区的示意图。

图 2-6所示为时间投影室的接收条形状和读出系统的分布。时间投影室上总共有24个读出区，每边各12个。这些读出区又被分为很多小的读出片。总共有144,000个读出片。每个读出区又被分为两个部分，上部为32排读出片，下部为13排读出片，总共为45个读

出排。因此，当带电粒子穿过时间投影室时，最多有45个读出信号。上下两个读出区的大小并不相同，这是由于下部的带电径迹比较多，因此下部的读出片的面积比上部的读出片的面积小，下部的读出片的面积设计为 $2.85 \times 11.5 \text{ mm}^2$ ，上部的读出片的面积为 $6.2 \times 19.5 \text{ mm}^2$ ，这样的设计可以保证即使当粒子的多重数很大时也能给出很好的粒子径迹分辨率。相对应的上下两个读出区的读出系统也不相同，上读出区的读出系统主要是一个多丝正比室(Multi Wire Proportional Chambers, MWPC)，而下读出区是直接感应产生。在读出区前分布着两层丝，一层接地，一层加有高压，由于它们的距离比较短，使得场强很大。这样可以使漂移来的电子先雪崩放大然后再被接收。由接收到的信号可以测出粒子的漂移时间，然后根据漂移速度可以得发生电离的位置，将这些位置的点重建以后，就可以得到带电粒子在时间投影室中的径迹。具体的读出电子学及信号的处理可以参照文献 [97]。

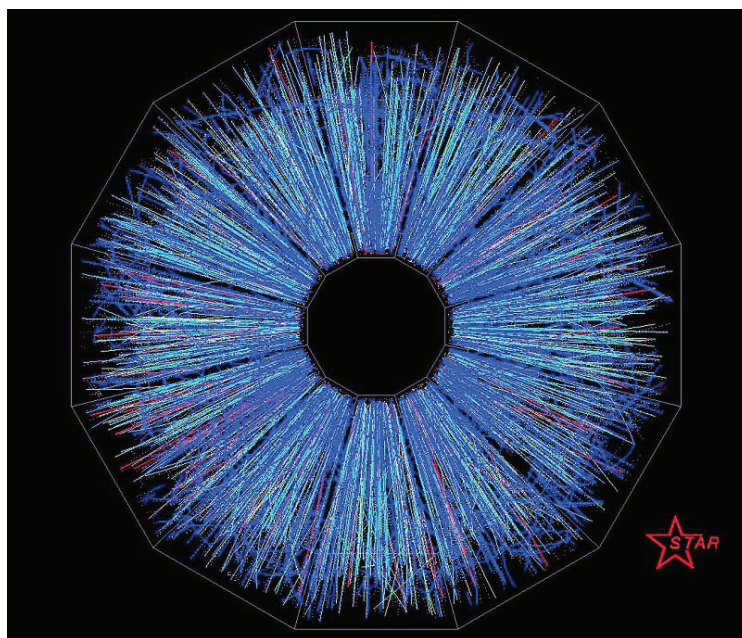


图 2-7: 利用时间投影室重建的Au+Au中心碰撞事件的径迹图 [19]。

图 2-7是利用时间投影室重建的Au+Au中心碰撞的粒子径迹。得到带电粒子的径迹后，可以计算出径迹的曲率半径，再结合磁场强度可以推出它的横向动量。在根据它的出射角度，可以得到它的总动量。带电粒子在TPC中的能量损失可以用Bethe-Bloch公式

拟合,

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

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。在一个给定的动量范围内($p < 0.7 \text{ GeV}/c$)， π 介子，K介子和质子存在不同能量损失。所以，在这个动量范围内，对能量沉积的测量可以用来对粒子进行鉴别。图 2-8给出了在STAR的TPC探测器中测量到的不同粒子的能量损失(dE/dx)随动量的变化关系。不同带子对应着不同的粒子，红色曲线是用Bethe-Bloch公式拟合的不同粒子的能量损失。可以看到具有相同动量的不同种类的粒子，它们的能量损失是不同的。对于Au+Au碰撞，通过对 dE/dx 的测量可以使 π 介子和K介子的鉴别达到 $p \sim 0.7 \text{ GeV}/c$ ，质子和 π 介子，K介子的鉴别达到 $p \sim 1.1 \text{ GeV}/c$ 。对于弱衰变粒子，例如 K_S^0 ， Λ ，通过测量它们弱衰变的几何分布，能够在 $0.3 < p_T < 7.0 \text{ GeV}/c$ 范围内很好的鉴别出来。对于强衰变粒子，例如 K^* ， ϕ ， Δ ，通过混合事件方法可以鉴别到 $p_T \sim 5.0 \text{ GeV}/c$ 。

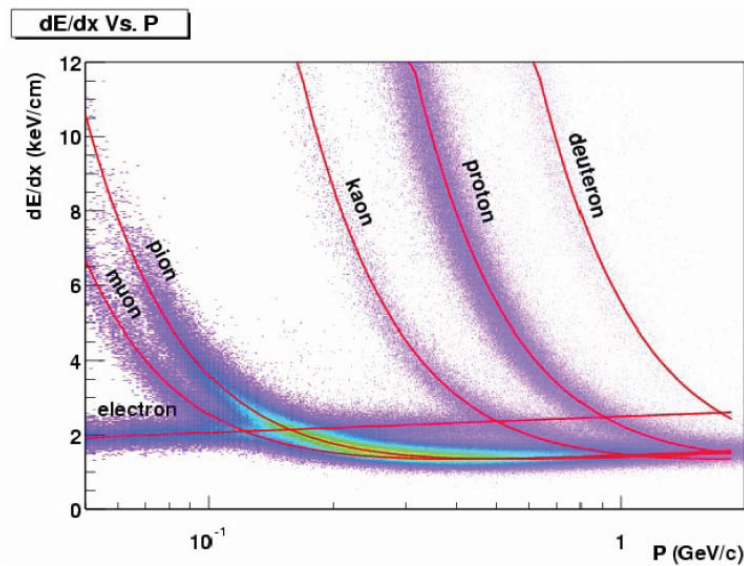


图 2-8: 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失随动量的变化关系 [20]。

第三章 STAR实验中粒子的鉴别

在本章里我们将主要介绍计算粒子产额比动力学涨落所需要的 π 介子, K介子以及质子实验上的鉴别方法。在STAR实验中, 到目前为止, π 介子, K介子以及质子的鉴别主要是通过测量带电粒子在TPC中的能量损失 dE/dx 来实现的。在2010年的运行中, 由于TOF的完成, STAR探测器的粒子鉴别能力将有显著的提高, 但是本文中的粒子鉴别主要依靠TPC。

3.1 事件和径迹的选择

本篇文章分析涨落所用的数据主要来自于RHIC-STAR探测器2004年RunIV运行中采集的质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的Au+Au碰撞Minimum Bias trigger的数据样本。Trigger的情况是根据两个零角度量能器(Zero Degree Calorimeter)和中心触发桶形探测器(Central Trigger Ball)触发的信号来定义的。在中心轴线 z 方向上, 碰撞点的位置主要分布在从TPC的中心开始到两端50cm的范围内, 它的位置是通过两个ZDC测量到的信号的时间差来确定的。由于碰撞发生在不同的顶点Vertex Z, 为了选择更好的探测器接收度, 减小由于碰撞顶点的变化引起的涨落, 本篇文章里对62.4 GeV和200 GeV两个碰撞能量的数据, 我们都要求事件 $| \text{Vertex Z} | \leq 15\text{cm}$ 。另外, 由于束流管的直径只有7.5cm, 所以在碰撞点的 x, y 方向上我们要求束流离中心轴线距离小于5cm。表 3-1给出了本文中事件样本触发Trigger和 z 顶点的选取以及最终选取的事件数。

Run	Data set	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	Trigger	Vertex Z Cuts	Number of events
IV	Au+Au	62.4	Minimum Bias	$ Vz < 15\text{cm}$	6.4 M
IV	Au+Au	200	Minimum Bias	$ Vz < 15\text{cm}$	13 M

表 3-1: 2004年STAR实验62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中触发Trigger的选取以及最终选择的事件的个数。

STAR探测器中重建的粒子径迹有两种, 一种叫整体径迹(Global Track), 另一种叫初始径迹(Primary Track)。通过对时间投影室探测到的每一个点的螺旋线拟合, 我们可以得到整体径迹。初始径迹的重建与整体径迹的重建类似, 只是拟合的螺旋线必须要通过碰撞顶点或者离碰撞顶点的最短距离(a distance of closest approach, DCA)在一个很小的范围内。一条径迹在TPC中最多可以探测到45个点, 在本文的分析中, 我们要求每一条径迹至少要被探测到15个点, 这样可以避免劈裂径迹造成的影响。每一个粒子必须具备至少0.15 GeV/c的横动量才能飞出加载了0.5T磁场的TPC, 所以在选择径迹的时候我们要求横动量 $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ 。考虑到TPC的接收度范围, 我们利用了TPC 2π 的方位角, 并且要求挑选的径迹的赝快度范围为 $|\eta| < 1.0$ 。对径迹的选取的条件都列在了表 3-2中。

Cut parameter	values
Track N_{Fit}	≥ 15
Track N_{Fit}/N_{Max}	≥ 0.52
Track pseudorapidity $ \eta $	≤ 1.0
Track azimuthal angle ϕ	$\sim 2\pi$
Track transverse momentum p_T	$\geq 0.2 \text{ GeV}/c$

表 3-2: 2004年STAR实验62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞数据分析中径迹的选择。

表中 N_{Fit} 是用来拟合粒子径迹的TPC探测到的点的个数, N_{Max} 是TPC探测到的最多的点的个数。

STAR实验的碰撞中心度是根据每个事件的参考多重数(Reference multiplicity)的分布和Glauber模型 [44]相应计算结果来划分的。参考多重数是由至少15个或更多的时间投影室的探测点拟合出来的, 并且赝快度 $|\eta| < 0.5$ 的带电初始径迹数目来定义的。对于62.4 GeV和200 GeV两个碰撞能量的数据, 我们都取了九个中心度, 从中心碰撞到周

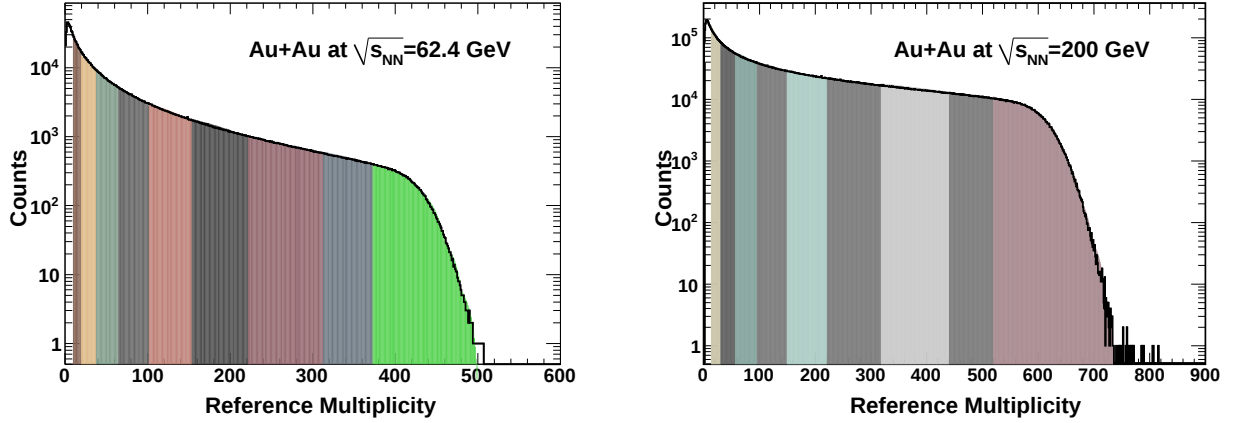


图 3-1: 2004年STAR实验中62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中的参考多重数分布和碰撞中心度的划分。

边碰撞分别是0-5%，5-10%，10-20%，20-30%，30-40%，40-50%，50-60%，60-70%和70-80%。图 3-1给出了STAR RunIV运行的62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中参考多重数分布和中心度的划分。

在本篇论文中，我们利用了修正的带电粒子赝标快度多重数密度 $dN_{ch}/d\eta$ 来定义中心度，它是通过测量赝快度 $|\eta| < 0.5$ 范围内带电粒子数得到的。62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中心度与修正的带电粒子赝标快度多重数密度 $dN_{ch}/d\eta$ ，参与反应的平均核子数 N_{part} ，以及参考多重数的对应关系分别列在表 3-3和表 3-4中。

Centrality	N_{part}	$dN_{ch}/d\eta$	Reference Multiplicity
0-5%	$347.26 \pm 4.26 - 3.75$	472 ± 41	≥ 373
5-10%	$293.26 \pm 7.13 - 5.60$	385 ± 32	[313,373)
10-20%	$228.99 \pm 9.20 - 7.75$	292 ± 25	[222,313)
20-30%	$162.15 \pm 10.02 - 9.47$	202 ± 17	[154,222)
30-40%	$112.03 \pm 9.62 - 9.06$	135 ± 11	[102,154)
40-50%	$74.15 \pm 9.01 - 8.51$	87.2 ± 7.1	[65,102)
50-60%	$45.79 \pm 7.03 - 6.99$	53.1 ± 4.2	[38,65)
60-70%	$25.91 \pm 5.59 - 5.58$	29.1 ± 2.2	[20,38)
70-80%	$13.01 \pm 3.36 - 4.58$	13.9 ± 1.1	[9,20)

表 3-3: 2004年STAR实验中62.4 GeV Au+Au碰撞中心度划分的参数列表。

Centrality	N_{part}	$dN_{ch}/d\eta$	Reference Multiplicity
0-5%	352.4+3.4-4.0	691±49	≥ 520
5-10%	299.3+6.6-6.7	558±40	[441,520)
10-20%	234.6+8.3-9.3	421±30	[319,441)
20-30%	166.7+9.0-10.6	287±20	[222,319)
30-40%	115.5+8.7-11.2	195±14	[150,222)
40-50%	76.6+8.5-10.4	126±9	[96,150)
50-60%	47.8+7.6-9.5	78±6	[57,96)
60-70%	27.4+5.5-7.5	45±3	[31,57)
70-80%	14.1+3.6-5.0	22±2	[14,31)

表 3-4: 2004年STAR实验中200 GeV Au+Au碰撞中心度划分的参数列表。

3.2 粒子的鉴别

本篇论文中， π 介子、K介子和质子的鉴别是利用TPC完成的，为了保证粒子鉴别的质量并且降低背景，很多选择条件同时加在 π 介子，K介子和质子的候选者上，具体列在了表 3-5中，下面我们将对几个重要的参数选择作些说明。

Cut parameters	values
pion DCA (cm)	≤ 3.0
kaon DCA (cm)	≤ 3.0
proton DCA (cm)	≤ 1.5
pion dE/dx	$ n_{\sigma,\pi} \leq 2.0$
kaon dE/dx	$ n_{\sigma,K} \leq 2.0, n_{\sigma,\pi} > 2.0$
proton dE/dx	$ n_{\sigma,p} \leq 2.0, n_{\sigma,\pi} > 2.0$
pion momentum (GeV/c)	$0.2 \leq p \leq 0.6$
pion transverse momentum (GeV/c)	$0.2 \leq p_T \leq 0.6$
kaon momentum (GeV/c)	$0.2 \leq p \leq 0.6$
kaon transverse momentum (GeV/c)	$0.2 \leq p_T \leq 0.6$
proton momentum (GeV/c)	$0.4 \leq p \leq 1.1$
proton transverse momentum (GeV/c)	$0.4 \leq p_T \leq 1.1$

表 3-5: π 介子、K介子以及质子鉴别时用到的选择条件。

表中 dE/dx 是带电粒子在TPC飞行过程中的能量损失。如果不考虑探测器的分辨率， dE/dx 随着动量 p 的变化关系可以很好的用Bethe-Bloch公式来描述。为了定量的来描述粒子的鉴别，我们引入了 n_σ 。特定粒子的 n_σ 可以通过下面的公式来计算（以 π 的鉴别为

例)，

$$n_{\sigma\pi} = [(\frac{dE}{dx})_{measured} - \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{\pi}] / [\frac{0.55}{\sqrt{N}} (\frac{dE}{dx})_{measured}], \quad (3-1)$$

这里， N 即是TPC中探测到的用来拟合径迹的点的个数。 $dE/dx_{measured}$ 是测量的粒子径迹的能量损失， $\langle dE/dx \rangle_{\pi}$ 是带电 π 介子的平均能量损失。为了分辨出带电的K介子和质子，同样我们可以定义出 $n_{\sigma K}$ ， $n_{\sigma p}$ 。这样，每一个粒子都有一个 $n_{\sigma\pi}$ ， $n_{\sigma K}$ ， $n_{\sigma p}$ 的值。然后我们通过对 $n_{\sigma\pi}$ ， $n_{\sigma K}$ ， $n_{\sigma p}$ 的选择可以鉴别出不同种类的粒子。在这里位于 π 介子、K介子和质子Bethe-Bloch曲线两个 σ 之内的粒子分别被选出，作为 π 介子、K介子和质子的候选者。

根据TPC中粒子的能量损失和动量的关系，在 $p < 0.6 \text{ GeV}/c$ 范围内，K介子和 π 介子可以很清楚的分辨开来，而当 $p > 0.6 \text{ GeV}/c$ 时，K介子和 π 介子开始混合起来。同样在 $p < 1.1 \text{ GeV}/c$ 范围内，质子可以比较清楚的和 π 介子分辨开来，而当 $p > 1.1 \text{ GeV}/c$ 时，质子 π 介子开始混合。由于 π 介子的产额巨大，为了提高K介子和质子鉴别的纯度，在候选者中，我们把位于 π 介子Bethe-Bloch曲线两个 σ 之内的粒子剔除掉。

TPC探测到的质子，有一部分来自于后来产生的强子和束流管道及探测器材料的反应，在分析的时候，我们应该尽量的把这部分背景去掉。这部分质子与从初始径迹中鉴别的质子有很大的不同，它们的横动量相对较小，并且具有较大的DCA的值 [98]。图 3-2给出了不同动量（横动量）区间质子和反质子DCA的谱。在200 GeV Au+Au碰撞中，质子和反质子的差别主要是来自于背景质子的污染。由于这部分背景质子主要集中在低横动量区域和DCA较大的区域，我们选择质子时要求横动量 $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$ ，DCA $< 1.5\text{cm}$ ，这样可以有效的减少背景质子的影响。

图 3-3给出了200 GeV Au+Au碰撞各种带电粒子的 dE/dx 随着动量 p 的变化关系，各个颜色的带子代表了根据表 3-5挑选出的 π 介子、K介子以及质子样本。图 3-4给出了图 3-3中鉴别的 π 介子、K介子以及质子的 n_{σ} 的分布。我们可以看到，各种粒子在 $|n_{\sigma}| < 2$ 的区间可以用单高斯很好的拟合。所以，经过挑选我们得到了比较纯净地 π 介子、K介子和

