

博士学位论文

RHIC能区高能重离子碰撞中的椭圆流和三
角流分析

**ELLIPTIC AND TRIANGULAR FLOW
ANALYSIS IN HIGH ENERGY HEAVY
ION COLLISIONS AT RHIC**

孙旭

哈尔滨工业大学
2015年9月

国内图书分类号: O572
国际图书分类号: 539

学校代码: 10213
密级: 公开

理学博士学位论文

RHIC能区高能重离子碰撞中的椭圆流和三角流分析

博士研究生: 孙旭

导师: 霍雷 教授

副 导 师: Dr. Alexander Schmah

申 请 学 位: 理学博士

学 科: 物理学

所 在 单 位: 物理系

答 辩 日 期: 2015 年 9 月

授予学位单位: 哈尔滨工业大学

Classified Index: O572

U.D.C: 539

Dissertation for the Doctoral Degree in Science

ELLIPTIC AND TRIANGULAR FLOW ANALYSIS IN HIGH ENERGY HEAVY ION COLLISIONS AT RHIC

Candidate:	Xu Sun
Supervisor:	Prof. Lei Huo
Associate Supervisor:	Dr. Alexander Schmah
Academic Degree Applied for:	Doctor of Science
Specialty:	Physics
Affiliation:	Department of Physics
Date of Defence:	September, 2015
Degree-Confering-Institution:	Harbin Institute of Technology

摘 要

高能重离子碰撞的一个主要目的就是探索核物质的相图，特别是研究碰撞中产生的高温高密度核物质的性质，寻找可能的QCD相变临界点和一级相变的边界。RHIC重离子碰撞的最高能量以及第一期能量扫描实验（BES-I）覆盖了碰撞能量范围 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV，对应的重子化学势为 $420 - 20$ MeV。BES-I的结果确认了RHIC最高能量发现的强耦合夸克胶子等离子体出现的信号，并将QCD相变临界点和一级相变的边界缩小到了 $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV 以下。集体流是通过末态探测到的强子重建的观测量，由于其形成于系统演化早期，可以反应系统演化早期可能存在的夸克胶子等离子体的直接信息，因此成为了高能重离子碰撞中最重要的观测量之一。本文利用Blast-Wave参数化分别拟合了粒子组和反粒子组的椭圆流（ v_2 ），并讨论了径向流对椭圆流的影响；利用RHIC Solenoidal Tracker at RHIC（STAR）探测器的数据，测量了末态带电粒子和不同种类粒子的三角流（ v_3 ），并用多相输运（AMPT）模型对RHIC能区不同粒子的椭圆流和三角流进行了模拟分析。

为了理解STAR合作组在BES-I中观测到的粒子与其反粒子的椭圆流不相等的现象，我们利用Blast-Wave参数化对STAR合作组发表的碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7-200$ GeV以及ALICE合作组发表的碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV的最小无偏椭圆流的结果进行了拟合分析。Blast-Wave参数化拟合是对粒子组和反粒子组分别进行的。从Blast-Wave参数化中提取出的粒子组与反粒子组平均横向膨胀速度之差随着碰撞能量的降低而增加，这与粒子与反粒子椭圆流之差的能量依赖关系一致。我们讨论了造成粒子组和反粒子组横向碰撞速度不相等的可能原因，包括feed-down效应，重子阻塞效应，反粒子的吸收以及反粒子的早产生效应。

利用STAR探测器测量了0%–80%对心度下碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ 和 200 GeV的Au+Au碰撞中带电粒子以及不同种类粒子（ $\pi^\pm$ ， $K^\pm$ ， p ， $\bar{p}$ 和 ϕ ）相对于三阶事件平面的三角流。讨论了带电粒子的三角流对不同的赝快度间隔（ $\eta_{\text{gap}} = 0.05$ ， 0.1 和 0.5 ）和碰撞能量的依赖关系。分析了粒子和反粒子三角流之差随碰撞能量的变化关系，讨论了不同种类粒子的三角流在小横动量区域出现的质量排序效应以及径向流对三角流的影响，研究了中等横动量区域中介子和重子三角流的分离现象以及可能的组分夸克标度。结果表明三角流的行为与椭圆流十分相似，只是三角流的饱和值要小于椭圆流的饱和值。

造成椭圆流和三角流不同的主要原因是椭圆流和三角流对系统的初始

条件以及粘滞性的响应不同，因此通过对椭圆流和三角流进行联合分析可以帮助人们更好地理解系统的初始条件和粘滞性。我们利用AMPT模型计算了0%–80%对心度下碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和200 GeV的Au+Au碰撞中不同种类粒子($\pi^\pm, K^\pm, K_S^0, p, \bar{p}, \phi, \Lambda$ and $\bar{\Lambda}$)的椭圆流以及碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中不同种类粒子的三角流。讨论了集体流与部分子散射截面的关系，计算结果表明利用标准版本AMPT模型和部分子散射截面为3 mb的弦融化版本AMPT模型可以重现大部分实验测量结果。给出了椭圆流与三角流的微分比值和积分比值，讨论了两者与部分子散射截面和粒子质量的关系，并为未来的实验测量给出了模型预言。

关键词： RHIC能区；STAR探测器；径向流；椭圆流；三角流

Abstract

A major goal of high energy heavy ion collisions is to determine the phase diagram of the nuclear matter, which includes to investigate the property of the matter with extremely high temperature and high density produced in the collisions, to search for the possible critical point and the boundary of first-order phase transition. The top heavy ion collisions energy and the first phase of Beam Energy Scan experiment (BES-I) at RHIC cover a range of Au+Au collisions energies from $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ to 200 GeV. The BES-I experiment confirms the discovery of quark gluon plasma (QGP) at the top RHIC energy and narrow the boundary of critical point and first-order phase transition down to $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV. Collective flow is one of the most important hadronic observation constructed by the final state hadrons. This is because its sensitivity to the very early stage of the system evolution where QGP is dominant. In this thesis, the elliptic flow (v_2) data of particles and anti-particles are fitted separately by Blast-Wave parametrization to investigate the influence of radial flow to elliptic flow. Triangular flow (v_3) measured by Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) detector for inclusive charged particles and identified particles are presented, further, the elliptic and triangular flow of identified particles at RHIC energies are calculated by A Multi-Phase Transport (AMPT) model.

To understand the difference of elliptic flow between particles and anti-particles observed from BES-I by STAR collaboration, elliptic flow data in minimum bias collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ –2760 GeV from STAR and ALICE collaboration are fitted by Blast-Wave parametrization. The fits are performed separately for particles and anti-particles. The difference of mean transverse velocity between particles and anti-particles extracted from Blast-Wave parametrization increases with decreasing energy, which is consistent with the difference of elliptic flow between particles and anti-particles. Possible effects of feed-down, baryon stopping, antiparticle absorption, and early production times for antiparticles are discussed.

Triangular flow measured by STAR detector for inclusive charged particles and identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ and ϕ) relative to the third-harmonic event plane from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV and 200 GeV are presented. The pseudo-rapidity gap ($\eta_{\text{gap}} = 0.05, 0.1$ and 0.5) and energy dependence for triangular flow of inclusive charged particles are discussed. The difference of triangular flow between

particles and anti-particles shows an energy dependence. The mass ordering at low p_T and baryon and meson splitting at intermediate p_T are observed from triangular flow of identified particles. The influence of radial flow to triangular flow and possible number-of-constituent quark scaling are discussed. It is worth to notice that the properties of triangular flow are very similar to elliptic flow but with a smaller magnitude.

The major differences between elliptic and triangular flow are the different response to the initial conditions and the viscous effect of the system, therefore, better understanding of the initial conditions and viscous effect can be achieved by a combined analysis of elliptic and triangular flow. The elliptic flow at $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ and 200 GeV and triangular flow at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV of identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, K_S^0 , p , $\bar{p}$, ϕ , Λ and $\bar{\Lambda}$) from 0%–80% central Au+Au collisions are analyzed by using AMPT model. It is shown that most of the experimental results can be reproduced with default AMPT model and string melting AMPT model with 3 mb parton scattering cross section. The differential and integrated v_2/v_3 ratios are presented and their dependence of parton scattering cross section and particle mass are discussed. The predictions to future experiment measurement are made by AMPT model calculations.

Keywords: RHIC energies, STAR detector, radial flow, elliptic flow, triangular flow

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT	III
第 1 章 绪论	1
1.1 高能重离子碰撞介绍	1
1.2 高能重离子碰撞中的集体流.....	4
1.3 研究目的和主要工作	10
第 2 章 粒子与反粒子椭圆流之差的Blast-Wave参数化模拟分析	13
2.1 Blast-Wave参数化.....	13
2.2 Blast-Wave参数化拟合方法.....	14
2.3 粒子与反粒子椭圆流的Blast-Wave参数化拟合	18
2.4 本章小结.....	26
第 3 章 RHIC能区不同种类粒子三角流分析.....	29
3.1 STAR探测器	29
3.1.1 时间投影探测器	30
3.1.2 飞行时间探测器	32
3.2 粒子鉴别.....	33
3.2.1 π 介子, K介子和质子的鉴别	33
3.2.2 ϕ 介子的重建.....	36
3.3 事件平面法和三角流信号的提取.....	41
3.3.1 η_{sub} 事件平面法	41
3.3.2 三角流的提取.....	46
3.4 不同种类粒子的三角流.....	48
3.4.1 带电粒子的三角流.....	49
3.4.2 正反粒子三角流之差	51
3.4.3 不同种类粒子的三角流.....	54
3.4.4 三角流的组分夸克标度.....	56
3.5 本章小结.....	59

第 4 章 RHIC能区不同种类粒子椭圆流与三角流的AMPT模型模拟分析	61
4.1 AMPT模型简介	62
4.2 不同种类粒子的椭圆流与三角流.....	63
4.3 椭圆流与三角流之比	72
4.4 本章小节.....	75
结 论.....	77
参考文献	80
攻读博士学位期间发表的论文	91
哈尔滨工业大学学位论文原创性声明及使用授权说明.....	92
致 谢.....	93
个人简历	94

Contents

Abstract (In Chinese)	I
Abstract (In English)	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Introduction of High Energy Heavy Ion Collisions	1
1.2 Introduction of Collective Flow in High Energy Heavy Ion Collisions	4
1.3 Purpose and Main Work of This Thesis.....	10
Chapter 2 Blast Wave Parametrization	13
2.1 Blast-Wave Parametrization	13
2.2 The Fitting Procedure of Blast-Wave Parametrization	14
2.3 Blast-Wave Fits to Elliptic Flow of Particles and Corresponding anti-Particles	18
2.4 Summary	26
Chapter 3 Triangular Flow Analysis of Identified Particles at RHIC	29
3.1 STAR Detector	29
3.1.1 Time Projection Chamber	30
3.1.2 Time of Flight	32
3.2 Particle Identification	33
3.2.1 The Identification of Pions, Kaons and Protons	33
3.2.2 The Reconstruction of ϕ mesons	36
3.3 Event Plane Method and Triangular Flow Extraction.....	41
3.3.1 η_{sub} Event Plane Method	41
3.3.2 Triangular Flow Extraction	46
3.4 Triangular Flow of Identified Particle	48
3.4.1 The Triangular Flow of Inclusive Charged Hadrons	49
3.4.2 The Difference of Triangular Flow between Particles and Corresponding anti-Particles	51
3.4.3 The Triangular Flow of Identified Particles	54
3.4.4 The Number-of-Constituent Quark Scaling of Triangular Flow.....	56
3.5 Summary	59

Chapter 4 Elliptic and Triangular Flow of Identified Particles from AMPT	
Model at RHIC Energies	61
4.1 A Brief Introduction of AMPT Model	62
4.2 Elliptic and Triangular Flow of Identified Partilces	63
4.3 The Ratio of Elliptic Flow and Triangular Flow	72
4.4 Summary	75
Conclusions	77
References	80
Papers published in the period of PH.D. education	91
Statement of copyright and Letter of authorization	92
Acknowledgements	93
Resume	94

第1章 绪论

1.1 高能重离子碰撞介绍

物质世界是由轻子、夸克和规范玻色子组成的。夸克被认为是组成强子的最小单元^[1]，它们具有一个额外的自由度称为色^[2,3]。目前人们认为描述带有色量子数物体之间的相互作用（强相互作用）的基本理论是量子色动力学（QCD）。在QCD中色相互作用力（强相互作用力）是由胶子来传递的，就像电磁相互作用力是由光子传递的一样。然而，与光子不携带电荷不同，胶子是携带色荷的，所以它们可以直接发生相互作用。由胶子胶子直接耦合带来的影响是强相互作用随着距离的减小而减小，这个效应就是渐进自由效应^[4,5]。渐进自由同时也意味着夸克之间的相互作用会随着距离的增加而增大，于是夸克被禁闭在一个很小的区域（ $\sim 1 \text{ fm}^3$ ）形成了无色的强子——介子（由两个夸克组成）和重子（由三个夸克组成）。由于QCD是一个复杂的非线性理论，人们只能在某些极限条件下，例如弱耦合和强耦合，才能利用QCD来精确的计算夸克之间的相互作用力。为了理解QCD无法严格处理的区域，物理学家们发展了格点QCD理论^[6]。原则上讲，格点QCD可以用来对所有的物理区域进行数值计算，这种计算不仅告诉了我们强相互作用物质状态方程的一些信息，还可以为新的实验测量指明方向。

正如之前提到的，夸克和胶子是禁闭在强子之中的。然而格点QCD预言，随着温度的升高（加热）或者强子密度的增加（压缩），核物质可能会发生相变，从而使得强子不再存在，取而代之的是夸克和胶子。在1975年，Collins和Perry认为密度极大的物质（例如中子星的核心，宇宙大爆炸的早期）会以夸克的形式存在而不是传统意义上的强子^[7]。同年，Cabibbo和Parisi指出了从强子到夸克物质的相变温度^[8]。在1978年，Shuryak和Kapusta引入了夸克胶子等离子体（QGP）的概念^[9,10]。同年，Chin第一次定量的给出了利用高能重离子碰撞产生高温夸克物质的可能性^[11]。利用高能重离子碰撞实验来产生高温高密的核物质并研究它的性质，不仅可以验证QCD的理论预言，也会为天体物理等其它学科提供实验基础。

在过去的40年里，重离子碰撞物理发生了显著的变化：重离子实验的碰撞能量和实验规模从在大学实验室里的几个MeV能量的固定靶实验

变成了现在的大型国际合作的实验室中的几百个GeV能量甚至是TeV量级的对撞实验。在20世纪80年代初期,一些粒子物理实验中的加速器开始升级为重离子加速器。例如,在LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory), Bevatron和SuperHilac组成了Bevalac^[12],可以实现将重离子加速到每核子的动能为1-2 GeV。现代高能重离子碰撞实验是从两个固定靶实验开始的:位于BNL (Brookhaven National Laboratory)的AGS (Alternating Gradient Synchrotron)和位于CERN (European Center for Nuclear Research)的SPS (Super Proton Synchrotron)。除了可以加速质子以外,AGS可以将硅(^{28}Si)加速到14 GeV/nucleon,而SPS可以将氧(^{16}O)和硫(^{32}S)加速到200 GeV/nucleon。AGS和SPS还可以加速更重的原子核:BNL AGS可以将金核(Au,核子数197)加速到10GeV/nucleon,CERN SPS的最大加速能力可以将铅原子核(Pb,核子数208)加速到158GeV/nucleon。这是人们第一次实现真正意义上的“高能”重离子碰撞,高能量的Au+Au碰撞和Pb+Pb碰撞给人们提供了体积足够大并且寿命足够长的反应区域。从2000年开始,在积累了大量的固定靶实验数据之后,人们开始了对撞实验。在对撞实验中,并没有所谓的固定靶存在,而是同时加速入射核和靶核,通过让入射核和靶核对撞可以得到远大于固定靶实验的质心系碰撞能量。位于BNL的RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)和位于CERN的LHC (Large Hadron Collider)这两个大型对撞机,可以分别实现质心系能量为 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞和 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5500 \text{ GeV}$ 的Pb+Pb碰撞。

图1-1是核物质的相图^[13],其中横轴代表重子化学势,纵轴代表温度,该相图代表了人们现在对核物质性质的理解。图中在横轴上标注有Nuclear Matter的点代表了正常状态下的核物质。格点QCD计算表明在重子化学势(μ_B)为0时,从强子气体相到QGP相的相变过程会是一个crossover相变,相变温度大约为154 MeV^[14-17],对应于相图中的宇宙早期,LHC能量以及RHIC最高能量。一些实验结果表明,在RHIC的最高能量已经产生了强耦合的夸克胶子等离子体(sQGP)^[18-22]。另一方面,当 μ_B 较高时,一些基于QCD的模型预言了从强子气体相到QGP的相变是一个一级相变^[23,24]。因此,在两种不同相变的边界处存在着一个临界点^[25,26],在临界点的两侧分别是两种不同的从强子气体相到QGP相的相变过程,即crossover和一级相变。为了研究QCD相图随温度和 μ_B 的关系,特别是在高 μ_B 的区域,RHIC于2010,2011以及2014年进行了第一期能量扫描实验(Beam Energy Scan Phase I – BES-I),扫描的能量为质心系能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7 \text{ GeV}$ 、11.5 GeV、14.5 GeV、19.6 GeV、27 GeV、39 GeV以及62.4GeV。BES-I的主要目标是:寻找建立QGP相的能量阈值,寻找一级相变的信号,寻找临界

点^[27]，对应于相图中的RHIC Energy Scan区域。基于BES-I的结果，RHIC提出第二期能量扫描实验（BES-II）的计划，该实验将于2018和2019年进行，扫描的能量范围被缩小到了5–20 GeV^[13]。除了RHIC之外，世界范围内还有很多在建或者已经运行的高能重离子碰撞实验来研究高 μ_B 区域核物质的性质，例如位于德国GSI的FAIR（Facility for Antiproton and Ion Research），位于俄罗斯的NICA（Nuclotron-based Ion Collider fAcility）以及位于我国兰州的CSR（Cooler Storage Ring）都将帮助人们更多的了解关于高重子化学势区域的性质。

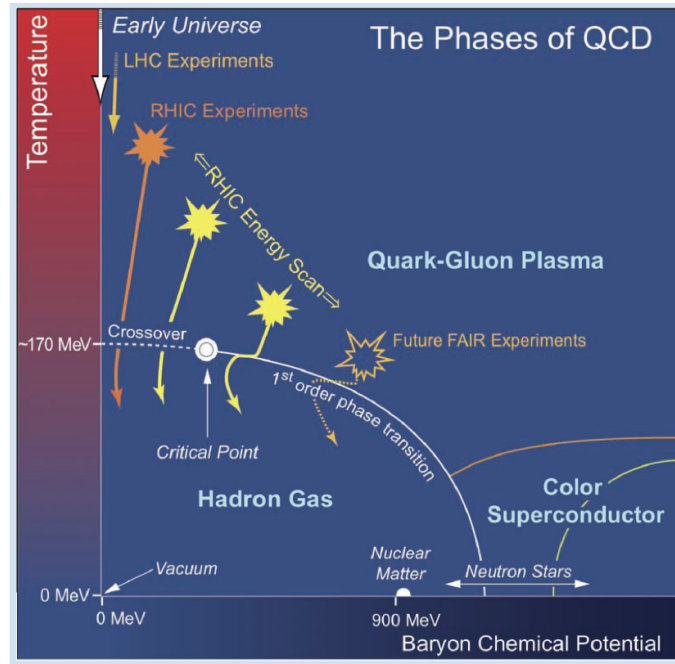


图 1-1 核物质相图^[13]

Fig. 1-1 Phase diagram of nuclear matter^[13]

人们一般认为高能重离子碰撞的演化阶段经历了以下过程：两个被加速到接近光速的原子核发生碰撞，由于洛伦兹收缩效应，入射原子核在实验室系下观察不再是球形，而是与入射束方向垂直的圆盘，因此反应区域内的所有核子几乎同时发生碰撞，从而形成非平衡的部分子状态，这一状态一般称为预平衡状态。如果碰撞的能量足够高，形成的反应区域具有足够高的能量密度，碰撞之后形成的物质会进入QGP相（图 1-1 中处于QGP相中的碰撞点）。随着系统的膨胀和冷却，处于QGP相的物质会经过相变（ $\mu_B \sim 0$ 时的crossover 和高 μ_B 时的一级相变）进入强子气体相，这一过程称为化学冻出。化学冻出之后的强子会与其它强子以及仍处于QGP相的物质发生相互作用，当一个强子经历了最后一次碰撞之后，它将不再与反应区域的其它物质发生相互作用，这时称强子完成了动力学冻出。经过了动力学冻出的粒子的运动状态不再发生变化而被探测

器探测到。由于反应区域的体积非常小，存在时间极短，而且温度非常高，在实验上无法对反应区域进行直接观测，所以高能重离子实验实际上是通过探测动力学冻出之后的末态粒子来推测反应区域发生的演化过程。

为了了解反应早期形成物质的状态，我们必须通过末态探测到的粒子来构造出一些对早期信息敏感的观测量。现在高能重离子碰撞中常用的观测量有：双轻子的产生^[28]，核物质修正系数^[29,30]，高阶矩^[31,32]，化学冻出的温度和重子化学势^[33,34]，以及集体流^[18-22]等。末态观测到的动量空间的集体流是由系统早期坐标空间分布的非对称性转化而来的，由于系统的坐标分布的非对称性随反应时间的增加迅速的减小，集体流仅仅可以在系统早期（几个fm/c）时间内形成，所以人们认为集体流对系统演化早期的性质十分敏感，通过研究集体流的变化规律可以反映出系统早期的演化过程^[35,36]。本文主要以RHIC能区的集体流为主要分析对象。

1.2 高能重离子碰撞中的集体流

早期的流体动力学模型计算表明，半对心的高能重离子碰撞会形成密度极高的反应区域并形成明显的集体流（定向流）信号，通过研究形成的集体流的性质，可以帮助人们了解在高能重离子碰撞中形成的核物质的状态方程（Equation of State – EoS）^[37]。通过高能重离子碰撞实验来观测集体流需要依赖一个参考平面—反应平面—的存在^[38]。在实验室坐标系下，定义束流的入射方向为 $\hat{z}$ 方向，碰撞参数的方向为 $\hat{x}$ 方向，则由束流方向和碰撞参数方向张成的 x - z 平面被称为反应平面，它是整个碰撞系统的对称面。碰撞参数（ $\vec{b}$ ）的大小为参与碰撞的两个原子核中心在垂直于束流方向的距离，方向由一个原子核的中心指向另一个原子核的中心。由于碰撞中的反应平面无法直接测量，人们只能通过观测到的末态粒子来重建反应平面，集体流的测量就是从重建反应平面开始的。

椭球张量法^[39,40]是最早用于重建反应平面的方法之一。对于每一个事件，该方法利用末态粒子的动量构造了一个 3×3 的动力学流椭球张量，该张量具有6个独立参数，一般包括表示椭球整体形状的三个本征值（ $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$ ），以及代表椭球方向的三个欧拉角。通常把椭球最长轴 λ_3 对应的单位矢量 $\hat{e}_3$ 与束流方向 $\hat{z}$ 的夹角称为流角， θ_f ^[39]。而通过流角方向 $\hat{e}_3$ 与束流方向 $\hat{z}$ 确定的平面即为反应平面。

在二十世纪80年代早期，位于LBNL Bevalac加速器上的GSI-LBL塑料球

(Plastic Ball) 合作组利用椭球张量法第一次观测到了定向流信号^[41,42]。这个发现被认为是几种新方法的一次独特的巧合。第一, Bevalac第一次实现了真正意义上的高能重离子碰撞实验, 它可以把⁴⁰Ca, ⁹⁶Nb和¹⁹⁶Au加速到0.2–1.8 GeV/nucleon。第二, 在这种能量下, 半对心碰撞和对心碰撞的末态带电粒子多重数第一次达到了百个的量级, 使得利用椭球张量法对单事件进行反应平面的重建成为可能。最后, 塑料球探测器^[43]是一个全方位角覆盖的探测器, 理想条件下, 它可以记录每个高能重离子碰撞事件中产生的所有粒子, 这也使得带电粒子的分析成为了可能^[36]。

椭球张量法最终被证明强烈的依赖于探测器的性质, 例如粒子径迹重建的效率和精确度, 探测器的接收范围等等。为了克服这些问题, 在1985年P. Danielewicz和G. Odyniec提出了事件平面分析法^[44]。事件平面分析法利用末态粒子的横动量(p_T)构造方向矢量($\vec{Q}$ 矢量), 由 $\vec{Q}$ 矢量的方向与束流方向定义的平面即为重建的反应平面。此外他们提出了通过反应平面内横动量的转移来代表定向流, 即 $\vec{Q}$ 矢量的投影 p_x ($p_x = \vec{p}^\perp \cdot \vec{Q}/|\vec{Q}|$)随快度 y 的变化, 并提出了通过关联两个子事件来计算估计反应平面的分辨率并对其进行修正, 以及自相关的修正^[44]。1986年, 塑料球合作组提出利用在中间快度区域反应平面内横动量转移的斜率来代表定向流的大小, 即 $F(y) = d\langle p_x/A \rangle / dy$, 并且比较了不同入射能量以及不同入射核的定向流^[45]。人们期望可以通过实验上观测到的定向流对多重数, 入射能量以及入射核的依赖关系来提取出核物质状态方程。

除了成功的预言了定向流之外, 流体力学模型和一些微观输运模型预言了另外一种垂直于反应平面的集体运动—挤出(squeeze-out)^[46–50]。从碰撞系统的几何形状来讲, 特别是对于半对心碰撞, 粒子会明显的更倾向于从垂直于反应平面的方向发射。挤出现象首先由Diogené合作组观测到^[51], 随后塑料球合作组对Au+Au碰撞中的挤出现象做了系统的研究, 并用垂直于反应平面发射的粒子数与平行于反应平面发射的粒子数之比来定量的表示挤出^[52,53]:

$$R_N = \frac{dN/d\Phi(90^\circ) + dN/d\Phi(-90^\circ)}{dN/d\Phi(0^\circ) + dN/d\Phi(180^\circ)} \quad (1-1)$$

在排除了库伦作用对挤出现象的影响之后^[54,55], EoS合作组对挤出现象提出了一个新观点^[56]: S. Wang等人认为垂直于反应平面的集体运动出现的原因是在这个方向没有旁观者的阻挡, 粒子可以直接从垂直于反应平面的方向发射, 而在平行于反应平面的方向由于旁观者的吸收效应的影响, 从这个方向发射的粒子被旁观者吸收, 从而使垂直于反应平面方向出射的粒子数要多于平行于反应平面方向出射的粒子数。S. Wang等人也展示了联合效应(coalescence)在 R_N 随

粒子质量增加而升高这一现象中的作用^[56]。而挤出现象最重要的特性是它对于核物质状态方程的一些参数特别敏感^[57]，这也是人们后来对这一现象展开广泛研究的原因，挤出现象现在被定义为负椭圆流^[36]。

通过早期对核物质集体流的研究，特别是从Bevalac的结果中，人们了解到了为了更好的研究集体流现象，我们必须把更重的原子核，例如 ^{196}Au 、 ^{208}Pb 甚至是 ^{238}U （定向流现象只在较重的 ^{93}Nb 中被观测到），加速到更高的能量，例如200 GeV（高能碰撞中产生的源会存在更长的时间），以及等质量原子核对撞的重要性（更高的质心系能量以及质心的选择）^[36]。人们在20世纪90年代开始建造大型的对撞机，在这期间，人们提出了一系列新的研究集体流的方法。

在1992年，J-Y. Ollitrault提出了在很高的碰撞能量下由于boost不变的影响^[58]，中间快度区域集体流的演化会从纵向（束流方向）的动力学中分离出来，于是可以利用二维的椭圆张量来取代三维的椭球张量，并第一次预言了平行于反应平面的椭圆流的存在^[59]。这一预言由位于美国BNL AGS的E877实验组与1994年首先观测到^[60, 61]。S. Voloshin和Y. Zhang认识到可以用一个统一的傅里叶展开来描述横平面内所有集体流现象^[62]。这一理论由A. Poskanzer和S. Voloshin进一步发展为事件平面法^[63]，该方法成为了高能重离子碰撞中集体流分析标准方法之一，一直沿用至今。事件平面法的核心是首先估计反应平面，估计的反应平面被称为事件平面。事件平面法利用了集体流本身来估计反应平面，它也意味着对于不同阶的集体流存在着相互独立的事件平面。在重建了事件平面之后，将探测到的末态粒子的方位角分布在事件平面进行傅里叶展开，从而计算不同阶的集体流。这个方法最大的优势可以计算不同阶的事件平面与真实事件平面之间由于有限的末态粒子多重数带来的统计偏差，并对傅里叶系数进行逐阶修正^[63]。我们将在第三章对事件平面法进行详细的讨论。除了事件平面法之外，常用的集体流分析方法有S. Wang等人提出的2粒子关联法^[64]，STAR合作组提出的标量乘积法^[65]，N. Borghini等人提出的多粒子关联方法^[66]，以及R. S. Bhalerao等人提出的Lee-Yang 零点方法^[67]。

进入RHIC能区之后，由于能量的增加，反应系统的动力学演化过程发生了很大的变化。图 1-2是RHIC能区中一个非对心Au+Au碰撞事件的示意图^[36]。在RHIC能区，由于原子核阻塞效应的降低^[68]，两个对撞的原子核会相互穿过而在中间留下一个杏仁形状的反应区域，旁观者会以接近光速的速度相互远离从而使低能中的旁观者效应可以忽略不计，从而使反应区域的流角趋近于0^[63]。随着系统的演化，在压力梯度的驱动下初始坐标空间的非对称性会向动量空间转化，因此末态粒子会在动量空间存在非对称性。把探测到的末态粒子在

动量空间内相对于反应平面做傅里叶展开:

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Psi_{RP})], \quad (1-2)$$

其中 ϕ 是末态粒子的方位角， Ψ_{RP} 是事件的反应平面的角度，傅里叶展开的系数则被称为集体流，其中一阶项的系数 v_1 称为定向流，二阶项的系数 v_2 称为椭圆流（挤出现象是负的椭圆流），由于反应系统的对称性，人们认为高阶奇数项对应的流（ v_3 ， v_5 等）等于0。

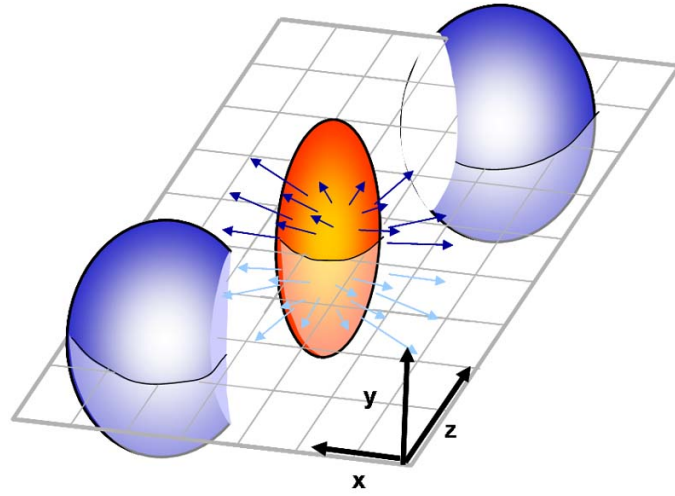


图 1-2 RHIC能区中Au+Au碰撞示意图 [36]

Fig. 1-2 Illustration of non-central Au+Au collision at RHIC [36]

在过去的10年时间里，通过分析RHIC能区重离子碰撞最高能量（ $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ ）的数据，人们发现椭圆流存在着非常丰富的结构 [36, 69–71]。RHIC能区中观测到了与理想流体动力学模型计算结果接近的椭圆流 [72–74]，这表明了在RHIC能区存在着很强的早期热化 [18]。接着人们发现，在RHIC能区中形成的反应区域并不是所谓的完美流体，而是有着很小的粘滞性，通过在理想流体动力学模型中引入粘滞性可以更好的符合实验上观测到的结果 [75, 76]。在小横动量区域（ $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ ），椭圆流表现出对粒子质量的依赖–质量排序（mass ordering）现象，即在小横动量区域，相同的 p_T 下，质量较小的粒子具有较大的椭圆流 [19, 77, 78]，这一现象可以在流体动力学框架下得到很到的解释 [79]。在中等横动量区域（ $2 < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ ），人们观测到了不同种类粒子的组分夸克标度（Number-of-Constituent Quark scaling – NCQ scaling） [21, 80]。人们最早在文献 [81] 中意识到如果强子是由组分夸克的重组形成的，那么在横动量空间应该存在着一个区域，在这个区域中粒子的产额应该正比于夸克的密度与产生的强子中的组分夸克数的比值–介子的组分夸克数是2，重子的组分夸克数是3。这幅物理

图像的一个直接结果就是椭圆流的组分夸克标度, $v_{2,M/B}(p_T) \approx n_{M,B} v_{2,q}(p_T/n_{M,B})$, 这里 $n_{M/B}$ 是介子或重子中的组分夸克数^[81, 82], $v_{2,M/B/q}$ 分别代表介子、重子和夸克的椭圆流。通过椭圆流的组分夸克标度, 以及奇异粒子 (ϕ , Ξ) 的椭圆流与轻夸克强子的椭圆流具有相似的大小等测量结果, 人们认为RHIC 能区产生了夸克解禁的物质^[19-22], 并且很大部分的椭圆流产生于部分子相中相互作用^[83]。

人们普遍认为随着碰撞能量的降低, 系统处于部分子相的时间会相应的缩短, 在BES-I实验的最低能量可能完全无法进入QGP相, 在这种情况下人们认为不同重力粒子椭圆流的组分夸克标度会被破坏^[84, 85]。其中 ϕ 介子的组分夸克标度得到了人们极大的关注, 这主要是由于 ϕ 介子具有以下的一些性质: (a) $\phi(s\bar{s})$ 介子由一对正反奇异夸克组成, 它的质量 ($1.019\text{GeV}/c^2$) 与质子质量接近, 它是目前唯一一种可以用来区分RHIC能区中观测到的重子和介子椭圆流的差别是由于质量差别^[86]还是由于组分夸克数差别的强子, (b) 在RHIC能区, ϕ 介子是由正反奇异夸克通过夸克重组过程形成的, 形成于碰撞早期的部分子相, (c) ϕ 介子的强子散射截面很小, 几乎不参与末态强子之间的相互作用而是很早的从系统冻出^[87]。基于以上原因, 人们认为 ϕ 介子的椭圆流主要是通过早期部分子的相互作用建立的, 而基本不受强子相的影响, 如果 ϕ 介子的椭圆流明显的小于其它强子并且偏离组分夸克标度的话, 则意味着在演化阶段系统主要处于强子气体相。因此 ϕ 介子的椭圆流及其组分夸克标度成为了一个检验系统是否进入QGP相的重要工具^[84]。

