

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

## 相对论重离子碰撞中 $\phi$ 的性质 和QGP相变的实验观测量

马国亮

指导教师 马余刚 研究员

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 2006年4月 论文答辩日期 2006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 沈文庆

## 中科院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

### 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： 马国亮                      日期： 2006 年 4 月 19 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、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、所可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 4、学校可以公布论文的全部或部分内容；
- 5、学校有权按规定向有关论文保存单位提交论文，并同意他们向社会公布  
(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名： 马国亮

导师签名： 马余刚

2006 年 4 月 19 日

2006 年 4 月 19 日



# 相对论重离子碰撞中 $\phi$ 的性质 和QGP相变的实验观测量

Properties of  $\phi$  Meson and Experimental  
Observables of QGP Phase Transition in  
Relativistic Heavy ion Collisions

马 国 亮

中国科学院上海应用物理研究所

二零零六年四月二十日





# 致谢

本论文是在马余刚研究员的悉心指导下，在各位老师和同学的全力帮助与关心之下完成的。

首先要特别感谢我的导师马余刚研究员。马老师给我创造了良好的科研条件，并在整个硕博连读学习期间始终给予我悉心、细致而又全面的指导，这是本论文得以完成的基础；先生大胆创新的科研精神和踏实的工作作风一直鞭策和激励着我在科学研究的道路上不断前进；先生清晰的物理图象、渊博的学识和敏锐的科学洞察力将使我受益终生；另外，先生在我生活上时刻给予了无微不至的关怀，对此我再次表示衷心的感谢。

特别要感谢加州大学洛杉矶分校的黄焕中教授，黄老师多次直接指导了我的工作，尤其对我的 $\phi$ 介子实验数据分析工作起着至关重要的作用。在加州大学洛杉矶分校访问期间，是黄老师带我进入实验数据分析的科研领域中来，他诲人不倦的精神和塌实求真的科研作风值得我终生学习。同时特别感谢加州大学洛杉矶分校的马经国博士，他具体指导了我的 $\phi$ 介子的实验数据分析工作，感谢他给了我的热心的指导，并共享了他的许多物理思想；特别感谢张海滨博士对我在美国布鲁克海文国家实验室访问期间的帮助，帮助我进行 $\phi$ 介子椭圆流实验数据分析。也特别感谢加州大学洛杉矶分校的台安博士和中国科技大学的董昕博士给我在实验数据分析方面的热心指导。

特别要感谢沈文庆院士。沈先生多次对年轻人的谆谆教诲让我铭记在心，也给我的学习和研究以动力。

特别感谢中国原子能研究院的萨本豪研究员，萨老师在相对论重离子碰撞物理理论的研究领域，尤其在LUCIAE模型的使用上给了我细心而又全面的指导，是他把我带入到相对论重离子碰撞物理理论研究的领域中来。特别要感谢贺泽君研究员，与他的讨论使我受益匪浅。感谢核物理室的全体工作人员和研究生，感谢我们应用物理所的许多核科学家，特

别是朱志远研究员、顾嘉辉研究员、宋宏秋研究员、蒋维洲博士、蔡翔舟博士、田文栋博士、龙家丽博士、张虎勇博士、钟晨博士、魏义彬博士、陈金根博士对我的帮助。感谢郭威、周星飞、王鲲、韩家广、左嘉旭、颜廷志、陈金辉、马春旺、马二俊、苏前敏、张松、施兴华，刘贵华、牛冬校、石钰、徐毅等同学在工作上的讨论和合作。感谢应用物理研究所 2001 级全体研究生同学，尤其感谢我的室友马力同学。感谢所有关心、理解和支持我的老师和朋友们。

感谢研究生部候仁锸老师、叶惠芳老师和高君颖老师对我学习和生活上的帮助与关心。

最后，我要衷心地感谢我亲爱的、纯朴善良的父母和家人，是他们教导我做人的道理以及对事业的追求。特别感谢与我深深相爱的妻子马颖慧，在 5 年硕博连读期间，她一直默默支持我；在我最困难的日子里，她时时刻刻都给予我鼓励，伴我渡过难关，因此本论文能顺利完成与她的深深关爱是分不开的。

## 摘 要

格点QCD预言在极高温或极高密度的情况下,核物质中的夸克和胶子将会退禁闭,而形成一种新的物质状态—夸克胶子等离子体(QGP)。这种物质状态被认为可能存在于宇宙大爆炸的 $10^{-6}$ 秒之后,所以研究这种新的物质状态及其相变的过程,有着重要的意义。而在实验上,为了寻找这种新的物质状态,目前只可能通过相对论重离子碰撞来实现。建立在美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子碰撞机(RHIC)是目前世界上能量最高的重离子对撞机,最大的碰撞能量达到了每对核子的质心能量 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 。自从RHIC对撞机2000年运行以来,发布了大量的可喜的实验结果。这些结果表明在RHIC对撞机中产生了一种高温、高密的而且具有很强集体运动特征的新物质,而这种新物质不能用强子的自由度来描述。

$\phi$ 介子作为一个由两个奇异夸克组成的质量最轻的矢量介子,被预言可能是探索夸克胶子等离子体相变的一个好的探针。并且由于 $\phi$ 介子与其它非奇异强子的作用截面比较小,所以通过 $\phi$ 介子可能携带更多碰撞早期的信息。本文通过混合事件的办法利用 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 的衰变道,重构了 $\sqrt{s_{NN}}=62\text{GeV}$ 的Au+Au碰撞中 $\phi$ 介子的产额和椭圆流。结合整个RHIC能量范围内其它不同能量和不同反应系统的 $\phi$ 介子的性质,我们发现Au+Au的中心碰撞中 $\phi$ 介子的横向质量谱可以使用指数函数拟合,Au+Au周边碰撞以及p+p和d+Au碰撞中 $\phi$ 的横向质量谱的形状可以用levy函数拟合。这种形状

的变化表明在不同的反应系统或中心度碰撞中， $\phi$ 介子可能具有不同的反应机制。另外，我们发现 $\phi$ ， $\Lambda$ ， $\Xi$ ， $\Omega$ 的 $\langle pT \rangle$ 不遵从 $\pi$ ， $k$ ， $p$ 的 $\langle pT \rangle$ 随着质量上升的趋势，这可能来自于它们具有非常小的强子相互作用截面，所以介子可能携带碰撞早期的信息。粒子 $\phi/K^-$ 比率几乎不依赖于碰撞中心度变化，这与目前由 $K^+ + K^-$ 再产生机制作为 $\phi$ 介子主要产生机制的强子再散射模型预言的结果不符。所以 $K^+ + K^-$ 再产生机制在RHIC能量不可能是 $\phi$ 介子形成的主要机制。通过比较 $\phi$ 介子与相近质量的 $\Lambda$ 重子以及 $K_s^0$ 介子进行核修正因子 $R_{cp}$ 和椭圆流 $v_2$ 的比较，发现 $\phi$ 介子的行为更接近于 $K_s^0$ 介子，这表明与 $\phi$ 介子的核修正因子 $R_{cp}$ 和椭圆流 $v_2$ 相关的物理机制是决定于粒子的分类。这与组分夸克组合模型的思想相一致。

我们通过混合事件的方法提取出了粒子比率 ( $K/\pi$ ,  $p/\pi$ ,  $\bar{p}/\pi$ 和 $p+\bar{p}/\pi$ ) 在RHIC不同碰撞系统和不同中心度中的涨落。通过定义不同的动力学涨落观测量，发现动力学涨落随着参加核子数 $N_{part}$ 的增加而减少。通过理论模型的模拟发现，强子再散射会降低粒子比率的动力学涨落。

我们使用LUCIAE模型对不同碰撞系统不同碰撞能量的粒子多重数，奇异夸克数和两体碰撞的数目进行了 $\Delta$ 标度，发现 $\Delta$ 标度的指数依赖于系统的尺寸。粒子多重数，奇异夸克数和两体碰撞的信息熵随着能量的增加而增加，随着反应系统的体积的变大而变大。通过 $\Delta$ 标度和信息熵的关系，可以看到随着粒子多重数的增加，轻的反应系统的粒子数涨落要比重的反应系统增加得快；另一方面，我们使用LUCIAE模型模拟了SPS能区的Pb+Pb，C+C不同能量和不同中心度的碰撞，并通过粒子温度分布提取出了不同粒子的热容。对于同一碰撞系统，粒子的热容随碰撞能量的升高而



下降直至饱和，随着相互作用参数 $b$ 的增大而减小。粒子的热容随粒子质量的变大而变大，并且具有碰撞系统无关性。

我们使用一个流体力学+强子再散射模型对 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV Au+Au}$ 中心度(20-40%)碰撞中强子再散射对强子的椭圆流的影响进行了研究。我们使用一个各向异性的Cooper-Frye的强子化方法给出了强子相空间，经过强子再散射后，发现强子的产额增加，而强子的椭圆流有20-40%被强子的再散射效应损失掉。而强子的坐标和动量相空间取向经过强子再散射趋于一个方向。所以，我们认为通过强子的椭圆流来研究碰撞早期的信息，强子再散射的效应是需要考虑的。

通过双强子关联研究类马赫角结构是最近在RHIC实验中观察到非常有趣的物理现象，在 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV Au+Au}$ 的碰撞实验中在两粒子的关联中发现有类似马赫角现象的结构产生。目前对这一实验现象的认识还处于起步阶段，理论家如Stöcker, Shuryak 认为这可能是由于喷注粒子的速度超过产生物质的声速，从而产生的马赫冲击波；而另一些理论家Koch和王新年认为这是来自胶子的切伦科夫辐射。也有理论家认为是由于介质的流动带来的。我们使用包含部分子级联和强子再散射的动力学多相运输模型（AMPT模型）对这一现象进行了模拟。我们研究了部分子级联和强子再散射对马赫结构的影响，发现两者对马赫结构的产生都有一定的影响，但是单独的强子再散射不足够产生实验上观察到的马赫结构的幅度，所以部分子相互作用对于马赫结构的产生是必要的。相应的三粒子关联的初步结果也支持了部分子相互作用产生马赫结构的结论。

**关键词：** $\phi$ 介子、椭圆流、动力学涨落、标度、信息熵、热容、强子再散射、部分子相互作用、马赫角、LUCIAE模型、流体力学、AMPT模型

## Abstract

**Guo-Liang Ma** (Particle physics and nuclear physics)

Directed by Prof. **Yu-Gang Ma**

Lattice QCD calculations predicted a transition from quark-gluon plasma(QGP) to hadronic matter at a high temperature or density. Because this transition may occur at around ten microseconds after Big Bang, it is very important to explore this new matter and learn its characters. Experimentally, however, it may be obtained at present in just relativistic heavy ion collisions. The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory (BNL) is a heavy ion collider of the highest-energy in the world. It is capable of providing researchers with colliding heavy ion beams at such an ultra-relativistic energy as 100 GeV per nucleon in center of mass system. Since its first run in 2000, many exciting results have demonstrated that a hot dense matter with strong collective motion which can not be described with hadronic degrees of freedom has been created at RHIC.

As a vector meson with two strange constitute quarks,  $\phi$  meson, is predicted to be a good probe to QGP phase transition. Because  $\phi$  meson has a small cross section with non-strange hadrons, it may carry more information

about early state. The yield and elliptic flow of  $\phi$  meson in Au+Au at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}$  =62GeV collisions have been measured by using mix-event technique. Together with  $\phi$  meson measurements in other experiments at RHIC, we find that the transverse mass distributions of  $\phi$  meson in central Au+Au collisions can be described by an exponential shape, while the transverse mass distributions in peripheral Au+Au, p+p and d+Au collisions can be well described by a Levy shape. The shape difference may indicate different mechanisms between them. It was found that the  $\langle pT \rangle$  of  $\phi$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$  and  $\Omega$  do not seem to follow the  $\langle pT \rangle$  vs mass trend which increases with mass for  $\pi$ , K and p. It is caused by their small hadronic cross section, which may indicate that  $\phi$  meson would carry more information about early state. The measurement of  $\phi/K^-$  from p+p and Au+Au collisions is not consistent with the current hadronic rescattering models for the  $\phi$  production mechanism through kaon coalescence. The lack of a significant centrality dependence of the  $\phi/K^-$  effectively rules out kaon coalescence as a dominant production channel for  $\phi$  at RHIC energy. When comparing the  $R_{cp}$  and  $v_2$  of  $\phi$  meson to those of the similar mass  $\Lambda$  baryon, and to the lighter  $K_s^0$ , we can see clearly that the  $\phi$  meson behaves more like the  $K_s^0$  meson than the  $\Lambda$  baryon. Therefore, processes relevant to  $R_{cp}$  and  $v_2$  at intermediate  $p_T$  are not driven by the mass of particle, but by the type of particle, whether it is a baryon or a meson. The recombination model provides a consistent picture to describe the trends seen in  $\phi$  production over a broad range of collision energies and

system sizes.

The dynamical fluctuations of particle ratios ( $k/\pi$ ,  $p/\pi$ ,  $\bar{p}/\pi$  and  $(p+\bar{p})/\pi$ ) in different energies and centralities have been measured with mix-event technique at RHIC. With the definitions of different dynamical fluctuation observables, it was observed that dynamical fluctuations decrease with the number of participants. The simulation results show that hadronic rescattering can decrease the dynamical fluctuations.

The  $\Delta$ -scaling method has been applied to ultra-relativistic collision data simulated using LUCIAE model. The  $\Delta$ -scaling is found to be valid for some physical variables, such as charged particle multiplicity, strange quarks multiplicity and number of binary nucleon-nucleon collisions. It was found that the  $\Delta$  parameter is dependent on the size of reaction system. Also, we observed that information entropy from the multiplicity distribution increased with energy and size of the reaction system. Because of the relation between  $\Delta$ -scaling and information entropy, our results may indicate that the multiplicity fluctuation in light reaction system increases faster than that in heavy system with the increasing of multiplicity. In addition, We used LUCIAE model to simulate Pb+Pb and C + C collisions at SPS energy. The heat capacity was then extracted from event by event temperature fluctuation. It was found that the heat capacity per hadron multiplicity decreases with the increasing of beam energy and impact parameter for a given reaction system. While with the increasing of hadron mass, the heat capacity per

---

---

hadron multiplicity rises. Furthermore, we found that, for a given hadron, the heat capacity per hadron multiplicity was almost the same, regardless of the reaction system.

The effect of hadronic rescattering on the elliptic flow has been investigated by the Cooper-Frye hadronization model from hydrodynamic evolution followed by an afterburner hadronic rescattering model for Au+Au at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200\text{GeV}$  collisions in (20-40%) centrality. It was found that the hadron yield increased due to the hadronic rescattering, but 20-40% of elliptic flow  $v_2$  in momentum space was suppressed. In addition, hadronic rescattering effect made the coordinate space of hadrons tend to be in a similar direction to the momentum space. Therefore, the effect from final hadronic rescattering on elliptic flow might be considered in order to study early state information in relativistic heavy ion collisions.

The interesting Mach-like structure has been observed recently in two-particle correlation function in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  GeV at RHIC. Corresponding theoretical studies have just started with many new ideas. For examples, Shuryak and Stöcker et al think that it is a Mach shockwave from the jet with large velocities faster than sound velocity of the created matter. Koch and Xin-Nian Wang claimed that it comes from a gluon Cherenkov radiation effect. And other theorists interpret it with a medium flow effect. In our work, with a framework of a multi-phase transport model(AMPT) with both partonic and hadronic interactions, azimuthal cor-

relations between trigger particles and associated scattering particles in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  GeV have been studied by the mixing-event technique. The Mach-like structure has been observed in correlation function for central collisions. By comparing the scenarios with or without parton cascade/hadronic rescattering, it is shown that both partonic and hadronic dynamical mechanisms contribute to the Mach-like structure of the scattered particle correlation. However, the sole hadronic rescattering cannot reproduce the amplitude of Mach-like cone on away side, therefore parton cascade process shall be responsible for enhancing a larger amplitude of Mach-like cone on away side. Also the three-particle correlation results support that the Mach-like structure is produced by parton cascade mechanism.

**Keywords:**  $\phi$  meson, Elliptic flow, Dynamical fluctuation, Scaling, Information entropy, heat capacity, hadronic rescattering, parton cascade, Mach cone, LUCIAE model, Hydrodynamics, AMPT model





# 目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	vii
<b>1 引言</b>	<b>1</b>
1.1 相对论重离子碰撞物理	1
1.1.1 相对论重离子碰撞的发展	1
1.1.2 相对论重离子碰撞研究的意义	2
1.2 QGP相变和探测信号	5
1.2.1 QGP预言及性质	5
1.2.2 探测QGP的信号	6
1.3 本论文的目的及研究内容	7
1.4 本论文结构	9
<b>2 相对论重离子碰撞的实验现状及理论模型</b>	<b>11</b>
2.1 已开展的RHIC实验现状介绍	11
2.2 相对论重离子碰撞的中常用的理论模型介绍	15
2.2.1 流体力学模型	16
2.2.2 AMPT 模型	18
2.2.3 LUCIAE 模型	21
<b>3 相对论重离子碰撞的实验测量</b>	<b>25</b>
3.1 RHIC-STAR实验装置介绍	26
3.2 $\phi$ 介子的实验探测	31
3.2.1 $\phi$ 介子的实验探测的意义	31
3.2.2 $\phi$ 介子的实验重构方法[混合事件 (Mix-event) 方法]	33
3.2.3 $\phi$ 介子的椭圆流的反应平面测量方法	39
3.2.4 有关 $\phi$ 介子的产额的测量结果和讨论	41
3.2.5 有关 $\phi$ 介子的椭圆流的测量结果和讨论	49
3.3 $K/\pi$ 等粒子比率涨落的实验测量	50
3.3.1 混合事件比率涨落的方法	53
3.3.2 比率涨落的测量结果和讨论	57

<b>4</b>	<b>LUCIAE模型对涨落物理的研究</b>	<b>61</b>
4.1	$\Delta$ 标度与信息熵 .....	61
4.1.1	对 $\Delta$ 标度与信息熵介绍和研究现状 .....	61
4.1.2	对 $\Delta$ 标度与信息熵的研究方法介绍 .....	64
4.1.3	对 $\Delta$ 标度与信息熵的计算结果和讨论 .....	66
4.2	温度的涨落和热容 .....	70
4.2.1	温度的涨落和热容的介绍和研究现状 .....	70
4.2.2	温度的涨落和热容的分析方法 .....	70
4.2.3	温度的涨落和热容的计算结果和讨论 .....	72
<b>5</b>	<b>流体力学+强子再散射模型对椭圆流的研究</b>	<b>77</b>
5.1	流体力学+强子再散射模型简单介绍 .....	81
5.1.1	流体力学模型及强子化方法 .....	81
5.1.2	强子再散射模型 .....	84
5.2	流体力学+强子再散射模型对椭圆流的计算结果和讨论 .....	84
<b>6</b>	<b>AMPT模型对2(3)-粒子关联的研究</b>	<b>91</b>
6.1	2(3)-粒子关联的实验和理论研究现状 .....	91
6.2	对2-粒子关联的研究方法介绍 .....	95
6.3	对2-粒子关联的计算结果和讨论 .....	96
6.4	对3-粒子关联的研究方法介绍 .....	101
6.5	对3-粒子关联的计算结果和讨论 .....	102
<b>7</b>	<b>总结与展望</b>	<b>109</b>
	<b>参考文献</b>	<b>113</b>
	<b>攻读博士学位期间发表论文</b>	<b>121</b>

# 第一章 引言

相对论重离子碰撞是当今核物理研究中的前沿领域之一，格点QCD预言在极高温或高密的状态下可能会产生一种新的物质相：即夸克胶子等离子体（Quark Gluon Plasma: QGP）” [1]，理论上认为这种新的物质相极可能存在宇宙大爆炸的 $10^{-6}$ 秒后，而对这种物质的寻找目前只可能通过相对论重离子碰撞来探索。为了寻找这种新的物质相，八十年代以来各国相继建造各式各样的相对论重离子碰撞装置，加速器的能量也不断地提高。与此同时，理论上对QGP的关注也与日俱增，提出了各种可能的QGP的探测信号。相对论重离子碰撞物理成为当代原子核物理中最为活跃的重要前沿领域之一。

## 1.1 相对论重离子碰撞物理

### 1.1.1 相对论重离子碰撞的发展

通常，人们将质量数大于4的原子核统称为重离子，重离子碰撞是指被加速的弹核与靶核在一定条件下发生碰撞，从而使原有物质状态发生改变的过程。重离子物理的研究开始于上个世纪五十年代中期，当时的重离子加速器仅仅能加速质量很轻的重离子，而且能量很低。重离子物理的发展很大程度上依赖于加速器技术、探测技术和计算机技术的发展。人们系统地开展中能重离子碰撞的研究则始于上世纪八十年代初。首先是西欧核子中心（CERN）将其原有的SC加速器改

造为中能重离子加速器以及法国 GANIL 实验室新建的中能加速器投入运行。随后至今已有 RIKEN (日本)、MSU (美国)、OAKRIDGE (美国)、IMP (中国) 和 LNS-INFN (意大利) 等各大实验室的中能加速器建成运行, 使中能重离子碰撞研究空前活跃, 人们对核物质性质的认识也进一步深化。随着夸克胶子等离子体的预言被提出, 高能相对论及极端相对论能区的加速器装置也相继建成, 如 BEVALAC/Berkely (约1 AGeV)、SIS/GSI (约1 AGeV)、AGS/Brookhaven (2~15 AGeV)、SPS/CERN(40~200 AGeV), RHIC/Brookhaven (质心不变能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 约为62~200GeV)和正在建造的 LHC/CERN (质心不变能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 约为 6TeV) 这为人们进行微观物质世界的进一步认识提供了新的实验手段。随着加速器技术的大力发展, 增加了可加速粒子的种类以及粒子的能量。由于现在的一个相对论重离子碰撞的事件会产生大量的种类很多的强子, 探测器技术和计算机技术的发展促进了复杂的核反应产物的辨别和测量, 所有这一切为人们研究相对论重离子碰撞开辟了一片新天地。

### 1.1.2 相对论重离子碰撞研究的意义

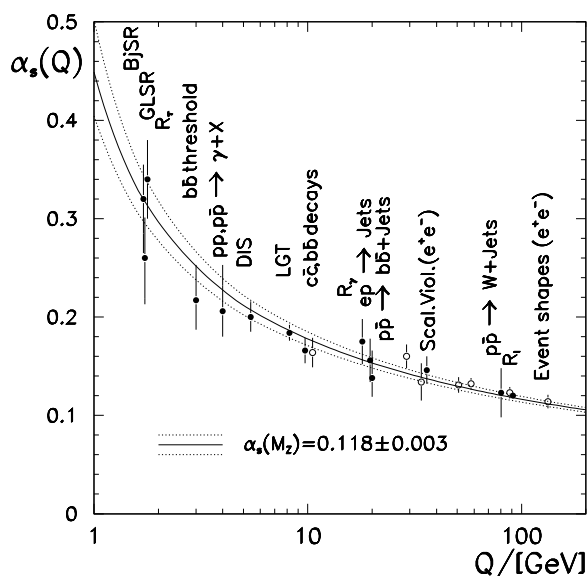


图 1-1 QCD耦合常数和动量转移的依赖关系.图上各点为实验数据点.

原子核是由通过强相互作用而束缚在一起的中子和质子（统称为核子）所组成的系

统。而核子被认为是由更小的部分子(parton), 包括夸克(quark)和胶子(gluon)所组成。但是在实验上从来没有观察到自由的夸克或者胶子. 理论上认为这是由于部分子具有禁闭效应, 所以不可能观察到自由的夸克或者胶子[2]。图1-1给出了实验上测量到QCD耦合常数和动量转移的依赖关系. 在通常情况下, 动量转移很小, 对应于一个较大的QCD耦合常数, 从而部分子之间的相互作用很强, 部分子被禁闭在一起, 所以我们观察不到自由的部分子。然而在极其高温或高密的情况下, 这时动量转移很大, 这种禁闭效应可能会被打破, 夸克和胶子退禁闭, 从而产生一种新的物质相-夸克胶子等离子体( Quark Gluon Plasma), 简称QGP相. 这种QGP相很可能是宇宙早期(宇宙大爆炸的 $10^{-6}$ 秒后)的存在状态。所以探索这种新的物质状态, 对于研究物质结构的基本构成及其中的微观的基本相互作用, 及对宇宙早期的形成和演化认识等物质世界的运动规律有着重大的意义。

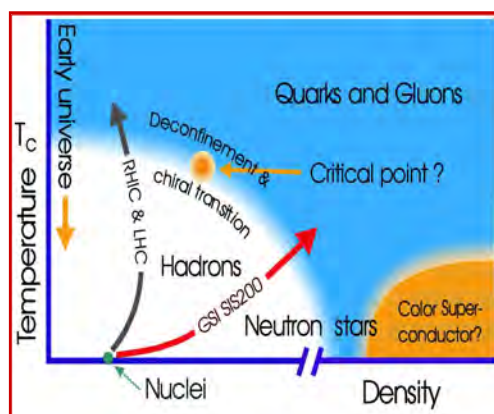


图 1-2 (彩图) QCD 相图, 蓝色区域代表夸克胶子等离子体相, 白色区域代表强子气体相, 黄色区域代表色超导区域, 黑色箭头代表RHIC或LHC相变所经过的路程, 红色箭头代表GSI变所经过的路程, 绿点代表正常的核物质, 黄点代表格点QCD预言的临界点[3].

图1-2给出了QCD相图, 我们看到理论预言在物质极其高温或者高密的时候, 物质将会发生由强子气体相到夸克胶子等离子体的相变。随着加速器技术、探测器技术和计算机技术的发展, 这使得我们可以通过相对论重离子碰撞产生这样极端的条件, 从而使核物质发生这样的相变。美国布鲁克海文国家实验室的相对论对撞机(RHIC)和西欧的核子中心的大型强子对撞机(LHC)将在比较高温的方向上探索QGP及其性质。

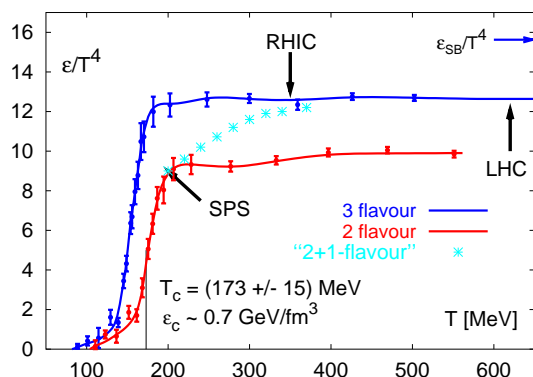


图 1-3 (彩图) 格点QCD计算的能量密度和温度的依赖关系, 不同颜色的线来自不同味的计算组合。蓝色箭头代表Stefan-Boltzmann极限计算结果。黑色箭头表示SPS, RHIC, LHC所能达到的初态能量密度。

图1-3给出了格点QCD计算的不同味的计算组合所得到的能量密度和温度的依赖关系[4], 计算给出在临界温度 $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ 和临界能量密度 $\epsilon_c \sim 0.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 时会发生核物质的退禁闭相变, 释放出部分子的自由度。但是研究发现不管是2味还是3 (2+1) 味的计算都不能达到零质量无相互作用的部分子物质相对应的Stefan-Boltzmann的极限, 这似乎表明除了质量因素外所形成的“退禁闭”部分子物质中应该存在某种相互作用, 即所形成的这种相变物质并不像理论上预言的纯粹的没有任何相互作用的夸克胶子等离子体。所以对QGP相变及形成的相变物质的性质进行实验和理论上的研究是非常必要的。

由于QGP可能是一个物质世界形成发展的很重要的阶段, 为了探索它的存在, 我们需要在极端条件下(高温高密度)来研究核物质, 从而获得有关原子核及核物质性质的知识, 而相对论重离子碰撞为这种研究提供可能。目前认为相对论重离子碰撞是唯一能在实验室进行的产生和研究高温高密度QCD核物质,探索QGP相的手段。研究核物质相图, 特别是所谓的状态方程 [5], 不仅仅对核物质以及粒子物理具有十分重要的意义, 而且对于研究天体物理也是非常有意义的。早期宇宙的动力学演化、超新星爆炸动力学以及中子星稳定性的条件, 都需要有确定的核物质状态方程。

然而QGP只可能是碰撞过程中比较早期的一个阶段, 随着碰撞系统温度或密度降低, 产生的QGP物质必然会强子化为很多强子, 随后这些强子又会发生再相互作用, 我们的探测器只能够测量到强子再作用以后的信息, 要从这些比较晚期的强子的信息推知

比较早期的QGP物质的信息，在研究中如何寻找一些对于早期碰撞过程比较灵敏的物理量来研究相对论重离子碰撞也是至关重要的。

总之，相对论重离子碰撞是研究高温高密度条件下的核物质系统（夸克胶子等离子体）的实验室，是人们在实验室探索色相互作用及核物质的状态方程等核的性质的最重要手段。它为人们在实验室里研究宇宙的起源、演化、超新星爆炸以及中子星冷却速率等方面的研究提供了可能。

## 1.2 QGP相变和探测信号

### 1.2.1 QGP预言及性质

在1973年，人们提出了渐近自由理论[6, 7]，预言了当夸克胶子之间的动量转移很大（距离很近）时，它们之间的色相互作用会变得越来越小（图1-1）。Collins和Perry提出可能在低温高密的中子星内部可能存在着自由的退禁闭的夸克和胶子物质[8]，引文如下：

A neutron has radius of about 0.5 - 1 fm, and so has a density of about  $8 \times 10^{14} \text{ gm/cm}^3$ , whereas the central density of a neutron star can be as much as  $10^{16} - 10^{17} \text{ gm/cm}^3$ . In this case, one must expect the hadrons to overlap, and their individuality to be confused. Therefore, we suggest that there is a phase change, and that nuclear matter at such high densities is a quark soup.

在1980年，Shuryak明确的提出了在高温也可能存在这样的一种物质，正式命名为夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma)[9]，从此关于夸克胶子等离子体（QGP）的研究逐渐展开。

## 1.2.2 探测QGP的信号

由于相对论重离子碰撞是一个动态的时空演化过程，而QGP状态很可能只是这个过程中很短暂的一段，而我们的实验只能测量到强子末态的动量信息，如何通过这些末态强子信息推知QGP阶段的信息是有一定困难的。为此我们必须找到一些能够反映QGP阶段的信息，而又不受强子阶段的影响的实验观测量，也就是所谓探测QGP的信号。

为了寻找夸克胶子等离子体，理论上提出了很多可能的观测量，这些观测量有的已经经过实验的检验而且给出了很好的结果，有的则还有待于实验检验，也有的被实验证明效果并不好。由于被提出的观测量很多，本论文将着重和本人工作关系较密切的或对于探测QGP被公认为比较好的几个实验观测量进行介绍。

奇异性的增强被Rafelski建议作为研究QGP相变的一个探针 [11]。我们知道由强子相互作用产生奇异性粒子可以通过强子反应道，



此反应的阈值是530MeV。而如果发生QGP相变，相变温度大概150MeV，这非常接近s夸克的流质量，所以 $s\bar{s}$ 可能通过胶子熔合而产生，即：



而此反应的阈值只有300MeV。所以理论预言在发生QGP相变时可能有更多的奇异性产生。Koch和Muller的计算也预言在有QGP相变的反应比只有单纯的强子相的反应会有更多的奇异性粒子产生[12]。例如由于 $\phi$ 介子和末态强子相互作用的截面非常小， $\phi$ 介子的产额增强被很多理论家预言是一个很好的QGP形成的一个证据 [13–15]。

为了进一步研究QGP物质的性质，人们使用流体力学模型模拟QGP物质的演化过程。流体理论预言最初的相互作用足够强从而使核物质系统达到定域的热平衡QGP相，然后QGP将按照流体力学方程演化，因此QGP将会有流体力学行为[16–18]。图1-4给出了流体力学的三个状态方程，目前实验上已经发现很多现象（例如，强子的椭圆流



( $v_2$ ),玻色-爱因斯坦关联 (HBT) ) 使用有QGP相变的状态方程(EOS Q)可以很好的描述。

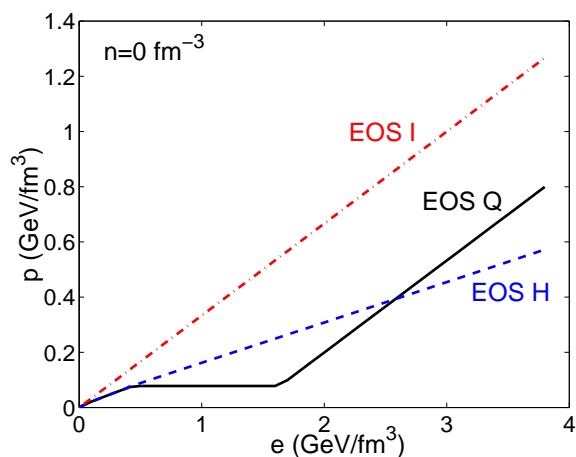


图 1-4 流体力学的3种不同的状态方程 (EOS)。强子共振态气体 (EOS H)；无质量的部分子理想气体 (EOS I)；在 $T_c=164\text{MeV}$ 发生一级相变的状态方程 (EOS Q)。

有些理论家建议使用某些物理量的涨落作为探测QGP的信号。M. Stephanov等人认为如果核物质发生QGP相变，某些序参量将会出现明显的涨落，例如：温度，化学势等[19]。有些理论家提出使用某些守恒量（例如：电荷，奇异夸克数等）的涨落作为QGP探针，并预言在QGP相和强子相当中它们会有很大的不同[20]。Bass等人提出使用平衡函数作为一个时钟来研究不同粒子脱离反映系统的早晚[21]。关于逐事件物理量涨落的研究目前还处于发展阶段，我们希望通过对它的研究为研究QGP相变及其相关性质提供帮助。

如果QGP状态在相对论重离子碰撞当中产生，当一个动量很大的粒子 (jet) 穿过QGP物质，它会损失能量，理论上认为QGP当中的能损 ( $dE/dx$ ) 是强子物质当中的几十倍，这被称为jet quenching [22]。此理论已经成功解释了RHIC上很多实验现象例如：高动量粒子产额的压抑，背对背jet的消失等。

### 1.3 本论文的目的及研究内容

我们上海应用物理研究所作为主要成员参加了RICH-STAR的大型国际合作项目，并

参加了其中有关 $\phi$ 介子物理的实验数据分析。理论上认为 $\phi$ 介子与强子的相互作用截面比较小，并预言如果QGP产生 $\phi$ 介子的产额将会增强。 $\phi$ 介子作为一个矢量奇异介子是由两个s夸克组成的，但是它具有一个和质子很接近的质量，所以研究 $\phi$ 介子的核修正因子和椭圆流，可以帮助我们理解这些物理量到底是具有粒子种类分类的特性还是具有粒子质量分类的特性。另外，我们也尝试在实验数据上分析了粒子比率（ $k/\pi$ 和 $p/\pi$ 等）的涨落，通过不同的观测量提取动力学的涨落，寻找可能的QGP相变带来的涨落的信号。 $\Delta$ 标度和信息熵已经在中能重离子碰撞得到了应用，被证明是研究中能液气相变的很好的探针，我们将其用在相对论重离子碰撞领域检验它们的是否能够有助于探测QGP相变。另外，RHIC的实验上已经发现了强子的椭圆流可以被流体力学很好的描述，但是强子再作用对强子的椭圆流的影响的研究还不是很清楚，例如：RQMD的研究发现强子再散射会产生一定量的椭圆流，而AMPT模型中强子再散射对椭圆流的影响却很小。我们的研究使用流体力学+强子再散射模型，研究了强子再散射在流体力学中对椭圆流的作用。实验上，许多观测的实验现象支持jet quenching的物理图景，比如观测到背对背的jet消失，这被解释为jet穿过碰撞产生的致密物质时，能量被损失掉。同时这些被损失的能量必将重新分配到介质当中，这些损失的能量可以通过重构软的伴随粒子找回来，而且在away side发现了类似有马赫波的结构产生。我们将利用一个具有部分子和强子相互作用的多相运输模型（AMPT），研究了部分子和强子相互作用对两粒子和三粒子关联的影响。

本论文主要包括以下几个内容：1、开展了RHIC能区的 $\phi$ 介子的产额和椭圆流的研究（本人工作为分析了 $\sqrt{s_{NN}}=62\text{GeV Au+Au}$ 的实验数据分析）。2、在实验上分析了RHIC能区粒子比率的涨落随着碰撞系统和碰撞中心度的依赖性。3、用LUCIAE模型对粒子多重数等的 $\Delta$ 标度和信息熵进行了研究。4、用LUCIAE模型从逐事件的温度的涨落提取出不同粒子的热容。5、使用流体力学+强子再散射模型研究了强子再散射对强子椭圆流 $v_2$ 的影响。6、使用AMPT模型研究了部分子和强子相互作用对两粒子和三粒子关联

的影响。

## 1.4 本论文结构

本论文结构如下：第一章引言。第二章叙述相对论重离子碰撞研究现状，包括已开展的RHIC相对论重离子碰撞的实验现象和目前相对论重离子碰撞研究的理论模型（主要是与本人的工作相关的一些理论模型），做一个简单介绍。第三章详细介绍RHIC-STAR探测器的构造，介绍了我们在STAR上开展的 $\phi$ 介子物理和粒子比率的涨落的实验数据分析工作。第四章介绍使用LUCIAE模型对粒子多重数 $\Delta$ 标度，信息熵和热容的计算结果并给出讨论。第五章介绍使用流体力学+强子再散射模型对强子再散射对强子椭圆流 $v_2$ 的效应进行研究。第六章介绍了AMPT模型对两粒子和三粒子关联的研究，给出了部分子和强子相互作用对两粒子和三粒子关联的影响。最后一章对本论文作了总结和展望。



## 第二章 相对论重离子碰撞的实验现状及理论模型

自从上个世纪八十年代以来，国际上对QGP物质探索的关注与日俱增，一些相对论重离子碰撞的大型实验设备在国际上各大核物理实验室建成并投入运行，这为夸克胶子等离子体的探索研究添加了新的活力，如美国BNL的AGS和RHIC、西欧的CERN的SPS和LHC等。相对论重离子碰撞的大型实验设备的建成和运行，为相对论重离子碰撞物理的研究开拓了新的局面，使人们的核物质知识得到了新的扩展和深化，对于夸克胶子等离子体的研究，对于我们认识我们宇宙的起源将有重大的意义。

### 2.1 已开展的RHIC实验现状介绍

最近坐落在美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC)出现了很多重要的实验结果，这些结果表明在RHIC对撞机的200GeV的Au+Au对撞中产生了一种新物质[23]。下面我将对一些重要的实验结果进行简单的介绍。

首先RHIC对撞机对一些重要粒子的谱学通过直接测量或重构的方法进行了测量。图2-1给出了Au+Au200GeV碰撞中在中心快度区的不同粒子不同碰撞中心度的横向质量分布。通过对这些粒子的测量，RHIC的实验发现200GeV Au+Au中各种粒子产额之间的比率可以很好的被统计模型所描述。通过统计模型的拟合，可以告诉我们反应系统化学平衡时的温度 $T_{ch} = 163 \pm 4 \text{ MeV}$ (图2-2)。同时图2-3给出了热化+径向流模型

对200GeV Au+Au中心碰撞中中心快度不同粒子横向动量谱的拟合所得的集体流速度 $\beta_T$ 和动力学冻结温度 $T_{fo}$ 的等高线图。可以看到 $\pi, K$ 和 $p$ 的动力学冻结温度 $T_{fo}$ 低于化学平衡时的温度 $T_{ch}$ , 而对于 $\phi$ 和 $\Omega$ , 它们的动力学冻结温度 $T_{fo}$ 与化学平衡时的温度 $T_{ch}$ 相当, 说明它们较早地脱离了反应系统, 和强子的再相互作用比较弱, 所以研究这些粒子可以获得反应出碰撞早期在化学平衡时候的信息。

图2-4给出了200GeV Au+Au碰撞中中心快度不同粒子的核修正因子的 $R_{cp}$ (0-5%/40-60%)的测量结果, 核修正因子的 $R_{cp}$ 的实验结果表明在200GeV Au+Au中心碰撞中粒子的产额被压抑。图2-4给出了另一个核修正因子的 $R_{AA}$ , 可以看到200GeV Au+Au中心碰撞相对于200GeV p+p碰撞产额被压抑, 而200GeV d+Au却没有压抑。这种核修正因子的 $R_{cp}$ 或 $R_{AA}$ 的压抑现象, 可以用jet quenching理论很好的解释。这表明在200GeV Au+Au中心碰撞中确实形成了一种致密的物质。

另外, 图2-6给出了200GeV Au+Au minis-bias碰撞中不同粒子的椭圆流横向动量 $p_T$ 依赖性, 我们发现在低横动量区域粒子的椭圆流具有质量排序的特点, 这可以用流体力学很好的描述。而在中间横动量区域粒子的椭圆流则可以分为两类: 介子和重子。图2-6中底

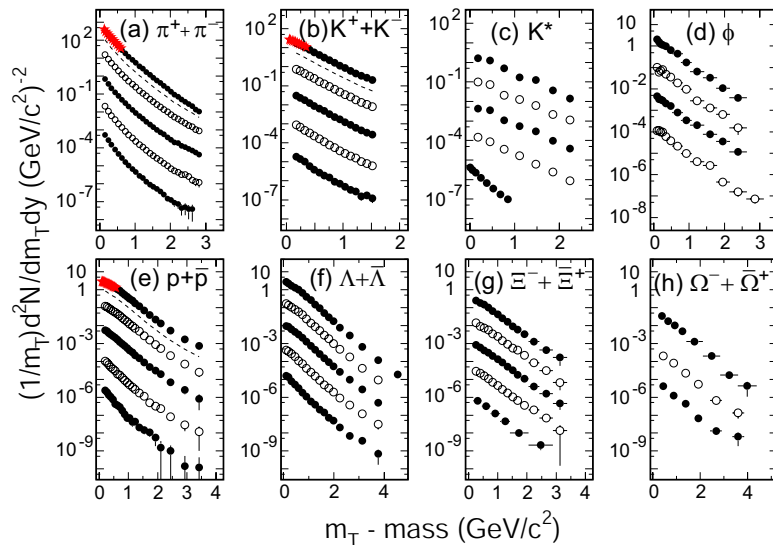


图 2-1 200GeV Au+Au碰撞中不同强子的不同中心度的中心快度横向质量分布[24]。由上到下碰撞由中心变为周边, 且为了清楚地分开不同的谱线, 产额乘上了不同的因子。但是对于图(c)的最下面一个谱线是200GeV p+p的结果。图(a),(b)和(e)中的虚线是中心度(0-100%)事件的结果。

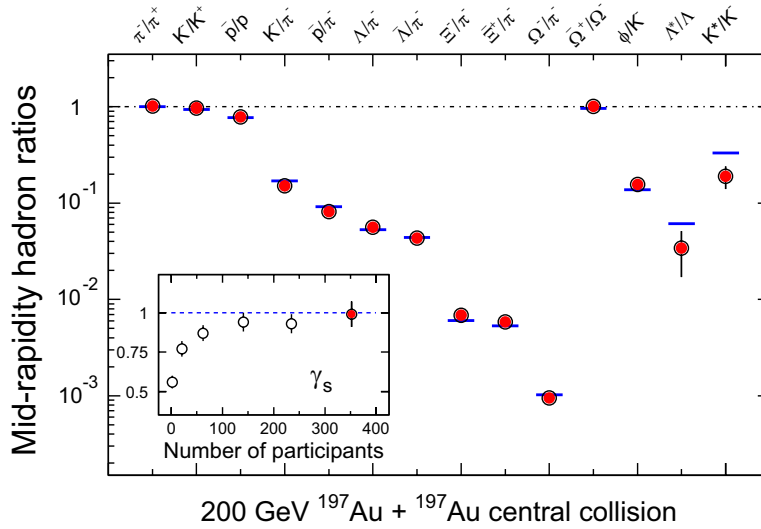


图 2-2 200GeV Au+Au 中心碰撞中横向动量积分的中心快度粒子比率[24]. 水平短线代表统计模型的拟合. 拟合参数:  $T_{ch} = 163 \pm 4 MeV$ ,  $\mu_B = 24 \pm 4 MeV$ ,  $\gamma_s = 0.99 \pm 0.07$ . 插入的小图给出了  $\gamma_s$  与参加核子数的依赖性.

