

高计数率 MRPC 的应用和密封拼接技术的研究

(申请清华大学工学博士学位论文)

培养单位：工程物理系

学 科：核科学与技术

研 究 生：张秋楠

指导教师：王 义 教 授

二〇二二年十月

高计数率MPC的应用和密封拼接技术的研究

张秋楠

**Application of the high-rate MRPC and
study on a sealed spliced high-rate
MRPC**

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

in

Nuclear Science and Technology

by

Zhang Qiunan

Dissertation Supervisor: Professor Wang Yi

October, 2022

学位论文公开评阅人和答辩委员会名单

公开评阅人名单

岳骞	研究员	清华大学
李金	研究员	中国科学院高能物理研究所

答辩委员会名单

主席	赵 XX	教授	清华大学
委员	刘 XX	教授	清华大学
	杨 XX	研究员	中国 XXXX 科学院 XXXXXXXX 研究所
	黄 XX	教授	XXXX 大学
	周 XX	副教授	XXXX 大学
秘书	吴 XX	助理研究员	清华大学

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》及上级教育主管部门具体要求，向国家图书馆报送相应的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

作者签名： 张秋楠

日期： 2022/10/25

导师签名： 王义

日期： 2022/10/25

摘 要

核物质的研究是目前基础物理研究的热点和前沿,包括量子色动力学(QCD)相变边界和相变临界点的探索、中子星内部致密物质状态方程的研究等,有助于理解强相互作用的本质和宇宙的来源与演变。重离子碰撞实验可制造出宇宙大爆炸早期物质的状态和中子星内部致密物质的状态,是研究核物质的重要手段。压缩重子物质实验(CBM)是正建于德国的重离子打靶实验,该前沿实验装置的重离子碰撞频率将高达 10 MHz,对高密核物质的研究具有重大意义,同时也对实验装置各子系统的计数率能力提出了具有挑战性的要求。

由多气隙阻性板室(MRPC)组成的飞行时间系统(TOF)是CBM实现强子鉴别的重要探测器。清华大学研制的基于低阻玻璃的高计数率MRPC是其重要组分,该MRPC在CBM-TOF中的编号为MRPC2。本文针对CBM探测器系统的最新设计,模拟得到了每核子动量为 12 GeV/c 的金离子束流与金靶碰撞后相应实验环境下 TOF 在不同 CBM 装置中的计数率和及相应的设计要求,验证了 MRPC2 设计的可行性并优化了 CBM-TOF 的设计。

实验上,MRPC2 用于 CBM 和相对论重离子对撞机上的螺线管径迹探测器(RHIC-STAR)。MRPC2 的应用研究将为 CBM-TOF 的成功运行奠定基础。本研究首先通过宇宙线测试确立了 MRPC2 在 CBM 和 STAR 中的工作点,得到 MRPC2 在 CBM 和 STAR 不同的工作气体下效率均可达 95% 且时间分辨均好于 80 ps,推动了 MRPC2 的批量生产。量产 MRPC2 的测试结果表明该探测器性能稳定性。

为进一步验证 MRPC2 在 CBM 实验条件下的应用,通过模拟对 CBM 探测器小型验证系统(mCBM)的 TOF(mTOF)进行了布局设计,研究了无触发模式下 mTOF 的数据分析方法并开展了束流实验。实验数据的分析结果表明,MRPC2 效率高达 97.3% 且时间分辨好于 80 ps,满足 CBM 要求。此外,确立了鱼线处为噪声的一个重要来源,为高计数率 MRPC 探测器的优化设计提供了指导。

为突破低阻玻璃固有尺寸对探测器尺寸的限制,同时减小 MRPC 通气体积以加快气体循环并降低气体使用量,研制出了密封拼接高计数率 MRPC,其效率可达 95%,时间分辨好于 70 ps,为扩大高计数率 MRPC 的应用范围奠定了基础。

关键词: QCD; 压缩重子实验; 多气隙阻性板室; 高计数率; 密封

Abstract

One of the hotspots of high-energy physics research is the study of the structure and properties of nuclear matter, including the exploration of QCD phase transition boundaries and critical points, the equation of state of dense matter inside neutron stars, and so on. Heavy ion collision experiments are an important means of studying strongly interacting matter. High-energy heavy ion collisions can produce the state of matter in the early stages of the Big Bang and the state of dense matter inside neutron stars, which can be used to study the origin and evolution of the universe. The CBM experiment is a heavy ion collision experiment with an interaction rate of up to 10 MHz, which will carry out the research on high-temperature and high-density matter, and also puts forward challenging requirements for the rate capability of each subsystem. The TOF wall built by MRPC is an important detector for hadron identification in this experiment, in which the high-rate MRPC called MRPC2 developed by Tsinghua University based on low-resistance glass is an important component of the TOF wall. Considering the latest design of CBM detector systems, the rate environment and corresponding requirements of TOF in different CBM detection configurations are simulated under the experimental environment where 12 AGeV/c gold ion beam collides with gold target to verify the feasibility of MRPC2 design and to optimize the design of CBM-TOF. Experimentally, MRPC2 is used in RHIC-STAR and CBM. The study and application of MRPC2 will lay the foundation for the successful operation of CBM-TOF. In this study, the working points of MRPC2 in CBM and STAR were established by cosmic ray test, and the efficiency of MRPC2 in different working gases of CBM and STAR can reach 95% and the time resolution is better than 80 ps, which promotes the start of mass production of MRPC2. The test results of the mass-produced MRPC2 show that the detector has stable performance. In order to further verify the application of MRPC2 under CBM experimental conditions, a TOF (mTOF) of the CBM detector miniature verification system (called mCBM) was designed and simulated, and the data analysis method of free-streaming data was studied, and the beam tests were carried out. The analysis results of the experimental data show that the MRPC2 efficiency is as high as 97.3% and the time

resolution is better than 80 ps, which meets the CBM requirements. In addition, the analysis of the data determined that an important source of MRPC noise is from where the fishing line was located, which provides a guidance for the optimal design of high-rate MRPC detectors. In order to break through the limitation of the inherent size of low-resistance glass on the size of the MRPC, and at the same time reduce the MRPC ventilation volume to speed up the gas circulation and reduce the amount of gas used, a sealed spliced high-rate MRPC was developed, which has an efficiency of up to 95% and a time resolution better than 70 ps, laying a foundation for expanding the application range of high-rate MRPC.

Keywords: QCD; CBM; MRPC; high-rate; sealed

目 录

摘 要	I
Abstract	II
目 录	IV
插图清单	VII
附表清单	X
符号和缩略语说明	XI
第 1 章 绪论	1
1.1 强相互作用物质的相图	2
1.2 相对论重离子碰撞实验	4
1.2.1 对撞机实验	4
1.2.2 固定靶实验	6
1.2.3 QCD 相图实验研究现状	7
1.3 FAIR 上的实验与研究目标	9
1.3.1 NUSTAR 实验	11
1.3.2 PANDA 实验	11
1.3.3 APPA 实验	12
1.3.4 CBM 实验	12
1.4 CBM 实验介绍	12
1.4.1 CBM 的研究目标与挑战	13
1.4.2 CBM 实验的探测器组成	13
1.4.3 CBM 实验读出系统设计	16
1.5 课题主要研究内容和研究意义	17
1.6 论文结构和安排	18
第 2 章 CBM-TOF 系统的设计	20
2.1 飞行时间法粒子鉴别	20
2.2 气体探测器 MRPC	21
2.2.1 MRPC 探测器原理	21
2.2.2 基于 MRPC 的 TOF 系统研究现状	23
2.2.3 CBM-TOF 系统的性能要求	26

2.2.4	研究 CBM-TOF 系统设计的必要性	26
2.3	CBM-TOF 系统的模拟	27
2.3.1	物理模拟工具介绍	27
2.3.2	物理模拟流程	28
2.3.3	束流区域的尺寸设计	33
2.3.4	TOF 系统的计数率分布	33
2.3.5	占有率对读出条长度的影响	38
2.3.6	TOF 系统在实验中的位移量	39
2.4	CBM-TOF 系统的设计方案	40
2.5	CBM-TOF 系统设计的验证	43
2.5.1	MRPC2 的计数率	43
2.5.2	MRPC2 的占有率	43
2.5.3	TOF 的电子学通道计数率	44
2.6	本章小结	45
第 3 章	mCBM 实验中 mTOF 分析方法的研究与验证	46
3.1	mCBM 实验介绍	46
3.1.1	mCBM 实验的研究目标	46
3.1.2	mCBM 实验的装置	47
3.2	mCBM 实验中的 mTOF	48
3.3	mTOF 系统分析方法研究	49
3.3.1	mTOF 的计数率分布	50
3.3.2	mTOF 数字化过程	51
3.3.3	mTOF 响应的分布	53
3.3.4	mTOF 的模拟	55
3.3.5	mTOF 的刻度方法	56
3.3.6	mTOF 径迹匹配率的分析	59
3.3.7	mTOF 的时间分辨	60
3.4	mTOF 分析方法的验证	62
3.4.1	mTOF 分析流程	62
3.4.2	mTOF 模拟数据的效率	63
3.4.3	mTOF 模拟数据的时间分辨	63
3.5	本章小结	65
第 4 章	高计数率 MRPC 在 mCBM 中的应用	66

4.1 MRPC2 的宇宙线测试	66
4.1.1 FAIR 初始阶段项目	66
4.1.2 MRPC2 在不同工作气体中的性能研究	67
4.1.3 小批量生产的 MRPC2 的性能研究	70
4.2 mCBM 实验中 mTOF 的介绍	72
4.2.1 mTOF 束流实验装置	72
4.2.2 mTOF 束流实验读出系统	72
4.3 mCBM 束流实验数据的分析	75
4.3.1 mTOF 的刻度结果	75
4.3.2 mTOF 的性能	78
4.3.3 mTOF 在 mCBM 实验中的应用与经验	80
4.4 本章小结	83
第 5 章 密封拼接高计数率 MRPC 的设计与研究	84
5.1 密封拼接高计数率 MRPC 的设计	84
5.1.1 低阻玻璃的尺寸限制	84
5.1.2 密封技术的研究	84
5.1.3 读出电路板的设计	87
5.2 密封拼接高计数率 MRPC 的制作	88
5.3 密封拼接高计数率 MRPC 的性能研究	90
5.3.1 暗电流和噪声	90
5.3.2 宇宙线测试装置	91
5.3.3 宇宙线测试结果	92
5.4 本章小结	94
第 6 章 总结与展望	96
6.1 课题总结	96
6.2 课题展望	错误!未定义书签。
参考文献	98
致 谢	106
声 明	107
个人简历、在学期间完成的相关学术成果	108
指导教师学术评语	110
答辩委员会决议书	111

插图清单

图 1.1	粒子物理学标准模型	1
图 1.2	理论预测的 QCD 相图	3
图 1.3	宇宙演变过程示意图	4
图 1.4	重离子对撞示意图	5
图 1.5	QCD 相变研究的相关实验以及各实验的研究区域, 图片来自 ^[47]	8
图 1.6	FAIR 装置示意图	9
图 1.7	正在建设中的 FAIR	10
图 1.8	各重离子碰撞实验的碰撞能量和碰撞频率	13
图 1.9	CBM 实验大厅示意图	14
图 1.10	CBM 数据传输流程示意图	17
图 2.1	粒子鉴别能力和探测器时间分辨的关系。图片来自 ^[79]	21
图 2.2	MRPC 典型结构示意图	23
图 2.3	低阻玻璃 MRPC 束流测试结果	25
图 2.4	CBM 装置中 TOF 响应的模拟流程	28
图 2.5	TOF 探测平面示意图	29
图 2.6	CBM 装置侧视图	30
图 2.7	粒子与 MRPC 相互作用的可视化	31
图 2.8	CBM-TOF 探测器区域击中点的分布	32
图 2.9	不同实验条件下 CBM-TOF 探测区域的计数率分布	34
图 2.10	不同模拟条件下 TOF 计数率分布的比值	36
图 2.11	不同装置中 TOF 平面的计数率分布	37
图 2.12	不含束流管道的强子测量装置	37
图 2.13	束流管道对 TOF 计数率分布的影响	38
图 2.14	5% 占有率条件下的各区域读出条条长的上限	39
图 2.15	束流位置偏移量的确定	40
图 2.16	束流位移量与金离子束流动量的关系图	40
图 2.17	计数率不同的 MRPC 在 CBM-TOF 中的分布	41
图 2.18	不同模块在 CBM-TOF 中的分布	42
图 2.19	TOF 实际结构中 MRPC2 的位置及计数率分布	43

图 2.20	TOF 外墙读出条条长的实际值和理论上限.....	44
图 2.21	TOF 电子学通道的计数率分布.....	45
图 3.1	mCBM 在 GSI 中的位置.....	46
图 3.2	mCBM 实验装置示意图.....	48
图 3.3	mTOF 模块示意图和实物图.....	49
图 3.4	mTOF 模拟流程图.....	50
图 3.5	mCBM 中金离子和金离子碰撞的俯视图.....	50
图 3.6	mTOF 前排探测器在 1.24 AGeV 金核与金靶以 10 MHz 碰撞频率进行 最小偏差碰撞条件下的计数率分布.....	51
图 3.7	粒子在 MRPC 中产生的信号大小的分布 (TOT 表示).....	52
图 3.8	电荷分布过程示意图.....	52
图 3.9	mTOF 在碰撞事件中的特征.....	54
图 3.10	相邻碰撞事件时间间隔的概率分布.....	56
图 3.11	连续碰撞中 digi 的时间分布.....	56
图 3.12	mTOF 模拟信号的 TOT 分布.....	57
图 3.13	mTOF 模拟数据中击中点的位置分布.....	58
图 3.14	mTOF 模拟信号的时间幅度关系.....	59
图 3.15	mTOF 径迹匹配率计算方法示意图.....	60
图 3.16	mTOF 分析方法的研究与验证流程图.....	62
图 3.17	mTOF 中 25 个高计数率 MRPC2 的径迹匹配率.....	63
图 3.18	mTOF 中心 MRPC2 模拟数据的分析结果.....	64
图 3.19	径迹分析法的系统偏差.....	65
图 4.1	STAR-eTOF 探测器示意图.....	66
图 4.2	MRPC2 结构示意图.....	67
图 4.3	不同气体组分的气体参数.....	68
图 4.4	MRPC2 宇宙线测试装置.....	68
图 4.5	MRPC2 在不同工作气体中的效率曲线.....	69
图 4.6	在不同工作气体中两个 MRPC2 时间差的分布.....	70
图 4.7	MRPC2 的暗电流和簇大小.....	70
图 4.8	MRPC2 的暗电流与噪声随时间的变化.....	71
图 4.9	量产 MRPC2 的性能.....	72
图 4.10	mCBM 实验装置实体图.....	72
图 4.11	mTOF 在 mCBM 实验中的数据读出系统.....	74

图 4.12	mTOF 系统数据读出的连接方式.....	74
图 4.13	mTOF 中 MRPC2 信号的位置分布.....	75
图 4.14	mTOF 中 MRPC2 的 TOT 分布.....	76
图 4.15	MRPC 幅度和 TOT 的分布.....	76
图 4.16	MRPC 上的计数梯度.....	76
图 4.17	mTOF 的信号分布.....	77
图 4.18	MRPC 模块的放置.....	78
图 4.19	mTOF 径迹分析法所得各探测器的径迹匹配率.....	78
图 4.20	MRPC 探测器灵敏面积内的效率分布.....	79
图 4.21	MRPC2 在 mCBM 实验中的时间分辨.....	79
图 4.22	mTOF 在靶平面的二维投影.....	80
图 4.23	mTOF 的旋转角度及其在靶平面的投影.....	81
图 4.24	mTOF 对顶点的投影与分辨率.....	81
图 4.25	MRPC 在束流实验种噪声随时间的变化.....	82
图 4.26	MRPC2 的噪声分布.....	82
图 4.27	扫描电镜对鱼线处玻璃表面的观测.....	83
图 5.1	用于制作高计数率 MRPC 的低阻玻璃成品.....	84
图 5.2	氟化气体使用量的逐年变化。图片来自 ^[131]	85
图 5.3	氟化气体价格的逐年变化。图片来自 ^[131]	85
图 5.4	拼接 MRPC 的结构示意图.....	86
图 5.5	MRPC 结构设计示意图和密封框实物图.....	87
图 5.6	密封拼接 MRPC 的 PCB 设计.....	88
图 5.7	密封拼接 MRPC 的制作过程.....	90
图 5.8	密封拼接 MRPC 的噪声和暗电流随高压的变化.....	91
图 5.9	密封拼接 MRPC 的宇宙线测试装置.....	92
图 5.10	密封拼接 MRPC 的数据读出系统.....	92
图 5.11	密封拼接 MRPC 信号的观测.....	93
图 5.12	密封拼接 MRPC 的效率.....	94
图 5.13	密封拼接 MRPC 的时间分辨.....	94

附表清单

表 2.1	三代 MRPC 飞行时间谱仪性能列表	23
表 2.2	低阻玻璃参数	24
表 2.3	CBM-TOF 系统 MRPC 的组成	41
表 2.4	CBM-TOF 系统的模块构成	42
表 4.1	mTOF 在 mCBM 实验中的束流测试	75
表 5.1	部分气体的 GWP 值	85
表 5.2	MRPC 中材料的厚度与介电常数	88

符号和缩略语说明

QCD	量子色动力学 (Quantum ChromoDynamics)
μ_b	重子化学势
T	温度
QGP	夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma)
b	碰撞参数
CERN	欧洲核子中心 (European Organization for Nuclear Research)
LHC	大型强子对撞机 (Large Hadron Collider)
BNL	布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory)
RHIC	相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider)
SPS	超级质子同步加速器 (Super Proton Synchrotron)
AGS	交变梯度加速器 (Alternating Gradient Synchrotron)
SIS18	GSI 磁刚度为 18 T·m 的重离子同步加速器
STAR	螺线管径迹探测器 (The Solenoidal Tracker at RHIC)
HADES	高接受度双电子谱仪 (High Acceptance Di-Electron Spectrometer)
FAIR	反质子离子研究装置 (Facility for Antiproton and Ion Research)
CBM	压缩重子物质实验 (Compressed Baryonic Matter)
NICA	重离子超导同步加速器 (Nuclotron-based Ion Collider fAcility)
MPD	多功能探测器 (Multi-Purpose Detector)
J- PARC	日本质子加速器研究装置 (Japan Proton Accelerator Research Complex)
CEE	冷储存环外靶实验 (Cooler storage ring External-target Experiment)
MRPC	多气隙阻性板室 (Multi-gap Resistive Plate Chamber)
TOF	飞行时间 (Time Of Flight)
HPC	高性能计算机 (High Performance Computer)
MVD	微顶点探测器 (Micro-Vertex Detector)
STS	硅径迹探测器 (Silicon Tracking System)
RICH	环形成像切伦科夫探测器 (Ring Imaging Cherenkov)

TRD	穿越辐射探测器 (Transition Radiation Detectors)
MUCH	缪子探测器 (MUon Chamber)
PSD	弹核旁观者探测器 (Projectile Spectator Detector)
mCBM	小规模验证型 CBM (mini-CBM)
mTOF	小规模验证型飞行时间系统 (mini-TOF)
γ	洛伦兹因子
c	光速
p	动量
UrQMD	超相对论量子分子动力学模型 (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics)
DCM-QGMS-SMM	Dubna 级联模型以及夸克胶球弦模型和统计学多碎片模型 (Dubna Cascade Model with the Quark Gluon String Model and the Statistical Multifragmentation Model)

第 1 章 绪论

物质的组成及相互作用一直是物理学研究的重点。在过去的一个世纪里，物理学家们在小至基本粒子、大至整个宇宙的相关研究中取得了诸多进展^[1]。狭义相对论^[2]、广义相对论^[3-5]和量子力学^[6-8]等理论的出现，解释了许多 20 世纪初的实验结果、发展了现代物理学的基本理论框架并预测了许多新现象，一些现象已经在实验上得到了验证。已知的基本作用力共有四种^[9]，分别为引力、电磁相互作用力、弱相互作用力和强相互作用力。其中，除引力外的其它三种基本力在标准模型中实现了理论统一^[10,11]，如图 1.1 所示。基本作用力由媒介子传递，电磁相互作用力由光子传递，弱相互作用力由 W^\pm 和 Z^0 玻色子传递，而强相互作用力则由胶子传递^[12]。引力由广义相对论描述为时空曲率^[13]。参考标准模型，引力子由引力子传递的设想被提出，引力子是假想粒子，科学家们仍在探索引力子是否存在^[14]。标准模型还包含 12 种不同的费米子及其反粒子，可以细分为夸克和轻子。夸克携带色荷，而强相互作用与色荷相关，因此夸克可以通过胶子进行强相互作用。色荷共有三种，分别被标记为红色、绿色和蓝色^[15]。标准模型还包含了 2012 年发现的希格斯玻色子^[16,17]。

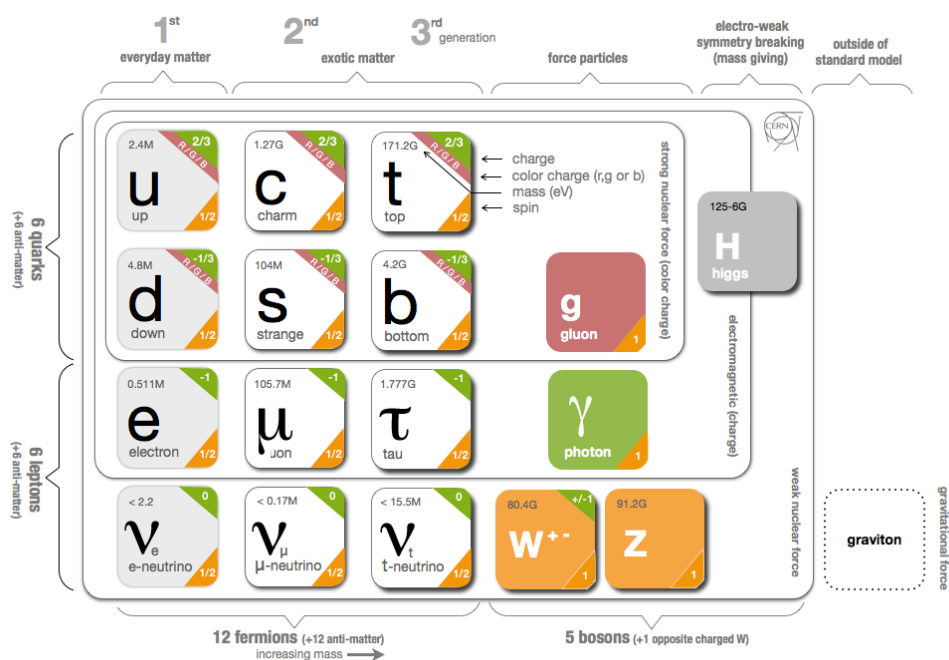


图 1.1 粒子物理学标准模型。图片来自^[18]

1.1 强相互作用物质的相图

当今物理学中仍有许多问题没有解决^[19]，其中一个重要的基本研究是对强相互作用物质相图的探索^[20]。标准模型中描述强相互作用力的规范场论是量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD)，强相互作用物质相图也称作 QCD 相图。正如水在不同的热力学参数下有固、液、气三种不同的状态，QCD 预测核物质在不同的条件下也有不同的状态。图 1.2 展现了强相互作用核物质状态随温度 T 和重子化学势 μ_b 变化而发生的改变。重子化学势代表在原系统中再加入一个重子所需要的能量，反应系统中正、反物质是否平衡。重子化学势越高，表明系统中的净重子数密度越大，再向该系统添加重子所需的能量越高。因而 QCD 相图的横坐标有时也采用净重子数密度 (net baryon density) 来表示^[21]。

在 T 和 μ_b 较小时，强子相中的夸克和胶子无法单独存在，被禁闭在强子内部。格点 QCD 的计算结果表明，在 μ_b 为 0 时，随着温度的升高，强子相迅速平滑过渡到夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP) 这一状态^[22,23]。QGP 中夸克和胶子解禁闭^[24]，可以自由移动。当 μ_b 值增大时，格点 QCD 不再适用^[25,26]，但 QCD 有效理论预测了一级相变的存在，这意味着一级相变线的端点处存在相变的临界点，该临界点对应的 μ_b 不为 0^[27]。QCD 相变临界点的寻找已经吸引了众多物理学家的关注。在中等温度和中等 μ_b 条件下，理论预测强子相和 QGP 之间还存在着 Quarkyonic 相，Quarkyonic 物质同时具有高密重子物质的性质和退禁闭夸克物质的性质^[28]，其手征对称性破缺，但禁闭仍然存在。在温度很低、 μ_b 很大时，弱耦合 QCD 分析表明夸克会形成夸克库珀对，夸克库珀对将凝聚，出现色超导相^[29]。

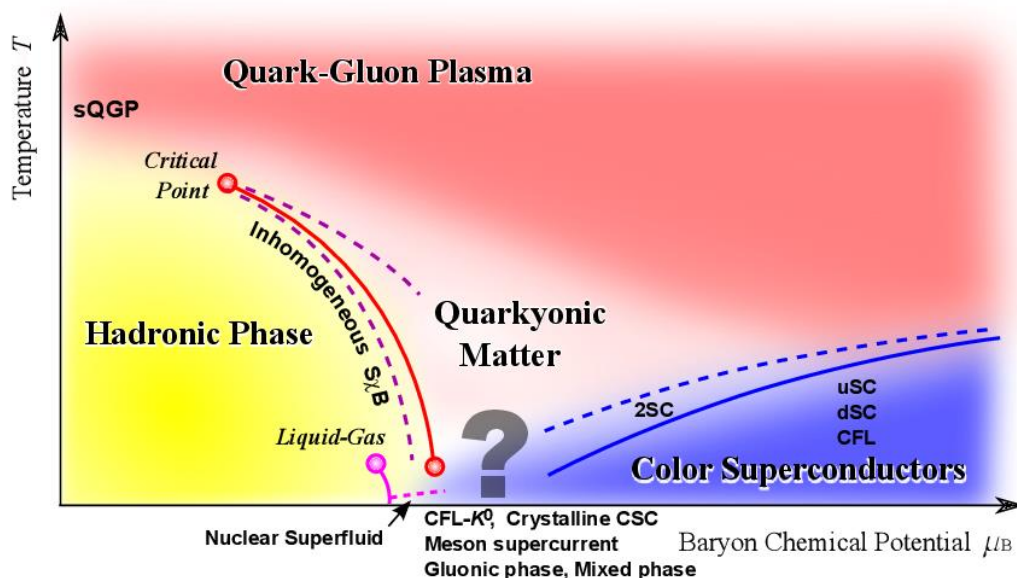
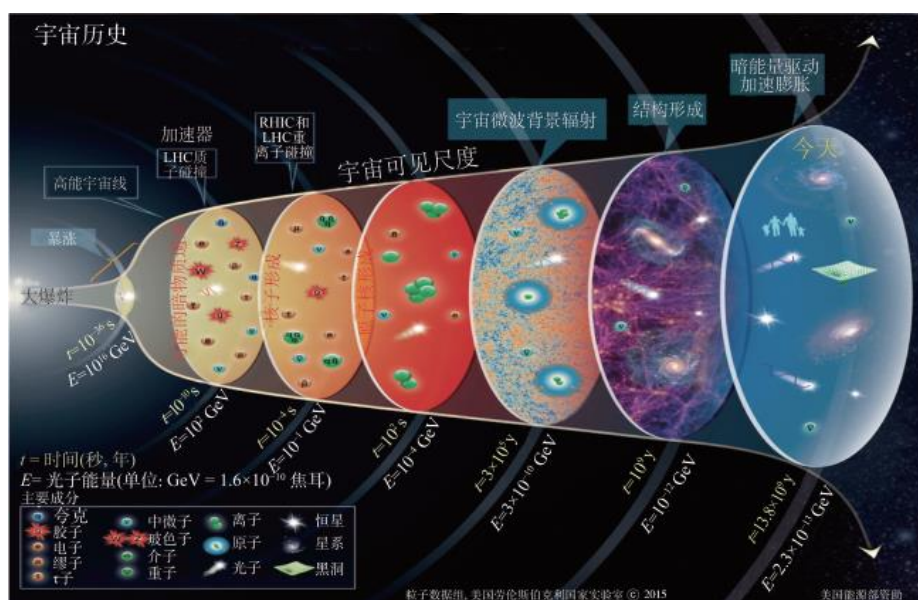


图 1.2 理论预测的 QCD 相图。 μ_b 较小时, 处于强子相的核物质在加热到足够高的温度后会形成 QGP。随着 μ_b 的增大, 会形成叫做 Quarkyonic 物质的中间态。重子化学势非常高的冷核物质将处于色超导相。图片来自^[29]

关于宇宙的起源和早期演化, 目前流行的宇宙学理论是宇宙大爆炸理论。该理论认为宇宙始于大爆炸, 爆炸产生了温度极高和能量密度极高的初始状态, 初始状态的逐渐冷却形成了今天的世界, 如图 1.3 所示。大爆炸后的早期宇宙中充满了热并且解禁闭的 QGP, 这是因为核物质处于高温和高密状态, 单个核子所占空间小于核子的天然体积, 核子相互重叠且碰撞频繁, 不同核子无法相互区分, 在这种情况下, 单个夸克不再和特定的核子相关、不再禁闭在核子内, 夸克和胶子开始在强子间流动, 并最终解禁闭, 实现自由移动, 形成了 QGP^[30]。

图 1.3 宇宙演变过程示意图。图片来自^[31]

μ_b 很大的致密核物质则有可能存在于中子星内部。大质量恒星演化到末期，在自身引力作用下坍塌并产生超新星爆炸。中子星是超新星爆炸可能生成的产物，是目前已知的除黑洞外密度最大的星体。

总之，QCD 相图的研究对理解宇宙的起源和演化过程具有重大意义。

1.2 相对论重离子碰撞实验

目前实验上研究 QCD 相变的唯一方法是相对论重离子碰撞实验。由图 1.2 可知，强相互作用物质相变的实验研究需要通过对物质加热和加压来实现。得益于加速器技术的发展，重离子碰撞实验的开展使 QCD 相变的实验研究成为可能。重离子含有大量由夸克和胶子组成的核子，相对论重离子碰撞实验可以产生高温高密物质，制造出宇宙大爆炸数微秒后的初始状态以及中子星内部可能存在的状态，用于研究宇宙的起源与演变。重离子碰撞实验主要分为两种：对撞机实验和固定靶实验。

1.2.1 对撞机实验

对撞机实验中，相向运动的重离子被加速并发生碰撞。如图 1.4 所示。碰撞前，两个高速重离子在相对论尺缩效应的影响下沿运动方向呈现扁化。它们的中心在垂直于运动方向上的距离为 b ，称为碰撞参数。 b 决定了两个重离子碰撞区域的大小，因而原子核中的核子有的参与碰撞，有的没有参与碰撞。没有参与碰撞的部

分被称为观察者。观察者因为没有参与碰撞而保持着较高的速度且几乎没有发生偏转，其在碰撞发生后的运动方向与其在碰撞前的运动方向相近。而 b 是无法通过直接测量得到的，和 b 相关的可测量物理量是碰撞后的粒子多重数，因而实验中通常对粒子多重数进行观测。

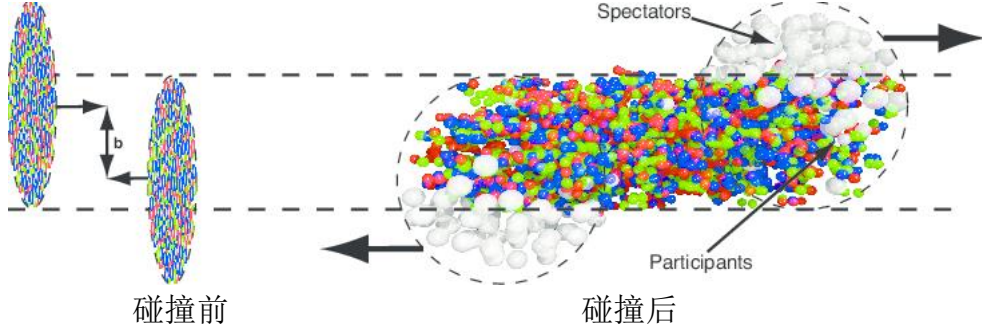


图 1.4 重离子对撞示意图。两个接近于光速的重离子以碰撞参数 b 进行碰撞，左侧是碰撞前的示意图，右侧体现了重离子碰撞后的状态。图片来自^[32]

重离子对撞后在碰撞区域内可产生高温高密物质，该状态被称为“火球”，由于其和宇宙大爆炸后的初期状态相似，也被称为小爆炸（Little Bang）。

重离子对撞后主要依次经历了三个状态：QGP、强子物质态和化学及动力学冻结。首先，参与碰撞的核子在高能碰撞的条件下碎裂，禁闭在核子中的夸克和胶子得到释放。碰撞后很短的时间内，碰撞区域的自由夸克和自由胶子在经历了足够的散射后达到热平衡，火球中的产物过渡到 QGP 相。此后高温高密的火球开始冷却，逐渐到达强子物质相的相边界并开始强子化。重子和介子形成具有频繁弹性碰撞和非弹性碰撞的强子共振气体，激发各种强子共振，形成强子，实现了 QGP 向强子相的过渡。化学冻结是火球演化过程中的一个关键点，此时非弹性碰撞不再发生，因此粒子的组成是固定的。在动力学冻结后，弹性碰撞停止，粒子的动量分布不再改变。

由于 QGP 相到强子相的过渡发生在温度较高的区域，需要高能碰撞才能发生。重离子碰撞的有效能量 E_{cm} 是碰撞在质心系的相互作用能。以同种重离子碰撞为例，设重离子的静止质量为 m_0 ，对于运动的重离子， γ 为洛伦兹因子， c 为光速，能量为 E ，动能为 E_{beam} 。当粒子的动能 E_{beam} 远大于粒子的静止能量时，在对撞机实验中有，

$$E_{cm} = 2E = 2\gamma m_0 c^2 \approx 2E_{beam} \quad (1-1)$$

在固定靶实验中，

$$E_{cm} = \sqrt{2m_0^2 c^4 + 2Em_0 c^2} = \sqrt{2}m_0 c^2 \cdot (1 + \gamma)^{\frac{1}{2}} \approx \sqrt{2E_{beam} m_0 c^2} \quad (1-2)$$

由式 (1-1) 和式 (1-2) [33] 可得在碰撞能量较高的条件下, 对撞机实验中 E_{cm} 随 E_{beam} 线性增长, 而固定靶实验中 E_{cm} 与 E_{beam} 成 1/2 次方关系, E_{cm} 随 E_{beam} 的增加而缓慢增长[34]。在重离子束流能量相同的条件下, 对撞机实验中碰撞的有效能量更高, 能够产生更多新粒子, 因而宇宙早期状态对应的高能区域 QCD 相图研究主要采用重离子对撞机实验。

对撞机实验中, 束流是不连续的, 而是以束团的形式发射。对撞机的一个缺点是碰撞频率 R 比较低[35],

$$R = \sigma L \quad (1-3)$$

因而重离子对撞机实验对稀有粒子的探测精度受限, 上式中 σ 是反应截面, L 是束流碰撞时对应的亮度, 单位为 $cm^{-2} \cdot s^{-1}$,

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A} \quad (1-4)$$

其中 f 是粒子在加速器中的回旋频率, N_1 和 N_2 分别是两个对撞束团中的粒子数, n 是加速器环中碰撞束团的个数, A 是对撞时的束团截面积[35]。式 (1-3) 表明, 对撞机实验的碰撞频率受亮度影响, 提高碰撞频率则需要提高亮度。结合 (1-4) 可知, 提高碰撞频率需要减小束团面积、提高回旋频率、增加加速器环中的束团个数以及增加束团中的粒子数, 但通过提高亮度来提高碰撞频率的效果有限。此外, 由于束团聚焦程度有限、高碰撞频率对撞需要束流由稳定粒子构成以及束流管道也需要高度真空以防止束流和空气产生相互作用, 提高对撞机的碰撞频率对实验装置也有更高的要求。综上, 对撞机实验碰撞频率的提高有诸多限制与挑战。

高能重离子对撞的另一个特征是净重子密度较低。该碰撞条件下生成的众多 $q \bar{q}$ 对强子化成不同的介子、重子 B 和反重子 \bar{B} , 它们的数量大大超过入射核子的数量, 对火球的净重子密度起到决定性作用。其中介子的净重子密度是 0, 而 B 和 \bar{B} 的数量相近, 因此高能对撞产生的火球的净重子密度较低, 高能对撞机实验更适于研究 QCD 相图中净重子密度不大但温度非常高的区域。

1.2.2 固定靶实验

中子星内致密结构对应相图中的高密区域, 相关研究则主要采用固定靶实验。固定靶实验可以实现较高的碰撞频率 R [36],

$$R = \Phi n \sigma x \quad (1-5)$$

其中 Φ 是入射粒子的束流强度, 即每秒入射的粒子数, n 是固定靶中原子核的密度; σ 是反应截面, x 是靶的厚度。因而相较于对撞机实验, 提高束流强度以及增加固定靶的厚度都可以简便有效地提高固定靶实验的碰撞频率。虽然固定靶实验的碰撞频率会受到粒子在靶中的多重散射和束流特征等因素的影响, 但是固定靶实验

仍可以制造出碰撞频率远高于对撞机实验碰撞频率的碰撞条件，实现对稀有事例的精确测量。

固定靶实验主要产生前向粒子，探测器所需覆盖的立体角较小^[37]，相比之下，对撞机实验则需要采用相对对称的探测器以覆盖更大的立体角范围。

在入射离子能量相同的条件下，固定靶实验中碰撞对应的有效能量比对撞机实验相应的有效能量小，因而固定靶实验中新产生的粒子数量较少，并且入射原子核在碰撞过程中得到很大程度的阻止，使得固定靶实验碰撞后的产物净重子密度高，因而固定靶实验更适用于研究高净重子密度和中等温度条件下的 QCD 相变。

1.2.3 QCD相图实验研究现状

在重离子碰撞实验中，可以通过改变碰撞能量、碰撞离子的种类以及碰撞参数 b 对 QCD 相图中不同温度和不同密度的相应区域开展研究。如 1.1 节所述，理论预测给出了 QCD 相图中可能存在的相并预测了相变边界和临界点的存在。零重子化学势下 QGP 相至强子相平滑过渡温度的理论预测值约为 156 MeV。晶格 QCD 目前的计算结果显示相变临界点的位置可能不在 $\mu_b/T \leq 2$ 的范围内^[38]。这些理论上的预测还需要利用实验上准确的测量结果进行验证，因而 QCD 相变相关理论研究不断发展的同时，相关的实验研究也在大量开展。

目前世界上已经有许多实验致力于极端条件下核物质性质的研究。20 世纪 70 年代，科研人员开始尝试通过重离子碰撞研究核物质的性质^[39]。随后劳伦斯伯克利国家实验室 LBL 中的高能同步重离子加速器 BEVALAC 和德国重离子研究中心 GSI 中磁刚度为 18 T·m 的重离子同步加速器 SIS18 都开展了 QCD 相关的研究^[40, 41]，在 20 世纪末观测到了质子的集体流。紧接着，布鲁克海文国家实验室 BNL 上的交变梯度加速器 AGS^[42]和欧洲核子中心 CERN 的超级质子同步加速器 SPS 也对 QGP 开展了相应研究，实验结果验证了一些理论预测。SPS 最高能量下的重离子碰撞结果基本验证了 QGP 相的存在^[43]。BNL 上的相对论重离子加速器 RHIC 对 QGP 的进一步研究观测到了大椭圆流^[42]，该观测后面也被大型强子对撞机 LHC 上的实验验证^[44]。从 AGS 到 SPS，再到 RHIC 以及 LHC，重离子碰撞中离子束流的能量有了显著的增加。

实验上，强相互作用物质相变的研究主要有两个方向，一个是碰撞能量的提高，另一个方向是净重子数密度的提高^[45]。从 AGS 到 LHC，人们不断研究更高能量下的核物质。CERN 的 LHC 和 BNL 的 RHIC 提供了大量 QCD 相图中高能低净重子密度区域的实验结果。