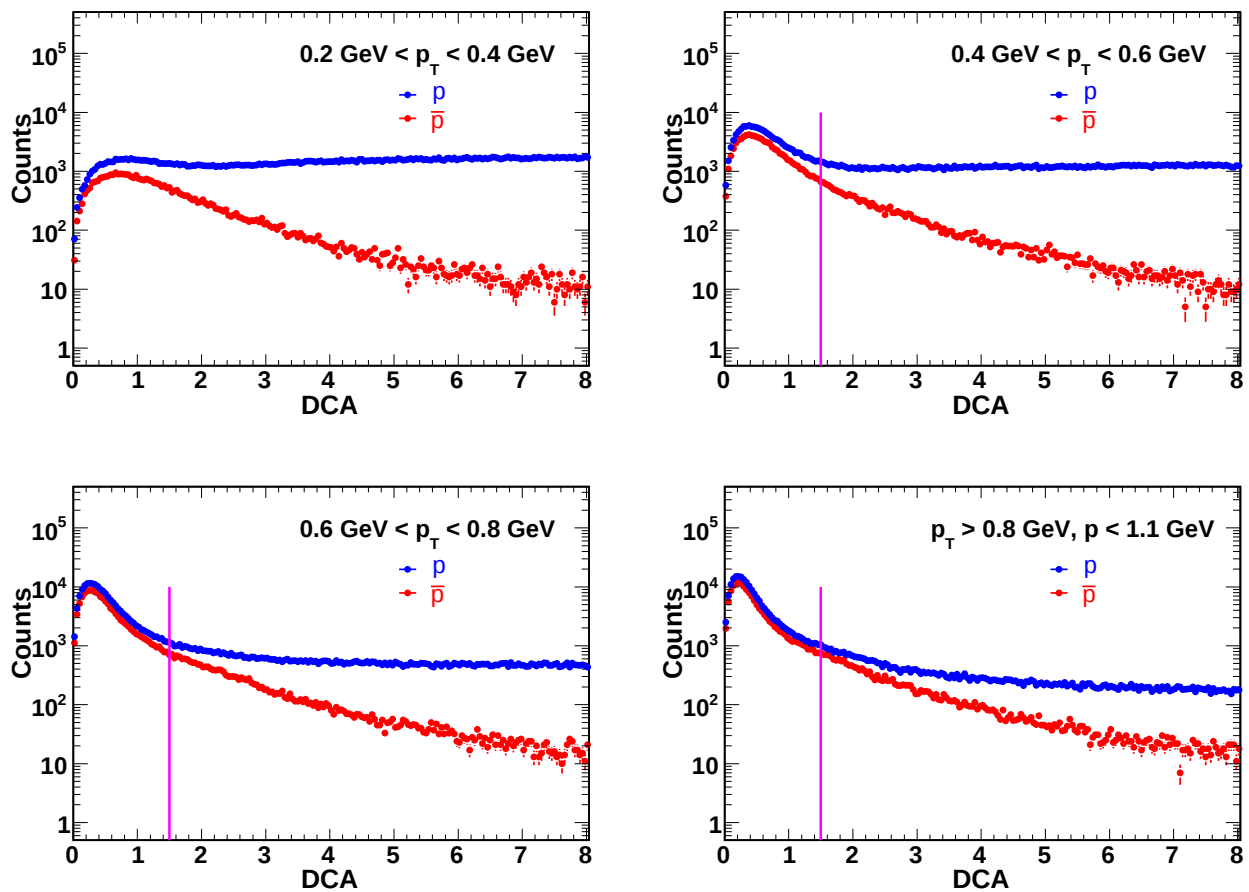


图 3-2: 不同动量(横动量)区间的质子和反质子的DCA分布, 粉红色直线(DCA=1.5)左边是我们选择质子的区域。

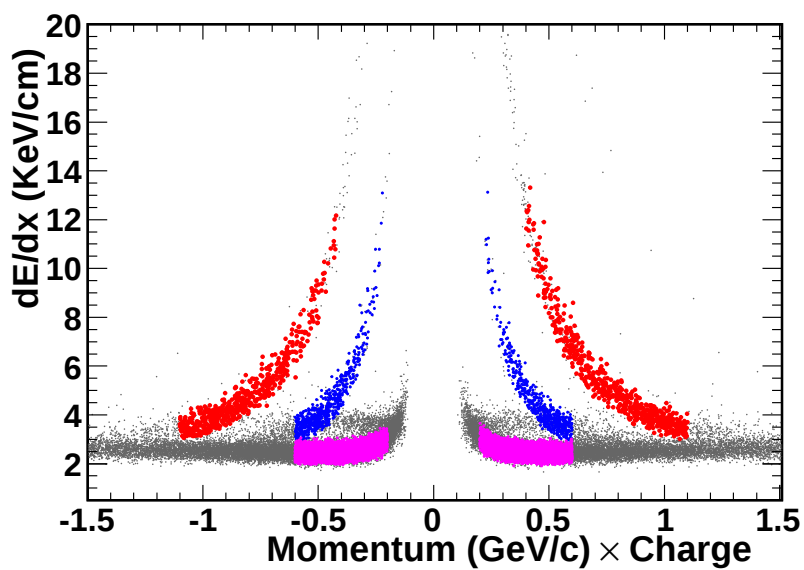


图 3-3: 200 GeV Au+Au碰撞中带电初始径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 和动量依赖图象, 粉色、蓝色和红色的带子分别是挑选出的 π 介子、K介子和质子。

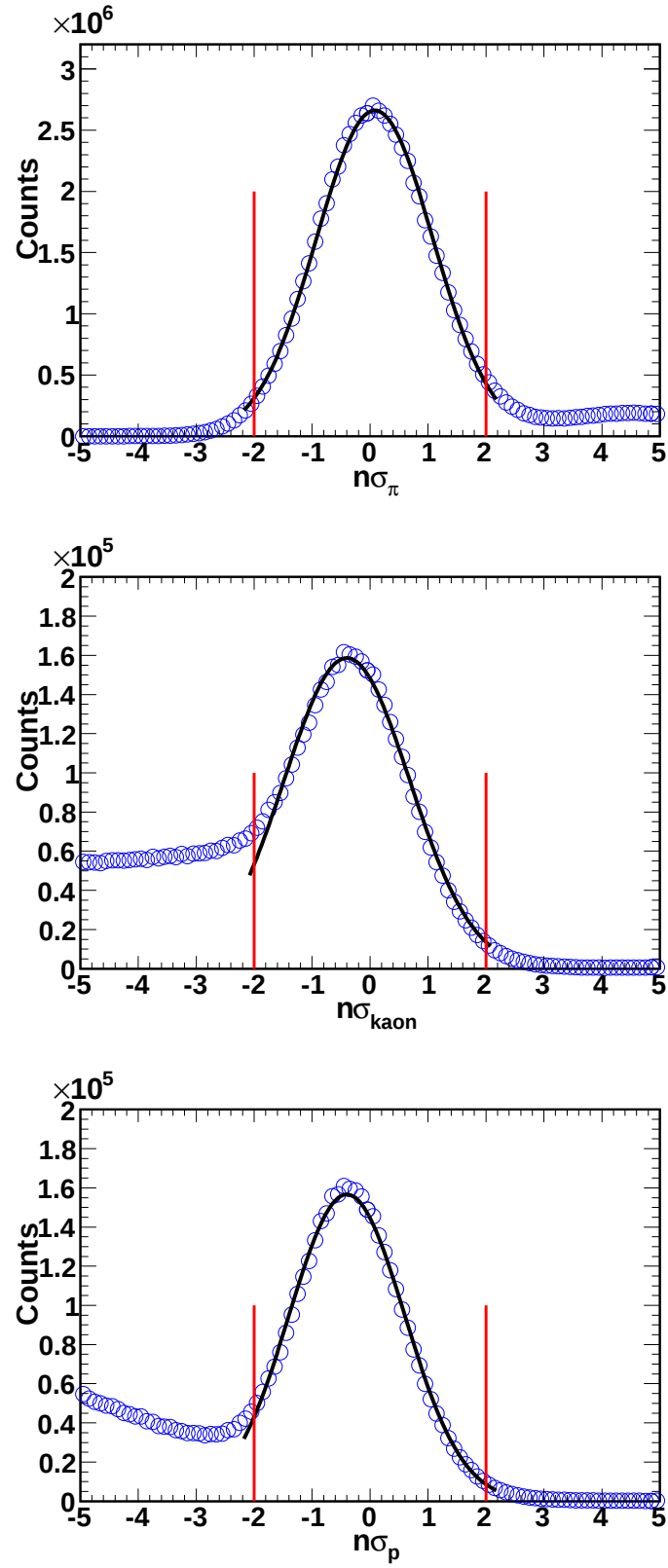


图 3-4: 最终挑选的 π 介子, K介子和质子的 n_σ 的分布,其中黑线是单高斯拟合的结果。

质子样本。

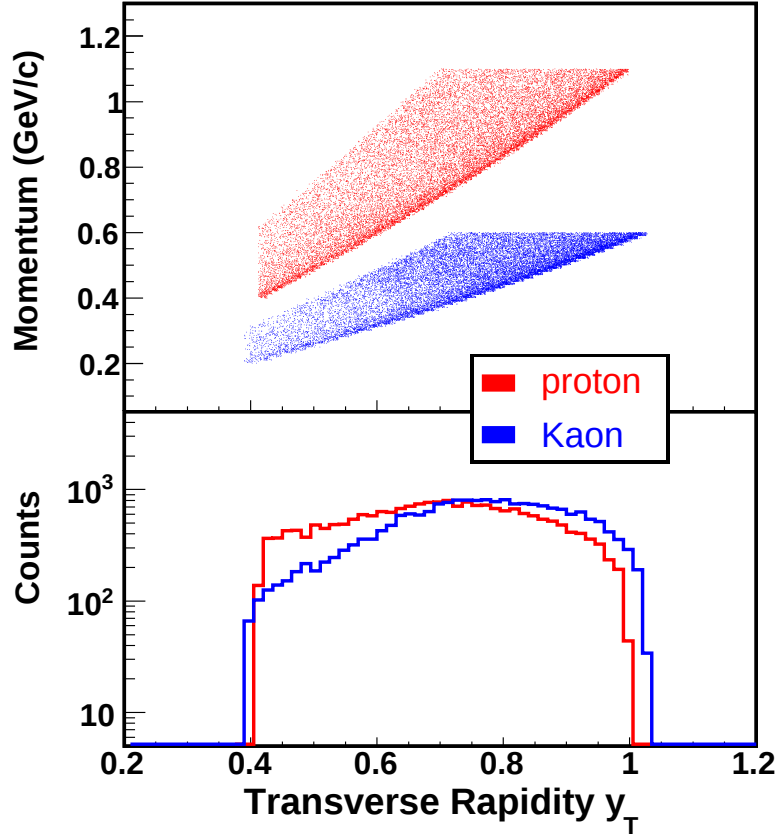


图 3-5: 鉴别出来的质子和K介子的横向快度对动量的分布，下图是在横向快度上的投影。

在对质子和K介子做了上面一系列的筛选后，我们发现挑选的质子和K介子处于同一个横向快度区域。这里我们把横向快度定义为 [99, 100],

$$y_T = \ln\left(\frac{p_T + m_T}{m_0}\right), \quad (3-2)$$

横向快度可以看成是横向速度的另一种表述，但是受激发的重子衰变的影响较小。图 3-5给出了鉴别出的K介子和质子的横向快度与动量的关系。从下面的投影中可以看到，质子和K介子处于同一个横向快度区间(0.4 ~ 1.0)。文献 [101]指出，当系统演化到相变临界点的时候一些观测量（例如 $\bar{p}/p$ 等等）的横向速度依赖性会出现非单调的变化。由于K介子和质子也来自于同一横向快度区间，我们希望在相变临界点， p/K 比值和 p/K 动力学涨落的横向快度依赖性也会出现明显的变化。另外，质子和K介子来自于同一个横向

快度区间，也表明质子和K介子可能来自于同一个相空间区域。这样，局部的部分子涨落就会从质子和K介子产额比的涨落中得到体现，质子和K介子产额比的涨落也就携带了关于相变临界点的信息。

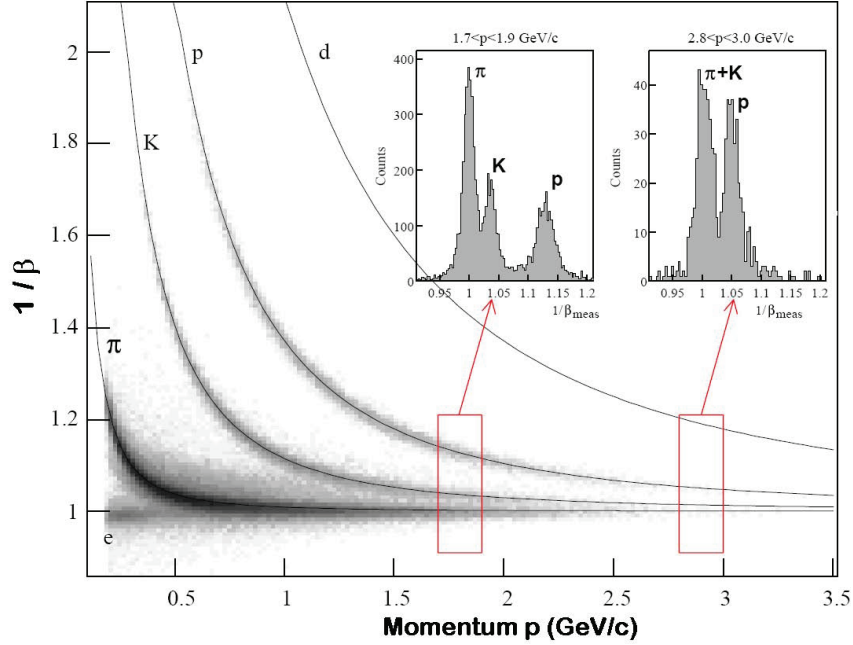


图 3-6: TOF测量到的粒子速度的倒数随动量的变化关系 [21], 插入的图片是特定动量区间在 $1/\beta$ 轴上的投影。

STAR探测系统飞行时间谱仪TOF的完成大大的提高了 π 介子、K介子以及质子的分辨能力。由图 3-6可以看出， π 介子和K介子在动量 $p \sim 1.9 \text{ GeV}/c$ 的时候仍然可以很好的区分， π 介子和质子在动量 $p \sim 3.0 \text{ GeV}/c$ 的时候还可以很好的区分，因此，TOF极大的提高了 π 介子、K介子以及质子的探测效率。分辨出纯净的 π 介子、K介子以及质子对于研究它们产额的比值有很大的帮助，特别是对研究逐个事件粒子产额比的动力学涨落。比如， π 介子和K介子的鉴别会对 K/π 产额比的结果造成很大影响，因为 π 介子和K介子的鉴别既影响到分子又会影响到分母， $K/\pi \rightarrow (K+1)/(\pi-1)$ 或者 $(K-1)/(\pi+1)$ 。在RHIC已经进行的低能量扫描实验中，由于碰撞能量比较低，粒子的产额将会更少，使得对粒子鉴别能力的要求更高，而TOF的完成正好弥补了TPC粒子鉴别能力的不足。图 3-7所示的是入射能量为 $\sqrt{s_{NN}}=8.8 \text{ GeV}$ Au+Au 中心碰撞中单个事件 K/π 分布用十万个事件模拟结果，红线是没有用TOF时结果，黑线是利用TOF后得到的结果。我们可以看到，TOF可

以有效的提高粒子的鉴别能力，特别是K介子的鉴别。利用TOF我们可以得到更加清晰的 K/π 平均值，这样对我们研究 K/π 有很大的帮助，继而帮助我们研究 K/π 的涨落。同样TOF的应用可以提高我们对 p/K ， p/π 的测量，从而帮助我们更加准确的测量它们的涨落。

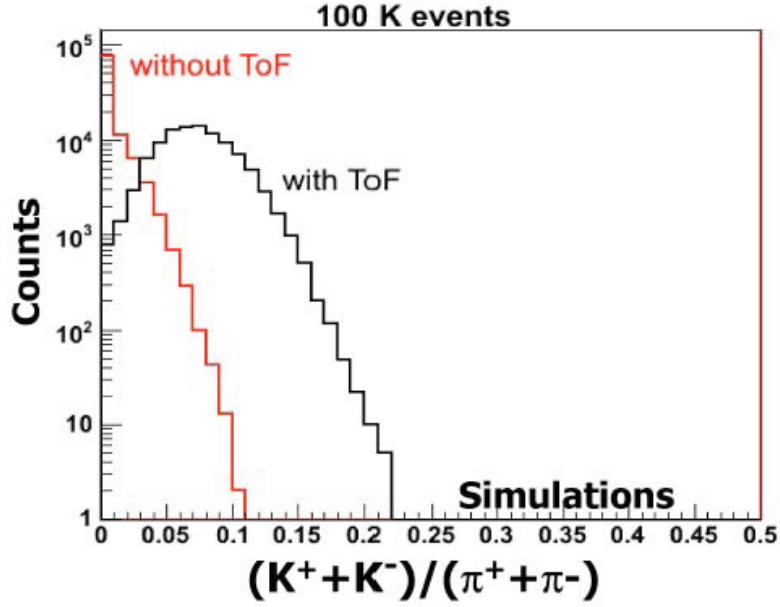


图 3-7: 模拟的利用TOF和没有用TOF时入射能量为 $\sqrt{s_{NN}}=8.8$ GeV Au+Au 中心碰撞中单事件 K/π 比值的分布。

第四章 STAR实验中动力学涨落的测量方法

相对论重离子对撞的一个重要物理目标就是研究对撞产生的高温高密的物质在强子化之前是否经历了夸克胶子等离子体的相变。研究事件层次上的一些特定物理量动力学涨落的变化为我们提供了很好的机会。这一章我们将详细介绍实验上重子数和奇异性的动力学涨落的测量方法。

4.1 重子数和奇异性动力学涨落

任何实验上的物理量都会有涨落，这些涨落的大小与系统的性质有很大关系，因此研究涨落我们可以得到关于系统性质的重要信息。在相对论重离子碰撞中，我们考虑的系统是一个含有强子物质，并且可能含有部分子的高温高密的火球(fireball)。我们想确切的知道在这个火球中部分子物质是不是真正的存在，研究系统的涨落就能帮助我们做到这些。在一个热系统中，涨落是和各种各样的磁化率直接相关的 [59, 60]，而这些磁化率就是相变是否发生的很好的指示灯。通常，一个系统的涨落是由许多的属性引起的，一些涨落是由于样本事件中统计数有限造成的，这部分涨落被称为统计涨落(Statistical fluctuations)。通过构建粒子完全独立产生的事件样本，我们就可以推算出统计涨落的大小。和系统动力学性质相关的涨落我们称之为动力学涨落(Dynamical fluctuations)。动力学的涨落可以分为两种，一种涨落是不随事件的变化而变化（比如，由玻色-爱因斯坦统计或者共振态衰变产生的两粒子关联）；另一种涨落是随事件的变化而变化的

(比如粒子多重数的涨落, 各向异性流的涨落), 又称为逐事件涨落(Event-by-Event fluctuations)。

单个事件层次上强子的产额比描述了每个事件中碰撞产物的化学成分, 它是研究系统是否达到平衡的一个很好的观测量。重子数和奇异性粒子的关联揭示了高能核碰撞中与强相互作用物质瞬时形成相关的性质, 因此被看成是研究强相互作用物质的理想的探针 [38]。在实验上, 这些关联可以通过测量重子数和奇异性粒子的逐个事件的涨落来得到。除此之外, 净重子数和奇异性的涨落对碰撞早期的性质非常的敏感, 和其他的一些守恒量的涨落相比, 他们没有受到演化后期强子再散射太大的影响, 所以这部分涨落很可能仍然带有与QGP相变有关的信息。在实验上, 人们发现的奇异性的产生在SPS能区有一个先上升后下降的趋势 [12, 13], 这些可能是由QGP相变带来的, 所以, 我们希望系统的化学冷却达到相变的时候, 涨落也会有明显的改变。另外, 一些模型 [102–104] 也认为研究单个事件层次上的强子产额比的涨落可以帮助我们深入了解夸克解禁闭相变的性质。

图 4-1给出了格点QCD计算的重子数和奇异性的磁化率随温度的变化关系 [22]。磁化率 χ 和统计数的涨落有一个简单的关系: $\chi \propto \langle N^2 \rangle$ [16]。我们发现, 重子数和奇异性的磁化率在相变温度有一个明显的上升, 这种变化在重子化学势为零($\mu_B = 0$)的时候非常平缓。随着重子化学势的增高, 达到相变临界点的时候, 重子数的磁化率在相变温度有一