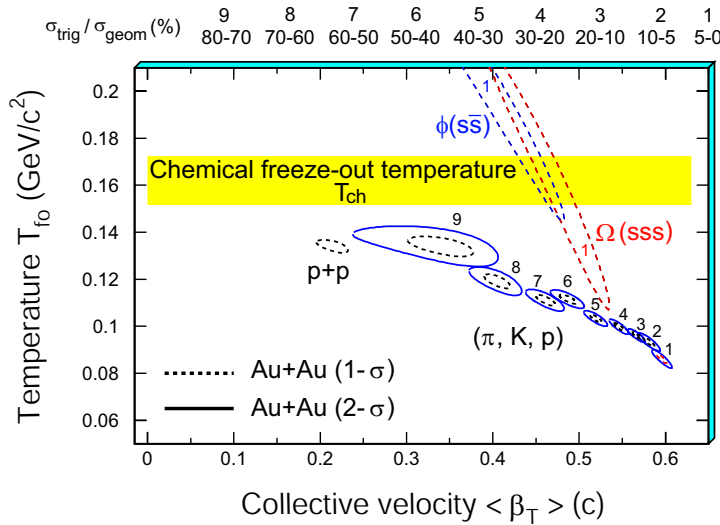


图 2-3 热化+径向流模型对200GeV Au+Au 中心碰撞中中心快度不同粒子横向动量谱的拟合所得的集体流速度  $\beta_T$  与动力学冻结温度  $T_{fo}$  的等高线图[23]. 对于  $\pi, K$  和  $p$  分9个碰撞中心度进行了拟合(0-5%,...70-80%). 同时, 也显示了200GeV p+p 碰撞的结果. 对于  $\phi$  和  $\Omega$ , 显示了200GeV Au+Au 中心碰撞的结果. 虚线和实线相对于1- $\sigma$  和2- $\sigma$  的等高线图.

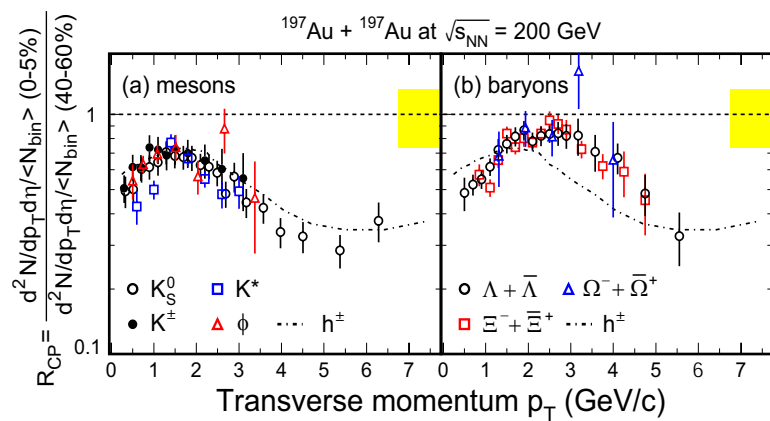


图 2-4 200GeV Au+Au碰撞中不同介子和重子的中心快度核修正因子的 $R_{cp}(0-5\%/40-60\%)$ [26]。点虚线代表带电粒子的 $R_{cp}$ .误差包括了统计和系统误差。

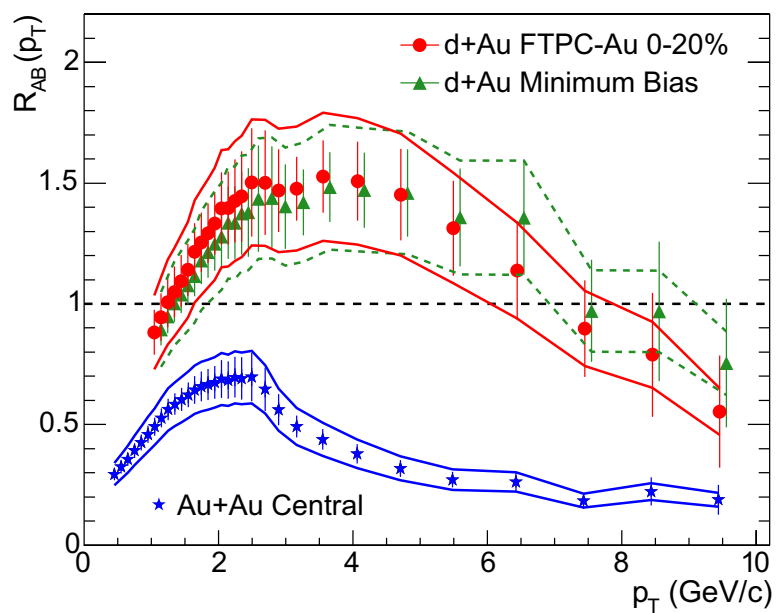


图 2-5 200GeV Au+Au和200GeV d+Au碰撞中带电粒子的核修正因子的 $R_{AA}$ [27]。



图给出了按粒子组分夸克标度了 $v_2/n_q$ 与 $p_T/n_q$ 的依赖性。考虑到图2-4核修正因子 $R_{cp}$ 粒子种类分类特性, RHIC能区的这种粒子种类分类的特性给出了一个夸克组合强子化物理图景.

另外, 图2-7给出了200GeVp+p, 200GeVd+Au中心碰撞和200GeVAu+Au中心碰撞中2-粒子的关联函数( $4.0 < p_T^{trig} < 6.0\text{GeV}/c, 2.0 < p_T^{asso} < 4.0\text{GeV}/c$ ), 当我们确定一个横向动量很大的jet粒子做触发粒子后, 观测它的背向的横动量比较大的伴随粒子的分布的情况, 对于200GeVp+p, 200GeVd+Au我们看到了它们背向有动量很大的jet伴随粒子喷出。而在200GeVAu+Au中心碰撞中, 背向的jet消失掉了, 根据jet quenching的基本思想, 这可能是由于背向jet穿过200GeVAu+Au中心碰撞产生的致密物质, 能量被大量的损失所造成。所以在200GeVAu+Au中心碰撞中极有可能产生了一种新的QCD物质状态。

## 2.2 相对论重离子碰撞的中常用的理论模型介绍

为了在理论上解释相对论重离子碰撞实验上发现的实验现象, 人们提出基于各种物理

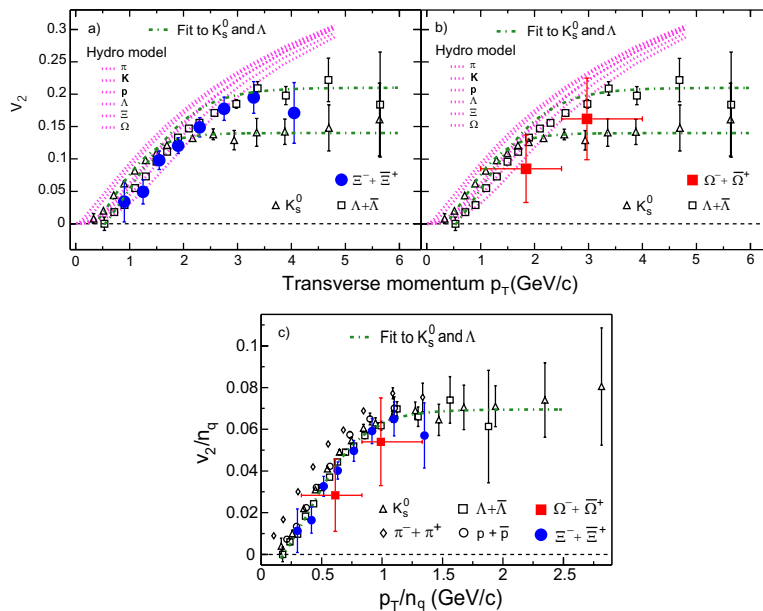


图 2-6 (a)和(b): 200GeVAu+Auminus-bias碰撞中不同粒子的椭圆流横向动量 $p_T$ 依赖性. 其中 $\Lambda$ 和 $K_s^0$ 的数据来自文献[28].  $\Xi$ 和 $\Omega$ 的数据来自文献[29].  $\pi$ 和 $p + \bar{p}$ 来自文献[30]. 点线代表流体力学的计算结果. (c): 粒子椭圆流的组分夸克数标度.

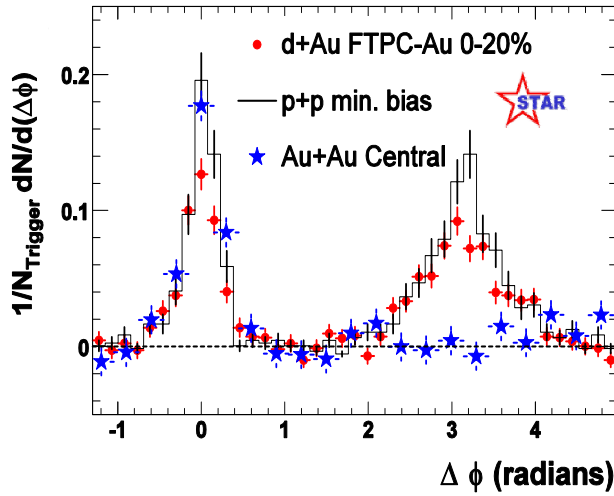


图 2-7 200GeVp+p, 200GeVd+Au中心碰撞和200GeV Au+Au中心碰撞中2-粒子的关联函数[27, 31].

思想的理论模型。每个理论模型都在一定程度或一些方面解释了实验结果，其中比较著名的模型有HIJING模型，流体力学模型，AMPT模型等。由于模型众多，下面仅仅对和本人论文相关的三个模型：流体力学模型，AMPT模型和LUCIAE模型进行一下简单的介绍。

### 2.2.1 流体力学模型

相对论流体力学方程通过能量动量守恒和净重子数守恒定义：

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad \partial_\mu N_i^\mu = 0, \quad (2-1)$$

这里 $T^{\mu\nu}$ 表示能量动量张量， $N_i^\mu$ 表示第i中净的守恒荷的流矢量。所谓守恒荷，例如重子数，奇异数，粲夸克数，电荷等。

对于理想流体，能量动量张量 $T^{\mu\nu}$ 和净重子数流矢量可以设为如下简单的形式：

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad N_B^\mu = \rho_B u^\mu, \quad (2-2)$$

这里 $\epsilon$ ,  $p$ , 和 $\rho_B$ 是在流体的局域静系中能量密度，压力，和净重子数密度。其中 $N_B^\mu = (\rho_B, \vec{0})$ ,  $g^{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -)$ , 流体速度 $u^\mu = \gamma(1, \vec{v})$ (其中 $\vec{v}$ 为流体的笛卡尔坐标空间的

三速度， $\gamma = (1 - \vec{v}^2)^{-1/2}$ 为洛仑兹收缩因子).

在径向对称的1+1维流体力学，在 $z=0$ 时，能量动量守恒公式5-2简化给出:

$$\partial_t E + \partial_T[(E + p)v_T] = -\left(\frac{v_T}{r_T} + \frac{1}{t}\right)(E + p), \quad (2-3)$$

$$\partial_t M + \partial_T[Mv_T + p] = -\left(\frac{v_T}{r_T} + \frac{1}{t}\right)M, \quad (2-4)$$

$$\partial_t R + \partial_T[Rv_T] = -\left(\frac{v_T}{r_T} + \frac{1}{t}\right)R, \quad (2-5)$$

这里定义： $E \equiv T^{00}$ ， $M \equiv T^{0T}$ ，and  $R \equiv N_B^0$ . 这里T指标是横向分量. 上面三个公式仅仅给出了 $z=0$ 平面的演化，由于我们利用纵向扩展不变的标度，我们可以使用洛仑兹变化得到 $z \neq 0$ 平面的演化情况.

在径向不对称的2+1维流体力学，如果我们进行如下的坐标变化，

$$x^\mu = (t, x, y, z) \longrightarrow \bar{x}^m = (\tau, x, y, \eta)$$

$$t = \tau \cosh \eta \quad \tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (2-6)$$

$$z = \tau \sinh \eta \quad \eta = \text{Artanh}(z/t).$$

则流体力学方程则可以简化为:

$$T^{\tau\tau},_{\tau} + (v_x T^{\tau\tau}),_{x} + (v_y T^{\tau\tau}),_{y} = -\frac{1}{\tau} (T^{\tau\tau} + p) - (p v_x),_{x} - (p v_y),_{y}, \quad (2-7)$$

$$T^{\tau x},_{\tau} + (v_x T^{\tau x}),_{x} + (v_y T^{\tau x}),_{y} = -p_{,x} - \frac{1}{\tau} T^{\tau x}, \quad (2-8)$$

$$T^{\tau y},_{\tau} + (v_x T^{\tau y}),_{x} + (v_y T^{\tau y}),_{y} = -p_{,y} - \frac{1}{\tau} T^{\tau y}, \quad (2-9)$$

$$\frac{1}{\tau^2} p_{,\eta} = 0, \quad (2-10)$$

$$j^{\tau},_{\tau} + (v_x j^{\tau}),_{x} + (v_y j^{\tau}),_{y} = -\frac{1}{\tau} j^{\tau}, \quad (2-11)$$

根据纵向扩展不变的标度，也可以使用洛仑兹变化得到 $z \neq 0$ 平面的演化情况.

流体力学方程将对初始的QGP物质按照相应的状态方程进行演化(图 1-4)。当流体的能量密度到达一个给定的临界能量密度时, QGP将发生强子化. 流体力学的强子化通常使用Cooper-Frye方法[32].

$$E \frac{dN_i}{d^3p} = \frac{dN_i}{dy p_T dp_T d\phi_p} = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int_{\Sigma} f_i(p \cdot u(x), x) p \cdot d^3\sigma(x), \quad (2-12)$$

这里 $d^3\sigma_{\mu}(x)$ 为垂直于冻结超曲面 $\Sigma(x)$ 的单位矢量, 而 $p^{\mu} f_i d^3\sigma_{\mu}$ 是具有动量 $p$ 的通过超曲面的粒子的通量,  $f_i$ 为第 $i$ 种粒子的相空间分布。

流体力学模型对RHIC能区的很多实验现象, 如横向动量谱和椭圆流等给出了很好的描述。在本人论文中, 将使用一个改进的1+1维流体力学模型, 研究末态强子再散射对粒子椭圆流的影响, 详见论文第五章。

## 2.2.2 AMPT 模型

多相输运模型AMPT是一个包括多个作用过程的蒙特卡罗相对论重离子碰撞模型[33]。它分两个版本设置: (I)没有弦融化机制的AMPT模型, 我们称它为默认版本

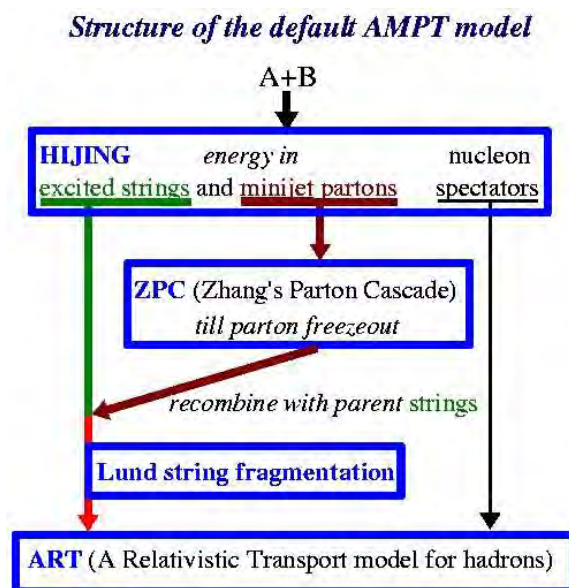


图 2-8 默认版本AMPT模型的结构示意图。

Structure of AMPT model with string melting

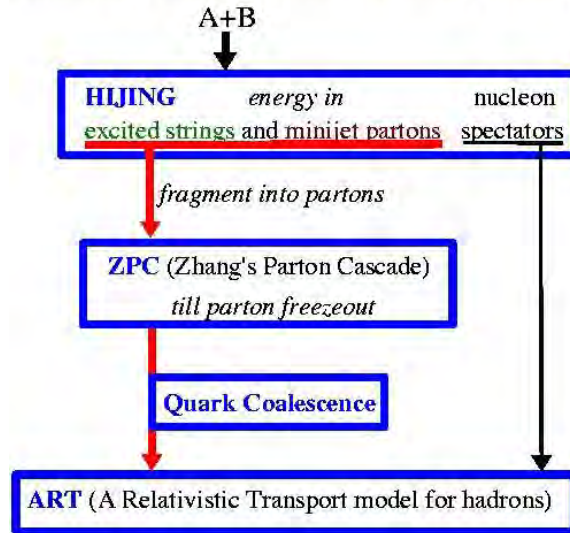


图 2-9 具有弦融化机制的AMPT模型的结构示意图。

的AMPT模型[35]; (II)具有弦融化机制的AMPT 模型 [36]。图2-8和图2-9给出了这两种版本设置的示意图。两种版本都主要包括四个主要组成部分: (1)初态条件, (2)部分子相互作用, (3)强子化过程, (4)强子相互作用。下面分别对四个组成部分做一些说明。

(1)初态条件主要包括minijet的部分子和软的激发弦的坐标空间和动量空间分布, 这些是直接取自HIJING模型[22]的相应空间分布。在HIJING模型中两个碰撞原子核内核子采用Woods-Saxon分布, 在两个核重叠区域核子之间的硬碰撞产生了minijet的部分子和激发态弦。在具有弦融化机制的AMPT模型中, 激发态弦会首先根据LUND碎裂机制碎裂成强子 [37], 然后产生的强子根据它们的味道和自旋被分解为部分子, 这可以被理解为弦的融化。融化的部分子分布在融化的强子(弦)的周围。融化产生的部分子形成时间被标记为 $t_f = E_H/m_{T,H}^2$ , 这里 $E_H$ 和 $m_{T,H}$ 表示融化的强子的能量和横向质量。产生的部分子的质量采用流质量 $m_u=5.6\text{MeV}, m_d=9.9\text{MeV}, m_s=199\text{MeV}$ 。

(2)部分子相互作用。minijet部分子和弦融化产生的部分子之间的相互作用级联过程(即部分子的输运过程)使用波尔兹曼输运方程进行输运, 则部分子相空间分布的随着时间发生演化。这里波尔兹曼输运过程被使用Zhang的ZPC进行模拟[34], 当两个部分子之间的距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$ 时, 部分子之间将发生散射。目前ZPC仅仅包括部分子之间的两体

散射，相应的碰撞截面使用微扰QCD获得：

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{s}\right) \frac{1}{(t - \mu^2)^2} \quad (2-13)$$

其中 $\alpha_s$ 为耦合常数， $s$ 和 $t$ 代表标准的Mandelstam变量。有效的屏蔽质量 $\mu$ 依赖于部分子物质的温度和密度，我们通过设定 $\mu$ 可以控制部分子相互作用的总截面。（在本论文的计算中我们始终设定部分子相互作用的截面为10mb。）

(3)两个不同版本设置的AMPT模型采用了不同的强子化机制。当部分子之间不再有可能的相互作用发生时，默认版本的AMPT模型使用LUND弦碎裂的方法进行强子化[37, 38]，而具有弦融化机制的AMPT模型使用一个简单的部分子组合模型，将临近的部分子按照其组分组合成介子或重子。在组合过程中，只保持了3动量守恒，通过组合夸克的味道，和其不变质量与哪一种强子更接近，而判断组合产生哪一种粒子。组合形成的强子包括了除了 $\eta'$ ， $\Sigma^*$ 和 $\Xi^*$ 以外所有HIJING模型中的强子。并认为强子形成过程也需要一个时间，为0.7fm/c。另外，强子的形成是随着时间演化在反应系统不同时间和位置产生的，所以在系统演化的过程中形成一个部分子和强子共存的时间过程。

(4)强子再散射。当强子化过程结束，所有产生的强子将发生再散射相互作用。ART模型可以用来模拟这一过程。这个模型目前只考虑了 $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\eta$ ,  $K$ ,  $K^*$ ,  $\phi$ ,  $N$ ,  $\Delta$ ,  $N^*(1440)$ ,  $N^*(1535)$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ , 和 $\Omega$ 等强子。ART模型考虑了重子-重子，介子-介子，重子-介子之间的相互作用。并考虑了同位旋自由度，核子和K介子的平均场效应，能够很好地描述了AGS能量的实验结果[39-41]。

AMPT模型已经对RHIC能量下的很多实验现象给出了很好的描述。例如，粒子的横向动量分布，椭圆流，HBT等。本文将利用AMPT模型进行2(3)-粒子关联的研究，详见论文第六章。

### 2.2.3 LUCIAE 模型

LUCIAE3.0是一个相对论性核-核碰撞模型[42]，它建立在著名FRITIOF模型[43]基础上的。FRITIOF模型是一个弦模型，强子被描述成一个无质量的相对论弦。强子-强子碰撞被描述成两个碰撞强子内部的部分子的多次散射。在FRITIOF模型中，两个强子之间的碰撞由于纵向动量转移或卢瑟福部分子散射而被激发。这些激发态将发射切伦科夫辐射胶子，最后根据LUND弦碎裂模型碎裂成新的强子。在FRITIOF模型中核-核碰撞简单地描写为核子-核子碰撞的迭加，因而解释核-核碰撞实验结果往往不理想。LUCIAE3.0模型主要在下列三方面作了发展：

(1) 考虑了参加者核子、旁观者核子和产生粒子间末态相互作用（再散射）[44]，因为强子再散射效应一般是不容忽视的。当两个强子之间的距离满足：

$$d_{min} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{total}}{\pi}}, \quad (2-14)$$

则两个强子之间将会发生碰撞。其中 $\sigma_{total}$ 是总的相互作用截面(单位: $fm^2$ ),而两强子最小距离 $d_{min}$ 在两强子的质心系进行计算。如果两个强子在产生后互相对着飞行(靠近),则两强子最小距离 $d_{min}$ 定义为垂直于两强子动量方向的距离。如果两个强子在产生后互相背着飞行(远离),则两强子最小距离 $d_{min}$ 定义为两强子最初形成时的距离。我们假设强子的相邻两次碰撞之间,强子按照经典的轨迹直线飞行直至到达和另一个强子的最小作用距离满足碰撞条件。我们根据每对碰撞发生的先后,并随着时间的演化不断更新我们的碰撞表。如果总的碰撞截面和弹性碰撞截面满足:

$$\frac{\sigma_{elastic}}{\sigma_{total}} \geq \eta \quad (2-15)$$

则强子将被认为发生弹性散射,否则发生非弹性散射。这里 $\eta$ 是一个[0,1]之间均匀分布的随机数。而碰撞的动量转移 $t$ 的分布满足

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim exp(Bt) \quad (2-16)$$

这里B对于一个弹性散射依赖于两个散射强子的质量。散射角在LUCIAE程序中被随机的在 $[0, 2\pi]$ 均匀分布。

在非弹性散射过程中, 表2-1中的强子反应道被考虑,

其中 $Y = \Lambda$  or  $\Sigma$ 超子。相同反应物不同反应产物的反应例如 $(\pi N)$ , 具体按照那个道进行, 我们通过计算相对反应道的可能性的大小而决定非弹性反应的产物。对于其它的没有考虑到的非弹性反应道均按照弹性反应处理。

(2) LUCIAE用爆竹模型 (FIRECRACKER MODEL), 考虑了相对论性核-核碰撞早期弦密集时某些弦可能构成集体态用集体能量发射胶子的事实, 也就是考虑了弦发射集体效应[45]。在爆竹模型中, 来自于碰撞中的几个弦会形成一个团簇, 这样的团簇再以一种集体的方式进行相互作用。并假定团簇中的临近弦会形成相互作用的量子态, 会发射切伦科夫辐射胶子, 同时弦的碎裂受能量密度的影响。这些胶子的产生相应于弦的横向能量的激发, 这样的激发会收缩弦。收缩的弦比正常弦有更多的能量密度, 有效的增加了弦张量。有效弦张量和胶子喷注之间有如下关系:

$$\kappa_{eff} = \kappa_0(1 - \xi)^{-\alpha} \quad (2-17)$$

这里 $\kappa_0$ 是未激发弦的张量。 $\alpha$ 为一个参数, 而 $\xi(\xi \leq 1)$ 根据下式计算:

$$\xi = \frac{\ln(k_{Tmax}^2/s_0)}{\ln(s/s_0) + \sum_{j=2}^{n-1} \ln(k_{Tj}^2/s_0)} \quad (2-18)$$

**表 2-1** 在LUCIAE模型中包含的非弹性散射道.

$\pi N \Rightarrow \Delta \pi$	$\pi N \Rightarrow \rho N$
$N N \Rightarrow \Delta N$	$\pi \pi \Rightarrow k \bar{k}$
$\pi N \Rightarrow k Y$	$\pi \bar{N} \Rightarrow \bar{k} \bar{Y}$
$\pi Y \Rightarrow k \Xi$	$\pi \bar{Y} \Rightarrow \bar{k} \bar{\Xi}$
$\bar{k} N \Rightarrow \pi Y$	$k \bar{N} \Rightarrow \pi \bar{Y}$
$\bar{k} Y \Rightarrow \pi \Xi$	$k \bar{Y} \Rightarrow \pi \bar{\Xi}$
$\bar{k} N \Rightarrow k \Xi$	$k \bar{N} \Rightarrow \bar{k} \bar{\Xi}$
$\pi \Xi \Rightarrow k \Omega^-$	$\pi \bar{\Xi} \Rightarrow \bar{k} \bar{\Omega}^-$
$k \bar{\Xi} \Rightarrow \pi \bar{\Omega}^-$	$\bar{k} \bar{\Xi} \Rightarrow \pi \bar{\Omega}^-$
$\bar{N} N$ annihilation	$\bar{Y} N$ annihilation



来表示一个激发的多胶子弦的偏离正常弦的尺度。这里激发的多胶子弦有 $n-2$ 个胶子， $k_{Tj}$ 是满足 $k_{Tj}^2 \geq s_0$ 的胶子的横向动量。这里 $\sqrt{s_0}$ 是典型的强子质量的量级的尺度。参数 $\alpha$ 和 $s_0$ 都是通过拟合 $p+p$ 的数据而确定[46]。

(3) LUCIAE引入了奇异夸克压低的约化效应，通过引入有效弦张量将JETSET软件包中与弦张量及奇异产生有关的参数变成与入射能量、反应系统大小及中心度有关的参数，使之能更好地反映实验结果[47]。在LUND的弦碎裂模型中，一个质量为 $m$ 的横向动量 $p_t$ 的 $q-q$ 对的弦由以下几率产生：

$$\exp\left(\frac{-\pi m^2}{\kappa_{eff}}\right)\exp\left(\frac{-\pi p_t^2}{\kappa_{eff}}\right) \quad (2-19)$$

方程显示如果弦张量 $\kappa_{eff}$ 增加， $s\bar{s}$ 弦相对于 $u\bar{u}$ 和 $d\bar{d}$ 弦的产额和高横动量 $p_t$ 粒子的产额将会被提高。假定一个弦张量为 $\kappa_{eff1}$ 的弦的奇异夸克压抑因子是 $\lambda_1$ ，弦张量为 $\kappa_{eff2}$ 的弦的奇异夸克压抑因子是 $\lambda_2$  可以根据以下公式计算：

$$\lambda_2 = \lambda_1^{\kappa_{eff1}/\kappa_{eff2}} \quad (2-20)$$

这里由于 $\lambda$ 是小于1的，上式说明越大的弦张量则对应的奇异夸克压抑效应越小[46]。

LUCIAE模型对SPS相对论重离子碰撞的很多实验观测量如奇异性， $J/\Psi$ 等给出了很好的解释和拟合。本人论文将使用这个模型，对相对论重离子碰撞中的 $\Delta$ 标度和热容等物理量进行研究，详见下文第四章。



### 第三章 相对论重离子碰撞的实验测量

上海应用物理研究所作为RHIC-STAR国际合作组的成员，参加了美国布鲁克海文实验室的相对论重离子对撞机的相对论重离子碰撞实验，并分析了STAR探测器所得到的实验数据。相对论重离子碰撞实验的目的是探索是否存在夸克胶子等离子体（QGP）及QGP相变。从2000年，RHIC第一次的Au核+Au核在质心不变能量 $\sqrt{s_{NN}}=130\text{GeV}$ 的碰撞实验以来，已经相继做了200GeV Au+Au, 200GeV p+p, 200GeV d+Au, 62GeV Au+Au和200GeV Cu+Cu等实验，并开展了不同方面的实验观察量的测量。理论预言当夸克胶子等离子体相变时，大量胶子会融合为s和 $\bar{s}$ 夸克，所以奇异粒子的产额会增强。 $\phi$ 介子是由两个s和 $\bar{s}$ 夸克组成的矢量介子，理论上认为可能主要从(1)  $s + \bar{s} \rightarrow \phi$ , (2)  $ggg \rightarrow \phi$ , (3)  $K + \bar{K} \rightarrow \phi$ 几种反应道产生。QGP相变发生后，奇异夸克和胶子的含量会大大的增加，所以 $\phi$ 的产额被预言会有很大增强。所以研究RHIC能区的 $\phi$ 产生，对于研究夸克胶子等离子体的产生有重大的物理意义。同时，目前的RHIC能区的椭圆流和核修正因子的测量，发现它们具有介子和重子的分类和粒子质量分类。 $\phi$ 介子的质量是1.02GeV，接近于质子的质量0.938GeV，但是质子是一个重子。所以研究 $\phi$ 介子的椭圆流和核修正因子，有利于检验这种介子和重子的分类和粒子质量分类。理论上预言当发生QGP相变时，某些物理量例如粒子比率会有异常的动力学涨落，所以在实验上研究粒子比率的动力学涨落将有利于QGP相变的探索。

### 3.1 RHIC-STAR实验装置介绍

RHIC对撞机坐落在美国布鲁克海文国家实验室（Brookhaven National Laboratory, U. S. A.），周长3.8km，可以加速重离子和极化质子至相对论能量（每对核子最高的对撞质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 可达200GeV）进行碰撞，目的是探索可能发生的QGP相变。与此同时，RHIC对撞机目前正在发展极化的质子束并到达每对核子最高的对撞质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 为500GeV，准备去进行自旋物理研究计划。为了加速金离子束到到达最高对撞质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 200GeV，金离子束先被在Tandem Van de Graaff facility加速到15MeV/核子，然后经过推动同步加速器Tandem-to-Booster束线加速到95MeV/核子。然后将金离子束转移到Alternating Gradient Synchrotron (AGS)加速器加速到10.8GeV/核子，再注入RHIC对撞机的加速环中被加速到100GeV/核子。RHIC对撞机利用2个超导磁铁储存环（蓝环和黄环）用来引导金离子束，但是它们都有各自独立的偏转和聚焦磁铁。在两环交叉处进行离子对撞，整个RHIC对撞机有6个交叉点，其中四个点处布置了探测器，分别是STAR，PHENIX，PHOBOS和BRAHMS。其中STAR和PHENIX为两个较大的探测器。

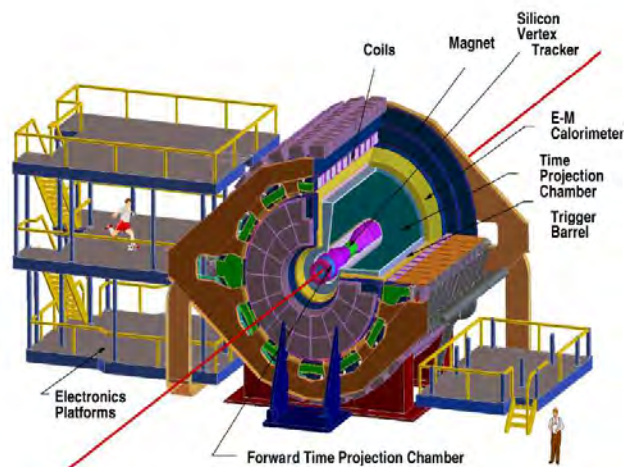


图 3-1 STAR探测器的装置透视图，不同的子探测器被标注于周围。

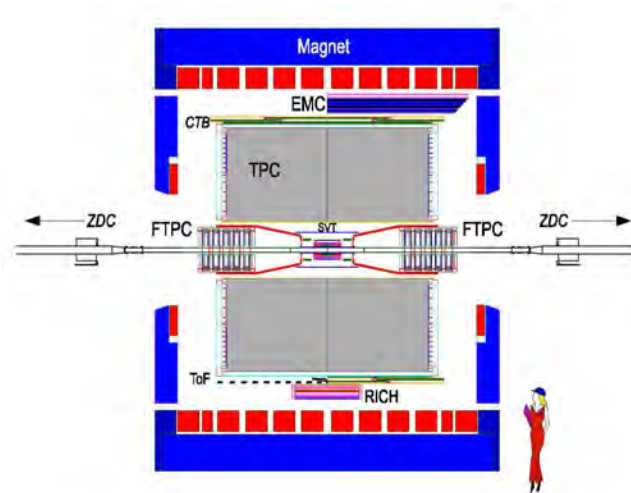


图 3-2 STAR探测器的装置平面截面图，不同的子探测器被标注于周围。

STAR探测器（The Solenoidal Tracker at RHIC）是RHIC对撞机最主要的两个探测器之一，图3-1和图3-2分别给出了STAR探测器的立体透视图和切面图。它的主要设计目的通过测量带电粒子径迹（动量和粒子种类等）研究相对论重离子碰撞产生碰撞系统演化，形成的致密物质性质以及探测探索可能的QGP相变。STAR探测器是由一个主探测器时间投影室（TPC）和许多子探测器组成。STAR探测器周围被均匀的螺线管磁铁所环绕，磁铁长度为6.85 m，内直径5.27 m，外直径7.32 m。STAR探测器沿圆筒的轴线方向的磁场最大达到 $|B_z| = 0.5T$ ，用来偏转带电粒子的径迹成螺旋线形状，从而得到它们的动量。STAR探测器覆盖的赝快度 $|\eta| < 1.5$ 和径向空间角度为 $2\pi$ 。STAR探测器包括两个内部探测器硅顶点探测器（SVT）和硅条状探测器（SSD），放置在比较靠近束流的位置，为测量弱衰变粒子的第二衰变顶点提供好精度的位置分辨。两个前角度时间投影室（FTPC），负责测量赝快度 $2.8 < |\eta| < 3.8$ 区间的粒子径迹。另外，飞行时间谱仪（TOF）被安放在TPC桶表皮，利用粒子的飞行时间对不同粒子进行鉴别，中国合作组正在负责的STAR探测器TOF的升级，预计升级完成后整个STAR探测器粒子整体分辨能力会得到很大的提高。STAR探测器有主要的trigger探测器：零角度量能器（ZDC），中

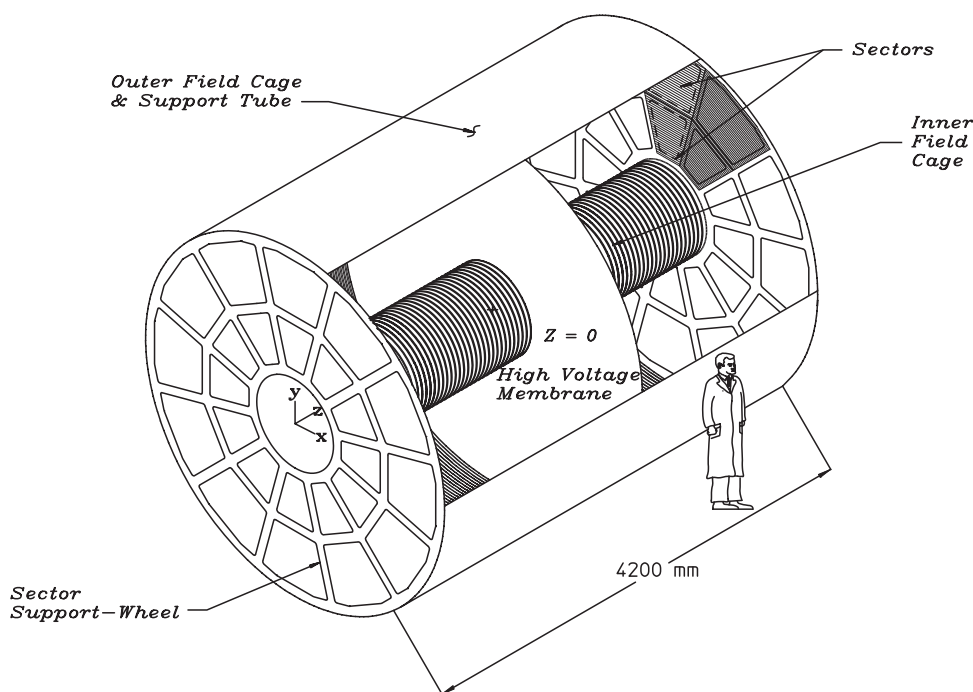


图 3-3 STAR探测器的主探测器时间投影室(TPC)的透视图.

心trigger桶形探测器 (CTB)，束流计数器 (BBC)。两个零角度量能器被放置在远离碰撞区 $\sim 18\text{m}$ 的 $0$ 角度位置，覆盖为 $2.5\text{ mrad}$ ，用来探测未反应的中子。ZDC信号主要用来监视加速器束流的流强和作为实验事件的触发(trigger)。CTB是覆盖于TPC表面的一系列硅片探测器，主要用来选择中心碰撞事件。BBC探测器覆盖赙快度 $3.3 < |\eta| < 5.0$ ，用来测量来自非单衍pp碰撞 (NSD) 中的“beam-jets”。BBC探测器放置在TPC的两端，是两个闪烁体探测器。其他trigger探测器还有用来作为TOF事件触发的赙顶点位置探测器，用来触发高横动量粒子事件的电磁量能器(EMC)。

时间投影室(TPC)是STAR探测器的主要组成部分。它的外形是一个 $4.2\text{ m}$ 长，直径为 $4.0\text{ m}$ 的圆桶形状，内半径和外半径分别是 $0.5\text{ m}$ 和 $2.0\text{ m}$ 。它可以测量带电粒子的动量范围 $0.15 < p_T < 30\text{ GeV}/c$ 。时间投影室(TPC)覆盖整个空间的 $2\pi$ 角度，内桶覆盖赙快度 $|\eta| < 2.0$ ，外桶覆盖赙快度 $|\eta| < 1.0$ 。图3-3显示了TPC的透视图。这里这个TPC被中间的隔膜分为两个部分，中间隔膜被加上 $28\text{ kV}$ 的高压，183个子电阻组成

的电阻链将从中间隔膜到外电板之间赋予 $\sim 135V/cm$ 的均匀电场。TPC的工作气体为P10( $Ar90\% + CH_410\%$ ), 气压控制在2 mpar。电子在这种工作气体中漂移速度很快, 在 $135V/cm$ 的均匀电场中为 $\sim 5.45 cm/\mu s$ 。探测器的读出都配以多丝正比室(MWPC), 136608个读出板提供(x,y)的坐标信息, 512个读出板提供z坐标信息, 总计7千万多个像素点。当带电粒子穿过时间投影室时, 会使工作气体电离, 电离的电子在电场中漂移到时间投影室两端, 信号被读出板放大, 经过积分整形数字化, 通过光纤STAR数据获取系统(DAQ)。在那里这些原始的数字信号被处理成为一些有用的量, 例如接触点(hit), 径迹(track), 顶点(vertex)等。Kalman Filter方法被用来拟合所有接触点去得到一条总体(global)径迹。把一个事件中所有的global径迹向(x,y)=(0,0)延展, 这样发现事件的作用顶点。事件作用顶点的分辨率在1000条径迹以下为 $\sim 350 \mu m$ 的所有的距离事件作用顶点的三维空间距离(DCA)小于3 cm的global径迹, 在新的径迹的一端要来自事件作用顶点的要求下, 重新用Kalman方法拟合, 这时重新得到的粒子径迹叫做primary径迹。探测器对于primary径迹的探测效率依赖粒子种类, 横向动量, 多重数等。对于一个 $N_{fit} > 24$ ,  $|\eta| < 0.7$ ,  $DCA < 3.0 cm$ 和 $p_T > 0.4 GeV/c$ 的primary $\pi$ 粒子径迹来说, 在中心碰撞中效率为 $\sim 80\%$ , 周边碰撞中效率为 $\sim 90\%$ 。

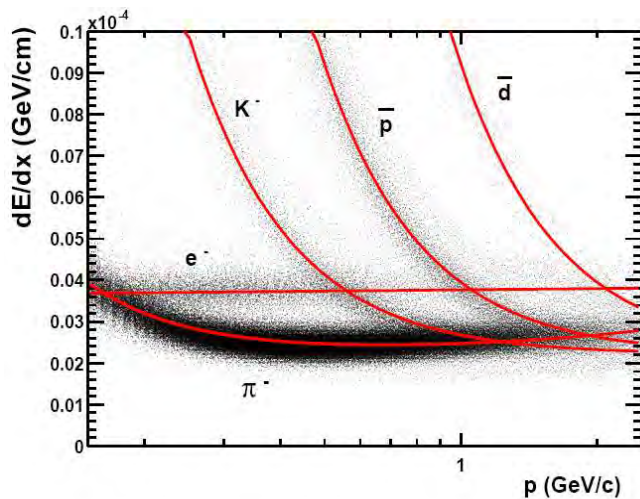


图 3-4 带电粒子的电离能量损失对横向动量 $p_T$ 的分布 [48].

