

分类号: O572
密级: 公开

单位代码: 10422
学号: 201820250



山东大学

SHANDONG UNIVERSITY

博士学位论文

Thesis for Doctoral Degree

论文题目: RHIC-STAR 能量扫描中强子谱的测量和唯象模型研究

Measurements and phenomenological model study of identified hadron spectra from the beam energy scan program at RHIC-STAR

作者姓名	陈佳
学院名称	前沿交叉科学青岛研究院
专业名称	粒子物理与原子核物理
指导老师	许长补教授
合作导师	易立教授

2023 年 12 月 2 日

原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名：陈佳 日期：2023.12.2

关于学位论文使用授权的声明

本人同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的印刷件和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权山东大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

(保密论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名：陈佳 导师签名：许崇斌 日期：2023.12.2

摘要

根据量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 理论, 强子物质在极端高温高密的环境下会发生解禁闭相变, 形成新物质形态, 即夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP)。寻找 QCD 相图中的相变临界点和强子相与 QGP 相的相边界是目前高能核物理领域中研究焦点之一。为探索 QCD 相图, RHIC 上的 STAR 实验从 2010 年开始为期数年的束流能量扫描 (Beam Energy Scan, BES) 计划。寻找相变信号的一个关键点是要准确定位实验在相图上所能到达的具体区域。碰撞演化过程中的化学冻出和动力学冻出状态能帮助我们确定演化经过了相图上的哪些区域。我们可以从产生粒子的横动量 (p_T) 谱和产额比中来获取不同束流能量 ($\sqrt{s_{NN}}$) 的重离子碰撞的化学冻出和动力学冻出状态相应的温度 (T) 和重子化学势 (μ_b), 从而绘制出碰撞演化在 QCD 相图上的 T- μ_b 曲线, 这将成为探索 QCD 相图有力的工具。

STAR 合作组在 2017 年完成了对 RHIC 上束流能量扫描一期 (BES-I 期) 鉴别强子 (π^\pm , K^\pm 和 $p(\bar{p})$) 谱的实验测量, 受制于 BES-I 期的数据统计量, 测量仅限于低横动量 ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) 区域。而束流能量扫描二期 (BES-II 期) 的统计量相比 BES-I 期成倍数增长, 比如金核 - 金核 (Au+Au) $\sqrt{s_{NN}} = 19.6 \text{ GeV}$, BES-II 期的事例数是 BES-I 期的 10 倍之多。统计量的成倍增长给测量高横动量的强子谱和粒子产额比提供了机遇, 使得精确提取化学冻出和动力学冻出的性质成为可能, 检验并揭示高横动量区域粒子产生机制。

本论文介绍了 STAR 实验 BES-II 期的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6 \text{ GeV}$ 的金核 - 金核碰撞的中间快度区间高横动量强子谱 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 的测量结果。其中 π^\pm 谱的测量达到了 $p_T = 5 \text{ GeV}/c$, $p(\bar{p})$ 谱达到了 $p_T = 4 \text{ GeV}/c$, 并给出了 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化。 π^-/π^+ 和 \bar{p}/p 的产额比随横动量的变化在考虑误差范围内没有明显的中心度依赖性, 并且随横动量的增大出现了降低的趋势。而 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化在高横动量 ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) 区域从中心到偏心碰撞依次降低, 并且随横动量的增大先升高后降低。金核 - 金核碰撞中 \bar{p}/p , p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果, 表现出了明显的碰撞能量依赖性。这是 BES-II 期能量范围内的首个相关测量结果, 为最终理解高横动量强子谱对化学冻出和动力学冻出参数的影响提供了实验依据, 也为理解发生在碰撞早期阶段的部分子动力学 (硬或半硬过程) 和检验相关理论模型提供了重要的实验数据。

本论文接着利用爆炸波 (Blast-Wave) 模型对 RHIC 和 LHC 能区上相对论重离子碰撞的动力学冻出性质进行了系统的研究, 探索动力学冻出性质的束流能量依赖和中心度依赖关系。我们对比研究了基于局部热平衡的玻尔兹曼 - 吉布斯爆炸波 (BGBW) 模型和非广延统计的 Tsallis 爆炸波 (TBW) 模型对强子谱的拟合结果。拟合结果表明, 随着碰撞能量增加, 特别是偏心碰撞时, TBW 比 BGBW 拟合更好,

而且非平衡度 q 值更大，这表明非广延统计能更好地描述碰撞产生的系统。TBW 模型表明，随着碰撞能量的增加，动力学冻出温度先升高后降低，平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和非平衡参数 q 则都依次升高。对于中心度依赖性，从对心碰撞到偏心碰撞，TBW 模型中平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 依次降低，而非平衡参数 q 则依次升高。还发现奇异强子比非奇异强子具有更高的动力学冻出温度，从偏心碰撞到对心核子-核子碰撞，奇异强子比非奇异强子更快地接近平衡态。

最后讨论了本论文所测高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱对化学冻出和动力学冻出参数的影响。对于动力学冻出，包含了新测量高横动量谱的拟合结果得到的平均径向流速降低，动力学冻出温度在中间中心度区域升高，系统非平衡程度明显增大。这说明即使是在最中心碰撞，高横动量区域也需要考虑非平衡态的影响。对于化学冻出，我们发现高横动量区域的粒子产额对总体 dN/dy 数值的影响比低横动量区域要小的多，对中间快度区间的粒子 dN/dy 数值的影响不超过 5%。最后，我们还将粒子产额比随横动量的变化与包括强子化过程中夸克组合/重组 (quark coalescence/recombination)，重子连接 (baryon junctions)，以及喷注碎裂 (jet fragmentation) 等不同的粒子产生机制的模型结果进行了对比讨论。

本论文中 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 金核-金核碰撞中间快度区域的高横动量的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 谱的测量，以及从 RHIC BES 到 LHC 能区动力学冻出参数的模型分析，为理解重离子碰撞中高横动量强子谱对化学冻出和动力学冻出性质的影响提供了实验依据和模型尝试，相关的理论模型的检验也将推动对重离子碰撞中高横动量区域粒子产生机制的物理图像的研究。

关键词: 夸克胶子等离子体；QCD 相图；动力学冻出；横动量谱；粒子产额比；爆炸波模型

ABSTRACT

According to Quantum Chromodynamics (QCD), hadronic matter undergoes phase transition in an extremely hot and dense environment, forming a new form of matter, called the Quark-Gluon Plasma (QGP). A major focus of high energy nuclear physics is to search for the critical point and the phase boundary between hadronic phase and QGP phase in QCD phase diagram. To explore the QCD phase diagram, the STAR experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) started Beam Energy Scan (BES) program in 2010. It is important to accurately identify the region accessed by collision experimental in the phase diagram. We can obtain the corresponding temperature (T) and baryon chemical potential (μ_b) of the chemical freeze-out and kinetic freeze-out of QGP evolutions of different collision energies ($\sqrt{s_{NN}}$) from the transverse momentum (p_T) spectra and yield ratios of the produced particles. The T - μ_b curve of the collision evolution can thus be plotted in the QCD phase diagram, this will be a powerful tool for exploring the QCD phase diagram.

In 2017, the STAR collaboration completed experimental measurements of hadron (π^\pm , K^\pm and $p(\bar{p})$) spectra from BES-I at RHIC. However, due to the limited statistics of BES-I, the measurements only covered the region of low transverse momentum ($p_T < 2$ GeV/ c). The statistics of BES-II increased exponentially compared with BES-I. For example, at Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV, the total number of events in BES-II is 10 times that in BES-I. High statistics provides opportunity for measuring high transverse momentum of the hadron spectra and yield ratios, to extract the properties of chemical and kinetic freeze-out more precisely, also test and reveal particle production mechanism in regions of high transverse momentum.

This thesis conducted measurements of high transverse momentum hadron (π^\pm , $p(\bar{p})$) spectra at mid-rapidity in Au + Au collisions at BES-II $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV at the STAR experiment. π^\pm spectra measurement reached $p_T = 5$ GeV/ c . $p(\bar{p})$ spectra reached $p_T = 4$ GeV/ c . The yield ratio of π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ and \bar{p}/π^- as a function of the transverse momentum p_T are also reported. We find that the variations of π^-/π^+ and \bar{p}/p with transverse momentum have no obvious centrality dependence within the range of considered systematic errors, and show a decreasing trend with increasing transverse momentum. p/π^+ and \bar{p}/π^- of high transverse momentum ($p_T > 2$ GeV/ c) along with the change of transverse momentum decrease from the central to the peripheral collision, and first increase then decrease with the increase of transverse momentum. The measured results of yield ratio for \bar{p}/p , p/π^+ and \bar{p}/π^- in Au + Au collisions varies with transverse momentum, show obvious collision energy

dependence. This is the first measurement of its kind at BES-II, which is crucial for accurately evaluating chemical and kinetic freeze-out parameters, and provides important experimental data for understanding the partonic dynamics (hard or semi-hard processes) taking place in the early stage of the collision and validating the related theoretical models.

The second part of this thesis applied the blast-wave model to complete a systematic study of kinetic freeze-out properties of the system created in relativistic heavy ion collisions at RHIC and LHC energy and to study their collision energy and centrality dependence. We comparatively study the fitting results of the transverse momentum spectra of hadrons using Boltzmann-Gibbs blast-wave (BGBW) model based on local thermal equilibrium and Tsallis blast-wave (TBW) model based on nonextensive Tsallis statistics. The fitting results show that, TBW fits better than BGBW, with an increasing q value which characterizes the degree of non-equilibrium as collision energy increases, especially in peripheral collisions, which indicates that the non-extensive statistics describe the generated system in collision better. The TBW model shows that, as the collision energy increases, The kinetic freeze-out temperature first increases and then decreases, while the average radial flow velocity $\langle\beta\rangle$ and the nonequilibrium parameter q both increase. For centrality dependence, the average transverse radial flow velocity decreases and the degree of non-equilibrium q increases from central to peripheral collisions in TBW model. We also find that strange hadrons have a higher kinetic freeze-out temperature than that for light hadrons. The strange hadrons approach equilibrium more quickly from peripheral to central A + A collisions than non-strange hadrons.

Finally, we discussed the impact of high π^\pm , $p(\bar{p})$ transverse momentum spectra measurements on the determination of chemical freeze-out and kinetic freeze-out properties. For kinetic freeze-out fitting results with our new measurements of the high transverse momentum spectra, the average radial flow velocity decreases, and the kinetic freeze-out temperature increases in the intermediate centrality region while the degree of nonequilibrium increases significantly. This finding indicates that even at the most central collision, non-equilibrium processes need to be considered in high transverse momentum region. For chemical freeze-out, we found that the effect of yield ratios in the high transverse momentum region on the overall dN/dy value is much smaller than that in the low transverse momentum region, and the effect on the dN/dy value at mid-rapidity of the particles is no more than 5%. Finally, we also compare and discuss the yield ratio change with the transverse momentum with the model results of differ-

ent particle production mechanisms which including quark coalescence/recombination in hadronization, baryon junctions and jet fragmentation.

In this thesis, measurements of the high transverse momentum π^\pm , $p(\bar{p})$ spectrum at mid-rapidity in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV Au + Au collision, and the model analysis of kinetic freeze-out parameters from RHIC BES to LHC energy region, provide experimental basis and model attempt for understanding the effect of high transverse momentum hadron spectrum on chemical and kinetic freeze-out properties, the test of related theoretical models also promote the study of the particle production mechanism at the region of high transverse momentum in heavy ion collisions.

Key words: Quark-Gluon Plasma; QCD Phase Diagram; kinetic freeze-out; transverse momentum spectra; particle yield ratios; blast-wave model

目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
插图目录	IX
表格目录	XIX
第一章 绪论	1
1.1 标准模型与量子色动力学	1
1.2 夸克胶子等离子体	3
1.2.1 相对论重离子碰撞	3
1.2.2 探索 QCD 相图	5
1.2.3 粒子产额和不变产额谱	7
1.2.4 化学冻出和动力学冻出	8
1.3 高横动量强子产额和产额比	11
1.4 本论文结构	18
第二章 实验装置	23
2.1 相对论重离子对撞机	23
2.2 STAR 探测器	25
2.3 时间投影室	26
2.3.1 TPC 组成与结构	26
2.3.2 TPC 径迹记录原理	28
2.3.3 TPC 粒子鉴别原理	30
2.4 飞行时间探测器	31
第三章 高横动量强子谱的测量	35
3.1 数据样本和初筛	35
3.2 中心度划分	36
3.3 事例和径迹判选	36
3.4 TPC 能损二次刻度方法	38
3.4.1 由严苛判选条件获取电子和 π^\pm 高纯样本	39
3.4.2 由 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变获取 π^\pm 和 $p(\bar{p})$ 高纯样本	39
3.4.3 TPC 能损理论值的修定	42
3.4.4 TPC 能损二次刻度的结果	43

3.5	基于 TPC 和 TOF 的粒子鉴别和产额提取	44
3.5.1	π^\pm 的鉴别和产额提取	44
3.5.2	$p(\bar{p})$ 的鉴别和产额提取	46
3.6	效率修正	46
3.6.1	TPC-TOF 匹配效率修正	47
3.6.2	TPC 接收度和径迹重建效率修正	48
3.6.3	粒子鉴别判选条件的效率修正	51
3.6.4	弱衰变及其他背景修正	51
3.7	测量结果	54
3.7.1	$\pi^\pm, p(\bar{p})$ 的横动量谱	54
3.7.2	粒子产额比随横动量的变化	55
3.8	系统误差	56
3.8.1	横动量谱	56
3.8.2	粒子产额比随横动量的变化	56
3.9	小结	59
第四章	动力学冻出性质的模型研究	63
4.1	研究背景	63
4.2	模型介绍	64
4.2.1	爆炸波模型	65
4.2.2	Tsallis 爆炸波模型	67
4.3	拟合结果	68
4.3.1	粒子谱的模型拟合	68
4.3.2	碰撞中心度的依赖性	69
4.3.3	碰撞能量的依赖性	73
4.3.4	参数间关联分析	76
4.4	小结	76
第五章	高横动量粒子测量与模型的讨论	81
5.1	高横动量粒子谱对动力学冻出参数的影响	81
5.2	高横动量粒子产额对总产额的影响	88
5.3	高横动量的粒子产额比的模型讨论	89
5.4	小结	95
第六章	总结和展望	97
附录 A	第四章中模型拟合结果列表	99

参考文献	131
博士期间发表的论文	133
博士期间的报告	133
致 谢	135

Contents

Chinese Abstract	I
ABSTRACT	III
1 Introduction	1
1.1 Standard Model and Quantum Chromodynamics	1
1.2 Quark Gluon Plasma	3
1.2.1 Relativistic Heavy Ion Collision	3
1.2.2 Explore QCD Phase Diagram	5
1.2.3 Particle Yield and Invariant Spectra	7
1.2.4 Chemical Freeze-out and Kinetic Freeze-out	8
1.3 High Transverse Momentum Yield and Yield Ratios	11
1.4 Structure of this Thesis	18
2 Experimental Setup	23
2.1 Relativistic Heavy Ion Collider	23
2.2 STAR Detector	25
2.3 Time Projection Chamber	26
2.3.1 TPC Components and Structure	26
2.3.2 Particle Tracking with TPC	28
2.3.3 Particle Identification with TPC	30
2.4 Time of Flight Dectector	31
3 Measurement of High Transverse Momentum Spectra	35
3.1 Data Sample and Quality Assurance	35
3.2 Centrality Selection	36
3.3 Event and Track Selection Cuts	36
3.4 Re-calibration of TPC Energy Loss	38
3.4.1 High Purity e^\pm and π^\pm with Strict Selection Cuts	39
3.4.2 High Purity π^\pm and $p(\bar{p})$ from $\Lambda(\bar{\Lambda})$ Decay	39
3.4.3 Extraction of Theoretical Value for TPC Energy Loss	42
3.4.4 Re-calibration Results of TPC Energy Loss	43
3.5 Particle Identification and Yield Extraction based on TPC and TOF	44
3.5.1 π^\pm Identification and Yield Extraction	44

3.5.2	$p(\bar{p})$ Identification and Yield Extraction	46
3.6	Efficiency Corrections	46
3.6.1	TPC–TOF Matching Efficiency Correction	47
3.6.2	Track Reconstruction Efficiency and TPC Acceptance Correction	48
3.6.3	PID Cut Efficiency Correction	51
3.6.4	Weak-decay and Other Background Correction	51
3.7	Results	54
3.7.1	$\pi^\pm, p(\bar{p})$ Transverse Momentum Spectra	54
3.7.2	Particle Yield Ratio Dependence on The Transverse Momentum	55
3.8	Systematic Uncertainty	56
3.8.1	Transverse Momentum Spectra	56
3.8.2	Particle Yield Ratio Dependence on The Transverse Momentum	56
3.9	Brief Summary	59
4	Model Study of Kinetic Freeze-out Properties	63
4.1	Background	63
4.2	Model Introduction	64
4.2.1	Blast-wave Model	65
4.2.2	Tsallis Blast-wave Model	67
4.3	Fitting Results	68
4.3.1	Model Fitting of Particle Spectra	68
4.3.2	Centrality Dependence	69
4.3.3	Collision Energy Dependence	73
4.3.4	Correlation between Fitting Parameters	76
4.4	Brief Summary	76
5	Results and Discussion	81
5.1	Influence of High Transverse Momentum Particle Spectra on Kinetic Freeze-out Parameters	81
5.2	Influence of High Transverse Momentum Particle Yield on Total Yield .	88
5.3	Model Discussion of High Transverse Momentum Particle Yield Ratio .	89
5.4	Brief Summary	95
6	Summary and Outlook	97
A	Model Fitting Results List of Chapter Four	99
	Reference	131

Papers Published During Doctors	133
Presentation During Doctors	133
Acknowledgement	135

插图目录

图 1.1.1	标准模型中的基本粒子 [4]	1
图 1.1.2	强相互作用耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 随动量转移 Q^2 的变化关系	2
图 1.2.1	碰撞参数非零的两个原子核的碰撞前后示意图 [11]。图中显示了发生碰撞的参与者 (Participants) 和未碰撞的旁观者 (Spectators) 的核子	3
图 1.2.2	中心度定义示意图	4
图 1.2.3	相对论重离子碰撞的演化示意图	4
图 1.2.4	QCD 相图 [41]，横坐标是重子化学势 (μ_B)，纵坐标是温度	6
图 1.2.5	GCE 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 39 GeV 的金核 - 金核碰撞中的 0-5% 中心度的中间快度区间的粒子产额和产额比的拟合与实验数据之间的标准差 [47]，(a) 是对粒子产额的拟合，(b) 是对粒子产额比的拟合。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和	9
图 1.2.6	SCE 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 39 GeV 的金核 - 金核碰撞中的 0-5% 中心度的中间快度区间的粒子产额和产额比的拟合与实验数据之间的标准差 [47]，(a) 是对粒子产额的拟合，(b) 是对粒子产额比的拟合。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和	10
图 1.2.7	使用 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞中的不同中心度的中间快度区间的粒子产额作为拟合的输入从 (左图) GCE 模型和 (右图) SCE 模型中提取的化学冻出温度 (T_{ch}) 和重子化学势 (μ_B)。曲线表示两个理论模型的预测 [58, 59]。灰色带表示 Cleymans 等人的模型 [58] 的理论预测范围。误差代表系统误差	11
图 1.2.8	从不同中心度的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞的不同种类的强子横动量谱的模型拟合中提取的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 与系统的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的 1 倍 (2 倍) 标准差等高线图 [62]	11
图 1.2.9	(a) 最中心金核 - 金核碰撞的化学冻出温度 (T_{ch}) 和动力学冻出温度 T_{kin} 的碰撞能量依赖性 [47]。曲线表示各种理论预测 [58, 59]。(b) 最中心金核 - 金核碰撞的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的碰撞能量依赖性 [47]。BES 能区数据点是 0-5% 的最中心碰撞，AGS 能区大部分是 0-5% 中心度，SPS 能区大部分是 0-7% 中心度，最高 RHIC 和 LHC 的能区是 0-5% 的最中心碰撞。误差代表系统误差	12
图 1.3.1	STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的金核 - 金核碰撞中间快度区间 $ y < 0.5$ 的不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱 [67]	13

图 1.3.2	STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞中间快度区间 $ y < 0.5$ 不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱 [69]	14
图 1.3.3	STAR 合作组测量的 $\sqrt{s} = 200$ GeV 的质子 – 质子碰撞中间快度区间 $ y < 0.5$ 的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱 [72]	14
图 1.3.4	STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞中间快度区间为 $ y < 0.5$ 的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [69]	15
图 1.3.5	STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的金核 – 金核碰撞中间快度区间为 $ y < 0.5$ 的 \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [67]	16
图 1.3.6	STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的质子 – 质子碰撞中间快度区间为 $ y < 0.5$ 的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [72]	16
图 1.3.7	PHENIX 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的质子 – 质子碰撞中的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [76]	19
图 1.3.8	PHENIX 合作组测量的金核 – 金核和氙核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 碰撞快度区间为 $ \eta < 0.35$ 的不同中心度的 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化以及与质子 – 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 结果的比较, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [75]	20
图 1.3.9	PHENIX 合作组测量的金核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 碰撞快度区间为 $ \eta < 0.35$ 的不同中心度的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化以及与质子 – 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 结果的比较, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [75]	21
图 1.3.10	PHENIX 合作组测量的氙核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 碰撞快度区间为 $ \eta < 0.35$ 的不同中心度的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化以及与质子 – 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 结果的比较, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [75]	21
图 1.3.11	PHENIX 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的最偏心金核 – 金核碰撞和最中心氙核 – 金核碰撞中的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化的比较 [75]	22
图 1.3.12	束流能量扫描 (Beam Energy Scan, BES) 一期和二期计划的事例数和重子化学势 μ_B 的对比 [85]	22
图 2.1.1	RHIC 装置及离子加速原理示意图 [11]	23

图 2.1.2	EBIS 装置具体位置示意图 [88]	24
图 2.2.1	STAR 探测器系统的三维示意图, 本论文用到的主要探测器在图上被标出。图片来自 STAR 合作组图库	26
图 2.3.1	时间投影室的三维结构示意图	27
图 2.3.2	TPC 扇区示意图与 iTPC 升级后结构示意图	29
图 2.3.3	带电粒子在 TPC 中碰撞径迹的示意图, 左边是束流视角示意图, 右边是侧视示意图。图片来自 STAR 合作组图库	30
图 2.3.4	时间投影室工作原理示意图	31
图 2.3.5	粒子在时间投影室中的电离能损	32
图 2.4.1	MRPC 结构示意图	33
图 2.4.2	TOF 几何结构示意图	33
图 2.4.3	TOF 系统原理图	34
图 2.4.4	飞行时间探测器粒子鉴别表现	34
图 3.3.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的事例碰撞顶点位置分布, (a) 是 V_z , (b) 是 V_x 和 V_y 的二维分布图	38
图 3.4.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的不同横动量区间的 $n\sigma_\pi^e$ 分布, 中心度为 0-80%, 快度区间为 $ y < 0.55$ 。(a) 是 $0.6 \text{ GeV}/c < p_T < 0.7 \text{ GeV}/c$ 的分布, (b) 是 $0.8 \text{ GeV}/c < p_T < 0.9 \text{ GeV}/c$ 的分布	40
图 3.4.2	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的不同横动量区间的 $n\sigma_\pi^\pi$ 分布, 中心度为 0-80%, 快度区间为 $ y < 0.55$, (a) 是 $0.7 \text{ GeV}/c < p_T < 0.8 \text{ GeV}/c$ 的分布, (b) 是 $1.1 \text{ GeV}/c < p_T < 1.2 \text{ GeV}/c$ 的分布	40
图 3.4.3	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞通过 KFParticle 方法重建的 K_S^0 (a 图) 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ (b 图) 的不变质量分布, 中心度为 0-80%, 快度区间为 $ y < 0.55$	41
图 3.4.4	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 $n\sigma_\pi^h$ ($h = \pi^\pm$ 或者 $p(\bar{p})$) 分布, 中心度为 0-80%, 快度区间为 $ y < 0.55$, (a) 是 $0.7 \text{ GeV}/c < p_T < 0.8 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_\pi^\pi$ 分布, (b) 是 $2.0 \text{ GeV}/c < p_T < 2.1 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_\pi^p$ 分布	41
图 3.4.5	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 $n\sigma_\pi - n\sigma_K$, $n\sigma_\pi - n\sigma_p$, $n\sigma_\pi - n\sigma_e$ 的分布。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线	42
图 3.4.6	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的能量损失 dE/dx 的偏差随 $p_T/mass$ 的变化	43

图 3.4.7	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的其它带电粒子的峰位相对 π^\pm 峰位的差值 ($n\sigma_\pi^K - n\sigma_\pi^\pi n\sigma_\pi^p - n\sigma_\pi^\pi n\sigma_\pi^e - n\sigma_\pi^\pi$) 的理论值和实验值比较。所有实心的标记表示理论值, 空心的标记表示重新刻度的结果 .	44
图 3.5.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的高横动量强子谱 ($\pi^\pm, p(\bar{p})$) 经过中心度划分、事例和径迹判选后后续的数据分析流程图, 上图是 π^\pm 的流程, 下图是 $p(\bar{p})$ 的流程	45
图 3.5.2	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的横动量区间为 $4 \text{ GeV}/c < p_T < 4.5 \text{ GeV}/c$ 的带正 (负) 电荷粒子的 $n\sigma_\pi$ 分布, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $ y < 0.55$, 图中的红色实线代表八高斯函数对数据点的拟合	46
图 3.5.3	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的横动量区间为 $3 \text{ GeV}/c < p_T < 3.25 \text{ GeV}/c$ 的带正电荷粒子的 m^2 分布, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $ y < 0.55$	47
图 3.6.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的 π^+ 的 TPC-TOF 匹配效率随横动量的变化, 图中曲线是九阶多项式函数来对效率随横动量的变化的拟合	48
图 3.6.2	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的 π^+, p 的嵌入和实际实验数据的 DCA 和 nHitsFit 的分布对比 [116, 117], 中心度为 0-80% .	49
图 3.6.3	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同横动量区间的 π^\pm 的 TPC 径迹重建效率, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $ y < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线	50
图 3.6.4	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同横动量区间的 $p(\bar{p})$ 的 TPC 径迹重建效率, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $ y < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线	50
图 3.6.5	左图是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中, 使用两高斯函数对 $2.9 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ 的 $1/\beta$ 判选条件鉴别 π^+ 的效率的拟合。右图是 $1/\beta$ 判选条件鉴别 π^\pm 的效率与横动量的关系, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $ y < 0.55$	52
图 3.6.6	左图是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中, 使用高斯函数对 $3 \text{ GeV}/c < p_T < 3.25 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_p$ 判选条件鉴别 p 的效率的拟合。右图是 $n\sigma_p$ 判选条件鉴别 p 的效率与横动量的关系, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $ y < 0.55$	52
图 3.6.7	RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV 的金核 – 金核碰撞中, 中间快度区间的不同横动量区间的正负 π 介子的总的背景占比 [11, 47] . . .	53

图 3.6.8	RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的金核 – 金核碰撞中，中间快度区间的不同横动量区间的正负 π 介子的不同中心度的总的背景占比 (左图)，和不同碰撞能量的中间快度区间的正负 π 介子的总的背景占比的对比图 (右图) [11, 47]	54
图 3.6.9	RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的，中心度为 0 – 5%， $0.45 \text{ GeV}/c < p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$ 的质子 (p) 和反质子 (\bar{p}) 的 DCA 分布 [11, 47]。图中误差为统计误差。红色的实线表示拟合的质子分布，蓝色的虚线表示由拟合得到的通过 \bar{p}/p 比值按比例放大后的反质子分布，红色虚线是由拟合得到的质子背景	55
图 3.6.10	RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的，不同中心度的质子的背景占比与横动量的关系 [11, 47]	56
图 3.7.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 π^\pm 的横动量谱，快度区间为 $ y < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线	57
图 3.7.2	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 $p(\bar{p})$ 的横动量谱，快度区间为 $ y < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线	58
图 3.7.3	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 π^-/π^+ ， \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化，快度区间为 $ y < 0.55$ ，图中只显示了 0 – 5% 中心度数据点的系统误差 (深色区域)	59
图 3.7.4	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 p/π^+ ， \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化，快度区间为 $ y < 0.55$	60
图 3.8.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的能量损失 dE/dx 的偏差在数据点与拟合函数之间的差异随 $p_T/mass$ 的变化	60
图 4.2.1	Blast-Wave 模型示意图，图片来自 PHENIX 合作组图库	65
图 4.3.1	爆炸波模型对中心度为 60-80% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子谱的拟合。不同的符号代表不同粒子种类的实验数据点。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和开根号。图中的实线分别代表 BGBW(a)、TBW(b) 和 TBW4(c) 的拟合结果	70
图 4.3.2	爆炸波模型对中心度为 60-80% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的铅核 – 铅核碰撞的强子谱的拟合。下分图为模型与实验数据点的偏差除以数据点误差。不同的符号代表不同的粒子种类。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和开根号。上分图中的实线分别代表 BGBW(a)、TBW(b) 和 TBW4(c) 的拟合结果。下分图中的虚线表示偏离 2 倍的实验数据误差范围	71

图 4.3.3	从 BGBW(左图)、TBW(中图) 和 TBW4(右图) 模型对 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的拟合中得到的不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化 [168]。相同样式的符号表示在相同的碰撞能量下不同的中心度结果。对于给定的碰撞能量, 图中从左到右, 代表中心度从偏心碰撞到对心碰撞	72
图 4.3.4	与图(4.3.3)一样, 只是拟合的横动量谱不仅包括了 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, 还包括表格(4.3.1)列出的所有其它粒子, 比如奇异粒子和多奇异粒子 [168]	72
图 4.3.5	从 TBW 模型分别对重离子碰撞中的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ (左图) 和所有粒子 (右图) 的横动量谱的拟合中得到的不同中心度的动力学冻出温度 T (上列)、平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ (中列) 和描述系统的非平衡程度的参数 $q - 1$ (下列) 的碰撞能量依赖性 [168]。 $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV 的铅核 - 铅核的对心碰撞的对所有粒子的横动量谱的拟合结果来自 [158]。图中不同颜色的实线连接的相同中心度的对应颜色的参数点	74
图 4.3.6	与图(4.3.5)一样, 只是拟合的重离子碰撞中的横动量谱分别为表格(4.3.1)列出的奇异粒子 (左图) 和非奇异粒子 (右图) [168]。 $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV 的铅核 - 铅核的对心碰撞的拟合结果都来自 [158]。图中不同颜色的实线连接的相同中心度的对应颜色的参数点	75
图 4.3.7	从对表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系 [168]。每一个色块都是从对特定中心度的 Au + Au (Pb + Pb) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 的二次函数拟合	77
图 4.3.8	从对表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出温度 T 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系 [168]。每一个色块都是从对特定中心度的 Au + Au (Pb + Pb) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ 的二次函数拟合	78
图 4.3.9	式 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 中的参数 $\langle\beta\rangle_0$ 和 a 对碰撞能量的依赖性 [168]。图中的曲线代表函数对数据点的拟合	79
图 4.3.10	式 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ 中的参数 T_0 , b 和 $d\xi$ 对碰撞能量的依赖性 [168]。图中的曲线代表函数对数据点的拟合	79
图 5.1.1	2017 年 STAR 合作组对 BES-I 期鉴别的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 的横动量谱的测量结果	82

图 5.1.2 从 BGBW 模型对 BES-I 期鉴别的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的拟合中得到的不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T_{kin} 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化 [47]。相同样式的符号表示在相同的碰撞能量下不同的中心度结果。对于给定的碰撞能量，图中从左到右，代表中心度从偏心碰撞到对心碰撞 83

图 5.1.3 动力学冻出温度 T ，平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和流型指数 n 作为拟合参数时，BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的结合了 BES-I 和 BES-II 期本论文新测高横动量测量结果的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果 84

图 5.1.4 流型指数 $n = 1$ 时 BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果，(a) 是对 BES-I 期数据使用与文献 [47] 一样的拟合范围的拟合结果，(b) 是结合了 BES-II 期高横动量测量结果的拟合结果，其中低横动量区域使用与文献 [47] 一样的拟合范围 84

图 5.1.5 流型指数 $n = 1$ 时 TBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果，(a) 是对 BES-I 期数据使用与文献 [47] 一样的拟合范围的拟合结果，(b) 是结合了 BES-II 期高横动量测量结果的拟合结果，其中低横动量区域使用与文献 [47] 一样的拟合范围 85

图 5.1.6 流型指数 $n = 1$ 时 BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子 ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$) 谱实验数据的拟合结果。(a) 图是只拟合 BES-I 期横动量谱的结果，(b) 图是结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果的拟合结果 86

图 5.1.7 流型指数 $n = 1$ 时 TBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子 ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$) 谱实验数据的拟合结果。(a) 图是只拟合 BES-I 期横动量谱的结果，(b) 图是结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果的拟合结果 87

- 图 5.1.8 TBW 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的拟合中得到的不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化。左图是只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 横动量谱, 右图拟合的横动量谱不仅包括了 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, 还包括表格(4.3.1) [168] 列出的所有其它粒子, 比如奇异粒子和多奇异粒子。蓝色空心点表示未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的不同的中心度结果 [168], 红色实心点表示引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的不同的中心度结果。对于给定的碰撞能量, 图中从左到右, 代表中心度从偏心碰撞到对心碰撞 89
- 图 5.1.9 从对表格(4.3.1)中列出的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系, 左图是未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 时的结果 [168], 右图是结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的结果。每一个色块都是从对特定中心度的金核 - 金核 (铅核 - 铅核) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 的二次函数拟合 90
- 图 5.1.10 从对表格(4.3.1)中列出的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出温度 T 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系, 左图是未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 时的结果 [168], 右图是结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的结果。每一个色块都是从对特定中心度的金核 - 金核 (铅核 - 铅核) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ 的二次函数拟合 91
- 图 5.3.1 STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 0-5% 中心度的 \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化, 与不同的理论模型预测结果的比较 [173] 93
- 图 5.3.2 不同碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 的金核 - 金核碰撞 (质子 - 质子碰撞) 中中间快速度区间的 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 94
- 图 5.3.3 不同碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 的金核 - 金核碰撞中中间快速度区间的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中实验数据点的误差为系统误差和统计误差的平方和 95

图 5.3.4 STAR 合作组对 BES-I 期鉴别的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 的 R_{CP} 的
测量结果 96

表格目录

表 3.1.1	RHIC BES-I 期和 II 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞数据 统计量	36
表 3.2.1	分析中所用到的触发设置的名称以及编号	36
表 3.2.2	中间快度区 ($ \eta < 0.5$) Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小 无偏数据的不同中心度定义下的粒子多重数范围, 以及由 Glauber 模 型计算得到的 Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞的不同中心度定义 下的 N_{coll} 和 N_{part} 平均值	37
表 3.3.1	Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小无偏数据的事例判选条件	37
表 3.3.2	Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小无偏数据的径迹判选条件	38
表 3.4.1	Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小无偏数据的只用于纯电 子样本的判选条件 ($p(\text{GeV}/c)$ 是主径迹的动量)	39
表 3.4.2	Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小无偏数据的只用于高纯 π^\pm 样本的判选条件	40
表 3.4.3	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核对撞中对 $n\sigma_\pi^X$ 的实验值与理论 值间的偏差进行拟合得到的参数	43
表 3.6.1	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核对撞中对 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 的 TPC 事 例重建效率的拟合得到的参数	51
表 3.8.1	用于研究系统误差的径迹判选条件的变化情况	57
表 3.8.2	0 – 5% 中心度的 π^\pm 的横动量谱不同来源的系统误差所占的百分比	60
表 3.8.3	不同中心度的 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 的横动量谱的系统误差所占的百分比 (未 包含由径迹重建效率和接受度修正导致的约 5% 系统误差), 表格中所 有数值已包含 %	61
表 4.3.1	模型拟合中使用的粒子横动量谱的实验数据来源	69
表 4.3.2	图(4.3.7)中的 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q-1)^2$ 和图(4.3.8)中的 $T = T_0 +$ $b(q-1) - d\xi(q-1)^2$ 的拟合参数数值	76
表 5.1.1	引入 BES-II 期高横动量 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 测量结果后, 从对 $\sqrt{s_{NN}} =$ 19.6 GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子横动量谱的 TBW 拟 合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/n\text{DoF}$ 。只拟合 $\pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$ 的实 验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表 格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’ 标记。	88

表 5.2.1	未引入和引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果, TBW 模型得到的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的中心度为 0-5% 的金核 - 金核碰撞的积分产额 dN/dy 数值结果对比, 图中的误差是由 TBW 模型拟合参数的误差导致的统计误差。	92
表 A.0.1	从对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子 p_T 谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/nDoF$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’。我们也使用 ‘(strange)’ 标记单独拟合奇异粒子 p_T 谱的结果, 使用 ‘(non-strange)’ 标记单独拟合非奇异粒子 p_T 谱的结果	100
表 A.0.2	$\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV, 其它与表格(A.0.1)一致	101
表 A.0.3	$\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV(接前表), 14.5 GeV, 17.3 GeV 和 19.6 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。 $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV 的结果来自文献 [158]	102
表 A.0.4	$\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV(接前表) 和 27 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致	103
表 A.0.5	$\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV(接前表) 和 39 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据	104
表 A.0.6	$\sqrt{s_{NN}} = 39$ GeV(接前表), 62.4 GeV 和 200 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据, 中心度上标 (2) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中	105
表 A.0.7	$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV(接前表) 和 2760 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。之前的来自文献 [157, 158] 的 200 GeV 的研究结果也在表中列出, 我们的结果与之前的结果的区别是因为现在的拟合中使用了更多的 $2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 3 \text{ GeV}/c$ 的实验数据点, 主要是因为 PHENIX 合作组 [75] 的 K^\pm 数据点对 q 提供了更好的约束, 而文献 [157] 使用的 K^\pm 数据点的 $p_T \leq 0.8 \text{ GeV}/c$, 文献 [158] 使用的 K^\pm 数据点的 $p_T \leq 2 \text{ GeV}/c$ 。中心度上标 (1) 表示 [164] 中的中心度为 0-5% 的 $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$ 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中。中心度上标 (2) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据。中心度上标 (3) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据, [75] 缺少该中心度的中间 p_T 区域的 K^\pm 的测量数据。中心度上标 (4) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中, [164] 中的中心度为 0-5% 的 $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$ 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中	106
表 A.0.8	$\sqrt{s_{NN}} = 2760$ GeV(接前表) 和 5020 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致	107

表 A.0.9	从对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 和 11.5 GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子 p_T 谱的 TBW4 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/nDoF$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’ 标记	108
表 A.0.10	$\sqrt{s_{NN}} = 14.5$ GeV, 19.6 GeV 和 27 GeV, 其它与表格(A.0.9)一致	109
表 A.0.11	$\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV(接前表), 39 GeV 和 62.4 GeV, 其它与表格(A.0.9)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据	110
表 A.0.12	$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, 2.76 TeV 和 5.02 TeV, 其它与表格(A.0.9)一致。中心度上标 (1) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中。中心度上标 (2) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中, [164] 中的中心度为 0-5% 的 Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^- 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中中心度上标 (3) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据。中心度上标 (4) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据, [75] 缺少该中心度的中间 p_T 区域的 K^\pm 的测量数据	111
表 A.0.13	从对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 和 11.5 GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子 p_T 谱的 BGBW 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/nDoF$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’ 标记	112
表 A.0.14	$\sqrt{s_{NN}} = 14.5$ GeV, 19.6 GeV 和 27 GeV, 其它与表格(A.0.13)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据	113
表 A.0.15	$\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV(接前表), 39 GeV, 62.4 GeV 和 200 GeV, 其它与表格(A.0.13)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据。中心度上标 (2) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中	114
表 A.0.16	$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV(接前表), 2.76 TeV 和 5.02 TeV, 其它与表格(A.0.13)一致。中心度上标 (1) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中, [164] 中的中心度为 0-5% 的 Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^- 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中。中心度上标 (2) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据。中心度上标 (3) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据, [75] 缺少该中心度的中间 p_T 区域的 K^\pm 的测量数据	115

第一章 绪论

本章我们简要介绍基本粒子标准模型与量子色动力学，然后介绍相对论重离子碰撞与夸克胶子等离子体，接下来介绍强子横动量谱的研究背景及研究动态，最后介绍本论文的整体结构。

1.1 标准模型与量子色动力学

现代科学认为物质世界是由各种基本粒子和其相互作用所组成的世界。其中描述强相互作用的量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 理论 [1, 2] 和统一电磁力和弱相互作用的 Weinberg-Salam-Glashow 弱电统一理论 [3] 组合构成了粒子物理理论的标准模型 (Standard Model, SM)。



图 1.1.1: 标准模型中的基本粒子 [4]

四种基本相互作用力为电磁力、弱相互作用力、强相互作用力和引力。如1.1.1所示，粒子物理标准模型中的物质粒子包括轻子和夸克。夸克共有三代六种“味道”：上夸克 (up)、下夸克 (down)、奇异夸克 (strange)、粲夸克 (charm)、底夸克 (bottom) 和顶夸克 (top)。轻子包括电子 (e)、缪子 (μ) 和陶子 (τ)，以及相应的电中微子 (ν_e)、缪中微子 (ν_μ)、陶中微子 (ν_τ)。物质粒子之间的相互作用由媒介子传递：传递电磁相互作用的光子 (γ)、传递强相互作用的胶子 (gluon)、传递

弱相互作用的中间矢量玻色子 (W^\pm 、 Z^0)。希格斯玻色子 (Higgs boson) 则赋予基本粒子质量 [5-7]。

量子色动力学是描述强相互作用的 $SU(3)$ 非阿贝尔规范理论。QCD 有效耦合常数写作：

$$\alpha_s(|q^2|) \equiv \frac{g_s^2(|q^2|)}{4\pi} \approx \frac{12\pi}{\beta_0 \ln(|q^2|/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.1)$$

其中 q 是能标, Λ_{QCD} 是 QCD 尺度, $\beta_0 = (11n_c - 2n_f)$ 为由夸克的色荷数 n_c 和夸克的味道数目 n_f 给出的常数, $\beta_0 > 0$ 。QCD 耦合常数 α_s 具有跑动的特性, α_s 随着能标 $|q^2|$ 的增加而减小。实验上测量的强相互作用的耦合常数随能量尺度 (Q^2) 的变化与理论预期相同, 如图 1.1.2 所示。在大 Q^2 区间, $\alpha_s \ll 1$, 在这个能量尺度下微扰理论适用。随着 Q^2 减小, $\alpha_s \geq 1$, 不能再用微扰处理。在非微扰区间目前比较成功的计算方式为格点量子色动力学 (Lattice QCD)。

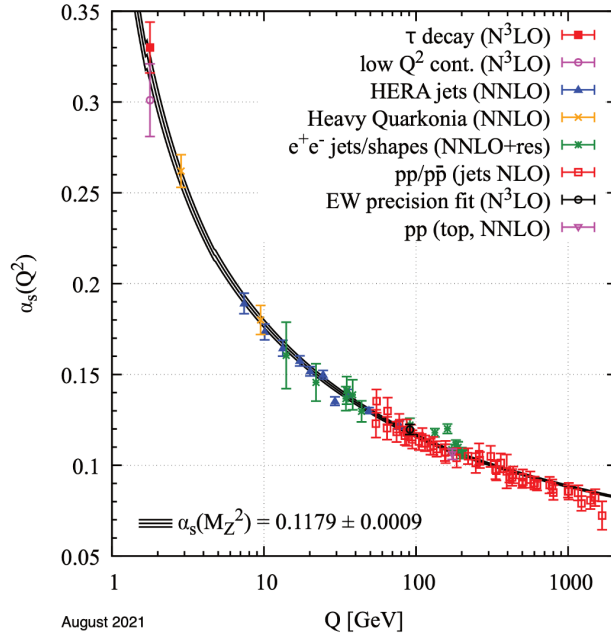


图 1.1.2: 强相互作用耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 随动量转移 Q^2 的变化关系 [8]。

QCD 基本特性包括渐进自由、色禁闭和近似手征对称性及其自发破缺。渐进自由是指当夸克之间距离很小或者当动量转移 Q^2 很大时, 夸克之间的相互作用变得很弱, 可以近似地看成自由粒子。色禁闭或夸克禁闭则与之相反, 当夸克之间距离比较大或者动量转移 Q^2 比较小时, 夸克之间的相互作用变得很大, 使夸克被“禁闭”在强子内部, 找不到“自由夸克”或“自由胶子”。近似手征对称性是指在夸克质量为零的条件下 QCD 拉氏量具有手征对称性。而当夸克质量不为零时, QCD 拉氏量的微扰项会带来手征对称性自发破缺。

通过对强相互作用的研究，研究者陆续发现了非常规强子态和色超导 [9, 10] 及夸克胶子等离子体等物质形态。非常规强子态是指 QCD 强子物质可以以胶球或混杂态形式存在。色超导是指类似于普通电导体中两个电子配成 Cooper 对，在高重子化学势下，夸克的费米面附近也会发生由两个夸克配成的 Cooper 对，在低温下这些 Cooper 对也会凝聚。由于 Cooper 对不是色中性的，这种凝聚就破坏了色荷的 SU(3) 定域对称性，形成色超导。夸克胶子等离子体则是极端高温高密的由退禁闭的夸克和胶子构成的物质新形态，其性质是本论文要研究的主要课题。

1.2 夸克胶子等离子体

1.2.1 相对论重离子碰撞

常规的核物质状态下，夸克和胶子是禁闭在强子内，不能自由存在。而由于量子色动力学渐进自由的特性，在极端高温高密的情况下夸克和胶子可能解禁闭形成新的物质形态。这种新的物质形态中夸克和胶子从强子态中解紧闭，能够大尺度范围内“自由”移动，形成一种类似于等离子体的状态，被称作夸克胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma, QGP)。在实验室里产生 QGP 目前主要是通过相对论重离子对撞来实现。

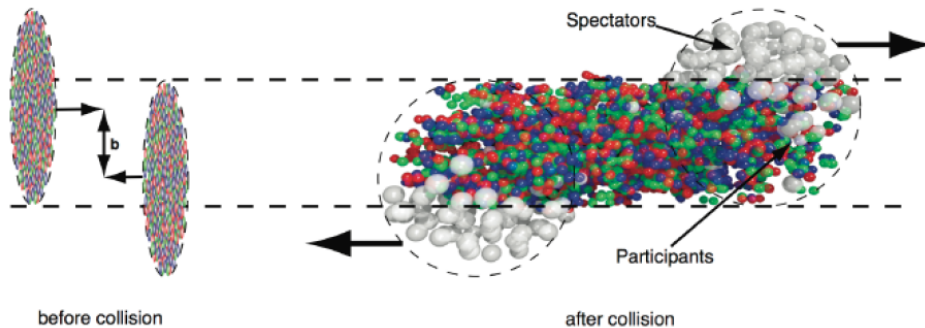


图 1.2.1: 碰撞参数非零的两个原子核的碰撞前后示意图 [11]。图中显示了发生碰撞的参与者 (Participants) 和未碰撞的旁观者 (Spectators) 的核子

以相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy-Ion Collider, RHIC) 上的金核 – 金核对撞系统为例，如图(1.2.1)所示，左图为在碰撞发生前，在束流管中的原子核被加速到接近光速，因为洛伦兹收缩球状的原子核会被压缩成扁平的盘状。右图为碰撞发生后，原子核中的核子根据是否发生对撞分为参与者 (Participants) 和旁观者 (Spectators)。碰撞参数 b 是用来描述对撞对心程度的参数，其定义为两个核中心之间的距离。当 $b \approx 0$ 时称为最“中心 (Central)”对撞，当 b 接近两倍的核子半径 R 时，即 $b \approx 2R$ 称为最“偏心 (Peripheral)”对撞。但在实验上碰撞参数是无法通过

直接测量得到，只能通过基于 $|\eta| < 0.5$ 的带电粒子多重数 (Reference Multiplicity, RefMult) 等碰撞末态信息定义的中心度 (Centrality) 来描述对撞对心程度。Glauber 模型可以很好地描述核-核对撞中的带电粒子多重数的分布 [12, 13]。Glauber 模型中计算得到的带电粒子多重数和中心度关系的如图1.2.2所示。

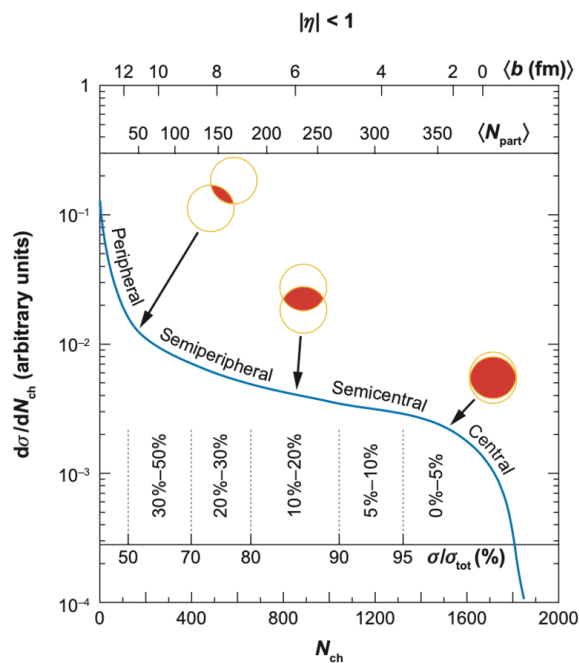


图 1.2.2: Glauber 模型中末态可观测的带电粒子径迹数 N_{ch} 和碰撞参数 b 以及参与者核子数 N_{part} 的关系示意图，图中的值为定性的分布，并不是实际的测量值 [12]

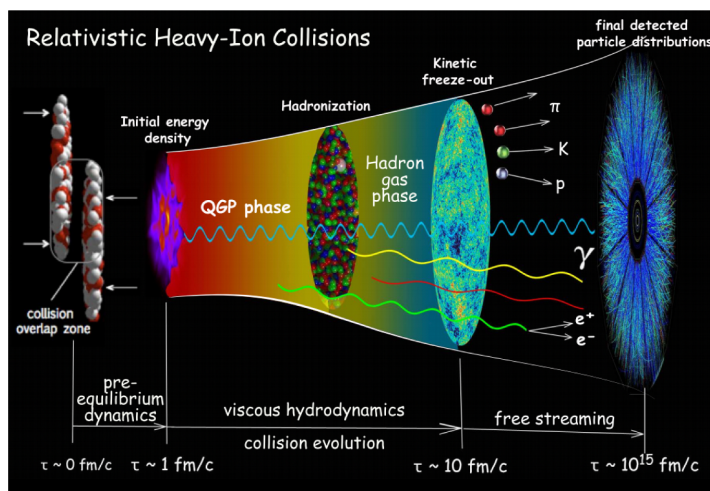


图 1.2.3: 重离子碰撞演化过程示意图 [14, 15]

人们对重离子对撞发生后的系统演化过程进行了从理论到实验的全方位深入研

究。目前所认识的重离子对撞的系统演化示意图如1.2.3所示。在碰撞的早期发生的过程主要是核子内的部分子之间的散射过程，包括横动量转移较小的“软 (soft)”过程，以及数量较少的一部分粒子发生的横动量转移较大的“硬 (hard)”过程。这些硬过程产生了有着较高横动量 (p_T) 的粒子 [16]。碰撞发生的早期阶段被称作“预平衡”阶段，目前多种理论模型如色玻璃凝聚模型 (Color Glass Condensate, CGC) [17–19] 都可以用来描述这个阶段。在碰撞发生后的大约 $1 \text{ fm}/c$ 之后，在核子重叠的对撞区域沉积下的大量的能量导致热化形成极端高温高密物质状态，即 QGP [20]。QGP 在产生之后，在压强梯度作用下向空间各个方向膨胀冷却。当系统的温度进一步降低时，系统发生相变，开始冻出过程。QGP 的夸克和胶子开始强子化，在短时间内可以存在一个混合相的状态，在这个过程中强子和强子之间仍可以发生非弹性散射。当各个强子的产额基本固定之后的这个状态称为化学冻出 (Chemical freeze-out)。碰撞发生后大约 $10 \text{ fm}/c$ 之后，随着粒子之间的距离大于粒子散射的平均自由程时，粒子的动力学性质也几乎不再改变，这个状态被称为动力学冻出 (Kinetic freeze-out)。动力学冻出后，强子之间不再发生相互作用，我们便得到探测器记录到的末态粒子的信息。

相对论重离子碰撞中产生的 QGP 表现出独特的现象。在 RHIC 最高能量即 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的金核 – 金核碰撞实验中，轻味强子和奇异强子都表现出的显著的椭圆流 (v_2) [21]，以及强子 v_2 的组分夸克数目 (number-of-constituent-quark, n_Q) 的标度性行为 [22–25]，这些都意味着在重离子碰撞的演化过程中产生了一个具有部分子自由度的相即 QGP 相。流体力学计算 [26–28] 准确地预测了在低横动量区域 ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) 的 v_2 的数值以及 v_2 的粒子质量依赖关系 (高质量强子的 v_2 更低)。基于早期热化和理想相对论流体膨胀假设的流体力学计算对实验数据的成功预测，是 RHIC 上产生 QGP 的核心证据之一。除集体流外，QGP 还表现出中间和高横向动量 (p_T) 区域的奇异强子产额在金核 – 金核碰撞中相对于质子 – 质子碰撞中的增强 [29–31]，导致高横动量强子的核修正因子 (R_{cp}) 压低的喷注淬灭 (Jet-Quenching) 现象 [32–36]，重夸克偶素产额的压低 [37–40]。

1.2.2 探索 QCD 相图

QCD 相图是由温度 (T) 和重子化学势 (μ_B) 表现的核物质的热力学状态图，如图(1.2.4)所示 [41]。探索 QCD 相图特别是寻找 QCD 相图中的 QCD 相变临界点 (Critical Point, CP) 和 QCD 相边界是目前高能重离子碰撞领域关注的焦点之一。QCD 相图右上高温高密区域是由部分子自由度控制的夸克胶子等离子体。QCD 相图左下低温低密区域是由强子自由度控制的强子相。在 QCD 相图上，非常高的温度和几乎为零的净重子数密度与早期宇宙非常相似。而高净重子数密度和极低温的场景则与中子星内核环境相似，此时在较大的 μ_B 和相对较低的温度时可能存在色

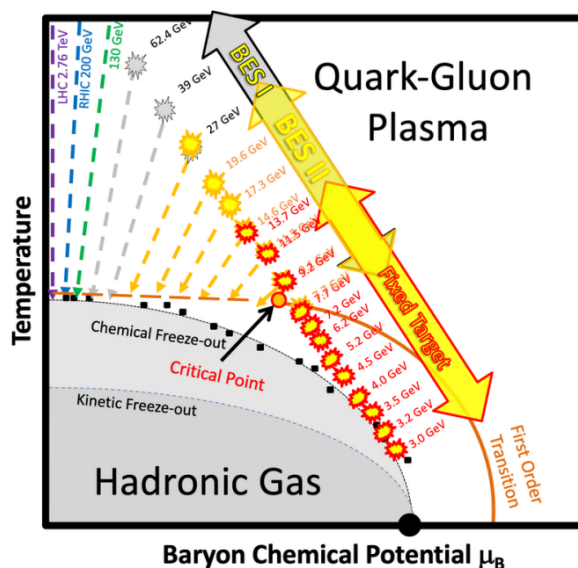


图 1.2.4: QCD 相图 [41], 横坐标是重子化学势 (μ_B), 纵坐标是温度

超导相 (Color Superconductor)。格点 QCD 的计算 [42–44] 表明重子化学势 μ_B 趋近于零时系统的演化存在一个快速的 QGP 与强子相间相变的平滑过渡 (Crossover)。而在 QCD 相图 (μ_B, T) 上一阶相变终止处的点就是 QCD 相变临界点。QCD 相变临界点附近, 会出现关联长度以及密度涨落的发散现象 [45, 46]。由此可以通过构造对关联长度或非高斯涨落敏感的观测量, 如守恒量的高阶矩来探测临界效应。例如电荷、重子数和奇异数的分布的高阶矩, 可以作为搜索 QCD 相变临界点的灵敏探针, 并可以提供有关相边界的信息。实验上可以通过改变重离子碰撞的束流能量来改变系统的温度和重子化学势从而探索相变临界点和 QCD 相边界。相对论重离子对撞机 (RHIC) 上的 STAR 实验在 2010 年开始了束流能量扫描 (Beam Energy Scan, BES) I 期计划, 目的是寻找 QCD 相变临界点和 QCD 相边界并探索 QCD 相图, 如图(1.2.4)所示。这个计划主要是通过改变碰撞能量跨越相图从 RHIC 最高能量 (更低的重子化学势) 到可能的最低能量 (更高的重子化学势) 寻找有关 QCD 相边界和 QCD 相变临界点的信号。2019 年 STAR 依据 BES-I 期信息开始了 BES-II 期计划。相比 I 期, BES-II 期计划更关注低于 19.6 GeV 的碰撞能量区域, 并配合了更高的束流亮度带来更多的事例数以及探测器升级记录更多的粒子数。为了寻找 QCD 相边界, 我们可以将在碰撞能量低于 200 GeV 时出现的所有可能有关 QGP 的信号如集体流、喷注淬火作为束流能量的函数来研究。这些在高能碰撞中出现的 QGP 信号在低能碰撞中的突然消失可能意味着相边界。而在 QCD 相变临界点附近, 会出现守恒量 (如净电荷、净重子和净奇异数) 分布的高阶涨落极速增强。这些守恒量分布的高阶矩随着束流能量的改变, 表现出对于碰撞能量的较大涨落或偏离时就意味着存在一个可能的相变临界点。在寻找这些信号时, 至关重要的是知道我们到达相图上的

