

中国科学院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

论文独创性声明

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

声明人：

日期： 2009 年 4 月 23 日

学位论文使用授权说明

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

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

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名：

2009 年 4 月 23 日

导师签名：

2009 年 4 月 23 日

博士学位论文



相对论重离子碰撞中喷注性质和两粒子方位角关联的研究

张 松

中国科学院上海应用物理研究所

二零零九年五月



致 谢

光阴荏苒，时光流逝，美好的五年慢慢从指尖流过，她将成为我人生中最美好的回忆和宝贵的财富。这段美好的回忆和宝贵的财富来源于我博闻多识的老师、通力合作的同学、古道热肠的朋友和相濡以沫的家人，在此我向他们表示衷心的感谢！

本论文的完成是在我的导师马余刚研究员的悉心指导下完成的，马先生是一位优秀的科学家，我很幸运能够得到马先生的指导，在马先生的悉心指导下，使我对物理学尤其是高能物理有了比较深入的理解和认识，我在学业中取得的成绩与马先生的建议、讨论、指导和批评密不可分的。马先生扎实的科学基础、清晰的物理图像、优秀的科研业绩、严谨的科研态度和富有成效的创新精神一直是我学习的榜样，那种诲人不倦的精神令我非常感动，科研中勤奋工作的精神让我敬佩，马先生的谆谆教诲让我受益匪浅，将成为我终生学习的动力。

感谢美国加州大学洛杉矶分校（UCLA）黄焕中教授，在STAR数据分析中黄教授给予了我很多指导，黄教授严谨的科研精神、扎实的物理基础、敏锐的物理直觉和深刻的物理洞察力让我学习终生。

感谢沈文庆院士。沈先生严谨的治学态度和踏实的工作作风一直鞭策和激励着我在科学研究的道路上不断前进；先生清晰的物理图象、渊博的学识和敏锐的科学洞察力将使我受益终生。

感谢蔡翔舟研究员，蔡翔舟研究员很多热心的指导和建议给予我很多帮助，使我收益良多。

感谢马国亮副研究员，马国亮是我多年的同学和朋友，十几年来我们建立了深厚的友情，在生活和学习中无私的给予了我很多帮助和指导，他的很多指导和建议让我受益匪浅，学习和工作中的讨论让我在科研中进步和发展，本论文的完成得到了马国亮的很多

帮助。

感谢陈金辉博士和美国加州大学洛杉矶分校（UCLA）的王刚博士，两位师兄给我很多在STAR数据分析上的经验和指导，特别是在UCLA学习期间生活上的照顾让我备受感动。感谢钟晨副研究员，我们在学习和工作中的讨论让我收益良多，很多建议和经验给予了我很大帮助。

特别感谢上海应用物理研究所贺泽君研究员、方德清副研究员、龙家丽副研究员、田文栋副研究员、王宏伟副研究员、陈金根副研究员、郭威博士，感谢左嘉旭博士、王昆博士、马春旺博士、颜廷志博士，感谢他们给予的帮助和有益的讨论。

特别感谢法国ENSICAEN学校的G. Romain，感谢施兴华、石钰、徐毅、牛东校、刘桂华、李建伟、田健、靳富、管娜娜、傅瑶、曹喜光、范功涛、李薇、辛科峰、孙小艳、周培、张国强、赵杰、薛亮等同学在工作上的讨论。

感谢研究生部候仁锷、李勇平、高君颖、叶惠芳、钟静等老师对我生活和学习上帮助与关心。

感谢上海应用物理研究所2006级全体同学对我学习和生活中的帮助与关心。感谢所有关心、理解和支持我的老师和朋友。

最后，我要衷心地感谢我的父母，我的父母是朴实的农民，他们真诚、善良的品性告诉我应该怎么做人，他们勤劳、踏实的性格告诉我应该怎么处事，他们开阔的胸襟是我力量的源泉，使我树立起探索自然、追求真理的信念，我已过而立之年，未能行孝膝前，而父母未有怨言，谢谢我的父亲母亲！感谢我的兄弟对我的理解和支持。衷心感谢我深爱的妻子张思勤，多年来我们相濡以沫，共渡难关，在我困顿时送上的是一杯清茶，成功时与我共同欢笑，使我获得了工作的动力也尽享着生活的美妙。物理告诉我什么是工作和国家，家人告诉我什么是生活和家庭！

摘 要

一般认为，强相互作用由量子色动力学（Quantum Chromodynamics, QCD）描述。量子色动力学的重要特性是渐近自由理论，即随着相互作用的动量标度的变大，强相互作用的耦合常数（ α_s ）趋于零。在渐近自由状态下，部分子间的相互作用是微扰的。QCD预言，在相对论重离子碰撞下，部分子可以达到这种状态，形成夸克胶子等离子态（QGP）。在美国布鲁克海文国家实验室，用相对论重离子碰撞机（RHIC）可以来寻找这种新的物质状态。RHIC运行几年来取得了很多有重要意义的结果，这些结果表明，RHIC上观测到了高温致密的物质状态，该物质具有集体运动模式，特别是喷注淬火机制成为探测QGP的有力探针。

两粒子方位角关联是研究喷注淬火机制的成功方法之一，在RHIC上利用该方法观测到了两粒子方位角关联函数，并且发现一个很有意思的现象，即在Away-side关联函数上出现双峰结构（也称类马赫结构）。针对该现象，出现了很多理论解释。有流体力学中的Shock wave机制产生的Mach-cone解释。利用类切伦科夫胶子辐射机制，发现发射粒子与高动量粒子夹角可以描述两粒子方位角关联。胶子韧致辐射机制，也是解释双峰结构的重要理论。近来AdS/CFT理论也成功的解释了重夸克在通过QCD介质时，产生类马赫结构现象。喷注扭转机制在解释双峰结构时，认为喷注在遇到QCD致密介质时发生了扭转，从而在统计上看来出现了双峰结构。部分子级联碰撞机制解释两粒子方位角关联和双峰结构也取得了一些成果，为实现该理论解释，我们应用了含有部分子相互作用的多相输运模型，即AMPT模型。

首先，我们研究了两粒子方位角关联函数，发现在AMPT中利用部分子级联碰撞机制，可以产生与实验结果相类似的双峰结构。对双峰结构的研究，劈裂参数（splitting parameter D ）是一个重要的物理量。本文研究了劈裂参数对碰撞中心度的依赖关系，发

现随碰撞中心度的增加，劈裂参数在变小，这和实验的结果是一致的。对劈裂参数横动量依赖的研究，发现随伴随粒子横动量的增加，劈裂参数有上升趋势，考虑伴随粒子平均横动量与 $\Delta\phi$ 的关系可以得出结论，伴随粒子的相空间演化和作用的路径有关，即两粒子方位角关联中有明显的路径效应。通过对相对事件平面角的两粒子方位角关联的研究，我们系统性地研究了路径效应对两粒子方位角关联的影响。通过对两粒子方位角关联速度依赖性的研究，我们发现只有在部分子级联碰撞机制下，高速度区的双峰结构才能够形成，这一结论可以作为实验上探测QGP性质的一个潜在的探针。通过对两粒子方位角关联时间演化的研究，发现随着时间演化，伴随粒子产额和劈裂参数逐渐变大并趋于饱和。近期，我们研究了两粒子方位角关联的碰撞系统尺寸依赖性，发现在小尺寸碰撞系统下双峰结构没有出现。但随着碰撞系统尺寸的增加，劈裂参数有上升的趋势，这也是对两粒子方位角关联中路径效应的有力支持，并成为寻找QCD相变点的潜在方法。

在进行两粒子方位角关联的研究中，我们比较了Default AMPT版本和Melt AMPT版本中的结果，对部分子相和强子相的贡献进行了研究，结果表明部分子级联碰撞机制对两粒子方位角关联的贡献是主要的。综合上述研究结果发现，部分子级联碰撞机制可以产生两粒子方位角关联函数和双峰结构，强子相互作用推动了两粒子方位角关联的演化，路径效应和碰撞系统尺寸效应明显，为探索QGP性质和QCD相变提供了一些潜在的方法和参考。

同时，本文分析了在2004年RHIC-STAR实验组采集的200 GeV的Au + Au中心碰撞的数据，研究了 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的两粒子方位角关联，发现伴随粒子在低动量区间 ($0.2 < p_T^{assoc} < 1$ GeV/c) π 介子作为伴随粒子的两粒子方位角关联函数有明显的双峰结构，但是反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的两粒子方位角关联Away-side呈现高斯结构。 $\Delta\phi$ 上重子介子的比，在Away-side呈现峰值，这表明在背向喷注附近有部分子密度加强的趋势。

关键词： RHIC，量子色动力学QCD，AMPT模型，部分子级联，强子再散射，劈裂参数 (D)，马赫角，椭圆流 (v_2)

Abstract

Usually, strong interaction is described by Quantum Chromodynamics (QCD). The significant property of QCD is asymptotic freedom, namely the coupling constant tends to zero at logarithmic rate as the momentum scale increase. In asymptotic freedom interaction between partons becomes perturbative. In relativistic heavy ion collisions, partons can reach this status as a consequence a new phase of matter can be obtained, quark gluon plasma (QGP). The Relativistic heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven National Laboratory aims at searching this new state matter. In several years, some interesting results indicate hot and dense matter with partonic collectivity has been formed at RHIC. From these results jet quenching proves a good probe for exploring QGP.

Di-hadron azimuthal correlation is a successful method to study jet quenching. The correlation functions were established and the double peak structure (Mach-like structure) was found on away-side correlation functions at RHIC. Some theoretical works tried to explain this interesting phenomena. Shock wave mechanism in hydrodynamic equations generated Mach-cone in di-hadron azimuthal correlations. The emission angle between emitted particle and the high p_T particle described the correlations from Cherenkov-like gluon radiation model. Medium-induced gluon bremsstrahlung was used to explain the correlations. Recently AdS/CFT was employed to study Mach-like structure when a heavy quark traversed dense QCD medium. Jet deflection model considered jet was deflected when jet interacted with the dense QCD matter and double peak structure emerged in statistic. There were some results for explaining di-hadron azimuthal correlations and Mach-like structure from parton cascade mechanism. The correlations were simulated by a multi-

phase transport (AMPT) model with partonic interaction.

Di-hadron azimuthal correlation functions are presented by using AMPT. It indicates parton cascade can result in the double peak structure which is comparable with experimental results. Splitting parameter D is an important physical quantity for describing the double peak structure. The splitting parameter D becomes narrow with increasing centrality, which is consistent with experiment results. It is found that splitting parameter D slightly becomes broad with increasing transverse momentum of associated particles. This increasing trend is caused by propagating path-length effect. Systemic study of propagating path-length effect to di-hadron azimuthal correlations is presented in the correlations relative to reaction plane. Pseudo-rapidity dependence of the correlations shows there is splitting on away-side correlation functions at high pseudo-rapidity only when strong parton cascade mechanism is taken into account. This analysis is a potential probe to properties of QGP in experiment. The yield of associated particles and splitting parameter D increase up to saturation with evolution-time of colliding zone. Lately we analyze colliding system size dependence of di-hadron correlations. And the results indicate there is no double peak structure in “small” size colliding system. The splitting parameter D increases with varying colliding system from “small” size one to “large” size one. This result supports the propagating path-length effect in di-hadron azimuthal correlations. We can use this method as a potential technique for exploring QCD phase transition.

From comparing the results in Default AMPT version with those in Melt AMPT version, we can see strong parton cascade plays an important role in di-hadron azimuthal correlations and the double peak phenomena. Hadronic rescattering will push the correlations. Propagating path-length effect and colliding system size dependence are significant in di-hadron azimuthal correlations. These analysis provide some potential method for exploring

QGP and QCD phase transition in experiment.

We analyzed di-hadron azimuthal correlations associated with π or \bar{p} by using Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from RHIC-STAR in 2004. The results showed there was significant double peak structure on away-side correlation function associated with π and a Gaussian distribution on away-side correlation function associated with \bar{p} . The ratio of baryon over meson as a function of $\Delta\phi$ presented peak on away-side, which indicated parton density was enhanced near back jet.

Keywords: RHIC, Quantum Chromodynamics (QCD), AMPT model, parton cascade, hadronic rescattering, splitting parameter D , Mach-cone, elliptic flow (v_2)

目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	vii
1 引言	1
1.1 量子色动力学—QCD—简介	2
1.2 QCD相变	2
1.3 相对论重离子碰撞介绍	3
1.4 喷注淬火—Jet quenching	5
1.4.1 单粒子谱高横动量压低	5
1.4.2 两粒子方位角关联	7
1.5 两粒子方位角关联中类马赫结构的理论研究	11
1.5.1 冲击波—马赫波对Away-side双峰结构的解释	12
1.5.2 辐射机制	13
1.5.3 喷注扭转机制	14
1.5.4 部分子级联碰撞机制	14
1.6 脊关联现象和理论解释	15
1.7 本论文的目的及研究内容	16
1.8 本论文结构	17
2 两粒子方位角关联和椭圆流测量方法	19
2.1 椭圆流的测量方法	19
2.2 两粒子方位角关联函数	22
2.3 两粒子方位角关联背景	23
2.4 两粒子方位角关联背景的扣除—ZYAM方法	24
3 RHIC-STAR实验装置和数据获取方法	25
3.1 相对论重离子对撞机—RHIC	25
3.2 STAR实验装置	27
3.3 时间投影室 (TPC)	29
3.4 时间投影室 (TPC) 中粒子径迹和鉴别	30

4	特定伴随粒子方位角关联实验测量	33
4.1	数据样本的挑选	33
4.2	π 介子和反质子 \bar{p} 椭圆流测量	35
4.3	粒子对的筛选	41
4.3.1	径迹劈裂—split tracks	42
4.3.2	径迹合并—merged tracks	42
4.4	π 介子和反质子为伴随粒子的Raw信号	43
4.5	π 介子和反质子为伴随粒子的几何背景	47
4.6	π 介子和反质子 \bar{p} 为伴随粒子的关联函数	51
4.7	Away-side关联函数的重子介子比率及讨论	54
5	多相运输模型	57
5.1	相空间初始化—HIJING	57
5.2	部分子相互作用—ZPC	59
5.3	强子化机制	59
5.4	强子再散射—ART	60
5.5	AMPT的一些结论	60
6	两粒子方位角关联理论研究	63
6.1	关联函数构造和方法介绍	63
6.1.1	方法介绍	63
6.1.2	关联函数	65
6.2	两粒子方位角关联和类马赫结构的特性	68
6.2.1	两粒子方位角关联和类马赫结构对碰撞参数的依赖性	69
6.2.2	两粒子方位角关联类马赫结构的横动量依赖性	71
6.2.3	两粒子方位角关联和类马赫结构的赝快度依赖性	75
6.3	两粒子方位角关联和类马赫结构的时间演化	78
6.3.1	不同演化时刻的关联函数	80
6.3.2	关联特性的时间演化	80
6.4	关联函数对事件平面的依赖性	83
6.4.1	关联函数	83
6.4.2	不同事件平面角上的伴随粒子产额	86
6.4.3	类马赫结构对事件平面的依赖性	86
6.5	两粒子方位角关联对碰撞系统尺寸的依赖性	88
6.5.1	对碰撞系统尺寸的描述	88
6.5.2	不同碰撞系统下的关联函数	89
6.5.3	不同碰撞系统尺寸的关联特性	91
6.5.4	固定碰撞系统尺寸的关联特性	93

7 总结和展望	99
7.1 总结.....	99
7.2 展望.....	101
参考文献	103
攻读博士学位期间发表论文	109
附录:	113

第一章 引言

《庄子·天下篇》——一尺之棰，日取其半，万世不竭。

从古至今的哲学家和科学家都在探讨一个问题，我们的世界是不是物质的，如果是，组成物质世界的基本单元是什么？这些基本单元有什么特性，它们如何进行作用形成我们的物质世界？就目前人们的普遍观点认为，构成现有物质世界的基本单元是三代夸克（quark），即u夸克、d夸克、s夸克、c夸克、b夸克和t夸克及其反夸克，和三代轻子（lepton） e^\pm 、 μ^\pm 、 τ^\pm 。夸克通过传递胶子（gluon）发生强相互作用，形成具有两个夸克的介子和具有三个夸克的重子，电磁相互作用通过光子 γ 传播，W粒子和Z粒子传播弱相互作用，人们目前不能确定的是万有引力的传播子，但是人们普遍认为我们的物质世界是通过这四种相互作用构成并运行的。对于描述强相互作用的量子色动力学（Quantum Chromodynamics — QCD）是人们认识物质世界基本构成的重要理论依据和工具。本章将对量子色动力学（QCD）给出一个简单的回顾，介绍量子色动力学相变机制；简单回顾和介绍相对论重离子碰撞和夸克胶子等离子体物理；重点讨论相对论重离子碰撞中喷注和喷注淬火理论和实验证据；对喷注淬火研究的重要方法—两粒子方位角关联，以及此关联中类马赫结构进行介绍和讨论；最后给出本论文的结构安排。

1.1 量子色动力学—QCD—简介

在1960年代，随着加速器的发展和反粒子的发现，人们逐渐认识到强子是有结构的。Gell-Mann [1] 和Ne'eman [2]提出了部分子（parton）和夸克（quark）的概念。奇异粒子 Ω^- 的发现，色（color charge）的自由度被引入 [3]。胶子传递夸克间的作用，进而形成两夸克的介子（meson）和三夸克的重子（baryon），介子和重子统称强子（hadron） [4, 5]。描述夸克、胶子间相互作用的动力学—量子色动力学在1970年代得到了发展，今天看来，量子色动力学是描述强相互作用的正确理论和研究强相互作用的重要理论依据。

量子力学的重要特性是渐近自由理论，即随着部分子作用距离的减少或者作用中交换动量的变大（能标的增加），强相互作用的耦合常数（ α_s ）变小，其解析形式如下 [6]，

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)} + \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu^2/\Lambda^2)} \left((\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)] - \frac{1}{2})^2 + \frac{\beta_2\beta_0}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) \right], \quad (1-1)$$

在大动量转移（ Q^2 ）情形下，强相互作用的耦合常数（ α_s ）的首阶项可以表示为 [7]：

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

其中， β_0 和 Λ_{QCD} 是常数，图 1-1给出不同能标下强相互作用耦合常数和QCD计算结果的比较。从公式1-2和图1-1，可以看出在高能量、大动量转移情形下可以利用微扰量子色动力学（pQCD）计算并预言物理结论，这为高能物理的发展提供理论基础，或者说，我们可以通过高能物理检验QCD。

1.2 QCD相变

在QCD的理论框架下，核物质不能以色单态的形式存在，即不可能观测到孤立的夸克和胶子。但是，QCD理论也预言，在极端高温高密度情况下，核物质的状态会表现出不同于通常条件下的性质。根据Bjorken标度（Bjorken scaling），构成高密度物质（中

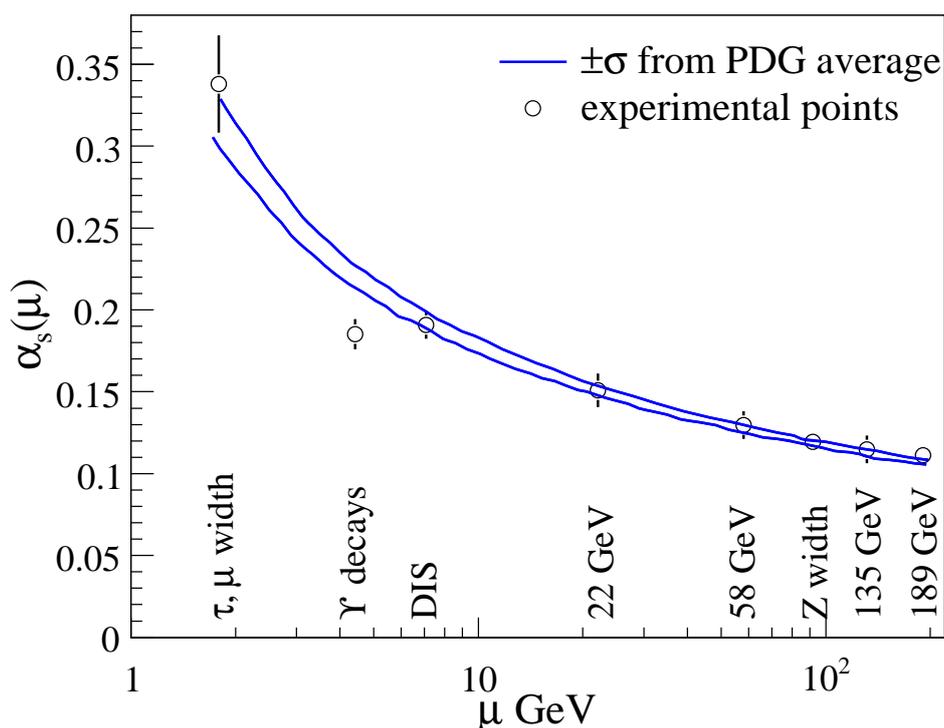


图 1-1 强相互作用耦合常数QCD计算结果和不同实验结果 [6]。

子星的核心、爆炸中的黑洞、宇宙早期)形态的应该是夸克而非强子 [8], 当然该物质宏观上仍表现出色单态的性质。形成的高温高密度物质是由夸克和胶子构成的等离子态, 这一概念由Shuryak引入 [9], 称作QCD等离子体或夸克胶子等离子体 (QCD plasma or quark gluon plasma, QGP)。QCD理论给出精确预言达到这一新物质相—QGP相—的一些条件, 临界温度为 $T_c \sim 150-180$ MeV, 相变能量密度阈值 $\epsilon_c \sim 1-3$ GeV/fm³ (核物质对应的能量密度值是 ~ 0.17 GeV / fm³) [10].

1.3 相对论重离子碰撞介绍

研究夸克、胶子的性质, 特别是研究夸克胶子等离子体物理, 需要把大量的能量和核物质沉积到一个非常有限的空间内, 从上1970年代开始, 实验物理学家就开始试图利用重离子反应来形成这一高温高密度物质 [11]。图 1-2给出了QCD相变图和目前主要运行的实验。

从2001年开始，在美国纽约长岛布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机（Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC）运行至今，取得了大量有意思的结果，这些结果表现出高温高密度物质形态的特性，具有部分子集体运动行为，这些特性具有QGP的信号特征 [12–15]。

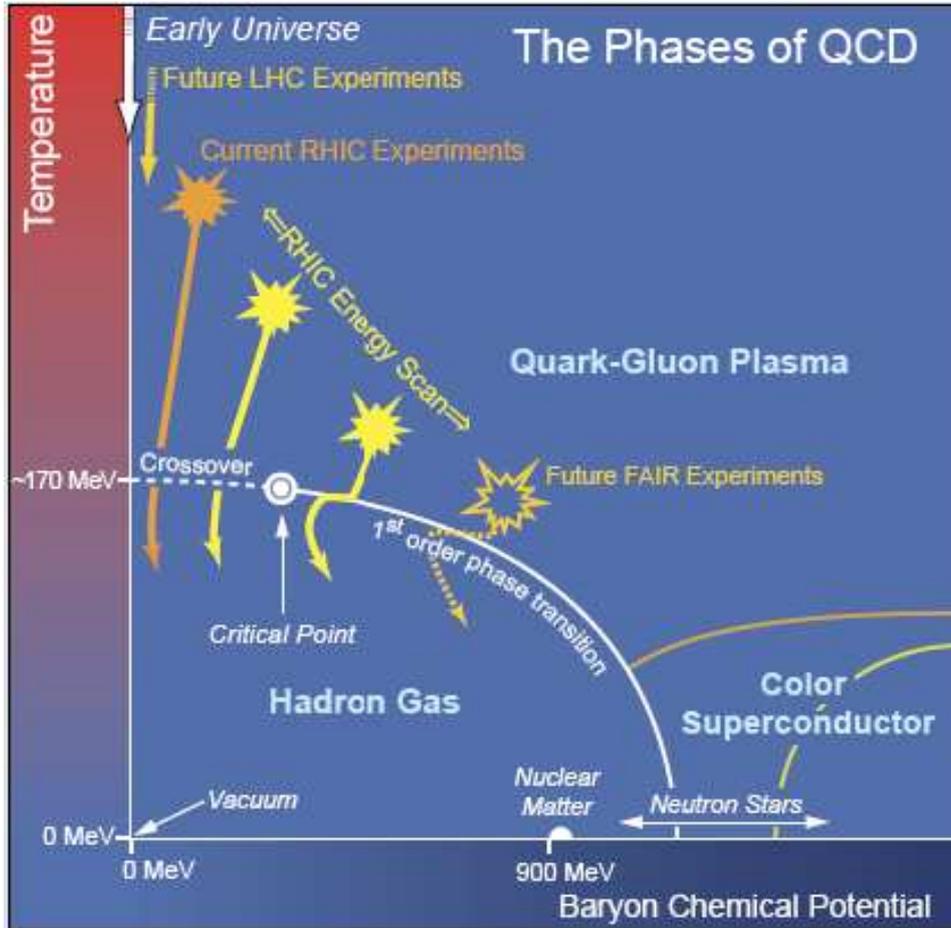


图 1-2 QCD相变图。QCD理论计算和统计模型的模拟可以分别参考文献 [16]和 [17]。

RHIC中的重离子碰撞是否达到了QGP相变的阈值呢？初始Bjorken能量密度可以通过下面的公式给出 [18]，

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{1}{A_T \tau} \frac{dE_T}{dy}, \quad (1-3)$$

其中， τ 是形成时间， A_T 是横向区域的面积。RHIC-PHENIX实验组测量到的初始Bjorken能量密度达到 $\sim 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [13] ($\tau \approx 1 \text{ fm}/c$, $A_T = \pi R^2$, $R \approx 1.2 A^{1/3} \text{ fm}$)，远高于临界能量密度 $\sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 。所以，在RHIC实验中，可以寻找QGP的信号并研究其

性质。

1.4 喷注淬火—Jet quenching

1975年, 实验上最先在正负电子对撞中发现了喷注结构 [19], 这为夸克-部分子模型提供了实验证据。在1979年后, 实验上发现了三喷注现象 [20], 这为胶子的存在提供了可靠的证据。喷注现象是研究高能物理的重要手段。Bjorken [21]最先指出, 在夸克胶子等离子体中, 喷注作用截面敏感于能量损失。随后的理论学界认为, 在夸克胶子等离子体中喷注能损主要是, 高动量部分子(喷注)穿过高密度QCD介质时产生的胶子辐射 [22]; 最近理论研究表明, 部分子在穿过夸克胶子等离子体时, 部分子散射和碰撞对其能量损失的贡献并不能忽略 [23]。一般, 把大横动量的部分子(喷注, Jet)穿过高密度QCD介质时损失大量能量的现象称作喷注淬火(Jet quenching)。在RHIC上已经观测到大量实验现象支持这一理论, 下面给出比较典型的几个测量。

1.4.1 单粒子谱高横动量压低

RHIC实验的测量中, 观测到高横动量粒子产额的压低, 这是对喷注淬火(Jet quenching)的有力佐证。在相对论重离子碰撞初期由QCD的硬过程会产生高横动量的部分子, 夸克或胶子, 这些高横动量的部分子与QCD介质发生剧烈的相互作用而损失能量和动量, 对其测量是研究高能物理, 特别是夸克胶子等离子体的重要探针。研究这一现象的重要物理量是核修正因子(R_{AB}), 即Au + Au碰撞中中心粒子产额与周边粒子产额的比较(R_{CP}), 或者Au + Au碰撞中粒子产额与p + p碰撞中粒子产额的比较(R_{AA})。核修正因子的定义如下,

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

其中, $d^2 N/dp_T d\eta$ 是A + B每事件中粒子的微分产额, $T_{AB} = \langle N_{bin}/\sigma \rangle_{pp}^{inel}$ 是核重叠函数, 可以由Glauber模型计算求得, $d^2 \sigma_{pp}/dp_T d\eta$ 可以通过测量p + p碰撞微分截面得到

[24]。如果Au + Au碰撞可以看作p + p碰撞的叠加，或者说其结果只与碰撞初期状态有关，而对碰撞后的作用不敏感，测量到的核修正因子 R_{AB} 应该等于1，如果其结果偏离1，则说明碰撞中存在核效应或者不同的作用机制。

图 1-3给出RHIC-STAR实验组测得的 $R_{AB}(p_T)$ [24]。明显可以看到，在Au + Au中心碰撞中，高横动量粒子产额出现了明显压低现象，而在d + Au碰撞中没有观测到该现象。这表明在Au + Au中心碰撞中存在喷注淬火（Jet quenching）机制，而在d + Au碰撞中没有观测到喷注淬火，正好说明喷注淬火机制是不能仅由碰撞的初始状态决定的，而碰撞后期的剧烈作用才能导致喷注淬火，这种剧烈的相互作用导致的喷注淬火现象表明，在Au + Au中心碰撞中产生了致密高温的物质，高横动量的粒子在穿过该物质时发生了可观的能量损失。

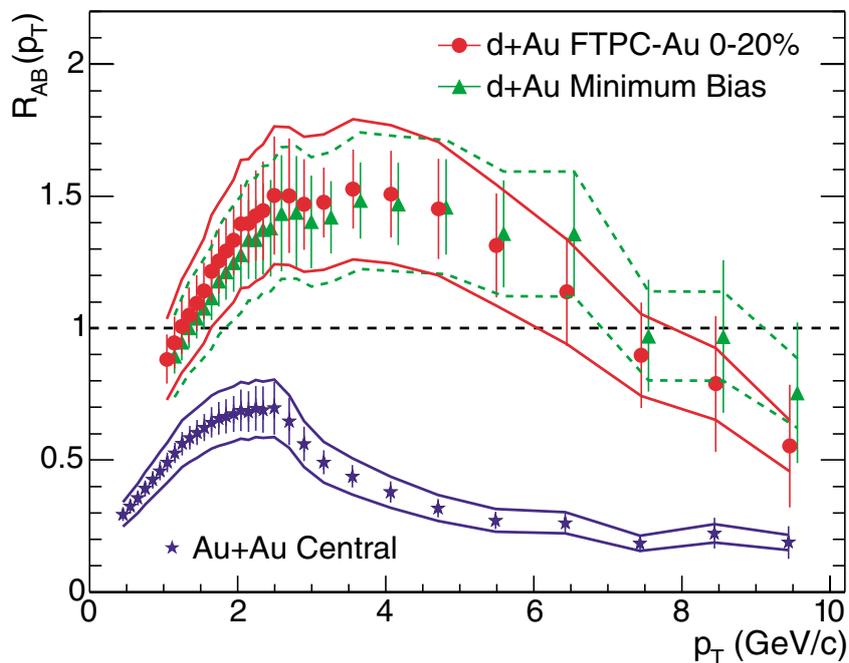


图 1-3 由式 1-4测得的 $R_{AB}(p_T)$ ，d + Au最小偏差和中心碰撞与Au + Au中心碰撞 [24]。

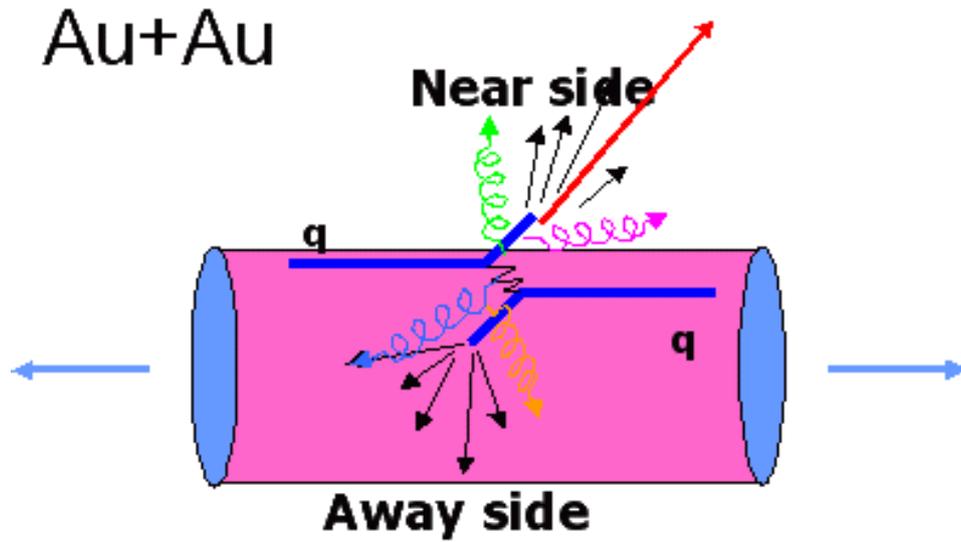


图 1-4 相对论重离子碰撞中喷注淬火和背对背关联示意图。

1.4.2 两粒子方位角关联

高横动量两粒子方位角关联是研究喷注淬火理论的又一重要途径。图 1-4 给出相对论重离子碰撞中喷注淬火和背对背喷注关联的示意图，根据动量守恒原理，相对论重离子碰撞中的硬过程会产生一对喷注，该喷注对在横动量方向上是背对背的，如果其中一个喷注在近面发射 [25]，其碎裂后会有强子携带其大量的横动量，该强子在两粒子方位角关联中被称为触发粒子 (trigger particle)，在方位角上与之关联的粒子称为伴随粒子 (associated particle)，靠近触发粒子的范围称为 Near-side，靠近触发粒子背向的范围称为 Away-side；背向的喷注与 QCD 致密物质发生剧烈的相互作用而导致能量动量的丢失和重新分配，这一过程就是喷注淬火，所以在相对论重离子碰撞中只能观测到单喷注。关于利用两粒子方位角关联方法研究喷注淬火和喷注性质的详细讨论将在以后章节展开，在此给出 RHIC 实验观测到的一些重要结果。

图 1-5 给出不同碰撞系统和碰撞中心度下两粒子方位角关联分布。其中，触发强子 (trigger particle) 的横动量为， $4 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ ，伴随强子 (associated particle) 的横动量为， $2 < p_T^{assoc} < p_T^{trig}$ 。实验观测中看到，在 $\Delta\phi = 0$ 附近，形成的关联粒子是来自

同一喷注的贡献，在 $\Delta\phi = \pi$ 附近的关联粒子来自背向喷注的贡献。在Au + Au中心碰撞中 $\Delta\phi = \pi$ 附近的关联峰消失，这说明背向喷注与QCD致密物质的剧烈作用导致该横动量范围 ($2 < p_T^{assoc} < p_T^{trig}$) 的关联粒子被明显压低，甚至消失，这是由喷注淬灭机制造成的。而在p + p碰撞和d + Au碰撞中，人们仍观测到 $\Delta\phi = \pi$ 附近关联峰结构，这是由于在p + p和d + Au碰撞中没有形成QCD致密物质。

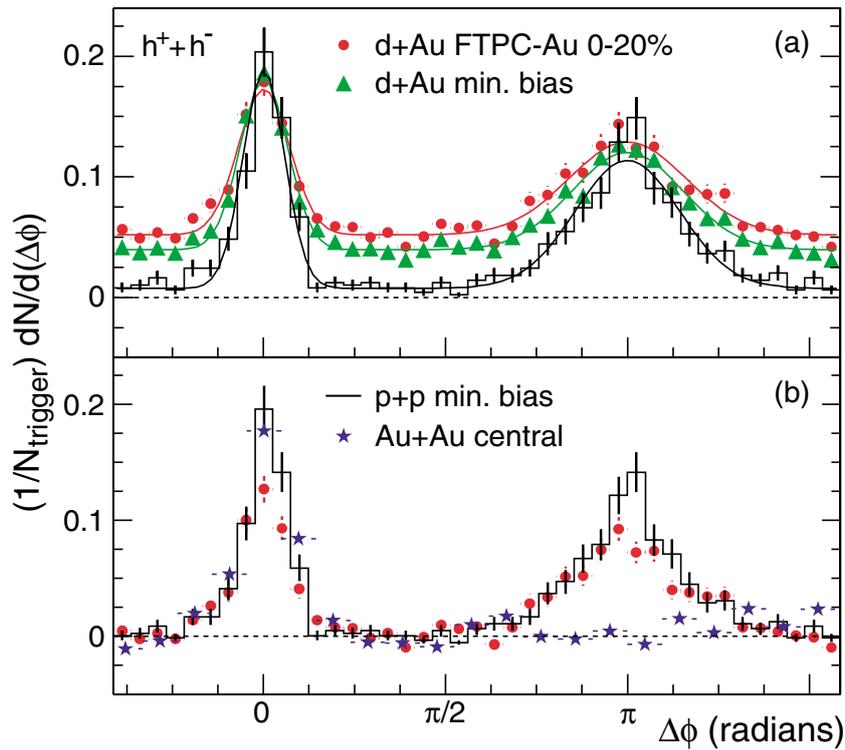


图 1-5 (a) d + Au最小偏差和中心碰撞与p + p碰撞中的两粒子方位角关联；(b) d + Au中心碰撞、p + p碰撞和Au + Au中心碰撞中两粒子方位角关联比较 [24]。

最近研究结果表明，背向喷注并非被完全淬灭，图 1-6是RHIC-STAR实验组测得的高横动量带电强子方位角关联函数 [26]，当伴随粒子横动量扩展到粒子产生以喷注碎裂 (Jet fragmentation) 机制为主的范围 [27]，测量结果表明，在质心能量200 GeV每核子的Au + Au中心和半中心碰撞中，关联函数在 $\Delta\phi = \pi$ 位置出现了很窄的关联峰，该结构和同样碰撞能量下的d + Au碰撞系统比较，发现Away-side的峰幅度略低，这和背向喷注在Au + Au碰撞系统中的相互作用和喷注碎裂机制密切相关。

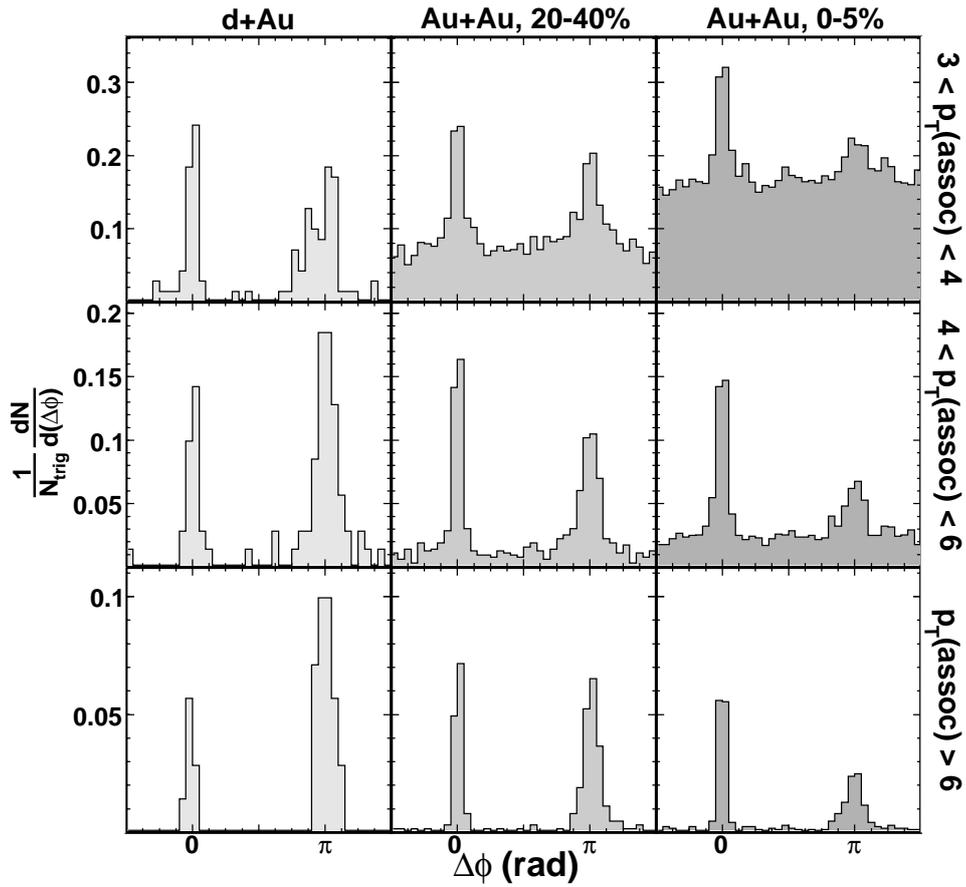


图 1-6 高横动量带电强子方位角关联, $8 < p_T^{trig} < 15 \text{ GeV}/c$ [26]。

喷注淬火机制也给实验上提出了一个新的问题，对于背向喷注的淬火和高横动量粒子产额的压低，那么背向喷注的能量动量进行了什么样的分配，或者说背向喷注的能量动量在介质中是如何沉积的，沉积的能量动量在介质中的分布如何？RHIC-STAR实验组利用双强子方位角方法重构了背向喷注横动量和伴随粒子分布 [28]，选取伴随粒子横动量范围为 $0.15 < p_T^{assoc} < 4 \text{ GeV}/c$ ，如图 1-7所示。与高横动量伴随粒子的方位角关联函数比较，Away-side关联峰重新出现，并且有了明显的展宽，这说明在该横动量 ($0.15 < p_T^{assoc} < 4 \text{ GeV}/c$) 范围内，伴随粒子携带了背向喷注的横动量，方位角上大角度关联比例较高横动量情况增大，这是由于喷注和介质的相互作用以及伴随粒子与介质的相互作用造成的。