在高净重子密度方向，AGS 和低能区域的 SPS 首先进行了相应研究，但是受

限于当时的探测技术，只能对产额较高的强子进行测量^[46]；SPS 上的 NA61/SHINE 实验仍在进行一级相变的相关测量，但是碰撞频率仅有 80 Hz；RHIC 上的螺线管径迹探测器 STAR 进行了二期能量扫描以提高数据显著性，但是束流能量低于 8 GeV 后，碰撞频率仅有几赫兹。而高净重子密度区域相应研究所需的碰撞能量低，以上实验无法在能量低于 10 AGeV 的条件下运行，但高净重子密度区域相应的实验已逐步开展。SIS18 上的高接受度双电子谱仪实验 HADES、RHIC 上的固定靶实验以及未来反质子离子研究装置（Facility for Antiproton and Ion Research, FAIR）上的压缩重子实验（Compressed Baryonic Matter, CBM）、重离子超导同步加速器 NICA 上的多功能探测器 MPD、日本质子加速器研究装置 J-PARC 上的偶极强子谱仪和双缪子谱仪和中国兰州的外靶实验 CEE 都将研究 QCD 相图中净重子数密度较高的区域。

图 1.5 展示了 QCD 相变研究相关的部分实验以及各实验相应的研究区域。这些实验分别对 QCD 相图的各个区域进行研究以实现 QCD 相图的全面理解。

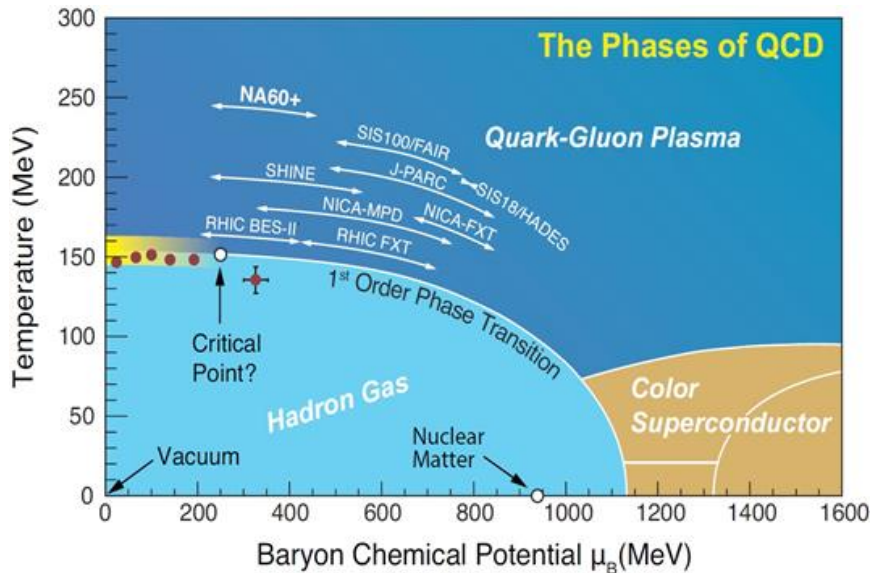


图 1.5 QCD 相变研究的相关实验以及各实验的研究区域，图片来自^[47]

目前已有的实验结果主要集中在 QCD 相图的高能低净重子密度区域。RHIC 上的实验^[48, 49]以及 LHC 上的实验^[50, 51]对高温低净重子密度区域进行了详细的研究^[52]。RHIC 的测量结果表明了 QGP 存在的可能性，RHIC 的一期能量扫描 BES-I 结果预示着临界点或状态方程的存在。目前已有的实验结果进一步激发了物理学家对相变临界点探索的热情，凸显了高净重子密度区域实验研究的开展对于全面探索 QCD 相图的重要性。

1.3 FAIR 上的实验与研究目标

FAIR 是即将建立在德国重离子研究中心 GSI 的大型加速器装置^[53]，它将成为世界上最大的实验装置之一，支持多项研究，包括强子物理、核结构、天体物理、原子物理、等离子体物理、材料和辐射生物物理学等领域的相关研究^[54]。不同于 LHC 和 SPS 能量高的特点^[55]，FAIR 的特点是重离子束流强度高。它可以在实验室中制造出高密核物质，用于研究中子星内部致密物质的性质，探索宇宙从大爆炸到现今世界的演变过程。图 1.6 为 FAIR 的示意图。图中蓝色部分为 GSI 现有的加速器装置，主要包括直线加速器（UNiversal Linear Accelerator, UNILAC）、SIS18 和重离子储存环 ESR。图中红色部分为 FAIR 相关的装置，包括磁刚度为 $100\text{T}\cdot\text{m}$ 的同步加速器 SIS100、反质子分离器和超导碎片分离器（Super-conducting Fragment Separator, Super-FRS）、收集环（The Collector Ring, CR）和高能储存环（High-Energy Storage Ring, HESR）^[56]。

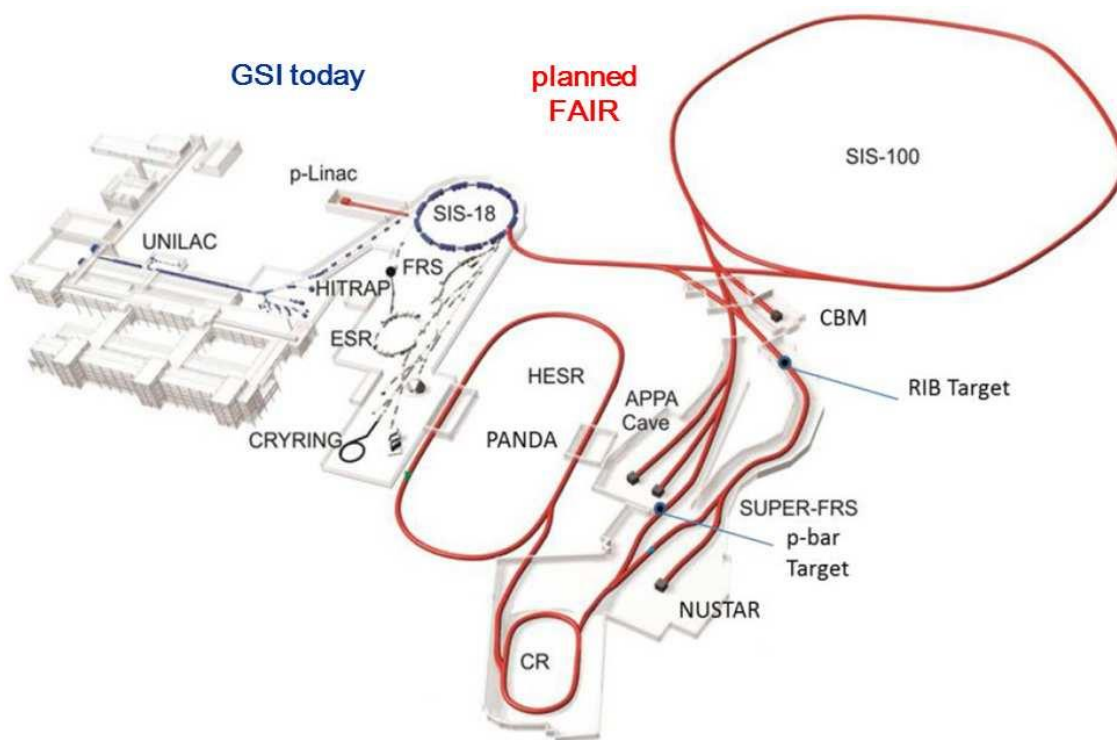


图 1.6 FAIR 装置示意图。SIS100 同步加速器可提供不同的离子束流。图片来自^[57]

GSI 已有的加速器会用作 FAIR 的初级加速装置。长度为 120m 的 UNILAC 将粒子的速度加速至光速的 20% 后，周长 216m 的 SIS18 环形加速器将粒子的速度进一步提升至光速的 90% 。再次加速后的离子可经 SIS18 注入到 SIS100。

SIS100 加速器是 FAIR 装置的核心，位于地下 17m 处，周长约为 1.1km 。它能够提供从质子至铀离子之间各种不同种类的初级离子束流，并将离子加速到约

99%的光速。束流的路径通过液氦冷却的低温超导磁铁进行控制。SIS100 产生的束流涵盖不同的束流强度和束流能量，可以提供束流强度为 $10^{13}/s$ 的反质子束流和束流强度为 $10^9/s$ 的金离子束流等。SIS100 发射的束流可以直接用于实验，或用于生成其它粒子。

初级离子束流可以以单个压缩短束的方式被快速提取到 Super-FRS，Super-FRS 可以在几百纳秒的时间内将初级束流中的稀有同位素分离出来，用于研究短寿命核。根据不同的实验目标，也可以将初级束流缓慢地提取到 Super-FRS，用于产生特定的放射性次级束流。。

CR 与 SIS100 和 Super-FRS 相连，储存离子束流。收集环中绕行的离子也可用于开展一些实验。CR 中预冷的次级束流接着可以被转移到 HESR，使束流积累并加速，反质子的能量可以被加速至 15 GeV，重离子的能量可以被加速至 5-6 GeV/u。HESR 也可以存储和冷却 SIS100 经由 CR 直接注入的稳定高电荷重离子束流，用于原子物理、核物理和基础物理的精密研究，例如检验强电磁场下的量子电动力学。

SIS18 上还会添加一个质子直线加速器，用于向 SIS18 提供高强度束流。

FAIR 项目于 2017 年开启建设，首先开始了挖掘工作；2018 年完成了 SIS 隧道和 CBM 建筑的招标并开始进行建设。计划在 2022 年完成包括 CBM 实验大厅在内的所有建筑相关的工作，并于 2028 年完成整个装置的建设并开始运行在 SIS100 上运行，图 1.7 为正在建设中的 FAIR。



图 1.7 正在建设中的 FAIR。SIS100 的隧道已经完成并已被覆盖。图片来自^[58]

FAIR 上有四大实验：研究核结构、天体物理学和核反应的实验（NUclear STructure, Astrophysics and Reactions, NUSTAR）、压缩重子物质实验 CBM、高能反质子物理实验（antiProton ANihilation in DArmstadt, PANDA）、研究原子和等离子体物理与应用的实验（Atomic, Plasma Physics and Applications, APPA）。各实验的大体位置见图 1.6。FAIR 可以开展众多研究包括稀有短寿命放射性核奇异强子态的研究、大型行星和恒星爆炸后高温高压下物质状态变化的研究、致密强子物质向夸克物质转变的研究、检验强电磁场条件下的量子电动力学等。

1.3.1 NUSTAR实验

NUSTAR 主要研究核结构、天体物理学以及核反应相关的研究领域^[59]。宇宙大爆炸产生了大量的氢元素、许多次轻元素氦，以及最轻的金属锂；太阳及其他行星发光聚变，氢元素原子核聚变成更重的元素，生成化学元素周期表第 26 位铁元素及铁元素前的元素。更重的元素如金和铅等是由恒星爆炸包括超新星爆炸和中子星合并等过程产生的，达 70 多种，包含许多构成人体的元素。因而研究行星首先需要了解原子核。

NUSTAR 科学家们的目标是研究奇异原子核的特性。为此，他们正在建立多个实验站，这些实验的关键仪器是 Super-FRS。奇异原子核极为罕见，可产生于重离子打靶碰撞瞬间生成裂变碎片的过程中，Super-FRS 可以帮助寻找奇异原子核。Super-FRS 有 100 多米长，在重达数吨的磁铁的帮助下，该系统将根据原子核的电荷和质量对奇异原子核进行分类。这将使科学家们能够准确地挑选他们想要研究的奇异原子核。奇异原子核的研究主要包括奇异原子核的寿命、形状和内部结构等特性的研究。这些属性是理解恒星内部元素形成原因的关键信息，提供对物质结构和行为的全新见解。

1.3.2 PANDA实验

PANDA 实验将是 FAIR 的关键实验之一，拟围绕弱力、强力、奇异物质状态和强子结构等基础物理开展研究^[60, 61]。强子物理学中，质子和中子都是由夸克构成的强子，夸克受胶子传递的强力约束。强相互作用力在两个夸克之间的力在夸克距离很近时较小，如果试图分离夸克-反夸克对，胶子场的能量会越来越大，直到可以创建新的夸克-反夸克对。现代物理学一个挑战是对该现象的定量理解。

强子物理学的另一个难题是强子质量的起源。大部分核子质量是由限制在核子中的夸克的动能和相互作用能产生的。物理学家认为，利用高能反质子和离子束的新实验将有助于理解强子质量的产生。为了从反质子-质子碰撞中收集所有必要的

信息, PANDA 需能提供精确的径迹重建、能量测量、动量测量以及带电粒子的鉴别。

1.3.3 APPA实验

APPA 实验的研究范围包括研究原子中的基本过程、材料或组织的宏观效应, 并延申至工程和医学应用^[62]。

医学应用方面, 离子治疗是一个重要的研究方向, 致力于对病灶位置的精准放疗, 在治疗癌症的同时减少对健康组织的伤害, 重离子实验是相关研究的重要平台。

原子物理学方面, QED 描述了与磁和电有关的所有现象, 包括电子在电子壳层中的行为, APPA 将对 QED 进行测试。

等离子体物理方面, 宇宙中 99% 的可见物质是自由离子和电子的混合物。科学家将这种状态称为等离子体。例如, 当物质非常热时, 原子核就不能再在其电子壳中保持电子, 就会产生等离子体。太阳等恒星便由等离子体组成; 等离子也存在于闪电和蜡烛火焰中。APPA 实验也将制造出与行星内部等离子体相似的致密等离子体, 并展开相关研究。等离子体相关研究的结果对于许多实际应用有重大意义。等离子体在材料加工、表面清洁和微型电子元件的生产中发挥重要作用。激光产生的等离子体也正在为未来粒子加速器提供新的技术。

1.3.4 CBM实验

CBM 实验是重离子打靶实验, SIS100 提供的 $10^9/s$ 高强度束流打在固定靶上可以实现该实验的最高碰撞频率 10 MHz。CBM 主要进行 QCD 相图相关的研究。NICA 等实验由于碰撞频率有限, 主要研究产额较多的粒子。而一些反应截面较小或者分支比较小稀有粒子对于相变研究非常重要, CBM 高碰撞频率的特点使其可以通过碰撞产生高密高温火球, 提供对火球内部致密状态中稀有粒子^[63]的探测。本研究基于 CBM 实验, 将在下一节对 CBM 进行具体介绍。

1.4 CBM实验介绍

固定靶实验 CBM 将在 SIS100 加速器上运行。CBM 的最高碰撞频率为 10 MHz, 碰撞频率的提高将提高实验结果的精度。当金核与金核等重离子以其在 SIS100 上的最高能量进行 10 MHz 碰撞时, 离子被压缩, 其密度将达到普通核物质密度的 8 倍左右, 状态类似于中子星的内核。因此可以利用 CBM 实验实现压缩核物质性质的研究。但是碰撞产生的高温高密环境会在很短的时间内迅速冷却, 因此人们只能通过测量入射到探测器的反应产物实

现对高温高密物质的研究。

1.4.1 CBM的研究目标与挑战

CBM 主要研究高净重子数密度区域的 QCD 相变，具体研究内容包括：中子星内部致密物质的状态方程、QCD 一级相变、手征对称性破坏和 QCD 物质的奇异态等。CBM 探测器旨在对强子的集体行为以及稀有粒子进行高精度测量。

高精度测量需要高碰撞频率，图 1.8 为世界上各重离子实验碰撞频率的范围，碰撞频率可达 10 MHz 的 CBM 将成世界上碰撞频率最高的实验，因而 CBM 面临诸多挑战，需要高计数率探测器、耐辐照的前端电子学、快速的数据读出系统、有效的数据分析方法（事件重建和数据快速挑选算法）和用于大量数据分析的高性能计算机集群。数据获取方面，由于硬件触发不适用于高碰撞频率实验，为了全面收集实验数据，CBM 将采用无触发的自由流数据获取系统。无触发模式将产生大量数据，CBM 实验的数据传输速度要求为 2 T/s。数据处理方面，CBM 将使用位于 GSI 的高性能计算机群组（High Performance Computing, HPC）进行数据处理，在线进行事件重建和筛选，并对数据进行时间和空间上的 4D 径迹重建^[64]。

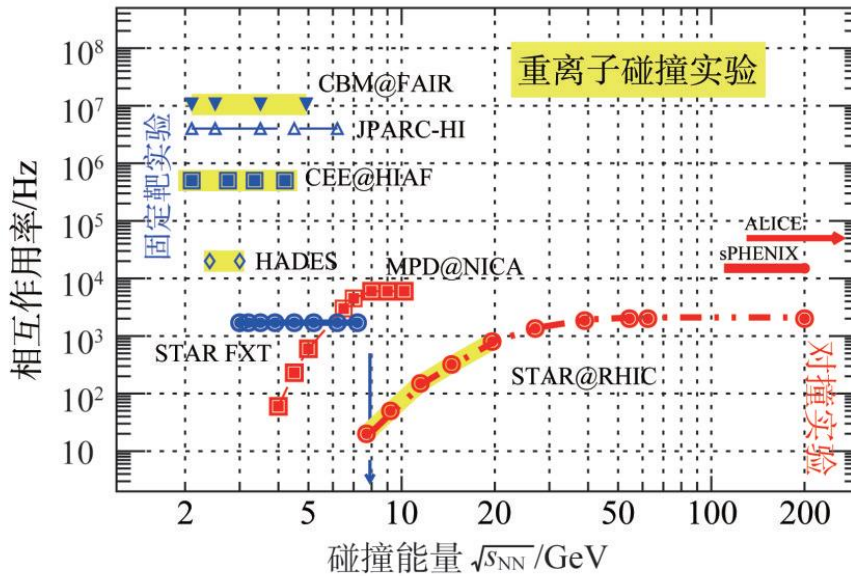


图 1.8 各重离子碰撞实验的碰撞能量和碰撞频率。图片来自^[31]

1.4.2 CBM实验的探测器组成

CBM 实验中的探测器包括微顶点探测器（Micro-Vertex Detector, MVD）^[65]、硅径迹探测器（Silicon Tracking System, STS）^[66,67]、环形成像切伦科

夫探测器 (Ring Imaging Cherenkov, RICH)^[68]、缪子探测器 (Muon Chamber, MUCH)、穿越辐射探测器 (Transition Radiation Detector, TRD)^[69]、飞行时间谱仪 (Time Of Flight system, TOF) 和弹核旁观者探测器 (Projectile Spectator Detector, PSD)。图 1.9 为 CBM 实验大厅中实验装置的三维示意图。束流将从图中左侧打入实验装置。位于磁铁前方的探测器为 HADES 实验的探测器系统。在进行 HADES 实验时, 束流会在 HADES 实验后截止, 不会进入 CBM 实验。在 CBM 进行运行时, CBM 磁铁前的束流倾倒装置会被移出, 束流经由 HADES 进入 CBM 实验^[70]。STS 和 MVD 探测器位于磁铁中。

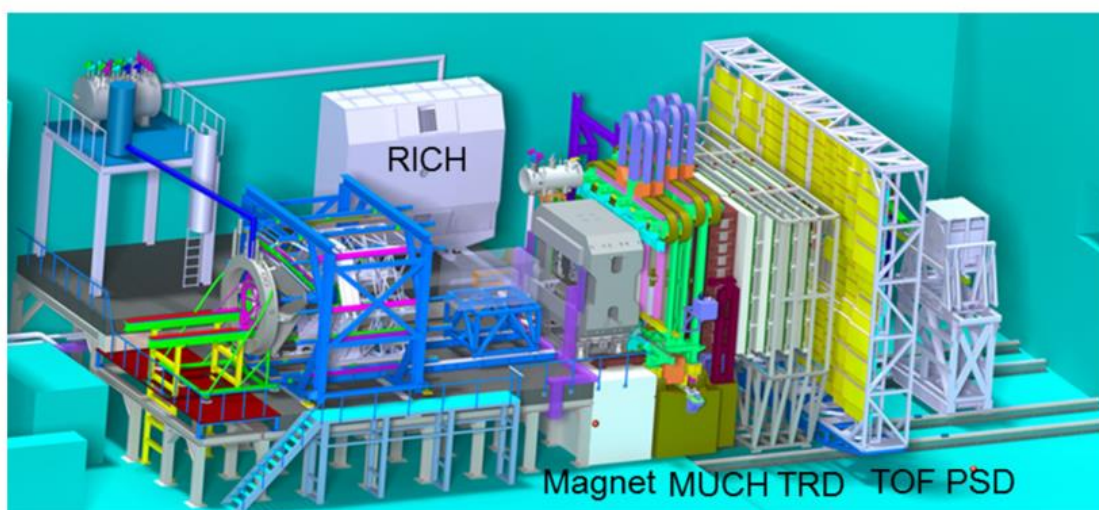


图 1.9 CBM 实验大厅示意图。在电子鉴别实验装置中, MUCH 将由旁边的 RICH 取代。图片来自^[70]

MVD 探测器是离碰撞点最近的探测器, 由四层空间分辨率约为 $5\text{ }\mu\text{m}$ 的硅单片有源像素传感器构成, 可对粒子在探测器上的位置进行高精度测量, 进而实现次级衰变顶点高精度位置信息的确立。碰撞的靶点位于磁铁内, 为了获取较高的顶点分辨率, MVD 将被放置于磁铁内, 位于靶点下游 5 cm 至 20 cm 处的真空环境中。

STS 探测器覆盖 2.5° 至 25° 的极角范围。它位于 CBM 磁铁的内部, 通过其良好的定位能力测量粒子在磁场中的偏转曲率, 用于径迹重建并计算带电粒子的动量, 其动量分辨要达到 1% 左右。为了实现动量的精准测量, 要减小探测器的物质量对粒子能量的影响, 因而 STS 由低质量的硅微条探测器构成, 电子学主要置于探测区域的外围, 支撑架也采用了轻质量材料。STS 在磁铁内部, 位于靶点下游 30 cm 至 100 cm 处^[71]。

RICH 探测器主要由气体辐射体、聚焦镜和光子探测器构成，主要用于电子的鉴别，在 $10 \text{ GeV}/c$ 的动量范围内区分正负电子和 π 介子^[72, 73]。RICH 的测量原理为切伦科夫效应，当粒子在介质中的速度超过光在该介质中的速度时，受激原子或分子退激发出的紫外光子会形成锥形切伦科夫辐射。在 RICH 内部，切伦科夫光锥被聚焦镜反射到位置敏感的光子探测器，以获取重建光环的数据。

MUCH 探测器通过吸收体衰减的方法对 CBM 实验中的缪子进行测量。MUCH 探测器由 6 个吸收体和 18 个气体径迹探测器构成。气体探测器 3 个一组分别放置于每层吸收体的后面。第一层吸收体位于磁铁内部，材料为 60 厘米厚的非磁性碳，后置的吸收体则采用了厚度分别为 20 cm、20 cm、30 cm、35 cm 和 100 cm 的铁板。CBM 中的高频碰撞将生成大量粒子并形成高计数率环境，使得低动量缪子的鉴别尤其具有挑战性。为此 MUCH 探测器的结构将根据束流的能量而调整。在 SIS100 上 4-6 AGeV 低能离子碰撞中，MUCH 将由碳吸收体和两个 20 cm 厚的铁板构成 3 层吸收体，用于测量轻矢量介子（Low Mass Vector Meson, LMVM）；8-14 AGeV 的中能离子碰撞中，在低能 MUCH 装置中加入一层 30 cm 厚的铁板构成 4 层吸收体；SIS100 上质子和离子以最高能量碰撞的条件下，再在 MUCH 中加入一块厚度为 100 cm 的铁板构成 4 层吸收体。MUCH 探测器的径迹测量依据粒子计数率在空间上的分布，采用了多种探测技术。MUCH 前两层径迹探测器平面由气体电子倍增探测器构成^[74]，应对 $3 \text{ MHz}/\text{cm}^2$ 的计数率环境。MUCH 后部计数率要求较低处的径迹探测将采用 RPC 技术。

TRD 探测器可以通过能损鉴别轻核，并用作径迹探测器，此外，可以鉴别电子，对 RICH 无法覆盖的高动量区域进行补充。该探测器基于穿越辐射效应，在极端相对论区，当带电粒子越过介电常数不同的两种介质的交界面时会发出辐射。穿越辐射的能量与入射粒子的洛伦兹因子 γ 正相关^[75]。当粒子速度极高时，不同粒子的飞行时间差异将变得不明显，而 γ 的差异更加显著。在动量相同的条件下，电子产生的穿越辐射总能量高于其它带电粒子产生的穿越辐射总能量，因而可通过测量穿越辐射鉴别电子。CBM-TRD 目前由三个探测模块构成，每个探测模块各包含一个辐射体和一个光子探测器。当粒子穿过辐射体并产生穿越辐射后，由多丝正比室构成的光子探测器将对穿越辐射光子进行探测^[76]。

TOF 探测器具有百 ps 量级的时间分辨，TOF 所测的粒子到达时间结合 STS 的动量测量结果可实现对带电强子的鉴别。由于多气隙阻性板室 (Multi-

gap Resistive Plate Chamber, MRPC) 探测效率可高于 95%、时间分辨好于 80 ps, 并且成本合理、适用于大面积探测器的建造, TOF 将采用 MRPC 探测器搭建。实验要求 TOF 能够提供动量在 3.5 GeV/c 范围内 K 介子和 π 介子的鉴别, 以及动量在 6 GeV/c 范围内质子和 K 介子的鉴别。CBM-TOF 为本文的研究对象, 将在下一章节对 MRPC 进行详细介绍。

PSD 是一个完全补偿的模块化分段强子量能器, 由铅和闪烁体构成, 位于靶下游 10-15 m 处。PSD 将测量碰撞过程中没有参与反应的部分 (旁观者), 用于确定 CBM 实验中离子碰撞的中心性和反应平面。反应平面由碰撞参数 b 以及束流的方向决定, 对于各项异性集体流等物理测量很重要。PSD 所能承受的碰撞频率峰值为 1 MHz。

1.4.3 CBM 实验读出系统设计

CBM 的许多物理研究都基于稀有事例的测量, 为了能够获取足量的数据, CBM 实验需要能够在重离子碰撞频率为 10 MHz 的条件下运行。碰撞将产生大量带电粒子, 要求数据传输速率快, 所需带宽最高可达 2 TB/s。CBM 实验数据传输过程如图 1.10 所示。众多高能物理实验的数据获取采用硬件触发的方式。触发实验中, 电子学保存一段时间内 (一般约为 μ s 量级) 的数据并等待触发信号, 若有触发, 则将该选中事例的相关数据存储为待分析的原始数据或将触发信号传递到下一阶段的高级触发^[64]。由于 CBM 实验碰撞频率较高, 多重径迹环境下无法采用稀有粒子 (如多奇异超子或双轻子等) 信号作为硬件触发^[77], CBM 合作组开发了无触发的自由流数据读出和数据获取系统。无触发的前端电子学给每个探测器响应一个时间戳后, 来自所有子系统的原始数据经过电子学系统的数字化等预处理后形成按时间排序的时间条数据, 该时间条包含大约毫秒时长内的实验数据。

含有通用读出接口 (Common Readout Interface, CRI) 的输入节点服务器和计算节点上运行的 FLESnet 软件将时间微条数据进一步整合形成包含数毫秒内实验数据的时间条 (time-slices) 数据, 时间条数据通过智能交换机被传送至计算节点。各时间条在计算节点上的数据处理相互独立, 实现在计算节点上时间条层面上的初步并行计算。时间条的持续时长按照计算节点的硬件结构而定。

由于数据量大, 在将所有原始数据存储前将利用一级事件选择 (First Level Event Selection, FLES) 对数据进行在线分析 (选择原始数据中的一部分进行分析) 和筛选 (软件触发)。在线分析会在径迹和事件层面上部分重建原始数据, 筛选出的感兴趣事件将被存储到位于 GSI 的 HPC 中供离线物理分析, 以此减小数据的存储量。最小偏差数据获取过程中, 所有原始数据不经处理, 直接保存。数据量较大

时，软件触发决定事件的保留或舍弃。此外，可以采取多级触发使得数据量不断减小。

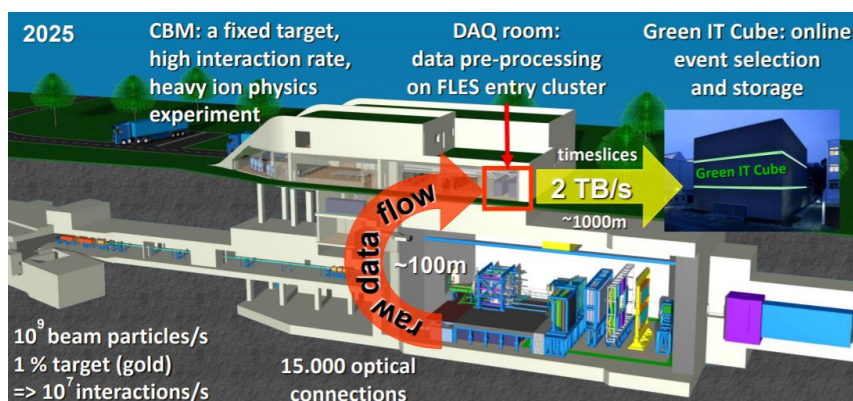


图 1.10 CBM 数据传输流程示意图。图片来自^[78]

1.5 课题主要研究内容和研究意义

重离子碰撞实验是研究高温高密核物质的重要方式，研究结果将帮助人们理解宇宙的起源和演变过程以及中子星内部致密物质的性质。CBM 是建立在德国 GSI 的高碰撞频率无触发重离子碰撞实验，对于理解强相互作用的本质具有重大意义。该实验最高碰撞频率为 10 MHz，是目前已知实验中碰撞频率最高的实验，对这对探测器的计数率能力、无触发数据的传输与分析提出了挑战性的要求。CBM 中的强子鉴别将采用飞行时间法，相应的飞行时间谱仪由 MRPC 建造，而普通浮法玻璃 MRPC 由于计数率有限，无法满足 CBM 对 TOF 谱仪的要求，因而能够满足 CBM-TOF 设计要求的高计数率 MRPC 成为 CBM-TOF 的关键技术。

基于低阻玻璃的高计数率 MRPC 为 CBM-TOF 的建设提供了解决方案。本课题组研制的高计数率 MRPC2 将用于 CBM-TOF 外墙的搭建。随着 CBM 实验相关研究的推进，目前各子探测器系统的设计趋于完善，考虑到模拟 CBM-TOF 在整体装置中所受计数率水平的必要性，本文结合 CBM 各子探测器系统的最新设计对 CBM 测量不同物理量的各实验装置相应实验环境的进行了模拟，以获取 TOF 的计数率环境及相应设计要求用于开展 TOF 设计相关的研究，得到合适的 TOF 设计方案，并对 MRPC2 在 CBM-TOF 上应用的可行性进行验证，为 CBM-TOF 的成功运行提供了理论基础。

实验上，首先利用宇宙线测试对 MRPC2 在小规模验证型 CBM (mini-CBM, mCBM) 实验和 STAR 实验中不同工作气体的性能开展了研究，对探测器运行的可行性进行验证，从而为 MRPC2 的应用提供参考，推动 MRPC2

为实验应用的批量生产。

为实现 CBM 实验中其他各装置的全面测试、研究及应用, 包括 MRPC2 应用于 CBM-TOF 中的相关研究, 大型 CBM 实验设计的小型验证实验装置 mCBM 被搭建。mCBM 和 CBM 同为固定靶实验, 碰撞频率可高达 10 MHz, 并采用 CBM 实验相同的探测器单元、电子学、数据获取方式等。mCBM 中小规模验证型飞行时间谱仪 (mini-TOF, mTOF) 由 MRPC2 构成。本文通过模拟实现了对 mTOF 实验装置的设计、径迹分析法的研究与验证, 并通过重离子碰撞实验研究了 MRPC2 的性能及其在 mCBM 实验中的应用, 为 CBM-TOF 在 CBM 实验中成功应用奠定了实验基础。

目前低阻高计数率 MRPC 可以满足 CBM 的应用, 但是高计数率 MRPC 的面积受限于低阻玻璃最大固有面积, 为了拓宽高计数率 MRPC 的应用范围, 本文对高计数率 MRPC 进行了进一步研究, 设计并研制了密封拼接高计数率 MRPC, 以突破高计数率 MRPC 面积限制的同时, 减少气室体积, 利于减少温室气体的使用与排放, 确保探测器的长期稳定运行, 扩大了高计数率 MRPC 的适用范围。

1.6 论文结构和安排

本研究围绕高计数率 MRPC2 开展, 该 MRPC 专为 CBM 实验设计, 为实现其在 CBM-TOF 中的应用, 采用模拟和实验相结合的方法首先研究了 CBM-TOF 的设计并研究了该 MRPC 在 mCBM 中的应用, 随后为扩展低阻玻璃高计数率 MRPC 的应用, 对低阻玻璃 MRPC 的密封和拼接技术开展了研究, 成功研制了大面积密闭式低阻玻璃 MRPC 探测器论文安排如下:

第一章介绍了强相互作用物质研究的重要性以及相应的研究手段: 重离子碰撞实验。对目前正建设的 FAIR 加速器进行了介绍, 并重点介绍了高碰撞频率实验 CBM。

第二章为 CBM-TOF 的设计与验证。CBM-TOF 是强子鉴别所需的重要谱仪, 采用 MRPC 进行建造, 本文通过模拟得到了 TOF 在 CBM 完整实验装置中的实验条件, 完成了 CBM-TOF 的设计与验证, 从模拟上验证了高计数率 MRPC2 应用于 CBM-TOF 的可行性。

第三章通过模拟分析了 mCBM 的实验条件, 验证了 mCBM 可以实现与 CBM 相当的实验环境, 利用模拟数据研究、设计和验证了 mTOF 的分析方法。

第四章介绍了 mCBM 束流实验装置, 从 mCBM 实验中得到了 MRPC2 结

合自触发电子学在全灵敏面积受照射条件下的性能。

第五章详细阐述了密封拼接高计数率 MRPC 的研究背景、设计与研制，并通过宇宙线测试对其进行了性能研究，实验上证明了密封拼接高计数率 MRPC 的可行性。

第 2 章 CBM-TOF 系统的设计

2.1 飞行时间法粒子鉴别

QCD 相变研究需要对重离子碰撞后产生的粒子进行鉴别，而通过质量和电荷可以确定粒子的种类。由于碰撞后的产物不稳定，很有可能在到达探测器前已经发生衰变，对于这些产物的鉴定需通过其衰变产物的鉴别和径迹重建来进行分析。由于粒子的静止质量 m_0 无法直接测量，CBM 实验中采用飞行时间法进行强子鉴别。TOF 探测器可以测量粒子的飞行时间，进而得到粒子的飞行速度：

$$\beta c = \frac{L}{t_{TOF}} \quad (2-1)$$

其中， c 是光速， L 是粒子的飞行距离， t_{TOF} 是粒子的飞行时间。而粒子的动量 p 和电荷可以由主径迹探测器通过粒子在磁场中的偏转而测得，

$$p = m_0 \gamma \beta c \quad (2-2)$$

通过 (2-1) 和 (2-2) 可以求得粒子的质量：

$$m_0 = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t_{TOF}^2}{L^2} - 1} \quad (2-3)$$

该种飞行时间方法进行粒子鉴别主要用于强子鉴别，尤其是寿命足够长、能达到探测器的带电强子，如质子、 π 介子和 K 介子。因为电子和缪子的速度很快，它们到达探测器时的速度接近光速，到达 TOF 探测器的时间差较小而难以区分。缪子和电子间的有效鉴别主要依靠 RICH 以及 MUCH 等其它探测器。

在 CBM 实验中，飞行时间法所测质量平方的误差 $\sigma_{m_0^2}$ 主要取决于飞行时间探测器的定时误差 σ_{TOF} ^[79]，

$$\sigma_{m_0^2} = \frac{2p^2 \sigma_{TOF}}{\beta^2 t_{TOF}} \quad (2-4)$$

TOF 的分辨能力 $n_{\sigma_{TOF}}$ 是 TOF 的一个重要参数。假设有动量相同的粒子 A 和粒子 B，质量分别为 m_A 和 m_B ，两个粒子的时间差为 Δt_{TOF} ，可得 TOF

的分辨能力，

$$n_{\sigma_{TOF}} = \frac{\Delta t_{TOF}}{\sigma_{TOF}} = \frac{Lc}{2p^2\sigma_{TOF}} |m_A^2 - m_B^2| \quad (2-5)$$

图 2.1 为粒子鉴别能力满足 $n_{\sigma_{TOF}}=3$ 条件下，不同飞行距离和不同动量粒子对应的事件分辨要求。TOF 在距离碰撞点 8-12 m 处移动，由图 2.1 可得动量在 3.5 GeV/c 范围内 K 介子和 π 介子的鉴别以及动量在 6 GeV/c 范围内质子和 K 介子的鉴别要求 TOF 的时间分辨为 80 ps。

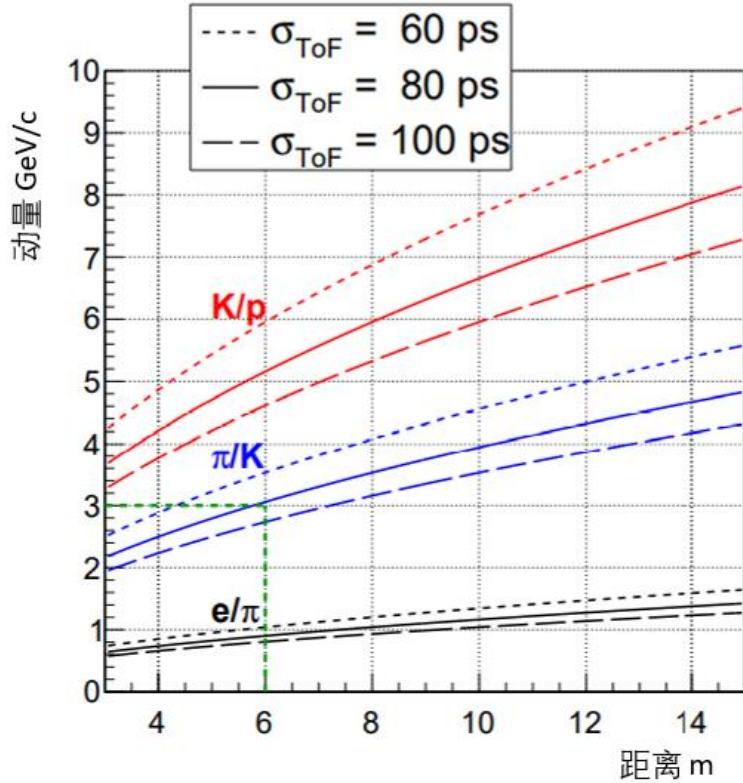


图 2.1 粒子鉴别能力和探测器时间分辨的关系。图片来自^[79]

2.2 气体探测器MRPC

2.2.1 MRPC探测器原理

早期的飞行时间探测器常采用快闪烁体，但是闪烁体的性能表现受磁场影响，在强磁场条件下需要采用抗磁场的光电倍增管，导致基于闪烁体的飞行时间探测系统成本增加^[80]。此外，闪烁体的辐照损伤也会对其性能产生影响。而新型气体探测器 MRPC 具有效率高、时间分辨好和成本低等诸多优点，广泛地应用到了物理实验中用于粒子鉴别。MRPC 是基于单气隙阻性板室发展出来的高时间分辨探测器^[81]。MRPC 由两个相隔一定气隙厚度的阻性

