

分类号 \_\_\_\_\_

密级 \_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号 \_\_\_\_\_

# 中国科学院大学

## 博士学位论文

### 相对论重离子碰撞 (RHIC) 强磁场中的 电荷分离和手征磁波的研究

寿齐烨

指导教师 \_\_\_\_\_ 马余刚 研究员

中国科学院上海应用物理研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理和原子核物理

论文提交日期 2014 年 10 月 论文答辩日期 2014 年 11 月

培养单位 \_\_\_\_\_ 中国科学院上海应用物理研究所

学位授予单位 \_\_\_\_\_ 中国科学院大学

答辩委员会主席 \_\_\_\_\_

Typeset by L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 2<sub>•</sub> at November 4, 2014  
With package **CASthesis** v0.2 of CT<sub>E</sub>X.ORG

## 中国科学院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

### 论文独创性声明

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

声明人：



日期：2014年11月26日

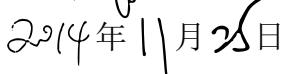
### 学位论文使用授权说明

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

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

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名：



2014年11月26日

导师签名：



2014年11月26日

## 学位论文版权使用授权书

本人完全了解中国科学院大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存学位论文。

本人同意《中国优秀博硕士学位论文全文数据库》出版章程的内容，愿意将学位论文提交《中国学术期刊（光盘版）》电子杂志社，编入CNKI学位论文全文数据库并充实到“学位论文学术不端行为检测系统”比对资源库，同意按章程规定享受相关权益。

保密论文在解密后遵守此规定。

论文作者签名：



指导教师签名：



日期： 年 月 日



# A Study of Charge Separation Effect and Chiral Magnetic Wave in Strong Magnetic Fields at RHIC

**Qi-Ye Shou**

Supervisor:

Prof. Yu-Gang Ma

(Off-campus co-advisor: Scientist Dr. Aihong Tang)

Shanghai Institute of Applied Physics  
Chinese Academy of Sciences  
University of Chinese Academy of Sciences

November, 2014

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.  
in Particle Physics and Nuclear Physics*



## 摘 要

本学位论文从高能核物理 - 粒子物理谈起，介绍了相对论重离子碰撞实验的意义和方法以及 RHIC-STAR 实验，并展开了对夸克胶子等离子体这一奇特的物质态的寻找。本论文的主题是对理论上提出的夸克胶子等离子体态中的存在局域  $\mathcal{CP}$  破缺进行唯象研究和实验观测。强相互作用下的  $\mathcal{CP}$  对称始终受到粒子物理理论和实验两方面的密切关注。近年来，有理论研究提出了所谓手征磁效应和手征磁波假设。这两个效应被认为会存在于相对论重离子碰撞早期高温高密物质态中，它们会导致局域  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  对称性的破缺。

对于手征磁效应，我们运用唯象模型 AMPT 中具有弦融化机制的版本，通过构造局域电荷分离来模拟宇称破缺“气泡”，研究了可以探测手征磁效应的两粒子关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha \pm \phi_\beta) \rangle$ 。我们发现局域物理图像比全局物理图像更为符合手征磁效应的物理意义，也能很好的描述 STAR 实验组的观测结果。我们还展示了局域“气泡”的尺寸 ( $r < 0.3$  或  $0.5$  fm) 以及受手征磁效应影响的轻夸克横动量上限 ( $p_T < 0.5$  GeV/c)。

对于手征磁波，我们对 RHIC-STAR 实验组  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金对撞和  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  GeV 铀 - 铀对撞采集到的数据进行了分析，展示了椭圆流斜率基本符合手征磁波理论预期，说明了共振态衰变效应对椭圆流斜率不会有显著贡献。我们还展示了  $\pi$  介子椭圆流斜率和三角流斜率随中心度的变化，作为对手征磁波观测的补充。结果表明椭圆流斜率与三角流斜率比并没有按照局域电荷对称假设的那样，与平均椭圆流与三角流比保持一致，这表示局域电荷对称假说并不能单独地解释实验中观测到的各向异性流对电荷不对称系数的依赖关系。三角流斜率为研究手征磁波提供了一定程度的背景限制，是手征磁波存在与否的间接证据。此外，我们还特别展示并讨论了 K 介子椭圆流斜率，及铀 - 铀中  $\pi$  介子椭圆流斜率的结果，这些结果作为辅助观测量也都初步符合手征磁波理论预期。

此外，我们还重新为 RHIC 确定了形变核——铀核的电荷密度分布参数。我们发现电子散射实验得到的参数  $R_0$  和  $a$  并不能直接放入形变 Woods-Saxon 分布进行模拟计算，核的形变越大，计算的差别也越大。因此，我们需要调整参数。在调整参数时，我们提出两个准则，即：电子散射实验得到的经典 W-S

分布应当能被旋转平均后的形变 W-S 分布重复；实验测量值  $B(E2)\uparrow$  也应当被新参数重复。此外，核子的有限尺度也应当被囊括到 W-S 分布描述中，而形变核的  $\beta_2$  参数也不能直接采用来自  $B(E2)\uparrow$  的计算结果。基于这些，我们展示了获取适合新形变 W-S 函数的最优新参数 ( $R_0$ ,  $a$  和  $\beta_2$ ) 的方法流程，并讨论了这些参数对偏心率产生的影响。

**关键词：**  $\mathcal{CP}$  破缺，手征磁效应，手征磁波，各向异性流，形变核，Woods-Saxon 分布，形变参数

## Abstract

Beginning with the fundamental background of high energy physics and particle physics, this dissertation introduces the purpose and research method of relativistic heavy ion collisions, along with the RHIC-STAR experiment. The study of Quark Gluon Plasma as well as searching of corresponding phase transition are also discussed in detail. In particular, this dissertation concentrates on the phenomenological and experimental study of local  $\mathcal{CP}$  violation in the early stage of QGP proposed by theoretical work. It is suggested that the so-called Chiral Magnetic Effect(CME) and Chiral Magnetic Wave(CMW) may give rise to such a  $\mathcal{P}$  or  $\mathcal{CP}$  violation locally.

We use a multi-phase transport model with a string-melting scenario to test CME via constructing local charge separation in order to simulate those  $\mathcal{P}$ - and  $\mathcal{CP}$ -odd domain "bubble". We present the two-particle correlator  $\langle \cos(\phi_\alpha \pm \phi_\beta) \rangle$  as a function of centrality. Our results suggest that a domain-based scenario with final state interactions can describe the RHIC-STAR measurements of both same- and opposite-charge azimuthal angle correlations in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. The occupancy factor of the total volume of domains over the fireball volume is small, which indicates that the size and number of metastable domains should be relatively small in the early stage of QGP.

Elliptic ( $v_2$ ) and triangular ( $v_3$ ) flow of charged pions ( $\pi$ ) and  $v_2$  of kaons (K) at low transverse momenta ( $0.15 < p_T < 0.5$  GeV/c) are also studied as a function of event charge asymmetry ( $A_{ch}$ ) in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and U+U collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  GeV recorded by the STAR experiment at RHIC. The slopes of the difference between negatively and positively charged pion  $v_2$  and  $v_3$  ( $\Delta v_2$  and  $\Delta v_3$ ) as a function of  $A_{ch}$  are extracted for different centrality intervals. The comparison between the slope of  $\Delta v_2(A_{ch})$  and  $\Delta v_3(A_{ch})$  suggests that it is unlikely dominated by the effect of local charge conservation at freeze-out. Our results provide new constraints on backgrounds in the search for effects of the chiral magnetic wave in heavy-ion collisions.

The density distributions of large nuclei are typically modeled with a Woods-Saxon distribution characterized by a radius  $R_0$  and skin depth  $a$ . Deformation parameters  $\beta$  are then introduced to describe non-spherical nuclei. But when a nucleus is non-spherical, the  $R_0$  and  $a$  inferred from electron scattering experiments that integrate over all nuclear orientations cannot be used directly as the parameters in the Woods-Saxon distribution. This dissertation also presents and tabulates the newly-calculated  $R_0$ ,  $a$ , and  $\beta_2$  parameters that when used in a Woods-Saxon distribution, will give results consistent with electron scattering data. We presents the calculation of the eccentricity  $\varepsilon_2$  and  $\varepsilon_3$  with the new and old parameters. We find that  $\varepsilon_3$  is particularly sensitive to  $a$ .

**Keywords:**  $\mathcal{CP}$  Violation, Chiral Magnetic Effect, Chiral Magnetic Wave, Anisotropic Flow, Deformed Nuclei, Woods-Saxon Distribution, Deformed Parameter

# 目 录

摘要 .....	i
Abstract .....	iii
目录 .....	v
<b>第一章 相对论重离子碰撞 .....</b>	<b>1</b>
1.1 高能核物理和粒子物理 .....	1
1.2 QGP 相变的寻找 .....	6
1.3 各向异性集体流 .....	11
1.4 $\mathcal{CP}$ 破缺 .....	15
<b>第二章 RHIC-STAR 实验 .....</b>	<b>21</b>
2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC) .....	21
2.2 STAR 探测器 .....	23
2.2.1 时间投影室 .....	26
2.2.2 飞行时间探测器 .....	32
2.3 STAR 高级触发系统及其在线监控 .....	34
2.4 RHIC-STAR 的未来升级计划 .....	37
<b>第三章 RHIC 中电荷分离的唯象研究 .....</b>	<b>43</b>
3.1 局域 $\mathcal{CP}$ 破缺和手征磁效应 .....	43
3.2 多相输运模型 AMPT .....	45
3.3 结果和讨论 .....	49
<b>第四章 RHIC 中手征磁波的实验观测 .....</b>	<b>55</b>
4.1 手征磁波理论及其可能存在的信号 .....	55

4.2 RHIC 中各向异性流和电荷不对称系数的依赖 .....	58
4.2.1 实验数据挑选和粒子鉴别 .....	58
4.2.2 电荷不对称系数的计算和修正 .....	60
4.2.3 各向异性流的计算方法 .....	61
4.3 实验结果和讨论 .....	68
<b>第五章 RHIC 中铀原子核电荷分布参数化 .....</b>	<b>81</b>
5.1 形变核的电荷分布及参数 .....	82
5.2 形变 W-S 分布的参数化计算 .....	84
5.3 不同参数下多重数和偏心率的对比 .....	88
<b>第六章 总结和展望 .....</b>	<b>93</b>
<b>附录 A 重离子碰撞运动学基础 .....</b>	<b>95</b>
<b>参考文献 .....</b>	<b>97</b>
<b>致谢 .....</b>	<b>105</b>
<b>发表文章目录 .....</b>	<b>107</b>

## 表 格

2.1	RHIC 部分参数归纳 .....	22
2.2	RHIC 历年对撞的粒子种类及能量 .....	25
2.3	STAR 时间投影室部分参数 .....	29
3.1	在 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 金 - 金碰撞里, 不同中心度和尺寸下, 所有 局域小球占 QGP 部分子的体积比. ....	54
4.1	事件筛选条件列表 .....	59
4.2	粒子筛选条件列表 .....	60
4.3	划分子样本的准则 .....	67
4.4	不同中心度区间下, 椭圆流斜率和三角流斜率的比较 .....	79
5.1	不同原子核的 W-S 分布新参数 .....	89



## 插 图

1.1 基本粒子的标准模型——从左至右分别是三代费米子，规范玻色子和希格斯玻色子 .....	3
1.2 标准模型中基本粒子间的相互作用 .....	4
1.3 强相互作用耦合常数的对数衰减——也称跑动耦合常数 .....	5
1.4 QCD 相图——黄色小点为相变临界点 .....	7
1.5 相对论重离子碰撞的几何描述 .....	8
1.6 相对论重离子碰撞的时间演化 .....	10
1.7 各向异性流形成示意图 .....	12
1.8 反应区域在横平面上的示意图 .....	13
1.9 直接流斜率的能量依赖 .....	15
1.10 正反粒子椭圆流差值的能量依赖 .....	16
1.11 正反粒子椭圆流的组分夸克标度 .....	16
1.12 反应区域在横平面上的示意图 .....	17
1.13 反应区域在横平面上的示意图 .....	18
1.14 吴的实验证实了李 - 杨提出的弱相互作用下宇称 $\mathcal{P}$ 对称破缺 .....	18
1.15 Cronin 和 Fitch 因发现弱相互作用下 $\mathcal{CP}$ 破缺获得 1980 年诺贝尔物理奖 .....	19
2.1 RHIC 束流亮度随运行时间的变化 .....	22
2.2 相对论重离子加速器对撞机鸟瞰示意图。 .....	24
2.3 STAR 探测器三维图 .....	26
2.4 STAR 探测器的侧向剖面图 .....	27
2.5 STAR 时间投影室 .....	27
2.6 时间投影室读出平板扇区示意图 .....	28
2.7 时间投影室外部扇区剖面图 .....	29

2.8 不同粒子在单位长度上的电离能损 ( $dE/dx$ ) 与动量之间的关系, 实线为理论曲线。 .....	31
2.9 附加电场使得漂移电子簇获得了横向速度, 偏离了原来位置 .....	32
2.10 粒子径迹的 DCA 值发生偏离, 理想状况下高斯峰的平均值应当为零 .....	32
2.11 MRPC 结构示意图一。 .....	33
2.12 MRPC 结构示意图二。 .....	33
2.13 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ d+Au 碰撞中 $\beta$ 和动量的关系。右上小图为利用粒子速度得到的质量平方 $m^2$ 分布 .....	34
2.14 STAR 触发系统示意图 .....	35
2.15 STAR 高级触发系统示意图 .....	37
2.16 高级触发系统对径迹的在线监控 .....	38
2.17 Heavy Fragment 触发对质量重于氦 3 的粒子进行在线监控 .....	38
2.18 STAR 实验组未来升级计划 .....	39
2.19 e+A 碰撞夸克图 (上图) 和 p+A 碰撞夸克图 (下图)。 .....	40
2.20 eRHIC 升级示意图 .....	41
3.1 手征磁效应产生电荷分离的示意图 .....	44
3.2 参与反应粒子中电偶极矩形成示意图 .....	44
3.3 STAR 实验组发布的两粒子关联量随中心度的变化 .....	45
3.4 基于全局构造电荷分离的物理背景, 在 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$ 金 - 金碰撞中, 关联量 $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$ 随中心度的变化 .....	46
3.5 基于全局构造电荷分离的物理背景, 在 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$ 金 - 金碰撞中, 关联量 $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$ 随中心度的变化 .....	47
3.6 Melting 版本的 AMPT 模型流程图 .....	48
3.7 Default 版本的 AMPT 模型流程图 .....	48
3.8 在部分子 (灰色) 中寻找满足条件的“气泡”(红圈) 示意图, 坐标构成了横平面 .....	50
3.9 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$ 金 - 金碰撞中, 关联量 $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$ 随中心度的变化, 为清楚起见, 图标有略微水平移动。 .....	51

3.10 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV 金 - 金碰撞中, 关联量 $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$ 随中心度的变化, 为清楚起见, 图标有略微水平移动。 .....	52
3.11 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV 金 - 金碰撞中, 局域小球产生率随着中心度的变化 .....	53
4.1 手征分离 (CSE) 和手征磁效应 (CME) 共同组成了手征磁波 .....	56
4.2 手征磁波会导致在 QGP 中形成电四极矩 .....	57
4.3 电荷不对称系数的计算和修正 .....	61
4.4 不同中心度下的电荷不对称系数分布 .....	62
4.5 不同中心度下的径迹效率 .....	63
4.6 不同中心度下的径迹效率 .....	64
4.7 两粒子赝快度差值 ( $\delta\eta$ ) 和三角流的关系, $\delta\eta$ 在零附近明显的窄高斯峰是由非流效应导致的 .....	65
4.8 不同中心度下, 正负 $\pi$ 介子椭圆流和电荷不对称系数的关系, 红色为 $\pi^+$ .....	69
4.9 不同中心度下, 正负 $\pi$ 介子椭圆流差值和电荷不对称系数的关系 .....	70
4.10 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 金 - 金碰撞中, 线性关系斜率随碰撞中心度的变化 .....	70
4.11 不同能量金 - 金碰撞中, 线性关系斜率随碰撞中心度的变化 .....	71
4.12 AMPT 模型模拟得到的斜率, 不同颜色的线代表初态时构造的不同程度的电荷分离 .....	71
4.13 来自 $\Lambda$ ( $\bar{\Lambda}$ ) 衰变产生的 $\pi^-$ ( $\pi^+$ ) 介子椭圆流与电荷不对称系数的关系 .....	72
4.14 衰变产生 $\pi^\pm$ 介子椭圆流差值与电荷不对称系数的关系 .....	73
4.15 能产生低横动量 $\pi$ 介子 ( $0.15 < p_T < 0.5$ GeV/c) 的 $\Lambda$ 粒子的横动量分布 .....	73
4.16 $\Lambda$ ( $\bar{\Lambda}$ ) 粒子的椭圆流 .....	74
4.17 来自 $\Lambda$ ( $\bar{\Lambda}$ ) 的正负质子椭圆流 .....	74
4.18 根据局域电荷守恒条件示意图, 赝快度较大的团簇对电荷不对称系数贡献较大 .....	75

4.19 采用 LCC 条件的流体计算可以重复椭圆流和电荷不对称系数的线性关系 .....	75
4.20 采用 LCC 条件的流体计算可以重复椭圆流差值和电荷不对称系数的线性关系 .....	76
4.21 三角流差值和电荷不对称系数线性关系的提取 .....	76
4.22 金 - 金和铀 - 铀碰撞中, 从 $\pi$ 介子椭圆流和三角流的电荷不对称系数依赖关系中提取出的斜率与中心度的关系 .....	78
4.23 金 - 金和铀 - 铀碰撞中, 从 K 介子椭圆流的电荷不对称系数依赖关系中提取出的斜率与 $\pi$ 介子中斜率的比较 .....	79
5.1 椭球形的铀 - 铀对撞示意图, 分成所谓 body-body (上) 和 tip-tip (下) 对撞 .....	81
5.2 理想球形的金 - 金对撞示意图 .....	81
5.3 (a.) 椭球核 (铀) 的电荷分布函数可以通过旋转叠加平均后简化为关于半径的函数 (b.) 不同核子物理图像下 (将核子视为点粒子或有限尺寸) 的 W-S 分布 .....	85
5.4 寻找 $\beta_2$ , $a$ 和 $R_0$ 参数组的最优解流程图 .....	87
5.5 (a.) 在 $B(E2)\uparrow$ 误差范围内对参数 $R_0$ 和 $a$ 进行二维扫描, 不同颜色表示不同的残差平方和 (b.) 最优新参数能很好地重现经典 W-S 分布以及 $B(E2)\uparrow$ 值 .....	88
5.6 不同参数在 $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV 铀 - 铀碰撞下产生的 $dN/d\eta$ 分布 ..	90
5.7 (Glauber 计算得到的二阶和三阶偏心率随中心度的变化。横坐标 0-20 对应中心度 100%-0% .....	91
5.8 不同 $a$ 参数下 $N_{part}\varepsilon_3^2$ 和 $N_{part}$ 的关系 .....	92

# 第一章 相对论重离子碰撞

本章首先回顾了高能核物理，粒子物理学的发展和当今学术界普遍接受的标准模型。随后介绍了相对论重粒子碰撞实验的现状以及实验主要目的——寻找夸克胶子等离子体相变及其实验观测结果。其中特别展开讨论了和本论文主题直接相关的集体流概念。最后我们回归本论文的主题——尝试寻找理论上提出的夸克胶子等离子体态中的局域  $\mathcal{CP}$  破缺。本论文的结构有如下安排：

第一 章为背景介绍。

第二 章主要介绍相对论重离子对撞机 RHIC 以及 STAR 实验组的硬件（软件）组成。

第三 章开始讨论存在于强磁场中手征磁效应的唯象研究结果。

第四 章更深入的讨论了手征磁效应，并详细展示了 RHIC-STAR 实验组对手征磁波的实验观测。

第五 章讨论了形变核电荷分布的参数化及其影响，作为对 RHIC 实验铀-铀对撞的知识补充。

最后，第六 章是对全论文的简单总结和展望。

## 1.1 高能核物理和粒子物理

原子核物理学（Nuclear Physics）是研究原子核等各种亚原子粒子及其相互之间关系的物理学分支。它也研究并带动相应的应用技术（核能源，核医疗，核武器等）的进展。到 20 世纪 60 年代，核物理学发展出了一个新的分支——中高能核物理。随着这个新分支的出现，主要研究课题从放射性衰变，核裂变，核聚变，核模型等逐渐转向了更加偏向研究物质本质的方向。高能核物理被认为搭建了传统核物理通往另一个物理学分支——粒子物理学（Particle Physics）之间的桥梁。

为什么核物理的发展会有这样的趋势呢？这一切都源自于人类对自然界的好奇。人类总是抑制不住内心渴望了解自己所生活世界的本质的欲望。而粒子物理学正是研究组成物质的基本粒子以及它们之间相互作用的物理学的一个分支。公元前 6 世纪古希腊的哲学家就提出物质是由基本粒子组成的猜测。流西

普斯、德谟克里特斯和伊比鸠鲁是“原子论”的代表人物。17世纪时艾萨克·牛顿也有过物质是由粒子组成的想法。1802年道尔顿正式提出所有物质是由原子组成的理论。1869年门捷列夫发表的元素周期表加深了原子论的设想。1897年汤姆孙发现了原子中存在带有负电荷、质量非常小的电子，认为原子是由质子和被束缚的电子组成的。卢瑟福证明质子集中在非常紧密的原子核中。1932年英国物理学家查德威克发现了中子。至此，人们认识到原子核是由质子和中子组成的，电子在原子核外运动。50年代和60年代中许多新的粒子被发现，它们被统称为“粒子动物园”。直到70年代粒子物理的标准模型建立，大多数这些粒子被看作是少数基本粒子组合的复合粒子。由于这些基本粒子在一般条件下（自然世界）不存在或不单独出现，物理学家只有使用粒子加速器在高能相撞的条件下才能生产和研究它们，因此粒子物理学也被称为高能物理学（High Energy Physics）。

粒子物理学的研究对象是所有亚原子粒子。其中包括原子的直接组成部分——电子、质子和中子（后两者被归入强子类别），放射和散射所生成的粒子——光子、中微子和 $\mu$ 子等等。根据量子力学原理，这些微小的粒子都具有显著的波粒二象性，可以被量子场论描述。量子场论（Quantum Field Theory）是量子力学和经典场论的结合，它非常成功的描述了多粒子系统，是从事现代理论物理学的主要工具。自然界中的四种基本作用力（相互作用），已有三种（强力，弱力和电磁力）能被量子场论描述。在20世纪下半叶，出现了一种基于量子场论的理论框架，更是能出色地描述并正确预言了这三种基本力的结合，这一理论的诞生和发展几乎汇集了物理学界所有的顶尖思想，被称为“theory of almost everything”，它就是标准模型（Standard Model）。

标准模型的起源可以追溯到1961年格拉肖把电磁相互作用和弱相互作用成功结合。1967年，温伯格和萨拉姆在格拉肖的电弱理论上引入了解释质量产生的希格斯机制。随着1973年中性流在CERN被发现，电弱理论被学术界广泛接受。电弱理论预言了W和Z玻色子的质量，并在1981年得到证实。而70年代夸克分数电荷的发现意味着强相互作用也进入了标准模型框架。标准模型理论表明了科学发展至今，人类对于最基本物质的认识。

图1.1显示了标准模型包含的61种基本粒子。其中费米子是组成物质的粒子，它们符合费米狄拉克统计，带有半奇数自旋。基本费米子有三代。所谓代（Generation）是一种分类，不同代的粒子有不同的味量子数和质量。每一

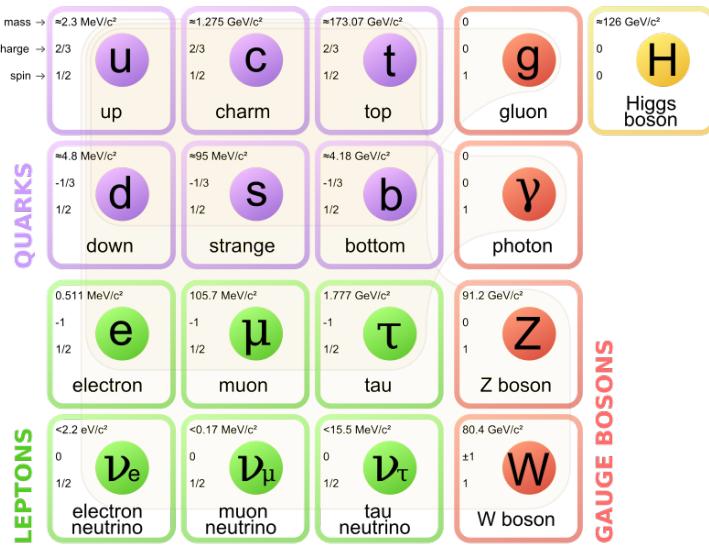


图 1.1: 基本粒子的标准模型——从左至右分别是三代费米子，规范玻色子和希格斯玻色子

代费米子有两种轻子（Lepton）和两种夸克（Quark）。轻子带整数电荷，没有色量子数，考虑到正反轻子，一共有 12 种，它们不参与强相互作用。夸克带分数电荷，有色量子数（3 种），考虑到正反夸克，一共有 36 种，它们参与强相互作用。强相互作用具有色禁闭的属性，因此自由夸克从未被发现。不考虑中微子的情况下，后一代粒子的质量都会大于前一代，这使得较后代的粒子能在短时间内衰变成较前代的。这就是为什么原子等多由第一代基本粒子组成。较后代粒子一般只会出现在对撞机或者宇宙射线产生的高能环境中。

玻色子是传递物质相互作用的粒子，它们符合玻色爱因斯坦统计，带有整数自旋。玻色子是力的媒介，它们与相应的费米子对应，传递这些费米子之间的力，如图 1.2。其中胶子传递强相互作用，W 和 Z 玻色子传递弱相互作用，光子传递电磁相互作用。希格斯玻色子能导致自发对称性破缺和惯性质量。除希格斯玻色子外，其余玻色子都有规范不变性，所以也会称为规范玻色子。规范玻色子可以用酉群描述，标准模型的规范群是  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 。

在标准模型框架下，上述基本粒子组成了世界中其他的粒子。原子核中的核子（质子和中子）由三个夸克组成，核外电子本身就是基本粒子，两者结合组成了原子。原子组成分子及更大结构，最终形成了这个世界的物质。据人类现有的认识，三夸克组成的重子（Baryon）和正反夸克对组成的介子（Meson）

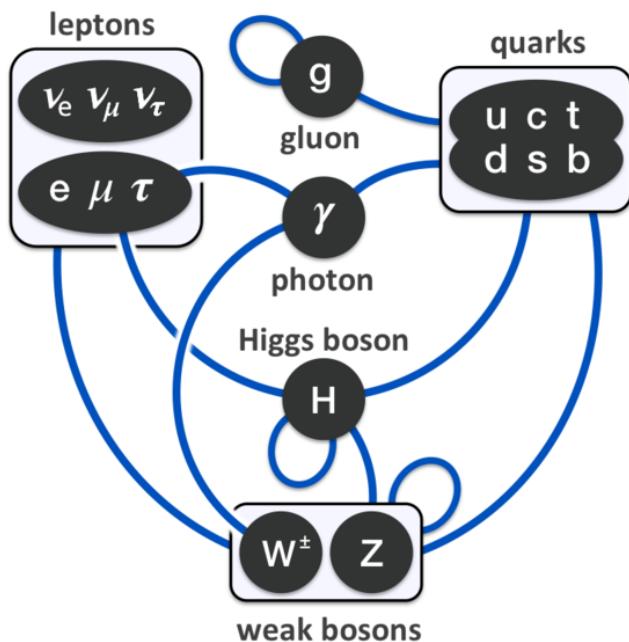


图 1.2: 标准模型中基本粒子间的相互作用

已经被实验确认，两者统称为强子（Hadron），理论提出的更多夸克态粒子目前还有没确凿的证据表明其存在。现阶段的标准模型虽然曾成功地预言了  $t$ ,  $c$  夸克，胶子， $W$ ,  $Z$  玻色子的发现，但还称不上是真正万能的理论（theory of everything）。目前，引力还不能被纳入到标准模型框架内，实验中测得的各种模型参数（例如粒子质量，相互作用的耦合常数）还无法解释其物理意义，中微子震荡实验暗示对中微子质量为零的描述需要修正，质子衰变的假设也从未被实验证实。而其他  $SU(10)$ ,  $E(6)$  等大统一模型尚需接受更多的检验。

上文已经提到了强相互作用是由胶子作为传递中介的夸克之间的相互作用。描述这一作用的标准动力学理论被称为量子色动力学（Quantum Chromodynamics，简称 QCD）。QCD 是标准模型框架的基本组成部分，它对应了非阿贝尔  $SU(3)$  规范群，群量子数即为色（Color），每种夸克的三种色（Red, Green, Blue）代表了  $SU(3)$  的基本表示，八种胶子代表了  $SU(3)$  的伴随表示。QCD 的两个最著名的特点是所谓的色禁闭（Color Confinement）和渐进自由（Asymptotic Freedom）。色禁闭现象说明了夸克因为强相互作用无法单独存在，它们总是与其他（反）夸克组合在一起，以强子的形式存在，而强

子不表现出色荷。而在能量升高距离缩短的情况下，渐进自由效应使得粒子之间的相互作用变弱。这一效应是在 1973 年由韦尔切克，格娄斯和波利策发现的。渐进自由揭示了强相互作用耦合常数  $\alpha_s$  随距离或能量标度对数下降，如公式 1.1 所示。图 1.3 显示了 QCD 计算（黄线）和实验测量结果的一致。

$$\alpha(k^2) \equiv \frac{g_s^2(k^2)}{4\pi} \approx \frac{1}{\beta_0 \ln(k^2 \Lambda^2)} \quad (1.1)$$

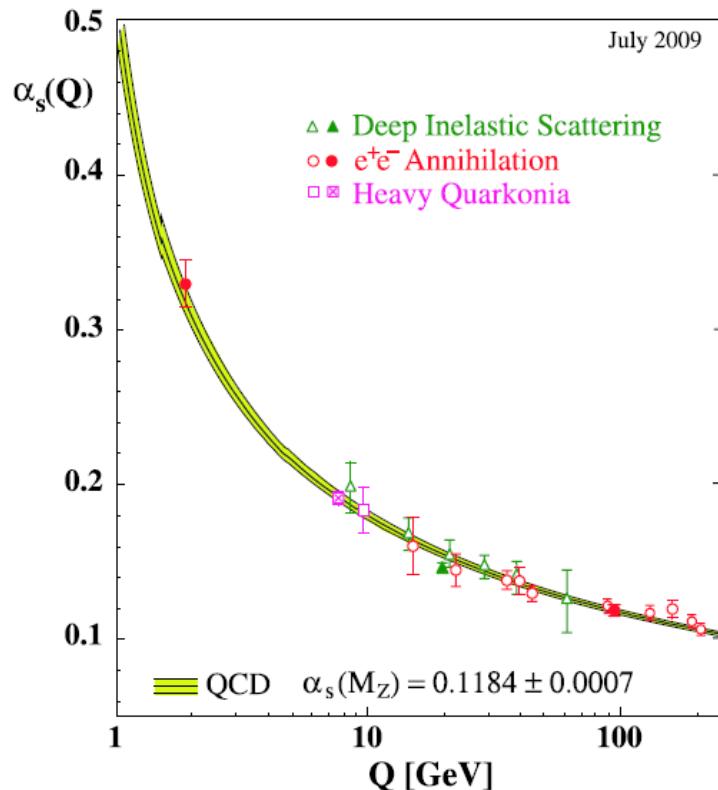


图 1.3: 强相互作用耦合常数的对数衰减——也称跑动耦合常数

QCD 计算预言了一种新的物质形态（也称为一种相），它只存在于极高的温度和密度中，这种物质形态是由渐进自由的夸克和胶子组成的，它们不被强子相束缚，因此被称为夸克胶子等离子体（Quark–Gluon Plasma，简称 QGP）。在 QGP 中，夸克和胶子的色核被屏蔽，类似普通的电荷等离子态。理论认为，大爆炸的最初几个毫秒内，整个宇宙的物质就是处于这种 QGP 状态。通过研究 QGP，人们既能验证非微扰 QCD 理论，又能了解早期宇宙的演化，是人类丰富对自然界认识的必经之路。

## 1.2 QGP 相变的寻找

上节提到 QGP 只有在极端条件下才能存在，而目前人工制造这种极端环境的手段就是通过相对论重离子碰撞 (Relativistic Heavy Ion Collision)。上世纪 80, 90 年代，在 CERN 的超级质子同步加速器 (Super Proton Synchrotron, 简称 SPS) 已经有实验开始尝试创造 QGP。如今，位于 CERN 的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, 简称 LHC) 和位于 BNL 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, 简称 RHIC) 仍然在专门从事 QGP 的研究，而积累的 QGP 存在的证据也越来越多。

图 1.4 显示了格点 QCD 计算得到的强子 - 夸克胶子等离子体相图，纵轴为温度，横轴为重子密度。一阶相变发生在图中黄点位置。QCD 理论预言了产生夸克胶子等离子体的临界温度为  $T_c$  约 150 至 180MeV，临界能量密度为  $\epsilon_c$  为  $1\text{-}3\text{GeV}/fm^3$ ，为核物质对应能量密度 ( $0.17\text{GeV}/fm^3$ ) 的十倍。早期理论认为，在 QGP 中夸克和胶子的相互作用弱 (类似气体)，然而 RHIC 和 LHC 的实验结果却表明它们之间存在着很强的相互作用 (类似液体)，因此被称为强耦合夸克胶子等离子体 (sQGP)。

从上图中我们还可以发现，当前世界上运行的两个最大的对撞机 LHC 和 RHIC 中，只有 RHIC 的对撞能量可以覆盖 QGP 相变点的位置。这也是 RHIC 对撞机的物理主旨之一——通过能量扫描 (Beam Energy Scan) 寻找相变点。所谓的能量扫描就是在从高到低的不同对撞能量中，以各种物理量作为探针，观察这些探针在不同能量下的变化趋势，从而间接推断出夸克胶子等离子体的信息。目前，RHIC 对撞的 STAR 实验已经基本完成了第一阶段的能量扫描，初步断定相变点存在于对撞质心系能量  $\sqrt{s_{NN}}$  低于 20GeV 的区间。通过探测器升级，STAR 实验组计划在未来进行第二阶段能量扫描以获得更多更直接的证据。关于 RHIC 对撞机，STAR 实验组和能量扫描计划等内容，我们会在第 [二](#) 章中特别详细介绍。

下面我们展开讨论一下在以相对论重离子碰撞为手段寻找夸克胶子等离子体存在证据的研究中得到的一些初步结果。

首先回顾一下相对论重离子碰撞的一些基本概念。所谓重离子，一般是指质量数大于等于 4 的原子核，现在多指大于等于 16 的原子核。实验上，通过加速重离子使其撞击固定的重离子靶核，称为重离子碰撞。将重离子加速到接近光速时，相对论效应会非常显著，因此我们称这种条件下的碰撞为相对论

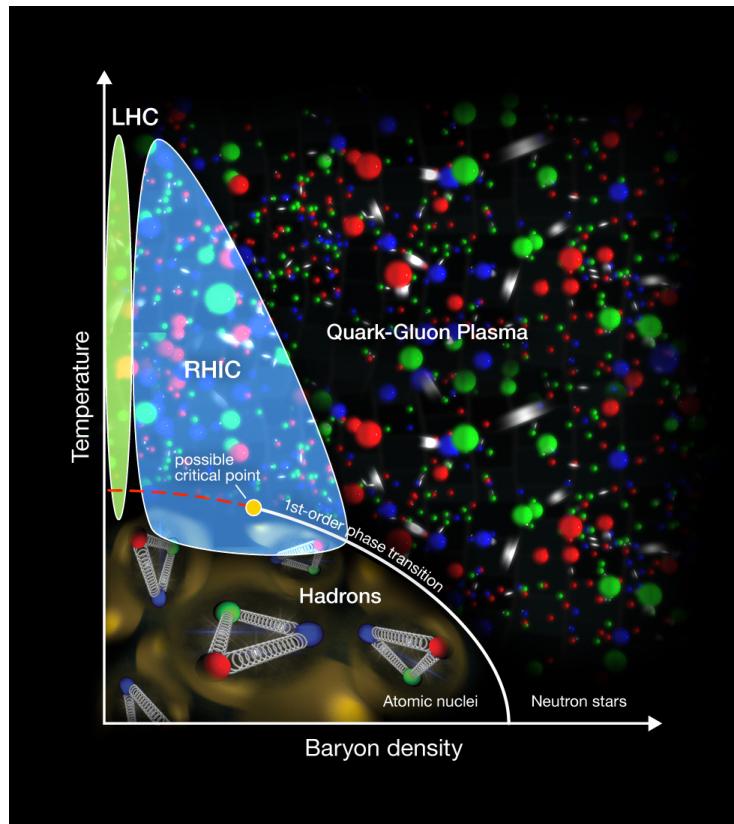


图 1.4: QCD 相图——黄色小点为相变临界点

重离子碰撞。如果同时反向加速两个重离子束流使之碰撞，则称为相对论重离子对撞，对撞产生的质心系能量远高于固定靶碰撞。根据碰撞时两个重离子重叠的区域不同，我们将碰撞分为中心碰撞（Central Collision），半中心碰撞（Mid-central Collision）和周边碰撞（Peripheral Collision），并且我们还定义了中心度（Centrality）来对其进行量化衡量。图 1.5 显示了一次半中心碰撞的过程（注意两个重离子在碰撞方向上有洛伦兹收缩，表示相对论碰撞）。