BES-I的一个最重要的观测结果是正反粒子的 $v_2(p_T)$ 之差对碰撞能量的依赖关系^[88]。图 1-3是0%–80%对心度的Au+Au碰撞中粒子(X)与其对应的反粒子($\bar{X}$)的 v_2 之差, 可以写做 $\Delta v_2 = v_2(X) - v_2(\bar{X})$, 并且 Δv_2 的大小与 p_T 无关^[86, 88]。从图 1-3中可以看到, 除了 π 介子之外, 所有其它种类粒子的 v_2 值都要大于其对应的反粒子, Δv_2 的绝对值随着碰撞能量的降低而增加。由于 $\Delta v_2 \neq 0$, 在BES-I能区中, $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 时观测到的单一组分夸克标度不再存在。但是在BES-I能区, 组分夸克标度对粒子组在 $\pm 10\%$ 内成立, 在碰撞能量高于 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5 \text{ GeV}$ 时, 组分夸克标度对反粒子也成立。在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} \leq 11.5 \text{ GeV}$ 时, 反粒子组中的重子和介子的 v_2 之差随着能量的减小而减小, 在 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 观测到的重子和介子 v_2 的差别不再明显。此外, 在碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 11.5 GeV 时, ϕ 介子的 v_2 要比其它强子的 v_2 分别低 1.8σ 和 2.3σ 。但是在碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 11.5 GeV 时, 现有的数据不足以覆盖组分夸克标度应该出现的中等横动量区域, 而且 ϕ 介子的统计误差也很大, 人们无法做出明确的结论来判断碰撞系

统是否脱离了QGP相，这些问题可以在BES-II中得到解决。

如果把横轴由碰撞能量换为重子化学势，我们会发现 Δv_2 的绝对值与重子化学势近似成线性关系，这说明 Δv_2 与化学冻出时的净重子数密度有关^[13]。现在有许多理论文章试图解释这一现象，例如，引入了原子核阻塞效应的混合模型（流体动力学+输运模型-hybrid）^[89]，Nambu-Jona-Lasinio（NJL）模型^[90]，以及引入了平均场效应的输运模型^[91]，但是这些模型都无法完全重现实验上所观测到的所有结果。因此，在理论模型上理解正反粒子之间的椭圆流的差别，以及 ϕ 介子的行为对于理解反应中形成的物质的性质是至关重要的。

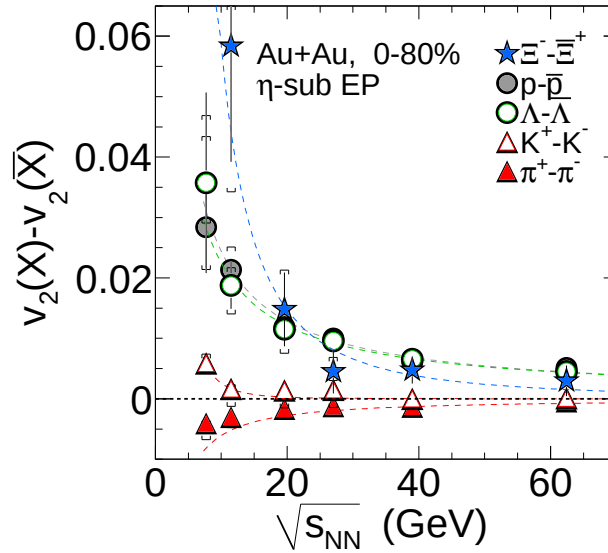


图 1-3 0%–80%对心度的Au+Au碰撞中粒子(X)与反粒子($\bar{X}$)的 v_2 之差随碰撞能量的变化曲线（文献[88]中的图2）

Fig. 1-3 The difference of v_2 between particles (X) and corresponding anti-particles ($\bar{X}$) from 0%-80% central Au+Au collisions (Fig. 2 in Ref. [88])

随着高能重离子碰撞中集体流研究的不断深入，人们逐渐意识到了使高阶奇数项流为0碰撞系统的光滑初始几何条件并不存在，每个碰撞事件的初始涨落会破坏这一几何对称性，从而导致每个事件中高阶奇数项流的出现^[92–94]。由于通过事件平面法测得的集体流并不是平均值，而是集体流的均方根^[95]，所以通过大量事件测得的高阶奇数项流并不为0。因此，高阶奇数项流携带着关于碰撞系统早期涨落性质的重要信息，例如某些局域区域内的“热点”^[76, 83, 96–102]。因此，方程 1-2中的三阶系数(v_3)—通常被称为三角流—成为了研究系统早期初始条件的涨落以及接下来的系统演化过程的新工具。它很

可能和2粒子关联中观测到的“near-side ridge”现象有关^[92, 103]。理论计算表明, v_3 比 v_2 对粘滞性更加敏感^[98], 但是对碰撞对心程度的依赖很小^[104], 这使得 v_3 成为了研究系统粘滞性的理想工具。

三角流随即受到了人们的极大关注, 理论计算表明 v_3 对计算中用的赝快度间隔($\Delta\eta$)的大小十分敏感^[105, 106], 因此在比较理论计算与实验观测结果的时候必须指明 $\Delta\eta$ 。STAR合作组利用不同的方法计算(事件平面法, 2粒子关联法)计算了 v_3 的结果^[107]并与其它实验组(位于RHIC的PHENIX^[108], 位于LHC的ALICE^[109]以及ATLAS^[110])的结果进行了比较, STAR合作组发现不仅在RHIC加速器上的两个不同的实验组(STAR 和PHENIX)的结果由很好的一致性, 在两个能量差距非常大的加速器(RHIC和LHC)观测到的结果也符合的很好。这个结果是十分令人惊讶的, 因为不同实验组的 $\Delta\eta$ 有很大的差别^[107]。这个结果要求人们对 v_3 进行更细致的研究, 于是人们转向了不同种类粒子 v_3 的研究, 期望通过对比不同种类粒子的 v_3 来获得更多的关于系统早期涨落和接下来演化过程的信息, 例如小横动量区域的质量排序是否存在以及组分夸克标度是否保持。

随着大量 v_2 和 v_3 实验数据的积累, 人们开始寻找新的角度来重新分析实验结果。最近, E.Rtinskaya等人通过粘滞性流体动力学模型计算提出: 如果流体动力学演化过程对初始条件的响应是线性的, 那么通过联合分析 v_2 和 v_3 的结果可以把碰撞系统的初始条件限制到一个非常小的范围内^[111, 112]。而C. Lang和N. Borghini 的粘滞性流体动力学模型^[113]计算预言了高阶集体流($n > 2$)在高横动量区域内的衰减效应要大于 v_2 , 并且认为 v_2 与 v_3 的比值($v_2(p_T)/v_3(p_T)$)在相对较高的横动量区域($p_T > m_0$, m_0 为所研究粒子的静止质量)为常数。因此, 通过联合分析 v_2 和 v_3 的结果, 我们可以获得更多关于系统初始条件和粘滞性对系统演化影响的信息。目前对于 v_2/v_3 的分析处于刚刚起步阶段, 对其模型分析主要来自于粘滞性流体动力学模型, 而输运模型的分析工作相对很少, 因此相关的输运模型的分析对与理解这一新的观测量是至关重要的。

1.3 研究目的和主要工作

高能重离子碰撞中产生的末态粒子在动量空间相对于反应平面的非对称性一般被称为集体流。末态粒子在动量空间的非对称性是由碰撞系统初态在坐标空间的几何非对称性转化而来的, 由于坐标空间的非对称性随着系统演化时间的增加而快速减小, 集体流只能在系统演化开始的最初的几个fm/c时间内建

立。基于上述原因，人们认为集体流对系统演化早期的相互作用十分敏感，因此集体流是一个独特的强子观测量，可以为我们提供在系统演化早期可能存在的QGP相的直接信息。由于集体流对系统演化早期性质的敏感性，使其成为了研究高能重离子碰撞中形成的高温高密物质性质的最重要也是信息量最丰富观测量之一。

在RHIC的最高能量，人们从理论上和实验上对集体流信号进行的大量研究发现椭圆流具有非常丰富的结构，例如，小横动量区域的质量排序，以及中等横动量区域的组分夸克标度，重子椭圆流与介子椭圆流的区别等等。随着系统碰撞能量的降低，人们注意到在BES-I能区，粒子与其对应的反粒子的椭圆流不再相等，它们的差别(Δv_2)随着系统碰撞能量的降低而增加，因此在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时观测到的对于所有粒子存在的单一组分夸克标度不再适用，人们认为这是一个可能的QGP关闭的信号。现在有很多模型都可以定性的描述粒子与反粒子之间椭圆流的差别，但是都无法完美的重现实验结果。此外，实验上发现对应着不同赙快度间隔的几个实验组观测到的三角流结果符合的很好，这与人们认为的三角流对赙快度间隔的依赖性产生了矛盾，也要求了人们对三角流进行更细致的分析工作—不同种类粒子的三角流是人们迫切需要的。另一方面，人们意识到通过不同阶流的联合分析，可以为人们提供一些对系统初始条件以及粘滞性敏感的新观测量，但是现有的模型计算主要集中在粘滞性流体动力学模型中，输运模型的计算可以为人们理解不同阶流之间的关联提供一个新的角度。

第二章简要介绍了基于流体动力学的Blast-Wave参数化的发展过程及主要理论，利用Blast-Wave参数化对7.7 GeV–2.76 TeV的不同种类粒子椭圆流的结果进行拟合，并从中提取出粒子组与反粒子组径向流对应的横向碰撞速度。通过比较粒子组与反粒子组的横向膨胀速度的差别，综合原子核的阻塞效应，定性的解释了粒子与反粒子椭圆流之差，并讨论了径向流对椭圆流的影响。

第三章简要介绍了STAR探测器，实验上如何利用不同的子探测器来进行粒子鉴别以及如何使用事件平面法来计算不同种类粒子的三角流。给出了不同种类粒子($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ 和 ϕ) 在 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ 和200 GeV的三角流随横动量的变化趋势，计算了粒子与反粒子三角流之差，讨论了小横动量范围的质量排序，以及中等横动量区间内可能存在的组分夸克标度。

第四章简要介绍了多项输运模型(A Multi-Phase Transport model – AMPT)，并利用AMPT模型计算了 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和200 GeV的不同种类粒子($\pi^\pm, K^\pm, K_S^0, p, \bar{p}, \phi, \Lambda$ 和 $\bar{\Lambda}$) 的椭圆流和三角流。分析了不同种类粒子的微分椭圆流与

微分三角流之比 ($v_2(p_T)/v_3(p_T)$) 随横动量的变化, 根据微分流的计算结果计算了积分椭圆流与积分三角流之比, 讨论了该比值与粒子质量的依赖关系, 并为未来的实验测量给出了模型预言。

最后给出本文的主要结论。

第2章 粒子与反粒子椭圆流之差的Blast-Wave参数化模拟分析

粒子与反粒子的椭圆流不再相等，即 $\Delta v_2 \neq 0$ ，是BES-I中最重要的结果之一，它意味着在BES-I能区，对所有粒子类型观测到的单一组分夸克标度不再适用。此外，在碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 11.5 GeV时观测到了 ϕ 介子的椭圆流小于其他强子的椭圆流，这可能意味着在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} \lesssim 11.5$ GeV时，碰撞形成的系统中起主导作用的是强子相而不再是部分子相^[84]。这些观测结果也被人们认为是可能的QGP相关信号^[13]。

为了理解BES-I实验中观测到的这些现象，我们利用Blast-Wave参数化对实验中观测到的椭圆流进行了拟合分析。本章结构如下：2.1节简要介绍了Blast-Wave参数化的历史以及本文中使用的Blast-Wave模型，2.2节重复了人们已经取得的一些Blast-Wave参数化拟合结果并在此基础上给出了本文的拟合方法，2.3节给出了Blast-Wave参数化对碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 2760$ GeV中的椭圆流的拟合结果，并讨论了造成在BES-I能区粒子与反粒子的椭圆流不再相等的可能原因，最后2.4节给出本章小结。

2.1 Blast-Wave参数化

在40年前，G. Westfall等人引入了火球模型（fire ball）^[114]来解释中间快度区域的质子谱。这个模型假设入射核和靶核的碰撞过程是一个理想的圆柱形切割（clean cylindrical cut），当入射核和靶核互相穿过之后，在中间留下一个温度很高的反应区域——火球。Westfall等人认为从这个火球中发射出来质子应该满足各向同性的热力学分布。之后，Bondorf等人发展出了由热膨胀源发射的粒子谱的非相对论形式^[115]。Siemens和Rasmussen通过将膨胀源简化成一个个沿着径向膨胀的壳（Blast Wave），从而将Bondorf等人的公式发展为了相对论形式^[116]。在20年前，Schnedermann等人^[117]引入了一个仅仅包含两个参数的方程并且成功的拟合了横动量谱，这两个参数是动力学冻出温度 T ，和径向膨胀速度 β 。在此基础上，Huovinen等人^[72]引入了径向膨胀速度在平行于反应平面方向和垂直于反应平面方向的差别作为Blast-Wave参数化的第三个参数来描述非对心膨胀中产生的椭圆流。在STAR合作组将源在坐标空间的各向异性作为第

四参数引入之后，Blast-Wave参数化已经可以很好的拟合实验中观测到的椭圆流结果^[77]。此后，更多的参数被引入Blast-Wave参数化中，用来提取HBT半径等观测量^[118]。

本文中使用的Blast-Wave参数化模型来自文献^[77]，它包括四个参数：动力学冻出温度（ T ），横向膨胀快度（ ρ_0 ），源在动量空间方位角分布的各向异性（ ρ_a ），源在坐标空间的方位角分布的各向异性（ s_2 ）。Blast-Wave参数化的方程形式为：

$$v_2(p_T) = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi_s \cos(2\phi_s) I_2[\alpha_t(\phi_s)] K_1[\beta_t(\phi_s)] [1 + 2s_2 \cos(2\phi_s)]}{\int_0^{2\pi} d\phi_s I_0[\alpha_t(\phi_s)] K_1[\beta_t(\phi_s)] [1 + 2s_2 \cos(2\phi_s)]} \quad (2-1)$$

I_0 ， I_2 和 K_1 是修正贝塞尔函数，其中 $\alpha_t(\phi_s) = (p_T/T) \sinh[\rho(\phi_s)]$ ， $\beta_t = (m_T/T) \cosh[\rho(\phi_s)]$ 。值得注意的是不同的粒子种类是通过不同的质量来区别的，而质量项仅通过 β_t 中的 m_T 引入Blast-Wave参数化中。Blast-Wave参数化的基本假设是纵向boost不变^[58]以及Cooper-Frye冻出机制^[119]，同时Blast-Wave参数化认为整个系统是由一层一层膨胀的壳组成的，它的横向膨胀快度可以写成 $\rho(\phi_s) = \rho_0 + \rho_a \cos(2\phi_s)$ 。在这个方程中， ϕ_s 是坐标空间的方位角，利用此方程可以提取源的平均横向膨胀速度 $\beta = \tanh(\rho_0)$ 。

2.2 Blast-Wave参数化拟合方法

正如1.2节中介绍的一样， ϕ 介子具有很多特殊的性质，其中之一即是 ϕ 介子的强子散射截面很小^[87]，使得 ϕ 介子基本不和末态强子发生相互作用，而是较早的从系统中冻出，于是 ϕ 介子的椭圆流反应了系统早期部分子的相互作用，这使得 ϕ 介子的椭圆流成为了检验系统是否进入QGP相的一个重要观测量。因此提取 ϕ 介子的动力学冻出时间是十分重要的，利用Blast-Wave参数化对末态粒子横动量谱分布进行拟合，可以提取出粒子的动力学冻出温度以及横向膨胀速度，从而可以判断不同种类粒子的冻出时间。

图 2-1 a)给出了STAR合作组发表的的Blast-Wave参数化对粒子谱分布拟合的结果^[84]，图中虚线和实线分别代表一倍误差等高线和二倍误差等高线。粒子谱分布的Blast-Wave参数化公式来自于文献^[117]，其形式为：

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto \int_0^R r dr m_T I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T}\right) \quad (2-2)$$

其中 R 为源的半径， I_0 和 K_1 为修正贝塞尔函数，并且 $\rho = \tanh^{-1} \beta$ 。方程 2-2与方程 2-1的主要区别是缺少两个拟合参数 ρ_a 和 s_2 ，这是因为粒子谱分布是对方位

角 ϕ_s 积分后的结果，所以依赖于源的方位角分布的 ρ_a 和 s_2 并没有出现在粒子谱分布的Blast-Wave参数化方程中。STAR合作组利用方程 2-2将 π 介子，K介子和质子的横动量谱分布进行同时拟合，提取出了不同对心程度下 π 介子，K介子和质子的联合冻出温度以及横向膨胀速度（图 2-1 a）中的蓝色实线等高线）。与此同时，STAR合作组对多奇异夸克粒子（ ϕ 介子和 Ω ）进行了单独拟合（图中蓝色和红色虚线），结果发现 ϕ 介子的动力学冻出温度非常接近格点QCD 预言的化学冻出温度^[71](160–190 MeV)，并且其动力学冻出温度要高于其它强子的动力学冻出温度，这些都表明 ϕ 介子的冻出时间要早于其它强子，这一结果为 ϕ 介子的早冻出提供了有力的支持。

为了研究 ϕ 介子的早冻出现象，我们对STAR合作组发表的0%–5%对心度的粒子谱^[120]进行了重新拟合，图 2-1 b)为拟合结果。图 2-1 b)中黑色等高线为 π 介子，K介子和质子对心度为0%–5%的拟合结果，在误差范围内重现了STAR合作组的结果。随后我们意识到 π 介子应该被排除在拟合之外，这是因为在RHIC能区，很大一部分 π 介子来源于共振态衰变^[121]，而这些衰变来的 π 介子很可能具有不同于反应中直接产生的 π 介子的行为，即可能并不满足Blast-Wave参数化。但是由于 π 介子的产额很大，整个同时拟合是由 π 介子主导的，所以包括 π 介子的同时拟合可能会和真正的Blast-Wave参数化有所偏离。基于以上观点，我们排除掉 π 介子之后对K介子和质子重新进行了同时拟合，拟合结果为图 2-1 b)中红色等高线。可以看到，在排除掉 π 介子之后虽然在横向碰撞速度上与 ϕ 介子还有所区别，但是对应的动力学冻出温度在误差范围内是一致的。这也意味着 ϕ 介子可能并没有相对于其它强子提前冻出，而是 π 介子的冻出时间晚于其它强子的冻出时间。因此，我们需要对Blast-Wave参数化进行更深入的研究。

在2.3节中,我们将使用方程 2-1对RHIC STAR/PHENIX 中0%–80%对心度（LHC ALICE中0%–60%对心度）的Au+Au碰撞（Pb+Pb碰撞）中椭圆流的结果进行Blast-Wave 参数化拟合分析，其中RHIC能区的碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV，而LHC的碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV。拟合所用的实验数据来自于文献[19, 20, 86, 122, 123]。为了避免高横动量区域的喷注的影响，我们只对 $p_T < 1.2$ GeV/c的区域进行拟合。由于在BES-I能区中，粒子与反粒子的椭圆流不再相等^[88]，所以在RHIC能区我们对粒子组（ K^+ ， K_S^0 ， p ， ϕ 和 Λ ）和反粒子组（ K^- ， K_S^0 ， $\bar{p}$ ， ϕ 和 $\bar{\Lambda}$ ）分别进行拟合。 K_S^0 和 ϕ 介子既是粒子又是自身的反粒子，它们的椭圆流在粒子组的拟合和反粒子组的拟合中被使用了两次。在LHC能区粒子和反粒子的椭圆流并没有进行区分，而是以联合粒子的形式出现（ $\pi^\pm$ ， $K^\pm$ ， $p + \bar{p}$ 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ ），因为两者之间的差别很小。

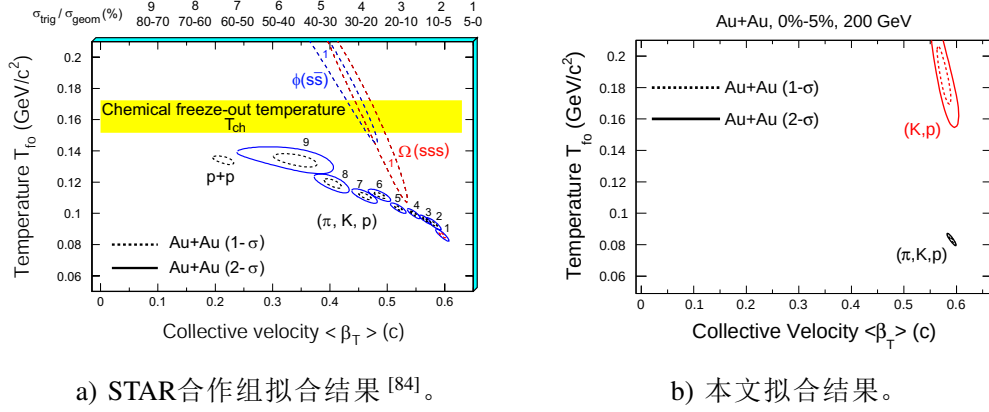


图 2-1 由Blast-Wave参数化提取的动力学冻出温度和横向膨胀速度的 χ^2 等高线示意图结果对比。

Fig.2-1 The comparison of χ^2 contour of kinetic freeze-out temperature and transverse expansion velocity extracted from Blast-Wave parametrization.

我们对处于粒子组（反粒子组）中的粒子（反粒子）的 $v_2(p_T)$ 进行同时拟合，拟合中所用的 $v_2(p_T)$ 的误差包含了统计误差与系统误差，即两者的均方根。由于STAR合作组并没有发表BES-I能区不同种类粒子的横动量谱分布，因此无法通过对粒子谱进行Blast-Wave参数化拟合来限制冻出温度的范围，而单一的 $v_2(p_T)$ 拟合对冻出温度并不敏感，所以我们选取了一些合理的温度^[124]作为固定参数输入到Blast-Wave参数化中。在2.3节中选取的动力学冻出温度为100 MeV，120 MeV和140 MeV。在2.3节的图 2-3和 2-4中，我们将只给出动力学冻出温度为120 MeV的结果，其它两个温度的拟合结果则作为120 MeV拟合结果的系统误差。

在RHIC能区， $\pi^\pm$ 被排除在了Blast-Wave参数化拟合之外，因为很大一部分 π 介子来源于共振态衰变^[121]。在LHC能区，ALICE合作组通过选择粒子径迹到碰撞顶点的距离排除掉了feed-down效应的贡献^[125]，因此对于ALICE合作组的结果， π 介子并没有被排除在Blast-Wave参数化拟合之外。

除了 π 介子之外的其它粒子，例如K介子和质子，也会受到feed-down效应的影响，所以它们的椭圆流也会稍微偏离Blast-Wave参数化。如果想要消除feed-down效应对这些粒子的影响，我们需要知道粒子的横动量谱分布，需要估计共振态粒子的产额，以及实验分析中所使用的动力学和拓扑学截断。由于这些信息的缺失，我们只能通过蒙特卡洛（Monte-Carlo, MC）计算来估计feed-down效

应的影响。通过使用一个依赖于碰撞能量的参数化公式^[126]来获得不同碰撞能量下的化学冻出温度以及重子化学势，然后利用它们通过THERMUS统计模型^[127]估计实验中产生的粒子和共振态的产额，最后把得到的产额输入到MC计算中。我们利用玻尔兹曼分布来获得这些粒子和共振态的横动量，并通过Blast-Wave参数化来计算该横动量对应的 $v_2(p_T)$ 。随后通过计算不同粒子和共振态衰变产物的动力学来获得这些衰变产物的横动量以及对 $v_2(p_T)$ 的贡献，从而得到修正的 $v_2(p_T)$ 。本章中主要考虑的衰变过程有： $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ ， $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ ， $\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + \bar{p}$ ， $\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda$ ， $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\Lambda}$ ， $\Omega^- \rightarrow K^- + \Lambda$ ， $\Delta(1232)^{++} \rightarrow \pi^+ + p$ ， $\omega(782) \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ， $N^* \rightarrow \pi^+ + p$ ， $N^* \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + p$ ， $\Sigma^0 \rightarrow \gamma + \Lambda$ 。通过系统的分析后发现，来源于feed-down贡献的 π 介子占其总产额的60%^[127]，这是将其排除在Blast-Wave参数化拟合过程之外的重要原因。

图 2-2给出了一个feed-down修正后的 $v_2(p_T)$ 的例子。可以看到，对于每种粒子feed-down效应都是很显著的，并且超过了数据的统计误差和系统误差之和。因此，我们不能期待Blast-Wave参数化会对数据点的拟合是完美的。

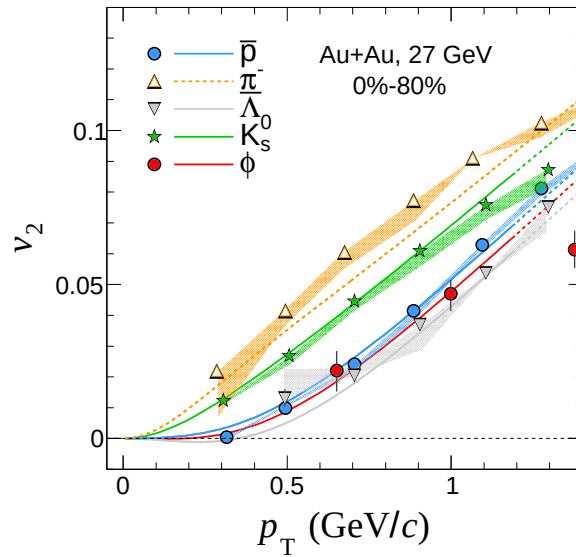


图 2-2 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV 的反粒子组中不同种类粒子椭圆流随横动量的变化。图中的阴影部分代表估计的feed-down修正，实线代表Blast-Wave 参数化的拟合结果而虚线代表利用Blast-Wave参数化的拟合结果所做的预测。

Fig.2-2 Elliptic flow as a function of transverse momentum for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV for a selected group of anti-particles. The shaded areas show estimations for the feed down correction.

Solid lines are from blast wave fits and dashed lines are predictions by using the fit parameters.

图 2-2 给出了 feed-down 效应的大小，但是本章中所讨论的 Blast-Wave 参数化拟合并没有把 feed-down 的影响考虑在内，这是由于缺少很多必要的信息。然而为了估计 feed-down 效应对拟合结果的影响，我们对碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV 的每一个数据点加上了一个额外的 feed-down 效应带来的误差（平方和再开方），其大小为 0.003，并重新进行了 Blast-Wave 参数化拟合，所得到的拟合结果在误差范围内一致。

在不考虑 feed-down 修正的时候，Blast-Wave 参数化拟合结果的 χ^2/ndf 只在较低碰撞能量时接近 1，这是因为在这些能量下 $v_2(p_T)$ 的统计误差已经接近 feed-down 效应带来的影响。在较高能量时，由于统计量的提高，在不考虑 feed-down 效应的情况下， χ^2/ndf 在 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 时粒子组的 Blast-Wave 参数化拟合中达到最大值 35，然而在考虑了 feed-down 效应后，在所有的能量下 χ^2/ndf 的值都在 1.5 以下。接下来会给出一些 χ^2/ndf 的具体数值，考虑了 feed-down 效应之后，对于反粒子组，由于统计误差较大，所有碰撞能量的 χ^2/ndf 都要小于对应的粒子组的值，其值在 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 时达到最大值 1.5。在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时，由于数据点具有很大的统计误差， χ^2/ndf 的值为 0.4。

2.3 粒子与反粒子椭圆流的 Blast-Wave 参数化拟合

图 2-3 给出了利用 Blast-Wave 参数化方程在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中对粒子组 0%–80% 对心度下 v_2 的同时拟合结果，以及碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的 Pb+Pb 碰撞中对联合粒子 0%–60% 对心度下 $v_2(p_T)$ 的同时拟合结果。图中实线代表的是 Blast-Wave 参数化的拟合结果，而虚线表示的是利用拟合得到的参数以及未参与拟合的粒子质量，例如 π^+ 介子，对未参与拟合粒子的 $v_2(p_T)$ 做出的预测。 K^+ 介子（以及反粒子组中的 K^- 介子）的实验数据点以及拟合曲线并没有在图中标示出来，这是因为 K^+ 介子（ K^- 介子）和 K_S^0 介子的结果非常接近。

在图 2-3 中，无论是对实验数据点还是对 Blast-Wave 参数化的拟合曲线，都可以观测到一个明显的质量排序现象：对于相同的 p_T ，质量越小的粒子对应的 v_2 越大。质量排序现象可以由径向流来定性的解释^[72]：人们已经知道径向流会把粒子的横动量分布向大横动量方向推动，在非相对论区域（ $p_T < m$ ）中，这一效应随着粒子质量和径向流大小的增加而增加。因此与没有径向流的情况相比，径向流的存在使得小横动量区域的粒子数减小，这个粒子数减小的范围随着粒子质量和径向流大小的增加而增加。对于椭圆流同时存在的情况下，

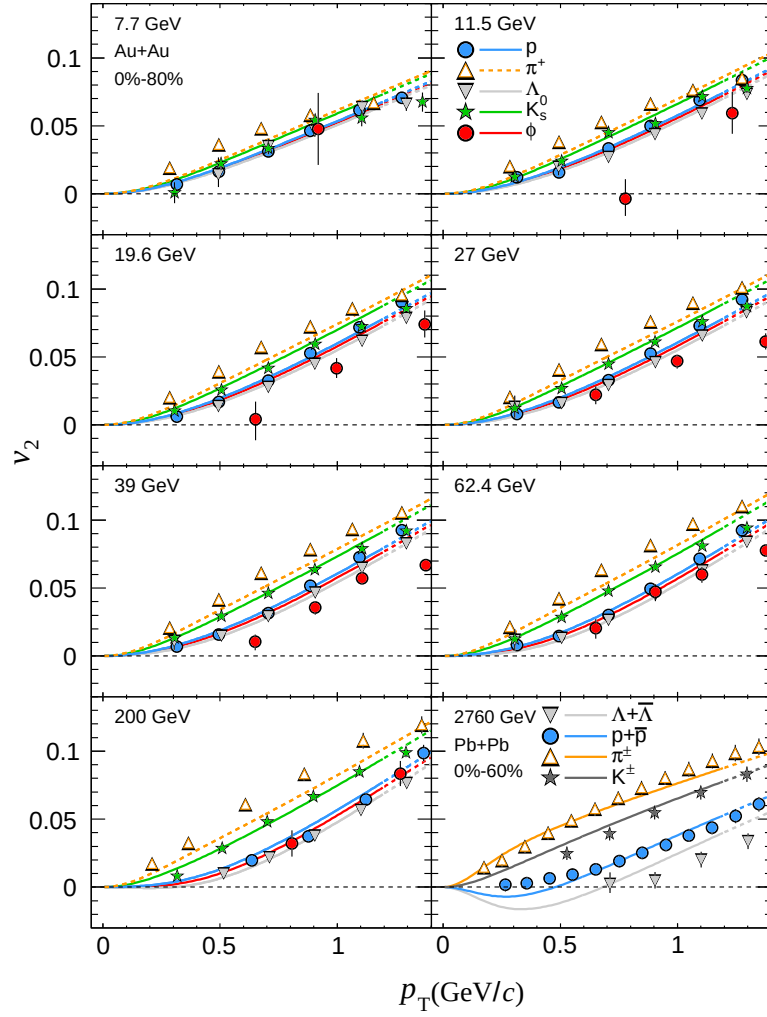


图 2-3 Blast-Wave参数化在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV的0%–80% 对心度下的Au+Au碰撞中对粒子组 (K^+ , K_S^0 , p , ϕ 和 Λ) 椭圆流的同时拟合, 以及在 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV的0%–60%对心度下的Pb+Pb碰撞中对联合粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $p + \bar{p}$ 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$) 椭圆流的同时拟合。图中实线代表Blast-Wave参数化拟合结果, 虚线为利用Blast-Wave 参数化拟合结果所进行的预测。

Fig.2-3 The simultaneous blast wave fits for elliptic flow of the group of particles (K^+ , K_S^0 , p , ϕ and Λ) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV and for combined elliptic flow of particles and anti-particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $p + \bar{p}$ and $\Lambda + \bar{\Lambda}$) from 0%–60% central Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Solid lines are from blast wave fits and dashed lines are predictions by using the fit parameters.