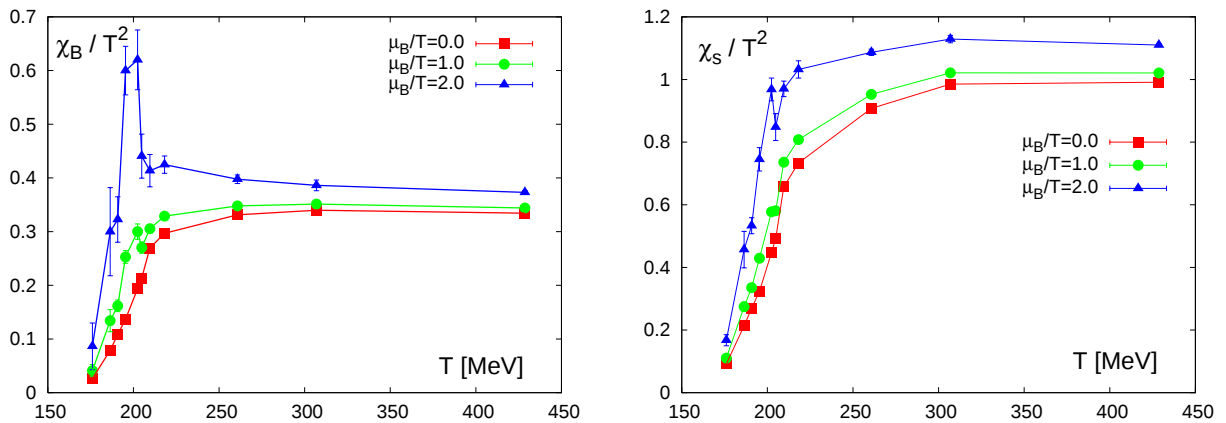


图 4-1: 格点QCD计算的重子数和奇异性的磁化率随温度的变化关系 [22]。

个明显的先上升后下降的过程。这些磁化率的变化可以通过强子数的涨落来观测。我们通常用强子产额的比值，因为它是一个强度量，受其它因素（比如，体积涨落）的影响比较小。

在相对论重离子碰撞中，大量部分子的强子化过程是与夸克组合模型一致的[53-55]。在这个框架下，重子是由三个夸克组合而成，介子是由两个夸克组合而成，所以重子和介子的产额比能反映系统内部分子的密度信息。我们知道，系统经历QGP相变临界点的时候会伴随着较大的局部的部分子密度涨落，通过夸克组合强子化后，部分子密度的涨落会演变成重子介子产额比的涨落，这部分涨落可能经过整个系统演化后保存下来而被我们测量到。在本论文中，我们主要测量了质子（包括质子和反质子）和K介子产额比的涨落。质子是研究重子产生的很好的替代，大部分的超子最终都会衰变成质子而能被探测器探测到；K介子是可以直接被探测器探测到的奇异性粒子，而且相比于 π 介子，从共振态衰变而来的K介子要少很多。STAR实验中，其它强子产额比(K/π , p/π)的涨落也已经被测量[17, 75]。

RHIC低能量扫描计划的进行为我们研究低能量碰撞系统的性质提供了很好的机会，特别是寻找与QGP的相变以及相变临界点相关的信号。系统动力学涨落的是对QGP相变以及相变临界点最敏感的物理量之一，因此测量系统中一些观测量的动力学涨落变得更加有意义。

4.2 动力学涨落的测量

在上一章，我们已经介绍了STAR实验中事件的选择以及 π 介子、K介子和质子的鉴别方法。在本章里我们将根据每个事件中鉴别出的强子的个数来计算强子产额比值的逐个事件涨落。首先我们要得到每个事件中强子产额的比值，这要求每个事件中 π 介子、K介子和质子的个数不为零。因此在测量逐事件动力学涨落的时候，我们要对事件样本再进行一次挑选，我们要求在所有的事件中都探测到 π 介子、K介子和质子。中心碰撞中，产

生的粒子多重数比较大，绝大部分的事件都是满足条件的。但是在周边碰撞中，由于产生的粒子多重数比较少，加上探测器的探测效率有限，使得很多事件中探测不到K介子和质子，这部分的事件将被舍弃掉，这样会使我们丢掉很多的统计。由于周边碰撞中事件统计量的减少以及测量到的目标粒子数较少，使得周边碰撞中测量到的涨落的具有很大的不确定性。

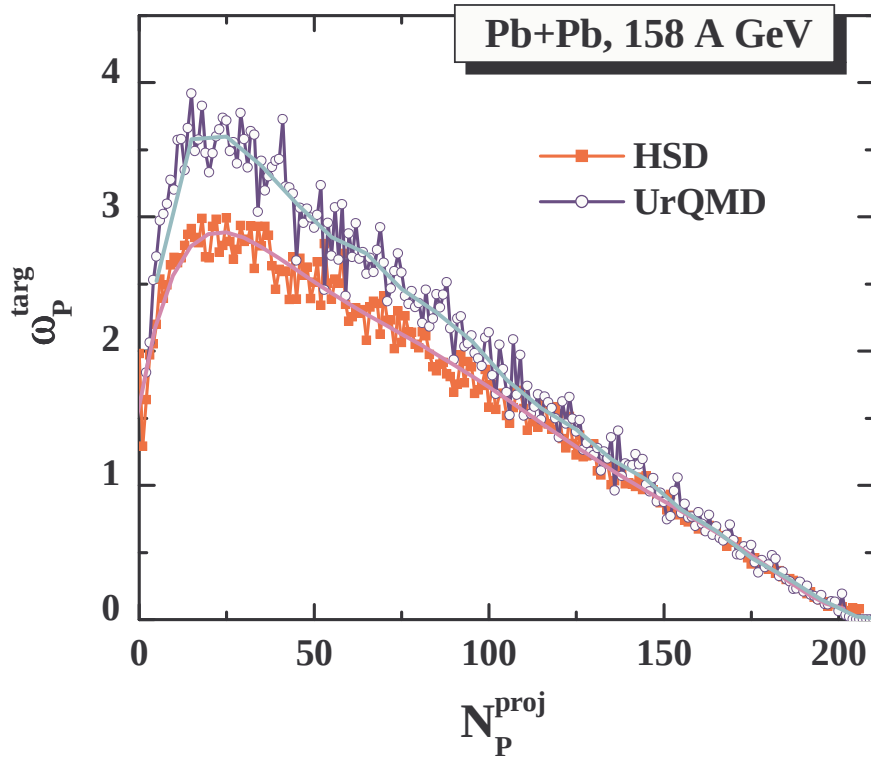


图 4-2: 通过模型计算的158A GeV Pb+Pb碰撞中参加反应靶核子数的相对宽度随入射核子数的变化关系 [23]。

通过对SPS能区158A GeV Pb+Pb 碰撞的模拟发现 [23]，周边碰撞中参与反应的核子数的涨落比中心碰撞中参与反应的核子数的涨落大很多，这也使得周边碰撞中涨落测量的不确定性增大。图 4-2给出了参加反应靶核子数的相对宽度($\omega_P^{targ} = \frac{\langle (N_P^{targ})^2 \rangle - \langle N_P^{targ} \rangle^2}{\langle N_P^{targ} \rangle}$) 随入射核子数的变化关系，我们发现在周边的碰撞中靶粒子的涨落非常的大，在入射核子数为20 – 30的时候有一个最大值。这种反应核子数的涨落，既会对事件的一些广度量（比如，事件多重数等）的涨落，又会对一些强度量（比如，强子产额比和平均横动量等）的涨落产生直接的影响。所以在计算这些物理量

的涨落的时候，我们要尽量使参与反应核子数的涨落最小。在中心碰撞中，由于来自于反应核子数的涨落是最小的，因此在这些中心度下，粒子产额比涨落测量的准确性比较高。

下面，我们将介绍实验上提取 p/K 动力学涨落的几种方法。

4.2.1 用 σ_{dyn} 表示的 p/K 动力学涨落

在下面的分析中，我们将介绍如何从观测到的逐事件 p/K 分布中提取出动力学涨落的大小。在前面的讨论中我们知道，从真实事件中粒子产额比分布的相对宽度 $\sigma_{data} = RMS/mean$ ，主要来自于三个方面的贡献 [105]：

(1) 统计涨落：由于每个事件中产生的以及观测到的粒子数有限，这就使得逐事件的粒子产额比会有一个统计上的涨落；

(2) 探测器造成的涨落：由于探测器 dE/dx 分辨能力有限，粒子的鉴别不是理想的，这也会增加统计的涨落；

(3) 动力学涨落：由于系统的本身性质的动力学演化形成的，这部分涨落一般叠加在统计涨落和探测器的涨落之上。

这里，在对统计涨落和探测器涨落两种背景涨落的提取上，我们借助了混合事件(event-mixing)方法，它包括两个部分：真实事件(real data)分布和混合事件(mixed events)分布。在构建混合事件时，我们首先从真实事件中挑选碰撞顶点和参考多重数很接近的样本事件，然后从这些事件中随机的抽取一个事件，再从这个事件中随机的抽取一个粒子，仿照真实事件的多重数分布，构建一个具有相同多重数分布的假事件，我们称这种事件混合的方法为多事件随机混合方法(multi-event random mixing, MRM)。图 4-3 分别给出了 62.4 GeV 和 200 GeV Au+Au 最中心碰撞中(0-5%)，真实事件和利用多事件随机混合方法得到的混合事件中 π 介子，K 介子以及质子的单事件多重数分布，我们看到

通过重建，混合事件的粒子多重数分布和真实事件的粒子多重数分布的平均值几乎相同，只是分布的宽度有稍微的差别。根据这种事件混合的方法可以知道，混合事件包含了和真实事件相同的探测器效应，不过混合事件中粒子间是没有任何关联的。通过混合事件的构建，我们可以计算出包括统计涨落和探测器涨落的背景涨落。

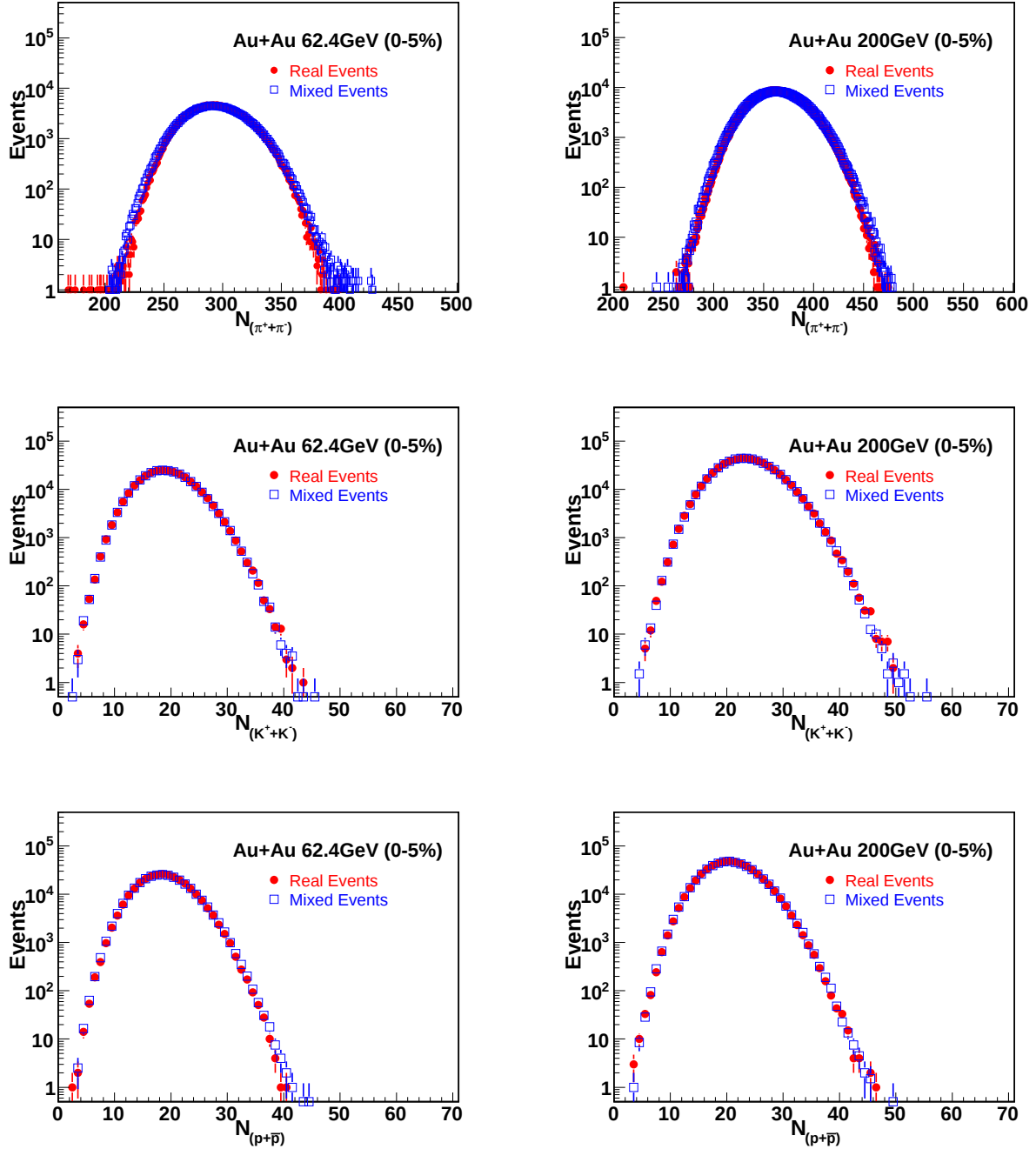


图 4-3: 62.4 GeV和200 GeV Au+Au最中心碰撞中(0-5%)真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的 π 介子、K介子以及质子多重数分布。

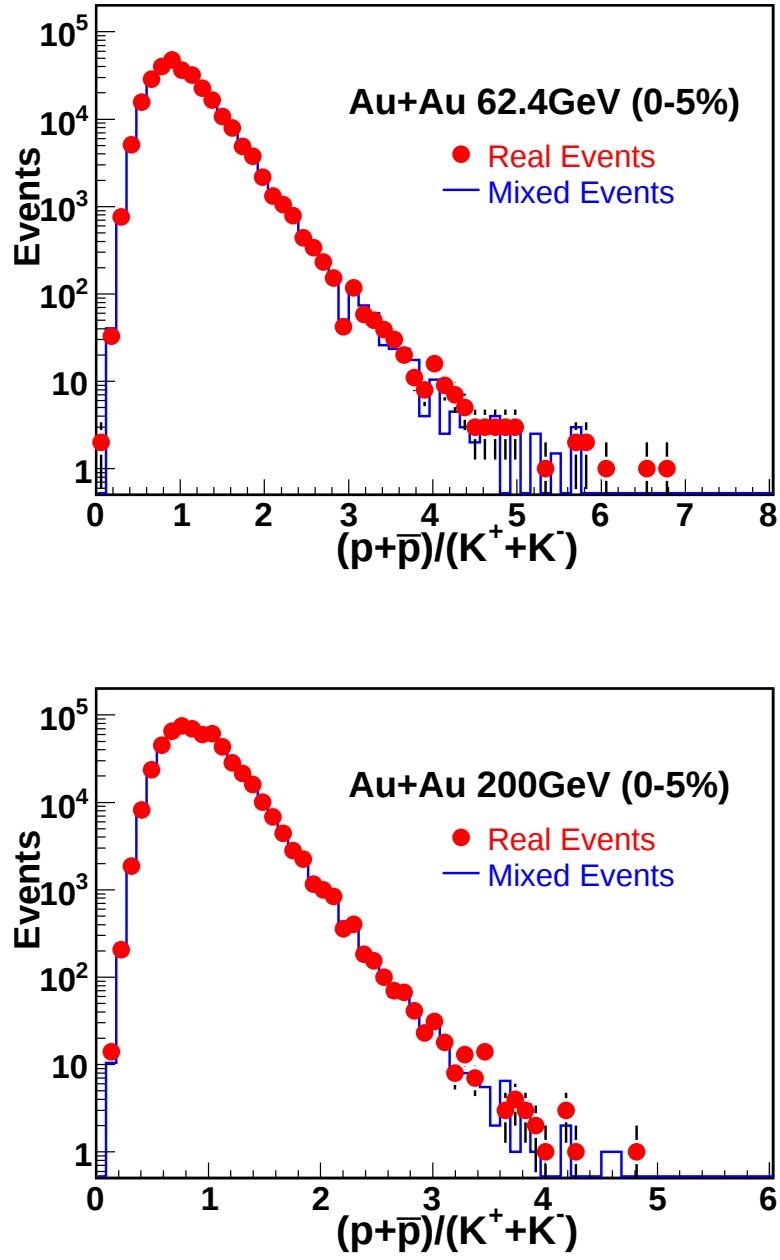


图 4-4: 62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的 p/K 的分布。

图 4-4给出了62.4 GeV和200 GeV Au+Au最中心碰撞中(0-5%)，真实事件和利用多事件随机混合方法得到的混合事件的逐事件 p/K 的分布。我们可以看到，真实事件和混合事件之间产额比分布的差别很小，这表明相比于背景涨落，系统的动力学涨落很小。为了提取出动力学涨落，我们计算了真实事件和混合事件的 p/K 分布的相对宽度，分别用 σ_{data} 和 σ_{mixed} 来表示。这样，动力学涨落就可以用下面的公式来得到 [105]，

$$\sigma_{dyn} = \text{sign}(\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2) \sqrt{|\sigma_{data}^2 - \sigma_{mixed}^2|}. \quad (4-1)$$

我们应该注意，系统的动力学涨落不为零主要是由于关联粒子的产生。产生关联粒子的原因可能是能动量或者量子数守恒，超子衰变，共振态的衰变，以及对产生等。在下一章，我们将给出62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中 $p/K(K/p)$ 的动力学涨落的测量结果，这些结果将与NA49实验组Pb+Pb中心碰撞中的 K/p 结果进行比较，并且讨论其中包含的物理信息。

4.2.2 用 $\nu_{dyn,pK}$ 表示的 p/K 动力学涨落

在研究动力学涨落中心度依赖性的时候，我们引入了另一个变量， ν_{dyn} 。STAR实验最早用这个变量描述了正负电性粒子的动力学涨落 [73, 74]。这个变量的定义和特点可以在文献 [106]中找到。文献中指出 ν_{dyn} 是测量涨落的一个比较稳健(robust)的观测量，并且受到探测器效率的影响很小，Nystrand等人利用蒙特卡洛简单模型证实，在运动学区域的探测效率是均衡的时候， ν_{dyn} 的值是不依赖于粒子探测效率的。如果在接收度范围内探测效率不均衡， ν_{dyn} 的可信性就会下降 [107]。

下面我们简单的介绍一下 ν_{dyn} 的定义和它的一些基本的性质。在这里，我们只考虑了两种粒子相对多重数 $N_a/\langle N_a \rangle$ 和 $N_b/\langle N_b \rangle$ 之差的第二阶相（ N_a 表示一个事件中 a 粒子的个数， N_b 表示一个事件中 b 粒子的个数），写成

$$\nu_{ab} = \langle \left(\frac{N_a}{\langle N_a \rangle} - \frac{N_b}{\langle N_b \rangle} \right)^2 \rangle. \quad (4-2)$$

ν_{ab} 的泊松极限 $\nu_{ab,stat}$ 可以写成,

$$\nu_{ab,stat} = \frac{1}{\langle N_a \rangle} + \frac{1}{\langle N_b \rangle}. \quad (4-3)$$

那么, 非统计或称为动力学的涨落可以用以上两个量之差来表述:

$$\nu_{ab,dyn} = \nu_{ab} - \nu_{ab,stat} = \frac{\langle N_a(N_a - 1) \rangle}{\langle N_a \rangle^2} + \frac{\langle N_b(N_b - 1) \rangle}{\langle N_b \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_a N_b \rangle}{\langle N_a \rangle \langle N_b \rangle} \quad (4-4)$$

从公式 4-4 中我们可以看到 $\nu_{ab,dyn}$ 是对 $a - a$, $b - b$, $a - b$ 粒子对关联强度的一种测量。正的 $\nu_{ab,dyn}$ 表明公式 4-4 中涉及 $a - a$ 关联和 $b - b$ 关联前两项的值大于涉及 $a - b$ 关联的第三项的值, 负值则相反。

如果样本中 a 粒子或者 b 粒子的多重数足够大, 我们可以建立起 ν_{dyn} 和 σ_{dyn} 的联系, $\nu_{dyn} = \text{sign}(\sigma_{dyn}) \sigma_{dyn}^2$ 。这个等式已经在STAR实验中 K/π 、 p/π 动力学涨落的测量中得到证实 [17, 75]。我们发现200 GeV的Au+Au碰撞中, K/π 的动力学涨落大于零, 而 p/π 动力学涨落小于零, 并且它们随中心度都有明显的依赖性, 涨落的绝对值在周边碰撞中值比较大, 在中心碰撞中比较小, 如图 4-5。在混合事件中, 用 ν_{dyn} 计算出的 K/π , p/π 的动力学涨落在不同中心度的涨落全为零。这表明在无关联的随机泊松分布中是不存在动力学涨落的, 反过来也证明了用这样方法构建的混合事件作为背景涨落参考的可行性。