从图中可以发现，两个重离子中并不是所有核子都参与了碰撞，我们称中间参与碰撞的核子为参与粒子（Participant），未参与碰撞的为旁观粒子（Spectator）。我们定义碰撞参数（Impact parameter，缩写  $b$ ）为两重离子几何中心间的距离，称  $b$  为 0 时的碰撞为完全中心碰撞， $b$  越大则碰撞越周边。理论计算时， $b$  多为已知的输入参数，因此碰撞的中心度百分比和  $b$  有如下对应关系 1.2，

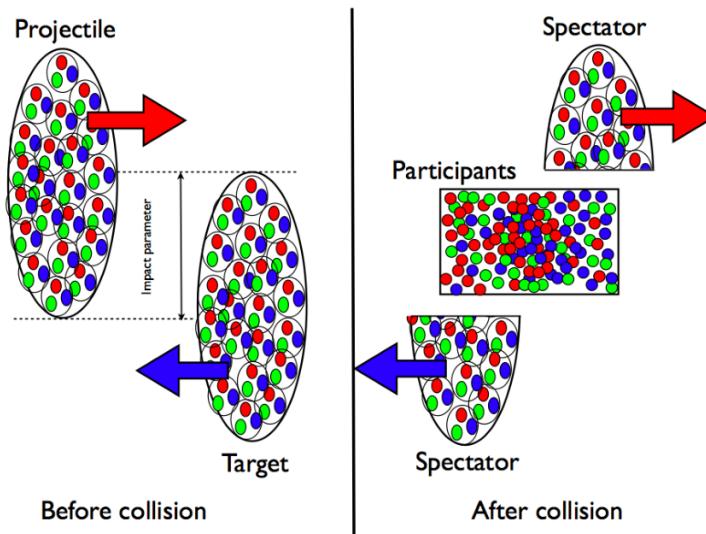


图 1.5: 相对论重离子碰撞的几何描述

$$\text{Centrality\%} \sim \left(\frac{b}{2R}\right)^2 \quad (1.2)$$

其中  $R$  为原子核半径，可由公式  $1.2A^{1/3}$  估算得到， $A$  为该重离子的核子数。然而在实验上，因为每次碰撞发生都是随机的，不可能预先知道  $b$ ，所以我们只能先统计足够数量的事件，根据事件产生的多重数 (Multiplicity，定义为一次碰撞产生的总粒子数) 符合 Glauber 分布这一特性来定义中心度。这种方法包含了这样一个物理原理，即：碰撞发生的越中心，事件的多重数就越大。除了多重数以外，我们还有参与碰撞核子数 ( $N_{part}$ )，核子二元碰撞数 ( $N_{bin}$ ) 和碰撞产生的带电粒子数 ( $N_{ch}$ ) 等参数可用于描述碰撞的中心程度。

在碰撞发生之后，整个系统会经历以下几个阶段：

1. 预平衡相 (Pre-equilibrium) 发生在时间  $1 \text{ fm}/c$  内，在这个过程中，部分子之间发生级联作用 (Parton Cascade)，大量夸克胶子被产生；部分子级联可以用 Color String, Color Glass Condensate 模型，微扰 QCD 来描述，部分子时空演化则可以用输运方程表达。
2. 系统很快会达到局域热平衡 (Local Thermal Equilibrium)，然后在时间  $1-10 \text{ fm}/c$  内进入流体动力学扩展 (Hydrodynamical Expansion) 阶段。此时系统的行为可用流体动力学来描述，如公式 1.3 所示，其中  $x$  为微小流体元相空间位置， $T^{\mu\nu}(x)$  为体系能动量张量， $\epsilon(x)$  为能量密度， $P(x)$  为压强， $u^\mu$  是微

小流体元的速度。流体动力学冲击波模型 (Hydrodynamic BlastWave model) 将体系看作一个具有某温度的静态发射源，径向流和横向流的集体效应。该模型计算能很好的描述实验结果。

$$T^{\mu\nu}(x) = u^\mu u^\nu (\epsilon(x) + P(x)) - g^{\mu\nu} P(x), \quad \partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0 \quad (1.3)$$

3. 随后系统温度降低，开始进入强子化 (Hadronization) 过程。当强子之间不再发生非弹性散射时，就达到了化学平衡 (Chemical Equilibrium)。此时系统的不同粒子产额比不会再发生变化。热力学统计模型利用巨正则系综理论能很好的描述粒子产额。该模型假设系统是一团达到了化学平衡的强子共振态气体，在拟合粒子产额比的同时，就可以得到系统的化学平衡温度以及化学势。公式 1.4 显示了波尔兹曼近似下不同化学势 ( $\mu_B, \mu_s, \mu_Q$ ) 和化学平衡温度 ( $T_{ch}$ ) 时粒子  $i$  的密度，其中  $g_i$  为粒子  $i$  的自旋简并度， $B_i$  为重子数， $S_i$  为奇异数， $Q_i$  为电荷数， $\lambda = e^{\mu/T}$ ， $K_2$  为修正贝塞尔函数。

$$n_i(T_{ch}, \mu_B, \mu_s, \mu_Q) = \frac{g_i}{2\pi^2} m_i^2 T \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} K_2\left(\frac{m_i}{T}\right) \quad (1.4)$$

4. 系统达到化学平衡后会持续一段时间的弹性散射，最后当强子间的弹性散射都停止时，则称为动力学冻结 (Kinetic Freeze-out) 阶段。

图 1.6 显示了上述整个过程的时间演化，从图中可以看出 QGP 所处的阶段。

在相对论重离子对撞机 RHIC 进行的高能重离子对撞实验中，由于最高质心能量可以达到  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ ，中心碰撞产生的初始能量密度更可高达  $5\text{GeV}/fm^3$  (超过 QGP 产生阈值  $1-3\text{GeV}/fm^3$ )，因此 RHIC 展示的物理结果中，包含了很多 QGP 存在的间接证据，这些证据包括以下几个方面：

1. 粒子谱 (Particle Spectra)。上面提到在相对论重离子碰撞的化学平衡阶段，我们可以将实验测得的粒子横动量 (横动能) 谱与模型进行拟合，从而提取出粒子的产额 ( $dN/dy$ )，化学平衡温度 ( $T_{ch}$ )，重子化学势 ( $\mu_B$ )，运动学冻结温度以及径向流速等信息。目前通过粒子谱提取的  $T_{ch}$  等值都与格点 QCD 的计算预言符合的很好。近年，净质子分布的高阶矩研究也为确定 QGP 相变点位置提供了很多参考 [1, 2]。

2. 喷注淬火 (Jet Quenching)。相对论重离子碰撞中有所谓的硬 (Hard) 过程。理论预计，通过硬过程产生的高横动量的喷注 (Jet) 在穿过夸克胶子等

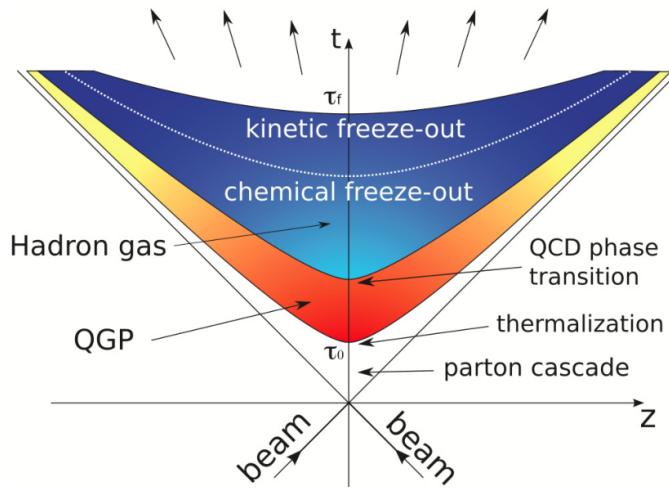


图 1.6: 相对论重离子碰撞的时间演化

离子体火球时会因为与色荷发生相互作用而损失很大能量，喷注穿过热密物质的能损会大于穿过强子的能损。这就导致了中心碰撞中高横动量粒子产额会被压低，即所谓的喷注淬火。喷注淬火现象已经在实验上通过双强子方位角关联以及核修正因子方法成功观测到 [3]。

3. 奇异性增强 (Strangeness Enhancement)。重离子碰撞本质是核子 - 核子间的反应，而核子本身并不携带奇异夸克 ( $s$  夸克)，所以，实验上末态探测到的各种含有奇异夸克的粒子，必定都是在 QGP 热密物质中形成的，这就是所谓的奇异性增强。在 RHIC 实验中，会通过比较金 - 金对撞和质子 - 质子对撞下奇异粒子和核子的产额比（以及组分奇异夸克标度）来观测这一现象 [3]。

4. 光子和双轻子 (Photons and Di-leptons)。在研究强相互作用物质的性质时，电磁效应一直是一个重要探测手段。从深度非弹反应的 Bjorken 标度到质子组分夸克的发现，再到 QCD 的建立和渐进自由的提出，电磁探针的身影无处不在。光子和双轻子都属于电磁探针，它们只参与电磁相互作用而不会与 QGP 热密物质发生强相互作用，因此保留了很多系统演化早期的信息。和强子相比，它们是更为理想和干净的探针。然而实验中会有大量的光子轻子背景，这就对直接光子的观测提出了很高要求。人们还逐渐认识到了外部电磁场对理解非微扰现象（例如手征对称性的自发破缺和禁闭）起着至关重要的作用。因此，在研究强相互作用物质自身集体动力学的同时，对强相互作用物质和强电磁场之间耦合作用的研究也逐渐展开。

5. 奇异粒子的寻找 (Exotic Particles)。相对论重离子碰撞中会产生大量的反物质和奇异物质，这些奇异超子和强子通过末态相互作用组合形成奇异核。奇异粒子的寻找可以研究超子 - 核子相互作用以及超子 - 超子相互作用。目前，STAR 实验组已经发现了第一个反物质超核 [4–9]。

6. 集体流 (Collective Flow)。非中心对撞的情况下，初始碰撞区域的几何形状呈现椭球状 (杏仁状)，这种初态坐标空间的几何形状会转化为末态动量空间的各向异性。将末态粒子在动量空间中的分布做傅里叶展开后，各阶系数统称为集体流。因为集体流和本论文的主题——强磁场下的手征效应密切相关，是该效应的直接观测手段 (在第三章和第四章中有详细讨论)，所以我们在下一节中对集体流进行特别介绍。

### 1.3 各向异性集体流

图 1.7 显示了在一次非中心碰撞时，初态坐标空间的不对称性转化为末态动量空间不对称性的示意图。其中上图中心黄色区域即为发生反应区域，两侧蓝色表示未参与反应的旁观粒子，这些旁观粒子继续沿箭头所示前进。我们可以发现，竖长椭球状的反应区域具有明显的几何不对称，不对称的压力梯度将通过碰撞产生的部分子之间的散射，赋予部分子动量上的各向异性。如下图所示， $x$  轴方向动量具有相比  $y$  方向更大的值，这意味着动量空间中的分布呈现扁椭球形。

沿束流方向看 (横平面)，这一反应如图 1.8 所示。我们定义连接两个碰撞核子球心的矢量 (矢量模为碰撞参数  $b$ ) 与束流方向  $z$  轴组成的平面为反应平面 (Reaction Plane，通常简称为  $\Psi_r$ )。这个定义是十分重要的，因为几乎所有的涉及到方位角的物理量都是反应平面相关的，因此脱离反应平面来讨论方位角是没有意义的，反应平面是一次碰撞自身定义的坐标系 (使用实验室坐标系并不方便)。

我们将末态粒子在动量空间进行傅里叶展开，并写成公式 1.5 的形式，

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{dp_T dy} (1 + \sum 2v_n \cos[n(\phi - \Psi_r)]) \quad (1.5)$$

其中  $\phi$  为粒子方位角。这里的展开系数  $v_n$  就是各项异性流 (尖括号表示事件平均)：

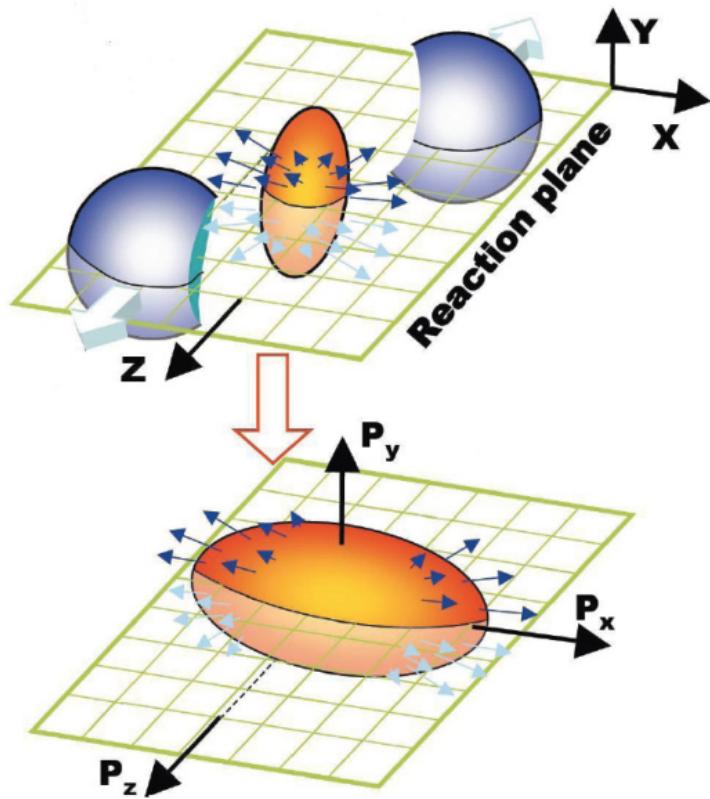


图 1.7: 各向异性流形成示意图

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_r)] \rangle \quad (1.6)$$

我们称一阶各向异性流  $v_1$  为直接流 (Directed Flow), 二阶  $v_2$  为椭圆流 (Elliptic Flow), 三阶  $v_3$  为三角流 (Triangular Flow), 当然还有四阶, 五阶, 六阶……等统称高阶流。值得一提的是, 这里做傅里叶展开时, 两个完全一样的粒子对撞导致了粒子末态空间分布是关于反应平面对称的, 因此所有的  $\sin$  展开项全部为零, 因此在上式中略去不写。注意当两个不同尺寸粒子对撞时 (质子 - 核子),  $\sin$  项则会有非零的贡献。此外, 粒子末态的对称性也意味着所有奇数阶各向异性流也为零。然而实验观测却显示了奇数阶集体流的非零结果, 这是由于真实的重离子对撞中存在所谓的流涨落 (Flow Fluctuation), 这一效应并没有被上述理想情况所考虑到。上面提到的各向异性流并非只是单纯数学上的系数, 通常认为, 直接流对应着系统的压缩性 (Compressibility), 椭

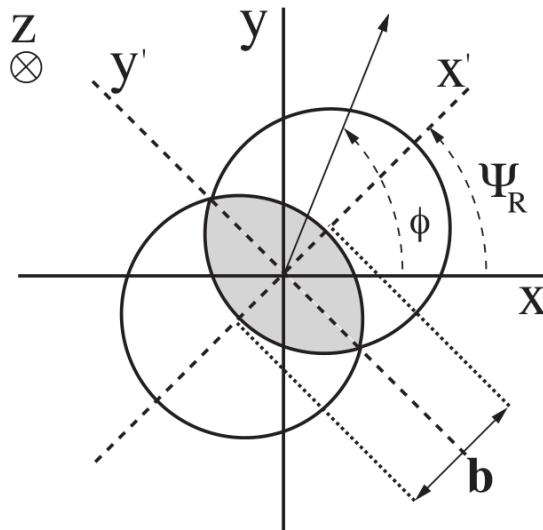


图 1.8: 反应区域在横平面上的示意图

圆流包含有初态几何形状的信息，三角流则描述了系统的初态涨落，这就是它们的物理意义。

计算各向异性流的方法种类繁多，并且各有长短，下面我们主要讲解其中两种最常见的方法——事件平面法和粒子关联法。

1. 事件平面法 (Event Plane Method)。在进行重离子对撞实验时，我们没法事先预估两个粒子会如何碰撞，因而反应平面  $\Psi_r$  的完全未知导致根据各向异性流的定义直接计算并不可行。然而，我们可以通过末态粒子的方位角分布间接地对反应平面进行推算。通过这种方法推算得到的平面和真实的反应平面虽然不能完全一致，但也能在很大程度上给出参考，我们称它为事件平面 (Event Plane)。事件平面  $\Psi_e$  体现出碰撞中所有粒子方位角分布最可能的背对背方向，通过对末态粒子构建所谓的流矢量 (Flow Vector)，并根据每个粒子的横动量和方位角加以不同的权重求得。再通过计算事件平面的分辨率，就可以较好的按定义计算各向异性流。需要注意的是，为了扣除所谓的自关联效应，在  $\phi - \Psi_e$  项时，用来计算集体流的粒子应当不再参与事件平面重建。另外，在非均匀探测器下 (STAR 探测器时间投影室因为某些扇区损坏导致方位角接受不完全)，还要用到所谓的平移 (Shift) 和重新确定中心 (Recenter) 修正技术。事件平面方法的优点是物理思路简单清晰，完全符合各向异性流的基本定义，缺点是事件平面的重构存在一定的分辨率，并不能做到完全准确，

对于各种实验上的特殊情况（如上所说的非均匀探测器）需要做不少额外的修正。

2. 粒子关联法 (Two- and Multi-particle Azimuthal Correlation)。这种方法将所有两粒子（或多粒子）排列组合成关联对 (Correlation Pair)，然后做出每个关联的方位角差值，即  $\cos[n(\phi_1 - \phi_2)]$ ，通过大量方位角差值的统计可以直接或者间接地求得各向异性流。粒子关联法根据处理方位角差值  $\Delta\phi$  的方法不同，又细分为拟合法 (Fit)，累积法 (Cumulants)。拟合法以公式 1.7 直接对实验观测量进行拟合从而得出集体流的平方，而累积法运用了累积这一数学概念，直接对集体流平方进行计算（参阅第 四 章）。粒子关联法的优点在于可以不需考虑反应平面，避免了事件平面法中分辨率带来的不确定性，还能很好的弥补非均匀探测器的缺陷，缺点是粒子关联时引入所谓的非流效应 (Non-Flow Effect)，非流效应的来源有 HBT 关联，共振态衰变等，因此需要添加所谓的赝快度间隙加以扣除或者采用多粒子关联使计算更为准确。此外，多粒子（8 粒子或更多）关联累积法的数学展开极为繁杂，如果不是特别熟悉的话，计算时很容易出错，它展现的物理图像也不像事件平面那样直接。

$$\frac{dN^{pairs}}{d\Delta\phi} \propto (1 + \sum 2v_n^2 \cos[n\Delta\phi]) \quad (1.7)$$

此外，还有李 - 杨生成函数法 (Lee-Yang Zero)，拟合  $q$  分布 (Fitted  $q$ -distribution) 等不同方法。李 - 杨生成函数法源于上世纪 50 年代的液气相变研究，也是一种构建粒子关联的方法。优点是对非流效应的扣除较好，但是仅对高信噪比情况有效，对事件多重数有很高要求，而且计算费时。拟合  $q$  分布无法计算微分流，对非均匀探测器采得的数据也无能为力。随着对各向异性流研究的逐渐深入，各种计算流的新方法也都被提出。本论文中涉及到各向异性流计算时，都采用了上面提到的粒子关联——累积法中较为新颖的直接累积法 (Q-cumulants)，关于这个方法的原理和推导会在第 四 章中详细讲解。各向异性流包含了很多关于碰撞系统的信息，我们结合 RHIC-STAR 实验组的能量扫描计划（不同能量的金 - 金对撞）来回顾一些关于流的重要实验结果 [10, 11]。

图 1.9 显示了单位快度区间直接流 ( $dv_1/dy$ ) 随碰撞能量的变化。从图中可以发现从  $\sqrt{s_{NN}}=11.5\text{GeV}$  至  $19.6\text{GeV}$  时，质子和净质子的  $dv_1/dy$  有最小值。这被认为是状态方程的一个“softest point”。

图 1.10 显示了正反粒子椭圆流差值的能量依赖性。从图中可以看出，正

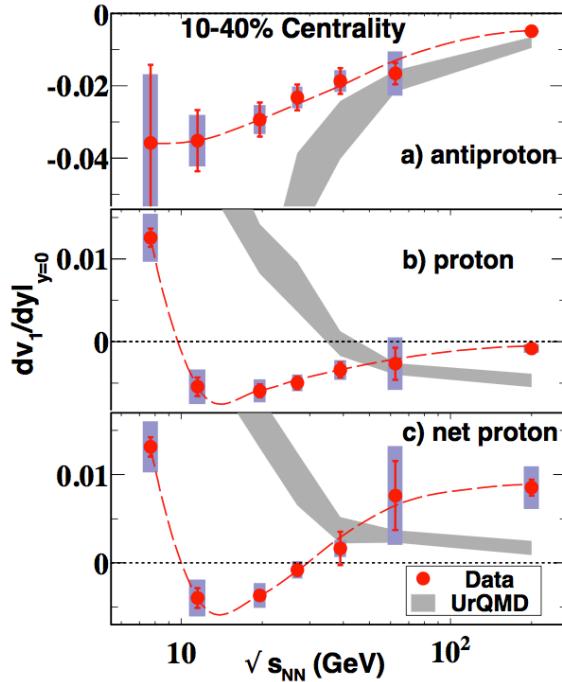


图 1.9: 直接流斜率的能量依赖

反粒子椭圆流差值在低能时较大，随能量增高逐渐向零趋近。此外，除  $\pi$  介子外，其余粒子都有正粒子椭圆流大于其对应反粒子的趋势。目前有很多理论工作试图解释这一趋势（引文）。因为正反粒子的椭圆流区别，我们猜测组分夸克标度（NCQ Scaling）可能不会对正反粒子同时成立，但实验结果却表明它们能同时成立，如图 1.11 所示。此外，在  $\sqrt{s_{NN}}=11.5\text{GeV}$  时， $\phi$  介子的椭圆流远远小于 62GeV 下的椭圆流。这个结果暗示在较低能区下，强子相互作用比部分子相互作用有更多贡献（强子相互作用截面小）。

图 1.12 和 1.13 分别显示三角流的组分夸克标度。从中可以发现当采用和椭圆流相同的标度因子  $n_q$  时，标度不能成功，而将标度因子改为  $n_q^{3/2}$  时，结果大为改进。

## 1.4 $\mathcal{CP}$ 破缺

在上面的小节中我们具体展开讨论了相对论重离子碰撞，夸克胶子等离子体及其寻找，并特别说明了各向异性流。下面我们再回到粒子物理的大背景中，回顾一下一个重要概念—— $\mathcal{CP}$  破缺。本论文的主题——强磁场下手征效

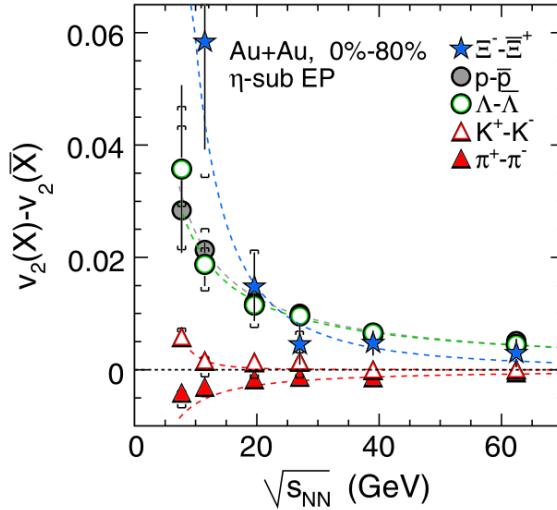


图 1.10: 正反粒子椭圆流差值的能量依赖

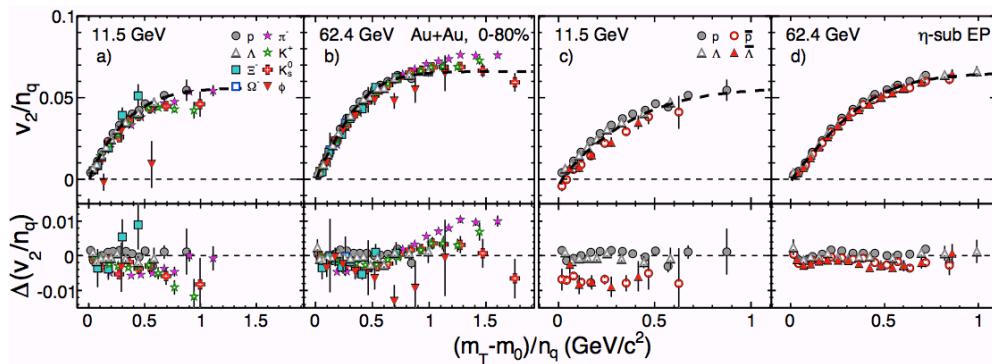


图 1.11: 正反粒子椭圆流的组分夸克标度

应的实验测量就是基于这个物理前提的。

所谓  $\mathcal{CP}$  破缺是指在某一物理过程中，电荷对称  $\mathcal{C}$  和宇称对称  $\mathcal{P}$  的乘积  $\mathcal{CP}$  的对称性受到了破坏。这里电荷对称指带电粒子及其反粒子的物理对称性，而宇称对称是指在镜像系统下的物理对称性。从很早开始，直到上世纪 40 年代，物理学界都相信所有的物理过程（比如放射性衰变）在镜像系统中是不会有什么区别的。但是随着 50 年代弱相互作用下宇称对称  $\mathcal{P}$  破缺的发现，人们才认识到这个问题并非想当然的那样简单。实验表明，镜像系统中的衰变反应概率低于原概率。即便如此，人们依然相信宇称对称  $\mathcal{P}$  的破缺可以在乘积  $\mathcal{CP}$  中得到补救，这种观念来自于量子力学中希尔伯特空间结构的特性——一个系

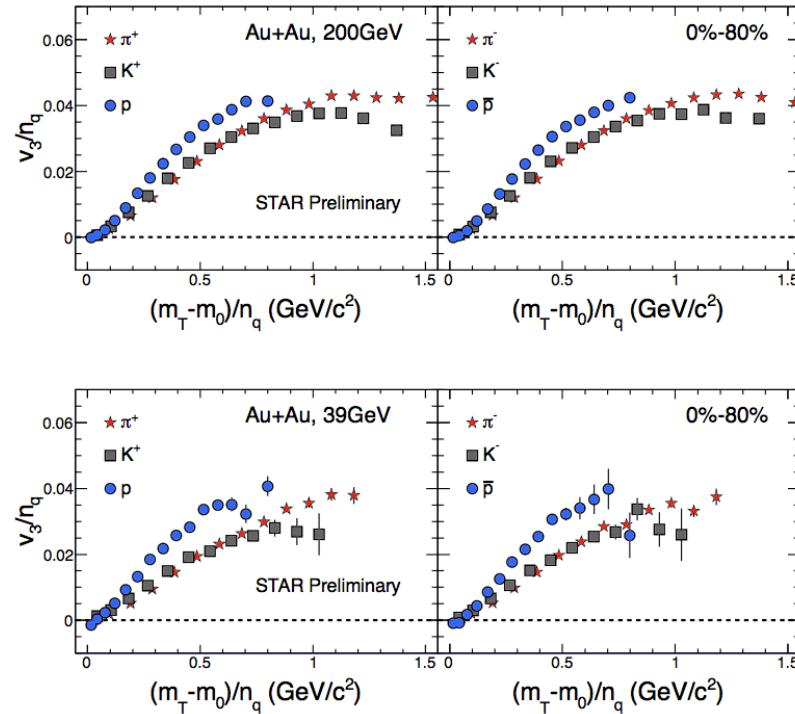


图 1.12: 反应区域在横平面上的示意图

统对称被破坏后可以通过另一个来弥补，从而保证两者乘积对称性守恒。出人意料的是，60 年代的中性  $K$  介子衰变实验再次颠覆了人们的猜测：该实验证实了弱相互作用下  $\mathcal{CP}$  对称也不能守恒。这一发现给粒子物理学带来巨大冲击，也是至今未能解决的疑团。有人曾怀疑该破缺是不是仅限于  $K$  介子衰变，直到美国斯坦福直线加速器中心和日本高能加速器研究机构在  $B$  介子中也发现了同样的结果，人们才相信标准模型理论中确实存在破坏  $\mathcal{CP}$  对称的反应。值得一提的是，上述反应中，却有一个更弱的对称性得以保存，即  $\mathcal{CPT}$  对称，其中  $T$  为时间反演运算，描述正过程和逆过程的物理对称性。目前  $\mathcal{CPT}$  守恒是量子场论的基本定理之一。

而  $\mathcal{CP}$  对称性，作为表示正物质和反物质对称性的物理描述，对于解释我们这个世界中为何正物质的数量远远超过反物质具有极为重要的意义。此外，目前还没有任何发生在强相互作用下的  $\mathcal{CP}$  破缺被发现，这也成为了一大难题，即所谓的强  $\mathcal{CP}$  问题。电弱相互作用里的规范场与费米子组成的手性流相关，而强相互作用力的胶子则和矢量流相关。如果强相互作用中存在全局

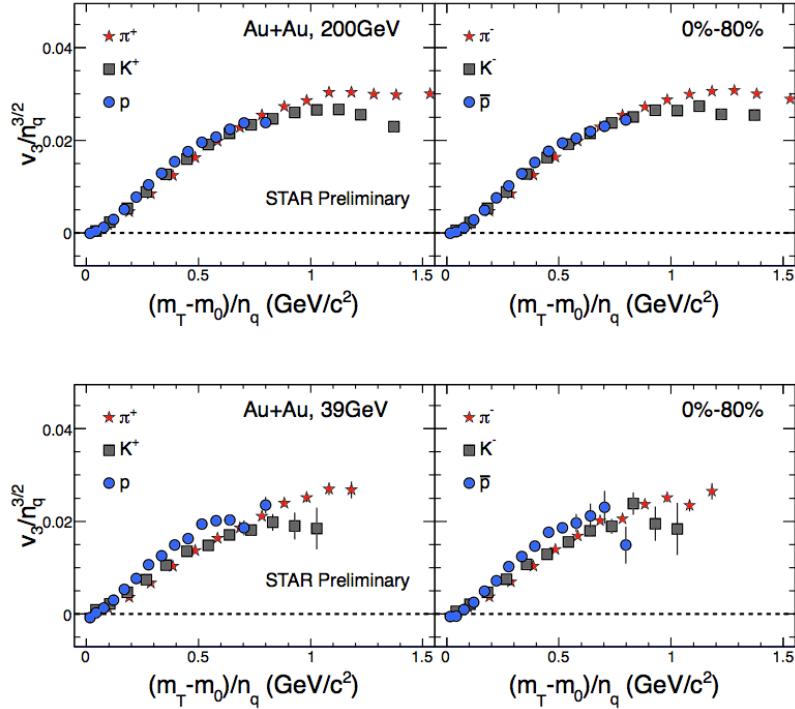
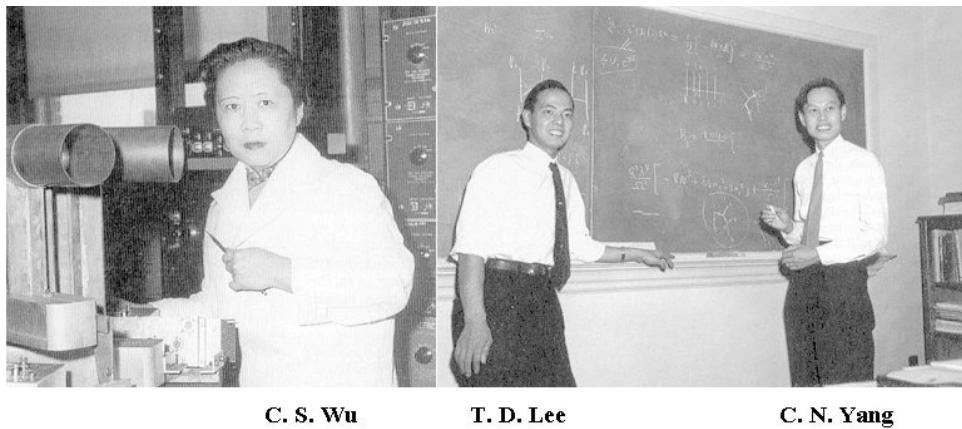


图 1.13: 反应区域在横平面上的示意图

图 1.14: 吴的实验证实了李 - 杨提出的弱相互作用下宇称  $\mathcal{P}$  对称破缺

(Global) 的  $\mathcal{CP}$  破缺，则会导致中子电偶极矩比现在的实验观测值大上至少十亿倍。因此，强相互作用下的  $\mathcal{CP}$  对称始终受到粒子物理理论和实验两方面的重点关注。

上世纪末本世纪初，随着相对论重离子碰撞物理和夸克胶子等离子体理论



图 1.15: Cronin 和 Fitch 因发现弱相互作用下  $\mathcal{CP}$  破缺获得 1980 年诺贝尔物理奖

的迅猛发展, Kharzeev 等人提出了高能碰撞从强子态到部分子态的转变过程中可能存在  $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{P}$  和 (或者)  $\mathcal{CP}$  的自发对称性破缺 [12–14]。这些  $\mathcal{CP}$  破缺现象可能是由高温高密态下非稳态真空导致。同时, 理论研究也建议了利用这些自发破缺可能造成动力学影响, 在实验上可以进行观测。早期提出的观测量包括在相对论重离子碰撞下寻找  $\eta$  和  $\eta'$  介子的产额增强, 寻找宇称破缺的衰变反应  $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0$  等。随着这十几年中重离子碰撞的发现, 理论上再次提出了可能存在于强磁场下的局域宇称破缺理论。该理论会导致很多更为直观末态效应, 其中包括本论文的研究对象——RHIC 强磁场下的电偶极矩和电四级矩形成。这些内容都将在后面一一展开讲解和讨论。

本章为本论文的背景部分。我们从高能核物理 - 粒子物理谈起, 介绍了相对论重离子碰撞实验的意义和方法。对于夸克胶子等离子体这一奇特的物质态, 我们也介绍了它的一些性质以及理论, 实验两方面的研究成果。我们还特别展开了各项异性流的概念和计算方法。最后我们回归本论文的主题——尝试寻找理论上提出的夸克胶子等离子体态中的局域  $\mathcal{CP}$  破缺。



## 第二章 RHIC-STAR 实验

上一章中提到夸克胶子等离子体只有在高温高密的极端条件下才能存在，目前人工制造这种极端环境的手段就是通过相对论重离子碰撞。本章介绍了位于美国布鲁克海文国家实验室（Brookhaven National Laboratory, BNL）的相对论重离子对撞机（Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC）的硬件设施，结构，工作原理及相应的数据采集等情况。特别介绍了目前相对论重离子对撞机上依然活跃的探测器——螺线管径迹探测器（Solenoidal Tracker At RHIC, STAR）的结构和工作原理及其实验组的概况。最后，本章介绍了未来 RHIC-STAR 实验可能的升级计划。

### 2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)

在美国长岛中部厄普顿镇的布鲁克海文国家实验室里，坐落着世界上第一台双储存环重离子加速器——相对论重离子对撞机（后文简称 RHIC）。所谓对撞机（双储存环设计），意味着可以同时在两条轨道内分别反向加速重离子束流使其碰撞，相比固定靶实验，对撞实验的优势特别体现在碰撞系统的质心系能量上，更高的质心系能量意味着更高温高密的极端环境会被创造出来，而这也正是 RHIC 设计建造的初衷——研究高温高密核物质。RHIC 于 1991 年开始设计建造，2000 年建成并投入运行，可以加速对撞不同类型的重离子（或轻离子）。虽然在 2010 年欧洲核子中心的大型强子对撞机建成以后，RHIC 的对撞能量已经不再是世界最高，但它依然是世界最大的重离子对撞机之一。而且它还是目前世界上仅有的可以进行极化质子对撞实验的装置。对于重离子束流，RHIC 可以将其加速至每核子 100GeV 的高能量，对于质子束流则可以达到每核子 250GeV。图 2.1 显示了 RHIC 从 2001 至 2014 年的亮度随运行时间的变化，从图中可以看出经过了 14 年的升级和改造，RHIC 的束流亮度有了显著提高。表 2.1 总结了 RHIC 装置的部分参数。