系统在 x 方向的流速要大于在 y 方向的流速 ($v_2 > 0$), 于是粒子数在 x 方向的减小量要大于粒子数在 y 方向上的减小量。这会使得在小横动量区域粒子横动量的 x 分量 (p_x) 会比横动量的 y 分量 (p_y) 受到更大的抑制, 因此会使得 v_2 也随之减小。粒子的质量越大, 这一效应的影响越明显。因此小横动量区域, 对于相

同的 p_T ，质量越大的粒子， v_2 越小。同理，也可以认为，在小横动量区域，对于相同的 v_2 ，质量越大的粒子具有越大的 p_T ，而不同粒子种类之间的 p_T 之差的大小可以定性的反应径向流的大小。如果我们相信径向流是造成质量排序的主要原因，那么从图 2-3中可以看出，随着碰撞能量的增加，粒子在 p_T 方向上受到的推动也在增大，即对于粒子组，系统的径向流随着碰撞能量的增加而增加。

从总体上看，Blast-Wave参数化对于图 2-3中K介子和质子椭圆流的描述是十分合理的。另一方面，对于所有RHIC能区的能量，Blast-Wave参数化预言的 π 介子的椭圆流具有和实验数据相似的趋势，但是系统地低于实验数据结果。造成这一结果的主要原因是 2.2中讨论的feed-down效应带来的影响。当碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} < 62.4$ GeV时， ϕ 介子的Blast-Wave参数化拟合曲线要高于数据点。人们认为 ϕ 介子与其它强子相比具有较小的强子散射截面^[84, 87]，在低能时，如果系统没有进入QGP相，那么 ϕ 介子的椭圆流要小于其它粒子的椭圆流，因此也会偏离Blast-Wave参数化的拟合结果。但是在这里需要指出的是 ϕ 介子在拟合中的权重很低，因为它的误差很大。即使把 ϕ 介子排除在Blast-Wave参数化拟合之外，也并不会对结果带来很大的影响。

图 2-4给出了对应的反粒子组的拟合结果。与粒子组的结果相比，在碰撞能量较低时，反粒子组的结构在 p_T 轴或者 v_2 轴表现出了更大的离散性。从图中可以直接看出，在BES-I能区，对于反粒子组所进行的同时拟合的结果要好于粒子组的同时拟合结果。当碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} \leq 11.5$ GeV时，反质子在低横动量时所表现出来的负的椭圆流也可以由Blast-Wave参数化很好的重现出来。与粒子组的结果类似，在RHIC能区的能量中， π 介子的椭圆流都要系统的高于Blast-Wave参数化的拟合结果。然而，在粒子组中不能被Blast-Wave参数化很好的描述的 ϕ 介子，却在反粒子组中被Blast-Wave参数化很好的重现。

与粒子组的结果不同的是，在BES-I能区，不同种类的粒子之间的离散程度随着碰撞能量的增加而减小。当碰撞能量较低的时候（ $\sqrt{s_{NN}} \leq 39$ GeV），反粒子组不同种类的粒子之间的离散程度要明显大于粒子组中不同种类粒子的离散程度，但是随着系统碰撞能量的增加，粒子组与反粒子组之间不同种类粒子的离散程度的区别越来越小。当碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的时候， v_2 的实验数据以及Blast-Wave参数化的拟合结果都表明粒子组和反粒子组的结果已经非常接近了。

如果我们假设在小横动量区域观测到的质量排序现象仅仅是由径向流引起的，那么粒子组与反粒子组中不同种类粒子的离散程度不同意味着粒子组与反粒子组有着不同的横向膨胀速度。图 2-5给出了在三个不同的冻出温度下，利

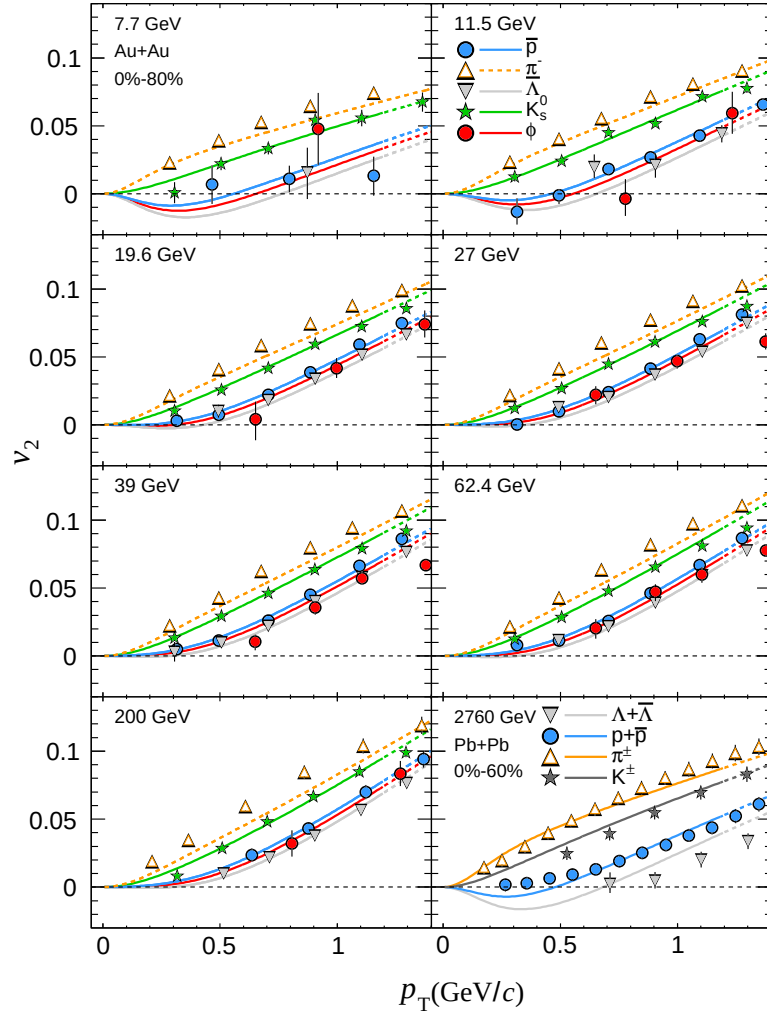


图 2-4 Blast-Wave参数化在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200\text{ GeV}$ 的0%–80% 对心度下的Au+Au碰撞中对反粒子组 (K^- , K_S^0 , $\bar{p}$, ϕ 和 $\bar{\Lambda}$) 椭圆流的同时拟合, 以及 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ 的0%–60%对心度下的Pb+Pb碰撞中对联合粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $p + \bar{p}$ 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$) 椭圆流的同时拟合。图中实线代表Blast-Wave参数化拟合结果, 虚线为利用Blast-Wave 参数化拟合结果所进行的预测。

Fig.2-4 The simultaneous blast wave fits for elliptic flow of the group of anti-particles (K^- , K_S^0 , $\bar{p}$, ϕ and $\bar{\Lambda}$) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200\text{ GeV}$ and for combined elliptic flow of particles and anti-particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $p + \bar{p}$ and $\Lambda + \bar{\Lambda}$) from 0%–60% central Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$. Solid lines are from blast wave fits and dashed lines are predictions by using the fit parameters.

用Blast-Wave参数化从粒子组和反粒子组中提取的平均横向膨胀速度随碰撞能量的变化。图中的圆点代表系统的平均横向碰撞速度, 它们是图 2-3 和图 2-4 中的拟合曲线的结果提取出来的拟合参数 ($\beta = \tanh \rho_0$)。表 2-1列出了冻出温度为 $T = 120\text{ MeV}$ 时所有拟合参数的结果。在 2.2中提到其它两个温度分别对

应于图中两条曲线，代表了由不同冻出温度带来的系统误差。在碰撞能量低于 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的所有能量中，反粒子组中提取的横向膨胀速度要系统的高于粒子组中提取的横向膨胀速度，并且我们发现从粒子组与反粒子组提取出的横向膨胀速度之差随着碰撞能量的增加而减小，这一现象与粒子与反粒子的椭圆流之差随碰撞能量的变化关系存在着相似的趋势。在BES-I能区，粒子与反粒子对应的椭圆流之差会随着碰撞能量的增加而减小^[88]，同样的，通过Blast-Wave 参数化从粒子组和反粒子组中分别提取出的横向膨胀速度也会随着碰撞能量的增加而相互接近。此外，我们发现粒子组中提取出的横向膨胀速度随着碰撞能量的增加而单调上升，而反粒子组中提取的横向膨胀速度在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} < 200$ GeV 时随着碰撞能量的增加而减小，随后上升。从粒子组与反粒子组提取出的横向膨胀速度在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV和2760 GeV时大小相等，对应于在这两个碰撞能量下粒子与反粒子的椭圆流之差为0。这说明了在BES-I能区粒子与反粒子的径向流差别是和粒子与反粒子的椭圆流差别直接相关的。

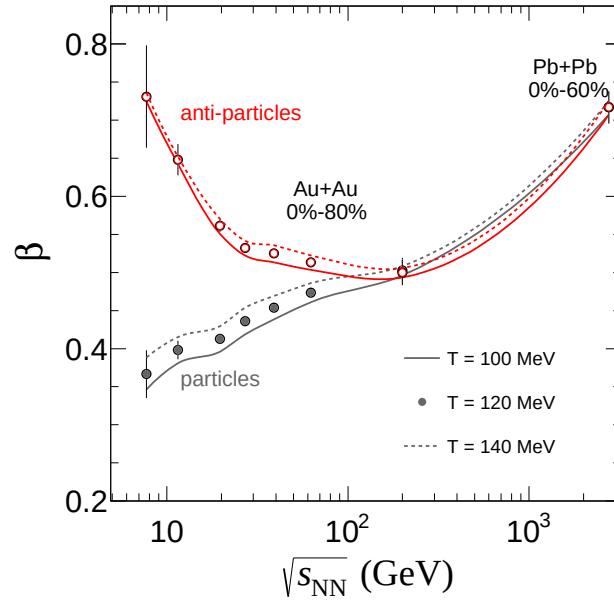


图 2-5 三个不同的冻出温度下，粒子组与反粒子组的横向碰撞速度 β 随碰撞能量的变化。

Fig.2-5 The transverse expansion velocity β as a function of beam energy for particles and anti-particles with three different temperatures.

最近， $7.7 < \sqrt{s_{NN}} < 39$ GeV碰撞能量范围内对反粒子 v_2 小于粒子 v_2 这一现象受到了人们的广泛关注^[89, 128–130]。人们认为许多不同的效应，例如，夸克势能，重子的阻塞效应以及非零的重子化学势，都可能造成粒子与反粒子 v_2 的差别。

而我们认为粒子组与反粒子组具有的不同的径向流也是一个造成粒子与反粒子 v_2 差别的可能原因，在接下来将主要讨论在这个碰撞能量范围内造成粒子和反粒子具有不同径向流的主要原因。

在低能区 ($7.7 < \sqrt{s_{NN}} < 39 \text{ GeV}$)，造成粒子组和反粒子组径向流区别的一个可能原因是粒子与反粒子的产生时间不同。在碰撞能量较低时，反粒子的产生很可能只能发生在反应早期，因为只有在演化早期系统才具有足够高的能量密度，因而反粒子可以通过热过程或者硬过程产生。由于径向流的发展是一个累积的过程，所以产生与系统演化早期的反粒子经历了径向流演化的整个过程从而获得了较大的径向流。另一方面，粒子可以产生于系统演化的相对晚期，于是只经历了径向流演化的部分过程，因此获得的径向流也相对较小。随着碰撞能量的增加，粒子与反粒子的产生过程趋于一致，因此粒子与反粒子的 v_2 也趋于一致（文献 [88] 中的图2）。

造成粒子组与反粒子组径向流区别的另一个可能的原因是原子核的阻塞效应。图 2-6 给出了对心度为0%–5%的核-核碰撞中质子，反质子和净质子在中间快速度区域的产额随碰撞能量的变化关系。从图中可以看到，反质子的产额随着碰撞能量的增加而单调上升，与之相反的是净质子的产额 ($dN/dy(p) - dN/dy(\bar{p})$) 随着碰撞能量的增加而单调下降。这也意味着原子核的阻塞效应随着碰撞能量的增加而减小。由阻塞效应而被留在反应区域的原始质子（来自于入射核的质子）的数量在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} \leq 62.4 \text{ GeV}$ 的区域超过了由反应产生的质子数，这意味着在这一能区内原子核的阻塞效应起主导作用。人们认为被停止在反应区域的质子的椭圆流会与碰撞中产生的质子的椭圆流有所区别^[129]，类似的效应可能也适用于径向流，停止的质子的径向流会与反应产生的质子的径向流不同，因此停止的质子并不一定满足Blast-Wave参数化，这就解释了为什么Blast-Wave参数化对于粒子组的描述没有对反粒子组的描述成功。而 ϕ 介子的椭圆流相对于其它种类粒子椭圆流的偏离也可能是由原子核阻塞效应造成的，这也就意味着 ϕ 介子的行为应该与其它在反应中产生的粒子（反粒子）相似——这与Blast-Wave参数化的拟合中观测到的结果一致。从另一方面来说，反应中产生的质子是满足Blast-Wave参数化的，但是由于阻塞效应带来的停止的质子污染了反应中产生的质子的行为，从而使观测到的质子偏离了Blast-Wave参数化。在这种情况下，某种程度上我们不能完全相信包含由初始停止粒子的粒子组的Blast-Wave参数化拟合结果，因为初始的停止粒子入射核中的质子，u夸克和d夸克可能对产生的粒子造成污染。接下来，我们以质子为例来讨论原子核阻塞效应对粒子组与反粒子组径向流的具体影响。

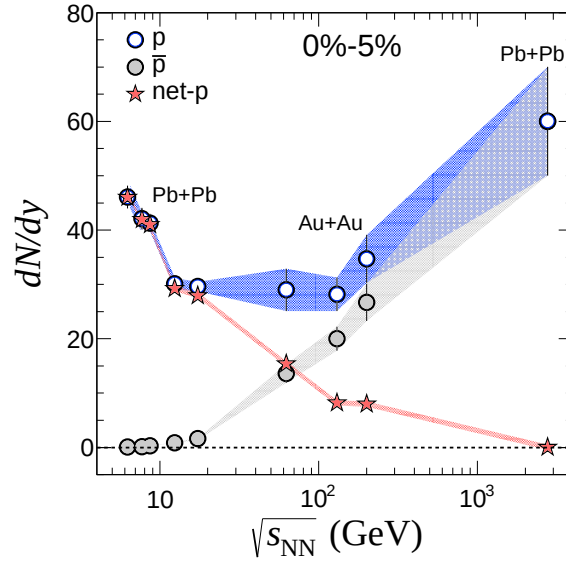


图 2-6 对心度为0%–5%的核核碰撞中质子，反质子和净质子在中间快速区域的产额随碰撞能量的变化。数据来自于文献 [120, 125, 131]。

Fig.2-6 The yields of protons, anti-protons and net-protons from 0%–5% central Nuclei-Nuclei collisions as a function of the center-of-mass energy. Data is taken from Refs. [120, 125, 131].

当碰撞能量较低时 ($\sqrt{s_{NN}} \leq 62.4$ GeV)，阻塞效应起主导作用，在反应区域中心部分产生的为数不多的反质子会很快的与包围它们的质子湮灭掉。这是因为质子-反质子的湮灭截面很大，而在这个能区质子数也远远大于反质子数（图 2-6中低能下较大的净质子数）。在反应区域表面附近的质子密度相对较小，产生于此处的反质子有较大的可能逃逸出反应区域，因此观测到的反质子大多来自于反应区域的表面附近。我们已经知道径向流的大小与粒子距离反应中心的距离成正相关，距离反应区域中心越远的粒子会获得越大的径向流^[117]，因此观测到的反质子会具有一个相对较大的平均横向膨胀速度。反观质子，由于末态观测到的质子来自于反应区域的各个位置，因此平均来看它们会具有一个相对较小的平均横向膨胀速度。这一效应的影响会随着碰撞能量的升高而减弱，这是因为随着碰撞能量的升高， $\bar{p}/p$ 的比值会逐渐增大，最后趋近于1^[131]。因此由反粒子组拟合得到的横向膨胀速度会随着碰撞能量的增加逐渐接近粒子组的横向膨胀速度。从图 2-5和图 2-6中可以看出，反粒子组的横向膨胀速度 β 与质子在中间快速区域的产额具有类似的曲线，这也意味着两者之间存在着一定的关联。粒子组的横向膨胀速度与净质子在中间快速区域的产额具有相反的趋势。这是因为在低碰撞能量区域，粒子组的拟合结果由净质子（停止

的质子)主导,而它们的径向流相对较小,因此提取出的横向膨胀速度也相对较小。随着碰撞能量的增加,净质子的贡献逐渐减小,于是粒子组提取出的横向膨胀速度逐渐的增大。以上就是原子核阻塞效应对粒子组与反粒子组径向流差别贡献的讨论,目前只能定性的讨论这一效应带来的结果,但是我们相信通过粒子与反粒子的横动量谱以及对于反应对心度更细致的划分,我们可以对这一现象有更深入的理解。

流体动力学的计算结果表明源的横向膨胀速度应该随碰撞能量的增加而增加,但是通过Blast-Wave参数化的拟合分析发现反粒子组的横向膨胀速度在碰撞能量为 $7.7 < \sqrt{s_{NN}} < 200$ GeV的范围内表现出了下降趋势,这表明径向流现象值得人们进行更深入的研究。更令我们感到惊奇的是 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV (0%–80%对心度)的反粒子组的椭圆流随横动量的变化曲线与 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (0%–60%对心度)的椭圆流结果几乎相同,图 2-7给出了两个能量下椭圆流的对比。

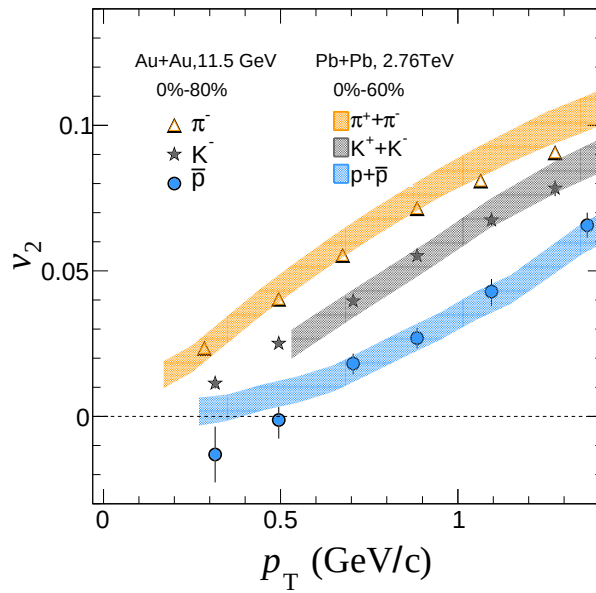


图 2-7 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 的 0%–80% 对心度下 Au+Au 碰撞的椭圆流 (点) 随横动量的变化曲线和碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的 0%–60% 对心度下 Pb+Pb 碰撞的椭圆流 (阴影) 随横动量的变化曲线。

Fig. 2-7 Elliptic flow as a function of transverse momentum from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV for the anti-particle group (points) and from 0%–60% central Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (bands).

在 $11.5 < \sqrt{s_{NN}} < 200$ GeV 范围内,反粒子的椭圆流随着碰撞能量的增加而

增加^[86]，这可能是因为同一 p_T 下 v_2 随着碰撞能量的增加而增加，或者是在同一 v_2 下 p_T 方向的推动效应随着碰撞能量的增加而减小。这两种效应很可能是直接相关的，因为椭圆流可以看做是径向流方位角分布的调制。我们可以利用这两种效应来理解图 2-7 的结果：随着碰撞能量的继续增加，系统的横向膨胀速度快速增加，这一结果会使得小横动量区域内的 v_2 减小，如果在同一 p_T 下的 v_2 随能量的增加不够快的话， $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的小横动量区域内的椭圆流可能会与低能下的结果接近。值得注意的是，从图 2-5 可以看出， $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的横向膨胀速度与 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 反粒子组的横向膨胀速度十分接近。

除了横向膨胀速度之外，本章所讨论的Blast-Wave参数化还有另外两个拟合参数 ρ_a 和 s_2 。从表 2-1 中可以看到，粒子组和反粒子组的 ρ_a 与 s_2 并没有明显的区别，这也从另一个侧面指出在小横动量区域，造成粒子和反粒子 v_2 的差别的主要原因是粒子组与反粒子组的横向膨胀速度 β 不同。 ρ_a 的值随着碰撞能量的增加而增加，这意味着 v_2 应该随着系统的碰撞能量增加而增加，这与文献^[86]的测量结果一致。

2.4 本章小结

在本章中，我们讨论了RHIC能区（LHC能区）对心度为0%–80%（0%–60%）的Au+Au（Pb+Pb）碰撞下对粒子组和反粒子组的椭圆流分别进行Blast-Wave参数化拟合的结果。总体上来说，通过Blast-Wave参数化可以合理的描述小横动量区域内的质量排序现象。当碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} < 62.4$ GeV时，Blast-Wave参数化对反粒子组的拟合结果要明显的好于对粒子组的拟合结果。粒子组的Blast-Wave参数化拟合结果表明 ϕ 介子的椭圆流要明显小于Blast-Wave参数化的拟合结果，然而对于反粒子组的Blast-Wave参数化结果却可以很好的描述 ϕ 介子的实验数据。这个结果一方面可能表明 ϕ 介子具有较小的强子散射截面，所以在低能时它的径向流和椭圆流要小于粒子组中其它种类的粒子，另一方面也可能意味着 ϕ 介子与其它在反应中产生的反粒子具有相同的行为，那么这也意味着粒子的流是受到了污染的。

在BES-I能区，粒子组和反粒子组提取出的横向碰撞速度不再相等，而且与碰撞能量具有不同的依赖关系。反粒子组的横向膨胀速度在BES-I能区随着碰撞能量的增加而减小，但是粒子组的横向膨胀速度随着碰撞能量的增加而单调增加。在BES-I能区，粒子与反粒子的横向膨胀速度之差与粒子和反粒子的椭圆流之差存在着十分相似的结构，因此我们认为在这个能区粒子与反粒子径

向流的差别与粒子和反粒子椭圆流的差别是直接相关的，这一差别是造成粒子与反粒子椭圆流差别的一个新的可能原因。为了理解粒子与反粒子径向流的差别，我们讨论了几种可能造成这一差别的效应，例如，反粒子的早期产生，反粒子的吸收效应，以及原子核的阻塞效应。为了更好的研究这些可能的效应，人们需要知道粒子的动量谱分布，需要更精细的对心度划分，需要更多统计量，尤其重要的是碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} < 19.6 \text{ GeV}$ 范围内的 ϕ 介子的椭圆流。这些都可以在BES-II 实验中实现，BES-II 实验主要关注碰撞能量小于 $\sqrt{s_{NN}} = 20 \text{ GeV}$ 的能量范围，并且会得到相当于BES-I 实验5–10 倍的统计量^[13]。

表 2-1 粒子组 (X) 和反粒子组 ($\bar{X}$) 在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7-200$ GeV 的最小偏差 Au+Au 碰撞和碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV 的最小偏差 Pb+Pb 碰撞中提取出的拟合参数 (ρ_0 , ρ_a 以及 s_2)。

Table 2-1 Fit parameters ρ_0 , ρ_a and s_2 for the particle group (X) and the anti-particle group ($\bar{X}$) from min.-bias Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV.

	7.7 GeV	11.5 GeV	19.6 GeV	27 GeV	39 GeV	62.4 GeV	200 GeV	2760 GeV
$\rho_0(X)$	0.38 ± 0.04	0.42 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.49 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.55 ± 0.02	0.89 ± 0.02
$\rho_0(\bar{X})$	0.93 ± 0.14	0.77 ± 0.04	0.63 ± 0.01	0.59 ± 0.01	0.58 ± 0.01	0.57 ± 0.01	0.55 ± 0.02	0.89 ± 0.02
$\rho_a(\times 10^{-2} X)$	2.73 ± 0.28	3.48 ± 0.14	3.79 ± 0.07	3.72 ± 0.05	4.03 ± 0.03	4.35 ± 0.04	4.62 ± 0.29	3.02 ± 0.10
$\rho_a(\times 10^{-2} \bar{X})$	2.56 ± 0.37	3.51 ± 0.18	3.75 ± 0.08	4.00 ± 0.05	4.11 ± 0.03	4.49 ± 0.05	4.66 ± 0.29	3.02 ± 0.10
$s_2(\times 10^{-2} X)$	3.13 ± 0.67	2.36 ± 0.31	2.27 ± 0.15	2.74 ± 0.10	2.42 ± 0.07	2.17 ± 0.09	1.79 ± 0.62	4.62 ± 0.11
$s_2(\times 10^{-2} \bar{X})$	3.35 ± 0.73	3.17 ± 0.32	2.62 ± 0.15	2.35 ± 0.10	2.62 ± 0.06	2.17 ± 0.09	1.75 ± 0.63	4.62 ± 0.11

第3章 RHIC能区不同种类粒子三角流分析

集体流是研究高能重离子碰撞中产生的高温高密物质性质的一个重要的工具。正如在1.2中提到的，把末态粒子在动量空间相对于反应平面进行傅里叶级数展开（公式1-2），其中一阶项的系数称为定向流（ v_1 ），二阶项的系数称为椭圆流（ v_2 ），人们已经在实验上和理论上对它们进行了大量的研究。近年来，随着人们意识到传统的光滑初始条件被事件的初始涨落所破坏，由初始涨落产生的三角流（傅里叶展开的三阶项— v_3 ）得到了人们的广泛关注。由于 v_3 对系统初始条件的涨落以及系统的粘滞性敏感，因此人们很自然的选择了三角流作为研究高能重离子碰撞中系统的初始涨落以及其随后演化的新工具。

STAR合作组于2013年发表了质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的Au+Au碰撞中 v_3 的实验结果^[107]。在文献[107]中STAR合作组利用二粒子累积矩方法^[132]以及事件平面法^[63]测量了带电粒子 v_3 随赝快度，横动量，赝快度间隔，电荷符号以及对心度的变化。STAR合作组观测到 v_3 的值随着关联粒子之间赝快度间隔的增加而减小，这意味着在STAR合作组可测量的赝快度间隔内 v_3 并不是一个常数，因此在进行不同实验组之间的比较或者模型与实验结果比较的时候应该使用相似的赝快度间隔。但是随后STAR合作组发现不同实验组之间的 v_3 结果具有很好的一致性，这个结果是十分令人惊奇的，因为不同实验组的赝快度间隔有很大的差别。以上结果要求人们对 v_3 进行更细致的研究，从更深入的了解系统初始条件的涨落以及其演化过程。

本章利用STAR探测器对质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV 和200 GeV的Au+Au碰撞进行了分析，并给出不同种类粒子（ $\pi^\pm$ ， $K^\pm$ ， p ， $\bar{p}$ 和 ϕ ）的 v_3 实验测量结果。本章结构如下：3.1节简要介绍了STAR探测器以及实验分析中主要使用的子探测器，3.2节给出了利用STAR探测器进行粒子鉴别以及粒子重构的方法，3.3节详细介绍了事件平面法以及三角流信号的提取过程，3.4节给出了不同种类粒子 v_3 的实验测量结果，并讨论了质量排序现象以及可能的组分夸克标度，最后3.5节给出了本章小结。

3.1 STAR探测器

STAR探测器是位于美国BNL实验室RHIC加速器上四个大型探测器之一（PHENIX，PHOBOS和BRAHMS），它是一个多目标探测器。它主要包括一个螺

线管磁场和一系列用来进行触发，粒子鉴别以及事件分类的子探测器组成。对于STAR探测器的细节描述可以在文献 [133]中找到。STAR合作组就是以STAR探测器命名的。图 3-1是STAR探测器的3-D示意图^[134]，从图中可以看出STAR探测器是由许多子探测器组成的大型探测系统。本章的分析中主要使用的子探测器为时间投影室（Time Projection Chamber – TPC）^[135]和飞行时间探测器（Time of Flight – ToF）^[136]。

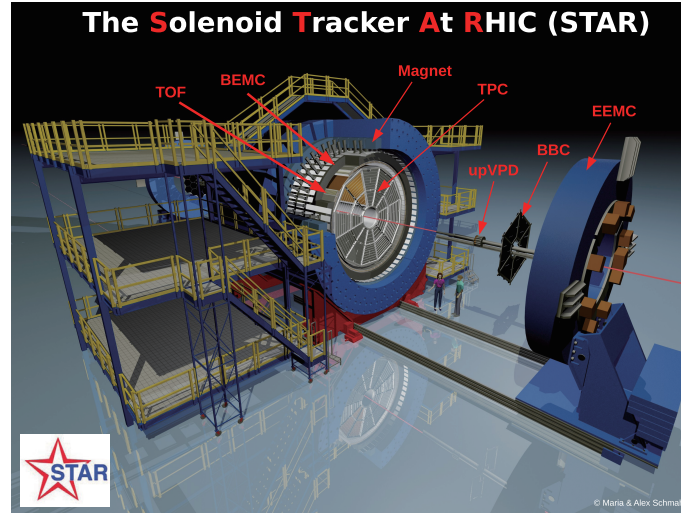


图 3-1 STAR探测器的3-D示意图^[134]。

Fig.3-1 The 3-D illustration of STAR detector^[134].

3.1.1 时间投影探测器

TPC可以覆盖全部的方位角以及很大的赝快度（ η ）覆盖区域， $-1.8 < \eta < 1.8$ ^[135]。TPC被中心高压膜沿着束流方向分割成两半—TPC East和TPC West。对于每一条粒子径迹，在TPC的半径范围内（ $0.5 < r < 2 \text{ m}$ ）最多可以重建45个碰撞点。每一个事件的初级碰撞顶点是由该事件中重建的粒子径迹拟合出来的，对于一个具有1000条左右重建径迹的事件，初级顶点的分辨率可以达到 $350 \mu\text{m}$ 。初级顶点随后被用来对一些粒子，例如 π ，K和p，进行重新拟合来提高它们的动量分辨率，此外，较好的初级顶点分辨率也可以很好的将次级顶点与初级顶点分开，这对于某些奇异粒子的重建有很大的帮助。对于 π 介子，在横动量 $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ 时，其动量分辨率可以达到3%左右。

除了利用粒子径迹来鉴别粒子之外，TPC提供的独特的电离能量损失（ dE/dx ）也可以用来进行粒子鉴别，图 3-2给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中，在赝快度区域为 $-1.0 < \eta < 1.0$ 范围内，利用TPC重构

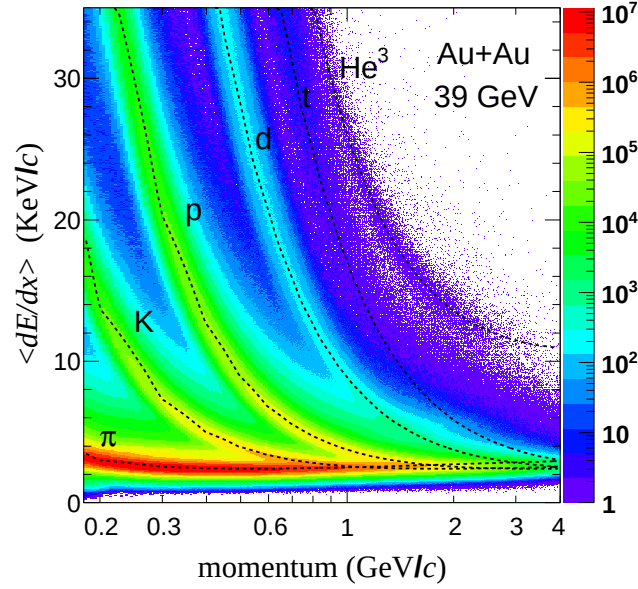


图 3-2 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，在赝快度区域为 $-1.0 < \eta < 1.0$ 范围内，利用 TPC 重构径迹的平均电离能损失 ($\langle dE/dx \rangle$) 随动量的变化。图中虚线为 Bichsel 方程^[137]计算的理论平均电离能损结果。

Fig.3-2 The mean ionization energy loss ($\langle dE/dx \rangle$) of reconstructed tracks within a pseudo-rapidity range $-1.0 < \eta < 1.0$ in the TPC as a function of momentum in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. The dashed lines are theoretical energy loss calculations from Bichsel function^[137].

径迹的平均电离能损失 ($\langle dE/dx \rangle$) 随动量的变化。为了避免 TPC 中存在的假径迹以及提高平均动量和电离能量损的分辨率，我们对选用的重建径迹进行以下截断：每条重建径迹在 TPC 中的碰撞点要多于 15 个，每条重建径迹的重建碰撞点与该径迹的最大可能碰撞点数之比要大于 0.51。此外，对于特定粒子的鉴别还有一些其它的截断，将会在 3.2 中一一讨论。从图中可以看到在 $p < 0.6$ GeV/c 的区域内，利用 $\langle dE/dx \rangle$ 可以很好的区分 π 介子，K 介子和质子。随着粒子动量的增加，三种粒子的 $\langle dE/dx \rangle$ 带逐渐重合，当 $p > 1$ GeV/c 时，三种粒子的 $\langle dE/dx \rangle$ 带重合到一起，单纯的通过 TPC 的 $\langle dE/dx \rangle$ 信息已经无法分辨出三种粒子的差异了。重建径迹的平均能损相对于 Bichsel 方程^[137] 计算理论能损以 σ_{particle} 为单位的偏离可以表示为：

$$n\sigma_{\text{particle}} \propto \ln \left[\frac{\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{particle}}}{\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bichsel}}} \right] \quad (3-1)$$

在给定的动量下， σ_{particle} 的分布是近似高斯分布的。

3.1.2 飞行时间探测器

ToF探测系统是基于多气隙电阻板室（Multi-gap Resistive Plate Chamber – MRPC）建造的，并于2010年实现了在STAR探测器上的完全安装^[136]。ToF系统的固有时间分辨率大约为85ps，它覆盖了全部的方位角以及 $|\eta| < 0.9$ 的赝快度范围。ToF与pVPD（pseudo-Vertex Position Detector）联合使用来测量重构径迹的飞行时间—pVPD提供起始时间，ToF提供终止时间^[138]。获得重构径迹的飞行时间之后可以利用相对论动量与速度的关系来计算得到重构径迹的质量平方： $m_0^2 = p^2(\frac{1}{\beta^2} - 1)$ ，如图 3-3。

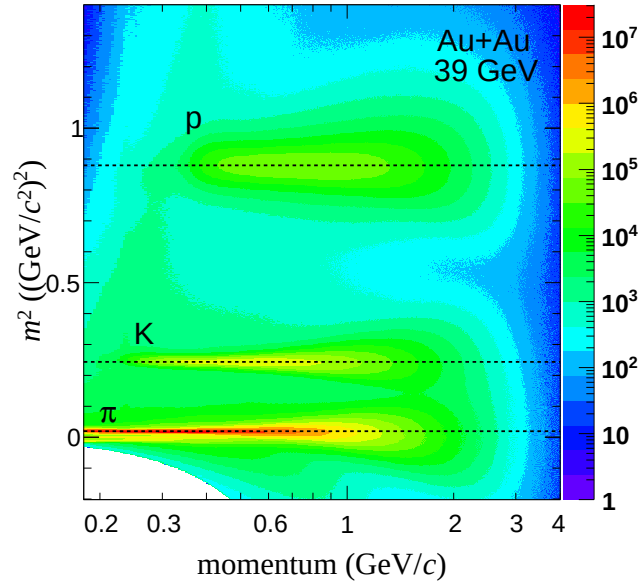


图 3-3 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，在赝快度区域为 $-0.9 < \eta < 0.9$ 范围内，利用 ToF 测量的重建径迹质量的平方随动量的变化。

Fig.3-3 The mass square of reconstructed tracks within a pseudo-rapidity range $-0.9 < \eta < 0.9$ in the ToF as a function of momentum in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV.