下一章中, 我们将给出用 $\nu_{dyn,pK}$ 表示的 p/K 的动力学涨落的结果。

4.2.3 和对产生相关的 p/K 动力学涨落 σ_{dyn}^{pair}

高能重离子对撞中, 重子的产生主要有两种途径, 一个是重子反重子对产生(pair production), 另一部分来自于最初的碰撞原子核(transport from the initial colliding nuclei at beam rapidities)。第二部分重子可以从重子反重子产额的差值来得到。在200 GeV的Au+Au碰撞中, STAR探测器探测到的中间快度的净重子数密度很小, 这就意味着重子反重子的对产生可能是重子产生的主要途径。我们还发现重子反重子对产生与碰撞中心度的依赖性不是很大, 但是随着碰撞能量的增加而增强。实验的结果表明, 在200

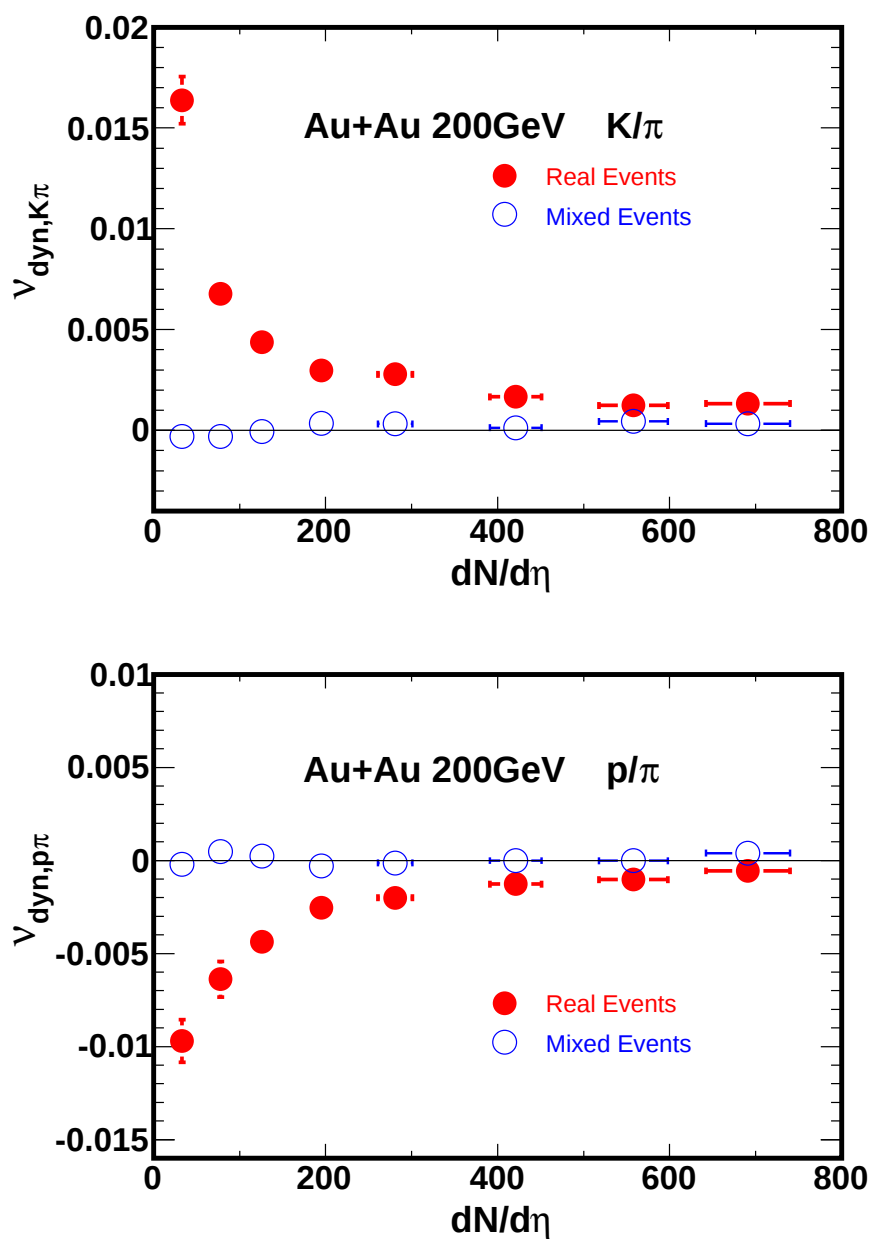


图 4-5: 200 GeV Au+Au碰撞中, 真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件中 K/π 和 p/π 动力学涨落 ν_{dyn} 随中心度的变化关系。

GeV的Au+Au碰撞中QGP已经产生，这时候奇异性主要是通过奇异夸克和奇异反夸克对产生的($gg \rightarrow s\bar{s}$)。因此，质子和K介子的对产生机制与QGP的产生有很大的联系，研究这部分关联引起的涨落有助于我们寻找与QGP相变以及相变临界点有关的信息。

粒子间不同的关联会对涨落的测量产生不同的影响。如果粒子样本空间都是对产生的，我们可能会低估了涨落的大小。例如，一个含有 N 个独立粒子的样本泊松分布的相对宽度为 $\sqrt{N}/N$ ；如果这个样本是 $N/2$ 个粒子对产生的，那么泊松分布的相对宽度将是 $\sqrt{N/2}/(N/2)$ ，大于独立粒子样本泊松分布的相对宽度。

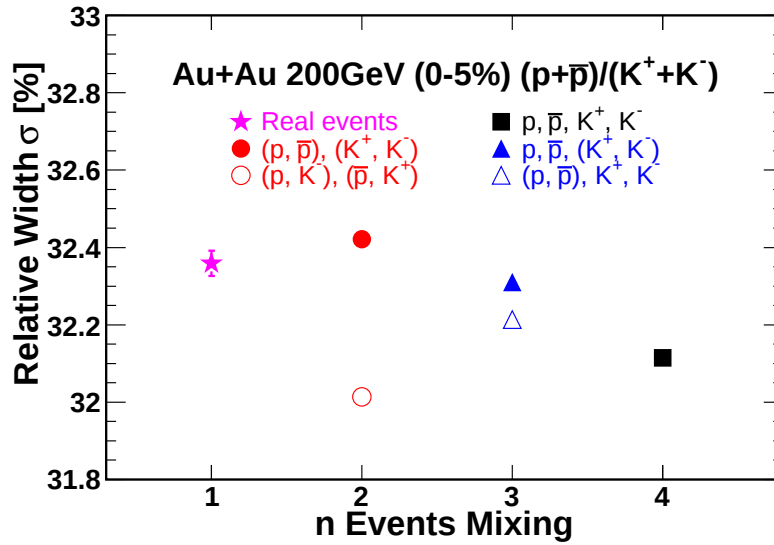


图 4-6: 200 GeV Au+Au中心碰撞中不同粒子之间的关联对 p/K 涨落的影响。

图 4-6给出了200 GeV的Au+Au中心碰撞中不同的关联对 p/K 分布相对宽度 σ 的影响。一般的，如果两种粒子来自于不同的事件，那么它们之间就没有关联。在这里我们用四事件混合方法(4-event mixing)来构建参考背景涨落。首先我们挑选碰撞顶点和参考多重数很接近的事件构成真实事件样本，然后我们从样本中随机的选出四个彼此独立的事件，再从这四个事件中分别抽出质子，反质子，正K介子(K^+)，负K介子(K^-)构成一个混合事件。用同样的方法我们通过挑选粒子的来源可以构建出包含不同关联的混合事件。用四事件混合方法得到的混合事件中，质子，反质子， K^+ ， K^- 之间是没有

关联的，我们把从这种混合事件中提取的相对宽度 σ （实心正方形）作为参考背景。当混合事件中只包含 $p - \bar{p}$ 关联（空心三角）或只包含 $K^+ - K^-$ （实心三角）关联，或者两种关联同时包括时（实心圆点）， p/K 分布的相对宽度会变大，这表明 $p - \bar{p}$ 关联和 $K^+ - K^-$ 关联可以增大 p/K 的涨落；混合事件中只包含 $p - K^-$ 关联和 $\bar{p} - K^+$ 关联时（空心圆点）， p/K 分布的相对宽度会变小，这表明 $p - K^-$ 关联和 $\bar{p} - K^+$ 关联可以减小 p/K 的涨落；并且从 4-6 中可以看出 $K^+ - K^-$ 关联（实心三角）对 p/K 分布的相对宽度的影响要大于 $p - \bar{p}$ 关联（空心三角）的影响。真实事件中（五角星）包含了上面的几种关联，我们发现 $p - \bar{p}$ 关联和 $K^+ - K^-$ 关联的综合影响要大于 $p - K^-$ 关联得影响。

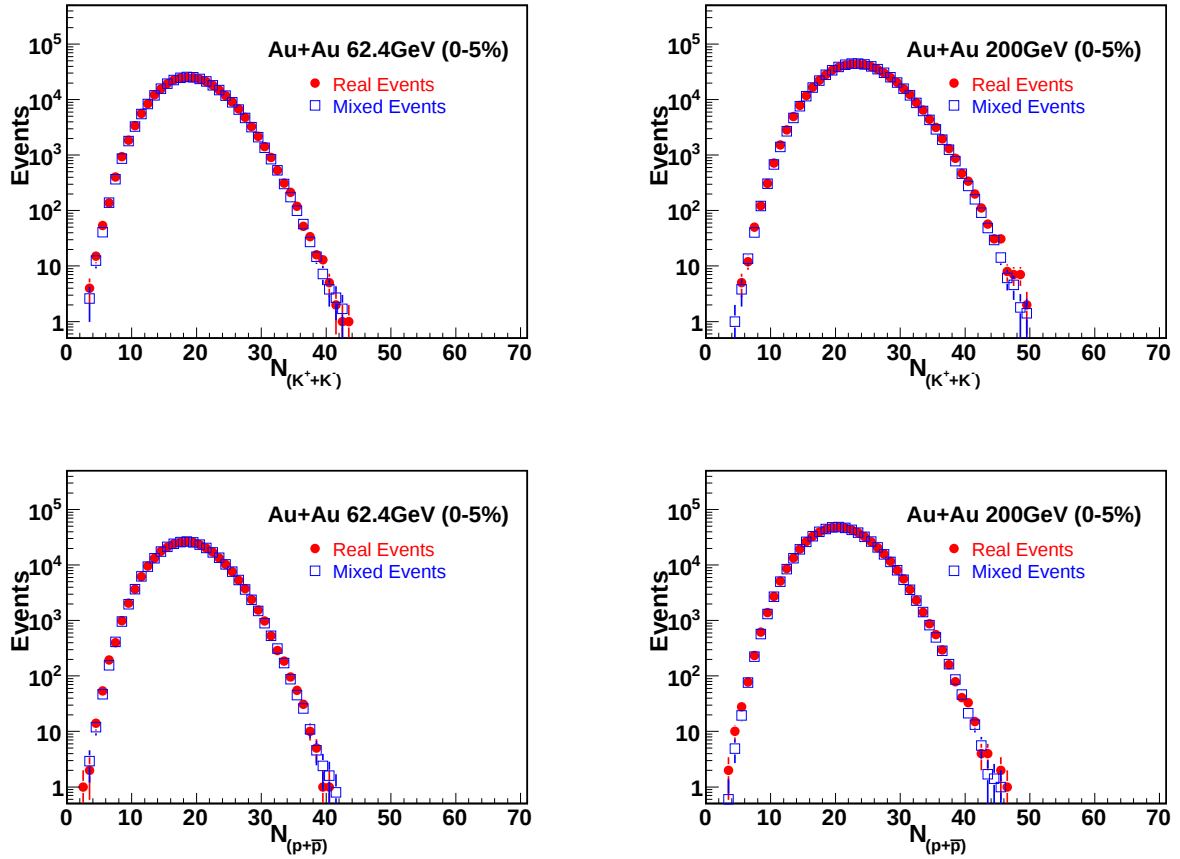


图 4-7： 62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和用四事件混合方法得到的混合事件的质子、K介子和 π 介子多重数分布。

在重离子碰撞中，我们认为对产生是产生上面几种关联的主要原因，由此可见，系统中存在着很强的与对产生相关的动力学涨落。由于四事件混合的方法构建的混合事件中

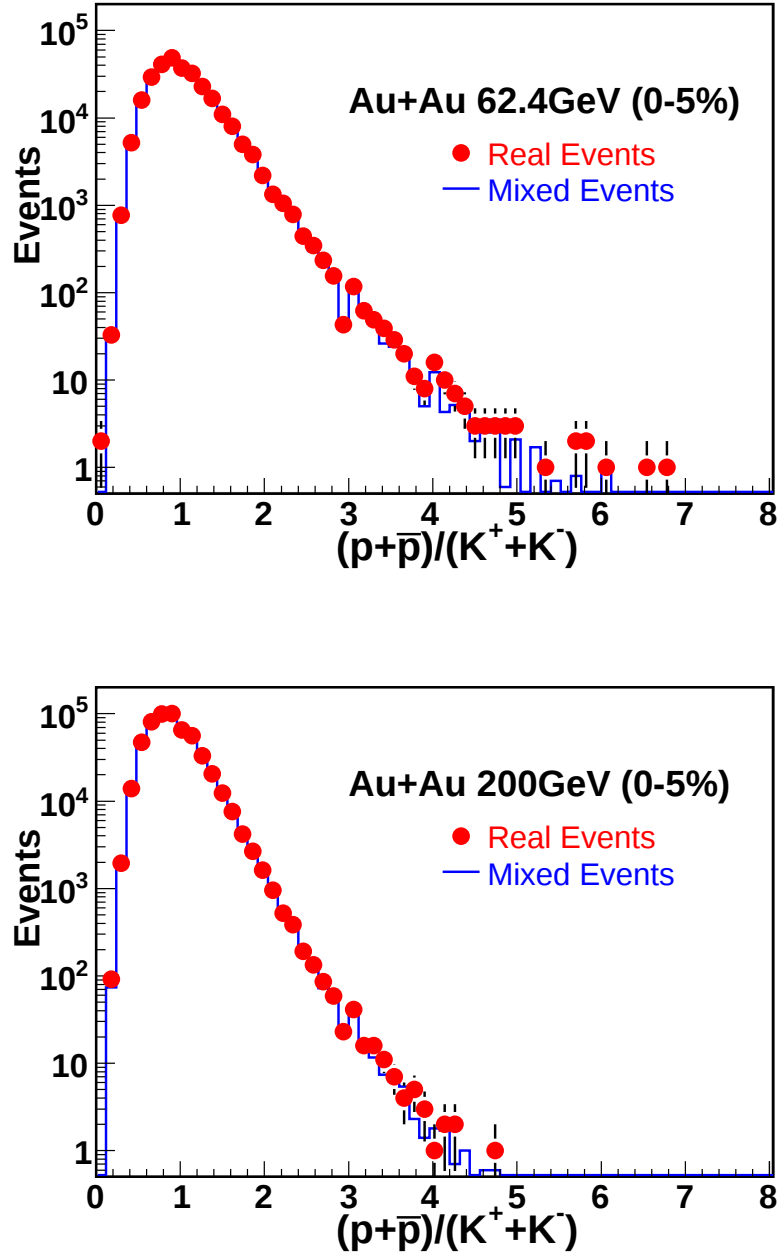


图 4-8: 62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和四事件混合得到的混合事件的 p/K 的分布。

包含了除对产生机制之外的其它各种各样的涨落，我们可以用这种方法估算与对产生相关的背景涨落 $\sigma_{4-mixed}$ 。图 4-7给出了真实事件和四事件混合的方法构建的混合事件中质子和K介子的分布，两种分布非常的相似。图 4-8给出了真实事件和用四事件混合方法得到的混合事件的 p/K 的分布，我们发现两者之间的差别也是很小。这样，与对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 可以用下面的公式来计算，

$$\sigma_{dyn}^{pair} = \text{sign}(\sigma_{data}^2 - \sigma_{4-mixed}^2) \sqrt{|\sigma_{data}^2 - \sigma_{4-mixed}^2|}. \quad (4-5)$$

这种情况下，由 ϕ 介子衰变而来的 K^+ 和 K^- 也被看成是对产生而来的。在下一章中我们将给出与对产生相关的 p/K ， K^+/K^- ， $p/\bar{p}$ 动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} ，并与动力学涨落 σ_{dyn} 进行比较和讨论。

4.2.4 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落 σ_{dyn}

从上一节分析我们知道，当我们测量 p/K 的涨落的时候， $p - \bar{p}$ ， $K^+ - K^-$ 关联和 $p - K$ 关联对 p/K 分布相对宽度的影响是相反的。这样，这些关联的同时存在使它们的作用相互抵消，结果 p/K 的涨落很小。为了使这些关联的影响一致，我们引入了另一个比值 $p * K/(\pi * \pi)$ 来计算重子数和奇异性的涨落，这里 $(\pi * \pi)$ 被用作归一化因子。由于各种关联的一致，使得 $p * K/(\pi * \pi)$ 可能更敏感于相变的发生。 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落 σ_{dyn} 的测量方法和 p/K 动力学涨落测量相同，通过比较真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的涨落，我们可以得到动力学涨落。图 4-9给出了62.4 GeV和200 GeV Au+Au最中心碰撞中，真实事件和利用多事件随机混合方法得到的混合事件的逐事件 $p * K/(\pi * \pi)$ 的分布。

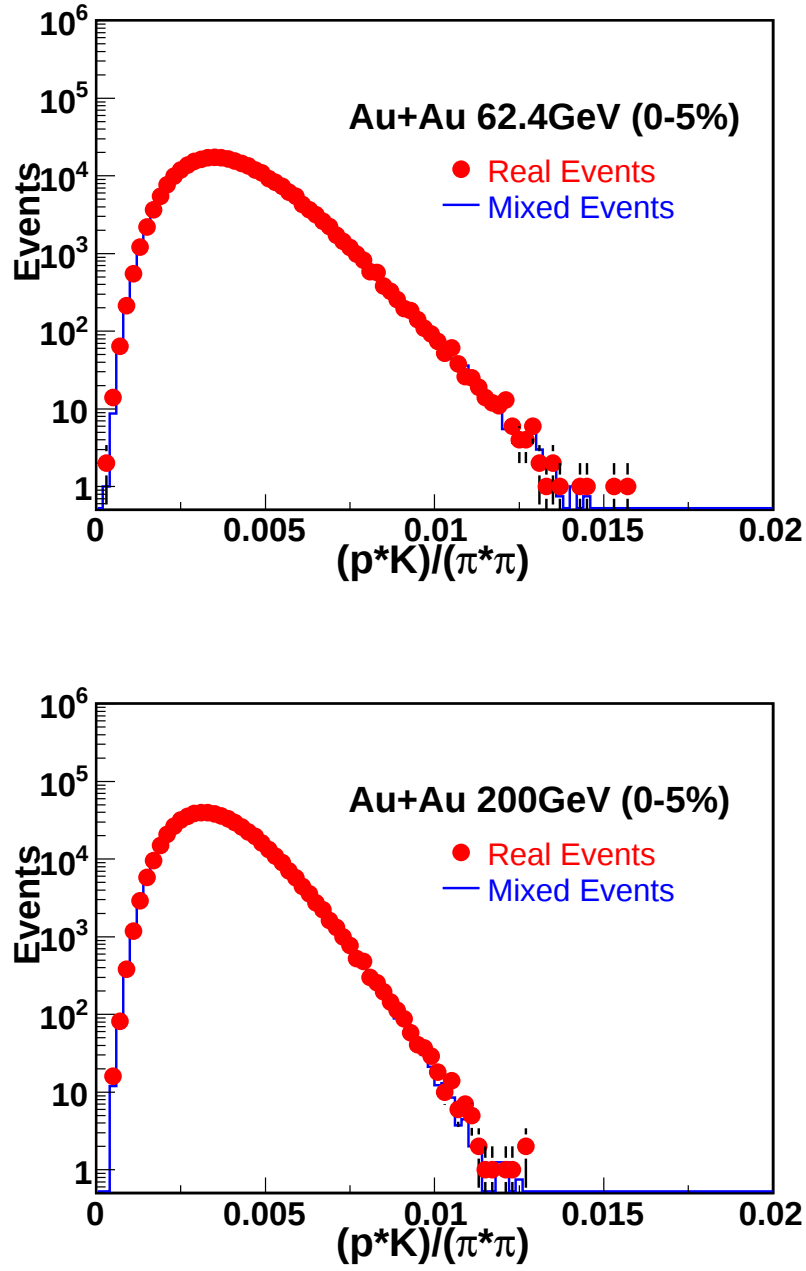


图 4-9: 62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中真实事件和用多事件随机混合方法得到的混合事件的 $p \cdot K/(\pi \cdot \pi)$ 的分布。