板作为高压电极，并在气隙中均匀放置多个阻性板构成悬浮电极，图 2.2 为 MRPC 典型结构示意图。气体探测器的探测介质是气体，MRPC 工作时，气隙中需要有特定的工作气体，常为 90% 氟利昂 $C_2H_2F_4$ （电负性、电离能合适且密度较大，使得初级电子离子对密度较高）、5% 异丁烷 $i-C_4H_{10}$ （吸收紫外光子、减少光子反馈、淬灭）和 5% 六氟化硫 SF_6 （电负性气体、限制流光，提高工作场强，得到好的时间分辨）构成的混合气体^[82]。当最外层高压电极通上高压后，MRPC 内部形成 100 kV/cm 左右的均匀电场，并工作在雪崩模式。当带电粒子进入到 MRPC 中后，带电粒子（对于中性粒子的探测主要由中性粒子产生的带电粒子）在气体中电离后产生初级电离，生成电子离子对。初级电子在气体中雪崩，雪崩产生的电子和离子是信号的载体，在电场的作用下分别向两极漂移，在读出条上会形成感应信号。由于电子的移动速度更快，信号主要由电子移动感应形成的快信号构成。接下来信号在读出条上传递，并传入到电子学中经历甄别放大然后被数字化，最后形成了包含信号信息的数据，实现了对粒子的测量。选取阻性板作为电极的优点在于高电阻率使其在施加高压后具有极性，阳极阻性板将带正电，雪崩电子到达阳极板表面时会产生局部放电，导致场强局部降低，抑制电荷继续增加，空间电荷效应^[83]避免大面积流光的产生。阻性电极也使得 MRPC 具有较好的位置分辨，但是高阻电极会增加探测器的死时间，导致计数率的降低。多层阻性板结构 MRPC 的优点是其时间分辨比宽气隙单层 RPC 的时间分辨要好，因为在增益必须大致相同的条件下，宽气隙的工作电场更小，使得有效第一汤森系数和电子漂移速度减小，导致时间分辨更差。MRPC 由窄气隙获得更好时间分辨的同时由于其有多层气隙，总气隙宽度保证了 MRPC 仍保持很高的效率。典型 MRPC 的性能表现为：探测效率高于 95%，时间分辨好于 100 ps 。

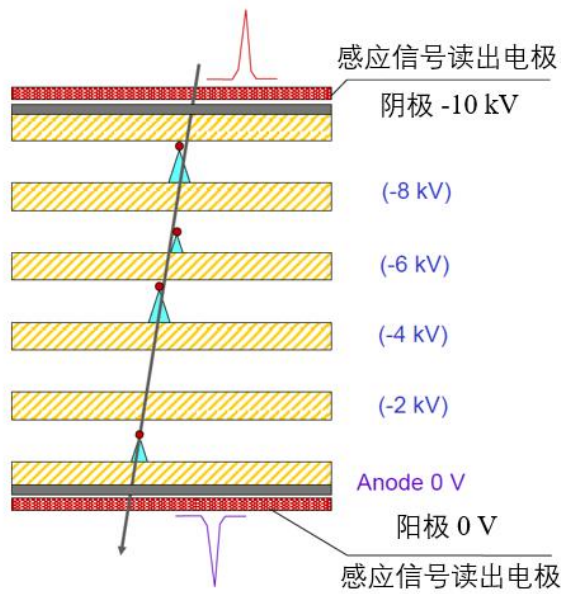


图 2.2 MRPC 典型结构示意图

2.2.2 基于MRPC的TOF系统研究现状

目前为止，基于 MRPC 的 TOF 系统已经经历了三个发展阶段，现在已经发展到了第三代，表 2.1 总结给出了其发展的三个阶段。

表 2.1 三代 MRPC 飞行时间谱仪性能列表^[84]

TOF 系统	时间分辨 ps	计数率 kHz/cm ²	体电阻率 $\Omega \cdot \text{cm}$	电子学	分析方法	典型实验
第一代	80	<0.1	$\sim 10^{12}$	NINO+HPTDC	时幅修正	ALICE/STAR
第二代	80	>20	$\sim 10^{10}$	PADI+GET4	时幅修正	CBM
第三代	20	>20	$\sim 10^{10}$	快速放大+高速 波形采样	时幅修正+ 深度学习	JLab-SoLID

第一代 TOF 中，MRPC 的典型特点是普通浮法玻璃构成的多气隙阻性板室加上 NINO 前置放大器和高性能 TDC。浮法玻璃 MRPC 已用于搭建 RHIC-STAR 和 LHC-ALICE 等实验的 TOF 系统^[85-87]。由于浮法玻璃的体电阻率较高，约为 $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ ，使得普通浮法玻璃 MRPC 的计数率限制在了百 Hz/cm² 量级，只适用于计数率较低的环境。用于 RHIC-STAR 飞行时间探测器的第一代 MRPC 由 0.7 mm 厚

的浮法电极玻璃和 0.54 mm 厚的内玻璃构成，一共有 6 个宽度为 0.22 mm 的气隙。探测器有 6 个面积为 $3.1 \times 6.0 \text{ cm}^2$ 的读出板。MRPC 工作气体为 95% $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ 和 5% $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ ，工作场强为 106 kV/cm，束流测试所得时间分辨为 60 ps^[88]。

第二代 TOF 系统采用高计数率 MRPC，以德国 FAIR-CBM 实验的 CBM-TOF 为代表。上文已经提到 CBM 将研究高净重子数密度区域的 QCD 相变和临界点等，将采用固定靶碰撞实现 10 MHz 的碰撞频率以保证测量精度。而第一代由浮法玻璃构成的 MRPC 无法满足 CBM 的计数率要求，MRPC 技术必须得到提升才可以。影响 MRPC 计数率的一个重要因素是气隙中的压降 \bar{V}_{drop} ，

$$\bar{V}_{drop} = V_{op} - V_{gap} = \Phi q \rho d \quad (2-6)$$

式中， V_{op} 是施加在玻璃电极的高压， V_{gap} 是气隙上的实际高压， Φ 是粒子通量， q 是雪崩电荷量， ρ 是阻性板的体电阻率， d 是阻性板的厚度。据此可得提高 MRPC 计数率的方法主要有：减小雪崩电荷量并匹配低噪声高灵敏电子学；降低阻性板体电阻率^[89]以及减小阻性板的厚度^[90-92]。第一种方法涉及电子学的相关研究，后两种方法是仅依托 MRPC 技术的方法。然而减小阻性板厚度对计数率的提升是有限的，所以降低阻性板的体电阻率是显著提高 MRPC 计数率最为有效的方法。清华大学已经成功研制出了体电阻率为 $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ 的低电阻玻璃，低电阻玻璃的参数详见表 2.2。

表 2.2 低阻玻璃参数

参数	数值
体电阻率	$10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$
标准厚度	0.7mm, 1.1mm
厚度均匀性	20 μm
表面粗糙程度	< 10 nm
最大尺寸	33 cm \times 30 cm
介电常数	7.5-9.5

由该种低阻玻璃研制的 MRPC 原型样机的测试结果表明，在效率高于 95% 和时间分辨好于 80 ps 的条件下其计数率可达 50 kHz/cm^2 ^[93-95]，部分测试结果见图 2.3。CBM-TOF 计数率的技术难题得到解决，CBM 将采用低阻玻璃 MRPC 搭建 TOF^[96-100] 中的高计数率区域。目前的高计数率实验多处于规划设计与建设阶段，实验计数率的提高加大了技术难度，在多个方面有新的挑战，包括辐射探测器的耐

辐照、老化问题，电子学的耐辐照问题，大量数据传输（电子学带宽和数据传输带宽等问题）、存储与分析等问题。

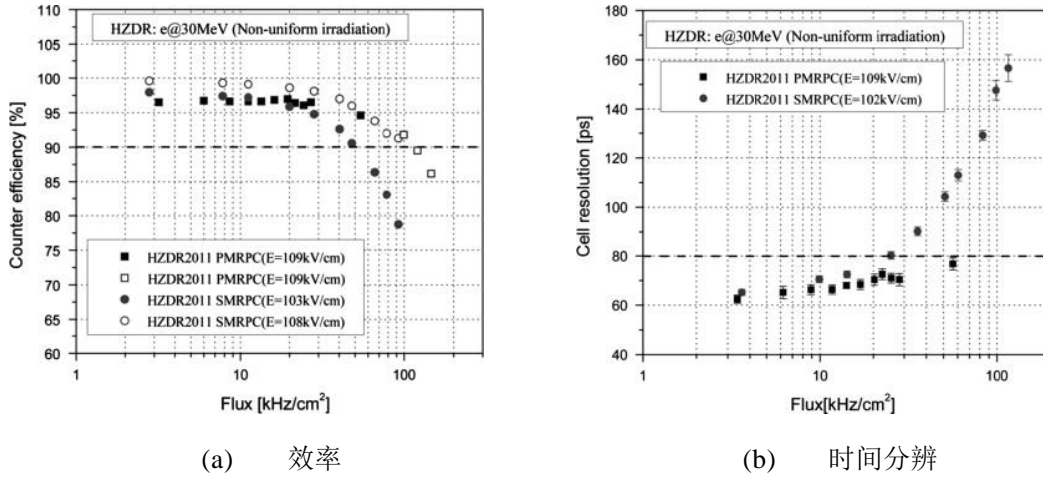


图 2.3 低阻玻璃 MRPC 束流测试结果。条状读出的低阻 MRPC 探测器 HZDR2011SMRPC 在 50 kHz/cm² 环境下的效率可到 95%，在 70 kHz/cm² 环境下的效率可到 90%，如（a）图所示；在 50 kHz/cm² 环境下的时间分辨好于 80 ps，如图（b）所示。
图片来自^[93]

第三代 TOF 系统要求 MRPC 探测器在高计数率的条件下同时具有优秀的时间分辨能力，将用在以高亮度大接受度谱仪 (Solenoidal Large Intensity Device, SoLID) 为代表的实验上^[101]。SoLID 利用 11GeV 的高能电子打靶对核子结构进行研究。该实验要求 MRPC 的计数率达到 20 kHz/cm²，并且要求飞行时间谱仪 8 米处的 k/π 分辨能力达到 7 GeV/c。因此 SoLID 上使用的 MRPC 需要有 20 kHz/cm² 的计数率能力的同时具有 20 ps 的时间分辨。相当于在第二代 TOF 系统的基础上进一步提高时间分辨的要求。而 TOF 系统的时间分辨主要由两部分构成：MRPC 的本征时间分辨和电子学的时间抖动。为了使得 MRPC 的时间分辨能够达到 20 ps 的要求，MRPC 的本征时间分辨和电子学的时间抖动都应小于 14 ps。对于 MRPC，窄气隙 MRPC 的本征时间分辨约为 10 ps。而第一代和第二代 TOF 系统分别使用前置放大器 NINO 和 PADI 结合时间数字转换器 HPTDC 和 GET4 作为前端电子学，这些电子学引入的时间抖动一般都高于 20 ps，无法满足 SoLID 对飞行时间谱仪 20 ps 时间分辨的要求，因此，第三代 TOF 系统的电子学需要采用高速波形采样技术结合高速开关电容阵列 SCA 或者高速 FADC。第一代和第二代时间谱仪对探测器的输出信号采用常规的过阈定时和时间幅度修正技术分析 MRPC 的时间性能。因此该方法只利用了信号过阈时间点的信息和过阈时间信息，优点是数据存储量小、分析过程简单，但是没有利用波形上升沿和达峰时间等关键信息。因此，第三代 TOF

系统可以通过对信号进行波形采样, 利用过阈甄别得到时间点, 并应用时间幅度游动进行时间修正; 也可以利用神经网络方法对信号进行分析, 计算粒子入射到 MRPC 的时间点, 以此来提高时间分辨^[102,103]。

2.2.3 CBM-TOF系统的性能要求

CBM 要求 TOF 能够覆盖 STS 对应的接受度, 即对 $2.5^\circ - 25^\circ$ 的极角范围进行覆盖; 计数率方面, TOF 需要在 10 MHz 金金碰撞的条件下保持 95% 的效率, 同时其时间分辨需能鉴别动量在 3.5 GeV/c 范围内的 K 介子和 π 介子, 以及鉴别动量在 6 GeV/c 范围内的质子和 K 介子^[64]; 探测器电子学的占有率要小于 5%^[104]; 单个电子学通道的计数率低于 500 kHz。MRPC 由于具有百 ps 量级时间分辨、较高的效率、合理的成本以及该探测器不易受磁场影响而成为 CBM-TOF 系统的基本探测器。

2.2.4 研究CBM-TOF系统设计的必要性

TOF 系统除了需要满足 CBM 实验的物理测量需求外, 由于 TOF 系统覆盖面积大、包含大量电子学通道, 电子学通道数的降低将帮助节省 TOF 系统的成本。另外, TOF 系统将在 CBM 实验中不同的束流能量和不同的磁场强度下运行。由于磁场会导致束流偏转, TOF 系统需要随之进行移动以适应束流偏转后的位置, 束流偏转位置的确定也是 TOF 成功运行的关键。CBM 预计于 2028 年在 SIS100 上运行, SIS100 上 CBM 整体装置的相关模拟是目前紧迫的任务。SIS100 上 CBM-TOF 的初步设计中, 预估 TOF 处于距离靶点 6 米处, 具体设计依据了束流能量为 10 AGeV 的金离子以 10 MHz 碰撞频率与金靶碰撞条件下模拟结果^[79]。模拟以极端相对论量子分子动力学模型 (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics, UrQMD)^[105] 的碰撞结果作为输入文件, 通过几何和径迹追踪工具包 (GEometry ANd Tracking 3, Geant3)^[106] 模拟粒子在物质中的输运。

目前, CBM 整体设计趋于完善, 随着其它子探测器系统设计的完善, 可以构建出包含其它各子探测器系统的完整 CBM 装置几何, 得到 CBM-TOF 的精确位置, 在满足接收度条件下对 CBM-TOF 的优化设计将优化所需电子学通道数目。此外, CBM-TOF 中最高能量金离子束流对应的最高动量为 12 AGeV/c^[107], 该动量下的碰撞将得到更加准确的 CBM-TOF 中 MRPC 计数率和占有率的相关要求。本文通过模拟 CBM 整体实验装置在最高能量金金碰撞条件下的实验环境对 CBM-TOF 的设计进行了研究与验证。

2.3 CBM-TOF系统的模拟

为了更准确地得到 TOF 在 CBM 整体装置中的实验环境，首先采用其它各子探测器系统的最新设计构建了 CBM 整体实验装置几何以精确得到 CBM-TOF 的位置，然后通过蒙特卡罗方法模拟 CBM-TOF 平面在 SIS100 实验极端条件下（金核与金靶以最高束流动量 12 AGeV/c 和最高碰撞频率 10 MHz 进行碰撞）相应的实验环境。

2.3.1 物理模拟工具介绍

本文基于 CbmRoot^[108]软件对 CBM 实验中 TOF 系统所处的实验环境进行了模拟。CbmRoot 是基于物理分析软件 ROOT 以及 FairRoot^[109-111]的 C++软件，用于 CBM 实验设计、模拟、数据刻度、重建和物理分析。FairRoot 是 GSI 开发的用于 FAIR 加速器相关实验的面向对象的软件框架。该框架的优点是模块化带来的灵活性。不同的实验组可按需写入相应物理过程和探测器，探测器响应则通过基于虚拟蒙特卡罗概念 VMC 进行模拟，该过程使得用户在模拟中无需改变代码便可以方便地在 Geant3、Geant4^[112]和 FLUKA^[113]这些不同的模拟软件中进行切换。针对不同物理碰撞的模拟，CbmRoot 有接收不同事例产生子相应碰撞数据的界面，可以使用 UrQMD、DCM-QGMC-SMM（Dubna Cascade Model with the Quark Gluon String Model and the Statistical Multifragmentation Model，DCM-QGSM-SMM）^[114, 115]、Pythia^[116]等事例产生子产生的碰撞文件。CbmRoot 还提供了事件的可视化界面，可以展示模拟数据或真实实验数据中粒子在探测器几何上的击中点以及粒子的径迹。

UrQMD 是基于分子动力学原理的非平衡微观传输模型^[117]。可以给出相对论玻尔兹曼方程的有效蒙特卡罗解，并将强子在协变轨迹上的传播与强子-强子散射过程的概率相关联。为了说明粒子的量子性质，每个强子都由高斯密度分布表示，并考虑了泡利阻塞等量子统计效应。UrQMD 是常用的重离子碰撞事例产生子。

DCM-QGMC-SMM 同样为重离子碰撞蒙特卡罗事例产生子。与 QrQMD 相比，该模型含有旁观者碎片^[155]，具有相对真实的旁观者碎片的形成过程。同时具有激发核和不稳定核的后续衰变。UrQMD 事例产生子缺乏形成残余核及其随后解体的机制，该模型仅考虑碎片中核子的分布，而不考虑核碎片的破碎过程及其与产生的粒子的相互作用，没有碎片或核，碎片以核子分布的形式存在，每个核子独立作为一个粒子^[118]。

GENAT 软件是物理模拟的经典开源软件，可以模拟粒子穿过物质的过程、呈现实验装置的几何以及粒子的径迹等。

CBM 的模拟和数据分析均基于 HPC 的计算机群组。HPC 有上千个 CPU 核心供 GSI 的用户使用，存储容量达 PB 量级，具有长期存储实验数据的功能。HPC 可以运行多种基于 Linux 的服务。

2.3.2 物理模拟流程

关于 CBM-TOF 的物理模拟流程如图 2.4 所示。

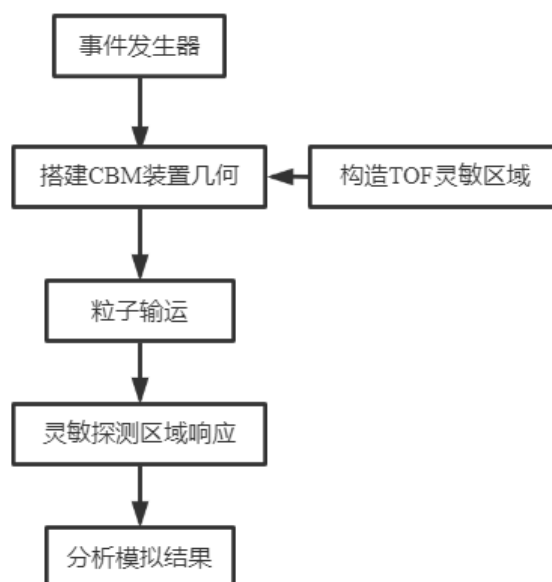


图 2.4 CBM 装置中 TOF 响应的模拟流程

CBM 的模拟首先需要相应的碰撞数据作为输入，为了获得 SIS100 加速器上 CBM 的极端实验条件，本文采用了动量为 $12A\text{GeV}/c$ （SIS100 上金离子束流可以达到的最高动量）的金金碰撞数据作为输入。事例产生子不仅采用了常规的 UrQMD，同时采用了 DCM-QGSM-SMM，通过两种事例产生子实现相互验证和比较。

作为高计数率实验，CBM 碰撞频率是影响探测器设计的一个重要因素。因而需要对计数率有更详细的定义。CBM 实验对碰撞频率给出了三种定义：

碰撞频率峰值：最大瞬时碰撞频率，以 $10\ \mu\text{s}$ 为时间窗平均所得的碰撞频率；

平均碰撞频率：以 ms 为时间尺度所得的平均碰撞频率；

持续碰撞频率：实验运行期间数据采集饱和对应的平均碰撞频率，以机器 $10\ \text{s}$ 量级的占空比为时间窗计算所得的平均碰撞频率。

为了得到 TOF 系统的实验环境，需要在模拟中搭建 TOF 探测器的灵敏区域。CBM 其它子探测器和束流管道的新设计使得目前 TOF 距离靶点的距离为 870 cm。初步设计了总面积为 120 m² 的探测平面，如图 2.5 所示。由于 CBM-TOF 将由 MRPC 构成，该探测平面设计为典型的 MRPC 双室结构，每个室有 5 个气隙，共 10 个气隙，其长为 12 m，宽为 10 m，取探测平面的中心为原点。每个经过 TOF 平面并与 TOF 发生相互作用的粒子将被记录为 1 次击中。

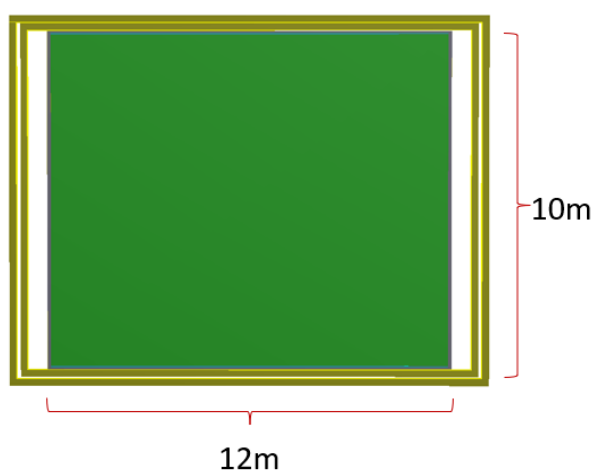


图 2.5 TOF 探测平面示意图。外围的黄色框架为 TOF 探测器支撑架，图中的绿色区域为 TOF 的灵敏区域

在进行粒子输运前还需要建立实验装置几何。CBM 实验将对碰撞中新生粒子的产额、相空间分布以及关联与涨落进行观测，按研究对象的不同，共有电子测量装置、强子测量装置和缪子测量装置三大类装置。CBM 实验的强子鉴别需要粒子飞行时间信息，位于靶点下游 8~12 m 处有效面积约为 120 m² 的高时间分辨 TOF 进行是飞行时间测量系统的重要组分。电子的鉴别主要由 RICH 和 TRD 执行。缪子测量将主要由 MUCH 系统参与。对于缪子测量，RICH 探测器将被 MUCH 取代，TRD 在 MUCH 后用作径迹探测器。具体到探测器的布局，三大类装置具有 5 个实验几何结构：

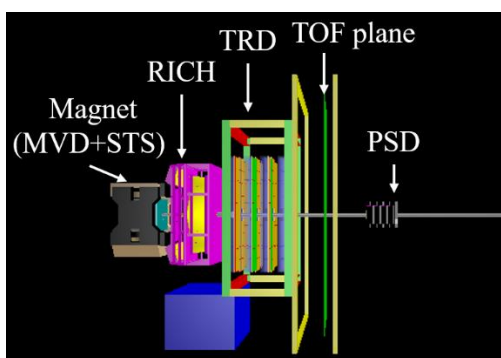
1) 电子测量装置。由 MVD、STS、RICH、TRD、TOF、和 PSD 构成，如图 2.6 中 (a) 图所示。该装置可以同时测量强子和电子对。电子测量装置中含有 MVD，由于 MVD 所能承受的最高平均碰撞频率为 0.1 MHz，因而电子测量装置能够承受的平均碰撞频率最高为 0.1 MHz。

2) PSD 处在停靠位置的强子测量装置。它包括 STS、TRD 和 TOF。该装置能够在最高碰撞频率下运行，可以测量诸如多奇异超子或超核等强子，

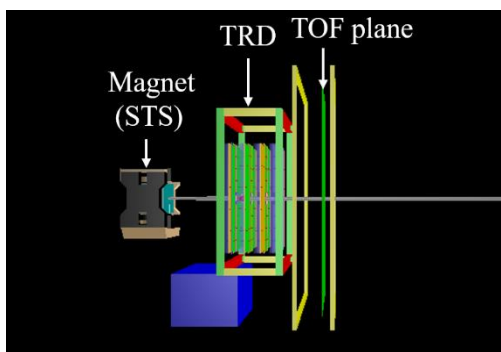
如图 2.6 中 (b) 图所示。

3) 含 PSD 的强子测量装置。强子测量装置中可再增加 PSD 以确定事件平面用于流测量，但受 PSD 计数率能力的限制，该装置所能承受的碰撞频率峰值为 1 MHz。图 2.6 中 (c) 图为含 PSD 的强子测量装置。

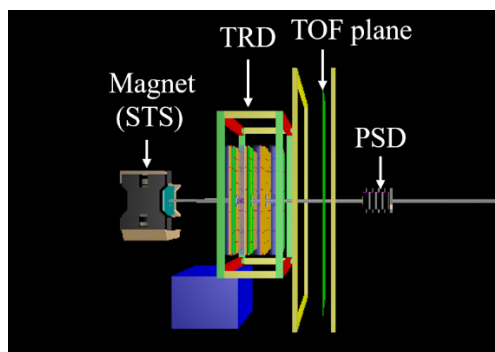
4) 缪子测量装置。由 STS、MUCH、TRD 和 TOF 组成，可在最高碰撞频率 10 MHz 条件下运行。此装置专门用于测量缪子对，主要包括轻矢量介子的测量和 J/ψ 事件的测量，具体装置分别如图 2.6 中 (d) 图和 (e) 图所示， J/ψ 测量装置中的 MUCH 比 LMVM 测量装置中的 MUCH 多了一个吸收体。



(a) 电子测量装置

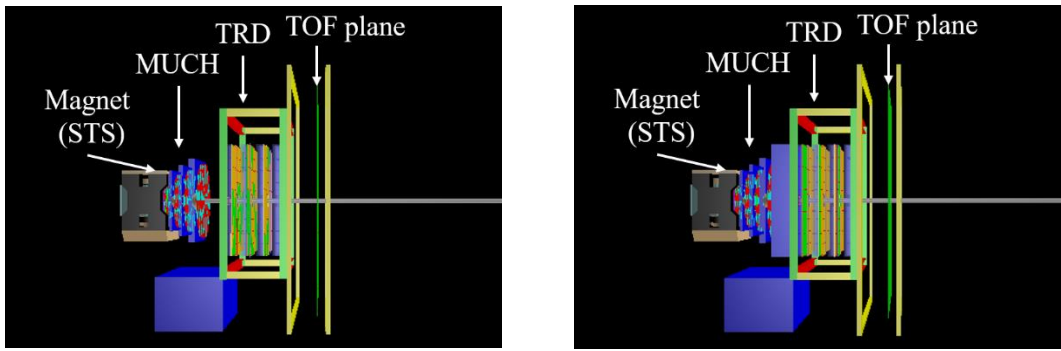


(b) PSD 位于停靠位置的强子测量装置



(c) 含 PSD 的强子测量装置

图 2.6 CBM 装置侧视图。其中 TOF 灵敏区域为各装置右侧黄色支架内的绿色区域



(d) 缪子测量装置 (LMVM)

(e) 缪子测量装置 (J/ψ)

续图 2.6 CBM 装置侧视图。其中 TOF 灵敏区域为各装置右侧黄色支架内的绿色区域

对于每一个测量装置，采用了 10 万个最小偏差碰撞事例，归一化后得到相应最高碰撞频率条件下 TOF 平面上的计数率分布。最小偏差碰撞旨在与实际碰撞情形相似，包含中心碰撞以及不同程度的偏心对撞。模拟首先采用事例产生子产生的事例文件作为输入，通过 GEANT 模拟粒子在实验装置中的作用过程。图 2.7 为粒子在 TOF 探测区域与 MRPC 反应过程的示意图。MRPC 两侧和中间部分的绿色区域代表 PCB 读出板，图中的各点标志了粒子与气隙发生相互作用的位置。该 MRPC 共有 10 个气隙，所以每个径迹对应的击中点约为 10 个，分布在中间 PCB 的两侧。若粒子在穿过 MRPC 的过程中被吸收或粒子在探测区域内部产生，则相应的击中点个数会小于 10。

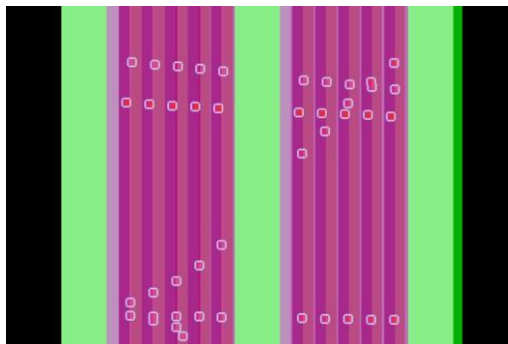
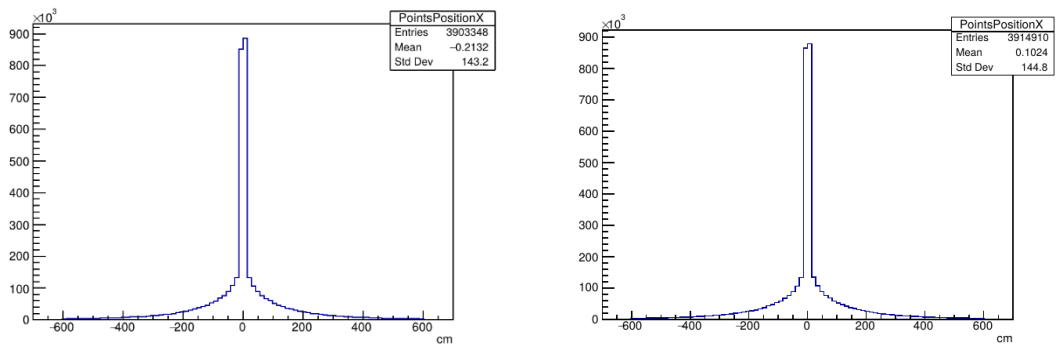


图 2.7 粒子与 MRPC 相互作用的可视化

CBM 装置的坐标系采用右手系， z 轴的方向为束流入射的方向。由于磁铁在不同实验运行条件下和不同实验装置中的位置不变，CBM 实验的原点定于磁铁的中心处，靶点的标准位置为 $z=-44\text{ cm}$ 处。在 CBM 中，强子测量

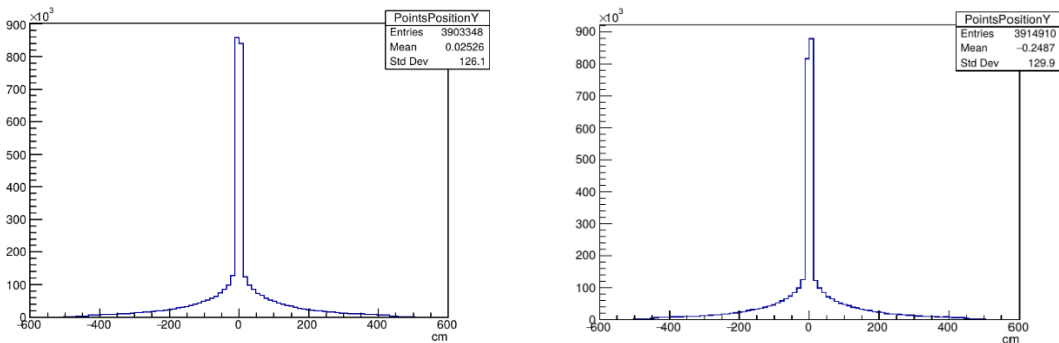
装置和电子测量装置中 TOF 的位置相同，在 $z=870\text{cm}$ 处；缪子测量装置中 TOF 位于 $z=905\text{cm}$ 处。据此模拟了不同装置中 TOF 平面上的击中点分布，如图 2.8 所示。

由于电子测量装置和强子测量装置中 TOF 位置相同，以及两个缪子测量装置中 TOF 的位置也相同，以强子测量装置和 LMVM 缪子测量装置这两个装置为代表给出了 TOF 击中点的分布。TOF 在 x - y 平面中的中心处为 $(x=0, y=0)$ ，且 TOF 探测区域上下左右对称，因而在不同装置中击中点的 x 坐标分布关于 $x=0$ 对称，击中点的 y 坐标分布关于 $y=0$ 对称， x 坐标和 y 坐标的平均值都约为 0，如图 2.8 前四幅图所示。击中点位置的 z 坐标有 10 个峰值，如图 2.8 中 (e) 图和 (f) 图所示，这些峰值代表了探测平面的 10 个气隙在 z 轴的位置。第 5 个气隙和第 6 个气隙中部的间隔较大，这是因为双室 MRPC 中间读出的电子学以及电极玻璃的存在。 z 坐标的分布显示了强子测量装置和电子测量装置中 TOF 位置在 $z=826\text{cm}$ 处，缪子测量装置中 TOF 位于 $z=861\text{cm}$ 处，离靶点的相应距离分别为 870cm 和 905cm 。



(a) 强子测量装置中击中点的 x 分布

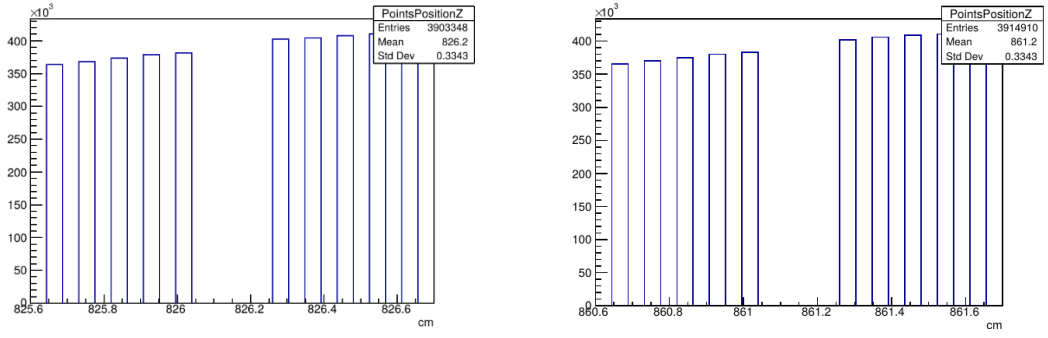
(b) 缪子测量装置中击中点的 x 分布



(c) 强子测量装置中击中点的 y 分布

(d) 缪子测量装置中击中点的 y 分布

图 2.8 CBM-TOF 探测器区域击中点的分布



(e) 强子测量装置中击中点的 z 分布 (f) 缪子测量装置中击中点的 z 分布

续图 2.8 CBM-TOF 探测器区域击中点的分布

2.3.3 束流区域的尺寸设计

CBM-TOF 在不同实验条件下的计数率模拟结果是 CBM-TOF 的重要参考值。由于 TOF 探测器中部需要有束流窗口以便束流管道能够通过，束流窗口的大小将决定 TOF 计数率的分布范围。束流管道窗口的设计主要由接受度决定，由上一节得到缪子测量装置中 TOF 距离靶点的距离约为 905 cm，电子和强子测量装置中相应的距离为 870 cm。TOF 系统内部需要为束流管道留出空间同时需要覆盖 2.5° 到 25° 的极角范围。由于 MRPC 的形状通常为矩形，在 TOF 系统上留出矩形束流窗更容易。由 TOF 离靶较近距离 870 cm 结合矩形束流窗可计算得出束流窗的半边长取值约为 38 cm，

$$870 \times \tan(2.5^\circ) \approx 38 \text{ cm} \quad (2-7)$$

2.3.4 TOF系统的计数率分布

确定了探测器位置及束流窗后，以不同事例产生子的碰撞结果作为输入模拟了 TOF 探测器区域在 5 个 CBM 几何中的实验条件，可以得到 TOF 在各装置中的计数率分布。由于模拟粒子与气隙相互作用的过程中，粒子与不同气隙的击中点均被记录下来，一个粒子在穿过一个探测器可能与多个气隙发生反应，使得一次粒子击中对应生成多个击中点，模拟得到平均每个径迹产生约 8 个击中点，符合预期。当粒子与探测器有至少一个击中点时，就记录为一次击中，据此可以得到粒子在 TOF 系统探测器区域内 MRPC 的计数率。模拟过程中输入文件有 3 种：UrQMD 产生的束流动量为 10 AGeV/c 的金金碰撞数据、UrQMD 产生的束流动量为 12 AGeV/c 的金金碰撞数据和 DCM-QGMS-SMM 产生的束流动量为 12 AGeV/c 的金金碰撞数据，以观测

不同事例产生子对计数率的影响。对部分碰撞数据的反应过程分别采用了 Geant4 和 Geant3 进行模拟，以观测两个模拟软件对计数率的影响，由此得到各装置中的计数率如图 2.9 所示。每个计数率分布对应的图例包含三部分信息，依次为计数率分布对应的事例产生子、束流动量和模拟反应过程所用的软件。

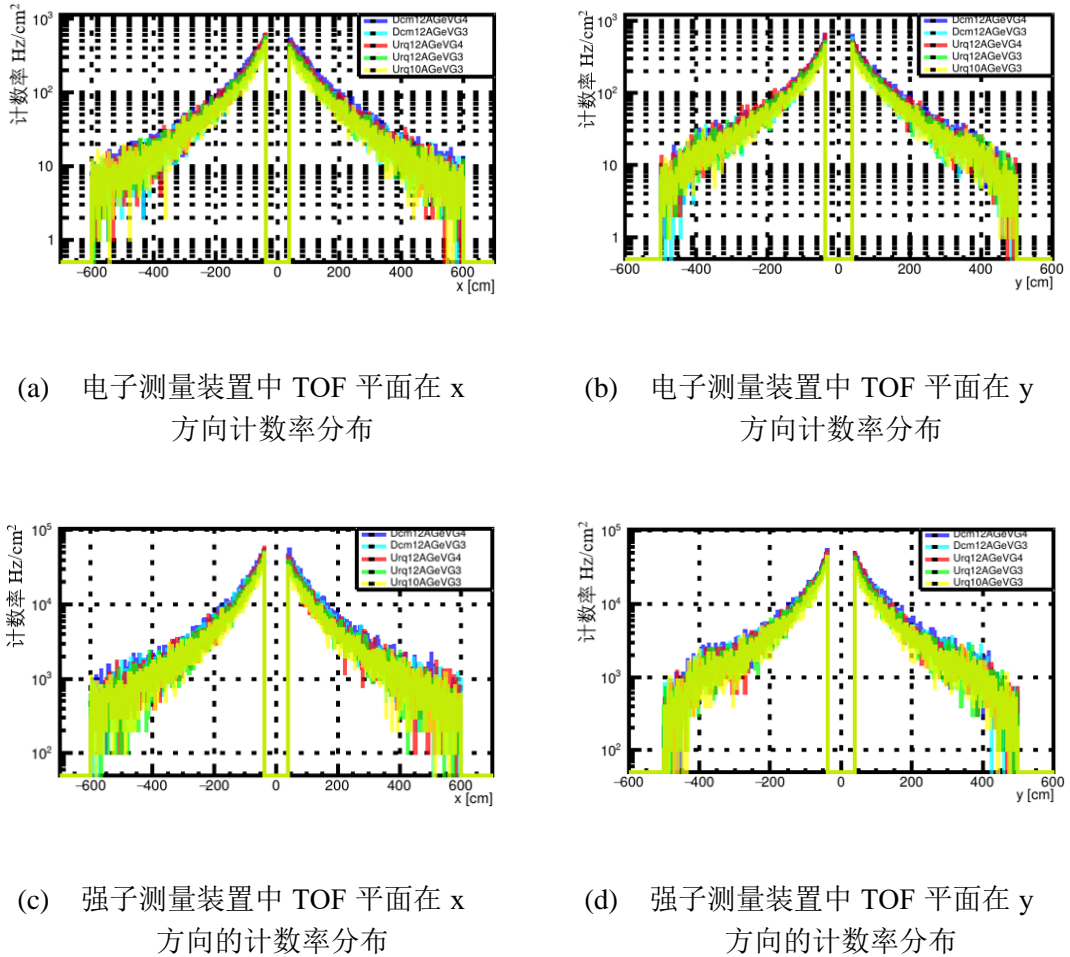
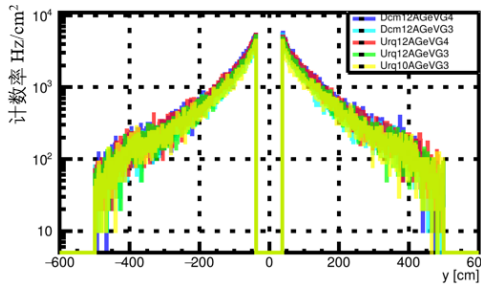
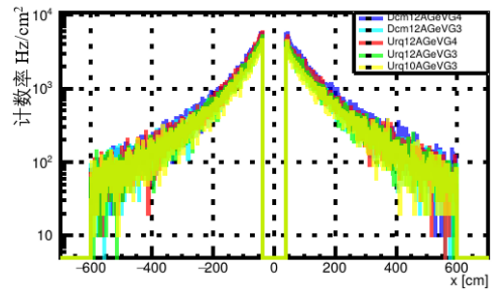