哪些区域。而重离子碰撞演化过程中的化学冻出和动力学冻出状态能帮助我们确定热化经过相图上的哪些区域。为了实现这个目标,我们可以从产生的粒子的横动量谱和产额比中来获取重子化学势 (μ_B) 以及化学冻出和动力学冻出状态相应的温度 (T_{ch} 和 T_{kin})。

目前, STAR 合作组在 2017 年完成了对 RHIC 上 BES-I 期鉴别的强子 (π^\pm , K^\pm 和 $p(\bar{p})$) 谱的数据分析并给出碰撞能量范围从 7.7 GeV 到 39 GeV 的金核 – 金核碰撞中产生的物质的整体 (Bulk) 特性的测量, 并给出这些粒子在中间快度区域的横动量谱、粒子多重数密度、平均横动量和粒子产额比的结果, 同时讨论了这些碰撞能量下的化学冻出和动力学冻出的性质 [47]。而在 2019 年 STAR 合作组也完成了对 RHIC 上 BES-I 期碰撞能量范围从 7 GeV 到 39 GeV 的金核 – 金核碰撞中含奇异夸克的强子的产生的测量 [48]。截止目前 STAR 合作组对金核 – 金核碰撞中中间快度区域的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 以及奇异强子的鉴别分析工作已经覆盖了 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV, 9.2 GeV [49], 11.5 GeV, 14.5 GeV [50], 19.6 GeV, 27 GeV, 39 GeV, 54.4 GeV [51–53], 62.4 GeV 和 200 GeV。BES-II 期的数据采集工作也已完成, 亟待开展数据分析工作。

1.2.3 粒子产额和不变产额谱

在相对论重离子碰撞中, 粒子的产生是理解碰撞动力学和寻找 QGP 态的基本工具。整体的 QGP 信号, 如奇异性、重子产额和集体径向流可以作为 QGP 形成的有力证据。在实验上, 这些整体观测值可以通过重离子碰撞中鉴别粒子的横动量 (p_T) 谱来进行研究。粒子产额和产额横动量谱是最基本的粒子产生观测量, 例如可用于检验非微扰的 QCD 过程比如强子化和部分子的软相互作用, 研究所产生物质的集体性质和热化性质。在 RHIC 能区, 高能核碰撞中产生的末态粒子的集体运动可以被流体力学模型定量描述, 化学冻出性质可以使用热平衡模型提取。

粒子的不变产额横动量谱定义为:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \times \frac{d^2 N}{dp_T dy} \quad (1.2)$$

其中 E 是粒子的能量, $\frac{d^2 N}{dp_T dy}$ 是一个碰撞事例的产额密度。粒子谱反映了系统在非弹性碰撞和弹性碰撞停止时的信息。粒子的产额则是不变产额横动量谱对 $2\pi p_T dp_T$ 的积分, 由于大多数粒子是在低横向动量 ($p_T < 2$ GeV/ c) 下产生的, 通过对这个横动量区域的粒子产额的分析能提取系统的整体 (Bulk) 属性, 如热化的程度和系统的集体流。

已鉴别粒子的横动量谱是研究高温高密的核物质的状态和演化的重要工具, 粒子产额和产额横动量谱对于提取碰撞系统的化学和动力学冻出性质非常有用。粒子的横动量谱分为软过程和硬过程的粒子产生两部分。软过程区域 ($p_T < 2$ GeV/ c) 粒

子产生主要是来自集体流的热源发射粒子。硬过程区域 ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) 粒子产生主要是硬散射后的喷注碎裂, 由于部分子经过 QGP 时会损失能量, 这也会导致重离子碰撞中的高横动量谱软化 (soften) [54]。不同种类粒子产额比与热力学模型的对比可以得到演化的化学冻出性质, 粒子不变产额横动量谱则能给出动力学冻出参数。

1.2.4 化学冻出和动力学冻出

高能重离子碰撞产生的火球由于压力梯度而随时间膨胀。在这个过程中, 产生的粒子之间进行弹性的和非弹性的相互作用。由于与相互作用长度相比, 系统尺寸巨大, 这使人们可以从宏观上分析重离子碰撞产生的系统。在重离子碰撞中, 在化学冻出时非弹性碰撞停止, 末态粒子的化学组分不再发生任何变化, 当假定系统处于化学平衡, 强子相对产额比则提供了一种热化模型来研究热化程度 [47]。在热力学模型中系统的热化特征可以通过化学冻出温度 T_{ch} 和重子化学势 μ_B 和奇异化学势 μ_S 来表征 [55, 56]。也有一些模型引入了额外的奇异性压低因子 γ_S 来解释非完全平衡的系统。热化模型由已鉴别粒子的横动量谱积分得到的粒子产额作为模型的输入。通过热化模型对在 RHIC 上测量得到的粒子产额与产额比的拟合提取热化参数, 研究发现 RHIC 与 SIS、AGS, SPS 和 LHC 上的重离子碰撞保持了一致的统计化学平衡趋势 [57]。研究显示强子相中, 相互作用对不同粒子相对产额比的改变可以忽略不计, 而化学冻出温度与相变温度有关 [57]。总之, 在假定系统处于热平衡和化学平衡的条件下, 统计模型利用粒子产额或产额比来约束化学冻出时的系统温度和重子化学势等热力学信息。

图(1.2.5)和图(1.2.6)分别是 GCE 模型和 SCE 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 39 GeV 的金核 - 金核碰撞中的 0-5% 中心度的中间快速度区间的粒子产额和产额比的拟合与实验数据之间的比较 [47]。GCE 模型和 SCE 模型的拟合与实验数据之间的偏差都在两倍标准差以内。图(1.2.7)是使用 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞中的不同中心度的中间快速度区间的粒子产额作为拟合的输入从 GCE 模型 (a) 和 SCE 模型 (b) 中提取的化学冻出温度 (T_{ch}) 和重子化学势 (μ_B) [47]。总的来说, GCE 模型和 SCE 模型给出的结果是一致的: 重子化学势的中心度依赖在较低的碰撞能量下更加显著。

在重离子碰撞中, 化学冻出后, 系统的进一步扩张导致弹性碰撞最终停止, 然后系统的动力学性质处于冻结状态, 这一阶段被称为动力学冻出。可以通过粒子横动量谱或横质量 (m_T) 谱来提取动力学冻出的温度。一般利用流体力学模型, 比如爆炸波 (Blast-Wave) 模型 [47, 60, 61], 拟合实验鉴别的粒子的横动量谱来提取关于碰撞中动力学冻出的温度 (T_{kin}) 和平均径向流速 $\langle \beta \rangle$ 的信息, 来了解系统的动力学冻出性质。

图(1.2.8)是从不同中心度的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞的不同种类的强子横动量谱的模型拟合中提取的动力学冻出温度与系统的平均径向流速 $\langle \beta \rangle$ 的 1

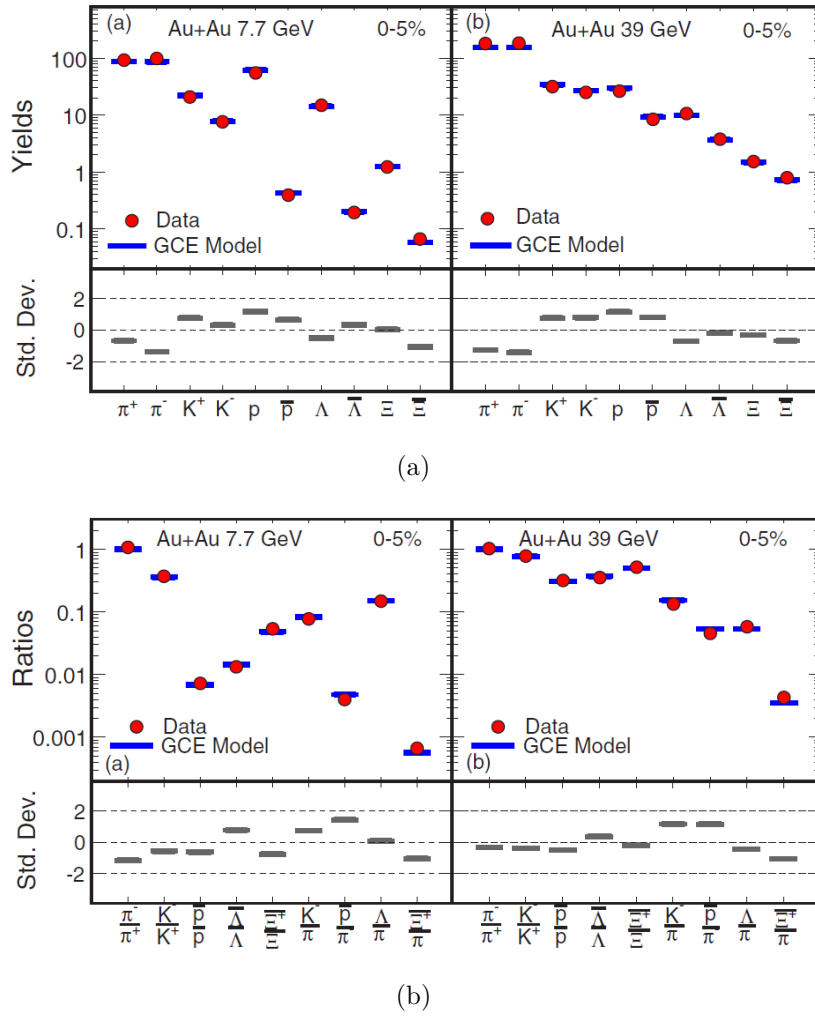


图 1.2.5: GCE 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 39 GeV 的金核 - 金核碰撞中的 0-5% 中心度的中间快度区间的粒子产额和产额比的拟合与实验数据之间的标准差 [47], (a) 是对粒子产额的拟合, (b) 是对粒子产额比的拟合。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和

倍 (2 倍) 标准差等高线图 [62]。结果表明动力学冻出温度 T_{kin} 比化学冻出温度 T_{ch} 低, 同时存在很强的集体流。这表明系统在化学冻出后又经历了快速向外膨胀状态的降温过程。而包含了 ϕ 和 Ω 粒子的结果表明, 多奇异强子化学冻出后, 强子之间的相互作用减弱。

图(1.2.9)是最中心金核 - 金核碰撞的化学冻出温度 T_{ch} 和动力学冻出温度 T_{kin} 以及平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的碰撞能量依赖性 [47]。图(1.2.9)(a) 显示在 $\sqrt{s_{NN}} = 4-5$ GeV 左右, 动力学冻出温度和化学冻出温度的值是相似的。当 $\sqrt{s_{NN}}$ 增加时, T_{ch} 增加, 在 $\sqrt{s_{NN}} > 11.5$ GeV 后趋于恒定。另一方面, T_{kin} 在 7.7 - 39 GeV 附近几乎是恒定的, 然后开始降低直至 LHC 能区附近。 T_{ch} 和 T_{kin} 之间的分离随 $\sqrt{s_{NN}}$ 的增加而增加。这可能表明, 在较高的 $\sqrt{s_{NN}}$ 下, 化学冻出和动力学冻出之间的强子相互作用

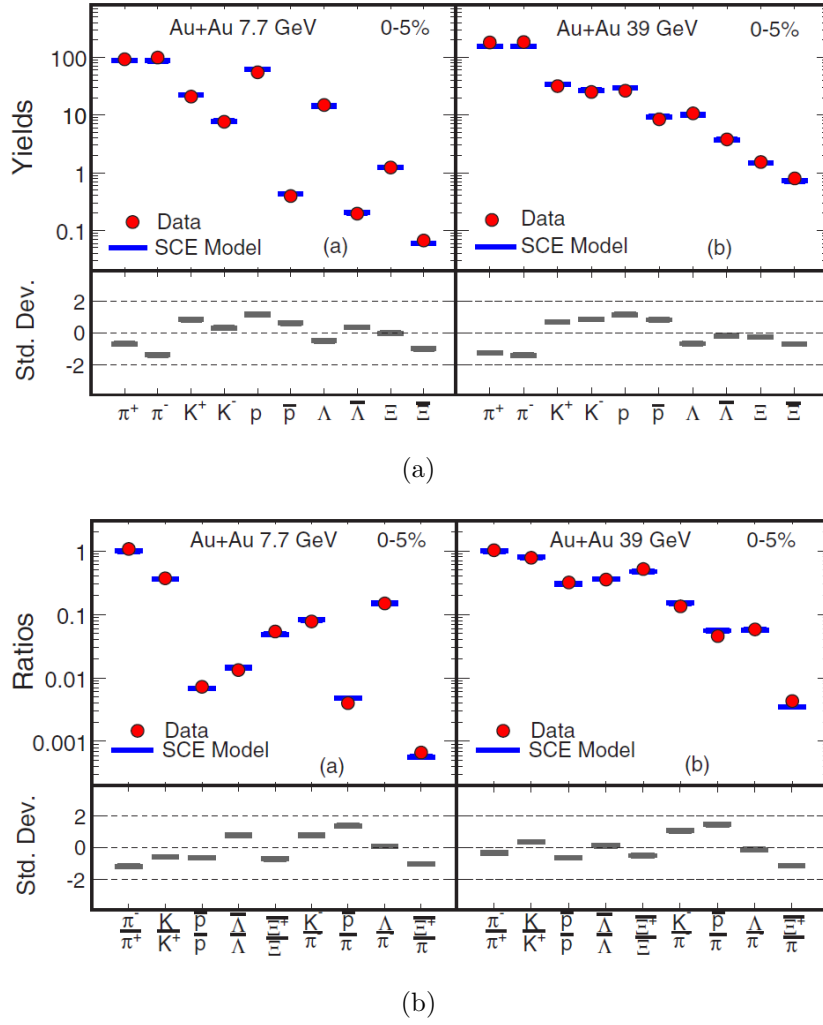


图 1.2.6: SCE 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 39 GeV 的金核 – 金核碰撞中的 0-5% 中心度的中间快度区间的粒子产额和产额比的拟合与实验数据之间的标准差 [47], (a) 是对粒子产额的拟合, (b) 是对粒子产额比的拟合。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和

增加 [62]。图(1.2.9)(b) 显示 $\langle\beta\rangle$ 在极低的 $\sqrt{s_{NN}}$ 时快速增加, 然后稳定地增加直至 LHC 能区。对于图中最低的三个 STAR BES-I 期测量能量点, $\langle\beta\rangle$ 几乎是恒定的。

在重离子物理的演化过程中, 热化是一个非常重要的因素。由于所有的实验测量都发生由 QGP 相转化为强子相阶段的相变之后, 因此不可能直接观察到系统在 QGP 相热化的证据。但是, 测量的实验数据与处于热平衡中的统计模型的一致性可以作为热化的有力判据。而从实验与模型对比中提取的化学和动力学冻出参数则提供了系统演化的阶段性信息。

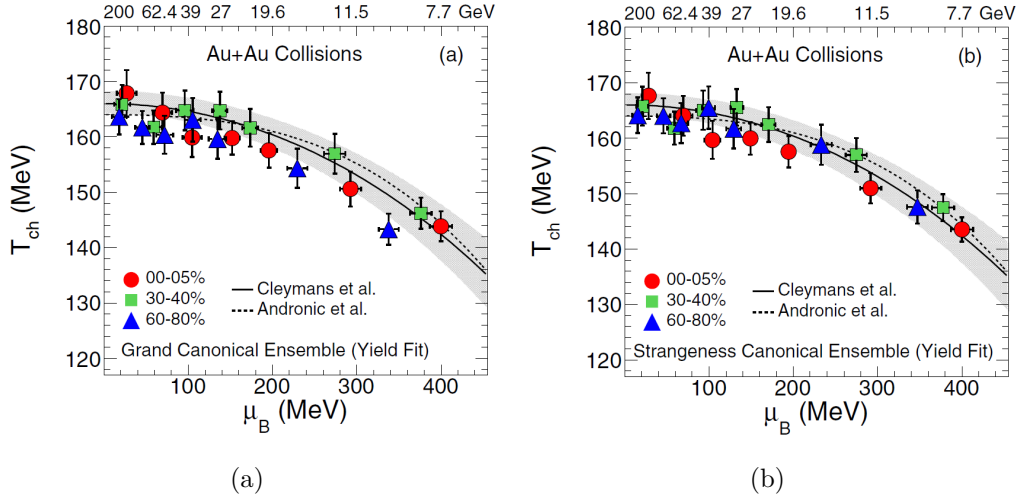


图 1.2.7: 使用 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的中间快速度区间的粒子产额作为拟合的输入从 (左图) GCE 模型和 (右图) SCE 模型中提取的化学冻出温度 (T_{ch}) 和重子化学势 (μ_B)。曲线表示两个理论模型的预测 [58, 59]。灰色带表示 Cleymans 等人的模型 [58] 的理论预测范围。误差代表系统误差

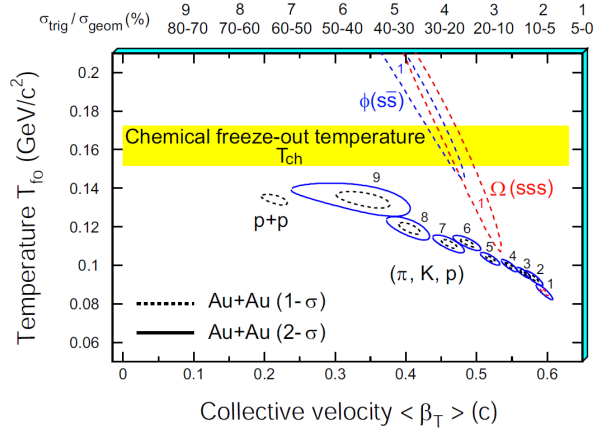


图 1.2.8: 从不同中心度的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞的不同种类的强子横动量谱的模型拟合中提取的平均径向流速 $\langle \beta \rangle$ 与系统的平均径向流速 $\langle \beta \rangle$ 的 1 倍 (2 倍) 标准差等高线图 [62]

1.3 高横动量强子产额和产额比

一直以来, 粒子不变产额谱和产额比是重离子碰撞实验的重要测量量。通过加速并碰撞氘 (d)、金 (Au)、铜 (Cu)、铅 (Pb) 原子核和质子 (p) 等, 实验上已测量了很多低横动量 ($p_T < 2$ GeV/c) 区域和高横动量 ($p_T > 2$ GeV/c) 区域的能反映碰撞系统的整体 (Bulk) 特性的轻味强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱, 如 ALICE 合作组测量的铅核 – 铅核 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [63], 5.02 TeV [64], 质子 – 质子 $\sqrt{s} =$

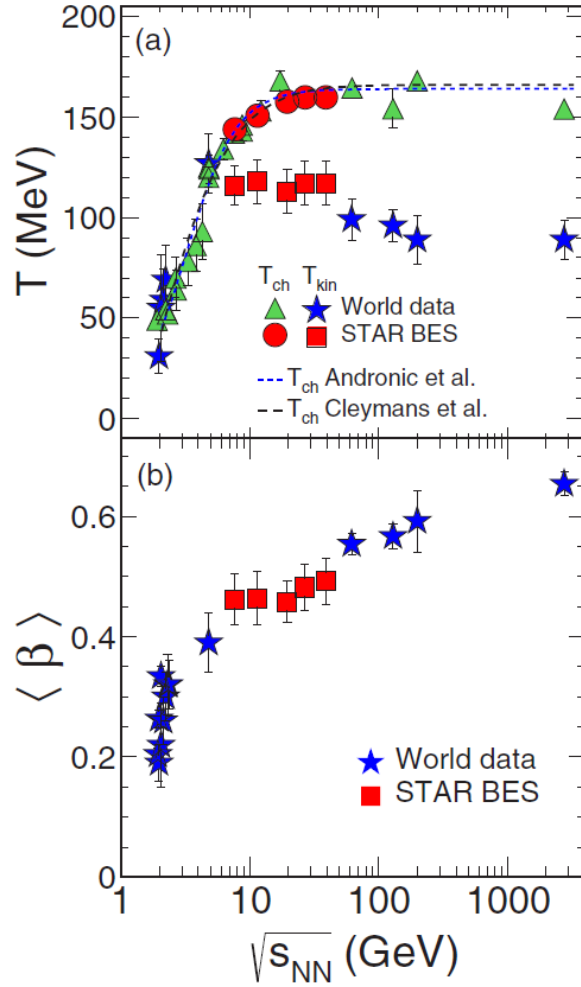
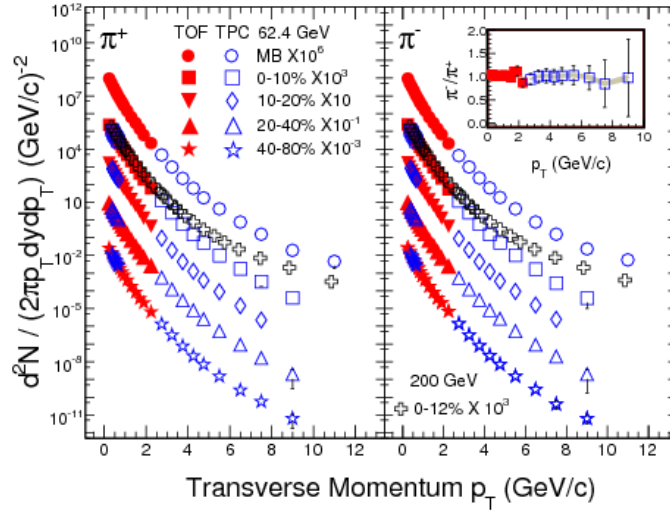


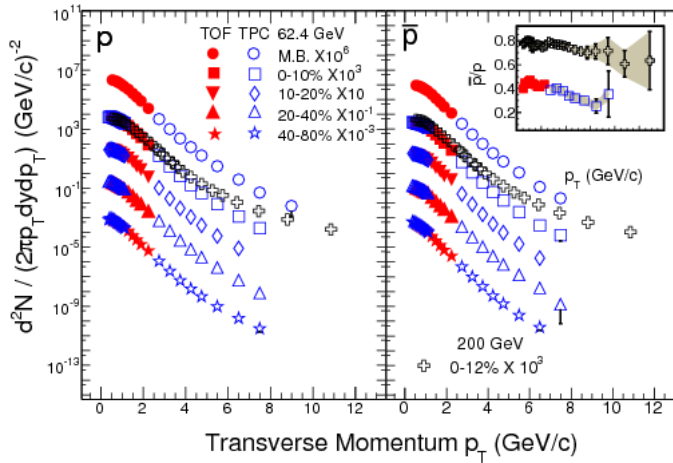
图 1.2.9: (a) 最中心金核 – 金核碰撞的化学冻出温度 (T_{ch}) 和动力学冻出温度 T_{kin} 的碰撞能量依赖性 [47]。曲线表示各种理论预测 [58, 59]。(b) 最中心金核 – 金核碰撞的平均径向流速 $\langle \beta \rangle$ 的碰撞能量依赖性 [47]。BES 能区数据点是 0-5% 的最中心碰撞, AGS 能区大部分是 0-5% 中心度, SPS 能区大部分是 0-7% 中心度, 最高 RHIC 和 LHC 的能区是 0-5% 的最中心碰撞。误差代表系统误差

900 GeV, 5.02 TeV [64], 7 TeV [65], 13 TeV; CMS 合作组测量的质子 – 质子 $\sqrt{s} = 900$ GeV, 2.76 TeV, 7 TeV [66]; STAR 合作组测量的金核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV [47], 11.5 GeV, 14.5 GeV [50], 19.6 GeV, 27 GeV, 39 GeV, 54.4 GeV [51–53], 62.4 GeV [67, 68], 200 GeV [69], 氘核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [70], 铜核 – 铜核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [71], 质子 – 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV [70, 72]; PHENIX 合作组测量的金核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [73, 74], 200 GeV [75], 氘核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [75], 质子 – 质子 $\sqrt{s} = 62.4$ GeV, 200 GeV [76]; BRAHMS 合作组测量的铜核 – 铜核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [77]; HADES 合作组测量的金核 – 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV [78]; NA61/SHINE 合作组测量的质子 – 质子 $\sqrt{s} = 6.3$ GeV, 7.7 GeV,

8.8 GeV, 12.3 GeV, 17.3 GeV [79]; 以及早期 CERN 合作组测量的质子 - 质子 $\sqrt{s} = 23$ GeV, 31 GeV, 45 GeV, 53 GeV, 63 GeV [80] 等。这些实验测量结果对于我们理解不同碰撞系统和碰撞能量下的强子产生机制具有重要意义, 也为检验相关的理论模型提供了重要的实验数据。



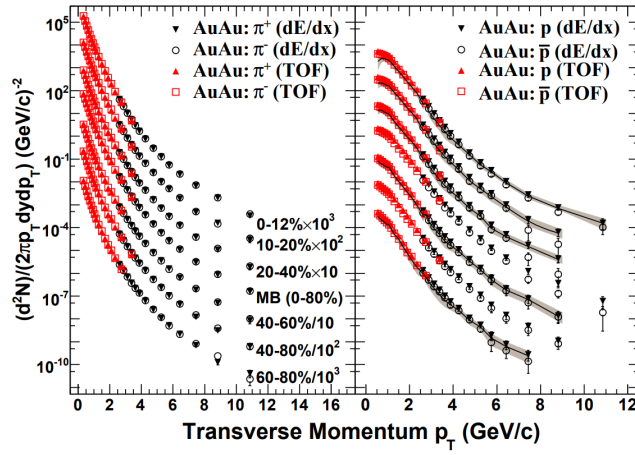
(a)



(b)

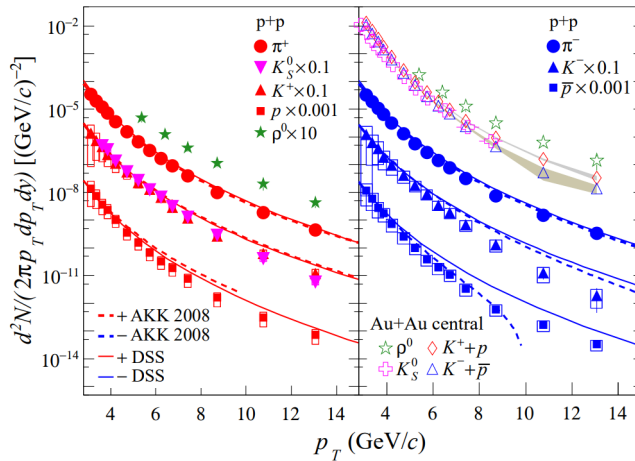
图 1.3.1: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的金核 - 金核碰撞中间快速度区间 $|y| < 0.5$ 的不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱 [67]

下面我们以金核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, 200 GeV, 质子 - 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 和氩核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的结果为例进行讨论。图(1.3.1), 图(1.3.2), 图(1.3.4)和图(1.3.5)是 STAR 实验对 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的金核 - 金核



(a)

图 1.3.2: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞中间快速度区间 $|y| < 0.5$ 不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱 [69]



(a)

图 1.3.3: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s} = 200$ GeV 的质子 – 质子碰撞中间快速度区间 $|y| < 0.5$ 的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱 [72]

碰撞中的不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱以及 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化的测量结果。图(1.3.3)和图(1.3.6)是 STAR 实验对 $\sqrt{s} = 200$ GeV 的质子 – 质子碰撞中的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱以及 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化的测量结果。与 BES-I 期的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 39$ GeV 的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱测量 [81] 大多局限在低横动量 ($p_T < 2$ GeV/c) 区域不同, STAR 实验对 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱测量达到了 12 GeV/c [69], 如图(1.3.2)所示, 质子 – 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 则达到了 14 GeV/c [72], 如图(1.3.3)所示, 虽然相同横动量下由于能量越

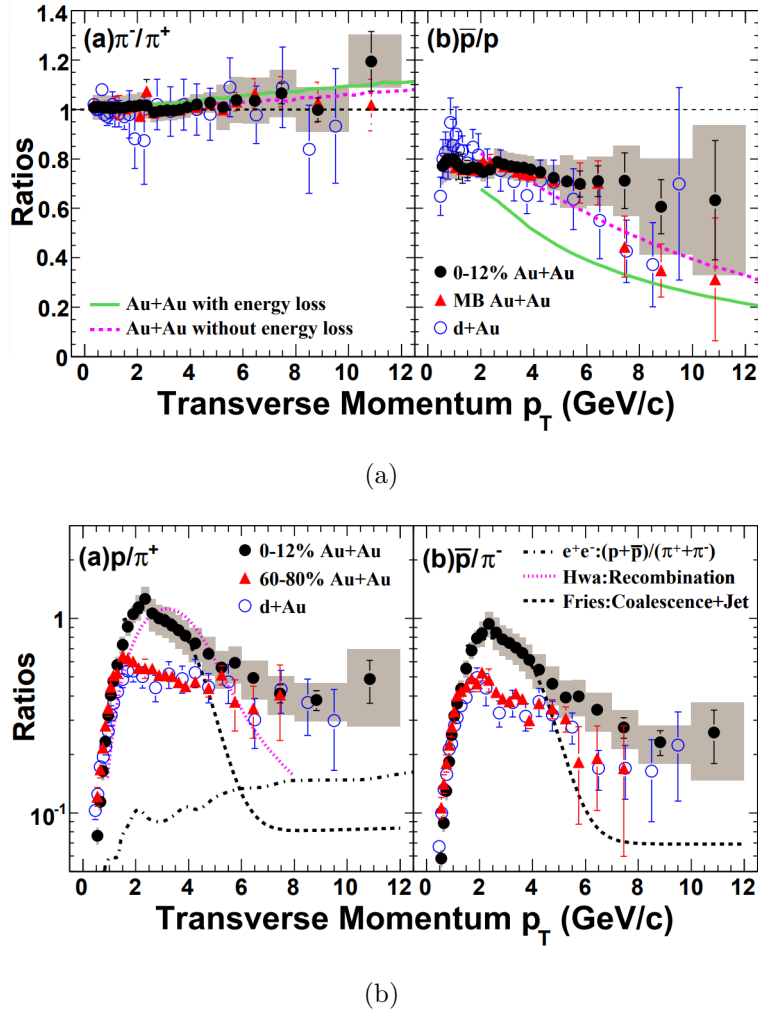


图 1.3.4: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞中间快度区间为 $|y| < 0.5$ 的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [69]

低产额越低而产额也会越低, 但 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的测量也达到了 8 GeV/c [67], 如图(1.3.1)所示。如图(1.3.4)和图(1.3.5)所示, 金核 - 金核碰撞中的 π^-/π^+ 的产额比随横动量的变化在考虑系统误差范围内没有明显的中心度依赖性、横动量依赖性和碰撞能量依赖性。而 \bar{p}/p 的产额比随横动量的变化在考虑系统误差范围内没有明显的中心度依赖性, 但在 $p_T > 3$ GeV/c 区域随着横动量的增大出现了降低的趋势: $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 相比 200 GeV 的结果降低的趋势更明显, 同时有着极其明显的碰撞能量依赖性, 即随着碰撞能量的降低显著降低。对于重子-介子产额比来说, p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化在 $p_T > 2$ GeV/c 区域有着明显的中心度依赖性, 从中心碰撞到偏心碰撞呈现降低的趋势; 和明显的碰撞能量依赖性, p/π^+ 随着碰撞能量的降低而升高, \bar{p}/π^- 则相反。同时不同碰撞能量和不同中心度的 p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的增大都显示出了一致的增强现象,

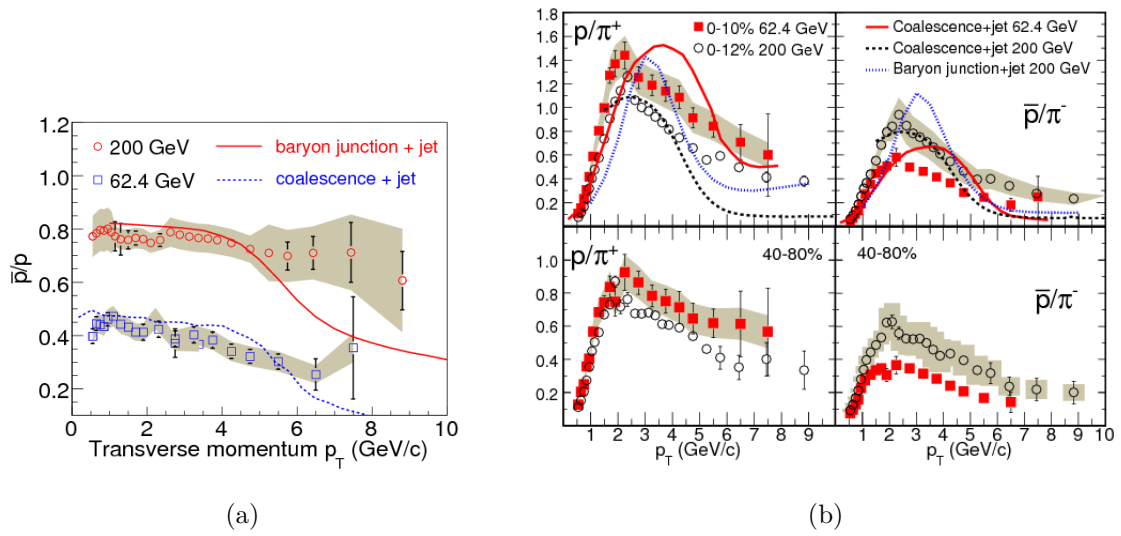


图 1.3.5: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的金核 - 金核碰撞中间快速度区间为 $|y| < 0.5$ 的 \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [67]

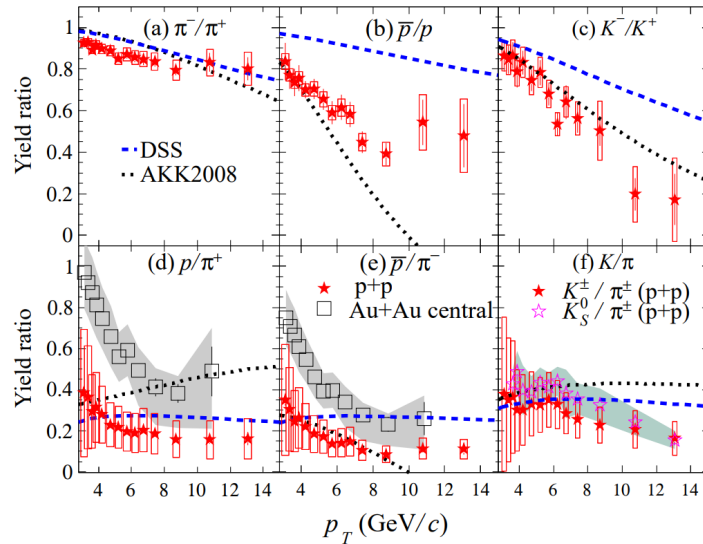


图 1.3.6: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的质子 - 质子碰撞中间快速度区间为 $|y| < 0.5$ 的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [72]

在 $p_T = 2.5 \text{ GeV}/c$ 左右时达到最大值，而增强程度随碰撞从最中心碰撞到最偏心碰撞依次降低，同时增强现象在 $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ 时即出现减弱的趋势。图(1.3.5)中， $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的金核 - 金核最中心碰撞中，在中间横动量区域 p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比在误差范围内接近于一，这一现象的候选解释包括夸克组合/重组 (quark coalescence/recombination) [82, 83]，或基于拓扑胶子场结构的重子输运动力学即重子连结 (baryon junction) [84]。夸克组合/重组模型准确预测了 p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的碰撞能量依赖性： $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ 的金核 - 金核的结果相比 200 GeV 的金核 - 金核的结果更高， \bar{p}/π^- 则相反 [83]。而重子连结模型预测了在中间横动量区域，相同的碰撞能量下， p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随碰撞从最中心碰撞到最偏心碰撞依次降低 [84]。图(1.3.6)中， $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ 的质子 - 质子碰撞中 π^-/π^+ ， \bar{p}/p ， p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量变化的测量结果可以用来检验次领头阶微扰 QCD，包括 DSS, AKK 2008 的计算结果，为模型假设提供更好的约束 [72]。

PHENIX 合作组对 $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$ 的质子 - 质子碰撞中的 π^-/π^+ ， \bar{p}/p ， p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化也进行了测量，并和 200 GeV 的质子 - 质子碰撞的测量结果做了对比展示 [76]，如图(1.3.7)所示。可以发现，除了量级大小的不同，质子 - 质子碰撞中产额比的碰撞能量依赖性与金核 - 金核碰撞的结果基本一致。同时，PHENIX 合作组还测量了金核 - 金核和氙核 - 金核在 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 碰撞中的 π^-/π^+ ， \bar{p}/p ， p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果 [75]，如图(1.3.8)所示。如图(1.3.9)所示， $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的金核 - 金核碰撞的结果考虑快度区间和中心度划分差异的因素后，与 STAR 合作组测量的结果如图(1.3.4)表现一致。同时如图(1.3.10)所示，PHENIX 合作组氙核 - 金核的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果除了量级大小的区别，其中心度依赖性、横动量依赖性与金核 - 金核的结果也几乎一致，包括重子 - 介子产额比 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 在中间横动量区域的增强。图(1.3.11)是 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的最偏心金核 - 金核碰撞和最中心氙核 - 金核碰撞中的 p/π^+ ， \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的比较，结合图(1.3.10)中氙核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 和质子 - 质子 $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ 结果的比较，可以发现，最偏心金核 - 金核碰撞中的重子 - 介子产额比 p/π^+ ， \bar{p}/π^- 结果和最中心氙核 - 金核碰撞中的结果在误差范围内很接近，而最偏心氙核 - 金核碰撞中的结果又与质子 - 质子碰撞中的结果很接近。这也反映出从基本的质子 - 质子碰撞到氙核 - 金核碰撞再到偏心金核 - 金核碰撞的综合演化过程。

而已有的碰撞能量比 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ 更低的金核 - 金核碰撞中 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 39 \text{ GeV}$ 的强子 (π^\pm ， K^\pm ， $p(\bar{p})$) 谱由于受到 BES-I 期统计量的限制，测量都未能到达高横动量 ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) 区域。如图(1.3.12)所示，BES-II 期 STAR 新采集的统计量相比 I 期成倍数增长，比如金核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6 \text{ GeV}$ ，II 期的事例数是 I 期的 10 倍之多，这给测量高横动量 ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) 的强子 (π^\pm ， K^\pm ， $p(\bar{p})$) 谱和粒

子产额比提供了机遇，能让我们得到这些碰撞能量下的更精确的化学冻出和动力学冻出的性质，这是本论文的一个主要动机。

1.4 本论文结构

本论文的其余各章安排如下：第二章主要介绍本论文所用到的实验装置，包括实验所用到的相对论性重离子重离子对撞机以及安装在对撞机上的 STAR 探测器系统，STAR 的时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC) 和飞行时间探测器 (Time of Flight Detector, TOF) 等探测器，其中重点介绍 TPC 的探测原理。第三章主要介绍高横动量强子谱的测量方法，包括数据样本初筛和中心度划分、事例和径迹判选、TPC 能损二次刻度方法、粒子鉴别和效率修正、横动量谱和粒子产额比、系统误差等。第四章主要介绍对 RHIC 和 LHC 能区上相对论重离子碰撞的动力学冻出性质的研究，包括研究背景、模型介绍和模型拟合结果等，并讨论了动力学冻出参数对碰撞中心度和碰撞能量的依赖性，以及非平衡动力学冻出性质与体黏度系数对碰撞能量的依赖性。第五章则是对高横动量强子谱对动力学冻出参数的影响，对总产额的影响的程度，以及现有的模型预测结果比较等。第六章则是总结和展望。

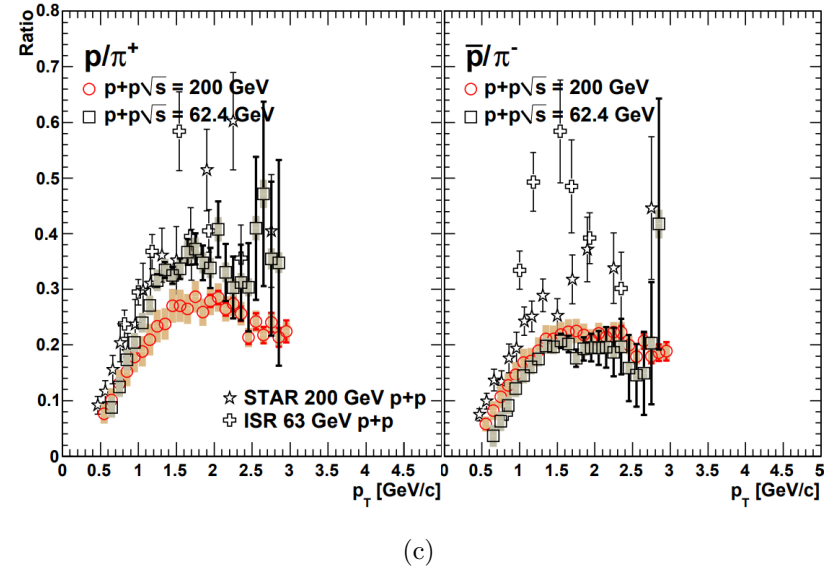
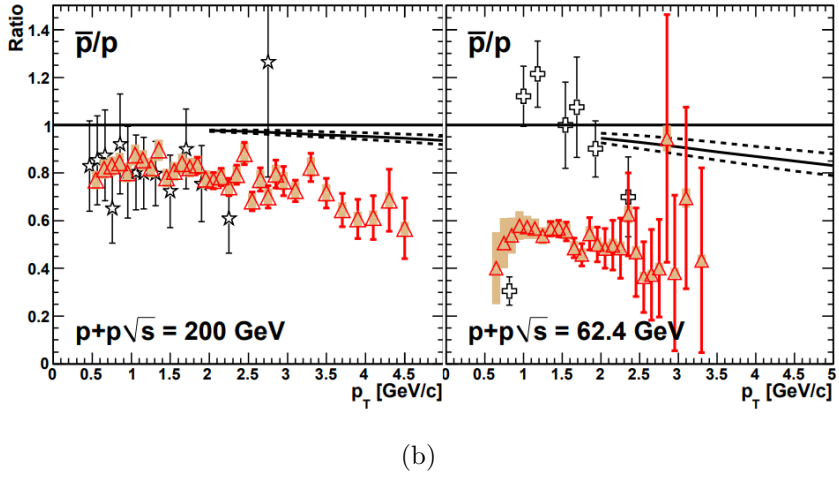
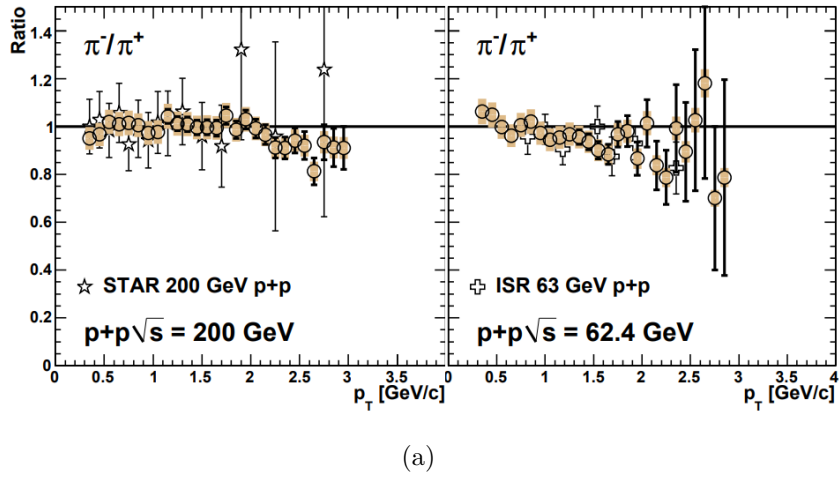


图 1.3.7: PHENIX 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的质子 - 质子碰撞中的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [76]

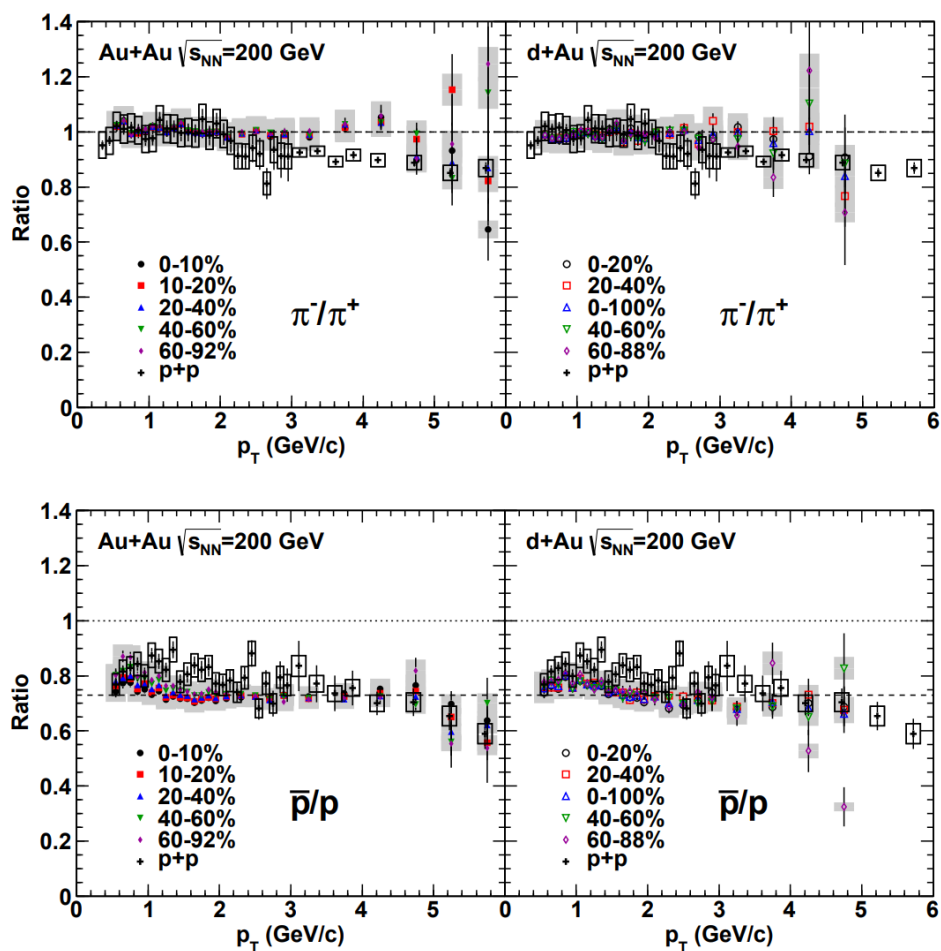


图 1.3.8: PHENIX 合作组测量的金核 - 金核和氘核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 碰撞赭快度区间为 $|\eta| < 0.35$ 的不同中心度的 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化以及与质子 - 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 结果的比较, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [75]

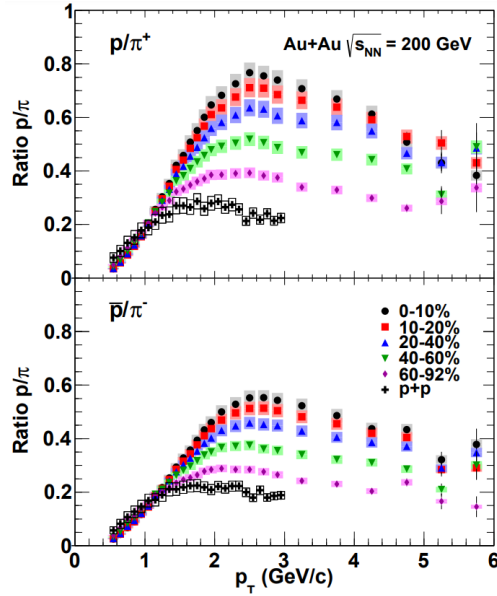


图 1.3.9: PHENIX 合作组测量的金核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 碰撞赭快度区间为 $|\eta| < 0.35$ 的不同中心度的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化以及与质子 - 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 结果的比较, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [75]

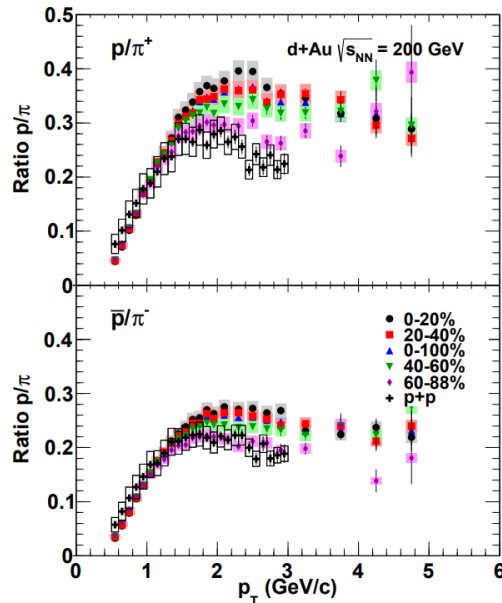


图 1.3.10: PHENIX 合作组测量的氘核 - 金核 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 碰撞赭快度区间为 $|\eta| < 0.35$ 的不同中心度的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化以及与质子 - 质子 $\sqrt{s} = 200$ GeV 结果的比较, 图中深色区域代表数据点的系统误差 [75]

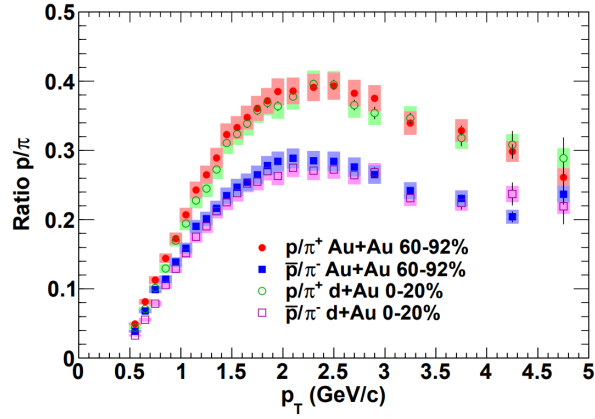


图 1.3.11: PHENIX 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的最偏心金核 - 金核碰撞和最中心氦核 - 金核碰撞中的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化的比较 [75]

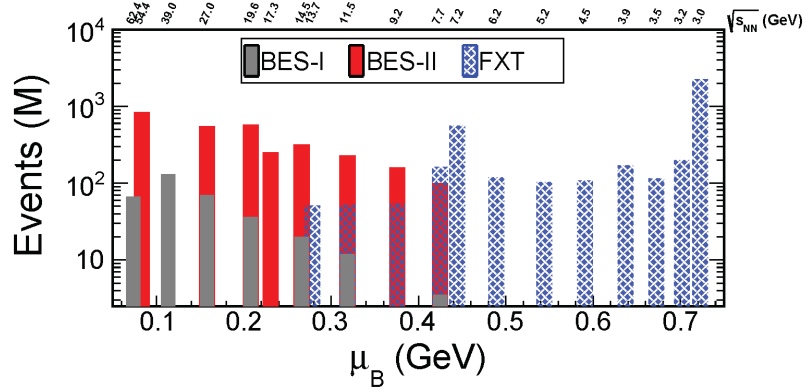


图 1.3.12: 束流能量扫描 (Beam Energy Scan, BES) 一期和二期计划的事例数和重子化学势 μ_B 的对比 [85]

第二章 实验装置

本章主要介绍本论文所使用的实验设备。本章将简要介绍相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 以及安装在对撞机上的 STAR 探测器系统。探测系统中将主要介绍本论文用到的时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC) 和飞行时间探测器 (Time of Flight Detector, TOF)。

2.1 相对论重离子对撞机

相对论重离子对撞机 (RHIC) 位于美国纽约州长岛的布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, BNL)。RHIC 的科学目标之一是研究宇宙大爆炸后不久存在于早期宇宙中由夸克和胶子组成的物质 QGP。2000 年 RHIC 正式运行, 核物理实验开始进入高能核物理实验时代 [86]。

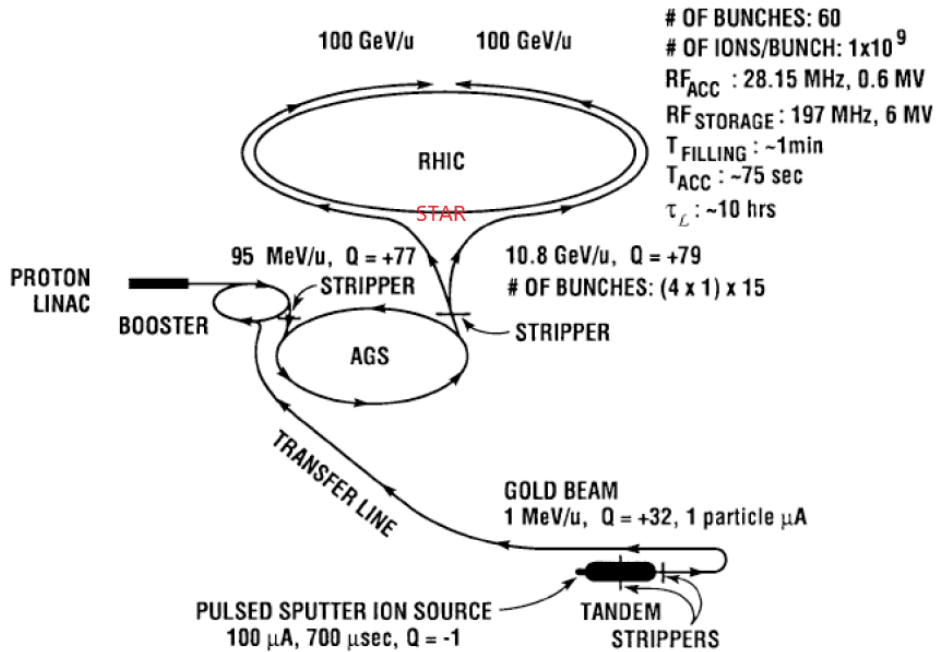


图 2.1.1: RHIC 装置及离子加速原理示意图 [11]

RHIC 能加速并碰撞 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 \text{ GeV}$ 到 200 GeV 的重核如金 (Au)、铜 (Cu) 原子核等, 来研究 QGP 的性质, 也可以提供高能量的极化质子束流来研究质子的自旋结构。RHIC 上重离子加速的原理图如图(2.1.1)所示。RHIC 加速器装置由范德格拉夫串列加速器 (Tandem Van de Graaff)、直线加速器、增强器 (Booster synchrotron) 和交变梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS) 组成。在 RHIC 上

产生 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核对撞的步骤如下所述, 从脉冲溅射离子源 (Pulsed sputter ion source) 产生的带负电的金原子经历以下过程后再注入到 RHIC 环: 串列加速器中, 金原子通过静电加速, 并剥离掉一部分电子, 在加速器末端, 通过磁铁选择电荷为 $Q=+32e$ 的金离子, 此时金离子的能量为 $1 \text{ MeV}/\mu$ 。再由直线加速器送到增强器中。增强器是一种环形加速器, 通过交变电磁场, 金离子的能量被提高为 $95 \text{ MeV}/\mu$, 电荷变为 $Q=+77e$ 。离子从增强器中出来进入同步加速器, 离开时金离子被加速后的能量为 $10.8 \text{ GeV}/\mu$, 达到相当于大约 99.7% 光速。在同步加速器和 RHIC 环之间的束流转移线 (AGS-to-RHIC beam transfer line) 中, 金离子的最后两个电子通过剥离膜而剥离, 从而金离子的电荷变为 $Q=+79e$, 并被注入到 RHIC 环中。最后在 RHIC 环中被加速到对撞所需要的更高的束流能量 [87], 如 $19.6 \text{ GeV}/c$ 的束流能量。

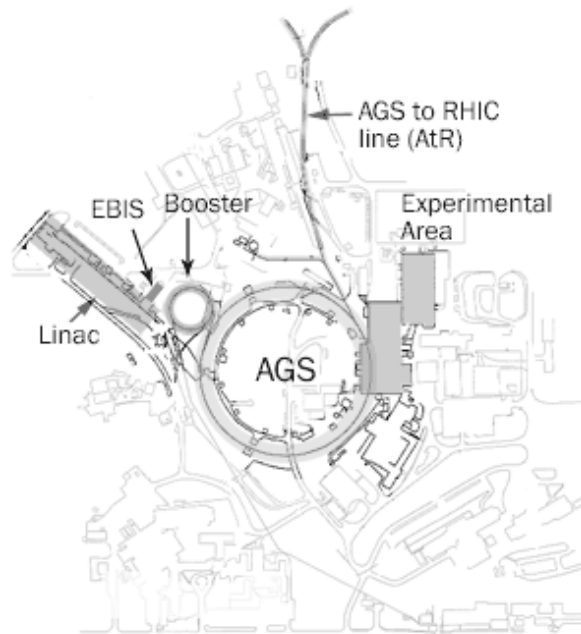


图 2.1.2: EBIS 装置具体位置示意图 [88]

需要注意的是, 本分析所采用的实验数据取数时, 范德格拉夫串列加速器已经被电子束流离子源 (Electron Beam Ion Source, EBIS) 取代, 电子束流离子源性能明显优于范德格拉夫串列加速器, 它可以产生几乎来自于任何元素的带高电荷的离子束。EBIS 装置具体位置如图(2.1.2)所示。它由一个电子束电离源 (Electron Beam Ionization Source) 组成, 后跟射频四极直线加速器 (radiofrequency quadrupole linac) 和 H 状组合型直线加速器 (Interdigital-H linac)。它位于 200 MeV 质子直线加速器中, 提供从氦到铀的所有稳定离子, 包括氦气和氩气等稀有气体, 大大降低了操作成本, 提高了操作灵活性。EBIS 可以在一秒的时间尺度上将不同的离子束快速切换到增强器。