时间投影室(TPC)通过带电粒子的电离能损 $dE/dx$ 来辨别粒子的种类。粒子的平均电离能损可以用Bethe-Bloch来表示 [49],

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2 \right] \quad (3-1)$$

其中 $z$ 为粒子的电荷（以 $e$ 为单位）， $\beta=v/c$ 为粒子的速度， $\rho$ 为介质的密度， $N_0$ 为阿伏加德罗常数， $m_e$ 为电子质量， $r_e = e^2/m_e$ 为经典电磁半径， $c$ 为光速， $Z$ 为气体的原子序数， $A$ 为气体的原子量， $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ， $I$ 为平均的激发能。 $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1-\beta^2)$ 是单次碰撞最大的转移能量。图 3-4 可以看到不同的粒子具有相同的动量,但是它们的能量损失是不同的。对于Au+Au碰撞， $dE/dx$ 的分辨可以使 $\pi$ 与K到 $\sim 0.7\text{GeV}/c$ , proton和 $\pi$ , K到 $\sim 1.1\text{GeV}/c$ 。通过对衰变粒子重建一些共振态粒子，如 $K_s^0$ ,  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 可以测量到 $0.3 < p_T < 7.0\text{GeV}/c$ ,  $\phi$ 可以 $0.4 < p_T < 4.0\text{GeV}/c$ 。

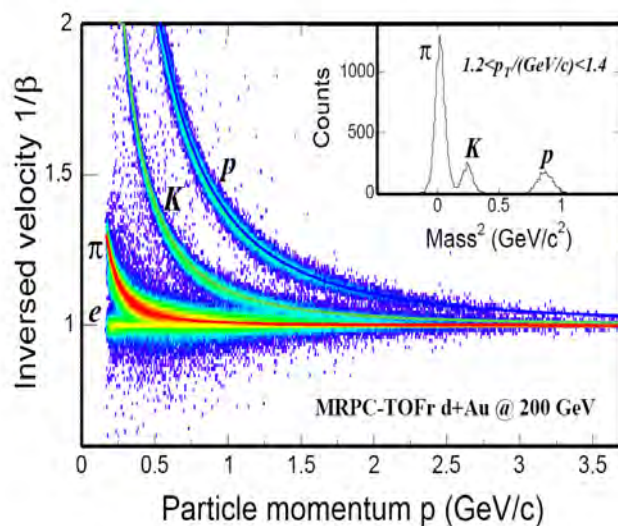


图 3-5 在200GeVd+Au碰撞中TOF测量的带电粒子的 $1/\beta$ 对动量 $p$ 的分布 [50].

从RHIC的RunIII开始，STAR探测器安装了由我们中国合作组生产的飞行时间谱仪（TOF）。虽然仅仅覆盖了探测器 $\sim 0.3\%$ ，但是大大提高PID粒子的分辨的动量范围，图 3-5给出了200GeVd+Au碰撞中TOF测量的带电粒子的 $1/\beta$ 对动量 $p$ 的分布,可以看到利用了TOF以后， $\pi$ 与K区分到 $\sim 1.6\text{GeV}/c$ , proton和 $\pi$ , K到 $\sim 3.0\text{GeV}/c$ 。可见飞行时间谱仪



(TOF)对改善STAR探测器的粒子分辨有极大的帮助,目前TOF的生产和建设正在进行当中。

## 3.2 $\phi$ 介子的实验探测

### 3.2.1 $\phi$ 介子的实验探测的意义

自从1963年在2.23GeV/c的碰撞能量 $K^-$ 和 $p$ 的强子碰撞反应中通过 $K^+ + K^-$ 的反应道重构发现 $\phi$ 介子以来 [51],  $\phi$ 介子以及它的性质一直都是一个非常有意思的研究课题。作为一个质量最轻的隐 (hidden)的奇异矢量介子,它是由两个奇异夸克 $s$ 和 $\bar{s}$ 所组成的。人们发现 $\phi$ 介子的产额在基本粒子的碰撞当中是受压抑的,这被认为是由于OZI规则引起的,这个规则认为在初态和末态的具有不连接的夸克的线的反应过程将会被抑制 [51–53]。而在相对论重离子碰撞当中 $s$ 夸克将会大量的产生,而且有可能象轻的 $u$ 和 $d$ 夸克那样被热化。奇异性增强被认为是一个QGP可能产生的信号 [11, 12], 而 $\phi$ 介子的产额的增强也被预言为QGP产生的信号之一 [13–15]。

$\phi$ 介子的寿命大概是45fm/c,它会以49.6%的分支比衰变为 $K^+$ 和 $K^-$ ,也有很小一部分衰变为 $\mu^+$ 和 $\mu^-$ ,或 $e^+$ 和 $e^-$ 。目前大多数人认为 $\phi$ 介子在强子介质中由于它和其他非奇异强子的相互作用截面非常小和它的平均自由程比较大 [14], 因而 $\phi$ 介子可能在它形成后比较早的脱耦于反应系统,从而较早的达到化学冻结 (chemical freezeout)。所以 $\phi$ 介子可以携带更多的来自于反应比较早期,也就是它形成时期的信息。然而在另一方面, Alvarez-Ruso和V. Koch使用一个隐定域对称模型,并考虑了三和四矢量介子顶点, $\phi$ 介子的强子介质自由程反而会变得比较小 [54]。所以通过 $\phi$ 介子实验测量能够更好的验证这些理论。

关于介质中矢量介子的手征的研究一直都是一个核物理界很感兴趣的研究方向。 $\phi$ 介子的质量和宽度被预言会由于核介质的性质的改变而改变。Asakawa,Ko和Song预言 $\phi$ 介子的质量由于强子物质中多体效应会变轻 [55, 56]。并且有理论预言当QGP相变发生时,由

双轻子重建的 $\phi$ 介子的质量峰会出现双峰结构 [57]。另外，一些理论预言了相变时， $\phi$ 介子的宽度会有变化 [58–60]。

关于 $\phi$ 介子产生的机制目前还是一个比较有争议的课题。有些理论认为在相对论重离子碰撞中奇异夸克可能经过胶子融合而大量产生并且很快地达到热化和平衡 [61, 62]。在这样的一种环境下， $\phi$ 介子很可能经过奇异夸克的组合而产生，而不是像基本粒子碰撞中的OZI规则抑制。另一方面，有理论认为强子的末态相互作用 $K + \bar{K} \rightarrow \phi$ 会再产生出 $\phi$ 介子。一些包括强子再散射的模型如RQMD [63]和UrQMD[64]预言 $\phi/K^-$ 会随着参加核子数的增加而增加。同时，再散射模型也预言了 $\phi$ 介子和质子的平均横动量会随着参加核子数的增加而增加。所以实验测量 $\phi$ 介子可以研究 $\phi$ 介子产生的机制。

通过对集体流的研究可以研究核碰撞过程中核物质演化核状态方程。一些粒子如 $\pi, K, p$ 已经发现具有很强的径向流[65, 66]。如果 $\phi$ 介子与强子物质有很小的作用截面，则 $\phi$ 介子的径向流将主要来自部分子阶段的演化，所以研究 $\phi$ 介子的径向流可以为我们提供来自部分子演化的信息。

$\phi$ 介子的核修正因子可以检验目前实验上发现的核修正因子的粒子种类依赖性。实验上发现 $\Lambda, p, K_S^0$ 和带电粒子的核修正因子 $R_{CP}$ 分为介子和重子两类 [28]。由于 $\phi$ 介子的质量很接近重子质子 $p$ 的质量，所以测量 $\phi$ 介子的核修正因子有助于区分核修正因子到底是粒子种类分类还是质量分类。

椭圆流 $v_2$ 已经发现可以用来研究RHIC能区相对论重离子碰撞早期的信息。目前，RHIC实验发现在比较低的横向动量 $0 < p_T < 2\text{GeV}/c$ ，强子的椭圆流可以流体力学很好的描述，具有椭圆流质量排序的规律，这表明碰撞产生的部分子物质体系可能达到了定域热平衡[30, 67–69]。然而在中间横向动量区域 $2 < p_T < 5\text{GeV}/c$ ，强子的椭圆流具有组分夸克数标度（NCQ-scaling），这些性质与组合模型的结果相一致 [70–74]。既然 $\phi$ 介子的质量很接近重子质子 $p$ 的质量，所以实验上测量 $\phi$ 介子的椭圆流 $v_2$ 将有助于区分椭圆流 $v_2$ 到底是粒子种类分类还是质量分类。

本人主要负责了 $\sqrt{s_{NN}}=62\text{GeV Au+Au}$ 碰撞中的 $\phi$ 介子的产额和椭圆流的实验测量, 下面的章节我将以 $62\text{GeV Au+Au}$ 为例介绍 $\phi$ 介子的实验分析方法给出 $62\text{GeV Au+Au}$ 的结果。在有关 $\phi$ 介子的物理的讨论章节, 我将结合RHIC能量下其他反应系统的 $\phi$ 介子的结果进行系统性分析。

### 3.2.2 $\phi$ 介子的实验重构方法[混合事件 (Mix-event) 方法]

0.1 事件选择 在 $62\text{GeV Au+Au}$ 碰撞中的 $\phi$ 介子分析中我们使用minimum bias trigger 的事件。minimum bias trigger是根据两个零角度量能器(ZDC)和中心trigger桶形探测器(CTB)的信号而定义的。由于不同的碰撞发生在不同的顶点 $Z_{Vertex}$ , 所以我们使用 $Z_{Vertex}cut$  使得我们要分析的事件发生在探测器最好的覆盖范围之内。在 $62\text{GeV Au+Au}$ 碰撞中, 我们要求 $|Z_{Vertex}| \leq 30\text{cm}$ 。在这样的cut下, 我们最后达到的分析事件为六百二十万个minimum bias 的事件。

0.2 中心度划分 我们根据未修正的参考多重数的分布将这些minimum bias trigger 的事件分为4个中心度(0-20%, 20-40%, 40-60%和60-80%)。所谓参考多重数就是每个事件中赝快度 $|\eta| < 0.5$ 的带电primary径迹的数目. 图3-6给出了 $62\text{GeV Au+Au}$  的碰撞当中测量的未修正的参考多重数的分布. 表 3-1给出了在 $62\text{GeV Au+Au}$  的碰撞中心度的未修正的参考多重数的定义。

0.3 Track选择 在 $62\text{GeV Au+Au}$ 的碰撞当中两条K介子径迹均选择primary径迹。所

表 3-1 在 $62\text{GeV Au+Au}$  的碰撞当中中心度划分所采用的未修正的参考多重数的定义。

centrality	Uncorrected Ref. Mult. Range
0-20%	$RefMult \geq 222$
20-40%	$222 > RefMult \geq 102$
40-60%	$102 > RefMult \geq 38$
60-80%	$38 > RefMult \geq 9$

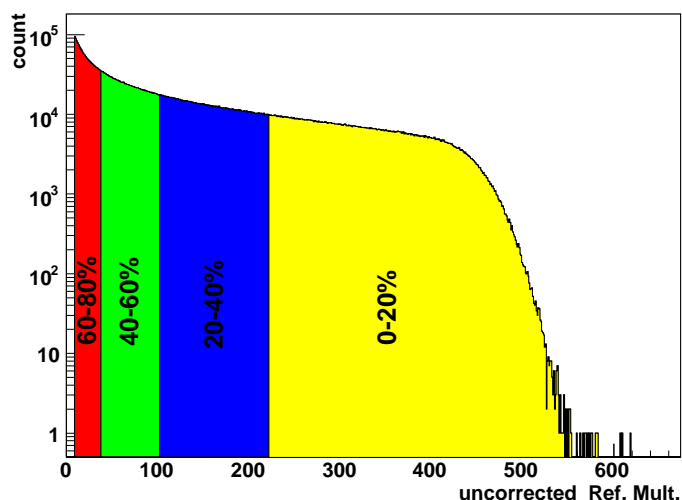


图 3-6 在62GeV Au+Au 的碰撞当中测量的未经探测效率修正的参考多重数的分布。共划分四个中心度为：0-20%,20-40%,40-60%和60-80%。

谓primary 径迹就是在TPC的径迹重建时，所有带电粒子径迹被延伸向事件顶点，所有距离事件顶点的最小距离（DCA）小于3 cm，叫称为primary径迹。每个被用来重建 $\phi$ 介子的K介子径迹所满足的条件（cuts）列在了表3-2中。为了确定K介子径迹，我们使用粒子在TPC探测器中的能损 $dE/dx$ 鉴别的K介子径迹及相应的动量。测量到的 $\langle dE/dx \rangle$ 对动量 $p$ 的曲线可以很好的使用Bethe-Bloch曲线描述。图3-7中红色的带子给出了在62GeV Au+Au 的碰撞当中用来重构 $\phi$ 介子的 $K^+$ 和 $K^-$ 介子( $\leq 2\sigma_K$ )，相应的曲线代表相应的Bethe-Bloch曲线拟合。相应的K介子径迹在曲线以分辨率为 $\sigma_K$ 周围弥散，重建 $\phi$ 介子过程中我们变化 $\sigma_K$ 数来选取K介子径迹，由此带来的误差作为系统误差的一部分考虑。

表 3-2 在62GeV Au+Au的碰撞选择K介子径迹的cuts.

Track cuts	
DCA	$< 3cm$
Number of hits on track	$> 15$
Number of hits on track/ Total possible hits	$> 15$
Pseudo-rapidity $ \eta $	$< 1.0$
Momentum of track	$0.1 < p < 4.0 \text{ GeV}/c$
Kaon PID efficiency	$< 2\sigma_K$

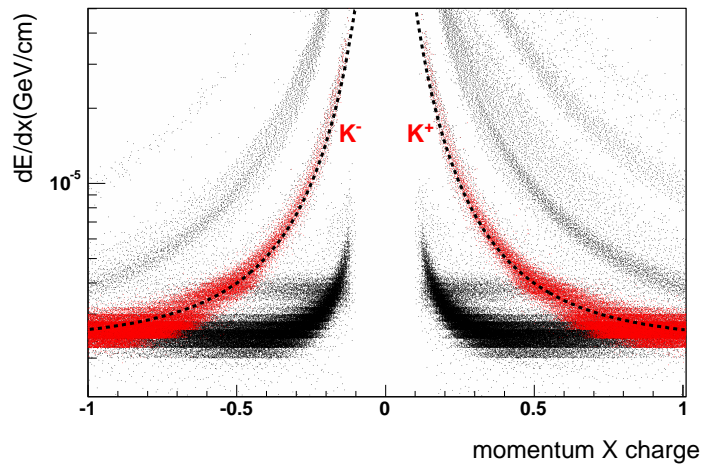


图 3-7 (彩图) 在62GeV Au+Au的碰撞当中测量的带电的primary径迹的 $dE/dx$  Vs. 动量的分布图. 两条红色的带子是我们的 $\phi$ 介子重构中使用的 $K^+$ 和 $K^-$ .

0.4 混合事件方法提取 $\phi$ 介子信号 我们使用混合事件 (Mix-event) 方法通过 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 衰变道得到 $\phi$ 介子信号. 混合事件方法主要包括两个部分: 相同事件(same event)中的 $\phi$ 介子重构和混合事件(mix event)中背景的构造[75, 76].

在相同事件中,我们把所有通过径迹cuts的K介子径迹,对所有的 $K^+ + K^-$ 的组合计算其动力学变量. 例如 $K^+ + K^-$ 对的快度, 横向动量 $p_T$ 和不变质量. 由于 $K^+ + K^-$ 组合包括了所有的K介子径迹, 所以其中绝大部分是背景, 只有极小一部分是 $\phi$ 介子, 所以如何在这些 $K^+ + K^-$ 的组合中去掉背景成为关键.

我们使用混合事件方法构造 $K^+ + K^-$ 不变质量分布当中的背景. 两个混合事件必须满足如下条件: (1) 它们必须来自相同的事件顶点的间隔(bin), 即具有相近的 $Vertex_z$ . 这是由于STAR探测器有一定的覆盖范围, 当每个事件的事件点逐事件变化时, 这会改变不同事件的接收空间, 这些不同会带来混合事件带来的背景和真实背景的不一致. 我们分析中 $Vertex_z$ 的间隔宽度为6 cm. (2) 两个混合事件必须有相同的参考多重数, 这保证它们来自于相同碰撞中心度. 我们将在每一个中心度计算混合事件中所有的 $K^+ + K^-$ 的组合计算其动力学变量如快度, 横向动量 $p_T$ 和不变质量, 将混合事件得到的不变质量背景将在 $1.04 < m_{inv} < 1.2$  GeV/ $c^2$ 归一到相同事件. 图3-8的上图给出

了62GeV Au+Au在60-80%中心度碰撞中相同事件的信号和来自混合事件的背景，而下图给出了扣除背景后得到的 $\phi$ 介子的不变质量峰。

我们注意到仍然有一小些的背景残留在整个质量分布中，这些背景可能来自某些宽的共振态的衰变产物（如： $K^*$ , $\rho$ 等），也可能来自相互关联的库仑相互作用对（如 $e^+ + e^-$ ）[77]。由于使用TPC的 $dE/dx$ 很难把K介子和正负电子区分开来，所以很有可能由光子转变来的电子对（ $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ）误认为是 $K^+ + K^-$ ，会对我们最后 $\phi$ 介子的信号的提取产生影响。为了减少光子转变来的电子对的影响，我们使用了一个角度的cut：要求两个K介子之间的空间角度小于0.04弧度。这个cut很有效的减少了光子转变来的电子对背景。

我们使用一个Breit-Wigner函数加一个直线背景拟合不同 $p_T$ 间隔的 $\phi$ 介子的不变质量峰。公式 3-2给出了我们相应的拟合公式：

$$\frac{dN}{dm} = \frac{A\Gamma}{(m - m_0)^2 + \Gamma^2/4} + B \quad (3-2)$$

其中A是面积， $\Gamma$ 是宽度(Full Width Half Maximum, 缩写FWHM)， $m_0$ 是共振态的质量位置(GeV/c)，B是背景。其中A， $m_0$ 和 $\Gamma$ 都是自由参数。图3-8的下图给出了我们对62GeV Au+Au在60-80%中心度时的 $0.4 < p_T < 3.2 \text{ GeV}/c$ 的 $\phi$ 介子的不变质量峰的拟合。通过拟合不同中心度不同 $p_T$ 间隔的 $\phi$ 介子的不变质量峰，图3-9给出了未修正的在62GeV Au+Au的碰撞不同中心度的产额的横向动量 $p_T$ 分布。

0.5 效率修正 我们使用GEANT模拟探测器来得到 $\phi$ 介子的修正因子，包括确定径迹，衰变和探测效率。在我们的GEANT蒙特卡罗模拟中我们假定 $\phi$ 介子100%通过 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 衰变。我们使蒙特卡罗模拟的径迹嵌入真实的STAR的数据，并一起通过标准的STAR探测器重建和探测分析软件包。在完整的事件重构后，通过与探测器的接触点的信息，我们可以确定蒙特卡罗径迹和与其对应的被重构出来的径迹，从而可以计算出 $\phi$ 介子的确定径迹的效率和探测效率。而 $\phi$ 介子重建效率，我们通过比较输入的 $\phi$ 介子的分布和

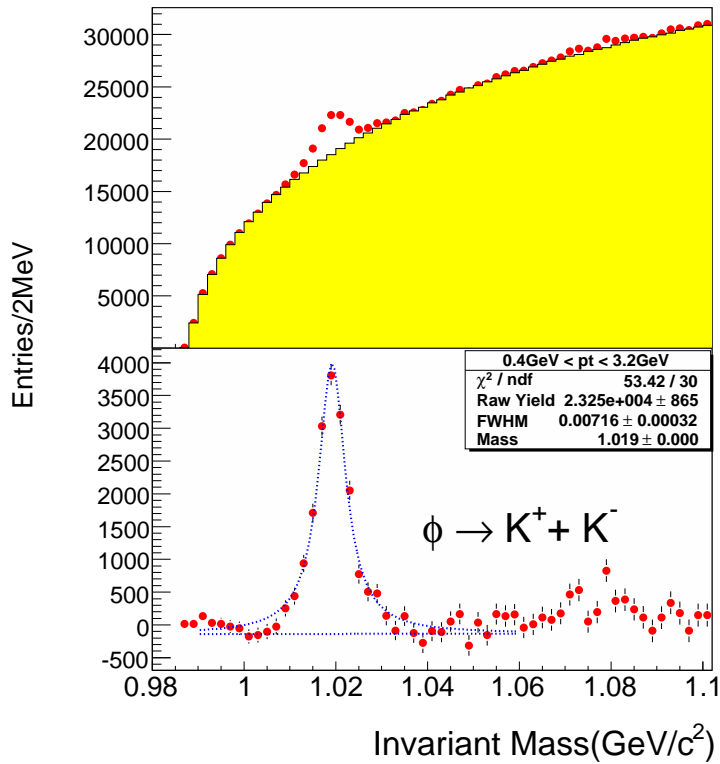


图 3-8 上图:在62GeV Au+Au(中心度60-80%)的碰撞来自于相同事件的信号的计数(实心圆点)和来自混合事件的背景(实线). 下图: 在62GeV Au+Au(中心度60-80%)的碰撞中, 横向动量为  $0.4 < p_T < 3.2 \text{ GeV}/c$  的  $\phi$  介子在扣除背景后的不变质量分布。

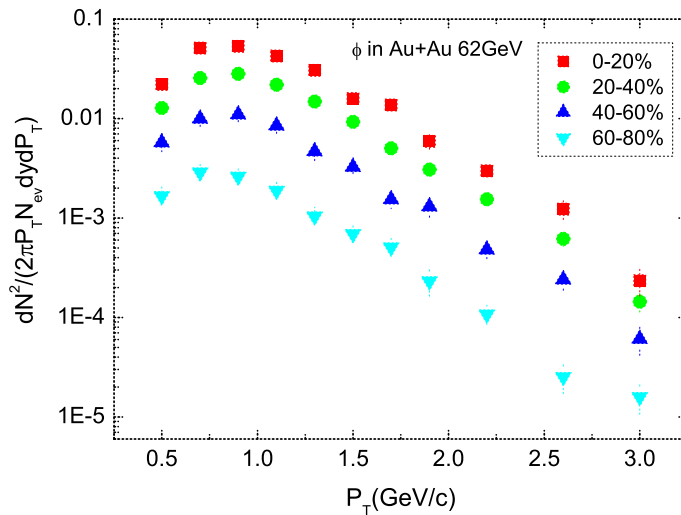


图 3-9 未修正的在62GeV Au+Au的碰撞在不同中心度的raw产额的横向动量  $p_T$  分布

衰变产物 $K^+ + K^-$ 通过了离线的cuts的 $\phi$ 介子的分布而得到。图3-10给出了62GeV Au+Au碰撞的不同中心度的总的修正因子的横向动量 $p_T$ 依赖性。

0.6 横向质量谱的获取与拟合 在我们得到 $\phi$ 的总的探测效率后,我们对raw产额的横向动量 $p_T$ 分布进行效率修正,我们得到如图3-11所示的62GeV Au+Au不同中心度碰撞中 $\phi$ 介子的横向质量分布。我们使用指数函数3-3对62GeV Au+Au碰撞的不同中心度进行拟合,图3-11的线给出相应的拟合。

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{dN^2}{dm_t dy} = \frac{dN/dy}{2\pi T(m_\phi + T)} e^{-(m_t - m_\phi)/T} \quad (3-3)$$

这里 $dN/dy$ 和 $T$ 是两个自由拟合参数。 $dN/dy$ 给出相应的不同中心的 $\phi$ 介子的产额, $T$ 表示 $\phi$ 介子的有效的运动学脱耦温度。

0.7 系统误差 系统误差的主要来源来自于在从 $K^+K^-$ 不变质量分布中提取 $\phi$ 介子的产额的偏差,以及粒子鉴别的效率。我们用不同的背景拟合以及不同的信号背景归一因子来估计不同 $p_T$ 间隔的 $\phi$ 介子的产额的系统误差,我们估计为 $\sim 5\%$ 。我们通过变化衰变K介子的能损 $dE/dx$ 的 $n_\sigma$  cut,得到粒子鉴别的效率带来的系统误差为 $\sim 8\%$ 。最后,考虑我们对横向质量谱拟合的系统误差,我们估计62GeV Au+Au的碰撞当中 $dN/dy$ 和 $\langle p_t \rangle$ 系统误差

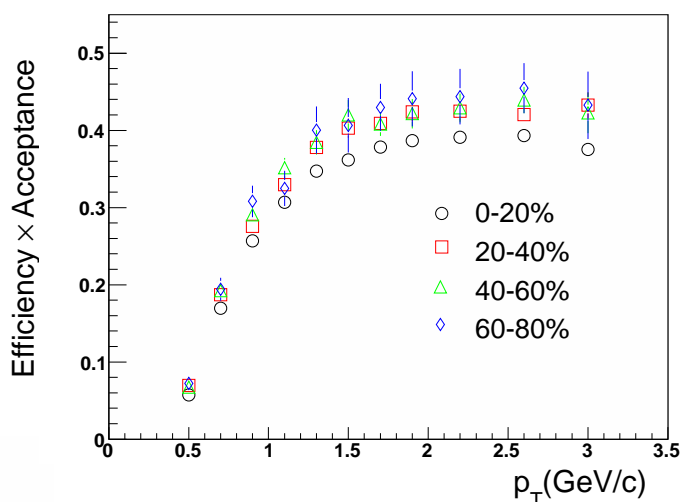


图 3-10 在62GeV Au+Au的碰撞在不同中心度时的 $\phi$ 的总的探测效率与横向动量 $p_T$ 的关系。



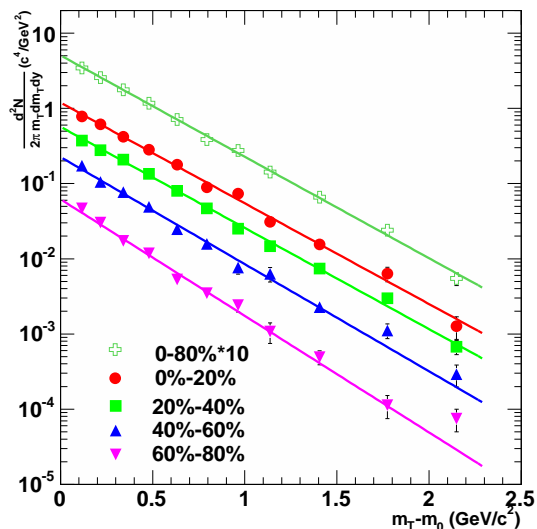


图 3-11 在62GeV Au+Au的碰撞在不同中心度的横向质量分布.

为~10%。

### 3.2.3 $\phi$ 介子的椭圆流的反应平面测量方法

我们用混合事件方法提取了62GeV Au+Au碰撞中 $\phi$ 介子的椭圆流。为了提取清晰的 $\phi$ 介子的信号，用我们在 $\phi$ 介子的椭圆流的分析中用与 $\phi$ 介子产额的分析中相同的cuts。我们使用标准的事件平面的方法决定反应事件平面[78, 79]。事件平面角度 $\Psi$ 可以通过公式3-4

$$\Psi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[ \frac{\sum_i w_i \sin(2\phi_i)}{\sum_i w_i \cos(2\phi_i)} \right] \quad (3-4)$$

利用所有primary 径迹进行构造出来。这里求和指标*i*包括所有的带电的primary 径迹， $w_i$ 是相应的权重。在我们的分析中所有 $|\eta| < 1.0$  和  $0.1 < p_T < 4.0 \text{ GeV}/c$  带电的primary 径迹被用来确定每个事件的事件平面。在我们的分析中我们考虑三种权重：(1) 由于我们的探测器不是100%覆盖率，我们使用一个 $\phi$ 角度的权重来平衡由于探测器覆盖率不足带来的影响。(2) 由于来自不同实验run的涨落，我们引入一个run权重。(3)另外， $p_T$ 的权重被用来平衡不同横向动量粒子对事件平面的贡献，对于  $0.1 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$  的粒子，它的 $p_T$ 权重在我们的计算中取为它的 $p_T$ ，而

对于 $2.0 < p_T < 4.0 \text{ GeV}/c$ 的粒子的 $p_T$ 权重恒取为2.0。同时为了避免 $\phi$ 介子的两条衰变 $K^+ + K^-$ 对事件平面的影响（这被称作自关联），每一对 $K^+ + K^-$ 都有自己的一个事件平面，相应的事件平面构建的粒子径迹中都把相应的这对 $K^+ + K^-$ 扣除掉。图3-12给出了62GeV Au+Au碰撞中构建的事件平面 $\Psi$ 的分布，可以看出事件平面在实验室系的x-y平面上是均匀分布的。

产生的 $\phi$ 介子的背景所采用的混合事件方法与分析 $\phi$ 介子的产额的方法是一样的，唯一不同的地方在 $\phi$ 介子椭圆流分析中两个混合事件的事件平面的角度区别被要求小于 $0.1\pi$ 弧度，这样一个要求可以使产生的背景能够更好的反映真实的背景。

在不同的 $p_T$ 间隔的不同的方位角 $(\phi - \Psi)$ 的间隔中我们提取出 $\phi$ 介子的raw产额，然后通过公式3-5

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi)} = A[1 + 2v_2 \cos 2(\phi - \Psi)] \quad (3-5)$$

对其进行拟合，可以得到 $\phi$ 介子的未修正的椭圆流 $v_2^{obs}$ 。图3-13给出了对62GeV Au+Au碰撞在 $0.4 < p_T < 3.6 \text{ GeV}/c$ 的 $\phi$ 介子的 $\phi - \Psi$ 的角度分布和相应的拟合，得到的未修正的 $v_2^{obs} = 0.037 \pm 0.0127$ 。由于我们将 $\phi - \Psi$ 的角度分为5个区间，所以我们考虑由于间隔的数目所带来的对拟合结果的影响，我们估计5个区间的拟合结果比真实的结果低约7%。在

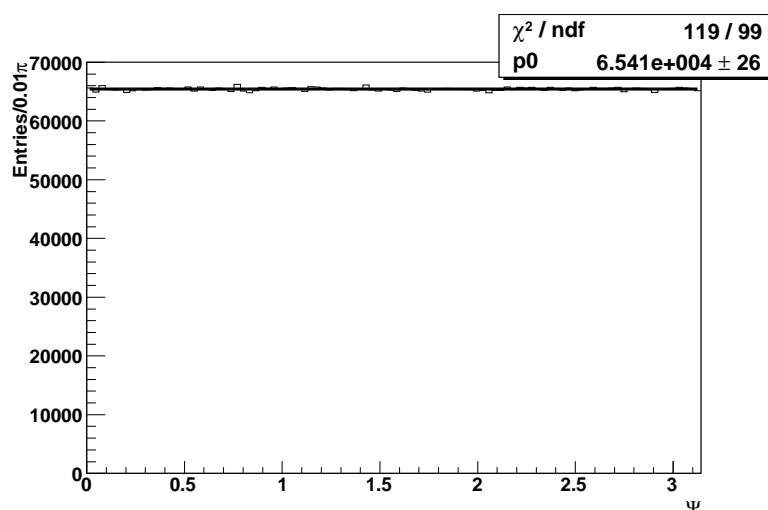


图 3-12 62GeV Au+Au碰撞中事件平面 $\Psi$ 的分布，相应直线为其的常数拟合。

本文的以下结果中间隔效应(bin effect)带来的误差都已经修正。

由于有限的反应平面分辨率造成我们观察到的 $v_2^{obs}$ 的结果比真实的 $v_2$ 要小，所以我们要对其进行分辨率修正。我们使用子事件(subevent)的方法，即把一个事件中的粒子随机分为两个子事件，从两个子事件分别估计的事件平面 $\Psi_1$ 和 $\Psi_2$ ，从两者的区别 $\Delta\Psi = |\Psi_1 - \Psi_2|$ 的分布中得到我们对反应平面的分辨率。对于62GeV Au+Au，我们得到反应平面的分辨率为 $0.6888 \pm 0.0001$ 。图3-14给出了62GeV Au+Au碰撞中两个子事件事件平面差 $\Delta\Psi = |\Psi_1 - \Psi_2|$ 的分布。以下我们的 $\phi$ 介子的椭圆流的结果均已考虑了反应平面分辨率的修正。

### 3.2.4 有关 $\phi$ 介子的产额的测量结果和讨论

图3-15给出了在RHIC能区不同能量和不同碰撞系统中（200GeV Au+Au(year4), 130GeV Au+Au, 62GeV Au+Au, 200GeV d+Au, 200GeV p+p)测量到的 $\phi$ 介子的横向不变质量的分布，其中点为实验点，线为拟合曲线。我们发现对Au+Au中心碰撞的横向不变质量的分布可以用指数函数3-3很好的拟合，但是对于Au+Au周边碰撞, d+Au和p+p碰撞，

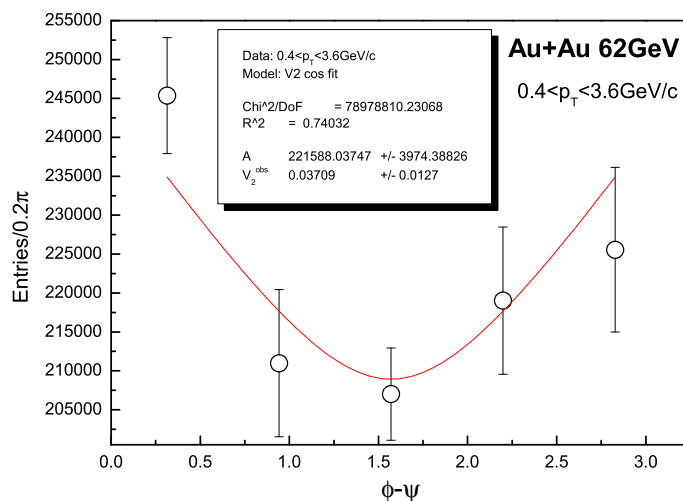


图 3-13 在62GeV Au+Au碰撞中 $\phi$ 介子的 $\phi - \Psi$ 的角度分布和相应的余弦函数拟合( $0.4 < p_T < 3.6 \text{ GeV}/c$ )。

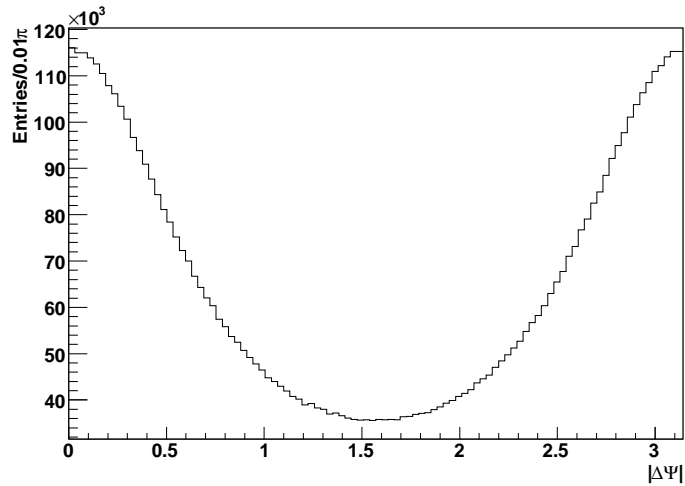


图 3-14 在62GeV Au+Au碰撞中两个子事件事件平面差 $\Delta\Psi = |\Psi_1 - \Psi_2|$ 的分布, 相应得到事件平面的分辨率是 $0.6888 \pm 0.0001$ ).

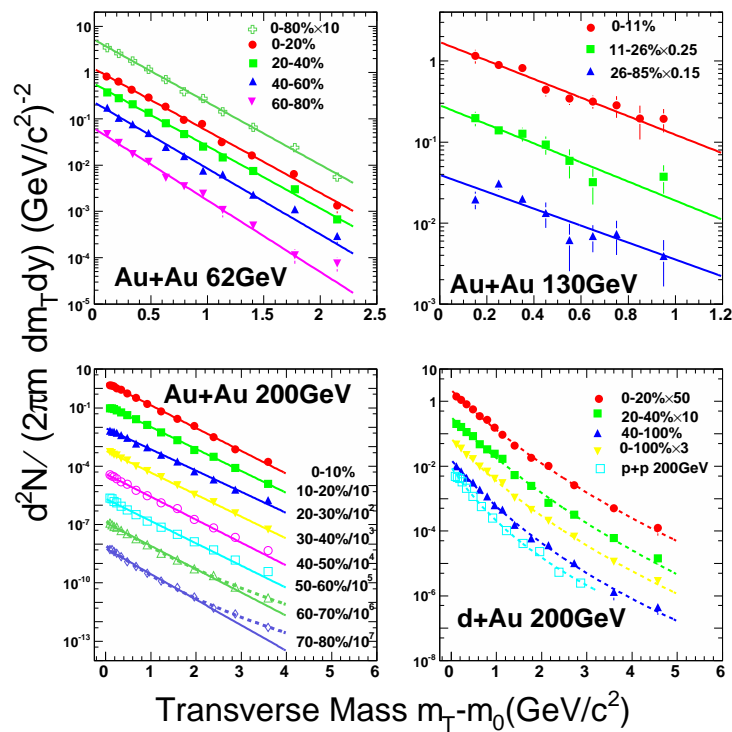


图 3-15 在RHIC不同能量和不同碰撞系统中测量到的 $\phi$ 介子的横向不变质量的分布. 实线代表指数函数拟合, 虚线代表levy函数拟合, 这里误差仅为统计误差. 为了清楚地分别不同的谱, 某些分布上乘上相应的因子.