图 2.2 显示了整个 RHIC 装置的示意图。RHIC 对撞环周长为 3.8 km，有 1000 个超导磁铁用来聚焦和引导束流加速并碰撞。RHIC 通常在每年春天开始

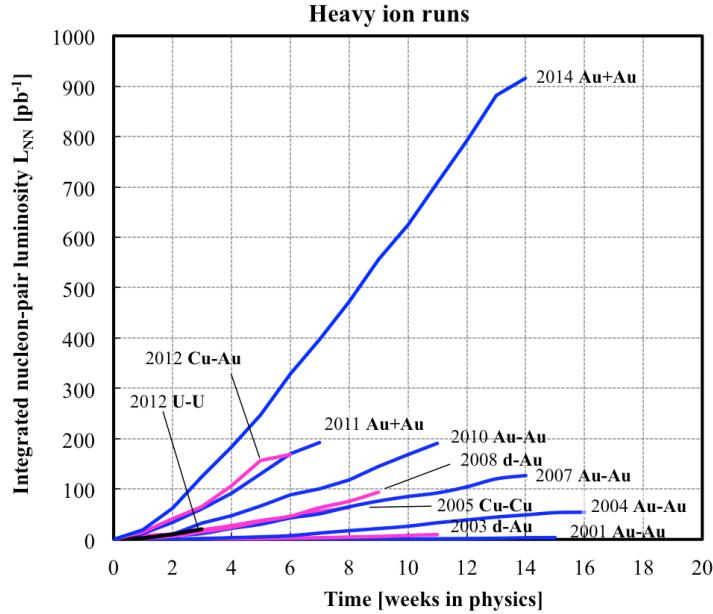


图 2.1: RHIC 束流亮度随运行时间的变化

表 2.1: RHIC 部分参数归纳

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

运行至夏季结束。我们结合示意图，以金 - 金碰撞为例来简单说明整个对撞机的运行流程：

1. 脉冲溅射离子源 (Pulsed Sputter Ion Source) 串列发射金原子束流；
2. 金原子束流通过第一个范德格拉夫串列静电加速器 (Tandem Van De Graaff)，在其中被加速到每核子能量 15MeV。此时金离子所带电荷数为 -1e

(对于质子的加速，则首先通过 Linear Accelerator (LINAC));

3. 束流继续前进通过第一个剥离膜 (The Stripping Foil)，剥离后金离子所带电荷为  $+12e$ ；

4. 束流通过第二个范德格拉夫串列静电加速器，并使核子获得额外的  $1\text{MeV}$  能量；

5. 束流通过第二个剥离膜，此时金离子所带电荷数为  $+32e$  (即金核中 32 个外层电子被剥离)

6. 束流通过增强器 (Booster)，在其中被加速到每核子能量  $95\text{MeV}$  并通过第三个剥离膜，此时金离子所带电荷为  $+77e$ 。

7. 束流被注入到半径为  $807.12\text{ m}$  的交变梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS)，在其中被回旋加速，每核子能量将达到  $10.86\text{GeV}$ ，并通过最后一个剥离膜以去除全部核外电子。

8. 束流进入 AGS-to-RHIC (AtR) 转移线，AtR 末端有控制分叉的磁铁，将束流以顺时针方向或逆时针方向注入 RHIC 环。

RHIC 环由两条同心的超导磁铁环构成，分别被称为 Blue 和 Yellow，它们共用一个隧道。在外加磁铁的作用下，金离子束流在其中进一步加速（进行低能碰撞时则会被减速）直到达到所需的碰撞能量，准备在碰撞点碰撞。束流可以在 RHIC 环中被储存长达十小时。表 2.2 归纳了 RHIC 从开始运行至今对撞过的所有粒子及能量。

在 RHIC 环上总共有六个对撞点，其中四个对撞点上装有探测器。它们分别是位于 6:00 位置的 STAR，8:00 位置的 PHENIX，10:00 位置的 PHOBOS 和 2:00 位置的 BRAHMS。这四个探测器中，目前只有最大的两个 STAR 和 PHENIX 探测器还在运行，其余两个已经关闭。下节将重点介绍一下 STAR 探测器。

## 2.2 STAR 探测器

RHIC 上的螺线管径迹探测器 (Solenoidal Tracker At RHIC, 简称 STAR) [15] 是目前仍在进行数据采集的两个探测器之一。和另一个探测器 PHENIX 相

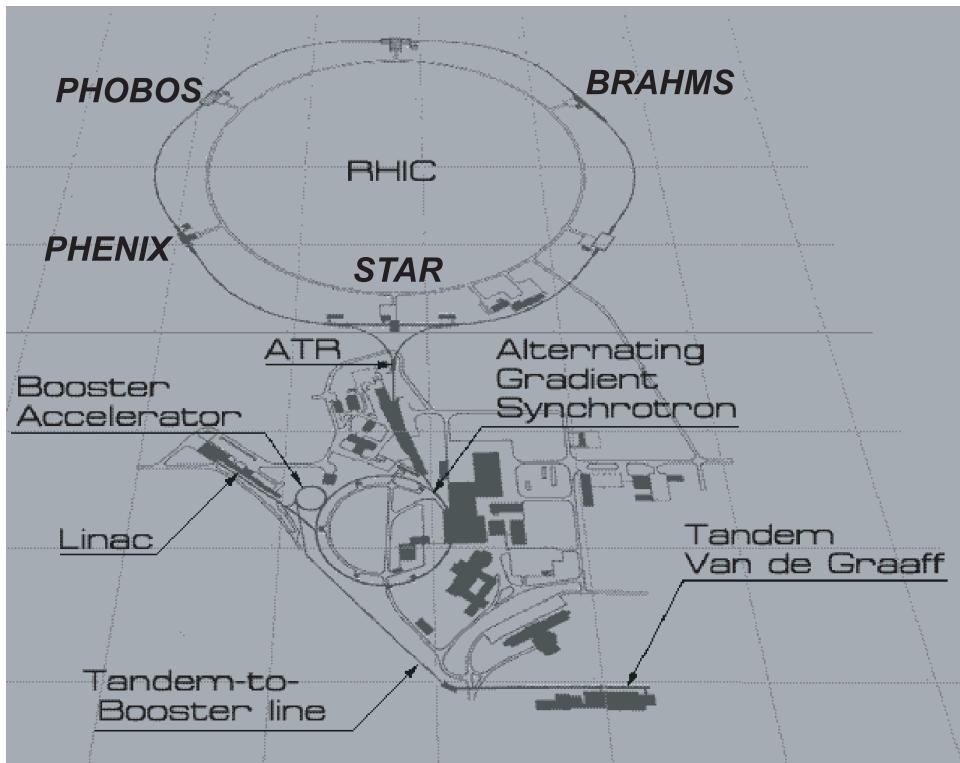


图 2.2: 相对论重离子加速器对撞机鸟瞰示意图。

比, STAR 最大的特点是方位角对称, 接收度大, 同时具有高水准的三维径迹重建能力。STAR 探测器的结构复杂, 由许多子探测器构成, 主要包括:

1. 时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC), 用于三维粒子径迹重建;
2. 飞行时间探测器 (Time of Flight Detector, TOF), 用于测量粒子的飞行时间, 从而推算出粒子的质量 (由 STAR 中国合作组负责);
3. 桶部电磁量能器 (Barrel Electro Magnetic Calorimeter, BEMC) 和端部电磁量能器 (Endcap Electro Magnetic Calorimeter, EEMC), 用于测量粒子的沉积能量;
4. 零度量能器 (Zero Degree Calorimeters, ZDC), 用于探测沿束流方向发射的中子, 可以进行事件触发;
5.  $\mu$  子望远镜 (Muon Telescope Detector), 安装于探测器最外层, 针对  $\mu$  子鉴别特别设计; 此外还有束流计数器 (Beam Beam Counters, BBC), 脐顶点探测器 (pseudo-Vertex Position Detectors, pVPDs), 前向气体电子倍增径

表 2.2: RHIC 历年对撞的粒子种类及能量

运行编号 (年份)	对撞粒子	对撞能量 (GeV)
Run1 (2000 年)	Au+Au	130
Run2 (2001 年)	Au+Au	200
Run3 (2002-03 年)	d+Au	200
	p+p	200
Run4 (2003-04 年)	Au+Au	200, 62.4
	p+p	200
Run5 (2004-05 年)	Cu+Cu	200
	p+p	200
Run6 (2006 年)	p+p	200
Run7 (2007 年)	Au+Au	200
Run8 (2007-08 年)	d+Au	200
	p+p	200
Run9 (2008-09 年)	p+p	500, 200
Run10 (2010 年)	Au+Au	200, 62.4, 39, 11.5, 7.7
Run11 (2011 年)	p+p	500
	Au+Au	200, 27, 19.6
Run12 (2012 年)	p+p	500, 200
	U+U	193
	Cu+Au	200
Run13 (2013 年)	p+p	500
Run14 (2014 年)	Au+Au	200, 15
	Au+ <sup>3</sup> He	200

迹探测器 (Forward GEM Tracker, FGT) 等等。每年采集数据时，所有子探测器并不都会被全部开启。随着探测器的更新和升级，在 2014 年的 Run 14 数据采集中，用于研究大质量，产生于碰撞早期的重味夸克 ( $b$  和  $c$  夸克) 的重味径迹探测器 (Heavy Flavor Tracker, HFT) 也已经安装就绪并开始工作，它位于整个 STAR 探测器的最里端。而历史上还曾有过前向时间投影室 (Forward Time Projection Chamber, FTPC，用于接受大赝快度的前向粒子)，

环像契伦科夫探测器 (Ring-Imaging Cerenkov Detector, RICH), 中央环形触发探测器 (Central Trigger Barrel – CTB) 等探测器, 随着设备的更新换代, 它们已不再工作并被替换。图 2.3 和 2.4 分别从三维和侧面角度展示了 STAR 各个子探测器的组合。

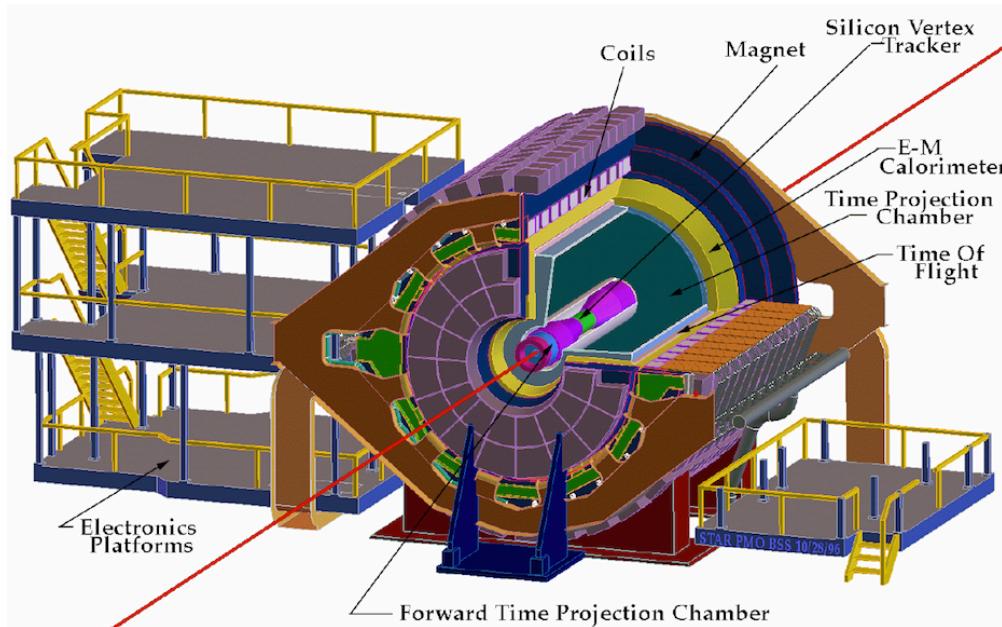


图 2.3: STAR 探测器三维图

下面我们对其中两个主要探测器时间投影室和飞行时间探测器做仔细介绍, 因为这两个探测器中采集到的信息会被用于后文中的实验数据分析。

### 2.2.1 时间投影室

时间投影室是 STAR 探测器中最核心也是最显眼的组成部分 [16]。它是一个圆筒状的气体漂移室, 长 4.2m, 直径 4m。它覆盖了  $2\pi$  方位角, 赽快度 (赉快度的定义请参考附录) 接受范围达到正负 1.8。时间投影室的作用是测量粒子从碰撞顶点飞出后的径迹及其动量, 并且通过测量粒子在单位长度上的电离能损 ( $dE/dx$ ) 进行粒子鉴别。在磁场强度为 0.5T 时, 时间投影室对带电粒子的横动量鉴别范围为  $0.15 < p_T < 30\text{GeV}/c$ 。利用时间投影室所记录的信息进行实验数据分析的具体范例会在第 四 章中展示。图 2.5 为时间投影室的三维示意图。

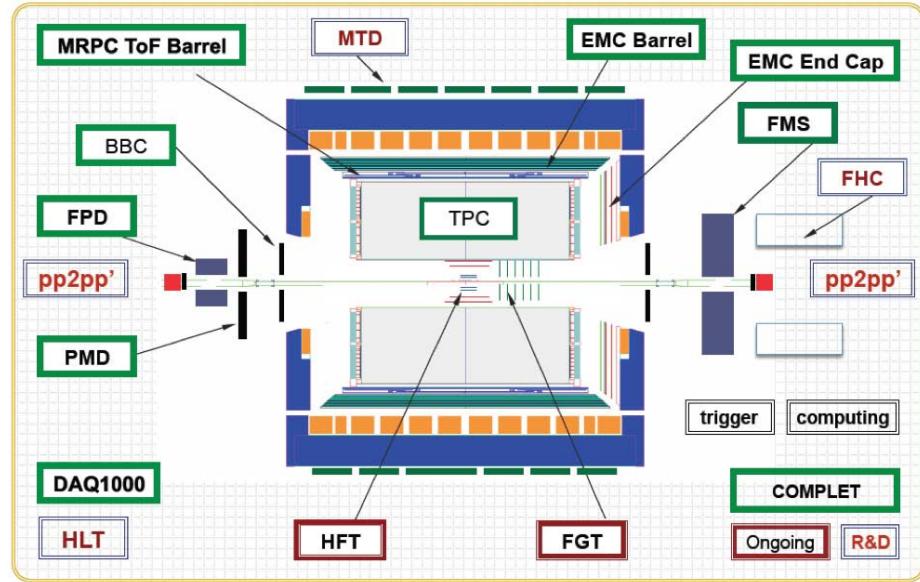


图 2.4: STAR 探测器的侧向剖面图

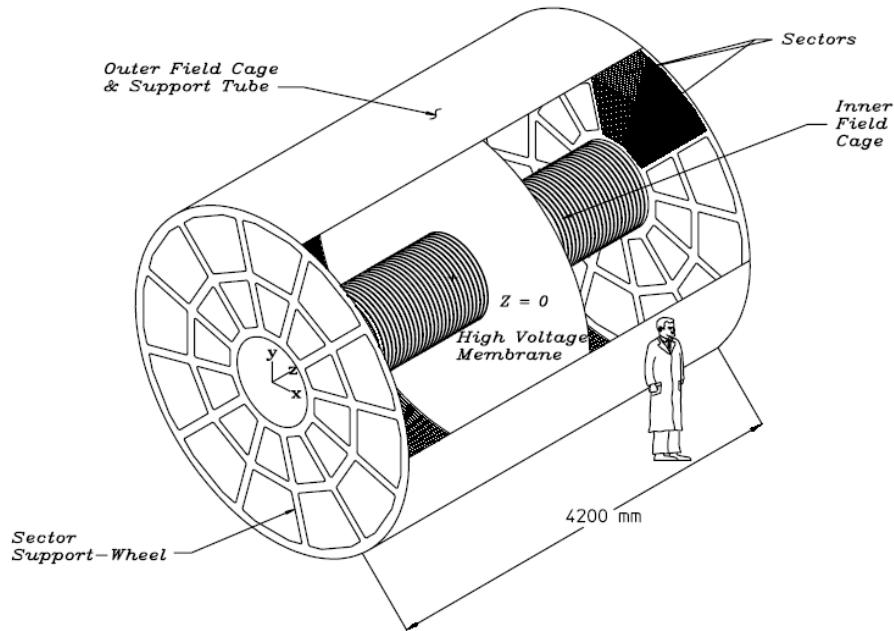


图 2.5: STAR 时间投影室

时间投影室被中央的阴极膜（Central Membrane）分割成东，西两个区域，体积各为  $\sim 24.75$  立方米，阴极膜提供 28kV 的阴极高压。投影室内层和

外层有 183 道环形电阻丝，这些电阻丝使阴极膜到阳极端的电场分为等电位差的漂移场，场强为 135V/cm。两侧接地阳极端在横平面上按方位角均分为十二个扇区 (Sector)，每个扇区有 45 个平板 (Pad)，各分为内侧板 (Inner Pad) 和外侧板 (Outer Pad)，与读出电子学相连接。扇区之间的空隙仅为 3mm，大大地减少了读出系统的盲区。内侧板有 1750 个读出片，每个读出片面积为  $2.85 \times 11.5\text{mm}^2$ ，外侧板有 3742 个读出片，每个读出片面积为  $6.2 \times 19.5\text{mm}^2$ ，外侧扇区和内侧扇区之间有着 2mm 的间隙。时间投影室的读出电子学的设计满足了高能重离子对撞会产生大量多重数的需求。图 2.6 显示了扇区读出电子学的分布。该读出系统是一个多丝正比室 (Multi Wire Proportional Chambers, MWPC)，由阳极线板 (Anode wire plane)，接地线板 (Ground wire plane) 和栅格构成。图 2.7 为外侧扇区剖面图。

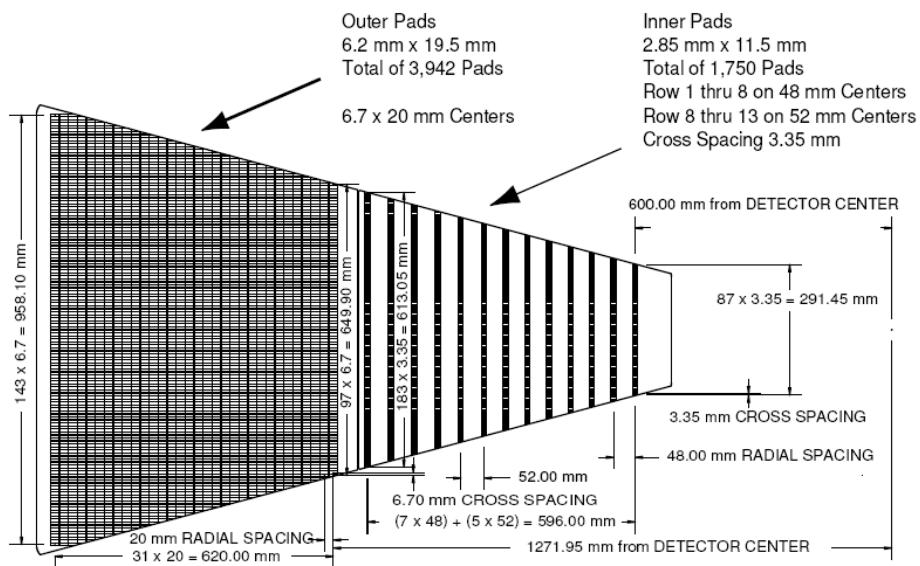


图 2.6: 时间投影室读出平板扇区示意图

作为典型的气体漂移室，时间投影室采用的工作气体为  $P_{10}$  气体，其成分是 90% 氖气和 10% 甲烷的混合。压强高于标准大气压 2mbr。时间投影室外部包围着 6.85 米长，内外直径分别为 5.27 米和 7.32 米的圆环强磁铁，可以产生沿束流方向 0.25T 和 0.5T 的均匀磁场，场强误差精度可达 1-2 高斯，均匀性在径向上不超过正负 50 高斯，在方位角方向不超过正负 3 高斯 [17]。该磁场使得带电粒子在时间投影室中按螺旋线 (Helix) 轨迹飞行，留下的三维信息

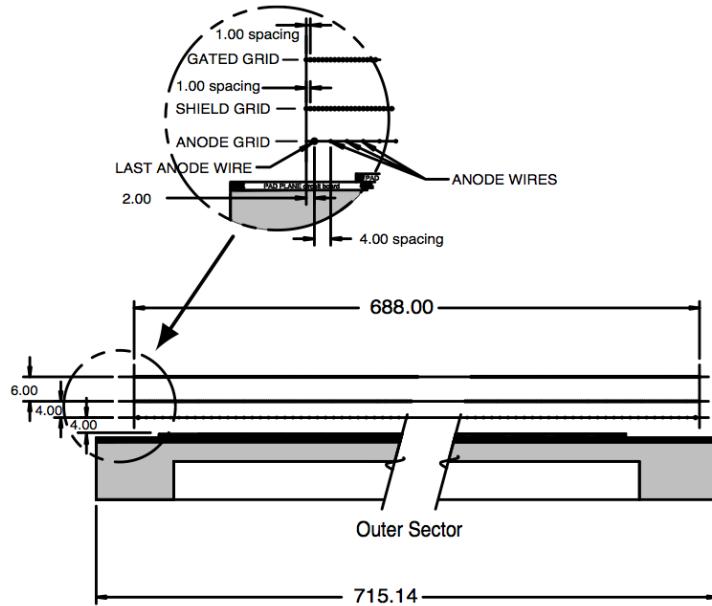


图 2.7: 时间投影室外部扇区剖面图

将被用以粒子重建。

表 2.3 归纳 STAR 时间投影室的部分参数:

Number of Anode Sectors	24
Number of Pads	136608
Cathode Potential	28 kV
Drift Gas	$P_{10}$
Pressure	Atmospheric + 2 mbar
Signal to Noise Ratio	20:1
Drift Velocity	5.45 cm/ $\mu$ s
Transverse Diffusion ( $\sigma$ )	230 $\mu$ m/ $\sqrt{cm}$
Longitudinal Diffusion ( $\sigma$ )	360 $\mu$ m/ $\sqrt{cm}$

表 2.3: STAR 时间投影室部分参数

下面我们说明时间投影室重建粒子径迹的步骤:

1. 碰撞产生的高能带电粒子在时间投影室的  $P_{10}$  气体中电离出大量的电子簇;

2. 电子簇在电场的作用下, 以  $\sim 5.45\text{cm}/\mu\text{s}$  的速度向两个阳极端漂移;
3. 阳极端的阳极线板和接地线板之间有极高电压, 电子簇在这里经过倍增管雪崩放大, 被电子学读出, 读出电子学记录了电子簇的漂移时间, 就可以推算出电离点在束流方向上的位置, 而电离信号在两段扇区平板上留下的信息可以得到电离点在横平面上的位置, 这样一个电离点的空间坐标就被采集到;
4. 确定时间投影室中的每一个电离点的三维坐标, 从而重构出粒子径迹, 再计算出曲率半径; 结合磁场强度就可以得到每个粒子的横动量, 再由粒子出射角度算出总动量。

时间投影室所能测量到的粒子动量上限可达  $30\text{GeV}/c$ 。利用所谓的 Embedding 技术 (在第四章中会有详细说明) 能够计算出径迹重构效率, 径迹重构效率有碰撞中心度依赖性, 通常可达 80% 左右, 动量分辨率低于 3%。

粒子径迹在单位长度上的电离能损 ( $dE/dx$ ) 可以用 Bethe-Bloch 公式来表示 [18],

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle = 2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} [\ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2], \quad (2.1)$$

其中  $z$  表示粒子的电荷数 (以  $e$  为单位),  $\beta=v/c$  表示粒子的速度,  $\rho$  为介质的密度,  $N_0$  为阿伏加德罗常数,  $m_e$  为电子质量,  $r_e = e^2/m_e$  表示经典电磁半径,  $c$  为光速,  $Z$  为气体的原子序数,  $A$  为气体的原子量,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $I$  为平均的激发能,  $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$  表示单次碰撞最大的转移能量。

图 2.8 显示了时间投影室测量到的不同粒子在单位长度上的电离能损 ( $dE/dx$ ) 与动量之间的关系。从图中可以看出具有相同动量的不同粒子的能量损失也有很大的不同, 利用这个原理, 我们就可以将这些粒子区分开。例如, 在动量小于  $\sim 0.7\text{GeV}/c$  的范围内, 我们可以鉴别出  $\pi$  和  $K$  介子; 在动量小于  $\sim 1.1\text{GeV}/c$  的范围内, 我们可以鉴别出质子等等。电子由于在大部分动量区间与其他粒子的能量损失带相交, 因此能单独依靠时间投影室进行鉴别的范围较小。在具体进行实验数据分析的粒子鉴别时, 我们将实验测得的电离能损  $dE/dx$  与其理论值进行比较, 并定义标准偏差  $n\sigma$  来衡量两者是否接近,

$$n\sigma \equiv \frac{1}{R} \log \frac{\langle dE/dx \rangle|_{experiment}}{\langle dE/dx \rangle|_{theory}} \quad (2.2)$$

其中  $R$  为电离能损分辨率。例如, 如果某个动量为  $0.3\text{GeV}/c$  的粒子的电离能损在  $\pi$  介子的  $1.5$  倍  $\sigma$  范围内, 我们即判定这个粒子为  $\pi$  介子。 $n\sigma$  值随着物

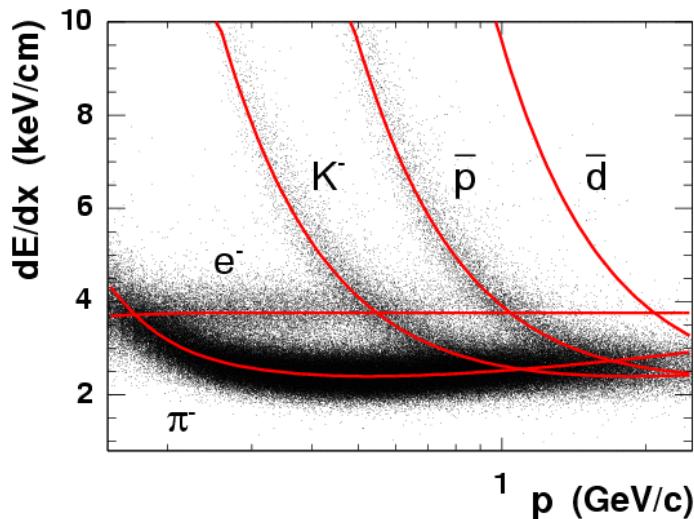


图 2.8: 不同粒子在单位长度上的电离能损 ( $dE/dx$ ) 与动量之间的关系, 实线为理论曲线。

理分析的不同需求而改变。在某些动量区间, 单纯依靠  $n\sigma$  可以做到相对干净的粒子鉴别, 但某些动量区间很多粒子的电离能损都极为接近。因此我们还需要用到其他探测器共同鉴别。

值得一提的是, 在对撞机运行, 探测器进行数据采集的时候, 有很多原因都会导致时间投影室中电磁场的扭曲改变, 所谓的空间电荷 (Space Charge) 和栅格泄漏 (Grid Leak) 效应就是其中之一。我们知道时间投影室中央的阴极和两段的阳极组成了等电位差电场, 然而该电场仅存在于没有碰撞的理想状况中, 因为探测器实际运行时, 投影室空间中的电子簇飞行速度 ( $\sim 5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ) 远远大于漂移缓慢的离子 (速度约为  $\sim 10^2 \text{ cm/s}$ ), 这就导致了 TPC 空间中正电荷与阴极膜形成了附加电场, 这个附加电场与空间中的离子数, 对撞机的亮度以及每次碰撞产生的多重数直接相关, 会影响粒子真实信息。我们将 TPC 空间中这些电荷称为空间电荷。在阳极端附近, 雪崩产生的离子有可能通过内外扇区的栅格泄漏进入漂移区, 因此也随即产生了额外的电场, 这就是所谓的栅格泄漏效应。这两个效应会导致时间投影室测得的电离点 (Hits) 偏离原本的位置, 影响径迹重建。为了使粒子径迹能真实重现碰撞物理, 我们就需要做出相应的修正, 具体方法原理请参看文献 [19]。图 2.9 和 2.10 显示了空间电荷及栅格泄漏带来的影响。从图中可以看出, 附加电场使得电离点在扇区横平面

方向上偏离了原来位置，每条径迹距离碰撞原初顶点的最近距离（Distance to Closet Approach, DCA）也偏离应当为零的平均值。

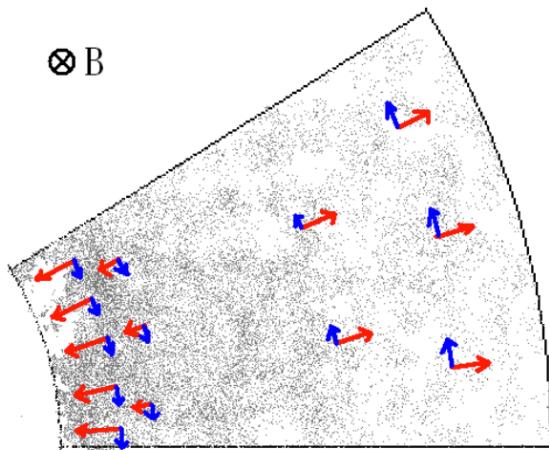


图 2.9: 附加电场使得漂移电子簇获得了横向速度，偏离了原来位置

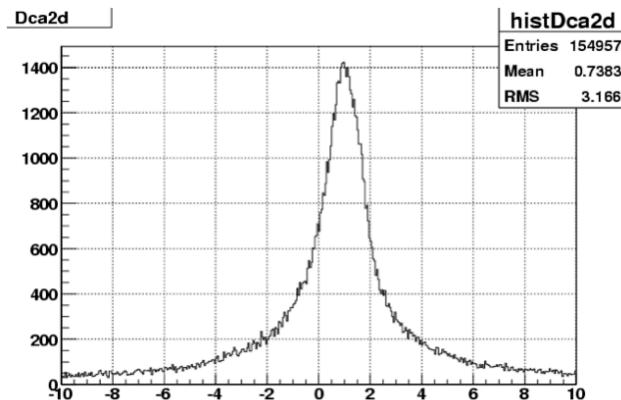


图 2.10: 粒子径迹的 DCA 值发生偏离，理想状况下高斯峰的平均值应当为零

## 2.2.2 飞行时间探测器

飞行时间探测器 (Time-of-Flight, ToF) 由 STAR 中国合作组于 2006 年开始研制生产 [20]，并于 2009 年安装就绪。它在空间上放置在曾经是中央环形触发探测器的位置 (时间投影室和桶部电磁量能器)，由 120 个条形板 (Tray) 组成 (东西两侧各 60 个)，每个条形板的尺寸为  $240\text{cm} \times 21.3\text{cm} \times 8.5\text{cm}$ ，包

含 32 个模块 (Module)。每个模块由是由尺寸为  $6.3cm \times 3.15cm$  的 Pad 组成。Pad 的总覆盖面积达到  $60m^2$ 。飞行时间探测器具有  $2\pi$  方位角, 质快度正负 1 的覆盖范围, 基于多气隙电阻板室 (Multi-gap Resistive Plate Chamber, MRPC) 技术。该技术首先由欧洲核子中心 ALICE 实验组开发 [21], 它结构简单, 价格便宜, 还具有很好的时间分辨能力。图 2.11 和图 2.12 显示了 MRPC 模块侧向剖面图。

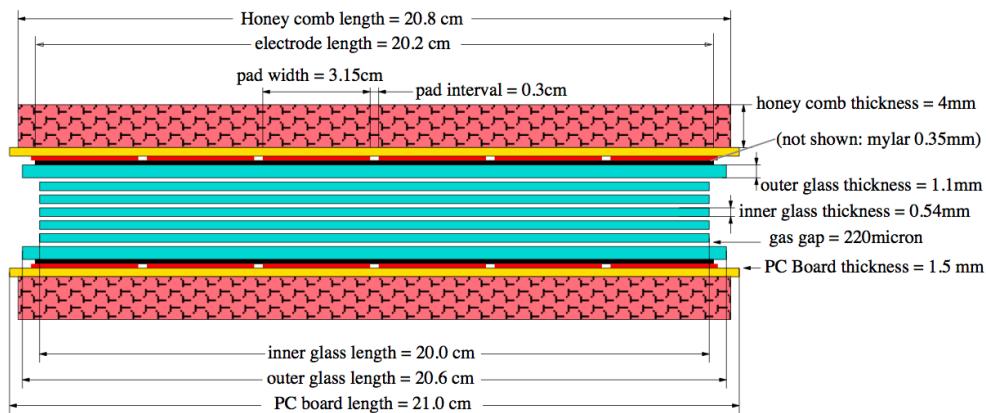


图 2.11: MRPC 结构示意图一。

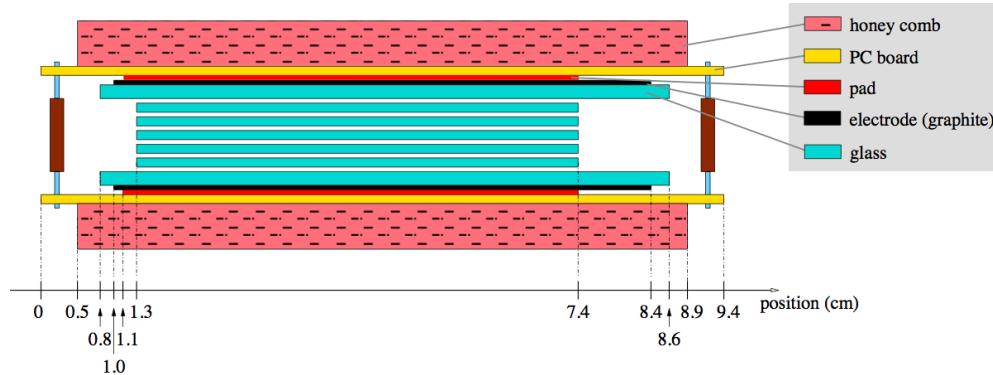


图 2.12: MRPC 结构示意图二。

从图中可以看出, 多气隙电阻板室由上下两块电极板和中间水平叠放的一系列玻璃板组成, 玻璃板间的气隙  $\sim 0.2\text{-}0.3\text{mm}$ 。最外层的玻璃板表面粘有一层电阻率为  $\sim 8 \times 10^5 \Omega$  的碳膜作为电极和高电压相连, 中间的玻璃板处于浮置电位。整个室体放置在一个密闭盒子中以确保其能在正比雪崩模式下工作。

当带电粒子穿过多气隙电阻板室时，处于均匀强电场下的气隙（灵敏区）会立刻发生雪崩过程，玻璃板因为电阻性不会产生感应电荷，这样所有的感应电荷都被感应电极接受，并传递到读出电子学。结合赝顶点探测器（pVPD）测得的碰撞初始时间以及时间投影室测得的径迹长度，就可以获得粒子飞行时间和速度信息。

对于  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  金 - 金碰撞，飞行时间探测器自身的时间分辨率约为  $80\mu\text{s}$ ，加上赝顶点探测器带来的时间误差，总分辨率为  $90\mu\text{s}$  [22]。图 2.13 显示了  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  氚 - 金碰撞中粒子径迹的  $1/\beta$  和动量之间的关系 [23]。

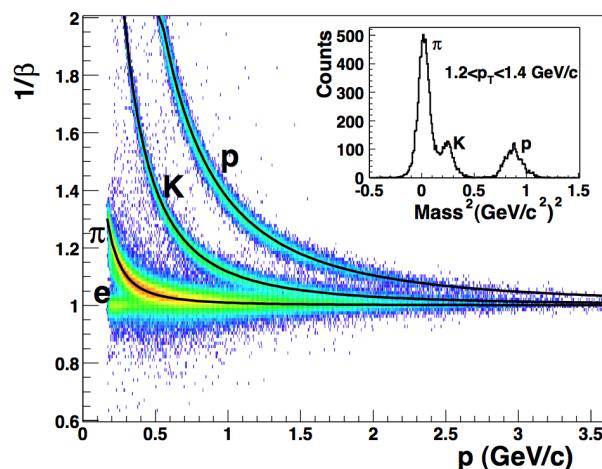


图 2.13:  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$  d+Au 碰撞中  $\beta$  和动量的关系。右上小图为利用粒子速度得到的质量平方  $m^2$  分布

前面曾经提到，时间投影室测得的电离能损并不能在所有动量区间都成功地进行粒子鉴别。而从上图中可以看出，飞行时间探测器将  $\pi$ , K 介子之间的分辨从  $0.7\text{GeV}/c$  扩展到了  $1.6\text{GeV}/c$ ，而质子和 K 介子,  $\pi$  介子之间的分辨也扩展到了  $3\text{GeV}/c$ 。因此，同时结合时间投影室以及飞行时间探测器的信息，STAR 就有能力将粒子鉴别扩展到更高的动量区间 [24]。