对撞在 RHIC 环中完成, RHIC 环主要由两条独立的长约 3.8 公里的同心超导存储环构成。离子或者质子在两个环当中以束流 (Beam) 的形式存在。其中束流沿着顺时针方向运行的环被称作蓝环, 束流沿逆时针方向运行的环被称作黄环。在 RHIC 环上, 设有 6 个相互作用点 (Interaction point), 也就是束流的对撞点。RHIC 环上的相对方位习惯上类比用时钟表示。例如, 射频系统 (radio frequency system) 位于 RHIC 的 4 点钟方位。另外四个相互作用点设有重离子实验, 分别为位于 6 点钟方向的螺旋径迹探测器 (The Solenoidal Tracker At RHIC, STAR) [89], 位于 8 点钟方向的开创性的高能核相互作用实验 (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment, PHENIX) [90], 位于 2 点钟方向的宽量程强子磁谱仪 (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers, BRAHMS) [91] 和位于 10 点钟方向的 PHOBOS (不是首字母缩写, 而是以火星的卫星命名) [92], 如图(2.1.1)所示。而 12 点钟方向则是一个空置的大厅。目前 (2023 年) 只有 STAR 实验仍在 RHIC 上运行取数, PHENIX 实验则于 2016 年停止运行并将于 2023 年完成升级为 sPHENIX 重新运行, 而其他两个较小规模的实验 PHOBOS 和 BRAHMS 则分别于 2005 年和 2006 年停止运行。RHIC 也即将在不久的将来升级成电子 - 离子对撞机 (Electron-Ion Collider, EIC)。

2.2 STAR 探测器

STAR [89] 能探测并记录 RHIC 上碰撞产生的末态粒子。它是 RHIC 上的两个大型研究重离子碰撞的实验之一 (另一个是 PHENIX 实验)。STAR 探测器具有很广的接收范围和探测高带电粒子多重数 (Multiplicity) 碰撞事例的能力, 可用于测量核碰撞中更广的快度 (y) 和方位角 (ϕ) 范围内的众多可观测量, 可用于高精度径迹探测、粒子动量分析和中间快度区的粒子鉴别 (Particle Identification, PID), 通过记录末态不同粒子运动了解极端相对论重离子碰撞过程中的新物质形态和时空演化。该探测器还可通过质子 - 质子和质子 - 核子相互作用来研究入射的强子/原子核的初态部分子 (parton) 分布函数。比如, STAR 除了重离子物理研究计划外, 还有用于研究质子的自旋结构的极化质子 - 质子碰撞的自旋物理计划 [93]。

STAR 探测器由各种探测器子系统组成 [89, 94], STAR 探测器的各子系统三维示意图如图(2.2.1)所示。主体结构是桶状探测器, 从内到外, 桶状探测器分别装有时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC), 飞行时间探测器 (Time of Flight Detector, TOF) 和桶部电磁量能器 (Barrel Electromagnetic Calorimeter, BEMC), 在对撞模式下测量中心快度区域的粒子产生。桶状结构的探测器封装在提供与束流方向平行的均匀磁场的螺旋形磁铁的里面。磁场强度可以从 0 变化到最大值 0.5 T。本论文中使用的实验数据是在 0.5 T 的磁场强度下获得的。均匀磁场是通过带电粒子偏转束来测量带电粒子动量。磁场外侧安装有缪子望远镜探测器 (Muon Telescope Detector, MTD)。STAR 探测器较大的接收范围比如中间快度 $|\eta| < 1.3$, 2π 方位

角全覆盖, $0.06 - 30 \text{ GeV}/c$ 的横动量探测范围, 使得它能完成对重离子碰撞中多种物理量的观测。

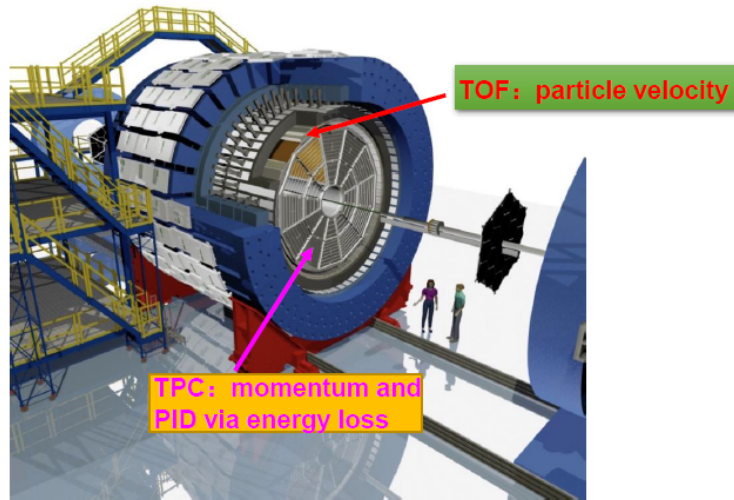


图 2.2.1: STAR 探测器系统的三维示意图, 本论文用到的主要探测器在图上被标出。图片来自 STAR 合作组图库

下面将分别介绍本论文中主要用到的探测器时间投影室 (TPC) [95], 和飞行时间探测器 (TOF) [96, 97]。

2.3 时间投影室

时间投影室 (TPC) 是通过带电粒子电离径迹测量粒子运动与电离能损的探测器。TPC 是由美国物理学家 David R. Nygren 于 1970 年在劳伦斯伯克利国家实验室 (Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL) 发明 [95]。TPC 的第一个主要应用是在斯坦福直线加速器中心 (Stanford Linear Accelerator Center, SLAC) 的研究 PEP (Positron Electron Project) 存储环中的 29 GeV 电子 - 正电子碰撞的 PEP-4 探测器上 [95]。此后, TPC 被广泛应用于从基本粒子碰撞到重离子碰撞的许多实验中。它通过记录带电粒子的径迹, 可得粒子的三维动量, 还同时提供可用于粒子鉴别的电离能量损失的信息。STAR TPC 覆盖了 $|\eta| < 1.3$ 的赝快度范围, 以及 2π 方位角的全覆盖。TPC 可测量的带电粒子的动量从 $60 \text{ MeV}/c$ 到 $30 \text{ GeV}/c$, 并在 $100 \text{ MeV}/c$ 到大于 $1 \text{ GeV}/c$ 的动量范围内实现粒子鉴别。

2.3.1 TPC 组成与结构

STAR TPC 是一个 4.2 米长、直径 4 米的圆柱体。整个探测器被封装在一个螺线管磁铁中, 该磁铁提供一个与束流方向平行的最大 0.5 T 的匀强磁场, 以使来自

碰撞的带电粒子的径迹偏转并沿螺旋线飞行。径迹曲率可用于确定出射带电粒子的动量和电荷符号。图(2.3.1)为 TPC 的三维结构示意图。STAR 局部坐标系 [98] 由右手笛卡尔坐标轴来定义的, 其中 x 轴与地面平行并且指向远离 RHIC 中心的方向, y 轴直接指向垂直远离地面的方向, 而 z 轴指向 STAR 的西面。

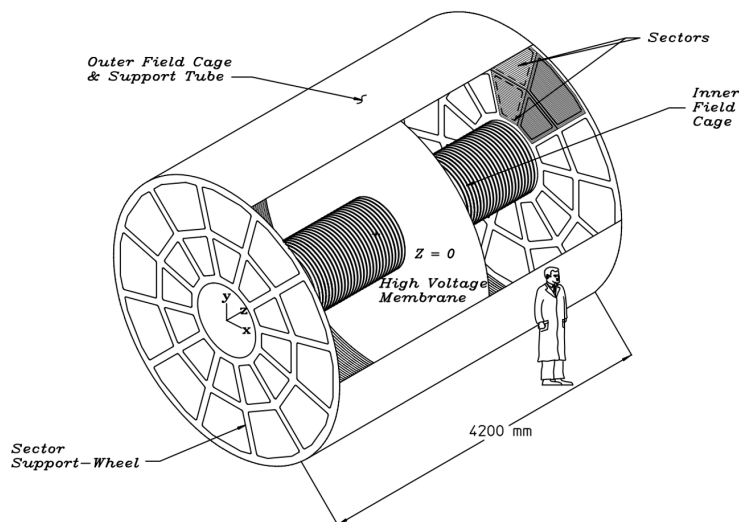


图 2.3.1: 时间投影室的三维结构示意图 [95]

TPC 由一个外场笼 (outer field cage, OFC)、一个内场笼 (inner field cage, IFC) 和两个端帽 (endcap) 组成。处于地电位的读出系统所在的端盖作为阳极。OFC 和 IFC 可以提供一个近乎完美的电场, 在这个电场中带负电荷的电子会漂移到阳极面, 可准确记录下粒子径迹在 x - y 平面上的投影。这样的设计方式防止了内含的特殊制备的 TPC 电离气体被外部空气污染。TPC 中间处在 x - y 平面上的由碳涂层聚酰亚胺薄膜制成的导电中心膜 (central membrane, CM) 将圆柱体一分为二, 形成了 TPC 的东西两部分, 如图(2.3.1)所示。CM 保持相对于检测平面直流 28 kV 的负高压, 以作为阴极。在 CM 和同心圆场笼环和读出端盖之间保持一个指向 $\pm z$ 方向的交流 135 V/cm 的均匀电场。沿同心场笼筒布置的电阻和等电位环链有助于保持电场的均匀性, 这对电子均匀漂移 [99] 至关重要。外场笼上安装的外支撑环能保持 CM 绷紧和在张力下固定。附在 CM 的每边的铝条作为 TPC 激光校准系统的发射电子的标靶, 对漂移速度进行校正 [100]。TPC 桶部充满了 P10 气体, 这是一种氩气和甲烷的混合物 ($90\%Ar + 10\%CH_4$), 并在高于大气压力 2 毫巴 (mbar) 的压力下校准压强。P10 气体能使电子在低电场中漂移速度能更快地达到峰值, 这样 TPC 取数记录更快。当 TPC 在速度 - 电场关系曲线的峰值处运行时, 漂移速度更稳定, 对温度和气压的微小变化不敏感。而较低的电场场强只需要较低电压, 也简化了探测器的设计。在 130 V/cm 的漂移电场中, 电子通过 P10 气体的漂移速度较快, 大约为 $5.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 。总的来说, 带电粒子穿过 TPC 的过程中先在漂移区的 P10 气体中发生多次

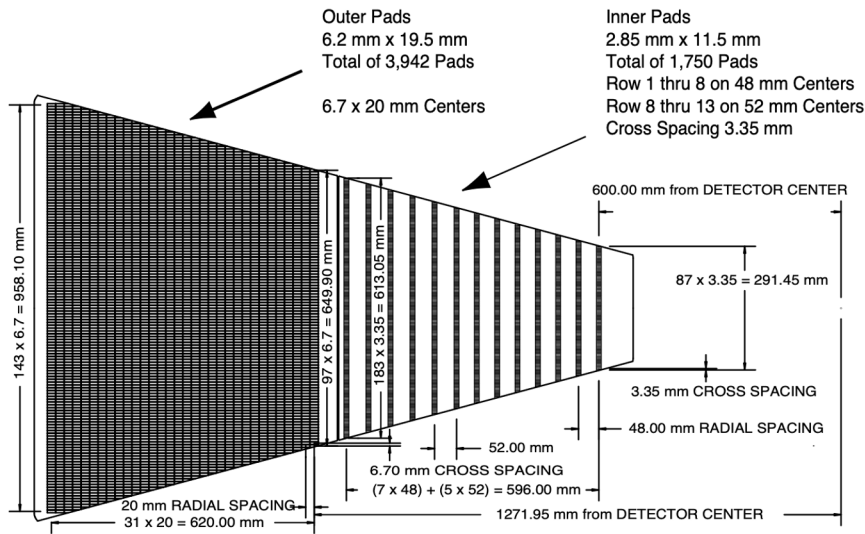
电离，每次电离都会产生原初电子 – 离子对。然后原初电子 – 离子对中的电子再在匀强电场的作用下沿电场线的方向向端盖处由多丝正比室组成的读出端漂移。

TPC 的读出系统基于多丝正比室 (Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC)。MWPC 位于读出端盖处，由 pad 板平面和三个金属丝平面组成。完整的读出系统分为 24 个扇区，每个端盖有 12 个读出扇区。每个扇区进一步划分为内部和外部子扇区。其区分特征是内部和外部读出板块位置和几何形状的不同。每个内部扇区包含大量的小 pad，分布在 13 行板块中，以最大化粒子密度较高的区域的位置分辨率和径迹重建的分辨率。外部扇区的小 pad 被密集地排列为每个扇区 32 行，以优化在粒子密度较低的区域对电离能量损失的测量。因此，如果 TPC 中的粒子径迹跨越了所有 45 个 pad 板块，那么最多可以有 45 个命中，这样通过 TPC 空间的径迹最多可以有 45 次计数。图(2.3.2(a))所示 STAR 在 2019 年由山东大学等单位合作进行 TPC 内扇区 (inner sector) 升级 (inner TPC upgrade, iTPC upgrade) 之前阳极 pad 板平面的一个完整扇区示意图。基于提升探测器径迹探测能力的需求，STAR 进行了 iTPC 的升级。图(2.3.2(b))为升级后的内扇区结构示意图。升级后的内扇区的 pad 板密度明显增加，pad 板总行数从 13 行增加到了 40 行，这样粒子在整个扇区可能留下的最大击中数由 45 个增加到了 72 个。iTPC 升级提升了 TPC 对高赭快度区间以及低横动量径迹的测量精度。TPC 的径迹探测效率和粒子鉴别能力也一并得到了提升。本论文使用的是 iTPC 升级后得到的实验数据。

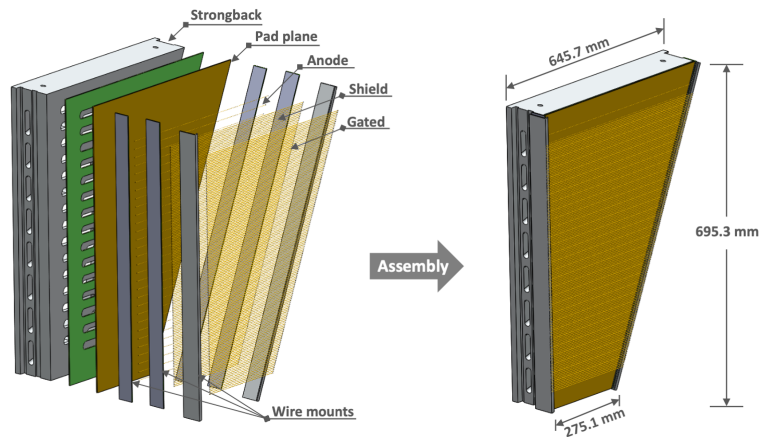
2.3.2 TPC 径迹记录原理

图(2.3.3)左边是 STAR TPC 中的束流视角示意图，右边是侧视示意图，显示了一次 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞事例中 TPC 记录下来的带电粒子的飞行径迹，不同的颜色可区别径迹的动量大小。

图(2.3.4)展示了粒子在时间投影室中产生信号并被收集的过程。通过确定电离发生位置的三维空间坐标点 (x, y, z) ，可以重建 TPC 中粒子的径迹。当带电粒子穿过 TPC 内部 P10 气体时，沿其路径电离气体分子并产生电离电子。当电子在电场作用下漂移到 TPC 的端盖的多丝正比室时在通高压的阳极丝附近发生雪崩过程，并在阳极丝下方的信号接收板阴极片即 pad 板平面上产生感应信号。相邻 pad 板块 (单排) 的感应信号被电子学采集之后并经过重心法重建可以提供每个电子簇的击中 (Hit) 点信号在 x - y 平面上的位置信息。一次对撞发生后产生的众多带电粒子穿过 TPC 会留下大量的击中点。在确定这些击中点的位置后，下一步就是通过使用时间投影室径迹 (Time Projection Chamber Tracker, TPT) 算法进行螺旋径迹拟合来重建带电粒子的三维径迹 (Track)。每个径迹都是一阶螺旋线，但由于气体中的能量损失和多次库仑散射，可能会稍偏离螺旋形状。利用卡尔曼 (Kalman) 拟合方法 [102] 将 TPC 收集到的径迹信息与其它探测器收集到的附加径迹信息进行再拟合，来得到一个全局



(a)



(b)

图 2.3.2: (a) 图为时间投影室升级之前阳极平面的一个扇区示意图 [99], 其中 pad 板排列密集的扇区为外扇区, pad 板排列稀疏的扇区为内扇区。(b) 图为升级后的内扇区结构示意图, 左图为内部结构图, 右图为集成后的内扇区

径迹 (Global Track)。每个最小无偏事例的主碰撞顶点 (Primary Vertex) 由在 TPC 中找到的径迹的重建质量最佳的共同原点决定。事例顶点位置的位置坐标来源于径迹和顶点重建。因为整个漂移过程中电子漂移速度稳定, 可以看做一个常数, 而漂移速度可通过每个 Run (即 STAR 数据采集时的探测器记录的一个周期) 运行前进行的 TPC 的激光刻度获得, 所以主碰撞顶点的 z 坐标位置可以由漂移时间 (即电子簇的原点到末端的距离除以平均漂移速度) 来确定。如果一个全局径迹 (相对于一个主碰撞顶点) 的最接近距离 (DCA) 小于 3 cm, 则以这个主碰撞顶点作为一个额外的拟合点, 对该径迹进行重新拟合, 得到的径迹称为主径迹 (Primary Track)。本论文用到的径迹主要是主径迹。重建主径迹的效率取决于径迹质量判选条件、粒子类型和

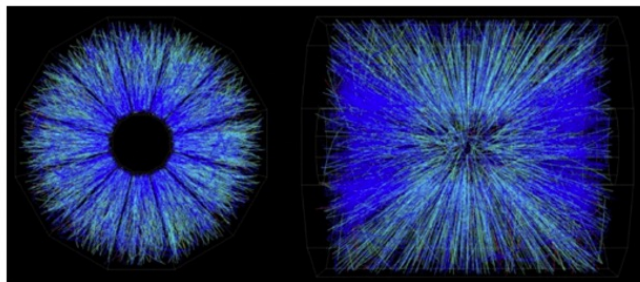


图 2.3.3: 带电粒子在 TPC 中碰撞径迹的示意图, 左边是束流视角示意图, 右边是侧视示意图。图片来自 STAR 合作组图库

径迹多重数 (track multiplicity)。根据重建得到的三维径迹在 x - y 平面上曲率半径以及磁场信息就可以计算得到带电粒子的横动量信息, 从而通过粒子在 TPC 中通过的径迹可以得到主碰撞顶点位置、相应碰撞产生粒子的运动方向和动量信息。

2.3.3 TPC 粒子鉴别原理

带电粒子可以用 TPC 通过能量损失 (dE/dx) 来鉴别, 这是由高能带电粒子与 TPC 内部的介质相互作用造成的。读出系统收集到的电离信号幅度大小和带电粒子在 TPC 中发生原初时电离损失的能量成正比。根据径迹长度以及收集到的电离能损信息就可以得到对应的带电粒子在工作气体中的单位距离平均电离能损信息 $\langle dE/dx \rangle$ 。由于电离产生的电子信号波动大, 而测量粒子能量损失的长度短, 实际测量中使用最大似然的 dE/dx 而不是平均 dE/dx 。最大似然 dE/dx 是通过移除电离能量损失最大的 30% 的粒子簇后计算剩下的 70% 的粒子簇的平均值来得到。最大似然电离能量损失可用 Bichsel 函数 [95] 来描述, 由 Bethe-Bloch 公式 [103] 的扩展而来。对于一个给定的径迹动量和粒子质量来说, 公式具体形式如式 2.1 所示。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_c^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

其中 z 为入射粒子电荷。 Z 为介质的原子序数。 A 为介质的原子量。 M_e 为电子质量。 r_c 是电子经典半径。 N_A 是阿伏伽德罗常数。 I 为介质的平均激发能。 $\beta = v/c$ 为带电粒子的速度。 δ 为描述入射的相对论性粒子的横向电场被原子电子电荷密度屏蔽程度的参数。需要注意的是, 上式仅适用于入射粒子质量远大于电子质量的情形。

公式 2.1 表明 dE/dx 与粒子质量有关, 这是 TPC 鉴别粒子的依据。TPC 中主粒子和次级粒子的电离能量损失随粒子动量的变化关系如图(2.3.5)所示。红线是 Bichsel 函数对不同种类粒子的 dE/dx 理论预测值, 数据点为 dE/dx 的测量值。对于带电 π 介子和 K 介子, 大约 6-10% 的 TPC 能损 dE/dx 分辨率能够鉴别到横动量最大到 0.75 GeV/ c 的范围, 而 TPC 对质子和反质子的鉴别则可达到横动量 1.1

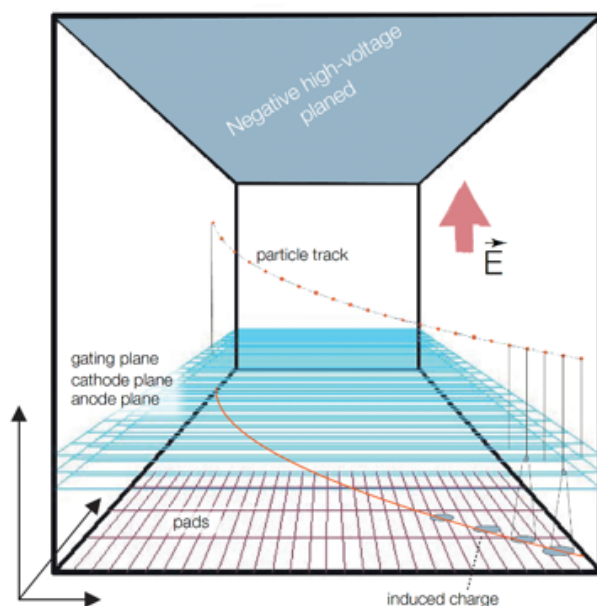


图 2.3.4: 时间投影室工作原理示意图。展示了粒子在时间投影室中发生电离后产生的原初电离电子漂移到读出端以及在读出端丝室发生雪崩过程后在 pad 平面上产生感应信号的过程 [101]

GeV/c 的范围。实验上，粒子鉴别可用变量 $n\sigma$ 来描述测量径迹的 dE/dx 相对于其理论期望值之间的高斯标准差。它的定义如式2.2所示，

$$n\sigma_i = \frac{\log\left(\frac{\langle dE/dx \rangle_{measured}}{\langle dE/dx \rangle_{expected}^i}\right)}{\sigma_{\langle dE/dx \rangle}} \quad (2.2)$$

其中 i 是粒子类型 (例如, e^\pm , π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$), $\langle dE/dx \rangle_{measured}$ 是前文中提到的可以通过 TPC 测量得到的带电粒子径迹的单位长度平均电离能损信息, 即 70% 的粒子簇的电离能量损失平均值。 $\langle dE/dx \rangle_{expected}^i$ 是在给定动量下的通过 Bethe-Bloch 公式预测的粒子 i 单位长度平均电离能损, 即前文中提到的可以通过 Bichsel 函数描述的最大似然电离能量损失。 $\sigma_{\langle dE/dx \rangle}$ 为 TPC 测量单位长度平均电离能损的分辨率, 其范围大概在 6% 到 10% 之间。在理想情况下, 粒子 i 的 $n\sigma_i$ 应该为一个中心值为 0 宽度为 1 的高斯分布。这样, TPC 的粒子鉴别就可以通过对 $n\sigma_i$ 施加合适的判选条件来鉴别粒子种类。

2.4 飞行时间探测器

TOF [97, 104] 系统的主要目标是将实验的粒子鉴别能力扩展到高动量区域, TOF 的探测系统由赝顶点位置探测器 (pseudo Vertex Position Detector, pVPD) [105]

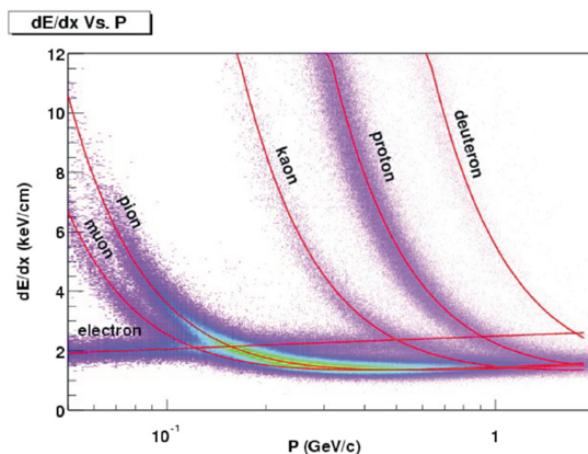


图 2.3.5: TPC 中不同种类粒子电离能量损失随粒子动量的变化关系示意图。本图中数据在磁场为 0.25T 的环境下测量 [95]

和飞行时间探测器 (TOF) 组成。pVPD 位于 STAR 桶状结构的两侧外部，覆盖赙快度范围 $4.2 < |\eta| < 5.1$ ，由东侧和西侧两个相同的探测器模块组成。每个模块距离 STAR 中心 5.7m，被放置在非常靠近束流管的地方，各由 19 个闪烁体探测器组成。带有 pVPD 的 TOF 探测模块位置示意图如图(2.4.3)所示 [97, 104]。VPD 可以测量碰撞事例发生的时间，提供对撞事例顶点 (Vertex) z 方向位置分量。TOF 紧接着 TPC 外放置在 STAR 桶状磁体内部，测量对撞产生粒子达到 TOF 的时间。这样 pVPD 和 TOF 击中点一起提供了对粒子飞行起止时间的测量。TOF 总共由 120 个探测模块组成，东西侧各 60 个，覆盖了整个 2π 方位角，以及赙快度范围 $|\eta| < 1.0$ 的区域。STAR 在 2010 年进行了基于 MRPC 技术 [105] 的全桶部 TOF 探测器升级 (upgrade of full barrel TOF detector)。每个模块有 32 个 MRPC 模块，在 TPC 周围的方位角 ($\Delta\phi$) 方向覆盖 6 度范围。图(2.4.1) 为 MRPC 的结构示意图。图(2.4.2)给出了 TOF 子系统各 pad 上局部坐标系统的详细几何结构。

如上小节中所讨论，在动量较高的区间内进行粒子鉴别时除 TPC 电离能损信息以外还需要其它信息来协助进行粒子鉴别。通过 TOF 测量粒子的飞行速度以及由 TPC 测量到的动量信息来计算出粒子质量的相关信息，就是其中一个重要方法。把从 STAR TPC 中重建的径迹外推到 TOF 中，来计算时间间隔 (time interval, Δt)。结合 STAR TPC 确定动量 p ，根据径迹计算到达 TOF 的飞行路径长度 l ，得到粒子飞行速度为：

$$\beta = \frac{l}{c\Delta t} \quad (2.3)$$

其中 c 是光速。带电粒子的质量 m 则可由下式得到：

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (2.4)$$

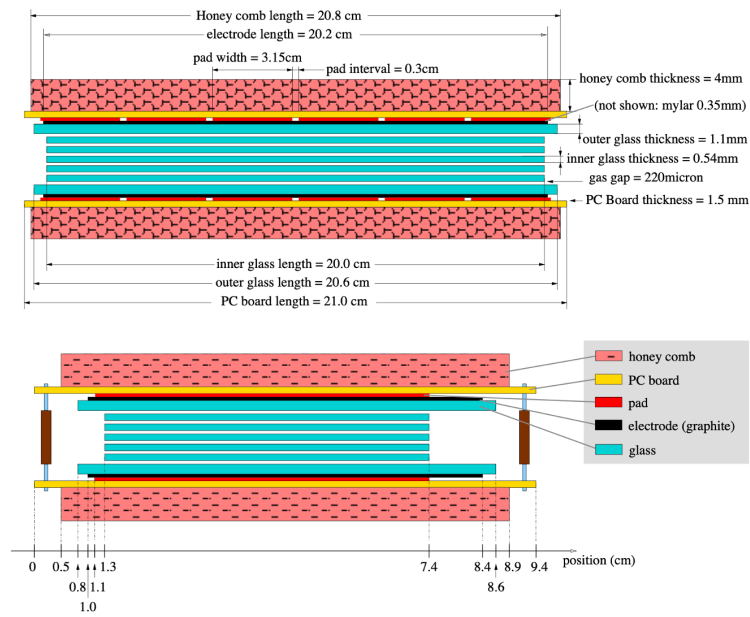


图 2.4.1: MRPC 的侧视图，上图为沿长边方向，下图为沿短边方向 [105]

从而由 m^2 或者 $1/\beta$ 直接鉴别粒子。如图(2.4.4)(a) 所示 TOF 测量的 $1/\beta$ 随动量变化的分布，能分辨电子 e ， π 介子， K 介子，正反质子 $p(\bar{p})$ 等粒子。

类似地，也可以将粒子的飞行速度信息例如 $1/\beta$ 作为相关判选条件，再通过 TPC 测量的电离能损信息用来进行粒子鉴别。以电子鉴别为例，图(2.4.4)(b) 展示了 TOF 添加 $1/\beta$ 判选条件前后的电离能损分布。在图(2.4.4)(b)中可以看到，相比于上图未添加 TOF 的 $1/\beta$ 判选条件而仅用 TPC 的电离能损作粒子鉴别，当额外添加 $|1 - 1/\beta| < 0.03$ 的电子判选条件时，可以很明显地把电子的电离能损和其他强子的电离能损分布区分开来 [106]。类似地，也可以通过添加鉴别强子的 TOF 测量的 $1/\beta$ 判选条件，并利用 TPC 的鉴别能力，来鉴别强子。

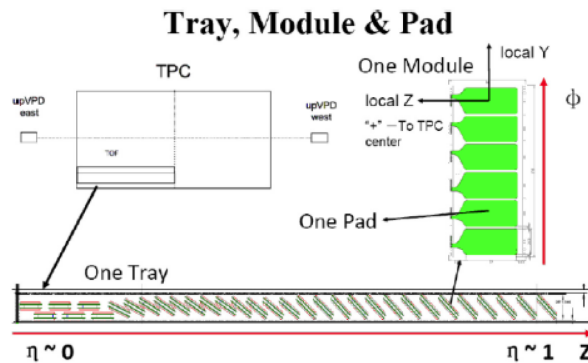


图 2.4.2: STAR 上 TOF 槽 (tray)、模块 (module) 和衬块 (pad) 的几何结构 [96, 97]

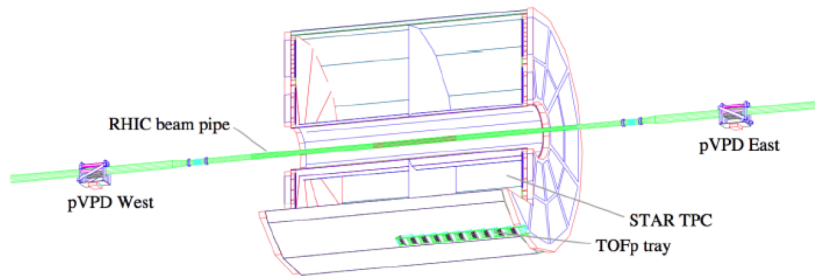


图 2.4.3: STAR 上 pVPD 和 TOF 探测模块系统原理图。图中 TPC 详细结构、STAR 磁场和其他子系统未画出 [96, 97]

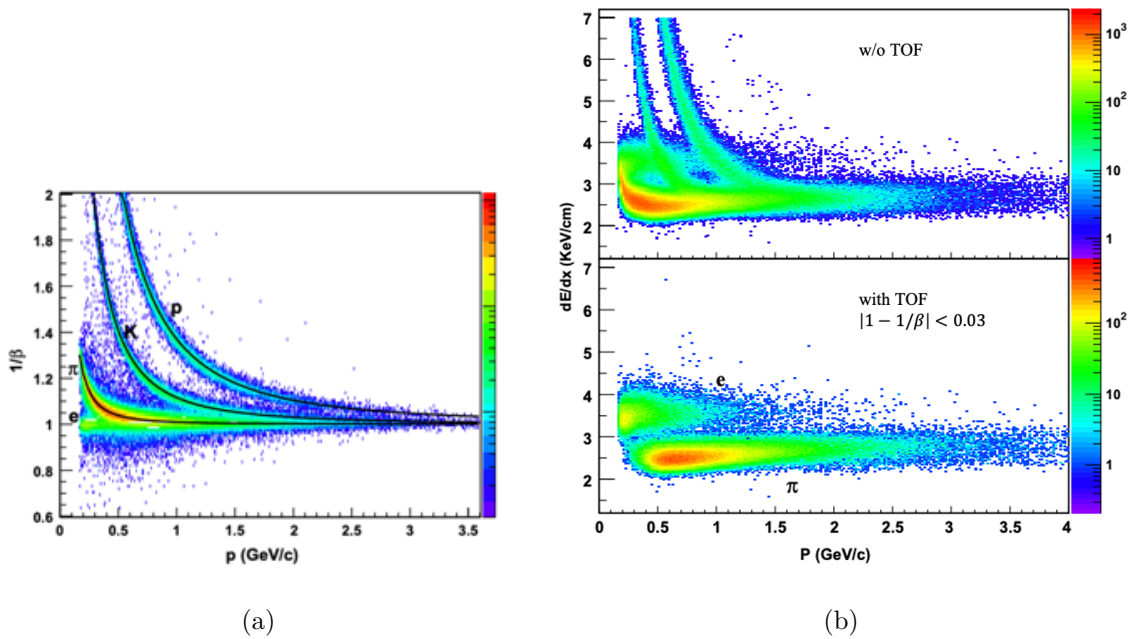


图 2.4.4: (a) 图为粒子的 $1/\beta$ 分布随着动量变化的示意图。(b) 图为电离能损 (dE/dx) 随着动量变化的分布。(b) 图上半部分为仅用 TPC 测量, 不添加额外的关于 $1/\beta$ 的判选条件时的电离能损分布。(b) 图下半部分为在上半部分基础上额外添加 $|1 - 1/\beta| < 0.03$ 的判选条件时的电离能损分布 [107]

第三章 高横动量强子谱的测量

本章将论述对高横动量强子谱 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 的数据分析过程。主要包括如下部分：数据样本和初筛、中心度划分、事例和径迹判选、TPC 能损刻度方法、通过 TPC 和 TOF 进行粒子鉴别和产额的提取、效率修正以及系统误差。本实验中，使用的是 STAR 实验 2019 年的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的数据样本，分析中使用的主要探测器是 TPC 和 TOF。以下各小节将对分析过程中各部分加以详细说明。

3.1 数据样本和初筛

为满足多样化的物理分析需求，海量的 STAR 实验数据按照其采集、重建和存储的方式进行标记，以便于快速访问。本物理分析采用如下标记的数据样本：

$$\begin{aligned} & production=P21ic, \\ & filetype=daq_reco_picoDst,trgsetupname=production_19GeV_2019, \\ & filename st_physics,storage!=HPSS \end{aligned}$$

即数据采用的重建库版本为 *P21ic*，文件类型为 *daq_reco_picoDst*，数据产生时间为 2019 年的碰撞能量为 19.6 GeV 的金核 – 金核碰撞的数据，总计 5.82 亿碰撞事例。如表格(3.1.1)列出，2019 年采集的数据记为 Run19，属于 BES-II 期，2011 年采集的数据记为 Run11，属于 BES-I 期，本论文使用的是大统计量的 BES-II 期数据。

数据质量初筛是进一步的物理分析之前的首要步骤，将初步剔除存疑的数据。在 STAR 实验中，采集数据以一个“run”作为基本单元。每一个“run”根据时间顺序赋予一个唯一的编号。“run”也被用作基本的分析单元。检查的过程包括在线和离线检查两个部分。在线质量检查主要是指探测器采集数据时的实时数据质量监控。一些异常的“run”会因为某些原因被排除掉。例如：运行时间过短，束流状态异常。 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞数据在经过在线质量筛选之后，余下了 1145 个“run”。而离线数据检查，则是采集完数据后，再根据我们感兴趣的物理动机，去检查每个 run 中的一些关键参数，例如主碰撞顶点的 z 方向位置在每个 run 的平均值，如果在某个 run 的平均值偏离所有 run 整体过多，就剔除这个 run。本分析中我们直接剔除 STAR 合作组官方的 StRefMultCorr 包里的 99 个问题编号“bad run”。

表 3.1.1: RHIC BES-I 期和 II 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞数据统计量

	年份	对撞能量	事例统计量
BES-I	2011 年	19.6 GeV	0.36 亿次
BES-II	2019 年	19.6 GeV	5.82 亿次

3.2 中心度划分

本分析采用最小无偏触发数据以覆盖多个中心度数据。触发 [108] 是一种根据我们感兴趣的物理动机从实验中有选择性地记录特定事例的方法。在数据采集时，只有满足了触发判选条件的碰撞事例才会按设定速率记录下来。本分析选取最小无偏触发 (Minimum Bias Trigger)，包括从偏心到中心的整个碰撞范围，所对应的编号如表格(3.2.1)所示。表格(3.2.1)列出本分析中使用的所有触发设置的名称和编号。

表 3.2.1: 分析中所用到的触发设置的名称以及编号

触发名称	触发编号
minimum bias	640001, 640011, 640021, 640031, 640041, 640051

如 1.2.1 节所讨论的，中心度通过测量中间快度区 ($|\eta| < 0.5$) 的带电粒子多重数 (RefMult) 并与 Glauber 模型 [12] 计算的结果做对比来确定。中心的事例有着比偏心的事例更大的 N_{part} 和 N_{coll} 。 N_{part} 的定义是至少经历一次碰撞的核子的总数， N_{coll} 是二元核子-核子碰撞的数目。在这个分析中，事例被分为由总的粒子多重数的百分比来定义的中心到偏心的 9 个中心度区间，即 0 - 5%, 5 - 10%, 10 - 20%, 20 - 30%, 30 - 40%, 40 - 50%, 50 - 60%, 60 - 70%, 和 70 - 80%。表格(3.2.2)是 BES-II 期的 Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞不同中心度对应的中间快度区粒子多重数范围，同时列出从 Glauber 模型得到的 Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞的不同中心度定义下的 N_{coll} 和 N_{part} 平均值。

3.3 事例和径迹判选

事例判选指按一定的判选条件选择符合实验分析质量要求的碰撞事例的过程。在探测器中，主碰撞顶点是指入射金核 – 金核发生碰撞的位置。理想条件下，每个对撞事例应当有且只有一个主碰撞顶点。由于 STAR TPC 是一个对称探测器，我们选择那些主碰撞顶点靠近 TPC 中心的事例，这将确保大部分粒子被 TPC 记录的径迹最长，因此重建径迹的效果会更好。本分析采用主碰撞顶点在离 TPC 中心粒子束流方向 z 坐标正负 145 厘米范围内的事例。为了避免束流和探测器气体或者探测器材料相互作用产生的事例污染，我们还要求事例碰撞顶点在 x - y 平面的位置 V_r 在距

表 3.2.2: 中间快度区 ($|\eta| < 0.5$) Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小无偏数据的不同中心度定义下的粒子多重数范围, 以及由 Glauber 模型计算得到的 Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞的不同中心度定义下的 N_{coll} 和 N_{part} 平均值

中心度	带电粒子多重数 (RefMult)	$\langle N_{coll} \rangle$	$\langle N_{part} \rangle$
0 - 5 %	> 296	819.82	340.18
5 - 10 %	> 243	655.68	289.41
10 - 20 %	> 165	470.10	225.28
20 - 30 %	> 110	296.46	159.76
30 - 40 %	> 70	179.54	110.16
40 - 50 %	> 43	103.15	73.12
50 - 60 %	> 24	55.20	45.72
60 - 70 %	> 13	27.70	26.94
70 - 80 %	> 6	12.96	14.63

离原点的 2 厘米半径范围以内, $V_r = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$, 其中 V_x 和 V_y 是沿 x 和 y 方向的碰撞顶点位置。同时由于分析中需要用到 TOF, 要求事例中与 TOF 匹配成功的径迹的条数 $nBTOFMatch$ 大于 3 条。并且在高频率的碰撞发生时, 可能会因为多事例堆积 (pileup effect) 导致一个事例中重建出多个主碰撞顶点。我们使用 STAR 合作组官方的 StRefMultCorr 包去除重离子碰撞中的事例堆积。 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的事例判选条件和 V_z 和 V_r 分布分别如表格(3.3.1)和图(3.3.1)所示。

表 3.3.1: Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核对撞最小无偏数据的事例判选条件

名称	判选条件
$ V_z $	≤ 145 cm
V_r	≤ 2 cm
nBTOFMatch	> 3
事例堆积去除	StRefMultCorr Pileup Rejection

径迹判选按一定的判选条件在事例中选出符合分析质量要求的粒子径迹的过程。粒子动量分辨率和种类鉴别的准确度取决于单条径迹测量和重建的质量。首先所需径迹须来自主碰撞顶点。具体的要求为径迹为主径迹, 且与主碰撞顶点的最接近的距离 (DCA) 小于 3 厘米。这确保了分析所用径迹来自触发事例顶点, 而不是来自二次碰撞或者其它相互作用, 主碰撞顶点需作为径迹重建的拟合点之一。另一个判选标准是对径迹重建的拟合点数量的要求, 具体地, 每条径迹重建时的拟合点 (nHitsFit) 至少 15 个, 拟合点的数目与该径迹最多可能击中点的数目的比值

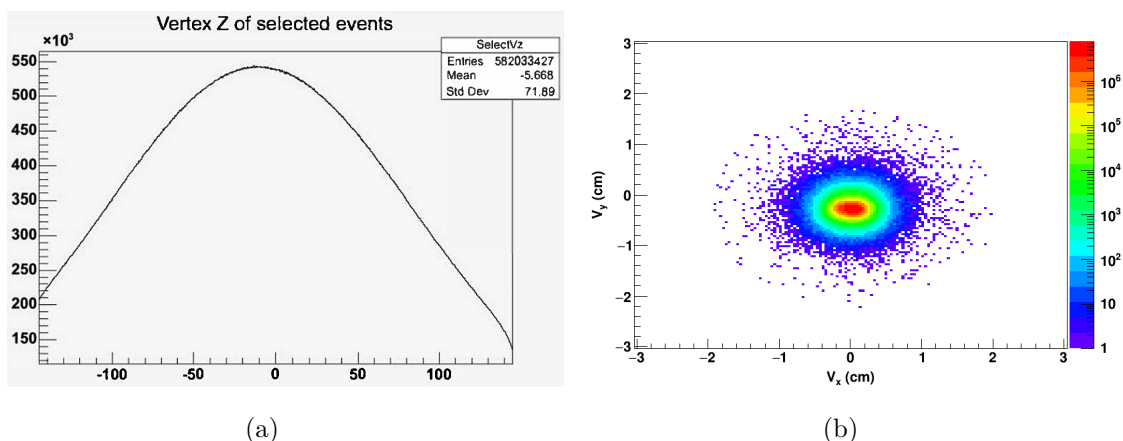


图 3.3.1: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的事例碰撞顶点位置分布, (a) 是 V_z , (b) 是 V_x 和 V_y 的二维分布图

(nHitsPoss) 至少为 0.51。为了保证准确测定径迹的能量损失 dE/dx 值, 要求用于计算能量损失 dE/dx 的点数 nHitsdEdx 的值至少为 10。由于在本分析中使用了 TOF, 最后要求 TOF 击中点中心与径迹之间距离沿 TOF 的 y 和 z 方向相差分别在正负 1.6 和 2.8 厘米范围内。本分析选用中间快速区 $|y| < 0.55$ 。 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的径迹判选条件汇总于表格(3.3.2)。

表 3.3.2: Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核碰撞最小无偏数据的径迹判选条件

名称	判选条件
nHitsFit	≥ 15
nHitsDeDx	≥ 10
nHitsFit/nHitsPoss	≥ 0.51
DCA	< 3 cm
bTOFyLocal	≤ 1.6 cm
bTOFzLocal	≤ 2.8 cm
$ y $	< 0.55

3.4 TPC 能损二次刻度方法

TPC 的粒子种类鉴别依靠的是对粒子在 TPC 中能损的准确测量。由于理论计算中的近似、电子器件的噪声、气体倍率增益的涨落, 以及在高束流亮度下的堆积叠加等因素的影响, 实验中能量损失 dE/dx 的真实值可能与贝塞尔函数的理论预测值有偏差 [95, 109, 110]。这导致 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, e^\pm 的 dE/dx 信号峰的明显分离十分困难。 dE/dx 中心值的不确定性, 增大了实验的系统误差。精确确定各强

子 dE/dx 中心值对粒子鉴别十分重要，将降低鉴别的强子产额的系统误差。为了提高在高横动量区域的粒子鉴别的精度，本分析中将采用 STAR 组 TPC 二次刻度法 [109, 110]，精确刻度不同强子 dE/dx 中心值。

精确刻度 TPC 能损 dE/dx 的关键是获得高纯的鉴别粒子样本，从而利用高纯的已知种类的粒子对 dE/dx 进行二次刻度。我们分别通过严苛的 TPC 和 TOF 判选条件获得高能的 e^\pm , π^\pm 样本，通过重建 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 获得其衰变的高纯 π^\pm , $p(\bar{p})$ 样本。由高纯 e^\pm , π^\pm , $p(\bar{p})$ 样本的实际测量值与贝塞尔函数的预测值的偏差来校正 dE/dx 中心值。偏差与粒子种类无关，从而实现了对 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, e^\pm 的 dE/dx 的二次刻度。经过二次刻度的 dE/dx 将被用于 π^\pm 产额的提取。

3.4.1 由严苛判选条件获取电子和 π^\pm 高纯样本

粒子飞行速度的倒数 $1/\beta$ ，可根据粒子到达 TOF 的径迹路径长度和 TOF 测量到的粒子飞行的时间来计算。我们使用 $|1. - 1/\beta| < 0.03$ 的严苛判选条件来挑选高纯电子样本，如表格(3.4.1)所示。

表 3.4.1: Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核碰撞最小无偏数据的只用于纯电子样本的判选条件 ($p(\text{GeV}/c)$ 是主径迹的动量)

名称	判选条件
基本判选条件	与表格(3.3.2)保持一致
$n\sigma_e$	< 2
$n\sigma_e$ 下限	$> 1.6*p - 2.6$ 当 $p < 1 \text{ GeV}/c$
$n\sigma_e$ 下限	> -1 当 $p \geq 1 \text{ GeV}/c$
$ 1. - 1/\beta $	< 0.03

图(3.4.1)所示为通过表格(3.4.1)中严苛的 TOF 和 TPC 判选条件挑选的高纯 e^\pm 的 $n\sigma_e$ 分布，能很好地被单高斯函数拟合，得到 $n\sigma_e$ 的中心值。

高纯的 π^\pm 样本可以使用非常苛刻的 TOF 测量的 m^2 和 TPC 测量的 $|n\sigma_\pi|$ 的判选条件来挑选。具体的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6 \text{ GeV}$ 的金核 – 金核碰撞的高纯 π^\pm 样本的事例判选条件如表格(3.4.2)所示。

图(3.4.2)为通过表格(3.4.2)严苛的 TOF 和 TPC 判选的高纯 π^\pm 的 $n\sigma_\pi$ 分布，同样使用高斯函数拟合获得 $n\sigma_\pi$ 中心值。

3.4.2 由 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变获取 π^\pm 和 $p(\bar{p})$ 高纯样本

得到衰变粒子 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 的第一步是通过 KFParticle 方法 [111] 重建 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 。图(3.4.3)展示了 KFParticle 方法重建的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的不变质量分布。然后通

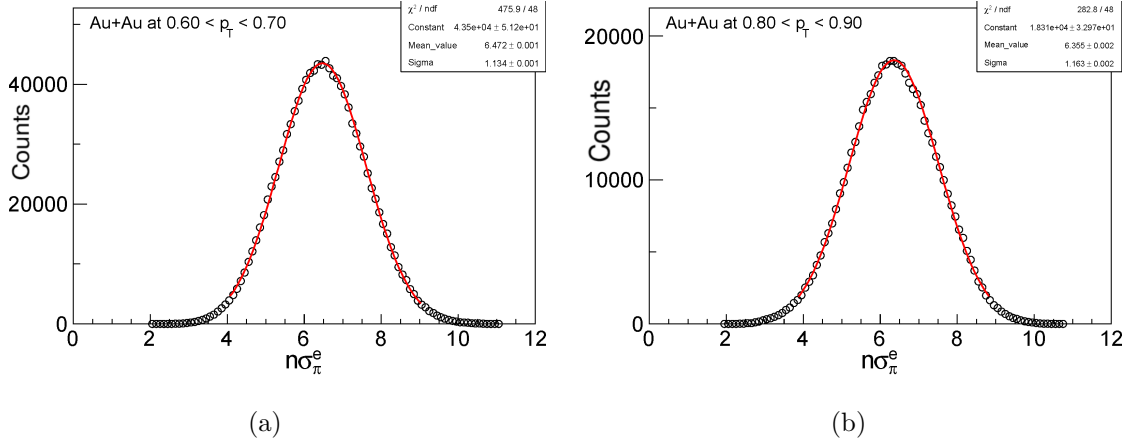


图 3.4.1: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的不同横动量区间的 $n\sigma_{\pi}^e$ 分布, 中心度为 0-80%, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。(a) 是 $0.6 \text{ GeV}/c < p_T < 0.7 \text{ GeV}/c$ 的分布, (b) 是 $0.8 \text{ GeV}/c < p_T < 0.9 \text{ GeV}/c$ 的分布

表 3.4.2: Run19 中 19.6 GeV 金核 – 金核碰撞最小无偏数据的最小用于高纯 π^{\pm} 样本的判选条件

名称	判选条件
基本判选条件	与表格(3.3.2)保持一致
$ n\sigma_{\pi} $	< 2
$ (m^2 - 0.019) $	< 0.003

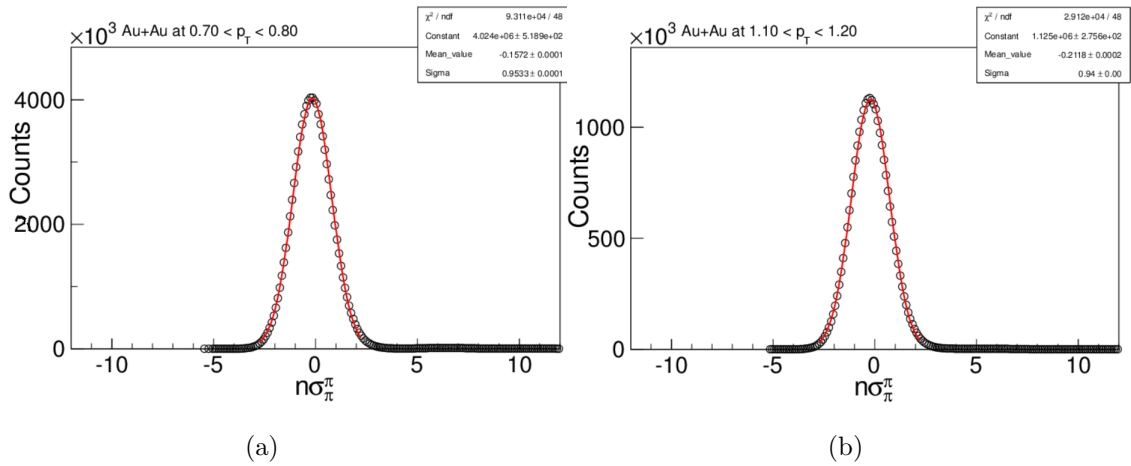


图 3.4.2: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的不同横动量区间的 $n\sigma_{\pi}^{\pi}$ 分布, 中心度为 0-80%, 快度区间为 $|y| < 0.55$, (a) 是 $0.7 \text{ GeV}/c < p_T < 0.8 \text{ GeV}/c$ 的分布, (b) 是 $1.1 \text{ GeV}/c < p_T < 1.2 \text{ GeV}/c$ 的分布

过不变质量的判选条件 $0.485 < M(K_S^0) < 0.505 \text{ GeV}/c^2$ 和 $1.11 < M(\Lambda(\bar{\Lambda})) < 1.12 \text{ GeV}/c^2$

来挑选高纯的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 样本。最后分别通过 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$) 和 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 过程来得到高纯的次级衰变粒子 π^\pm 和 $p(\bar{p})$ 。图(3.4.4)分别为从 K_S^0 衰变得到的 π^\pm 和从 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变得到的 $p(\bar{p})$ 的 $n\sigma_\pi^h$ 分布，并使用高斯函数进行拟合得到 $n\sigma_\pi^\pi$ 和 $n\sigma_\pi^p$ 的中心值。

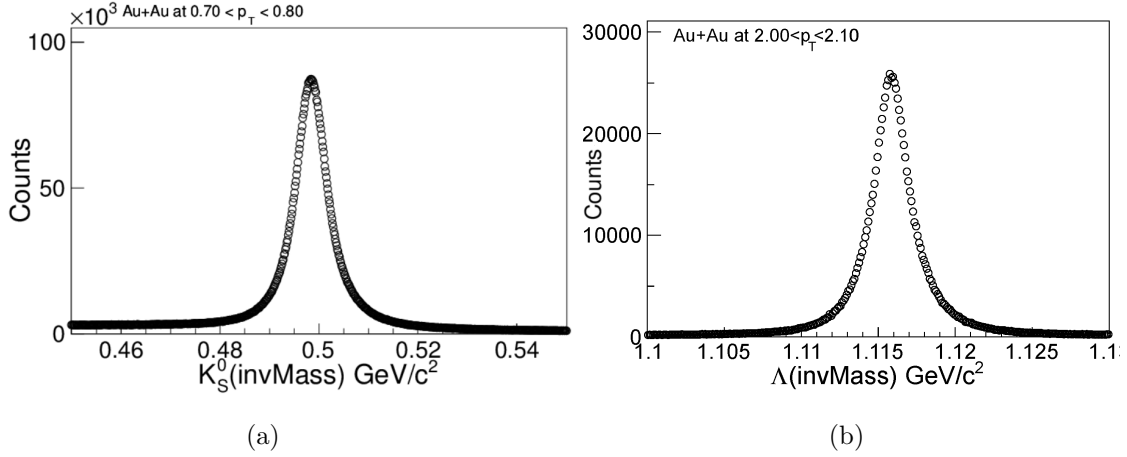


图 3.4.3: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞通过 KFPparticle 方法重建的 K_S^0 (a 图) 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ (b 图) 的不变质量分布，中心度为 0-80%，快度区间为 $|y| < 0.55$

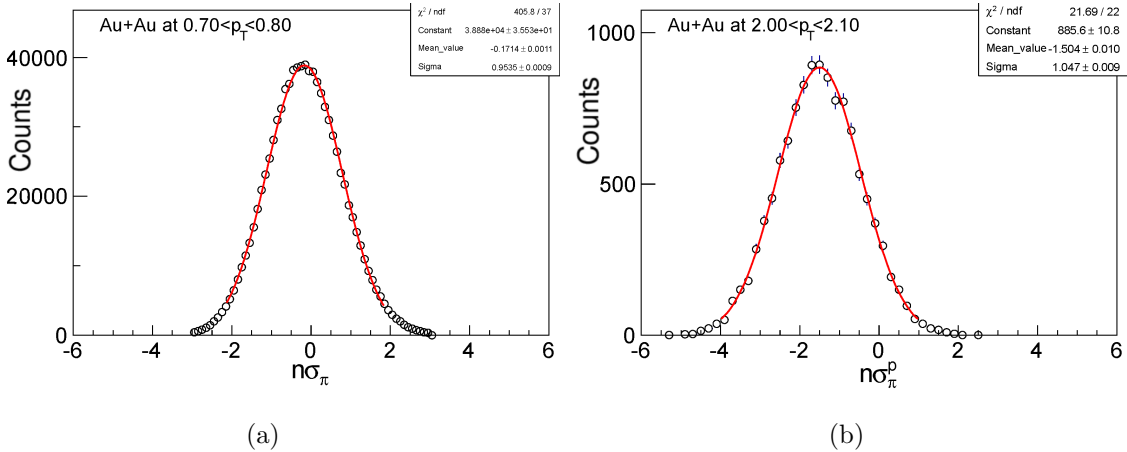


图 3.4.4: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 $n\sigma_\pi^h$ ($h = \pi^\pm$ 或者 $p(\bar{p})$) 分布，中心度为 0-80%，快度区间为 $|y| < 0.55$ ，(a) 是 $0.7 \text{ GeV}/c < p_T < 0.8 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_\pi^\pi$ 分布，(b) 是 $2.0 \text{ GeV}/c < p_T < 2.1 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_\pi^p$ 分布

3.4.3 TPC 能损理论值的修定

我们的最终目标是得到 $n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi$ ($X = \pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$ 或者 e^\pm) 的实验值与理论值的偏差用于二次刻度。 $n\sigma_\pi^\pi$ 的理论值为 0。

$$\begin{aligned} n\sigma_\pi - n\sigma_X &= \frac{\log(dE/dx_{exp}/dE/dx_{Bich}^\pi)}{\sigma} - \frac{\log(dE/dx_{exp}/dE/dx_{Bich}^X)}{\sigma} \\ &= \frac{\log(dE/dx_{Bich}^X/dE/dx_{Bich}^\pi)}{\sigma} = n\sigma_\pi^X \end{aligned} \quad (3.1)$$