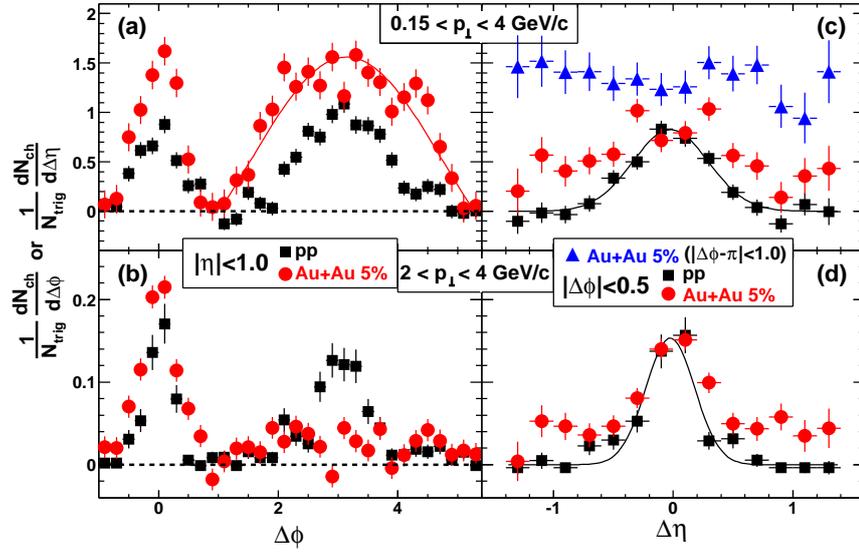


图 1-7 两带电强子方位角和赝快度关联分布 [28]。

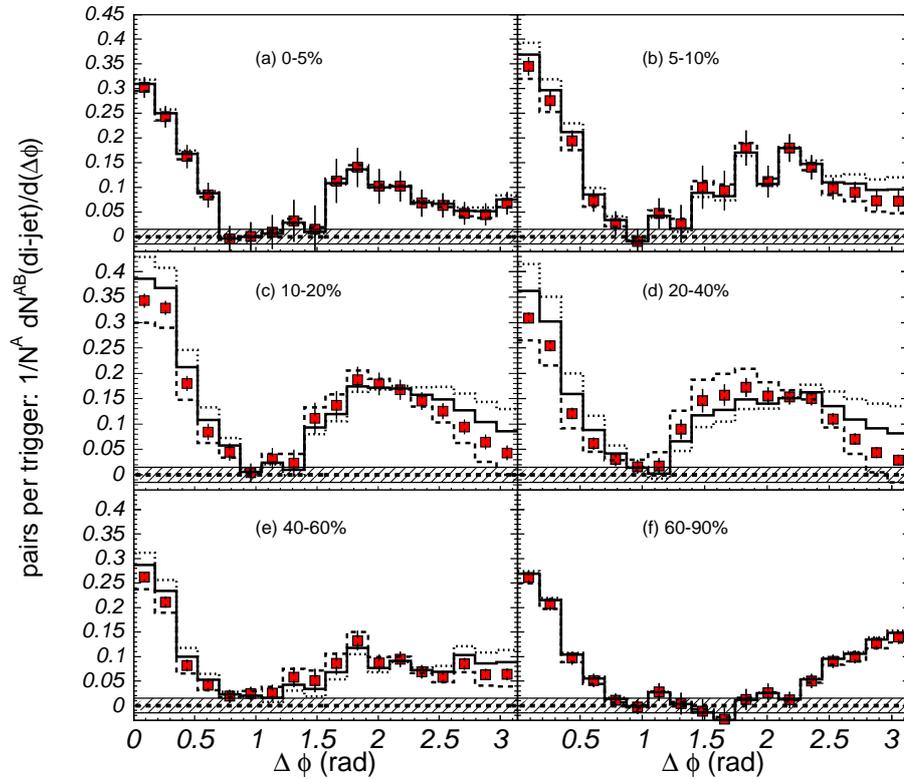


图 1-8 双强子方位角关联随碰撞中心度的变化 [29], $1 < p_T^{\text{assoc}} < 2.5 \text{ GeV}/c$, $2.5 < p_T^{\text{trig}} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

在RHIC的实验测量中观测到一个非常有意思的现象，当伴随粒子的横动量在中间横动量 ($1 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$)，双强子方位角关联函数Away-side关联峰在 $\Delta\phi = \pi$ 附近出现一个凹陷，在 $|\Delta\phi - \pi| = 1$ 附近的位置出现对称的双峰结构 (Double peak)。双强子方位角关联Away-side双峰结构，在现象学上很接近马赫波的构型，所以有些人也把这一结构称为类马赫现象 (Mach-like phenomena) 或类马赫结构 (Mach-like structure)。图 1-8是RHIC-PHENIX实验组测得的在不同中心度下双强子方位角关联函数 [29]，明显可以看到类马赫结构随碰撞中心度而变化，在中心碰撞中类马赫结构明显，在非常周边碰撞中类马赫结构几乎消失。描述类马赫结构的重要观测量是劈裂参数 (splitting parameter D)，即Away-side双峰位置距离的一半，劈裂参数可以定量地说明Away-side关联函数展宽和劈裂的程度。从图 1-8看来，劈裂参数 D 由中心碰撞到周边碰撞是在逐渐变小，进而消失的，劈裂参数的这种变化也反应了中心碰撞相对于周边碰撞来说，碰撞区域的相互作用要剧烈。这一现象对喷注—介质、伴随粒子—介质相互作用的机制提出了新的研究方法和新的问题，即伴随粒子在介质中如何相互作用、其传播形式和如何，类马赫结构如何形成和发展的，类马赫结构有那些特性？虽然这些问题迄今没有定论，但是许多理论在不同程度上给出了一些解释，在下面的章节中将分别介绍几个比较典型的理论解释。

1.5 两粒子方位角关联中类马赫结构的理论研究

双强子方位角关联中类马赫结构的发现，引起了众多理论工作者的兴趣，出现了很多对该现象的理论阐释。其中比较有代表性的有冲击波、马赫波解释，切伦科夫辐射和胶子辐射机制，喷注扭转机制和分子级联碰撞机制。下面对这几种解释进行简要的回顾。

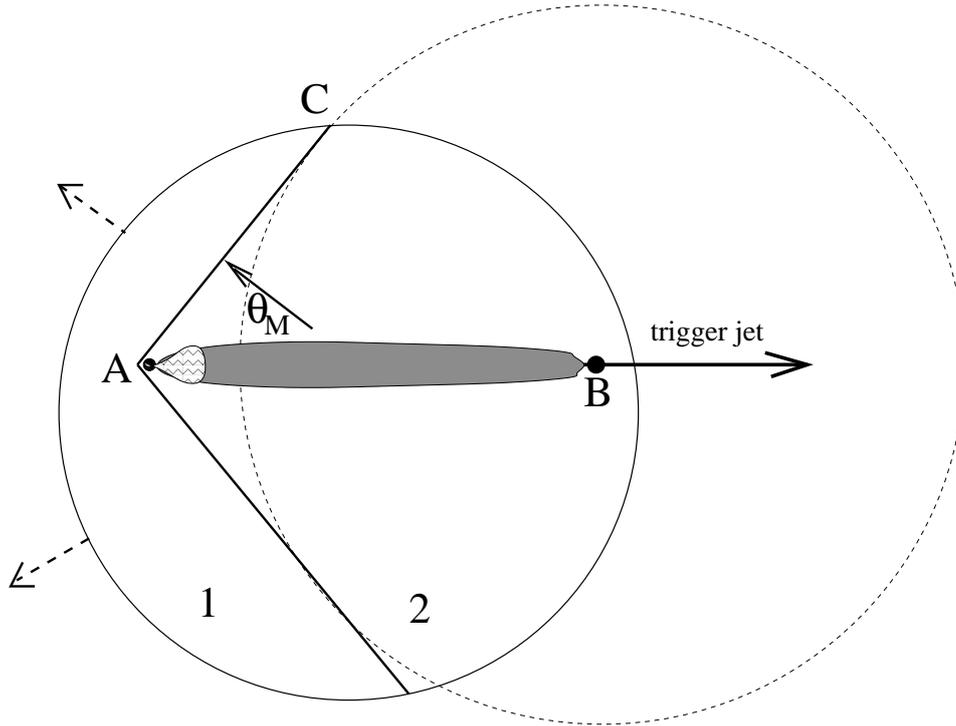


图 1-9 喷注穿过火球产生流的示意图, θ_M 为马赫角 [30]

1.5.1 冲击波—马赫波对 Away-side 双峰结构的解释

Shuryak 等人 [30] 提出两粒子方位角关联中类马赫结构的冲击波 (shock wave) 解释, 流体力学中在远离喷注的区域扰动和梯度很小, 适用线性流体力学方程。一般来说, 流体力学中扩散模式 (diffusion mode) 强度与声速模式 (sound mode) 强度的比例正比于喷注—介质 (jet-medium) 相互作用产生的熵。只有当喷注—介质相互作用产生的熵不明显的情形下, 流体力学场可以引入并且在两粒子方位角关联中的马赫角才能产生。该理论研究发现, 模型的参数依赖性明显, 尤其需要很大的能量损失才能产生和实验现象类似的关联函数。产生的马赫角的位置与介质声速 c_s 相关, 该计算中选取的平均声速为 $\bar{c}_s \approx 0.33$, 该量值与 RHIC 上预期的声速一致, 进而得到的马赫角位置是 $\Delta\phi = \pi \pm \arccos(\bar{c}_s) \approx 1.9, 4.3$ (rad)。图 1-9 是喷注穿过相对论重离子碰撞火球时产生的流的示意图, 可以看出与喷注 (\vec{BA}) 夹角为 θ_M 方向产生对称的流, θ_M 为马赫角。

T. Renk 等人 [31] 提出, 喷注穿过介质除了热化效应, 还有产生集体模式 (collective

mode) 的几率, 在色散关系 (dispersion relation) 明确的前提下, 可以在介质的演化过程中跟踪该模式。据此假设, 在介质演化中形成声波, 并跟踪喷注在时间空间上的能量损失, 进而得到马赫角。其结论与RHIC-PHENIX合作组的部分结果保持一致。

B. Müller等人 [32]认为, 当一个快速运动的部分子 (fast parton) 穿过高温致密的QCD介质时, 会激起冲击波, 形成声速马赫角 (sonic Mach cones)。其模型计算给出, 快速运动的部分子在时间空间上沉积下的能量和动量, 对于QCD介质分为两种情形, 一是弱耦合的夸克胶子等离子体 (weakly coupled quark-gluon plasma, wQGP), 由THL (hard-thermal loop) 微扰理论描述; 另外一种情形是, 强耦合的夸克胶子等离子体 (strongly coupled QGP, sQGP)。

AdS/CFT理论也被引入描述重夸克喷注穿过高温致密QCD介质时形成冲击波 [33]。该理论给出, 形成的类马赫角与喷注速度没有明显依赖性, 这一结论和马赫波和马赫角规律一致。

1.5.2 辐射机制

王新年等人提出, 类切伦科夫胶子辐射机制 (Cherenkov-like gluon radiation) 可以产生圆锥结构 [34]。通过两个有质量的标量粒子耦合形成一个无质量的标量粒子, 通过改变两标量粒子的质量选择其色散关系, 通过色散关系, 可以给出相对于喷注的辐射角随着发射粒子的动量变大而变小。类切伦科夫胶子辐射机制对双强子关联提供了一定的理论解释, 但是其给出的发射角与动量的关系与实验观测 [35]并不符合。

介质诱导胶子韧致辐射是研究双强子关联的另一辐射模型, 文献 [36]给出, 相对于喷注的辐射角随着辐射能量的增加变窄。通过辐射机制和能损计算, 文献 [37]展示了两粒子关联中Away-side双峰结构和双峰劈裂程度的碰撞中心度依赖关系。

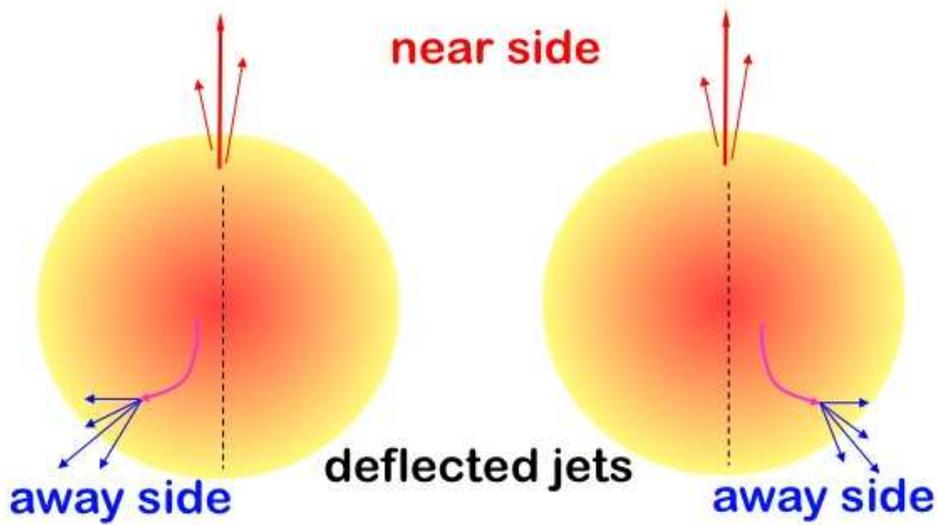


图 1-10 喷注扭转机制示意图。

1.5.3 喷注扭转机制

喷注扭转机制 (jet deflected) [38]是双强子关联中类马赫结构的又一解释。当喷注试图穿过致密QCD介质时，该喷注前进方向会发生扭曲，从而和Near-side的喷注有较大夹角，通过低动量集体流的作用或马尔科夫散射模型能够重建关联函数，对类马赫结构给出一定的动力学解释。图 1-10是喷注扭转的示意图，图中背向喷注在QCD介质中发生相对于Near-side喷注方向的扭转，当多事件测量的结果叠加时，在双强子关联函数的Away-side就可以形成双峰结构。

1.5.4 部分子级联碰撞机制

我们在多粒子方位角关联的研究中认为，部分子级联碰撞机制 (parton cascade) 可以产生背对背喷注引起的方位角关联，当级联碰撞次级作用明显，即部分子相互作用剧烈，背向喷注淬灭明显的情形下，可以形成双强子关联中的类马赫结构。我们对双强子方位角关联的研究得出，部分子级联碰撞机制形成的类马赫结构，可以模拟实验数据 [39]；通过三粒子方位角关联的研究，进一步证明，在200 GeV Au + Au中心碰撞中，类马赫波对多粒子方位角关联的贡献是主要的，同时指出喷注扭转机制的作用也是存在

的，尤其在非中心碰撞中扭转机制变为主要贡献。对类马赫结构的性质，我们进行了系统的研究 [41]，结果与实验现象比较符合，部分子级联碰撞机制可以产生与实验上可以比拟的结果。

最近RHIC-STAR的测量工作中 [42]发现，上述理论机制对类马赫结构的贡献可能都是存在的，对于200 GeV Au + Au中心碰撞，圆锥发射起主要作用，至于圆锥发射的动力学机制，是辐射造成，还是通过部分子碰撞形成，抑或是马赫波的传播机制等等，这些仍然是没有解决的问题。本论文没有试图对该现象给出唯一的解释，但是作者相信部分子级联碰撞机制可以模拟实验上观测的现象，部分子级联碰撞的动力学机制是基于微扰QCD的，这也间接证明微扰QCD是可以近似描述极端相对论重离子碰撞物理的。

1.6 脊关联现象和理论解释

最近RHIC物理发现和双强子关联相关的脊关联现象（ridge correlation） [43, 44]，在 $|\Delta\eta| > 0.7$ 区域出现“脊”的结构。脊关联是双强子方位角关联的基础上，加上赝快度方向的关联信息，脊关联现象可以研究伴随粒子在赝快度方向相对触发粒子的弥散程度，进而研究喷注和介质的相互作用。

关于该现象，理论界有这样几种认识。Chui和Hwa利用再组合模型（recombination model），当硬部分子穿过介质时由于能量损失导致热部分子加强，从而产生脊关联现象 [45]。Armesto [46]和Satarov [47]认为，脊关联现象和重离子碰撞早期的纵向流（longitudinal flow）有关，并在其计算中给出脊关联图像。Shuryak [48]认为，脊关联现象源于沿束流（beam）方向QCD韧致辐射（QCD bremsstrahlung），并受到横向流（transverse flow）的推动。Majumder和Müller [49]认为，等离子体的不稳定性产生的湍流色场（turbulent color fields）会扭转相对于束流方向横向传播的部分子。Romatschke [50]给出一个纵向扩展的模型，该模型的框架基于非对称膨胀系统中重夸克弹性碰撞能损。Wong [51]模拟了脊关联结构，认为介质中的部分子与喷注作用，在沿喷注方向获得

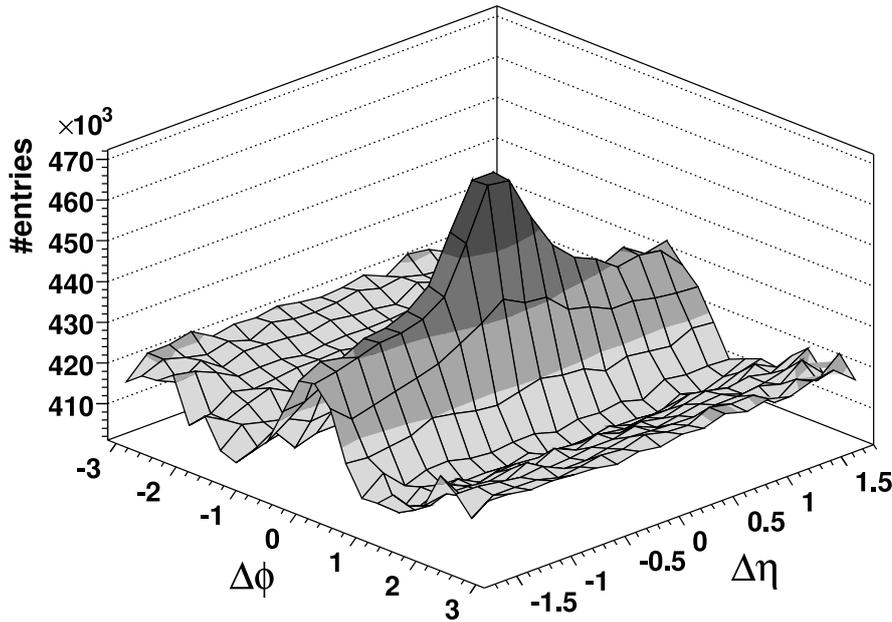


图 1-11 RHIC-STAR测量的200 GeV的Au + Au中心碰撞中的脊关联图像 [43], $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c, $p_T^{assoc} > 2$ GeV/c。

动量，从而形成脊关联粒子。Pantuev [52]认为，高能部分子（energetic partons）停止时的背向飞溅（back splash）可以导致脊关联现象。利用多相输运模型(AMPT)，发现随着部分子物质演化， $\Delta\phi \times \Delta\eta$ 关联结构纵向扩展 [53]。上述理论模型都在某种程度上对脊关联现象进行了解释，但是大家莫衷一是，还没有对脊关联的动力学机制给出唯一的理论阐释，有待于进一步探索。

1.7 本论文的目的及研究内容

本论文对双强子方位角关联进行了系统性研究。主要分析了RHIC-STAR 2004年200 GeV Au + Au中心碰撞实验数据，研究特定粒子（ π , \bar{p} ）在低横动量区域作为伴随粒子的双强子关联函数和关联函数中重子介子的比率（B/M ratio），结果表明，重子介子比率在背向喷注方向高于其它Away-side区域。本论文对双强子方位角关联进行了系统性的理论分析，利用多相输运模型（a Multi-phase Transport model, AMPT）模拟了双强子方位角关联函数，给出伴随粒子产额的中心度依赖关系和横动量谱；分析了类马赫结构

的中心度依赖性、横动量依赖性和赝快度依赖性；研究了两粒子方位角关联的时间演化问题；模拟了双强子方位角关联对事件平面的依赖关系；研究了双强子关联的碰撞系统尺寸的依赖性。在上述理论研究中通过对模型中不同动力学机制的控制，研究部分子级联碰撞机制对两粒子方位角关联的贡献，同时分析强子再散射机制的影响。通过上述理论和实验分析，我们得出部分子级联碰撞机制对集体流和双强子方位角关联的作用是主要的，强子再散射机制可以推动和部分地影响双强子方位角关联的幅度，本论文重点提出部分子作用的路径效应（path-length effect）在双强子方位角关联中表现明显，双强子方位角关联中类马赫结构的形成依赖碰撞系统尺寸，这对实验中寻找QCD相变点提供潜在的依据和方法。

1.8 本论文结构

本论文结构如下：

第一章是论文的引言部分。

第二章介绍两粒子方位角关联的方法。

第三章介绍RHIC-STAR实验装置和数据获取方法。

第四章介绍特定粒子作伴随粒子的实验测量。

第五章介绍AMPT理论模型。

第六章介绍两粒子关联的理论模拟。

第七章对本论文进行总结和展望。

第二章 两粒子方位角关联和椭圆流测量方法

一般认为，方位角上非背对背的关联信息构成了两粒子方位角关联的背景，其中主要贡献来自各向异性流，而以椭圆流的贡献最大。本章主要介绍论文中用到的两粒子方位角关联函数的定义和测量方法、其背景的构造、背景的扣除方法。由于背景中椭圆流的重要性以及在实验分析部分涉及到了椭圆流的测量，首先介绍椭圆流的测量方法。

2.1 椭圆流的测量方法

椭圆流可以通过多粒子关联方法测量 [54]，或者Lee-Yang zero方法测量 [55]，此处重点介绍傅里叶展开方法 [56]，该方法原则上可以通过各阶展开系数测量各阶集体流，RHIC-STAR实验组系统的测量了粒子的直接流（directed flow, v_1 ）、椭圆流（elliptic flow, v_2 ）和四阶流（fourth harmonic, v_4 ） [57]。

粒子方位角相对于反应平面（reaction plane, Ψ_r ）的傅里叶展开级数 [56]，

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

此处， Ψ_r 是反应平面角，展开系数 v_n 的意义是明显的 [58]， $v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_r)] \rangle$ ，这里的尖括号 $\langle \dots \rangle$ 代表对所有事件中的所有粒子求平均。下面列出经常研究的几阶展开系数，

$$\text{directed flow : } v_1 = \langle \cos(\phi - \Psi_r) \rangle = \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle, \quad (2-2)$$

$$\text{elliptic flow : } v_2 = \langle \cos[2(\phi - \Psi_r)] \rangle = \langle \frac{(p_x^2 - p_y^2)}{p_T^2} \rangle, \quad (2-3)$$

$$\text{third harmonic : } v_3 = \langle \cos[3(\phi - \Psi_r)] \rangle = \langle \frac{4p_x^3 - 3p_x p_T^2}{p_T^3} \rangle, \quad (2-4)$$

$$\text{fourth harmonic : } v_4 = \langle \cos[4(\phi - \Psi_r)] \rangle = \langle \frac{p_T^4 - 8p_x^2 p_T^2 + 8p_x^4}{p_T^4} \rangle, \quad (2-5)$$

反应平面 (reaction plane) 并不能直接测量, 但是可以通过事件平面 (event plane) 对各向异性流进行观测, 并利用事件平面的分辨率 Res 对观测结果修正, 从而得到各向异性流。用各向异性流本身对事件平面进行估计, 也就是, 对各向异性流的各阶展开, 事件平面可以独立地确定。事件流失量 \vec{Q}_n 和各阶事件平面角 Ψ_n 定义为,

$$\begin{aligned} Q_n \cos(n\Psi_n) &= X_n = \sum_i w_i \cos(n\phi_i) \\ Q_n \sin(n\Psi_n) &= Y_n = \sum_i w_i \sin(n\phi_i) \end{aligned}, \quad (2-6)$$

或

$$\Psi_n = (\tan^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i w_i \cos(n\phi_i)})/n. \quad (2-7)$$

此处, 求和遍及确定事件平面的所有粒子, w_i 是权重。权重的选择取决于实验条件和粒子对探测器的响应, 具体来说, 可以通过粒子方位角、快度区间、事件顶点、碰撞中心度、磁场条件、数据获取的具体时间 (RHIC-STAR 中由 run-number 给出) 和横动量等决定, 即 ϕ 权重和 p_T 权重。关于权重的优化问题可以参照文献 [59]。n 阶事件平面角 Ψ_n 的值为 $0 \leq \Psi_n < 2\pi/n$ 。

下面介绍利用事件平面计算各阶展开系数, 即给出各阶流。n 如果是 m 的倍数, 则可以通过 m 阶的反应平面角计算傅里叶系数 v_n 。因此一阶反应平面角对于计算各阶展开系数都是适用的, 二阶反应平面角则适用计算 v_2 、 v_4 等。对于 m 阶谐波确定的反应平面角的傅

里叶展开为,

$$\frac{d(wN)}{d(\phi - \Psi_m)} = \frac{\langle wN \rangle}{2\pi} \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} 2v_{km}^{obs} \cos[km(\phi - \Psi_m)] \right). \quad (2-8)$$

此处, $n = km$, w 是权重, 如果计算粒子横动量流, w 就是 p_T , 如果是粒子数流 w 取为1。为消除自关联, 当前处理的粒子对事件平面角的贡献应当扣除, 即, 根据式 2-6不把当前 i 粒子的 $w_i \cos(m\phi_i)$ 和 $w_i \sin(m\phi_i)$ 计入到 X_m 和 Y_m 中 [60]。利用式 2-8拟合粒子方位角对事件平面的分布, 可以提取各阶展开系数 v_{km}^{obs} 。

相对于反应平面 (reaction plane) 的傅里叶展开系数可以通过 v_n^{obs} 除以事件平面 (event plane) 的分辨率 Res 得到 [60, 61],

$$v_n = v_n^{obs} / \langle \cos[km(\Psi_m - \Psi_r)] \rangle. \quad (2-9)$$

事件平面的分辨率 Res 是由于实验中构建事件平面的径迹数 (粒子数) 总是有限的, 从而造成事件平面的弥散。事件平面的分辨率可以通过子事件 (sub-event) 的方法计算。事件中构建事件平面角 Ψ_m 的径迹数为 N , 通过随即抽样, 把该事件按径迹数均分为各含 $N/2$ 的两个子事件, 每个子事件构建的事件平面角为 Ψ_m^a 和 Ψ_m^b 。分辨率的计算方案如下 [56],

$$Res = \langle \cos[km(\Psi_m - \Psi_r)] \rangle, \quad (2-10)$$

$$\langle \cos[km(\Psi_m - \Psi_r)] \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \chi_m \exp(-\chi_m^2/4) [I_{(k-1)/2}(\chi_m^2/4) + I_{(k+1)/2}(\chi_m^2/4)], \quad (2-11)$$

$$\langle \cos[m(\Psi_m^a - \Psi_r)] \rangle = \sqrt{\langle \cos[n(\Psi_m^a - \Psi_m^b)] \rangle}, \quad (2-12)$$

$$\chi_m \equiv v_m / \sigma = v_m \sqrt{2N}, \quad (2-13)$$

首先, 从式 2-12计算子事件事件平面角的分辨率 $\langle \cos[m(\Psi_m^a - \Psi_r)] \rangle$ 。然后根据式 2-11可以计算出子事件的 χ_m^a 。由式 2-13以及子事件和完整事件间径迹数目的关系可以得

出，完整事件的 $\chi_m = \sqrt{2}\chi_m^a$ 。把 χ_m 带入完整事件的式 2-11便可以求得事件平面角的分辨率。通过式 2-9，可以计算出真实的各阶傅里叶展开系数 v_n 。关于各向异性流测量方法的详细讨论可以参考文献 [56]。

2.2 两粒子方位角关联函数

通过两粒子方位角关联可以研究的物理大致有这么几类，一是通过方位角关联研究各向异性流 [54]，二是HBT（Hanbury-Brown Twiss）的研究 [63, 64]，三就是和喷注相关的背对背方位角关联 [28, 29, 43]。这里重点介绍与喷注相关的背对背的两粒子方位角关联方法，以后文中提到的两粒子方位角关联除特别声明外均指背对背的两粒子方位角关联。对于脊关联的方法是在背对背方位角关联的基础上加上快度或赝快度的相对变化，本质上属于两粒子的关联研究。

两粒子方位角关联研究方法的介绍很多 [65, 66]，并且在实验和理论研究中也提出了应用的方法 [28, 29, 39, 43]。首先，在事件中选取一个触发粒子（trigger particle），横动量为 p_T^{trig} ，方位角为 ϕ^T ，然后选取与触发粒子关联的粒子为伴随粒子（associated particle），横动量为 p_T^{assoc} ，方位角为 ϕ^A ，一般规定 $p_T^{trig} > p_T^{assoc}$ ，通过对 $\Delta\phi = \phi^A - \phi^T$ 的沉积，得到 $\Delta\phi$ 分布，此分布就是Raw关联函数。为了研究喷注引起的关联，应当对关联函数进行触发粒子个数的归一，即关联函数除以触发粒子个数。对于实验测量，由于探测器的原因，要考虑消除几何背景，对于几何背景的消除将在以后的章节详细介绍，另外探测效率也是要考虑的一个因素，此处认为关联函数已经消除了几何背景并且进行了效率修正。此时的关联函数，包括了这么几项贡献 [28, 29]，由于喷注碎裂以及与介质相互作用产生的关联信息，反应系统本身的各向异性流造成的信号。后者是两粒子背对背关联的背景，前者是我们要得到的关联信息，即，

$$C(\Delta\phi) = B(\Delta\phi) + J(\Delta\phi). \quad (2-14)$$

如何构造两粒子方位角关联的背景，以及在关联函数的什么位置扣除背景是两粒子方位

角关联中必须面对的问题。下面介绍实验和理论中比较公认的方法。

2.3 两粒子方位角关联背景

对于两粒子方位角关联背景，一般认为主要来自各向异性流的二阶流，即椭圆流 [28, 29, 67]。触发粒子T或伴随粒子A（背景中的粒子）对反应平面角的谐波展开，

$$N^A(\phi_A - \Psi_r) \propto [1 + 2v_2^A \cos 2(\phi_A - \Psi_r)], \quad (2-15)$$

触发粒子T和伴随粒子A的背景 $B(\Delta\phi)$ 构成的粒子对，其展开形式为 [68, 69]，

$$B(\Delta\phi) = b_0[1 + 2v_2^T v_2^A \cos 2(\Delta\phi)], \quad (2-16)$$

上面介绍了对于一般情况下两粒子方位角关联背景的重构方法，其中椭圆流可以通过各向异性流测量的一般方法得到，对于参数 b_0 ，将在背景扣除方法中具体介绍。

下面讨论当触发粒子方位角被固定为特殊方向情形下背景的构成问题。该情形的Raw关联函数的测量如前所述。定义触发粒子和事件平面角 Ψ_m 关系，

$$\phi_s = \phi^T - \Psi_2, \quad (2-17)$$

此处，主要研究椭圆流的贡献，构建的事件平面角为二阶，故而将 Ψ_m 记为 Ψ_2 ，事件平面分辨率 $\cos m \Delta\Psi = \langle \cos m(\Psi_M - \Psi_r) \rangle$ ，此处 $m = 2$ 。固定触发粒子方位角位置在 $\phi_s - c < |\phi_s| < \phi_s + c$ 范围。则两粒子背对背方位角关联的背景为 [67, 70–72]，

$$B(\Delta\phi) = b_0[1 + 2v_2^A v_2^R \cos(2\Delta\phi)], \quad (2-18)$$

在背景中只考虑到椭圆流项则，

$$v_2^R = \frac{v_2 + \cos(2\phi_s) \frac{\sin(2c)}{2c} \langle \cos(2\Delta\Psi) \rangle + v_2 \cos(4\phi_s) \frac{\sin(4c)}{4c} \langle \cos(4\Delta\Psi) \rangle}{1 + 2v_2 \cos(2\phi_s) \frac{\sin(2c)}{2c} \langle \cos(2\Delta\Psi) \rangle} \quad (2-19)$$

上面介绍了实验中常用的构建两粒子背对背方位角关联背景的一般方法，该方法需要事先对椭圆流进行精确的测量，在考虑触发粒子处于事件平面不同位置时，需要对事件平面的分辨率进行测量。在模型中，我们发展了利用混合事件（mixed-event technique）的方法构建背景，混合事件方法在粒子重构中被广泛采用 [73–75]。选择两个事件S和M，要求事件 $S \neq M$ ，并且事件S和M在最大可能上相似，一般可以要求具有

相近的中心度或碰撞参数、相近的粒子数等，在 S 事件中选择触发粒子，方位角 ϕ^T ，在事件 M 中选择伴随粒子，方位角 ϕ^A ，从而得到 $\Delta\phi = \phi^A - \phi^T$ 的分布，该分布具有要求的背景的结构，需要对其乘以一个因子，与Raw信号进行适当的归一。通过背景的分析 [67, 70]和两粒子方法计算各向异性流的讨论 [54]，在模型中事件平面的分辨率认为是1，所以对于混合事件方法构建背景和用各向异性流给出背景函数是一致的。

2.4 两粒子方位角关联背景的扣除—ZYAM方法

以上在讨论两粒子方位角关联背景中提到，需要确定参数 b_0 或对混合事件构建的背景进行适当的约化。下面介绍常用的方法，关联最小处归零（zero yield at minimum, ZYAM），即适当调节参数 b_0 和混合事件需要乘以的因子，从而使背景在一点并且只有一点与Raw信号相切，其差值就是要得到的关联信号 [67]，实验研究给出对于200 GeV的Au + Au碰撞，归零的位置在 $0.8 < \Delta\phi < 1.2$ (rad)范围 [28, 29, 67]。

本章简单地介绍了两粒子方位角关联函数的构建和背景构造的方法，以及背景扣除的方案，以后章节将具体地对这些方法进行实施。

第三章 RHIC-STAR实验装置和数据获取方法

本章介绍运行在美国布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机RHIC上的STAR实验装置和时间投影室TPC的基本工作原理，以及基本的数据获取方法。

3.1 相对论重离子对撞机—RHIC

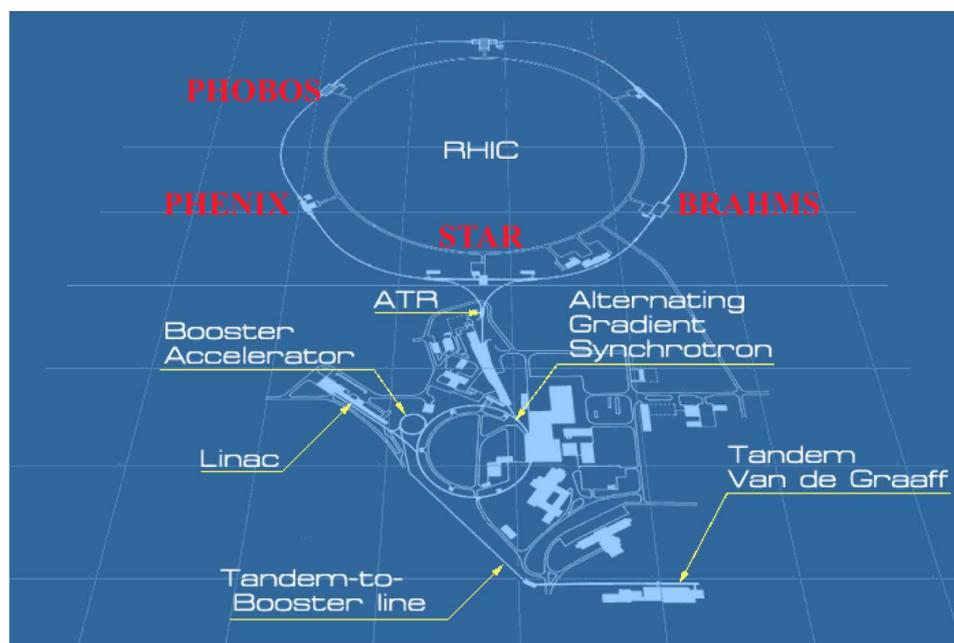


图 3-1 美国布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机RHIC的分布示意图。

美国布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机（Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC）[76]于1999年完成，是目前在运行中的加速能量最高的重离子对撞装置之一，可以把重离子束加速到100 GeV/u，其质心能量比固定靶要高数十倍甚至更

高。RHIC周长为3.8 km，有1000个超导磁铁用来聚焦和引导束流加速并碰撞。图 3-1给出RHIC的分布式意图，脉冲溅射离子源(Pulsed Sputter Ion Source)串列发射金原子束，金原子束通过第一个串列静电加速器 (the Tandem Van de Graaff)，束流能量达到15 MeV/u，金离子电荷为 $Q = -1e$ 。然后束流通过第一个剥离室 (the Stripping Foil)，该剥离器在两个Tandem之间，此时金离子电荷为 $Q = +12e$ 。经过第二个串列加速器，金离子获得1 MeV/u的能量。再经过第二个剥离器，金离子电荷变为 $Q = +32e$ 。通过增强器 (the Booster Synchrotron) 束流被加速到95 MeV/u的能量。在增强器与交变梯度同步加速器 (the Alternating Gradient Synchrotron, AGS) 之间是另一剥离器，使金离子电荷为 $Q = +77e$ ，在AGS中金离子束被加速到10.8 GeV/u的能量。从AGS出来的束流，通过最后一个剥离器使金离子电荷达到 $Q = +79e$ 。最后，离子束流注入到RHIC环，对离子束进一步加速并储存束流，束流储存寿命可达到10小时。RHIC有两个独立的超导储存环，用来累积、加速和存储束流，有如图3-1所示的六个对撞点，现在运行的分别是6:00位置的STAR，8:00的PHENIX，10:00位置的PHOBOS和2:00位置的BRAHMS，从2000年到2009年RHIC运行以来，成功的进行了62.4 GeV、130 GeV和200 GeV 的Au + Au碰撞实验，200 GeV的p+p、d+Au和Cu+Cu碰撞实验，62.4 GeV的Cu+Cu碰撞实验，以及RHIC-STAR实验组低能量扫描测试，已有的测试束流9.2 GeV和19.6 GeV的Au + Au碰撞。

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

表 3-1 部分RHIC实验参数 [77]。

表 3-1 列出了 RHIC 的一些主要参数 [77]。本论文主要分析了 RHIC-STAR 探测器 2004 年采集的 200 GeV 的 Au + Au 中心碰撞的数据 (Run-4)，有 2.4×10^7 (24 M) 个事件。下面就 RHIC 的 STAR 谱仪和 TPC 的数据获取进行简要介绍。

3.2 STAR 实验装置

STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) [78] 谱仪是 RHIC 上主要探测器之一，其构成相当复杂，多个次级探测器组成，共同完成粒子鉴别和获取工作。图 3-2 是 STAR 谱仪的示意图。可以看出 STAR 谱仪具有方位角对称、接收度较大等优点，其构成主要是：时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC)，前向时间投影室 (pair of radial-drift Forward TPC, FTPC)，桶部的电磁量能器 (Barrel ElectroMagnetic Calorimeter, BEMC)，端部的电磁量能器 (Endcap ElectroMagnetic Calorimeter, EMC)，中央环形触发探测器 (Central Scintillator Barrel, CTB)，束流探测器 (Beam Beam Counters, BBC)，零度量能器 (Zero Degree Calorimeters, ZDC)，飞行时间谱仪 (Time-Of-Flight detector, TOF)，赝顶点探测器 (pseudo-Vertex Position Detectors, pVPDs)，环象的切伦科夫探测器 (Ring-Imaging Cherenkov detector, RICH) 和硅顶点探测器 (Silicon Vertex Tracker, SVT)。

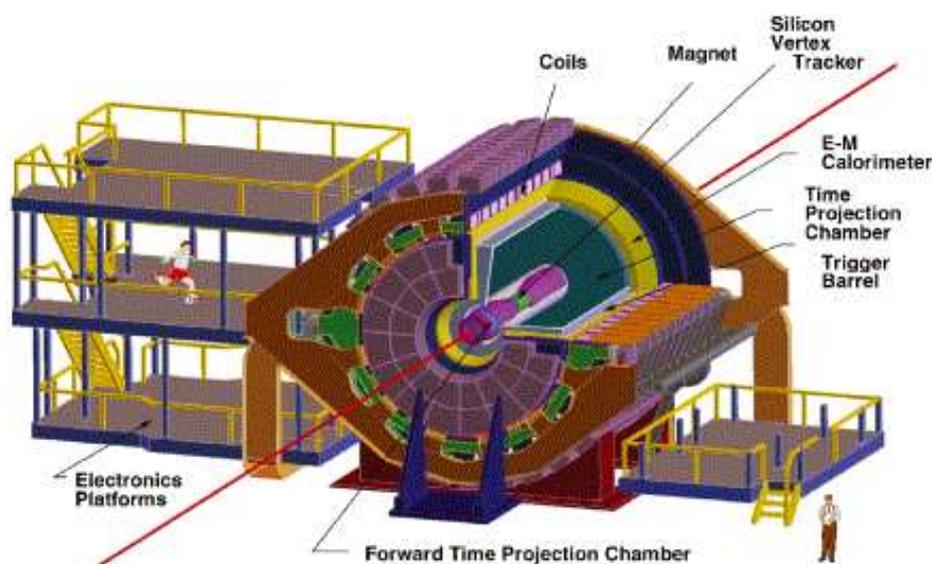


图 3-2 RHIC-STAR 探测器系统透视图 [78]。

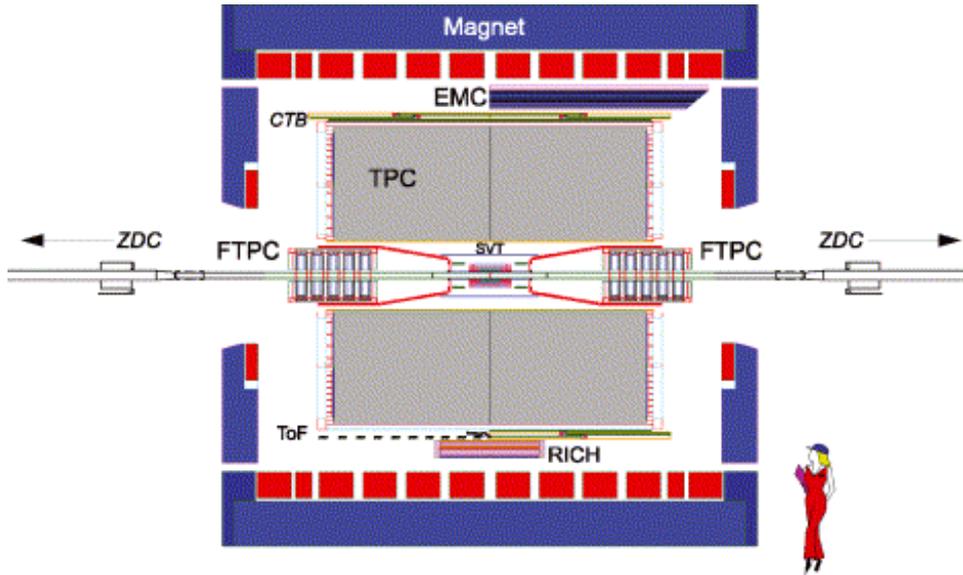


图 3-3 RHIC-STAR探测器系统剖面图 [78]。

STAR的次级探测器全部包围在0.5特斯拉的螺线管分析磁场中，图 3-3是RHIC在Run-2时候STAR探测系统的剖面图 [78]。下面围绕主要次级探测器TPC对STAR谱仪的工作情况进行介绍。时间投影室为柱形，长4 m，内部半径50 cm，外部半径100 cm，覆盖整个方位角，赙速度探测区间 $|\eta| < 1.8$ ，放置于STAR谱仪的中心，主要用来探测中心赙速度带电粒子的动量信息。时间投影室TPC的中央放置硅顶点触发器（SVT），提供碰撞顶点信息。顶点探测器的两端沿时间投影室TPC纵向是两个前向时间投影室（FTPC），用来拓宽赙速度方向的测量至 $2.5 < |\eta| < 4$ 。赙顶点探测器（pVPDs）环绕在束流的周围，提供起始时间信息，主要作为时间飞行谱仪（TOF）的触发器。沿时间投影室TPC纵向前向时间投影室两侧是两个零度角的量能器（ZDC）和一对束流探测器（BBC），用来做谱仪的触发。时间投影室TPC的外侧横向是中央环形触发探测器（CTB），CTB由52个长为2 m的塑料闪烁体构成，对称分布在东西两侧，主要触发中心碰撞时间。桶部的电磁量能器（BEMC）和端部的电测量能器（EMC）在时间投影室的外侧，被螺旋磁铁包围，用来做高横动量轻子和光子的鉴别。CTB中有两个长形的塑料闪烁体触发器被飞行时间谱仪（TOF）代替，时间飞行谱仪由4032个多气隙电阻板室（Multi-gap Resistive Plate Chamber, MRPC）组成（由中国STAR合作组负责，预计2009年在STAR上完成安