### 2.3 STAR 高级触发系统及其在线监控

本节，我们将介绍 STAR 高级触发系统 (High Level Trigger, 简称 HLT) 的相关内容。所谓的触发，就是指探测器针对某一特定事件做出了反应。在介

绍高级触发系统前，先简单了解一下 STAR 的触发系统。

STAR 触发系统由一系列快响应探测器组成，包括零度量能器，赝顶点探测器，上面提到的飞行时间探测器，桶部量能器以及束流计数器等，而这些触发器可以被不同类型的事件触发。例如中心事件（Central Trigger）的大量多重数可以触发飞行时间探测器响应；最小偏偏歧事件（Minimum Bias Trigger）的旁观粒子可以触发零度量能器和赝顶点探测器响应；高横动量事件（High  $p_T$  Trigger）的横向能量可以触发桶部量能器的响应；此外还有非光电子事件（Non-photonic Electron Trigger）等触发。根据不同触发器的不同时间预算，我们将其分为零级（Level 0，时间预算  $1.5\mu s$ ），一级（Level 1，时间预算  $100\mu s$ ），二级（Level 2，时间预算  $5ms$ ）和高级（High Level）触发。图 2.14 显示了 STAR 触发系统的示意图。

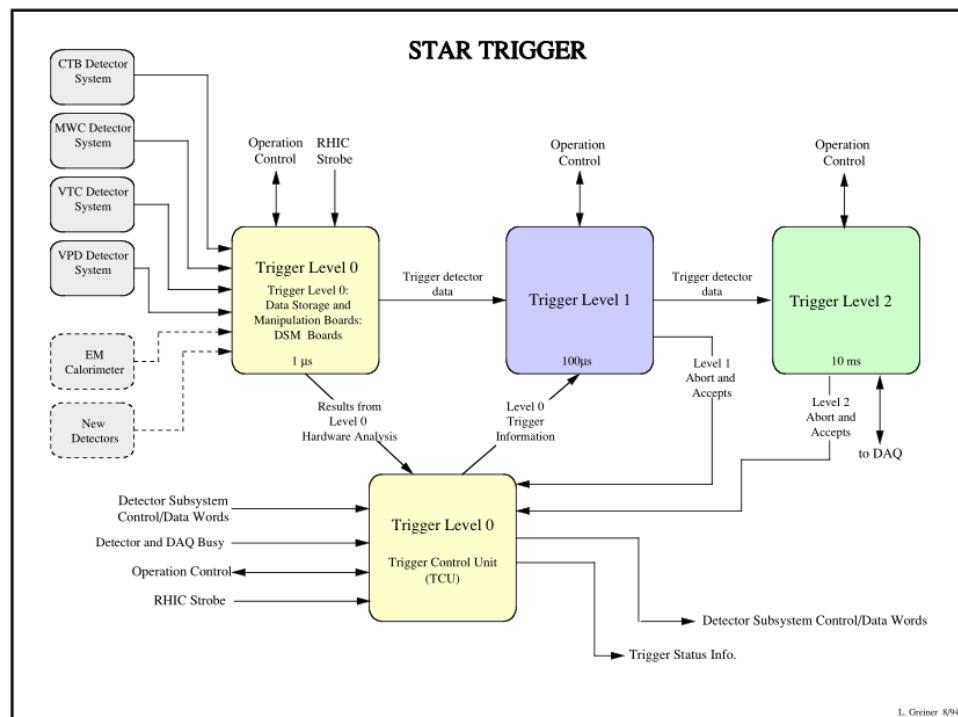


图 2.14: STAR 触发系统示意图

从图中可以看出，零级触发器包括数据存储操纵板（Data Storage and Manipulation Board, DSM）和触发控制单元（Trigger Control Unit, TCU）。工作流程简单地归纳如下：

1. 数据存储操纵板接收来自快响应探测器的触发数据（每个 RHIC 时钟更新一次）；
2. 数据被传递给触发控制单元和一级触发器；
3. 一级触发器和二级触发器对事件数据进行分析筛选，并传递给数据获取系统 (Data Acquisition System, DAQ)。

随着 RHIC 对撞亮度的逐年提高（图 2.1），STAR 的电子学数据获取系统的获取速度也在不停地提升。为了应对如此庞大的数据信息，高级触发系统随即发展了出来。高级触发系统在线地挑选一小部分碰撞事件，这些事件通常都有特殊的物理意义，这样我们就能迅速地对其分析，而不必等待每年夏天数据全部采集完成并经过几个月产生 ROOT 文件 (Rene's Object-Oriented Technology, ROOT 是一个由欧洲核子中心开发并维护的，采用面向对象技术的数据分析软件。它能将实验数据或模拟数据打包成不同的类，被核物理，高能物理学界广泛使用) 以后再分析。例如，在金 - 金碰撞中，如果某一个事件产生了一个氦 4（其质量远远大于  $\pi$ , K 等介子，产额极低），该事件就会触发 HLT 系统中一个称为 Heavy Fragment 的响应，这个事件也会被特别标注，而没有产生氦 4 的事件就不会触发 Heavy Fragment 的响应。这样，随着对撞机的运行，我们只要首先寻找有多少事件被贴上了 Heavy Fragment 标签，就可以立即知道有多少个氦 4 产生，而不必把注意力浪费到那些根本没有氦 4 产生的事件中。在物理目标清晰的前提下，高级触发系统能大大加快研究效率，世界上最重的反物质——反氦 4 核——就是利用了 STAR 高级触发技术被发现的 [22]。此外，因为具有在线分析的特性，高级触发技术可以被用来对当前对撞进行即时监控以确保运行质量。

STAR 目前的高级触发技术是在之前一套类似的，称为三级触发 (Level 3) 的基础上发展而来。与来自快响应探测器的一级，二级触发系统不同，高级（包括之前的三级）触发系统利用了慢响应触发器——时间投影室的信息。图 2.15 显示了高级触发系统的示意图。

从图中可以看出，SL3 (Sector Level 3) 机器联系着时间投影室所有扇区并进行电离点重构，重构完成后信息，会和其他机器负责处理的来自桶部量能器，飞行时间探测器等的信息一同传递给 GL3 (Global Level 3) 机器上，进行事件的重构。过去几年，来自时间投影室的径迹重构是利用 SL3 计算机的剩余计算能力进行的。从 2013 年开始，随着高级触发系统硬件的升级更新，现

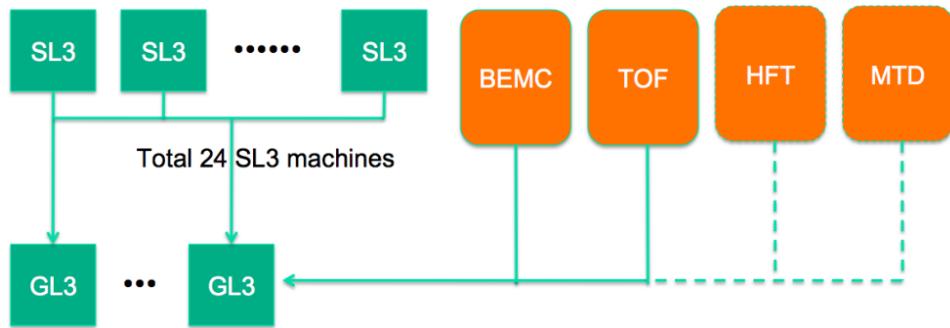


图 2.15: STAR 高级触发系统示意图

在已经有独立的计算机专门进行径迹重构，使得工作能力得到极大的提升。目前，高级触发系统被取名为四级（Level 4），与其他探测器各自的在线监控一起被植入到 STAR 控制室的即时显示屏中。

高级触发系统（或称为四级）的在线监控（Online Quality Assurance，简称 Online QA）内容主要包括来自时间投影室的径迹质量，飞行时间探测器和桶部量能器的信息，对撞顶点位置，束流位置是否产生异常等。图 2.16 显示了高级触发系统对所有径迹在线监控的相关物理量。

从图中可以看出粒子的电离能损，赝快度，横动量，方位角，DCA 分布等信息。前文曾经提到空间电荷和栅格泄露造成的附加电场会对粒子径迹的 DCA 值造成横向偏移。上图中，在线监控反馈的 DcaXY 分布并未发生偏移，说明空间电荷效应已经得到了修正。图 2.17 显示了用于寻找较重粒子的 Heavy Fragment 触发进行的在线监控，中间偏右上的红黄色带显示了氦 3，氦 4 的产生。

## 2.4 RHIC-STAR 的未来升级计划

前面提到，相对论重离子对撞机 RHIC 的亮度和性能在这十几年中一直在不断提高，STAR 实验组的各个子探测器的更新也从未间断。在未来，RHIC-STAR 也将随着新的物理目标计划着各种可能的升级方案。图 ?? 列出了 STAR 实验组对未来数年内预期的对撞计划和升级计划 [25]。

从图中可以看出，到 2012 年，第一阶段的能量扫描运行基本完成，随之即将展开的是第二阶段的能量扫描。第二阶段能量扫描会集中在低能区 ( $\sqrt{s_{NN}} < 20 \text{ GeV}$ )，能量的间隔也会更细。这是因为第一阶段能量扫描的结果

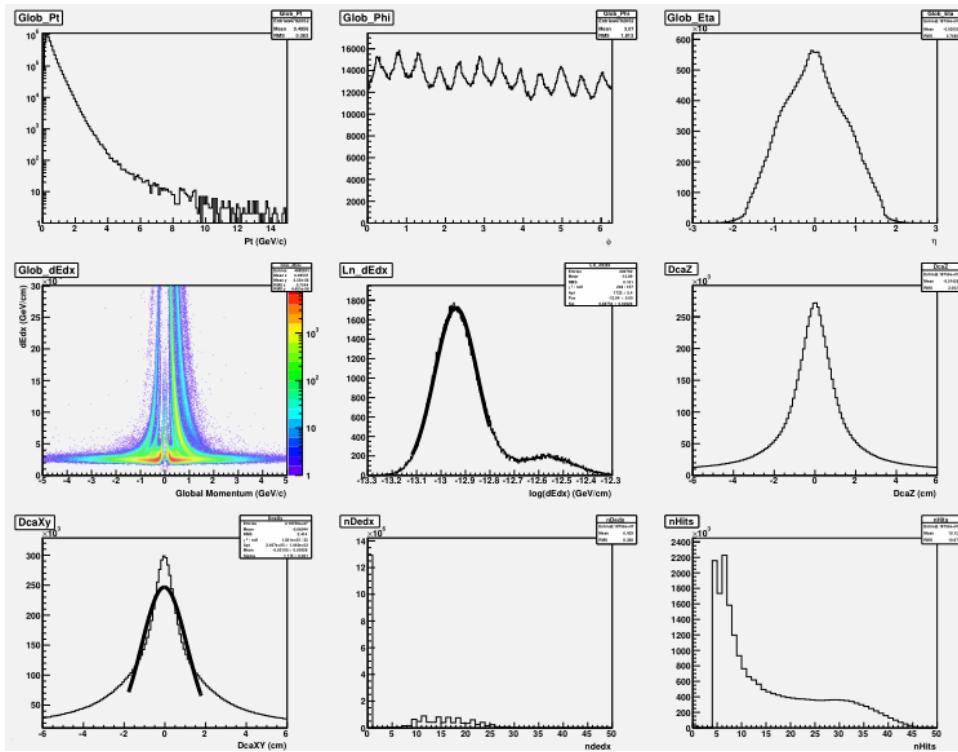


图 2.16: 高级触发系统对径迹的在线监控

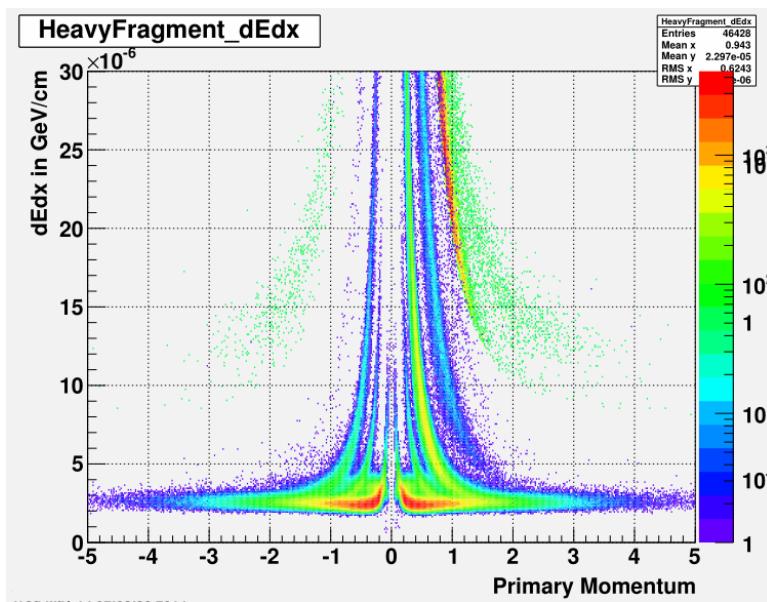


图 2.17: Heavy Fragment 触发对质量重于氦 3 的粒子进行在线监控

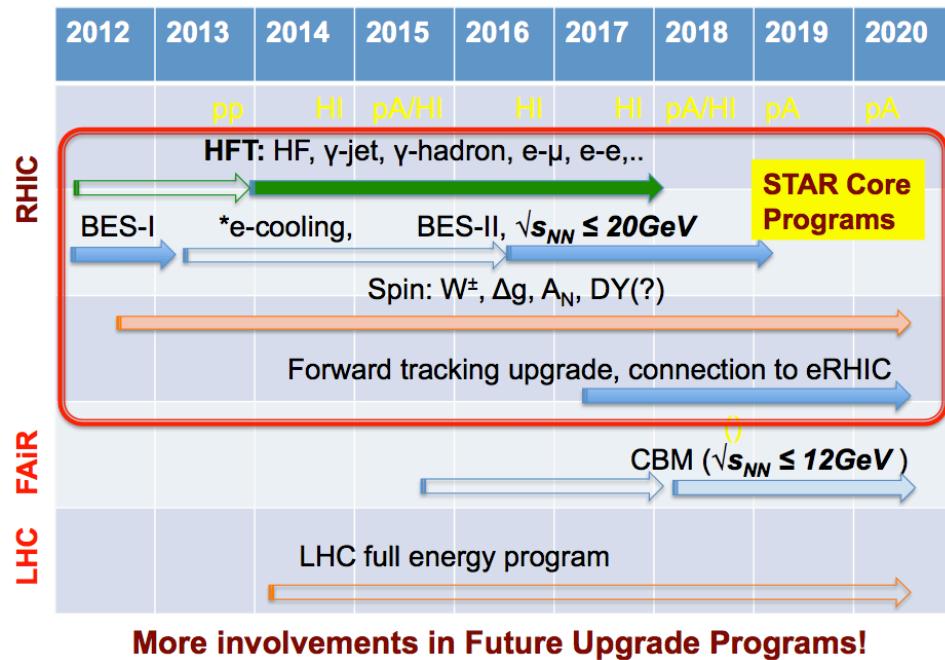


图 2.18: STAR 实验组未来升级计划

证实，夸克胶子等离子体相变信号在对撞能量 19.6GeV 以后已经消失。基于这个结论，就需要在低能区寻找一级相变的发生。针对相变点的具体位置则需要做更精细的能量扫描（2014 年已经开始了 15GeV 的对撞）。因为束流能量降低意味着聚焦会变差，因此在扫描开始前需要准备好所谓的电子冷却技术 (e-cooling)。电子冷却技术能将对撞能量在 3-10GeV 内的亮度提高为现有的 3-10 倍，这将会大大缩短 RHIC 的运行时间和成本（现有的低能亮度下需要运行差不多一年半才能采集到足够的数据）。在这两年的准备间隙中，重味径迹探测器， $\mu$  子望远镜，前向气体电子倍增径迹探测器等新探测仪也已经或即将安装到位。

除此以外，因为 STAR 时间投影室已经运行了十年以上，各部分都出现了不同程度的老化。目前时间投影室的扇区也已经不完全，这导致了方位角信息不对称（所以在做各向异性流分析时，如果采用反应平面方法需要进行拉平重新确定中心的修正）。实际上，时间投影室内侧扇区的工作负荷远远大于外侧扇区，这是由于横平面上束流管附近的粒子会远远多于外侧的粒子。而内侧扇区的平板却比外侧平板少。因此 STAR 希望能通过升级增加内侧扇区的信号点，将其径向尺寸改成和外侧一样，这就是 iTPC 升级计划。升级以后，对于

大角度快度前向粒子（也包括低横动量粒子）的径迹效率会有很大提高，因为这部分粒子大都会被内侧扇区接收到，在此基础上，能量损失，粒子鉴别能力都会有所提高。目前该项升级还处在前期阶段。

相对论重离子对撞机的升级方案包括目前筹划的如火如荼的 eRHIC 计划（电子核子对撞）。电子核子对撞是依靠深度非弹性散射（Deep Inelastic Scattering, DIS）来研究核子内部结构。在 QCD 理论中，与核子发生的碰撞过程可以理解为和核子中的夸克和胶子的一系列基本碰撞过程的非相干叠加，并从中拟合出可普适性地应用于不同碰撞过程的部分子分布函数（Parton Distribution Function, PDF）以描述夸克和胶子在核子中的密度分布。选取电子作为探针的优势在于电子不参与强相互作用，能带来更干净的物理信息。图 2.19 显示电子和质子与核子反应的示意图。电子重离子对撞机（Electron-Ion Collider, EIC）能够提供宽能量范围内的多种核粒子束流，是研究部分子的最理想装置。

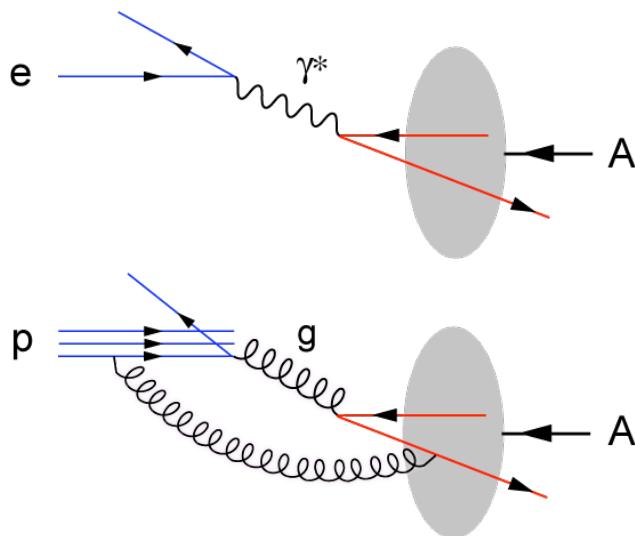


图 2.19:  $e+A$  碰撞夸克图 (上图) 和  $p+A$  碰撞夸克图 (下图)。

尚处在设计规划阶段的电子重离子对撞机希望能产生高度极化的电子，质子和  ${}^3He$  束，并达到每电子 5-30GeV，每核子 50-325GeV（极化质子），每核子 130GeV（金核）的对撞束流能量，以及超过  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ （电子质子对撞）和  $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ （电子重离子对撞）的亮度标准。图 2.20 为 eRHIC 升级示意图。

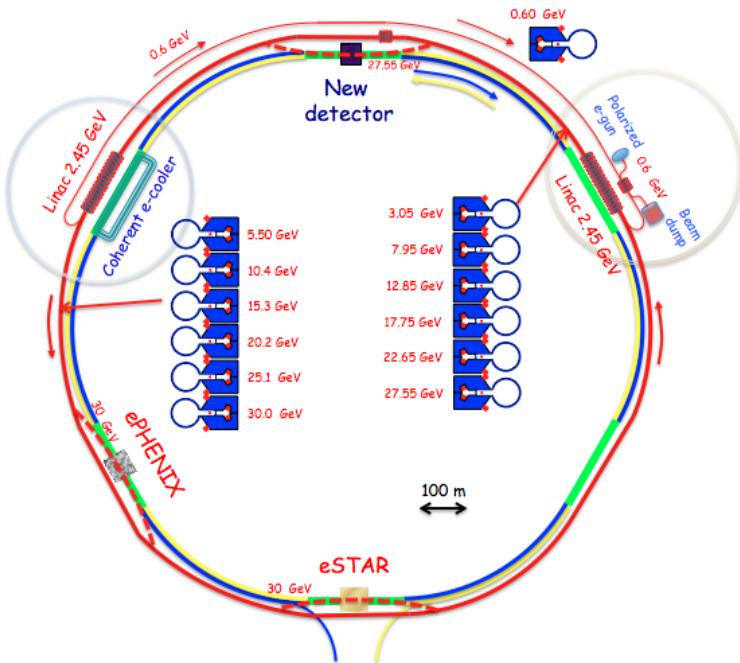


图 2.20: eRHIC 升级示意图

目前，电子重离子对撞计划尚未被美国能源部最后敲定，即使该提案得到批准，布鲁克海文实验室的相对论重离子对撞机升级为 eRHIC 的方案还需和杰弗逊实验室竞争。



## 第三章 RHIC 中电荷分离的唯象研究

在了解了 RHIC-STAR 探测器以后，我们重新回到强磁场中手征物理的研究中来。本章讨论了手征磁效应导致的电荷分离的唯象研究结果。理论认为，相对论重离子碰撞早期，在 QCD 真空中可能产生局域的“气泡”（“气泡”只是形象的讲法，形容局域的相互作用）。这些“气泡”内部会有  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  宇称的不对称，在外加强磁场的影响下，就会产生电荷分离现象。采用这种物理图像，基于多相输运模型 (AMPT)，我们在  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$  的金 - 金对撞下，构建了两粒子关联  $\langle \cos(\phi_\alpha \pm \phi_\beta) \rangle$  作为探测电荷分离现象的探针。得到的模拟结果和 RHIC-STAR 实验组观测的结果一致。这在一定程度上证明了手征磁效应（基于“气泡”物理图像）的合理性。本章还讨论了这些可能存在的“气泡”的尺度等问题。

### 3.1 局域 $\mathcal{CP}$ 破缺和手征磁效应

上世纪 70 年代，就有理论研究 [26, 27] 预言在相对论重离子碰撞产生的 QGP 中，有可能会产生局域的  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  宇称对称破缺。因为这些破缺只会发生在某一小区域内，所以我们可以把它们形象地想象成一个个的小“气泡”。这些亚稳态的“气泡”对应着 QCD 真空的非平凡拓扑解 [28]。在“气泡”当中，会发生所谓不同拓扑性质的真空转换 (vacuum transitions)。真空转换在低温时会通过瞬子 (instanton) [29, 30]，在高温时通过 Sphaleron [31] 发生。

在前面章节中已经提到过，在相对论重离子碰撞中，高速运动的旁观粒子会产生量级为  $eB \sim m_\pi^2 \sim 10^{18} G$  的强大磁场。在该强磁场的作用下，QGP 中每个  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  破缺“气泡”的内部就会产生夸克的电荷分离，这种分离是和反应平面方向垂直的。这就是所谓的手征磁效应 (Chiral Magnetic Effect) [32]。以图 3.1 为例，初态 (左图) 时，所有夸克都平行磁场方向向上或向下移动，而且左旋夸克数和右旋夸克数一样多；在强磁场  $B$  的影响下 (中图)，夸克受到非零拓扑荷  $Q_W$  规范结构的影响，导致左旋夸克通过动量转向变成了右旋夸克；然后 (右图)， $u$  夸克都向上移动， $d$  夸克都向下移动，电荷分离现象随之产生。上例中，末态在反应平面两侧生成了  $2e$  的电荷差，该反应平面相关的

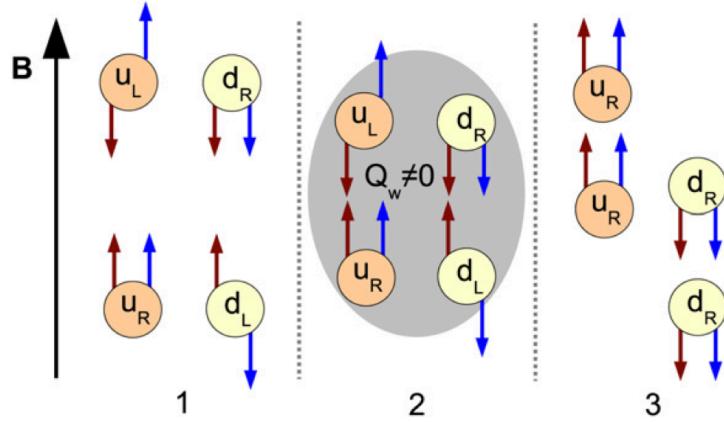


图 3.1: 手征磁效应产生电荷分离的示意图

电偶极矩示意图如 3.2 所示。在下一章 ref 中还会对手征磁效应进行讨论。

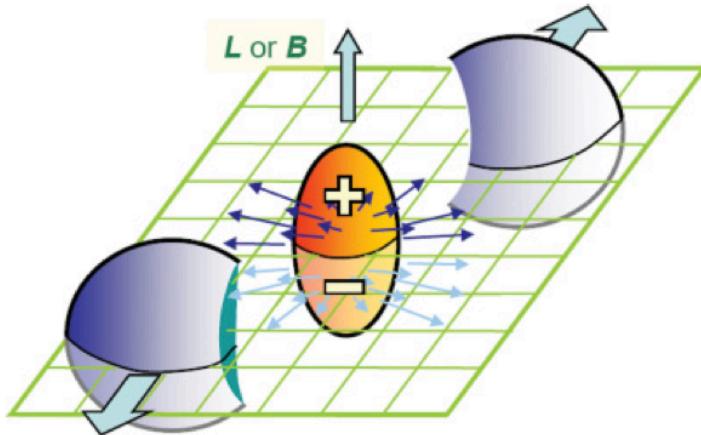


图 3.2: 参与反应粒子中电偶极矩形成示意图

Voloshin 教授在文献 [42] 中指出，来自局域手征破缺的电荷分离现象可以通过构造带电粒子的方位角关联观测到。这两粒子的关联量为  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_{RP}) \rangle$ ，其中  $\alpha$  和  $\beta$  代表了两个粒子的编号，它们的电荷可以任意为正或者负， $\Psi_{RP}$  是反应平面的方位角。该关联的实验探测已经于近年在 RHIC 和 LHC 的相关合作组中完成 [33] 和 [34]。如图 3.3，结果显示两粒子关联量的绝对值随着碰撞趋于周边，有显著的增强，该结果能被手征磁效应理论定性地描述。

不仅从实验角度，在唯象模型方面也有很多工作致力于研究手征磁效

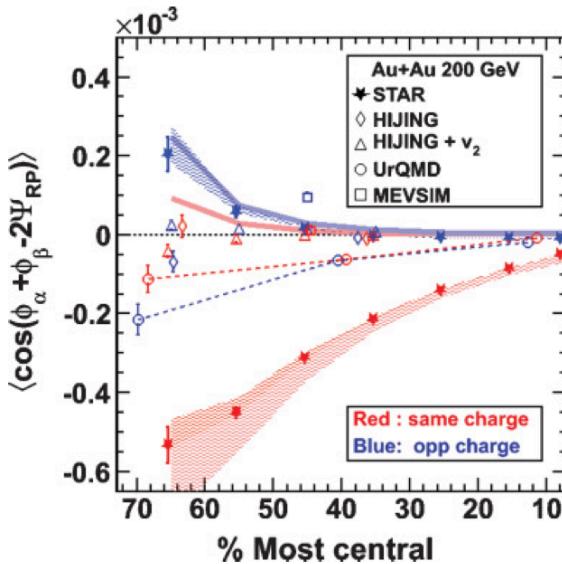


图 3.3: STAR 实验组发布的两粒子关联量随中心度的变化

应导致的电荷分离。研究 [35] 采用多相输运模型 (AMPT) (详见 3.2 ) 在  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  的金 - 金对撞中, 对上述关联进行了模拟。因为 AMPT 模型本身并不包含强磁场或者手征磁效应, 因此该研究是在人为构造初态的电荷分离 (电偶极矩) 的情况下完成的, 旨在研究后期相互作用。模拟结果发现 QGP 强子化后的后期相互作用会显著地削减初态的电荷分离现象。模拟结果如图 3.4 和图 3.5 所示, 在全局构造电荷分离以后 (具体构造方法将在后文提到), 用末态粒子构造  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$  并与实验结果对比发现, 采用 10% 比率的电荷分离时, 能够很好的拟合同号关联以及周边碰撞中异号关联的实验结果。然而, 该研究采用的电荷分离输入是全局随机的, 并没能完全反应出手征磁效应的真实物理图像, 特别是其局域特性, 因此在局域地放入电荷分离并讨论这些亚稳态  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  破缺“气泡”的性质是很有意义的。和 [35] 一样, 我们继续采用多相输运模型, 基于输入局域电荷分离的物理图像, 研究后期相互作用带来的影响。

### 3.2 多相输运模型 AMPT

多相输运模型 AMPT (A Multi-Phase Transport Model) 是一个包含多个作用过程的动力学模型。AMPT 包含四个主要子过程: 相空间初始化 (由

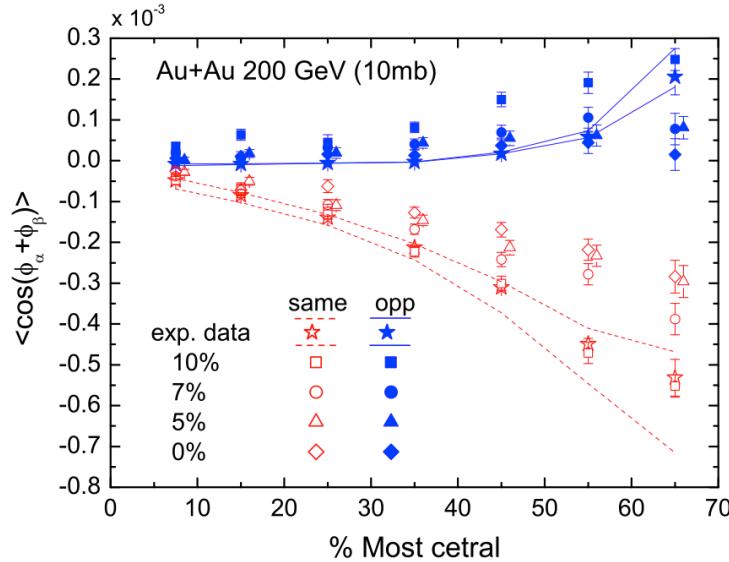


图 3.4: 基于全局构造电荷分离的物理背景, 在  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200$  GeV 金 - 金碰撞中, 关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$  随中心度的变化

HIJING 完成)、部分子相互作用 (由 ZPC 完成)、强子化 (由 LUND 弦碎裂模型完成或者由夸克组合模型完成)、强子再散射 (由 ART 完成) [37]。

相空间初始化的内容包括参与反应物质的坐标空间和动量空间分布, minijet 部分子的产生和软弦的激发。在 HIJING 模型 [38, 39] 中, 两个对撞核的径向密度分布由 Woods-Saxon 分布描述。粒子从两个对撞核中产生有两种过程, 一是硬过程 (Hard) 另一个是软过程 (Soft)。硬过程是指相互作用中动量传递大于某一阈值, 该过程由微扰量子色动力学 (pQCD) 描述, 硬过程产生 minijet 部分子。软过程动量传递低于某一阈值, 是非微扰的, 由弦形成机制模拟, 形成激发弦。依据在相空间初始化时对激发弦的处理和强子化过程中强子化机制的选择不同, AMPT 分为 Melting-AMPT 和 Default-AMPT 两个版本。在 Melting-AMPT 版本中 (图 3.6), 激发弦全部融化为部分子, 然后进入部分子相互作用阶段; 强子化过程中采用夸克组合模型。在 Default-AMPT 版本中 (图 3.7), 激发弦直接强子化后进入强子再散射阶段; 强子化过程采用 LUND 弦碎裂模型处理。两版本的差异可以从流程图中直观地看到。一般认为, Melting-AMPT 版本模型适用于重离子之间的相对论碰撞, Default-AMPT 版本适用于诸如 p+p, d+Au 和 p+Au 等相对论碰撞。

部分子相互作用 [40] 利用玻尔兹曼输运方程描述相空间演化。当两个部

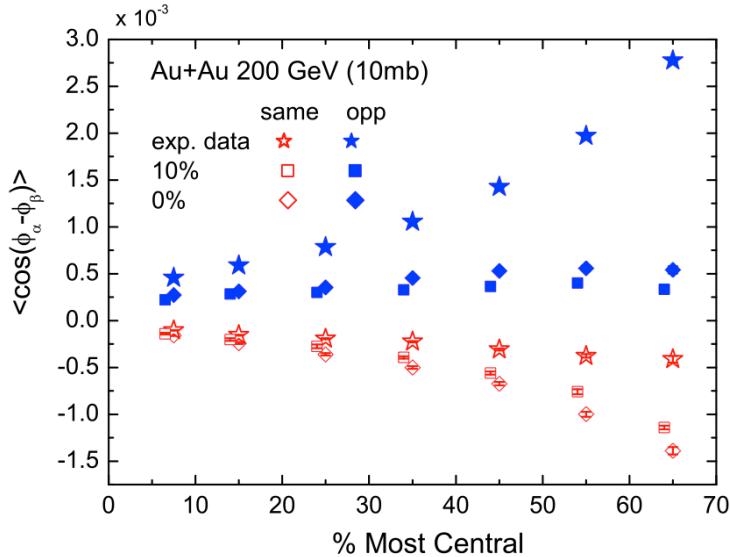


图 3.5: 基于全局构造电荷分离的物理背景, 在  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200$  GeV 金 - 金碰撞中, 关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$  随中心度的变化

分子距离小于  $\sqrt{\sigma/\pi}$  时, 部分子发生散射 ( $\sigma$  为部分子相互作用截面)。目前 ZPC 仅仅包括两体部分子散射, 其相互作用微分截面由 pQCD 得到,

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{s}\right) \frac{1}{(t - \mu^2)^2} \quad (3.1)$$

这里,  $\alpha_s$  是强作用耦合常数,  $s$  和  $t$  是 Mandelstam 变量,  $\mu$  为有效屏蔽质量。 $\mu$  依赖部分子物质的温度和密度, 可以通过对  $\mu$  的初始设置改变部分子相互作用截面。在本研究中, 我们采用的部分子相互作用截面为 10mb。

如上文提到的, 在 Default-AMPT 版本中, 当 minijet 部分子停止相互作用后, 将与其母弦 (Parent String) 形成激发弦 (Excited String), 然后通过 LUND 弦碎裂模型形成强子。在 Melting-AMPT 版本中, 利用简单的部分子组合模型 (Simple Quark Coalescence Model) 进行强子化, 两个夸克形成介子, 三个夸克形成重子, 每个强子形成占用  $0.7 fm/c$  的时间。在输运过程中, 部分子相互作用和强子化是同时进行的, 即当部分子满足强子化条件时就会形成强子, 所以在演化过程中, 总会有部分子相和强子相共存的状态, 并且随着强子化, 部分子密度降低。

强子化过程结束后, 所有强子将发生再散射的相互作用, 这个过程用 ART

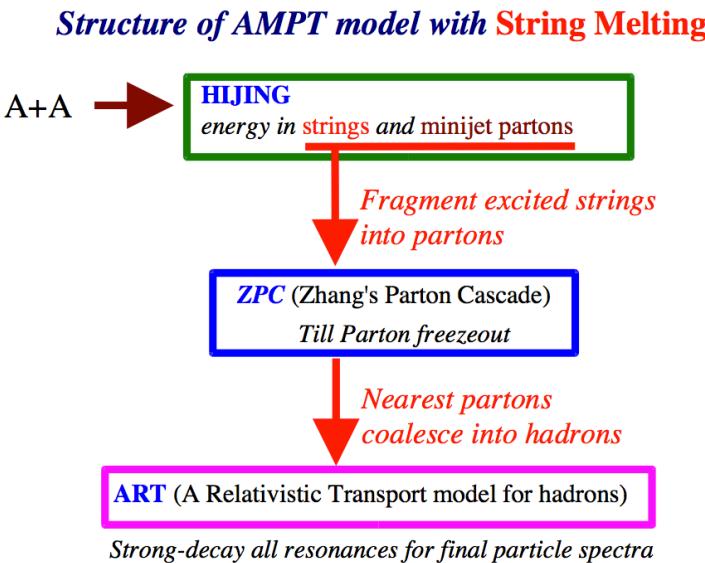


图 3.6: Melting 版本的 AMPT 模型流程图

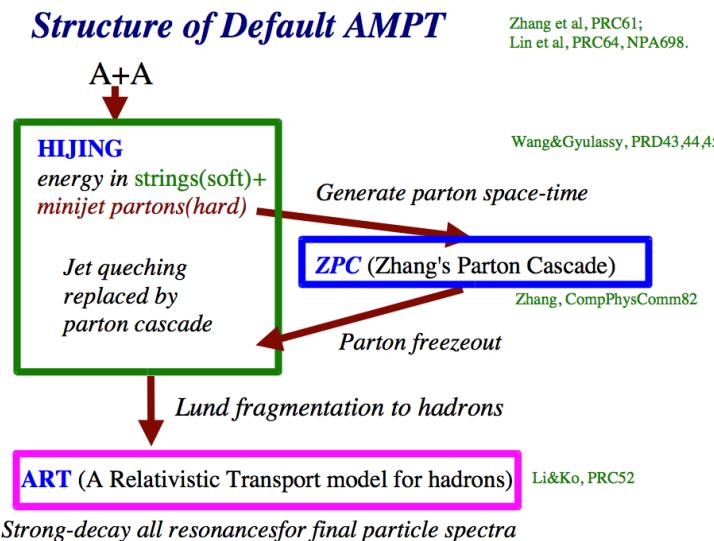


图 3.7: Default 版本的 AMPT 模型流程图

模型 [41] 来模拟。在 AMPT 中包括下面强子等共振态粒子的相互作用和衰变： $\pi, \rho, \omega, \eta, K, K^*, \phi, N, \Delta, \Lambda, \Xi, \Omega$  等。ART 考虑了同位旋自由度、核子和 K 介子的平均场效应，主要模拟了重子 - 重子、介子 - 介子和重子 - 介子间的相互作用，以及一些强子和共振态粒子的衰变，它对 RHIC 能区的实验结果能给出较为合理的描述。然而原版的 ART 模型会带来电荷不守恒的情况，所以我们在本研究中只考虑了共振态衰变，关闭了强子再散射以确保电荷守恒。