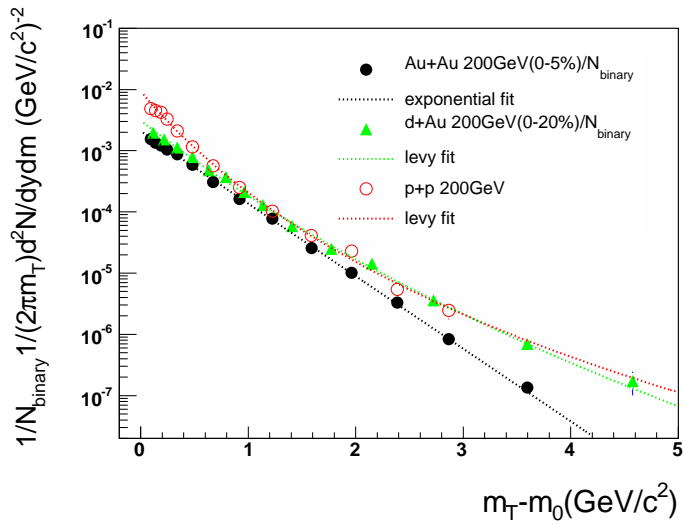


图 3-16 RHIC不同碰撞系统的 $N_{binary}$ 归一的横向不变质量的分布形状比较(200GeV Au+Au(中心度0-5%),200GeV d+Au(中心度0-20%) 和200GeV p+p )。

要想拟合整个横向质量范围则使用一个Levy函数 [80, 81]拟合更合适。

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{dN^2}{dm_t dy} = \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{2\pi n T (nT + m_\phi (n-2))} \left(1 + \frac{m_T - m_\phi}{nT}\right)^{-n} \quad (3-6)$$

同时图3-16给出了RHIC不同碰撞系统的两体核子碰撞数 $N_{binary}$ 归一的横向不变质量的分布形状比较,我们可以明显的看到这种形状的变化.另外,我们也注意到归一的200GeV Au+Au的横向不变质量的分布在比较高的横向不变质量区域相对于200GeV p+p是被压抑了,而另一方面200GeV d+Au 则看不到这种压抑。所以这种形状的变化和压抑与否可能反应了在不同碰撞系统中不同的反应机制。

图3-17给出了RHIC能量不同碰撞系统中 $\phi$ 介子产额的参加核子数 ( $N_{part}$ ) 依赖性。 $\phi$ 介子产额随着 $N_{part}$ 以及能量的增加而增加。而图3-18给出了平均每对参加核子数产生的中间快度产额 $dN/(dy 0.5 N_{part})$  随着 $N_{part}$ 增加而非线性的增加,在比较中心碰撞时趋于饱和。而且在200GeV Au+Au各种中心度碰撞平均每对参加核子数产生的中间快度产额明显高于200GeV p+p。在相同的 $N_{part}$ ,平均每对参加核子数产生的中间快度产额随着能量的增加而增加。图3-19可以看出,从AGS到SPS再到RHIC能量,随着能量的增加, A+A碰撞中心快度 $\phi$ 介子产额也是在一直增加的。

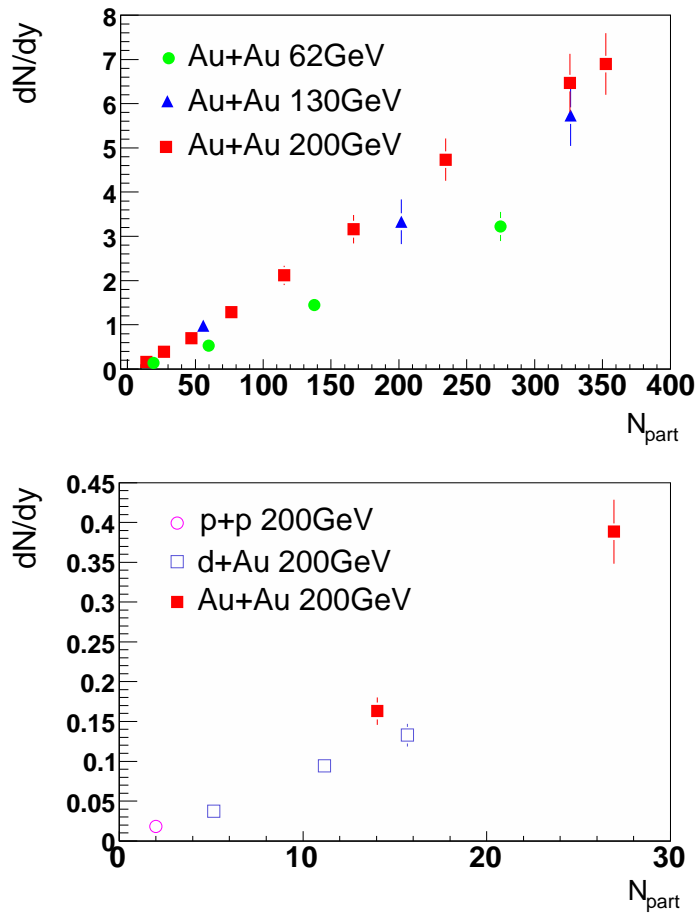


图 3-17 RHIC不同碰撞系统的 $\phi$ 介子产额的 $N_{part}$ 依赖性 (62GeV Au+Au, 130GeV Au+Au, 200GeV Au+Au, 200GeV p+p and 200GeV d+Au)。这里的结果已经包括了系统误差。

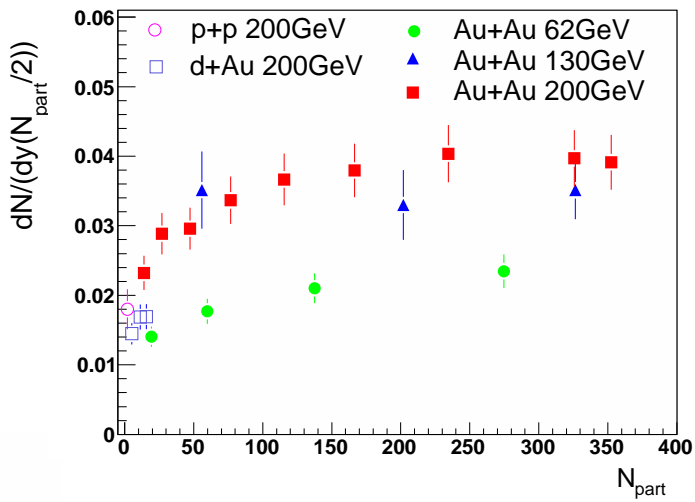


图 3-18 RHIC不同碰撞系统的 $\phi$ 介子的 $\frac{dN/dy}{N_{part}/2}$ 的 $N_{part}$ 依赖性。系统误差已经被包括进结果。

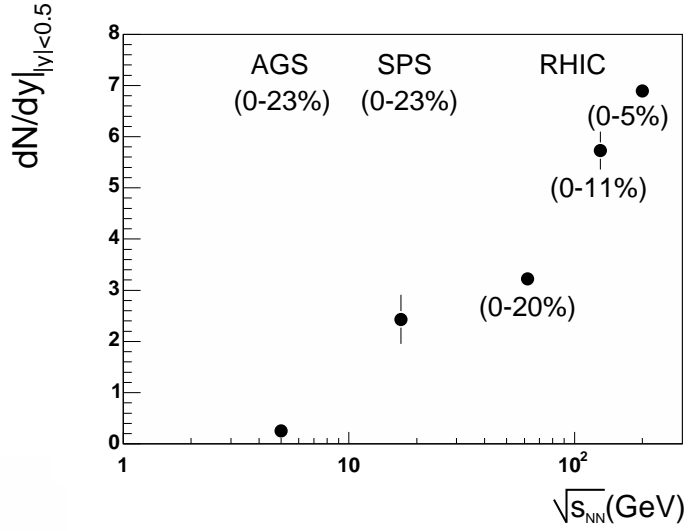


图 3-19 A+A碰撞系统的 $\phi$ 介子产额的能量依赖性

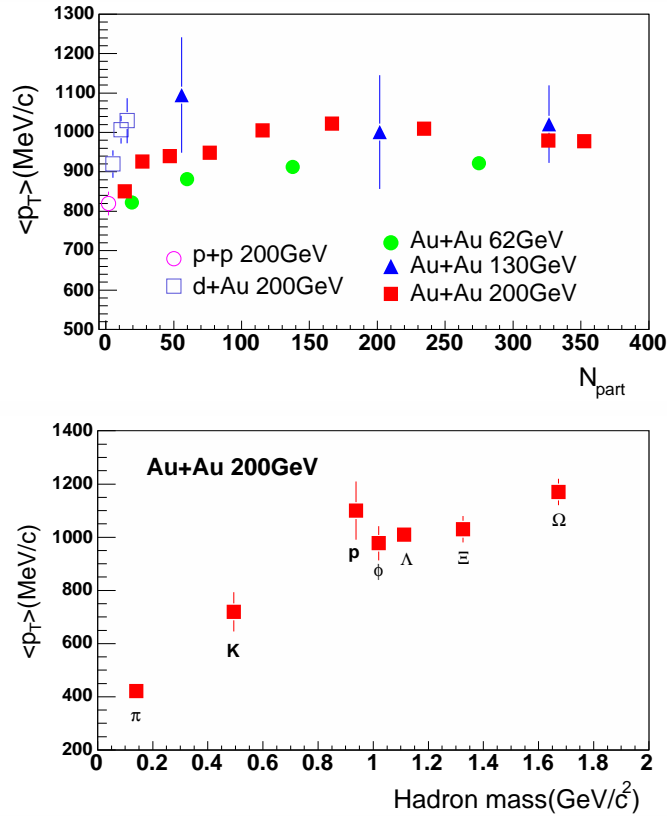


图 3-20 上图：RHIC不同碰撞系统的 $\langle p_T \rangle$ 的 $N_{part}$ 依赖性（仅仅包括系统误差）。下图：在200GeV Au+Au碰撞当中 $\langle p_T \rangle$ 的粒子质量依赖性（ $\phi$ 介子的结果包括了系统误差）。

图3-20上图给出了RHIC能量不同碰撞系统中 $\phi$ 介子平均横向动量 $\langle p_T \rangle$ 的参加核子数( $N_{part}$ )依赖性. 这里 $\langle p_T \rangle$ 通过对 $\phi$ 介子横向动量 $\langle p_T \rangle$ 或横向动量 $\langle m_T \rangle$ 谱的拟合得到, 反映了不同系统中 $\phi$ 介子的动力学脱耦时的平均横向动量或有效温度. 在相同的能量下,  $\phi$ 介子横向动量 $\langle p_T \rangle$ 随着 $N_{part}$ 的增加而增加. 对于一个相同的 $N_{part}$ ,  $\phi$ 介子横向动量 $\langle p_T \rangle$ 随着能量的增加而增加.

图3-20下图给出了200GeV Au+Au最中心碰撞中强子的平均横向动量 $\langle p_T \rangle$ 与强子质量依赖性.  $\phi, \Lambda, \Xi$  和  $\Omega$ 随着强子质量增加的趋势不同于 $\pi^-, K^-$  和  $\bar{p}$ . 如果说 $\pi^-, K^-$  和  $\bar{p}$ 具有集体径向流, 它们集体径向流很有可能是来自于部分子阶段和强子阶段的总和. 而 $\phi, \Lambda, \Xi$  and  $\Omega$ 与强子相互作用截面比较小, 所以它们的集体流将基本上反映部分子阶段的信息.

图3-21上图给出 $\phi/\pi^-$ 比率在A+A[82-87]和p+p[88]碰撞中随着能量的增长而增长. 但是A+A碰撞中 $\phi/\pi^-$ 比率明显高于p+p碰撞, 这说明了A+A碰撞给 $\phi$ 介子产生提供了更有利的环境. 图3-21下图给出了RHIC能量不同碰撞系统中 $\phi/K^-$ 的参加核子数 $N_{part}$ 依赖性. 我们发现 $\phi/K^-$ 比率几乎不随着 $N_{part}$ 和碰撞系统的变化而变化. 事实上实验上发现 $\phi/K^-$ 比率几乎不依赖于系统大小, 也不依赖能量. 考虑到p+p碰撞非常不同于A+A碰撞, 这又说明在p+p碰撞和A+A碰撞中对于 $\phi$ 和K产生可能有类似的机制.

一些强子再散射模型(如RQMD[63], UrQMD[64])认为可能大约2/3的 $\phi$ 介子的产额来自于强子阶段的 $K^+ + K^- \rightarrow \phi$ 再产生. 在这些模型中包括 $K\bar{K}$ 和 $K$ -超子产生 $\phi$ 介子的机制, 并预言 $\phi/K^-$ 比率会随着碰撞中心度 $N_{part}$ 的增加而增加, 图3-21下图的空心方块给出UrQMD预言的 $\phi/K^-$ 比率的 $N_{part}$ 依赖性(为了和实验数据比较, 我们给UrQMD的结果乘上一个3.4的因子使之到了实验数据的高度). 与此同时, UrQMD也预言了p,K, $\phi$ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 从周边碰撞到中心碰撞会有一个40-50%的增长, 从上面的结果可以看出这与我们的实验结果也是不一致的. 另外在 $K^+ + K^- \rightarrow \phi$ 的强子再散射模型中,  $\phi$ 介子的动量应该是 $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ ,  $\vec{p}_1$ 和 $\vec{p}_2$ 是 $K^+$ 和 $K^-$ 的动量, 所以 $\phi$ 介子的平均横动量 $\langle p_T \rangle_\phi$ 应该是K介子



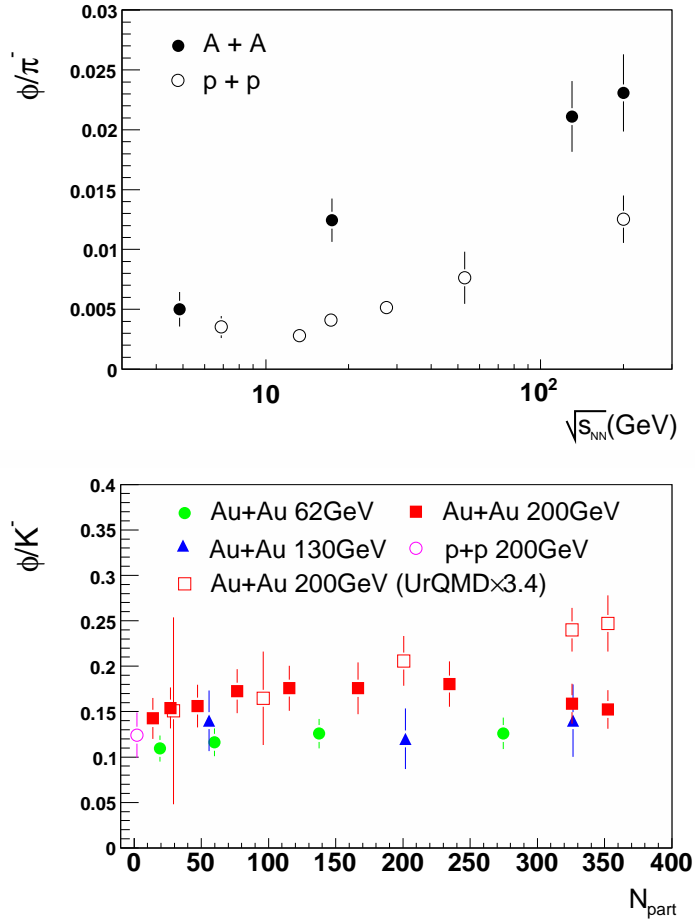


图 3-21 上图：A+A碰撞（实心圆点）和p+p碰撞（空心圆点）中 $\phi/\pi^-$ 的能量依赖性。系统误差已经被包括。下图：RHIC不同碰撞系统的 $\phi/K^-$ 的 $N_{part}$ 的依赖性。数据的误差已经包括系统误差。

的 $\langle p_T \rangle_K$ 两倍,这也与RHIC碰撞实验结果不符。 $\phi/K^-$ 比率的实验结果似乎表明s和 $\bar{s}$ 强子化为 $\phi$ 介子和K介子的机制不随着碰撞中心度和碰撞系统的变化而变化。通过实验数据与强子再散射模型结果的比较,表明强子再产生 $K^+ + K^- \rightarrow \phi$ 机制在RHIC能区不太可能是 $\phi$ 介子形成的主要机制。

强子的核修正因子 $R_{AA}$ 和 $R_{CP}$ 的粒子依赖性的测量有助于我们对部分强子化机制的理解。核修正因子 $R_{CP}$ 的定义为:

$$R_{cp}(p_t) = \frac{[dn/(N_{binary}^{central} dp_t)]^{central}}{[dn/(N_{binary}^{peripheral} dp_t)]^{peripheral}} \quad (3-7)$$

这里 $N_{binary}$ 是核子两体碰撞的数目,这可以通过Glauber模型进行确定[89, 90].

图3-22给出了在62GeV Au+Au不同中心度比率的 $\phi$ 介子的核修正因子 $R_{cp}$ 的 $p_T$ 依赖性。

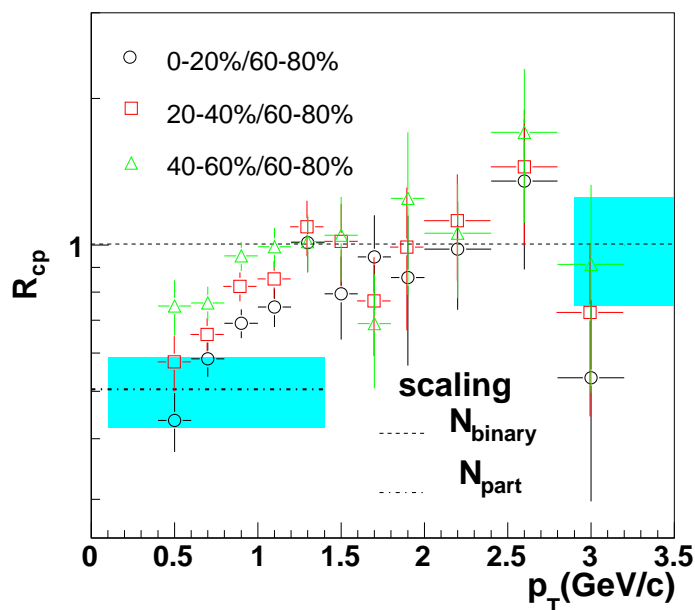


图 3-22 62 GeV Au+Au 中核修正因子  $R_{cp}$  的  $p_T$  依赖性。

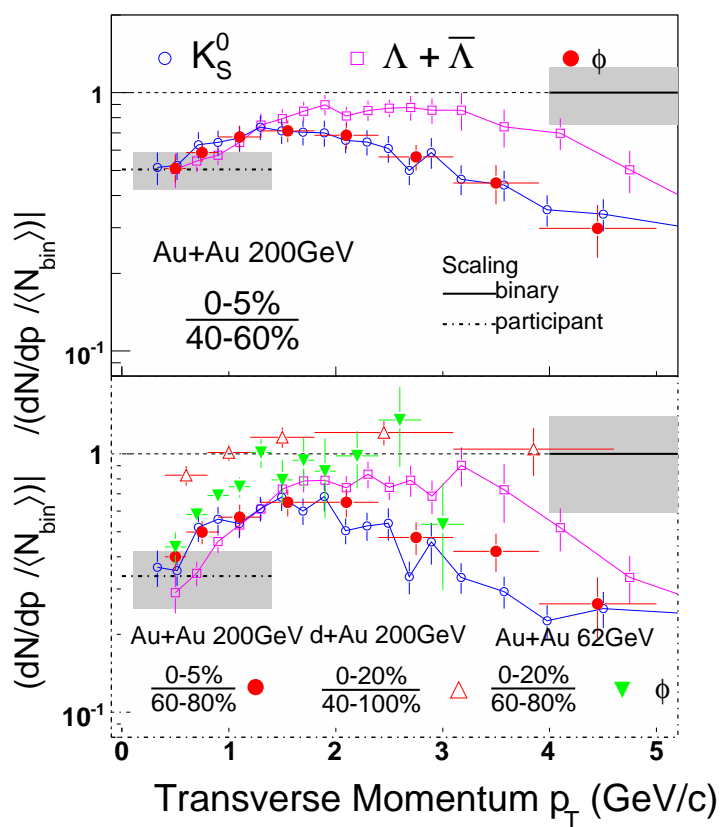


图 3-23 200 GeV Au+Au, 62 GeV Au+Au 和 200 GeV d+Au 中核修正因子  $R_{cp}$  的  $p_T$  依赖性。

我们发现随着碰撞变得越来越中心, 似乎 $R_{cp}$ 相对于核子两体碰撞的数目标度(虚线)的压抑有所增强.

图3-23给出了在200GeV Au+Au, 62GeV Au+Au 和200GeV d+Au碰撞中 $\phi$ 介子的核修正因子 $R_{cp}$ 的 $p_T$ 依赖性。我们发现在中间横动量区域( $2.0 < p_t < 6.0 \text{ GeV}/c$ ), 200GeV Au+Au的 $R_{cp}$ 相对于核子两体碰撞的数目标度(虚线)被压抑, 而62GeV Au+Au的 $R_{cp}$ 的压抑有所降低, 200GeV d+Au的 $R_{cp}$ 没有压抑, 这近似满足核子两体碰撞的数目标度。尽管 $\phi$ 介子的质量接近 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 重子的质量, 在200GeV Au+Au碰撞中我们发现 $\phi$ 介子的 $R_{cp}$ 更接近于 $K_s^0$ 介子的 $R_{cp}$ 而远离 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 重子。

所以 $\phi$ 介子的核修正因子 $R_{cp}$ 的粒子种类依赖性与组分夸克组合模型[74, 91, 92]的图景相一致。这些模型认为在中间横向动量区域强子的产额决定于强子组分夸克的数目(也就是粒子的种类), 而不是强子的质量。Das and Hwa [91]建议了组分夸克组合机制去解释p+p碰撞中带头粒子效应, 认为碎裂部分子会与海夸克组合成强子。然而在相对论重离子碰撞中, 碎裂的s或 $\bar{s}$ 可能与形成的部分子物质中的夸克组合成 $\phi$ 介子。当然部分子物质有相应的温度, 会修正 $\phi$ 介子的形成几率和动量分布[74, 92]。

### 3.2.5 有关 $\phi$ 介子的椭圆流的测量结果和讨论

图3-24给出了200GeV Au+Au和62GeV Au+Au碰撞中的 $\phi$ 介子椭圆流 $v_2$ 的横向动量 $p_T$ 依赖性。我们看到 $\phi$ 介子椭圆流随着 $p_T$ 增加而增加, 最后趋于饱和。而且62GeV Au+Au碰撞中 $\phi$ 介子椭圆流 $v_2$ 小于200GeV Au+Au。在200GeV Au+Au碰撞中, 在低横向动量区域( $0 \sim 2 \text{ GeV}/c$ ),  $\phi$ 介子椭圆流 $v_2$ 高于 $K_s$ 而小于 $\Lambda$ , 这满足流体力学预言的在低横动量区域的粒子的椭圆流满足粒子质量的排序的规律。 $\phi$ 介子椭圆流 $v_2$ 的行为支持在RHIC的碰撞中可能出现了早期的集体运动和热化的迹象[16, 93]。而在中间横向动量区域( $2 \sim 5 \text{ GeV}/c$ ), 我们发现更接近 $K_s$ 介子的椭圆流, 而不同于具有相近质量重子 $\Lambda$ 的椭圆流。这也与实验上观测到的粒子椭圆流的组分夸克数标度 (NCQ-scaling) 相一

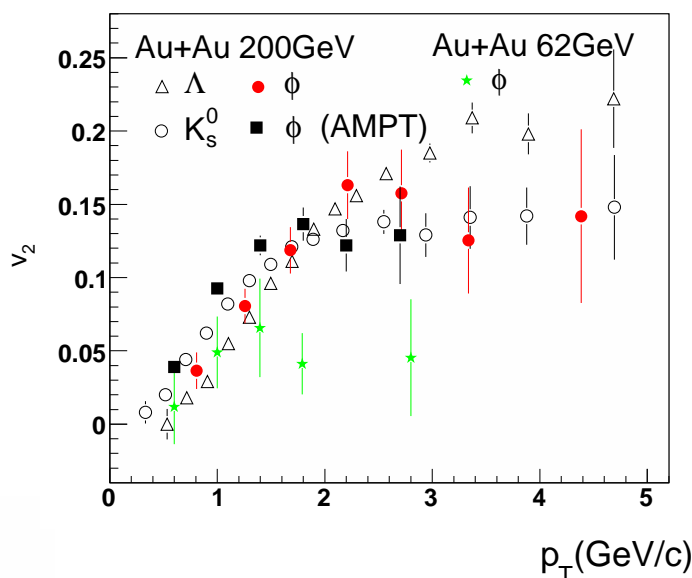


图 3-24 200GeV Au+Au 和 62GeV Au+Au 碰撞中的  $\phi$  介子椭圆流  $v_2$  的  $p_T$  依赖性。

致，该标度认为如果用粒子的组分夸克数去除粒子的椭圆流和横向动量，则所有强子的  $v_2/n$  与  $p_T/n$  的关系对所有强子将是同一条曲线。这样强子的椭圆流将会被分为两类：介子和重子 [28]。 $\phi$  介子椭圆流满足组分夸克数标度表明  $\phi$  介子椭圆流应该形成在部分子阶段，是部分子集体运动演化的结果，并暗示着奇异夸克和通常的  $u$ 、 $d$  夸克都到达热化。我们使用具有弦融化和部分子相互作用的 AMPT 模型去模拟 200GeV Au+Au 碰撞中  $\phi$  介子椭圆流，给出了很好的拟合结果 [94]。

### 3.3 $K/\pi$ 等粒子比率涨落的实验测量

粒子比率作为一个强度量，表征着一个反应系统的化学成分组成，它研究一个系统是否处于平衡状态的一个很好的实验观测量(图2-2)。以前的粒子比率研究都是集中在事件平均的粒子比率上，其中图3-25给出了在相对论能量 Au+Au 或 Pb+Pb 中心碰撞中全空间积分的粒子比率  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ， $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ， $\langle \phi \rangle / \langle \pi \rangle$  的能量依赖性以及一些模型拟合的结果，这些粒子比率随着能量的增加而增加，但是值得注意的是  $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$  在质心能量  $\sim 10$  GeV 左右有一个奇怪的上升后又下降的趋势，有些理

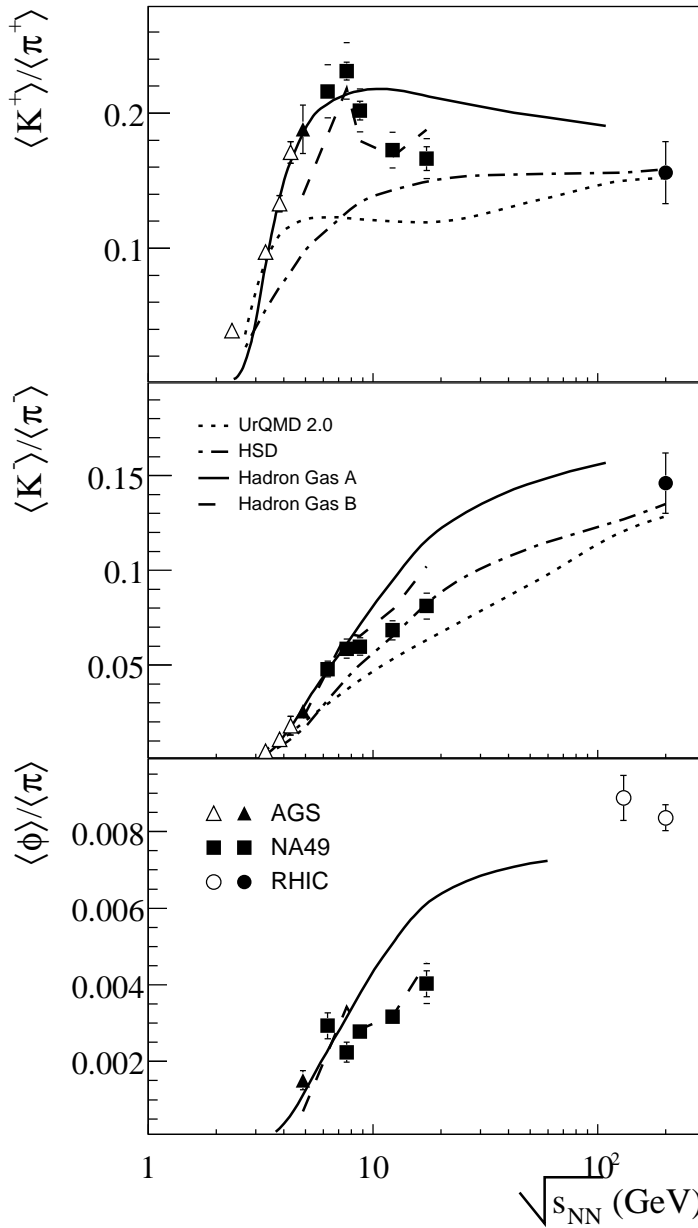


图 3-25 在Au+Au或Pb+Pb中心碰撞中全空间积分的粒子比率 $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ,  $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ ,  $\langle \phi \rangle / \langle \pi \rangle$ 的能量依赖性。其中, (UrQMD 2.0: 点线[96], HSD: 虚线-点线[97], 有奇异性不饱和的统计强子气体模型[98, 99]: 虚线, 全平衡的统计强子气体模型: 实线。

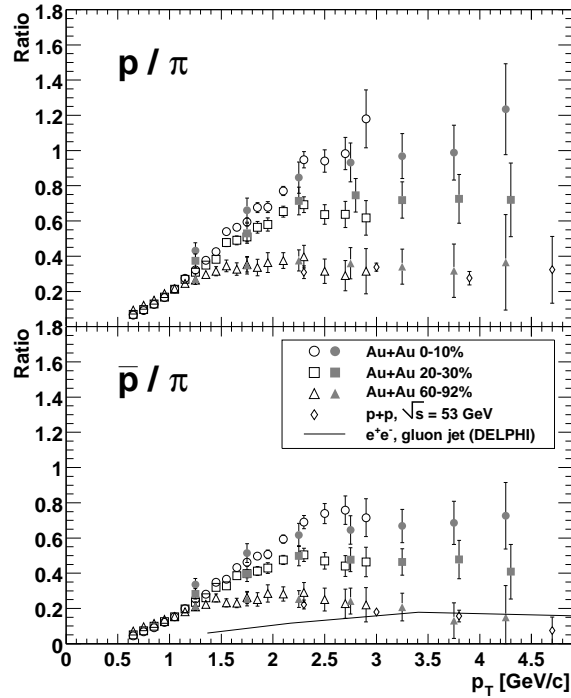


图 3-26 200GeV Au+Au 不同中心度碰撞中粒子比率  $p/\pi$  (上图),  $\bar{p}/\pi$  (下图) 的横向动量依赖性。空心 (实心) 点分别对应带电 (中性)  $\pi$  介子。53 GeV  $p+p$  的数据也显示在图中 [101]。实线表示在胶子喷注中测量的  $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$  的结果。 [102].

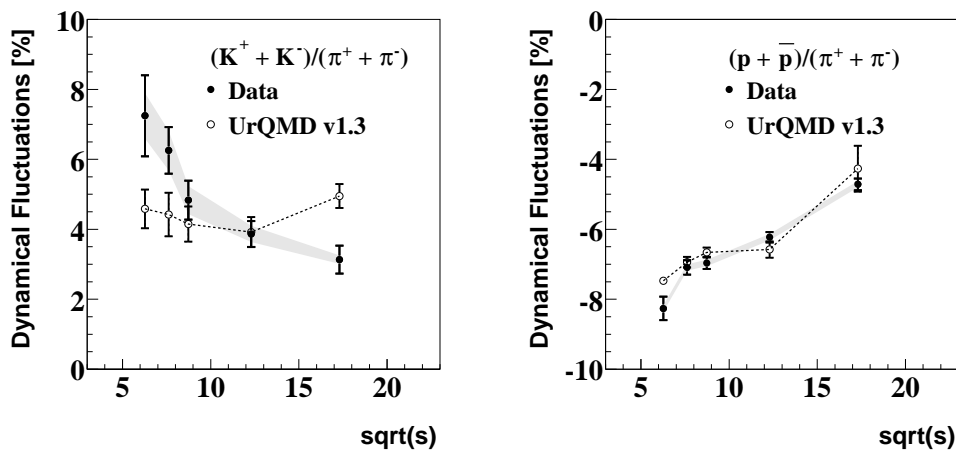


图 3-27 SPS 能区 Pb+Pb 碰撞中粒子比率  $K^+ + K^-/\pi^+ + \pi^-$  (左图) 和  $p + \bar{p}/\pi^+ + \pi^-$  (右图) 的能量依赖性

论家认为这可能是由于QGP相变带来的。另外图3-26给出了在200GeV Au+Au不同中心度碰撞中粒子比率 $p/\pi$  (上图),  $\bar{p}/\pi$  (下图) 的横向动量依赖性。随着中心度的增加, 粒子比率 $p/\pi$ 和 $\bar{p}/\pi$ 在中间横动量区域( $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ )逐渐接近1.0, 这一现象可以很好的用夸克组合模型来解释 [103]或重子Junction模型 [104]来解释。

但是以上研究都是对事件平均后的粒子比率的性质所展开的, 但是对于粒子比率的逐个事件的涨落的性质又是怎样呢? NA49实验组对于SPS能区Pb+Pb碰撞中粒子比率进行此类研究[105], 图3-27给出了SPS能区Pb+Pb碰撞中粒子比率 $K^+ + K^-/\pi^+\pi^-$ 和 $p + \bar{p}/\pi^+\pi^-$  的能量依赖性。他们发现随着能量的增长, $K^+ + K^-/\pi^+\pi^-$ 的涨落是减小的, 而 $p + \bar{p}/\pi^+\pi^-$ 确是增加的, 而且是负值。这些观测量在RHIC能区会是什么行为呢? 我们将针对这一问题, 在RHIC能区展开类似的实验研究。

### 3.3.1 混合事件比率涨落的方法

表3-3给出了在我们的粒子比率实验分析中所采用的Cuts, 我们分析了三个反应系统Au+Au62eV, 200GeV Au+Au和d+Au200GeV碰撞。我们使用STAR探测的 $dE/dx$ 进行粒子鉴别, 由于STAR探测的 $dE/dx$ 的分布在较高动量处(K和 $\pi$ 介子在 $\sim 0.6 \text{ GeV}/c$ , 质子在 $\sim 1 \text{ GeV}/c$ )粒子鉴别失效。所以我们为了能给更好的区分各种粒子, 我们对K,  $\pi$ 和p动量进行了表内所示的动量选择。

表 3-3 在62GeV Au+Au, 200GeV Au+Au和d+Au200GeV碰撞的粒子比率分析中所采用的cuts.

实验cuts	
$ Vertex_z $	$< 30 \text{ cm}$
DCA	$< 3 \text{ cm}$
Number of hits on track	$> 15$
Number of hits on track/ Total possible hits	$> 0.55$
Pseudo-rapidity $ \eta $	$< 1.0$
Pion Kaon and Proton PID efficiency	$< 2\sigma$
Momentum of Pion and Kaon track	$0.2 \text{ GeV}/c < p_T, p < 0.6 \text{ GeV}/c$
Momentum of Proton track	$0.2 \text{ GeV}/c < p_T, p < 1.0 \text{ GeV}/c$

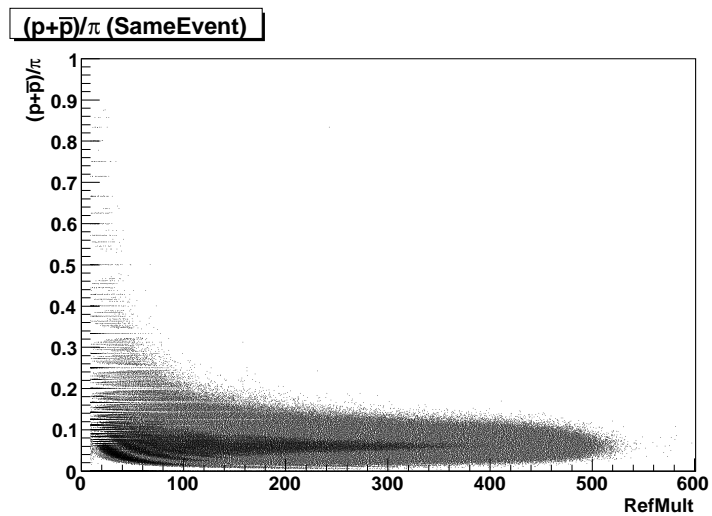


图 3-28 62GeV Au+Au碰撞中来自相同事件的粒子比率 $(p + \bar{p})/\pi$ 与参考多重数RefMult的相关性。

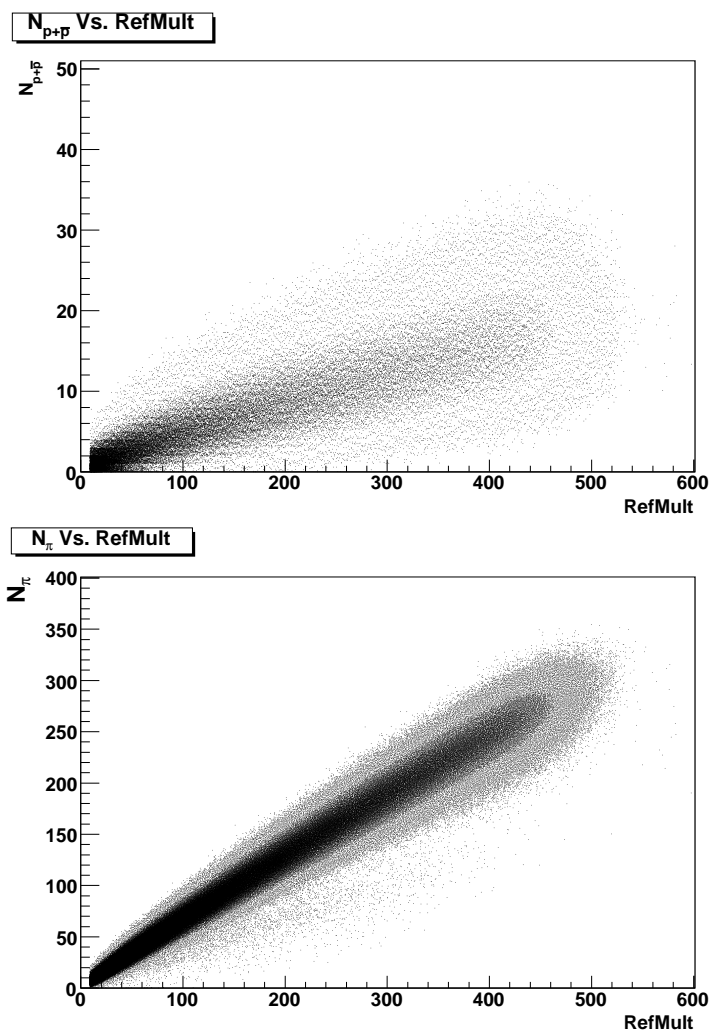


图 3-29 62GeV Au+Au碰撞中来自相同事件的 $N_{p+\bar{p}}$  (上图) 和 $N_\pi$  (下图) 随参考多重数RefMult的变化。



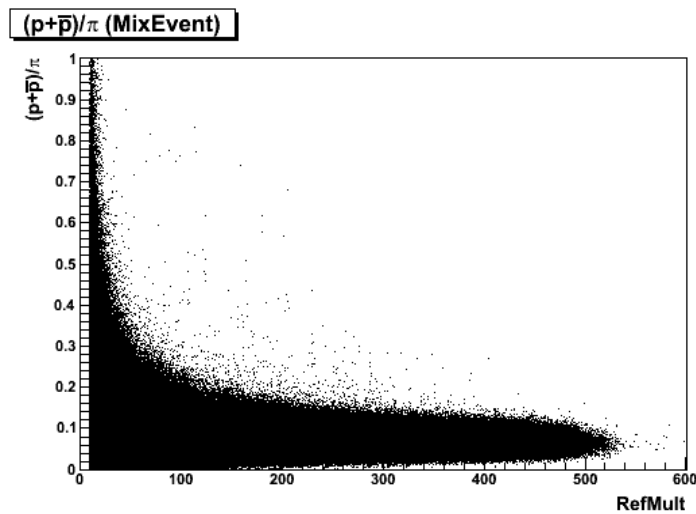


图 3-30 62GeV Au+Au碰撞中来自混合事件的粒子比率 $(p + \bar{p})/\pi$ 与参考多重数RefMult的关系。

我们在这里首先介绍我们所使用的实验数据分析方法(混合事件方法),以提取62GeV Au+Au碰撞中 $(p + \bar{p})/\pi$ 为例。图3-28给出了在62GeV Au+Au碰撞中相同事件中得到的粒子比率 $(p + \bar{p})/\pi$  Vs. 参考多重数(Ref. Mult.)的分布。同时我们得到在62GeV Au+Au碰撞中相同事件中得到的粒子个数 $N_{p+\bar{p}}$ (图3-29上图)和 $N_\pi$ (图3-29下图)随参考多重数的分布。我们在每一个参考多重数,按照 $N_{p+\bar{p}}$ 和 $N_\pi$ 的分布随机抽样得到一个没有关联的 $N_{p+\bar{p}}$ 和 $N_\pi$ ,从而我们得到混合事件的 $(p + \bar{p})/\pi$ 随参考多重数的分布(图3-30)。最后,我们根据STAR标准的划分中心度的方法,对不同的反应系统按照相应的参考多重数进行了中心度划分。这样我们可以得到相同事件和混合事件中的粒子比率的分布,通过比较两者的不同,我们抽取出粒子比率的动力学涨落。图3-31给出了62GeV Au+Au碰撞中0-5%中心度来自相同事件和混合事件的不同粒子比率( $K/\pi, (p + \bar{p})/\pi, p/\pi$ 和 $\bar{p}/\pi$ )的涨落分布。

为了定量的描述粒子比率的热力学涨落,我们定义了四个实验观测量( $\sigma_{dyn}, \Delta S, \Delta D$ 和 $\Delta \nu$ ),我们分别在相同事件和混合事件中进行提取,定义两者之差

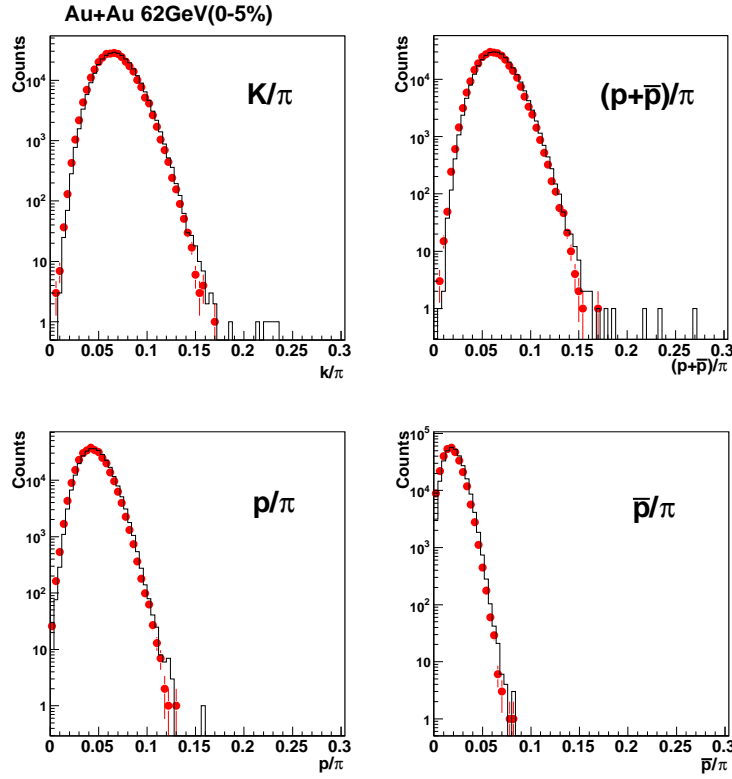


图 3-31 62GeV Au+Au碰撞中0-5%中心度来自相同事件和混合事件的不同粒子比率 ( $K/\pi, (p + \bar{p})/\pi, p/\pi$ 和 $\bar{p}/\pi$ ) 的涨落分布。(点:same event,线:mix event)