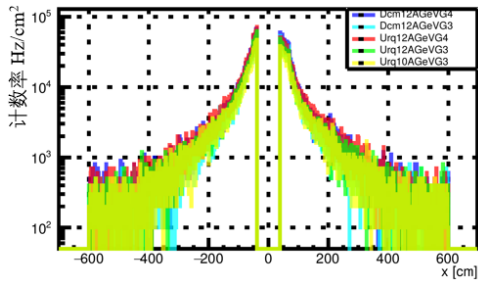
图 2.9 不同实验条件下 CBM-TOF 探测区域的计数率分布



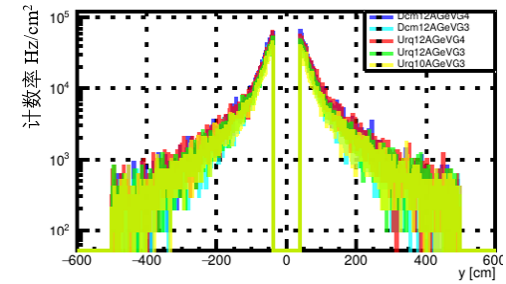
(e) 含 PSD 强子测量装置中 TOF 平面在 x 方向的计数率分布



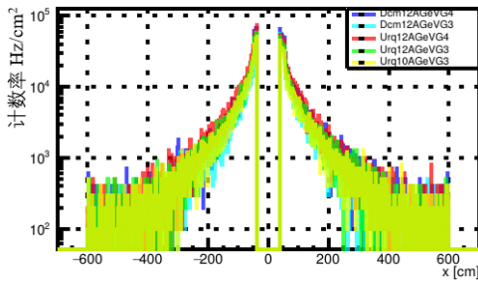
(f) 含 PSD 强子测量装置中 TOF 平面在 y 方向的计数率分布



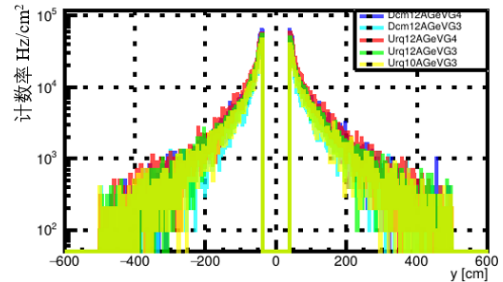
(g) LMVM 缪子测量装置中 TOF 在 x 方向计数率分布



(h) LMVM 缪子测量装置中 TOF 在 y 方向计数率分布



(i) J/ψ 缪子测量装置中 TOF 在 x 方向计数率分布



(j) J/ψ 缪子测量装置中 TOF 在 y 方向计数率分布

续图 2.9 不同实验条件下 CBM-TOF 探测区域的计数率分布

由图 2.9 的分布可以得出，在不同的装置中，TOF 的计数率主要取决于该装置可允许的最大碰撞频率。由于缪子测量装置和强子测量装置可以在最高碰撞频率 10 MHz 条件下运行，因而这两种装置的计数率较高，高于 10 kHz/cm²；其次是碰撞频率为 1 MHz 含 PSD 的强子测量装置，计数率高于 1

kHz/cm^2 ；碰撞频率为 0.1MHz 的电子测量装置的碰撞频率小于 $1\text{kHz}/\text{cm}^2$ 。模拟结果表明计数率的分布在 x 轴方向和 y 轴方向的差距不大，选用 TOF 在强子测量装置和含有较少吸收体的 LMVM 缪子测量装置中 y 方向的计数率分布对不同模拟条件下的结果进行观测。图 2.10 为不同模拟条件下 TOF 计数率分布同早期模拟条件下（束流动量 10AGeV 、采用 Geant3 运输粒子）计数率分布的比值。由于 TOF 中心区域的计数率要求最高，该区域是设计过程中需要重点关注的区域。如图 2.10，比较黄线和绿线可得，当束流动量由 10AGeV 提高到 12AGeV 时，TOF 中心区域的计数率要求有约 20% 的提升。分别比较红线和绿线、蓝线和浅蓝线，可以得出在高计数率区域，通过 Geant4 运输产生的计数率高于通过 Geant3 运输的结果；在强子测量装置中，比较蓝线和红线、浅蓝线和绿线，可以得出 DCM-QGMS-SMM 对应的结果在高计数率区域对应的计数率更高，缪子测量装置中不同事例产生子的影响不明显。

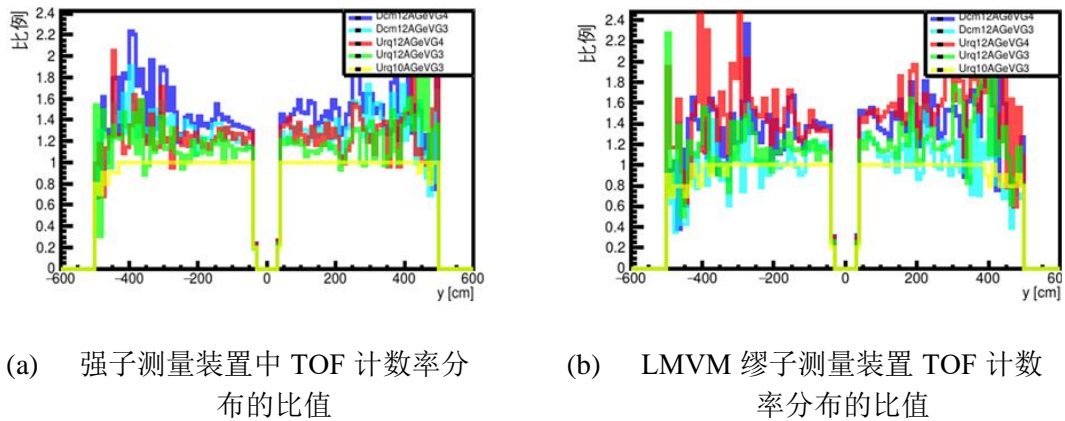


图 2.10 不同模拟条件下 TOF 计数率分布的比值

由于 CBM 相关软件正在将向 Geant4 过渡、DCM-QGMS-SMM 具有更符合实际碰撞过程中的碎片，以及 DCM-QGMS-SMM 和 GENAT4 组合时在 TOF 中心区域得到的计数率较高，因而将采用该组合的模拟结果设计 CBM-TOF。该组合在不同装置中相应的计数率分布如图 2.11 所示。由于部分探测器会限制实验装置所能承受的最大碰撞频率，各装置整体计数率由高到低分别为：强子测量装置（最高碰撞频率 10MHz ）中 TOF 的整体计数率，LMVM 缪子测量装置中 TOF 的整体计数率（最高碰撞频率 10MHz ）， J/ψ 缪子测量装置中 TOF 的整体计数率（最高碰撞频率 10MHz ），含 PSD 的强子测量装置中 TOF 的计数率（最高碰撞频率 1MHz ），电子测量装置中 TOF 的计数率（最高碰撞频率 0.1MHz ）。可以直观看到，强子测量装置的整体

计数率更高。因为缪子测量装置中存在吸收体，缪子测量装置中的电子等轻粒子被吸收，使得缪子测量装置整体的计数率要求略低，故 CBM-TOF 的设计将基于强子测量装置相应的模拟结果，要求 MRPC 的计数率最低不小于 1 kHz/cm^2 ，最高要能达到约 50 kHz/cm^2 。如 2.2.2 节所述，在效率需达到 95%、时间分辨要好于 80 ps 的要求下，低阻玻璃高计数率 MRPC 计数可以实现的计数率约为 50 kHz/cm^2 ，可以满足 CBM-TOF 的需求。

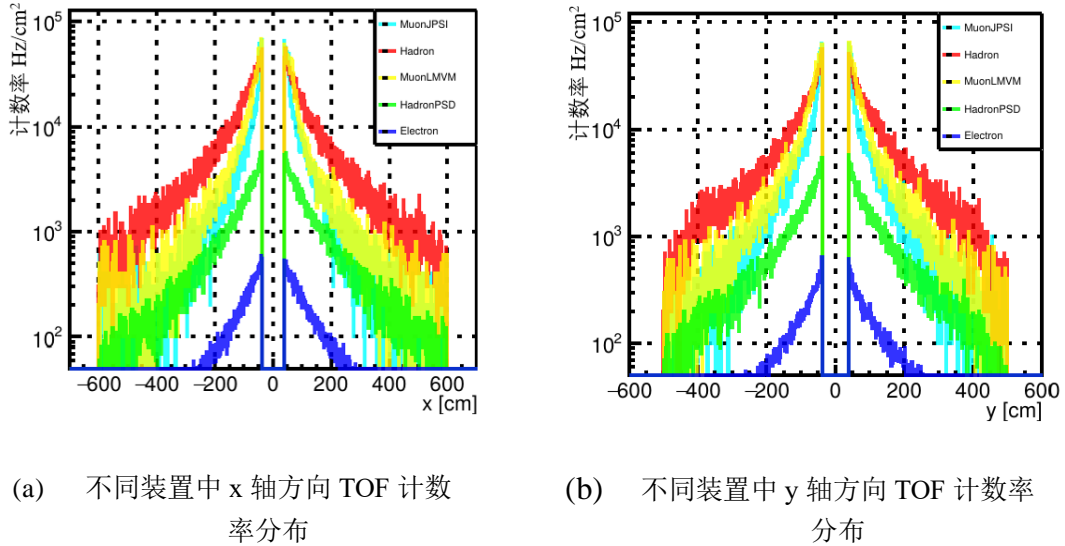


图 2.11 不同装置中 TOF 平面的计数率分布

由于本模拟依照实际实验在 CBM 中加入了束流管道，比较束流管道的影响是对束流管道设计的一个重要反馈，通过从强子装置中移出束流管道搭建了对比装置，如图 2.12 所示。通过比较对比装置和强子装置对应的模拟结果，得到了束流管道的放置对 TOF 计数率的影响。

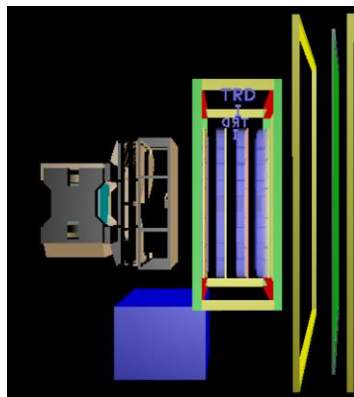


图 2.12 不含束流管道的强子测量装置

模拟结果如图 2.13 所示，图中红线给出了没有束流管道情况下计数率和有束流管道情况下计数率的比值，可见有无束流管道主要影响 TOF 中心区域的计数率，没有束流管道的情况下，束流中心区域的计数率较高，说明束流管道对背景辐射起到了一定的作用。

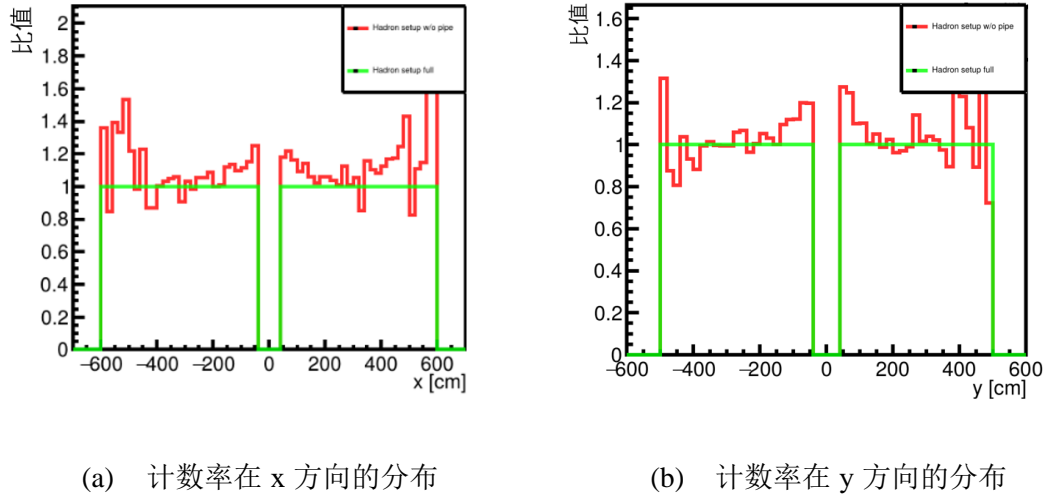
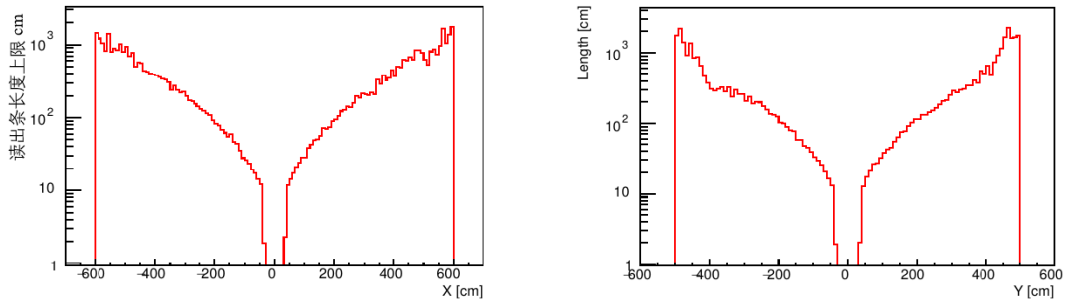


图 2.13 束流管道对 TOF 计数率分布的影响

2.3.5 占有率对读出条长度的影响

占有率方面，CBM-TOF 要求 MRPC 的占有率不高于 5%。占有率为电子学通道在每个碰撞事件中响应的概率，通过占有率密度与读出条的面积相乘计算而得。占有率密度是指在每次碰撞事件中单位面积上有粒子击中的概率。占有率受碰撞频率密度和读出条面积影响。在碰撞频率固定的条件下，可以通过改变读出条面积的大小调整占有率。而影响 MRPC 探测器读出条面积的一个重要因素是阻抗匹配。读出条长度对读出条阻抗的影响较小，读出条阻抗主要受条宽的影响。为了实现阻抗匹配并匹配电子学插件引脚间的距离，CBM-TOF 组研究制定了 CBM 实验中 TOF 读出条的条间距约为 1 cm。由于相邻读出条之间有间隙，因而读出条的宽度略小于 1 cm。但是即使信号发生在没有读出条直接覆盖的区域，邻近的读出条也是可以对信号感应读出的，因而读出条实际的探测宽度仍约为 1 cm。探测器的占有率是在每个碰撞事件中的要求，因此模拟的输入文件采用了 0-10% 的中心碰撞数据。依据占有率上限 5% 的要求，图 2.14 给出了强子测量装置中 TOF MRPC 在条间距为 1 cm、占有率要求为 5% 条件下对应的读出条长度，红线为读出条长度的上限，这是各个探测器区域读出条条长的上限值。



(a) 条长在 x 方向的上限

(b) 条长在 y 方向的上限

图 2.14 5%占有率条件下的各区域读出条条长的上限

2.3.6 TOF系统在实验中的位移量

利用飞行时间法 TOF 进行粒子鉴别时，动量测量的原理是利用磁铁产生的磁场 B 使带电粒子发生偏转，通过 STS 进行径迹重建得到带电粒子的偏转半径 r ，从而可以得到粒子的动量 p ，

$$p = qBr \quad (2-9)$$

其中 q 为粒子的电荷量。由于磁铁导致束流的偏转，束流穿过 TOF 的位置将随束流能量的变化而改变，该位置改变发生在 x 轴方向上，主要为左右方向上的位移，为此需要对 TOF 进行相应的位置调整。考虑通过模拟获取 TOF 在不同条件下的偏移量，模拟分别采用了动量为 2 AGeV/c、4 AGeV/c、6 AGeV/c、8 AGeV/c、10 AGeV/c 至最高 12 AGeV/c 的金离子束流在不发生物理反应的条件直接轰击 TOF 探测平面，并对穿越位置进行记录。通过金离子束流在 TOF 上的 x 位置分布可以获得不同能量束流经磁场到达 TOF 后在 x 方向上的偏移量，如图 2.15 为 12 AGeV/c 的金离子在全磁场作用下在强子装置 TOF 上的 x 位置分布。

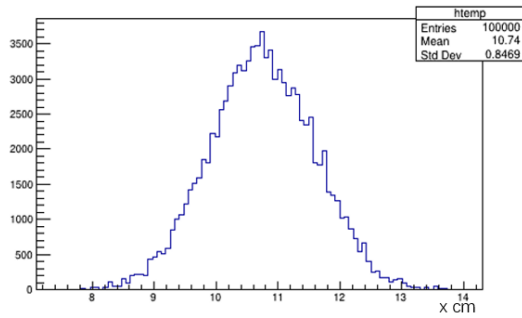


图 2.15 束流位置偏移量的确定。此为 12 AGeV/c 的金离子在全磁场作用下在强子装置 TOF 上的 x 位置分布

模拟结果表明，金离子束流的动量越小，束流的位移量越大，符合预期。因为束流的动量越小越容易在磁场的作用下发生偏转。在束流动量为 2 AGeV/c 时对应的位移量大于 60 cm，束流动量取最大值 12 AGeV/c 时，束流的位移量最小，约为 11 cm，具体模拟结果如图 2.16 所示，实验中需要根据金离子束流的动量对 TOF 的位置进行调整。

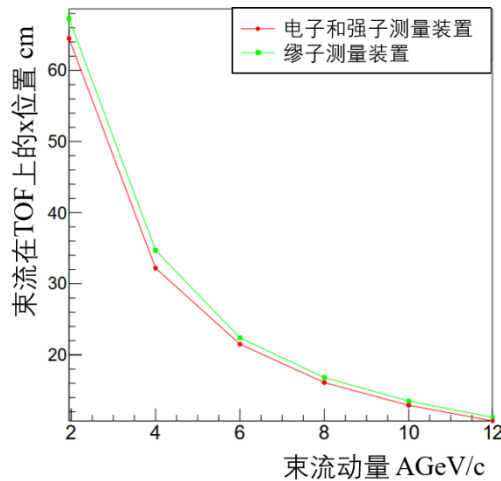


图 2.16 束流位移量与金离子束流动量的关系图

2.4 CBM-TOF系统的设计方案

通过上述模拟，得到了 TOF 的整体设计需求。可以开展 TOF 详细结构的设计。由于 CBM-TOF 将采取前端电子学与 MRPC 通过插针直接相连的方式对信号读出，因而单个 MRPC 在 TOF 系统中实际所占的面积大于其灵敏面积，为了避免 TOF 探测器的死区，TOF 系统中的 MRPC 需要交错排列，使得 MRPC 灵敏区域的边界在空间上稍有重合（大概对应两个读出条大小

的区域)。依据计数率要求、接受度要求、占有率要求等, CBM-TOF 系统设计由 5 种 MRPC 组成的 15 种模块搭建而成。如图 2.17 所示。其中不同的色块代表不同 MRPC 所在的位置。黄色区域由 MRPC4 构成、深蓝色区域由 MRPC3 构成、红色区域由 MRPC2 构成、绿色区域由 MRPC1b 构成、最内侧区域由 MRPC1a 构成, 图中的浅蓝色间隔代表 TOF 的电子学。各探测器按照 TOF 的计数率要求进行分布。从外围到内围, MRPC 的计数率能力越来越高, 依据计数率分布, TOF 分为了两个区域, 分别是由 MRPC2、MRPC3 和 MRPC4 搭建的外墙, 以及由 MRPC1b 和 MRPC1a 构成的内墙。

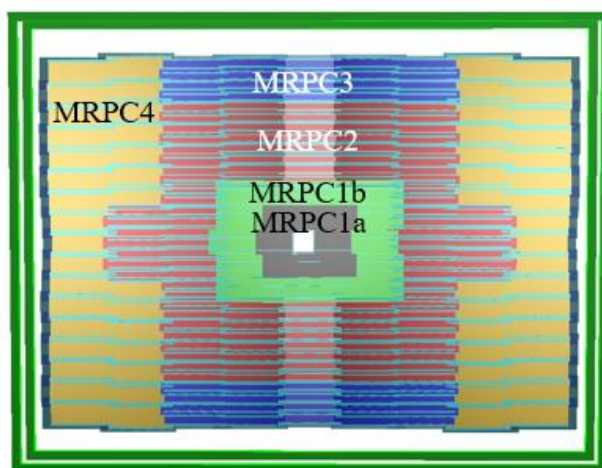


图 2.17 计数率不同的 MRPC 在 CBM-TOF 中的分布

CBM-TOF 中五种 MRPC 的具体参数见表 2.3, 整个 TOF 系统共有 1390 个 MRPC。

表 2.3 CBM-TOF 系统 MRPC 的组成

MRPC 名称	MRPC1a	MRPC1b	MRPC2	MRPC3	MRPC4
MRPC 个数	132	168	580	200	310
MRPC 灵敏区域 cm^2	30×10	30×20	27×32	27×32	53×32
MRPC 读出条个数	32	32	32	32	32
MRPC 读出条长度 cm	10	20	27	27	53
MRPC 气隙个数	10	10	8	10	10
MRPC 气息宽度 μm	200	200	250	230	230
玻璃厚度 mm	0.7	0.7	0.7	0.23	0.23
玻璃材料	低阻	低阻	低阻	浮法	浮法

图 2.18 给出了 CBM-TOF 中各模块的分布，其中同种颜色的色块代表同一种模块构成的区域，模块上的数字为相应的模块编号。CBM-TOF 一共有 15 种模块。在表 2.4 中给出了各模块的详细组成部分。

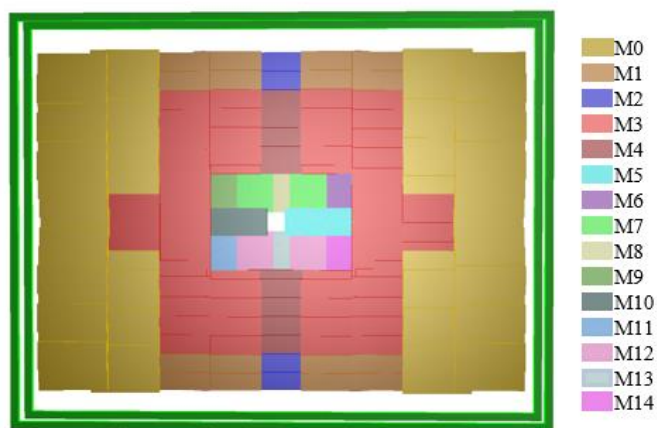


图 2.18 不同模块在 CBM-TOF 中的分布

表 2.4 CBM-TOF 系统的模块构成

模块	M0	M1	M2	M3	M4	M5	M7	M6
						18	18	
构成	5	5	5	5	5	MRPC1a	MRPC1a	12
	MRPC4	MRPC3	MRPC3	MRPC2	MRPC2	12	9	MRPC1b
						MRPC1b	MRPC1b	
个数	62	32	8	100	16	1	1	1

续表 2.4 CBM-TOF 系统的模块构成

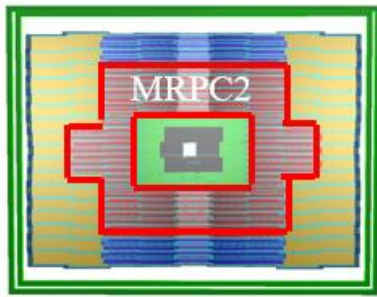
模块	M8	M9	M10	M11	M12	M13	M14
	6		18		18	6	
构成	MRPC1a	12	MRPC1a	12	MRPC1a	MRPC1a	12
	12	MRPC1b	12	MRPC1b	9	12	MRPC1b
	MRPC1b		MRPC1b		MRPC1b	MRPC1b	
个数	1	1	1	1	1	1	1

2.5 CBM-TOF 系统设计的验证

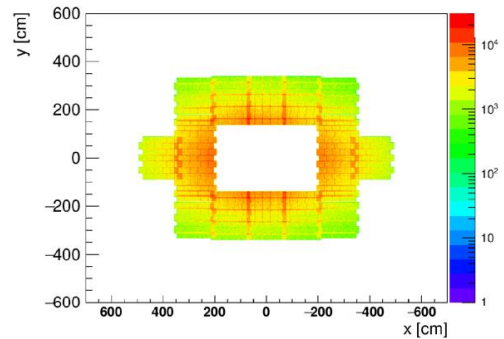
采用 CBM-TOF 的具体结构取代 TOF 平面可以得到实际结构中 CBM-TOF 相应的计数率，同时检验 TOF 的结构设计。

2.5.1 MRPC2 的计数率

MRPC2 是由本课题组研制的高计数率探测器，因而重点对 MRPC2 的相关区域进行了研究，如图 2.19(a) 图中的红色区域所示。MRPC2 将用于 CBM-TOF 外墙，离束流管中心的最近距离为 203.5 cm。模拟得到了动量为 12 AGeV/c 的金离子束流与金靶进行碰撞频率为 10 MHz 的碰撞时 MRPC2 的计数率分布，如图 2.19 (b) 所示，显示计数率的最大值约为 20 kHz/cm²，这是由于 CBM-TOF 探测器相互重叠部分导致的，部分区域有 4 层探测器重叠，由此可得到单个探测器计数率最大值约为 5 kHz/cm²，在 MRPC2 的计数率能力范围内。图中凸起的条块状热点区域显示了探测器的重叠位置。



(a) CBM-TOF 中 MRPC2 的位置。其中红色区域由 MRPC2 构成



(b) MRPC2 探测器区域的计数率分布

图 2.19 TOF 实际结构中 MRPC2 的位置及计数率分布

2.5.2 MRPC2 的占有率

由 2.3.5 节可知，CBM-TOF 的占有率要求主要体现在读出条的条长上。MRPC2 的条长为 27 cm，图 2.21 展示了 TOF 外墙不同区域条长的上限值（红线）和实际条长（蓝线）。MRPC2 所在区域 27 cm 的条长远小于相应区域的上限，符合设计要求。

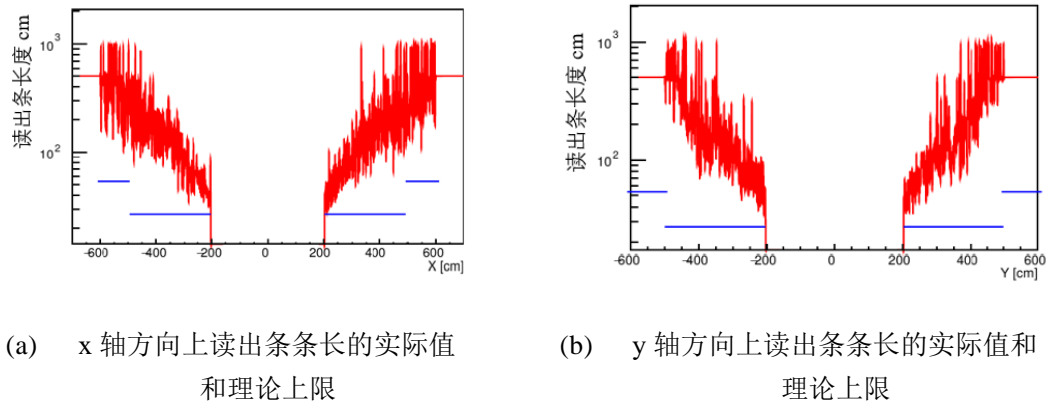


图 2.20 TOF 外墙读出条条长的实际值和理论上限

2.5.3 TOF 的电子学通道计数率

高计数率实验的数据传输量也是 CBM 的一个挑战，数据传输的需求主要受数据采集过程中平均碰撞频率的影响，即持续碰撞频率，据此对每个电子学通道的计数率进行了计算。

电子学通道计数率的计算不仅要考虑粒子通量，同时也要考虑探测器的响应。因为一个粒子可能使多个读出条响应，此外，CBM-TOF 中的 MRPC 采用了双端读出的方式，每个信号会在读出条两端的电子学通道各产生一个信号，电子学通道计数率的计算需要充分考虑到探测器的响应过程。

本文采用了抽样的方法对探测器的响应进行了模拟，通过抽样获得 MRPC 雪崩信号的大小，并按权重得到信号在各读出条的感应信号，省略了详细的雪崩过程以节省模拟时间，以此得到探测器响应来计算电子学通道上的计数率。

不同 CBM 装置所包含子探测器系统及其相应位置有所不同，使得不同装置所受持续碰撞频率也不同。SIS100 可以达到的碰撞频率最大为 10 MHz。电子测量装置对应的最大持续碰撞频率为 100 kHz；强子测量装置和缪子测量装置不含 MVD，可承受的最大持续碰撞频率为 5 MHz，因而采用强子测量装置对电子学通道计数率进行了计算，碰撞方式为最小偏差碰撞。图 2.21 为模拟计算结果，选取了两个代表性模块的通道计数率分布，左图为 TOF 外墙模块 2 中 MRPC2 各通道的计数率，右图为 TOF 内墙模块 10 各通道的计数率，最高约为 300 kHz，低于 500 kHz 的电子学通道计数率上限，符合设计需求。

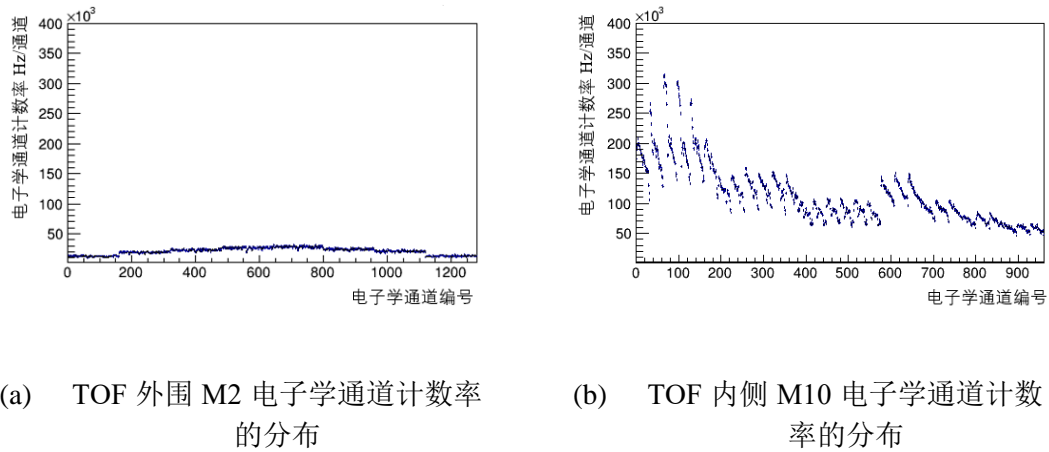


图 2.21 TOF 电子学通道的计数率分布

2.6 本章小结

本章采用 UrQMD 和 DCM-QGMS-SMM 模型计算的重离子碰撞数据作为输入文件、采用不同的物理模拟软件 Geant3 和 Geant4 对 CBM 实验进行了系统的模拟。采用目前最新设计的各个子探测器系统及束流管道搭建了 SIS100 加速器上完整的 CBM 电子测量装置、CBM 强子测量装置和 CBM 缪子测量装置，对 CBM-TOF 在高能高碰撞频率条件下的实验环境进行了更精确的模拟，得到了 CBM-TOF 计数率、占有率等相应的要求。由于束流在实验中会随束流能量和磁场强度的不同而发生水平方向上的偏转，需要对束流管道的方向进行相应的调整。本文针对不同能量的束流在磁铁中的偏转，模拟确定了在不同能量条件下 TOF 系统所需的偏移量。依据上述模拟结果，对 CBM-TOF 的结构进行了设计与验证。

在 CBM 整体装置中重点对本课题组负责的高计数率 MRPC2 的设计进行了验证。比较各装置的实验条件后，得到强子测量装置的计数率要求最高，强子测量装置中 MRPC2 的计数率要求约为 5 kHz/cm^2 ，基于低阻 MRPC 技术的 MRPC2 可满足该计数率要求；在强子测量装置的中心碰撞事件中，MRPC2 的读出条长满足所需的占有率要求；MRPC2 还满足持续碰撞频率为 5 MHz 条件下强子测量装置的电子学通道计数率要求，验证了 MRPC2 符合设计需求。

第 3 章 mCBM 实验中 mTOF 分析方法的研究与验证

3.1 mCBM 实验介绍

CBM 实验环境下的各子探测器系统的性能测试及研究对 CBM 的可行性研究研究极为重要，有助于 CBM 探测器和其它系统的优化，为将来 CBM 实验的运行奠定基础，因而 CBM 合作组建立了 mCBM 实验。mCBM 实验为小型化的 CBM 实验，旨在采用 CBM 相近的实验环境对 CBM 各个子探测器其中的部分模块、相应的电子学、数据读出系统以及数据分析方法与软件等进行测试并将对 Λ 重子进行精确测量。mCBM 同 CBM 实验一样，都位于 GSI。mCBM 为 SIS18 上的实验，具体位置如图 3.1 所示，该实验同样为固定靶实验。

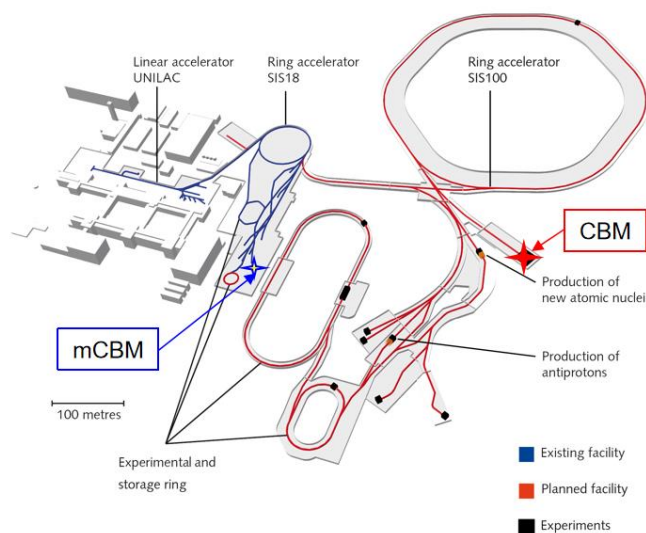


图 3.1 mCBM 在 GSI 中的位置

3.1.1 mCBM 实验的研究目标

mCBM 实验的开展可以为 CBM 实验积累硬件和软件等方面的经验，mCBM 主要有以下几个目标：

- 1) 在高计数率重离子碰撞的实验条件下测试各探测器原型机的性能；
- 2) 测试各探测器电子学的性能；
- 3) 测试自由流读出系统，并测试数据向 HPC 的传输过程；
- 4) 测试分析软件以及分析方法；

5) 测试探测器控制系统。

除了对 CBM 实验各系统的测试与优化外, mCBM 的物理目标是测量反应产物 Λ 重子的多重数并和已发表的数据进行比对与验证。

3.1.2 mCBM 实验的装置

mCBM 实验可以提供 5 种靶: 与 10% 束流粒子发生碰撞的金靶、与 1% 束流粒子发生碰撞的金靶、与 10% 束流粒子发生碰撞的镍靶、与 1% 束流粒子发生碰撞的镍靶以及空靶状态。mCBM 实验中的金离子束流最高动能为 1.24 AGeV、镍离子束流的最高动能为 1.93 AGeV, 此外 SIS18 还能提供银离子束流、碳离子束流等其它重离子束流。束流的强度最高为 $10^8/s$, 打在与 10% 束流粒子发生碰撞的固定靶可以得到 mCBM 实验所能达到的最高碰撞频率为 10 MHz, 和 CBM 实验相当, 因而为 CBM 装置提供了理想的测试环境。

mCBM 的实验大厅空间有限, 各探测器系统组成的实验装置长度不应超过 3 米。图 3.2 为示例实验装置的俯视图, 其中左侧的蓝色腔室为靶室, 束流由左侧进入。实验采用右手坐标系, 原点为靶点。实验大厅内从左至右依次放置着待测试的 CBM 探测器原型机: 两层 STS 探测器组成的 mSTS、2 个 GEM 探测器组成的 mMUCH、两层 TRD 组成的 mTRD、25 个高计数率 MRPC2 组成的 mTOF、mRICH 的原型机, 以及一侧的 mPSD。由于其它待测原型机的加入、重离子碰撞条件的变化、实验目的变化以及已测原型机有时需要带回实验室进行进一步的研究与完善等原因, mCBM 实验装置自 2018 年首次开始调试以来一直有动态调整。

mCBM 前期主要注重于各个探测器自身性能的分析及优化, 中期的重点是实现数据的同步以及传输, mCBM 的最终目标是结合所有子探测器以及数据获取系统实现对 Λ 的测量。

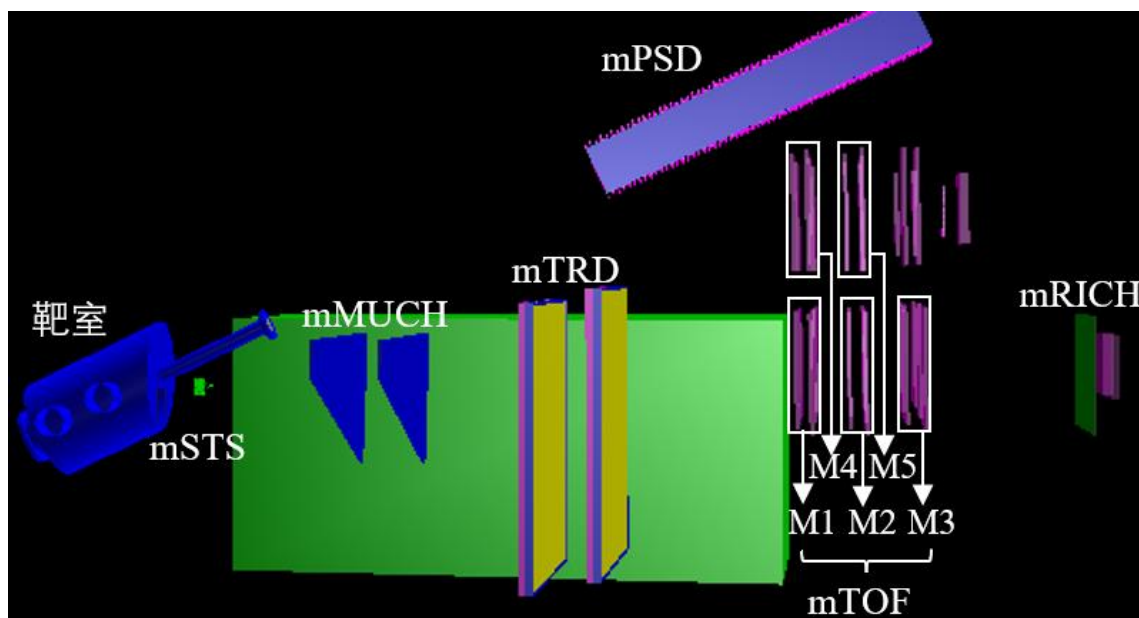


图 3.2 mCBM 实验装置示意图

3.2 mCBM实验中的mTOF

mCBM 中的飞行时间探测器是 mTOF^[119]。mTOF 由 5 个相同的 TOF 模块 (CBM-TOF 系统中的模块 3) 构成, 每个模块含有 5 个基于低阻玻璃的 MRPC2, 如图 3.3 所示。空间上从上到下交错排列的 5 个探测器构成实际实验中的一个 mTOF 模块, 放在同一个流气铝盒中, 相邻探测器交错重叠放置是为了避免死区。靠近束流处竖直放置了 2 个模块, 为图 3.2 中的 M4 (第 4 个模块) 和 M5 (第 5 个模块), 主要用于开展较高计数率条件下探测器的性能研究并为其它原型机的加入提供了空间, 离束流稍远处放置了 3 个模块, 从左往右依次为 M1 (第一个模块)、M2 (第 2 个模块) 和 M3 (第 3 个模块), 主要用于形成多点径迹以研究探测器性能。