图 3-3 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，在赝快度区域为 $-0.9 < \eta < 0.9$ 范围内，利用 ToF 测量的重建径迹质量的平方随动量的变化。从图中可以看到，在增加了 ToF 探测器之后，STAR 探测器的粒子鉴别能力被极大的提高了。其中 π 介子和 K 介子的动量分辨范围由原来的 0.6 GeV/c 提高到了 1.7 GeV/c 左右，而质子的动量分辨范围则进一步提高，由之前的 1.0 GeV/c 提高到了 3.0 GeV/c 左右。我们发现仅仅利用 ToF 探测器已经可以把质子在相当大的动量范围内 ($p < 3.0$ GeV/c) 与 π 介子和 K 介子区分开，但是 π 介子和 K 介子

的动量分辨范围并没有质子这么理想。为了更好的区分 $p > 1.7 \text{ GeV}/c$ 范围内的 π 介子和K介子，STAR合作组提出了联合TPC和ToF的信息来进行2-D的粒子鉴别^[86]，我们对此方法进行了进一步的优化，将在3.2中进行详细的介绍。

3.2 粒子鉴别

利用TPC和ToF测量到的 $\langle dE/dx \rangle$ 和 m^2 分布可以对高能重离子碰撞中产生的多种粒子进行鉴别。但是从3.1.1节和3.1.2节中的讨论可以看到使用单一探测器的信息并不足以满足粒子鉴别的需要，因此需要联合使用TPC和ToF来获得更好的鉴别效果。下面我们将通过联合使用TPC和ToF的信息对 π 介子，K介子和质子的鉴别（3.2.1节）以及 ϕ 介子的重建（3.2.2节）分别进行讨论。

3.2.1 π 介子，K介子和质子的鉴别

为了能够更好的在每一个横动量区间鉴别 π 介子和K介子，STAR合作组提出了一种基于TPC $\langle dE/dx \rangle$ 分布和ToF m^2 分布的联合分析方法^[86]。这一方法的目标是通过对 $n\sigma_\pi$ vs. m^2 的联合分布进行旋转和定标，找到一组基于 $n\sigma_\pi$ 和 m^2 的新坐标系 x, y ($n\sigma_\pi, m^2$)，在这个坐标系下 π 介子（K介子）的分布在 x, y 方向宽度相等，并且 π 介子和K介子的分布在 x ($n\sigma_\pi, m^2$) 方向的分离达到最大。这一变换可以通过文献^[86]中的公式2-6实现。为了使 x, y ($n\sigma_\pi, m^2$) 分布的分辨率最优化，除了在3.1.1中提到基本截断之外，对于每一条用来粒子鉴别的径迹应额外满足如下截断：赝快度范围 $-1.0 < \eta < 1.0$ ，dca（distance of closest approach）小于1.0，横动量 $p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$ ，并且动量 $p < 10.0 \text{ GeV}/c$ 。作为一个例子，图3-4给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 的0%-80%对心度的Au+Au碰撞中，横动量区域为 $1.6 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$ 的重建粒子径迹的 x, y ($n\sigma_\pi, m^2$) 分布。

随后，STAR合作组对 π 介子，K介子和质子的峰进行了同时拟合，每一种粒子的峰都使用两个2-D高斯分布来进行描述，其中第一个2-D高斯分布用来拟合峰值（包括峰的高度，位置等），第二个高斯分布和第一个高斯分布使用同样的峰值的信息但是具有更宽的宽度来拟合该粒子分布较长的非高斯尾部区域，整个拟合函数总共包括三个2×2-D高斯分布。每一组2×2-D高斯函数包含8个拟合参数，包括第一个2-D高斯分布的高度 N_1 ，峰的位置 μ_x 和 μ_y ，峰的宽度 w_{1x} 和 w_{1y} 以及第二个2-D高斯分布的高度 N_2 和非高斯尾巴的宽度 w_{2x} 和 w_{2y} ，因此整个拟合函数一共有24个拟合参数。这一方法虽然很好的拟合了 x, y ($n\sigma_\pi, m^2$) 分布，但是它无法很好的处理 x, y ($n\sigma_\pi, m^2$) 分布的非高斯形式尾部区

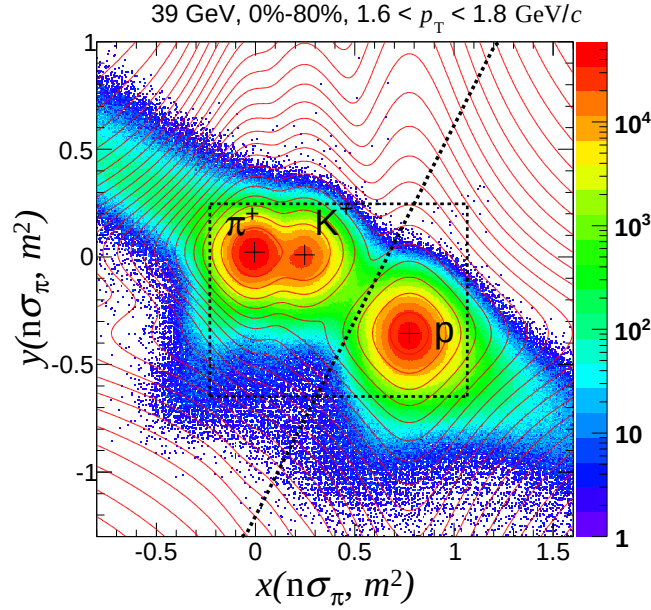


图 3-4 在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 的 0%-80% 对心度的 Au+Au 碰撞中，横动量区域为 $1.6 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$ 的重建粒子径迹的 $x, y (n\sigma_\pi, m^2)$ (见正文) 分布。其中红色实线为 2-D student-t 方程拟合曲线，黑色虚线框为拟合范围，十字标示出 π^+ 介子， K^+ 介子以及质子的峰值位置，黑色对角虚线代表为了去除残留质子污染的额外截断， $m^2 < 0.6(\text{GeV}/c^2)^2$ 。

Fig.3-4 The $x, y(n\sigma_\pi, m^2)$ (see context) distribution of reconstructed tracks for $1.6 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$ from 0%-80% central Au+Au collisions. The red solid lines are fit results from 2-D student-t functions, the black dashed contour lines are the fit range of 2-D student-t functions and the crosses denote the peak position of pions, kaons and protons, the diagonal dashed lines represents an additional cut, $m^2 < 0.6(\text{GeV}/c^2)^2$, to remove remaining proton contamination.

域。为了减少拟合参数以及更好的处理非高斯形式的尾部区域，我们决定用 2-D student-t 分布来代替 2×2 -D 高斯分布，其具有如下的形式：

$$f_{x(y)} = \frac{\Gamma(\frac{\nu_{x(y)}+1}{2})}{\Gamma(\frac{\nu_{x(y)}}{2}) \sqrt{\pi \nu_{x(y)} \sigma_{x(y)}^2}} \left[1 + \frac{1}{\nu_{x(y)}} \left(\frac{x(y) - \mu_{x(y)}}{\sigma_{x(y)}} \right)^2 \right]^{-\frac{\nu_{x(y)}+1}{2}} \quad (3-2)$$

$$f_{\text{particle}} = N_{\text{particle}} \times f_{x,\text{particle}} \times f_{y,\text{particle}} \quad (3-3)$$

$$f_{\text{fit}} = f_\pi + f_K + f_p \quad (3-4)$$

每种粒子对应的 2-D student-t 分布包含 7 个拟合参数：粒子峰的高度 N ，峰的位置 μ_x, μ_y ，峰的宽度 σ_x, σ_y ，以及 student-t 方程的自由度 ν_x, ν_y ，当 $\nu_{x(y)} \rightarrow \infty$ 时 $f_{x(y)}$ 趋近于高斯分布。经过研究发现，K 介子峰的宽度于 π 介子和质子峰

的宽度存在着内在联系，因此可以用 π 介子和质子峰的宽度来表示K介子峰的宽度，这样进一步的减小了拟合参数的数量，最终使用的拟合方程含有19个独立的拟合参数。为了得到稳定的拟合结果，我们进行了多次拟合，每次拟合都基于前一次的拟合结果进行，最终的拟合范围 π 介子和质子峰中心处的 $\pm 2.5\sigma_{x(y)}$ ，在图 3-4中黑色虚线框表示。由于 f_{fit} 可以很好的在所有的 p_T 区间对实验数据进行描述，因此可以利用拟合得到的 f_{proton} 来代表质子对于此分布的贡献，并将其从图 3-4 中移除。为了进一步的减少质子对 π 介子和K介子的污染，我们对减掉质子的分布应用了一个额外的质量截断： $m^2 < 0.6(\text{GeV}/c^2)^2$ （图 3-4中黑色对角虚线所示）。至此，我们已经排除了绝大部分质子对于 π 介子和K介子的影响。

为了进一步的提高 π 介子和K介子的纯度，我们对移除质子的分布进行再次拟合。首先将粒子分布向 $x(n\sigma_\pi, m^2)$ 进行投影，如图 3-5所示。图中空心圆点代表投影之后的重建径迹的分布，红色的实线是利用2×1-D student-t方程（方程 3-2）进行拟合的结果，黑色虚线所示范围即为2×1-D student-t方程拟合范围，这里选取 π 介子和K介子宽度的3倍作为拟合区间。从图中可以看出2×1-D student-t方程非常出色的对 π 介子和K介子的联合分布进行了拟合，该方程也出色的拟合了联合分布的非高斯尾部，这也从另一方面说明绝大部分的质子污染已经被排除了。随后把得到的拟合参数带入方程 3-2中，即可得到 π 介子和K介子的单独分布函数，如图中蓝色和灰色阴影区域所示，并可以以此得到 π 介子和K介子重叠区域各自的产额。得到 π 介子和K介子的单独分布函数之后，对其进行积分即可得到在 $1.6 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$ 区域内的 π 介子和K介子的产额。此外，值得一提的是这一理论可以将 π 介子和K介子区分上限由 $1.7 \text{ GeV}/c$ 提高到 $3.0\text{--}3.2 \text{ GeV}/c$ 左右。

质子和反质子的鉴别主要是通过ToF的 m^2 分布实现的。为了抑制剩余 π 介子和K介子的影响，我们对用于质子和反质子鉴别的重建径迹应用一个额外的 $\langle dE/dx \rangle$ 截断： $|n\sigma_p| < 3$ 。图 3-6和图 3-7给出了两个不同的横动量范围下重建径迹 m^2 的分布。当动量 $p < 2.0 \text{ GeV}/c$ 时，从图 3-3中可以看出 π 介子和K介子与质子（反质子）的分离是十分充分的，它们对质子的纯度影响很小，因此在这个动量范围下可以把位于质子 $n\sigma_p$ 中心 3σ 范围内的重建径迹都记做质子。图 3-6给出了横动量范围为 $1.6 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$ 时反粒子重建径迹 m^2 的分布，正如我们讨论的一样反质子与 π 介子和K介子的分布几乎没有交集，因此可以在反质子峰的左右两侧 3σ 范围内进行计数（图中虚线所代表的间隔）。当动量 $p > 2.0 \text{ GeV}/c$ 时，质子（反质子）在第质量区域内的尾部开始与 π 介子和K介子重

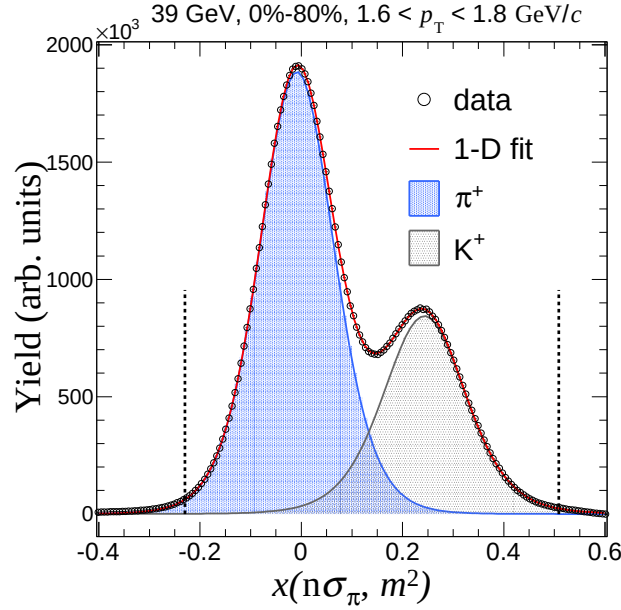


图 3-5 在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度的 Au+Au 碰撞中，横动量区域为 $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c 的重建粒子径迹的分布在 $x(n\sigma_\pi, m^2)$ 方向的投影。其中空心圆点为实验数据，红色实线为 1-D student-t 方程拟合曲线，蓝色和灰色的阴影部分分别为 π 介子和 K 介子的产额，黑色虚线所示范围为拟合范围。

Fig.3-5 The projection to $x(n\sigma_\pi, m^2)$ from the distribution of reconstructed tracks for $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c from 0%–80% central Au+Au collisions. The open circles are experimental data, red solid line is 1-D student-t fit result, the blue and gray fill area are the yields of pions and kaons and the black dashed lines shows the fit range.

合，如图 3-7 所示。为了避免来自于 π 介子和 K 介子的污染，我们排除了低质量区域内的反质子，而只取在反质子峰右侧区 3σ 范围进行计数（图中虚线所代表的间隔）。随着动量的增加质子（反质子）的计数区域也会随之向右移动。正如 3.1.2 中提到了，质子（反质子）的鉴别上限为 3 GeV/c 左右。

3.2.2 ϕ 介子的重建

STAR 探测器除了可以鉴别 3.2.1 中提到的长寿命粒子 $\pi^\pm$, $K^\pm$, p 和 $\bar{p}$ 之外，也可以通过这些长寿命粒子来重建高能重离子碰撞中产生的短寿命粒子，例如 ϕ 介子， Λ , Ξ 和 Ω 。本节将讨论如何利用 STAR 探测器来重建 ϕ 介子。 $\phi(s\bar{s})$ 介子是由一对正反奇异夸克构成的粒子，它的质量为 1019.455 ± 0.020 MeV，宽度为 4.26 ± 0.04 MeV，平均寿命为 $1.55 \pm 0.01 \times 10^{-22}$ s。其主要衰变道为 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ (48.9%) 以及 $\phi \rightarrow K_S^0 + K_L^0$ (34.2%)，我们主要使用 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 对 ϕ 介子进行重

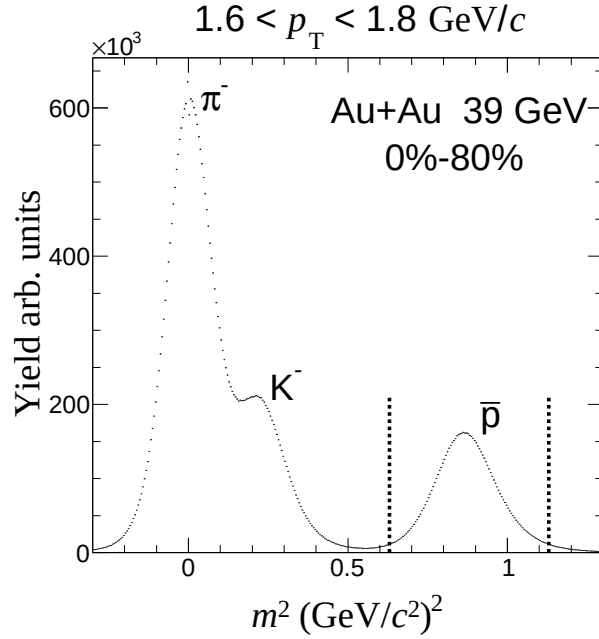


图 3-6 在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度的 Au+Au 碰撞中，横动量区域为 $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c 的重建粒子 m^2 分布，图中虚线所示范围为质子计数范围。

Fig. 3-6 The m^2 distribution of reconstructed tracks for $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c from 0%–80% central Au+Au collisions.

建。

为了尽可能的降低非关联的粒子对重建背景的贡献，我们需要尽可能得到高纯度的次级粒子 (K^+ 和 K^-)，这一点是通过对次级粒子的 TPC 和 ToF 信息进行选择实现的。首先对所有重建的径迹进行预挑选，在此基础上通过一些更精细的截断来使 ϕ 信号的显著性最大化。在预挑选截断，要求用于重建 ϕ 介子的次级粒子必须满足 $|n\sigma_K| < 2.5$ 。此外，由于赭快度区域 $-1.0 < \eta < 1.0$ 内仅有大约 65% 左右的重建径迹有 ToF 信息，因此我们并没有应用一个全空间的 m^2 截断。取而代之的是，仅对那些有 ToF 信息的径迹，或者在某些动量区域单独的 TPC dE/dx 信息不足以提供足够高的粒子分辨率时才进行 m^2 截断。图 3-8 给出了利用 ToF m^2 信息对可能的 K 介子的预截断，由于 K 介子的 m^2 分布随着动量的增加而增大，所以我们的 m^2 预截断也是依赖于动量的。由于探测器的效率并不完美，在预挑选阶段我们希望尽可能多的留下 K 介子的候选者。

为了使重建的 ϕ 介子信号在所有动量区间的显著性最大，我们对不同动量的 K 介子的候选者应用不同的截断，在本节分析中对 K^+ 与 K^- 所用的截断是一致的，所以在接下来的对于截断的讨论中没有对 K^+ 进行区分。当径迹的动量 $p \leq$

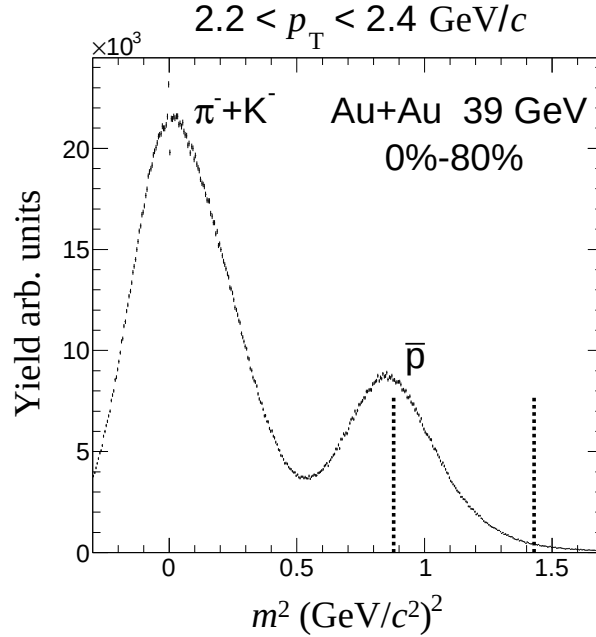


图 3-7 在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度的 Au+Au 碰撞中，横动量区域为 $2.2 < p_T < 2.4$ GeV/c 的重建粒子 m^2 分布，图中虚线所示范围为质子计数范围。

Fig.3-7 The m^2 distribution of reconstructed tracks for $2.2 < p_T < 2.4$ GeV/c from 0%–80% central Au+Au collisions.

0.65 GeV/c 时，对于没有 ToF 信息的径迹，其截断仅要求 $-1.5 < n\sigma_K < 2.5$ ，对于有 ToF 信息的径迹要求 $-2.5 < n\sigma_K < 2.5$ 且 $0.16 < m^2 < 0.36$ (GeV/c²)²；当径迹的动量位于 $0.65 < p < 1.5$ GeV/c 时，排除没有 ToF 信息的径迹，对于有 ToF 信息的径迹要求 $0.16 < m^2 < 0.36$ (GeV/c²)²；当径迹的动量 $p \geq 1.5$ GeV/c 时，排除没有 ToF 信息的径迹，对于有 ToF 信息的径迹要求 $0.125 < m^2 < 0.36$ (GeV/c²)²。表 3-1 给出了所有对 K 介子的候选者应用的截断，值得注意的是对于有 ToF 信息的径迹，来自于 TPC 的 $|n\sigma_K| < 2.5$ 已经在包含在预截断中，并没有在表 3-1 中标示出来。

表 3-1 K 介子的候选者的截断

Table3-1 Cuts used for selection of Kaons candidates

	with ToF	without ToF
$p \leq 0.65$ GeV/c	$0.16 < m^2 < 0.36$ (GeV/c ²) ²	$-1.5 < n\sigma_K < 2.5$
$0.65 < p < 1.5$ GeV/c	$0.16 < m^2 < 0.36$ (GeV/c ²) ²	—
$p \geq 1.5$ GeV/c	$0.125 < m^2 < 0.36$ (GeV/c ²) ²	—

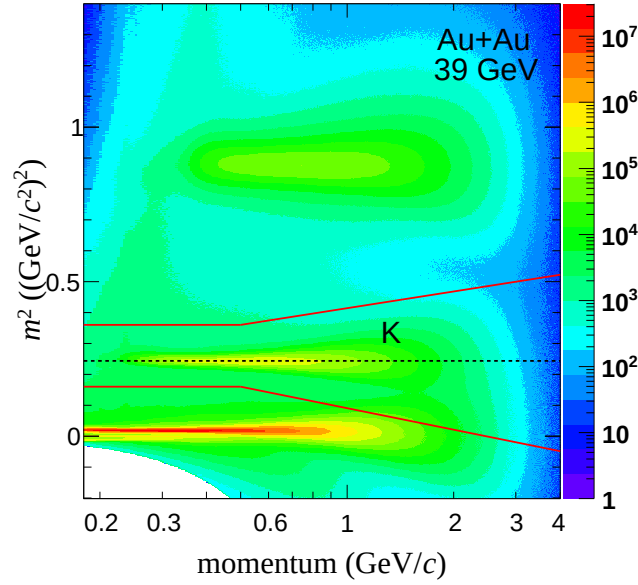


图 3-8 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 Au+Au 碰撞中利用 ToF m^2 预截断挑选可能的 K 介子。

Fig.3-8 The selection of kaon candidates with pre-ToF m^2 cut of reconstructed tracks at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV Au+Au collisions.

在选出了可能的 $K^\pm$ 之后，通过计算 K^+ 和 K^- 介子的不变质量谱来提取 ϕ 介子的产额。不变质量（invariant mass）是指粒子在静止坐标系下的质量，这一质量可以利用粒子在任意坐标系下的能量（ E ）和动量 $\vec{p}$ 借助能量动量关系计算出来： $m_0^2 = E^2 - \vec{p}^2$ 。由于用来定义不变质量的物理量在衰变过程中都是守恒的，所以利用衰变产物的能量动量计算出来的联合不变质量就等于衰变粒子的不变质量，即是该粒子的质量。一个粒子系统的不变质量可以表达为：

$$M^2 = \left(\sum E \right)^2 - \left| \sum \vec{p} \right|^2 \quad (3-5)$$

式中 M ——粒子系统的不变质量，等于衰变粒子的质量；

$\sum E$ ——粒子系统中所有粒子的能量和；

$\sum \vec{p}$ ——粒子系统中所有粒子动量的矢量和。

因此可以利用公式 3-5 来计算 ϕ 介子的不变质量进而重建 ϕ 介子，在这种情况下公式 3-5 改写为： $M^2(K^+, K^-) = (E_{K^+} + E_{K^-})^2 - (\vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-})^2$ 。图 3-9 中给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度的 Au+Au 碰撞中，横动量区域为 $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c 的重建 ϕ 介子的不变质量分布。其中黑色空心圆点为利用不变质量方法在同一事件（Same Event）中重建的 ϕ 介子信号，从图中可以明显看出在 ϕ 介子质量（ 1.019 GeV/ c^2 ）处有一个明显的峰，即为重建出的 ϕ 介子。

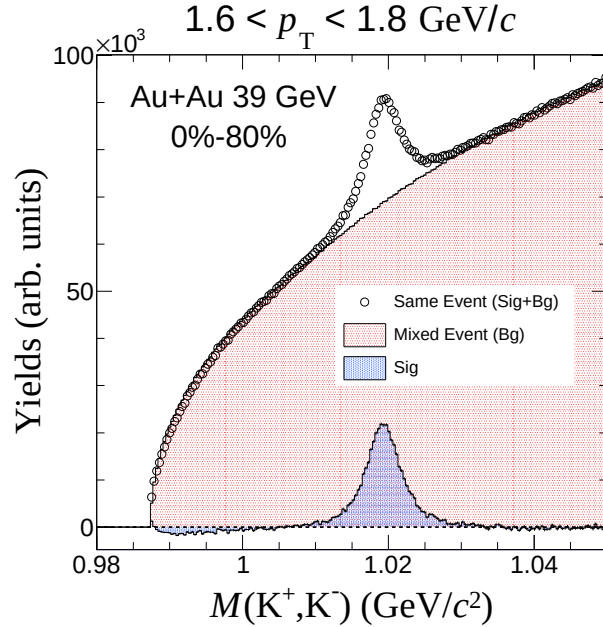


图 3-9 在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度的 Au+Au 碰撞中，横动量区域为 $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c 的重建 ϕ 介子的不变质量分布。其中黑色空心点为同事件中重建的信号+背景 (Sig+Bg)，红色阴影区域为混合事件中重建的背景 (Bg)，蓝色阴影区域为去除背景之后的信号 (Sig)。

Fig. 3-9 The invariant mass distribution of reconstructed ϕ mesons for $1.6 < p_T < 1.8$ GeV/c from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. The black open circle presents signal+background (Sig+Bg) from same event, the red shade area presents background (Bg) from mixed event, and the blue shade area presents pure signal (Sig).

利用不变质量法重建的 ϕ 介子信号除了含有关联的 K^+ 和 K^- 带来的 ϕ 介子峰也包含了无关联的 K^+ 和 K^- 带来的组合背景。对于这部分无关联的组合背景，我们通过混合事件 (Mixed Event) 法来消除其对信号的影响。混合事件法是通过计算来自于不同事件中的 K^+ 和 K^- 的不变质量来实现的，因为来自于不同事件的 K^+ 和 K^- 是无关联的，所以不会在 ϕ 介子的质量处形成一个峰，而是会平滑的分布在不变质量谱中。在实际操作中，我们仅对具有相似宏观性质事件进行混合：总事件被划分为 9 个对心度区间，10 个顶点位置区间以及 5 个不同的事件平面角区间，我们仅对处于同一对心度，顶点位置以及事件平面角区间内的事件进行混合。为了减少混合事件对统计误差的贡献，我们以 5 个事件为一组进行混合。混合事件的计算结果由图 3-9 中的红色阴影区域表示，归一化区间位于 ϕ 介子峰右侧 3σ 以外，可以看到混合事件的计算结果很好的描述了无关联的组合背景。随后，通过计算两个分布之差就可以提取出 ϕ 介子的产额，最终在

这一动量区间内 ϕ 介子的产额由图 3-9中的蓝色阴影区域表示，通过对该区域进行计数，即可得到 ϕ 介子的产额。

3.3 事件平面法和三角流信号的提取

实验上计算集体流的方法有很多种，其中常用的有事件平面法^[63]，二粒子关联法^[64]，标量乘积法^[65]，多粒子关联方法^[66]以及Lee-Yang零点法^[67]。其中事件平面法作为集体流计算的标准方法之一被一直沿用至今。事件平面法的主要优势是可以计算不同阶的事件平面与真实事件平面的统计偏差，从而对公式 1-2中傅里叶展开系数进行逐级修正，得到各阶集体流。但是反应中的一些非流关联，例如，HBT效应，长程和短程的二粒子和多粒子关联等等，会使得事件平面法的计算结果与真实结果产生偏离，为了减小非流关联（特别是短程非流关联）对集体流计算结果的影响，人们在标准事件平面法的基础上提出了 η_{sub} 事件平面法^[86]，其主要思想是把每一个事件中的末态粒子按照不同的赝快度间隔分成两个子事件，并通过关联两个子事件来估计事件平面与真实事件平面的偏差从而计算集体流。在本节中，我们将在3.3.1节中对 η_{sub} 事件平面法进行详细的讨论，并给出如何在实验上重建事件平面并估计事件平面与反应平面的偏差。随后在3.3.2节中以碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中产生的 ϕ 介子为例来讨论如何用 η_{sub} 事件平面法在实验中提取三角流。

3.3.1 η_{sub} 事件平面法

RHIC能区的Au+Au碰撞中集体流的动力学已经在1.2节中利用图 1-2以及方程 1-2进行了详细的讨论。然而在实际实验测量中，我们无法测得真实的反应平面 Ψ_{RP} ，而是用重建的事件平面代替真实的反应平面，因此方程 1-2改写为：

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n^{\text{obs}} \cos[n(\phi - \Psi_n)] \right), \quad (3-6)$$

其中， ϕ 为末态粒子的方位角， v_n^{obs} 为第 n 阶观测集体流， Ψ_n 利用末态粒子重建的 n 阶事件平面角。

Ψ_n 的测量是通过测量第 n 阶流矢量 $\vec{Q}_n$ 来实现的， $\vec{Q}_n$ 的定义如下^[63]：

$$Q_n \cos(n\Psi_n) = X_n = \sum_i w_i \cos(n\phi_i), \quad (3-7)$$

$$Q_n \sin(n\Psi_n) = Y_n = \sum_i w_i \sin(n\phi_i), \quad (3-8)$$

式中, ϕ_i 为第 i 个粒子的方位角, w_i 为第 i 个粒子的权重, 在本文中, 当 $p_T < 2.0$ GeV/c 时, $w_i = p_T$, 当 $p_T \geq 2.0$ GeV/c 时, $w_i = 2.0$ 。方程 3-7 和 3-8 也可以写作:

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \left[\tan^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i w_i \cos(n\phi_i)} \right], \quad (3-9)$$

式中的求和是对一个事件中所有通过筛选的带电粒子进行的, 在本文中用于计算事件平面的粒子需满足: $|\eta| \leq 1.0$, $dca < 1.0$, $0.2 < p_T < 2.0$ GeV/c 以及动量 $p < 10.0$ GeV/c。权重 w_i 的选择是为了使事件平面的分辨率最大化。需要注意的是第 n 阶事件平面角的范围为: $0 \leq \Psi_n \leq 2\pi/n$ 。

由于观测到的末态粒子多重数是有限的, 因此通过末态粒子重建的事件平面会与真实的事件平面, 即参与者平面 (Ψ_{nR})^[139], 存在偏差, 即为事件平面的统计涨落。通过大量事件的平均值可以求得事件平面与参与者平面之间平均偏离, 即为事件平面的分辨率:

$$\mathcal{R} = \langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{nR})] \rangle \quad (3-10)$$

于是, 我们可以利用事件平面分辨率对相对于事件平面的第 n 阶观测集体流进行修正, 修正之后的结果即为实验上测得的第 n 阶集体流:

$$v_n = v_n^{\text{obs}} / \mathcal{R}, \quad (3-11)$$

其中一阶项 (v_1) 即为实验上测得的定向流, 二阶项 (v_2) 即为实验上测得的椭圆流, 而三阶项 (v_3) 即为实验上测得的三角流。

为了降低非流关联, 尤其是短程非流关联对集体流结果的影响, 我们对每个事件引入一个额外的赝快度间隔将每个事件分隔成两个赝快度区间不同的子事件 (η_{sub} 事件)。这两个子事件对应的流矢量分别记做: $\vec{Q}_{n,\text{East}}$ 和 $\vec{Q}_{n,\text{West}}$, 与之对应的引入赝快度间隔的事件称为全事件。子事件流矢量计算方法与全事件流矢量的计算方法相同, 只是赝快度区间不同。在利用方程 3-7 和方程 3-8 计算时, 流矢量 $\vec{Q}_{n,\text{East}}$ 对应的赝快度区间为 $-1.0 < \eta < -\eta_{\text{gap}}$, 而流矢量 $\vec{Q}_{n,\text{West}}$ 对应的赝快度区间为 $\eta_{\text{gap}} < \eta < 1.0$ 。其中 η_{gap} 是选用的赝快度间隔, 为了研究 v_3 对赝快度间隔的依赖^[107], 在本文的分析中我们选用了三种不同的赝快度间隔, 分别为 $\eta_{\text{gap}} = 0.05$, 0.1 以及 0.5 。在确定了子事件的流矢量之后, 可以利用方程 3-9 来计算子事件对应的事件平面角 $\Psi_{n,\text{East}}$ 和 $\Psi_{n,\text{West}}$ 。

由于无法控制 Au 原子核的碰撞角度, 所以反应平面在实验室系的分布应该是一个均匀分布, 因此重建出的事件平面也应该是一个实验室系下的均匀分布。但是由于探测器的探测效率并不是各向同性的, 这就会对重建的事件平面引入偏差, 最终会导致事件平面在实验室系下的分布并不是均匀分布。图

3-10给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV的对心度为5%–10%的Au+Au碰撞中事件平面的分布，其中黑色实线为原始事件平面分布，其赭快度区间为 $0.05 < \eta < 1.0$ 。对于直接利用方程 3-7和方程 3-8直接计算而没有进行任何修正的事件平面，称为原始事件平面（raw EP distribution）。从图中可以看到，由于探测器探测效率的非各向同性，原始事件平面的分布在实验室系下并不是一个均匀分布，而是具有一定的方位角依赖。这种由探测器效率而引入的事件平面的非各向同性必须通过修正消除，否则这一效应会对集体流的测量引入由实验仪器带来的系统误差。常用的修正方法主要有recentering方法^[140]和shift方法^[141]。

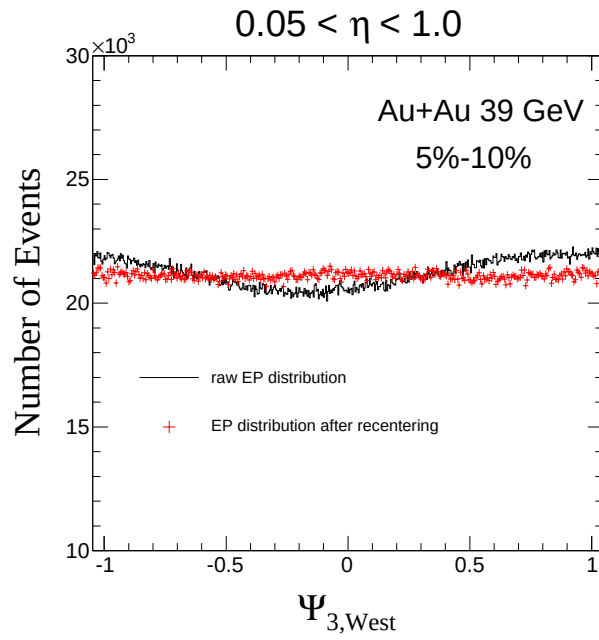


图 3-10 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV的对心度为5%–10%的Au+Au碰撞中事件平面的分布，其中黑色实线为原始事件平面分布，红色十字为recentering之后的事件平面分布。

Fig.3-10 The event plane distribution from 5%–10% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV, the black solid line is raw event plane distribution and the red cross is the event plane distribution after recentering.