第五章 动力学涨落的测量结果和讨论

这一章我们给出STAR实验中 p/K 各种动力学涨落的测量结果以及结果中包含的物理信息。

5.1 动力学涨落 σ_{dyn}

研究强子产额比的逐事件动力学涨落的各种依赖性能够帮助我们理解QCD相变的级(order)和发生相变需要的碰撞能量, 并且能够为我们提供关于QCD相变临界点的信息。作为测量重子数和奇异性的最好的替代, 质子和K介子以其特有的物理性质, 使得 p/K 的测量具有深刻的物理意义。图 5-1给出了STAR实验中62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中 $p/K(K/p)$ 的动力学涨落随碰撞能量的变化关系, NA49实验中同样方法测量的6.3, 7.6, 8.8, 12.3, 17.3 GeV的Pb+Pb中心碰撞的结果也画在了图中。图中还给出了用同样方法计算的HSD模型的结果 [108]和UrQMD模型的结果 [109]。所有实验点都给出了统计误差和系统误差。由于质子和K介子的鉴别会混入一些电子, 通过计算我们发现这部分造成的相对系统误差在15%左右。通过HIJING [77]模拟, 我们把质子的动量范围从 $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$, $p < 1.1 \text{ GeV}/c$ 扩展到 $0.1 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$, K介子的动量范围从 $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$, $p < 0.6 \text{ GeV}/c$ 扩展到 $0.1 \text{ GeV}/c < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$, 发现这样会造成 σ_{dyn} 不到20%的相对变化。这样我们估算总的系统误差大约为25%。

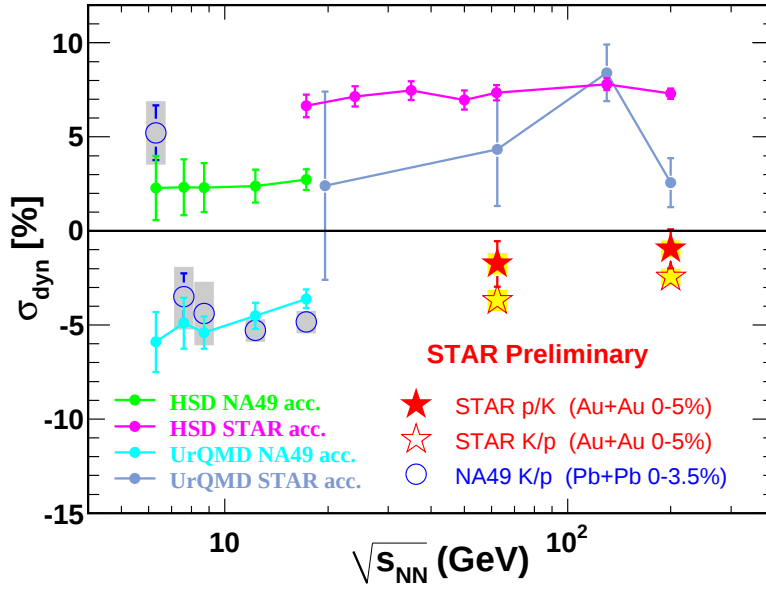


图 5-1: $p/K(K/p)$ 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞能量的变化关系, 以及和模型计算的结果比较。

从图 5-1中可以看到, 实验测量到的 K/p 和 p/K 的动力学涨落的值都比较小, 大约在 10^{-2} 的数量级上。动力学涨落随能量变化的一个显著的特点就是在SPS的能量区间, 动力学涨落出现了剧烈的跳跃: 碰撞能量为6.3 GeV时动力学涨落为正值, 从7.6 GeV到17.3 GeV动力学涨落为负值, 并且出现了一个不太明显的先下降后上升的变化趋势。RHIC能量下 K/p 的动力学涨落结果也小于零, 相比于SPS最高能量下的动力学涨落的值稍微有一点上升。负的动力学涨落是由于混合事件的涨落大于真实事件的涨落, 造成这样的原因可能是真实事件中存在共振态的衰变产生了粒子的关联, 另一个原因可能是由于事件混合方法使得混合事件中引入了一些涨落。我们发现, p/K 和 K/p 的动力学涨落的结果不是完全相同的, 这可能是由于动力学涨落的值比较小而且误差比较大, 以及单个事件中质子和K介子多重数比较小造成的。要想弄清楚这个问题, 我们需要更多的数据统计。除了SPS的最低的能量点以外, 我们没有发现 K/p 动力学涨落具有明显的碰撞能量依赖性。无论是HSD模型的计算还是UrQMD模型的计算都不能重现实验的结果, 值得注意的是模型计算的 K/p 动力学涨落从SPS能区到RHIC能区有一个明显的跳跃, 分析认为这种跳跃是由于NA49实验和STAR实验的接收度的差别造成的。

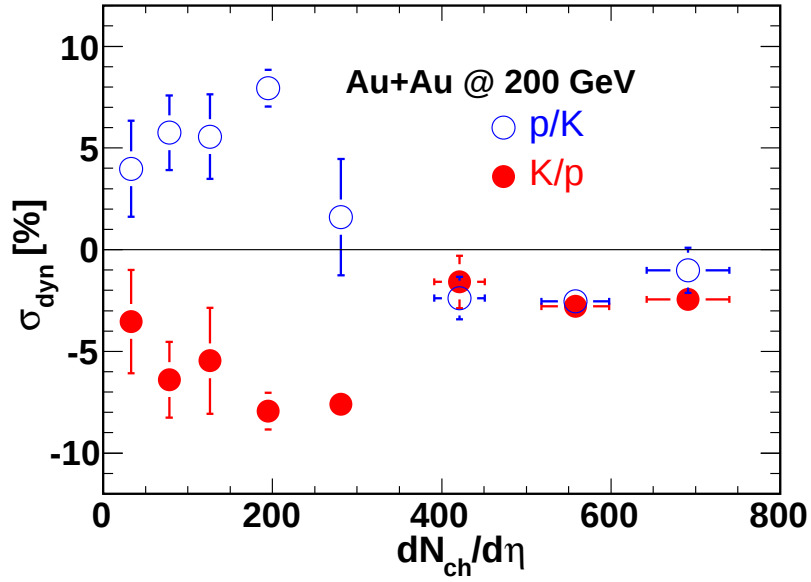


图 5-2: 200 GeV Au+Au碰撞中 p/K 和 K/p 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。

我们还进行了200GeV Au+Au碰撞中 p/K (K/p)动力学涨落中心度依赖性的研究，如图 5-2所示。我们发现在比较中心的碰撞中 p/K 和 K/p 的动力学涨落的值都很小而且很接近。随着中心度的变大出现了两种不同的趋势， p/K 的动力学涨落慢慢的增大变为正值，而 K/p 的动力学涨落变得越来越小。到周边碰撞的时候， p/K 和 K/p 的动力学涨落又接近于零。 p/K (K/p)动力学涨落中心度依赖性与碰撞能量依赖性是否有直接的关系我们还不清楚，需要进一步的研究来理解这两种现象。

为了进一步研究 p/K 涨落的起源，我们同时还测量了同种电性 p/K^+ ， $\bar{p}/K^-$ 和不同电性 p/K^+ ， $\bar{p}/K^+$ 的动力学涨落。一般认为同种电性的质子之间（质子-质子或者反质子-反质子），同种电性的K介子之间（ K^+-K^+ 或者 K^--K^- ）是没有关联的，所以这些比值中只包含了质子和K介子之间的关联。图 5-3给出了同种电性 p/K^+ ， $\bar{p}/K^-$ ，以及不同电性 p/K^- ， $\bar{p}/K^+$ 的动力学涨落随中心度的变化关系。我们发现，它们的涨落都小于零而且都有明显的中心度依赖性，在周边碰撞中涨落比较大，中心碰撞中涨落比较小。同种电性的 p/K^+ 和 $\bar{p}/K^-$ 具有相同强度的动力学涨落，不同电性的 p/K^- ， $\bar{p}/K^+$ 动力学涨落也非常相近。有趣的是，尽管我们认为同种电性 $p-K^+$ ， $\bar{p}-K^-$ 之间的关联要远

远小于不同电性 $p - K^-$, $\bar{p} - K^+$ 之间的关联, p/K^+ , $\bar{p}/K^-$ 的动力学涨落只是略微的小于 p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的动力学涨落。我们认为它们之间的这种差别主要来自于不同电性之间的关联。涨落都小于零是因为由多事件随机混合方法得到的混合事件不只是包含了消除粒子间的关联引起的涨落, 而且还引入了其它的一些涨落, 使得构建的背景涨落大于真实事件的涨落。

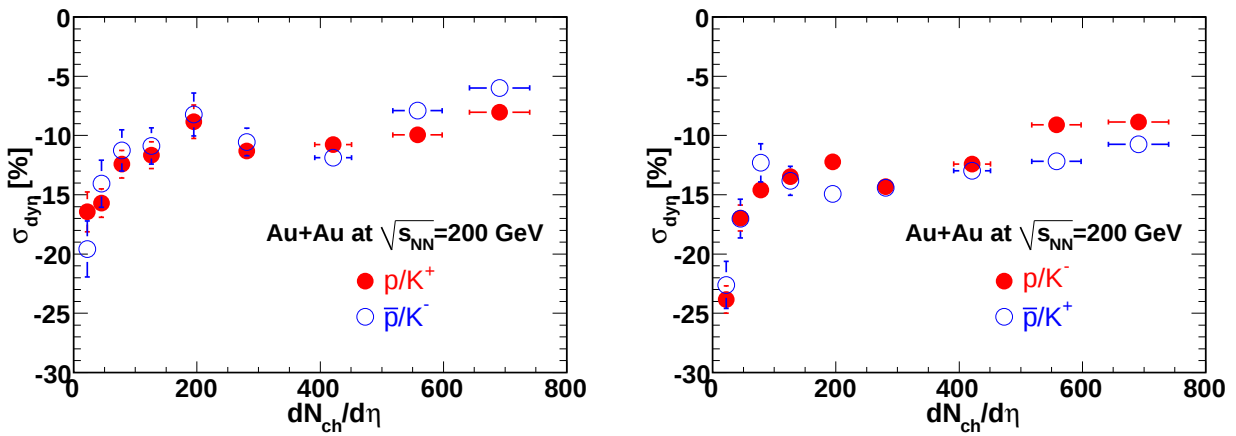


图 5-3: 200 GeV Au+Au碰撞中同种电性 p/K^+ , $\bar{p}/K^-$ 和不同电性 p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。

为了研究 $p - \bar{p}$ 和 $K^+ - K^-$ 关联对动力学涨落的影响, 我们同时还测量了 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的动力学涨落, 并且与 π^+/π^- 的动力学涨落进行了比较。图 5-4给出了 $p/\bar{p}$ 、 K^+/K^- 以及 π^+/π^- 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的关系。我们发现, $p/\bar{p}$ 、 K^+/K^- 以及 π^+/π^- 的动力学涨落都小于零并且有明显的中心度依赖性, 中心碰撞的涨落比较小, 周边碰撞的涨落比较大。动力学涨落小于零表明同 $\pi^+ - \pi^-$ 一样, $p - \bar{p}$, $K^+ - K^-$ 之间存在着很强的关联, 而同种粒子同电性之间($p - p$, $\bar{p} - \bar{p}$, $K^+ - K^+$ 和 $K^- - K^-$)的关联很小。测量结果中, 我们发现 p/K^- , $\bar{p}/K^+$, $p/\bar{p}$, K^+/K^- 存在较大的动力学涨落, 而 p/K 的动力学涨落比较小, 一个可能的原因是质子和K介子之间的各种各样的关联抹消了 p/K 的动力学涨落。

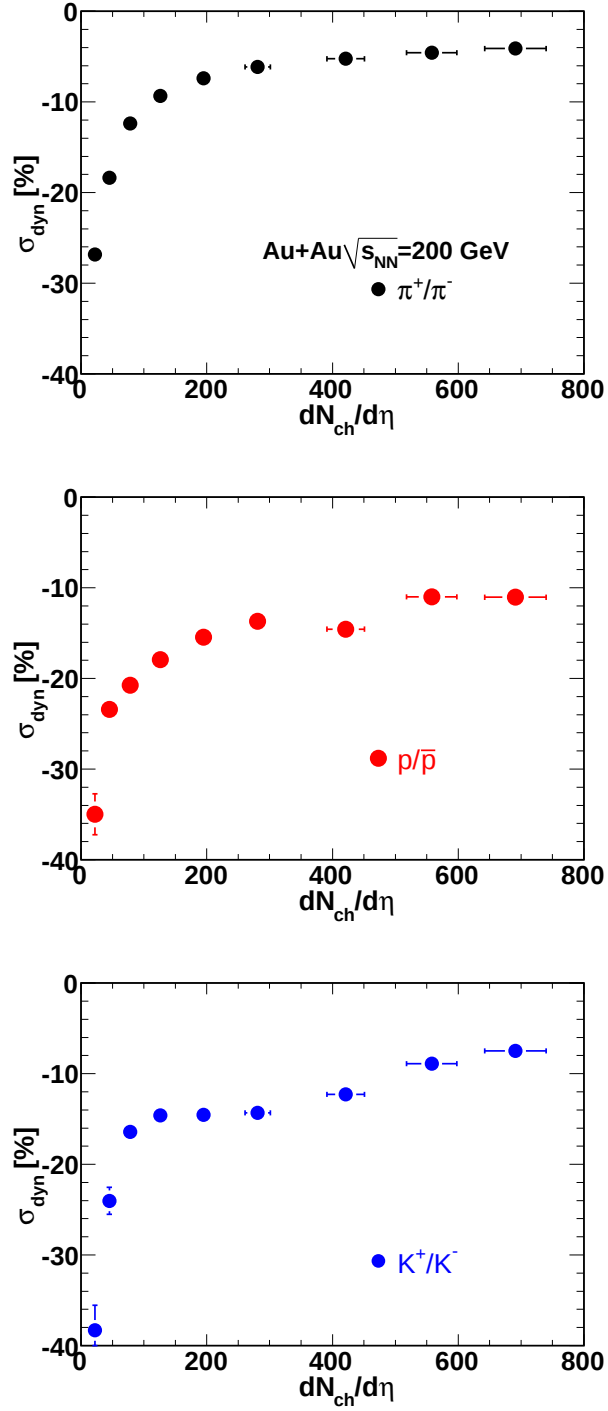


图 5-4: 200 GeV Au+Au碰撞中同种粒子不同电性 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。

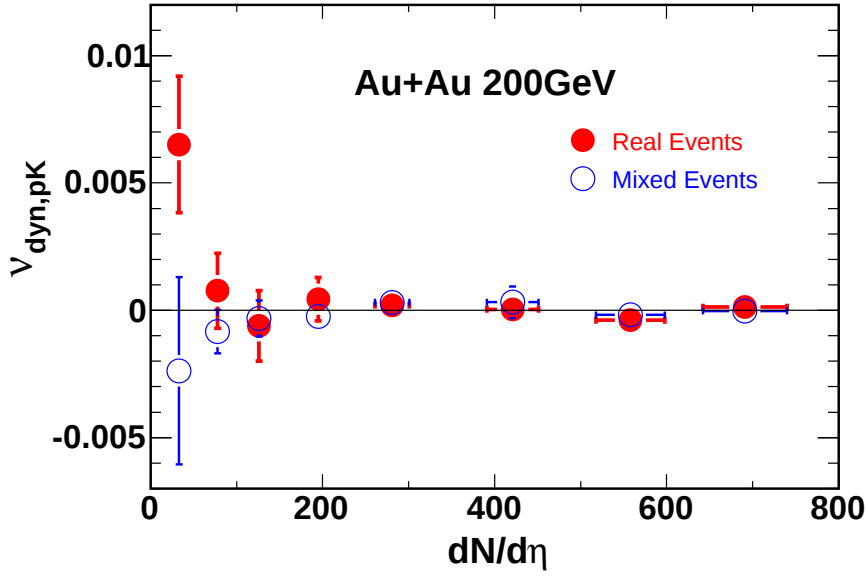


图 5-5: 200 GeV Au+Au碰撞中, 真实事件和由多事件随机混合方法构建的混合事件中 p/K 动力学涨落 ν_{dyn} 随中心度的变化关系。

5.2 p/K 动力学涨落 ν_{dyn}

用 ν_{dyn} 来研究强子产额比值的动力学涨落的好处就是我们不用算出强子产额的比值, 也不用构建混合事件, 而且 ν_{dyn} 受探测器的效率影响比较小。文献 [17, 75]中已经证实 K/π , p/π 的动力学涨落 $\nu_{dyn} = \text{sign}(\sigma_{dyn})\sigma_{dyn}^2$ 。图 5-5给出了真实事件和由多事件随机混合方法构建的混合事件的 p/K 动力学涨落 ν_{dyn} , 我们发现真实事件和混合事件的动力学涨落 ν_{dyn} 在不同的中心度都接近于零, 而且误差非常大。由于利用 σ_{dyn} 计算的 p/K 动力学涨落的值也接近于零, 我们还不能清楚的确认 $\nu_{dyn} = \text{sign}(\sigma_{dyn})\sigma_{dyn}^2$ 对测量 p/K 的动力学涨落是否成立。根据对公式 4-4的讨论, 我们认为造成这个问题的原因有以下几方面, 首先质子和K介子之间存在的关联抵消掉了 p/K 的涨落, 使得我们测量到很小的 p/K 动力学涨落, 而且具有很大的不确定性; 另一个原因就是单个事件中质子和K介子的多重数比较小, 得不到很好的统计结果。如果要验证 $\nu_{dyn} = \text{sign}(\sigma_{dyn})\sigma_{dyn}^2$ 对 p/K 的动力学涨落是否成立, 我们需要更多的实验数据。

5.3 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn}

在上一章我们讨论过 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落受到质子和K介子之间关联的影响较小，可能更加真实的反映了系统中重子数和奇异性的涨落。图 5-7给出了由多事件随机混合方法提取的不同能量碰撞下 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落 σ_{dyn} 。我们发现 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落有很强的能量依赖性，200 GeV的时候 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落和 K/π 的动力学涨落比较接近，62.4 GeV的时候 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落和 p/π 的动力学涨落比较接近。在这里 π 介子和质子，K介子之间的关联可能会对 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落产生很大影响。我们需要测量更多的能量点来解释 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落的能量依赖性。

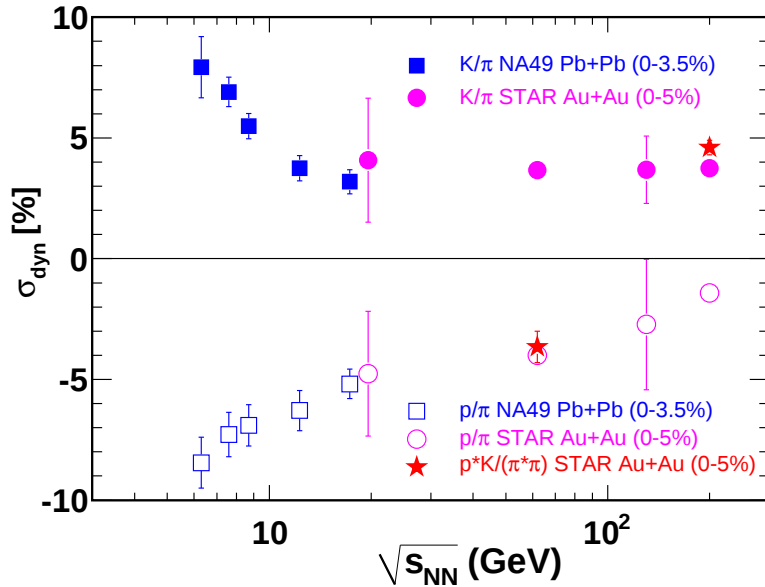


图 5-6: $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞能量的变化关系。

图 5-7给出了由多事件随机混合方法提取的 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化。我们发现 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落有很强的中心度依赖性，中心碰撞中 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落比较小，周边碰撞中 $p * K/(\pi * \pi)$ 动力学涨落比较大。这与 K/π 的动力学涨落随中心度变化的趋势相同，但是 $p * K/(\pi * \pi)$ 涨落的强度要大于 K/π 的涨落。 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落与 p/K 动力学涨落随中心度变化的趋势不同，