为动力学涨落。这里的公式3-8是为了和NA49实验组的结果进行比较，我们沿用了NA49实验组的定义方法。公式3-9我们使用了信息熵的方法，信息熵反应了一个反应系统的混乱程度[106, 107]，我们希望利用相同事件和混合事件的信息熵的差别来探索反应系统的动力学涨落。公式3-10和公式3-11来自于STAR的净剩电荷涨落的方法[108]，但是不同的是我们这里是用相同事件和混合事件中两个观测量的差别表示动力学涨落，而非仅仅使用相同事件的观测量，原因是为了扣除掉混合事件中非动力学涨落（例如：由于探测效率涨落等原因带来的涨落），我们使用真实的实验数据进行背景的模拟。

$$\sigma = RMS/Mean; \quad \sigma_{dyn} = sign(\sigma_{same}^2 - \sigma_{mix}^2) \sqrt{|\sigma_{same}^2 - \sigma_{mix}^2|} \quad (3-8)$$

$$S = - \int P(x) \ln P(x) dx; \quad \Delta S = |S_{same} - S_{mix}| \quad (3-9)$$

$$D^2 = \frac{\langle N_1^2 \rangle}{\langle N_1 \rangle^2} + \frac{\langle N_2^2 \rangle}{\langle N_2 \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_1 N_2 \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}; \quad \Delta D = |D_{same} - D_{mix}| \quad (3-10)$$

$$\nu = \frac{\langle N_1(N_1 - 1) \rangle}{\langle N_1 \rangle^2} + \frac{\langle N_2(N_2 - 1) \rangle}{\langle N_2 \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_1 N_2 \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}; \quad \Delta \nu = |\nu_{same} - \nu_{mix}| \quad (3-11)$$

### 3.3.2 比率涨落的测量结果和讨论

图3-32给出了在62GeV Au+Au, 200GeV Au+Au和200GeV d+Au碰撞中不同粒子比率( $K/\pi$ ,  $(p + \bar{p})/\pi$ ,  $p/\pi$ 和 $\bar{p}/\pi$ ) 的动力学涨落 $\sigma_{dyn}$ 的 $N_{part}$ 依赖性。我们看到在Au+Au碰撞中 $\sigma_{dyn}$ 随着 $N_{part}$ 的增加而降低,都为正值,同时, 62GeV Au+Au碰撞的 $\sigma_{dyn}$ 稍微大于200GeV Au+Au碰撞。在200GeV d+Au碰撞中, $\sigma_{dyn}$ 随着 $N_{part}$ 的增加而降低,但是有些值(例如: $K/\pi$ )降为了负值。由于目前系统误差的分析工作正在进行当中,所以本图以及以下几图只是显示了中心值,误差将主要来自于我们不同的实验cuts的选择。

图3-33给出了不同粒子比率的信息熵差值 $\Delta S$ 在不同碰撞系统中的 $N_{part}$ 依赖性。随

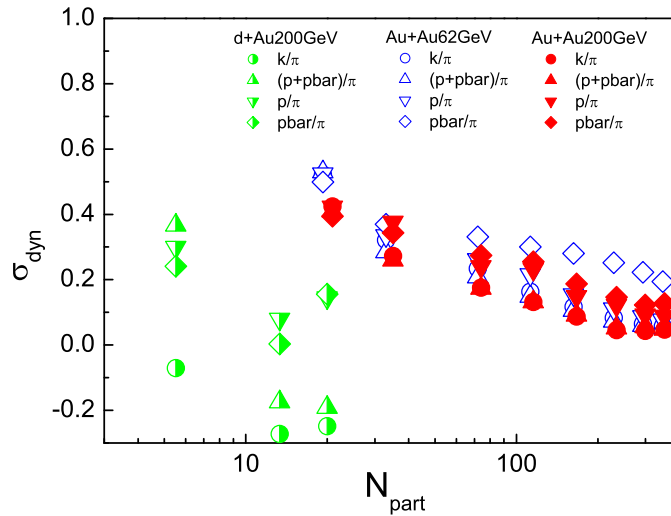


图 3-32 62GeV Au+Au, 200GeV Au+Au和d+Au200GeV碰撞中不同粒子比率( $K/\pi$ ,  $(p + \bar{p})/\pi$ ,  $p/\pi$ 和 $\bar{p}/\pi$ ) 的动力学涨落 $\sigma_{dyn}$ 的 $N_{part}$ 依赖性。

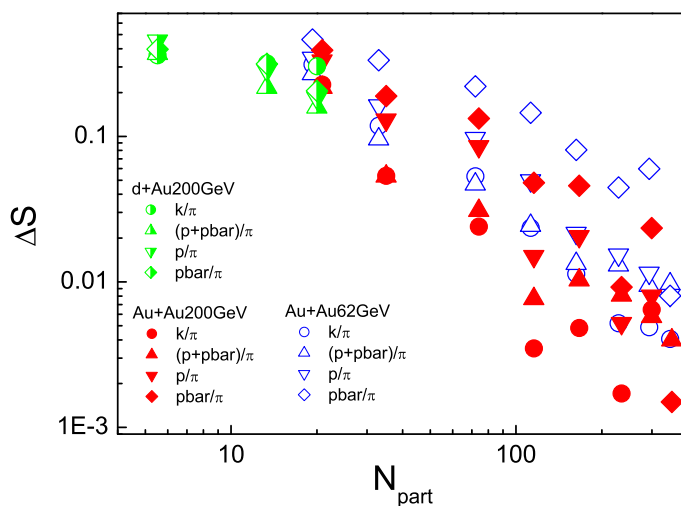


图 3-33 62GeV Au+Au, 200GeV Au+Au 和 200GeV d+Au 碰撞中不同粒子比率( $K/\pi$ ,  $(p + \bar{p})/\pi$ ,  $p/\pi$  和  $\bar{p}/\pi$ ) 的动力学涨落  $\Delta S$  的  $N_{part}$  依赖性。

随着  $N_{part}$  得增加, 200GeV d+Au 碰撞和 200GeV Au+Au 碰撞的  $\Delta S$  似乎组成了一条连续下降的曲线, 说明由信息熵差值表示的粒子比率的动力学涨落随着参加核子数目或中心度的增加而减少。同样, 62GeV Au+Au 碰撞的  $\Delta S$  稍微大于 200GeV Au+Au 碰撞的  $\Delta S$ 。

图 3-34 和图 3-35 给出了不同粒子比率的  $\Delta D$  和  $\Delta \nu$  在不同碰撞系统中的  $N_{part}$  依赖性。随

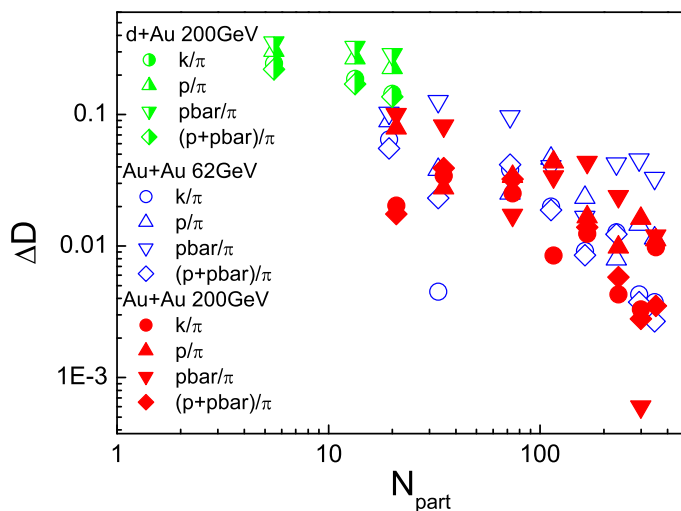


图 3-34 62GeV Au+Au, 200GeV Au+Au 和 200GeV d+Au 碰撞中不同粒子比率( $K/\pi$ ,  $(p + \bar{p})/\pi$ ,  $p/\pi$  和  $\bar{p}/\pi$ ) 的动力学涨落  $\Delta D$  的  $N_{part}$  依赖性。

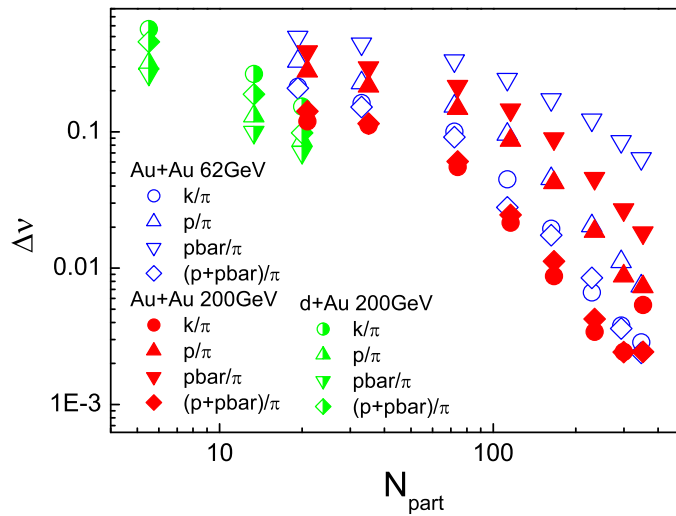


图 3-35 62GeV Au+Au, 200GeV Au+Au 和 200GeV d+Au 碰撞中不同粒子比率 ( $K/\pi$ ,  $(p + \bar{p})/\pi$ ,  $p/\pi$  和  $\bar{p}/\pi$ ) 的动力学涨落  $\Delta\nu$  的  $N_{part}$  依赖性。

随着  $N_{part}$  得增加, 由  $\Delta D$  和  $\Delta\nu$  示的粒子比率的动力学涨落随着参加核子数目或中心度的增加而减少。相应的 62GeV Au+Au 碰撞的动力学稍微大于 200GeV Au+Au 碰撞。

我们使用具有弦融化的 AMPT 模型在相同的 cuts 下 (没有考虑探测器探测效率的涨落) 模拟了 62GeV Au+Au 碰撞中粒子比率的动力学涨落, 图 3-36 给出了  $\bar{p}/\pi$  的动力学涨落  $\sigma_{dyn}$ ,  $\Delta S$ ,  $\Delta D$  和  $\Delta\nu$  的  $N_{part}$  依赖性。可以看到强子再散射会降低粒子比率的动力学涨落, 而且这种效应似乎对周边碰撞影响更为强烈。

用混合事件的方法我们发现在我们定义的四个动力学涨落的观测中, 我们发现了它们有类似的  $N_{part}$  和能量依赖性: 即粒子比率的动力学涨落随着参加核子数目或中心度的增加而减少。相应的 62GeV Au+Au 碰撞的动力学稍微大于 200GeV Au+Au 碰撞。经过使用 AMPT 模型的模拟, 发现强子再散射会降低粒子比率的动力学涨落。

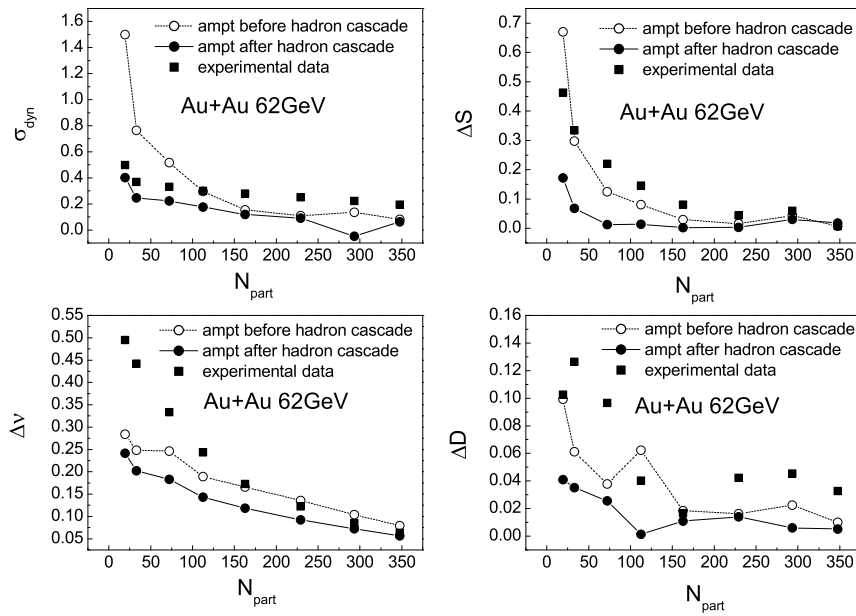


图 3-36 62GeV Au+Au碰撞中粒子比率( $\bar{p}/\pi$ )的动力学涨落 $\sigma_{dyn}$ ,  $\Delta S$ ,  $\Delta D$ 和 $\Delta \nu$ 的 $N_{part}$ 依赖性。方块:实验点;空心圆圈:强子再散射之前的AMPT模型的结果;实心圆圈:强子再散射之后的AMPT模型的结果

## 第四章 LUCIAE模型对涨落物理的研究

### 4.1 $\Delta$ 标度与信息熵

#### 4.1.1 对 $\Delta$ 标度与信息熵介绍和研究现状

在物理世界中标度现象是一个非常意义和普遍的现象。1972年，Koba, Nielsen和Olesen在他们的文章中提出后人称之为KNO标度的建议[109]；在高能的基本粒子碰撞反应中，使用标度变量

$$z = \frac{n}{\langle n \rangle} \quad (4-1)$$

标度产生粒子的多重数分布，这所有粒子的多重数分布会落在同一条标度曲线上：

$$\langle n \rangle P(n) = \Psi(z) \quad (4-2)$$

而与反应的能量无关，这被称为KNO标度。实验结果表明，KNO标度在ISR能量( $\sqrt{s_{NN}}$  63GeV)下是近似成立的，而在更高能量标度律被破坏。

另外在中低能重离子碰撞中，Botet等人对INDRA的 $E_{lab}/A = 25-150\text{MeV}$ 的Xe+Sn实验数据的最大电荷数 ( $Z_{max}$ ) 作 $\Delta$ 标度分析。所谓 $\Delta$ 标度,就是对于核-核碰撞中的一个随机变量 $m$ ，在一系列的核-核碰撞所组成的系综中必然会有一个概率分布 $P_N(m)$ ，如果换一种

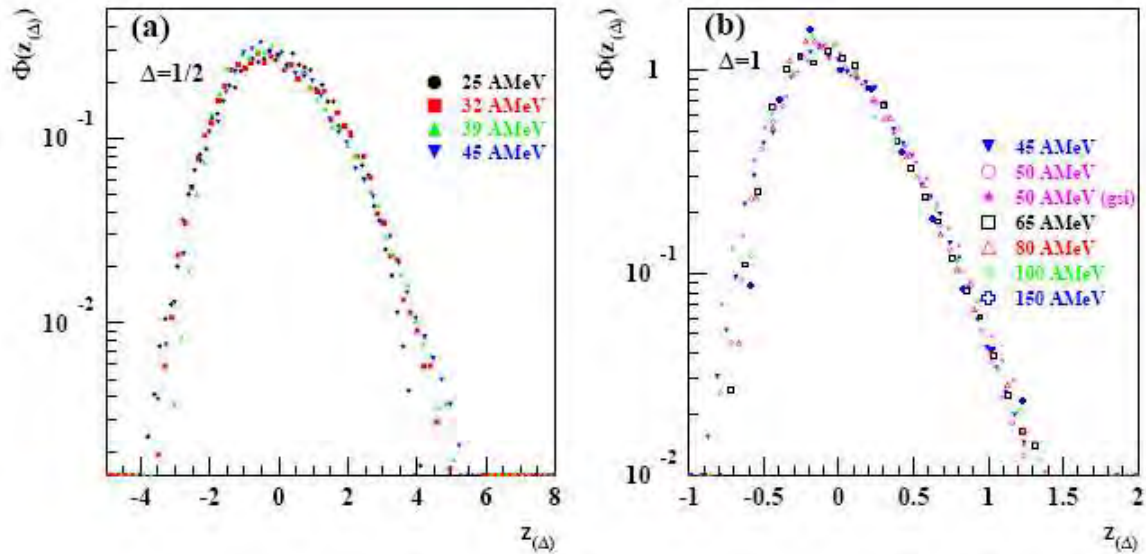


图 4-1 在中能不同能量 ( $E_{lab}/A = 25$  (实心圆圈),  $32$  (实心方块),  $39$  (实心上三角形),  $45$  (实心下三角形),  $50$  (空心圆圈和实心五角星(GSI)),  $65$  (空心方块),  $80$  (空心上三角形),  $100$  (空心菱形),  $150$  (空心十字) MeV) Xe + Sn 的碰撞系统中产生的最大碎片的电荷分布的  $\Delta$ -标度。左图: 在中心 Xe + Sn 的碰撞中不同能量 ( $E_{lab}/A = 25, 32, 39$  和  $45$  MeV) 产生的最大碎片的电荷分布的满足  $\Delta = 1/2$  的  $\Delta$  标度。右图: 在中心 Xe + Sn 的碰撞中不同能量 ( $E_{lab}/A = 45, 50, 65, 80, 100$  和  $150$  MeV) 产生的最大碎片的电荷分布的满足  $\Delta = 1.0$  的  $\Delta$  标度。

标度变量,

$$z = (m - m^*) / \langle m \rangle^\Delta \quad (4-3)$$

来表示概率分布

$$\langle m \rangle^\Delta P_N(m) = \Psi(z) = \Psi((m - m^*) / \langle m \rangle^\Delta) \quad (4-4)$$

这里的  $m^*$  是  $m$  的最可几值,  $1/2 \leq \Delta \leq 1$  (物理上  $\Delta$  所满足的条件),  $\langle m \rangle$  是  $m$  的平均值。则将不同能量下的随机变量 (一般是多重数) 分布表述成 4-4 式的  $\Psi(z)$  形式将是一个与能量无关的形式, 这叫做  $\Delta$  标度。当  $\Delta=1$  时, 通常  $\Delta$  标度称为第一标度律, 这时它就回到了 KNO 标度的形式。INDRA 小组的结果发现在  $45$  MeV 入射能上下的最大电荷数  $Z_{max}$  分布满足不同的  $\Delta$  标度, 即从  $\Delta=1/2$  的标度到  $\Delta=1$  标度的变化, 表明了核在此能量附近发生了从有序相到最大涨落相 (无序相) 的变化 [110, 111]。图 4-1 给出了这种  $\Delta$  标度率的变化。近来, 马余刚等在 Texas AM 大学的实验上发现对质量数 36 附近的轻核系统的多重碎裂的分析, 发现了系统在  $5.6$  MeV/u 附近的激发能时发生了类似的  $\Delta$  标度的变化, 结合其他



物理量的突变，如Zipf定律[112]和最大涨落[113]等，暗示着物质相的变化[114, 115]。

另外在相对论重离子碰撞研究中, Hwa和C. B. Yang发现如果使用标度变量[116, 117],

$$z = p_T / K(N_{part}) \quad (4-5)$$

这里K依赖于参加核子数目  $N_{part}$ , 则 $\pi$ 介子的不同中心度的 $p_T$ 谱可以被标度在

$$\Psi(z) = A(N_{binary})K^2(N_{part}) \frac{1}{2\pi p_T} \frac{dN_\pi}{dp_T} \quad (4-6)$$

的曲线上, 这里A依赖于核子两体碰撞的数目  $N_{binary}$ 。图4-2给出了200GeV Au+Au不同中心度碰撞中 $\pi^0$ 粒子的横向动量 $p_T$ 分布标度图。

同时, M. Biyajima等人发现在130GeV Au+Au碰撞中带电粒子的赝快度分布也满足一种赝快度 $\eta$ 标度. 图4-3给出了200GeV Au+Au碰撞中不同中心度的 $dN_{ch}/d\eta$ 的 $\eta$ 标度. 他们发现这个标度现象可以被一个Ornstein-Uhlenbeck随机过程所描述[118, 119].

信息熵是由Shannon提出的描述系统随机性的物理量[120]。定义为

$$H = - \int P(m) \ln P(m) dm \quad (4-7)$$

其中,

$$\int P(m) dm = 1 \quad (4-8)$$

它表示随机变量m的随机性的大小, 由随机变量的分布P (m) 所决定。马余刚在1999年首次提出多重数信息熵, 并认为它可能是中能液气相变的一个判据[106], 图4-4给出其使

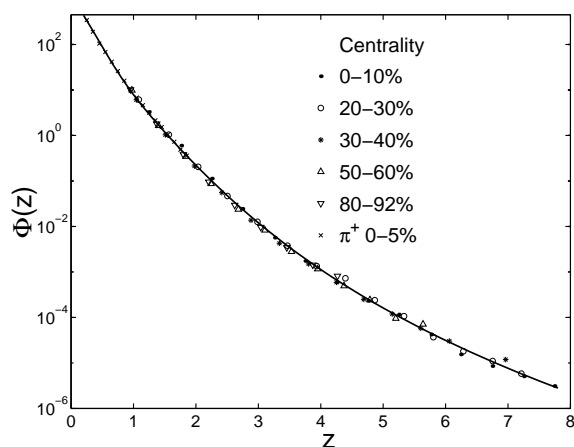


图 4-2 200GeV Au+Au碰撞中 $\pi^0$ 粒子的不同中心度的横向动量 $p_T$ 分布标度, 实线给出标度曲线。

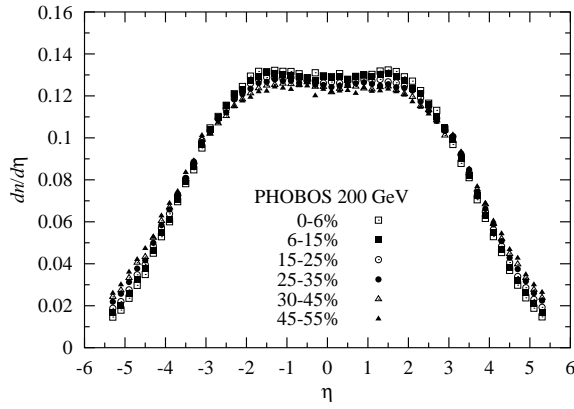


图 4-3 200GeV Au+Au碰撞中  $dN_{ch}/d\eta$  的不同中心度的  $\eta$  标度。

用格点气体模型和分子动力学模型模拟的结果，在相变温度  $\sim 5\text{MeV}$  左右，信息熵有一个最大值。后来López等人利用多重数信息熵研究了系统尺寸相关性[121]。

#### 4.1.2 对 $\Delta$ 标度与信息熵的研究方法介绍

我们把  $\Delta$  标度和信息熵的方法引入相对论重离子碰撞研究当中，使用LUCIAE模型对 p+p、C+C 和 Pb+Pb 三个系统在高能碰撞 ( $E_{lab}=20\text{-}200\text{AGeV}$ ) 的情况作了 Monte Carlo 模拟，并对模拟的结果进行  $\Delta$  标度和信息熵的研究。

我们发现如果随机变量  $m$  的概率分布  $P(m)$  是高斯分布：

$$P(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{m-\mu}{\sigma}\right)^2\right] \quad (4-9)$$

这里  $\mu \equiv \langle m \rangle = m^*$ ,  $\sigma$  是高斯分布的宽度。如果这样的高斯概率分布  $P(m)$  遵循  $\Delta$  标度律的话，则必须满足：

$$\mu^\Delta \propto \sigma \quad (4-10)$$

如果概率分布  $P(m)$  是一个任意的分布，而这样的概率分布  $P(m)$  遵循  $\Delta$  标度律的话，则必须满足：

$$H_{P(m)} = \Delta \ln \langle m \rangle + H_{\Psi(z)} \quad (4-11)$$

其中  $H_{P(m)}$  为概率分布  $P(m)$  的信息熵， $H_{\Psi(z)}$  为  $\Delta$  标度后  $\Psi(z)$  函数的信息熵。

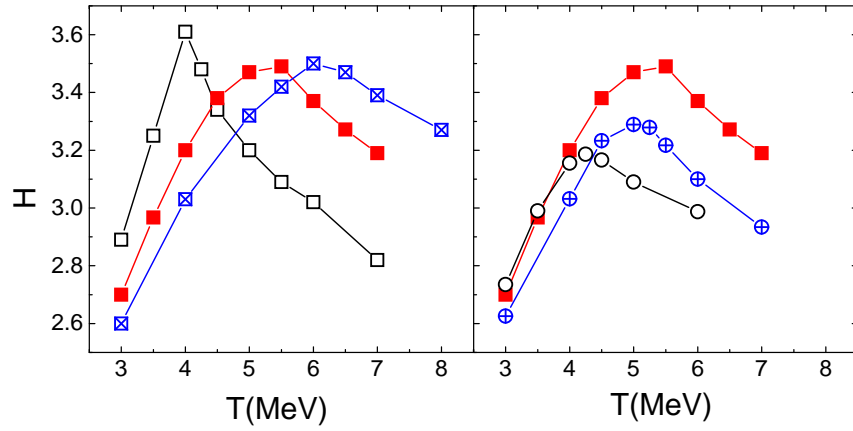


图 4-4 中能反应中Xe核碎片的信息熵随着其系统温度的变化关系。左图：是格点气体模型模拟的结果（不同的曲线代表不同的脱耦密度；右图：格点气体模型（方块）与分子动力学（圆圈：空心；没有库仑相互作用，实心：具有库仑相互作用）结果的比较。

在另一方面, 高斯概率分布 $P(m)$ 的信息熵则可推出如下关系:

$$H_{gauss} = \ln \sigma + (1 + \ln 2\pi)/2 \quad (4-12)$$

这里我们看到信息熵 $H$ 和高斯分布的宽度相对应, 信息熵反映了系统中随机变量 $m$ 涨落的程度。而 $\Delta$ 参数给出了随着随机变量的平均值 $\langle m \rangle$ 的变化对应信息熵的变化的快慢程度。

### 4.1.3 对 $\Delta$ 标度与信息熵的计算结果和讨论

我们选取每次事件产生粒子的多重数作为随机变量 $m$ , 使用LUCIAE模型对p+p、C+C和Pb+Pb碰撞的每个能量点我们模拟多次中心碰撞事件( $b=0\text{fm}$ ), 并获得一个归一化的多重数分布, 进行了 $\Delta$ 标度。我们对每个能量点的粒子多重数分布, 计算了其对应的平均值 $\text{mean}$ 和方差 $\text{RMS}$ , 并对其进行了高斯拟合, 发现每个能量点的

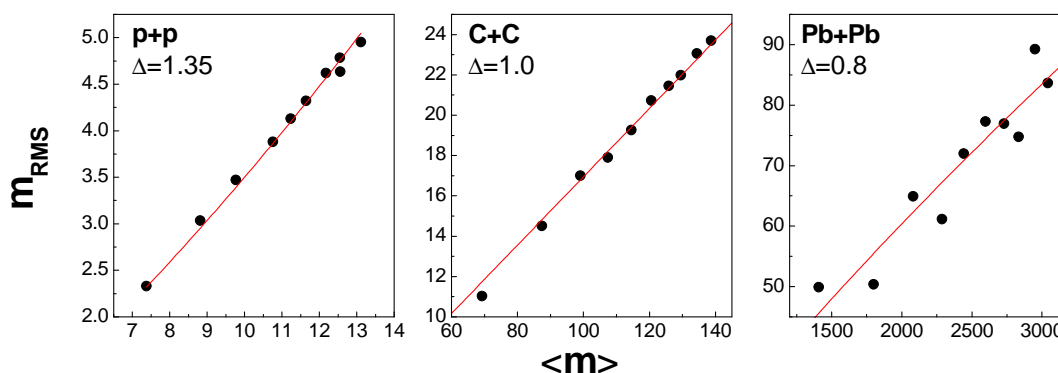


图 4-5 使用幂指数拟合 $\text{RMS}$ 随 $\text{mean}$ 的关系, 提取出 $\Delta$ 指数参量. 对于p+p碰撞 $\Delta=1.35$ , C+C碰撞 $\Delta=1.0$ , Pb+Pb碰撞 $\Delta=0.8$ .

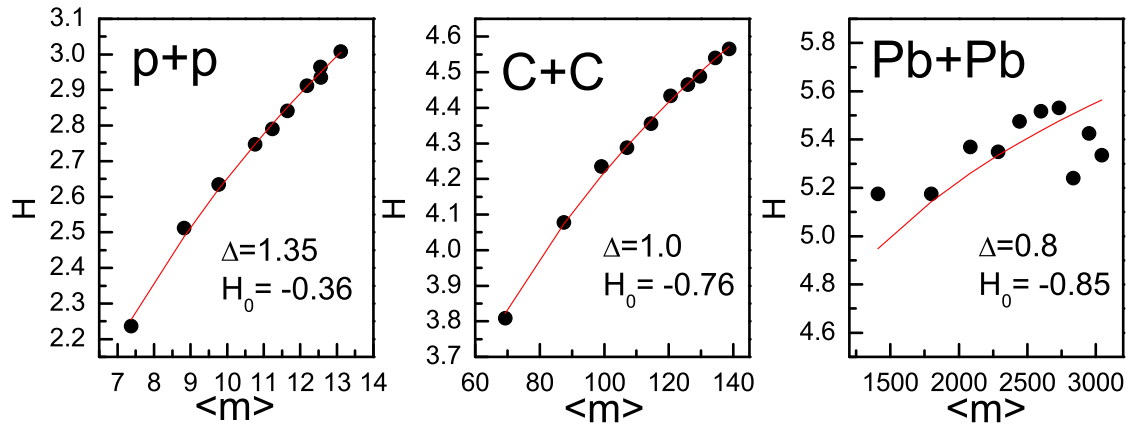


图 4-6 使用幂指数拟合RMS随mean的关系, 提取出 $\Delta$ 指数参量. 对于p+p碰撞 $\Delta=1.35$ , C+C碰撞 $\Delta=1.0$ , Pb+Pb碰撞 $\Delta=0.8$ .

粒子多重数分布都基本满足高斯分布。图4-5给出了我们使用公式4-10拟合的粒子多重数分布的RMS随 $\langle m \rangle$ 的关系（图4-6）和提取出 $\Delta$ 指数参量。对于p+p碰撞 $\Delta=1.35$ , C+C碰撞 $\Delta=1.0$ , Pb+Pb碰撞 $\Delta=0.8$ 。与此同时，我们也使用公式4-11拟合了粒子多重数分布的信息熵H与平均粒子多重数 $\langle m \rangle$ 的关系（图4-6），对应得到了与幂指数拟合相同的结果。同时我们得到标度后粒子分布的 $\Psi(z)$ 函数的信息熵 $H_0$ :  $H_0(\text{p+p})=-0.36$ ,  $H_0(\text{C+C})=-0.76$ ,  $H_0(\text{Pb+Pb})=-0.85$ 。

图4-7给出了我们对于p+p、C+C和Pb+Pb三个碰撞系统不同碰撞能量下（ $E_{lab} = 20 - 200 \text{ AGeV}$ ）的粒子多重数的 $\Delta$ 标度图。可以发现三种不同碰撞系统不同碰撞能量的粒子多重数在不同的 $\Delta$ 值的标度下很好的落在了一条曲线上，即满足 $\Delta$ 标度。另外，图4-8给出了Pb+Pb碰撞中不同的能量下的奇异夸克数目和核子两体碰撞数分别满足 $\Delta=0.5$ 和 $\Delta=0.7$ 的标度。这里奇异夸克数目我们是根据奇异强子中的组分奇异夸克数目求和得到的。

图4-9给出了p+p, C+C和Pb+Pb碰撞中粒子多重数信息熵的能量依赖性，粒子多重数信息熵随着能量的增长而增长，随着碰撞系统体积的变大而变大。同时对于Pb+Pb碰

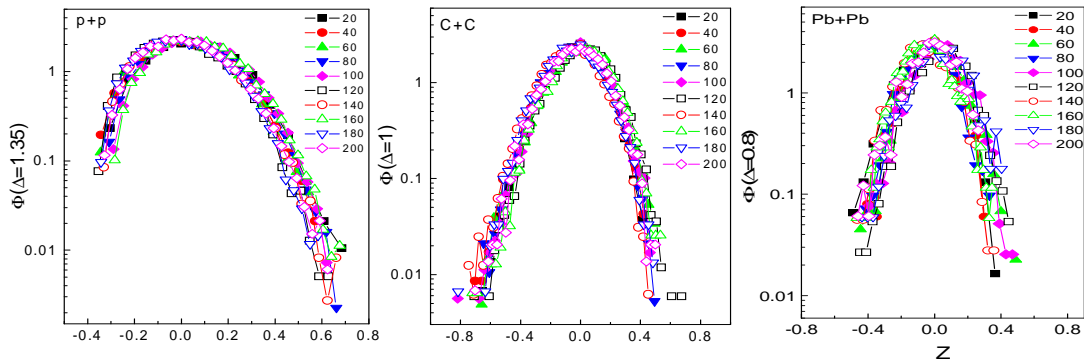


图 4-7 对于不同的碰撞系统不同碰撞能量下的粒子多重数的 $\Delta$ 标度.左图: p+p碰撞 $\Delta=1.35$ 的标度. 中图:C+C碰撞 $\Delta=1.0$ 的标度. 右图:Pb+Pb碰撞 $\Delta=0.8$ 的标度.(图上不同能量使用不同的符号标注).

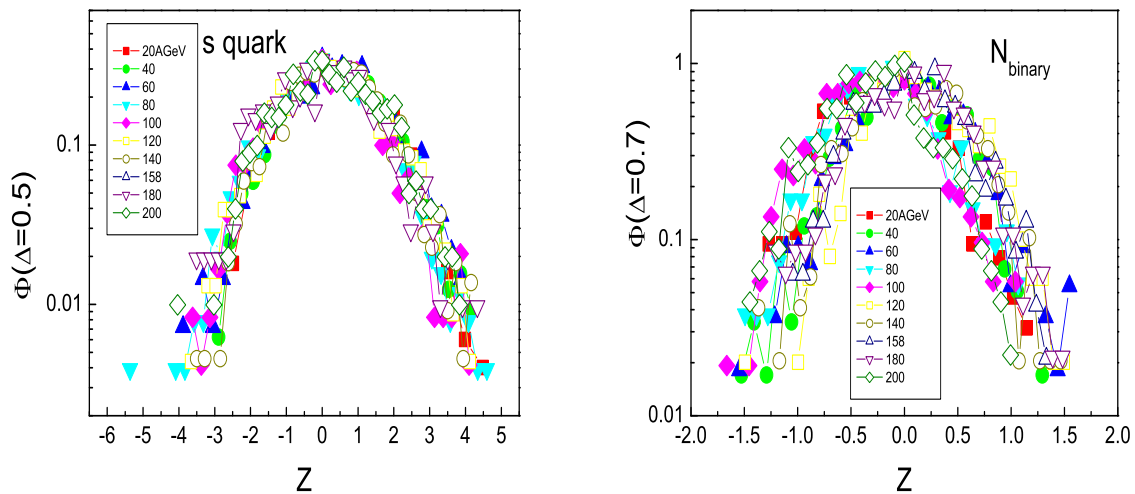


图 4-8 Pb+Pb不同能量的碰撞中奇异夸克数目(左图)和核子两体碰撞数(右图)的 $\Delta$ 标度

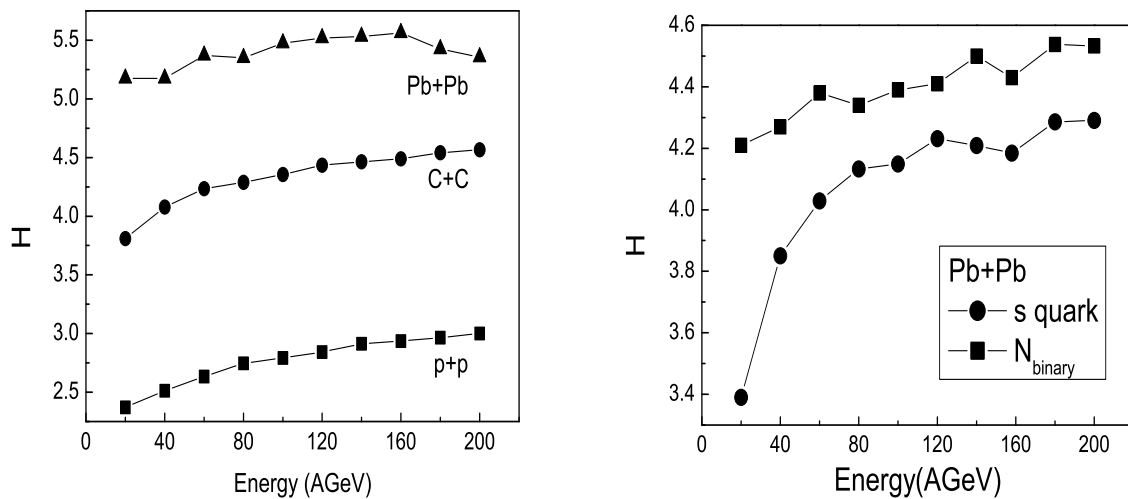


图 4-9 左图: p+p, C+C和Pb+Pb碰撞中粒子多重数信息熵的能量依赖性. 右图: Pb+Pb碰撞中奇异夸克数和核子两体碰撞数的信息熵的能量依赖性.

撞中奇异夸克数目和核子两体碰撞数的信息熵也有类似的结果。

我们使用相对论核核碰撞模型LUCIAE对p+p, C+C, Pb+Pb三个系统在不同能量进行了蒙特卡罗模拟, 并对所得到的数据进行了 $\Delta$ 标度和信息熵的分析。我们发现三个系统可以被三个不同的 $\Delta$ 参数进行标度, 对于p+p碰撞 $\Delta=1.35$ , C+C碰撞 $\Delta=1.0$ , Pb+Pb碰撞 $\Delta=0.8$ 。粒子多重数的信息熵, 反映了粒子多重数的涨落的大小, 随着能量和系统尺寸的增加而增加。由于 $\Delta$ 参数反映了粒子多重数的信息熵随着平均粒子多重数 ( $\langle m \rangle$ ) 变化而变化的快慢, 所以对于比较轻的p+p碰撞系统, 随着平均粒子多重数的增加, 粒子多重数的信息熵增加速度要比重的反应系统 (C+C和Pb+Pb) 增加得快。考虑到LUCIAE中是一个强子再散射模型,  $\Delta$ 参数的尺寸效应可能来自于重反应系统中强子再散射阶段大量的共振态粒子衰变带来的粒子多重数的关联效应。由于LUCIAE模型不包括相变的机制, 所以我们随着能量的增加没有观察到 $\Delta$ 参数的跃变和信息熵的极值点, 这也是合理的。我们下一步打算使用带有相变机制的或具有部分子反应机制的模型对 $\Delta$ 标度和信息熵进行进一步的研究。

## 4.2 温度的涨落和热容

### 4.2.1 温度的涨落和热容的介绍和研究现状

热容是一个和系统相变直接相关的物理量，对于一级相变它可能有一个阶跃的变化，而对于二级相变它可能会出现发散。在中能重离子碰撞中，量能曲线的研究为研究核物质的液气相变提供了有力的工具 [122–124]。在相对论重离子碰撞中研究碰撞系统的热容的变化有助于我们探测到可能的QGP相变以及决定相变的级数。L. Stodolsky和E. V. Shuryak建议通过拟合单事件粒子的横向动量（质量）分布提取单事件粒子的温度，构建出温度涨落系综，提出反应系统的热容[125–127]。由于在相对论重离子碰撞中产生了大量的粒子，这就为我们利用逐事件的温度的涨落提取热容提供了条件。

我们使用了强子散射模型LUCIAE对模拟了SPS能区Pb+Pb和C+C在不同能量和不同中心度的碰撞，通过提取出粒子的单事件温度，进而得到反应产生的各种粒子系统的温度分布（涨落），从这些温度分布中，提取出各种粒子（如 $\pi$ ，K，p， $\Lambda$ ， $\phi$ ）的热容。

### 4.2.2 温度的涨落和热容的分析方法

以提取160AGeV Pb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )产生的 $\pi^+$ 的热容为例介绍我们提取热容的方法。使用LUCIAE模型模拟了多个事件,并将这些事件作系综统计得到 $\pi^+$ 总的横向质量( $m_T$ )分布 (inclusive), 如图4-10所示。使用公式4-13:

$$\frac{d^2 N}{m_T dy dm_T} = A e^{-\frac{m_T}{T}} \quad (4-13)$$

来拟合上述横向质量分布，提取出归一化系数 $A=30093$ ，温度 $T=0.1636\text{GeV}$ 。图4-11左图给出 $\pi^+$ 介子的单事件横向质量谱，假设它亦满足公式4-13，于是将单事件 $\pi^+$ 介子横向动量谱(图4-11左图) 中的点代入（1）式亦即由下式解出对应的温度：

$$T_i = -\frac{m_T}{\ln\left[\left(\frac{d^2 N}{m_T dy dm_T}\right)_i / A\right]} \quad (4-14)$$



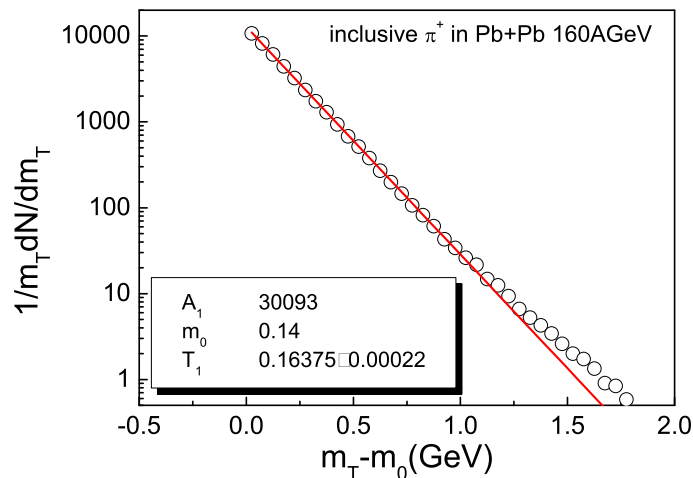


图 4-10 160AGeVPb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ ) 所有事件统计的总的 $\pi^+$ 介子横向质量分布,线代表相应的指数函数拟合.