Recentering方法是一个基于径迹的修正方法^[140]，它对修正探测器的不灵敏性有很大的优势。为了使得 $\Psi_{3,East/West}$ 在实验室系下成均匀分布，每个事件对应的流矢量的中心必须位于(0,0)处，recentering方法就是通过对每一条径迹进行修正，最终使得修正后的流矢量的中心位于(0,0)处。首先定义每条径迹的流矢量 $\vec{q}_{n,i}$:

$$q_{n,i} \cos(n\phi_i) = x_{n,i} = w_i \cos(n\phi_i), \quad (3-12)$$

$$q_{n,i} \sin(n\phi_i) = y_{n,i} = w_i \sin(n\phi_i), \quad (3-13)$$

并利用径迹流矢量的平均值来估计事件流矢量相对于 (0,0) 点的偏移: $\langle \vec{q} \rangle = \sum_i \vec{q}_{n,i}$, 我们对9个对心度区间以及不同的实验时间分别估计了平均偏移, 其中求和是针对某一次实验的特定对心度中所有用于估计事件平面的径迹而言的。修正之后的事件流矢量以及事件平面角可以表示为:

$$\vec{Q}_{rc,n} = \sum_i^N (\vec{q}_{n,i} - \langle \vec{q} \rangle), \quad (3-14)$$

$$\Psi_{n,rc} = \frac{1}{n} \left[\tan^{-1} \frac{Q_{x,n,rc}}{Q_{y,n,rc}} \right], \quad (3-15)$$

式中 N 为一个事件中用于计算事件平面的径迹数。经过recentering方法修正过的 $\Psi_{3,West}$ 的分布如图 3-10中的红色十字点所示, 可以看到在经过recentering修正之后, 三阶事件平面 $\Psi_{3,West}$ 在实验室系的分布已经近似一个均匀分布了。

如果在经过recentering方法修正之后事件平面的分布仍然存在某些方位角依赖的形状, 可以利用shift方法来强制去除这些方位角的依赖, 而获得一个均匀分布^[141]。对于每一个事件可以利用以下公式计算一个shift角 ($\Psi_{n,shift}$):

$$n\Psi_{n,shift} = \sum_i^{i_{max}} \frac{2}{i} \left[-\langle \sin(in\Psi_n) \rangle \cos(in\Psi_n) + \langle \cos(in\Psi_n) \rangle \sin(in\Psi_n) \right], \quad (3-16)$$

式中, i_{max} 为最大修正位数, 在本文分析中 $i_{max} = 5$ 。值得注意的是方程 3-16中的 Ψ_n 可以是原始事件平面角也可以是recentering之后的事件平面角, 这是因为shift方法是通过拟合事件平面的方位角分布来强制抹平事件平面。值得注意的是, 只有在shift项修正很小的情况下才可以使用这个理论来进行事件平面修正, 在本文中的shift修正是对recentering修正之后的事件平面分布进行的。shift修正之后的事件平面角记做: $\Psi_{n,corr} = \Psi_{n,rc} + \Psi_{n,shift}$ 。从图 3-10 中可以看到, 在进行recentering修正之后事件平面的分布已经近似均匀分布, 额外的shift修正会进一步抹平事件平面的分布, 但是在这种情况下的提升并不明显, 因此没有表示出来。本文中所用的事件平面全部经过recentering方法和shift方法的修正。

利用修正后的事件平面角 $\Psi_{3,corr}$, 我们可以计算子事件的分辨率, 与方程 3-10相似, 子事件的分辨率是通过计算子事件的事件平面角与参与者平面的偏差:

$$\mathcal{R}_{sub} = \langle \cos[n(\Psi_{n,East/West} - \Psi_{nR})] \rangle, \quad (3-17)$$

如果假设两个子事件具有相同的分辨率, 则方程 3-17可以改写为:

$$\mathcal{R}_{sub} = \sqrt{\langle \cos[n(\Psi_{n,East} - \Psi_{n,West})] \rangle}, \quad (3-18)$$

因此通过关联两个子事件的事件平面角即可求得子事件的分辨率^[63]。

图 3-11 给出了碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 Au+Au 碰撞中三阶 η_{sub} 事件平面分辨率随对心度的变化，其中黑色圆点，红色十字以及蓝色三角对应的赝快度间隔分别为 $\eta_{gap} = 0.05$, 0.10 和 0.5。从图中可以看到，对于同一个赝快度间隔，事件平面的分辨率随着对心度的增加而减小，这是因为事件平面分辨率与多重数的平方根近似成正比^[63]，而多重数会随着对心度的增加而减小。对不同一对心度，事件平面的分辨率表现出了明显的赝快度间隔依赖，事件平面的分辨率随着赝快度间隔的增加而减小，这与 2 粒子关联的观测结果一致^[107]，这也同时说明了两个子事件之间的关联随着赝快度间隔的增加而减小。

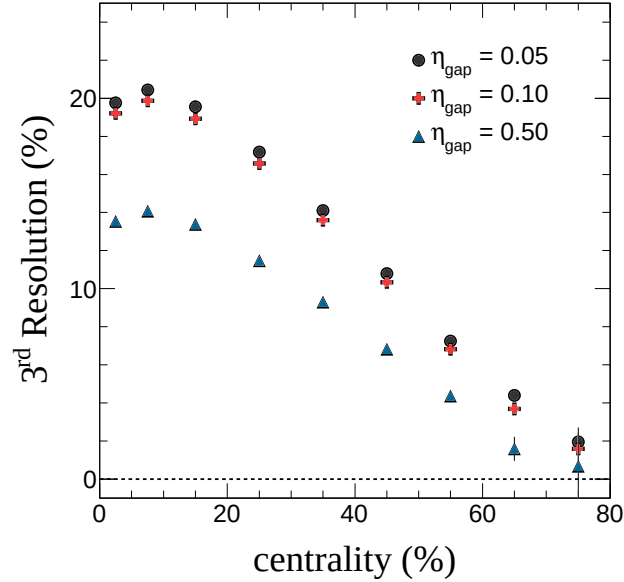


图 3-11 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 Au+Au 碰撞中三阶 η_{sub} 事件平面分辨率随对心度的变化，其中黑色圆点，红色十字以及蓝色三角对应的赝快度间隔分别为 $\eta_{gap} = 0.05$, 0.10 和 0.5。

Fig.3-11 The 3rd η_{sub} event plane resolution as a function of centrality from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, the pseudo-rapidity gap of the black circles, red cross and blue triangle is $\eta_{gap} = 0.05, 0.10$ and 0.50 , respectively.

η_{sub} 事件平面法的优势是可以排除短程非流关联的影响，这一结果是通过关联来自于不同 η_{sub} 子事件的重建径迹以及 η 子事件平面实现的。在实际计算中我们用来自于 η_{East} 的子事件 ($-1.0 < \eta < 0$) 的重建径迹与来自于 η_{West} 的子事件平面关联，以及来自于 η_{West} 的子事件 ($0.0 \leq \eta < 1.0$) 的重建径迹与来自于 η_{East} 的子事件平面关联来提取集体流信号。通过这种过程不仅可以排除短程非流关

联的影响，还可以同时自动的排除自关联对集体流的影响^[86]。这里值得注意的是，对于 η_{sub} 事件平面法，两个 η 子事件的事件平面之间的赝快度间隔 $2 \times \eta_{\text{gap}}$ ，而集体流计算中来自于不同子事件的重建径迹与子事件平面之间的赝快度间隔为 η_{gap} 。

3.3.2 三角流的提取

在本节中，我们通过碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中 ϕ 介子为例，来介绍高能重离子碰撞中通过STAR探测器和 η_{sub} 事件平面法来提取三角流信号的过程。图 3-12给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 的对心度为0%–80%的Au+Au碰撞中，赝快度间隔 $\eta_{\text{gap}} = 0.05$ ， $2.0 < p_{\text{T}} < 2.4 \text{ GeV}/c$ 区间内三角流信号的提取过程。此过程使用了H. Masui和A. Schmah提出的新的事件平面分辨率修正方法^[142]，这一方法也被STAR合作组最新的椭圆流分析所采用^[86, 88]。

图 3-12中I–VII为不同方位角区间内粒子产额与事件平面分辨率比值的不变质量分布，每个方位角区间的大小为 $\pi/21$ ，即把 $[0, \pi/3]$ 的方位角空间平均分为7份来计算 ϕ 介子的产额。在这里用粒子产额与事件平面分辨率的比值来代替粒子产额是因为当计算宽对心度（0%–80%）的集体流时，需要把不同窄对心度（0%–5%，5%–10%等等）合并，在合并时由于不同对心度对应的事件平面率不同，会引入一个额外的权重问题，如果仅使用粒子产额来提取集体流，其结果会对集体流的结果带来最多15%左右的偏离^[142]。图 3-12中VIII为 $[0, \pi/3]$ 方位角空间内总产额与事件平面分辨率比值的不变质量分布，其中红色曲线为对峰值附近的一个高斯拟合，该拟合的主要目的为确定图 3-12I–VII中不变质量分布的计数范围，从而计算 ϕ 介子数相对于事件平面的方位角分布（方程 3-6）。对图 3-12I–VII中的不变质量分布，我们选取的计数范围为 $m_{\phi} \pm 2.5\sigma$ ，这里 $m_{\phi} = 1.019 \text{ GeV}/c^2$ 为 ϕ 介子质量， σ 为图 3-12 VIII中由高斯拟合提取的宽度，计数区间为图 3-12 I–VII中蓝色虚线所示范围。这一范围的选择既把大多数的 ϕ 介子计入在内，又排除了在不变质量分布尾部的较大的统计误差的计入，从而最终缩小了提取出的集体流的统计误差。

图 3-12 IX中给出了粒子产额与事件平面分辨率的比值随 $\phi - \Psi_3$ 区间的变化，图中每一个点代表一个方位角区间的不变质量分布在 $m_{\phi} \pm 2.5\sigma$ 范围内的积分结果，其中数据点上的水平横线代表了每一个 $\phi - \Psi_3$ 区间的宽度。图中红色曲线为方程 3-6的拟合结果，由于各阶事件平面是近似相互独立的，三阶流之外的其他阶集体流相对于三阶事件平面近似为0，所以方程 3-6简化为：

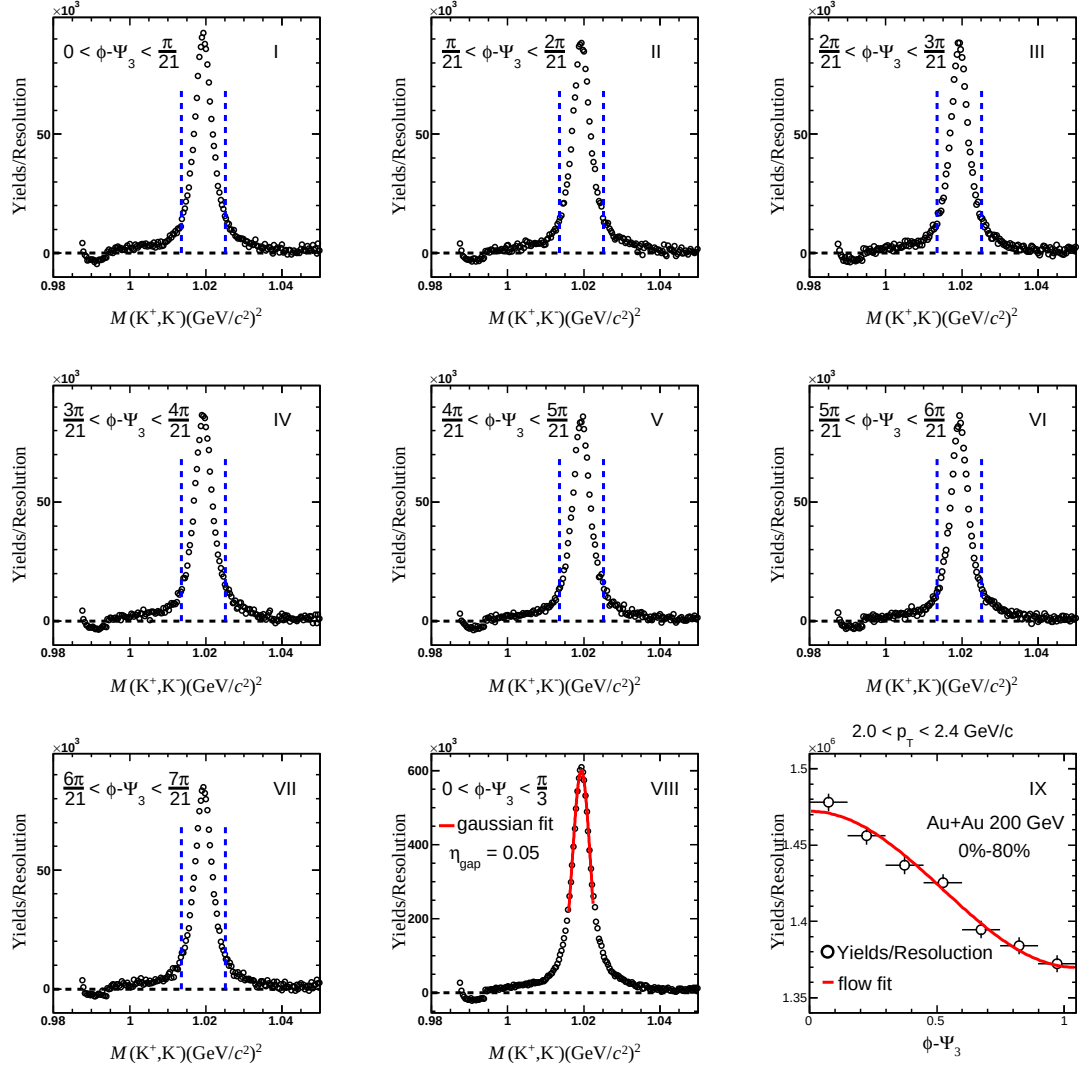


图 3-12 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的对心度为 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，赭快度间隔 $\eta_{\text{gap}} = 0.05$ ， $2.0 < p_T < 2.4$ GeV/c 区间内三角流信号的提取过程。

Fig.3-12 The extraction of triangular flow signal from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV with $\eta_{\text{gap}} = 0.05$ and $2.0 < p_T < 2.4$ GeV/c.

$$N^{\mathcal{R}}(\phi - \Psi_3) \propto 1 + 2v_3^{\text{obs}, \mathcal{R}} \cos[3(\phi - \Psi_3)], \quad (3-19)$$

其中 $N^{\mathcal{R}}(\phi - \Psi_3)$ 为不同 $\phi - \Psi_3$ 区间内的粒子产额与事件平面分辨率的比值，拟合结果 $v_3^{\text{obs}, \mathcal{R}}$ 即为该动量区间粒子的观测三角流，由于拟合产额分布中考虑了不同对心度事件平面分辨率的贡献，为了区别于方程 3-11 中的 v_n^{obs} ，这里添加了一个额外上标 $\mathcal{R}$ 。为了修正有限 $\phi - \Psi_3$ 区间对拟合结果的影响，我们引入一个额外的比例因子 $\Delta(\phi - \Psi_3) / \sin(\Delta(\phi - \Psi_3))$ ，此外可以在拟合时引入区间宽度作为拟

合权重来消除这一影响。

最终三角流的结果需要在 $v_3^{\text{obs},\mathcal{R}}$ 的基础上进行事件平面分辨率修正^[142]:

$$\langle v_3^{\phi-\Psi} \rangle = \langle v_3^{\text{obs},\mathcal{R}} \rangle \left\langle \frac{1}{\mathcal{R}} \right\rangle, \quad (3-20)$$

其中 $\langle \dots \rangle$ 为对感兴趣对心度（0%–80%, 10%–40%等）的平均。本文分析的对心度为0%–80%，于是该平均值可以写成：

$$\left\langle \frac{1}{\mathcal{R}} \right\rangle = \frac{\sum_{i=0\%--80\%} \left(\frac{1}{\mathcal{R}_i} N_i \right)}{\sum_{i=0\%--80\%} (N_i)}, \quad (3-21)$$

式中 N_i 为第 i 个对心度的粒子产额。图 3-13给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，赝快度区域 $-1.0 < \eta < 1.0$ 内不同对心度下 ϕ 介子的产额。图中空心圆点为同事件中的 ϕ 介子重建结果，其包括 ϕ 介子的信号以及无关联的组合背景，红色阴影区域为混合事件中 ϕ 介子的重建结果，仅包括无关联组合背景，两者相减即得到不同对心度下的 ϕ 介子信号，该信号由图中的蓝色阴影区域表示。将 ϕ 介子的信号进行积分即可得到不同对心度下 ϕ 介子的产额，进而利用方程 3-21计算事件平面分辨率的比例因子，本文中的积分范围为 $m_\phi \pm 2.5\sigma$ 。随后利用方程 3-20来求得不同对心度下的真实三角流。

3.4 不同种类粒子的三角流

在本节中，我们给出不同种类粒子（ $\pi^\pm$ ， $K^\pm$ ， p ， $\bar{p}$ 和 ϕ ）的三角流结果。分析了STAR探测器于2010年收集的120 M个碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39$ GeV的Au+Au碰撞事件和于2011年收集的375 M个碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞事件。本文所分析的对心度为0%–80%的事件必须满足表 3-2 中的要求。

本文中所使用的对心度是通过参考多重数的分布来划分的，其中参考多重数的定义为一个事件中赝快度 $|\eta| < 0.5$ 的重建带电粒子数，并从中挑选出占总反应散射截面0%–80%的事件^[86]。我们利用STAR合作组的标准类StRefMultCorr来实现这一过程，并完成该对心度之外的事件的排除。在本分析中主要利用的探测器为TPC和ToF（3.1节），主要的粒子鉴别技术为TPC和ToF的联合分布以及不变质量法（3.2节），主要的三角流分析方法为 η_{gap} 事件平面法（3.3节）。本节主要讨论带电粒子的三角流（3.4.1节），粒子与反粒子的三角流之差（3.4.2节），不同种类粒子的三角流（3.4.3节），以及三角流的组分夸克标度（3.4.4节）。本节中所讨论的所有结果都只包含统计误差。

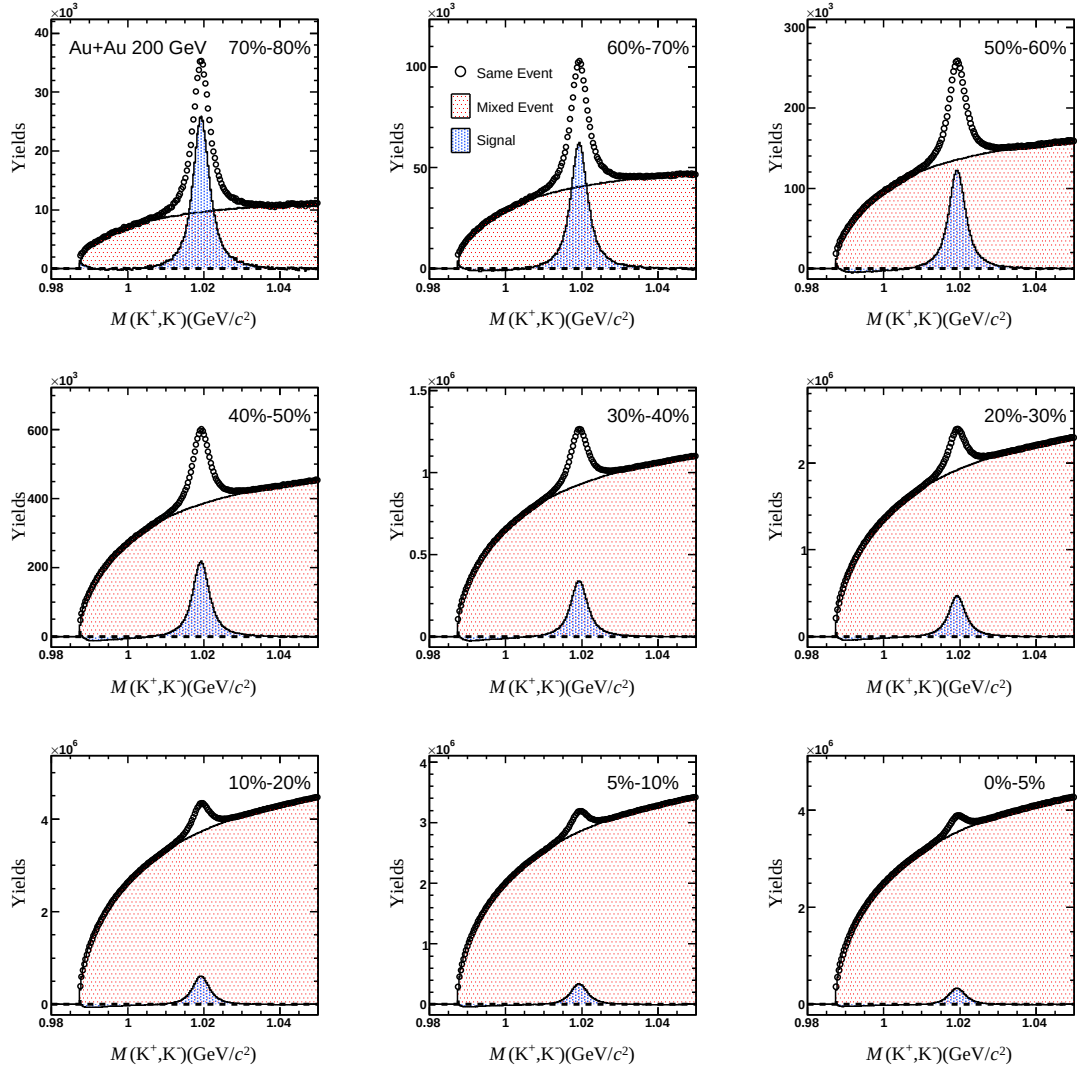


图 3-13 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，赝快度区域 $-1.0 < \eta < 1.0$ 内不同对心度下 ϕ 介子的产额，图中空心圆点为同事件结果，红色阴影区域为混合事件结果，蓝色阴影区域为 ϕ 介子信号。

Fig. 3-13 The yields of ϕ meson as a function of centralities from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, the pseudo-rapidity range of ϕ meson is $-1.0 < \eta < 1.0$, the open circles are results from same event, the read shade area is from mixed event and the blue shade area is the signal of ϕ meson.

3.4.1 带电粒子的三角流

为了保证我们的分析是可信的，我们首先与STAR合作组已经发表的结果进行对比，对比结果如图 3-14 所示。图中黑色空心圆点为STAR合作组发表的结果^[107]，而红色实心圆点为我们的分析结果，尽管两者分析的数据来自于不同年限（STAR合作组发表结果的数据取自2004年），并且两者的统计量也并不相

表 3-2 三角流分析中事件的选择

Table3-2 Cuts used for selection of events used for triangular flow analysis

Beam Energy	z-vertex range (cm)	Number of ToF matched Points
$\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$	[-40,40]	> 3
$\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$	[-30,30]	> 3

同，但是从图中可以清晰的看出，两组独立的分析给出了一致的结果。

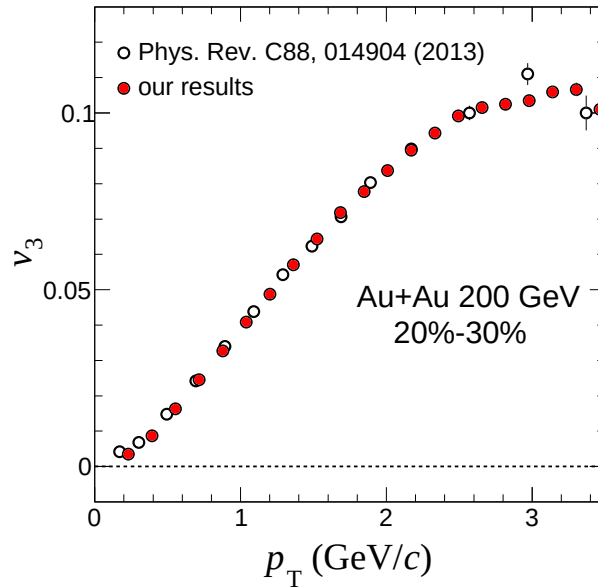


图 3-14 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Au+Au 碰撞中，对心度为 20%–30% 的带电粒子三角流与 STAR 合作组发表结果^[107] 的对比，图中空心圆点为 STAR 合作组发表结果，红色圆点为本文计算结果。

Fig.3-14 The inclusive charged hadron v_3 results comparison between our analysis and STAR publication^[107] from 20%–30% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, the open circles are results STAR collaboration, the read filled circles are from our analysis.

图 3-15 给出了不同碰撞能量和不同赭快度间隔下带电粒子的三角流以及三角流的比值随横动量的变化，其中黑色圆点，红色十字以及蓝色三角对应的赭快度间隔分别为 $\eta_{\text{gap}} = 0.05, 0.10$ 和 0.5 。其中图 3-15 a) 和 b) 给出了碰撞能量分别为 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 和 200 GeV 的 0%–80% 对心度的 Au+Au 碰撞中不同赭快度间隔的三角流随 p_T 的变化，从图中可以清晰观测到：对于相同的碰撞能量，三角流的大小随着 η_{gap} 的增加而下降，这一趋势与利用两粒子关联测得的三角流

随 $\Delta\eta$ 的变化趋势相同^[107]；对于同一个 η_{gap} ，三角流的大小随着碰撞能量的增加而增加。

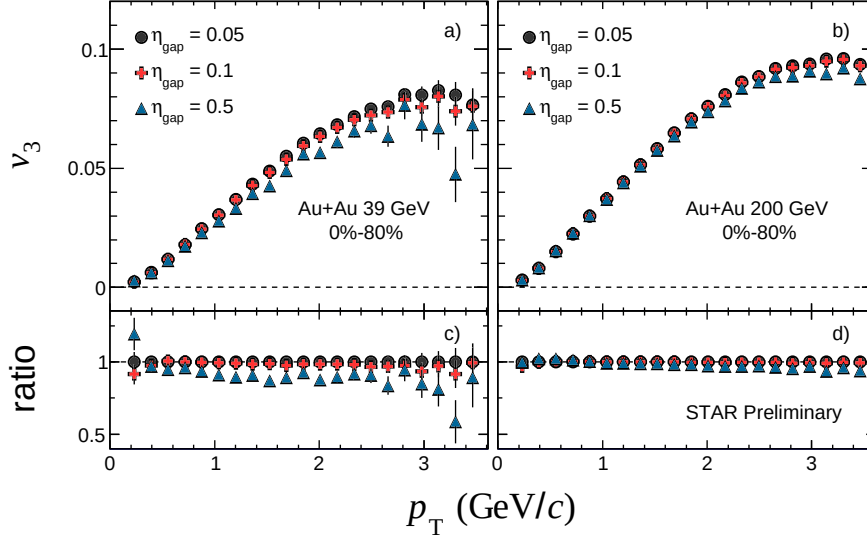


图 3-15 碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}=39\text{ GeV}$ (a)) 和 200 GeV (b)) 的0%–80%对心度的Au+Au碰撞中三角流随横动量的变化，其中黑色圆点，红色十字以及蓝色三角对应的赝快度间隔分别为 $\eta_{\text{gap}}=0.05, 0.10$ 和 0.5 。图c) 和图d) 为碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}=39\text{ GeV}$ 和 200 GeV 中，不同赝快度间隔的三角流相对于赝快度间隔 $\eta_{\text{gap}}=0.05$ 的三角流的比值。

Fig.3-15 The triangular flow as a function of p_{T} from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=39\text{ GeV}$ (a)) and 200 GeV (b)), the pseudo-rapidity gap of the black circles, red cross and blue triangle is $\eta_{\text{gap}}=0.05, 0.10$ and 0.50 , respectively. Figure c) and d) are the ratio between triangular flow with different η_{gap} relative to the triangular flow with $\eta_{\text{gap}}=0.05$ at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=39\text{ GeV}$ and 200 GeV .

图 3-15 c) 和d) 给出了两个碰撞能量下，不同 η_{gap} 对应的三角流相对于 $\eta_{\text{gap}}=0.05$ 对应的三角流的比值。对于相同的碰撞能量，不同的 η_{gap} 对三角流的影响表现出了对横动量的依赖关系： $v_3(\eta_{\text{gap}})/v_3(\eta_{\text{gap}}=0.05)$ 随着横动量的增加而减小，这意味着高 p_{T} 的粒子的三角流对 η_{gap} 更敏感。比较不同碰撞能量下的比值可以看到，对于相同的 η_{gap} 该比值随着碰撞能量的增加而减小。如果想要细致的研究不同的 η_{gap} 对三角流的影响，我们需要比较不同的分析方法得到的三角流结果，这超出了本章的目标。在接下来的分析中，我们将集中讨论赝快度间隔 $\eta_{\text{gap}}=0.05$ 下不同种类粒子的三角流。

3.4.2 正反粒子三角流之差

我们在前面的讨论中已经反复提到了BES-I实验中观测到的正反粒子椭圆流之差的重要性，它意味着在 $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200\text{ GeV}$ 时观测到的单组分夸克标度不

再存在，这也使得正反粒子的椭圆流之差成为了研究系统是否进入QGP相的一个重要信号。目前存在着很多理论模型来试图解释这一现象，但是至今为止并没有一个模型可以定量的对所有种类的粒子同时给出一致的描述。在2.3节中我们利用Blast-Wave参数化和重子化学势随碰撞能量的关系给这一现象做了定性的解释，但是由于统计量的限制无法给出一个确切的结论。无论实在理论分析还是实验测量上，正反粒子椭圆流之差已经成为了人们迫切想要理解的问题。为了深入的理解其中的物理机制，我们需要从其它方面来获得更多的信息。尽管三角流和椭圆流的产生机制并不完全相同，但是它们都是来自初始坐标空间的非对称性向末态动量空间非对称性的转化，它们经历了相似的动力学过程。而且三阶参与者平面与二阶参与者平面并不相同，因为它们是由不同阶的初始条件定义的，这给了我们另外一个角度来观测系统的演化过程的机会，因此检验正反粒子的三角流行为对于理解系统的演化过程是十分重要的，而且这也是一个对集体流研究很重要的系统性分析。

图 3-16 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ (a)) 和 200 GeV (b)) 的 0%–80% 中心度下粒子 (黑色实心三角) 与反粒子 (红色空心三角) 的三角流 v_3 以及正反粒子三角流之差 Δv_3 (蓝色空心圆点) 随横动量 p_T 的变化，其中正反粒子三角流之差定义为: $\Delta v_3 = v_3(X) - v_3(\bar{X})$ ，式中 X 代表粒子 (π^+ , K^+ 和 p)， $\bar{X}$ 代表反粒子 (π^- , K^- 和 $\bar{p}$)。从图 3-16 中可以看出，无论碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 还是碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ ， Δv_3 对于 $\pi^\pm$, $K^\pm$ 和 p 以及 $\bar{p}$ 都是与横动量的大小无关的，而从文献 [88] 的结果可知 Δv_2 对于观测到的所有种类的粒子都是与横动量无关的，这是 Δv_3 和 Δv_2 的第一个共同点。当 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 时 (图 3-16 a))， $\Delta v_3(\pi^+ - \pi^-)$ 和 $\Delta v_3(K^+ - K^-)$ 的值在 0 附近波动，这意味着在这个碰撞能量下 π^+ 和 π^- 以及 K^+ 和 K^- 的三角流在现有的精度下没有差别，即 $\Delta v_3(\pi/K) \approx 0$ 。而 $\Delta v_3(p - \bar{p})$ 则表现出了一个有限的不为 0 的值，我们通过对 $\Delta v_3(p - \bar{p})$ 做一个直线拟合来提取这一数量，从图中可以看出当 $p_T > 2.0 \text{ GeV}/c$ 时， Δv_3 的统计误差很大，所以我们仅在 $p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ 范围内进行拟合，拟合的结果为: $\Delta v_3(p - \bar{p}) \approx 2.1 \times 10^{-3}$ 。如果与图 1-3 中 $\sqrt{s_{NN}} = 39 \text{ GeV}$ 的点进行比较可以发现 $\Delta v_2(\pi/K) \approx 0$ 而 $\Delta v_2(p)$ 为一个有限的不为 0 的值， Δv_3 和 Δv_2 存在相似的行为但是 Δv_3 的值要小于 Δv_2 。造成这一现象的可能原因是 $\varepsilon_3 \rightarrow v_3$ 的转化率小于 $\varepsilon_2 \rightarrow v_2$ 的转化率 [143]，其中 ε_2 和 ε_3 是碰撞初期坐标空间的偏心率 [92]，因此对于同种类的粒子， v_3 要小于 v_2 ，这也造成了 Δv_3 小于 Δv_2 。从这个角度来看 Δv_3 表现出了和 Δv_2 类似的性质，由此可以推断造成 $\Delta v_3(p) \neq 0$ 的原因与 $\Delta v_2(p) \neq 0$ 的原因类似，即因为阻塞效应和不为 0 的重子化学势，见 2.3 节。

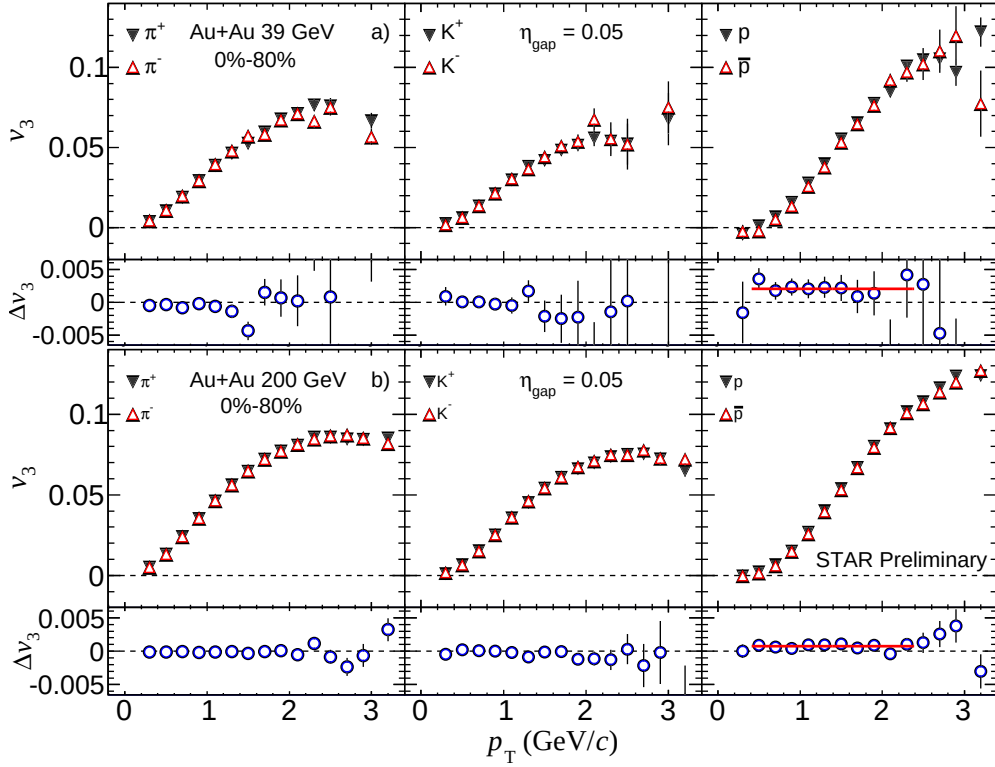


图 3-16 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV (a) 中上半部分) 和 200 GeV (b) 中上半部分) 的 0%–80% 对心度下粒子 (黑色实心三角) 与反粒子 (红色空心三角) 的三角流 v_3 随横动量 p_T 的变化。a) 和 b) 中的下半部分给出了正反粒子三角流之差 (蓝色空心圆点):

$$\Delta v_3 = v_3(X) - v_3(\bar{X})。图中红色直线为利用水平线进行的拟合。$$

Fig.3-16 The triangular flow v_3 of particles (black filled triangles) and corresponding anti-particles (red open triangles) as a function of transverse momentum p_T for 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV (upper panel of a)) and 200 GeV (upper panel of b)). The lower panels in a) and b) show the difference in $v_3(p_T)$ between particles and corresponding anti-particles (blue open circles): $\Delta v_3 = v_3(X) - v_3(\bar{X})$. The red solid lines are fits with a horizontal line.