装)，可以精确鉴别 π 、K到2 GeV/ c ，质子则更高到3 GeV/ c 。在时间投影室TPC的外面还有一个环象的切伦科夫探测器（RICH），探测面积1 m²，提供大动量粒子的鉴别。目前时间投影室TPC是STAR谱仪的主要探测器，本论文分析的主要实验数据也是来源于TPC的测量，下面就时间投影室进行介绍。

3.3 时间投影室（TPC）

时间投影室是STAR谱仪的主要探测器，可以覆盖全方位角 $\phi = 2\pi$ 、赝快度 $|\eta| < 1.8$ 的范围，记录大量碰撞产生的粒子信息 [79]。图 3-4是时间投影室TPC示意图，时间投影室TPC内半径50 cm，外半径100 cm，纵向分为两个长度2.1 m的漂移区，两漂移区被投影室中央的阴极膜（cathode central membrane, CM）隔开，阴极膜CM上加高压28kV。在两个漂移区的两端为接地的阳极读出系统。两个漂移区的体积大约为24.75 m³，充满混合气体P₁₀，氩气90%，甲烷10%，压强调节在比大气压高2 mbar的范围。方位角上，时间投影室分为对称的十二个区。

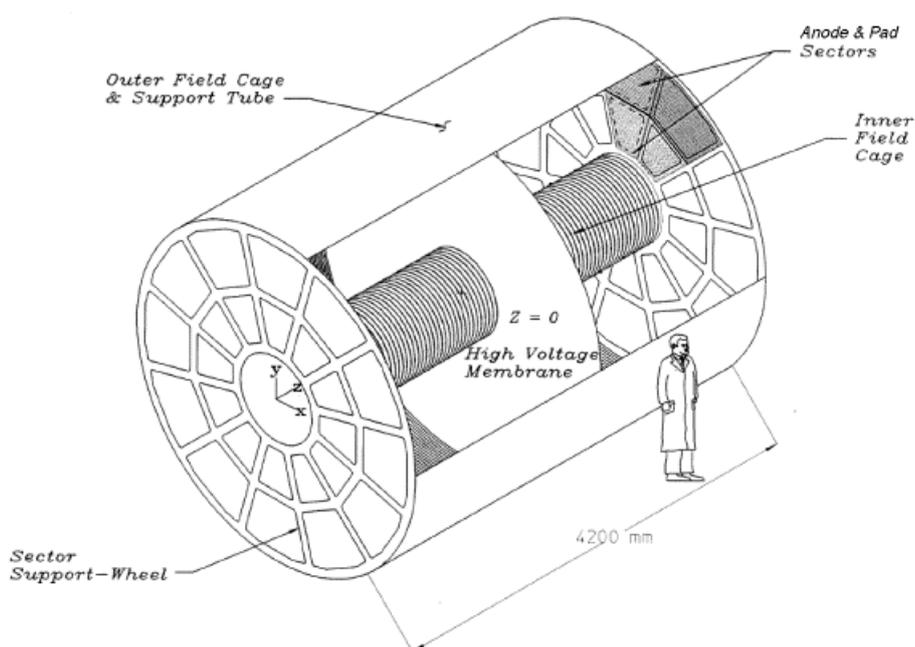


图 3-4 RHIC-STAR时间投影室TPC [79]。

图 3-5 是时间投影室 TPC 读出平板扇区示意图 [79]。时间投影室有 24 个读出区，每边合 12 个。这些读出区由 144,000 个读出片构成，分为 45 个读出排，保证带电粒子穿过时间投影室时，最多有 45 个读出信号。由接收到的信号可以测出带电粒子的漂移时间，根据漂移速度可以得到电离位置，将这些点重建以后就可以得到带电粒子在 TPC 中的径迹。

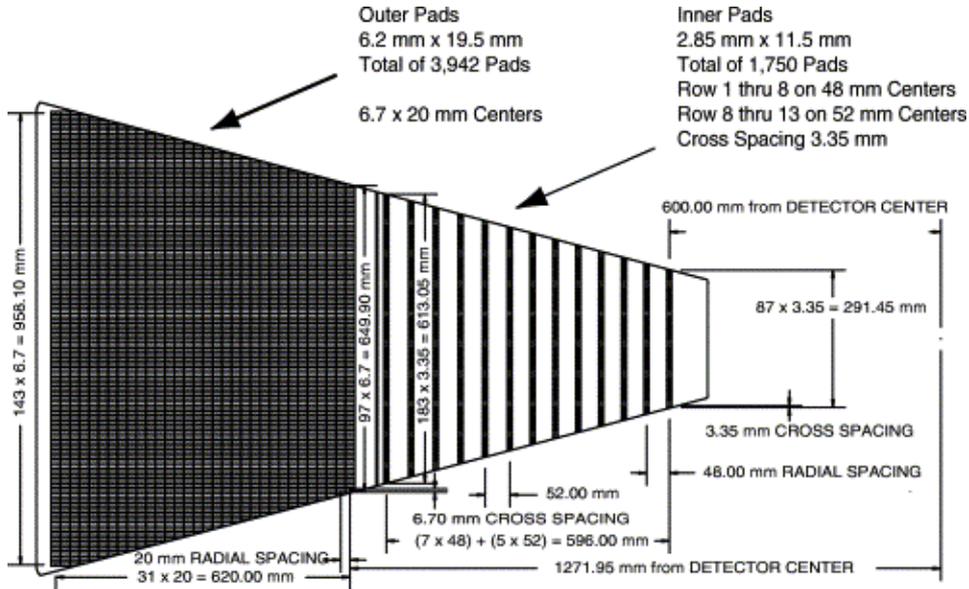


图 3-5 时间投影室 TPC 读出平板扇区示意图 [79]。

3.4 时间投影室 (TPC) 中粒子径迹和鉴别

图 3-6 是时间投影室 TPC 获取的 Au + Au 中心碰撞事件粒子径迹重建图 [78]。通过时间投影室和其它子探测器的共同工作，可以把事件中粒子径迹有效地测量和记录下来。

时间投影室 TPC 可以获取带电粒子的动量信息，并且可以在低动量区和相对论上升区域鉴别粒子 [80, 81]。带电粒子经过时间投影室 TPC 时，由于磁场的作用其径迹为螺旋线型，通过计算径迹的曲率半径可以推断粒子的动量，由其出射角度可以计算出总动量。带电粒子在时间投影室 TPC 中的能量损失由 Bethe-Bloch 公式描述 [6]，

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

其中， z 为粒子的电荷（以 e 为单位）， $\beta = v/c$ 为粒子的速度， ρ 是介质的密度， N_0 为阿伏加德罗常数， m_e 是电子的质量， $r_e = e^2/m_e$ 为经典电磁半径， c 为光速， Z 为

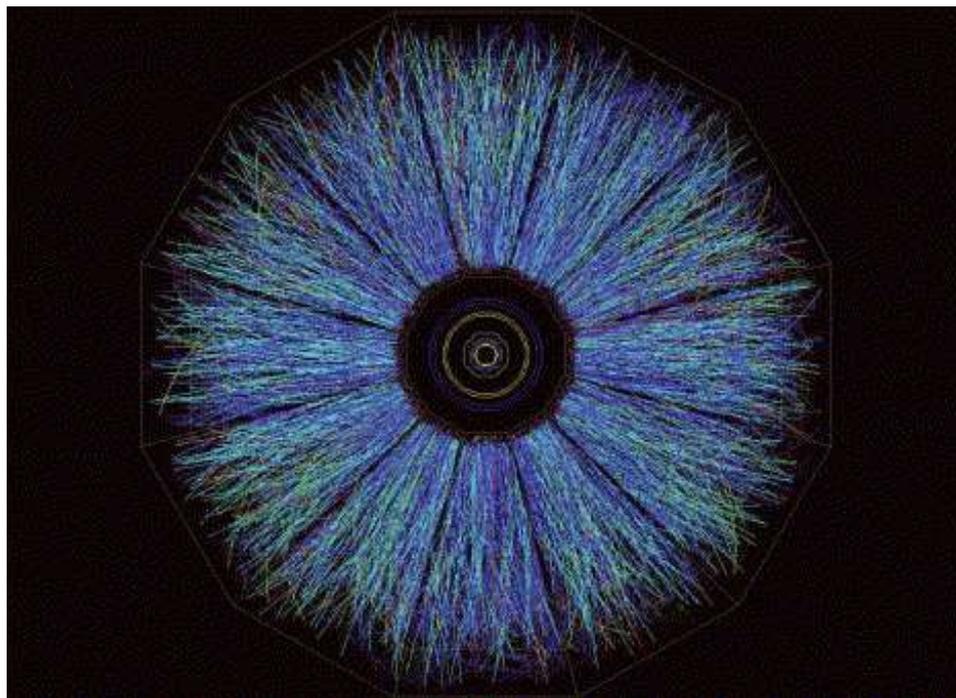


图 3-6 时间投影室TPC下，中心碰撞事件的重构的径迹图 [78]。

气体的原子序数， A 为气体的原子量， $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ， I 为平均的激发能， $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$ 是单次碰撞最大能量转移。

根据公式 3-1，时间投影室可以在低动量区域很好的鉴别带电粒子 [81]，从图 3-7可以看出，在中速快度区 ($|\eta| < 0.5$)，质子 p 可以鉴别到横动量 $p_T < 1.1$ GeV/ c 范围， π 介子可以鉴别到横动量 $p_T < 0.75$ GeV/ c 范围，K介子可以鉴别到横动量 $p_T < 0.6$ GeV/ c 范围；在相对论上升区 π 介子可以从质子 p 和K介子中被分辨出来，该横动量范围是 $2.5 < p_T < 12$ GeV/ c 。图 3-8给出包括高动量区的粒子在时间投影室中的能量损失，显见在动量大于2.5 GeV/ c 的时候粒子又可以被鉴别 [80, 81]。对于弱衰变粒子，例如 K_s^0 [82]、 Λ [83]，通过他们弱衰变的几何分布，可以在 $0.3 < p_T < 7$ GeV/ c 范围内鉴别出来，由于更高横动量范围的统计量较低，对信号精确度形成了限制。对于强衰变粒子，例如 K^* [84]、 ϕ [85]，通过混合时间方法最高可以鉴别到 $p_T = 5$ GeV/ c 。

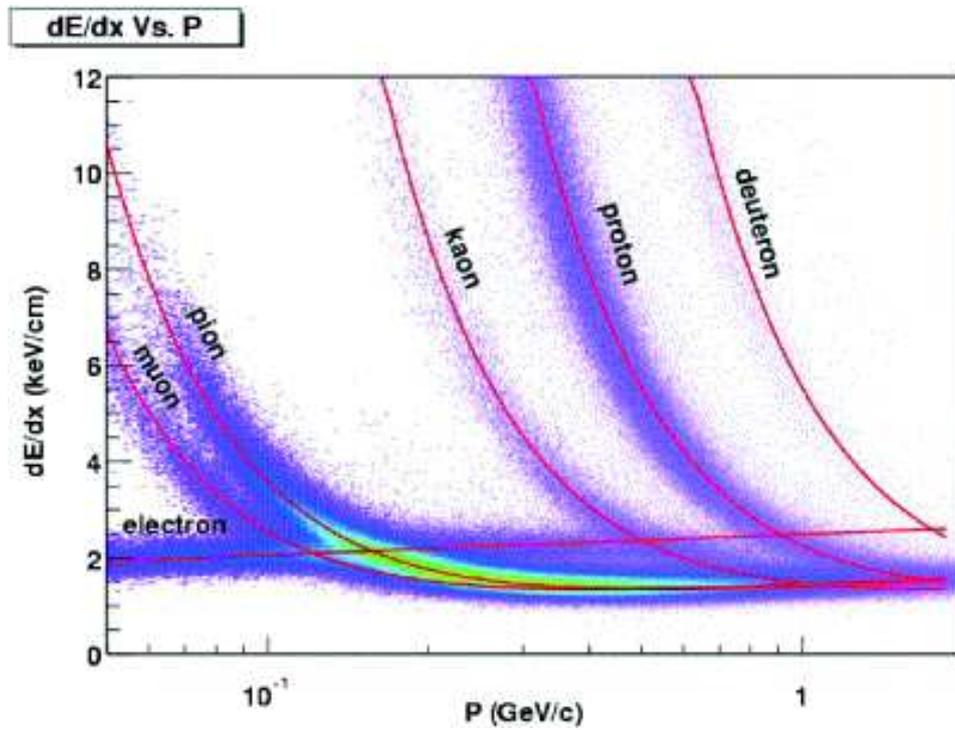


图 3-7 带电粒子穿过时间投影室TPC气体的能量损失 [79]。

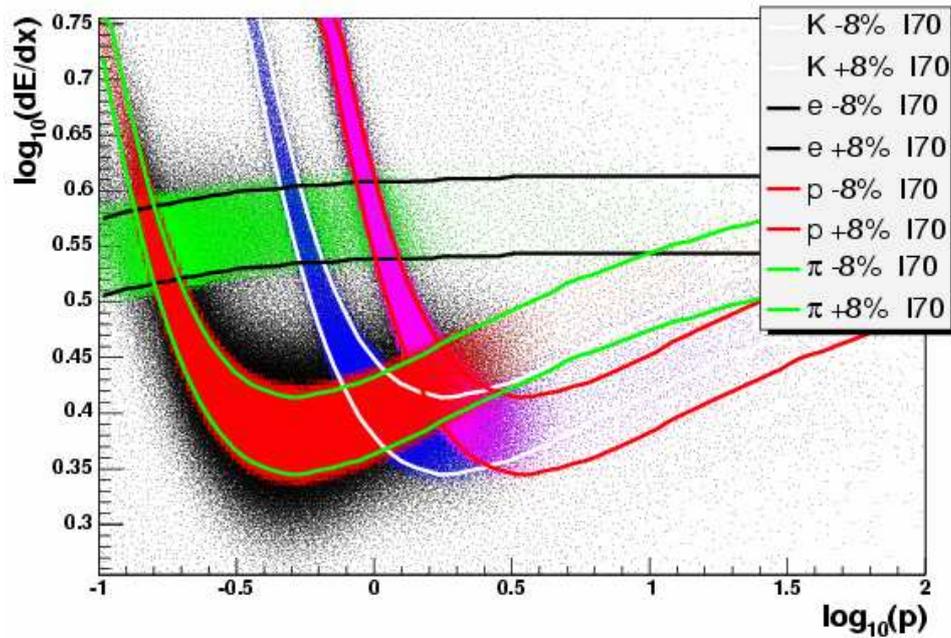


图 3-8 包括高动量区的带电粒子穿过时间投影室TPC气体的能量损失 [80]。

第四章 特定伴随粒子方位角关联实验测量

本章介绍 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的两粒子方位角关联的研究，特定的介子和重子作为伴随粒子的研究有助于我们进一步理解关联结构的成因，以及喷注和介质的相互作用，特别是在相空间上部分子密度由于喷注的作用是否会发生改变。

4.1 数据样本的挑选

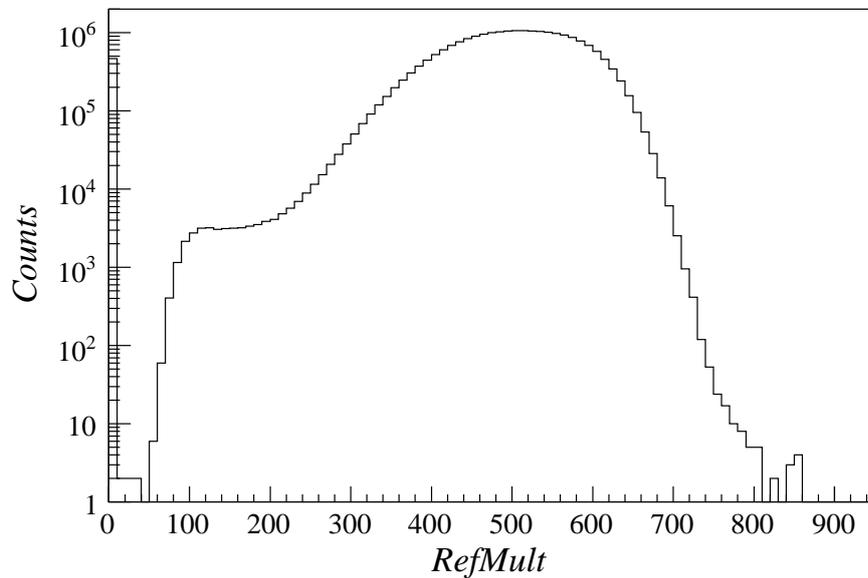


图 4-1 200 GeV Au + Au碰撞参考多重数 $RefMult$ 的分布，中心度为0-12%。

RHIC在2004年的运行中，STAR实验组采集了质心能量为200 GeV的Au + Au碰撞下Minimum Bias trigger (MB)和Central trigger两个数据样本。Trigger的触发情况是由

两个零角度量能器（Zero Degree Calorimeter）和中心触发桶形探测器（Central Trigger Ball）触发的信号定义的。这里分析的数据是Central trigger这个样本。其碰撞中心度为0-12%，这是通过试验数据中参考多重数（ $|\eta| < 0.5$ 范围内带电Primary track的数目）分布和Glauber模型 [86]相应结果划分的。图 4-1是200 GeV碰撞Central Triiger事件样本的参考多重数分布，其中中心度为0-12%，参加碰撞核子数 $N_{part} = 315.71 + 5.57 - 4.47$ ，两体碰撞数 $N_{bin} = 900.3 + 71.38 - 63.69$ ，在离线数据分析中对此不进行限制（No multiplicity cut）。

数据分析中，选择Primary径迹，即在TPC径迹重建的过程中，带电粒子的径迹延伸到事件顶点，其距离事件顶点的最小距离（DCA）小于3 cm的径迹，没有此限制条件的径迹为Global径迹。对于径迹选择的条件列于表 4-1中，这些条件的详细介绍请参考文献 [87-90]

Primary Track	Yes
Track Fitting Flag	flag > 0
Track Number of Fit Points	nFits \geq 20
Track Pseudo-Rapidity	$ \eta < 0.51$
Track Transverse Momentum	$0.1 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$

表 4-1 两粒子方位角关联分析中径迹条件。

用径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 分布可以鉴别带电粒子，图 4-2给出了200 GeV Au + Au碰撞带电Primary径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 与动依赖关系，根据公式 3-1和图 4-2的分布情况，可以看出，在中赓快度（ $|\eta| < 0.5$ ），可以鉴别 π 介子的范围是 $p_T < 0.75 \text{ GeV}/c$ ，可以鉴别K介子的范围是 $p_T < 0.6 \text{ GeV}/c$ ，可以鉴别质子p的范围是 $p_T < 1.1 \text{ GeV}/c$ 。

在低动量区（ $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ ），可以看出，在某一动量区间投影到 dE/dx 上后，得到的被鉴别粒子的峰值都不是很好的高斯分布，RHIC-STAR实验组根据公式 3-1，按不同粒子质量给出 $N\sigma$ 分布。图 4-3和 4-4分别给出 $N\sigma_\pi$ 和 $N\sigma_p$ 的分布，在低动量区，将其投影到 $N\sigma$ 轴，要鉴别的粒子峰为高斯分布，其它粒子峰为近似高斯分布，可以利用多高斯函

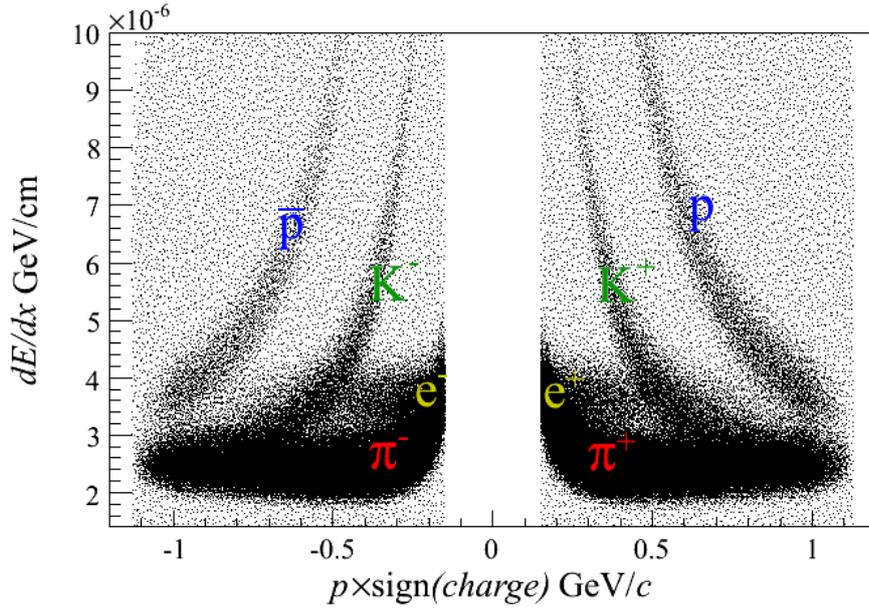


图 4-2 200 GeV Au + Au碰撞带电Primary径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 与动依赖关系，中心度为0-12%。

数对 $N\sigma$ 分布进行拟合，从而得到该粒子产额。

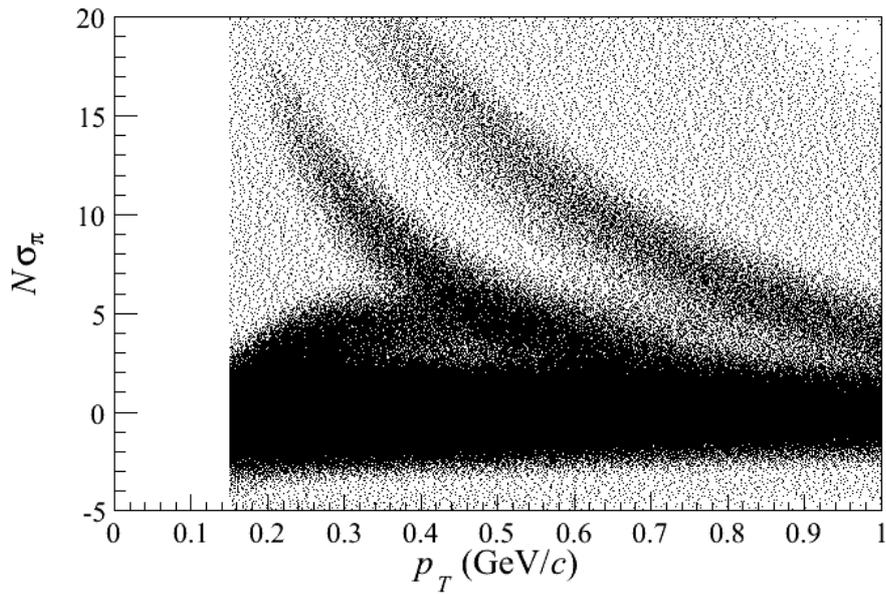


图 4-3 200 GeV Au + Au碰撞带电Primary径迹的 $N\sigma_\pi$ 分布，中心度为0-12%。

4.2 π 介子和反质子 \bar{p} 椭圆流测量

在重构两粒子方位角关联背景中椭圆流的贡献是主要的，下面介绍利用 2.1 给出的傅里叶展开方法测量椭圆流的过程和结果。在赝快度区间 $|\eta| < 0.5$ ，测量了横动量

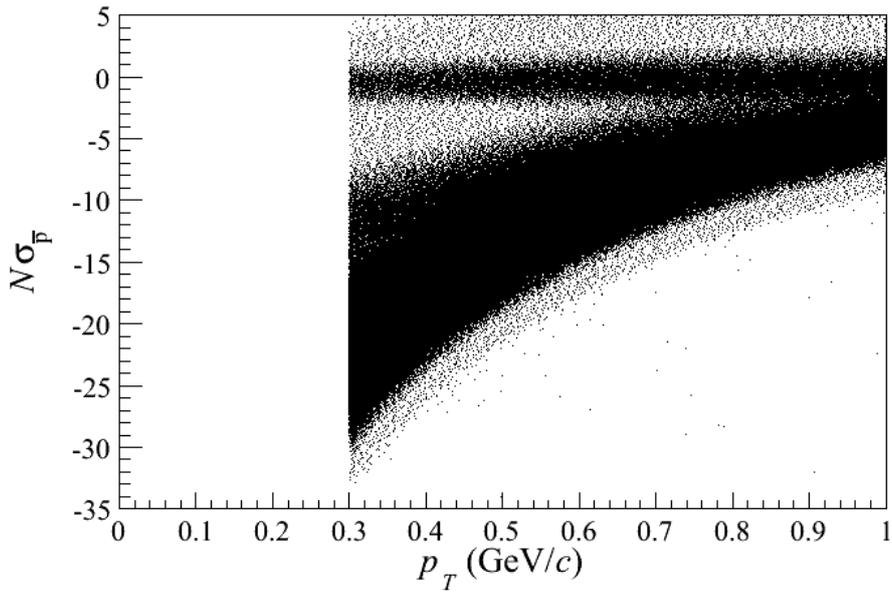


图 4-4 200 GeV Au + Au碰撞带电Primary径迹的 $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布，中心度为0-12%。

为 $0.2 < p_T < 1$ GeV/c的 π 介子和反质子 \bar{p} 以及 $3 < p_T < 4$ GeV/c的带电强子的椭圆流，测量过程稍有不同。

首先介绍二阶事件平面的构建以及 $weight$ 的优化。我们选择横动量 $0.15 < p_T < 2$ GeV/c的径迹重构事件平面，则 $\phi - weight$ 的优化的样本空间与其相同，根据赝快度和事件顶点把空间分为四个区域，即 $FarWest$ ($\eta > 0, VertexZ > 0$)， $West$ ($\eta > 0, VertexZ < 0$)， $East$ ($\eta < 0, VertexZ > 0$)， $FarEast$ ($\eta < 0, VertexZ < 0$)。沉积为带横动量 $p_T - weight$ 的 $AzimuthalAngle\phi$ 的分布，将该分布各点归一并取倒数就是如图 4-5所示的 $\phi - weight$ 。在事件平面重构的过程中， $weight = \phi - weight \times p_T - weight$ ，对于 $p_T > 2$ GeV/c的情况， $p_T - weight = 2$ ， $p_T < 2$ GeV/c的情况 $p_T - weight = p_T$ 。

利用优化的权重 $weight$ ，我们重构二阶事件平面，图 4-6给出进行权重修正前后的事件平面的对比，发现进行优化的权重修正后，事件平面角分布明显随机程度变高，呈现均匀分布。

对于 π 介子和反质子 \bar{p} 的椭圆流是这样测量的，首先把 $\phi - \Psi_2$ 分为18个区间，每个区间

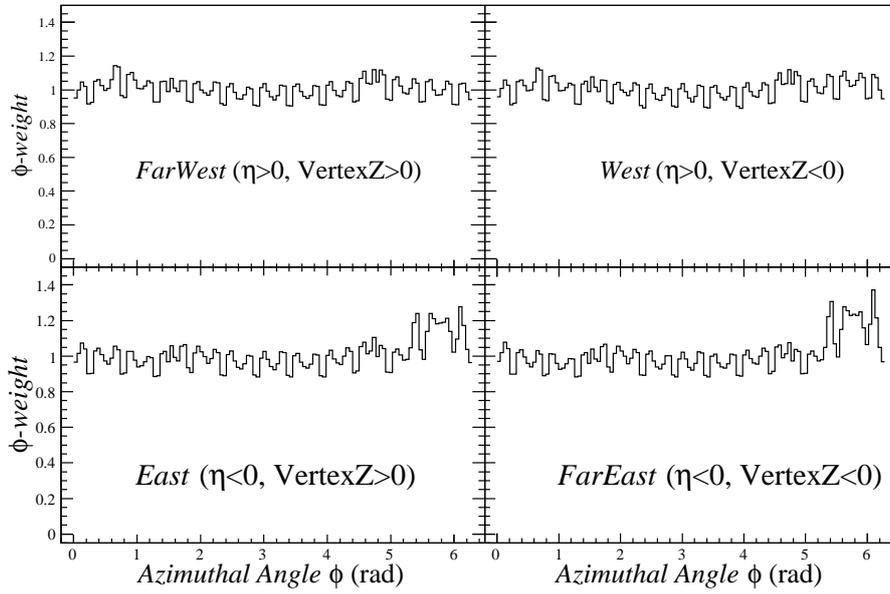


图 4-5 200 GeV Au + Au碰撞 ϕ -weight分布, 中心度为0-12%。

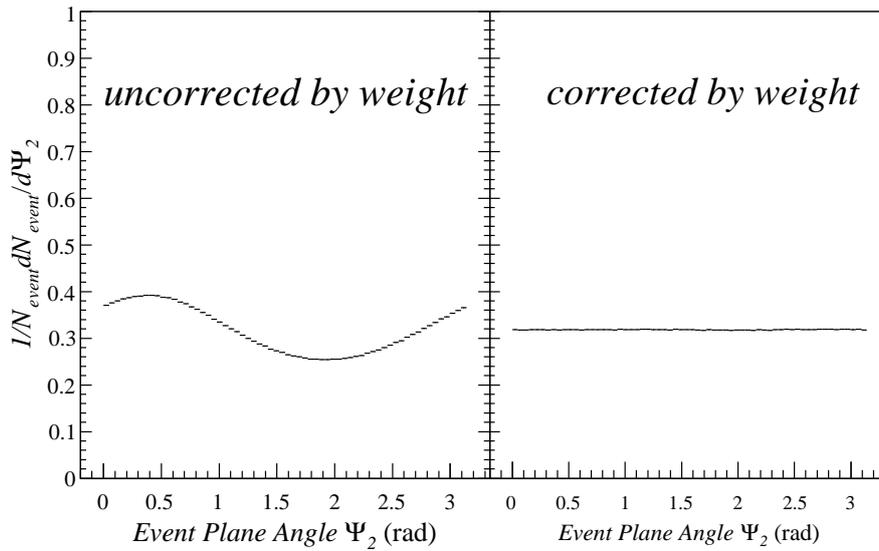


图 4-6 200 GeV Au + Au碰撞二阶事件平面角分布, 中心度为0-12%。

内给出 $N\sigma$ 与横动量 p_T 的分布，在每个横动量 p_T 的区间内将该分布投影到 $N\sigma$ 轴，利用多高斯拟合，从而得到该横动量 p_T 区间上的粒子产额，利用适当的函数形式对横动量 p_T 谱拟合，可以得到横动量区间 $0.2p_T < 1 \text{ GeV}/c$ 上的产额，进而得到 $\phi - \Psi_2$ 分布。这样就可以利用在 2.1介绍的方法计算椭圆流。

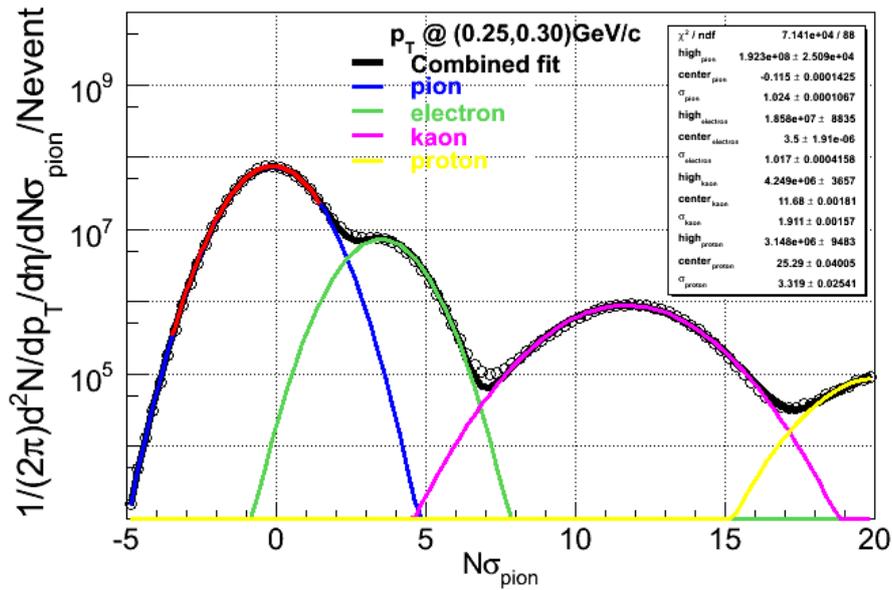


图 4-7 200 GeV Au + Au碰撞， $N\sigma_\pi$ 分布，中心度为0-12%。

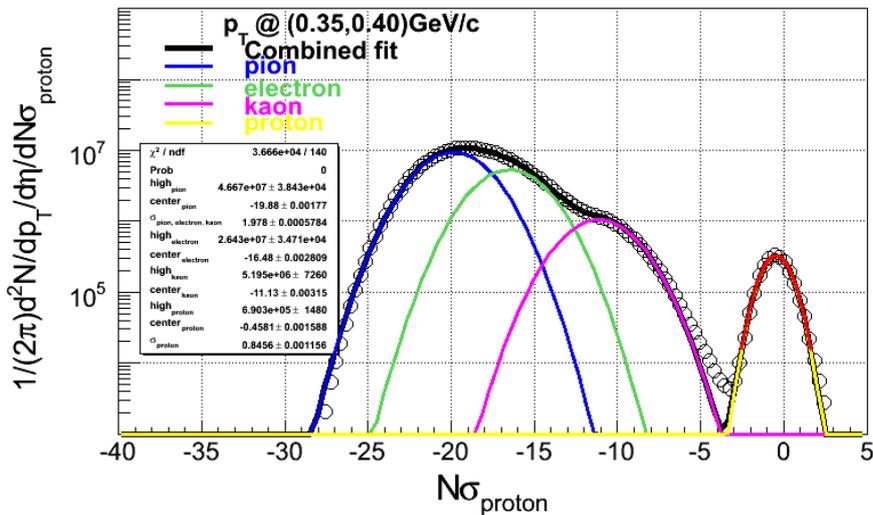


图 4-8 200 GeV Au + Au碰撞， $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布，中心度为0-12%。

图 4-7和 4-8是 $\phi - \Psi_2$ 第一区间的 $N\sigma_\pi$ 和 $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布， $N\sigma_\pi$ 分布的横动量区间为 $0.25 < p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ ， $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布的横动量区间为 $0.35 < p_T < 0.4 \text{ GeV}/c$ 。利用四高斯拟合可

以得到该区间的 π 介子和反质子 \bar{p} 的产额。由于探测器和接收度的因素，考虑了探测效率问题，此处采用RHIC-STAR实验组的2002年200 GeV的Au + Au碰撞的效率修正 [91]（下同）。

将每个横动量区间的产额取出，生成 p_T 谱，图 4-9给出了 π 介子在每个 $\phi - \Psi_2$ 区间的横动量 p_T 谱，拟合函数为，

$$1/(2\pi p_T)dN^2/dp_T/d\eta = A \times \exp(-p_T/T), \quad (4-1)$$

得到拟合函数，对 $0.2 < p_T < 1$ GeV/c区间积分得到该区间 π 介子的产额，

$$\iint 2\pi p_T \times A \times \exp(-p_T/T) dp_T d\eta = \Delta\eta \times \int_{0.2}^1 2\pi p_T \times A \times \exp(-p_T/T) dp_T, \quad (4-2)$$

此处，我们研究的赝快度区间为 $|\eta| < 0.5$ ，所以 $\Delta\eta = 1$ 。

图 4-10给出反质子 \bar{p} 在每个 $\phi - \Psi_2$ 区间的横动量 p_T 谱，对于反质子 \bar{p} 横动量谱的拟合函数为，

$$1/(2\pi p_T)dN^2/dp_T/d\eta = A \times p_T \times \exp(-p_T/T), \quad (4-3)$$

得到拟合函数，对 $0.2 < p_T < 1$ GeV/c区间积分得到该区间反质子 \bar{p} 的产额，

$$\iint 2\pi p_T \times A \times p_T \times \exp(-p_T/T) dp_T d\eta = \Delta\eta \times \int_{0.2}^1 2\pi p_T \times A \times p_T \times \exp(-p_T/T) dp_T, \quad (4-4)$$

此处，我们研究的赝快度区间为 $|\eta| < 0.5$ ，所以 $\Delta\eta = 1$ 。

现在已经获得了 $\phi - \Psi_2$ 每个区间的粒子产额，图 4-11和 4-12给出 π 介子和反质 \bar{p} 的 $\phi - \Psi_2$ 分布，由 2.1中介绍的傅里叶展开方法，可以利用下面的函数拟合，

$$b_0^{v_2}(1 + 2v_2^{obs} \cos(2(\phi_{\pi^\pm}))), \quad (4-5)$$

从而得到 v_2^{obs} ，计算结果给出碰撞中心度为0-12%的200 GeV 的Au + Au碰撞中，事件平面的分辨率为 $Res(0 - \%12) = 0.55764 \pm 5.039e-04$ ，从而得到 π 介子和反质子 \bar{p} 的椭圆流为，

$$\begin{aligned} v_2^{\pi^\pm} &= v_2^{obs, \pi^\pm} / Res(0 - \%12) = 0.024184 \\ v_2^{\bar{p}} &= v_2^{obs, \bar{p}} / Res(0 - \%12) = 0.011099 \end{aligned}, \quad (4-6)$$