AMPT 对相对论重离子碰撞以及 p+p 和 d+Au 碰撞都给出了一些成功的模拟结果，对于 RHIC 和 LHC 能区也都能成功的拟合实验产生的粒子谱。最成功的地方在于对各向异性流 (Anisotropic Flow) 的描述。AMPT 模型具有充分的部分子相互作用，能够形成合理的各向异性流相空间，从而对两粒子方位角关联的描述是较合理，这也是本研究采用了 AMPT 模型的原因。

### 3.3 结果和讨论

在之前的工作 [35] 中，在初态构造电荷分离的方法是在初态交换部分子在  $y$  方向上的动量（通常定义  $z$  方向为束流方向，反应平面为  $xz$  平面，因而  $y$  轴垂直反应平面）。具体做法为：将一定比例的向下运动的  $u$  夸克的  $p_y$  值同向上运动的  $\bar{u}$  夸克的  $p_y$  值交换。对于  $d$  和  $\bar{d}$  夸克采用相反的交换方法。在部分子火球内部，这些交换是全局的，处于空间任何位置的  $u$  ( $d$ ) 夸克都有可能和其他任意位置的  $\bar{u}$  ( $\bar{d}$ ) 夸克交换  $p_y$  动量。为了改进这种物理图像，加入手征磁效应只在局域作用的特性，我们提出了这样的想法：所有  $u$  ( $d$ ) 夸克都只和其临近位置的  $\bar{u}$  ( $\bar{d}$ ) 夸克交换  $p_y$  动量。我们采用一个参数  $r$  来定义所谓的临近位置： $r$  的物理意义表示每一个局域小球（象征着前面提到的小“气泡”）的半径上限。每个夸克都只会和与它处在同一个小球内的反夸克交换  $p_y$  动量，如果一个夸克所在的小球内没有其他反夸克，则不会对电荷分离带来任何贡献。

除了半径参数  $r$ ，还有一个参数也需要被考虑到，即夸克参与电荷分离构造的横动量上限，我们简称为  $p_T^{eff}$ 。文献 [32] 指出，只有低动量的轻夸克容易被手征磁效应所影响。真空转换最可能发生在两个相邻的真空中（即 winding number  $Q_W = 1$ ），其他相距较远的真空（winding number  $Q_W > 1$ ）发生转换则会被强烈压低。因此，最有可能发生  $p_y$  值交换的情况应当是一对满足  $p_T < p_T^{eff}$  条件的  $u/\bar{u}$  夸克和一对满足  $p_T < p_T^{eff}$  条件的  $d/\bar{d}$ ，在这种情况下，

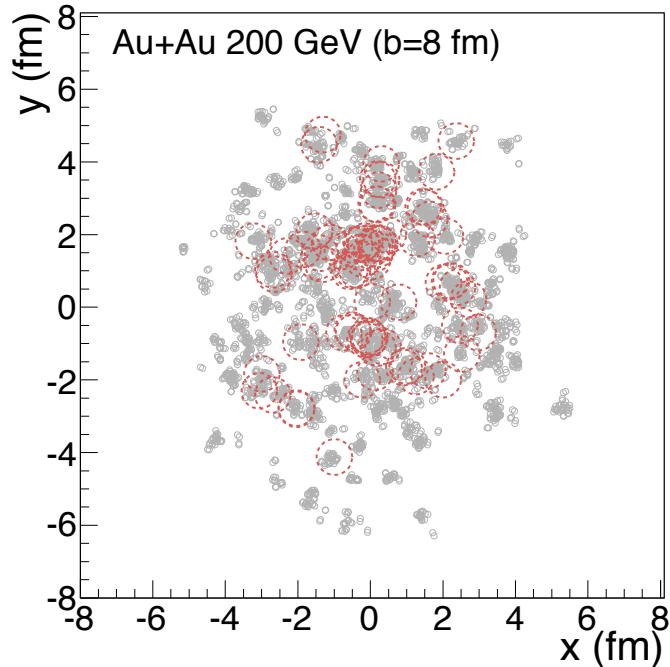


图 3.8: 在部分子 (灰色) 中寻找满足条件的“气泡”(红圈) 示意图, 坐标构成了横平面

每个小球内四个参与夸克有  $N_f = 2$ 。而  $p_T^{eff}$  原则上存在关系:  $p_T^{eff} < 1/r$ 。这个条件对我们构造“气泡”提供了参考。

基于以上理论假设 (两个参数), 我们在 AMPT 产生的整个 QGP 火球中寻找所有满足条件的“气泡”: 1, “气泡”的半径为  $r$ ; 2, 每个气泡都必须包含至少一对  $u/\bar{u}$  和一对  $d/\bar{d}$  夸克, 共 4 个; 3, 上述夸克对的横动量都必须低于  $p_T^{eff}$ 。所有被找到的“气泡”都会受到手征磁效应影响而发生电荷分离。我们模拟了  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金碰撞。图 3.8 描绘了找到的“气泡”( $r \sim 0.5 fm$ ) 的示意图。图中  $x$  和  $y$  轴构成了横平面坐标空间, 红色的小圈即为找到的一个个“气泡”。

上一节提到, 电荷分离现象可以用关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi_{RP}) \rangle$  作为探针来寻找。在 AMPT 模拟中, 反应平面  $\Psi_{RP}$  的平均值为 0, 因此我们可以忽略该项的贡献。我们采用了两个关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha \pm \phi_\beta) \rangle$ , 其中  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$  是依赖反应平面的, 而  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$  则不依赖反应平面。RHIC-STAR 实验组

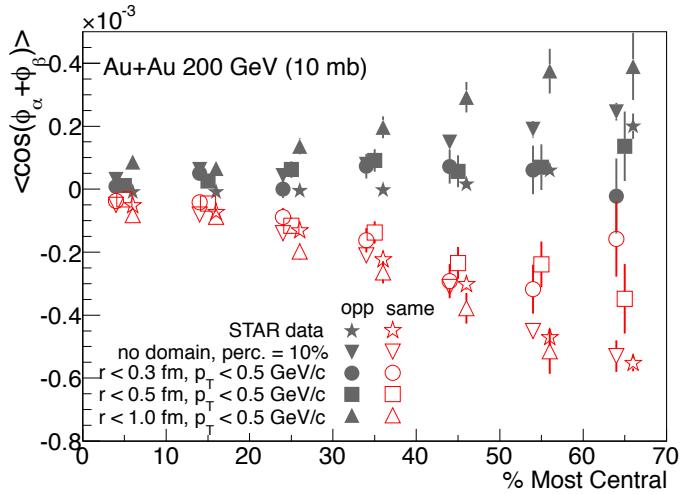


图 3.9:  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV 金 - 金碰撞中, 关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$  随中心度的变化, 为清楚起见, 图标有略微水平移动。

通过观测该两粒子关联量得到的实验结果 [33, 43] 与手征磁效应预计的结果一致。

图 3.9 显示了采用基于“气泡”的物理背景, AMPT 模拟所得的反应平面依赖的关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta) \rangle$  与中心度的变化关系。空心图标表示  $\alpha$  和  $\beta$  粒子为电荷同号的情况, 实心图标表示电荷异号的情况。STAR 实验组的数据用星号表示。文献 [35] 中得到的和实验最一致的结果 (全局对换 10% 的轻夸克) 用倒三角表示。我们测试了不同组合的  $r$  和  $p_T^{eff}$  参数, 结果表明对于同号关联, “气泡”半径为  $r < 0.3$  fm 和  $r < 0.5$  fm 之间的区别并不大并且都能和实验结果一致, 而  $r < 1$  fm 的结果则略小。对于异号关联, 我们发现  $r < 0.3$  fm 或  $r < 0.5$  fm 加上  $p_T^{eff} < 0.5$  GeV/c 的情况比  $r < 1$  fm 的情况要更接近实验结果。总体上看, 特别是在周边碰撞中, 基于新物理图像构造的关联量比之前的全局交换得到的结果更能符合实验观测值。

另一个独立于反应平面的关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$  与中心度的变化关系则如图 3.10 所示。STAR 实验组的结果显示了随着碰撞从中心到周边移动, 异号关联会逐渐增加, 而同号关联则会减少。文献 [35] 的工作显示了和实验相同的趋势, 但是并不能很好的拟合实验点。基于“气泡”物理图像的模拟结果同样也没能拟合实验点 (都低于实验结果), 不同的  $r$  和  $p_T^{eff}$  参数组合也都得到了几乎一致的结果。这证明了局域作用并未在关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$  的观测中起到重

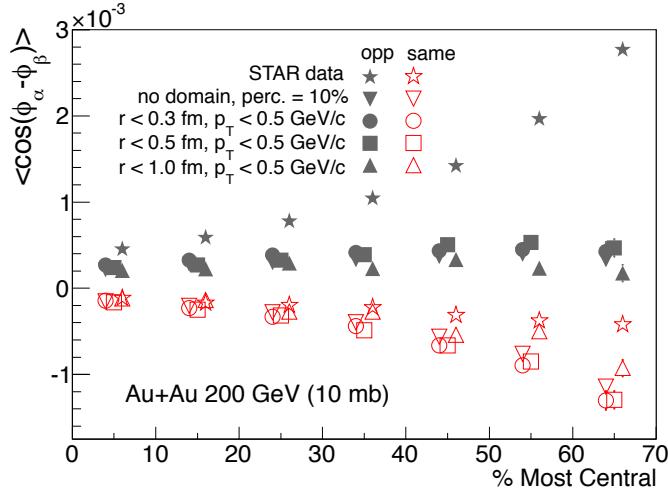


图 3.10:  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV 金 - 金碰撞中, 关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$  随中心度的变化, 为清楚起见, 图标有略微水平移动。

要作用。关于这个与反应平面无关的关联量里所包含的不可忽视的背景效应值得后续工作的进一步研究。

上面展示了基于“气泡”物理图像的两粒子关联量的模拟结果, 下面我们进一步讨论一下这些  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  宇称破缺的“气泡”在 QGP 中的尺寸等性质。

为了和之前的全局图像的工作进行比较, 我们定义了一个新的量——局域小球产生率 (Domain Production Rate),

$$Rate \equiv \left\langle \frac{4N_{dom}}{N_{u+d}} \right\rangle \quad (3.2)$$

其中  $N_{dom}$  和  $N_{u+d}$  分别表示所有部分子中局域小球的个数以及所有轻夸克的总数 (包括  $u + d$  及其反夸克),  $\langle \rangle$  表示对事件的平均。局域小球产生率对应了全局图像中的交换轻夸克  $p_y$  的全局百分比。图 3.11 显示了对于不同的局域小球参数组合, 其产生率随着中心度的变化。我们可以发现产生率随着碰撞从中心到周边而显著地减小。对于  $r < 0.5$  fm 和  $p_T^{eff} < 0.5$  GeV/c 的情况, 产生率从最中心碰撞时的 10% 减小为最周边碰撞时的 7%。这和全局图像时只让 10% 轻夸克受到手征磁效应影响最能拟合实验的结论相一致。

在这里值得特别说明的是, AMPT 模型描述部分子时, 并没有考虑到胶子, 即所有的部分子都是夸克。而事实上, 在 RHIC 能区的相对论重离子碰撞早期, 胶子是占有绝大部分子比重的。然而, AMPT 模型的这一缺陷并没有

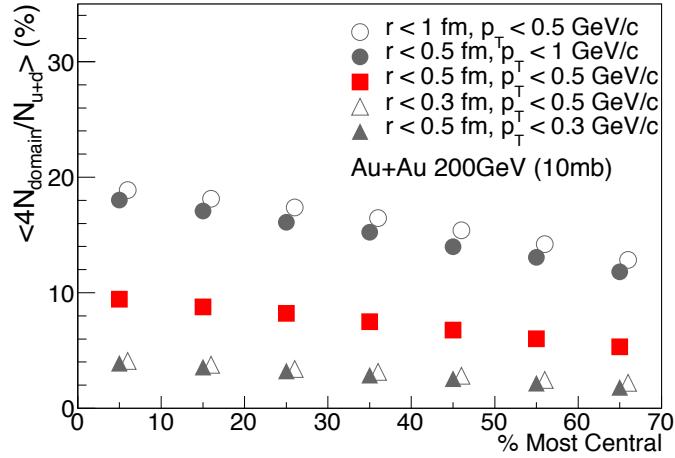


图 3.11:  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200$  GeV 金 - 金碰撞中, 局域小球产生率随着中心度的变化

影响我们的模拟研究。因为即使是在最极端的  $r < 1 \text{ fm}$  ( $p_T^{\text{eff}} < 1 \text{ GeV}/c$ ) 条件下, “气泡”产生率已经达到了最大值时, 依然低于 20%。换句话说, 如果把当前 AMPT 模型中 80% 的夸克部分子换成胶子, 从而可以描绘真实的物理背景, 这样产生的“气泡”依然足够带来与实验相比的电荷分离现象, 因为胶子不带电, 并不会被手征磁效应所影响。

研究这些局域小球所占总部分子的体积比例也是很有意义的。这些“气泡”原本只是 QCD 真空的非平凡拓扑解, 较为抽象。而把它们形象的想象成“小球”, 能提供给我们更为直观的信息。表 3.1 列出了在不同中心度情况下, 不同尺寸的局域小球所占总部分子的体积比。这里每个“气泡”都近似地认为是理想球体, 部分子火球整体则被看作是理想椭球。上述能和实验结果一致的  $r < 0.5 \text{ fm}$  的小球所占的体积比为 2%-4%, 而造成更强电荷分离的大尺寸气泡  $r < 1 \text{ fm}$  所占体积比则高达 40%-70%。这些信息揭示了亚稳态  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  宇称破缺的“气泡”和早期 QGP 尺寸相比, 应当是很小的。

此外还需指出的是, 不同中心度碰撞时的局域小球产生率完全可能不相同, 因为不同中心度意味着旁观粒子带来的磁场强度的显著改变。为了更好的同实验观测结果进行比对, 局域小球产生率就应当被视为有中心度依赖的变量。本研究中在不同中心度情况下固定了产生率旨在单纯从局域观点出发, 和

表 3.1: 在  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$  金 - 金碰撞里, 不同中心度和尺寸下, 所有局域小球占 QGP 部分子的体积比.

% Most Central	$r < 0.3 \text{ fm}$	$r < 0.5 \text{ fm}$	$r < 1 \text{ fm}$
0-10	0.38 %	4.15 %	65.81 %
10-20	0.40 %	4.29 %	70.62 %
20-30	0.36 %	4.00 %	67.31 %
30-40	0.31 %	3.35 %	59.71 %
40-50	0.26 %	2.69 %	48.79 %
50-60	0.19 %	2.20 %	42.33 %
60-70	0.21 %	2.19 %	41.66 %

全局观点进行比对。最近有研究 [44] 指出, 受手征磁效应产生的电荷分离的强弱同中心度有线性关系。这个新的学术观点值得包含到目前的局域物理图像当中来, 也值得更深入的研究。

最后对本章做一个简单的回顾。运用 AMPT 模型中更适合描述相对论重离子碰撞的 Melting 版本, 通过局域构造  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  宇称破缺“气泡”, 我们研究了可作为手征磁效应探针的两粒子关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha \pm \phi_\beta) \rangle$ 。局域物理图像比全局物理图像更为符合手征磁效应的物理意义, 也能很好地描述 STAR 实验组的观测结果。然而对于关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$  中包含的效应则需要进一步研究。研究结果还揭示了局域“气泡”的尺寸 ( $r < 0.3$  或  $0.5 \text{ fm}$ ) 以及受手征磁效应影响的轻夸克横动量上限 ( $p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$ )。对于手征磁效应还将继续在下一章中提到。

## 第四章 RHIC 中手征磁波的实验观测

上一章中提到了手征磁效应会带来的电荷分离效应。在早期 QGP 火球中会产生很多局域“气泡”，随着旁观粒子带来的强磁场，“气泡”内低横动量的轻夸克对会改变各自的  $y$  运动方向，从而产生了电偶极矩。在此基础上，另一个被称为手征分离效应的假设也会随即产生，它们一起组合成手征磁波。手征磁波假说在近年已经成为一个热门的研究方向，在实验上，它可以通过研究椭圆流和电荷不对称系数的关系作为探针进行观测。本章通过分析近年在相对论重离子对撞机 RHIC 的 STAR 实验所采得的数据，展示了实验上观测各向异性流对电荷不对称系数依赖的结果，并对这些结果是否能作为手征磁波存在的证据展开讨论。因为手征磁波分析涉及到各向异性流的计算，因此本章还包含了部分单纯针对流计算的公式推导，这部分内容也可看作是独立于手征磁波分析之外的讨论。

### 4.1 手征磁波理论及其可能存在的信号

我们首先看手征磁效应（Chiral Magnetic Effect, CME）[51–54] 的表达公式，

$$\mathbf{j}_V = \frac{N_c e}{2\pi^2} \mu_A \mathbf{B} \quad (4.1)$$

其中  $\mathbf{B}$  是强磁场,  $\mu_A$  是轴向化学势（Axial Chemical Potential），它对应着部分子系统中的非零轴向电荷， $N_c$  是色荷数（Number of Color）。从该式中可以发现，在外部强磁场  $\mathbf{B}$  的作用下，只要  $\mu_A$  不为零，电流  $j_V$  就会随即产生。这个公式在弱耦合及强耦合理论领域都被严格确认。在空间旋转或反转时，电流  $j_V$  服从矢量变换，而磁场  $\mathbf{B}$  符合轴矢量（赝矢量）转换。也就是说，该公式中的因子  $\frac{N_c e}{2\pi^2} \mu_A$  是奇宇称（Parity-odd）的。这不难理解，因为  $\mu_A$  本身就是赝标量，在宇称转换是会改变正负。在非零  $\mu_A$ （无论正负）存在的情况下，赝标量  $\langle j_V B \rangle$  会得到非零期望值，从这种意义上来说，我们称手征磁效应为“局域宇称破缺（Local Parity Violation）”。

手征磁效应公式 4.1 简洁优美，让人联想到经典电磁场方程。在经典动力学中，运动的电场和磁场会相互激发。此外，轴量和矢量也总是配对出现，组成所谓的二元性 (Duality)。基于这些联想，如果把公式 4.2 中 V 和 A 的位置简单置换，我们就得到了所谓的手征分离效应 (Chiral Separation Effect, CSE) [55, 56]。和手征磁效应类似，手征分离效应描述了在强磁场背景下，非零  $\mu_V$  会导致手征流  $j_A$  的产生，见公式，

$$\mathbf{j}_A = \frac{N_c e}{2\pi^2} \mu_V \mathbf{B} \quad (4.2)$$

其中  $\mu_V$  为重子化学势。

从上面两式中可以看出，手征磁效应和手征分离效应也会如同电磁场那样相互激发：一个非零矢量密度会产生一个轴向流，轴向流会导致局部轴向化学势不为零，这个非零的轴向化学势随即再产生矢量流，矢量流再进一步导致非零矢量密度。就这样，一个相互激发循环形成了。如同电场和磁场的耦合名为电磁波一样，手征磁效应和手征分离效应的相互激发被取名为手征磁波 (Chiral Magnetic Wave) [45]。图 4.1 为手征磁波的形象示意图。

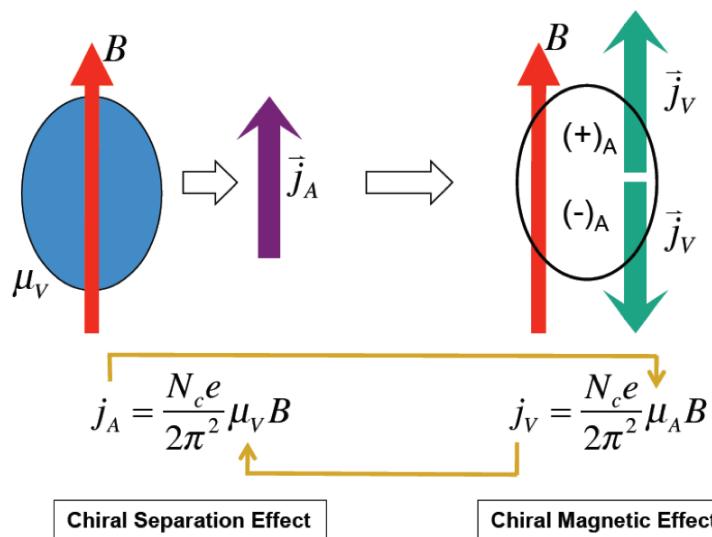


图 4.1: 手征分离 (CSE) 和手征磁效应 (CME) 共同组成了手征磁波

在该图中，首先由手征分离效应将  $\mu_V$  转化为  $j_A$ ，接着再由手征磁效应完成循环。从图中我们还能发现两条电流  $j_V$  分别从反应平面方向往两极运动，

如绿色箭头所示，这就意味着手征磁波效应会产生一个作用于 QGP 火球上的电四极矩。手征磁效应带来的电荷分离会形成电偶极矩，因此可以被探测。类似的，在实验上观测手征磁波时，这个电四极矩就应当成为了我们研究的信号。图 4.2 展示了 QGP 中电四极矩的形成，蓝色圆点表示正电荷，多在两极积聚；红色圆点表示负电荷，多在赤道（反应平面）积聚。

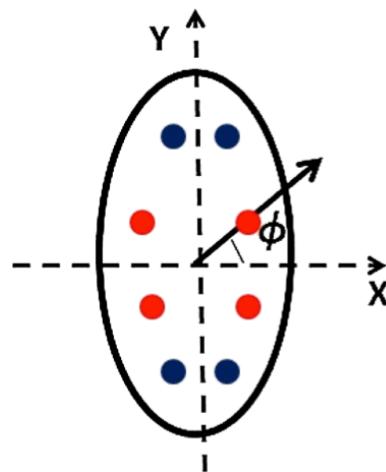


图 4.2: 手征磁波会导致在 QGP 中形成电四极矩

在第一章中我们已经讲到，QGP 的一个重要特征就是各向异性流。其中二阶椭圆流是和 QGP 初态几何形状紧密联系的物理量。非中心碰撞时，QGP 的椭球形（杏仁状）初态会对应地体现到动量空间中，并被转化为椭圆流信息。因此，手征磁波产生的电四极矩自然也可以通过观测椭圆流得以体现。图 4.2 中，受电四极矩影响，带正电的强子倾向于积聚在两极，带负电的强子倾向于积聚在反应平面，而两极的椭圆流相对于反应平面附近的椭圆流较小，所以会有  $v_2(+)< v_2(-)$ 。如果我们选择  $\pi$  介子作用探针，就会有  $v_2(\pi^+)< v_2(\pi^-)$ 。文献 [45] 将椭圆流和电四极矩导致的电荷不对称分布联系起来，有如下推导，

$$\frac{dN_{\pm}}{d\phi} = N_{\pm}[1 + v_2 \cos(2\phi)] \sim \bar{N}_{\pm}[1 + v_2 \cos(2\phi) \mp A_{ch} r \cos(2\phi)] \quad (4.3)$$

其中  $N_{\pm}$  为正负强子的多重数。 $A_{ch}$  称为电荷不对称系数，定义如下，

$$A_{ch} \equiv \left\langle \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \right\rangle, \quad (4.4)$$

这里  $N_+$  和  $N_-$  分别是一个事件中正电荷粒子和负电荷粒子的数目，尖括号表示事件平均。 $A_{ch}$  是一个逐事件计算量。另一个参数  $r$  的定义为

$$r \equiv \frac{2q_e}{\bar{\rho}_e} \quad (4.5)$$

$q_e$  和  $\rho_e$  的具体意义请参考文献 [45]。 $r$  的作用是衡量正负强子方位角分布的不对称性。

综上，椭圆流可以写成电荷依赖的形式，

$$v_2^\pm = v_2 \mp \frac{rA_{ch}}{2} \quad (4.6)$$

也就是说，正负粒子椭圆流的差值会和电荷不对称系数形成正比关系，

$$\Delta v_2^{CMW} \equiv v_2(\pi^-) - v_2(\pi^+) \sim rA_{ch} \quad (4.7)$$

以上公式就是如何在实验中观测手征磁波的物理原理。我们把手征磁波可能产生的结果转化为椭圆流对电荷不对称系数的依赖关系。正如许多其他的科学研究所发展的那样，理论和实验相互验证相互促进，我们也希望通过测量这个依赖关系来验证（或证伪）手征磁波假说。

## 4.2 RHIC 中各向异性流和电荷不对称系数的依赖

RHIC-STAR 实验组近年对正反  $\pi$  介子椭圆流的电荷不对称系数依赖性做了观测 [46, 47]，发现了如同手征磁波理论预言的线性关系。从线性关系中提取出来的斜率 (slope of  $\Delta v_2(A_{ch})$ ) 及其对中心度的依赖性也几乎和手征磁波的预期一致 [45, 48]。STAR 的能量扫描结果也显示手征磁波对于能量的弱依赖。这些实验结果被认为是手征磁波存在的直接证据。手征磁波的观测成为理论 [48, 57–61] 和实验 [62, 63] 两方面的热门课题。

首先，我们讲解一下 RHIC-STAR 实验组是如何处理实验数据的。

### 4.2.1 实验数据挑选和粒子鉴别

手征磁波测量首先在  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金碰撞中展开，随后进行能量扫描。在 2012 年 RHIC 进行了铀 - 铀碰撞以后，这部分的数据也被用来进行分析。在分析实验数据时，我们挑选了所有最小偏歧触发 (Minimum-Bias Triggered, MB) 事件。每一个事件都有必须符合以下要求：

1, 事件碰撞的原初顶点 (Primary Vertex) 在  $z$  方向上的投影距离 STAR 时间投影室中心必须小于 30 cm, 旨在保证该事件大部分的粒子都能被探测器采集到;

2, 碰撞原初顶点在横平面上的投影距离束流管中心必须小于 2 cm, 旨在去除一些碰撞发生在管壁附近的不可靠事件。

表 4.1 列出了针对事件较为详细的筛选条件。

表 4.1: 事件筛选条件列表

$\sqrt{S_{NN}}$	$V_z$ (cm)	$V_r$ (cm)	事件数
200 GeV Au+Au	30	2	238 M
62.4 GeV Au+Au	40	2	40 M
39 GeV Au+Au	40	2	100 M
27 GeV Au+Au	40	2	40 M
19.6 GeV Au+Au	40	2	20 M
11.5 GeV Au+Au	50	2	10 M
7 GeV Au+Au	70	2	4 M
193 GeV U+U	30	2	280 M

对于每个事件中的所有粒子 (粒子在时间投影室中的飞行轨迹是一条螺旋线, 所以每个粒子通常也称为一条径迹), 都要求是中心快度区间 ( $|\eta| < 1$ , 快度和赝快度的定义参看附录) 发射的, 这样可以保证我们的研究对象尽可能处在横平面上, 有助于各向异性流的计算。表 4.2 列出了针对粒子较为详细的筛选条件。这些筛选条件主要是为了保证所有径迹的质量。值得一提的是, 首先我们要求所有粒子距离碰撞原初顶点的最近距离 (Distance to Closet Approach, DCA) 必须小于 1 cm, 这个条件保证了挑选出的粒子都是碰撞原初产生的, 而不是来自于次级粒子 (Secondary Particles) 衰变。

表 4.2: 粒子筛选条件列表

筛选量	数值
NHitsFit	>15
NHitsFit/NHitsPoss	>0.52
$p_T$	>0.15 GeV/c
$ \eta $	<1.0
Global DCA	<1 cm

### 4.2.2 电荷不对称系数的计算和修正

电荷不对称系数是逐事件计算得到的，计算的方法如公式 4.4 所示。我们要求尽可能完整全面地描述一个事件的电荷不对称系数，因此对粒子横动量的筛选条件比较宽松 ( $0.15 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ )，这意味着高低横动量的粒子都会被考测量到。仅仅有一个限制条件，即去除了低横动量 ( $p_T < 0.4 \text{ GeV}/c$ ) 的质子，因为这部分质子有很大几率是由所谓的束流管打击效应 (Beam-Pipe Knockout) 带来的，该效应由束流及其管壁的相互作用导致，并非真实的碰撞产生，因此为了确保径迹的尽可能干净，该类质子应当被去除。同样地，该横动量区间的反质子也应该被除去，虽然反质子不会通过束流管打击效应产生，但我们这样做的目的旨在保持质子的不对称系数的平衡。

对于每一个中心度，积累了一定数量的事件以后，我们得到了电荷不对称系数的分布，该分布是一个平均值为零的正态分布，如图 4.3 左 (中心度 30%-40%) 和图 4.4 (所有中心度) 所示。我们把该样本分布平均分成五份，并保证每一份都包含尽可能相似的事件数目 (蓝色虚线)。因为随后的各向异性流计算会在这五份子样本中分别计算以考察线性关系。

时间投影室受到自身探测效率影响，实际上不能完全接收到每一条径迹，因此我们观测得到的电荷不对称系数还应当被修正还原为真实的电荷不对称系数。图 4.5 为不同中心度下  $\pi$  介子的径迹效率，因为  $\pi$  介子是相对论重离子碰撞中产生最多的粒子，所以我们用  $\pi$  介子的探测效率来替代所有粒子的效率。这些效率是通过所谓的 Embedding 方法得到的，该方法先将一定数量虚构的粒子径迹放入能模拟 STAR 探测器环境的 GEANT 软件中，根据最后被探测到径迹数目来推断探测器的效率。图中可以看出碰撞发生的越中心，探测效率

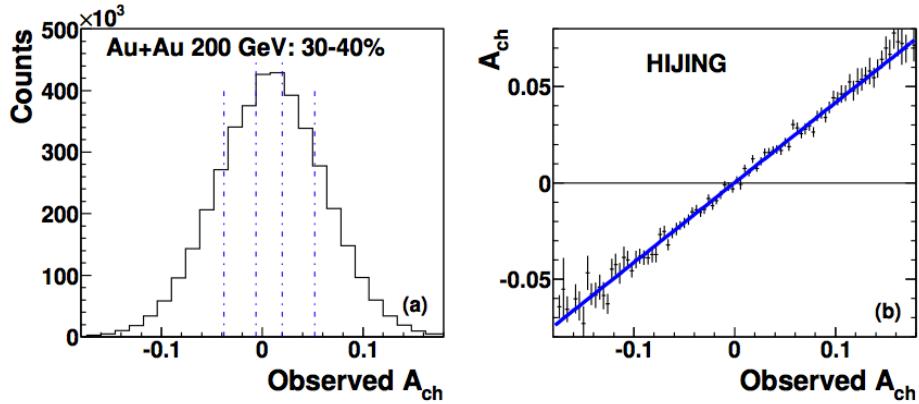


图 4.3: 电荷不对称系数的计算和修正

就相对越低，基本都在 0.6-0.8 之间。有了探测效率以后，我们用 HIJING 软件模拟产生粒子（我们也使用了 AMPT 进行模拟，结果和 HIJING 完全一致），使之随机地通过（或不通过）探测器（比例即为探测效率），再比对前后的粒子数目，以此达到电荷不对称系数的还原。如图 4.3 右（中心度 30%-40%）和图 4.6（所有中心度）所示。该还原并没有带来任何物理结果上的改变，只是将探测到的电荷不对称系数按一定的线性关系缩小。图中可以看出，真实的电荷不对称系数大约是观测值的一半。

#### 4.2.3 各向异性流的计算方法

椭圆流的定义等已经在第一章中有所讲解，计算椭圆流的方法也有很多。下面我们重点展开讨论一下两粒子关联 Q-cumulants 方法 [70]，这也是我们在做手征磁波分析时采用的方法。Q-cumulants 方法是由传统的 cumulants 方法发展而来，它快捷准确，在计算多粒子关联时不需要耗费大量时间对所有可能组合做一一匹配，而是把所有的多粒子关联都被写成流矢量（Q-vectors）的形式进行累积运算。我们先列出两粒子 Q-cumulants 所需用到的相关公式，随后再详加说明。

$$\langle 2 \rangle = \frac{|Q_n|^2 - M}{M(M-1)}, \quad (4.8)$$

$$\langle\langle 2 \rangle\rangle = \frac{\sum_{i=1}^N (w_{\langle 2 \rangle})_i \langle 2 \rangle_i}{\sum_{i=1}^N (w_{\langle 2 \rangle})_i}, \quad (4.9)$$

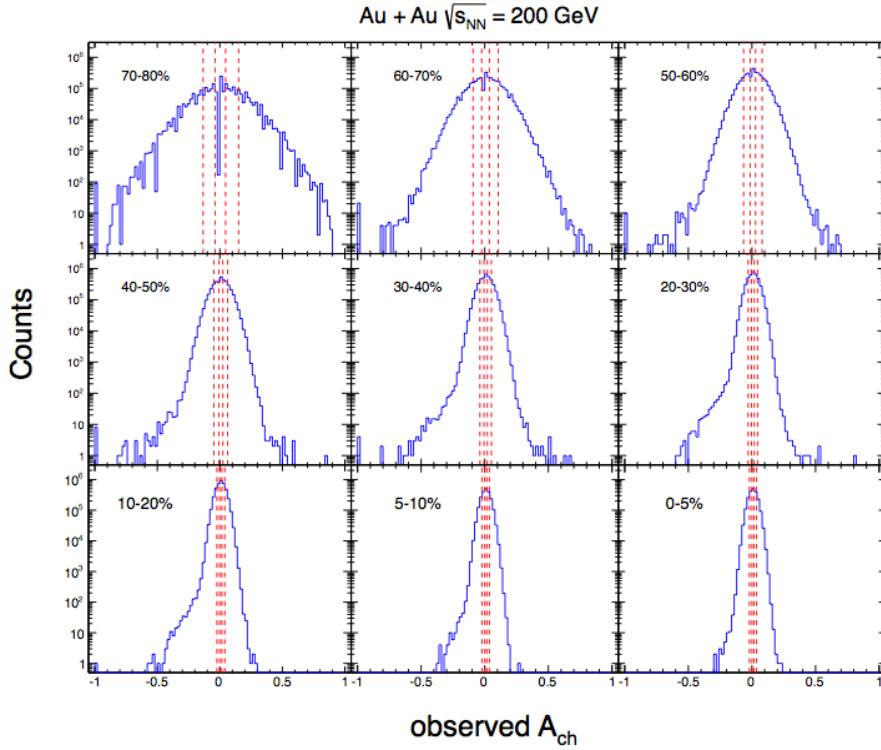


图 4.4: 不同中心度下的电荷不对称系数分布

$$c_n\{2\} = \langle\langle 2 \rangle\rangle - \Re\{\langle\langle \cos n\phi_1 \rangle\rangle + i\langle\langle \sin n\phi_1 \rangle\rangle\} \times [\langle\langle \cos n\phi_2 \rangle\rangle - i\langle\langle \sin n\phi_2 \rangle\rangle], \quad (4.10)$$

上述三公式为计算参考流 (Reference Flow) 的两粒子关联累积。其中  $Q_n$  是流矢量,  $w_{\langle 2 \rangle}$  是事件权重。 $M$  是参考粒子的数目 (Reference Particles, RFP)。公式 4.8 和 4.9 分别为单事件和全部事件的两粒子关联累积。公式 4.10 中的后一项扣除了非理想情况探测窗 (Non-Uniform Acceptance) 带来的影响 (很适用于目前缺少 Sector 的 STAR 时间投影室)。

$$\langle 2' \rangle = \frac{p_n Q_n^* - m_q}{m_p M - m_q}, \quad (4.11)$$

$$\langle\langle 2' \rangle\rangle = \frac{\sum_{i=1}^N (w_{\langle 2' \rangle})_i \langle 2' \rangle_i}{\sum_{i=1}^N (w_{\langle 2' \rangle})_i}, \quad (4.12)$$