图 3-16 b) 给出了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时正反粒子三阶流之差, 从图中可以看出 $\Delta v_3(\pi/K) \approx 0$ 而 $\Delta v_3(p)$ 有一个有限的不为 0 的值。我们用同样的方法对该值进行了提取, 其结果为: $\Delta v_3(p) \approx 7.4 \times 10^{-4}$, 造成这一非 0 值的原因是在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时, 原子核的阻塞效应虽然很小但依然存在 (图 2-6) 并且重子化学势也并不为 0 (见图 1-1)。虽然目前我们只有两个能量的结果, 但是根据它们与 Δv_2 的相似性可以推断 Δv_3 具有和 Δv_2 相似的行为, 其值的大小会随着碰撞能量的降低而增加, 但是我们需要其他碰撞能量来确认这一推断, 这也是我们今后工作的一部分。

3.4.3 不同种类粒子的三角流

由于观测到了正反粒子的三角流并不完全相等，因此在接下来的章节中我们将把三角流划分为两组：粒子组（ π^+ ， K^+ ， p 和 ϕ ）和反粒子组（ π^- ， K^- ， $\bar{p}$ 和 ϕ ）， ϕ 介子出现在了粒子组和反粒子组中，因为它是自身的反粒子。

图 3-17给出了碰撞能量碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度下粒子（图中实心符号）与反粒子（图中空心符号）的三角流随横动量的变化。从图中可以看到，对于粒子组和反粒子组，在小横动量区域都存在着明显的质量排序现象，即在相同的横动量下质量较小的粒子对应较大的三角流。图 3-17 a) 和 b) 中的绿色箭头标示着质量排序消失的位置，可以明显的看出这一位置对粒子组和反粒子组并不相同，对于粒子组在 $p_T < 1.1$ GeV/c 区间内存在质量排序现象，而对于反粒子组这一区间提高到了 $p_T < 1.3$ GeV/c。存在这一现象的原因是我们在 2.3 节中讨论过的径向流效应，因为反粒子组对应的径向流大于粒子组，所以相同三角流的反粒子在横动量方向被推的更远。

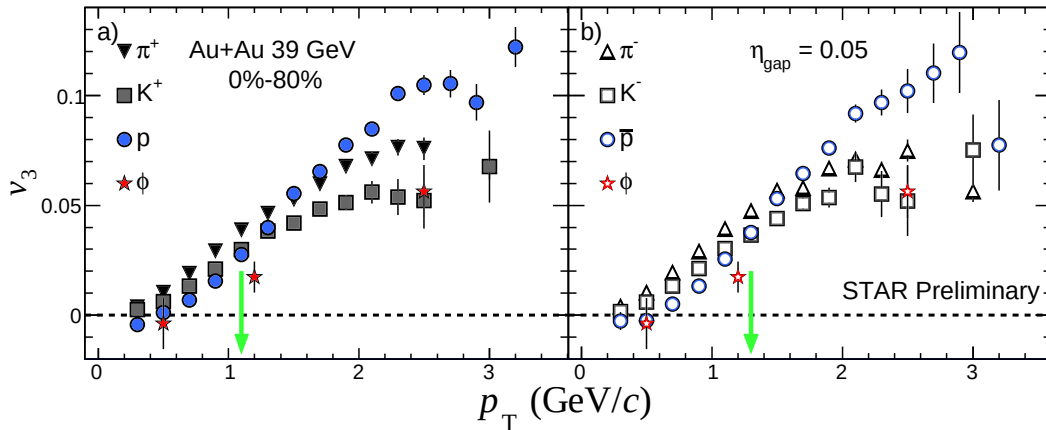


图 3-17 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的三角流 v_3 随横动量 p_T 的变化。图中绿色箭头标示的位置为质量排序消失的位置。

Fig.3-17 The triangular flow as a function of transverse momentum p_T for particles (filled symbols) and corresponding anti-particles (open symbols) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV. The green arrow in the figure points to the position where the mass ordering disappear.

图 3-18 与图 3-17 类似，但是对应的碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV。与 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的结果类似，对于粒子组和反粒子组在小横动量区域都存在着质量排序现象，与 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的结果不同的是，碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时，粒子组与反粒子组的质量排序存在的区域相同： $p_T < 1.5$ GeV/c（图中绿色箭头标示位

置)。这是因为在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时粒子组和反粒子组对应的径向流基本相同，因此它们对应的质量排序区间也相同。

通过对比图 3-17和图 3-18可以发现对于粒子组 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV对应的质量排序消失的位置要小于 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时的位置，这意味着对于粒子组 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV时的径向流要小于 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时的径向流，这与图 2-5的结果一致。对于反粒子组，从图 2-5中可以看到 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV时对应的径向流要大于 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时对应的结果，而从三角流提取出的结果正好相反。这里需要说明的是，图 2-5 中 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时用来拟合的数据具有很大的统计误差，如果考虑该误差的话 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV时反粒子组的径向流与 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时对应的径向流在误差范围内相等。这也意味着当统计量增加时， $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的径向流与 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV时的径向流之间的相对大小可能发生变化。考虑到统计量以及 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV时反粒子组对应的质量排序区间与 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时的区间较为接近，我们有理由认为通过椭圆流和三角流可以提取出相似的径向流信息。

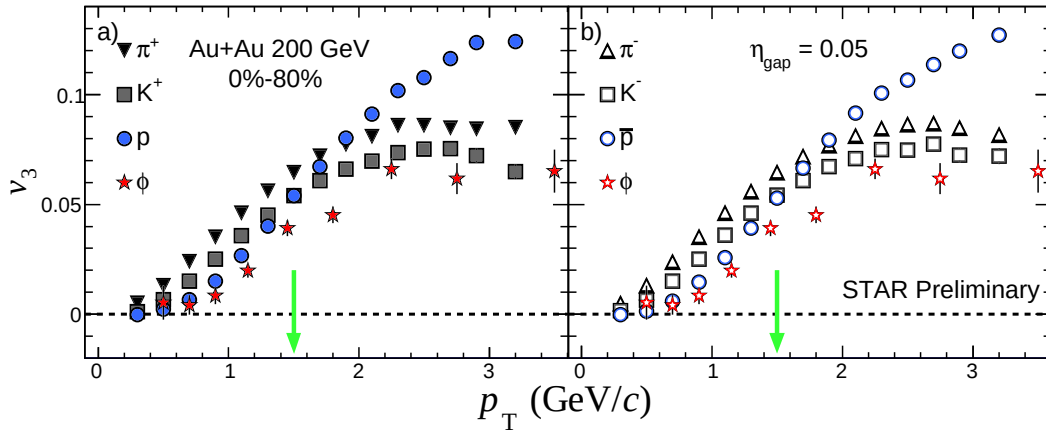


图 3-18 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的0%–80%对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的三角流 v_3 随横动量 p_T 的变化。图中绿色箭头标示的位置为质量排序消失的位置。

Fig.3-18 The triangular flow as a function of transverse momentum p_T for particles (filled symbols) and corresponding anti-particles (open symbols) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The green arrow in the figure points to the position where the mass ordering disappear.

在中等横动量区间， $1.5 < p_T < 3.5$ GeV/c， $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的三角流表现出来明显的重子和介子的分离现象，即由三个组分夸克组成的重子对应的三角流大于由两个组分夸克组成的介子对应三角流。这也意味着三角流可能存在着和椭圆流类似的组分夸克标度^[21]。而对于 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV，我们并没有观测到明显的重子和介子三角流的分离现象，这主要是因为在该横动量区域的数据点的

统计误差较大，我们没有办法做出肯定的结论。在接下来的组分夸克标度小节中，我们将主要讨论 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的情况。

3.4.4 三角流的组分夸克标度

椭圆流在中等横动量区域的组分夸克标度是高能重离子碰撞中一个十分重要的观测结果：通过椭圆流的组分夸克标度，以及奇异粒子 (ϕ , Ξ) 的椭圆流与轻夸克强子的椭圆流具有相似的大小等测量结果，人们得出RHIC最高的重离子碰撞能量产生了夸克解禁的物质的结论^[19-22]，并认为很大部分的椭圆流产生于部分子相中相互作用^[83]。此后在BES-I实验中，人们发现在该能区粒子组和反粒子组的椭圆流不存在一个统一的组分夸克标度，而是存在着各自独立的组分夸克标度现象^[88]，这被人们看做是一个可能的QGP相关信号。与椭圆流类似，三角流也是在压力梯度推动下由坐标空间的非对称性转化成的动量空间的非对称性，因此研究三角流的组分夸克标度不仅可以得到关于组分夸克标度更多的信息，也可以使我们对系统的演化过程有更深入的理解。

在小横动量区域观测不到重子和介子三角流分离现象的一个重要原因是因为径向流带来的质量排序，如果可以去除径向流的影响，我们应该可以在更小的横动量观测到重子和介子三角流的分离。图 3-19 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的三角流 v_3 随横动能 $m_T - m_0$ 的变化。其中 m_T 为横质量，其定义为： $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$ ， m_0 为粒子的静止质量。横动能的物理含义并不是十分清晰，但是可以确定的是它在一定程度上减弱了径向流的影响。在使用了横动能代替横动量作为横坐标之后，与图 3-18 相比，图 3-19 中重子和介子三角流的分离更加明显，并且可以在更小的横动量区域被观测到。在接下来的讨论中，我们将使用横动能 $m_T - m_0$ 来代替横动量 p_T 作为三角流的横坐标。

图 3-20 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的组分夸克三角流 v_3/n_q 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化。其中 n_q 为强子中的组分夸克数，对于重子 $n_q = 3$ ，对于介子 $n_q = 2$ 。与椭圆流的结果^[21]不同，在除以组分夸克数之后，三角流并没有表示出与椭圆流一致的组分夸克标度。无论是在图 3-20 a) 中还是在图 3-20 b) 中，我们都可以清晰的看到两个分隔开的重子三角流带和介子三角流带。这意味着三角流不存在与椭圆流相同形式的组分夸克标度。

一些模型计算建议对于 n 阶集体流，我们应该使用 $n_q^{n/2}$ 来代替 n_q 作为组分

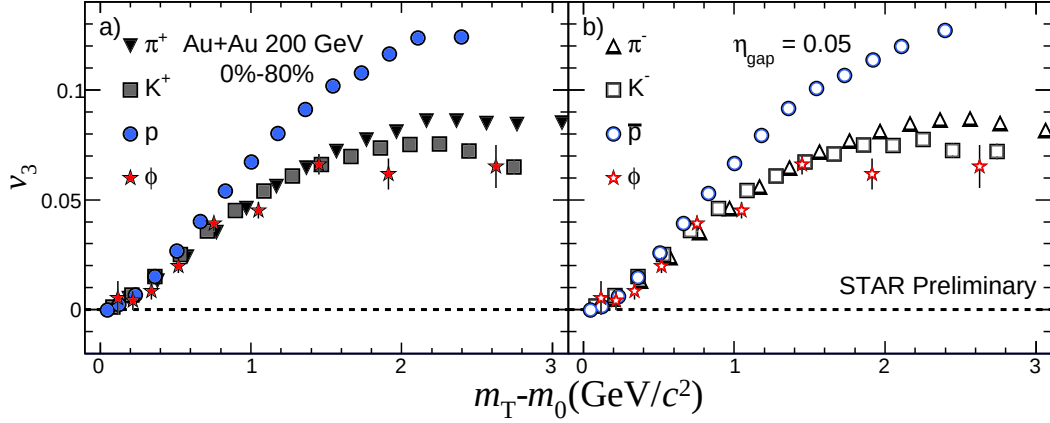


图 3-19 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的三角流 v_3 随横动能 $m_T - m_0$ 的变化。

Fig.3-19 The triangular flow as a function of transverse kinetic energy $m_T - m_0$ for particles (filled symbols) and corresponding anti-particles (open symbols) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

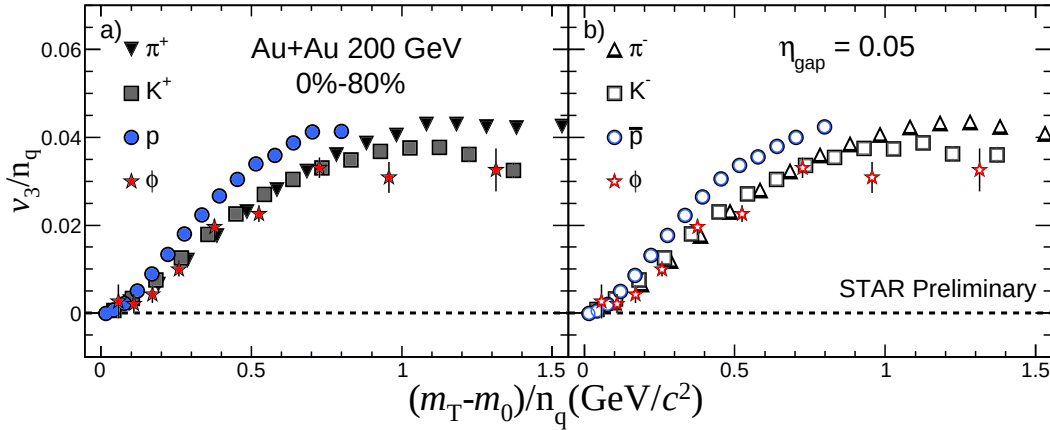


图 3-20 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的组分夸克三角流 v_3/n_q 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化。

Fig.3-20 The NCQ-scaled triangular flow v_3/n_q versus $(m_T - m_0)/n_q$ for particles (filled symbols) and corresponding anti-particles (open symbols) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

夸克标度因子^[144]，并且AMPT模型的计算也表明当时用 $n_q^{n/2}$ 作为组分夸克标度因子时，组分夸克标度在20%的不确定度内成立^[145]。图 3-21给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的组分夸克三角流 $v_3/n_q^{3/2}$ 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化。我们发现当时用 $n_q^{n/2}$ 代替 n_q 作为

组分夸克标度因子后，重子三角流带和介子三角流带重叠在了一起，即观测到了组分夸克标度。值得注意的是，虽然利用 $n_q^{n/2}$ 作为组分夸克标度因子可以观测到三角流的组分夸克标度，但是并不能认为 $n_q^{n/2}$ 就是完全正确的，因为目前为止我们只有一种重子（质子），而且该重子并没有很好的覆盖中等横动量区域。为了确认 $n_q^{n/2}$ 标度，我们需要额外的一个可以覆盖该区域的重子— Λ ，这将是我们的下一步工作。

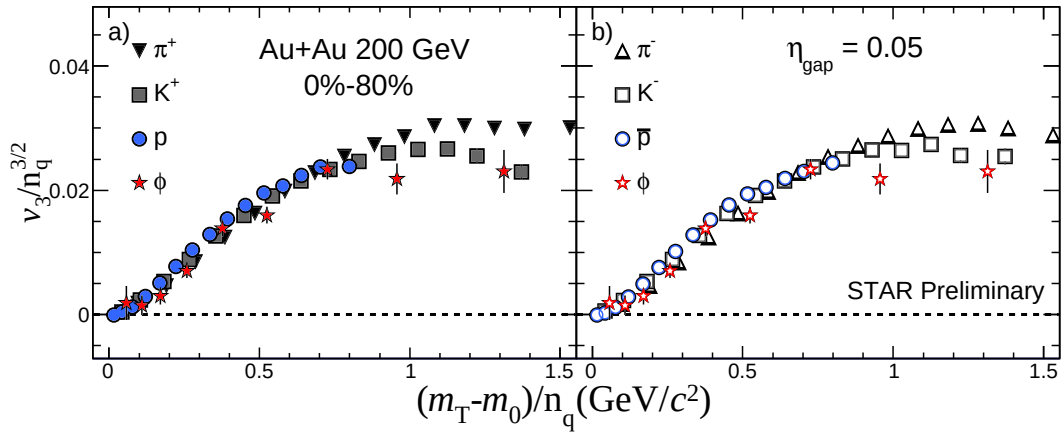


图 3-21 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的组分夸克三角流 $v_3/n_q^{3/2}$ 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化。

Fig.3-21 The NCQ-scaled triangular flow $v_3/n_q^{3/2}$ versus $(m_T - m_0)/n_q$ for particles (filled symbols) and corresponding anti-particles (open symbols) from 0%–80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

图 3-22 总结了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV (a)) 和 200 GeV (b)) 的 0%–80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的可能的组分夸克三角流标度。图中 b) 列已经在之前详细讨论过了，在这里不再重复。图 3-22 中 a) 列为 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的不同种类粒子的三角流以及可能的组分夸克标度。我们可以得到与 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时相似的结论，即利用横动能代替横动量作为横坐标之后，尽管具有很大的统计误差，但是可以看出 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 观测到了清晰的重子和介子三角流的分离。此外，在使用了 n_q 作为组分夸克标度因子后， $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的三角流并没有表现出组分夸克标度（图 3-22 a) 中第二行）。当使用 $n_q^{3/2}$ 作为组分夸克标度因子之后，我们发现重子三角流带与质子三角流带相互接近，但是并不像 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时相互重合。为了更深入的了解 BES-I 能区三角流的组分夸克标度，我们需要分析额外的重子（例如 Λ ），以及更大的统计量来缩小中等横动量区域的统计误差，以便得到确切的结论。综上所述，我

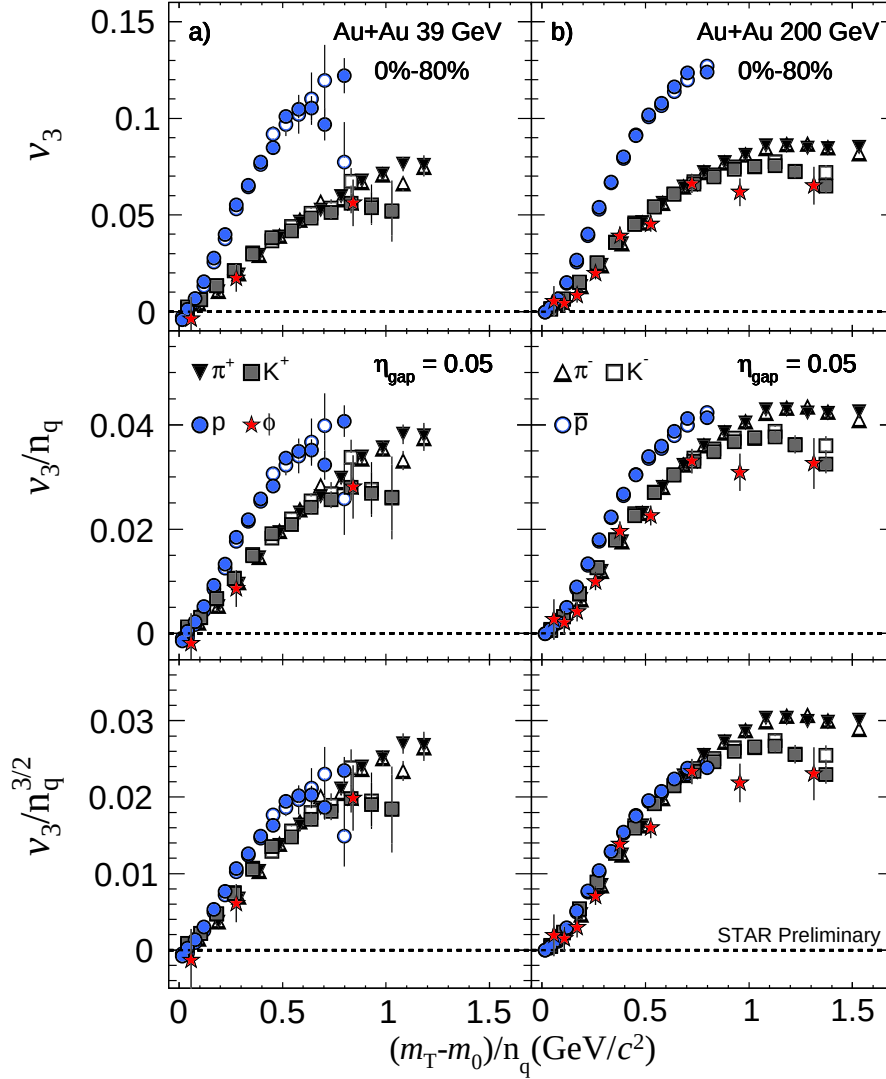


图 3-22 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 0%-80% 对心度下粒子（实心符号）与反粒子（空心符号）的组分夸克三角流 $v_3/n_q^{3/2}$ 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 的变化。

Fig.3-22 The NCQ-scaled triangular flow $v_3/n_q^{3/2}$ versus $(m_T - m_0)/n_q$ for particles (filled symbols) and corresponding anti-particles (open symbols) from 0%-80% central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

们发现对于三角流而言， $n_q^{3/2}$ 是一个比 n_q 更好的组分夸克标度因子，但是为了进一步了解该因子的物理含义，以及确认三角流组分夸克标度的存在，我们需要更进一步的工作。

3.5 本章小结

本章首先讨论了如何利用RHIC加速器中的STAR探测器来鉴别高能重离子

碰撞中产生的末态粒子，主要介绍了探测器TPC和ToF，以及如何利用它们来进行粒子鉴别。通过使用TPC和ToF的联合分布信息我们可以将 π 介子和K介子的鉴别范围提高到 $p_T = 3.2 \text{ GeV}/c$ 左右，并且讨论了利用不变质量法来重建反应中产生的短寿命粒子。随后介绍了 η_{sub} 事件平面法，以及如何在实验上重建事件平面，并利用recentering方法和shift方法对由于探测器效率造成的事件平面的非均匀分布进行修正以及事件平面分辨率的计算方法，并以碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 为例介绍了如何在实验上利用 η_{sub} 事件平面法提取高能重离子碰撞中产生的 ϕ 介子的三角流。

带电粒子的三角流表现出了 η_{gap} 的依赖性，即带电粒子的三角流随着 η_{sub} 事件平面法中使用的 η_{gap} 增加而减小，这个依赖性随着系统碰撞能量的增加而减小。质子与反质子的三角流在 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39 \text{ GeV}$ 并不相等，其差值 $\Delta v_3(p - \bar{p}) \approx 2.1 \times 10^{-3}$ ，造成这一差别的主要原因是正反粒子组对应的径向流不同。随后讨论了不同种类粒子（ $\pi^\pm$ ， $K^\pm$ ， p ， $\bar{p}$ 和 ϕ 介子）的三角流随横动量 p_T 的变化，我们发现不同种类粒子的三角流在小横动量区域表现出质量排序现象，并且径向流对三角流的影响与其对椭圆流的影响十分相似。

在中等横动量区域观测到了重子和介子三角流的分离现象，这一现象在使用横动能代替横动量之后表现的更为明显。当使用 n_q 作为组分夸克标度因子时，不论是 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39 \text{ GeV}$ 还是 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 时都无法观测到组分夸克标度现象，但是使用 $n_q^{3/2}$ 作为组分夸克标度因子时，对于 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ 我们观测到了组分夸克标度，而 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39 \text{ GeV}$ 虽然和组分夸克标度还有偏离，但是重子的三角流带与介子的三角流带之间的间隔明显减小。因此，对于三角流来说， $n_q^{3/2}$ 是一个比 n_q 更好的组分夸克标度因子。

第4章 RHIC能区不同种类粒子椭圆流与三角流的AMPT模型模拟分析

椭圆流和三角流的行为存在着很多相似的地方，但是并不完全相同。在小横动量区域（ $p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$ ）椭圆流和三角流都存在着质量排序现象，椭圆流和三角流对应的径向流存在着类似的趋势，但是反粒子组中的椭圆流和三角流对应的径向流趋势略微的不同。在中等横动量区域（ $2.0 < p_T < 5.0 \text{ GeV}/c$ ）椭圆流和三角流都存在组分夸克标度或者近似的组分夸克标度，但是椭圆流和三角流对应的组分夸克标度因子并不相同。在BES-I能区，正反粒子的椭圆流和三角流都不相等，正反粒子的椭圆流和三角流之差都随着碰撞能量的降低而增加，所不同的是 Δv_3 的值要小于 Δv_2 的值。从整体上看，椭圆流和三角流随横动量变化曲线的形状十分相似，三角流几乎重现了椭圆流所具有的全部性质，只是三角流的饱和值要小于椭圆流的饱和值。我们知道椭圆流和三角流都是由坐标空间的非对称性通过压力梯度转化成的动量空间的非对称性，相似的演化过程给予了它们相似的性质。然而，产生椭圆流和三角流的初始条件并不相同^[92]，而且不同阶的集体流对系统粘滞性的敏感程度也不相同^[98]，这些因素都会造成椭圆流与三角流之间的差别。因此，对椭圆流与三角流进行联合分析，并比较两者之间的区别，可以帮助我们更好的理解系统的初始条件以及粘滞性。

一些带有粘滞性效应的流体动力学模型计算表明，如果流体动力学的演化过程对初始条件的响应是线性的，那么联合分析椭圆流和三角流的数据可以把高能重离子碰撞中的初始条件限制到一个很小的范围内^[111, 112]。而另外一种粘滞性流体动力学模型^[113]的计算表明高阶集体流 v_n （ $n > 2$ ）在高横动量区域的衰减效应要大于 v_2 。当横动量足够大时，椭圆流与三角流的比值随横动量的变化为一个常数，即 $v_2(p_T)/v_3(p_T) = \text{const.}$ ，这里的大横动量指的是 $p_T/m_T > \bar{v}_{max}$ ，式中 $\bar{v}_{max}$ 为流速的最大值。这些结果表明通过联合分析椭圆流和三角流的数据，可以获得更多的关于系统初始条件和粘滞性的信息。目前对于椭圆流和三角流的联合分析处于刚刚起步阶段，主要的模型工作都来自于粘滞性流体动力学模型的分析，因此相关的输运模型分析对于从另一个侧面来理解系统的初始条件以及粘滞性是十分重要的。

本章利用AMPT模型对碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和 200 GeV 的Au+Au碰撞进

行了分析, 给出了不同种类粒子的椭圆流与三角流计算结果, 并计算了椭圆流与三角流的微分比值 $v_2(p_T)/v_3(p_T)$ 以及积分比值 v_2/v_3 。本章结构如下: 4.1节简要介绍了AMPT模型以及本文所使用的版本, 4.2节给出了AMPT模型计算的不同种类粒子的椭圆流与三角流随横动量的变化, 并讨论了椭圆流和三角流与粘滞性的关系, 4.3节计算了椭圆流与三角流的微分和积分比值, 并讨论了该比值与粒子种类的关系, 最后4.4节给出了本章小结。

4.1 AMPT模型简介

AMPT模型是一个模拟高能重离子碰撞过程的输运模型, 它由四个部分组成: 初始条件, 部分子相互作用, 部分子到强子的转化以及强子之间的相互作用^[146]。为了处理不同的物理过程, AMPT模型包括两种不同的版本: 标准版本(default)和弦融化版本(string melting), 在本章给出的所有图中AMPT Def代表标准版本AMPT模型的计算结果, 而AMPT Str代表弦融化版本AMPT模型的计算结果。两种AMPT模型版本的初始条件都是由HIJING模型(Heavy Ion Jet Interaction Generator)模拟的^[147-149]。HIJING模型仅包括两体核子-核子碰撞, 入射核子的散射几率由Eikonal形式给出, 该模型通过硬过程和软过程分别产生微喷注部分子(mini jets)和受激发的弦(excited strings)。

受激发的弦在两种版本的AMPT模型中的处理方式并不相同。在标准版本的AMPT模型中, 受激发的弦经由Lund弦碎裂模型结合成强子并最终经历强子相互作用过程^[146]。在弦融化版本的AMPT模型中, 受激发的弦首先转化成部分子, 即“融化”, 这些由激发弦转化成的部分子与初始软过程产生的部分子一起经历部分子相互作用过程。标准版本的AMPT模型和弦融化版本的AMPT模型中的部分子相互作用过程都是由ZPC模型(Zhang's Parton Cascade)来描述的^[150]。在ZPC模型的最后阶段, 标准版本的AMPT模型中的部分子与原来的弦重新结合并通过Lund弦碎裂模型进行强子化从而形成强子。然而, 在弦融化版本的AMPT模型中, 部分子的强子化过程由夸克级联模型实现。夸克级联模型的原理是找到相空间中最接近的两个夸克使其形成一个介子, 或者找到相空间中最接近的三个夸克(反夸克)形成一个重子。在强子化过程结束之后, 强子之间的相互作用由ART模型(A Relativistic Transport)来模拟^[151]。

在之前的研究中人们发现为了重现实验中观测到的较大的带电粒子的椭圆流, 在AMPT模型中需要使用很大的部分子散射截面(大约为6 mb到10 mb)^[152, 153]。在这些研究中, 椭圆流是相对于每个事件的反应平面计算的,

在AMPT模型中反应平面是已知且其方位角为0，但是在实验分析中我们无法测得反应平面，而是用事件平面代替反应平面来进行椭圆流分析，因此AMPT模型相对于反应平面的计算结果可能会小于实验中相对于事件平面的测量结果。文献 [101]指出，如果考虑每个事件中的初始条件的涨落对事件平面的影响，那么利用Lund弦碎裂模型的原始参数以及部分子散射平面为1.5 mb的弦融化版本的AMPT模型可以很好的重现实验上观测到的带电粒子的多重数以及椭圆流。

在本章中，我们利用AMPT模型分析了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和 200 GeV 的对心度为0%–80%的Au+Au碰撞，每一个碰撞能量都包含4种不同的AMPT模型计算过程：标准版本的AMPT模型 (v1.25) 和含有三个不同部分子散射截面的弦融化AMPT模型 (v2.25)，其部分子散射截面分别为1.5 mb, 3 mb和6 mb。每一个碰撞能量下的每一个版本的AMPT模型大约含有20 M个事件。对于部分子散射截面为1.5 mb的弦融化AMPT模型，Lund弦碎裂方程的参数为原始参数（参数可以在文献 [101]的表I中找到），对于其他版本的AMPT模型Lund弦碎裂方程的参数为AMPT模型中的默认参数。

4.2 不同种类粒子的椭圆流与三角流

为了将AMPT模型计算结果与实验测量结果进行直接比较，我们对AMPT模型产生的事件使用和实验上一样的截断来进行分析。在AMPT模型中，我们使用横动量范围为 $0.2 < p_T < 2.0$ GeV/c并且赙快度区间为 $|\eta| < 1.0$ 的末态带电粒子来重建事件平面。两个 η 子事件的赙快度范围分别为 $-1.0 < \eta < -0.05$ 以及 $0.05 < \eta < 1.0$ 。用来计算椭圆流和三角流的末态粒子的赙快度区间为 $|\eta| < 1.0$ ，并且使用3.3.1节中介绍的 η_{sub} 事件平面法对AMPT模型中产生的事件进行分析。在本章中的所有图中，我们只给出了统计误差。

与3.3.1节中讨论的流程一样，事件平面法的第一步是重建碰撞中的事件平面，重复方程 3-7到方程 3-9的过程即可得到AMPT模型中Au+Au碰撞的事件平面。图 4-1给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV的Au+Au碰撞中，部分子散射截面为3mb的弦融化版本AMPT模型中二阶事件平面角的分布，赙快度区间为 $-1.0 < \eta < -0.05$ 。从图中可以明显的看出二阶事件平面的分布在 $\Psi_2 = 0$ 处存在一个峰值，这与之前在3.3.1节中讨论的事件平面应该呈现均匀分布完全不同。造成这一现象的原因是，实验中的反应平面不存在一个固定的方向，而是满足各向同性分布的，在此基础上重建出来的事件平面，由于其与反应平面存在着关联，它的分布也应该是各向同性的，造成实验中的事件平面非各向同性

的原因主要是探测器的效率问题。而AMPT模型中的反应平面并不是各向同性的，而是固定在 $\Psi = 0$ 处，所以在此基础上重建的事件平面也应该是非各向同性的，正如图中表现出来的在 $\Psi_2 = 0$ 处存在峰值的现象，而图中较宽的事件平面分布反应了初始条件的涨落对参与者平面的影响以及有限的末态粒子多重数带来的统计误差。

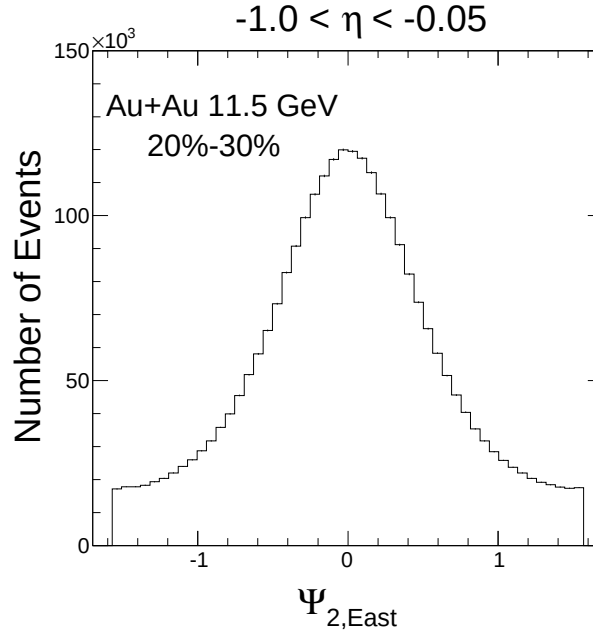


图 4-1 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，部分子散射截面为 3mb 的弦融化版本 AMPT 模型中二阶事件平面角的分布，赝快度区间为 $-1.0 < \eta < -0.05$ 。

Fig.4-1 The second harmonic east event plane angle distribution of string melting AMPT model with 3 mb parton scattering cross section, the pseudo-rapidity range is $-1.0 < \eta < -0.05$.

图 4-2 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，部分子散射截面为 3mb 的弦融化版本 AMPT 模型中三阶事件平面角的分布，赝快度区间为 $-1.0 < \eta < -0.05$ 。与图 4-1 中给出的分布不同，三阶事件平面角分布呈现均匀分布。这是因为三阶事件平面以及三阶流的产生是由于初始条件的涨落所造成的，这种涨落在由入射核的几何形状定义的光滑初始条件上随机的增加了一些“热点”。由于这些“热点”是随机的，这也意味着在每一个事件中系统的初始条件都会与光滑的初始条件产生一个随机的偏移，正是这种随机的偏移破坏了系统的对称性从而产生了非 0 的三阶事件平面。因此即使 AMPT 模型中的反应平面是已知的，基于这种初始条件重构出的三阶事件平面也应该是各个方向等概率的随机分布。

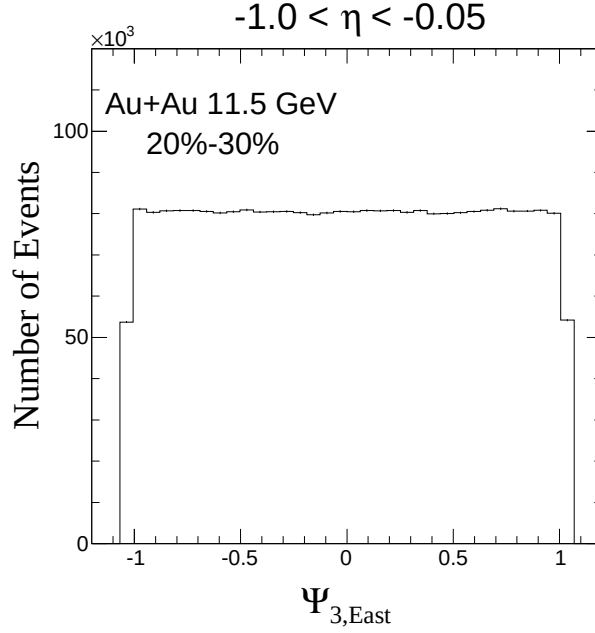


图 4-2 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，部分子散射截面为 3mb 的弦融化版本 AMPT 模型中三阶事件平面角的分布，赝快度区间为 $-1.0 < \eta < -0.05$ 。

Fig. 4-2 The third harmonic east event plane angle distribution of string melting AMPT model with 3 mb parton scattering cross section, the pseudo-rapidity range is $-1.0 < \eta < -0.05$.