因此 $n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi = (n\sigma_\pi - n\sigma_X) - (n\sigma_\pi - n\sigma_\pi) = n\sigma_\pi - n\sigma_X$ 。我们将通过高斯函数拟合各横动量区间的所有粒子 $n\sigma_\pi^X = n\sigma_\pi - n\sigma_X$ 分布来得到 $n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi$ 的理论值。拟合得到的均值即是 $n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi$ 的理论值，如图(3.4.5)所示。

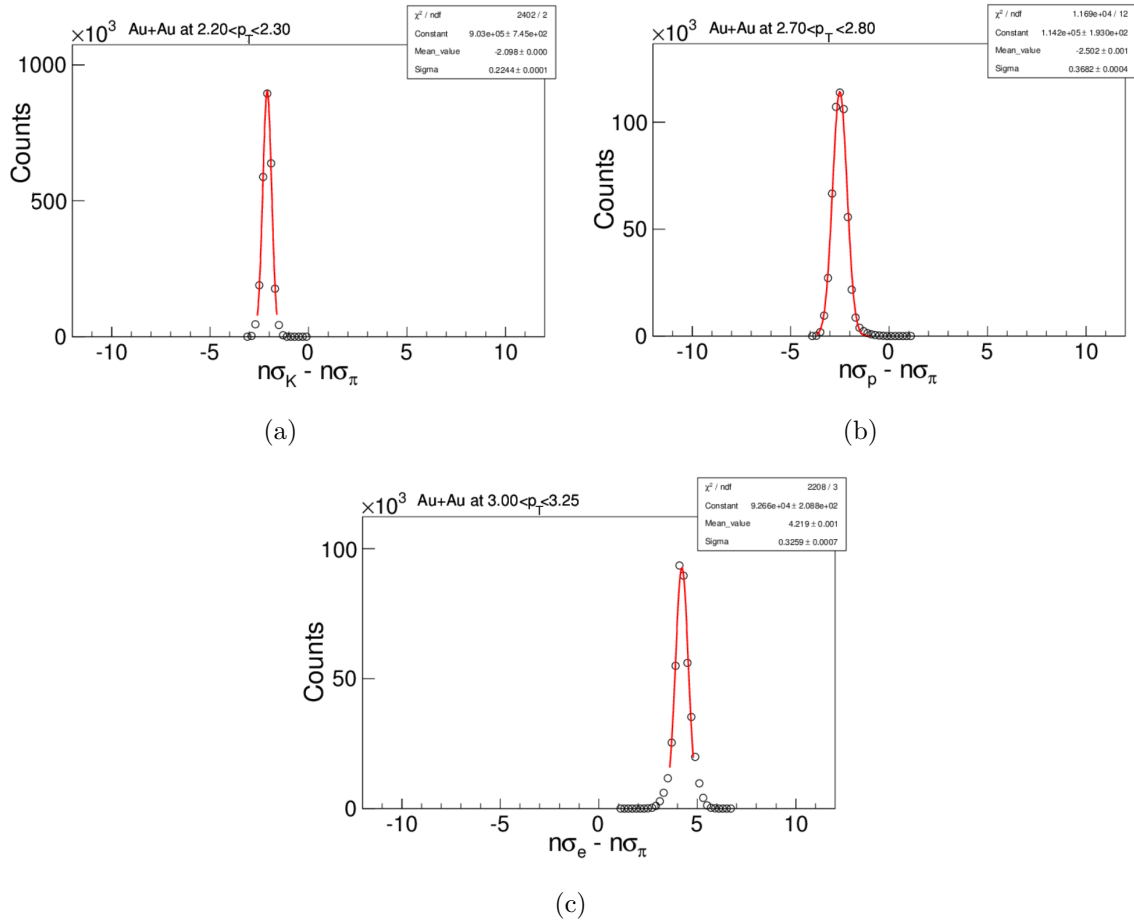


图 3.4.5: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 $n\sigma_\pi - n\sigma_K$, $n\sigma_\pi - n\sigma_p$, $n\sigma_\pi - n\sigma_e$ 的分布。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线

3.4.4 TPC 能损二次刻度的结果

由 3.3.4 节中得到的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, e^\pm 的理论值和 3.3.3 节中得到的高纯 π^\pm , $p(\bar{p})$, e^\pm 的样本得到的实验值对比, 得到 $n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi$ 的实验值与理论值的差值随 $p_T/mass$ 的变化趋势, 如图(3.4.6)所示。

$n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi$ ($X = \pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$ 或者 e^\pm) 没有粒子种类的依赖性, 使用函数 $f(x)$ 拟合所有数据点, $f(x)$ 定义如下

$$f(x) = A + \frac{B}{C+x^2} \quad (3.2)$$

拟合得到的参数如表格(3.4.3)所示。

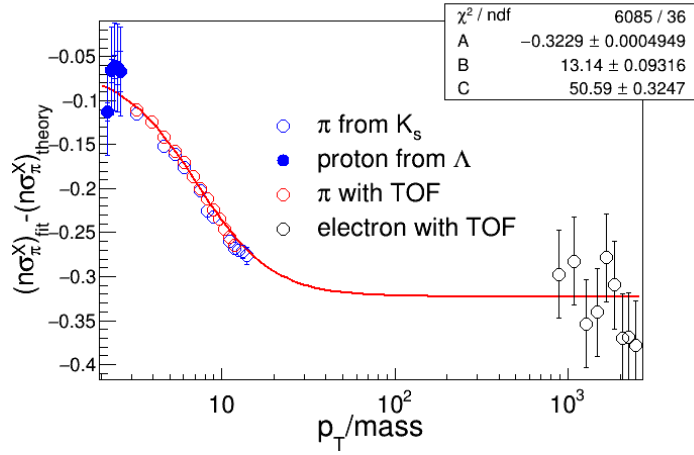


图 3.4.6: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的能量损失 dE/dx 的偏差随 $p_T/mass$ 的变化

表 3.4.3: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核对撞中对 $n\sigma_\pi^X$ 的实验值与理论值间的偏差进行拟合得到的参数

参数	A	B	C
拟合数值	-0.3229 ± 0.0005	13.14 ± 0.09	50.59 ± 0.32

通过以上参数定义的函数, 我们可以得到不同横动量区间的 $n\sigma_\pi^X - n\sigma_\pi^\pi$ 的实验值, 即实验上各带电粒子 (K^\pm , $p(\bar{p})$, e^\pm) 的峰位相对 π^\pm 峰位的差值。如图(3.4.7)所示, 不同横动量区间的带电粒子的峰位相对 π^\pm 峰位的差值 ($n\sigma_\pi^K - n\sigma_\pi^\pi$, $n\sigma_\pi^p - n\sigma_\pi^\pi$, $n\sigma_\pi^e - n\sigma_\pi^\pi$) 的理论值和实验值之间存在偏差。将这一偏差用于 TPC 的粒子鉴别过程即为二次刻度。

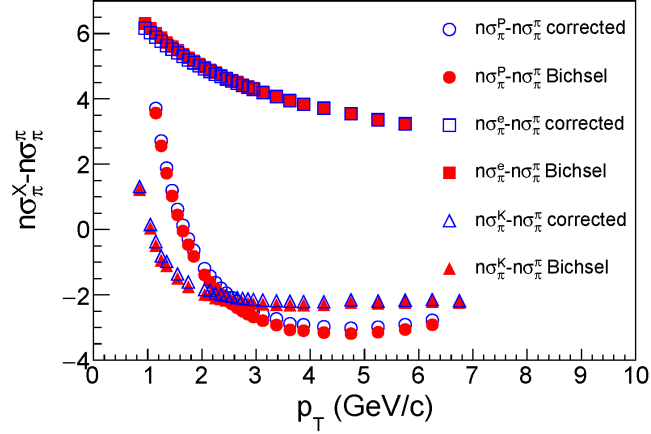


图 3.4.7: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的其它带电粒子的峰位相对 π^\pm 峰位的差值 ($n\sigma_\pi^K - n\sigma_\pi^\pi$, $n\sigma_\pi^p - n\sigma_\pi^\pi$, $n\sigma_\pi^e - n\sigma_\pi^\pi$) 的理论值和实验值比较。所有实心的标记表示理论值, 空心的标记表示重新刻度的结果

3.5 基于 TPC 和 TOF 的粒子鉴别和产额提取

图(3.5.1)展示了 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的高横动量强子谱 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 经过中心度划分、事例和径迹判选后后续的数据分析流程图, 上图是 π^\pm 的流程, 下图是 $p(\bar{p})$ 的流程。

3.5.1 π^\pm 的鉴别和产额提取

金核 - 金核碰撞中未经修正的 π^\pm 的产额可以通过对不同横动量区间的 $n\sigma_\pi$ 分布进行多高斯拟合的方法得到。图(3.5.2)展示了用八高斯函数对横动量区间为 $4 \text{ GeV}/c < p_T < 4.5 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_\pi$ 分布进行拟合的结果。图中正负电荷粒子的 $n\sigma_\pi$ 分布分别沿坐标轴平移 ± 12 后同时进行八高斯函数拟合。图(3.5.2)里的红色实线代表如下八高斯函数对数据点的拟合。

$$\begin{aligned}
 f(x) = & (P_0 * \exp(-0.5 * ((x - (P_6 + 12))/P_9)^2)) \\
 & + P_1 * \exp(-0.5 * ((x - (P_6 - 12))/P_9)^2) \\
 & + P_0 * P_2 * \exp(-0.5 * ((x - (P_7 + P_6 + 12))/P_9)^2) \\
 & + P_1 * P_3 * \exp(-0.5 * ((x - (P_7 + P_6 - 12))/P_9)^2) \\
 & + P_0 * P_4 * \exp(-0.5 * ((x - (P_8 + P_6 + 12))/P_9)^2) \\
 & + P_1 * P_5 * \exp(-0.5 * ((x - (P_8 + P_6 - 12))/P_9)^2) \\
 & + P_0 * P_{10} * \exp(-0.5 * ((x - (P_{12} + P_6 + 12))/P_9)^2) \\
 & + P_1 * P_{11} * \exp(-0.5 * ((x - (P_{12} + P_6 - 12))/P_9)^2)) / (P_9 * \sqrt{2\pi})
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

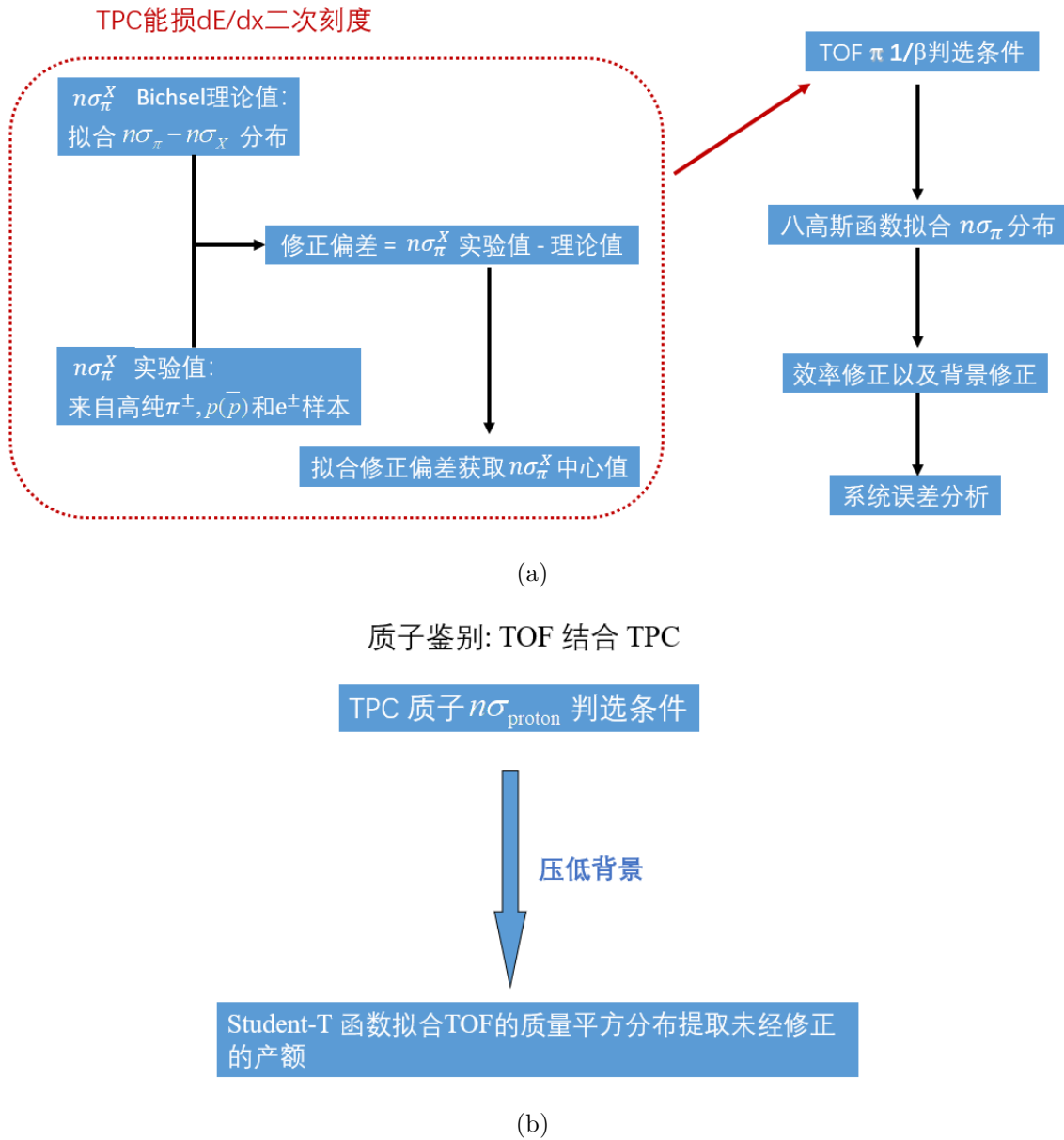


图 3.5.1: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的高横动量强子谱 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 经过中心度划分、事例和径迹判选后后续的数据分析流程图, 上图是 π^\pm 的流程, 下图是 $p(\bar{p})$ 的流程

其中 $P_0, P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_9, P_{10}, P_{11}$ 是自由参数, π^\pm 峰位对应的 P_6 , 和前述各带电粒子 ($K^\pm, p(\bar{p}), e^\pm$) 的峰位相对 π^\pm 峰位的差值分别对应的 P_7, P_8, P_{12} , 作为八高斯函数各带电粒子信号峰对应峰位的固定参数, 拟合 π^\pm 信号峰的高斯函数的峰值 P_0 和 P_1 分别对应 π^+ 和 π^- 的产额被提取出来。

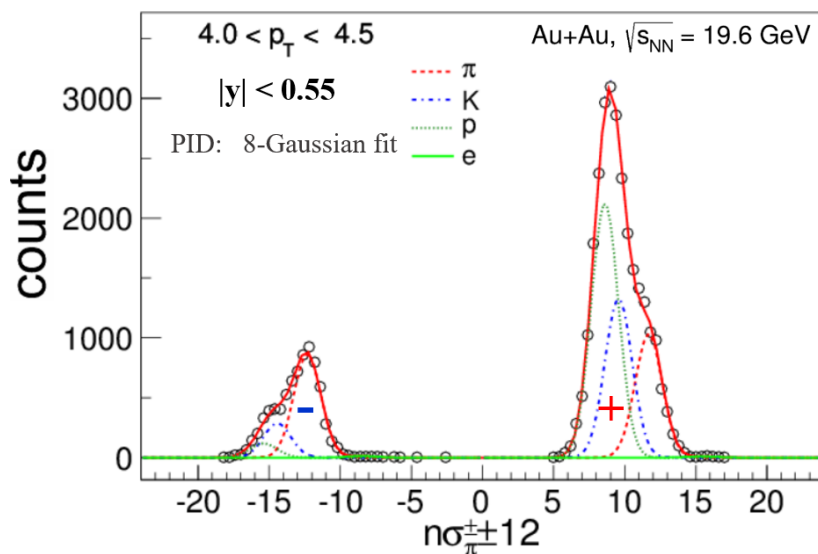


图 3.5.2: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的横动量区间为 $4 \text{ GeV}/c < p_T < 4.5 \text{ GeV}/c$ 的带正 (负) 电荷粒子的 $n\sigma_\pi$ 分布, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$, 图中的红色实线代表八高斯函数对数据点的拟合

3.5.2 $p(\bar{p})$ 的鉴别和产额提取

在中间横动量区域, 由于 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, e^\pm 在 TPC 能量损失 dE/dx 的分布存在交叠, 如果单凭 TPC 鉴别这些带电粒子十分困难。结合 TOF, 粒子的鉴别则可以扩展到中间横动量区域。TOF 通过测量飞行时间, 计算粒子质量, 从而鉴别粒子种类。实验上通过 TOF 测量粒子质量的平方 m^2 由如下公式给出如下:

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) = p^2 \left(\frac{t_{TOF}^2}{l^2} - 1 \right) \quad (3.4)$$

其中, t_{TOF} 为粒子从主碰撞顶点移动到 TOF 的时间, 也叫飞行时间, l 为粒子达到 TOF 时经过的路径长度, 速度 $\beta = l/t_{TOF}$, p 为粒子的动量。

本实验分析利用 TOF 测量带正 (负) 电荷粒子 m^2 分布提取未经修正的 $p(\bar{p})$ 的产额。 m^2 分布不符合常见的高斯分布, 而 Student-t 函数能更好地描述 m^2 分布因而被采用。图(3.5.3)为用 Student-t 函数对横动量区间为 $3 \text{ GeV}/c < p_T < 3.25 \text{ GeV}/c$ 的带正电荷粒子的 m^2 分布进行拟合的结果。拟合 $p(\bar{p})$ 信号峰的 Student-t 函数的峰值对应 $p(\bar{p})$ 的产额被提取出来。

3.6 效率修正

本章我们主要讨论对粒子谱的效率修正, 主要包括 TPC-TOF 匹配效率修正、TPC 径迹重建效率和接收度修正, 径迹判选条件的效率修正以及 π^\pm 和 $p(\bar{p})$ 的背景修正。

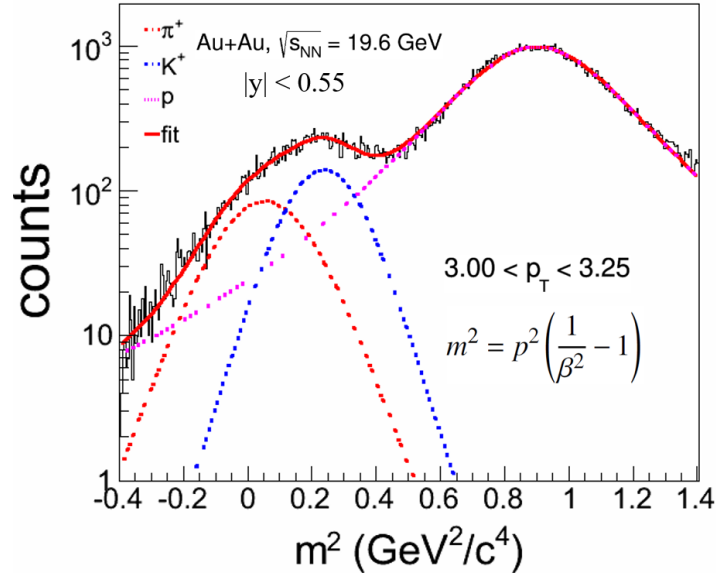


图 3.5.3: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的横动量区间为 $3 \text{ GeV}/c < p_T < 3.25 \text{ GeV}/c$ 的带正电荷粒子的 m^2 分布, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$

效率修正公式如下:

$$spectra_{effcorr.}(p_T) = \frac{Raw\ spectra(p_T)}{\epsilon_{eff}(p_T)}$$

$$\epsilon_{eff}(p_T) = \epsilon_{match-eff}(p_T) \times \epsilon_{track-eff}(p_T) \times \epsilon_{selection-eff}(p_T) \times \epsilon_{background-eff}(p_T) \quad (3.5)$$

其中, $spectra_{effcorr.}(p_T)$ 是经过所有效率修正后的产额, $Raw\ spectra(p_T)$ 是未经修正的产额, $\epsilon_{eff}(p_T)$ 是总的效率修正的效率, $\epsilon_{match-eff}(p_T)$ 是用于 TPC-TOF 匹配效率修正的效率, $\epsilon_{track-eff}(p_T)$ 是用于 TPC 径迹重建效率修正的效率, $\epsilon_{selection-eff}(p_T)$ 是用于径迹判选条件的效率修正的效率, $\epsilon_{background-eff}(p_T)$ 是用于背景修正的效率。以下各小节将具体讨论修正过程。

3.6.1 TPC-TOF 匹配效率修正

由于 TPC 和 TOF 是两个独立的探测器, 所以使用这两个探测器进行粒子鉴别需要对径迹进行适当匹配才能组合在一起。由于 TOF 探测器的几何接受度比 TPC 要低, 同时 TOF 探测器中存在一些未响应区域, 粒子存在衰变以及与探测器材料的相互作用等因素, 只有一部分重建的主径迹能与 TOF 探测器上的径迹击中点匹配。匹配效率取决于成功匹配 TOF 信号的 TPC 径迹的比例。匹配效率计算公式为

$$\epsilon_{match-eff} = \frac{Number\ of\ TOF\ matched\ tracks}{Number\ of\ TPC\ tracks} \quad (3.6)$$

其中 $Number\ of\ TOF\ matched\ tracks$ 为 TPC 探测到并且击中 TOF 的径迹数目, $Number\ of\ TPC\ tracks$ 为时间投影室探测到的径迹数, 这两者都可以从实验数

据中测量得到。我们使用文献 [112] 里的方法来计算 TPC-TOF 匹配效率的误差。图(3.6.1)是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的不同横动量区间的 π^+ 的 TPC-TOF 匹配效率, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$, 拟合函数为九阶多项式函数。

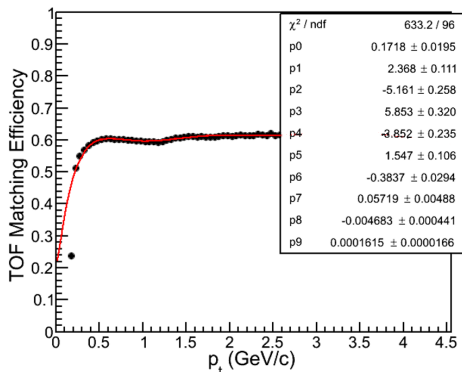


图 3.6.1: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 π^+ 的 TPC-TOF 匹配效率随横动量的变化, 图中曲线是九阶多项式函数来对效率随横动量的变化的拟合

对粒子谱的 TPC-TOF 匹配效率修正如下:

$$Raw\ spectra_{match-effcorr.}(p_T) = \frac{Raw\ spectra(p_T)}{\epsilon_{match-eff}(p_T)} \quad (3.7)$$

其中, $Raw\ spectra_{match-effcorr.}(p_T)$ 是 TPC-TOF 匹配效率修正后的产额, $\epsilon_{match-eff}(p_T)$ 是使用拟合函数计算得到的用于 TPC-TOF 匹配效率修正的效率, $Raw\ spectra(p_T)$ 是未经修正的产额。

3.6.2 TPC 接收度和径迹重建效率修正

除了 TPC-TOF 匹配效率校正, 还需要校正原始的粒子谱的径迹重建效率, 径迹重建效率由 STAR 实验的嵌入 (embedding) 法得到。嵌入法通过计算机模拟特定种类的目标粒子在逼近真实的碰撞环境中被探测器记录并重建的过程。蒙特卡罗 (Monte-Carlo) 模拟, 简称 MC, 本实验中模拟的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 使用指数加权的横动量和平坦的快度 y 分布。保证在不同的横动量和 y 区间都有良好的统计量。模拟的径迹按相对于该事例总径迹数 5% 的比例嵌入在每个真实碰撞事例中。这样得到的混合事例 (Mixed Events) 通过 GSTAR [113] (使用 GEANT [114, 115] 模拟 STAR 探测器运行环境的软件包) 和 TRS(TPC 响应模拟器 [113]) 来模拟探测过程, 并使用与真实实验数据一致的重建软件得到重建事例 (Reconstructed Events)。对重建事例按与实验分析相同的流程进行粒子鉴别。在重建事例中鉴别得到的重建径迹, 如果与嵌入的模拟粒子匹配, 则称之为匹配径迹 (Matched Tracks)。

为了计算出准确的效率，需要对嵌入过程和真实的实验数据之间进行击中 (hit) 和径迹的比较。图(3.6.2)为 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 π^+ , p 的嵌入和实际实验数据的 DCA 和 nHitsFit 的分布对比，中心度为 0-80%。嵌入和实际实验数据的总体一致性保证了从嵌入法中提取的修正结果反映了真实的实验情况。同时在嵌入过程中需要应用与实际实验数据相同的分析判选条件，例如 $nHitsFit \geq 15$ 的径迹判选条件被同时应用于重建径迹和输入的 MC 模拟的径迹，用于提取本研究的效率修正因子。

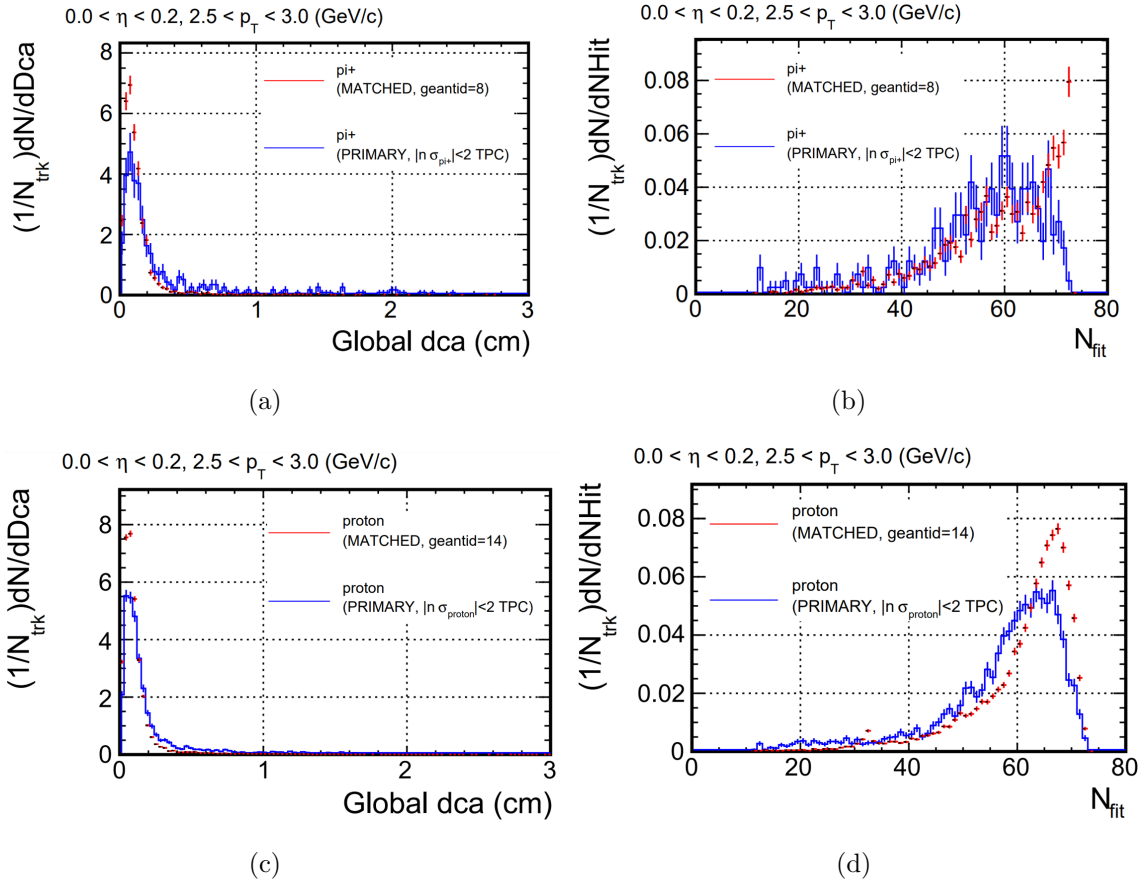


图 3.6.2: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 π^+ , p 的嵌入和实际实验数据的 DCA 和 nHitsFit 的分布对比 [116, 117], 中心度为 0-80%

嵌入法计算 TPC 径迹重建效率为:

$$\epsilon_{track-eff} = \frac{\text{Number of matched MC tracks}}{\text{Number of input MC tracks}} \quad (3.8)$$

其中, $\text{Number of matched MC tracks}$ 为在重建事例中鉴别得到的与嵌入的模拟粒子匹配的重建径迹, $\text{Number of input MC tracks}$ 为嵌入在真实碰撞事例中的模拟的径迹数。图(3.6.3)和图(3.6.4)分别为 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 π^\pm 和 $p(\bar{p})$ 的 TPC 径迹重建效率与横动量的关系, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。

图(3.6.3)和图(3.6.4)里的红色实线代表如下函数对数据点的拟合。

$$f(p_T) = P_0 \exp((-P_1/p_T)^{P_2}) \quad (3.9)$$

对 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的 TPC 事例重建效率的拟合得到的参数如表格(3.6.1)所示。

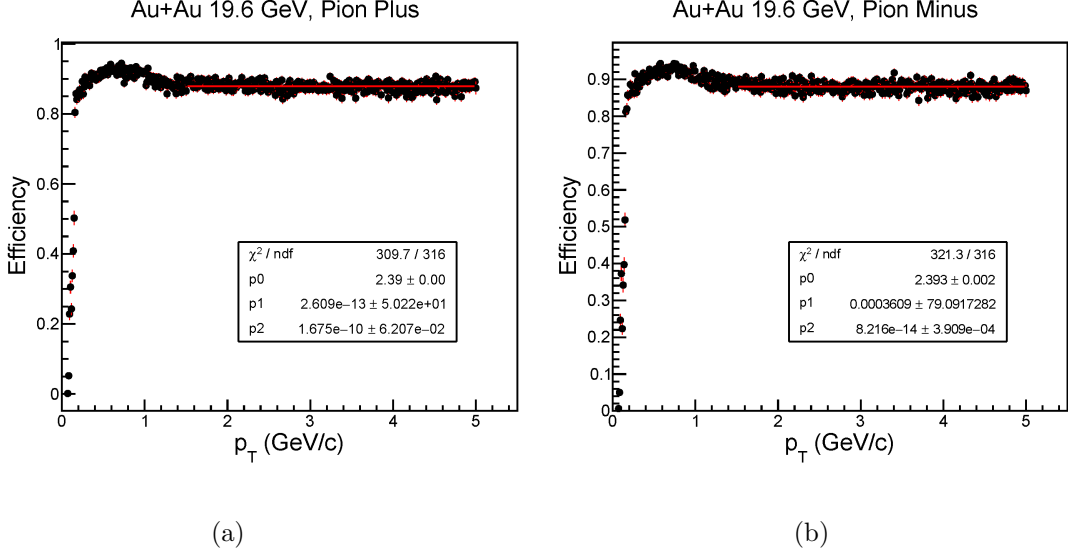


图 3.6.3: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞中的不同横动量区间的 π^\pm 的 TPC 径迹重建效率, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线

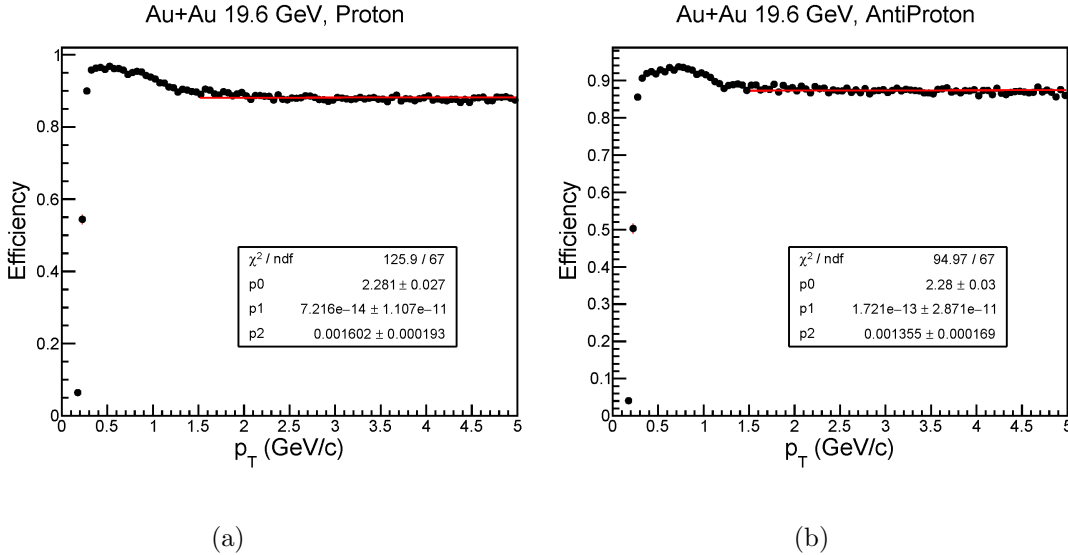


图 3.6.4: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞中的不同横动量区间的 $p(\bar{p})$ 的 TPC 径迹重建效率, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线

表 3.6.1: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中对 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的 TPC 事例重建效率的拟合得到的参数

Parameters	π^+	π^-	p	\bar{p}
P_0	2.39	2.393	2.281	2.28
P_1	2.609e-13	0.000361	7.216e-14	1.721e-13
P_2	1.675e-10	8.216e-14	0.00160	0.00136

TPC 径迹重建效率修正公式如下:

$$Raw\ spectra_{track-effcorr.}(p_T) = \frac{Raw\ spectra(p_T)}{\epsilon_{track-eff}(p_T)} \quad (3.10)$$

其中, $Raw\ spectra_{track-effcorr.}(p_T)$ 是 TPC 径迹重建效率修正后的产额, $Raw\ spectra(p_T)$ 是未经修正的产额, $\epsilon_{track-eff}(p_T)$ 是用于 TPC 径迹重建效率修正的效率。TPC 探测器径迹重建效率的系统误差估计为 5% [47]。

3.6.3 粒子鉴别判选条件的效率修正

由于分别使用了 $|1 - 1/\beta_\pi| < 0.03$ 和 $n\sigma_p < 1$ 的判选条件来提高 PID 多高斯函数对 π^\pm 和 Student-t 函数对 $p(\bar{p})$ 拟合的质量, 需要分别对 π^\pm 和 $p(\bar{p})$ 横动量谱进行 $1/\beta$ 判选条件和 $n\sigma_p$ 判选条件的效率修正。图(3.6.5)左图是 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中, 两高斯函数对 $2.9\text{ GeV}/c < p_T < 3.0\text{ GeV}/c$ 的 $1/\beta$ 判选条件鉴别 π^+ 的效率的拟合, 图(3.6.6)左图是 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中, 使用高斯函数对 $3\text{ GeV}/c < p_T < 3.25\text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_p$ 判选条件鉴别 p 的效率的拟合, 图(3.6.5)右图和图(3.6.6)右图分别是 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的 $1/\beta$ 判选条件鉴别 π^+ 和 $n\sigma_p$ 判选条件鉴别 p 的效率与横动量的关系, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。

径迹判选条件的效率修正公式如下:

$$Raw\ spectra_{selection-effcorr.}(p_T) = \frac{Raw\ spectra(p_T)}{\epsilon_{selection-eff}(p_T)} \quad (3.11)$$

其中, $Raw\ spectra_{selection-effcorr.}(p_T)$ 是径迹判选条件的效率修正后的产额, $Raw\ spectra(p_T)$ 是未经修正的产额, $\epsilon_{selection-eff}(p_T)$ 是用于径迹判选条件的效率修正的效率。

3.6.4 弱衰变及其他背景修正

经过 TPC-TOF 匹配效率修正、TPC 接收度和径迹重建效率修正、以及粒子鉴别判选条件的效率修正后, 带电的 π 介子谱需要进一步进行由弱衰变导致的 Feed-down、 μ 介子污染和探测器材料导致的 π 介子背景修正, 这些背景修正被统称

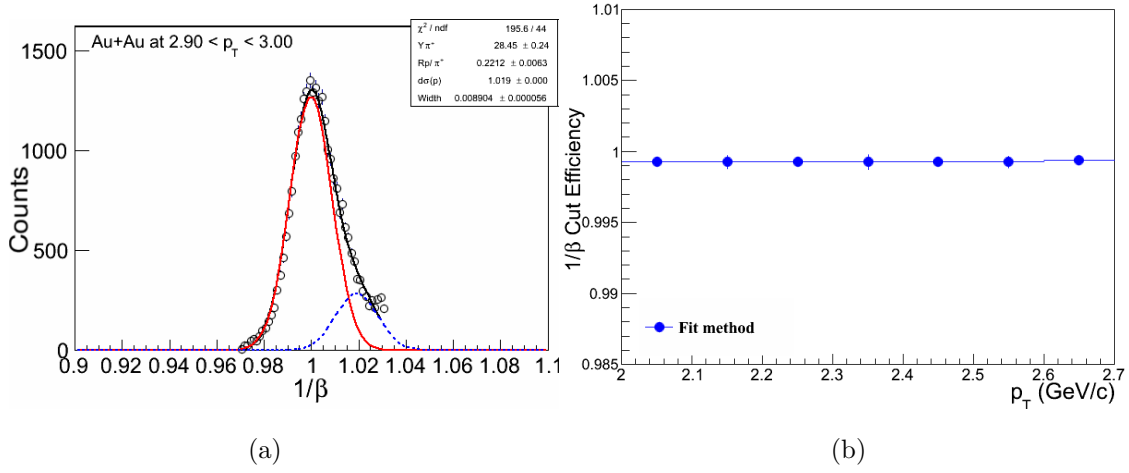


图 3.6.5: 左图是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞中, 使用两高斯函数对 $2.9 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ 的 $1/\beta$ 判选条件鉴别 π^+ 的效率的拟合。右图是 $1/\beta$ 判选条件鉴别 π^\pm 的效率与横动量的关系, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$

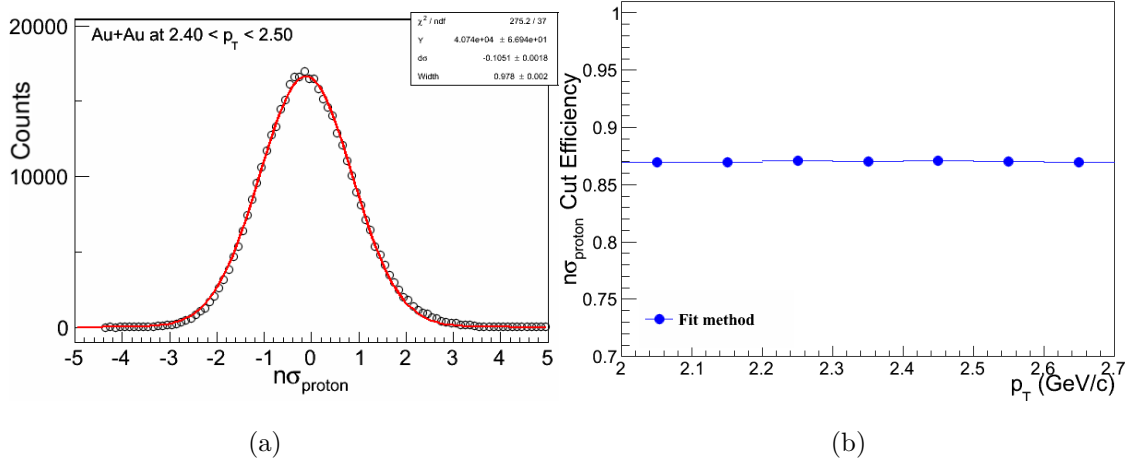


图 3.6.6: 左图是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞中, 使用高斯函数对 $3 \text{ GeV}/c < p_T < 3.25 \text{ GeV}/c$ 的 $n\sigma_p$ 判选条件鉴别 p 的效率的拟合。右图是 $n\sigma_p$ 判选条件鉴别 p 的效率与横动量的关系, 中心度为 0-5%, 快度区间为 $|y| < 0.55$

为背景修正。由于已鉴别的粒子谱中可能含有来自弱衰变粒子的产物, 因此有必要估算测量的粒子产额中由弱衰变产生的粒子的占比。例如我们可以用 HIJING [118] 事例产生器和 GEANT [114, 115] 模拟 STAR 探测器运行环境来计算来自弱衰变 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 的 π 介子产额。与前述嵌入法类似, 模拟事例以与真实的实验数据相同的方式进行重建。对于模拟的粒子, 其粒子来源、母粒子和衰变粒子类型都是已知的。从这些信息中, 我们可以在模拟中挑选初级粒子来自于探测器材料或者共振态

衰变的 π 介子。弱衰变产生的 π 介子主要来自 K_S^0 ，同时由于 μ 子和 π 介子的质量接近， π 介子衰变产生的 μ 子可能被误鉴别为 π 介子，在模拟中可以通过母粒子信息来鉴别和提取。图(3.6.7)所示为 $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV 的金核 - 金核碰撞中，中间快度区间的蒙特卡罗模拟得到的由弱衰变和 μ 子污染主导的正负 π 介子的总的背景占比与横动量的关系 [11, 47]。图(3.6.8)所示左图为 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的金核 - 金核碰撞的中间快度区间的蒙特卡罗模拟得到的由弱衰变和 μ 子污染主导的正负 π 介子的不同中心度的总的背景占比与横动量的关系，右图为不同碰撞能量的中间快度区间的正负 π 介子的总的背景占比的对比图 [11, 47]。由于在金核 - 金核碰撞中，BES 能区中间快度区间的正负 π 介子产额的 Feed-down 背景对中心度和碰撞能量的依赖性都非常小，所有中心度的正负 π 介子谱将进行统一的修正 [11, 47, 119]，从正负 π 介子谱中减去背景贡献所占的份额。我们参照 RHIC BES-I 期的结果对正负 π 介子谱进行背景修正 [11, 47]。在 RHIC BES-I 期关于正负 π 介子产额的背景结果中，正负 π 介子谱的背景随着横动量的变大急剧地减少，在低横动量下 ($p_T = 0.3$ GeV/c) 为 13% 左右，当 $p_T > 1$ GeV/c 降至 1%。

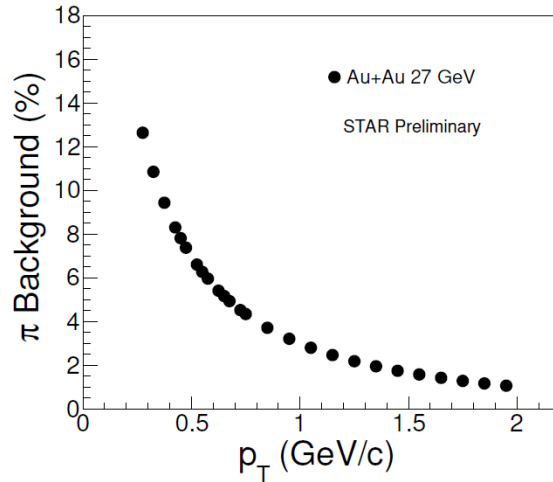


图 3.6.7: RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV 的金核 - 金核碰撞中，中间快度区间的不同横动量区间的正负 π 介子的总的背景占比 [11, 47]

弱衰变及其他背景修正公式如下：

$$\begin{aligned}
 Raw\ spectra_{background-corr.}(p_T) &= \frac{Raw\ spectra(p_T)}{\epsilon_{background-eff}(p_T)} \\
 \epsilon_{background-eff}(p_T) &= \frac{1}{1 - \epsilon_{backgroundproportion}(p_T)}
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

其中 $Raw\ spectra_{background-corr.}(p_T)$ 是弱衰变及其他背景修正后的产额， $Raw\ spectra(p_T)$ 是未经修正的产额， $\epsilon_{backgroundproportion}(p_T)$ 是弱衰变及其他背景贡献占未经修正产额的份额， $\epsilon_{background-eff}(p_T)$ 是用于弱衰变及其他背景修正的效率。

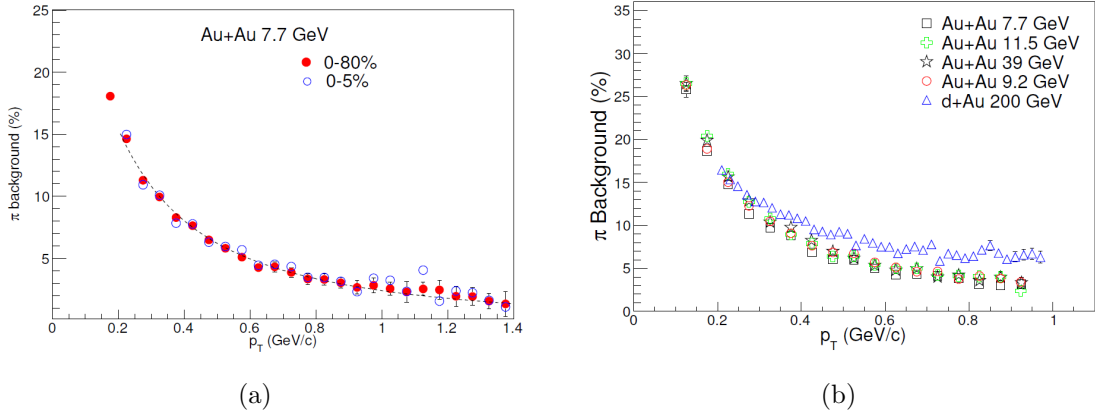


图 3.6.8: RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的金核 – 金核碰撞中, 中间快速区间的不同横动量区间的正负 π 介子的不同中心度的总的背景占比 (左图), 和不同碰撞能量的中间快速区间的正负 π 介子的总的背景占比的对比图 (右图) [11, 47]

碰撞产生的粒子同样会在穿过束流管和不同类型的探测器材料时产生 $p(\bar{p})$ 背景。高能粒子与探测器材料的相互作用, 可能产生包括次级质子在内的次级粒子。这些次级质子的产生顶点远离主顶点, 它们的 DCA 分布有一条长而平坦的尾部。次级质子的贡献与横动量相关, 在低横动量时高, 在高横动量时显著降低。由于反质子不产生次级粒子, 所以反质子的 DCA 分布中不存在长长的尾巴, 它们的 DCA 分布与原质子的 DCA 分布相同。为了校正质子的背景贡献, 我们可以提取质子和反质子的 DCA 分布, 并与真实实验数据进行比较 [120, 121]。本分析中我们直接使用 STAR 组 BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的分析结果 [11, 47]。图(3.6.9)为 BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞, 中心度为 0 – 5% 的质子和反质子的 DCA 分布 [11, 47]。图(3.6.10)为 BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的, 不同中心度的质子的背景占比与横动量的关系 [11, 47]。

RHIC 上 BES-I 期研究表明, 在 $p_T > 2$ GeV/c 时, 所有中心度由粒子束流和探测器材料的相互作用导致的 $p(\bar{p})$ 的背景占比都接近 0, 本分析中不再对 $p(\bar{p})$ 谱进行此背景修正。同时也未对 $p(\bar{p})$ 谱进行弱衰变的 Feed-down 修正。

3.7 测量结果

3.7.1 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱

最终洛伦兹不变的横动量谱基于如下的形式得到:

$$\frac{1}{N_{events}} \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \times \frac{1}{N_{events}} \times \frac{1}{\delta p_T \delta y} \times \frac{1}{C(p_T)} \times Y(p_T) \quad (3.13)$$

其中 $Y(p_T)$ 和 $C(p_T)$ 分别是未经修正的横动量谱和对未经修正的横动量谱进行的修正。

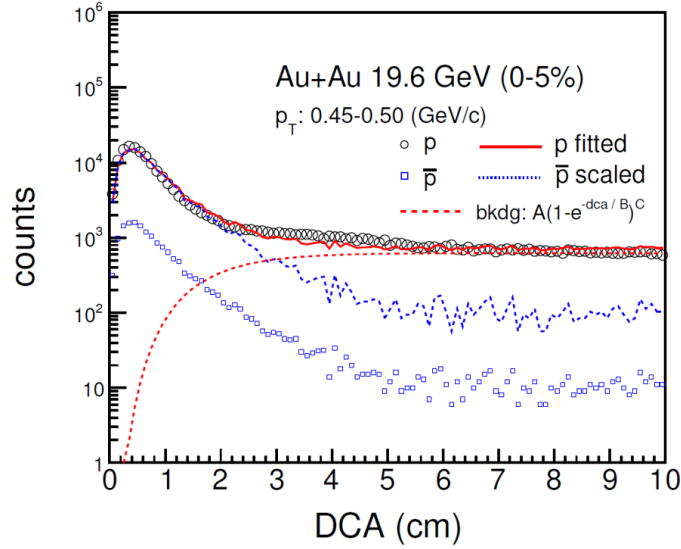


图 3.6.9: RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的, 中心度为 0 – 5%, $0.45 \text{ GeV}/c < p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$ 的质子 (p) 和反质子 (\bar{p}) 的 DCA 分布 [11, 47]。图中误差为统计误差。红色的实线表示拟合的质子分布, 蓝色的虚线表示由拟合得到的通过 \bar{p}/p 比值按比例放大后的反质子分布, 红色虚线是由拟合得到的质子背景

图(3.7.1)和图(3.7.2)分别是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的最终结果, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。与 RHIC BES-I 期的结果 ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$, $|y| < 0.1$) 相比, 本分析结果的 $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ 更高, 快度区间 $|y| < 0.55$ 更广, 更高的横动量和更大的相空间, 更有利于后续更准确地研究碰撞系统的动力学冻出性质, 详见第五章内容。

3.7.2 粒子产额比随横动量的变化

图(3.7.3)和图(3.7.4)是 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中不同中心度的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 快度区间为 $|y| < 0.55$, 图中的深色区域是 0 – 5% 中心度数据点的系统误差。其中产额比 π^-/π^+ 的测量达到了 $p_T = 5 \text{ GeV}/c$ 左右, p/π^+ 的测量达到了 $p_T = 4.5 \text{ GeV}/c$ 左右, \bar{p}/p 和 \bar{p}/π^- 达到了 $p_T = 4 \text{ GeV}/c$ 左右。可以发现, π^-/π^+ 和 \bar{p}/p 随横动量的变化在考虑系统误差范围内没有明显的中心度依赖性, 而 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 随横动量的变化具有明显的中心度依赖性。对于高横动量下 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比的中心度依赖性和碰撞能量依赖性, 我们将在第五章 5.3 节中更详细地讨论。

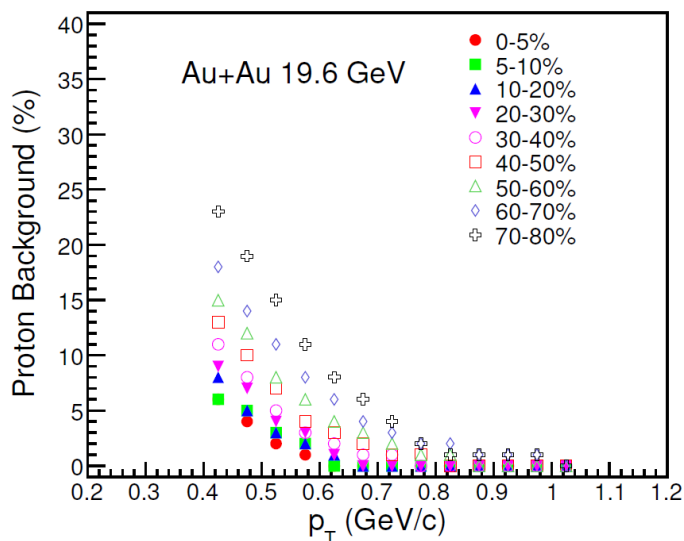


图 3.6.10: RHIC BES-I 期 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的, 不同中心度的质子的背景占比与横动量的关系 [11, 47]

3.8 系统误差

3.8.1 横动量谱

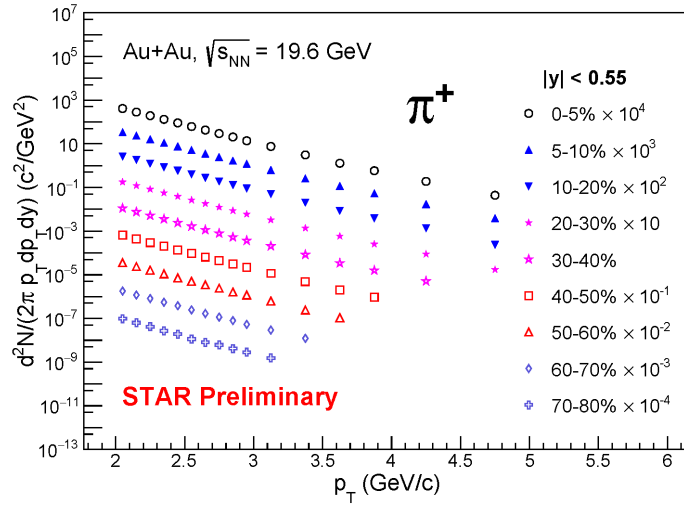
系统误差有多个来源, 如径迹重建效率、PID 效率等。对于 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱来说, 一般通过考虑改变分析中使用的事例和径迹判选条件、拟合方法、背景和 TOF 匹配效率等因素来计算系统误差 [67, 69, 81, 122]。本分析中默认使用的径迹判选条件如表格(3.3.2)所示。表格(3.8.1)表示用于评估系统误差的径迹判选条件的变化情况。由径迹重建效率和接受度修正导致的系统误差约为 5%。总的系统误差是通过将单独的系统误差正交求和得到。

对 π^\pm 的系统误差的研究, 还要考虑来源于拟合信号峰位置的误差如图(3.8.1)所示。该图显示了由图(3.4.6)得到的能量损失 dE/dx 的偏差的数据点与表格(3.4.3)对应的拟合函数之间的差异随横动量的变化, 图中的上下两条虚线表示我们研究系统误差时左右移动 dE/dx 峰的位置变化的最大数值为 0.1。

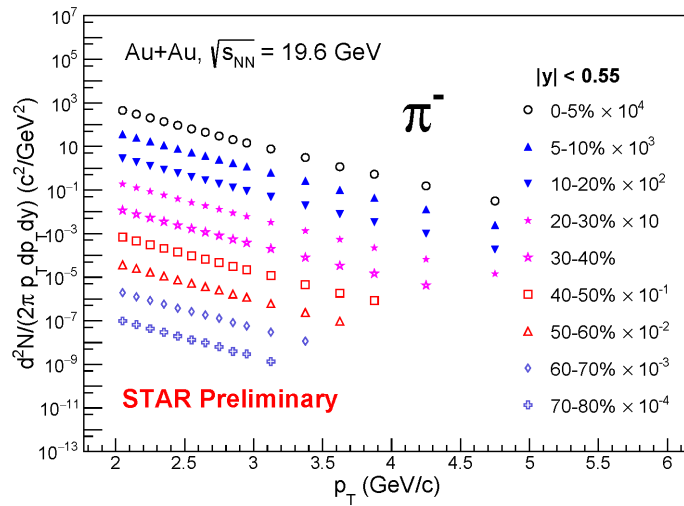
表格(3.8.2)是 0 - 5% 中心度的 π^\pm 的横动量谱不同来源的系统误差所占的百分比。表格(3.8.3)是不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的系统误差所占的百分比 (未包含由径迹重建效率和接受度修正导致的约 5% 系统误差)。

3.8.2 粒子产额比随横动量的变化

由 TPC-TOF 匹配效率和 TPC 径迹重建效率引起的系统误差, 在粒子的产额比中会由分子分母相互抵消。这样反粒子与粒子的产额比 (π^-/π^+ , \bar{p}/p) 中只需考虑作



(a)

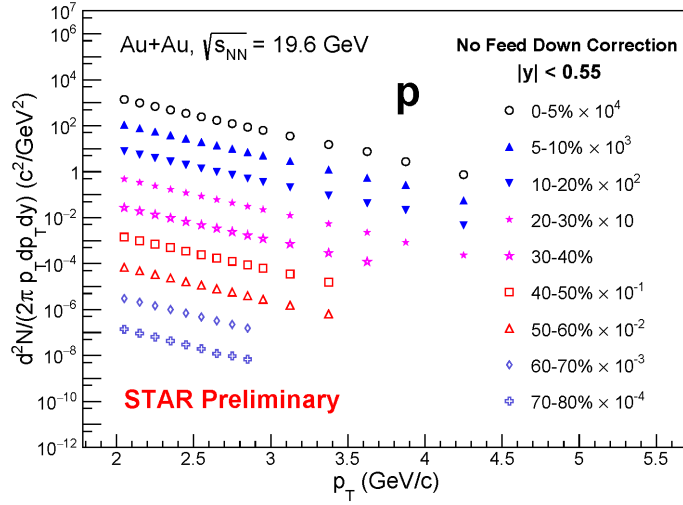


(b)