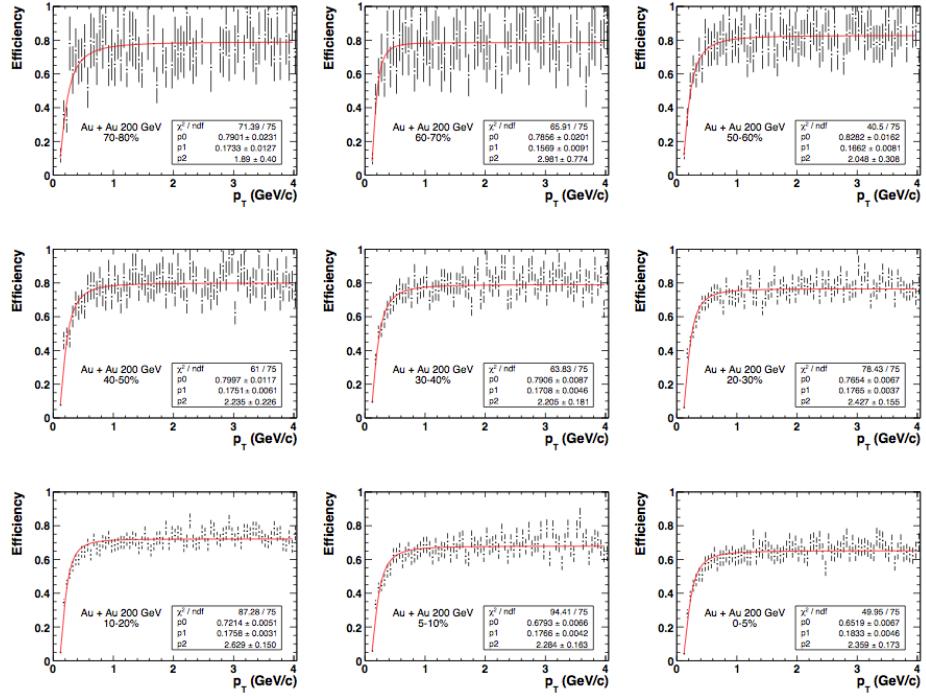


图 4.5: 不同中心度下的径迹效率

$$d_n\{2\} = \langle\langle 2' \rangle\rangle - \Re\{\langle\langle \cos n\phi_1 \rangle\rangle + i\langle\langle \sin n\phi_1 \rangle\rangle\} \times [\langle\langle \cos n\phi_2 \rangle\rangle - i\langle\langle \sin n\phi_2 \rangle\rangle], \quad (4.13)$$

上述三公式为计算微分流 (Differential Flow) 的两粒子关联累积。其中  $p_n$  和  $Q_n^*$  是流矢量,  $w_{\langle 2' \rangle}$  是事件权重。 $m_p$  和  $M$  分别是目标粒子数目 (Particles of Interest, POI) 和参考粒子数目 (Reference Particles, RFP),  $m_q$  是同时被目标粒子和参考粒子标记的粒子数目。公式 4.11 和 4.12 分别为单事件和全部事件的两粒子关联累积。公式 4.13 同样也考虑到了非理想探测器的修正。通过二阶累积  $d_n\{2\} = \langle\langle 2' \rangle\rangle$ , 可以得到微分流  $v_n\{2\}$ ,

$$v_n\{2\} = \frac{d_n\{2\}}{\sqrt{c_n\{2\}}}, \quad (4.14)$$

然而根据上述方法计算的两粒子关联, 仅仅扣除了自关联, 对于 HBT 关联, 共振态衰变等带来非流效应 (Non-Flow) 并没有扣除。非流效应体现为各向异性流和两粒子赝快度差之间存在一个明显的窄高斯关联 [71], 如图 4.7 所

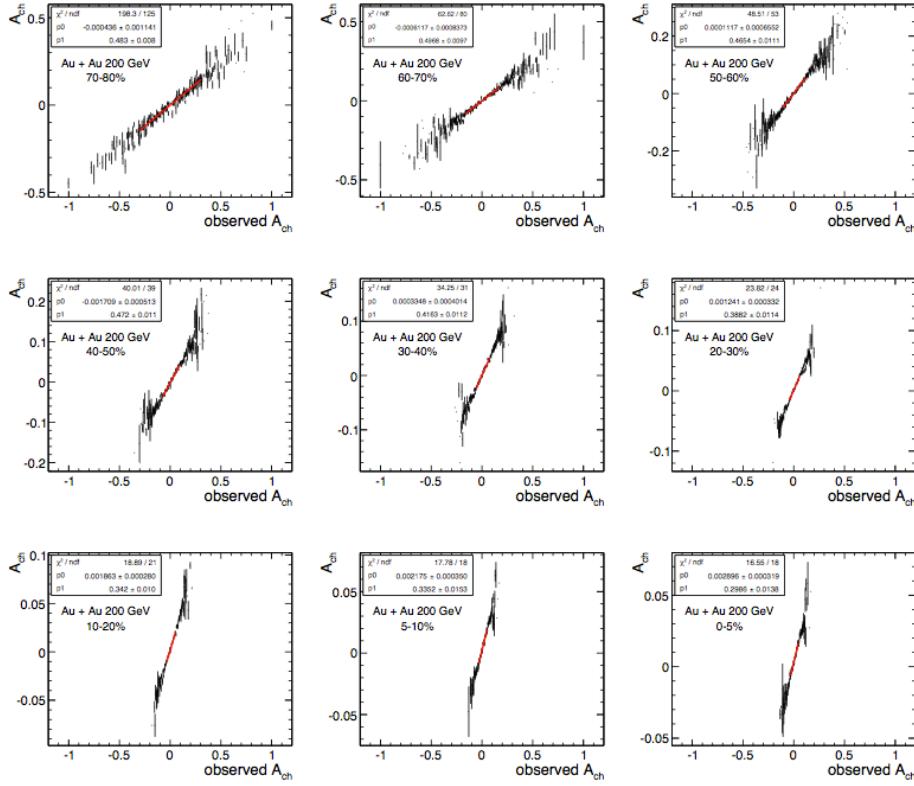


图 4.6: 不同中心度下的径迹效率

示。所以通常情况下，在构造两粒子关联时，会采用一个适当大小的赝快度间隙 ( $\eta$ -gap) 来保证做两粒子关联时非流效应得以扣除。下面我们从原始定义出发，重新推导采取了赝快度间隙后两粒子关联的计算公式。

首先考虑参考流。单事件的两粒子关联的基本定义为，

$$\langle 2 \rangle \equiv \langle e^{in(\phi_1 - \phi_2)} \rangle, \quad (4.15)$$

我们把它展开写成

$$= \frac{e^{in\phi_1}(e^{-in\psi_{11}} + e^{-in\psi_{12}} + \dots) + e^{in\phi_2}(e^{-in\psi_{21}} + e^{-in\psi_{22}} + \dots) + \dots}{M_{\phi_1} + M_{\phi_2} + \dots}. \quad (4.16)$$

其中  $\phi_i$  是该事件中第  $i$  个粒子的方位角， $\psi_{ij}$  是对于粒子  $i$ ，第  $j$  个能与它形成有效配对的粒子的方位角。这里的有效配对即满足粒子  $i$  和  $j$  之间的赝快度差大于我们选定的赝快度间隙 ( $\Delta\eta_{ij} \prec \eta - \text{gap}$ )，如果两粒子赝快度差过小，则称为无效配对。 $M_{\phi_i}$  是对于  $i$  粒子的有效配对次数。对于任意的第  $k$  个事

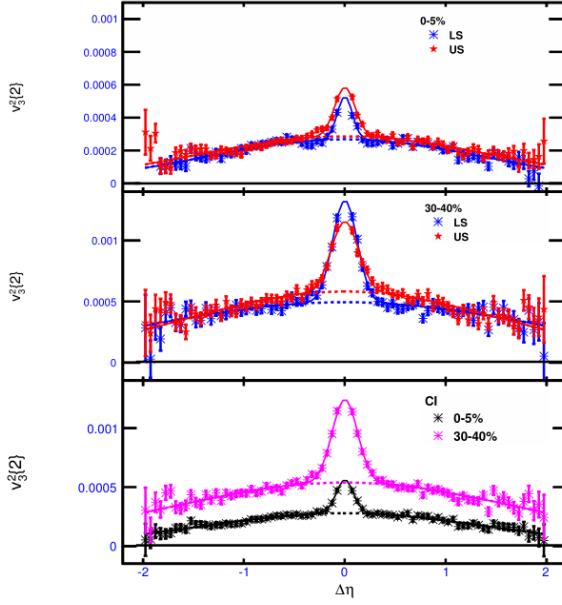


图 4.7: 两粒子赝快度差值 ( $\delta\eta$ ) 和三角流的关系,  $\delta\eta$  在零附近明显的窄高斯峰是由非流效应导致的

件,  $\sum e^{-in\psi_{ij}}$  项可以被写成总的 Q 矢量 ( $Q_k$ , 定义见公式 4.18) 减去所有无效配对造成的矢量 (带有'标记), 即,

$$\begin{aligned} \langle 2 \rangle_k &= \frac{e^{in\phi_1}(Q_k^* - (e^{-in\psi'_{11}} + e^{-in\psi'_{12}} + \dots)) + e^{in\phi_2}(Q_k^* - (e^{-in\psi_{21}} + e^{-in\psi_{22}} + \dots)) + \dots}{M_{\phi_1} + M_{\phi_2} + \dots} \\ &= \frac{Q_k Q_k^* - (e^{in\phi_1}(e^{-in\psi'_{11}} + e^{-in\psi'_{12}} + \dots) + e^{in\phi_2}(e^{-in\psi'_{21}} + e^{-in\psi'_{22}} + \dots) + \dots)}{M_k^2 - (M'_{\phi_1} + M'_{\phi_2} + \dots)}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

其中

$$Q_k \equiv \sum e^{in\phi_i}, \quad (4.18)$$

而  $M_k$  表示第  $k$  事件的总多重数 (和  $Q_k$  对应)。

我们再接着定义

$$\begin{aligned} x'_i &\equiv e^{in\psi'_{i1}} + e^{in\psi'_{i2}} + \dots, \\ M'_k &\equiv M'_{\phi_1} + M'_{\phi_2} + \dots; \end{aligned} \quad (4.19)$$

就有

$$\langle 2 \rangle_k = \frac{Q_k Q_k^* - \sum e^{in\phi_i} x'^*_i}{M_k^2 - M'_k}. \quad (4.20)$$

上式即为通过赝快度间隙扣除非流效应后，参考流的两粒子关联累积。我们还需要对它进行非理想探测器修正，采用如下定义

$$\begin{aligned}\langle a \rangle_k &\equiv \frac{(M_k - M'_{\phi_1})e^{in\phi_1} + (M_k - M'_{\phi_2})e^{in\phi_2} + \dots}{M_k^2 - M'_k} = \frac{\sum(M_k - M'_{\phi_i})e^{in\phi_i}}{M_k^2 - M'_k}, \\ \langle b \rangle_k &\equiv \frac{(e^{-in\psi_{11}} + e^{-in\psi_{12}} + \dots) + (e^{-in\psi_{21}} + e^{-in\psi_{22}} + \dots) + \dots}{M_k^2 - M'_k} = \frac{M_k Q_k^* - \sum x_i'^*}{M_k^2 - M'_k},\end{aligned}\quad (4.21)$$

后，新形式的参考流  $c_n\{2\}$  可以写成

$$c_n\{2\} = \frac{\sum \langle 2 \rangle_k \cdot w_k}{\sum w_k} - \Re \left\{ \frac{\sum \langle a \rangle_k \cdot w_k}{\sum w_k} \times \frac{\sum \langle b \rangle_k \cdot w_k}{\sum w_k} \right\}. \quad (4.22)$$

类似地，按照同样流程，我们也可以对微分流进行改写。下面三式为了简便起见，采用了和上面参考流同样的变量名，请注意不要混淆。

$$\langle 2 \rangle_k = \frac{p_k Q_k^* - \sum e^{in\phi_i} x_i'^*}{M_k \cdot mp_k - M'_k}, \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned}\langle a \rangle_k &\equiv \frac{(M_k - M'_{\phi_1})e^{in\phi_1} + (M_k - M'_{\phi_2})e^{in\phi_2} + \dots}{M_k \cdot mp_k - M'_k} = \frac{\sum(M_k - M'_{\phi_i})e^{in\phi_i}}{M_k \cdot mp_k - M'_k}, \\ \langle b \rangle_k &\equiv \frac{(e^{-in\psi_{11}} + e^{-in\psi_{12}} + \dots) + (e^{-in\psi_{21}} + e^{-in\psi_{22}} + \dots) + \dots}{M_k \cdot mp_k - M'_k} = \frac{mp_k Q_k^* - \sum x_i'^*}{M_k \cdot mp_k - M'_k},\end{aligned}\quad (4.24)$$

其中

$$p_k \equiv \sum e^{in\phi_i^{POI}}. \quad (4.25)$$

而  $mp_k$  是对应的多重数。注意公式 4.25 的求和遍历了所有微分坐标下  $(dy, d\eta)$  目标粒子 (POI)。然后我们求得：

$$d_n\{2\} = \frac{\sum \langle 2 \rangle_k \cdot w_k}{\sum w_k} - \Re \left\{ \frac{\sum \langle a \rangle_k \cdot w_k}{\sum w_k} \times \frac{\sum \langle b \rangle_k \cdot w_k}{\sum w_k} \right\}. \quad (4.26)$$

计算微分流  $v_n\{2\}$  的方法不变，仍然采用公式 4.14。

上述方法即能保留两粒子关联计算快速的优点，又能在很大程度上扣除非流效应。但是在本次分析中，在确保了统计足够的情况下，我们采用了更为简

化的方法，即把整个数据样本根据每个粒子的赝快度是正还是负分为两个子样本（称为 I 和 II）。在这两个子样本中，直接添加了大小为 0.3 的赝快度间隙。如表 4.3 所示，

表 4.3: 划分子样本的准则

流类型	子样本 I	子样本 II
参考流	$-1 < \eta < -0.3$	$0.3 < \eta < 1$
第一次计算微分流	$-1 < \eta < 0$ (POI)	$0.3 < \eta < 1$ (RFP)
第二次计算微分流	$-1 < \eta < -0.3$ (RFP)	$0 < \eta < 1$ (POI)

根据这种算法，在做两粒子关联时，应当严格地从一个样本中挑选出粒子  $i$ ，并从另一个样本中挑选出粒子  $j$ 。这样一来，所有的配对都能保证赝快度间隙，都是有效配对。如果称上面推导的方法为动态赝快度间隙的话，这种简化方法即为静态赝快度间隙。进一步，计算流的累积公式可以简化为，

$$\langle 2 \rangle \text{or} \langle 2' \rangle = \frac{Q_I Q_{II}^*}{M_I M_{II}}, \quad (4.27)$$

其中  $Q_I$  ( $Q_{II}$ ) 来自于子样本 I (II)。 $M_I$  ( $M_{II}$ ) 为相应样本空间的多重数。这种静态赝快度间隙方法的计算更为快捷，缺点是不可避免会损失很多有效配对，而当赝快度间隙需要取很大值时，这个缺陷会比较明显，但是对于我们此次分析，0.3 的赝快度间隙足以保证各向异性流的准确计算，因此这个缺点可以被忽略。

在筛选用于流计算的候选粒子时，我们只计算低横动量区间 ( $0.15 < p_T < 0.5$  GeV/c) 的粒子，原因有二，其一是因为这个动量区间内，STAR 时间投影室 [66, 67] 和飞行时间探测器 [68, 69] 的组合能达到最佳的粒子鉴别能力；其二是因为该区间内粒子的平均横动量能相对恒定地保持在一个数值，这样在计算积分流（对横动量积分）以后能更合理的与电荷不对称系数描绘函数关系，保证该线性关系不是由于计算各向异性流时的平凡扰动带来的。利用时间投影室和飞行时间探测器组合鉴别粒子时，我们采用了如下要求：1，粒子单位长度的能量损失 ( $dE/dx$ ) 必须在理论值的两倍误差范围内 ( $2\sigma$ )；2， $\pi(K)$

介子的质量平方 ( $m^2$ ) 必须满足  $0 < m_\pi^2 < 0.1$  ( $0.15 < m_K^2 < 0.35$ )。只有满足上述所有要求的粒子，才会被用来计算各向异性流。

目前，我们已经介绍了电荷不对称系数和椭圆流的计算和修正，下面我们考察两者之间的关系，用实验结果对手征磁波理论进行探讨。

### 4.3 实验结果和讨论

在不同中心度下，以电荷不对称系数为横轴，椭圆流为纵轴可以得到两者之间的关系。以  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金碰撞为例（图 4.8 所示），除了极中心碰撞（中心度 0-10%）和极周边碰撞（中心度  $>70\%$ ）时，所有正  $\pi$  介子椭圆流（红色）都随着电荷不对称系数增加而减小，而所有负  $\pi$  介子椭圆流（蓝色）都随着电荷不对称系数增加而增加。并且正负  $\pi$  介子椭圆流都显示出了和电荷不对称系数的线性关系。

接着做正负  $\pi$  介子椭圆流的差值，如图 4.9 所示。从图中可以看出椭圆流差值和电荷不对称系数的关系能被线性函数非常好地拟合，这个线性关系正符合手征磁波理论的预期。

将九个中心度中得到的线性关系的斜率提取出来，可以得到图 4.10。图中黑色星形代表我们刚刚提取出来的斜率，误差棒为统计误差，由线性函数拟合带来，灰色阴影为系统误差（本分析中系统误差仅由径迹效率导致）。虚线和绿线是手征磁波理论的预期值。我们可以发现，实验测量结果在大部分中心度都能定性及定量地吻合理论预期。同时，UrQMD 模型被用来进行同样的计算，得到的斜率没有显示和实验观测结果的一致性。这说明我们观测到的结果不太可能是由已知的物理（包括在 UrQMD 中的物理）导致。

STAR 实验组从 2010 年开始进行的能量扫描计划使得我们能在各个能量点研究手征磁波信号。图 4.11 体现了这一结果。我们可以从能量扫描中得到以下三个结论：

1. 所有的碰撞能量中，斜率都展现出了相同的趋势，即：随着碰撞从中心趋向周边，斜率先升后降，在半中心碰撞时达到最大值。
2. 斜率先升后降的趋势没有显示出很强的能量依赖性，下至 19GeV，上至 200GeV，在所有能量中都有着相同的斜率趋势。
3. 斜率趋势和手征磁波理论计算在绝大部分中心度能很好的吻合。

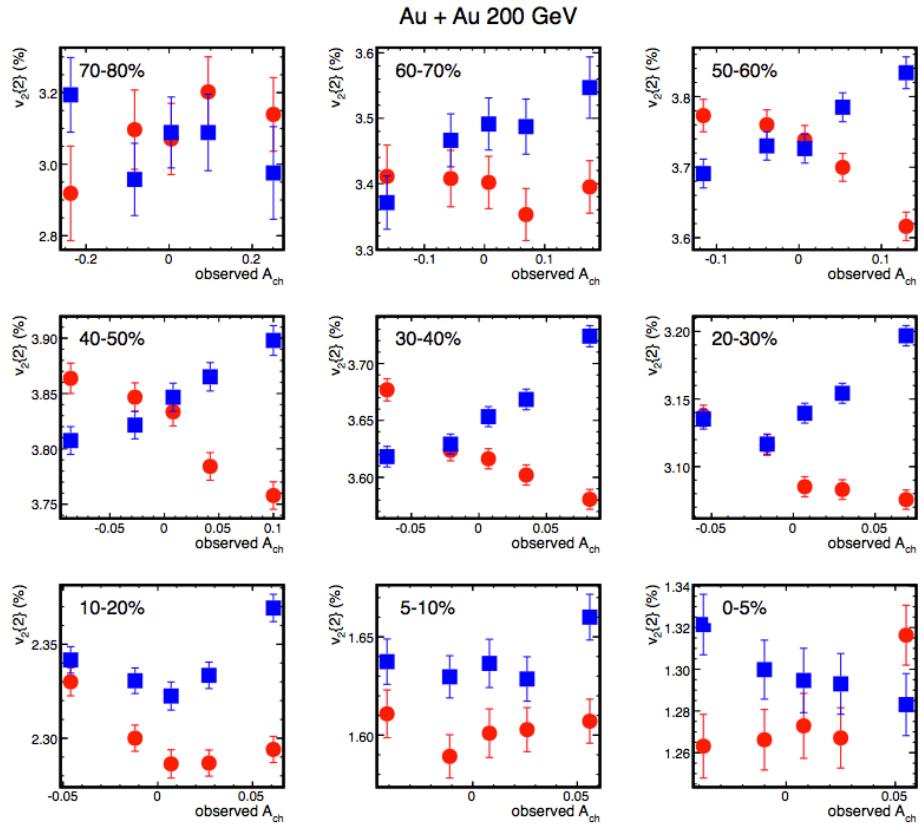


图 4.8: 不同中心度下, 正负  $\pi$  介子椭圆流和电荷不对称系数的关系, 红色为  $\pi^+$

以上结果就是 STAR 实验组对手征磁波的初步观测, 这一结果引起了理论和实验方面的热烈讨论。图 4.10 中展示的 UrQMD 模型计算不能描述实验趋势, 为了确保这个问题不是由 UrQMD 模型的缺陷导致 (事实上, UrQMD 并非描述各向异性流的理想工具), 我们采用了 AMPT 模型进行同样的计算。上一章中曾经提到, AMPT 模型对各向异性流有很好的描述, 因此, 如果实验测得的趋势是单纯由各向异性流带来的, 那么我们就可以在 AMPT 模型中观测到。图 4.12 显示了 AMPT 模拟的结果 [61], 灰色色块为实验观测结果, 不同颜色的线代表 AMPT 初态时构造的不同程度的电荷分离。在初态没有手动构造任何电荷分离的情况下 (红色圆圈 0% 的线), 我们发现椭圆流差值不随电荷不对称系数变化, 始终保持为零。而手动构造了一定程度的电荷分离后, 实验结果可以被重复。这说明了单纯依靠各向异性流并不能解释实验结果, 其中极可能包含了新的物理背景。

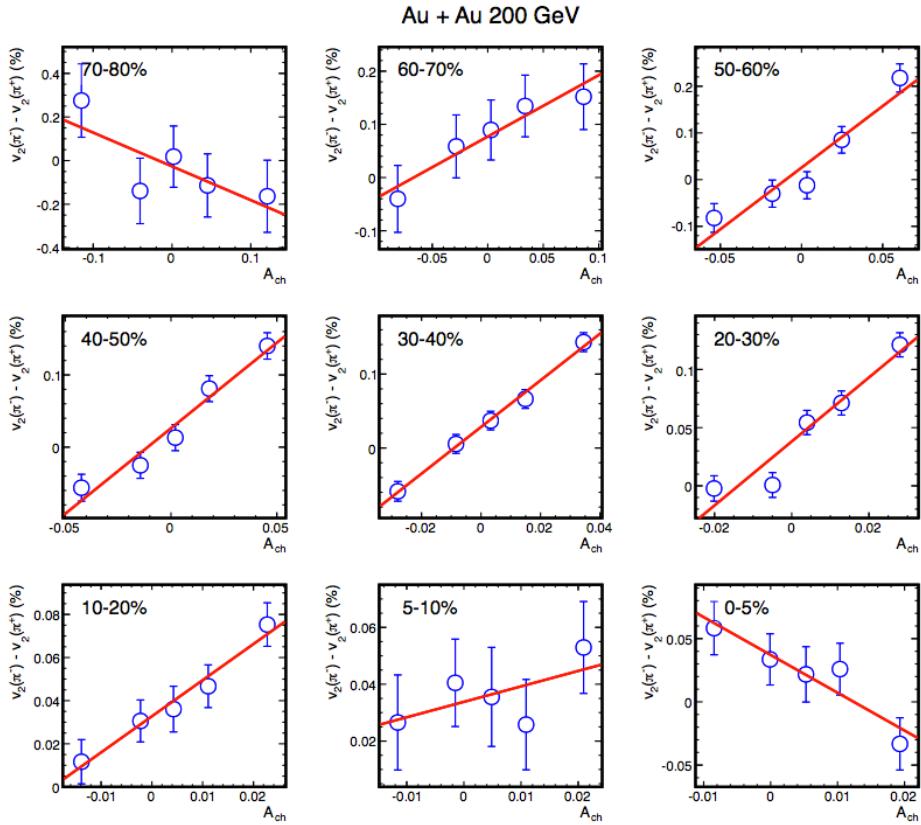


图 4.9: 不同中心度下, 正负  $\pi$  介子椭圆流差值和电荷不对称系数的关系

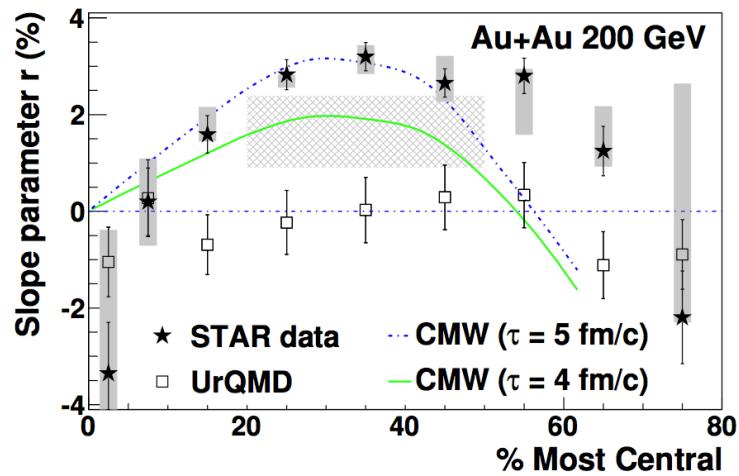


图 4.10:  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金碰撞中, 线性关系斜率随碰撞中心度的变化

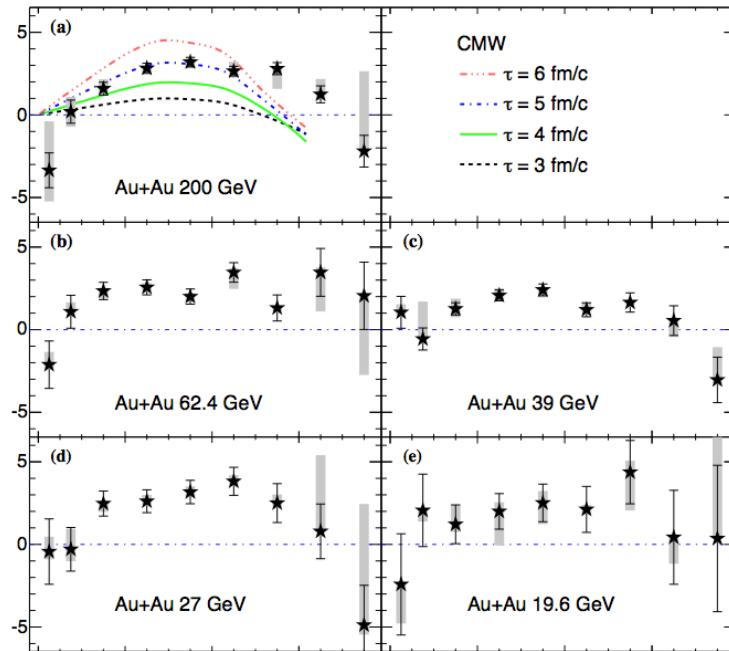


图 4.11: 不同能量金 - 金碰撞中, 线性关系斜率随碰撞中心度的变化

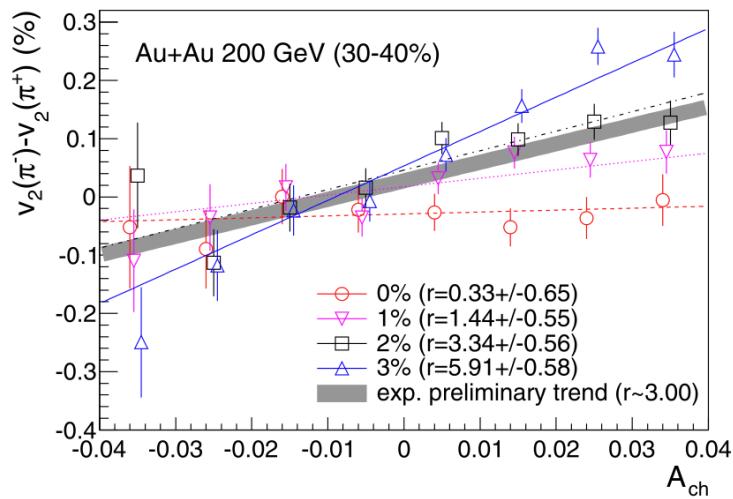


图 4.12: AMPT 模型模拟得到的斜率, 不同颜色的线代表初态时构造的不同程度的电荷分离

在相对论重离子碰撞中,  $\pi$  介子的来源很复杂, 有大量短寿命粒子 (共振态) 最终都会衰变为  $\pi$  介子。DCA 筛选条件并不能完全干净地清除衰变而来的  $\pi$  介子。为了检验衰变产生  $\pi$  介子是否会对实验结果造成干扰, 我

们用 AMPT 进行模拟，因为 AMPT 模型自身衰变道不完全，因此我们利用 PYTHIA 模拟衰变反应。能产生的  $\pi$  介子的所有衰变道中， $\Lambda$  粒子是主要贡献者之一。以  $\Lambda$  粒子为例，AMPT 中产生的  $\Lambda$  粒子自身携带了椭圆流信息，将其传入 PYTHIA 中 ( $\Lambda$  衰变为  $\pi^-$  和 p)，椭圆流信息也随之传递给了产生的  $\pi^-$  介子。计算  $\pi^-$  介子和  $\pi^+$  介子（来自  $\bar{\Lambda}$  衰变）椭圆流的同时，我们也采用了和实验相同的方法计算电荷不对称系数，然后可以得到两者之间的关系，如图 4.13 和 4.14 所示。结果显示衰变产生的  $\pi$  介子椭圆就并没有表现出任何对电荷不对称系数的依赖，线性拟合椭圆流差值的斜率几乎为零。因此，我们可以判断，共振态衰变并不会对手征磁波信号带来显著的影响或改变。

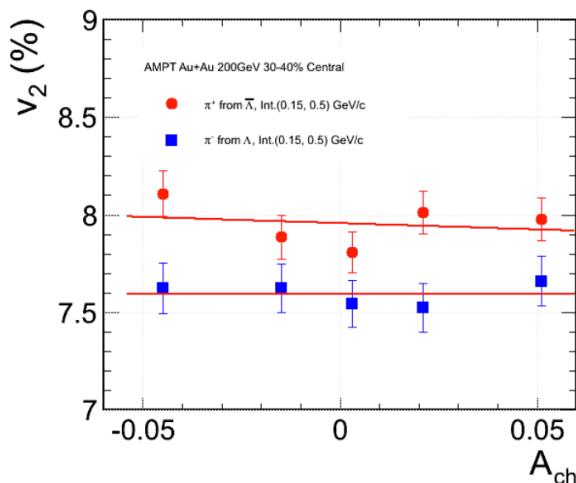
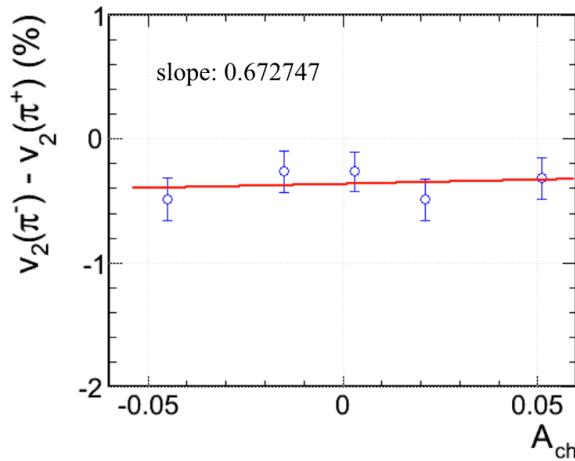
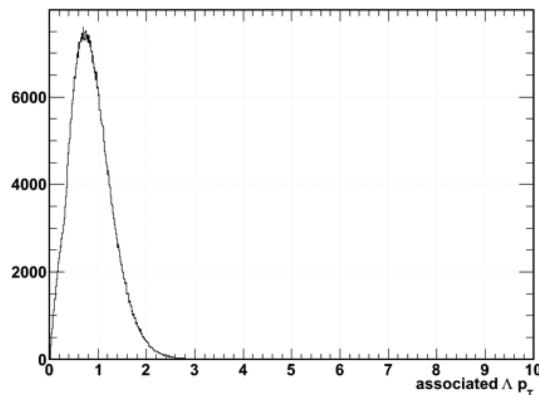


图 4.13: 来自  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) 衰变产生的  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) 介子椭圆流与电荷不对称系数的关系

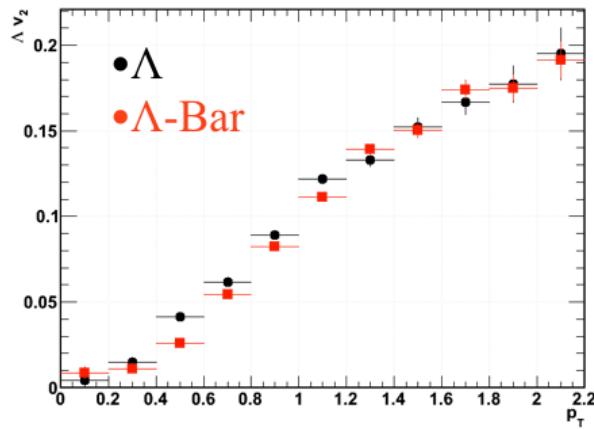
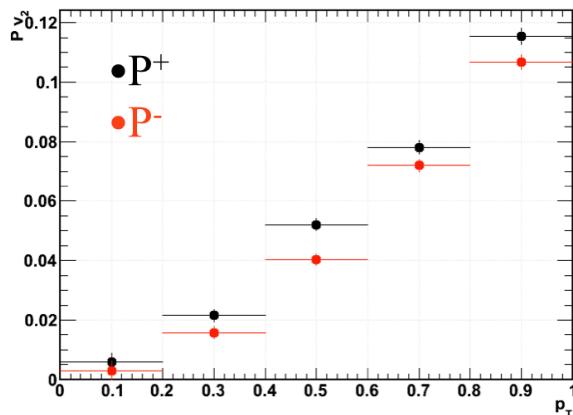
值得一提的是，之前的测量发现， $\pi^-$  椭圆流通常大于  $\pi^+$  椭圆流。但是对于  $\Lambda$  衰变产生的  $\pi$ ，椭圆流大小正好相反 ( $v_2(\pi^+) > v_2(\pi^-)$ )。对此，我们也展开了细节上的研究。首先，我们需要确定上述用于手征磁波测量的低横动量  $\pi$  介子 ( $0.15 < p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$ ) 所对应母粒子  $\Lambda$  的横动量范围，如图 4.15 所示。可以发现，低横动量  $\pi$  介子几乎都由横动量小于  $2.2 \text{ GeV}/c$  的  $\Lambda$  粒子产生。

然后我们在横动量区间  $0 < p_T < 2.2 \text{ GeV}/c$  范围内，计算了  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) 粒子的椭圆流（图 4.16）。在这个区间内， $\Lambda$  的椭圆流基本大于  $\bar{\Lambda}$ 。而另一衰变子体 p 的椭圆流如图 4.17 所示。由此我们可以判断，质子带走了更大的椭圆流贡

图 4.14: 衰变产生  $\pi^\pm$  介子椭圆流差值与电荷不对称系数的关系图 4.15: 能产生低横动量  $\pi$  介子 ( $0.15 < p_T < 0.5$  GeV/c) 的  $\Lambda$  粒子的横动量分布

献，导致对应  $\pi$  介子的椭圆流减小。

最近，有研究 [64] 指出，在 QGP 冷却时的局域电荷守恒条件 (Local Charge Conservation at Freeze-out, LCC)，以及  $v_2(\eta)$  和  $v_2(p_t)$  之间的关系，也能在很大程度上解释实验上观测到的椭圆流的电荷不对称系数依赖。图 4.18 为这个理论的示意图。根据局域电荷守恒原理，我们把一个正电荷粒子和一个负电荷粒子想象成是从一个团簇中发射出来的。由于 STAR 探测器在赝快度区间的接收度有限，并不可能接收到一次碰撞产生的所有粒子，所以，只有当某个团簇发射的正负粒子的赝快度为中心赝快度时，这对粒子都能

图 4.16:  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) 粒子的椭圆流图 4.17: 来自  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) 的正负质子椭圆流