图 4-3 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中，弦融化版本 AMPT 模型中利用 η_{sub} 事件平面法计算的二阶和三阶事件平面分辨率随对心度的变化。图中粉色菱形，红色三角形和蓝色方形分别对应部分子散射界面为 1.5 mb, 3 mb 和 6 mb 的弦融化版本的 AMPT 模型。从图中可以看出事件平面的分辨率明显依赖于部分子散射截面：二阶和三阶事件平面分辨率的大小随着部分子散射截面的增加而增加。

三阶事件平面的分辨率大约是二阶事件平面分辨率的 1/2，并且它的峰值比二阶事件平面分辨率更靠近对心碰撞。造成这一现象的原因是事件平面的分辨率取决于集体流和多重数平方根的乘积^[63]，第 n 阶事件平面的分辨率可以解析的表达式为：

$$\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \chi_n \exp(-\chi_n^2/4) [I_0(\chi_n^2/4) + I_1(\chi_n^2/4)], \quad (4-1)$$

式中 I_0 和 I_1 为修正贝塞尔函数， $\chi_n = v_n \sqrt{2N}$ ，其中 v_n 为第 n 阶集体流， N 为事件的多重数。事件平面的分辨率随着 χ_n 的增加而增加。椭圆流和多重数的大小都和中心度区间有关，所不同的是多重数会随着对心度的增加（从对心碰撞到边缘碰撞）而减小，而椭圆流的变化方式则正好相反，因此二阶事件平面分辨率的

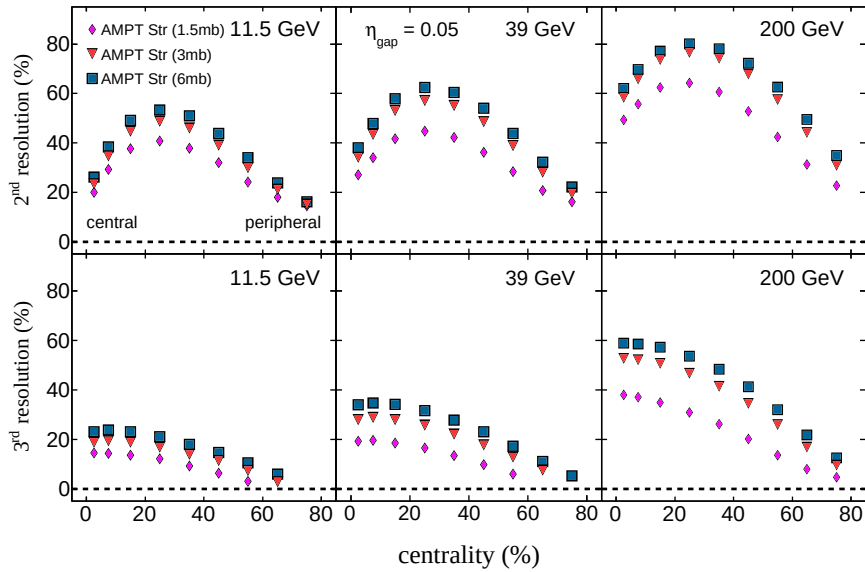


图 4-3 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中，弦融化版本 AMPT 模型中二阶和三阶事件平面分辨率随对心度的变化。图中粉色菱形，红色三角形和蓝色方形分别对应部分子散射界面为 1.5 mb, 3 mb 和 6 mb 的弦融化版本 AMPT 模型。

Fig.4-3 The second and third harmonic event plane resolution of string melting AMPT model as a function of centrality from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ and 200 GeV. The magenta rhombuses, red triangles and blue squares in the figure are string melting AMPT model with parton scattering cross section of 1.5 mb, 3 mb and 6 mb, respectively.

峰值会在半对心碰撞处。三角流对对心度的依赖并不明显^[104]，因此三阶事件平面的分辨率主要取决于事件的多重数，而事件的多重数是随着对心度的增加而减小的，于是三阶事件平面的峰值出现在对心碰撞处。由第三章的讨论可知，三角流的值要小于椭圆流的值，因此三阶事件平面分辨率自然也小于二阶事件平面分辨率。

值得注意的是，在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ 和 39 GeV 中的一些版本的 AMPT 模型的三角流分析中，我们无法得到 $0\% - 80\%$ 对心度的结果，这是因为三阶事件平面分辨率无法达到 $0\% - 80\%$ 。碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 的部分子散射截面为 3 mb 和 6 mb 的弦融化版本 AMPT 模型以及 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的部分子散射截面为 3 mb 的弦融化版本 AMPT 模型只能计算对心度为 $0\% - 70\%$ 的三角流，因为我们无法得到 $70\% - 80\%$ 对心度的分辨率，而两个能量对应的部分子散射截面为 1.5 mb 的弦融化版本 AMPT 模型只能计算对心度为 $0\% - 60\%$ 的三角流。无法得到某些对心度的分辨率的主要原因是在这些对心度下三阶子事件之间的关联较弱，

很容易收到统计涨落的影响，因而在现有的统计量中无法测量它们的分辨率，这一现象会随着统计量的增加而消失。对于椭圆流我们可以在三个能量下计算对心度为0%–80%的椭圆流。

图 4-4和 图 4-5给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ 和 39 GeV对心度0%–80%的Au+Au碰撞中，AMPT模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ 和 ϕ) 的椭圆流随横动量的变化与实验数据的比较。图中空心圆点为STAR数据^[86]，不同颜色的线对应不同版本的AMPT模型。从两幅图中都可以看到椭圆流随着部分子散射截面的增加而增加，对于两个能量的大部分粒子来说，实验上测得的椭圆流都要高于标准版本的AMPT模型的计算结果，这暗示了部分子散射过程对于产生实验上观测到的较大的椭圆流是十分重要的。图 4-4中反质子实验测量值要低于所有版本的AMPT模型计算结果，这是因为当 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ GeV 时，粒子与反粒子的椭圆流之差很大，说明在这个能量下两者经历的动力学过程不同，例如在2.3节中讨论的核阻塞效应，但是在AMPT模型中并没有考虑这些可能造成粒子与反粒子椭圆流不同的因素，因此在碰撞能量较低时，AMPT模型对反粒子的计算会出现一些偏离。

正如在4.1节中提到的，之前的AMPT模型分析指出为了重现实验上观测到的椭圆流，AMPT模型中的部分子散射截面需要取 $6\text{ mb}–10\text{ mb}$ [152, 153]。在这些研究中，AMPT模型的椭圆流计算是相对于反应平面的。而 η_{sub} 事件平面法的结果表明，在小横动量区域内，碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ 和 39 GeV的大部分实验数据点落在标准AMPT模型和部分子散射截面为 3 mb 的弦融化AMPT模型的计算结果之间。在中等横动量区域内，只有少数粒子种类，例如， $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV的 $\pi^\pm$ ，的实验数据点系统的大于部分子散射截面为 3 mb 的弦融化AMPT模型的计算结果。考虑到中等横动量区域内的AMPT模型的统计误差，可以认为在这两个碰撞能量下，我们可以由标准AMPT模型和部分子散射截面为 3 mb 的弦融化AMPT模型的计算结果来确定实验数据点的上下限。这也意味着之前的AMPT模型计算由于是相对于反应平面的计算而低估了椭圆流，或者从另外一个角度来看，这些结算结果高估了重现实验结果所需要的部分子散射截面。这是因为实验上测量的椭圆流并不是大量事件椭圆流的平均值，而是更接近于大量事件椭圆流的均方根^[95]，因此，由初始条件引入的涨落并没有互相抵消，而是总会对测量到的椭圆流提供一个正的贡献，于是实验上相对于事件平面测量得到的椭圆流总是会大于相对于反应平面的椭圆流。因此我们需要使得模型计算尽可能的接近实验测量条件才可以找到合适的部分子散射截面。

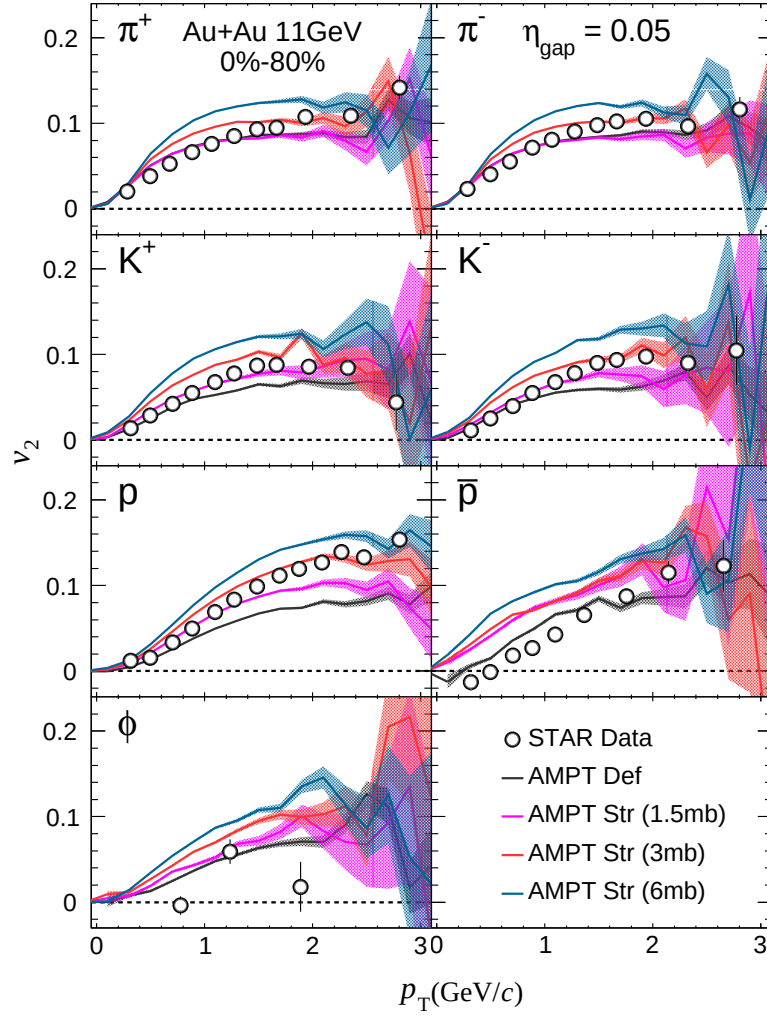


图 4-4 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV 对心度 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ 和 ϕ) 的椭圆流随横动量的变化与 STAR 数据的比较。图中空心圆点为 STAR 数据^[86]，不同颜色的线对应不同版本的 AMPT 模型。

Fig.4-4 $v_2(p_T)$ results at $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV from 0%–80% central Au+Au collisions for identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ and ϕ) in comparison to STAR data. The open circles are from STAR^[86] and the different lines are from different version of AMPT model.

图 4-6 和图 4-7 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 对心度 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ 和 ϕ) 的椭圆流和三角流随横动量的变化与实验数据的对比结果。图 4-6 中 $\pi^\pm$, $K^\pm$, p 和 $\bar{p}$ 中的空心圆点为 PHENIX 数据^[122]，而 ϕ 介子中的空心圆点为 STAR 数据^[20]。图 4-7 中的空心圆点为 STAR 数据（数据取自 3.4.3 节）。两幅图中不同颜色的曲线对应于不同版本的 AMPT 模型计算结果。在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时，不论是椭圆流还是三角流，我们依然可以观测到与碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ 和 39 GeV 的椭圆流一致的部分

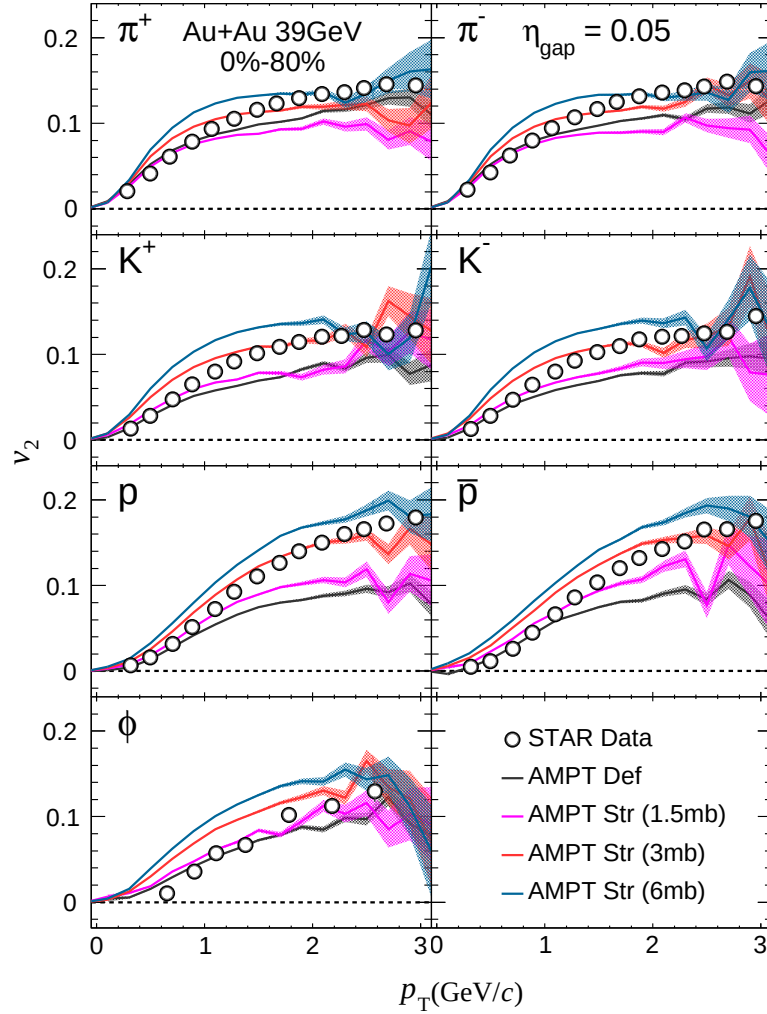


图 4-5 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 对心度 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ 和 ϕ) 的椭圆流随横动量的变化与 STAR 数据的比较。图中空心圆点为 STAR 数据^[86]，不同颜色的线对应不同版本的 AMPT 模型。

Fig.4-5 $v_2(p_T)$ results at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV from 0%–80% central Au+Au collisions for identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ and ϕ) in comparison to STAR data^[86] and the different lines are from different version of AMPT model.

子散射截面依赖关系，即部分子散射截面越大，对应的集体流也越大。

通过对比图 4-6 和图 4-7 可以发现三角流对部分子散射截面的依赖性要强于椭圆流对部分子散射截面的依赖性：当部分子散射截面为 1.5 mb 时，弦融化 AMPT 模型三角流的计算结果要比椭圆流的计算结果低 40%，但是当部分子散射截面为 6 mb 时，弦融化 AMPT 模型三角流的计算结果与椭圆流的计算结果近似相等。我们知道，椭圆流的主要驱动力来自于初始时刻的特定几何形状形成的压力梯度，而三角流主要来自于初始时刻的涨落，因此与三角流相比，椭

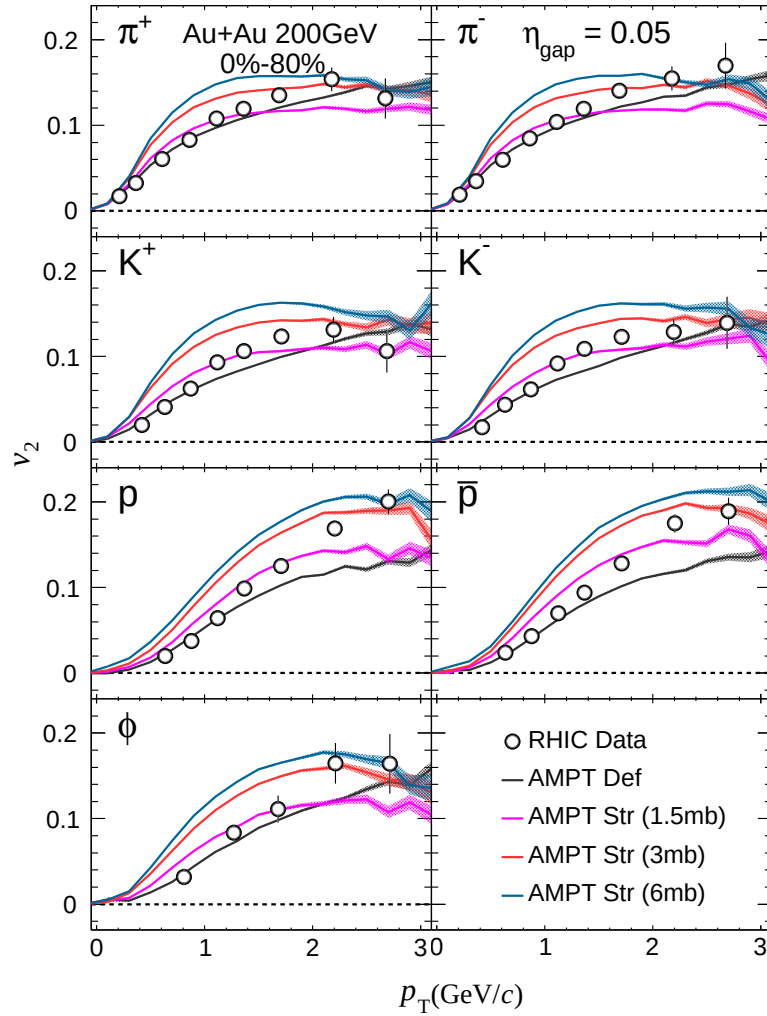


图 4-6 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 对心度 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ 和 ϕ) 的椭圆流随横动量的变化与 RHIC 数据的对比结果。图中 $\pi^\pm$, $K^\pm$, p 和 $\bar{p}$ 中的空心圆点为 PHENIX 数据^[122]，而 ϕ 介子中的空心圆点为 STAR 数据^[20]，不同颜色的线对应不同版本的 AMPT 模型。

Fig.4-6 $v_2(p_T)$ results at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from 0%–80% central Au+Au collisions for identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ and ϕ) in comparison to RHIC data. The open symbols in the panels of $\pi^\pm$, $K^\pm$, p and $\bar{p}$ are from PHENIX^[122] and the panel of ϕ are from STAR^[20] and the lines are from AMPT calculation.

圆流的值要相对大一些。图 4-6 和图 4-7 中标准 AMPT 模型的计算结果正说明了这一点，此时 AMPT 模型中没有部分子相互作用，因而末期的集体流来自于强子散射的结果，椭圆流由于其初始时刻的几何形状保证了较大的末态动量空间的非对称性，而三角流并不具备这一特点。随着部分子散射截面的增加，初始坐标空间的非对称性向末态动量空间的非对称性的转化效率越来越高，这会使

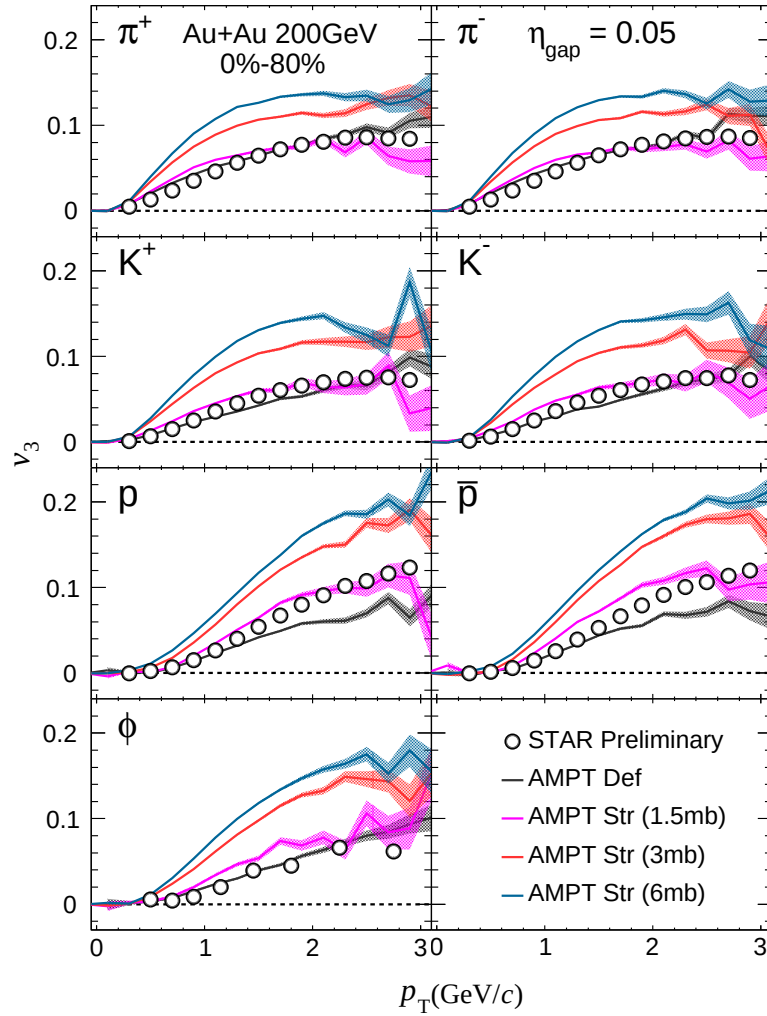


图 4-7 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 对心度 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ 和 ϕ) 的三角流随横动量的变化与 STAR 数据的对比结果。图中空心圆点为 STAR 数据（数据取自 3.4.3 节），不同颜色的线对应不同版本的 AMPT 模型。

Fig.4-7 $v_3(p_T)$ results at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from 0%–80% central Au+Au collisions for identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ and ϕ) in comparison to STAR data. The open circles are from STAR (data taken from Sec. 3.4.3) and the different lines are from different version of AMPT model.

得椭圆流和三角流的值随之增加。而三角流对部分子散射截面更加敏感，因为它不具有一个特定的初始几何形状，而坐标空间非对称性到动量空间非对称性的转化率对其流值的影响起主导作用，从而使得其流值随着部分子散射截面的增加而产生的相对增加要大于椭圆流的相对增加。比较图 4-6 和图 4-7 可以看出，当碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 时，独立粒子椭圆流的实验结果基本落在了标准 AMPT 模型和部分子散射截面为 3 mb 的弦融化 AMPT 模型之间，而对于三角流不同种类粒子的实验数据可以很好的由标准 AMPT 模型和部分子散射截面为 1.5

mb的弦融化AMPT模型重现。

4.3 椭圆流与三角流之比

粘滞性流体动力学的计算指出，通过联合分析早期坐标空间的非对称性 ε_2 和 ε_3 可以对碰撞系统的初始条件提出很强的限制^[111, 112]，从他们的计算中可以看出在RHIC能区有三种初始条件在它们的限制之内，而AMPT模型所使用的Glauber形式^[154]的初始条件正是其中之一。由于它们认为动力学演化过程对初始条件的响应是线性的，所以我们可以利用末态动量空间的非对称性 v_2 和 v_3 来进行分析。此外，文献[113]指出，由于粘滞性效应当横动量足够大时椭圆流与三角流的比值应该为一常数。因此，利用AMPT模型对椭圆流与三角流的比值进行分析，我们可以从输运的角度获得有关系统初始条件以及粘滞性的更多信息。

图 4-8给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV对心度0%–80%的Au+Au碰撞中，AMPT模型计算的不同种类粒子($\pi^\pm$, $K^\pm$, K_S^0 , p , $\bar{p}$, ϕ , Λ 和 $\bar{\Lambda}$)的椭圆流与三角流之比随横动量的变化,图中黑色圆点,粉色菱形,红色三角形以及蓝色正方形分别对应于标准AMPT模型和部分子散射截面为1.5 mb, 3 mb 和6 mb的弦融化AMPT模型。从图中可以看到,在 $p_T < 1.5$ GeV/c区域,椭圆流与三角流之比($v_2(p_T)/v_3(p_T)$)随着横动量的增加迅速下降,在 $1.5 < p_T < 3.0$ GeV/c区域,该比值趋于平缓。对于所有种类的粒子 $v_2(p_T)/v_3(p_T)$ 与部分子散射截面成反关联: $v_2(p_T)/v_3(p_T)$ 的比值随着部分子散射截面的增加而减小。这一现象与图 4-6和图 4-7中观测到的三角流对部分子散射截面的敏感性要强于椭圆流一致,这是因为随着部分子散射截面的增加,在相同的横动量下,三角流的相对增加要大于椭圆流的相对增加,因此椭圆流与三角流的比值会减小。这一现象也可以在粘滞性流体动力学框架下进行理解,AMPT模型中所使用的部分子散射截面与粘滞性流体动力学中使用的黏滞系数存在着对应关系,这一关系为在AMPT模型中增加部分子散射截面相当于在粘滞性流体动力学模型中减小黏滞系数^[155, 156]。文献[98]的计算已经告诉我们三角流比椭圆流对粘滞性效应更敏感,因此较小的黏滞系数(较大的部分子散射截面)对应较低的 $v_2(p_T)/v_3(p_T)$ 比值,而图 4-8中的AMPT模型计算结果从输运模型的角度支持了这一观点。需要说明的是由于法在所有版本的AMPT模型下得到 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ 和39 GeV的对心度为0%–80%的三角流,因此 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ 和39 GeV的结果没有在这里给出,但是对于相同对心度的比较中(例如0%–60%),这两个能量得

到的结论与 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的结论一致。

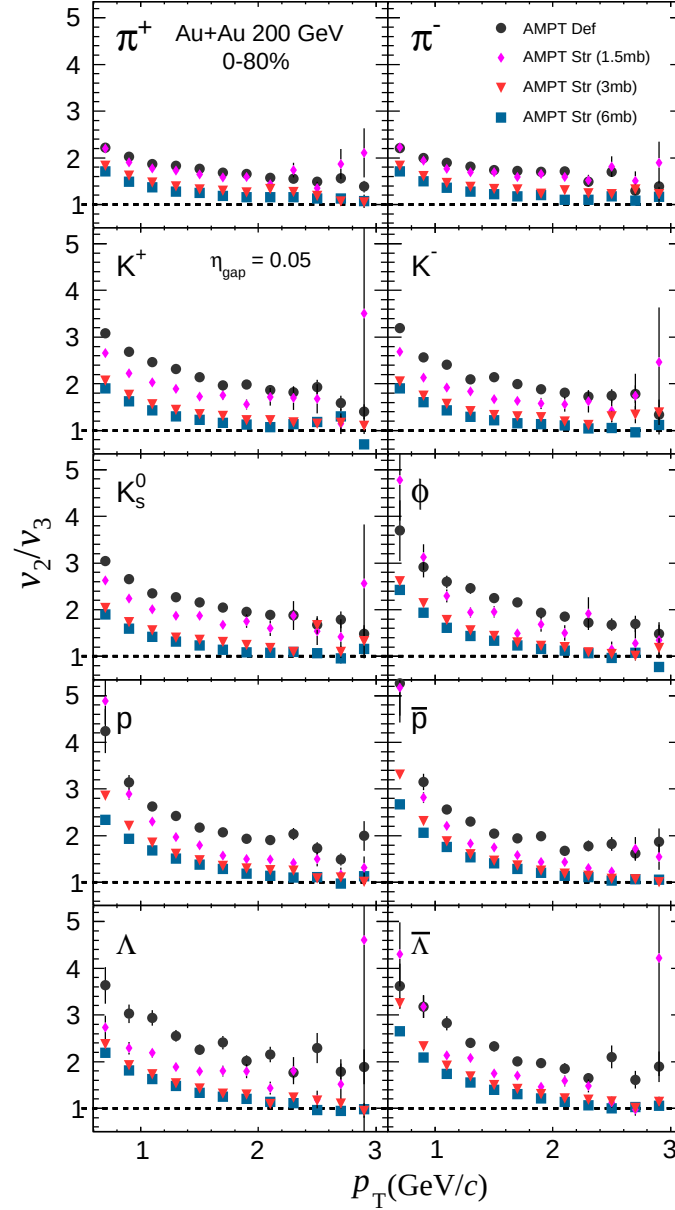


图 4-8 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 对心度 0%–80% 的 Au+Au 碰撞中，AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, K_s^0 , p , $\bar{p}$, ϕ , Λ 和 $\bar{\Lambda}$) 的椭圆流与三角流之比随横动量的变化, 图中黑色圆点, 粉色菱形, 红色三角形以及蓝色正方形分别对应于标准版本 AMPT 模型和分子子散射截面为 1.5 mb, 3 mb 和 6 mb 的弦融化版本 AMPT 模型。

Fig. 4-8 $v_2(p_T)/v_3(p_T)$ results at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from 0%–80% central Au+Au collisions for identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, ϕ , Λ and $\bar{\Lambda}$). The black circles, magenta rhombuses, red triangles and blue squares present the results from default AMPT model and string melting AMPT model with 1.5 mb, 3 mb and 6 mb parton scattering cross section, respectively.

图 4-9 上半部给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ 和 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中, AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, K_S^0 , p , $\bar{p}$, ϕ , Λ 和 $\bar{\Lambda}$) 的横动量积分椭圆流与三角流之比。积分区间为 $1.5 < p_T < 2.8$ GeV/c, 选择这一区间首先是为了避免小横动量区域 $v_2(p_T)/v_3(p_T)$ 比值的迅速下降, 并且这一部分也不是粘滞性流体动力学模型预言该比值为常数的区间, 其次是为了避免较高横动量区域较大的统计误差对结果的影响。需要说明的是, 对于 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV, 当部分子散射截面为 1.5 mb 和 3 mb 时, 由于事件平面分辨率的限制 (图 4-3), 用来计算积分 v_2/v_3 比值的三角流分别来自于 $0\%-60\%$ 和 $0\%-70\%$ 的结果。幸运的是, 三角流的结果对对心度的依赖性并不强^[104], 所以使用 $0\%-60\%$ 和 $0\%-70\%$ 的三角流结果不会对积分 v_2/v_3 有太大的影响。对于 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV 的其他版本和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的所有版本三角流的结果都来自于 $0\%-80\%$ 。

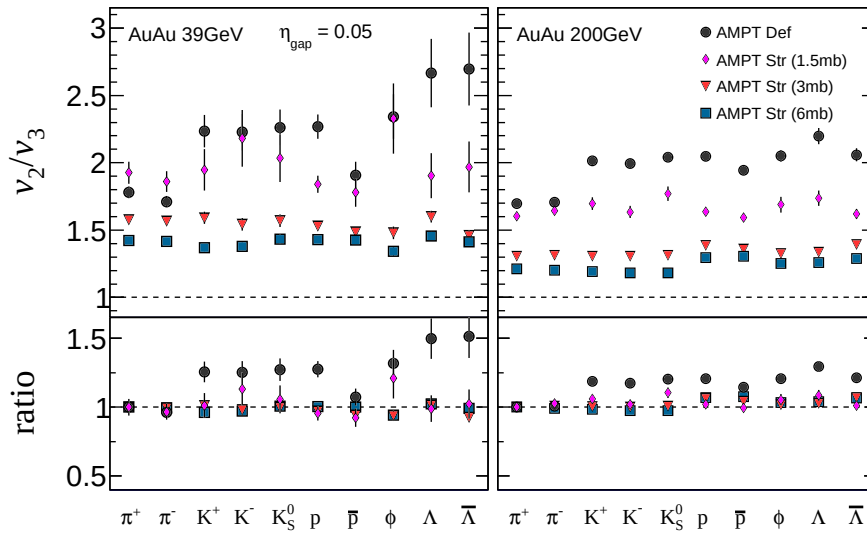


图 4-9 上图: 碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ 和 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中, AMPT 模型计算的不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, K_S^0 , p , $\bar{p}$, ϕ , Λ 和 $\bar{\Lambda}$) 的横动量积分椭圆流与三角流之比。下图: 所有独立粒子对应的比值与 π^+ 对应的比值之比。图中黑色圆点, 粉色菱形, 红色三角形以及蓝色正方形分别对应于标准版本 AMPT 模型和部分子散射截面为 1.5 mb, 3 mb 和 6 mb 的弦融化版本 AMPT 模型。

Fig. 4-9 Upper panel: p_T integrated v_2/v_3 results at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ and 200 GeV from Au+Au collisions for identified particles ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, ϕ , Λ and $\bar{\Lambda}$). Lower panel: the ratio between integrated v_2/v_3 ratio of all particle species to that of π^+ . The black circles, magenta rhombuses, red triangles and blue squares present the results from default AMPT model and string melting AMPT model with 1.5 mb, 3 mb and 6 mb parton scattering cross section, respectively.