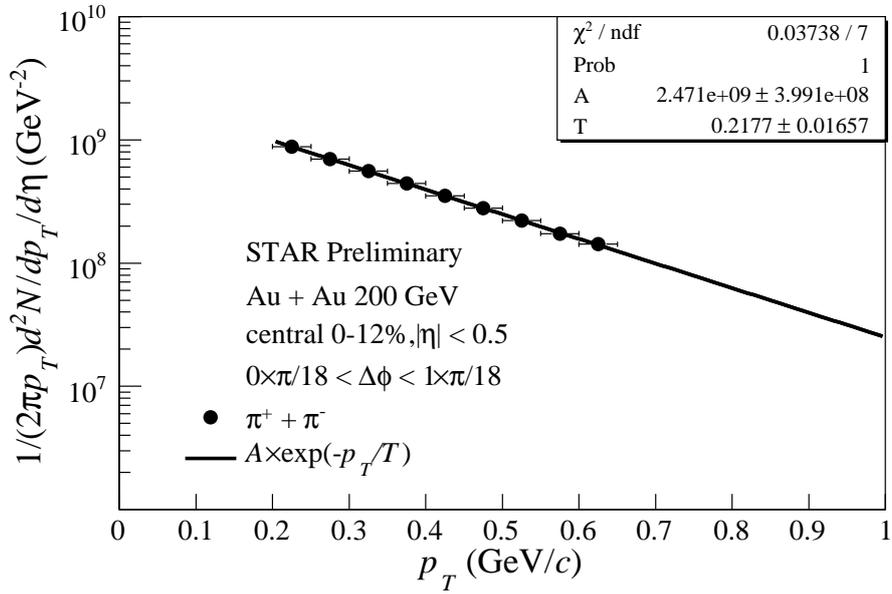


图 4-9 200 GeV Au + Au碰撞， π 介子横动量 p_T 谱，中心度为0-12%。

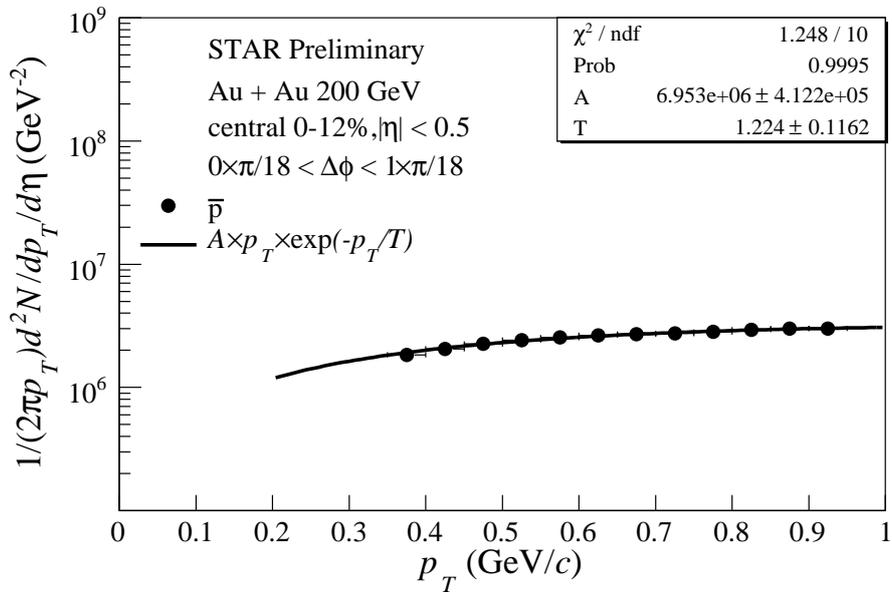


图 4-10 200 GeV Au + Au碰撞，反质子 \bar{p} 横动量 p_T 谱，中心度为0-12%。

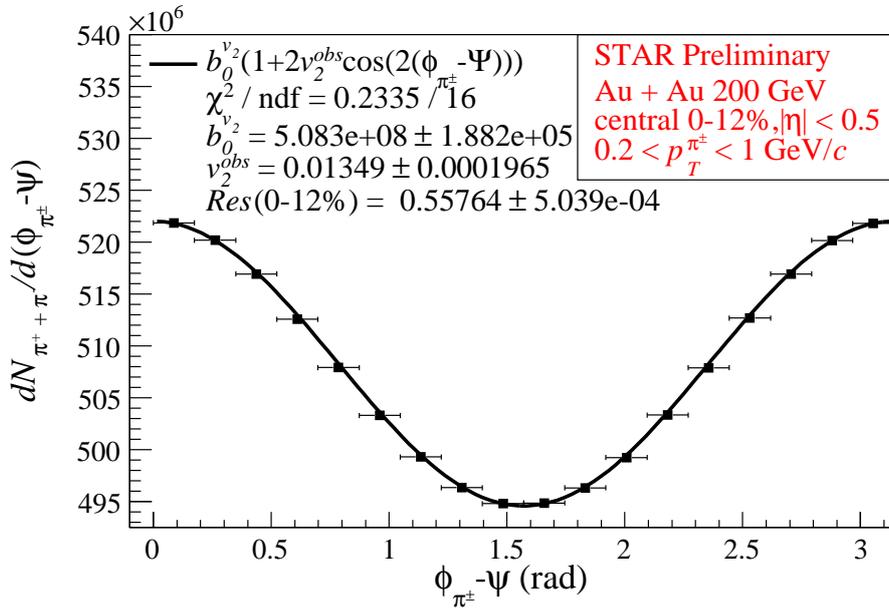


图 4-11 200 GeV Au + Au碰撞, π 介子 $\phi - \Psi_2$ 分布, 中心度为0-12%。

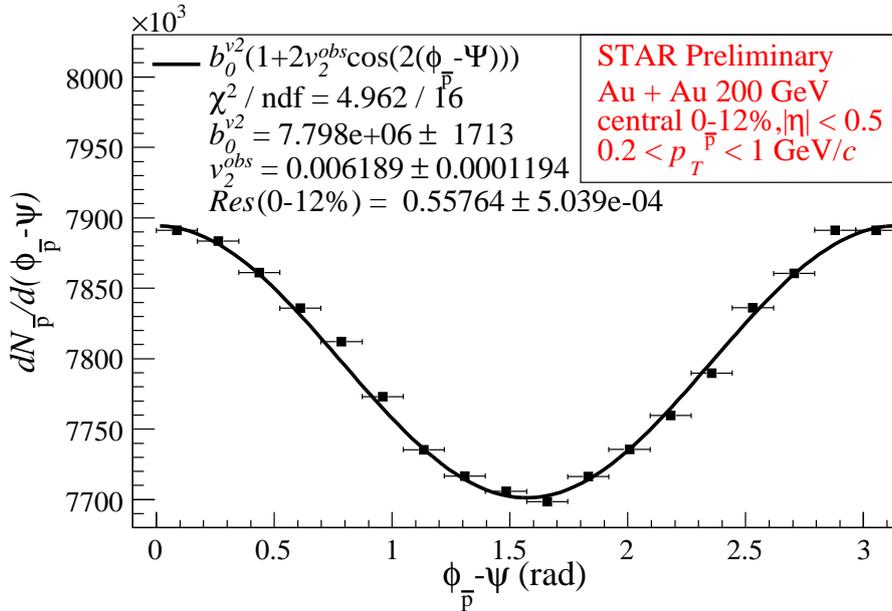


图 4-12 200 GeV Au + Au碰撞, 反质子 $\bar{p}\phi - \Psi_2$ 分布, 中心度为0-12%。

对于带电强子的椭圆流，利用式 2-3，给出 $\langle \cos[2(\phi - \Psi_2)] \rangle$ 值，然后除以分辨率，测得 π 介子和反质子 \bar{p} 为伴随粒子时带电强子的椭圆流分别为 0.110145 和 0.110102，其中的微小差异来自不同样本空间的选择。上面对低横动量 π 介子和反质子 \bar{p} 椭圆流的测量结果，以及高横动量带电强子的测量结果和 RHIC-STAR 结果是一致的 [57]。

4.3 粒子对的筛选

在两粒子方位角关联研究中发现，触发粒子 (trigger particle) 与伴随粒子 (associated particle) 对的选择与两粒子的动量和夹角有关，由于径迹重建的原因造成在某些条件下，选择的粒子对存在问题，使关联函数出现奇异结构，该节介绍如何剔除一些由于径迹重建问题带来的非关联效应。

4.3.1 径迹劈裂—split tracks

原则上，径迹劈裂 (split tracks) 对两粒子方位角关联造成的影响是可以忽略的，但是在一些特殊情况 (触发粒子和伴随粒子动量接近) 该影响不能忽略，尤其是 HBT (Hanbury-Brown Twiss) 测量中必须考虑。

径迹劈裂是在径迹重建过程中，把单独的一条径迹误构建为两条径迹，这样这两条径迹就有非常接近的动量信息 [92-94]，从而在关联信息中在低相对动量 (low relative momentum q) 和小相对角度 (small $\Delta\phi$) 上就有被加强的可能。径迹重建中是把粒子在探测器上留下的点进行拟合构成一条径迹，两条径迹的劈裂程度 (splitting level SL) 定义为，

$$SL \equiv \frac{\sum_i S_i}{Nhits_1 + Nhits_2}$$

$$S_i = \begin{cases} +1 & \text{one track leaves a hit on pad-row} \\ -1 & \text{both tracks leave a hit on pad-row} \\ 0 & \text{niether track leaves a hit on pad-row} \end{cases}, \quad (4-7)$$

图 4-13 是径迹具有相同 pad-row 点数目的一种类情况，a) $SL = -0.5$ （清晰的两条径迹）；b) $SL = 1$ （可能为径迹劈裂）；c) $SL = 1$ （可能为径迹劈裂）；d) $SL = 0.08$ （可能为两条径迹）。研究结果表明应用 $SL < 0.6$ 的限制条件可以消除径迹劈裂带

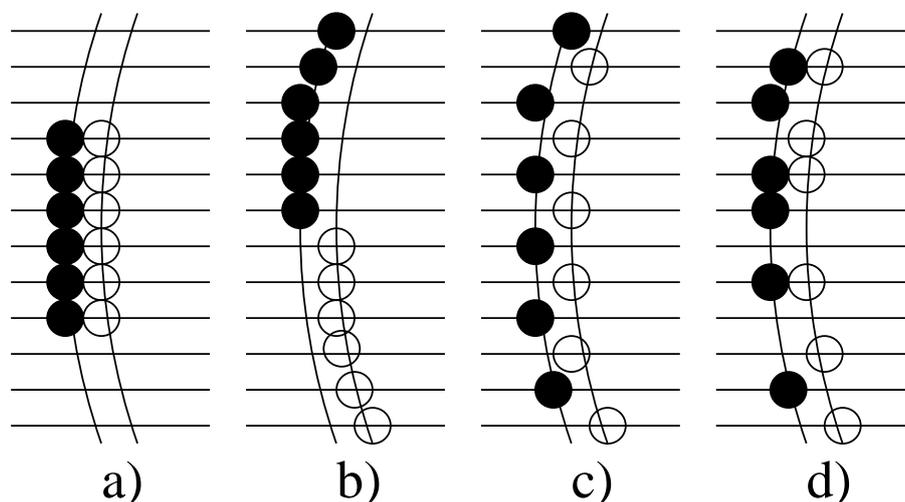


图 4-13 径迹相同 pad-row 点数目的一种类情况 [92]。

来的影响 [92]。

4.3.2 径迹合并—merged tracks

径迹合并（merged tracks）发生在径迹重建中，把两条非常靠近的径迹误重建为一条径迹，尤其是当两条径迹的相对角度很小的时候误重构的几率很大。径迹合并造成的后果就是粒子对在小相对角度（small $\Delta\phi$ ）附近关联信息被压低 [92–94]。为消除径迹合并带来的影响，定义合并的 pad-row 点的比率（fraction of merged hits, FMH ），两个 pad-row 点被分辨的几率低于 99% 时，认为两点是合并的，模拟和实验结果发现在 $RMH < 0.1$ 的条件下可以消除径迹合并带来的影响 [92]。关于 RMH 的详细计算方法可以参考文献 [93]。具体的应用方式是在构建粒子对时应用 RMH 的限制条件，并把相同的限制条件应用到混合事件背景中，将 Raw 关联函数除以归一后的混合事件背景可以消除径迹合并的影响。

4.4 π 介子和反质子为伴随粒子的Raw信号

选择横动量为 $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c 的带电强子为触发粒子，方位角为 ϕ^T ，横动量为 $0.2 < p_T^{assoc} < 1$ GeV/c 的 π 介子或反质子 \bar{p} 为伴随粒子，方位角为 ϕ^A ，关联方位角为 $\Delta\phi = \phi^A - \phi^T$ 。我们将 $\Delta\phi$ 均分为 36 个区间，在每个区间内分别得到 $N\sigma_{\pi\pm}$ 与横动量 p_T 、 $N\sigma_{\bar{p}}$ 与横动量 p_T 的二维分布，然后在每个横动量区间把 $N\sigma$ 与横动量 p_T 的二维分布投影到 $N\sigma$ 轴，这样就得到一个近似多高斯分布，利用四高斯拟合该分布可得到某一 $\Delta\phi$ 区间内该 p_T 区间上粒子的产额。

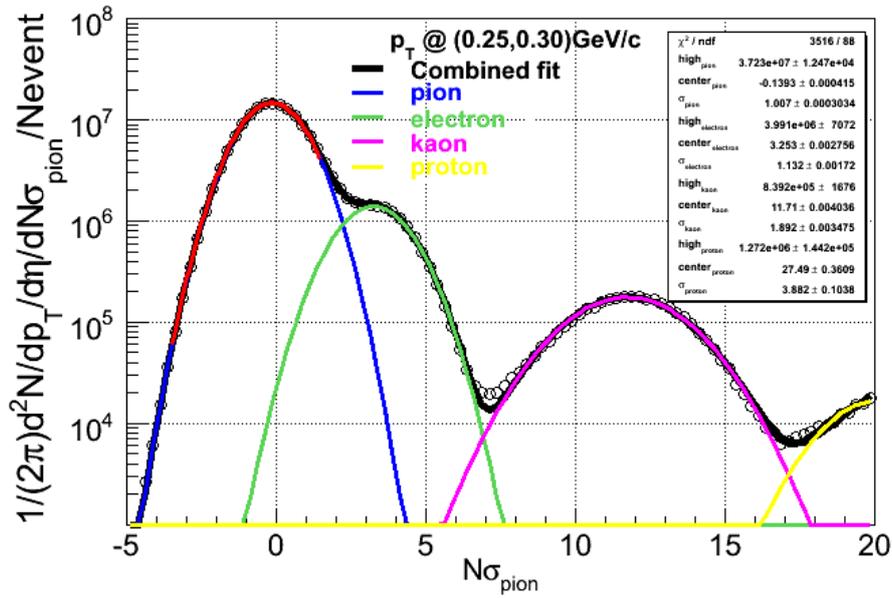


图 4-14 200 GeV Au + Au 碰撞， $N\sigma_{\pi}$ 分布，中心度为 0-12%。

图 4-14 和 4-15 给出了 π 介子和反质子 \bar{p} 在 $\Delta\phi$ 第一个区间上在限定的 p_T 范围内的 $N\sigma$ 分布，利用四高斯拟合后可以得到该区间粒子的产额，将每个 p_T 区间的产额取出后可以得到该 $\Delta\phi$ 区间的横动量 p_T 谱，如图 4-16 和 4-17 所示，分别为 π 介子和反质子 \bar{p} 的横动量 p_T 谱。

利用式 4-1 和 4-3，分别拟合 π 介子横动量 p_T 谱和反质子 \bar{p} 横动量 p_T 谱，再利用式 4-2 和 4-4 分别得到每个 $\Delta\phi$ 区间的 π 介子和反质子 \bar{p} 产额。现在，我们就得到了 π 介子和反质子 \bar{p} 作

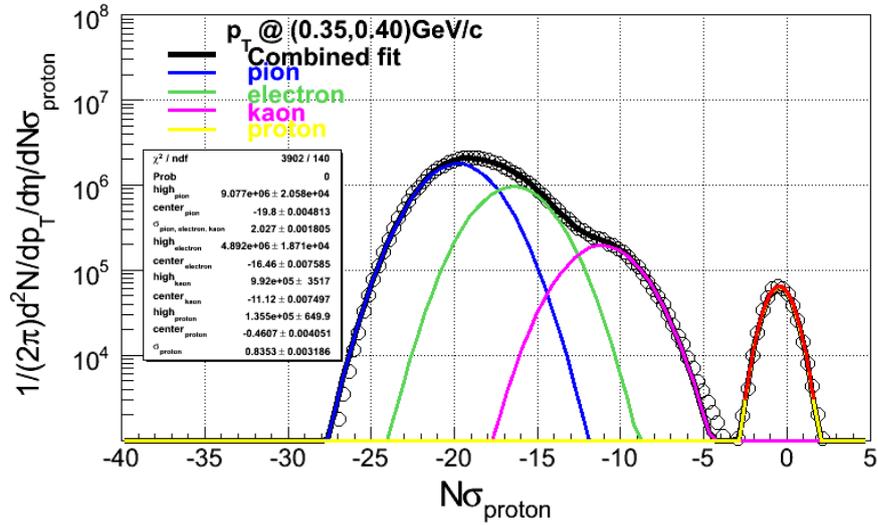


图 4-15 200 GeV Au + Au碰撞, $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布, 中心度为0-12%。

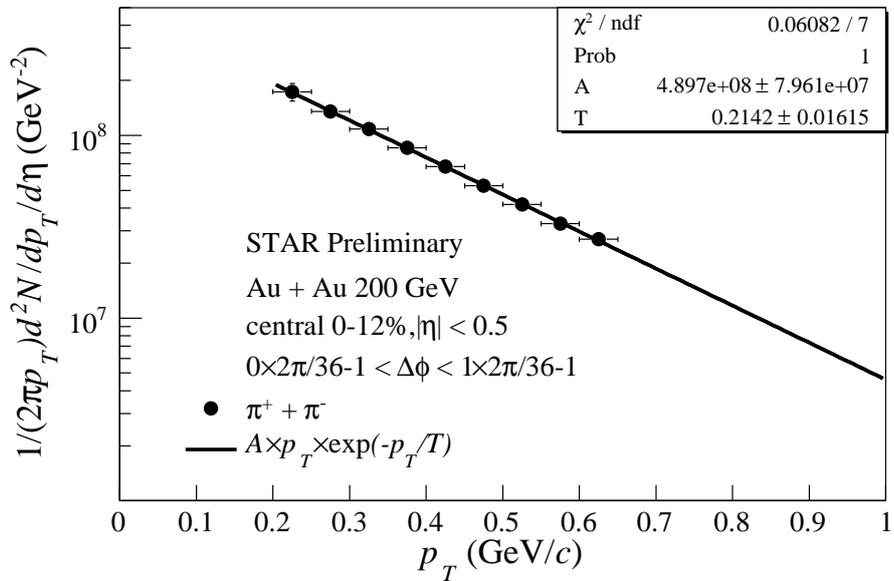


图 4-16 200 GeV Au + Au碰撞, π 介子横动量 p_T 谱, 中心度为0-12%。

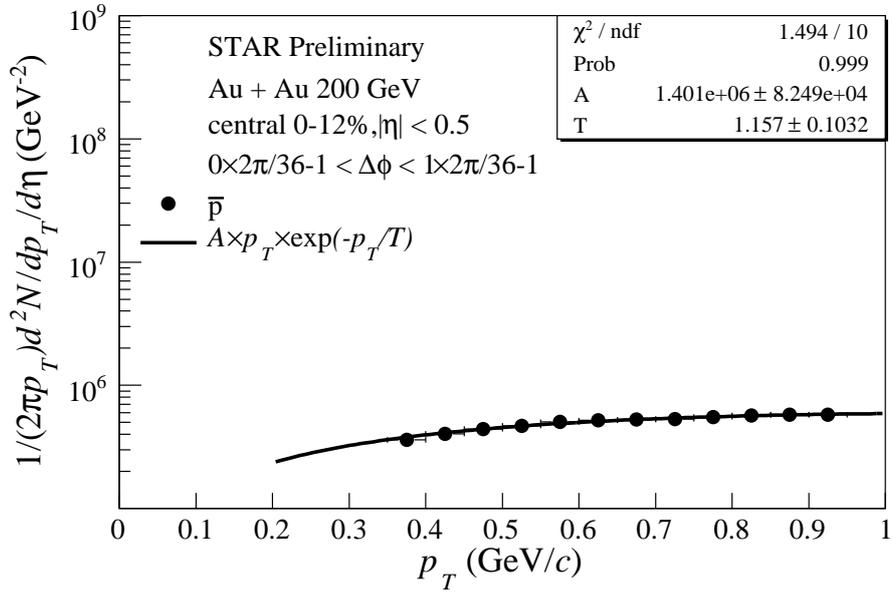


图 4-17 200 GeV Au + Au碰撞，反质子 \bar{p} 横动量 p_T 谱，中心度为0-12%。

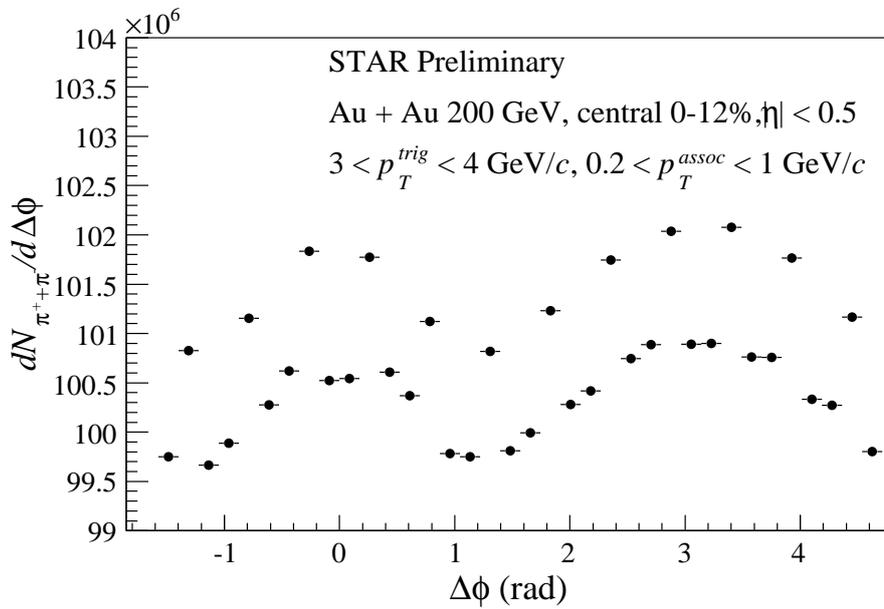


图 4-18 200 GeV Au + Au碰撞， π 介子作为伴随粒子的Raw关联函数。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

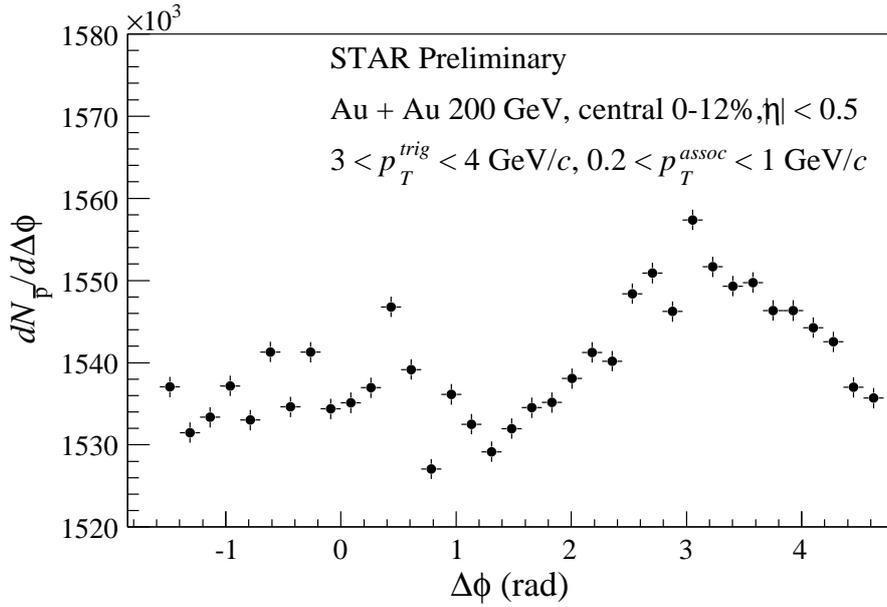


图 4-19 200 GeV Au + Au碰撞，反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的Raw关联函数。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

为伴随粒子的Raw 信号，图 4-18和 4-19给出Raw关联函数。

从Raw关联函数可以明显看出，数据点有规律的涨落，这种涨落来自探测器的几何构型和数据获取的原因，可以通过构造几何背景的方法消除，另外，在 $\Delta\phi = 0$ 附近的点被明显压抑，这是由于径迹合并（merged tracks），可以通过对合并的pad-row点的比率（fraction of merged hits, FMH ）的限制消除，下面在几何背景的构建中完成这些修正。

4.5 π 介子和反质子为伴随粒子的几何背景

在2.3中介绍了利用混合事件（mixed-event technique）方法构建背景的方法，与此类似可以利用该方法构建几何背景。实验分析中选择两个事件 S 和 M ，要求两个事件具有相近的碰撞顶点 $VertexZ$ 和参考多重数 $RefMult$ ，在事件 S 中选择触发粒子（trigger particle），方位角为 ϕ^T ，在事件 M 中选择伴随粒子（associated particle），方位角为 ϕ^A ，关联角度 $\Delta\phi = \phi^A - \phi^T$ ，加上合并的pad-row点的比率（fraction of merged hits, FMH ）的限制条件（ $FMH < 0.1$ ）可以得到 $\Delta\phi$ 的分布。

与测量两粒子方位角关联Raw信号类似，现在每个关联角度 Δ 区间的某一横动量区间给出 $N\sigma$ 分布，如图 4-20和 4-21所示，分别为 $N\sigma_\pi$ 和 $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布。

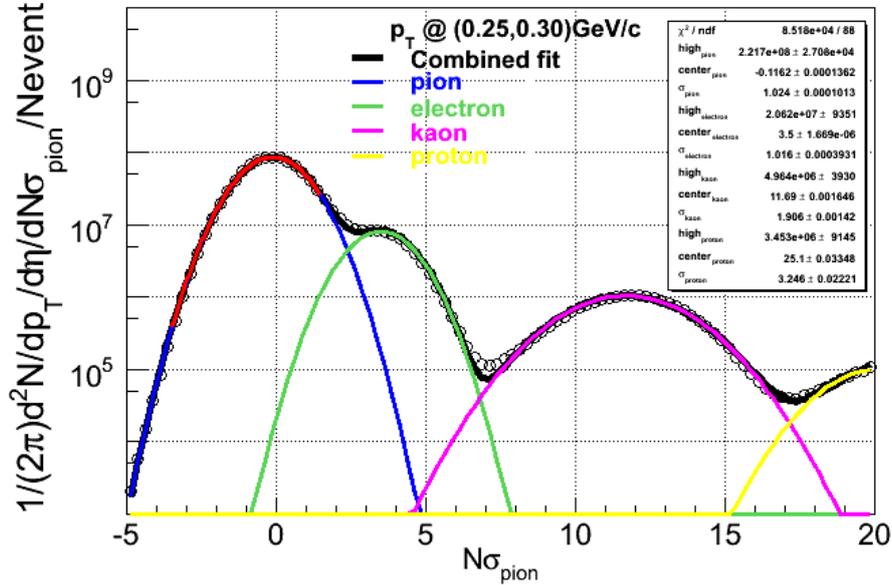


图 4-20 200 GeV Au + Au碰撞, $N\sigma_\pi$ 分布。中心度为0-12%, $|\eta| < 0.5$, $0.2 < p_T^{\text{assoc}} < 1 \text{ GeV}/c$, $3 < p_T^{\text{trig}} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

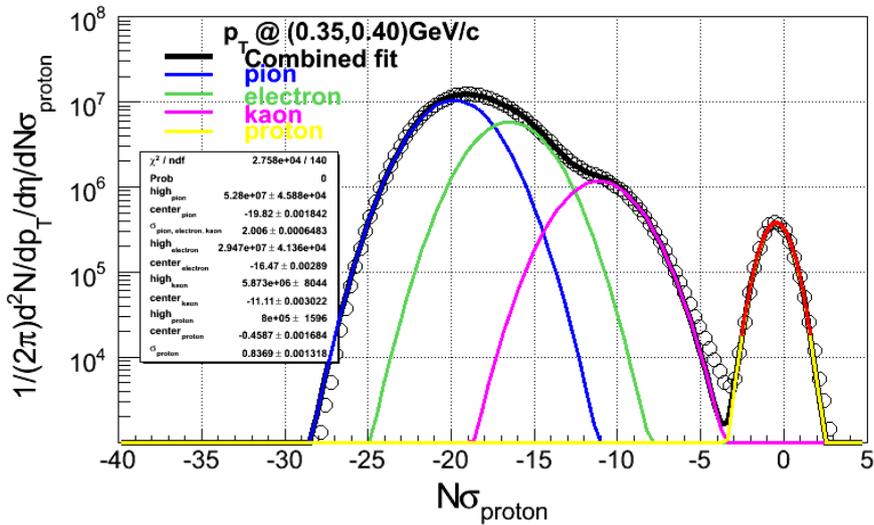


图 4-21 200 GeV Au + Au碰撞, $N\sigma_{\bar{p}}$ 分布。中心度为0-12%, $|\eta| < 0.5$, $0.2 < p_T^{\text{assoc}} < 1 \text{ GeV}/c$, $3 < p_T^{\text{trig}} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

通过对 $N\sigma$ 多高斯拟合，将每个横动量 p_T 区间的产额取出，得到每一 $\Delta\phi$ 区间的横动量 p_T 谱，如图 4-22和 4-23所示，为 π 介子和反质子 \bar{p} 的横动量 p_T 谱。利用式 4-1和4-3，分别拟合 π 介子横动量 p_T 谱和反质子 \bar{p} 横动量 p_T 谱，再利用式 4-2和 4-4分别得到每

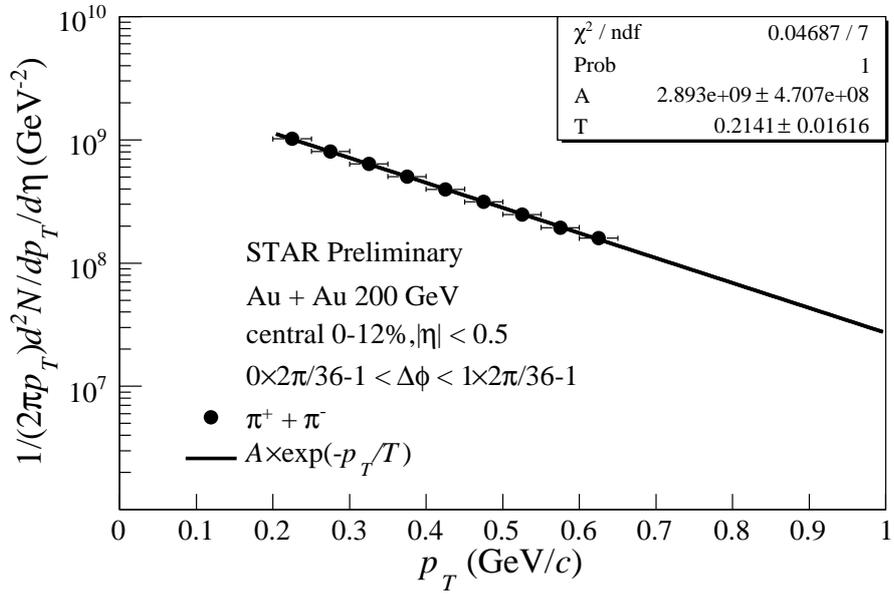


图 4-22 200 GeV Au + Au碰撞， π 介子横动量 p_T 谱，中心度为0-12%。

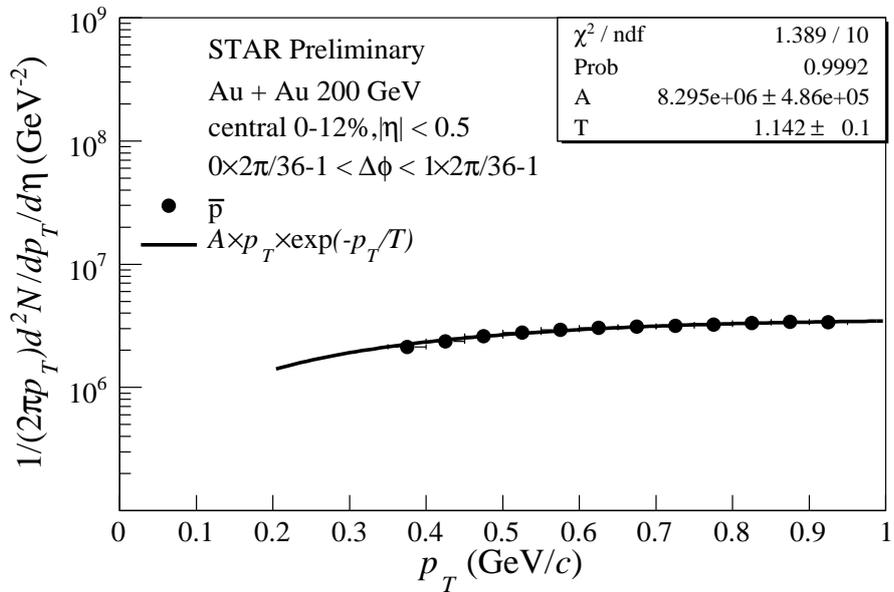


图 4-23 200 GeV Au + Au碰撞，反质子 p 横动量 p_T 谱，中心度为0-12%。

个 $\Delta\phi$ 区间的 π 介子和反质子 \bar{p} 产额。现在，我们就得到了 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的Mixed-event中的 $\Delta\phi$ 分布。将该 $\Delta\phi$ 分布的积分值除以 $\Delta\phi$ 的区间数（bin number）得到 $Mean - Count$ ，然后 $\Delta\phi$ 分布除以 $Mean - Count$ 就可以得到几何背景。图 4-24和4-25分别是 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的几何背景。

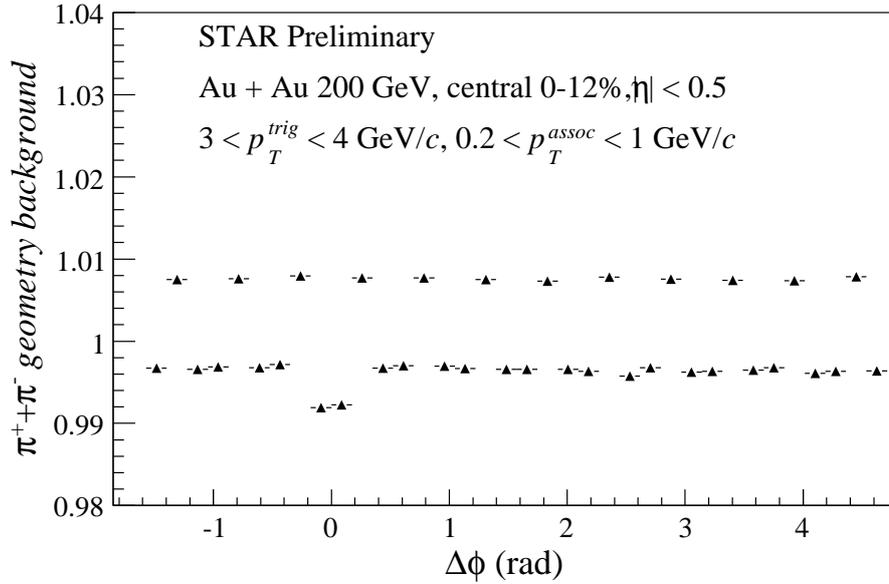


图 4-24 200 GeV Au + Au碰撞， π 介子作为伴随粒子的几何背景。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

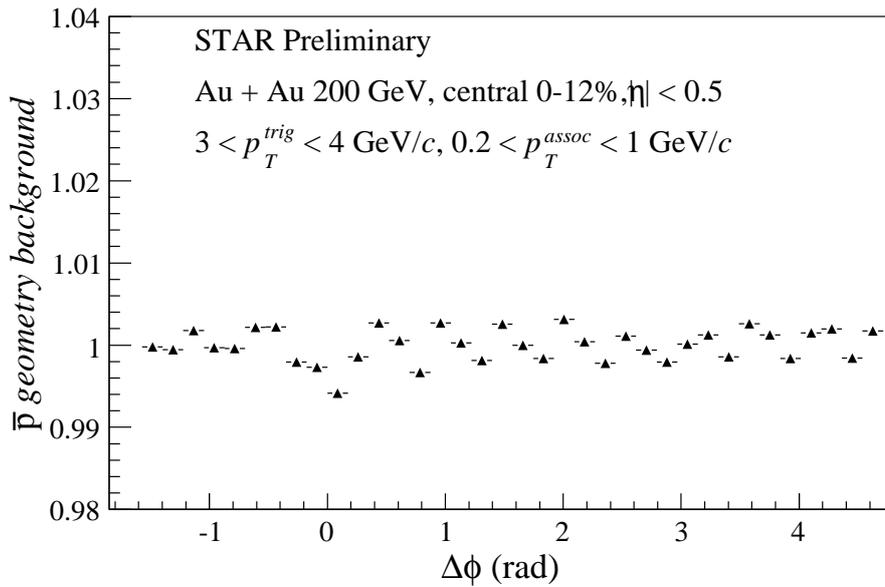


图 4-25 200 GeV Au + Au碰撞，反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的几何背景。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

4.6 π 介子和反质子 \bar{p} 为伴随粒子的关联函数

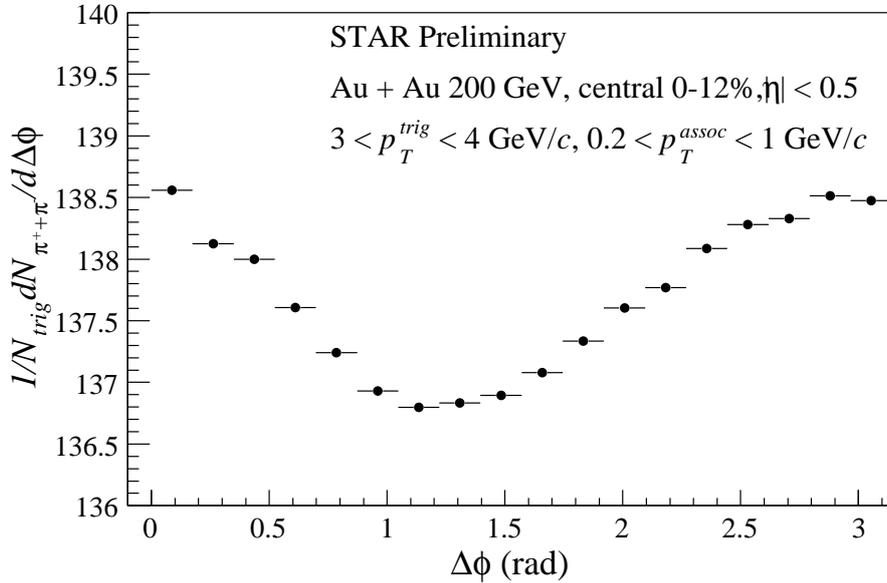


图 4-26 200 GeV Au + Au碰撞，进行几何背景修正的 π 介子作为伴随粒子的关联函数。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

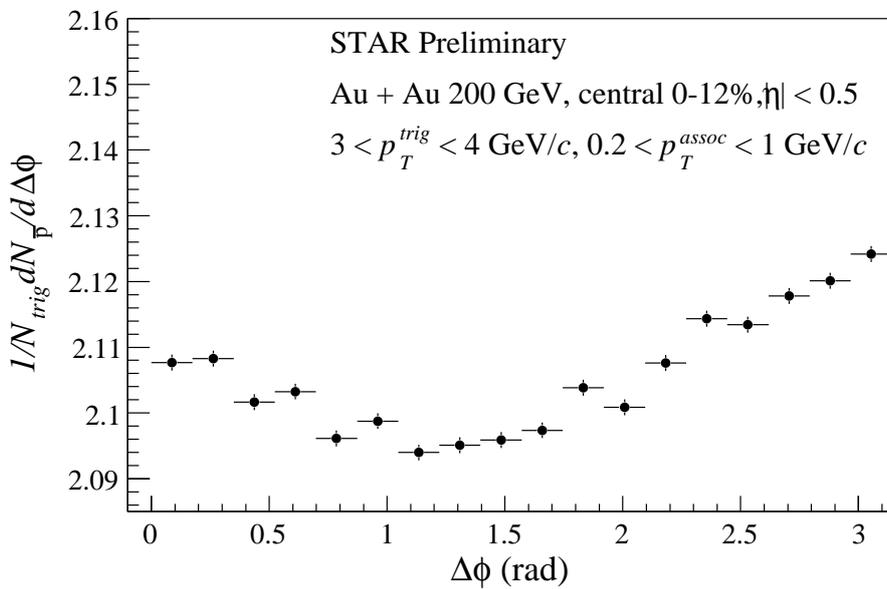


图 4-27 200 GeV Au + Au碰撞，进行几何背景修正的反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的关联函数。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

以上测量了在赭快度区间 $|\eta| < 0.5$ ， π 介子和反质子 \bar{p} 在横动量 $0.2 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$ 的椭圆流和带电强子在横动量 $3 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ 的椭圆流，并且测量了两粒子方位角关联

的几何背景。现在可以求得两粒子方位角关联函数了。

将Raw关联函数除以几何背景可以得到修正后的Raw关联函数，图 4-26和 4-27分别是进行几何背景修正的 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的关联函数。

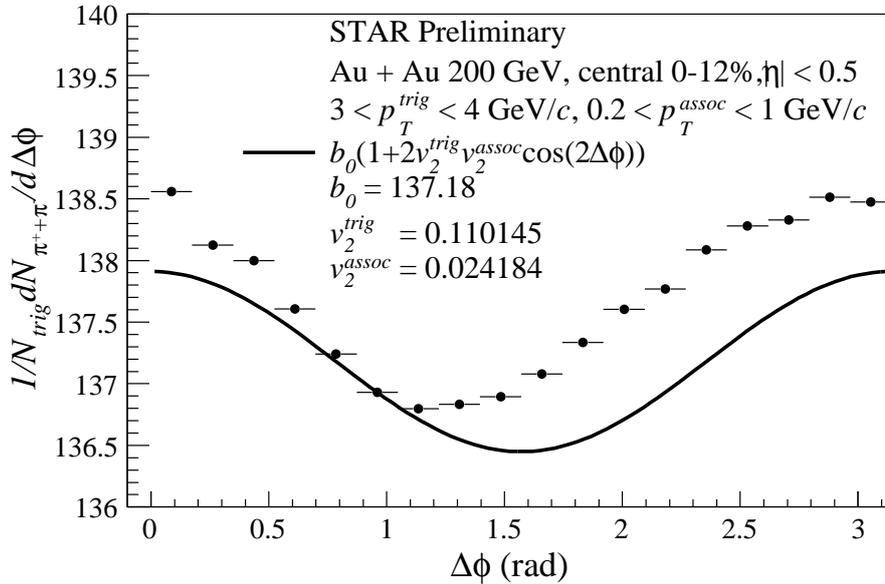


图 4-28 200 GeV Au + Au碰撞， π 介子作为伴随粒子的扣除两粒子方位角关联背景图。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1$ GeV/c， $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c。

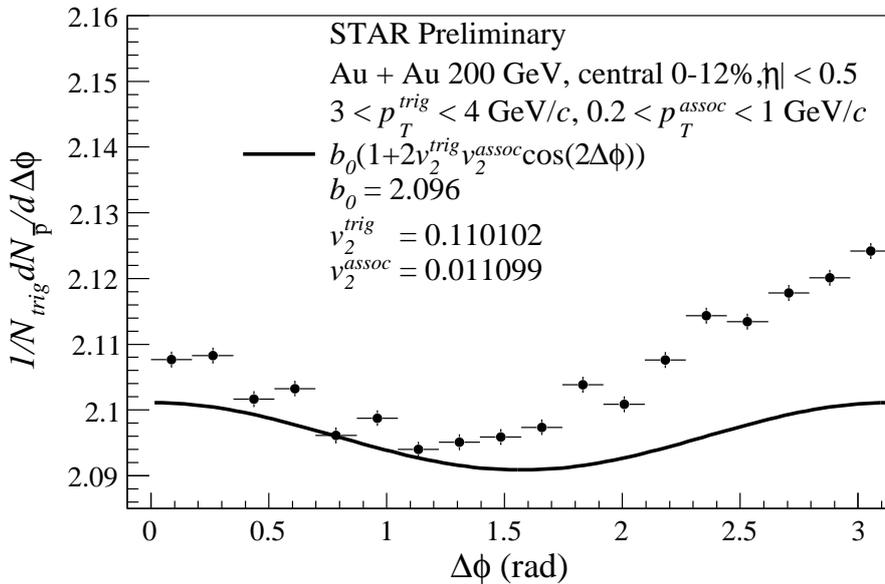


图 4-29 200 GeV Au + Au碰撞，反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的扣除两粒子方位角关联背景图。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1$ GeV/c， $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c。