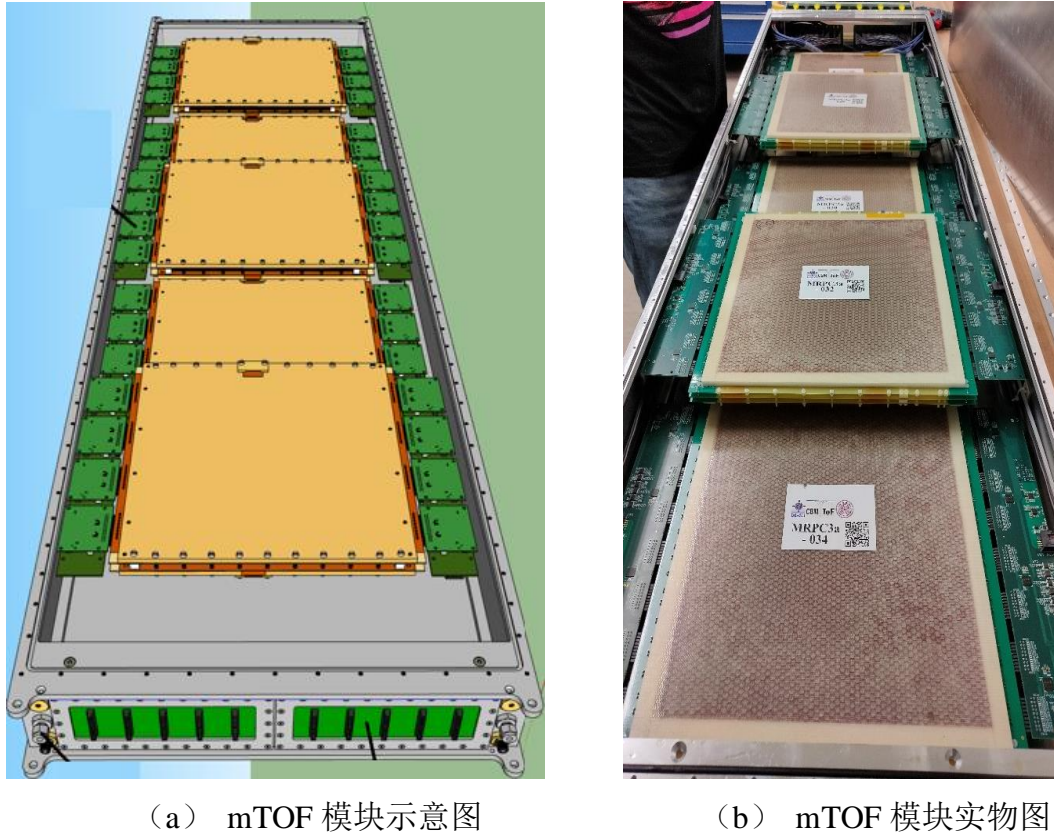


图 3.3 mTOF 模块示意图和实物图

3.3 mTOF系统分析方法研究

由于 mCBM 实验没有触发，mTOF 的分析不同于常规的触发实验。考虑充分利用 TOF 所提供的时间信息和位置信息，分析思路是采用径迹对 mTOF 进行性能分析，可以利用模拟对分析方法进行研究与验证。图 3.4 为 mTOF 模拟的流程图。

模拟首先需要建立 mTOF 的几何结构，mTOF 中的 MRPC 几何体采用了与实际探测器相符的 8 气隙结构，采用该结构 MRPC 建立了 mTOF 几何，模拟了动能为 1.24 AGeV (SIS18 上金离子的最高动能) 的金离子束流轰击金靶条件下 mTOF 的实验环境。

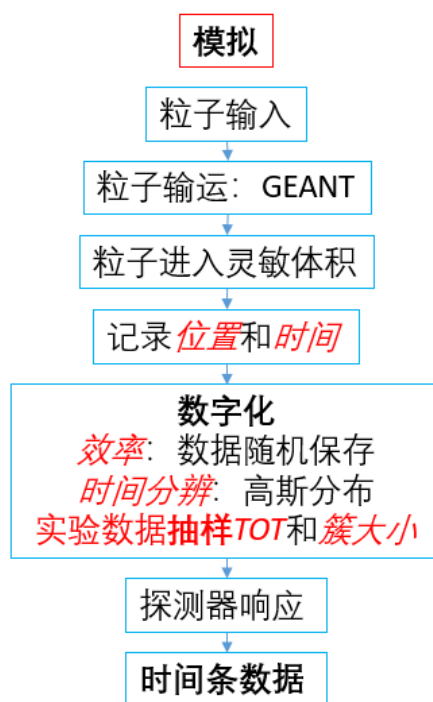


图 3.4 mTOF 模拟流程图

3.3.1 mTOF 的计数率分布

采用了 10 万个 1.24 AGeV 金离子与金靶的最小偏差碰撞事件对 mCMB 进行了模拟。图 3.5 为一个碰撞事件的俯视图。金离子和金离子碰撞产生的次级粒子从图片左侧的靶室中发射，穿过 mSTS、mMUCH 和 mTRD 并到达 mTOF。

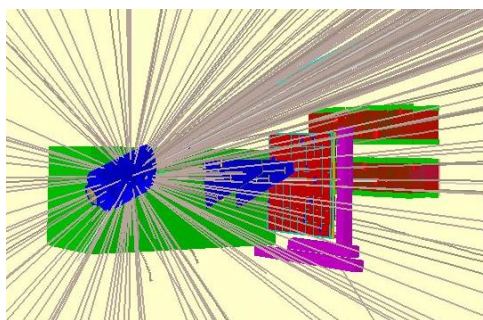


图 3.5 mCBM 中金离子和金离子碰撞的俯视图。图中显示了粒子的径迹

mCBM 实验的碰撞频率最高可达 10 MHz，图 3.6 给出了 MRPC2 在 mCBM 10 MHz 碰撞频率条件下的计数率分布。图中的四个长方形区域代表了 mTOF 前排模块 M1 和 M4 中离 mTRD 最近的 4 个探测器。图中左侧的两个探测器分别为 M4 的两个前部 MRPC2，右侧的两个探测器则为 M1 的两个前部 MRPC2。由于 M4 更靠近束流管道，因而左侧探测器的计数率总体高于右侧探测器的计数率。模拟结果

表明 MRPC2 在 mCBM 实验中所受最大计数率可达 20 kHz/cm^2 ，而 CBM-TOF 对 MRPC2 的要求为 5 kHz/cm^2 ，因而 mCBM 可以提供验证 MRPC2 在 CBM 中应用的实验条件，可以利用 mCBM 对 MRPC2 开展系统性研究。

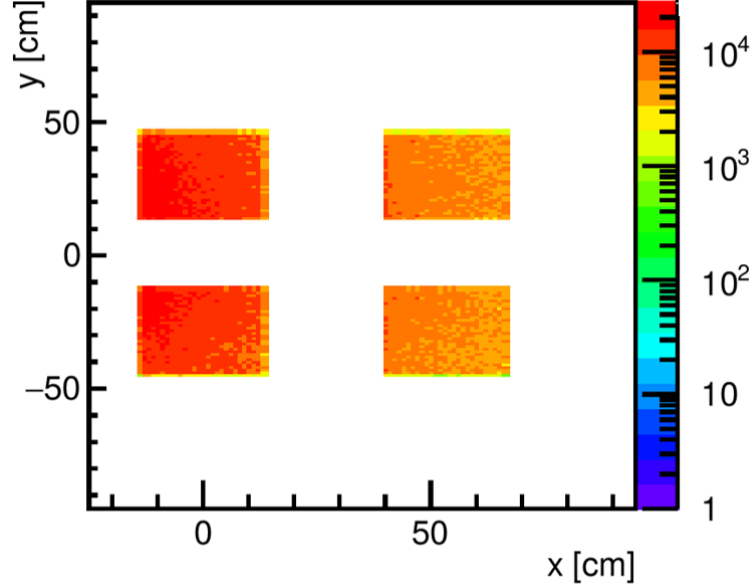


图 3.6 mTOF 前排探测器在 1.24 AGeV 金核与金靶以 10 MHz 碰撞频率进行最小偏差碰撞条件下的计数率分布

3.3.2 mTOF 数字化过程

mTOF 的模拟主要用于分析程序的研究和分析方法的检验。模拟所得的探测器响应将作为分析程序的输入，通过对比探测器性能的真值和分析所得的性能对分析方法进行检验，因而可以省略 MRPC 中的雪崩等复杂物理过程，从已有 MRPC 信号的相关分布直接抽样获取 MRPC 的响应。

MRPC2 为双室 8 气隙探测器。模拟过程中，粒子穿过探测器时与各个气隙发生相互作用的击中点的位置和时间会被记录下来，假设 MRPC 各个气隙的探测效率相同，通过单个气隙的效率定义 MRPC 的整体效率可得，

$$\varepsilon_{MRPC} = 1 - (1 - \varepsilon)^n \quad (3-1)$$

其中 ε_{MRPC} 是 MRPC 的整体探测效率， ε 是单个气隙的探测效率， n 是气隙的个数，此处取值为 8。对于所有击中点，模拟过程中会按照相应的气隙效率随机保留相应比例的击中点，以此将效率引入探测器响应。

MRPC 实际数据中，信号的大小通常由过阈时间 (Time Over Threshold, TOT) 表示。由于数据分析程序的输入所需的是合理的 MRPC 信号数据，信

号的具体形成过程对于分析过程不重要，因而本模拟没有雪崩过程，直接从已有实验数据的 TOT 分布进行抽样，图 3.7 为抽样所用的 TOT 分布,其中次峰的形成是由于存在反射，反射信号和主信号叠加导致。

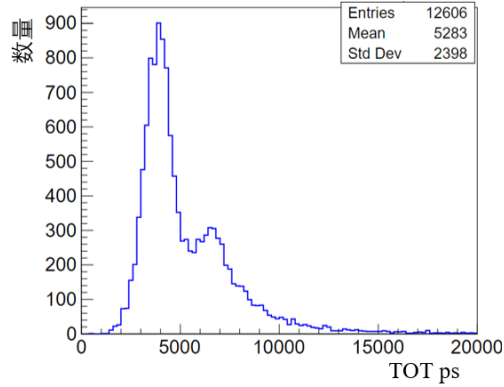


图 3.7 粒子在 MRPC 中产生的信号大小的分布 (TOT 表示)

该 TOT 分布是实际实验中每一次击中对应的 TOT。取决于信号的位置和大小，单次击中可能使多条读出条感应出信号，因而需要对信号分布进行模拟。电荷分布过程中采用了“圆盘”模型：假设该击中点产生的电荷为圆形分布，以首个击中点的位置为圆心，随机抽取获得电荷分布的半径，从而得到电荷分布的面积，然后计算各个读出条所覆盖的面积，按比列在各读出条上分布电荷，再在每个读出条上将相应的 TOT 均分给读出条的两端，生成各电子学通道相应的 TOT，图 3.8 为电荷分布过程的示意图。每个电子学通道的响应记为 *digi*。

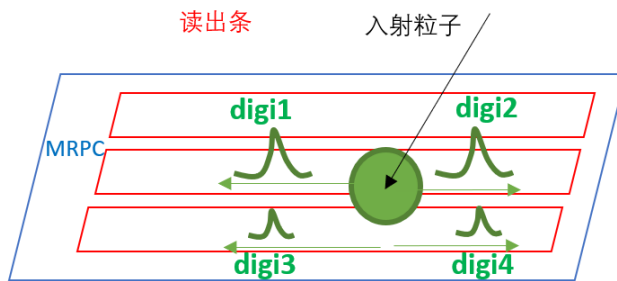


图 3.8 电荷分布过程示意图

digi 除了包含 TOT 信息外，还包含时间信息，

$$t_{digi} = t_{start} + t_{MRPC} + t_{signal} + t_{electronics} \quad (3-2)$$

其中 t_{digi} 为各电子学通道记录到的时间，式 (3-2) 反应了 t_{digi} 依次包括

事件起始时刻 t_{start} 、MRPC 被击中的时间 t_{MRPC} 、信号在读出条上的传输时间 t_{signal} 和电子学系统引入的时间 $t_{electronics}$ 。时间信息中， t_{MRPC} 采用粒子在 MRPC 中首个击中点的时间，近似对应粒子在探测器中首次发生初级电离的时间。

模拟中的各部分时间分辨是通过给时间信息加一个高斯分布引入的。据此可得 dig_i 的时间分辨如下，

$$\sigma_{dig_i}^2 = \sigma_{start}^2 + \sigma_{MRPC}^2 + \sigma_{electronics}^2 \quad (3-3)$$

模拟中的击中点包含击中位置的信息。取决于探测器的放置位置，一般探测器的 z 坐标是已知的。电荷分布后，生成的 dig_i 具有电子学通道信息，包括模块编号、探测器编号、和通道编号，探测器在 z 轴的位置和通道编号能够在空间中给出 dig_i 的二维位置信息。此外，同一读出条两端 dig_i 的时间信息包含了 dig_i 在沿读出条上的位置，综上击中点的三维位置信息可以被重建出来，所以 dig_i 的位置信息也是完整的。

目前生成了探测器响应相关的所有信息，按照探测器效率随机保存的 dig_i 含有 TOT 信息、时间信息以及位置信息相关的通道信息等。可以计算出读出条两端 dig_i 重建出读出条的时间为，

$$t_{rec} = \frac{t_{dig_i1} + t_{dig_i2}}{2} \quad (3-4)$$

$$t_{rec} = \frac{2t_{start} + 2t_{MRPC} + t_{signal1} + t_{signal2} + t_{electronics1} + t_{electronics2}}{2} \quad (3-5)$$

$$t_{rec} = t_{start} + t_{MRPC} + \frac{t_{signal1} + t_{electronics1} + t_{signal2} + t_{electronics2}}{2} \quad (3-6)$$

重建时间的误差 σ_{rec} 为，

$$\sigma_{rec}^2 = \sigma_{start}^2 + \sigma_{MRPC}^2 + \frac{\sigma_{electronics}^2}{2} \quad (3-7)$$

3.3.3 mTOF响应的分布

图 3.9 给出了 mCBM 实验中每次碰撞事件的时长与 mTOF 多重数的分布。碰撞事件的时长是从碰撞开始到 mTOF 探测到最后一次击中的时间差。mCBM 系统中部分束流实验加入了金刚石探测器，金刚石探测器距离靶点很近，因而在模拟过程中可将碰撞发生的时间作为金刚石的探测时间，金刚石探测器的响应与 mTOF 的响应被一同记录。该种情况下，事件的时长即为每个碰撞事件记录到的最早的击中与最晚的击中之间的时间差。图 3.9 (a) 为事件时长和被击中探测器数量的二维

分布，可以看到有些事件的时长可达 1000 ns，这主要是因为少量次级粒子在实验大厅中的散射，但是这些长寿命粒子并非实验研究的重点对象，因而可以不用重点考虑，主要关注 3.9 (b) 图中事件时长小于 100 ns 的数据。模拟结果表明碰撞事件的时长约为 25 ns，如图 3.9 (d) 图所示。这主要取决于 mTOF 距离靶点的位置。探测器距离靶点越远，则粒子的飞行时间越长、碰撞事件的时长越长。

mTOF 的多重数是指每次碰撞事件中响应的探测器的个数，模拟结果表明 1.24 AGeV 金离子与金靶以 10 MHz 碰撞频率进行碰撞的条件下，每次碰撞平均有约 16 个 MRPC 探测到粒子。

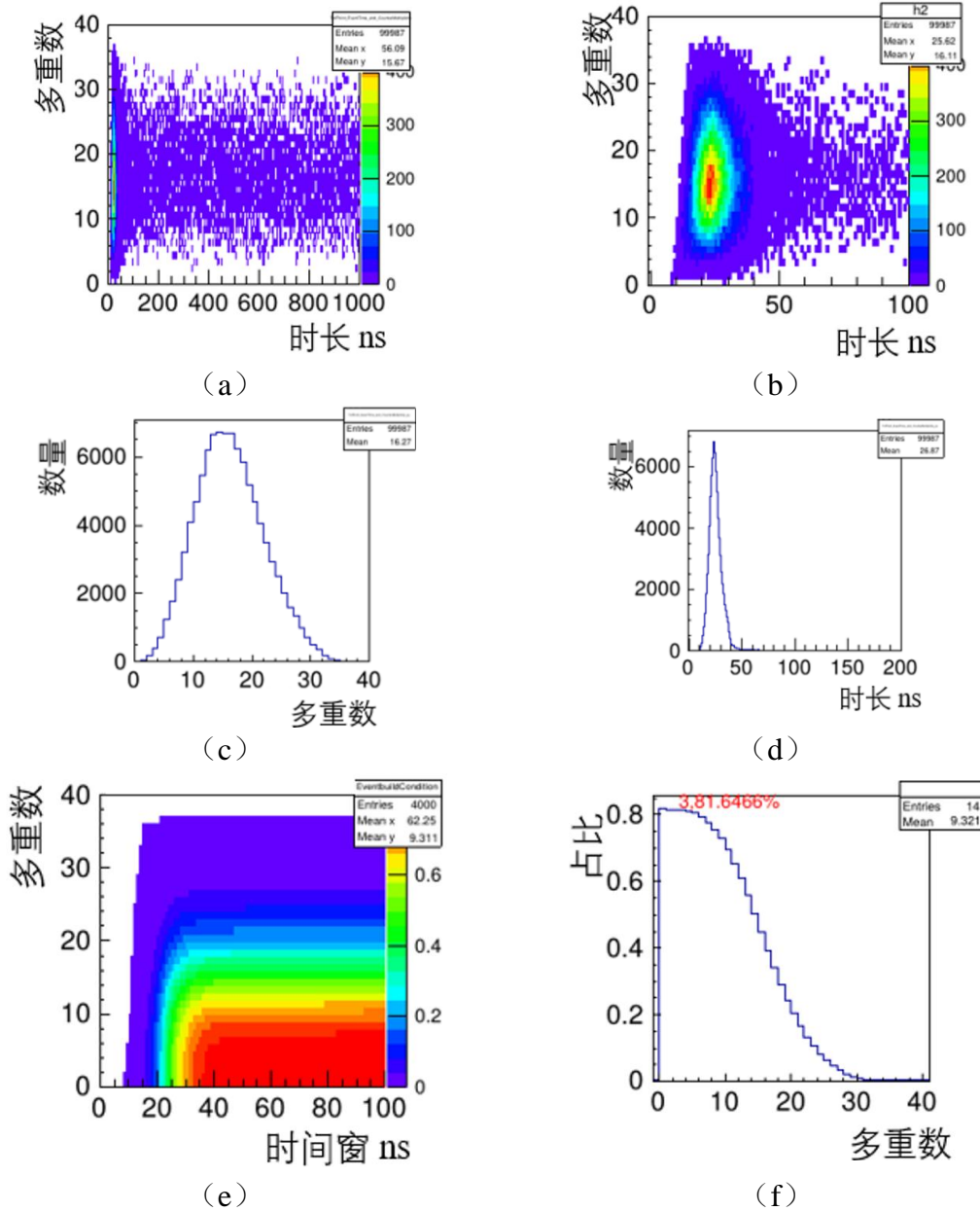


图 3.9 mTOF 在碰撞事件中的特征

所测始末时间差和多重数作为碰撞事件的特征可以帮助制定建立事件的时间窗等要求。因为无触发实验数据是以时间为序列的连续数据，数据分析首先需要通过恰当的定义对事件进行筛选与建立。图 3.9 (e) 为特定时间窗内至少特定数目探测器响应的事件在总事件中的占比，定义为建立事件的效率。模拟结果表明 50 ns 内至少有 3 个探测器响应的事件分别占总模拟事件的 81.6466% (图 3.9 (f))。若不考虑事件时长超过 1000 ns 的事件，该事件建立方法下的事件建立效率分别为 92.37%，认为该建立条件可以接受，满足 50 ns 内至少有 3 个探测器响应的数据将作为一个事件进行存储。

3.3.4 mTOF的模拟

mCBM 是无触发实验，数据没有事件信息，原始数据并不会以事件为单位进行记录，因而原始实验数据中不包含事件信息，只是一段时间内所有的探测器的响应。而模拟过程中输入文件是以事件为单位的，每个碰撞事件作为一次输入。为了能够得到 MRPC 在连续时间段内的响应，使得模拟所得数据和实验原始数据一样不包含事件信息，通过泊松分布建立了相邻事件的时间联系，实现基于时间对数据进行存储。相邻事件的时间间隔和碰撞频率 m 有关，碰撞频率越高，则相邻事件间时间间隔的平均值越小，本文在满足事件间时间间隔的平均值符合反应率要求的条件下，模拟了相邻碰撞事件间隔不为定值的碰撞，相邻事件时间间隔的概率分布为：

$$f(t) = m \cdot e^{-m \cdot t} \quad (3-8)$$

最高碰撞频率为 10 MHz 时，相邻事件的平均间隔时间为 100 ns，每 ns 的平均有 0.01 个事件。采用 ns 单位下的时间分布则碰撞频率取为 0.01。采泊松分布对事件的时间间隔进行抽样，使独立的碰撞事件连接为时间上连续的事件，抽样分布如图 3.10 所示。

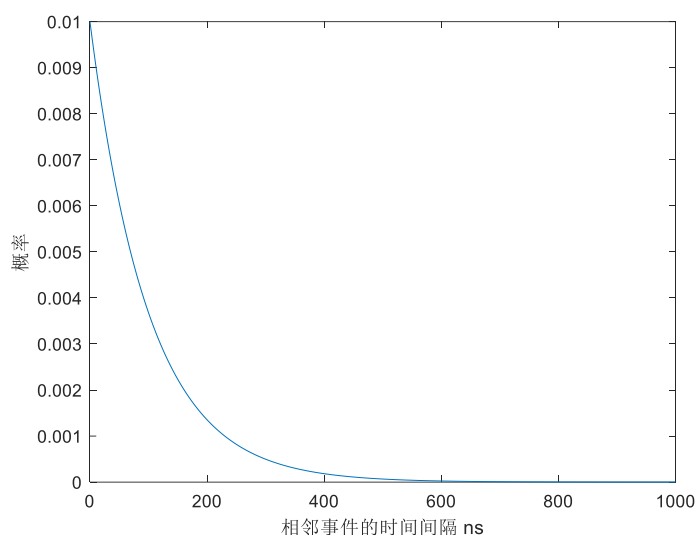


图 3.10 相邻碰撞事件时间间隔的概率分布

图 3.11 为模拟中 digi 的时间分布，数据持续时间为 1s，反映了持续发生碰撞的时长。模拟的数据量越多，对应的时间越长。

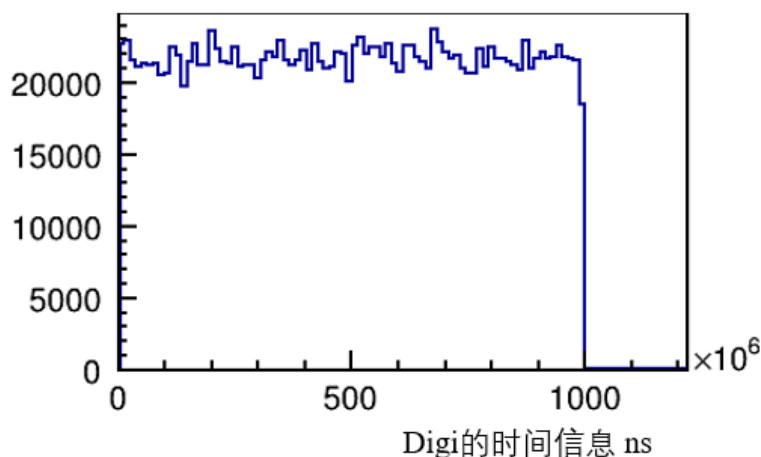


图 3.11 连续碰撞中 digi 的时间分布

3.3.5 mTOF的刻度方法

刻度前，首先利用探测器在碰撞事件中的响应特点对模拟数据进行了事件的建立。建立事件的要求为 50 ns 内至少有 3 个 MRPC 响应，若数据符合该要求，则将该时间窗内的数据存储为 1 个事件。接下来，和触发实验相同，mTOF 的分析需要对各个探测器进行刻度：包括位置修正、信号传输速度修正、电子学的增益和时间幅度修正等。刻度主要围绕两个和信号本身相关量：信号的时刻和 TOT。

电子学增益需要修正主要是由于各个电子学通道的增益可能不同，而使读出条

信号大小 (TOT) 存在差异。由于电子学增益和信号时刻的相关性不大, 因而可以先独立对各个电子学通道进行增益修正。将所有电子学通道的均值 Mean 修正至 5 (任意单位), 得到修正后的 TOT' ,

$$TOT' = TOT * \frac{5[a.u.]}{Mean} \quad (3-9)$$

电子学修正后的分布如图 3.12 所示。

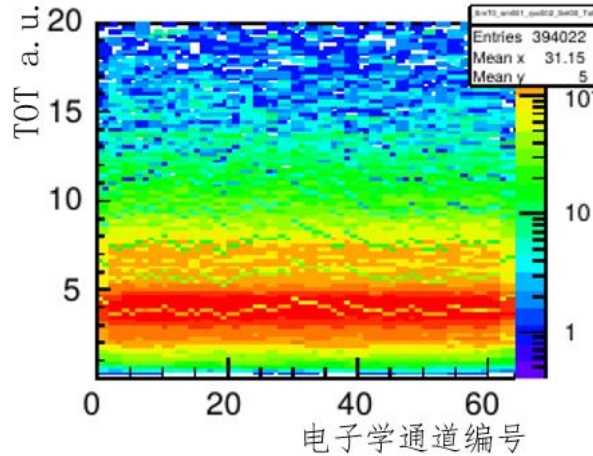


图 3.12 mTOF 模拟信号的 TOT 分布

位置修正就是为了能够确保同一个探测器上各击中点均位于探测器的灵敏区域范围内, 主要是沿读出条方向上位置的修正, 跨读出条方向的位置由固定的电子学通道决定。本文设定探测器的中心为每个探测器的原点。信号在沿读出条方向上的位置 Y 通过读出条两端的时间差的一半乘以信号传输速度 v 计算得到。

$$Y = v \cdot \frac{t1 - t2}{2} \quad (3-10)$$

其中 $t1$ 和 $t2$ 分别代表读出条两端的时间。时间差是影响信号位置的重要因素, 由于电子学线缆长度差异等原因引入的时间差异会增大信号位置的分散, 而只有信号处于正确位置处才能正确分析信号。由于探测器在全灵敏面积受照的情况下读出条上击中点分布不均匀, 将各读出条上击中点位置的平均值用于位置修正则不够准确, 本文通过对各读出条上击中点沿读出条方向的分布进行双边拟合, 得到读出条两端边界, 边界间的长度作为读出条长度的计算值 L' , 再将拟合所得读出条位置的中点 Center 移放至零点, 从而使得各读出条上的击中均大致处于探测器灵敏范围内。位置和时间是可以相互转换的, 该修正过程用时间修正可表示为,

$$t1' = t1 - \frac{Center}{v} \quad (3-11)$$

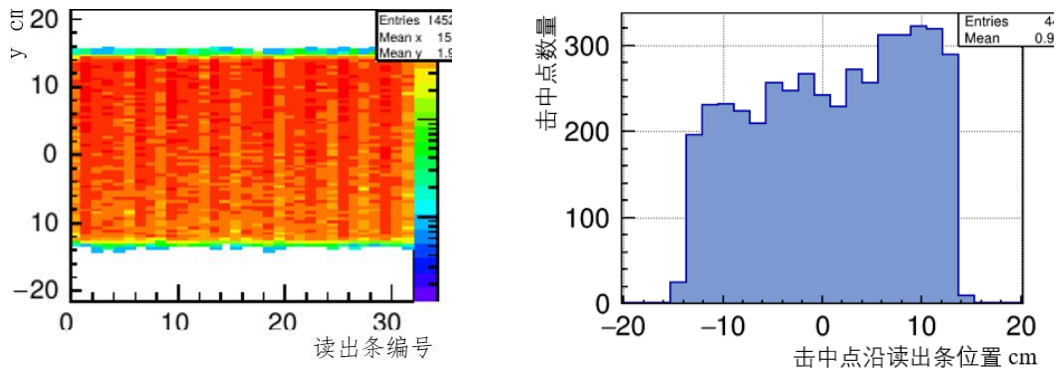
$$t2' = t2 + \frac{Center}{v} \quad (3-12)$$

在读出条两端时间差的最大值确定的条件下，计算所得的读出条长度主要受信号在读出条上的传输速度影响，如式 (3-13) 所示， Δt_{max} 为读出条两端信号时间差的最大值。通过拟合同一读出条上各击中点分布计算得到读出条的长度。信号传输速度的修正主要是为了保证读出条长度的计算值与读出条的实际长度相符。通过双边拟合计算所得的读出条长度 L' 与实际读出条长 L 的倍数可以得到信号传输速度的修正值 v' 。

$$L' = v \cdot \Delta t_{max} \quad (3-13)$$

$$v' = v \cdot \frac{L}{L'} \quad (3-14)$$

校正后的击中点位置分布如图 3.13 所示，反应了探测器的灵敏探测器区域。



(a) 击中点在探测器平面的位置分布

(b) 击中点在一读出条上的位置分布

图 3.13 mTOF 模拟数据中击中点的位置分布

时间幅度修正是用于修正信号过阈时间的抖动。信号在探测器中发生雪崩的初始时间无法直接测量。目前实验室中最接近的测量是利用高带宽的示波器或者电子学对信号波形进行多点采样，然后通过前沿拟合或神经网络确定雪崩的发生时间，减小了雪崩发生位置带来的时间抖动。但是由于该方式的读出系统成本高以及采样数据量大等，目前难以在大规模实验中应用，尤其是高计数率 CBM 实验。CBM 无触发数据获取方式已经增加了数据的传输量，再对信号进行多点高精度采样目前不适用。CBM 中 MRPC 将采用过阈甄别的方法，保留原始信号的过阈时间和过阈时长，过阈时间作为信号的发生时间。若两个信号同时发生，但是信号幅度不同，由于信号的上升速度不同，大信号的上升速度快，小信号的上升速度慢，在

设定阈值甄别的情况下，大信号的时刻要早于小信号的时刻，从而引入了由于信号大小不同带来的定时差异 $f(TOT')$ 。该修正过程和时间以及 TOT 相关，因而在电子学增益修正和位置修正后进行，

$$t'' = t' - f(TOT') \quad (3-15)$$

时幅修正后希望 TOT 和时间差无明显依赖关系，如图 3.14 所示。

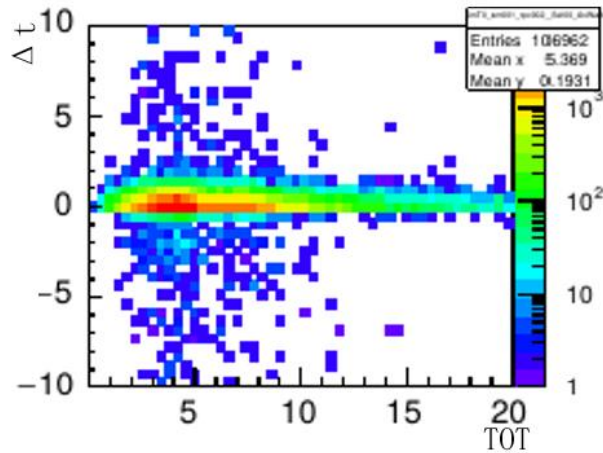


图 3.14 mTOF 模拟信号的时间幅度关系

探测器全灵敏面积受照射时，需要对探测器整体进行刻度，增加了刻度工作量的同时也提供了进行全面刻度的可能性，比如通过拟合所得读条长度实现了信号传输速度的修正，使得探测器得到较好的性能表现。

3.3.6 mTOF 径迹匹配率的分析

由于 mCBM 各探测器原型机仍处于测试阶段，直接利用各子探测器建立径迹对各探测器的性能表现要求较高，需要在完全理解各个子探测器的基础上才能进行联合分析。为了确保能够初步获取 mTOF 的性能表现，考虑利用 mTOF 自有的 MRPC 形成径迹并进行探测器性能研究。所以 mTOF 在 mCBM 实验大厅中没有以 TOF 系统的平面形式进行放置，一是由于空间有限，二是为了 mTOF 内部模块能够在接受度上有重合区域，以利用 mTOF 重建出粒子的径迹然后通过径迹分析探测器性能。径迹分析是无触发 mCBM 实验数据分析的核心。径迹分析的另一个优点是各个 MRPC 的位置可以和径迹预测的位置相互参考，从而对 MRPC 整体位置进行修正。

由于 mCBM 实验没有磁铁，因而将粒子径迹按直线处理。径迹匹配过程中，首先定义用于建立初始径迹的两个探测器，从这两个探测器上各取 1 个击中点形成一条 4 维初始径迹 (x, y, z, t) ，由于探测器的 z 位置都是已知的，可以

通过径迹方程预估得到该径迹在另一个探测器上击中点响应的预期值 t_{ex} , x_{ex} , y_{ex} , 结合该探测器上的实测值 t_m , x_m , y_m 以及相应的标准差 σ_t , σ_x 和 σ_y 通过卡法检验在该探测器中寻找匹配径迹的击中点,

$$\chi^2 = \frac{1}{3} \left(\left(\frac{t_{ex} - t_m}{\sigma_t} \right)^2 + \left(\frac{x_{ex} - x_m}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y_{ex} - y_m}{\sigma_y} \right)^2 \right) \quad (3-16)$$

选择满足 χ^2 小于 3 要求中相应 χ^2 值最小的点, 将该点与该径迹已匹配的击中点结合, 重新拟合该径迹后, 继续在下一个探测器上寻找是否有匹配的击中点, 不断重复该过程至第 N 个探测器。然后再从两个初始探测器中各取一点形成新的径迹并在其它探测器上寻找相匹配的击中。分析过程中只对至少 N-1 个探测器有响应的径迹进行分析。

径迹分析过程中, 图 3.15 为径迹匹配率计算方法的示意图。若其它探测器上的击中点重建出了一条粒子径迹, 而待测探测器没有与该径迹匹配的信号, 则导致径迹匹配率降低^[120]。

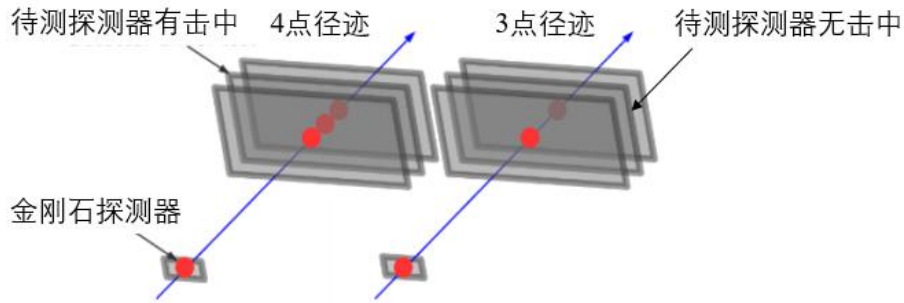


图 3.15 mTOF 径迹匹配率计算方法示意图

3.3.7 mTOF的时间分辨

以 D_{ut} 代表待测探测器, 在 D_{ut} 含有有效击中点 (与径迹匹配) 的情况下, mTOF 的时间分辨可以通过径迹在 D_{ut} 的拟合值 t_{fit} 与测量值 $t_{D_{ut}}$ 的差值进行推算。由于 mTOF 中 M1, M2 和 M3 这三个模块在 z 轴上等距放置, 以 3 探测器等距放置的系统为例, 当一个探测器为 D_{ut} 时, 其它两个探测器分别为 $Ref1$ 和 $Ref2$ 。通过位置拟合得到的 t_{fit} 和测量值 $t_{D_{ut}}$ 的时间差为:

$$t_{D_{ut}} - t_{fit} = t_{D_{ut}} - \left[\frac{(Z_{D_{ut}} - Z_{Ref1})t_{Ref1}}{Z_{Ref2} - Z_{Ref1}} + \frac{(Z_{Ref2} - Z_{D_{ut}})t_{Ref2}}{Z_{Ref2} - Z_{Ref1}} \right] \quad (3-17)$$

其中 Z 为各个探测器在 z 轴的位置。若分别用 $Det1$ 、 $Det2$ 和 $Det3$ 依次代表这

三个探测器, 当 Dut 是 Det1 时, Ref1 为 Det2, Ref1 为 Det3, 由于 $Z_{\text{ref2}} - Z_{\text{Dut}} = 2Z_{\text{Ref2}} - Z_{\text{Ref1}} = 2Z_{\text{Ref1}} - Z_{\text{Dut}}$, 代入式 (3-17) 可得相应的时间差和各探测器时间分辨 σ 的关系分别如下:

$$t_{\text{Dut}} - t_{\text{fit}} = t_{\text{Det1}} - (-t_{\text{Det2}} + 2t_{\text{Det3}}) \quad (3-18)$$

$$\sigma_1^2(\text{Gauss width}) = \sigma^2(t_{\text{Det1}}) + \sigma^2(t_{\text{Det2}}) + 4\sigma^2(t_{\text{Det3}}) \quad (3-19)$$

Dut 是第二个探测器 Det2 时, Ref1 为 Det1, Ref1 为 Det3, 同理可得:

$$t_{\text{Dut}} - t_{\text{fit}} = t_{\text{Det2}} - \frac{t_{\text{Det1}} + t_{\text{Det3}}}{2} \quad (3-20)$$

$$\sigma_2^2(\text{Gauss width}) = \frac{\sigma^2(t_{\text{Det1}})}{4} + \sigma^2(t_{\text{Det2}}) + \frac{\sigma^2(t_{\text{Det3}})}{4} \quad (3-21)$$

Dut 是第三个探测器 Det3 时, Ref1 为 Det1, Ref1 为 Det2, 同理可得:

$$t_{\text{Dut}} - t_{\text{fit}} = t_{\text{Det3}} - (2t_{\text{Det1}} + t_{\text{Ref2}}) \quad (3-22)$$

$$\sigma_3^2(\text{Gauss width}) = 4\sigma^2(t_{\text{Det1}}) + \sigma^2(t_{\text{Det2}}) + \sigma^2(t_{\text{Det3}}) \quad (3-23)$$

可得式 (3-19)、式 (3-21) 和式 (3-23) 等号右侧各探测器时间分辨的平方对应的系数矩阵为

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 4 \\ \frac{1}{4} & 1 & \frac{1}{4} \\ 4 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (3-24)$$

各探测器时间分辨的平方构成的矩阵 $TRes^2$ 为

$$TRes^2 = \begin{pmatrix} \sigma^2(t_{\text{Det1}}) \\ \sigma^2(t_{\text{Det2}}) \\ \sigma^2(t_{\text{Det3}}) \end{pmatrix} \quad (3-25)$$

设式 (3-19)、式 (3-21) 和式 (3-23) 等式左侧构成矩阵 Measure, 则

$$\text{Measure} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2(\text{Gauss width}) \\ \sigma_2^2(\text{Gauss width}) \\ \sigma_3^2(\text{Gauss width}) \end{pmatrix} \quad (3-26)$$

则式 (3-19)、式 (3-21) 和式 (3-23) 可用如下矩阵计算表示,

$$Measure = A * TRes^2 \quad (3-27)$$

进而可以求得 $TRes^2$,

$$TRes^2 = A^{-1} * Measure \quad (3-28)$$

所以, 在径迹分析过程中, 只要测量各个探测器拟合值与测量值的分布 $Measure$ 并计算出相应的系数矩阵便可以得到探测器时间分辨构成的矩阵 $TRes^2$, 最终得到各探测器的时间分辨。

3.4 mTOF 分析方法的验证

3.4.1 mTOF 分析流程

如 3.3.2 节所述, mTOF 的模拟过程中引入了 MRPC 时间分辨和效率, 因而模拟得到的数据中隐含这两个变量的信息。径迹分析法对模拟数据分析可以得到探测器的时间分辨和效率, 通过对比径迹分析法得到的探测器性能和模拟过程中设定的真值可以实现对径迹分析方法的检验, 当探测器刻度后满足预期并且模拟数据的分析结果与模拟时引入的参数相同时, 相应的分析可用于实验数据, 具体流程如图 3.16 所示。