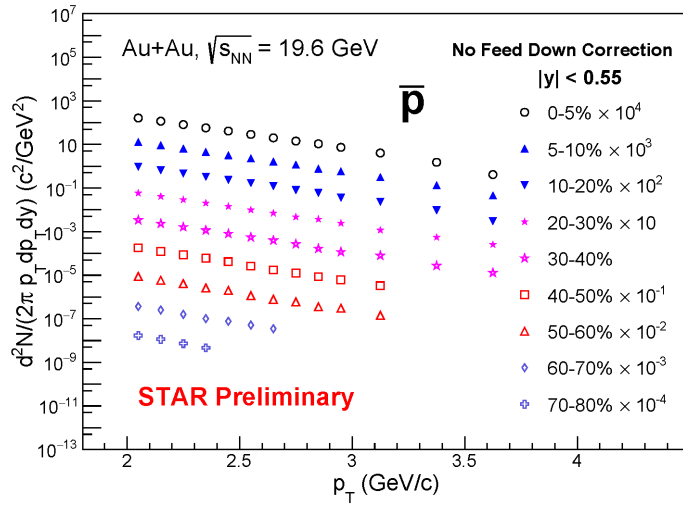
图 3.7.1: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 π^\pm 的横动量谱, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线

表 3.8.1: 用于研究系统误差的径迹判选条件的变化情况

名称	默认数值	变化数值 1	变化数值 2	变化数值 3
nHitsFit	≥ 15	≥ 10	≥ 20	≥ 40
nHitsDeDx	≥ 10	≥ 15	≥ 20	≥ 40
DCA	< 3 cm	< 1 cm	< 3.2 cm	



(a)



(b)

图 3.7.2: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 $p(\bar{p})$ 的横动量谱, 快度区间为 $|y| < 0.55$ 。红线表示用高斯函数进行拟合的曲线

为分子分母的粒子产额的除效率修正误差外的系统误差来源。对于不同类型的粒子之间的产额比 (p/π^+ , \bar{p}/π^-), 因为给出的是已知的横动量下的产额比, 不是计算整个横动量区间的总产额的比值, 因此不需要考虑外推到未测横动量区域计算带来的系统误差来源, 其它来源与反粒子与粒子的产额比一样。这样所有相关的产额比都已考虑了系统误差的来源。

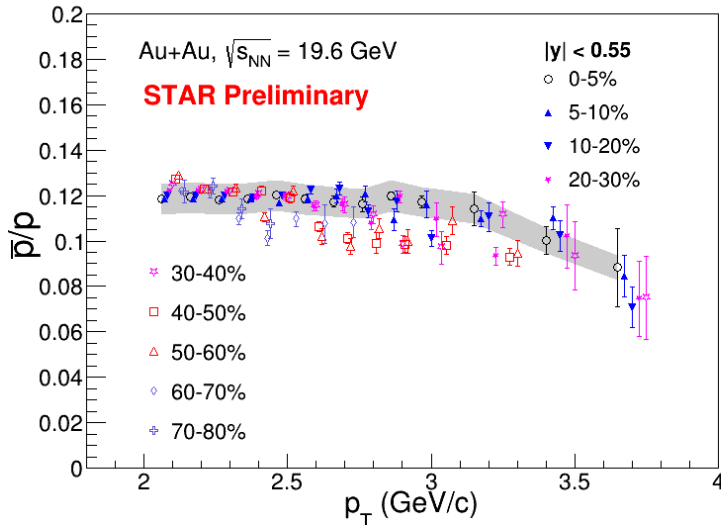
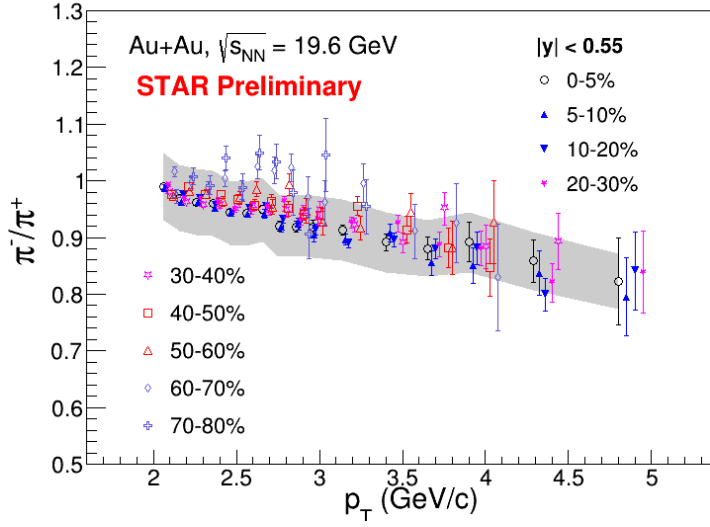


图 3.7.3: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化, 快度区间为 $|y| < 0.55$, 图中只显示了 0 – 5% 中心度数据点的系统误差 (深色区域)

3.9 小结

在本章中利用高纯粒子样本对 TPC 电离能损进行了二次刻度, 结合重新刻度的 TPC 电离能损和 TOF 的飞行时间信息, 完成了对 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的粒子鉴别, 提取了 BES-II 期的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的中间快度区间不同中心度下的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的高横动量 ($p_T > 2$ GeV/c) 谱, 其中 π^\pm 谱的测量达到了 $p_T = 5$ GeV/c,

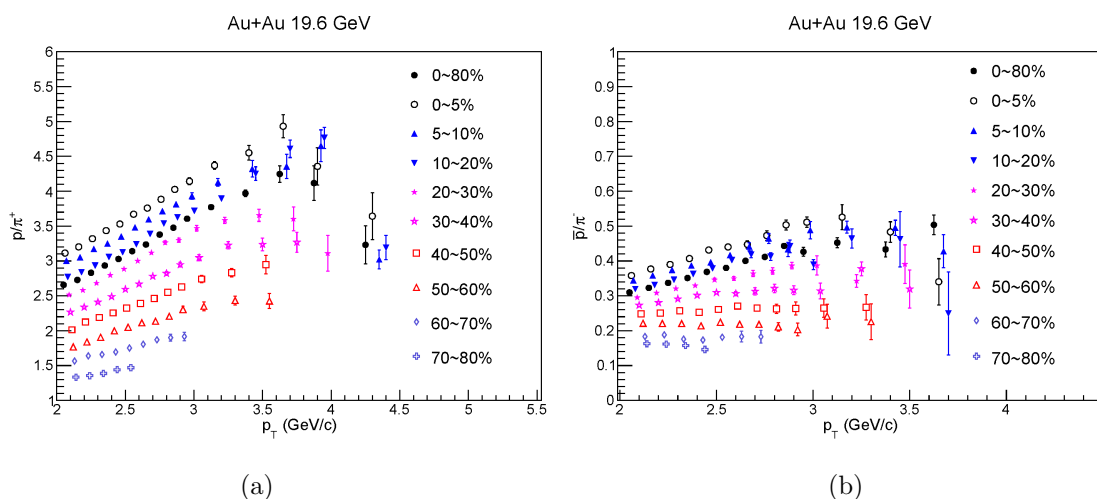


图 3.7.4: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞中的不同中心度的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 快度区间为 $|y| < 0.55$

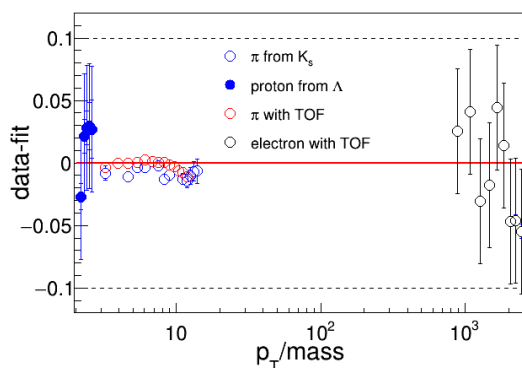


图 3.8.1: $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的能量损失 dE/dx 的偏差在数据点与拟合函数之间的差异随 $p_T/mass$ 的变化

表 3.8.2: 0 – 5% 中心度的 π^\pm 的横动量谱不同来源的系统误差所占的百分比

中心度	0 – 5%			
来源 (%)	π^+	π^-	p	\bar{p}
径迹判选条件	3.9	3.8	4.6	4.6
Embedding 模拟	5	5	5	5
TPC 二次刻度误差	2.0	1.9	—	—
总计	6.6	6.6	6.8	6.8

$p(\bar{p})$ 谱达到了 $p_T = 4$ GeV/c 左右, 并计算了产额比 (π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ , \bar{p}/π^-) 随横动量的变化。我们发现, π^-/π^+ 和 \bar{p}/p 随横动量的变化在考虑系统误差范围内没有明显的中心度依赖性, 而 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 随横动量的变化具有明显的中心度依赖

表 3.8.3: 不同中心度的 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的系统误差所占的百分比 (未包含由径迹重建效率和接受度修正导致的约 5% 系统误差), 表格中所有数值已包含 %

中心度	0-5	5-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80
π^+	4.3	4.4	4.7	4.8	4.9	5.3	5.6	5.8	5.8
π^-	4.3	4.2	4.6	4.7	4.9	5.1	5.7	5.8	5.8
p	4.6	4.8	5.2	5.4	5.7	5.9	5.7	6.1	6.2
\bar{p}	4.6	4.8	5.5	5.8	6.0	5.9	6.9	6.8	6.9

性。这是 BES-II 期能量范围内的首个相关测量结果, 为最终理解高横动量强子谱对化学冻出和动力学冻出参数的影响提供了实验依据, 也为理解发生在碰撞早期阶段的部分子动力学 (硬或半硬过程) 和检验相关的理论模型提供了重要的实验数据。

第四章 动力学冻出性质的模型研究

4.1 研究背景

相对论重离子碰撞可以产生极热、极密的物质，并形成夸克 – 胶子等离子体 (QGP)。高温高密度的 QGP 内部粒子相互作用强烈，呈现出集体流的特性。碰撞产生的巨大压力会推动粒子向外运动远离碰撞中心，这就形成了一个不断扩张的热源。这些由内部压力梯度导致的极速向外的集体扩张如同爆炸波。随着 QGP 迅速膨胀，其温度下降，系统从 QGP 相进入强子相阶段。当所有的粒子之间的相互作用停止时，系统达到动力学冻结。这之后粒子谱的动力学信息不再改变，因此粒子谱携带了在动力学冻结甚至更早时的系统动力学信息。因此，研究强子谱的横向动量谱是研究系统演化的一个重要工具，特别是提取其冻结相空间下的系统性质。一般情况下，横动量谱的形状可以由爆炸速度和热源的动力学冻出的温度来描述。通过流体力学模型，拟合实验鉴别粒子的横动量谱提取关于碰撞中动力学冻出的温度 (T_{kin}) 和系统中产生的火球的集体膨胀 (径向流) 的信息，这就是我们经常用到的爆炸波 (Blast-Wave) 模型，简称为 BW 模型。传统的玻尔兹曼 – 吉布斯爆炸波 (Boltzmann-Gibbs Blast-Wave, BGBW) 模型 [60, 61] 通过模型参数来表征系统的径向流速和温度，已被广泛用于描述动力学冻结状态下的系统。

BGBW 模型假设产生的系统已经达到局部热平衡，因此使用玻尔兹曼分布来描述粒子产生 [60]。然而，热平衡分布只能描述非常有限的低横动量范围的强子谱，并且对拟合所选择的横动量范围非常敏感。随后 Tsallis 统计被引入来描述在碰撞 [123–128] 中更宽的横动量范围的强子产生。相比 Boltzmann-Gibbs 统计，Tsallis 统计在模型中引入的新的参数能描述系统中的非平衡程度，这对于描述非平衡的质子 – 质子碰撞 [129] 和偏心核子 – 核子碰撞的系统演化至关重要。由硬过程主导的高横动量区域的粒子产生 [130–133]，尤其偏离热平衡分布而出现类似于 Tsallis 分布的横动量分布的特征。如文献 [132] 所指出的，喷注的横动量谱或者来自硬散射的强子谱满足幂律分布，相应的幂指数与 Tsallis 统计中引入的非平衡度参数密切相关。文献 [132, 134–137] 指出 Tsallis 分布能够描述从质子 – 质子和偏心核子 – 核子到中心核子 – 核子碰撞的演化过程。而对于在 e^+e^- 碰撞中的 $0.01 \leq x \leq 1$ 的碎裂函数的数据，文献 [133] 提出的 Tsallis 分布的微规范泛化形式也能很好地描述。

在相对论重离子碰撞中，系统演化通常包含两个阶段的冻结：当相互作用不再改变粒子的组成的冻结叫做化学冻结；而粒子的动量分布不再发生改变时，称之为动力学冻结。一个极端假设是化学冻结和动力学冻结同时发生在强子相和 QGP 相的相边界。系统会瞬间冻结 [138] 并处于化学和动力学平衡的状态。在这种假设下，短寿

命的共振态会发生衰变并改变实验上观察到的稳定粒子的动力学谱 [139]。当然直接测量相对论重离子碰撞实验中的短寿命共振态压低变化是极其困难的 [130, 140–142]，实验上测量到的通常是在多种作用下生成的，最终称它为粒子的谱。另一个极端假设是化学冻结和动力学冻结发生在完全不同的时间。在化学冻结时产生的共振态会迅速衰变，但系统会继续在强子之间的弹性碰撞中演化，例如 $\pi^+\pi^- \leftrightarrow \rho$ ，并处于局部热平衡，直到动力学冻结，即 BGBW 的假设 [28]。在这种假设中，稳定强子处于与流动相关的动力学平衡中，其动力学分布与共振态衰变不可区分，因为它们都处于动力学平衡 (局域细节平衡) 中 [68]。非平衡态的 TBW 模型则介于这两个极端假设之间。TBW 采用宏观方法来一致处理非平衡涨落和可能的共振态衰变，或动力学细节平衡。

在重离子碰撞中，径向流速和动力学冻结温度对碰撞能量的依赖关系一直是人们关注的课题。在重离子同步加速器 (SIS) 到超级质子同步加速器 (SPS) 的能量范围内，多项研究一致认为，这两个变量随着碰撞能量的增加有增加的趋势 [47, 143, 144]。然而，从 RHIC 到 LHC 的碰撞能量范围内，到目前为止，对实验结果的解释是存在模型依赖的。对于径向流速，大多数模型发现随着碰撞能量的增加，流速有增加的趋势 [47, 143–148]。但质子 – 质子碰撞和偏心核子 – 核子碰撞的变量精确量值以及是否有较大的径向流速是依赖于模型的。对于动力学冻结温度，随着碰撞能量的增加，有的研究认为动力学冻结温度有增加的趋势 [146, 147]，有的研究认为动力学冻结温度有降低的趋势 [47, 144, 149–151]，还有部分研究认为对碰撞能量的依赖性不大 [143, 145]。在本章中我们将使用 TBW 模型来分析从 RHIC 到 LHC 能区的动力学冻出参数温度和平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的碰撞能量依赖关系。

4.2 模型介绍

各中心度下不同种类粒子的横动量谱对系统动力学演化非常敏感。由于集体流会将质量更大的粒子推向横动量谱更高的区域，因此不同粒子种类的横动量谱形状依赖于粒子的质量 [60]。低横动量区域的谱主要受碰撞后期的动力学机制的影响，包括集体流的影响 (径向流) 和共振态，而高横动量区域的谱则对发生在碰撞早期阶段的部分子动力学 (硬或半硬过程) 非常敏感。当热源具有纵向膨胀方向上的洛伦兹变换不变性时，热源在半径 $0 \leq r \leq R$ 的横向膨胀方向上的径向流速可参数化为 $\beta(r) = \beta_S (\frac{r}{R})^n$ ，其中 β_S 为表面速度，指数 n 用于描述径向流速从热源表面到中心的变化。平均径向流速与表面流速的关系为 $\langle\beta\rangle = \beta_S \cdot 2/(2+n)$ [152]。本章中所有 BW 模型的 $n = 1$ ，以方便不同的 BW 模型的结果之间的比较。

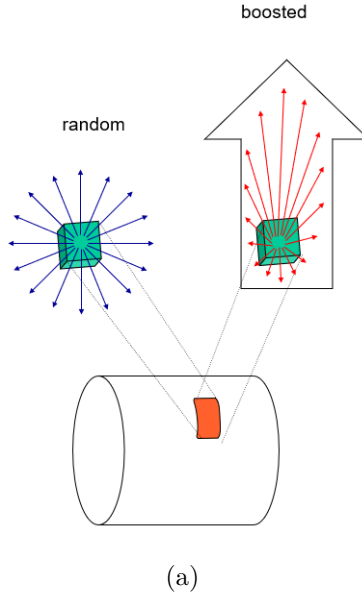


图 4.2.1: Blast-Wave 模型示意图, 图片来自 PHENIX 合作组图库

4.2.1 爆炸波模型

爆炸波模型描述了相对论重离子碰撞产生的高温系统极速向外扩张的集体运动形式。爆炸波模型主要通过热源加上横向流来刻画产生粒子的横动量分布, 即粒子的横动量谱。图(4.2.1)是爆炸波模型示意图, 如图所示, 碰撞产生的系统温度极高, 向外不断热辐射粒子, 产生粒子的横动量谱服从系统的热力学统计规律。同时系统又不断极速向外扩张, 存在横向流, 原先向各个方向随机热发射的粒子在横向流的推动 (boost) 下, 粒子的横动量分布发生了改变。

下面我们推导爆炸波模型中横动量谱的形式, 我们通过把热源在横向和纵向同时变换来得到横动量谱的形式。在保持洛伦兹变换不变性框架下, 首先定义横向变换角度为 $\rho = \tanh^{-1} \beta(r)$, 且系统满足各个方向方位角各向同性, 则相应的中间快度区横向速度场为:

$$u'^{\nu}(\tilde{t}, r, z = 0) = (\cosh \rho, \vec{e}_r \sinh \rho, 0) \quad (4.1)$$

将上述速度场再以角度 η 做纵向变换, 这样得到最终速度场 [153] 形式:

$$u^{\mu}(\rho, \eta) = (\cosh \rho \cosh \eta, \vec{e}_r \sinh \rho, \cosh \rho \sinh \eta) \quad (4.2)$$

不同方向的洛伦兹变换是不能对易的。这也体现在上述 u^{μ} 式子中, 横向角度 ρ 变换和纵向角度 η 变换不是对称的。

假设系统处于热平衡状态, 服从玻尔兹曼分布, 则可得温度为 T 的热源辐射的粒子的不变动量谱为:

$$E \frac{d^3 n}{d^3 p} = \frac{dn}{dy m_T dm_T d\phi} = \frac{gV}{(2\pi)^3} E e^{-(E-\mu)/T} \quad (4.3)$$

其中 g 是自旋同位旋退化因子, μ 是巨正则势 $\mu = b\mu_b + s\mu_s$, 重子数为 b 和 s 为奇异量子数, V 是热源的体积, 横质量为 $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ 。定义了速度场之后, 不变横动量谱变为 [154]:

$$E \frac{d^3 n}{d^3 p} = \int_{\sigma} f(x, p) p^{\lambda} d\sigma_{\lambda} \approx \frac{g}{(2\pi)^3} \int e^{-(u^{\nu} p_{\nu} - \mu)/T} p^{\lambda} d\sigma_{\lambda} \quad (4.4)$$

其中 $f(x, p)$ 是被局域流速 u^{μ} 推动的各向同性的热化分布, 是洛伦兹变换不变的, 这里使用了玻尔兹曼分布来近似胶子和夸克的玻色分布和费米分布。其中 σ 是通过的时空超曲面, 需要注意的是 σ 不是单方向仅向外发射粒子的真实表面, 而是一个定义流体力学向自由运动粒子转变的界限, 在 σ 曲面上粒子在所有方向都各向同性的飞行。事实上, 解冻的超曲面可以由各个粒子间的最后相互作用点来定义, 因此, 实际要求系统的密度能够达到平均自由程的量级。但这一要求不易在这个简单的动力学模型中实现 [60]。

将超曲面 σ 在柱坐标系 $0 \leq r \leq R$ 、 $0 \leq \phi < 2\pi$ 及纵向 $-\eta_{max} \leq \zeta \leq \eta_{max}$ 中参数化为 $\sigma(r, \phi, \zeta)$ 的形式。假设 $\sigma(r, \phi, \zeta)$ 在 r 方向上瞬时冻结, 而在纵向方向上, 因为更强的时间稀释效应, 使用更一般的情况 $(t(\zeta), z(\zeta))$ [155]:

$$\sigma^{\mu}(r, \phi, \zeta) = (t(\zeta), r \cos \phi, r \sin \phi, z(\zeta)) \quad (4.5)$$

$$p^{\mu} d\sigma_{\mu} = \left[E \frac{\partial z}{\partial \zeta} - p_L \frac{\partial t}{\partial \zeta} \right] r dr d\phi d\zeta \quad (4.6)$$

为了计算公式(4.4), 需要计算 $u^{\mu} p_{\mu}$ 项, 如下:

$$u^{\mu} p_{\mu} = m_T \cosh(y - \eta) \cosh \rho - p_T \sinh \rho \cos(\phi - \varphi) \quad (4.7)$$

由于方位角也是对称的, 我们可以利用修正的贝塞尔函数 $I_0(z) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} e^{z \cos \phi} d\phi$, 并对公式(4.4)中方位角 ϕ 积分得到:

$$\begin{aligned} E \frac{d^3 n}{d^3 p} &= \frac{g}{(2\pi)^2} \int_{-\eta_{max}}^{\eta_{max}} d\zeta \left[m_T \cosh y \frac{\partial z}{\partial \zeta} - m_T \sinh y \frac{\partial t}{\partial \zeta} \right] \\ &\times \int_0^R r dr \exp\left(-\frac{m_T \cosh \rho \cosh(y - \eta) - \mu}{T}\right) I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) \end{aligned} \quad (4.8)$$

再利用另一个修正的贝塞尔函数 $K_1(z) = \int_0^{\infty} \cosh y e^{-z \cosh y} dy$, 可以得到粒子的横质量谱:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{m_T dm_T} &= \frac{g}{\pi} m_T \int_{-\eta_{max}}^{\eta_{max}} d\zeta \left[\cosh \eta \frac{\partial z}{\partial \zeta} - \sinh \eta \frac{\partial t}{\partial \zeta} \right] \int_0^R r dr K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T}\right) I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) \\ &= \frac{2g}{\pi} m_T Z_{\bar{t}} \int_0^R r dr K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T}\right) I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

这样, 在一个纵向移动的坐标系中, 只要温度和横向流动与纵向位置无关, 横质量谱就可以参数化。影响归一化的只有一个因素 $Z_{\bar{t}}$ 。

这样，我们再将横质量谱转化为横动量谱的形式，便得到传统的用玻尔兹曼 - 吉布斯 (Boltzmann-Gibbs) 分布来描述放射粒子的热源的 BGBW 模型 [49, 60, 68] 中用于描述产生的粒子谱的函数形式为：

$$\frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \Big|_{y=0} = A \int_0^r r dr m_T I_0\left(\frac{p_T \sinh(\rho)}{T}\right) \cdot K_1\left(\frac{m_T \cosh(\rho)}{T}\right) \quad (4.10)$$

式子中 A 是归一化因子， $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ 是粒子的横质量， I_0 和 K_1 分别是第一类修正贝塞尔函数和第二类修正贝塞尔函数， $\rho = \tanh^{-1} \beta$ ， T 是动力学冻出温度，也就是放射出粒子的局部热源的温度。

4.2.2 Tsallis 爆炸波模型

在介绍 Tsallis 爆炸波模型之前，首先我们讨论 Tsallis 爆炸波模型基于的 Tsallis 提出的 Tsallis 熵的形式 [156]：

$$S_q = \frac{(1 - \sum_i p_i^q)}{q - 1} \xrightarrow{q \rightarrow 1} S_{BG} = - \sum_i p_i \ln p_i \quad (4.11)$$

注意到玻尔兹曼 - 吉布斯熵 $S_{BG} = S_{q=1}$ 。而 S_q 是非广延的，因为对于任意两个独立的系统 A 和 B (即概率分布满足 $p_{ij}(A+B) = p_i(A)p_j(B)$)，可以发现

$$S_q(A+B) = S_q(A) + S_q(B) + (1-q)S_q(A)S_q(B) \quad (4.12)$$

从这个意义上说，熵指数 q 是对系统非广延程度的一种度量。

由于 BGBW 模型基于局域热平衡的假设，在描述质子 - 质子碰撞和偏心的金核 - 金核碰撞的粒子谱时不太合适，为了更好地体现系统的非平衡程度即可能的波动，已经通过引入由 Tsallis 熵导出的 Tsallis 分布来描述 [124]：

$$\exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \Rightarrow \exp_q\left(-\frac{m_T}{T}\right) = \left[1 - (1-q)\frac{m_T}{T}\right]^{\frac{1}{1-q}} \quad (4.13)$$

这样人们在爆炸波 (Blast-Wave) 模型中用公式(4.13)中的 Tsallis 分布来替换玻尔兹曼 - 吉布斯分布来描述放射粒子的热源 [124, 156-159]，改进后的模型简称为 TBW 模型，相应的用于描述产生的粒子谱的函数形式如下：

$$\frac{d^2 N}{2\pi m_T dm_T dy} \Big|_{y=0} = A \int_{-y_b}^{+y_b} e^{\sqrt{y_b^2 - y_s^2}} m_T \cosh(y_s) dy_s \times \int_0^R r dr \int_{-\pi}^{\pi} \left[1 + \frac{q-1}{T} E_T\right]^{-1/(q-1)} d\phi \quad (4.14)$$

式子中

$$E_T = m_T \cosh(y_s) \cosh(\rho) - p_T \sinh(\rho) \cos(\phi) \quad (4.15)$$

y_s 是热源的快度, y_b 是束流的快度, ϕ 是静止坐标系中粒子相对热源的发射角度, q 是描述系统的非平衡程度的参数。当 $q > 1$ 时, $q - 1$ 越大, 表示系统非平衡程度越高。当 $q = 1$ 时, 公式(4.14)就转化为传统的 BGBW 模型的函数形式。

在本文中, 我们还采用了一个具有 4 个拟合参数的 TBW 模型即介子和重子分别使用了不同的 q , 简称为 TBW4。TBW4 是在文献 [157] 中提出的, 用于解决质子 - 质子碰撞中介子和重子谱共用 q 值时描述不佳的问题。本文不作进一步说明的 TBW 是指具有 3 个拟合参数的 TBW 模型, 即对介子和重子都使用相同的 q 的拟合。因此, 本文中 will 比较三种 BW 模型: BGBW, TBW, TBW4。

4.3 拟合结果

4.3.1 粒子谱的模型拟合

模型拟合所用的粒子横动量谱的实验数据来源如表格(4.3.1)所示。对粒子谱分别采用了两种拟合方法, 一种是拟合中包含表格中列出的所有种类的粒子, 一种是只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点, 后一种情况是为了方便与文献 [11, 47] 已有的结果进行比较。用于拟合的实验数据点的误差采用系统误差和统计误差的平方和开根号。为了在拟合中有更好的收敛以及避免速度出现负值或超过光速等非物理的结果 [157], 参数平均流速 $\langle\beta\rangle$ 在拟合中限制在范围 $0 \leq \langle\beta\rangle \leq 2/3c$ 内 [68]。本章的拟合中实验数据点的拟合范围限制在 $p_T \leq 3 \text{ GeV}/c$, 以便比较多个碰撞能量的相同横动量范围的谱。

所有模型拟合得到的参数和 $\chi^2/nDoF$ 的结果汇总见附录中表格(A.0.1), (A.0.2), (A.0.3), (A.0.4), (A.0.5), (A.0.6), (A.0.7), (A.0.8), (A.0.9), (A.0.10), (A.0.11), (A.0.12), (A.0.13), (A.0.14), (A.0.15), (A.0.16)所示。

图(4.3.1)和图(4.3.2)分别是 BGBW、TBW 和 TBW4 模型对中心度为 60-80% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 \text{ GeV}$ 的金核 - 金核碰撞和 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ 的铅核 - 铅核碰撞的强子谱实验数据的拟合结果。图(4.3.1)和图(4.3.2)显示, TBW 的拟合结果比 BGBW 更好, 有更小的 $\chi^2/nDoF$, TBW4 的拟合结果与大多数实验数据点的偏差都在 $2\text{-}\sigma$ 标准差以内。

LHC 能区 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ 和 RHIC 最高能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的结果显示, 偏心碰撞的 BGBW 模型的结果与实验数据点的偏差比对心碰撞要大。同时随着碰撞能量的升高, BGBW 模型的结果与实验数据点的偏差也在变大, 碰撞与平衡态模型差异变大。这在一定程度上也体现了 TBW 模型拟合得到的结果, 即随着碰撞能量的升高, TBW 模型拟合的 q 值越大, 系统偏离平衡状态的程度的越高。相同的碰撞能量下的 TBW 模型的结果显示, 偏心碰撞系统偏离平衡状态的程度比对心碰撞更高。总的来说, 对更高的碰撞能量的偏心碰撞横动量谱而言, 碰撞系统偏离平衡状

表 4.3.1: 模型拟合中使用的粒子横动量谱的实验数据来源

碰撞系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	粒子	实验合作组	参考文献
Au + Au	7.7, 11.5, 19.6, 27	$\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$	STAR	[47]
		$K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$	STAR	[48]
Au + Au	14.5	$\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$	STAR	[50]
Au + Au	39	$\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$	STAR	[47]
		$K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$	STAR	[48]
		π^0	PHENIX	[160]
Au + Au	62.4	$\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$	STAR	[68]
		π^\pm, p, \bar{p}	STAR	[67]
		$K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-, \Omega^+, \Omega^-$	STAR	[161]
		ϕ	STAR	[162]
		π^0	PHENIX	[160]
Au + Au	200	π^\pm, p, \bar{p}	STAR	[69]
		K^\pm	STAR	[163]
		K^\pm	PHENIX	[75]
		$\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-, \Omega$	STAR	[164]
		ϕ	STAR	[165]
Pb + Pb	2760	$\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$	ALICE	[63]
		K_s^0, Λ	ALICE	[166]
		$\Xi^+, \Xi^-, \Omega^+, \Omega^-$	ALICE	[167]
Pb + Pb	5020	$\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$	ALICE	[64]

态的程度更高，基于局域热平衡的假设的 BGBW 模型愈加难以描述，愈加需要引入非平衡统计即 Tsallis 分布的 TBW 模型来描述系统的动力学冻出。

而 TBW4 模型的拟合结果有比 TBW 结果更小的 $\chi^2/nDoF$ ，这种情况对偏心碰撞的结果而言更为明显。同时，发现重子的非平衡参数 q_B 小于介子的 q_M ，这是因为重子谱比介子谱更陡。拟合中使用的重子多为奇异粒子 (Λ) 和多奇异粒子 (Ξ 和 Ω)，而含奇异夸克的粒子具有较小 q 值和更高的动力学冻出温度。

4.3.2 碰撞中心度的依赖性

图(4.3.3)和图(4.3.4)展示了 BGBW、TBW 和 TBW4 模型拟合横动量谱得出不同中心度下的动力学冻出温度 T 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化 [168]。总的来说，由于更多的粒子种类的谱被用于研究它们共同的动力学冻出性质，图(4.3.4)中对所有粒子的拟合参数具有比图(4.3.3)中仅对 $\pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$ 拟合的误差更小。除此之外，这两

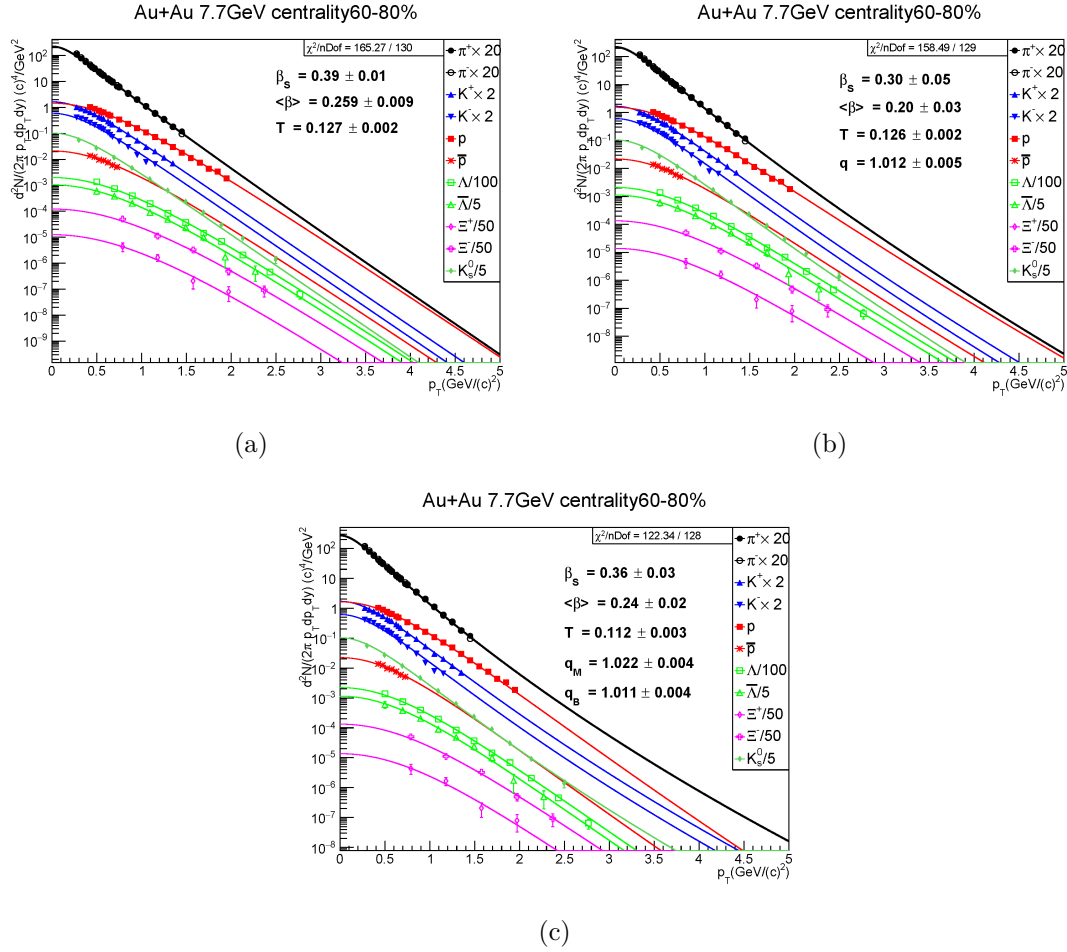


图 4.3.1: 爆炸波模型对中心度为 60-80% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子谱的拟合。不同的符号代表不同粒子种类的实验数据点。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和开根号。图中的实线分别代表 BGBW(a)、TBW(b) 和 TBW4(c) 的拟合结果

组拟合在 T 随 $\langle\beta\rangle$ 的变化情况上给出了类似的结果。

左图显示的 BGBW 结果显示 T 和 $\langle\beta\rangle$ 之间存在反相关关系。在相同的碰撞能量下，从偏心碰撞到中心碰撞， T 减小， $\langle\beta\rangle$ 增大。随着碰撞能量的升高，反相关关系向更高的 $\langle\beta\rangle$ 上移动。这种反相关行为在文献 [47] 中也有发现。

图(4.3.3)和图(4.3.4) 中间图里的 TBW 结果与 BGBW 结果不同。与 BGBW 相比，来自 TBW 的 T 对中心度的依赖性要弱得多。例如，在 LHC 能区中，BGBW 结果的 T 从最中心到最偏心的碰撞大约增加 40%，而 TBW 结果的 T 的变化仅为 5% 左右。在文献 [139] 中，当在 BGBW 模型中考虑了平衡冻出后进一步的共振态衰变时，也发现了类似的 T 的弱中心度依赖性的现象。在宏观的 TBW 模型中，共振态衰变是导致非平衡态的微观原因之一。这一现象表明，BGBW 模型中的冻出温度之所以具有很强的中心度依赖性，根本原因在于 BGBW 模式不适用于非平衡系

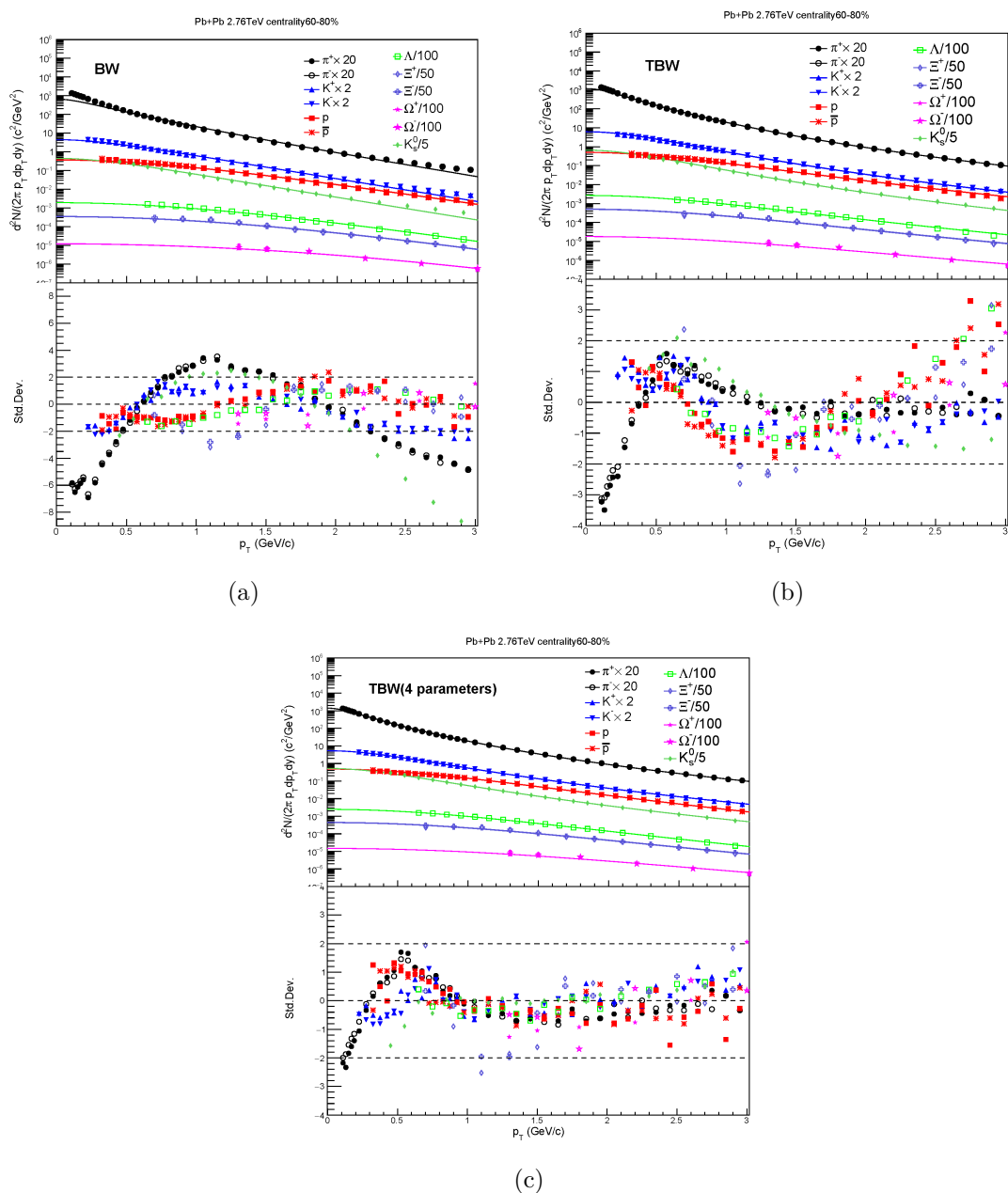


图 4.3.2: 爆炸波模型对中心度为 60-80% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的铅核 - 铅核碰撞的强子谱的拟合。下分图为模型与实验数据点的偏差除以数据点误差。不同的符号代表不同的粒子种类。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和开根号。上分图中的实线分别代表 BGBW(a)、TBW(b) 和 TBW4(c) 的拟合结果。下分图中的虚线表示偏离 2 倍的实验数据误差范围

统。在 TBW 结果中，最中心碰撞的 RHIC 能区的平均流速 $\langle\beta\rangle$ 在 0.4 到 0.5c 之间，LHC 能区的在 0.6c 左右，这与 BGBW 中的结果类似。而在偏心碰撞中，TBW 中 $\langle\beta\rangle$ 的值比在 BGBW 中的值要低，尤其在 RHIC 能区的最偏心碰撞中，其值甚至为零。从 TBW 模型的观点来看，RHIC 能区的偏心碰撞中，强子散射或 QGP 不足以

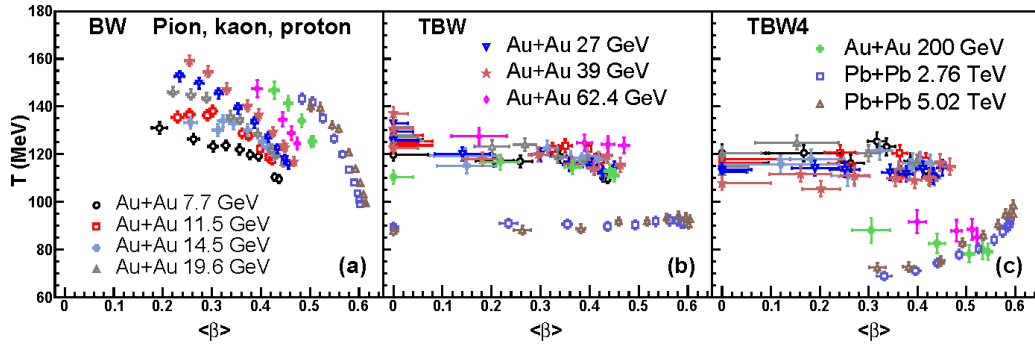


图 4.3.3: 从 BGBW(左图)、TBW(中图) 和 TBW4(右图) 模型对 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的拟合中得到的不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化 [168]。相同样式的符号表示在相同的碰撞能量下不同的中心度结果。对于给定的碰撞能量, 图中从左到右, 代表中心度从偏心碰撞到对心碰撞

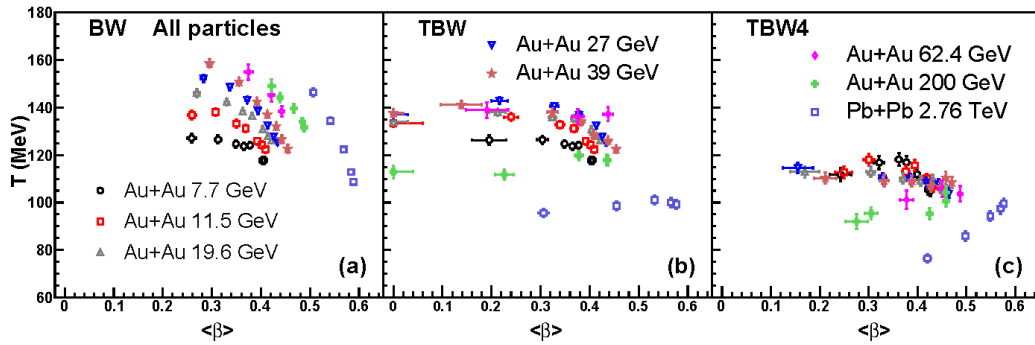


图 4.3.4: 与图(4.3.3)一样, 只是拟合的横动量谱不仅包括了 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, 还包括表格(4.3.1)列出的所有其它粒子, 比如奇异粒子和多奇异粒子 [168]

产生大的集体径向流, 也不足以维持热平衡。BGBW 模型由于缺乏描述碰撞系统非平衡程度的参数, 只能提高其径向流的数值, 以拟合偏心碰撞中中间 p_T 区域谱的高产额。

在图(4.3.3)和图(4.3.4)中, 右图的 TBW4 的 T 和 $\langle\beta\rangle$ 的数值与中间图的结果类似, 但与左图的 BGBW 结果有所不同。与 BGBW 模型相比, TBW 和 TBW4 模型在描述偏心碰撞时, T 的中心度依赖性更弱, $\langle\beta\rangle$ 的值更低。同时在 LHC 能区, TBW4 的 T 和 $\langle\beta\rangle$ 倾向于呈正相关关系, 而不是 BGBW 中的反相关关系或者 TBW 中的弱相关关系。在图(4.3.3)中, 对于仅对 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 谱的拟合, 当 $\sqrt{s_{NN}}$ 大于等于 62.4 GeV 时, TBW4 的 T 值低于 TBW 的 T 。对于更低的 $\sqrt{s_{NN}}$ 结果, TBW 和 TBW4 的 T 值在误差范围内是几乎一致的。对于包含所有强子种类的情况, 见

图(4.3.4), 所有拟合参数的误差一般都较小, 并且所有碰撞能量下 TBW4 的 T 值都低于 TBW 的结果。通过对比 BGBW 模型和两种 TBW 模型结果得出的主要结论是: 两种 TBW 模型中的动力学冻出温度 T 具有更弱的中心度依赖性, 并且偏心碰撞时的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 值低于 BGBW 模型。

4.3.3 碰撞能量的依赖性

图(4.3.5)和图(4.3.6) 展示了 TBW 模型拟合横动量谱得出的动力学冻出温度 T 、平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 以及描述系统的非平衡程度的参数 $q - 1$ 的碰撞能量依赖性、中心度依赖性和粒子种类依赖性。

图(4.3.5)是 TBW 模型中动力学冻出参数 T 、 $\langle\beta\rangle$ 和 $(q - 1)$ 的碰撞能量和中心度依赖性。左图显示的是仅对 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 谱的拟合参数, 而右图中是对所有种类的粒子谱的拟合参数。图(4.3.5)中 (a) 和 (b) 的动力学冻出温度 T 在 $\sqrt{s_{NN}}$ 为 7.7-39 GeV 时表现出较弱的碰撞能量依赖性, 而从 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 时开始下降, 一直到更高的 LHC 能区。在 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 39$ GeV 范围内, 在任何给定的碰撞能量下, T 值从偏心到中心碰撞略有下降。在 62.4 GeV 到 5.02 TeV 时, T 的中心度依赖性甚至变得更小。相比之下, 如前述所述, 在 BGBW 中, 从偏心到中心碰撞 T 值明显降低, 在最偏心碰撞中, BGBW 明显偏离实验数据点以致于有更大的 $\chi^2/nDoF$ 值。同时, 偏心碰撞的 TBW 非平衡参数 q 也随着碰撞能量的增加而增加, 正如图(4.3.5)的 (e) 和 (f) 所示。BGBW 中的 T 显示出的强中心度依赖性可能是由于该模型缺少对系统在偏心碰撞中较大的非平衡效应的描述。图(4.3.5)中 (c) 和 (d) 所示的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$, 对于中心碰撞来说, RHIC 能区的结果在 $0.4 - 0.5 c$ 之间, LHC 能区在 $0.6 c$ 左右, 并且从中心到偏心碰撞逐渐降低。在最偏心碰撞中, RHIC 能区的 $\langle\beta\rangle$ 下降为零, 在 LHC 能区小于 $0.3 c$, 说明 RHIC 能区的最偏心碰撞中, 系统难以快速地向外扩展。图(4.3.5)(e) 和 (f) 显示中心金核 - 金核碰撞中的非平衡参数 $(q - 1)$ 较小, 说明产生的粒子接近热平衡。在偏心碰撞中, $(q - 1)$ 的数值从 7.7 GeV 时的小于 0.04 增加到 5.02 TeV 时的大于 0.1, 表明随着碰撞能量的增加, 与玻尔兹曼统计的偏差越来越大。 $(q - 1)$ 参数的中心度依赖性表明, 一个在中心碰撞中几乎热化的系统向在偏心碰撞中高度不平衡的系统之间的演化。文献 [129] 在质子 - 质子的碰撞中也观察到如此大的 $(q - 1)$ 值。这可能是由于色玻璃凝聚或者核 - 核碰撞内部的个别硬散射的微喷注导致的初态的能量密度波动随着碰撞能量的增加而增加。这种涨落并没有被随后的 QGP 演化或强子相互作用完全冲刷掉, 反映在我们研究的横动量范围内的最终态粒子谱中 [157]。

总的来说, 如图(4.3.5)所示, TBW 对 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 谱的拟合和对所有粒子谱的拟合, 都给出了类似的动力学冻结参数数值。与只有 $\pi/K/p$ 谱的拟合相比, 所有粒子谱的拟合的 T 略高, q 略低, 其它的差异不大。这种差异可能来自于横动量谱

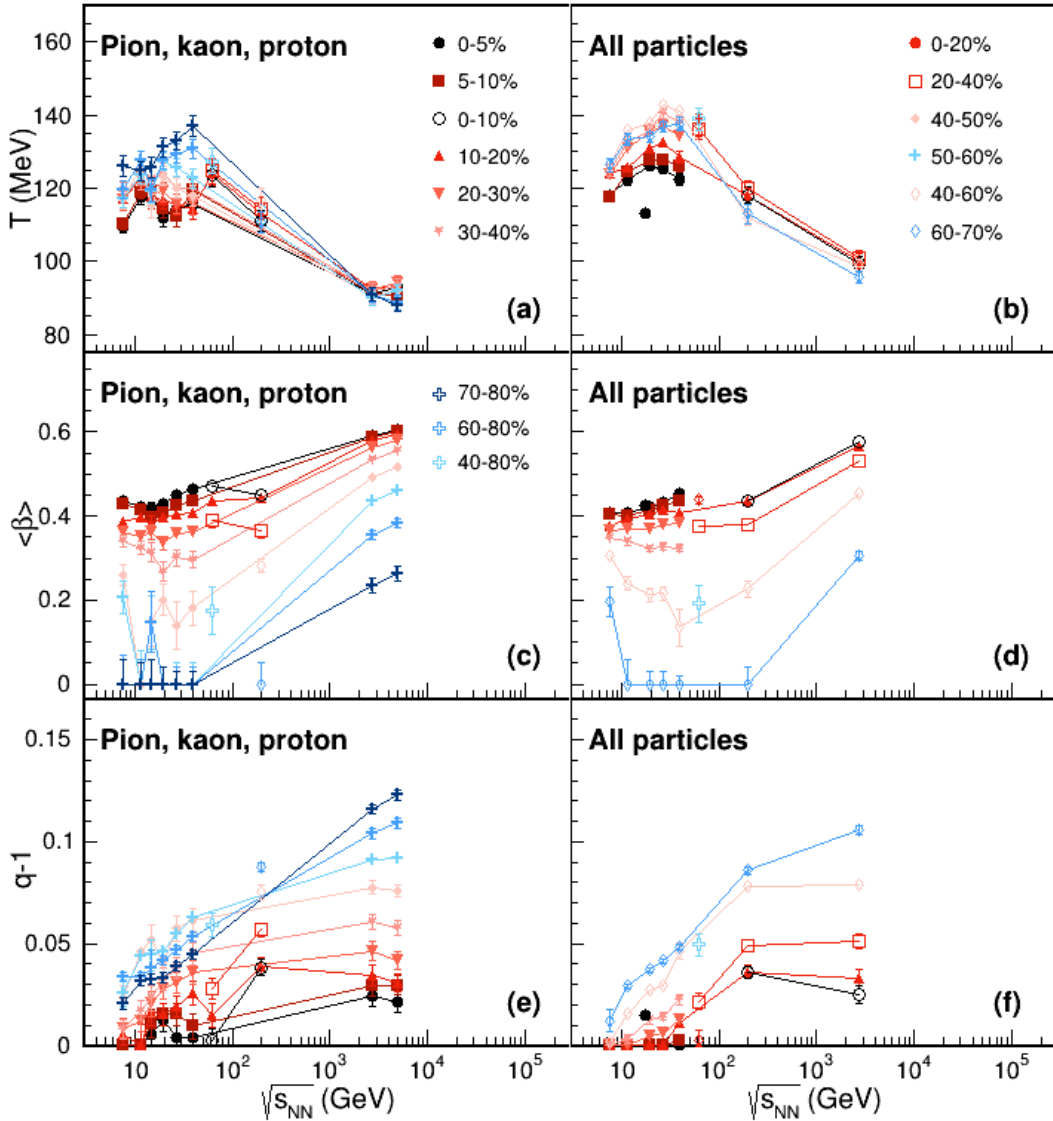


图 4.3.5: 从 TBW 模型分别对重离子碰撞中的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ (左图) 和所有粒子 (右图) 的横动量谱的拟合中得到的不同中心度的动力学冻出温度 T (上列)、平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ (中列) 和描述系统的非平衡程度的参数 $q-1$ (下列) 的碰撞能量依赖性 [168]。 $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV 的铅核 - 铅核的对心碰撞的对所有粒子的横动量谱的拟合结果来自 [158]。图中不同颜色的实线连接的相同中心度的对应颜色的参数点

的粒子种类的影响, 所有粒子谱的拟合中包含更多的奇异粒子。直接比较图(4.3.6)中的左图和右图, 奇异强子比非奇异强子具有更高的温度 (T) 和更小的非平衡程度 ($q-1$), 而它们的径向流 ($\langle\beta\rangle$) 是相似的。较高的冻出温度表明奇异强子较早地从系统中解耦。(e) 图的 q 比 (f) 图的要小, 而图 (c) 和 (d) 所示的 $\langle\beta\rangle$ 比较接近, 表明

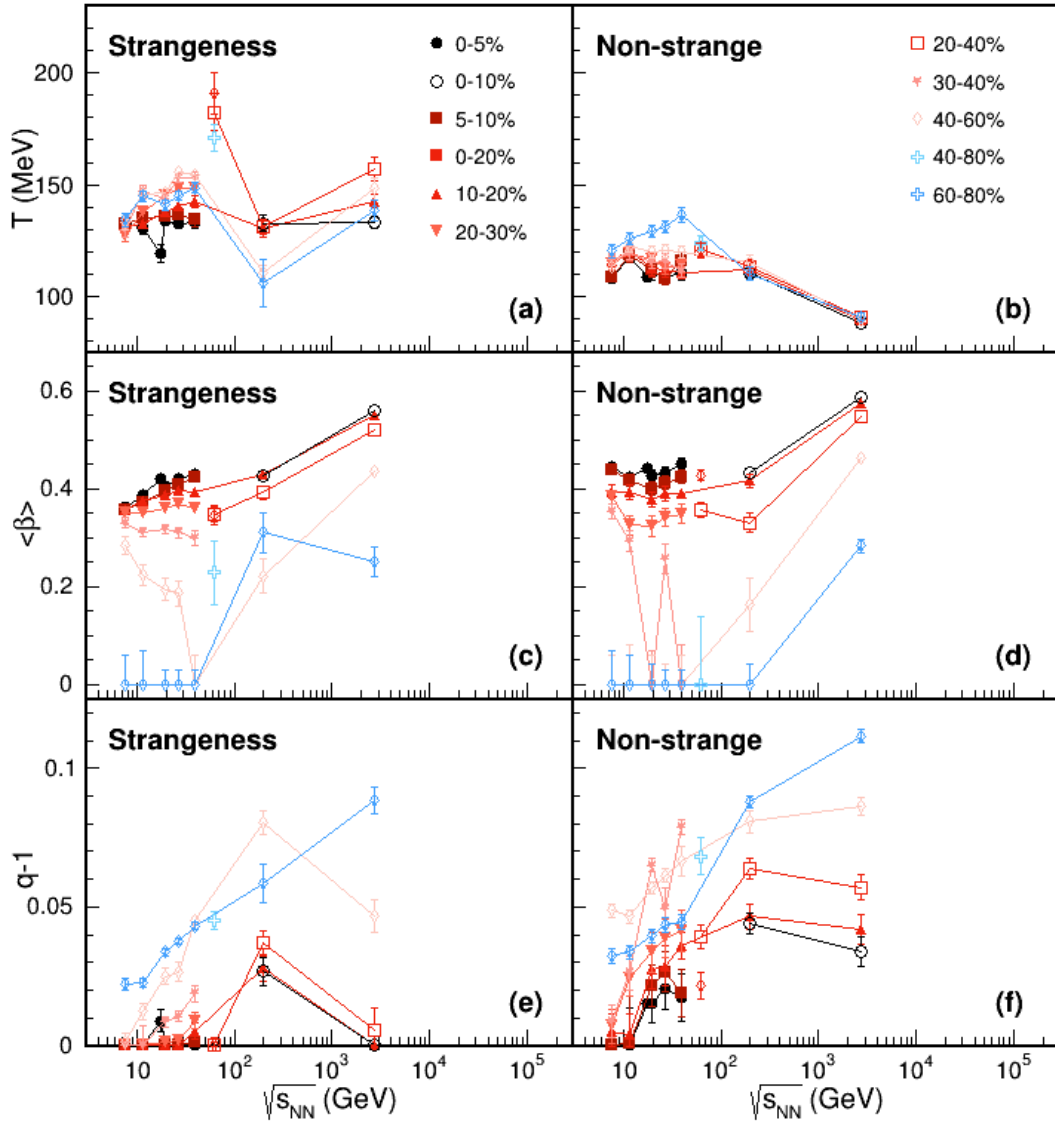


图 4.3.6: 与图(4.3.5)一样, 只是拟合的重离子碰撞中的横动量谱分别为表格(4.3.1)列出的奇异粒子 (左图) 和非奇异粒子 (右图) [168]。 $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV 的铅核 - 铅核的对心碰撞的拟合结果都来自 [158]。图中不同颜色的实线连接的相同中心度的对应颜色的参数点

当奇异强子从系统解耦时, 系统更接近于平衡态, 而随后的强子相互作用并不能增加系统的径向流速。这可能意味着在 RHIC 和 LHC 能区强子相并没有显著增加非奇异强子的径向流速, 但系统变得更远离平衡: 中心碰撞中的系统在部分子相更接近热平衡, 尔后的强子散射使系统远离平衡, 尽管非奇异强子的径向流速无显著变化 [158]。另一个有趣的现象是, 在 TBW 模型中图(4.3.6) (b) 所示非奇异粒子的中