根据 2.3中的式2-16构造两粒子方位角关联的背景，认为该背景主要来自椭圆流的贡

献，椭圆流已经在 4.2 中测量，利用 ZYAM 方法，将背景和关联信息归一到最小关联处，图 4-28 和 4-29 分别是 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的扣除两粒子方位角关联背景图。

扣除椭圆流带来的非关联信息，得到真实的两粒子方位角关联函数，如图 4-30 和 4-31 所示，分别为 π 介子和反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的两粒子方位角关联的真实信号。

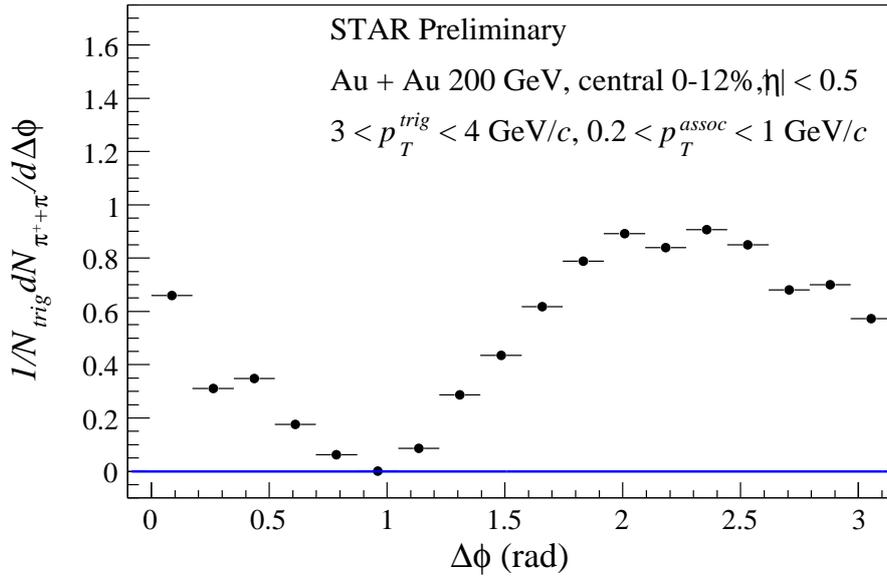


图 4-30 200 GeV Au + Au 碰撞， π 介子作为伴随粒子的两粒子方位角关联函数。中心度为 0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

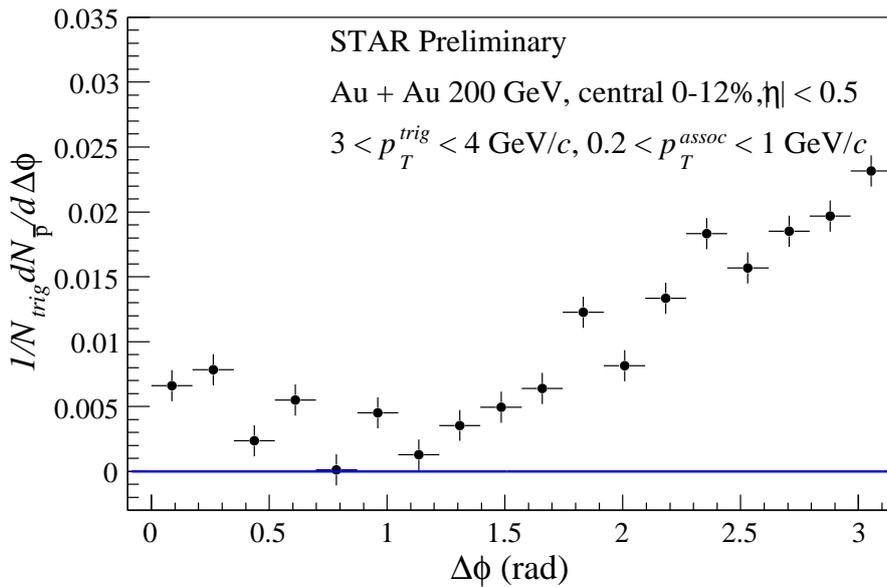


图 4-31 200 GeV Au + Au 碰撞，反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的两粒子方位角关联函数。中心度为 0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

从图 4-30, 可以看出 π 介子作为伴随粒子的两粒子方位角关联, 在Away-side关联函数中出现了明显的劈裂, 即类马赫结构, Nnear-side关联函数呈现高斯分布, 对于反质子 \bar{p} 作为伴随粒子的两粒子方位角关联函数, 图 4-31所示, 在Near-side和Away-side关联函数上都呈现高斯分布, 但是Away-side关联函数有明显的展宽趋势, 无论是 π 介子作为伴随粒子时关联函数Away-side的类马赫结构还是反质子 \bar{p} 作为伴随粒子时关联函数Away-side的展宽, 都说明背向喷注与QCD介质发生了剧烈的相互作用, 或者说背向喷注在介质中被改变了 (jet modification), 当然从目前的实验结论和理论分析还难以界定jet modification 的详细物理机制和类马赫结构以及Away-side展宽的动力学因素, 但是通过对介子和重子作为伴随粒子的两粒子方位角关联的研究有助于我们进一步理解这些未知的物理机制。

4.7 Away-side关联函数的重子介子比率及讨论

在 1.5.1中介绍了对Away-side关联函数的一些理论解释, 这些理论解释主要针对Away-side关联函数的双峰结构或类马赫结构, 马赫波的理论解释表明在马赫角方向粒子密度会增加, 辐射机制也表明在辐射角方向的粒子密度也有相对增加的趋势, 喷注扭转机制或部分子级联机制产生的关联函数也表明在双峰结构的峰位附近两粒子密度也出现了增强的趋势。对于Away-side关联函数为高斯分布的情形, 明显表明在 $\Delta\phi = \pi$ 附近粒子数密度为相对加强的趋势。这种在 $\Delta\phi$ 方向强子数密度的相对加强是否表明部分子也出现了某种相空间的分布, 这一问题是我们所感兴趣的。部分子强子化的理论机制 [95–99]表明, 强子形成几率随部分子密度增加而变大, 并且在部分子密度高的区域形成重子的几率变大, 表现在重子介子比 (*Baryon/Meson*) 增加。图 4-32是两粒子方位角关联函数Away-side的重子介子比 (*Baryon/Meson*), 结果为在Away-side ($\Delta\phi = \pi$) 附近重子介子比出现了加强的趋势, 这一现象表明在横动量区间 $0.2 < p_T^{assoc} < 1$, 中赝快度区 ($|\eta| < 0.5$), 由于喷注的作用在喷注方向附近, 部分子密度分布可能出现了相

对加强趋势。但是，RHIC-STAR实验组测得两粒子方位角关联函数上 $(\bar{\Lambda} + \Lambda) / K_s^0$ 比在 $[100]\Delta\phi = \pi$ 附近是一个低谷，而在Away-side双峰结构的峰位附近是加强的趋势，此分析的伴随粒子和触发粒子横动量区间为 $1 < p_T^{assoc} < 4 \text{ GeV}/c$, $3 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ 。上述实验分析结果的区别可能是两种原因造成的，一是横动量区间不同，特别是伴随粒子区间差异较大，二是选择的粒子种类不同，并且后者选择的都是奇异粒子（strangeness），所以，进一步的研究应该进行横动量依赖性和粒子种类依赖性的研究。RHIC-STAR-TOF正在安装调试，TOF的投入使用，将会使粒子鉴别本领大大加强，对于特定粒子作伴随粒子的两粒子方位角关联可以进行系统的研究。

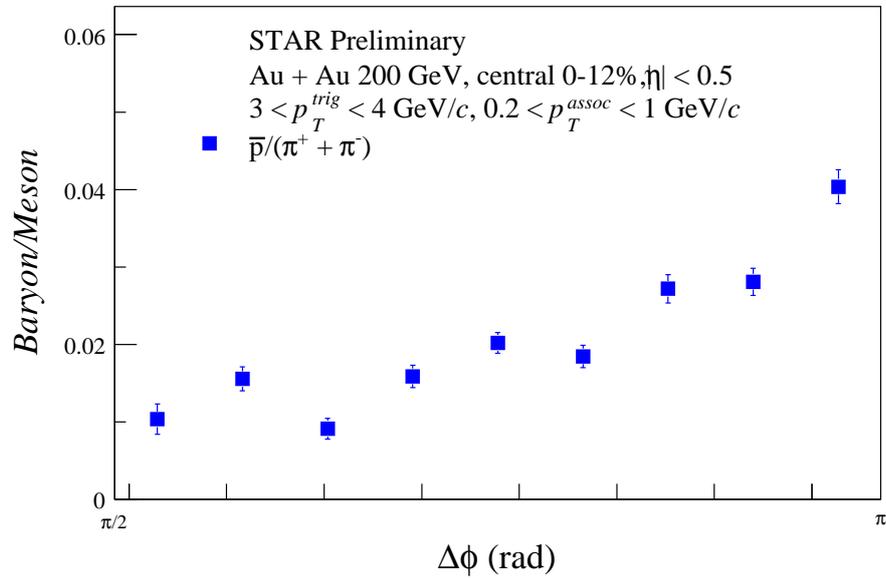


图 4-32 200 GeV Au + Au碰撞，两粒子方位角关联函数Away-side的重子介子比（Baryon/Meson）。中心度为0-12%， $|\eta| < 0.5$ ， $0.2 < p_T^{assoc} < 1 \text{ GeV}/c$ ， $3 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$ 。

第五章 多相输运模型

在研究两粒子方位角关联中，我们提出部分子级联效应可以解释Away-side关联函数的双峰结构。AMPT (am multi-phase transport model) [101]是一个包含部分子相的多相输运模型，可以实现部分子级联碰撞机制对Away-side关联函数双峰结构的解释。AMPT包括四个主要子过程，一、相空间的初始化，由HIJING [102–105]模型完成；二、部分子的相互作用（部分子级联碰撞机制），由ZPC [106]完成；三、强子化，由LUND弦碎裂模型（Lund string fragmentation model）[107–109]或夸克组合模型完成；四、强子再散射，由ART [110, 111]模型完成。根据对激发弦的处理和强子化机制的不同选择，AMPT分为Melt AMPT [112–114]版本和Default AMPT [115–121]版本，在Melt AMPT版本中，激发弦全部融化为部分子，然后进入部分子相互作用阶段，而Default AMPT版本中，激发弦直接强子化进入强子再散射阶段，Melt AMPT版本强子化采用夸克组合模型，Default AMPT版本采用LUND弦碎裂模型。一般认为，Melt AMPT版本模型适用极端相对论重离子碰撞，Default AMPT版本适用 $p + p$ 、 $d + Au$ 和 $p + Au$ 等相对论碰撞。图 5-1 和 5-2 分别给出了Default AMPT版本和Melt AMPT版本的结构示意图。下面就每个子过程进行介绍。

5.1 相空间初始化—HIJING

在HIJING模型 [102–105]中，两个对撞核的径向密度分布由Woods-Saxon分布描述。

Structure of the default AMPT model

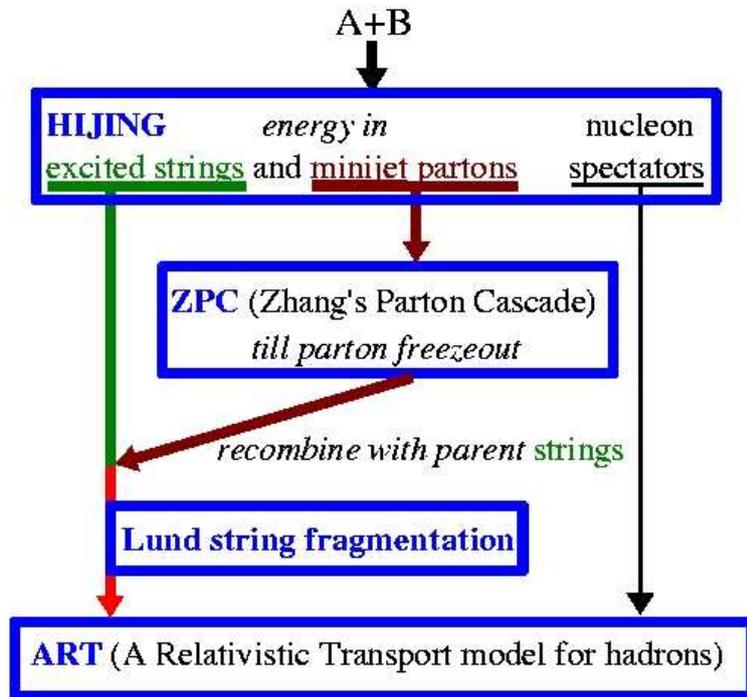


图 5-1 Deault AMPT版本结构示意图 [101]。

Structure of AMPT model with string melting

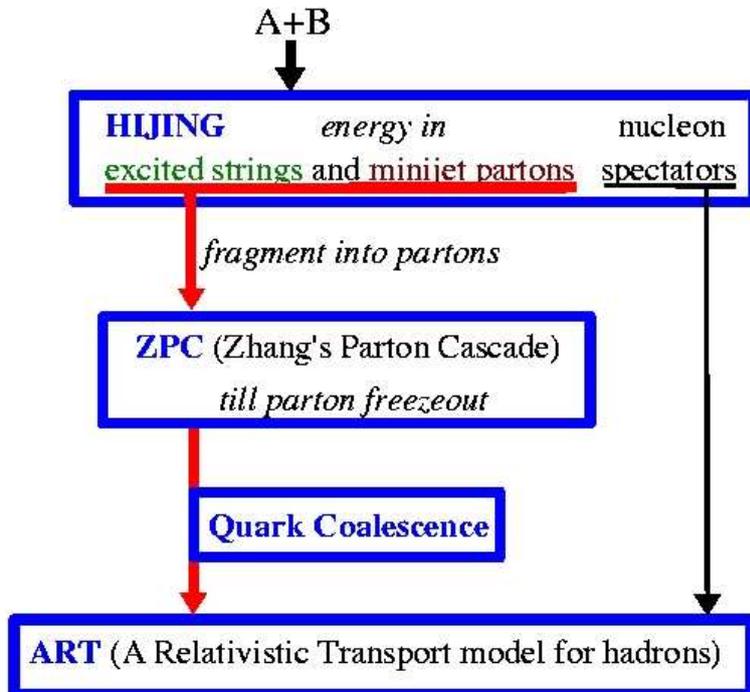


图 5-2 Melt AMPT版本结构示意图 [101]。

粒子从两个对撞核中产生有两种过程，一是硬过程（hard component）另一个是软过程（soft component）。硬过程是指相互作用中动量传递大于某一限制 p_0 ，该过程由pQCD可以描述，硬过程产生minijet部分子。软过程动量传递低于某一限制 p_0 ，是非微扰的，由弦形成机制模拟，形成激发弦。在Melt AMPT版本中，激发弦通过LUND弦碎裂模型 [107–109]被融化为部分子，产生的 u 、 d 、 s 夸克流质量分别为 $m_u = 5.6$ 、 $m_d = 9.9$ 、 $m_s = 199 \text{ MeV}/c^2$ 。

5.2 部分子相互作用—ZPC

在Default AMPT中的minijet部分子，以及Melt AMPT中激发弦融化来的部分子都将进入部分子相互作用阶段，该阶段由ZPC（Zhang’s Parton Cascade） [106]描述。该过程采用玻尔兹曼输运方程描述相空间的演化，当两个部分子距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$ 时，部分子发生散射， σ 为部分子相互作用截面。目前在ZPC中部分子相互作用只包括两体散射，其相互作用的微分截面由pQCD计算得到，

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{s}\right) \frac{1}{(t - \mu^2)^2}, \quad (5-1)$$

这里， α_s 是强作用耦合常数， s 和 t 是Mandelstam变量， μ 为有效屏蔽质量。有效屏蔽质量 μ 依赖部分子物质的温度和密度，可以通过对 μ 的初始设置改变部分子相互作用截面。根据以前AMPT的结果 [112–114]，本文除特别声明外部分子相互作用截面采用10 mb。

5.3 强子化机制

在Default AMPT版本中，当minijet部分子停止相互作用后，将与其母弦（parent string）形成激发弦（excited string），然后通过LUND弦碎裂模型 [107–109]形成强子。在Melt AMPT版本中，利用简单的部分子组合模型（simple quark coalescence model）进行强子化，两个夸克形成介子，三个夸克形成重子，每个强子形成占用0.7 fm/c的时间。在输运过程中，部分子相互作用和强子化是同时进行的，即当部分子满足强子化条件时

就会形成强子，所以在演化过程中，总会有部分子相和强子相共存的状态，并且随着强子化，部分子密度降低 [122]，在部分子低密度情形下，pQCD计算已经失效，这种强子化机制也在根本上存在问题，好在当强子相占绝对优势的时候，基本上部分子强子化已经完成。

5.4 强子再散射—ART

部分子强子化以后，进入强子相互作用阶段，该过程用ART [110, 111]模拟。在AMPT中包括下面强子等共振态粒子的相互作用和衰变，即 π 、 ρ 、 ω 、 η 、 K 、 K^* 、 ϕ 、 N 、 Δ 、 $N^*(1440)$ 、 $N^*(1535)$ 、 Λ 、 Σ 、 Ξ 和 Ω 。ART考虑了同位旋自由度、核子和 K 介子的平均场效应，主要模拟了重子-重子、介子-介子和重子-介子间的相互作用，以及一些强子和共振态粒子的衰变。对AGS能量的实验结果ART能够给出比较合理的描述 [110, 111]。

5.5 AMPT的一些结论

AMPT对相对论重离子碰撞以及 $p + p$ 和 $d + Au$ 碰撞都给出了一些成功的模拟结果 [101]。利用Default AMPT版本对 $p + p$ 碰撞的快度谱和横动量谱进行了描述，并给出了快度微分产额的碰撞能量依赖关系。AMPT还进行了介子动量关联函数（HBT）的模拟 [113]，与STAR的数据结果进行了比较。AMPT最成功的是对椭圆流的描述，包括对 ϕ 介子椭圆流和NCQ标度的计算 [123]。AMPT也对LHC能量进行了预言，给出了横动量谱和赝快度谱等结果 [101]。这些结果表明，对于 $Au + Au$ 相对论能量的碰撞，用Melt AMPT描述比较合理，其中的部分子级联碰撞机制（parton cascade）是不可或缺的。以后的章节将介绍利用AMPT模型对两粒子方位角关联进行模拟和解释，部分子级联碰撞机制在其中起到了重要的作用。

AMPT模型是发展中的一个多相运输模型，是由几个相对独立的子模型发展而来，对

实验结果的描述还有一些距离，比如对Au + Au碰撞的谱学描述，在高横动量区产额较低，即粒子谱比较软，这样对粒子的比率和核修正因子的计算就不可避免的产生问题。这可能造成的原因有，HIJING模型初始化的相空间硬粒子产生机制，同时部分子相互作用只包括了两体散射过程，对pQCD高阶修正没有考虑，其强子化模型过于简单等。但是，AMPT模型具有充分的部分子相互作用，能够形成比较合理的各向异性流相空间，同时对两粒子方位角关联结构的描述还是比较合理的。

第六章 两粒子方位角关联理论研究

本章将系统讲述，利用多相输运模型AMPT，实现部分子级联碰撞机制（parton cascade）对两粒子方位角关联和Away-side关联函数双峰结构的解释。

6.1 关联函数构造和方法介绍

通常认为高横动量粒子（一般认为是喷注），在通过QCD高温致密介质时会丢失大量的能量和动量，这些能量和动量的丢失是由于高横动量粒子与介质发生了剧烈的相互作用，这一现象称为喷注淬火 [22]。那么喷注丢失的动量和能量如何分布，获得能量和动量的介质在相空间上发生了什么样的重新分布，是实验和理论工作者非常感兴趣的问题。为解决这一问题，重现介质中由于喷注作用而导致的相空间改变，人们采用了在方位角方向重构粒子分布的方法，即两粒子或多粒子方位角关联方法 [28, 29, 65-67]。该方法在第 2 章已经进行了介绍，并在第 4 章得到了具体的应用，下面介绍在输运模型中的具体实现。

6.1.1 方法介绍

在当前事件S下，选择高横动量的粒子为触发粒子（trigger particle），横动量为 p_T^{trig} ，方位角为 ϕ^T ，选择伴随粒子（associated particle）横动量为 p_T^{assoc} ，方位角为 ϕ^A ，要求 $p_T^{assoc} < p_T^{trig}$ 。在当前事件S下，可以得到 $\Delta\phi = \phi^A - \phi^T$ 的分布，该分布就是

两粒子方位角关联的Raw信号。采用混合事件方法（Mixed-event method）构造背景，选择事件M，要求事件S \neq 事件M，且事件S和事件M非常相似，在分析中选择碰撞中心度（碰撞参数）非常接近的事件S和事件M。在事件S中选择触发粒子，事件M中选择伴随粒子，得到另一 $\Delta\phi$ 分布，该分布就是两粒子方位角关联的背景。

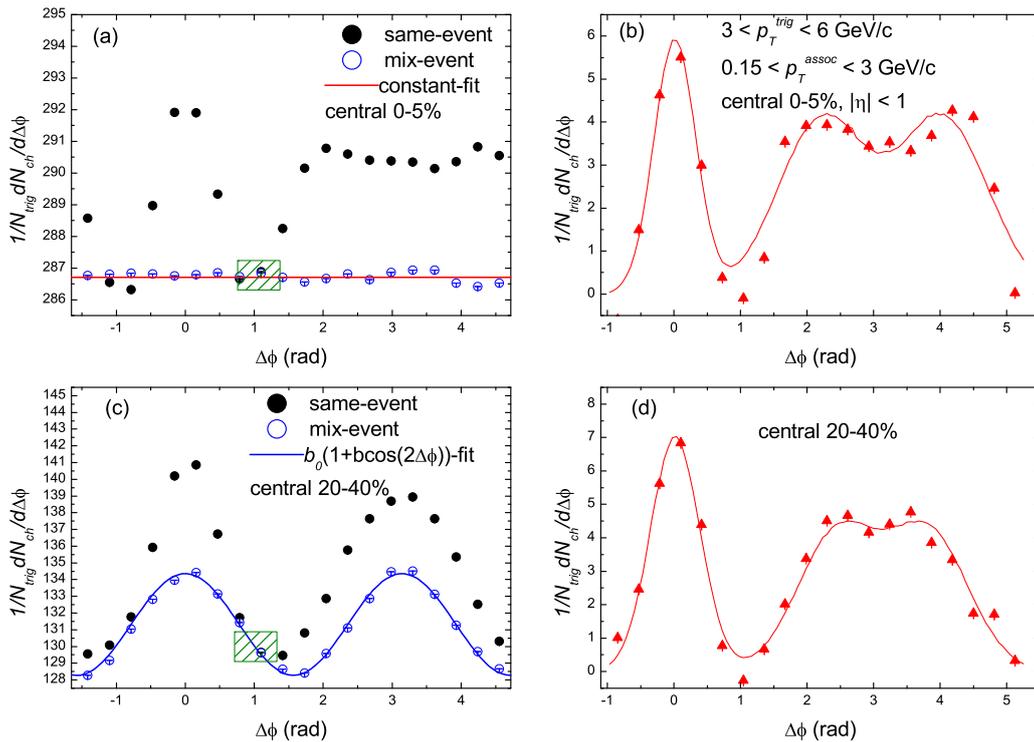


图 6-1 AMPT中两粒子方位角关联函数与背景扣除。

图 6-1给出两粒子方位角关联函数与背景的对比如，以及扣除背景后的Real信号，选择的是200 GeV的Au + Au碰撞系统。（a）和（b）是碰撞中心度0-5%的情况，实心点是从S事件得到的Raw信号，一般把 $-1 < \Delta\phi < 1$ rad定义为Near-side，把 $1 < \Delta\phi < 2\pi - 1$ rad定义为Away-side。（c）和（d）是碰撞中心度为20-40%的情况。我们发现在非常中心碰撞（0-5%）得到的背景近似是直线分布，在非中心碰撞下背景为 $b_0(1 + \cos(2\Delta\phi))$ 构型，这与 2.3的介绍是一致的。对背景的扣除采用ZYAM方法（Zero

yield at Minimum) , 即对混合事件方法中得到的背景与Raw信号在最小关联处进行归一, 如图 6-1所示的阴影区域。然后将Raw信号减去归一后的背景就得到Real信号。从图 6-1的 (b) 和 (d) 看来, 在多相输运模型中可以产生两粒子方位角关联信息, 并且在中心和半中心碰撞中Away-side关联函数有双峰结构, 或称类马赫结构 (所以有些地方对两粒子方位角关联也称类马赫关联)。很明显的可以看出在中心碰撞中Away-side关联函数劈裂的程度比在非中心碰撞中程度要大, 为描述Away-side关联函数双峰结构劈裂的程度, 定义劈裂参数 D (splitting parameter D), 即Away-side双峰峰位距离的一半, 如果采用两个高斯联合拟合Away-side关联函数, 两高斯中心距离的一半就是劈裂参数 D 的大小。

6.1.2 关联函数

图 6-2是在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞不同碰撞中心度下, 含有软件随粒子的关联函数。赝快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $3 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, 伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。为了可以和实验结果进行比较, 考虑中性粒子的贡献, 对实验结果乘以了因子1.58 [28, 125]。由于统计量的原因, Default AMPT没有强子再散射情形, 只给出碰撞中心度0-10%的结果。在两种AMPT的版本计算中, 我们发现强子再散射机制加强了关联幅度。在Melt AMPT计算结果中, 没有强子再散射的情形下, 我们得到了明显的Away-side双峰结构 (类马赫结构), 这说明在部分子相互作用阶段, 类马赫结构已经形成。在碰撞中心度小于20%情形下, 强子再散射对类马赫结构的影响并未完全消除, 而是有轻微加强的趋势, 这和文献 [126]的结论是一致的, 圆锥波在膨胀的QCD介质中的演化受声速的影响, 而声速是时间依赖的, 并在不同物质相中是不一样的。

图 6-3是在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞不同碰撞中心度下, 中间横动量伴随粒子的关联函数。赝快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c,

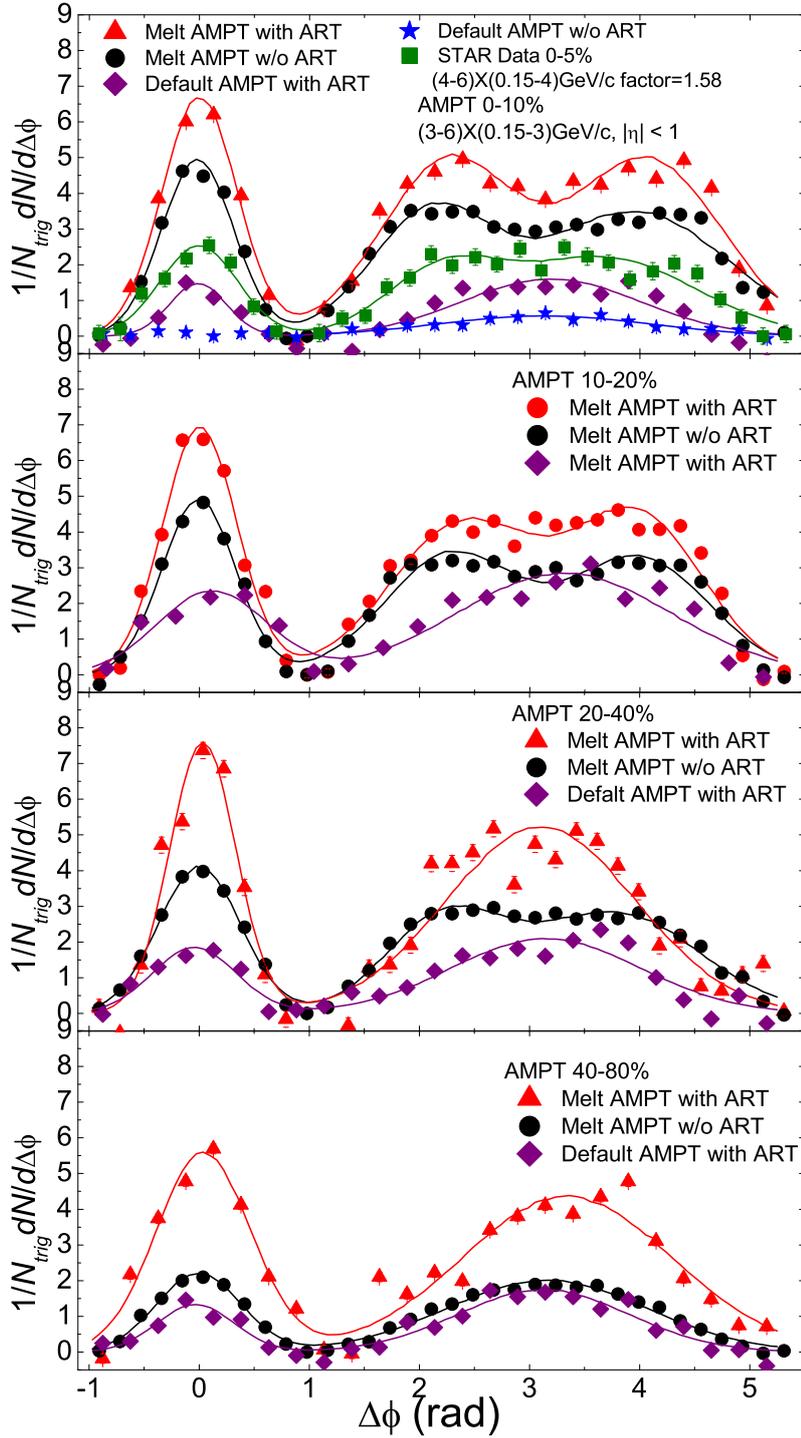


图 6-2 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞不同碰撞中心度下, 含有软伴随粒子的关联函数。赭快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $3 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, 伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。三角形是Melt AMPT有强子再散射机制的结果, 圆形的是Melt AMPT没有强子再散射机制的结果, 菱形的是Default AMPT有强子再散射的结果, 星形的是Default AMPT没有强子再散射的结果 [39]。正方形点是STAR的实验数据 [28], 横动量范围, $4 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, $0.15 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c, 赭快度区间 $|\eta| < 1$ 。

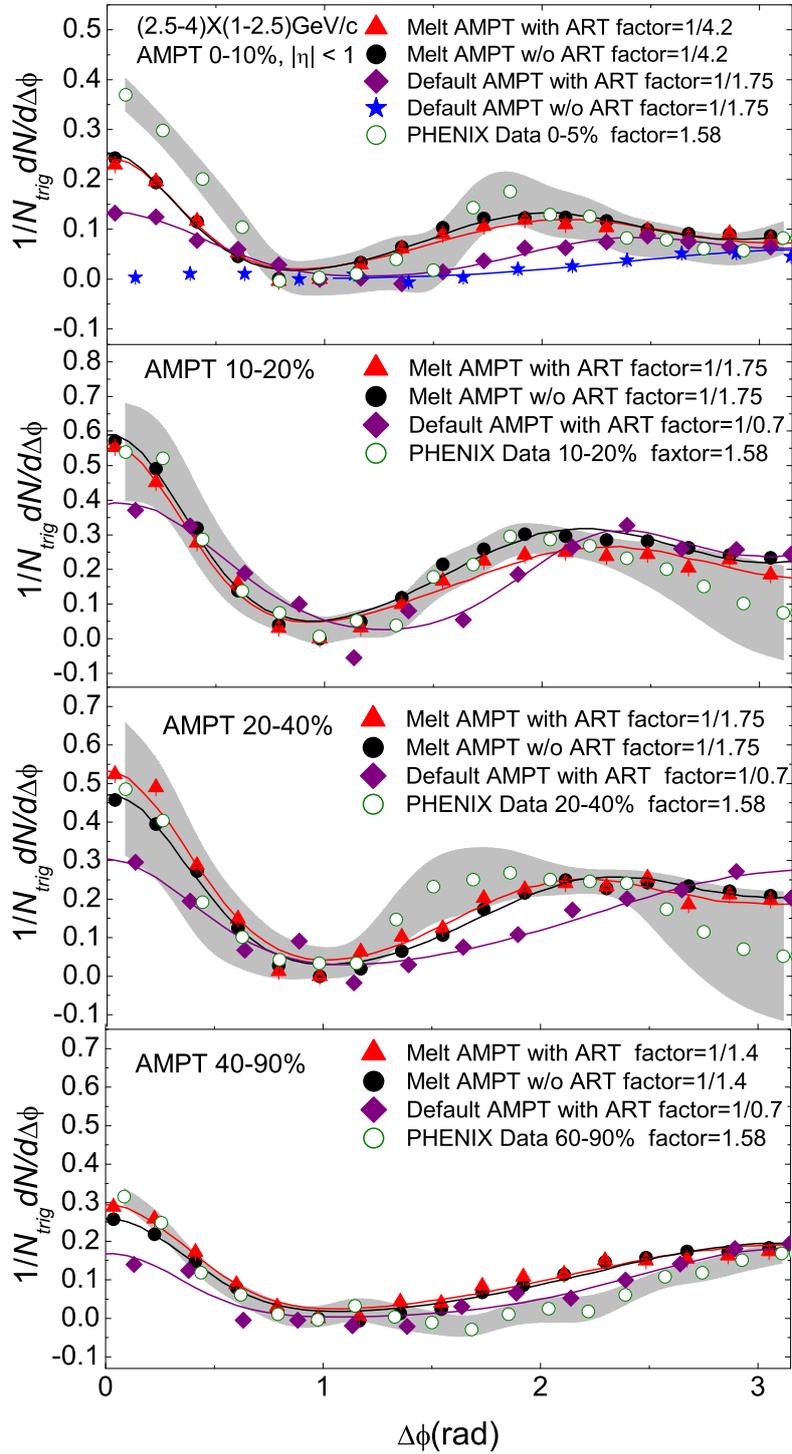


图 6-3 质心能量 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV的Au + Au碰撞不同碰撞中心度下，中间横动量伴随粒子的关联函数。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c。三角形是Melt AMPT有强子再散射机制的结果，圆形的是Melt AMPT没有强子再散射机制的结果，菱形的是Default AMPT有强子再散射的结果，星形的是Default AMPT没有强子再散射的结果 [39]。空心圆形点是PHEHIX的实验数据 [29]，横动量范围， $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c， $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c，赙快度区间 $|\eta| < 0.35$ 。另外，模型和实验数据在碰撞中心度上略有差别。

伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$ 。其中，实验数据的赝快度区间为 $|\eta| < 0.35$ 。从AMPT的结果看来，强子再散射对中间横动量伴随粒子的关联函数影响不是很明显。在Default AMPT和Melt AMPT中都观察到了类马赫结构，但是Default AMPT在没有强子再散射机制情形下，类马赫结构没有出现。从关联幅度或伴随粒子产额看来，Default AMPT结果比Melt AMPT结果与实验数据更为接近，这是由于在Melt AMPT中软的横动量 p_T 谱造成的 [101]。但是，如果我们考虑两粒子关联结构和碰撞系统椭圆流，Melt AMPT的结论则更为合理。在把实验数据和AMPT模型结果归一到相同赝快度区间后，AMPT模型结果与实验数据仍然相差一个因子，并且这个因子对碰撞中心度是有依赖性的。这一碰撞中心度依赖的因子可能有两点原因，一、Melt AMPT中横动量谱比Default AMPT中和实验上的横动量谱都软，即低横动量粒子产额在Melt AMPT中的比重要高，这样反映在关联函数上低横动量粒子比重要高；二、相空间的分布，初始部分子密度分布是有子密度的初始分布后，则因子可能得到改善。当然，我们考虑的是关联函数的结构，即类马赫结构的特性等物理，同时考虑Melt AMPT以前的一些结论 [112–114, 123]，所以我们重点比较从Melt AMPT得到的结果与实验数据的比较。

比较图 6-2和图 6-3可以看出，含有低横动量伴随粒子的关联函数比中间横动量伴随粒子的关联函数的幅度要高。从结构上看，后者Away-side关联函数的劈裂程度要深，并且劈裂程度有明显的碰撞中心度依赖关系。与实验数据的比较可以发现，Melt AMPT的结果能够比较好的描述实验现象。对于Melt AMPT的结果，从强子再散射和部分子级联碰撞机制的贡献上看，部分子级联碰撞机制阶段的类马赫结构已经形成，应该是类马赫结构形成的主要因素和动力学机制，而强子再散射推动了两粒子方位角关联幅度和结构的进一步发展。在以后的章节讨论中，我们将进一步论证部分子级联碰撞机制可以产生两粒子方位角关联和类马赫结构，同时比较AMPT中不同子过程动力学机制对关联的影响。

6.2 两粒子方位角关联和类马赫结构的特性

我们对一个现象和系统进行研究的时候，一般可以从一些物理量对一些基本物理量或表征系统特性的物理量的关系入手进行研究。对于相对论重离子碰撞系统，尤其两粒子方位角关联和类马赫结构现象，表征其特性的一些物理量主要有，碰撞中心度、系统中粒子的横动量和粒子速度等。而描述两粒子方位角关联函数和类马赫结构的主要物理量有，伴随粒子产额 ($N_{assoc} = \int_{\phi_1}^{\phi_2} 1/N_{trig} dN/d\Delta\phi d\Delta\phi$, Near-side: $\phi_1 = 1 \text{ rad}$, $\phi_2 = 1$; Away-side: $\phi_1 = 1 \text{ rad}$, $\phi_2 = 2\pi - 1 \text{ rad}$)，伴随粒子横动量，伴随粒子平均横动量和劈裂参数 D 等。对于两粒子方位角关联和类马赫结构特性的研究，我们主要从其对碰撞中心度、伴随粒子横动量、速度等依赖关系入手进行研究。

6.2.1 两粒子方位角关联和类马赫结构对碰撞参数的依赖性

质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au + Au碰撞中 (Melt AMPT)，横动量区间 $3 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$, $0.15 < p_T^{assoc} < 3 \text{ GeV}/c$ ，速度区间为 $|\eta| < 1$ [39]。我们提取了伴随粒子的产额随碰撞参数的依赖性，如图 6-4 (a) 所示，其中的实验数据横动量为 $4 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$, $0.15 < p_T^{assoc} < 4 \text{ GeV}/c$ ，速度区间为 $|\eta| < 1$ [28]。可以看出，实验数据和模型结果在量值上存在一定差距，这和我们上面提到的关联函数幅度的差别是同样的原因。但是，我们从伴随粒子产额对碰撞参数的依赖趋势上看，模型的结果和实验数据是一致的，都是随着碰撞参数的变大，伴随粒子的产额逐渐减少，这说明在中心碰撞中伴随粒子产额比非中心碰撞要多。对于单粒子谱产额，随碰撞参数变大，粒子产额是降低的，即中心碰撞粒子产额高于非中心碰撞的粒子产额。但是，对于伴随粒子是进行的触发粒子数目归一的，即单位触发粒子的伴随粒子产额。那么对于伴随粒子随碰撞参数的变化，有以下两点原因，一中心碰撞中粒子产额高，同时粒子密度大，部分子间作用剧烈，从而关联信息的传递更为充分；二中心碰撞系统尺寸较非中心碰撞系统

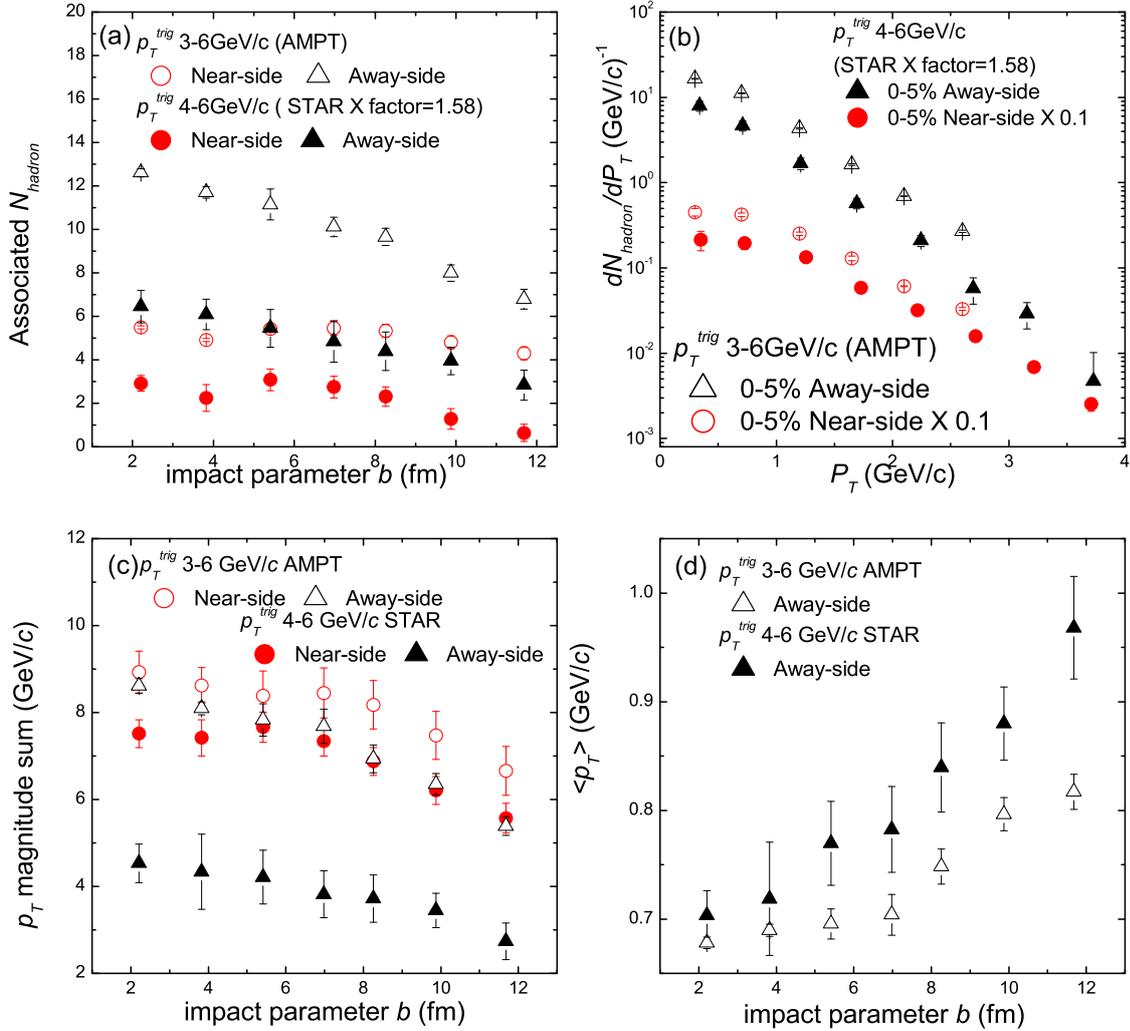


图 6-4 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞 (Melt AMPT)，模型和实验比较图。横动量区间，模型中 $3 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c, 实验中 $4 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, $0.15 < p_T^{assoc} < 4$ GeV/c, 赝快度区间均为 $|\eta| < 1$ 。空心点为Melt AMPT结果 [39], 实心点是实验结果 [28], 圆形的是Near-side, 三角形为Away-side。(a) : 伴随粒子产额碰撞参数依赖性; (b) 0-5%碰撞中心度下, Near-side和Away-side伴随粒子横动量 p_T 谱; (c) Near-side和Away-side伴随粒子总横动量对碰撞参数的依赖性; (d) Away-side伴随粒子平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 对碰撞参数的依赖性。