被 STAR 探测器接受到。根据电荷不对称系数的定义 4.4，正负粒子对不会对其产生贡献。而当团簇发射的粒子赝快度较大时（靠近探测器接受极限），只有一个粒子能被探测器接受到，这样就造成了电荷不对称。

在此基础上，利用如下两个条件：

1. 蕴快度较大的团簇更倾向于发射高横动量的粒子，而粒子的椭圆流会随横动量增加而增加。
2. 根据 PHOBOS 实验组的探测结果，粒子的赝快度和椭圆流有依赖关系： $v_2(\eta) \sim 1 - |\eta|/6$ 。

就可以把电荷不对称系数同椭圆流紧密联系在一起（无需借助手征磁波理

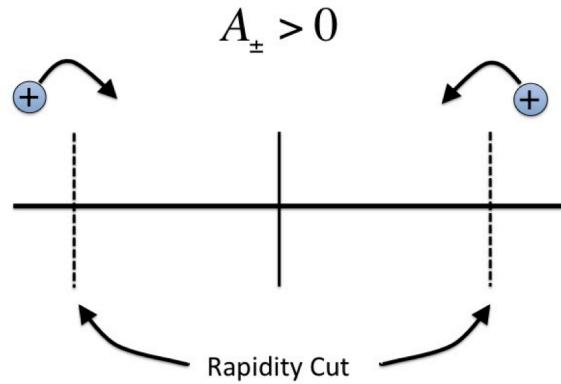


图 4.18: 根据局域电荷守恒条件示意图, 质快度较大的团簇对电荷不对称系数贡献较大

论)。该理论以上述原理为背景, 应用流体模型加上局域电荷守恒条件, 同样得到了如手征磁波理论推断的线性关系, 如图 4.19 和 4.20 所示。

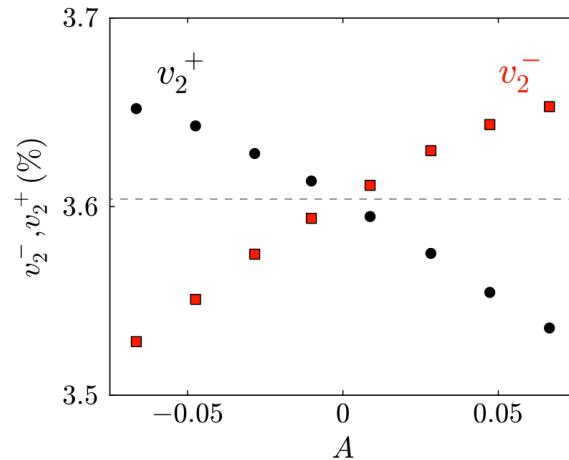


图 4.19: 采用 LCC 条件的流体计算可以重复椭圆流和电荷不对称系数的线性关系

该理论研究还预言, 相同的物理机制会导致更高阶的各向异性流——三角流 ( $v_3$ ) 的电荷不对称系数依赖性。并且对于三角流电荷不对称依赖关系中提取出的斜率, 应当比椭圆流中提取出来的斜率按一定的比值减小。该比值即为平均积分三角流和平均积分椭圆流的比值。而另一方面, 手征磁波理论则认为各项异性流和电荷不对称系数的线性关系来自于附加在 QGP 上的电四极矩, 因此仅对椭圆流成立, 在三角流中可以被忽略 [60]。所以观测三角流的电荷不

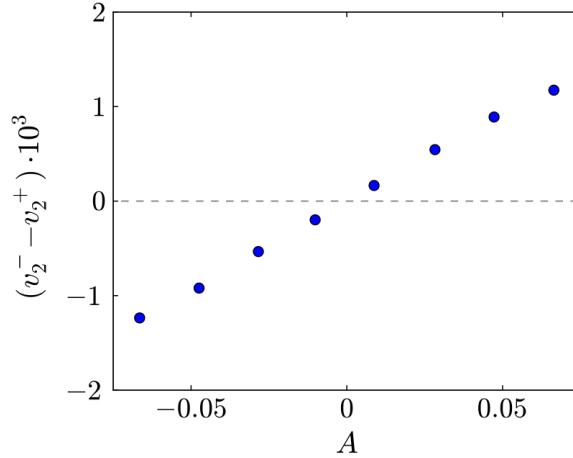


图 4.20: 采用 LCC 条件的流体计算可以重复椭圆流差值和电荷不对称系数的线性关系

对称依赖就能够在一定程度上判断局域电荷守恒的假说是否成立，能够进一步帮助理解对于手征磁波的认识。下面我们将展示 STAR 实验组所观测的，在  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金碰撞和  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  GeV 铀 - 铀碰撞中， $\pi$  介子和 K 介子的椭圆流和三角流的电荷不对称系数依赖性。进行这些观测的物理意义也将详细展开讨论。

从正负  $\pi$  介子三角流差值对电荷不对称系数依赖中提取斜率（下文简称三角流斜率，类似地有椭圆流斜率）的方法与椭圆流中的处理完全一致。图 4.21 显示了提取过程，4.21 右图中实心点表示椭圆流斜率以供对比。我们发现三角流斜率明显小于椭圆流斜率。

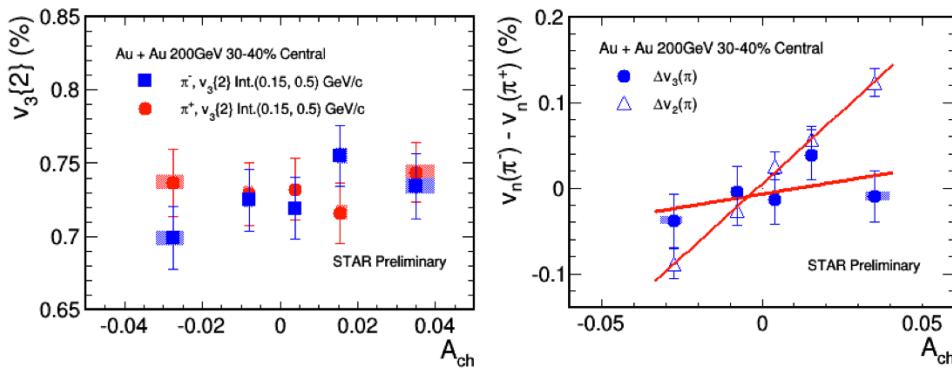


图 4.21: 三角流差值和电荷不对称系数线性关系的提取

图 4.22 显示了三角流斜率和中心度的关系。蓝色实心圆表示 STAR 已经公布的  $\pi$  介子椭圆流斜率 [46]。蓝色三角和红色三角分别表示在金 - 金和铀 - 铀碰撞中, 从  $\pi$  介子三角流中得到的斜率结果。结果表明, 三角流斜率和椭圆流斜率, 在随中心度变化时, 有较为相似的趋势, 但是斜率的数值有不小的差别。手征磁波理论并不会对三角流斜率有显著贡献, 在实验观测中发现, 在半中心碰撞中 (中心度 20%–60%), 三角流斜率几乎与 0 保持一致。把金 - 金和铀 - 铀碰撞里中等中心度碰撞取得的斜率合并到一起, 我们就可以对三角流斜率和椭圆流斜率进行直观的比较。表 4.4 列出了上述比较。对于每一个中心度, 我们计算了平均椭圆流 - 三角流比率 ( $v_2/v_3$ )。根据局域电荷守恒假说, 椭圆流斜率对三角流斜率的比值应当和平均椭圆流 - 三角流比率一致, 因此我们在表 4.4 的最后一列展示了椭圆流斜率 - 三角流斜率比距离平均椭圆流 - 三角流比的偏差 ( $\sigma$ )。该偏差的计算公式为,

$$\sigma = \left[ \frac{slope(v_2)}{v_2/v_3} - slope(v_3) \right] / \epsilon[slope(v_3)], \quad (4.28)$$

其中  $\epsilon$  表示三角流斜率的统计误差。计算结果显示, 对于任意的中心度区间, 偏差  $\sigma$  始终存在, 这意味着椭圆流斜率 - 三角流斜率比并没有按照 LCC 假设的那样, 与平均椭圆流 - 三角流比保持一致。这暗示了 STAR 观测到的椭圆流斜率以及三角流斜率不太可能是被局域电荷守恒理论所主导。

图 4.22 中的红色实心点展示了在铀 - 铀碰撞中的椭圆流斜率, 因为采用了最小偏歧触发事件, 这些斜率显示了几乎和金 - 金碰撞一样的中心度依赖趋势。值得一提的是, 从理论上来说, 铀 - 铀碰撞会是一个研究手征磁波的很好探针。因为铀原子核的几何形状是椭球形的, 而不是如金或者铅原子核那样是正球形 (事实上, 金原子核, 铅原子核也有微弱形变, 将在第 5 章中详细讨论), 这意味着即使在最对心的情况下, 铀 - 铀 body-body 碰撞 (两椭球侧面相碰) 依然有初始椭球几何形状。但是在这种情况下, 因为没有旁观粒子, 所以外部强磁场被关闭, 这就导致了手征磁波不会产生。铀 - 铀中心碰撞这种有椭圆流, 但是没有磁场的初始条件是独一无二的, 能够更为直观的检测手征磁波的存在。但是实验上如何干净地筛选出所谓的 body-body 对心碰撞, 并在本已经很稀少的该种碰撞下再细分五个子样本来提取斜率, 就对数据统计量提出的极高要求。目前 STAR 采集到的铀 - 铀对撞数据尚不足以完成这一研究。但是这一极有意义的研究值得在将来继续深入进行。

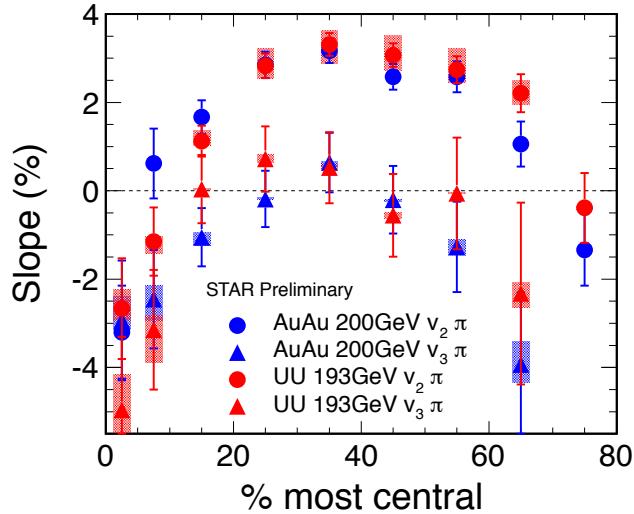


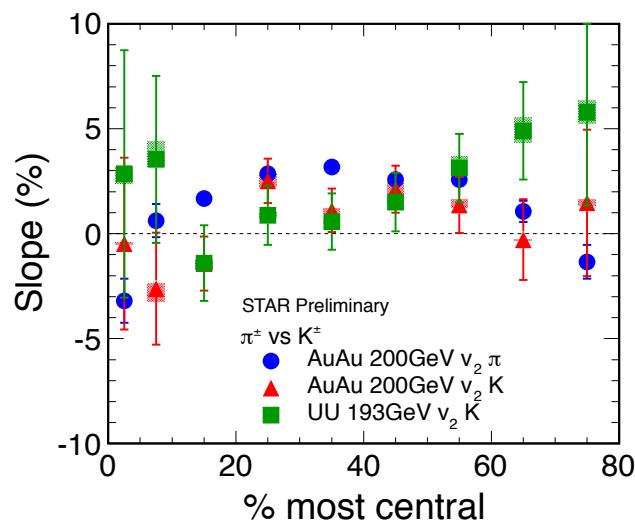
图 4.22: 金 - 金和铀 - 铀碰撞中, 从  $\pi$  介子椭圆流和三角流的电荷不对称系数依赖关系中提取出的斜率与中心度的关系

文献 [45] 同时指出, 在观测手征磁波时, 与 K 介子 (或者质子) 相比,  $\pi$  介子会是更好的探针。因为正负 K 介子在强子相互作用阶段 (Afterburner) 的吸收截面有很大差异, 而正负  $\pi$  介子之间的差异则小得多。这种差异可能会掩盖椭圆流差值甚至使之反向。图 4.23 显示了 K 介子椭圆流斜率与  $\pi$  介子椭圆流斜率的对比。合并金 - 金, 铀 - 铀中 20% – 60% 中心度的数据点, K 介子椭圆流斜率值为  $1.65 \pm 0.44\%$ ,  $\pi$  介子椭圆流斜率值为  $2.92 \pm 0.10\%$  (表 4.4)。该比较证实了 K 介子作为探针的观测结果如同手征磁波理论所预言的一致。

最后对本章做一个简单的总结。对 STAR 实验组  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金对撞和  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  GeV 铀 - 铀对撞采集到的数据进行分析, 我们展示  $\pi$  介子椭圆流斜率和三角流斜率随中心度的变化。结果表明椭圆流斜率 - 三角流斜率比并没有按照局域电荷对称假设的那样, 与平均椭圆流 - 三角流比保持一致, 这表示局域电荷对称假说并不能单独的解释实验中观测到的各向异性流对电荷不对称系数的依赖关系。三角流斜率为研究手征磁波提供了一定程度的背景限制, 是手征磁波存在与否的间接证据。此外, 我们还特别展示并讨论了 K 介子椭圆流斜率, 及铀 - 铀中  $\pi$  介子椭圆流斜率的结果。

表 4.4: 不同中心度区间下, 椭圆流斜率和三角流斜率的比较

中心度区间 (%)	$v_2/v_3$ 比	椭圆流斜率 (%)	三角流斜率 (%)	偏差 ( $\sigma$ )
0-80	$\sim 4$	$2.41 \pm 0.09$	$-0.61 \pm 0.23$	5.3
5-70	$\sim 4.6$	$2.56 \pm 0.09$	$-0.39 \pm 0.23$	4
10-70	$\sim 5.1$	$2.63 \pm 0.09$	$-0.21 \pm 0.24$	3
20-60	$\sim 5.5$	$2.92 \pm 0.10$	$0.07 \pm 0.28$	1.6

图 4.23: 金 - 金和铀 - 铀碰撞中, 从  $K$  介子椭圆流的电荷不对称系数依赖关系中提取出的斜率与  $\pi$  介子中斜率的比较



## 第五章 RHIC 中铀原子核电荷分布参数化

上一章中我们展示了 RHIC-STAR 实验对于手征磁波的测量并讨论了相关结果。在测量铀 - 铀碰撞下的可能信号时，我们曾经提到，铀原子核和金，铅等元素的原子核相比，呈现出椭球形，如图 5.1 和 5.2 所示。下面我们将单独讨论铀原子核的这一特殊属性。本章可视作前文关于强磁场中手征物理的补充章节，为将来在铀 - 铀对撞中深入研究手征磁效应和手征磁波做好前期理论准备工作。

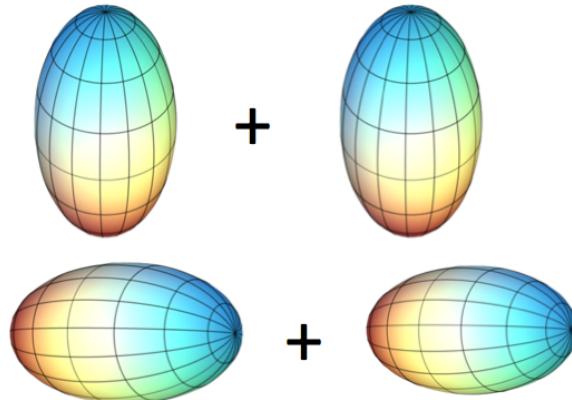


图 5.1: 椭球形的铀 - 铀对撞示意图，分成所谓 body-body (上) 和 tip-tip (下) 对撞

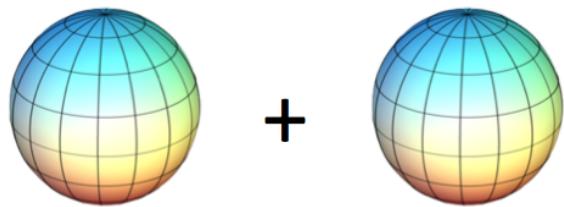


图 5.2: 理想球形的金 - 金对撞示意图

通常，原子核的电荷分布由所谓的伍兹 - 萨克森分布（Woods-Saxon Distribution，简称 W-S 分布）来描述。对于一般球形原子核，该分布函数包含两个参数：半径  $R_0$  和描述原子“表皮”厚度的  $a$ 。这两个参数通常是由电子 - 核子

散射 (Electron Scattering) 实验确定的。对于非球形的原子核 (形变核)，在经典 W-S 分布中还需引入描述形变参数的量  $\beta$  (以  $R_0(1 + \beta_2 Y_2^0 + \beta_4 Y_4^0)$  项的方式)。然而，从电子散射实验中获取的  $R_0$  和  $a$  并不能直接被用于形变核的 W-S 分布。此外，形变参数  $\beta_2$  通常是从约化电四极跃迁概率  $B(E2)\uparrow$  中推算而来，而  $B(E2)\uparrow$  和核内禀四极矩  $Q_0$  的联系更为紧密。因此，对于给定的  $\beta_2$  值，我们可以计算出  $Q_0$ ，然后再得到  $B(E2)\uparrow$ 。我们重新计算并归纳了用于描述形变核 (以铀核为例) 的  $R_0$ ,  $a$  以及  $\beta_2$  参数，将这些参数放入修改后的 W-S 分布函数，就可以得到与电子散射实验一致的结果。此外，采用新老两套参数计算出的偏心率  $\varepsilon_2$  和  $\varepsilon_3$  也将被展示。

## 5.1 形变核的电荷分布及参数

在相对论重离子碰撞中，两原子核交叠区域的初态几何会在末态粒子的动量空间分布中得以反映 [72–74]，这一点我们在之前章节椭圆流的相关叙述中曾经提到。初态几何转变为模态分布的程度可以被用来推断参与反应物质造成的“火球”的性质，例如粘滞系数 [75] 等。正因为初态几何是一个如此重要的物理量，因此对参与碰撞的原子核的具体形状进行细致研究是非常有必要的。事实上，从实验中获得的很多关于火球的性质会被初态信息的不确定性所掩盖 [76]。

2012 年，RHIC 对撞机进行了铀原子核 ( $^{238}\text{U}$ ) 之间的对撞。铀原子核自身呈扁长状 [77]。进行铀 - 铀对撞的意义在于可以通过操纵其特殊的形状的重叠，构造不同碰撞初态几何。显而易见地，形变核铀能比球形核构造出更多种类的初态几何，这为我们研究理解重离子反应初态及随之产生的火球的性质 [78, 79] 有重要意义。

研究球形核电荷分布时，我们通常都将其近似地视为理想球体，具有连续光滑的分布函数。因此，中心碰撞时，初态几何从横平面上看为圆形，而周边碰撞时，初态几何为椭球 (杏仁形)。对于形变核，在构造参与反应粒子的初态几何时，我们首先需要清楚的了解其自身核子以及电荷分布状况 [80–85]。对此，我们采用蒙特卡罗 (Monte-Carlo Simulation) 方法进行模拟。在蒙特卡罗模拟中，原子核是通过对符合 W-S 分布的核子进行抽样产生的 [86]。标准 W-S 分布为半径的函数，如公式 5.1 所示，

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}}, \quad (5.1)$$

其中  $\rho_0$  为原子核中心的密度。半径参数  $R_0$  和表皮厚度参数  $a$  通常由高能量深度非弹性电子散射实验 (Deep Inelastic Electron Scattering) 测得 [87]。对于非球形核，标准 W-S 分布应当添加描述形变的项进行扩展，因为形变核的电荷分布不再仅仅是关于半径的函数，也是关于极角  $\theta$  的函数 [88]。扩展后的公式为，

$$\rho(r, \theta) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0-R_0\beta_2Y_{20}(\theta)-R_0\beta_4Y_{40}(\theta))/a}}, \quad (5.2)$$

其中  $\beta_2$  和  $\beta_4$  为引入的形变参数， $Y$  为球谐函数。 $\beta_2$  通常由约化电四极跃迁概率  $B(E2)\uparrow$  (从基态  $0^+$  至  $2^+$  态的跃迁) [77]，按如下公式 5.3 推算而来。

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{\frac{B(E2)\uparrow}{e^2}}. \quad (5.3)$$

其中  $R_0$  被设成固定值  $1.2A^{1/3}$  ( $A$  为原子核的核子数)。 $B(E2)\uparrow$  值可以从实验中直接测得，但是从  $B(E2)\uparrow$  推算  $\beta_2$  时需要依赖不同的模型假设，有的假设将核电荷分布视为阶跃函数而不是 W-S 分布。为了保证模拟结果和实验值  $B(E2)\uparrow$  的一致性，我们可以调整公式 5.2 中的  $\beta_2$  参数，然后按照公式 5.4 计算核内禀四极矩  $Q_{20}$  (Intrinsic Quadrupole Moment)。

$$Q_{20} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \int d^3r < \Psi | r^2 Y_{20} \rho(\vec{r}) | \Psi > \quad (5.4)$$

因为内禀四极矩和  $B(E2)\uparrow$  近似地满足如下关系 [89]，

$$B(E2)\uparrow = \frac{5}{16\pi} |eQ_{20}|^2. \quad (5.5)$$

就可将计算得到的  $B(E2)\uparrow$  同实验值进行比较。上述过程既考虑了形变核的形变 W-S 分布，又能满足  $B(E2)\uparrow$  和实验值一致，由此筛选得到的 W-S 分布参数才是我们想要的结果。

描述形变核时，另一个难点来自于用于蒙特卡洛模拟的 W-S 分布参数与电子散射实验得到的 W-S 分布参数并不相同。电子散射实验仅仅探测了电荷分布中的球形部分 ( $R_0$  和  $a$ )，是通过对所有方向做平均得到的结果。而对于

形变核，公式 5.2 中的  $R_0$  和  $a$  参数，并不需要与电子散射实验获得的平均  $R_0$  和  $a$  对应 [87]。因此，我们有必要重新计算用于公式 5.2 的  $R_0$ ,  $a$  以及  $\beta_2$ ，并确保这种新的描述能够产生和实验一致的  $B(E2)\uparrow$ 。下面我们展示重新计算这些参数的方法。我们计算的对象都是 RHIC 和 LHC 等高能实验中常用的原子核  $^{238}\text{U}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  以及  $^{197}\text{Au}$ 。

## 5.2 形变 W-S 分布的参数化计算

以  $R_0$ ,  $a$  和  $\beta_2$  为参数的形变 W-S 分布能描述铀核，而这些参数却不能直接拿来与电子散射实验结果匹配。但是我们很容易想到，把椭球形的铀核以核中心为原点，做无限多次方位角随机旋转以后，可以得到一个理想球体。这个理想球体的电荷分布能被标准 W-S 函数以另外一组不同的参数  $R'_0$  和  $a'$  描述，而这组  $R'_0$  和  $a'$  应当与电子散射实验结果一致。形变核的形变越大， $R'_0$ ,  $a'$  与  $R_0$ ,  $a$  的差别也会越大。下面我们先推导形变核密度分布和这个理想球体密度分布的关系。

以椭球形形变核的中心为原点，在极坐标下，其电荷密度函数为  $\rho(r, \theta)$ 。经过无限多次（n 次）随机地方位角旋转和重叠后得到的理想球体的总电荷为，

$$n \iiint \rho(r, \theta) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi. \quad (5.6)$$

另一方面，理想球体总电荷也可以直接写成对密度函数  $f$ （仅为半径  $r$  的函数）的直接积分（需要积分 n 次），

$$n \iiint f(r) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi. \quad (5.7)$$

因为公式 5.6 和 5.7 具有相同的物理意义，另两式相等可以很容易地得到函数  $f(r)$  的表达式：

$$f(r) = \int \rho(r, \theta) \sin(\theta)/2 d\theta. \quad (5.8)$$

这就是说，对  $\rho(r, \theta) \sin(\theta)/2$  在极角  $[0, \pi]$  区间内积分，可以直接给出能用经典 W-S 函数描述的球形密度分布。如图 5.3(a.) 所示。

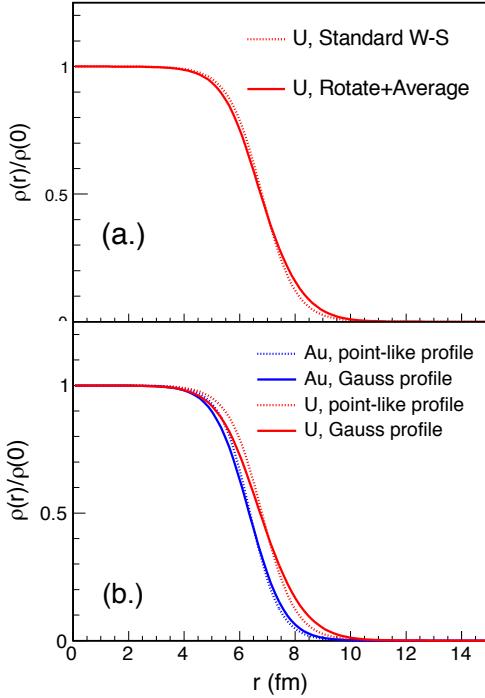


图 5.3: (a.) 椭球核（铀）的电荷分布函数可以通过旋转叠加平均后简化为关于半径的函数 (b.) 不同核子物理图像下（将核子视为点粒子或有限尺寸）的 W-S 分布

在形变 W-S 公式 5.2 中，所有的核子都被认为是简单的点粒子，能被  $\delta$  函数描述。但是这种简化事实上和真实的物理图像有一定差距。在蒙特卡洛模拟中，我们希望能将核子还原为真实情况。理论研究上，通常会用阶跃函数 [90] 或者高斯函数来 [91] 来描述单个核子的电荷密度分布。这里，我们采用高斯形式，即，

$$n(r) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.9)$$

其中常数  $\sigma = 0.79/\sqrt{3}$  fm 表示核子的 RMS 半径。

我们将该单核子高斯分布植入到形变 W-S 分布 5.2 中，可以得到，

$$\rho'(r, \theta) = 2\pi \int_0^\infty dr' r'^2 \rho(r', \theta) \int_{-1}^1 dz n(\sqrt{r'^2 + r^2 - 2rr'z}), \quad (5.10)$$

其中  $r'$  表示从坐标原点（椭球核中心）到空间中任意存在电荷的位置之间的距离，而  $r$  表示从坐标原点到空间中每个核子中心的距离。将该密度分布 5.10（非解析）数值积分，并且做如公式 5.8 所示的旋转平均后，我们就得到了仅关于半径  $r$  的形变核电荷密度分布。

从上述推导我们可以进一步确信，形变核的密度分布表达式已经改变，所以不能再单纯地采用电子散射实验中取得的参数了。图 5.3(b.) 显示了对于铀核和金核的电荷分布在不同核子图像（点粒子和有限尺度）下和半径之间的关系，这里的  $R_0$  和  $a$  参数来自文献 [87]。从图中我们可以清晰地发现两者之间的区别，意味着参数需要调整。为了使更新后的形变 W-S 分布能重复电子散射实验得到的结果，我们需要在新分布中放入较大的  $R_0$  值和较小的  $a$  值。

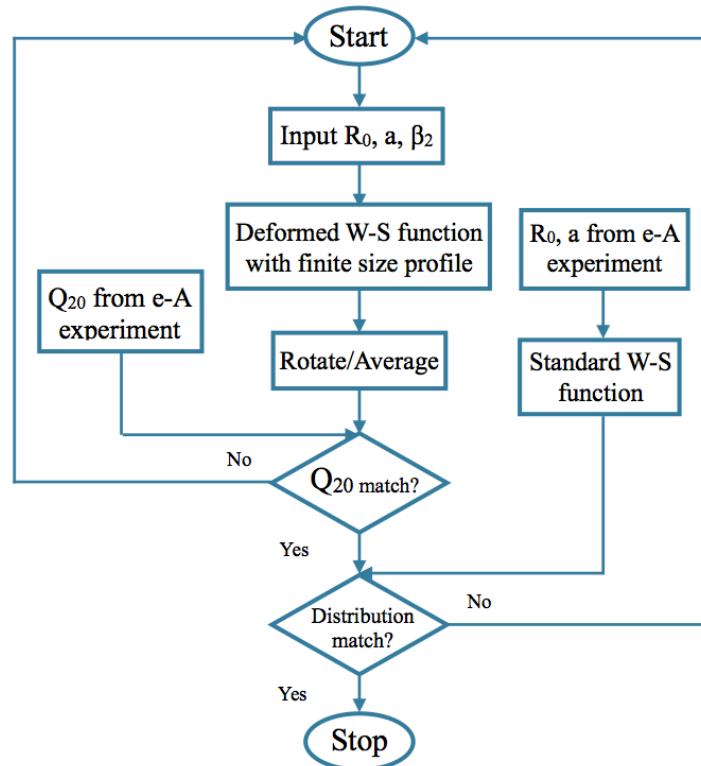
现在我们已经有了包含了新核子图像的电荷密度分布，我们需要为该函数找到一组新的  $\beta_2$ ,  $a$  和  $R_0$  参数。在寻找新参数时，我们有如下两个要求：

1. 电子散射实验得到的经典 W-S 分布能被重复；
2. 实验测量值  $B(E2)\uparrow$  能被重复；

这里的  $B(E2)\uparrow$  可以先从公式 5.4 和 5.10 中直接计算得到  $Q_{20}$  继而求得。为了满足上述两个要求，我们排列了所有可能的  $\beta_2$ ,  $a$  和  $R_0$  的参数组合来，将其一一计算来得到最优解。为了衡量经典 W-S 分布能重复的程度，我们利用两分布间的残差平方和 (Sum of Squares of the Residual,  $SSR$ ) 来进行量化。只有同时给出了最小残差平方和以及最接近实验值  $Q_{20}$  的那组参数，才被认为是最优答案。在这里，我们忽略了高阶项  $\beta_4$  的贡献，因为它对结果的影响并不显著。图 5.4 为上述寻求最有参数组的流程图。

图 5.5 显示了为铀核 ( $^{238}\text{U}$ ) 寻找新参数的过程。

根据文献 [77]，铀 238 的  $B(E2)\uparrow$  值为  $12.09 \pm 0.2 e^2 b^2$ 。在这个实验误差范围内，我们计算了所有  $a$ ,  $R_0$  和  $\beta_2$  的组合，图 5.5(a.) 为寻找参数组时做的二维扫描。参数  $a$  和  $R_0$  之间的反关联是由试图匹配匹配  $B(E2)\uparrow$  的过程所导致， $B(E2)\uparrow$  的实验误差体现为图中色带的宽度。图中不同颜色表示了残差平方和的大小，我们可以清晰地看到，紫色区域内对应的参数组合， $R_0=6.86$  fm 以及  $a=0.43$  fm，给出了最小残差平方和。结合对应的  $\beta_2$  值 0.265，这组参数同

图 5.4: 寻找  $\beta_2$ ,  $a$  和  $R_0$  参数组的最优解流程图

样给出了能与实验  $Q_{20}$  一致的结果。图 5.5(b.) 显示了采用这组参数的新形变 W-S 函数绘出的电荷密度分布与半径的关系，该关系与电子散射实验得到的经典 W-S 分布完全一致。

同样地，我们对金核和铅核也进行了相同的参数组寻找，并将结果列在表 5.1 中。基态的铅  $^{208}\text{Pb}$  通常被认为是理想球体 [77]（尽管其激发态可能存在不同程度的形变），因此铅的  $\beta_2$  值在这里被设定为零。也就是说，对于铅核，真正有效的计算仅仅是修正了核子电荷分布图像。对于金  $^{197}\text{Au}$ ，过往文献并没有对于其  $B(E2)\uparrow$  值的实验记录，考虑到这个较大的不确定因素，我们将金的  $\beta_2$  值固定的设为 -0.13（这个数值来自于是很数据和模型计算的混合 [92]），仅仅调节其  $R_0$  和  $a$  参数。需要提醒的是，一旦  $\beta_2$  发生变动，这两个参数需要重新计算。

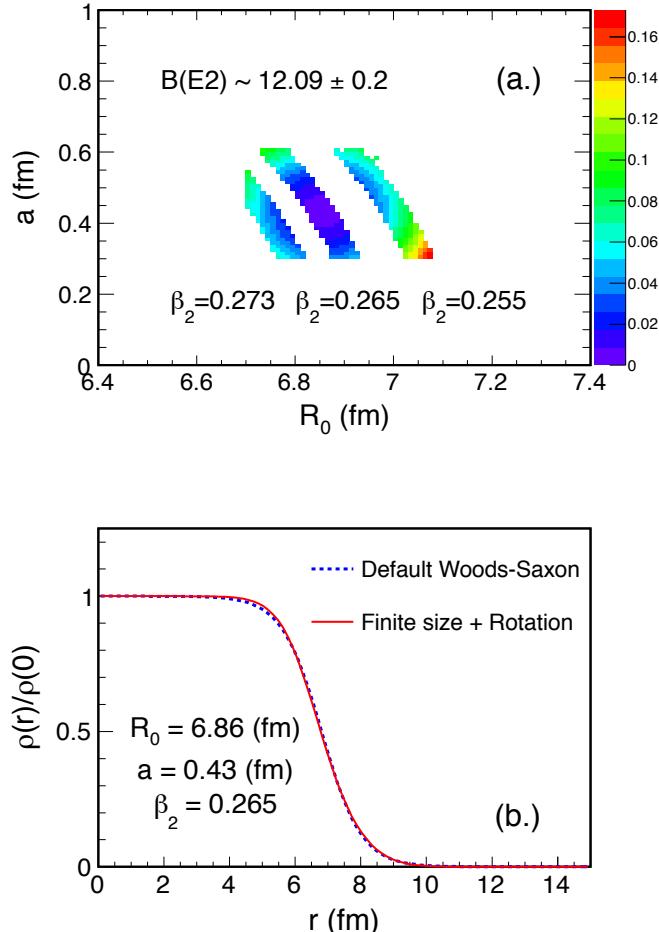


图 5.5: (a.) 在  $B(E2) \uparrow$  误差范围内对参数  $R_0$  和  $a$  进行二维扫描, 不同颜色表示不同的残差平方和 (b.) 最优新参数能很好地重现经典 W-S 分布以及  $B(E2) \uparrow$  值

### 5.3 不同参数下多重数和偏心率的对比

为了检验上面得到了 W-S 参数会对物理测量带来何种影响, 我们用如文献 [93] 中类似 Glauber 模型来研究铀 - 铀碰撞下的多重数分布,  $\varepsilon_2$  和  $\varepsilon_3$ 。Glauber 模型中的初始参数来自文献 [87] 以及表 5.1。在产生多重数时, 我们采用所谓的二元模型 (Two-Component Model)。首先定义

$$n_{AA} = (1 - x_{hard})N_{part}/2 + x_{hard}N_{bin}, \quad (5.11)$$

表 5.1: 不同原子核的 W-S 分布新参数

Nucleus	B(E2)↑	Par.	Old	New
$^{238}\text{U}$	12.09	$R_0$ (fm)	6.8054	6.86
		$a$ (fm)	0.605	0.43
		$\beta_2$	0.2863	0.265
$^{208}\text{Pb}$	–	$R_0$ (fm)	6.62	6.65
		$a$ (fm)	0.546	0.46
		$\beta_2$	0	0
$^{197}\text{Au}$	–	$R_0$ (fm)	6.38	6.41
		$a$ (fm)	0.535	0.43
		$\beta_2$	–	-0.13

其中  $N_{part}$  为参与反应的核子数,  $N_{bin}$  为二元核核碰撞次数,  $x_{hard}$  为描述  $N_{bin}$  对多重数贡献的参数 [86, 94]。根据这个关系, 首先做经典的负二项分布 (Negative Binomial Distribution) 抽样  $n_{AA}$  次, 负二项分布的参数  $n_{pp}$  和  $k$  来自于相同能量下, 相同赝快度区间的质子 - 质子对撞 [95]。本次分析, 我们采用的参数  $n_{pp} = 2.43$ ,  $k=2$  以及  $x_{hard} = 0.13$ 。

图 5.6 显示了经过蒙特卡洛 Glauber 模拟, 能量为  $\sqrt{s_{NN}} = 193 \text{ GeV}$  的铀 - 铀对撞的单位赝快度多重数产额分布  $dN/d\eta$ 。和老参数相比, 采用了新参数的  $dN/d\eta$  分布最大值略微有所增加。这个增加是由新参数中表皮厚度的减少导致的。当表皮厚度变大时, 原子核显得更加“扩散”, 所以二元碰撞次数  $N_{bin}$  会减少,  $dN/d\eta$  也随之减少。