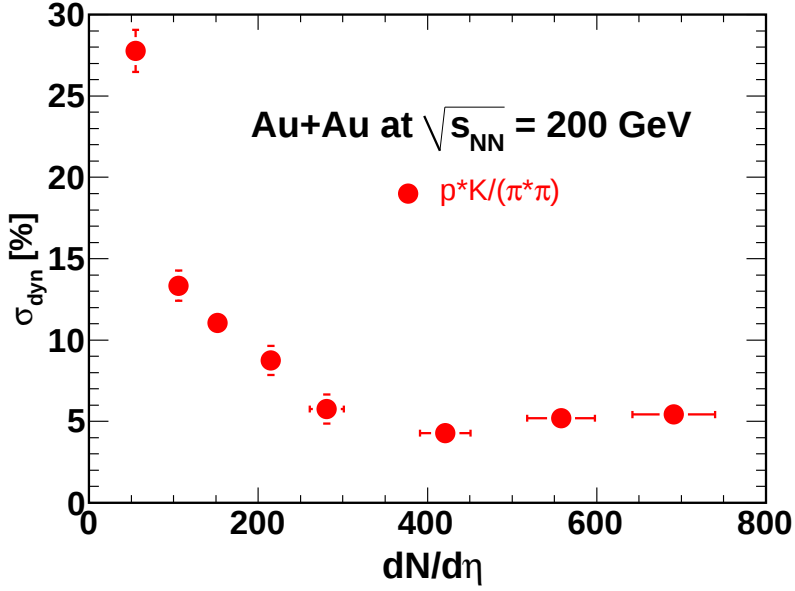


图 5-7: 200 GeV Au+Au碰撞中 $p^*K/(\pi^*\pi)$ 动力学涨落 σ_{dyn} 随碰撞中心度的变化关系。

这表明 p^*K 的动力学涨落与 p/K 的动力学涨落包含了不同的物理过程。

5.4 和对产生相关的 p/K 动力学涨落 σ_{dyn}^{pair}

经过上面的讨论，我们发现 p/K 的动力学涨落 σ_{dyn} 和 ν_{dyn} 都非常接近零，这表明我们在构建混合事件的时候可能把一部分物理的涨落加到了背景涨落之中，使得背景涨落偏大。在利用四事件混合方法构建的混合事件中，我们只移除了对产生效应带来的背景涨落，其它的对产生无关的各种各样的涨落仍然保留在混合事件里，这样我们就得到了单纯的和对产生机制相关的动力学涨落。由于对产生机制是部分子相互作用阶段和强子化阶段质子和K介子产生的一个重要途径，研究与对产生相关的 p/K 动力学涨落有助于我们理解QGP的相变过程以及相变临界点发生的位置。

图 5-8给出62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中与对产生有关的 p/K 动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 随带电粒子多重数密度 $dN/d\eta$ 的关系。我们发现，两个能量下测量的结果具有很好的一致性，并且在中间的中心度区域， $dN/d\eta \sim 100 - 200$ ， σ_{dyn}^{pair} 有一个最大值。这个形状的出现可能包含着特别的物理机制，我们需要进一步的研究来理解这种涨落随碰撞中心度非

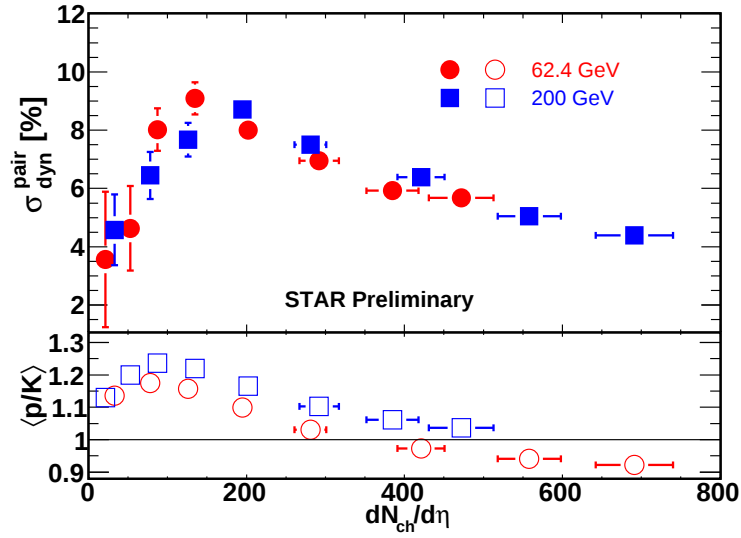


图 5-8: 62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞中, 和对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 和 p/K 的平均值随碰撞中心度的变化关系。

单调依赖现象。在图 5-8中, 我们还给出了测量区间的 p/K 的平均值。由于测量区域有限, 如果质子和K介子的动量谱随中心度变化很明显, 那么, p/K 的比值也会有明显的变化。我们发现, p/K 的平均值随中心度变化时候也有一个最大值, 不过 p/K 的平均值的最大值和 σ_{dyn}^{pair} 的最大值对应的中心度的位置不一样, 这表明 p/K 的比值和对产生的涨落 σ_{dyn}^{pair} 包含的物理机制是不同的。

为了研究 p/K 与对产生相关的动力学涨落的起源, 同样我们也测量了同种电性 p/K^+ , $\bar{p}/K^-$ 和不同电性 p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的与对产生相关的动力学涨落。图 5-9给出了这些涨落随中心度的变化关系。我们发现, 同种电性 p/K^+ 和 $\bar{p}/K^-$ 的涨落是一致的, 不同电性的 p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的涨落是一致的。它们的涨落中心度依赖性不是很明显。用这种混合事件的方法, 关联效应对涨落的影响比较明显, 同种电性 $p-K^+$, $\bar{p}-K^-$ 之间的关联很小, 我们得到了正的涨落, 不同电性 $p-K^-$, $\bar{p}-K^+$ 之间有较强的的关联, 我们得到了小于零的涨落。

我们同时还测量了 π^+/π^- 、 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的与对产生相关的动力学涨落。图 5-10给出了 π^+/π^- 、 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 与对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 随碰撞中心度的关系。可以看

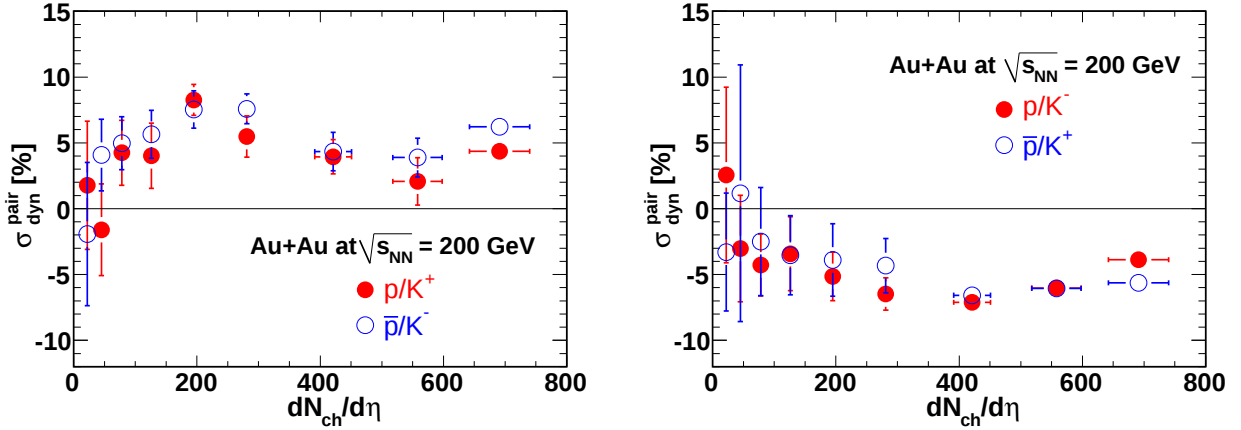


图 5-9: 200 GeV Au+Au碰撞中 p/K^+ , $\bar{p}/K^-$, p/K^- , $\bar{p}/K^+$ 的与对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 随碰撞中心度的变化关系。

到 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的涨落也都小于零，表明 $p - \bar{p}$, $K^+ - K^-$ 之间存在着较强的关联。有意思的是，我们发现和 π^+/π^- 的与对产生相关的涨落中心度依赖性不同， $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的与对产生相关的涨落存在着中心度非单调依赖性，在半中心度区域 $dN/d\eta \sim 100 - 200$ ，有一个涨落的最低点，这个位置和 p/K 与对产生相关涨落的最大值的位置一致。这表明与 π 介子相比，主要由对产生而来的 K 介子和质子包含了不同的物理过程。由于 p/K 与对产生相关的动力学涨落是 $p/\bar{p}$, K^+/K^- 关联和 $p - K$ 关联直接作用的结果，所以 p/K 与对产生相关的动力学涨落大于零说明 $p/\bar{p}$, K^+/K^- 关联大于 $p - K$ 关联。由上面的讨论我们知道，对于质子和 K 介子，进一步研究与对产生机制相关的物理对于理解碰撞中产生的物质的性质和演化有着重要的意义。

5.5 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道对 p/K 涨落的影响

在所有可以产生 $K^+ - K^-$ 对关联的过程中， $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变是一个比较常见的途径。由前面的分析可知，这种关联会对 p/K 的涨落会产生一定的影响。在模型中，通过比较打开和关闭 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道后 p/K 涨落的变化，我们可以估算这部分影响的大小。图 5-11给出了利用多相输运模型AMPT [78]估算的 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道对 p/K 涨落的影响。在计算涨落的过程中，我们考虑了几种包含了不同的关联背景涨落的情况。利

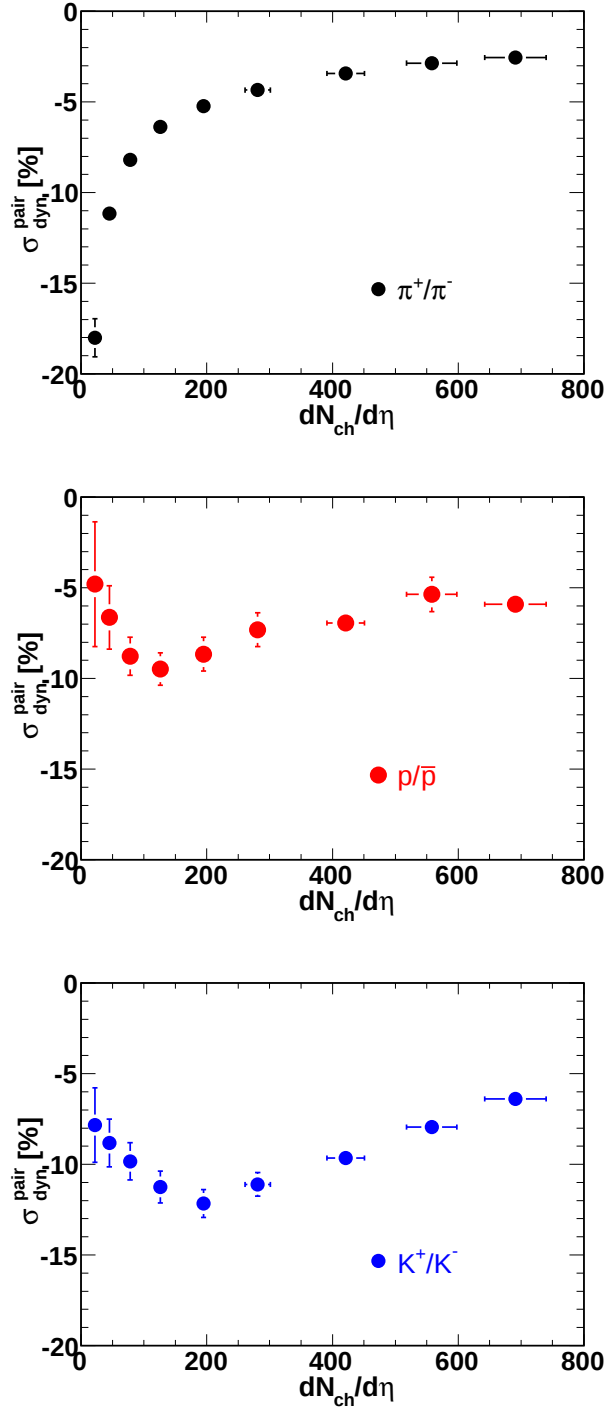


图 5-10: 200 GeV Au+Au碰撞中同种粒子不同电性 $p/\bar{p}$ 和 K^+/K^- 的与对产生相关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} 随碰撞中心度的变化关系。

用多事件随机事件混合(MRM)方法得到的动力学涨落，在中心碰撞中AMPT模型得到的结果是正值，这与实验的结果不同。造成这种现象的原因可能是由于在模型中粒子之间的关联要比真实情况下粒子间的关联简单一些。利用四事件混合方法得到的与对产生相关的动力学涨落，在中心碰撞中AMPT模型得到的结果与实验的结果一致。从图5-11我们发现， $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变会增加 p/K 动力学涨落 σ_{dyn} ，同样也会增加与对产生有关的动力学涨落 σ_{dyn}^{pair} ，这与前面分析的得到的了 $K^+ - K^-$ 可以增加 p/K 动力学涨落的结果一致，不过增加的强度都不是很大，都在20%左右。当关掉了 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道，只包含了 $K^+ - K^-$ 关联的三事件混合方法与没有包含 $K^+ - K^-$ 关联四事件混合方法得到的涨落的结果相差很大，这种差别主要是由于三事件混合方法中包含了 $K^+ - K^-$ 关联引起的，这说明在AMPT模型中， $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 不是造成 $K^+ - K^-$ 关联的主要原因，除了 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 之外，还有其他的机制可以产生 $K^+ - K^-$ 对关联。

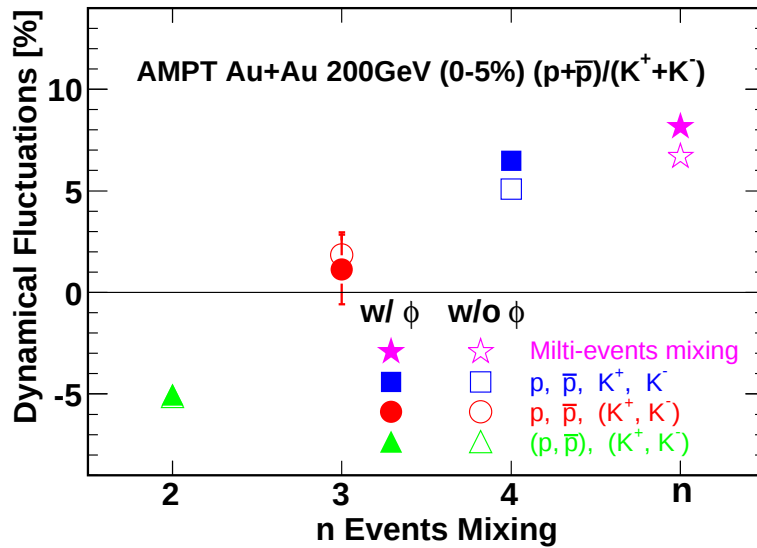


图 5-11: AMPT模型200 GeV Au+Au中心碰撞中， $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 衰变道对不同的涨落的影响。

第六章 强子椭圆流组分夸克数标度与QGP相变

6.1 各向异性流

在重离子碰撞中，我们定义沿束流方向，通过两个原子核中心的两平行线之间的距离为碰撞参数。反应区域的形状与碰撞参数的大小直接有直接的关系。在碰撞参数不为零的非对心的碰撞中，由于在束流方向的洛伦兹收缩，两个重离子像两个圆盘，这就使得碰撞重叠区域类似一个椭圆形状，同时也造就了初始的坐标空间的各向异性。两个原子核圆心的连线与束流的方向构成的平面我们称为反应平面(reaction plane)。图 6-1 给出的是一个典型的重离子非对心碰撞的示意图， x 方向是碰撞参数的方向， z 方向是束流的方向， $x - z$ 构成的平面就是反应平面。

随着系统的演化，平行于反应平面运动的粒子要比垂直于反应平面运动的粒子经历的相互作用少一些，这就使粒子在动量空间的分布发生变化，结果，椭圆形的短轴方向的膨胀会变得更弱一些，那么系统初始的坐标空间分布的各向异性(anisotropy)就会转化为动量空间分布的各向异性，如图 6-2 所示。由于初始空间不对称性随着时间的变化消失的非常快，使得动量的各向异性流(anisotropic flow)在碰撞发生后的几个 fm/c 就形成了。所以，各向异性流对系统演化早期粒子间的相互作用非常的敏感，一般这部分信息要通过经历较弱相互作用的探针才能获得。从这点上看，各向异性流是一个非常独特的观测

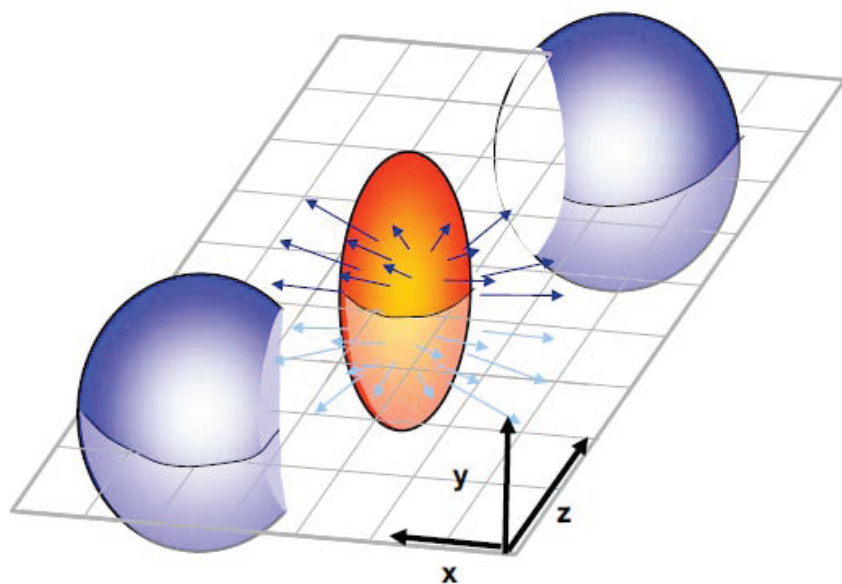


图 6-1: 重离子非中心碰撞中形成的初始重叠区域。

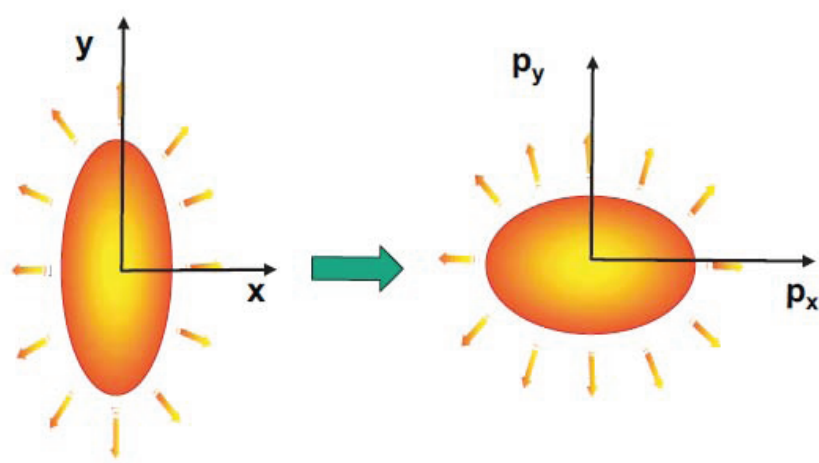


图 6-2: 坐标空间的各向异性向动量空间的各向异性的转变。

量，因为它可以在强子层次上研究系统处在夸克阶段时具有的性质。所以测量强子的各向异性分布可以帮助我们理解碰撞早期系统的性质以及演化的动力学机制。

在核核碰撞中，粒子的方位角分布相对于反应平面不是各向同性的，它可以用傅里叶级数(Fourier series)展开 [110]，

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi_r)} \propto 1 + 2 \sum v_n \cos[n(\phi - \Psi_r)], \quad (6-1)$$

这里 ϕ 为粒子的方位角， Ψ_r 是反应平面的方位角。傅里叶展开系数(Fourier coefficients) v_n 经常被用来定量的描述事件的各向异性，它可以写成，

$$v_n = \langle \cos(n(\phi - \Psi_r)) \rangle, \quad (6-2)$$

这里尖括号表示对所有粒子做平均，傅里叶展开的前两项系数 v_1 和 v_2 分别被称为径向流和椭圆流。椭圆流 v_2 描述了动量空间内粒子分布的偏心率，在给定的快度区间，它可以表示成，

$$v_2 = \langle \cos(2\Delta\phi) \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle. \quad (6-3)$$