尺寸大，从而造成关联信息传递区域广。对于碰撞系统尺寸对两粒子方位角关联的影响，我们在接下来的章节将具体讨论。

在同样的条件下，伴随粒子横动量 p_T 谱如图 6-4 (b) 所示。伴随粒子横动量 p_T 谱与单粒子谱有相似的构型，这反映了伴随粒子主要集中在低横动量区域，这是由于喷注和介质相互作用后其动量和能量传递给周围的介质，并且在介质中发生了次级相互作用，导致了能量动量和关联信息的进一步传递和发展，关于关联信息在介质中的传递和演化，我们将在两粒子方位角关联的时间演化问题中详细研究。

在同样的条件下，我们提取了伴随粒子在Near-side和Away-side关联函数上的总横动量， $\int_{\phi_1}^{\phi_2} p_T 1/N_{trig} dN/d\Delta\phi d\Delta\phi$ (ϕ_1 和 ϕ_2 边界和上面一致)，如图 6-4 (c) 所示。一对喷注产生时在横动量方向上是动量守恒的，即背对背的，由于和介质的相互作用，背向 (Away-side) 的喷注和介质的相互作用要剧烈和充分，所以，伴随粒子总横动量Near-side的比Away-side的要高一些，并且随着碰撞参数的增加总横动量在变小，这是由于在中心碰撞中硬过程产生的粒子横动量更大。

在相同的条件下，我们给出了Away-side伴随粒子粒子平均横动量，即Away-side伴随粒子总横动量除以Away-side伴随粒子产额，如图 6-4 (d)。显见，Away-side伴随粒子平均横动量随着碰撞参数的变大而逐渐升高，这恰好反映了在中心碰撞中粒子间的相互作用较周边碰撞更为剧烈，从而介质中更多的粒子获得了喷注的动量和能量及关联信息。

在上述条件下，提取了劈裂参数 D ，给出 D 随碰撞参数的变化，如图 6-5所示。Melt AMPT的结果能够很好的描述实验现象，而Default AMPT的结果要低于实验和Melt AMPT的结果，并且在非常周边的碰撞中劈裂消失。这一结果说明了，在部分子级联碰撞机制可以产生和实验结果可以比较的双峰结构，该结构和碰撞系统内部分子相互作用的剧烈程度相关。

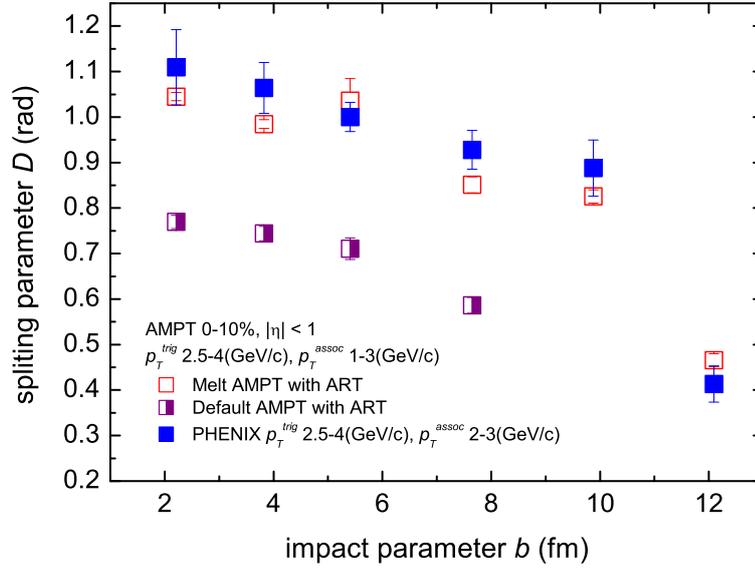


图 6-5 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，劈裂参数 D 对碰撞参数的依赖性，即碰撞中心度依赖性。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c。空心正方形是Melt AMPT有强子再散射的结果，半空心正方形是Default AMPT有强子再散射的结果 [39, 41]。实心正方形是PHENIX实验结果，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，伴随粒子横动量 $2 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c [124]。

6.2.2 两粒子方位角关联类马赫结构的横动量依赖性

在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度）下，触发粒子横动量 $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，我们提取了在不同伴随粒子横动量区间的劈裂参数，得到劈裂参数对伴随粒子横动量的依赖性，如图 6-6所示。图中给出了，在Melt AMPT有和没有强子再散射的计算结果，同时为比较部分子级联碰撞机制，计算了Default AMPT中有强子再散射的情形 [41]。图中的灰色带子是STAR的实验结果 [127]。同时，比较了从不同模型得到的结果，实线是切伦科夫辐射计算的结果 [34]，虚线是Shuryak等人在流体力学模型框架下，计算的冲击波（马赫波）结果 [30]。从图中结果看来，Melt AMPT 的计算结果能够比较好的描述实验数据。流体力学计算的冲击波解释，其中用到的声速是时间平均的结果，声速为一常数，马赫角位置与声速关系为 $\Delta\phi = \pi \pm \arccos(\bar{c}_s) \approx 1.9, 4.3$ (rad)，这样得到的劈裂参数必然是一常数，对伴随粒子的横

动量没有依赖性。在切伦科夫辐射计算中，由色散关系得到的发射粒子的发射角自然随辐射粒子的横动量增大而变小。

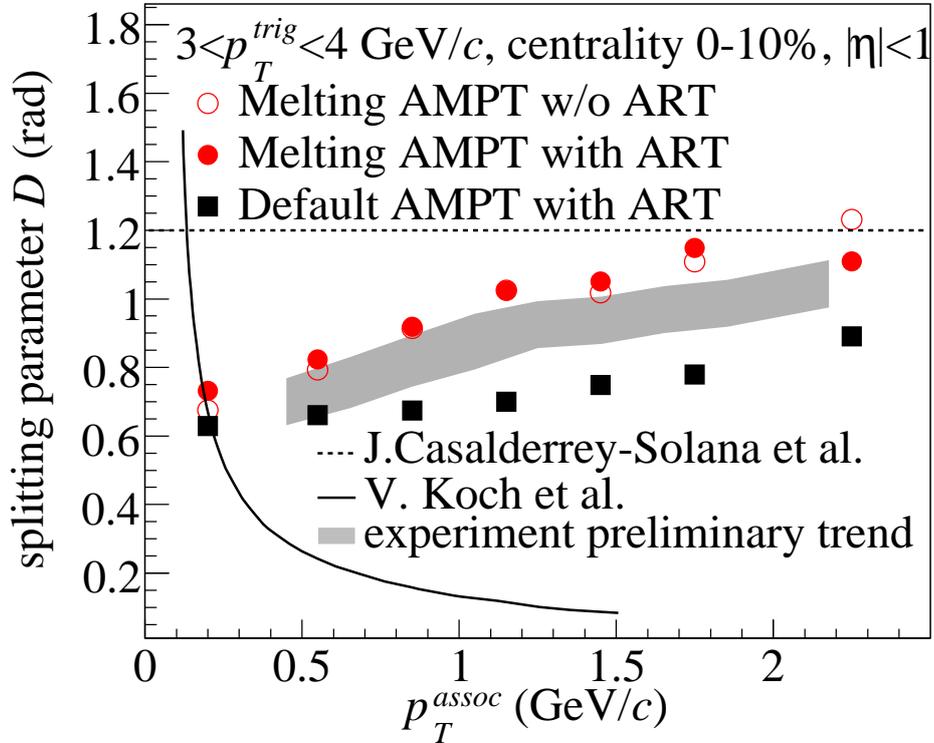


图 6-6 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞 (0-10%中心度)，劈裂参数 D 对伴随粒子横动量 p_T^{assoc} 的依赖性。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，实心圆形是Melt AMPT有强子再散射的结果，空心圆形是Melt AMPT没有强子再散射的结果，正方形是Default AMPT有强子再散射的结果 [41]。灰色带子是STAR实验结果 [127]。

在AMPT计算中，部分子相互作用在Melt AMPT中比在Default AMPT中要剧烈，观测到的劈裂参数在Default AMPT中比实验和Melt AMPT中要窄。关于这一原因和劈裂参数随伴随粒子横动量变化趋势的原因，我们认为和伴随粒子的横动量在 $\Delta\phi$ 上的分布有关。在上述条件下，取伴随粒子横动量区间为 $0 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c，我们计算了伴随粒子横动量在Away-side的分布，如图 6-7所示。图中还给出了部分子初始的关联信息，即在Melt AMPT中没有部分子作用和强子再散射作用的情形，同时比较了STAR的实验结果 [127]和模型的结果 [41]。我们先以实验结果和Melt AMPT有强子再散射的结果，对图 6-6的结果进行说明。Melt AMPT的结果呈现明显的谷形分布，在 $\Delta\phi = \pi$ 附近的伴随粒子横动量较低，在类马赫结构的马赫峰附近伴随粒子的横动量较高，因此，我们在进行

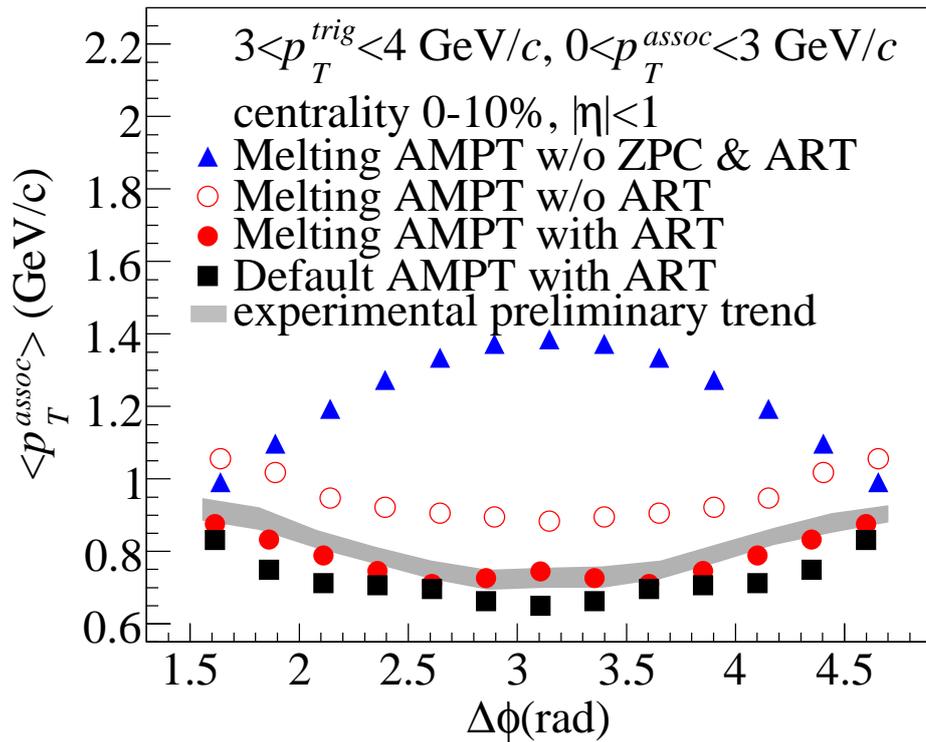


图 6-7 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度），Away-side关联函数的伴随粒子平均横动量在 $\Delta\phi$ 上的分布。赭快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $3 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，伴随粒子横动量 $0 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c，实心圆形是Melt AMPT有强子再散射的结果，空心圆形是Melt AMPT没有强子再散射的结果，三角形是Melt AMPT没有部分子级联和强子再散射的结果（即ZPC过程），正方形是Default AMPT有强子再散射的结果 [41]。灰色带子是STAR实验结果 [127]。

伴随粒子横动量依赖性计算过程中，必然在低横动量区域，在 $\Delta\phi = \pi$ 附近发现伴随粒子的几率要大，从而得到的劈裂参数就窄，在高横动量区域，在类马赫结构的马赫峰附近发现伴随粒子的几率变大，因此得到的劈裂参数就宽。于是，我们自然得到劈裂参数随伴随粒子横动量上升的趋势。

部分子的初始关联信息在Away-side上分布表现为峰值结构，这说明初始关联形成时，关联的部分子横动量近似成高斯形在喷注附近分布，当部分子参与了剧烈的部分子级联碰撞，在强子化后，关联粒子横动量演化为谷形在Away-side上分布，当伴随粒子进一步参与了强子再散射，其分布结构基本不变，但量值上有所降低，即关联粒子的横动量进一步变小，从部分子阶段到强子阶段和强子再散射完成后，关联粒子的横动量大小都在逐步降低，但是在 $\Delta\phi$ 的不同位置，关联粒子横动量降低的幅度明显不同，在 $\Delta\phi =$

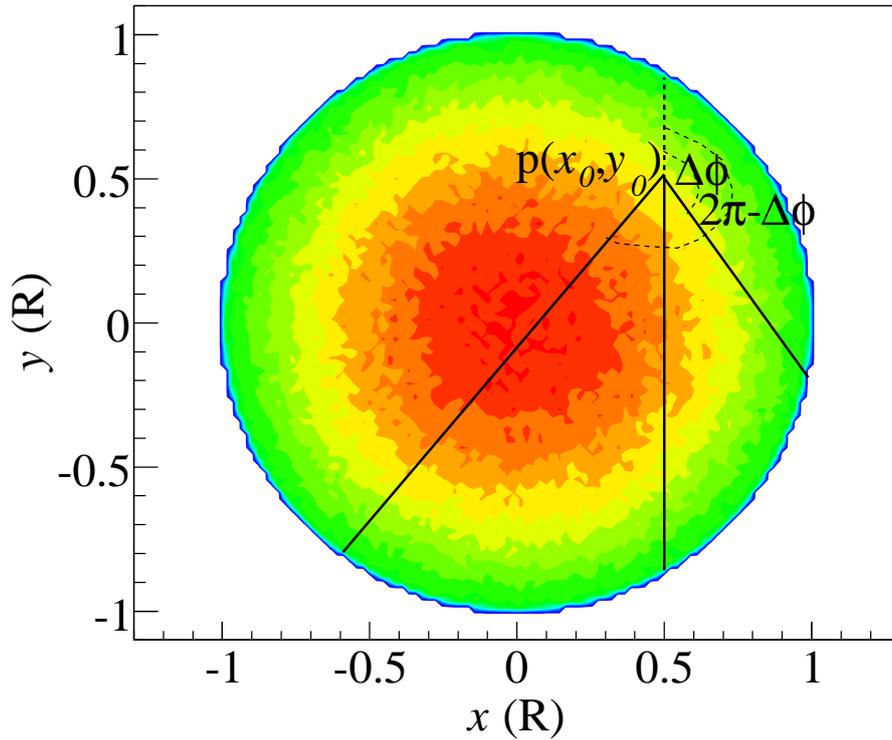


图 6-8 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度），Melt AMPT中部分子密度的初始分布在 $x - y$ 平面上的投影。 $p(x_0, y_0)$ 点是类马赫波产生的位置， R 为碰撞区域尺寸 [41]。

π 附近降低的程度最大。那么伴随粒子横动量在 $\Delta\phi$ 上的分布作何解释呢？我们给出在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度）中，Melt AMPT中部分子密度的初始分布在 $x - y$ 平面上的投影 [41]。如图 6-8所示，其中 $p(x_0, y_0)$ 点是类马赫波产生的位置，也就是关联粒子发射的起始位置， R 为碰撞区域尺寸。我们通过蒙特卡罗模拟发现，对于Away-side区域，关联粒子在介质中通过的有效路径分布如图 6-9（a）所示，而关联粒子在通过的路径上与周围介质中的部分子发生的相互作用次数如图 6-9（b）所示。很明显，在 $\Delta\phi = \pi$ 附近，关联粒子通过的有效路径和部分子作用次数要大于其它区域，这样在 $\Delta\phi = \pi$ 附近喷注和关联粒子丢失的能量动量明显要多，因此必然形成关联粒子横动量在 $\Delta\phi$ 上的分布，如图 6-7。

通过两粒子方位角关联和类马赫结构的伴随粒子横动量依赖性研究，我们认识到，部分子级联碰撞机制在形成类马赫结构中起到了不可替代的作用，部分子路径效应在部分子相互作用和关联信息演化中非常明显。其结果对实验数据的解释比较合理。

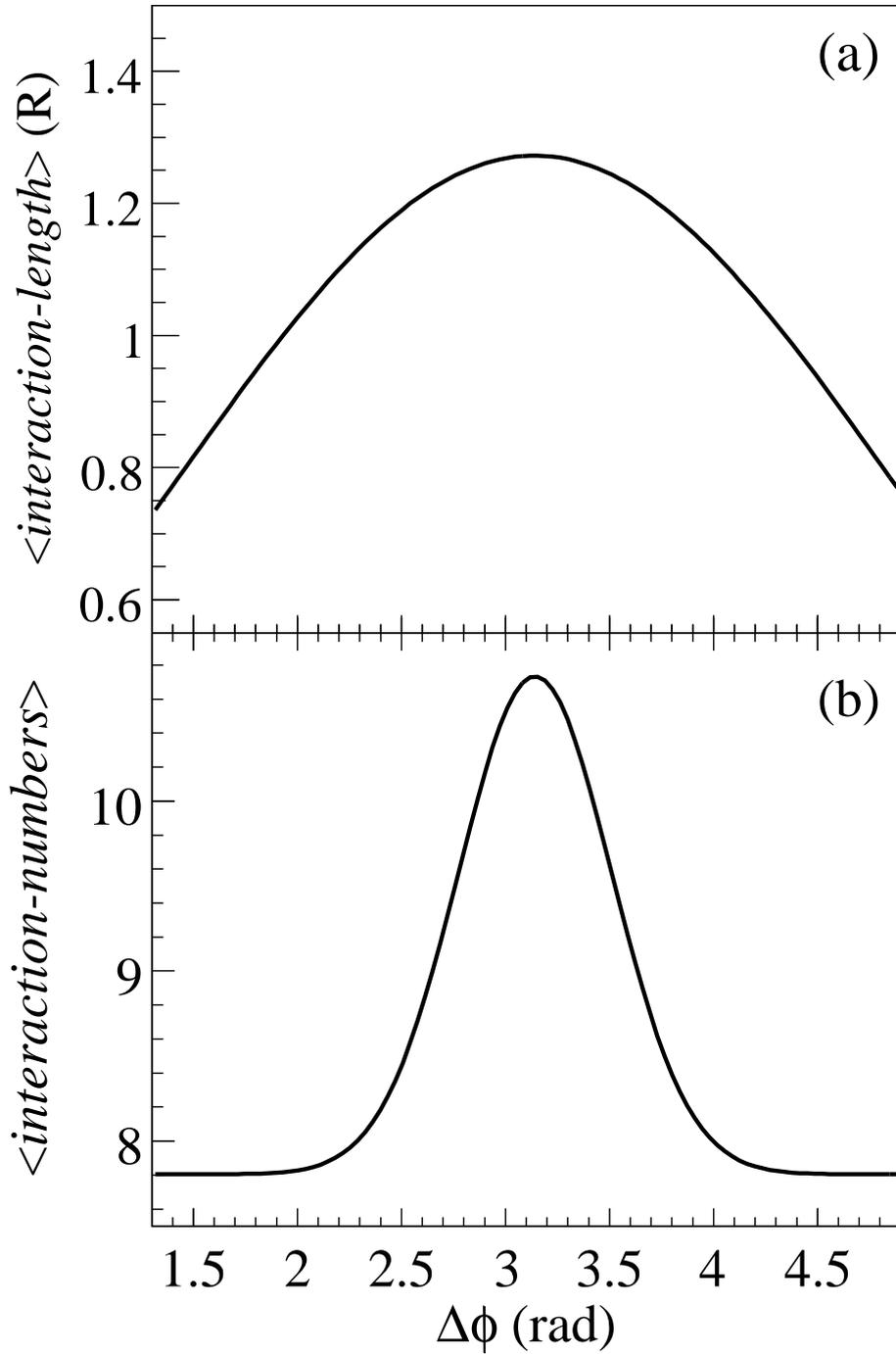


图 6-9 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au + Au 中心碰撞 (0-10% 中心度), (a) 关联粒子在介质中穿过的路程; (b) 关联粒子的平均作用次数 [41]。

6.2.3 两粒子方位角关联和类马赫结构的赝快度依赖性

上面讲述了两粒子方位角关联和类马赫结构的伴随粒子横动量的依赖关系，那么当部分子处于高快度区间，触发粒子处于中快度区间时，关联信息如何呢？一般，喷注大部分形成在中快度区域，而部分子在介质中的发展和演化有可能到达高快度区，另外，中快度—高快度的关联是否在关联早期就已经发生，即伴随粒子的初始赝快度是否就很高呢？我们下面将回答这些问题。

在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度）中，选择触发粒子赝快度区间为 $|\eta^{trig}| < 1$ ，横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c，伴随粒子在不同赝快度区间构建两粒子方位角关联函数，提取了劈裂参数随伴随粒子赝快度的变化趋势，如图 6-11 (a) 所示，计算了伴随粒子产额，并将产额归一到单位赝快度，如图 6-11 (b) 所示。从Melt AMPT计算的结果比Default AMPT中计算的结果要高，但是强子再散射的影响并不明显。有意思的是，只有在Melt AMPT中Away-side粒子产额可以延伸至高快度区，对于劈裂参数，高快度区在Default AMPT中没有观测到，并且粒子产额和劈裂参数都随快度的升高而迅速降低。这些结果表明，由于喷注和介质的强烈部分子相互作用，关联信息波及到了高快度区，在没有部分子级联碰撞机制的情向下，关联信息向高快度发展的几率很小，这可以作为实验测量QGP的潜在探针。

上述情形的形成，和部分子初始的赝快度分布是相关的。图 6-11 (a) 给出，在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度）中，触发粒子在 $|\eta^{trig}| < 1$ 赝快度区，触发粒子横动量为 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c时，在赝快度 η 处发现伴随部分子（ $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c）的条件几率 $P(\eta)$ ，这和LO pQCD计算的结果 [128]是一致的。同时，我们考察初始的部分子和强子的赝快度分布，图 6-11 (b)，在中赝快度区的粒子分布要远高于其它区域，而粒子能量密度分布和赝快度分布成正比，因此在中赝快度粒

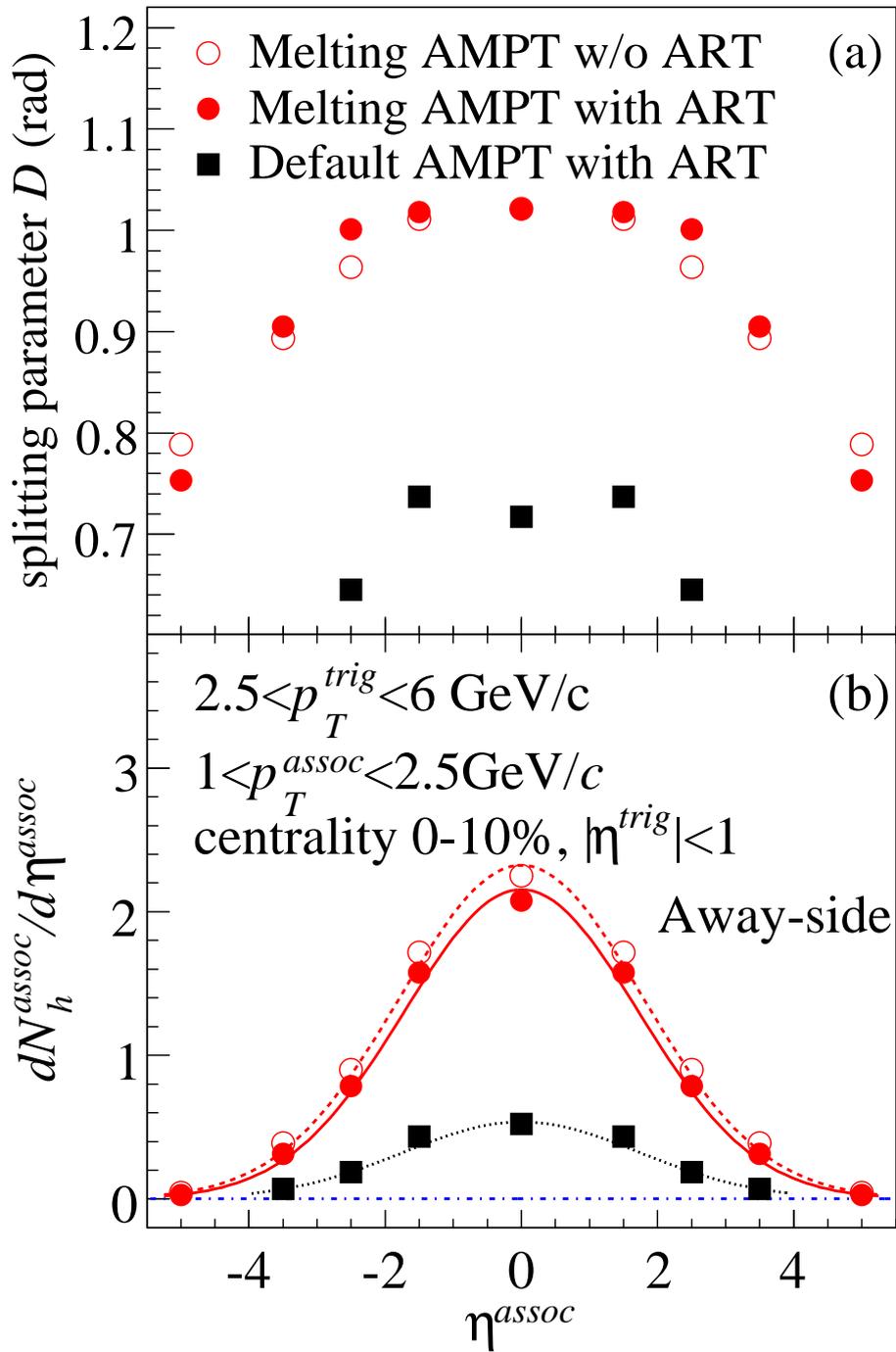


图 6-10 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au + Au中心碰撞 (0-10%中心度), 触发粒子赝快度区间为 $|\eta^{trig}| < 1$, 触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$, 伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$, 劈裂参数 D 和Away-side伴随粒子产额对伴随粒子赝快度的依赖性。实心圆形是Melt AMPT有强子再散射的结果, 空心圆形是Melt AMPT没有强子再散射的结果, 正方形是Default AMPT有强子再散射的结果 [41]。

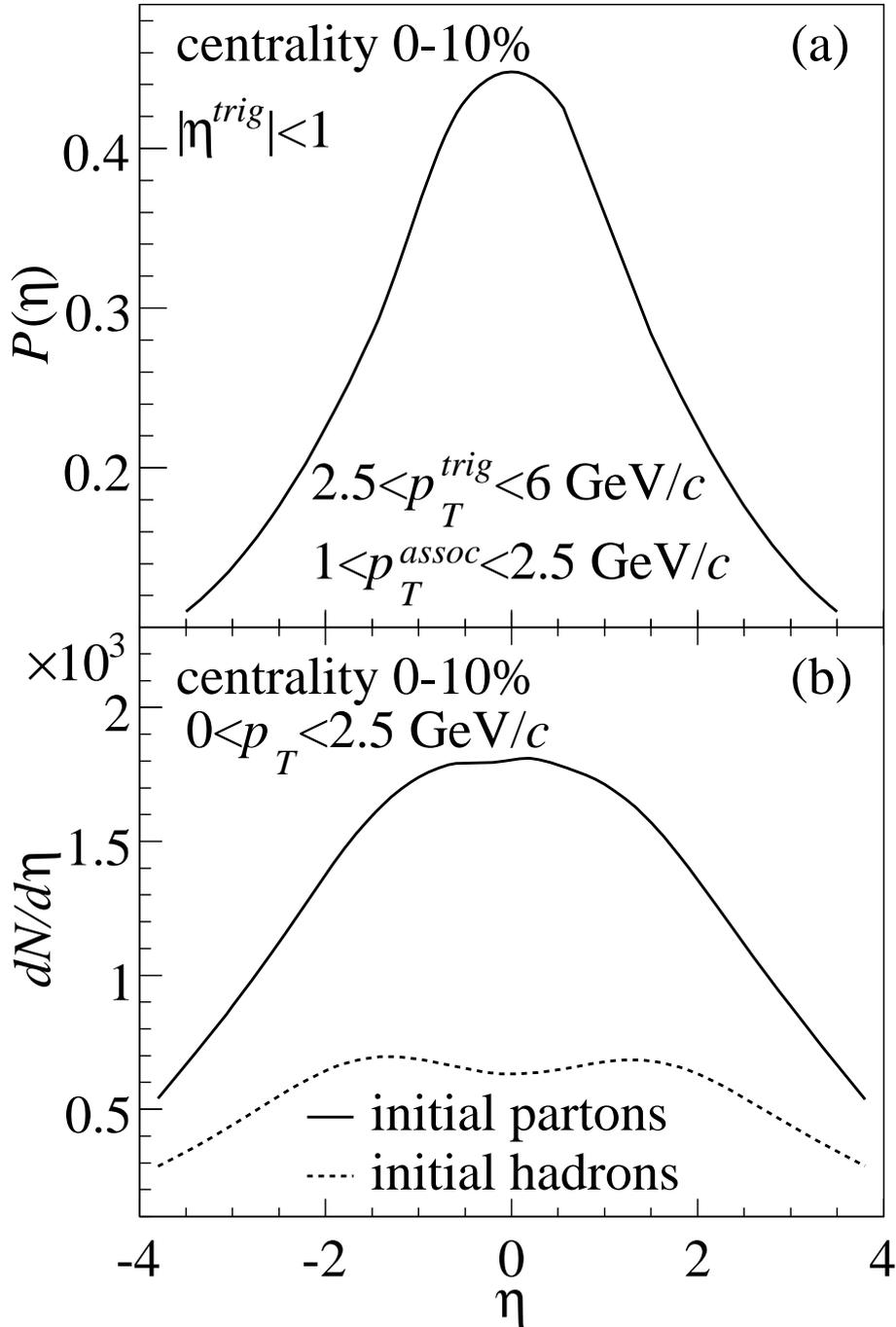


图 6-11 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au + Au中心碰撞(0-10%中心度)，(a)触发粒子赝快度区间为 $|\eta^{trig}| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ ，在赝快度 η 处发现伴随部分子($1 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$)的条件几率 $P(\eta)$ ；(b)初始部分子和强子的赝快度分布，横动量区间 $0 < p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$ [41]。

子间的相互作用要更加剧烈，故而形成的劈裂参数要宽，产生的伴随粒子数目就要多。

结合以前的工作 [39]，我们可以得到结论，部分子级联碰撞机制可以产生和实验相比拟的Away-side类马赫结构，类马赫结构的形成和部分子间相互作用的剧烈程度有关，伴随粒子通过致密QCD介质时，路径效应对类马赫结构和伴随粒子横动量分布作用明显，伴随粒子在部分子级联碰撞下有向高速度区发展的趋势。

6.3 两粒子方位角关联和类马赫结构的时间演化

上面介绍了两粒子方位角关联和类马赫结构的一些特性。相对论重离子碰撞形成的高温致密介质是在随时间演化的，温度逐渐降低，密度逐渐变小，空间体积在膨胀。两粒子方位角关联和类马赫结构在其中也必然随时间在演化，尤其是类马赫结构是在碰撞初始就已形成，还是随时间的演化而逐步形成的呢？本节主要讨论这些问题。这里我们重点讨论两粒子方位角关联受部分子级联的影响，所以在时间演化的研究中，我们在Melt AMPT没有强子再散射的框架下进行讨论。

6.3.1 不同演化时刻的关联函数

在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞（0-10%中心度）中，我们在不同演化时刻构建了两粒子方位角关联函数，如图 6-12所示。触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c，赝快度区间为 $|\eta| < 1$ ，演化时刻为，2、2.5、3、3.5、4、5 fm/c。为清晰起见，把不同时刻的关联函数放在两个图板中，我们发现在演化时刻为1.5 fm/c时，Away-side关联函数开始出现劈裂，所以我们对Away-side关联函数进行拟合的时候，在演化时刻1.5 fm/c以前的采用单高斯拟合，在1.5 fm/c及其以后的采用双高斯拟合，也就是说对于演化时刻1.5 fm/c以前的两粒子方位角关联没有劈裂参数。我们将喷注产生的类马赫波波前在不同演化时刻画成一个示意图 6-12 (c)，其波前方向与喷注方向夹角逐渐变大，这反映了Away-side关联函数的逐渐

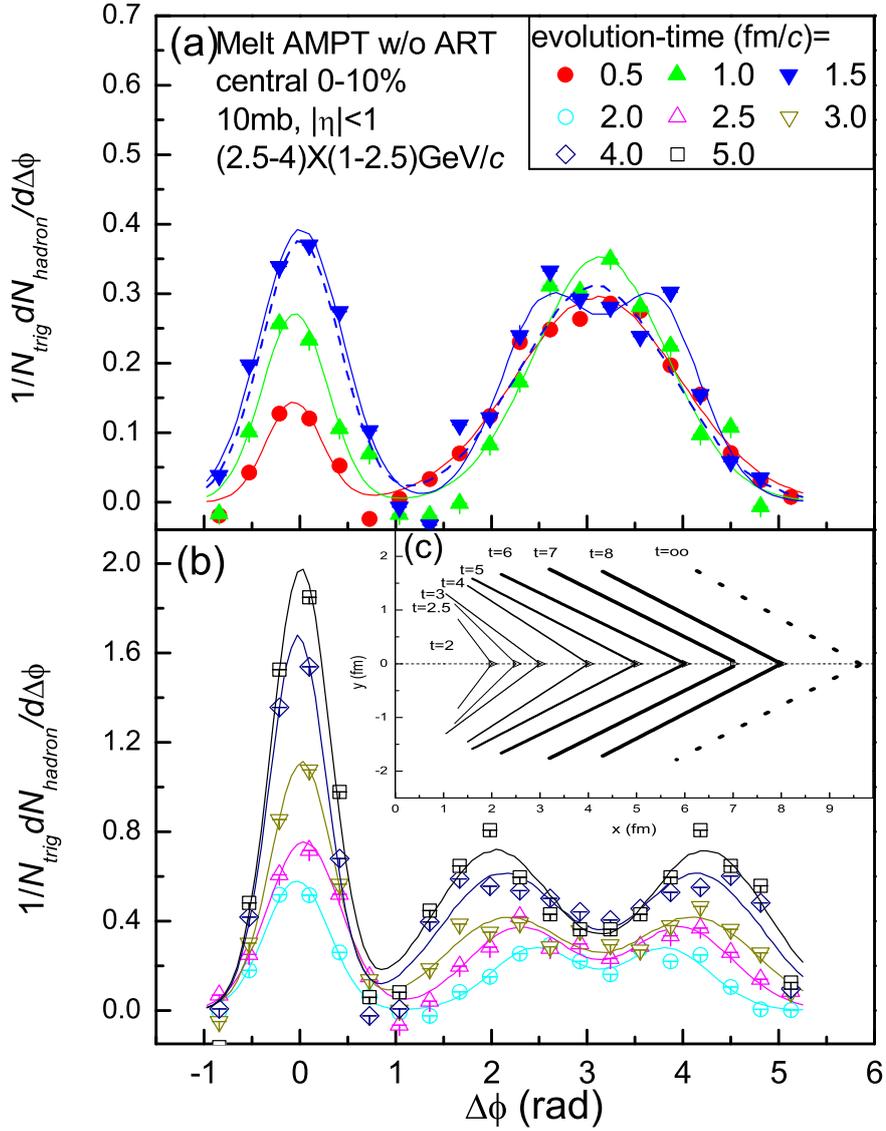


图 6-12 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au中心碰撞 (0-10%中心度), Melt AMPT没有强子再散射机制, 两粒子方位角关联函数的时间演化图。赭快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4$ GeV/c, 伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5$ GeV/c, 演化时刻分别为2、2.5、3、3.5、4和5 fm/c。

扩展。

6.3.2 关联特性的时间演化

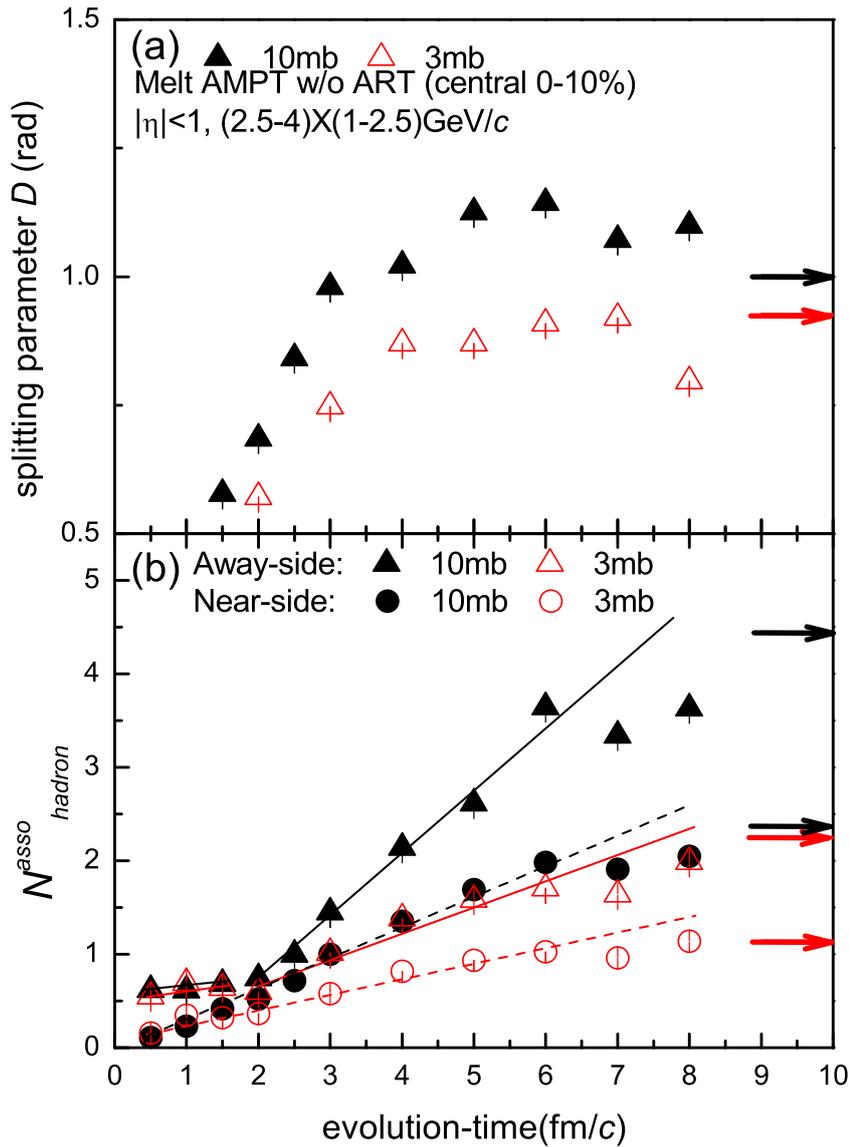


图 6-13 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Au + Au 中心碰撞 (0-10% 中心度), Melt AMPT 没有强子再散射机制, 赝快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 4 \text{ GeV}/c$, 伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 2.5 \text{ GeV}/c$, (a) 劈裂参数 D 在不同演化时刻; (b) 伴随粒子产额在不同演化时刻。图中右侧的粗线是演化时刻为无穷时的结果。

	Near-side (≤ 6 fm/c)	Away-side (≤ 2 fm/c)	Away-side (2 ~ 6 fm/c)
10 mb	0.35 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.69 ± 0.01
3 mb	0.18 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.26 ± 0.01

表 6-1 伴随粒子在不同演化时刻区间的产生率。

为能够比较量化的说明两粒子方位角关联和类马赫结构随演化时刻的变化，我们提取了在不同演化时刻的劈裂参数和伴随粒子产额，如图 6-13。结果表明，劈裂参数随演化时间逐渐变大并在演化时刻 5 fm/c 以后达到饱和，劈裂参数在部分子反应截面取 10 mb 时比取 3 mb 的要宽，考虑前面的结果 [39, 41]，反应截面取 10 mb 的情形更为合理。伴随粒子产额在部分子反应截面取 10 mb 的情形比在 3 mb 的要高，并且都是随演化时间的变大而变大，在 6 fm/c 以后达到饱和。劈裂参数和伴随粒子产额随演化时间逐渐上升并达到饱和的趋势和椭圆流的时间演化是一致的 [112, 113]。有意思的是，伴随粒子产额随演化时刻的变化历经了几个阶段，Near-side 在演化时刻 6 fm/c 以前是一个趋势，然后进入饱和区域，而 Away-side 伴随粒子产额在演化时刻 2 fm/c 以前保持一个趋势，在 2~6 fm/c 保持另外一个趋势，之后是饱和区。总体来说演化时刻在小于 6 fm/c 区域，伴随粒子产额是上升区，但是，Away-side 伴随粒子的产额在演化时刻 2 fm/c 产生一个拐点，该拐点恰好是有劈裂的位置。我们利用直线拟合几个区间的伴随粒子产额随演化时间的变化，拟合的斜率在表 6-1 中，该斜率表明了伴随粒子的产生率。明显可以看出，在部分子相互作用截面 10 mb 时，伴随粒子产生率高于在 3 mb 中计算的结果，并且在劈裂结构形成后伴随粒子产额的产生率高于先前的产生率。