对单事件中每个点*i*求出的温度求算术平均即得到单事件温度:

$$T = \sum_i^N \frac{T_i}{N} \quad (4-15)$$

其中*N*为单事件横向质量谱中点的个数。由于粒子的温度主要决定于低横质量区的粒子数的分布；另一方面在高横质量区的粒子数较少，单事件横向质量谱中高横质量部分的点的误差较大（从图4-11左图可以看出），所以我们只取了 $m_T - m_0 \leq 0.5\text{GeV}$  的点作计算。将求得的单事件的粒子温度*T*作统计，得到 $\pi^+$ 的温度分布如图4-11右图所示。

假设 $\pi^+$ 的温度分布（涨落）具有如下的几率分布形式[128, 129]:

$$P(T) \propto \exp[-C_v \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2] \quad (4-16)$$

图4-11右图中的线给出了我们相应的拟合。我们可以看出热容反映了系统温度的涨落，热容越小温度的涨落越大。由于热容是一个广延量，考虑到不同的碰撞系统、不同碰撞能量和不同碰撞中心度下产生的粒子数量不同，所以采用归一化的热容 $C_v/N$ ，这里的*N*是粒子的多重数。则归一化的热容 $C_v/N$ 即对应于单位粒子所上升单位温度所需要的能量，它对于不同种类的强子气体和不同系统具有可比性，更具有物理意义。在160AGeVPb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )中，对于 $\pi^+$ ，提取出的 $C_v=1180.6$ ， $N=633.848$ ，所以其对应的 $C_v/N= 1.6568$ 。

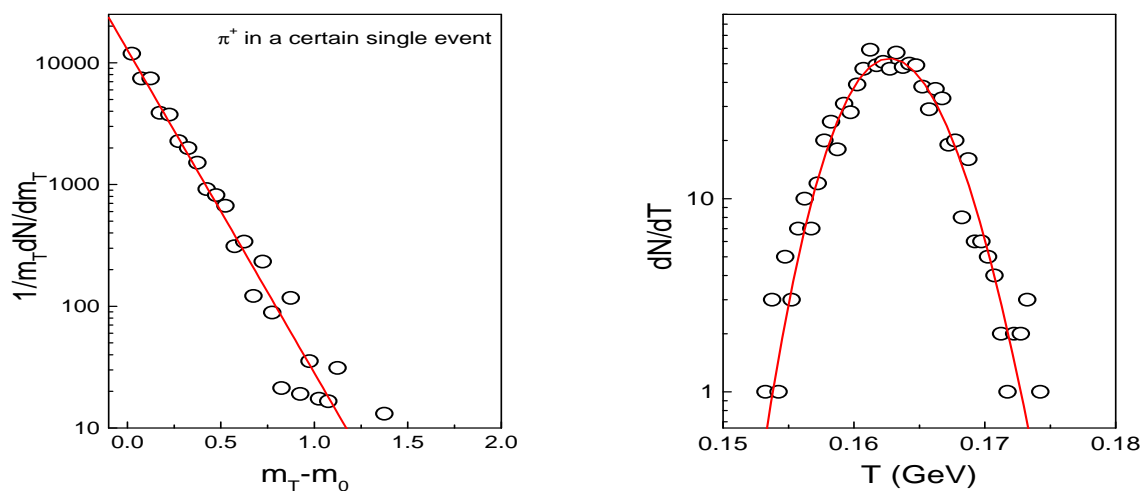


图 4-11 左图：160AGeVPb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )单事件统计的 $\pi^+$ 介子横向动量分布；右图：160AGeVPb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )产生的 $\pi^+$ 介子的温度分布。

### 4.2.3 温度的涨落和热容的计算结果和讨论

图4-12给出了Pb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )不同粒子热容对碰撞能量的依赖关系，随着碰撞能量的不断升高，粒子的热容逐渐减小。这说明随着温度的增加，系统的温度的涨落在逐渐的增强, 升高相同的温度相对需要比较小的能量。

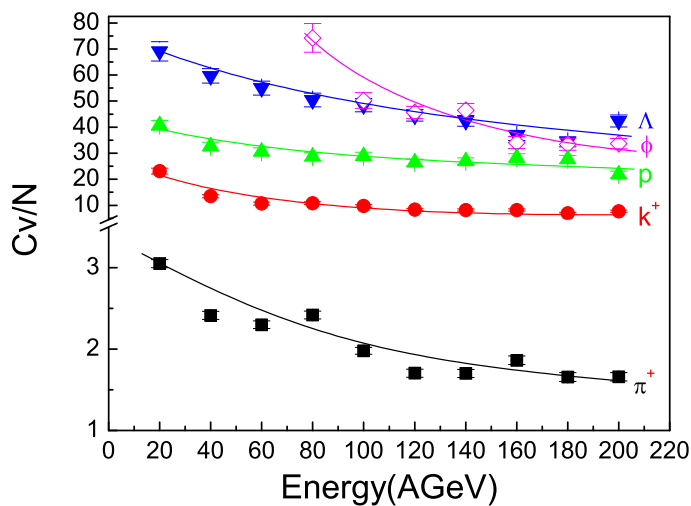


图 4-12 (彩图) Pb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )不同种类的粒子热容的碰撞能量依赖性。

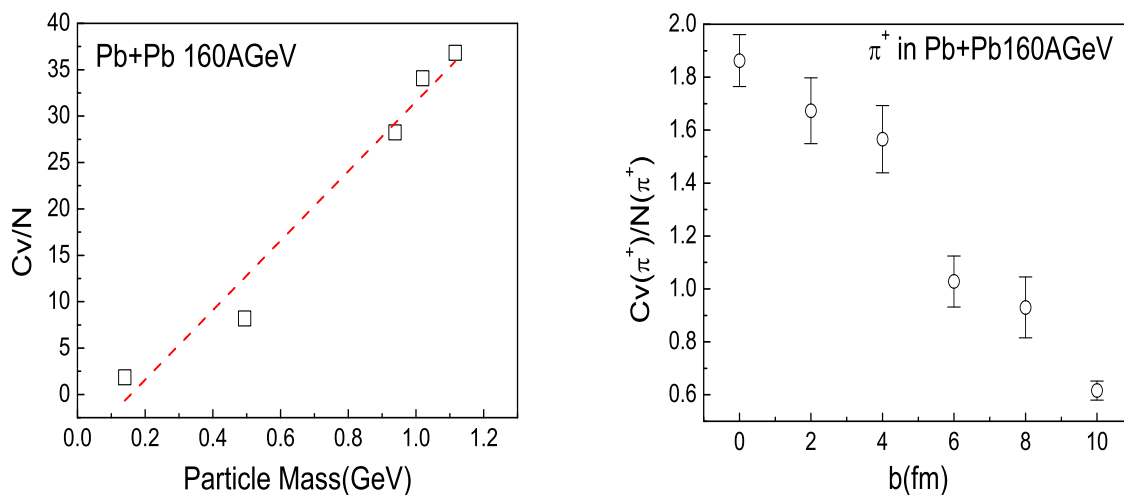


图 4-13 左图: Pb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ )碰撞能量为160AGeV不同粒子热容对粒子质量的依赖关系; 右图: 160AGeVPb+Pb碰撞 $\pi^+$ 的热容和碰撞参数 $b$ 的依赖关系

图4-13左图给出了在160AGeVPb+Pb对心( $b=0\text{fm}$ )碰撞中粒子热容和粒子质量的依赖关系。我们看到在相同能量下, 粒子的质量越大, 热容越大。这说明升高相同的温度, 重的粒子需要更多的能量。图4-13右图给出了160AGeVPb+Pb碰撞中 $\pi^+$ 的热容和碰撞参数 $b$ 的依赖关系, 随着碰撞参数的增加,  $\pi^+$ 的热容逐渐的减少。这说明在周边碰撞中系统的温度涨落要大于中心碰撞, 升高单位温度相对容易一些, 这与目前RHIC实验中测量的平衡函数[130],  $p_T$ 的涨落[131], 静电荷涨落[108]的结果是一致的。

图4-14给出了Pb+Pb和C+C两系统中的 $\pi^+$ 的热容和碰撞能量的关系, 我们还发现对于不同碰撞系统在相同的碰撞能量下产生的同一种类粒子热容是近似相同的, 说明了粒子气体热容可能具有反应系统无关性。

图4-15给出了Pb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ ) $\pi^+$ 粒子的热容随温度的变化。随着温度的上升, 粒子的热容逐渐减少。如果我们事先知道这样一种关系, 则通过测量粒子热容, 我们可以推出对应的粒子系统的温度. 所以粒子热容的测量可能给我们研究反应系统提供了一个很好的温度计。

但是我们必须指出, 在我们的研究中我们使用公式4-13拟合粒子的横向质量分布, 得到

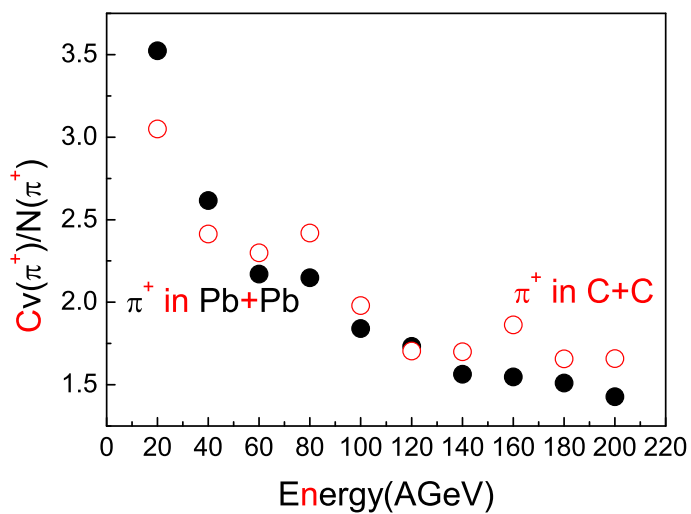


图 4-14 Pb+Pb和C+C两系统产生的 $\pi^+$ 的热容和碰撞能量的关系。

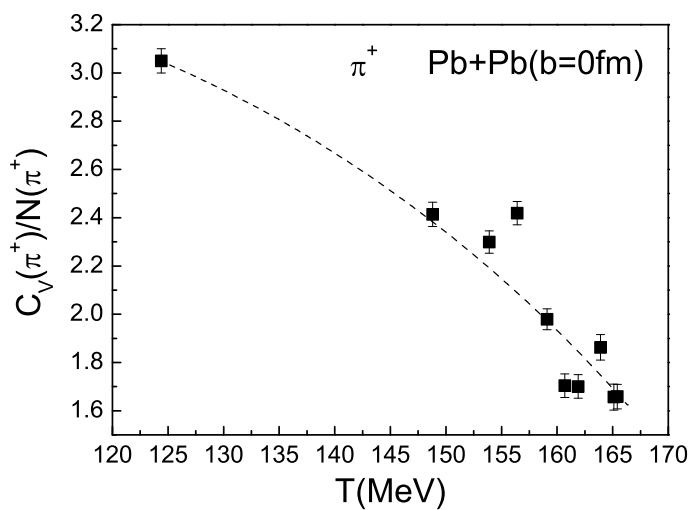


图 4-15 Pb+Pb对心碰撞( $b=0\text{fm}$ ) $\pi^+$ 粒子的热容随温度的变化。

的温度是一个等效的温度,其中可能主要包含两部分的贡献:动力学脱耦温度 $T_f$ 和反应系统的径向流速 $v_t$ 。但是理论上认为反应系统的径向流速 $v_t$ 的涨落的贡献是比较小的[126]。所以温度 $T$ 的涨落主要反映了粒子动力学脱耦温度 $T_f$ 的涨落。在我们的目前的研究中,我们主要研究了中心碰撞( $b=0\text{fm}$ )中粒子热容的规律,所以由碰撞参数变化引起的体积的涨落在目前研究范围内贡献被认为比较弱[125]。我们正在考虑使用考虑体积涨落的方法进行热容的研究,相应的工作正在进行当中。

我们使用LUCIAE模型模拟了SPS能区的Pb+Pb, C+C不同能量和不同中心度的碰撞,并通过粒子温度分布提取出了不同粒子的热容。发现对于同一碰撞系统,粒子的热容随碰撞能量的升高而下降,随着相互作用参数 $b$ 的增大而减小,而且发现粒子的热容具有随粒子质量的变大而变大的关系。同时还发现不同碰撞系统中同一种粒子具有相同的热容。粒子热容的测量可能给我们研究反应系统提供了一个很好的温度计。

由于LUCIAE模型中没有考虑QGP相变的信息,如果QGP形成,而且图4-13左图表示的热容与粒子质量的关系对于夸克依然成立,而且这种关系能够存活过强子化的话,那么要提高末态粒子的温度,可以通过提高u,d,s夸克的温度达到,由于夸克的质量(流质量)比较轻,有QGP产生的反应系统强子的热容比没有QGP产生的反应要低,这将有助于QGP相的探测。



## 第五章 流体力学+强子再散射模型对椭圆流的研究

粒子的椭圆流 $v_2$ , 如公式5-1是粒子动量空间分布的傅利叶展开的第二项的系数, 反映了粒子动量空间x-y方向各向异性。是源于在非中心核核碰撞中核子最初的坐标空间分布的各向异性, 经过碰撞的动力学演化, 最后发展为产生粒子动量空间也具有各向异性。实验上, 通过构建事件反应平面的方法[79], 从粒子动量空间分布的傅利叶展开中提取出了反应粒子动量空间分布的椭圆性质的参数 $v_2$ ,

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{i=1}^{\infty} 2v_2 \cos[n(\phi - \Psi_r)] \right) \quad (5-1)$$

我们把它叫做粒子的椭圆流。通过对粒子椭圆流的研究, 有利于帮助我们研究核反应的动力学机制 [132]。

在相对论重离子碰撞中, 人们一般认为碰撞的演化过程可能主要分为这样几个阶

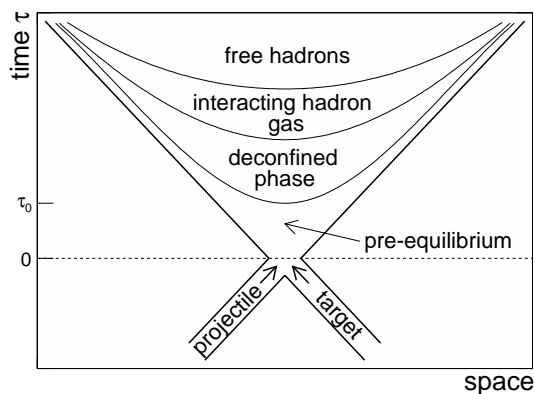


图 5-1 相对论重离子碰撞反应系统可能的时空演化示意图。

段: 两个原子核的剧烈的碰撞产生了预平衡的阶段, 这个阶段主要被部分子的硬过程所统治, 也有理论认为这个阶段可能形成一种新物质”色玻璃凝聚态”(Color Glass Condensate)[133, 134];第二个阶段是夸克胶子等离子体(QGP)的平衡阶段, 理论上认为它满足流体力学的演化规律;然后QGP被强子化, 这些产生的强子会发生再散射相互作用;等到强子再散射结束, 强子脱离反应系统从而被探测器探测到。图5-1给出了一个相对论重离子碰撞反应系统可能的时空演化示意图。

为了描述QGP的演化过程,流体力学方法描述是一种有效的方法。图5-2给出了流体力学所采用的不同的三种状态方程[16], 虚线给出了强子共振气体的状态方程(EOS H), 给出了一个比较小的声速 $C_s^2 = 0.15$ ;点虚线给出了无质量部分子理想气体的状态方程(EOS I), 具有一个比较大的声速 $C_s^2 = 1/3$ 。实线给出了一个具有一级相变的状态方程(EOS Q), 它在相变温度 $T_c=164\text{MeV}$ 发生一个潜热( $\Delta e = 1.15\text{GeV}/\text{fm}^3$ )由无质量部分子理想气体到强子共振气体的一级QGP相变。迄今为止流体力学模型对于很多实验现象给出了很好的描述, 例如粒子的横向动量分布, 椭圆流, HBT关联等。由于本章主要着重其对粒子椭圆流的研究, 所以下面我们将只介绍流体力学对粒子的椭圆流的研究。

图5-3上图给出了流体力学模拟130GeV Au+Au的 ( $b = 7\text{ fm}$ ) 碰撞产生的在横向平面(x-y)不同时刻能量密度的等高线图[16]。我们可以看到经过流体力学方程的演化, 反应

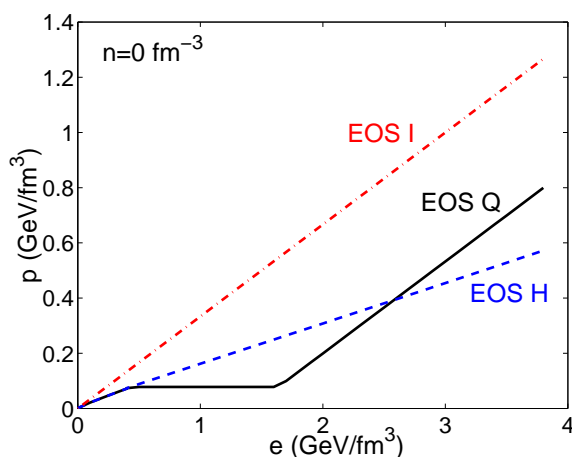


图 5-2 流体力学的3种不同的状态方程 (EOS)。强子共振态气体 (EOS H) ; 无质量的部分子理想气体 (EOS I) ; 在 $T_c=164\text{MeV}$ 发生一级相变的状态方程 (EOS Q)。



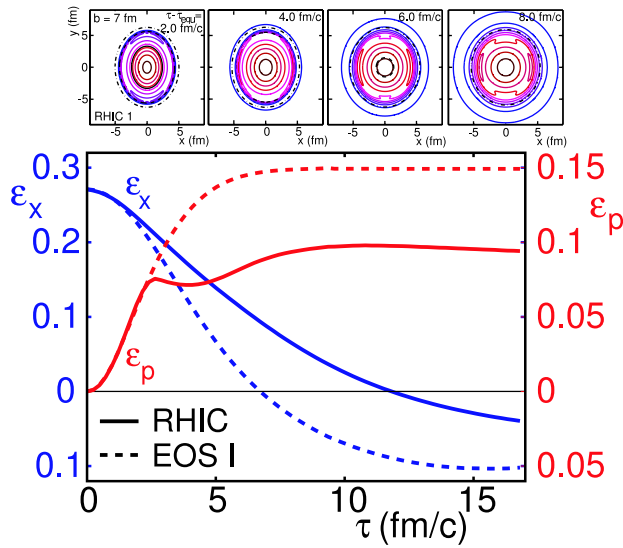


图 5-3 上图：130GeV Au+Au 的 ( $b = 7$  fm) 碰撞横向平面不同时刻(2, 4, 6 和 8 fm/c)能量密度的等高线图。等高线代表最高能量密度的 5, 15, . . . , 95 %。另外，黑色的实线，虚线，点虚线代表到混合相，共振态气体相和脱耦阶段的相变；下图：130GeV Au+Au ( $b = 7$  fm) 碰撞反应系统坐标空间各向异性  $\epsilon_x$  和动量空间各向异性  $\epsilon_p$  的时间演化。

系统横向平面的取向由最初的竖椭圆变为最后的横椭圆。为了定量的研究反应系统空间分布的变化,图5-3下图给出了坐标空间各向异性  $\epsilon_x = \langle ((y^2 - x^2)/(y^2 + x^2)) \rangle$  参数和动量空间各向异性  $\epsilon_p = \langle ((p_x^2 - p_y^2)/(p_x^2 + p_y^2)) \rangle$  参数的时间演化。可以看到随着时间演化,坐标空间各向异性逐渐减小,而动量空间各向异性逐渐增大。其中实线代表具有相变的EOS Q 状态方程的结果,而虚线代表没有相变的EOS I 状态方程的结果。

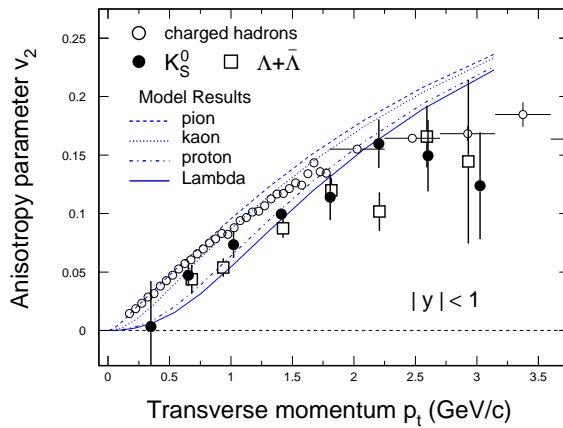


图 5-4 130GeV Au+Au 碰撞不同粒子的椭圆流随着横向动量的依赖性,点为实验点,线为流体力学(EOS Q)计算的结果

图5-4给出了130GeV Au+Au碰撞中不同粒子的椭圆流随着横向动量的依赖性[68]. 而线为使用具有相变状态方程EOS Q计算得到的结果, 可以发现在横向动量低于2GeV/c的区域, 流体力学很好地描述了实验结果。而且在低横动量区域存在椭圆流的质量排序的规律。而使用其它没有相变的状态方程则不能对实验结果给出很好的描述, 这似乎表明在低横向动量区域, 反应系统应该达到了一种热平衡的物质状态(QGP), 并且可能发生了物质相的变化。(对于比较高横向动量的椭圆流实验结果与流体力学的不符, 实验上发现存在组分夸克标度现象, 可以使用夸克组合模型描述。)

另外,图5-5利用强子级联模型RQMD和UrQMD的模拟得到的200GeV Au+Au的碰撞粒子的椭圆流的结果[135]。从RQMD模型的结果, 可以看到尽管在强子再散射前粒子并没有椭圆流, 经过强子再散射强子的椭圆流产生的, 但是量值上要比实验数据小。这似乎表明强子的椭圆流并不一定完全来自于早期的QGP的演化或部分子的相互作用, 强子的再散射也可以产生椭圆流。

为了研究强子再散射作用对强子椭圆流的影响, 我们使用一个流体力学+强子再散射模型研究在流体力学演化后强子化产生的强子的椭圆流经过强子再散射有怎样的变化?

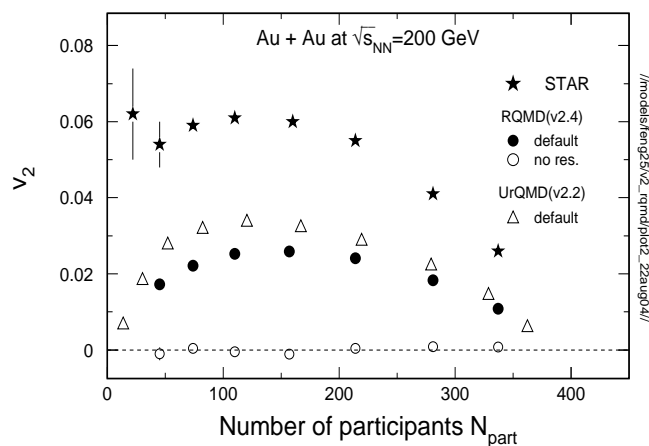


图 5-5 200GeV Au+Au的碰撞种带电强子和参加核子数的依赖关系。实验点来自于STAR实验4粒子的方法。实心圆圈代表具有强子再散射RQMD模型的结果, 空心圆圈代表没有强子再散射RQMD模型的结果, 空心三角是UrQMD的结果。

我们发现强子再散射对流体力学产生的椭圆流具有一定压抑作用, 另外我们还研究了强子再散射对粒子动量分布以及坐标空间的各向异性的影响。

## 5.1 流体力学+强子再散射模型简单介绍

我们使用的模型分为两个部分:(1)流体力学的演化及相应强子化, (2)强子再散射过程。我们研究了200GeV Au+Au(中心度20-40%) 的非中心碰撞中的强子的椭圆流受强子再散射的影响。但是在流体力学演化阶段, 我们并没有使用径向不对称的2+1维流体力学, 为了简单起见我们采用了1+1维的流体力学方程。所以在强子化阶段, 为了产生强子的椭圆流, 我们使用了一种改造的Cooper-Frye 不对称强子化方法, 使强子的动量空间具有各向异性分布。这类似于手动的放入强子再散射模型一个产生的强子的各向异性空间, 我们认为这种各向异性空间来自于流体或部分子物质的各向异性转化为的强子的各向异性。尽管这在理论上是不自洽的, 但是我们的主要目的是研究强子再散射作用对强子椭圆流的影响, 而且我们通过使用不同强子化方法, 我们发现我们的最后结论并不改变, 所以我们认为我们的结论是合理的。具体详见下文。下面我们将分两部分介绍我们的模型。

### 5.1.1 流体力学模型及强子化方法

相对论流体力学方程通过能量、动量守恒和净重子数守恒定义 [136–139]:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad \partial_\mu N_i^\mu = 0, \quad (5-2)$$

这里 $T^{\mu\nu}$ 表示能量动量张量,  $N_i^\mu$ 表示第*i*种净守恒荷的流矢量。这里我们只考虑净重子数守恒。我们的计算中其它守恒荷, 例如奇异数, 粲夸克数, 电荷在强相互作用尺度上是自然守恒的, 即相应的流矢量等于零, 所以守恒方程自然成立。

对于理想流体, 能量动量张量 $T^{\mu\nu}$ 和净重子数流矢量可以设为如下简单的形式:

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad N_B^\mu = \rho_B u^\mu, \quad (5-3)$$

这里 $\epsilon$ ,  $p$ , and  $\rho_B$ 是在流体的局域静系中能量密度, 压力, 和净重子数密度。其中 $N_B^\mu =$

$(\rho_B, \vec{0})$ ,  $g^{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -)$ , 流体速度  $u^\mu = \gamma(1, \vec{v})$  (其中  $\vec{v}$  为流体的笛卡尔坐标空间的三速度,  $\gamma = (1 - \vec{v}^2)^{-1/2}$  为洛仑兹收缩因子)。

在  $z=0$  时, 能量动量守恒公式 5-2 简化给出:

$$\partial_t E + \partial_T [(E + p)v_T] = -\left(\frac{v_T}{r_T} + \frac{1}{t}\right)(E + p), \quad (5-4)$$

$$\partial_t M + \partial_T [Mv_T + p] = -\left(\frac{v_T}{r_T} + \frac{1}{t}\right)M, \quad (5-5)$$

$$\partial_t R + \partial_T [Rv_T] = -\left(\frac{v_T}{r_T} + \frac{1}{t}\right)R, \quad (5-6)$$

这里我们定义,  $E \equiv T^{00}$ ,  $M \equiv T^{0T}$ , and  $R \equiv N_B^0$ . 这里 T 指标是横向分量。上面三个公式仅仅给出了  $z=0$  平面的演化, 由于我们纵向扩展不变的标度, 我们可以使用洛仑兹变化得到  $z \neq 0$  平面的演化情况。

我们模拟了 200 GeV Au+Au 在中心度为 20-40% 碰撞情况, 初始能量密度 = 10.3  $GeV/fm^3$ , 初始时间 = 0.6  $fm/c$ , 然后用以上的流体力学方程进行圆柱形的纵向标度不变的流体力学演化。当流体的能量密度到达临界能量密度 ( $= 0.42 GeV/fm^3$ ), MIT 袋模型 (EOS) [140] 描述的 QGP 的将发生强子化。强子化的强子形成一个理想的强子气体, 可以用相应的 EOS 方程描述。流体力学的强子化通常使用 Cooper-Frye 方法 [32]。在我们的模拟中, 我们假设产生的强子是动量和坐标空间是各向异性的, 具有一个类似图 5-6 所示的形状。我们假设 200 GeV Au+Au (中心度 20-40%) 碰撞的所有产生的强子的动量空间的平均



图 5-6 200 GeV Au+Au (中心度 20-40%) 碰撞粒子强子化时的坐标空间分布形状 (左图) 和动量空间分布形状 (右图)。

各向异性  $F \equiv \langle P_x/P_y \rangle = 1.18$ .

具体产生强子的动量、坐标空间的平均各向异性的方法如下:

$$R_x = R_{Tx} \cos \theta, \quad P_x = P_{Tx} \cos \psi \quad (5-7)$$

$$R_y = R_{Ty} \sin \theta, \quad P_y = P_{Ty} \sin \psi \quad (5-8)$$

$$R_z = t * \tanh y, \quad P_z = m_T \sinh y \quad (5-9)$$

$$t = \xi \tanh y, \quad E = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 + m_0^2} \quad (5-10)$$

$$\langle P_{Tx}/P_{Ty} \rangle = \langle R_{Ty}/R_{Tx} \rangle = F \quad (5-11)$$

$$\langle \theta/\psi \rangle = 1 \quad (5-12)$$

这里  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ 。  $(R_x, R_y, R_z, t)$  和  $(P_x, P_y, P_z, E)$  分别为粒子的坐标和动量的四矢量。我们假定强子随机的产生在两个球形金核重叠区域内。  $\xi$  和  $y$  两个随机分布在  $[0,14]$  fm/c 和  $[-5,5]$  随机数。对于强子的横向空间的分布,  $P_{Tx}$  and  $R_{Ty}$  是两个  $[0,4]$  GeV/c 和  $[0,7]$  fm 的随机变量, 一旦它们确定后,  $P_{Ty}$  and  $R_{Tx}$  可以通过平均各向异性因子  $F$  (5-11) 得到。经过公式 5-7 和 5-8 得到强子的横向坐标和横向动量。当  $F=1$  的时候, 我们的方法就直接回到了标准的 Cooper-Frye 的强子化方法。  $\theta$  and  $\psi$  是两个随机分布在  $[0,2\pi]$  的坐标空间和动量空间的横向平面的角度。我们假设所有的强子产生于一个径向发射源, 即  $\theta$  和  $\psi$  有着如方程 5-12 所示的关联。这种关联表示一旦  $\psi$  被随机确定以后,  $\theta$  通过一个中心值为  $\psi$ ,

宽度为 $\sigma$ 的高斯分布中抽样产生。在我们默认的计算中, 我们选取平均动量空间各向异性因子 $F=1.18$ ,  $\theta$ - $\psi$ 的关联高斯宽度 $\sigma=0.2\pi$ 。

### 5.1.2 强子再散射模型

我们使用相对论核碰撞模型LUCIAE进行我们的强子再散射过程。当流体力学模型中的流体全部强子化完成后, 所有的强子坐标和动量空间信息将输入到LUCIAE的强子再散射模型当中[42, 141]。关于LUCIAE模型中强子再散射过程的介绍详见第二章。

## 5.2 流体力学+强子再散射模型对椭圆流的计算结果和讨论

图5-7给出了200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中 $\pi^-$ ,  $K^-$ 和 $\bar{p}$ 的横向动量分布, 实线和虚线分别代表强子再散射之后和之前的横向动量分布, 实心点是实验数据[68]。我们可以看到经过强子再散射的结果较好的拟合了实验数据。

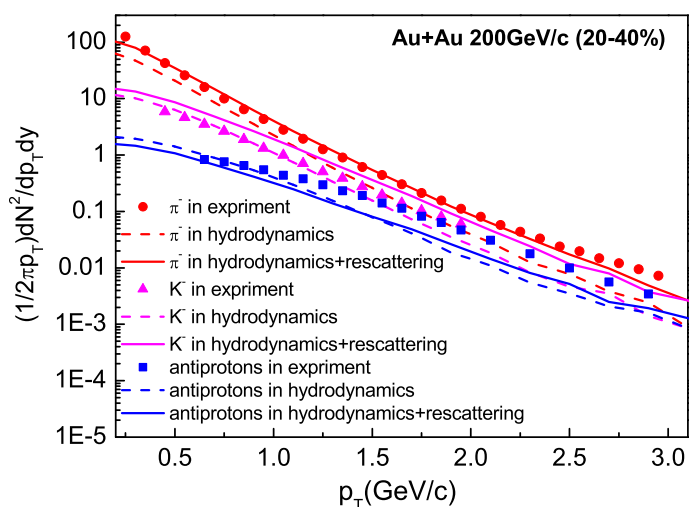


图 5-7 200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞产生的 $\pi^-$ ,  $K^-$ 和 $\bar{p}$ 的横向动量分布。实线和虚线分别代表强子再散射之后和之前的横向动量分布。实心点是实验数据[68]。

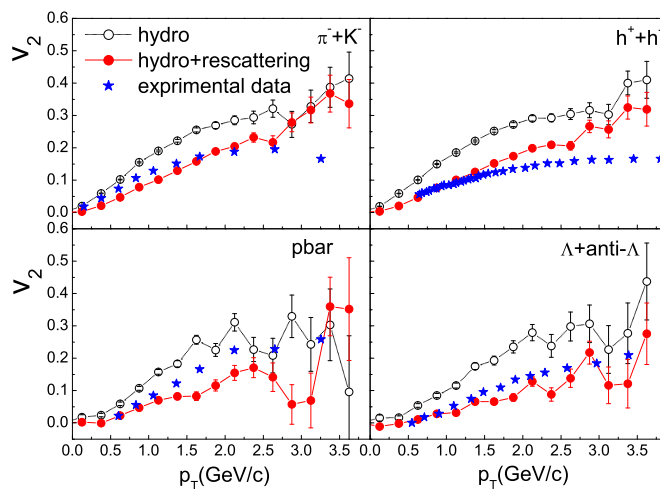


图 5-8 200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中 $\pi^- + K^-$ ,  $h^- + h^+$ ,  $\bar{p}$ 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流的横向动量依赖性。实验点来自文献[28, 142]。

同时我们根据公式5-13:

$$v_2 \equiv \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle \quad (5-13)$$

计算出强子再散射前后强子动量空间各向异性(即椭圆流 $v_2$ )。图5-8给出了200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中 $\pi^- + K^-$ ,  $h^- + h^+$ ,  $\bar{p}$ 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流的横向动量依赖性。为了研究强子的坐标空间各向异性,我们定义坐标空间的各向异性因子为:

$$\epsilon_2 \equiv \left\langle \frac{x^2 - y^2}{x^2 + y^2} \right\rangle \quad (5-14)$$

图5-9左栏(a),(c)和(e)给出了流体力学+强子再散射模型模拟的200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中 $(\pi^+ + \pi^-)$ ,  $(k^+ + k^-)$ ,  $(P + \bar{P})$ 和 $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ 的横向动量分布,动量和坐标空间各向异性因子 $v_2$ 和 $\epsilon_2$ 的在强子再散射前后的横向动量依赖性。我们看到强子横向动量分布和坐标空间各向异性因子 $\epsilon_2$ 在强子再散射以后增加了,并且 $\epsilon_2$ 改变了它的正负号.另一方面,而在强子再散射以后强子的椭圆流减少。为了定量的描述这些变化,我们定义了三个因子 $s_{p_T}$ ,  $s_{v_2}$ 和 $D_{\epsilon_2}$ ,定义公式如下:

$$s_{p_T}(p_T) \equiv \frac{\frac{dN}{dy dp_T} \text{ after}}{\frac{dN}{dy dp_T} \text{ before}} \quad (5-15)$$

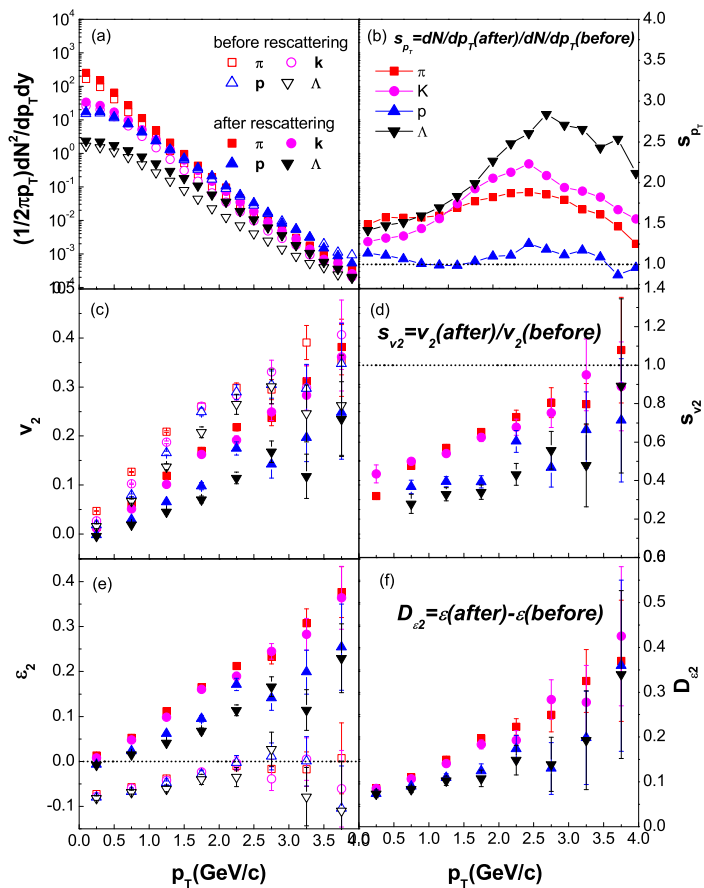


图 5-9 (a),(c) 和(e): 流体力学+强子再散射模型中200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中强子再散射之后(实心)和之前(空心)  $\pi^+ + \pi^-$ (方块),  $K^+ + K^-$ (圆圈),  $p + \bar{p}$ (上三角) 和  $\Lambda + \bar{\Lambda}$ (下三角)的横向动量分布,椭圆流, $\epsilon_2$ 的横向动量依赖性. (b),(d) 和(f):  $s_{p_T}$ ,  $s_{v_2}$  和  $D_{\epsilon_2}$ 的横向动量依赖性.



$$s_{v_2}(p_T) \equiv \frac{V_2(p_T)_{after}}{V_2(p_T)_{before}} \quad (5-16)$$

$$D_{\epsilon_2}(p_T) \equiv \epsilon(p_T)_{after} - \epsilon(p_T)_{before} \quad (5-17)$$

图5-9右栏(b),(d)和(f)给出了流体力学+强子再散射模型模拟的200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中 $(\pi^++\pi^-)$ ,  $(k^++k^-)$ ,  $(P+\bar{P})$  和  $(\Lambda+\bar{\Lambda})$ 四种粒子的 $s_{p_T}$ ,  $s_{v_2}$  和  $D_{\epsilon_2}$ 横向动量依赖性。从(b)图我们可以看出强子的产额经过强子再散射增加了, 尤其对于比较高横向动量的粒子增加更多一些。这表明强子再散射后产生了很多次级粒子, 而且这些产生的次级粒子的横向动量要比强子再散射发生之前的粒子要大。(d)图给出 $s_{v_2}$ 随着横向动量的增加而增加, 逐渐到达1.0, 这表明强子再散射对强子的椭圆流的压抑作用随着横向动量的增加而减弱, 且越重的粒子压抑越厉害。这说明强子再散射使原本来自流体力学演化得来的强子动量空间的各向异性逐渐减弱, 趋于各向同性。从(f)图我们看到强子再散射改变了强子坐标空间的取向。我们发现经过强子再散射, 20 ~ 40%的椭圆流 $v_2$ 损失掉了。如果真的有这样程度椭圆流的损失, 那么要通过研究强子的椭圆流得到碰撞早期的信息前, 强子再散射的作用应该被考虑。

为了研究我们结果的模型依赖性, 我们通过改变我们的强子化方法给出不同的强子相空间分布作为强子再散射模型的输入, 去研究这样的改变对于我们结论的影响(图5-10)。由于强子再散射之前的强子的相空间信息不能被实验所测量, 所以我们再假定三种不同的强子相空间输入:

(I)我们减少动量空间和坐标空间的关联的程度。因为我们假设反应系统是一个径向发射源, 所以我们动量空间和坐标空间的角度 $\theta$ 和 $\psi$ 存在一个同向的高斯函数的关联, 在我们上面默认的高斯关联宽度为 $\sigma = 0.2\pi$ (圆圈), 我们将其调为 $\sigma = 0.5\pi$ (方块), 而其他与默认设置保持不变。这样改变后, 我们在图5-10给出了所有带电粒子的类似图5-9的分析, 可以

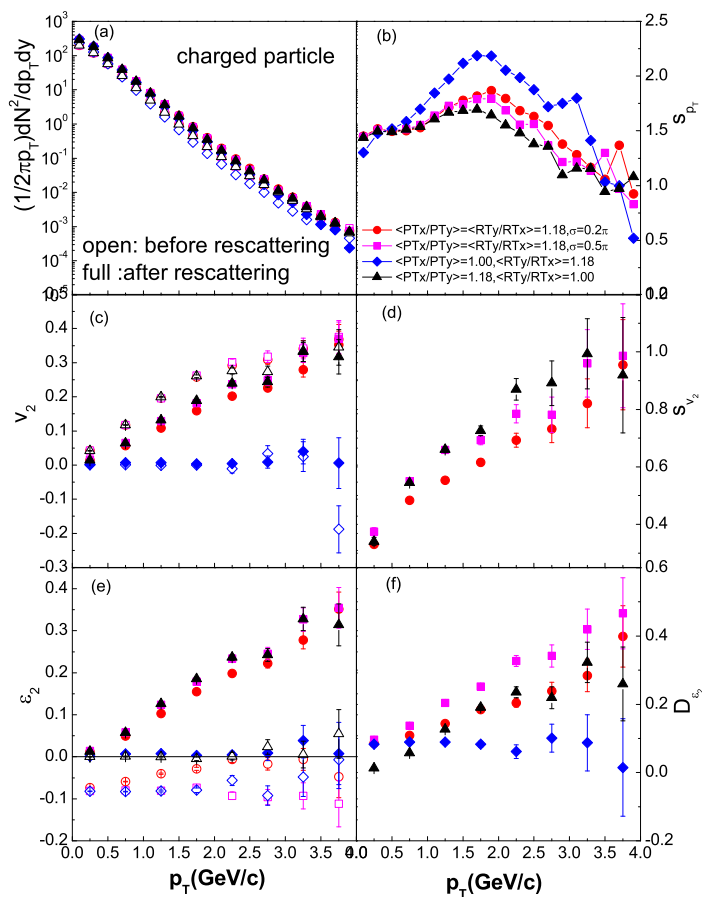


图 5-10 (a), (c) 和(e): 流体力学+强子再散射模型模拟的200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中不同的强子化方法下, 强子再散射前(空心)后(实心)带电粒子的横向动量分布,椭圆流, $\epsilon_2$ 的横向动量依赖性. 圆圈和方块相应于动量和坐标空间都具有各向异性强子化方法, 但是圆圈相应于 $\psi$ - $\phi$ 关联的宽度为 $0.2\pi$ , 方块相应于 $\psi$ - $\phi$ 关联的宽度为 $0.5\pi$ . 菱形相应于只有坐标空间各向异性的强子方法. 三角形相应于只有动量空间各向异性的强子方法.; (b),(d) 和(f): 四种强子化方法中的 $s_{PT}$ ,  $s_{v_2}$  和 $D_{\epsilon_2}$ 的横向动量依赖性.