同样, 我们也需要知道新参数对初态几何有何种程度的影响, 因此我们计算了二阶和三阶参与反应粒子的偏心率 (Eccentricity)。上面的结果提到新旧两组参数会产生不同的多重数分布, 因此我们做出了偏心率和中心度区间的函数关系, 这里的中心度由碰撞产生的多重数计算而来。图 5.7 的上图和中图分别为新旧两组参数得到的二阶偏心率  $\varepsilon_2$  和三阶偏心率  $\varepsilon_3$ , 下图显示了对于  $\varepsilon_2$  和  $\varepsilon_3$ , 两组参数的比值。从图中可以看出, 在最中心碰撞时, 二阶和三阶偏心率比值都要低于 1, 因为初态几何对  $\beta_2$  值最为敏感, 因此新参数中  $\beta_2$  值的减小导致了二阶和三阶偏心率的降低。在半中心碰撞时, 新参数得到的二阶偏心率要大于旧参数, 而三阶偏心率却要小于旧参数。产生该现象的原因是新参数

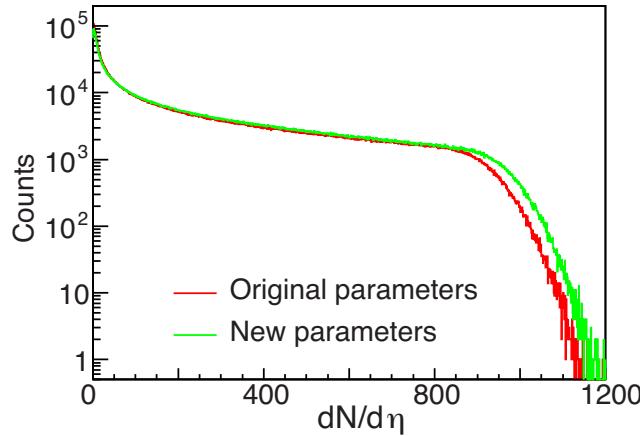


图 5.6: 不同参数在  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  GeV 铀 - 铀碰撞下产生的  $dN/d\eta$  分布

中  $a$  值减小。在周边碰撞时, 三阶偏心率比值有所增加, 这和周边碰撞的特性有关。在周边碰撞中, 一个处在原子核 A 周边位置的核子会撞上处在原子核 B 中心位置的核子, 当 A 中的核子在反应平面附近涨落时, 该效应表现最强。这导致了三阶偏心率会增加而二阶偏心率会减少。这个效应是重离子碰撞中 Ridge 关联涨落结构的形成原因 [84], 也是二阶和三阶偏心率之间关联的原因 [96]。

为了进一步确认这个解释, 我们用 Glauber 模型计算了金 - 金对撞下  $N_{part}\varepsilon_3^2$  和  $N_{part}$  之间的关系, 如图 5.8 所示。我们将  $a$  参数分别设为象征“扩散”的 0.535 fm 和象征“Hard-Shell”的 0 fm, 从图中可见, 在半中心碰撞下 ( $N_{part} \approx 100$ ), “扩散”效应会将三阶偏心率放大约 2.5 倍。

由上面分析可知, 三阶偏心率和中心度的关心显示出很强的“扩散”依赖性。因此, 在调节参数时, 正确选择  $a$  参数对于计算三角流是至关重要的, 由于三角流和椭圆流经常会被用来计算粘滞系数, 约化粘滞系数等更多物理量, 初始 W-S 参数的选择不当会导致后续结果受到影响。

最后, 对本章做一个简单的小结。我们发现用模型模拟形变核电荷密度分布时, 放入形变 W-S 函数的参数  $R_0$  和  $a$  会和电子散射实验中测得的  $R'_0$  和  $a'$  值完全不同, 核的形变越大, 两组参数的差别也越大。因此, 如果想要更好地描述形变核, 调整参数是必须的。在调整参数时, 电子散射实验得到的经典 W-S 分布应当能被旋转平均后的形变 W-S 分布重复; 实验测量值  $B(E2)\uparrow$  也应当被新参数重复。此外, 由于核子并非真正的点粒子, 核子的有限尺度也应

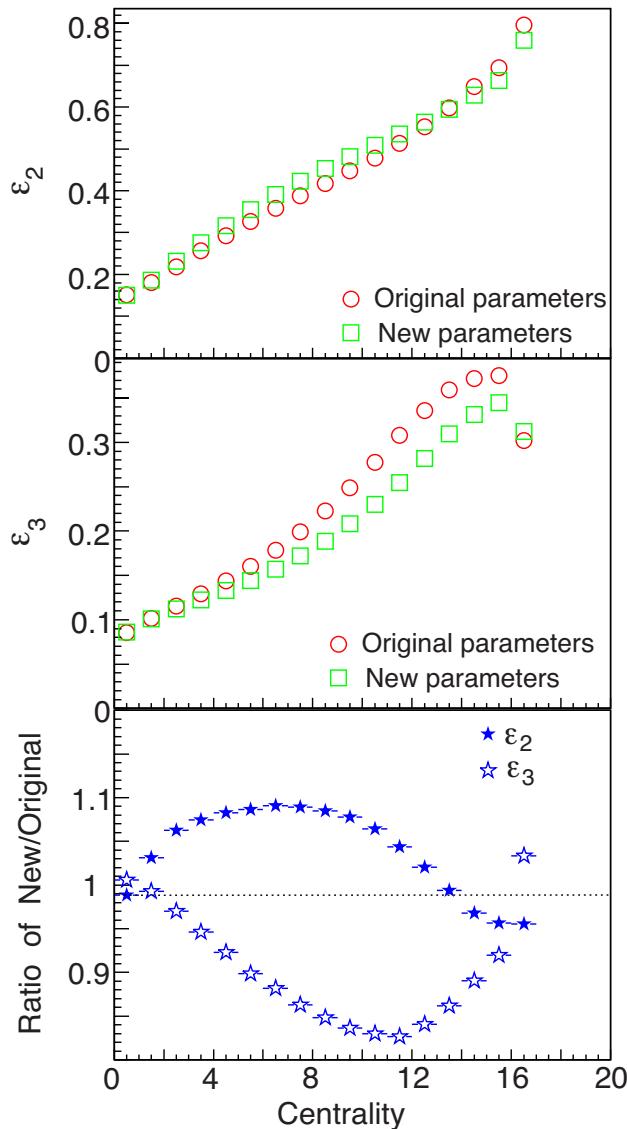


图 5.7: (Glauber 计算得到的二阶和三阶偏心率随中心度的变化。横坐标 0-20 对应中心度 100%-0%

当被囊括到 W-S 分布描述中。我们还发现，对于形变核的  $\beta_2$  参数，也不能直接从测得的  $B(E2)\uparrow$  中计算而来。基于这些，我们展示了获取适合新形变 W-S 函数的最优新参数 ( $R_0$ ,  $a$  和  $\beta_2$ ) 的方法流程。计算结果显示，对于铀 238, 铅 208 和金 197，新参数中的  $R_0$  会略微增加，而  $a$  会略微减小。对于铀 238,  $\beta_2$  值也有所变化。我们将新参数放入 Glauber 蒙特卡洛模拟中，结果显示了

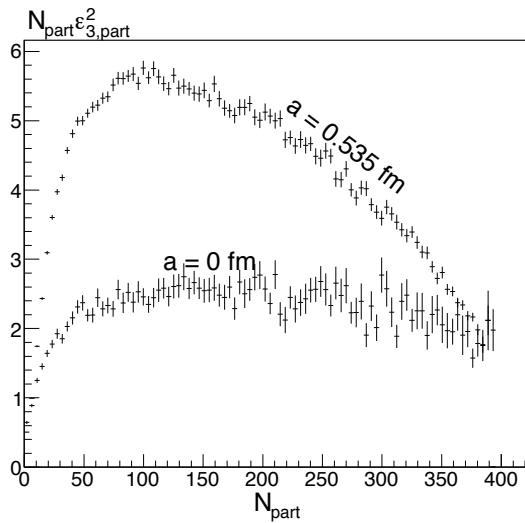


图 5.8: 不同  $a$  参数下  $N_{\text{part}} \varepsilon_3^2$  和  $N_{\text{part}}$  的关系

表皮厚度  $a$  的减小会增大二阶偏心率增加但减小三阶偏心率。因为新参数对初态几何有极大的改变，采用旧参数的研究工作可能被需要重新检查 [97]。

## 第六章 总结和展望

最后，我们再对本论文做一个全面的总结和展望。

本论文的主要工作是对手征磁效应和手征磁波进行间接的物理测量。手征磁效应和手征磁波都是理论预言的，存在于相对论重离子碰撞早期高温高密物质态中的物理效应，它们会导致局域  $\mathcal{P}$  或  $\mathcal{CP}$  对称性破缺。

对于手征磁效应，我们运用 AMPT 模型中更适合描述相对论重离子碰撞的 Melting 版本，通过手动构造局域电荷分离来模拟宇称破缺“气泡”，研究了可以探测手征磁效应的两粒子关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha \pm \phi_\beta) \rangle$ 。我们发现局域物理图像比全局物理图像更为符合手征磁效应的物理意义，也能很好的描述 STAR 实验组的观测结果。我们还展示了局域“气泡”的尺寸 ( $r < 0.3$  或  $0.5$  fm) 以及受手征磁效应影响的轻夸克横动量上限 ( $p_T < 0.5$  GeV/c)。

对于手征磁波，我们对 STAR 实验组  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV 金 - 金对撞和  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  GeV 铀 - 铀对撞采集到的数据进行了分析，展示了椭圆流斜率基本符合手征磁波理论预期，说明了共振态衰变效应对椭圆流斜率不会有显著贡献。我们还展示了  $\pi$  介子椭圆流斜率和三角流斜率随中心度的变化，作为对手征磁波观测的补充。结果表明椭圆流斜率 - 三角流斜率比并没有按照局域电荷对称假设的那样，与平均椭圆流 - 三角流比保持一致，这表示局域电荷对称假说并不能单独的解释实验中观测到的各向异性流对电荷不对称系数的依赖关系。三角流斜率为研究手征磁波提供了一定程度的背景限制，是手征磁波存在与否的间接证据。此外，我们还特别展示并讨论了 K 介子椭圆流斜率，及铀 - 铀中  $\pi$  介子椭圆流斜率的结果，这些结果作为辅助观测量也都初步符合手征磁波理论预期。

本论文的另一部分工作是重新为 RHIC 确定形变核的电荷密度分布参数。我们发现用模型模拟形变核电荷密度分布时，放入形变 W-S 函数的参数  $R_0$  和  $a$  会和电子散射实验中测得的  $R'_0$  和  $a'$  值完全不同，核的形变越大，两组参数的差别也越大。因此，如果想要更好地描述形变核，就需要调整参数。在调整参数时，我们提出两个准则，即：电子散射实验得到的经典 W-S 分布应当能被旋转平均后的形变 W-S 分布重复；实验测量值  $B(E2)\uparrow$  也应当被新参数重复。此外，核子的有限尺度也应当被囊括到 W-S 分布描述中。我们还发

现，对于形变核的  $\beta_2$  参数，也不能直接从测得的  $B(E2)\uparrow$  中计算而来。基于这些，我们展示了获取适合新形变 W-S 函数的最优新参数 ( $R_0$ ,  $a$  和  $\beta_2$ ) 的方法流程。计算结果显示，对于铀 238, 铅 208 和金 197，新参数中的  $R_0$  会略微增加，而  $a$  会略微减小。对于铀 238,  $\beta_2$  值也有所变化。我们将新参数放入 Glauber 蒙特卡洛模拟中，结果显示了表皮厚度  $a$  的减小会增大二阶偏心率增加但减小三阶偏心率。

科研道路是没有尽头的，上述工作的成果也是为将来的后续工作做好铺垫。这里提出几个展望：

1. 手征磁效应方面，对于关联量  $\langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$ ，模型模拟一直不能解释实验数据，这其中包含了很多未知的物理原因，这部分内容值得继续研究；此外，局域小球产生率就应当被视为有中心度依赖的变量，受手征磁效应产生的电荷分离的强弱与中心度的线性关系也应当被全面考虑进来，加入这些条件以后的模拟工作也值得深入展开。
2. 手征磁波方面，改变赝快度区间对椭圆流斜率信号的影响是值得细致研究的方向之一，而更重要的是，我们希望能在铀-铀的中心碰撞中进行手征磁波的探测，因为铀原子核特殊的几何形状可以开启椭圆流但关闭磁场，能够更直观的检测手征磁波的存在。
3. 对于形变核的电荷密度分布参数的工作，铀核只是一个开始，确定并总结更多的形变核参数是很有意义的，同时我们也希望将它与其他的研究结合起来，例如最近在中低能传统核物理中，有新型的重离子结构发现，如果能将这些新结构的电荷分布参数加以研究，能大大丰富人们对重离子的知识。

## 附录 A 重离子碰撞运动学基础

在重离子碰撞实验室坐标系下，通常定义  $z$  方向为束流方向， $x, y$  平面称为横平面。有横动量（Transverse Momentum,  $p_T$ ），

$$p_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.1})$$

横动量为洛伦兹不变量。相应地，有横质量（Transverse Mass,  $m_T$ ）

$$m_T \equiv \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (\text{A.2})$$

其中  $m$  为粒子静质量。

当粒子在  $z$  轴上沿  $\theta$  角发射出来时，定义快度（Rapidity,  $y$ ）

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{m^2 + p^2} + p \cos \theta}{\sqrt{m^2 + p^2} - p \cos \theta} \quad (\text{A.3})$$

其中  $E$  为四动量中的能量分量。快度的便利之处在于，它可以在纵向收缩中直接进行加减法。

当碰撞能量上升到相对论能区时，因为  $p \gg m$ ，快度定义中的质量可以被忽略，

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} = -\ln \tan \theta / 2 \equiv \eta \quad (\text{A.4})$$

这里的  $\eta$  即为赝快度。赝快度仅仅是  $\theta$  的函数。

在相对论重离子碰撞中，描述粒子运动状态最常用的坐标系为横动量 - 蕨快度 - 方位角坐标系 ( $p_T - \eta - \phi$ )。



## 参考文献

- [1] M. M. Aggarwal *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022302.
- [2] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], 112 (2014) 032302.
- [3] C. Jena. Particle production and elliptic flow of light nuclei in relativistic heavy ion collision at rhic. PHD Thesis, 2012.
- [4] M. Danysz and J. Pniewski. Philos. Mag, 44:348, 1953.
- [5] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Science, 328:58, 2010.
- [6] 马余刚, 陈金辉, 中国基础科学, 2:20, 2011.
- [7] Y. G. Ma, J. H. Chen, L. Xue, A. H. Tang, and Z. B. Xu. Nucl. Phys. News, 23:1:10, 2013.
- [8] J. H. Chen, Nucl. Phys. A, 835:117, 2010.
- [9] Y. G. Ma, J. Phys: Conf. Ser, 420:012036, 2013.
- [10] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 142301.
- [11] X. Sun (for the STAR Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. 535 (2014) 012005.
- [12] L. E. Finch, PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 65, 014908.
- [13] Dmitri Kharzeev Robert D. Pisarski, PHYSICAL REVIEW D, VOLUME 61, 111901(R).
- [14] Dmitri Kharzeev, Robert D. Pisarski, and Michel H. G. Tytgat, PHYSICAL REVIEW LETTERS, 81 (1998) 3.
- [15] K. H. Ackermann *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 624.

- [16] M. Anderson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 659.
- [17] F. Bergsma *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 633.
- [18] S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [19] G. Van Buren *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **566** (2006) 22.
- [20] P. Fachini and others [The STAR TOF Collaboration], 2004
- [21] M. C. S. Williams, Nucl. Phys. A **698** (2002) 464.
- [22] H. Agakishiev *et al.*, Nature **473** (2011) 353.
- [23] J. Adams *et al.*, Physics Letters B **616** (2005) 8.
- [24] M. Shao *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **558** (2006) 419.
- [25] [http://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/nxu\\_STAR\\_Junior\\_5Aug2012.pdf](http://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/nxu_STAR_Junior_5Aug2012.pdf)
- [26] T. D. Lee, Phys. Rev. D **8**, 1226 (1973).
- [27] T. D. Lee and G. C. Wick, Phys. Rev. D **9**, 2291 (1974).
- [28] D. Kharzeev, A. Krasnitz and R. Venugopalan, Phys. Lett. B **545**, 298 (2002) [hep-ph/0109253].
- [29] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).
- [30] G. 't Hooft, Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976) [Erratum-ibid. D **18**, 2199 (1978)].
- [31] L. D. McLerran, E. Mottola and M. E. Shaposhnikov, Phys. Rev. D **43**, 2027 (1991).
- [32] D. E. Kharzeev, L. D. McLerran and H. J. Warringa, Nucl. Phys. A **803**, 227 (2008) [arXiv:0711.0950 [hep-ph]].
- [33] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 251601 (2009) [arXiv:0909.1739 [nucl-ex]].

- [34] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 012301 (2013) [arXiv:1207.0900 [nucl-ex]].
- [35] G. -L. Ma and B. Zhang, Phys. Lett. B **700**, 39 (2011) [arXiv:1101.1701 [nucl-th]].
- [36] G. -L. Ma, arXiv:1401.6502 [nucl-th].
- [37] Z. -W. Lin, C. M. Ko, B. -A. Li, B. Zhang and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005) [nucl-th/0411110].
- [38] X. -N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [39] M. Gyulassy and X. -N. Wang, Comput. Phys. Commun. **83**, 307 (1994) [nucl-th/9502021].
- [40] B. Zhang, Comput. Phys. Commun. **109**, 193 (1998) [nucl-th/9709009].
- [41] B. -A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995) [nucl-th/9505016].
- [42] S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **70**, 057901 (2004) [hep-ph/0406311].
- [43] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **81**, 054908 (2010) [arXiv:0909.1717 [nucl-ex]].
- [44] John Bloczynski, Xu-Guang Huang, Xilin Zhang, Jinfeng Liao, arXiv:1311.5451 [nucl-th]
- [45] Y. Burnier, D.E. Kharzeev, J. Liao and H.-U. Yee, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 052303.
- [46] H.W. Ke (for the STAR Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. **389** (2012) 012035.
- [47] G. Wang (for the STAR Collaboration), Nuclear Physics A **904-905** (2013) 248c-255c.
- [48] Y. Burnier, D.E. Kharzeev, J. Liao and H.-U. Yee, e-print arXiv 1208.2537

- [49] H.-U. Yee, Nuclear Physics A 904-905 (2013) 310c-317c.
- [50] M. Stephanov and H.-U.Yee, Phys. Rev. C 88 (2013) 014908.
- [51] D.E. Kharzeev, L.D. McLerran, H.J. Warringa, Nuclear Physics A 803 (2008) 227-253.
- [52] D.E. Kharzeev, Phys. Lett. B 633 (2006) 260-264.
- [53] D.E. Kharzeev and A. Zhitnitsky, Nucl. Phys. A 797 (2007) 67-79.
- [54] B. Abelev et al. Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 251601.
- [55] D.T. Son and A. Zhitnitsky, Phys. Rev. D 70 (2004) 074018.
- [56] M.A. Metlitski and A. Zhitnitsky, Phys. Rev. D 72 (2005) 045011.
- [57] M. Hongo, Y. Hirono and T. Hirano, e-print arXiv 1309.2823
- [58] S.F. Taghavi, U.A. Wiedemann, e-print arXiv 1310.0193
- [59] H.-U. Yee and Y. Yin, Phys. Rev. C 89 (2014) 044909.
- [60] J. Bloczynski, X.-G. Huang, X. Zhang and J. Liao, Physics Letters B 718 (2013) 1529
- [61] G.L. Ma, Physics Letters B 735 (2014) 383
- [62] R. Belmont (for the ALICE collaboration), QuarkMatter 2014 proceedings
- [63] S. Voloshin, QuarkMatter 2014 proceedings.
- [64] A. Bzdak and P. Bozek, Physics Letters B 726 (2013) 239-243.
- [65] X.N. Wang and M. Gyulassy, Comput. Phys. Commun. 83 (1994) 307.
- [66] STAR Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 624-632.
- [67] M. Anderson *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 499 (2003) 659
- [68] B. Bonner *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 508 (2003) 181.

- [69] W.J. Llope (for the STAR Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A s661 (2012) s110-s113.
- [70] A. Bilandzic, R. Snellings and S. Voloshin, Phys. Rev. C 83 (2011) 044913.
- [71] Y. Pandit (for the STAR Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. 420 (2013) 012038.
- [72] J. -Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
- [73] K. H. Ackermann *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 402 (2001); J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
- [74] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005); K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005); B. B. Back, M. D. Baker, M. Ballintijn, D. S. Barton, B. Becker, R. R. Betts, A. A. Bickley and R. Bindel *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005); I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
- [75] D. Teaney, Phys. Rev. C **68**, 034913 (2003).
- [76] T. Hirano, U. W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara, Phys. Lett. B **636**, 299 (2006).
- [77] S. Raman, C. W. G. Nestor, Jr and P. Tikkanen, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **78**, 1 (2001).
- [78] U. Heinz and A. Kuhlman, Phys. Rev. Lett. **94**, 132301 (2005); A. Kuhlman and U. Heinz, Phys. Rev. C **72**, 037901 (2005); A. Kuhlman, U. W. Heinz and Y. V. Kovchegov, Phys. Lett. B **638**, 171 (2006); C. Nepali, G. Fai and D. Keane, Phys. Rev. C **73**, 034911 (2006).
- [79] H. Wang and P. Sorensen. arXiv:1406.7522 [nucl-ex]
- [80] M. Miller and R. Snellings, arXiv:nucl-ex/0312008.

- [81] B. Alver, B. B. Back, M. D. Baker, M. Ballintijn, D. S. Barton, R. R. Betts, R. Bindel and W. Busza *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 014906 (2008).
- [82] R. S. Bhalerao and J. -Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **641**, 260 (2006).
- [83] W. Broniowski, P. Bozek and M. Rybczynski, Phys. Rev. C **76**, 054905 (2007).
- [84] P. Sorensen, J. Phys. G **37**, 094011 (2010); P. Sorensen, B. Bolliet, A. Mocsy, Y. Pandit and N. Pruthi, Phys. Lett. B **705**, 71 (2011).
- [85] G. Agakishiev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **86**, 014904 (2012).
- [86] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders and P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007).
- [87] H. De Vries, C. W. De Jager and C. De Vries, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **36**, 495 (1987).
- [88] P. Filip, R. Lednicky, H. Masui and N. Xu, Phys. Rev. C **80**, 054903 (2009).
- [89] F. Villars, in Many Body Description of Nuclear Structure and Reactions, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course XXXVI, Varenna on Lake Corno, 1965, edited by C. Bloch (Academic, New York, 1966), p. 31.
- [90] T. Hirano and Y. Nara, Phys. Rev. C **79**, 064904 (2009).
- [91] W. Broniowski, M. Rybczynski and P. Bozek, Comput. Phys. Commun. **180**, 69, (2009).
- [92] P. Filip, R. Lednicky, H. Masui and N. Xu, Phys. Rev. C **80**, 054903 (2009); P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, At. Data Nucl. Data Tables **59**, 185 (1995); W. M. Itano, Phys. Rev. A **73**, 022510 (2006); C. Nair *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 055802 (2008).
- [93] H. Masui, B. Mohanty and N. Xu, Phys. Lett. B **679**, 440 (2009).

- [94] D. Kharzeev and M. Nardi, Phys. Lett. B **507**, 121 (2001).
- [95] R. E. Ansorge *et al.* [UA5 Collaboration], Z. Phys. C **43**, 357 (1989).
- [96] D. Teaney and L. Yan, Phys. Rev. C **83**, 064904 (2011).
- [97] B. Schenke, P. Tribedy and R. Venugopalan, Phys. Rev. C **86**, 034908 (2012);  
B. Schenke, P. Tribedy and R. Venugopalan, arXiv:1403.2232 [nucl-th].



## 致 谢

本学位论文是在我所马余刚研究员和美国布鲁克海文国家实验室 (BNL) 的唐爱洪博士的合作指导下完成的。

作为我整个研究生期间（硕士和博士）的导师，马余刚老师一直给予我持续的鼓励，关心和鞭策。从硕士时期建议我从事实验高能核物理方向，参加 RHIC-STAR 国际合作组开始，直至如今的论文完成，这几年里，马老师对物理的热情和理解，对核物理各分支方向及跨学科间的融汇，以身作则奉献科研的态度，都让我敬佩并从中收获匪浅。同时，他领导的核物理室所提供的科研平台和学术交流机会都是这篇论文得以完成的基础。在此，首先先对我的导师表示衷心的感谢。

唐爱洪博士直接指导了本论文手征磁波实验测量部分的工作。我很高兴在这几年能有机会与他合作进行多个极具挑战的前沿物理课题并为他的 HLT 小组工作。现在回忆起来，无论是遇到挫折时的失落，还是找到答案时的欣喜，都将成为我人生中最值得珍视的瞬间。此外，他在生活中也是我的良师益友。冬天帮我把车子从雪地里拖出来（我边吃饭边开车的结果），夏天 BBQ 时一起弹吉他，这些欢乐的时光依然历历在目。

除上述二位导师外，我所马国亮副研究员在唯象模型研究中给予了我最直接的指导，没有他这位 AMPT 专家的帮助，这篇论文里电荷分离部分的研究无法完成，此外马师兄还对论文初稿提出了许多宝贵建议，在此表示特别感谢。陈金辉师兄作为我组 RHIC-STAR 的前辈，在诸多物理问题的讨论中给我很大启发，是我学习的榜样。张松博士在我硕士时期曾带我入门。钟晨副研究员为我组提供了稳定高效的计算平台。沈文庆院士对我们这些科研后辈的关心和鼓励让我感受到了温暖。在此也向他们表示衷心的感谢。

博士期间参加 STAR 合作组的日子里，我从 Jerome Lauret，Jeffery Landgraf，柯宏伟博士和杨岩博士那里学到了有用的 Coding 技巧；从 Gene Van Buren，Alan Davila 和仇浩博士那里学会了 SC Calibration；从郑亮博士那里学到了 PYTHIA Simulation 的知识。李娜博士，赵杰博士和崔相利博士曾帮助我进行 PID  $v_2$  的研究；韩立欣博士曾和我一起进行奇异粒子的三体重构；杨岩博士，辛科峰博士和张正桥师弟曾和我一起进行 HBT 的研究；朱逾卉

博士曾帮助我进行重核的粒子鉴别；柯宏伟博士，王刚博士，Sergei Voloshin 教授在不同场合对本论文手征磁波部分的内容给予了相当深度的探讨；作为 bulk 组的负责人，王辉博士，施梳苏博士和 Hiroshi Masui 博士对我在 bulk 的几乎所有工作都提出了宝贵的建议；Frank Geurts 教授和董昕博士审核了我在 STAR 的报告和文章；BNL 物理部的黄柄矗博士，Paul Sorenson 研究员，Flemming Videbaek 教授，UCLA 的赵峰博士，GSU 的薛亮博士，中科大的邵明副教授，杨驰博士，郭毅博士，查王妹博士，杨帅，清华大学的阎伟华博士，朱相雷博士，华中师大的罗晓峰副教授和陈丽珠博士，兰州所的杜成名博士，山大的张金龙和邓建博士以及我所的师弟徐亦飞，马龙等等都在我的工作生活上给与了帮助，在此也向他们表示感谢。此外，还要特别感谢 STAR 发言人许怒教授和许长补教授对我们年轻人的关怀和支持，他们对物理的深刻理解也是我努力的方向。

感谢我所核物理室的师长，他们包括方德清研究员，王宏伟研究员，徐骏研究员，曹喜光博士，田健博士，张国强博士，李薇博士，周培博士，李琛博士，吴琛博士，卢飞博士，周铖龙博士，李永江博士，叶绍强博士，蔡晓鹭博士。也感谢所里的同学好友何万冰，吕明，代智涛，刘应都，魏泉，安振东，郭锐，刘可，刘月，申利国，以及师弟师妹王玉廷，朱亮，杜龙，周晨升，夏银，聂茂武，孔海云，余浩，叶永金，施晨钟等这几年共同度过的愉快时光。感谢聂茂武师弟对论文初稿细致的文字审查，帮助改正了许多低级笔误。感谢我组的郁雯婷秘书以及我所研究生部，外事处，科技处的诸位老师提供的辛劳工作。最后，感谢我的父母从小对我的教导，感谢他们启蒙了我对科学的兴趣。感谢我女友吕丽君的支持和鼓励。感谢我所综合英语课老师戴盛姊妹。凭借着主内的信心，我才得以完成这些研究工作和论文。

博士论文的完成仅仅意味着以“博士研究生”身份学习做科研的时光暂时告一段落。但在漫漫科研长路上，在未知物理的探索上，这些工作只是开始。

*Give thanks in all circumstances;  
for this is the will of God in Christ Jesus for you.  
1 Thessalonians 5:18*

## 发表文章目录

### Publications as primary author

- [1] Charge asymmetry dependence of  $\pi/K$  anisotropic flow in Au+Au and U+U collisions at RHIC  
**Q.Y. Shou** (for the STAR Collaboration)  
Nucl. Phys. A, DOI:10.1016/j.nuclphysa.2014.09.059
- [2] Charge separation with fluctuating domains in relativistic heavy-ion collisions  
**Q.Y. Shou**, G.L. Ma, Y.G. Ma  
Phys. Rev. C **90** 047901
- [3] Charge asymmetry dependence of  $\pi/K$  anisotropic flow in U+U and Au+Au collisions at STAR  
**Q.Y. Shou** (for the STAR Collaboration)  
2014 J. Phys.: Conf. Ser. **509** 012033
- [4] Parameterization of deformed nuclei for Glauber modeling in relativistic heavy-ion collisions  
**Q.Y. Shou**, Y.G. Ma, P. Sorensen, A.H. Tang, H. Wang  
arxiv:1409.8375 [nucl-th]

### Oral and poster presentations

- [1] Charge asymmetry dependence of  $\pi/K$  anisotropic flow in Au+Au and U+U collisions at RHIC  
**Q.Y. Shou** (for the STAR Collaboration)  
Quark Matter 2014, May 2014, Darmstadt, Germany

- [2] Beam Energy Dependency of Clan Multiplicity at RHIC  
**Q.Y. Shou** & A.H. Tang (for the STAR Collaboration)  
Quark Matter 2014, May 2014, Darmstadt, Germany
- [3] Charge asymmetry dependence of  $\pi/K$  anisotropic flow in U+U and Au+Au collisions at STAR  
**Q.Y. Shou** (for the STAR Collaboration)  
Strangeness in Quark Matter 2013, Aug 2013, Birmingham, UK

### Publications as member of the STAR Collaboration

- [1] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy Dependence of K/pi, p/pi, and K/p Fluctuations in Au+Au Collisions from  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$  to 200 GeV, ArXiv: 1410.5375
- [2] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Di-Hadron Correlations with Identified Leading Hadrons in 200 GeV Au+Au and d+Au Collisions at STAR, ArXiv: 1410.3524
- [3] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Isolation of Flow and Nonflow Correlations by Two- and Four-Particle Cumulant Measurements of Azimuthal Harmonics in  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV Au+Au Collisions, ArXiv: 1409.2043
- [4] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Charged-to-neutral correlation at forward rapidity in Au+Au collisions at 200 GeV, ArXiv: 1408.5017
- [5] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], The Lambda Lambda Correlation Function in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, ArXiv: 1408.4360
- [6] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Elliptic flow of non-photonic electrons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 62.4$  and 39 GeV, ArXiv: 1405.6348
- [7] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Precision Measurement of the Longitudinal Double-spin Asymmetry for Inclusive Jet Production in Polarized Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV, ArXiv: 1405.5134

- [8] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of longitudinal spin asymmetries for weak boson production in polarized proton-proton collisions at RHIC, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 72301
- [9] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of  $D^0$  meson nuclear modifications in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 142301
- [10] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam-energy dependence of charge separation along the magnetic field in Au+Au collisions at RHIC, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 52302
- [11] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam energy dependent two-pion interferometry and the freeze-out eccentricity of pions in heavy ion collisions at STAR, ArXiv: 1403.4972
- [12] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Dielectron Azimuthal Anisotropy at mid-rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, ArXiv: 1402.1791
- [13] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam energy dependence of moments of the net-charge multiplicity distributions in Au+Au collisions at RHIC, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 92301
- [14] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Calibration and performance of the STAR Muon Telescope Detector using cosmic rays, ArXiv: 1402.1078
- [15] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam-Energy Dependence of Directed Flow of Protons, Antiprotons and Pions in Au+Au Collisions, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 162301
- [16] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Dielectron Mass Spectra from Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 22301
- [17] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Suppression of Upsilon Production in d+Au and Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, *Phys. Lett. B* **735** (2014) 127

- [18] B. Abelev et al. [STAR Collaboration],  $J/\psi$  polarization in  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV in STAR,
- [19] B. Abelev et al. [STAR Collaboration],  $J/\psi$  production at low  $p_T$  in Au+Au and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at STAR, Phys. Rev. C **90** (2014) 24906
- [20] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Thermal neutron flux measurements in the STAR experimental hall, Nucl. Instrum. Meth. A **756** (2014) 68
- [21] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy dependence of moments of net-proton multiplicity distributions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 32302
- [22] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Neutral pion cross section and spin asymmetries at intermediate pseudorapidity in polarized proton collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, Phys. Rev. D **89** (2014) 12001
- [23] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of Charge Multiplicity Asymmetry Correlations in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions at 200 GeV, Phys. Rev. C **89** (2014) 44908
- [24] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Jet-Hadron Correlations in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au and p+p Collisions, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 122301
- [25] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Fluctuations of charge separation perpendicular to the event plane and local parity violation in  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV Au+Au collisions at RHIC, Phys. Rev. C **88** (2013) 64911
- [26] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Freeze-out Dynamics via Charged Kaon Femtoscopy in  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV Central Au+Au Collisions, Phys. Rev. C **88** (2013) 34906
- [27] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], System Size Dependence of Transverse Momentum Correlations at RHIC, Phys. Rev. C **87** (2013) 64902

- [28] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$  GeV, Phys. Rev. C **88** (2013) 14902
- [29] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Third Harmonic Flow of Charged Particles in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. C **88** (2013) 14904
- [30] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of an energy-dependent difference in elliptic flow between particles and antiparticles in relativistic heavy ion collisions, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 142301
- [31] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of J/psi Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 52301
- [32] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Studies of di-jets in Au+Au collisions using angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons, Phys. Rev. C **87** (2013) 44903
- [33] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], J/ $\psi$  production at high transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Lett. B **722** (2013) 55
- [34] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Inclusive charged hadron elliptic flow in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}39$  GeV, Phys. Rev. C **86** (2012) 54908
- [35] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Single Spin Asymmetry  $A_N$  in Polarized Proton-Proton Elastic Scattering at  $\sqrt{s} = 200$  GeV, Phys. Lett. B **719** (2013) 62
- [36] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Transverse Single-Spin Asymmetry and Cross-Section for  $\pi^0$  and  $\eta$  Mesons at Large Feynman- $x$  in Polarized p+p Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. D **86** (2012) 51101
- [37] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Longitudinal and transverse spin asymmetries for inclusive jet production at mid-rapidity in polarized p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, Phys. Rev. D **86** (2012) 32006

- [38] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurements of  $D^0$  and  $D^*$  Production in  $p + p$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. D **86** (2012) 72013
- [39] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Di-electron spectrum at mid-rapidity in  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. C **86** (2012) 24906
- [40] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Hadronic Trigger using electromagnetic calorimeter and particle identification at high-pT with STAR Detector, ArXiv: 1112.2946
- [41] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Directed Flow of Identified Particles in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at RHIC, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 202301
- [42] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of the  $W \rightarrow e\nu$  and  $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  Production Cross Sections at Mid-rapidity in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 500$  GeV, Phys. Rev. D **85** (2012) 92010
- [43] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy and system-size dependence of two- and four-particle  $v_2$  measurements in heavy-ion collisions at 62.4 and 200 GeV and their implications on flow fluctuations and nonflow, Phys. Rev. C **86** (2012) 14904
- [44] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], System size and energy dependence of near-side di-hadron correlation, Phys. Rev. C **85** (2012) 14903
- [45] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Identified hadron compositions in  $p+p$  and Au+Au collisions at high transverse momenta at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 72302
- [46] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$  GeV, Phys. Rev. C **85** (2012) 14901

- [47] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Anomalous centrality evolution of two-particle angular correlations from Au-Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  and 200 GeV, Phys. Rev. C **86** (2012) 64902
- [48] B. Abelev et al. [STAR Collaboration],  $\rho^0$  Photoproduction in AuAu Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=62.4$  GeV with STAR, Phys. Rev. C **85** (2012) 14910
- [49] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Strangeness Enhancement in Cu+Cu and Au+Au  $\sqrt{s_{NN}}$  200 GeV Collisions, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 72301
- [50] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Evolution of the differential transverse momentum correlation function with centrality in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Lett. B **704** (2011) 467
- [51] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of the antimatter helium-4 nucleus, Nature **473** (2011) 353
- [52] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Experimental studies of di-jet survival and surface emission bias in Au+Au collisions via angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons, Phys. Rev. C **83** (2011) 061901
- [53] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], High  $p_T$  non-photonic electron production in  $p+p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Phys. Rev. D **83** (2011) 52006
- [54] B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurements of Dihadron Correlations Relative to the Event Plane in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, ArXiv: 1010.0690