心碰撞的动力学冻结温度从 RHIC 能区到 LHC 能区逐渐下降，而在图(4.3.6) (a) 奇异粒子没有表现出这种行为。这可能意味着 LHC 的碰撞系统比 RHIC 的系统具有更高的流速和更大的体积，以及更长时间的强子相的膨胀阶段。

4.3.4 参数间关联分析

在非平衡统计的框架内，温度和流速对非平衡参数 $(q - 1)$ 的依赖关系与切变和体黏度 ξ 有关，呈线性或二次函数关系 [124, 131]。该假设可通过二次函数 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 和 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ (ξ 为体黏度) 对图(4.3.7)、(4.3.8)所示的各组拟合参数进行检验。7.7 GeV 的系统接近平衡态，数据的拟合参数没有出现明显的变化，因此不包括在本检验中。从 11.5 TeV 到 2.76 TeV，碰撞能量呈现出明显的 $\langle\beta\rangle$ vs $(q - 1)$ 、 T vs $(q - 1)$ 的演化关系。参数 $\langle\beta\rangle_0$, a , T_0 , b 和 $d\xi$ 的碰撞能量依赖性如图(4.3.9)、(4.3.10)所示。随着能量的增加， $\langle\beta\rangle_0$ 增加，平方项的系数 a 减小。 T vs $(q - 1)$ 也具有类似的特性。由于 62.4 GeV 实验数据点只有三组可用的中心度，不能很好地拟合。文献 [157] 中研究过 200 GeV 时 T 与 $(q - 1)$ 的关系，其中只使用了带有参数的二次项。而本研究表明，在描述较低碰撞能量的 T 与 $(q - 1)$ 的关系时线性项和二次项都是有必要的。线性项参数 b 和与黏度参数 $d\xi$ 相关的二次项随碰撞能量的增加呈下降趋势。有趣的是，体黏度在发生相变时会急剧增加 [169, 170]，这与我们在图(4.3.10)中观察到的 $d\xi$ 的特征一致。

表 4.3.2: 图(4.3.7)中的 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 和图(4.3.8)中的 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ 的拟合参数数值

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	$\langle\beta\rangle_0$	a	T_0 (GeV)	b	$d\xi$
Au + Au	11.5	0.397 ± 0.002	635 ± 88	0.1240 ± 0.0009	1.5 ± 0.2	40 ± 9
Au + Au	19.6	0.411 ± 0.002	347 ± 27	0.1278 ± 0.0008	1.1 ± 0.2	25 ± 5
Au + Au	27	0.423 ± 0.002	286 ± 20	0.1277 ± 0.0008	1.4 ± 0.2	27 ± 4
Au + Au	39	0.448 ± 0.002	202 ± 14	0.122 ± 0.002	1.1 ± 0.2	15 ± 4
Au + Au	62.4	0.44 ± 0.01	110 ± 28	0.138 ± 0.004	$-(0.1 \pm 0.4)$	$-(3 \pm 7)$
Au + Au	200	0.51 ± 0.02	57 ± 6	0.11 ± 0.02	0.5 ± 0.7	5 ± 5
Pb + Pb	2760	0.594 ± 0.005	25 ± 1	0.096 ± 0.005	0.2 ± 0.2	2 ± 1

4.4 小结

在本章中，通过使用 BGBW 和 TBW 模型对 RHIC 上 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, 62.4, 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞和 LHC 上 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76, 5.02$ TeV 的铅核-铅核碰撞中中间快度区域的粒子产额 p_T 谱进行拟合，抽取得到相关动力学冻出性质的参数信息。并探索在相对论重离子碰撞中产生的系统的动力学冻出性质的束流

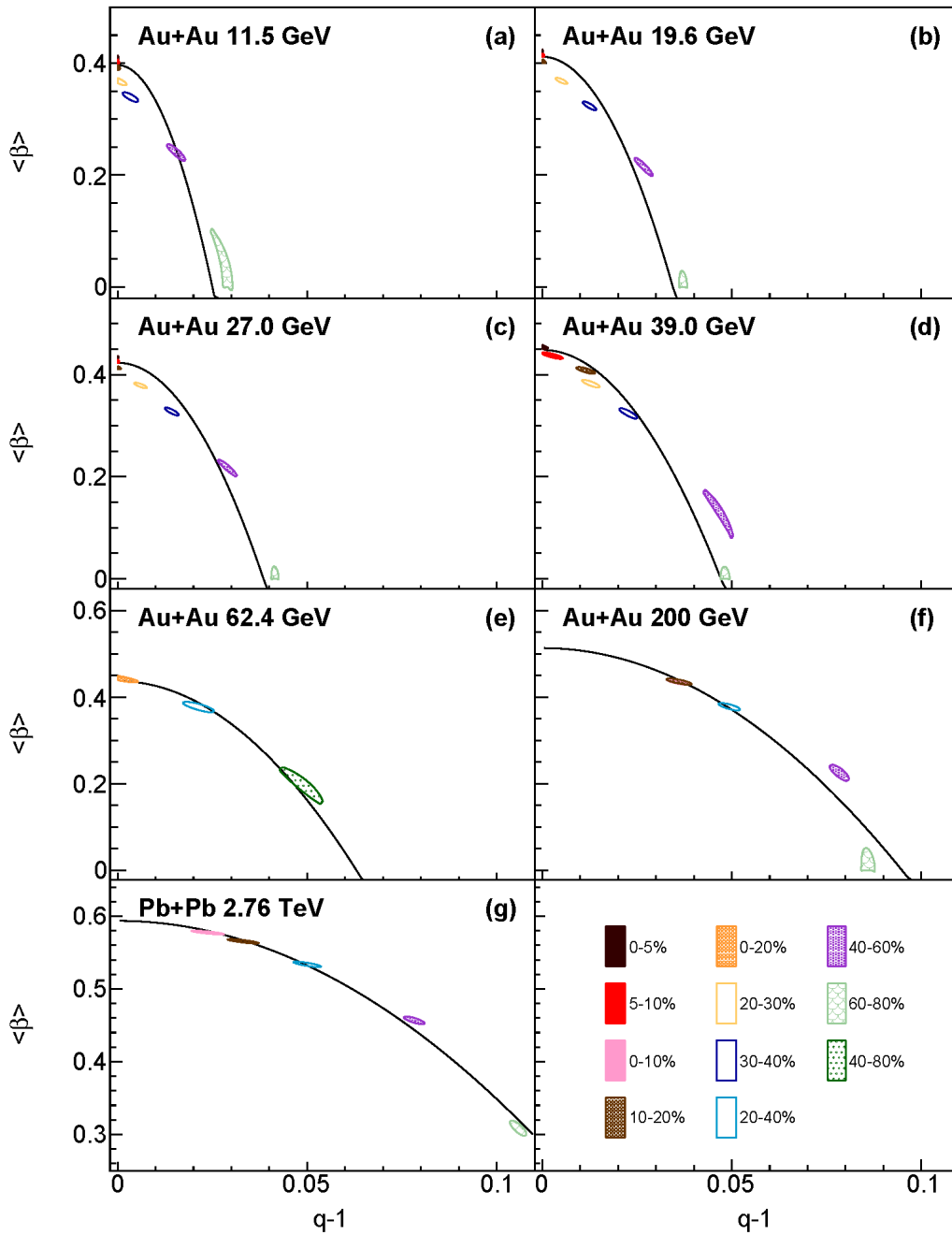


图 4.3.7: 从对表格表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的平均径向流速 $\langle \beta \rangle$ 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系 [168]。每一个色块都是从对特定中心度的 Au + Au (Pb + Pb) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $\langle \beta \rangle = \langle \beta \rangle_0 - a(q - 1)^2$ 的二次函数拟合

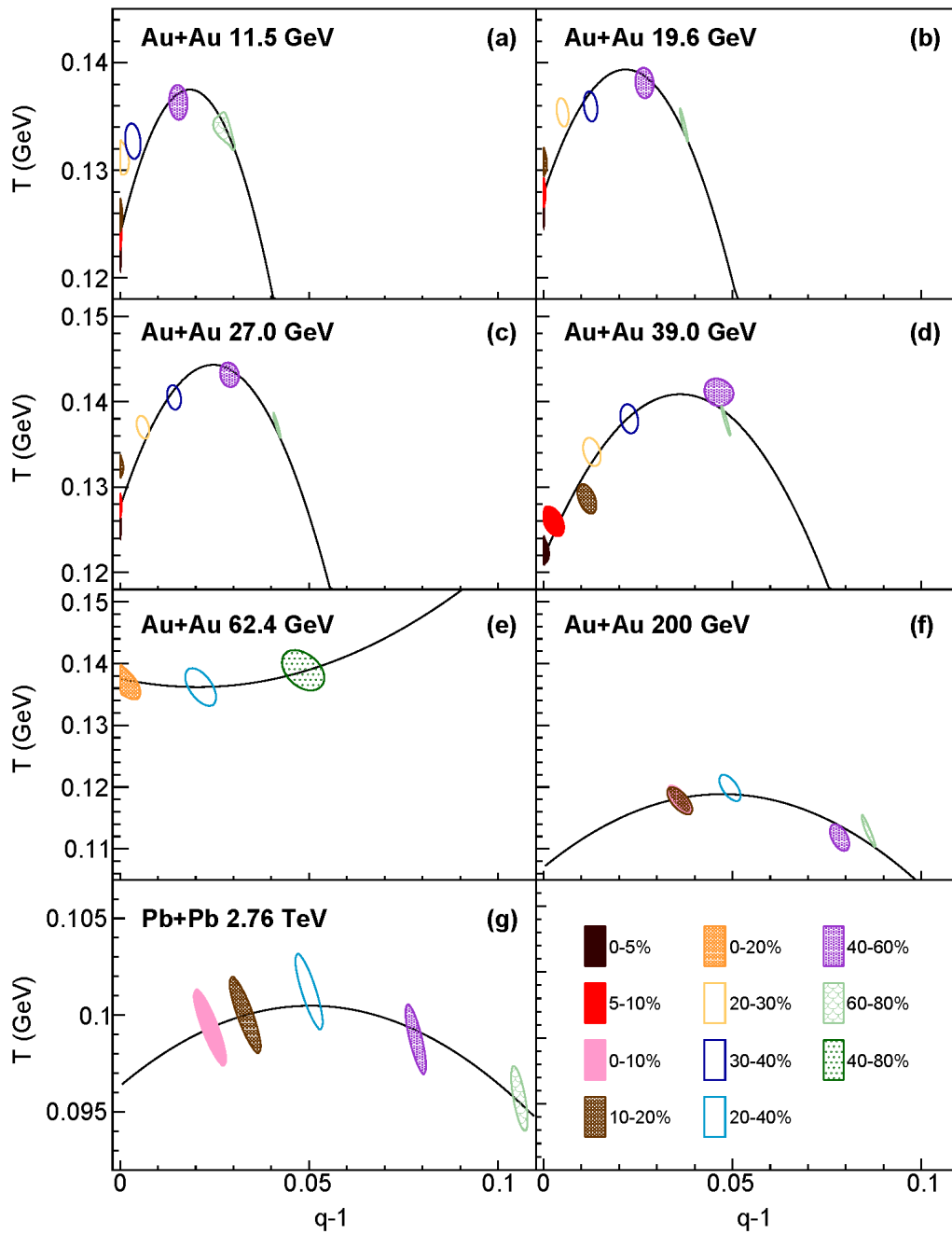


图 4.3.8: 从对表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出温度 T 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q-1)$ 的函数关系 [168]。每一个色块都是从对特定中心度的 Au + Au (Pb + Pb) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $T = T_0 + b(q-1) - d\xi(q-1)^2$ 的二次函数拟合

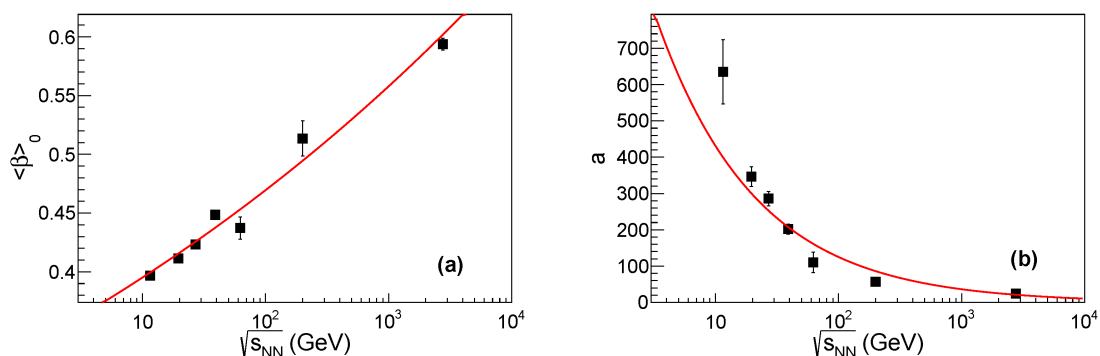


图 4.3.9: 式 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q-1)^2$ 中的参数 $\langle\beta\rangle_0$ 和 a 对碰撞能量的依赖性 [168]。图中的曲线代表函数对数据点的拟合

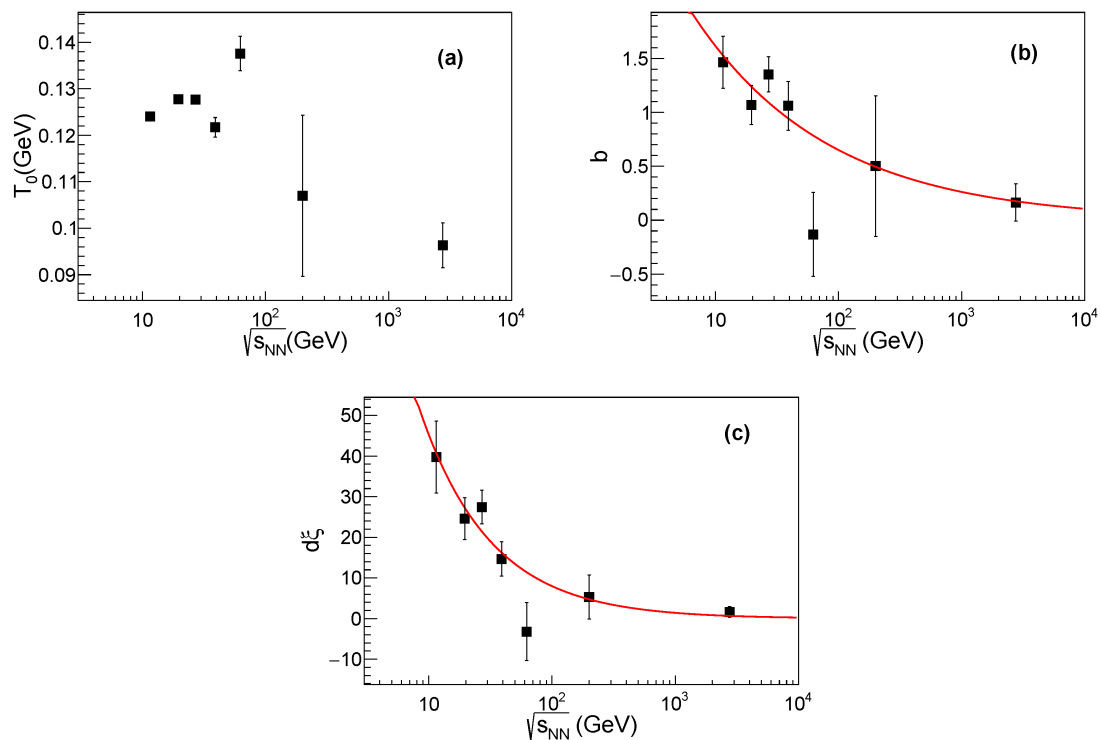


图 4.3.10: 式 $T = T_0 + b(q-1) - d\xi(q-1)^2$ 中的参数 T_0 , b 和 $d\xi$ 对碰撞能量的依赖性 [168]。图中的曲线代表函数对数据点的拟合

能量依赖和中心度依赖关系。BGBW 模型被用来描述处于局部热平衡状态的系统。然而，随着碰撞能量的增加，在偏心碰撞中产生的系统偏离平衡态的程度越来越高，不能用 BGBW 拟合来很好地描述。TBW 模型引入了一个额外的参数 q 来表征系统非平衡的程度，可以很好地描述非平衡态的碰撞物理。拟合结果表明，随着碰撞

能量的增加，特别是偏心碰撞时，BGBW 和 TBW 的差别随着 q 值的增大而增大。在 7.7 - 39 GeV 碰撞能量下，TBW 模型中从中心到偏心碰撞的冻出温度升高幅度远小于 BGBW 模型。对于 62.4 GeV-5.02 TeV, TBW 模型中从中心碰撞到偏心碰撞的冻出温度基本保持恒定。TBW 模型拟合结果在相同的中心度下显示，7.7 - 39 GeV 的动力学冻出温度对碰撞能量的依赖性较弱，随着非平衡度的增加，从 62.4 GeV 到 5.02 TeV 冻出温度一直降低。中心碰撞的径向流速在 RHIC 能区约为 0.4 - 0.5 c ，在 LHC 能区时更大，约为 0.57 - 0.61 c 。这表明碰撞能量越高，膨胀越强，系统偏离热平衡的程度越大。对于中心度依赖性，从对心碰撞到偏心碰撞，TBW 模型中平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 依次降低，而非平衡参数 q 则依次升高。在 TBW 模型中，冻出温度对中心度的依赖性较弱，而在 BGBW 模型中，核子 - 核子碰撞中冻出温度从中心向偏心有明显的增加。这一发现表明，在传统的 BGBW 模型中，系统非平衡度的变化反映为冻出温度的变化。同时，我们观察到冻出温度和径向流速对非平衡程度参数的依赖性，这可能与体黏度 (bulk viscosity) 系数有关。还研究了在这些碰撞能量下奇异强子对动力学冻出性质的影响，发现奇异强子比非奇异强子具有更高的动力学冻出温度，从偏心碰撞到对心核子 - 核子碰撞，奇异强子比非奇异强子更快地接近平衡态。

第五章 高横动量粒子测量与模型的讨论

在本论文第四章中利用 STAR 实验 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞实验数据，完成了对高横动量强子谱 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 的测量，为最终理解高横动量强子谱对化学冻出和动力学冻出参数的影响提供了实验依据，也为理解发生在碰撞早期阶段的部分子动力学 (硬或半硬过程) 和检验相关的理论模型提供了重要的实验数据。而为了研究高横动量区域的粒子产生机制，我们不但需要核核碰撞中的各种强子谱的测量，还需要相关的产额比 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 随横动量 p_T 的变化的测量结果。同时产额比还可以为高横动量区域的高阶微扰量子色动力学计算提供很好的检验。在基于微扰量子色动力学的模型中，单举过程中强子的产额由部分子分布函数、部分子相互作用、以及碎裂函数共同描述。因此高横动量区域的产额比可以为碎裂函数提供更好的限制，并且提高参数的准确性。例如质子 – 质子碰撞中的高横动量 ($p_T > 2$ GeV/c) 的产额比随横动量 p_T 的变化的测量结果可以用来检验次领头阶微扰 QCD 的计算结果，为模型假设提供更好的约束 [72]。而重离子碰撞的产额比随横动量的变化的测量结果则可以用来检验相关高横动量区域粒子产生机制的物理图像，包括强子化过程中夸克组合/重组 (quark coalescence/recombination) [82, 83, 171]，或基于拓扑胶子场结构的重子输运动力学即重子结 (baryon junctions) [84] 以及更高横动量区域出现的喷注碎裂 (quark coalescence) 等。在不同碰撞能量和碰撞系统中的产额比，例如 p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化，体现了在不同碰撞能量和碰撞系统中，不同的粒子产生机制对强子谱和粒子产额比的不同贡献 [54, 67]。而这些都需要我们进一步完善束流能量比 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 62.4$ GeV 更低的金核 – 金核碰撞中的更高横动量的测量结果。

在本章中，第一节讨论本论文所测高横动量强子谱 (π^\pm , $p(\bar{p})$) 对动力学冻出参数的影响。第二节讨论高横动量粒子产额对总产额的影响，最后在第三节中讨论随横动量的变化的相关产额比 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 与理论模型计算结果对相关产额比随横动量的变化做的预测。

5.1 高横动量粒子谱对动力学冻出参数的影响

在 2017 年，STAR 合作组完成了对 RHIC 上 BES-I 期鉴别的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的数据的分析，给出碰撞能量范围从 7 GeV 到 39 GeV 的金核 – 金核碰撞中产生的粒子的横动量谱和中间快度区粒子产额比的结果，并提取了化学和动力学冻出的动力学性质 [47]。图(5.1.1)是 STAR 发表的爆炸波模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7$ GeV, 11.5 GeV, 19.6 GeV, 27 GeV 和 39 GeV 的金核 – 金核碰撞的强

子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合。如图(5.1.2)所示, 粒子谱拟合结果给出了不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T_{kin} 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化。从图(5.1.1)可以看出, BES-I 期的测量结果横动量 p_T 最高只到 2 GeV/c。为了去除低横动量区域共振态衰变的影响以及避免高横动量区域对 BGBW 模型局域热平衡假设的冲击, 文献 [47] 只使用了更窄的横动量区间作为拟合范围, 同时把用于描述径向流速从热源表面到中心的变化的指数 n 作为拟合参数。本章节中将同时给出 BGBW 模型的 n 作为拟合参数和 $n = 1$ 两种拟合的结果, 以方便与文献 [47] 中 BGBW 模型的结果之间的比较。

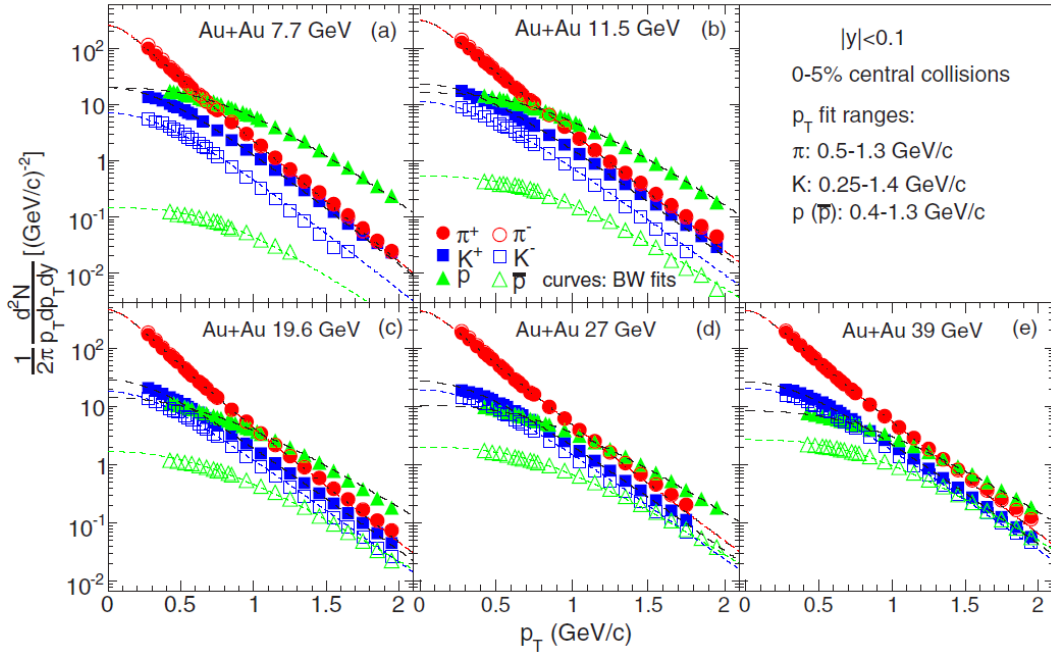


图 5.1.1: BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV, 11.5 GeV, 19.6 GeV, 27 GeV 和 39 GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合 [47]。不同的符号代表不同粒子种类的实验数据点。实验数据的误差是统计误差和系统误差的平方和开根号。图中的虚线分别代表 BGBW 的拟合结果

本论文第三章新测得 BES-II 期高横动量 $p_T > 2$ GeV/c 的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱。将新测量结果与 BES-I 期已发表的 $p_T < 2$ GeV/c 结果结合 [47], 我们使用 BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子谱进行拟合, 结果如图(5.1.3)所示。低横动量区域与文献 [47] 一致。拟合使用的拟合参数包括动力学冻出温度 T , 平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和流型指数 n 。从图中可以看出, 相比文献 [47] 的结果, 随着高横动量测量结果的加入, 平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 变小, 而动力学冻出温度 T 和指数 n 显著变大。

在 BGBW 模型拟合中, 固定 $n = 1$ 时, 得到的对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果如图(5.1.4)所示。

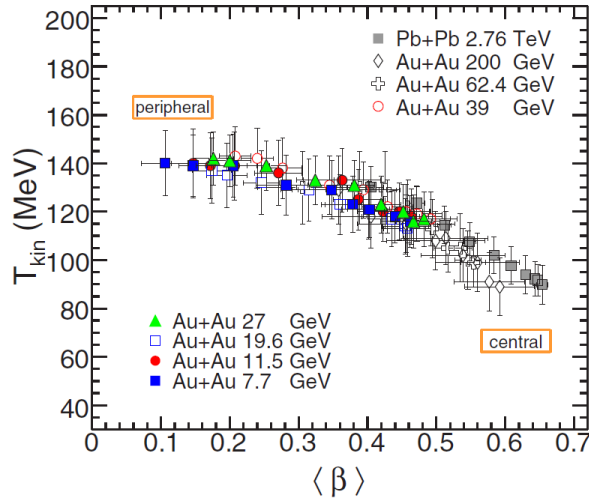


图 5.1.2: 从 BGBW 模型对 BES-I 期鉴别的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的拟合中得到的不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T_{kin} 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化 [47]。相同样式的符号表示在相同的碰撞能量下不同的中心度结果。对于给定的碰撞能量，图中从左到右，代表中心度从偏心碰撞到对心碰撞

左图为使用与文献 [47] 一样的拟合范围的拟合结果，右图为包含了 BES-II 期高横动量测量结果的拟合结果。 $p_T > 2$ GeV/c 区域为 BES-II 期测量结果， $p_T < 2$ GeV/c 区域为 BES-I 期测量结果，低横动量区域与文献 [47] 一致。从图中可以看出，未加入高横动量测量结果时，相比文献 [47] 流型指数 n 作为拟合参数的结果，BGBW 模型指数 $n = 1$ 和 n 作为拟合参数两种拟合结果给出的动力学冻出参数数值在误差范围内几乎一致。此时提取的冻出温度 T ，和平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 不依赖于流型指数 n 。而随着高横动量测量结果的加入， $n = 1$ 时，平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 变小，而动力学冻出温度 T 显著变大。

流型指数 $n = 1$ 时 TBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核-金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果如图(5.1.5)所示，更多中心度的拟合参数见表格(5.1.1)。左图为使用与文献 [47] 一样的拟合范围的拟合结果，右图为结合了 BES-II 期高横动量测量结果的拟合结果，其中 $p_T > 2$ GeV/c 区域为 BES-II 期测量结果， $p_T < 2$ GeV/c 区域为 BES-I 期测量结果，低横动量区域使用与文献 [47] 一样的拟合范围。从图中可以看出，未加入高横动量测量结果时，相比 $n = 1$ 时 BGBW 模型的结果，TBW 模型拟合结果给出的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和动力学冻出温度 T 数值在误差范围内几乎一致，非平衡参数 q 数值也偏离 1 极小。这说明在低横动量区域，局域热平衡假设几乎完美地描述了实验数据；而随着高横动量测量结果的加入，相比 $n = 1$ 时 BGBW 模型的结果，TBW 模型拟合结果给出的动力学冻出温度 T 数值更小， $\chi^2/nDoF$ 更小，非平衡参数 q 数值也偏离 1 较大。这说明高横动量区域偏离平衡状态的程度比低横动量区域更高，引入非平衡统计即 Tsallis 分布

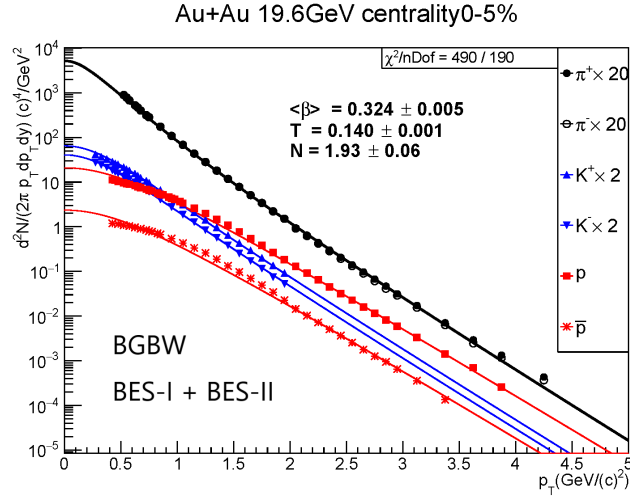


图 5.1.3: 动力学冻出温度 T , 平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和流型指数 n 作为拟合参数时, BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的结合了 BES-I 和 BES-II 期本论文新测高横动量测量结果的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果

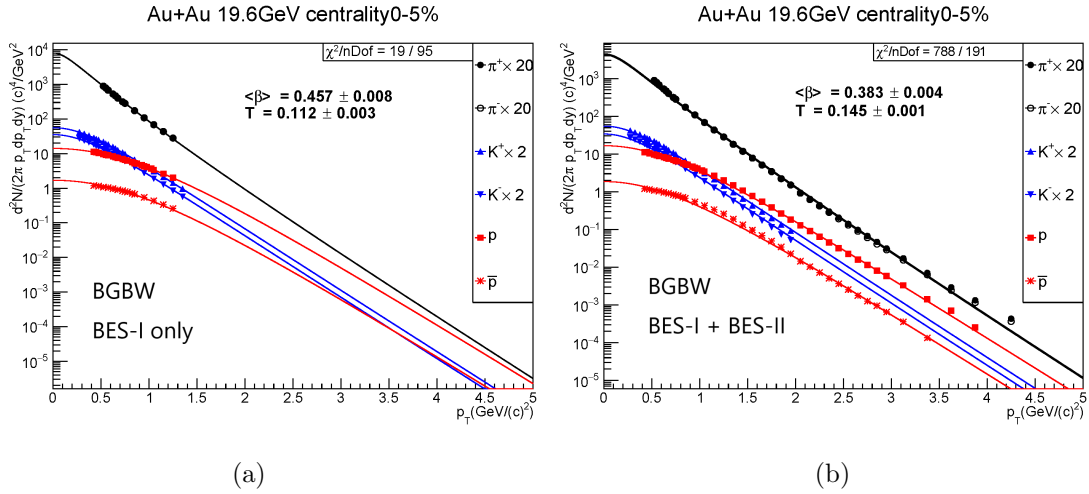


图 5.1.4: 流型指数 $n = 1$ 时 BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果, (a) 是对 BES-I 期数据使用与文献 [47] 一样的拟合范围的拟合结果, (b) 是结合了 BES-II 期高横动量测量结果的拟合结果, 其中低横动量区域使用与文献 [47] 一样的拟合范围

的 TBW 模型来描述系统的动力学冻出十分必要; 相比未加入高横动量测量结果时的 TBW 模型的结果, TBW 模型拟合结果的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 变小, 而动力学冻出温度 T 和非平衡参数 q 数值都变大。

图(5.1.6)和图(5.1.7)左图分别是 BGBW 和 TBW 模型对仅包括 BES-I 期中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^-)

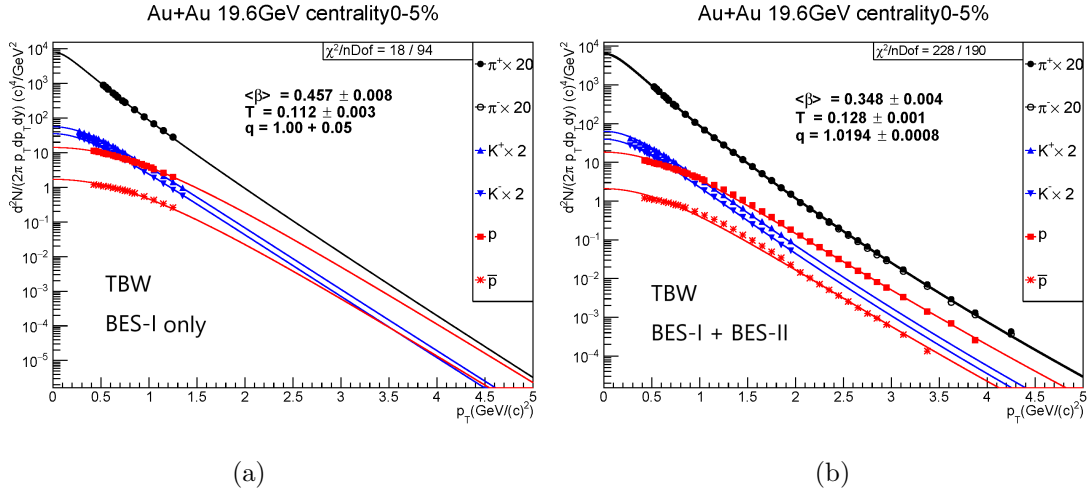


图 5.1.5: 流型指数 $n = 1$ 时 TBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 谱的拟合结果, (a) 是对 BES-I 期数据使用与文献 [47] 一样的拟合范围的拟合结果, (b) 是结合了 BES-II 期高横动量测量结果的拟合结果, 其中低横动量区域使用与文献 [47] 一样的拟合范围

谱实验数据的拟合结果 [168]。图(5.1.6)和图(5.1.7)右图分别是 BGBW 和 TBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果的强子 (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^-) 谱实验数据的拟合结果。其中没有引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果时, BGBW 和 TBW 模型对中心度为 0-5% 的金核 - 金核碰撞的拟合结果也给出了在误差范围内几乎一致的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和动力学冻出温度 T [168], 这与只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱结果情况几乎一样, 说明在 $p_T < 2$ GeV/c 区域, K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^- 等奇异粒子的引入, 以及低横动量区域共振态衰变的影响, 虽然会导致动力学冻出温度 T 的变化, 但不会引入非平衡态的影响。而引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果后, 相比 BGBW 模型的结果, TBW 模型给出的动力学冻出温度 T 数值更小, $\chi^2/nDof$ 更小, 非平衡参数 q 数值也偏离 1 较大, 这也与只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱结果情况几乎一样。

图(5.1.8) 展示了引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱后 TBW 模型拟合横动量谱得出的动力学冻出温度 T 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化。与之前未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的结果对比显示: 高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱都带来了平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的降低, 而当只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱时, 带来的动力学冻出温度的升高更加明显。

接下来我们用二次函数 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 和 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ (ξ 为体黏度) 拟合从 BES-I 期和 BES-II 期数据合并的 TBW 模型拟合得到的冻出温度 T , 平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 和非平衡参数 $(q - 1)$, 从而对温度和流速对非平衡参数

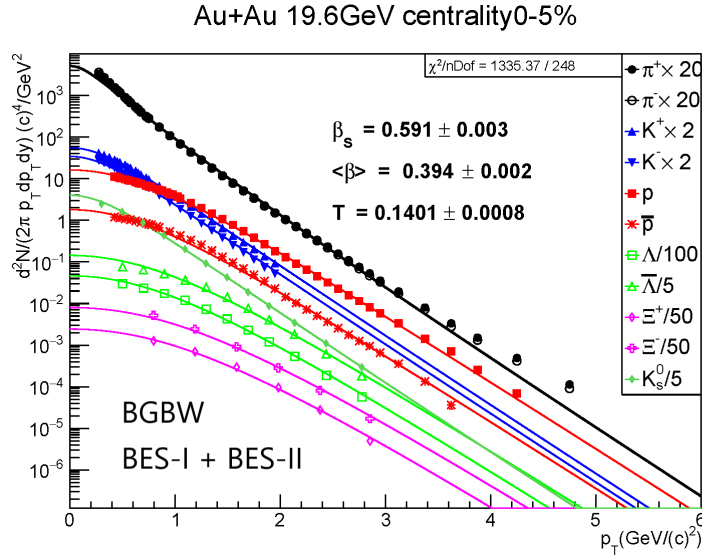
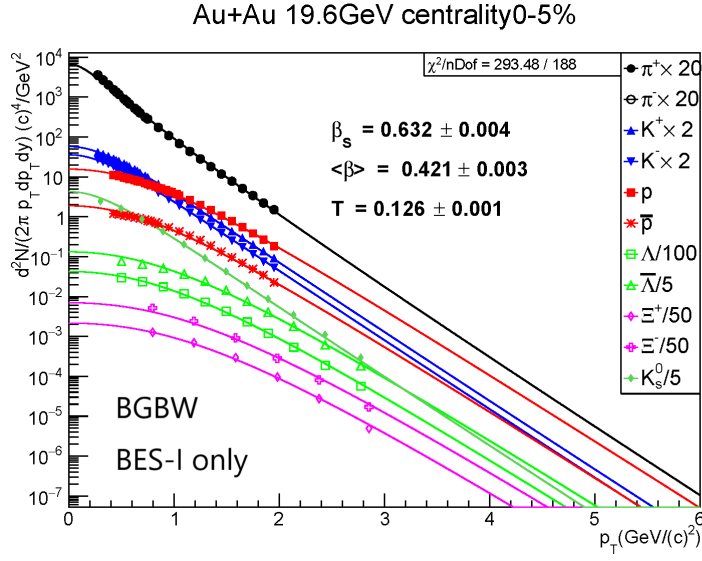
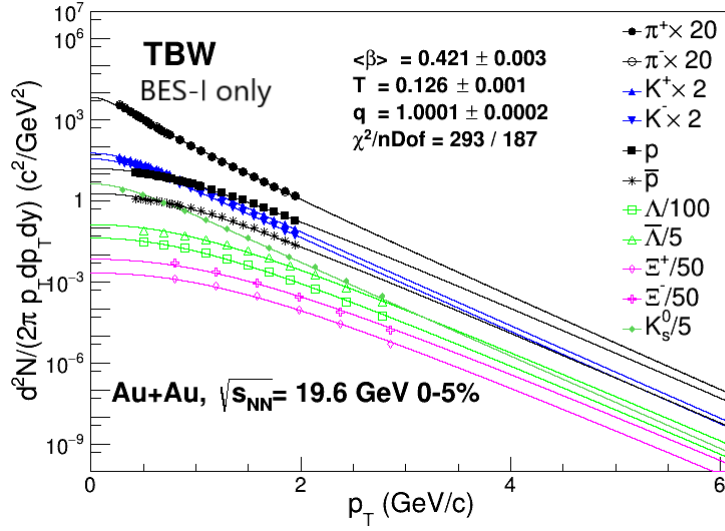


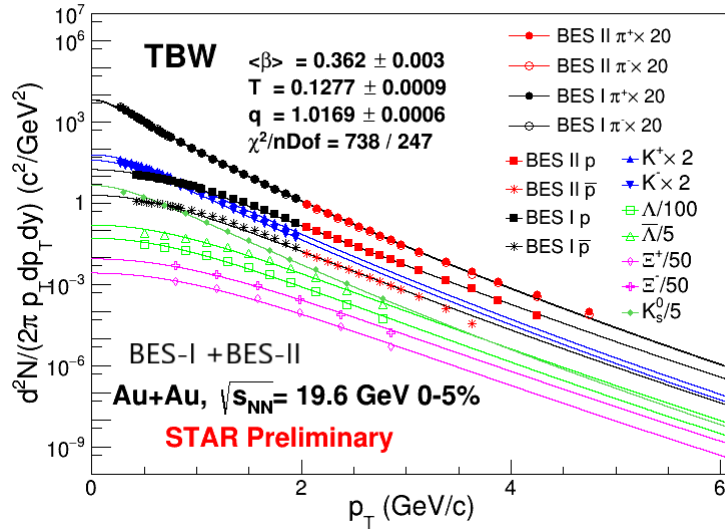
图 5.1.6: 流型指数 $n = 1$ 时 BGBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$) 谱实验数据的拟合结果。(a) 图是只拟合 BES-I 期横动量谱的结果, (b) 图是结合了 BES-II 期高横动量 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 测量结果的拟合结果

($q - 1$) 的依赖关系进行检验, 各组拟合参数如图(5.1.9)、(5.1.10)中所示。与之前未包含 BES-II 期高横动量 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 的横动量谱的结果对比, 可以看到高横动量 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 的横动量谱带来了平均径向流速的降低和动力学冻出温度在中间中心度区域的升高, 以及最重要的非平衡程度的明显增大。

综上结合第四章所述, 爆炸波模型中粒子的横动量和碰撞中心度对研究非平衡



(a)



(b)

图 5.1.7: 流型指数 $n = 1$ 时 TBW 模型对中心度为 0-5% 的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的强子 ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$) 谱实验数据的拟合结果。(a) 图是只拟合 BES-I 期横动量谱的结果, (b) 图是结合了 BES-II 期高横动量 $\pi^\pm, p(\bar{p})$ 测量结果的拟合结果

态过程起到了决定性作用, 而粒子的种类对此的影响较小。即使是在最中心碰撞, 高横动量区域也需要考虑非平衡态的因素。高横动量谱带来的动力学冻出温度的升高的结果也同时表明高横动量的粒子, 动力学冻出的时间比低横动量的粒子更早。

表 5.1.1: 引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果后, 从对 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/n\text{DoF}$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘ (π, K, p) ’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’ 标记。

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/n\text{DoF}$
Au + Au	19.6 (π, K, p)	0 – 5%	0.348 ± 0.004	126 ± 1	1.0208 ± 0.0006	317/206
		5 – 10%	0.341 ± 0.004	128 ± 1	1.0208 ± 0.006	342/202
		10 – 20%	0.310 ± 0.005	134 ± 1	1.0216 ± 0.0006	657/202
		20 – 30%	0.270 ± 0.006	140 ± 1	1.0240 ± 0.0006	443/202
		30 – 40%	0.211 ± 0.008	140 ± 1	1.0305 ± 0.008	362/199
		40 – 50%	0.13 ± 0.02	138 ± 1	1.038 ± 0.001	298/192
		50 – 60%	$0_{-0}^{+0.045}$	135 ± 1	1.0436 ± 0.0006	437/190
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.034}$	129 ± 1	1.0444 ± 0.0007	638/175
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	128 ± 1	1.044 ± 0.002	822/165
Au + Au	19.6 (all)	0 – 5%	0.362 ± 0.003	128 ± 1	1.0169 ± 0.0006	738/247
		5 – 10%	0.356 ± 0.003	129 ± 1	1.0180 ± 0.0006	621/243
		10 – 20%	0.335 ± 0.003	134 ± 1	1.0181 ± 0.0006	899/243
		20 – 30%	0.298 ± 0.004	140 ± 1	1.0200 ± 0.0006	760/243
		30 – 40%	0.238 ± 0.006	142 ± 1	1.0260 ± 0.0007	632/240
		40 – 60%	0.07 ± 0.03	144 ± 1	1.039 ± 0.001	557/231
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.012}$	135 ± 1	1.0396 ± 0.0007	1031/205

5.2 高横动量粒子产额对总产额的影响

由第四章所述, TBW 模型函数对高横动量区域的粒子横动量谱的描述要比 BGBW 模型更准确, 所以本节中我们使用 TBW 模型函数作为拟合粒子横动量谱的函数, 来提取粒子的积分产额 dN/dy 。由于粒子的产额随着横动量增大会越来越小, 所以高横动量区域的粒子产额对总体 dN/dy 数值的影响比低横动量区域要小的多, 进而对化学冻出参数, 例如通过 Grand-Canonical Ensemble (GCE), Strangeness Canonical Ensemble (SCE), Statistical Hadronization (SH) 这几种统计模型抽取得到的化学冻出温度 T_{ch} 和重子化学势 (μ_B) 的影响也很小。因此本节仅讨论对粒子 dN/dy 数值的影响。表格(5.2.1)是引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果后, TBW 模型得到的 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的中心度为 0-5% 的金核 – 金核碰撞的积分产额 dN/dy 数值与未引入时结果对比。

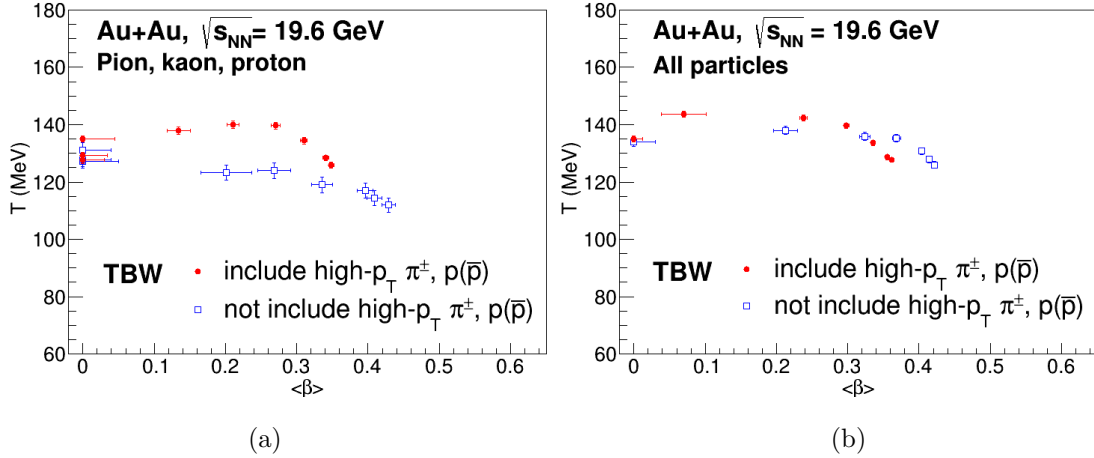


图 5.1.8: TBW 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的拟合中得到的不同碰撞能量和不同中心度的动力学冻出温度 T 随平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 的变化。左图是只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 横动量谱, 右图拟合的横动量谱不仅包括了 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$, 还包括表格(4.3.1) [168] 列出的所有其它粒子, 比如奇异粒子和多奇异粒子。蓝色空心点表示未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的不同的中心度结果 [168], 红色实心点表示引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱的不同的中心度结果。对于给定的碰撞能量, 图中从左到右, 代表中心度从偏心碰撞到对心碰撞

5.3 高横动量的粒子产额比的模型讨论

在第三章中实验测量得到, $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞中 π^-/π^+ 和 \bar{p}/p 随横动量的变化在考虑系统误差范围内没有明显的中心度依赖性, 如图(3.7.3)所示。这与 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞和 d+Au 碰撞的中心度依赖性的结果一致 [75]。而基于同位旋守恒和部分子分布函数和碎裂函数的理论模型计算, 能让我们预测每个反粒子与正粒子的比值随横动量的变化 [172]。并且, 质子 - 质子碰撞中反粒子与正粒子的比值对横动量的显著的依赖性, 其与理论模型的一致性在很大程度上也依赖于模型所使用的碎裂函数 [72]。 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量的增大出现了降低的趋势, 尤其是 π^-/π^+ 降低的趋势非常明显, 而 \bar{p}/p 在 $p_T > 3$ GeV/c 时才出现降低的趋势。这是第一次在 RHIC 能区的金核 - 金核碰撞中发现中间快度区间的 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量的增大出现了降低的趋势, 这表明价夸克 (u,d 夸克) 的贡献在金核 - 金核碰撞 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的产生中起到了重要的作用。

接下来我们以 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 \bar{p}/p 结果为例, 讨论相关的理论预测结果, 图(5.3.1)是 STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞的 \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化 [173], 图中的红色实线和虚线分别

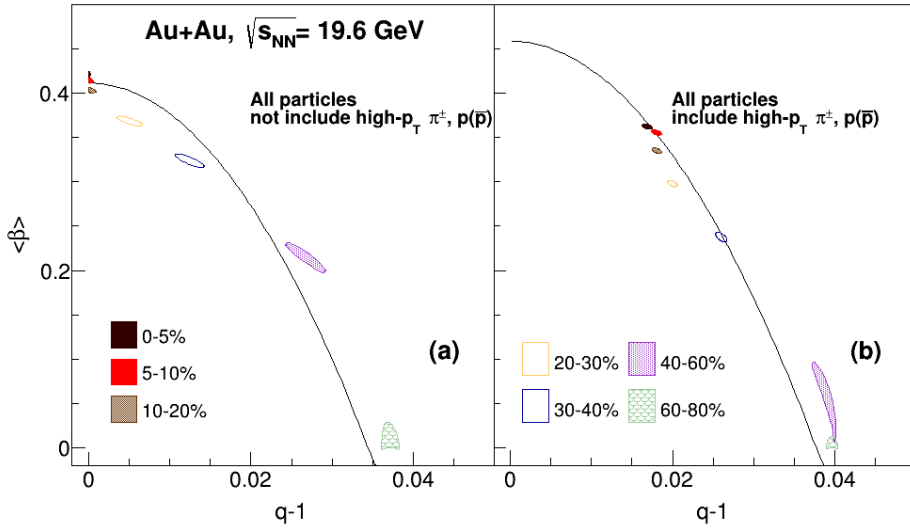


图 5.1.9: 从对表格(4.3.1)中列出的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系, 左图是未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 时的结果 [168], 右图是结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的结果。每一个色块都是从对特定中心度的金核 - 金核 (铅核 - 铅核) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $\langle\beta\rangle = \langle\beta\rangle_0 - a(q - 1)^2$ 的二次函数拟合

代表“Soft+Quench”模型和微扰 QCD(Perturbative QCD, pQCD) [174] 对 $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV 的 \bar{p}/p 的预测结果, 绿色点划线代表夸克重组 (quark recombination) 模型对 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 \bar{p}/p 的预测结果 [175]。总的来说, “Soft+Quench”模型和夸克重组模型的预测与实验数据随横动量的变化趋势更接近。而微扰 QCD 对 \bar{p}/p 的预测在整个横动量区间都表现出随横动量增大而减少的趋势 [24, 172], 减少趋势的原因是, 在夸克喷注中, 领头重子更可能是粒子而不是反粒子, 而在胶子喷注中, 则没有这种不对称性 [173]。虽然微扰 QCD 的预测结果能拓展到 $p_T < 1$ GeV/c, 但在低 p_T 区域, 主导粒子产生的不是喷注, 而是能通过流体力学描述的软过程 [24]。“Soft+Quench”模型则将低 p_T 区域的软过程粒子产生 (假定粒子产量与 $e^{-p_T/T}$ 成正比, 其中 T 为反斜率参数) 与高 p_T 区域由结合了与胶子相关的 baryon junctions 的领头阶微扰 QCD 计算主导的粒子产生联系起来 [174], 该模型还包括初态多重散射 (与克罗宁效应 (Cronin effect) 有关 [176]), 核遮蔽 (nuclear shadowing) 效应和胶子韧致辐射导致的部分子能量损失 [177]。夸克重组模型假设重组过程 (两个夸克结合成介子和三个夸克结合形成重子) 在低 p_T 区域占主导地位, 而在高 p_T 区域喷注破裂占主导地位, 同时, 喷注淬灭机制也适用于高 p_T 区域, 因此在该模型中, 中间 p_T 区域 ($2 < p_T < 5$ GeV/c) 以重组机制为主。目前, 在 RHIC 上的 BES 能区, 还

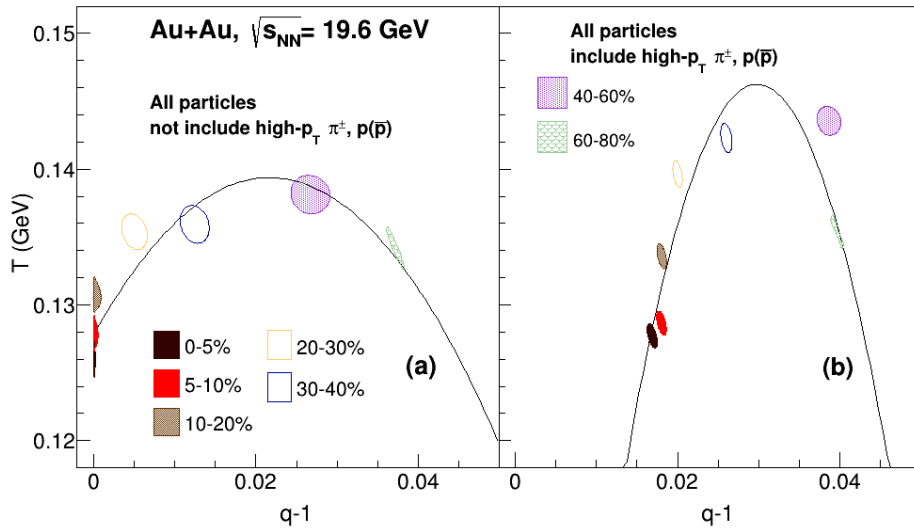


图 5.1.10: 从对表格(4.3.1)中列出的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的所有种类的粒子横动量谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出温度 T 与描述系统的非平衡程度的参数 $(q - 1)$ 的函数关系, 左图是未引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 时的结果 [168], 右图是结合了 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的结果。每一个色块都是从对特定中心度的金核 - 金核 (铅核 - 铅核) 碰撞的粒子横动量谱的 TBW 拟合的误差矩阵得到的 1 倍标准差等高线。曲线表示形式为 $T = T_0 + b(q - 1) - d\xi(q - 1)^2$ 的二次函数拟合

缺乏类似的上述理论模型对产额比随横动量的变化的计算, 新的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的 \bar{p}/p 的产额比随横动量的变化的测量结果, 也为厘清高横动量区域不同的粒子产生机制提供了重要实验数据。

对于重子介子比, 如图(3.7.4)所示, $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞中 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 随横动量的变化具有明显的中心度依赖性, 从 0-5% 的最中心碰撞到 70-80% 的最偏心碰撞具有依次降低的变化趋势。这表明在这个横动量区间, p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比受到径向流速大小的影响。径向流速从 0-5% 的最中心碰撞到 70-80% 的最偏心碰撞依次降低。同时, Baryon Junction 模型也预测了相同 $\sqrt{s_{NN}}$ 的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 在中间横动量区间随碰撞中心度从中心碰撞到偏心碰撞依次降低 [84, 174]。不同中心度的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 随横动量的增大都显示出了一致的增强现象, 在 $p_T = 3.5$ GeV/c 左右时达到最大值。而增强程度随碰撞从 0-5% 的最中心碰撞到 70-80% 的最偏心碰撞依次降低。同时增强现象在 $p_T = 3.5 - 4$ GeV/c 时出现减弱的趋势。但受限于统计量带来的更大测量误差, 测量结果目前只能到达 $p_T = 4.5$ GeV/c 左右, 没法看到所有中心度的测量结果统一的减弱趋势。但目前的测量结果也与 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 - 金核碰撞和 d+Au 碰撞的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^-

表 5.2.1: 未引入和引入 BES-II 期高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 测量结果, TBW 模型得到的 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的中心度为 0-5% 的金核 – 金核碰撞的积分产额 dN/dy 数值结果对比, 图中的误差是由 TBW 模型拟合参数的误差导致的统计误差。

粒子	未引入 BES-II 期高横动量谱	引入 BES-II 期高横动量谱
π^+	143.99 ± 3.20	146.49 ± 3.23
π^-	144.82 ± 3.22	139.13 ± 3.18
K^+	29.86 ± 1.06	30.38 ± 1.08
K^-	18.59 ± 0.65	18.97 ± 0.66
p	35.80 ± 2.31	35.45 ± 2.31
\bar{p}	4.33 ± 0.22	4.02 ± 0.21
Λ	12.49 ± 0.86	13.27 ± 0.88
$\bar{\Lambda}$	1.94 ± 0.18	2.03 ± 0.21
Ξ^+	0.418 ± 0.003	0.441 ± 0.003
Ξ^-	1.37 ± 0.14	1.46 ± 0.14
K_s^0	22.29 ± 1.55	22.69 ± 1.58

结果的中心度依赖性表现一致 [75]。

图(5.3.2)和图(5.3.3)是目前 STAR 实验对不同碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ 的金核 – 金核碰撞 (质子 – 质子碰撞) 中的 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果, 其中束流能量扫描二期 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的结果来自本论文的分析结果, 束流能量扫描一期 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 的结果来自文献 [47], $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的结果来自文献 [67] 和 [69], 质子 – 质子碰撞 200 GeV 的结果来自文献 [72]。

首先我们讨论不同碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ 的 π^-/π^+ 结果, 在考虑系统误差范围后, 我们没有看到明显的碰撞能量依赖性, 几乎所有横动量的 π^-/π^+ 的数据点的中心值都在 0.85-1.15 之间。但对于质子 – 质子碰撞的 π^-/π^+ 结果而言, 相比于相同碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV 的结果, 质子 – 质子碰撞的 π^-/π^+ 明显更低, 并且随着横动量的增大出现了进一步降低的趋势。而 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 金核 – 金核碰撞束流能量扫描二期 ($p_T > 2$ GeV/ c) 的结果相比束流能量扫描一期 ($p_T < 2$ GeV/ c) 的结果, 也出现了随着横动量的增大出现了进一步降低的趋势。这是首次在金核 – 金核碰撞中观察到此现象, 可能说明在 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 金核 – 金核碰撞中, QGP 对高横动量 ($p_T > 2$ GeV/ c) 的 π^- 的压低程度大于 π^+ , 但同时一些以夸克味道分裂 (quark flavour separation) 的碎裂函数为基础的微扰 QCD 理论也可以用来解释这一现象 [178]。所以这也需要碰撞能量与 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV 接近的质子 – 质子碰撞的结果来进行对照, 以便进一步理解其中的物理机制。