看到动量空间和坐标空间的关联的程度越强, 强子再散射产生的粒子似乎越多, 对强子椭圆流的压抑越强。而对于坐标空间各向异性 $\epsilon_2$ 的影响不是很明显。

(II)如果我们仅仅保留坐标空间的各向异性, 而动量空间假定为各向同性, 则经过强子再散射会有什么样的现象呢? 图5-10中的菱形给出了我们模拟的结果。我们可以看到尽管有很多的次级粒子产生, 强子再散射不能产生强子的椭圆流, 这不同于RQMD和UrQMD的计算结果。在那里强子再散射可以产生一定的强子椭圆流。在另一方面, 强子坐标空间的各向异性 $\epsilon_2$ 经过强子再散射也消失了。这也是合理的, 由于强子再散射具有一个压抑强子椭圆流的作用, 这与LUCIAE模型中强子的散射角是均匀分布的相一致。由于强子再散射起到了一个弥散的效应, 所以强子的动量空间各向异性(即椭圆流 $v_2$ ), 应该产生在强子再散射之间的QGP或部分子阶段。总之, 强子的椭圆流产生在强子化之前。

(III)图5-10中的三角形表示我们只保持动量空间的各向异性, 而坐标空间则为各向同性。我们发现强子再散射仍然压抑强子的椭圆流 $v_2$ , 并且产生了与动量空间分布趋向相同的坐标空间各向异性 $\epsilon_2$ 。

总之, 无论在我们默认的强子化方法还是以上的三种强子化, 我们都发现强子再散射会产生大量的次级粒子, 压抑强子的动量空间各向异性(椭圆流 $v_2$ ), 并且随着时间的演化使坐标空间各向异性与动量空间各向异性趋于同一个方向。

我们注意到在图5-8中, 考虑强子再散射以后强子的椭圆流在比较高的横向动量( $p_T \geq 2$ )并不能完全拟合实验数据。我们认为这种差别一个可能的原因来自于我们的动量空间平均各向异性因子的强子化方法, 由于我们的模型没有考虑横向界面(x-y)中核子的分布和流体力学的横向界面的各向异性的动力学演化[143, 144]。另外一个可能的原因: 是部分子相互作用[145]或jet quenching [146, 147]等对椭圆流的影响, 一般认为这些效应对于高横动量的粒子的性质影响比较大, 而这些在我们的模型中并没有被考虑。当然, 我们的工作的主要目的是研究强子再散射对强子的椭圆流的影响。

总之，我们使用一个流体力学+强子再散射模型在200GeV Au+Au(中心度20-40%)碰撞中研究了强子再散射对强子的椭圆流的影响。我们使用各向异性的Cooper-Frye的强子化方法给出了各向异性的强子相空间，经过强子再散射以后，我们发现强子的椭圆流受到了压抑，大约有20 ~ 40%的强子的椭圆流 $v_2$ 被强子再散射而损失掉。而且强子再散射对子的椭圆流的这种压抑作用随着粒子横向动量的增加而减弱。这与其它模型的结果是不一样的。例如在Texas大学的多相输运模型中，当所有部分子完成它的最后一次碰撞，这时部分子具有了动量空间各向异性而坐标空间的各向异性比较小[36, 94]，部分子会通过夸克组合模型组合成强子，然后发现随后的强子再散射模型ART对强子的椭圆流的影响比较弱。不同的原因可能两者不同的强子化方法，在我们的模型的强子化条件是流体的能量密度到达某一临界值，发生突然的强子化。另外，一个流体力学+RQMD强子再散射模型[148]中发现强子再散射对于强子的椭圆流的影响比较弱，而不同于文献[135]中RQMD产生强子的椭圆流的结论。最近在文献[149]考虑了色玻璃凝聚态(CGC)的影响，后强子的椭圆流将会增加，为了达到和实验上一致的结果，则强子再散射的弥散作用将减小强子的椭圆流，这是与我们的结果相一致的。

## 第六章 AMPT模型对2 (3) -粒子关联的研究

### 6.1 2 (3) -粒子关联的实验和理论研究现状

粒子喷注(jet)的研究是目前RHIC的实验结果中很重要的一部分,已经发表了很多重要的结果[150]。其中在200GeV Au+Au的中心碰撞中观察到背对背的高横动量的粒子喷注的消失[31],被认为是jet quenching机制的一个重要的实验证据。如果真的背向喷注的能量通过与形成的新物质相互作用而损失掉,那么这些损失的能量必然会重新分配到周围的介质当中去[151–154]。因此如何将这些损失掉的能量找回来是一个

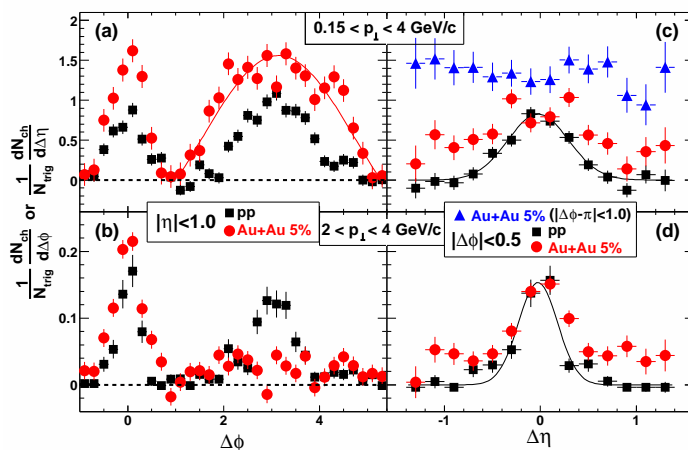


图 6-1 在200GeV p+p 和200GeV Au+Au (中心度0-5%)碰撞中背景扣除的伴随粒子(两种横向动量 $p_T$ 选择: $0.15 < p_T^{asso} < 4.0 \text{ GeV}/c$ 上排,  $2.0 < p_T^{asso} < 4.0 \text{ GeV}/c$ 下排)相对于触发粒子( $4.0 < p_T^{trig} < 6.0 \text{ GeV}/c$ )的 $\Delta\phi$  (图(a)和图(b))和 $\Delta\eta$  (图(c)和图(d))关联分布 [155]。

很重要的课题：目前实验上已经通过两粒子关联的方法重构出了携带这些损失的能量伴随粒子[155]。图6-1给出了在200GeVp+p和200GeV Au+Au(中心度0-5%)碰撞中，在相同的触发粒子(trigger particle)横向动量选择( $4.0 < p_T^{trig} < 6.0 \text{ GeV}/c$ )下，硬的伴随粒子(hard associated particle) ( $2.0 < p_T^{asso} < 4.0 \text{ GeV}/c$ ) 和软的伴随粒子(soft associated particle) ( $0.15 < p_T^{asso} < 4.0 \text{ GeV}/c$ ) 相对于触发粒子的角度 $\Delta\phi$ 和赝快度 $\Delta\eta$ 的分布。我们可以看到在Au+Au的中心碰撞中，在和触发粒子的反方向远端(away side)硬的伴随粒子被消失掉了(子图b)，而出现了很多软的伴随粒子(子图a)，这说明在Au+Au中心碰撞中背向喷注损失的能量分配给软的伴随粒子。另外,子图c和d给出了在200GeVp+p和200GeV Au+Au(中心度0-5%)碰撞中硬和软的伴随粒子相对于触发粒子的赝快度 $\Delta\eta$ 的分布。我们看到伴随软粒子的 $\Delta\eta$ 分布, Au+Au中心碰撞中away side中几乎是平的, 这可能是由于Au+Au中心碰撞中away side端的伴随粒子与介质的相互作用被热化的一种表现。

另外图6-2左图给出了200GeV Au+Au(中心度0-5%)碰撞中away side端伴随粒子的平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 的随着碰撞中心度的变化关系，从周边碰撞到中心碰撞，away side的伴随粒子的平均横动量逐渐下降，已经非常接近inclusive粒子的平均横动量，由于inclusive

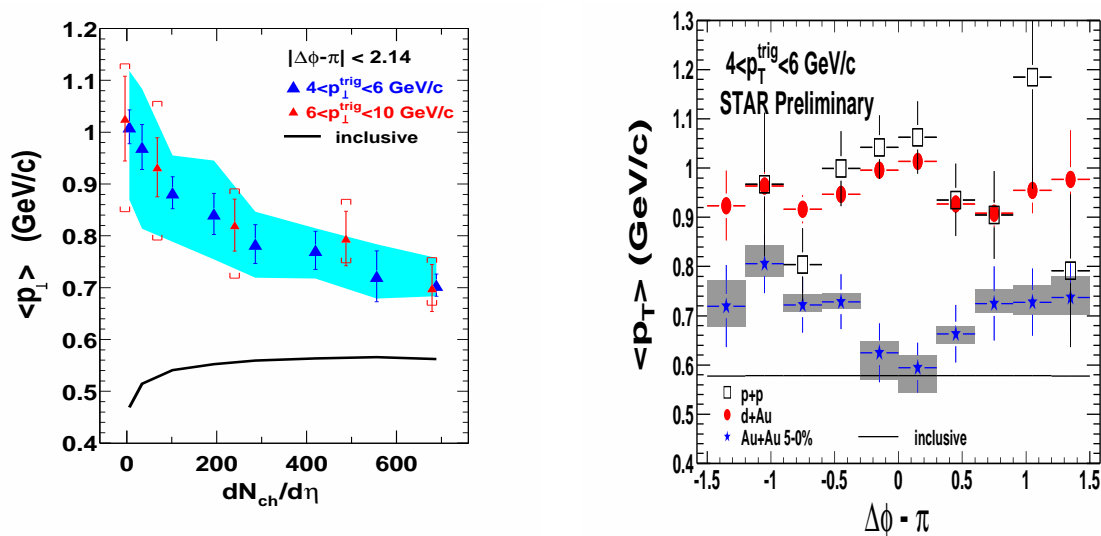


图 6-2 左图: 在两种不同的触发粒子的横向动量选择下远端(away side)伴随粒子的平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 的中心度依赖性 [155]; 右图:在200GeVp+p,200GeVd+Au和200GeV Au+Au(中心度0-5%)碰撞中远端伴随粒子的平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 的 $\Delta\phi$ 角度依赖性 [157].

粒子的平均横动量反应了整个反应系统的热力学性质，这样的一种结果说明在Au+Au中心碰撞中背向的jet产生的伴随粒子的性质已经非常接近整个反应系统形成的热介质的热力学性质。另外图6-2右图p+p, d+Au和Au+Au(中心度0-5%)中away side的伴随粒子的平均横动量的 $\Delta\phi$ 角度依赖性，可以看到Au+Au与其他两个反应系统的形状是不同的，在 $\Delta\phi - \pi = 0$ 的位置Au+Au(中心度0-5%)的平均横动量最小，非常接近整个反应系统生成的inclusive粒子的平均横动量，这从另一个侧面给出在Au+Au中心碰撞中，背向的伴随粒子被热化的一个证据。

图6-3左图给出了200GeV Au+Au碰撞中触发粒子在 $2.5 < p_T^{trig} < 4.0 \text{ GeV}/c$ ，伴随粒子横动量在 $2.0 < p_T^{asso} < 3.0 \text{ GeV}/c$ 不同中心度的两粒子关联函数。我们在比较中心的两个中心度碰撞中看到，在away side这一端看到了一个有意思的双峰结构。而且随着碰撞中心度的变化的两个双峰的距离是变化的。我们定义away side中两个峰之间距离的一半叫做劈裂参数D。图6-3右图给出了在200GeV Au+Au, 62GeV Au+Au和200GeV Cu+Cu中劈裂参数D和参加核子数目 $N_{part}$ 的依赖关系。

关于这个奇特的away side的双峰结构 [157, 158]，引起了理论家极大的兴趣。例如：Casalderrey-Solana和Shuryak等认为这可能是由于jet的速度非常快，快过了碰撞产生的物质中的声速，从而出现的马赫冲击波[159]。Satarov和Stöcker研究了

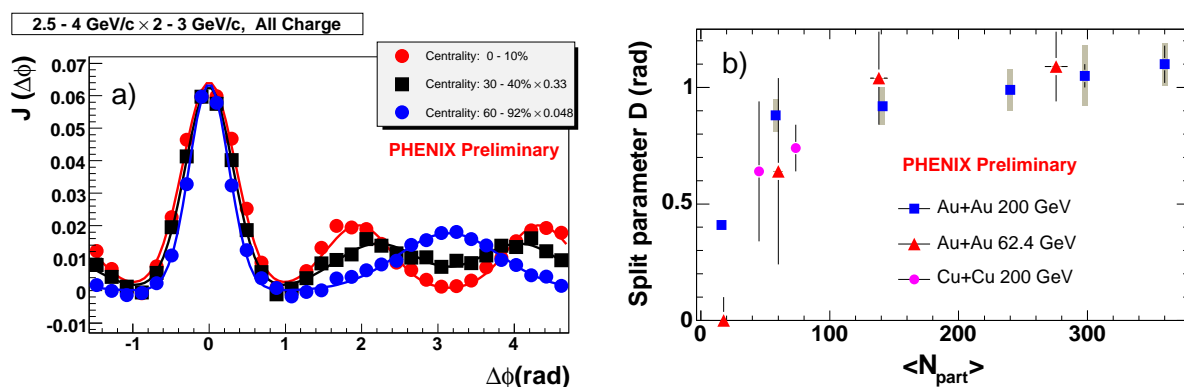


图 6-3 左图:200GeV Au+Au碰撞中两粒子关联函数的形状随着中心度变化。右图:在200GeV Au+Au, 62.4GeV Au+Au, 200GeV Cu+Cu 碰撞中关联函数的劈裂参数D和参加核子数的依赖关系. [156]

在一个扩展的QGP物质中，由一个快速运动的jet引起的马赫波 [160]。Koch和王新年博士则认为这是由于碰撞中，jet穿过QCD物质时胶子的且伦科夫辐射所造成[161]。Armesto等则认为，这种奇特的结构是由于介质的流动而引起的拉拽效应而造成 [162]。Ruppert和Müller可以使用一个具有色荷的jet激发了等离子体集体运动的方法产生这样的奇特结构[163]。Renk 和Ruppert则使用了一个介质演化的相对论模型给出了解释。Chaudhuri通过研究jet quenching在相对论流体力学中的演化讨论了这样的奇特的双峰结构现象[165]。而Antinori和Shuryak对针对一个重味的夸克jet引起的马赫波也给出了讨论[166]。另外，Hwa等使用夸克组合模型对实验上伴随粒子的横向动量谱给出了很好的描述[167]。

另外，为了进一步研究类马赫的起源，人们还建议了三粒子关联的方法。

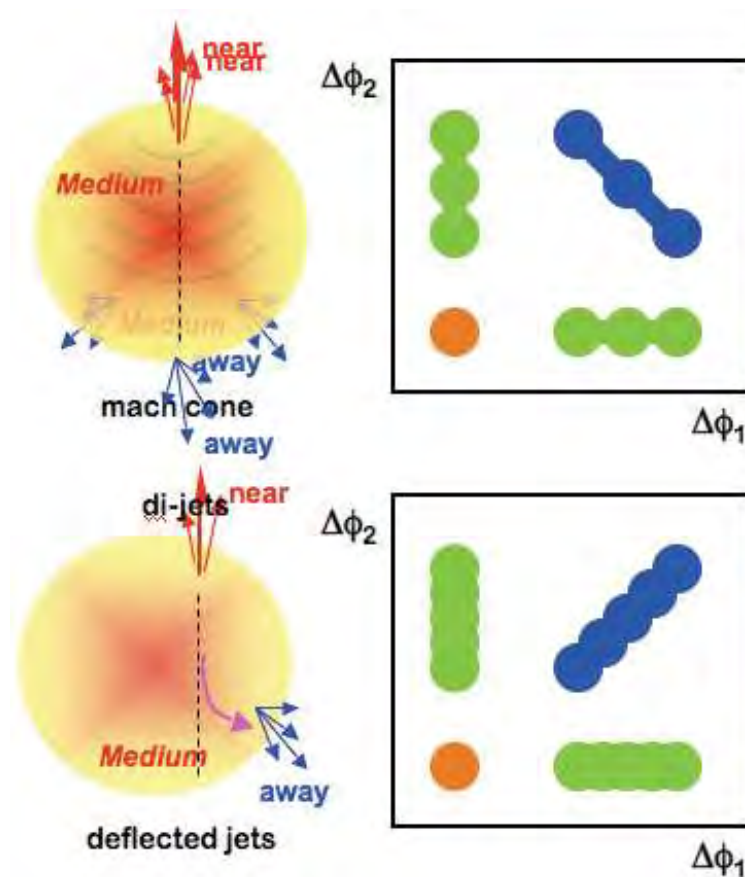


图 6-4 3-粒子关联的卡通示意图，上行：马赫冲击波对应的3-粒子关联；下行：扭转的jet对应的3-粒子关联。



图6-4给出了不同的物理图景对应着在3-粒子关联的谱上有不同的形状。这里 $\Delta\phi_i = \phi_i^{asso} - \phi^{trig}$  ( $i=1,2$ ), 是两个伴随粒子相对于同一个触发粒子的方位角。通过研究三粒子关联, 我们最为关心的是图6-4中右上角的关联图( $\Delta\phi_{1,2} > 1$ ), 通过对它的研究可能会帮助我们揭示到底什么是类马赫结构的起源。目前对于三粒子关联的研究无论是在实验上还是理论上都是刚刚起步。我们将使用AMPT模型对2(3)-粒子关联进行研究, 具体方法和结果见下文。

## 6.2 对2-粒子关联的研究方法介绍

我们使用AMPT模型模拟了200GeV Au+Au不同碰撞中心度的碰撞, 对实验上的2-粒子关联进行了模拟。为了重建伴随粒子的 $\Delta\phi$ 分布, 我们使用混合事件 (mix-event) 的方法。两种伴随和触发粒子的 $p_T$ 选择组合被研究:(1)  $3 < p_T^{trig} < 6$  GeV/c 和  $0.15 < p_T^{assoc} < 3$  GeV/c (我们叫它软的伴随粒子, 由于软的粒子在这个横向动量是占统治地位的。)

(2) :  $2.5 < p_T^{trig} < 4$  GeV/c and  $1.0 < p_T^{assoc} < 2.5$  GeV/c (我们叫它硬的伴随粒子)。

在这两种选择下, 伴随和触发粒子的赝快度都是 $|\eta| < 1.0$ 。在相同事件 (same event) 中, 我们累积所有满足以上条件的粒子, 得到其相对于触发粒子的 $\Delta\phi = \phi - \phi_{trig}$ 分布。为了从相同事件中扣除掉背景, 我们使用混合事件的方法。这里背景被认为主要来自于椭圆流的贡献[155, 158]。我们混合两个碰撞参数非常接近的两个事件为一个混合事件, 抽出相应的 $\Delta\phi$ 作为背景分布。为了从相同事件的 $\Delta\phi$ 分布扣除掉背景, 我们使用ZYAM方法(zero yield at minimum) [158], 即我们在 $0.95 < \Delta\phi < 1.05$ 将混合事件的 $\Delta\phi$ 分布归一到相同事件对应处。图6-5以在弦融化的AMPT模型强子再散射后 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au + Au (中心度20-40%)碰撞为例, 左图给出了我们扣除背景之前的相同事件和混合事件的关联信号, 右图给出了使用ZYAM方法扣除背景以后得到了伴随粒子的关联分布。

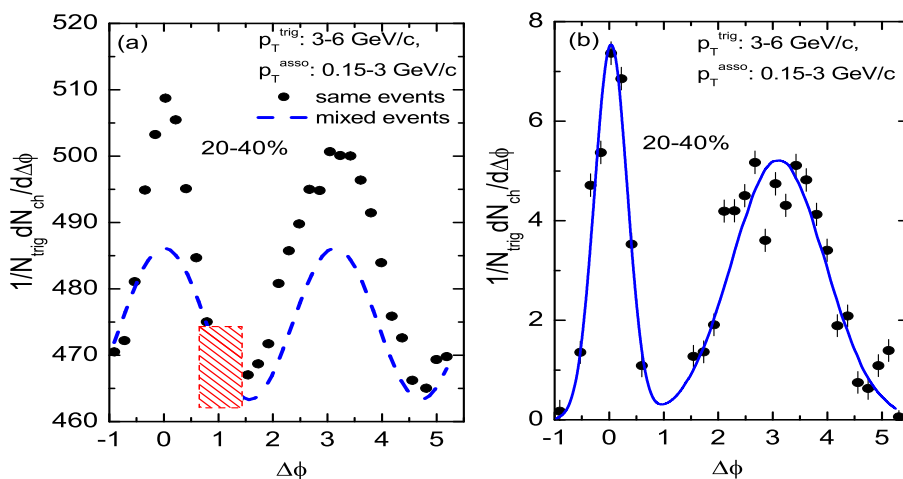


图 6-5 左图:(a):弦融化的AMPT模型强子再散射后200GeV Au + Au (中心度20-40%)碰撞中未扣除背景的伴随粒子( $0.15 < p_T^{assoc} < 3$  GeV/c)相对于触发粒子( $3 < p_T^{trig} < 6$  GeV/c)的 $\Delta\phi$ 分布(圆圈).虚线是来自于混合事件的背景,阴影面积是ZYAM归一化的面积;右图:相应扣除背景以后的伴随粒子相对于触发粒子的 $\Delta\phi$ 分布(圆圈),实线为对其的两高斯拟合.

### 6.3 对2-粒子关联的计算结果和讨论

在文献 [155], 实验结果表明在200GeV Au+Au中心碰撞中与高横动量的粒子相关联的低横动量的粒子在away side被展宽, 这支持背向的jet的能损重新分配的图景。在我们的计算中, 为了增加触发粒子的统计量, 我们设定触发粒子的横向动量 $3 < p_T^{trig} < 6$  GeV/c, 伴随粒子仍为 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$  GeV/c, 触发粒子和伴随粒子都为 $|\eta| < 1.0$ 。图6-6给出了在200GeV Au+Au不同中心度的不同的条件下的碰撞中, 软的伴随粒子相对于触发粒子的 $\Delta\phi$ 分布。由于实验上只能测量带电的粒子, 而我们的模拟为了增加统计量考虑了所有强子, 因而我们给实验数据乘上一个1.58的因子, 以补足中性粒子的贡献[85, 155, 168]。对于强子再散射之前的默认版本AMPT模型的结果, 我们由于计算的统计的不足, 只给出了0-10%中心度的结果。从弦融化AMPT模型的结果, 我们看到强子再散射增强了伴随粒子的 $\Delta\phi$ 关联分布。而且在弦融化AMPT模型中, 在强子再散射前后都观察到很强的类似马赫角结构的关联出现, 这表明类马赫结构在部分子及联的过程中已经产生。

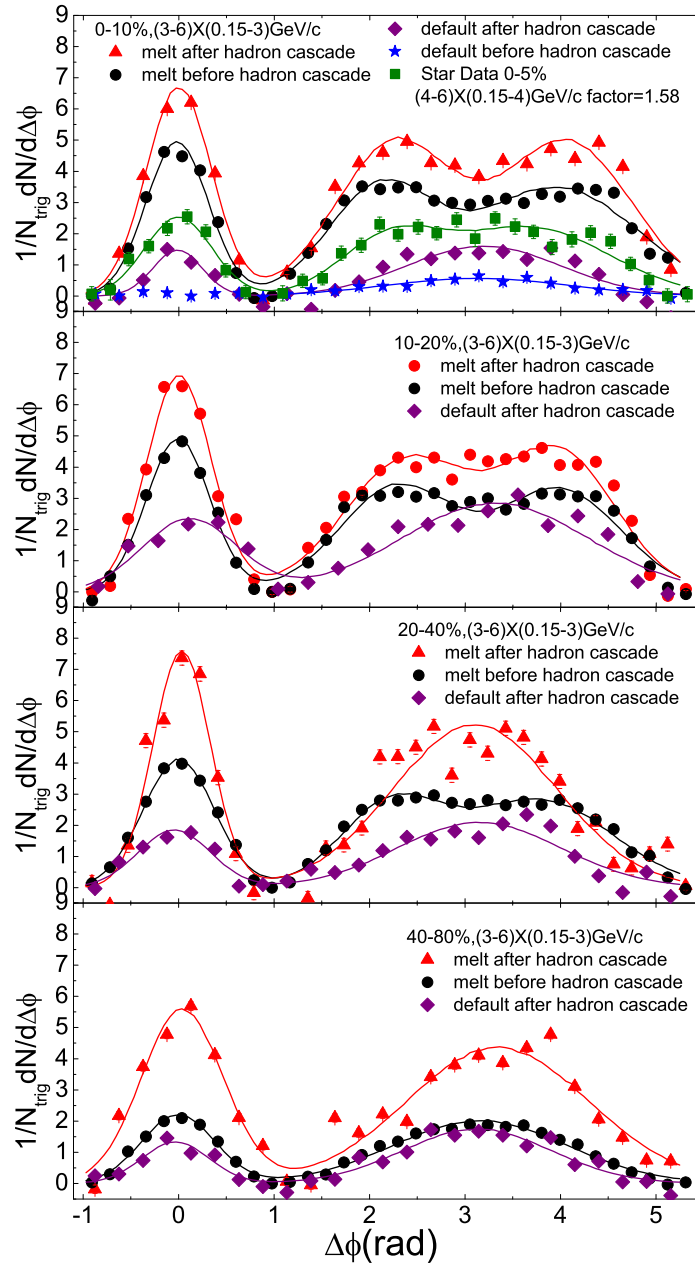


图 6-6 200GeV Au+Au 不同中心度的碰撞中, 软的伴随粒子 ( $0.15 < p_T^{assoc} < 3.0 \text{ GeV}/c$ ) 相对于触发粒子 ( $3.0 < p_T^{trig} < 6.0 \text{ GeV}/c$ ) 的  $\Delta\phi$  分布. 三角形: 在弦融化 AMPT 模型强子再散射以后的结果; 圆圈: 在弦融化 AMPT 模型强子再散射之前的结果; 菱形: 在默认版本 AMPT 模型强子再散射以后的结果; 五角星: 在默认版本 AMPT 模型强子再散射之前的结果. 方块: 实验数据点, 来自文献 [155], 注意在文献 [155] 中,  $4.0 < p_T^{trig} < 6.0 \text{ GeV}/c$  和  $0.15 < p_T^{assoc} < 4.0 \text{ GeV}/c$ .

对于硬的伴随粒子, 图6-7给出了在200GeV Au+Au不同中心度的不同条件下碰撞中, 硬的伴随粒子( $1.0 < p_T^{assoc} < 2.5$  GeV/c)相对于触发粒子( $2.5 < p_T^{trig} < 4.0$  GeV/c)的 $\Delta\phi$ 分布。我们看到此时强子再散射对于硬的伴随粒子的影响, 与对软的伴随粒子相比明显要小, 这表明强子再散射产生了大量的软的伴随粒子, 但是对硬的伴随粒子的影响比较小。另外, 我们在弦融化AMPT模型的结果中, 在强子再散射前后都观察到了类马赫结构, 而在默认版本AMPT模型的结果中, 只是在强子再散射后的结果中发现了类马赫结构。

我们可以看到默认版本AMPT模型给出了比具有弦融化机制的AMPT模型更为合理的伴随粒子的数目, 这是由于弦融化AMPT模型的粒子的横向动量分布与默认版本AMPT模型相比要软, 这是可能源于在部分子级联过程中使用的是夸克流质量[33], 而当使用夸克的热质量时, 可能会有所改善[169, 170]。然而, 在我们目前的研究中, 关联函数的形状是我们研究的重点。为了比较不同条件下关联函数的形状, 我们给不同中心度的AMPT的结果乘上不同的因子达到实验数据的高度, 相应的因子被标注在图6-7中。很明显我们可以看到弦融化AMPT模型相比于默认版本AMPT模型在形状上可以更好的描述实验数据。

为了定量的研究类马赫结构的形状, 我们研究了类马赫的劈裂参数D, 它的定义为伴随粒子的 $\Delta\phi$ 分布中, away side端两个双峰中心之间的距离的一半。劈裂参数D反映了away side端马赫角的大小或方向。图6-8给出了200GeV Au+Au碰撞中劈裂参数D的碰撞中心度的依赖性。可以看到我们在弦融化AMPT模型强子再散射以后的结果能很好地描述了实验结果, 尽管我们的计算为了增加数据的统计量而与实验的cut有一些不同。然而默认版本AMPT模型的结果比实验点要低很多。这表明仅仅有强子再散射不足够产生像实验上观察到的那么大的劈裂参数。为了描述实验数据, 部分子的级联过程是必要的。这里需要指出的是, 在HIJING模型中由碰撞的硬过程产生的minijet喷注会通过胶子劈裂或转移它们的能量给邻近的弦, 这被称为jet quenching [22]; 而在AMPT模型

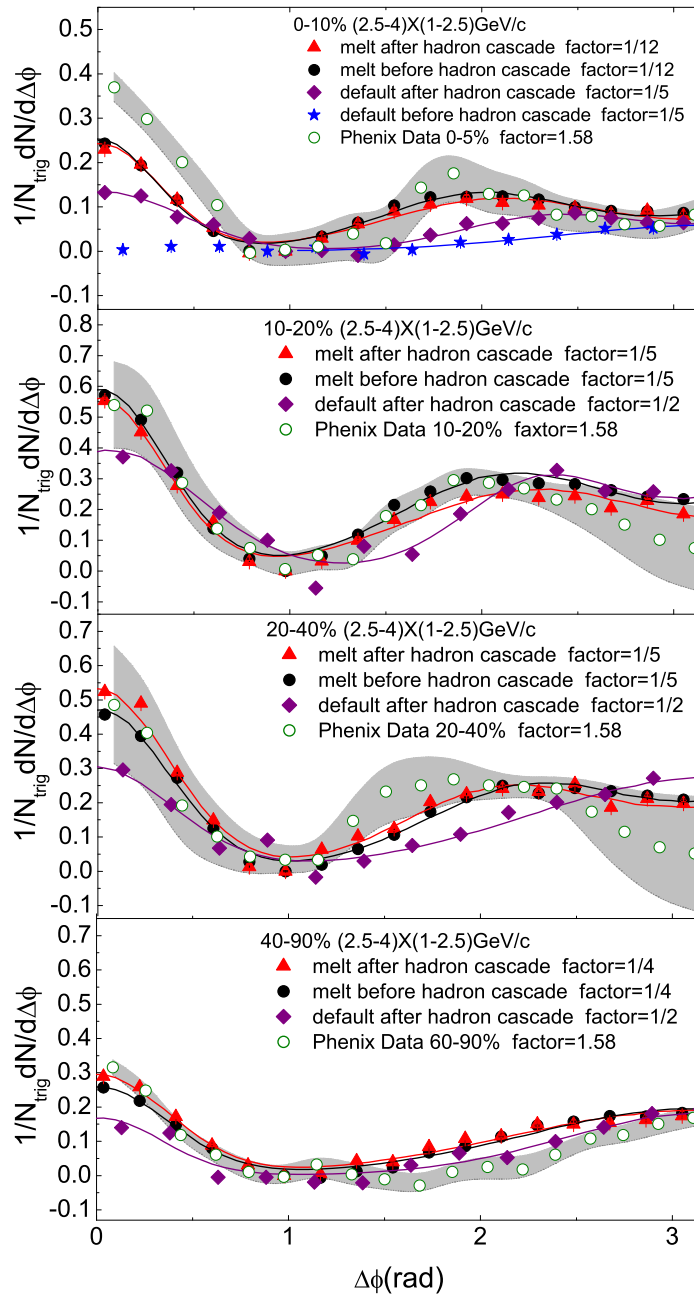


图 6-7 200GeV Au+Au 不同中心度的碰撞中, 硬的伴随粒子 ( $1.0 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$ ) 相对于触发粒子 ( $2.5 < p_T^{trig} < 4.0 \text{ GeV}/c$ ) 的  $\Delta\phi$  分布。三角形: 在弦融化 AMPT 模型强子再散射以后的结果; 实心圆圈: 在弦融化 AMPT 模型强子再散射之前的结果; 菱形: 在默认版本 AMPT 模型强子再散射以后的结果; 五角星: 在默认版本 AMPT 模型强子再散射之前的结果; 空心圆圈及阴影区域: 实验数据点及实验的不确定性, 来自文献 [158].

中，所谓的‘jet quenching’实质上是ZPC模型中的部分子之间的散射级联过程。由于目前ZPC模型中只包括了两体散射过程 ( $2 \rightleftharpoons 2$ )，而更高阶的 $2 \rightleftharpoons 3$ 过程对于jet quenching的贡献并没有被考虑。目前已有理论结果认为 $2 \rightleftharpoons 3$ 过程可能对于jet quenching有很重要的贡献[171, 172]。然而我们的结果表明 $2 \rightleftharpoons 2$ 也可以产生被认为可能来自于高横动量的jet quenching而产生的类马赫结构。

另外，图6-9给出了在200GeV Au+Au碰撞中使用具有弦融化机制的AMPT模型在强子再散射以后对软的伴随粒子一些性质的研究，并与实验数据进行了比较。子图(a)给出了near side 和away side伴随粒子的数目与碰撞参数的依赖性。触发粒子没有被包括在near side的伴随粒子数中。伴随粒子数目随着碰撞参数的增加而减少，而AMPT模型给出的结果比实验数据要高很多，这说明模型产生了更多的软的伴随粒子。子图(b)给出了200GeV Au+Au(中心度0-5%)中心碰撞中near side 和away side伴随粒子的横向动量 $p_T$ 分布。子图(c)给出了在near side 和away side里总的横向动量(近似等于伴随能量)的碰撞参数依赖性。这里触发粒子的横向动量被包括在near side一端中。我们可以看到在near side

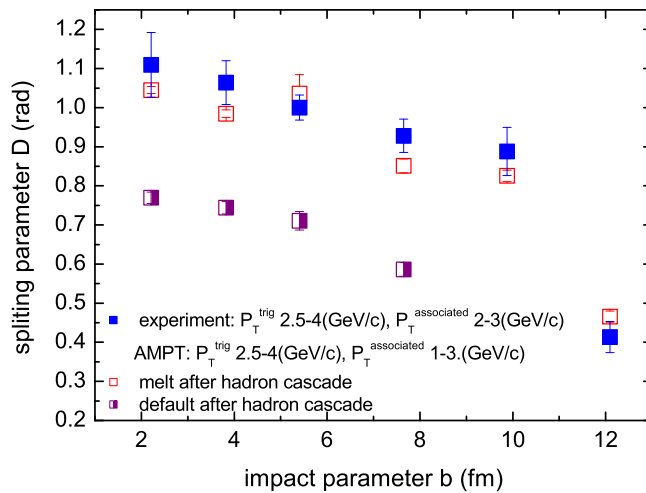
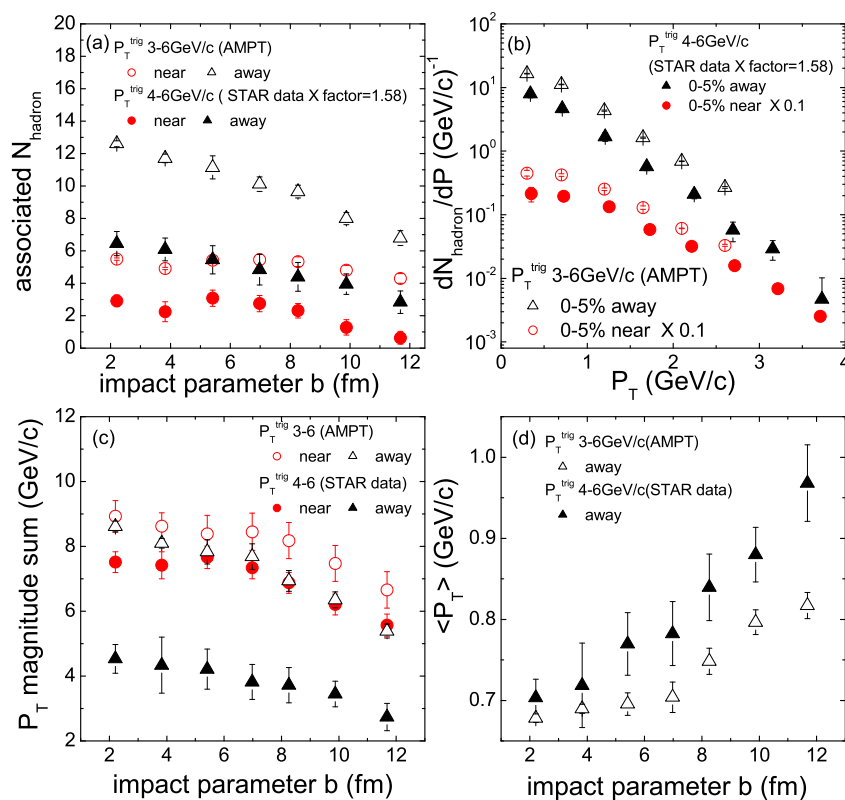


图 6-8 在200GeV Au+Au碰撞中劈裂参数D的碰撞中心度的依赖性。(模型cut:  $2.5 < p_T^{trig} < 4.0$  GeV/c 和  $1.0 < p_T^{assoc} < 3$  GeV/c; 实验cut:  $2.5 < p_T^{trig} < 4$  GeV/c 和  $2.0 < p_T^{assoc} < 3.0$  GeV/c). 空心点: 在弦融化AMPT模型强子再散射以后的结果; 半空心半实心点: 在默认版本AMPT模型强子再散射以后的结果; 实心点: 实验数据点, 来自文献 [156].