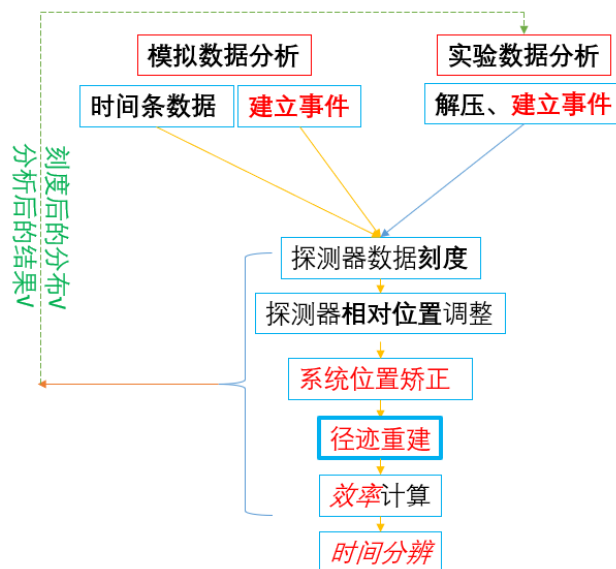


图 3.16 mTOF 分析方法的研究与验证流程图

3.4.2 mTOF模拟数据的效率

分析中首先依据事件特征建立事件，依据此前模拟获得的事件特征，事件建立条件为 50 ns 内至少有 3 个探测器响应，然后在重建的事件中寻找径迹并分析。

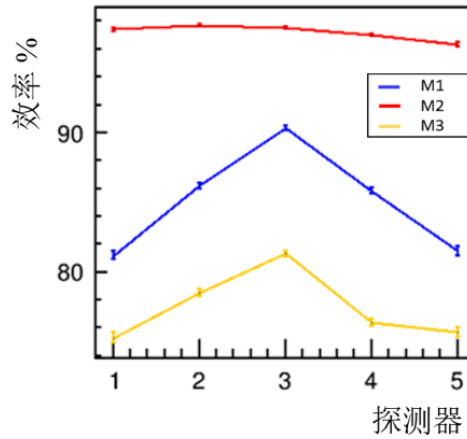


图 3.17 mTOF 中 25 个高计数率 MRPC2 的径迹匹配率

模拟过程中，设定的探测器效率为 100%。图 3.17 为径迹分析法得到的 M1、M2 和 M3 中 25 个探测器的径迹匹配率。图中每个颜色依次给出了一个模块中 5 个探测器的径迹匹配率。由分析结果可见，位于 M1 和 M3 中间的 M2 的径迹匹配率与探测器效率真值相近，模拟结果表明了将探测器置于参考探测器的中间将可以通过径迹匹配率得到探测器的效率。M2 中，中间探测器受几何接受度的影响最小，从而效率最高，更接近于真值。模拟结果为探测器的研究方法起到了指导作用，待测 MRPC 都将置于 mTOF 的内部以便进行更加准确的性能研究。

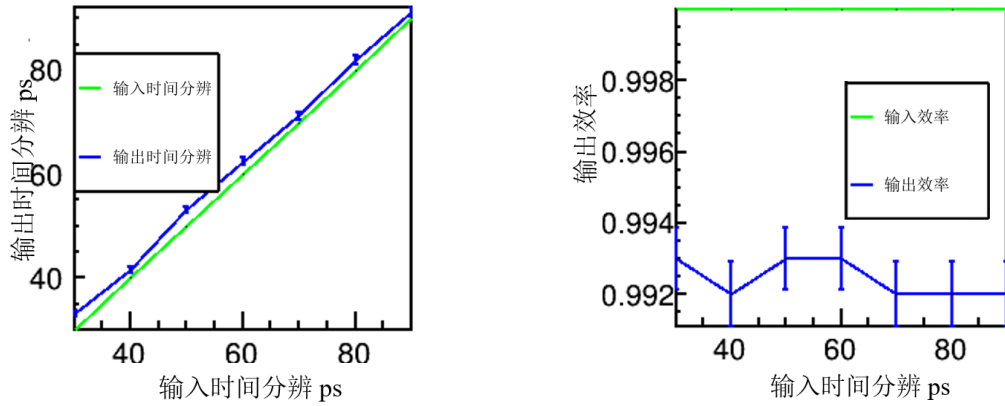
3.4.3 mTOF模拟数据的时间分辨

模拟中事件时间的晃动取值 40 ps，电子学时间分辨为 40 ps，由式 (3-7) 得

$$\sigma_{MRPC}^2 = \sigma_{rec}^2 - \sigma_{start}^2 - \frac{\sigma_{electronics}^2}{2} \approx \sigma_{rec}^2 - 49^2 \quad (3-29)$$

根据上一节的模拟结果，对效率最符合真值的 MRPC 进行了时间分辨的分析。为了研究分析方法的稳定性，分别采用不同的 MRPC 本征时间分辨生成了多组模拟数据，观测通过径迹重建所得的时间分辨。图 3.18 (a) 为

时间分辨真值和径迹分析法得到的时间分辨，二者吻合。各组数据时间分辨真值不同，但对应的效率真值都为 100%。图 3.18 (b) 为径迹分析法所得的效率。可见当时间分辨真值不同时，径迹分析法所得的效率和时间分辨没有依赖关系，效率均高于 99%，接近真值，符合预期。

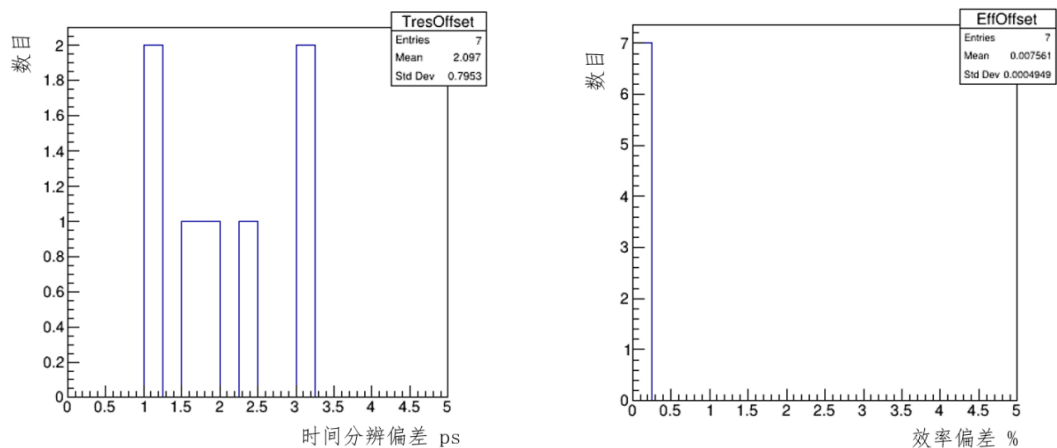


(a) 输入时间分辨和输出时间分辨的关系

(b) 输出效率和输出效率的关系

图 3.18 mTOF 中心 MRPC2 模拟数据的分析结果

图 3.19 (a) 显示了径迹分析法所得时间分辨的偏差约为 2 ps，由于卡方值的筛选及径迹匹配的误差等会导致所得效率低于真值，偏差约为 0.7%，和模拟真值吻合，如 3.19 (b) 图所示。模拟数据的分析结果表明，径迹分析法可以得到合理的探测器性能，可用于 mTOF 探测器的性能研究。



(a) 输出时间分辨和输入时间分辨的偏差

(b) 输入效率和输出效率的偏差

图 3.19 径迹分析法的系统偏差

3.5 本章小结

mCBM 实验可为高计数率 MRPC 在 CBM 实验环境下的性能研究提供实验条件。本章基于 CBMRoot 开展了 mTOF 基于时间（连续碰撞）的模拟，利用模拟数据对基于径迹的分析方法进行了研究与验证。通过在 MRPC 的模拟过程中引入时间分辨和效率这两个变量并抽样得到信号大小后，得到探测器响应的模拟数据。利用径迹分析法分析模拟数据，通过比较模拟数据的分析结果和生成模拟数据的真值实现了对该分析方法的验证。

第 4 章 高计数率 MRPC 在 mCBM 中的应用

4.1 MRPC2 的宇宙线测试

4.1.1 FAIR 初始阶段项目

高计数率 MRPC2 首先会应用到 FAIR 初始阶段项目中的两个系统,除 mCBM-mTOF 外, MRPC2 也会用于 STAR 的端部飞行时间系统 eTOF (end-cap TOF) [121] 以提高 STAR 的粒子鉴别能力。但是两个实验为 MRPC 所能提供的工作气体有所不同。MRPC 常用的工作气体是由 $C_2H_2F_4$ 、 $i-C_4H_{10}$ 和 SF_6 按一定比例混合而成的气体。如第二章所述, $C_2H_2F_4$ 使得带电粒子穿过探测器时电离并产生信号,由于其具有很强的电负性,因此能保证气隙中具有足够高的场强; $i-C_4H_{10}$ 可以吸收光子,减少光子反馈,具有“淬灭”的作用; SF_6 是强电负性气体,吸收雪崩电子,减少放电的横向发展并改善定位能力,延长高压坪区长度,改善时间分辨,同时使 MRPC 工作更稳定。STAR 实验中,为防止 SF_6 进入 TPC 并损害其性能, eTOF 的工作气体不含 SF_6 ,因而实现高计数率 MRPC 的应用首先要研究其在不同气体下的性能,确保其能在相应的工作条件下能够进行工作。

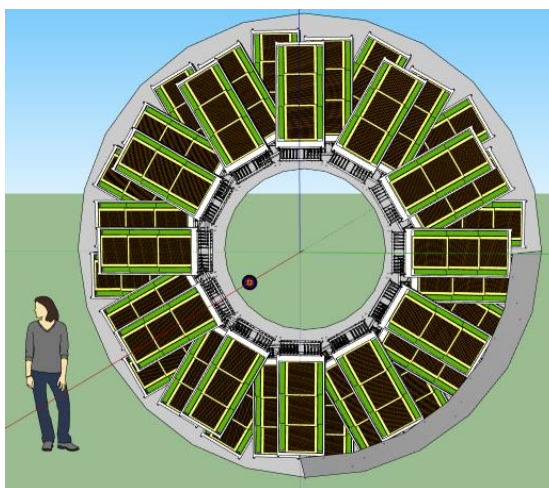


图 4.1 STAR-eTOF 探测器示意图。这是除 mCBM-mTOF 外, MRPC2 参与的一个 FAIR 初始阶段项目。STAR-eTOF 中有 48 个 MRPC 探测器为高计数率 MRPC2

MRPC2 的详细结构如图 4.2 所示。MRPC2 是双室结构,探测器中部 PCB 读出板的两侧各有 4 个气隙。在总气隙个数相同的条件下,双室的优点是其所需的工作电压比单室 MRPC 所需的工作高压降低了约 50%。MRPC2 每个室由 5 块低

阻玻璃构成，在相邻的玻璃之间放置直径为 0.25 mm 的鱼线而形成气隙。距离各 PCB 最近的玻璃表面均喷涂有石墨电极，其面电阻约 4-5 MΩ/m²。高压电极表面和 PCB 读出板之间放有高阻 Mylar 膜，使得玻璃电极表面与 PCB 板保持绝缘。Mylar 膜上留有用于连接高压的高压连接通孔，高压由 PCB 上的铜片引入，在 Mylar 膜的开孔处由碳膜将高压铜片和玻璃电极表面相连。MRPC 最外侧为蜂窝板，以维持 MRPC 的稳固，防止 MRPC 发生形变，MRPC2 的详细参数见表 2.3。

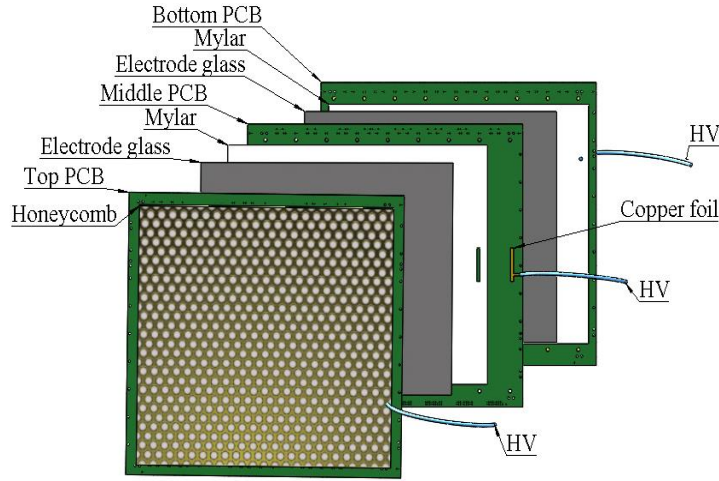


图 4.2 MRPC2 结构示意图

4.1.2 MRPC2在不同工作气体中的性能研究

MRPC 的单气隙效率 ε 可以由相应的公式预估，MRPC 的本征效率 ε_{MRPC} 可以通过 ε 进行推算，

$$\varepsilon = 1 - e^{-\left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \frac{d}{\lambda}} \left(1 + \frac{V_w}{E_w} \frac{\alpha - \eta}{e_0} Q_t\right)^{\frac{1}{\alpha \lambda}} \quad (4-1)$$

$$\varepsilon_{MRPC} = 1 - (1 - \varepsilon)^n \quad (4-2)$$

其中 η 为吸附系数，吸附系数为电子经过单位长度距离被吸附的概率。 α 为第一汤森系数， d 为气隙宽度， V_w 为权重电势， E_w 为权重电场， λ 为粒子在气体中产生簇团的平均距离。 e_0 为电子电荷量， Q_t 为阈值。MRPC 的本征时间分辨 σ_t 也可由已有公式进行推算^[122]：

$$\sigma_t = \frac{1.28}{(\alpha - \eta)v} \quad (4-3)$$

其中 v 为粒子的漂移速度。可见，受气体条件直接影响的第一汤森系数和吸附

系数是影响探测器性能的一个重要因素。参考 STAR-eTOF 和 mTOF 的运行条件, 通过 Garfield++ 软件^[123]对不同混合气体的气体参数进行了计算, 计算结果如图 4.3 所示。

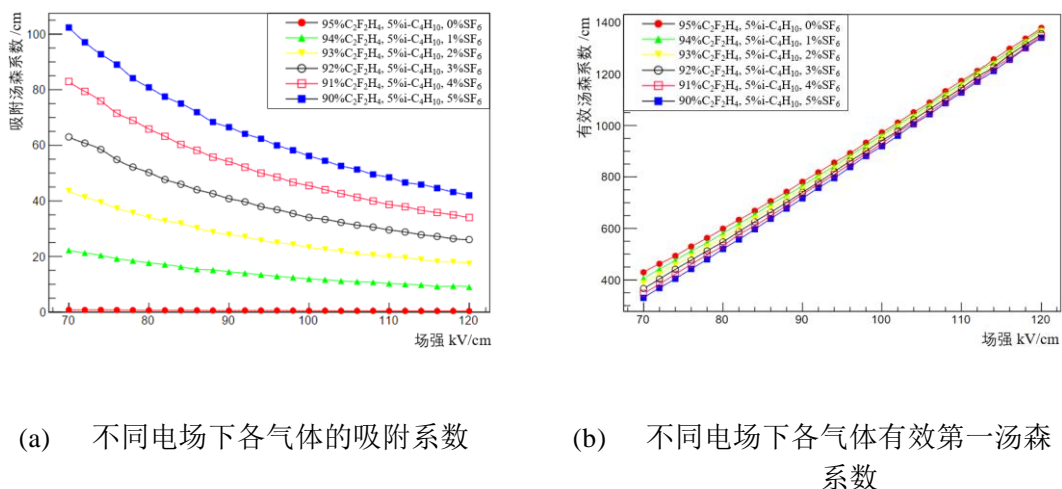


图 4.3 不同气体组分的气体参数

由于 SF₆ 为强电负性气体, 虽然 SF₆ 在混合工作气体中的含量很少, 但是 SF₆ 的微量变化对气体的吸附系数有明显的影响。由图 4.3 中的图 (a) 可见电负性气体 SF₆ 的含量增加时, 气体的电子吸附能力增强, 即电子在经过单位距离后被吸附的概率增加。

为了定量研究 MRPC2 在两个实验中不同工作气体的性能, 利用宇宙线测试对 MRPC2 在不同工作气体下的性能进行了研究。图 4.4 为宇宙线测试的实验装置。

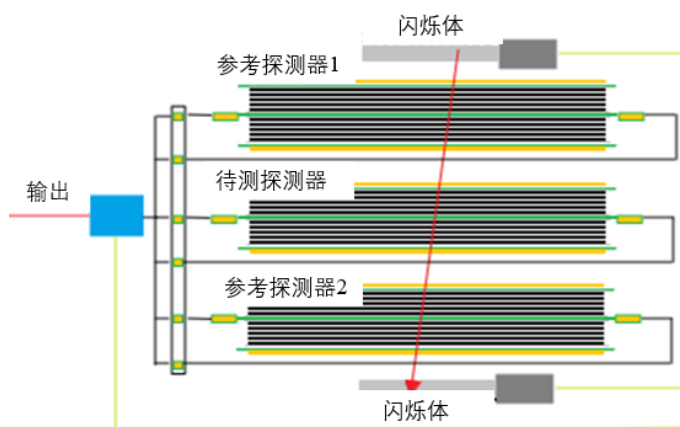


图 4.4 MRPC2 宇宙线测试装置

宇宙线测试中, 铝制流气盒可以容纳 3 个 MRPC2, 所以每次可对 3 个 MRPC 进行宇宙线测试。在探测器气盒上、下各放置了一个闪烁体, 两个闪烁体的符合信

号用作实验中的触发信号。触发条件下相应的探测器数据将被记录，用于性能分析。实验一共对 4 种气体组分进行了测试：

- 1) 90% $C_2H_2F_4$ 、5% i- $C_2H_2F_4$ 、5% SF_6 (CBM 实验标准工作气体)；
- 2) 91% $C_2H_2F_4$ 、5% i- C_4H_{10} 、4% SF_6
- 3) 95% $C_2H_2F_4$ 、5% i- C_4H_{10} (STAR-eTOF 工作气体不含 SF_6)
- 4) 100% $C_2H_2F_4$

宇宙线测试中待测 MRPC 的效率定义为触发事件中待测探测器和其它两个探测器均响应的事例数和另两个探测器均响应的总事例数的比值。图 4.5 为不同工作气体下的 MRPC 的效率坪曲线。测试结果表明，电场相同条件下，MRPC2 在 95% $C_2H_2F_4$ 和 5% i- $C_2H_2F_4$ 的效率高于在 90% $C_2H_2F_4$ 、5% i- $C_2H_2F_4$ 和 5% SF_6 混合气体中的效率。由于 SF_6 含量降低时，电子吸附减少，使得探测器的信号更大，因而被探测到的效率更高。MRPC 在 95% $C_2H_2F_4$ 和 5% i- $C_2H_2F_4$ 下的效率坪曲线明显左移，MRPC 的工作点随工作气体的变化而改变，但是探测器在不同工作气体中均可高达 95%。MRPC2 单室气隙总厚度为 1 mm，计算可得在 CBM-TOF 实验标准工作气体下 MRPC 工作在 110 kV/cm，在 95% $C_2H_2F_4$ 和 5% i- $C_2H_2F_4$ 气体中 MRPC2 工作在 104 kV/cm，为不同实验确立了 MRPC2 的工作高压^[124]。

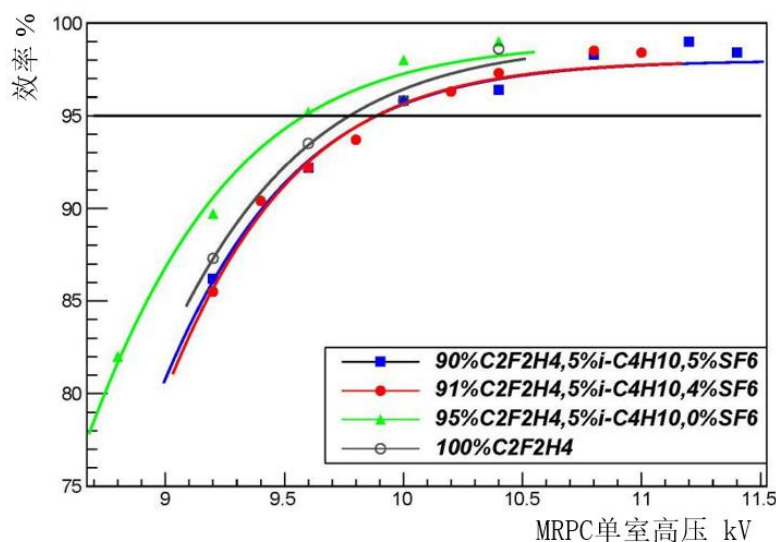
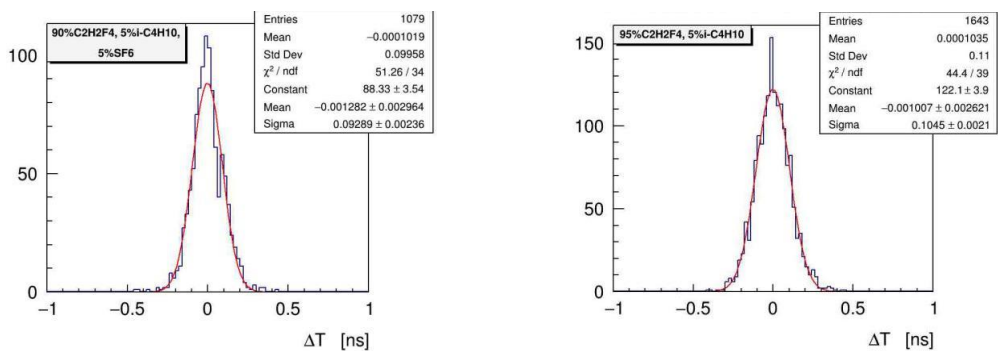


图 4.5 MRPC2 在不同工作气体中的效率曲线

MRPC2 的时间分辨通过两个探测器的时间差分布获得。图 4.6 为两个 MRPC2 的时间差分布，假设两个 MRPC2 具有相同的时间分辨，由误差传递公式可由时间差分布标准偏差的平方除以 $\sqrt{2}$ 计算得到单个 MRPC2 的时间分辨。

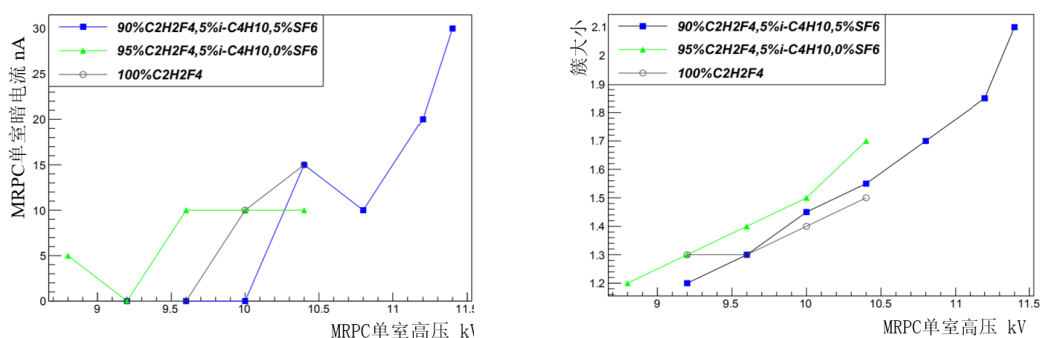


(a) CBM-TOF 标准气体中的两个 MRPC2 时间差的分布 (b) 95% C₂H₂F₄、5% i-C₄H₁₀ 中的两个 MRPC2 时间差的分布

图 4.6 在不同工作气体中两个 MRPC2 时间差的分布。该分布由两个 MRPC2 的测量时间相减而得

经计算可得在这两种工作气体下 MRPC2 的时间分辨分别为 65.68 ps 和 73.89 ps，相差 8.21 ps，但均满足宇宙线测试中的预期。

MRPC2 在各气体中的暗电流小于 30 nA，簇大小小于 2，均符合预期，如图 4.7 所示。



(a) MRPC2 的暗电流 (b) MRPC2 的簇大小

图 4.7 MRPC2 的暗电流和簇大小

4.1.3 小批量生产的MRPC2的性能研究

不同气体下的宇宙线测试验证了 MRPC2 在 CBM-TOF 与 STAR-eTOF 运行的可行性,因而可以开始为这两个实验批量生产 MRPC2。mTOF 需要 25 个 MRPC2, eTOF 需要 48 个 MRPC2, 为这两个探测系统批量生产了 73 个 MRPC2, 多生产了 25 个探测器以作备用以及用于测试系统的搭建以便于分析软件、数据获取系统及探测器性能的研究。为了保证这些 MRPC2 能够有稳定的性能,对所有探测器进行

了气隙均匀性检测和高压测试以观测暗电流。图 4.8 为一组（3 个）MRPC2 的暗电流和噪声随时间的变化，观测为期近四天。新的 MRPC 在通气约 3 天后开始进行高压测试，以确保 MRPC 的气隙被工作气体填充。由于 MRPC 内会有杂质，刚加上高压的 MRPC 暗电流会比较高，随着杂质在高压下被电离，MRPC 的电流逐渐降低，并最终趋于稳定。这一过程称为 MRPC 的高压老炼过程。老炼后，MRPC 的暗电流小于 50 nA。MRPC 的噪声同样随着探测器老炼时间的增加而降低，并最终趋于稳定，噪声值小于 5 Hz/cm²。

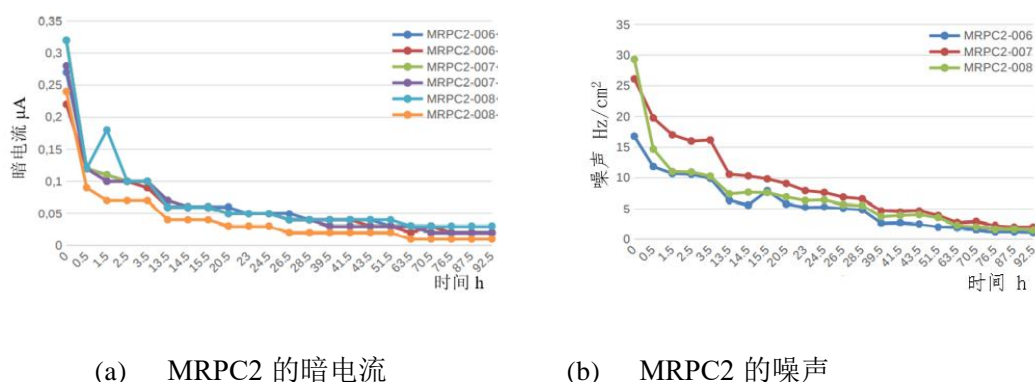


图 4.8 MRPC2 的暗电流与噪声随时间的变化

符合气隙均匀性检查标准、同时暗电流符合预期的探测器趋于具有合理性能，此外由于相同结构探测器的性能趋同，为节省用于宇宙线测试的耗时同时得到该种探测器的性能，随机挑取了其中 34 个 MRPC 进行了宇宙线测试，批量开展 MRPC2 的性能研究。图 4.9 为 34 个探测器的性能研究结果。结果表明 MRPC2 符合 CBM-TOF 对 MRPC 宇宙线测试的性能要求: MRPC2 的效率均高于 95%，多数 MRPC 的时间分辨好于 80 ps。

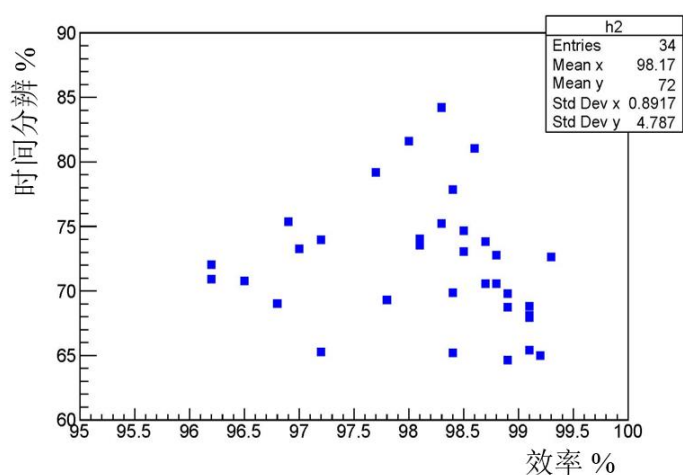


图 4.9 量产 MRPC2 的性能

4.2 mCBM实验中mTOF的介绍

4.2.1 mTOF束流实验装置

图 4.10 是以束流下游为视角的实验装置实体图，从左侧至右侧依次放置着 mRICH、mTOF、mTRD、mMUCH、mSTS 和金刚石探测器 T0。图中 mTOF 含有 5 个探测器模块，图中 5 个黄色虚线框代表 5 个模块的俯视位置以便于理解 mTOF 中模块的几何结构，每个模块中的探测器分布方式如图中左侧结构图所示。

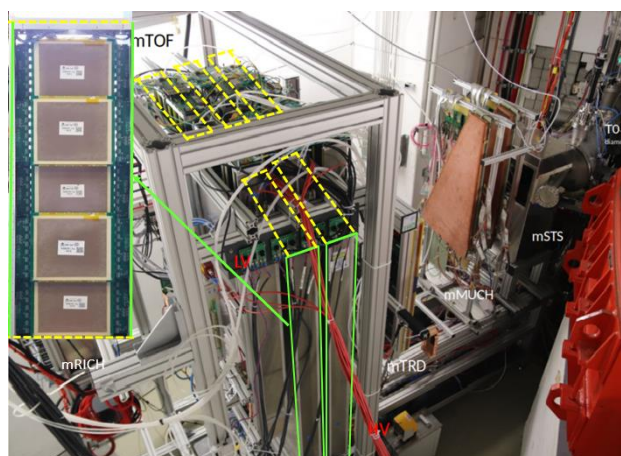


图 4.10 mCBM 实验装置实体图

4.2.2 mTOF束流实验读出系统

mTOF 中，和 MRPC 探测器信号引脚直接相连的是 GSI 为 CBM-TOF 设

计的前置放大甄别器（PreAmplifier-Discriminator application-specific integrated circuit, PADI）^[125,126]，PADI 被置于气流铝盒中，这样可以屏蔽外界干扰并省去了读出 PCB 和 PADI 间的线缆。PADI 采用 $0.18\ \mu\text{m}$ CMOS 工艺，其电压增益约为 250 倍，转换系数约为 $30\text{mV}/\text{fc}$ ，带宽约为 411 MHz，阈值可在 $\pm 750\text{mV}$ 的范围进行调整。每个 PADI 芯片含有 8 个电子学通道，一个 PADI 前放板上有 4 个 PADI 芯片，共 32 个电子学通道。MRPC 设计过程中精确的阻抗匹配往往是探测器设计的一个难点，因为读出条的形状以及探测器结构都会对探测器的阻抗产生影响。PADI 是阻抗可调的前端电子学，其阻抗可在几十至上百欧姆范围内进行调整，实现电子学与探测器的阻抗匹配。PADI 每个电子学通道的功耗为 17mW ，小于 ALICE-TOF 前端电子学 NINO 的功耗 40mW ^[127]。PADI 对 MRPC 进行差分读出以减小共模噪声的影响。探测器信号经 PADI 放大甄别后生成低压差分信号（Low Voltage Differential Signal, LVDS）。

LVDS 信号将进一步被传输到时间数字转换器（Time Digital Convertor, TDC）进行数字化。CBM-TOF 所用的 TDC 为 GSI 事件驱动型 TDC（GSI Event-Driven Tdc 4, GET4），同样是由 GSI 为 CBM-TOF 设计的电子学，每个 GET4 芯片含有 4 个电子学通道，可以以自触发模式工作。GET4 将测量 LVDS 信号的过阈时间和 TOT。CBM-TOF 要求电子学的时间分辨好于 25ps 。GET 和 PADI 组合使用得到的时间电子学时间分辨为 24.26ps ，满足探测器需求。

数字化后的实验数据会被收集到实验大厅内的千兆收发器（GigaBit Transceiver x, GBTx）。GBTx 是为 LHC 升级而研制的耐辐照专用集成电路。可以以 4.8Gb/s 的速度收集数据^[128]。

实验大厅内收集到的数据会进一步被收集到实验大厅外的数据处理板（Data Processing Board, DPB）。DPB 会收集来自各子探测系统的数据并生成数据包（ μ -time slice），即一段时间内的数据。

在数据被存储到 HPC 前，来自 DPB 的数据包会由一级事件选择板（First Level event selector Interface Board, FLIB）进一步整合成为时长为毫秒量级的时间条，包含实验中数毫秒的数据。整合后的数据以时间条为单位存储到 HPC。图 4.11 详细给出了 mTOF 读出系统的各个组分。

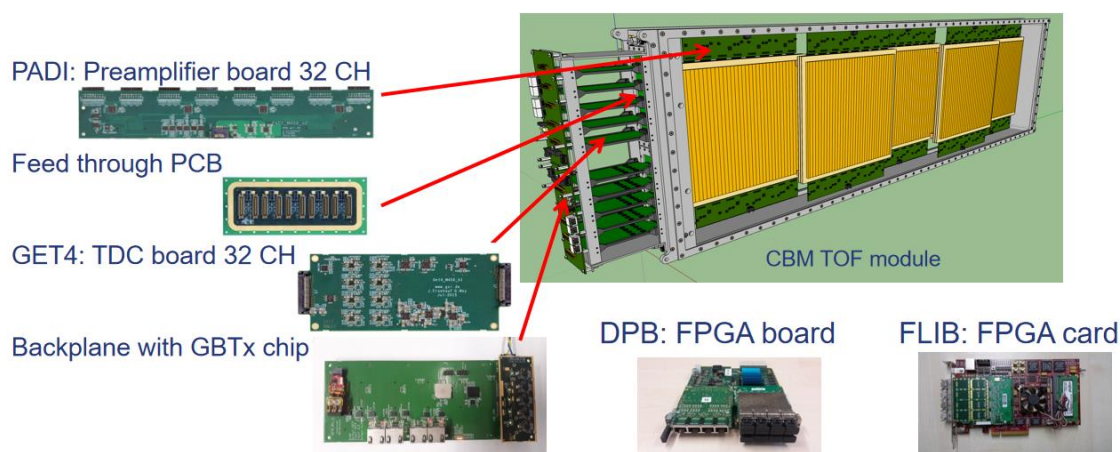


图 4.11 mTOF 在 mCBM 实验中的数据读出系统

mTOF 中 MRPC2 采用双端读出的方式, 每个模块中有 5 个 MRPC, 每个 MRPC 有 32 个读出条, 模块两侧各有 160 个通道。因而模块每侧需要 20 个 8 通道 PADI 芯片, 和 40 个 4 通道 GET4 芯片。MRPC 的每个 PADI 前放板有 4 个 8 通道 PADI 芯片, 每个 GET4 TDC 上有 8 个 4 通道 GET4 芯片, 所以每个模块单侧需要 5 个 PADI 前放板和 5 个 GET4 TDC 板, 模块同一侧的数据会被收集到同一个 GBTx 数据收集器中。5 个模块双端读出需要 10 套上述电子学。GBTx 的数据接着被 DPB 板收集, mTOF 共使用了 2 块 DPB 板。模块 M1、M2 和 M3 的数据会收集到一块 DPB 中, M4 和 M5 的数据收集到另一块 DPB 中。mTOF 系统一共含有 1600 个电子学通道。图 4.12 展示了 mTOF 的电子学需求以及数据收集和传递的过程。

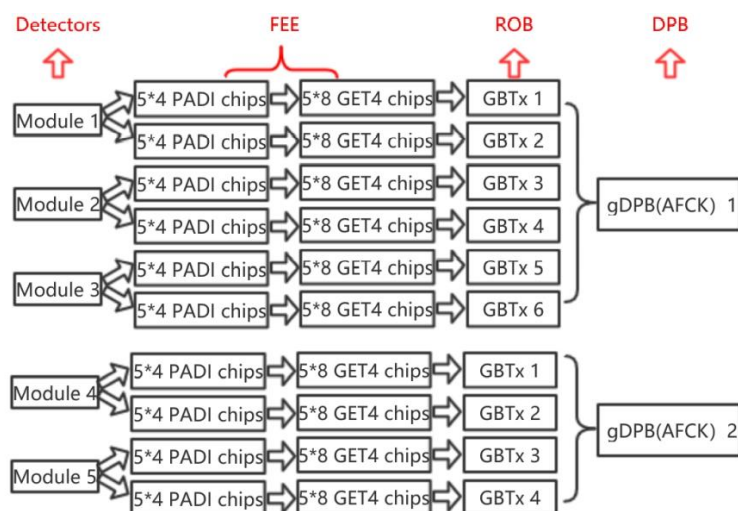


图 4.12 mTOF 系统数据读出的连接方式

4.3 mCBM束流实验数据的分析

mCBM 从 2018 年开始进行调试至今，进行了数次束流实验，如表 4.1 所示。

表 4.1 mTOF 在 mCBM 实验中的束流测试

束流	2018 年 12 月	2019 年 3 月	2019 年 12 月	2020 年 5 月	2021 年 5 月
目的	系统安装 调试 数据分析 调试	首次运 行	探测器测 试	新电子学 测试	高计数率 测试

4.3.1 mTOF的刻度结果

mTOF 的数据分析首先要进行事件的建立，再对探测器进行刻度。依据 mTOF 的模拟结果，以 mTOF 内 M2 中部的 MRPC2 为例，详细给出了刻度结果。图 4.13 为位置修正和信号传输速度修正后的结果。MRPC2 有 32 个读出条，读出条长为 27 cm，对应图 4.13 中 y 轴上显示的探测器读出条长度。电子学带来的位置偏离以及信号传输速度导致的读出条长度差异均得到了修正，因而击中点分布呈矩形。

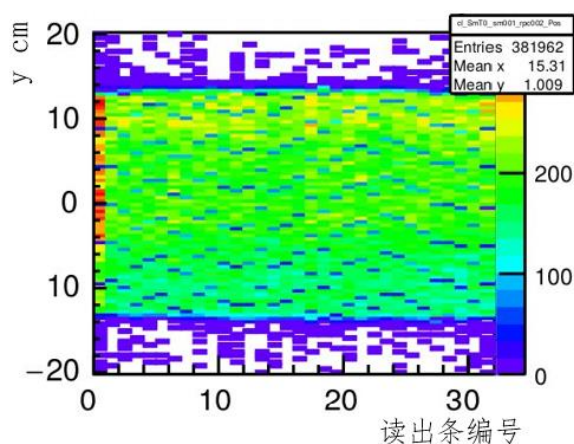


图 4.13 mTOF 中 MRPC2 信号的位置分布

图 4.14 为电子学通道增益修正后的 TOT 分布，MRPC2 各通道的 TOT 的均值均被修正至了同一个值。

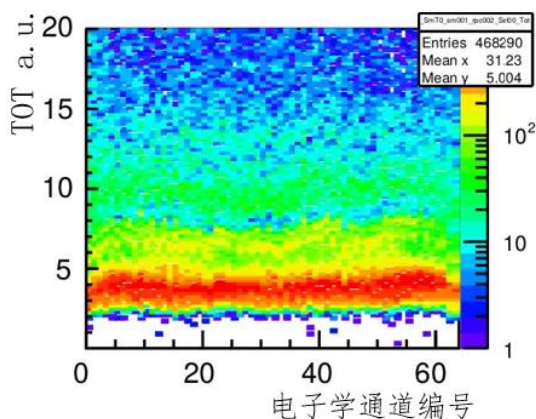


图 4.14 mTOF 中 MRPC2 的 TOT 分布

图 4.15 表明，刻度后 MRPC 的过阈时间和幅度无明显依赖关系。

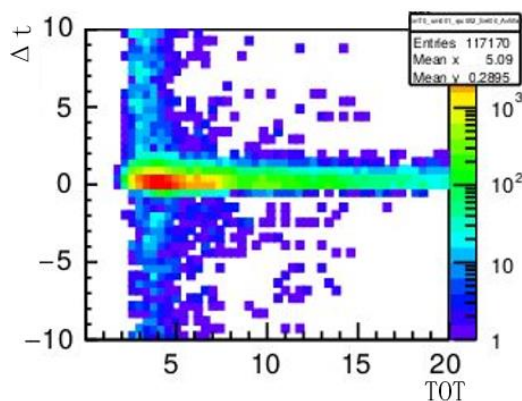


图 4.15 MRPC 幅度和 TOT 的分布

图 4.16 为探测器在读出条方向上击中点数量的分布和双边拟合结果，靠近束流的一端计数多，远离束流的一端计数少，这与实验预期相符。

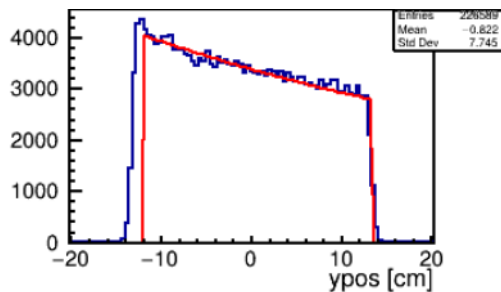


图 4.16 MRPC 上的计数梯度

图 4.17 是刻度后 25 个 MRPC2 信号的分布。其中 25 个长方形区域代表

mTOF 的 25 个 MRPC2 的灵敏区域。图中的 5 行 MRPC 依次对应实验装置中模块 M1 至 M5，每行的 5 个 MRPC 由左往右依次对应图 4.18 中从左往右的 5 个探测器。整体来说，各个 MRPC 刻度后的数据都符合探测器灵敏区域的大小，部分 MRPC 有异常的条状结构，且以 4 个连续通道为单元，这是由于部分 GET4 时间同步出现异常，发生时间位移或失去同步导致的。GET4 失去同步后会重新进行同步，该过程需要约 3 s 的时间，所以每次同步会导致 GET4 丢失 3 s 内的数据，从而部分 GET4 对应的数据丢失，对应图 4.17 中黄绿色的区域。总体上 mTOF 的 1600 个通道中除了 M4 中间探测器有一个通道为死道，其它通道均可以进行工作，刻度的结果也符合预期。