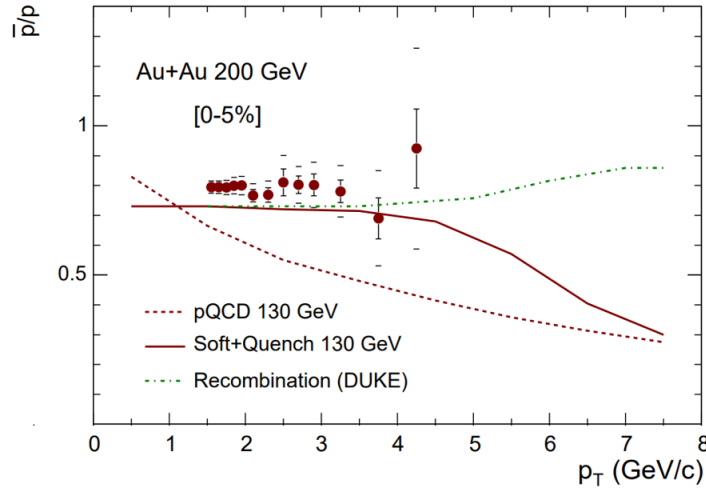
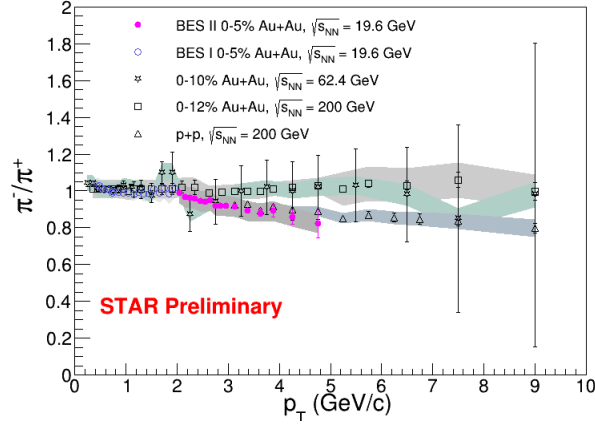


图 5.3.1: STAR 合作组测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核 – 金核碰撞的 0-5% 中心度的 \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化, 与不同的理论模型预测结果的比较 [173]

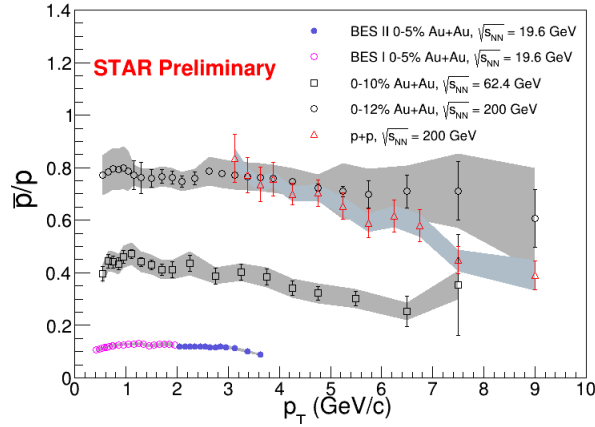
然后对于不同碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 的 \bar{p}/p 结果, 不管是束流能量扫描一期 ($p_T < 2$ GeV/c) 还是束流能量扫描二期 ($p_T > 2$ GeV/c) 的结果, 对比 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的结果, 都表现出了明显的碰撞能量依赖性: 随着碰撞能量的降低, \bar{p}/p 也随之降低。在 $p_T > 2$ GeV/c 甚至更高的区域, 不同碰撞能量的 \bar{p}/p 结果, 反映了在不同碰撞能量和碰撞系统中, 可能的喷注碎裂 (只在金核 – 金核碰撞中)、组分夸克组合/重组 (constituent quark coalescence/recombination)、重子结 (baryon junctions) 等不同的粒子产生机制对强子谱的贡献不同。

对于不同碰撞能量的金核 – 金核碰撞中的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果, 我们可以看到相同碰撞能量的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 在增强趋势和到达峰值的横动量区域几乎一样, 与正反电荷无关, 只是幅度和增强程度不同。 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 200 GeV 的结果都是在大约 $p_T = 2.5$ GeV/c 中间横动量区域达到峰值。而本分析得到的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的产额比则是在大约 $p_T = 3.5$ GeV/c 中间横动量区域达到峰值。这背后也许反映了, 在更低碰撞能量的 BES 能区, 径向流 (质量更大的粒子在集体运动中会被推向更高横动量区域) 对粒子谱的影响范围相比高碰撞能量 (62.4, 200 GeV) 更广, 即占据主要影响因素的范围到达的横动量区域更高。这与夸克重组 (quark coalescence/recombination) 模型对 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 峰值位置随碰撞能量的降低而去往更高的横动量位置的预测相符合 [67]。结合前述第四章和第五章第一节对粒子谱动力学冻出参数的影响的分析, 也侧面反映了更高的碰撞能量带来的非平衡过程越多, 非平衡过程对粒子谱影响的范围到达的横动量区域更低。在金核 – 金核碰撞中, p/π^+ 的产额比随着碰撞能量的降低而升高, \bar{p}/π^- 的产额比则相反。当然, 新的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果, 也为厘清高横动量区域不同的粒子产生机制提供了重要实验数据, 以更好地

理解背后的物理机制。



(a)



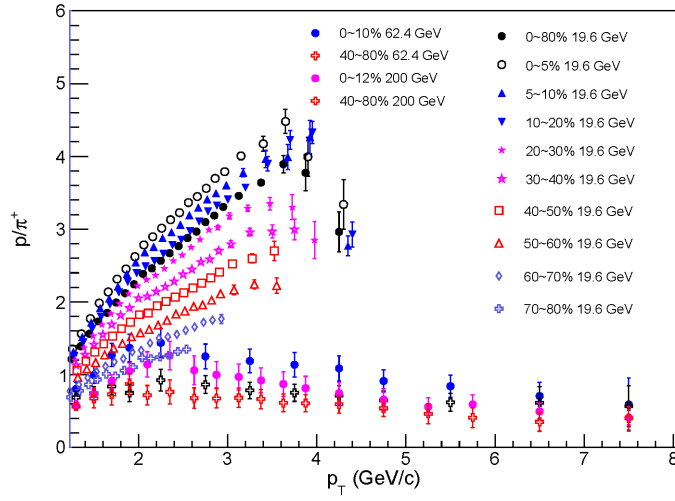
(b)

图 5.3.2: 不同碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 的金核 – 金核碰撞 (质子 – 质子碰撞) 中中间快度区间的 π^-/π^+ , \bar{p}/p 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中深色区域代表数据点的系统误差

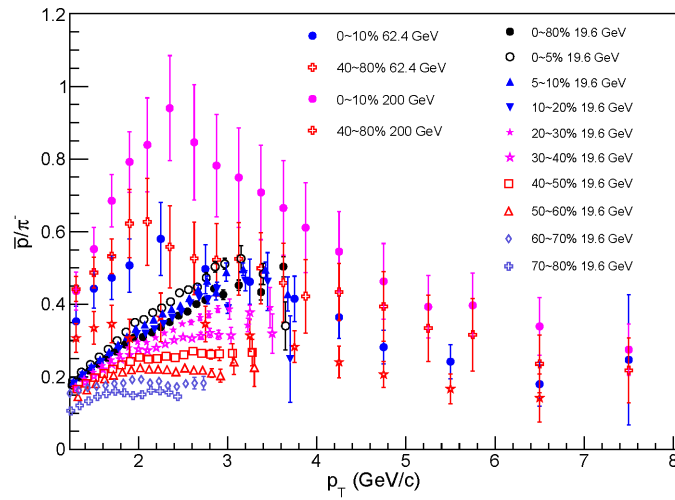
与高横动量的粒子谱密切相关的还有核修正因子 R_{CP} 的研究, R_{CP} 定义如下:

$$R_{CP} = \frac{\langle N_{coll} \rangle_{Peripheral} \left(\frac{d^2N}{dp_T d\eta} \right)_{Central}}{\langle N_{coll} \rangle_{Central} \left(\frac{d^2N}{dp_T d\eta} \right)_{Peripheral}} \quad (5.1)$$

其中 $\langle N_{coll} \rangle_{Central}$ 和 $\langle N_{coll} \rangle_{Peripheral}$ 分别是中心和边缘碰撞中核子两体碰撞数的平均值, 并可以使用 Glauber 模型通过蒙特卡罗 (Monte-Carlo) 模拟得到 [12]。STAR 合作组的 BES-I 期给出了 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39$ GeV 的金核 – 金核碰撞的强子 ($\pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$) 的 R_{CP} 的结果 [36], 如图(5.3.4)所示, 以研究喷注淬火效应的碰撞能量依赖性。而 BES-II 期粒子鉴别相比 BES-I 期能到达更高的 p_T 范围, 因



(a)



(b)

图 5.3.3: 不同碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}$ 的金核 - 金核碰撞中中间快速度区间的 p/π^+ , \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化, 图中实验数据点的误差为系统误差和统计误差的平方和

此, 对于 BES-II 期金核 - 金核碰撞的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 的 R_{CP} 的研究也是一个值得展望的方向。

5.4 小结

在本章中, 我们讨论了本论文所测高横动量 π^\pm , $p(\bar{p})$ 的横动量谱对化学冻出和动力学冻出参数的影响。对于动力学冻出, 包含了高横动量谱新测量时得到的平均径向流速降低, 动力学冻出温度在中间中心度区域升高, 系统非平衡程度明显增大。

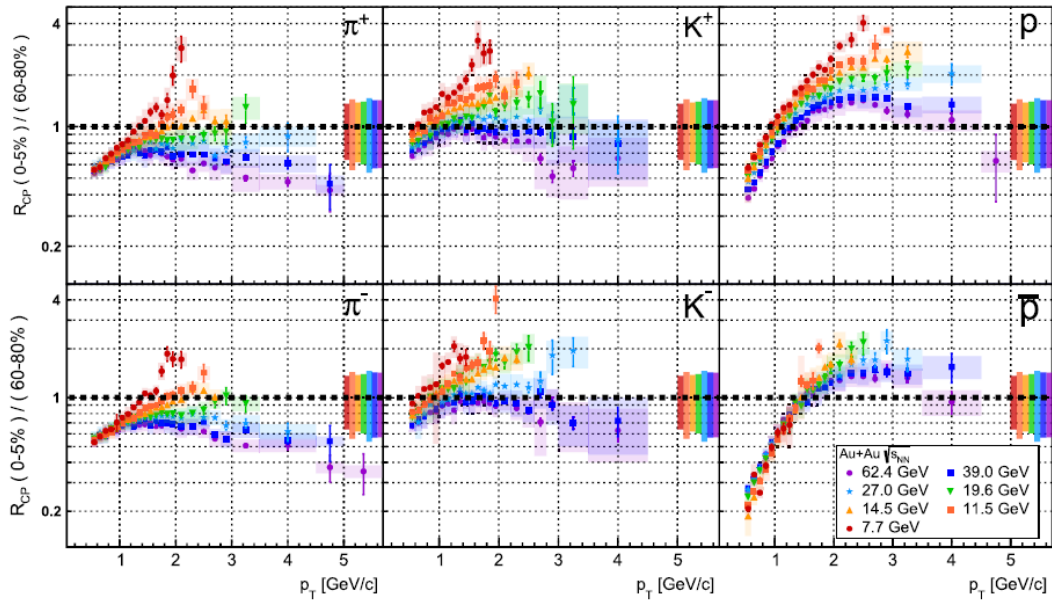


图 5.3.4: STAR 合作组对 BES 能区已鉴别的强子 (π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$) 的 R_{CP} 的测量结果。彩色的阴影框代表的是点对点系统误差。图右侧等于 1 处的误差带对应于 N_{coll} 标度后的与 p_T 无关的误差, 误差带的颜色对应于相应碰撞能量的数据点的颜色。

这说明即使是在最中心碰撞, 高横动量区域也需要考虑非平衡态的因素。对于化学冻出, 我们发现高横动量区域的粒子产额对总体 dN/dy 数值的影响比低横动量区域要小的多, 对中间快速区间的粒子 dN/dy 数值的影响不超过 5%, 因此对化学冻出影响较小。本论文所测 BES-II 期的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 - 金核碰撞的产额比随横动量 p_T 的变化的测量结果, 为理解发生在碰撞早期阶段的部分子动力学 (硬或半硬过程) 提供了重要的实验数据, 金核 - 金核碰撞中的 \bar{p}/p , p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果, 都表现出了明显的碰撞能量依赖性, 这急需以组分夸克组合/重组 (constituent quark coalescence/recombination)、喷注碎裂、重子结 (baryon junctions) 为代表的等不同的粒子产生理论模型计算的检验, 推动了对重离子碰撞中高横动量区域粒子产生机制的物理图像的研究和相关的理论模型的检验。

第六章 总结和展望

本论文首先利用高纯粒子样本对 TPC 电离能损进行了二次刻度, 结合重新刻度的 TPC 电离能损和 TOF 的飞行时间信息, 完成了对 π^\pm , p 和 \bar{p} 的粒子鉴别, 提取了 STAR 实验 BES-II 期的 $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV 的金核 – 金核碰撞的中间快速度区间不同中心度下的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的高横动量 ($p_T > 2$ GeV/c) 谱。其中 π^\pm 谱的测量达到了 $p_T = 5$ GeV/c, p 和 \bar{p} 谱达到了 $p_T = 4$ GeV/c, 并给出了 π^-/π^+ , \bar{p}/p , p/π^+ 以及 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量 p_T 的变化。 π^-/π^+ 和 \bar{p}/p 的产额比随横动量的变化在考虑误差范围内没有明显的中心度依赖性, 并且随横动量的增大出现了降低的趋势。而 p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化在高横动量 ($p_T > 2$ GeV/c) 区域从中心到偏心碰撞依次降低, 具有明显的中心度依赖性, 并且随横动量的增大先升高后降低。金核 – 金核碰撞中的 \bar{p}/p , p/π^+ 和 \bar{p}/π^- 的产额比随横动量的变化的测量结果, 表现出了明显的碰撞能量依赖性。这是束流能量扫描二期能量范围内的首个相关测量结果, 为最终理解高横动量强子谱对化学冻出和动力学冻出参数的影响提供了实验依据, 也为理解发生在碰撞早期阶段的部分子动力学 (硬或半硬过程) 和检验相关的理论模型提供了重要的实验数据。

本论文接着利用玻尔兹曼 – 吉布斯爆炸波模型和 Tsallis 爆炸波模型对 RHIC 和 LHC 能区上相对论重离子碰撞的动力学冻出性质进行了系统的研究, 探索系统的动力学冻出性质的束流能量依赖和中心度依赖关系。结果表明, 随着碰撞能量的增加, BGBW 和 TBW 的差别随着 q 值的增大而增大, 说明在偏心碰撞中产生的系统偏离平衡态的程度越来越高, 不能用 BGBW 拟合来很好地描述。在 7.7 - 39 GeV 碰撞能量下, TBW 模型中从中心到偏心碰撞的温度升高幅度远小于 BGBW 模型。对于 62.4 GeV-5.02 TeV, TBW 模型中从中心碰撞到偏心碰撞的温度基本保持恒定。中心碰撞的径向流速在 RHIC 能区约为 $0.4 - 0.5c$, 在 LHC 能区时更大, 约为 $0.57 - 0.61c$ 。对于中心度依赖性, 从对心碰撞到偏心碰撞, 平均径向流速 $\langle\beta\rangle$ 依次降低, 而非平衡参数 q 则依次升高。同时, 我们观察到冻出温度和径向流速对非平衡程度参数的依赖性, 这可能与体黏度系数有关。还发现奇异强子比非奇异强子具有更高的动力学冻出温度, 从偏心碰撞到对心核子 – 核子碰撞, 奇异强子比非奇异强子更快地接近平衡态。

最后我们讨论了高横动量 π^\pm , p 和 \bar{p} 的横动量谱对动力学冻出和化学冻出参数的影响。包含了新测量高横动量谱的爆炸波模型拟合得到的动力学冻出时的平均径向流速降低动力学冻出温度升高, 而系统非平衡程度明显增大。拟合结果表明即使是在最中心碰撞非平衡态的影响对高横动量的产额也很重要。结果证实了高横动量的粒子动力学冻出的时间比低横动量的粒子更早。结果表明高横动量

区域的粒子产额对总体 dN/dy 数值的影响比低横动量区域要小的多，对中间快度区间的粒子 dN/dy 数值的影响不超过 5%。因此高横动量产额对化学冻出影响较小。产额比随横动量的变化测量结果，急需以组分夸克组合/重组 (constituent quark coalescence/recombination)、喷注碎裂、重子结 (baryon junctions) 为代表的等不同的粒子产生理论模型计算的检验。

目前 STAR 的 BES-II 期金核 – 金核碰撞已经完成取数，包括对撞模式下的 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 14.5, 17.3, 27$ GeV 以及固定靶 $\sqrt{s_{NN}} = 3, 3.2, 3.5, 3.9, 4.5, 5.2, 6.2, 7.2, 7.7, 9.2, 11.5, 13.7$ GeV。内扇区时间投影室的升级以及新安装的端盖飞行时间探测器将实现更广的横动量区间和更大的快度区间的测量。相关的强子 (π^\pm, K^\pm, p 和 \bar{p}) 谱的测量与分析工作已经在进行当中。新的数据能提供更精确的强子谱测量，并实现对快度依赖的测量，这将能对化学和动力学冻出性质有一个系统的研究。BES-II 期不同快度和碰撞能量的高横动量强子谱的系统测量将有助于加深对高横动量强子产生机制随碰撞能量演化的认识。同时，对于 BES-II 期金核 – 金核碰撞的强子 ($\pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$) 的 R_{CP} 的研究也是一个值得展望的方向。

附录 A 第四章中模型拟合结果列表

表 A.0.1: 从对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子 p_T 谱的 TBW 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/nDoF$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’。我们也使用 ‘(strange)’ 标记单独拟合奇异粒子 p_T 谱的结果, 使用 ‘(non-strange)’ 标记单独拟合非奇异粒子 p_T 谱的结果

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	7.7 (π, K, p)	0 – 5%	0.436 ± 0.005	110 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.002}$	113/133
		5 – 10%	0.428 ± 0.006	110 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.003}$	106/134
		10 – 20%	0.39 ± 0.01	117 ± 3	1.006 ± 0.005	86/138
		20 – 30%	0.36 ± 0.01	117 ± 3	1.009 ± 0.005	129/136
		30 – 40%	0.34 ± 0.01	119 ± 3	1.008 ± 0.005	124/135
		40 – 50%	0.26 ± 0.03	117 ± 3	1.024 ± 0.006	110/125
		50 – 60%	0.21 ± 0.04	117 ± 3	1.026 ± 0.007	132/122
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.07}$	120 ± 3	1.034 ± 0.003	95/117
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.06}$	126 ± 3	1.021 ± 0.003	88/97
		0 – 80%	0.36 ± 0.02	111 ± 3	1.019 ± 0.008	48/90
Au + Au	7.7 (non – strange)	0 – 5%	0.445 ± 0.006	108 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.003}$	34/89
		5 – 10%	0.438 ± 0.006	109 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.005}$	45/88
		10 – 20%	0.39 ± 0.01	116 ± 3	$1.005_{-0}^{+0.006}$	37/92
		20 – 30%	0.38 ± 0.01	115 ± 3	1.007 ± 0.006	31/90
		30 – 40%	0.35 ± 0.02	117 ± 3	1.009 ± 0.006	36/90
		40 – 60%	$0_{-0}^{+0.06}$	113 ± 3	1.049 ± 0.002	52/80
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.07}$	120 ± 3	1.032 ± 0.003	31/62
Au + Au	7.7 (strange)	0 – 5%	0.361 ± 0.01	133 ± 4	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	178/80
		5 – 10%	0.358 ± 0.01	132 ± 4	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	156/82
		10 – 20%	0.356 ± 0.009	131 ± 3	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	160/82
		20 – 30%	0.351 ± 0.009	128 ± 3	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0004}$	160/82
		30 – 40%	0.33 ± 0.01	130 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.001}$	139/81
		40 – 60%	0.28 ± 0.02	133 ± 3	$1.002_{-0.002}^{+0.003}$	174/75
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.06}$	134 ± 3	1.022 ± 0.002	119/64
Au + Au	7.7 (all)	0 – 5%	0.407 ± 0.005	118 ± 2	1.0001 ± 0.0001	274/172
		5 – 10%	0.402 ± 0.005	118 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	251/173
		10 – 20%	0.378 ± 0.005	124 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	218/177
		20 – 30%	0.365 ± 0.005	124 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	216/175
		30 – 40%	0.349 ± 0.006	125 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0007}$	189/174
		40 – 60%	0.31 ± 0.01	127 ± 2	1.002 ± 0.002	229/158
		60 – 80%	0.20 ± 0.03	126 ± 2	1.012 ± 0.005	158/129

表 A.0.2: $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV, 其它与表格(A.0.1)一致

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	11.5 (π, K, p)	0 – 5%	0.423 ± 0.005	117 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.002}$	104/142
		5 – 10%	0.416 ± 0.006	119 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.002}$	79/145
		10 – 20%	0.399 ± 0.006	122 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.010}$	92/145
		20 – 30%	0.35 ± 0.01	124 ± 3	1.012 ± 0.005	90/145
		30 – 40%	0.33 ± 0.02	122 ± 3	1.017 ± 0.005	109/144
		40 – 50%	$0_{-0}^{+0.08}$	126 ± 3	1.046 ± 0.002	114/140
		50 – 60%	$0_{-0}^{+0.08}$	124 ± 3	1.044 ± 0.002	96/138
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.06}$	128 ± 3	1.034 ± 0.002	108/124
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.05}$	125 ± 3	1.032 ± 0.003	117/120
		0 – 80%	0.37 ± 0.01	114 ± 3	1.019 ± 0.006	33/118
Au + Au	11.5 (non – strange)	0 – 5%	0.423 ± 0.005	118 ± 2	$1.00_{-0}^{+0.01}$	63/96
		5 – 10%	0.42 ± 0.01	119 ± 3	$1.00_{-0}^{+0.03}$	49/97
		10 – 20%	0.39 ± 0.01	121 ± 3	$1.004_{-0.004}^{+0.007}$	68/97
		20 – 30%	0.33 ± 0.02	119 ± 3	1.025 ± 0.007	56/97
		30 – 40%	0.29 ± 0.02	120 ± 3	1.026 ± 0.006	56/97
		40 – 60%	$0_{-0}^{+0.08}$	123 ± 3	1.047 ± 0.002	61/92
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.06}$	126 ± 3	1.034 ± 0.002	65/82
		0 – 80%	0.37 ± 0.02	113 ± 3	1.021 ± 0.008	21/82
Au + Au	11.5 (strange)	0 – 5%	0.387 ± 0.007	131 ± 3	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	148/84
		5 – 10%	0.373 ± 0.008	135 ± 3	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0004}$	154/86
		10 – 20%	0.376 ± 0.007	132 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0005}$	134/86
		20 – 30%	0.352 ± 0.007	138 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.001}$	107/86
		30 – 40%	0.313 ± 0.009	147 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.007}$	92/85
		40 – 60%	0.22 ± 0.02	146 ± 3	1.012 ± 0.003	126/84
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.07}$	145 ± 3	1.023 ± 0.002	132/73

表 A.0.3: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 11.5$ GeV(接前表), 14.5 GeV, 17.3 GeV 和 19.6 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.3$ GeV 的结果来自文献 [158]

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	11.5 (all)	0 – 5%	0.409 ± 0.004	122 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	228/183
		5 – 10%	0.402 ± 0.004	124 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	227/186
		10 – 20%	0.392 ± 0.004	126 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0006}$	214/186
		20 – 30%	0.368 ± 0.007	131 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.005}$	185/186
		30 – 40%	0.340 ± 0.009	133 ± 2	1.003 ± 0.002	205/185
		40 – 60%	0.24 ± 0.01	136 ± 2	1.015 ± 0.002	228/179
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.06}$	134 ± 2	1.029 ± 0.001	240/158
Au + Au	14.5 (π, K, p)	0 – 5%	0.42 ± 0.01	118 ± 3	$1.006_{-0.006}^{+0.007}$	56/149
		5 – 10%	0.40 ± 0.01	119 ± 3	1.011 ± 0.007	58/149
		10 – 20%	0.38 ± 0.02	117 ± 3	1.016 ± 0.006	53/149
		20 – 30%	0.36 ± 0.02	118 ± 3	1.021 ± 0.006	33/149
		30 – 40%	0.31 ± 0.02	123 ± 3	1.024 ± 0.006	57/149
		40 – 50%	0.15 ± 0.06	115 ± 3	1.052 ± 0.007	83/143
		50 – 60%	0.15 ± 0.06	119 ± 3	1.045 ± 0.008	110/139
		60 – 70%	0.15 ± 0.07	119 ± 3	1.039 ± 0.008	79/131
70 – 80%	$0_{-0}^{+0.06}$	126 ± 3	1.033 ± 0.003	93/127		
Pb + Pb	17.3 (non-strange) [158]	0 – 5%	0.442 ± 0.005	109 ± 1	1.015 ± 0.001	102/86
Pb + Pb	17.3 (strange) [158]	0 – 5%	0.420 ± 0.007	119 ± 4	1.009 ± 0.004	137/70
Pb + Pb	17.3 (all) [158]	0 – 5%	0.426 ± 0.004	113 ± 1	1.015 ± 0.001	267/159
Au + Au	19.6 (π, K, p)	0 – 5%	0.428 ± 0.009	112 ± 3	1.013 ± 0.005	52/146
		5 – 10%	0.41 ± 0.01	114 ± 3	1.016 ± 0.005	155/142
		10 – 20%	0.40 ± 0.01	117 ± 3	1.015 ± 0.005	73/142
		20 – 30%	0.34 ± 0.02	119 ± 3	1.028 ± 0.005	71/142
		30 – 40%	0.27 ± 0.02	124 ± 3	1.033 ± 0.006	84/143
		40 – 50%	0.20 ± 0.04	123 ± 3	1.041 ± 0.006	88/141
		50 – 60%	$0_{-0}^{+0.05}$	127 ± 2	1.047 ± 0.002	128/141
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.04}$	128 ± 3	1.042 ± 0.002	192/135
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.04}$	131 ± 3	1.033 ± 0.002	234/130
0 – 80%	0.35 ± 0.01	111 ± 3	1.036 ± 0.006	33/127		

表 A.0.4: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$ GeV(接前表) 和 27 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	19.6 (non - strange)	0 - 5%	0.43 ± 0.01	111 ± 3	1.015 ± 0.007	40/96
		5 - 10%	0.40 ± 0.01	112 ± 3	1.022 ± 0.007	53/92
		10 - 20%	0.38 ± 0.02	112 ± 3	1.027 ± 0.007	36/92
		20 - 30%	0.32 ± 0.02	117 ± 3	1.034 ± 0.007	53/92
		30 - 40%	$0_{-0}^{+0.07}$	116 ± 3	1.065 ± 0.002	68/93
		40 - 60%	$0_{-0}^{+0.06}$	120 ± 3	1.057 ± 0.002	48/93
		60 - 80%	$0_{-0}^{+0.04}$	129 ± 3	1.040 ± 0.002	125/88
		0 - 80%	0.34 ± 0.02	110 ± 3	1.038 ± 0.007	24/86
Au + Au	19.6 (strange)	0 - 5%	0.404 ± 0.004	134 ± 2	1.0001 ± 0.0001	201/88
		5 - 10%	0.397 ± 0.004	136 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	181/88
		10 - 20%	0.388 ± 0.004	138 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0004}$	188/88
		20 - 30%	0.359 ± 0.007	145 ± 2	1.002 ± 0.002	182/88
		30 - 40%	0.319 ± 0.009	144 ± 2	1.009 ± 0.002	224/88
		40 - 60%	0.19 ± 0.02	146 ± 2	1.025 ± 0.003	271/86
		60 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	141 ± 2	1.034 ± 0.001	265/79
Au + Au	19.6 (all)	0 - 5%	0.421 ± 0.003	126 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	293/187
		5 - 10%	0.414 ± 0.003	128 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0005}$	282/183
		10 - 20%	0.404 ± 0.003	131 ± 1	$1.000_{-0}^{+0.001}$	278/183
		20 - 30%	0.369 ± 0.006	135 ± 1	1.005 ± 0.002	312/183
		30 - 40%	0.324 ± 0.008	136 ± 1	1.013 ± 0.002	343/184
		40 - 60%	0.22 ± 0.02	138 ± 1	1.027 ± 0.002	374/182
		60 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	134 ± 2	1.037 ± 0.001	411/170
Au + Au	27 (π, K, p)	0 - 5%	0.451 ± 0.009	114 ± 3	$1.004_{-0.004}^{+0.006}$	86/139
		5 - 10%	0.43 ± 0.01	112 ± 3	1.016 ± 0.006	66/140
		10 - 20%	0.40 ± 0.01	116 ± 3	1.019 ± 0.005	61/140
		20 - 30%	0.36 ± 0.01	116 ± 3	1.031 ± 0.005	54/140
		30 - 40%	0.30 ± 0.02	120 ± 3	1.038 ± 0.005	57/140
		40 - 50%	0.14 ± 0.06	120 ± 3	1.058 ± 0.006	48/140
		50 - 60%	$0_{-0}^{+0.05}$	126 ± 3	1.055 ± 0.002	102/140
		60 - 70%	$0_{-0}^{+0.04}$	130 ± 3	1.047 ± 0.002	162/140
		70 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	133 ± 3	1.039 ± 0.002	267/138
0 - 80%	0.38 ± 0.01	115 ± 3	1.027 ± 0.005	49/137		

表 A.0.5: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 27$ GeV(接前表) 和 39 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	27 (non - strange)	0 - 5%	0.43 ± 0.01	109 ± 3	1.021 ± 0.008	38/90
		5 - 10%	0.41 ± 0.01	108 ± 3	1.027 ± 0.007	39/90
		10 - 20%	0.39 ± 0.02	112 ± 3	1.029 ± 0.007	32/90
		20 - 30%	0.34 ± 0.02	113 ± 3	1.039 ± 0.007	29/90
		30 - 40%	0.26 ± 0.03	116 ± 3	1.050 ± 0.007	31/90
		40 - 60%	$0_{-0}^{+0.04}$	120 ± 3	1.061 ± 0.003	38/90
		60 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	131 ± 3	1.044 ± 0.003	125/88
		0 - 80%	0.36 ± 0.02	110 ± 3	1.039 ± 0.007	22/88
Au + Au	27 (strange)	0 - 5%	0.419 ± 0.004	132 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	263/87
		5 - 10%	0.408 ± 0.004	136 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	199/88
		10 - 20%	0.396 ± 0.004	141 ± 2	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0004}$	189/88
		20 - 30%	0.368 ± 0.006	148 ± 2	1.002 ± 0.002	177/88
		30 - 40%	0.31 ± 0.01	153 ± 2	1.011 ± 0.002	154/88
		40 - 60%	0.19 ± 0.03	155 ± 2	1.027 ± 0.003	201/88
		60 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	145 ± 2	1.038 ± 0.001	253/88
		0 - 80%	0.434 ± 0.003	125 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	350/180
Au + Au	27 (all)	0 - 5%	0.426 ± 0.003	128 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	302/181
		10 - 20%	0.414 ± 0.003	132 ± 1	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0009}$	290/181
		20 - 30%	0.379 ± 0.005	137 ± 1	1.006 ± 0.002	316/181
		30 - 40%	0.328 ± 0.008	141 ± 1	1.014 ± 0.002	302/181
		40 - 60%	0.22 ± 0.02	143 ± 1	1.029 ± 0.003	348/181
		60 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	137 ± 1	1.042 ± 0.001	422/179
		0 - 5%	0.463 ± 0.009	116 ± 3	$1.004_{-0.004}^{+0.007}$	57/140
		5 - 10%	0.44 ± 0.01	120 ± 3	1.010 ± 0.006	61/140
Au + Au	39 (π, K, p)	10 - 20%	0.41 ± 0.01	114 ± 3	1.026 ± 0.006	48/140
		20 - 30%	0.36 ± 0.01	116 ± 3	1.036 ± 0.006	63/140
		30 - 40%	0.30 ± 0.02	120 ± 3	1.045 ± 0.006	53/140
		40 - 50%	0.18 ± 0.04	118 ± 3	1.062 ± 0.006	55/140
		50 - 60%	$0_{-0}^{+0.05}$	123 ± 3	1.063 ± 0.002	94/140
		60 - 70%	$0_{-0}^{+0.04}$	131 ± 3	1.054 ± 0.002	226/140
		70 - 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	137 ± 3	1.045 ± 0.002	341/140
		0 - 80%	0.38 ± 0.01	117 ± 3	1.030 ± 0.006	46/140
		Au + Au	39 (non - strange)	0 - 5% ¹	0.45 ± 0.01	111 ± 4
5 - 10% ¹	0.43 ± 0.01			116 ± 4	1.019 ± 0.009	45/90
10 - 20%	0.39 ± 0.01			111 ± 3	1.036 ± 0.005	40/100
20 - 30% ¹	0.35 ± 0.02			114 ± 4	1.042 ± 0.008	50/90
30 - 40% ¹	$0_{-0}^{+0.08}$			112 ± 3	1.079 ± 0.003	49/90
40 - 60%	$0_{-0}^{+0.06}$			120 ± 3	1.067 ± 0.005	43/100
60 - 80% ¹	$0_{-0}^{+0.03}$			137 ± 3	1.045 ± 0.003	158/90
0 - 80% ¹	0.37 ± 0.02			114 ± 3	1.039 ± 0.008	35/90

表 A.0.6: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39$ GeV(接前表), 62.4 GeV 和 200 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据, 中心度上标 (2) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	39 (strange)	0 – 5%	0.430 ± 0.007	134 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.003}$	65/88
		5 – 10%	0.42 ± 0.01	134 ± 3	$1.001_{-0.001}^{+0.003}$	73/88
		10 – 20%	0.39 ± 0.01	143 ± 3	1.005 ± 0.003	85/88
		20 – 30%	0.36 ± 0.01	148 ± 3	1.009 ± 0.003	110/88
		30 – 40%	0.30 ± 0.02	153 ± 3	1.019 ± 0.003	93/88
		40 – 60%	$0_{-0}^{+0.06}$	154 ± 2	1.045 ± 0.001	166/88
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.03}$	149 ± 2	1.043 ± 0.002	221/88
Au + Au	39 (all)	0 – 5% ¹	0.454 ± 0.004	123 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.002}$	131/181
		5 – 10% ¹	0.438 ± 0.007	126 ± 2	1.003 ± 0.003	133/181
		10 – 20%	0.408 ± 0.007	129 ± 2	1.012 ± 0.003	190/191
		20 – 30% ¹	0.382 ± 0.008	134 ± 2	1.013 ± 0.002	234/181
		30 – 40% ¹	0.32 ± 0.01	138 ± 2	1.023 ± 0.002	214/181
		40 – 60%	0.14 ± 0.04	141 ± 2	1.046 ± 0.004	309/191
		60 – 80% ¹	$0_{-0}^{+0.02}$	138 ± 2	1.048 ± 0.001	464/181
Au + Au	62.4 (π, K, p)	0 – 10%	0.47 ± 0.01	124 ± 3	$1.002_{-0.002}^{+0.006}$	104/65
		10 – 20%	0.44 ± 0.01	124 ± 3	1.015 ± 0.006	96/65
		20 – 40%	0.39 ± 0.02	125 ± 4	1.028 ± 0.005	85/65
		40 – 80%	0.18 ± 0.05	128 ± 4	1.059 ± 0.006	91/65
Au + Au	62.4 (non – strange)	0 – 20%	0.43 ± 0.01	121 ± 3	1.022 ± 0.005	93/57
		20 – 40%	0.36 ± 0.02	121 ± 3	1.039 ± 0.004	69/57
		40 – 80% ¹	$0_{-0}^{+0.14}$	124 ± 4	1.068 ± 0.007	73/47
Au + Au	62.4 (strange)	0 – 20%	0.34 ± 0.02	190 ± 10	$1.000_{-0}^{+0.001}$	50/73
		20 – 40%	0.35 ± 0.02	182 ± 8	$1.000_{-0}^{+0.003}$	43/73
		40 – 80%	0.23 ± 0.07	169 ± 7	1.03 ± 0.01	70/67
Au + Au	62.4 (all)	0 – 20%	0.443 ± 0.009	137 ± 3	$1.001_{-0.001}^{+0.006}$	215/133
		20 – 40%	0.38 ± 0.01	136 ± 3	1.021 ± 0.004	181/133
		40 – 80% ¹	0.20 ± 0.04	139 ± 3	1.048 ± 0.006	185/117
Au + Au	200 (π, K, p)	0 – 10% ²	0.45 ± 0.01	111 ± 3	1.039 ± 0.004	105/79
		10 – 20%	0.44 ± 0.01	113 ± 3	1.039 ± 0.005	98/79
		20 – 40%	0.36 ± 0.02	115 ± 3	1.057 ± 0.004	112/81
		40 – 60%	0.22 ± 0.04	117 ± 3	1.075 ± 0.004	87/81
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.04}$	111 ± 3	1.088 ± 0.002	79/81
Au + Au	200 (non – strange)	0 – 10% ²	0.43 ± 0.01	110 ± 3	1.044 ± 0.004	73/61
		10 – 20%	0.42 ± 0.01	112 ± 3	1.047 ± 0.005	67/59
		20 – 40%	0.33 ± 0.02	114 ± 3	1.064 ± 0.004	75/61
		40 – 60%	0.16 ± 0.05	115 ± 3	1.081 ± 0.004	68/61
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.04}$	110 ± 3	1.088 ± 0.002	74/61

表 A.0.7: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV(接前表) 和 2760 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致。之前的来自文献 [157, 158] 的 200 GeV 的研究结果也在表中列出, 我们的结果与之前的结果的区别是因为现在的拟合中使用了更多的 $2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 3 \text{ GeV}/c$ 的实验数据点, 主要是因为 PHENIX 合作组 [75] 的 K^\pm 数据点对 q 提供了更好的约束, 而文献 [157] 使用的 K^\pm 数据点的 $p_T \leq 0.8 \text{ GeV}/c$, 文献 [158] 使用的 K^\pm 数据点的 $p_T \leq 2 \text{ GeV}/c$ 。中心度上标 (1) 表示 [164] 中的中心度为 0-5% 的 $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$ 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中。中心度上标 (2) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据。中心度上标 (3) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据, [75] 缺少该中心度的中间 p_T 区域的 K^\pm 的测量数据。中心度上标 (4) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm, p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中, [164] 中的中心度为 0-5% 的 $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^+, \Xi^-$ 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	200 (strange)	0 – 10% ¹	0.43 ± 0.01	133 ± 4	1.027 ± 0.005	92/111
		10 – 20% ²	0.43 ± 0.01	131 ± 4	1.028 ± 0.005	112/111
		20 – 40%	0.39 ± 0.01	131 ± 3	1.037 ± 0.005	171/113
		40 – 60%	0.22 ± 0.03	110 ± 3	1.081 ± 0.004	165/113
		60 – 80% ³	0.31 ± 0.04	110 ± 10	1.059 ± 0.007	54/59
Au + Au	200 (all)	0 – 10% ⁴	0.435 ± 0.007	118 ± 2	1.036 ± 0.003	186/175
		10 – 20% ²	0.436 ± 0.007	118 ± 2	1.036 ± 0.003	198/173
		20 – 40%	0.378 ± 0.009	120 ± 2	1.049 ± 0.003	278/177
		40 – 60%	0.23 ± 0.02	112 ± 2	1.078 ± 0.003	237/177
		60 – 80% ³	$0_{-0}^{+0.04}$	113 ± 3	1.086 ± 0.002	139/123
Au + Au	200 (all) [157]	0 – 10%	0.470 ± 0.009	122 ± 2	1.018 ± 0.005	130/125
		10 – 20%	0.475 ± 0.008	122 ± 2	1.015 ± 0.005	119/127
		20 – 40%	0.441 ± 0.009	124 ± 2	1.024 ± 0.004	159/127
		40 – 60%	0.282 ± 0.017	119 ± 2	1.066 ± 0.003	165/135
		60 – 80%	$0_{-0}^{+0.05}$	114 ± 3	1.086 ± 0.002	138/123
Au + Au	200 (all) [158]	0 – 10%	0.472 ± 0.009	122 ± 3	1.017 ± 0.006	140/155
Pb + Pb	2760 (π, K, p)	0 – 5%	0.591 ± 0.003	91 ± 2	1.024 ± 0.005	247/213
		5 – 10%	0.587 ± 0.003	91 ± 2	1.029 ± 0.005	247/213
		10 – 20%	0.580 ± 0.003	92 ± 2	1.035 ± 0.005	230/213
		20 – 30%	0.563 ± 0.004	92 ± 2	1.046 ± 0.005	207/213
		30 – 40%	0.535 ± 0.005	92 ± 2	1.061 ± 0.004	201/213
		40 – 50%	0.493 ± 0.005	90 ± 2	1.078 ± 0.003	185/213
		50 – 60%	0.437 ± 0.007	90 ± 2	1.091 ± 0.003	196/213
		60 – 70%	0.35 ± 0.01	91 ± 2	1.104 ± 0.002	244/213
		70 – 80%	0.23 ± 0.02	91 ± 2	1.116 ± 0.002	299/213
80 – 90%	$0_{-0}^{+0.01}$	90 ± 2	1.122 ± 0.001	344/213		
Pb + Pb	2760 (non – strange)	0 – 10%	0.587 ± 0.003	88 ± 2	1.034 ± 0.005	209/143
		10 – 20%	0.576 ± 0.004	89 ± 2	1.042 ± 0.005	201/143
		20 – 40%	0.548 ± 0.005	91 ± 2	1.057 ± 0.005	189/143
		40 – 60%	0.463 ± 0.007	90 ± 2	1.086 ± 0.003	168/143
		60 – 80%	0.28 ± 0.01	91 ± 2	1.112 ± 0.003	198/143
		80 – 90%	$0_{-0}^{+0.01}$	90 ± 2	1.120 ± 0.001	225/143

表 A.0.8: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2760$ GeV(接前表) 和 5020 GeV, 其它与表格(A.0.1)一致

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q	$\chi^2/nDoF$
Pb + Pb	2760 (strange)	0 – 10%	0.561 ± 0.003	133 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.001}$	125/139
		10 – 20%	0.550 ± 0.003	143 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.002}$	74/139
		20 – 40%	0.519 ± 0.008	157 ± 5	$1.006_{-0.006}^{+0.008}$	61/139
		40 – 60%	0.43 ± 0.01	148 ± 5	1.047 ± 0.006	53/139
		60 – 80%	0.25 ± 0.03	139 ± 5	1.088 ± 0.005	72/137
Pb + Pb	2760 (all)	0 – 10%	0.578 ± 0.003	99 ± 2	1.024 ± 0.004	517/285
		10 – 20%	0.566 ± 0.003	100 ± 2	1.033 ± 0.004	467/285
		20 – 40%	0.534 ± 0.004	101 ± 2	1.050 ± 0.004	470/285
		40 – 60%	0.457 ± 0.005	99 ± 2	1.078 ± 0.003	373/285
		60 – 80%	0.31 ± 0.01	96 ± 2	1.106 ± 0.002	396/283
Pb + Pb	5020 (π, K, p)	0 – 5%	0.605 ± 0.002	93 ± 2	1.021 ± 0.005	316/90
		5 – 10%	0.602 ± 0.003	91 ± 2	1.030 ± 0.005	303/90
		10 – 20%	0.596 ± 0.003	93 ± 2	1.031 ± 0.005	317/90
		20 – 30%	0.581 ± 0.003	94 ± 2	1.042 ± 0.004	268/90
		30 – 40%	0.557 ± 0.003	93 ± 2	1.058 ± 0.004	217/90
		40 – 50%	0.517 ± 0.004	92 ± 2	1.076 ± 0.003	189/90
		50 – 60%	0.459 ± 0.005	92 ± 2	1.092 ± 0.003	192/90
		60 – 70%	0.383 ± 0.009	89 ± 2	1.109 ± 0.003	177/90
		70 – 80%	0.26 ± 0.02	88 ± 2	1.123 ± 0.003	189/90
80 – 90%	$0_{-0}^{+0.01}$	88 ± 2	1.131 ± 0.003	174/90		

表 A.0.9: 从对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 和 11.5 GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子 p_T 谱的 TBW4 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/nDoF$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’ 标记

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (GeV)	q_M	q_B	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	7.7 (π, K, p)	0 – 5%	0.431 ± 0.008	111 ± 2	$1.000_{-0}^{+0.002}$	1.003 ± 0.003	112/132
		5 – 10%	0.418 ± 0.009	113 ± 3	$1.000_{-0}^{+0.003}$	1.005 ± 0.003	103/133
		10 – 20%	0.39 ± 0.01	117 ± 4	1.006 ± 0.005	1.006 ± 0.006	86/137
		20 – 30%	0.34 ± 0.02	123 ± 4	1.008 ± 0.005	1.015 ± 0.006	120/135
		30 – 40%	0.32 ± 0.02	125 ± 4	1.006 ± 0.005	1.013 ± 0.006	118/134
		40 – 50%	0.26 ± 0.03	116 ± 4	1.024 ± 0.006	1.023 ± 0.006	110/124
		50 – 60%	0.17 ± 0.08	121 ± 4	1.03 ± 0.01	1.03 ± 0.01	130/121
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.095}$	121 ± 4	1.033 ± 0.004	1.034 ± 0.003	95/116
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.095}$	116 ± 4	1.032 ± 0.005	1.025 ± 0.003	80/96
		0 – 80%	0.37 ± 0.02	105 ± 5	1.026 ± 0.009	1.020 ± 0.008	46/89
Au + Au	7.7 (all)	0 – 5%	0.426 ± 0.005	105 ± 2	1.010 ± 0.002	1.0001 ± 0.0002	234/171
		5 – 10%	0.421 ± 0.005	106 ± 2	1.009 ± 0.002	1.0001 ± 0.0002	218/172
		10 – 20%	0.399 ± 0.005	112 ± 2	1.008 ± 0.001	1.0001 ± 0.0002	186/176
		20 – 30%	0.377 ± 0.006	117 ± 3	1.004 ± 0.001	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	207/174
		30 – 40%	0.362 ± 0.007	118 ± 3	1.004 ± 0.001	$1.000_{-0}^{+0.001}$	180/173
		40 – 60%	0.32 ± 0.01	117 ± 3	1.009 ± 0.003	1.003 ± 0.002	210/157
		60 – 80%	0.24 ± 0.02	112 ± 3	1.022 ± 0.004	1.011 ± 0.004	122/128
Au + Au	11.5 (π, K, p)	0 – 5%	0.429 ± 0.006	112 ± 3	1.005 ± 0.002	$1.000_{-0}^{+0.001}$	100/141
		5 – 10%	0.417 ± 0.006	117 ± 3	$1.001_{-0.001}^{+0.002}$	$1.000_{-0}^{+0.002}$	79/144
		10 – 20%	0.404 ± 0.006	118 ± 3	1.004 ± 0.002	$1.000_{-0}^{+0.003}$	88/144
		20 – 30%	0.36 ± 0.02	121 ± 3	1.012 ± 0.005	1.009 ± 0.006	88/144
		30 – 40%	0.37 ± 0.01	112 ± 3	1.019 ± 0.005	1.008 ± 0.005	90/143
		40 – 50%	0.24 ± 0.03	121 ± 3	1.031 ± 0.005	1.025 ± 0.006	104/139
		50 – 60%	0.24 ± 0.03	116 ± 3	1.032 ± 0.005	1.023 ± 0.005	79/137
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.14}$	118 ± 3	1.044 ± 0.003	1.037 ± 0.002	86/123
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.08}$	116 ± 3	1.041 ± 0.003	1.034 ± 0.003	101/119
		0 – 80%	0.38 ± 0.01	109 ± 4	1.022 ± 0.006	1.017 ± 0.006	30/117
Au + Au	11.5 (all)	0 – 5%	0.433 ± 0.004	107 ± 2	1.010 ± 0.001	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	169/182
		5 – 10%	0.427 ± 0.004	108 ± 2	1.011 ± 0.001	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	163/185
		10 – 20%	0.418 ± 0.004	110 ± 2	1.010 ± 0.001	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0009}$	152/185
		20 – 30%	0.394 ± 0.007	116 ± 2	1.010 ± 0.002	$1.001_{-0.001}^{+0.002}$	133/185
		30 – 40%	0.376 ± 0.007	113 ± 2	1.015 ± 0.002	1.004 ± 0.002	124/184
		40 – 60%	0.30 ± 0.01	118 ± 3	1.022 ± 0.002	1.013 ± 0.002	154/178
		60 – 80%	0.25 ± 0.02	113 ± 3	1.028 ± 0.003	1.014 ± 0.003	131/157

表 A.0.10: $\sqrt{s_{NN}} = 14.5$ GeV, 19.6 GeV 和 27 GeV, 其它与表格(A.0.9)一致

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q_M	q_B	$\chi^2/nDoF$		
Au + Au	14.5 (π, K, p)	0 – 5%	0.43 ± 0.02	116 ± 4	$1.005_{-0.005}^{+0.007}$	$1.002_{-0.002}^{+0.008}$	55/148		
		5 – 10%	0.41 ± 0.02	117 ± 4	1.010 ± 0.007	1.008 ± 0.008	57/148		
		10 – 20%	0.39 ± 0.02	116 ± 4	1.016 ± 0.006	1.015 ± 0.007	53/148		
		20 – 30%	0.39 ± 0.02	114 ± 4	1.020 ± 0.006	1.015 ± 0.007	30/148		
		30 – 40%	0.32 ± 0.03	122 ± 4	1.023 ± 0.006	1.022 ± 0.007	57/148		
		40 – 50%	0.1 ± 0.1	116 ± 4	1.054 ± 0.009	1.055 ± 0.011	83/142		
		50 – 60%	0.27 ± 0.03	111 ± 4	1.037 ± 0.006	1.028 ± 0.007	99/138		
		60 – 70%	0.18 ± 0.07	118 ± 4	1.036 ± 0.008	1.03 ± 0.01	79/130		
		70 – 80%	0.26 ± 0.03	111 ± 4	1.026 ± 0.006	1.012 ± 0.007	68/126		
Au + Au	19.6 (π, K, p)	0 – 5%	0.44 ± 0.01	110 ± 3	1.013 ± 0.005	1.010 ± 0.006	51/145		
		5 – 10%	0.42 ± 0.01	110 ± 3	1.016 ± 0.005	1.010 ± 0.006	70/141		
		10 – 20%	0.40 ± 0.01	116 ± 3	1.015 ± 0.005	1.015 ± 0.006	73/141		
		20 – 30%	0.36 ± 0.02	114 ± 3	1.028 ± 0.005	1.022 ± 0.005	65/141		
		30 – 40%	0.30 ± 0.02	120 ± 3	1.031 ± 0.005	1.027 ± 0.006	81/142		
		40 – 50%	0.15 ± 0.09	125 ± 3	1.045 ± 0.009	1.05 ± 0.01	87/140		
		50 – 60%	$0_{-0}^{+0.08}$	120 ± 3	1.053 ± 0.002	1.047 ± 0.002	106/140		
		60 – 70%	$0_{-0}^{+0.05}$	115 ± 3	1.055 ± 0.003	1.044 ± 0.002	135/134		
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.05}$	113 ± 3	1.053 ± 0.003	1.039 ± 0.002	125/129		
Au + Au	19.6 (all)	0 – 5%	0.453 ± 0.003	105 ± 2	1.013 ± 0.001	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0002}$	162/186		
		5 – 10%	0.446 ± 0.004	107 ± 2	1.013 ± 0.002	$1.000_{-0}^{+0.002}$	158/182		
		10 – 20%	0.431 ± 0.004	110 ± 2	1.015 ± 0.002	1.003 ± 0.002	165/182		
		20 – 30%	0.406 ± 0.005	109 ± 2	1.022 ± 0.002	1.009 ± 0.001	146/182		
		30 – 40%	0.370 ± 0.006	110 ± 2	1.027 ± 0.002	1.015 ± 0.002	198/183		
		40 – 60%	0.305 ± 0.009	113 ± 2	1.035 ± 0.002	1.023 ± 0.002	230/181		
		60 – 80%	0.17 ± 0.03	113 ± 2	1.048 ± 0.003	1.034 ± 0.003	197/169		
		Au + Au	27 (π, K, p)	0 – 5%	0.45 ± 0.01	114 ± 3	$1.004_{-0.004}^{+0.006}$	1.004 ± 0.007	86/138
				5 – 10%	0.43 ± 0.01	111 ± 3	1.016 ± 0.006	1.013 ± 0.006	65/139
10 – 20%	0.41 ± 0.01			114 ± 3	1.019 ± 0.005	1.017 ± 0.006	61/139		
20 – 30%	0.38 ± 0.02			112 ± 3	1.031 ± 0.005	1.026 ± 0.006	50/139		
30 – 40%	0.34 ± 0.02			112 ± 3	1.037 ± 0.005	1.028 ± 0.005	45/139		
40 – 50%	0.25 ± 0.03			114 ± 3	1.051 ± 0.005	1.043 ± 0.006	36/139		
50 – 60%	0.19 ± 0.05			114 ± 3	1.055 ± 0.006	1.044 ± 0.007	47/139		
60 – 70%	$0_{-0}^{+0.06}$			114 ± 3	1.063 ± 0.002	1.049 ± 0.002	57/139		
70 – 80%	$0_{-0}^{+0.05}$			113 ± 3	1.060 ± 0.002	1.042 ± 0.002	83/137		
0 – 80%	0.39 ± 0.01	113 ± 3	1.026 ± 0.005	1.024 ± 0.006	48/136				

表 A.0.11: $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV(接前表), 39 GeV 和 62.4 GeV, 其它与表格(A.0.9)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q_M	q_B	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	27 (all)	0 – 5%	0.464 ± 0.003	104 ± 2	1.014 ± 0.001	$1.0001_{-0.0001}^{+0.0003}$	211/179
		5 – 10%	0.458 ± 0.003	105 ± 2	1.014 ± 0.001	$1.000_{-0}^{+0.002}$	158/180
		10 – 20%	0.443 ± 0.004	108 ± 2	1.017 ± 0.002	1.004 ± 0.002	139/180
		20 – 30%	0.418 ± 0.004	109 ± 2	1.024 ± 0.002	1.010 ± 0.001	127/180
		30 – 40%	0.385 ± 0.006	110 ± 2	1.030 ± 0.002	1.016 ± 0.001	101/180
		40 – 60%	0.329 ± 0.008	110 ± 2	1.040 ± 0.002	1.024 ± 0.002	100/180
		60 – 80%	0.16 ± 0.03	115 ± 2	1.055 ± 0.002	1.040 ± 0.003	124/178
Au + Au	39 (π, K, p)	0 – 5%	0.47 ± 0.01	115 ± 3	$1.004_{-0.004}^{+0.007}$	$1.003_{-0.003}^{+0.008}$	58/139
		5 – 10%	0.45 ± 0.01	117 ± 4	1.009 ± 0.006	$1.005_{-0.005}^{+0.007}$	58/139
		10 – 20%	0.42 ± 0.01	110 ± 3	1.026 ± 0.006	1.020 ± 0.006	43/139
		20 – 30%	0.39 ± 0.01	109 ± 3	1.036 ± 0.005	1.027 ± 0.006	52/139
		30 – 40%	0.36 ± 0.02	110 ± 3	1.043 ± 0.005	1.032 ± 0.006	33/139
		40 – 50%	0.27 ± 0.03	111 ± 3	1.056 ± 0.005	1.048 ± 0.006	43/139
		50 – 60%	0.16 ± 0.06	112 ± 3	1.066 ± 0.006	1.055 ± 0.007	55/139
		60 – 70%	0.20 ± 0.04	106 ± 3	1.067 ± 0.005	1.045 ± 0.006	41/139
		70 – 80%	$0_{-0}^{+0.1}$	108 ± 3	1.074 ± 0.003	1.051 ± 0.002	59/139
0 – 80%	0.40 ± 0.01	111 ± 3	1.030 ± 0.005	1.023 ± 0.006	40/139		
Au + Au	39 (all)	0 – 5% ¹	0.470 ± 0.004	109 ± 2	1.011 ± 0.002	$1.000_{-0}^{+0.001}$	90/180
		5 – 10% ¹	0.458 ± 0.006	111 ± 3	1.014 ± 0.003	$1.002_{-0.002}^{+0.003}$	86/180
		10 – 20%	0.447 ± 0.006	107 ± 2	1.023 ± 0.002	1.008 ± 0.002	83/190
		20 – 30% ¹	0.427 ± 0.006	107 ± 2	1.029 ± 0.003	1.012 ± 0.002	88/180
		30 – 40% ¹	0.389 ± 0.007	109 ± 2	1.036 ± 0.002	1.020 ± 0.002	58/180
		40 – 60%	0.33 ± 0.01	109 ± 2	1.046 ± 0.002	1.029 ± 0.002	90/190
		60 – 80% ¹	0.21 ± 0.02	110 ± 2	1.060 ± 0.002	1.039 ± 0.003	75/180
Au + Au	62.4 (π, K, p)	0 – 10%	0.522 ± 0.005	85 ± 4	1.035 ± 0.004	$1.000_{-0}^{+0.002}$	26/64
		10 – 20%	0.512 ± 0.009	89 ± 5	1.035 ± 0.006	$1.002_{-0.002}^{+0.005}$	34/64
		20 – 40%	0.48 ± 0.01	88 ± 5	1.047 ± 0.005	1.016 ± 0.005	19/64
		40 – 80%	0.40 ± 0.02	91 ± 5	1.061 ± 0.004	1.033 ± 0.004	31/64
Au + Au	62.4 (all)	0 – 20%	0.487 ± 0.005	104 ± 3	1.024 ± 0.002	$1.000_{-0}^{+0.001}$	113/132
		20 – 40%	0.451 ± 0.009	106 ± 4	1.034 ± 0.004	1.011 ± 0.004	84/132
		40 – 80% ¹	0.38 ± 0.01	101 ± 4	1.056 ± 0.004	1.030 ± 0.004	64/116