和away side里总的横向动量随着碰撞参数的增加而减少,模型结果比实验数据要略高。子图(d)显示了away side平均横向动量 $\langle p_T \rangle$ 和碰撞参数依赖性。away side平均横向动量模型结果比实验数据略低,随着碰撞参数的减少而减少,表明在Au+Au中心碰撞中,通过部分子及联的过程,伴随粒子被进一步软化和热化 [155]。

## 6.4 对3-粒子关联的研究方法介绍

我们使用混合事件(mix-event)方法抽取了AMPT模型中200GeV Au+Au不同中心度的3-粒子关联函数。在3-粒子关联的研究中,触发粒子的横向动量cut我们选择 $2.5 <$



**图 6-9** 在200GeV Au+Au碰撞中,在弦融化AMPT模型强子再散射以后的模型计算结果( $p_T$  cuts:  $3 < p_T^{trig} < 6$  GeV/c and  $0.15 < p_T^{assoc} < 3$  GeV/c)和实验结果( $p_T$  cuts:  $4 < p_T^{trig} < 6$  GeV/c and  $0.15 < p_T^{assoc} < 4$  GeV/c)的比较.空心点为AMPT模型的结果,实心点为实验数据[155].圆圈表示near side,三角形表示away side.图(a):伴随粒子数与碰撞参数的依赖性;图(b):200GeV Au+Au中心碰撞中(中心度0-5%)伴随粒子的横向动量分布.图(c):在near side和away side里总的横向动量和碰撞参数的关系;图(d):away side平均横向动量 $\langle p_T \rangle$ 和碰撞参数的关系。

$p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ , 伴随粒子为  $1.0 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$ 。触发粒子和伴随粒子的赝快度都为  $|\eta| < 1.0$ 。在相同事件中, 我们累积  $\Delta\phi_1 = \phi_1 - \phi_{trig}$  与  $\Delta\phi_2 = \phi_2 - \phi_{trig}$  的关联分布。图6-10的(a)小图给出了在弦融化AMPT模型中强子再散射以后的200GeV Au+Au 中心碰撞(中心度0-10%)为例, 给出了相同事件中的3-粒子关联的总的信号。我们认为在此raw的信号中, 主要存在三种背景。(I)一个相关联的触发和伴随粒子对与一个背景伴随粒子之间的关联。我们使用一个事件中的触发和伴随粒子对与另一个事件中的一个伴随粒子混合而得到, 我们叫它硬软(hard-soft)背景(子图(b))。(II)一个相关联的伴随粒子对与一个背景触发粒子之间的关联。我们使用一个事件中的一对伴随粒子与另一个事件中的触发粒子混合而得到, 我们叫它软软(soft-soft)背景(子图(c))。(III)是由三个互不关联的粒子(包括2个伴随粒子和1个触发粒子)而造成, 我们通过混合分别来自于不同三个事件的2个伴随粒子和1个触发粒子而得到, 我们叫它随机背景(子图(d))。由于混合事件方法得到的硬软背景和软软背景也含有随机背景, 在图(b)和(c)中已经扣除掉了相应随机背景的贡献。最后, 我们在总的3-粒子关联信号中, 扣除了硬软、软软和随机背景(归一  $0.8 < |\Delta\phi_{1,2}| < 1.2$  的方形区域为零)后, 得到最后真正的3-粒子关联信号。图6-11(a)给出了在弦融化AMPT模型中强子再散射以后的200GeV Au+Au中心碰撞(中心度0-10%)的3-粒子关联信号, 图(b)为其对应的三维图。为了研究away side中伴随粒子与触发粒子的3-粒子关联, 图(c)和(d)分别给出了在  $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$  区域的局部的3-粒子关联函数的登高线图的两维和三维谱。

## 6.5 对3-粒子关联的计算结果和讨论

在3-粒子关联的研究中, 我们将3-粒子关联函数分布分为五个感兴趣的区域。(1) 中心(center)区域( $|\Delta\phi_{1,2} - \pi| < 0.8$ ), 这个区域主要反映触发粒子和2个来自away side中心区域的伴随粒子之间的关联; (2) 扭转(deflected)区域( $|\Delta\phi_{1,2} - (\pi \pm 1)| < 0.8$ ), 这个区域主要反映了触发粒子和2个来自于away side同一个马赫峰中的伴随粒子之间的关联; (3) 马



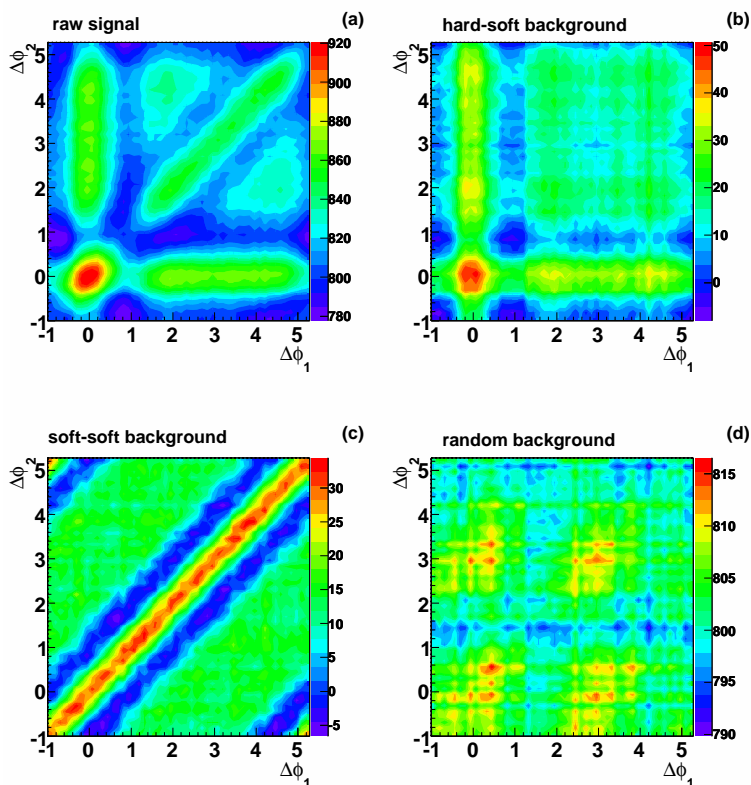


图 6-10 (彩图) 在强子再散射以后的弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au中心碰撞(中心度0-10%)3-粒子关联信号抽取的方法。(a) same event中Raw的信号。(b) Hard-soft背景。(c) Soft-soft背景。(d) 随机背景。

赫区域( $|\Delta\phi_1 - (\pi \pm 1)| < 0.8$  and  $|\Delta\phi_2 - (\pi \mp 1)| < 0.8$ ), 这个区域反映了触发粒子和2个分别来自于不同马赫峰的伴随粒子之间的关联。因为理论上认为如果在碰撞形成的新物质中有马赫冲击波出现, 将会给这个区域带来关联; (4) near 关联区域( $|\Delta\phi_{1,2}| < 0.5$ ), 这个区域反映了触发粒子和2个near side伴随粒子的之间的关联; (5)near-away关联区域( $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$  和  $|\Delta\phi_{2,1}| < 0.5$ ), 它反映了触发粒子, 1个near side伴随粒子和1个away side伴随粒子之间的关联。下面我们将集中精力, 对这五个区域的3-粒子关联展开研究。

图6-12给出了在弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au碰撞在强子再散射前和后不同中心度在局部( $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$ )的3-粒子关联分布。我们在200GeV Au+Au的中心碰撞中, 不仅在强子再散射前还是强子再散射后都观测到了中心区域关联, 马赫区域关联和扭转区域关联。而且随着碰撞由中心碰撞变为周边碰撞, 马赫区域关联和扭转区域关联似乎逐渐减弱, 而中心区域关联逐渐增强。在弦融化AMPT模型中, 中心区域关联, 马赫区

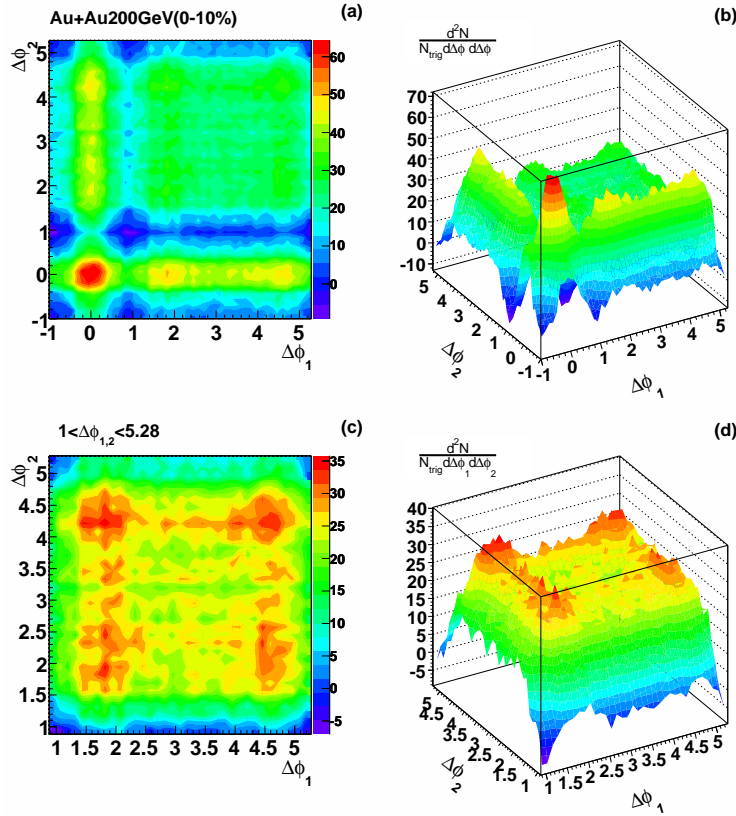


图 6-11 (彩图) 在强子再散射以后的弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au中心碰撞(中心度0-10%)背景扣除的3-粒子关联信号。(a) 和(b):背景扣除的3-粒子关联信号( $-1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$ ). (c) and (d):局部的背景扣除的3-粒子关联信号( $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$ ).

域关联和扭转区域关联是同时存在的, 这表明背向jet经过部分子的相互作用, 部分会直接穿越部分子物质, 部分会被扭转, 部分会产生类似马赫结构的圆锥流。

为了定量的研究不同区域内的3-粒子关联, 我们根据下式定义不同区域的平均的3-粒子关联密度 $\rho$ ,

$$\rho = \frac{\int \int_{region} \frac{d^2 N}{N_{trig} d\Delta\phi_1 d\Delta\phi_2} d\Delta\phi_1 d\Delta\phi_2}{\int \int_{region} d\Delta\phi_1 d\Delta\phi_2} \quad (6-1)$$

相应积分遍及相应每一个感兴趣的区域。图6-13的(a)图给出了弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au碰撞在强子再散射前后不同区域的平均的3-粒子关联密度 $\rho$ 的参加核子数依赖性。我们可以看到强子再散射后不同区域的平均的3-粒子关联密度降低, 说明强子再散射会部分地损失3-粒子关联强度。考虑到图6-7中, 强子再散射对2-粒子关联的影响很小, 所以3-粒子关联对于强子再散射效应更为敏感。

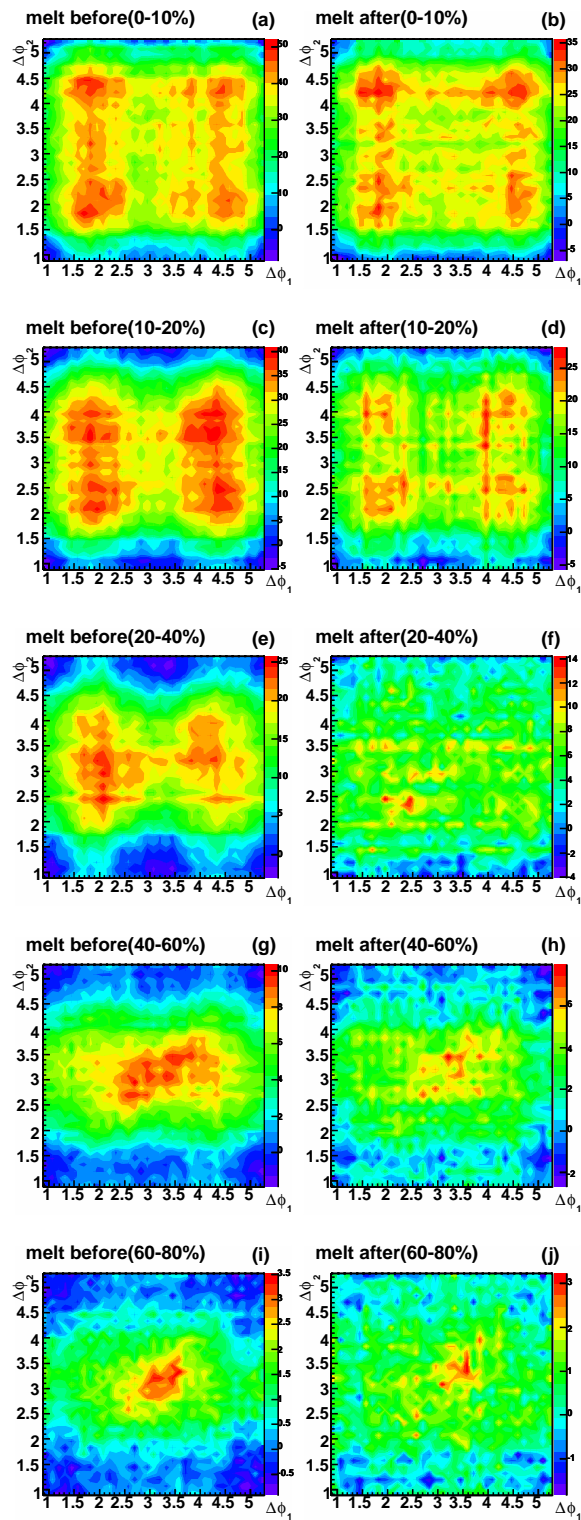


图 6-12 (彩图) 弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au碰撞在强子再散射前(左栏)后(右栏)局部的背景扣除的3-粒子关联信号( $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$ )。(a)和(b): 中心度0-10%; (c)和(d): 中心度10-20%; (e)和(f): 中心度20-40%; (g)和(h): 中心度40-60%; (i)和(j): 中心度60-80%。

图6-13的(b)图给出了center/deflected 和center/cone密度比随着参加核子数的增加而减少。这表明在周边碰撞中中心关联是主要的，背向jet伴随粒子更多的直接穿出反应系统。而随着参加核子数的增加，在中心碰撞中背向喷注的伴随粒子分为三个主要部分，部分喷注直接穿过反应系统，部分被扭转，部分形成类似马赫波的圆锥流。另外，在小图中，我们发现deflected/cone密度比也随着参加核子数的增加而减少。这表明随着参加核子数的增加，扭转区域的关联相对于马赫区域关联的强度逐渐减弱。

另外，我们使用一个没有部分子级联的默认版本AMPT模型模拟了200GeV Au+Au(中心度0-10%)中心碰撞的3-粒子关联，图6-14子图(b)给出了强子再散射以后默认版本AMPT模型中200GeV Au+Au(中心度0-10%)中心碰撞中局部的背景扣除的3-粒子关联( $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$ )。子图(a)给出了对应的强子再散射以后的弦融化AMPT模型的计算结果。我们看到没有部分子相互作用的默认版本AMPT模型中在这个区域的关联在面积上相应地要小于具有部分子相互作用的弦融化AMPT模型的关联面积。这与我们图(c)和(d)弦融化AMPT模型和默认版本AMPT模型2-粒子关联的结果相一致。所以如果

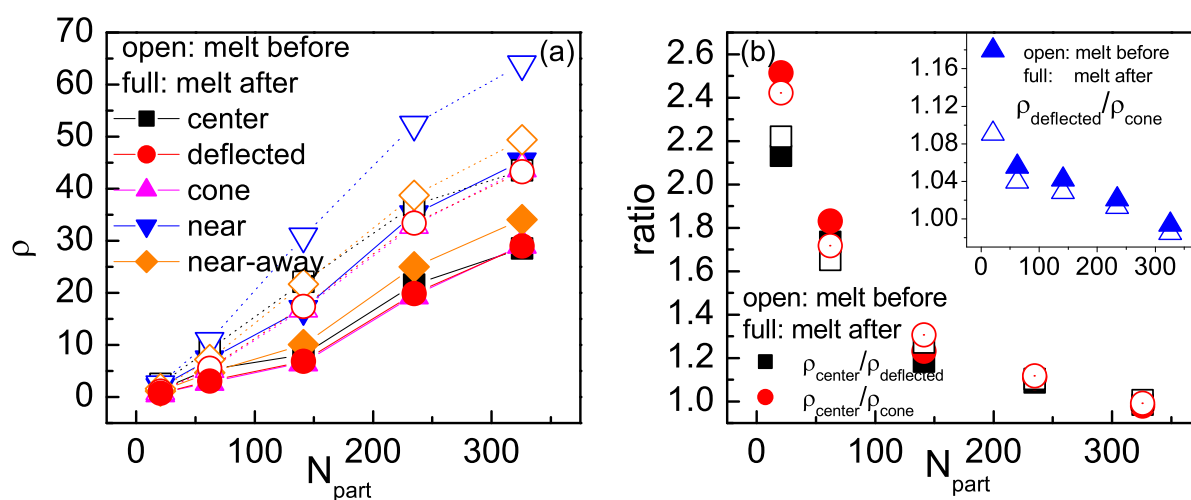
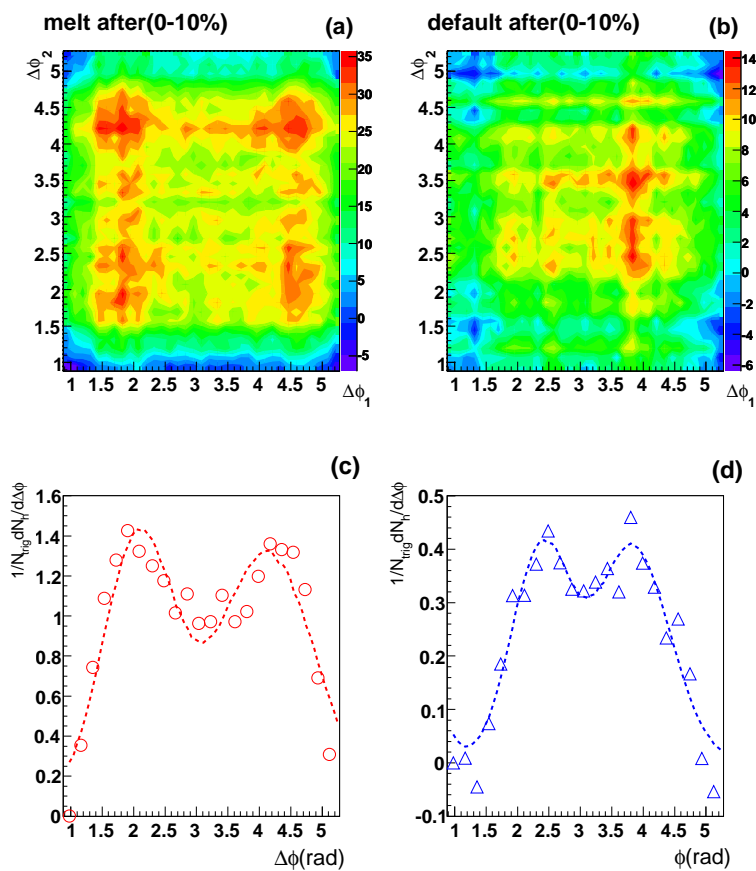


图 6-13 图(a): 在弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au碰撞在强子再散射前后不同区域的平均的3-粒子关联密度 $\rho$ 的参加核子数依赖性. 图(b): 在弦融化AMPT模型中200GeV Au+Au碰撞在强子再散射前后3-粒子关联密度比率的参加核子数依赖性.

要产生实验上观测的马赫结构的劈裂幅度, 仅仅强子再散射是不够的, 足够的部分子相互作用是必要的。



**图 6-14** (彩图) 200GeV Au+Au 中心碰撞(中心度 0-10%) 中局部的背景扣除的 2 (3) - 粒子关联信号 ( $1 < \Delta\phi_{1,2} < 5.28$ )。图(a): 在弦融化 AMPT 模型中强子再散射以后的 200GeV Au+Au 中心碰撞(中心度 0-10%) 中局部的背景扣除的 3- 粒子关联; 图(b): 在默认版本 AMPT 模型中强子再散射以后 200GeV Au+Au 中心碰撞(中心度 0-10%) 中局部的背景扣除的 3- 粒子关联; 图(c): 在弦融化 AMPT 模型中强子再散射以后的 200GeV Au+Au 中心碰撞(中心度 0-10%) 中局部的背景扣除的 2- 粒子关联; 图(d): 在默认版本 AMPT 模型中强子再散射以后 200GeV Au+Au 中心碰撞(中心度 0-10%) 中局部的背景扣除的 2- 粒子关联;



## 第七章 总结与展望

在过去的十年中,是相对论重离子碰撞物理学蓬勃发展的时期,尤其是大型的RHIC对撞机运行的近几年来,无论是在理论上还是实验上,都得到了令人欣喜的重要进展。目前RHIC实验上发现很可能一种新的物质状态已经被产生,但是这种新的物质并不像人们早期所预计的那样,关于这种新的物态的研究在实验和理论上都正在进行中。

我们参加了中美高能核物理合作RHIC-STAR项目,在STAR探测器基础上,本人使用混合事件的方法,对 $\sqrt{s_{NN}}=62\text{GeV}$ 的Au+Au碰撞中 $\phi$ 的产额和椭圆流进行了实验测量,并对RHIC能区的 $\phi$ 介子的性质进行了分析。由于 $\phi$ 介子与其它非奇异强子的相互作用界面非常小,所以研究 $\phi$ 介子可以更好的研究碰撞早期的信息。通过这些分析,我们发现与核修正因子和椭圆流相关的物理决定于粒子种类(重子和介子),这表明奇异夸克也具有了很强的部分子集体性运动特征。目前对2004年的 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ Au+Au数据产额和椭圆流的分析正在进行之中。下一步我们即将对 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ Cu+Cu碰撞中的 $\phi$ 介子进行分析,研究 $\phi$ 介子产生的碰撞系统依赖性。另外,结合我们2(3)-粒子关联的工作,我们将研究以 $\phi$ 介子为触发粒子,所引起的2-(3)粒子关联分布,及可能的类马赫结构,这将我们进一步理解 $\phi$ 介子的形成机制。

我们通过混合事件的方法提取出了粒子比率在RHIC不同碰撞系统和不同中心度中的涨落。我们定义了不同的动力学涨落观测量,发现动力学涨落随着参加核子数 $N_{part}$ 的增

加而减少的现象。这里我们强调我们定义的几个动力学涨落观测量只是对动力学涨落的研究的探索性的尝试，进一步的工作有待详细系统地展开。

$\Delta$ 标度和信息熵的方法在中低能区的核物质的液气相变提供了一种可能的判据。我们把它们引入到相对论重离子碰撞领域中来，我们使用一个强子弦模型LUCIAE进行了相应研究，发现 $\Delta$ 标度的 $\Delta$ 参数依赖于系统尺寸。通过 $\Delta$ 标度和信息熵的关系，可以看到随着粒子多重数的增加，轻的反应系统的粒子数涨落增加更快。另外，通过逐事件温度的涨落，我们提取了LUCIAE模型在SPS能区相对论重离子碰撞中不同粒子的热容，研究了其相关性质。但是由于LUCIAE模型中没有包含相变或部分子相互作用的信息，所以我们下一步将使用有QGP相变的流体力学模型和部分子相互作用的AMPT模型研究，来研究 $\Delta$ 标度、信息熵和热容对相变和部分子相互作用的敏感性。

我们使用一个流体力学+强子再散射模型对 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$  Au+Au中心度为20-40%的碰撞中强子再散射对强子的椭圆流的影响进行了研究。我们发现强子再散射会压低强子的椭圆流，而且这种压抑效应在低横动量更为明显。由于我们使用了一个1+1维的流体力学，并手动的产生了一个各向异性的强子相空间分布，这在某种程度上说是不自洽的。我们希望使用一个2+1维的流体力学来验证我们的结论。如果我们的结论是对的，则通过强子的椭圆流来研究碰撞早期的信息，强子再散射的效应是应该被考虑的。

我们使用多相输运模型AMPT模型（包含部分子级联和强子再散射的动力学模型）对2（3）-粒子关联进行了模拟。在研究中，我们发现了部分子级联和强子再散射对马赫结构的产生都有一定的影响，但是单独的强子再散射不足以产生实验上观察到的马赫结构的幅度，所以部分子相互作用对于马赫结构的产生是必要的。但是如何使用这样一个动力学模型对马赫结构的产生机制给出一个动力学的生动解释，目前还正在研究当中。特殊粒子作为触发粒子的研究也是很有意义的。例如含有粲夸克的粒子的2（3）-粒子关联的研究，将会对于重夸克能损的机制的研究提供帮助。而 $\phi$ 介子作为触发粒子的2（3）粒子关联的研究将会帮助我们理解 $\phi$ 介子的形成机制。另外，对于其它碰撞系



统p+p和d+Au等的2（3）粒子关联的研究也正在进行。这些结果的出现必将对RHIC能量下产生的新的部分子物质的性质以及jet能量损失机制给出更为清晰的理解。



## 参 考 文 献

- [1] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, (2002) 199c
- [2] Kenneth G. Wilson, Phys. Rev. D **10**, (1974) 2445
- [3] Z. Fodor and S.D. Katz. J. High Energy Phys., **0203**, (2002) 014
- [4] F.Karsch and E.Laermann arXiv: nucl-ex/0309012
- [5] W. Greiner et al. the Nuclear Equation of State, Part A and Part B, Plenum (1990)
- [6] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett., **30**, (1973) 1343
- [7] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett., **30**, (1973) 1346
- [8] J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett.,**34**, (1975) 1353
- [9] E. V. Shuryak, Phys. Rept. **61**,(1980) 71
- [10] M. Creutz, Phys. Rev. D, **15**, (1977) 1128
- [11] J. Rafelski. Phys. Rep., **88**, (1982) 31
- [12] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski. Phys. Rep., **142**, (1986) 167
- [13] A.J. Baltz and C. Dover, Phys. Rev. **C53**, (1996) 362
- [14] A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54**, (1985) 1122
- [15] H. Sorge *et al.*, Phys. Lett. **B289**,(1992) 6
- [16] P. F. Kolb and U. Heinz, in Quark Gluon Plasma 3, eds. R.C. Hwa and X.N. Wang (World Scientific, Singapore, 2003); arXiv:nucl-th/0305084
- [17] E. Shuryak, Prog. Part. Nucl. Phys. **53**, (2004) 273
- [18] R. Stock, J. Phys. G **30**,(2004) S633
- [19] M. Stephanov, K. Rajagopal and E. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81**, (1998) 4816
- [20] S. Jeon and V. Koch, Phys. Rev. Lett. **83**,(1999) 5435
- [21] Steffen A. Bass, Pawel Danielewicz, and Scott Pratt, Phys. Rev. Lett. **85**, (2000) 2689

- [22] X.-N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44** (1991) 3501 ; M. Gyulassy and X.-N. Wang, Comput. Phys. Commun. **83**, (1994) 307
- [23] I. Arsene et al., Nucl. Phys. A **757**, (2005)1 ; B. B. Back et al., Nucl. Phys. A **757**, (2005)28 ; J. Adames et al., Nucl. Phys. A **757**, (2005)102 ; S. S. Adler et al. , Nucl. Phys. A **757**, (2005)184
- [24] C. Adler et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 092301; J. Adams et al. [STAR Collaboration], Phys. Lett. B**595** (2004) 143; J. Adams et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. C**70** (2004) 041901; E. Yamamoto et al. [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A**715** (2003) 466c
- [25] O. Barannikova et al. [STAR Collaboration], nucl-ex/0403014
- [26] K. Schweda et al. [STAR Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) S693
- [27] J. Adams et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304
- [28] J. Adams et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 052302
- [29] J. Castillo et al. [STAR Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) S1207
- [30] S.S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 182301
- [31] C. Adler et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90**, (2003) 082302
- [32] F. Cooper and G. Frye, Phys. Rev. D **11**,(1975) 192
- [33] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang, S. Pal, Phys. Rev. C **72**, (2005) 064901
- [34] B. Zhang, Comput. Phys. Commun. **109** (1998) 193
- [35] B. Zhang, C. M. Ko et al., Phys. Rev. C **61**,(2000) 067901
- [36] Z.W. Lin, C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, (2002) 034904 ; Z. W. Lin, C. M. Ko et al., Phys. Rev. Lett. **89**, (2002) 152301
- [37] B. Andersson, G. Gustafson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31
- [38] B. Andersson, G. Gustafson, and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, (1983) 317
- [39] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52** (1995) 2037
- [40] B. A. Li, A. T. Sustich, B. Zhang, and C. M. Ko, Int. J. Mod. Phys. E **10**, (2001) 267
- [41] B. A. Li, C.M. Ko, and W. Bauer, Int. J. Mod. Phys. E **7**, (1998) 147
- [42] A. Tai and B. H. Sa, Comput. Phys. Commun **116**, (1999) 353
- [43] H. Pi, Comput. Phys. Commun. **71**,(1992) 173
- [44] SA Ben-Hao, TAI An , Lu Zhong-Dao. Phys. Rev., C**52**, (1995) 2069

- [45] Andersson. B., An TAI Z.Phys., **C71**, (1996) 155
- [46] Sa Ben-Hao, Wang Xiao-Rong, Tai An, et al. Phys. Rev., **C60**, (1999) 047901
- [47] SA Ben-Hao and TAI An. Phys. Lett. ,**B399**, (1997) 29
- [48] M. Anderson et al., Nucl. Instr. Meth. A **499**,(2003) 659
- [49] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. **D66**, (2002) 010001 and references within.
- [50] J. Adams et al., [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **616** (2005) 8
- [51] S. Okubo, Phys. Lett. B **5**, (1963) 165
- [52] G Zweig, CERN Report No **8419** (1964) TH412
- [53] J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. **35**, (1966) 1061
- [54] L.Alvarez-Ruso and V.koch , Phys. Rev. C **65**, (2002) 054901
- [55] M.Asakawa and C.M.Ko, Nucl. Phys A **572**, (1994) 732
- [56] C.Song, Phys. Lett. B **388**, (1996) 141
- [57] M.Asakawa and C.M.ko, Phys. Lett. B **322**, (1994) 33
- [58] C.M.Ko and D.Seibert , Phys. Rev. C **49**, (1994) 2198
- [59] K.Haglin, Nucl. Phys A **584**, (1995) 719
- [60] W.Smith and K.L.Haglin , Phys. Rev. C **57**, (1998) 1449
- [61] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48**, (1982) 1066
- [62] J. Rafelski, Nucl. Phys. A **418**, (1984) 215c
- [63] H. Sorge, Phys. Rev. **C52**, (1992) 3291
- [64] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G: Nucl Part. Phys. **25**, (1999) 1859
- [65] Péter Lévai and Berndt Müller, Phys. Rev. Lett. **67**, (1991) 1519
- [66] Horst Stoecker, Nucl.Phys. A **750** (2005) 121
- [67] C. Adler et al.[STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**,(2001) 182301
- [68] C. Adler et al.[STAR Collaboration],Phys.Rev. Lett. **89**, (2002) 132301
- [69] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992); H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82**, (1999) 2048 ;P. Huovinen, P. F. Kolb, U. Heinz, P.V. Ruuskanen, and S. A. Voloshin, Phys. Lett. B **503**,(2001) 58 ;D. Teaney, J. Lauret, and E.V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **86**,(2001) 4783
- [70] Z. Lin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, (2002) 202302

- [71] S. Voloshin, Nucl. Phys **A715**, (2003) 379c
- [72] D. Molnar and S. voloshin, nucl-th/0302014
- [73] V. Greco, C.M. Ko and P. Levai, Phys. Rev. Lett **90**, (2003) 202302
- [74] R.J. Fries, B. Müller, C. Nonaka and S.A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, (2003) 202303 A.K. Opper, E. Korkmaz, D.A. Hutcheon *et al.* Phys.Rev.Lett. **91** (2003) 212302
- [75] D. L'Hote, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. **A337**, (1994) 544
- [76] D. Drijard, H. G. Fischer and T. Nakada, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. **A225**, (1984) 367
- [77] E. Yamamoto, Ph.D. Thesis, University of California - Los Angeles, (2001) (unpublished).
- [78] K.H. Ackermann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, (2003) 402
- [79] A. Poskanzer and S.A. Voloshin, Phys.Rev. C **58** (2004) 1671
- [80] G Wilk and Z. Wlodarczyk, Phys. Rev. Lett. **84**, (2000) 2270
- [81] J. Adams *et al.*[STAR Collaboration],Phys.Rev. C**71**,(2005) 064902
- [82] C. Adler *et al.*[STAR Collaboration], Phys. Rev. **C65**,(2002) 041901(R)
- [83] C. Adler *et al.*[STAR Collaboration], Phys. Lett. B **612** (2005) 181
- [84] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, (2002) 242301
- [85] J. Adams *et al.*[STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 112301
- [86] B.B. Back *et al.*, Phys.Rev. C **69** (2004) 054901
- [87] S.V. Afanasiev *et al.*, Phys. Lett. **B491**, (2000) 59
- [88] V. Blobel *et al.*, Phys. Lett. B **59** 88 (1975); C. Daum *et al.*, Nucl. Phys. B **186** (1981) 205 ; M. Aguilar-Benitez *et al.*, Z. Phys. C **50**(1991) 405 ; D. Drijard *et al.*, Z. Phys. C **9** (1981) 293
- [89] J. Adams *et al.*[STAR Collaboration], nucl-ex/0311017
- [90] J. Adams *et al.*[STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**,(2003) 172302
- [91] K.P. Das and R. C. Hwa, Phys. Lett. **68B**, (1977) 459
- [92] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. **C67**, (2003) 064902
- [93] U. Heinz, nucl-th/0407067 .
- [94] J. H. Chen, Y. G. Ma, G. L. Ma *et al.*, arXiv:nucl-th/0504055.
- [95] C. Blume, *et al.*, hep-ph/0505137
- [96] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G **25**, (1999) 1859

- [97] E.L. Bratkovskaya et al., Phys. Rev. C **69**, (2004) 054907
- [98] P. Braun-Munzinger et al., Nucl. Phys. A **697**,(2002) 902
- [99] F. Becattini et al., Phys. Rev. C **69**, (2004) 024905
- [100] S.S. Adler et al.[PHENIX Collaboration], Phys.Rev. C**69**(2004) 034909
- [101] B. Alper et al., Nucl. Phys. B **100**, (1975) 237
- [102] P. Abreu et al., Eur. Phys. J. C **17**, (2000) 207
- [103] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **67**(2003) 034902 ; R. J. Fries, B. Müller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, (2003) 202303 ; V. Greco, C. M. Ko, and P. Lévai, Phys. Rev. Lett. **90**, (2003) 202302
- [104] G. C. Rossi and G. Veneziano, Nucl. Phys. B **123**,(1977) 507 D. Kharzeev, Phys. Lett. B **378**,(1996) 238 ; S. E. Vance, M. Gyulassy, and X.-N. Wang, ibid. **443**,(1998) 45
- [105] C. Roland, et al., nucl-ex/0403035
- [106] Y.G.Ma Phys. Rev. Lett. **83**,(1999) 3619
- [107] Ma Guo-Liang and Ma Yu-Gang et al. Chin. Phys. Lett. **20**, (2003) 1013
- [108] Adams J et al [STAR Collaboration] Phys. Rev. C **68**(2003) 044905
- [109] Z. Koba, H.B. Nielsen and P. Olesen, Nucl. Phys. B **40**, (1972) 317
- [110] R. Botet, M. Ploszajczak, et al., Phys.Rev.Lett. **86** (2001) 3514
- [111] J. D. Frankland, et al., nucl-ex/0201020
- [112] Y. G. Ma, Chin. Phys. Lett. **17**, (2000)340 ; Euro. Phys. J. A **6**, (1999) 367
- [113] Y. G. Ma, J. Phys. G **27**,(2001) 2455
- [114] Y. G. Ma et al., Phys. Rev. C. **69**,(2004) 031604
- [115] Y. G. Ma et al., Phys.Rev. C. **71**,(2005) 054606
- [116] Rudolph C. Hwa, C. B. Yang, Phys.Rev.Lett. **90**(2003) 212301
- [117] Rudolph C. Hwa, C. B. Yang, Phys.Rev. C **67**(2003) 064902
- [118] M. Biyajima, M. Ide, et al., hep-ph/0110305
- [119] Minoru Biyajima, Takuya Mizoguchi, Prog.Theor.Phys. **109** (2003) 483
- [120] C. E. Shannon Bell. Syst. Tech. J. **27** (1948) 379
- [121] A.Barrañón, J. Escamilla Roa and J. A. López, Phys.Rev. C **69**(2004) 014601

- [122] J. Cibor et al., Phys. Lett. B **473** (2000) 29
- [123] C. B. Das et al., Phys.Rev. C **68** (2003) 031601
- [124] Ph. Chomaz et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3587
- [125] L. Stodolsky, Phys.Rev.Lett. **75** (1995) 1044
- [126] E.V. Shuryak, Phys. Lett. B **423** (1998) 9
- [127] M. Stephanov, K. Rajagopal and E. Shuryak, Phys.Rev. D. **60**, (1999) 114028
- [128] Landau L.D. , Lifschitz I.M., Course of Theoretical Physics ,Statistical Physics (Third Edition). Beijing: World press,(1999) 338-343
- [129] Henning Heiselberg Phys. Rep., **351** (2001) 161
- [130] Adams J et al [STAR Collaboration] Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 172301
- [131] J. Adams, et al [STAR Collaboration] Phys. Rev. C **71** (2005) 064906
- [132] J. Adams et al. [STAR Collaboration],Phys. Rev. C **72** (2005) 014904
- [133] L. D. McLerran, arXiv:hep-ph/0202270
- [134] Edmond Iancu, Andrei Leonidov and Larry McLerran, arXiv:hep-ph/0402137
- [135] Y. Lu, M. Bleicher, F. Liu et al., arXiv:nucl-ph/0602009
- [136] A. Dumitru and D. H. Rischke, Phys. Rev. C **59**, (1999) 354
- [137] A. Dumitru and S. A. Bass et al., Phys. Lett. B**460**, (1999) 411
- [138] D. H. Rischke and S. Bernard and J. A. Maruhn, Nucl. Phys. A **595**, (1995) 346
- [139] D. H. Rischke and Y. Pursun and J. A. Maruhn, Nucl. Phys. A **595**, (1995) 383
- [140] A. Chodos, R. L. Jaffe et al., Phys. Rev. D **9**, (1974) 3471
- [141] B. H. Sa and X. R. Wang et al., Phys. Rev. C **60**, (1999) 047901
- [142] C. Adler et al.,[STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, (2001) 182301
- [143] P. F. Kolb et al., Phys. Lett. B **459**, (1999) 667
- [144] P. F. Kolb and U. Heinz, arXiv:nucl-th/0305084
- [145] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, (2002) 034904
- [146] M. Gyulassy, I. Vitev and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **86**,(2001) 2537
- [147] X. N. Wang, Phys. Rev. C **63**, (2001) 054902



- [148] D. Teaney, J. Lauret, E.V. Shuryak, arXiv:nucl-ex/0110037
- [149] Tetsufumi Hirano, Ulrich W. Heinz et al., arXiv:nucl-ex/0511046
- [150] J. Adams et al [STAR Collaboration], arXiv: nucl-ex/0411003 ; J. Adams et al [STAR Collaboration], arXiv: nucl-ex/0408012 ; S. S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, (2003) 072301 ; S. S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], arXiv: nucl-ex/0510021; S. S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **71**,(2005) 051902
- [151] S. Pal and S. Pratt, Phys. Lett. B **574**,(2003) 21
- [152] C. A. Salgado and U.A. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. **93**, (2004)042301
- [153] I. Vitev, arXiv: hep-ph/0501255
- [154] X.-N. Wang, Phys. Lett. B **579**, (2004) 299
- [155] J. Adams et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, (2005) 152301
- [156] Jiangyong Jia [PHENIX Collaboration], arXiv:nucl-ex/0510019
- [157] J. G. Ulery [STAR Collaboration], arXiv:nucl-ex/0510055
- [158] S. S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], arXiv:nucl-ex/0507004
- [159] J. Casalderrey-Solana, E. V. Shuryak and D. Teaney, arXiv:hep-ph/0411315, hep-ph/0602183
- [160] L. M. Satarov, H. Stöcker and I. N. Mishustin, Phys. Lett. B **627**, (2005) 64
- [161] V. Koch et al., arXiv:nucl-th/0507063
- [162] N. Armesto et al., arXiv:hep-ph/0411341
- [163] J. Ruppert, B.Müller, Phys. Lett. B **618**, (2005) 123
- [164] T. Renk et al., arXiv: nucl-th/ 0509036
- [165] A. K. Chaudhuri, arXiv:nucl-th/0503028
- [166] F. Antinori and E. V. Shuryak, J. Phys.G **31**, (2005) L19
- [167] R. Hwa and Z. Tan, Phys. Rev. C **72**,(2005) 057902
- [168] S.S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **69**, (2004)034909
- [169] C. M. Ko, Private Communication
- [170] Lie-Wen Chen and Che Ming Ko arXiv:nucl-th/0602025
- [171] Z. Xu and C. Greiner, Phys. Rev. C **71**, (2005) 064901
- [172] W. Liu and C. M. Ko, arXiv:nucl-th/0603004



## 攻读博士学位期间发表论文

### • 第一作者论文

- ① Ma Guo-Liang *et al.*  $\Delta$ -scaling and information entropy in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions *Chin. Phys. Lett. Vol.20 (2003) 1013*
- ② 马国亮 *et al.* 158AGeV 的相对论重离子碰撞的强子快度分布和温度拟合 *高能物理与核物理 Vol.27 (2003) 901*
- ③ 马国亮 *et al.* 相对论重离子碰撞的温度涨落和热容 *高能物理与核物理 Vol.28 (2004) 398*
- ④ G. L. Ma *et al.* Effect of Hadronic Rescattering on the Elliptic Flow after the Hydrodynamics Model *Nukleonika (Accepted)*
- ⑤ G. L. Ma *et al.* Di-hadron azimuthal correlation and Mach-like cone structure in parton/hadron transport model *(Submitted to Phys. Lett. B)*

### • 合作论文

- ① Y. G. Ma *et al.*  $\Delta$ -scaling and heat capacity in relativistic ion collisions *J. Phys. G: 31 (2005) 1179*
- ② Y. G. Ma *et al.* Strange quark collectivity of  $\phi$  meson at RHIC *Acta Phys. Hung. A (2006) in press*
- ③ Z. J. He *et al.* Strangeness in a chemically equilibrating quark-gluon plasma *Phys. Rev. C 69 (2004) 034906*
- ④ Long Jia-Li *et al.* Chemical Equilibration and Dilepton Production of Quark-Gluon Plasma at RHIC Energies *Chin. Phys. Lett., Vol.21 (2004) 47*
- ⑤ 贺泽君 *et al.* 化学非平衡夸克-胶子物质中等质量双轻子的产生 *物理学报 52 (2003) 2831*
- ⑥ Y. G. Ma *et al.* Isoscaling in the lattice gas model *Phys. Rev. C 69 (2004) 064610*
- ⑦ Y. B. Wei *et al.* Exploring Binding Energy and Separation Energy Dependences of HBT Strength *Phys. Lett. B 586 (2004) 225*

### • RHIC-STAR合作组论文

- ① J. Adams *et al.* Multistrange Baryon Production in Au-Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=130$  GeV *Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 182301*
- ② J. Adams *et al.* Azimuthal Anisotropy and Correlations at Large Transverse Momenta in p+p and Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV *Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 252301*
- ③ J. Adams *et al.* Open Charm Yields in d+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV *Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 062301*

- 
- 
- ④ J. Adams *et al.* Multiplicity and Pseudorapidity Distributions of Photons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=62.4$  GeV *Phys. Rev. Lett.* *95* (2005) 062301
  - ⑤ J. Adams *et al.* Multistrange Baryon Elliptic Flow in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200$  GeV *Phys. Rev. Lett.* *95* (2005) 122301
  - ⑥ J. Adams *et al.* Production of  $e^+e^-$  pairs accompanied by nuclear dissociation in ultra-peripheral heavy-ion collisions *Phys. Rev. C* *70* (2004) 031902
  - ⑦ J. Adams *et al.* Centrality and pseudorapidity dependence of charged hadron production at intermediate  $p_T$  in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$  GeV *Phys. Rev. C* *70* (2004) 044901