6.4 关联函数对事件平面的依赖性

为进一步研究路径效应和部分子级联碰撞机制在两粒子关联和类马赫结构中的作用，我们计算了触发粒子在不同事件平面角的关联函数和类马赫结构的特性，以及对碰撞系统尺寸的依赖关系。下面两节主要就这些问题进行讨论。

6.4.1 关联函数

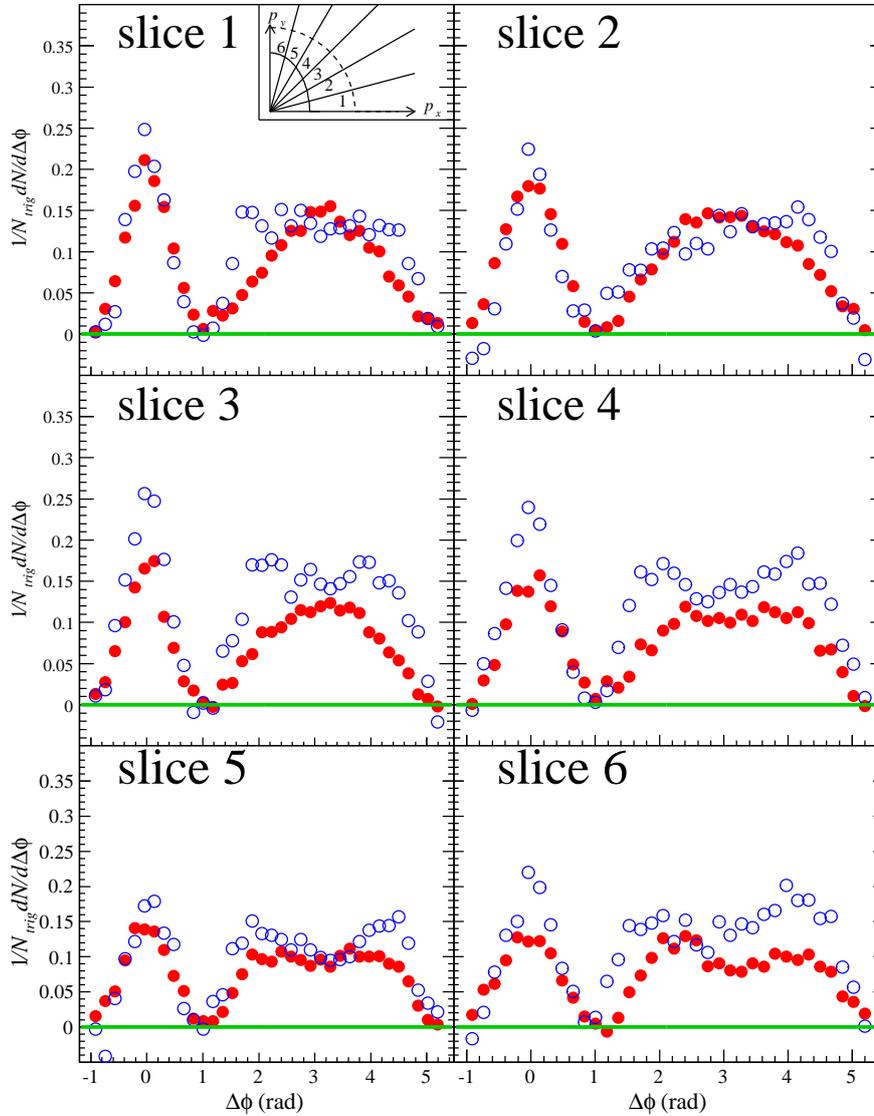


图 6-14 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，触发粒子在不同事件平面角的关联函数，空心点是碰撞中心度0-10%的结果，实心点是碰撞中心度20-60%的结果。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c，在slice 1的右上角是碰撞系统的示意图，虚线圆弧区域表示中心碰撞（0-10%），实线椭圆弧区域表示非中心碰撞（20-60%）。

首先我们确定事件平面角 Ψ_{EP} ，在模型中该角度对所有的事件是一样的，即0，然后确定触发粒子方位角 ϕ^T 与事件平面角的夹角 $\phi_s = \phi^T - \Psi_{EP}$ 。把相空间 ϕ_s 在第一象限均分6个区域，如6-14 slice 1的右上角示意图。然后，我们在每个确定的 ϕ_s 区间内发现触发粒子，在全空间寻找伴随粒子，这样构建的两粒子方位角关联函数就是对事件平面具有依赖形

的。在中心碰撞中，碰撞区域近似为圆形（x-y平面）（示意图中的虚线圆弧线），其中的关联函数应该没有事件平面的依赖性，而在非中心碰撞中，碰撞区域近似为椭圆形（示意图中实线椭圆弧线），则伴随粒子在介质中通过的路径会有明显的差别，其中关联函数应该具有明显的事件平面角依赖性。

据上述方法，我们机算了在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，碰撞中心度分别为0-10%和20-60%，触发粒子在不同事件平面角的两粒子方位角关联函数，如图 6-14所示，其中，赝快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。我们发现，对于中心碰撞的结果，关联函数随 ϕ_s 没有明显的依赖关系，而在非中心碰撞中，关联函数对 ϕ_s 依赖关系显著，随 ϕ_s 的变大，Away-side关联函数从高斯分布发展为类马赫结构，Near-side关联幅度逐渐变小，Away-side展宽明显。Away-side关联函数随 ϕ_s 的变化，与伴随粒子在介质中经过的路径有关，在 ϕ_s 比较小的区间（in-plane），伴随粒子在介质中通过的路径要小于 ϕ_s 较大的区间（out-of-plane），在out-of-plane区间的伴随粒子和介质的相互级联碰撞要频繁和剧烈，所以能够形成类马赫结构。

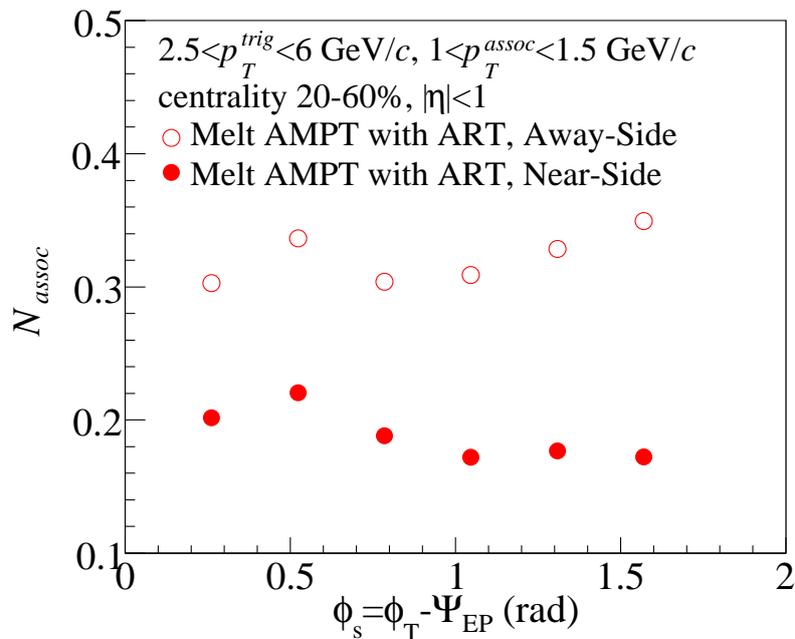


图 6-15 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，触发粒子在不同事件平面角的伴随粒子产额。赝快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c，

6.4.2 不同事件平面角上的伴随粒子产额

我们提取了上述非中心碰撞中关联函数的伴随粒子产额，如图 6-15 所示。Near-side 伴随粒子产额随 ϕ_s 逐渐降低，而 Away-side 伴随粒子有轻微上升的趋势，这是由于在非中心碰撞中，在 out-of-plane 方向，Away-side 伴随粒子要经过更为长的路径，这样关联信息的传递和喷注能量动量的沉积就几率更大。

6.4.3 类马赫结构对事件平面的依赖性

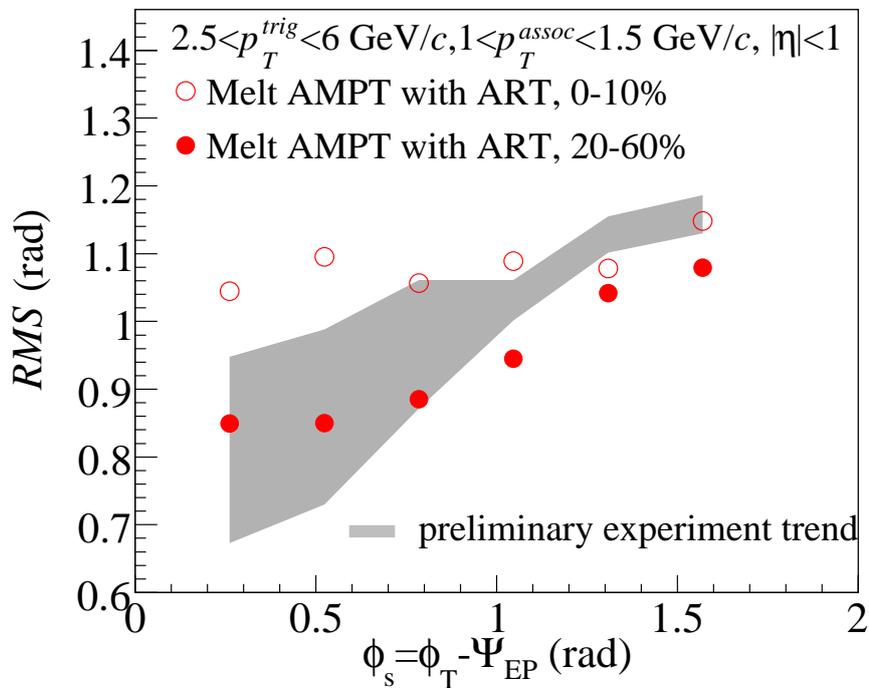


图 6-16 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au + Au 碰撞，触发粒子在不同事件平面角，Away-side 关联函数 RMS ，空心点是碰撞中心度 0-10% 的结果，实心点是碰撞中心度 20-60% 的结果。灰色带子是 STAR 实验结果 [72]。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c，

Away-side 关联函数的展宽情况可以通过 RMS 表示，

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{away} (\Delta\phi - \Delta\phi_m)^2 1/N_{trig} dN/d\Delta\phi}{\sum_{away} 1/N_{trig} dN/d\Delta\phi}}, \quad (6-1)$$

式中， ϕ_m 是 Away-side 关联函数 $\Delta\phi$ 的平均值。 RMS 能够表征 Away-side 关联函数在 $\Delta\phi$ 上的展宽行为，图 6-16 是提取的 Away-side 关联函数的 RMS 值与 ϕ_s 的关系。可以看出，在中

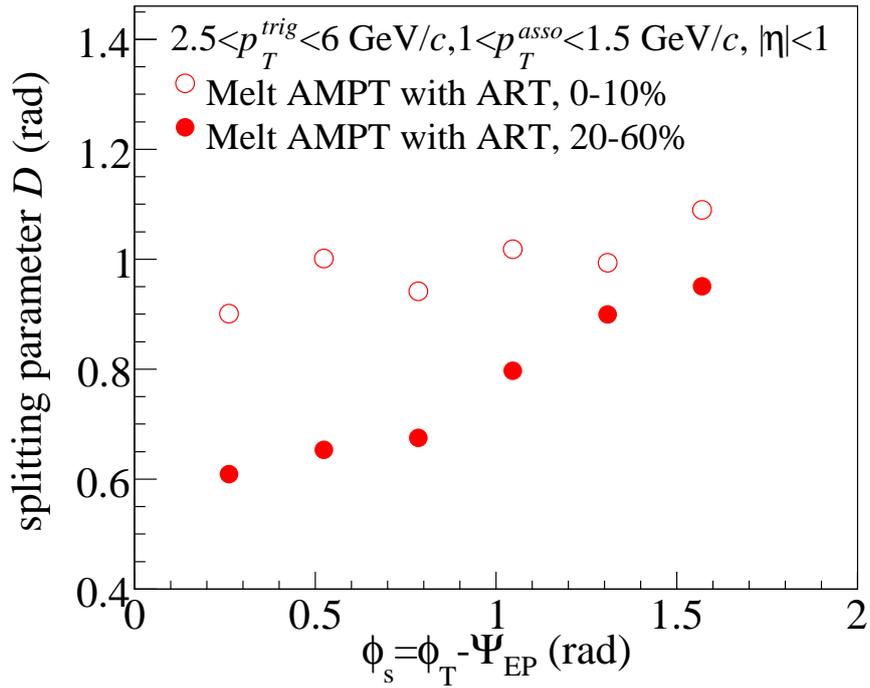


图 6-17 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，触发粒子在不同事件平面角时的劈裂参数 D ，空心点是碰撞中心度0-10%的结果，实心点是碰撞中心度20-60%的结果。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $0.15 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c，

心碰撞中， RMS 对 ϕ_s 的依赖性并不明显，即Away-side关联函数基本保持同样的展宽行为，但是，在非中心碰撞中 RMS 随 ϕ_s 成上升的趋势，即从in-plane到out-of-plane的Away-side关联函数展宽逐渐增大，这也反映了在out-of-plane方向上，部分子相互作用较其它方向剧烈。同时，我们比较了Melt AMPT的结果和实验数据的结果 [72]，AMPT模型对实验数据的拟合是比较合理的。

RMS 是描述的关联函数的展宽行为，为了进一步了解Away-side关联函数的劈裂行为，我们提取了劈裂参数 D 与 ϕ_s 的关系，如图 6-17所示。和 RMS 与 ϕ_s 的依赖关系类似，在中心碰撞中， D 对 ϕ_s 的依赖性不明显，在非中心碰撞中， D 随 ϕ_s 成上升趋势，这一趋势进一步说明了在out-of-plane方向上，部分子经历的剧烈的相互作用，其通过的路径长于其它方向。

通过对两粒子方位角关联 ϕ_s 依赖性的研究，我们进一步了解了部分子级联碰撞机制可以作为两粒子关联函数的成因，对于非中心碰撞，路径效应可以导致关联函数对事件平

面角的依赖关系。

6.5 两粒子方位角关联对碰撞系统尺寸的依赖性

本节在不同碰撞系统尺寸和固定碰撞系统尺寸下，继续研究路径效应和部分子级联碰撞机制在两粒子方位角关联中的作用。同时，该研究对我们寻找QCD相变点提供了潜在的研究方法 [131]。

6.5.1 对碰撞系统尺寸的描述

首先，我们介绍对碰撞系统尺寸描述的一些基本物理量。 $N_{part}(CSYS)$ 是碰撞系统中参与的核子数， $N_{bin}(CSYS)$ 为碰撞系统中两体碰撞数。定义 $\nu(CSYS) = \frac{2N_{bin}(CSYS)}{N_{part}(CSYS)}$ 为参与的路径长度 [130]，该量描述了系统平均的两体碰撞的剧烈程度和系统尺寸的大小。同时，我们提取了Melt AMPT中部分子平均的作用次数 n_{col}^{parton} 。我们研究了在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的不同碰撞系统（colliding system, $CSYS$ ）， $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ ， $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ， $^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$ ， $^{27}\text{Al} + ^{27}\text{Al}$ ， $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ， $^{64}\text{Cu} + ^{64}\text{Cu}$ ， $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞。

表 6-2 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的不同碰撞系统在中心碰撞下（中心度0-10%）， $N_{part}(CSYS)$ 、 $N_{bin}(CSYS)$ 、 $\nu(CSYS) = \frac{2N_{bin}(CSYS)}{N_{part}(CSYS)}$ 、 n_{col}^{parton} 的值，括弧中的数据来自Glauber模型 [129]。

$CSYS$	$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	$^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$	$^{27}\text{Al} + ^{27}\text{Al}$	$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	$^{64}\text{Cu} + ^{64}\text{Cu}$	$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
$N_{part}(CSYS)$	20.78	24.25	35.92	43.61	65.97	107.04 (98.34)	343.32 (325.85)
$N_{bin}(CSYS)$	19.63	23.69	41.01	54.34	91.15	179.98 (185.64)	914.71 (939.43)
$\nu(CSYS)$	1.89	1.95	2.28	2.49	2.76	3.36 (3.78)	5.33 (5.77)
n_{col}^{parton}	1.31	1.44	1.93	2.23	2.79	3.80	7.24

表 6-2给出了在中心碰撞（0-10%）中，不同碰撞系统的 $N_{part}(CSYS)$ 、 $N_{bin}(CSYS)$ 、 $\nu(CSYS)$ 、 n_{col}^{parton} 的值。显见， $N_{part}(CSYS)$ 和 $N_{bin}(CSYS)$ ，从 $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ 碰撞到 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞在逐渐变大，这反应了在中心碰撞中，从 $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ 碰撞到 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞，碰撞系统的尺寸在变大，同时从 $\nu(CSYS)$ 和 n_{col}^{parton} 的趋势看来，系统内两体碰撞和部分子相互作用在逐渐加强。通过前面的研究我们知道，类马赫结构的形成和部分子相互作用的剧烈程度相关，并受路径效应的影响，那么在不同碰撞

表 6-3 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的不同碰撞系统下, 在固定 $\nu(CSYS) = \frac{2N_{bin}(CSYS)}{N_{part}(CSYS)} \approx 1.90、2.28、3.36$ 时, 碰撞中心度 (Centrality)、 $N_{part}(CSYS)$ 、 $N_{bin}(CSYS)$ 的值, 括弧中的数据来自Glauber模型 [129]。

CSYS	$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	$^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$	$^{27}\text{Al} + ^{27}\text{Al}$	$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	$^{64}\text{Cu} + ^{64}\text{Cu}$	$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Centrality(CSYS) (%)	0-6	0-15	15-30	20-40	30-53	45-60	60-85
$N_{part}(CSYS)$	21.39	22.91	24.32	24.28	28.06	29.04 (21.91)	32.39 (20.45)
$N_{bin}(CSYS)$	20.33	21.87	23.13	23.17	26.71	27.73 (24.33)	30.90 (21.18)
$\nu(CSYS)$	1.90	1.91	1.90	1.91	1.90	1.91 (2.22)	1.91 (2.07)
n_{col}^{parton}	1.36	1.38	1.40	1.35	1.42	1.51	1.46
Centrality(CSYS) (%)	-	-	0-10	5-19	10-39	28-49	50-77
$N_{part}(CSYS)$	-	-	35.92	37.39	42.83	47.34	52.28
$N_{bin}(CSYS)$	-	-	41.01	42.78	48.94	54.19	59.86
$\nu(CSYS)$	-	-	2.28	2.29	2.29	2.29	2.29
n_{col}^{parton}	-	-	1.93	1.96	1.98	2.07	2.13
Centrality(CSYS) (%)	-	-	-	-	-	0-10	31-45
$N_{part}(CSYS)$	-	-	-	-	-	107.04	130.66
$N_{bin}(CSYS)$	-	-	-	-	-	179.98	219.92
$\nu(CSYS)$	-	-	-	-	-	3.36	3.37
n_{col}^{parton}	-	-	-	-	-	3.80	4.11

系统中表现出的系统尺寸的大小可以反映在路径效应上, 而不同碰撞系统内相互作用的剧烈程度也可应通过两粒子方位角关联进行研究。

同时, 在研究碰撞系统内相互作用剧烈程度系统尺寸大小对两粒子方位角关联时, 我们固定了 $\nu(CSYS) \approx 1.90、2.28、3.36$, 在三个情形下, 不同碰撞系统的碰撞中心度 (Centrality)、 $N_{part}(CSYS)$ 和 $N_{bin}(CSYS)$ 不同, 但是部分子平均作用次数 n_{col}^{parton} 在每个确定的 $\nu(CSYS)$ 时是近似一样的, 这反应了系统内相互作用的剧烈程度在 $\nu(CSYS)$ 给定时便已确定。表 6-3, 给出了碰撞中心度 (Centrality)、 $N_{part}(CSYS)$ 、 $N_{bin}(CSYS)$ 和 n_{col}^{parton} 在 $\nu(CSYS)$ 确定时的值, 有些小尺寸的碰撞系统不能达到给定的 $\nu(CSYS)$, 故而略去。

6.5.2 不同碰撞系统下的关联函数

图 6-18是在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞 (0-10%中心度), 不同碰撞系统的两粒子方位角关联函数。赝快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, 伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。利用Default AMPT和Melt AMPT分别计算了在有和没有强子再散射机制情形的两粒子方位角关联函数, 计算的碰撞系统分别为, $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$, $^{27}\text{Al} + ^{27}\text{Al}$, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{64}\text{Cu} +$

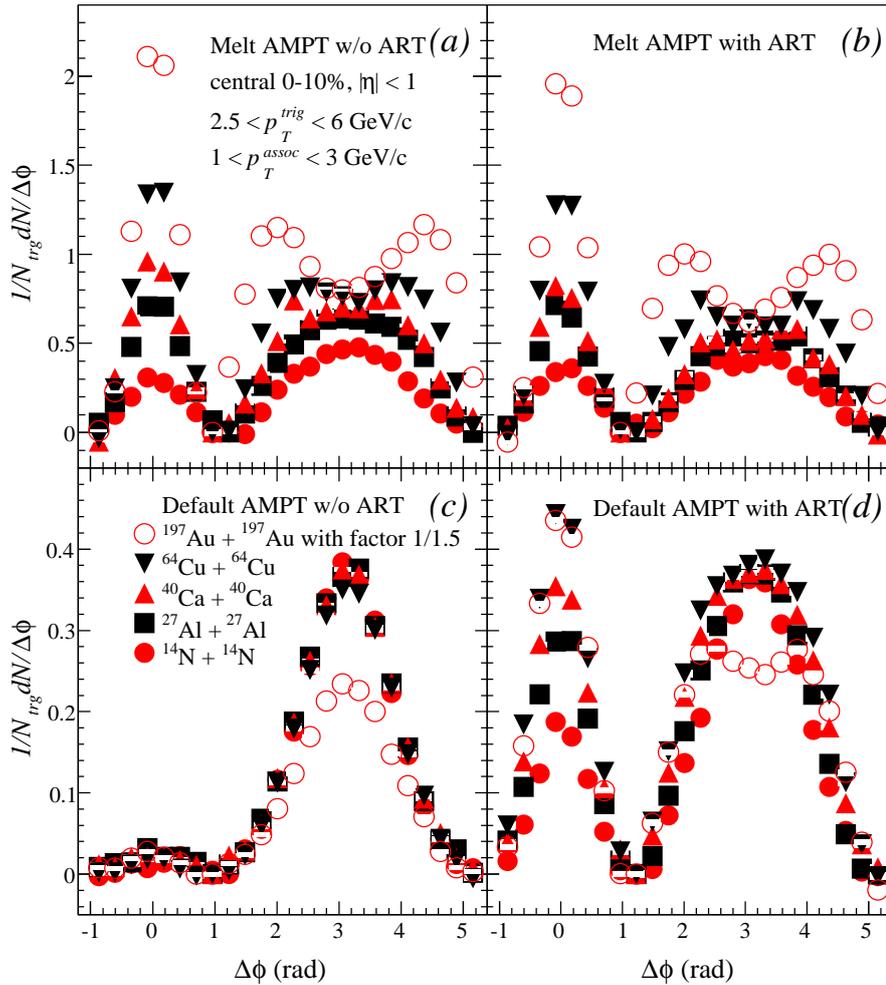


图 6-18 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞（0-10%中心度），不同碰撞系统下的两粒子方位角关联函数。赧快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

^{64}Cu , $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞。首先, 比较在没有强子相互作用的情形, Melt AMPT中从 $^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$ 碰撞系统开始, 关联函数出现了类马赫结构, 而在Default AMPT中各碰撞系统中没有类马赫结构, 由此看来, 部分子级联碰撞机制对类马赫结构的形成起到了主要的作用。然后, 在有强子再散射的情形下, 我们发现, Default AMPT计算结果中从 $^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$ 碰撞系统开始也出现了类马赫结构, 但是比在Melt AMPT中的劈裂程度要小, 这说明强子再散射对类马赫结构的形成有推动作用, 但是不能起到决定性的作用。从关联幅度上看, 在Melt AMPT中的关联幅度比在Default AMPT中的关联幅度要强, 这和部分子阶段的剧烈相互作用是有关的。类马赫结构随碰撞系统尺寸变大而从无到有的变化过程, 反应了在不同尺寸的碰撞系统中, 部分子相互作用的剧烈程度有差异的, 对喷注的淬火能力有着显著的区别, 在不同尺寸的碰撞系统中, 伴随粒子历经的路径大小起到了一定的作用。下面我们提取关联函数的一些特性来进一步说明这些观点。

6.5.3 不同碰撞系统尺寸的关联特性

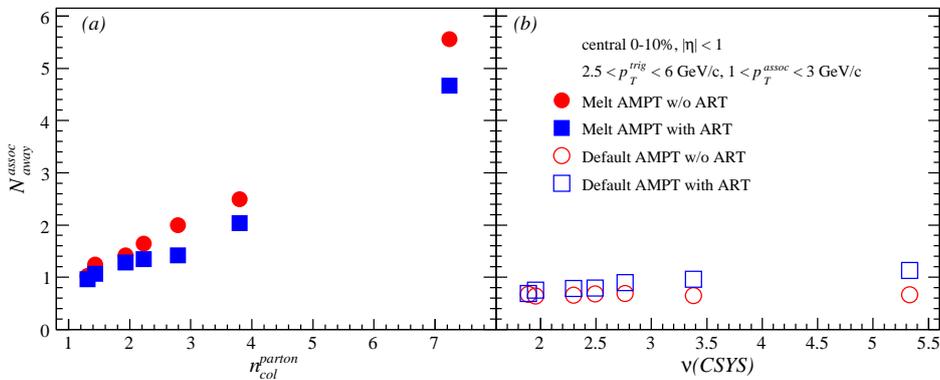


图 6-19 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞 (0-10%中心度), 伴随粒子产额随 n_{col}^{parton} 和 $\nu(CSYS)$ 的变化。赭快度区间为 $|\eta| < 1$, 触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c, 伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

在Melt AMPT中部分子平均作用次数 n_{col}^{parton} 对于描述系统内相互作用的剧烈程度比较合适, 而在Default AMPT中 $\nu(CSYS)$ 是一个更为合理的量, 因此, 我们提取了Away-side伴随粒子产额在Melt AMPT中随 n_{col}^{parton} 的变化趋势, 以及Away-side伴随粒子产额在Default AMPT中随 $\nu(CSYS)$ 的变化趋势, 如图 6-19所示。我们发现, 在Melt

AMPT中Away-side伴随粒子产额随 n_{col}^{parton} 快速上升，这说明随碰撞系统内相互作用的加强，尤其是部分子相互作用的加剧，关联函数幅度大大加强了，从而导致关联信息从喷注传递到了更多的介质中的粒子，也就是说背向喷注在Melt AMPT中淬火机制明显。而在Default AMPT中Away-side伴随粒子产额随 $\nu(CSYS)$ 上升趋势不是很明显，这说明，仅初始的两体作用加剧，并不能导致伴随粒子产额的快速上升，换句话说，关联信息在初始时刻形成后，仅有强子再散射不能把关联信息传递到更多的介质粒子中去。

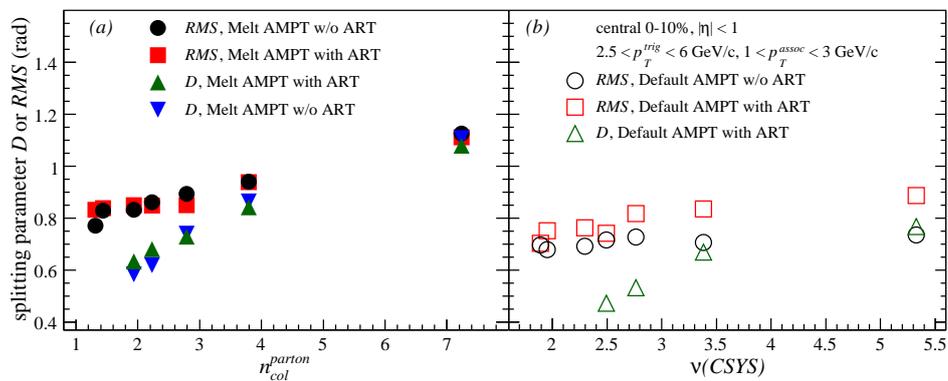


图 6-20 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞（0-10%中心度），劈裂参数 D 和Away-side关联函数 RMS 与 n_{col}^{parton} 和 $\nu(CSYS)$ 的关系。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

同时，我们对Away-side关联结构进行了研究。在Melt AMPT中提取了Away-side关联函数的 RMS 和劈裂参数 D 随 n_{col}^{parton} 的变化，以及在Default AMPT中 RMS 和劈裂参数 D 随 $\nu(CSYS)$ 的变化，如图 6-20所示。 RMS 是描述Away-side关联函数展宽行为的物理量，从结果看来，在Melt AMPT中， RMS 随 n_{col}^{parton} 成上升的趋势，即在部分子相互作用更剧烈的情形下，Away-side关联函数展宽更为明显，在Default AMPT中， RMS 虽然随着 $\nu(CSYS)$ 变大，也出现了上升趋势，但是明显没有前者上升趋势明显，强子再散射在Melt AMPT中作用不如在Default AMPT中显著。劈裂参数 D 在Melt AMPT中随 n_{col}^{parton} 增加为变宽的趋势，而在Default AMPT中仅在强子再散射情形下才有劈裂参数，其随 $\nu(CSYS)$ 成上升趋势。由此，我们可以得到结论，在碰撞系统尺寸达到一定大小后，并且部分子相互作用剧烈程度达到一定要求的前提下，Away-side关联函数才会出

现合理的展宽和劈裂结构，这也说明了在此条件下对Away-side喷注的淬火是显著的，在方位角方向和粒子数目上，关联信息进行了广域的传播。

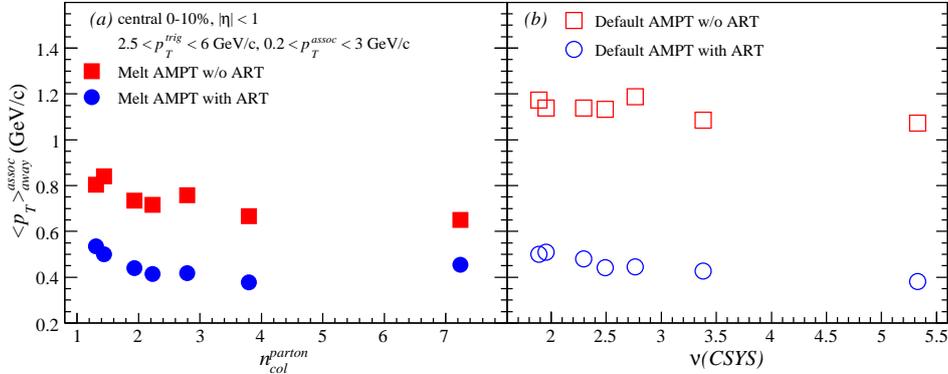


图 6-21 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞（0-10%中心度），Away-side伴随粒子平均横动量 $\langle p_T \rangle_{away}^{assoc}$ 与 n_{col}^{parton} 和 $\nu(CSYS)$ 的关系。赙快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

上面我们提到，在大的 n_{col}^{parton} 下，Away-side喷注淬火明显，关联信息得到了更广的传播，这一结论可以从Away-side伴随粒子的平均横动量 $\langle p_T \rangle_{away}^{assoc}$ 得到验证。图 6-21给出了Away-side伴随粒子的平均横动量 $\langle p_T \rangle_{away}^{assoc}$ ，在Melt AMPT中随 n_{col}^{parton} 的变化和在Default AMPT中随 $\nu(CSYS)$ 的变化。强子再散射进一步软化了伴随粒子，使伴随粒子平均横动量进一步降低，而在Default AMPT中其作用更加明显。结果表明，在Melt AMPT中随 n_{col}^{parton} 的增大，Away-side伴随粒子的平均横动量逐渐变小，并趋于饱和，考虑伴随粒子产额的变化趋势，喷注在大尺寸系统内（或说剧烈的系统内相互作用下）丢失的能量动量更为明显，获得喷注信息的粒子数也更多。

通过上面的研究，如果认为类马赫结构是探索QCD相变的一个探针，则通过扫描不同尺寸的碰撞系统，可以寻找QCD相变点，至少，在大尺寸的碰撞系统和剧烈的部分子相互作用下，可以观测到更明显的喷注淬火现象。

6.5.4 固定碰撞系统尺寸的关联特性

当碰撞系统内相互作用剧烈程度相当，并且达到产生类马赫结构的碰撞系统尺寸时，

我们观测到的两粒子方位角关联函数在幅度和结构上是否具有相似的特征？这里，重点研究在部分子阶段的相互作用对关联函数和关联结构的作用，所以本节的计算都是基于Melt AMPT在没有强子再散射时的情况。在质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，在 $\nu \approx 1.90$ 、2.28、3.36情形下研究了两粒子方位角关联，选取赝快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。对系统描述的详细参数见表 6-3。

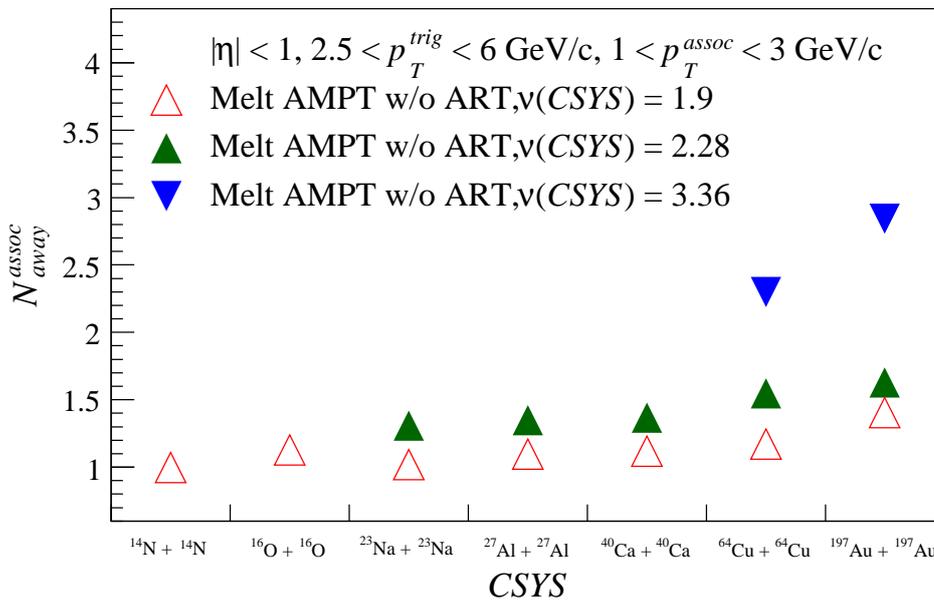


图 6-22 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，在 $\nu \approx 1.90$ 、2.28、3.36情形下，不同碰撞系统的Away-side伴随粒子产额。赝快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

图 6-22描述的是，Away-side伴随粒子产额随不同碰撞系统的变化，在 $\nu(CSYS) \approx 1.90$ 、2.28时，伴随粒子对碰撞系统的依赖性并不明显，而在 $\nu(CSYS) \approx 3.36$ 时，伴随粒子产额在 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 中比在 $^{64}\text{Cu} + ^{64}\text{Cu}$ 要高，这和 N_{part} 和 N_{bin} 在两碰撞系统中的差异是有关的，见表 6-3。有意思的是，在大的 $\nu(CSYS)$ 下，伴随粒子产额要高于在低的 $\nu(CSYS)$ 情形下。这说明，在碰撞系统作用强烈的情形下，关联信息在介质中传播到的粒子数目更多，这样对喷注的改变（淬火）就更加明显。

对关联结果的进一步研究，我们提取了Away-side关联函数的RMS和劈裂参数D，如

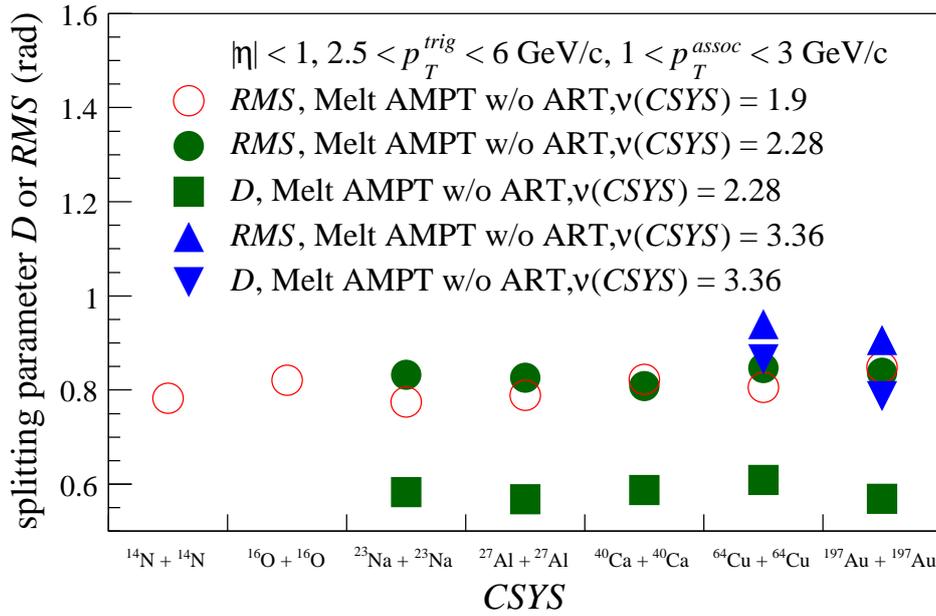


图 6-23 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，在 $\nu \approx 1.90, 2.28, 3.36$ 情形下，不同碰撞系统的Away-side关联函数RMS和劈裂参数D。赝快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

图 6-23所示。我们发现，RMS和D基本不依赖碰撞系统，但是，在 ν 不同取值时表现出差异，尤其劈裂参数在 $\nu \approx 2.28$ 和 3.36 时，差别较大。这一现象进一步说明了类马赫结构和碰撞系统尺寸是有关的，同时，我们注意到在 ν 较大时 n_{col}^{parton} 也取较大的值，所以类马赫结构还与部分子阶段的相互作用的剧烈程度有关。这一结果告诉我们，Away-side喷注导致的关联信息，在大尺寸碰撞系统和剧烈相互作用的介质中传播到了远离喷注的区域，这一过程是在介质内剧烈的相互作用下演化形成的。类马赫结构的形成需要一定大小的碰撞系统，并该系统内部分子相互作用要达到相当的剧烈程度。因此，类马赫结构在不同尺寸碰撞系统中的出现与否，以及类马赫结构随不同尺寸碰撞系统的变化，可以作为我们研究QCD相变的潜在探针。

对Away-side伴随粒子平均横动量的研究，可以更为清晰的了解Away-side伴随粒子在介质中传播时，对碰撞系统尺寸和部分子相互作用的响应，也可以反映出喷注淬火的程度。图 6-24给出了Away-side伴随粒子平均横动量 $\langle p_T \rangle_{away}^{assoc}$ 在不同 $\nu(CSYS)$ 下随碰撞系统的变化。显见， $\nu(CSYS) \approx 1.90$ 时，从 $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ 到 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞系

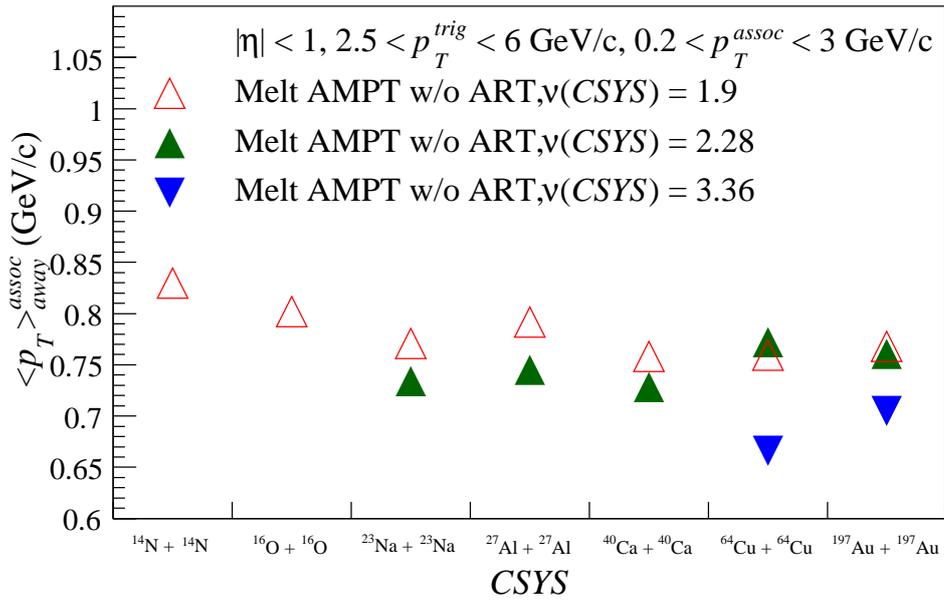


图 6-24 质心能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au + Au碰撞，在 $\nu \approx 1.90$ 、2.28、3.36情形下，不同碰撞系统的Away-side伴随粒子平均横动量 $\langle p_T \rangle^{assoc}$ 。赧快度区间为 $|\eta| < 1$ ，触发粒子横动量 $2.5 < p_T^{trig} < 6$ GeV/c，伴随粒子横动量 $1 < p_T^{assoc} < 3$ GeV/c。

统， $\langle p_T \rangle^{assoc}$ 逐渐降低，在 $^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na}$ 碰撞系统以后而基本不变。在 $\nu(CSYS)$ $\nu(CSYS) \approx 2.28$ 和3.36时， $\langle p_T \rangle^{assoc}$ 基本保持不变的趋势。 $\langle p_T \rangle^{assoc}$ 取值在大的 $\nu(CSYS)$ 下比在小的 $\nu(CSYS)$ 下要低，这恰好说明，喷注在大尺寸碰撞系统和剧烈的部分子相互作用下淬火更为明显，关联粒子在这样的条件下进一步丢失能量动量，从而达到关联信息的传递。