椭圆流为正值表示平行于反应平面飞出的粒子比较多，垂直于反应平面飞出的粒子较少，因为在 $\phi - \Psi_r$ 较小时， $\cos[2(\phi - \Psi_r)]$ 接近于1；负值则表示垂直于反应平面飞出的粒子较多，平行于反应平面飞出的粒子比较少，因为在 $\phi - \Psi_r$ 接近于 $\pi/2$ 的时候， $\cos[2(\phi - \Psi_r)]$ 接近于-1。

在非对心碰撞中，由于碰撞后系统的形状呈椭球体，使得所有各向异性流中椭圆流 v_2 的值比较大，也是我们最经常研究的。高阶的各向异性流的值比较小，在实验中不容易被测量到。

6.2 实验中椭圆流的测量方法

实验上，测量椭圆流的方法有多种，包括事件平面方法(Event plane method) [110]，两粒子或者多粒子关联方法 [111]，以及Lee-Yang Zero方法 [112]等等。几种测量的方法受非流(non-flow)和流涨落(flow fluctuations)影响的方式不同。下面我们将介绍一下事件平

面方法。

实验上，我们无法直接的测量到事件的反应平面，但是在事件平面方法中，反应平面的方位角可以通过粒子各向异性流本身决定的事件平面来计算。通过对各向异性流的傅里叶展开，事件平面就可以确定。事件的流矢量 $\vec{Q}_n$ 是横平面上的一个二维矢量，可以表示成，

$$\begin{aligned} Q_n \cos(n\Psi_n) &= X_n = \sum \omega_i \cos(n\phi_i), \\ Q_n \sin(n\Psi_n) &= Y_n = \sum \omega_i \sin(n\phi_i). \end{aligned} \quad (6-4)$$

这里的求和是对参与计算事件平面的所有粒子的求和， ϕ_i 和 ω_i 分别是第*i*个粒子的方位角和权重。最佳的权重选择就是要使反应平面的分辨率达到最好，通常我们通过选取特定种类的粒子以及考虑粒子本身的性质（快度，横动量，方位角等等）来实现。一般的，因为 v_2 是随着横动量线性变化的，所以横动量是权重选择的最普通的依据。事件平面的角度就是 Q_n 的方位角，可以写成，

$$\Psi_n = (\tan^{-1} \frac{\sum \omega_i \sin(n\phi_i)}{\sum \omega_i \cos(n\phi_i)})/n. \quad (6-5)$$

假设 $n = km$ ，我们可以用*m*阶的反应平面角计算 v_n ，对于*m*阶谐波确定的反应平面角分布可以展开为，

$$\frac{d(\omega N)}{d(\phi - \Psi_m)} \propto 1 + 2 \sum v_{km}^{obs} \cos[km(\phi - \Psi_r)]. \quad (6-6)$$

利用这个公式拟合粒子方位角对事件平面的分布就可以得到各阶的展开系数 v_n^{obs} 。为了消除自关联，当前用到的粒子对事件平面的贡献应当扣除，即不要把当前计算的*i*粒子的 $\omega_i \cos(m\phi_i)$ 和 $\omega_i \sin(m\phi_i)$ 计入到 X_m 和 Y_m 中。

由于每个事件中参与构建反应平面的粒子数是有限的，使得事件反应平面的方位角的计算会有不确定性。反应平面的分辨率可以通过下面的公式计算，

$$Res = \langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_r)] \rangle \quad (6-7)$$

这样，真实的各阶傅里叶展开的系数 v_n 可以写成，

$$v_n = \frac{v_n^{obs}}{Res} \quad (6-8)$$

6.3 椭圆流测量的实验结果

STAR实验已经进行了很多关于椭圆流的测量，并且得到了大量有意义的结果，图 6-3给出了STAR实验200 GeV Au+Au碰撞中包含了 ϕ , Ξ , Ω 等多奇异性强子的椭圆流随横动量的关系 [15, 50, 113, 114]。我们可以看到在 $p_T < 2$ GeV/c范围内，所有强子的椭圆流随着横动量的增加而增加，并且在给定的动量区间所有强子的椭圆流表现出质量标度现象， v_2 的值随着质量的增加而减小。这种现象可以用流体动力学很好的描述 [52]，理想流体认为系统在形成的时候已经完全达到了热平衡，然后根据物态方程来演化，因为所有的粒子都是以同一速度飞出来，重的粒子的动量就会大一些。在中间横动量区域， $p_T \sim 2 - 3$ GeV/c，强子的椭圆流开始达到饱和。重子的饱和的位置在 $p_T \gtrsim 3$ GeV/c，饱和的椭圆流的值大约为 $v_2 \sim 0.2$ ，而介子饱和时的动量小一些，椭圆流 v_2 也小一些。尽管一些多奇异性的强子(Ξ , Ω)在强子阶段经历了较少的散射，但是在特定的动量区间他们的 v_2 的值和其他粒子 v_2 的值一样高，这表明这种集体行为在碰撞的早期就已经形成了。

在 $p_T > 2$ GeV/c的动量区间，实验测量的 v_2 与流体动力学预言的结果发生了偏离。在给定横动量区间内， v_2 随质量的变化发生了翻转，重子的 v_2 大于较轻的介子的 v_2 。我们发现在中横动量区域($2 \text{ GeV/c} < p_T < 5 \text{ GeV/c}$)测量到的强子椭圆流表现出了明显的粒子种类的依赖性，即对强子中的组分夸克数有明显的依赖性。在实验测量中，当强子的 v_2 和横动量 p_T 都除以夸克的数目 n_q 后（介子 $n_q = 2$ ，重子 $n_q = 3$ ），大部分的强子 v_2/n_q 随 p_T/n_q 变化关系都可以落在同一条曲线上。我们把这种行为称为组分夸克数标度(number-of-constituent-quark scaling, NCQ scaling)。图 6-4给出了STAR实验中测量的用组分夸克数标度的强子椭圆流随横向运动能量($m_T - m_0$) [115, 116]的关系。这时候所有

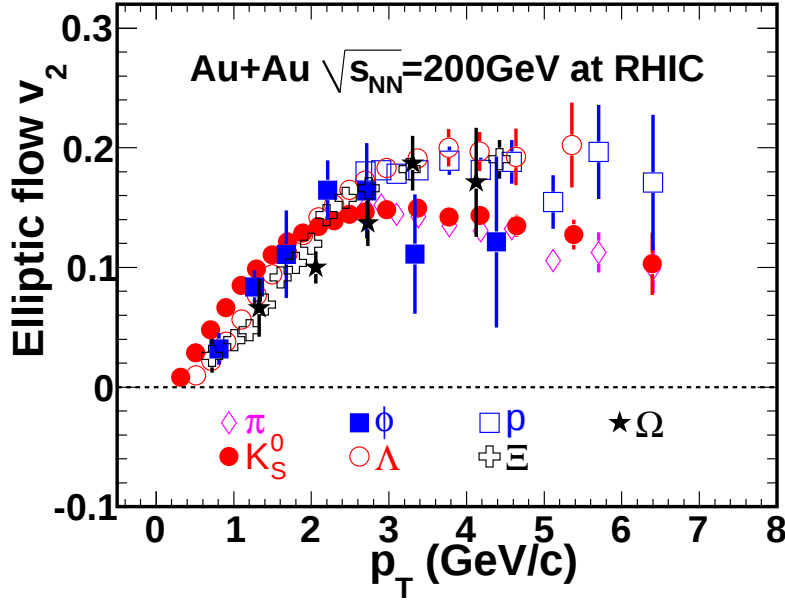


图 6-3: STAR实验200 GeV Au+Au 0-80% 碰撞中 π , K_S^0 , p , Λ , ϕ , Ξ , Ω 的椭圆流随横动量的变化关系。

强子 v_2/n_q 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 变化关系可以用下面的多项式曲线来拟合 [57],

$$f_{v_2} = \frac{a}{1 + \exp(-(x - b)/c)} - d, \quad (6-9)$$

这里 a , b , c 和 d 分别是拟合的参数。

最近通过对200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 和 Ω 的椭圆流与 π 介子, 质子的椭圆流的横动量依赖性比较发现, ϕ 介子和 π 介子椭圆流的强度是一致的, Ω 和质子的椭圆流强度是一致的 [117]。这表明较重的奇异夸克 s 和较轻的 u , d 夸克具有同样的椭圆流, 支持了强子的这种集体行为在部分子阶段就已经形成的假设, 也为部分子的集体行为提供了证据。强子椭圆流的组份夸克标度行为表明碰撞的系统已经处于解禁闭的状态, 这也为高能核核碰撞中强子来源于夸克相提供了有力的证据。

一些夸克组合模型 [53–56]可以很好的重现中横动量区间的组分夸克数标度现象。根据这些模型描述, 如果强子是由夸克组合而成的, 在特定的横动量区间, 强子的产额将会正比于夸克密度的 n 次方 [56], n 为强子的组分夸克数,

$$\frac{dN_M}{d^2p_T}(p_T) = C_M(p_T) \left[\frac{dN_q}{d^2p_T}(p_T/2) \right]^2 \quad (6-10)$$

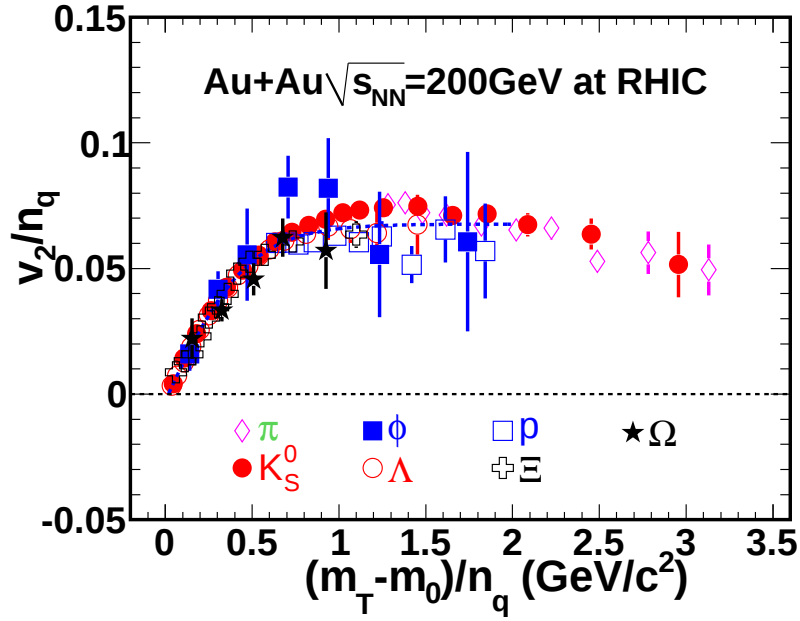


图 6-4: STAR 实验中强子椭圆流的组分夸克数标度现象，虚线是用多项式的拟合。

$$\frac{dN_B}{d^2p_T}(\vec{p}_T) = C_B(p_T) \left[\frac{dN_q}{d^2p_T}(p_T/3) \right]^3, \quad (6-11)$$

这里 C_M 和 C_B 分别是夸克组合 ($q\bar{q} \rightarrow$ 介子, $qqq \rightarrow$ 重子) 的几率。忽略一些其他的因素, 这个关系可以引起椭圆流的夸克数标度: 横动量为 p_T 的介子主要是由两个动量为 $p_T/2$ 的夸克组合而来; 横动量为 p_T 的重子主要是由三个动量为 $p_T/3$ 的夸克组合而来。这样介子椭圆流和重子的椭圆流就可以由部分子而来,

$$v_{2,M}(p_T) \approx 2v_{2,q}\left(\frac{p_T}{2}\right), \quad (6-12)$$

$$v_{2,B}(p_T) \approx 3v_{2,q}\left(\frac{p_T}{3}\right). \quad (6-13)$$

6.4 组分夸克数标度(NCQ-scaling)作为相变的探针

很多的实验结果 [12, 13] 表明在低能量的碰撞中, 一些观测量表现出对能量的非单调依赖性。文献 [118] 认为这些现象与 QGP 相变有关。RHIC 的低能量扫描为我们研究低能

量碰撞中的物理图像提供了很好的机会，特别是寻找可能存在的QGP相变以及确定相变临界点的位置。我们提出可以利用强子椭圆流的组分夸克数标度作为判断低能量碰撞中夸克解禁闭是否发生的依据。在低能量的碰撞中，如果碰撞能量不足以产生QGP，就不会有QGP相变的发生，那么强子就不是由解禁闭的夸克组合而来，系统的椭圆流不会形成于部分子的阶段，在实验上我们将观测不到强子椭圆流的组分夸克数标度行为。下面我们将通过多相输运模型模型AMPT [78]的计算来验证这个假设。

AMPT模型在描述RHIC和AGS的一些实验结果上取得了很大的成功，特别是对椭圆流的描述上。例如，利用6-10 mb的部分子反应截面，我们可以重现130 GeV Au+Au碰撞中的 v_2 [82]。AMPT还可以解释200 GeV Au+Au碰撞中强子 v_2 和 v_4 在2 GeV/c以下的横动量依赖性 [119, 120]。在AMPT模型中，碰撞反应平面可以直接通过束流方向和碰撞参数方向确定出来。由于碰撞参数的方向和 $x(p_x)$ 轴的方向一致，可以得到反应平面的方位角 $\Psi_r = 0$ 。所以每一个粒子的方位角 ϕ 也就是粒子和反应平面的夹角，这样我们就得到了粒子相对于反应平面的方位角分布，然后用 $\frac{dN}{d\phi} = A(1 + 2v_2 \cos 2\phi)$ 拟合这个分布我们就可以提取出粒子的 v_2 。由于反应平面的方位角为零，我们可以直接用公式 6-3 计算出 v_2 。我们发现这两种方法得到的 v_2 的结果是一致的。

在前面我们已经介绍过，AMPT模型有两个版本，Default-AMPT版本和Melting-AMPT版本。它们的主要区别在于对激发弦的处理和强子化过程，Default-AMPT中，激发弦采用LUND弦碎裂模型强子化，然后进入强子再散射过程；而在Melting-AMPT中，激发弦全部融化为部分子，部分子相互作用后通过夸克组合模型强子化，然后再进行强子相互作用。根据上面的讨论，如果碰撞系统中发生了从强子物质到QGP的相变，那么在强子化过程中部分子的自由度将起主导作用，我们要用Melting-AMPT来计算强子的椭圆流 v_2 ，如果碰撞系统中没有发生从强子物质到QGP的相变，那么强子的自由度将主导强子化过程，我们就要用Default-AMPT来计算强子的椭圆流。图 6-5 给出了我们用不同版本的AMPT模型计算的12.3 GeV Au+Au碰撞中强子椭圆流。我们可以看到，由于在模

型中存在夸克相，强子是由部分子组合而来，Melting-AMPT计算的强子椭圆流表现出很好的组分夸克数标度行为。而在Default-AMPT中，由于强子是由激发弦直接碎裂而来，我们没有看到组分夸克数标度现象。而且我们还发现，没有弦融化时椭圆流的值要小于夸克相存在时椭圆流的值。这表明部分子相互作用在早期椭圆流产生过程中起到了很大的作用。

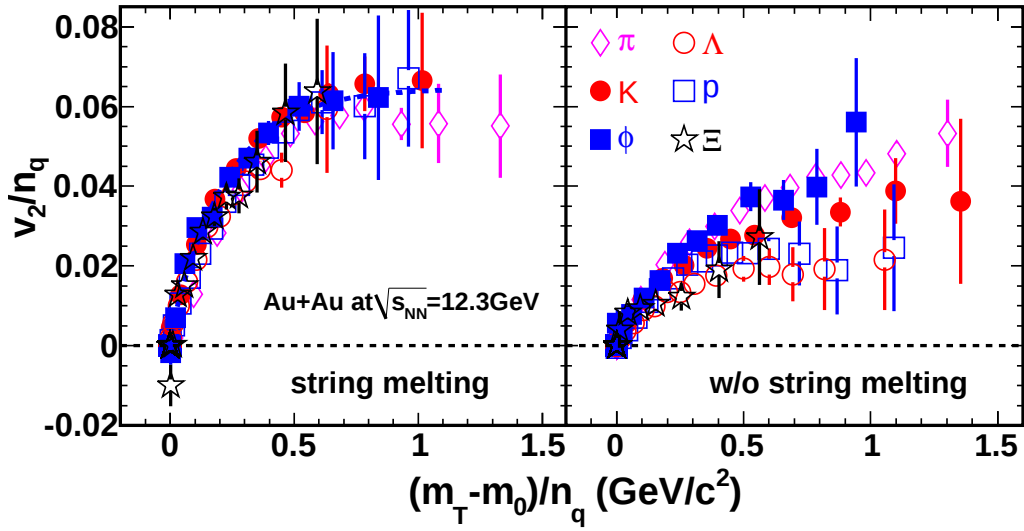


图 6-5: 不同版本的AMPT模型对应的粒子椭圆流组分夸克数标度行为的比较。

第七章 结论和展望

7.1 结论

在本篇文章中，我们利用不同的方法测量了STAR实验Au+Au碰撞中质子和K介子产额比的逐事件动力学涨落，包括涨落的碰撞能量依赖性和碰撞中心度依赖性，并且讨论了影响系统动力学涨落的因素。

碰撞系统的净重子数的减少和奇异性的增强被认为是QGP产生的重要的信号。我们希望系统在发生QGP相变或经过相变临界点的时候，除了上面这些变化，重子数和奇异性的涨落也会有明显的变化。这些已经在格点量子力学的计算中得到证实 [22]，重子和奇异性的磁化率在相变温度有一个明显上升，这种变化在重子化学势为零($\mu_B = 0$)的时候非常平缓。随着重子化学势的增大，到达相变临界点的时候，重子的磁化率会有明显的先上升后下降的变化。在本文中，重子数和奇异性的涨落的测量是通过测量 $p/K(K/p)$ 的逐事件的动力学涨落来实现的。我们发现 K/p 的逐事件动力学涨落在较低的SPS能量区间有一个突然的下降，其他能量的涨落变化不大。在较高的RHIC能量区间，62.4 GeV和200 GeV Au+Au中心碰撞中 K/p 的动力学涨落和SPS最高能量的涨落一致并且随能量增加缓慢的上升。产生这种趋势的原因可能是在RHIC的能量区间QGP已经产生，系统已经达到热平衡，这时候强子物质和QGP的相变是一个平稳的过度，使得系统的涨落较小，而

在SPS的能量区间可能存在着和RHIC能量区间不同的物理过程。

我们测量了200 GeV Au+Au碰撞中 p/K 的逐事件的动力学涨落随碰撞中心度的关系，发现中心碰撞的涨落比较小，周边碰撞的涨落比较大，产生这种现象有几个可能的原因，一个是周边碰撞的多重数涨落比较大，可以造成测量很大的不确定性；另一方面可能是由于测量方法的不足使得测量的结果有很大的变化；还有一个原因就是由于中心碰撞和周边碰撞中存在着不同的物理机制，使得涨落的测量出现不同的结果。我们需要进一步的研究来理解这种现象。

由于粒子之间的关联和测量方法的原因，使得我们测量的RHIC能量区间62.4 GeV和200 GeV Au+Au碰撞的动力学涨落的值很小。根据质子和K介子的产生机制，系统中与质子和K介子的对产生相关的动力学涨落可能是一个很好的观测量。我们提出了用四事件混合的方法来提取出与对产生有关的 p/K 动力学涨落。测量发现这部分涨落有很明显的碰撞中心度依赖性，62.4 GeV和200 GeV的随中心度变化的结果是一致的，并且在中间碰撞中心度区域有一个涨落的最大值。这个有趣的结果可能包含着特殊的物理机制，需要我们做进一步的研究。我们还比较了与对产生相关的 p/K 动力学涨落和 p/K 的平均值，发现两者有不同的变化趋势，这表明两者可能包含着不同的物理过程。

由于质子和K介子之间不同的关联对 p/K 的涨落可以产生相反的效果，我们提出了用 $p * K$ 代替 p/K 来测量重子数和奇异性的涨落。我们测量了 $p * K/(\pi * \pi)$ 的动力学涨落，发现这部分涨落有很强的碰撞能量依赖性，产生这种结果的原因我们还不清楚，需要更多的能量点来解释。