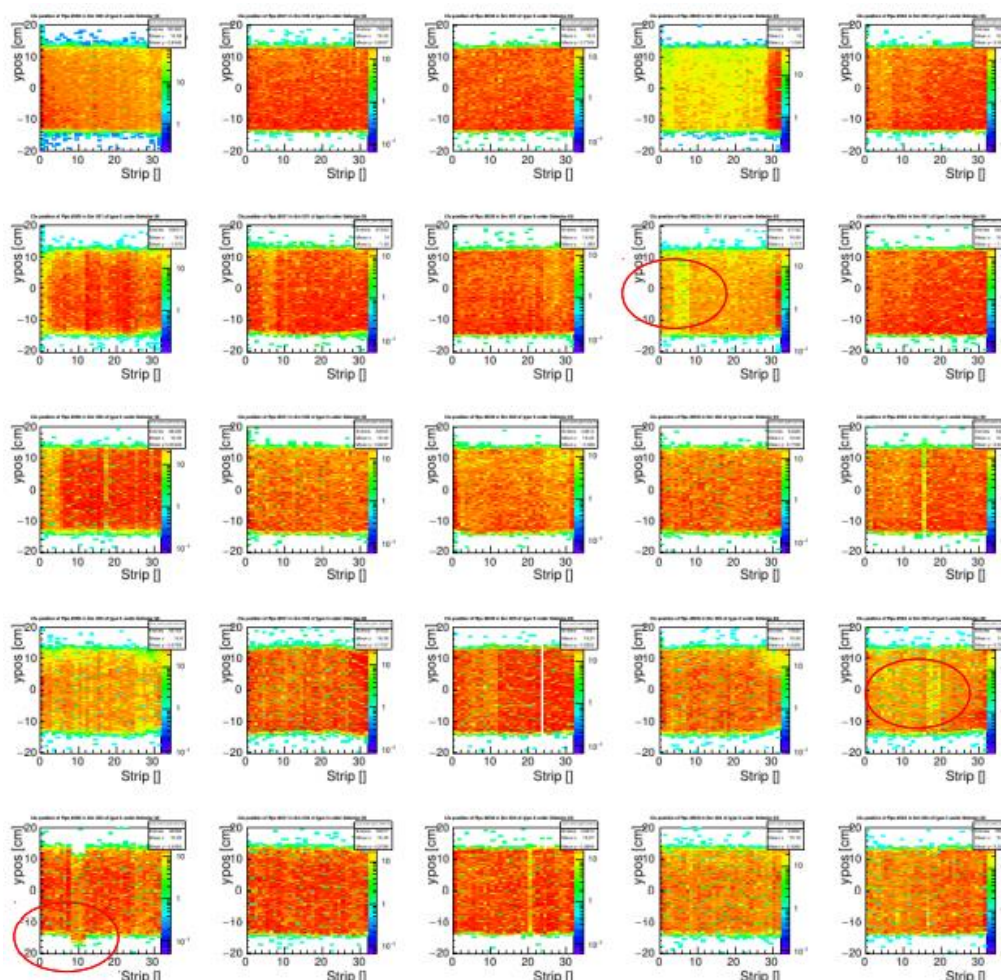


图 4.17 mTOF 的信号分布

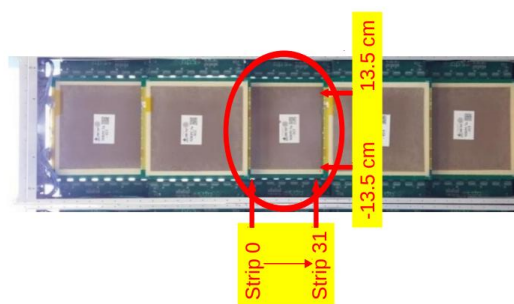


图 4.18 MRPC 模块的放置

4.3.2 mTOF的性能

利用径迹分析法得到 mTOF 中 M1、M2 和 M3 相应的 MRPC2 的径迹匹配率如图 4.19 所示。每个颜色代表一个模块，红线上的探测器 1-5 依次对应实验中模块 M2 上部至下部的 5 个 MRPC。蓝线对应 M1，黄线对应 M3。M2 的效率高于 95%，高于 M1 的计算结果和 M3 的结果，同模拟数据的分析结果趋势一致。

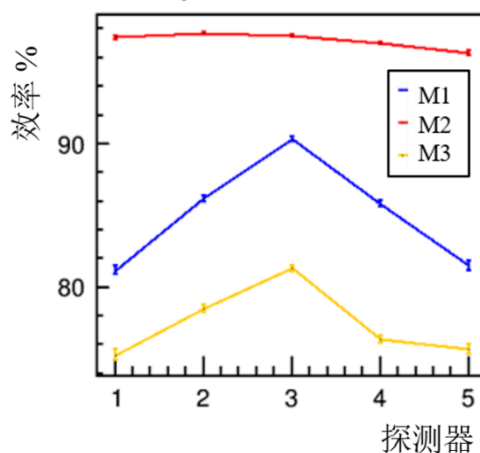


图 4.19 mTOF 径迹分析法所得各探测器的径迹匹配率

将 M1 和 M3 作为参考探测器对 M2 进行分析是有效的分析方法，M2 中间探测器平面上的效率分布如图 4.20 (b) 所示。该次束流实验对应的碰撞频率为 40 kHz，图 4.20 (a) 为碰撞频率随时间的变化，反应了入射束流粒子在时间上的分布。

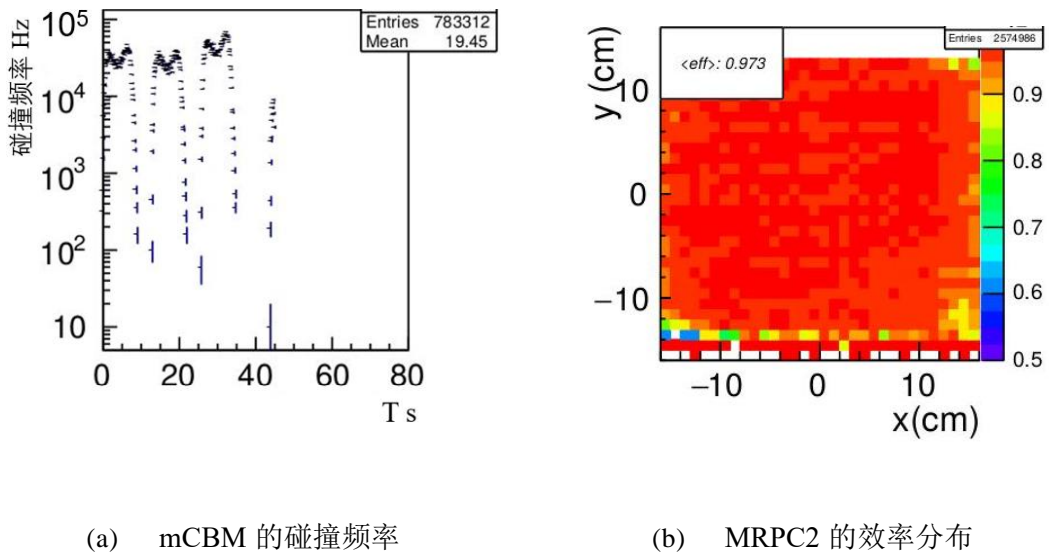


图 4.20 MRPC 探测器灵敏面积内的效率分布

径迹分析法所得 M2 中部探测器的时间分辨好于 80 ps，对应图 4.21 中的第 3 个探测器。其中 0 号探测器为闪烁体，1 号探测器和 2 号探测器分别为参考探测器，基于 mTOF 分析方法的研究结果，由于参考探测器处于参考位置而非待测位置，因而仅采纳待测位置的 3 号探测器的分析结果。

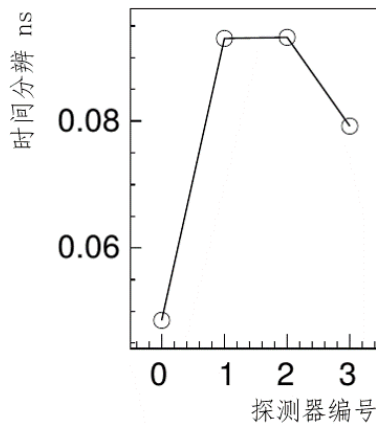


图 4.21 MRPC2 在 mCBM 实验中的时间分辨

MRPC2 在 STAR 和 mCBM 实验初步运行后，mTOF 实验开展了相关升级。mTOF 实验中的数据丢失，有四个原因：GET4 具有内置缓存，当数据量较大时，GET4 的缓存满了后，会发生数据丢失；当 GET4 与 GBTx 失去同步或 GET4 没有同步信号时，GBTx 会向 GET4 发送重新同步的信息，重新同步会导致 GET4 有大约 2~3 秒的数据丢失；有时 GBTx 故障时，会不停地向 GET4 发送重新同步的命令，导致 GET4 持续丢失数据。目前数据丢失问

题已经经过固件升级得到改善。另外，mTOF 的电子学采用了具有展宽 TOT 功能的新版 PADI。PADI 含有 LVDS 信号驱动器，会输出 LVDS 信号。但当原始信号较小时，PADI 驱动器无法产生标准的 LVDS 信号，小信号可能丢失，展宽 TOT 可以提高探测器效率，尤其是气隙窄而导致信号较小的探测器。

4.3.3 mTOF在mCBM实验中的应用与经验

实验和模拟的一个不同是模拟具有绝对正确的几何，而真实实验由于无法做到准确测量，因而实际几何与分析过程中建立的几何存在偏差，可能影响数据分析的结果。mTOF 的几何位置主要由 mTOF 中参考点的三维位置构成，但是 mTOF 的旋转角度也是不可忽略的几何参数。相比参考点三维位置的测量，mTOF 探测器的旋转角度不便测量，因而在引入 mTOF 旋转角度参数后，充分利用 mTOF 的数据分析结果对旋转角度进行修正，图 4.22 给出了 mTOF 在旋转不同角度后，mTOF 径迹在靶平面的投影。图中由左向右分别表示 mTOF 几何从初始位置绕 M1 中心左右旋转 3° 、旋转 1° 、无旋转、旋转 -1° 、旋转 -2° 、旋转 -3° 后 mTOF 径迹在靶平面 ($y=0, z=0$) 投影的位置。靶平面的位置如图 4.23 (b) 中所示。图 4.22 中可见两个热点区域，大的热点区域对应来自靶点径迹的投影，右侧小的热点区域可能是靶室上出束窗处产生的次级粒子形成的。可见原初几何不旋转的情况下，mTOF 的径迹顶点并不在靶点 ($x=0$) 处，因而 mTOF 的位置需要调整，通过整体旋转 mTOF 使得用于数据分析的几何更符合实验的实际位置，以便于为其它子系统提供更准确的参考信息。

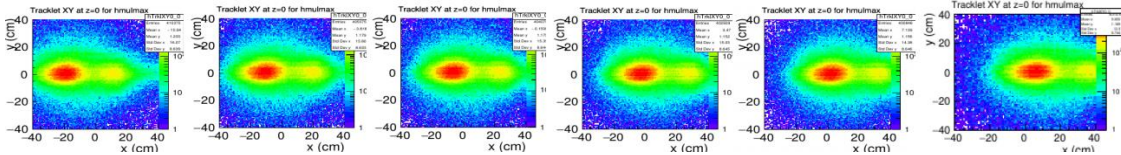


图 4.22 mTOF 在靶平面的二维投影

利用图 4.22 六组数据可以拟合得出 mTOF 指向原点所需的修正角度。图 4.23 中的拟合结果表明，当 mTOF 整体旋转 -1.46° 时，mTOF 的顶点指向靶点所在的原点 $(0, 0, 0)$ 处。

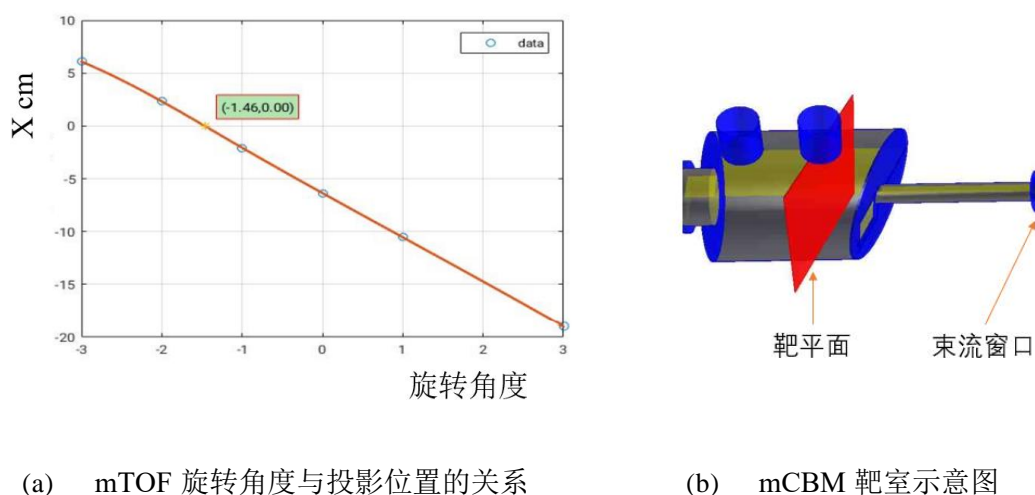


图 4.23 mTOF 的旋转角度及其在靶平面的投影

由于投影平面中 x 方向中受多个成分的影响，其中有来自靶点的径迹以及来自出束窗的径迹。靶点和出束窗的 x 位置不同，但是 y 位置相同，通过对 y 方向上的分布进行高斯拟合可以得到 mTOF 径迹的顶点分辨率。图 4.24 表明 mTOF 对顶点的定位精度可达 4.5 cm。mTOF 径迹已成为其它探测器性能分析的参考数据。

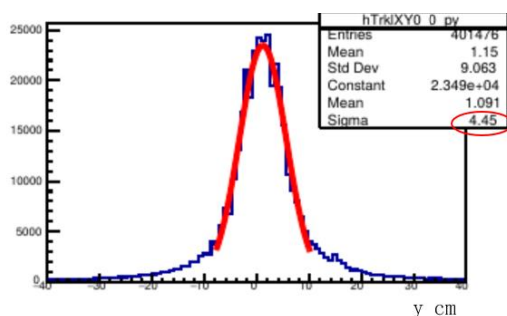


图 4.24 mTOF 对顶点的投影与分辨率

mTOF 实验提供了 MRPC2 探测器的性能研究、数据获取系统的测试以及分析软件的检验,此外在 mTOF 多次的束流实验中通过探测器噪声观测到了老化现象。图 4.25 显示了一个探测器在不同运行中的噪声变化。由图中可见探测器的噪声起始值小于 5 Hz/cm^2 , 在连续的束流运行期间噪声水平不断上升, 在束流实验停止后的 6 天时间内噪声随着时间的增加而逐渐降低。但是 6 天时间内仍没有完全恢复到实验前的水平, 比实验开始前的噪声略高。在束流实验继续期间, 噪声随束流照射时间的增加而增长, 束流停止 20 天后, 噪声水平高于第二阶段束流实验开始前的噪声。可以明显观测到随着照射量的增加, MRPC 出现老化现象。

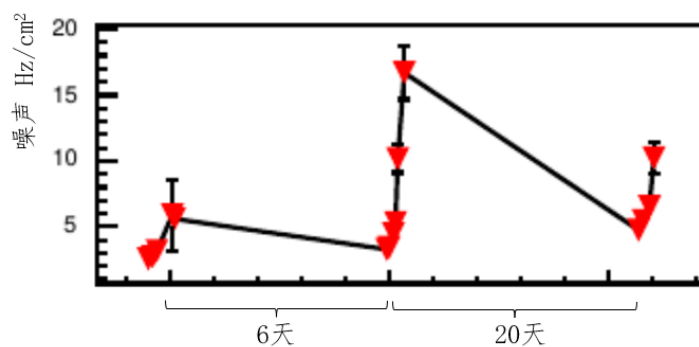


图 4.25 MRPC 在束流实验中噪声随时间的变化

得益于 mCBM 实验的自触发数据获取系统，MRPC 的噪声信息可以被全面收集，通过对噪声的分析可以得到噪声的分布，图 4.26 中可以明显看出鱼线在探测器中的缠绕方式，表明噪声集中分布在鱼线附近，鱼线处是噪声的一个重要来源。

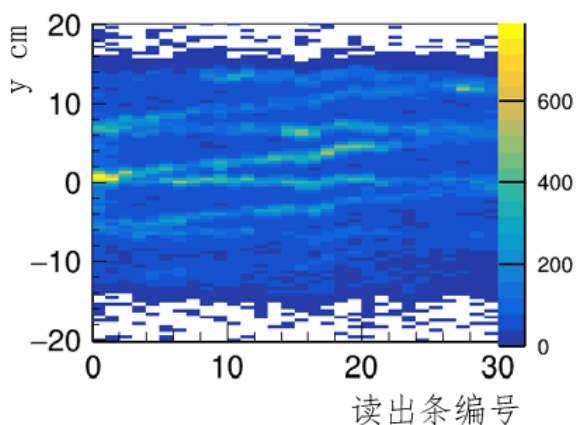


图 4.26 MRPC2 的噪声分布

利用扫描电镜对长期运行 MRPC 的低电阻玻璃进行了观测，可以看到阻性板表面对应鱼线处留有痕迹。扫描电镜具体呈现了鱼线处产生了较多放电，如图 4.27 所示，验证了鱼线处是噪声的一个重要来源，为将来高计数率 MRPC 的优化设计提供了指导。

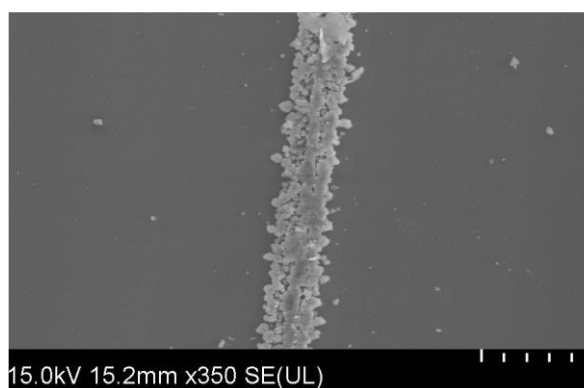


图 4.27 扫描电镜对鱼线处玻璃表面的观测

4.4 本章小结

高计数率 MRPC2 参与的 FAIR 初级阶段项目有 mCBM-mTOF 和 STAR-eTOF。mCBM 实验位于 SIS18 装置上，通过高碰撞频率重离子碰撞对 CBM 各探测器系统进行调试并运行，mCBM 实验中金核和金核碰撞的碰撞频率可以达到 10 MHz，可提供和 CBM 实验相当的实验条件。mCBM 的物理目标是对亚阈粒子 Λ 的测量。本研究开展了高计数率 MRPC2 在 mCBM 中实现应用。实验采用了无触发数据获取系统，通过基于径迹的数据分析法得到 MRPC2 的效率高于 95%，时间分辨好于 80 ps，符合 CBM-TOF 的要求，证明了 MRPC2 在 CBM 实验中的可行性。

得益于无触发数据获取系统，通过分析 mTOF 的噪声数据观测到 MRPC 噪声的一个主要来源是鱼线附近的放电，因而也是探测器暗电流的主要来源之一，为将来探测器的优化提供了新的方向。

第 5 章 密封拼接高计数率 MRPC 的设计与研究

5.1 密封拼接高计数率 MRPC 的设计

5.1.1 低阻玻璃的尺寸限制

低阻玻璃由于工艺限制，其面积最大为 $33\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ ，限制了低阻高计数率 MRPC 的大小，CBM MRPC2 的大小就基于低阻玻璃的最大面积设计的，拼接高计数率 MRPC 的研究将突破低阻玻璃固有尺寸的限制。目前，玻璃制品的成品均为 $33\text{ cm} \times 27.6\text{ cm}$ ，限制了低阻高计数率 MRPC 面积的大小。图 5.1 展示的是低阻玻璃成品。



图 5.1 用于制作高计数率 MRPC 的低阻玻璃成品

5.1.2 密封技术的研究

拼接的高计数率 MRPC 将使得 MRPC 的面积增大，因而 MRPC 中的气室空间也会增加。关于 MRPC 的工作气体需要有两个方面的考虑：一个是气体的全球暖化潜势（Global warming potential, GWP）；第二个是探测器通气体积的大小。

GWP 是衡量温室气体对温室效应影响大小的气体参数。是特定气体和相同质量 CO_2 相比，对全球变暖的相对影响。MRPC 所需的标准工作气体主要由 $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ 、 SF_6 、 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ 这三种气体构成，各气体相应的 GWP 如表 5.1 所示。可以看到 SF_6 、 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ 这两种氟化气体的 GWP 较高，分别是 CO_2 的 23900 倍和 1430 倍^[129, 130]。欧盟已经决定从 2015 年开始，到 2020 年实现停止使用 $\text{GWP} > 150$ 的气体，科学研究相关的用气除外。但是由于工业市场

的减小（图 5.2）和氟化气体的价格迅速上涨（图 5.3），考虑到成本和环境保护的重要性，节省气体用量迫在眉睫。

表 5.1 部分气体的 GWP 值

气体种类	i-C ₄ H ₁₀	SF ₆	C ₂ H ₂ F ₄	CO ₂
GWP	3.3	23900	1430	1
作用	吸收紫外光子 减少光子反馈	电负性，防流光	电负性	

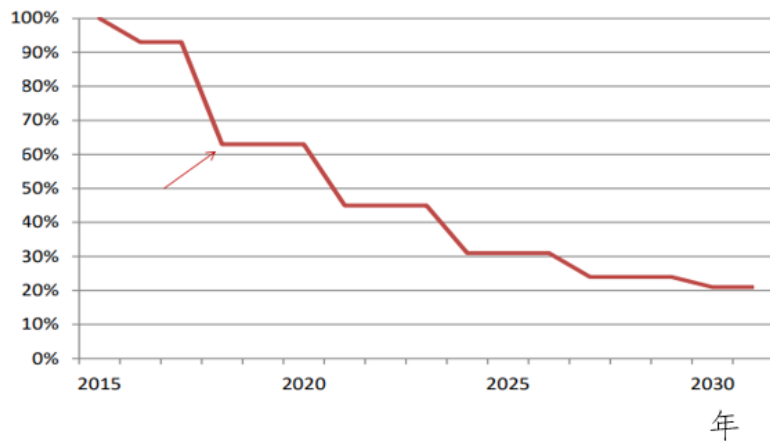


图 5.2 氟化气体使用量的逐年变化。图片来自^[131]

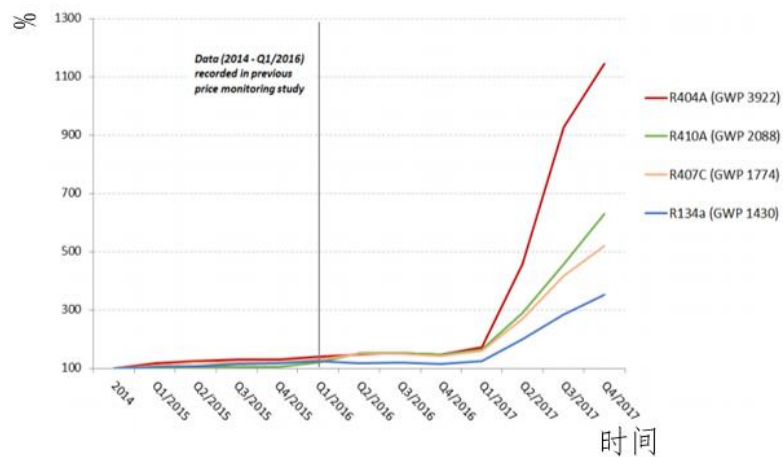


图 5.3 氟化气体价格的逐年变化。图片来自^[131]

拼接高计数率 MRPC 将使得 MRPC 的体积增大，若将 MRPC 仍置于流气铝盒中，则流气空间将大大加大，一个解决方案是将拼接 MRPC 密封起来。

初步设计高计数率密封拼接 MRPC 灵敏区域大小为四块低阻玻璃平面的大小，采用 5 气隙单室结构，并在气隙四周对 MRPC 进行密封，具体设计结构如图 5.4 所示。MRPC 的内部结构为典型的 MRPC 结构，利用鱼线间隔阻性板形成 250 μm 的气隙。为了减小通气体积，一个可行的操作是将流气气体的边界设置在低阻玻璃边界，在玻璃四周利用 3D 打印的绝缘框覆盖 MRPC 的四个侧面。MRPC 两个电极玻璃表面上覆盖厚度为 1mm 的有机玻璃板，有机玻璃板经硅胶与密封框粘连，通过绝缘框和两个有机玻璃板的紧密连接实现对 MRPC 密封，使得通气体积主要由 MRPC 的气隙构成。密封框的内侧设计了用于固定鱼线的鱼线柱。普通 MRPC 的鱼线由贯穿 MRPC 电路板和蜂窝板的螺柱作为支撑，而密封 MRPC 将鱼线槽内置以实现密封。密封框的短边上各留有一个气孔，分别用做进气口和出气口。

有机玻璃板上留有高压贴片槽，用于放置铜片，铜片在密封框和有机玻璃板粘连处有引脚，引脚将会焊接在有机玻璃板外的 PCB 板上，高压通过 PCB 板上的焊点作为支撑，在 PCB 上与高压铜片相连，实现在 MRPC 上添加高压。为了避免拼接 MRPC 在玻璃拼接处以及边框附近发生打火，每块电极玻璃上喷涂石墨时在玻璃表面边缘处留有宽度约为 5 mm 的留白区域。因而 4 个高压电极相互独立，需单独加高压。依据式 (5-1) 得探测器的厚度 d 为 7.45 mm。

$$d = 2d_{acrylic} + 5d_{gap} + 6d_{glass} = 7.45\text{mm} \quad (5-1)$$

其中有机玻璃板厚度 $d_{acrylic}$ 为 1 mm，气隙厚度 d_{gap} 为 0.25 mm，玻璃厚度 d_{glass} 为 0.7 mm。

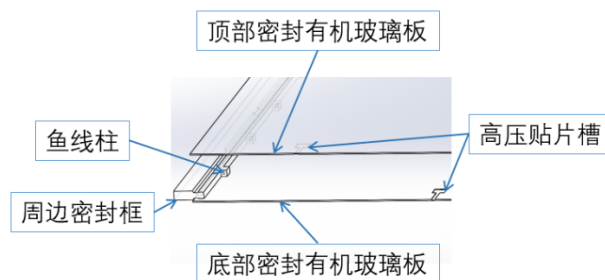


图 5.4 拼接 MRPC 的结构示意图

图 5.5 为密封拼接 MRPC 的平面示意图和密封框实物。示意图中右下角内视图中的蓝线代表鱼线，探测器由四个区域的玻璃拼接而成，图 5.5 (b) 为外围密封框的实体图，密封框的外围尺寸为 $721 \times 613 \text{ mm}^2$ 。

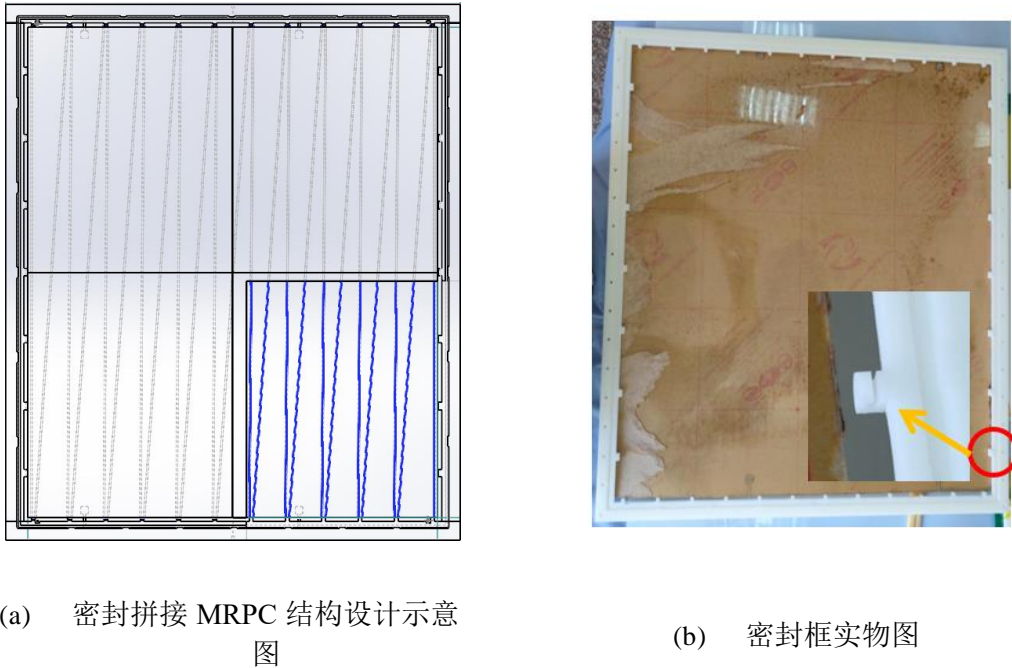


图 5.5 MRPC 结构设计示意图和密封框实物图

5.1.3 读出电路板的设计

由于拼接导致 MRPC 面积增大，读出板的尺寸也会增加，PCB 板制作方可提供宽度最宽约为 650 mm 的 PCB 板，但是极限宽度下的 PCB 板制作的难度增加，此外电路板也更容易发生形变。结合密封拼接 MRPC 的尺寸决定 PCB 板也采用拼接方式。MRPC 两个平面上的读出 PCB 板将各采用两个 PCB 板拼接而成，一个密封拼接 MRPC 共需要 4 块 PCB。为了简化制作，PCB 采用了对称设计，MRPC 可以用 4 块完全相同的 PCB 实现全灵敏面积内感应信号的读出。PCB 的面积为 $635 \text{ mm} \times 365 \text{ mm}$ ，厚度为 1 mm，图 5.6 展示了 PCB 的设计。每个电路板上 有 33 个长度为 54 cm 的读出条以覆盖高压对应的灵敏探测区域。该探测器将采用 NINO 芯片构成的前置放大器，NINO 的阻抗在 40Ω 至 75Ω 之间。MRPC 的阻抗 Z_0 可以由公式进行估算^[132],

$$Z_0 = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \left[\ln \frac{4d}{w} + \frac{1}{8} \left(\frac{w}{d} \right)^2 - \frac{\epsilon_r}{2(\epsilon_r + 1)} \left(\ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\epsilon_r} \ln \frac{4}{\pi} \right) \right] \quad (5-2)$$

其中 d 为式 (5-1) 计算所得的上下 PCB 板间 MRPC 的厚度, w 为读出条的宽度, ε_r 为上下 PCB 板间材料的等效介电常数^[133],

$$\sqrt{\varepsilon_r} = \frac{\sum_{i=1}^l (d_i \sqrt{\varepsilon_i})}{\sum_{i=1}^l d_i} \quad (5-3)$$

其中, d_i 分别为上下 PCB 板间各材料的厚度, ε_i 为上下 PCB 板件各材料的介电常数, 具体数值见表 5.2。

表 5.2 MRPC 中材料的厚度与介电常数

材料	厚度 (mm)	介电常数
有机玻璃板	1	~3.5
气隙	0.25	~1
低阻玻璃板	0.7	~8

为匹配电子学阻抗, 读出条条宽设计为 7 mm, 相邻条的条间距为 3 mm。经式 (5-2) 计算所得阻抗值约为 64Ω , 和 NINO 阻抗的相应范围匹配。信号读出端焊接了阻值为 $200 \text{ k}\Omega$ 的贴片电阻作为保护电阻。每个 PCB 提供 2 个高压线焊接点, 可为两个电极玻璃加高压。PCB 板在 MRPC 中部的拼接线和玻璃的拼接线重合, 拼接线处于第 33 个读出条和第 34 个读出条的条间距中, 以减小拼接对信号读出的影响。

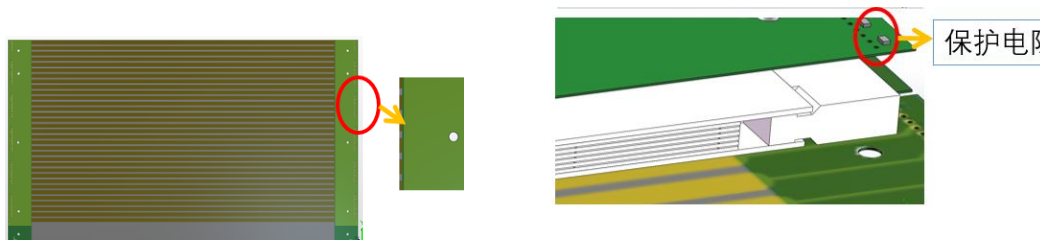


图 5.6 密封拼接 MRPC 的 PCB 设计

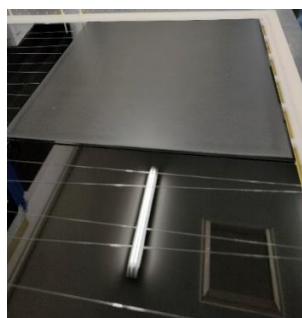
5.2 密封拼接高计数率 MRPC 的制作

图 5.7 为密封拼接 MRPC 的制作流程。密封框、PCB 板和蜂窝板首先通过固定螺柱组装到一起, 蜂窝板可以提供支撑, 控制密封框和 PCB 的形变, 如 (a) 图所示。为了避免 PCB 板凸起, 在 PCB 板上放置了厚度为 6.45 mm

的垫块。6.45 mm 等于 1 mm 厚的有机玻璃板、5 个 0.25 mm 宽的气隙和 6 块厚 0.7 mm 玻璃的总厚度。垫块防止底部 PCB 凸起的同时为上部有机玻璃板的密封提供了支撑。在垫块的支撑下，首先对 MRPC 的顶面和 4 个侧面进行密封。用于密封的有机玻璃板尺寸为 $686 \times 578 \text{ mm}^2$ ，若不在密封框内加垫块，有机玻璃板将受重力影响发生形变，不便于有机玻璃板和密封框的粘连。在密封框上的胶槽里涂抹硅胶后，可将有机玻璃板粘贴在密封框上。胶干之后，可以将该半密封结构从 PCB 板上和蜂窝板上取下并倒置，使未密封的一侧朝上放置，然后将其和底部的 PCB 和密封框进行组装，防止形变。完成一侧密封后，可以开始向密封框内放置低阻玻璃并利用鱼线制造气隙。为避免引入噪声以及气隙的不均匀性，低阻玻璃的拼接没有使用粘连剂，采用了直接机械拼接的方式，如图 5.6 中 (b) 图所示，完成 MRPC 的内部结构后，采用同样的密封方法利用硅胶和有机玻璃板对 MRPC 进行密封。至此，MRPC 的密封已经完成。再在上面组装 PCB 板和蜂窝板后，MRPC 的基本结构已经完成。接下来在 PCB 板上焊上信号引脚，并将密封框内延申出的高压铜片和高压连接线都焊接到 PCB 上用于连接高压的焊点后，密封拼接 MRPC 的制作完成，等待测试。



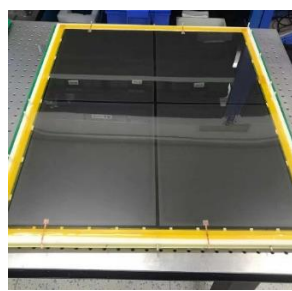
(a) 密封框和 PCB 板的定形



(b) MRPC 气隙的制作



(c) 待密封的拼接 MRPC



(d) 密封后的拼接 MRPC。底部边框上的铜条为待焊至 PCB 板的高压

图 5.7 密封拼接 MRPC 的制作过程

5.3 密封拼接高计数率 MRPC 的性能研究

5.3.1 暗电流和噪声

对于新研制的密封拼接 MRPC 首先要进行气密性测试。初步的气密性检测是将工作气体从密封框一端的气孔通入 MRPC，出气口连接含有硅油的集气瓶。若集气瓶中长时间无气泡产生，将会使用对 $C_2H_2F_4$ 灵敏的检漏仪对探测器进行更细致的气密性检查。本实验中，当气体以 $30\text{ml}/\text{min}$ 的流速通入密封拼接 MRPC 约 20 分钟后，集气瓶中开始有气泡产生，侧面反应了探测器气密性良好。探测器内的气室体积为 5 （气隙个数） $\times 0.25\text{mm}$ （气息宽度） $\times 276\text{mm}$ （低阻玻璃宽度） $\times 336\text{mm}$ （低阻玻璃长度） $\times 4$ （每层阻性板所含低阻玻璃的个数），共约 463cm^3 ，此外，为了避免玻璃边缘和密封框打火，同时也为内置的鱼线柱提供空间，密封框和玻璃边沿有约 5mm 的间距，这部分额外空间对应的体积约为 4cm^3 的额外通气体积。若采用流气铝盒，通气体积将约为 $10\text{cm} \times 80\text{cm} \times 70\text{cm}$ ，所需通气体积比密封探测器内的通气体积大了近 100 倍，体现了密封结构具有优越性。MRPC 首次通气前内部充满了空气，为了确保工作气体将空气排出，在集气瓶冒泡后让探测器进行了约 3 个小时的气体交换，通气体积大概相当于探测器内部气室体积的 10 倍。3 小时后开始对密封拼接 MRPC 加高压进行老炼，老炼高压的初值为 $\pm 2000\text{V}$ 。当相应电场下探测器的电流稳定后，探测器的正负高压各增加 500V ，等待电流稳定后，以 500V 为步幅增加高压，继续增加高压进行老炼。通常 MRPC 的工作场强略高于 $100\text{kV}/\text{cm}$ ，密封拼接 MRPC 对应的高压值为 $\pm 6250\text{V}$ ，于是将密封拼接 MRPC 老炼的截止高压定为略高于此值的 $\pm 6500\text{V}$ 。

完成密封拼接 MRPC 的老炼后首先对其开展了暗电流和噪声的扫描。密封 MRPC 的测试采用了基于 NINOs 芯片的前置放大器，TDC 采用的是 CAEN 生产的高精度 TDC。对噪声的测量采用了该 TDC 的自触发模式，所测噪声随电压的变化关系如图 5.8 中的黑线所示。噪声随着电压的升高呈现上升趋势。但是即使在 $\pm 7300\text{V}$ 的高压下，噪声率也小于 $2.2\text{Hz}/\text{cm}^2$ ，同 MRPC2 探测器的噪声水平相当。图 5.8 中的暗电流是正负高压下电流绝对值之和的平均值，电流测量的最小分度值为 10nA ，可以看到电流随着高压的增加而升