表 A.0.12: $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, 2.76 TeV 和 5.02 TeV, 其它与表格(A.0.9)一致。中心度上标 (1) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中。中心度上标 (2) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中, [164] 中的中心度为 0-5% 的 Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^- 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中中心度上标 (3) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据。中心度上标 (4) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据, [75] 缺少该中心度的中间 p_T 区域的 K^\pm 的测量数据

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	q_M	q_B	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	200 (π, K, p)	0 – 10% ¹	0.544 ± 0.008	79 ± 4	1.045 ± 0.004	1.006 ± 0.005	24/78
		10 – 20%	0.534 ± 0.009	80 ± 4	1.050 ± 0.004	1.012 ± 0.005	24/78
		20 – 40%	0.51 ± 0.01	78 ± 4	1.063 ± 0.004	1.025 ± 0.005	24/80
		40 – 60%	0.44 ± 0.02	83 ± 4	1.074 ± 0.003	1.043 ± 0.005	33/80
		60 – 80%	0.31 ± 0.04	88 ± 5	1.088 ± 0.003	1.062 ± 0.005	21/80
Au + Au	200 (all)	0 – 10% ²	0.458 ± 0.006	104 ± 3	1.044 ± 0.003	1.032 ± 0.003	140/174
		10 – 20% ³	0.458 ± 0.006	101 ± 3	1.048 ± 0.003	1.033 ± 0.003	119/172
		20 – 40%	0.425 ± 0.007	95 ± 2	1.063 ± 0.003	1.044 ± 0.003	136/176
		40 – 60%	0.30 ± 0.01	96 ± 3	1.083 ± 0.002	1.070 ± 0.003	173/176
		60 – 80% ⁴	0.28 ± 0.02	92 ± 3	1.088 ± 0.003	1.068 ± 0.004	56/122
Pb + Pb	2.76 (π, K, p)	0 – 5%	0.590 ± 0.004	92 ± 2	1.024 ± 0.005	1.026 ± 0.006	246/212
		5 – 10%	0.588 ± 0.004	91 ± 2	1.030 ± 0.005	1.028 ± 0.006	247/212
		10 – 20%	0.584 ± 0.004	90 ± 2	1.035 ± 0.005	1.029 ± 0.006	225/212
		20 – 30%	0.574 ± 0.005	88 ± 2	1.046 ± 0.005	1.034 ± 0.006	191/212
		30 – 40%	0.557 ± 0.005	84 ± 2	1.061 ± 0.004	1.044 ± 0.005	162/212
		40 – 50%	0.525 ± 0.006	80 ± 2	1.079 ± 0.003	1.060 ± 0.004	127/212
		50 – 60%	0.485 ± 0.007	78 ± 2	1.094 ± 0.003	1.073 ± 0.004	117/212
		60 – 70%	0.441 ± 0.008	74 ± 2	1.107 ± 0.002	1.082 ± 0.003	105/212
		70 – 80%	0.40 ± 0.01	71 ± 2	1.117 ± 0.002	1.088 ± 0.003	94/212
Pb + Pb	2.76 (all)	0 – 10%	0.577 ± 0.003	100 ± 2	1.025 ± 0.004	1.025 ± 0.005	513/284
		10 – 20%	0.570 ± 0.004	98 ± 2	1.034 ± 0.004	1.028 ± 0.005	462/284
		20 – 40%	0.549 ± 0.004	94 ± 2	1.051 ± 0.004	1.039 ± 0.004	439/284
		40 – 60%	0.498 ± 0.005	86 ± 2	1.081 ± 0.003	1.062 ± 0.003	273/284
		60 – 80%	0.421 ± 0.008	77 ± 2	1.108 ± 0.002	1.082 ± 0.003	162/282
Pb + Pb	5.02 (π, K, p)	0 – 5%	0.596 ± 0.003	99 ± 2	1.021 ± 0.005	1.041 ± 0.006	274/89
		5 – 10%	0.596 ± 0.003	95 ± 2	1.028 ± 0.005	1.040 ± 0.005	286/89
		10 – 20%	0.591 ± 0.003	96 ± 2	1.031 ± 0.005	1.040 ± 0.005	306/89
		20 – 30%	0.580 ± 0.004	95 ± 2	1.042 ± 0.004	1.044 ± 0.005	267/89
		30 – 40%	0.565 ± 0.004	91 ± 2	1.058 ± 0.004	1.050 ± 0.004	207/89
		40 – 50%	0.535 ± 0.005	86 ± 2	1.077 ± 0.003	1.064 ± 0.004	156/89
		50 – 60%	0.492 ± 0.006	83 ± 2	1.094 ± 0.003	1.078 ± 0.003	128/89
		60 – 70%	0.447 ± 0.008	75 ± 2	1.112 ± 0.003	1.089 ± 0.003	69/89
		70 – 80%	0.38 ± 0.01	73 ± 2	1.124 ± 0.002	1.099 ± 0.003	54/89
80 – 90%	0.32 ± 0.02	72 ± 2	1.130 ± 0.002	1.104 ± 0.003	51/89		

表 A.0.13: 从对 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV 和 11.5 GeV 的不同中心度下的重离子碰撞中的粒子 p_T 谱的 BGBW 拟合中提取的动力学冻出参数和 $\chi^2/nDoF$ 。只拟合 π^\pm , K^\pm , $p(\bar{p})$ 的实验数据点的结果使用在碰撞能量后 ‘(π, K, p)’ 的标记。拟合中包含表格(4.3.1)中列出的所有种类的粒子数据的结果使用 ‘(all)’ 标记

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	7.7 (π, K, p)	0 – 5%	0.437 ± 0.005	110 ± 2	114/134
		5 – 10%	0.428 ± 0.006	110 ± 2	107/135
		10 – 20%	0.395 ± 0.007	119 ± 2	87/139
		20 – 30%	0.378 ± 0.007	120 ± 2	132/137
		30 – 40%	0.357 ± 0.008	122 ± 2	127/136
		40 – 50%	0.328 ± 0.009	124 ± 2	127/126
		50 – 60%	0.30 ± 0.01	123 ± 2	149/123
		60 – 70%	0.26 ± 0.01	126 ± 2	107/118
		70 – 80%	0.19 ± 0.02	131 ± 2	93/98
		0 – 80%	0.401 ± 0.008	116 ± 2	53/91
Au + Au	7.7 (all)	0 – 5%	0.407 ± 0.005	118 ± 2	274/173
		5 – 10%	0.403 ± 0.005	118 ± 2	251/174
		10 – 20%	0.378 ± 0.005	124 ± 2	218/178
		20 – 30%	0.365 ± 0.005	124 ± 2	217/176
		30 – 40%	0.349 ± 0.006	125 ± 2	190/175
		40 – 60%	0.312 ± 0.006	127 ± 2	230/159
		60 – 80%	0.259 ± 0.009	127 ± 2	165/130
Au + Au	11.5 (π, K, p)	0 – 5%	0.423 ± 0.005	118 ± 2	105/143
		5 – 10%	0.416 ± 0.005	119 ± 2	80/146
		10 – 20%	0.398 ± 0.006	122 ± 2	92/146
		20 – 30%	0.375 ± 0.007	128 ± 2	95/146
		30 – 40%	0.361 ± 0.007	129 ± 2	121/145
		40 – 50%	0.302 ± 0.009	138 ± 2	153/141
		50 – 60%	0.291 ± 0.009	136 ± 2	139/139
		60 – 70%	0.25 ± 0.01	137 ± 2	130/125
		70 – 80%	0.23 ± 0.01	136 ± 2	145/121
				0 – 80%	0.403 ± 0.007
Au + Au	11.5 (all)	0 – 5%	0.410 ± 0.004	122 ± 1	228/184
		5 – 10%	0.402 ± 0.004	124 ± 2	228/187
		10 – 20%	0.392 ± 0.004	126 ± 1	215/187
		20 – 30%	0.369 ± 0.005	131 ± 2	186/187
		30 – 40%	0.350 ± 0.005	133 ± 2	207/186
		40 – 60%	0.307 ± 0.006	138 ± 2	276/180
		60 – 80%	0.259 ± 0.008	137 ± 2	276/159

表 A.0.14: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 14.5 \text{ GeV}$, 19.6 GeV 和 27 GeV , 其它与表格(A.0.13)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	14.5 (π, K, p)	0 – 5%	0.427 ± 0.006	120 ± 2	58/150
		5 – 10%	0.416 ± 0.007	123 ± 2	61/150
		10 – 20%	0.415 ± 0.007	123 ± 2	59/150
		20 – 30%	0.403 ± 0.007	125 ± 2	44/150
		30 – 40%	0.373 ± 0.008	130 ± 2	71/150
		40 – 50%	0.344 ± 0.009	133 ± 3	139/144
		50 – 60%	0.32 ± 0.01	134 ± 3	149/140
		60 – 70%	0.31 ± 0.01	130 ± 3	108/132
		70 – 80%	0.26 ± 0.01	133 ± 3	107/128
Au + Au	19.6 (π, K, p)	0 – 5%	0.446 ± 0.005	117 ± 2	57/147
		5 – 10%	0.433 ± 0.005	120 ± 2	82/143
		10 – 20%	0.421 ± 0.006	122 ± 2	82/143
		20 – 30%	0.393 ± 0.006	129 ± 2	99/143
		30 – 40%	0.357 ± 0.007	135 ± 2	120/144
		40 – 50%	0.338 ± 0.008	136 ± 2	143/142
		50 – 60%	0.289 ± 0.008	144 ± 2	214/142
		60 – 70%	0.257 ± 0.009	145 ± 2	279/136
		70 – 80%	0.22 ± 0.01	146 ± 2	277/131
Au + Au	19.6 (all)	0 – 5%	0.421 ± 0.003	126 ± 1	293/188
		5 – 10%	0.414 ± 0.003	128 ± 1	283/184
		10 – 20%	0.404 ± 0.003	131 ± 1	279/184
		20 – 30%	0.382 ± 0.003	137 ± 1	322/184
		30 – 40%	0.363 ± 0.004	138 ± 1	394/185
		40 – 60%	0.330 ± 0.004	142 ± 1	550/183
		60 – 80%	0.269 ± 0.006	146 ± 2	644/171
		Au + Au	27 (π, K, p)	0 – 5%	0.456 ± 0.005
5 – 10%	0.448 ± 0.005			118 ± 2	73/141
10 – 20%	0.434 ± 0.005			122 ± 2	73/141
20 – 30%	0.415 ± 0.006			127 ± 2	86/141
30 – 40%	0.387 ± 0.007			133 ± 2	105/141
40 – 50%	0.354 ± 0.007			139 ± 2	145/141
50 – 60%	0.314 ± 0.008			146 ± 2	201/141
60 – 70%	0.274 ± 0.009			150 ± 2	283/141
70 – 80%	0.23 ± 0.01			153 ± 2	366/139
0 – 80%	0.422 ± 0.006	125 ± 2	73/138		

表 A.0.15: $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV(接前表), 39 GeV, 62.4 GeV 和 200 GeV, 其它与表格(A.0.13)一致。中心度上标 (1) 表示 [160] 缺少该中心度的 π^0 的测量数据。中心度上标 (2) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中

系统	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	27 (all)	0 – 5%	0.434 ± 0.003	125 ± 1	351/181
		5 – 10%	0.426 ± 0.003	128 ± 1	302/182
		10 – 20%	0.414 ± 0.003	132 ± 1	291/182
		20 – 30%	0.394 ± 0.003	139 ± 1	329/182
		30 – 40%	0.372 ± 0.004	143 ± 1	365/182
		40 – 60%	0.337 ± 0.004	149 ± 1	546/182
		60 – 80%	0.283 ± 0.005	152 ± 2	812/180
Au + Au	39 (π, K, p)	0 – 5%	0.468 ± 0.005	117 ± 2	58/141
		5 – 10%	0.449 ± 0.005	123 ± 2	63/141
		10 – 20%	0.446 ± 0.005	124 ± 2	65/141
		20 – 30%	0.425 ± 0.006	129 ± 2	98/141
		30 – 40%	0.395 ± 0.007	137 ± 2	111/141
		40 – 50%	0.372 ± 0.007	140 ± 2	162/141
		50 – 60%	0.330 ± 0.008	147 ± 2	235/141
		60 – 70%	0.292 ± 0.009	155 ± 2	339/141
		70 – 80%	0.254 ± 0.009	159 ± 2	434/141
Au + Au	39 (all)	0 – 5% ¹	0.454 ± 0.004	123 ± 2	132/182
		5 – 10% ¹	0.442 ± 0.004	127 ± 2	134/182
		10 – 20%	0.431 ± 0.004	132 ± 2	211/192
		20 – 30% ¹	0.413 ± 0.004	137 ± 2	264/182
		30 – 40% ¹	0.392 ± 0.004	143 ± 2	312/182
		40 – 60%	0.355 ± 0.005	151 ± 2	632/192
		60 – 80% ¹	0.296 ± 0.006	159 ± 2	879/182
		Au + Au	62.4 (π, K, p)	0 – 10%	0.474 ± 0.006
10 – 20%	0.462 ± 0.007			129 ± 3	102/66
20 – 40%	0.444 ± 0.008			135 ± 3	109/66
40 – 80%	0.39 ± 0.01			148 ± 4	193/66
Au + Au	62.4 (all)	0 – 20%	0.445 ± 0.005	138 ± 2	216/134
		20 – 40%	0.422 ± 0.006	145 ± 3	205/134
		40 – 80% ¹	0.376 ± 0.008	155 ± 3	270/118
Au + Au	200 (π, K, p)	0 – 10% ²	0.506 ± 0.005	125 ± 2	175/80
		10 – 20%	0.503 ± 0.006	125 ± 2	153/80
		20 – 40%	0.483 ± 0.006	134 ± 3	281/82
		40 – 60%	0.456 ± 0.008	141 ± 3	387/82
		60 – 80%	0.43 ± 0.01	147 ± 4	549/82

表 A.0.16: $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV(接前表), 2.76 TeV 和 5.02 TeV, 其它与表格(A.0.13)一致。中心度上标 (1) 表示 [69] 中的中心度为 0-12% 的 π^\pm , p 和 \bar{p} 的测量数据被使用在 0-10% 的拟合中, [164] 中的中心度为 0-5% 的 Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ξ^- 和 Ω 的测量数据被使用 0-10% 的拟合中。中心度上标 (2) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据。中心度上标 (3) 表示 [164] 缺少该中心度的 Ω 的测量数据, [75] 缺少该中心度的中间 p_T 区域的 K^\pm 的测量数据

系统	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (TeV)	中心度	$\langle\beta\rangle$	T (MeV)	$\chi^2/nDoF$
Au + Au	200 (all)	0 – 10% ¹	0.484 ± 0.004	134 ± 2	300/176
		10 – 20% ²	0.488 ± 0.004	132 ± 2	297/174
		20 – 40%	0.467 ± 0.004	140 ± 2	519/178
		40 – 60%	0.439 ± 0.005	144 ± 2	931/178
		60 – 80% ³	0.422 ± 0.007	149 ± 3	621/124
Pb + Pb	2.76 (π, K, p)	0 – 5%	0.602 ± 0.001	99 ± 1	265/214
		5 – 10%	0.600 ± 0.001	101 ± 1	274/214
		10 – 20%	0.597 ± 0.002	104 ± 1	266/214
		20 – 30%	0.590 ± 0.002	108 ± 1	272/214
		30 – 40%	0.580 ± 0.002	114 ± 1	334/214
		40 – 50%	0.566 ± 0.002	120 ± 1	472/214
		50 – 60%	0.549 ± 0.003	127 ± 2	700/214
		60 – 70%	0.526 ± 0.003	135 ± 2	1039/214
		70 – 80%	0.505 ± 0.004	142 ± 2	1371/214
Pb + Pb	2.76 (all)	0 – 10%	0.589 ± 0.001	108 ± 1	541/286
		10 – 20%	0.584 ± 0.001	113 ± 1	519/286
		20 – 40%	0.569 ± 0.002	122 ± 1	601/286
		40 – 60%	0.542 ± 0.002	134 ± 1	816/286
		60 – 80%	0.507 ± 0.003	146 ± 2	1496/284
Pb + Pb	5.02 (π, K, p)	0 – 5%	0.613 ± 0.001	99 ± 1	334/91
		5 – 10%	0.613 ± 0.001	100 ± 1	338/91
		10 – 20%	0.609 ± 0.001	103 ± 1	356/91
		20 – 30%	0.602 ± 0.001	108 ± 1	336/91
		30 – 40%	0.593 ± 0.001	114 ± 1	377/91
		40 – 50%	0.579 ± 0.002	121 ± 1	519/91
		50 – 60%	0.559 ± 0.002	131 ± 1	830/91
		60 – 70%	0.545 ± 0.003	132 ± 2	903/91
		70 – 80%	0.521 ± 0.004	140 ± 2	1215/91
80 – 90%	0.502 ± 0.005	140 ± 2	1324/91		

参考文献

- [1] Peter Skands. “Introduction to QCD”. In: *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Searching for New Physics at Small and Large Scales*. 2013, pp. 341–420. arXiv:1207.2389 [hep-ph].
- [2] John C. Collins and M. J. Perry. “Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?” In: *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975), p. 1353.
- [3] S. L. Glashow. “Partial Symmetries of Weak Interactions”. In: *Nucl. Phys.* 22 (1961), pp. 579–588.
- [4] Andrea Romanino. “The Standard model of particle physics”. In: *9th Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics*. 2009.
- [5] Murray Gell-Mann. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”. In: *Phys. Lett.* 8 (1964), pp. 214–215.
- [6] G. Zweig. “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2”. In: *Developments In The Quark Theory Of Hadrons. VOL. 1. 1964 - 1978*. Ed. by D. B. Lichtenberg and Simon Peter Rosen. Feb. 1964, pp. 22–101.
- [7] Serguei Chatrchyan et al. “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC”. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), pp. 30–61. arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [8] R. L. Workman and Others. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2022 (2022), p. 083C01.
- [9] David J. Gross and Frank Wilczek. “Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories”. In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973). Ed. by J. C. Taylor, pp. 1343–1346.
- [10] H. David Politzer. “Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?” In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973). Ed. by J. C. Taylor, pp. 1346–1349.
- [11] Das. Sabita. “Identified particle production and freeze-out dynamics in STAR at RHIC Beam Energy Scan program”. en. Dissertation. Mumbai: Homi Bhabha National Institute, 2015.
- [12] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. “Glauber modeling in high energy nuclear collisions”. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), pp. 205–243. arXiv:nuc1-ex/0701025.

- [13] R. J. Glauber and G. Matthiae. “High-energy scattering of protons by nuclei”. In: *Nucl. Phys. B* 21 (1970), pp. 135–157.
- [14] C. Shen. *Sketch of relativistic heavy-ion collisions*. 2014.
- [15] Chun Shen and Ulrich Heinz. “The road to precision: Extraction of the specific shear viscosity of the quark-gluon plasma”. In: *Nucl. Phys. News* 25.2 (2015), pp. 6–11. arXiv:1507.01558 [nucl-th].
- [16] Wit Busza, Krishna Rajagopal, and Wilke van der Schee. “Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions”. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 68 (2018), pp. 339–376. arXiv:1802.04801 [hep-ph].
- [17] Francois Gelis, Edmond Iancu, Jamal Jalilian-Marian, and Raju Venugopalan. “The Color Glass Condensate”. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60 (2010), pp. 463–489. arXiv:1002.0333 [hep-ph].
- [18] Bjoern Schenke and Soeren Schlichting. “3D glasma initial state for relativistic heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 94.4 (2016), p. 044907. arXiv:1605.07158 [hep-ph].
- [19] Bjoern Schenke, Prithwish Tribedy, and Raju Venugopalan. “Fluctuating Glasma initial conditions and flow in heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), p. 252301. arXiv:1202.6646 [nucl-th].
- [20] Ulrich W. Heinz. “Concepts of heavy ion physics”. In: *2nd CERN-CLAF School of High Energy Physics*. July 2004, pp. 165–238. arXiv:hep-ph/0407360.
- [21] H. Sorge. “Elliptical flow: A Signature for early pressure in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), pp. 2309–2312. arXiv:nucl-th/9610026.
- [22] K. H. Ackermann et al. “Elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), pp. 402–407. arXiv:nucl-ex/0009011.
- [23] C. Adler et al. “Identified particle elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), p. 182301. arXiv:nucl-ex/0107003.
- [24] John Adams et al. “Particle type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), p. 052302. arXiv:nucl-ex/0306007.
- [25] S. S. Adler et al. “Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 182301. arXiv:nucl-ex/0305013.

- [26] J. Adams et al. “Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 72 (2005), p. 014904. arXiv:nuc1-ex/0409033.
- [27] P. Huovinen, P. F. Kolb, Ulrich W. Heinz, et al. “Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions”. In: *Phys. Lett. B* 503 (2001), pp. 58–64. arXiv:hep-ph/0101136.
- [28] Fabrice Retiere and Michael Annan Lisa. “Observable implications of geometrical and dynamical aspects of freeze out in heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), p. 044907. arXiv:nuc1-th/0312024.
- [29] C. Adler et al. “Midrapidity Lambda and anti-Lambda production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 092301. arXiv:nuc1-ex/0203016.
- [30] J. Adams et al. “Multistrange baryon production in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), p. 182301. arXiv:nuc1-ex/0307024.
- [31] B. I. Abelev et al. “Energy and system size dependence of ϕ meson production in Cu+Cu and Au+Au collisions”. In: *Phys. Lett. B* 673 (2009), pp. 183–191. arXiv:0810.4979 [nuc1-ex].
- [32] J. Adams et al. “Transverse momentum and collision energy dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 172302. arXiv:nuc1-ex/0305015.
- [33] J. Adams et al. “Evidence from d +Au measurements for final state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 072304. arXiv:nuc1-ex/0306024.
- [34] K. Adcox et al. “Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), p. 022301. arXiv:nuc1-ex/0109003.
- [35] S. S. Adler et al. “Suppressed π^0 production at large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 072301. arXiv:nuc1-ex/0304022.
- [36] L. Adamczyk et al. “Beam Energy Dependence of Jet-Quenching Effects in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7, 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39,$ and 62.4 GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 121.3 (2018), p. 032301. arXiv:1707.01988 [nuc1-ex].

- [37] A. Adare et al. “ J/ψ production versus transverse momentum and rapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 232002. arXiv:hep-ex/0611020.
- [38] A. Adare et al. “ J/ψ Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 232301. arXiv:nucl-ex/0611020.
- [39] Stephen Scott Adler et al. “ J/ψ production and nuclear effects for d +Au and $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), p. 012304. arXiv:nucl-ex/0507032.
- [40] A. Adare et al. “ J/ψ production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu+Cu Collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), p. 122301. arXiv:0801.0220 [nucl-ex].
- [41] M. A. Stephanov. “QCD phase diagram: An Overview”. In: *PoS LAT2006* (2006). Ed. by Tom Blum, Michael Creutz, Carleton DeTar, et al., p. 024. arXiv:hep-lat/0701002.
- [42] R. V. Gavai and Sourendu Gupta. “The Critical end point of QCD”. In: *Phys. Rev. D* 71 (2005), p. 114014. arXiv:hep-lat/0412035.
- [43] R. V. Gavai and Sourendu Gupta. “QCD at finite chemical potential with six time slices”. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008), p. 114503. arXiv:0806.2233 [hep-lat].
- [44] M. Cheng et al. “Baryon Number, Strangeness and Electric Charge Fluctuations in QCD at High Temperature”. In: *Phys. Rev. D* 79 (2009), p. 074505. arXiv:0811.1006 [hep-lat].
- [45] Masayuki Asakawa, Shinji Ejiri, and Masakiyo Kitazawa. “Third moments of conserved charges as probes of QCD phase structure”. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), p. 262301. arXiv:0904.2089 [nucl-th].
- [46] M. A. Stephanov. “On the sign of kurtosis near the QCD critical point”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), p. 052301. arXiv:1104.1627 [hep-ph].
- [47] L. Adamczyk et al. “Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program”. In: *Phys. Rev. C* 96.4 (2017), p. 044904. arXiv:1701.07065 [nucl-ex].
- [48] Jaroslav Adam et al. “Strange hadron production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27, \text{ and } 39$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 102.3 (2020), p. 034909. arXiv:1906.03732 [nucl-ex].

- [49] B. I. Abelev et al. “Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 9.2$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 81 (2010), p. 024911. arXiv:0909.4131 [nucl-ex].
- [50] Jaroslav Adam et al. “Bulk properties of the system formed in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 14.5$ GeV at the BNL STAR detector”. In: *Phys. Rev. C* 101.2 (2020), p. 024905. arXiv:1908.03585 [nucl-ex].
- [51] Krishan Gopal. “Production of pions, kaons, and (anti-)protons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 54.4$ GeV at RHIC”. In: *EPJ Web Conf.* 276 (2023), p. 03009. arXiv:2212.14204 [nucl-ex].
- [52] Krishan Gopal. “Identified hadron production at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 54.4$ GeV at STAR”. In: (July 2023). arXiv:2307.14504 [nucl-ex].
- [53] Yan Huang. “Strange Hadron Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 54.4$ GeV”. In: *EPJ Web Conf.* 259 (2022), p. 03002.
- [54] Li-Juan Ruan. “Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV”. In: *Nucl. Phys. A* 783 (2007). Ed. by P. Jacobs and Xin-Nian Wang, pp. 547–550.
- [55] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel. “Hadron production in Au - Au collisions at RHIC”. In: *Phys. Lett. B* 518 (2001), pp. 41–46. arXiv:hep-ph/0105229.
- [56] Jorgen Randrup and Jean Cleymans. “Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions”. In: *Phys. Rev. C* 74 (2006), p. 047901. arXiv:hep-ph/0607065.
- [57] J. Cleymans. “Status of the Thermal Model and Chemical Freeze-Out”. In: *EPJ Web Conf.* 95 (2015). Ed. by L. Bravina, Y. Foka, and S. Kabana, p. 03004. arXiv:1412.7045 [hep-ph].
- [58] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton. “Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 73 (2006), p. 034905. arXiv:hep-ph/0511094.
- [59] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel. “The Horn, the hadron mass spectrum and the QCD phase diagram: The Statistical model of hadron production in central nucleus-nucleus collisions”. In: *Nucl. Phys. A* 834 (2010). Ed. by Huan-Qiao Zhang, Sheng-Yun Zhu, Zhi-Xiang Zhao, et al., pp. 237C–240C. arXiv:0911.4931 [nucl-th].

- [60] Ekkard Schnedermann, Josef Sollfrank, and Ulrich W. Heinz. “Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions”. In: *Phys. Rev. C* 48 (1993), pp. 2462–2475. arXiv:nuc1-th/9307020.
- [61] Ekkard Schnedermann and Ulrich W. Heinz. “A Hydrodynamical assessment of 200-A/GeV collisions”. In: *Phys. Rev. C* 50 (1994), pp. 1675–1683. arXiv:nuc1-th/9402018.
- [62] John Adams et al. “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions”. In: *Nucl. Phys. A* 757 (2005), pp. 102–183. arXiv:nuc1-ex/0501009.
- [63] Betty Abelev et al. “Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Rev. C* 88 (2013), p. 044910. arXiv:1303.0737 [hep-ex].
- [64] Shreyasi Acharya et al. “Production of charged pions, kaons, and (anti-)protons in Pb-Pb and inelastic $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”. In: *Phys. Rev. C* 101.4 (2020), p. 044907. arXiv:1910.07678 [nuc1-ex].
- [65] Shreyasi Acharya et al. “Multiplicity dependence of light-flavor hadron production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”. In: *Phys. Rev. C* 99.2 (2019), p. 024906. arXiv:1807.11321 [nuc1-ex].
- [66] Serguei Chatrchyan et al. “Study of the Inclusive Production of Charged Pions, Kaons, and Protons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, \text{ and } 7$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), p. 2164. arXiv:1207.4724 [hep-ex].
- [67] B. I. Abelev et al. “Energy dependence of π^{+-} , p and anti-p transverse momentum spectra for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200 GeV”. In: *Phys. Lett. B* 655 (2007), pp. 104–113. arXiv:nuc1-ex/0703040.
- [68] B. I. Abelev et al. “Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d^+ Au and Au+Au Collisions from STAR”. In: *Phys. Rev. C* 79 (2009), p. 034909. arXiv:0808.2041 [nuc1-ex].
- [69] B. I. Abelev et al. “Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), p. 152301. arXiv:nuc1-ex/0606003.
- [70] J. Adams et al. “Identified hadron spectra at large transverse momentum in $p + p$ and $d + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Lett. B* 637 (2006), pp. 161–169. arXiv:nuc1-ex/0601033.

- [71] B. I. Abelev et al. “Spectra of identified high- p_T π^\pm and $p(\bar{p})$ in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 81 (2010), p. 054907. arXiv:0911.3130 [nucl-ex].
- [72] G. Agakishiev et al. “Identified hadron compositions in $p + p$ and Au+Au collisions at high transverse momenta at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), p. 072302. arXiv:1110.0579 [nucl-ex].
- [73] K. Adcox et al. “Centrality dependence of π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} production from $\sqrt{s_{NN}} = 13$ GeV Au+Au collisions at RHIC”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), p. 242301. arXiv:nucl-ex/0112006.
- [74] K. Adcox et al. “Single identified hadron spectra from $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au+Au collisions”. In: *Phys. Rev. C* 69 (2004), p. 024904. arXiv:nucl-ex/0307010.
- [75] A. Adare et al. “Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d +Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 88.2 (2013), p. 024906. arXiv:1304.3410 [nucl-ex].
- [76] A. Adare et al. “Identified charged hadron production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ and 62.4 GeV”. In: *Phys. Rev. C* 83 (2011), p. 064903. arXiv:1102.0753 [nucl-ex].
- [77] I. C. Arsene et al. “Rapidity and centrality dependence of particle production for identified hadrons in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 94.1 (2016), p. 014907. arXiv:1602.01183 [nucl-ex].
- [78] J. Adamczewski-Musch et al. “Charged-pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV: HADES Collaboration”. In: *Eur. Phys. J. A* 56.10 (2020), p. 259. arXiv:2005.08774 [nucl-ex].
- [79] N. Abgrall et al. “Measurement of negatively charged pion spectra in inelastic $p + p$ interactions at $p_{lab} = 20, 31, 40, 80$ and 158 GeV/ c ”. In: *Eur. Phys. J. C* 74.3 (2014), p. 2794. arXiv:1310.2417 [hep-ex].
- [80] B. Alper et al. “Production Spectra of π^\pm , K^\pm , p^\pm at Large Angles in Proton Proton Collisions in the CERN Intersecting Storage Rings”. In: *Nucl. Phys. B* 100 (1975), pp. 237–290.
- [81] J. Adams et al. “Identified hadron spectra at large transverse momentum in $p + p$ and d +Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Lett. B* 637 (2006), pp. 161–169. arXiv:nucl-ex/0601033.

- [82] R. J. Fries, Berndt Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass. “Hadronization in heavy ion collisions: Recombination and fragmentation of partons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), p. 202303. arXiv:nuc1-th/0301087.
- [83] V. Greco, C. M. Ko, and I. Vitev. “Hadron production from quark coalescence and jet fragmentation in intermediate energy collisions at RHIC”. In: *Phys. Rev. C* 71 (2005), p. 041901. arXiv:nuc1-th/0412043.
- [84] Ivan Vitev and Miklos Gyulassy. “Jet quenching and the \bar{p} greater than or equal to π^- anomaly at RHIC”. In: *Phys. Rev. C* 65 (2002), p. 041902. arXiv:nuc1-th/0104066.
- [85] URL: https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/DataSummary_Evts_uB_sNN_STAR_BES_FXT.pdf.
- [86] M. Harrison, T. Ludlam, and S. Ozaki. “RHIC project overview”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 235–244.
- [87] *Relativistic Heavy Ion Collider: Configuration Manual*. 2006.
- [88] URL: <https://www.bnl.gov/rhic/ebis.php>.
- [89] K. H. Ackermann et al. “STAR detector overview”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 624–632.
- [90] K. Adcox et al. “PHENIX detector overview”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 469–479.
- [91] M Adamczyk et al. “The BRAHMS experiment at RHIC”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 437–468.
- [92] B. B Back et al. “The PHOBOS detector at RHIC”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 603–623.
- [93] E. C. Aschenauer et al. “The RHIC Spin Program: Achievements and Future Opportunities”. In: (Mar. 2013). arXiv:1304.0079 [nuc1-ex].
- [94] Alex Schmah and Maria. *3D picture of STAR detector*.
- [95] H. Bichsel. “A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 562 (2006), pp. 154–197.
- [96] *Proposal for a large area Time of Flight system for STAR*. 2006.
- [97] W. J. Llope. “The large-area time-of-flight upgrade for STAR”. In: *Nucl. Instrum. Meth. B* 241 (2005), pp. 306–310.
- [98] URL: [https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/public/csn0121\(1996\)](https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/public/csn0121(1996)).

- [99] M. Anderson et al. “The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 659–678. arXiv:nucl-ex/0301015.
- [100] J. Abele et al. “The laser system for the STAR time projection chamber”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 692–702.
- [101] URL: http://atlas.physics.arizona.edu/~shupe/Physics_Courses/Phys_586_S2015_S2016_S2017/_Phys586_S2014/Lectures_Heidelberg/Lec8_Chams_Ion_Drift_MWPC_etc.pdf.
- [102] D. Liko. *STAR Note 00087*. 1992.
- [103] W. M. Yao et al. “Review of Particle Physics”. In: *J. Phys. G* 33 (2006), pp. 1–1232.
- [104] W. J. Llope et al. “The TOFP/pVPD time-of-flight system for STAR”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 522 (2004), pp. 252–273. arXiv:nucl-ex/0308022.
- [105] W. J. Llope et al. “The STAR Vertex Position Detector”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 759 (2014), pp. 23–28. arXiv:1403.6855 [physics.ins-det].
- [106] M. Shao, Olga Yu. Barannikova, X. Dong, et al. “Extensive particle identification with TPC and TOF at the STAR experiment”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 558 (2006), pp. 419–429. arXiv:nucl-ex/0505026.
- [107] Zhen Wang. “Inclusive dielectron production at $\sqrt{s_{NN}} = 54.4$ GeV Au-Au collisions at RHIC-STAR”. cn. Dissertation. Qingdao: Shandong University, 2023.
- [108] F. S. Bieser et al. “The STAR trigger”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 766–777.
- [109] Yichun Xu et al. “Improving the dE/dx calibration of the STAR TPC for the high- p_T hadron identification”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 614 (2010), pp. 28–33. arXiv:0807.4303 [physics.ins-det].
- [110] Yichun Xu. “Measurements of high- p_T identified hadron spectra in $p + p$ and Au+Au collisions at RHIC”. en. PhD thesis. Hefei, University of Science and Technology of China, 2009.
- [111] Maksym Zyzak. “Online selection of short-lived particles on many-core computer architectures in the CBM experiment at FAIR”. PhD thesis. Goethe University, Frankfurt (main), Frankfurt University, 2016.
- [112] T. Ullrich and Z. Xu. *Treatment of Errors in Efficiency Calculations*. 2012. arXiv:physics/0701199 [physics.data-an].

- [113] H. Long. en. PhD thesis. University of California, Los Angeles, 2002.
- [114] URL: <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/geant4public/G4UsersDocuments/Welcome/IntroductionToGeant4/html/introductionToGeant4.html>.
- [115] P. Nevski. URL: <http://www.star.bnl.gov/STARAFS/comp/simu/gstar/gstar.html>.
- [116] URL: https://www.star.bnl.gov/protected/embedding/SL21c_Run19_AuAu19/qa_2019_P21ic_pi+_200.pdf.
- [117] URL: https://www.star.bnl.gov/protected/embedding/SL21c_Run19_AuAu19/qa_2019_P21ic_proton_200.pdf.
- [118] Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang. “HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions”. In: *Comput. Phys. Commun.* 83 (1994), p. 307. arXiv:nucl-th/9502021.
- [119] J. Adams et al. “Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), p. 112301. arXiv:nucl-ex/0310004.
- [120] J. Adams et al. “Rapidity and centrality dependence of proton and anti-proton production from Au-197 + Au-197 collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), p. 041901. arXiv:nucl-ex/0306029.
- [121] J. Adams et al. “Rapidity and centrality dependence of proton and anti-proton production from Au-197 + Au-197 collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), p. 041901. arXiv:nucl-ex/0306029.
- [122] John Adams et al. “Pion, kaon, proton and anti-proton transverse momentum distributions from $p + p$ and $d + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Lett. B* 616 (2005), pp. 8–16. arXiv:nucl-ex/0309012.
- [123] Bhaskar De, S. Bhattacharyya, Goutam Sau, and S. K. Biswas. “Non-extensive thermodynamics, heavy ion collisions and particle production at RHIC energies”. In: *Int. J. Mod. Phys. E* 16 (2007), pp. 1687–1700.
- [124] Grzegorz Wilk and Zbigniew Włodarczyk. “Power laws in elementary and heavy-ion collisions: A Story of fluctuations and nonextensivity?” In: *Eur. Phys. J. A* 40 (2009), pp. 299–312. arXiv:0810.2939 [hep-ph].
- [125] W. M. Alberico, A. Lavagno, and P. Quarati. “Nonextensive statistics, fluctuations and correlations in high-energy nuclear collisions”. In: *Eur. Phys. J. C* 12 (2000), pp. 499–506. arXiv:nucl-th/9902070.

- [126] T. Osada and G. Wilk. “Nonextensive hydrodynamics for relativistic heavy-ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 77 (2008). [Erratum: *Phys.Rev.C* 78, 069903 (2008)], p. 044903. arXiv:0710.1905 [nucl-th].
- [127] Tamas S. Biro and Berndt Muller. “Almost exponential transverse spectra from power law spectra”. In: *Phys. Lett. B* 578 (2004), pp. 78–84. arXiv:hep-ph/0309052.
- [128] Trambak Bhattacharyya, Jean Cleymans, Arvind Khuntia, et al. “Radial Flow in Non-Extensive Thermodynamics and Study of Particle Spectra at LHC in the Limit of Small $(q-1)$ ”. In: *Eur. Phys. J. A* 52.2 (2016), p. 30. arXiv:1507.08434 [hep-ph].
- [129] Kun Jiang, Yinying Zhu, Weitao Liu, et al. “Onset of radial flow in $p + p$ collisions”. In: *Phys. Rev. C* 91.2 (2015), p. 024910. arXiv:1312.4230 [nucl-ex].
- [130] J. Adams et al. “ $K(892)^*$ resonance production in Au+Au and $p+p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at STAR”. In: *Phys. Rev. C* 71 (2005), p. 064902. arXiv:nucl-ex/0412019.
- [131] G. Wilk and Z. Włodarczyk. “On the interpretation of nonextensive parameter q in Tsallis statistics and Levy distributions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), p. 2770. arXiv:hep-ph/9908459.
- [132] Cheuk-Yin Wong, Grzegorz Wilk, Leonardo J. L. Cirto, and Constantino Tsallis. “From QCD-based hard-scattering to nonextensive statistical mechanical descriptions of transverse momentum spectra in high-energy pp and $p\bar{p}$ collisions”. In: *Phys. Rev. D* 91.11 (2015), p. 114027. arXiv:1505.02022 [hep-ph].
- [133] Karoly Urmossy, Gergely Gabor Barnafoldi, and Tamas Sandor Biro. “Generalised Tsallis Statistics in Electron-Positron Collisions”. In: *Phys. Lett. B* 701 (2011), pp. 111–116. arXiv:1101.3023 [hep-ph].
- [134] Betty Abelev et al. “Centrality Dependence of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Lett. B* 720 (2013), pp. 52–62. arXiv:1208.2711 [hep-ex].
- [135] K. Urmossy, T. S. Biró, G. G. Barnaföldi, and Z. Xu. “Disentangling Soft and Hard Hadron Yields in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ATeV”. In: (May 2014). arXiv:1405.3963 [hep-ph].
- [136] K. Urmossy, G. G. Barnaföldi, Sz. Harangozó, et al. “A ‘soft + hard’ model for heavy-ion collisions”. In: *J. Phys. Conf. Ser.* 805.1 (2017), p. 012010. arXiv:1501.02352 [hep-ph].

- [137] Maciej Rybczyński, Grzegorz Wilk, and Zbigniew Włodarczyk. “System size dependence of the log-periodic oscillations of transverse momentum spectra”. In: *EPJ Web Conf.* 90 (2015). Ed. by F. Fabbri and P. Giacomelli, p. 01002. arXiv:1411.5148 [hep-ph].
- [138] Wojciech Broniowski and Wojciech Florkowski. “Explanation of the RHIC p_T spectra in a thermal model with expansion”. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), p. 272302. arXiv:nuc1-th/0106050.
- [139] Aleksas Mazeliauskas and Vytautas Vislavicius. “Temperature and fluid velocity on the freeze-out surface from π , K , p spectra in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions”. In: *Phys. Rev. C* 101.1 (2020), p. 014910. arXiv:1907.11059 [hep-ph].
- [140] M. M. Aggarwal et al. “ K^{*0} production in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV and 200 GeV”. In: *Phys. Rev. C* 84 (2011), p. 034909. arXiv:1006.1961 [nucl-ex].
- [141] B. I. Abelev et al. “Strange baryon resonance production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV $p+p$ and Au+Au collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), p. 132301. arXiv:nuc1-ex/0604019.
- [142] Shreyasi Acharya et al. “Suppression of $\Lambda(1520)$ resonance production in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Rev. C* 99 (2019), p. 024905. arXiv:1805.04361 [nucl-ex].
- [143] Anton Andronic. “An overview of the experimental study of quark-gluon matter in high-energy nucleus-nucleus collisions”. In: *Int. J. Mod. Phys. A* 29 (2014), p. 1430047. arXiv:1407.5003 [nucl-ex].
- [144] S. Zhang, Y. G. Ma, J. H. Chen, and C. Zhong. “Beam energy dependence of Hanbury-Brown-Twiss radii from a blast-wave model”. In: *Adv. High Energy Phys.* 2016 (2016), p. 9414239. arXiv:1602.01564 [nucl-th].
- [145] Betty Abelev et al. “Pion, Kaon, and Proton Production in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 252301. arXiv:1208.1974 [hep-ex].
- [146] Hai-Ling Lao, Fu-Hu Liu, and Roy A. Lacey. “Extracting kinetic freeze-out temperature and radial flow velocity from an improved Tsallis distribution”. In: *Eur. Phys. J. A* 53.3 (2017). [Erratum: Eur.Phys.J.A 53, 143 (2017)], p. 44. arXiv:1611.08391 [nucl-th].

- [147] Hai-Ling Lao, Fu-Hu Liu, Bao-Chun Li, and Mai-Ying Duan. “Kinetic freeze-out temperatures in central and peripheral collisions: Which one is larger?” In: *Nucl. Sci. Tech.* 29.6 (2018), p. 82. arXiv:1703.04944 [nucl-th].
- [148] S. Zhang, Y. G. Ma, J. H. Chen, and C. Zhong. “Production of Kaon and Λ in Nucleus-Nucleus Collisions at Ultrarelativistic Energy from a Blast-Wave Model”. In: *Adv. High Energy Phys.* 2015 (2015), p. 460590. arXiv:1411.1500 [nucl-th].
- [149] Sabita Das. “Identified particle production and freeze-out properties in heavy-ion collisions at RHIC Beam Energy Scan program”. In: *EPJ Web Conf.* 90 (2015). Ed. by F. Fabbri and P. Giacomelli, p. 08007. arXiv:1412.0499 [nucl-ex].
- [150] Xiaofeng Luo. “Exploring the QCD Phase Structure with Beam Energy Scan in Heavy-ion Collisions”. In: *Nucl. Phys. A* 956 (2016). Ed. by Y. Akiba, S. Esumi, K. Fukushima, et al., pp. 75–82. arXiv:1512.09215 [nucl-ex].
- [151] Sandeep Chatterjee, Sabita Das, Lokesh Kumar, et al. “Freeze-Out Parameters in Heavy-Ion Collisions at AGS, SPS, RHIC, and LHC Energies”. In: *Adv. High Energy Phys.* 2015 (2015), p. 349013.
- [152] O. Ristea, A. Jipa, C. Ristea, et al. “Study of the freeze-out process in heavy ion collisions at relativistic energies”. In: *J. Phys. Conf. Ser.* 420 (2013). Ed. by Bao-An Li and Joseph Natowitz, p. 012041.
- [153] P. V. Ruuskanen. “Transverse Hydrodynamics With a First Order Phase Transition in Very High-energy Nuclear Collisions”. In: *Acta Phys. Polon. B* 18 (1987), p. 551.
- [154] Fred Cooper and Graham Frye. “Comment on the Single Particle Distribution in the Hydrodynamic and Statistical Thermodynamic Models of Multiparticle Production”. In: *Phys. Rev. D* 10 (1974), p. 186.
- [155] J. D. Bjorken. “Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region”. In: *Phys. Rev. D* 27 (1983), pp. 140–151.
- [156] Constantino Tsallis. “Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics”. In: *J. Statist. Phys.* 52 (1988), pp. 479–487.
- [157] Zebo Tang, Yichun Xu, Lijuan Ruan, et al. “Spectra and radial flow at RHIC with Tsallis statistics in a Blast-Wave description”. In: *Phys. Rev. C* 79 (2009), p. 051901. arXiv:0812.1609 [nucl-ex].

- [158] Ming Shao, Li Yi, Zebo Tang, et al. “Examine the species and beam-energy dependence of particle spectra using Tsallis Statistics”. In: *J. Phys. G* 37 (2010), p. 085104. arXiv:0912.0993 [nucl-ex].
- [159] Zebo Tang, Li Yi, Lijuan Ruan, et al. “Statistical Origin of Constituent-Quark Scaling in the QGP hadronization”. In: *Chin. Phys. Lett.* 30 (2013), p. 031201. arXiv:1101.1912 [nucl-ex].
- [160] A. Adare et al. “Evolution of π^0 suppression in Au+Au collisions from $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39$ to 200 GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012). [Erratum: Phys.Rev.Lett. 125, 049901 (2020)], p. 152301. arXiv:1204.1526 [nucl-ex].
- [161] M. M. Aggarwal et al. “Strange and Multi-strange Particle Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 62.4$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 83 (2011). [Erratum: Phys.Rev.C 107, 049903 (2023)], p. 024901. arXiv:1010.0142 [nucl-ex].
- [162] B. I. Abelev et al. “Measurements of ϕ meson production in relativistic heavy-ion collisions at RHIC”. In: *Phys. Rev. C* 79 (2009), p. 064903. arXiv:0809.4737 [nucl-ex].
- [163] J. Adams et al. “Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), p. 112301. arXiv:nucl-ex/0310004.
- [164] J. Adams et al. “Scaling Properties of Hyperon Production in Au+Au Collisions at $s^{1/2} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 062301. arXiv:nucl-ex/0606014.
- [165] B. I. Abelev et al. “Partonic flow and ϕ -meson production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), p. 112301. arXiv:nucl-ex/0703033.
- [166] Betty Bezverkhny Abelev et al. “ K_S^0 and Λ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), p. 222301. arXiv:1307.5530 [nucl-ex].
- [167] Betty Bezverkhny Abelev et al. “Multi-strange baryon production at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Lett. B* 728 (2014). [Erratum: Phys.Lett.B 734, 409–410 (2014)], pp. 216–227. arXiv:1307.5543 [nucl-ex].
- [168] Jia Chen, Jian Deng, Zebo Tang, et al. “Nonequilibrium kinetic freeze-out properties in relativistic heavy ion collisions from energies employed at the RHIC beam energy scan to those available at the LHC”. In: *Phys. Rev. C* 104.3 (2021), p. 034901. arXiv:2012.02986 [nucl-th].

- [169] Dmitri Kharzeev and Kirill Tuchin. “Bulk viscosity of QCD matter near the critical temperature”. In: *JHEP* 09 (2008), p. 093. arXiv:0705.4280 [hep-ph].
- [170] Frithjof Karsch, Dmitri Kharzeev, and Kirill Tuchin. “Universal properties of bulk viscosity near the QCD phase transition”. In: *Phys. Lett. B* 663 (2008), pp. 217–221. arXiv:0711.0914 [hep-ph].
- [171] Rudolph C. Hwa and C. B. Yang. “Scaling behavior at high p_T and the p / π ratio”. In: *Phys. Rev. C* 67 (2003), p. 034902. arXiv:nucl-th/0211010.
- [172] Xin-Nian Wang. “Effect of jet quenching on high p_T hadron spectra in high-energy nuclear collisions”. In: *Phys. Rev. C* 58 (1998), p. 2321. arXiv:hep-ph/9804357.
- [173] John Adams et al. “Measurements of identified particles at intermediate transverse momentum in the STAR experiment from Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: (Jan. 2006). arXiv:nucl-ex/0601042.
- [174] Ivan Vitev and Miklos Gyulassy. “High p_T pion quenching versus anti + baryon enhancement in nucleus nucleus collisions”. In: *Nucl. Phys. A* 715 (2003). Ed. by H. Gutbrod, J. Aichelin, and K. Werner, pp. 779–782. arXiv:hep-ph/0208108.
- [175] R. J. Fries, Berndt Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass. “Hadron production in heavy ion collisions: Fragmentation and recombination from a dense parton phase”. In: *Phys. Rev. C* 68 (2003), p. 044902. arXiv:nucl-th/0306027.
- [176] J. W. Cronin, Henry J. Frisch, M. J. Shochet, et al. “Production of hadrons with large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV”. In: *Phys. Rev. D* 11 (1975). Ed. by J. R. Smith, pp. 3105–3123.
- [177] M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev. “NonAbelian energy loss at finite opacity”. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), pp. 5535–5538. arXiv:nucl-th/0005032.
- [178] S. Albino, B. A. Kniehl, and G. Kramer. “Fragmentation functions for light charged hadrons with complete quark flavor separation”. In: *Nucl. Phys. B* 725 (2005), pp. 181–206. arXiv:hep-ph/0502188.

博士期间发表的论文

- Nonequilibrium kinetic freeze-out properties in relativistic heavy ion collisions from energies employed at the RHIC beam energy scan to those available at the LHC. Phys. Rev. C 104 (2021) no.3, 034901 doi:10.1103/PhysRevC.104.034901 [arXiv:2012.02986 [nucl-th]].
- Early strangeness freeze-out from RHIC BES to LHC, EPJ Web Conf. 259, 11001 (2022) doi:10.1051/epjconf/202225911001

博士期间的报告

- Kinetic freeze-out properties with Tsallis Blast Wave from the RHIC Beam Energy Scan. 13th Workshop on QCD Phase Transition and Relativistic Heavy-Ion Physics (QPT 2019). Aug.2019, Enshi, China
- Non-equilibrium kinetic freeze-out properties in relativistic heavy ion collisions from RHIC Beam Energy Scan to LHC. American Physical Society April Meeting (APS April Meeting 2021), April 17 - 20, 2021
- Early Strangeness freeze-out from RHIC BES to LHC. The 19th International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2021), May 20, 2021
- Update of Measurement of high- p_T π^\pm , $p(\bar{p})$ spectra in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV at STAR. STAR Collaboration Meeting. Jul.2022 / Oct.2022 / Mar.2023
- Measurement of high- p_T π^\pm , $p(\bar{p})$ spectra in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV with the STAR experiment. For the STAR collaboration, Chinese Physical Society Fall Meeting(CPS Fall Meeting 2023), Aug. 2023, Ningxia University, China

致 谢

子在川上曰：逝者如斯夫！不舍昼夜。回想起五年前第一次踏进山大校门的时候，感觉那一幕还历历在目，仿佛就发生在昨日。五年的博士研究生生活过的很快，虽然不免也有遗憾，但更多的是收获。

一朝沐杏雨，一生念师恩。我首先要感谢我的导师许长补教授和易立教授，让我从当初对重离子碰撞物理实验领域一无所知的年轻人，渐渐成长为能够独当一面的博士生。导师们总是在我在科研工作上遇到困难的时候给我信心和指导，耐心细致地给我讲解各种问题，督促我学习。回忆往事，每条简讯，每次组会的讨论，许老师清晰的思维和敏锐的洞察力，总能迅速地发现问题并给出解决方案，让我获益良多，易老师通过一页一页报告和论文的批注，教我如何理清自己的写作思路，如何抓住问题的关键点，如何讲好一个报告，这些都让我能静下心来，踏踏实实地做好科研工作。不仅是传授知识，老师们对待学术的专注严谨、对待学生的谦逊和善、对待论文的字斟句酌也深深地影响了我。导师们的科研热情和乐观豁达，在科研工作和日常生活中的以身作则，总是让我钦佩，也深深感染着我，让我更加成熟稳重，导师们对我的教导和影响是我一辈子的宝贵财富。感谢导师们这些年来对我各种错误和懈怠行为的包容。本论文从选题到最终完成离不开两位导师的层层把关和悉心指导，和两位导师五年来对我生活上的关心。在此，衷心地感谢我的两位导师！

感谢我们山大的 STAR 实验组各位老师，感谢徐庆华老师、杨驰老师、陈震宇老师、张金龙老师、熊伟志老师、林挺老师、杨钱老师、聂茂武老师、Nihar 老师，感谢老师们在组会上对我科研工作做出的大量指导和建议，带我了解该领域的物理和分析细节。感谢徐庆华老师和杨驰老师在我刚来山大时对我的关心和帮助，让我迅速适应了在山大的科研环境和日常生活。感谢聂茂武老师在学生组会上和我毕业答辩期间对我的诸多帮助，让我能顺利完成我的博士答辩。感谢 STAR 国际合作组的各位老师和同学在本论文工作中的建议和帮助，能让我及时地发现分析中的问题，相互验证之下顺利完成科研工作，感谢唐泽波老师、杨帅老师、罗晓峰老师、阮丽娟老师、叶早晨博士、Leung Yue Hang 博士和李洋博士对我的帮助。感谢邓建老师对我发表论文的讲解，和对我答辩的关心和帮助，给我的科研和日常生活注入了更多前进的动力。我要感谢粒子中心各位老师，他们渊博的知识和严谨的治学态度让我获益良多，包括梁作堂老师、张学尧老师、黄性涛老师、邓建老师、李海峰老师、周剑老师、马连良老师、祝成光老师、焦健斌老师、王萌老师、鲍守山老师、刘智青老师、曹杉杉老师等。梁作堂老师的粒子物理学、易立老师和邓建老师的重离子碰撞物理专题、黄性涛老师的粒子探测技术、李海峰老师的实验数据分析等课程让我学到了很多知识。祝老师们工作顺利，身体健康，桃李满天下！

我要感谢 STAR 实验组各位同学，感谢梅金成、沈付旺、朱展文、王帅、孔凡刚、苟兴瑞、李长丰、王桢、许一可、纪赵惠子、闫高国、于毅、史迎迎、何杨、孙川、王晓凤、张晴、王永红、高涛亚、张梦雪、汪杰克、沈丹丹、张宜新、包贤文、张思婕、付瞳、李辰艳、王玉林、张迪、王超、何金浩等帮助。那些学生组会上大家激烈讨论的场景，一起赶会议 DDL 的夜晚，一起出去团建聚餐的日子等，依然历历在目。科研上会经常遇到各种问题，总能在与大家的讨论交流中得到帮助。感谢师出同门的王桢和王晓凤，一起开组会的日子总是令人难忘。感谢和我同级来山大读博的苟兴瑞和李长丰，同办公室一起学习的日子让博士研究生的旅途不再单调。还有实验室里和学院里帮助过我的各位同学，你们都让我收获了宝贵的友谊。我要感谢众多在学术上和生活上帮助过我的，来不及一一列明的太多太多人。

感谢我敬爱的父亲、母亲，感谢父母的呵护、培养、教育之恩，父母多年以来对我毫无保留的支持与照顾，让我能够走到博士毕业这一天。感谢关心我的亲人和老朋友们，给我的生活增添了更多乐趣和温馨。感谢周女士的陪伴，陪伴是最长情的告白，人生路上，大步向前，恩爱两不疑。

人生几何，父母在，遇良师，得益友，足以慰风尘。千言万语，难以言表，感恩相遇，后会有期。在这毕业之际，就以中山先生的“革命尚未成功，同志仍需努力”，与诸君共勉！

学位论文评阅及答辩情况表

学位论文评阅人	姓名	专业技术 职 务	是否博导 (硕导)	所 在 单 位	总体评价	
	匿名评审				良好	
	匿名评审				良好	
	匿名评审				优秀	
答辩委员会成员	姓名	专业技术 职 务	是否博导 (硕导)	所 在 单 位		
	主席	刘福虎	教授	是	山西大学	
	委 员	罗晓峰	教授	是	华中师范大学	
		杨帅	研究员	是	华南师范大学	
		陈震宇	教授	是	山东大学	
		徐庆华	教授	是	山东大学	
答辩委员会对论文的 总体评价		优秀	答辩秘书	聂茂武	答辩日期	2023.11.29
备注						