RHIC低能量扫描计划的实施为寻找与QGP相变和相变临界点有关的信号提供了很好的机会。在本篇文章中我们提出了用强子椭圆流的组分夸克数标度(NCQ-scaling)作为系统中QGP产生的一个探针。如果系统中特定横动量区间的强子的形成遵循夸克组合模型描述，那么强子椭圆流组分夸克数标度行为出现的原因就是系统中夸克自由度的产生。在RHIC的低能量运行中这种现象可能由于系统中没有QGP的产生而被破坏。由于在

强子化过程中包含了夸克组合, Melting AMPT模型得到的粒子的椭圆流表现了很好的组分夸克数标度行为。我们用Default AMPT模型计算了系统的自由度是由强子占主导时的情况。这时候, 由于强子是由激发弦直接碎裂而来的, 使得粒子椭圆流的分夸克数标度行为被破坏。

7.2 展望

在RHIC中, 一些重要的结果, 例如部分子层次的集体流, 喷注淬火, 所有的这些现象都表明QGP已经产生; 然而, 仅仅这些还并不足以得出QGP形成的结论。我们需要知道RHIC形成的环境是否已经达到了热平衡, 强子物质到QGP的相变是怎样的一个过程, 我们能否看到一阶相变和相变临界点的证据? 随着碰撞能量的变化, QGP的产生会不会伴随着一些特定现象的出现? RHIC-STAR实验中的探测系统的升级, 包括全方位角空间覆盖的飞行时间谱仪(Time-Of-Flight, TOF)和重味径迹室(Heavy-Flavor-Tracker, HFT), 以及正在进行低能量扫描(Beam energy scan)项目有助于我们寻找上述问题的答案。

同时间投影室一样, 飞行时间谱仪也有很大的接收度范围。通过精确的时间分辨率和径迹探测效率, TOF能够极大地提高粒子的鉴别能力: K介子和 π 介子区分的动量范围从用TPC的0.7 GeV/c提高到1.6 GeV/c, 质子和 π 介子的鉴别从TPC的1.1 GeV/c提高到3 GeV/c; 同时和时间投影室的联合使用可以提供横向动量 $p_T > 0.2$ GeV/c范围的电子鉴别。粒子鉴别能力的提高可以使很多的观测量的测量更加准确, 也可以帮助测量一些新的物理量。

质子和K介子鉴别能力的提高可以帮助我们更加准确的测量系统中关于重子数和奇异性的性质, 特别是重子数和奇异性的涨落。要想测量到重子数和奇异性的涨落, 我们需要尽可能的提高质子和K介子的探测效率。TOF的应用不但可以帮助我们提高粒子鉴别的动量范围, 还可以排除低动量范围的电子的污染, 这一点是单独用TPC是做不到的, 这

样，既能够节省统计量，又能提高测量的准确性。

RHIC低能量扫描最主要的目标就是要寻找关于可能存在的相变临界点以及相变临界点是否在一阶相变线上的证据。RHIC的一个很大的优点就是不用做任何的升级就可以进行低能量到 $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV的重离子碰撞，这样使得在全能量区间的运行很有必要。RHIC已经计划在将来的运行中进行5 GeV, 7.7 GeV, 11.5 GeV, 17.5 GeV, 27 GeV, 39 GeV等能量的Au+Au碰撞实验。

相变临界点最明显的一个特征就是涨落出现突然的变化或者偏离，重子数和奇异性的涨落就是一个很好的观测量。我们已经发现在RHIC的较高能量的碰撞中，由于QGP已经存在，系统已经达到热化，使得质子和K介子产额比涨落非常的小。在低能量的碰撞中，可能存在着强子物质到QGP的相变，在一阶相变线上可能存在相变临界点，这些都有可能通过质子和K介子的产额比的涨落在低能量区间有一个明显的突变来体现。

在重离子碰撞中，强子椭圆流组分夸克数标度的出现可能是QGP产生的一个信号，夸克组合模型认为这是由于系统中夸克自由度占主导所致。在RHIC低能量运行中，椭圆流的组分夸克数标度行为可能由于系统中没有产生QGP而被破坏，所以我们可以通过观测强子椭圆流的组分夸克数标度来判断低能量碰撞中QGP是否已经产生。

参 考 文 献

- [1] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).
- [2] F. Karsch, Nucl. Phys. **A698**, 199 (2002).
- [3] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Phys. Lett. **B478**, 447 (2000).
- [4] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **77**, 044908 (2008).
- [5] E. Andersen et al., Phys. Lett. **B499**, 401 (1999).
- [6] F. Antinori et al., Nucl. Phys. **A698**, 118c (2002).
- [7] L. Ahle et al., Phys. Rev. C **60**, 064901 (1999).
- [8] J. Barrette et al., Phys. Rev. C **62**, 024901 (2000).
- [9] B. B. Back et al., Phys. Rev. C **66**, 054901 (2002).
- [10] J. Klay et al., Phys. Rev. C **68**, 054905 (2003).
- [11] I. Arsene et al., Phys. Rev. C **72**, 014908 (2005).
- [12] S. V. Afanasiev et al., Phys. Rev. C **66**, 054902 (2002).
- [13] C. Alt et al., Phys. Rev. C **77**, 024903 (20028).

-
- [14] M. Gaździcki and O. Hansen, Nucl. Phys. **A528**, 754 (1991).
- [15] J. Adams et al., Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005).
- [16] M. Cheng et al., Phys. Rev. D **79**, 074505 (2009).
- [17] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 092301 (2009).
- [18] C. Alt et al., Phys. Rev. C **79**, 044910 (2009).
- [19] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 624 (2003).
- [20] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 659 (2003).
- [21] W. J. Llope et al., Nucl. Instrum. Meth. **A522**, 252 (2005).
- [22] F. Karsch, PoS **CPOD07**, 026 (2007), [arXiv:0711.0656](#).
- [23] V. P. Konchakovski, S. Haussler, M. I. Gorenstein, E. L. Bratkovskaya, M. Bleicher, and H. Stöcker, Phys. Rev. C **73**, 034902 (2006).
- [24] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [25] S. F. Novaes (2000), [arXiv:hep-ph/0001283v1](#).
- [26] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [27] G. Zweig, CERN preprint **8182/TH**, 401 (1964).
- [28] R. E. Taylor, Rev. Mod. Phys. **63**, 573 (1991).
- [29] K. Rajagopal and F. Wilczek (2000), [arXiv:hep-ph/0011333](#).
- [30] P. Braun-Munzinger, Nucl. Phys. **A681**, 119c (2001).
- [31] G. F. Chapline, M. H. Johnson, E. Teller, and M. S. Weiss, Phys. Rev. D **8**, 4302 (1973).

-
- [32] J. Adame et al., Nucl. Phys. **A575**, 102 (2005).
 - [33] K. Adcox et al., Nucl. Phys. **A575**, 184 (2005).
 - [34] I. Arsene et al., Nucl. Phys. **A575**, 1 (2005).
 - [35] B. Back et al., Nucl. Phys. **A575**, 28 (2005).
 - [36] J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).
 - [37] M. I. Gorenstein, M. Gaździcki, and O. S. Zozulya, Phys. Lett. **B585**, 237 (2004).
 - [38] V. Koch, A. Majumder, and J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **95**, 182301 (2005).
 - [39] J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. C **60**, 054908 (1999).
 - [40] P. Braun-Munzinger et al., Nucl. Phys. **A697**, 902 (2002).
 - [41] S. A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998).
 - [42] H. Sorge, Phys. Rev. C **52**, 3291 (1995).
 - [43] E. L. Bratkovskaya et al., Phys. Rev. C **69**, 054907 (2004).
 - [44] R. J. Glauber, Lecture on Theoretical Physics (1959).
 - [45] C. Y. Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1994).
 - [46] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
 - [47] H. Stöcker, M. Gyulassy, and J. Boguta, Phys. Lett. **B103**, 269 (1981).
 - [48] J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
 - [49] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **78**, 2309 (1997).

-
- [50] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
- [51] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
- [52] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen, and S. A. Voloshin, Phys. Lett. **B503**, 58 (2001).
- [53] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **66**, 025205 (2002).
- [54] R. J. Fries, B. Müller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003).
- [55] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. Lett. **89**, 202302 (2002).
- [56] D. Molnar and S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91**, 092301 (2003).
- [57] X. Dong, S. Esumi, P. Sorensen, N. Xu, and Z. Xu, Phys. Lett. **B597**, 328 (2004).
- [58] V. Greco and C. M. Ko, Phys. Rev. C **70**, 024901 (2004).
- [59] L. L. Landau and E. M. Lifshitz, Statistical Physics, Pergamon Press (1958).
- [60] M. Abramowitz and I. A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications (1972).
- [61] M. Stephanov, Phys. Rev. Lett. **102**, 032301 (2009).
- [62] M. Stephanov, K. Rajagopal, and E. Shuryak, Phys. Rev. D **60**, 114028 (2000).
- [63] M. Asakawa, U. Heinz, and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **85**, 114028 (1999).
- [64] H. Heiselberg, Phys. Rep. **351**, 161 (2001).
- [65] M. Gaździcki, M. Gorensteinc, and S. Mrówczyński, Phys. Lett. **B585**, 115 (2004).
- [66] H. Sako and H. Appelshaeuser, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30**, S1371 (2004).

-
-
- [67] D. Adamova et al., Nucl. Phys. **A811**, 179 (2008).
- [68] J. Adams et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, 451 (2007).
- [69] J. Adams et al., Phys. Rev. C **71**, 064906 (2005).
- [70] T. Anticic et al., Phys. Rev. C **79**, 044904 (2009).
- [71] J. Adams et al. (2003), [arXiv:nucl-ex/0307007v1](#).
- [72] C. Alt et al., Phys. Rev. C **78**, 034914 (2008).
- [73] J. Adams et al., Phys. Rev. C **68**, 044905 (2003).
- [74] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **79**, 024906 (2009).
- [75] G. Westfall, PoS **CPOD09**, 004 (2009).
- [76] T. K. Nayak, Nucl. Phys. **A830**, 555c (2009).
- [77] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [78] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [79] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, Phys. Rept. **97**, 31 (1983).
- [80] B. Zhang, Comput. Phys. Commun. **109**, 193 (1998).
- [81] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995).
- [82] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, 034904 (2002).
- [83] Z. W. Lin, C. M. Ko, and S. Pal, Phys. Rev. Lett. **89**, 152301 (2002).
- [84] F. Bergsma et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 633 (2003).
- [85] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 713 (2003).

-
- [86] F. Simon et al. (2008), [arXiv:0811.2432v1](#).
- [87] R. Bellwied et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 651 (2003).
- [88] L. Arnold et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 652 (2003).
- [89] A. Shabetai, Eur. Phys. J. C **49**, 175 (2007).
- [90] M. Beddo et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 725 (2003).
- [91] C. E. Allgower et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 740 (2003).
- [92] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 751 (2003).
- [93] W. J. Llope et al., Nucl. Instrum. Meth. **B241**, 306 (2005).
- [94] M. Shao et al., Nucl. Instrum. Meth. **A558**, 419 (2006).
- [95] L. J. Ruan et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 095001 (2009).
- [96] Y. J. Sun et al., Nucl. Instrum. Meth. **A593**, 307 (2008).
- [97] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 679 (2003).
- [98] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).
- [99] D. V. Minh and P. Carruthers, Phys. Rev. Lett. **31**, 133 (1973).
- [100] J. Adams et al., Phys. Rev. D **74**, 032006 (2006).
- [101] M. Asakawa, S. A. Bass, B. Müller, and C. Nonaka, Phys. Rev. Lett. **101**, 122302 (2008).
- [102] J. I. Kapusta and A. Mekjian, Phys. Rev. D **33**, 1304 (1986).
- [103] R. Stock, Nature **337**, 319 (1989).

- [104] L. P. Csernai and I. N. Mishustin, Phys. Rev. Lett. **74**, 5005 (1995).
- [105] S. V. Afanasiev et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1965 (2001).
- [106] C. Pruneau, S. Gavin, and S. Voloshin, Phys. Rev. C **66**, 044904 (2002).
- [107] J. Nystrand, E. Stenlund, and H. Tydesjo, Phys. Rev. C **68**, 034902 (2003).
- [108] V. P. Konchakovski, M. Hauer, M. I. Gorenstein, and E. L. Bratkovskaya (2009),
[arXiv:0906.3229v1](#).
- [109] T. Schuster, PoS **CPOD09**, 029 (2009).
- [110] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
- [111] S. Wang et al., Phys. Rev. C **44**, 1091 (1991).
- [112] R. S. Bhalerao, N. Borghini, and J. Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A727**, 373 (2003).
- [113] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 122301 (2005).
- [114] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 112301 (2007).
- [115] Csanád et al., Eur. Phys. J. A **38**, 363 (2008).
- [116] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 162301 (2007).
- [117] S. S. Shi, Nucl. Phys. **A830**, 187c (2009).
- [118] M. I. Gorenstein, M. Gaździcki, and K. A. Bugaeva, Phys. Lett. **B503**, 58 (2001).
- [119] J. H. Chen et al., Phys. Rev. C **74**, 064902 (2006).
- [120] J. X. zuo et al., Eur. Phys. J. C **55**, 4763 (2008).

发表论文和学术报告清单

• 发表论文

1. * Event-by-Event Measurement of p/K Fluctuations from Au+Au Collisions at RHIC by the STAR Experiment,
J. Tian for the STAR Collaboration
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 (2010), *in press*
2. * Breaking of the number-of-constituent-quark scaling for identified-particle elliptic flow as a signal of phase change in low-energy data taken at BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)
J. Tian, J. H. Chen, Y. G. Ma, X. Z. Cai, F. Jin, G. L. Ma, S. Zhang, and C. Zhong
Phys. Rev. C 79, 067901 (2009)
3. Baryon-strangeness correlations in parton/hadron transport model for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
F. Jin, Y. G. Ma, G. L. Ma, J. H. Chen, S. Zhang, X. Z. Cai, H. Z. Huang, J. Tian, C. Zhong and J. X. Zuo
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 (2008) 044070
4. Transverse momentum and pseudorapidity dependences of Mach-like correlations for central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen, H. Z. Huang, W. Q. Shen, X. H. Shi, F. Jin, J. Tian, C. Zhong, and J. X. Zuo
Phys. Rev. C 76, 014904 (2007)
5. 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, 044902 (2010)
6. 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, 044901 (2010)
7. Observation of an Antimatter Hypernucleus
B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration)
Science 328, 58 (2010)
8. 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, 024911 (2010)
9. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80, 111108 (2009)
10. Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions
B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 80, 064912 (2009)
11. Azimuthal Charged-Particle Correlations and Possible Local Strong Parity Violation
B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 103, 251601 (2009)
12. Longitudinal spin transfer to Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons in polarized proton-proton collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80, 111102 (2009)
13. J/Ψ production at high transverse momenta in $p+p$ and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 80, 041902 (2009)
14. Scaling properties of hyperon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 062301
15. Neutral pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 80, 044905 (2009)
16. Growth of Long Range Forward-Backward Multiplicity Correlations with Centrality in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 103, 172301 (2009)
17. Pion interferometry in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ and 200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 80, 024905 (2009)

18. K/π Fluctuations at Relativistic Energies
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 103, 092301 (2009)
19. Measurements of ϕ meson production in relativistic heavy-ion collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 79, 064903 (2009)
20. Measurement of D^* mesons in jets from $p + p$ collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 79, 112006 (2009)
21. Systematic measurements of identified particle spectra in pp , $d+\text{Au}$, and $\text{Au}+\text{Au}$ collisions at the STAR detector
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 79, 034909 (2009)
22. Observation of Two-Source Interference in the Photoproduction Reaction $\text{AuAu} \rightarrow \text{AuAu}\rho^0$
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 102, 112301 (2009)
23. Beam-energy and system-size dependence of dynamical net charge fluctuations
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 79, 024906 (2009)
24. Indications of Conical Emission of Charged Hadrons at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 102, 052302 (2009)
25. System-Size Independence of Directed Flow Measured at the BNL Relativistic Heavy-Ion Collider
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 101, 252301 (2008)
26. Forward Neutral-Pion Transverse Single-Spin Asymmetries in $p+p$ Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 101, 222001 (2008)
27. Hadronic resonance production in $d+\text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV measured at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 78, 044906 (2008)
28. Spin alignment measurements of the $K^{*0}(892)$ and $\phi(1020)$ vector mesons in heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV

- B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 77, 061902 (2008)
29. Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au+Au collisions
 B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 77, 054901 (2008)
30. Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to $p + p$ at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
 B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 77, 044908 (2008)
31. ρ^0 photoproduction in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
 B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 77, 034910 (2008)

* 本篇论文的结果主要来自这些文章。

● 学术报告

1. p/K Fluctuations from Au-Au Collisions at RHIC
 The Third Joint Meeting of the Nuclear Physics Divisions of the American Physical Society and The Physical Society of Japan, October 13-17, 2009, Big Island, Hawaii, USA
2. p/K Fluctuations from Au+Au Collisions at RHIC
 International Conference on Strangeness in Quark Matter, SQM2009, Sep.27-Oct.2, 2009, Buzios, Rio de Janeiro, Brazil
3. Event-by-Event p/K Fluctuations from A+A Collisions at RHIC
 The 21th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, QM2009, March 30-April 4, 2009, Knoxville, Tennessee, USA

附录A：物理常数表

Quantity	Symbol	Value(SD uncertainty)	Unit
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]
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_e	0.51099884(57)	[MeV]
π 介子质量	m_π	139.57018	[MeV]
K介子质量	m_K	493.677	[MeV]
质子静止质量	m_p	938.2718997	[MeV]
中子静止质量	m_n	939.5652175	[MeV]

附录B：常用变量

- Bjorken x , $x_{Bjorken} \equiv \frac{p_z(i)}{p_z(hadron)}$: 部分子 i 携带的纵向动量占整个强子动量的比率, 一般写为 x 。
- Feynman x , $x_F \equiv \frac{p_z^*}{p_z^*(max)}$: 末态粒子纵向动量和质心系系统中最大动量的比值。
- 横向质量 $m_T \equiv \sqrt{p_T^2 + m^2}$ 。
- 横向动能 $k_T \equiv (m_T - m_0)$ 。
- 快度 $y \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}\right)$ 。其中 $p_0 = m_T \cosh y$, $p_z = m_T \sinh y$ 。
- 赝快度 $\eta \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}\right)$ 。其中 $|\mathbf{p}| = p_T \cosh \eta$, $p_z = p_T \sinh \eta$ 。
- 横向快度 $y_T \equiv \ln\left(\frac{p_T + m_T}{m_0}\right)$ 。
- 时空坐标 $x^\mu \equiv (t, x, y, z)$ 。
- 四维动量矢量 $p^\mu \equiv (p_0, p_x, p_y, p_z) = (E, p_x, p_y, p_z)$ 。

我们考虑两个部分子相互作用情形 $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots$ 。两个部分子来自于对称的束流能量为 $\sqrt{s}$ 的入射束流。通常情况下, z -轴沿着束流方向。在高能碰撞中($\sqrt{s} \gg m_h$), 相互作用前的两个部分子的四维动量是:

$$p_1^\mu = (x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}), \quad p_2^\mu = (x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}) \quad (7-1)$$

对应末态粒子 j 的四动量是:

$$p_j^{\mu'} = (p_{0j}', \mathbf{p}_{Tj}', p_{zj}') \quad (7-2)$$

由于动量守恒,

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 + x_2) &= \sum_j p_{0j}' \\ \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 - x_2) &= \sum_j p_{zj}' \end{aligned} \quad (7-3)$$

因为 $p_{0j}' = p_{Tj}' \cosh y_j$ 和 $p_{zj}' = p_{Tj}' \sinh y_j$, 可以得到

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_j p_{Tj}' e^{y_j} \\ x_2 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_j p_{Tj}' e^{-y_j} \end{aligned} \quad (7-4)$$

考虑末态是双粒子情形, 从横向动量守恒要求 $p_{T1}' = p_{T2}' = p_T$, 在中快度区间, $y_{1,2} \sim 0$, 可以得到:

$$x_1 = x_2 = x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad (7-5)$$

在一般情况下, 我们用 $x_{Bjorken} \approx x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ 。

由于对于给定部分子, 其最大的纵向动量份额是 $\sqrt{s}/2$, 可以通过下面式子得到

Feynman x

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}} \quad (7-6)$$