与微分比值的結果类似，积分 v_2/v_3 比值和部分子散射截面也呈现反关联现象：积分 v_2/v_3 比值的值随着部分子散射截面的增加而减小。此外，对于相同的部分子散射截面，我们发现该比值存在与碰撞能量的依赖关系：积分 v_2/v_3 比值随着碰撞能量的增加而减小。更重要的是，弦融化AMPT模型的计算结果表明积分 v_2/v_3 比值对粒子质量（粒子种类）不存在依赖关系：在同一部分子散射截面下，所有种类粒子的积分 v_2/v_3 比值与 π^+ 的积分 v_2/v_3 比值之比在10%范围内与1相等（图4-9下图）。另一方面，标准AMPT模型的计算结果表明，不论是在 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV或者 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV， π 介子的积分 v_2/v_3 比值都低于其他粒子。由于标准AMPT模型与弦融化AMPT模型的主要差别为部分子散射截面和强子的形成方式，而部分子散射截面主要决定了积分 v_2/v_3 比值的大小，那么我们有理由相信夸克级联模型对于弦融化版本中积分 v_2/v_3 比值的无粒子质量依赖起到了重要的作用。

积分 v_2/v_3 比值与粒子质量无关这一现象也可以通过粘滞性流体动力学来进行理解，文献^[113]的计算表明，集体流的大小主要取决于描述系统粘滞性的粘滞项以及流速相对于事件平面的傅里叶展开级数（ V_n ），当我们计算 v_2/v_3 比值时，分子和分母中的粘滞项互相抵消，仅剩下 V_2/V_3 的比值，而这一项是与粒子种类无关的。需要指出的是，目前为止并没有相关的实验测量结果，我们的AMPT模型计算可以看做是对实验测量的一个预言，通过比较 v_2/v_3 比值的AMPT模型计算结果与实验测量结果会为确定系统中的粘滞性大小提供很大的帮助。

4.4 本章小节

在本章中，我们简要介绍AMPT模型的基本结构，介绍了AMPT模型的四个组成部分以及标准AMPT模型和弦融化AMPT模型之间的差别。讨论了AMPT模型中的事件平面与反应平面的差别以及早期AMPT模型计算中可能存在的问题。给出了本章计算所使用的四种AMPT模型，以及每种AMPT模型中参数的设置。

本章给出了AMPT模型中二阶事件平面和三阶事件平面的分布，并讨论的造成它们分布不同的原因。我们给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ ，39和200 GeV的椭圆流和 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的三角流在0%–80%对心度下的AMPT模型计算结果。集体流的大小随着部分子散射截面的增大而增大，大部分的实验数据落在标准版本AMPT模型和部分子散射截面为3 mb的弦融化版本AMPT模型的结算结果之

间。椭圆流与三角流的微分和积分比值与部分子散射截面成反关联，这是由于三角流对部分子散射截面更敏感。弦融化AMPT模型计算的积分 v_2/v_3 比值与粒子质量（粒子种类）无关，但是标准AMPT模型中没有观测到这一现象。这种积分 v_2/v_3 比值与粒子质量（粒子种类）无关的现象也可以在粘滞性流体动力学框架下得到合适的解释。通过比较积分 v_2/v_3 比值的AMPT模型计算结果和实验测量结果，可以为人们测量系统的粘滞性提供很大的帮助。

结 论

集体流是高能重离子碰撞中最重要的观测量之一，它形成于系统演化的早期，对系统演化早期的性质十分敏感，因此，集体流是用来研究系统早期性质的独特的强子观测量，可以提供在系统演化早期可能存在的QGP相的直接信息。分析集体流的各种特征，可以使人们对系统演化的动力学性质有更深刻的认识。本文使用Blast-Wave参数化分别拟合了粒子和反粒子的椭圆流，讨论了RHIC能区BES-I实验中观测到的粒子和与其对应的反粒子的椭圆流不相等现象。利用STAR探测器测量了RHIC能区带电粒子和不同种类粒子的三角流，并对观测到的三角流信号进行了讨论。最后利用AMPT模型计算了不同碰撞能量下不同种类粒子的椭圆流和三角流，讨论了微分和积分椭圆流与三角流的比值。主要结论如下：

(1) RHIC能区 (LHC) 能区对心度为0%–80% (0%–60%) 的Au+Au (Pb+Pb) 碰撞中粒子组和反粒子组的椭圆流在小横动量区域内出现的质量排序现象可以由Blast-Wave参数化很好的重现出来。当碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} \leq 62.4$ GeV时，粒子组中 ϕ 介子的椭圆流要明显小于Blast-Wave参数化的拟合结果，然而在反粒子组中，Blast-Wave参数化可以很好的描述 ϕ 介子的椭圆流。这个结果一方面可能表明 ϕ 介子具有较小的强子散射截面，因此它的椭圆流要小于粒子的椭圆流，另一方面也可能意味着 ϕ 介子与反应中产生的其它反粒子的行为相同，而粒子组的椭圆流受到了污染。在BES-I能区，从粒子组与反粒子组中提取出来的径向流不再相等，它们的差值随着碰撞能量的减小而增大，造成这一现象的可能原因有反粒子的早期产生效应，反粒子的吸收效应以及原子核的阻塞效应。粒子组与反粒子组的径向流之差可以定性的解释实验上观测到的粒子与反粒子的椭圆流之差，这为人们理解BES-I能区观测到的粒子与反粒子椭圆流之差提供了一个新的可能的思路。

(2) 利用STAR探测器测量了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 39$ 和200 GeV的0%–80%对心度下Au+Au碰撞中带电粒子和不同种类粒子 ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p, $\bar{p}$ 和 ϕ) 的三角流，这是人们在BES-I能区对不同种类粒子三角流的第一次测量。在相同的碰撞能量下，带电粒子的三角流随着 η_{sub} 事件平面法中使用的 η_{gap} 的增加而减小，对于相同的 η_{gap} ，带电粒子的三角流随着碰撞能量的增加而增加。不同种类粒子三角流的测量结果表明：粒子和与其对应的反粒子的三角流存在着一个不为零的差值，这个差值随着碰撞能量的降低而增加；在小横动量区域存在质量排序效

应；在中等横动量区域存在重子和介子的分离效应。这些观测结果表明，虽然三角流与椭圆流的产生机制并不相同，但是两者的性质有很多相似之处，三角流基本重现了椭圆流中观测到的所有现象，只是三角流的饱和值要小于椭圆流的饱和值。值得注意的是，三角流中也存在着与椭圆流类似的组分夸克标度现象，不同的是，组分夸克数标度因子不再是强子中的组分夸克数 n_q ，而是 $n_q^{3/2}$ 。这为人们理解集体流中的组分夸克标度现象提供了新的数据支持。

(3) 利用AMPT模型计算了0%–80%对心度下碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 39$ 和 200 GeV 中不同种类粒子($\pi^\pm, K^\pm, K_S^0, p, \bar{p}, \phi, \Lambda$ 和 $\bar{\Lambda}$)的椭圆流以及 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的不同种类粒子的三角流。标准版本和弦融化版本的AMPT模型计算结果表明：椭圆流和三角流的计算结果随着部分子散射截面的增大而增大，而三角流对部分子散射截面的变化更敏感，大部分的实验数据可以由标准版本AMPT模型和部分子散射截面为 3 mb 的弦融化版本AMPT模型重现。由于三角流对部分子散射截面的变化更敏感，因此椭圆流和三角流的微分比值和积分比值与部分子散射截面成反关联。弦融化版本AMPT模型计算的积分比值与粒子质量（粒子种类）无关，但是标准版本AMPT模型的计算结果依赖于粒子质量（种类），造成两者区别的主要原因是两种版本的AMPT模型所使用的强子化方式不同。由于AMPT模型中使用的部分子散射截面与系统的粘滞性存在着对应关系，因此通过对比实验测量结果与AMPT模型的计算结果人们可以获得有关系统演化动力学以及粘滞性的有关信息。

本文的主要创新点为：

(1) 利用Blast-Wave参数化从粒子组和反粒子组中提取出的径向流并不相同，两者的差值可以用来定性的解释BES-I能区粒子和反粒子椭圆流的差别，这为人们理解BES-I粒子和反粒子椭圆流的差别提供了一个新的可能的思路。

(2) 利用STAR探测器首次测量了BES-I能区不同种类粒子三角流，测量结果表明三角流和椭圆流具有非常相似的性质，但是对于三角流而言， $n_q^{3/2}$ 是一个更好的组分夸克标度因子。

(3) 利用AMPT模型计算发现实验中测量的数据可以通过标准版本AMPT模型和部分子散射截面为 3 mb 的弦融化版本AMPT模型重现，通过计算椭圆流与三角流的微分比值和积分比值为未来的实验测量提供了模型预言。

在今后的工作中，我们会使用STAR探测器对不同种类粒子的三角流做进一步的测量：在现有的粒子种类基础上增加 K_S^0, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的测量结果，以便增加研究组分夸克标所需要的额外的粒子种类以及横动量区间；在现有的碰撞能量

基础上增加 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 11.5, 19.6, 27$ 和 62.4 GeV 的测量结果, 为研究粒子与反粒子三角流之差提供额外的数据点。在得到所有能量下不同种类粒子的三角流之后, 尝试使用 **Blast-Wave** 参数化从三角流中直接提取径向流, 并与椭圆流中提取出的径向流进行比较, 从而研究两者的异同。尝试使用 **AMPT** 模型研究完全对心碰撞中初始坐标空间的非对称性向末态动量空间非对称性的转化效率, 以便更好地理解初始涨落对椭圆流和三角流的影响。

参考文献

- [1] Gell-Mann M. A schematic model of baryons and mesons[J]. Phys.Lett., 1964, 8:214–215.
- [2] Greenberg O. Spin and unitary spin independence in a paraquark model of baryons and mesons[J]. Phys.Rev.Lett., 1964, 13:598–602.
- [3] Han M, Nambu Y. Three triplet model with double $su(3)$ symmetry[J]. Phys.Rev., 1965, 139:B1006–B1010.
- [4] Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories[J]. Phys.Rev.Lett., 1973, 30:1343–1346.
- [5] Gross D, Wilczek F. Asymptotically free gauge theories. 1[J]. Phys.Rev., 1973, D8:3633–3652.
- [6] Wilson K G. Confinement of quarks[J]. Phys.Rev., 1974, D10:2445–2459.
- [7] Collins J C, Perry M. Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks?[J]. Phys.Rev.Lett., 1975, 34:1353.
- [8] Cabibbo N, Parisi G. Exponential hadronic spectrum and quark liberation[J]. Phys.Lett., 1975, B59:67–69.
- [9] Shuryak E V. Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions[J]. Phys.Lett., 1978, B78:150.
- [10] Kapusta J I. Quantum chromodynamics at high temperature[J]. Nucl.Phys., 1979, B148:461–498.
- [11] Chin S. Transition to hot quark matter in relativistic heavy ion collision[J]. Phys.Lett., 1978, B78:552–555.
- [12] Stock R. Relativistic nucleus-nucleus collisions: From the BEVALAC to RHIC[J]. J.Phys., 2004, G30:S633–S648.
- [13] STAR. STAR collaboration BES-II white paper: studying the phase diagram of QCD matter at RHIC[J]. 2014. <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/public/sn0598>.
- [14] Aoki Y, Fodor Z, Katz S, et al. The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit[J]. Phys.Lett., 2006, B643:46–54.
- [15] Aoki Y, Borsanyi S, Durr S, et al. The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II.[J]. JHEP, 2009, 0906:088.

-
- [16] Borsanyi S, et al. Is there still any T_c mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III[J]. JHEP, 2010, 1009:073.
 - [17] Bazavov A, Bhattacharya T, Cheng M, et al. The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition[J]. Phys.Rev., 2012, D85:054503.
 - [18] Ackermann K, et al. Elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2001, 86:402–407.
 - [19] Adams J, et al. Multi-strange baryon elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2005, 95:122301.
 - [20] Abelev B, et al. Partonic flow and ϕ -meson production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2007, 99:112301.
 - [21] Abelev B, et al. Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions[J]. Phys.Rev., 2007, C75:054906.
 - [22] Abelev B, et al. Charged and strange hadron elliptic flow in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200 GeV[J]. Phys.Rev., 2010, C81:044902.
 - [23] Ejiri S. Canonical partition function and finite density phase transition in lattice QCD[J]. Phys.Rev., 2008, D78:074507.
 - [24] Bowman E S, Kapusta J I. Critical points in the linear sigma model with quarks[J]. Phys.Rev., 2009, C79:015202.
 - [25] Datta S, Gavai R V, Gupta S. The QCD critical point : marching towards continuum[J]. Nucl.Phys., 2013, A904-905:883c–886c.
 - [26] Fodor Z, Katz S. Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses[J]. JHEP, 2004, 0404:050.
 - [27] Aggarwal M, et al. An experimental exploration of the qcd phase diagram: the search for the critical point and the onset of de-confinement[J]. 2010.
 - [28] Huck P. Beam energy dependence of dielectron production in Au + Au collisions from STAR at RHIC[J]. Nucl.Phys., 2014, A931:659–664.
 - [29] Abelev B, et al. Energy dependence of π^{pm} , p and $\bar{p}$ transverse momentum spectra for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200-GeV[J]. Phys.Lett., 2007, B655:104–113.
 - [30] Ye Z. Open charm hadron production in $p + p$, Au+Au and U+U collisions at STAR[J]. Nucl.Phys., 2014, A931:520–524.

- [31] Adamczyk L, et al. Energy dependence of moments of net-proton multiplicity distributions at RHIC[J]. Phys.Rev.Lett., 2014, 112(3):032302.
- [32] Adamczyk L, et al. Beam energy dependence of moments of the net-charge multiplicity distributions in Au+Au collisions at RHIC[J]. Phys.Rev.Lett., 2014, 113:092301.
- [33] Andronic A, Braun-Munzinger P, Stachel J. Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out[J]. Nucl.Phys., 2006, A772:167–199.
- [34] Kumar L. STAR results from the RHIC beam energy scan-I[J]. Nucl.Phys., 2013, A904-905(issue):256c–263c.
- [35] Voloshin S A, Poskanzer A M, Snellings R. Collective phenomena in non-central nuclear collisions[J]. 2008.
- [36] Ritter H G, Stock R. Collective flow of qcd matter: A Historical introduction[J]. J.Phys., 2014, G41:124002.
- [37] Nix J. Theory of high energy heavy ion collisions[J]. Prog.Part.Nucl.Phys., 1979, 2:237–284.
- [38] Reisdorf W, Ritter H. Collective flow in heavy-ion collisions[J]. An-n.Rev.Nucl.Part.Sci., 1997, 47:663–709.
- [39] Gyulassy M, Frankel K, Stoecker H. Do nuclei flow at high energies?[J]. Phys.Lett., 1982, B110:185–188.
- [40] Cugnon J, L'Hote D. global variables and the dynamics of relativistic nucleus nucleus collisions[J]. Nucl.Phys., 1983, A397:519–543.
- [41] Gustafsson H, Gutbrod H, Kolb B, et al. collective flow observed in relativistic nuclear collisions[J]. Phys.Rev.Lett., 1984, 52:1590–1593.
- [42] Ritter H, Doss K, Gustafsson H, et al. Flow of nuclear matter[J]. Nucl.Phys., 1986, A447:3C–11C.
- [43] Baden A, et al. The plastic ball spectrometer: An Electronic 4π detector with particle identification[J]. Nucl.Instrum.Meth., 1982, 203:189.
- [44] Danielewicz P, Odyniec G. Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions[J]. Phys.Lett., 1985, B157:146–150.
- [45] Doss K, Gustafsson H, Gutbrod H, et al. Nuclear collective flow as a function of projectile energy and mass[J]. Phys.Rev.Lett., 1986, 57:302–305.
- [46] Scheid W, Muller H, Greiner W. Nuclear shock waves in heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev.Lett., 1974, 32:741–745.

-
- [47] Sobel M, Bethe H, Siemens P, et al. Shock waves in colliding nuclei[J]. Nucl.Phys., 1975, A251:502–529.
- [48] Welke G, Prakash M, Kuo T, et al. Azimuthal distributions in heavy ion collisions and the nuclear equation of state[J]. Phys.Rev., 1988, C38:2101–2107.
- [49] Stoecker H, Csernai L, Graebner G, et al. Jets of nuclear matter from high-energy heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 1982, C25:1873–1876.
- [50] Kapusta J I, Strottman D. Global analysis of relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Lett., 1981, B106:33–37.
- [51] Demoulines M, L'Hote D, Alard J, et al. Measurement of a baryon azimuthal emission pattern in Ne + (NaF, Nb, Pb) collisions at 800-MeV per nucleon[J]. Phys.Lett., 1990, B241:476–480.
- [52] Gutbrod H, Kampert K, Kolb B, et al. Squeezeout of nuclear matter as a function of projectile energy and mass[J]. Phys.Rev., 1990, C42:640–651.
- [53] Gutbrod H, Kolb B, Schmidt H, et al. A new component of the collective flow in relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Lett., 1989, B216:267–271.
- [54] Lambrecht D, et al. Energy dependence of collective flow of neutrons and protons in Au-197 + Au-197 collisions[J]. Z.Phys., 1994, A350:115–120.
- [55] Leifels Y, et al. Exclusive studies of neutron and charged particle emission in collisions of Au-197 + Au-197 at 400-MeV/nucleon[J]. Phys.Rev.Lett., 1993, 71:963–966.
- [56] Wang S, Lisa M, Albergo S, et al. In-plane retardation of collective expansion in au+au collisions[J]. Phys.Rev.Lett., 1996, 76:3911–3914.
- [57] Stoecker H, Hartnack C, Berenguer M, et al. VUU and (R)QMD model of high-energy heavy ion collisions[J]. Nucl.Phys., 1992, A538:53C–64C.
- [58] Bjorken J. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region[J]. Phys.Rev., 1983, D27:140–151.
- [59] Ollitrault J Y. Anisotropy as a signature of transverse collective flow[J]. Phys.Rev., 1992, D46:229–245.
- [60] Barrette J, et al. Observation of anisotropic event shapes and transverse flow in Au + Au collisions at AGS energy[J]. Phys.Rev.Lett., 1994, 73:2532–2535.
- [61] Barrette J, et al. Energy and charged particle flow in a 10.8-A/GeV/c Au + Au collisions[J]. Phys.Rev., 1997, C55:1420–1430.

- [62] Voloshin S, Zhang Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions[J]. Z.Phys., 1996, C70:665–672.
- [63] Poskanzer A M, Voloshin S. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions[J]. Phys.Rev., 1998, C58:1671–1678.
- [64] Wang S, Jiang Y, Liu Y, et al. Measurement of collective flow in heavy ion collisions using particle pair correlations[J]. Phys.Rev., 1991, C44:1091–1095.
- [65] Adler C, et al. Elliptic flow from two and four particle correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV[J]. Phys.Rev., 2002, C66:034904.
- [66] Borghini N, Dinh P M, Ollitrault J Y. Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations[J]. Phys.Rev., 2001, C64:054901.
- [67] Bhalerao R, Borghini N, Ollitrault J. Analysis of anisotropic flow with Lee-Yang zeroes[J]. Nucl.Phys., 2003, A727:373–426.
- [68] Bearden I, et al. Nuclear stopping in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2004, 93:102301.
- [69] Borghini N, Ollitrault J. Azimuthally sensitive correlations in nucleus-nucleus collisions[J]. Phys.Rev., 2004, C70:064905.
- [70] Adcox K, et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration[J]. Nucl.Phys., 2005, A757:184–283.
- [71] Adams J, et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions[J]. Nucl.Phys., 2005, A757:102–183.
- [72] Huovinen P, Kolb P, Heinz U W, et al. Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions[J]. Phys.Lett., 2001, B503:58–64.
- [73] Nonaka C, Fries R J, Bass S A. Elliptic flow of multistrange particles: Fragmentation, recombination and hydrodynamics[J]. Phys.Lett., 2004, B583:73–78.
- [74] Hirano T, Nara Y. Interplay between soft and hard hadronic components for identified hadrons in relativistic heavy ion collisions at RHIC[J]. Phys.Rev., 2004, C69:034908.
- [75] Shen C, Heinz U. Collision energy dependence of viscous hydrodynamic flow in relativistic heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2012, C85:054902.
- [76] Schenke B, Jeon S, Gale C. Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics[J]. Phys.Rev.Lett., 2011, 106:042301.

-
- [77] Adler C, et al. Identified particle elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2001, 87:182301.
- [78] Adams J, et al. Particle type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2004, 92:052302.
- [79] Heinz U W. Hydrodynamics at RHIC - How well does it work, where and how does it break down?[J]. J.Phys., 2005, G31:S717–S724.
- [80] Adare A, et al. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2007, 98:162301.
- [81] Voloshin S. Anisotropic flow[J]. Nucl.Phys., 2003, A715:379–388.
- [82] Molnar D, Voloshin S A. Elliptic flow at large transverse momenta from quark coalescence[J]. Phys.Rev.Lett., 2003, 91:092301.
- [83] Gale C, Jeon S, Schenke B, et al. Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics[J]. Phys.Rev.Lett., 2013, 110(1):012302.
- [84] Mohanty B, Xu N. Probe the QCD phase diagram with ϕ -mesons in high energy nuclear collisions[J]. J.Phys., 2009, G36:064022.
- [85] Wu K, Liu F, Xu N. Energy dependence of the v_2 -scaling and the QCD phase boundary[J]. J.Phys., 2010, G37:094029.
- [86] Adamczyk L, et al. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ -62.4 GeV[J]. Phys.Rev., 2013, C88:014902.
- [87] Shor A. ϕ meson production as a probe of the quark gluon plasma[J]. Phys.Rev.Lett., 1985, 54:1122–1125.
- [88] Adamczyk L, et al. Observation of an energy-dependent difference in elliptic flow between particles and antiparticles in relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Rev.Lett., 2013, 110(14):142301.
- [89] Steinheimer J, Koch V, Bleicher M. Hydrodynamics at large baryon densities: Understanding proton vs. anti-proton v_2 and other puzzles[J]. Phys.Rev., 2012, C86:044903.
- [90] Xu J, Song T, Ko C M, et al. Elliptic flow splitting as a probe of the QCD phase structure at finite baryon chemical potential[J]. Phys.Rev.Lett., 2014, 112:012301.
- [91] Xu J, Chen L W, Ko C M, et al. Effects of hadronic potentials on elliptic flows in relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 2012, C85:041901.

- [92] Alver B, Roland G. Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2010, C81:054905.
- [93] Teaney D, Yan L. Triangularity and dipole asymmetry in heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 2011, C83:064904.
- [94] Sorensen P, Bolliet B, Mocsy A, et al. The rise and fall of the ridge in heavy ion collisions[J]. Phys.Lett., 2011, B705:71–75.
- [95] Ollitrault J Y, Poskanzer A M, Voloshin S A. Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods[J]. Phys.Rev., 2009, C80:014904.
- [96] Mishra A P, Mohapatra R K, Saumia P, et al. Using cosmic microwave background radiation analysis tools for flow anisotropies in relativistic heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2010, C81:034903.
- [97] Qin G Y, Petersen H, Bass S A, et al. Translation of collision geometry fluctuations into momentum anisotropies in relativistic heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2010, C82:064903.
- [98] Alver B H, Gombeaud C, Luzum M, et al. Triangular flow in hydrodynamics and transport theory[J]. Phys.Rev., 2010, C82:034913.
- [99] Petersen H, Qin G Y, Bass S A, et al. Triangular flow in event-by-event ideal hydrodynamics in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200A$ GeV[J]. Phys.Rev., 2010, C82:041901.
- [100] Schenke B, Jeon S, Gale C. Higher flow harmonics from (3+1)D event-by-event viscous hydrodynamics[J]. Phys.Rev., 2012, C85:024901.
- [101] Xu J, Ko C M. Triangular flow in heavy ion collisions in a multiphase transport model[J]. Phys.Rev., 2011, C84:014903.
- [102] Schenke B, Tribedy P, Venugopalan R. Fluctuating glasma initial conditions and flow in heavy ion collisions[J]. Phys.Rev.Lett., 2012, 108:252301.
- [103] Voloshin S A. Collective phenomena in ultra-relativistic nuclear collisions: Anisotropic flow and more[J]. Prog.Part.Nucl.Phys., 2012, 67:541–546.
- [104] Bhalerao R S, Luzum M, Ollitrault J Y. Determining initial-state fluctuations from flow measurements in heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2011, C84:034910.
- [105] Petersen H, Bhattacharya V, Bass S A, et al. Longitudinal correlation of the triangular flow event plane in a hybrid approach with hadron and parton cascade initial conditions[J]. Phys.Rev., 2011, C84:054908.

-
- [106] Xiao K, Liu F, Wang F. Event-plane decorrelation over pseudorapidity and its effect on azimuthal anisotropy measurements in relativistic heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2013, C87(1):011901.
 - [107] Adamczyk L, et al. Third harmonic flow of charged particles in au+au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev., 2013, C88(1):014904.
 - [108] Adare A, et al. Measurements of higher-order flow harmonics in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2011, 107:252301.
 - [109] Aamodt K, et al. Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV[J]. Phys.Rev.Lett., 2011, 107:032301.
 - [110] Aad G, et al. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector[J]. Phys.Rev., 2012, C86:014907.
 - [111] Retinskaya E, Luzum M, Ollitrault J Y. Constraining models of initial conditions with elliptic and triangular flow data[J]. Phys.Rev., 2014, C89(1):014902.
 - [112] Retinskaya E, Luzum M, Ollitrault J Y. Constraining models of initial state with v_2 and v_3 data from LHC and RHIC[J]. Nucl.Phys., 2014, A926:152–158.
 - [113] Lang C, Borghini N. Dissipative corrections to particle spectra and anisotropic flow from a saddle-point approximation to kinetic freeze out[J]. Eur.Phys.J., 2014, C74:2955.
 - [114] Westfall G, Gosset J, Johansen P, et al. Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Rev.Lett., 1976, 37:1202–1205.
 - [115] Bondorf J, Garpman S, Zimanyi J. A simple analytic hydrodynamic model for expanding fireballs[J]. Nucl.Phys., 1978, A296:320–332.
 - [116] Siemens P J, Rasmussen J O. Evidence for a blast wave from compress nuclear matter[J]. Phys.Rev.Lett., 1979, 42:880–887.
 - [117] Schnedermann E, Sollfrank J, Heinz U W. Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions[J]. Phys.Rev., 1993, C48:2462–2475.
 - [118] Retiere F, Lisa M A. Observable implications of geometrical and dynamical aspects of freeze out in heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 2004, C70:044907.
 - [119] Cooper F, Frye G. Comment on the Single Particle Distribution in the Hydrodynamic and Statistical Thermodynamic Models of Multiparticle Production[J]. Phys.Rev., 1974, D10:186.

- [120] Abelev B, et al. Systematic measurements of identified particle spectra in pp, d^+ Au and Au+Au collisions from STAR[J]. Phys.Rev., 2009, C79:034909.
- [121] Brown G, Stachel J, Welke G. Pions from resonance decay in Brookhaven relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Lett., 1991, B253:19–22.
- [122] Adler S, et al. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{-GeV}$ [J]. Phys.Rev.Lett., 2003, 91:182301.
- [123] Abelev B B, et al. Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ [J]. 2014.
- [124] Das S. Centrality dependence of freeze-out parameters from the beam energy scan at STAR[J]. Nucl.Phys., 2013, A904-905:891c–894c.
- [125] Abelev B, et al. Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ [J]. Phys.Rev., 2013, C88:044910.
- [126] Cleymans J, Oeschler H, Redlich K, et al. Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2006, C73:034905.
- [127] Wheaton S, Cleymans J. THERMUS: A Thermal model package for ROOT[J]. Comput.Phys.Comm., 2009, 180:84–106.
- [128] Xu J, Ko C M, Li F, et al. Mean-field potential effects on particle and antiparticle elliptic flows in the beam-energy scan program at RHIC[J]. 2014.
- [129] Dunlop J, Lisa M, Sorensen P. Constituent quark scaling violation due to baryon number transport[J]. Phys.Rev., 2011, C84:044914.
- [130] Greco V, Mitrovski M, Torrieri G. Elliptic flow in heavy ion collisions at varying energies: Partonic versus hadronic dynamics[J]. Phys.Rev., 2012, C86:044905.
- [131] Alt C, et al. Energy and centrality dependence of anti-p and p production and the anti-Lambda/anti-p ratio in Pb+Pb collisions between 20/A-GeV and 158/A-GeV[J]. Phys.Rev., 2006, C73:044910.
- [132] Bilandzic A, Snellings R, Voloshin S. Flow analysis with cumulants: Direct calculations[J]. Phys.Rev., 2011, C83:044913.
- [133] Ackermann K, et al. STAR detector overview[J]. Nucl.Instrum.Meth., 2003, A499:624–632.
- [134] Schmah A. Private communication.
- [135] Anderson M, Berkovitz J, Betts W, et al. The STAR time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC[J]. Nucl.Instrum.Meth., 2003, A499:659–678.

-
- [136] Llope W. The large-area time-of-flight upgrade for STAR[J]. Nucl.Instrum.Meth., 2005, B241:306–310.
- [137] Bichsel H. A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors[J]. Nucl.Instrum.Meth., 2006, A562:154–197.
- [138] Wu J, Bonner B, Chen H, et al. The performance of the TOFr tray in STAR[J]. Nucl.Instrum.Meth., 2005, A538:243–248.
- [139] Kharzeev D, Nardi M. Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD[J]. Phys.Lett., 2001, B507:121–128.
- [140] Selyuzhenkov I, Voloshin S. Effects of non-uniform acceptance in anisotropic flow measurement[J]. Phys.Rev., 2008, C77:034904.
- [141] Barrette J, et al. Proton and pion production relative to the reaction plane in Au + Au collisions at AGS energies[J]. Phys.Rev., 1997, C56:3254–3264.
- [142] Masui H, Schmah A. Event plane resolution correction for azimuthal anisotropy in wide centrality bins[J]. 2012.
- [143] Xiao K, Li N, Shi S, et al. Study of triangular flow v_3 in Au+Au and Cu+Cu collisions with a multiphase transport model[J]. J.Phys., 2012, G39:025011.
- [144] Lacey R. PHENIX measurements of higher-order flow harmonics in au+au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. J.Phys., 2011, G38:124048.
- [145] Han L, Ma G, Ma Y, et al. Initial fluctuation effect on harmonic flow in high-energy heavy-ion collisions[J]. Phys.Rev., 2011, C84:064907.
- [146] Lin Z W, Ko C M, Li B A, et al. A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 2005, C72:064901.
- [147] Gyulassy M, Wang X N. HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions[J]. Comput.Phys.Comm., 1994, 83:307.
- [148] Wang X N. Role of multiple mini - jets in high-energy hadronic reactions[J]. Phys.Rev., 1991, D43:104–112.
- [149] Wang X N, Gyulassy M. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions[J]. Phys.Rev., 1991, D44:3501–3516.
- [150] Zhang B. ZPC 1.0.1: A Parton cascade for ultrarelativistic heavy ion collisions[J]. Comput.Phys.Comm., 1998, 109:193–206.
- [151] Li B A, Ko C M. Formation of superdense hadronic matter in high-energy heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 1995, C52:2037–2063.

- [152] Lin Z w, Ko C. Partonic effects on the elliptic flow at RHIC[J]. Phys.Rev., 2002, C65:034904.
- [153] Chen L W, Ko C, Lin Z W. Partonic effects on high order anisotropic flows in relativistic heavy ion collisions[J]. Phys.Rev., 2004, C69:031901.
- [154] Miller M L, Reygers K, Sanders S J, et al. Glauber modeling in high energy nuclear collisions[J]. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 2007, 57:205–243.
- [155] Gyulassy M, Pang Y, Zhang B. Transverse energy evolution as a test of parton cascade models[J]. Nucl.Phys., 1997, A626:999–1018.
- [156] Zhang B, Gyulassy M, Ko C M. Elliptic flow from a parton cascade[J]. Phys.Lett., 1999, B455:45–48.

攻读博士学位期间发表的论文

- [1] Xu Sun, Hiroshi Masui, Arthur M. Poskanzer and Alexander Schmah. Blast Wave Fits to Elliptic Flow Data at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 2760$ GeV. *Physical Review C*. 2015, 91(2):024903 (SCI 收录号:000349437600002, 影响因子为3.733, 对应论文第二章)
- [2] Xu Sun (for the STAR Collaboration). Triangular Flow of Identified Hadrons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 39$ and 200 GeV. *Nuclear Physics A*. 2014, 931: 1194–1198 (SCI 收录号:000347598500197, 影响因子为2.202, 对应论文第三章)
- [3] Xu Sun (for the STAR Collaboration). Flow in the RHIC Beam Energy Scan from STAR. *Journal of Physics Conference Series*. 2014, 535: 012005 (SCI 收录号:000346661600006, 对应论文第三章)
- [4] Xu Sun, Jianli Liu, Alexander Schmah, Shusu Shi, Jingbo Zhang, Hanzhi Jiang and Lei Huo. Elliptic and Triangular Flow of Identified Particles from the AMPT Model at RHIC Energies. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2015, 42: 115101 (影响因子为2.777, 对应论文第四章)

博士阶段发表的其它论文

- [5] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], J/ψ production at low p_T in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV with the STAR detector, *Physical Review C*. 2014, 90(2):024906 (SCI 收录号:000341240300003, 影响因子为3.733)
- [6] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Beam-Energy Dependence of the Directed Flow of Protons, Antiprotons, and Pions in Au+Au Collisions. *Physical Review Letter*. 2014, 112(16):162301 (SCI 收录号:000335325900003, 影响因子为7.512)
- [7] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Charged-to-neutral correlation at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, *Physical Review C*. 2015, 91(3), 034905 (SCI 收录号:000352078500002, 影响因子为3.733)

哈尔滨工业大学学位论文原创性声明及使用授权说明

学位论文原创性声明

本人郑重声明：此处所提交的学位论文《RHIC能区高能重离子碰撞中的椭圆流和三角流分析》，是本人在导师指导下，在哈尔滨工业大学攻读学位期间独立进行研究工作所取得的成果。据本人所知，论文中除已注明部分外不包含他人已发表或撰写过的研究成果。对本文的研究工作做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式注明。本声明的法律结果将完全由本人承担。

作者签名：

日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解哈尔滨工业大学关于保存、使用学位论文的规定，即：

(1) 已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文；(2) 学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；(3) 为教学和科研目的，学校可以将学位论文作为资料在图书馆及校园网上提供目录检索与阅览服务；(4) 根据相关要求，向国家图书馆报送学位论文。

保密论文在解密后遵守此规定。

本人保证遵守上述规定。

作者签名：

日期： 年 月 日

导师签名：

日期： 年 月 日

致 谢

感谢我的导师霍雷教授，他对科学严谨认真的态度，对工作一丝不苟的作风以及对物理问题敏锐的洞察力是我学习的榜样。他对学生的指导十分认真负责，总能十分准确的指出物理分析中存在的问题，并为下一步工作指明方向。我所取得的每一个进步都是与霍雷教授的悉心指导分不开的，在此谨向导师多年的培养与关心表示衷心的感谢。

感谢张景波教授、刘剑利老师的有益讨论和无私帮助。感谢王国利教授、张卫宁教授、唐圭新教授和马永和老师在工作上 and 生活中给予的帮助和支持。感谢王天鸿师兄、姜越师兄、杨岩师兄、同届博士生张尧对我的帮助。

感谢我的联合培养导师Dr. Arthur M. Poskanzer和我的副导师Dr. Alexander Schmäh, 他们帮助我开始了高能重离子碰撞的实验分析并确立了未来的研究方向。在两年的联合培养学习中，他们不仅在工作上给予我悉心的指导，并在生活中给了我无微不至的关怀，使我在美国劳伦斯伯克利国家实验室度过了两年充实而快乐的时光。

感谢劳伦斯伯克利国家实验室的Dr. Giacomo Contin, Dr. Xin Dong, Dr. Leonard Eun, Dr. Patrick Huck, Dr. Peter Jacobs, Mr. Michael Lomnitz, Dr. Hiroshi Masui, Dr. Mustafa Mustafa, Dr. Grazyna Odyniec, Dr. Hans Georg Ritter, Dr. Evan Sangaline. Dr. Jim Thomas, Prof. Dr. Nu Xu, 感谢他们在物理分析上的有益讨论和无私帮助。

感谢劳伦斯伯克利国家实验室的中国留学生郭毅，马龙，谢冠男，感谢他们在工作上和生活中的帮助。感谢仇浩，刘芳夫妇在生活中对我极大的帮助，使我在伯克利度过了非常美好的时光。感谢我的室友兼合作者施梳苏在物理分析中的大力帮助以及生活中的照顾。感谢我的另外一个室友Miss Anna Nishibayashi以及我的房东Mr. Bo Berlinski, 感谢他们在我的留学生活中对我的帮助。

感谢环太平洋的小伙伴们李梦阳，裴冶，秦彤，史大为，王旭和张莹，感谢他们长久以来的支持和包容与理解。感谢我的本科室友安谋，傅凌峻，何世蛟和巍巍对我的支持与包容。感谢郭凯，韩光皓，韩烨和孙浩对我的一贯支持和无私帮助。感谢所有帮助过我的同学和朋友。

最后感谢我的父母与亲人，是他们长久以来的支持与鼓励支撑着我，感谢他们为我付出的一切。

个人简历

1987年12月28日出生于黑龙江省齐齐哈尔市。

2006年9月考入哈尔滨工业大学物理系应用物理专业，2009年3月转入哈尔滨工业大学物理系核物理专业，并于2010年7月本科毕业并获得理学学士学位。

2010年9月——今在哈尔滨工业大学物理系物理学学科学习攻读理学博士学位。

2012年9月——2014年9月在美国劳伦斯伯克利国家实验室进行联合培养学习。