我们通过两粒子方位角关联对碰撞系统尺寸和部分子相互作用剧烈程度的依赖关系的分析，可以得到一些结论。这些结果，进一步证明了部分子级联碰撞机制可以产生两粒子方位角关联和类马赫结构，碰撞系统尺寸对结果的影响明显，这和我们提出的路径效应在两粒子方位角关联中的作用是一致的。同时，我们注意到部分子相互作用的剧烈程度决定了关联结构和幅度，这说明关联信息在空间和粒子数目上的传播需要一定的作用几率。这一研究为扫描QCD相变点提供了潜在的研究方法。

本章我们利用含有部分子级联碰撞机制的多相运输模型（AMPT）系统的研究了两粒子方位角关联和类马赫结构。研究了两粒子方位角关联和类马赫结构对碰撞中心度、伴

随粒子横动量和赝快度的依赖关系。分析了两粒子方位角关联和类马赫结构随演化时间的变化。计算了触发粒子在不同事件平面角情形的两粒子方位角关联和类马赫结构。给出了两粒子方位角关联和类马赫结构对碰撞系统尺寸和部分子相互作用剧烈程度的依赖性。通过上述研究，我们认为，两粒子方位角关联和类马赫结构可以通过部分子级联碰撞机制得到解释，在喷注淬火和关联信息传播过程中，系统的尺寸和关联粒子历经的路径起到了关键性的作用，即路径效应明显。同时，两粒子关联信息的形成，是喷注淬火过程的延续和发展，在碰撞系统内关联信息通过一定时间的演化，最终形成我们观测到的现象。这些工作，对我们进一步理解喷注与介质、介质内部分子间的相互作用是有一定意义的，研究中的一些方法可以被实验工作借鉴，同时我们提供了对QCD相变研究的一些潜在方法和探针。

第七章 总结和展望

7.1 总结

我们测量了RHIC-STAR 200 GeV Au + Au中心碰撞（0-12%），低横动量（ $0.2 < p_T < 1$ GeV/ c ）的两粒子方位角关联函数，其中伴随粒子分别为 π 介子和反质子 \bar{p} ，同时测量了在该横动量区间的 π 介子和反质子 \bar{p} 的椭圆流，以及横动量 $3 < p_T < 4$ 区间，带电强子的椭圆流。我们发现，在低横动量区间， π 介子作为伴随粒子的两粒子方位角关联函数有明显的类马赫结构，而反质子 \bar{p} 为伴随粒子的两粒子方位角关联函数Away-side呈现展宽的高斯分布。 $\Delta\phi$ 方向伴随的重子和介子比，在 $\Delta\phi = \pi$ 附近出现峰值，这说明由于喷注的作用，导致在其周围部分子密度出现了加强的趋势，由于粒子种类和横动量区间的选择不同，该结果和RHIC-STAR先前测量的 $(\bar{\Lambda} + \Lambda) / K_s^0$ 结果 [100]明显不同，等待RHIC-STAR-TOF将来投入使用后或可进一步对其进行探索。

我们利用含有部分子级联碰撞机制的多相输运模型（AMPT），系统的研究了两粒子方位角关联和类马赫结构的特性。

首先，我们在AMPT模型中，利用和实验数据分析一样的方法构建了两粒子方位角关联函数。发现在中心碰撞中Away-side关联函数有可以和实验结果相比拟的劈裂结构。并且关联结构和幅度随碰撞中心度呈现明显的依赖关系。随碰撞中心度的增加，关联函数

的劈裂参数而逐渐变小，关联粒子产额逐渐下降，这说明在剧烈的部分子相互作用下形成的劈裂结果要明显，因为在中心碰撞中粒子数目和密度以及碰撞区尺寸都要大于在非中心碰撞时的情况。两粒子方位角关联和类马赫结构对伴随粒子横动量的研究，展示了路径效应对关联幅度和结构的影响。同时，我们研究了两粒子方位角关联和类马赫结构对伴随粒子赝快度的依赖关系，研究发现在有剧烈的部分子相互作用的情形下，两粒子方位角关联的类马赫结构有传递到高赝快度区的可能，这为实验工作提供了潜在的研究方法，是探测QGP的一个潜在探针。

我们研究了两粒子方位角关联函数和类马赫结构的时间演化问题。通过提取不同演化时刻的关联信息，我们发现，随着系统演化时间，关联幅度逐步上升，并且类马赫结构从无到有逐渐发展并饱和，当类马赫结构出现以后关联幅度有迅速上升的趋势。结果表明，在剧烈的部分子级联碰撞中，类马赫结构形成后在相空间和粒子数目上进行了广泛的传播，其饱和趋势和椭圆流的时间演化趋势类似，这说明相空间的演化经历了从非平衡到平衡的过度。

为进一步探索路径效应和部分子级联碰撞机制在两粒子关联和类马赫结构中的作用，我们研究了触发粒子在不同事件平面角时的两粒子方位角关联信息，我们发现，非中心碰撞中在out-of-plane方向，类马赫结构更加明显，劈裂参数最大，这和伴随粒子在介质中通过的路径是相关的。同时，我们分析了在不同尺寸碰撞系统下的两粒子方位角关联函数和类马赫结构，结果表明，关联信息对碰撞系统尺寸和部分子相互作用剧烈程度的响应明显，类马赫结构的形成需要相当尺寸的碰撞系统和达到一定剧烈程度的部分子相互作用。这一研究，对探索QCD相变提供了潜在的方法和探针。

综上所述，部分子级联碰撞机制可以产生两粒子方位角关联函数和类马赫结构，类马赫结构和其它关联信息与碰撞系统尺寸、伴随粒子在碰撞系统中通过的路径以及部分子相互作用的剧烈程度有关。类马赫结构和两粒子方位角关联是研究喷注淬火的有效方法和探针。

7.2 展望

实验和理论上对相对论重离子碰撞物理都取得了长足的发展，但是，就目前实验结论来看还不能给出QGP何时确切形成的结论。在实验测量中虽然已经获得了大量关于高温致密物质的信息，但是该高温致密物质看起来像是强耦合的QGP物质（sQGP），这是与早期所预言的wQGP有较大不同的。欧洲核子中心LHC的运行和RHIC的升级在实验上为进一步探索相对论重离子物理和QGP性质提供了实验条件，期待理论的进一步发展可以提出更确切的关于QGP信号的判据。特别是RHIC-STAR对碰撞能量的扫描，对于寻找QCD相变点提供了一定的实验空间。随着由中国STAR合作组研制的RHIC-STAR-TOF的安装完成，使得粒子鉴别手段大大增强，进而我们对可鉴别粒子的椭圆流、两粒子方位角关联等测量得以实现，尤其对碰撞多重数和重子介子比的涨落测量将更为精确。

色八重态的胶子能损近似是色三重态夸克能损的两倍。如果，能够把夸克和胶子区分开来，对我们进一步理解喷注淬火和色核密度是非常重要的 [132]。理论上预言， \bar{p}/p 的比在高横动量会有下降，这是由于 \bar{p} 更可能来自初始的胶子喷注，则其在介质中的能损要大得多，RHIC-STAR测量了 \bar{p}/p 的比 [81]，在RHIC-STAR-TOF正式投入使用后，可以给出更为精确和更高横动量的测量结果，LHC的运行将把碰撞能量提升到更高的能标，对检验喷注和粒子形成机制将提供更多的实验数据。区分夸克喷注和胶子喷注的另一方法是，在高横动量对含c夸克和b夸克介子的测量，即重味夸克物理。通过鉴别从D和B衰变的电子，和从B衰变的 J/Ψ 粒子，实验上可以研究这一物理，近期RHIC-STAR合作组已经获得了一些初步结果 [133]。进一步详细地理解夸克喷注和胶子喷注，可以通过光子—强子关联（ γ -hadron correlation）进行研究，因为初始硬光子对应的喷注能量是 α_s 展开的首阶项（leading order in α_s ）。RHIC也已经展开了对这一物理的研究工作 [134]。实验上，有待于装置的进一步升级，使得束流亮度（luminosity）升高，这样对夸克喷注和

胶子喷注可以得到更为缜密的研究。中国RHIC-STAR合作组负责设计制造的TOF探测器将在2009年完成安装，电子的测量将更为精确，从测量的 p_T 范围来看则更广，这样对重味夸克物理是极大的促进，同时TOF的投入使用，对高横动量物理也创造了可行性的研究平台。

我们利用含有部分子级联碰撞机制的多相输运模型对两粒子方位角关联进行了系统的研究。但是，我们注意到，对两粒子方位角关联，特别是对类马赫结构的理论解释有很多，大家莫衷一是，在不同程度和角度上对这一现象都进行了阐释。这为理论的发展留下了一个空间，也要求实验工作给出更为精确和全面的测量。理论上大家比较一致的意见是，在部分子阶段关联信息已经形成，但是，实际上在相对论重离子碰撞中在什么能量域值以上会经历部分子阶段，这尚未可知。另外，假定碰撞系统经历了部分子阶段，期间的相互作用有辐射效应、部分子散射，那么对于两粒子关联和类马赫结构的形成是那种动力学机制在起主导作用，从现有的理论解释来看，都各有道理。所以，在理论和实验中对该现象的继续关注 and 探索都是必要的，也是对相对论重离子碰撞物理的促进。

对两粒子方位角关联的测量中，背景问题并没有完美地处理，一般认为背景主要来自集体流的贡献，椭圆流的比重是最大的，实验测量中没有考虑高阶流的贡献，这是由于高阶流测量存在过大的统计误差和系统误差，但是由于事件平面分辨率的原因，在实验上两粒子方位角关联的测量没有采用混合事件方法，在测量手段上应该考虑如何构造更为合理的背景。另外，在背景扣除方面，一般采用ZYAM方法，但是该方法的适用性，特别是对三粒子方位角关联的适用性一直遭到有些人的质疑 [135]，因此，对于背景扣除的方法问题也是应该进一步研究的课题。

随着实验手段不断的进步，RHIC和LHC为我们提供了研究高能核—核碰撞物理的平台，理论和实验的相互交融和责难必将对我们深入的理解物质世界提供更多的信息。

参 考 文 献

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067-84 (1962).
- [2] Y. Ne'eman, Nucl. Phys. **26**, 222-9 (1961).
- [3] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598-602 (1964).
- [4] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47**, 365-8 (1973).
- [5] M. J. Tannenbaum, Rep. Prog. Phys. **69**, 2005 (2006).
- [6] C. Amaler *et al.*, Particle Data Group Phys. Lett. B **667**, 1-1340 (2008).
- [7] Michael Schmelling, arXiv:nucl-ex/9701002; S. BETHKE, J. Phys. G **26**, R27 (2000); S. Bethke, arXiv:hep-ex/0211012.
- [8] J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. **34**, 1353-6 (1975).
- [9] E. V. Shuryak, Phys. Rep. **61**, 71-158 (1980).
- [10] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199 (2002).
- [11] R. Stock, J. Phys. G **30**, S809 (2004).
- [12] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
- [13] K. Adcox *et al.* (PHENIX Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
- [14] B.B. Back *et al.* (PHOBOS Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
- [15] I. Arsene *et al.* (BRAHMS Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
- [16] Z. Fodor and S. Katz, J. High Energy Phys. **0203**, 014 (2002).
- [17] P. Braun-Munzinger, Nucl. Phys. A **681**, 119c (2001).
- [18] J. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [19] Hanson G *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1609 (1975).
- [20] R. Brandelik *et al.* (TASSO Collaboration), Phys. Lett. B **86**, 243 (1979); D. P. Barker *et al.* (Mark J Collaboration), Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979); Ch. Berger *et al.* (PLUTO Collaboration), Phys. Lett. B **86**, 418 (1979); W. Bartel *et al.* (JADE Collaboration), Phys. Lett. B **91**, 142 (1980).

- [21] J.D. Bjorken, preprint Fermilab-Pub-82/59-THY (1982) and erratum, unpublished.
- [22] M. Gyulassy and M. Plümer, Phys. Lett. B **243**, 432 (1990); X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68**, 1480 (1992); R. Baier, D. Schiff, and B.G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000).
- [23] Korinna Zapp *et al.*, Phys. Lett. B **637**, 179 (2006).
- [24] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [25] Hanzhong Zhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 212301 (2007).
- [26] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 162301 (2006).
- [27] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 172301 (2003); J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004); J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), nucl-ex/0601042.
- [28] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 152301 (2005).
- [29] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 052301 (2006).
- [30] J.Casalderrey-Solana, E.V. Shuryak and D.Teaney, J. Phys. Conf. Ser. **27**, 22 (2005); J.Casalderrey-Solana, E.V. Shuryak and D.Teaney, Nucl. Phys. A **774**, 577 (2006).
- [31] T. Renk and J. Ruppert, Phys. Rev. C **73**, 011901(R) (2006).
- [32] J. Ruppert and B. Müller, Phys. Lett. B **618**, 123 (2005); R. B. Neufeld, B. Müller and J. Ruppert, Phys. Rev. C **78**, 041901(R) (2008).
- [33] J. Noronha, M. Gyulassy and G. Torrieri, Phys. Rev. Lett. **102**, 102301 (2009); Steven S. Gubser and Silviu S. Pufu, Phys. Rev. Lett. **100**, 012301 (2008); Paul M. Chesler and Laurence G. Yae, arXiv:07060368.
- [34] V. Koch, A. Majumder, and Xin-Nian Wang, Phys. Rev. Lett. **96**, 172302 (2006).
- [35] M. J. Horner (STAR Collaboration), arXiv:nucl-ex/0606025.
- [36] I. Vitev, Phys. Lett. B **630**, 78 (2005).
- [37] A. D. Polosa and C. A. Salgado, Phys. Rev. C **75**, 041901(R) (2007).
- [38] N. Armesto, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. C **72**, 064910 (2005); C. B. Chiu and R. C. Hwa, Phys. Rev. C **74**, 064909 (2006).
- [39] G. L. Ma, S. Zhang, Y. G. Ma *et al.*, Phys. Lett. B. **641**, 362 (2006).
- [40] G. L. Ma, Y. G. Ma, S. Zhang *et al.*, Phys. Lett. B **647**, 122 (2007).
- [41] S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 014904 (2007); S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma *et al.*, International Journal of Modern Physics E **16**, 2029-2034 (2007).

-
- [42] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), arXiv:nucl-ex/08050622.
- [43] J. Putschke (STAR Collaboration), Nucl. Phys. A **783**, 507c (2007).
- [44] P. Jacobs, Eur. Phys. J. C **43**, 467 (2005).
- [45] C. B. Chiu and R. C. Hwa, Phys. Rev. C **72**, 034903 (2005).
- [46] N. Armesto, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. **93**, 242301 (2004).
- [47] L. M. Satarov, H. Stöcker and I. N. Mishustin, Phys. Lett. B **627**, 64 (2005).
- [48] E. Shuryak, Phys. Rev. C **76**, 047901 (2007).
- [49] A. Majumder, B. Müller, S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **99**, 042301 (2007).
- [50] P. Romatschke, Phys. Rev. C **75**, 014901 (2007).
- [51] C.-Y. Wong, Phys. Rev. C **76**, 054908 (2007).
- [52] V.S. Pantuev, arXiv:0710.1882.
- [53] G. L. Ma, S. Zhang, Y. G. Ma *et al.*, Eur. Phys. J. C **57**, 589 (2008).
- [54] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **66**, 034904 (2002); K. Adcox *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 212301 (2002).
- [55] N. Bastid, A. Andronic, Z. Basrak *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 011901(R) (2005).
- [56] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
- [57] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005).
- [58] S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C **70**, 655 (1996).
- [59] P. Danielewicz, Phys. Rev. C **51**, 716 (1995).
- [60] P. Danielewicz and G. Odyniec, Phys. Lett. B **157**, 146 (1985).
- [61] J. Barrette *et al.* (E877 Collaboration), Phys. Rev. C **56**, 3254 (1997); J. Barrette *et al.* (E877 Collaboration), Phys. Rev. C **55**, 1420 (1997); S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C **70**, 665 (1996); J.-Y. Ollitrault, nucl-ex/9711003; M. Demoulin *et al.* (Diogene Collaboration), Phys. Lett. B **241**, 476 (1990).
- [62] N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **70**, 064905 (2004).
- [63] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 012301 (2004).
- [64] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 152302 (2004).
- [65] J. G. Ulery and F. Q. Wang, Phys. Rev. C **79**, 024904 (2009).

- [66] M. Sharma and C. A. Pruneau, Phys. Rev. C **79**, 024905 (2009).
- [67] N. N. Ajitanand, J. M. Alexander, P. Chung *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 011902(R) (2005).
- [68] S. Wang *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 1091 (1991).
- [69] R. A. Lacey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1224 (1993).
- [70] J. Bielcikova *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 021901(R) (2004).
- [71] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 252301 (2004).
- [72] A. Q. Feng (STAR Collaboration), J. Phys. G **35**, 104082 (2008).
- [73] D. L'Hote, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **337**, 544 (1994).
- [74] D. Drijard, H.G. Fischer and T. Nakada, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **225**, 367 (1984).
- [75] J. Adams *et al.*, Phys. Lett. B **612**, 181 (2005).
- [76] M. Harrison, T. Ludlam and S. Ozaki, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 235 (2003).
- [77] H. Hahna, E. Forsyth, H. Foelsche *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 245 (2003).
- [78] K.H. Ackermann *et al.* (STAR Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 624 (2003).
- [79] M. Anderson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 659 (2003).
- [80] M. Shao, O. Barannikova *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **558**, 419 (2006).
- [81] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006).
- [82] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 092301 (2002).
- [83] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 132301 (2002).
- [84] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **71**, 064902 (2005).
- [85] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Lett. B **612**, 181 (2005).
- [86] C.-Y. Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific, Singapore (1994).
- [87] J. G. Ma, Ph.D. Thesis, University of California-Los Angeles (2006).
- [88] G. L. Ma, Ph.D. Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academic of Science (2006).
- [89] J. H. Chen, Ph.D. Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academic of Science (2008).

-
- [90] J. X. Zuo, Ph.D. Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academic of Science (2008).
- [91] J. Ulery (STAR Collaboration),
<http://www.star.bnl.gov/protected/embedding/Compare/centr.html>.
- [92] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **71**, 044906 (2005).
- [93] L. Gaillard, Ph.D. Thesis, The University of Birmingham.
- [94] M. L. Noriega, Ph.D. Thesis, The Ohio State University.
- [95] F. Cooper and G. Frye, Phys. Rev. D **10**, 186 (1974).
- [96] R. Scheibl and U. Heinz, Phys. Rev. C **59**, 1585 (1999).
- [97] Z. W. Lin and D. Molnár, Phys. Rev. C **68**, 044901 (2003).
- [98] V. Greco, C. M. Ko and P. Lévai, Phys. Rev. Lett. **90**, 202302 (2003).
- [99] C. Nonaka and S. A. Bass, Phys. Rev. C **75**, 014902 (2007).
- [100] J. X. Zuo (STAR Collaboration), J. Phys. G **35**, 044027 (2008).
- [101] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang, S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [102] X. N. Wang, Phys. Rev. D **43**, 104 (1991).
- [103] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [104] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **45**, 844 (1992).
- [105] M. Gyulassy and X. N. Wang, Comput. Phys. Commun. **83**, 307 (1994).
- [106] B. Zhang, Comput. Phys. Commun. **109**, 193 (1998).
- [107] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [108] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [109] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).
- [110] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995).
- [111] B. Li, A. T. Sustich, B. Zhang and C. M. Ko, Int. J. Mod. Phys. E **10**, 267 (2001).
- [112] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, 034904 (2002).
- [113] Z. W. Lin, C. M. Ko and S. Pal, Phys. Rev. Lett. **89**, 152301 (2002).
- [114] Z. W. Lin and C. M. Ko, J. Phys. G **30**, S263 (2004).
- [115] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li and Z. W. Lin, Phys. Rev. C **61**, 067901 (2000).

- [116] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li, Z. W. Lin and B. H. Sa, Phys. Rev. C **62**, 054905 (2000).
- [117] Z. W. Lin, S. Pal, C. M. Ko, B. A. Li and B. Zhang, Phys. Rev. C **64**, 011902(R) (2001).
- [118] Z. W. Lin, S. Pal, C. M. Ko, B. A. Li and B. Zhang, Nucl. Phys. A **698**, 375 (2002).
- [119] S. Pal, C. M. Ko and Z. W. Lin, Nucl. Phys. A **730**, 143 (2004).
- [120] S. Pal, C. M. Ko and Z. W. Lin, Nucl. Phys. A **707**, 525 (2002).
- [121] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **68**, 054904 (2003).
- [122] Yu Meiling, Du Jianxin and Liu Lianshou, Phys. Rev. C **74**, 044906 (2006).
- [123] J.H. Chen, Y.G. Ma, G.L. Ma, *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064902 (2006).
- [124] J. Jia (PHENIX Collaboration), nucl-ex/0510019.
- [125] J. Adams, *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 112301 (2004); S.S. Adler, *et al.*, (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C **69**, 034909 (2004).
- [126] J. Casalderrey-Solana, E.V. Shuryak, hep-ph/0511263.
- [127] M. J. Horner (STAR Collaboration), nucl-ex/0606025.
- [128] T. Renk and J. Ruppert, Phys. Lett. B **646**, 19 (2007).
- [129] Johan Gonzalez (STAR Collaboration),
<http://www.star.bnl.gov/protected/spectra/macross/glauber/flow/FlowGlauberCalculations.htm>.
- [130] W. Busza *et al.*, Phys. Rev. Lett. **34**, 836 (1975); T. Trainor and Duncan J. Prindle, hep-ph/0411217; T. A. Trainor, hep-ph/07104504.
- [131] Mark G. Alford *et al.*, hep-ph/07094635; Frithjof Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199c (2002).
- [132] B. Müller and J. L. Nagle, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 93 (2006).
- [133] Z. B. Xu (STAR Collaboration), International Conference on Strangeness in Quark Matter 2008, oral presentation (2008); S. Sakai (STAR Collaboration), International Conference on Strangeness in Quark Matter 2008, oral presentation (2008).
- [134] M. Connors (PHENIX Collaboration), Quark Matter 2009, oral presentation (2009); A. Hamed (STAR Collaboration), Quark Matter 2009, oral presentation (2009).
- [135] A miniworkshop on Di-jets, ZYAM and Mach Cones in Au + Au 200 AGeV (ZYAM Day at CU), 329 Pupin Lab, Columbia University, Mar. 14, 2008, <http://nt.phys.columbia.edu/people/gyulassy/Talks/2008/ZYAM/>.

攻读博士学位期间发表论文

- 主要论文清单

1. Transverse momentum and pseudorapidity dependences of Mach-like correlations for central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen, H. Z. Huang, W. Q. Shen, X. H. Shi., F. Jin, J. Tian, C. Zhong and J. X. Zuo
Phys. Rev. C **76**, 014904 (2007)
2. Centrality, transverse momentum and pseudorapidity dependences of “Mach-like” correlations in a partonic transport model
S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai and J. H. Chen
International Journal of Modern Physics E **16**, 2029 (2007)
3. Collision system size dependence of di-hadron azimuthal correlations in ultra-relativistic heavy ion collisions
S. Zhang, Y. H. Zhu, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen and C. Zhong
arXiv:0904.0396, Submitted to *Phys. Rev. C*
4. Di-hadron azimuthal correlation and Mach-like cone structure in a parton/hadron transport model
G. L. Ma, **S. Zhang**, Y. G. Ma *et al.*
Phys. Lett. B **641**, 362 (2006)
5. Longitudinal broadening of near-side jets due to parton cascade
G. L. Ma, **S. Zhang**, Y. G. Ma *et al.*
Eur. Phys. J. C **57**, 589 (2008)
6. Two- and three-particle correlations in a partonic transport model
G. L. Ma, **S. Zhang** and Y. G. Ma
J. Phys. G **34**, S693 (2007)
7. Hadron Azimuthal Correlations and Mach-like Structures in a Partonic/Hadronic Transport Model
G. L. Ma, **S. Zhang**, Y. G. Ma *et al.*
Nuclear Physics A **783**, 515c (2007)
8. Azimuthal correlations of hadrons in a partonic/hadronic transport model
G. L. Ma, **S. Zhang**, Y. G. Ma *et al.*
AIP Conf. Proc. **865**, 300 (2006)

9. Time evolution of Mach-like structure in a partonic transport model
G. L. Ma, **S. Zhang**, Y. G. Ma *et al.*
[arXiv:nucl-th/0610088](#), *Submitted to Phys. Rev. C*
 10. Reaction Plane Angle Dependence of Di-Hadron Azimuthal Correlations in a Multi-Phase Transport Model
W. Li, **S. Zhang**, Y. G. Ma *et al.*
[arXiv:0903.2165](#), *Submitted to Phys. Rev. C*
 11. Properties of Dihadron Correlations for p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
XIN Ke-Feng, ZHANG Song *et al.*
Chin. Phys. Lett. **26**, 062503 (2009)
 12. Three-Particle Correlations from Parton Cascades in Au+Au Collisions
G. L. Ma, Y. G. Ma, **S. Zhang** *et al.*
Phys. Lett. B **647**, 122 (2007)
- 其它合作文章
 1. Forward Neutral-Pion Transverse Single-Spin Asymmetries in p + p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. **101**, 222001 (2008)
 2. Spin alignment measurements of the $K^{*0}(892)$ and $\varphi(1020)$ vector mesons in heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **77**, 061902(R) (2008)
 3. Beam-energy and system-size dependence of dynamical net charge fluctuations
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **79**, 024906 (2009)
 4. Baryon-Strangeness correlations in Parton/Hadron transport model for Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
F. Jin, Y. G. Ma, G. L. Ma, J. H. Chen, **S. Zhang** *et al.*
J. Phys. G **35**, 044070 (2008)
 5. Energy and system size dependence of ϕ meson production in Cu+Cu and Au+Au collisions
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B **673**, 183 (2009)
 6. Systematic measurements of identified particle spectra in pp, d+Au, and Au+Au collisions at the STAR detector
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009)

• RHIC-STAR 作者列表

- B. I. Abelev,⁸ M. M. Aggarwal,³⁰ Z. Ahammed,⁴⁷ B. D. Anderson,¹⁸ D. Arkhipkin,¹² G. S. Averichev,¹¹ Y. Bai,²⁷ J. Balewski,²² O. Barannikova,⁸ L. S. Barnby,² J. Baudot,¹⁶ S. Baumgart,⁵² D. R. Beavis,³ R. Bellwied,⁵⁰ F. Benedosso,²⁷ R. R. Betts,⁸ S. Bhardwaj,³⁵ A. Bhasin,¹⁷ A. K. Bhati,³⁰ H. Bichsel,⁴⁹ J. Bielcik,¹⁰ J. Bielcikova,¹⁰ B. Biritz,⁶ L. C. Bland,³ M. Bombara,² B. E. Bonner,³⁶ M. Botje,²⁷ J. Bouchet,¹⁸ E. Braidot,²⁷ A. V. Brandin,²⁵ S. Bueltmann,²⁹ T. P. Burton,² M. Bystersky,¹⁰ X. Z. Cai,⁴⁰ H. Caines,⁵² M. Calderón de la Barca Sánchez,⁵ J. Callner,⁸ O. Catu,⁵² D. Cebra,⁵ R. Cendejas,⁶ M. C. Cervantes,⁴² Z. Chajecki,²⁸ P. Chaloupka,¹⁰ S. Chattopadhyay,⁴⁷ H. F. Chen,³⁸ J. H. Chen,¹⁸ J. Y. Chen,⁵¹ J. Cheng,⁴⁴ M. Cherney,⁹ A. Chikanian,⁵² K. E. Choi,³⁴ W. Christie,³ S. U. Chung,³ R. F. Clarke,⁴² M. J. M. Coddington,⁴² J. P. Coffin,¹⁶ T. M. Cormier,⁵⁰ M. R. Cosentino,³⁷ J. G. Cramer,⁴⁹ H. J. Crawford,⁴ D. Das,⁵ S. Dash,¹³ M. Daugherty,⁴³ M. M. de Moira,³⁷ T. G. Dedovich,¹¹ M. DePhillips,³ A. A. Derevschikov,³² R. Derradi de Souza,⁷ L. Didenko,³ T. Dictel,³ P. Djawotho,⁴² S. M. Dogra,¹⁷ X. Dong,²¹ J. L. Drachenberg,⁴² J. E. Draper,⁵ F. Du,⁵² J. C. Dunlop,³ M. R. Dutta Mazumdar,⁴⁷ W. R. Edwards,²¹ L. G. Efimov,¹¹ E. Elhalhuli,² M. Elnimr,⁵⁰ V. Emelianov,²⁵ J. Engelage,⁴ G. Eppley,³⁶ B. Erasmus,⁴¹ M. Estienne,¹⁶ L. Eun,³¹ P. Fachini,³ R. Fatemi,¹⁹ J. Fedorisin,¹¹ A. Feng,⁵¹ P. Filip,¹² E. Finch,⁵² V. Fine,³ Y. Fisyak,³ C. A. Gagliardi,⁴² L. Gaillard,² D. R. Gangadharan,⁶ M. S. Ganti,⁴⁷ E. Garcia-Solis,⁸ V. Ghazikhanian,⁶ P. Ghosh,⁴⁷ Y. N. Gorbunov,⁹ A. Gordon,³ O. Grebenyuk,²¹ D. Grosnick,⁴⁶ B. Grube,³⁴ S. M. Guertin,⁶ K. S. F. F. Guimaraes,³⁷ A. Gupta,¹⁷ N. Gupta,¹⁷ W. Guryin,³ T. J. Hallman,³ A. Hamed,⁴² J. W. Harris,⁵² W. He,¹⁵ M. Heinz,⁵² S. Heppelmann,³¹ B. Hippolyte,¹⁶ A. Hirsch,³³ E. Hjort,²¹ A. M. Hoffman,²² G. W. Hoffmann,⁴³ D. J. Hofman,⁸ R. S. Hollis,⁸ H. Z. Huang,⁶ T. J. Humanic,²⁸ L. Huo,⁴² G. Igo,⁶ A. Iordanova,⁸ P. Jacobs,²¹ W. W. Jacobs,¹⁵ P. Jakl,¹⁰ C. Jena,¹³ F. Jin,⁴⁰ C. L. Jones,²² P. G. Jones,² J. Joseph,¹⁸ E. G. Judd,⁴ S. Kabana,⁴¹ K. Kajimoto,⁴³ K. Kang,⁴⁴ J. Kapitan,¹⁰ M. Kaplan,⁵⁴ D. Keane,¹⁸ A. Kechechyan,¹¹ D. Kettler,⁴⁹ V. Yu. Khodyrev,³² J. Kiryluk,²¹ A. Kisiel,²⁸ S. R. Klein,²¹ A. G. Knospe,⁵² A. Kocoloski,²² D. D. Koetke,⁴⁶ M. Kopytine,¹⁸ L. Kotchenda,²⁵ V. Kouchpil,¹⁰ P. Kravtsov,²⁵ V. I. Kravtsov,³² K. Krueger,¹ C. Kuhn,¹⁶ A. Kumar,³⁰ L. Kumar,³⁰ P. Kurnadi,⁶ M. A. C. Lamont,³ J. M. Landgraf,³ S. LaPointe,⁵⁰ F. Laue,³ J. Lauret,³ A. Lebedev,³ R. Lednicky,¹² C.-H. Lee,³⁴ M. J. LeVine,³ C. Li,³⁸ Y. Li,⁴⁴ G. Lin,⁵² X. Lin,⁵¹ S. J. Lindenbaum,²⁶ M. A. Lisa,²⁸ F. Liu,⁵¹ J. Liu,³⁶ L. Liu,⁵¹ T. Ljubicic,³ W. J. Llope,³⁶ R. S. Longacre,³ Y. Lu,³⁸ T. Ludlam,³ D. Lynn,³ G. L. Ma,⁴⁰ J. G. Ma,⁵ Y. G. Ma,⁴⁰ D. P. Mahapatra,¹³ R. Majka,⁵² L. K. Mangotra,¹⁷ R. Manweiler,⁴⁶ S. Margetis,¹⁸ C. Markert,⁴³ H. S. Matis,²¹ Yu. A. Matulenko,³² T. S. McShane,⁹ A. Meschanin,³² J. Millane,²² M. L. Miller,²² N. G. Minaev,³² S. Mioduszewski,⁴² A. Mischke,²⁷ J. Mitchell,³⁶ B. Mohanty,⁴⁷ D. A. Morozov,³² M. G. Munhoz,³⁷ B. K. Nandi,¹⁴ C. Nattrass,⁵² T. K. Nayak,⁴⁷ J. M. Nelson,² C. Nepali,¹⁸ P. K. Netrakanti,³³ M. J. Ng,⁴ L. V. Nogach,³² S. B. Nurushv,³² G. Odyniec,²¹ A. Ogawa,³ H. Okada,³ V. Okorokov,²⁵ D. Olson,²¹ M. Pachr,¹⁰ S. K. Pal,⁴⁷ Y. Panebratsev,¹¹ T. Pawlak,⁴⁸ T. Peitzmann,²⁷ V. Perevoztchikov,³ C. Perkins,⁴ W. Peryt,⁴⁸ S. C. Phatak,¹³ M. Planinic,⁵³ J. Pluta,⁴⁸ N. Poljak,⁵³ N. Porile,³³ A. M. Poskanzer,²¹ M. Potekhin,³ B. V. K. S. Potukuchi,¹⁷ D. Prindle,⁴⁹ C. Pruneau,⁵⁰ N. K. Pruthi,³⁰ J. Putschke,⁵² R. Raniwala,³⁵ S. Raniwala,³⁵ R. L. Ray,⁴³ A. Ridiger,²⁵ H. G. Ritter,²¹ J. B. Roberts,³⁶ O. V. Rogachevskiy,¹¹ J. L. Romero,⁵ A. Rose,²¹ C. Roy,⁴¹ L. Ruan,³ M. J. Russcher,²⁷ V. Rykov,³ R. Sahoo,⁴¹ I. Sakrejda,²¹ T. Sakuma,²² S. Salur,²¹ J. Sandweiss,⁵² M. Sarsour,⁴² J. Schambach,⁴³ R. P. Scharenberg,³³ N. Schmitz,²³ J. Seger,⁹ I. Selyuzhenkov,¹⁵ P. Seyboth,²³ A. Shabetai,¹⁶ E. Shahaliev,¹¹ M. Shao,³⁸ M. Sharma,⁵⁰ S. S. Shi,⁵¹ X.-H. Shi,⁴⁰ E. P. Sichtermann,²¹ F. Simon,²³ R. N. Singaraju,⁴⁷ M. J. Skoby,³³ N. Smirnov,⁵² R. Snellings,²⁷ P. Sorensen,³ J. Sowinski,¹⁵ H. M. Spinka,¹ B. Srivastava,³³ A. Stadnik,¹¹ T. D. S. Stanislaus,⁴⁶ D. Staszak,⁶ M. Strikhanov,²⁵ B. Stringfellow,³³ A. A. P. Suaide,³⁷ M. C. Suarez,⁸ N. L. Subba,¹⁸ M. Sumera,¹⁰ X. M. Sun,²¹ Y. Sun,³⁸ Z. Sun,²⁰ B. Surrow,²² T. J. M. Symons,²¹ A. Szanto de Toledo,³⁷ J. Takahashi,⁷ A. H. Tang,³ Z. Tang,³⁸ T. Tarnowsky,³³ D. Thein,⁴³ J. H. Thomas,²¹ J. Tian,⁴⁰ A. R. Timmins,² S. Timoshenko,²⁵ M. Tokarev,¹¹ V. N. Tram,²¹ A. L. Trattner,⁴ S. Trentalange,⁶ R. E. Tribble,⁴² O. D. Tsai,⁶ J. Ulery,³³ T. Ullrich,³ D. G. Underwood,¹ G. Van Buren,³ N. van der Kolk,²⁷ M. van Leeuwen,²⁷ A. M. Vander Molen,²⁴ R. Varma,¹⁴ G. M. S. Vasconcelos,⁷ I. M. Vasilevski,¹² A. N. Vasiliev,³² F. Videbaek,³ S. E. Vigdor,¹⁵ Y. P. Viyogi,¹³ S. Vokal,¹¹ S. A. Voloshin,⁵⁰ M. Wada,⁴³ W. T. Wagoner,⁹ F. Wang,³³ G. Wang,⁶ J. S. Wang,²⁰ Q. Wang,³³ X. Wang,⁴⁴ X. L. Wang,³⁸ Y. Wang,⁴⁴ J. C. Webb,⁴⁶ G. D. Westfall,²⁴ C. Whitten Jr.,⁶ H. Wieman,²¹ S. W. Wissink,¹⁵ R. Witt,⁴⁸ J. Wu,³⁸ Y. Wu,⁵¹ N. Xu,²¹ Q. H. Xu,³⁹ Y. Xu,³⁸ Z. Xu,³ P. Yepes,³⁶ I.-K. Yoo,³⁴ Q. Yue,⁴⁴ M. Zawisza,⁴⁸ H. Zbroszczyk,⁴⁸ W. Zhan,²⁰ H. Zhang,³ S. Zhang,⁴⁰ W. M. Zhang,¹⁸ Y. Zhang,²¹ Z. P. Zhang,³⁸ Y. Zhao,³⁸ C. Zhong,⁴⁰ J. Zhou,³⁶ R. Zoulkarneev,¹² Y. Zoulkarneeva,¹² and J. X. Zuo⁴⁰

(STAR Collaboration)

¹Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA

²University of Birmingham, Birmingham, United Kingdom

³Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA

⁴University of California, Berkeley, California 94720, USA

⁵University of California, Davis, California 95616, USA

⁶University of California, Los Angeles, California 90095, USA

⁷Universidade Estadual de Campinas, Sao Paulo, Brazil

⁸University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA

⁹Creighton University, Omaha, Nebraska 68178, USA

- ¹⁰Nuclear Physics Institute AS CR, 250 68 Řež/Prague, Czech Republic
¹¹Laboratory for High Energy (JINR), Dubna, Russia
¹²Particle Physics Laboratory (JINR), Dubna, Russia
¹³Institute of Physics, Bhubaneswar 751005, India
¹⁴Indian Institute of Technology, Mumbai, India
¹⁵Indiana University, Bloomington, Indiana 47408, USA
¹⁶Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France
¹⁷University of Jammu, Jammu 180001, India
¹⁸Kent State University, Kent, Ohio 44242, USA
¹⁹University of Kentucky, Lexington, Kentucky, 40506-0055, USA
²⁰Institute of Modern Physics, Lanzhou, People's Republic of China
²¹Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA
²²Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139-4307, USA
²³Max-Planck-Institut für Physik, Munich, Germany
²⁴Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA
²⁵Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia
²⁶City College of New York, New York City, New York 10031, USA
²⁷NIKHEF and Utrecht University, Amsterdam, The Netherlands
²⁸Ohio State University, Columbus, Ohio 43210, USA
²⁹Old Dominion University, Norfolk, VA, 23529, USA
³⁰Panjab University, Chandigarh 160014, India
³¹Pennsylvania State University, University Park, Pennsylvania 16802, USA
³²Institute of High Energy Physics, Protvino, Russia
³³Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907, USA
³⁴Pusan National University, Pusan, Republic of Korea
³⁵University of Rajasthan, Jaipur 302004, India
³⁶Rice University, Houston, Texas 77251, USA
³⁷Universidade de Sao Paulo, Sao Paulo, Brazil
³⁸University of Science & Technology of China, Hefei 230026, People's Republic of China
³⁹Shandong University, Jinan, Shandong 250100, People's Republic of China
⁴⁰Shanghai Institute of Applied Physics, Shanghai 201800, People's Republic of China
⁴¹SUBATECH, Nantes, France
⁴²Texas A&M University, College Station, Texas 77843, USA
⁴³University of Texas, Austin, Texas 78712, USA
⁴⁴Tsinghua University, Beijing 100084, People's Republic of China
⁴⁵United States Naval Academy, Annapolis, MD 21402, USA
⁴⁶Valparaiso University, Valparaiso, Indiana 46383, USA
⁴⁷Variable Energy Cyclotron Centre, Kolkata 700064, India
⁴⁸Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland
⁴⁹University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA
⁵⁰Wayne State University, Detroit, Michigan 48201, USA
⁵¹Institute of Particle Physics, CCNU (HZNU), Wuhan 430079, People's Republic of China
⁵²Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA
⁵³University of Zagreb, Zagreb, HR-10002, Croatia
⁵⁴Carnegie Mellon University, Pittsburgh, Pennsylvania 15213, USA

附录:

符号与常用物理量

$e = 1.602176487(40) \times 10^{-19}$ C, 电子电荷;

$m_e = 0.510998910(13) \times \text{MeV}/c^2$, 电子的质量

$m_\pi = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}c^2$, m_π 介质的质量;

$m_p = 938.27203 \pm 0.00008 \text{ MeV}c^2$, 质子质量;

$c = 2.99792458 \times 10^8$ m/s, 真空中的光速;

$h = 6.62606896(33) \times 10^{-34}$ J·s, 普朗克常量;

$\hbar \equiv h/2\pi$, 约化普朗克常量;

$x^\mu \equiv (t, x, y, z)$, x 点的时空坐标;

$p^\mu \equiv (p_0, p_x, p_y, p_z) = (E, p_x, p_y, p_z)$, 四维动量矢量;

$p_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, 横向动量;

m_0 , 不变质量;

$m_T \equiv \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$, 横向质量;

$\eta \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}\right)$, 赝快度, 其中 $|\vec{p}| = p_T \cosh \eta$, $p_z = p_T \sinh \eta$;

$y \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}\right)$, 其中 $p_0 = m_T \cosh y$, $p_z = m_T \sinh y$;

$x_{Bjorken} \equiv \frac{p_z(i)}{p_z(\text{hadron})}$, Bjorken x , 部分子 i 携带的纵向动量占整个强子动量的比率;

$x_F \equiv \frac{p_z^*}{p_z^*(\text{max})}$, 末态粒子纵向动量和质心系系统中最大动量的比。