高，但是整体暗电流很小，在 $\pm 7300\text{ V}$ 的高压下暗电流也仅有约 20 nA 。

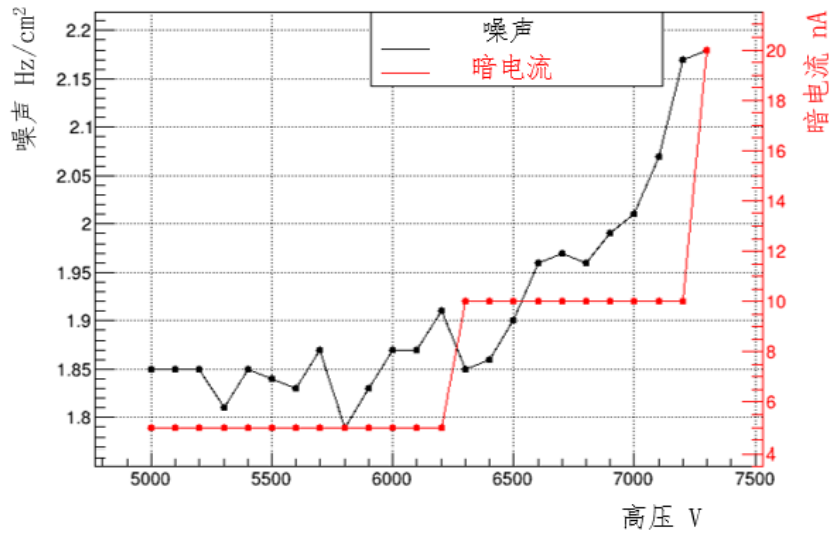
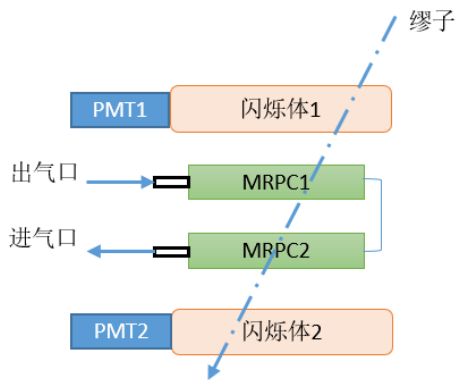


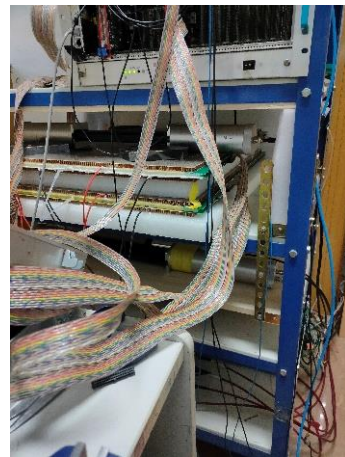
图 5.8 密封拼接 MRPC 的噪声和暗电流随高压的变化

5.3.2 宇宙线测试装置

完成基础测试后，通过宇宙线测试开展了密封拼接 MRPC 的性能研究。共制作了两个密封拼接 MRPC，第二个 MRPC 为待测 MRPC 提供参考探测。两个探测器上下放置，探测器上下各有一个闪烁体，两个闪烁体的符合信号将作为宇宙线测试的触发。底部的 MRPC 为待测 MRPC。两个 MRPC 工作气体的连接方式为串联，气体首先流入待测 MRPC，然后进入参考 MRPC。实验装置如图 5.9 所示。



(a) 测试装置示意图



(b) 测试装置实物图

图 5.9 密封拼接 MRPC 的宇宙线测试装置

在宇宙线测试中，MRPC 的信号将通过 NINOs 进行放大和甄别形成 LVDS 信号，LVDS 信号将由 TDC 进行数字化。两个 PMT 的符合信号是 TDC 的触发信号，TDC 收到触发信号后会将相应的数据写入存储以供分析。宇宙线测试的读出系统如图 5.10 所示。进行本实验时，可供使用的 NINOs 通道数目为 24 个。可以实现同时对每个探测器上的 6 个读出条进行双端读出。

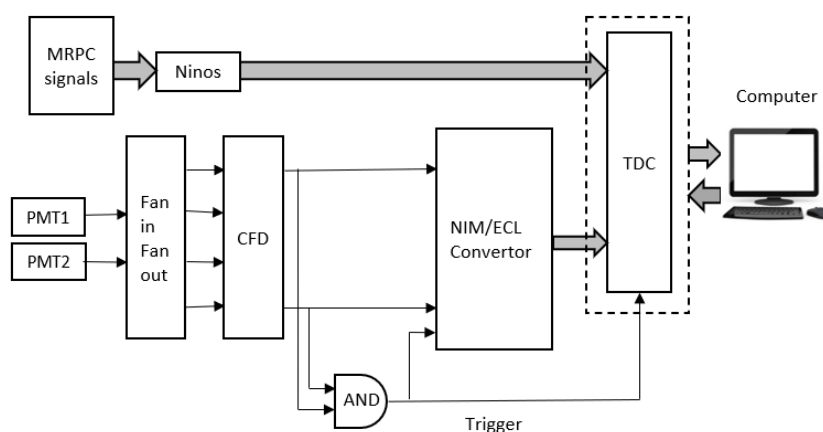
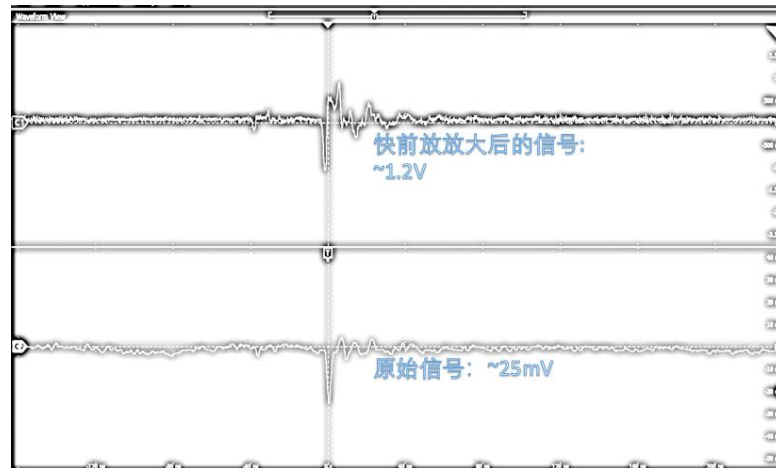


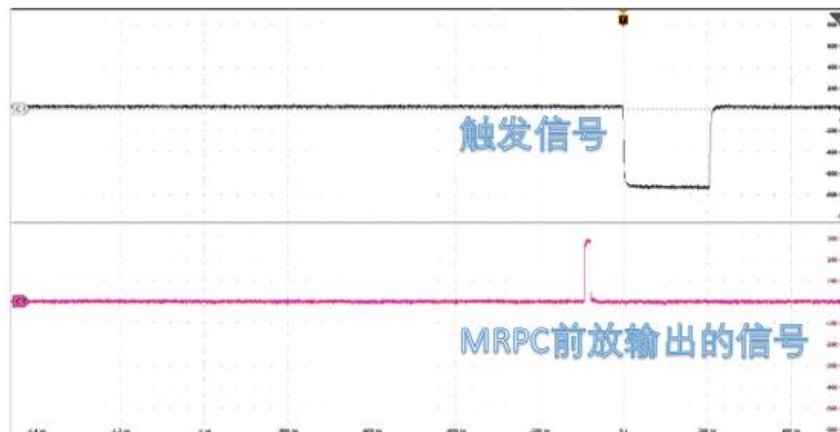
图 5.10 密封拼接 MRPC 的数据读出系统

5.3.3 宇宙线测试结果

首先进行了触发信号下探测器信号的观测与寻找。利用示波器观测到了原始信号，此外也利用中国科学技术大学研制的快前置放大器对信号进行了观测，如图 5.11 (a) 所示，此外也观测到了 NINOs 电子学输出的 LVDS 信号，如图 5.11 (b) 所示



(a) 密封拼接 MRPC 的原始信号和快前放的输出信号



(b) 触发条件下密封拼接 MRPC 通过 NINO 前放输出的信号

图 5.11 密封拼接 MRPC 信号的观测

计算 MRPC 的效率时，若参考探测器在触发条件下有击中，而待测探测器没有击中则判定为一次效率丢失事件。对密封拼接 MRPC 的效率测试结果如图 5.12 所示。在工作高压为 $\pm 7200\text{V}$ 时 MRPC 的效率可以达到约 95%。

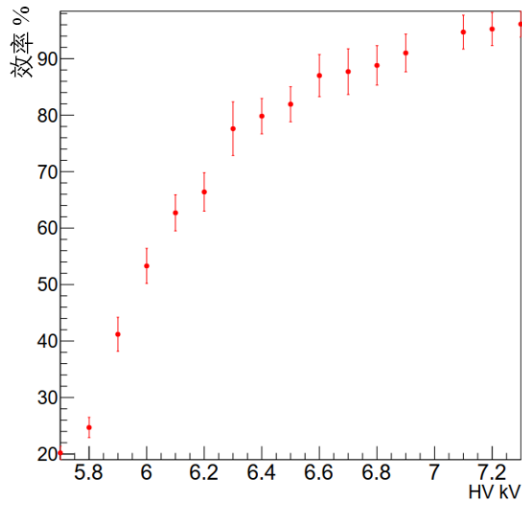


图 5.12 密封拼接 MRPC 的效率

从 $\pm 6700\text{ V}$ 开始对密封拼接 MRPC 的时间分辨进行了扫描，时间分辨如图 5.13 所示，MRPC 可以得到好于 70 ps 的时间分辨。

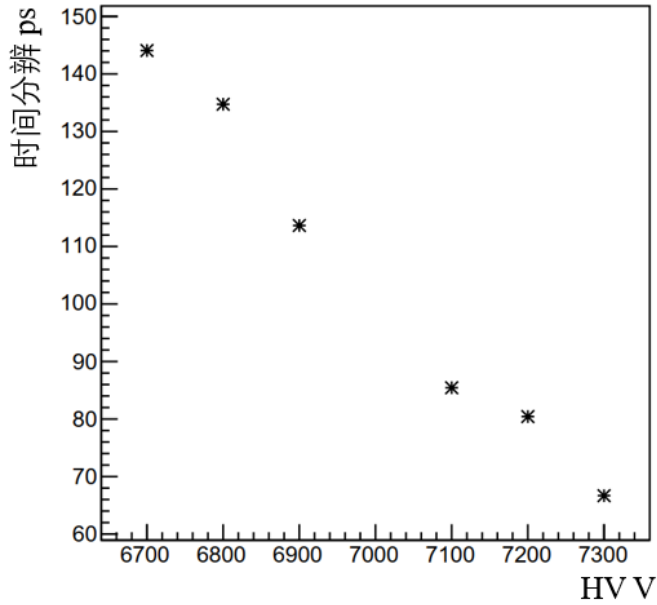


图 5.13 密封拼接 MRPC 的时间分辨

5.4 本章小结

为了突破基于低阻玻璃的 MRPC 在面积上的限制并减小 MRPC 运行时的通气体积，决定设计密封拼接高计数率 MRPC，这对拼接技术、结构设计、

PCB 设计与 MRPC 的组装都是新的挑战。

设计了灵敏面积为常规高计数率 MRPC 面积 4 倍的原型样机，其每层阻性板由 4 个低阻玻璃无粘机械拼接而成。探测器的密封由两个有机玻璃板和 3D 打印的密封框实现，该设计要求鱼线全部内置于密封体积内部。由于其灵敏面积较大，信号读出 PCB 板也采用了拼接的方式。

首个原型机的测试结果表明，密封拼接高计数率 MRPC 的噪声小于 3 Hz/cm²，暗电流小于 30 nA，其在宇宙线测试中效率可达 95%，时间分辨可好于 70 ps，可以得到拼接结构不会导致 MRPC 的性能明显变差，验证了密封拼接技术的可行性，为将来的实验提供了新的方案。

第 6 章 总结与展望

6.1 课题总结

本文致力于研究高计数率阻性板室 MRPC2 在 CBM 实验中的应用, 通过模拟和实验, 实现了 CBM-TOF 系统的整体设计与验证、mCBM 实验分析方法的研究与验证、高计数率 MRPC2 在自触发实验 mCBM 中的性能研究与应用。基于低阻玻璃高计数率 MRPC 的进一步研究方面, 设计并研制了密封拼接高计数率 MRPC, 突破了低阻玻璃高计数率 MRPC 固有最大面积的限制并减小了探测器的通气体积。主要成果如下:

本文根据 CBM-TOF 的灵敏区域, 以 UrQMD 和 DCM-QGMS-SMM 事例产生子生成的碰撞数据作为输入, 通过 GEANT 模拟粒子与探测器的反应过程, 得到了 SIS100 加速器上当束流动量高达 12 AGeV/c 的金离子束流与金靶以 10 MHz 碰撞频率进行碰撞时 CBM-TOF 的计数率实验环境。CBM-TOF 设计由 5 种 MRPC 构成的 15 种模块搭建而成, 共需 1390 个 MRPC。在满足实验要求和 MRPC 制作工艺的条件下, 验证了 MRPC2 满足占有率小于 <5%、MRPC 计数率和电子学通道计数率满足需求, 为 CBM-TOF 的建造提供了理论基础。

为了验证高计数率 MRPC 在将来 CBM 中应用的可行性, 首先采用宇宙射线测试了 MRPC2 在不同实验气体组份下的高压工作点, 为 MRPC2 在两个实验中的运行提供参考。相应的效率高于 95%, 时间分辨好于 80 ps, 证明了 MRPC2 在两个实验中运行的可行性, 推动了这两个实验所需 MRPC2 的批量生产。所有量产 MRPC2 在应用前均通过了高压测试, 33 个抽样探测器的宇宙线测试结果表明 MRPC2 的效率均好于 95%, 多数满足时间分辨好于 80 ps, 符合 CBM-TOF 对宇宙线测试结果的期望, 完成了 MRPC2 从原型机向实验应用的重要阶段。

CBM 小规模验证型系统 mCBM 是本研究关注的重点, MRPC2 在 mCBM 的成功应用意味着其将来在 CBM 实验的顺利应用。依据 CBM 无触发实验数据的特点, 通过模拟连续碰撞研究了 mCBM 的实验条件和 mTOF 装置的设计, 模拟结果表明 mCBM 可提供 CBM 实验相似的实验条件, 并利用模拟所得数据实现了全灵敏体积照射下、无触发数据分析方法的研究与验证。

通过束流实验得到了 MRPC2 结合自触发电子学在 CBM 实验条件下的效率高于 95%, 时间分辨达 80 ps, 满足 CBM-TOF 的需求。此外, mCBM 实验中, mTOF 径迹的顶点分辨率约为 4 cm, 可应用于实验装置几何位置的修正, mTOF 的径迹

也成为其它探测器性能研究的重要参考。MRPC2 在 mCBM 中的应用为 CBM-TOF 的成功运行提供了实验基础。得益于 mCBM 实验的无触发数据获取方式，噪声分析结果表明 MRPC 暗电流和噪声的主要来源之一为 MRPC 中鱼线位置处的放电，这为将来探测器的优化提供了新的设计思路。

为进一步拓宽低阻高计数率 MRPC 的应用场景，考虑目前低阻玻璃高计数率 MRPC 的局限：首先是构成 MRPC2 的低阻玻璃受限于制作工艺，固有尺寸最大为 $33\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ ，从而限制了低阻高计数率 MRPC 的面积。其次，MRPC 工作气体的主要成分为氟化气体，这些气体可加剧温室效应。目前氟化气体的使用逐渐受限并且价格逐渐上涨。为此，开展了高计数率 MRPC 的进一步研究，设计并研制了密封拼接高计数率 MRPC，宇宙线测试结果表明其效率可达 95%，时间分辨好于 70 ps，突破了低阻玻璃固有最大面积对高计数率 MRPC 的面积限制同时减小了 MRPC 的通气体积，为将来的高能物理实验提供了灵活的解决方案。

6.2 课题展望

mCBM 实验接下来实验的重点是对物理量 Λ 的观测。mCBM 的物理分析以及未来 2028 年 CBM 在 SIS100 运行后的物理分析将是一个很有潜力的研究方向。此外，mTOF 的长期运行经验观测到了老化现象，鱼线处的放电使得探测器的噪声水平发生不可逆的上升。这也为探测器设计提供了新的参考，包括采用不同的间隔材料或减少间隔材料的使用等，MRPC 的技术仍有不断发展的空间，高计数率 MRPC 的不断发展仍是物理实验的需求之一。

CBM-TOF 目前所需 MRPC 达 1390 个，而自密封技术可以减小气室体积从而减少气体的用量，自密封技术应用于 CBM-TOF 的相关研究已经开始开展，密封 MRPC 的进一步研究以及其在未来将建设的高能物理实验以及现有高能物理实验升级项目中的应用都是重要的发展方向。

参考文献

- [1] Friman B. The CBM physics book [M]. Heidelberg: Springer, 2011: 11.
- [2] Einstein A. On the electrodynamics of moving bodies [J]. Ann Phys-Berlin, 1905, 17(10): 891-921.
- [3] Einstein A. The basics of general relativity theory [J]. Ann Phys-Berlin, 1916, 49(7): 769-822.
- [4] Einstein A. On the general theory of relativity (addendum). [J]. Sitzber K Preuss Aka, 1915: 799-801.
- [5] Einstein A. On the general theory of relativity. [J]. Sitzber K Preuss Aka, 1915: 778-86.
- [6] Fedak W, Prentis J. The 1925 Born and Jordan paper “On quantum mechanics” [J]. American Journal of Physics - AMER J PHYS, 2009, 77.
- [7] Heisenberg W. Quantum-theoretical reinterpretation of kinematic and mechanical connections [J]. Z Phys, 1925, 33: 879-93.
- [8] Born M. On quantum mechanics [J]. Z Phys, 1924, 26: 379-95.
- [9] Williams A G. Introduction to the standard model, QCD and the lattice [J]. Prog Theor Phys Supp, 2003, (151): 21-31.
- [10] Iliopoulos J. Introduction to the STANDARD MODEL of the Electro-Weak Interactions [J/OL] 2013, arXiv:1305.6779[<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1305.6779I>].
- [11] Cabral-Rosetti L G. Introduction to the standard model with the electroweak background field method [J]. Rev Mex Fis, 2002, 48(2): 155-81.
- [12] Cerrito L. Radiation and Detectors Introduction to the Physics of Radiation and Detection Devices [M]. Cham: Springer, 2017: 9.
- [13] Ruggiero M L. A Note on the Gravitoelectromagnetic Analogy [J]. Universe-Basel, 2021, 7: 451.
- [14] Bose S, Mazumdar A, Toroš M. Gravitons in a box [J]. Physical Review D, 2021, 104(6): 066019.
- [15] Moffat J W. A composite model of quarks and bosons [J]. Int J Mod Phys A, 2015, 30(3).
- [16] Aad G, Abajyan T, Abbott B, et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC [J]. Phys Lett B, 2012, 716(1): 1-29.
- [17] Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A M, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC [J]. Phys Lett B, 2012, 716(1): 30-61.
- [18] Purcell A. Go on a particle quest at the first CERN hackfest [J/OL] 2012, <http://cds.cern.ch/record/1473657>]

- [19] Marcucci L E. Grand Challenges in Nuclear Physics: A Long and Exciting Way to Go [J]. *Frontiers in Physics*, 2018, 6: 1.
- [20] De Rujula A. QCD, from its inception to its stubbornly unsolved problems [J]. *Int J Mod Phys A*, 2019, 34(32): 33.
- [21] Heyer N. Performance Test of a 20 Gap Resistive Plate Chamber Prototype Built with Thin Low Resistive Float Glass [D].
- [22] Hot Q C D C, Bazavov A, Bhattacharya T, et al. Chiral and deconfinement aspects of the QCD transition [J]. *Physical Review D*, 2012, 85(5): 054503.
- [23] Aoki Y, Endrodi G, Fodor Z, et al. The order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics [J]. *Nature*, 2006, 443(7112): 675-8.
- [24] Bazavov A, Bhattacharya T, Cheng M, et al. Equation of state and QCD transition at finite temperature [J]. *Physical Review D*, 2009, 80(1): 014504.
- [25] Ratti C. Lattice QCD and heavy ion collisions: a review of recent progress [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2018, 81: 084301.
- [26] Philipsen O. The QCD equation of state from the lattice [J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2013, 70: 55-107.
- [27] Stephanov M A. QCD phase diagram: an overview [J]. 2007.
- [28] McLerran L. Quarkyonic Matter and the Phase Diagram of QCD [J]. *Continuous Advances in QCD 2008*, 2008: 125-34.
- [29] Fukushima K, Hatsuda T. The phase diagram of dense QCD [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2011, 74: 014001.
- [30] Seck F. Development of a Realistic Event Generator for In-Medium and QGP Dileptons [D], 2015.
- [31] 罗晓峰, 刘峰, 许怒. 万亿摄氏度下烹煮夸克汤: 核物质相结构和量子色动力学相变临界点的实验研究 [J]. *物理*, 2021, 50(02): 98-107.
- [32] Snellings R. Collective expansion at the LHC: selected ALICE anisotropic flow measurements [J]. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 2014, 41: 124007.
- [33] 陈佳洱. 加速器物理基础 [M]. 北京: 北京大学出版社, 2012: 315.
- [34] Jayakumar R. Particle Accelerators, Colliders, and the Story of High Energy Physics [M]. Heidelberg: Springer, 2012: 172.
- [35] 冯笙琴. 高能多强子产生物理导论 [M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2005: 44.
- [36] L'Annunziata M F. Chapter 20 - The Atomic Nucleus [M]//L'ANNUNZIATA M F. *Radioactivity (Second Edition)*. Boston; Elsevier. 2016: 679-728.
- [37] Dumy. Dumyref1 [M].
- [38] Bazavov A, Ding H T, Hegde P, et al. QCD equation of state to $\mathcal{O}(\{\ensuremath{\mu}\}_{B}^6)$ from lattice QCD [J]. *Physical Review D*, 2017, 95(5): 054504.

- [39] Issinsky I B, Kirillov A D, Kovalenko A D, et al. Beams of the Dubna synchrophasotron and nuclotron [J]. *Acta Physica Polonica Series B*, 1994, 25(3-4): 673-80.
- [40] Leifels Y, Blaich T, Elze T W, et al. Exclusive studies of neutron and charged particle emission in collisions of $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ at 400 MeV/nucleon [J]. *Phys Rev Lett*, 1993, 71(7): 963-6.
- [41] Gustafsson H A, Gutbrod H H, Kolb B, et al. Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions [J]. *Phys Rev Lett*, 1984, 52(18): 1590-3.
- [42] Collaboration E, Pinkenburg C, Ajitanand N N, et al. Elliptic Flow: Transition from Out-of-Plane to In-Plane Emission in $\text{Au} + \text{Au}$ Collisions [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(7): 1295-8.
- [43] Gazdzicki M, Gorenstein M I, Seyboth P. Brief History of the Search for Critical Structures in Heavy-ion Collisions [J]. *arXiv: High Energy Physics - Phenomenology*, 2020.
- [44] Collaboration A, Aamodt K, Abelev B, et al. Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$ [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(25): 252302.
- [45] Niida T, Miake Y. Signatures of QGP at RHIC and the LHC [J]. *AAPPS Bulletin*, 2021, 31(1): 12.
- [46] Senger P. Exploring the QCD phase diagram at neutron star densities: the CBM experiment at FAIR [M]. 2017.
- [47] Falco A. Prospects for the NA60+ experiment at the CERN SPS [J]. *EPJ Web of Conferences*, 2022, 259: 09003.
- [48] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Measurement of D-0 Azimuthal Anisotropy at Midrapidity in Au plus Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200 \text{ GeV}$ [J]. *Phys Rev Lett*, 2017, 118(21).
- [49] Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au plus Au and Cu plus Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200 \text{ GeV}$ [J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(16).
- [50] Aad G, Abbott B, Abdallah J, et al. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$ lead-lead collisions with the ATLAS detector [J]. *Phys Rev C*, 2012, 86(1).
- [51] Aamodt K, Abelev B, Quintana A A, et al. Higher Harmonic Anisotropic Flow Measurements of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$ [J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 107(3).
- [52] Lan S W, Shi S S. Anisotropic flow in high baryon density region [J]. *Nucl Sci Tech*, 2022, 33(3).
- [53] Senger P, Collaboration C. Astrophysics with heavy-ion beams [J]. *Phys Scripta*, 2021, 96(5).
- [54] Chattopadhyay S. Physics at FAIR [J]. *Nucl Phys A*, 2014, 931: 267-76.
- [55] Klochkov V. Anisotropic flow measurements at FAIR and SPS energies

- [D]. Frankfurt am Main, 2019.
- [56] Dmy2. <https://cerncourier.com/a/fair-forges-its-future/>.
- [57] Groening L, Mickat S, Adonin A, et al. UPGRADE OF THE UNILAC FOR FAIR [M]. 2015.
- [58] https://www.gsi.de/en/researchaccelerators/fair/fair_civil_construction/photos_and_videos [J/OL]
- [59] Nilsson T, Collaboration N. The NUSTAR project at FAIR [J]. Phys Scripta, 2015, T166.
- [60] Barucca G, Davi F, Lancioni G, et al. PANDA Phase One [J]. Eur Phys J A, 2021, 57(6).
- [61] Belias A, FAIR P C. FAIR status and the PANDA experiment [J]. Journal of Instrumentation, 2020, 15(10).
- [62] Stohlker T, Bagnoud V, Blaum K, et al. APPA at FAIR: From fundamental to applied research [J]. Nucl Instrum Meth B, 2015, 365: 680-5.
- [63] Senger P. Status of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR [J]. Int J Mod Phys E, 2020, 29(2).
- [64] Akishina V. Four-dimensional event reconstruction in the CBM experiment [D]. Frankfurt am Main, 2017.
- [65] Klaus P, Koziel M, Artz O, et al. Status of the vertex detector program of the CBM experiment at FAIR [J]. Nucl Instrum Meth A, 2019, 936: 705-6.
- [66] Dogan M, Kapell R, Lehnert J, et al. Quality assurance test of the STS-XYTERv2 ASIC for the silicon tracking system of the CBM experiment [J]. Nucl Instrum Meth A, 2020, 976.
- [67] Schmidt H R, Collaboration C. The silicon tracking system of the CBM experiment at FAIR [J]. Nucl Instrum Meth A, 2019, 936: 630-3.
- [68] Adamczewski-Musch J, Akishin P, Becker K H, et al. The RICH detector of the CBM experiment [J]. Nucl Instrum Meth A, 2017, 876: 65-8.
- [69] Kahler P, Roether F, Collaboration C. The transition radiation detector in the CBM experiment at FAIR [J]. Nucl Instrum Meth A, 2020, 958.
- [70] Senger P. Probing Compressed Baryonic Matter [J]. Universe-Basel, 2022, 8(2).
- [71] [GSI Report 2013-4] Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System (STS) [M]. Darmstadt: GSI, 2013.
- [72] Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov Detector [R], 2013.
- [73] Adamczewski-Musch J, Akishin P, Bendarouach J, et al. Status of the CBM and HADES RICH projects at FAIR [J]. Nucl Instrum Meth A, 2020, 952.
- [74] Kumar A, Agarwal A, Chatterjee S, et al. Commissioning and testing of pre-series triple GEM prototypes for CBM-MuCh in the mCBM experiment at the SIS18 facility of GSI [J]. Journal of Instrumentation,

- 2021, 16(9).
- [75] Andronic A, Wessels J P. Transition radiation detectors [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2012, 666: 130-47.
- [76] The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR : Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD) [R]. Darmstadt: Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH, 2018.
- [77] Senger P, Collaboration C. Probing dense QCD matter in the laboratory- The CBM experiment at FAIR [J]. Phys Scripta, 2020, 95(7).
- [78] Emschermann D. The readout system of the CBM experiment [J/OL] https://indico.phy.ornl.gov/event/112/contributions/566/attachments/492/1342/20211208_169_sro9_cbm_daq_v02.pdf.
- [79] Technical Design Report for the CBM Time-of-Flight System (TOF) [M]. Darmstadt: GSI, 2014.
- [80] Acosta D, Ahn M, Anikeev K, et al. A Time-of-Flight detector in CDF-II [J]. Nucl Instrum Meth A, 2004, 518(1-2): 605-8.
- [81] Zeballos E C, Crotty I, Hatzifotiadou D, et al. A new type of resistive plate chamber: The multigap RPC [J]. Nucl Instrum Meth A, 1996, 374(1): 132-5.
- [82] Abbrescia M, Peskov V, Fonte P. Resistive gaseous detectors : designs, performance, and perspectives [M]. Resistive Gaseous Detectors: Designs, Performance, and Perspectives, 2018.
- [83] Fonte P, Peskov V. High-resolution TOF with RPCs [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2002, 477(1): 17-22.
- [84] Wang Y, Zhang Q N, Han D, et al. Time of flight technology based on multi-gap resistive plate chamber [J]. Acta Phys Sin-Ch Ed, 2019, 68(10).
- [85] Wang Y, Wang J B, Cheng J P, et al. Production and quality control of STAR-TOF MRPC [J]. Nucl Instrum Meth A, 2010, 613(2): 200-6.
- [86] Wu J, Bonner B, Chen H F, et al. The performance of the TOFr tray in STAR [J]. Nucl Instrum Meth A, 2005, 538(1-3): 243-8.
- [87] Akindinov A, Anselmo F, Basile M, et al. The multigap resistive plate chamber as a time-of-flight detector [J]. Nucl Instrum Meth A, 2000, 456(1-2): 16-22.
- [88] Shao M, Ruan L J, Chen H F, et al. Beam test results of two kinds of multi-gap resistive plate chambers [J]. Nucl Instrum Meth A, 2002, 492(3): 344-50.
- [89] Liu Z, Beyer R, Dreyer J, et al. Novel low resistivity glass: MRPC detectors for ultra high rate applications [J]. Nucl Instrum Meth A, 2020, 959.
- [90] Zhou J, Sun Y, Wang X, et al. MRPC3b for CBM-TOF [J]. Journal of Instrumentation, 2019, 14(06): C06008-C.
- [91] Weiping Z, Yi W, Shengqin F, et al. A thin float glass MRPC for the outer

- region of CBM-TOF wall [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2014, 735: 277-82.
- [92] Zhu W, Wang Y B, Feng S Q, et al. Study on the rate capability of MRPCs assembled with thin glass [J]. 2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC), 2013: 1-5.
- [93] Wang J B, Wang Y, Gonzalez-Diaz D, et al. Development of high-rate MRPCs for high resolution time-of-flight systems [J]. Nucl Instrum Meth A, 2013, 713: 40-51.
- [94] Wang J B, Wang Y, Zhu X L, et al. Development of multi-gap resistive plate chambers with low-resistive silicate glass electrodes for operation at high particle fluxes and large transported charges [J]. Nucl Instrum Meth A, 2010, 621(1-3): 151-6.
- [95] Wang Y, Wang J B, Yan Q, et al. A prototype of a high rating MRPC [J]. Chinese Phys C, 2009, 33(5): 374-7.
- [96] Wang Y, Lyu P, Huang X, et al. Development and test of a real-size MRPC for CBM-TOF [J]. Journal of Instrumentation, 2016, 11.
- [97] Wang Y, Huang X, Lv P, et al. Study on high rate MRPC for high luminosity experiments [J]. Journal of Instrumentation, 2014, 9.
- [98] Wang Y, Fan X, Chen H, et al. Aging test of a real-size high rate MRPC for CBM-TOF wall [J]. Journal of Instrumentation, 2012, 7.
- [99] Wang J B, Wang Y, Zhu X L, et al. A prototype of strip readout MRPC for CBM-TOF [J]. Nucl Instrum Meth A, 2012, 661: S125-S8.
- [100] Wang J, Wang Y, Gonzalez-Diaz D, et al. A realistic design of the CBM-TOF wall based on modules commissioned in-beam [J]. Journal of Instrumentation, 2012, 7.
- [101] Gao H, Gamberg L, Chen J P, et al. Transverse spin structure of the nucleon through target single-spin asymmetry in semi-inclusive deep-inelastic ($e, e' \pi^{+/-}$) reaction at Jefferson Lab [J]. Eur Phys J Plus, 2011, 126(1).
- [102] Wang F, Han D, Wang Y, et al. A detailed study on the intrinsic time resolution of the future MRPC detector [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2020, 950: 162932.
- [103] Wang F, Han D, Wang Y, et al. A neural network based algorithm for MRPC time reconstruction [J]. Journal of Instrumentation, 2019, 14(07): C07006-C.
- [104] Deppner I. Development of a fully differential Multi-gap Resistive Plate Chamber for the CBM Experiment [D]; Universität Heidelberg, 2013.
- [105] Petersen H, Bleicher M, Bass S A, et al. UrQMD-2.3 - Changes and Comparisons [J/OL] 2008, arXiv:0805.567 [<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008arXiv0805.0567P>].
- [106] Brun R, Bruyant F, Maire M, et al. GEANT 3: user's guide Geant 3.10,

- Geant 3.11 [Z]. 1987
- [107] Klochkov V, Collaboration C. The Compressed Baryonic Matter Experiment at FAIR [J]. Nucl Phys A, 2021, 1005.
- [108] Al-Turany M, Bertini D, Dahlinger M, et al. FairRoot/CbmRoot Simulation and Analysis framework [J]. 2006.
- [109] Uhlig, AlTurany, Bertini, et al. The FairRoot framework [J]. 2012.
- [110] Bertini D, Al-Turany M, Koenig I, et al. The FAIR simulation and analysis framework [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2008, 119.
- [111] Al-Turany M, Uhlig F. Status of the FairRoot Simulation and Analysis framework [J]. 2007.
- [112] Collaboration G. Physics Reference Manual [J/OL] 2017,
- [113] Ferrari A, Sala P, Fasso A, et al. FLUKA: a multi-particle transport code [J]. CERN Yellow report, 2005, 2005-10.
- [114] Musulmanbekov G, Zhezher V. Simulation of Nuclear Fragments in Heavy Ion Collisions by Monte Carlo Generators [J]. Physics of Particles and Nuclei, 2021, 52(4): 598-603.
- [115] Baznat M, Botvina A, Musulmanbekov G, et al. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM [J]. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2020, 17(3): 303-24.
- [116] Bala R. An Introduction to Pythia: The Event Generator [J/OL] 2012,
- [117] Petersen H, Bleicher M, Bass S A, et al. UrQMD-2.3 - Changes and Comparisons [J/OL] 2008, <https://doi.org/10.48550/arXiv.0805.0567>.
- [118] Botvina A S, Gudima K K, Steinheimer J, et al. Production of spectator hypermatter in relativistic heavy-ion collisions [J]. Phys Rev C, 2011, 84(6): 064904.
- [119] Deppner I, Herrmann N, Collaboration C. The FAIR Phase 0 program of the CBM TOF [J]. Journal of Instrumentation, 2020, 15(10).
- [120] Zhang Q, Deppner I, Herrmann N, et al. mTOF performance during the first main commissioning beam time at mCBM [J]. Journal of Instrumentation, 2020, 15(12).
- [121] Heuser J M, Collaboration C. The Compressed Baryonic Matter Experiment at FAIR [J]. Nucl Phys A, 2013, 904: 941c-4c.
- [122] Riegler W, Lippmann C, Veenhof R. Detector physics and simulation of resistive plate chambers [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 500(1): 144-62.
- [123] Veenhof R. GARFIELD, recent developments [J]. Nucl Instrum Meth A, 1998, 419(2-3): 726-30.
- [124] Zhang Q, Han D, Lyu P, et al. Performance of high rate MRPC with different gas mixtures [J]. Journal of Instrumentation, 2019, 14.
- [125] Ciobanu M, Marghitu O, Constantinescu V, et al. New Models of PADI, an Ultrafast Preamplifier-Discriminator ASIC for Time-of-Flight Measurements [J]. Ieee T Nucl Sci, 2021, 68(6): 1325-33.

-
- [126] Ciobanu M, Herrmann N, Hildenbrand K D, et al. PADI, an Ultrafast Preamplifier - Discriminator ASIC for Time-of-Flight Measurements [J]. *Ieee T Nucl Sci*, 2014, 61(2): 1015-23.
- [127] Anghinolfi F, Jarron P, Krummenacher F, et al. NINO: An ultrafast low-power front-end amplifier discriminator for the time-of-flight detector in the ALICE experiment [J]. *IEEE Transactions on Nuclear ence*, 2005, 51(5): 1974-8.
- [128] Antonioli P, Baldanza C, Falchieri D, et al. Design and test of a GBTx based board for the upgrade of the ALICE TOF readout electronics; proceedings of the 2016 IEEE-NPSS Real Time Conference (RT), F 6-10 June 2016, 2016 [C].
- [129] Baek Y W, Kim D W, Williams M C S. Study of the ecological gas for MRPCs [J]. *Nucl Instrum Meth A*, 2019, 927: 366-70.
- [130] Baek Y W, Kim D W, Park W S, et al. MRPC with eco-friendly gas [J]. *Journal of Instrumentation*, 2019, 14.
- [131] HFO.
- [132] Yu Y, Wang Y, Han D, et al. Study of transmission-line impedance of strip lines in an MRPC detector [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2020, 953: 163152.
- [133] Kobayashi H, Takaoka S i, Kawamura R i, et al. Permittivity estimation of multilayered dielectrics by wall-thru radar image; proceedings of the 2014 International Symposium on Antennas and Propagation Conference Proceedings, F 2-5 Dec. 2014, 2014 [C].

致 谢

首先我要衷心感谢我的导师王义教授!感谢导师为我提供了优秀的科研平台,以及导师对我的鼓励、教诲和精心指导!导师全面的探测器理论知识、丰富的实验经验使我受益匪浅。导师对前沿技术的思考和追求、对科学研究的热爱都深深地感染着我,是我学习的榜样。

此外我要特别感谢海德堡大学物理系 Norbert Herrmann 教授。承蒙 Herrmann 教授的热心指导,我在德国 2 年的合作研究中收获良多,不由敬佩老师从理论到实验、从软件到硬件全面而丰富的知识量。还要感谢 Ingo Deppner 博士的细心帮助和 Philipp Weidenkaff 在科研和生活中对我的关照。在德国期间,我很享受亦师亦友的科研氛围,感受着大家对科研的热爱,进一步学到了严谨细致的科研态度、勤勤恳恳的工作习惯、理性分析问题的思维,获得了新的视角,这都将使我终生受益!

感谢许怒老师在物理理论上的指导以及人生发展的建议!许老师知识渊博、执着于物理研究,让我学到了持之以恒的精神。

感谢李金老师和岳骞老师对我的研究思路、研究内容、科研表述等方面的全面指导,老师们有着丰富的知识和经验,给我的研究工作提出了十分宝贵的意见。能够有幸就我的研究内容和老师们沟通和交流,是非常宝贵的经历!

还要感谢由清华大学、中国科学技术大学、德国海德堡大学和罗马尼亚核物理研究所等单位组成的 CBM-TOF 国际合作组,在合作组中接触到了 MRPC 技术的发展前沿,感受到了交流产生的火花,同时也收获了众多科研相关的建设性意见。

感谢辐射探测器实验室老师和同学们的帮助和支持!

本课题承蒙国家自然科学基金资助,特此致谢!

最后,我要感谢我的家人与朋友,特别感谢男朋友的陪伴和付出!你们的支持给了我前行的动力!

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，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____日 期：_____

个人简历、在学期间完成的相关学术成果

个人简历

1994年10月05日出生于江苏省徐州市。

2013年9月考入南华大学核科学技术学院核工程与核技术专业，2017年6月本科毕业并获得工学学士学位。

2017年6月至2017年8月以暑期学校学生的身份赴欧洲核子中心 CERN 交流学习。

2017年9月免试进入清华大学工程物理系攻读核科学与技术博士至今。2018年12月至2020年12月期间，以访问学者的身份赴德国海德堡大学和德国重离子研究中心 GSI 交流学习。

在学期间完成的相关学术成果

学术论文：

- [1] Zhang Q, Deppner I, Herrmann N, et al. mTOF performance during the first main commissioning beam time at mCBM [J]. Journal of Instrumentation, 2020, 15 (12) : C12007-C.
- [2] Zhang Q, Han D, Lyu P, et al. Performance of high rate MRPC with different gas mixtures [J]. Journal of Instrumentation, 2019, 14 (01) : P01003
- [3] Wang Y, Zhang Q, Han D, et al. Time of flight technology based on multi-gap resistive plate chamber[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68 (10) : 102901-1.
- [4] Wang Y, Zhang Q, Lyu P, et al. Development and Production of High Rate MRPC for CBM TOF [C]. Proceedings of the 8th International Conference on Quarks and Nuclear Physics. 2019: 024006.
- [5] Wang Y, Zhang Q, Han D, et al. Status of technology of MRPC time of flight system [J]. Journal of Instrumentation, 2019, 14 (06) : C06015-C.

专利：

- [1] 陈晓龙, 王泊覃, 张秋楠, 等. 一种密封型拼接高计数率多气隙阻性板室探测器: 中国, CN215769043[P]. 2022-02-08.

指导教师学术评语

答辩委员会决议书